

Moderne Mehrgitter- Elektronenröhren

Von

Dr. M. J. O. Strutt
Eindhoven

Erster Band

Bau · Arbeitsweise · Eigenschaften

Mit 128 Abbildungen im Text



Springer-Verlag Berlin
Heidelberg GmbH

1937

Moderne Mehrgitter- Elektronenröhren

Von

Dr. M. J. O. Strutt
Eindhoven

Erster Band

Bau · Arbeitsweise · Eigenschaften

Mit 128 Abbildungen im Text



Springer-Verlag Berlin
Heidelberg GmbH

1937

ISBN 978-3-642-47302-9 ISBN 978-3-642-47746-1 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-642-47746-1

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten.
Copyright 1937 by Springer-Verlag Berlin Heidelberg
Ursprünglich erschienen bei Julius Springer in Berlin 1937

Vorwort.

In mehreren Werken sind die Grundlagen der Elektronenröhren klar und in umfassender Weise dargestellt (man vgl. die Nrn. 17, 46, 218 der Literaturliste). Andererseits gibt es technische Bücher, welche die Verwendung moderner Radioröhren, wie Pentoden, Hexoden, Heptoden, Oktoden, behandeln (vgl. die Nrn. 31, 48, 223 der Literaturliste).

Es fehlt aber bis jetzt meines Wissens ein Werk, welches die Entwicklungsgedanken, die diesen modernen Mehrgitterröhren zugrunde liegen, in leicht faßlicher, aber doch nicht elementarer Form enthält. Die diesbezüglichen Veröffentlichungen sind in der internationalen Fachliteratur verstreut. Da ich in mehrjähriger Arbeit an dieser Entwicklung engen Anteil nehmen konnte, schien es mir eine nützliche Aufgabe, das Entstehen der modernen Mehrgitterelektronenröhren, ihre Arbeitsweise und Eigenschaften und die dabei auftretenden physikalisch wie technisch überaus interessanten Erscheinungen darzustellen. Den unmittelbaren Anstoß zu dieser Darstellung gab eine Einladung der Physikalischen Gesellschaft Zürich, an der dortigen Eidgen. Technischen Hochschule einen Vortrag über das Thema „Moderne Mehrgitterelektronenröhren“ zu halten (vgl. Nr. 209 der Literaturliste).

Der Hauptteil dieses Buches stammt aus eigenen Arbeiten der letzten fünf Jahre. Daneben wurden andere Arbeiten aus den Laboratorien der Philipswerke verwendet, und ich möchte an dieser Stelle den betreffenden Kollegen hierfür danken. Selbstverständlich ist die Fachliteratur weitgehend berücksichtigt worden. Am Ende jedes Paragraphen finden sich diesbezügliche Hinweise.

Mehrere Herren haben das Manuskript gelesen und durch wertvolle Bemerkungen bereichert. Ihnen allen und im besonderen den Herren Prof. Dr. G. HOLST und Dr. E. OOSTERHUIS möchte ich für ihr Interesse und für die sorgfältige Durchsicht danken. Den Herren Dipl.-Ing. J. DEKETH, Dr. K. S. KNOL und Dr. A. VAN DER ZIEL möchte ich herzlich danken für ihre wertvolle Hilfe beim Lesen der Korrekturen.

Eindhoven, im September 1937.

M. J. O. STRUTT.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Vorwort	III
Abschnitt I: Hochfrequenz-Verstärkerröhren.	
§ 1. Der Aufbau von Hochfrequenz-Verstärkerröhren	1
§ 2. Charakteristik und Steilheit	3
§ 3. Tetroden	6
§ 4. Pentoden.	8
§ 5. Verzerrungen der Verstärkung	11
§ 6. Modulationssteigerung, Modulationsverzerrung und Kreuzmodulation	14
§ 7. Regelung der Verstärkung	16
§ 8. Messungen der Verzerrungseffekte.	18
§ 9. Bau moderner Hochfrequenzpentoden	20
§ 10. Störungen der Verstärkung.	21
§ 11. Die charakteristischen Admittanzen der Hochfrequenzpentode	26
§ 12. Messungen der charakteristischen Röhrenadmittanzen zwischen 1,5 und 300 Megahertz	28
§ 13. Verstärkung im Kurzwellengebiet	32
§ 14. Hexoden als Regelverstärker	34
§ 15. Admittanzen von Regelhexoden und Regelheptoden	37
§ 16. Kaskadenröhren, Sekundäremissionsröhren und Elektronenbündelröhren	39
§ 17. Tetroden und Pentoden als Gittergleichrichter und als Anodengleich- richter	41
Abschnitt II: Mischröhren.	
§ 18. Das Prinzip der Frequenzmischung	43
§ 19. Tetroden und Pentoden als Mischröhren.	45
§ 20. Günstigste Einstellung der Mischröhre in bezug auf Rauschen durch Schrotrückstrom	48
§ 21. Die Hexode als Mischröhre	50
§ 22. Die Oktode als Mischröhre.	52
§ 23. Exakte Berechnung der Überlagerungssteilheit aus der statischen Röhren- charakteristik bei Mischpentoden	54
§ 24. Berechnung der Überlagerungssteilheit bei Hexoden und Oktoden	56
§ 25. Verzerrungen der Überlagerungsverstärkung	58
§ 26. Regelung der Überlagerungssteilheit.	59
§ 27. Pfeiftöne bei Mischröhren mit einem einzigen Eingangssignal	63
§ 28. Pfeiftöne bei Mischröhren mit mehreren Eingangssignalen	65
§ 29. Die Stärke der Pfeiftöne im Vergleich zur erwünschten Modulation	65
§ 30. Berechnung der Pfeiftonstärke aus der statischen Röhrencharakteristik	67
§ 31. Messungen von Überlagerungssteilheit, Verzerrungseffekten und Pfeif- tönen	69

	Seite
§ 32. Der Induktionseffekt bei Oktoden	71
§ 33. Kurzwellenerscheinungen bei Mischröhren	73
§ 34. Admittanzen von Mischröhren	75
§ 35. Frequenzverwerfung	79
§ 36. Störungseffekte beim Betrieb von Mischröhren.	81
§ 37. Konstruktionen und Daten einiger Mischröhren	83

Abschnitt III:

Röhren zur niederfrequenten Leistungsverstärkung.

§ 38. Allgemeines über Leistungsverstärkung	86
§ 39. Ausgangsleistung und Verzerrung	88
§ 40. Ursachen der Abweichungen der dynamischen Charakteristik von einer Geraden	90
§ 41. Inselbildung und Steuergitterkonstruktion	92
§ 42. Verzerrungswerte für verschiedene dynamische Charakteristiken	94
§ 43. Konstruktive Beeinflussung der oberen Krümmung der dynamischen Charakteristik.	98
§ 44. Röhrensaltungen als A -, B - und A/B -Verstärker	100
§ 45. Anforderungen an die dynamische Charakteristik bei A - und bei B -Verstärkern	103
§ 46. Belastung durch Impedanzen mit Phasenwinkel	105
§ 47. Störungen der Leistungsverstärkung	107
§ 48. Messungen der Leistung und der Verzerrung	108
§ 49. Kompensierung der Verzerrungen.	111
§ 50. Konstruktive Verwendung des Bündelungsprinzips	114
§ 51. Konstruktionen und Daten einiger gebräuchlicher Endröhren	115
§ 52. Anhang über die numerische Verwendung von Besselschen Funktionen in Röhrenberechnungen	117
Literaturverzeichnis, alphabetisch nach Autoren geordnet	120
Sachverzeichnis	130

Einleitung.

Die Elektronenröhre ist heute eines der am vielfältigsten benutzten Hilfsgeräte der Technik. Von den Photozellenröhren mit einigen Mikroampere Strom bis zu Großsenderöhren, die einige hundert Kilowatt leisten, finden sich die verschiedensten Größen und Bauarten. Bei der größten Zahl der benutzten Röhren fließt der Elektronenstrom im Hochvakuum. Einige Arten sind mit Gas gefüllt. Allen gemeinsam sind folgende Teile: Eine Kathode, welche Elektronen emittiert, Steuerorgane zur Regelung des Elektronenstromes und Elektroden, welche den Elektronenstrom auffangen.

Von allen Arten technischer Elektronenröhren behandeln wir nur solche, bei denen als Steuerorgane mehrere „Gitter“ dienen, die natürlich verschiedene Bauarten aufweisen können. Von den Mehrgitterröhren behandeln wir nur jene, die in Empfangsgeräten für elektrische Wellen als Verstärkerröhren und als Mischröhren verwendet werden (also keine Senderöhren). Die Verstärkerröhren zerfallen noch in zwei Gruppen: Hochfrequenz-Verstärkerröhren mit kleiner Leistung und Niederfrequenz-Verstärkerröhren mit Leistungen bis zu einigen Dekawatt.

Die Hochfrequenz-Verstärkerröhren haben in der etwa 20jährigen Entwicklungszeit, die hinter uns liegt, viele Stufen durchlaufen. Aus den Anfangstrioden (Kathode, Steuergitter, Anode) sind Zweigitterröhren erwachsen. Das zweite Gitter diente hierbei zur teilweisen Aufhebung der Raumladung (Sauggitter), oder zur direkten Steuerung des Elektronenstroms, der die Kathode verläßt (Zwei-Steuergitter-Röhren, französisch: bigrilles). Alle diese Zwischenentwicklungsstufen, welche heute als veraltet betrachtet werden müssen, werden wir außer acht lassen und uns nur mit den modernen Mehrgitter-Elektronenröhren beschäftigen.

Abschnitt I. Hochfrequenz-Verstärkerröhren.

§ 1. Der Aufbau von Hochfrequenz-Verstärkerröhren. Für das Verständnis unserer Ausführungen ist es nützlich, wenn der Leser ein Allgemeinbild vom Aufbau moderner Röhren hat. Hierzu dient der vorliegende Paragraph. Näheres enthält § 9. Die wesentlichen Aufbau-
teile sind: die Kathode, die verschiedenen Gitter, die Anode, der Glasballon, der Quetschfuß und die meistens aus Mika bestehenden Isolationsteile, welche den metallischen Innenaufbau der Röhre im Glaskolben befestigen. Endlich der Röhrensockel mit den Anschlußelektroden (Stifte oder Seitenkontakte). In Abb. 1 ist der Aufbau einer Hochfrequenzpentode (Dreigitterröhre) dargestellt.

Für die Kathode muß man unterscheiden zwischen direkt und indirekt geheizten Röhren (Abb. 2). Die zuerst genannten erhalten ihre Kathodenenergie meistens aus einer Gleichstrombatterie, die zuletzt genannten benutzen hierfür eine Wechselstromquelle. Das Kathodenmaterial besteht im erstgenannten Fall oft aus Wolframdraht mit einem Überzug aus Erdalkalioxyden (z. B. Bariumoxyd) mit Bindematerial. Bei indirekt geheizten Kathoden ist der Glühfaden meistens aus Wolfram hergestellt, während die eigentliche Kathode aus einem Nickelzylinder mit einem Überzug aus dem oben genannten Emissionsmaterial besteht. Zwischen Nickelzylinder und Glühkörper befand sich früher noch ein keramisches Isolationsrohr, das aber zur Erzielung geringerer Wärmekapazität (klei-

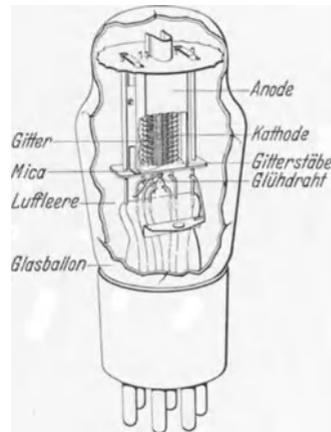


Abb. 1. Innenaufbau einer Pentode.

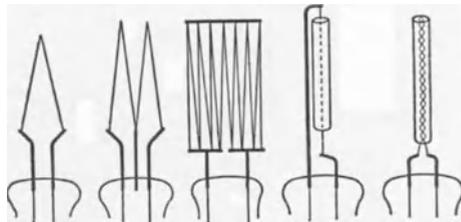


Abb. 2. Direkt geheizte Kathoden (links) und indirekt geheizte Kathoden (rechts).

nerer Anheizdauer) gegenwärtig häufig fortgelassen und durch einen isolierenden Überzug ersetzt wird. Der Emissionsüberzug des Kathodenmaterials hat den Zweck, mit geringer Kathodentemperatur und -energie bereits eine beträchtliche Elektronenemission zu erzielen. Zur Erreichung größter Wirtschaftlichkeit bei der Kathodenheizenergie ist es wichtig, die Wärmeableitung an den Enden und Befestigungen der Kathode besonders zu studieren und klein zu halten. Die direkt geheizten Kathoden sind meistens in einer Ebene aufgestellt, die indirekt geheizten Kathoden dagegen rund (Abb. 2 und 3).

Um die Kathode herum wird das erste Gitter gebaut. Die Form dieses Gitters in einer Ebene senkrecht zur Kathode ist bei den indirekt geheizten Röhren oft rechteckig, bei den direkt geheizten elliptisch. Als Material für den Gitterdraht und für die Befestigungsstäbe wird Wolfram, Molybden oder Nickel verwendet. Es ist aus verschiedenen Gründen, welche wir später erläutern werden, vorteilhaft, das Steuergitter möglichst nahe um die Kathode herumzulegen. Abstände von z. B. 0,2 mm sind hier keine Ausnahme. Wenn man bedenkt, daß die Kathode sich beim Heizen auch noch etwas dehnt, so wird klar, welche hohen Anforderungen an die Genauigkeit der Herstellung gestellt werden. Die übrigen Gitter werden nach Muster des ersten Gitters gebaut. Die Anode wird entweder aus Gaze oder aus Vollblech hergestellt (z. B. Nickel oder Molybden).

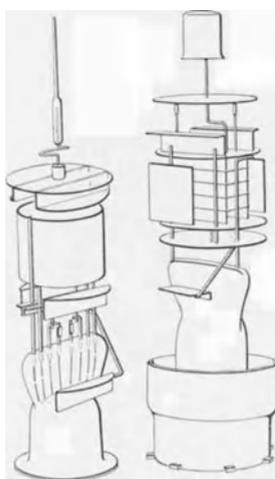


Abb. 3. System einer indirekt geheizten Pentode (links) und einer direkt geheizten Pentode (rechts). Unterschiede im Aufbau, bedingt durch die stark verschiedenen Kathoden.

Der ganze gerade behandelte metallische Innenaufbau der Röhre wird bei den üblichen Glasröhren auf dem sog. Quetschfuß montiert. Dieser Quetschfuß besitzt eine Glasflansche, die mit dem Glasballon verschmolzen wird. Oft ist am Innenaufbau der Röhre noch ein z. B. aus Mika bestehender Isolationsteil angeordnet, der gegen die Innenwand des Glasballons stützt. Die schwierigen und wichtigen Fabrikationsprozesse zur Formierung der Kathode, zum Entgasen des Röhreninnern und zur Fertigstellung der Röhre können wir hier nicht behandeln. Der Röhrensockel mit den Anschlußelektroden wird auf die fertige Glasröhre gekittet.

Aus Gründen, welche später erläutert werden, ist es notwendig, um den Glaskolben herum noch eine metallische Abschirmung zu bauen. Hier unterscheidet sich nun die amerikanische Praxis wesentlich von der europäischen. Im erstgenannten Fall verwendet man gesonderte Metallhüllen, welche im Apparat um die Röhren gelegt werden, während in

Europa die Außenwand der Glasröhre mit einem leitenden Überzug aus Metallfarbe bedeckt wird.

In den Vereinigten Staaten sind seit 1935 Röhren in den Handel gebracht worden, deren Außenwand aus Metall besteht, und zwar so, daß diese Metallwand zugleich die Röhre vakuumdicht abschließt. Abb. 4 erläutert den Aufbau einer solchen Metallröhre.

Literatur: 28a, 31, 48, 56, 91, 95, 120, 134, 147, 154, 155, 181, 189, 215, 219. (Nummern der Liste am Ende des Werkes.)

§ 2. **Charakteristik und Steilheit.** Die in einer Verstärkerröhre fließenden Ströme hängen von den Elektrodenspannungen ab. Diese Funktionen, kurvenmäßig dargestellt, nennt man Charakteristiken oder Kennlinien.

Wir betrachten zunächst eine Triode. Die Elektronen müssen von der Kathode durch das Steuergitter hindurch zur Anode. In erster Linie wirkt auf die emittierten Elektronen das Feld zwischen Steuergitter und Kathode ein. Das Steuergitter hat bei normalen Arbeitsbedingungen gegenüber der Kathode eine negative Vorspannung. Man idealisiert die Wirkung des negativen Steuergitters zusammen mit jener der positiven Anodenspannung und der Kontaktpotentialdifferenz

zwischen Kathode und Steuergitter meistens derart, daß man in der Fläche des Gitters eine Steuerspannung annimmt. Diese Gitterfläche soll also im idealen Fall ein positives und auf der ganzen Fläche konstantes Potential gegenüber der Kathode besitzen. Diese Steuerspannung ist gleich der Summe von negativer Steuergittervorspannung, einem Bruchteil der positiven Anodenspannung und der genannten Kontaktpotentialdifferenz. Jener „Bruchteil“ der Anodenspannung läßt sich so einsehen, daß das Feld der positiven Anode durch das Steuergitter hindurch noch zu einem Teil auf die Kathode einwirken kann. Man nennt diesen Bruchteil der Anodenspannung meistens den Durchgriff, der z. B. von der Ordnung 1:20 ist. Wenn V die Steuerspannung darstellt, ist im idealen Fall der Anodenstrom I gegeben durch die Gleichung:

(2, 1)

$$I = CV^{3/2}.$$

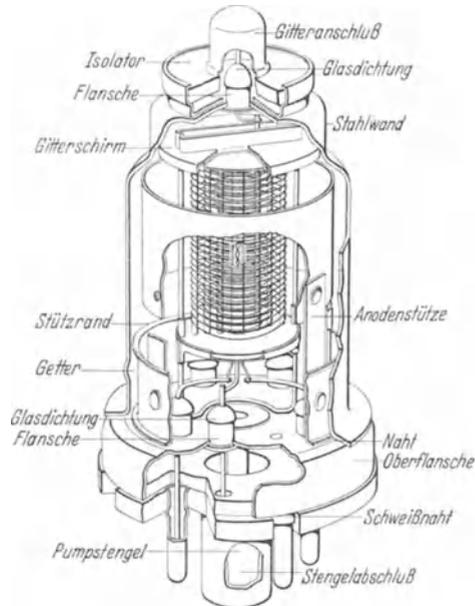


Abb. 4. Innerer und äußerer Bau einer Metallröhre.

In Wirklichkeit sehen die Verhältnisse etwas anders aus. Man kann bei den heute gebräuchlichen Konstruktionen und Abmessungen meistens nicht von einem konstanten Potential in der Steuergitterfläche ausgehen, sondern man muß das Feld der einzelnen Gitterdrähte betrachten. Hierdurch ist die Feldstärke, welche auf der Kathodenoberfläche die emittierten Elektronen fortzieht, auch nicht gleichmäßig über die Kathodenoberfläche verteilt, sondern an jenen Stellen stärker, welche den Zwischenräumen der Gitterdrähte gegenüberliegen. Man nennt diese Erscheinung Inselbildung, weil einzelne „Insel“-Stellen der Kathode mehr Elektronen liefern als andere. Man muß weiterhin im Auge behalten, daß die

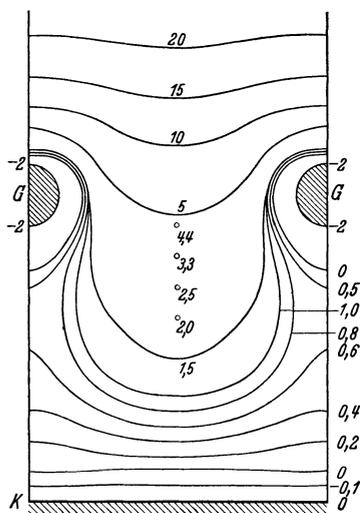


Abb. 5. Äquipotentiallinien zwischen der Kathodenoberfläche K und zwei benachbarten Gitterdrähten G (Spiralgitter). Kathodenpotential 0 V und Gitterpotential -2 V . (Zahlen bedeuten Potentiale in Volt.)

Elektronen die Emissionskathode mit einer gewissen endlichen Geschwindigkeit (Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung) verlassen. Hierdurch bildet sich in einigem Abstand der Kathodenoberfläche ein Potentialminimum heraus. In Abb. 5 ist ein Beispiel für das Feld zwischen Kathode und Steuergitter gezeichnet worden. Eine Folge der erwähnten Inselbildung ist, daß die Gl. (2, 1) im allgemeinen bei technischen Röhren nicht mehr gilt. Übrigens würde diese Gleichung auch im idealen Fall der Steuerspannungspotentialfläche bei direkt geheizten Radoröhren nicht mehr gelten infolge des Spannungsabfalls entlang dem Heizdraht.

Hier muß noch erwähnt werden, daß das Steuergitter bei genügend negativer Vorspannung keinen Strom

führt. Der Gitterstrom fängt bei den technisch üblichen Röhren meistens bei Vorspannungen zwischen -1 und $-1,5\text{ V}$ an, wobei dieser Anfang meistens einem Strom von $0,3\text{ }\mu\text{A}$ entsprechend angenommen wird. Die Kontaktpotentiale einzelner Röhren können verschieden sein. Bei ganz kleinen Strömen hängt der Gitterstrom exponentiell von der Gittervorspannung ab, was man wieder aus der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen erklären kann (Anlaufstrom).

Die Kurve, welche den Anodenstrom einer Röhre als Funktion der Steuergitterspannung darstellt, ist eine der Charakteristiken der Röhre. Die Neigung dieser Charakteristik in irgendeinem Punkt nennt man die Steilheit, welche zur betreffenden Steuergitterspannung gehört. In Abb. 6 findet man Charakteristiken einer Triode. Der Arbeitspunkt dieser Charakteristik entspricht der minimalen Steuergittervorspannung, welche

der Röhrenfabrikant vorschreibt. Er ist so gewählt, daß das Steuergitter noch keinen Gitterstrom erhält, auch wenn der negativen Steuergittervorspannung noch eine z.B. einige Zehntel Volt effektiv betragende Wechselfspannung überlagert ist. Die Steilheit der Charakteristik im Arbeitspunkt bezeichnet man oft als Steilheit der Röhre schlechthin.

Außer der Steilheit gibt es noch zwei wichtige Begriffe: Innenwiderstand R_i und Verstärkungsziffer g . Die Steilheit S ist definiert als Änderung des Anodenstroms bei Änderung der Gitterspannung, während die Anodenspannung konstant ist: $S = \partial i_a / \partial V_g$. Der Innenwiderstand R_i ist die Änderung der Anodenspannung für eine gewünschte Änderung des Anodenstroms bei konstanter Gitterspannung: $R_i = \partial V_a / \partial i_a$. Die Verstärkungszahl ist die Änderung der Anodenspannung bei einer gegebenen Änderung der Gitterspannung, damit der Anodenstrom konstant bleibt: $g = \partial V_a / \partial V_g$. Es ist offenbar

$$(2, 2) \quad R_i S = g.$$

Man kann die Röhre anodenseitig auffassen als eine Spannungsquelle $g V_g$, ohne Innenwiderstand, in Reihe mit dem Innenwiderstand R_i . Diese Auffassung werden wir in § 3 benutzen.

Für normale Radioempfangsröhren beträgt die Steilheit 2—3 mA/V. Für einige Zwecke, z.B. oszillieren auf kurzen Wellenlängen, und auch für Röhren in Fernsehempfängern ist es notwendig, diese Steilheit bedeutend größer zu machen. Zur Erreichung einer großen Steilheit gibt es grundsätzlich zwei praktisch gangbare Wege: Vergrößerung der Kathodenheizleistung und Verkleinerung des Abstandes zwischen Kathode und Steuergitter. Bei dem ersten Weg entsteht eine technische Schwierigkeit dadurch, daß eine große Heizenergie schwer in dem kleinen Raum zwischen Kathode und Steuergitter dissipiert werden kann, meistens wird das Steuergitter zu heiß. Hierdurch emittieren dann die Gitterdrähte auch Elektronen (Gitteremission), wodurch ein unzulässiger Gitterstrom entsteht. Beim zweiten Weg beruht der Erfolg darauf, daß durch eine kleine Änderung der Gitterspannung die emittierten Elektronen in kleinerem Abstand von der Kathode besser gesteuert werden können. In modernen Röhren sind die kleinsten Abstände zwischen Gitter und Kathode von der Größenordnung 0,2 mm. Die Heizleistung konnte durch Verringerung der Verluste an den Kathodenenden und Verwendung von günstigem Emissionsmaterial auf der Kathode in modernen Röhren bis auf etwa 1 W herabgesetzt werden. Bei Spezialröhren für große Steilheiten ist die Heizleistung natürlich bedeutend größer.

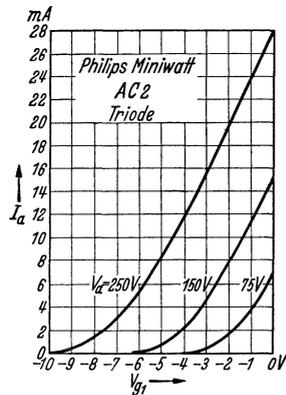


Abb. 6. Anodenstrom einer Triode (Ordinate) als Funktion der Steuergitterspannung.

Literatur: 4, 8, 18, 46, 61, 62, 73, 75, 79, 82, 108, III, 146, 160, 161, 168, 170, 174, 177, 212, 218.

§ 3. **Tetroden.** Wir erläutern jetzt, warum zur Verstärkung hochfrequenter Spannungen Röhren mit zwei Gittern, also vier Elektroden, Tetroden genannt, gebaut werden. Abb. 7 enthält das Grundschema zur Verstärkung hochfrequenter Spannungen mittels einer Elektronenröhre. Alle Nebensächlichkeiten, wie Heizspannung und Anodenspannung sind fortgelassen. Der Eingangskreis ist auf die Frequenz der zu verstärkenden Wechselspannung abgestimmt. Das Ziel der Anordnung ist, auf dem Ausgangskreis bei gegebener Eingangswechselspannung eine möglichst große Ausgangswechselspannung zu erhalten. Daß auf dem Aus-

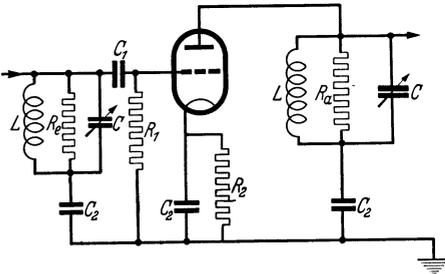


Abb. 7. Grundschema einer Hochfrequenzverstärkerstufe. Selbstinduktion L mit Kapazität C auf die zu verstärkende Frequenz abgestimmt. R_e ist der Widerstand des Eingangskreises in der Resonanzlage, R_a der entsprechende Widerstand des Ausgangskreises. C ist die Kapazität zur Kopplung des Eingangskreises mit dem Steuergitter der Verstärker- röhre, C_1 sind Blockkondensatoren, R_1 ein Ableitwiderstand (z. B. 1 M Ω), R_2 der Widerstand für automatische negative Vorspannung des Steuergitters. Alle Gleichspannungsanschlüsse der Röhre sind der Übersichtlichkeit halber fortgelassen.

gangskreis eine Wechselspannung der gleichen Frequenz wie auf dem Eingangskreis entsteht, folgt unmittelbar durch Betrachtung der Charakteristik: Anodenstrom als Funktion der Steuergitterspannung. Man könnte zunächst glauben, daß die Ausgangswechselspannung keinerlei Einfluß auf die Eingangsseite der Röhre hat. Dies ist aber wohl der Fall. Die Anode besitzt eine gewisse Kapazität zum Steuergitter, dieses Steuergitter wiederum eine Kapazität zur Kathode. Bei einer Triode sind diese beiden Kapazitäten von gleicher Größenordnung und betragen beide einige $\mu\mu\text{F}$. Offenbar wirkt die Elektronenröhre als Spannungsteiler für die Ausgangswechselspannung, die über dem Ausgangskreis, also auch zwischen Anode und Kathode, steht. Ein Teil dieser Ausgangswechselspannung gelangt somit durch diesen kapazitiven Spannungsteiler wieder auf den Eingangskreis zurück. Dies nennt man die Rückwirkung der Elektronenröhre. Sie ist bei der Hochfrequenzverstärkung schädlich. Denn die auf den Eingangskreis zurückgelangende Wechselspannung wird infolge der Steilheit der Röhre wieder nach der Anode verstärkt. Unter Umständen können diese Verhältnisse dazu führen, daß die Röhre selbst zum Wechselspannungserzeuger wird, also oszilliert. In diesem Zustand ist sie als Hochfrequenzverstärker unbrauchbar geworden. Es gilt also, die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter möglichst herabzusetzen, um die genannte Rückwirkung zu beseitigen. Man denke nun an den FARADAY-Käfig. Ein solcher Käfig um das Steuergitter herum schirmt dieses elektrostatisch vollkommen

entsteht, folgt unmittelbar durch Betrachtung der Charakteristik: Anodenstrom als Funktion der Steuergitterspannung.

Man könnte zunächst glauben, daß die Ausgangswechselspannung keinerlei Einfluß auf die Eingangsseite der Röhre hat. Dies ist aber wohl der Fall. Die Anode besitzt eine gewisse Kapazität zum Steuergitter, dieses Steuergitter

von der Anode ab. Technisch wird dieser Käfig in Form eines zweiten Gitters gebaut, dessen Enden in der Röhre mit kleinen Blechschirmen verlängert sind, welche das Steuergitter vollständig umschließen. Es ist in dieser Weise möglich, die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter bis auf Werte von der Größenordnung $0,001 \mu\mu\text{F}$ herabzusetzen. In Abb. 8 sieht man den Bau eines solchen Schirmgitters (innerhalb der Gaze-Anode). Es ist meistens noch engmaschiger als das Steuergitter gewickelt, während die Drahtdicke oft die gleiche ist wie beim Steuergitter.

Es fragt sich nun, welche Gleichspannung diesem Schirmgitter erteilt werden muß. Hierzu bedenke man, daß die Elektronen von der Kathode unter allen Umständen durch das Steuergitter hindurchgesaugt werden müssen. Dies wird erleichtert, wenn dem Schirmgitter eine positive Spannung gegeben wird, welche kleiner oder auch gleich jener der Anode ist. Offenbar gelangt ein Teil des Elektronenstroms, der das Steuergitter passiert hat, auf das Schirmgitter und der Rest gelangt zur Anode. Je dichter man das Schirmgitter wickelt, um so größer ist das Verhältnis: Schirmgittergleichstrom zu Anodengleichstrom. Ein großes Verhältnis dieser Ströme ist aber für die Wirkung der Röhre unwirtschaftlich, denn nur der zur Anode gelangende Strom kann zur Verstärkung der Eingangswchselspannung benutzt werden. Andererseits ist ein dicht gewickeltes Schirmgitter nützlich für eine gute Abschirmung. Es handelt sich also darum, ein günstiges Kompromiß zu finden zwischen diesen beiden Forderungen. Man hat versucht, den Schirmgitterstrom dadurch zu verringern, daß dem Schirmgitter genau der gleiche Wicklungsschritt erteilt wurde wie dem Steuergitter bei gleicher Drahtdicke, so daß die Drähte der Gitter genau hintereinander liegen. In dieser Weise schießen die Elektronen leichter durch das Schirmgitter hindurch und der Schirmgitterstrom wird kleiner im Verhältnis zum Anodenstrom.

Wir betrachten jetzt die Verstärkung einer kleinen Wechselspannung auf Grund des Schemas in Abb. 7. Die Röhre habe im Arbeitspunkt die Steilheit S . Dann wird sie infolge einer Eingangswchselspannung zu einer Wechselstromquelle. Von der Anodenseite gesehen, besitzt die Röhre einen gewissen Widerstand zwischen Anode und Kathode, den wir Innenwiderstand nennen (R_i). Der Anodenkreis besitzt in der Abstimmung einen Widerstand R_a . Diese beiden Widerstände stehen in

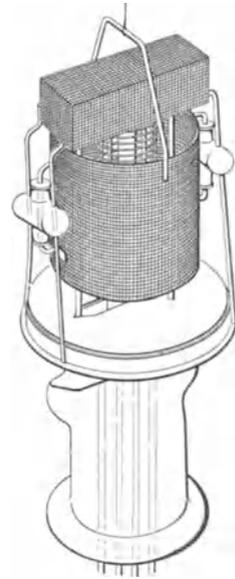


Abb. 8. Schirmgitterkonstruktion, mit oberer und unterer Abschirmung bei einer Tetrode älterer Konstruktion.

Reihe, und der Anodenwechselstrom fließt durch diese in Reihe geschalteten Widerstände. Wenn E_i die Amplitude der Eingangswchselfspannung darstellt, so beträgt die Amplitude der Anodenwechselspannung $gE_i = SR_iE_i$. Diese Wechselspannung erzeugt durch die in Reihe geschalteten Widerstände einen Wechselstrom $SR_iE_i/(R_i + R_a)$. Dividiert man die hieraus durch Multiplikation mit R_a erhaltene Ausgangswchselfspannungsamplitude durch die Eingangswchselfspannungsamplitude, so entsteht die Verstärkung $S/(1/R_i + 1/R_a)$. Aus diesem Verstärkungsausdruck erhellt, daß es nützlich ist, die Steilheit möglichst groß zu machen, was schon oben erwähnt wurde. Außerdem aber soll auch der Innenwiderstand möglichst groß sein.

Literatur: 32, 53, 90, 94, 112, 128, 141, 164, 184.

§ 4. Pentoden. Durch eine nähere Betrachtung der Tetrode und ihrer Unzulänglichkeiten werden wir jetzt zeigen, daß es nützlich ist, zur Pentode (Dreigitterröhre) überzugehen.

Hierzu zeichnen wir bei fester negativer Steuergittervorspannung und fester positiver Spannung des Schirmgitters den Anodengleichstrom

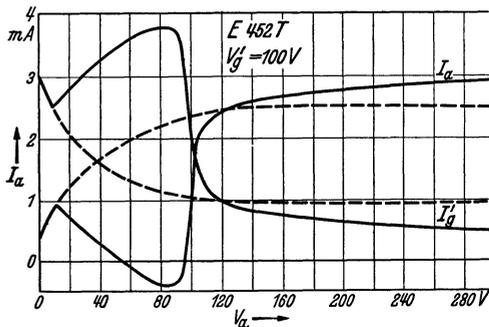


Abb. 9. Anodenstrom (Ordinate) I_a und Schirmgitterstrom $I_{g'}$ der Anodenspannung V_a bei fester Schirmgitterspannung $V_{g'}$ und fester Steuergittervorspannung. Die gestrichelten Kurven würden ohne Sekundäremission gelten.

Man würde zunächst erwarten, daß von einer gewissen Anodenspannung an die Anodenstromkurve praktisch nicht mehr ansteigt mit steigender Anodenspannung, denn es müssen schließlich alle Elektronen, welche die beiden Gitter passieren können, zur Anode gelangen. Dieser erwartete Verlauf ist in den gestrichelten Kurven der Abb. 9 wiedergegeben. Die Ursache des wirklichen Verlaufs und auch des Kurvenverlaufs für Anodenspannungen unterhalb 100 V liegt in der Erscheinung der Sekundäremission.

Wenn auf eine Metallfläche Elektronen prallen, wird ihre Energie zu einem Teil in Wärme umgesetzt, welche die Metallfläche erhitzt. Ein anderer Teil wirkt aber dahin, daß die Metallfläche, auch lange bevor sie glüht (und somit normal Elektronen emittieren würde), Elektronen aussendet, welche man Sekundärelektronen nennt. Diese Sekundärelektronen

und den Schirmgittergleichstrom als Funktion der Anodenspannung (Abbildung 9). Da in diesem Fall die Schirmgitterspannung 100 V beträgt, betrachten wir zunächst den Kurvenverlauf für Anodenspannungen größer als 100 V. Der Anodenstrom nimmt hier als Funktion

nen haben beim Verlassen der Metallfläche eine geringe Geschwindigkeit. Es gibt Oberflächen mit geringer und mit starker Sekundäremission. Oberflächen mit geringer Sekundäremission senden z.B. auf mehrere eintreffende Elektronen nur ein sekundäres Elektron aus. Es gibt aber Oberflächen mit starker Sekundäremission (meistens Metall überzogen mit einer Schicht von Oxyden der seltenen Erden), wobei auf ein eintreffendes Primärelektron fünf bis zehn Sekundärelektronen kommen. Übrigens senden auch Isolatoren Sekundärelektronen aus, und zwar meistens schwach bis mittelstark.

Das Schirmgitter einer Tetrode, wie in Abb. 9, wird durch viele Primärelektronen getroffen (Schirmgitterstrom) und sendet somit auch Sekundärelektronen aus. Diese Sekundärelektronen werden durch den Feldverlauf zwischen Schirmgitter und Anode zur Anode abgesaugt. Je größer die Anodenspannung wird, um so mehr Sekundärelektronen werden zur Anode gesaugt. In dieser Weise erklärt sich der Verlauf der Anodenstrom- und Schirmgitterstromkurve in Abb. 9 oberhalb 100 V Anodenspannung.

Da die Anode ebenfalls einen primären Elektronenstrom erhält, sendet sie, wie das Schirmgitter, Sekundärelektronen aus. Solange die Anodenspannung größer ist als die Schirmgitterspannung, werden diese Sekundärelektronen wieder zur Anode zurückkehren. Sobald aber die Anodenspannung niedriger ist als die Schirmgitterspannung, gelangen die Anodensekundärelektronen auf das Schirmgitter. Da die Anode als geschlossene oder zumindest mehr geschlossene Fläche (als das Schirmgitter) mehr Sekundärelektronen aussendet als das Schirmgitter, werden auch mehr Sekundärelektronen zum Schirmgitter gesaugt, sobald die Anode niedrigere Spannung besitzt als das Schirmgitter. Hieraus erklärt sich der ganze Verlauf der Kurven in Abb. 9.

Wir betrachten nun den am Ende des vorigen Paragraphen erwähnten Innenwiderstand der Röhre. Dieser Innenwiderstand ist definiert als Änderung der Anodenspannung zu einer gegebenen Veränderung des Anodenstroms in einer Kurve, wie die I_a -Kurve in Abb. 9. Dieser Innenwiderstand wird entlang der gestrichelten Kurve einen größeren Wert haben als entlang der gemessenen Kurve. Wir beschränken uns hierbei zunächst auf kleine vorgegebene Änderungen des Anodenstroms und auf das Gebiet der Anodenspannungen oberhalb 100 V in Abb. 9. Hier ist zunächst also die Sekundäremission bereits schädlich für das Erreichen einer großen Verstärkung. Wenn aber gar die Anodenspannung in die Nähe der Schirmgitterspannung kommt, nimmt durch die Sekundäremission, wie aus Abb. 9 zu ersehen, der Innenwiderstand sehr stark ab.

Wir müssen zur Beseitigung dieser Erscheinungen dafür sorgen, daß die vom Schirmgitter ausgesandten Sekundärelektronen auf das Schirmgitter zurückgelangen und die Anodensekundärelektronen zur Anode zurückkommen. Ein einfaches Mittel hierzu ist darin gelegen, daß man

zwischen Schirmgitter und Anode ein Potentialminimum schafft, welches ein geringeres Potential besitzt als das Schirmgitter und als die Anode. In diesem Falle ist die Feldstärke in der ganzen Umgebung des Schirmgitters auf dieses Gitter zugerichtet, und in der Umgebung der Anode ist die Feldstärke, wenn das Potentialminimum nur stets niedriger als das Anodenpotential liegt, stets auf die Anode zugerichtet. Diese Verhältnisse sind in Abb. 10 skizziert worden, wo in einem Querschnitt durch eine Röhre von Kathode zu Anode der Potentialverlauf mit einem Potentialminimum der beschriebenen Art angedeutet ist. Man könnte fragen, wie unter diesen Verhältnissen überhaupt noch Elektronen zur

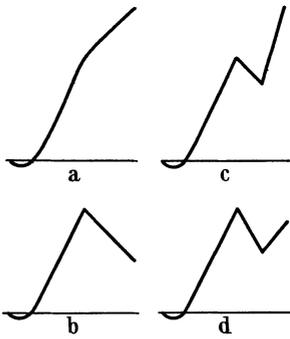


Abb. 10. Skizzen des Potentialverlaufs in einer Tetrode (a und b) und in einer Pentode (rechts) auf einer Linie zwischen Kathode (links) und Anode, welche die Gitterwindungen nicht schneidet. In den Skizzen a und c ist die Anodenspannung höher als die Schirmgitterspannung, bei b und d niedriger. Man beachte den Unterschied in den Potentialgradienten vor der Anode bei den Abb. b und d.

Anode gelangen. Es sind dies Elektronen, welche in der Umgebung des Schirmgitters eine solche Geschwindigkeit erreicht haben, daß sie das gegenläufige Feld zwischen Schirmgitter und Potentialminimum überwinden können. Die Sekundärelektronen mit ihrer geringen Geschwindigkeit können dies nicht. Ein Potentialminimum der beschriebenen Art wird praktisch dadurch erreicht, daß man zwischen Schirmgitter und Anode ein drittes Gitter, Fanggitter genannt, anordnet, welches dasselbe Potential hat wie die Kathode der Röhre. Man kann nun durch Änderung des Wicklungsschrittes und der Drahtdicke dieses Gitters das erwähnte Potentialminimum verschieden hoch machen. Wenn das Potentialminimum sehr tief liegt, so wird der Anodenstrom stark verringert, da

nur noch wenig Elektronen das gegenläufige Feld zwischen Schirmgitter und Potentialminimum überwinden können. Es ist praktisch, das Potentialminimum nicht viel niedriger zu wählen als die Schirmgitterspannung, z.B. 10 oder 20 V niedriger, wenn die Anodenspannung ihren höchsten Wert hat, damit mit Sicherheit alle Sekundärelektronen des Schirmgitters wieder zum Schirmgitter zurückkehren. Dies wird erreicht durch ein weitmaschiges Gitter. Um einen Eindruck zu geben, erwähnen wir einige Abmessungen einer praktisch ausgeführten Röhre. Das Steuergitter liegt hierbei in einem Minimumabstand von 0,3 mm um die Kathode herum, besitzt eine Drahtdicke von 60μ und einen Wicklungsschritt von 0,33 mm. Das zweite Gitter befindet sich in einem Minimumabstand von 1 mm um das erste Gitter herum, hat dieselbe Drahtdicke und einen Wicklungsschritt von 0,25 mm. Das dritte Gitter befindet sich in einem Minimumabstand von mehr als 2,5 mm um das zweite Gitter herum, besitzt eine Drahtdicke von

120 μ und einen Wicklungsschritt von 1,35 mm. Die Anode liegt ungefähr mit einem Abstand von 4 mm um das dritte Gitter herum.

Wenn bei einer solchen Pentode die analogen Kennlinien, wie in Abb. 9, gemessen werden, erhält man einen Verlauf, der in Abb. 11 dargestellt ist. Die Folgen der Sekundäremission sind fast völlig beseitigt, und hierdurch ist erreicht worden, daß fast für jede gebräuchliche Anodenspannung der Innenwiderstand einen sehr bedeutenden Wert erhält, der bei praktischen Röhren 1 bis mehrere Megohm beträgt.

Bei normalen Pentoden beträgt die Steilheit im Arbeitspunkt heute 2 bis 3 mA/V. Es werden aber für Fernseh-zwecke Pentoden benutzt, welche eine drei- bis viermal so große Steilheit besitzen.

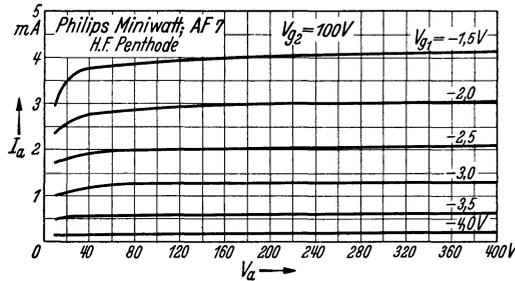


Abb. 11. Anodenstrom (Ordinate) als Funktion der Anodenspannung bei fester Schirmgitterspannung V_{g2} und mit der Steuergitterspannung V_{g1} als Parameter bei einer Pentode. Man vgl. mit Abb. 9.

Literatur: 23, 33, 43, 54, 83, 89, 97, 109, 141, 165, 183, 190, 218.

§ 5. **Verzerrungen der Verstärkung.** Die Ursachen der Verzerrungen der Verstärkung, welche wir jetzt behandeln, sind in den Krümmungen der Röhrenkennlinien gelegen, und zwar sowohl der Anodenstrom—Gitterspannungs-, wie der Anodenstrom—Anodenspannungskurve.

Zunächst betrachten wir die Folgen der Krümmung der ersten Kurve. Im idealen Fall könnte die Charakteristik örtlich durch eine Gerade ersetzt werden. Eine auf die richtige Gittervorspannung superponierte, rein sinusförmige Steuergitterwechselspannung würde in einem solchen geraden Stück der Charakteristik einen rein sinusförmigen Anodenwechselstrom zur Folge haben, auf einem Anodengleichstromanteil superponiert (Abb. 12). Wenn aber die Charakteristik nicht genügend genau durch eine Gerade ersetzt werden kann, im Bereich der sinusförmigen Eingangswechselspannung, so wird die Folge eine Verzerrung des Anodenwechselstroms sein.

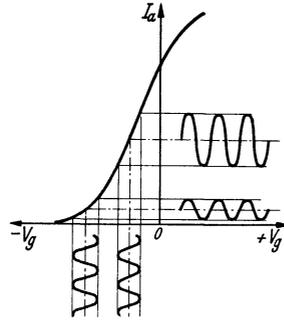


Abb. 12. Verstärkung von Wechselspannungen mit der Triodencharakteristik. Bei größerer negativer Vorspannung des Steuergitters sinkt die Verstärkung.

Dieser Wechselstrom wird erstens eine Sinuskomponente der Eingangsfrequenz besitzen, aber daneben noch Sinuskomponenten der doppelten, dreifachen, vierfachen, . . . Eingangsfrequenz. Es handelt sich nun darum, diese Verzerrungen sowohl durch Berechnungen als auch

durch Messungen zahlenmäßig festzulegen. Man kann diese Verzerrungen leicht berechnen, indem der Anodenstrom als Funktion der Gitterspannung in einer Potenzreihe entwickelt wird. Diese Berechnungsart liefert in einfacher Weise die unten angegebenen Verzerrungseffekte.

Für die Rechnung ist es nützlich, den funktionellen Zusammenhang zwischen Anodenstrom und Steuergitterspannung durch eine Gleichung festzulegen, welche erstens eine leichte Berechnung der Anodenwechselstromkomponenten ermöglicht und zweitens in einfacher Weise auf praktische Fälle anwendbar ist. Solche Eigenschaften hat die Gleichung:

$$(5,1) \quad i_a = A_1 e^{a_1 V_g} + A_2 e^{a_2 V_g} + A_3 e^{a_3 V_g} + \dots,$$

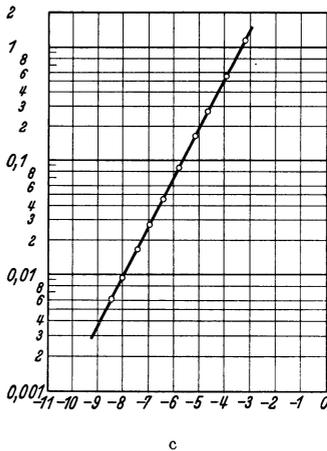
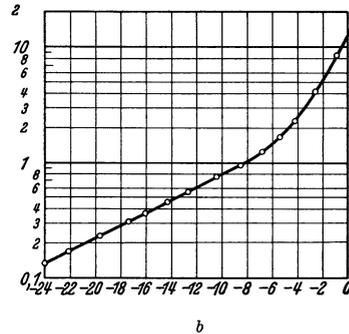
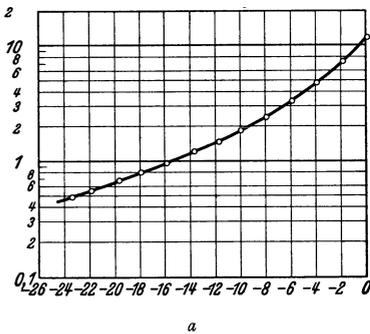


Abb. 13. Darstellung gemessener Röhrencharakteristiken durch eine Summe von e -Funktionen. Ordinaten: Anodenstrom i in mA. Abszissen: Steuergitterspannung V (Volts). Punkte gemessen. Abb. 13a: Röhre RCA 58. Kurve berechnet aus: $i = 3,30 \exp(0,080 V) + 8,70 \exp(0,318 V)$. Abb. 13 b: Röhre Philips E 447. Kurve: $i = 2,60 \exp(0,122 V) + 11,6 \exp(0,612 V)$. Abb. 13 c: Röhre Philips E 452 T. Kurve: $i = 28,7 \exp(0,995 V)$.

wobei i_a in üblicher Weise den Anodenstrom und V_g die Steuergitterspannung bezeichnen. Die Konstanten $A_1, A_2, A_3, \dots, a_1, a_2, a_3, \dots$ dienen dazu, die Funktion [Gl. (5,1)] an Experimentalkurven anzupassen. Es sei erwähnt, daß man mathematisch beweisen kann, daß jede Funktion i_a von V_g in der Form [Gl. (5,1)] beliebig genau

darstellbar ist unter Heranziehung genügend vieler Glieder. Dieser Satz wäre natürlich praktisch für die Anwendbarkeit von Gl. (5,1) belanglos, wenn es nicht gelänge, praktische Kurven, z.B. mit zwei oder drei Gliedern dieser Gleichung, ausreichend genau darzustellen. Daß dies gelingt, zeigt Abb. 13.

Wir benutzen jetzt folgende Eigenschaft der Exponentialfunktion:

Es sei $Vg = Vg_0 + E_i \sin \omega t$. Dazu wird mit $i_a = A \exp(a Vg)$:

$$(5.2) \left\{ \begin{array}{l} i_a = i_{a0} + \alpha_1 \sin \omega t + \alpha_3 \sin 3 \omega t + \alpha_5 \sin 5 \omega t, \dots \\ \quad + \beta_2 \cos 2 \omega t + \beta_4 \cos 4 \omega t + \beta_6 \cos 6 \omega t, \dots \end{array} \right.$$

Hierbei sind $i_{a0}, \alpha_1, \alpha_3, \dots, \beta_2, \beta_4, \beta_6$ bekannte und tabellierte Funktionen von Vg_0 und E_i . So ist (vgl. auch § 52):

$$(5.3) \left\{ \begin{array}{l} i_{a0} = A e^{a Vg_0} I_0(j a E_i) \\ \alpha_1 = A e^{a Vg_0} \frac{2}{j} I_1(j a E_i) \\ \alpha_3 = A e^{a Vg_0} \frac{2}{j} I_3(j a E_i) \\ \beta_2 = A e^{a Vg_0} \frac{2}{2} I_2(j a E_i) \quad \text{usw.} \end{array} \right.$$

Die Funktionen $I_n(j a E_i)$ bezeichnen Besselsche Funktionen erster Art mit dem Argument $j a E_i$ und $j = +\sqrt{-1}$. Offenbar ist es mit Hilfe der Gl. (5,1), (5,2) und (5,3) und der Tabellen für die erwähnten Besselschen Funktionen sehr einfach, die Anodenwechselstromkomponenten zu berechnen.

Bei einer Hochfrequenzverstärkerstufe nach Abb. 7 ist der Anodenkreis auf die Kreisfrequenz ω abgestimmt. Folglich erzeugt nur die Anodenwechselstromkomponente $\alpha_1 \sin \omega t$ im gerade behandelten Beispiel einer einzigen Exponentialfunktion über diesem Ausgangskreis eine Wechselspannung und nur diese Anodenwechselstromkomponente ist also für die Hochfrequenzverstärkung wichtig. Es fragt sich, wie sie von der Eingangswchselspannungsamplitude E_i abhängt. Man erhält durch Potenzreihenentwicklung:

$$\frac{2}{j} I_1(j a E_i) = a E_i + \frac{1}{8} a^3 E_i^3 + \dots,$$

wobei wir uns für Werte $a E_i$ klein gegen eins auf die ersten beiden Glieder der unendlichen Reihe für die Besselsche Funktion beschränken können. Dieselbe Überlegung kann mit gleichem Ergebnis auf jedes der Exponentialglieder von Gl. (5,1) angewandt werden. Man schließt also, daß die bei Hochfrequenzverstärkung wesentliche Amplitude der Anodenwechselstromkomponente der Eingangsfrequenz eine ungerade Funktion der Eingangswchselspannungsamplitude ist. Nennt man die betreffende Anodenwechselstromamplitude i , so ist:

$$(5.4) \quad i = S E_i + S_3 E_i^3 + \dots$$

Hier ist S die uns bereits bekannte Steilheit, während S_3 eine Verzerrung dieser Steilheit bedeutet.

Zum Schluß dieses Paragraphen sei kurz auf eine Ursache von Verzerrungen infolge Kennlinienkrümmungen eingegangen, die eine Änderung obiger Gleichungen bewirken kann: die Anodenstrom—Anodenspannungskurve. Die Neigung dieser Kurve ist gleich dem reziproken Innenwiderstand R_i . Dieser Innenwiderstand ist mit dem Ausgangswider-

stand R_a , der den Ausgangskreis für seine Resonanzfrequenz ω ersetzt, in Reihe geschaltet. Der Gesamtwiderstand, der von der sinusförmigen Anodenwechselstromkomponente $i \sin \omega t$ durchlaufen wird, darf seinen Wert im Verlauf einer Periode nicht ändern; sonst ist die Ausgangswechselspannung nicht mehr rein sinusförmig. Im allgemeinen ist diese Forderung nur für kleine Werte der Ausgangswechselspannungsamplitude genau erfüllt. Man denke sich diese Wechselspannungsamplitude parallel zur Abszisse von Abb. 9 und 11 abgetragen. Bei Verwendung von Hochfrequenzpentoden ist aber meistens R_i viel größer als R_a , so daß der Kombinationswiderstand $1/(1/R_i + 1/R_a)$ in Hauptsache von R_a bestimmt wird (z.B. $R_i = 2 \text{ M}\Omega$ und $R_a = 0,1 \text{ M}\Omega$). In diesem Falle ist eine geringe Änderung von R_i während einer Periode praktisch unbedeutend und gibt somit nicht zu Änderungen obiger Verzerrungsgleichungen der Anodenwechselspannung Anlaß. Bei zu großen Anodenwechselspannungen, die den geraden Teil der Kennlinie überschreiten, kann aber diese Verzerrungsursache ins Gewicht fallen. Aus Kennlinien, wie Abb. 9 und 11, ist leicht die zulässige Anodenwechselspannungsamplitude zu entnehmen (z.B. im Falle der Abb. 11 etwa 160 V).

Literatur am Schluß von § 6.

§ 6. Modulationssteigerung, Modulationsverzerrung und Kreuzmodulation. Auf Grund der Entwicklungen von § 5 sollen hier die oben genannten, für Hochfrequenzverstärkung wesentlichen Verzerrungseffekte behandelt werden. Die Eingangswchselspannung ist fast immer mit einer oder meistens vielen akustischen Frequenzen moduliert. Nehmen wir zunächst eine Modulationsfrequenz, so kann die Eingangswchselspannung dargestellt werden durch $E(1 + M \cos pt) \sin \omega t$. Hierbei ist M die Modulationstiefe (stets kleiner als 1) und p die Kreisfrequenz der Modulation.

Wir gehen aus von der Gl. (5,4) des § 5, welche die Anodenwechselstromamplitude i in Abhängigkeit der Eingangswchselspannungsamplitude $E_i = E(1 + M \cos pt)$ darstellt:

$$(6,1) \quad i = SE(1 + M \cos pt) + S_3 E^3(1 + M \cos pt)^3 + \dots$$

Unter Beschränkung auf die zwei angeschriebenen Glieder rechts entsteht nach einfacher Rechnung:

$$\begin{aligned} i &= SE + S_3 \frac{3}{2} E^3 M^2 + S_3 E^3 \\ &\quad (SEM + 3 S_3 E^3 M + \frac{3}{4} S_3 E^3 M^3) \cos pt + \frac{3}{2} S_3 E^3 M^2 \cos 2pt \\ &\quad + \frac{1}{4} S_3 E^3 M^3 \cos 3pt. \end{aligned}$$

Die Modulationstiefe des Anodenwechselstroms mit der Kreisfrequenz p ist (Glieder mit $\cos pt$ dividiert durch zeitunabhängige Glieder):

$$M^1 = \frac{SEM + 3 S_3 E^3 M + \frac{3}{4} S_3 E^3 M^3}{SE + \frac{3}{2} S_3 E^3 M^2 + S_3 E^3},$$

woraus eine Zunahme der Modulationstiefe im Betrage:

$$(6,2) \quad \frac{M^1 - M}{M} = \frac{S_3}{S} E^2 \left(2 - \frac{3}{4} M^2 \right)$$

folgt. Es ergibt sich also als erster Effekt eine Steigerung der Modulationstiefe.

Die obige Gleichung für i enthält auch Glieder mit $\cos 2 \rho t$ und mit $\cos 3 \rho t$, die Verzerrungen der Modulation bedeuten. Man findet eine Modulationstiefe M_2 des Anodenwechselstromes mit der Kreisfrequenz 2ρ von (angenähert, mit Vernachlässigung von $S_3 E^2$ gegen S im Nenner):

$$(6,3) \quad \frac{M_2}{M} = \frac{S_3}{S} \frac{3}{2} M E^2 .$$

Wenn das ursprünglich eintreffende Signal mit mehr als einer akustischen Frequenz moduliert ist, entstehen infolge der Röhrenverzerrung auch Summen- und Differenzfrequenzen dieser Töne. Bei zwei Kreisfrequenzen ρ und q mit den anfänglichen Modulationstiefen M_ρ und M_q erhält man als Modulationstiefe $M_{\rho \mp q}$ mit der Kreisfrequenz $\rho \mp q$ angenähert, den Ausdruck:

$$(6,4) \quad \frac{M_{\rho \mp q}}{M_\rho M_q} = \frac{S_3}{S} 3 E^2 .$$

Wir kommen jetzt zur Kreuzmodulation. Diese Erscheinung ist verwandt mit dem Übersprechen bei Telephonübertragung. Wir betrachten zwei Eingangssignale, von denen das eine moduliert ist: $E_K (1 + M_K \cos \rho t) \sin \omega_K t$ und $E_i \sin \omega_i t$. Nach Verstärkung besitzt die Anodenstromkomponente der Kreisfrequenz ω_i eine gewisse Modulationstiefe M_0 mit der akustischen Kreisfrequenz ρ . Zur Berechnung der Stärke dieses Effekts gehen wir zurück nach Gl. (5, 2) von § 5 und ersetzen hierin das Eingangssignal $E_i \sin \omega_i t$ durch die angegebene Summe zweier Signale. Wir finden als Amplitude des Anodenwechselstromes von der Kreisfrequenz ω_i

$$i = I_0 [j a E_K (1 + M_K \cos \rho t)] \frac{2}{j} I_1 (j a E_i) A e^{a V_0} .$$

Bei Entwicklung ergibt sich hieraus näherungsweise:

$$i = [1 + \frac{1}{4} a^2 E_K^2 (1 + 2 M_K \cos \rho t + M_K^2 \cos^2 \rho t)] a E_i A e^{a V_0} .$$

Somit ist das Signal der Amplitude E_i mit der akustischen Kreisfrequenz ρ angenähert zu einer Tiefe

$$M_0 = \frac{1}{2} a^2 E_K^2 M_K$$

moduliert, oder, unter Verwendung der Beziehung $S_3/S = a^2/8$, welche nach Gl. (5, 4) in § 5 im vorliegenden Falle gilt:

$$(6,5) \quad M_0 = 4 \frac{S_3}{S} E_K^2 M_K .$$

Hiermit sind alle Verzerrungseffekte durch den Quotienten S_3/S ausgedrückt worden.

Literatur: II, 20, 29, 30, 44, 45, 68, 87, 116, 199.

§ 7. Regelung der Verstärkung. In Radioempfangsgeräten muß die Verstärkung heruntergeregelt werden können. Meistens benutzt man zu diesem Zweck bei Hochfrequenzverstärkerröhren die negative Steuergittervorspannung. Aus Charakteristiken, wie in Abb. 13, ist ersichtlich, daß die Steilheit und somit die Verstärkung geringer werden, wenn das Steuergitter mehr negative Vorspannung erhält.

Aus den Gleichungen von § 5 und § 6 geht hervor, daß die Verzerrungen größer werden, wenn die Eingangswechselspannung größer ist. In vielen Fällen muß die Verstärkung von Hochfrequenzröhren heruntergeregelt werden, eben weil die Eingangswechselspannung zu groß ist, um im Lautsprecher des Gerätes noch unverzerrte Musik normaler Lautstärke zu ergeben. Aus dieser Bemerkung geht hervor, daß die Charakteristik von Röhren mit regelbarer Verstärkung derart gestaltet werden soll, daß die zulässige Eingangssignalstärke für eine bestimmte vorgegebene Größe der Verzerrung größer wird, wenn das Steuergitter mehr negative Vorspannung erhält.

In Abb. 13 sind Charakteristiken von sog. Regelverstärkungsröhren wiedergegeben worden. Diese Charakteristiken sind stark von der idealen $3/2$ -Potenz abweichend gestaltet. Sie zeigen eine starke Inselbildung. Man erreicht diese Inselbildung bei Röhren dieser Art meistens mit einer der folgenden zwei Methoden: 1. dadurch, daß man aus dem fertig gewickelten Steuergitter eine oder mehrere Windungen wieder entfernt; 2. indem der Wicklungsschritt von den Enden des Steuergitters nach der Mitte zu größer wird. Die zweite Methode wird augenblicklich bevorzugt, weil es hierdurch gelingt, der Charakteristik einen glatten Verlauf zu erteilen. Die Veränderung des Wicklungsschritts entlang dem Steuergitter zur Erreichung eines bestimmten Charakteristikenverlaufs wird meistens auf empirischem Wege festgestellt. Die erhaltenen Charakteristiken sind, im logarithmischen Maßstab gezeichnet, streckenweise fast gerade. Man nennt darum diese Regelröhren auch wohl Exponentialröhren. Die Verzerrungseffekte, welche in den beiden vorigen Paragraphen dargestellt wurden, sind alle proportional zu S_3/S . Wenn die Charakteristik streckenweise durch den Ausdruck $I_a = A \exp. (a Vg)$ dargestellt wird, ist diese Größe proportional zu $a^2/8$. Hieraus geht hervor, daß die Verzerrung um so stärker ist, je größer die örtliche Neigung der Charakteristik, wenn diese im logarithmischen Maßstab gezeichnet ist. In Abb. 14 (oberer Teil) ist der Grundverlauf aller Charakteristiken von Regelröhren schematisch dargestellt, und zwar wieder im logarithmischen Maßstab. Man geht nun in der Praxis oft so vor, daß die zulässige Eingangswechselspannungsamplitude angegeben wird für eine bestimmte vorgegebene Verzerrung, z. B. für einen vorgegebenen Prozentsatz Kreuzmodulation.

Im Falle der Kreuzmodulation bezieht sich der angegebene Amplitudenwert natürlich auf das störende Signal. In Abb. 14 (unterer Teil) ist der Grundverlauf dieser zulässigen Eingangswechselspannung dargestellt worden. Abb. 15 bringt eine gemessene Kurve für die Röhre AF 3. Auf die Messungen der Verzerrung gehen wir im nächsten Paragraphen ein.

Es ist klar, daß die positive Spannung des zweiten Gitters die Verzerrungen einer Pentode beeinflußt, weil diese Spannung unmittelbar mitbestimmend ist für den Verlauf der Charakteristik. Im allgemeinen ist es so, daß unter sonst gleichen Bedingungen die Verzerrung geringer wird, wenn man die positive Spannung des Schirmgitters erhöht. Diese Tatsache wird in Radiogeräten folgendermaßen benutzt. Die positive Spannung des Schirmgitters wird über einen größeren Serienwiderstand zugeführt (50 000 Ω). Bei mehr negativer Steuergittervorspannung sinkt der Schirmgittergleichstrom. Somit sinkt der Spannungsabfall über

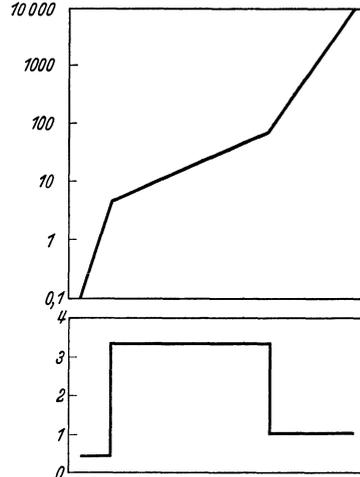


Abb. 14. Oberer Teil. Ordinate: Anodenstrom (Mikroampere) in logarithmischem Maßstab. Abszisse für oberen und unteren Teil: Steuergittervorspannung in linearem Maßstab. Die Kurve im oberen Teil ist stark idealisiert, aber gibt doch den allgemeinen Verlauf der Charakteristik bei Regelröhren wieder. Unterer Teil. Ordinate: Zulässige Steuergitter-Wechselspannung (in linearem Maßstab) für eine festgelegte Verzerrung (z. B. Prozentsatz Kreuzmodulation). Diese Wechselspannung ist umgekehrt proportional der örtlichen Neigung der Kurve im oberen Teil.

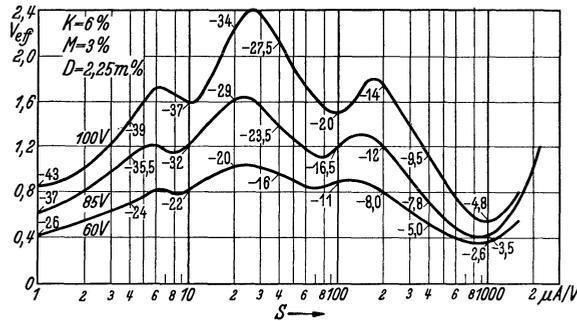


Abb. 15. Zulässige Eingangsgitterwechselspannung (Ordinate) als Funktion der Steilheit (Abszisse) in Mikroampere/Volt, letztere mittels negativer Gittervorspannung geregelt, für 6% Kreuzmodulation. Röhre Philips AF 3. Obere Kurve für 100 V Schirmgitterspannung, mittlere für 85 und untere für 60 V Schirmgitterspannung. Die eingezeichneten Zahlen geben die negative Steuergittervorspannung zur Erzielung der entsprechenden Steilheit an. (*M* ist die Modulationssteigerung und *D* die Verzerrung der Modulation.)

dem Serienwiderstand, und die positive Spannung des Schirmgitters erhöht sich. Man kann hierdurch erreichen, daß die Verzerrungseffekte im Regelbereich der Röhre günstig beeinflusst werden. Ein Beispiel findet sich in Abb. 16.

Bei modernen Hochfrequenzpentoden ist das Fanggitter meistens gesondert als eine Elektrode ausgeführt. Die Gründe hierfür werden wir noch erörtern. Hierdurch ist es möglich, auch dem dritten Gitter gegenüber der Kathode eine positive oder negative Vorspannung zu erteilen. Insbesondere kann man durch negative Vorspannung auf dem dritten

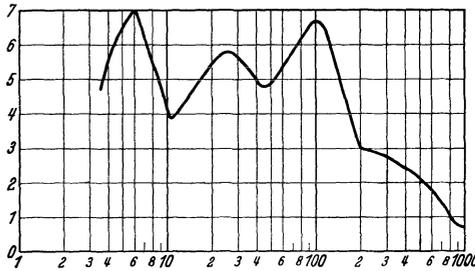


Abb. 16. Ordinate und Abszisse wie Abb. 15. Röhre AF 3. Im vorliegenden Fall hat das Schirmgitter keine konstante Spannung. Es wird über einen Serienwiderstand an die Anodengleichspannung angeschlossen. Bei voller Steilheit (1,8 A/V) ist die Schirmgitterspannung etwa 100 V, bei $3 \mu\text{A/V}$ etwa gleich der Anodenspannung.

leitet hinüber zu den Regelhexoden, welche wir weiter unten behandeln.

Literatur: 42, 47, 49, 57, 62, 100, 186.

§ 8. Messungen der Verzerrungseffekte. Bei der Messung der in § 5 und § 6 behandelten Verzerrungseffekte ist es wegen ihres engen Zusammenhanges im Prinzip gleich, welche dieser Effekte man mißt. Aus



Abb. 17. Ordinate Steilheit (mA/V) bei einer Steuergittervorspannung von -3 V und normaler Schirmgitter- und Anodenspannung. Röhre AF 3. Abszisse Vorspannung des Fanggitters gegenüber der Kathode.

Durchgang durch die Röhre gemessen. Sorgfältige Abschirmung und Filterung ist notwendig, um zu erreichen, daß nach Durchgang durch die Röhre auch wirklich die Modulationstiefe des gewünschten Signals gemessen wird. Da die Messung auch bei stark negativem Steuergitter ausgeführt werden muß, ist es notwendig, hinter der zu messenden Röhre einen mehrstufigen Verstärker zu benutzen. Filterkreise, welche

Gitter die Steilheit der Pentode herabdrücken und so eine Regelung der Verstärkung erzielen. Bei den üblichen weitmaschigen Konstruktionen des Fanggitters braucht man eine starke negative Vorspannung auf diesem Gitter, um eine mäßige Herabsetzung der Steilheit zu erreichen. Ein Beispiel findet man in Abb. 17. Diese Regelung mittels Vorspannung auf dem dritten Gitter

den Meßergebnissen können die übrigen Daten sehr leicht an Hand der aufgestellten Gleichungen berechnet werden.

Man kann z. B. die Kreuzmodulation direkt messen. Hierzu werden, der Theorie von § 6 entsprechend, zwei Eingangssignale verschiedener Frequenz, ein moduliertes und ein nicht moduliertes an das Steuergitter der zu messenden Röhre gelegt. Es wird dann die Modulationstiefe des ursprünglich nicht modulierten Signals nach

das störende Signal nach der zu messenden Röhre ausschalten sollen, und richtige Bemessung der Verstärkerstufen müssen verhindern, daß Kreuzmodulation noch nach der zu messenden Röhre stattfinden kann. Die Vorrichtung ist recht kompliziert und erfordert sorgfältige Überwachung.

Ein meßtechnisch einfacherer Weg gründet sich auf die Theorie der §§ 6 und 7. Hierzu gehen wir aus von den Gl. (5,2) und (5,3) des § 5. Die dritte Harmonische des Eingangssignals ist proportional zu

$$\frac{2}{j} I_3(jaE_i) = -\frac{1}{24} a^3 E_i^3 + \dots,$$

wobei die vernachlässigten Glieder der Reihenentwicklung proportional zu $a^5 E_i^5$ sind, also bei kleinen Werten von aE_i gegen eins keine Rollen spielen. Das Verhältnis der Amplitude der dritten Harmonischen der Eingangsspannung zur Amplitude der Grundfrequenz ist somit in erster Näherung:

$$(8,1) \quad \frac{\alpha_3}{\alpha_1} = -\frac{1}{24} a^2 E_i^2.$$

Ein Vergleich dieser Gleichung mit (5,4) lehrt, daß es möglich ist, das Verhältnis S_3/S aus α_3/α_1 zu bestimmen. Man erhält:

$$(8,2) \quad \frac{S_3}{S} = \frac{1}{8} a^2 = -3 \frac{\alpha_3}{\alpha_1} \frac{1}{E_i^2}.$$

Man kann somit bei bekannter Eingangssignalamplitude E_i das Verhältnis α_3/α_1 messen und berechnet dann nach der einfachen Gl. (8,2) das Verhältnis S_3/S , woraus alle Verzerrungseffekte bei Hochfrequenzröhren erhalten werden können. Die Messung selber braucht nicht mit Hochfrequenz stattzufinden. Es wird z.B. ein niederfrequentes Signal, das keine Harmonische, insbesondere nicht die dritte, enthält (Filterkreise), auf den Röhreneingang gesetzt. Der Röhrenaussgang ist mit einem Siebkreis verbunden, der die Grundfrequenz ganz unterdrückt. Hinter diesem Siebkreis wird die dritte Harmonische gemessen. Direkt am Röhrenaussgang kann die Grundfrequenzamplitude gemessen werden. Da kein moduliertes Signal mit bekannter Modulationstiefe und kein zweites Signal, wie nach der vorigen Meßmethode, nötig sind, sondern nur ein einziges unmoduliertes Eingangssignal, ist die letzte Methode einfacher.

Man kann bei der Verzerrungsmessung auch direkt von der Gl. (5,4) ausgehen. Hierzu muß ein Eingangssignal ohne Harmonische am Röhreneingang angelegt werden. Der Röhrenaussgang muß an ein Sieb, das nur die Grundfrequenz durchläßt, angeschlossen sein. Man mißt sodann die Röhrenverstärkung (Steilheit) als Funktion der Eingangsamplitude und damit nach Gl. (5,4) unmittelbar S_3/S . Auch bei den beiden letzten Methoden ist ein mehrstufiger verzerrungsfreier Verstärker hinter der zu messenden Röhre notwendig, damit die Messungen auch bei stark negativem Steuergitter (Regelröhren) noch ausgeführt werden können.

Eine andere, meßtechnisch äußerst einfache, aber etwas zeitraubende Methode, welche nur Gleichstrom- und Spannungsmessungen erfordert, ist folgende. Es soll die Verzerrung bei der negativen Steuergittervorspannung $-V_{g_0}$ gemessen werden. Man mißt die Anodenströme, zu $-V_{g_0} + V_1$ und $-V_{g_0} - V_1$, wobei V_1 z.B. 0,2 Volt ist, gehörend. Die Differenz dieser Anodenströme durch $2 V_1$ dividiert setzt man der Steilheit gleich, und zwar für eine Eingangsamplitude von 0,2 Volt.

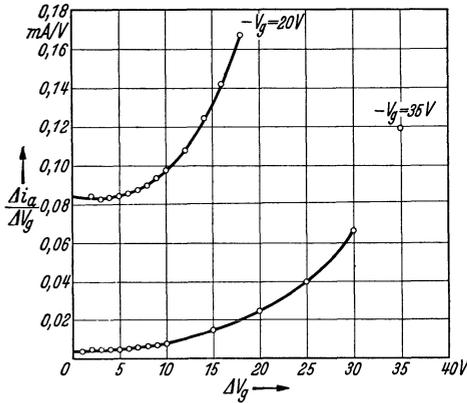


Abb. 18. Ordinate: Steilheit in mA/V. Abszisse Scheitelwerte der Gitterwechselspannung. Kurven bei verschiedener Gittervorspannung aufgenommen. Röhre Philips E 445.

Dieses Verfahren wiederholt man mit immer größeren V_1 -Werten und trägt die erhaltenen Steilheiten in einer Kurve als Funktion von V_1 , der Eingangsamplitude, auf. Der Schnittpunkt der Steilheitskurve mit der $V_1 = 0$ -Achse ergibt die Ausgangsteilheit. Es läßt sich nun bestimmen, für welchen Wert von V_1 (in Abb. 18 ΔV_g) die Steilheit, z.B. um 10%, von der Ausgangsteilheit abweicht (Abb. 18). Hier setzt man dann $S_3 E^2 / S = 0,1$ und $E_i = V_1$,

woraus unmittelbar S_3/S folgt. Die übrigen Verzerrungseffekte werden wieder nach den Gleichungen der §§ 5 und 6 berechnet. Das Verfahren ist für einzelne Kontrollmessungen sehr geeignet und wegen der Einfachheit leicht fehlerfrei zu halten.

Literatur: *II*, 76, 87, 199.

§ 9. Bau moderner Hochfrequenzpentoden. Wie bereits mehrfach erwähnt, ist es für die Verstärkung mit Hochfrequenzpentoden wesentlich, daß die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter möglichst klein ist, z.B. von der Ordnung einiger Tausendstel $\mu\mu\text{F}$. Um dies zu erreichen, führt man die Anode und das Steuergitter an verschiedenen Seiten der Röhre aus. Es gibt zwei Typen: Steuergitter mit den übrigen Elektroden außer Anode am Röhrensockel und die Anode am Scheitel des Glaskolbens; die Anode mit den übrigen Elektroden außer Steuergitter am Röhrensockel und das Steuergitter am Scheitel des Glaskolbens. Letztere Ausführung entspricht der in den Vereinigten Staaten und auf dem europäischen Kontinent gebräuchlichen Praxis; die erste Ausführung findet man noch häufig bei englischen Hochfrequenzpentoden. Abb. 19 zeigt den Innenaufbau einer modernen Hochfrequenzpentode, Type AF3 der Philips-Werke. Hierbei ist das Steuergitter nach oben geführt. Das Schirmgitter greift bis über die Enden des Steuergitters hinweg und ist noch mit Metallschirmen verbunden, wie

in der Abbildung deutlich zu sehen, welche auch die Gitterzuführungsleitung noch von der Anode abschirmen. Diese Maßnahmen genügen aber nicht, um auch eine völlige Abschirmung der außerhalb der Röhre gelegenen Gitteranschlußleitung von der Anode zu gewährleisten. Zu diesem Zweck ist der Glaskolben außenseitig mit einer Metallisierung bedeckt. Abb. 20 zeigt eine fertige Röhre. Die Metallisierung ist zu einer gesonderten Anschlußelektrode am Röhrensockel geführt. Diese Elektrode wird im Apparat mit dem Metallchassis verbunden. Die Gitterzuführungsleitung außerhalb der Röhre besteht aus einem Kabelstück, dessen metallischer Außenbelag ebenfalls mit dem Chassis verbunden ist. Dieses Kabel läuft bis zur Abschirmungshülle der Hochfrequenzabstimmungsspule vom Gittereingangskreis. Erst durch diese ausgedehnten Abschirmungsmaßnahmen ist es möglich, die geringe Gitteranodenkapazität von nur etwa $0,002 \mu\mu\text{F}$ im Apparat voll auszunutzen. Abb. 21 zeigt eine moderne Chassiskonstruktion. In Abb. 22 sieht man einen modernen Röhrensockel nebst Hülse, ein sog. P-Sockel. Die Kontakte sind mit folgenden Elektroden verbunden: Anode, Schirmgitter, Fanggitter, Kathode, Glühdrahtenden, Metallisierung.

In älteren Hochfrequenzpentoden wurde das Fanggitter nicht gesondert ausgeführt, sondern innerhalb der Röhre mit der Kathode verbunden. Sämtliche Wechselspannungen, welche zwischen Kathode und Chassis (Metallisierung) gelangen, stehen hierdurch auch zwischen Fanggitter und Chassis. Andererseits stehen diese Wechselspannungen auch zwischen Kathode und Steuergitter. Auf diese Weise tritt eine ungewünschte Koppelung zwischen Steuergitter und Fanggitter auf. Durch die Anodennähe des letzteren Gitters vergrößert sich hierdurch die Gitteranodenkapazität. Bei der modernen Ausführung der Hochfrequenzpentode kann dagegen das Fanggitter sofort an das Chassis angeschlossen werden.

Bei den amerikanischen Glasröhren ist keine Metallisierung vorgesehen, sondern es wird eine gesonderte metallische Blechhülle um die Röhre herum angeordnet, welche denselben Zweck erfüllt. Für den Apparatebauer ist die europäische Konstruktion etwas einfacher.

Literatur vgl. § 1.

§ 10. Störungen der Verstärkung. Die negative Steuergittervorspannung wird im Rundfunkgerät, wie alle übrigen Röhrengleichspannungen, vom Gleichrichter geliefert. Sie zeigt je nach dem Bau und der Anordnung der benötigten Siebkreise eine gewisse, mehr oder weniger

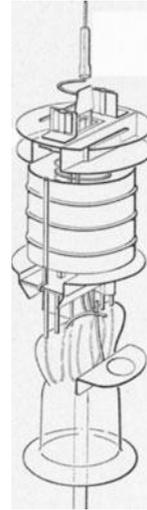


Abb. 19. Innenaufbau der Hochfrequenzpentode AF 3.



Abb. 20. Außenansicht der Pentode AF 3.

starke Welligkeit (Wechselspannungskomponente). Diese ungewünschte Wechselspannung (50 Perioden und Vielfache hiervon) kann infolge der

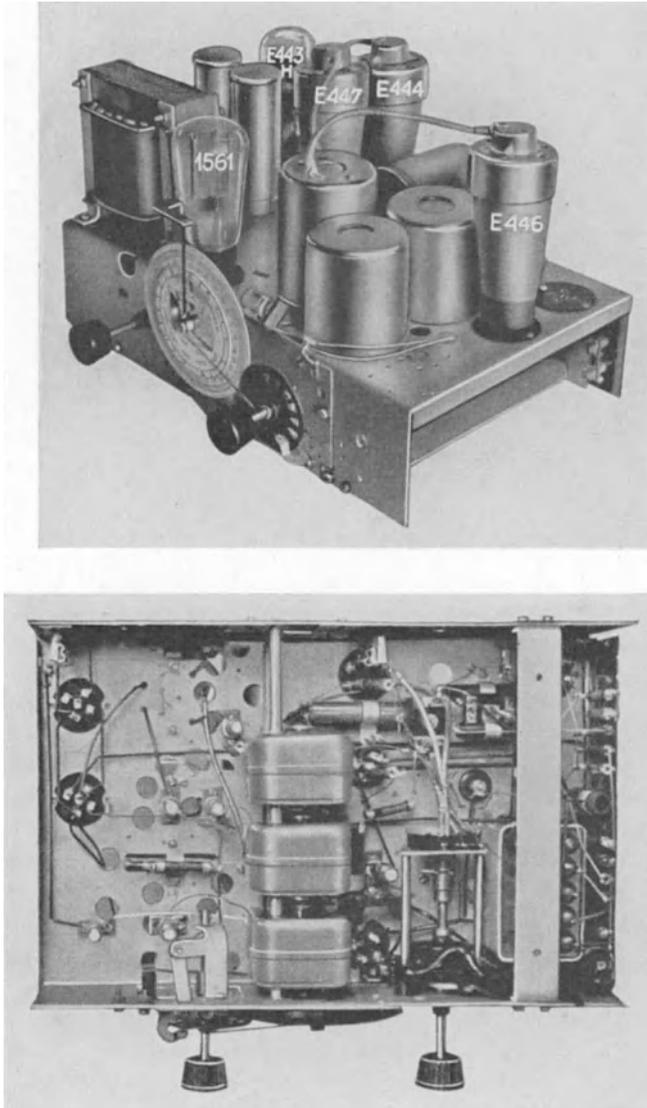


Abb. 21. Montage von Radioröhren in einem neuzeitlichen Empfangsgerätechassis. Man beachte die abgeschirmten Leitungen und die Abschirmungskappen beim oberen Röhrenanschluß.

gekrümmten Charakteristik in das hochfrequente Eingangssignal hineinmoduliert werden und erzeugt dann im Lautsprecher ein „Brummen“. Die Stärke dieser Störungsmodulation kann unter Zugrundelegung einer

Exponentialcharakteristik $i_a = A \exp. (aVg)$ leicht berechnet werden. Es ist $Vg = Vg_0 + E_i \sin \omega_i t + E_p \sin pt$, und wir erhalten für die Anodenstromamplitude i mit der Kreisfrequenz ω_i den Ausdruck:

$$i = A \exp. (aVg_0) \frac{2}{j} I_1 (jaE_i) \left[I_0 (jaE_p) + \frac{2}{j} I_1 (jaE_p) \sin pt + \dots \right].$$

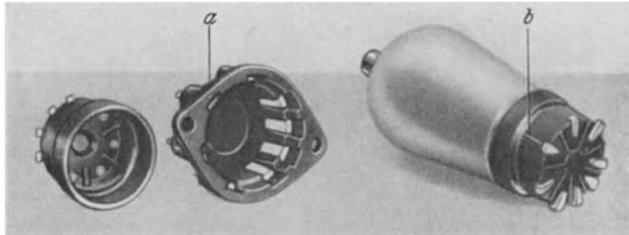


Abb. 22. Moderner Röhrensockel (P-Sockel) (rechts) und Röhrenhalter im Chassis (Mitte), sowie Sockel ohne Röhre (links).

In den geschweiften Klammern sind Obertöne von $\sin pt$ weggelassen worden. Offenbar ist die Störungsmodulationstiefe mit der Kreisfrequenz p gleich:

$$(10,1) \quad M_b = \frac{2}{j} I_1 (jaE_p) / I_0 (jaE_p) \approx aE_p,$$

wobei der Näherungsausdruck für kleine Werte von aE_p gegen eins gilt. Auch dieser Effekt wächst mit zunehmender Neigung der Charakteristik im logarithmischen Maß gezeichnet, ist aber zur Neigung a selber und

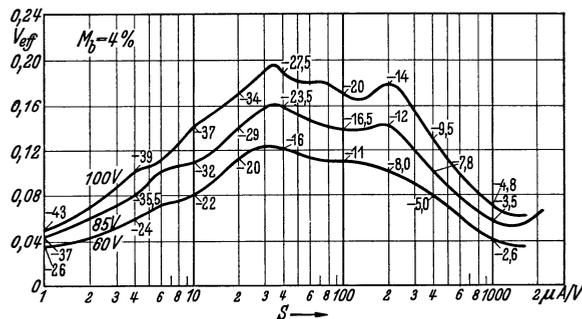


Abb. 23. Ordinate: Eingangsgitterwechselspannung für 4% Störungsmodulation (Brummen) als Funktion der Steilheit in Mikroampere/Volts (Abszisse), letztere geregelt durch negative Gittervorspannung (die bei den Kurven geschriebenen Zahlen) bei 100, 85 und 60 V Schirmgitterspannung. Röhre AF 3.

nicht, wie alle übrigen bisher behandelten Störungseffekte, mit a^2 proportional. Mit $a = 0,5$ und $E_p = 0,05$ Volt würde M_b 2,5% sein, also noch beträchtlich. Abb. 23 gibt für die Regelröhre AF 3 einige gemessene Kurven der Störungsmodulation.

Eine weitere Ursache von Störungen liegt in einer Leitfähigkeit zwischen Heizdraht und Kathode, welche von Elektronenemission oder

von nicht genügender Isolation herrühren kann. In einigen Schaltungen tritt zwischen Heizdraht und Kathode eine Wechselfrequenz der Eingangssignalfrequenz auf. Die genannte Leitfähigkeit ändert sich manchmal spontan sprunghaft, oder auch infolge des Heizdrahtspeisewechselstroms. Diese Leitfähigkeitsänderungen können wieder in das Eingangssignal hineinmoduliert werden (Brummen, Krachen usw.).

Durch ungenügende Abschirmung des Krafttransformators im Gerät von den Röhren können wechselnde magnetische Felder in das Röhreninnere gelangen und dort die Elektronenbahnen beeinflussen. Eine Folge hiervon ist Modulation und Brummen im Lautsprecher.

Eine früher wichtige, aber bei den modernen Röhren fast durchweg überwundene Störung ist das Klingeln. Einige Aufbauteile, insbesondere die Röhrensteuergitter, besitzen Eigenfrequenzen im akustischen Gebiet, welche durch geringe äußere Ursachen angestoßen werden. Ist ihre Dämpfung gering, so genügt eine kleine Anfachung bereits dazu, sie bedeutend anwachsen zu lassen und dauernd mit starker Amplitude zu erhalten. Durch ein solches Schwingen des Steuergitters wird der Elektronenstrom moduliert. Die akustische Schwingung wird im Gerät verstärkt zum Lautsprecher geführt und dieser facht durch die Luft oder durch Schalleitung im Chassis die Röhre wieder zum Klingeln an. Man kann die Stärke der erwähnten Modulation wie folgt messen. Ein unmoduliertes Eingangssignal wird auf den Röhreneingang geleitet. Der Lautsprecher des Rundfunkempfängers, in dem sich die Röhre befindet, wird in der Nähe der Röhre so lange hin und her bewegt, bis eine Lage gefunden ist, bei der möglichst starkes Klingeln auftritt und man mißt die Wechselfrequenz am Lautsprecher. Das Gerät darf noch keine Überbelastung (erkenntlich durch Verzerrung des Lautsprechertones) zeigen, was durch entsprechende Einstellung der Lautstärkeregelung zu erreichen ist. Die automatische Lautstärkeregelung ist außer Betrieb gesetzt. Sodann wird der Lautsprecher von der Röhre entfernt und am besten in eine Schallkammer (Kiste) gebracht, so daß er in der Umgebung der Röhre möglichst unhörbar ist. Das Eingangssignal wird moduliert bis zu einem Wert, der bei unveränderter Einstellung der Lautstärkeregelung des Geräts dieselbe Wechselfrequenz am Lautsprecher ergibt und möglichst dieselbe Tonhöhe. Die so erhaltene Modulationstiefe ist erfahrungsgemäß, wie zu erwarten, von der Eingangssignalamplitude unabhängig. Werte unter z. B. 5% gewährleisten in modernen Rundfunkgeräten eine völlige Beseitigung der Klingengefahr. Diese Werte werden auch an modernen Röhren gemessen, während bei älteren Röhren Werte bis 40 oder 50% vorkamen.

Eine weitere Quelle von Störungen im Betrieb von Verstärkerröhren fassen wir zusammen unter dem Stichwort „Schalteffekt“. Im Innenaufbau der Rundfunkröhre gibt es viele Isolationsteile, z. B. Mika oder die Innenglaswand, welche Isolationswiderstände von mehr als $100 M\Omega$

aufweisen. Wenn auf solche Stellen Elektronen treffen, können die entstandenen Ladungen nur schwer wieder verschwinden. Es kann eine Aufladung solcher Stellen zu hohen Potentialwerten stattfinden. Hierdurch entstehen elektrische Felder, welche eine Steuerwirkung auf den Hauptelektronenstrom ausüben können. Dazu kommt noch die Möglichkeit, daß die genannten Isolationsstellen sekundäre Elektronen emittieren können. Wird für jedes eintreffende Primärelektron mehr als ein Sekundärelektron ausgesandt, so tritt eine positive Aufladung der betreffenden Stellen auf, welche ebenfalls sehr stark werden kann und die unangenehm auf den Hauptelektronenstrom einwirkt. Es zeigte sich vor einigen Jahren, daß Rundfunkgeräte nach dem Einschalten infolge solcher Effekte manchmal stumm blieben. Daher der Name „Schalteffekt“. Eine weniger auffallende Form dieser Störungen zeigt sich als Verzerrungen des Lautsprecher-tones infolge von Schalteffekt in der Endröhre.

Als Mittel sind angewandt: Völlige Einkapselung des Hauptelektronenstromes zur Vermeidung von „Streuelektronen“. Verwendung von Vollblechanoden an Stelle von Gazeanoden. Berußen der Isolationsflächen zur Verkleinerung ihrer Sekundäremission. Vergrößern ihrer Leitfähigkeit durch Bestreichen mit geeigneten halbleitenden Substanzen. Im allgemeinen kann heute gesagt werden, daß Schalteffekte beseitigt sind.

Gemessen wird der Schalteffekt einer Hochfrequenzpentode z. B. durch Messung des Anodeninnenwiderstandes als Funktion der Anodenspannung (Abb. 24). Auch oszillographische Verfolgung des Anodenwechselstromes bei einer aufgeprägten Gitterwechselspannung zeigt bei Schalteffekten charakteristische zackige Verzerrungen.

Wir kommen jetzt zum „Rauschen“ der Verstärkerröhren. Der von der Kathode zur Anode fließende Elektronenstrom ist nicht vollkommen gleichmäßig, sondern zeigt gewisse Zufallsschwankungen. Die Elektronen prasseln also unregelmäßig auf die Anode und verursachen dadurch Schwankungen des Anodenstromes, die im Empfangsgerät weiter verstärkt werden und schließlich im Lautsprecher das allen Hörern bekannte Rauschen erzeugen. Das Rauschen im Anodenstrom weist eine gleichmäßige Verteilung der Energie auf alle Frequenzen auf. Die Energie des Rauschens ist weiter ungefähr proportional zum Anodengleichstrom. Durch den Anodenschwingungskreis einer Hochfrequenzverstärkerstufe wird aus dem Energiespektrum ein Teil ausgesiebt, dessen Breite von den

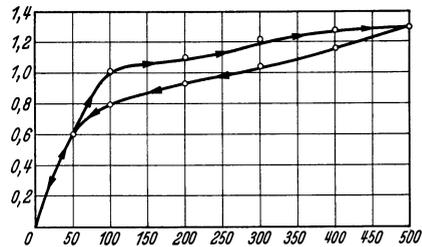


Abb. 24. Anodenwiderstand (Innenwiderstand) (Ordinate) in Megohm als Funktion der Anodenspannung (Abszisse in Volts), bei konstanten übrigen Spannungen für eine Pentode, in zwei Richtungen gemessen (Pfeile). Zur Erläuterung des Schalteffektes.

Kreiseigenschaften abhängt. Wenn die Resonanzkurve des Kreises rechteckig ist mit der Frequenzbreite B , so wird die Energie des Rauschens mit B proportional. Man kann die Energie des Rauschens umrechnen auf eine Wechselfspannung, deren Frequenzspektrum gleichmäßig über die Breite B verteilt ist und die an das Steuergitter der Röhre angelegt ist. Diese Wechselfspannung ist bei Pentoden durch den Ausdruck:

$$(10,2) \quad E = f \frac{i_a^{1/2}}{S} \left(\frac{B}{10\,000} \right)^{1/2}$$

gegeben, wobei i_a (der Anodenstrom) in mA, S (die Steilheit) in mA/V, B in Hertz und E in Mikrovolt (eff.) ausgedrückt sind. Der Faktor f enthält die fehlenden Dimensionsgrößen und kann zwischen 0,6 und etwa 1,3 liegen, abhängig vom Bau der Röhre.

Bei Exponentialröhren wird E größer, wenn S heruntergeregelt wird, weil dann S schneller abnimmt als $(i_a)^{1/2}$. Als Beispiel sei $B = 6000$, $i_a = 9$, $S = 2$ und $f = 1$. Dann wird $E = 1,16 \mu\text{V}$.

Zum Vergleich sei erwähnt, daß ein Kreis der am Röhrengitter angeschlossen ist, bei einer Frequenzbreite B (rechteckig gedacht, wie oben), einem reellen Teil R der Impedanz in diesem Frequenzgebiet, einer Temperatur von T (Grad Kelvin) eine Wechselfspannung des Rauschens (infolge Elektronenwärmebewegung)

$$(10,3) \quad E_r = 2 (k T R B)^{1/2} \text{ (Volt)}$$

ergibt, wobei k die Boltzmannsche Konstante ($1,37 \cdot 10^{-23}$ Watt sec/Grad Kelvin) ist. Für R gleich $10^5 \Omega$, $T = 300$ und $B = 6000$ findet man $E_r = 3,14 \mu\text{V}$. Die Spannungen E und E_r nach den Gl. (10,2) und (10,3) addieren sich nach der Gleichung $(E^2 + E_r^2)^{1/2}$.

Die Eingangsspannung des Rauschens kann nun mit der Signalspannung verglichen werden. Letztere sei E_i (eff.) und weise die Modulationstiefe M auf. Die Rauschspannung E kann hundertprozentig moduliert angenommen werden. Im Lautsprecher eines Empfangsgeräts, das die betrachtete Hochfrequenz-Verstärkerröhre enthält, wird das Verhältnis der Schalldruckamplitude infolge des Rauschens zur Schalldruckamplitude infolge des Eingangssignals E_i gleich $E/M E_i$. Dieser Ausdruck gibt also die relative Stärke der hörbaren Störung durch das Rauschen.

Es treten in Röhren der behandelten Art noch mehrere Störungseffekte auf, welche wir aber hier aus Raumgründen nicht ausführlich behandeln können.

Literatur: *II a*, 35, 37, 77, 87, 91, 101, 102, 114, 117, 130, 145, 150, 151, 163, 171, 179.

§ 11. Die charakteristischen Admittanzen der Hochfrequenzpentode.

Wenn man bei einer Hochfrequenzpentode nur die Wechselfspannungsanschlüsse betrachtet, gibt es zwei Eingangselektroden (Steuergitter und Kathode) und zwei Ausgangselektroden (Anode und Kathode). Man

kann also die Röhre in dieser Beziehung als Gerät mit vier Polen, kurz als Vierpol betrachten (Abb. 25). Wir denken uns an den zwei Eingangspolen (Steuergitter und Kathode) eine Wechselstromquelle angeschlossen und an den zwei Ausgangspolen eine Impedanz Z , welche im allgemeinen komplex ist. Nennt man Wechselstrom und -spannung am Eingang nach Größe und Phase in der komplexen Schreibweise i_g und e_g und die analogen Größen am Ausgang i_a und e_a , so gelten die Gleichungen:

$$(11,1) \quad \begin{cases} i_a = A e_g + B e_a, \\ i_g = C e_g + D e_a. \end{cases}$$

Voraussetzung ist, daß alle Elektroden, außer den genannten, eine Wechselspannung 0 haben. Die vier

Vierpolkonstanten A , B , C und D sind im allgemeinen komplex. Sie haben die Dimension $1/\text{Ohm}$, sind also Admittanzen. Man kann sie als die charakteristischen Admittanzen der Röhre bezeichnen.

Wir untersuchen zunächst die Bedeutung dieser Admittanzen im Gebiet niedriger Frequenzen (z.B. 1000 Hertz). Im einfachsten Fall ist die äußere Anodenimpedanz sehr klein zu nehmen, so daß e_a vernachlässigbar wird. Dann ergibt die erste der Gl. (11, 1), daß A das Verhältnis des Anodenwechselstroms zur Gitterwechselspannung darstellt, mit anderen Worten der Steilheit der Röhre gleichzusetzen ist. Die Größe C ist gleich der Eingangsadmittanz der Röhre, d.h. der Admittanz zwischen Steuergitter und Kathode. Denken wir uns nun die Stromquelle an den Vierpolausgang angeschlossen und den Vierpoleingang kurzgeschlossen, so wird $e_g = 0$. Man erkennt, daß B die Ausgangs-admittanz des Vierpols darstellt. Bei den betrachteten Frequenzen ist B gleich dem reziproken Innenwiderstand der Röhre. Die Größe D stellt die Admittanz zwischen Anode und Steuergitter dar, welche durch die Steuergitter-Anodenkapazität bestimmt wird, es ist $D = j\omega C_{ag}$.

Bei höheren Frequenzen, bis z.B. 1,5 Megahertz, ist A noch immer gleich der Steilheit S und $D = j\omega C_{ag}$. Die Größe B ist dann aber komplex und einer Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität gleichzusetzen $B = 1/R_a + j\omega C_a$.

Wir verwenden das Zeichen R_a hier für den Widerstand in der Röhre zwischen Anode und Kathode bei beliebiger Frequenz, während R_i den Gleichstromwert von R_a angibt. Der Anodenparallelwiderstand R_a ist meistens bei höheren Frequenzen infolge dielektrischen Verlusten in den Isolationsteilen kleiner als der Innenwiderstand. Die Ausgangskapazität C_a ist von der Größenordnung $10 \mu\mu\text{F}$. Ebenso ist die Eingangsadmittanz als Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität darstellbar: $C = 1/R_e + j\omega C_e$.

Es fragt sich nun, ob es möglich ist, allgemein die Frequenzabhängigkeit der vier Größen A , B , C und D bis zu beliebig hohen Frequenzen

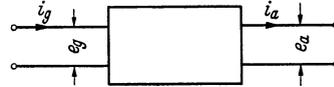


Abb. 25. Vierpolersatzschema einer Verstärkerröhre.

hinauf zu überblicken. Hierzu bemerken wir, daß die Frequenz in allen Gleichungen nur in der Kombination $j\omega$ vorkommen kann. Dies gilt für fast alle Ursachen, die eine Frequenzabhängigkeit der Admittanzen bzw. ihrer Komponenten zur Folge haben können. Solche Ursachen sind z.B. darin gelegen, daß Impedanzen in der Röhrenschaltung, welche bei niedrigen Frequenzen durchaus vernachlässigbar sind, bei höheren Frequenzen beträchtliche Werte annehmen. Wir denken z.B. an die Elektrodenzuführungsleitungen innerhalb und außerhalb der Röhre, deren Selbstinduktion, gegenseitige Induktion und Kapazität bei kurzen Wellen die charakteristischen Röhrenadmittanzen stark beeinflussen können. Auch eine andere, bei kurzen Wellen wichtige Ursache, die endliche Trägheit der Elektronen, durch welche sie sehr schnellen elektrischen Schwingungen nicht mehr folgen können, spielt hier eine Rolle, und auch hierfür gilt, daß die Frequenz nur in der Kombination $j\omega$ in den Gleichungen auftreten kann. Außer durch die Kombination $j\omega$ kann die imaginäre Einheit j nicht in die Gleichungen gelangen. Durch Entwicklung irgendeiner der charakteristischen Admittanzen B , C und D in eine Taylorreihe erhält man z.B. für B :

$$B = B_0 + B_1 j\omega + B_2 (j\omega)^2 + \dots,$$

wobei $B_0 = 1/R_a + j\omega C_a$ ist. Man kann nun auch für hohe Frequenzen B als Parallelschaltung von R_1 und C_1 auffassen und erhält dann:

$$1/R_1 = 1/R_a + K + K_1\omega^2 + K_2\omega^4 + \dots$$

$$C_1 = C_a + L + L_1\omega^2 + L_2\omega^4 + \dots$$

Dies folgt daraus, daß $1/R_1$ und C_1 reell sein müssen, also können sie nur gerade Potenzen von ω enthalten. Bei der Admittanz A (Steilheit) erscheint eine Trennung in Widerstand und Kapazität parallel weniger nützlich. Dielektrische Verluste können eine andere Frequenzabhängigkeit bedingen.

Hiermit haben wir allgemein die Frequenzabhängigkeit der charakteristischen Impedanzen bis zu beliebig hohen Frequenzen hinauf angegeben.

Literatur: 46, 128, 164, 207, 209.

§ 12. Messungen der charakteristischen Röhrenadmittanzen zwischen 1,5 und 300 MHz. Es handelt sich nach dem vorigen Paragraphen um die Messung der vier Admittanzen: Anodenadmittanz, Gittereingangsadmittanz, Steilheit und Rückwirkungsadmittanz. Die Messungen werden im Prinzip so ausgeführt, daß die zu messende Admittanz mit einer bekannten Admittanz verglichen wird. Als bekannte Admittanz dient ein auf die Meßfrequenz abgestimmter Schwingungskreis. Von diesem Schwingungskreis wird bei der Meßfrequenz die Resonanzkurve durch Veränderung der Abstimmkapazität aufgenommen. Zur Messung der Resonanzkurve und auch für die oben erwähnte Vergleichsmessung dient

ein Voltmeter, das wir gleich beschreiben werden. Die Abstimmkapazität ist geeicht, und aus der Veränderung der Spannung über dem Schwingungskreis bei Veränderung der Abstimmkapazität kann der Impedanzwert des Kreises in der Abstimmung, der bekanntlich durch einen Widerstand dargestellt wird, berechnet werden. Wenn die zu messende Admittanz dem bekannten Kreis parallel geschaltet wird, ändert sich die Abstimmkapazität und der Impedanzwert des Kreises in der Abstimmung. Hieraus kann man die zu messende Admittanz, dargestellt als Parallelschaltung eines Widerstandes und einer Kapazität erhalten.

Ein Schaltschema des Voltmeters findet man in Abb. 26. Als Meßinstrument *A* dient ein Galvanometer mit der Empfindlichkeit $0,01 \mu A$ pro Skalenteil. Die Diode (Knopfdiode) hat einen sehr geringen Abstand zwischen Kathode und Anode ($0,1 \text{ mm}$), wodurch erreicht wird, daß oberhalb 5 m Wellenlänge durch die Trägheit der Elektronen keine Ver-

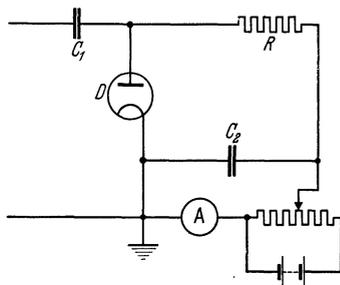


Abb. 26. Schema eines Diodenvoltmeters zur Messung hochfrequenter Wechselspannungen bis 60 MHz.

- C_1 = Blockkondensator etwa $1000 \mu\text{F}$.
- D = Diode mit besonders kleinem Abstand Kathode-Anode ($1/10 \text{ mm}$).
- C_2 = Blockkondensator etwa $10000 \mu\text{F}$.
- R = Widerstand $0,2 \text{ M}\Omega$.
- A = Mikroamperemeter, 1 Skalenteil gleich $0,01 \mu A$.

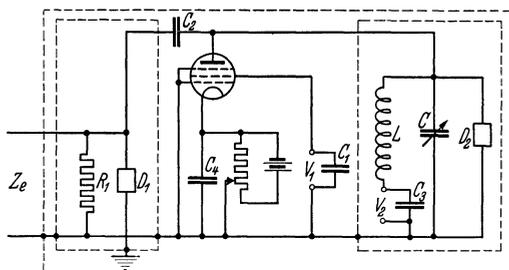


Abb. 27. Prinzipschaltung der Vorrichtung zum Messen der Anodenimpedanz.

- R_1 = Widerstand 1000Ω .
- Z_e = Senderleitung.
- D_1 = Diodenvoltmeter.
- D_2 = Diodenvoltmeter.
- C_1 = Kapazität, $20000 \mu\text{F}$.
- C_2 = Kapazität, $0,1 \mu\text{F}$.
- C_3 = Kapazität, $20000 \mu\text{F}$.
- C_4 = Kapazität, $20000 \mu\text{F}$.
- C = veränderliche Kapazität, maximal $15 \mu\text{F}$.
- V_1 = Spannung 100 V .
- V_2 = Spannung, 200 V .
- L = Selbstinduktion, mit C auf die Meßfrequenz abgestimmt.

änderungen der Eichkurve des Voltmeters entstehen können. Unterhalb 5 m wird das Diodenvoltmeter relativ geeicht mit Hilfe eines Thermoelementes. Eine solche relative Eichkurve, wodurch die Wechselspannung bis auf einen konstanten Faktor bestimmt werden kann, genügt für die oben beschriebene Admittanzmessung vollständig.

Abb. 27 enthält ein Schaltschema der Meßanordnung zur Bestim-

mung der Anodenadmittanz, während Abb. 28 ein Bild dieser Anordnung gibt.

In nebenstehenden Tabellen ist R_a (kalt) der bei kalter Röhre gemessene Wert. R_a (warm) ist an der Röhre im Betriebszustand bei der maximalen für die betreffende Röhre veröffentlichten Verstärkung gemessen. R_a (heruntergeregelt) ist bei der Röhre im Betriebszustand und bei großer negativer Vorspannung des Steuergitters gemessen. Weiter ist $1/R$ (aktiv) = $1/R_a$ (warm) - $1/R_a$ (heruntergeregelt).

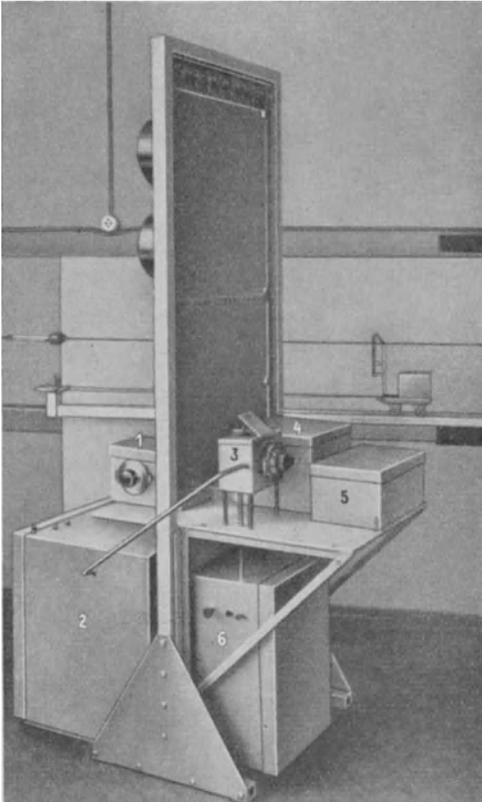


Abb. 28. Gesamtanordnung zur Messung von Röhreneingangs-impedanzen bis zur Frequenz 300 MHz.

- 1 = Senderbehälter.
- 2 = Behälter für die Senderbatterien.
- 3 = Meßvorrichtung für die Impedanzmessung nach dem Schema in Abb. 27, aber für Gitterimpedanzen abgeändert.
- 4 = Batterien für Diodenvoltmeter.
- 5 = Behälter für das Mikroamperemeter des Diodenvoltmeters.
- 6 = Batterien für die zu messende Röhre.

Die Behälter sind untereinander, soweit notwendig, durch Kupferröhren verbunden, welche die benötigten Leitungen enthalten.

daher ist sie in der Tabelle nicht angegeben.

Mit Hilfe einer ähnlichen Meßanordnung kann auch die Steilheit bis etwa 5 m heruntergemessen werden. Es ergibt sich, daß diese Steilheit bis 60 MHz innerhalb etwa 5% gleich dem statischen Wert ist.

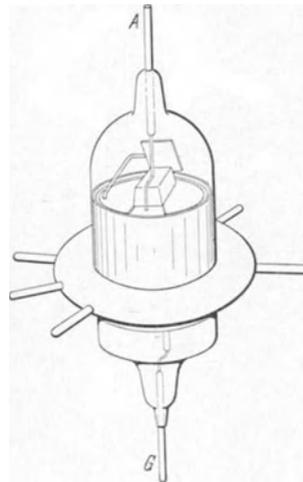


Abb. 29. Bild einer Knopfpentode (Hochfrequenzpentode besonders kleiner Abmessungen). Gesamtlänge etwa 20 mm. G = Gitter; A = Anode.

Bemerkte sei noch, daß die Anodenkapazität im kalten und warmen Zustand der Röhre praktisch die gleichen Werte aufweist;

Messungen der charakteristischen Röhrenadmittanzen zwischen 1,5 u. 300 MHz. 31

Einige Meßwerte für den Anodenwiderstand sind
für die Röhre AF3

($V_a = 250$ V, $V_{g_2} = 100$ V, $V_{g_1} = -3$ V):

Wellenlänge m	R_a (kalt) Ω	R_a (warm) Ω	R_a (herunter- geregelt) Ω	R (aktiv) Ω
62,5	$0,75 \cdot 10^6$	$0,43 \cdot 10^6$	$0,67 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$
33,5	$0,52 \cdot 10^6$	$0,34 \cdot 10^6$	$0,47 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$
20,4	$0,35 \cdot 10^6$	$0,19 \cdot 10^6$	$0,29 \cdot 10^6$	$0,54 \cdot 10^6$
12,1	$0,20 \cdot 10^6$	$0,11 \cdot 10^6$	$0,18 \cdot 10^6$	$0,26 \cdot 10^6$
8,0	$0,11 \cdot 10^6$	$0,056 \cdot 10^6$	$0,097 \cdot 10^6$	$0,13 \cdot 10^6$
5,05	—	$0,022 \cdot 10^6$	$0,038 \cdot 10^6$	$0,054 \cdot 10^6$

und für die Röhre AF7

($V_a = 250$ V, $V_{g_2} = 100$ V, $V_{g_1} = -2$ V):

Wellenlänge m	R_a (kalt) Ω	R_a (warm) Ω	R_a (herunter- geregelt) Ω	R (aktiv) Ω
62,5	$1,12 \cdot 10^6$	$0,68 \cdot 10^6$	$1,12 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^6$
33,5	$0,75 \cdot 10^6$	$0,50 \cdot 10^6$	$0,73 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$
20,4	$0,49 \cdot 10^6$	$0,25 \cdot 10^6$	$0,45 \cdot 10^6$	$0,58 \cdot 10^6$
12,1	$0,24 \cdot 10^6$	$0,11 \cdot 10^6$	$0,22 \cdot 10^6$	$0,24 \cdot 10^6$
8,0	$0,081 \cdot 10^6$	$0,045 \cdot 10^6$	$0,078 \cdot 10^6$	$0,11 \cdot 10^6$
5,05	$0,046 \cdot 10^6$	$0,024 \cdot 10^6$	$0,041 \cdot 10^6$	$0,058 \cdot 10^6$

Durch eine kleine Änderung der Anordnung von Abb. 27 (Schwingungskreis an das Gitter legen) kann hiermit auch die Steuergitteradmittanz gemessen werden. Man erhält für die Röhre AF3 folgende Werte:

Röhre	Wellenlänge m	R_g (kalt) Ω	R_g (geregelt) Ω	R_g (warm) Ω	R_g (aktiv) Ω	C_g (kalt) $\mu\mu F$	C_g (warm) $\mu\mu F$
AF3	230,0	$3,9 \cdot 10^6$	$4,7 \cdot 10^6$	$3,3 \cdot 10^6$	$12 \cdot 10^6$	6,1	7,0
„	62,5	$2,3 \cdot 10^6$	—	$1,1 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^6$	6,1	7,0
„	39,5	$1,6 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^6$	$0,38 \cdot 10^6$	$0,45 \cdot 10^6$	6,1	7,0
„	26,0	$0,86 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^6$	$0,17 \cdot 10^6$	$0,19 \cdot 10^6$	6,1	7,0
„	21,2	$0,74 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^6$	$0,108 \cdot 10^6$	$0,116 \cdot 10^6$	6,1	7,0
„	16,2	$0,50 \cdot 10^6$	$0,74 \cdot 10^6$	$0,062 \cdot 10^6$	$0,067 \cdot 10^6$	6,1	7,0
„	12,4	$0,40 \cdot 10^6$	$0,54 \cdot 10^6$	$0,036 \cdot 10^6$	$0,039 \cdot 10^6$	6,1	7,0
„	8,6	—	—	$0,015 \cdot 10^6$	—	6,1	7,0
„	5,6	$0,19 \cdot 10^6$	$0,21 \cdot 10^6$	$0,0097 \cdot 10^6$	$0,0102 \cdot 10^6$	6,1	7,0

Hierbei ist C_g die Gitterkapazität und R_g der Gitterparallelwiderstand. Die Bezeichnungen sind im übrigen analog wie oben bei der Anodenadmittanz. Man ersieht hieraus, daß die Kapazität sich beim Herunterregeln der Röhre um etwa $0,9 \mu\mu F$ ändert. Wir geben noch einige gemessene Werte für den Eingangparallelwiderstand einer sog. Knopfentode (Röhre mit besonders kleinen Abmessungen, Abb. 29).

Wellenlänge m	R_g (kalt) $M\Omega$	R_g (geregelt) $M\Omega$	R_g (warm) $M\Omega$	R_g (aktiv) $M\Omega$	C_g (kalt) $\mu\mu F$	C_g (warm) $\mu\mu F$
1,26	0,041	0,026	0,0025	0,0028	3,25	3,65
2,00	0,100	0,068	0,0068	0,0077	3,25	3,65
3,28	0,36	0,27	0,021	0,023	3,25	3,65
5,00	0,70	0,50	0,044	0,049	3,25	3,65
8,00	1,10	0,90	0,12	0,14	3,25	3,65

Diese Werte sind bedeutend günstiger als z.B. für die Röhre AF3. Abb. 30 enthält die Meßanordnung zur Bestimmung der Rückwirkung. Es zeigte sich, daß die Rückwirkungsadmittanz bei allen gemessenen Röhren durch eine

Kapazität dargestellt werden konnte, welche der folgenden Gleichung genügt:

$$(12,1) \quad C'_{ag} = C_{ag} - A\omega^2.$$

Hierbei ist C_{ag} der Wert der Gitteranodenkapazität bei niedrigen Frequenzen, z.B. für die Röhre AF3 gleich $0,002 \mu\mu F$. Die Konstante A hat für diese Röhre den Wert $0,0075 \cdot 10^{-16}$, wobei ω in Hertz und C'_{ag} in $\mu\mu F$ gerechnet sind.

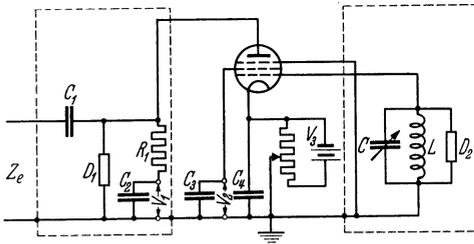


Abb. 30. Prinzipschaltung der Meßanordnung zur Bestimmung der Rückwirkung.

- Z_e = Senderleitung. C_1 = Kapazität, 20 000 $\mu\mu F$.
 D_1 = Diodenvoltmeter. C_2 = Kapazität, 20 000 $\mu\mu F$.
 D_2 = Diodenvoltmeter.
 C_3 = Kapazität, 20 000 $\mu\mu F$. C = Veränderliche Kapazität maximal 15 $\mu\mu F$.
 C_4 = Kapazität, 20 000 $\mu\mu F$. L = Selbstinduktion, bildet mit C einen auf den Sender abgestimmten Kreis.
 R_1 = Widerstand, 500 Ω .
 V_1 = Batteriespannung, 200 V.
 V_2 = Batteriespannung, 100 V.
 V_3 = Batteriespannung, 20 V.

Während wir auf die physikalische Erklärung der gemessenen Admittanzwerte hier nicht im einzelnen eingehen können, sei hervorgehoben, daß die im vorigen Paragraphen für die Frequenzabhängigkeit dieser Admittanzen aufgestellte Regel überall bei den Werten R (aktiv) bestätigt wird.

Literatur: I3, 27, 28, 69, I3I, I32, I57, I59, 204, 207, 208, 2IIa, 226.

§ 13. Verstärkung im Kurzwellengebiet. Zur Beurteilung der im Kurzwellengebiet erreichbaren Verstärkungszahlen ist es notwendig, sich klar zu sein über die in diesem Gebiet zu erhaltenden Kreisgüten. Die Impedanz eines Schwingungskreises in der Abstimmung ist bekanntlich ein Widerstand und wird durch die Gleichung:

$$(13,1) \quad \left[\frac{1}{j\omega L} + \frac{1}{R} + j\omega C \right]^{-1} \text{ für } \omega^2 LC = 1, \text{ also } R$$

gegeben. Hierbei ist L die Selbstinduktion der Kreispule, C die Kreis­kapazität und R der äquivalente Verlustwiderstand, welcher parallel zur Selbstinduktion geschaltet ist. Wenn r den Verlustwiderstand darstellt, der in Serie mit der Selbstinduktion L geschaltet gedacht werden kann, so ist: $R = L/Cr$. Der Widerstand r ist kleiner, je verlustärmer die

Spule und der Kondensator sind. Als Teil der Kreiskapazität wirkt auch die Röhreingangs- bzw. Ausgangskapazität, je nachdem der Kreis parallel zum Röhreingang oder zum Röhrenaussgang liegt. Diese Röhrenkapazitäten sind, wie im vorigen Abschnitt gezeigt, auch nicht verlustfrei, sondern besitzen bei kurzen Wellen einen ziemlich geringen Verlustparallelwiderstand. Nach der Gl. (13,1), unter Beachtung des Ausdrucks für R , ist die Kreisimpedanz in der Abstimmung begrenzt durch die gesamte Kreisparallelkapazität und durch die Kreisverluste. Es zeigt sich, daß diese Beschränkungen im Kurzwellengebiet noch zu sehr beträchtlichen Werten von R führen können, z.B. bei 5 m Wellenlänge $R = 30000 \Omega$.

Es gibt aber eine Überlegung, wodurch die Verwendung solcher Kreise im Kurzwellengebiet ausgeschlossen wird. In einem Empfangsapparat, der in Massenherstellung fabriziert wird, müssen die Röhren auswechselbar sein, ohne jedesmal ein erneutes Feinabstimmen der Kreise zu erfordern. Die Röhrenkapazitäten zeigen aber eine gewisse Streuung, welche heute auf etwa $\pm 0,6 \mu\text{mF}$ festgesetzt werden kann. Hierdurch wird die verwendbare Kreisgüte wesentlich beschränkt. Es zeigt sich, daß die Kreisimpedanzen in der Abstimmung bei Annahme dieser Kapazitätsstreuung etwa soviel mal 1000Ω betragen dürfen wie die Wellenlänge in Meter beträgt. Nach dieser Regel soll also z.B. bei 5 m Wellenlänge ein Kreis von 5000Ω verwendet werden.

Wenn der Röhreingangparallelwiderstand oder der Röhrenaussgangparallelwiderstand bei einer bestimmten kurzen Wellenlänge Werte zeigt, welche ungefähr gleich oder sogar kleiner als diese Kreisimpedanzen sind, kann angenommen werden, daß die betreffende Röhre zur Kurzwellenverstärkung im betreffenden Gebiet nicht gut geeignet ist. Aus den im vorigen Paragraphen gegebenen Zahlen ist zu entnehmen, daß der Röhrenaussgangparallelwiderstand z.B. bei 5 m Wellenlänge für normale Radioröhren noch genügend groß ist. Beim Eingangsparellwiderstand zeigt sich bereits ein ungünstiges Verhältnis zum Kreiswiderstand von 5000Ω .

Eine weitere Beschränkung der Verstärkung liegt in der Röhrenrückwirkung. Der absolute Wert der Rückwirkungsimpedanz sei Z_r , und die Steilheit S . Dann muß, um das Schwingen der Stufe mit Sicherheit zu vermeiden, folgende Gleichung gelten:

$$\frac{S R^2}{Z_r} < 1 .$$

Hierbei ist am Röhreingang und -ausgang ein Kreis mit der Abstimmimpedanz R angenommen. Bei Beachtung der Werte für Z_r , welche im vorigen Paragraphen angegeben wurden, ergibt sich, daß für normale Radioröhren bei 5 m Wellenlänge die Rückwirkung bereits beträchtlich genannt werden muß.

Ganz anders stellen sich diese Verhältnisse bei Verwendung spezieller

Kurzwellenröhren, z. B. Knopfpentoden. Hiermit sind die Röhreneingangs- und Ausgangswiderstände so günstig, daß sie auch bei 1 m Wellenlänge noch bedeutend über den verwendbaren Kreisimpedanzen liegen. Das gleiche gilt bei diesen Röhren für die Ausgangsparallelwiderstände, welche z. B.

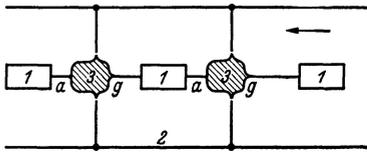


Abb. 31. Schematische Angaben über die Abschirmung beim Bau eines Kurzwellen-Verstärkers mit Knopfpentoden.

1 = Schwingungskreise. g = Gitteranschluß.
2 = Chassis (Blech). a = Anodenanschluß.
3 = Pentoden.

bei etwa 4 m Wellenlänge noch 500 000 Ω betragen. Zur Sicherung genügend kleiner Rückwirkung bei Verwendung dieser Knopfpentoden muß eine sorgfältige Abschirmung der verschiedenen Verstärkungsstufen durchgeführt werden, wofür Abb. 31 im Prinzip das Schema zeigt. Es sind so bei 1 m Wellenlänge noch bedeutende Verstär-

kungen zu erzielen, z. B. 2—3 pro Stufe.

Literatur: 204, 207, 208.

§ 14. Hexoden als Regelverstärker. Am Ende von § 7 wurde erwähnt, daß durch Anlegen von negativer Vorspannung an das dritte Gitter von Pentoden die Steilheit herabgedrückt werden kann, wodurch eine Regelung der Verstärkung erzielt wird. Diese Maßnahme ist jedoch praktisch schlecht durchführbar, weil die Gitterkonstruktion aus anderen Gründen eine viel zu große Regelspannung erforderlich macht, während andererseits die richtige Wirkung des Fanggitters in der Pentode bei diesem Regelvorgang vernichtet wird. Der Innenwiderstand wird hierbei stark erniedrigt.

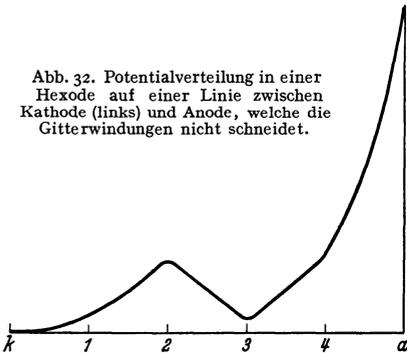


Abb. 32. Potentialverteilung in einer Hexode auf einer Linie zwischen Kathode (links) und Anode, welche die Gitterwindungen nicht schneidet.

Unter Beibehaltung der Idee, auf zwei Steuergittern zu regeln, ist man zur Hexode übergegangen, einer Röhre mit vier Gittern (Abb. 32). Von diesen vier Gittern ist das zweite und das vierte, von der

Kathode gerechnet, ein Schirmgitter (engmaschig). Das erste Gitter ist ein Steuergitter, das dritte Gitter ebenfalls. Im Arbeitspunkt ist z. B. die Anodenspannung 250 V, die Spannung der Gitter 2 und 4 je 80 V, die Spannung von Gitter 3 und Gitter 1 je -2 V. In Abb. 32 ist annähernd die Potentialverteilung in der Hexode auf einer Linie, welche von der Kathode zur Anode verläuft, gezeichnet. Aus dieser Potentialverteilung geht hervor, daß die Elektronen, welche von dem positiven Potential des ersten Schirmgitters (Gitter 2) durch das negative erste Steuergitter gesaugt werden, nach Durchgang durch Gitter 2 vor dem dritten Gitter abgebremst werden. Es bildet sich vor diesem Gitter eine starke Raum-

ladung, welche meistens als virtuelle Kathode bezeichnet wird. Aus dieser virtuellen Kathode werden, genau wie aus einer richtigen Kathode, Elektronen durch die positiven Spannungen von Gitter 4 und von der Anode abgesaugt, während das Gitter 3 diesen Elektronenstrom steuert. Es steuert also gewissermaßen Gitter 1 die Stärke der Raumladung von Gitter 3 und Gitter 3 den Anodenstrom. Man könnte sprechen von einer Hintereinanderschaltung einer Triode und einer Tetrode.

Die Stärke der Raumladung zwischen Gitter 2 und Gitter 3 hängt von der Stärke des Elektronenstromes durch Gitter 2, vom Abstand der Gitter 2 und 3 und von ihren Gleichspannungen und schließlich auch noch etwas von den Ganghöhen der Gitter 2 und 3 ab. Man vergl. auch die Ausführungen in § 43.

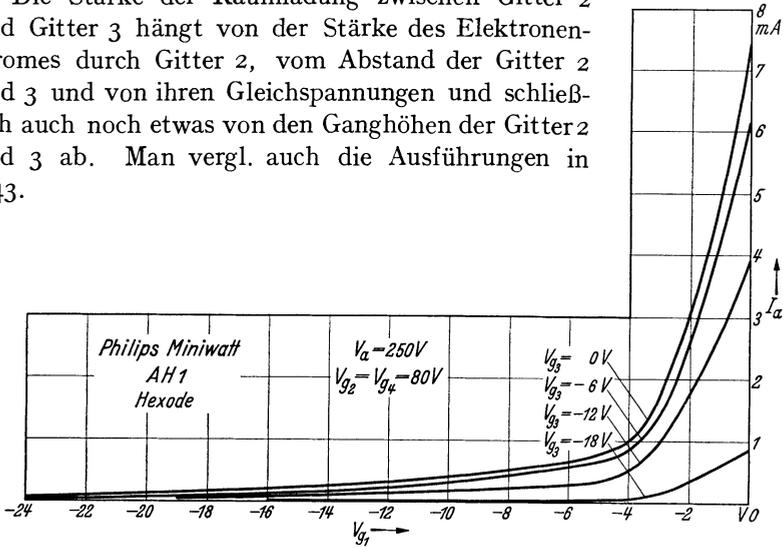


Abb. 33. Anodenstrom (mA) (Ordinate) als Funktion der Vorspannung auf Gitter 1 (Abszisse) bei einer Hexode. Vorspannung auf Gitter 3 als Kurvenparameter.

Das Ziel der Verstärkungsregelung mittels Hexoden ist zweifach: Die Regelung soll verzerrungsfreier sein als bei Regelpentoden möglich ist. Weiterhin wird angestrebt, mit einer geringeren Regelspannung auszukommen. Das Gitter 1 ist als Hochfrequenzgangsgitter gedacht. Ursprünglich sollte dieses Gitter während des Regelvorgangs eine unveränderliche negative Vorspannung erhalten. Die Regelspannung sollte nur an Gitter 3 gelegt werden. Die Steilheit (Anodenstrom in bezug auf die Steuerspannung von Gitter 1) ist eine Funktion der Vorspannung von Gitter 3. In Abb. 33 ist der Anodenstrom als Funktion der Vorspannung von Gitter 1 gezeichnet worden, mit der Spannung von Gitter 3 als Parameter. Es war ursprünglich beabsichtigt, daß der gerade Teil der Kurve mit z. B. $V_{g_3} = 0$ bei Vergrößerung der Vorspannung von Gitter 3 umkippen sollte. Dieser Idealfall ist in Abb. 34 skizziert worden. Die Verzerrungen bei der Verstärkung von Hochfrequenzspannungen, welche an das Eingangsgitter 1 gelegt werden, haben ihre Ursache in den Krümmungen der Kurven von Abb. 33. Wenn diese Kurven nun bei Regelung

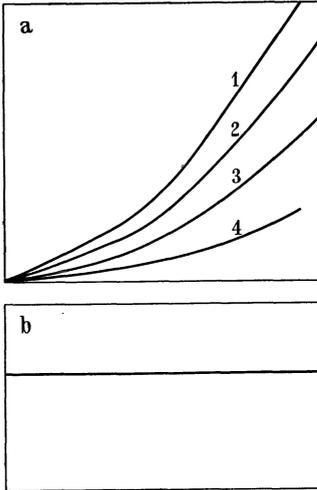


Abb. 34. Ideal zurückfallende Hexodencharakteristiken.

Bild a. Ordinate: Anodenstrom. Abszisse: Vorspannung auf Gitter 1. Kurvenparameter, Vorspannung auf Gitter 3. Diese ist jeweils um den gleichen Betrag vergrößert, um von Kurve 1 zu Kurve 2, von Kurve 2 zu Kurve 3, von Kurve 3 zu Kurve 4 zu gelangen. Diese Kurven können durch punktweise Multiplikation mit einem Faktor ineinander übergeführt werden.

Bild b. Ordinate: Zulässige Eingangsspannung auf Gitter 1 für einen bestimmten Verzerrungsprozentsatz (z. B. Kreuzmodulation) bei fester Vorspannung auf Gitter 1. Abszisse: Vorspannung auf Gitter 3 im Bereich der Kurven 1—4 von Bild a.

auf Gitter 3 etwa gemäß Abb. 34 umkippen würden, so wäre während des Regelvorganges eine konstante Verzerrung vorhanden. Dies wäre ein Vorteil im Vergleich zur Verzerrung, wie sie etwa aus Abb. 14 für Regelpentoden folgt (Abb. 34).

Leider ist es bei den existierenden Hexoden bisher nicht gelungen, den Idealfall von Abb. 34 zu erreichen. Die Verzerrungen werden bei Regelung ungünstiger, analog wie etwa bei Regelpentoden. Aus Abb. 35, die ein Analogon zu Abb. 15

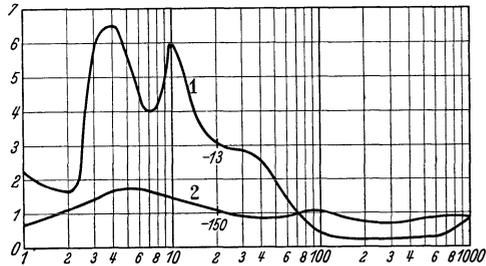


Abb. 35. Ordinate: Effektive Eingangsspannung auf Gitter 1 der Hexode AH 1 für 6% Kreuzmodulation. Abszisse: Steilheit in Mikroampere/Volt.

Kurve 1: Regelung durch Vorspannung auf Gitter 1 und Gitter 3 zusammen, und zwar immer $V_1 = V_3$.

Kurve 2: Regelung nur durch Vorspannung auf Gitter 3. Im letzteren Fall braucht man viel mehr Regelspannung als im ersten, z. B. für $20 \mu\text{A}/\text{V}$ $V_3 = -150$, gegenüber im ersten Fall $V_1 = V_3 = -13 \text{ V}$.

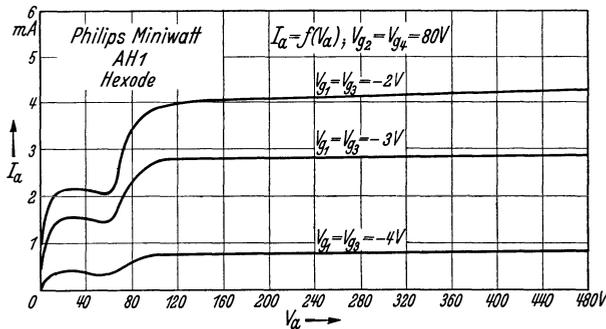


Abb. 36. Ordinate: Anodenstrom gegen Anodenspannung (Abszisse) für die Hexode AH 1 bei im übrigen festen Spannungen, mit $V_1 = V_3$ als Parameter.

darstellt, ist dies klar zu ersehen. Nachdem das Ideal auf einfachstem Wege nicht zu erreichen war, hat man versucht, einen Teil der Regelspannung auch auf Gitter 1 zu bringen. Auf diese Weise erreichte man günstigere Verzerrungen (Abb. 35) bei kleinen Steilheiten.

Ein Vorteil der Regelhexode gegenüber der Regelpentode ist, daß bei etwa gleicher Verzerrung eine geringere Regelspannung benötigt wird, um einen bestimmten Regelungsgrad zu erreichen.

Dieser Vorteil wird erkauft durch eine kompliziertere Röhrenkonstruktion. Außerdem zeigt sich in den Röhrencharakteristiken (Abb. 36) deutlich der Einfluß der Sekundäremission. Diese Sekundäremission kann beseitigt werden, indem man zwischen viertes Gitter und Anode noch ein fünftes Gitter einschaltet, wodurch man zur Heptode gelangt. Eine Heptodenkonstruktion, mit zwei Gittern mehr als die Regelpentode, hat sich in den Vereinigten Staaten unter der Bezeichnung 6L7 und in Europa eine andere unter dem Namen EH2 durchgesetzt. Die Charakteristiken dieser Regelheptode sind in Abb. 37 wiedergegeben worden.

Literatur: 87, 158, 180, 194, 209.

§ 15. Admittanzen von Regel-

hexoden und Regelheptoden. Wie beiden Hochfrequenzpentoden handelt es sich auch hier wieder um vier Größen: die Eingangsadmittanz, die Ausgangsadmittanz, die Steilheit und die Rückwirkungsadmittanz. Einige Werte der Eingangsadmittanz von Hexoden sind in der nachfolgenden Tabelle angegeben ($A H_1$):

Wellenlänge m	R (kalt) $M\Omega$	R (geregelt) $M\Omega$	R (warm) $M\Omega$	R (aktiv) $M\Omega$	C (geregelt) $\mu\mu F$	C (warm) $\mu\mu F$
19,6	0,13	0,14	0,032	0,041	7,1	8,8
9,2	0,051	0,055	0,0076	0,0088	—	—
4,9	0,020	0,018	0,0021	0,0023	—	—

Hierbei ist $1/R(\text{aktiv}) = 1/R(\text{warm}) - 1/R(\text{geregelt})$, genau wie bei Regelpentoden in § 12. Aus der obigen Tabelle ist zu ersehen, daß die Regelhexoden weniger geeignet sind zur Verstärkung bei kurzen Wellenlängen, da der Eingangsparallelwiderstand zu gering wird. Aber auch bei langen Wellen hat die Verwendung von Regelhexoden gegenüber jenen von Regelpentoden einen erheblichen Nachteil dadurch, daß die Eingangskapazität sich beim Regelvorgang ziemlich stark ändert, z. B. in der obigen Tabelle um $1,7 \mu\mu F$. Die analoge Zahl für Regelpentoden liegt bei ungefähr $1 \mu\mu F$. Durch eine große Änderung der Eingangskapazität während des Regels entsteht eine beträchtliche Verstimmung des Eingangskreises, wenn dieser Kreis nicht absichtlich derart schlecht

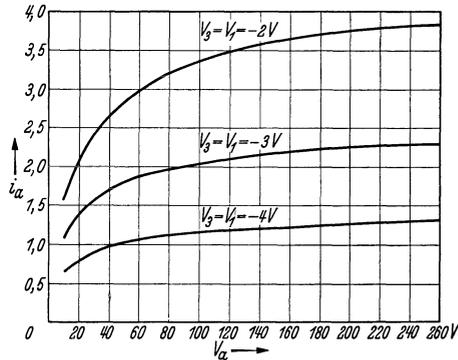


Abb. 37. Ordinate und Abszisse wie in Abb. 36. Für Heptode EH 2 (Hexode mit Fanggitter). Verschwinden der Folgen der Sekundäremission.

konstruiert wird, daß die Verstimmung nicht schadet. Im letzteren Fall ist aber die Impedanz des Kreises stark verringert und damit auch die Verstärkung der Stufe. Bereits bei 200 m Wellenlänge ist eine Änderung der Eingangskapazität um $1,7 \mu\mu\text{F}$ für normale Kreise als zu groß zu bezeichnen.

Die Ursache der ungünstigen Eingangsparellwiderstände für kurze Wellenlängen liegt in den langen Elektronenbahnen, welche bei Regelhexoden auftreten können. Die Elektronen werden durch das zweite Gitter hindurchgesaugt, dann vor dem dritten Gitter abgebremst und kehren zum Teil wieder in die Nähe des ersten Gitters zurück. In der Zeit, welche sie zur Zurücklegung dieses Weges brauchen, hat sich die Phase der Wechselspannung auf dem ersten Gitter bei kurzen Wellenlängen bereits geändert. Man kann zeigen, daß hierdurch eine Dämpfung des Eingangskreises entsteht. Diese Dämpfung ist bei Regelpentoden geringer, da derart lange Elektronenbahnen dort nicht auftreten.

Es soll hier noch eine Folge von langen Elektronenbahnen erwähnt werden, welche ursprünglich auch bei Regelpentoden auftrat. Diese wurden früher vielfach aus Gründen der besseren Wärmeableitung mit Gazeanoden versehen. Es konnten nun Elektronen durch die Gazeanoden hindurchtreten. Diese Elektronen gelangten dann nach einem längeren Weg außerhalb der eigentlichen Röhrenkonstruktion wieder in den Raum zwischen Kathode und Anode. Durch Phasenunterschiede mit den Wechselspannungen auf den Röhrenelektroden entstanden auch hierbei zusätzliche Dämpfungen des Eingangskreises sowie des Ausgangskreises im Kurzwellengebiet. Diese Dämpfungen machten sich schon bei 200 m Wellenlänge bemerkbar. Die Verwendung von Vollblechanoden

hat diesen Übelstand beseitigt.

Wellenlänge m	R (aktiv) M Ω
62,5	2,6
24,5	0,16
13,4	0,098
8,3	0,042
5,7	0,030

In der nebenstehenden Tabelle ist der aktive Ausgangsparellwiderstand einer Regelhexode (AH_1) angegeben worden.

Auch diese Zahlen sind ungünstiger als die entsprechenden für Regelpentoden (§12). Die Ursache muß diesmal in der größeren Anzahl von Elektrodenzuleitungen bei Regelhexoden gesucht werden.

Hierdurch entstehen zusätzliche Induktionswirkungen, welche einen kleineren aktiven Ausgangsparellwiderstand verursachen.

Analoges gilt für die Rückwirkungsadmittanz, welche im Kurzwellengebiet bei Regelhexoden ebenfalls ungünstiger ist als bei Regelpentoden, wieder durch die größere Anzahl von Elektrodenzuleitungen.

Die erwähnten ungünstigen Admittanzen bei Regelhexoden treten genau so auch bei Regelheptoden auf. Anodenparellwiderstand und Rückwirkung sind hierbei sogar noch ungünstiger im Kurzwellengebiet, was man verstehen kann durch die noch größere Zahl von Elektrodenzuleitungen.

Zusammenfassend kann man schließen, daß diese Röhrengattungen für Kurzwellenverstärkung wenig geeignet sind.

Literatur: 211a.

§ 16. **Kaskadenröhren, Sekundäremissionsröhren und Elektronenbündelröhren.** Wie im vorigen Paragraphen erwähnt, kann die Hexode aufgefaßt werden als Hintereinanderschaltung einer Triode und einer Tetrode. Man könnte im Prinzip die Röhre auch als eine solche Hintereinanderschaltung verwenden.

Abb. 38 zeigt im Prinzip ein Schema, das hierzu geeignet wäre. Die hochfrequente Eingangsspannung wird nach dem zweiten Gitter, das als Anode dient, verstärkt. Die hochfrequente Wechselspannung dieses zweiten Gitters (Hilfsanode) wird auf das dritte Gitter (Steuergitter der Tetrode) gebracht und im zweiten Teil der Hexode (Tetrode) nach der Anode der Hexode verstärkt. Offenbar treten bei dieser Verwendung der Hexode als Kaskadenröhre Schwierigkeiten auf durch die Rückwirkung im Triodenteil. Prinzipiell ist es aber möglich, auf diese Weise große Verstärkungszahlen, z. B. tausendfach, zu erreichen. Das Prinzip der Kaskadenröhre könnte noch weiter ausgedehnt werden, wenn nicht praktische Schwierigkeiten dieser Anwendung sehr bald ein Ziel setzen würden.

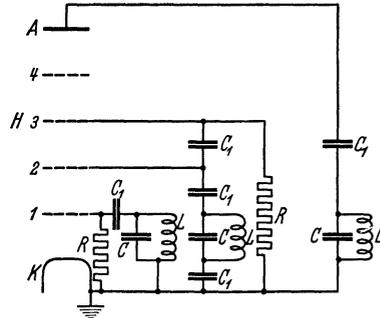


Abb. 38. Schaltung einer Hexode *H* als Kaskadenverstärkerröhre (Triode und Tetrode). Kreise, bestehend aus dem Kondensator *C* und der Selbstinduktion *L*, abgestimmt auf dieselbe Frequenz. Der Eingangskreis ist am Gitter 1 angeschlossen, der zweite Kreis an der ersten Anode (Gitter 2), und zugleich am Eingangsgitter der Tetrode (Gitter 4). Der Ausgangskreis an der Anode *a*. *C*₁ sind Blockkondensatoren. *R* Ableitwiderstände. Gleichspannungsanschlüsse sind der Übersichtlichkeit halber fortgelassen, ebenso wie Schaltelemente zur Kompensierung unerwünschter Rückwirkungen.

Die Sekundäremission von Elektronen, welche uns bis jetzt nur als technischer Nachteil begegnet ist, wurde in letzter Zeit ausgenutzt zur Konstruktion von neuartigen Verstärkerröhren, mit denen sich sehr große Verstärkungszahlen erreichen lassen. Für diese Entwicklung war es notwendig, eine Metalloberfläche zu ermitteln, welche eine sehr starke Sekundäremission besitzt. Die meisten Oberflächen dieser Art bestehen aus einer Cäsiumschicht auf einer Grundfläche, z. B. aus Molybden. Es gelingt hiermit in günstigen Fällen, d. h. bei geeigneter größerer Geschwindigkeit der primären Elektronen, fünf bis zehn Sekundärelektronen auf ein eintreffendes Primärelektron zu erhalten. Der Nachteil einer solchen Cäsiumschicht besteht in der geringen Temperaturbeständigkeit und weiterhin darin, daß sie ihre Sekundäremissionseigenschaften leicht verliert durch Niederschläge aus anderen Materialien, z. B. Barium, welche beim Fertigstellen einer Radioröhre leicht aus der Kathode verdampfen. Man hat neuerdings beständigere Sekundär-

emissionsoberflächen hergestellt, deren genaue Zusammensetzung aber noch unbekannt ist.

Das Prinzip einer Sekundäremissionsröhre nach ZWORYKIN geht aus Abb. 39 hervor. Die sekundäremittierenden Oberflächen haben je gegen

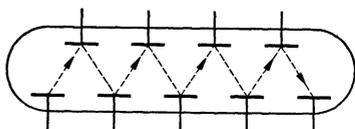


Abb. 39. Prinzip des Elektronen-Multiplikators von V. ZWORYKIN. Die Kathode (Elektrode am meisten links) sendet Elektronen aus, welche zur ersten Anode (positiv gegenüber der Kathode) gesaugt werden. Diese Anode besitzt erhebliche Sekundäremission. Die reflektierten primären und die Sekundärelektronen werden zur zweiten Anode gesaugt, die wieder positiv gegenüber der ersten Anode ist, usw.

die vorige eine höhere Spannung. Die Elektronen aus der Kathode, aus der sie z. B. photoelektrisch freigemacht werden, treffen auf die erste Oberfläche, werden dort mit Sekundärelektronen verstärkt, treffen dann auf die zweite usw. Man erzeugt gewissermaßen eine Elektronenlawine. Zwischen den verschiedenen Sekundäremissionsoberflächen sind noch mehr oder weniger komplizierte Fokussierungsvorrichtungen

angeordnet, welche die Elektronenstrahlen zusammenhalten sollen. Eine andere Ausführung einer solchen Sekundäremissionsröhre ist in Abb. 40 wiedergegeben. Man kann mit derartigen Elektronenröhren Verstärkungszahlen von z. B. 100 000 erreichen. Eine Massenfabrikation scheint aber vorläufig noch mit vielen Schwierigkeiten verknüpft, wegen der schweren Reproduzierbarkeit der Sekundäremissionsoberflächen.

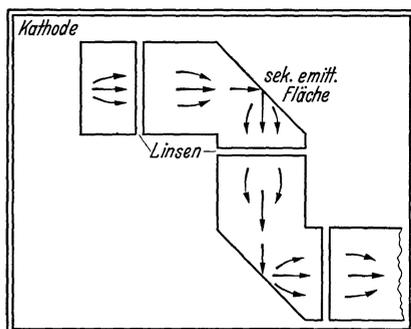


Abb. 40. Anderer Aufbau einer Röhre nach dem gleichen Prinzip wie in Abb. 39.

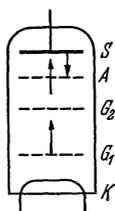


Abb. 41. Hochfrequenz-Verstärkerröhre mit einer Sekundäremissionskathode. Die von der Glühkathode K emittierten Elektronen werden mittels des Gitters G_1 gesteuert, durchheilen das Schirmgitter G_2 und die gitterförmige Anode A und gelangen mit hoher Geschwindigkeit auf die sekundäre Elektronen emittierende Fläche S . Primär- und Sekundärelektronen gelangen dann zusammen zur Anode A . Die Elektrode A hat eine höhere positive Spannung als S .

Außer der genannten Ausführung sind noch mehrere Konstruktionen von Sekundäremissionsröhren vorgeschlagen worden. Eine pentodenartige Konstruktion zeigt Abb. 41. Die primären Elektronen gehen von der Kathode aus durch die Gitter 1, 2 und A und gelangen auf die Sekundäremissionsoberfläche S . Das Gitter A hat ein höheres positives Potential gegenüber der Kathode als diese Oberfläche S . Die auf die Oberfläche S treffenden Elektronen rufen hier Sekundäremission hervor und der gesamte resultierende Elektronenstrom gelangt schließlich auf das Gitter A , das als eigentliche Anode funktioniert. Es gelingt auf diese Weise mit normalen Kathoden Röhren herzustellen, welche eine Steilheit von 10 mA/V und mehr besitzen.

Die Elektronenbündelröhren gehen davon aus, daß man mit verhältnismäßig einfachen Mitteln in einer Röhre Elektronenstrahlen erzeugen kann, deren Verlauf sich durch geeignete Elektroden und Spannungen regeln läßt. Ein prinzipielles Beispiel einer solchen Röhre ist im Querschnitt in Abb. 42 gezeichnet, und zwar verläuft der Querschnitt senkrecht zur Kathodenachse. Die aus zwei Stäbchen bestehenden Steuer-, „Gitter“-Elektroden bilden zusammen das Steuer-, „Gitter“-. Die gezeichnete Anordnung funktioniert folgendermaßen: Bei geringer negativer Spannung der beiden Stäbchen gelangt der Elektronenstrom sowohl auf die Anode 1 als auch auf die Anode 2. Macht man die Spannung der Stäbchen gegenüber der Kathode stark negativ, so gelangen die Elektronen fast nur auf die Anode 2. Wenn man nun z. B. den Strom nach Anode 1 als Funktion der Steuerungspannung auf dem Stäbchen betrachtet, so entsteht eine Charakteristik, welche Ähnlichkeit hat mit der normalen Charakteristik einer Radoröhre. Man hat noch mehrere andere Ausführungen versucht und ist dabei zum Teil zu günstigen Ergebnissen gelangt. Die Vorteile liegen

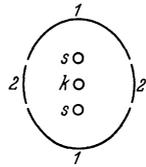


Abb. 42. Querschnitt durch eine Bündelröhre in einer Ebene, senkrecht zur Kathodenachse.
 k = Kathode.
 s = Steuerstäbe.
 1 = Anode.
 2 = Anode.

hauptsächlich in der ganz einfachen Konstruktion, welche gar keine oder höchstens ein einziges Gitter verwendet. Wie bei den Sekundäremissionsröhren muß aber auch hier bemerkt werden, daß die Entwicklung noch im vollen Gang ist, so daß sich die endgültigen Ergebnisse zur Zeit noch nicht übersehen lassen. Natürlich ist eine Kombination von Elektronenbündelröhren mit Sekundäremissionsoberflächen möglich und vielleicht können auch hierbei noch bemerkenswerte Ergebnisse erzielt werden.

Literatur: 40, 54, 59, 64, 85, 112, 113, 138, 193, 209, 216, 227.

§ 17. Tetroden und Pentoden als Gittergleichrichter und als Anodengleichrichter.

Bei der Verwendung von Hochfrequenztetraden und -pentoden als Gittergleichrichter wird dem Steuergitter dieselbe Funktion zuteil, welche sonst eine Diode erfüllt. Dem Steuergitter wird eine solche Vorspannung erteilt, daß ein geringer Gitterstrom fließt. Im einzelnen können die Schaltungen, welche bei der Gittergleichrichtung verwendet werden, noch bedeutende Unterschiede zeigen.

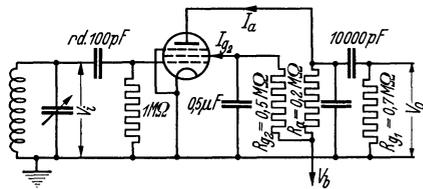


Abb. 43. Pentode als Gittergleichrichter. Die Röhre AF 7, geschaltet als Gittergleichrichter mit Widerstandskopplung.

In Abb. 43 ist die Verwendung einer Hochfrequenzpentode als Gittergleichrichter mit Widerstandskopplung gezeichnet worden. Hierbei ist gemeint, daß die niederfrequente Wechselfspannung im Anodenkreis über einem Widerstand entsteht, und von hier aus an die nächste Nieder-

frequenzverstärkerröhre weitergeleitet wird. Bei der Messung dieser Verwendungsart sind in erster Linie wichtig die Detektorverstärkung und die Verzerrung. Unter Detektorverstärkung versteht man bei vorgegebener Modulationstiefe des völlig verzerrungsfreien Eingangssignals das Verhältnis der niederfrequenten Spannungsamplitude zwischen Anode und Kathode zur hochfrequenten Spannungsamplitude zwischen Steuergitter und Kathode. Die niederfrequente Spannung am Röhrenaussgang wird im allgemeinen, wenn die Modulation frei von Obertönen ist, einen gewissen Prozentsatz solcher Obertöne zeigen. Es sei A_1 die Amplitude der niederfrequenten Ausgangsspannung mit der gleichen Frequenz wie die Modulation (Grundfrequenz), weiterhin A_2 die Amplitude der niederfrequenten Ausgangsspannung mit der doppelten Frequenz, A_3 mit der dreifachen Frequenz, usw. der Modulation. Dann ist mit Verzerrung die Größe

$$d = (-A_1 + \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + \dots}) / A_1$$

bezeichnet.

In der untenstehenden Tabelle sind verschiedene Meßwerte zusammengestellt worden, welche auf das Schema Abb. 43 bezug haben.

Röhre Philips Type AF 7 als Gittergleichrichter mit Widerstandskopplung.

Anodenwiderstand $R_a = 0,2 \text{ M}\Omega$; Schirmgitterwiderstand $R_{g_2} = 0,5 \text{ M}\Omega$

Anodenspannung V_b (V)	Anodenstrom I_a (mA)	Schirmgitterstrom I_{g_2} (mA)	Detektorverstärkung ($m = 0,3$) ¹	Modulationstiefe ($m = 0,3$)		Modulationstiefe ($m = 0,1$)	
				$V_{o\max}$ (V)	Verzerrung d (%)	$V_{o\max}$ (V)	Verzerrung d (%)
250	1,1	0,34	19,6	16	9	5,4	2,0
200	0,89	0,32	18,3	13,5	8	4,5	2,8
150	0,65	0,22	16,4	8,9	8	2,9	3
100	0,42	0,13	14,6	5,1	9	1,6	4

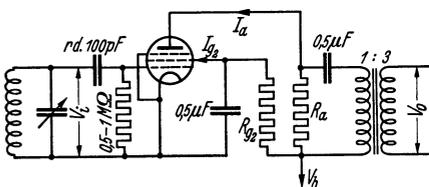


Abb. 44. Die Röhre AF 7, geschaltet als Gittergleichrichter mit Transformatorkopplung. 1:3 und Parallelspeisung durch einen Widerstand R_a .

In Abb. 44 ist eine Schaltung gezeichnet, wobei eine Hochfrequenzpentode als Gittergleichrichter mit Transformatorkopplung zur nächsten Niederfrequenzverstärkerstufe verwendet ist. Für diese Schaltung sind die gleichen Größen gemessen wie oben bei der Widerstandskopplung.

Bei der Verwendung einer Tetrode oder einer Pentode als Anodengleichrichter ist das Steuergitter so weit negativ gegenüber der Kathode, daß gar kein Gitterstrom läuft, also im selben Zustand wie bei der Verwendung als Hochfrequenzverstärkerröhre. Die Stärke der Anoden-

¹ Bei einer Ausgangsspannung $V_o = 2 \text{ V}$.

Röhre AF 7 als Gittergleichrichter mit Transformator­kopplung.
Transformator 1:3 mit Parallelspeisung

Transf.-Parallelwiderstand $R_a (\Omega)$	Anodenspannung $V_b (V)$	Schirmgitterwiderstand $R_{g_2} (\Omega)$	Anodenstrom $I_a (mA)$	Schirmgitterstrom $I_{g_2} (mA)$	Detektorverstärkung $(m=0,3)^1$	Modulationstiefe $(m=0,3)$		Modulationstiefe $(m=0,1)$	
						$V_{o\max}$ (V)	Verzerrung d (%)	$V_{o\max}$ (V)	Verzerrung d (%)
10 000	250	125.000	3,9	1,5	11,4	10	5,5	4,2	4,5
	200	80.000	3,9	1,5	11,2	10	6	4	4,5
	150	40.000	3,8	1,4	11,1	10	7	4	4,5
	100	10.000	3,5	1,5	10,7	9,6	8	3,3	5
20.000	250	125.000	3,5	1,6	16,1	14	4	7,8	5
	200	80.000	3,5	1,6	15,3	14	4	7,5	5
	150	40.000	3,5	1,6	15,1	14	4	7,0	5
	100	10.000	3,5	1,6	13,7	14	4	5,4	6,5

stromstöße, wenn auf das Steuergitter ein moduliertes Hochfrequenzsignal gebracht wird, ändert sich im Rhythmus der Modulation. Durch eine passende Zusammenstellung von Widerstand und Kapazität im Anodenkreis (Abbildung 45) kann man den niederfrequenten Anodenstromanteil vom hochfrequenten trennen, und auf diese Art eine Gleichrichterwirkung der Röhre zustande bringen. Es sind in dieser Schaltung als Anodengleichrichter die analogen Größen wie in obigen Tabellen gemessen worden.

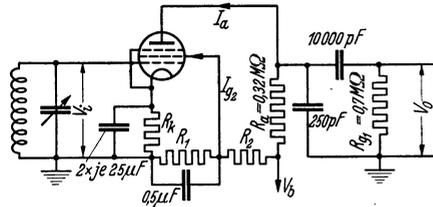


Abb. 45. Schaltung der Röhre AF 7 als Anodengleichrichter.

Röhre AF 7 als Anodengleichrichter bei 250 V Anodenspannung.
Anodenaußenwiderstand $R_a = 0,32 M\Omega$

Anodenspannung $V_b (V)$	Kathodenwiderstand $R_k (\Omega)$	Schirmgitterspannung $V_{g_2} (V)$	Anodenstrom $I_a (mA)$	Schirmgitterstrom $I_{g_2} (mA)$	Detektorverstärkung $(m=0,3)$	Modulationstiefe $(m=0,3)$		Modulationstiefe $(m=0,1)$	
						$V_{o\max}$ (V)	Verzerrung d (%)	$V_{o\max}$ (V)	Verzerrung d (%)
250	10.000	100	0,29	0,10	7,5	14	5,6	14	2,6
	16.000	125	0,23	0,09	6,3	14	8,1	14	4,3
	20.000	125	0,20	0,07	6,0	14	9,4	14	5,2

Literatur: 78, 80, 139, 198, 201.

Abschnitt II. Mischröhren.

§ 18. Das Prinzip der Frequenzmischung. Radioempfangsgeräte nach dem Überlagerungsprinzip arbeiten folgendermaßen: Das modulierte hochfrequente Eingangssignal wird zunächst hochfrequent verstärkt,

¹ Bei einer Ausgangsspannung von 2 Volt eff.

wobei diese Verstärkung von der Antenne aus evtl. auch ohne Verwendung von Verstärkerröhren, lediglich durch geeignete Ankopplung an hochfrequente Schwingungskreise stattfinden kann. Das verstärkte hochfrequente Eingangssignal wird sodann einem unmodulierten hochfrequenten Signal mit einer etwas abweichenden Frequenz überlagert. Diese Überlagerung findet in der Mischstufe statt, welche die Mischröhre enthält. Als Ergebnis der Überlagerung entsteht am Ausgang der Mischstufe ein moduliertes Signal, dessen Frequenz gleich der Differenz der Frequenzen der beiden obengenannten Signale ist. Diese Ausgangsfrequenz der Mischstufe wird als Zwischenfrequenz bezeichnet und ist im allgemeinen niedriger als die Eingangsfrequenz. Es findet nun eine ein- oder mehrstufige Verstärkung des modulierten zwischenfrequenten Signals statt und darauf eine Gleichrichtung und Niederfrequenzverstärkung der üblichen Art. Während die hochfrequente Eingangsspannung bei einem Radiogerät in einem größeren Wellenbereich veränderlich ist, ist die Zwischenfrequenz für alle hochfrequenten Eingangssignale die gleiche. Der Vorzug eines Empfangsgeräts nach dem Überlagerungsprinzip besteht wesentlich darin, daß die Verstärkung vor dem Gleichrichter bei allen Eingangsfrequenzen nur für eine einzige Zwischenfrequenz durchgeführt werden muß.

Aus dem obigen geht hervor, daß ein Überlagerungsempfänger stets einen Wechselspannungserzeuger enthalten muß, nämlich für die Erzeugung des zweiten unmodulierten Hochfrequenzsignals, das dem Eingangssignal überlagert wird. Dieser sog. Oszillatorteil der Mischstufe kann sowohl mit dem Überlagerungsteil vereinigt werden zu einer kombinierten Oszillatormischröhre oder aber es kann hierfür eine getrennte Röhre verwendet werden.

Die Arbeitsweise einer Mischröhre ist stets so, daß die Steilheit im Rhythmus der Oszillatorfrequenz schwankt. Wenn ω_h die Kreisfrequenz des Oszillators bezeichnet, so kann die entstehende Steilheit durch eine Fouriersche Reihe dargestellt werden, deren Grundfrequenz gleich ω_h ist:

$$S = S_0 + S_1 \sin \omega_h t + S_2 \cos 2 \omega_h t + S_3 \sin 3 \omega_h t + \dots$$

Die Reihenfolge der Sinus- und Cosinusglieder ist durch den Symmetriecharakter der Anodenstrom-Zeit-Kurve bedingt. Bei einem hochfrequenten Eingangssignal der Mischstufe: $E_i \sin \omega_i t$ entsteht infolge der obengenannten Steilheit ein Anodenwechselstrom der Mischröhre, die eine Komponente: $E_i \sin \omega_i t \cdot S$ besitzt. Durch Zerlegung dieses Anodenstroms erhält man leicht die Zwischenfrequenzkomponente $i_0 \cos (\omega_h - \omega_i) t = \frac{1}{2} E_i S_1 \cos \omega_0 t$. Dieser zwischenfrequente Anodenwechselstrom erzeugt auf einem Anodenschwingungskreis, der auf die Zwischenfrequenz abgestimmt ist, eine zwischenfrequente Wechselspannung $E_0 \cos \omega_0 t$. Man nennt das Verhältnis E_0/E_i die Mischverstärkung oder Überlagerungsverstärkung der Stufe; während die

Größe $S_{1/2}$ gleich S_c die Überlagerungssteilheit der Mischröhre genannt wird.

§ 19. Tetroden und Pentoden als Mischröhren. In Abb. 46 ist das Grundschaema für die Verwendung von Pentoden als Mischröhre gezeichnet. Hierbei ist zwischen dem Steuergitter und Erde ein Eingangskreis geschaltet, der in der Zeichnung direkt mit der Antenne verbunden ist. Zwischen Erde und Kathode befindet sich eine kleine Spule, welche induktiv mit dem nicht gezeichneten Oszillatorteil der Mischstufe gekoppelt ist. Aus der Antenne kommt auf den Eingangskreis ein Eingangssignal mit der Amplitude E_i . Vom Oszillator her wird auf die Spule eine Hilfswechselspannung induziert, deren Amplitude E_h beträgt. Infolge der Mischung entsteht über dem Anodenkreis eine Wechselspannung, deren Frequenz gleich der Differenz der Eingangsfrequenz und der Hilfsfrequenz ist und deren Amplitude E_0 beträgt. Diese Wechselspannung wird dann über dem sog. Zwischenfrequenztransformator zum Gitter der Zwischenfrequenzverstärkerröhre geführt. Das Verhältnis E_0/E_i nennt man die Überlagerungsverstärkung der Mischröhre. Sie hängt nicht nur von den Röhrendaten ab, sondern auch von der Qualität des Anodenschwingungskreises. Dieser Schwingungskreis besitzt für die Frequenz, auf die sie abgestimmt ist, eine Impedanz, die gleich einem Widerstand R ist. Genau wie bei der Hochfrequenzverstärkung hat die Röhre anodenseitig einen gewissen Widerstand, den wir effektiven Innenwiderstand R_i der Mischröhre nennen. Die Bestimmung dieses Innenwiderstandes der Mischröhre unter

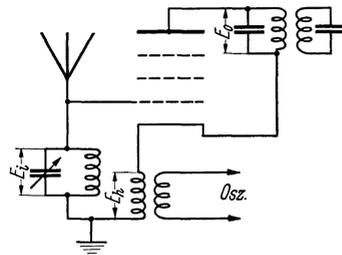


Abb. 46. Prinzipschaltbild einer Hochfrequenzpentode als Mischröhre. In der Spule zwischen Kathode und Erde wird vom Oszillator her eine Wechselspannung $E_h \sin \omega_h t$ induziert. Aus der Antenne gelangt auf den Eingangskreis eine Wechselspannung $E_i \sin \omega_i t$. Gleichspannungsanschlüsse sind der Übersichtlichkeit halber fortgelassen.

den vorliegenden Betriebsbedingungen ist einfach. Hierbei gehen wir von der im allgemeinen stets erfüllten Voraussetzung aus, daß die Zwischenfrequenz kein exakter Bruchteil der Eingangsfrequenz ist. In diesem Fall legt man an das Steuergitter gegenüber der Kathode die unter Betriebsverhältnissen notwendige Vorspannung an. Außerdem kommt zwischen Steuergitter und Kathode die Hilfswechselspannung mit der Amplitude E_h , während das Schirmgitter die vorgeschriebene positive Spannung erhält. Die Anodengleichspannung wird ebenfalls auf den vorgeschriebenen Wert gebracht und sodann um diesen Wert herum um den Betrag ΔV verändert. Hierbei ändert sich der Anodengleichstrom, ebenfalls unter den genannten Betriebsverhältnissen gemessen, um den Betrag Δi . Es ist dann $R_i = \Delta V / \Delta i$. Dieser effektive Innenwiderstand der Mischröhre ist in Reihe mit dem Außenwiderstand R geschaltet. Wenn nun noch die im vorigen Paragraphen genannte Überlagerungssteilheit S_c

bekannt ist, so erhält man die Überlagerungsverstärkung g_c aus der Gleichung (vgl. § 3):

$$(19,1) \quad g_c = S_c \frac{R_i R}{R_i + R}.$$

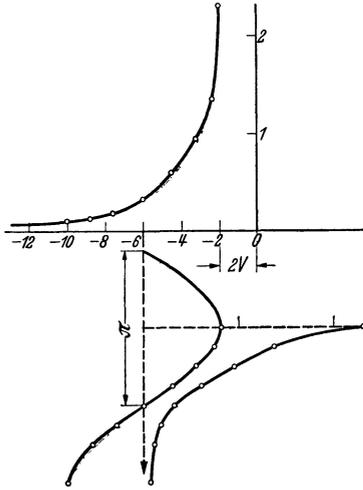


Abb. 47. Oberer Teil: Ordinate Steilheit mA/V, Abszisse: negative Steuergittervorspannung. Kurve gibt Steilheit als Funktion der Gittervorspannung bei der Pentode E 447 (Philips). Im unteren Teil ist eine Wechselspannung auf dem Steuergitter (eine Periode = 2π) und die resultierende Steilheitskurve als Funktion der Zeit gezeichnet.

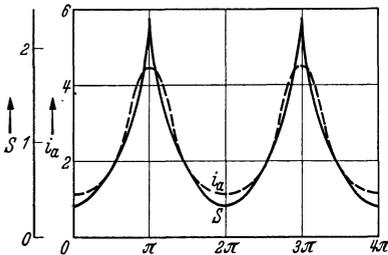


Abb. 48. Steilheit S (mA/V) und Anodenstrom i_a (gestrichelt mA) als Funktion der Zeit (eine Periode der Gitterwechselspannung gleich 2π) für die Röhre E 447, wobei das Steuergitter eine Vorspannung -4 V und eine Wechselspannung von 2 V Scheitelwert erhält.

Es handelt sich für die Berechnung der Überlagerungsverstärkung also jetzt darum, die Überlagerungssteilheit S_c aus der Röhrencharakteristik und den Betriebsbedingungen zu bestimmen. In Abb. 47 ist im oberen Teil die Steilheit einer Hochfrequenzpentode (Philips Type E 447) als Funktion der negativen Steuergittervorspannung gezeichnet. Im unteren Teil der Abbildung ist zunächst mit einer vertikalen Zeitachse (π gleich einer halben Periode) die Hilfswechselspannung gezeichnet, welche nach Abb. 46 zwischen Kathode und Erde und somit auch zwischen Kathode und Steuergitter kommt. Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Impedanz in der Röhre (in Hauptsache eine Kapazität) zwischen Steuergitter und Kathode für die in Frage kommenden Frequenzen groß ist gegen die Impedanz zwischen Steuergitter und Erde, also gegen die Impedanz des Eingangskreises für die Hilfsfrequenz. Diese Bedingung ist in der Praxis, außer im Kurzwellengebiet, meistens erfüllt. In Abb. 47, unterer Teil, ist die Hilfswechselspannung so gezeichnet worden, daß die gesamte Steuerungspannung des ersten Gitters nie geringer wird als -2 V. Dies bezweckt, den Gitterstrom mit Sicherheit zu vermeiden, sogar wenn noch ein

Eingangssignal von z.B. einigen Zehntel Volt vorhanden ist. Aus dem oberen Teil der Abb. 47 ist nun sofort zu konstruieren, wie unter dem Einfluß der Hilfswechselspannung und der Steuergittervorspannung die Steilheit als Funktion der Zeit verläuft. Die erhaltene Kurve ist ebenfalls im unteren Teil von Abb. 47 gezeichnet. In Abb. 48 ist für die

gleiche Hochfrequenzpentode bei $E_h = 2\text{ V}$ und einer Steuergitterspannung von -4 V der Verlauf der Steilheit (ausgezogen) und des Anodenstroms (gestrichelt) als Funktion der Zeit (eine Einheit der horizontalen Achse gleich einer halben Periode der Hilfswechselspannung) gezeichnet. Die Abb. 49 und 50 enthalten die gleichen Daten für dieselbe und für eine andere Hochfrequenzpentode bei verschiedenen Werten der Hilfswechselspannung und der Steuergitterspannung. Wie im vorigen Paragraphen erwähnt, erhält man die Überlagerungssteilheit S_c dadurch, daß die gezeichneten Steilheitskurven in eine Fouriersche Reihe zer-

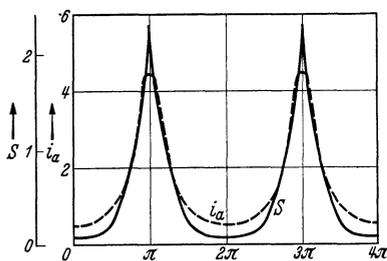


Abb. 49. Dieselben Größen wie in Abb. 48. Röhre E 447 (Pentode) mit -6 V Vorspannung und 4 V Scheitelwert Wechselspannung auf dem Steuergitter.

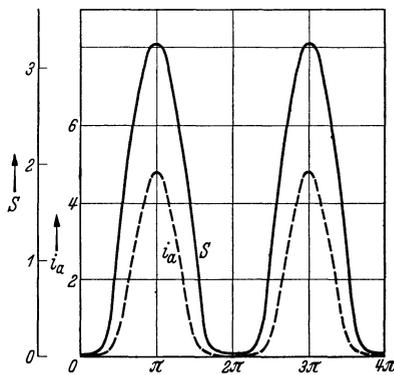


Abb. 50. Dieselben Größen wie in Abb. 48. Röhre E 446 (Pentode) mit -3 V Vorspannung und 2 V Scheitelwert Wechselspannung auf dem Steuergitter.

legt werden. Diese Zerlegung kann leicht durchgeführt werden, wenn man aus den obigen Abbildungen bemerkt, daß der Verlauf der Steilheit und jener des Anodenstroms als Funktion der Zeit näherungsweise durch Dreiecke, wie in Abb. 51, ersetzt werden kann. Die Grundkomponente der Fourierschen Reihe für eine solche Dreiecksfigur ist gleich der doppelten Überlagerungssteilheit und wird gegeben durch die Gleichung:

$$(19,2) \quad 2 S_c = \frac{2}{\pi} S_{\max} \frac{1 - \cos b}{b} .$$

Aus dieser Gleichung, in der S_{\max} die maximale, während einer Periode der Hilfswechselspannung erreichte Steilheit bedeutet, also in Abb. 48 etwa $2,3\text{ mA/V}$, kann leicht die günstigste Einstellung der Mischröhre berechnet werden, um den größten Wert von S_c zu erreichen, wenn der Wert von S_{\max} festgehalten wird. Hierzubetrachten wir die folgende Tabelle.

$\frac{1 - \cos b}{b}$	o	$\frac{2}{\pi}$	$\frac{2 \frac{1}{4}}{\pi}$	$\frac{2}{\pi}$
b	o	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{2 \pi}{3}$	π

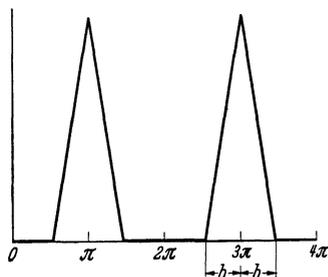


Abb. 51. Vereinfachte Darstellung der Kurven aus Abb. 48, 49 und 50 durch ein Dreieck.

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß der günstigste Wert von b gleich dem dritten Teil einer Periode der Hilfswechselspannung ist. Diese Hilfswechselspannung muß also derart eingestellt werden, daß die Steilheitskurve als Funktion der Zeit ungefähr in dieser Weise verläuft. Wir nennen V jenen Wert der Steuergitterspannung, der einer vernachlässigbaren Steilheit entspricht, also z. B. in Abb. 47 etwa -8 oder -10 V. Weiterhin nennen wir V_0 die Steuergitterspannung, welche der maximalen Steilheit während einer Hilfswechselspannungsperiode entspricht, also in Abb. 47 -2 V. Dann entspricht der oben berechneten günstigsten Einstellung der Wert

$$(19,3) \quad E_h = \frac{2}{3}(V - V_0).$$

Hierbei ist der Faktor $2/3$ nicht ganz kritisch und kann z. B. zwischen $1/2$ und 1 angenommen werden. Mit dem aus der Tabelle folgenden Wert von b erhält man aus Gl. (19, 2) die Gleichung:

$$(19,4) \quad S_c = 0,23 S_{\max}.$$

Für Meßzwecke bringt man öfters auf das Steuergitter gegen Erde eine Wechselspannung mit einer Frequenz gleich der Zwischenfrequenz, während die Wechselspannung $E_h \sin \omega_h t$ gleichfalls vorhanden ist. Für die Verstärkung eines solchen Signals kommt offenbar der mittlere Wert der Steilheitskurve als Funktion der Zeit in Frage. Diese mittlere Steilheit (arithmetisches Mittel) S_g ist auch sofort durch Fourierzerlegung der Steilheitskurve zu berechnen und wird für eine Dreieckskurve nach Abb. 51 gleich:

$$(19,5) \quad S_g = \frac{b}{2\pi} S_{\max} = \frac{1}{3} S_{\max} = 1,45 S_c.$$

Hierbei ist im letzteren Teil der Gl. (19, 5) für b der günstigste Wert aus der obigen Tabelle eingesetzt worden. Offenbar gibt uns die Gl. (19,5) ein einfaches Mittel, um die Einstellung der Mischröhre experimentell zu kontrollieren. Wenn man einmal zwischen Steuergitter und Erde eine hochfrequente Wechselspannung mit der Eingangsfrequenz und darauf bei gleicher Amplitude eine Wechselspannung mit der Zwischenfrequenz bringt, so müssen die zwischenfrequenten Spannungen auf dem Anodenkreis sich verhalten wie S_c zu S_g .

Literatur: 199, 200, 203.

§ 20. Günstigste Einstellung der Mischröhre in bezug auf Rauschen durch Schroteffekt. Genau wie bei Hochfrequenzverstärkerröhren (vgl. § 10) entsteht auch bei Mischröhren infolge der statistischen Schwankungen des Anodenstromes (Aufprasseln der Elektronen) ein gewisses Rauschen im Lautsprecher des Empfangsgeräts. Durch die genannten Schwankungen des Anodenstromes wird der Anodenschwingungskreis (Zwischenfrequenzkreis) jedesmal angestoßen und es entsteht über diesem Kreis eine Wechselspannung, deren Frequenz das ganze Abstimmgebiet

dieses Kreises umfaßt (Frequenzband). Wie im Fall der Hochfrequenz-Verstärkerröhren ist auch hier diese infolge des Schroteffektes entstehende Wechselspannung proportional mit $(i_a)^{1/2}$, wobei i_a der Anodengleichstrom ist. Wir nehmen an, daß der innere Widerstand der Mischröhre groß ist gegen die Impedanz des Anodenschwingungskreises für die Zwischenfrequenz. In diesem Fall kann die Wirkung der genannten Anodenwechselspannung auch dargestellt werden durch eine Wechselspannung auf dem Eingangsgitter der Mischröhre, mit dem gleichen Frequenzband wie die Anodenwechselspannung. Diese äquivalente Gitterwechselspannung des Schroteffektes ist dann proportional zu $\sqrt{i_a}/S_c$. Der Betrag dieser Wechselspannung ist größer, je breiter unter sonst gleichen Verhältnissen die Abstimmkurve des Anodenschwingungskreises ist. Nimmt man an, diese Abstimmkurve habe eine genaue rechteckige Gestalt (was natürlich praktisch nicht erreicht werden kann) und eine Breite von B Hertz, so ist die genannte Wechselspannung proportional mit \sqrt{B} . Die genaue Gleichung für die äquivalente Gitterwechselspannung des Schroteffektes lautet [vgl. Gl. (10, 2)]:

$$E_n = f \frac{\sqrt{i_a}}{S_c} \sqrt{\frac{B}{10\ 000}} \mu V.$$

Hierbei ist i_a in mA, S_c in mA/V ausgedrückt. Der Faktor f wechselt von Röhre zu Röhre und liegt für die jetzigen Röhren ungefähr zwischen 0,6 und 1,3.

Es handelt sich nun darum, die günstigste Einstellung einer Pentodenmischröhre zu ermitteln, damit ein möglichst günstiges Verhältnis von Signalwechselspannung zu Schroteffektwechselspannung auf dem Anodenschwingungskreis entsteht. Bei vorgegebener Größe der Eingangssignalwechselspannung auf dem Steuergitter ist dieses Verhältnis möglichst günstig, wenn die äquivalente Schroteffektwechselspannung auf dem Steuergitter möglichst klein ist. Für die Einstellung der Mischröhre kommt dies somit darauf hinaus, daß der Ausdruck $\sqrt{i_a}/S_c$ zum Minimum gemacht wird.

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt, ist die Kurve der Steilheit als Funktion der Zeit von ungefähr gleicher Form wie die Kurve des Anodenstromes als Funktion der Zeit. Wir nähern deswegen beide Kurven durch Dreiecke wie in Abb. 51 an, wobei die Dreiecke für die Steilheitskurve aus jenen für die Anodenstromkurve durch Multiplikation mit einem Faktor entstehen. In diesem Fall ist der Ausdruck $S_c/\sqrt{i_a}$ proportional zu $(1 - \cos b)/b^{3/2}$. Für diesen Ausdruck ergibt sich als Funktion von b obenstehende Tabelle.

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß der günstigste Wert von b

$\frac{1 - \cos b}{b^{3/2}}$	0	0,46	0,51	0,49
b	0	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{2\pi}{3}$

in diesem Fall $\pi/2$ beträgt. Dieser Wert von b weicht sehr wenig ab von dem günstigsten b -Wert, der im vorigen Paragraphen ermittelt wurde für die günstigste Überlagerungsteilheit. Es zeigt sich somit, daß die Einstellung der Mischröhre auf größte Überlagerungsteilheit nahezu zusammenfällt mit der Einstellung für günstigstes Rauschen.

Literatur: 203.

§ 21. Die Hexode als Mischröhre. In Abb. 33 ist der Anodenstrom der Hexode dargestellt als Funktion der Spannung auf dem ersten Gitter, mit der Spannung des dritten Gitters als Parameter. In analoger Weise kann die Steilheit der Anodenstromcharakteristik in bezug auf die

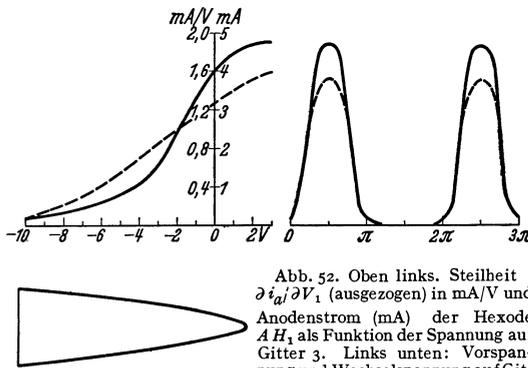


Abb. 52. Oben links. Steilheit $\partial i_a / \partial V_1$ (ausgezogen) in mA/V und Anodenstrom (mA) der Hexode AH_1 als Funktion der Spannung auf Gitter 3. Links unten: Vorspannung und Wechselspannung auf Gitter 3 als Funktion der Zeit. Rechts: resultierende Steilheit und Anodenstrom als Funktion der Zeit.

Spannung des ersten Gitters als Funktion der Vorspannung auf dem dritten Gitter dargestellt werden (Abb. 52). In dieser Abbildung ist auch gestrichelt der Anodenstrom bei fester Vorspannung des ersten Gitters als Funktion der Spannung auf dem dritten Gitter dargestellt. Auf das dritte Gitter wird nun eine feste negative Vorspannung und dazu noch eine Wechselspannung gebracht (Abb. 52 unterer Teil). Infolge dieser Spannungen des dritten Gitters verläuft die Steilheit als Funktion der Zeit wie im rechten Teil von Abb. 52 gezeichnet. Auch der Anodenstrom als Funktion der Zeit ist gestrichelt konstruiert worden. Der Mischprozeß verläuft nun genau wie bei der Mischpentode dargestellt. Die Steilheitskurve als Funktion der Zeit wird in eine Fouriersche Reihe zerlegt und die halbe Amplitude der Grundkomponente dieser Fourierreihe ist gleich der Überlagerungsteilheit.

Die Steilheit als Funktion der Zeit und der Anodenstrom als Funktion der Zeit in Abb. 52 können angenähert werden durch Rechtecke, wie in Abb. 53 dargestellt, während die Dreiecksnäherung von § 19 hier etwas weniger brauchbar ist. Für diese Rechteckskurve kann die Grundkomponente sehr leicht berechnet werden und man findet:

$$(21,1) \quad S_c = \frac{I}{\pi} S_{\max} \sin a.$$

Hierbei ist S_{\max} die größte Steilheit, welche im Verlauf einer Schwingungsperiode der Wechselspannung auf dem dritten Gitter erreicht wird und a die halbe Breite der rechteckigen Näherungskurve, wobei eine Periode der Wechselspannung auf dem dritten Gitter gleich 2π gesetzt

ist. Offenbar erhält man aus dieser Gleichung die größte Überlagerungssteilheit, indem $a = 90^\circ$ angenommen wird.

Wenn man, wie im vorigen § 20, fragt nach der günstigsten Einstellung der Mischröhre in bezug auf das Verhältnis der Signalspannung zur Wechselspannung des Schroteffekts im Anodenzwischenfrequenzkreis, so muß die Größe $S_c/\sqrt{i_a}$ zum Maximum gemacht werden. Diese Größe ist proportional zu $\sin a/\sqrt{a}$. Aus der untenstehenden Tabelle geht hervor, daß diese Größe ein Maximum erreicht für $a = 60^\circ$.

$\frac{\sin a}{\sqrt{a}}$	0	0,8	0,85	0,8
a	0	45°	60°	90°

Für $a = 60^\circ$ kann wieder das Verhältnis zwischen S_c , S_{\max} und S_g berechnet werden. Hierbei ist, wie in § 19, S_g die Steilheit der Mischröhre für ein Eingangssignal der Zwischenfrequenz, beim Vorhandensein der normalen Oszillatorwechselspannung auf dem dritten Gitter. Man findet:

$$(21, 2) \quad S_c = 0,27 S_{\max} = 0,83 S_g.$$

Wir betrachten jetzt die Vorgänge der Elektronenströmung in der Hexode, als Mischröhre verwendet, etwas genauer. Die Elektronen werden von der positiven Spannung des zweiten Gitters durch das erste Gitter hindurchgesaugt. Man vergleiche die in Abb. 54 schematisch dargestellte Potentialverteilung in der Hexode als Mischröhre. Das dritte Gitter hat während der positiven Schwungperiode der Hilfswechselspannung eine Spannung, die ungefähr gleich dem Kathodenpotential ist. Während der negativen Schwungperiode der Hilfswechselspannung ist die Spannung des dritten Gitters aber stark negativ in bezug auf die Kathode. Im ersten Fall gehen die Elektronen durch das dritte Gitter hindurch und werden dann zur Anode gesaugt. Im

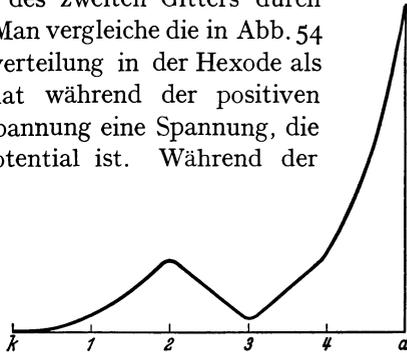


Abb. 54. Potentialkurve in einer Hexode von der Kathode (links) zur Anode auf einer Linie, welche die Gitterwindungen nicht trifft.

zweiten Fall aber bildet sich vor dem dritten Gitter eine Raumladung durch die Abbremsung des Elektronenstromes. Die Elektronen werden vor dem dritten Gitter zur Umkehr gezwungen und gelangen durch die Saugwirkung des zweiten Gitters durch dieses zweite Gitter hindurch wieder in die Nähe des ersten Gitters, kehren dort wieder um, werden wieder vom zweiten Gitter angesaugt usw. Hieraus geht hervor,

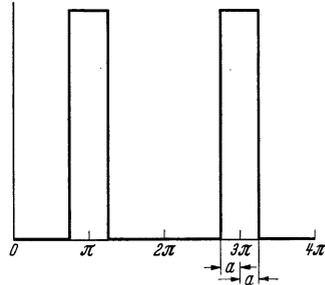


Abb. 53. Vereinfachte Darstellung der Kurven rechts in Abb. 52 durch Rechtecke.

daß sich vor dem dritten Gitter während der negativen Schwungperiode eine starke virtuelle Kathode ausbildet. Aber auch zwischen dem ersten und dem zweiten Gitter bildet sich eine, zwar viel schwächere, virtuelle Kathode. Diese virtuelle Kathode ist als Ursache des Induktionseffekts

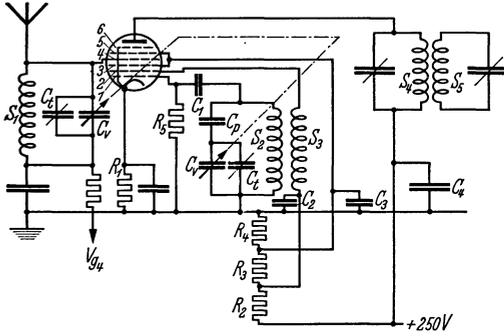


Abb. 55. Schaltbild der Oktode als selbstschwingende Mischröhre.
 $R_1 = 250$; $R_2 = 2000$; $R_3 = 700$; $R_4 = 6500$; $R_5 = 50\,000 \Omega$.

anzusehen (vgl. § 32).

Literatur: 96, 103, 203.

§ 22. Die Oktode als Mischröhre. Während die Hexode bei der Verwendung als Mischröhre einen getrennten Oszilatorteil braucht, wofür meistens eine Triode verwendet wird, vereinigt die Oktode den Röhrenteil der gesamten Mischstufe in einem einzigen

Glaskolben. In Abb. 55 ist die Schaltung der Oktode bei der Verwendung als Mischröhre gezeichnet, während in Abb. 56 ein Querschnitt durch die Gitterkonstruktion der Oktode dargestellt ist. Das erste Gitter der Oktode bildet zusammen mit den beiden Stäbchen, die als zweites Gitter

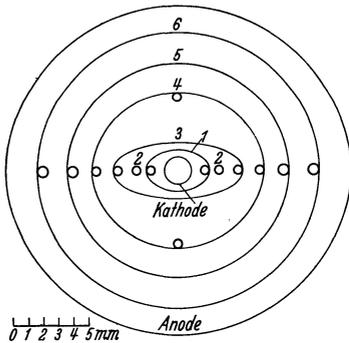


Abb. 56. Querschnitt durch das Gittersystem einer Oktode AK 2 in einer Ebene senkrecht zur Kathodenachse.

funktionieren, eine Triode. Dieser Triodenteil ist, wie aus Abb. 55 zu ersehen, als Wechsellspannungserzeuger geschaltet. Infolge der Rückkopplung vom Anodenkreis auf den Steuergitterkreis der Triode wird irgendein Spannungsimpuls, der in diesem Kreis entsteht, verstärkt und baut sich selbst auf zu einer Wechsellspannung, deren Frequenz durch die Abstimmfrequenz des Steuergitterkreises bestimmt ist. Die Amplitude der Wechsellspannung hängt ab von den verschiedenen in der Oszilatorschaltung vorhandenen Dämpfungs-

effekten. Sie kann durch Veränderung der Rückkopplung weitgehend geändert werden und wird meistens auf etwa 8 V effektiv eingestellt. Durch den Widerstand R_5 (z. B. $50\,000 \Omega$) und den Kondensator C_1 zwischen Steuergitter der Triode und Kathode findet eine Gleichrichtung dieser Steuergitterwechsellspannung statt, wodurch das Steuergitter gegenüber der Kathode eine konstante negative Steuergittervorspannung erhält. Diese Vorspannung wächst, wenn die Gitterwechsellspannung größer wird. Das dritte Gitter der Oktode dient dazu,

das vierte Gitter, das als Eingangsgitter für das Hochfrequenzsignal dient, vom Oszillorteil abzuschirmen. Das fünfte Gitter ist mit dem dritten in der Röhre verbunden und wirkt als Abschirmung des vierten Gitters von der Anode. Das Eingangssignalgitter 4 erhält eine negative Vorspannung, welche mindestens etwa 1,5 V beträgt. Hierdurch bildet sich vor diesem vierten Gitter eine virtuelle Kathode. Von dieser virtuellen Kathode an bis zur Anode gerechnet hat man eine Pentode vor sich. Die Stärke der virtuellen Kathode vor dem vierten Gitter wechselt im gleichen Rhythmus wie die Wechselspannung des ersten Gitters.

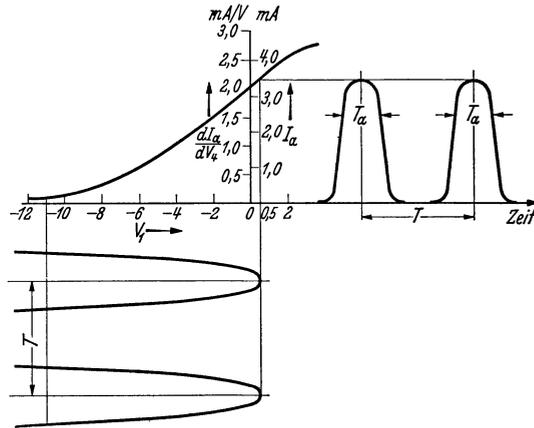


Abb. 57. Links oben: Steilheit $\partial i_a / \partial V_1$ der Oktode AK 2 als Funktion der Vorspannung V_1 auf Gitter 1. Links unten: Vorspannung und Oszillatorspannung auf Gitter 1. Rechts: Steilheit als Funktion der Zeit infolge der Oszillatorspannung auf Gitter 1. Die Kurven im oberen Teil stellen in anderem Maßstab: auch den Anodenstrom als Funktion der Vorspannung auf Gitter 1 bzw. der Zeit dar.

Die Darstellung des Mischprozesses verläuft nun ungefähr wie jene bei der Hexode. In Abb. 57 ist im oberen Teil die Steilheit der Anode in bezug auf das vierte Gitter als Funktion der Vorspannung des ersten Gitters der Oktode dargestellt worden. Die gleiche Kurve gibt in anderem Maßstab den Anodenstrom als Funktion der Vorspannung des ersten Gitters. Wenn nun das erste Gitter, wie oben erwähnt, eine Wechselspannung zusammen mit einer negativen Vorspannung erhält, wie im unteren Teil der Abb. 57 gezeichnet, so verläuft die Steilheitskurve

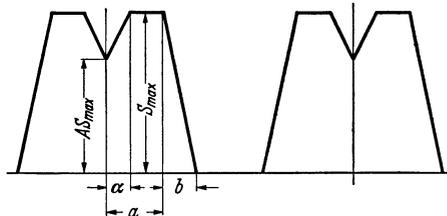


Abb. 58. Schematische Darstellung der Steilheit als Funktion der Zeit bei Mischröhren.

als Funktion der Zeit wie im rechten Teil von Abb. 57 dargestellt. Diese Steilheitskurve als Funktion der Zeit kann in eine Fourierreihe zerlegt werden, und die halbe Amplitude der Grundkomponente ist wieder gleich der Überlagerungssteilheit. Wie aus Abb. 57 zu ersehen, kann die Steilheitskurve und die Anodenstromkurve als Funktion der Zeit durch eine Rechteckskurve, wie in Abb. 53, angenähert werden. Es gelten deshalb für die Oktode die gleichen Gleichungen, welche im vorigen § 21 für die Hexode abgeleitet wurden.

Die Annäherung der Steilheitskurve als Funktion der Zeit durch Rechtecke läßt sich nicht immer genau durchführen. Es ist deshalb nützlich, eine genaue Annäherung, etwa durch eine trapezförmige Kurve, wie in Abb. 58 gezeichnet, vorzunehmen. Diese Form tritt, angenähert, öfters auf (vgl. Abb. 61). Die Fourierzerlegung dieser Trapezkurve lautet unter Benutzung der Bezeichnungen von Abb. 58:

$$S = S_g + S_1 \sin \omega_h t + S_2 \cos 2 \omega_h t + S_3 \sin 3 \omega_h t + \dots;$$

$$S_g = \frac{1}{2\pi} S_{\max} [2a + b - \alpha(1 - A)];$$

$$S_1 = \frac{2}{\pi} S_{\max} \left[\frac{1-A}{\alpha} (\cos \alpha - 1) + \frac{\cos a - \cos(a+b)}{b} \right];$$

$$S_n = \frac{2}{\pi} \frac{S_{\max}}{n^2} \left[\frac{1-A}{\alpha} (\cos n\alpha - 1) + \frac{\cos na - \cos n(a+b)}{b} \right].$$

Literatur: 194, 195, 197, 203, 220.

§ 23. Exakte Berechnung der Überlagerungssteilheit aus der statischen Röhrencharakteristik bei Mischpentoden. Wir wenden uns zunächst den Pentodenmischröhren zu. Wie bereits im § 5 dargestellt, kann die statische Charakteristik (Anodenstrom als Funktion der Steuergitterspannung) gut durch eine Summe von e -Potenzen angenähert werden:

$$i_a = A_1 e^{a_1 V} + A_2 e^{a_2 V} + \dots$$

In der folgenden Rechnung betrachten wir nur eine e -Potenz. Es ist dann ohne weiteres klar, wie mit einer Summe von e -Potenzen zu verfahren ist.

Die Gitterspannung V setzt sich zusammen aus einer negativen Vorspannung V_0 , einer Oszillatorwechselspannung $E_h \sin \omega_h t$ und einer Eingangssignalspannung $E_i \sin \omega_i t$. Wir machen Gebrauch von der Entwicklungsgleichung (vgl. § 52):

$$\exp(E \sin \omega t) = I_0(jE) + 2 [I_2(jE) \cos 2 \omega t + I_4(jE) \cos 4 \omega t + I_6(jE) \cos 6 \omega t + \dots]$$

$$+ \frac{2}{j} [I_1(jE) \sin \omega t + I_3(jE) \sin 3 \omega t + I_5(jE) \sin 5 \omega t + \dots].$$

Hierbei ist $j = +\sqrt{-1}$ und $I_n(jE)$ eine Besselsche Funktion erster Art, n -ter Ordnung mit dem Argument jE . Diese Funktionen sind alle tabelliert, so daß numerische Rechnungen bequem mit ihnen auszuführen sind (vgl. § 52).

Beim Substituieren von

$$V = V_0 + E_i \sin \omega_i t + E_h \sin \omega_h t$$

in die e -Potenz erhält man ein Produkt zweier Fourierreihen der gerade angegebenen Art, wobei die Grundkreisfrequenz der einen ω_i und jene der zweiten ω_h beträgt. Aus diesem Produkt suchen wir nun alle Glieder heraus, die multipliziert eine Kreisfrequenz $\omega_0 = \omega_h - \omega_i$ ergeben. Man

überzeugt sich leicht davon, daß hierzu nur ein einziges Glied der einen Reihe mit einem einzigen der zweiten Reihe multipliziert werden muß:

$$\frac{2}{j} I_1(j a E_i) \sin \omega_i t. \quad \frac{2}{j} I_1(j a E_h) \sin \omega_h t.$$

Die Anodenstromkomponente der Kreisfrequenz ω_0 ergibt sich hieraus zu

$$(23,1) \quad i_0 \cos \omega_0 t = A e^{V_0 a} \frac{1}{j} I_1(j a E_h) \cdot \frac{2}{j} I_1(j a E_i) \cos(\omega_h - \omega_i) t.$$

Es kann nun fast immer angenommen werden, daß $a E_i$ klein gegen eins ist. Hierdurch vereinfacht sich der Ausdruck Gl. (23,1) zu:

$$(23,2) \quad i_0 = A e^{V_0 a} \frac{1}{j} I_1(j a E_h) a E_i.$$

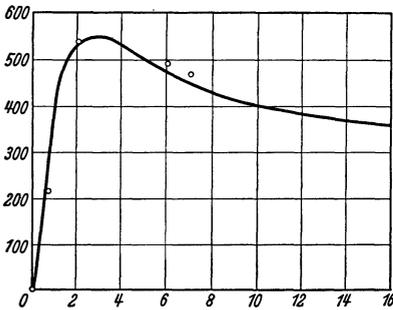


Abb. 59. Überlagerungsteilheit (Ordinate) in $\mu A/V$ als Funktion der Oszillatorspannung (Abszisse, Scheitelwert in Volt) für die Röhre E 447 (Philips), wobei der Scheitelwert der Oszillatorspannung stets um 1,8 V kleiner ist als der Absolutwert der negativen Vorspannung. Punkte gemessen. Kurve berechnet nach Gl. (23,3) (vgl. Abb. 13).

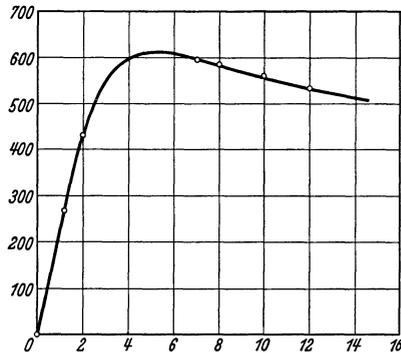


Abb. 60. Wie Abb. 59, aber für die Röhre RCA 58 (vgl. Abb. 13) und mit dem Scheitelwert der Oszillatorspannung gleich der negativen Gitterspannung. Punkte gemessen. Kurve berechnet.

Aus dieser Gleichung kann die Überlagerungsteilheit unmittelbar abgelesen werden:

$$(23,3) \quad S_c = i_0/E_i = a A e^{V_0 a} \frac{1}{j} I_1(j a E_h).$$

Bei mehreren e -Potenzen in der Darstellung der Röhrencharakteristik entsteht rechts eine Summe von Gliedern, deren jedes die angegebene Gestalt hat.

Für zwei der Röhren, deren Charakteristik in Abb. 13 dargestellt ist, wurde nach Gl. (23,3) die Überlagerungsteilheit als Funktion von E_h berechnet, wobei die Summe von E_h und V_0 konstant gehalten wurde. Aus den Abb. 59 und 60 ist zu ersehen, daß diese berechneten Überlagerungsteilheiten sehr gut mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Weiterhin ist aus diesen Abbildungen auch deutlich das Maximum der Überlagerungsteilheit als Funktion von E_h unter der Bedingung, daß $E_h + V_0$ konstant ist, zu ersehen. Dieses Maximum ist ganz in Übereinstimmung mit den Näherungsberechnungen in § 19.

Literatur: 88, 199, 200.

§ 24. **Berechnung der Überlagerungsteilheit bei Hexoden und Oktoden.** Die oben für Mischröhren vom Pentodentyp durchgeführte Rechnung kann formal sofort auf Hexoden und Oktoden übertragen werden. Bei diesen letztgenannten Röhren hängt der Anodenstrom von den Steuerspannungen zweier Gitter (bei Hexoden erstes und drittes Gitter, bei Oktoden erstes und viertes) ab. Diese Steuerspannungen seien mit V_a und V_b bezeichnet. Dann kann als analytischer Ausdruck dieser Abhängigkeit angenommen werden:

$$(24,1) \quad i = C_1 e^{a_1 V_a + b_1 V_b} + C_2 e^{a_2 V_a + b_2 V_b} + C_3 e^{a_3 V_a + b_3 V_b} + \dots$$

Ebenso wie für die Darstellung des Anodenstromes durch eine Reihe von Exponentialgliedern mit einer Steuerspannung, kann auch von obiger Darstellung mathematisch bewiesen werden, daß jede Funktion i von V_a und V_b durch eine Reihe Gl. (24,1) mit geeigneten Konstanten $C_1, C_2, C_3; a_1, a_2, a_3; b_1, b_2, b_3$ usw. beliebig genau angenähert werden kann. Es ist aber viel schwieriger, diese Konstanten im Fall Gl. (24,1) zu bestimmen, als im Falle einer Steuergitterspannung. Die Berechnung der Überlagerungsteilheit kann aus Gl. (24,1) nach genau dem gleichen Rezept durchgeführt werden, wie im § 23 ausgeführt.

Wir werden aber für die praktische Berechnung der Überlagerungsteilheit von Hexoden und Oktoden aus den statischen Charakteristiken einen anderen Weg gehen, der direkt an die Betrachtungen in § 21 anschließt. Diese Methode nimmt ihren Ausgang von der Steilheitskurve als Funktion der Zeit (Abb. 52 und 57). Diese Kurve wird nun nach einem bekannten Näherungsverfahren in eine Fourierreihe zerlegt. Insbesondere wird die Amplitude der Grundharmonischen berechnet. Wir verteilen eine ganze Periode in $4n$ gleiche Teile. Aus der Symmetrie der Steilheitskurve als Funktion der Zeit folgt, daß es genügt, die Steilheit in $2n$ Intervallen zu kennen. Da während der negativen Schwungperiode der Oszillatorwechselspannung die Steilheit in vielen Fällen verschwindend klein ist, genügen dann sogar nur n Intervalle ($1/4$ Periode).

Aus der gemessenen Steilheitskurve als Funktion der Hilfsgitterspannung (drittes Gitter der Hexode, erstes Gitter der Oktode) wird der Steilheitswert abgelesen für folgende Spannungen des Hilfsgitters:

$$V_1 = -V + E_h; \quad V_2 = -V + E_h \cos \frac{\pi}{2n}; \quad V_3 = -V + E_h \cos 2 \frac{\pi}{2n} \dots$$

$$V_{2n+1} = -V + E_h \cos 2n \frac{\pi}{2n}.$$

Die hierzu gehörigen Steilheitswerte sind: $S_1, S_2, S_3, \dots, S_{2n+1}$. Der Wert $-V$ stellt die konstante negative Vorspannung des Hilfsgitters dar, um die herum die Oszillatorwechselspannung mit der Amplitude E_h schwingt. Die Überlagerungsteilheit wird aus den genannten Werten $S_1,$

S_2 usw. erhalten durch die aus der numerischen Fourierzerlegung bekannten Gleichung:

$$(24, 2) \quad \left\{ \begin{array}{l} S_c = \frac{1}{2n} \left(\frac{1}{2} S_1 + S_2 \cos \frac{\pi}{2n} + S_3 \cos 2 \frac{\pi}{2n} \right. \\ \left. + \dots + \frac{1}{2} S_{2n+1} \cos 2n \frac{\pi}{2n} \right). \end{array} \right.$$

Praktisch wird es meistens genügen $4n = 64$ anzunehmen. Für diesen Fall gilt:

$\cos \pi/32 = 0,995$	$\cos 9\pi/32 = 0,634$
$\cos 2\pi/32 = 0,981$	$\cos 10\pi/32 = 0,555$
$\cos 3\pi/32 = 0,957$	$\cos 11\pi/32 = 0,471$
$\cos 4\pi/32 = 0,925$	$\cos 12\pi/32 = 0,383$
$\cos 5\pi/32 = 0,882$	$\cos 13\pi/32 = 0,290$
$\cos 6\pi/32 = 0,832$	$\cos 14\pi/32 = 0,195$
$\cos 7\pi/32 = 0,773$	$\cos 15\pi/32 = 0,098$
$\cos 8\pi/32 = 0,707$	

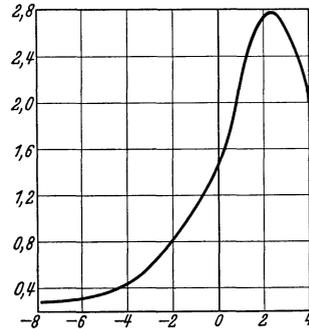


Abb 61. Ordinate: Steilheit $\partial i_a / \partial V_4$ in mA/V als Funktion der Vorspannung auf dem Gitter 1 in Volt (Abszisse) bei einer Oktode.

Als Beispiel betrachten wir eine Oktode. Es wurde festgestellt, daß bei 8,5 V eff. Oszillatorwechselspannung das erste Gitter eine negative Vorspannung von 9,5 V erhielt, also $-V = -9,5$ V. Es genügt die Betrachtung einer Viertelperiode, wodurch die Gl. (24, 2) sich vereinfacht zu:

$$(24, 3) \quad \left\{ \begin{array}{l} S_c = \frac{1}{2n} \left(\frac{1}{2} S_1 + S_2 \cos \frac{\pi}{2n} + S_3 \cos 2 \frac{\pi}{2n} \right. \\ \left. + \dots + \frac{1}{2} S_{n+1} \cos n \frac{\pi}{2n} \right). \end{array} \right.$$

Für die Spannungen V_1, V_2 usw. und für die zugehörigen Steilheiten S_1, S_2 usw. erhält man (Abb. 61):

$V_1 = 1,80$ V,	$V_2 = 1,70$,	$V_3 = 1,58$,	$V_4 = 1,31$,	$V_5 = 0,91$,
$S_1 = 2,65$ mA/V,	$S_2 = 2,64$	$S_3 = 2,61$,	$S_4 = 2,53$,	$S_5 = 2,30$,
$V_6 = 0,45$,	$V_7 = -0,11$,	$V_8 = -0,79$,	$V_9 = -1,51$,	$V_{10} = -2,35$,
$S_6 = 1,90$,	$S_7 = 1,44$,	$S_8 = 1,07$,	$S_9 = 0,79$,	$S_{10} = 0,54$,
$V_{11} = -3,23$,	$V_{12} = -4,17$,	$V_{13} = -5,17$,	$V_{14} = -6,22$,	$V_{15} = -7,30$,
$S_{11} = 0,33$,	$S_{12} = 0,20$,	$S_{13} = 0,12$,	$S_{14} = 0,07$,	$S_{15} = 0,04$,
$V_{16} = -8,39$,	$V_{17} = -9,50$.			
$S_{16} = 0,02$,	$S_{17} = 0,01$.			

Hieraus berechnet man: $32 S_c = 15,99$ oder $S_c = 0,500$ mA/V.

Auch der Anodengleichstrom kann leicht aus der Anodenstromkurve als Funktion der Hilfsgitterspannung (Abb. 52 und 57) berechnet werden.

Hierzu liest man die Stromwerte ab, welche zu den obengenannten Hilfspitterspannungen V_1, V_2, V_3 usw. gehören. Sie seien i_1, i_2, i_3 usw. Dann ist der Anodengleichstrom:

$$(24, 4) \quad i_a = \frac{1}{2^n} \left(\frac{1}{2} i + i_2 + i_3 \cdots + \frac{1}{2} i_{2^{n+1}} \right).$$

§ 25. **Verzerrungen der Überlagerungsverstärkung.** Sobald die bei der Überlagerungsverstärkung auftretenden Röhrengößen: Überlagerungssteilheit und Anodenwiderstand von der Eingangswchelspannung oder von der Ausgangswchelspannung abhängen, werden Verzerrungen auftreten.

Bei Oktoden können Verzerrungen infolge der Abhängigkeit des Anodenwiderstandes von der Ausgangsspannung völlig vernachlässigt werden, wie Abb. 62 lehrt. Dagegen geht aus Abb. 36 hervor, daß dies bei der Hexode nur für nicht zu große Ausgangswchelspannungen gilt. Fügt man noch ein Fanggitter zwischen Schirmgitter und Anode der Hexode ein, so wird dieser Nachteil hoben (Heptode).

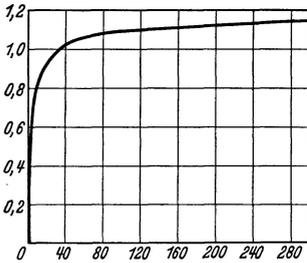


Abb. 62. Anodengleichstrom (Ordinate, mA) als Funktion der Anodengleichspannung (Abszisse, Volt) bei einer Oktode AK 2 unter normalen Betriebsverhältnissen (oszillierend) und $V_4 = -1,5$ Volt.

Wir können uns hier beschränken auf Verzerrungen infolge der Abhängigkeit der Überlagerungssteilheit von der Eingangswchelspannung. Die Berechnung der Verzerrungen soll hier für Pentodenmischröhren durchgeführt werden. Es ist, wie zu Anfang des § 24 bemerkt, einfach, diese

Rechnungen formal auf Hexoden und Oktoden zu übertragen. Für die statische Abhängigkeit des Anodenstromes von der Steuergitterspannung nehmen wir eine einzige e -Potenz an. Es ist einfach, die Gleichungen für eine Summe solcher e -Potenzen, wie in Wirklichkeit zur Darstellung der Charakteristik notwendig, hinzuschreiben. Nach § 23 haben wir somit für die Überlagerungssteilheit die Gleichung:

$$(25, 1) \quad S_c = A \frac{e^{aV_0}}{E_i} \frac{1}{j} I_1(jaE_h) \frac{2}{j} I_1(jaE_i).$$

Die Reihenentwicklung für $I_1(jaE_i)$ lautet:

$$\frac{2}{j} I_1(jaE_i) = aE_i + \frac{1}{8} a^3 E_i^3 + \cdots$$

Somit kann man auch die Überlagerungssteilheit, analog wie in § 5, Gl. (4, 4), in eine Reihe nach Potenzen von E_i entwickeln:

$$(25, 2) \quad S_c = S_1 + S_3 E_i^2 + \cdots,$$

wobei

$$S_1 = A a e^{a V_0} \frac{1}{j} I_1(j a E_k),$$

$$S_3 = \frac{1}{8} A a^3 e^{a V_0} \frac{1}{j} I_1(j a E_k).$$

Wenn nun ein moduliertes Eingangssignal $E_i = E (1 + M \cos \phi t)$ angenommen wird, so kann aus Gl. (25, 2), in völliger Analogie mit § 6, die Modulationssteigerung durch die Überlagerungsverstärkung berechnet werden. Wir nennen auch hier M_1^1 die Modulationstiefe des Zwischenfrequenzgangssignals mit der akustischen Kreisfrequenz (Grundfrequenz) ϕ . Es ist:

$$(25, 3) \quad \frac{M_1^1 - M}{M} = E^2 \left(2 - \frac{3}{4} M^2 \right) \frac{S_3}{S_1}.$$

Das Zwischenfrequenzsignal ist auch mit den Kreisfrequenzen 2ϕ , 3ϕ usw. moduliert. Wir nennen seine Modulationstiefe mit der Kreisfrequenz $2\phi = M_2^1$ und finden:

$$(25, 4) \quad \frac{M_2^1}{M} = E^2 \frac{3}{2} M \frac{S_3}{S_1}.$$

Man wird bemerken, daß die Gl. (25, 3) und (25, 4) eine völlige Analogie aufweisen mit den Gl. (6, 2) und (6, 3) des § 6. Auch das Analogon der Gl. (6, 4) gilt im vorliegenden Falle mit den gleichen Multiplikationskonstanten.

Auch die Kreuzmodulation kann bei der Überlagerungsverstärkung leicht berechnet werden. Hierzu betrachten wir, wie im § 6, zwei Eingangssignale, ein moduliertes $E_K (1 + M_K \cos \phi t) \sin \omega_K t$ und ein unmoduliertes $E_i \sin \omega_i t$. Wir setzen die Summe dieser Eingangssignale in den Exponentialausdruck für die Röhrencharakteristik ein. Es zeigt sich, daß das entstehende Zwischenfrequenzsignal eine Modulationstiefe M_0 mit der Modulationskreisfrequenz ϕ hat:

$$(25, 5) \quad M_0 = 4 \frac{S_3}{S_1} E_K^2 M_K,$$

wodurch auch wieder eine völlige Analogie mit der Gl. (6, 5) des § 6 hergestellt ist.

Literatur: 199, 200, 211.

§ 26. Regelung der Überlagerungsteilheit. Bei den Mischröhren hat es sich, genau wie bei den Hochfrequenzverstärkerröhren, als notwendig erwiesen, die Verstärkung, im vorliegenden Fall also die Überlagerungsverstärkung, je nach Bedarf herunterregeln zu können.

Wir behandeln zunächst die Regelung der Überlagerungsverstärkung bei der Oktode. Hierzu betrachten wir Abb. 63, welche, genau wie Abb. 61, die Steilheit des vierten Gitters zur Anode als Funktion der

Vorspannung auf dem ersten Gitter zeigt. In Abb. 63 ist aber hierbei noch die Vorspannung des vierten Gitters als Parameter aufgenommen.

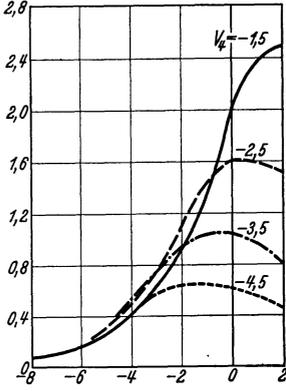


Abb. 63. Steilheit $\partial i_a / \partial V_1$ (vertikal) bei einer Oktode AK 2 in mA/V als Funktion der Vorspannung auf Gitter 1 in Volts bei verschiedenen Vorspannungen des Gitters 4 in Volts.

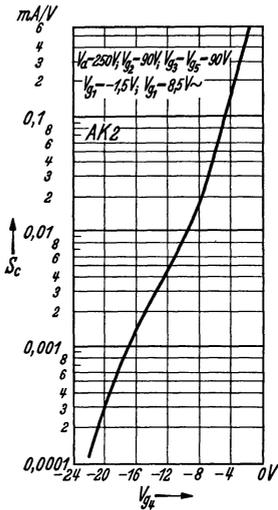


Abb. 64. Überlagerungsteilheit S_c einer Oktode AK 2 (vertikal) als Funktion der Vorspannung V_4 des Gitters 4. Gitter 1 hat $-1,5 V$ zusätzliche Vorspannung und $8,5 V$ eff. Oszillatorwechselspannung.

Man kann nun die Konstruktion der Steilheitskurve als Funktion der Zeit für jede der Kurven aus Abb. 63 durchführen, analog wie in Abb. 57 gezeigt wurde. Aus den entstandenen Steilheitskurven als Funktion der Zeit kann wieder durch Berechnung der ersten Harmonischen (Grundkomponente) die Überlagerungsteilheit erhalten werden. In dieser Weise entsteht die Überlagerungsteilheit als Funktion der Vorspannung auf dem vierten Gitter. Es ist klar, daß bei stärker negativem vierten Gitter die Überlagerungsteilheit heruntergeht. Abb. 64 zeigt eine solche Kurve der Überlagerungsteilheit als Funktion der Vorspannung auf Gitter 4 bei einer ausgeführten Oktode. Der Verlauf ist sehr analog zu dem entsprechenden Verlauf der Steilheit als Funktion der negativen Gittervorspannung bei Hochfrequenz-Verstärkerröhren mit Regelcharakteristik.

Wie zu Anfang von § 24 erwähnt, kann auch bei Oktoden, wenigstens formal, die Überlagerungsteilheit berechnet werden aus einer Darstellung der Charakteristik mittels Exponentialfunktionen. Nennen wir die Vorspannungen der Gitter 1 und 4 bzw. V_1 und V_4 , so lautet diese Charakteristikdarstellung bei Verwendung von nur einer Exponentialfunktion:

$$(26,1) \quad i = C e^{a V_4 + b V_1},$$

wobei i den Anodenstrom darstellt und C , a , b Konstante sind. In Wirklichkeit braucht man eine Summe von Gliedern, wie ein einziges rechts in Gl. (26,1) angeschrieben wurde, wobei jedes Glied andere Konstante C , a , b besitzt. Unter Verwendung von 26,1 erhält man für die Überlagerungsteilheit mit $V_1 = V_{10} + E_h \sin \omega_h t$ und $V_4 = V_{40} + E_i \sin \omega_i t$:

$$(26,2) \quad S_c = \frac{C}{E_i} e^{b V_{10} + a V_{40}} \frac{1}{j} I_1(j b E_h) \cdot \frac{2}{j} I_1(j a E_i).$$

Diese Gleichung ist ganz der Gl. (25, 1) analog und auch ihre Ableitung verläuft in analoger Weise (vgl. § 23). Wie ersichtlich, hängt S_c von der Vorspannung auf Gitter 4, mit V_{40} bezeichnet, in exponentieller Weise ab. Ein Blick auf die Kurve von Abb. 64 lehrt, daß diese Abhängigkeit, welche bei logarithmischem Maßstab für S_c und linearem Maßstab für V_{40} zu einer Geraden führen muß, streckenweise die wirklichen

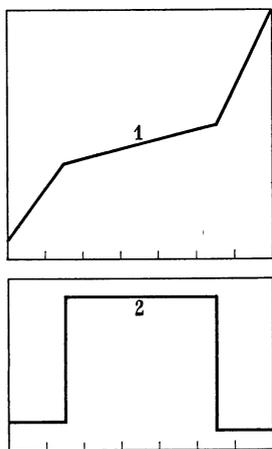


Abb. 65. Horizontal: Negative Vorspannung auf dem Eingangsgitter (Gitter 4) der Oktode. Vertikal: Im oberen Teil Logarithmus der Überlagerungsteilheit (Kurve 1). Unterer Teil: Zulässige Eingangssignalspannung für eine bestimmte zugelassene Verzerrung (Kurve 2). Die Kurven sind stark idealisiert und sollen zeigen, daß die zulässige Eingangssignalspannung umgekehrt proportional ist mit der Neigung der logarithmischen Steilheitskurve.

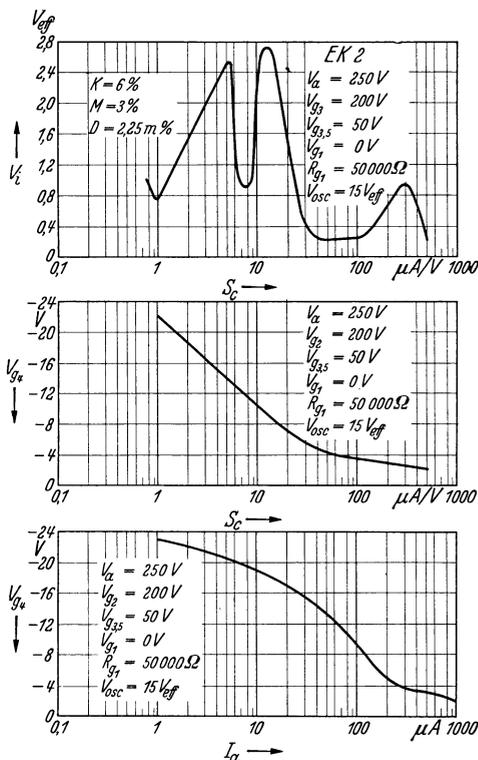


Abb. 66. Gemessene Werte der Überlagerungsteilheit (mA/V) (im mittleren Teil) als Funktion der negativen Vorspannung von Gitter 4, der zulässigen Eingangssignalspannung (oberer Teil) als Funktion der Überlagerungsteilheit bei 6% Kreuzmodulation (M Modulationssteigerung, D Modulationsverzerrung) und des Anodenstromes I_a (mA) als Funktion der negativen Vorspannung von Gitter 4 (unterer Teil) bei einer Oktode EK 2. $R_{g_1} = R_g$ in Abb. 55.

Verhältnisse gut wiedergibt. Wie in § 25 gezeigt, führt Gl. (26, 2) zu folgender Abhängigkeit der Überlagerungsteilheit S_c von E_i :

$$(26, 3) \quad S_0 = S_1 E_i + S_3 E_i^3 + \dots,$$

wobei hier gilt:

$$S_1 = C a e^{b V_{10} + a V_{40} \frac{1}{j}} I_1 (j b E_n),$$

$$S_3 = \frac{1}{8} C a^3 e^{b V_{10} + a V_{40} \frac{1}{j}} I_1 (j b E_n).$$

Offenbar ist:

$$(26, 3) \quad S_3/S_1 = \frac{1}{8} a^2.$$

Die Verzerrungsberechnungen von § 25 können formal in genau derselben Weise durchgeführt werden, unter Zugrundelegung der Charakteristik Gl. (26,1), und führen zum gleichen Ergebnis für die berechneten Größen: Modulationssteigerung, Modulationsverzerrung und Kreuzmodulation, ausgedrückt in S_3/S_1 . Hieraus geht hervor, daß jene Verzerrungen und auch die zulässige Eingangswchelspannung auf Gitter 4 konstant sind für einen Teil der Überlagerungsteilheitskurve (als Funktion von V_{40}), der im logarithmischen Maßstab der Abb. 64 gerade verläuft. Die zulässige Eingangswchelspannungsamplitude für vorgegebene Verzerrung ist umgekehrt proportional zu a , d. h. zur Neigung der Geraden, welche örtlich die logarithmische S_c -Kurve von Abb. 64 annähert (Abb. 65). Eine gemessene Kurve der zulässigen Eingangswchelspannung bei Oktoden zeigt Abb. 66.

Aus dem obigen geht hervor, daß es wünschenswert ist, der Kurve $S_c = f(V_{40})$ streckenweise Exponentialcharakter zu geben, um auch bei Regelung, welche ja erst bei größerer Eingangswchelspannung notwendig wird, die Verzerrungen zu beschränken. Die zulässige Eingangsamplitude sollte bei stärker negativem Gitter 4 wachsen, was auch bei den Kurven in Abb. 64, 65 und 66 der Fall ist.

Man kann eine solche Regelkurve konstruktiv, genau wie bei Hochfrequenz-Verstärkerpentoden, auf zwei Arten erreichen. Erstens durch Ausschneiden von einer oder von mehreren Windungen von Gitter 4, zweitens durch Wickeln von Gitter 4 mit variabler Ganghöhe, wobei gegenüber der Mitte der Kathode die größte Ganghöhe liegt. Beide Methoden werden praktisch verwendet.

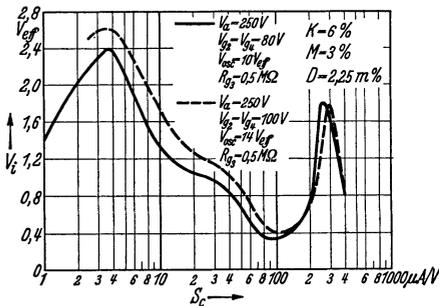


Abb. 67. Zulässige Eingangssignalspannung (Effektivwert, Ordinate) als Funktion der Überlagerungsteilheit für 6% Kreuzmodulation bei verschiedenen Schirmgitter- und Oszillatorwechselspannungen für die Röhre EH 2 (Hexode mit Fanggitter, also Heptode). (M und D vgl. Abb. 66.) $R_{g2} = R_2$ in Abb. 81.

Wir kommen jetzt zur Beschreibung der Regelung bei Hexoden. Hierüber kann genau analoges gesagt werden wie oben für Oktoden. Das erste Gitter der Hexode übernimmt die Rolle des vierten Gitters der Oktode. Das dritte Gitter der Hexode entspricht dem ersten der Oktode.

Die Betrachtung des Regelungsvorganges bei Hochfrequenzpentoden als Mischröhren kann ihren Ausgang nehmen von Gl. (25,1) des § 25. Hier muß das Steuergitter mit variabler Ganghöhe gewickelt oder ausgeschnitten sein, zur Erreichung einer genügend fließenden Regelkurve bei kleiner Verzerrung. Die Rechnung verläuft formal wieder analog wie

bei der Oktode oben ausgeführt. Die Abb. 67 und 68 zeigen Regelkurven und zulässige Eingangsamplituden für Hexoden und Pentoden als Mischröhren.

Literatur: 200, 211.

§ 27. Pfeiftöne bei Mischröhren mit einem einzigen Eingangssignal. Bei Überlagerungsempfangsgeräten ist die Bildung von Pfeiftönen im Empfänger eine bekannte und oft beobachtete Erscheinung. Beim Abstimmen hört man im Laut-

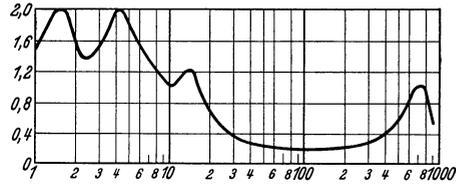


Abb. 68. Ordinate. Zulässige Eingangsschwellenspannung in Volt (eff.) für 6% Kreuzmodulation als Funktion der Überlagerungsteilheit in $\mu\text{A}/\text{V}$ bei der Röhre E 447 mit 4 V Scheitelwert Oszillatorspannung (gemessen). Man vgl. Abb. 65 und 13.

sprecher einen Pfeifton, dessen Höhe sich mit der Abstimmung ändert. Wir werden hier jene Pfeiftöne untersuchen, die ihr Entstehen der Mischröhre verdanken. Es können auch andere Ursachen von Pfeiftönen im Gerät vorhanden sein. Wenn wir annehmen, daß die Siebkreise nach der Mischröhre (Zwischenfrequenzfilter) derart konstruiert sind, daß sie nur die Kreisfrequenz ω_0 und um diese Frequenz ein Gebiet von z.B. ± 5000 Hz durchlassen, so können jene andere Ursachen im Gerät nach der Mischröhre zunächst ausgeschaltet werden. Bei genügender Linearität der Hochfrequenzverstärkung vor der Mischröhre können auch vor der Mischröhre keine Quellen von Pfeiftonstörungen auftreten.

Wir nehmen im vorliegenden Abschnitt an, daß nur ein einziges Eingangssignal auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangt. Dies setzt voraus, daß entweder nur ein einziges Eingangssignal auf dem Antennenanschluß des Gerätes vorhanden ist, oder daß die Hochfrequenzkreise vor der Mischröhre nur ein einziges Signal, das ihrer Abstimmung entspricht, zur Mischröhre gelangen lassen.

Wenn neben der Zwischenfrequenz ω_0 noch eine hiervon nur wenig verschiedene Frequenz $\omega_0 \pm \delta$ am Mischröhrenaussgang auftritt, so werden diese beiden Frequenzen durch die Zwischenfrequenzsieve durchgelassen und gelangen schließlich beide nach der Zwischenfrequenzverstärkerstufe auf die Detektorröhre, wo dann infolge der Gleichrichtung ein hörbarer Ton der Frequenz δ gebildet wird. Dieser Ton wird im Niederfrequenzteil des Gerätes verstärkt und gelangt zusammen mit der gewünschten Musikmodulation von ω_0 auf den Lautsprecher. Wir fragen: Wie kann in der Mischröhre eine Wechselspannung der Frequenz $\omega_0 \pm \delta$ neben einer solchen der Frequenz ω_0 entstehen?

Der Anodenstrom der Mischröhre enthält sowohl Oberwellen der Eingangssignalfrequenz ω_i als auch Obertöne der Oszillatorfrequenz ω_k (vgl. § 23). Es bilden sich Summen und Differenzen der Frequenzen jener Obertöne. Nun ist:

$$(27,1) \quad \pm \omega_0 = \omega_k - \omega_i .$$

Meistens gilt in Gl. (27, 1) das positive Zeichen. Der Grund hierfür ist folgender. Bei einem Schwingungskreis mit fester Spule und variablem Kondensator ist durch Minimum- und Maximumkapazität des Kondensators das erreichbare Frequenzgebiet festgelegt. Wegen Verwendung gleicher variabler Abstimmkondensatoren im Oszillatorschwingungskreis und in den hochfrequenten Eingangsschwingungskreisen vor der Mischröhre wird vorzugsweise das benötigte Frequenzgebiet für den Oszillator (höchste Frequenz dividiert durch niedrigste Frequenz) nicht größer gewählt als für die Eingangskreise. Dies entspricht einer Oszillatorfrequenz, welche höher ist als die Eingangsfrequenz. Z. B. ist im kurzen Rundfunkgebiet die Eingangsfrequenz 500—1500 kHz. Bei einer Zwischenfrequenz von beispielsweise 125 kHz wird das Gebiet der Oszillatorfrequenzen 625—1625 kHz und, wie erwünscht, ist $1625/625 < 1500/500$.

Durch die Oberwellen von ω_h und von ω_i kann nun die Gleichung

$$(27, 2) \quad \pm m \omega_h \pm n \omega_i = \omega_0 \pm \delta$$

erfüllt sein und somit ein störender Pfeifton entstehen. Nimmt man in Gl. (27, 1) das obere Zeichen an, so erhält man aus Gl. (27, 2):

$$(27, 3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\omega_0}{\omega_i} = \frac{m-n}{1-m}, \text{ oder} \\ \frac{\omega_0}{\omega_i} = \frac{n-m}{1+m}, \text{ oder} \\ \frac{\omega_0}{\omega_i} = \frac{m+n}{1-m}. \end{array} \right.$$

Hierbei sind m und n ganze positive Zahlen. Natürlich muß der Quotient ω_0/ω_i positiv sein und dies beschränkt in jeder der Gl. (27, 3) die möglichen Werte von m und n etwas. Die nachfolgende Tabelle enthält einige berechnete Quotienten ω_0/ω_i :

n	3	7	6	2	5	7	1	5	7	6	2	5	3
m	0	1	1	0	1	2	0	2	3	3	1	3	2
ω_0/ω_i	3	3	5/2	2	2	5/3	1	1	1	3/4	1/2	1/2	1/3

Die Tabelle kann natürlich nach Wunsch bedeutend erweitert werden. Auch der Fall, daß in Gl. (27, 1) das untere Zeichen gilt, kann analog wie oben behandelt werden. Wir werden in § 29 sehen, daß die Pfeiftöne im allgemeinen schwächer sind, je höher n und (oder) m , so daß diejenigen der Tabelle mit niedrigstem m und (oder) n als die störendsten anzusehen sind. Bei der Wahl von ω_0 sind für die wichtigsten Werte von ω_i die aus (Gl. 27, 3) folgenden Verhältnisse ω_0/ω_i zu vermeiden. In Sonderfällen kann aber auch ein an sich schwacher Pfeifton besonders störend wirken. Ein Beispiel zur Tabelle findet sich am Ende von § 28.

Literatur: 71, 122, 148, 202, 221.

§ 28. Pfeiftöne bei Mischröhren mit mehreren Eingangssignalen.

Durch ungenügende Güte der Hochfrequenzkreise vor der Mischröhre ist es möglich, daß außer dem gewünschten Eingangssignal aus der Antenne noch ein zweites Signal oder sogar mehrere andere Eingangssignale auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangen. Insbesondere kann dieser Fall leicht eintreten, wenn das Empfangsgerät sich in der Nähe eines starken Senders befindet, während das Gerät auf einen schwächeren, z.B. weit entfernten Sender abgestimmt ist. Im letzteren Fall werden an die Hochfrequenzkreise vor der Mischröhre besonders hohe Anforderungen gestellt, wenn nur das gewünschte Signal auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangen soll.

Die störenden Signale, welche gleichzeitig mit dem erwünschten Signal der Frequenz ω_i auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangen, sollen die Frequenzen $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ usw. haben. Dann entstehen, nach Analogie der Ausführungen im vorigen Paragraphen, Pfeiftöne, wenn die Gleichungen

$$(28,1) \quad \begin{cases} \omega_h - \omega_i = \omega_0; \\ \pm m \omega_h \pm n \omega_i \pm n_1 \omega_1 \pm n_2 \omega_2 \pm n_3 \omega_3 \pm \dots = \omega_0 \pm \delta \end{cases}$$

gleichzeitig erfüllt sind. Offenbar gibt es sehr viele Möglichkeiten hierzu.

Wir untersuchen noch insbesondere den Fall, daß außer dem erwünschten nur ein einziges störendes Signal auf das Eingangsgitter der Mischröhre gelangt. Hierbei nehmen wir an, ω_0/ω_i stehe nicht in einem solchen Verhältnis, daß hierdurch bereits ein Pfeifton durch das erwünschte Signal allein erzeugt werden kann. Dann bleiben die Gleichungen:

$$(28,2) \quad \begin{cases} \omega_h - \omega_i = \omega_0; \\ \pm m \omega_h \pm n_1 \omega_1 = \omega_0 \pm \delta. \end{cases}$$

Bei vorgegebenem ω_h, ω_i und ω_0 kann man aus Gl. (28, 2) leicht die Frequenz ω_1 berechnen, welche zu Pfeiftönen Anlaß geben kann. Als Beispiel sei $\omega_i = 1000$ kHz, $\omega_0 = 150$ kHz, $\omega_h = 1150$ kHz. Dann wird ein unerwünschtes Signal $\omega_1 = 1076$ kHz zu einem Pfeifton führen, denn $2 \cdot 1150 - 2 \cdot 1076 = 148$ kHz. Diese Frequenz unterscheidet sich aber nur um $\delta = 2$ kHz von $\omega_0 = 150$ kHz und man wird im Lautsprecher einen Pfeifton von 2000 Hz hören.

Zum Schluß auch noch ein Beispiel für einen Pfeifton, den ein einziges Eingangssignal in der Mischröhre erzeugen kann. Es sei $\omega_i = 230$ kHz, $\omega_0 = 116$ kHz, $\omega_h = 346$ kHz. Dann ist $2 \cdot 230 = 460$ und $460 - 346 = 114$. Es ergibt sich somit ein Pfeifton von 2 kHz mit $\omega_0 = 116$ kHz. In diesem Beispiel ist nach den Gl. (27, 2) $m = 1$ und $n = 2$ gesetzt.

§ 29. Die Stärke der Pfeiftöne im Vergleich zur erwünschten Modulation. Bevor wir im nächsten § 30 zeigen, wie auf Grund der statischen Röhrencharakteristiken eine genaue Berechnung der Stärke von einigen

der oben erwähnten Pfeiftöne ausgeführt werden kann, führen wir hier einige Betrachtungen an, welche erstens allgemein die Stärke der Pfeiftöne erschließen und zweitens genügen, Messungen dieser Pfeiftöne richtig zu deuten.

Der Anodenstrom einer Mischröhre kann unter normalen Arbeitsbedingungen dargestellt werden als eine Funktion der Hilfsspannung $E_h \sin \omega_h t = x$ und der Eingangssignalspannung $E_i \sin \omega_i t = y$. Man kann diese Funktion $F(x, y)$ in eine Taylorreihe nach Potenzen von y entwickelt denken:

$$(29, 1) \quad F(x, y) = F_0 + F_1(x)y + F_2(x)y^2 + F_3(x)y^3 + \dots$$

Die Koeffizienten F_0, F_1 usw. sind Funktionen der Vorspannungen der Gitter der Mischröhre und weiter können F_1, F_2 usw. wieder in eine Potenzreihe nach x entwickelt werden. Dieses letztere erweist sich aber nicht als zweckmäßig, da x nicht, wie y , als klein vorausgesetzt werden darf. Wir entwickeln vielmehr F_0, F_1 usw. in Fourierreihen nach der Grundfrequenz ω_h :

$$(29, 2) \quad \begin{cases} F_0 = F_{00} + F_{01} \sin \omega_h t + F_{02} \cos 2\omega_h t + F_{03} \sin 3\omega_h t + \dots; \\ F_1 = F_{10} + F_{11} \sin \omega_h t + F_{12} \cos 2\omega_h t + F_{13} \sin 3\omega_h t + \dots \text{ usw.} \end{cases}$$

Wir beschränken uns zunächst auf den Fall, daß nur ein einziges Eingangssignal auf das Eingangsgitter der Oktode gelangt, wobei also für einen Pfeifton die Gleichungen:

$$(29, 3) \quad \omega_h - \omega_i = \omega_0; \quad \pm m\omega_h \pm n\omega_i = \omega_0 \pm \delta.$$

erfüllt sein müssen. Nun kann ein Glied wie in der zweiten Gl. (29, 3) links angeschrieben nur entstehen aus einem Produkt \sin (oder \cos) $m\omega_h t$ mal \sin (oder \cos) $n\omega_i t$. Wir müssen also solche Produkte in Gl. (29, 1), unter Berücksichtigung von Gl. (29, 2), aufsuchen. Wie aus jedem Kompendium der Elementarmathematik zu ersehen, ergibt eine Zerlegung von $(\sin \omega_i t)^n$ ein Glied \sin (oder \cos) $n\omega_i t$, ein Glied \sin (oder \cos) $(n-2)\omega_i t$, ein Glied \sin (oder \cos) $(n-4)\omega_i t$ usw. Folglich ist die niedrigste Potenz von E_i , welche in einer Kombination, welche die Frequenz $n\omega_i$ enthält, auftreten kann, die n -te. Die Stärke jedes Pfeiftones mit einer solchen Kombination wird also zu E_i^n proportional sein.

Die einzelnen Fourierreihen in Gl. (29, 2) konvergieren. Somit werden die Koeffizienten der höheren Harmonischen im allgemeinen abnehmen. Das heißt, daß die Pfeiftöne im allgemeinen schwächer sein werden, wenn m größer ist. Eine Verkleinerung von E_i führt ebenfalls zu einer raschen Abnahme der Pfeiftonstärke, namentlich wenn n beträchtlich ist.

Die obigen Überlegungen können leicht auf mehrere Eingangssignale ausgedehnt werden. Man hat dann $y = E_i \sin \omega_i t + E_1 \sin \omega_1 t + E_2 \sin \omega_2 t + \dots$ zu setzen, während die Fourierreihen, Gl. (29, 2), formal unverändert bleiben können. Aus der Rechnung kann dann, analog wie

oben, gefolgert werden, daß die Stärke einer Pfeiftonkombination, in der z.B. $n_1\omega_1$ auftritt, proportional zur n_1 -ten Potenz von E_1 ist.

Wir werden jetzt die Stärke der Pfeiftöne im Lautsprecher vergleichen mit der Stärke der Musik, wenn die gewünschte Eingangssignalamplitude E_i auf dem Eingangsgitter der Oktode die Modulationstiefe M aufweist. Hierzu setzen wir die Linearität sowohl der Verstärkung als auch der Detektion (Gleichrichtung, Demodulation) hinter der Mischröhre voraus. Die Linearität muß sowohl bei der Zwischenfrequenzverstärkung als auch bei der Niederfrequenzverstärkung gelten. Weiterhin müssen wir für die untersuchten Frequenzen voraussetzen, daß sie hinter der Mischröhre so nahe der Zwischenfrequenz liegen (δ also klein), damit sie die Zwischenfrequenzsiebkreise ebensowenig geschwächt wie das Zwischenfrequenzsignal durchlaufen. Auch im niederfrequenten Teil sollen sie in bezug auf Verstärkung nicht gegenüber der Musik im Nachteil sein.

Der Anodenwechselstrom mit der Kreisfrequenz $\omega_0 \pm \delta$ (Pfeifton) der Mischröhre kann, wenn die Kombination z.B. bei einem einzigen Eingangssignal $n\omega_i$ enthält, gleich $F_{nm}E_i^n$ gesetzt werden, wobei F_{nm} in erster Näherung nur von den Betriebsdaten der Mischröhre, aber nicht von E_i abhängt. Der vom gewünschten Signal herrührende Anodenwechselstrom der Mischröhre ist S_cE_i . Diese beiden Wechselströme ergeben Wechselspannungen, welche nach Durchlaufen der Zwischenfrequenzstufe auf die Detektorstufe gelangen. Hier entsteht dann durch ihre Gleichrichtung ein hörbarer Ton der Kreisfrequenz δ . Die Gleichrichtung findet statt, als ob eine Trägerwelle der relativen Stärke S_cE_i mit einer einzigen Seitenwelle moduliert ist, wobei die relative Stärke dieser Seitenwelle $F_{nm}E_i^n$ beträgt. Die zwischenfrequente Trägerwelle ist noch mit der Tiefe M mit Musik moduliert. Die Detektion der einen Seitenwelle ist nur halb so effektiv wie jene der zwei Seitenwellen enthaltenden Musikmodulation, wie sich leicht zeigen läßt. Niederfrequent wird das Verhältnis der Stärke des Pfeiftones zu jener der Musik durch

$$(29, 4) \quad \frac{F_{nm} E_i^n}{S_c E_i M}$$

gegeben.

Wenn für Mischröhren bei festgelegten Betriebsdaten F_{nm}/S_c bei verschiedenen Werten von n und m gemessen wird, so kann diese Messung nach Gl. (29, 4) für jede Eingangssignalamplitude in eine relative Stärke von Pfeifton zu Musik im Lautsprecher umgewertet werden.

Literatur: 202, 205, 211.

§ 30. Berechnung der Pfeiftonstärke aus der statischen Röhrencharakteristik. Die Berechnung aller Pfeiftonstärken aus der statischen Röhrencharakteristik gelingt nur in formal und numerisch vollkommen befriedigender Weise bei Pentoden, als Mischröhren verwendet. Wir

gehen wieder von der Exponentialdarstellung der statischen Charakteristik aus (Anodenstrom als Funktion der Steuergitterspannung), welche bereits in § 23 verwendet wurde. Der einfachen Schreibweise halber beschränken wir uns auf ein einziges Exponentialglied, während in Wirklichkeit eine Summe von zwei oder drei solcher Glieder zur Darstellung der Charakteristik benötigt wird. Die in § 23 angeschriebene Fourierzerlegung des Ausdruckes $\exp.(E \sin \omega t)$ wenden wir auf das Produkt

$$A e^{a V_0} e^{a E_i \sin \omega_i t} e^{a E_h \sin \omega_h t}$$

an, wobei V_0 die negative Gittervorspannung ist und E_i sowie E_h die bereits gebrauchte Bedeutung von Eingangssignalamplitude und Oszillatorspannungsamplitude besitzen. Wir suchen nun für eine Pfeiftonkombination $\pm m \omega_h \pm n \omega_i = \omega_0 \pm \delta$ im Produkt beider durch die oben erwähnte Zerlegung entstehender Fourierreihen ein Glied \sin (oder \cos) $m \omega_h t$ mal \sin (oder \cos) $n \omega_i t$. Offenbar ist nur ein einziges solches Glied vorhanden und dieses Glied beträgt:

$$A e^{a V_0} \varepsilon_m I_m(j a E_h) \varepsilon_n I_n(j a E_i) \begin{pmatrix} \cos \\ \text{oder } \sin \end{pmatrix} m \omega_h t \begin{pmatrix} \cos \\ \text{oder } \sin \end{pmatrix} n \omega_i t.$$

Hierbei ist ε_m und ε_n gleich 2 zu setzen für m oder n gerade und nicht Null, dagegen gleich $2/j$ für m oder n ungerade und gleich 1 für m oder n gleich Null. Der Anodenwechselstrom der Kreisfrequenz $\omega_0 \pm \delta$ hat demnach bei diesem Pfeifton der Kombination $\pm m \omega_h \pm n \omega_i = \omega_0 \pm \delta$ die Amplitude:

$$(30, 1) \quad i_0 = \frac{1}{2} A e^{a V_0} \varepsilon_m I_m(j a E_h) \varepsilon_n I_n(j a E_i).$$

Weil $a E_i$ im allgemeinen klein gegen eins sein wird, kann die zweite Besselsche Funktion in der Gl. (30, 1) durch das erste Glied ihrer Potenzreihenentwicklung ersetzt werden, und wir erhalten (vgl. § 52):

$$(30, 2) \quad (i_0)_{m, n} = \frac{1}{2} A e^{a V_0} \varepsilon_m I_m(j a E_h) \frac{1}{2^{n-1}} \frac{1}{n!} a^n E_i^n.$$

Wir erkennen die Form wieder, welche im § 29 für diese Anodenwechselstromamplitude angeschrieben wurde, nämlich $i_0 = F_{mn} E_i^n$. Mit Hilfe der Gl. (30, 2) können leicht numerische Berechnungen von Pfeiftönen durchgeführt werden. In Abb. 69 ist für die Röhre E 447 deren Charakteristik in Abb. 13 in eine Exponentialsumme zerlegt wurde, die Überlagerungsteilheit, sowie $(i_0)_{2, 2}/E_i^2$ und $(i_0)_{3, 3}/E_i^3$ als Funktion der negativen Vorspannung auf dem Steuergitter dargestellt worden. Ein Vergleich mit Berechnungen wird für Pfeiftöne im folgenden Paragraphen gegeben.

Für Hexoden und Oktoden kann formal mit Hilfe einer Summe von Exponentialgliedern wie oben die Rechnung in genau derselben Weise

durchgeführt werden. Allein, die wirkliche Zerlegung der gemessenen Charakteristik solcher Röhren in Exponentialfunktionen ist sehr schwierig durchführbar. Wir müssen uns für diese Röhren darauf beschränken, aus der Charakteristik nur jene Pfeiftöne zu berechnen, für die $n = 0$ oder 1 ist. Diese Pfeiftöne, für die m beliebig sein kann, entstehen durch die höheren Harmonischen in der Fourierzerlegung der Steilheitskurve

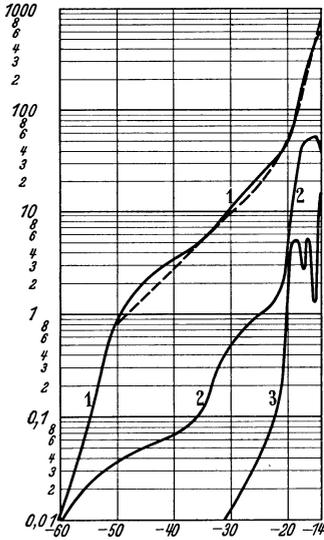


Abb. 69. Kurve 1: Ordinate gemessene Überlagerungssteilheit in mA/Volt. Abszisse für alle Kurven: Negative Vorspannung des Eingangsgitters. Gestrichelte Kurve wie Kurve 1, aber berechnet aus der statischen Röhrencharakteristik (Abb. 13). Kurve 2: Gemessene Werte von $(i_{0,2,2})/E_i^2$ in mA/V² und Kurve 3 gemessene Werte von $(i_{0,3,3})/E_i^3$ in mA/V³. Röhre E 447 (Philips) Oszillatorspannung 13 V Scheitelwert.

nach der Zeit (vgl. Abb. 52, 57, 58). Die Berechnung ist in § 22 im Anschluß an Abb. 58 explizite durchgeführt worden.

Literatur: 199, 200, 202, 205, 211.

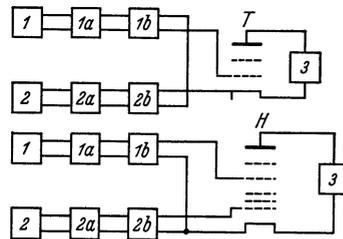


Abb. 70. Oberes Schema, Meßvorrichtung für Überlagerungssteilheit und Pfeiftöne einer Pentode oder Tetrode-Mischröhre mit Oszillator- und Signalspannung zwischen Steuergitter und Kathode. 1 Oszillator der Kreisfrequenz ω_h ; 1a Bandsieb für die Kreisfrequenz ω_h ; 1b Voltmeter für die Kreisfrequenz ω_h ; 2 Oszillator der Kreisfrequenz ω_i ; 2a Bandsieb für die Kreisfrequenz ω_i ; 2b Voltmeter für die Kreisfrequenz ω_i ; 3 Milliampere meter abgestimmt auf die Kreisfrequenz $\omega_h - \omega_i$ und mit sehr kleiner Impedanz bei dieser Frequenz (z. B. Vibrationsgalvanometer). Unteres Schema: Meßvorrichtung für Überlagerungssteilheit und Pfeiftöne einer Hexode oder Oktode. Bezeichnungen wie oben.

§ 31. Messungen von Überlagerungssteilheit, Verzerrungseffekten und Pfeiftönen. Die Meßvorrichtungen zur Messung dieser Größen bei Pentoden und Hexoden sowie Oktoden sind in Abb. 70 skizziert worden. Die Messungen fanden in einer ausgeführten Vorrichtung so statt, daß ω_h und ω_i etwa 2π mal 20 000 Hz waren und ω_0 von der Ordnung 2π mal 500 Hz. Die Messung der Überlagerungssteilheit geht in einfacher Weise vor sich, indem der zwischenfrequente Anodenwechselstrom der Mischröhre und die Eingangswchselspannungsamplitude bestimmt werden. Die Messung der verschiedenen Pfeiftonstärken erfordert etwas mehr Überlegung. Wir nehmen als erstes Beispiel $n = 1$ und $m = 3$. Es kommt also darauf an, den zwischenfrequenten Anodenwechselstrom der Mischröhre zu messen, der durch Kombination der Grundkomponente der Eingangswchselspannung mit der dritten Harmonischen der

Oszillatorwechselspannung entsteht. Da das Filter im Anodenkreis der Mischröhre fest eingestellt ist auf etwa 500 Hz, lassen wir in oben genannter ausgeführter Vorrichtung ω_h gleich 2π mal 20 kHz und wählen ω_i gleich 2π mal 60 500 Hz. Als zweites Beispiel nehmen wir $n = 2$ und $m = 2$. Hier nehmen wir ω_i gleich 2π mal 20 250 Hz und ω_h gleich 2π mal 20 000 Hz. Analoges gilt für andere Fälle.

In Abb. 59, 60, 69 sind gemessene Überlagerungssteilheiten mit Werten verglichen worden, welche aus der statischen Charakteristik berechnet sind, wobei eine gute Übereinstimmung auftritt. Wir vergleichen hier noch Messungen einiger Pfeiftonstärken nach Abb. 69 mit Berechnungen.

Gittervorspannung . . .	-14	-16	-17	-20	-22
$(i_0)_{2,2}/E_i^2$ gemessen . . .		51		40	1,4
id. berechnet . . .		46		44	1,5
$(i_0)_{3,3}/E_i^3$ gemessen . . .	15	5	2,8		0,12
id. berechnet . . .	16	5	2,8		0,13

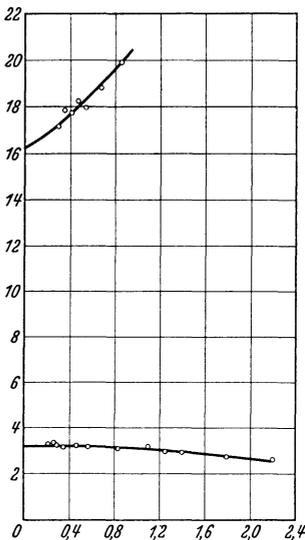


Abb. 71. Ordinate Überlagerungssteilheit in $\mu\text{A}/\text{V}$. Abszisse effektive Eingangssignalspannung. Obere Kurve bei einer Vorspannung auf Gitter 4 der Oktode von -7 V , untere Kurve bei -12 V . Röhre AK 2 (Philips).

Hierbei ist $(i_0)_{2,2}/E_i^2$ ausgedrückt in Mikroamp/Volt² und $(i_0)_{3,3}/E_i^3$ in Mikroamp/Volt³. Auch diese Messungen zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit den Berechnungen.

Wir kommen nun zur Messung der Verzerrungseffekte. Hierfür sind mehrere Verfahren vorgeschlagen worden. So kann man z.B. — und dies wird auch praktisch durchgeführt — direkt die Kreuzmodulation von Mischröhren messen. Hierzu werden an das Eingangsgitter eine unmodulierte Wechselspannung und eine in bekannter Tiefe modulierte Wechselspannung angelegt. Die Oszillatorfrequenz wird so eingestellt, daß sie mit der unmodulierten Eingangsfrequenz kombiniert die Zwischenfrequenz ergibt. Die Zwischenfrequenzwechselspannung ist dann infolge der Kreuzmodulation moduliert und durch Bestimmung ihrer Modulationstiefe ergeben sich ein Maß für die Kreuzmodulation und damit unter

Verwendung der Beziehungen von § 25 auch die übrigen Verzerrungseffekte. Die Abb. 66 und 67 zeigen einige gemessene Kurven dieser Art.

Eine sehr einfach durchzuführende, aber etwas langwierige Messung ergibt sich, analog dem am Schluß von § 8 für Hochfrequenzpentoden Gesagten, aus den Gleichungen des § 25. Man braucht zur Bestimmung

der Verzerrungseffekte nur S_3/S_1 zu kennen. Hierzu muß die Überlagerungsteilheit als Funktion der Eingangswechselspannung gemessen werden. Die Abb. 71 gibt hierfür ein Beispiel.

Literatur: 58, 87, 88, 135, 194, 196, 199, 200, 211, 220, 223.

§ 32. Der Induktionseffekt bei Oktoden. Die Abb. 72 enthält eine Skizze der Potentialverteilung in der Oktode, von Kathode zur Anode gerechnet, auf einer Linie, welche die Gitterwindungen nicht schneidet. Zu dieser Potentialverteilung bemerken wir folgendes: Da das vierte Gitter negativ ist, wird der Elektronenstrom, welcher durch die Gitter 1 und 3 hindurchgegangen ist, vor diesem vierten Gitter teilweise gestaut, es bildet sich vor dem vierten Gitter der Oktode eine virtuelle Kathode. Diese virtuelle Kathode verursacht während der Durchlaßperiode des ersten Gitters eine Krümmung der Potentialkurve zwischen dem dritten und dem vierten Gitter, wie in Abb. 72 angedeutet. Während der undurchlässigen Periode des ersten Gitters (stark negativ) befindet sich praktisch keine Raumladung vor dem vierten Gitter und die Potentialkurve zwischen Gitter 3 und 4 verläuft praktisch gerade, wie ebenfalls aus Abb. 72 zu ersehen (gestrichelte Kurve). Es ist nun ohne weiteres klar, daß diese periodisch vor dem vierten Gitter sich aufbauende Raumladung eine periodische Influenzladung auf dem vierten Gitter verursachen muß. Wir denken das vierte Gitter an einen Kondensator angeschlossen, der andererseits mit der Kathode verbunden ist. Die oben erwähnte Influenzladung des vierten Gitters verursacht eine periodische Aufladung dieses Kondensators und damit eine Wechselspannung zwischen viertem Gitter und Kathode, welche im gleichen Rhythmus wie die Raumladung und wie die Wechselspannung auf dem ersten Gitter schwankt. Wenn das erste Gitter während einer Periode der Wechselspannung am meisten positiv ist, befinden sich die meisten Elektronen vor dem vierten Gitter und bildet sich auf diesem Gitter gegenüber der Kathode eine negative Spannung aus. Hieraus geht hervor, daß die zwischen Kathode und viertem Gitter induzierte Wechselspannung gerade gegenphasig ist mit der Wechselspannung zwischen dem ersten Gitter und der Kathode. Man kann diese Verhältnisse elektrotechnisch darstellen, indem man sich zwischen dem ersten und dem vierten Gitter eine scheinbare negative Kapazität denkt. Allerdings gibt es keine negative Kapazität in umgekehrter Richtung vom vierten zum ersten Gitter. Der beschriebene Induktionseffekt kommt

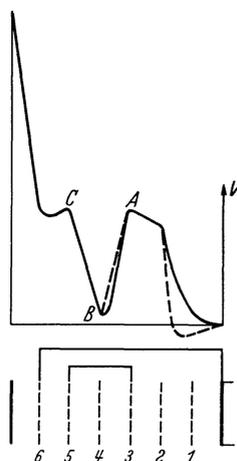


Abb. 72. Skizze der Potentialverteilung in einer Oktode entlang einer Linie von Kathode (rechts) zur Anode. Ausgezogen: erstes Gitter möglichst positiv während einer Periode. Gestrichelt: erstes Gitter möglichst negativ während einer Periode der Gitterwechselspannung (Oszillatorspannung).

somit einer einseitigen negativen Kapazität gleich. Unter normalen Betriebsverhältnissen beträgt diese scheinbare einseitige negative Kapazität bei einer Oktode etwa $2 \mu\mu\text{F}$.

Bei der Verwendung der Oktode in Empfangsgeräten könnte der hier behandelte Induktionseffekt, welcher durch die schwingende Raumladung vor dem vierten Gitter verursacht wird, sich unter Umständen bemerkbar machen. Infolge dieses Induktionseffekts gelangt nämlich eine unter Umständen mehrere Volt betragende Wechselspannung der Oszillatorfrequenz auf den Eingangskreis. Hierdurch wird die Mischwirkung der Oktode beeinflusst, wie aus Abb. 73 zu ersehen, wo die Veränderung der Steilheitskurve infolge des Induktionseffekts als Funktion der Zeit skizziert worden ist. Offenbar wird die Überlagerungsteilheit ge-

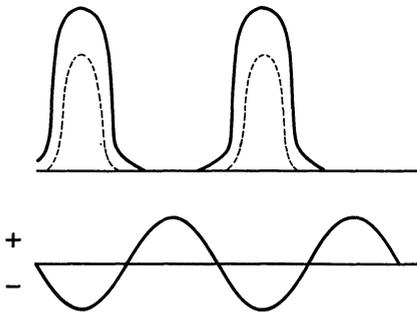


Abb. 73. Oberer Teil ausgezogen: Steilheit einer Oktode (Anodenstrom in bezug auf die Spannung am Gitter 4) als Funktion der Zeit (vgl. Abb. 57), wenn kein Induktionseffekt auftritt. Unterer Teil: Wechselspannung, welche auf dem Eingangskreis des Gitters 4 induziert wird für eine Oszillatorfrequenz, welche höher ist als die Abstimmfrequenz des Eingangskreises. Gestrichelte Kurve im oberen Teil: Steilheit als Funktion der Zeit beim Vorhandensein des Induktionseffektes.

ringer, aber auch der Anodengleichstrom. Es zeigt sich aber, da beide ungefähr im gleichen Verhältnis sinken, eine Zunahme des Rauschens der Röhre (vgl. § 10 und § 20).

Wenn bei einer Oktode im Gerät in der Schaltung von Abb. 55 die Frequenz der Oszillatorspannung höher ist als die Frequenz des Eingangssignals, wie im Rundfunkgebiet allgemein üblich (vgl. § 27), so ist die Impedanz des Eingangskreises der Oktode für eine Wechselspannung der Oszillatorfrequenz, welche auf diesen Kreis infolge des Induk-

tionseffekts induziert wird, praktisch durch eine Kapazität zu ersetzen. Wir haben dann also gerade die oben behandelten Phasenverhältnisse. Ist dagegen die Oszillatorfrequenz niedriger als die Eingangsfrequenz, so ist die Steilheit der Oktode mit Induktionseffekt größer als diejenige ohne Induktionseffekt, da die Impedanz des Eingangskreises für die Oszillatorfrequenz praktisch durch eine Selbstinduktion ersetzt werden kann.

Die auf das vierte Gitter induzierte Spannung ist um so größer, je kleiner die gesamte Kapazität zwischen diesem Gitter und der Kathode ist. Im Empfangsgerät ist sie größer, je niedriger die Zwischenfrequenz ist und weiterhin größer, je höher die Oszillatorfrequenz ist. Im Kurzwellengebiet (z. B. 20 m Wellenlänge) kann der Induktionseffekt sich daher besonders störend bemerkbar machen.

Der oben behandelte Induktionseffekt wurde bald nach seiner Entdeckung in einer neuartigen Röhre zur Verstärkung von Wechselspannungen ausgenutzt. Um dies zu verstehen, abstrahiere man in der Ok-

tode vom zweiten Gitter und lasse man sodann die Röhre beim vierten Gitter, das als Anode ausgebildet ist, enden. Das erste Gitter soll eine kleine zu verstärkende Wechselfspannung erhalten, natürlich zusammen mit einer negativen Vorspannung. Die Funktion der Röhre ist nun im Prinzip genau wie jene der Oktode, es werden Raumladungswölkchen durch das erste Gitter durchgelassen, welche vor der Anode, die ungefähr das Potential der Kathode erhält, eine periodisch schwankende Raumladung zur Folge haben. Zwischen Anode und Kathode bildet sich infolge des Induktionseffekts eine Wechselfspannung, welche bei geeigneter Dimensionierung der verschiedenen Gitter im Kurzwellengebiet unter Verwendung einer geeigneten Schaltung bedeutend größer ist als die Wechselfspannung zwischen dem ersten Gitter und der Kathode. Man hat hier eine Influenzverstärkerröhre vor sich.

Es fragt sich, ob der behandelte Induktionseffekt bei der Hexode als Mischröhre auch auftritt. Hierzu betrachten wir im Anschluß an Abb. 54 den Feldverlauf in der Hexode als Mischröhre benutzt, wobei auf dem dritten Gitter eine mehrere Volt betragende Wechselfspannung gegenüber der Kathode steht. Die durch das erste Gitter und das zweite Schirmgitter hindurchgegangenen Elektronen kehren teilweise vor dem dritten Gitter, namentlich wenn dies gerade stark negativ ist, um und gelangen durch das Schirmgitter hindurch wieder in die Nähe des ersten Gitters. Da dieses ebenfalls negativ ist, kehrt ein Teil der Elektronen hier wieder um, geht wieder durch das Schirmgitter hindurch usw. Es bildet sich also oberhalb des ersten Gitters vor dem zweiten Gitter hier ebenfalls eine schwingende Raumladung aus, welche aber bedeutend geringer ist als die entsprechende Raumladung vor dem vierten Gitter der Oktode. Denkt man sich nun bei der Mischhexode zwischen dem ersten Gitter und der Kathode einen Kondensator, so wird dieser infolge der erwähnten schwingenden Raumladung periodisch aufgeladen, und es bildet sich zwischen dem ersten Gitter und der Kathode eine Wechselfspannung von gleicher Frequenz wie die Wechselfspannung zwischen dem dritten Gitter und der Kathode. Infolge der doppelten Umkehr der Elektronen ist die Wechselfspannung zwischen erstem Gitter und Kathode von gleicher Phase wie die Wechselfspannung zwischen drittem Gitter und Kathode. Dieser Induktionseffekt in der Mischhexode kann veranschaulicht werden durch eine scheinbare, einseitige, zusätzliche, positive Kapazität zwischen drittem und erstem Gitter, wobei wieder die entsprechende Kapazität in umgekehrter Richtung von Gitter 1 zu Gitter 3 fehlt. Der Betrag dieser Induktionskapazität bei der Mischhexode ist aber viel geringer als jener bei der Oktode, größenordnungsmäßig etwa $1/10$. Sie ist wieder als unangenehme Begleiterscheinung des Mischvorgangs aufzufassen.

Literatur: 3, 12, 84, 158, 206, 209.

§ 33. Kurzwellenerscheinungen bei Mischröhren. Der im vorigen Paragraphen behandelte Induktionseffekt ist im Kurzwellengebiet viel

stärker als im Rundfunkwellengebiet. Er ist aber doch nicht als eine spezifische Kurzwellenerscheinung anzusehen.

Die Röhrenadmittanzen ändern sich im Kurzwellengebiet bedeutend, verglichen mit ihren Werten im Rundfunkwellengebiet. Das bei Hochfrequenzröhren im § 11 Gesagte in bezug auf die allgemeine Frequenzabhängigkeit der Admittanzen (reeller und imaginärer Teil der Admittanz sind eine gerade Funktion der Frequenz), kann auch auf Mischröhren angewandt werden.

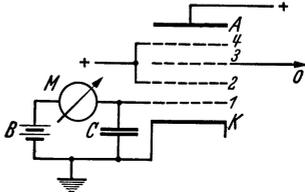


Abb. 74. Schema zur Laufzeitstrommessung bei einer Hexode. Das erste Gitter ist durch den Kondensator C (z.B. $1000 \mu\mu\text{F}$) mit der Kathode K verbunden und geerdet. Das dritte Gitter ist mit dem Oszillator O verbunden und erhält eine Wechselfspannung nebst einer geeigneten negativen Vorspannung, die dem normalen Betriebszustand entspricht. Durch die Batterie B ist das erste Gitter negativ gegenüber der Kathode. Infolge des Laufzeiteffekts zeigt das Mikroamperemeter M einen Gleichstrom an.

Hier behandeln wir einige Erscheinungen, welche eine direkte Folge der Elektronenträgheit sind und durch endliche Laufzeiten der Elektronen in der Röhre, verglichen mit der Dauer einer Periode der Wechselfspannung, verursacht werden.

Zunächst betrachten wir den Potentialverlauf in der Hexode (Abb. 54). Die Elektronen, welche vor dem dritten Gitter eine virtuelle Kathode bilden, gelangen teilweise,

wie bereits im vorigen Paragraphen erwähnt, wieder in die Nähe des ersten Gitters. Sie können nun aber auf ihrem langen Weg durch ein

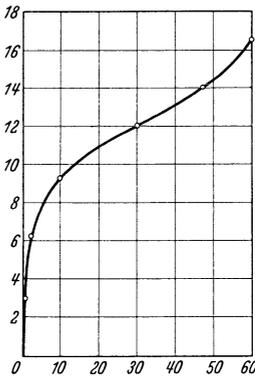


Abb. 75. Laufzeitstrom in Mikroampere (horizontal) bei einer Hexode als Funktion der Oszillatorspannung (vertikal) auf dem dritten Gitter in Volts. Gleichzeitig mit der Oszillatorspannung ändert sich auch die negative Vorspannung des dritten Gitters (vgl. Abb. 81). Die negative Vorspannung des ersten Gitters ist konstant -2 V . Wellenlänge 15 m .

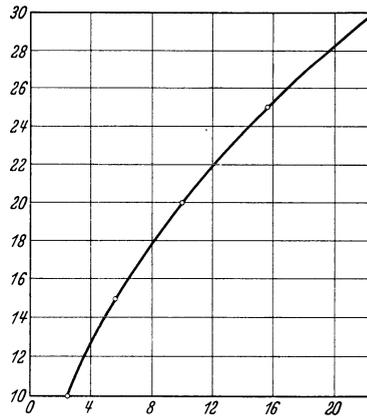


Abb. 76. Laufzeitstrom einer Hexode (horizontal) in Mikroampere als Funktion der Frequenz in Megahertz (vertikal) bei einer konstanten Oszillatorspannung von $9,3 \text{ V}$ (vgl. Abb. 75) und bei einer Vorspannung -2 V auf dem ersten Gitter.

periodisch veränderliches Potentialfeld eine kinetische Energie erlangen, die größer ist als mit dem Augenblickswert des Potentials am Ort, wo sie sich befinden, übereinstimmen würde. Insbesondere können einzelne der Elektronen, welche nach einem langen Weg wieder in die Nähe

des Steuergitters kommen, eine kinetische Energie besitzen, welche größer ist, als aus der Steuerspannung dieses Gitters folgt. Diese einzelnen Elektronen können dann die negative Gitterspannung überwinden und einen Steuergitterstrom verursachen. Die Messung findet nach Abb. 74 statt. Das Steuergitter ist durch einen großen Kondensator mit der Kathode verbunden, und auf das dritte Gitter wird von einem Oszillator her eine kurzwellige Wechselspannung gebracht. In dem Mikroamperemeter des Kreises zwischen erstem Gitter und Kathode wird ein Gleichstrom gemessen. Die Abb. 75 und 76 geben über die Größe dieses Laufzeitstroms Aufschluß.

Bei modernen Hexoden (z.B. Type EH2) ist der Laufzeitstrom gegen die ursprünglichen Typen (z.B. ACH1) bedeutend herabgesetzt. Dies wurde erreicht durch Verkleinern des Abstandes zwischen Gitter 2 und 3, wodurch sich die virtuelle Kathode viel weniger stark ausbilden kann und die Elektronenlaufzeit zwischen diesen Gittern herabgedrückt wird. Ein Vergleich der Dimensionen ist in Abb. 77 in Röhrenquerschnitten dargestellt. Die Laufzeitströme sind hierdurch auf etwa den zehnten Teil gesunken.

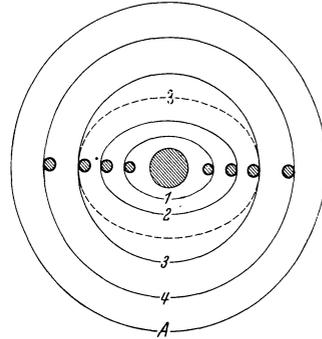


Abb. 77. Querschnitt durch das System einer Hexode in einer Ebene senkrecht zur Kathodenachse. Gitter 1, 2, 3, 4 und Anode A. Die ausgezogene Gestaltung des Gitters 3 führt infolge des großen Abstandes vom Gitter 2 zu beträchtlichen Laufzeitströmen. Bei der gestrichelten Gestaltung des Gitters 3 sind diese viel geringer.

Auch bei Oktoden tritt im Kurzwellengebiet ein Laufzeitstrom auf, der z. B. unter normalen Betriebsverhältnissen, nach dem Schema von Abb. 78 gemessen, bei 10 m Wellenlänge etwa 3 bis 4 μA betragen kann. Die Erklärung kann im allgemeinen dieselbe sein wie bei Hexoden, aber die Elektronenbahnen sind im einzelnen viel weniger einfach zu verfolgen. Es zeigte sich, daß Oktoden mit Gazeanoden besonders stark diesen Effekt aufwiesen. Offenbar handelt es sich um Streuelektronen, welche durch die Gaze-löcher hindurchtreten und dann nach langen Bahnen wieder in die Nähe des Steuergitters gelangen. Die Verwendung von Vollanoden hat den Laufzeitstrom bei Oktoden praktisch beseitigt.

Literatur: 206.

§ 34. **Admittanzen von Mischröhren.** Wir betrachten zunächst die Eingangsadmittanz. Diese kann, genau wie in §§ 11 und 12 für Hochfrequenz-Verstärkerröhren ausgeführt, dargestellt werden durch einen

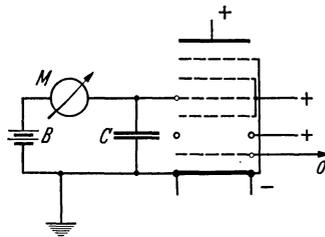


Abb. 78. Schema zur Laufzeitstrommessung bei einer Oktode. Das erste Gitter erhält vom Oszillator O eine Wechselspannung nebst einer geeigneten negativen Vorspannung. Das vierte Gitter ist hochfrequent durch den Kondensator C geerdet und erhält durch die Batterie B eine geeignete negative Vorspannung. Das Mikroamperemeter M zeigt den Laufzeitstrom an.

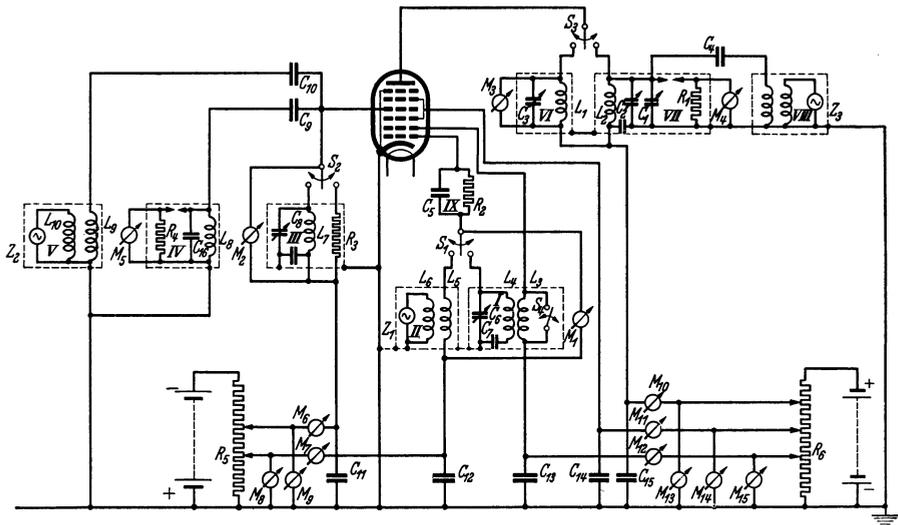


Abb. 79. Schaltschema einer Vorrichtung zur Messung der Überlagerungsteilheit, der Eingangsimpedanz, der Ausgangsimpedanz, des Induktionseffekts, des Schalteffekts, sowie des Laufzeitstromes von Mischröhren. Die Teile I, II, III, . . . , IX der Anlage sind in gesonderten (gestrichelten) Schirmhüllen aus 1 mm Eisenblech untergebracht.

- C_1 = Feinabstimmkondensator, mit C_2 und L_3 auf etwa 100 kHz (Zwischenfrequenz) abgestimmt.
 C_2 = Abstimmkondensator, mit L_1 auf die Zwischenfrequenz (z. B. 100 kHz) abgestimmt.
 C_3 = Koppelkondensator, etwa 10 μF , zur Kopplung des Senders Z_3 mit dem Kreis C_2L_2 .
 C_4 = Abstimmkondensator, etwa 100 bis 500 μF .
 C_5 und C_7 dienen zur Abstimmung des Oszillatorkreises.
 C_6 = Abstimmkondensator des Eingangskreises.
 C_8 = Koppelkondensator (etwa 10^{-13} F) des Eingangskreises mit dem abgestimmten Hochfrequenzverstärker IV.
 C_{10} = Koppelkondensator des Eingangskreises III mit dem Signalsender V (Z_2).
 C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{14} , C_{15} = Blockkondensatoren 10 000 μF .
 C_{16} = Abstimmkondensator des Hochfrequenzkreises C_{14} , L_8 .
 L_1 und L_2 = Zwischenfrequenzspulen (100 oder 500 kHz).
 L_3 = Rückkoppelspule des Oszillatorkreises.
 L_4 = Abstimmspule des Oszillatorkreises, mit L_3 gekoppelt.
 L_5 = Koppelspule (wenige Windungen) mit L_4 und dem Oszillatortreiber Z_1 .
 L_7 = Abstimmspule des Eingangskreises L_7 , C_2 .
 L_8 = Abstimmspule des Hochfrequenzverstärkers IV.
 L_9 = Koppelspule mit L_{10} und dem Signalsender Z_3 .
 M_1 = Triodenvoltmeter (sehr geringe Eingangsdämpfung) zur Messung der Oszillatorwechselspannung.
 M_2 = Triodenvoltmeter zur Messung der Eingangssignalspannung.
 M_3 = Triodenvoltmeter für die Ausgangsspannung (Zwischenfrequenzwechselspannung).
 M_4 = Triodenvoltmeter am Ausgang des Zwischenfrequenzverstärkers VII.
 M_5 = Triodenvoltmeter am Ausgang des Hochfrequenzverstärkers IV.
 M_6 = Mikroamperemeter (Gitterstrom, Laufzeitstrom).
 M_7 = Mikroamperemeter (Gitterstrom nach dem Oszillatortreiber I).
 M_8 , M_9 = Voltmeter.
 M_{10} , M_{14} , M_{12} = Milliampereometer.
 M_{13} , M_{14} , M_{15} = Voltmeter.
 R_1 = Ausgangswiderstand des Zwischenfrequenzverstärkers.
 R_2 = Ableitwiderstand des Gitters I (20 000 bis 50 000 Ω).
 R_3 = Widerstand 100 Ω , um den Eingangskreis zu ersetzen.
 R_4 = Ausgangswiderstand des Hochfrequenzverstärkers.
 R_5 , R_6 = Potentiometer.
 S_1 = Schalter um die Röhre selbstoszillierend zu betreiben (nach rechts) oder mit getrenntem Oszillator.
 S_2 = Schalter um Gitter 4 an den Eingangskreis oder über R_3 an Erde zu legen.
 S_3 = Schalter für Benutzung des Ausgangskreises (nach links) oder des Zwischenfrequenzverstärkers.
 S_4 = Kurzschlußschalter des Rückkoppelspulen.
 Z_1 = Oszillatortreiber.
 Z_2 = Eingangssignalsender.
 Z_3 = Zwischenfrequenzsender.

Widerstand parallel zu einer Kapazität zwischen Eingangsgitter (Gitter 4 der Oktode, Gitter 1 der Hexode) und Kathode. Die Messung dieser Eingangsadmittanz erfordert bei Mischröhren eine kompliziertere Meßvorrichtung als für die Eingangsadmittanzmessung bei Hochfrequenz-Verstärkerröhren notwendig ist (§ 12). Die Wechselspannung über dem Schwingungskreis, der am Eingangsgitter angeschlossen ist, setzt sich aus zwei Anteilen zusammen. Erstens der Eingangssignalwechselspannung (Kreisfrequenz ω_i), zweitens der induzierten Wechselspannung (Kreisfrequenz ω_n) infolge des Induktionseffekts. Bereits bei 200 m Wellenlänge ist der zuletzt genannte Anteil bedeutend größer (z. B. 1,5 V eff.) als der zuerst genannte. Mit einem Diodenvoltmeter, wie in § 12 beschrieben, mißt man die Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate beider Wechselspannungen. Um die Eingangssignalwechselspannung, auf die es zur Admittanzmessung ankommt, zu bestimmen, muß man ein Voltmeter benutzen, das nur auf diese Wechselspannung der Kreisfrequenz ω_i reagiert. Ein genügend trennscharfes Empfangsgerät kann leicht zu einem solchen Voltmeter umgebaut werden. Das Schema der Meßvorrichtung ist in Abb. 79 gezeichnet. Das als Voltmeter verwendete Empfangsgerät ist über einer sehr kleinen Kapazität (etwa 10^{-13} F) mit dem Eingangskreis gekoppelt. Die Abschirmung aller Kreise und Leitungen voneinander muß in derselben sorgfältigen Weise erfolgen wie in § 12 (Abb. 28) angegeben. Die Abb. 80 enthält einen Überblick einer solchen Meßvorrichtung. Einige gemessene Admittanzen sind in untenstehender Tabelle zusammengestellt. Die Daten gelten für normale Betriebsverhältnisse in nicht heruntergeregelter Zustand.

Nr.	Röhre	Wellenlänge m	Parallel- widerstand Ω	Parallel- kapazität $\mu\mu\text{F}$	Zwischen- frequenz kHz
1	AK2 (Oktode)	230	$1,81 \cdot 10^6$	9,0	100
2	ACH1 (Hexode)	300	$0,60 \cdot 10^6$	9,6	100
3	AH1 (Hexode)	14,2	$10 \cdot 10^3$	9,6	500

Die Kapazität des Eingangskreises betrug bei Messung Nr. 3 etwa $30 \mu\mu\text{F}$ und bei Messung Nr. 1 etwa $40 \mu\mu\text{F}$. Die Messung Nr. 2 wurde mit dem gleichen Kreis (Kapazität vergrößert) wie Nr. 1 ausgeführt.

Messung Nr. 1 Eingangsgittervorspannung	—3,
Messung Nr. 2	„ —2,
Messung Nr. 3	„ —3.

Die Oszillatorfrequenz ist stets höher als die Eingangsfrequenz.

Mit Hilfe der beschriebenen Vorrichtung zur Messung der Eingangssignalwechselspannung und einem Anodenkreis, der auf die Zwischenfrequenz abgestimmt ist (Kreisimpedanz in der Abstimmung klein gegen den effektiven Innenwiderstand der Röhre), kann man die Überlagerungs-

steilheit unter Betriebsbedingungen, d.h. mit Induktionseffekt, erhalten. Bei Oktoden unter normalen Bedingungen (s. oben) bei 200 m Wellenlänge und 100 kHz Zwischenfrequenz ist diese Überlagerungsteilheit etwa einhalb bis zwei Drittel des Wertes ohne Induktionseffekt. Dies entspricht in Empfangsgeräten der unteren Grenze des kurzen Rundfunkwellengebietes. Bei längeren Wellen macht sich der Induktionseffekt



Abb. 80. Foto einer Anordnung nach Abb. 79.

- 1 = Eingangssignalsender Z_2 von Abb. 79.
- 2 = Störungssieb für die Speisewechselspannung von 3.
- 3 = Hochfrequenzverstärker IV von Abb. 79.
- 4 = Hülle enthält die Teile I, II, III, IX, VI, VII von Abb. 79.
- 7 = Empfangsgerät Philips, Type 2802 (rückgekoppelt) zur Kontrolle des richtigen Oszillierens der Mischröhre.
- 5, 6 = Behälter der Speisebatterien, mittels Kupferröhren mit 4 und 1 verbunden.

viel weniger bemerkbar. Bei Hexoden beeinflusst der Induktionseffekt die Überlagerungsteilheit im Rundfunkgebiet praktisch nicht.

Durch Messung der Induktionsspannung mit der Oszillatorfrequenz auf dem Eingangskreis kann, unter Berücksichtigung der Daten dieses Kreises und der Eingangsadmittanz der Röhre, die negative Kapazität zwischen Gitter 1 und 4 einer Oktode bestimmt werden. Diese negative

Kapazität hängt von der Größe der Oszillatorspannung ab. Man erhält für eine Röhre AK2 mit einer Eingangsgitter(Gitter 4)vorspannung von -2 V bei 230 m Wellenlänge und 100 kHz Zwischenfrequenz unter sonst normalen Betriebsbedingungen etwa $C_{14} = -0,6$ bis $-3,5 \mu\mu\text{F}$, bei Oszillatorspannungen zwischen 9 bis 2 V eff. auf Gitter 1 (automatische Vorspannung dieses Gitters durch 50 000 Ω Widerstand zwischen Gitter 1 und Kathode). In diesen Zahlen ist die geringe (einige Zehntel $\mu\mu\text{F}$) statische Kapazität zwischen Gitter 1 und 4 mitenthalten.

Es ist bei Mischröhren notwendig, die Kapazität zwischen Eingangsgitter und Anode klein zu halten. Denn es sollen unerwünschte Rückwirkungen zwischen Anode und Eingangsgitter, welche sonst bei geeigneten Verhältnissen der Zwischenfrequenz- und Eingangskreise auftreten könnten, vermieden werden. Die Hexode AH 1, welche ja auch als Hochfrequenz-Verstärkerröhre Verwendung findet, hat nur einige Tausendstel $\mu\mu\text{F}$ zwischen Gitter 1 und Anode. Bei der Oktode AK 2 ist die Kapazität zwischen Gitter 4 und Anode einige Hundertstel $\mu\mu\text{F}$.

Endlich ist für die Wirkungsweise der Mischröhren die Ausgangs-admittanz (Anodenadmittanz) interessant. Diese Admittanz kann für Wechselspannungen der Zwischenfrequenz in üblicher Weise mit Hilfe eines auf die Zwischenfrequenz abgestimmten Kreises gemessen werden. Es zeigt sich, daß der so erhaltene Parallelwiderstand für 100 und für 500 kHz Zwischenfrequenz praktisch gleich dem Innenwiderstand R_i ist, der aus einer statischen Messung der Anodengleichstromänderung für eine vorgegebene Anodenspannungsänderung folgt. Er liegt bei Oktoden und Hexoden in der Größenordnung von mindestens etwa 1 bis 2 M Ω .

Bei den Mischröhren zeigt sich wieder die früher (§ 15) für Hochfrequenz-Verstärkerröhren hervorgehobene Tatsache, daß der Eingangsparallelwiderstand von Hexoden im Kurzwellengebiet durch Elektronenträgheitseffekte niedrig ist. Indessen ist es neuerdings gelungen, durch Verwendung von Hexoden mit kleineren Abmessungen (EH2 gegen früher ACH 1, vgl. Abb. 77), diesen Nachteil zu überwinden. Z. B. ergab sich für eine Röhre EH 2 bei 14 m (Messung Nr. 3 der obigen Tabelle) ein Parallelwiderstand von 60 000 Ω .

Literatur: 158, 206.

§ 35. Frequenzverwerfung. Jede Mischstufe besitzt einen Oszillator-
teil. Wenn die durch diesen Oszillator-
teil erzeugte Schwingungsfrequenz
sich durch irgendeine Ursache während
des Betriebes ändert, so nennt man
dies Frequenzverwerfung.

Eine erste, oft eintretende Ursache für Frequenzverwerfung liegt in der Veränderung der Speisespannungen im Gerät. Wenn die positive Spannung des Triodenteils der Mischstufe sich ändert, so ändern sich die Ströme und die negative Vorspannung des Steuergitters, sowie die Amplitude der erzeugten Wechselspannung. Diese Änderungen veranlassen wieder eine Änderung der Kapazität, welche durch die Röhre

parallel zum Schwingungskreis liegt, und somit eine Änderung der Schwingungsfrequenz. Diese Frequenzverwerfung ist in Hertz ausgedrückt größer, je höher die Schwingungsfrequenz ist. Denn eine ebenso große absolute Veränderung der Kapazität des Schwingungskreises bedeutet bei kurzen Wellen eine größere Frequenzänderung als bei längeren Wellen. Als Mittel gegen die Frequenzverwerfung infolge Speisespannungsänderungen kann zunächst angegeben werden eine weniger feste Kopplung des Schwingungskreises an das Steuergitter der Oszillatortriode. Dies wird erreicht durch Anordnung dieses Kreises im Anodenkreis der Triode (Abb. 81). Tatsächlich wird hierdurch die Frequenzverwerfung auch im Kurzwellengebiet bei z.B. 10% Änderung der Speisespannung auf nur einige tausend Hertz im ungünstigsten Fall (z.B. 12 m Wellenlänge) herabgesetzt, was einen brauchbaren Wert darstellt. Im Rundfunkgebiet ist diese Frequenzverwerfung überhaupt praktisch bedeutungslos.

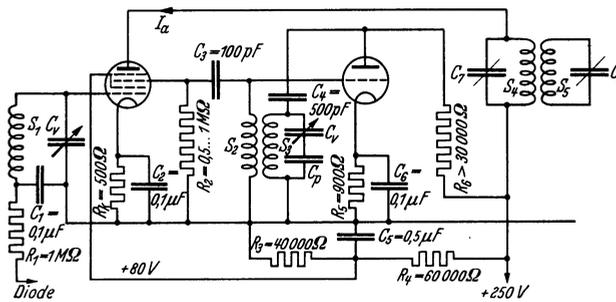


Abb. 81. Schaltung einer Triode als Oszillator, gekoppelt mit einer Hexode.

Eine zweite Ursache der Frequenzverwerfung liegt in der Regelung der Überlagerungssteilheit der Mischröhre. Wir betrachten zunächst die Oktode. Durch Vergrößerung der negativen Vorspannung auf Gitter 4 zur Erzielung dieser Regelung werden immer mehr Elektronen vor Gitter 4 zur Umkehr gezwungen. Ein Teil dieser Elektronen kann in die Nähe der Gitter 1 und 2 gelangen und so die Kapazitäten zwischen der Kathode und diesen Gittern verändern. Da diese Kapazitäten mit dem Schwingungskreis gekoppelt sind, ändert sich hierdurch die Schwingungsfrequenz. Übrigens ändern sich auch die Ströme nach den Gittern 1 und 2 und die Schwingungsamplitude, was natürlich auch zu Frequenzverwerfung führen muß. Es zeigt sich, daß im Rundfunkgebiet die Frequenzverwerfung, z.B. bei der Oktode AK2, bei voller Regelung der Überlagerungssteilheit nicht mehr als einige hundert Hertz beträgt, also unschädlich ist. Im Kurzwellengebiet beträgt aber die Verwerfung bei der gleichen Oktode in ungünstigen Fällen 20 kHz und mehr, was durchaus unzulässig ist. Eine Verbesserung entsteht auch hier im Kurzwellengebiet durch Anordnung des Schwingungskreises im Anodenkreis des

Triodenteiles (Kathode—Gitter 1—Gitter 2). Eine bedeutende Verbesserung kann außerdem erzielt werden durch geeignet gewählte Serienwiderstände durch Kondensatoren überbrückt in den Speiseleitungen nach Gitter 2 und 3. Hierdurch wird bei Regelung auf Gitter 4 infolge der Stromänderung nach diesen Gittern ihre positive Spannung geändert, wodurch eine gewisse Kompensierung entsteht.

Bei der Hexode mit separater Triode (Abb. 81) ist die Frequenzverwerfung infolge der Regelung der Überlagerungssteilheit klein zu halten durch Verwendung eines kleinen Kopplungskondensators zwischen Oszillatorteil und Hexode (in Abb. 81 $100 \mu\mu\text{F}$). Wenn aber, wie bei der zusammengebauten Triode—Hexode ACH 1, das Steuergitter der Triode galvanisch mit dem dritten Gitter der Hexode verbunden ist, entstehen im Kurzwellengebiet analoge Frequenzverwerfungen bei Regelung auf Gitter 1 der Hexode, wie oben bei der Oktode AK 1 beschrieben. In diesem Fall können die gleichen Mittel wie bei der Oktode Verbesserung bringen.

Durch Regelung der Überlagerungssteilheit einer Mischröhre entsteht auch eine Änderung der Kapazität zwischen Eingangsgitter und Chassis, wodurch eine Verstimmung des Eingangskreises auftritt. Diese Kapazitätsänderung ist bei der Oktode sehr gering ($0,1$ bis $0,2 \mu\mu\text{F}$), aber bei der Hexode, analog wie bereits im § 14 erwähnt, ziemlich groß (etwa $2 \mu\mu\text{F}$).

Literatur: 15, 24, 81, 119, 169, 206.

§ 36. Störungseffekte beim Betrieb von Mischröhren. Bei Mischröhren können außer den in den vorigen Paragraphen behandelten Effekten

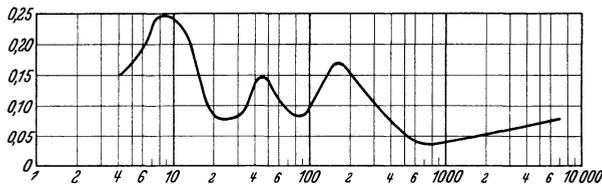


Abb. 82. Eingangswchelspannung (Volts) als Funktion der Überlagerungssteilheit (geregelt durch negative Vorspannung des Steuergitters) bei 4% Störungsmodulation (Brummen). Eine Einheit der Abszisse ist $0,1 \mu\text{A/V}$. Röhre E 447 als Mischröhre.

noch Störungserscheinungen auftreten, welche Analogie aufweisen zu den in § 10 behandelten Effekten.

Der erste Effekt ist die Störungsmodulation der Eingangssignalspannung mit einer in der Steuergittervorspannung vorhandenen niederfrequenten Wechselspannungskomponente. Wir nehmen an, auf das Eingangsgitter gelange die Spannung $V_0 + E_i \sin \omega_i t + E_p \sin p t$, wobei die letzte Komponente die niederfrequente Störung darstellt. Infolge der nichtlinearen Charakteristik weist die Zwischenfrequenzspannung am Ausgang der Mischstufe eine gewisse Modulationstiefe mit der Kreisfrequenz p und mit Vielfachen dieser Kreisfrequenz auf. Man kann nun,

in Abhängigkeit der Überlagerungssteilheit (durch Vorspannung auf dem Eingangsgitter geregelt), die maximal zulässige Gitterwechselspannung $E_p/\sqrt{2}$ (Effektivwert) für einen vorgegebenen Prozentsatz Störmodulation des Zwischenfrequenzsignals messen. Solche Kurven findet man in den Abb. 82 und 83.

Unangenehmes Krachen und Sausen kann durch ungenügende Isolation zwischen Heizfaden und Kathode entstehen. Besonders beim Gebrauch von Pentoden als Mischröhre nach Abb. 46 § 19, wo eine Oszillatorwechselspannung zwischen Kathode und Erde (Apparatechassis)

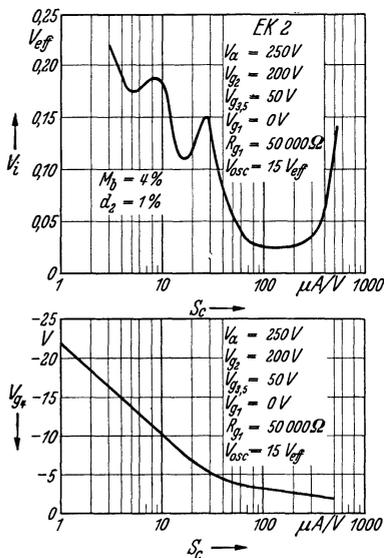


Abb. 83. Obere Kennlinie: Eingangswechselspannung als Funktion der durch die negative Vorspannung des Gitters 4 geänderten Überlagerungssteilheit bei 4% Modulationsbrummen (Steilheit in logarithmischer Teilung). Untere Kennlinie: Überlagerungssteilheit (in logarithmischer Teilung) als Funktion der negativen Vorspannung des Gitters 4. (Oktode Type EK 2, Philips.)

angebracht wird, kann diese Störung auftreten. Denn diese Wechselspannung steht auch zwischen Kathode und Heizfaden, da letzterer meistens geerdet ist. Bei intermittierendem teilweisen Kurzschluß zwischen Heizfaden und Kathode wird eine Störung auf die Oszillatorwechselspannung moduliert und diese findet sich dann später in der Modulation des Zwischenfrequenzsignals wieder.

Der bereits bei Hochfrequenz-Verstärkerröhren hervorgehobene Schalteffekt findet sich auch bei Mischröhren. Namentlich die früher bei Oktoden und anderen Mischröhren benutzten Gazeanoden waren für das Entstehen dieses Effekts förderlich.

Durch die Löcher der Gazeanoden konnten Elektronen hindurchtreten, welche dann auf Teile der Innenglaswand oder die Isolation zwischen den verschiedenen Röhrenteiln trafen und hier hohe Potentiale erzeugen konnten, welche den Elektronenlauf in der Röhre stark störten. Die Verwendung von Vollanoden bedeutet hier eine wesentliche Verbesserung, wobei allerdings wieder als nachteilige Folge höhere Gittertemperaturen auftreten mit der Gefahr der Gitteremission. Teile der Glaswand, welche besonders gefährdet erscheinen, werden nötigenfalls mit einem geeigneten Halbleiter bestrichen.

Die Messung des Schalteffekts konnte einfach ausgeführt werden, z.B. durch Messung der Anodenimpedanz als Funktion der Anodengleichspannung etwa bei 500 V, 300 V, 100 V, 0 V, 100 V, 300 V, 500 V. Beim Vorhandensein von Schalteffekt zeigte die Anodenadmittanz beide Male, z.B. bei 300 V, nicht den gleichen Wert.

Bei manchen Mischröhren, namentlich Oktoden, kann man unter Umständen finden, daß der Triodenteil normal nicht mit der Schwingungserzeugung anfängt, sondern daß es notwendig ist, erst einen Spannungsstoß, z. B. eine höhere positive Spannung auf Gitter 2, anzulegen. Ist die Röhre einmal im Betrieb, dann verläuft weiter alles normal. Der Grund liegt in einer besonderen Form der Charakteristik: Strom nach Gitter 2 als Funktion der Spannung auf Gitter 1. In nicht schwingendem Zustand ist $V_1 = 0$ und bei der geringen dann vorhandenen Steilheit können die Schwingungen nicht einsetzen. Wenn dann durch einen Spannungsstoß die Steilheit vergrößert wird (Abb. 84), so verläuft weiter alles normal. Durch Änderung der Gitterdimensionen und der positiven Spannungen kann dieser Effekt beseitigt werden. Auch eine ständige Vorspannung von $-1,5$ V auf Gitter 1 behebt die Störung.

Im Kurzwellengebiet, besonders bei ganz kurzen Wellen, zeigten und zeigen noch immer einige Mischröhrenkonstruktionen ein schweres Einsetzen des Oszillierens. Dies war in fast allen Fällen auf ungenügende Steilheit des Triodenteils, analog wie eben erwähnt, zurückzuführen. Moderne Mischröhren für Kurzwellenbereiche weisen im Triodenteil Steilheiten von 2 bis 3 mA/V auf. Es sind Trioden mit Steilheiten bis zu 6 mA/V für diesen Zweck herausgebracht worden.

Eine bei Hochfrequenz-Verstärkerröhren, Mischröhren und Niederfrequenz-Verstärkerröhren auftretende Störung war das Klingeln. Durch ungenügend stabile Konstruktion der Gitter konnten diese bei äußerer akustischer Erregung in Schwingung geraten. Diese Erregung wird im Empfangsgerät durch den Lautsprecher erzeugt und gelangt entweder durch die Luft oder durch die Chassiskonstruktion zur klingenden Röhre. Wenn diese eine Hochfrequenz- oder eine Mischröhre ist, so wird durch die mechanischen Schwingungen des Steuergitters eine Modulation des Hoch- bzw. Zwischenfrequenzsignals mit der Klingfrequenz hervorgerufen. In modernen Röhren ist diese Klingneigung aber durch Versteifung der in Betracht kommenden Gitter so gering geworden, daß es sich erübrigt, weiter auf Messungen und Zahlen dieser Klingeffekte einzugehen.

Literatur: 206.

§ 37. Konstruktionen und Daten einiger Mischröhren. Die ersten Oktoden, z. B. AK 1 und AK 2, waren auf einer 2,6 W-Kathode aufgebaut. Die Gitterdimensionen wurden empirisch an Hand von Messun-

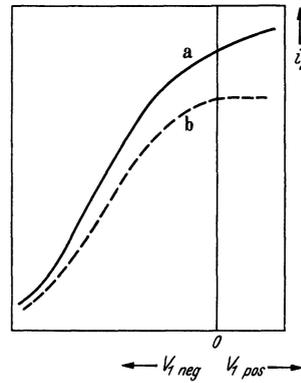


Abb. 84. Strom nach Gitter 2 (vertikal) einer älteren Oktode als Funktion der Vorspannung auf Gitter 1. Kurve *a*: normal. Kurve *b* zeigt eine unerwünschte Sättigung für i_2 in der Umgebung von $V_1 = 0$, wodurch mangelhaftes Einsetzen der Schwingungen stattfindet.

gen der Charakteristiken mit verschiedenen Spannungen und Gitterabmessungen festgestellt und waren (vgl. Abb. 56):

Elektrode	Durchmesser mm	Gittergang- höhe mm	Gitter- drahtdicke μ	Anzahl Windungen
Kathode .	1,80	—	—	—
Gitter 1. .	$4,2 \times 2,57$	0,43	60	51,5
Gitter 2. .	2 Stäbe im gegen- seit. Abst. v. 5,5 mm	—	600	—
Gitter 3. .	$8,6 \times 3,68$	0,55	60	39
Gitter 4. .	$11,4 \times 10,2$	0,51	60	44
Gitter 5. .	$14,75 \times 14,00$	0,80	80	26,5
Gitter 6. .	$18,00 \times 18,75$	1,50	100	15
Anode . .	$23,0 \times 21,3$	—	—	Länge 21 mm

Da die Steilheit des Gitters 1 nicht sehr groß zu sein braucht, konnte man sich mit einem Minimalabstand zwischen Gitter und Kathode von etwa 0,4 mm begnügen. Das vierte Gitter, auf dessen Steilheit es für eine große Überlagerungssteilheit ankommt, besitzt auch die kleinste Ganghöhe. Es ist von diesem Gitter etwa zweimal eine viertel Windung herausgeschnitten, um die Regelung der Überlagerungssteilheit zu ermöglichen.

Diese Oktode hat bei normalen Betriebsverhältnissen eine Anodenspannung von 200 V, eine Spannung der Gitter 2, 3, 5 von 90 bzw. 70 V (Gitter 3 und 5 sind miteinander verbunden) und eine Oszillatorspannung von etwa 8,5 V, was durch einen Gitterableitwiderstand von $50\,000\ \Omega$ etwa $190\ \mu\text{A}$ Gitterstrom und somit $-9,5\ \text{V}$ auf Gitter 1 ergibt. Die kleinste Vorspannung auf Gitter 4 ist $-1,5\ \text{V}$. Der Gitterstromeinsatzpunkt ist im Mittel etwa $-0,5\ \text{V}$ auf Gitter 4 (Gitterstrom von $0,3\ \mu\text{A}$). Dies unterscheidet sich erheblich vom Gitterstromeinsatzpunkt eines direkt um die Kathode befindlichen Gitters, der meistens etwa $-1,3\ \text{V}$ beträgt. Die Überlagerungssteilheit ist etwa $0,7\ \text{mA/V}$, der effektive Innenwiderstand etwa $1,5\ \text{M}\Omega$. Dieser günstige Wert wird namentlich durch Gitter 6, das innerhalb der Röhre mit der Kathode verbunden ist, bedingt. Der Gesamtgleichstromverbrauch im Betriebe ist etwa $7\ \text{mA}$.

Man kann eine Triode mit einer Hexode in einer Röhre zusammenbauen. Hierbei ist dann das Steuergitter der Triode innerhalb der Röhre mit dem Gitter 3 der Hexode verbunden. Um eine lange gemeinsame Kathode herum ist sowohl der Triodenteil als auch der Hexodenteil angeordnet, mit einem Schirm dazwischen, der direkte Einwirkung der Elektrodenysteme aufeinander vermeiden muß. Die Abmessungen sind für die Röhre ACH₁ (siehe Tabelle S. 85 oben) angeführt.

Wie bereits im Anschluß an Abb. 77 § 33 hervorgehoben, sind die modernen Hexoden, wie z. B. EH₂, etwas anders gebaut, wodurch so-

Elektrode	Durchmesser mm	Gitterganghöhe mm	Gitterdraht- dicke μ	Anzahl Windungen
Kathode	1,5	Länge 34 mm	—	—
Gitter 1 (Triode)	2,6 \times 5,2	0,60	70	15
Anode (Triode)	5,0 \times 8,5	Länge 8 mm	—	—
Gitter 1 (Hexode)	2,4 \times 5,2	0,40	70	52
Gitter 2 (Hexode)	4,6 \times 8,8	0,45	80	45
Gitter 3 (Hexode)	7,0 \times 14,8	1,1	100	19
Gitter 4 (Hexode)	18,4 \times 18,6	0,40	80	47
Anode (Hexode)	22	Länge 15 mm	—	—

wohl der Laufzeitstrom beseitigt als die Hochfrequenzadmittanz von Gitter 1 günstiger gestaltet wurde.

Die Spannungen der ACH₁ sind ungefähr: Anode 300 V, Gitter 2 und 4 je 80 V, Gitter 1 etwa —2 V mindestens; Gitter 3 etwa 25 V effektive Oszillatorspannung; Anode der Triode etwa 200 V. Stromverbrauch und Überlagerungssteilheit sind vergleichbar mit diesen Daten bei der AK₂.

Zur Verbesserung der Oktode in bezug auf den Induktionseffekt ist eine neue Röhre EK₂ herausgebracht worden mit einer bemerkenswert kleinen Kathodenheizleistung von etwa 1,25 W und mit sehr kleinen Abmessungen:

Elektrode	Durchmesser mm	Gitter- ganghöhe mm	Gitter- drahtdicke μ	Anzahl Windungen
Kathode . .	etwa 0,8	emittierende Länge etwa 14 mm		
Gitter 1. . .	2,7 \times 1,6	0,48	40	34
Gitter 2. . .	2 Stäbe im Abstand 4		0,55 mm \varnothing	
Gitter 3. . .	3,6 \times 6,4	0,50	50	32
Gitter 4. . .	8,8 \times 8,8	etwa 0,35	50	48,5
Gitter 5. . .	10,9	0,51	60	31
Gitter 6. . .	14,7 \times 13,9	1,7	125	9,5

Gitter 4 ist wieder in bestimmter Weise ausgeschnitten für die Regelung. Gegen die Röhre AK₂ fällt auf, daß das Gitter 3 näher an Gitter 4 gerückt ist, wodurch sich die virtuelle Kathode vor Gitter 4 etwas weniger ausbilden kann. Als Besonderheit hat diese Röhre EK₂ einen kleinen eingebauten Mikakondensator zwischen den Gittern 1 und 4 zur Kompensation des Induktionseffekts. Hierdurch ist unter normalen Betriebsbedingungen (etwa die gleichen wie bei AK₂) eine starke Herabsetzung der auf Gitter 4 induzierten Wechselspannung infolge des Induktionseffekts erreicht worden.

Abschnitt III. Röhren zur niederfrequenten Leistungsverstärkung.

§ 38. Allgemeines über Leistungsverstärkung. Die Leistungsverstärkung, wie sie in sog. Endstufen von Radioempfangsgeräten verwendet wird, weist einige charakteristische Unterschiede gegenüber der Spannungsverstärkung in Hochfrequenz- oder Zwischenfrequenzverstärkerstufen auf. Das Problem ist hier nicht, wie im zuletzt genannten Fall, die Erzielung einer möglichst großen, verzerrungsfreien Verstärkungszahl. Die Ausgangswchselspannung einer Leistungsverstärkeröhre ist oft kaum größer als die Eingangswchselspannung. Das Problem liegt vielmehr darin, bei vorgegebener Röhre und Eingangswchselspannung eine möglichst große Ausgangsnutzleistung bei geringer Verzerrung zu erhalten. Die Gitterströme werden hierbei nicht so ängstlich vermieden wie im Hochfrequenzfall. Natürlich führen Gitterströme auch hier zu Ver-

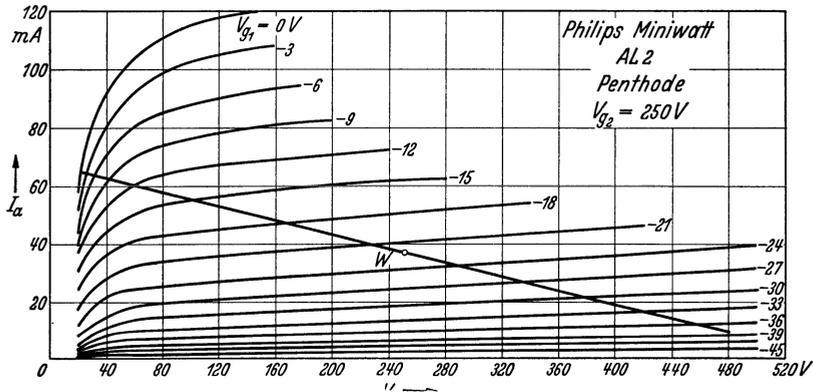


Abb. 85. Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung bei einer Leistungspentode, mit der negativen Steuergittervorspannung als Parameter. Eingezeichnete Gerade entspricht etwa 8000Ω Widerstand im Anodenkreis.

zerrungen der Ausgangsleistung, aber solange diese Gitterströme ein bestimmtes Maß nicht überschreiten, soll die Verstärkeröhre vor der Endröhre imstande sein, die Wechselstromleistung, welche durch geringe Gitterströme der Endröhre bedingt wird, verzerrungsfrei zu liefern. Wir haben im Empfänger meistens nach der Detektorröhre (Diode) eine Stufe Niederfrequenzverstärkung (sog. Vorröhre) und dann die Endstufe, welche ihre Leistung an den Lautsprecher abgibt.

Entsprechend dem Titel dieses Werkes befassen wir uns nur mit Tetroden und Pentoden als Vorröhren und Endröhren. In der Praxis werden hier und da auch Trioden verwendet.

Bei den Vorröhren handelt es sich um Spannungsverstärkung. Wir behandeln diese Röhren nicht gesondert, da hierfür meistens normale Hochfrequenzpentoden benutzt werden. Ein Beispiel enthält § 49 (Abb. 122).

Bei der Leistungsverstärkung wird meistens angenommen, daß die Ausgangsbelastung der Endröhre ein reiner Widerstand ist. Auch hier soll zunächst dieser Fall betrachtet werden. In der Praxis ist die Lautsprecherimpedanz nicht für alle Frequenzen durch einen Widerstand zu ersetzen. Es kommen hierbei auch Phasenwinkel der Belastungsimpedanz in Betracht. Diese Überlegungen werden in späteren Paragraphen gebracht.

Wir betrachten eine Leistungspentode und messen den Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung bei verschiedenen Steuergittervorspannungen und bei fester Schirmgitterspannung (Abb. 85). Wenn zwischen Anode und Kathode der Endröhre ein Widerstand R_a geschaltet ist, wobei die Anodengleichspannung durch Parallelspeisung über einer großen Selbstinduktion (Abb. 86) konstant gehalten ist (in Abb. 85 300 V), so wird bei einem vorgegebenen Wert der Steuergittervorspannung (in Abb. 85 -22 V) ein Gleichstrom zur Anode fließen, dessen Wert sofort aus den gezeichneten Charakteristiken folgt. Wenn die vorgegebene Gittervorspannung jene ist, um die herum die Eingangswechselspannung variiert, so ist der so festgelegte Punkt in Abb. 85 der Arbeitspunkt (in Abb. 85 mit W bezeichnet). Der geometrische Ort der Augenblickswerte des Stromes durch den Widerstand R_a in Abb. 86 ist eine Gerade, deren Neigung in Abb. 85 $V_a/i_a = R_a$ ist (in Abb. 85 gleich 8000Ω). Bringt man diese Gerade mit allen Charakteristiken der Abb. 85 zum Schnitt, so entsteht Abb. 87, die man als dynamische Charakteristik der Endröhre bezeichnet. Ihre Rolle ist ganz analog jener der gewöhnlichen Anodenstrom-Gitterspannungs-Charakteristik bei der Hochfrequenzverstärkung. Bei sehr großem Innenwiderstand der Endröhre würden die Kurven in Abb. 85 der Abszisse parallel verlaufen: Der Anodenstrom würde bei konstanter Steuergitterspannung nicht von der Anodenspannung abhängen. In diesem Falle fällt die dynamische Charakteristik mit der statischen Anodenstrom-Steuergitterspannungs-Charakteristik für konstante Anodenspannung zusammen.

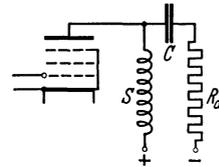


Abb. 86. Der Anodenbelastungswiderstand R_a ist über den Blockkondensator C (einige μF) an die Anode angeschlossen. Die Gleichstromspeisung der Anode findet durch die Drosselspule S hindurch statt (Parallelspeisung).

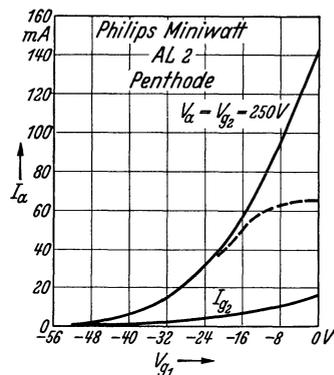


Abb. 87. Statische Charakteristik (ausgezogen) und dynamische Charakteristik entlang der Arbeitsgeraden in Abb. 85 (gestrichelt). Der untere Teil bei den Charakteristiken fällt zusammen.

Wir betrachten nun den Spezialfall, daß der Innenwiderstand der Endröhre sehr groß ist gegen den Außenwiderstand R_a und daß weiter-

hin die Charakteristik i_a/V_g gerade verläuft (Abb. 88). In diesem Fall kann maximal eine Steuergitterwechselspannung zugelassen werden, die die Charakteristik ganz aussteuert, wie in Abb. 88 gezeichnet. Mit der

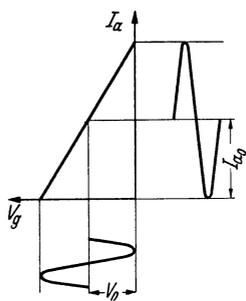


Abb. 88. Gerade dynamische Anodenstrom-Steuergitterspannungs-Charakteristik.

Bezeichnung Ia_0 aus Abb. 88 ist dann die Leistung, welche der Widerstand R_a aufnimmt:

$$W_a = Ia_0^2 R_a / 2.$$

Der Augenblickswert des Anodenstroms muß immer positiv sein. Die Anodengleichspannung sei V_a . Dies bedingt die Ungleichung $R_a \leq V_a / Ia_0$, also höchstens $R_a = V_a / Ia_0$. Die Anode der Endröhre erhält eine Gleichstromleistung $V_a Ia_0$ und die Wechselstromleistung, welche dem Widerstand R_a zugeführt wird, beträgt $R_a \cdot (Ia_0 / \sqrt{2})^2$. Man kann den Quotienten dieser Wechselstromleistung und der Anodenpeiseleistung als Wirkungsgrad der Endröhre bezeichnen. Wenn $R_a = V_a / Ia_0$ ist, wird dieser Wirkungsgrad genau 50%. Dies ist der günstigste Wert für diese Größe, der in unserem betrachteten Idealfall erreicht werden kann. In der Praxis bleibt man stets darunter.

Literatur: 17, 126, 217.

§ 39. Ausgangsleistung und Verzerrung. Wir gehen aus von der im vorigen Paragraphen definierten in Wirklichkeit stets gekrümmten dynamischen Charakteristik und stellen von dieser Charakteristik den Strom i als Funktion der Gitterspannung V dar durch eine Summe von Exponentialfunktionen:

$$(39,1) \quad i = A_1 e^{a_1 V} + A_2 e^{a_2 V} + \dots$$

Der Übersichtlichkeit halber nehmen wir für die folgende Rechnung eine einzige Exponentialfunktion. Durch Summierung mit den verschiedenen Werten von A und a kann aus unserem Rechnungsergebnis gleich die Gleichung für den wirklichen Fall nach Gl. (39,1) abgeleitet werden. Wir setzen $V = V_0 + E \sin \omega t$ und erhalten nach § 5 (vgl. § 52):

$$(39,2) \quad \left\{ \begin{aligned} i &= A e^{a V_0} e^{a E \sin \omega t} = A e^{a V_0} \left\{ I_0(j a E) + \right. \\ &\left. 2 \sum_{m=1, 2, 3, \dots} \varepsilon_m I_m(j a E) \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} m \omega t \right\}. \end{aligned} \right.$$

Hierbei ist $\varepsilon_m = 1$ für gerades m und gleich $1/j$ für ungerades m . Weiter ist \cos zu nehmen für gerades m und \sin für ungerades m . Aus der Gl. (39,2) entnehmen wir, daß infolge der Gitterwechselspannung $E \sin \omega t$ ein Anodenstrom mit einer Reihe von Obertönen entsteht. Nehmen wir zunächst den Fall an, daß $a E \ll 1$ ist, so wird nach Gl. (39,2) die Amplitude der m -ten Harmonischen: $2 \varepsilon_m I_m(j a E) = a^m E^m / 2^{m-1} m!$, also die Amplitude der m -ten Harmonischen proportional zu E^m .

Die Amplitude der Grundwelle des Anodenstromes ist

$$(39,3) \quad i_1 = A e^{aV_0} \frac{2}{j} I_1(jaE),$$

und für kleine Werte von aE wird dies:

$$i_1 = A e^{aV_0} \left(aE + \frac{1}{8} a^3 E^3 \dots \right)$$

genau analog zum im § 5 behandelten Fall der Hochfrequenzverstärkung.

Bei der Übertragung von Musik oder Sprache treffen fast immer mehrere Sinusschwingungen gleichzeitig auf das Gitter der Endröhre. Wir nehmen zwei Schwingungen an, so daß die Gitterspannung wird: $V = V_0 + E_p \sin \omega_p t + E_q \sin \omega_q t$. Offenbar müssen jetzt zwei Ausdrücke, wie zwischen den Klammern von Gl. (39, 2) angeschrieben, miteinander multipliziert werden. Als erstes Ergebnis findet man, daß die Anodenstromamplitude der Grundkreisfrequenz ω_p nicht mehr die gleiche ist, wie im Falle, daß nur die Schwingung $E_p \sin \omega_p t$ an das Gitter gelegt wird, sondern gegenüber diesem einfachen Fall mit dem Faktor $I_0(jaE_q)$ multipliziert wird. Dieser Faktor ist stets größer als 1. Der gleiche Faktor tritt bei den Amplituden sämtlicher Harmonischen von ω_p auf. Natürlich gilt das gleiche für die Amplituden mit der Grundkreisfrequenz ω_q , wobei der Faktor $I_0(jaE_p)$ ist. Als weiteres wichtiges Ergebnis zeigt sich, daß sämtliche Kombinationsfrequenzen $\pm m\omega_p \pm n\omega_q$ mit ganzzahligem m und n auftreten. Die Stromamplitude einer solchen Kombination ist:

$$(39,4) \quad i(\pm m\omega_p \pm n\omega_q) = A e^{aV_0} 2 \varepsilon_m \varepsilon_n I_m(jaE_p) I_n(jaE_q)$$

und somit proportional zu $E_p^m E_q^n$ (vgl. § 52).

Wir betrachten noch insbesondere den Fall $m = 1$ und $n = 1$ und finden dann für kleine Werte $aE_p \ll 1$ und $aE_q \ll 1$:

$$(39,5) \quad i(\pm \omega_p \pm \omega_q) = \frac{1}{2} A e^{aV_0} a^2 E_p E_q.$$

Aus der Gl. (39,2) erhält man für die Amplitude der zweiten Harmonischen im Falle $aE \ll 1$:

$$(39,6) \quad i(2\omega_p) = \frac{1}{4} A e^{aV_0} a^2 E_p^2,$$

woraus bei kleinen Eingangswchselspannungen die enge Beziehung dieser Verzerrungseffekte erhellt.

Wenn die dynamische Charakteristik einer Endröhre nach Gl. (39,1) in eine Summe von Exponentialfunktionen zerlegt worden ist, so verursacht die numerische Berechnung der verschiedenen behandelten Verzerrungseffekte mittels der angeschriebenen Gleichungen, da alle benutzten Funktionen tabelliert sind, nur geringe Mühe.

Es ist aber auch möglich, die Verzerrungen direkt aus der dynamischen Charakteristik zu erhalten, wenn diese als Experimentalkurve vorliegt. Hierzu lege man die vorgegebene Steuergitterwechselspannung an die dynamische Charakteristik und konstruiere die Anodenstromkurve als Funktion der Zeit. Diese Kurve braucht nur in eine Fourierreihe zerlegt werden. Aus sechs geeignet gewählten Punkten der dynamischen Charakteristik kann man die Wechselstromamplituden bis zur sechsten Harmonischen einschließlich angenähert berechnen:

$$i(t) = i_g + i_1 \sin \omega t + i_2 \cos 2 \omega t + i_3 \sin 3 \omega t + i_4 \cos 4 \omega t + i_5 \sin 5 \omega t + i_6 \cos 6 \omega t.$$

Man erhält:

$$\begin{aligned} i_1 &= \frac{1}{6} \left[(i_{\max} - i_{\min}) + \sqrt{3} (i_a - i_b) + (i_c - i_d) \right], \\ i_2 &= \frac{1}{6} \left[(i_{\max} + i_{\min}) + (i_a + i_b) - (i_c + i_d) - 2 i_0 \right], \\ i_3 &= \frac{1}{6} \left[(i_{\max} - i_{\min}) - 2 (i_c - i_d) \right], \\ i_4 &= \frac{1}{6} \left[(i_{\max} + i_{\min}) - (i_a + i_b) - (i_c + i_d) + 2 i_0 \right], \\ i_5 &= \frac{1}{6} \left[(i_{\max} - i_{\min}) - \sqrt{3} (i_a - i_b) + (i_c - i_d) \right], \\ i_6 &= \frac{1}{12} \left[(i_{\max} + i_{\min}) - 2 (i_a + i_b) + 2 (i_c + i_d) - 2 i_0 \right], \end{aligned}$$

wobei

$$\begin{array}{ll} i_0 & \text{der Strom für } V_g = V_0 \text{ (Arbeitspunkt, Abb. 88)} \\ i_{\max} & \text{,, ,, ,, } V_g = V_0 + E \\ i_{\min} & \text{,, ,, ,, } V_g = V_0 - E \\ i_a & \text{,, ,, ,, } V_g = V_0 + E \sqrt{3}/2 \\ i_b & \text{,, ,, ,, } V_g = V_0 - E \sqrt{3}/2 \\ i_c & \text{,, ,, ,, } V_g = V_0 + E/2 \\ i_d & \text{,, ,, ,, } V_g = V_0 - E/2 \end{array}$$

ist. Hierbei wurde E für die Gitterwechselspannungsamplitude geschrieben.

Literatur: 16, 19, 22, 55, 74, 86, 116, 136, 213, 217.

§ 40. Ursachen der Abweichungen der dynamischen Charakteristik von einer Geraden. Die dynamische Charakteristik der Abb. 87, welche den Verlauf einer dynamischen Charakteristik im allgemeinen wiedergibt, zeigt zwei Abweichungen von einer Geraden, nämlich in der Nähe von $I_a = 0$ und in der Umgebung von $V_g = 0$, was im $i_a V_a$ -Diagramm mit $V_a \approx 0$ zusammenfällt (bzw. untere und obere Krümmung der dynamischen Charakteristik).

In der Umgebung von $I_a = 0$ fällt die dynamische Charakteristik mit der statisch bei konstanter Anodenspannung gemessenen Anodenstrom-

gitterspannungskurve zusammen. Denn bei kleinen i -Werten, wo V_g stark negativ ist, wird, wie z. B. aus dem Kurvenbild (Abb. 85) folgt, der Innenwiderstand der Röhre ($\Delta V_a / \Delta i_a$ bei konstantem V_g) groß, verglichen mit dem Belastungswiderstand R_a . Die Anodenspannung beeinflusst hier praktisch den Anodenstrom nicht, so daß wir auch die Anodenspannung konstant annehmen dürfen, und so gelangen wir eben zur statischen i_a, V_g -Charakteristik. Die untere Krümmung der dynamischen Charakteristik hat also dieselbe Ursache wie die untere Krümmung der statischen Charakteristik.

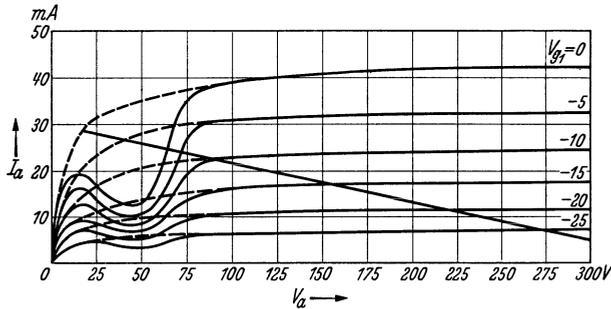


Abb. 89. Anodenstrom-(vertikal)-Anodenspannungskurven einer Tetrode-Leistungsröhre (Sekundäremission) und gestrichelt die etwa entsprechenden Pentode-Kurven. Die eingezeichnete Gerade entspricht dem Anodenbelastungswiderstand R_a .

Wie im § 2 erläutert, ist die statische Charakteristik aller Elektronenröhren, deren Steuerung durch ein Gitter erfolgt, gekrümmt, und zwar im Idealfall eines sehr feinmaschigen Gitters, das keine Inselbildung erzeugen würde, nach dem Gesetz, daß der Anodenstrom gleich der $3/2$ -Potenz der Steuerspannung ist. Diese ideale „Mindestkrümmung“ ist in Abb. 96 gezeichnet. In Wirklichkeit treten andere Charakteristikformen auf, deren Zusammenhang mit der Steuergitterkonstruktion im § 41 behandelt werden soll.

Wir kommen jetzt zur oberen Krümmung der dynamischen Charakteristik. Aus der Abb. 85, § 38, kann als Ursache hierfür abgelesen werden: Das einander immer Näherücken der Kurven mit konstanter Gitterspannungsdifferenz, wenn man entlang der Arbeitsgeraden nach links geht. Diese Verhältnisse werden besser, wenn der Anodengleichstrom als Funktion der Anodengleichspannung für V_g in der Nähe von 0 schneller ansteigt. Besonders ungünstig gestaltet sich diese obere Krümmung der dynamischen Charakteristik oft bei Tetroden mit starker Sekundäremission, wofür Abb. 89 und 90 ein Beispiel geben. Wie aus

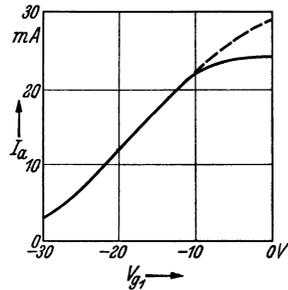


Abb. 90. Dynamische Charakteristiken: Anodenstrom-(vertikal)-Steuergitterspannung entlang der Geraden von Abb. 89. Gestrichelt für den gestrichelten Charakteristikenverlauf von Abb. 89.

Abb. 89 zu ersehen, werden diese Verhältnisse verbessert, wenn man den Belastungswiderstand R_a kleiner wählt, wodurch die Arbeitsgerade eine größere Neigung erhält. Diese Maßnahme verkleinert aber die maximal erzielbare Ausgangsleistung. Bei einer idealen Röhre in bezug auf obere Krümmung der dynamischen Charakteristik muß der Anodengleichstrom bis zu möglichst kleinen Werten der Anodengleichspannung möglichst wenig von dieser Anodenspannung abhängen. Mittel, um diesem Ideal möglichst nahezukommen, werden weiter unten besprochen.

§ 41. **Inselbildung und Steuergitterkonstruktion.** Wie in § 2 dargelegt (vgl. Abb. 5), ist das Potential in der Nähe der Kathodenoberfläche oft nicht als konstant zu betrachten, was Inselbildung auf der Kathode zur Folge hat. Ein Versuch, die statische Röhrencharakteristik auf Grund der wirklichen Potentialverhältnisse in der Steuergitterfläche zu berechnen, stößt infolge der Raumladung auf große Schwierigkeiten. Wir werden allgemein den Einfluß der Inselbildung auf die Charakteristik erläutern und an Hand von vereinfachten Annahmen einige Charakteristiken mit Inselbildung berechnen. Wir können bei dieser Erörterung von einer Triode ausgehen.

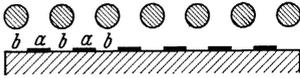


Abb. 91. Querschnitt durch die Kathode und durch die Steuergitterspirale in einer Ebene durch die Kathodenachse. Unterscheidung zwischen den Stellen a zwischen den Gitterdrähten und den Stellen b hinter diesen Drähten. Diese Stellen liefern verschiedene Beiträge zur Gesamtcharakteristik der Röhre.

Wir denken uns zunächst das Gitter zylindrisch und konzentrisch zur Kathodenoberfläche. In Abb. 91 ist ein Querschnitt mit einer Ebene durch die Achse der Anordnung gezeichnet. Infolge des „Durchgriffs“ der Anodenspannung (vgl. § 2 und Abb. 5) emittieren die Stellen der Kathode vor den „Löchern“ im Gitter mehr als die Stellen hinter den Gitterdrähten (bzw. a und b in Abb. 91). Man kann die Kathode zerschnitten denken in eine Anzahl von kleinen Kathoden und erhält so verschiedene Röhren parallel geschaltet. Nimmt man zur Vereinfachung zwei Röhrenarten (a und b in Abb. 91) an, so haben diese Röhren verschiedene Steuerspannungen und die Charakteristik zweier parallel geschalteter Röhren wird:

$$(41, 1) \quad i = C (a V_a^{3/2} + b V_b^{3/2}).$$

Für V_b und für V_a kann die Steuergittervorspannung plus Anodenspannung mal Durchgriff angenommen werden, wobei der Durchgriff für V_b kleiner ist als für V_a . Für bestimmte Verhältnisse ist die Summe Gl. (41, 1) als Funktion berechnet worden (Abb. 92). Man sieht deutlich die Verzerrung der $3/2$ -Potenzkurve, welche hieraus entsteht. Offenbar wird der Strom bei stark negativem Steuergitter vergrößert (Kurve c gegen b) und die Neigung der Charakteristik ist hier geringer gegenüber der einfachen $3/2$ -Potenz (vgl. Kurven c und d in Abb. 92). Je größer die Gittermaschenweite, um so größer wird a und die erwähnte Ab-

flachung der Charakteristik bei stark negativen Gitterspannungen. Dicke Gitterdrähte und große Ganghöhen führen zu starker Inselbildung. Für ideale $3/2$ -Potenzcharakteristiken ist eine kleine Ganghöhe bei kleiner Gitterdrahtdicke, also ein feinmaschiges Gitter erforderlich.

Wir haben bis jetzt ein Steuergitter betrachtet, das die Form eines konzentrischen Zylinders zur Kathode hat. In Wirklichkeit sind Konstruktionen wie in Abb. 93 gebräuchlich. Hierbei tritt auch noch eine Inselbildung als Funktion des Winkels um die Kathodenachse auf.

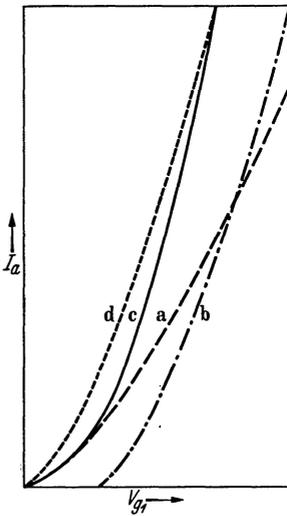


Abb. 92. Statische Anodenstrom-(vertikal)-Steuergitterspannungscharakteristik einer Endröhre (c), zusammengestellt aus zwei Charakteristiken (a) und (b), die je für sich einer $3/2$ -Potenz entsprechen. Die Kurve d fällt im Anfangs- und Endpunkt mit der Kurve c zusammen und hat die Gestalt einer reinen $3/2$ -Potenz. Es ist deutlich zu ersehen, daß ganz links (stark negative Steuergitterspannung) c eine geringere Steilheit besitzt als d.

Erstens hat das Steuergitter einen variablen Abstand von der Kathodenoberfläche und zweitens üben die ziemlich dicken Gitterstäbe eine besondere Steuerwirkung aus, welche eine „Bündelung“ des emittierten Elektronen-

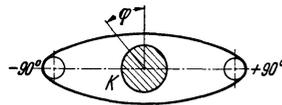


Abb. 93. Querschnitt durch eine Steuergitterkonstruktion der üblichen Form in einer Ebene senkrecht zur Achse der Kathode K.

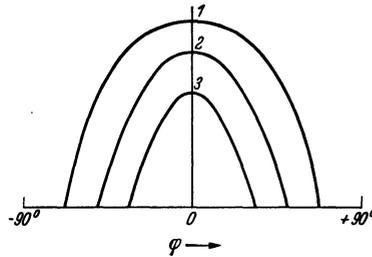


Abb. 94. Elektronenstromdichte auf der Anode (vertikal) als Funktion des Winkels φ in Abb. 93 bei einer Gitterkonstruktion nach Abb. 93. Kurven 1, 2, 3 bei verschiedener Vorspannung auf dem Steuergitter (1 am mindesten, 3 am meisten negativ). Mit einer vor der Anode beweglichen Sonde gemessen.

stroms (vgl. Abb. 42) zur Folge hat. Die Dichte des auf die Anode treffenden Elektronenstroms als Funktion des Winkels um die Kathodenachse hat bei einer Gitterkonstruktion nach Abb. 93 die in Abb. 94 gezeichnete Gestalt.

Zur Herabsetzung der Inselbildung in Abhängigkeit des Winkels um die Kathodenachse kann man versuchen, die Steuergitterfläche über ein möglichst großes Winkelgebiet mit der Kathodenoberfläche parallel verlaufen zu lassen. Gleichzeitig ist es für diesen Zweck nützlich, die Stäbe, welche das Steuergitter stützen, möglichst weit von der Kathode zu entfernen. Es muß ein Kompromiß gesucht werden zwischen der erforderlichen Festigkeit der Gitterkonstruktion einerseits und möglichst

geringer Inselbildung andererseits. Als wichtiger Faktor kommt noch hinzu, daß Gitter mit weiteren Maschen aus dickerem Draht billiger und mit geringerer Streuung herzustellen sind als feinmaschige Gitter.

In Abb. 95 sind einige statische Charakteristiken von ausgeführten Endröhren zusammengestellt, wobei ein Vergleich mit der ebenfalls gezeichneten idealen $3/2$ -Charakteristik gemacht werden kann.

Literatur: 62, 79, 100, 108, III, 161, 170.

§ 42. Verzerrungswerte für verschiedene dynamische Charakteristiken.

Wie in § 40 auseinandergesetzt wurde, ist die untere Krümmung der

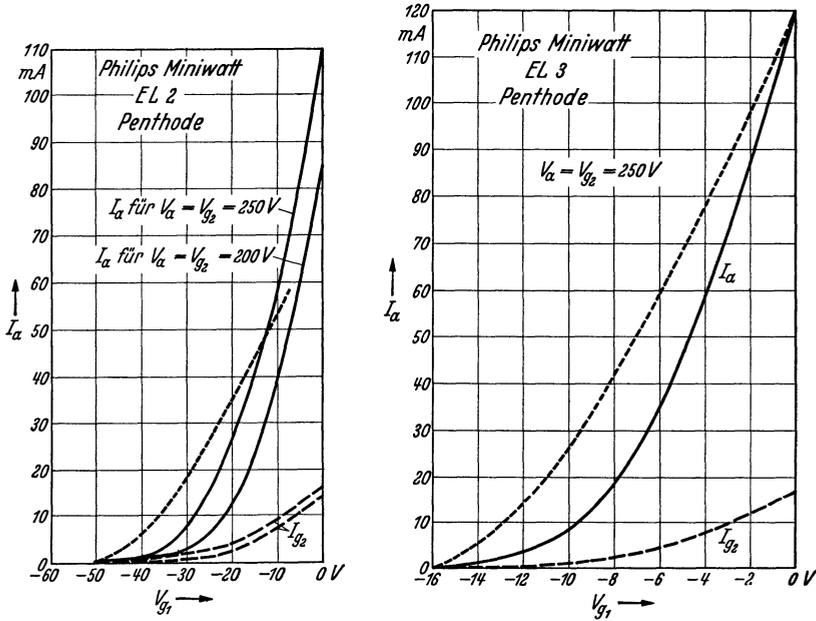


Abb. 95. Links: Statische Charakteristiken der Endpentode EL 2. Die punktierte Linie entspricht einer $3/2$ -Potenzkurve, die bei $V_{g_1} = -50$ und bei $I_a = 50$ mA mit der ausgezogenen Charakteristik zusammenfällt. Rechts: Charakteristik der Endpentode EL 3. Die punktierte Linie ist eine $3/2$ -Potenzkurve, die bei $V_{g_1} = -16$ und bei $I_a = 120$ mA mit der Charakteristik zusammenfällt.

dynamischen Charakteristik bei Pentoden und Tetroden praktisch identisch mit der unteren Krümmung der statischen Charakteristik für konstante Anodenspannung. Die Erörterung in § 41 lehrt, daß günstigstenfalls diese Krümmung nach einer $3/2$ -Potenz verläuft. Wir untersuchen jetzt, welche Verzerrungen bei einer solchen günstigen Krümmung auftreten.

In Abb. 96 ist eine $3/2$ -Potenzkurve gezeichnet. Hierbei wählen wir A als Arbeitspunkt ($V_g = -19$ V, $i_0 = 83$ mA) dieser dynamischen Charakteristik und steuern einmal mit 9,5 V Scheitelwert und dann mit 19 V Scheitelwert. Die Verzerrungen berechnen wir nach dem graphischen Verfahren von § 39. Wie dort nennen wir i_1 die Amplitude des Anodenwechselstroms mit der Grundfrequenz. Weiter ist d_2 in Prozent der

Quotient i_2/i_1 , wo i_2 die Amplitude des Anodenwechselstroms mit der zweifachen Grundfrequenz darstellt. Analog ist die Bedeutung von d_3, d_4 usw. in bezug auf die dreifache, vierfache . . . Grundfrequenz. Schließlich ist d die Quadratwurzel aus der Summe $d_1^2 + d_2^2 + d_3^2 + d_4^2 + \dots$ und wird schlechthin als Verzerrung bezeichnet. Man findet:

für 9,5 V Scheitelwert der Gitterwechselspannung

$$i_1 = 61,2; \quad d_2 = 6,7\%; \quad d_3 = 0,4\%; \quad d_4 = 0,13\%; \quad d_5 = 0,4\%; \\ d_6 = 0,13\%; \quad d = 6,7\%;$$

für 19 V Scheitelwert

$$i_1 = 121,5; \quad d_2 = 13,4\%; \quad d_3 = 1,65\%; \quad d_4 = 0,9\%; \quad d_5 = 1,1\%; \\ d_6 = 0,6\%; \quad d = 13,6\%.$$

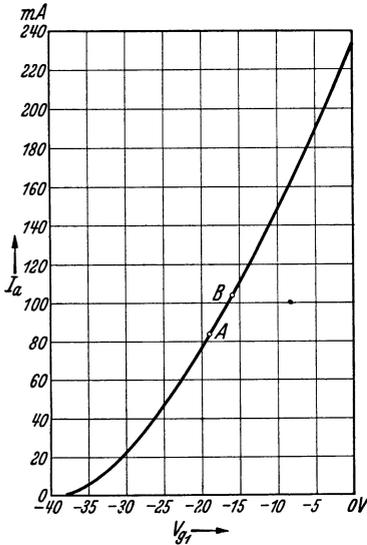


Abb. 96. Dynamische Anodenstrom-Steuer-gitter-spannungskurve einer idealen Röhre, die vollkommen einer 3/2-Potenzkurve entspricht.

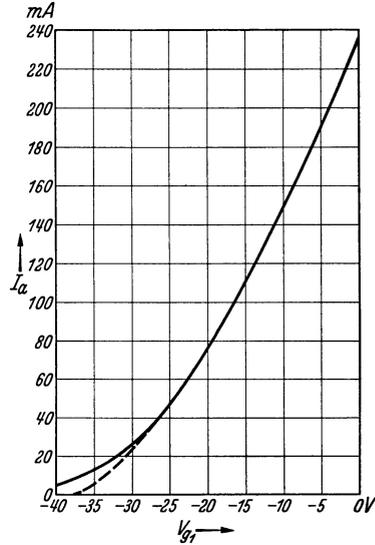


Abb. 97. Verzerrung der idealen 3/2-Potenzkurve von Abb. 96 durch eine untere Krümmung (gestrichelt die 3/2-Potenzkurve).

Hieraus geht hervor, daß die Verzerrung fast ausschließlich aus der zweiten Harmonischen besteht. Die Verzerrung ist nahezu proportional sowohl mit der Gitterwechselspannung als auch mit dem Anodenwechselstrom. Auch die für „kleine“ Gitterwechselspannungen abgeleiteten Gesetze von § 39 sind hier noch bestätigt. So ist d_2 nahezu proportional zu E , d_3 zu E^2 und d_4 zu E^3 , wenn E die Eingangswchelspannung ist.

Wir haben auch noch den Arbeitspunkt B von Abb. 96 versucht ($V_g = -16\text{ V}, i_0 = 103\text{ mA}$) mit einem Scheitelwert von 16 V am Gitter:

$$i_1 = 110; \quad d_2 = 10,4\%; \quad d_3 = 0,27\%; \quad d_4 = 0,90\%; \quad d_5 = 0,5\%; \\ d_6 = 0,6\%; \quad d = 10,4\%.$$

Dieser Arbeitspunkt ist verglichen mit dem Punkt A nicht günstiger.

In Abb. 97 ist wieder die $3/2$ -Charakteristik von Abb. 96 gezeichnet, aber jetzt mit einer ungünstigeren unteren Krümmung (z. B. durch Inselbildung verursacht). Als Arbeitspunkt ist wieder gewählt $V_g = -19$ V, $i_0 = 83$ mA und als Scheitelwert der Gitterwechselspannung 19 V. Man findet:

$$i_1 = 115; \quad d_2 = 16,8\%; \quad d_3 = 2,47\%; \quad d_4 = 0,22\%; \quad d_5 = 0,52\%; \\ d_6 = 0,22\%; \quad d = 17\%.$$

Die Verstärkung ist gegenüber der reinen $3/2$ -Kurve gesunken, die Verzerrung, wieder fast ausschließlich aus der zweiten Harmonischen bestehend, bedeutend gestiegen.

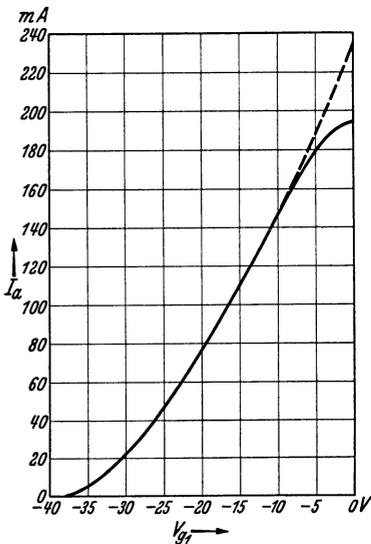


Abb. 98. Verzerrung der $3/2$ -Potenzkurve von Abb. 96 durch eine obere Krümmung (gestrichelt die Kurve von Abb. 96).

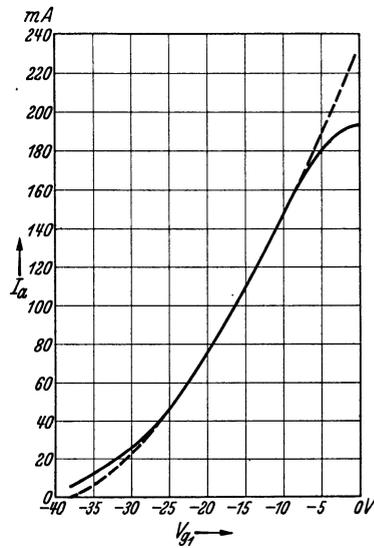


Abb. 99. Zusammenstellung der Verzerrungen aus Abb. 97 und 98.

Die Abb. 98 stellt die $3/2$ -Kurve von Abb. 96 mit einer oberen Krümmung dar. Unter den gleichen Bedingungen, wie gerade erwähnt, findet man:

$$i_1 = 105; \quad d_2 = 6,4\%; \quad d_3 = 8,3\%; \quad d_4 = 2,6\%; \quad d_5 = 0,5\%; \\ d_6 = 0,7\%; \quad d = 10,8\%.$$

Die Verstärkung ist gegenüber der Abb. 97 noch etwas weiter gesunken. Die zweite Harmonische ist prozentual stark gesunken, die dritte stark gestiegen. Die Gesamtverzerrung ist günstiger als im entsprechenden Fall bei einer reinen $3/2$ -Kurve.

Eine Zusammenstellung der beiden zuletzt behandelten Abweichungen von der $3/2$ -Charakteristik zeigt Abb. 99. Man findet für $V_g = -19$ V, $i_0 = 83$ mA, 19 V Scheitelwert:

$$i_1 = 102; \quad d_2 = 8,8\%; \quad d_3 = 9,3\%; \quad d_4 = 2,7\%; \quad d_5 = 0,08\%; \\ d_6 = 0,0\%; \quad d = 13,1\%.$$

Während die Verstärkung noch etwas weiter gesunken ist, zeigt die Verzerrung gegenüber dem vorigen Fall nur geringe Veränderung. Die dritte Harmonische ist wieder prozentual die größte. Es ist auch möglich, daß die dynamische Charakteristik gegenüber der 3/2-Kurve eine Abweichung nach oben aufweist (Abb. 101). Hierbei findet man für $V_g = -19$ V und $i_0 = 83$ mA, sowie 19 V Scheitelwert:

$$i_1 = 131; \quad d_2 = 20,6\%; \quad d_3 = 3,7\%; \quad d_4 = 3,1\%; \quad d_5 = 1,0\%; \\ d_6 = 0,25\%; \quad d = 21,2\%.$$

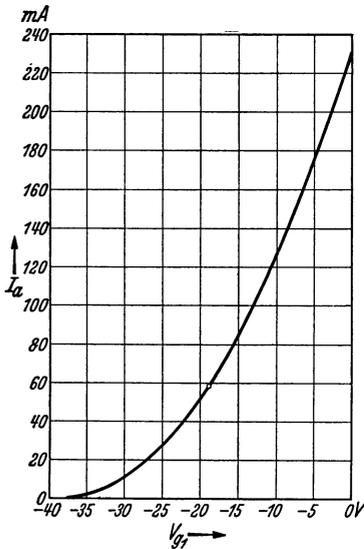


Abb. 100. Idealisierte dynamische Charakteristik, die einer vollkommen quadratischen Kurve entspricht.

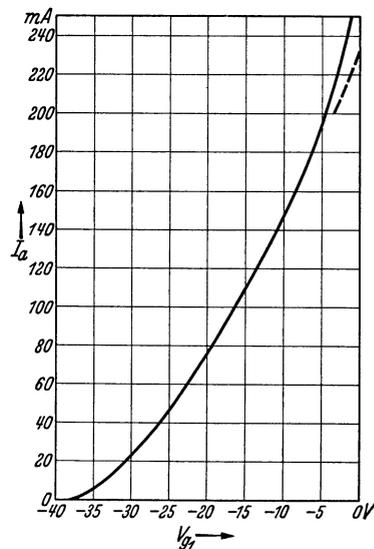


Abb. 101. Verzerrung der 3/2-Potenzkurve aus Abb. 96 durch eine obere Krümmung nach oben (gestrichelt die Kurve von Abb. 96).

Obwohl die Verstärkung größer ist als bei der 3/2-Kurve, sind die Verzerrungen, wieder in der Hauptsache aus zweiter Harmonischer bestehend, viel ungünstiger.

Endlich haben wir (Abb. 100) eine rein quadratische Charakteristik auf Verzerrung untersucht, wobei die Arbeitspunkte vergleichbar mit denjenigen von Abb. 96 gewählt wurden.

Für $i_0 = 58$ mA, $V_g = -19$ V und 9,5 V Scheitelwert ergibt sich:

$$i_1 = 57,75; \quad d_2 = 13,3\%; \quad d_3 = 0,14\%; \quad d_4 = 0,14\%; \quad d_5 = 0,14\%; \\ d_6 = 0,07\%; \quad d = 13,3\%. \quad \text{Exakt gilt } d_3 = d_4 = d_5 = d_6 = 0.$$

Für $i_0 = 78$ mA, $V_g = -16$ V und 16 V Scheitelwert:

$$i_1 = 113; \quad d_2 = 18\%; \quad d_3 = 0,15\%; \quad d_4 = 0,15\%; \quad d_5 = 0,44\%; \\ d_6 = 0,22\%; \quad d = 18\% \quad (d_3, d_4, d_5, d_6 \text{ vgl. oben}).$$

Die Verstärkung ist kleiner als bei der $3/2$ -Kurve. Die Verzerrung ungünstiger und ausschließlich zweite Harmonische.

Durch die Betrachtung der in den Abb. 96—101 skizzierten Fälle erhält man einen Überblick der Einflüsse, die verschiedene Abweichungen von der idealen $3/2$ -Kurve auf die Verzerrungen in Endröhren haben.

§ 43. Konstruktive Beeinflussung der oberen Krümmung der dynamischen Charakteristik. Im vorigen § 42 ist gezeigt worden, in welcher Weise eine obere Krümmung der dynamischen Charakteristik, ausgehend von der idealen $3/2$ -Kurve, die Verzerrung beeinflusst: eine Charakteristik, deren oberer Teil höher liegt als die $3/2$ -Kurve (Abb. 101), führt zu einer starken Vergrößerung der Verzerrung durch Steigerung der zweiten Harmonischen; eine dynamische Charakteristik, deren oberer Teil niedriger liegt als die $3/2$ -Kurve (Abb. 98), führt zu einer günstigeren Verzerrung, aber zu einer Steigerung der dritten Harmonischen. Es ist nützlich, allgemein überblicken zu können, wie man durch besondere konstruktive Maßnahmen bei Tetroden und Pentoden die obere Krümmung der dynamischen Charakteristik beeinflussen kann. Sie hängt

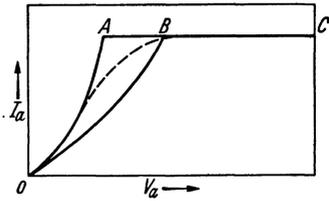


Abb. 102. Anodenstrom- (vertikal) - Anodenspannungskurven in einer Tetrode ohne Sekundäremission. Die ausgezeichneten Kurvenzüge $OABC$ und OBC sind stark idealisiert und würden einem Elektronenstrom durch das Schirmgitter, wobei alle Elektronen vollkommen gleiche und gleichgerichtete Geschwindigkeiten haben, entsprechen. Gestrichelt: Kurvenverlauf als Folge der Geschwindigkeitsstreuung.

direkt zusammen mit der Form der Anodenstrom—Anodenspannungskurve (§ 40).

Wir betrachten zunächst eine Tetrode und vernachlässigen dabei den Einfluß der sekundären Elektronenemission von Schirmgitter und Anode. Die Elektronen, welche nicht durch das Schirmgitter aufgefangen werden, schießen durch die Maschen dieses Gitters hindurch, mit einer Geschwindigkeit, welche in Volt ausgedrückt durch die Schirmgitterspannung gegeben ist. Wenn die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der

Kathode für alle Elektronen exakt gleich wäre und auch ferner in der Röhre alle Elektronen die gleiche Geschwindigkeit erhalten würden, so würde aus den Schirmgittermaschen ein Elektronenstrom mit einer einzigen Geschwindigkeit in den Raum zwischen Schirmgitter und Anode treten. Wir nehmen an, die Anode sei dicht hinter dem Schirmgitter angeordnet, und lassen die Anodenspannung von 0 an zunehmen. Der Anodenstrom steigt an und erreicht einen Wert, der auch bei weiterer Steigerung der Anodenspannung nicht mehr größer wird. Bei Vergrößerung des Abstandes Schirmgitter—Anode verläuft der Anstieg des Anodenstromes weniger steil (Abb. 102, Kurven $OABC$, bzw. OBC). Infolge der verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten in der Röhre wird die Kurve $OABC$ der Abb. 102 durch die gestrichelte Kurve ersetzt. Die Streuung der Elektronengeschwindig-

keiten wird primär verursacht durch die Maxwellverteilung der Austrittsgeschwindigkeiten aus der Kathode. Sie wird vergrößert durch die Abbeugung der Elektronen durch die Drähte des ersten und zweiten Gitters und durch Potentialverschiedenheiten in der Umgebung der Gitterflächen, z.B. durch Gitterstützen, Abschirmbleche usw., welche z.B. Kathodenpotential haben.

Wir lassen jetzt Sekundäremission des Schirmgitters zu, aber noch nicht Sekundäremission der Anode. Die Austrittsgeschwindigkeit der Sekundärelektronen streut zwischen Null und Wertengleich den Geschwindigkeiten der primär aufprallenden Elektronen. Die niedrigen Geschwindigkeiten, z.B. unter 10 oder 20 V, überwiegen. Diese Sekundärelektronen werden bei steigender Anodenspannung nach und nach alle zur Anode gesaugt und veranlassen, daß

die Kurve *OABC* der Abb. 102 die in Abb. 103 (Kurve 1) gezeichnete Gestalt annimmt. Bei Tetroden mit wenig sekundär emittierenden Anodenoberflächen (z.B. berußt) gibt Abb. 103 (Kurve 1) den allgemeinen Verlauf der wirklichen Anodenstrom—Anodenspannungs-Charakteristiken wieder. Offenbar wird der Innenwiderstand durch die zur Anode wandernden Sekundärelektronen des Schirmgitters für höhere Anodenspannungen herabgesetzt.

Wenn die Anode ebenfalls Sekundärelektronen emittiert, so haben diese für Anodenspannungen, kleiner als die Schirmgitterspannung, die Neigung, zum Schirmgitter zu wandern. Man erhält die Kurve 3 der Abb. 103. Die gezeichnete Deformation der Charakteristik durch die Anodensekundärelektronen kann nicht so stark eintreten, wenn die Anode einen genügend großen Abstand vom Schirmgitter hat (Kurve 2 von Abb. 103).

Wie bereits oben erwähnt, kehren bei niedriger Anodenspannung Elektronen vor der Anode um. Der Potentialverlauf zwischen Schirmgitter und Anode hat dann die in Abb. 104 gezeichnete Gestalt. Es

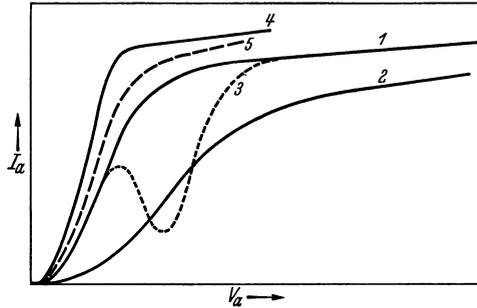


Abb. 103. Anodenstrom — Anodenspannungskurven.

- 1 Tetrode mit Sekundäremission des Schirmgitters, kleinem Abstand Anode—Schirmgitter.
- 2 Tetrode wie Kurve 1, aber großer Abstand Anode—Schirmgitter.
- 3 Tetrode wie Kurve 1, aber mit Sekundäremission der Anode.
- 4 Durch günstige Dimensionierung bei Sekundäremission von Schirmgitter und Anode erreichbare Form der Charakteristik.
- 5 Die zu 4 analoge Kurvenform für eine Pentode.

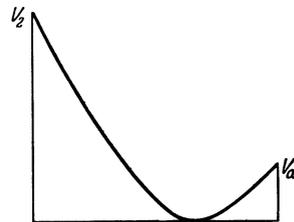


Abb. 104. Horizontal: Abstand Anode—Schirmgitter. Links ist die Schirmgitterspannung, rechts die Anodenspannung aufgetragen. Ausbildung eines Potentialminimums mit einer virtuellen Kathode zwischen Anode und Schirmgitter.

bildet sich vor der Anode eine virtuelle Kathode aus. Dies tritt allerdings nur ein, wenn eine genügende Anzahl von Elektronen durch das Schirmgitter hindurch in den Anodenraum eintritt. Bei der Ausbildung einer virtuellen Kathode nach Abb. 104 können auch keine Sekundärelektronen von der Anode zum Schirmgitter gelangen. Bei günstiger Dimensionierung des Schirmgitter-Anodenraumes ist es möglich, trotz der bestehenden Anodensekundäremission doch eine Charakteristik, wie z. B. die Kurve 4 der Abb. 103, zu erhalten, die offenbar in bezug auf obere Krümmung der dynamischen Charakteristik günstig ist. Die hierzu günstigsten Werte des durch das Schirmgitter hindurchtretenden Stromes sowie des Abstandes Schirmgitter—Anode können bei vorgegebenem Schirmgitter- und Anodenmaterial (Sekundäremission) auf experimentellem Weg ermittelt werden. Die idealen anzustrebenden Charakteristiken haben die in Abb. 105 skizzierte Form.

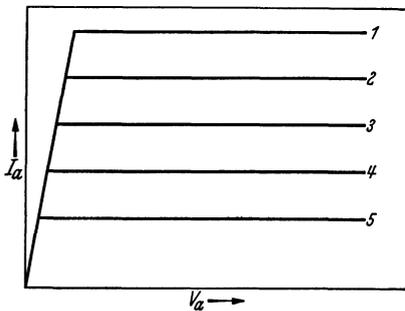


Abb. 105. Idealierte Anodenstrom — Anodenspannungskurven. Die Differenz in der negativen Steuergittervorspannung zwischen den Kurven 1 und 2 ist genau so groß wie zwischen den Kurven 2 und 3, 3 und 4, 4 und 5.

Wir betrachten jetzt eine Pentode. Hier verursacht das Fanggitter allein bereits einen Potentialverlauf analog zu dem in Abb. 104 skizzierten. Nur ist das Potentialminimum außer in den Fanggitterdrähten (die Kathodenpotential haben) nicht Null, sondern hat einen endlichen positiven Wert.

Dieser Wert ist um so größer, je weitmaschiger das Fanggitter ist und je höher die Anodenspannung. Das Fanggitter bewirkt, daß bei einer Pentode mit gleichem Schirmgitter-Anodenabstand, wie bei einer sonst gleichen Tetrode bei steigender Anodenspannung, der Anstieg des Anodenstromes erst etwas später erfolgt (Kurve 5, Abb. 103). Diese Kurve 5 rückt in Abb. 103 nach links, wenn das Fanggitter weitmaschiger gemacht wird (natürlich innerhalb bestimmter Grenzen). Auch eine positive Spannung auf ein vorgegebenes Fanggitter hat diese Wirkung. Andererseits verringern diese Maßnahmen die Wirkung des Fanggitters als Schutz gegen Anodensekundärelektronen, die zum Schirmgitter wandern könnten. Man muß somit auf experimentellem Weg einen geeigneten Kompromiß zustande bringen.

Literatur: 26, 43, 83, 166, 183, 190.

§ 44. Röhrensaltungen als A-, B- und A/B-Verstärker. Die in § 38 Abb. 86 für eine Leistungsverstärkerstufe angegebene Schaltung nennt man allgemein die A-Verstärkerschaltung. Das wesentliche hierbei ist, daß bei allen Werten der Steuergitterspannung im Betrieb (also mit Eingangsspannung) Anodengleichstrom fließt. Meistens ist an

Stelle der Schaltung Abb. 86 die von Abb. 106 üblich. Der Belastungswiderstand (Lautsprecher) wird durch den Transformator T auf einen Wert transformiert, der dem günstigsten Anpassungswiderstand der Leistungsröhre entspricht. Wir nehmen im vorliegenden Abschnitt der einfachen Übersicht halber an, alle benutzten dynamischen Charakteristiken seien gerade Linien. Die Anodenspannung im Arbeitspunkt sei V_{a0} , der Anodenstrom I_{a0} . Dann ist bei A-Verstärkung der Anpassungswiderstand im Anodenkreis bestimmt durch die Bedingung, daß für keinen Zeitpunkt in einer Periode der Gitterwechselspannung die Anodenspannung negativ werden kann. Da die Amplitude des Anodenwechselstromes bei voller Aussteuerung der dynamischen Charakteristik I_{a0} beträgt (vgl. Abb. 88 § 38), ist also $R_a = V_{a0}/I_{a0}$. Der günstigste Wirkungsgrad (abgegebene Anodenwechselstromleistung dividiert durch zugeführte Anodengleichstromleistung) ist somit

$$\eta = (I_{a0}/\sqrt{2})^2 R_a / V_{a0} I_{a0} = 50\%.$$

In Abb. 107 sind die Leistungsverhältnisse im A-Verstärker veranschaulicht worden.

Beim B-Verstärker ist im Arbeitspunkt der Anodengleichstrom Null. Bei sinusförmiger Gitterwechselspannung hat der Anodenstrom als Funktion der Zeit somit die Gestalt einer halben Sinuskurve. Man benutzt zwei Röhren in Gegentaktschaltung (Abb. 108). Hierbei kommt auf das Steuergeritter der einen Pentode die positive Halbperiode der Eingangswchselspannung, wenn die andere die negative Halbperiode erhält (Abb. 109), und wenn man die Anodenströme als Funktion der Zeit summiert, kommt gerade eine volle Sinuskurve heraus. Wir berechnen jetzt den Wirkungsgrad solcher B-Verstärkerröhren. Der Anodengleichstrom einer Röhre ist I_0/π , wenn I_0 den zur Gitterspannung $V_g = 0$ gehörenden Anodenstrom bezeichnet. Die Ausgangsleistung einer Röhre ist $R_a I_0^2/4$ und der Anpassungswiderstand $R_a = V_{a0}/I_0$. Die zu-

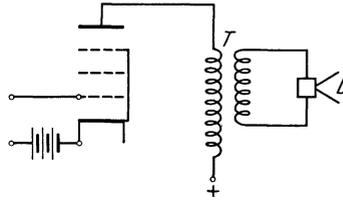


Abb. 106. Schaltung einer Pentode als A-Verstärker mit Transformator T und Lautsprecher L .

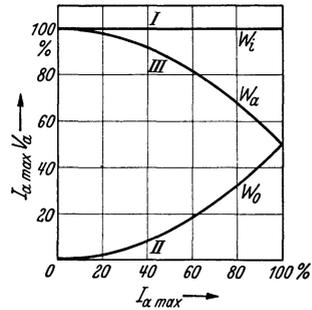


Abb. 107. Die zugeführte Leistung (W_i) (Gerade I), die abgegebene Leistung W_a (Kurve II), die Verlustleistung W_0 (Kurve III), ausgedrückt in Prozent der maximalen zugeführten Leistung als Funktion der Amplitude des Ausgangswchselstroms, ausgedrückt in Prozent der maximalen Amplitude bei A-Verstärkung. Der maximale Wirkungsgrad ist hier etwa 50%.

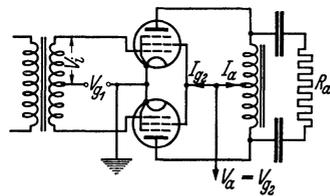


Abb. 108. Schaltung zweier Pentoden als Gegentaktverstärker.

geführte Gleichstromleistung zur Anode einer Röhre beträgt $V_{a0}I_0/\pi$. Somit wird der Wirkungsgrad $\pi V_{a0}I_0/4 V_{a0}I_0 = \pi/4 = 78,5\%$. Die Leistungsverhältnisse bei nicht voller Aussteuerung einer Gegentakt-B-Stufe mit zwei Pentoden sind aus Abb. 110 zu ersehen. Das Maximum

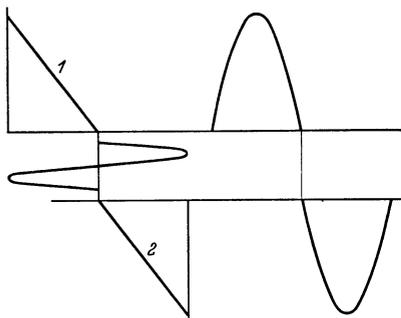


Abb. 109. Gegentakt-B-Verstärkung. Die Geraden 1 und 2 stellen die idealisierten dynamischen Charakteristiken der beiden Pentoden dar. Horizontal: Steuergitterwechselspannung. Die Anodenstromkurven ergänzen sich zu einer Sinuslinie.

der zugeführten Anodenverlustleistung tritt nicht zu gleicher Zeit auf wie das Maximum der Ausgangsleistung. Aus Abb. 110 folgt, daß die maximal in der Anode verbleibende Leistung (Verlustleistung) 32% der zugeführten Leistung bei voller Belastung beträgt. Nimmt man Röhren mit einer maximal zulässigen Verlustleistung von z.B. 10 W, so kann mit einer solchen Röhre also $78,5 \cdot 10/32 = 24,5$ W Ausgangsleistung erzielt werden. Bei einer solchen 10 W-Röhre als A-Verstärker darf maximal nur 5 W Ausgangsleistung erreicht werden. In dieser günstigeren Ausnutzung der B-Röhrenschtaltung als Gegentaktstufe liegt ihr großer Vorteil. Es ist allerdings zu berücksichtigen, daß alle obigen Zahlen auf geraden dynamischen Charakteristiken fußen, also in Wirklichkeit etwas ungünstiger bleiben.

Durch die untere Krümmung der dynamischen Charakteristik entstehen in der B-Schaltung Verzerrungen, welche in Abb. 111 skizziert sind. Hierbei ist als Arbeitspunkt die Gittervorspannung V_{g0}

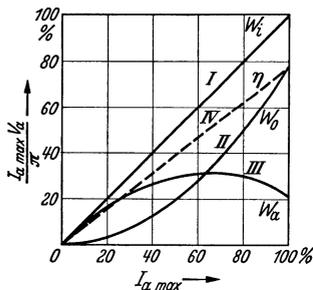


Abb. 110. Die zugeführte Leistung W_i (Kurve I), die abgegebene Leistung oder Ausgangsleistung W_a (Kurve II), die in der Röhre verbrauchte Leistung oder Verlustleistung W_v (Kurve III), ausgedrückt in Prozent der maximalen zugeführten Leistung als Funktion der Amplitude des Ausgangswechselstroms, ausgedrückt in Prozent der maximalen Amplitude bei der maximalen zugeführten Leistung bei B-Verstärkung. Der Wirkungsgrad η ist ebenfalls aufgetragen (Kurve IV). Man ersieht hieraus, daß die maximale Verlustleistung nicht bei der maximalen zugeführten Leistung auftritt.

(Abb. 111) angenommen. Diese Verzerrungen treten namentlich bei kleinen Amplituden auf. Bei größeren Amplituden kompensieren sich die Verzerrungen der beiden Gegentaktrohren, wie für eine rein quadratische Charakteristik in Abb. 112 dargestellt ist. Eine Einstellung der negativen Vorspannung zweier im Gegentakt geschalteter Röhren, wie sie in Abb. 112 dargestellt ist, nennt man A/B-

Verstärkung. Ein Merkmal ist, daß die negative Vorspannung weniger negativ liegt als bei B-Verstärkung und mehr negativ als bei A-Verstärkung. Ohne Gitterwechselspannung fließt also bei A/B-Verstärkung

noch ein merklicher Anodengleichstrom, während dieser Strom im *B*-Falle sehr gering ist. Durch die Krümmung der dynamischen Charakteristiken ist natürlich praktisch oft nicht zu entscheiden, ob eine bestimmte Einstellung *B*-Verstärkung oder *A/B*-Verstärkung genannt werden soll. Wir wollen aber festlegen, daß eine quadratische Charakteristik, wie in Abb. 112, besonders zur *A/B*-Verstärkung geeignet ist.

Literatur: 6, 9, 144, 152, 173, 214.

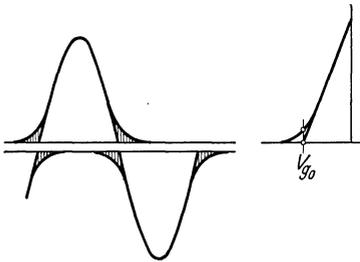


Abb. 111. Dynamische I_a/V_g -Kennlinie einer Röhre, bestehend aus einem geraden Teil und einer unteren Kurve. Diese Krümmung verursacht die schraffierten Abweichungen der Sinuskurve, die bei der *B*-Schaltung die Verzerrung verursachen.

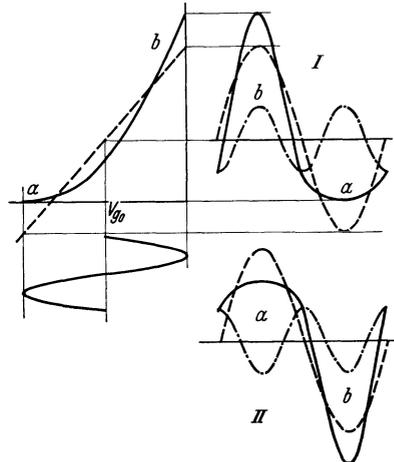


Abb. 112. Darstellung der beiden Grenzfälle der dynamischen Kennlinie eines *A/B*-Verstärkers: eine gerade Linie und eine Parabel. Bei einer parabolischen Kennlinie entsteht bei *b* eine Vergrößerung der Grundwelle durch die zweite Oberwelle, während bei *a* eine Verringerung der Grundwelle des Anodenstroms entsteht. Die beiden Oberwellen in den Röhren I und II sind gegeneinander um 180° in Phase verschoben und kompensieren sich deshalb. Der resultierende Anodenstrom ist infolgedessen wieder eine reine Sinuskurve.

§ 45. Anforderungen an die dynamische Charakteristik bei A- und bei B-Verstärkern. In § 42 wurde für verschiedene dynamische Charakteristiken die Verzerrung berechnet. Die Röhre wurde hierbei als *A*-Verstärker verwendet. Es zeigte sich, daß in diesem Fall sowohl eine Abweichung von der $3/2$ -Kurve durch untere Krümmung (Inselbildung) als auch eine Abweichung durch eine obere Krümmung nach oben zu einer bedeutend ungünstigeren Verzerrung führte, als zu der $3/2$ -Potenzkurve gehörte. Wie aus den Betrachtungen in § 42 folgt, ist eine Abweichung von der $3/2$ -Kurve durch Inselbildung praktisch nicht zu vermeiden. Es fragt sich, wie beim Vorhandensein einer solchen unteren Krümmung der weitere Verlauf der dynamischen Charakteristik am besten gestaltet werden kann. Hierzu bemerken wir zunächst, daß eine dynamische Charakteristik, welche um den Arbeitspunkt herum völlig spiegelsymmetrisch ist, keine gerade Harmonische des Stromes bei sinusförmiger Gitterwechselspannung erzeugen kann. Hiermit ist gemeint, daß der Teil der dynamischen Charakteristik oberhalb des Arbeitspunktes durch Drehen um den Arbeitspunkt herum mit dem Teil dieser Charakteristik unterhalb des Arbeitspunktes zur Deckung gebracht wer-

den kann. Insbesondere ist also bei einer solchen Charakteristik die zweite Harmonische, sonst ein sehr wichtiger Teil der Verzerrung, immer Null. Wenn außerdem die dynamische Charakteristik in der Umgebung des Arbeitspunktes möglichst gerade ist, so wird die dritte Harmonische bei kleinen Gitterwechselspannungen gering sein. Die Verzerrung wird mit der Ausgangsleistung fast linear zunehmen. Als Beispiel ist in Abb. 113 eine dynamische Charakteristik gezeichnet, die in der Umgebung des Arbeitspunktes ($V_g = -19\text{ V}$, $i_a = 79\text{ mA}$) einen geraden Teil aufweist, der oben und unten in eine Krümmung übergeht. Die untere Krümmung entspricht hierbei der $3/2$ -Potenz. Die Charakteristik besitzt die oben erwähnte Symmetrie um den Arbeitspunkt herum nicht

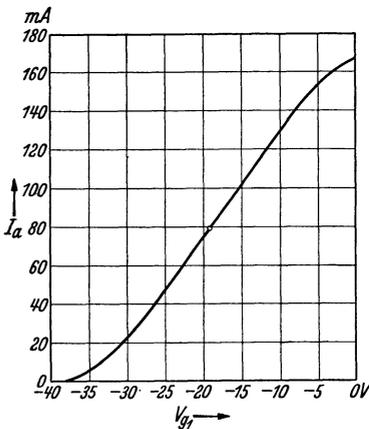


Abb. 113. Dynamische Charakteristik, die um den Arbeitspunkt ($V_g = -19\text{ V}$, $I_a = 79\text{ mA}$) herum zunächst gerade ist und im weiteren Verlauf möglichst spiegelsymmetrisch um diesen Punkt. Die untere Krümmung entspricht einer $3/2$ -Potenz.

ganz. Man erhält als Verzerrungen (vgl. § 39) für eine Wechselspannung 19 V Scheitelwert:

$$\begin{aligned} i_1 &= 87; & d_2 &= 5,4\%; & d_3 &= 8\%; \\ d_4 &= 0,35\%; & d_5 &= 0,35\%; \\ d_6 &= 0,46\%; & d &= 9,7\%. \end{aligned}$$

Für eine Wechselspannung $9,5\text{ V}$ Scheitelwert:

$$\begin{aligned} i_1 &= 51; & d_2 &= 1,8\%; & d_3 &= 1,3\%; \\ d_4 &= 0,49\%; & d_5 &= 0,16\%; \\ d_6 &= 0,16\%; & d &= 2,3\%. \end{aligned}$$

Diese Zahlen sind günstiger als für irgendeine der im § 42 betrachteten dynamischen Charakteristiken. Es erscheint also richtig, einen geraden Teil um den Arbeitspunkt herum und weiterhin eine spiegelsymmetrische Kurve

um diesen Punkt als dynamische Charakteristik für A -Verstärker anzustreben.

Im Falle der reinen B -Verstärkung werden die geraden Harmonischen durch die Gegentaktschaltung am Ausgang der Stufe zum Verschwinden gebracht. Dies läßt sich aus den Gleichungen des § 39 ersehen. Die Amplituden der geraden Harmonischen sind gerade Funktionen der Gitterwechselspannungsamplitude. Wenn diese ihr Zeichen umkehrt, behalten somit die Stromamplituden der geraden Harmonischen ihr Vorzeichen. Am Ausgang der Gegentaktstufe (Abb. 108) heben daher diese Amplituden sich gegenseitig bei den zwei Röhren auf. Dagegen werden die Amplituden der ungeraden Harmonischen, welche von den zwei Röhren herrühren, am Ausgang der Gegentaktstufe addiert. Für B -Verstärkung ist also eine dynamische Charakteristik, welche nur gerade Harmonische erzeugt, besonders günstig: sie würde am Ausgang der Gegentaktstufe eine Verzerrung Null zur Folge haben. Ein Beispiel ist

eine rein quadratische Charakteristik. Die obere Krümmung der dynamischen Charakteristik nach unten erzeugt einen großen Anteil dritter Harmonischer und ist somit für B -Verstärkung besonders unangenehm.

Bemerkt sei noch, daß bei allen Gegentaktschaltungen, sei es nun als A -, B - oder A/B -Verstärker, die oben erwähnte Aufhebung der geradzahigen Harmonischen gilt, wie ja aus der Allgemeingültigkeit der angegebenen Schlußweise folgt.

§ 46. Belastung durch Impedanzen mit Phasenwinkel. In der Praxis ist die Anodenbelastungsimpedanz von Endröhren nicht immer ein reiner Widerstand. So ist die Impedanz von Lautsprechern bei hohen Frequenzen darstellbar durch einen Widerstand parallel geschaltet zu einer Selbstinduktion. Es tritt dann ein Phasenwinkel zwischen Anodenwechselstrom und Anodenwechselspannung auf. Es sei die Anodenwechselspannung $e = E \sin \omega t$ und der Wechselstrom durch die Anodenbelastungsimpedanz $i = I \sin(\omega t + \varphi)$. Der Phasenwinkel φ ist positiv bei Impedanzen, darstellbar durch Widerstand und Kapazität parallel und negativ bei Impedanzen, welche durch Widerstand und Selbstinduktion parallel dargestellt werden können. Wir suchen im Anodenstrom—Anodenspannungs-Diagramm den geometrischen Ort aller Punkte, welche zusammengehörige Strom- und Spannungswerte darstellen. Dieser Ort ist, wie aus der Theorie der Lissajous-Figuren bekannt, eine Ellipse. Nimmt man den Arbeitspunkt als Mittelpunkt eines e - i -Koordinatensystems, so ist die Gleichung dieser Ellipse leicht zu erhalten:

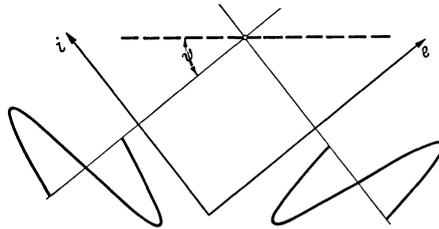


Abb. 114. Definition des e - i -Koordinatensystems und des Winkels ψ der Ellipsenhauptachse mit der e -Achse.

$Ei = EI \sin \omega t \cos \varphi + EI \cos \omega t \sin \varphi$;
 $Ie \cos \varphi = EI \sin \omega t \cos \varphi$;

$$(46,1) \quad \begin{cases} (Ei - Ie \cos \varphi)^2 = (EI \cos \omega t \sin \varphi)^2 \\ \quad \quad \quad = E^2 i^2 + I^2 e^2 \cos^2 \varphi - 2 E I e i \cos \varphi; \\ (Ie \sin \varphi)^2 = E^2 I^2 \sin^2 \omega t \sin^2 \varphi, \quad \text{also} \\ (Ei - Ie \cos \varphi)^2 + I^2 e^2 \sin^2 \varphi = E^2 I^2 \sin^2 \varphi \\ \quad \quad \quad = E^2 i^2 - 2 E I e i \cos \varphi + I^2 e^2. \end{cases}$$

Dies ist eine quadratische Gleichung für e und i und zwar stellt sie eine Ellipse dar. Der Winkel ψ zwischen dem Achsenkreuz dieser Ellipse (vgl. Abb. 114) und der Spannungsachse (e -Achse) ist bestimmt durch:

$$(46,2) \quad \operatorname{tg} 2 \psi = \frac{2 E I \cos \varphi}{E^2 - I^2}.$$

Für $\varphi = 0$ erhält man hieraus die bereits oft benutzte Beziehung $\cotg \psi = E/I = R_a$, wo R_a der Anodenbelastungswiderstand ist.

Zunächst geht aus Gl. (46, 2) hervor, daß die Ellipse die gleiche Lage hat, wenn der Strom der Spannung um einen bestimmten Betrag nacheilt oder umgekehrt. Insbesondere ist für $\varphi = \pm 90^\circ$ der Winkel $\psi = 0$, so daß die Ellipsachsen parallel zur Spannungs- und zur Stromachse des Diagramms verlaufen (Abb. 115). Wenn der Strom nacheilt (φ neg.), so wird die Ellipse im Uhrzeigersinn durchlaufen. Die Abb. 115 zeigt auch noch den Fall, daß $\varphi = \pm 45^\circ$ ist, der in der Praxis mehrfach auftritt.

Bei der obigen Berechnung sind Anodenwechselspannung und Anodenwechselstrom rein sinusförmig vorausgesetzt worden. In Wirk-

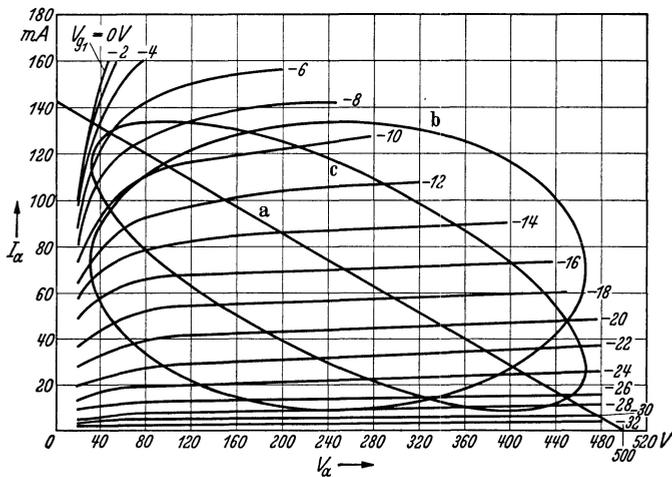


Abb. 115. Anodenstrom-(vertikal)-Anodenspannungskurven für die Röhre AL₅ (Endpentode). Die Parameterzahlen bei den verschiedenen Kurven sind Werte der negativen Steuergittervorspannung. Die Gerade *a* entspricht einem Anodenbelastungswiderstand von 3500 Ω , die Ellipse *b* einer Anodenbelastung durch eine reine Kapazität oder eine reine Selbstinduktion, die Ellipse *c* einer Belastungsimpedanz mit einem Phasenwinkel $\varphi = 45^\circ$.

lichkeit kann nur die Gitterwechselspannung sinusförmig angenommen werden, während Anodenwechselstrom und Anodenwechselspannung Verzerrungen aufweisen werden. Es fragt sich, wie diese Verzerrungseffekte im vorliegenden Fall aus den Anodenstrom—Anodenspannungs-Charakteristiken der Endröhre ermittelt werden können. Näherungsweise kann man zunächst von sinusförmiger Anodenwechselspannung und sinusförmigem Anodenwechselstrom ausgehen (Abb. 115). Aus der entstehenden Ellipse in der genannten Kennlinienschar kann dann eine dynamische Charakteristik (Steuergitterspannung—Anodenstrom) ermittelt werden (Abb. 116). Wenn in diese dynamische Charakteristik eine sinusförmige Gitterwechselspannung gezeichnet wird, erhält man die Kurve des Anodenwechselstroms als Funktion der Zeit. Hieraus folgt bei gegebener Impedanz im Anodenkreis der Verlauf der Anodenwechsel-

spannung. Mit diesen so ermittelten Kurven von Anodenwechselstrom und Anodenwechselspannung kann in der Abb. 115 wieder der geometrische Ort konstruiert werden, der von einer Ellipse abweichen wird. Mit diesem neuen geometrischen Ort konstruiert man wieder eine neue dynamische Charakteristik. Das Verfahren wird solange wiederholt, bis die neue dynamische Charakteristik mit der vorigen dynamischen Charakteristik genügend übereinstimmt.

Allgemein kann bemerkt werden, daß bei Impedanzen mit Phasenwinkel die Krümmungen der i_a , V_a -Kurven, z.B. durch Sekundäremission, noch ungünstiger für die Verzerrungen sind, als bei rein Ohmschen Impedanzen.

Literatur: 192.

§ 47. Störungen der Leistungsverstärkung. Einige der bei Leistungsverstärkerröhren auftretenden Störungen sind bereits bei Hochfrequenzverstärker- und bei Mischröhren erwähnt worden. So z.B. Klingeln und Schalteffekt.

Die Klingneigung wird bei nicht genügend soliden Gitterkonstruktionen namentlich dadurch gefördert, daß Teile von Gittern oder auch die Gitter als Ganzes bei bestimmten Frequenzen in Resonanzschwingungen geraten. Namentlich beim Steuergitter können solche Resonanzstellen Klingneigung der Röhre hervorrufen. Die jetzt übliche elliptische Gitterkonstruktion mit ziemlich dicken Gitterstützstäben, wobei jede Gitterdrahtwindung mit den Gitterstäben verschweißt ist, hat erfahrungsgemäß wenig ausgeprägte Resonanzschwingungsstellen. Man kann das Schwingen eines Gitters deutlich mit der Lupe durch die für diesen Fall durchsichtig gehaltene Glashülle hindurch beobachten, wenn man bei normalen Betriebsverhältnissen die Röhre mit einem in der Nähe gehaltenen Lautsprecher akustisch erregt. Auch Projektion der inneren Gitterkonstruktion auf einen Schirm kann zur Veranschaulichung der Gitterschwingungen dienen. Bei variabler Frequenz im Lautsprecher lassen sich leicht die Resonanzstellen ausfindig machen.

Der Schalteffekt ist bereits ausführlich in § 10 und in § 36 behandelt worden. Von den in § 10 erwähnten Mitteln kommt die möglichst völlige

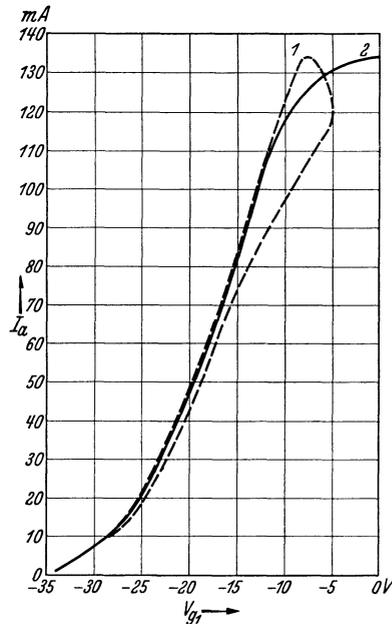


Abb. 116. Dynamische Charakteristiken der Pentode AL5, aus Abb. 115 konstruiert. Anodenstrom mA (vertikal), Steuergitterspannung Volt (horizontal). Kurve 2 entspricht der Geraden a von Abb. 115. Kurve 1 entspricht der Ellipse c von Abb. 115.

Einkapselung des Gittersystems zur Vermeidung von auf die Isolations-
teile gelangenden Elektronen nicht in Frage wegen der Gefahr der zu
großen Erwärmung (Gitteremission). Dagegen ist die eben dort erwähnte
Verringerung der Sekundäremission sowie die Vergrößerung der Leit-
fähigkeit der für Elektronen erreichbaren Isolationsflächen auch hier ein
vielfach angewandtes Mittel. Oft wird Bestreichen eines Teiles der
inneren Glasballonfläche mit Aquadag (kolloidalem Graphit) oder ähn-
lichen Substanzen angewandt. Der Schalteffekt äußert sich bei Leistungs-
verstärkerröhren in einer Vergrößerung der Verzerrungen. Die Meß-
methoden sind die früher erwähnten. Man kann auch eine rein sinus-
förmige Wechsellspannung an das Eingangsgitter legen und dann z. B. im
Kathodenstrahloszillographen die Ausgangswechsellspannung betrachten.
Durch den Schalteffekt erhält letztere Kurve charakteristische Aus-
buchtungen, die sofort von normalen Verzerrungseffekten infolge Kenn-
linienkrümmungen zu unterscheiden sind.

Die Isolation zwischen den verschiedenen Elektroden in der Röhre
ist im warmen Zustand nicht unendlich gut. Wenn im äußeren Kreis ein
zu großer Widerstand, z. B. zwischen Steuergitter und Chassis ge-
schaltet wird, kann infolge von Isolationsfehlern, z. B. vom Glühfaden
her, eine Wechsellspannung auf das Gitter gelangen, welche zu einer
Modulation der zu verstärkenden Wechsellspannungen Anlaß gibt
(Brummen). Daher ist für diesen Widerstand von den Röhrenfabrikanten
ein Höchstwert vorgeschrieben, der in der Größenordnung von einem
Megohm liegt, aber für größere Röhren weniger beträgt. Zwischen Glüh-
faden und Kathode darf maximal nur etwa 20 000 Ohm verwendet
werden.

Die erwähnte Gefahr der Steuergitteremission besteht bei Leistungs-
verstärkerröhren in höherem Maß als bei Hochfrequenzröhren, weil durch
die hohen Werte der Energiedissipation in der Anode eine Erhitzung des
gesamten Systems stattfindet. Oft werden Gazeanoden angewandt, um
unzulässiger Erwärmung vorzubeugen. Eine Außenmetallisierung des
Röhrenballons unterbleibt aus demselben Grunde. Die Gitteremission
kann bei großem Ableitwiderstand zwischen Steuergitter und Kathode
zu unzulässigen Werten der Gittervorspannung (zu wenig negativ)
führen, wodurch wieder der Anodenstrom unzulässig steigt. Hierdurch
würde dann die Gitteremission verschlimmert. Diese Überlegung führt
ebenfalls zu einer Beschränkung dieses Ableitwiderstandes, z. B. auf Werte
unterhalb einem Megohm.

Literatur: 38, 77, 101, 145.

§ 48. Messungen von Leistung und Verzerrung. In der Literatur sind
mehrere Anordnungen zur Ausführung dieser Messungen beschrieben
worden. Die hier behandelte Anordnung wurde in eigener Arbeit erprobt
und hat sich dabei gut bewährt.

Im Prinzip besteht die Anordnung aus einer Wheatstoneschen Brücken-

schaltung (Abb. 117), deren drei Arme a , b , c aus Widerständen aufgebaut sind, während der vierte Arm d aus einer Selbstinduktion in Serie mit einer Kapazität besteht. Die Kapazität ist etwa $0,1 \mu\text{F}$ und ist zusammen mit der Selbstinduktion auf die Meßfrequenz, etwa 500 Hz , abgestimmt. Selbstinduktion und Kapazität sind beide möglichst verlustfrei. Die Selbstinduktion besteht aus einer Toroidspule mit einem Kern aus hochwertigem magnetischen Material (Pupin-Spulenmaterial). Die auf ihre Verzerrung zu analysierende Wechselspannung, deren Frequenz mit der Abstimmung des Brückenarmes d übereinstimmt, wird an die Punkte 1 und 2 der Brücke (Abb. 117) angeschlossen. Die Ausgangsspannung der Brücke wird den Punkten 3 und 4 entnommen. Für die Abstimmfrequenz der Brücke kann dieselbe durch Regelung des Widerstandes im Arm c genau ins Gleichgewicht gebracht werden. Denn für diese Abstimmfrequenz wird ja der Arm d ebenfalls ein reiner Widerstand. Wenn die an die Punkte 1 und 2 angeschlossene Wechselspannung Harmonische enthält, so ist die Brücke für diese Harmonische nicht im Gleichgewicht und zwischen den Punkten 3 und 4 der Brücke kann eine Wechselspannung, deren Größe der Stärke der betreffenden Harmonischen ent-

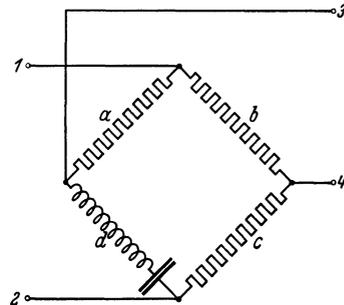


Abb. 117. Wheatstonesche Brücke für Verzerrungsmessungen. Die Arme a , b und c sind Ohmsche Widerstände (ohne Phasenwinkel). Der Arm d enthält eine möglichst verlustfreie Selbstinduktion in Serie mit einer Kapazität und ist auf die Grundwelle der Meßspannung abgestimmt. Eingang 1, 2; Ausgang 3, 4.

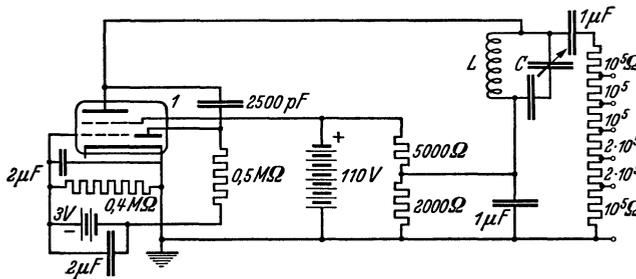


Abb. 118. Schema eines Erzeugers verzerrungsfreier Wechselspannung konstanter Frequenz und Amplitude. L Selbstinduktion etwa $0,1 \text{ Henry}$. C variabler Kondensator $50 \mu\mu\text{F}$ bis etwa $1 \mu\text{F}$. r Röhre E 444 (Philips). (Tetrode—Diode.) Nach GROSZKOWSKI.

spricht, entnommen werden. Diese Verzerrungswechselspannung wird zunächst verstärkt und darauf in ihre einzelnen Bestandteile zerlegt. Für diese Zerlegung sind nach dem Verstärker Schwingungskreise vorgesehen, welche aus einer Selbstinduktion mit einem Parallelkondensator bestehen. Diese Schwingungskreise sind abgestimmt auf die 2., 3.,

4. Harmonische der Eingangswchselfspannung. Ihre Güte ist derart gewählt, daß sie nur für ihre Abstimmfrequenz eine bedeutende Impedanz besitzen und für alle übrigen harmonischen Frequenzen praktisch einen Kurzschluß bedeuten. Es ist klar, daß die einzelnen Harmonischen gemessen werden können, indem man nacheinander die aus der Brücke stammende Wechselfspannung, welche sämtliche Verzerrungskomponenten enthält, auf jeden der genannten Schwingungskreise schaltet.

Bei der Ausführung der Messungen kommt es zunächst darauf an, einen Wechselfspannungserzeuger zu besitzen, welcher eine möglichst verzerrungsfreie Spannung regelbarer Frequenz erzeugt. Abb. 118 enthält ein Schema, das wir benutzt haben und das von GROSZKOWSKI stammt. Mit Hilfe geeigneter verzerrungsfreier Verstärker konnten wir bis etwa 40 V eff. über etwa 5000 Ω erhalten bei einer Gesamtverzerrung von einigen Promille.

Die Ausgangswchselfspannung dieses Tonerzeugers wurde dazu benutzt, die oben im Prinzip beschriebene Brückenordnung zu eichen.

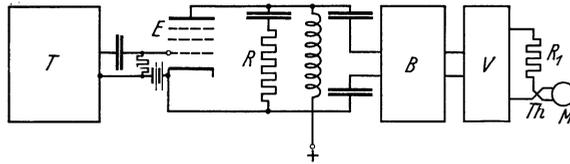


Abb. 119. Gesamtschaltung zur Messung der Ausgangsleistung und der Verzerrung von Endröhren. Die reinesinusförmige Eingangswchselfspannung vom Tonerzeuger T (Abb. 118) wird an das Steuergitter der Endröhre E gelegt. Die Wechselfspannung über der Belastung R dieser Röhre wird über einen Kondensator an die Wheatstonesche Brücke B gelegt. Die Ausgangsspannung der Brücke wird zum Verstärker V (mit eingebauten Resonanzkreisen) geführt. Die Ausgangswchselfspannung von V erzeugt über den Widerstand R_1 einen Strom im Thermokreuz Th , der mit dem Millivoltmeter M gemessen wird.

Gleichzeitig konnte bei dieser Eichung die Verzerrungsfreiheit der erzeugten Wechselfspannung kontrolliert werden. Hierzu wurde zunächst der Tonerzeuger auf die Abstimmfrequenz der Brücke geregelt. Die Brücke wurde möglichst genau ins Gleichgewicht gebracht und die Ausgangswchselfspannung der Brücke verstärkt und darauf mit einem Thermoelement gemessen. Letzteres ist wichtig, damit das Meßergebnis gleich dem quadratischen Mittelwert der betreffenden Wechselfspannung wird. Hierauf wurde der Tonerzeuger auf die doppelte Brückenfrequenz abgestimmt und wieder bei unveränderter Einstellung der Brücke die Brückenausgangswchselfspannung gemessen. Das gleiche wurde wiederholt, indem der Tonerzeuger die dreifache Frequenz, die vierfache Frequenz usw. der Brückenabstimmung gab. Es ergab sich hierbei, daß Wechselfspannungen dieser Frequenzen, welche an die Kontakte 1 und 2 der Brücke gelegt wurden, ungefähr mit ihrem vollen Wert zwischen den Ausgangskontakten 3 und 4 der Brücke abgenommen werden konnten. Es zeigte sich, daß die Wechselfspannung zwischen 3 und 4, welche bei Abstimmung des Tonerzeugers auf die Brückenfrequenz gemessen wurde, etwa 1 bis 2 Promille der Eingangswchselfspannung der Brücke betrug.

Hiermit ist dargetan, daß die Verzerrung des Tonerzeugers ungefähr diesen Betrag hat, welcher für unsere Messungen als genügend klein angesprochen werden muß.

Die Messung der Verzerrung in Endröhren geht nach dem Schema Abb. 119 vor sich. Die Ausgangswechselspannung des Tonerzeugers T wird an das Gitter der Endröhre E gelegt. Die Ausgangswechselspannung der Endröhre wird vom Widerstand R abgegriffen und zum Brückeneingang geführt. Die Ausgangswechselspannung der Brücke wird verstärkt über einen Widerstand R_1 in Reihe mit dem Heizdraht des Thermoelementes Th mit dem Meter M geführt. Die Wechselspannung, welche vom Widerstand R herrührt, wird in der Brückenschaltung in ihre einzelnen Komponenten zerlegt.

Als Beispiel einer solchen Messung ist in Abb. 120 die Verzerrung, welche bei der Leistungsröhre AL 5 (Philips) auftritt, wiedergegeben und gleichzeitig sind in derselben Abbildung die nach § 39 berechneten Werte gezeichnet.

Literatur: 41, 65, 76, 81, 86.

§ 49. **Kompensierung der Verzerrungen.** Eine Methode zur teilweisen Kompensierung der Verzerrungen von Endröhren haben wir bereits in § 44 kennengelernt (Gegentakt-schaltung). Obwohl die übrigen

Kompensierungsmethoden hauptsächlich schalttechnisch interessant sind, können für ihre Anwendung doch einige besondere Eigenschaften von Röhren wichtig sein. Aus diesem Grund erscheint eine kurze Erörterung dieser Methoden am Platze.

Zunächst erwähnen wir die Verzerrungskompensierung in zwei aufeinanderfolgenden Verstärker-röhren. Das Prinzip dieser Kompensierung erhellt aus Abb. 121. Die dynamischen Charakteristiken der Röhren müssen derart gekrümmt sein, daß die entstehenden Verzerrungskomponenten relativ zur Grundwelle ungefähr gleich groß sind. Eine Schaltung zweier Röhren zeigt

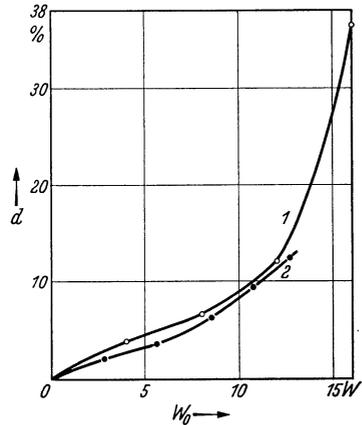


Abb. 120. Vertikal: Gesamtverzerrung d (%), Horizontal: Ausgangsleistung in Watt. Röhre AL 5 (Pentode). Kurve 1 berechnet aus den statischen Anodenstrom—Anodenspannungskurven mit einem Belastungswiderstand von 3500Ω (nach § 39). Kurve 2: gemessene Werte.

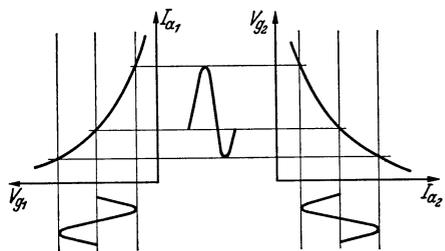


Abb. 121. Dynamische Charakteristiken zweier aufeinanderfolgender Verstärker-röhren ($I_{a1}-V_{g1}$ für die eine, $I_{a2}-V_{g2}$ für die zweite Röhre). Kompensierung der Verzerrungen.

Abb. 122, wobei als Vorröhre eine Pentode (AF7) und als Endröhre eine Triode (AD1) verwendet wird. Zwischen der Vorröhre und der Endröhre wird Widerstandskopplung angewandt. Dies ist wesentlich, damit die richtige Phase der Vorröhrenverzerrung in bezug auf die Endröhrenverzerrung gemäß Abb. 121 erhalten bleibt.

Wie aus Abb. 121 zu ersehen, gelingt auf diese Weise nur die Kompensierung jener Verzerrungen, die unsymmetrisch in bezug auf den Arbeitspunkt der dynamischen Charakteristik sind, also die Kompensierung der geradzahli- gen Oberwellen. Wie aus den Berechnungen in § 42 hervorgeht, sind die einzigen praktisch beträchtlichen Verzerrungskomponenten die zweite und die dritte Harmonische der Grundfrequenz. Wir können somit feststellen, daß diese Kompensierungsart nur wirksam sein kann bei Endröhren, die eine starke zweite Harmonische erzeugen. Dies ist namentlich der Fall bei

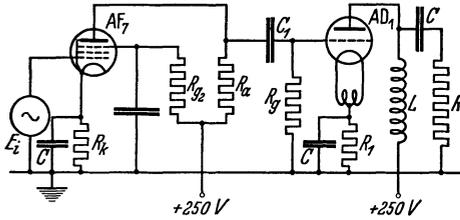


Abb. 122. Schaltung für Verzerrungskompensation in zwei Röhren (Pentode AF7 und Triodeendröhre AD1).

- E_i = Eingangswchenspannung.
- C = Kapazität, etwa $50 \mu\text{F}$.
- R_k = 4000Ω .
- R_{g_2} = $0,8 \text{ M}\Omega$.
- R_a = $0,32 \text{ M}\Omega$.
- R = 2300Ω .
- L = Selbstinduktion.
- $\omega L \gg R$ (ω höchste verstärkte Kreisfrequenz).
- C_1 = $1 \mu\text{F}$.
- R = 750Ω .

genen der geradzahli- gen Oberwellen. Wie aus den Berechnungen in § 42 hervorgeht, sind die einzigen praktisch beträchtlichen Verzerrungskomponenten die zweite und die dritte Harmonische der Grundfrequenz. Wir können somit feststellen, daß diese Kompensierungsart nur wirksam sein kann bei Endröhren, die eine starke zweite Harmonische erzeugen. Dies ist namentlich der Fall bei

Endtrioden. Deshalb ist im Beispiel (Abb. 122) auch die Röhre AD1 gewählt. Die gemessenen Verzerrungen sind bei der Kombination von Abb. 122:

AF 7		AF 7 + AD 1			
I_a (mA)	Verz. $d\%$	E_i	d	d_2	d_3
0,53	6	20 mV	3,3%	1,3%	2,8%

Die Verzerrung der Kombination (3,3%) ist günstiger als jene der Pentode AF7 allein (6%). Dies wird im wesentlichen durch die Kompensierung der zweiten Harmonischen erreicht.

Wir kommen nun zur Verzerrungskompensierung durch Gegenkopplung. Diese Kompensierungsart kann sowohl mit der Endröhre allein als mit Benutzung der Vorröhre durchgeführt werden. Bei einem Verstärker mit der Eingangswchenspannung e_g und der Ausgangswchenspannung e_a kann ein Teil ($1/m$) dieser Ausgangswchenspannung wieder zum Eingang geführt werden. Dadurch wird die neue Eingangswchenspannung $e_g + e_a/m = e_i$. Nennt man $e_a/e_g = V$ (Verstärkung), so wird $e_i = e_g + e_a/m = e_a/V + e_a/m$ oder $e_i = e_a(1/V + 1/m)$. Die neue Verstärkung bei konstantem Wert von e_a ist also $(1/V + 1/m)^{-1}$. Wenn

nun die Verstärkungsziffer V Verzerrungen enthält, so wird die neue Verstärkungsziffer $(1/V + 1/m)^{-1}$ diese Verzerrungen relativ um so weniger enthalten, je beträchtlicher der Betrag $1/m$ gegenüber $1/V$ ist, denn $1/m$ ist verzerrungsfrei. Bei dieser Gegenkopplung werden also die Verzerrungskomponenten der Verstärkungsstufe relativ zur Grundfrequenz herabgesetzt. Diese „Linearisierung“ der Verstärkung geht aber auf Kosten der Verstärkungszahl selber, denn der Betrag der neuen Verstärkung $(1/V + 1/m)^{-1}$ wird kleiner, wenn $1/m$ größer gewählt wird. Wie diese allgemein gehaltene Überlegung zeigt, kann die Gegenkopplung über eine beliebig komplizierte Übertragungsanlage hin-

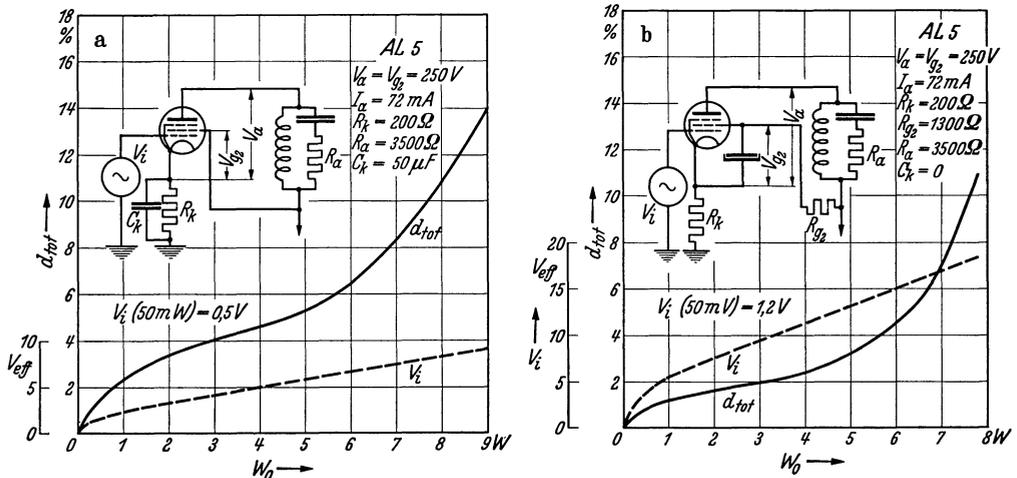


Abb. 123. Linke Abb. (a): Verzerrung und Gitterwechselspannungsbedarf bei einem Anodenwiderstand von 3500Ω als Funktion der Ausgangsleistung bei Verwendung der AL5 ohne niederfrequente Rückkopplung (R_k überbrückt durch einen Kondensator von $50\mu F$).

Rechte Abb. (b): Verzerrung und Gitterwechselspannungsbedarf bei einem Anodenwiderstand von 3500Ω als Funktion der Ausgangsleistung bei Verwendung einer AL5 mit einer niederfrequenten Rückkopplung proportional dem Anodenwechselstrom, wenn der Kathodenwiderstand gleich dem für die negative Vorspannung benötigten Wert ist ($R_k = 200\Omega$).

weg stattfinden, z. B. im kompliziertesten Fall vom niederfrequenten Ausgang eines Empfangsgeräts zum niederfrequenten Eingang im Studio des Senders. Die Verzerrung aller Zwischenglieder zusammen wird relativ zur Grundfrequenz herabgesetzt. Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß $1/m$ das gleiche Vorzeichen haben muß wie $1/V$. Die auf den Eingang gebrachte Phase des Ausgangsspannungsteils muß mit der Phase der Ausgangsspannung selber zusammenfallen.

Eine einfache Anwendung dieser Gegenkopplung bei Endröhren besteht in der Benutzung eines nicht durch Kapazität überbrückten Kathodenwiderstandes von geeigneter Größe (vgl. R_k in Abb. 123). Durch diesen Kathodenwiderstand fließt der Anodenwechselstrom und somit gelangt ein Teil der Anodenwechselspannung zwischen Kathode und Erde oder wie Abb. 123 zeigt, zwischen Kathode und Steuergitter.

Aus Abb. 123 sind die Folgen der Gegenkopplung: Verringerung der Verzerrung und Verkleinerung der Verstärkung (die Eingangsschwellenspannung V_s ist in Abb. 123 b größer als in Abb. 123 a, bei gleicher Ausgangsleistung) deutlich zu ersehen.

Von den behandelten drei Kompensierungsmethoden der Verstärkung (Gegentaktschaltung, Vorröhre, Gegenkopplung) ist in den zwei erstgenannten Fällen die Kompensierung nur wirksam für die geraden Harmonischen, insbesondere also für die zweite Oberwelle, während die Gegenkopplung alle Harmonischen relativ gleichmäßig verringert. Da bei guten Endpentoden oft bereits eine dynamische Charakteristik angestrebt wird, die wenig zweite Oberwellen erzeugt, ist für solche Röhren die Gegenkopplung also besonders geeignet, um die restliche Verzerrung herabzusetzen. Für die Anwendung der Gegenkopplung ist eine große Steilheit der Röhre vorteilhaft, da ein Teil der Steilheit eingebüßt wird.

Literatur: 34, 50.

§ 50. Konstruktive Verwendung des Bündelungsprinzips. Man hat von verschiedener Seite in den letzten Jahren beobachtet, daß in Radioröhren der üblichen Art unter normalen Betriebsbedingungen oft eine

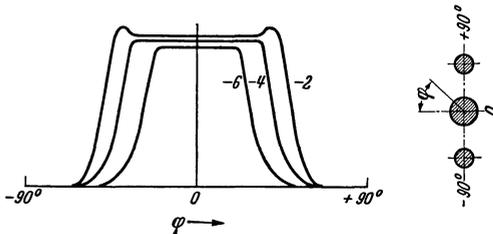


Abb. 124. Stromdichte auf der zylindrischen Anode als Funktion des Winkels φ für eine Anordnung wie rechts skizziert. Die zwei Steuerstäbe S erhalten bei den drei Kurven -2 , -4 und -6 V gegenüber der Kathode. Diese Stromdichte kann aus dem Aufleuchten des Willemits auf der Anode geschätzt oder mit einer beweglichen Sonde gemessen werden.

sehr ausgesprochene Bündelung der Elektronen stattfindet. Diese Beobachtungen wurden auf zwei Arten gemacht. Erstens durch Einlassen kleiner Gasmengen in die Radioröhre. Hierdurch werden zunächst die Elektronenbahnen nicht stark beeinflusst. Durch das Aufleuchten des Gases werden diese Bahnen sichtbar und

kann festgestellt werden, daß durch das Steuergitter (Spirale), z.B. in einer Triode, scharf begrenzte Elektronenbündel gebildet werden, die in scharf begrenzten Flecken auf die Anode treffen. Eine zweite übliche Methode verwendet Anoden, welche mit einer geeigneten Leuchtschicht (z.B. Willemit) versehen sind. Die Elektronenbündel erzeugen beim Aufprallen auf eine solche Anode scharf begrenzte leuchtende Flecken.

Diese Beobachtungen führten naturgemäß zur Frage, ob man durch besondere Gitter- und Anodenkonstruktionen diese Elektronenbündelung in nützlicher Weise verwenden kann. Hierbei dachte man zunächst an Endröhren. Bei einer Endpentode erhält das Schirmgitter in einem Teil der Periode (wenn die Anodenspannung niedrig ist) einen sehr großen Strom. Röhren mit bedeutender Ausgangsleistung müssen daher ein

starkes Schirmgitter haben. Es ist nun möglich, diesen Schirmgitterstrom zu verringern, indem die Windungen des Schirmgitters genau hinter den Windungen des Steuergitters angeordnet werden.

Die zwei Gitterstäbe, welche das Steuergitter bei fast allen modernen Konstruktionen stützen, riegeln in der Röhre durch ihr negatives Potential eine ganze Teilfläche der zylindrischen Anode vom Elektronenstrom ab, wie sich durch das Studium von Röhren mit Willemitanode ergab (Abb. 94). Von hier aus wurde nun untersucht, welche Steuerwirkung ein Gitter, das z.B. aus zwei runden Stäben besteht, auf den Anodenstrom hat. Das Ergebnis war in mancher Beziehung günstig, wie z.B. aus Abb. 124 hervorgeht. Die Hauptwirkung der Steuerstäbe besteht offenbar in einem Zusammendrücken der Elektronenbündel, welche von der Kathode zur Anode gelangen. Man kann nun vor der Anode eine Hilfsanode anbringen, welche bei wenig negativen Steuerstäben einen Teil des Elektronenstroms auf-

fängt und die bei stark negativen Steuerstäben nicht mehr von Elektronen getroffen wird. Durch günstige Formgebung dieser Hilfsanode kann dann eine in gewissen Grenzen beliebige Charakteristik des Anodenstroms in bezug auf die Vorspannung der Steuerstäbe erreicht werden. Insbesondere hat es sich als möglich erwiesen, statische Charakteristiken zu erzeugen, die in einem großen Bereich der Steuerspannung völlig gerade verlaufen. Zur Erzeugung einer größeren Steilheit hat man statt zwei auch vier und mehr zylindrische Steuerstäbe um die Kathode herum angeordnet. Die Konstruktionen können in der verschiedensten Weise leicht zu Tetroden und Pentoden ergänzt werden. An Stelle einer geraden Charakteristik kann eine Exponentialcharakteristik für Regelzwecke erreicht werden. Diese Bemerkungen mögen genügen zu zeigen, daß sich hier ein großes Zukunftsgebiet öffnet, dessen Möglichkeiten zur Zeit noch nicht ganz überblickt werden können.

Literatur: 40, 112, 216.

§ 51. Konstruktionen und Daten einiger gebräuchlicher Endröhren.

Die Pentode AL3 hat 9 W maximale Anodenverlustleistung, 250 V Anodenspannung, 250 V Schirmgitterspannung, ca. 7 W Heizleistung, als A-Verstärker im Arbeitspunkt 36 mA Anodengleichstrom und -6 V Steuergittervorspannung. Die inneren Abmessungen der Röhre sind:

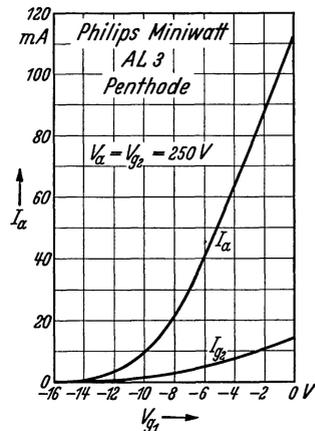


Abb. 125. Anodenstrom—Steuergittervorspannung (horizontal) für die Röhre AL3 nebst Schirmgitterstrom (statisch gemessen) bei konstanter Anoden- und Schirmgitterspannung.

Elektrode	Durchmesser mm	Drahtdicke μ	Ganghöhe mm	Anzahl Windungen
Kathode . .	4,0 und 26 mm Länge	—	—	—
Gitter 1 . .	4,7 \times 6,7	60	0,41	68
Gitter 2 . .	6,8 \times 9,3	80	1,2	23
Gitter 3 . .	9,8 \times 13,4	125	2,3	12
Anode . . .	17 und 26 mm Länge	—	—	—

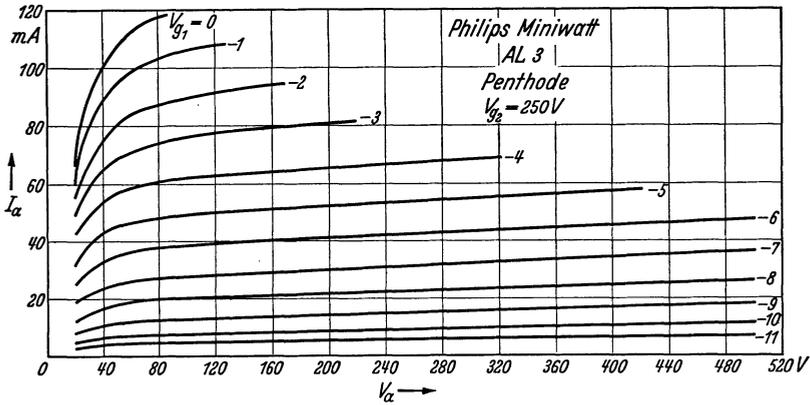


Abb. 126. Anodenstrom—Anodenspannungskurven für die Röhre AL 3 mit der Steuergitterspannung als Parameter bei fester Schirmgitterspannung.

Äußerlich ist die Röhre 113 mm hoch und 50 mm im Durchmesser. Die Charakteristiken sind aus Abb. 125 und 126 zu ersehen. Die untenstehende Tabelle gibt einen Überblick der Leistungen und Verzerrungen, wenn die Röhre als *A*-Verstärker geschaltet ist.

Anoden- und Schirmgitter- spannung $V_a = V_g$ (V)	Anoden- strom I_a (mA)	Anoden- widerstand R_a (Ω)	Verzerrung d (%) Bis zum Gitterstrom- einsatzpunkt oder 50% Wirkungsgrad	Gitter- wechsel- spannung V_i (V eff.)	Bis 5% Verzerrung		Eingangs- wechsel- spannung bei 50 mW Ausgangs- leistung (V eff.)
					Ausgangs- leistung W (W)	Gitter- wechsel- spannung V_i (V)	
250	36	7000	10	3,5	2,9	2,5	0,28
225	32,5	7000	7,2	2,7	2,4	2,3	0,29
200	29	7000	6,0	2,3	1,8	2,1	0,30
175	25	7000	4,9	1,9	—	—	0,32

Eine Röhre mit 18 W maximaler Anodenverlustleistung und großer Steilheit ist die Type AL5. Betriebsdaten: 250 V Anodenspannung, 250 V Schirmgitterspannung, im Arbeitspunkt als *A*-Verstärker 72 mA Anodengleichstrom, 3500 Ω Anodenbelastungswiderstand und ca. 8 W Heizleistung. Die Charakteristiken sind in den Abb. 115 und 116 dargestellt, einige Verzerrungskurven in den Abb. 120 und 123. Die inneren Abmessungen sind:

Elektrode	Durchmesser mm	Drahtdicke μ	Ganghöhe mm	Anzahl Windungen
Kathode	4,0 × 2,1 und 34 mm Länge	—	—	—
Gitter 1	3,3 × 6,7	60	0,63	58
Gitter 2	5,6 × 9,8	80	1,2	30,5
Gitter 3	12,3 × 15	125	4,5	7,5
Anode	15,3 × 22 und 34 mm Länge	—	—	—

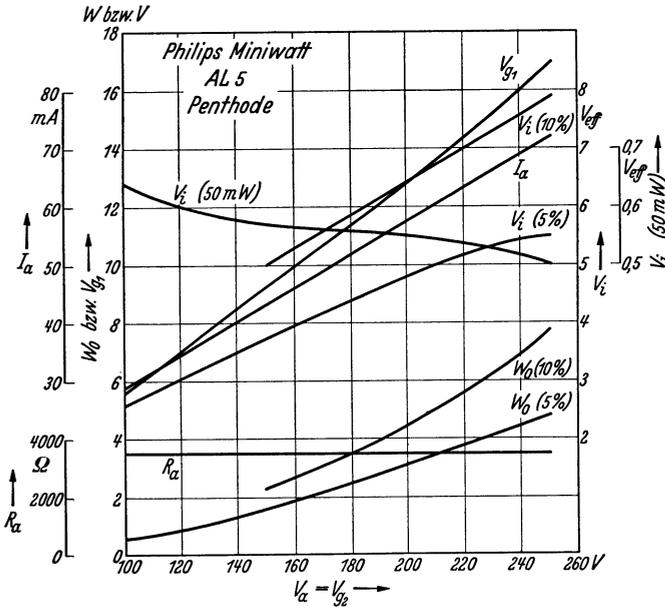


Abb. 127. Ausgangsleistung W_0 bei 10% und 5% Verzerrung, Anodenstrom I_a , neg. Gittervorspannung V_{g1} , Außenwiderstand R_a , Gitterwechselspannung V_i bei 10% und 5% Verzerrung und Empfindlichkeit (Gitterwechselspannung bei 50 mW Ausgangsleistung) V_i (50 mW) als Funktion der Anodenspannung und Schirmgitterspannung der Röhre AL5.

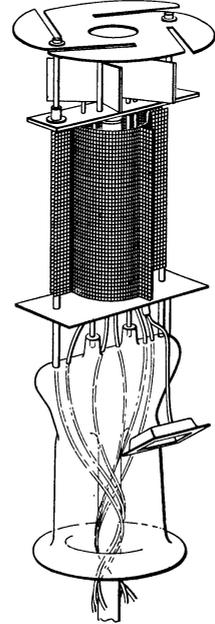


Abb. 128. Innenkonstruktion der Leistungsverstärkerpentode AL5.

Einige Meßergebnisse über Leistung und Verzerrung sind in Abb. 127 zusammengefaßt (A-Verstärker). Abb. 128 gibt ein Bild der Innenkonstruktion. (Gaze-Anode gegen Gitteremission, oben Kühlflügel am Schirmgitter.)

§ 52. Anhang über die numerische Verwendung von Besselschen Funktionen in Röhrenberechnungen. In den §§ 5, 6, 23, 25, 26, 30, 39 werden in den Berechnungen Besselsche Funktionen benutzt. Damit dem Leser das Nachschlagen in Tabellenwerken und in mathematischen Abhandlungen erspart bleibt, wird in diesem Abschnitt soviel über diese Funktionen zusammengestellt wie der Leser wissen muß, um die Gleichungen auch numerisch anwenden zu können.

Zur Definition der hier allein in Frage kommenden Besselschen

Funktionen erster Art kann die in den genannten Paragraphen vielfach benutzte Fouriersche Reihenentwicklung

$$e^{a \sin t} = A_0 + A_1 \sin t + A_2 \cos 2t + A_3 \sin 3t + A_4 \cos 4t + \dots$$

diene. Die Koeffizienten A_0, A_1, A_2 usw. sind Funktionen von a und zwar Besselsche Funktionen erster Art, multipliziert mit einem Faktor. Wenn $j = \sqrt{-1}$ ist, so hat man:

$$A_0 = I_0(ja) = 1 - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^2}{1^2} + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^4}{(2 \cdot 1)^2} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^6}{(3 \cdot 2 \cdot 1)^2} \dots$$

Man nennt $I_0(ja)$ die Besselsche Funktion erster Art nullter Ordnung mit dem Argument ja . Für diese Funktion gilt folgende Tabelle:

a	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
$A_0 = I_0(ja)$	1	1,0100	1,0404	1,0920	1,1665	1,2661	1,3937
		1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4
		1,5534	1,7500	1,990	2,280	2,629	3,049

a	2,6	2,8	3,0	3,2	3,4	3,6	3,8
$A_0 = I_0(ja)$	3,553	4,157	4,881	5,747	6,785	8,028	9,517
	4,0	4,2	4,4	4,6	4,8	5,0	
	11,302	13,442	16,010	19,09	22,79	27,24	

$$A_1 = \frac{2}{j} I_1(ja) = \frac{2}{j} \left[\frac{\left(\frac{ja}{2}\right)}{1} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^3}{1 \cdot (2 \cdot 1)} + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^5}{(2 \cdot 1)(3 \cdot 2 \cdot 1)} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^7}{(3 \cdot 2 \cdot 1)(4 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 1)} \dots \right]$$

$I_1(ja)$ ist die Besselsche Funktion erster Art erster Ordnung mit dem Argument ja . Für diese Funktion gilt folgende Tabelle:

a	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$\frac{1}{2} A_1 = \frac{1}{j} I_1(ja)$	0	0,1005	0,2040	0,3137	0,4329	0,5652
		1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
		0,7147	0,8861	1,0848	1,3172	1,5906
		2,2	2,4	2,6	2,8	3,0
		1,914	2,298	2,755	3,301	3,953
		3,2	3,4	3,6	3,8	4,0
		4,734	5,670	6,793	8,140	9,759
		4,2	4,4	4,6	4,8	5,0
		11,706	14,046	16,86	20,25	27,24

Allgemein ist:

$$A_n = \varepsilon_n I_n(ja) = \varepsilon_n \left[\frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^n}{n!} - \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^{n+2}}{1!(n+1)!} + \frac{\left(\frac{ja}{2}\right)^{n+4}}{2!(n+2)!} \dots \right]$$

Man nennt $I_n(ja)$ die Besselsche Funktion erster Art n -ter Ordnung mit dem Argument ja . Der Koeffizient ε_n ist 2 für gerades n und $2/j$ für ungerades n . Unter $n!$ ist in üblicher Weise $n(n-1)(n-2)\dots 2 \cdot 1$ verstanden.

Für Werte $a \ll 1$ kann man sich in den obigen Reihen mit dem ersten Glied begnügen.

Wir geben noch ein Beispiel zur Verwendung der Funktion I_1 bei der Berechnung der Überlagerungssteilheit einer Pentoden-Mischröhre (§23). Wir gehen aus von der Gl. (23,3) und betrachten die Röhre RCA 58 (Abb. 13), deren Charakteristik durch

$$i = 3,30 e^{0,080 V} + 8,70 e^{0,318 V}$$

dargestellt wird. Es sei $E_h = 15 V$ (Oszillatorscheitelspannung), $V_0 = -15 V$ (neg. Vorspannung) und

$$i = A_1 e^{a_1 V} + A_2 e^{a_2 V}.$$

Die Überlagerungssteilheit ist:

$$S_c = a_1 A_1 e^{V_0 a_1} \frac{1}{j} I_1(j a_1 E_h) + a_2 A_2 e^{V_0 a_2} \frac{1}{j} I_1(j a_2 E_h)$$

$$a_1 E_h = 1,20, \quad a_2 E_h = 4,76, \quad \frac{1}{j} I_1(j a_1 E_h) = 0,7147, \quad \frac{1}{j} I_1(j a_2 E_h) = 19,52, \\ e^{-a_1 15} = 0,301, \quad e^{-a_2 15} = 0,00857.$$

Man findet $S_c = 0,520 \text{ mA/V}$. Gemessen ist der Wert 0,540.

Für Werte des Arguments, welche in den obigen Tabellen nicht stehen, zeichnet man am einfachsten mit Hilfe der angegebenen Werte eine Kurve und ermittelt dann den gewünschten Wert graphisch.

Ausführliche Tafeln der benutzten Besselschen Funktionen findet man im Werk: JAHNKE-EMDE: Funktionentafeln, S. 277—283. 2. Aufl. Leipzig: B. G. Teubner 1933.

Literaturverzeichnis alphabetisch nach Autoren geordnet.

1. ALBERTI, E.: Messung der Modulationstiefe bei Amplitudenmodulation. Funktechn. Mh. Jan. 1935 Nr. 1 S. 1—7.
2. ALDOUS, W. H. und N. R. CAMPBELL: The effect of secondary emission upon the fluctuations of the current in a triode. Proc. Roy. Soc., Lond. A, Bd. 151 (1935) S. 694—702.
3. ALWAY, E. J.: An improved short-wave frequency changer. Wirel. Wld. March 1, Bd. 36 (1935) S. 213—214.
4. ANDERSON, P. A.: The contact difference of potential between Tungsten and Barium. Phys. Rev. Bd. 47 (1935) S. 958—964.
5. APPLETON, E. V.: Thermionic vacuum tubes. Methuen & Co. Ltd. 1932. 117 S.
6. APSTEIN, M.: Advanced design of class A/B amplifiers. Radio Engr. Bd. 16 (1936) S. 12—14.
7. VON ARDENNE, M.: Zur Dimensionierung von Raumladungsgitterröhren. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 149—154.
8. AWENDER, H. und A. THOMA: Mathematische Darstellung der Potentialreliefbilder in der Hochfrequenztechnik. Funktechn. Mh. Nr. 11 (1935) S. 421—424.
9. BABITS, V. A.: The graphical methods of determining the elements of class B and class C high frequency amplifiers. L'Onde électrique Bd. 14 (1935) S. 668 bis 674.
10. BAGGALLY, W.: Grid compensated power amplifiers. Wirel. Engr. Bd. 12 (1935) S. 496—497.
11. BALLANTINE, S. und H. A. SNOW: Reduction of distortion and crosstalk in radio receivers by means of variable Mu—tetrodes. Proc. Instn. Rad. Engr. Bd. 18 (1930). S. 1377—1387.
- 11a. — Fluctuation noise due to collision ionisation in electronic amplifier tubes. Physics Bd. 4 (1933) S. 294—306.
12. BAKKER, C. J. und G. DE VRIES: Amplification of small alternating tensions by an inductive action of the electrons in a radio valve with negative anode. Physica Bd. 1 (1934) S. 1045—1054.
13. — On vacuum tube electronics. Physica Bd. 2 (1935) S. 683—697.
14. — Einige Eigenschaften von Empfängerröhren bei kurzen Wellen. Philips Techn. Rdsch. Bd. 1 (1936) S. 171—178.
15. — und C. J. BOERS: On the influence of the non — linearity of the characteristics on the frequency of dynatron and triode oscillators. Physica Bd. 3 (1936) S. 649—665.
16. BARANOV, V.: Sur les harmoniques engendrés dans l'amplification par lampes. L'Onde électrique Bd. 12 (1934) S. 569—576.
17. BARKHAUSEN, H.: Elektronenröhren. 3 Bände. Leipzig: S. Hirzel.
18. — und J. VON BRÜCK: Der Verlauf des elektrischen Feldes in Elektronenröhren, gemessen im elektrolytischen Trog. Elektrotechn. Z. Bd. 54 (1933) S. 175—177.
19. BARTELS, H.: Leistung und Verzerrung von End-Verstärkern. Telefunken Z. April 1935, Bd. 16 Nr. 70 S. 5—22.

20. BARTLETT, A. C.: The calculation of modulation products. *Philosophic. Mag.* Bd. 16 (1933) S. 845—847, Bd. 17 (1934) S. 628—633.
21. BARTON, L. E.: Application of the class B audio amplifier to a. c. operated receivers. *Proc. Instn. Radio Engr.* Bd. 20 (1932) S. 1085—1100.
22. BELJERS, H. G.: Zulässige nicht-lineare Verzerrungen bei der Schallwiedergabe. *Tydschr. Ned. Rad. Genootschap*, Nr. 6 (1934) S. 115—126.
23. BELL, D. A.: Secondary emission in valves. *Wirel. Engr.* (1936) S. 311—313.
24. — Frequency stability of valve oscillators. *Wirel. Engr.* Bd. 13 (1936) S. 539 bis 543.
25. — The variation of inter-electrode capacity in thermionic valves. *Marconi Rev.* Nr. 57 (1935) S. 18—27.
26. BELOW, F.: Über die Steilheit der Röhrenkennlinien bei Raumgitterröhren. *Funktechn. Mh.*, März Nr. 3 (1934) S. 93—94.
27. BENHAM, W. E.: Theory of the internal action of thermionic systems at moderately high frequencies. *Philosophic. Mag.* Bd. 11 Nr. 70 (1931) S. 457—517.
28. — Some general relations of vacuum tube electronics. *Wirel. Engr.* Bd. 13 (1936) S. 406—413.
- 28a. BENJAMIN, M., C. W. COSGROVE und G. W. WARREN: Modern receiving valves design and manufacture. *J. Instn. electr. Engr.* Bd. 80 (1937) S. 401—439.
29. BENNETT, W. R.: New results in the calculation of modulation products. *Bell Syst. techn. J.* Bd. 12 (1933) S. 228—243.
30. — und S. O. RICE: Note on methods of computing modulation products. *Philosophic. Mag.* Bd. 18 (1934) S. 422—424.
31. BERGTOLD, F.: Die neuen Röhren. Berlin: Weidmannsche Buchhandlung.
32. BESSON, P.: The influence of the internal resistance and amplification coefficient of a valve on amplification and selectivity. *L'Onde électrique* Bd. 14 (1935) S. 324—330.
33. BITTMANN, H.: Der Einfluß der Sekundäremission auf die Röhrenkennlinien. *Ann. Physik* Bd. 8 (1931) S. 737—776.
34. BLACK, H. S.: Stabilised feed back amplifiers. *Bell Syst. techn. J.* Januar 1934; *Electr. Engng.* Januar 1934.
35. DE BOER, H. J.: Zur Theorie des Schroteffektes. *Physikalische Z.* Bd. 32 (1931) S. 482—483.
36. VON BRAUNMÜHL, H. J.: Neue Untersuchungen über nicht-lineare Verzerrungen. *Z. techn. Physik* Bd. 15 (1934) S. 617—622.
37. BRINTZINGER, W. und H. VIEHMANN: Das Rauschen von Empfängern. *Hochf. Techn. u. Elektroak.* Bd. 39 (1932) S. 199—207.
38. BROOKE, H. A.: Microphonic feed-back phenomena in radio receivers. *J. Inst. electr. Engr.* Bd. 70 (1932) S. 268.
39. BROWN, H. A., G. W. PICKELS und C. T. KNIPP: Detector distortion at low input signals. *Rad. Engr.* Bd. 12 (1932) S. 21—23.
40. BÜNDELRÖHRE: The Renode. *Wirel. Wld.* Bd. 37 (1935) S. 489—490.
41. BULL, C. S.: Testing Radio Valves; the a. c. bridge method. *Wirel. Engr.* Bd. 8 (1931) S. 70—74.
42. — Non linear valve characteristics; a brief discussion on their use. *Wirel. Engr.* Bd. 10 (1933) S. 83—88.
43. CALPINE, H. C.: Conditions in the anode screen space of thermionic valves. *Wirel. Engr.* Bd. 13 (1936) S. 473—474.
44. CARTER, R. O.: Distortion in screen grid valves with special reference to the variable conductance type. *Wirel. Engr.* Bd. 9 (1932) S. 123—129.
45. — The theory of distortion in screen grid valves. *Wirel. Engr.* Bd. 9 (1932) S. 429—438.
46. CHAFFEE, E. L.: Theory of thermionic vacuum tubes. (Mc. Graw Hill Book Co. New York.)

47. CHAUVIERRE, M.: Automatic sensitivity control by variable mu valves. *L'Onde électrique* Bd. 14 (1935) S. 809—820.
48. CHRÉTIEN, L.: *La technique transcontinentale*. Chiron Paris.
49. COCKING, W. T. und W. I. G. PAGE: The advantages of the variable mu valve. *Wirel. Wld.* Bd. 29 (1931) S. 546—549.
50. — Negative feed back amplifiers. *Wirel. Wld.* Bd. 39 (1936) S. 475—478, 498—502.
51. COLEBROOK, F. M.: The theory of the straight line rectifier. *Wirel. Engr.* Bd. 7 (1930) S. 595—603.
52. — The frequency analysis of the heterodyne envelope. *Wirel. Engr.* 9 (1932) S. 195—201.
53. — A study of the possibilities of radio frequency voltage amplification with screen grid and with triode valves. *J. Inst. electr. Engr.* Bd. 74 (1934) S. 187—198.
54. COPELAND, P. L.: Secondary emission of electrons from complex targets. *Physic. Rev.* Bd. 48 (1935) S. 88—95.
55. CORNELIUS, P.: Die Pentode im Endverstärker. *E. T. Z.* Bd. 53 (1932) S. 819—821.
56. DECAUX, B.: The recent improvements in vacuum tubes. *L'Onde électrique* Bd. 14 (1935) S. 267—311.
57. DEHLINGER, W.: Space charge grid tube with variable mu grid. *Physics* Bd. 5 (1934) S. 173—177.
58. DÉLION, H.: Some observations on the efficiency of frequency changing valves (necessity of correct polarity of i. f. transformer secondary). *L'Onde électrique, Mai*, Bd. 14 (1935) S. 331—336.
59. DREYER, J. F.: The beam power-output tube 6L6. *Electronics* Bd. 9 (1936) S. 18—21.
60. DUNMORE, F. W.: A unicontrol receiver for ultrahigh frequencies using concentric lines as interstage couplers. *Proc. Instn. Radio Engr.* Bd. 24 (1936) S. 837—849.
61. DUSHMAN, S.: Electron emission (short survey). *Electr. Engng.* Bd. 53 (Juli 1934) S. 1054—1062.
62. EMERSLEBEN, O.: Die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Röhrencharakteristik. *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 11 (1934) S. 297—303.
63. ESPLEY, D. C.: The calculation of harmonic production in thermionic valves with resistive loads. *Proc. Instn. Radio Engr.* Bd. 21 (1933) S. 1439—1446.
64. FARNSWORTH, P. T.: New electron multipliers. *Wirel. Wld.* Bd. 38 (1936) S. 336—338.
65. FAULHABER, H.: Messungen über nicht-lineare Verzerrungen. *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 11 (1934) S. 351—357.
66. FAY, C. E.: The operation of vac. tubes as class B and class C amplifiers. *Proc. Instn. Radio Engr.* Bd. 20 (1932) S. 548—568.
67. FELDTKELLER, R.: Verzerrungen des Verstärkungsfaktors. *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 11 (1934) S. 403—409.
68. FERRIS, W. R.: Graphical harmonic analysis for determining modulation distortion in amplifier tubes. *Proc. Instn. Radio Engr.* Bd. 23 (1935) S. 510—516.
69. — Input resistance of vacuum tubes as ultra-high-frequency amplifiers. *Proc. Instn. Radio Engr.* Bd. 24 (1936) S. 82—107.
70. FISHER, C. B.: Automatic volume control for radio receivers. *Wirel. Engr.* Bd. 10 (1933) S. 248—254.
71. FLOYD, W. F.: A note on interference tones in superheterodyne receivers. *Proc. Phys. Soc.* Bd. 45 Nr. 249 (1933) S. 610—616.
72. FORRO, M. und E. PATAI: Messungen von Kontaktpotentialen einiger Metalle. *Z. Physik* Bd. 63 (1930) S. 444—457.

73. GEHRTS, A.: Die Elektronenemission von Oxydkathoden. Z. techn. Physik. Bd. 11 (1930) S. 246—253.
74. — Klirrfaktor und Kennlinie der Verstärkerröhren. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 10 (1933) S. 436—445.
75. GOTTMANN, H.: Potentialreliefs für Röhren mit konzentrischen Elektroden. Funktechn. Mh. Nr. 10 (1935) S. 385—386.
76. GRAFFUNDER, W., W. KLEEN und W. WEHNERT: Leistungs- und Verzerrungsmessungen an Rundfunkempfängerröhren. Telefunkenröhre H. 4 S. 142—163.
77. — und H. ROTHE: Prinzipielle Untersuchungen über das Klingen von Verstärkerröhren. Telefunkenröhre H. 6 S. 36—57.
78. GREENWOOD, W. und S. J. PRESTON: Quality detectors: A survey of rectification. Wirel. Engr. Bd. 8 (1931) S. 648—658.
79. GREVE, F.: Untersuchungen über den Durchgriff von Empfängerröhren. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 38 (1931) S. 234—237.
80. GROENEVELD, Y. B. F. J., B. VAN DER POL und K. POSTHUMUS: Gittergleichrichtung. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 29 (1927) S. 139—147.
81. GROSZKOWSKI, J.: The interdependence of frequency variation and harmonic content, and the problem of constant-frequency oscillators. Proc. Instn. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 958—981.
82. HAMACHER, F.: Über die Beeinflussung der Elektronenbahnen durch das Heizstromfeld von Glühkathoden. Arch. Elektrotechn. Bd. 27 (1933) S. 121—124.
83. HARRIES, J. H. Owen: The anode to accelerating electrode space in thermionic valves. Wirel. Engr. Bd. 13 (1936) S. 190—200.
84. HARRIS, W. A.: The application of superheterodyne frequency conversion systems to multirange receivers. Proc. Instn. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 279 bis 295.
85. HATSCHKE, P.: Neue Entwicklung der angewandten Elektronenoptik. Funktechn. Mh. Nr. 4 (1936) S. 28—30.
86. HEINS VAN DER VEN, A. J.: Vervorming en afgegeven vermogen bij eindlampen. Radio Nieuws Bd. 16 (1933) S. 83—93.
87. — Modulatiebrom, Modulatieverdieping, vervorming der modulatie en kruismodulatie. Radio Nieuws Bd. 17 (1934) S. 29—52.
88. HERD, J. F.: Some measurements on optimum heterodyne. Wirel. Engr. Bd. 7 (1930) S. 493—499.
89. HERWEG, J. und G. ULBRICHT: Über das Verhalten von Schirmgitterröhren bei Anwesenheit von Sekundärelektronen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 189—194.
90. HICKMAN, R. W. und F. V. HUNT: The exact measurement of electron tube coefficients. Rev. scient. Instr. Bd. 6 (1935) S. 268—276.
91. HIGINBOTHAM, H.: Colloidal graphite. Its properties and some applications (particularly aquadag and varnodag). Wirel. Engr. Bd. 12 (1935) S. 373—374.
92. HOLLMANN, H. E.: Die ultradynamische Schwingungsanfängerung durch Rückkopplung. Z. hochfrequenztechn. Elektroak. Bd. 42 (1933) S. 32—33.
93. — Der Kennlinienkomparator. Elektrotechn. Z. Bd. 55 Nr. 14 (1934) S. 343 bis 344.
94. HORTON, J. W.: The use of vacuum tubes in measurements (bibliogr. of 596 items). Electr. Engng., Januar, Bd. 54 Nr. 1 (1935) S. 93—102.
95. HULL und BURGER: Glass to metal seals. Physics Bd. 5 (1934) S. 384—405.
96. HULTBERG, C. A.: Noise introduced in superheterodynes with frequency conversion (and the superiority of the pentagrid converter). Rad. Engng. Bd. 14 (1934) Nr. 10 S. 22—23.
97. JONES, T. Iorwerth: The measurement of the grid anode capacitance of screen grid valves. J. Inst. El. Engr. Bd. 74 (1934) S. 589—594.

98. JACKSON, W.: Modulation and the heterodyne. *Wirel. Engr.* Bd. 8 (1931) S. 425—426.
99. JOBST, G., J. RICHTER und W. WEHNERT: Die Außensteuerröhre als Audion und Widerstandsverstärkerröhre. *Telefunkenztg.* Bd. 11 (1930) Nr. 55 S. 38—47.
100. JOBST, G.: Über den Zusammenhang zwischen Durchgriff und Entladungsgesetz bei Röhren mit veränderlichem Durchgriff. *Telefunkenztg.* Bd. 12 (1931) S. 29—44.
101. — und F. SAMMER: Streuelektroden in Verstärkerröhren. *Telefunkenröhre H. 1* S. 8—27.
102. JOHNSON, J. B. und F. B. LLEWELLYN: Limits to amplification (survey with bibliography). *Electr. Engng.* Bd. 53 (1934) S. 1449—1454.
103. KAMMERLOHER, J.: Theorie der Mischhexode. *Z. Hochf. Elektroak.* Bd. 43 (1934) S. 161—165.
104. — Der Klirrfaktor von Pentoden. *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 45 (1935) S. 11—13.
105. KAUTTER, W.: Gitterstrom und die verursachte Dämpfung. *Telefunkenztg.* Bd. 17 (1936) S. 22—31.
106. KILGOUR, C. E.: Graphical analysis of output tube performance. *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 19 (1931) S. 42—50.
107. KING, R.: Electrical measurements at ultrahigh frequencies. *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 23 (1935) S. 885—934.
108. KLEEN, W.: Stromverteilung I. *Telefunkenröhre H. 3* S. 118—124.
109. — und H. ROTHE: Verstärkungseigenschaften der Hochfrequenz-Pentode. *Telefunkenröhre Nr. 7* (1936) S. 109—131.
110. — Kennlinienfelder, Leistung und Verzerrung von Verstärkerröhren, insbesondere Endröhren. *Telefunkenröhre H. 2* S. 58—71.
- 110a. KLIPSCH, P. W.: Suppression of interlocking in first detector circuits. *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 22 (1934) S. 699—708.
111. KNIEPKAMP, H.: Die Abweichungen der Verstärkerröhren-Kennlinien vom $e^{3/2}$ -Gesetz. *Telegr.- u. Fernspr.-Techn.* Bd. 20 (1931) S. 71—76.
112. KNOLL, M. und J. SCHLOEMILCH: Elektronenoptische Stromverteilung in gittergesteuerten Elektronenröhren. *Arch. Elektrotechn.* Bd. 28 (1934) S. 507—516.
113. — — Electron beams in receiving valves. *Wirel. Wld.* Bd. 38 (1936) S. 18—19.
114. — Potential und Sekundäremission elektronenbestrahlter Körper. *Physik. Z.* Bd. 36 (1935) S. 861—869.
115. KOBBER, C. L.: Der Klirrfaktor und seine Kompensation. *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 13 (1936) S. 379—382.
116. — Die Berechnung von nichtlinearen Verzerrungen. *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 13 (1936) S. 336—340.
117. KOZANOWSKI, H. N. und N. H. WILLIAMS: Shot effect of the emission from oxide cathodes. *Physic. Rev.* Bd. 36 (1930) S. 1314—1329.
118. KRAUSE, W. A.: Hochfrequenzmessungen bei 1 m Wellenlänge. *Z. Hochfrequenztechn. Elektroak.* Bd. 45 (1935) S. 128—136.
119. KÜHNHOLD, W.: Die obere Frequenzgrenze rückgekoppelter Röhrengeneratoren. *Z. Hochfrequenztechn. Elektroak.* Bd. 46 (1935) S. 78.
120. LAISE, C. A. und J. KURTZ: Wires in tubes. *Rad. Engr.* Bd. 14 (1934) S. 29 und 36.
121. LAMBREY, M. und S. KRAUTHAMER: Two grid valves as frequency changers. *C. R. Acad. Sci., Paris* Bd. 198 (1934) S. 156—158.
122. — — Abnormal frequency combinations in a frequency changing valve. *C. R. Acad. Sci., Paris* Bd. 203 (1936) S. 48—50.
123. — Distortions accompanying high-frequency amplification and frequency changing. *L'Onde électrique* Bd. 15 (1936) S. 226—239.

124. LANGE, F. H.: Die Elektronenströmung in der Bremsröhre. Diss. T. H. Berlin 1935.
125. LAUE, M. VON: Glühelktronen. Jb. Radioaktivität u. Elektronik Bd. 15 (1918) S. 205—256.
126. LEITHÄUSER, G.: Die Ausgangsleistung der Endröhre eines Verstärkers. Elektrotechn. Z. Bd. 53 (1932) S. 937—939.
127. LE VAN und WEEKS: A new type of gas-filled amplifier tube. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 180—189.
128. LEVIN, S. A. und L. C. PETERSON: Further extensions of the theory of multi-electrode vacuum tube circuits. Bell Syst. techn. J. Bd. 14 (1935) S. 666 bis 679.
129. LIPPINCOTT und METCALF: The cold cathode tube: the Farnsworth electron multiplier and its use as an oscillator. Radio Engrng. Bd. 14 Nr. 11 (1934) S. 18—19.
130. LLEWELLYN, F. B.: Discussion on the spontaneous background noise in amplifiers due to thermal agitation and shot effects. J. Inst. electr. Engr. Bd. 75 (1934) S. 395—398.
131. — Phase angle of vacuum tube transconductance at very high frequencies Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 947—956.
132. — A study of noise in vacuum tubes and attached circuits. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 18 (1930) S. 243—265.
133. — Note on vacuum tube electronics at ultra high frequencies. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 112—128.
134. LYLE, A. E. und F. CLARK: Vacuum tubes now turned out with precision at high speed, one grid every 4 seconds, 1000 stems per hour. Radio Engr. July, Bd. 10 (1930) S. 38—39; May, Bd. 10 (1930) S. 26—27.
135. LYONS, C. L.: The pentagrid converter. Wirel. Wld. Bd. 32 (1933) S. 347 bis 348.
136. LUCAS, G. S. C.: Distortion in valve characteristics. Wirel. Engr. Bd. 8 (1931) S. 595—598, 660—661.
137. MAC PETRIE, J. S.: A graphical method for determining the transit times of electrons in a three electrode valve under conditions of space-charge limitation. Philos. Mag. Bd. 16 (1933) S. 284—293.
138. MALTER, L.: Anomalous secondary electron emission. Physic. Rev. Bd. 49 (1936) S. 478.
139. MARIQUE, J.: Notes on the theory of diode rectification (assuming linear characteristic and load resistance shunted by capacity). Wirel. Engr. Bd. 11 (1935) S. 17—22.
140. MEGAW, E. C. S.: Voltage measurements at very high frequencies. Wirel. Engr. Bd. 13 (1936) S. 65—72, 135—146, 201—204.
141. MESNY, R.: Radioélectricité Générale II (lampes). Paris Etienne Chiron 1936.
142. METCALF, G. F. und J. E. BEGGS: All metal receiving tubes, I The industry viewpoint, II The manufacturing technique. Electronics May (1935) S. 148 bis 151.
143. METSCHL, E. C.: Messungen mit ungedämpften Dezimeterwellen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 47 (1936) S. 207—210.
144. MILLER, B. F.: An analysis of class B and Class C amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 496—510.
145. MOLTHAN, W.: Beobachtungen über ein Auftreten von Doppelcharakteristiken bei Streuelektronenströmen in Vakuumröhren. Z. techn. Physik Bd. 14 (1933) S. 546—551.
146. MÖNCH, G.: Der Einfluß der Temperatur auf das Volta-Potential der Metalle. Z. Physik Bd. 90 (1934) S. 433—439.

147. MORECROFT, J. H.: Electron tubes and their application. New York: Wiley & Sons, 1935.
148. MORGAN, H. K.: Interfering responses in superheterodynes. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 1164—1170.
149. MOULLIN, E. B.: The detection by a straight line rectifier of modulated and heterodyne signals. Wirel. Engr. Bd. 9 (1932) S. 378—383.
150. — und H. D. M. ELLIS: The spontaneous background noise in amplifiers due to thermal agitation and shot effects. J. Instn. electr. Engr. Bd. 74 (1934) S. 323, 348—356.
151. — Measurement of shot voltage used to deduce the magnitude of secondary thermionic emission. Proc. Roy. Soc., A. Bd. 147 (1934) S. 100—118.
152. MOUROMTSEFF, I. E. und H. N. KOZANOWSKI: Analysis of the operation of vacuum tubes as class C amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 752—778.
153. — —Grid temperature as a limiting factor in vacuum tube operation. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 447—454.
154. MOYER, J. A. und J. F. WOSTREL: Radio receiving tubes. Mc. Graw Hill 1931. 323 Seiten.
155. MULLARD, S. R.: The development of the receiving valve. J. Instn. electr. Engr. Bd. 76 (1935) S. 10—16.
156. NELSON, J. R.: Class B amplifiers considered from the conventional class A standpoint. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 858—874.
157. NERGAARD, L. S.: Electrical measurements at wave lengths less than two meters. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 1207—1229.
158. NESSLAGE, C. F., E. W. HEROLD und W. A. HARRIS: A new tube for use in superheterodyne frequency conversion systems (avoiding coupling between oscillator and signal circuits; a five grid valve also useful for avc and volume expansion). Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 207—218.
159. NORTH, D. O.: Analysis of the effects of space charge on grid impedance. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 108—136.
160. OATLEY, C. W.: The measurement of contact potential difference. Proc. Roy. Soc., A. Bd. 155 (1936) S. 218—234.
161. OLLENDORFF, F.: Berechnung des Durchgriffs durch ein dichtes Paralleldrahtgitter. Elektrotechn. u. Maschinenb. Bd. 52 (1934) S. 585—591.
162. PATERMANN, K.: Das Röhrenschrifftum des Jahres 1934. Telefunkenröhre H. 4 S. 176—184.
163. PEARSON, G. L.: Shot effect and thermal agitation in an electron current limited by space charge. Physic. Rev. Bd. 47 (1935) S. 327—328.
164. PIDGEON, H. A.: Theory of multi-electrode vacuum tubes. Bell Syst. techn. J. Januar, Bd. 14 (1935) S. 44—84.
165. PINCIROLI, A.: Secondary electronic current in valves with more than two electrodes. Alta frequenza Bd. 4 (1935) S. 275—289.
166. PLATO, G., W. KLEEN und H. ROTHE: Die Raumladungsgleichung für Elektronen mit Anfangsgeschwindigkeit. Z. Physik Bd. 101 (1936) S. 509—520; Bd. 104 (1937) S. 711—723.
167. VAN DER POL, B.: Over de secundaire electronen in trioden. Handel. 19^e Ned. Natuur- & Geneesk. Congres 1923, S. 108—110.
168. — Über Elektronenbahnen in Trioden. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 25 (1925) S. 121—130.
169. — The non-linear theory of electric oscillations. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 1051—1086.
170. — und Th. J. WEYERS: Fine structure of triode characteristics. Physica Bd. 1 (1934) S. 481—496.

171. POMEY, J. B.: The fluctuations of current. Rev. gén. de l'électricité Bd. 38 (1935) S. 163—170.
172. R. C. A.: Acorn type pentode (954) (r. f. amplifier) Radio Engrng., April, Bd. 15 Nr. 4 (1935) S. 13—15.
173. REED, M.: An analysis of class C amplification. Wirel. Engr. Bd. 12 (1935) S. 296—302.
174. REIMANN, A. L.: Thermionic emission. London: Chapman & Hall Ltd.
175. ROBINSON, H. A.: An experimental study of the tetrode as a modulated radio frequency amplifier. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 131—160.
176. ROCARD, Y.: Two grid valves as frequency changers. C. R. Acad. Sci. Paris Bd. 198 (1934) S. 554—556.
177. ROTHE, H.: Untersuchungen über den Gitterstromesinsatzpunkt bei Verstärker-
röhren. Telefunkenztg., Juli, Bd. 13 (1932) S. 45—51.
178. — Stromverteilung II. Die Steuerung des Kathodenstromes im Hochvakuum.
Telefunkenröhre H. 4 S. 130—141.
179. — und G. PLATO: Rauschen in Empfangsröhren zwischen 0,15 und 15 Mega-
hertz. Telefunkenröhre Nr. 7 (1936) S. 94—108.
180. ROTHE, H. und W. KLEEN: Stromverteilung III: Theorie der Mehrgitterröhren.
Telefunkenröhre H. 6 S. 1—23.
181. SALZBERG, B. und D. G. BURNSIDE: Recent developments in miniature tubes.
Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 1142—1157.
182. SALZBERG, B.: Notes on the theory of the single stage amplifier. Proc. Inst.
Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 879—897.
183. DE LA SABLONNIÈRE, C. J.: Die Sekundäremission in Elektronenröhren, nament-
lich Schirmgitterröhren. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 195—202.
184. — Der innere Widerstand von Schirmgitterröhren. Z. Hochfrequenztechn.
Elektroak. Bd. 41 (1933) S. 204—205.
185. SAMUEL, A. L. und N. E. SOWERS: A power amplifier for ultrahigh frequencies.
Bell Syst. techn. J. Bd. 16 (1937) S. 10—34.
186. SCHEEL, J. E. und F. MARGUERRE: Zur Theorie der Elektronenröhre mit ver-
änderlichem Durchgriff längs der Systemachse. Arch. Elektrotechn. Bd. 28
(1934) S. 210—233.
187. SCHMITT, O. H. A.: A method for realizing the full amplification factor of
high mu tubes. Rev. Scientif. Instrum. Bd. 4 (1933) S. 661—664.
188. SCHOTTKY, W.: Über Hochvakuumverstärker. Arch. Elektrotechn. Bd. 8
(1919/20) S. 1—41.
189. SCHWANDT, E.: Die Frage der Metallröhren. Funktechn. Mh. Nr. 11 (1935)
S. 417—420.
190. SCHWARZENBACH, H. A.: Eine exakte Methode zur Trennung von Primär- und
Sekundärströmen in Elektronenröhren. Helvet. phys. Acta Bd. 3 (1930) S. 446
bis 447.
191. SLOANE, R. W. und E. G. JAMES: Transit time effects in diodes in pictorial
form. J. Instn. electr. Engr. Bd. 79 (1936) S. 291—296.
192. SÖCHTING, F.: Maximalleistungen von Verstärker-
röhren bei komplexer Be-
lastung. Elektrotechn. u. Maschinenb. Bd. 51 (1933) S. 17—23.
193. STARR, M.: A study of the Farnsworth cold cathode oscillator. Physic. Rev.
Bd. 48 (1935) S. 485.
194. STEIMEL, K.: Mixing and fading hexodes. Telefunkenztg. November,
Bd. 14 Nr. 65 (1933) S. 33—46.
195. — Die neuen Mischröhren. Telefunkenröhre H. 2 S. 45—57; II. H. 3 (1935)
S. 85—94.
196. STETTLER, O.: The octode, a new mixing valve for superheterodyne receivers.
Bull. Assoc. suis. des Electr. Bd. 25 (1934) S. 441—443.

197. STEWART, J.: The operation of superheterodyne first detector valves. J. Instr. electr. Engr. Bd. 76 (1935) S. 227—235.
198. STRUTT, M. J. O.: Gleichrichtung. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 206—208.
199. — Radioempfangsröhren mit großem inneren Widerstand. Z. Hochfrequenz-techn. Bd. 43 (1934) S. 18—22.
200. — On conversion detectors. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 981 bis 1008.
201. — Anode bend detection. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 945—958.
202. — Whistling notes in superheterodyne receivers. Wirel. Engr. Bd. 12 (1935) S. 194—197.
203. — Mixing valves. Wirel. Engr. Bd. 12 (1935) S. 59—64.
204. — und A. VAN DER ZIEL: Messungen der charakteristischen Eigenschaften von Hochfrequenz-Empfangsröhren zwischen 1,5 und 60 Megahertz. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 347—354.
205. — Diode frequency changers. Wirel. Engr. Bd. 13 (1936) S. 73—80.
206. — Performance of some types of frequency changers in all wave receivers. Wirel. Engr. Bd. 14 (1937) S. 184—192.
207. — und A. VAN DER ZIEL: Einfache Schaltmaßnahmen zur Verbesserung der Eigenschaften von Hochfrequenzverstärkerröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 13 (1936) S. 260—268.
208. — — Erweiterung der bisherigen Messungen der Admittanzen von Hochfrequenzverstärkerröhren bis 300 Megahertz. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 14 (1937) H. 3
209. — Moderne Mehrgitterelektronenröhren. Schweiz. Arch. Wiss. u. Techn. Bd. 2 (1936) S. 183—199—230; Elektrotechn. Z. Bd. 58 (1937) S. 113—117, 149 bis 153 (Auszug).
210. — Les performances de certains types de lampes changeuses de fréquence dans les récepteurs toutes ondes. L'Onde électrique Bd. 16 (1937) S. 29—44.
211. — Verzerrungseffekte bei Mischröhren. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 49 (1937) S. 20—23.
- 211a. — und A. VAN DER ZIEL: Die Ursachen für die Zunahme der Admittanzen moderner Hochfrequenz-Verstärkerröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 14 (1937).
- 211b. STURM, THEO: Verfahren zur Klirrverminderung. Funktechn. Mh. H. 3 (1937) S. 77—82.
212. TELLEGEN, B. D. H.: De grootte van de emissiestroom in een triode. Physica Bd. 5 (1925) S. 301—315.
213. — Endverstärkerprobleme. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 31 (1928) S. 183—190.
214. THOMPSON, B. J.: Graphical determination of performance of push pull audio amplifiers. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 591—600.
215. — und G. M. ROSE JR.: Vacuum tubes of small dimensions for use at extremely high frequencies. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1707—1721.
216. THOMPSON, H. C.: Electron beams and their applications in low-voltage devices. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 1276—1297.
217. URTEL, R.: Maximale Leistung, Wirkungsgrad und optimaler Außenwiderstand von Endröhren. Telefunkenztg. Bd. 13 (1932) S. 28—44.
218. VILBIG, F.: Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. Leipzig: Akadem. Verlagsges. 1937.
219. WARNER, J. C. und E. W. RITTER und D. F. SCHMIT: Recent trends in receiving tube design. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 1247—1262.
220. WEY, R. J.: Heptode frequency changers. Wirel. Engr. Bd. 11 (1934) S. 642 bis 654.

221. WILHELM, K.: Die Röhre im Rundfunkempfänger. III: Die Mehrdeutigkeiten in der Mischröhre. Telefunkenröhre H. 6 S. 58—70.
222. WILLIAMS, F. C.: Fluctuation voltage in diodes and in multi-electrode valves. J. Instn. electr. Engr. Bd. 79 (1936) S. 349—360.
223. WITTS, A. T.: The superheterodyne receiver. (Sir Isaac Pitman & Sons, 1935.)
224. ZIEGLER, M.: Shot effect of secondary emission. Physica Bd. 2 (1935) S. 415—416; Bd. 3 (1936) S. 1—11; Bd. 3 (1936) S. 307—316.
225. ZUHRT, H.: Die Leistungsverstärkung bei ultrahohen Frequenzen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 49 (1937) S. 73—87.
226. —: Die Verstärkung einer Dreielektrodenröhre mit ebenen Elektroden bei ultrahohen Frequenzen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 47 (1936) S. 58—63, 79—89.
227. ZWORYKIN, V. K., G. A. MORTON und L. MALTER: The secondary emission multiplier — a new electronic device. Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 351—375.

Sachverzeichnis.

- A/B*-Verstärker § 44 S. 100.
Admittanzen (charakteristische —) § 11 S. 27.
— von Mischröhren § 34 S. 75.
Anodengleichrichter § 17 S. 43.
Anodenimpedanz (Verstärkerröhren) § 12 S. 29.
Ausgangsleistung (einer Endröhre) § 39 S. 88.
A-Verstärker § 44 S. 100.
Besselsche Funktionen § 52 S. 117.
Brummstörungen § 10 S. 22.
Bündelung § 50 S. 114.
B-Verstärker § 44 S. 100.
Diodenvoltmeter § 12 S. 29.
Durchgriff § 2 S. 3.
Dynamische Charakteristik § 38 S. 87.
Elektronenbündelröhren § 16 S. 40.
Empfangsgeräthchassis S. 22 Abb. 21.
Exponentialröhren § 7 S. 16.
Fanggitter § 4 S. 10.
Frequenzgebiete bei Überlagerungs-empfangsgeräten § 27 S. 64.
Frequenzmischung § 18 S. 43.
Frequenzverwerfung § 35 S. 79.
Gegenkopplung § 49 S. 112.
Gegentaktverstärkung § 44 S. 102.
Gitterdrahtmaterial § 1 S. 2.
Gitterremission § 2 S. 5.
Gittergleichrichter § 17 S. 41.
Gitterstromeinsatzpunkt § 2 S. 4.
Heptode § 14 S. 37.
Hexoden § 14 S. 34.
Hexode als Mischröhre § 21 S. 50.
Induktionseffekt § 32 S. 71.
Innenwiderstand § 2 S. 5.
— (Mischröhre) § 18.
Inselbildung § 2 S. 4.
— § 41 S. 92.
Kaskadenröhren § 16 S. 39.
Kathode § 1 S. 1.
Klingen § 10 S. 24.
Knoppentoden S. 30 Abb. 29 S. 34.
Kompensierung der Verzerrungen § 49 S. 111.
Konstruktionen einiger Mischröhren § 37 S. 83.
Konstruktion von Endröhren § 51 S. 115.
Kontaktpotential § 2 S. 3, § 4.
Kreisgüte § 13 S. 32.
Kreuzmodulation § 6 S. 15.
Leistungsverstärkung (Allgemeines) § 38 S. 86.
Linearisierung § 49 S. 113.
Lissajous-Ellipse § 46 S. 105.
Metallröhre § 1 S. 3.
Mindestkrümmung § 40 S. 91 u. Abb. 96.
Mischstufe § 18 S. 44.
Modulationssteigerung § 6 S. 14.
Modulationsverzerrung § 6 S. 14.
Obere Krümmung § 40 S. 90, § 43 S. 98.
Oktode als Mischröhre § 22 S. 52.
Oszillatorteil der Oktode § 22 S. 52.
Parallelspeisung § 38 Abb. 86.
Pentoden § 4 S. 8.
Pfeiftöne §§ 27, 28, 29, 30.
Quetschfuß § 1 S. 2.
Rauschen (Verstärkerröhren und Kreise) § 10 S. 26.
— (Mischröhren) § 20 S. 48—49.
Regelheptode § 15 S. 37.
Regelhexode § 14 S. 36, § 15 S. 37.
Regelröhren § 7 S. 16.
Röhrensockel § 1 S. 1, § 10 S. 23.
Rückwirkung § 3 S. 6, § 12 S. 32.
Schalteffekt § 10 S. 24.
Schirmgitter-Anodenraum § 44 S. 99.
Schroteffekt, vgl. Rauschen.
Sekundäremission § 4 S. 8.

- Sekundäremissionsröhren § 16 S. 39.
Stellheit § 2 S. 5.
Steueritteradmittanz (Verstärker-
röhren) § 12 S. 31.
Steuerspannung § 2 S. 3.
Störungseffekte bei Mischröhren § 36
S. 81.
Streuung (der Röhrenkapazitäten) § 13
S. 33.
Tetroden § 3 S. 6.
Triode § 2 S. 3, § 3 S. 6.
Überlagerungsempfänger § 18 S. 43.
Überlagerungssteilheit § 18 S. 45.
Überlagerungsverstärkung (Mischver-
stärkung) § 18 S. 44.
- Untere Krümmung § 40 S. 90.
Verstärkungsziffer § 2 S. 5.
Verzerrungen der Überlagerungssteilheit
§ 25 S. 58.
— (Mischröhren) § 25 S. 58.
— (Endröhren) § 39 S. 88.
Vierpolschema (Verstärkerröhre) § 11
S. 27.
Virtuelle Kathode § 14 S. 35.
Vorverstärkung (Vorröhre) § 38 S. 86.
Wheatstonesche Brücke § 48 S. 109.
Wirkungsgrad bei Endröhren § 44 S. 101.
Zwischenfrequenz § 18 S. 44.

Verlag von Julius Springer in Berlin

Die Kathodenstrahlröhre und ihre Anwendung in der Schwachstromtechnik. Von **Manfred von Ardenne**. Unter Mitarbeit von Dr.-Ing. **Henning Knoblauch**. Mit 432 Textabbildungen. VIII, 398 Seiten. 1933. Gebunden RM 36.—

Braunsche Kathodenstrahlröhren und ihre Anwendung. Von Regierungsrat Dr. phil. **E. Alberti**, Berlin. Mit 158 Textabbildungen. VII, 214 Seiten. 1932. RM 21.—; gebunden RM 22.20

Die Dreielektrodenröhre und ihre Anwendung. Übungen an der Dreielektrodenröhre mit den zugehörigen theoretischen Erläuterungen. Von Dr. **Friedrich Moeller**, Berlin. (Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft, Heft 15.) Mit 93 Textabbildungen und 28 Tabellen. VII, 155 Seiten. 1934. RM 9.60

Versuche zur elektrischen Resonanz mit hochfrequenten und niederfrequenten Wechselströmen. (Versuche mit kleinen Röhrengeneratoren) mit einer kurzen theoretischen Erläuterung zur elektrischen Resonanz. Von Dr. **Friedrich Moeller**, Berlin. (Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft, Heft 16.) Mit 52 Textabbildungen und 14 Tabellen. V, 82 Seiten. 1937. RM 4.80

Anleitungen zum Arbeiten im Röhrenlaboratorium. Von **M. Knoll**. (Dritter Teil der Anleitungen zum Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium von E. Orlich.) Mit 57 Textabbildungen. IV, 67 Seiten. 1937. RM 3.—

Verstärkermeßtechnik. Instrumente und Methoden. Von **Manfred von Ardenne**. Unter Mitarbeit von Wolfgang Stoff und Fritz Gabriel. Mit einem Geleitwort von Prof. Dr. M. Pirani. Mit 246 Textabbildungen. VII, 235 Seiten. 1929. RM 20.25; gebunden RM 21.60

Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik. Eigenschaften, Verarbeitung und Verwendungstechnik der Werkstoffe für Hochvakuumröhren und gasgefüllte Entladungsgefäße. Von Dr. phil. **W. Espe** und Dozent Dr.-Ing. **M. Knoll**. Mit 405 Textabbildungen und einer mehrfarbigen Tafel. VIII, 383 Seiten. 1936. Gebunden RM 48.—

Die Grundlagen der Hochvakuumtechnik. Von Dr. **Saul Dushman**. Deutsch von Dr. phil. R. G. Berthold und Dipl.-Ing. E. Reimann. Mit 110 Abbildungen im Text und 52 Tabellen. XII, 298 Seiten. 1926. Gebunden RM 20.25

Hochfrequenzmeßtechnik. Ihre wissenschaftlichen und praktischen Grundlagen. Von Dr.-Ing. **August Hund**. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 287 Textabbildungen. XIX, 526 Seiten. 1928. Geb. RM 35.10

Hochfrequenztechnik in der Luftfahrt. Im Auftrage der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt und unter Mitarbeit von Fachleuten herausgegeben von Prof. Dr. **H. Faßbender**, Berlin. Mit 475 Textabbildungen und 48 Tabellen. XII, 577 Seiten. 1932. Gebunden RM 68.—

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Handbuch der Bildtelegraphie und des Fernsehens.

Grundlagen, Entwicklungsziele und Grenzen der elektrischen Bildfernübertragung. Im Verein mit namhaften Fachleuten sowie unter besonderer Mitwirkung des Laboratoriums Karolus in Leipzig bearbeitet und herausgegeben von Prof. Dr. phil. **Fritz Schröter**, Direktor der Forschungsabteilung der Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin. Mit 365 Textabbildungen. XVI, 487 Seiten. 1932. Gebunden RM 58.—

Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs.

Vorträge, veranstaltet durch das Außeninstitut der Technischen Hochschule zu Berlin den Elektrotechnischen Verein und die Heinrich-Hertz-Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens. Herausgegeben von Prof. Dr.-Ing. e. h. Dr. **K. W. Wagner**. Mit 253 Textabbildungen. VIII, 418 Seiten. 1927. Gebunden RM 22.50

Einführung in die physikalischen Grundlagen der Rundfunktechnik.

Von Dr. **Otto Franke**, Wien. Mit 167 Textabbildungen. VIII, 272 Seiten. 1937. (Verlag von Julius Springer, Wien.) RM 9.60

Physik und Technik der ultrakurzen Wellen. Von Dr.-Ing. **H. E. Hollmann**.

Erster Band: **Erzeugung ultrakurzweelliger Schwingungen.** Mit 381 Textabbildungen. IX, 326 Seiten. 1936. Gebunden RM 36.—

Zweiter Band: **Die ultrakurzen Wellen in der Technik.** Mit 283 Textabbildungen. VIII, 306 Seiten. 1936. Gebunden RM 33.—

Das Gesamtgebiet der ultrakurzen Wellen von rund 10 m abwärts bis ins Ultrarot hinein wird in zwei Bänden behandelt, von denen sich der erste mit den Problemen der gedämpften und ungedämpften Schwingungserzeugung befaßt, während der zweite mehr den praktischen Nutzenanwendungen zum Zweck der Nachrichtenübermittlung im weitesten Sinne und in der Elektromedizin usw. gerecht wird. In besonderen Kapiteln werden Demonstrationen und Ultrakurzwellenmeßtechnik erfaßt.

Die Grundschwingung der Raumladeschwingungen im elektrischen Bremsfeld.

Von Dr. **Max Dick**. (Sonderheft zu „Elektrische Nachrichtentechnik“, Bd. 13) Mit 126 Textabbildungen. 100 Seiten. 1936. RM 9.—

Elektrische Gasentladungen, ihre Physik und Technik. Von **A. v. Engel** und **M. Steenbeck**.

Erster Band: **Grundgesetze.** Mit 122 Textabbildungen. VII, 248 Seiten. 1932. RM 24.—; gebunden RM 25.50

Zweiter Band: **Entladungseigenschaften. Technische Anwendungen.** Mit 250 Textabbildungen. VIII, 352 Seiten. 1934. RM 32.—; gebunden RM 33.50

Gasentladungs-Tabellen.

Tabellen, Formeln und Kurven zur Physik und Technik der Elektronen und Ionen. Von **M. Knoll**, **F. Ollendorff** und **R. Rompe** unter Mitarbeit von **A. Roggendorf**. Mit 196 Textabbildungen. X, 171 Seiten. 1935. Gebunden RM 29.—

Moderne Mehrgitter- Elektronenröhren

Von

Dr. M. J. O. Strutt
Eindhoven

Erster Band

Bau · Arbeitsweise · Eigenschaften

Mit 128 Abbildungen im Text



Springer-Verlag Berlin
Heidelberg GmbH

1937

ISBN 978-3-642-47302-9

ISBN 978-3-642-47746-1 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-642-47746-1

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten.**

Copyright 1937 by Springer-Verlag Berlin Heidelberg
Ursprünglich erschienen bei Julius Springer in Berlin 1937

Vorwort.

Bei der günstigen Aufnahme, die der erste Band in der Fachwelt gefunden hat, erscheint eine erneute Rechtfertigung dieses Werkes neben so vielen bestehenden vorzüglichen Büchern über Elektronenröhren überflüssig. Nützlich erscheint dagegen eine Andeutung der Leitgedanken beim Abfassen dieses zweiten Bandes.

Im ersten Band ist bei der Behandlung der Arbeitsweise und der Eigenschaften der Mehrgitterröhren stets von den statischen Kennlinien und Daten dieser Röhren ausgegangen. Das Entstehen dieser statischen Kennlinien und Kenndaten wird dort im Zusammenhang mit dem Bau der Röhren nur kurz angedeutet. Diese Lücke auszufüllen, ist das erste Ziel dieses zweiten Bandes. Ausgehend von den Gesetzen der Elektronendynamik werden die Kennlinien der Röhren aus den Konstruktionsdaten abgeleitet (§ 1 bis § 8). Hierbei ist für an sich bekannte Teile des Stoffes eine praktisch leicht anwendbare, knappe Darstellung, unter Voransetzung der physikalischen Anschaulichkeit, angestrebt. Überall sind praktische Einheiten (cm, sec, Volt, Amp. usw.) verwendet worden. Das zweite Ziel dieses Bandes ist die Darstellung der verwickelten Elektronenbewegung in Mehrgitterröhren an Hand von Berechnungen und Messungen, wobei sich Messungen im Kurzwellengebiet als ein vorzügliches Hilfsmittel erwiesen haben (§ 9 bis § 15). Die Fülle des Stoffes zwang hierbei zu einer strengen Auswahl, wobei jene Punkte in den Vordergrund gestellt und am ausführlichsten behandelt worden sind, die wesentlich zum Verständnis der Vorgänge beitragen und die durch Arbeiten in den Laboratorien der Philipswerke wesentlich geklärt wurden. Allgemein handelt dieser Band somit über die theoretische und experimentelle Ableitung des statischen und dynamischen Verhaltens der Mehrgitterröhren aus den Grundgesetzen der Elektronenmechanik. Zum Schluß folgt ein kurzer Paragraph über praktisch wichtige Wärmeprobleme in Mehrgitterröhren und ein Anhang mit Ergänzungen zum Text.

Nach einem Bericht der Union Internationale de Radiodiffusion vom 5. Juli 1938 gibt es in Europa ohne die UdSSR. $31,2 \cdot 10^6$ Radioempfangsgeräte und auf der ganzen Welt etwa $87,5 \cdot 10^6$ Geräte. Rechnet man im Mittel nur 3 Röhren für jedes Gerät, so wären heute somit etwa 260 Millionen Empfangsröhren im Betrieb. Etwa die Hälfte hiervon dürfte aus Mehrgitterröhren in unserem Sinne bestehen. Aus diesen Zahlen erhellt die praktische Bedeutung unseres Gegenstandes.

Wie beim ersten Band haben wieder mehrere Herren den Text gelesen und durch wertvolle Bemerkungen bereichert. Ich möchte ihnen allen und insbesondere Herrn Prof. Dr. G. HOLST für sein liebenswürdiges Interesse, Herrn Dr. E. OOSTERHUIS für die sorgfältige Durchsicht und für freundliche Hinweise, den Herren Dr. K. S. KNOL und Dr. A. VAN DER ZIEL für ihre Mitarbeit bei Messungen und Rechnungen sowie für die Durchsicht des Textes und der Korrekturbogen danken.

Eindhoven, im August 1938.

M. J. O. STRUTT.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Allgemeine Bemerkungen über die Bedeutung der benutzten Zeichen . . .	1
§ 1. Grundgleichungen, mechanische Analogien, Numerisches	2
§ 2. Elektronenbewegung in einer Diode ohne und mit Anfangsgeschwindigkeit	8
§ 3. Elektronenbewegung in einer Diode mit konstanter Emissionstemperatur der Kathode	19
§ 4. Die Elektronenbewegung in einer Triode	26
§ 5. Statische Röhrenkapazitäten	35
§ 6. Die Schirmgitter-Anoden-Strecke (<i>V</i> -Strecke) einer idealen Tetrode .	44
§ 7. Anwendungen der <i>V</i> -Strecke in Hochfrequenzverstärkerröhren, Mischröhren und Leistungsverstärkerröhren	54
§ 8. Dynamische Röhrenkapazitäten	63
§ 9. Die charakteristischen Röhrenadmittanzen im Kurzwellengebiet . . .	71
§ 10. Elektronenlaufzeiteffekte in Verstärkerröhren	79
§ 11. Dynamische Messungen der Elektronenbewegung in Hexoden und Hep-toden	86
§ 12. Elektronenbewegung in einem elektrischen Wechselfeld	94
§ 13. Dynamische Messungen der Elektronenbewegung in Oktoden	102
§ 14. Röhren mit gekrümmten Elektronenbahnen, Sekundäremissionsröhren	112
§ 15. Rauschen und Konstruktion rauscharmer Röhren	120
§ 16. Bemerkungen über die Elektrodentemperaturen	130
§ 17. Anhang zur Ergänzung einiger Berechnungen im Text	133
Schrifttumsverzeichnis alphabetisch nach Autoren geordnet	140
Sachverzeichnis	144

Druckfehlerberichtigung zu Bd. I.

S. 18, Unterschrift Abb. 16 steht: (1,8 A/V), muß sein: (1,8 mA/V).

S. 18, Zeile 7 von oben steht: §§ 6 und 7, muß sein: §§ 5 und 6.

S. 118, letzte Zahlentabelle steht: 27,24, muß sein: 24,34.

Sachverzeichnis: Innenwiderstand (Mischröhre) steht: § 18, muß sein: § 19, S. 45.

Allgemeine Bemerkungen über die Bedeutung der benutzten Zeichen.

In einem Buch wie das vorliegende ist die Einführung vieler Zeichen für die behandelten Größen und Begriffe leider unvermeidlich. Wir haben uns das Ziel gesetzt, die hiermit verbundenen Schwierigkeiten möglichst zu beseitigen. Bekanntlich ist eine dieser Schwierigkeiten, daß irgendwo mitten im Text ein Zeichen verwendet wird, dessen Bedeutung an einer viel früheren Stelle zwar erwähnt wurde, aber dem Leser nicht mehr gegenwärtig ist. Wir nennen hier die Bedeutung der wichtigsten, immer wiederkehrenden Zeichen. Außerdem ist am Ende jedes Paragraphen eine Zusammenstellung aller im betr. Abschnitt verwendeten Zeichen und ihrer Bedeutung gegeben worden.

Die bei Wechselstromaufgaben übliche komplexe Schreibweise ist nur in den §§ 9, 10, 11, 12, 13 in geringem Umfang und jedesmal mit diesbezüglichen Hinweisen verwendet worden. Hierdurch erübrigt sich die Einführung getrennter Zeichen für Gleichstromgrößen, Wechselstromamplituden, Augenblickswerte usw. Die Zeichen für Potentiale, Ströme, Feldstärken usw. sollen, wo nicht ausdrücklich anders vermerkt, Augenblickswerte darstellen.

P ist das Zeichen für Potentiale, V für Spannungen, I für Ströme, i für Stromdichten, F_x, F_y, F_z für elektrische Feldstärken, H_x, H_y, H_z für magnetische Feldstärken, e für den Betrag der Ladung des Elektrons, m für die Masse des Elektrons, L für die Selbstinduktionskoeffizienten, M für gegenseitige Induktionskoeffizienten, C für Kapazitäten, t für Zeiten, x, y, z für rechtwinklige Koordinaten, r, φ, z für Zylinderkoordinaten, d für Differentiation (total), ∂ ebenfalls (partiell), π für 3,14; $v, v_x, v_y, v_z, v_r, v_\varphi, v_z$ für Geschwindigkeit und Geschwindigkeitskomponenten, \ln für den natürlichen Logarithmus (Grundzahl 2,718), \int für Integration. Für die Grundzahl der natürlichen Logarithmen ist absichtlich kein Zeichen eingeführt worden. Exponentialfunktionen sind als $\exp(\dots)$ bezeichnet. Das Zeichen j ist für $+\sqrt{-1}$ benutzt.

Überall ist das „praktische Maßsystem“ verwendet (Volt, Ampere, Coulomb, Ohm, Farad, Henry, Gauß). Längen sind in cm, Zeiten in sec ausgedrückt. Hierdurch dürfte eine unmittelbare Anwendung der Formeln auf praktische Fälle erleichtert sein.

§ 1. Grundgleichungen, mechanische Analogien, Numerisches.

In diesem Buche behandeln wir die Elektronenbewegung in elektrischen, magnetischen und kombinierten Feldern. Es ist bequem, die benötigten Grundgleichungen in einer Form zur Hand zu haben, welche eine sofortige numerische Berechnung gestattet.

Ein elektrisches Potentialfeld ist durch die Werte des Potentials P in jedem Punkt bestimmt. Auf ein Elektron in einem solchen Potentialfeld wirkt eine Kraft $-Fe$. Hierbei ist $-e$ die Ladung des Elektrons und F nennt man die Feldstärke des Potentialfeldes. Wenn man ein rechtwinkliges Koordinatensystem mit den Achsen x, y, z zugrunde legt, so hat die Feldstärke F im Raume drei Komponenten, parallel zu den Koordinatenachsen: F_x, F_y und F_z . Wenn das Potential P als Funktion der Koordinaten jedes Punktes gegeben ist, so können die genannten drei Feldstärkekomponenten aus den Gleichungen

$$(1,1) \quad F_x = -\frac{\partial P}{\partial x}, \quad F_y = -\frac{\partial P}{\partial y}, \quad F_z = -\frac{\partial P}{\partial z}$$

berechnet werden. Unter der Wirkung der Feldstärke F erhält das Elektron eine Beschleunigung, und die Richtung dieser Beschleunigung fällt mit der Richtung von F zusammen, solange die Geschwindigkeit des Elektrons klein ist im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit. Wenn diese Bedingung nicht erfüllt ist, muß das magnetische Feld berücksichtigt werden, das durch eine bewegende Ladung entsteht. Diese Bedingung werden wir stets voraussetzen, außer wenn dies ausdrücklich anders gesagt ist. Wenn die Koordinaten des Elektrons x, y, z sind, hat die genannte Beschleunigung wieder drei Komponenten, parallel zu den drei Koordinatenachsen. Sie ist durch die Gleichungen

$$(1,2) \quad m \frac{d^2 x}{dt^2} = -e F_x, \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = -e F_y, \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = -e F_z$$

gegeben. Hierbei ist m die Masse des Elektrons.

Die Verwendung rechtwinkliger Koordinaten empfiehlt sich im Falle ebener Elektroden. In den meisten Fällen sind aber moderne Elektronenröhren zylindrisch gebaut, und für diese Röhren ergibt die Verwendung zylindrischer Koordinaten eine einfachere mathematische Formulierung der Probleme, welche mit der Elektronenbewegung zusammenhängen. Diese zylindrischen Koordinaten sind: Die z -Richtung, parallel zur Zylinderachse, φ , der Winkel um diese Achse herum in einer Ebene senkrecht zur Achse und r , der Abstand von der Achse in der genannten Ebene (vgl. Abb. 1). Wenn wieder, wie oben, P als

Funktion der Koordinaten z, r, φ gegeben ist, so lauten die Gleichungen (1,1) in zylindrischen Koordinaten (vgl. Abb. 1):

$$(1,3) \quad F_z = -\frac{\partial P}{\partial z}, \quad F_r = -\frac{\partial P}{\partial r}, \quad F_\varphi = -\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \varphi},$$

und die Gleichungen (1,2) werden:

$$(1,4) \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = -e F_z; \quad m \frac{d^2 r}{dt^2} = -e F_r; \quad m r \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -e F_\varphi.$$

In manchen Fällen können wir die Enden einer zylindrischen Elektronenröhrenkonstruktion, deren Achse parallel zu z ist, außer acht lassen. Das Potential P hängt dann nicht von z ab. Dies heißt, daß $F_z = 0$ ist und $d^2 z/dt^2 = 0$. Wir können in diesem Fall eine zweidimensionale Anordnung betrachten in einer Ebene senkrecht zur Zylinderachse.

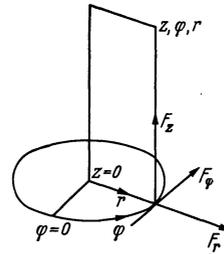


Abb. 1. Zylinderkoordinatensystem. Bestimmung der Lage eines Punktes (z, r, φ) in diesem System und der drei Komponenten F_z, F_φ und F_r eines Vektors.

Zur Veranschaulichung eines solchen zweidimensionalen Potentialfeldes und der Elektronenbewegung in einem solchen Feld kann folgendes mechanische Modell dienen. Man betrachte eine gleichmäßig in einer horizontalen Ebene aufgespannte Gummimembran (Abb. 3). Diese Membran wird in einigen Punkten oder Linien unterstützt, wobei diese Punkte oder Linien den Elektroden im Elektronenproblem entsprechen, während ihre Höhe über oder unter der Membranebene mit dem negativen oder positiven Potential der entsprechenden Elektroden proportional ist. Unter diesen Bedingungen ist die Gestalt der Membran annähernd ein Reliefbild für die Potentialverteilung im betrachteten Fall. Wir werden diese Behauptung kurz beweisen. Zu diesem Zweck genügt es, bei der genannten Voraussetzung über die Unterstützungspunkte und -linien der Membran zu zeigen, daß die Differentialgleichung für die Abweichung jedes Membranpunktes von der ursprünglichen Lage in der Membranebene ungefähr mit der Differentialgleichung des Potentials P übereinstimmt:

$$(1,5) \quad \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = 0.$$

Die Differentialgleichung der Membran kann aus der Bedingung abgeleitet werden, daß ihre Gestalt einer minimalen Oberfläche der gespannten Membran entspricht. Wenn wir die Abweichung jedes Membranpunktes aus der Gleichgewichtslage z nennen, so kann diese Minimalbedingung folgendermaßen formuliert werden:

$$(1,6) \quad \delta \iint \left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} dx dy = 0,$$

wobei das Integral über alle Werte von x und y , welche zur Membran gehören, erstreckt werden muß, während das Symbol δ die Variation des Integrals bedeutet, die für kleine Änderungen von z verschwinden muß. Nach den Regeln der Variationsrechnung führt Gl. (1,6) zu einer Differentialgleichung für z :

$$(1,7) \quad \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \left[1 + \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 \right] - \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial z}{\partial y} = 0.$$

Offenbar fällt diese Differentialgleichung mit der Gl. (1,5) zusammen, wenn $(\partial z / \partial x)^2 \ll 1$ und $(\partial z / \partial y)^2 \ll 1$. Wenn die Abweichung z jedes Membranpunktes aus der Gleichgewichtslage klein ist im Vergleich zu den Abmessungen der Membran in der Ebene, kann z nahezu proportional mit dem Potential P angenommen werden. Wie erwähnt, sind die festen Potentiale der Röhrenelektroden bereits von vornherein exakt den z -Werten der entsprechenden Punkte oder Linien

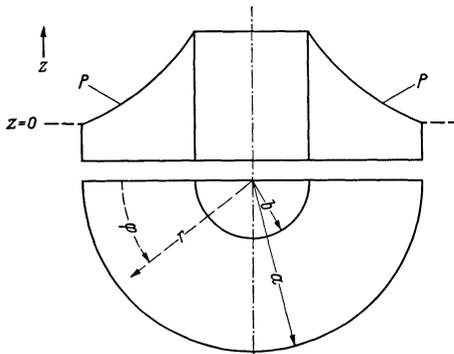


Abb. 2. Potentialverlauf (P) zwischen zwei konzentrischen Kreisen in einer Ebene. Im oberen Teil (Aufriß) ist dieser Potentialverlauf über der Ebene $z=0$ abgetragen. Die Gestalt einer homogenen Membran, welche zwischen zwei konzentrischen Ringen verschiedener Höhe ausgespannt ist, deckt sich innerhalb der Zeichengenauigkeit mit dem Potentialverlauf P .

im Modell proportional gemacht worden.

Es ist interessant zu untersuchen, mit welcher Annäherung die z -Werte, welche aus der Gl. (1,7) folgen, mit den P -Werten der Gl. (1,5) einer Röhrenkonstruktion, welche aus einer zylindrischen Kathode und einer konzentrischen Anode besteht, zusammenfallen. Die Gl. (1,5) wird bei Transformation auf zylindrische Koordinaten mit $\partial P / \partial \varphi = 0$:

$$(1,8) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dP}{dr} \right) = 0,$$

und eine Lösung lautet:

$$(1,9) \quad P = \ln a - \ln r,$$

wobei diese Lösung für $r=a$ verschwindet und für $r=b$ den Wert $\ln a - \ln b$ ergibt. In der Abb. 2 ist die Lösung (1,9) als Kurve P dargestellt worden.

Wenn die Gleichung (1,7) auf zylindrische Koordinaten transformiert wird, wobei wieder $\partial z / \partial \varphi = 0$ gilt, ergibt sich:

$$(1,10) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dz}{dr} \right) = 2 \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial z}{\partial y} - \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 \frac{\partial^2 z}{\partial x^2}.$$

Die rechte Seite der Gleichung (1,10) kann als klein im Vergleich zur linken Seite betrachtet werden. Wir setzen $z = z_1 + \zeta$, wobei ζ überall

klein ist im Vergleich zu z_1 und z_1 durch die Gleichung

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dz_1}{dr} \right) = 0$$

gegeben wird, deren Lösung in unserm Falle lautet:

$$z_1 = \ln a - \ln r.$$

Unter Vernachlässigung kleiner Größen zweiter Ordnung [d. h. indem z_1 an Stelle von z in der rechten Seite der Gl. (1,10) geschrieben wird] muß ζ der Differentialgleichung:

$$(1,11) \quad \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\zeta}{dr} \right) = \frac{1}{r^4}$$

genügen, deren Lösung lautet:

$$(1,12) \quad \begin{cases} \zeta = \frac{1}{4r^2} + C_1 \ln r + C_2; \\ C_1 = (\ln a - \ln b)^{-1} \left(\frac{1}{4b^2} - \frac{1}{4a^2} \right); \\ C_2 = -\frac{1}{4a^2} - C_1 \ln a. \end{cases}$$

Hierbei ist ζ gleich Null für $r=a$ und $r=b$. Als numerisches Beispiel nehme man $a=(2,718)^2$ und $b=2,718$, also $\ln a=2$ und $\ln b=1$,

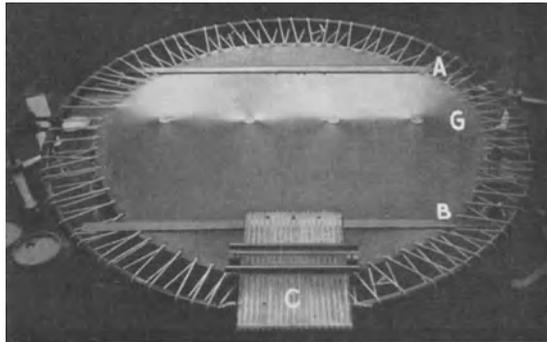


Abb. 3. Photographie einer ausgespannten Gummimembran als Modell eines Potentialfeldes. Die gleichmäßige Spannung der Membran wird mit Hilfe eines Stahlrings erzielt. Im gezeigten Modell sollen die horizontalen Stäbe A und B das Bild zweier Äquipotentialflächen sein. Die Zylinder G sind ein Bild der Gitterstäbe einer Triode (vgl. auch Abb. 19). C sind Glasröhrchen, durch die Stahlkugeln auf die Membran rollen.

$C_1=0,0293$, $C_2=-0,0632$. Wenn $r=5$ ist, wird $\zeta=-0,0060$ und $z_1=0,391$. Folglich ist ζ von der Ordnung von einem Hundertstel von z_1 . Die Membranoberfläche liegt unter der Potentialfläche, wenn beide Flächen für $r=a$ und für $r=b$ zusammenfallen. Die Differenz zwischen den beiden Flächen ist in diesem numerischen Beispiel nur sehr gering.

Um ein Bild der Elektronenbewegung im Potentialproblem zu erhalten, kann man kleine Stahlkugeln unter dem Einfluß ihrer Schwere über die Membranoberfläche (Abb. 3) rollen lassen. Die Bahnen der

Stahlkugeln sollen angenähert mit den Elektronenbahnen im Röhrenproblem zusammenfallen. Wir werden diese Analogie in einem einfachen Falle untersuchen. Eine Stahlkugel soll auf einer schiefen Ebene rollen, welche die y -Achse enthält, während $\partial z / \partial x = p$ ist. Der Schwerpunkt der Kugel erhält in der x -Richtung eine Beschleunigung:

$$(1, 13) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} = -g \frac{p - \mu}{(1 + p^2)^{1/2}},$$

wobei μ ein Koeffizient der gleitenden Reibung ist und g die Schwerkraftskonstante (981 cm/sec^2). Die Kugel wird zu rollen anfangen. Die Winkelbeschleunigung A dieser Rollbewegung wird durch die Gleichung

$$(1, 14) \quad A = g(1 + p^2)^{-1/2} \frac{\mu r - \nu}{r^2} \frac{5}{2}$$

gegeben, wobei r der Radius der Kugel und ν der Koeffizient der rollenden Reibung ist. Wenn sich im Röhrenproblem ein Elektron in einem homogenen Potentialfelde mit der Feldstärke p befindet, gilt:

$$(1, 15) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{m} p.$$

Offenbar ist für $p^2 \ll 1$ und $\mu = 0$ diese Beschleunigung des Elektrons nach Gl. (1, 15) proportional mit der Beschleunigung, welche die Kugel nach Gl. (1, 13) erhält. Dagegen gibt es im Elektronenproblem keine Analogie zur rollenden Bewegung nach Gl. (1, 14).

Bisher haben wir die Bewegung von Elektronen in elektrischen Potentialfeldern betrachtet. Bei einigen Anwendungen kommen auch magnetische Felder in Frage (§ 14) und wir geben hier kurz für diese Felder die Bewegungsgleichungen an. Wenn ein Elektron mit der Ladung $-e$ sich mit der Geschwindigkeit v (mit den Komponenten v_x, v_y, v_z) in einem magnetischen Felde bewegt, deren Feldstärke die Komponenten H_x, H_y, H_z hat, wirkt auf das Elektron eine Kraft, durch welche es eine Beschleunigung erhält. Die drei Komponenten dieser Beschleunigung nach den drei Koordinatenrichtungen lauten:

$$(1, 16) \quad \begin{cases} m \frac{d^2 x}{dt^2} = -k e (v_y H_z - v_z H_y); \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} = -k e (v_z H_x - v_x H_z); \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} = -k e (v_x H_y - v_y H_x). \end{cases}$$

In diesen Gleichungen ist k ein Faktor, der von den Einheiten abhängt, welche für e, v, H und m verwendet werden. Wir schreiben auch noch die zu (1, 16) analogen Gleichungen für den Fall zylindrischer Koordinaten z, r, φ (vgl. Abb. 1) an.

$$(1, 17) \quad \left\{ \begin{array}{l} m \frac{d^2 z}{dt^2} = -k e (v_r H_\varphi - H_r v_\varphi); \\ m \frac{d^2 r}{dt^2} = -k e (v_\varphi H_z - H_\varphi v_z); \\ r m \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = -k e (v_z H_r - v_r H_z). \end{array} \right.$$

In diesem Buche werden wir stets die praktischen Einheiten für die elektrischen und für die magnetischen Größen verwenden. In Gl. (1,2) sind also die Längen x, y, z in cm ausgedrückt, die elektrische Ladung e in Coulombs und die elektrische Feldstärke F in Volt/cm. Die Größe e beträgt $1,60 \cdot 10^{-19}$ Coulombs und e/m ist $= 17,6 \cdot 10^{14}$ ($\text{cm}^2 \text{sec}^{-2} \text{Volt}^{-1}$). Mit diesen Zahlen kann die Beschleunigung $d^2 x/dt^2$ usw. in cm sec^{-2} nach den Gl. (1,2) berechnet werden. Als Beispiel wählen wir ein elektrisches Potentialfeld, das auf der y -Achse das Potential 0 hat und auf einer Geraden, parallel zu dieser Achse, das Potential P_0 , während $F_x = -\partial P/\partial x$ überall konstant ist. Wir berechnen die Geschwindigkeit v , welche ein Elektron, das ohne Geschwindigkeit anfängt, in diesem Potentialfelde erhält. Die kinetische Energie des Elektrons beträgt $mv^2/2$, und die potentielle Energie, welche das Potentialfeld dem Elektron erteilt, ist eP_0 . Durch Gleichsetzen dieser zwei Energiemengen erhält man

$$(1, 18) \quad \begin{aligned} v &= \left(\frac{e}{m} 2P_0 \right)^{1/2}; \\ v &= 5,93 \cdot 10^7 (P_0)^{1/2}, \end{aligned}$$

wobei v in cm sec^{-1} und P_0 in Volt ausgedrückt sind. Die Geschwindigkeit eines Elektrons kann mit Hilfe der Gl. (1,18) in „Elektronvolts“ ausgedrückt werden. In den Gl. (1,16) und (1,17) wird die magnetische Feldstärke H in Gauß ausgedrückt. Da die Geschwindigkeit v in cm sec^{-1} , die Beschleunigung in cm sec^{-2} und e/m in $\text{cm}^2 \text{sec}^{-2} \text{Volt}^{-1}$ ausgedrückt sind, hat die Konstante k die Dimension $\text{Volt sec cm}^{-2} \text{Gauß}^{-1}$, und der numerische Wert von k beträgt 10^{-8} . Als Beispiel wählen wir ein magnetisches Feld, dessen Kraftlinien parallel zu z verlaufen, während die Feldstärke überall den Wert H_z hat. Ein Elektron, das eine Geschwindigkeit mit einer einzigen richtig gewählten Komponente v_φ hat, wird in diesem magnetischen Felde mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit um die z -Achse rotieren. In den Gl. (1,17) ist $d^2 z/dt^2$ und $d^2 \varphi/dt^2$ gleich Null, ebenso wie $H_r = H_\varphi = 0$ und $v_r = v_z = 0$. Die mechanische Kraft, welche die Beschleunigung $d^2 r/dt^2$ verursacht, hat die Größe $ke v_\varphi H_z$. Durch die Rotation um die z -Achse herum erfährt das Elektron eine mechanische Zentrifugalkraft gleich $m v_\varphi^2/r$. Indem man diese beiden Kräfte einander gleichsetzt, damit das Elektron mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit um die z -Achse rotieren kann, ergibt sich:

$$(1, 19) \quad v_\varphi = k \frac{e}{m} r H_z.$$

Hierbei ist r der Radius der Kreisbahn, welche das Elektron beschreibt. Wenn man für v_φ eine Geschwindigkeit von 100 Elektronvolts annimmt, ergibt sich nach Gl. (1,18): $v_\varphi = 5,93 \cdot 10^8 \text{ cm sec}^{-1}$. Wenn man weiterhin $r = 1 \text{ cm}$ setzt, ist die magnetische Feldstärke H_z gleich 33,7 Gauß.

Als letzte Anwendung der erwähnten numerischen Werte betrachten wir das mechanische Modell für die Elektronenbewegung in einem Potentialfelde und berechnen die numerischen Beziehungen zwischen den Beschleunigungen und Geschwindigkeiten der kleinen Kugeln im Modell und den entsprechenden Größen im Elektronenproblem. Hierzu betrachten wir die Gl. (1,13) und (1,15). Die Höhe über oder unter der Gleichgewichtsebene der gespannten Gummimembran kann direkt in Volt gemessen werden: $1 \text{ cm} = c_1 \text{ Volt}$. Die Größe p in Gl. (1,13) ist dimensionslos, und die Größe ρ in Gl. (1,15) hat die Dimension Volt/cm. Die Schwerkraftskonstante ist $g = 981 \text{ cm/sec}^2$, und die Beschleunigung einer Kugel ist ρg , während jene des Elektrons $\rho e/m$ beträgt. Folglich kann die Elektronenbeschleunigung, in cm sec^{-2} , aus der mechanischen Beschleunigung, ebenfalls gemessen in cm sec^{-2} , durch Multiplikation mit e/mgc_1 , erhalten werden. Da e/m die Dimension $\text{cm}^2 \text{sec}^{-2} \text{ Volt}^{-1}$ hat, c_1 die Dimension cm Volt^{-1} und g die Dimension cm sec^{-2} , wird die Dimension des Ausdrucks e/mgc_1 Null, wie erforderlich. Der numerische Wert dieses Ausdrucks beträgt $17,6 \cdot 10^{14}/981 c_1 = 1,79 \cdot 10^{12}/c_1$.

Zeichen in § 1: Die Zeichen $P, e, F_x, F_y, F_z, H_x, H_y, H_z, x, y, z, m, z, \varphi, r$ wurden bereits in den „Bemerkungen“ zu Anfang des Buches erwähnt. Die Zeichen d und ∂ bedeuten Differentiation (total bzw. partiell), δ deutet die Variation eines Ausdrucks [Gl. (1,6)] an. Unter ρ ist $\partial z/\partial x$ zu verstehen [Gl. (1,13)], unter g die Schwerkraftbeschleunigung [Gl. (1,13)], unter μ der Koeffizient der gleitenden Reibung [Gl. (1,13)], unter ν der Koeffizient der rollenden Reibung [Gl. (1,14)], unter A die Winkelbeschleunigung [Gl. (1,14)]. Mit v_x, v_y, v_z sind Komponenten der Elektronengeschwindigkeit gemeint [Gl. (1,16)], während k in dieser Gl. (1,16) ein Maßsystemfaktor der Dimension $\text{cm}^{-2} \text{ Volt sec Gauß}^{-1}$ und der numerischen Größe 10^{-8} ist. Endlich ist c_1 ein Maßstabfaktor der Dimension cm Volt^{-1} .

Schrifttum: 12, 24. (Diese Zahlen beziehen sich auf das Verzeichnis am Schluß des Buches.)

§ 2. Elektronenbewegung in einer Diode ohne und mit Anfangsgeschwindigkeit. Eine Diode ist eine Elektronenröhre mit zwei Elektroden: einer Kathode und einer Anode. Die Kathode emittiert Elektronen. Wir betrachten zwei Typen: Die ebene Diode und die zylindrische Diode. Im ebenen Fall sind sowohl Kathode als auch Anode ebene parallele Äquipotentialflächen, deren Ausdehnung wir so groß wählen, daß Randeffekte vernachlässigt werden können. Hierdurch können wir einen Teil der Kathode betrachten, dessen Fläche gleich einer Flächeneinheit ist, während dieser Kathode eine genau gleich-

gewählte Einheitsfläche der Anode gegenüberliegt. Im zylindrischen Falle sind Kathode und Anode konzentrische Äquipotential-Zylinderflächen, deren axiale Ausdehnung wieder so gewählt wird, daß Randeffekte außer acht gelassen werden können.

Wir betrachten zunächst die ebene Diode und legen die x -Achse senkrecht zu den Ebenen der Kathode und der Anode. Die Kathode soll Elektronen mit der Anfangsgeschwindigkeit Null liefern, und der elektrische Strom, der eine Einheitsfläche der Kathode verläßt, soll in absolutem Werte i (Ampere) betragen. Die elektrische Feldstärke F hat nur eine einzige Komponente parallel zu x . In einem Abstand x von der Kathode beträgt die Beschleunigung eines Elektrons

$$(2,1) \quad \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{m} F_x,$$

wobei $-e$ und m Ladung und Masse des Elektrons bedeuten. Wir werden jetzt einen Satz der Elektrizitätstheorie (Gaußschen Satz) heranziehen, der die elektrische Ladung Q innerhalb eines abgeschlossenen Volumens mit der elektrischen Feldstärke F_n senkrecht zur Begrenzung dieses Raumteiles verknüpft:

$$(2,2) \quad 9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi \cdot Q = \iint F_n df.$$

Hierbei ist die Ladung Q in Coulombs und die zur Begrenzungsfläche des Raumes normale Komponente der elektrischen Feldstärke F_n in Volt/cm ausgedrückt. Das Integral auf der rechten Seite der Gl. (2,2) ist über die ganze Begrenzungsfläche, mit dem Flächenelement df , des Rauminhalts zu erstrecken, das die elektrische Ladung Q enthält. In unserem Falle besteht der betrachtete Raumteil aus einem Zylinder, deren Querschnittsfläche in der Kathodenebene die Oberflächeneinheit besitzt, während die Höhe senkrecht zu dieser Ebene x beträgt.

Wenn nur wenige Elektronen die Diodenstrecke durchlaufen, hat die elektrische Feldstärke auf der ganzen Strecke den gleichen Wert. Wenn aber viele Elektronen auf dieser Strecke vorhanden sind, verursachen sie eine Raumladung, die örtlich die Feldstärke herabdrückt. Wir nehmen an, daß die elektrische Feldstärke für $x=0$ den Wert Null angenommen hat und im Abstände x von der Kathode den Wert F_x .

Auf der Mantelfläche des obengenannten Zylinders ist die normale Komponente der elektrischen Feldstärke voraussetzungsgemäß gleich Null. Wenn das in Gl. (2,1) betrachtete Elektron seit dem Verlassen der Kathode eine Zeit t zum Zurücklegen des Weges x gebraucht hat, ist die Ladung im betrachteten Zylindervolumen gleich $-it$ Coulomb, und das Integral in Gl. (2,2) beträgt F_x . Folglich wird nach Gl. (2,1):

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 3,6 \cdot \pi \cdot 10^{12} \cdot \frac{e}{m} it = Ait,$$

10 Elektronenbewegung in einer Diode ohne und mit Anfangsgeschwindigkeit.

wobei A die Abkürzung für den Wert $3,6 \cdot \pi \cdot 10^{12} e/m$ (Dimension: $\text{cm}^3 \text{Coul}^{-1} \text{sec}^{-2}$) ist. Durch Integration entsteht:

$$(2,3) \quad \frac{dx}{dt} = Ai \frac{t^2}{2},$$

wobei berücksichtigt ist, daß $dx/dt=0$ ist für $t=0$ und

$$(2,4) \quad x = Ai \frac{t^3}{6} = 1,99 \cdot 10^{28} i \frac{t^3}{6}.$$

Das Potential an der Stelle x sei P . Die vom Elektron auf der Strecke x gewonnene kinetische Energie ist der potentiellen Energie eP gleichzusetzen:

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = eP, \quad \text{oder} \quad P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2,$$

und unter Berücksichtigung von Gl. (2,3) ist:

$$P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left(Ai \frac{t^2}{2} \right)^2,$$

woraus unter Berücksichtigung von Gl. (2,4) hervorgeht:

$$(2,5) \quad P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} (6x)^{2/3} \frac{1}{4} A^{2/3} i^{2/3} = 5,68 \cdot 10^3 x^{2/3} i^{2/3}.$$

Indem wir Gl. (2,5) nach i auflösen, ergibt sich:

$$(2,6) \quad i = P^{3/2} \frac{\left(\frac{e}{m} \right)^{3/2}}{A (6x)^2} 2^{3/2} = C \frac{P^{3/2}}{x^2}, \quad \text{mit} \quad C = 2,33 \cdot 10^{-6}.$$

Das Potential P ist proportional zu $x^{2/3}$. Aus der Gl. (2,6) geht das „ $3/2$ -Potenz-Gesetz“ hervor, das besagt: In einer idealen Diode, wobei auf der Kathode die Elektronengeschwindigkeit und die Feldstärke gleich Null sind, ist der Anodenstrom der $3/2$ -Potenz der Anodenspannung proportional. Die Gl. (2,6) gestattet, zusammen mit der Gl. (2,4), die Berechnung der Elektronenlaufzeit von der Kathode zur Anode:

$$(2,7) \quad t = \left(\frac{6x}{Ai} \right)^{1/3} = \left(\frac{6x^3}{AC P^{3/2}} \right)^{1/3} = \frac{x}{P^{1/2}} \left(\frac{6}{AC} \right)^{1/3} = 0,51 \cdot 10^{-7} \frac{x}{P^{1/2}}.$$

Wir gehen jetzt zum Fall über, daß alle Elektronen mit der Geschwindigkeit v senkrecht aus der Kathode treten. Es tritt dann vor der Kathode infolge der Raumladung eine Stauung des Elektronenstroms ein. Das Potential kann an der Stelle dieser Raumladung niedriger als das Kathodenpotential sein. In diesem Fall ist ein Potentialminimum zwischen Kathode und Anode vorhanden, denn die Feldstärke dP/dx kann sich nirgends sprunghaft ändern. Die oben durchgeführte Rechnung kann in analoger Weise ausgeführt werden, wobei wir $x=0$ mit dem Potentialminimum zusammenfallen lassen (Abb. 4). Die Potentialwerte rechnen wir ebenfalls vom Potentialminimum ab. Wir betrachten zunächst die Strecke Potentialminimum—Anode. Bis

zur Integration, welche zur Gl. (2,3) führt, kann die obige Rechnung unverändert übernommen werden. Es ist aber im vorliegenden Falle für $x=0$: $dx/dt=v_0$. Die Geschwindigkeit v_0 , mit der die Elektronen das Potentialminimum durchfliegen, hängt in einfacher Weise mit der Anfangsgeschwindigkeit v der Elektronen an der Kathodenoberfläche und mit der Potentialdifferenz P_0 zwischen der Kathode und dem Potentialminimum zusammen:

$$(2,8) \quad mv_0^2 = mv^2 - 2eP_0.$$

Diese Gleichung drückt aus, daß die Elektronen bei $x=0$ gerade so viel kinetische Energie verloren haben, wie dem Gewinn an potentieller Energie beim Durcheilen des gegenläufigen Feldes zwischen Kathode und Potentialminimum entspricht. An die Stelle von Gl. (2,3) tritt jetzt die Gleichung:

$$(2,9) \quad \frac{dx}{dt} = Ai \frac{t^2}{2} + v_0,$$

also:

$$(2,10) \quad x = Ai \frac{t^3}{6} + v_0 t.$$

Die Beziehung zwischen P und dem Strom i wird:

$$(2,11) \quad P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 - v_0^2 \right] = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left[\left(Ai \frac{t^2}{2} \right)^2 + 2v_0 \frac{Ai t^2}{2} \right].$$

Damit in dieser Gl. (2,11) die Zeit t fortgeschafft wird, muß t mit Hilfe von Gl. (2,10) in i ausgedrückt werden. Die reelle Lösung der Gleichung dritten Grades (2,10) für t lautet:

$$(2,12) \quad t = \left(\frac{3x}{Ai} + \sqrt{\frac{9x^2}{A^2i^2} + \frac{8v_0^3}{A^3i^3}} \right)^{1/3} - \left(-\frac{3x}{Ai} + \sqrt{\frac{9x^2}{A^2i^2} + \frac{8v_0^3}{A^3i^3}} \right)^{1/3}.$$

Durch Substitution des Wertes (2,12) in die Gl. (2,11) entsteht eine Beziehung zwischen dem Potential P und dem Strom i , die ein Analogon zur Gl. (2,6) bildet. Das einfache $3/2$ -Potenzgesetz der Gl. (2,6) ist im vorliegenden Fall nicht mehr gültig.

Wir betrachten jetzt das Gebiet von $x=0$ bis $x=-b$, und zwar, da $t=0$ mit $x=0$ übereinstimmt, für negative t -Werte. Die Ausgangsgleichung (2,1) ist auch hier gültig. Die Feldstärke F_x ist nach dem Gaußschen Satz:

$$F_x = 3,6 \cdot \pi \cdot 10^{12} i t,$$

wobei wir zunächst annehmen, daß im jetzt betrachteten Raum der gleiche Strom fließt wie im Raum von $x=0$ bis $x=a$. Diese Annahme besagt, daß v_0 nach Gl. (2,8) noch einen endlichen positiven Wert hat. In dieser Gleichung ist t negativ, was ein negatives Zeichen für F_x zur Folge hat, wie aus Abb. 4 hervorgeht. Die Gleichung

$$\frac{d^2x}{dt^2} = Ait$$

bleibt im vorliegenden Fall unverändert gelten und führt zu:

$$(2, 13) \quad \frac{dx}{dt} = Ai \frac{t^2}{2} + v_0,$$

wobei $dx/dt = v_0$ für $t = 0$. Für das Potential P_1 gilt:

$$(2, 14) \quad P_1 = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 - v_0^2 \right] = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left[\left(Ai \frac{t_1^2}{2} \right)^2 + 2v_0 \frac{Ai t_1^2}{2} \right].$$

Weiter ist:

$$(2, 15) \quad x = Ai \frac{t_1^3}{6} + v_0 t_1,$$

aus welcher Gleichung für t_1 der Ausdruck (2, 12) hervorgeht. Der Potentialverlauf für P_1 wird also durch genau dieselben Gleichungen bestimmt wie der Verlauf von P (vgl. Abb. 4). Nur ist x bei P_1 negativ. Da v_0 derart gewählt ist, daß dx/dt für $x = -b$ gleich v wird und P_1 hier gleich P_0 [vgl. Gl. (2, 8)] werden muß, ergibt sich noch eine Beziehung zwischen b , P_0 , v , wodurch bei vorgegebenen Werten von P_0 und v der Wert von b bestimmt wird. Wenn man die beiden Beziehungen:

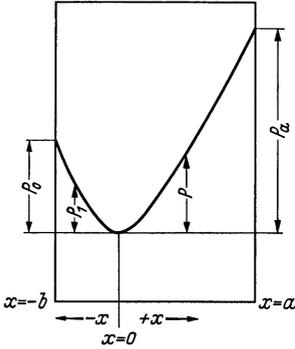


Abb. 4. Potentialverlauf in einer ebenen Diode, wobei die Elektronen die Kathode (links) mit einer Anfangsgeschwindigkeit verlassen. Ausbildung eines Potentialminimums.

$$(2, 16) \quad P_1(x = -b) = P_0,$$

$$(2, 17) \quad P(x = a) = P_a$$

berücksichtigt, ergeben sich für die Größen P_1 , P , P_0 , P_a , a , b , t , t_1 , i , v und v_0 die Gleichungen (2, 8), (2, 10), (2, 11), (2, 14), (2, 15), (2, 16), (2, 17). Also 7 Gleichungen für 11 Größen. Bei Vorgabe von vier dieser Größen sind die übrigen bestimmt. Beim Diodenproblem können die vier vorgegebenen Größen sein: die Stromdichte i , die Geschwindigkeit v , das Anodenpotential in bezug auf die Kathode: $P_a - P_0$ und $a + b$ (Kathoden-Anodenabstand). Die Ausführung numerischer Rechnungen ist mit Hilfe der angeschriebenen Gleichungen einfach. Hierbei ist zu bedenken, daß der Strom i pro Flächeneinheit der Kathode in Coulomb $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ oder Ampere cm^{-2} ausgedrückt ist, das Potential P in Volt, die Längen in cm, die Zeit in sec und die Geschwindigkeiten in cmsec^{-1} .

Von der Gl. (2, 6) ausgehend ergibt sich, daß mit einer Spannung von z. B. $P = 1$ Volt in einem Abstand $x = 1$ mm ein Strom i von 0,23 mA fließen würde. Die Elektronenlaufzeit beträgt in diesem Fall $5,1 \cdot 10^{-9}$ sec nach Gl. (2, 7), die Elektronengeschwindigkeit an der Anode nach Gl. (1, 18): $5,93 \cdot 10^7$ cm/sec oder 593 km/sec.

Oben ist beim Diodenproblem mit Anfangsgeschwindigkeit angenommen worden, daß die Elektronen an der Stelle des Potential-

minimums noch eine endliche Geschwindigkeit besitzen. Wenn bei der Diode die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Anode klein genug gewählt wird, könnte das Potentialminimum so tief herabsinken, daß die hier von der Kathode her eintreffenden Elektronen ihre ganze Geschwindigkeit eingebüßt haben. Nach Gl. (2,8) ist dann:

$$(2,18) \quad m v^2 = 2 e P_0.$$

In diesem Fall ist der Raum vom Potentialminimum bis zur Anode genau identisch mit einer Diodenstrecke ohne Anfangsgeschwindigkeit, wobei die Kathode an der Stelle des Potentialminimums liegen würde. Der in dieser Diodenstrecke fließende Strom i hängt nach Gl. (2,6) nur vom Abstand Potentialminimum—Anode und von der Potentialdifferenz zwischen diesem Minimum und der Anode ab.

Das Potentialminimum soll in unseren Betrachtungen dieses Paragraphen nie so tief herabsinken, daß die Elektronen im Minimum ihre Geschwindigkeit ganz eingebüßt haben. Denn in diesem Fall könnten im Minimum Elektronen zur Kathode zurückkehren. Da die Elektronen sich physikalisch nicht voneinander unterscheiden, müssen entweder alle Elektronen durch das Minimum hindurchfliegen oder alle Elektronen umkehren. Diese Schwierigkeiten verschwinden bei Annahme einer Geschwindigkeitsverteilung der von der Kathode emittierten Elektronen (vgl. Anhang II). Wir nehmen hier Einfachheit halber an, daß die Elektronen im Minimum ihre Geschwindigkeit fast, aber nicht ganz eingebüßt haben, und rechnen in erster Näherung also mit einer Geschwindigkeit Null im Minimum, während von der Kathode zum Minimum der gleiche Strom fließt wie vom Minimum zur Anode (man vergleiche auch § 6). Folglich kann die Strecke Potentialminimum—Kathode in genau derselben Weise wie die Strecke Potentialminimum—Anode nach den Gl. (2,5), (2,6), (2,7) behandelt werden. Wir können, unter der Bedingung, daß die Elektronen das Potentialminimum mit der Geschwindigkeit Null erreichen, den Abstand d dieses Minimums von der Kathode nach Gl. (2,8) und (2,6) berechnen, indem der Wert P_0 aus (2,8) in (2,6) eingesetzt wird, wobei $x = d$. Man findet:

$$(2,19) \quad d = C^{1/2} \frac{P_0^{3/4}}{i^{1/2}} = C^{1/2} \frac{\left(\frac{m v^2}{2e}\right)^{3/4}}{i^{1/2}}.$$

($C = 2,33 \cdot 10^{-6}$).

Hiermit verlassen wir das Problem der ebenen Diode und wenden uns der zylindrischen Diode zu. Hierbei sei das Feld nur von r (dem Radius) abhängig. Die Bewegungsgleichung der Elektronen lautet:

$$(2,20) \quad \frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{e}{m} F_r,$$

wobei F_r die radial gerichtete Feldstärke ist. Der Kathodenradius sei r_k , der Anodenradius r_a . Wir betrachten einen Ausschnitt der

zylindrischen Diode. Zunächst sei wieder der Fall verschwindend kleiner Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus der Kathode behandelt. Wir drücken wieder die Feldstärke F_r durch die elektrische Ladung zwischen r_k und r aus, wobei Gl. (2,2) verwendet wird. Der elektrische Strom, der die Kathode verläßt, habe die Stromdichte i (Ampcm⁻²). Die Gl. (2,2) ergibt:

$$(2, 20a) \quad 2\pi r_k 9 \cdot 10^{11} \cdot 4\pi \cdot i t = -2\pi r F_r,$$

wobei für $r=r_k$ die Feldstärke gleich Null angenommen ist. Durch Einsetzen in Gl. (2,20) erhält man:

$$(2, 21) \quad r \frac{d^2 r}{dt^2} = 3,6 \cdot 10^{12} \pi \frac{e}{m} r_k i t = A r_k i t,$$

wobei A dieselbe Bedeutung hat wie in Gl. (2,2). Als Lösung setzen wir: $r = at^\alpha$ und finden: $r d^2 r / dt^2 = at^\alpha a \alpha (\alpha - 1) t^{\alpha-2} = a^2 \alpha (\alpha - 1) t^{2\alpha-2} = A r_k i t$, also $\alpha = 3/2$ und $a^2 = A r_k i / 3$. Die Bedingungen, welche die Lösung der Differentialgleichung (2,21) erfüllen muß, lauten: 1. $r=r_k$ für $t=0$ und 2. $dr/dt=0$ für $t=0$. Die gerade ermittelte Lösung erfüllt die zweite Bedingung wohl, aber die erste nicht, denn für $t=0$ wird $r=0$. Sie ist angenähert brauchbar für beträchtliche Werte von r/r_k im Vergleich zu 1 und würde streng gelten für verschwindend kleinen Kathodenradius. Wir bemerken, daß auch in diesem Fall das Produkt $r_k i$ endlich bleibt, wenn mit einem endlichen Gesamtmissionsstrom der Kathode gerechnet wird. Rechnen wir zunächst weiter mit der ermittelten Lösung von Gl. (2,21), so wird:

$$(2, 22) \quad \frac{dr}{dt} = a \frac{3}{2} t^{1/2},$$

und da wieder, wie im ebenen Falle, gilt:

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = e P \quad \text{oder} \quad P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2,$$

erhält man:

$$(2, 23) \quad P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} a^2 \frac{9}{4} t,$$

oder, unter Berücksichtigung von:

$$(2, 24) \quad \begin{cases} r = a t^{3/2}, \quad \text{mit} \quad a^2 = A r_k i \frac{4}{3}, \\ \left\{ \begin{array}{l} P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} A r_k \frac{4}{3} i \frac{9}{4} t^{3/2} \left(A r_k i \frac{4}{3} \right)^{-1/2} \\ = \frac{3}{2} \frac{m}{e} A r_k i^{2/3} r^{2/3} \left(A r_k \frac{4}{3} \right)^{-1/3} = D i^{2/3} r^{2/3}. \end{array} \right. \end{cases}$$

Die Konstante D ist durch die Gleichung:

$$(2, 25) \quad D = \frac{3}{2} \frac{m}{e} A^{2/3} \left(\frac{4}{3} \right)^{-1/3} (r_k)^{2/3} = 5,68 \cdot 10^3 \cdot r_k^{2/3}$$

gegeben.

Durch Auflösung von (2,24) nach i entsteht:

$$(2,26) \quad i = \frac{D^{-3/2} P^{3/2}}{r} = F \frac{P^{3/2}}{r}, \quad \text{mit } F = 2,33 \cdot 10^{-6}/r_k.$$

Es ergibt sich also für die Stromstärke als Funktion der Spannung wieder das $3/2$ -Potenzgesetz.

Wenn der Quotient r/r_k nicht groß gegen 1 ist, so muß die Gl. (2,26) durch:

$$(2,27) \quad i = F \frac{P^{3/2}}{r \beta^2}$$

ersetzt werden, wobei β^2 eine tabellierte Funktion von r/r_k ist (vgl. Abb. 5). Auf die Berechnung von β^2 gehen wir nicht weiter ein (vgl. Anhang I), und wir begnügen uns mit der Angabe einer Formel für β ,

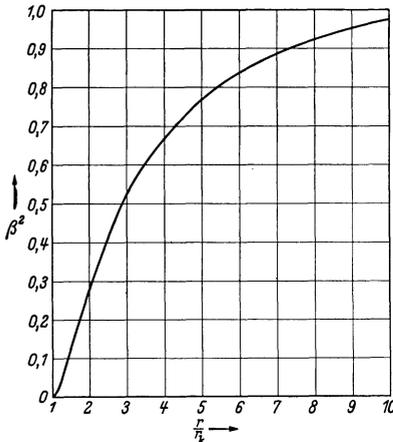


Abb. 5. Der Korrekturfaktor β^2 für einen endlichen Radius r_k der Kathode als Funktion des betrachteten Punktes mit dem Abstand r von der Achse einer Zylinderdiode dividiert durch r_k .

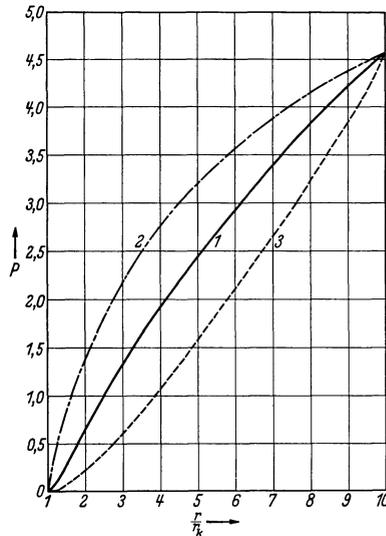


Abb. 6. Kurve 1: Potentialverlauf in einer Zylinderdiode nach Gl. (2,28) mit Raumladung (Ordinate: Potential in willkürlichem Maßstab, z. B. in Volt; Abszisse: Verhältnis des betrachteten Radius zum Kathodenradius). Kurve 2: Potentialverlauf ohne Raumladung (logarithmische Kurve) bei gleichem Anfangs- und Endpunkt wie Kurve 1. Kurve 3: Potentialverlauf in einer ebenen Diode mit gleichem Kathoden-Anodenabstand sowie gleichem Anfangs- und Endpunkt wie Kurve 1.

die benutzt werden kann, wenn r/r_k nicht viel von 1 abweicht:

$$\beta = \ln \left(\frac{r}{r_k} \right) - \frac{2}{5} \left\{ \ln \left(\frac{r}{r_k} \right) \right\}^2 + \frac{11}{120} \left\{ \ln \left(\frac{r}{r_k} \right) \right\}^3 + \dots$$

Hierbei ist \ln der Logarithmus mit der Grundzahl 2,718 (natürlicher Logarithmus). Aus der Gl. (2,27) ergibt sich unmittelbar der Verlauf des Potentials P in einer zylindrischen Diode als Funktion des Radius r :

$$(2,28) \quad P = (i/F)^{2/3} (r \beta^2)^{2/3}.$$

Dieser Potentialverlauf ist in Abb. 6 für eine Diode, wobei das Verhältnis von Anodenradius r_a zu Kathodenradius r_k gleich 10 gewählt ist, gezeichnet und mit dem Potentialverlauf ohne Raumladung, der

durch $P = \text{const} \ln(r/r_k)$ gegeben ist, sowie mit dem Potentialverlauf in einer ebenen Diode mit gleichem Kathoden-Anodenabstand verglichen. Abb. 6 zeigt deutlich, daß die Raumladung in der Nähe der Kathode das Potential stark herabdrückt (Kurve 1 liegt niedriger als Kurve 2).

Wir berechnen jetzt die Elektronenlaufzeit in der Zylinderdiode mit Hilfe der Gl. (2,23) unter Berücksichtigung von (2,26):

$$t = \frac{2}{3} \frac{e}{m} \frac{P}{A r_k i} = \frac{2}{3} \frac{e}{m} \frac{r}{A r_k F P^{1/2}}.$$

Es ist also t proportional zu r und zu $P^{-1/2}$, in genauer Analogie zur Formel (2,7) für den ebenen Fall. Wenn r/r_k nicht mehr sehr groß ist gegen 1, bleibt diese Proportionalität bestehen, und man erhält:

$$(2,29) \quad t = 17,3 \cdot f\left(\frac{r}{r_k}\right) r P^{-1/2},$$

wobei die Funktion f in Abb. 7 aufgetragen ist. Die Einheiten der Formel (2,29) sind: t in sec, r in cm und P in Volt. Als Beispiel berechnen wir die Laufzeit in einer Diode,

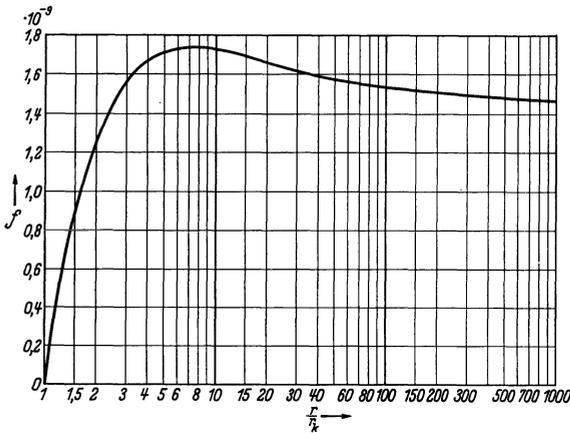


Abb. 7. Ordinate: Der Faktor f aus Gl. (2,29) als Funktion des Verhältnisses r/r_k (Abszisse).

wobei der Abstand zwischen Anode und Kathode 1 mm ist und r/r_k gleich 10, also $r_k = 0,1/9 = 0,011$ cm und $r = 0,11$ cm. Es ergibt sich bei $P = 1$ Volt aus Gl. (2,29) und Abb. 7: $t = 3,3 \cdot 10^{-9}$ sec. Diese Laufzeit ist kürzer als im entsprechenden Fall einer ebenen Diode.

Die Erklärung liegt

im Potentialverlauf nach Abb. 6. Das Potential steigt bei der Zylinderdiode im betrachteten Fall, der mit Abb. 6 übereinstimmt, in der Umgebung der Kathode schneller an als im Vergleichsfall der ebenen Diode. Hierdurch erhalten die Elektronen gleich nach dem Verlassen der Kathode bereits eine größere Beschleunigung und Geschwindigkeit.

Als letzten Fall behandeln wir in diesem Paragraphen die Zylinderdiode mit endlicher Anfangsgeschwindigkeit. In diesem Fall kann sich zwischen Kathode und Anode, genau wie bei der ebenen Diode, ein Potentialminimum ausbilden. Wir behandeln nur den Sonderfall, daß im Potentialminimum die Geschwindigkeit der von der Kathode kommenden Elektronen gerade Null geworden ist, da wir die betreffenden Formeln im § 4 verwenden. Die aus der Kathode tretenden Elektronen sollen bei der Berechnung nur eine Geschwindigkeitskomponente

senkrecht zur Kathodenoberfläche haben. In Wirklichkeit werden auch Elektronen aus der Kathode treten, deren Anfangsgeschwindigkeiten einen kleineren Winkel mit der Kathodenoberfläche aufweisen. Den Einfluß dieser Elektronen auf die Raumladung werden wir im § 3 kurz betrachten. Wenn wir r_m den Radius nennen, der zum Potentialminimum gehört, und r_a den Anodenradius, so entspricht die Strecke von r_m bis r_a genau der oben bereits behandelten Zylinderdiodenstrecke, wenn wir nur überall r_k durch r_m ersetzen. Denn bei r_m ist die Feldstärke dP/dr Null und die Geschwindigkeit der Elektronen Null, genau wie oben bei r_k für die Diode ohne Anfangsgeschwindigkeit vorausgesetzt. Wir können die Strecke von r_m bis r_k mit denselben Ausgangsgleichungen wie die Strecke von r_m bis r_a behandeln, nur daß wir, da der Nullpunkt der Zeit mit r_m zusammenfällt, hier die Zeit t negativ rechnen müssen. Die Gl. (2,21) kann unverändert (mit negativem t) übernommen werden. Die Lösung dieser Differentialgleichung muß den folgenden Bedingungen genügen:

1. für $t = 0$ muß $r = r_m$ sein und 2. muß $dr/dt = 0$ sein für $t = 0$. Wir können jetzt die früher zunächst verwendete Näherungslösung $r = at^{3/2}$ nicht anwenden, da sie der ersten Bedingung auch nicht annähernd genügt. In analoger Weise wie oben der Korrekturfaktor β^2 eingeführt wurde, müssen wir hier einen Faktor α^2 einführen. Es sei P_0 die Differenz der Potentiale an den Stellen r_k und r_m . Dann gilt als Lösung unserer Aufgabe:

$$(2,30) \quad i_m = F \frac{P_0^{3/2}}{r_k \alpha^2} \quad \text{mit} \quad F = 2,33 \cdot 10^{-6} / r_m,$$

und α^2 ist eine tabellierte Funktion des Verhältnisses r_m/r_k . Man wird bemerken, daß die Lösung vollkommen zur Formel (2,28) analog ist, nur mit α^2 an Stelle von β^2 . Die Funktion α^2 ist in Abb. 8 gezeichnet. Unter i_m ist die Stromdichte pro Flächeneinheit des Zylinders mit dem Radius r_m verstanden. Es ist mit Hilfe der Gl. (2,30) leicht, bei vorgegebener Stromdichte i auf der Kathodenfläche, vorgegebener Anfangsgeschwindigkeit v der Elektronen an der Kathode und vorgegebenem

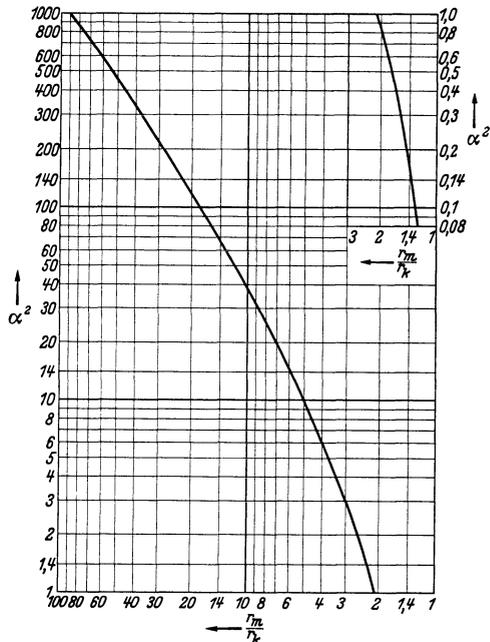


Abb. 8. Ordinate: Die Größe α^2 aus Gl. (2,30) als Funktion des Verhältnisses r_m/r_k (Abszisse). Rechts oben: Fortsetzung für kleinere Werte von α .

Kathodenradius r_k den Radius r_m des Potentialminimums zu berechnen. Es ist:

$$\frac{1}{2} m v^2 = e P_0$$

und

$$r_k i = r_m i_m.$$

Folglich:

$$(2,31) \quad \alpha^2 = \frac{(F r_m) P_0^{3/2}}{r_k^2 i} = \frac{2,33 \cdot 10^{-6} P_0^{3/2}}{r_k^2 i}.$$

Aus der Abb. 8 folgt, mit dem vorgegebenen Wert von i , unmittelbar der gesuchte Wert von r_m . Als Beispiel vergleichen wir eine ebene Diode nach Gl. (2,19) und eine Zylinderdiode nach Gl. (2,31). In beiden Fällen soll das Verhältnis $P_0^{3/2}/i = 10000$ sein (also z. B. Elektronen mit einer Austrittsgeschwindigkeit aus der Kathode gleich 1 Volt und eine

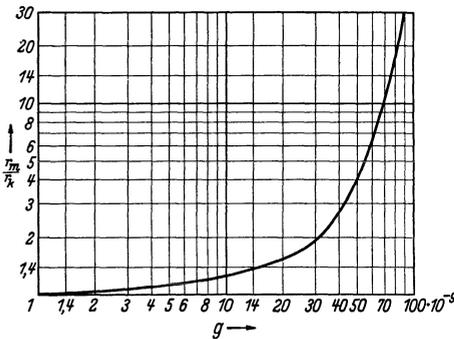


Abb. 9. Vertikal: Verhältnis r_m/r_k (Radius des Potentialminimums zu Kathodenradius). Horizontal: Funktion g aus Gl. (2,32).

Stromdichte auf der Kathode von $0,1 \text{ mAcm}^{-2}$). Für die ebene Diode ergibt sich aus Gl. (2,19) für den Abstand des Potentialminimums von der Kathode der Wert $0,153 \text{ cm}$. Für die Zylinderdiode nehmen wir an, daß $r_k = 0,1 \text{ cm}$ ist und erhalten aus Gl. (2,31): $\alpha^2 = 2,33$, also nach Abb. 8 wird $r_m/r_k = 2,74$ und $r_m = 0,274$, also $r_m - r_k = 0,174 \text{ cm}$. Durch dieses Beispiel wird deutlich gezeigt, daß das Potentialminimum im

Zylinderfall weiter von der Kathode liegen wird als im ebenen Fall, unter sonst vergleichbaren Bedingungen.

Wir berechnen noch die Laufzeit eines Elektrons von der Kathode bis zum Potentialminimum in einer Zylinderdiode. Die diesbezügliche Formel ist ganz analog zur Gl. (2,29), welche die Laufzeit vom Potentialminimum bis zur Anode angibt und lautet:

$$(2,32) \quad t_0 = g \left(\frac{r_m}{r_k} \right) r_m P_0^{-1/2} [\text{sec}].$$

Die Funktion g des Verhältnisses r_m zu r_k ist in Abb. 9 gezeichnet worden. Es ist r_m der Radius des Potentialminimums in cm und P_0 die Potentialdifferenz zwischen der Kathode und dem Potentialminimum in Volt.

Bezeichnungen in § 2: Unter x ist die Koordinatenrichtung senkrecht zu den Ebenen von Kathode und Anode zu verstehen. In Gl. (2,2) ist Q die elektrische Ladung (Coulomb) eines Raumteiles und df ein Element der Oberfläche dieses Raumteiles. Der Betrag der Stromdichte in der ebenen Diode ist i genannt. Die Größe A in Gl. (2,3) hat die

Dimension $\text{cm}^3\text{Coulomb}^{-1}\text{sec}^{-2}$ und die numerische Größe $1,99 \cdot 10^{28}$. Die Größe C in Gl. (2,6) hat die Dimension $\text{Amp Volt}^{-3/2}$ und den Zahlenwert $2,33 \cdot 10^{-6}$. Die Elektronengeschwindigkeit auf der Kathode ist v genannt worden (Emissionsgeschwindigkeit) und die Geschwindigkeit im Potentialminimum v_0 . Die Potentialdifferenz zwischen Potentialminimum und Kathode ist P_0 . Wenn $x=0$ mit dem Potentialminimum zusammenfällt, liegt die Kathode bei $x=-b$ und die Anode bei $x=a$. Die Potentialwerte gegenüber dem Minimum (das mit $P=0$ zusammenfällt) werden für negative x -Werte P_1 und für positive x -Werte P genannt. Die zu negativen x -Werten gehörenden Zeitwerte werden mit t_1 , die zu positiven x -Werten gehörenden Zeiten mit t bezeichnet. In Gl. (2,19) ist d der Abstand Kathode—Potentialminimum für den Fall, daß die Elektronengeschwindigkeit im Minimum gleich Null ist. Bei einer zylindrischen Diode ist r_k der Kathodenradius, i die Stromdichte auf der Kathode (diese Stromdichte hängt vom betrachteten Radius in der Diode ab), r_a der Anodenradius. Die bei der zu Gl. (2,22) führenden Zwischenrechnung vorübergehend benutzte Hilfsgröße α hat nichts mit der später eingeführten Größe α^2 (Abb. 8) zu tun. Die in Gl. (2,22) benutzte Größe a ist gleich $(Ar_k i \cdot 4/3)^{1/2}$. In Gl. (2,24) gilt: $D = 5,68 \cdot 10^3 \cdot r_k^{2/3}$ und in Gl. (2,26) ist $F = 2,33 \cdot 10^{-6}/r_k$. Der Buchstabe F als Bezeichnung der Feldstärke hat stets einen Index. Die in Gl. (2,27) eingeführte Größe β^2 ist eine Funktion von r/r_k (Abb. 5). Unter r_m ist der Radius des Potentialminimums zu verstehen. Die Funktion $f(r/r_k)$ in Gl. (2,29) ist in Abb. 7 dargestellt. Die Größe α^2 in Gl. (2,30) ist eine Funktion von r_m/r_k (Abb. 8). Die zu r_m gehörende Stromdichte ist i_m genannt. Die Funktion $g(r_m/r_k)$ ist in Abb. 9 dargestellt und in Gl. (2,32) benutzt worden.

Schrifttum: 5, 13, 28, 29, 31.

§ 3. Elektronenbewegung in einer Diode mit konstanter Emissionstemperatur der Kathode. Die bei den Berechnungen im vorigen Paragraphen gemachte Voraussetzung, daß alle Elektronen mit gleicher Geschwindigkeit aus der Kathode treten, ist in Wirklichkeit nicht erfüllt. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen läßt sich in indirekt geheizten Elektronenröhren in einfacher Weise messen. Wir werden in diesem Paragraphen solche Messungen anführen und die Meßergebnisse diskutieren.

Wir betrachten die aus einer Kathode emittierten Elektronen. Die Geschwindigkeitsverteilung der im Metall befindlichen Elektronen wird nach der Quantenmechanik durch die Fermi-Dirac-Statistik bestimmt. Im für uns in Betracht kommenden Gebiet hoher Temperaturen (z. B. über 1000 Grad absolut) ist die Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen fast nicht von der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung zu unterscheiden. Letztere Verteilung wird wie folgt gegeben: Wir betrachten die durch eine Flächeneinheit pro Zeiteinheit

hindurchtretenden Elektronen. Es seien dies N . Dann ist die Anzahl dN dieser Elektronen, deren Geschwindigkeitskomponente in einer Richtung senkrecht zur Fläche zwischen v und $v + dv$ liegt:

$$(3,1) \quad dN = N \frac{mv}{kT} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv.$$

Hierbei ist m die Elektronenmasse, T die Temperatur in absoluten Graden gemessen (0 Grad Cels. = 273 Grad absolut) und k die Boltzmannsche Konstante ($1,37 \cdot 10^{-16}$ erg/Grad absolut). Wenn rechts über dv von 0 bis ∞ integriert wird, kommt N , die Gesamtzahl der betrachteten Elektronen heraus. Die Anzahl der Elektronen hängt von dem Winkel ab, den die betrachtete Flugrichtung mit der Flächennormalen bildet. Es werden Elektronen mit allen Winkeln zur Flächennormalen emittiert. Wir betrachten als Vereinfachung weiterhin nur die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Kathode, werden aber gelegentlich die Folgen dieser Vereinfachung für die Ergebnisse kurz diskutieren.

In § 2 ist darauf hingewiesen worden, daß die ursprünglich im ebenen Fall (ohne Elektronen) gerade ansteigende Potentialkurve vor der Kathode durch die emittierten Elektronen erniedrigt wird. Vor der Kathode kann sich ein Potentialminimum befinden, dessen Potential wir Null setzen. Das Anodenpotential sei P_a und das Kathodenpotential P_k . Wir legen an die Diode eine solche Potentialdifferenz $P_a - P_k$, daß ein sehr geringer Strom zur Anode fließt. In diesem Fall hängen P_a und P_k je für sich fast nicht von diesem Strom ab. Zur Anode gelangen nur Elektronen, deren Emissionsgeschwindigkeit so groß ist, daß sie die Potentialdifferenz P_k zwischen Kathode und Potentialminimum überwinden können. Die Anodenstromdichte ist in diesem Fall:

$$(3,2) \quad i = i_0 \exp\left(-\frac{eP_k}{kT}\right),$$

wobei die kinetische Energie $mv^2/2$ aus Gl. (3,1) der potentiellen Energie eP_k (e Elektronenladung) gleich gesetzt ist.

Die Stromdichte i_0 stellt die von der Kathode primär emittierte Stromdichte dar und wird Sättigungsstromdichte genannt. Die Sättigungsstromdichte hängt für eine bestimmte Kathode nur von der absoluten Temperatur T ab. Wenn $i_0(T_1)$ die Sättigungsstromdichte bei einer Temperatur T_1 ist, so wird dieser Wert für eine Temperatur T_2 durch die Gleichung (bei Annahme einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen):

$$(3,2a) \quad \frac{i_0(T_2)}{i_0(T_1)} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/2} \exp\left\{\frac{e\Phi}{k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)\right\}$$

gegeben. Hierin ist e die Elektronenladung, k die Boltzmannsche Konstante und $e\Phi$ die sog. „Austrittsarbeit“, d. h. jener Energiebetrag pro emittiertes Elektron, der der Kathode in Form von Wärme zugeführt

werden muß. Für moderne indirekt geheizte Kathoden ist Φ etwa 1 Volt. Es ist $e/k = 11,7 \cdot 10^3$ (Grad absolut Volt $^{-1}$).

Die Gl. (3,1) und (3,2) gelten für ebene und für zylindrische Dioden. Nennt man $P_a - P_k$, d. h. die angelegte Diodenspannung P , so ist $P_k = P_a - P$, und aus Gl. (3,2) geht hervor, daß i eine Exponentialfunktion von P ist. Dies gilt natürlich nur für solche Stromwerte i , für die P_k und P_a von i unabhängig sind. Für diese Ströme haben wir in Gl. (3,2) ein Mittel, die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in einfacher Weise zu messen. Andererseits kann man aus den Meßergebnissen schließen, ob der genannten Voraussetzung genügt ist. Dies ist der Fall, wenn die gemessene Funktion i von P durch eine Exponentialfunktion darstellbar ist.

Wir haben eine Diode benutzt, deren Kathode indirekt geheizt ist und ungefähr konstante Temperatur besitzt. Die normale Heizspannung der indirekt geheizten Kathode ist 4 Volt. Wir haben den Strom nach der Anode als Funktion ihrer Spannung gegen die Kathode gemessen (Abb. 10). Es ergeben sich bei verschiedenen Heizspannungen im gemessenen Spannungsgebiet genaue Exponentialkurven. Wir nennen P_{100} die Spannungsdifferenz, für die entlang einer der gemessenen Kurven der Strom sich um einen Faktor 100 verändert. Durch Logarithmieren der Gl. (3,2) ergibt sich:

$$(3,3) \quad T = \frac{0,434}{2} P_{100} \frac{e}{k} \approx 2500 P_{100} ,$$

Mit dieser Formel ergeben sich aus Abb. 10 folgende Kathodentemperaturen: bei 5, 4, 3, 2 Volt Heizspannung bzw. 1350, 1150, 1025, 850 Grad absolut (Celsius + 273).

Die durch Gl. (3,1) gegebene Geschwindigkeitsverteilung läßt sich einfach darstellen, wenn die Elektronengeschwindigkeiten in Volt ausgedrückt werden nach der Gl. (1,18) von § 1. Man erhält für die Geschwindigkeit v in cmsec^{-1} den Wert $5,93 \cdot 10^7 V^{1/2}$, wobei V den „Voltwert“ der Geschwindigkeit darstellt. Für $T = 1150$ Grad absolut ist

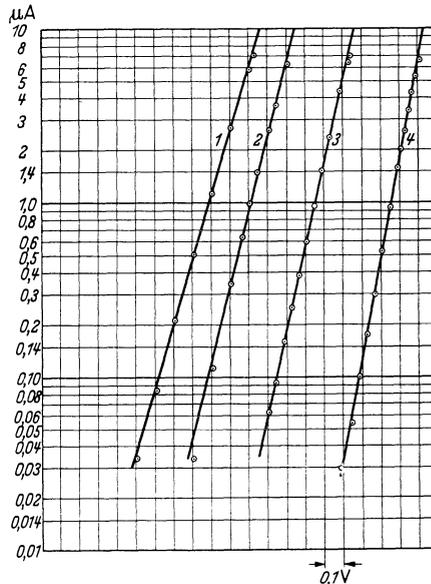


Abb. 10. Vertikal: Strom (Mikroampere) nach der Anode einer Diode als Funktion der Spannung dieser Anode gegen die Kathode (horizontal). Die Kurven sind gegeneinander zur größeren Übersichtlichkeit in horizontaler Richtung auseinander geschoben. Daher ist horizontal nur ein Maßstab für Spannungsdifferenzen entlang jeder der Kurven gezeichnet. Die Kurven 1, 2, 3, 4 sind bei 5, 4, 3, 2 Volt Heizspannung gemessen. Die Werte P_{100} sind für diese Kurven bzw. 0,54, 0,46, 0,41, 0,34 Volt.

$mv^2/2kT = 10,1 \cdot V$ und $mv/kT = 3,40 \cdot 10^{-7} \cdot V^{1/2}$. Die Abb. 11 veranschaulicht Gl. (3,1) für zwei Kathodentemperaturen. Bei der oben beschriebenen Messung (Abb. 10) verfolgen wir den ganz rechts gelegenen Teil dieser Kurven und fangen jene Elektronen ein, deren Geschwindigkeiten rechts von einer vorgegebenen Voltswelle liegen. Diese Schwelle rückt dann während der Messung nach links.

Der quadratische Mittelwert $(\bar{v}^2)^{1/2}$ der Geschwindigkeit folgt aus Gl. (3,1) (Abb. 11) und wird durch die Gleichung: $m\bar{v}^2 = 2kT$, oder, wenn wir das Quadrat des quadratischen Mittelwertes der Geschwindigkeit in Volt ausdrücken, durch:

$$(3,4) \quad \bar{v}^2 \text{ (Volt)} = 0,86 \cdot 10^{-4} T \text{ (Grad)}$$

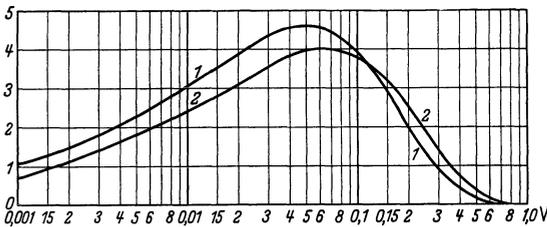


Abb. 11. Vertikal: Werte, proportional zum Verteilungsfunktionsfaktor [Gl. (3,1)] $mv/kT \exp(-mv^2/2kT)$ für $T = 1150$ Grad (Kurve 1) und für $T = 1500$ Grad absolute Temperatur (Kurve 2). Horizontal: Elektronengeschwindigkeit v in Volt nach der Formel $v = 5,93 \cdot 10^7 \text{ (Volt)}^{1/2}$ [Gl. (1,18)]. Für 0,1 Volt ist also z. B. die Geschwindigkeit $v = 1,38 \cdot 10^7 \text{ cmsec}^{-1}$.

gegeben. Man erhält für $T = 1150$ Grad einen Wert von 0,099 Volt und für 1500 Grad einen Wert von 0,129 Volt (vgl. Abb. 11).

Wir gehen jetzt daran, angenähert den Potential- und den Stromverlauf in einer ebenen Diode mit konstanter Kathodentemperatur zu

berechnen, wobei wir die Beschränkung auf sehr kleine Stromdichten fallen lassen. Hierzu machen wir von den im § 2 für den Fall einer einzigen Geschwindigkeit aller emittierten Elektronen abgeleiteten Formeln Gebrauch. Wenn die von der Kathode primär emittierte Stromdichte i_0 (Sättigungsstromdichte) groß ist gegen die Anodenstromdichte i (z. B. $i_0/i = 100$), so bildet sich zwischen Kathode und Anode ein Potentialminimum aus, dessen Potentialdifferenz P_k gegen die Kathode multipliziert mit der Elektronenladung e gleich der kinetischen Energie der unserer vereinfachenden Annahme nach mit einer einzigen Geschwindigkeit emittierten Elektronen ist. Die emittierten Elektronen erreichen also alle das Potentialminimum mit der Geschwindigkeit Null. Diese Folgerung aus den in § 2 gegebenen Gleichungen werden wir in § 6 beweisen. Den Abstand d des Potentialminimums von der Kathode berechnen wir aus Gl. (2,19), wobei P_0 der Geschwindigkeit der emittierten Elektronen entspricht. Über die hierbei einzusetzende Geschwindigkeit kann Zweifel bestehen. Man könnte den aus Gl. (3,4) folgenden quadratischen Mittelwert der Geschwindigkeitsverteilung benutzen. Der Abstand des Potentialminimums von der Kathode wird in diesem Fall zu klein. Man erhält gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis der strengen Berechnung, wenn man aus dem quadratischen Mittelwert (3,4) den

Abstand d [nach Gl. (2,19)] berechnet und sodann das Ergebnis mit dem Korrektionsfaktor 2 multipliziert:

$$(3,5) \quad d = 2 \cdot (2,33 \cdot 10^{-6})^{1/2} \frac{P_0^{3/4}}{i^{1/2}} = 3,06 \cdot 10^{-3} \frac{(0,86 \cdot 10^{-4} \cdot T)^{3/4}}{i^{1/2}} = 2,73 \cdot 10^{-6} \frac{T^{3/4}}{i^{1/2}}.$$

Vom Potentialminimum bis zur Anode, deren Abstand von der Kathode wir x nennen, gilt die Raumladungsgleichung (2,6), da das Potentialminimum wie eine Kathode, die Elektronen mit der Geschwindigkeit Null emittiert, aufzufassen ist. Die Anodenstromdichte ist demnach [vgl. auch Gl. (A,5), Anhang II]:

$$(3,6) \quad i = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{P_a^{3/2}}{(x-d)^2} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(P + P_k)^{3/2}}{(x-d)^2}.$$

Hierbei ist P die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode der Diode und P_k nach Gl. (3,2):

$$(3,7) \quad P_k = \frac{k}{e} T 2,30 \lg \left(\frac{i_0}{i} \right) = 1,97 \cdot 10^{-4} T \lg \left(\frac{i_0}{i} \right).$$

Dieser Wert P_k ist vom oben benutzten Wert P_0 verschieden, was daran liegt, daß wir die verwickelten Verhältnisse hier stark vereinfacht behandeln, wobei aber das Endergebnis ungefähr richtig ist (vgl. Anhang II). Die Formel (3,5) läßt sich für die Berechnung noch etwas bequemer gestalten, indem der Wert $x-d$ aus Gl. (3,6) entnommen wird:

$$(3,8) \quad \frac{d}{x-d} = 2 \left(\frac{P_0}{P + P_k} \right)^{3/4}.$$

Die Gl. (3,5), (3,6) und (3,8) gelten nur, wenn $d/x \ll 1$ ist, also für nicht zu kleine Stromdichte i . Der Potentialverlauf zwischen dem Potentialminimum und der Anode ist in unserer Näherung durch Gl. (2,5) bestimmt, wobei die dortige Größe x den Abstand vom Potentialminimum und die dortige Größe P die Potentialdifferenz gegen das Potentialminimum bezeichnet.

Schließlich berechnen wir die Laufzeit der Elektronen in einer ebenen Diode mit dem Kathoden-Anodenabstand x , der Potentialdifferenz P zwischen Kathode und Anode und der Sättigungsstromdichte i_0 . Hierzu brauchen wir nur zweimal die Gl. (2,7) anzuwenden:

$$(3,9) \quad t = 0,51 \cdot 10^{-7} \left(\frac{d}{P_k^{1/2}} + \frac{x-d}{P_a^{1/2}} \right).$$

Die Größen d und P_k sind den Gleichungen (3,5), (3,6) und (3,7) zu entnehmen.

Wir wenden uns jetzt der zylindrischen Diode zu, wobei wieder von der vereinfachenden Annahme ausgegangen wird, daß die Kathode Elektronen mit einer einzigen Geschwindigkeit emittiert. Die Formel für die Potentialdifferenz P_k zwischen dem Potentialminimum und der

Kathode ist die gleiche wie im ebenen Fall [Gl. (3, 7)]. Die Anodenstromdichte ist durch

$$i_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(P + P_k)^{3/2}}{r_a^2 \beta^2}$$

gegeben. Diese Gleichung folgt unmittelbar aus Gl. (2, 27), wobei P die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode und r_a den Anodenradius darstellen, während die Funktion β^2 von r_a/r_m aus Abb. 5 abzulesen ist. Es handelt sich jetzt um die Bestimmung von r_m , dem Radius des Potentialminimums, das die Rolle einer Elektronen ohne Anfangsgeschwindigkeit emittierenden Kathode erfüllt. Hierzu benutzen wir die im Anschluß an Gl. (2, 31) erläuterte Methode. Den Wert P_0 müssen wir wieder größer wählen als dem quadratischen Mittelwert (3, 4) entsprechen würde. Wir setzen P_0 gleich $2,12 \cdot 10^{-4} T$, wobei also ein Korrektionsfaktor 2,5 eingeführt ist, was der eingeführten Korrektion im ebenen Fall entspricht [vgl. Gl. (3, 4)]. Die Gl. (2, 31) ergibt dann:

$$(3, 10) \quad \alpha^2 = \frac{2,33 \cdot 10^{-6} \cdot (2,12 \cdot 10^{-4})^{3/2} T^{3/2}}{r_k^2 i_k} = 7,21 \cdot 10^{-12} \frac{T^{3/2}}{r_k^2 i_k}.$$

Hierbei ist i_k die Stromdichte auf der Kathode mit dem Radius r_k . Aus dem α^2 -Wert, der durch (3, 10) gegeben ist, folgt mit Hilfe der Abb. 8 das Verhältnis r_m/r_k und somit r_m . Schließlich bestimmen wir die Laufzeit in einer Zylinderdiode mit Hilfe der Gl. (2, 32) und (2, 29):

$$(3, 11) \quad t = 17,3 f\left(\frac{r_a}{r_m}\right) r_a (P + P_k)^{-1/2} + g\left(\frac{r_m}{r_k}\right) r_m P_k^{-1/2}.$$

Hier ist P die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode, während die Funktionen f und g aus den Abb. 7 und 9 abgelesen werden können.

Als Zahlenbeispiel zu den obigen Formeln wählen wir eine Kathodentemperatur $T = 1150$ Grad absolut und $i_0/i = 100$, wobei $i = 10$ mA/cm². Bei der ebenen und bei der zylindrischen Diode ist dann die Potentialdifferenz P_k zwischen dem Kathodenpotential und dem Potentialminimum: $P_k = 1,97 \cdot 10^{-4} \cdot 1150 \cdot 2 = 0,45$ Volt. Der Abstand d zwischen der Kathode und dem Potentialminimum ist nach Gl. (3, 5) bei $i_k = 10$ mA/cm² für die ebene Diode: $d = 2,73 \cdot 10^{-6} \cdot 198 \cdot 10 = 0,0054$ cm. Bei der Zylinderdiode sei der Kathodenradius $r_k = 0,05$ cm, wie bei modernen indirekt geheizten Röhren. Folglich wird α^2 nach Gl. (3, 10): $7,21 \cdot 10^{-12} \cdot 3,92 \cdot 10^4 \cdot 4 \cdot 10^2 \cdot 10^2 = 0,0113$. Es ergibt sich $r_m/r_k = 1,11$, also $r_m = 0,055$ und $r_m - r_k = 0,005$. Dieser Abstand ist fast derselbe wie im ebenen Fall. Die Laufzeit der Elektronen von der Kathode bis zum Potentialminimum ist im ebenen Fall nach Gl. (3, 9): $t = 0,51 \cdot 10^{-7} \cdot 0,0054 \cdot (0,45)^{-1/2} = 0,41 \cdot 10^{-9}$ sec und im zylindrischen Fall nach Gl. (3, 11): $t = g r_m P_k^{-1/2} = 4,0 \cdot 10^{-9} \cdot 0,055 \cdot (0,45)^{-1/2} = 0,33 \cdot 10^{-9}$ sec (vgl. für die Funktion g von r_m/r_k die Abb. 9).

Wir haben bisher nur jene Geschwindigkeitskomponenten der von der Kathode emittierten Elektronen in Betracht gezogen, die senk-

recht zur Kathode gerichtet sind. Im ebenen Fall wird die Richtungsverteilung der emittierten Elektronen die Übereinstimmung zwischen Berechnung und Wirklichkeit weniger stören als im zylindrischen Fall. Bei einer zylindrischen Kathode können die schräg aus der Kathodenoberfläche tretenden Elektronen besonders lange Bahnen in Form einer Spirale beschreiben, bevor sie zum Potentialminimum gelangen und dadurch eine Änderung der Raumladungsverhältnisse zwischen Kathode und Potentialminimum verursachen. Durch diesen unberücksichtigten Faktor wird der Näherungscharakter obiger Formeln, der bereits mehrfach hervorgehoben wurde, aufs neue betont.

Ein Punkt, der die experimentelle Prüfung der Formeln erschwert, ist die Erscheinung des sog. Kontaktpotentials, die man besser als Volta-Effekt bezeichnet. Zwei leitende Oberflächen, wie z. B. Kathode und Anode einer Diode, weisen, auch wenn sie außerhalb der Röhre leitend miteinander verbunden sind, eine Potentialdifferenz auf. Diese Potentialdifferenz ist im wesentlichen durch die Differenz der Austrittsarbeiten $e\Phi$ [vgl. Gl. (3,2a)] gegeben. Drückt man diese Energiebeträge, auf das Elektron bezogen, in Volt aus, so ist die genannte Potentialdifferenz gleich der Differenz der Austrittspotentiale Φ . In technischen Röhren, wobei die Kathode aus einem Nickelröhrchen, bedeckt mit einer bariumhaltigen Emissionsmasse, besteht, ist es unvermeidlich, daß Barium verdampft und auch auf andere Elektroden in der Röhre gelangt. Hierdurch ist ihre Austrittsarbeit schwer vorauszubestimmen, was sich in einer Unsicherheit bezüglich des Kontaktpotentials auswirkt. In § 4 wird dieses Kontaktpotential experimentell bestimmt.

Bezeichnungen in § 3: N ist die Anzahl der durch eine Flächeneinheit pro Zeiteinheit in einer Richtung senkrecht zur Fläche hindurchtretenden Elektronen [Gl. (3,1)], dN ist das Differential von N , k ist die Boltzmannsche Konstante ($1,37 \cdot 10^{-16}$ erg/Grad absolut) und T die absolute Temperatur (0 Grad Cels. = 273 Grad absolut). P_a ist das Potential der Anode einer Diode in bezug auf das Potentialminimum (Nullpotential), P_k das ebenso gemessene Potential der Kathode [vgl. Gl. (3,7)], i_0 die Sättigungsstromdichte der Kathode, $i_0(T_1)$ und $i_0(T_2)$ die Werte von i_0 bei den absoluten Temperaturen T_1 bzw. T_2 . In Gl. (3,2a) ist Φ das Austrittspotential und $e\Phi$ die Austrittsarbeit, die der Kathode in Form von Wärme zugeführt werden muß, damit ein Elektron emittiert wird. $P = P_a - P_k$ ist die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode einer Diode, P_{100} [Gl. (3,3)] die Spannungsdifferenz, die entlang einer Exponentialkurve für den Anodenstrom einer Diode als Funktion von P zu zwei Stromwerten gehört, die im Verhältnis 100 stehen (Abb. 10). Der Wert P_0 ist der dem quadratischen Mittelwert der Emissionsgeschwindigkeit [Gl. (3,4)] entsprechende Voltwert [vgl. Gl. (3,5)]. In Gl. (3,5) ist d der Abstand Kathode—Potentialminimum, T die Kathodentemperatur, i die Kathodenstromdichte (vgl.

§ 2) und x in Gl. (3,6) ist der Abstand Kathode—Anode. P_k ist durch Gl. (3,7) gegeben, und unter lg in dieser Gl. (3,7) ist der Briggsche Logarithmus zu verstehen. In Gl. (3,9) ist t die Gesamtlaufzeit der Elektronen in einer ebenen Diode und in Gl. (3,11) in einer zylindrischen Diode. Die Stromdichte auf der Anode einer zylindrischen Diode ist i_a genannt. Weiter sind $r_k, r_a, r_m, i, \beta^2, \alpha^2, j, g$ aus § 2 übernommen worden.

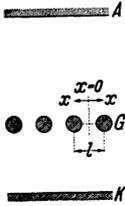


Abb. 12. Schematische Darstellung einer ebenen Triode, bestehend aus einer ebenen Kathode K, einer ebenen Anode A und einer Reihe runder, paralleler Stäbe in einer Ebene angeordnet als Gitter G.

Schrifttum: 9, 27, 29, 38.

§ 4. Die Elektronenbewegung in einer Triode.

Auf die Diode folgt als nächste kompliziertere Röhre die Triode. Wir betrachten zunächst eine „ebene“ Triode (Abb. 12), bestehend aus einer ebenen Emissionskathode, einer ebenen Anordnung von unter sich parallelen Stäben (das Gitter) und einer zweiten, zu diesen Ebenen parallelen Elektrode (die Anode). Die verschiedenen Formen technischer Trioden werden ebenfalls in diesem Paragraphen und in § 5 behandelt. Die Anode hat ein positives Potential P_a gegen die Kathode, das Gitter ein negatives P_g . Das posi-

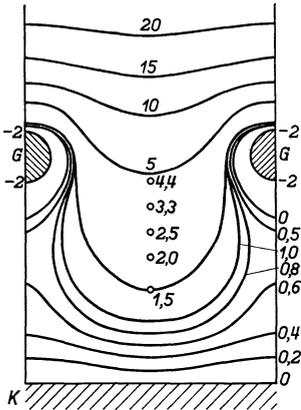


Abb. 13. Äquipotentialkurven im Raum zwischen zwei Gitterstäben einer Anordnung wie Abb. 12, elektrostatisch ohne Raumladung. Potentiale in Volt. Berechnet nach dem Verfahren von Abb. 21.

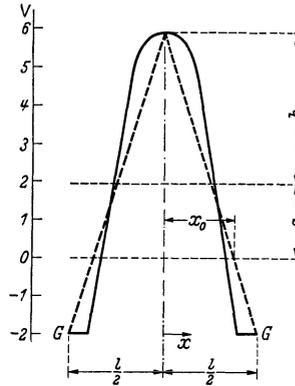


Abb. 14. Querschnitt entlang der Linie GG der Abb. 13. Vertikal: Potentiale in Volt entlang der Öffnung (horizontal) zwischen zwei Stäben. Gestrichelte Kurve: Näherung des Potentialverlaufs zwischen zwei Stäben durch gerade Linien.

tive Potential der Anode wirkt durch das Gitter hindurch auf die von der Kathode emittierten Elektronen und saugt diese zur Anode. Zur Veranschaulichung dieser Verhältnisse dient Abb. 13, wobei mit nicht-emittierender Kathodenfläche, also elektrostatisch, das Potentialfeld einer Anordnung wie in Abb. 12 gezeichnet ist. Die Art und Weise, wie Abb. 13 erhalten ist, wird in § 5 erläutert. Für den in Abb. 13 ausgearbeiteten Fall ist in Abb. 14 die Potentialkurve entlang der Linie GG von Abb. 13 gezeichnet. In der Öffnung zwischen zwei Gitter-

stäben herrscht somit ein beträchtliches positives Potential gegen die Kathode. Obwohl, wie aus Abb. 14 hervorgeht, dieses positive Potential in der Ebene der Gitterstäbe keineswegs konstant ist, kann man als erste Näherung so vorgehen, daß man die kombinierte Wirkung von Anode und Gitter auf die von der Kathode emittierten Elektronen durch die Wirkung einer leitenden Fläche in der Gitterebene ersetzt, deren Potential (Steuerpotential) gegen die Kathode gleich $P_g + P_a/\mu$ ist. Nachdem die Triode in dieser Weise auf eine Diode zurückgeführt worden ist, können die im vorigen Paragraphen behandelten Formeln angewandt werden, und wir erhalten für die Anodenstromdichte, wenn $d/x \ll 1$ ist, den Ausdruck [vgl. (3, 6)]:

$$(4, 1) \quad i_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(P_g + P_a/\mu + P_k)^{3/2}}{(x - d)^2},$$

wobei die Buchstaben P_k und d dasselbe bedeuten wie in Gl. (3, 6), während x den Abstand Kathode—Gitterebene darstellt. Die Elektronen, welche vor den Gitterstäben (wenn P_g negativ ist) umkehren oder auf die Gitterstäbe gelangen (bei P_g positiv), werden vernachlässigt.

Man beachte, daß bisher nur von Potentialen im Raume zwischen den Elektroden die Rede war. Diese Potentiale sind nicht mit den von außen angelegten Elektrodenspannungen identisch, sondern unterscheiden sich hiervon um den Betrag des Kontaktpotentials. Der Klammerausdruck im Zähler rechts in Gl. (4, 1) schreibt sich in Spannungen also $(V_g + V_d + P_k + V_a/\mu)^{3/2}$; hierbei ist V_d die Kontaktpotentialdifferenz zwischen den Oberflächen von Kathode und Gitter und liegt in der Größenordnung $1V$. Die Kontaktpotentialdifferenz zwischen Kathode und Anode ist bei genügend hohen Anodenspannungen gegen V_a zu vernachlässigen, so daß $P_a \approx V_a$. Die Kontaktpotentialdifferenz zwischen Kathode und Anode einer Diode kann in einfacher Weise gemessen werden. Wenn man den Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung aufträgt, so geht die in Abb. 10 gezeichnete Exponentialkurve in eine fast horizontale Linie über, sobald der Sättigungsstrom der Kathode erreicht ist, d. h. sobald alle von der Kathode emittierten Elektronen zur Anode gelangen. Im Idealfall vollkommen konstanter Temperatur entlang der Kathode und bei Abwesenheit sonstiger Störungen würde dieser Übergang zum Sättigungsstrom mit einem Knick in der Kurve zusammenfallen. Die Potentialdifferenz zwischen diesem Knick und dem Kathodenpotential stellt das Kontaktpotential dar. Hierbei ist vom Einfluß der Raumladung abgesehen. Die Messungen sollen also mit so niedrigen Stromstärken ausgeführt werden, daß praktisch keine Raumladung auftritt. Der Exponentialteil der Kurve geht in diesem Fall mit einem kurzen Übergangsstück in den Sättigungsteil über. Bei normaler Heizung der Kathode moderner indirekt geheizter Röhren liegt die Sättigungsstromstärke viel zu hoch (Größenordnung von 1 Amp.) zur Ausführung der Kontaktpotentialmessung. Eine Diode mit einer

Kathode, die normal 4 Volt Heizspannung hat, wurde mit den Heizspannungen 0,80 und 0,86 Volt betrieben. Die Kurven sind in Abb. 15 gezeichnet worden und ergeben ein Kontaktpotential der Anode zur Kathode von $-0,67$ Volt.

Wegen der großen Idealisierung, die in der Annahme eines konstanten „Ersatzpotentials“ P_a/μ in der Gitterebene an Stelle des Anoden-

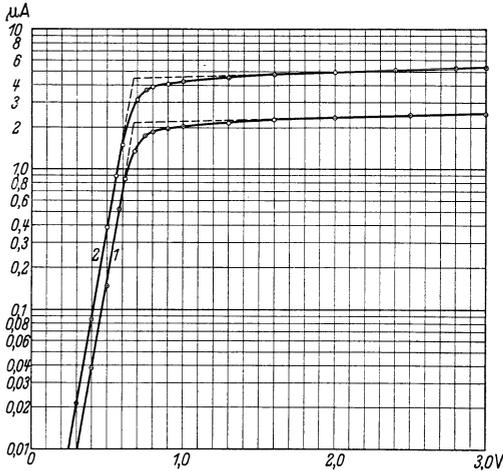


Abb. 15. Messung des Kontaktpotentials einer Diode. Vertikal: Anodenstrom einer Diode in Mikroamp. Horizontal: Anodenspannung in Volt. Kurve 1 bei 0,80 Volt Heizspannung der Kathode. Kurve 2 bei 0,86 Volt Heizspannung. Aus der gestrichelten Knickstelle ergibt sich eine Kontaktpotentialdifferenz von $-0,67$ Volt.

potentials P_a steckt, wird man im allgemeinen nicht erwarten dürfen, daß die Größe μ unabhängig von P_a und von P_g ist. Als einfachsten Fall gehen wir zunächst von der Voraussetzung einer konstanten Größe μ aus. Wir können dann μ definieren als den Quotienten der Änderung des Anodenpotentials P_a und einer vorgegebenen Änderung des Gitterpotentials P_g , zur Erhaltung eines konstanten Anodenstroms I_a :

$$(4, 2) \quad \mu = \frac{\partial P_a}{\partial P_g}.$$

Wir definieren noch zwei weitere Größen: 1. die Steilheit S als Quotienten der Änderung des Anodenstroms I_a und einer vorgegebenen Änderung des Gitterpotentials bei konstantem Anodenpotential:

$$(4, 3) \quad S = \frac{\partial I_a}{\partial P_g},$$

und 2. den Innenwiderstand R_i als Änderung des Anodenpotentials für eine vorgegebene Änderung des Anodenstromes bei konstantem Gitterpotential:

$$(4, 4) \quad R_i = \frac{\partial P_a}{\partial I_a}.$$

Es ist:

$$\mu = S R_i.$$

Man nennt μ die „Verstärkungszahl“ der Triode, weil unter geeignet gewählten Bedingungen die Verstärkung einer an das Gitter gelegten Wechselspannung zu einer Anodenwechselspannung fast gleich μ werden kann. Aus Gl. (4, 1) folgt für die Steilheit S in mA/Volt der Wert (wobei der Anodenstrom $I_a = i_a O$ eingeführt wird):

$$(4, 5) \quad S = \frac{3}{2} \cdot 2,33 \cdot 10^{-3} \frac{(P_o + P_a/\mu + P_k)^{1/2}}{(x-d)^2} O = 0,0264 \frac{I_a^{1/2} O^{2/3}}{(x-d)^{4/3}} \text{ (mA/V)}.$$

Hierbei ist O die Kathodenoberfläche in cm^2 und I_a der Anodenstrom in mA.

Die Gl. (4,2), (4,3), (4,4) gelten für jede beliebige Röhre, also auch für zylindrische Trioden, bestehend aus einer zylindrischen Kathode, einem Gitter und einer zylindrischen Anode. Das Gitter kann hierbei als Parallelstabgitter (parallele Stäbe in einem regelmäßigen Vieleck um die Kathode) oder als Spiralgitter (spiralförmig gewickelter Draht auf einer zur Kathode konzentrischen Zylinderfläche) ausgebildet sein. Wir erhalten aus Gl. (3,9):

$$(4,6) \quad I_a = 2,33 \cdot 10^{-3} O \frac{(P_g + P_a/\mu + P_k)^{3/2}}{r^2 \beta^2} \text{ mAmp.},$$

wobei I_a den Anodenstrom, r den Gitterradius und O die Gitteroberfläche darstellen. Die Funktion β^2 von r/r_m muß im Anschluß an Gl. (3,10) bestimmt werden. Für die Steilheit in mA/V erhält man:

$$(4,7) \quad S = \frac{3}{2} \cdot 2,33 \cdot 10^{-3} \frac{(P_g + P_a/\mu + P_k)^{1/2}}{r^2 \beta^2} O = 0,0264 \frac{I_a^{1/3} O^{2/3}}{(r^2 \beta^2)^{2/3}} \text{ (mA/V)}.$$

Bei gleichem Anodenstrom I_a und gleicher Gitteroberfläche O (bei der ebenen Anordnung ist die Kathodenoberfläche gleich der Gitteroberfläche) unterscheiden die Steilheiten bei der ebenen und der zylindrischen Anordnung sich nicht wesentlich.

Wir behandeln jetzt die Abweichungen von den obigen Idealfällen einer $3/2$ -Potenzkurve für den Strom als Funktion des Steuerpotentials in der Gitterebene, die dadurch entstehen, daß die Wirkung des Anodenpotentials nicht durch den Ausdruck P_a/μ erfaßt werden darf. Der Abstand zweier Gitterdrähte sei l (vgl. Abb.12), und wir legen in die Mitte der Öffnung zwischen zwei Stäben den Nullpunkt einer x -Achse (Abb. 12). Dann kann für das Potential entlang der x -Achse der Ausdruck: $a + bf(x/l)$ angeschrieben werden, wobei f eine zu $x=0$ symmetrische periodische Funktion von x/l mit der Periode 1 ist. Als besonders einfache Näherungsfunktion betrachten wir: $f(x/l) = 1 - 4|x/l|$ im Intervall $-l/2 \leq x \leq l/2$. Diese Näherungsfunktion ist in Abb. 14 eingezeichnet worden. Es ist $P_g = a - b$. Wir zerschneiden nun die Ersatzdiode, welche an Stelle der Triode treten soll, in parallele Stücke durch Schnitte senkrecht zur Anoden- und zur Kathodenfläche. Wir nehmen zur Durchführung der Rechnung an, daß der Strom in jeder infinitesimalen Diode nicht durch die Potentiale und Ströme ihrer Nachbardioden beeinflusst wird. Dann ist der Strom dI_a in jeder infinitesimalen Diode einer Gitteröffnung (n ist die Anzahl der Gitteröffnungen):

$$dI_a = \frac{K}{n} \left(a + bf\left(\frac{x}{l}\right) \right)^{3/2} d\left(\frac{x}{l}\right),$$

wobei d das Differentialzeichen ist und K eine Konstante, die nicht direkt von den Potentialen abhängt. Es wird nur in jenen Dioden merklicher Strom fließen, für die der Ausdruck $a + bf(x/l)$ positiv ist.

Wir nennen den betreffenden x -Abschnitt x_0 (Abb. 14). Dann ist der Anodenstrom I_a , der durch n Gitteröffnungen fließt:

$$(4, 8) \quad I_a = K \int_0^{z_0} (a + bf(z))^{3/2} dz,$$

wobei z für x/l geschrieben ist und z_0 für x_0/l . Die Steilheit S wird:

$$(4, 9) \quad S = \frac{3}{2} K \int_0^{z_0} (a + bf(z))^{1/2} dz,$$

Für $a > b$ ist der Ausdruck $a + b(1 - 4|z|)$ positiv im ganzen Intervall $0 \leq z \leq 1/2$. Folglich kann hier z_0 gleich $1/2$ gesetzt werden. Für $a < b$ gilt: $z_0 = (a + b)/4b$.

Man erhält für $a \geq b$:

$$(4, 10) \quad I_a = \frac{1}{5} K \frac{a^{5/2}}{b} \left[\left(1 + \frac{b}{a}\right)^{5/2} - \left(1 - \frac{b}{a}\right)^{5/2} \right],$$

$$(4, 11) \quad S = \frac{1}{2} K \frac{a^{3/2}}{b} \left[\left(1 + \frac{b}{a}\right)^{3/2} - \left(1 - \frac{b}{a}\right)^{3/2} \right].$$

Wenn b/a klein gegen 1 ist, können wir diese Ausdrücke in eine rasch konvergierende Reihe nach Potenzen von b/a entwickeln:

$$(4, 10a) \quad I_a = K a^{5/2} \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{b}{a}\right)^2 + \dots \right],$$

$$(4, 11a) \quad S = \frac{3}{2} K a^{3/2} \left[1 - \frac{1}{24} \left(\frac{b}{a}\right)^2 + \dots \right].$$

Für a zwischen $-b$ und $+b$ erhält man:

$$(4, 12) \quad I_a = \frac{1}{5} K \frac{(a + b)^{5/2}}{b},$$

$$(4, 13) \quad S = \frac{1}{2} K \frac{(a + b)^{3/2}}{b}.$$

Betrachten wir nun die Kennlinie des Stromes I_a als Funktion des Potentials in der Gitterebene, so ergibt sich, daß bei negativem P_g und folglich $a \leq b$ eine $5/2$ -Potenzkurve herauskommt mit dem Anfangspunkt $a = -b$. Macht man P_g positiv, so geht diese Kennlinie in eine $3/2$ -Potenzkurve [Gl. (4, 10a)] über, mit dem Anfangspunkt $a = 0$. Wir zeigen an zwei Beispielen (Abb. 16 und 17), wie dieser berechnete Verlauf ($5/2$ -Potenz) sich den gemessenen Kurven anpassen läßt. Die in den Formeln (4, 8) bis (4, 13) vorkommende Konstante K hat für eine „ebene“ Triode den Wert:

$$(4, 14) \quad K = \frac{2,33 \cdot 10^{-6} O}{(x - d)^2},$$

wobei dann I_a den ganzen Triodenstrom in Amp. und S die Steilheit in Amp./Volt darstellen, während x , d und O die bereits früher [Gl. (4, 1)

und (4, 5)] benutzte Bedeutung haben. Der Potentialbetrag a ist gleich $P_g + P_a/\mu + P_k$ zu setzen, während für b in der Darstellung mit dem Ersatzanodenpotential P_a/μ kein Analogon auftritt.

Für b klein gegen a , also bei nahezu konstantem Potential in der Gitterebene, tritt, wie Gl. (4, 10a) und (4, 11a) zeigen, nur eine geringe Abweichung vom $3/2$ -Potenzgesetz auf. Wenn das Gitterpotential P_g verändert wird, so ändern sich sowohl a als auch b .

Die Erscheinung, daß bei beträchtlichem b gegenüber a starke Abweichungen vom $3/2$ -Potenzgesetz auftreten, kann allgemein als „Inselbildung“ bezeichnet werden. Dieser Name ist aus der Vorstellung entstanden, daß einzelne „Insel“-Stellen der Kathode (gegenüber den Gitteröffnungen) mehr Elektronen zum Gesamtstrom beisteuern als die übrigen Stellen gegenüber den Gitterstäben.

Wir wenden uns jetzt wieder dem einfachen Fall zu, daß b gleich Null gesetzt wird. In jedem Abschnitt des Gitters zwischen den Zentren zweier Stäbe herrscht somit ein konstantes Potential a . Wir können nun die Abstände der Stäbe voneinander verschieden gestalten und versuchen, in dieser Weise den Verlauf der Anodenstromkennlinie nach vorher festgelegten Forderungen zu beeinflussen. Im Abschnitt zwischen zwei Stäben haben wir es dann immer mit einem bestimmten Wert von μ zu tun, während μ sich von Abschnitt zu Abschnitt ändert und somit vom betrachteten Ort entlang einer Geraden in der Gitterebene senkrecht zu den Gitterstäben abhängt. Man nennt dies Röhren mit variabler Steilheit. Man

kann die entstehende treppenförmige Kurve für das Gitterpotential a entlang dieser Geraden durch einen kontinuierlichen Kurvenzug ersetzen. Legt man die x -Koordinate entlang der genannten Geraden senkrecht zu den Gitterstäben, wobei x in der Mitte des Gitters anfängt

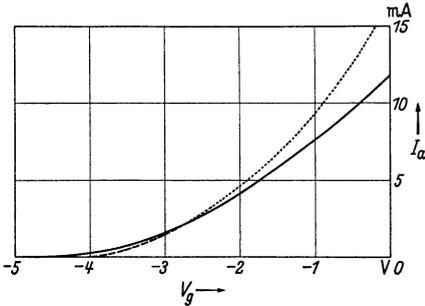


Abb. 16. Zur Inselbildung. Vertikal: Anodenstrom I_a mA. Horizontal: Steuergitterspannung V_g Volt. Röhre AF 4 (Pentode), mit 250 Volt Anodenspannung und Schirmgitterspannung. Ausgezogene Kurve gemessen. Gestrichelt: $I_a = 1,48(V_g + 4,00)^{3/2}$ mA. Punktirt: $I_a = 0,31(V_g + 4,90)^{3/2}$ mA. Die $3/2$ -Potenz schließt sich im unteren Teil der gemessenen Kurve eng an.

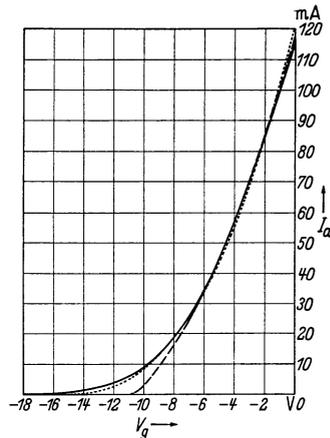


Abb. 17. Zur Inselbildung. Achsen wie in Abb. 16. Röhre AL 4 (Pentode) mit Schirmgitterspannung und Anodenspannung je 250 Volt. Ausgezogene Kurve gemessen. Gestrichelte Kurve $I_a = 3,20(V_g + 11,0)^{3/2}$ mA. Punktierte Kurve $I_a = 0,126(V_g + 15,5)^{3/2}$ mA. Im oberen Teil der gemessenen Kurve schmiegt sich die $3/2$ -Potenz, im unteren Teil die $3/2$ -Potenz besser an.

man kann die entstehende treppenförmige Kurve für das Gitterpotential a entlang dieser Geraden durch einen kontinuierlichen Kurvenzug ersetzen. Legt man die x -Koordinate entlang der genannten Geraden senkrecht zu den Gitterstäben, wobei x in der Mitte des Gitters anfängt

und die gesamte Gitterlänge entlang der Geraden $2g$ ist, so erhält man für den Anodenstrom die Formel:

$$I_a = K \frac{1}{g} \int_0^g \left(P_g + P_k + \frac{P_a}{\mu} \right)^{3/2} dx = \frac{K}{g} (P_g)^{3/2} \int_0^g \left(1 + \frac{P_k}{P_g} + \frac{P_a}{\mu P_g} \right)^{3/2} dx.$$

Hierbei ist μ eine Funktion von x , und K hat die Bedeutung (4,14). Gesucht ist eine derartige Funktion $\mu(x)$, daß I_a eine vorgeschriebene Funktion von P_g und somit von $1 + P_k/P_g = v$ wird. Wir nennen $P_a/\mu P_g = z(x)$, $x = p(z)$, also $dx = p'(z) dz$, weiterhin $I_a g / K P_g^{3/2} = F(v)$, wobei F eine vorgegebene Funktion ist. Hierbei ist wieder die Voraussetzung gemacht worden, daß der Stromverlauf in jedem Abschnitt der Triode, der durch Ebenen senkrecht zur Anode und zur Kathode begrenzt ist, unabhängig ist vom Stromverlauf und von den Potentialen in den Nachbarabschnitten. Wir kommen zu den Integrationsgrenzen. Der Klammerausdruck im Integranden muß, damit die betreffenden Teile des Gitters Strom durchlassen, positiv sein. Nimmt man an, daß $P_a/\mu P_g$ in der Mitte des Gitters, also für $x=0$ am größten ist, so ist hier $z = z_m$ und zu integrieren ist über dz von $z = -v$ bis $z = z_m$, so daß wir erhalten:

$$(4,15) \quad F(v) = \int_{-v}^{z_m} (v + z)^{3/2} p'(z) dz.$$

Dies ist eine Integralgleichung für die gesuchte Funktion $p(z)$ bei vorgegebener Funktion $F(v)$. Um zu einer lösbaren Integralgleichung zu gelangen, muß (4,15) auf die Form:

$$(4,16) \quad f(\eta) = \int_0^\eta \frac{y(\xi) d\xi}{\sqrt{\eta - \xi}}$$

(Abelsche Integralgleichung) gebracht werden, deren Lösung lautet:

$$y(\eta) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{f(0)}{\sqrt{\eta}} + \int_0^\eta \frac{f'(\xi) d\xi}{\sqrt{\eta - \xi}} \right]$$

(Akzent bedeutet Differentiation). Durch zweimaliges Differenzieren von (4,15) nach v entsteht:

$$F''(v) = \frac{3}{4} \int_{-v}^{z_m} \frac{p'(z) dz}{\sqrt{v + z}}.$$

Nun sei: $v + z = \eta - \xi$; $v = \eta - z_m$; $z = -(\xi - z_m)$; $dz = -d\xi$. Dann wird:

$$F''(\eta - z_m) = \frac{3}{4} \int_0^\eta \frac{p'\{- (\xi - z_m)\}}{\sqrt{\eta - \xi}} d\xi.$$

Diese Gleichung hat ganz die Form der Abelschen Integralgleichung (4,16) und kann folglich in einfacher Weise gelöst werden, wobei eine Funktion p' aus der vorgegebenen Funktion F berechnet wird. Durch Auflösen von $x = p(z)$ nach $z(x) = P_a/\mu P_g$ entsteht dann die gesuchte Funktion μ von x . Die numerische Durchführung des Verfahrens ist etwas langwierig, aber weiterhin elementar. Wir führen hier als Beispiel die Lösung für den einfachen Fall einer Exponentialfunktion aus:

$$(4,17) \quad F(v) = \text{const. exp.}(\alpha v)$$

und erhalten für den Verlauf von z/z_m als Funktion von x/g die Abb. 18 unter der Bedingung, daß $z_m \ll 1$ ist. An Stelle von z/z_m kann als Ordinate auch μ_m/μ geschrieben werden, wobei μ_m den kleinsten Wert von μ darstellt, der bei $x=0$ auftritt (in der Gittermitte). In Wirklichkeit wird man den in obiger Weise theoretisch erhaltenen Verlauf von μ als Funktion von x durch eine Treppenkurve annähern, wobei jede Stufe einem Abschnitt zwischen zwei benachbarten Gitterdrähten oder mehreren benachbarten Abschnitten entspricht.

Zur Anwendung dieser Ergebnisse auf die wirkliche Konstruktion von Röhren fehlt jetzt noch ein Schritt: die Berechnung von μ aus den Konstruktionsdaten. Wir führen diese Berechnung zunächst für Gitter mit überall gleichen Abständen benachbarter Gitterstäbe durch und können dann die Ergebnisse auf variable μ -Gitter übertragen, indem wir die erhaltenen Formeln auf jeden einzelnen Abschnitt zwischen zwei benachbarten Gitterdrähten anwenden, wobei wieder die Unabhängigkeit jedes Abschnitts von den Nachbarabschnitten vorausgesetzt werden muß.

Die Wirkung des Ersatzpotentials in der Gitterebene auf die Elektronen, welche die Kathode verlassen, soll dieselbe sein wie die kombinierte Wirkung des wirklichen Gitterpotentials und des Anodenpotentials. Wir denken uns zunächst die Röhre kalt, so daß keine Elektronen vorhanden sind, und bestimmen das Ersatzpotential in der Gitterebene derart, daß auf der Kathode dieselbe statische Aufladung entsteht, wie durch die kombinierte Wirkung von Gitter- und Anodenpotential. Die statische Kapazität Anode—Kathode sei C_{ak} , die Kapazität Gitter—Kathode sei C_{kg} . Dann ist die Kathodenladung in der Triode proportional zu $P_a C_{ak} + P_g C_{kg} = C_{kg} (P_g + P_a C_{ak}/C_{kg})$. Im Falle eines

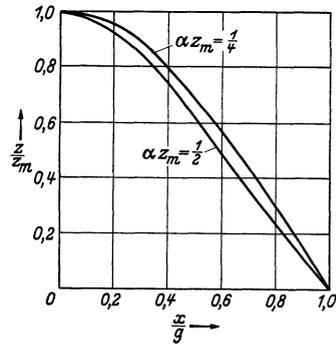


Abb. 18. Anwendung der Abelschen Integralgleichung zur Berechnung des Durchgriffsverlaufs entlang der Gitterachse für eine Triode, deren Charakteristik durch Gl. (4,17) gegeben ist. Der Wert x entspricht dem Abstand des betrachteten Punktes von der Gittermitte ($x=0$), während $2g$ die Gesamtgitterlänge (parallel zur Kathode) ist. Der Wert z ist durch $z = P_a/\mu P_g$ gegeben, wobei P_a das Anodenpotential, P_g das Gitterpotential und μ die örtliche Verstärkungszahl des Gitters ist. Es ist z für $x=0$ möglichst groß (Gittermitte) und gleich z_m . Für die Ordinate kann auch μ_m/μ gelesen werden.

Ersatzpotentials P_s in der voll gedachten Gitterebene ist die Kathodenladung proportional zu $P_s C_{ks}$, wobei C_{ks} die Kapazität zwischen der Kathode und dieser Steuerebene ist. Man kann ungefähr setzen: $C_{ks} = C_{kg}$. Folglich muß für P_s bei Gleichheit der Kathodenladungen in beiden Fällen die Gleichung:

$$(4, 18) \quad P_s = \left(P_g + P_a \frac{C_{ak}}{C_{kg}} \right)$$

gelten. Mit der Bezeichnung $C_{kg}/C_{ak} = \mu$ wird $P_s = P_g + P_a/\mu$. Die Gl. (4, 18) ist vollkommen mit der Definition des Ersatzpotentials in Gl. (4, 1) in Übereinstimmung, sofern $P_k = 0$ ist (bei kalter Röhre). Die Verstärkungszahl

$$(4, 19) \quad \mu = \frac{C_{kg}}{C_{ak}}$$

kann also in dieser Näherung in einfacher Weise aus den statischen Röhrenkapazitäten erhalten werden. Die obigen Überlegungen sind nicht auf „ebene“ Trioden beschränkt, sondern sind für alle Triodenbauarten (mit den erwähnten Näherungen) gültig. Wenn die Kathode Elektronen emittiert, müssen für C_{kg} und C_{ak} die Kapazitäten unter Berücksichtigung der Raumladung eingesetzt werden. Hierdurch kann, namentlich bei C_{kg} , ein bedeutender Unterschied (z. B. 20%) mit den statischen (kalten) Kapazitäten entstehen. Auf diese dynamischen Kapazitäten kommen wir in § 8 zurück. Man kann diese Korrektur für „warme“ Röhren angenähert so ausführen, daß bei der Berechnung der statischen Kapazitäten der Abstand Kathode—Gitter kleiner genommen wird, als er in Wirklichkeit bei der kalten Röhre ist. Die Größe dieser Korrektur wird in § 8 behandelt.

Beim oben behandelten variablen μ -Problem wird der Abstand der Gitterdrähte in jedem Stufenabschnitt der μ -Kurve als Funktion der Koordinate x entlang dem Gitter so gewählt, daß $\mu = C_{kg}/C_{ak}$ für ein Gitter der betreffenden Abmessungen und Abstände von Anode und Kathode den gewünschten Wert hat.

Bezeichnungen in § 4: Die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode einer Triode ist mit P_a , jene zwischen Gitter und Kathode mit P_g bezeichnet. Die Zahl μ , Verstärkungszahl genannt, ist in Gl. (4, 2) definiert. Die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Potentialminimum ist wieder P_k genannt, weiter ist x bis Gl. (4, 5) der Abstand Gitter—Kathode und d der Abstand Kathode—Potentialminimum. V_g ist die zwischen Gitter und Kathode angelegte Spannung, V_a jene zwischen Anode und Kathode, V_d die Kontaktpotentialdifferenz zwischen Kathode und Gitter. I_a ist der Anodenstrom, S die Steilheit [Gl. (4, 3)], R_i der Innenwiderstand [Gl. (4, 4)], O bei der ebenen Triode die Kathodenoberfläche (gleich der Gitteroberfläche) und bei der zylindrischen Triode die Gitteroberfläche. Die Zeichen β^2 und r_m sind dieselben wie in § 3, während der Gitterradius mit r bezeichnet ist. Der

alle gestellten Forderungen bei unserer Aufgabe. Sie genügt, wie jede komplexe analytische Funktion, der Gl. (5,1). Der reelle Teil von v [aus (5,2)] ist:

$$(5,3) \quad v = E(y + b_1) + 2e_1 \ln \left| \frac{\vartheta_1(z/d + j2b_1/d)}{\vartheta_1(z/d)} \right|.$$

Auf der Kathode ist $y = -b_1$ und $z/d = x/d - jb_1/d$. Nun ist aber $|\vartheta_1(x/d + jb_1/d)| = |\vartheta_1(x/d - jb_1/d)|$, wie aus den Reihen für diese Thetafunktion unmittelbar folgt. Folglich gilt auf der Kathode $v = 0$, womit wir der zweiten Bedingung genügen. Auf der Anode: $y = b_2$, $z/d = x/d - jb_1/d + jb/d$ ergibt sich:

$$(5,4) \quad v(y = b_2) = P_a = Eb + 4\pi e_1 \frac{b_1}{d},$$

also ebenfalls eine Konstante, wie der dritten Bedingung der Aufgabe entspricht. Schließlich muß v in den Punkten $y = 0$, $x = \pm m d$, mit $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ logarithmisch unendlich groß werden. Die Funktion $\vartheta_1(z/d)$ hat in diesen Punkten einfache Nullstellen, so daß auch dieser Bedingung genügt wird. Wir berechnen jetzt die Ladungen auf der Kathode. Hierzu können wir den im § 2 erwähnten Gaußschen Satz [Gl. (2,2)] benutzen. Wenn wir diesen Satz auf die Kontur K in Abb. 19 anwenden, erhalten wir für die Ladungsdichte l an der Stelle x der Kathode in Coulomb/cm²:

$$9 \cdot 10^{11} 4\pi l(x) = F_n,$$

wobei F_n die normal zur Kathode gerichtete elektrische Feldstärke an der Stelle x in Volt cm⁻¹ ist. Diese Feldstärke entsteht aus (5,3) durch Differenzieren nach y , worauf $z = x - jb_1$ gesetzt wird. Man erhält:

$$(5,5) \quad \left\{ \begin{aligned} -9 \cdot 10^{11} 4\pi l(x) &= E + \frac{4\pi e_1}{d} \frac{\Im \sin(2\pi b_1/d)}{\Im \{ (2\pi b_1/d) - \cos(2\pi x/d) \}} \\ &- \frac{16\pi e_1}{d} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{q^{2m}}{1 - q^{2m}} \cos\left(\frac{2m\pi x}{d}\right) \Im \sin\left(\frac{2m\pi b_1}{d}\right). \end{aligned} \right.$$

Wie zu erwarten, ist diese Ladungsdichte l eine periodische Funktion von x mit der Periode d . Die mittlere Ladungsdichte l_1 auf der Kathode kann aus (5,5) leicht berechnet werden [wir setzen den Mittelwert des zweiten Summanden rechts in Gl. (5,5) angenähert gleich $4\pi e_1/d$]:

$$(5,6) \quad -l_1 = -\frac{1}{d} \int_0^d l(x) dx = (4\pi 9 \cdot 10^{11})^{-1} \left(E + \frac{4\pi e_1}{d} \right).$$

Aus Gl. (5,3) kann man auch das Potential des Steuergitters, wenn eine endliche, aber kleine Drahtdicke $2c$ angenommen wird, berechnen:

$$(5,7) \quad P_g = E b_1 + \frac{4\pi e_1 b_1}{d} - 2e_1 \ln\left(\frac{2\pi c}{d}\right).$$

Mit Hilfe der Gleichungen (5,6), (5,7) und (5,4) kann die mittlere Ladungsdichte auf der Kathode in P_g und P_a ausgedrückt werden:

$$(5,8) \quad -4\pi 9 \cdot 10^{11} l_1 = \left(b_2 P_g - \frac{d}{2\pi} \ln \left(\frac{2\pi c}{d} \right) P_a \right) \left(-\frac{b d}{2\pi} \ln \left(\frac{2\pi c}{d} \right) + b_1 b_2 \right)^{-1}.$$

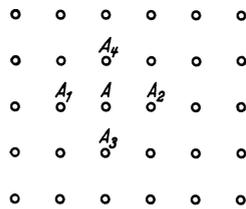
Die Größe μ erhält man als Quotienten des Koeffizienten von P_g und des Koeffizienten von P_a :

$$(5,9) \quad \mu = \frac{-b_2}{\frac{d}{2\pi} \ln \left(\frac{2\pi c}{d} \right)}.$$

Dieser Ausdruck ist noch brauchbar für $c/d \leq 0,1$ und für $b_1 \geq d$.

Bei der zweiten Methode zur Lösung von Potentialproblemen wird im zweidimensionalen Fall das ganze Feld in Quadrate eingeteilt. Die Ecken der Quadrate sind in Abb. 20 durch kleine Kreise angedeutet worden. Die Potentialgleichung besagt nun, auf dieses Maschenfeld bezogen, daß der Wert des Potentials A das arithmetische Mittel der Potentialwerte in den vier benachbarten Punkten ist: $4A = (A_1 + A_2 + A_3 + A_4)$. Dieser Satz kann auch auf dreidimensionale Potentialprobleme ausgedehnt werden. Bei einem kubischen dreidimensionalen Maschennetz ist jeder Eckpunkt von 6 Nachbarpunkten umgeben und das Potential in einem solchen Eckpunkt ist wieder der arithmetische Mittelwert der Potentiale in den 6 Nachbarpunkten. Wir beschränken uns aber bei diesem Verfahren auf zweidimensionale Probleme, da es in erster Linie für diese praktischen Wert besitzt. Eine Reihe von Maschenpunkten läßt man möglichst mit den Elektrodenoberflächen zusammenfallen. Die Potentiale dieser Punkte liegen also von vornherein fest. Man geht nun so vor, daß jedem Maschenpunkt ein Potentialwert zugeteilt wird, der nach roher Schätzung mit dem wirklichen Potential übereinstimmen könnte. Dies nennen wir die erste Näherung. Hierauf berechnet man nach dem obengenannten Mittelwertsatz einen neuen Potentialwert für jeden Maschenpunkt, indem man der Berechnung die Potentialwerte der ersten Näherung zugrunde legt. So entsteht die zweite Näherung. Das Verfahren wird nun fortgesetzt, bis die $(n+1)$ -te Näherung nur noch sehr wenig von der n -ten Näherung abweicht. Die so erhaltenen Potentialwerte stimmen um so genauer mit der exakten Lösung des elektrostatischen Problems überein, je enger die Maschenweite gewählt worden ist. Das Verfahren verläuft ganz mechanisch und kann durch ungeschulte Hilfskräfte ausgeführt werden. Etwaige Rechenfehler werden in den folgenden Näherungen automatisch korrigiert. Es ist auch nicht etwa notwendig, die erste Näherung richtig abzuschätzen. Irgendwelche vernünftige Potentialwerte als erste Näherung führen doch schließlich

Abb. 20. Maschennetz zur numerischen Potentialberechnung.



lich zu der richtigen Lösung. Nur wird unter Umständen durch eine günstige Wahl der ersten Näherung die Zahl der Schritte des Verfahrens verringert. Die in Abb. 13 gezeichneten Äquipotentialkurven stammen von Potentialwerten, die nach dem beschriebenen Verfahren in 7 Schritten erhalten worden sind. Vielfach sind bei einer Potentialaufgabe Symmetrielinien vorhanden. Die Potentialwerte von Maschenpunkten auf

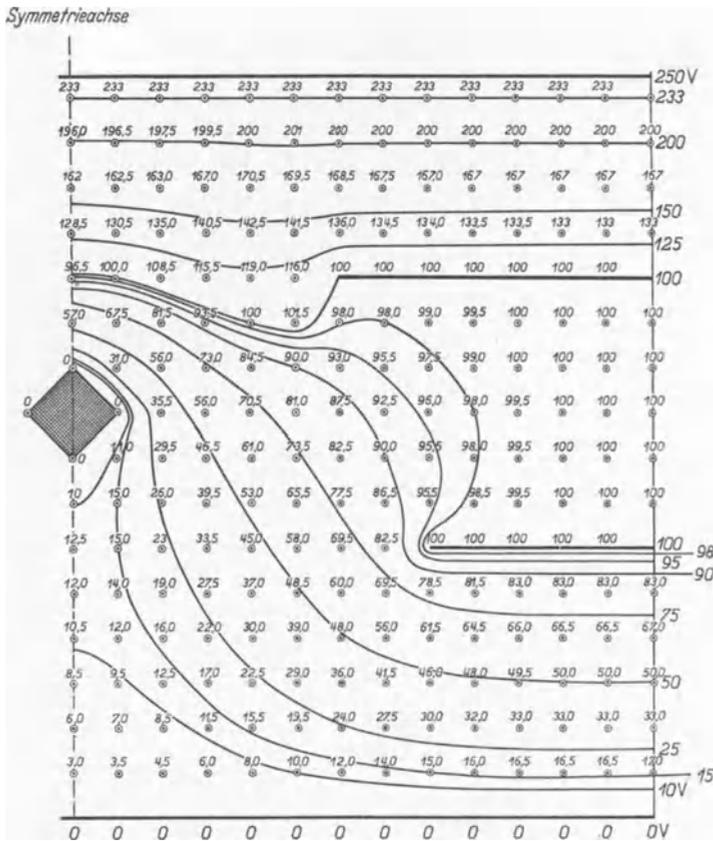


Abb. 21. Beispiel zur numerischen Potentialberechnung. Zahlen sind Potentiale in Volt. Elektrodenpotentiale sind vorgegeben. Zahlen bei den Maschenpunkten stellen Werte der 8-ten Näherung (8malige Anwendung des Mittelungsverfahrens) dar. Die Werte der 7-ten Näherung waren für die 8. Zeile von oben: 36; 57; 72; 81,5; 88; 93; 96,5; 98; 99,5; 100; 100; 100.

solchen Linien können nach dem erwähnten Mittelwertsatz erhalten werden, wenn man das Maschennetz auch jenseits dieser Linie mit symmetrischen Potentialwerten fortgesetzt denkt. Als zweites Beispiel zur Anwendung dieses Verfahrens betrachte man Abb. 21, wobei die Potentialwerte eingezeichnet sind, die nach 8 Schritten gewonnen wurden. Der Zeitaufwand ist verhältnismäßig gering. Man kann auch in einem Teil des Potentialfeldes, wo man die Potentialwerte genauer zu kennen wünscht, engere Maschen anwenden als im übrigen Teil.

Zur Erläuterung des dritten Verfahrens zur Lösung elektrostatischer Aufgaben betrachten wir eine leitende Fläche, wobei ein Element der Oberfläche die Ladungsdichte q habe. Der Abstand dieses Flächenelementes von einem Punkt, in dem das Potential P herrscht, sei d . Dann gilt im Raum die Gleichung:

$$(5,10) \quad (9 \cdot 10^{11} 4\pi)^{-1} P = \iint \frac{q}{d} df,$$

wobei df ein Element der betrachteten Leiteroberfläche darstellt und das Integral über diese ganze Oberfläche zu erstrecken ist. Es sind: P in Volt, q in Coulomb/cm² und alle Längen in cm ausgedrückt. Bei einem zweidimensionalen Problem ist in der Gl. (5,10) über eine Richtung von $-\infty$ bis ∞ integriert worden. Es sei l die Ladungsdichte (Coulomb/cm²) an einer Stelle einer Leiterbegrenzung und diese Stelle habe den Abstand d (cm) vom Punkt mit dem Potential P . Dann ist:

$$(5,11) \quad (9 \cdot 10^{11} 4\pi)^{-1} P = \int l \ln\left(\frac{d}{d_0}\right) d\xi,$$

wobei $d\xi$ das betrachtete Element der Leiterbegrenzung (cm), \ln den natürlichen Logarithmus und d_0 eine Konstante mit der Dimension einer Länge darstellen.

Die Gl. (5,10) und (5,11) nennt man Integralgleichungen erster Art für q bzw. l . Man setzt als Lösung für q im Raumproblem und für l

im zweidimensionalen Problem eine Reihe mit unbekanntem Koeffizienten an, geht mit diesem Ausdruck in die Gl. (5,10) bzw. (5,11) ein und erhält daraus Bestimmungsgleichungen für die Koeffizienten. In dieser Weise kann entsprechend der verwendeten Rechenarbeit eine weniger oder besser mit der exakten Lösung zusammenfallende Näherung erhalten werden.

Als Beispiel zur Anwendung dieses Verfahrens berechnen wir die gegenseitige Kapazität zweier Reihen paralleler Stäbe, die je in einer Ebene angeordnet sind. Die Ebenen mit den Stabreihen sollen sich ins Unendliche erstrecken. In Abb. 22 ist ein Querschnitt der Stabreihen mit einer Ebene senkrecht zu den Stabachsen gezeichnet. Es sind zwei sich gegenüberliegende Stäbe der beiden Reihen und außerdem noch ein willkürlicher Stab der einen Reihe gezeichnet worden.

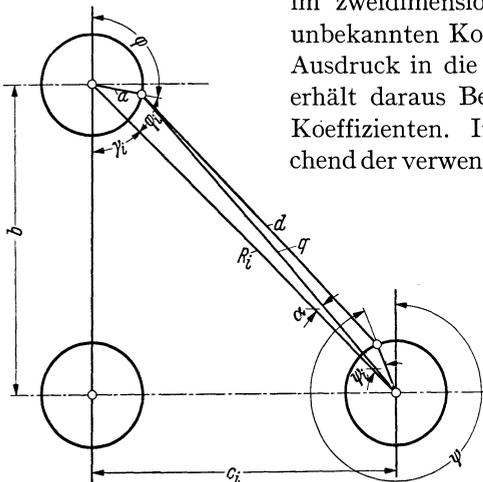


Abb. 22. Querschnitt durch zwei parallele Reihen runder Stäbe (ein Stab der oberen Reihe und zwei Stäbe der unteren Reihe) mit Winkel- und Längenbezeichnungen.

Es sind zwei sich gegenüberliegende Stäbe der beiden Reihen und außerdem noch ein willkürlicher Stab der einen Reihe gezeichnet worden.

Wir nehmen an, daß die mittleren Ladungen der zu verschiedenen Reihen gehörigen Stäbe im Betrag gleich und von entgegengesetztem Vorzeichen sind. Die Ladungsverteilungen auf den Stäben sind symmetrisch und können durch:

$$(5, 12) \quad A_0 + A_1 \cos \varphi + A_2 \cos 2\varphi + A_3 \cos 3\varphi + \dots$$

dargestellt werden (vgl. Abb. 22). Es gelingt, den Ausdruck $\ln d$ ebenfalls in eine Fouriersche Reihe zu entwickeln, wobei der Punkt mit dem Potential P auf einem der Stäbe gewählt wird und der Punkt mit der Ladungsdichte l entweder auf einem Stab derselben Reihe oder auf einem Stab der anderen Reihe gelegen ist. Wir schreiben unter Benutzung der Bezeichnungen von Abb. 22 für letzteren Fall den Ausdruck $\ln d$ an:

$$(5, 13) \quad \left\{ \begin{aligned} \ln d = \ln R_i - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \left(\frac{a}{R_i}\right)^n \cos n \gamma_i \cos n \varphi \\ - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k} \left(\frac{a}{R_i}\right)^k \cos k \psi \left\{ \cos k \gamma_i + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k+n-1)!}{(k-1)! n!} \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{a}{R_i}\right)^n (-1)^n \cos(k+n) \gamma_i \cos n \varphi \right\}. \end{aligned} \right.$$

Im Ausdruck (5,13) sind Glieder, die den Sinus von $n\varphi$ oder von $n\psi$ enthalten, fortgelassen, da sie zu der späteren Rechnung keinen Beitrag liefern. Ein zu (5,13) analoger Ausdruck gilt für Zylinder der gleichen Reihe. Einsetzen von (5,12) und (5,13) in (5,11), wobei als Bedingung gilt, daß P auf jedem Stab ein konstantes, von φ unabhängiges Potential darstellt, ergibt folgende Gleichungen für die Konstante A_0, A_1, A_2 usw:

$$(5, 14) \quad \left\{ \begin{aligned} A_0 2x \alpha_{01} - A_1 (1 + x^2 \alpha_{11}) + A_2 x^3 \alpha_{21} - A_3 x^4 \alpha_{31} + A_4 x^5 \alpha_{41} + \dots = 0; \\ A_0 x^2 \alpha_{02} - A_1 x^3 \alpha_{12} + A_2 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{2} x^4 \alpha_{22}\right) - A_3 2x^5 \alpha_{32} + A_4 \frac{5}{2} x^6 \alpha_{42} + \dots = 0; \\ A_0 \frac{3}{2} x^3 \alpha_{03} - A_1 x^4 \alpha_{13} + A_2 2x^5 \alpha_{23} - A_3 \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{3} x^6 \alpha_{33}\right) + A_4 5x^7 \alpha_{43} + \dots = 0; \\ A_0 \frac{x^4}{2} \alpha_{04} - A_1 x^5 \alpha_{14} + A_2 \frac{5}{2} x^6 \alpha_{24} - A_3 5x^7 \alpha_{34} + \dots = 0; \\ \dots \end{aligned} \right.$$

Aus den Gleichungen (5,14) können die Verhältnisse A_1/A_0 usw. als Funktion von $x = a/c$ berechnet werden (c ist der Abstand der Zentren zweier Nachbarstäbe der gleichen Reihe):

$$(5, 15) \quad \left\{ \begin{aligned} -\frac{A_1}{A_0} &= 2x \alpha_{01} - 2x^3 \alpha_{01} \alpha_{11} + x^5 (2\alpha_{01} \alpha_{11}^2 - 2\alpha_{02} \alpha_{21}) \\ &+ x^7 (4\alpha_{01} \alpha_{12} \alpha_{21} - 2\alpha_{03} \alpha_{31} - 2\alpha_{01} \alpha_{11}^3 + 2\alpha_{02} \alpha_{21} \alpha_{11}) + \dots \\ \frac{A_2}{A_0} &= -2x^2 \alpha_{02} + 4x^4 \alpha_{12} \alpha_{01} + x^6 (6\alpha_{02} \alpha_{22} - 4\alpha_{12} \alpha_{01} \alpha_{11}) + \dots \\ -\frac{A_3}{A_0} &= 2x^3 \alpha_{03} - 6x^5 \alpha_{13} \alpha_{01} + \dots \\ \frac{A_4}{A_0} &= 2x^4 \alpha_{04} + \dots \end{aligned} \right.$$

Die Koeffizienten α folgen aus der Integration (5,11). Daraus ergibt sich, daß das Schema:

α_{01}	α_{11}	α_{21}	α_{31}	α_{41}
α_{02}	α_{12}	α_{22}	α_{32}	α_{42}
α_{03}	α_{13}	α_{23}	α_{33}	α_{43}
α_{04}	α_{14}	α_{24}	α_{34}	α_{44}

identisch ist mit:

δ_1	$\beta_2 + \delta_2$	δ_3	$\beta_4 + \delta_4$	δ_5
$\beta_2 - \delta_2$	$-\delta_3$	$\beta_4 - \delta_4$	$-\delta_5$	$\beta_6 - \delta_6$
δ_3	$\beta_4 + \delta_4$	δ_5	$\beta_6 + \delta_6$	δ_7
$\beta_4 - \delta_4$	$-\delta_5$	$\beta_6 - \delta_6$	$-\delta_7$	$\beta_8 - \delta_8$

wobei gilt:

$$\beta_{2n} = (-1)^n B_n \frac{(2\pi)^{2n}}{(2n)!}$$

und B_n die Bernoullischen Zahlen ($B_1=1/6; B_2=1/30, \dots$)

und

$$\delta_1 = \pi \left(\text{Cotg} \pi \frac{b}{c} - 1 \right);$$

$$\delta_2 = \pi^2 \left(\text{Cotg}^2 \pi \frac{b}{c} - 1 \right);$$

$$\delta_3 = \pi^3 \left(\text{Cotg}^3 \pi \frac{b}{c} - \text{Cotg} \frac{b}{c} \right);$$

.....

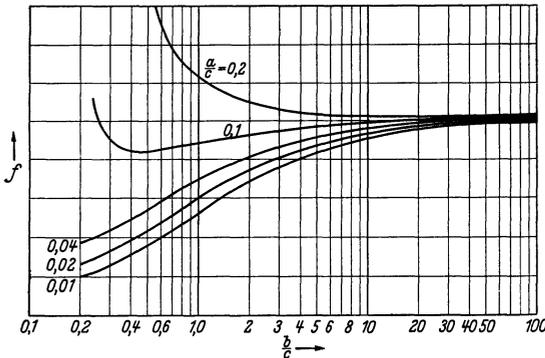


Abb. 23. Ordinate: Verhältnis der Kapazität zweier Reihen paralleler runder Stäbe, je in einer Ebene (Querschnitt vgl. Abb. 22) zur Kapazität der Ebenen durch die Stabzentren. Maßstab: 1 Teilstrich = 0,2. Abszisse: Verhältnis des Abstandes b der Ebenen zum Abstand c der Zentren zweier benachbarter Stäbe (vgl. Abb. 22). Parameter zu den Kurven: Verhältnis des Stabhalbmessers a zum Abstand c der Zentren zweier Nachbarstäbe.

Für $c/b \rightarrow 0$ (unendlicher Abstand der zwei Stabreihen) verschwinden alle δ , wie sofort einleuchtet. In diesem Fall ist $A_1=A_3=A_5=\dots=0$. Durch Berechnung des Potentials P eines Stabes nach Gl. (5,11) erhält man die Kapazität der Stabreihen zueinander, wenn man berücksichtigt, daß das Potential eines Stabes der zweiten Reihe $-P$ ist. Man kann nun diese

Kapazität der Stabreihen vergleichen mit der Kapazität zweier leitenden Ebenen, die durch die Zentren der Stäbe hindurchgehen. Das Ergebnis ist in Abb. 23 gezeichnet worden.

Wir stellen zum Schluß dieses Paragraphen Formeln für einige Kapazitäten in Trioden zusammen:

A. Ebene Triode (vgl. Abb. 19):

$$(5,16) \quad -Ol_1 = C_{kg}P_g + C_{ka}P_a = \frac{O}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \frac{b_2 P_g - \frac{d}{2\pi} \ln(2\pi c/d) P_a}{-\frac{b}{2\pi} \ln(2\pi c/d) + b_1 b_2}.$$

Hierbei ist l_1 die mittlere Ladungsdichte der Kathode in Coulomb/cm⁻², O die Kathodenoberfläche in cm², C_{kg} die Kapazität zwischen Kathode und Steuergitter in Farad, C_{ka} die Kapazität zwischen Kathode und Anode in Farad, P_g das Gitterpotential und P_a das Anodenpotential, während die übrigen Bezeichnungen der Abb. 19 zu entnehmen sind.

B. Zylindrische Triode (vgl. Abb. 24) mit Gitterstäben parallel zur Zylinderachse:

$$(5,17) \quad \begin{cases} -LQ_k = C_{kg}P_g + C_{ka}P_a \\ = \frac{L}{2 \cdot 9 \cdot 10^{11}} \frac{P_g \ln(R/a) + \gamma P_a}{\gamma \ln(R/K) + \ln(a/K) \ln(R/a)}. \end{cases}$$

Hierbei ist Q_k die Kathodenladung pro Längeneinheit (cm) in der Achsenrichtung, L die Länge der Triode in der Achsenrichtung, C_{kg} und C_{ka} sind die gleichen Kapazitäten wie bei der ebenen Triode, P_g ist das Gitterpotential, P_a das Anodenpotential und $n\gamma = \ln(a/nc)$, wobei n die Anzahl der Gitterstäbe bezeichnet. Die übrigen Buchstaben sind der Abb. 24 zu entnehmen.

C. Zylindrische Triode mit Gitter, bestehend aus parallelen Kreisringen (Abb. 25):

$$(5,18) \quad -LQ_k = C_{kg}P_g + C_{ka}P_a = \frac{L}{2 \cdot 9 \cdot 10^{11}} \frac{P_g \ln(R/a) + \gamma' P_a}{\gamma' \ln(R/K) + \ln(a/K) \ln(R/a)}.$$

Hierbei sind L , Q_k , C_{kg} , C_{ka} , P_g , P_a dieselben Größen wie in Gl. (5,17). Weiterhin gilt: $\gamma' = (l/2\pi a) \ln(l/2\pi c)$. Die Gl. (5,18) wird mit der Gl. (5,17) identisch, wenn man setzt: n [aus (5,17)] = $2\pi a/l$ [aus (5,18)], da dann $\gamma' = \gamma$ wird. In diesem Fall ist der Stababstand in der Parallelstabtriode ungefähr gleich dem Ringabstand in der Ringtriode. Die Ringtriode kann als Ersatz einer Triode mit Spiralgitter betrachtet werden, wenn man die Ganghöhe der Gitterspirale gleich dem Ringabstand wählt. Es ist eine genauere Formel für den Fall eines Spiralgitters aufgestellt worden (vgl. Schrifttum Nr. 10). Bemerkte sei, daß in den Formeln (5,16), (5,17) und (5,18) stets der Gitterdrahtradius c klein gegenüber den Abständen der Gitterdrähte voneinander sowie von der Kathode und von der Anode vorausgesetzt ist.

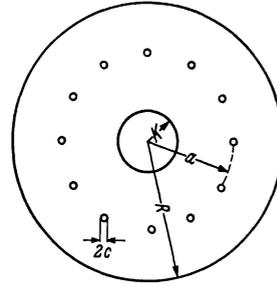


Abb. 24. Querschnitt in einer Ebene senkrecht zur Achse durch eine zylindrische Triode, deren Gitter aus runden Stäben parallel zur Kathode besteht.

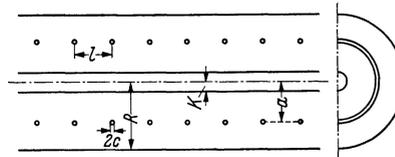


Abb. 25. Querschnitt in einer Ebene durch die Achse durch eine zylindrische Triode, deren Gitter aus Kreisringen in Ebenen senkrecht zur Achse besteht.

Bezeichnungen in § 5: In einer Potentialaufgabe mit n Elektroden sollen deren Ladungen $Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_n$ und ihre Potentiale $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ sein, wobei jede Ladung Q als lineare Kombination von Potentialen P mit den Koeffizienten $\alpha_{mn} = \alpha_{nm}$ ausgedrückt werden kann. Die Kapazität einer Elektrode mit dem Zeiger m gegenüber einer Elektrode mit dem Zeiger n ist dann gleich $-\alpha_{mn}$ ($m \neq n$). Es ist w eine analytische Funktion einer komplexen Veränderlichen $z = x + jy$, ($j = +\sqrt{-1}$) und $w = v + ju$. Die Abmessungen b, b_1, b_2, c, d der ebenen Triode und die Lagen der Koordinaten x und y sind der Abb. 19 zu entnehmen. Die Bedeutung der Konstanten e_1 und E [Gl. (5,2)] geht aus Gl. (5,4) und (5,7) hervor. Mit ϑ_1 ist die erste Thetafunktion bezeichnet (Schrifttum Nr. 19 S. 190) mit den Perioden $2\omega_1$ und $2\omega_2$ und dem Modul q . Die Ladungsdichte der Kathode (Abb. 19) ist $l(x)$ (Coulomb/cm²) und der arithmetische Mittelwert von l heißt l_1 [Gl. (5,6)]. P_g, P_a und μ haben dieselbe Bedeutung wie in § 4. In Gl. (5,10) ist q die Ladungsdichte (Coulomb/cm²) des betrachteten Elements df der Leiteroberfläche und d der Abstand dieses Elementes vom Punkt mit dem Potential P (Volt). In Gl. (5,11) ist l die Ladungsdichte (Coulomb/cm²) des Längenelementes $d\xi$ und d der Abstand dieses Elementes vom Punkt mit dem Potential P , während d_0 eine Konstante mit der Dimension cm ist. In Gl. (5,12) haben A_0, A_1, \dots die Dimension Coulomb/cm². Die Winkel φ, ψ und γ_i folgen aus Abb. 22. In Gl. (5,14) ist $x = a/c$, wobei a der Stabradius und c der Abstand der Zentren zweier Nachbarstäbe ist (Abb. 22). Die Koeffizienten $\alpha_{11}, \alpha_{12}, \dots, \delta_n$ und β_n sind Funktionen von a/c und von b/c (Abb. 22). In Gl. (5,16) ist l_1 die mittlere Ladungsdichte auf der Kathode einer ebenen Triode (Coulomb/cm²) und haben C_{kg}, C_{ka}, P_a, P_g und O dieselbe Bedeutung wie in § 4. Für weitere Bezeichnungen der Gl. (5,16) vgl. oben. In Gl. (5,17) für eine zylindrische Triode sind R, a, c, d und K der Abb. 24 zu entnehmen, L ist die axiale Systemlänge, Q_k die Kathodenladung pro Längeneinheit in der Achsenrichtung des Systems (Coulomb/cm), $n\gamma = \ln(a/nc)$ und n die Zahl der zur Kathode parallelen Gitterstäbe. In Gl. (5,18) sind R, a, K, c und l der Abb. 25 zu entnehmen und $\gamma' = (l/2\pi a) \ln(l/2\pi c)$.

Schrifttum: 7, 8, 10, 12, 15, 19, 36, 37, 47, 48, 54, 55.

§ 6. Die Schirmgitter-Anodenstrecke (V -Strecke) einer idealen Tetrode. Bei einer idealen Tetrode kann das Schirmgitter als eine Fläche betrachtet werden, durch die ein Elektronenstrom mit der Stromdichte i hindurchschießt, wobei alle Elektronen eine Geschwindigkeit v (cm sec⁻¹) besitzen, die durch das Schirmgitterpotential P_1 (Volt) bestimmt ist: $v = 5,93 \cdot 10^7 P_1^{1/2}$. Die Elektronen fliegen alle in einer Richtung senkrecht zur Schirmgitterfläche durch diese Fläche hindurch und werden durch die Schirmgitterdrähte nicht aus dieser Richtung abgelenkt. Parallel zur Schirmgitterfläche befindet sich die Anoden-

fläche mit dem Potential P_2 . Gesucht ist der Potential- und Stromverlauf auf der Strecke zwischen diesen beiden Flächen, die wir zur Abkürzung als „ V -Strecke“ bezeichnen. Bei der Untersuchung dieser V -Strecke können wir unmittelbar an die Formeln von § 2 anschließen. Wir setzen den Ausdruck (2,12) in die Formel (2,11) ein und erhalten:

$$(6,1) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{2e}{m} P &= \left\{ \frac{A i}{2} \left(\frac{3x}{A i} + \sqrt{\frac{9x^2}{A^2 i^2} + \frac{8v_0^2}{A^3 i^3}} \right)^{2/3} \right. \\ &\left. + \frac{A i}{2} \left(-\frac{3x}{A i} + \sqrt{\frac{9x^2}{A^2 i^2} + \frac{8v_0^2}{A^3 i^3}} \right)^{2/3} - v_0 \right\}^2 - v_0^2. \end{aligned} \right.$$

Hierbei ist im Potentialminimum zwischen Schirmgitter und Anode $x=0$ und $P=0$ nach der in § 2 für diese Größen gegebenen Definition. Unter P ist also das Potential im Abstand x vom Potentialminimum in bezug auf das Potentialminimum verstanden (also für $x=0$) und i ist die Stromdichte in Amp/cm². Wenn $v_0=0$ gesetzt wird, erhält man aus (6,1) die bekannte Gleichung [vgl. (2,5)]:

$$(6,1a) \quad P = \frac{m}{2e} \frac{A^{2/3} i^{2/3}}{4} (6x)^{4/3}.$$

Die Gl. (6,1) gilt beiderseits des Potentialminimums, wobei x nach rechts (Richtung von v_0) positiv gerechnet ist. Das Vorzeichen von x ist aber offensichtlich in Gl. (6,1) bedeutungslos. Die Potentiale von Schirmgitter und Anode, vom Kathodenpotential an gerechnet, nennen wir bzw. P_1 und P_2 . Der Abstand des Potentialminimums vom Schirmgitter sei x_1 und von der Anode x_2 . Wenn wir in Gl. (6,1) $x=x_1$ setzen, erhalten wir die Potentialdifferenz $P(x_1)$ zwischen Minimum und Schirmgitter. Offenbar ist:

$$(6,2) \quad P(x_1) + \frac{m}{2e} v_0^2 = P_1,$$

da die Elektronen das Schirmgitter mit einer Geschwindigkeit, entsprechend dem Potential P_1 durchheilen. Ebenso ist:

$$(6,3) \quad P(x_2) + \frac{m}{2e} v_0^2 = P_2.$$

In den Gl. (6,2) und (6,3) kommen 6 Veränderliche vor: i , x_1 , x_2 , P_1 , P_2 und v_0 . Wir können drei dieser Größen vorgeben, z. B. P_1 , P_2 und $x_1+x_2=d$ (Elektrodenabstand). Dann können wir aus (6,2) und (6,3) die Elektronengeschwindigkeit v_0 im Potentialminimum als Funktion der Stromdichte i sowie x_2/d als Funktion von i berechnen. Das Ergebnis ist in den Abb. 26 und 27 gezeichnet. Hierbei ist $mv_0^2/2e=P_0$ gesetzt worden. Wir betrachten zunächst Abb. 26, welche die Kurve enthält, für die $P_2/P_1=1,00$ ist. Hierbei tritt bei einer Stromdichte i , die von Null beginnend wächst, sofort ein Potentialminimum auf, dessen Höhe bei zunehmender Stromdichte sinkt. Bei Steigerung der Stromdichte gelangen wir zum Punkt B dieser Kurve. Zu größerer Strom-

dichte folgt aus den Gl. (6,2) und (6,3) kein reeller Wert für P_0 . Dies ist also die größte Stromstärke, wobei sich eine durch (6,1) gegebene

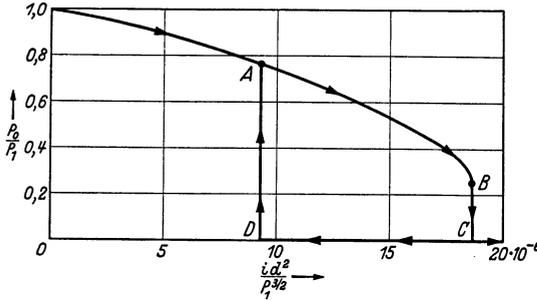


Abb. 26. Ordinate: Potential P_0 des Potentialminimums dividiert durch das Potential P_1 des Schirmgitters. Abszisse: Ausdruck $i d^2 / P_1^{3/2}$; primäre Stromdichte i durch das Schirmgitter in Amp/cm². Abstand Schirmgitter-Anode d in cm und Schirmgitterpotential P_1 in Volt. Das Schirmgitterpotential P_1 ist gleich dem Anodenpotential P_2 . Der Kurvenzug ABC wird bei Steigerung der Stromdichte i von Null aufwärts in der Pfeilrichtung durchlaufen. Bei Verkleinerung von i vom Wert C an wird der Kurvenzug CDA durchlaufen.

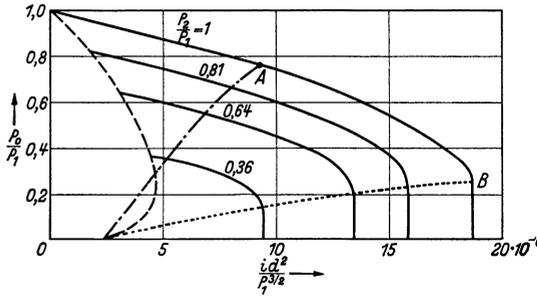


Abb. 27. Ordinate und Abszisse wie Abb. 26. Ausgezogene Kurven: P_0/P_1 als Funktion von $i d^2 / P_1^{3/2}$ für verschiedene Werte von P_2/P_1 . Gestrichelte Kurve: Kleinste Stromdichte, für die ein Potentialminimum zwischen Schirmgitter und Anode zustande kommen kann. Strichpunktierte Kurve: Kleinste Stromwerte, für die ein Potentialminimum mit $P_0=0$ existieren kann (Punkt A von Abb. 26). Punktierter Kurve: Größte Stromwerte, für die ein Potentialminimum mit endlichem Wert von P_0 existieren kann.

und vom Minimum bis zum Schirmgitter:

$$(6,5) \quad i + i_1 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{P_1^{3/2}}{x_1^2}.$$

Im zuletzt genannten Teilraum fließt eine Stromdichte i vom Schirmgitter zum Minimum, während vom Minimum zum Schirmgitter die Stromdichte i_1 zurückfließt. Es ist:

$$(6,6) \quad i = i_1 + i_2.$$

In Gl. (6,5) muß die Summe beider Stromdichten i und i_1 eingesetzt werden, weil die Raumladungsdichten, die von diesen Stromdichten erzeugt werden und die den Potentialverlauf bestimmen, sich addieren.

Potentialverteilung einstellen kann. Wenn die Stromdichte i weiter gesteigert wird, muß sich ein neuer Raumladungszustand ausbilden. Es geht dann nur ein Teil von i zur Anode (Elektrode 2), während ein anderer Teil zum Schirmgitter (Elektrode 1) zurückfließt. Wir betrachten diese Verhältnisse jetzt genauer.

Wenn $P_0 = 0$ wird, die Elektronen also ihre ganze Geschwindigkeit im Potentialminimum eingebüßt haben, können die Teile der ganzen V -Strecke links und rechts vom Potentialminimum beide wie Diodenstrecken ohne Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen aufgefaßt werden. Man nennt den Punkt, für den $P_0 = 0$ ist, oft „virtuelle“ Kathode. Vom Potentialminimum zur Anode gilt nach § 2:

$$(6,4) \quad i_2 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{P_2^{3/2}}{x_2^2}$$

Gegen diese Berechnung kann eingewendet werden: 1. In einem Potentialminimum mit endlicher Stromdichte (nämlich i_2) und einer Geschwindigkeit Null der Elektronen ist die Raumladungsdichte unendlich groß. 2. Die zum Minimum gelangenden primären Elektronen (Stromdichte i) sind durch nichts voneinander zu unterscheiden, folglich kann nicht ein Teil umkehren und der Rest weiterfliegen. Die Antwort auf diese Schwierigkeiten liegt darin, daß die primären Elektronen (Stromdichte i) ja in Wirklichkeit nicht alle die gleiche Geschwindigkeit besitzen, sondern eine Geschwindigkeitsverteilung aufweisen, um die mittlere, durch P_1 gegebene Geschwindigkeit herum. Die Elektronen, deren Geschwindigkeit in der Schirmgitterfläche kleiner als P_1 ist, kehren vor dem Minimum um, diejenigen mit größerer Geschwindigkeit als P_1 gehen hindurch. Unsere Beschreibung durch die Gleichungen (6,4), (6,5) und (6,6) ist daher nur als rohe Näherung aufzufassen.

Wenn im Punkt B von Abb. 26 die Stromdichte i weiter gesteigert wird, geht P_0/P_1 sprunghaft auf Null (Punkt C der Abb. 26) herunter und bleibt dann bei größeren i -Werten auch Null. Nimmt dann i wieder ab, so bleibt P_0 gleich Null bis zum Punkt D von Abb. 26 und geht dann sprunghaft auf den Wert A hinauf. Entlang der Strecke DC gelten die Gl. (6,4), (6,5) und (6,6). Im Bereich $D-C$ der Stromdichte i sind somit zwei Raumladungszustände möglich. In jedem Punkte dieses Bereiches kann ein Übergang von einem Zustand zum anderen stattfinden.

Wir betrachten nun den Fall $v_0 = 0$, wobei die Stromdichte beiderseits des Potentialminimums gleich groß und gleich gerichtet ist. Die Funktion $P(x)$ ist dann durch Gl. (6,1a) gegeben, während die Gl. (6,2) und (6,3) ihre Gültigkeit behalten. Die Lage des Potentialminimums folgt aus diesen beiden Gleichungen unmittelbar:

$$(6,7) \quad \left(\frac{x_1}{x_2}\right)^{4/3} = \frac{P_1}{P_2}.$$

Aus $x_1 + x_2 = d$, Gl. (6,4) und Gl. (6,7), folgt die Stromdichte i :

$$(6,8) \quad i = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(P_1^{3/4} + P_2^{3/4})^2}{d^2}.$$

Diese Stromdichte ist die kleinste, bei der noch ein Potentialminimum mit $P_0 = 0$ möglich ist (Punkt D und A von Abb. 26). Wird die Stromdichte i noch weiter verringert, so muß sich ein Raumladungszustand der V -Strecke ausbilden, wobei P_0 endlich ist.

Die zum Punkt B gehörende Stromdichte i ist durch die Gleichung

$$\frac{\partial i}{\partial v_0} = 0$$

gegeben, woraus sich mit Hilfe von (6, 1), (6, 2) und (6, 3) die Gleichungen

$$(6, 9) \quad i_B = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(P_1^{1/2} + P_2^{1/2})^3}{d^2}$$

und

$$(6, 10) \quad \frac{P_{0B}}{P_1} = \frac{1}{(\sqrt{P_1/P_2} + 1)^2}$$

ergeben.

Die Abb. 27 enthält einige Kurven, die analog zur Kurve der Abb. 26 sind, aber zu verschiedenen Werten von P_1/P_2 gehören. Hierbei sei bemerkt, daß das Potentialminimum immer innerhalb der V -Strecke liegen muß, also können die Kurven erst von derjenigen Stromdichte i an gezeichnet werden, für die $P_0 = P_2$ ist (Potentialminimum auf der Anode). Dieser Punkt wird durch die gestrichelte Kurve bestimmt. Die strichpunktierte Kurve bestimmt die Lage des Punktes A (vgl. Abb. 26) und die punktierte Kurve die Lage des Punktes B .

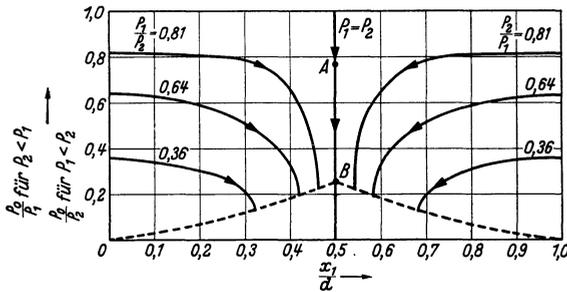


Abb. 28. Ordinate: wie Abb. 26 und 27. Abszisse: Abstand x_1 des Potentialminimums vom Schirmgitter dividiert durch Abstand d zwischen Schirmgitter und Anode. Ausgezogene Kurven mit Pfeilrichtungen: Geometrischer Ort des Potentialminimums bei wachsender, primärer Stromdichte i durch das Schirmgitter. Punktierter Kurve entspricht der punktierten Kurve von Abb. 27. Nachdem $P_0 = 0$ geworden ist, wandert die Lage des Potentialminimums bei wachsendem i -Wert immer weiter nach links.

Es gibt für jeden Wert von P_1/P_2 nach dem Obigen ein Gebiet der Stromdichte i , für das zwei Raumladungszustände möglich sind. Welcher dieser Zustände sich einstellt, hängt von den äußeren Bedingungen ab. Diese Doppelwertigkeit der Charakteristiken ist ein wesentliches Merkmal der „idealen“ V -Strecke, das bei wirklichen V -Strecken meistens nicht auftritt.

Aus den obigen Gleichungen folgt neben der Höhe des Potentialminimums auch die Lage dieses Minimums. Wir drücken diese Lage durch das Verhältnis x_1/d aus (Abb. 28). Bei wachsender primärer Stromdichte i werden die Kurven in der Pfeilrichtung durchlaufen. Wir betrachten zunächst den Fall $P_1 = P_2$. Das Potentialminimum entsteht bei sehr kleiner Stromdichte i in der Mitte zwischen Schirmgitter und Anode ($x_1/d = 0,5$) und die Höhe des Minimums (P_0/P_1) sinkt bei wachsenden i -Werten stetig, bis der Punkt B erreicht ist. Bei noch größeren Stromdichten i geht P_0/P_1 unstetig auf Null herunter.

Wenn nun i wieder sinkt, bleibt zunächst P_0/P_1 gleich Null, bis die zu Punkt A von Abb. 26 gehörende Stromdichte erreicht ist. Bei weiter sinkendem i geht P_0/P_1 unstetig auf den Wert A hinauf und erreicht schließlich bei immer weiter sinkendem i den Wert 1. Wenn $P_2/P_1 < 1$ ist, so entsteht das Potentialminimum auf der Anode ($x_1/d = 1$), und bei steigendem i werden die Kurven in der Pfeilrichtung stetig durchlaufen, bis die punktierte Grenzkurve erreicht wird. Steigt i jetzt noch mehr, so geht P_0/P_1 unstetig auf Null herunter und x_1/d wird sprunghaft kleiner, um schließlich bei größeren i -Werten stetig nach Null herunterzugehen (Potentialminimum rückt zum Schirmgitter). Die punktierte Grenzkurve entspricht der punktierten Kurve von Abb. 27. Für $P_2/P_1 > 1$ ergibt sich ein Kurvenverlauf, der vollkommen symmetrisch zum beschriebenen in bezug auf die Linie $x_1/d = 0,5$ ist.

Nachdem wir in dieser Weise die Lage und die Höhe des Potentialminimums als Funktion von i und von P_2/P_1 erläutert haben, betrachten wir die Stromdichte i_2 zur Anode als Funktion von i und von P_2/P_1 . Da $i = i_1 + i_2$ ist, folgt hieraus auch sofort die Stromdichte i_1 zum Schirm-

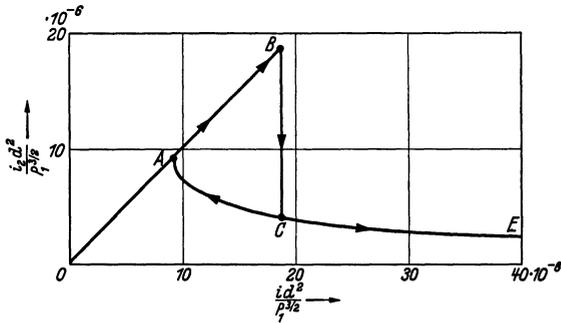


Abb. 29. Ordinate: $i_2 d^2 / P_1^{3/2}$, wobei i_2 die Stromdichte ist, welche nach der Anode fließt, d der Abstand Schirmgitter—Anode und P_1 das Schirmgitterpotential. Abszisse: $i d^2 / P_1^{3/2}$, wobei i die primär durch das Schirmgitter fließende Stromdichte ist. Bei steigendem i wird die Kurve $OABCE$ durchlaufen. Bei fallendem i die Kurve $ECAO$. Es ist $P_1/P_2 = 1$.

gitter. In Abb. 29 ist i_2 als Funktion von i bei $P_2/P_1 = 1$ gezeichnet worden. Bei steigender Stromdichte i ist zunächst $i_2 = i$, bis zum Punkt B (vgl. Abb. 27 und 28). Hier bildet sich sprunghaft ein Potentialminimum $P_0/P_1 = 0$ aus, und i_2 geht auf den Wert C herunter und sinkt weiter stetig bei steigender Stromdichte i . Läßt man nun i wieder abnehmen, so steigt i_2 , bis der Punkt A (vgl. Abb. 27 und 28) erreicht ist und ist dann gleich i geworden. Bei weiter abnehmendem i fällt auch i_2 weiter und bleibt gleich i . Dieser Vorgang verläuft für andere Werte von P_2/P_1 ganz analog (Abb. 30).

Man kann, um das Gesamtbild zu schließen, noch die Stromdichte i_2 als Funktion von P_2/P_1 bei jeweils festen Werten der Gesamtstromdichte i betrachten. Es ergibt sich dann die Abb. 31. Es sei in dieser Abbildung zunächst der Fall $i d^2 / P_1^{3/2} = 4 \cdot 2,33 \cdot 10^{-6}$, der eine gewisse Grenzlage einnimmt, ins Auge gefaßt. Bei steigendem Verhältnis P_2/P_1 nimmt i_2 zu (wobei P_1 konstant gedacht ist) von Null bis zum Punkt A und bleibt dann bei weiterer Steigerung von P_2 konstant (Strecke AB). Nimmt nun P_2 wieder ab, so bleibt i_2 zunächst konstant auf der

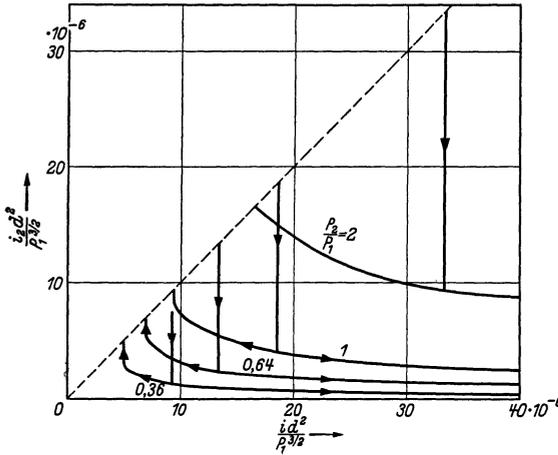


Abb. 30. Wie Abb. 29, aber für andere Werte P_2/P_1 . Die Kurvenzüge werden bei steigender und bei fallender Stromdichte i analog wie in Abb. 29 durchlaufen.

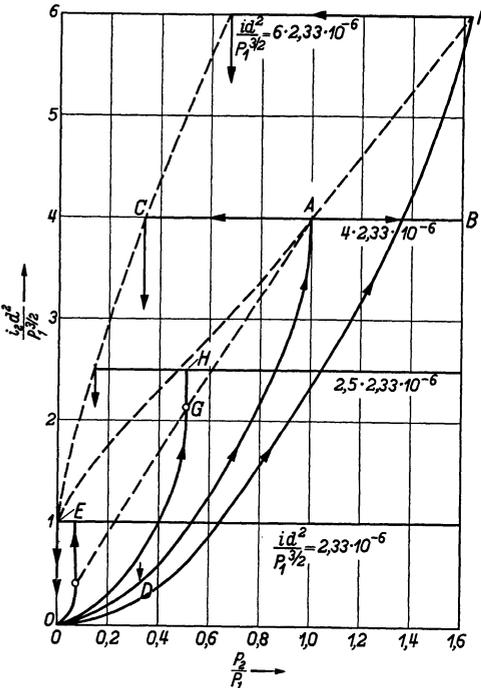


Abb. 31. Vertikal: $i_2 d^2 / P_1^{3/2}$, wobei i_2 die Stromdichte zur Anode (Amp/cm²), d den Abstand Schirmgitter-Anode (cm) und P_1 das unveränderlich gedachte Schirmgitterpotential (Volt) bezeichnen. Horizontal: P_2/P_1 , wobei P_2 das Anodenpotential (Volt) ist. Kurven für verschiedene angegebene Werte von $i d^2 / P_1^{3/2}$, wobei i die primäre Stromdichte (Amp/cm²) durch das Schirmgitter darstellt. Die Kurve für $i d^2 / P_1^{3/2} = 4 \cdot 2,33 \cdot 10^{-6}$ wird bei wachsendem P_2/P_1 in der Richtung $ODAB$ durchlaufen und bei fallendem P_2/P_1 in der Richtung $BACDO$. Die übrigen Kurven werden analog durchlaufen. Weiteres im Text.

Strecke BAC und fällt dann bei weiterem Sinken von P_2 auf den Wert D zurück, um von da ab stetig nach O zu gehen. Wir sehen hier wieder die uns jetzt schon geläufige Doppelwertigkeit der Raumladungszustände in einem gewissen Gebiet. Die übrigen Kurven werden analog durchlaufen. Die gestrichelte Grenzkurve durch die Punkte EC bezeichnet den Rückfallpunkt der Strom-

dichte i_2 , während die Grenzkurve AF für $i d^2 / P_1^{3/2} \geq 4 \cdot 2,33 \cdot 10^{-6}$ den „Sättigungspunkt“ von i_2 bezeichnet. Für $i d^2 / P_1^{3/2} < 4 \cdot 2,33 \cdot 10^{-6}$ gibt es eine Grenzkurve AG . Diese Kurve bezeichnet den Punkt, in dem die Kurven für i_2 eine vertikale Tangente besitzen. In diesem Punkt steigt i_2 bei wachsendem P_2 unstetig bis zum Sättigungswert (vgl. das vertikale Kurvenstück GH). Wenn $i d^2 / P_1^{3/2}$ kleiner als $0,5 \cdot 2,33 \cdot 10^{-6}$ ist, so wird $i_2 = i$, sobald $P_2 > 0$ ist. Schleifen werden in diesem Gebiet nicht mehr gebildet. Dieser Fall tritt bei Röhren üblicher Bauart meistens auf.

Im Anschluß an obige Erörterungen berechnen wir die Elektronenlaufzeit auf einer V-Strecke, wobei wir unterscheiden zwischen dem Fall, daß keine virtuelle Kathode auftritt, und dem Fall, daß eine virtuelle Kathode vorhanden ist. Im

zuerst genannten Fall ist die Laufzeit t (sec) vom Potentialminimum bis zu einer Stelle, welche von diesem Minimum die Entfernung x (cm) hat, durch den Ausdruck (2,12) des § 2 gegeben:

$$(6,11) \quad t = \left(\frac{3x}{Ai} + \sqrt{\frac{9x^2}{A^2i^2} + \frac{8v_0^3}{A^3i^3}} \right)^{1/3} - \left(-\frac{3x}{Ai} + \sqrt{\frac{9x^2}{A^2i^2} + \frac{8v_0^3}{A^3i^3}} \right)^{1/3}.$$

Hierbei ist v_0 die Elektronengeschwindigkeit im Potentialminimum (cm sec^{-1}) und $A = 1,99 \cdot 10^{28}$ (Dimension: $\text{cm}^3 \text{Coulomb}^{-1} \text{sec}^{-2}$), während i die Stromdichte darstellt (Amp cm^{-2}). Wir bezeichnen mit t_0 die Elektronenlaufzeit vom Potentialminimum bis zu einer Stelle, die von diesem Minimum die Entfernung x (cm) hat, wenn $v_0 = 0$ ist (also wenn eine virtuelle Kathode vorliegt). Es ist [vgl. Gl. (2,7)]:

$$(6,12) \quad t_0 = \left(\frac{6x}{Ai} \right)^{1/3}$$

und

$$(6,13) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{t}{t_0} = \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2v_0^3}{9x^2Ai}} \right)^{1/3} \\ - \left(-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{2v_0^3}{9x^2Ai}} \right)^{1/3} \end{array} \right.$$

In Abb. 32 ist t/t_0 als Funktion von $2v_0^3/9Ai x^2$ dargestellt worden. Die Größe t_0 ist sehr einfach mit Hilfe der Gl. (2,7):

$$(6,14) \quad t_0 = 0,51 \cdot 10^{-7} \frac{x}{(P - P_0)^{1/2}}$$

zu berechnen, wobei P das Potential an der Stelle x und P_0 das Potential im Potentialminimum bezeichnet. Zur Gl. (6,13) sei noch bemerkt, daß hieraus die Laufzeit für ein Elektron folgt, das im Potentialminimum die Geschwindigkeit v_0 in Richtung der Bewegung hat [vgl. die Ableitung der Gl. (2,12) in § 2]. Wenn x negativ ist (in entgegengesetzter Richtung wie v_0), wird auch t nach Gl. (6,11) negativ und bezeichnet t die Laufzeit von der Stelle x bis zum Potentialminimum.

Im vorhergehenden Inhalt dieses Paragraphen ist das Vorhandensein einer Raumladung, d. h. die gegenseitige Beeinflussung der Elektronen, wesentlich für den erläuterten Verlauf der Kennlinien. Zum Abschluß der Betrachtungen dieses Paragraphen erörtern wir jetzt den Fall, daß praktisch keine Raumladung zwischen Schirmgitter und Anode vorhanden ist. Wir lassen die Bedingung, daß die Elektronen alle in einer Richtung senkrecht zur Schirmgitterfläche durch diese Fläche hindurch fliegen, fallen. Die primär senkrecht auf die Schirmgitter-

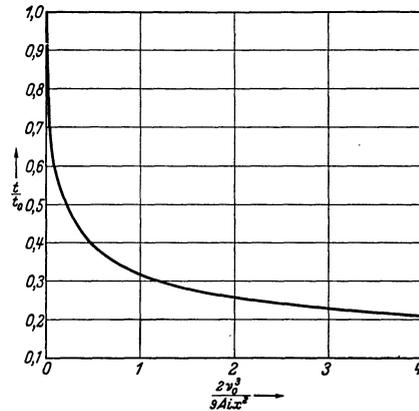


Abb. 32. Laufzeit der Elektronen auf einer V -Strecke. Vertikal: t/t_0 , wobei t die Elektronenlaufzeit vom Potentialminimum bis zu einer Stelle im Abstand x vom Minimum bezeichnet, und t_0 diese Laufzeit für den Fall, daß im Potentialminimum die Elektronengeschwindigkeit Null ist, dargestellt. Horizontal: Dimensionslose Größe $2v_0^3/9Ai x^2$, wobei v_0 die Elektronengeschwindigkeit (cm sec^{-1}) im Potentialminimum, x den Abstand vom Minimum (cm), i die Stromdichte im Minimum (Amp cm^{-2}) und A eine Konstante gleich $1,99 \cdot 10^{28}$ ($\text{cm}^3 \text{Coulomb}^{-1} \text{sec}^{-2}$) darstellen.

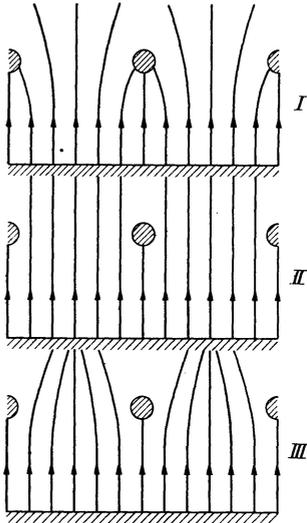


Abb. 33. Ausschnitte aus der Kathoden- und der Gitterebene der Abb. 19. Bild I, II und III unterscheiden sich im Verhältnis P_a/P_g , wobei P_a das Anodenpotential und P_g das Gitterpotential in bezug auf die Kathode darstellen. Es sei, wie in Abb. 19, mit b_1 der Abstand Kathode - Gitterebene und mit b_2 der Abstand Gitterebene - Anode bezeichnet. Dann gibt Bild I schematisch den Verlauf der Elektronenbahnen, wenn $P_a/P_g < (b_1 + b_2)/b_1$ ist. Bild II gilt für $P_a/P_g = (b_1 + b_2)/b_1$ ist. und Bild III für $P_a/P_g > (b_1 + b_2)/b_1$. Es ist keine Raumladung berücksichtigt worden.

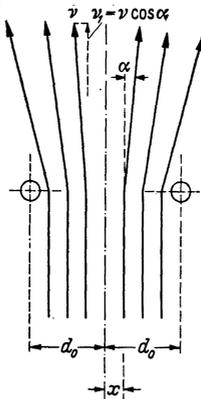


Abb. 34. Ablenkung der Elektronen aus ihrer ursprünglichen Bahnrichtung im Fall I der Abb. 33. Ablenkungswinkel α . Ursprüngliche Geschwindigkeit senkrecht zur Gitterebene ist v . Nach der Ablenkung ist die Geschwindigkeit senkrecht zur Gitterebene $v_1 = v \cos \alpha$.

fläche zu fliegenden Elektronen sollen durch das Potentialfeld in der Schirmgitterfläche, das durch die Schirmgitterdrähte inhomogen ist, aus dieser ursprünglichen Flugrichtung abgelenkt werden. Als einfachste Anordnung betrachten wir ein Schirmgitter, bestehend aus parallelen runden Stäben, die in einer Ebene angeordnet sind. Das Potentialfeld eines solchen Gitters (Abb. 19), das zwischen einer ebenen Kathodenfläche und einer ebenen Anodenfläche angeordnet ist, haben wir in § 5 berechnet. Auf Grund des Verlaufs der Äquipotentiallinien und elektrischen Kraftlinien kann man einsehen, daß die Elektronen, je nach dem Verhältnis der Gitterspannung, zur Anodenspannung, wie in Abb. 33 skizziert, abgelenkt werden. Für den Fall eines positiven Schirmgitters, wobei das Schirmgitterpotential von gleicher Größenordnung oder höher als das Anodenpotential ist, kommt der Fall I von Abb. 33 in Frage. Dieser Fall ist in Abb. 34 nochmals vergrößert gezeichnet worden, wobei angenommen ist, daß die Elektronenbahnen vor und nach Durchgang durch die Gitterebene zunächst geradlinig verlaufen. Für den Ablenkungswinkel α (vgl. Abb. 34) kann eine einfache Näherungsformel abgeleitet werden:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{x}{D},$$

wobei D von den geometrischen Dimensionen abhängt und angenähert durch die Formel:

$$D = \frac{4 b_1 b_2}{b_1 + b_2}$$

gegeben ist, in der, wie in Abb. 19, b_1 den Abstand Anode - Gitterebene und b_2 den Abstand Gitterebene - Kathode bezeichnet. Die Geschwindigkeitskomponente der abgelenkten Elektronen in einer Richtung senkrecht zur Gitterebene beträgt $v_1 = v \cos \alpha$, wobei v die dem Schirmgitterpotential P_1 entsprechende Geschwindigkeit $v = 5,93 \cdot 10^{-7} (P_1)^{1/2}$ bedeutet. Die abgelenkten Elektronen beschreiben auf der Schirmgitter-Anodenstrecke Parabelbahnen (wir sehen von jeglicher Raumladung ab). Ob sie

auf die Anode treffen, hängt vom Ort des Scheitels einer solchen Parabelbahn ab. Dieser Scheitel liegt beim Potential $P_1 \sin^2 \alpha$. Wenn $P_1 \sin^2 \alpha$ kleiner als P_2 (Anodenpotential) ist, so treffen die Elektronen auf die Anode. Wir nehmen an, daß vom gesamten primären Strom I vor dem Schirmgitter der Teil F vom Schirmgitter eingefangen wird. Bei den obigen Betrachtungen einer idealen Tetrode mit Raumladung war dieser Teil außer acht gelassen worden. Dann ist der Strom I_x , der zwischen $x=0$ und der Stelle x durch die Schirmgitteröffnung hindurchgeht:

$$I_x = (1 - F) I \frac{x}{d_0}.$$

Hierbei ist angenommen, daß der Durchmesser der Schirmgitterdrähte klein gegenüber d_0 ist, damit in den Gitteröffnungen eine homogene Stromdichte herrscht. Der Faktor F hängt von P_1 , P_2 und von den geometrischen Dimensionen ab. Setzt man (für kleine Ablenkungswinkel α) $\operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha$ und $\sin^2 \alpha = P_2/P_1$, so wird der Anodenstrom I_2 :

$$(6, 15) \quad I_2 = (1 - F) I \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/2} \frac{4 b_1 b_2}{d_0 (b_1 + b_2)}.$$

Daß I_2/I vom Verhältnis P_2/P_1 abhängt, kann begründet werden durch die Überlegung, daß das Potentialfeld und die Elektronengeschwindigkeiten völlig von diesem Verhältnis bestimmt werden. Auch der Faktor F kann die Potentiale nur als Verhältnis P_2/P_1 enthalten.

Wenn das Anodenpotential P_2 genügend hoch ist (im Fall I und im Fall III der Abb. 33), gelangen alle Elektronen, die das Schirmgitter durchheilt haben, zur Anode. In diesem Fall wird das Verhältnis des Anodenstroms I_2 zum Schirmgitterstrom I_1 (vom Schirmgitter eingefangener Stromanteil) gleich:

$$(6, 16) \quad \frac{I_2}{I_1} = c \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/2},$$

wobei c eine von der Konstruktion bestimmte und theoretisch schwer mit einiger Genauigkeit bestimmbare Konstante ist. Diese Gl. (6,16) hat viel Ähnlichkeit mit (6,15), kann aber nicht aus (6,15) abgeleitet werden, da (6,15) nur für kleine Werte von P_2/P_1 gegen 1 begründet ist. Für das Auftreten des Verhältnisses P_2/P_1 in (6,16) kann dieselbe Begründung gegeben werden, die im Anschluß an (6,15) angeführt wurde.

Für den Fall II der Abb. 33 werden die Elektronenbahnen nicht durch das Gitter abgelenkt. Unter Benutzung des oben eingeführten Faktors F ergibt sich:

$$(6, 17) \quad I_2 = (1 - F) I \quad \text{und} \quad I_1 = F I.$$

Bezeichnungen in § 6: Es ist v die Geschwindigkeit, mit der die Elektronen das Schirmgitter durchheilen, P_1 das Schirmgitterpotential (Volt) und P_2 das Anodenpotential, beide gegen die Kathode. Alle Größen in Gl. (6,1) sind in § 2 erwähnt. Der Abstand vom Potential-

minimum zur Anode ist x_2 , zum Schirmgitter x_1 und $d = x_1 + x_2$. Weiter ist v_0 die Elektronengeschwindigkeit im Potentialminimum und P_0 das Potential dieses Minimums gegen die Kathode. Die Stromdichte zur Anode ist (in absolutem Betrag) i_2 , und die vom Potentialminimum im Falle einer virtuellen Kathode ($P_0 = 0$) nach der Schirmgitterfläche zurückkehrende Stromdichte ist (in absolutem Betrag) i_1 . Es gilt $i = i_1 + i_2$. Die Größen t und t_0 sind durch Gl. (6,13) und (6,14) gegeben. Der Ablenkungswinkel α der durch das Schirmgitter hindurchfliegenden Elektronen, ebenso wie x und d_0 , sind in Abb. 34 definiert. Die in der Definition von D vorkommenden Größen b_1 und b_2 sind der Abb. 19 zu entnehmen. Unter F ist der Teil der primär vor dem Schirmgitter eintreffenden Elektronen verstanden, der von den Schirmgitterdrähten eingefangen wird. An Stelle der Stromdichten i , i_1 und i_2 sind die entsprechenden Ströme I , I_1 und I_2 eingeführt worden, wobei I der Strom vor dem Schirmgitter ist.

Schrifttum: 6, 11a, 23a, 26, 35, 41, 42, 45, 62a, 62b.

§ 7. Anwendungen der *V*-Strecke in Hochfrequenzverstärkerröhren, Mischröhren und Leistungsverstärkerröhren. Wir überlegen uns im Anschluß an die Ausführungen in Bd. I zunächst, wie die jetzt praktisch benutzten Elektronenröhren, bei denen eine Schirmgitter—Anodenstrecke vorhanden ist, eingeteilt werden können. Wenn wir die Reihenfolge in Bd. I einhalten, so sind dies: Hochfrequenztetraden und -pentoden, Hexoden, Oktoden und Leistungsverstärkerröhren.

Bei den Hochfrequenztetraden und -pentoden ist das der Kathode zunächst angeordnete Steuergitter zur Vermeidung von Gitterstrom (Folgen: Dämpfung und Verzerrungseffekte) stets negativ. Der gesamte von diesem Steuergitter durchgelassene Strom ist von gleicher Ordnung wie der Anodenstrom, da das Schirmgitter nur einen Bruchteil (z. B. $1/4$) des Anodenstroms aufnimmt. Dieser Strom führt zu einer solch geringen Stromdichte, daß Raumladungseffekte die Vorgänge zwischen Schirmgitter und Anode nicht wesentlich beeinflussen. Wir können daher in erster Näherung beim Studium dieser Röhren mit den Formeln ohne Raumladung, welche im Anschluß an Abb. 33 erläutert wurden, auskommen. Von den drei in dieser Abb. 33 skizzierten Fällen liegt hier meistens der erste vor. Um dies zu erläutern, müssen wir uns, wenn es sich um Pentoden handelt, zunächst über das Effektivpotential in der Fanggitterfläche klar werden. Wir rekapitulieren die Elektrodenreihenfolge: Steuergitter, positives Schirmgitter (P_1), Fanggitter (P_2) auf Kathodenpotential und Anode (P_a). Hierbei können wir nach dem im § 4 für Trioden aufgestellten Rezept vorgehen und für das effektive Potential in der Fanggitterfläche setzen:

$$(7, 1) \quad P_{3\text{eff}} = P_3 + \frac{P_a}{\mu_{a3}} + \frac{P_1}{\mu_{13}}.$$

Die Größen μ_{a3} und μ_{13} können aus den elektrostatischen Kapazitäten berechnet werden. Man könnte hierzu Formeln aus § 5 benutzen. Wir erwähnen hier an Stelle dessen die Formeln:

$$(7,2) \quad \mu_{a3} = \frac{4b_{a3}}{2d_0} \left\{ 1 - \frac{2d_0}{4} \left(\frac{1}{b_{a3}} + \frac{1}{b_{13}} \right) \right\}^{-1};$$

$$(7,3) \quad \mu_{13} = \frac{4b_{13}}{2d_0} \left\{ 1 - \frac{2d_0}{4} \left(\frac{1}{b_{a3}} + \frac{1}{b_{13}} \right) \right\}^{-1}.$$

Hierbei ist $2d_0$ der Abstand zweier benachbarter Gitterdrähte von Gitter 3 (Fanggitter), b_{a3} der Abstand Anode—Fanggitterebene und b_{13} der Abstand Schirmgitterebene—Fanggitterebene. Bei der Berechnung der Formeln (7,2) und (7,3) wurde das elektrostatische Feld zugrunde gelegt, das zwischen drei parallelen, leitenden Ebenen entsteht, wenn die mittlere Ebene einen unendlich langen, geraden Schlitz der Breite $2d_0$ besitzt. Es handelt sich also um eine ziemlich rohe Näherung. Wählen wir als Beispiel die Röhre AF 7 (Bd. I, S. 10), so ist $b_{13} = 2,5$ mm, $b_{a3} = 4$ mm, $2d_0 = 1,35$ mm, also $\mu_{a3} = 15$, $\mu_{13} = 9,5$. Im normalen Betrieb dieser Röhre ist $P_a = 200$ V, $P_3 = 0$ V und $P_1 = 100$ V, also $P_{3\text{eff}} = 23,5$ V. Wir können das Fanggitter durch eine Fläche mit dem Potential $P_{3\text{eff}}$ ersetzt denken und ersehen dann, daß wir den Fall I von Abb. 33 vor uns haben, wenn das Schirmgitter mit dem Gitter der Abb. 33 zusammenfällt. Wenn I_1 der Strom zum Schirmgitter darstellt und I_a der durch das Fanggitter hindurch zur Anode gelangende Strom (die auf die Fanggitterdrähte treffenden Elektronen können vernachlässigt werden), so ist nach Gl. (6,16):

$$(7,4) \quad \frac{I_a}{I_1} = c \left(\frac{P_a}{P_1} + \frac{\mu_{a3}}{\mu_{13}} \right)^{1/2},$$

wobei c eine im wesentlichen durch die Röhrenkonstruktion bestimmte Konstante darstellt. Aus Gl. (7,4) würde hervorgehen, daß I_a/I_1 für $P_a/P_1 = 0$ noch einen endlichen Wert besitzt. Dies trifft in Wirklichkeit nicht zu, so daß Gl. (7,4) die Verhältnisse nur für nicht zu kleine Werte von P_a/P_1 beschreibt (normalerweise z. B. 1 oder 2). Bei sehr kleinen Werten von P_a/P_1 kehren zwischen dem Fanggitter und der Anode, da das Anodenpotential unterhalb des Effektivpotentials der Fanggitterfläche nach Gl. (7,1) liegt, Elektronen um, die zum Schirmgitter zurückgelangen. Wir hatten aber bei der Aufstellung von Gl. (7,4) angenommen, daß alle Elektronen, die das Schirmgitter durchheilt haben, auch zur Anode gelangen, daher die Ungültigkeit der Gl. (7,4) für zu kleine Werte von P_a/P_1 .

Wir werden die Gl. (7,4) zum Studium des Innenwiderstandes $R_i = \partial P_a / \partial I_a$ verwenden. Durch Differentiation ergibt sich:

$$(7,5) \quad R_i = \frac{\partial P_a}{\partial I_a} = \frac{2}{c^2} \frac{I_a P_1}{I_1^2} = \frac{2P_a}{I_a} \left(1 + \frac{\mu_{a3}}{\mu_{13}} \frac{P_1}{P_a} \right).$$

Es zeigt sich, daß der Klammerausdruck in Gl. (7,5) in vielen praktischen Fällen nahezu unabhängig von P_1/P_a ist und als Konstante betrachtet werden kann.

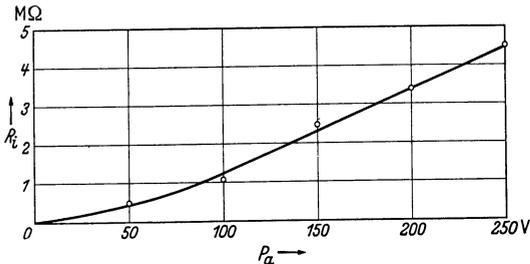


Abb. 35 Innenwiderstand R_i der Hochfrequenzpentode AF 7 (vertikal) in Megohm als Funktion der Anodenspannung P_a in Volt (horizontal) bei konstanter Schirmgitterspannung von 100 V und konstantem Anodenstrom von 3 mA (mittels der Steuergittervorspannung konstant gehalten). Es ergibt sich fast eine Gerade.

Mankann diese Tatsache dadurch erklären, daß μ_{a3}/μ_{13} eben in Wirklichkeit nicht nur von den Röhrenkonstruktionsdaten, sondern auch von P_1/P_a abhängt, und zwar gerade so, daß der Ausdruck $\mu_{a3}P_1/\mu_{13}P_a$ oft nahezu konstant ist. Als Beispiel seien Messungen des Innenwiderstandes der Röhre AF 7 angeführt

(Abb. 35 und 36), die eine Bestätigung der Formel (7,5) mit nahezu konstantem Klammerausdruck bringen.

Als zweite, wichtige Größe bei Hochfrequenzpentoden erwähnen wir die Steilheit $\partial I_a/\partial P_g$, wobei P_g das Steuergitterpotential darstellt.

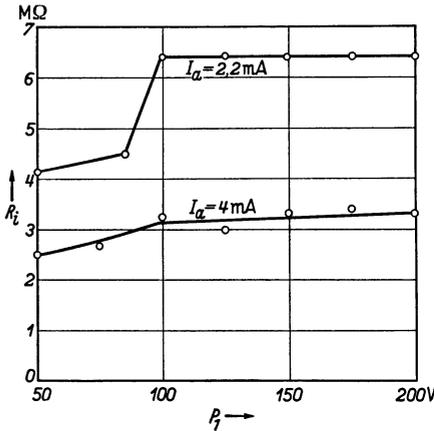


Abb. 36. Innenwiderstand R_i der Röhre AF 7 (vertikal) in Megohm als Funktion der Schirmgitterspannung P_1 in Volt (horizontal) bei konstanter Anodenspannung von 200 V. Obere Kurve: Anodenstrom $I_a=2,2$ mA. Untere Kurve: Anodenstrom = 4 mA. In weiten Grenzen ist R_i unabhängig von P_1 und weiter ungefähr umgekehrt proportional zu I_a .

Wenn wir den Klammerausdruck in Gl. (7,5) und in Gl. (7,4) konstant annehmen, ist:

$$\frac{I_a}{I_1} = K$$

und
$$\frac{I_a}{I_1 + I_a} = \frac{I_a}{I_k} = \frac{K}{K + 1},$$

wobei I_k den gesamten Kathodenstrom bezeichnet. Da nach § 4 gilt:

$$\frac{\partial I_k}{\partial P_g} = a I_k^{1/3},$$

wird

$$(7,6) \quad \frac{\partial I_a}{\partial P_g} = \left(\frac{K}{K + 1}\right)^{2/3} a I_a^{1/3},$$

wobei a eine von der Kathoden- und Steuergitterkonstruktion abhängige Konstante ist [vgl. § 4, Gl. (4,5) und Gl. (4,7)]. Auch in Pentoden der hier behandelten Art

ist also die Steilheit zu $I_a^{1/3}$ proportional, genau wie bei Trioden. Die Gl. (7,6), zusammen mit (7,4), erlaubt eine angenäherte Berechnung der Steilheit. Über die Genauigkeit, mit der Gl. (7,6) und (7,4) in praktischen Fällen befolgt werden, orientiert nachstehende Tabelle, welche für die Hochfrequenzpentode EF 6 (Philips) die Steilheit $\partial I_a/\partial P_g$, den Anodenstrom I_a und den Schirmgitterstrom I_1 enthält, welche durch

Veränderung von P_g auf die angeführten Werte bei konstanten Potentialen P_1 und P_a eingestellt sind:

I_1 (mA)	2,50	1,95	1,40	0,70
I_a (mA)	8,00	5,00	4,00	2,00
I_1/I_a	0,31	0,39	0,35	0,35
$S_a = \partial I_a / \partial P_g$ (mA/V)	2,75	2,40	2,20	1,70
$S_a / I_a^{1/2}$ (mA ^{1/2} /V)	1,37	1,40	1,37	1,35

Da K aus der 3. Zeile folgt und a aus den Kathoden- und Steuergitterabmessungen berechnet werden kann [Gl. (4, 5) und Gl. (4, 7)], ist eine theoretische Kontrolle der letzten Zeile der Tabelle möglich. Diese ergibt eine gute Übereinstimmung mit den Meßwerten.

Als zweite Röhre, die mit Stromverteilung arbeitet, behandeln wir die Hexode. Hierbei ist die Elektrodenreihenfolge: Kathode, negatives Steuergitter (Gitter g), positives Schirmgitter (Gitter I), negatives Steuergitter (Gitter 3), positives Schirmgitter (Gitter 4), Anode (vgl. Bd. I, S. 34). Da das negative Gitter g nur einen geringen Strom zum weiteren Röhrenteil fließen läßt, können wieder als Näherung die Formeln ohne Raumladung, welche im Anschluß an Abb. 33 angeführt wurden, benutzt werden. Das Effektivpotential des Gitters 3 ist bei Hexoden oft derart, daß nicht alle Elektronen, die Gitter I durchheilt haben, auch zur Anode gelangen, sondern es kehrt ein Teil dieser Elektronen vor Gitter 3 um. Daher benutzen wir die Gl. (6, 15) von § 6. Wir bezeichnen wieder mit I_a den Anodenstrom, mit I_4 den Strom zum Schirmgitter, das vor der Anode liegt, und mit $I_k = I_1 + I_4 + I_a$ den gesamten Kathodenstrom. Dann besagt Gl. (6, 15):

$$(7, 7) \quad \frac{I_a + I_4}{I_k} = c \left(\frac{P_3 + P_1/\mu_{13} + P_4/\mu_{43}}{P_1} \right)^{1/2},$$

wobei c eine von den Konstruktionsdaten abhängige dimensionslose Konstante ist. Weiter ist P_1 das Schirmgitterpotential, P_3 das Potential des Gitters 3 , das zwischen den Schirmgittern I und 4 gelegen ist. Die Bedeutung der Größen μ_{13} und μ_{43} ist analog derjenigen, welche oben für die entsprechenden Größen der Pentode angegeben ist. Hexoden vom hier betrachteten Typ sind zur Vereinfachung oft so dimensioniert, daß $P_1 = P_4$ gewählt werden kann, wodurch sich Gl. (7, 7) vereinfacht zu:

$$(7, 8) \quad \frac{I_a + I_4}{I_k} = c \left(\frac{P_3}{P_1} + \alpha \right)^{1/2},$$

wobei $\alpha = 1/\mu_{13} + 1/\mu_{43}$ gesetzt worden ist. Wenn P_3 negativ ist, wird das Verhältnis $(I_a + I_4)/I_k$ für ein bestimmtes Potential P_3 gleich Null. Für weiter negativ gelegene Werte von P_3 gelten (7, 7) und (7, 8) nicht mehr. In Abb. 37 sind diese Verhältnisse für die Hexode E 449 (Philips) gemessen (obere Hälfte der Abb.) und für $\alpha = 0,045$, $c = 2,78$, berechnet worden. Beide Kurvenscharen zeigen eine qualitative Übereinstimmung.

Während die berechneten Kurven sich für $P_3=0$ alle im Punkte $c \cdot \alpha^{1/2} = 0,59$ schneiden, liegt dieser Schnittpunkt bei den gemessenen Kurven bei etwas positivem Wert der Spannung von Gitter 3. Die Ursache hiervon liegt in der Kontaktpotentialdifferenz zwischen Gitter 3 und der Kathode, die man sogar in dieser Weise messen kann.

Bei Hexoden, die als Regelverstärker benutzt werden sollen (vgl. Bd. I, S. 34), wird angestrebt, die Kennlinie Anodenstrom gegen die Spannung des ersten Steuergitters durch Verändern der Spannung des Gitters 3 in ihrer Form unverändert zu halten, d. h. wenn man von der einen Spannung des Gitters 3 zur nächsten übergeht, soll die Kennlinie in ihrem Verlauf mit einem Faktor multipliziert erscheinen. In der hier benutzten Näherungsrechnung ist diese Bedingung stets erfüllt. Denn es ist $I_a + I_4$ proportional zu I_k , und bei Verändern der ersten Steuergitterspannung ändert man im wesentlichen nur I_k .

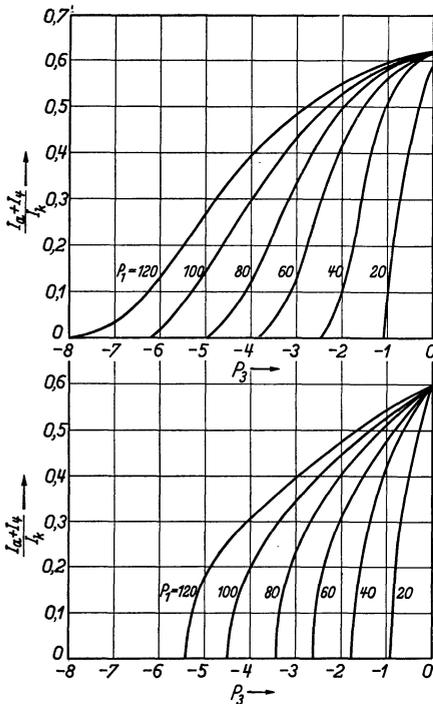


Abb. 37. Vertikal: Verhältnis von Anodenstrom I_a + Schirmgitterstrom I_4 zum Kathodenstrom I_k . Horizontal: Spannung des dritten Gitters. Hexode E 449 (Philips). Bei verschiedenen Schirmgitterspannungen $P_1 = P_4$. Obere Kurvenschar gemessen. Untere Kurvenschar berechnet.

Aus der obigen Erörterung ist zu ersehen, daß eine steile $I_a - P_3$ -Kennlinie durch niedrige Schirmgitterspannung oder bei hoher Schirmgitterspannung durch einen niedrigen Wert von α erreicht werden kann. Der Bedeutung von $\alpha = 1/\mu_{13} + 1/\mu_{43}$ entsprechend kommt dies auf ein engmaschiges drittes Gitter hinaus oder (und) auf große Abstände zwischen den Schirmgittern und Gitter 3. Bei Hexoden als Mischröhren kann ein steiler Verlauf dieser Kennlinie erwünscht sein zur Erzielung einer kleinen Oszillatorspannung, die zur maximalen Überlagerungsteilheit als Funktion der Oszillatorspannung erforderlich ist (vgl. Bd. I, S. 50).

Wenn wir bei einer Mehrgitterröhre, z. B. bei der gerade betrachteten Hexode E 449, die Anlaufstromkennlinie eines Gitters messen, das durch ein positives Gitter von der Kathode getrennt ist, z. B. bei der genannten Hexode die Anlaufstromkennlinie von Gitter 3, so erhalten wir eine Exponentialkurve genau wie im Falle einer Diode. In Abb. 38 sind einige Kurven für die Oktode EK 2 angeführt, aus denen dies

Verlauf dieser Kennlinie erwünscht sein zur Erzielung einer kleinen Oszillatorspannung, die zur maximalen Überlagerungsteilheit als Funktion der Oszillatorspannung erforderlich ist (vgl. Bd. I, S. 50).

hervorgeht. Zugleich ist in dieser Abb. 38, analog wie in Abb. 15, das Kontaktpotential von Gitter 4 (von der Kathode gerechnet das vierte Gitter) und von Gitter 1 ermittelt, wobei sich ein sehr merklicher Unterschied ergibt.

Man kann den Exponentialverlauf der Anlaufstromkennlinie eines von der Kathode durch positive Gitter getrennten Gitters theoretisch begründen, indem man von der Geschwindigkeitsverteilung der emittierten Elektronen [vgl. Abb. 11 und Gl. (3,1)] ausgeht und die Veränderung dieser Verteilungsfunktion infolge der Winkelstreuung der Elektronen am positiven Gitter betrachtet. Die Gesamtzahl der durch

das positive Gitter fliegenden Elektronen mit der Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ sei dN . Das Gitter habe n Öffnungen zwischen den Drähten, je mit der Breite $2d_0$. Dann fliegen durch den Abschnitt zwischen x und $x + dx$ insgesamt $dN \cdot dx / 2nd_0$ Elektronen mit einer ursprünglichen Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ (vgl. Abb. 34). Nach Durchgang durch das positive Gitter liegen die Geschwindigkeitskomponenten dieser Elektronen in einer

Richtung senkrecht zur Gitterebene zwischen v_1 und $v_1 + dv_1$. Es ist $v_1 = v(1 + x^2/D^2)^{-1/2}$ (vgl. Abb. 34). Folglich wird:

$$\begin{aligned} \frac{dx \cdot dN}{2n d_0} &= N \frac{mv}{kT} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \frac{dx}{2n d_0} \\ &= N \frac{mv_1(1 + x^2/D^2)}{kT} \exp\left(-mv_1^2 \frac{(1 + x^2/D^2)}{2kT}\right) \frac{dx \cdot dv_1}{2n d_0}. \end{aligned}$$

Die Anzahl der Elektronen, deren senkrecht zur Gitterebene gerichteten Geschwindigkeiten nach Durchgang durch das Gitter zwischen v_1 und $v_1 + dv_1$ liegen, erhält man durch Integration über dx von $x=0$ bis $x=d_0$ und darauffolgende Multiplikation mit $2nd_0$. Man zeigt leicht, daß für $mv_1^2 \gg 2kT$ (Anlaufstrombedingung) diese Integration als Funktion von v_1 wieder den Faktor $\exp(-mv_1^2/2kT)$ ergibt. Wenn hinter dem positiven Gitter der Anlaufstrom durch eine Anode aufgefangen

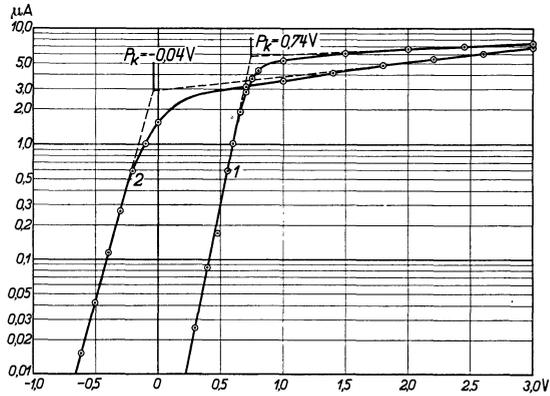


Abb. 38. Messung der Kontaktpotentiale P_k von Gitter 1 (Kurve 1) und von Gitter 4 (Kurve 2) gegenüber der Kathode bei einer Oktode EK 2. Kurve 1 vertikal: Strom nach Gitter 1 in Mikroamp. bei einer Heizspannung von 0,89 V (normal 6,3 V) als Funktion der Spannung in Volt von Gitter 1 gegenüber der Kathode (horizontal). Die übrigen Elektroden haben normale Betriebsspannungen. Es ergibt sich $P_k = 0,74$ V. Kurve 2: vertikal: Strom in Mikroamp. nach Gitter 4 bei einer Heizspannung von 2,12 V als Funktion der Spannung in Volt (horizontal) zwischen Gitter 4 und Kathode. Die übrigen Elektroden haben normale Betriebsspannungen. Es ergibt sich $P_k = -0,04$ V.

würde, so folgt hieraus der gleiche Exponentialverlauf der Anlaufstromkennlinie, wie bei einer Diode mit gleicher Kathode. Auch für den Anlaufstrom zu einem Gitter dürfte dieser Schluß gelten.

Als erste Anwendung der Stromverteilungsvorgänge auf einer V -Strecke mit Raumladung betrachten wir die Oktode. Das erste Gitter (vgl. Abb. 39) erhält bei der Oktode AK 2 eine Wechselspannung, wodurch die Spannung dieses Gitters gegenüber der Kathode etwa zwischen 1,5 V und $-21,5$ V schwankt. Gitter 2 (zwei seitliche Stäbe) beeinflusst den durch Gitter 1 hindurchfließenden Elektronenstrom nur wenig. Gitter 3 erhält gegenüber der Kathode eine Spannung von 70 V. Gitter 4 hat im Falle der maximalen Verstärkung durch die Oktode etwa -2 V gegen die Kathode. Gitter 5 ist mit Gitter 3 und Gitter 6 ist mit der Kathode verbunden. Die Anode hat 200 V gegen die Kathode. Wir betrachten nun die Strecke zwischen den Gittern 3 und 4.

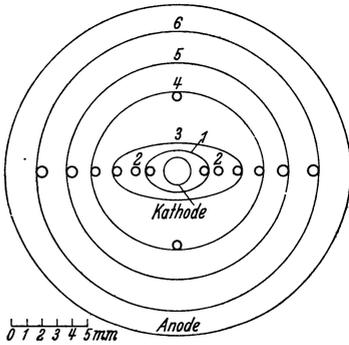


Abb. 39. Querschnitt durch das Gittersystem der Oktode AK 2 in einer Ebene senkrecht zur Systemachse. Die Gitter sind von der Kathode zur Anode fortlaufend nummeriert.

Wenn Gitter 1 stark negativ ist, kann die Stromverteilung auf dieser Strecke ohne Raumladung betrachtet werden. Für das Funktionieren der Oktode ist aber gerade diese Stromverteilung bei positiver Spannung des Gitters 1 wichtig (vgl. Bd. I, S. 53), und in diesem Fall muß die Raumladung auf dieser Strecke in Betracht gezogen werden. Bei der Oktode interessiert uns in erster Linie die Steilheit $S_4 = \partial I_a / \partial V_4$, wobei I_a der Anodenstrom und V_4 die Spannung von Gitter 4 ist. Es handelt sich darum, ein möglichst günstiges Verhältnis

von S_4 zum Gesamtkathodenstrom I_k durch geeignete Konstruktion der Gitter zu erreichen. Der auf Gitter 5 treffende Strom ist ein von V_4 nahezu unabhängiger Bruchteil des Anodenstroms. Wir können den Strom I_a als Funktion von V_4 und vom Kathodenstrom I_k betrachten. Für die ideale V -Strecke handelt es sich um die Kennlinien der Abb. 31. Bei einem Meßexemplar der Röhrentype AK 2 waren folgende Spannungen angelegt: Gitter 2: 90 V, Gitter 3 und 5 je 70 V, Anode 200 V. Der gesamte Kathodenstrom wurde bei den Messungen von Abb. 40 durch Regeln der Spannung von Gitter 1 für jede Kurve konstant gehalten. Die Kurven der Abb. 40 zeigen einige Ähnlichkeit mit jenen der Abb. 31. Man bedenke, daß die Steuerspannung in der Fläche des Gitters 4 positiv ist. Der ins Auge springende Unterschied liegt darin, daß von Schleifenbildung bei hin- und zurücklaufender Messung, die in Abb. 31 infolge der Doppeldeutigkeit der Raumladungszustände auftritt, in Abb. 40 nichts zu bemerken ist. Zur näheren Betrachtung

berechnen wir zunächst, zu welchen Werten nach Abb. 31 die Kurven von Abb. 40 gehören. Die wirksame Oberfläche O des Gitters 3, zur Berechnung der Stromdichte i aus Abb. 31 aus I_k : $i = I_k/O$ ist etwa $2,7 \text{ cm}^2$, also wird i für die Kurven 1 und 2 der Abb. 40 bzw. $5,5 \cdot 10^{-3} \text{ Amp cm}^{-2}$ und $3,0 \cdot 10^{-3} \text{ Amp cm}^{-2}$. Der Abstand d zwischen Gitter 3 und 4 kann etwa gleich $0,3 \text{ cm}$ gesetzt werden. Setzt man noch $P_1 = 70 \text{ V}$, so wird $id^2/P_1^{3/2} = 0,36 \cdot 2,33 \cdot 10^{-6}$ für Kurve 1 von Abb. 40 und $= 0,20 \cdot 2,33 \cdot 10^{-6}$ für Kurve 2 von Abb. 40. Wir befinden uns also

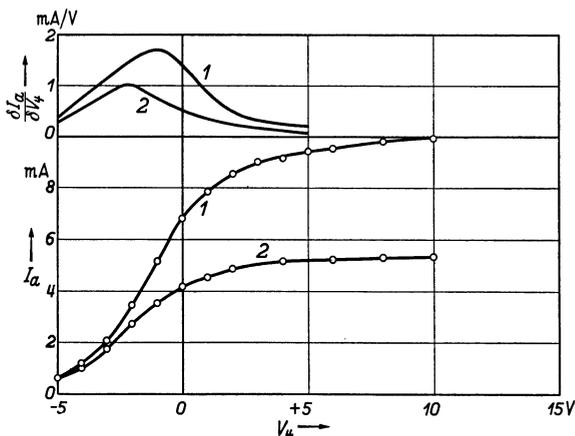


Abb. 40. Unterer Teil: Anodenstrom I_a (vertikal) einer Oktode AK2 als Funktion der Spannung von Gitter 4 (horizontal) bei einem Gesamtkathodenstrom I_k von 15 mA (Kurve 1) und von 8 mA (Kurve 2). Spannungen der Gitter sind: Gitter 3 und 5 je 70 V, Gitter 2: 90 V, Gitter 1 variabel zur Regelung von I_k . Oberer Teil: Steilheit (vertikal) in mA/V als Funktion von V_4 für die Kurven 1 und 2 des unteren Teils. Anodenspannung 200 V.

in der unteren linken Ecke vom Diagramm 31. Bei diesen kleinen Werten von $id^2/P_1^{3/2}$ tritt im Diagramm Abb. 31 keine Schleifenbildung mehr auf (vgl. § 6). In der Abb. 31 tritt die größte Steilheit bei diesen Werten von i für $i_2 = i$, also in unserem Fall für $P_2 = 0$ auf. Infolge der Geschwindigkeitsstreuung ist aber dieser Übergang der Kurve in den horizontalen Teil in Abb. 40 stark abgeflacht. Die größte Steilheit tritt daher bei kleineren Werten von V_4 auf. Die Kurven Abb. 40 sind für die Konstruktionsbestimmung der Oktode von großer Bedeutung. Zur Bestimmung des größten im Verlauf einer Periode der Wechselspannung am Gitter 1 der Oktode auftretenden Kathodenstromes I_k dient die Kurve Abb. 41. Man sieht, daß es keinen Sinn hat, bei diesem Wert der Spannung von Gitter 4 mit I_k über 18 mA hinauszugehen, da I_a und damit $\partial I_a / \partial V_4$ dann nicht mehr zunehmen.

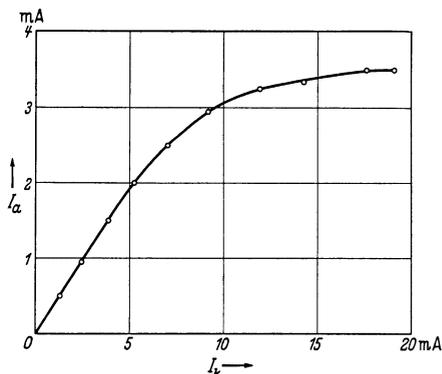


Abb. 41. Anodenstrom I_a einer Oktode AK 2 (vertikal) bei einer Spannung des Gitters 4 von -2 V als Funktion des Kathodenstroms I_k (horizontal). Spannungen der übrigen Gitter wie in Abb. 40.

Als zweite Anwendung der V -Strecke mit Raumladung betrachten wir die Schirmgitter—Anodenstrecke einer Leistungsverstärkerröhre,

und zwar einer Pentode der Type AL 4 (vgl. für die Abmessungen Bd. I, S. 116; die dort für die Röhre AL 3 angegebenen Abmessungen der Gitter 2 und 3 sowie der Anode gelten auch für die Röhre AL 4). Die wirksame Oberfläche des Schirmgitters kann etwa (vgl. Bd. I, S. 93, Abb. 93 und Abb. 94, S. 116, Tabelle der Abmessungen) auf $1,6 \times 2,6 = 4,16 \text{ cm}^2$ geschätzt werden. Der Abstand Schirmgitter—Fanggitter ist etwa 0,15 cm, der Abstand Fanggitter—Anode etwa 0,35 cm. In Abb. 42 sind drei gemessene Kurven des Stromes nach der Anode als Funktion des Gesamtkathodenstromes bei einer Schirmgitterspannung von 250 V gezeichnet. Diese Kurven müssen mit der Kurvenschar in Abb. 30 verglichen werden. Der gerade ansteigende Teil der drei Kurven in Abb. 42 sollte im Maßstab der Abb. 30 unter 45° verlaufen, wenn

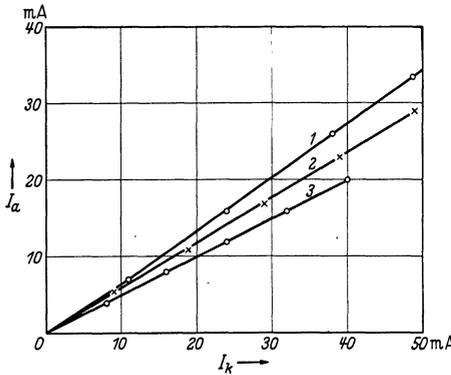


Abb. 42. Anodenstrom I_a (mA) (vertikal) als Funktion des gesamten Kathodenstromes I_k in mA (horizontal) für die Leistungsverstärkerpentode AL 4 bei einer Schirmgitterspannung von 250 V und mit dem Fanggitter an die Kathode gelegt. Kurve 1: Anodenspannung 30 V, Kurve 2: Anodenspannung 20 V, Kurve 3: Anodenspannung 10 V.

das Schirmgitter keinen Strom aufnehmen würde und wenn alle Elektronen, die durch das Schirmgitter hindurchgeflogen sind, auch zur Anode gelangen würden. Daß letzteres nicht der Fall ist, geht aus Abb. 42 hervor, weil die Kurven für verschiedene Anodenspannungen nicht zusammenfallen. Es kehren aus dem Schirmgitter-Anodenraum noch Elektronen zum Schirmgitter zurück. Es sind dies Elektronen, deren Geschwindigkeit infolge Geschwindigkeitsstreuung in Volt mehr unter dem Wert der Schirmgitterspannung liegt, als die Anodenspannung beträgt. In Abb. 43 sind einige Kurven gezeichnet, die mit den Kurven Abb. 31 verglichen werden müssen. Das Fehlen der Doppelwertigkeit liegt wieder daran, daß bei Werten von $id^2/P_1^{3/2}$ kleiner als $0,5 \cdot 2,33 \cdot 10^{-6}$ keine Doppeldeutigkeit der Kennlinien auftritt und der Kennlinienverlauf an der Geschwindigkeitsstreuung der Elektronen.

Bezeichnungen in § 7: Bei der Behandlung der Hochfrequenzpentode ist P_1 die Potentialdifferenz Kathode—Schirmgitter, P_a jene Kathode—Anode und P_3 jene Fanggitter—Kathode. Die Größen μ_{a3} und μ_{13} sind durch Gl. (7,2) und (7,3) definiert. Hierbei ist $2d_0$ der Abstand zweier Nachbardrähte von Gitter 3 (Fanggitter), b_{13} der Abstand Schirmgitter—Fanggitter, b_{a3} der Abstand Anode—Fanggitter und $P_{3\text{eff}}$ das Effektivpotential der Fanggitterfläche gegen die Kathode, definiert durch Gl. (7,1). Die Stromdichte zur Anode ist i_a , jene zum Schirmgitter i_1 , während die betreffenden Ströme I_a und I_1 sind. Die Konstante c ist in Gl. (7,4) definiert und R_i ist der Innenwiderstand

nach § 4, während P_g das Steuergitterpotential gegen die Kathode ist. Die Konstante $K = I_a/I_1$ ist in einem ganzen Gebiet von P_a und P_1 nahezu unabhängig. Es ist $I_k = I_1 + I_a$ und $a = I_k^{-1/3} \partial I_k / \partial P_g$, während $S_a = \partial I_a / \partial P_g$.

Bei der Hexode ist I_a der Anodenstrom, I_4 der Strom nach dem vor der Anode angeordneten Schirmgitter, I_1 der Strom nach dem Schirmgitter, das hinter dem Steuergitter liegt. P_1 ist das Potential des letzteren Schirmgitters gegen die Kathode, P_3 das Potential des zwischen den beiden Schirmgittern gelegenen Gitters 3 gegen die Kathode und $I_k = I_1 + I_4 + I_a$. Die Konstante c ist durch (7,7) definiert, die Größen μ_{13} , μ_{43} und α durch (7,7) und (7,8). Für die Definition von v , $v + dv$,

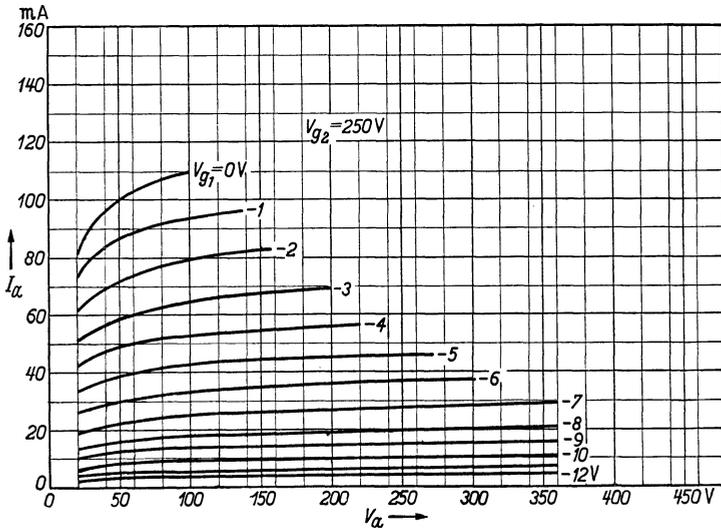


Abb. 43. Anodenstrom (vertikal) als Funktion der Anodenspannung (horizontal) bei 250 V Schirmgitterspannung und verschiedenen Spannungen des Steuergitters. Röhre AL 4. Leistungsverstärkerpentode.

dN , k , T vgl. man § 3, für jene von x , d_0 , D , α § 6. Mit n ist die Anzahl der Gitteröffnungen des Schirmgitters hinter dem Steuergitter gemeint (Potential P_1).

Bei der Oktode ist $S_4 = \partial I_a / \partial V_4$, wobei I_a der Anodenstrom und V_4 die Spannung des Gitters 4 (Abb. 39) gegen die Kathode sind. I_k ist der Gesamtkathodenstrom und $i = I_k/O$, wobei O die effektive Fläche des Gitters 3 (Abb. 39) ist. Der Abstand Gitter 3—Gitter 4 ist d genannt und das Potential von Gitter 3 gegen die Kathode P_1 .

Bei der Röhre AL 4 (Leistungspentode) ist in Abb. 43 V_{g2} die Schirmgitterspannung und V_a die Anodenspannung gegen die Kathode.

Schrifttum: 4, 16, 26, 41, 42, 45, 50, 51, 63.

§ 8. Dynamische Röhrenkapazitäten. In § 5 wurden die elektrostatischen Röhrenkapazitäten betrachtet. Im Betriebszustand treten Änderungen dieser elektrostatischen Kapazitäten als Folge der Raum-

ladungen auf. Wir bezeichnen die entstehenden Werte allgemein als „dynamische“ Kapazitäten.

Als ersten Fall betrachten wir eine ebene Triode, deren Gitter ein negatives Potential gegen die Kathode aufweist, wodurch keine Elektronen auf das Gitter gelangen können. Der Abstand der Gitterebene von der Anode soll zunächst klein sein, gemessen am Abstand zwischen Kathode und Gitterebene. Hierdurch brauchen wir zunächst nur die Raumladungswirkungen auf der Strecke Kathode—Gitter in Betracht zu ziehen. Als Kathode—Gitter-Kapazität definieren wir die Änderung der Ladung auf dem Gitter bei einer kleinen Änderung des Gitterpotentials gegen die Kathode. Das effektive Potential in der Gitterebene soll durch die Wirkung des positiven Anodenpotentials positiv gegen die Kathode sein, damit ein Elektronenstrom von der Kathode zur Anode fließt.

Die Ladung Q des Gitters ist proportional zur Feldstärke $\partial P/\partial x$ in der Gitterebene, wobei P das Potential der Gitterebene in bezug auf die Kathode und x die Koordinate senkrecht zu dieser Ebene bezeichnen (Gaußscher Satz, vgl. § 2):

$$(8,1) \quad 3,6\pi 10^{12} Q = \frac{O \partial P}{\partial x}.$$

Die Ladung Q ist in Coulombs und $\partial P/\partial x$ in Volt cm^{-1} ausgedrückt, während O die Oberfläche der ebenen Triode in cm^2 bezeichnet. Im elektrostatischen Fall ist $\partial P/\partial x = P/x_0$, wenn mit x_0 der Abstand Kathode—Gitter bezeichnet wird. Im Raumladungsfall gilt nach Gl. (4,1):

$$(8,2) \quad P + P_k = 5,68 \cdot 10^3 \cdot (x - d)^{4/3} i^{2/3},$$

wobei i die Stromdichte, d den Abstand Kathode—Potentialminimum und P_k die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Potentialminimum bezeichnen. Aus Gl. (8,2) ergibt sich am Gitter:

$$(8,3) \quad \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{4}{3} (P + P_k) (x_0 - d)^{-1}.$$

Bezeichnen wir die elektrostatische Kapazität zwischen Kathode und Gitter mit C_k (kalte Kathode) und die Kapazität im Raumladungsfall mit C_w (warme Kathode), so folgt aus (8,3):

$$(8,4) \quad \frac{C_w}{C_k} = \frac{4}{3} \left(1 - \frac{d}{x_0}\right)^{-1}.$$

Wenn das Potentialminimum sehr nahe an die Kathode heranrückt [bei großen Stromdichten i , vgl. Gl. (3,5)], wird $C_w/C_k = 4/3$. Für sehr kleine Stromdichten, d. h. wenn d vergleichbar mit x_0 wird, gilt die Näherungsgleichung (8,4) nicht mehr, da auch die Gl. (4,1) ihre Gültigkeit verliert. Als Zahlenbeispiel sei die Kathodentemperatur 1150° absolut, $P_k = 0,45$ V, $i = 10$ mA/cm², $d = 0,0054$ cm, $x_0 = 0,1$ cm. Dann wird $C_w/C_k = 1,06 \cdot 4/3$. Der Wert $(C_w - C_k)/C_k$, d. h. die relative Kapazitätsänderung, kann bei modernen Röhren, die oft als Röhren

mit nahezu ebener Kathode behandelt werden können, 0,5 bis 0,6 betragen. Er steigt bei zunehmender Kathodentemperatur (d nimmt zu).

Eine zur obigen völlig analoge Rechnung kann für den zylindrischen Fall durchgeführt werden. Wir gehen von Voraussetzungen über die gegenseitige Lage von Kathode, Gitter und Anode aus, die den oben genannten ganz analog sind. Wenn wir den zum Gitter gehörigen Radius r_0 nennen, so folgt aus Gl. (4,6):

$$(8,5) \quad P + P_k = 5,68 \cdot 10^3 \left(\frac{I_a}{O}\right)^{2/3} (r_0^2 \beta^2)^{1/3}.$$

Hierbei sind die Potentialbezeichnungen die gleichen wie im ebenen Fall, I_a ist der Anodenstrom und O die Oberfläche des Gitterzylinders. Wir beschränken uns auf den Fall, daß das Potentialminimum sehr nahe der Kathode liegt und erhalten dann die Funktion β^2 von r_0/r_k ($r_k = \text{Kathodenradius}$) aus Abb. 5. Durch eine numerische Berechnung entsteht für $(C_w - C_k)/C_k = f(r_0/r_k)$ die in Abb. 44 gezeichnete Kurve. Die Funktion $f(r_0/r_k)$ ergibt für $r_0 \rightarrow r_k$ den Wert $1/3$, wie im ebenen Fall. Bei einem zylindrischen System kann also $(C_w - C_k)/C_k$ bedeutend größer sein als bei einer ebenen Anordnung.

Wir betrachten jetzt die Gitter—Anodenstrecke einer ebenen Triode, lassen die Bedingung, daß diese Strecke kurz ist, fallen und legen eine Koordinate y senkrecht zur Gitter- und Anodenebene, wobei y in der Gitterebene den Wert Null und in der Anodenebene den Wert y_0 hat.

Die Potentialverteilung zwischen Gitter und Anode soll für die Berechnung der Elektronengeschwindigkeit [Gl. (8,6)] mit dem elektrostatischen Potentialverlauf zusammenfallen, d. h. linear vom Wert P in der Gitterebene zum Wert P_a an der Anode ansteigen. Wir berechnen wieder die Ladung, welche die auf dieser Strecke vorhandenen Elektronen auf dem Gitter induzieren. An der Stelle y befinde sich die räumliche Ladungsdichte $l(y)$ (Coulomb cm^{-3}), während die Stromdichte i (Amp cm^{-2}) beträgt. Die auf dem Gitter induzierte Flächenladungsdichte q (Coulomb cm^{-2}) wird:

$$(8,5) \quad q = \int_0^{y_0} l(y) \frac{y_0 - y}{y} dy.$$

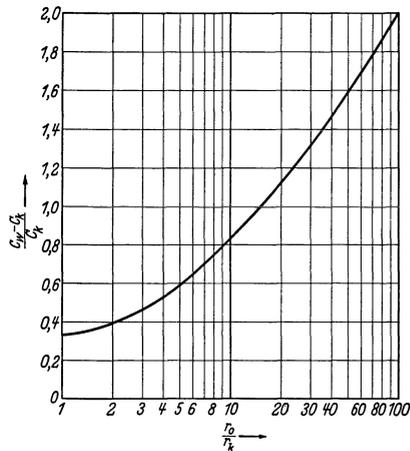


Abb. 44. Relative Kapazitätzunahme des Kathoden-Gitterraumes durch Raumladung in einer zylindrischen Triode. C_w Kapazität Gitter-Kathode in Betriebszustand (bei warmer Kathode); C_k dieselbe Kapazität bei kalter Kathode. Horizontal: Radius r_0 der Gitterzylinderfläche dividiert durch Radius r_k der Kathode. Nach Berechnungen der Herren C. J. BAKKER und C. J. BOERS.

Die hier benutzte Formel für die Influenzladungen auf zwei leitenden Ebenen, die durch eine Ladung zwischen den Ebenen erzeugt werden, kann leicht abgeleitet werden, wenn man letztere Ladung gleichmäßig über eine parallele Ebene verschmiert. Für die Ladungsdichte $l(y)$ kann Stromdichte i dividiert durch Elektronengeschwindigkeit v gesetzt werden und für v gilt:

$$(8,6) \quad m v^2 = 2 e P + 2 e \frac{P_a - P}{y_0} y.$$

Aus den Gl. (8,5) und (8,6) ergibt sich:

$$(8,7) \quad \left\{ \begin{aligned} q &= \int_0^{y_0} i \left\{ 2 \frac{e}{m} \left(P + \frac{P_a - P}{y_0} y \right) \right\}^{-1/2} \frac{y_0 - y}{y} dy \\ &= \frac{4}{3} \frac{i y_0}{\left(2 \frac{e}{m} P_a \right)^{1/2}} \left(1 - \frac{3}{2} \left(\frac{P}{P_a} \right)^{1/2} + 2 \frac{P}{P_a} + \dots \right), \end{aligned} \right.$$

wobei im Klammerausdruck nach Potenzen von $(P/P_a)^{1/2}$ entwickelt worden ist. Für die Stromdichte i gilt nach Gl. (2,6):

$$(8,8) \quad i = \frac{\left(8 \frac{e}{m} \right)^{3/2}}{36 A} \frac{P^{3/2}}{x_0^2},$$

wobei x_0 den Abstand Kathode—Gitterebene bezeichnet. Einsetzen von (8,8) in (8,7) ergibt einen Wert für $\partial q / \partial P$. Es ergibt sich für die Änderung ΔC_g der „kalten“ Gitteranodenkapazität C_g als Folge der Raumladung zwischen Gitter und Anode in erster Näherung der Wert:

$$(8,9) \quad \frac{\Delta C_g}{C_k} = \frac{8}{9} \frac{y_0}{x_0} \left(\frac{P}{P_a} \right)^{1/2}.$$

Hierbei ist, wie oben, C_k die „kalte“ Gitter-Kathoden-Kapazität:

$$C_k = O(3,6\pi 10^{12} x_0)^{-1}.$$

Offenbar verschwindet diese Kapazitätsänderung bei verschwindendem Abstand Anode—Gitter.

Wir denken uns an das Gitter der Triode eine Wechselspannung gegen die Kathode gelegt. Insgesamt sind die Gitter-Kathoden-Kapazität und die Gitter-Anoden-Kapazität, wenn die Anode keine Wechselspannung gegen die Kathode aufweist, parallel geschaltet, d. h. die gesamte Eingangskapazität der Triode (Kapazität gemessen für die angelegte Gitterwechselspannung) ist gleich der Summe von Gitter-Kathoden- und Gitter-Anoden-Kapazität. Die gesamte relative Änderung ΔC_e der Eingangskapazität C_e der Triode ist somit:

$$(8,10) \quad \frac{\Delta C_e}{C_e} = \frac{C_w - C_k + \Delta C_g}{C_k + C_g} = \left\{ \frac{1}{3} \left(1 + 4 \frac{d}{x_0} \right) + \frac{8}{9} \frac{y_0}{x_0} \left(\frac{P}{P_a} \right)^{1/2} \right\} C_k (C_k + C_g)^{-1}.$$

Bei den obigen Berechnungen ist das Potential P in der Gitterebene konstant angenommen worden. Wenn dies nicht mehr mit genügender

Näherung zutrifft, können wir wie in § 4 vorgehen und in einfacher Weise den Einfluß der Inselbildung auf die Eingangskapazitätsänderung abschätzen. Wie in § 4 (vgl. Abb. 14) setzen wir für das Gitterpotential in der Öffnung zwischen zwei Gitterstäben im Fall einer ebenen Triode: $P = a + bf(z)$, wobei die dimensionslose Größe $f(z)$ eine periodische Funktion vom betrachteten Punkt der Öffnung ist (Abb. 14). Wenn wir, wie in § 4, annehmen, daß die gesamte Triode aus der Parallelschaltung unabhängiger, infinitesimaler Teile besteht, können wir schließen, daß nur jene Teile Strom liefern und somit für die Kapazitätsänderung in Betracht kommen, für die P positiv ist. Da stets $f(z) > -1$ ist, so trägt die ganze Triode zur Kapazitätsänderung bei, wenn $a > b$ ist

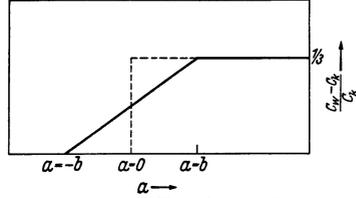


Abb. 45. Relative Kapazitätzunahme des Kathoden-Gitterraumes einer ebenen Triode mit Inselbildung (ausgezogene Kurve) und ohne Inselbildung (gestrichelt). C_w Kapazität Gitter-Kathode in Betriebszustand. C_k dieselbe Kapazität bei kalter Kathode. Das Gitterpotential wird in einer Gitteröffnung dargestellt durch $P = a + b(1 - 4|z|)$, wobei z in der Mitte der Öffnung gleich Null und auf den Gitterstäben gleich $1/2$ ist. Horizontale Achse der Figur ist der Potentialteil a , der direkt mit der negativen Gitterspannung zusammenhängt.

(a und b sind beide positiv). Wenn aber $a \leq b$ ist, so trägt vom ganzen Kathode-Gitterraum der Triode nur der Teil $(a+b)/2b$ zur Kapazitätsänderung bei. Diese Änderung wird also an Stelle von (8,4):

$$(8,4a) \quad \frac{C_w}{C_k} = \frac{4}{3} \frac{a+b}{2b} \left(1 + \frac{d}{x_0}\right).$$

In Abb. 45 ist der Verlauf von $(C_w - C_k)/C_k$ als Funktion von a , d. h. von der negativen Gitterspannung, dargestellt worden.

Auch bei der Kapazitätsänderung des Gitter-Anodenraumes können wir den Einfluß der Inselbildung in Betracht ziehen, wobei wieder das Gitterpotential durch die oben benutzte Funktion dargestellt werden kann. Wir können den mittleren Wert von $P^{1/2}$ [vgl. Gl. (8,10)] aus der Formel $P = a + bf(z)$ berechnen. Es ergeben sich an Stelle von (8,10) die Formeln:

$$(8,10a) \quad \Delta C_e = \frac{1}{3} C_k \frac{a+b}{2b} \left(1 + 4 \frac{d}{x_0}\right) + \frac{8}{9} \frac{y_0}{x_0} C_k P_a^{-1/2} \frac{1}{3} \cdot \frac{(a+b)^{3/2}}{b} \quad \text{für } a \leq b$$

und

$$(8,10b) \quad \Delta C_e = \frac{1}{3} C_k \left(1 + 4 \frac{d}{x_0}\right) + \frac{8}{9} \frac{y_0}{x_0} C_k P_a^{-1/2} a^{1/2} \quad \text{für } a > b.$$

Es zeigt sich nach Gl. (8,10a), daß für den Fall, daß $a \leq b$ ist, die Kapazitätsänderung ΔC_e viel weniger stark von P_a abhängt, als für den Fall, daß $a > b$ ist [Gl. (8,10b)].

In Abb. 46 zeigen wir gemessene Kapazitätsänderungen der Triode AC2 bei zwei Werten der Heizspannung, wobei der aus Gl. (8,4) folgende Schluß, daß $C_w - C_k$ mit der Kathodentemperatur zunimmt, bestätigt wird. Die Größenordnung der Kapazitätsänderung, nämlich

dabei an die Stelle des Anodenpotentials der oben behandelten Triode. Die Röhren AF 7 und AF 3 haben die gleiche Kathode, die gleichen Abstände Kathode—Steuergitter, Steuergitter—Schirmgitter, die gleichen Schirmgitterpotentiale. Bei der Röhre AF 7 ist das Steuergitter aus Draht von 60μ Dicke mit einer Ganghöhe von $0,33\text{ mm}$ gewickelt. Bei der Röhre AF 3 ist das Steuergitter aus Draht von 100μ Dicke, mit einer Ganghöhe, die zwischen $0,43\text{ mm}$ und $1,16\text{ mm}$ variiert, gewickelt. Aus den Kurven der Abb. 47 ist deutlich zu ersehen, daß ΔC_e bei demselben Anodenstrom und derselben Schirmgitterspannung für die Röhre AF 7 viel größer ist als für die Röhre AF 3. Aber auch bei einer Einstellung der

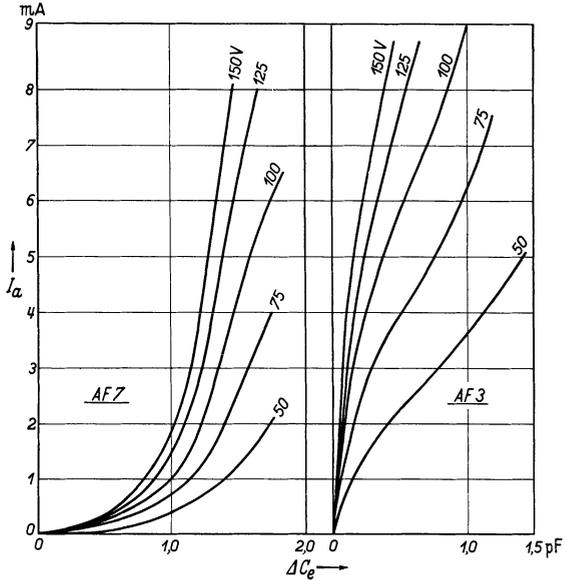


Abb. 47. Vergleich der gemessenen Eingangskapazitätsänderungen ΔC_e für die Pentoden AF 7 und AF 3. Vertikal: Anodenstrom I_a mA, geregelt durch die Steuergitterspannung. Horizontal: Kapazitätsänderung ΔC_e pF. Anodenspannung beider Röhren 250 V. Die Kurven gelten für verschiedene Schirmgitterspannungen, die (in V) bei den Kurven angegeben sind. Das Fanggitter ist mit der Kathode verbunden. Die Eingangskapazität C_e beider Röhren beträgt im kalten Zustand $C_e = 6,4\text{ pF}$.

zwei Röhren auf ungefähr gleiche Steilheit ($2,0\text{ mA/V}$), was bei der AF 3 etwa 9 mA Anodenstrom und bei der AF 7 etwa 3 mA Anodenstrom entspricht, ist ΔC_e für die Röhre AF 3 kleiner als für die Röhre AF 7. Auch die Proportionalität des zweiten Summanden von ΔC_e mit $P_a^{-1/2}$, wobei P_a in unserem Falle die Schirmgitterspannung ist, wird durch die Abb. 48 ungefähr bestätigt. Wir wählen die Röhre AF 7 bei $I_a = 2\text{ mA}$ und finden (vgl. Abb. 47), daß eine aus $\Delta C_e = 0,22 + 10P_a^{-1/2}$ berechnete Kurve sich den Messungen gut anschmiegt.

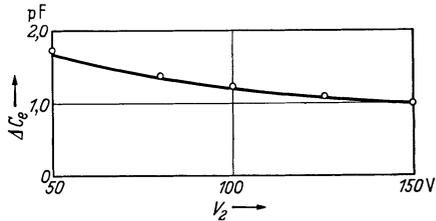


Abb. 48. Eingangskapazitätsänderung ΔC_e (vertikal) in pF als Funktion der Schirmgitterspannung V_2 in Volt (horizontal) für die Röhre AF 7 bei $I_a = 2\text{ mA}$ (vgl. Abb. 47). Punkte gemessen. Kurve berechnet aus $\Delta C_e = 0,22 + 10V_2^{-1/2}$ pF. Bestätigung der Proportionalität des zweiten Summanden von ΔC_e mit $V_2^{-1/2}$. V_2 ist die Schirmgitterspannung.

Einen praktisch wichtigen Einfluß auf die Eingangskapazität einer Mehrgitterröhre haben die zurückkehrenden Elektronen. Wir können diesen Einfluß an der Röhre AF 3 studieren, indem bei konstanten Spannungen des Steuergitters, Schirmgitters und der Anode an das

Fanggitter (zwischen Schirmgitter und Anode gelegen) eine negative Spannung gegen die Kathode gelegt wird. Die Elektronen, welche das Schirmgitter durchheilt haben, werden vor dem Fanggitter abgebremst, kehren um, durchheilen wieder das Schirmgitter und gelangen wieder in den Raum zwischen Schirmgitter und Steuergitter (und teilweise sogar in den Raum zwischen Steuergitter und Kathode). Von hier aus werden sie wieder durch das Schirmgitter gesaugt und können so mehrmals hin und her pendeln. Sie vergrößern die Raumladung zwischen Schirmgitter und Steuergitter und folglich die Eingangskapazität der

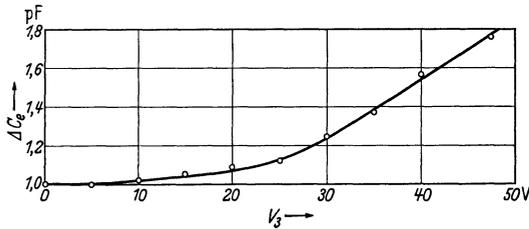


Abb. 49. Kapazitätsänderung ΔC_e (vertikal) in pF als Funktion der Spannung V_3 des Fanggitters der Pentode AF 3 gegenüber der Kathode. Spannungen der übrigen Gitter konstant. Steuergitter -3 V, Schirmgitter 100 V und Anode 250 V. Bei $V_3=0$ ist der Anodenstrom etwa 9 mA (vgl. Abb. 47).

Röhre (vgl. Abb. 49). Dieser Einfluß ist besonders bei Hexoden wichtig, sowohl bei Verwendung als Mischröhren als auch bei Verwendung als Regel-Verstärkerröhren (vgl. Bd. I, S. 34 und S. 50). Bei diesen Hexoden werden vor dem dritten Gitter (von der Kathode gezählt) Elektronen abgebremst und zur

Umkehr in den Steuergitter (Gitter 1)-Schirmgitterraum (Schirmgitter = Gitter 2) gezwungen. Diese Umkehrelektronen vergrößern ΔC_e der Hexoden beträchtlich gegenüber den Werten für Hochfrequenzpentoden (vgl. § 11). Während bei der Röhre AF 3 die Kapazitätsänderung zwischen voller Verstärkung ($I_a=9$ mA) und kalter Röhre unter normalen Betriebsbedingungen etwa 1,0 pF beträgt, ist diese Kapazitätsänderung bei der Hexode AH 1 als Regel-Verstärkerröhre etwa 1,7 pF (vgl. Bd. I, S. 37). Bei Hexoden der üblichen Bauart lassen sich die Rückkehrelektronen und damit diese großen Kapazitätsänderungen nicht vermeiden. Man kann aber durch besondere Konstruktionen (vgl. § 14) verhüten, daß Elektronen wieder in den Raum zwischen Steuergitter und Schirmgitter zurückkehren. Damit ist auch ein Mittel gegeben, diese unangenehmen Eingangskapazitätsänderungen bei Hexoden zu verringern (vgl. § 14).

Wir erwähnen noch kurz die Eingangskapazitätsänderungen von Oktoden bei Verwendung als Mischröhre. Im Anschluß an Abb. 39, 40 und 41 sind in § 7 die Betriebsbedingungen der Röhre AK 2 erläutert worden (vgl. auch Bd. I, S. 52). Es zeigt sich, daß die Eingangskapazität des Gitters 4 (Eingangssignalgitter), d. h. die zwischen diesem Gitter und der Kathode bei der Frequenz des Eingangssignals gemessene Kapazität, nur sehr wenig Änderung aufweist zwischen dem Wert bei kalter Röhre (8,7 pF) und dem Wert unter normalen Betriebsbedingungen (8,9 pF). Diese für den Betrieb der Oktode angenehme Eigen-

schaft (beim Herunterregeln der Verstärkung mittels negativer Spannung auf Gitter 4 ändert sich die Eingangskapazität der Mischröhre fast nicht), die einen besonders auffallenden Unterschied zum Verhalten von Hexoden als Mischröhren (vgl. oben) zeigt, hängt eng mit dem Potentialverlauf zwischen Gitter 3 und Gitter 4 sowie zwischen Gitter 4 und Gitter 5 der Oktode zusammen.

Zum Schluß dieses Paragraphen sei bemerkt, daß die Röhrenkapazitäten im Betriebszustand nur sehr wenig von der Frequenz abhängen. Die dynamischen Röhrenkapazitäten können, wie aus Messungen (vgl. Bd. I, S. 31) hervorgeht, bis etwa 100 Megahertz als konstant betrachtet werden.

Bezeichnungen in § 8: Bei der ebenen Triode ist P die Potentialdifferenz zwischen Kathode und dem Steuerpotential des Gitters, P_k jene zwischen Kathode und Potentialminimum, P_a jene zwischen Kathode und Anode, O die Kathodenoberfläche, x_0 der Abstand Kathode—Gitter, d der Abstand Kathode—Potentialminimum, i die Stromdichte zur Anode, C_k die Kapazität Kathode—Gitter in kaltem Zustand (keine Elektronen vorhanden), C_w diese Kapazität im Betriebszustand der Triode (warm). Die von der Kathode zum Gitter (senkrecht) zeigende Koordinatenachse ist zwischen Kathode und Gitter x genannt worden.

Bei der zylindrischen Triode ist r_0 der Radius der Gitterzylinderfläche, r_k der Radius der Kathodenoberfläche, β^2 das gleiche wie in § 2, I_a der Anodenstrom, O die Gitteroberfläche.

Bei der ebenen Triode ist die senkrecht auf Gitter und Anode stehende Koordinatenrichtung zwischen Gitter und Anode y genannt worden, wobei $y=0$ mit dem Gitter und $y=y_0$ mit der Anode zusammenfällt. Mit $l(y)$ ist die räumliche Ladungsdichte (Coulomb cm^{-3}) im Gitter-Anodenraum bezeichnet, mit q die Flächenladungsdichte (Coulomb cm^{-2}), welche infolge des Vorhandenseins von l auf die Gitteroberfläche induziert wird, mit v die Elektronengeschwindigkeit, mit i die Stromdichte im Gitter-Anodenraum. Die Zeichen e , m , A haben dieselbe Bedeutung wie in § 2, C_g ist die Kapazität Gitter—Anode im kalten Zustand der Röhre (keine Elektronen vorhanden), ΔC_g die Differenz zwischen C_g im warmen und im kalten Zustand. Weiter ist $C_e = C_k + C_g$ und $\Delta C_e = C_w - C_k + \Delta C_g$. Die Bezeichnungen a , b , $f(z)$ der Gleichung $P = a + bf(z)$ sind dieselben wie in § 4 Abb. 14, auch I_a (Anodenstrom) und K sind diesem § 4 [Gl. (4,10a) und (4,12)] zu entnehmen.

Schrifttum: 1, 3, 22, 31, 32, 39, 43, 44.

§ 9. Die charakteristischen Röhrenadmittanzen im Kurzwellengebiet. Bei der Definition der charakteristischen Admittanzen von Verstärkerröhren gehen wir von einem Vierpolersatzschaltbild aus, wobei nur Wechselspannungen und Wechselströme (Effektivwerte) berücksichtigt werden. Die Eingangswechselspannung sei e_g , der Eingangswechselstrom i_g , die Ausgangswechselspannung e_a , der Ausgangswechselstrom i_a

(Abb. 50). Unter Benutzung der bei Wechselstromaufgaben üblichen komplexen Schreibweise sind hierbei e_g, i_g, e_a und i_a komplex gedacht. Zwischen diesen Größen bestehen die Gleichungen:

$$(9,1) \quad \begin{cases} i_a = \mathfrak{A} e_g + \mathfrak{B} e_a, \\ i_g = \mathfrak{C} e_g + \mathfrak{D} e_a. \end{cases}$$

In diesen Gleichungen sind die Größen $\mathfrak{A}, \mathfrak{B}, \mathfrak{C}$ und \mathfrak{D} , welche der Dimension nach Admittanzen sind, ebenfalls komplex. Diese Admittanzen, die wir als die vier charakteristischen Röhrenadmittanzen bezeichnen, haben für niedrige Frequenzen (z. B. 1000 Hz) der Wechselströme und Wechselspannungen einfache Bedeutungen. Um dies einzusehen, schließen wir

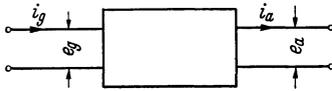


Abb. 50. Vierpolersatzschaltbild einer Verstärkerröhre.

zunächst den Vierpol an der Ausgangsseite kurz, d. h. $e_a = 0$. Aus der ersten Gl. (9,1) geht dann hervor, daß \mathfrak{A} die Steilheit der Verstärkerröhre ist. In der zweiten Gl. (9,1) bezeichnen wir \mathfrak{C} , das Verhältnis von Eingangsstrom zu Eingangsspannung, als Eingangsadmittanz. Diese Admittanz kann als Parallelschaltung eines Widerstandes (des Eingangswiderstandes) R_e mit einer Kapazität (der Eingangskapazität) C_e betrachtet werden: $\mathfrak{C} = 1/R_e + j\omega C_e$, wobei $j = +\sqrt{-1}$ und ω die Kreisfrequenz ist. Die Größenordnung von C_e ist etwa 10 pF. Es hängt nun ganz von der betrachteten Frequenz ab, ob der reelle oder der imaginäre Teil von \mathfrak{C} überwiegt. Bei größter zulässiger Steilheit normaler Hochfrequenz-Verstärkerröhren liegt R_e bei 1000 Hz in der Größenordnung 10^7 Ohm. Wenn wir die Eingangsseite des Vierpols kurz schließen, wodurch $e_g = 0$ wird, ersehen wir aus der ersten Gl. (9,1) die Bedeutung von \mathfrak{B} , die wir als Verhältnis von Ausgangsstrom zu Ausgangsspannung für diesen Fall als Ausgangsadmittanz bezeichnen. Diese Ausgangsadmittanz \mathfrak{B} ist wieder als Parallelschaltung eines Ausgangswiderstandes R_a und einer Ausgangskapazität C_a aufzufassen: $\mathfrak{B} = 1/R_a + j\omega C_a$. Die Größenordnung von C_a ist die gleiche wie die von C_e , jene von R_a ist bei normalen Hochfrequenzpentoden 10^6 Ohm, bei 1000 Hz. Die Größe \mathfrak{D} bestimmt, in welcher Weise die Ausgangsspannung e_a einen Eingangsstrom i_g erzeugt, und wird als Rückwirkungsadmittanz bezeichnet. Sie kann für alle Frequenzen bis etwa 5 MHz durch eine Kapazität $\mathfrak{D} = j\omega C_{ag}$ dargestellt werden. Die Größenordnung von C_{ag} ist bei Trioden einige pF und bei Hochfrequenzpentoden einige tausendstel pF.

Wir können die Messung der vier Admittanzen der Gl. (9,1) bei einer Röhre mit ungeheizter Kathode („kalt“) und bei einer Röhre mit geheizter Kathode („warm“) vornehmen. Die betreffenden Admittanzwerte unterscheiden wir durch den Zeiger k , z. B. \mathfrak{A}_k , und den Zeiger w , z. B. \mathfrak{A}_w . Die Differenz der warmen und der kalten Admittanzen

bezeichnen wir als „aktive“ Admittanzen, z. B. $\mathfrak{Y}_w - \mathfrak{Y}_k = \mathfrak{Y}_{\text{akt}}$. Dieser aktive Teil der Admittanzen hängt direkt mit dem Betrieb einer Röhre als Verstärker zusammen. Da namentlich im Kurzwellengebiet dieser „aktive“ Teil der charakteristischen Röhrenadmittanzen weitaus größer ist als der „kalte“ Teil, werden wir uns in erster Linie mit diesen aktiven Admittanzen beschäftigen. Wir beantworten zunächst allgemein die Frage: „Wie hängen die aktiven Admittanzen von der Frequenz ab?“ Wir können zwei Ursachen für eine Frequenzabhängigkeit dieser Admittanzen angeben. 1. Bei höheren Frequenzen können Elemente der Vierpolschaltung, die bei niedrigen Frequenzen vernachlässigt werden können, in bezug auf die übrigen Elemente beträchtlicher werden und einen Beitrag zu den aktiven Vierpoladmittanzen liefern. Solche Elemente sind z. B.: Induktionskoeffizienten der Zuleitungen zwischen Röhrenanschluß am Sockel und Röhrenelektrode im Vakuumkolben, Kapazitäten zwischen den Elektroden. 2. Bei höheren Frequenzen sind die Zeiten, welche die Elektronen zum Durchlaufen der Strecken zwischen den Elektroden in der Röhre brauchen, nicht mehr vernachlässigbar kurz, gemessen an einer Periode der Wechselspannung. Diese endlichen Laufzeiten können ebenfalls die aktiven Röhrenadmittanzen beeinflussen. Durch beide Ursachen gelangt die Kreisfrequenz ω in der Kombination $j\omega$, und nur in dieser Kombination, in die Formeln für die aktiven Admittanzen. Man kann dies so begründen, daß die erste Ursache der Einschaltung von Impedanzen an irgendwelchen Stellen der Vierpolschaltung gleichkommt. In solchen Impedanzen tritt die Frequenz nur in der Kombination $j\omega$ auf. Bei der zweiten Ursache gelangt die Elektronenlaufzeit t zwischen irgend zwei Röhrenelektroden in dem Produkt $j\omega t$ in die Formeln. Wir betrachten als Beispiel die aktive Eingangsadmittanz $\mathfrak{C}_{\text{akt}}$ und setzen:

$$\mathfrak{C}_{\text{akt}} = \frac{1}{R_{\text{eakt}}} + j\omega C_{\text{eakt}}.$$

Durch die Reihenentwicklung

$$(9, 2) \quad \mathfrak{C}_{\text{akt}} = A_0 + A_1(j\omega) + A_2(j\omega)^2 + \dots,$$

wobei A_1, A_2, \dots reelle Größen sind, entstehen für $1/R_{\text{eakt}}$ und C_{eakt} durch Trennen der reellen und imaginären Teile in (9, 2) die Formeln:

$$(9, 3) \quad \begin{cases} \frac{1}{R_{\text{eakt}}} = A_0 - A_2\omega^2 + A_4\omega^4 \dots, \\ C_{\text{eakt}} = A_1 - A_3\omega^2 + A_5\omega^4 + \dots. \end{cases}$$

In Worten lautet dieses allgemeingültige Ergebnis: Die reellen und die imaginären Teile der aktiven Admittanzen sind gerade Funktionen der Frequenz.

Wir bemerken an dieser Stelle, daß dieses Ergebnis nur für die aktiven Admittanzen gilt und im allgemeinen nicht für die kalten und

für die warmen Admittanzen. Bei den kalten und somit auch bei den warmen Admittanzen können z. B. dielektrische Verluste in den Röhrenisolationmaterialien einen Frequenzgang verursachen, der keine gerade Funktion der Frequenz ist. Die Röhrentemperatur ist im allgemeinen niedrig genug, damit keine Änderungen solcher Verluste vom kalten zum warmen Zustand auftreten. Wenn solche Änderungen wohl auftreten und einen meßbaren Einfluß haben, kann auch der Frequenzgang der reellen und imaginären Teile der aktiven Admittanzen von einer geraden Funktion abweichen. Im Kurzwellengebiet z. B. oberhalb 10 MHz sind die kalten Admittanzen bei modernen Röhren viel kleiner als die warmen (und somit als die aktiven) Admittanzen. Deshalb ist die Behandlung der aktiven Admittanzen genügend, um einen Überblick über die Kurzwellenadmittanzen zu geben.

Auf theoretischem Wege sind für die vier aktiven Admittanzen Formeln aufgestellt worden, welche die in ihren Reihenentwicklungen nach der Frequenz auftretenden Koeffizienten [wie A_2, A_3 in Gl. (9,3)] explizite in Abhängigkeit der Röhrengößen angeben. Die Ableitung dieser Formeln wird im Anhang IV kurz erörtert. Wir geben diese Formeln unter Fortlassung der komplizierten Ableitungen wieder, und zwar für den Fall von Hochfrequenzpentoden. Die aktive Ausgangs-admittanz $\mathfrak{B}_{\text{akt}}$ wird:

$$(9,4) \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{B}_{\text{akt}} &= \frac{1}{R_i} + \omega^2 S_a \{ C_{ak} L_k + C_{ag2} M_{g2k} + C_{ag3} M_{g3k} + C_{am} M_{mk} \\ &\quad - (C_{ak} + C_{ag2} + C_{ag3} + C_{am}) M_{ak} \} - \omega^2 S_a \{ C_{ak} M_{kg1} \\ &\quad + C_{ag2} M_{g2g1} + C_{ag3} M_{g3g1} + C_{am} M_{mg1} - (C_{ak} + C_{ag1} + C_{ag2} \\ &\quad + C_{ag3} + C_{am}) M_{ag1} \} + \frac{1}{R_i} 2 \omega^2 L_a (C_{ak} + C_{ag1} + C_{ag2} \\ &\quad + C_{ag3} + C_{am}) + \dots \end{aligned} \right.$$

Hierbei ist R_i der Innenwiderstand der Röhre (bei der Frequenz Null), S_a die Steilheit des Anodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, C_{ak} die Kapazität zwischen Anode und Kathode, L_k die Selbstinduktion der Zuleitung zwischen der Kathode im Röhrenkolben und dem Kathodenanschluß am Röhrensockel, C_{ag2} die Kapazität zwischen Anode und Schirmgitter, M_{g2k} die gegenseitige Induktion zwischen den Zuleitungen zum Schirmgitter und zur Kathode, C_{ag3} die Kapazität zwischen Anode und Fanggitter, M_{g3k} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zum Fanggitter und zur Kathode, C_{am} die Kapazität zwischen der Anode und der Metallisierung auf dem Röhrenkolben (vgl. Bd. I, S. 21), M_{mk} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Metallisierung und zur Kathode, M_{ak} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Anode und zur Kathode, $M_{kg1}, M_{g2g1}, M_{g3g1}$ und M_{mg1} die gegenseitigen Induktionen der Steuergitterzuleitung und der Zuleitungen zur Kathode, zum Schirmgitter, zum Fanggitter und zur

Metallisierung, L_a die Selbstinduktion der Anodenzuleitung. Das Glied mit $j\omega$ fehlt in (9,4), da die warme Ausgangskapazität sich praktisch nicht von der kalten Ausgangskapazität unterscheidet. Hierdurch wird bereits darauf hingewiesen, daß bei der aktiven Ausgangsadmittanz Raumladungseffekte und Elektronenlaufzeiten keine Rolle spielen. Die Elektronen durchlaufen die Strecke Schirmgitter—Anode sehr rasch. Daher enthält das Glied mit ω^2 auch keine Elektronenlaufzeiten. Wir haben $\mathfrak{B}_{\text{akt}}$ als Funktion von S_a gemessen (Abb. 51). Wie die Theorie [Gl. (9,4)] fordert, ergibt sich für $\mathfrak{B}_{\text{akt}} - 1/R_i$ eine Gerade.

Setzt man der Einfachheit halber für die Ausdrücke in geschweiften Klammern [Gl. (9,4)] CM , so folgt aus Abb. 51: $CM = 8,5 \cdot 10^{-20}$. Nimmt man für C den Wert $3,5 \cdot 10^{-12}$ an, so wird $M = 24 \cdot 10^{-9}$ H. Wenn man bedenkt, daß zu einem Drahtstück von 1 cm Länge und 1 mm Dicke ein Induktionskoeffizient in der Größenordnung von $10 \cdot 10^{-9}$ H gehört, so ist der berechnete Wert von M größenordnungsmäßig richtig.

Die warme Rückwirkungsadmittanz \mathfrak{D}_w wird durch die Formel:

$$(9,5) \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{D}_w = & j\omega C_{agk} - j\omega^3 \{ C_{am}(L_m C_{mg1} + M_{mg3} C_{g3g1} + M_{mg2} C_{g2g1} \\ & + M_{mk} C_{kg1}) + C_{ag3}(M_{g3m} C_{mg1} + L_{g3} C_{g3g1} + M_{g3g2} C_{g2g1} \\ & + M_{g3k} C_{kg1}) + C_{ag2}(M_{g2m} C_{mg1} + M_{g2g3} C_{g3g1} + L_{g2} C_{g2g1} \\ & + M_{g2k} C_{kg1}) + C_{ak}(M_{km} C_{mg1} + M_{kg3} C_{g3g1} + M_{kg2} C_{g2g1} \\ & + L_k C_{kg1}) - (C_{am} + C_{ag3} + C_{ag2} + C_{ak})(M_{am} C_{mg1} \\ & + M_{ag3} C_{g3g1} + M_{ag2} C_{g2g1} + M_{ak} C_{kg1}) \} \\ & - j\omega^3 (C_{kg1} + C_{g2g1} + C_{g3g1} + C_{ag1} + C_{mg1}) \{ C_{ak} M_{kg1} \\ & + C_{ag2} M_{g2g1} + C_{ag3} M_{g3g1} + C_{am} M_{mg1} - (C_{ak} + C_{ag2} \\ & + C_{ag3} + C_{am}) M_{ag1} \} + \dots \end{aligned} \right.$$

gegeben. Hierbei ist C_{agk} die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter in kaltem Zustand der Röhre, L_m die Selbstinduktion der Zuleitung zur Metallisierung, C_{mg1} die Kapazität zwischen Metallisierung und Steuergitter, M_{mg3} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Metallisierung und zum Fanggitter, C_{g3g1} die Kapazität zwischen Fanggitter und Steuergitter, M_{mg2} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Metallisierung und zum Schirmgitter, C_{g2g1} die Kapazität zwischen Schirmgitter und Steuergitter, C_{kg1} die Kapazität zwischen Steuergitter

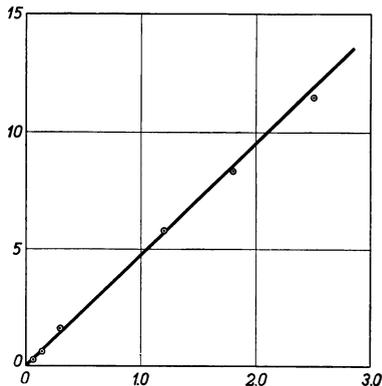


Abb. 51. Werte von $\mathfrak{B}_{\text{akt}} - 1/R_i$ (vertikal), multipliziert mit 10^6 (Ohm^{-1}) als Funktion der Steilheit S_a in mA/V (horizontal) bei der Röhre AF 3 bei einer Wellenlänge von 8,0 m. Spannungen vgl. Abb. 49.

und Kathode, L_{g3} die Selbstinduktion der Zuleitung zum Fanggitter, M_{g3g2} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zum Fanggitter und zum Schirmgitter, M_{am} die gegenseitige Induktion zwischen den Zuleitungen zur Anode und zur Metallisierung, M_{ag3} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Anode und zum Fanggitter, M_{ag2} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen zur Anode und zum Schirmgitter. Die übrigen Bezeichnungen sind im Anschluß an Gl. (9,4) erklärt worden. Ein Elektronenlaufzeitanteil der warmen Rückwirkungsadmittanz fehlt genau wie bei der aktiven Ausgangsadmittanz. Experimentell stimmt \mathfrak{D}_w mit \mathfrak{D}_k nahezu überein. Die Glieder in geschweiften Klammern der Gl. (9,5) können sowohl positiv als auch negativ sein. Wenn wir die warme Rückwirkungsadmittanz durch eine Kapazität beschreiben, entsteht die Formel:

$$(9,6) \quad C_{agw} = C_{agk} - A\omega^2.$$

Bei den Röhren EF 5 und EF 6 (Pentoden) ist A positiv und von der Größenordnung $0,25 \cdot 10^{-18}$, wenn C_{agw} in pF ausgedrückt wird.

Wir kommen zur Formel für die aktive Eingangsadmittanz $\mathfrak{C}_{\text{akt}}$:

$$(9,7) \quad \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{C}_{\text{akt}} = & j\omega \Delta C_e + \omega^2 S_k f t_{kg1}^2 + \omega^2 \{ S_k (L_k C_{kg1} + M_{g2k} C_{g2g1} \\ & + M_{kg3} C_{g3g1} + M_{km} C_{mg1}) - S_{g2} (M_{g2k} C_{kg1} + L_{g2} C_{g2g1} \\ & + M_{g2g3} C_{g3g1} + M_{g3m} C_{mg1}) - S_a (M_{ak} C_{kg1} + M_{ag2} C_{g2g1} \\ & + M_{ag3} C_{g3g1} + M_{am} C_{mg1}) \} - \omega^2 (C_{kg1} + C_{g1g2} + C_{g1g3} \\ & + C_{g1m}) (S_k M_{kg1} - S_{g2} M_{g2g1} - S_a M_{ag1}) + j\omega^3 L_{g1} (C_{kg1} \\ & + C_{g1g2} + C_{g1g3} + C_{g1m}) \Delta C_e + \dots \end{aligned} \right.$$

Hierbei ist ΔC_e die Differenz zwischen kalter und warmer Eingangskapazität (vgl. § 8), S_k die Steilheit des gesamten Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, f ein Faktor in der Größenordnung $1/10$ bis $1/20$, der von der Röhrenkonstruktion abhängt, t_{kg1} die Laufzeit der Elektronen von der Kathode zum Steuergitter, S_{g2} die Steilheit des Schirmgitterstromes in bezug auf die Steuergitterspannung ($S_k = S_a + S_{g2}$), L_{g1} die Selbstinduktion der Steuergitterzuleitung, während die übrigen Bezeichnungen im Anschluß an die Formeln (9,4) und (9,5) erwähnt worden sind. Bei dieser aktiven Eingangsadmittanz tritt ein Glied auf als Folge der Elektronenlaufzeit zwischen Kathode und Steuergitter. Der Faktor f enthält u. a. noch einen Beitrag, der proportional zum Quadrat der Laufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter ist. Das Vorzeichen des Gliedes in geschweiften Klammern ist meistens bei modernen Pentoden positiv. Offenbar kann aber durch geeignete Induktions- und Kapazitätswerte dieses Glied auch Null oder negativ werden.

Wir haben den Elektronenlaufzeitanteil von $\mathfrak{C}_{\text{akt}}$ vom Zuleitungsanteil experimentell getrennt. Hierzu betrachten wir zwei genau gleiche

Röhrensysteme parallelgeschaltet in einem Vakuumkolben, mit gemeinsamen Zuleitungen (vgl. Abb. 52). Der nicht gemeinsame Teil der Zuleitungen (in Abb. 52 horizontal) wird vernachlässigt in bezug auf den gemeinsamen Teil. Bei der Doppelröhre sind die Steilheiten S_k , S_a und S_{g_2} zweimal so groß wie bei der Einfachröhre, da die Anodenströme in den beiden einfachen Systemen gleich sind. Die Elektronenlaufzeiten sind die gleichen wie bei der Einfachröhre, die Induktionskoeffizienten der Zuleitungen sind ebenfalls gleich, die Kapazitäten sind aber bei der Doppelröhre zweimal so groß wie bei der Einfachröhre. Wir trennen den reellen Teil der aktiven Eingangsadmittanz $\mathfrak{C}_{\text{akt}}$ der einfachen Röhre in einen Teil $1/R_{\text{el}}$, der mit den Elektronenlaufzeiten zusammenhängt, und einen Teil $1/R_{\text{zul}}$, der mit den Zuleitungen zusammenhängt. Der ganze reelle Teil von $\mathfrak{C}_{\text{akt}}$ bei einer einfachen Röhre sei $1/R_1$ und bei einer zweifachen Röhre $1/R_2$. Dann ist:

$$(9,8) \quad \begin{cases} R_1 = \frac{R_{\text{el}} R_{\text{zul}}}{(R_{\text{el}} + R_{\text{zul}})}, \\ R_2 = \frac{\frac{1}{2} R_{\text{el}} \frac{1}{4} R_{\text{zul}}}{(\frac{1}{2} R_{\text{el}} + \frac{1}{4} R_{\text{zul}})}. \end{cases}$$

Aus (9,8) folgt:

$$(9,8a) \quad \frac{R_1}{R_2} = 2 + \frac{2 R_{\text{el}}}{(R_{\text{el}} + R_{\text{zul}})}.$$

Wenn wir also R_1 und R_2 bei der einfachen bzw. bei der zweifachen Röhre messen, kann nach Gl. (9,8) und (9,8a) hieraus R_{el} und R_{zul} berechnet werden und wir haben dann auf experimentellem Wege den Elektronenlaufzeitanteil der aktiven Eingangsadmittanz vom Zuleitungsanteil getrennt. Unsere Meßergebnisse, als Mittelwerte aus mehreren Exemplaren jedes Röhrentyps, lauten: $R_1 = 12500$ Ohm, $R_2 = 4550$ Ohm, bei einer Wellenlänge von 6,05 m und 8 mA Anodenstrom bei der einfachen Röhre (Type EF 5). Für die Meßanordnung verweisen wir auf Bd. I, S. 30. Hieraus berechnen wir: $R_{\text{zul}} = 34000$ Ohm und $R_{\text{el}} = 20000$ Ohm. Wir schließen, daß fast 40% des reellen Teiles der aktiven Eingangsadmittanz (man bezeichnet diesen reellen Teil auch als aktive Eingangsämpfung) den Zuleitungen und etwa 60% den

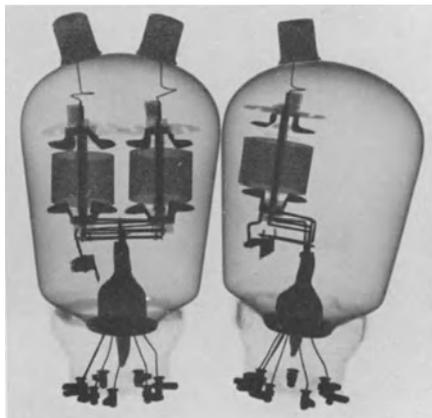


Abb. 52. Röntgenaufnahme (wegen der Metallisierung sind die Glaskolben undurchsichtig) eines einzelnen Pentodensystems der Type EF 5 (rechts) und zweier parallelgeschalteter Systeme (links) in einem Kolben. Zur experimentellen Trennung des Elektronenlaufzeitanteils vom Zuleitungsanteil der aktiven Eingangsadmittanz.

Elektronenlaufzeiten zuzuschreiben sind. Aus diesen Messungen geht zugleich hervor, daß der Anteil $1/R_{\text{zul}}$ der Gl. (9,7) positiv ist. Wir können an Hand der bekannten Kapazitäts- und Induktivitätswerte auch auf rechnerischem Wege einsehen, daß der negative Teil des Ausdrucks in geschweiften Klammern bei unseren Pentoden weitaus kleiner ist als der positive Teil. Zur Vereinfachung lassen wir im Klammerausdruck alle Summanden weg, die gegenseitige Induktionen enthalten, da diese zahlenmäßig kleiner sind als die Selbstinduktionen. Dann wird der positive Teil $\omega^2 S_k L_k C_{kg1}$ und der negative Teil $S_{g2} L_{g2} C_{g2g1}$. Es ist $S_a = 1,8 \text{ mA/V}$, $S_{g2} = 0,4 \text{ mA/V}$, $S_k = S_a + S_{g2}$, $L_k = 4 \cdot 10^{-8} \text{ H}$, $L_{g2} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ H}$, $C_{kg1} = 3,4 \text{ pF}$, $C_{g1g2} = 2,1 \text{ pF}$. Folglich wird der positive Teil $\omega^2 \cdot 30 \cdot 10^{-23} \text{ (Ohm}^{-1}\text{)}$ und der negative Teil $\omega^2 \cdot 3 \cdot 10^{23} \text{ (Ohm}^{-1}\text{)}$. Bei 6,05 m erhalten wir hieraus einen berechneten Wert von etwa $(R_{\text{zul}})_{\text{ber}} = 39000 \text{ Ohm}$, was gut mit dem gemessenen Wert 34000 Ohm übereinstimmt.

Als letzte Formel dieses Paragraphen schreiben wir den Ausdruck für die aktive Admittanz $\mathfrak{A}_{\text{akt}}$ an (bei niedrigen Frequenzen die Steilheit):

$$(9,9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathfrak{A}_{\text{akt}} = S_0 \exp(-j\varphi) + j\omega S_a \{ -L_k(S_a + S_{g2}) + M_{g2k} S_{g2} + M_{ak} S_a \} \\ \quad + j\omega S_a (S_k M_{kg1} - S_{g2} M_{g2g1} - S_a M_{ag1}) + \dots \\ \quad \varphi = \omega(0,36 t_{kg1} + t_{g1g2} + t_{g2g3} + \frac{2}{3} t_{g3a}) . \end{array} \right.$$

Hierbei ist bei den modernen Hochfrequenzpentoden bis etwa 300 MHz die Größe S_0 gleich S_a , der statischen Steilheit. Für höhere Frequenzen wird S_0 kleiner als S_a . Weiter ist t_{kg1} die Elektronenlaufzeit von der Kathode zum Steuergitter, t_{g1g2} die Elektronenlaufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter, t_{g2g3} die Elektronenlaufzeit vom Schirmgitter zum Fanggitter und t_{g3a} die Elektronenlaufzeit vom Fanggitter zur Anode. Wenn man $\exp(-j\varphi)$ gleich $\cos \varphi - j \sin \varphi$ setzt und dann \cos , sowie \sin nach Potenzen von ω entwickelt, entsteht wieder die aus den Formeln (9,4), (9,5) und (9,7) geläufige Potenzreihe nach $j\omega$. Die übrigen Bezeichnungen in der Gl. (9,9) sind bereits im Anschluß an die Gl. (9,4), (9,5) und (9,7) erwähnt worden.

Aus den Gl. (9,4), (9,5), (9,7) und (9,9) können in mannigfacher Weise Schlüsse über die Zweckmäßigkeit bestimmter Röhrenkonstruktionen gezogen werden. Als Beispiel betrachten wir Gl. (9,4). Um einen kleinen Wert von $\mathfrak{B}_{\text{akt}}$ zu erreichen, ist es z. B. günstig, C_{ak} möglichst klein zu machen. Bei modernen Pentoden [EF 9, EF 5, EF 6 (Philips)] liegt dieser Wert in der Größenordnung von 0,1 pF. Aus den Gliedern, die gegenseitige Induktionen enthalten, kann auf eine günstige (oder ungünstige) Reihenfolge der Zuleitungen im Quetschfuß geschlossen werden.

In den Formeln (9,4), (9,5), (9,7), (9,9) sind die Glieder, welche die Induktionskoeffizienten M_{kg1} , M_{g1g2} , M_{g1g3} , M_{g1a} , M_{g1m} bei Röhren,

die den Steuergitteranschluß an der Spitze des Kolbens und die übrigen Elektrodenanschlüsse am Sockel angeordnet haben, zu vernachlässigen. Da diese Anordnung heute (1938) noch weitaus die üblichste ist, sind diese Glieder besonders zusammengefaßt und angeschrieben worden. Für Pentoden, bei welchen sowohl der Steuergitteranschluß als auch die übrigen Anschlüsse am Sockel angeordnet sind, spielen diese Glieder wohl eine Rolle.

In den genannten Formeln sind konsequent nur Glieder bis zur dritten Potenz von ω angeschrieben worden.

Bezeichnungen in § 9: Im Anschluß an Abb. 50 ist e_g die Eingangswechselspannung, e_a die Ausgangswechselspannung, i_g der Eingangswechselstrom, i_a der Ausgangswechselstrom (Effektivwerte). Diese Größen sind, ebenso wie die Admittanzen \mathfrak{A} , \mathfrak{B} , \mathfrak{C} , \mathfrak{D} der Gl. (9, 1), im Sinne der bei Wechselstromaufgaben üblichen Rechenweise komplex gedacht. Die Eingangsadmittanz \mathfrak{C} wird zerlegt in $1/R_e + j\omega C_e$, wobei R_e der Eingangsparallelwiderstand und C_e die Eingangskapazität darstellen. In derselben Weise wird die Ausgangsadmittanz \mathfrak{B} in $1/R_a + j\omega C_a$ (Ausgangswiderstand und Ausgangskapazität) zerlegt. C_{ag} ist die Kapazität zwischen Anode und Steuergitter. Der Zeiger k bei einer Admittanz soll den bei kalter Röhre gemessenen Wert bezeichnen, der Zeiger w den bei warmer Röhre (in Betriebszustand) gemessenen Wert. Die Differenz zwischen warmer Admittanz und kalter Admittanz ist aktive Admittanz genannt (Zeiger akt). Bei den Bezeichnungen der Selbstinduktionen (Zeichen L), gegenseitigen Induktionen (Zeichen M) und Kapazitäten (Zeichen C) sind die folgenden Zeiger benutzt: k , $g1$, $g2$, $g3$, a , m , mit der Bedeutung: Kathode, Steuergitter, Schirmgitter, Fanggitter, Anode, Metallisierung. Es ist also z. B. M_{ak} die gegenseitige Induktion der Zuleitungen nach der Anode und nach der Kathode. R_i ist der Innenwiderstand (§ 4), S_a die Steilheit des Anodenstroms, bezogen auf die Steuergitterspannung, S_{g2} die Steilheit des Schirmgitterstroms, bezogen auf dieselbe Spannung und $S_k = S_a + S_{g2}$. In Gl. (9, 5) ist C_{agk} der kalte Wert von C_{ag} und in Gl. (9, 6) C_{agw} der warme Wert derselben Kapazität. ΔC_e in Gl. (9, 7) hat die Bedeutung wie in § 8. Der Faktor f wird in § 10 behandelt, und t_{kg1} ist die Laufzeit zwischen Kathode und Steuergitter. Im Anschluß an Abb. 52 ist $1/R_1$ der reelle Teil der aktiven Eingangsadmittanz der einfachen und $1/R_2$ der entsprechende Wert der doppelten Röhre. R_{el} und R_{zul} sind durch Gl. (9, 8) gegeben. In Gl. (9, 9) ist S_0 bis 300 MHz bei modernen Röhren gleich S_a . Es ist t_{kg1} in dieser Gl. (9, 9) die Laufzeit Kathode—Steuergitter, t_{g1g3} die Laufzeit Steuergitter—Schirmgitter, und entsprechend ist die Bedeutung von t_{g2g3} , t_{g3a} .

Schrifttum: 2, 3, 58, 59, 60, 61, 62.

§ 10. Elektronenlaufzeiteffekte in Verstärkerröhren. Wir beschäftigen uns zunächst mit dem Elektronenlaufzeitanteil der aktiven

Eingangsadmittanz und machen uns an Hand einer einfachen Betrachtung klar, daß eine endliche Laufzeit der Elektronen zwischen Kathode und Steuergitter zu einer reellen Komponente der Gitteradmittanz, also zu einer Gitterdämpfung führen muß. In Abb. 53 sind Zeitvektordiagramme für eine Triode ohne und mit Laufzeit der Elektronen gezeichnet worden. Im letzteren Fall entsteht eine Komponente des Gitterwechselstroms, die in Phase ist mit der Gitterwechselspannung und die folglich zu einer Dämpfung am Steuergitter führt.

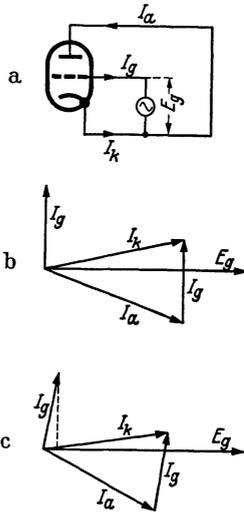


Abb. 53. Triodenschaltbild mit einer Gitterwechselspannung der Amplitude E_g und Wechselstromamplituden I_k (von der Kathode), I_g (zum Steuergitter) und I_a (zur Anode). Unterer Teil: Zeitvektordiagramme zum oberen Teil der Abbildung. Diagramm b: Ohne Elektronenlaufzeiten:

$$\begin{aligned} I_g &= E_g |j\omega(C_{ag} + C_{gk})|, \\ I_a &= |E_g(S - j\omega C_{ag})|, \\ I_k &= E_g |(S + j\omega C_{gk})|. \end{aligned}$$

Hierbei ist S die Steilheit, C_{gk} die Gitter-Kathoden-Kapazität und C_{ag} die Gitter-Anoden-Kapazität, alles unter Betriebsbedingungen. Diagramm c: Infolge der Elektronenlaufzeit eilt I_a mehr gegenüber E_g nach als im Diagramm b und I_k weniger vor. Es entsteht zwischen I_g und E_g ein Phasenwinkel, der kleiner als 90° ist. Dies bedeutet eine reelle Komponente (Dämpfung) der Eingangsadmittanz. Zuleitungseffekte sind außer acht gelassen

trägliche Korrektur für die

$$(10, 2) \quad t = 0,51 \cdot 10^{-7} \left(\frac{d}{P_k^{1/2}} + \frac{x_0 - d}{P_a^{1/2}} \right).$$

Hierbei ist d der Abstand Kathode—Potentialminimum, x_0 der Abstand Kathode—Steuergitter, P_k die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Potentialminimum, P_a die Potentialdifferenz zwischen Potentialminimum und Steuergitterfläche (das Effektivpotential dieser Fläche gerechnet). Der Abstand d ist nach Gl. (3, 5) zu berechnen, das Potential P_k nach

der Raumladung die Formel (3, 8) benutzt werden:

Hierbei ist ω die Kreisfrequenz, S_k die Steilheit des gesamten Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, t die Laufzeit der Elektronen von der Kathode zum Steuergitter und f ein Faktor, der vom Verhältnis der Schirmgitterspannung zum Effektivpotential in der Steuergitterfläche sowie vom Verhältnis des Abstandes y_0 des Schirmgitters vom Steuergitter zum Abstande x_0 des Steuergitters von der Kathode abhängt (vgl. Abb. 54). Die Formel (10, 1) berücksichtigt an sich die Raumladung nicht. Für die Laufzeit t kann als nach-

$$(10, 1) \quad \frac{1}{R_{el}} = \omega^2 S_k t^2 f.$$

trägliche Korrektur für die Raumladung die Formel (3, 8) benutzt werden:

Gl. (3,7). Das Potential $P = P_a - P_k$ kann bei einer $3/2$ -Potenzkennlinie aus der Kathodensteilheit S_k und dem Kathodenstrom I_k nach Gl. (4,1) und (4,5) berechnet werden:

$$(10,3) \quad \frac{2}{3} S_k P = I_k.$$

Der Ausdruck (10,1) ist für den Fall einer ebenen Kathode und ebener Gitterflächen abgeleitet. Als Beispiel zu diesen Formeln erwähnen wir eine Messung von $1/R_{el}$ bei einer Tetrode. Hierbei wurde zunächst die aktive Eingangsadmittanz in einen Teil, der von den Zuleitungen herrührt, und einen Teil, der von den Elektronenlaufzeiten herrührt,

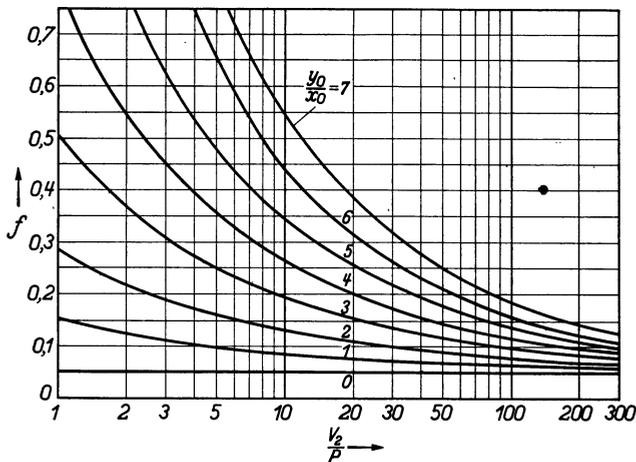


Abb. 54. Vertikal: Der Faktor f der Gl. (10,1). Horizontal: Verhältnis der Schirmgitterspannung V_2 zum Effektivpotential P der Steuergitterfläche in bezug auf die Kathode [vgl. Gl. (10,3)]. Parameter zu den Kurven: Das Verhältnis des Abstandes y_0 zwischen Schirmgitter und Steuergitter zum Abstand x_0 zwischen Steuergitter und Kathode.

getrennt. Der gemessene Wert von R_{el} war $7 \cdot 10^3$ Ohm, bei 6,5 m Wellenlänge. Der Abstand x_0 war 0,03 cm, der Abstand y_0 war 0,108 cm. Weiter war $I_k = 4$ mA, $S_k = 6$ mA/V, also $P = 1$ V. Unter Vernachlässigung von d wird t nach Gl. (10,2) $t = 0,51 \cdot 10^{-7} \cdot 0,03 = 1,5 \cdot 10^{-9}$ sec. Aus Abb. 54 ergibt sich bei einer Schirmgitterspannung von 200 V $f = 0,09$, also aus Gl. (10,1) ein berechneter Wert von $R_{el} = 9,6 \cdot 10^3$ Ohm. Wenn man die vielen Vereinfachungen, die in den obigen Formeln stecken, berücksichtigt, ist die Übereinstimmung befriedigend zu nennen.

Wir betrachten die Abhängigkeit der Größe R_{el} von der Schirmgitterspannung V_2 . Bei konstantem P ist die Abnahme von $1/R_{el}$ für größere Schirmgitterspannungen ungefähr proportional zu $V_2^{-1/2}$ (vgl. Abb. 54). Die Größe $1/R_{zul}$ (die von den Röhrenzuleitungen herrührt) ist bei konstantem P nur sehr wenig von V_2 abhängig. Dies geht aus Gl. (9,7) hervor. Der wichtigste Beitrag in dieser Gleichung zur Größe $1/R_{zul}$ rührt vom Glied $\omega^2 S_k L_k C_{kg1}$ her, und in diesem Ausdruck hängen S_k und C_{kg1} (bei konstantem P), wenn keine ausgesprochene Insel-

bildung auftritt, praktisch nicht von V_2 ab. Abb. 55 enthält einige gemessene Kurven.

In den obigen Formeln ist eine ideale $3/2$ -Potenzkennlinie angenommen worden. Wenn das Potential in der Steuergitterfläche nicht mehr konstant angenommen werden kann (vgl. § 4), ist es in analoger Weise,

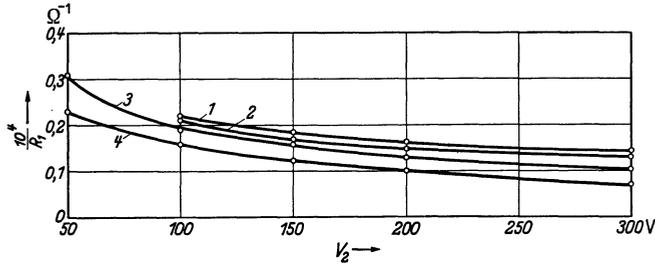


Abb. 55. Vertikal: reziproker aktiver Eingangswiderstand einer Röhre AF 7 bei 16,3 m Wellenlänge als Funktion der Schirmgitterspannung (horizontal) bei konstantem Kathodenstrom (geregelt mit der Steuergitterspannung) zur Erzielung eines nahezu konstanten Effektivpotentials in der Steuergitterfläche längs jeder der Kurven. Kurve 1: Kathodenstrom 4 mA, Kurve 2: 3 mA, Kurve 3: 2 mA, Kurve 4: 1 mA. Diese Kurven lassen sich angenähert darstellen durch $1/R = g + hV_2^{-1/2}$, wobei die Konstanten g und h nicht von V_2 abhängen, z. B. die Kurve 1 durch $0,033 + 1,83V_2^{-1/2}$.

wie in § 8 für die dynamische Röhrenkapazität ausgeführt wurde, möglich, den Potentialverlauf bei dem aktiven Eingangswiderstand zu berücksichtigen. Auch der Fall variabler Gitterganghöhe entlang der

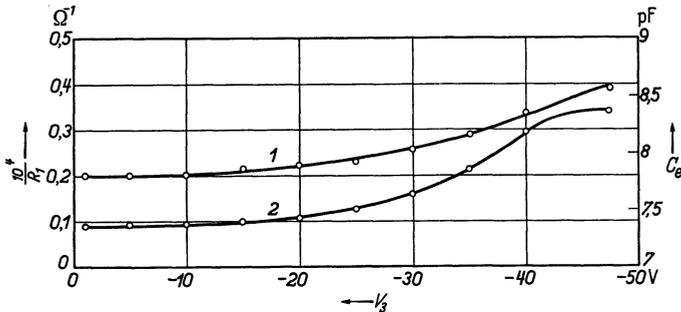


Abb. 56. Kurve 1: Eingangskapazität C_e (pF) (vertikal) als Funktion der Spannung V_3 des Fanggitters in V (horizontal). Kurve 2: Reziproker aktiver Eingangswiderstand $1/R_1$ (vertikal) als Funktion von V_3 . Röhre AF 3. Anodenspannung 250 V, Schirmgitterspannung 100 V, Steuergitterspannung -3 V, Wellenlänge 22,7 m. Kurven zeigen Einfluß der Rückkehrlektronen auf die aktive Eingangsdmittanz.

Gitterfläche (Regelröhren, vgl. § 4) kann in einfacher Weise angenähert behandelt werden.

Wenn Elektronen, die das Schirmgitter einer Pentode bereits einmal in Richtung nach der Anode durchlaufen haben, umkehren und ein zweites (oder drittes) Mal in den Raum zwischen Steuergitter und Schirmgitter gelangen, so können sie dort eine starke Zunahme der aktiven Eingangsdmittanz verursachen. Die Abb. 56 enthält einige Meßergebnisse, welche diesen Effekt deutlich zeigen. Bei der rechnerischen Verfolgung dieser Vorgänge führen wir zwei neue Größen ein. Von den Elektronen, welche vor dem Fanggitter eintreffen, geht der

Teil α durch das Fanggitter hindurch, während der Teil $1 - \alpha$ umkehrt und wieder das Schirmgitter durchheilt. Ein Teil dieser Umkehrelektronen wird vom Schirmgitter eingefangen, weiterhin gelangen einige dieser Umkehrelektronen wieder in den Kathoden-Steuergeritterraum und werden dort in die Raumladung, welche sich bei der Kathode befindet, aufgenommen. Die Rückkehrelektronen, die diesen Schicksalen ent-eilen, gelangen wieder in den Schirmgitter-Fanggeritterraum und treffen zum zweiten Male vor dem Fanggitter ein. Es seien dies $\beta(1 - \alpha)$. Das gleiche Spiel kann nun wieder weitergehen. Wir werden in diesem und im nächsten Paragraphen Methoden zur experimentellen Bestimmung von α und von β angeben. Die vom Fanggitter-Schirmgitterraum wieder in den Schirmgitter-Steuergeritterraum zurückkehrenden Elektronen induzieren auf dem Steuergeritter eine Ladung. Im Falle einer Wechselspannung auf dem Steuergeritter wird durch die Rückkehrelektronen auf dem Steuergeritter eine Wechselladung, d. h. ein Wechselstrom nach dem Steuergeritter induziert, und dieser Wechselstrom gibt Anlaß zu einer zusätzlichen Eingangsadmittanz. Man findet für den reellen Teil $1/R_r$ dieser Zusatzadmittanz infolge der Rückkehrelektronen bei Vernachlässigung der Raumladung den Näherungsausdruck (vgl. Anhang V):

$$(10, 4) \quad \frac{1}{R_r} = \frac{2}{3} \omega^2 S_k t_1 (t_1 + t_2) \beta (1 - \alpha) \frac{1}{\{1 - \beta(1 - \alpha)\}^2} (\text{Ohm})^{-1}.$$

Hierbei ist S_k die Steilheit des gesamten Kathodenstroms in bezug auf die Steuergeritterspannung, abzüglich der Steilheit des Stromes nach Gitter 2, t_2 die doppelte Elektronenlaufzeit vom Schirmgitter zum Fanggitter und t_1 die doppelte Elektronenlaufzeit vom Steuergeritter zum Schirmgitter. Für den imaginären Teil $j\omega C_r$ dieser Zusatzadmittanz, den man durch eine Kapazität C_r infolge der Rückkehrelektronen ausdrücken kann, ergibt sich die Näherungsformel:

$$(10, 5) \quad C_r = \frac{2}{3} S_k \beta (1 - \alpha) t_1 \{1 - \beta(1 - \alpha)\}^{-1} (\text{Farad}).$$

Wir wenden nun diese Formeln auf die in Abb. 56 wiedergegebenen Messungen an. Als einfachsten Fall können wir hierbei den Wert $\alpha = 0$ betrachten, wobei das Fanggitter eine so weit negative Spannung gegenüber der Kathode erhält, daß alle Elektronen vor dem Fanggitter umkehren. Da S_k , t_1 und t_2 aus den Röhrendaten bekannt sind, können wir β aus Gl. (10,4) oder aus Gl. (10,5) berechnen, wobei natürlich derselbe Wert hervorgehen muß. Wir haben also zugleich eine Kontrolle unserer Formeln. Die für die Berechnung von t_1 und t_2 in Betracht kommenden Abstände sind bei der Röhre AF 3 (vgl. Bd. I, S. 10): Steuergeritter—Schirmgitter 0,10 cm und Schirmgitter—Fanggitter 0,25 cm. Die mittlere Elektronengeschwindigkeit im Steuergeritter-Schirmgitterraum und im Schirmgitter-Fanggitterraum ist $\frac{1}{2} \cdot 5,93 \cdot 10^7 (V_2)^{1/2}$ [vgl. Formel (1,18)]. Folglich ist $t_1 = 4 \cdot 0,10 \cdot (5,93 \cdot 10^7 V_2^{1/2})^{-1}$

$= 0,67 \cdot 10^{-9}$ sec und $t_2 = 4 \cdot 0,25 (5,93 \cdot 10^7 V_2^{1/2})^{-1} = 1,69 \cdot 10^{-9}$ sec. Mit $S_k = 2 \cdot 10^{-3}$ A/V wird bei $\omega = 0,83 \cdot 10^8$ ($22,7$ m Wellenlänge):

$$\frac{2}{3} \omega^2 S_k t_1 (t_1 + t_2) = 1,45 \cdot 10^{-5},$$

$$\frac{2}{3} S_k t_1 = 0,90.$$

Aus der Abb. 56 müssen wir nun die Werte für $1/R_r$ und für C_r ablesen. Wir dürfen annehmen, daß bei $V_3 = -50$ V alle Elektronen vor dem Fanggitter umkehren, während bei $V_3 = 0$ V praktisch alle Elektronen durch das Fanggitter hindurchgehen. Folglich ist $1/R_r = 0,26 \cdot 10^{-4}$ (Ohm) $^{-1}$ und $C_r = 0,80$ pF. Man findet aus Gl. (10,4) $\beta(1-\beta)^{-2} = 1,80$ und aus Gl. (10,5) $\beta(1-\beta) = 0,89$. Hieraus ergeben sich für β die Werte 0,48 bzw. 0,47. In Anbetracht des Näherungscharakters der Formeln (10,4) und (10,5) ist dies eine sehr gute Übereinstimmung.

Wenn keine Elektronen durch die Kathode eingefangen würden, wäre β nur durch das Schirmgitter bestimmt. Unter der weiteren (in Wirklichkeit nicht zutreffenden) Annahme, daß alle Elektronenbahnen senkrecht zur Schirmgitterfläche verlaufen, würde man β gleich dem Quadrat des Verhältnisses der Öffnung zwischen zwei benachbarten Schirmgitterdrähten zur Ganghöhe dieses Gitters setzen, im Falle der AF 3: $(190/250)^2 = 0,58$. Dies gibt uns eine obere Grenze für β . In unserem Falle ist β etwas kleiner.

In § 9 ist erwähnt worden [vgl. Gl. (9,4)], daß die aktive Anodenadmittanz nicht von Elektronenlaufzeiten abhängt. Dies gilt bei normalen Pentoden mit Vollblechanoden. Es sind aber auch Hochfrequenzpentoden im Handel, deren Anoden aus durchlöcherterem Blech oder aus Gaze angefertigt sind. Der Grund hierfür liegt in der besseren Wärmeabfuhr aus dem Röhreninnern bei Gazeanoden. Solche Anoden werden daher als Mittel gegen Elektronenemission des Steuergitters verwendet. Bei diesen durchlöcherter Anoden können Elektronen durch die Anode hindurchfliegen und erst nach längerem Weg auf der Anode landen. Hierdurch können bedeutende Zusatzdämpfungen des Anodenkreises entstehen, wie folgende Messungen zeigen. Die Pentoden EF 5 (Philips) haben normalerweise Vollblechanoden. Einige Röhren dieser Type wurden mit Anoden aus (siebartig) durchlöcherterem Blech ausgestattet unter Beibehaltung sämtlicher Abmessungen. Wir fanden bei 6,2 m Wellenlänge, unter normalen Betriebsbedingungen, bei größter Steilheit für die aktive Ausgangsadmittanz [die reell ist, vgl. (9,4)] $\mathfrak{B}_{\text{akt}}$ den Wert $0,92 \cdot 10^{-5}$ (Ohm) $^{-1}$ bei normalen Röhren und den Wert $1,93 \cdot 10^{-5}$ (Ohm) $^{-1}$ bei Röhren mit durchlöcherter Anoden.

Zur experimentellen Prüfung der Steilheitsformel (9,9) sind bei einigen Hochfrequenzpentoden Messungen der komplexen Steilheit im Kurzwellengebiet durchgeführt worden (vgl. Abb. 76). Wir setzen für die Admittanz $\mathfrak{A}_{\text{akt}}$:

$$(10,6) \quad \mathfrak{A}_{\text{akt}} = A_0 \exp(-j\psi)$$

und geben hier die gemessenen Werte für zwei Röhrentypen bei 9,1 m Wellenlänge wieder:

Röhre	A_0 mA/V	ψ Grad
SP 4B als Pentode	2,69	22
SP 4B als Triode	3,82	6
4673	4,70	27

Die Röhre SP4B ist eine Hochfrequenzpentode, die der AF7 gleicht. Sie wurde als Pentode, bei einer Anodenspannung von 200 V, einer Schirmgitterspannung von 200 V und einer Steuergitterspannung von $-1,9$ V (Anodenstrom 3 mA) und als Triode, wobei Schirmgitter, Fanggitter und Anode untereinander verbunden waren, bei einer Spannung von 200 V und einem Strom von 4 mA gemessen. Die Röhre 4673 (Philips) ist eine Hochfrequenzpentode für Fernsehzwecke. Anoden- und Schirmgitterspannung waren 200 V, der Anodenstrom 8 mA.

Beim Vergleich der gemessenen Werte nach Gl. (10,6) mit der Formel (9,9) bemerken wir, daß bei Beschränkung auf Glieder mit der ersten Potenz von ω angenähert gilt: $A_0 = S_a$ und

$$(10,7) \quad \psi_{\text{Pent}} = \omega (S_k L_k + 0,36 t_{kg1} + t_{g1g2} + t_{g2g3} + \frac{2}{3} t_{g3a}) .$$

Hierbei sind die Glieder, welche gegenseitige Induktionskoeffizienten enthalten, vernachlässigt worden. S_k ist die Steilheit des Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, L_k die Selbstinduktion der Kathodenzuleitung, t_{kg1} die Elektronenlaufzeit von der Kathode zum Steuergitter, t_{g1g2} die Laufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter, t_{g2g3} vom Schirmgitter zum Fanggitter und t_{g3a} vom Fanggitter zur Anode. Bei der Berechnung der Elektronenlaufzeit zwischen zwei Elektroden können wir als mittlere Geschwindigkeit die Hälfte der maximalen Geschwindigkeit annehmen. Bei der Triodenmessung ändert sich die Gl. (10,7) in:

$$(10,8) \quad \psi_{\text{Triode}} = \omega (S_k L_k + 0,36 t_{kg1} + \frac{2}{3} t_{g1g2}) .$$

Unter Berücksichtigung der Abmessungen und der Spannungen finden wir:

Röhre	SP 4B	4673
	$(V_a = V_z = 200 \text{ V}, I_a = 3 \text{ mA})$	$(V_a = V_z = 200 \text{ V}, I_a = 8 \text{ mA})$
t_{kg1}	$0,77 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$	$0,63 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$
t_{g1g2}	$0,26 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}$	$0,28 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}$
t_{g2g3}	$0,49 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}$	$0,66 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}$
t_{g3a}	$0,75 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}$	$1,00 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}$
$S_k L_k$	$0,19 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}$	$0,30 \cdot 10^{-9} \text{ ,,}$

Hieraus ergeben sich folgende Werte:

Röhre	ψ gemessen Grad	ψ berechnet Grad
SP 4B Pentode	6	7,5
SP 4B Triode	22	20,5
4673	27	25,5

Wir haben A_0 [Gl. (10,6)] auch bei der Frequenz Null (also statisch) gemessen und fanden innerhalb der Meßfehler dieselben Werte wie bei 9,1 m Wellenlänge. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ist also recht befriedigend.

Bei der Röhre 4673 wurden A_0 und ψ auch als Funktion der Spannung V_3 des Fanggitters gemessen, um den Einfluß der umkehrenden Elektronen festzustellen, und zwar bei 9,1 m Wellenlänge, $V_a = V_2 = 200$ V und einer Steuergitterspannung von $-2,4$ V:

V_3 (V)	I_a (mA)	A_0 (mA/V)	ψ (Grad)
0	7,90	4,72	28
-13	7,75	4,52	30
-26	6,90	3,76	35
-36	5,30	2,60	39

Es zeigt sich, daß hier durch die umkehrenden Elektronen ein starker Abfall von A_0 und eine Zunahme von ψ eintreten kann. Diese Verhältnisse werden in § 11 näher betrachtet.

Bezeichnungen in § 10: Die Bedeutung von R_{el} , R_{zul} , L_k , C_{kg1} ist dieselbe wie in § 9, S_k ist die Steilheit des gesamten Stromes, der die Kathode verläßt, in bezug auf die Steuergitterspannung und t die Elektronenlaufzeit Kathode—Steuergitter, während f in Gl. (10,2) durch Abb. 54 gegeben wird. P_k ist die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Potentialminimum, P_a jene zwischen Potentialminimum und dem Effektivpotential der Gitterfläche, $P = P_a - P_k$, d (wie in § 3) der Abstand Kathode—Potentialminimum, x_0 der Abstand Kathode—Steuergitter. Mit α ist jener Teil der vor dem Fanggitter (vom Schirmgitter kommend) erstmalig eintreffenden Elektronen, der durch die Fanggitterfläche hindurchfliegt, bezeichnet und $\beta(1 - \alpha)$ ist die Anzahl der zum zweitenmal vor dem Fanggitter eintreffenden Elektronen. Mit $1/R_r$ ist der reelle Teil der Eingangsadmittanz bezeichnet, der von rückkehrenden Elektronen herrührt, und $j\omega C_r$ ist der von derselben Ursache herrührende imaginäre Teil der Eingangsadmittanz. In Gl. (10,4) ist S_k die Steilheit des gesamten Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung, unter Abzug der Steilheit des Stromes zum Schirmgitter, t_1 die doppelte Laufzeit vom Steuergitter zum Schirmgitter, t_2 die doppelte Laufzeit vom Schirmgitter zum Fanggitter. Die Admittanz \mathfrak{A}_{akt} (vgl. § 9) wird durch $A_0 \exp(-j\psi)$ dargestellt. In Gl. (10,7) haben die Größen S_k , L_k , t_{kg1} , t_{g1g2} , t_{g2g3} , t_{g3a} dieselbe Bedeutung wie in § 9. Weiter ist V_a die Anodenspannung, V_2 die Schirmgitterspannung gegen die Kathode und I_a der Anodenstrom.

Schrifttum: 2, 3, 32, 39, 43, 44, 57, 60, 61, 62, 62a.

§ 11. Dynamische Messungen der Elektronenbewegung in Hexoden und Heptoden. Im § 10 sind bereits im Anschluß an Gl. (10,4) und (10,5) einige Messungen behandelt worden, aus denen Schlüsse in bezug

auf die Elektronenbewegung in Pentoden mit negativem Fanggitter gezogen werden konnten, während weiterhin zum Schluß von § 10 gezeigt wurde, daß rückkehrende Elektronen einen erheblichen Einfluß auf die Steilheit haben. Diese bei Hochfrequenzpentoden im normalen Betrieb nicht auftretenden Elektronenbewegungen sind bei Hexoden und Heptoden (vgl. Bd. I, S. 34–38) bei Verwendung als Verstärkerröhren als normal zu betrachten. In Abb. 57 sind die Amplitude A_0 und der Phasenwinkel ψ der aktiven Admittanz $\mathfrak{A}_{\text{akt}}$ [Gl. (10,6)] für eine Hexode AH 1 und für eine Heptode EH 2 als Funktion der Spannung des dritten Gitters (von der Kathode gerechnet) aufgetragen worden. Die Abnahme von A_0 und die Zunahme von ψ bei negativen Werten von V_3 müssen dem Einfluß der vor Gitter 3 umkehrenden Elektronen zugeschrieben werden.

Bei der rechnerischen Verfolgung dieser Vorgänge nehmen wir wieder [vgl. § 10, Gl. (10,4) und (10,5)] an, daß der Teil α der vor Gitter 3 eintreffenden Elektronen durch dieses Gitter hindurchgeht, während der Teil $1 - \alpha$ umkehrt. Von diesem Teil $1 - \alpha$ gelangt der Teil β ein zweites Mal vor Gitter 3, während der Teil $1 - \beta$ hiervon entweder von Gitter 2 oder von der Kathode eingefangen wird. Dieser Vorgang wiederholt sich. Es sei I_0 der zuerst vor Gitter 3 eintreffende Strom (d. h. $I_0 = I_k - I_2$, wobei I_k der Kathodenstrom ist und I_2 der Strom nach Gitter 2, im Falle, daß vor Gitter 3 keine Elektronen umkehren) und I der durch Gitter 3 hindurchgehende Strom. Dann ist:

$$(11,1) \quad I = I_0 \sum_{n=0}^{\infty} \alpha (1 - \alpha)^n \beta^n = I_0 \frac{\alpha}{1 - \beta(1 - \alpha)}.$$

Hieraus folgt:

$$(11,2) \quad 1 - \alpha = \left(1 - \frac{I}{I_0}\right) \left(1 - \beta \frac{I}{I_0}\right)^{-1}.$$

Die Größe α hängt von der Spannung V_3 ab, während β bei festen Spannungen V_2 und V_1 (Schirmgitter und Steuergitter) als eine

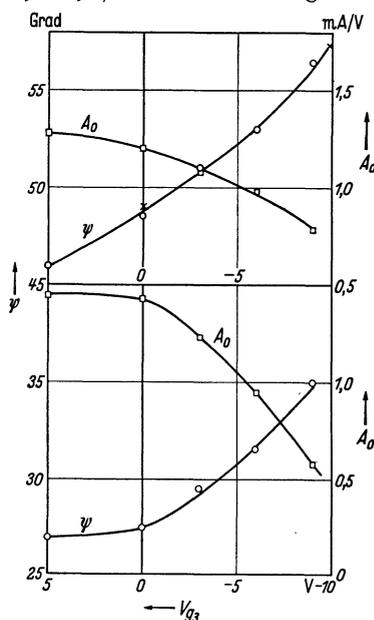


Abb. 57. Oberer Teil: Gemessene Werte für die Amplitude A_0 in mA/V (rechte Skala) und den Phasenwinkel ψ (linke Skala) der aktiven Admittanz $\mathfrak{A}_{\text{akt}} = A_0 \exp(-j\psi)$, die der Steilheit des Anodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung (erstes Gitter) entspricht, als Funktion der Spannung von Gitter 3 (horizontal) für die Röhre AH 1. Die zwei Kreuze in der ψ -Kurve der oberen Abbildung gehören zu Messungen, die bei der gleichen Röhre zu einer anderen Zeit ausgeführt sind, wie die übrigen Messungen und sollen die Reproduzierbarkeit der Messungen zeigen. Unterer Teil: Dieselben Daten für die Heptode EH 2. Wellenlänge 8,5 m. Spannungen für beide Röhren: Gitter 1: -2 V, Gitter 2 und 4 je 70 V, Anode 200 V.

Konstante betrachtet wird. Für die Steilheiten S und S_0 der Ströme I und I_0 in bezug auf die Steuergitterspannung lassen sich zu (11,1) und (11,2) genau analoge Formeln, wobei I durch S und I_0 durch S_0 zu ersetzen sind, anschreiben. Diese Formeln gelten für die Frequenz Null, also im statischen Fall. Wenn wir die Steilheit S_0 dynamisch bei hohen Frequenzen messen, wird ein gewisser Phasenwinkel φ_0 gegenüber der Wechselfpannung auf dem Steuergitter auftreten. Dasselbe

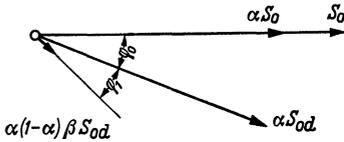


Abb. 58. Zeitvektordiagramm der Steilheiten in einer Hexode oder Heptode. S_0 ist die Steilheit von Anodenstrom und Strom nach Gitter 4 in bezug auf die Steuergitterspannung (Gitter 1) statisch gemessen, wenn vor Gitter 3 keine Elektronen umkehren ($\alpha = 1$). Die Größe αS_0 ist dieselbe Steilheit, statisch gemessen, wenn von den vor Gitter 3 eintreffenden Elektronen der Teil α durch Gitter 3 hindurchgeht. Die Größe αS_{0d} ist letztere Steilheit, dynamisch bei einer kurzen Wellenlänge gemessen (Phasenwinkel φ_d). Die Größe $\alpha(1-\alpha)\beta S_{0d}$ ist dieselbe Steilheit für Elektronen, die ein zweites Mal vor Gitter 3 eintreffen (Laufzeitphasenwinkel φ_1). Für Elektronen, die ein drittes Mal vor Gitter 3 eintreffen, wird die Steilheit $S_{0d}\alpha(1-\alpha)^2\beta^2$ und der Phasenwinkel gegenüber αS_{0d} ist $2\varphi_1$ usw. In der Abbildung ist $\alpha = 0,8$ und $\beta = 0,5$ gewählt.

gilt für den Strom I_0 . Die Elektronen, welche ein zweites Mal vor Gitter 3 eintreffen, haben einen längeren Weg in der Röhre zurückgelegt (z. B. von Gitter 3 durch Gitter 2 bis Gitter 1, zurück durch Gitter 2 und wieder bis vor Gitter 3), der dem Phasenwinkel φ_1 entsprechen soll, wobei $\varphi_1 = \omega t$ und t die Laufzeit auf dem genannten Wege ist. Die verschiedenen Anteile der dynamischen Steilheit S_d sind schematisch in Abb. 58 in einem Zeitvektordiagramm gezeichnet worden. Die Anteile αS_{0d} , $\alpha(1-\alpha)\beta S_{0d}$, $\alpha(1-\alpha)^2\beta^2 S_{0d}$, ... von S_d müssen vektoriell addiert werden. Wir zerlegen diese Anteile je in eine Komponente in Richtung von αS_{0d} und in eine Komponente senkrecht zu dieser Richtung. Erstere Komponente ist nach Abb. 58:

$$S_{0d}\{\alpha + \alpha(1-\alpha)\beta \cos\varphi_1 + \alpha(1-\alpha)^2\beta^2 \cos 2\varphi_1 + \dots\} = \alpha S_{0d} \frac{1 - (1-\alpha)\beta \cos\varphi_1}{1 - 2(1-\alpha)\beta \cos\varphi_1 + (1-\alpha)^2\beta^2}$$

und letztere Komponente:

$$S_{0d}\{\alpha(1-\alpha)\beta \sin\varphi_1 + \alpha(1-\alpha)^2\beta^2 \sin 2\varphi_1 + \dots\} = S_{0d} \frac{\alpha(1-\alpha)\beta \sin\varphi_1}{1 - 2(1-\alpha)\beta \cos\varphi_1 + (1-\alpha)^2\beta^2}$$

Der absolute Betrag von S_d ist gleich der Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate dieser Komponenten:

$$(11,3) \quad |S_d| = |S_{0d}| \alpha \{1 - 2(1-\alpha)\beta \cos\varphi_1 + (1-\alpha)^2\beta^2\}^{-1/2},$$

und der Phasenwinkel ψ von S_d gegen S_0 wird durch $\psi = \varphi_0 + \psi_0$ bestimmt, wobei gilt:

$$(11,4) \quad \text{tg } \psi_0 = \frac{(1-\alpha)\beta \sin\varphi_1}{1 - (1-\alpha)\beta \cos\varphi_1}.$$

Da $|S_{0d}| = S_0$ ist und die statisch gemessene Steilheit S nach Gl. (11,1) durch

$$(11,1a) \quad S = S_0 \frac{\alpha}{1 - (1-\alpha)\beta}$$

gegeben ist, wird nach (11,3):

$$(11,5) \quad \frac{|S_d|}{S} = \left(\frac{1 - 2(1 - \alpha)\beta + (1 - \alpha)^2 \beta^2}{1 - 2(1 - \alpha)\beta \cos \varphi_1 + (1 - \alpha)^2 \beta^2} \right)^{1/2}.$$

Dieser Quotient (11,5) ist in Abb. 59 als Funktion von $(1 - \alpha)\beta$ bei verschiedenen Phasenwinkeln φ_1 gezeichnet worden, während Abb. 60 den Phasenwinkel ψ_0 nach Gl. (11,4) ebenfalls als Funktion von $(1 - \alpha)\beta$ mit φ_1 als Parameter enthält.

Diese Rechnungsergebnisse können an Hand der Messungen von Abb. 57 nachgeprüft werden. In erster Linie wird erwartet, daß sowohl $|S_d|$ als auch S proportional zu I sind [vgl. Gl. (11,1)]. Wenn wir den Strom und die Steilheit von Gitter 4 (zweites Schirmgitter) abziehen, erwarten wir, daß sowohl A_0 (Abb. 57) als auch S_a (statische Steilheit des Anodenstromes) proportional zum Anodenstrom I_a sind, wobei I_a durch die Spannung von Gitter 3 geregelt wird. Diese Annahme liegt unserer Berechnung zugrunde [Gl. (11,1)]. In Abb. 61 ist gezeigt, daß sie sowohl bei der Hexode AH 1 als bei der Heptode EH 2 erfüllt ist. Bei kleinen Winkeln φ_1 kann $\sin \varphi_1 = \varphi_1$ und $\cos \varphi_1 = 1$ gesetzt werden. Aus Gl. (11,4) und Gl. (11,2) folgt dann, wenn man $\text{tg } \psi_0 = \psi_0$ setzt:

$$(11,6) \quad \psi_0 \approx \frac{1 - I/I_0}{1 - \beta I/I_0} \frac{\beta \varphi_1}{1 - \beta \frac{(1 - I/I_0)}{1 - \beta I/I_0}} = \left(1 - \frac{I}{I_0}\right) \frac{\beta}{1 - \beta} \varphi_1.$$

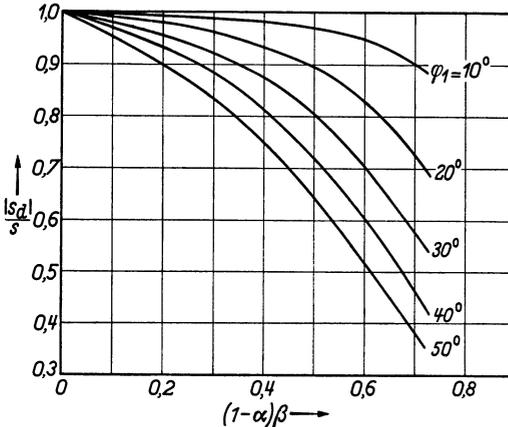


Abb. 59. Das Verhältnis des absoluten Betrages $|S_d|$ der dynamisch gemessenen Steilheit S_d zur statisch gemessenen Steilheit S (vertikal) als Funktion von $(1 - \alpha)\beta$. Hierbei ist $(1 - \alpha)\beta$ der Teil der erstmalig vor Gitter 3 eintreffenden Elektronen, der ein zweites Mal vor Gitter 3 eintrifft. Als Parameter dient der Laufzeitphasenwinkel φ_1 der Elektronen, die ein zweites Mal vor Gitter 3 eintreffen.

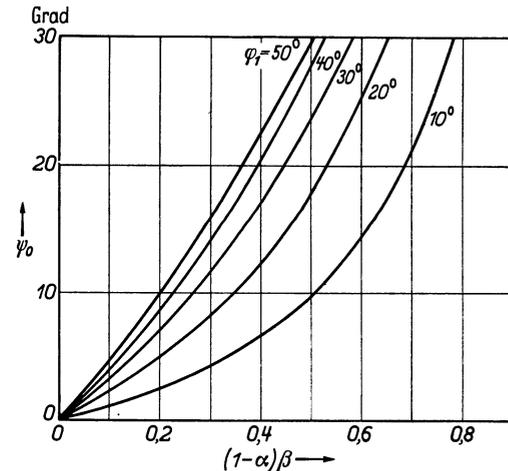


Abb. 60. Der Phasenwinkel ψ_0 der Steilheit S_d als Folge der umkehrenden Elektronen als Funktion von $(1 - \alpha)\beta$ bei verschiedenen Werten von φ_1 [vgl. Abb. 59 und Gl. (11,4) des Textes].

Für diese kleinen Phasenwinkel muß also ψ_0 und somit auch $\psi = \varphi_0 + \psi_0$ linear vom Strom I , also auch vom Anodenstrom I_a ($I_a = I - I_4$, wobei I_4 der Strom nach Gitter 4 ist) abhängen. Die Abb. 62 zeigt, daß dies durch die Meßpunkte gut erfüllt wird. In Abb. 63 ist I_a für die Röhren AH 1 und EH 2 als Funktion von V_3 gezeichnet. Hieraus geht hervor, daß der maximale Anodenstrom, wobei Gitter 3 alle Elektronen durchläßt, für die Röhre EH 2 etwa 3,0 mA und für die Röhre AH 1 etwa 2,0 mA beträgt. Bei diesen Anodenströmen ist also nach Gl. (11,6) $I = I_0$ und $\psi_0 = 0$ (vgl. Abb. 57).

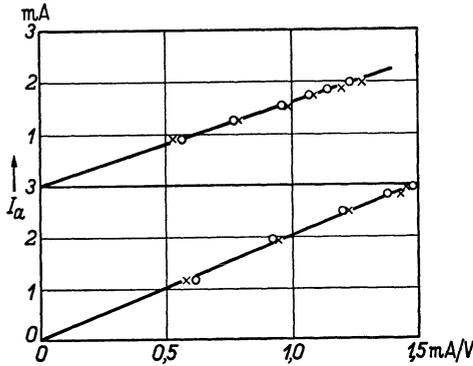


Abb. 61. Oberer Teil: Röhre AH 1, Anodengleichstrom (mA) (vertikal) als Funktion der statisch gemessenen Steilheit des Anodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung (Gitter 1) in mA/V (horizontal) (Kreise) und der dynamisch bei 8,5 m Wellenlänge gemessenen Steilheit des Anodenstroms (Kreuze), wobei die Steilheiten und der Anodenstrom durch die Spannung von Gitter 3 geregelt werden. Unterer Teil der Abbildung: Dieselben Messungen für die Röhre EH 2 (Heptode). Die Meßpunkte liegen auf Geraden, wie bei der Theorie angenommen wurde. Spannungen vgl. Abb. 57.

Wenn der Anodenstrom $I_a = 0$ ist, muß auch $I = 0$ sein und wird ψ_0 nach Gl. (11,6) gleich $\beta \varphi_1 (1 - \beta)^{-1}$. Diese Überlegungen gestatten, den Winkel ψ_0 aus der Abb. 62 zu entnehmen. Da zwischen ψ_0 und I nach den Messungen der Abb. 62 eine lineare Beziehung besteht, kann man schließen, daß β nahezu unabhängig von V_3 ist. Man findet für die Röhre AH 1: $\beta \varphi_1 (1 - \beta)^{-1} = 28$ Grad und für die Röhre EH 2 $\beta \varphi_1 (1 - \beta)^{-1} = 13,5$ Grad. Wir berechnen jetzt den Laufzeitphasenwinkel φ_1 aus den Röhrenabmessungen: $\varphi_1 = \omega t$, und für t nehmen wir die Elektronenlaufzeit an von Gitter 3 durch Gitter 2 hindurch nach Gitter 1 und wieder zurück nach Gitter 3. Es wird Elektronen geben, die einen kürzeren Weg zurücklegen, aber auch Elektronen, die einen längeren Weg zurücklegen (z. B. durch Gitter 1 hindurchfliegen). Wenn d der Abstand von Gitter 1 bis Gitter 3 ist und

Abb. 62. Vertikal: Phasenwinkel der Steilheit (Anodenstrom in bezug auf Steuergitterspannung) bei 8,5 m Wellenlänge als Funktion des Anodengleichstroms (horizontal). Oberer Teil für die Röhre EH 2. Unterer Teil für die Röhre AH 1. Für die Zahlen 13,5° und 28° vergleiche man den Text. Spannungen vgl. Abb. 57.

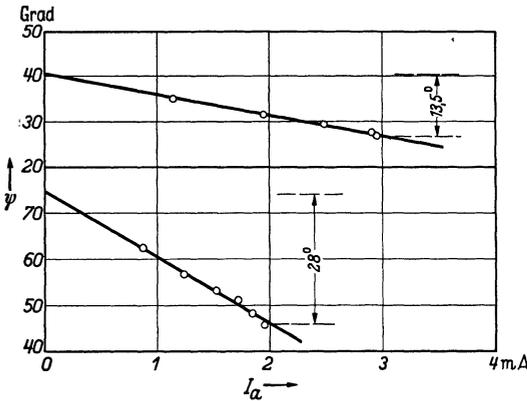


Abb. 62. Vertikal: Phasenwinkel der Steilheit (Anodenstrom in bezug auf Steuergitterspannung) bei 8,5 m Wellenlänge als Funktion des Anodengleichstroms (horizontal). Oberer Teil für die Röhre EH 2. Unterer Teil für die Röhre AH 1. Für die Zahlen 13,5° und 28° vergleiche man den Text. Spannungen vgl. Abb. 57.

Elektronen geben, die einen kürzeren Weg zurücklegen, aber auch Elektronen, die einen längeren Weg zurücklegen (z. B. durch Gitter 1 hindurchfliegen). Wenn d der Abstand von Gitter 1 bis Gitter 3 ist und

V_2 die Spannung von Gitter 2, so gilt die Formel:

$$(11,7) \quad t = \frac{4d}{5,93 \cdot 10^7 V_2^{1,2}} \text{ sec.}$$

Bei der Röhre EH 2 ist $2d = 0,26$ cm und für die Röhre AH 1 ist $2d = 0,58$ cm. Die Spannung V_2 ist für beide Röhren 70 V. Man berechnet hieraus für die AH 1 etwa $\varphi_1 = 30$ Grad und für die EH 2 $\varphi_1 = 14$ Grad bei 8,5 m Wellenlänge. Folglich ist für beide Röhren $\beta(1-\beta)^{-1}$ etwa gleich 1 und $\beta = 0,50$.

Wir haben Kontrollmöglichkeiten dieser Werte durch die Messungen der Abb. 57 in bezug auf die Steilheitsamplitude A_0 . Bei $V_3 = -9$ V

wird nach Abb. 63: $I_a = 1,2$ mA für die Röhre EH 2 und $I_a = 1,2$ mA für die Röhre AH 1. Da man annehmen kann, daß der Strom nach Gitter 4 in einem festen Verhältnis zum Anodenstrom steht (unabhängig von V_3), kann das Verhältnis I/I_0 aus Gl. (11,2) bei $V_3 = -9$ V gleich $1,2/2,0 = 0,60$ für die Röhre AH 1 und gleich $1,2/3,0 = 0,40$ für die Röhre EH 2 gesetzt werden. Mit $\beta = 0,50$ liefert die Gl. (11,2) für die Größe $1 - \alpha$ den Wert 0,57 bei der Röhre AH 1 und den Wert 0,75 bei der Röhre EH 2. Wir kennen also die Größen $(1 - \alpha)\beta$ und φ_1 für beide Röhren und können folglich aus den berechneten Kurven der

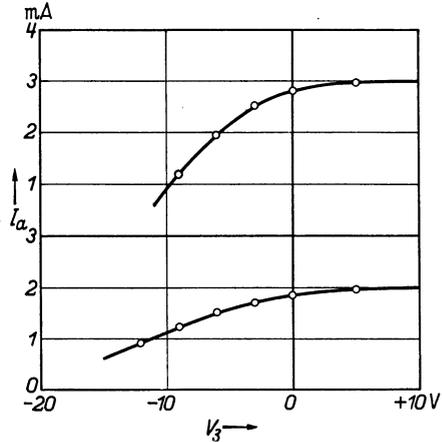


Abb. 63. Vertikal: Anodenstrom I_a (Gleichstrom) als Funktion der Spannung V_3 von Gitter 3 (horizontal). Oberer Teil für die Röhre EH2, unterer Teil für die Röhre AH1. Die übrigen Betriebsdaten sind die gleichen wie für Abb. 57, 61 und 62.

Abb. 59 Werte für $|S_a|/S$ ablesen. Es ergibt sich für dieses Verhältnis bei der Röhre AH 1: $|S_a|/S = 0,93$, bei der Röhre EH 2: $|S_a|/S = 0,97$. Jetzt betrachten wir die Abb. 57 und leiten hieraus ebenfalls $|S_a|/S$ ab. Hier sind nicht die Werte S_a angegeben, sondern die Amplitude A_0 der Steilheit des Anodenstroms. Wenn wir wieder für den Schirmgitterstrom einen von V_3 unabhängigen Bruchteil des Anodenstroms annehmen, und weiterhin bei $V_3 = 5$ V (Abb. 57) $\alpha = 1$ setzen, so ergeben sich aus dieser Abb. 57 für $|S_a|/S_0$ ungefähr die Werte 0,60 bei der Röhre AH 1 und 0,39 bei der Röhre EH 2. Da weiterhin gilt $S = S_0 \alpha \{1 - (1 - \alpha)\beta\}^{-1}$, erhält man für $|S_a|/S$ bei beiden Röhren ungefähr 1 (bei $V_3 = -9$ V). Dieser Wert von $|S_a|/S$ wurde auch direkt gemessen (vgl. Abb. 61). Er stimmt ziemlich gut mit den oben aus α und β berechneten Werten 0,93 bzw. 0,97 überein.

Weitere Kontrollmöglichkeiten ergeben sich im Anschluß an Gl. (10,4) und (10,5) von § 10. In Abb. 64 und 65 sind einige gemessene Werte der Eingangsdmittanz für die Röhre EH 2 als Funktion von V_3 zu-

sammengestellt, wobei die Betriebsdaten die gleichen waren wie für die obenerwähnten Messungen (Abb. 57, 61, 62, 63). Man kann aus dem Kurvenverlauf in diesen Abb. 64 und 65 schließen, daß für $V_3 = +5$ V

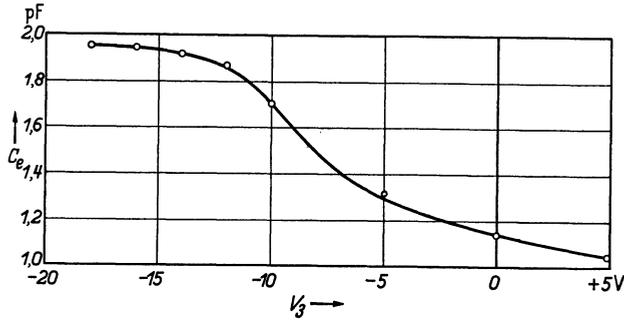


Abb. 64. Eingangskapazität (gemessen) vom Gitter 1 (Steuer­gitter) der Heptode EH2 (vertikal) in pF (bis auf eine additive Konstante) als Funktion der Spannung von Gitter 3 (horizontal). Betriebsdaten dieselben wie in Abb. 57, 61, 62 und 63.

die Größe $\alpha = 1$ ist und für $V_3 = -20$ V gleich Null. Aus den Gl. (10, 4) und (10, 5) ergibt sich im Falle $\alpha = 0$:

$$(11, 8) \quad \frac{1}{R_r} = \frac{2}{3} \omega^2 S_k t_1 (t_1 + t_2) \beta (1 - \beta)^{-2} (\text{Ohm})^{-1}$$

und

$$(11, 9) \quad C_r = \frac{2}{3} S_k t_1 \beta (1 - \beta)^{-1} (\text{Farad}).$$

Hierbei ist t_1 die doppelte Elektronenlaufzeit vom Steuergitter bis zum Schirmgitter, t_2 die doppelte Elektronenlaufzeit vom Schirmgitter bis zum Gitter 3, S_k die Steilheit des Stromes nach Gitter 4 und Anode

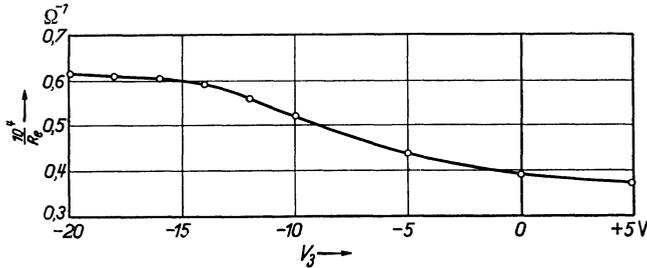


Abb. 65. Reeller Teil (gemessen) der Eingangsadmittanz $1/R_e$ in $(\text{Ohm})^{-1}$ (vertikal) als Funktion der Spannung V_3 von Gitter 3 der Heptode EH2. Wellenlänge 14,4 m. Übrige Daten wie in Abb. 64.

zusammen in bezug auf die Steuergitterspannung und ω die Kreisfrequenz. Für die Röhre EH 2 lesen wir aus Abb. 64 und 65 ab: $1/R_r = 0,24 \cdot 10^{-4} (\text{Ohm})^{-1}$ und $C_r = 0,90$ pF. Der doppelte Abstand Steuergitter—Schirmgitter ist bei der Röhre EH 2: 0,13 cm, der doppelte Abstand Schirmgitter—Gitter 3 etwa 0,13 cm. Die Laufzeit $t_1/2$ ist bei der Röhre EH 2: $2,62 \cdot 10^{-10}$, die Laufzeit $t_2/2$: $2,62 \cdot 10^{-10}$ (Spannung $V_2 = 70$ V). Mit $S_k = 1,8 \cdot 10^{-3}$ Amp/V (Abb. 61) findet man

unter Benutzung der Formeln (11,8) und (11,9) aus diesen Werten bei der Röhre EH 2 beidesmal ungefähr den Wert $\beta = 0,5$. Die Übereinstimmung mit dem oben aus den Steilheitsmessungen berechneten Wert $\beta = 0,50$ für diese Röhre ist in Anbetracht des Näherungscharakters unserer Berechnungen befriedigend.

Wir gehen noch etwas genauer auf die Bedeutung von β in bezug auf die Elektronenbewegung in den Röhren ein. Die Verringerung der Anzahl Elektronen auf einem geschlossenen Weg von Gitter 3 bis Gitter 1 und zurück nach Gitter 3 kommt durch drei Ursachen zustande: 1. Einfangen von Elektronen durch die Gitterdrähte von Gitter 2; 2. Einfangen durch die dicken Gitterstreben von Gitter 2; 3. Einfangen durch die Kathode. Wir betrachten zunächst die dritte Ursache. Sie muß sich darin äußern, daß der gesamte Kathodenstrom I_k bei Herunterregeln der Spannung von Gitter 3 kleiner wird. Dies zeigen die Kurven der Abb. 66. Die Abnahme von I_k muß durch eingefangene Rückkehrelektronen zustande kommen. Diese Ursache hat, wie Abb. 66 zeigt, eine recht beträchtliche Wirkung. Die erste Ursache kann, wenn man annimmt, daß alle Elektronen senkrecht auf die Fläche von Gitter 2 treffen, aus dem Durchmesser der Gitterdrähte und ihrem Abstand berechnet werden.

Man findet unter dieser Annahme für die Röhre EH2 einen Wert $\beta' = 0,78$ und für die Röhre AH1 einen Wert $\beta' = 0,72$. Die Wirkung der zweiten Ursache kann kaum richtig geschätzt werden. Die berechneten Werte β' stellen obere Grenzen dar, unterhalb denen β liegen muß. Wenn man annimmt, daß die Elektronen schräg auf die Fläche von Gitter 2 treffen (wie durch Abbeugung für viele Elektronen der Fall sein wird), so kommen bedeutend kleinere Werte heraus. Durch Zusammenwirken der drei Ursachen können wir jedenfalls das Zustandekommen der gemessenen β -Werte auch quantitativ recht gut verstehen.

Das Einfangen der Rückkehrelektronen durch die Kathode kann man sich so vorstellen, daß die Rückkehrelektronen in die Raumladung zwischen Kathode und Potentialminimum gelangen. Hier unterscheiden sie sich dann nicht mehr von den übrigen Elektronen dieser Raumladung und können wieder genau wie gerade von

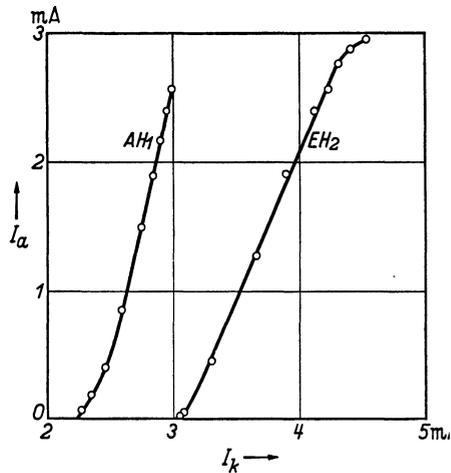


Abb. 66. Anodenstrom in mA (vertikal) als Funktion des gesamten Kathodenstroms in mA (horizontal) bei Regelung der Spannung von Gitter 3 für die Röhren AH1 und EH2.

der Kathode emittierte Elektronen an der Stromlieferung der Röhre mitwirken.

Bezeichnungen in § 11: Die Bedeutung von A_0 und von ψ ist dieselbe wie in § 10. V_3 ist die Spannung von Gitter 3 (gerechnet von der Kathode). Die Bedeutung von α und β entspricht derjenigen in § 10, wobei hier das Gitter 3 an die Stelle des Fanggitters in § 10 tritt. Der Strom I_0 ist durch die Gleichung $I_0 = I_k - I_2$ gegeben, wobei I_k der gesamte Kathodenstrom und I_2 der Strom nach Gitter 2 ist, beide Werte für den Fall gemessen, daß vor Gitter 3 praktisch keine Elektronen umkehren. I ist der durch Gitter 3 hindurchgehende Strom im Falle, daß vor Gitter 3 wohl Elektronen umkehren. Die zu den Strömen I_0 und I gehörenden Steilheitswerte in bezug auf die Steuergitterspannung sind S_0 und S . Der Phasenwinkel des dynamisch (bei hoher Frequenz) gemessenen Wertes von S_0 , den wir S_{0d} nennen (vgl. Abb. 58), gegenüber dem statischen Wert S_0 ist φ_0 genannt. Es ist $\varphi_1 = \omega t$ und t die doppelte Elektronenlaufzeit von Gitter 3 durch Gitter 2 hindurch bis Gitter 1. Mit S_d ist die dynamisch (bei hoher Frequenz) gemessene Steilheit S bezeichnet, während S der statische Wert (bei niedriger Frequenz) ist. Es ist $\psi = \varphi_0 + \psi_0$, wobei ψ_0 durch Gl. (11,4) gegeben ist. I_a ist der Anodengleichstrom und S_a die zu diesem Strom gehörende Steilheit in bezug auf die Steuergitterspannung. I_4 ist der Strom nach Gitter 4. In Gl. (11,7) ist d der Abstand Gitter 1—Gitter 3. V_2 ist die Spannung von Gitter 2 gegen die Kathode. Die Laufzeit $t = t_1 + t_2$, t_1 die doppelte Elektronenlaufzeit von Gitter 1 bis Gitter 2 und t_2 die doppelte Elektronenlaufzeit von Gitter 2 bis Gitter 3. Mit S_k ist die Steilheit des Stromes $I_4 + I_a$ in bezug auf die Steuergitterspannung bezeichnet [Gl. (11,8) und (11,9)]. Die Bedeutung von R_r und C_r ist dieselbe wie in § 10. Unter β' ist der Wert von β verstanden, für den Fall, daß nur die Gitterdrähte von Gitter 2 Elektronen einfangen.
Schrifttum: 3, 56, 57, 62a.

§ 12. Elektronenbewegung in einem elektrischen Wechselfelde.

In den Paragraphen 8, 9, 10 und 11, in denen Elektronenlaufzeiteffekte betrachtet werden, sind die Wechselspannungen stets für die Berechnung der Elektronenbewegungen und -laufzeiten vernachlässigbar klein gewesen, so daß diese immer ausschließlich auf Grund der statischen elektrischen Felder berechnet wurden. Wir gehen jetzt einen Schritt weiter und betrachten die Elektronenbewegung in einem statischen elektrischen Felde, dem ein Wechselfeld überlagert ist. Um einen möglichst direkten Anschluß an praktisch bei Mischröhren auftretende Verhältnisse (vgl. Bd. I, S. 74) zu gewinnen, betrachten wir die in Abb. 67 skizzierte Anordnung. Die Anode erhält gegen die Kathode eine negative Gleichspannung und außerdem eine Wechselspannung, deren Scheitelwert geringer als diese Gleichspannung ist. Es gelangen also keine Elektronen auf die Anode. Das Schirmgitter erhält eine positive Spannung. Wir wollen

uns zunächst ohne Rechnung an Hand der Abb. 68 klarmachen, daß es Elektronen gibt, die den Schirmgitter-Anodenraum auf ihrem Rückkehrwege mit einer größeren Energie verlassen, als sie beim Eintritt in diesen Raum besaßen. Hierzu wählen wir ein Elektron, für das die Punkte A, B, C der Abb. 67 zeitlich in bezug auf die Anodenspannung wie in Abb. 68 gezeichnet liegen. Im Zeitpunkt A und in allen Augenblicken zwischen A und B (Abb. 68) hat die Anode eine weniger negative Spannung gegen die Kathode als im Zeitpunkt B . Das gewählte Elektron wird auf dem Wege von A bis B (Abb. 67) weniger gebremst, als ohne Anodenwechselspannung der Fall wäre. Der Umkehrpunkt B liegt also näher zur Anode als ohne Anodenwechselspannung unter sonst gleichen Bedingungen. In allen Zeitpunkten zwischen B und C (Abb. 68) ist die Anodenspannung mehr negativ gegen die Kathode als im Punkt B . Das Elektron wird also auf dem Wege von B bis C (Abb. 67)

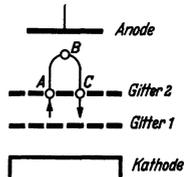


Abb. 67. Tetrode mit positiver Spannung von Gitter 2 in bezug auf die Kathode und negativen Spannungen von Gitter 1 und Anode. Bei der gezeichneten Bahn gelangt ein Elektron im Punkt A in den Schirmgitter-Anodenraum, kehrt im Punkt B um und verläßt diesen Raum im Punkt C . Die Anode erhält außer der genannten negativen Spannung noch eine Wechselspannung hoher Frequenz. Die Elektronen legen daher ihre Bahnen in einem Wechselfeld zurück.

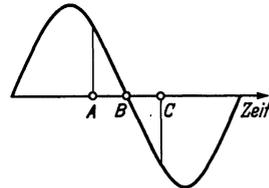


Abb. 68. Vertikal: Augenblickswert der Anodenspannung in Abb. 67. Horizontal die Zeit. Die mit A, B und C von Abb. 67 zusammentreffenden Zeitpunkte sind für ein ausgewähltes Elektron eingezeichnet.

mehr beschleunigt als ohne Anodenwechselspannung. Hinzu kommt noch, daß der Weg BC länger ist als ohne Anodenwechselspannung. Im Punkt C muß das Elektron folglich eine größere kinetische Energie haben als im Punkt A (Abb. 67). Es gibt natürlich auch Elektronen, deren Eintrittszeitpunkt in den Schirmgitter-Anodenraum so ungünstig in bezug auf die Anodenspannung liegt, daß sie diesen Raum mit geringerer kinetischer Energie verlassen, als sie beim Eintritt in diesen Raum hatten.

Die eben erläuterten Verhältnisse treten in analoger Form bei Hexoden (z. B. AH 1) und Heptoden, die als Mischröhren verwendet werden, auf. Hier tritt das Gitter 3 an die Stelle der Anode von Abb. 67. Es gibt im Kurzwellengebiet bei diesen Mischröhren Elektronen, die im Bremsraum so viel kinetische Energie gewonnen haben, daß sie imstande sind, auf das negative Steuergitter 1 zu gelangen (vgl. Bd. I, S. 74).

Die Bewegungsgleichung eines Elektrons, das in den Schirmgitter-Anodenraum von Abb. 67 eintritt (x ist der Abstand des Elektrons vom Schirmgitter und d ist der Abstand Schirmgitter—Anode, vgl. Abb. 67), lautet:

$$(12, 1) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{m} \left\{ \frac{V_2 - V_a}{d} + \frac{E_a}{d} \cos(\omega t + \varphi) \right\}.$$

Hierbei ist V_2 die Spannung des Schirmgitters, V_a die Gleichspannung der Anode (V_a ist negativ) und E_a die Amplitude der Anodenwechselspannung. Der Zeitpunkt $t=0$ soll mit $x=0$ zusammenfallen. Durch φ wird die Lage des Eintrittszeitpunktes $t=0$ zum Augenblickswert der Anodenspannung festgelegt. Nach zweimaliger Integration, wobei wir dx/dt für $t=0$ gleich $v_0 = 5,93 \cdot 10^7 V_2^{1/2}$ setzen, ergibt sich aus (12,1):

$$(12,1a) \quad x = v_0 t - \frac{2v_0}{t_0} \left[\frac{t^2}{2} + \frac{p}{\omega^2} \{ \cos(\omega t + \varphi) + \omega t \sin \varphi - \cos \varphi \} \right].$$

Hierbei ist $t_0 = 2 dm v_0 / e(V_2 - V_a)$ und $p = E_a / (V_2 - V_a)$. Aus (12,2) geht hervor, daß t_0 der Wert der Elektronenlaufzeit t_1 ist, wenn keine Wechselspannung E_a vorhanden ist. Durch Nullsetzen von x erhalten wir (außer der trivialen Lösung $t=0$) die gesamte Laufzeit t_1 im Schirmgitter-Anodenraum. Außerdem folgt aus (12,1a) die Geschwindigkeit $v = dx/dt$ in jedem Zeitpunkt, also auch v_1 für $t=t_1$. Man findet:

$$(12,2) \quad t_1 = t_0 + C_1 p + C_2 p^2 + \dots$$

$$\text{und } C_1 = -\frac{2}{\omega^2 t_0} \{ (\omega t_0 - \sin \omega t_0) \sin \varphi - (1 - \cos \omega t_0) \cos \varphi \},$$

$$C_2 = -\frac{C_1^2}{t_0} - \frac{2C_1}{\omega t_0} \{ (1 - \cos \omega t_0) \sin \varphi - \sin \omega t_0 \cos \varphi \}.$$

Der Gewinn (oder Verlust) an kinetischer Energie, den das Elektron im Schirmgitter-Anodenraum bei einem Hin- und Rücklauf erfährt, kann aus $mv_1^2/2 - mv_0^2/2$ berechnet werden. Drücken wir diesen Energiegewinn (oder -verlust) in Volt aus (V_e), so ist:

$$(12,3) \quad \left\{ \begin{aligned} V_e = E_a \frac{V_2}{V_2 - V_a} \Phi \sin \left(\varphi + \frac{\omega t_0}{2} \right) + \frac{E_a^2 V_2}{(V_2 - V_a)^2} \Phi \sin \left(\frac{\omega t_0}{2} \right) \\ + 4 \frac{E_a^2 V_2}{(V_2 - V_a)^2} \frac{\omega t_0 - \sin \omega t_0}{(\omega t_0)^2} \sin(2\varphi + \omega t_0) + \dots \end{aligned} \right.$$

Die Funktion Φ von ωt_0 wird durch die Gleichung

$$(12,4) \quad \Phi = 4 \left\{ \sin \left(\frac{\omega t_0}{2} \right) - \left(\frac{\omega t_0}{2} \right) \cos \left(\frac{\omega t_0}{2} \right) \right\} \cdot \left(\frac{\omega t_0}{2} \right)^{-2}$$

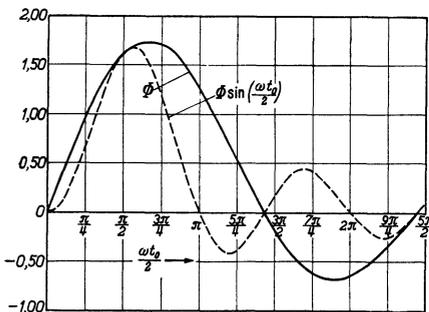


Abb. 69. Hilfsfunktionen Φ und $\Phi \sin(\omega t_0/2)$ aus Gl. (12,3) (vertikal) als Funktion von $\omega t_0/2$.

gegeben. Die Funktionen Φ und $\Phi \sin(\omega t_0/2)$ sind in Abb. 69 gezeichnet worden.

Wenn die Amplitude E_a der Anodenwechselspannung klein ist in bezug auf $V_2 - V_a$, können die beiden letzten Summanden in Gl. (12,3) in bezug auf die erste vernachlässigt werden. Beschränken wir uns zunächst auf dieses erste Glied, so ist aus Abb. 69 zu ersehen, daß der

Energiegewinn in Volt der Elektronen im Schirmgitter-Anodenraum mehr als das 1,7fache der Wechselspannungsamplitude E_a auf der

Anode betragen kann. Natürlich können nur verhältnismäßig wenige Elektronen diesen großen Energiegewinn erfahren.

In Abb. 70 sind einige Meßergebnisse für eine Tetrode, wie in Abb. 67 gezeichnet, zusammengestellt worden. Die Größenordnung der Gleichspannung, die vom Energiegewinn der Elektronen herrührt, ist ungefähr gleich E_a , in Übereinstimmung mit Gl. (12, 3). Die hierbei benutzte Schaltung ist in Abb. 71 dargestellt. Wir haben hier eine Anordnung vor uns, die aus Wechselspannung (auf der Anode) eine Gleichspannung (zwischen Steuergitter und Kathode) erzeugt. Man nennt eine solche Anordnung einen Gleichrichter. Diese besondere Anordnung ist „Laufzeitgleichrichter“ genannt worden, weil ihre Wirkung auf einer endlichen Elektronenlaufzeit zwischen Schirmgitter und Anode, gemessen an einer Periode der Anodenwechselspannung, beruht. Dieser Laufzeitgleichrichter kann, genau wie z. B. ein Diodengleichrichter, dazu benutzt werden, die Modulation (Musik) einer modulierten hochfrequenten Trägerwelle von der Trägerwelle selbst zu trennen.

Es ist nützlich, sich bei der in Abb. 71 dargestellten Anordnung ein Bild zu machen vom Verlauf des Stromes im Gitterkreis als Funktion der Zeit im Zusammenhang mit dem Verlauf der Anodenwechselspannung als Funktion der Zeit. Dieser Verlauf ist in Abb. 72 skizziert worden. Es entstehen im Steuergitterkreis Stromstöße, die gegen den abwärts gerichteten Nulldurchgang (oberer Teil von Abb. 72) der Wechselspannung auf der Anode einen kleinen Zeitunterschied t aufweisen, der etwa gleich der Elektronenlaufzeit von der Anode nach Gitter I ist.

Wir fahren jetzt mit der Diskussion unserer Formel (12, 3) fort. Die Größe t_0 ist die Elektronenlaufzeit vom Punkt A über B nach C in Abb. 67, wenn $E_a = 0$ ist (keine Wechselspannung auf der Anode).

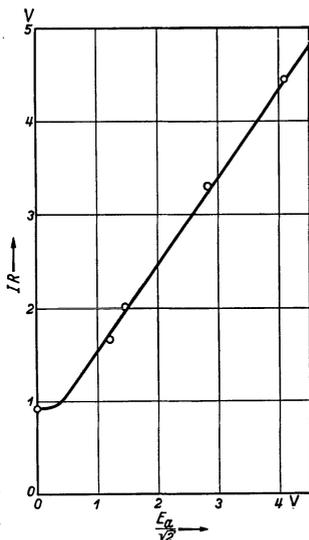


Abb. 70. Messungen mit dem Laufzeitgleichrichter (Abb. 71). Vertikal: Gleichstrom I durch den Widerstand R von Abb. 71 multipliziert mit R als Funktion von $E_a/\sqrt{2}$ (horizontal), wobei E_a die Amplitude der Anodenwechselspannung bezeichnet. Schaltung vgl. Abb. 71. Wellenlänge 10 m. Die Elektronen, welche im Schirmgitter-Anodenraum (vgl. Abb. 67) einen Energiegewinn erfahren haben, können auf das Steuergitter (das negative Spannung gegen die Kathode hat) gelangen.

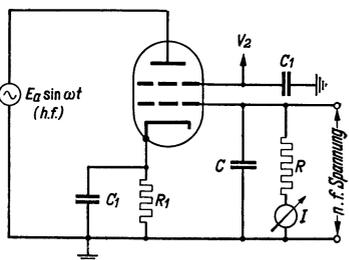


Abb. 71. Schaltbild zur Messung von Abb. 70. C_1 Blockkondensatoren 10^4 pF, R_1 Widerstand zur Erzeugung einer negativen Spannung des Steuergitters gegen die Kathode: 300 Ohm, C Kondensator 100 pF, R Widerstand etwa 1 MOhm. Zwischen Anode und Erde ist noch eine in der Abbildung nicht gezeichnete negative Spannung angeordnet.

Weiterhin ist $\omega t_0/2 = \pi t_0/T$, wenn T die Periode der Anodenwechselspannung bedeutet. Aus Gl. (12,3) und Abb. 69 [Kurve $\Phi \sin(\omega t_0/2)$] geht für $\varphi = 0$ [Gl. (12,3)] bei Werten $E_a/(V_2 - V_a)$ klein gegen 1 hervor, daß der größte Energiegewinn auftritt für t_0/T , etwas größer als $1/2$. Wird die Laufzeit t_0 größer in bezug auf die Periodendauer T , so nimmt

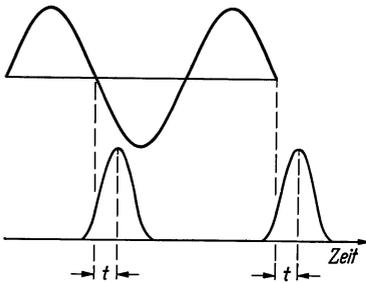


Abb. 72. Oberer Teil: Wechselspannung auf der Anode der Tetrode von Abb. 71 als Funktion der Zeit. Unterer Teil: Strom durch den Widerstand R von Abb. 71 als Funktion der Zeit, als Folge der Wechselspannung im oberen Teil. Die Zeitdifferenz t entspricht etwa der Elektronenlaufzeit von der Anode zum Steuergitter (Gitter I).

der Energiegewinn der Elektronen im Schirmgitter-Anodenraum ab und verschwindet fast vollständig, wenn t_0 ungefähr gleich T wird. Bei größeren Werten von t_0/T tritt Energieverlust ein, bis etwa t_0/T gleich $23/16$ (Abb. 69), und bei noch größeren t_0 -Werten wieder Energiegewinn, usw. Diese Maxima höherer Ordnung erreichen aber bei weitem nicht die Höhe des ersten Maximums für den Energiegewinn (Abb. 69). Als Funktion von φ ist die Amplitude $pV_2\Phi$ ein Maß für den Energiegewinn, den die Elektronen erfahren können.

In praktischen Anwendungen (z. B. Mischröhren) ist meistens t_0/T als eine kleine Größe (gegen 1) zu betrachten. In diesem Fall vereinfacht sich Gl. (12,3) zu:

$$(12,3a) \quad V_e = \frac{2}{3} \omega E_a \frac{d}{(2eV_2/m)^{1/2}} \left(\frac{V_2}{V_2 - V_a} \right)^2 \sin \varphi \text{ (Volt)}.$$

Dieser Energiegewinn ist also proportional zum Schirmgitter-Anodenabstand, zur Anodenwechselspannungsamplitude E_a , ungefähr (bei $V_a/V_2 \ll 1$) zu $V_2^{-1/2}$ und zur Frequenz. Hieraus geht unmittelbar hervor, welche Faktoren, z. B. bei Hexoden-Mischröhren, betrachtet werden müssen, damit der hier behandelte Effekt nicht stört, d. h. der Energiegewinn klein bleibt. Es hat sich gezeigt, daß durch Einhaltung der aus Gl. (12,3a) folgenden Regeln tatsächlich eine bedeutende Verringerung der störenden Effekte bei Mischröhren auftritt (vgl. Bd. I, S. 74).

Wir betrachten im Anschluß an die Messungen Abb. 70 und 71 den Gleichstrom nach dem Steuergitter, der infolge des Energiegewinnes (12,3) und (12,3a) auftreten kann. Hierbei setzen wir voraus, daß zwischen Steuergitter und Kathode keine Wechselspannung auftreten kann infolge Induktionswirkung der aus dem Schirmgitter-Anodenraum zurückkehrenden Elektronen (vgl. § 13). In Abb. 71 ist diese Voraussetzung durch die Anordnung des Kondensators C erfüllt. Es treffen auf das Steuergitter als Funktion der Zeit Elektronen mit wechselnder Geschwindigkeit, nach Gl. (12,3) und (12,3a). Diese Verhältnisse sind analog zu denen bei der üblichen Diodengleichrichtung. Auch bei einem Diodengleichrichter treffen auf die Anode Elektronen wechselnder Ge-

schwindigkeit und verursachen Stromstöße, die als zeitlichen Mittelwert einen Gleichstrom liefern. Wir können aus dieser Analogie auf die Abhängigkeit der gleichgerichteten Spannung IR in Abb. 70 von V_e schließen. Bei kleinen Werten von V_e wird IR proportional zu V_e^2 sein und bei größeren Werten von V_e proportional zu V_e . Dies ist genau was die Abb. 70 zeigt. Außerdem ist I in jedem Fall proportional zur Gesamtzahl der vorhandenen Elektronen, also zum Gesamtkathodenstrom der Röhre.

Abb. 73 enthält vier gemessene Kurven (Röhre von Abb. 74) für den Gitterstrom I (Abb. 71), dividiert durch den Schirmgitterstrom I_2 (als Maß für den Gesamtkathodenstrom) als Funktion der negativen Spannung des Steuergitters gegen die Kathode. Hierbei ist die Schaltung der Abb. 71 benutzt, wobei aber der Widerstand R fortgelassen und eine zusätzliche negative Spannung zwischen Anode und Kathode angeordnet wurde. Das Zusammenfallen der Kurven 1 und 2 sowie der Kurven 3 und 4 bestätigt die Formel (12, 3 a). Bei $I/I_2 = 10^{-5}$ schneiden die Kurven 3 und 4 die horizontale Achse bei etwa $-3,9$ V, die Kurven 1 und 2 bei etwa $-1,95$ V. Dies kann mit der Gl. (12, 3 a) in Zusammenhang gebracht werden, demnach erwartet werden kann, daß der Voltenergiegewinn V_e für die Kurven 3 und 4 das Zweifache des Voltenergiegewinns im Falle der Kurven 1 und 2 beträgt.

Bei den obigen Überlegungen sind nur Elektronen betrachtet worden, die den Schirmgitter-Anodenraum ein einziges Mal durchleiten. Im Anschluß an die Erörterungen von § 11 ist es möglich, das mehrmalige Hin- und Herpendeln der Elektronen in Betracht zu ziehen. Die Gl. (12,3) stellt den in Volt ausgedrückten Energiegewinn für Elektronen dar, deren erster Eintrittszeitpunkt in den Schirmgitter-Anodenraum durch den Phasenwinkel φ bestimmt ist [vgl. Gl. (12,1)], und zwar im Augenblick, daß sie diesen Raum zum erstenmal wieder verlassen. Wir nehmen an, daß diese Elektronen zum Teil bis Gitter 1 laufen und dann wieder zurück nach Gitter 2. Die mittlere Laufzeit auf diesem Wege sei t_2 . Von den Elektronen, die zum erstenmal den Schirmgitter-Anodenraum verlassen, soll der Teil β zum zweitenmal in diesen Raum ein-

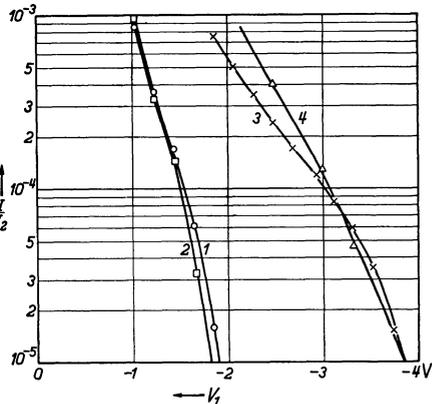


Abb. 73. Vertikal: Verhältnis des Stromes I nach dem Steuergitter zum Strom I_2 nach dem Schirmgitter. Horizontal: Spannung V_1 des Steuergitters gegen die Kathode. Schaltung wie Abb. 71, aber $R = 0$, eine regelbare Spannung zwischen Kathode und Steuergitter und eine feste negative Anodenspannung. Kurve 1 (Kreise): $V_2 = 50$ V, $V_a = -10$ V, $E_a = 1,4$ V; Kurve 2 (Quadrate): $V_2 = 50$ V, $V_a = -50$ V, $E_a = 1,4 \cdot \left(\frac{100}{60}\right)^2$ V; Kurve 3 (Kreuze): $V_2 = 100$ V, $V_a = -20$ V, $E_a = 2,8 \cdot \sqrt{2}$ V; Kurve 4 (Dreiecke): $V_2 = 50$ V, $V_a = -10$ V, $E_a = 2,8$ V. Wellenlänge bei allen Kurven: 10 m.

treten, während der Teil $1 - \beta$ durch Gitter 2, Gitter 1 oder durch die Kathode eingefangen wird (vgl. § 11). Genau genommen hängt β von φ ab, da dieser Phasenwinkel bestimmt, ob ein Elektron auf Gitter 1 landen kann. Man kann β aber in erster Näherung, genau wie in § 11, wegen der geringen Anzahl der von Gitter 1 eingefangenen Elektronen, als von φ unabhängig betrachten, wenn die Spannungen und Röhrendaten festgelegt sind. Wenn N die Anzahl der Elektronen ist, die bei erstmaligem Eintritt in den Schirmgitter-Anodenraum den Phasenwinkel φ aufweisen, so betreten βN Elektronen diesen Raum zum zweitenmal mit einem Phasenwinkel $\varphi + \omega(t_1 + t_2)$, usw. Man kann $\omega(t_1 + t_2)$ günstig wählen, damit die betreffenden Elektronen auch beim zweiten, dritten usw. Mal im Schirmgitter-Anodenraum Energie gewinnen. Als Beispiel sei $\omega(t_1 + t_2) = 2\pi$ und $\varphi = 0$. Dann gewinnen z. B. für $\omega t_0/2 = \pi/2$ die Elektronen jedesmal eine beträchtliche Energie [vgl. Abb. 69 und Gl. (12,3)]. Dagegen führt $\omega(t_1 + t_2) = \pi$ in diesem Fall beim zweitenmal zu Energieverlust. Die Größenordnung von β wird bei den gebräuchlichen Röhrenabmessungen etwa 0,5 sein (vgl. § 10 und 11).

Der von den Elektronen aufgenommene Energiegewinn muß durch den Wechselspannungserzeuger, der für die Anodenwechselspannung sorgt, geliefert werden. Von dieser Anodenseite gesehen ist dieser Energiegewinn der Elektronen gleichbedeutend mit einem reellen Teil der Admittanz zwischen Anode und Kathode. Diesen reellen Teil nennen wir $1/R_a$. Die vom Wechselspannungserzeuger gelieferte Energie ist dann $E_a^2/2R_a$. Wir können diesen Wert unter der Annahme, daß die Elektronen nur ein einziges Mal in den Schirmgitter-Anodenraum gelangen, aus Gl. (12,3) berechnen. Die mittlere Voltenergie V_e , welche von einem Elektron aufgenommen wird, folgt sofort aus Gl. (12,3) durch Mittelbildung über den Phasenwinkel φ . Hierbei bleibt nur der zweite Summand von Gl. (12,3) übrig. Diesen Energiegewinn müssen wir mit der Gesamtzahl der in den Schirmgitter-Anodenraum tretenden Elektronen multiplizieren. Der Strom, der das erste Mal in diesen Raum tritt, sei I_0 . Dann ist die Zahl der pro Sekunde in diesen Raum tretenden Elektronen I_0/e , wobei e die Elektronenladung darstellt. Folglich ist der Energiegewinn pro Sekunde für alle diese Elektronen:

$$(12,5) \quad \frac{e \bar{V}_e I_0}{e} = \frac{I_0 E_a^2}{(V_2 - V_a)^2} V_2 \Phi \sin\left(\frac{\omega t_0}{2}\right) = \frac{E_a^2}{2R_a}.$$

Hieraus ergibt sich für den reellen Teil $1/R_a$ der Anodenadmittanz der Wert:

$$(12,6) \quad \frac{1}{R_a} = 2 \frac{I_0}{(V_2 - V_a)^2} V_2 \Phi \sin\left(\frac{\omega t_0}{2}\right) \text{ Ohm}^{-1}.$$

Für die Funktion $\Phi \sin(\omega t_0/2)$ sei nach Abb. 69 verwiesen. Aus dieser Abb. 69 folgt, daß $1/R_a$ sowohl positiv als auch negativ sein kann. Im

letzteren Fall liefern die Elektronen also Energie an den Außenkreis der Röhre. Im Falle, daß ωt_0 klein gegen 1 ist, vereinfacht sich Gl. (12, 6) bei Einsetzen des Wertes von t_0 zu:

$$(12, 7) \quad \frac{1}{R_a} = \frac{16}{3} \frac{m}{e} \frac{\omega^2 I_0 d^2}{V_2^2} \left(\frac{V_2}{V_2 - V_a} \right)^4 (\text{Ohm})^{-1}.$$

Hierbei ist e/m gleich $17,6 \cdot 10^{14} (\text{cm}^2 \text{sec}^{-2} \text{Volt}^{-1})$.

Zur experimentellen Prüfung von Gl. (12, 7) sind einige Messungen bei der Röhre von Abb. 71 ausgeführt worden (Abb. 74). Zunächst zeigen diese Kurven eine genaue Proportionalität von $1/R_a$ zu I_2 (Schirmgitterstrom), die wegen der Proportionalität von I_2 zu I_0 als eine Bestätigung der Gl. (12, 7) aufgefaßt werden kann. Weiter müssen für einen festen I_2 -Wert die Werte $1/R_a$ für die Kurven 1, 2 und 3 im Verhältnis $1:1/4:1/9$ stehen, was in der Abb. 74 recht befriedigend erfüllt ist.

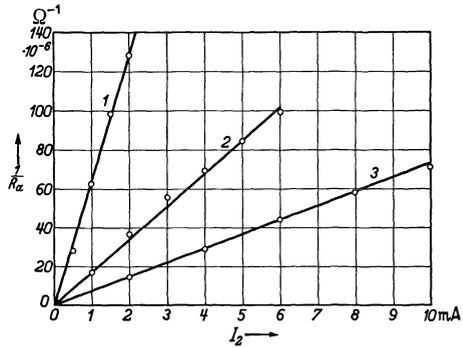


Abb. 74. Experimentelle Prüfung der Gl. (12, 7). Vertikal: $10^8/R_a$, wobei $1/R_a$ in $(\text{Ohm})^{-1}$ ausgedrückt den reellen Teil der Anodenadmittanz bezeichnet. Horizontal: Schirmgitterstrom I_2 in mA. Wellenlänge 9,4 m. Schaltung wie für Abb. 73, angegeben Kurve 1: $V_2 = 30 \text{ V}$, $V_a = -2 \text{ V}$; Kurve 2: $V_2 = 60 \text{ V}$, $V_a = -4 \text{ V}$; Kurve 3: $V_2 = 90 \text{ V}$, $V_a = -6 \text{ V}$. Anodenwechselspannung E_a einige zehntel Volt.

Bei der Berechnung von $1/R_a$ können in einfacher Weise die Elektronen, welche mehr als einmal den Schirmgitter-Anodenraum betreten, berücksichtigt werden. Unter Einführung des Faktors β

wird der resultierende Strom, der in den Schirmgitter-Anodenraum tritt:

$$I_r = I_0 (1 + \beta + \beta^2 + \dots) = \frac{I_0}{(1 - \beta)}.$$

Dieser resultierende Strom I_r muß an die Stelle von I_0 in die Formeln (12, 6) und (12, 7) eingesetzt werden, wenn wir das mehrmalige Rückkehren der Elektronen in den Schirmgitter-Anodenraum berücksichtigen.

Die Abb. 74 läßt eine numerische Prüfung der Gl. (12, 7) zu. Es ist $d = 0,63 \text{ cm}$, $\omega = 2,0 \cdot 10^8$, I für $I_2 = 2 \text{ mA}$ wird etwa $3,5 \text{ mA}$, $V_2 = 30 \text{ V}$ und $V_a = -2 \text{ V}$ (Kurve 1). Man erhält für $10^8/R_a$ den Wert etwa 126, während 128 gemessen wurde. Die Übereinstimmung ist recht befriedigend. Da die drei Kurven in Abb. 74 relativ zueinander gemäß Gl. (12, 7) liegen, können alle Meßpunkte der Abb. 74 als numerische Bestätigung von Gl. (12, 7) aufgefaßt werden.

Bezeichnungen in § 12: Mit x ist der Abstand eines Elektrons vom Schirmgitter und mit d der Abstand Schirmgitter—Anode bezeichnet. V_2 ist die Gleichspannung von Gitter 2, V_a jene der Anode (vgl. Abb. 67) gegen die Kathode. E_a ist die Amplitude der Anoden-

wechselspannung gegen die Kathode. Der Phasenwinkel φ ist so gewählt, daß der Augenblickswert der Anodenspannung gegen die Kathode im Zeitpunkt $t=0$ den Wert $V_a + E_a \cos \varphi$ hat. Der Wert v_0 ist durch die Formel $v_0 = 5,93 \cdot 10^7 V_2^{1/2}$ gegeben. Die Größe ρ in Gl. (12,2) hat den Wert $E_a/(V_2 - V_a)$, t_0 ist im Anschluß an (12,2) definiert und ist die gesamte Elektronenlaufzeit im Bremsraum für den Fall $E_a=0$. Mit v_1 ist die Geschwindigkeit der Elektronen im Zeitpunkt t_1 [Gl. (12,2)] bezeichnet, t_1 ist die gesamte Elektronenlaufzeit im Bremsraum beim Vorhandensein einer Anodenwechselspannung und t_2 die Elektronenlaufzeit im Schirmgitter-Steurgitterraum. V_e ist der in Volt ausgedrückte Energiegewinn eines Elektrons im Schirmgitter-Anodenraum. Φ geht aus Gl. (12,4) und Abb. 69 hervor. $T = \omega/2\pi$, I ist der Gleichstrom zum Steurgitter (Abb. 70 und 71), I_2 jener zum Schirmgitter. I_0 ist der Strom von Elektronen, die den Schirmgitter-Anodenraum zum erstenmal betreten, und $I_r = I_0/(1 - \beta)$, wobei β dieselbe Bedeutung wie in § 10 und 11 hat.

Schrifttum: 1, 14, 24a, 33, 34, 53, 57.

§ 13. Dynamische Messungen der Elektronenbewegung in Oktoden.

Bei der Elektronenbewegung in Oktoden kann im gewissen Sinne von einer Synthese der Betrachtungen in § 10, 11 und 12 gesprochen werden, da einerseits manche Erscheinungen mit der Elektronenbewegung in statischen Feldern erklärt werden können, während bei anderen die Elektronenbewegung in elektrischen Wechselfeldern zur Erläuterung herangezogen werden muß.

Bei den Kurzwellenmessungen, die unsere theoretischen Betrachtungen ergänzen, haben wir von besonders für diesen Zweck entwickelten und gebauten Meßanordnungen Gebrauch gemacht, wobei alle erdenkliche Sorgfalt auf die Vermeidung der Induktion von Wechselspannungen und -strömen auf unkontrollierten Wegen verwendet wurde. Alle Einzelteile der Schaltungen sind in Blechbehältern eingeschlossen, die unter sich durch angelötete Kupferröhren, welche die notwendigen Leitungen enthalten, verbunden sind. Beispiele für solche Vorrichtungen zeigen die Abb. 75 und 76.

Wir betrachten die Oktode AK 2, deren Aufbau im Querschnitt Abb. 39 skizziert worden ist. Zur Erlangung eines Bildes der mittleren Elektronenbewegung ist es nützlich, die Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode als Funktion der Spannung von Gitter 4 gegen die Kathode, bei festen Spannungen der übrigen Elektroden, zu messen. Die Messungen verlaufen vollkommen parallel zu den in § 11 behandelten Messungen der Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode der Röhren EH 2 und AH 1 als Funktion der Spannung von Gitter 3 gegenüber der Kathode. Vor Gitter 4 der Oktode AK 2 kehrt ein Teil der von Gitter 3 her eintreffenden Elektronen um und gelangt zum Teil nach Gitter 3, Gitter 2 und zum übrigen Teil in die Nähe von Gitter 1 (vgl.

Abb. 39). Der zuletzt genannte Teil der umkehrenden Elektronen verursacht eine Zunahme des reellen und des imaginären Teiles der Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode. Wenn wir diese Zunahme

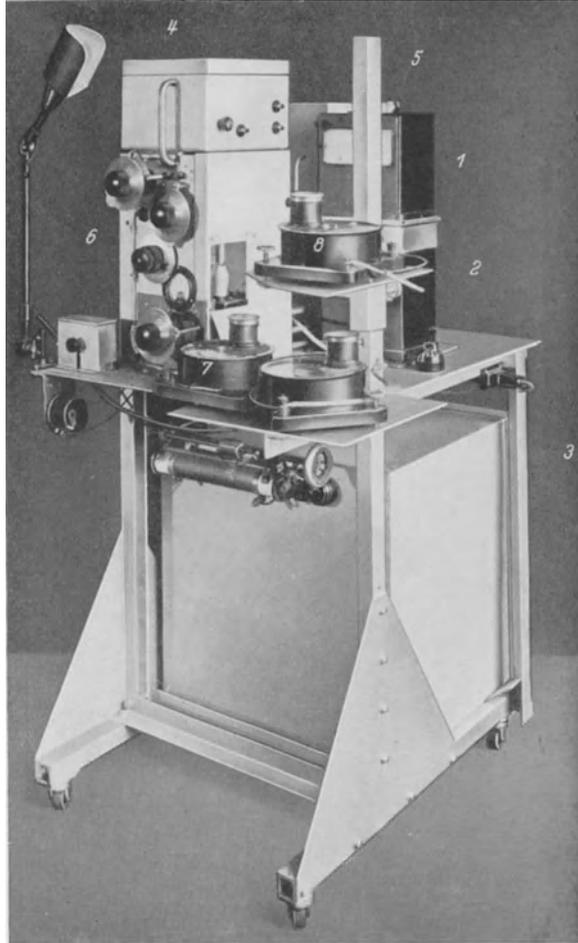


Abb. 75. Vorrichtung zur Ausführung dynamischer Messungen bei Mischröhren (Hexoden, Heptoden, Oktoden) im Kurzwellengebiet bis etwa 70 MHz. Die Ziffern bezeichnen: 1 und 2 Triodenvoltmeter zur Bestimmung von Wechselspannungen von Frequenzen 100 bis 1000 kHz (Zwischenfrequenzspannungen), 3, 4, 5 Blechbehälter für Batterien, 6 Blechbehälter der Schaltungselemente der Mischröhre und einiger Verstärker (mehrere Abteilungen), 7 und 8 Mikroamperemeter von Diodevoltmetern zur Messung von Wechselspannungen für Frequenzen bis 70 MHz.

bzw. $1/R_r$ und $j\omega C_r$ nennen, so können für $1/R_r$ und C_r die bereits in § 10 und 11 angewandten Formeln [vgl. (10,4) und (10,5), sowie Anhang V]:

$$(13,1) \quad \frac{1}{R_r} = \frac{8}{3} \omega^2 S_k t_1 (t_1 + t_2) \beta (1 - \alpha) \{1 - \beta(1 - \alpha)\}^{-2} \text{ Ohm}^{-1}$$

und

$$(13,2) \quad C_r = \frac{8}{3} S_k t_1 \beta (1 - \alpha) \{1 - \beta(1 - \alpha)\}^{-1} \text{ Farad}$$

verwendet werden. Bei der Anwendung dieser Formeln auf die Oktode AK 2 muß unter S_k die Steilheit des Stromes nach dem Gitter 5, dem Gitter 6 und der Anode zusammen in bezug auf die Spannung von Gitter 1 für den Fall, daß vor Gitter 4 keine Elektronen umkehren, verstanden werden, unter t_1 die Elektronenlaufzeit zwischen Gitter 1 und Gitter 3, unter t_2 die Elektronenlaufzeit von Gitter 3 bis zum Umkehrpunkt der Elektronen zwischen Gitter 3 und Gitter 4. Diese Bezeich-



Abb. 76. Vorrichtung zur Bestimmung von Phasenwinkel und absoluter Größe der Steilheiten von Trioden, Tetroden, Pentoden, Hexoden, Heptoden und Oktoden im Kurzwellengebiet bis etwa 40 MHz.

nungen (t_1 , t_2) weichen von den analogen Bezeichnungen in § 10 insofern ab, als dort mit diesen Buchstaben die doppelten Laufzeiten zwischen den entsprechenden Elektroden bezeichnet worden sind. Wenn ein Elektron vor Gitter 4 eintrifft, ist α die Wahrscheinlichkeit, daß es durch Gitter 4 hindurchgeht und $1 - \alpha$ die Wahrscheinlichkeit, daß es umkehrt. Von den vor Gitter 4 umkehrenden Elektronen trifft der Teil β ein zweites Mal vor Gitter 4 ein, während der Teil $1 - \beta$ durch Gitter 3, Gitter 2 oder die Kathode eingefangen wird. Diese Definitionen sind genau analog zu den entsprechenden für die Röhren EH 2 und AH 1 in § 11. Die Abb. 77 und 78 zeigen die für die Admittanz zwischen Gitter 1 und der Kathode gemessenen Werte. Bei diesen Messungen betrug die Wechselspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode

etwa 0,2 V. In Abb. 79 sind die Ströme nach den verschiedenen Elektroden derselben Oktode, die für Abb. 77 und 78 benutzt wurde, bei einer Spannung von Gitter 1 gegen die Kathode von -2 V als Funktion der Spannung von Gitter 4 dargestellt, und zwar für die zu den Kurven 1 und 2 der Abb. 77 und 78 gehörigen Fälle. Den Strom nach Gitter 5, Gitter 6 und nach der Anode zusammen nennen wir I und der Wert von I im Falle $\alpha = 1$ (also V_4 positiv, vgl. Abb. 79) sei I_0 . Dann kann unter Anwendung der Gl. (11,1) und (11,2) aus I/I_0 für jeden Wert von V_4 der Quotient $\alpha\{1 - \beta(1 - \alpha)\}^{-1}$ berechnet werden:

$$(13,3) \frac{\alpha}{1 - \beta(1 - \alpha)} = \frac{I}{I_0}.$$

Wenn wir S_k , t_1 , t_2 und I/I_0 als bekannt betrachten, haben wir in den Gl. (13,1), (13,2) und (13,3) drei Gleichungen für die beiden

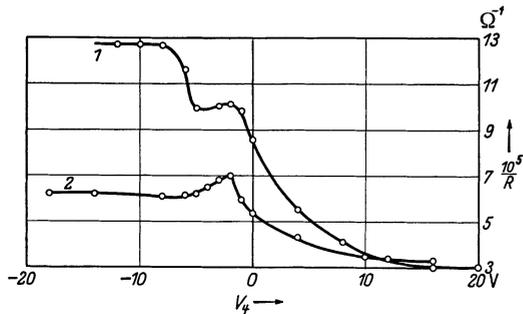


Abb. 77. Vertikal: Reeller Teil $1/R$ der Admittanz zwischen Gitter 1 und Kathode einer Oktode AK2 in $(\text{Ohm})^{-1}$, multipliziert mit 10^5 . Spannung von Gitter 1 gegen die Kathode -2 V. Kurve 1: Spannung V_2 (Gitter 2) 0 V, $V_3 = 70$ V (Gitter 3), Gitter 5 (V_5) 70 V, Gitter 6 (V_6) 70 V, Anode 70 V. Kurve 2: $V_2 = 90$ V, $V_3 = 70$ V, $V_5 = 70$ V, $V_6 = 70$ V, Anode 70 V. Horizontal: Spannung V_4 von Gitter 4 (gegen die Kathode) in Volt.

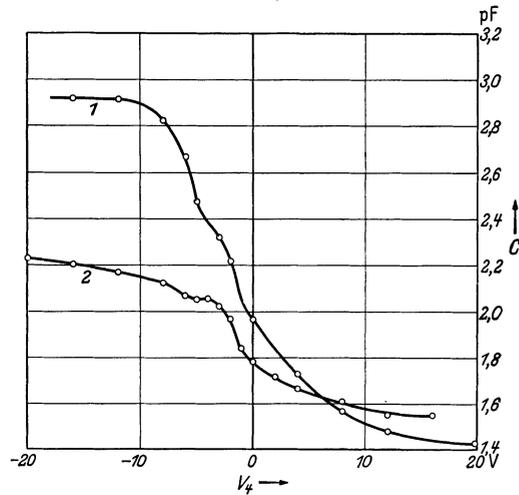


Abb. 78. Der imaginäre Teil der Admittanz zwischen Gitter 1 und Kathode einer Oktode AK2 ist gleich $j\omega C$ gesetzt. Vertikal ist C (bis auf eine additive Konstante) in pF abgetragen. Horizontale Achse wie in Abb. 77. Spannungen zu den Kurven 1 und 2 wie in Abb. 77.

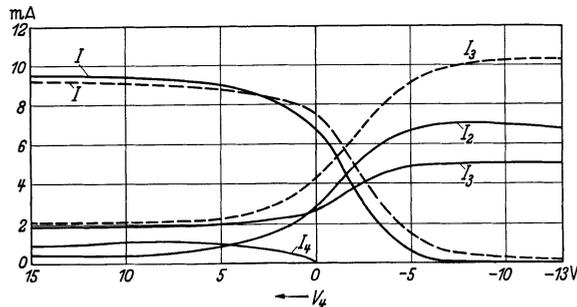


Abb. 79. Vertikal: Ströme in mA (Oktode AK2). Horizontal: Spannung V_4 (Gitter 4) gegen die Kathode in Volt. Übrige Spannungen für die ausgezogenen Kurven: $V_a = V_6 = V_5 = V_3 = 70$ V, $V_2 = 90$ V, für die gestrichelten Kurven: $V_a = V_6 = V_5 = V_3 = 70$ V, $V_2 = 0$ V. Für alle Kurven: $V_1 = -2$ V. Die Zeiger beziehen sich auf das betreffende Gitter (Abb. 39). I_2 , I_3 , I_4 sind Ströme nach Gitter 2, Gitter 3, Gitter 4. I ist der Strom nach der Anode (a), Gitter 6 und Gitter 5 zusammen.

unbekannten Größen α und β . Wir haben somit noch eine Kontrollmöglichkeit. Die hieraus erhaltenen Werte von α und β sind in Abb. 80 als Funktion von V_4 zusammengestellt worden, wobei zugleich noch die nach den Messungen in § 10 (Abb. 57, 64, 65) berechneten Werte von α und β für die Röhre EH 2 (wobei als horizontale Achse die Spannung von Gitter 3 gegen die Kathode zu lesen ist) aufgetragen sind. Der Verlauf von α und von β hat in allen Fällen denselben Charakter. Die in den Abb. 77 und 78 zutage tretenden Anomalien bei etwa $V_4 = -2$ V sind durch Mittelwertbildung abgeflacht worden. Die Ursachen für diese Anomalien im Verlauf von $1/R$ und von C als Funktion von V_4 hängen wahrscheinlich mit den Bahnen der umkehrenden Elektronen zwischen Gitter 3 und Gitter 4 der Oktode zusammen. Bei den Hexoden AH 1 und EH 2 sind sie nicht vorhanden.

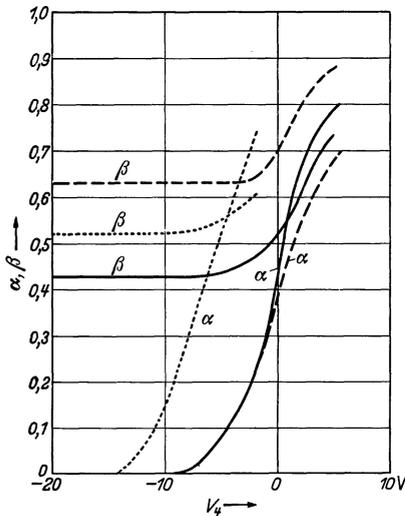


Abb. 80. Vertikal: α und β . Horizontal für die ausgezogenen und für die gestrichelten Kurven: Spannung V_4 einer Oktode AK2. Spannungen für die ausgezogenen und gestrichelten Kurven wie für die ebenso bezeichneten Kurven von Abb. 79. Die punktierten Kurven beziehen sich auf die Hexode EH2. Hierfür ist horizontal die Spannung von Gitter 3 (von der Kathode gerechnet) abgetragen. Die übrigen Spannungen für die EH2 sind: Gitter 1: -2 V, Gitter 2 und Gitter 4: je 70 V, Anode 200 V.

wird. Da β von der Größenordnung 0,5 ist, wird die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron im Fall $\alpha = 0$ ein drittes Mal vor Gitter 4 eintrifft, etwa 0,25, für ein viertes Mal etwa 0,12. Man kann dies auch so ausdrücken, daß der Teil β^n der vor Gitter 4 umkehrenden Elektronen im Fall $\alpha = 0$ zum $(n + 1)$ -ten Mal vor Gitter 4 eintrifft. Es gibt also verhältnismäßig viele Elektronen, die öfters durch Gitter 3 hindurchfliegen.

Um weiteren Aufschluß über die Elektronenbahnen in der Oktode AK 2 zu gewinnen, ist die Steilheit von Gitter 1 nach Gitter 2 (zwei seitlich angeordnete Stäbchen, vgl. Abb. 39) bei 9,1 m Wellenlänge gemessen worden, und zwar bei den Spannungen $V_3 = V_5$ (variabel),

Die Größen α und β verschaffen uns einen vollständigen Überblick über die Elektronenbewegung bei der Oktode AK 2: Wenn ein Elektron von der Kathode durch Gitter 1 und Gitter 3 hindurch vor Gitter 4 eintrifft, so besteht die Wahrscheinlichkeit α , nach Abb. 80, daß es durch Gitter 4 hindurchgeht, und die Wahrscheinlichkeit $1 - \alpha$, daß es umkehrt. Für jedes umkehrende Elektron besteht die Wahrscheinlichkeit β , daß es ein zweites Mal vor Gitter 4 eintrifft, und die Wahrscheinlichkeit $1 - \beta$, daß es von Gitter 3, Gitter 2 oder von der Kathode eingefangen wird.

$V_2 = 90$ V, $V_1 = -1$ V, $V_4 = -1,5$ V, $V_a = 200$ V. Der gemessene Phasenwinkel dieser Steilheit ist in Abb. 81 als Funktion von V_3 aufgetragen worden. Aus dieser Kurve ist zu ersehen, daß der Phasenwinkel ungefähr proportional zu $V_3^{-1/2}$ ist. Hieraus kann der Schluß gezogen werden, daß die von Gitter 1 nach Gitter 2 gelangenden Elektronen zuerst nach Gitter 3 gehen, wie übrigens auch aus Abb. 79 erhellt.

Wenn wir den Querschnitt Abb. 39 durch das Gittersystem der Oktode AK 2 betrachten, kommen wir zu dem Schluß, daß die Elektronen, welche Gitter 1 durchheilt haben, nicht direkt nach den beiden Stäbchen, die zusammen das Gitter 2 bilden, gelangen können. Denn diese Stäbchen sind von der Kathode aus gesehen hinter den beiden Stützen von Gitter 1 angeordnet. Diese Stützstäbchen sind, genau wie Gitter 1, negativ in bezug auf die Kathode. Die Elektronen können nur in zwei Bündeln das Gitter 1 durchheilen, und zwar, in Abb. 39,

nach oben und nach unten, aber nicht seitwärts. Diese Elektronen werden dann durch das positive Potential des Gitters 3 beschleunigt und durchheilen Gitter 3. Vor Gitter 4 kehrt, wie wir oben sahen, ein Teil der Elektronen um. Von diesen umkehrenden Elektronen gelangt ein Teil nach den beiden Stäbchen von Gitter 2.

Wenn wir unter t die Elektronenlaufzeit von Gitter 1 bis Gitter 4 verstehen, so ist die Laufzeit von Gitter 1 nach Gitter 2, unter Verwendung der entwickelten Vorstellung der Elektronenbewegung, roh geschätzt etwa $2t$. Diese Laufzeit gibt zu einem Phasenwinkel der Steilheit nach Abb. 81 Anlaß, und zwar ist dieser Winkel angenähert $\omega 2t$. Wenn d der Abstand von Gitter 1 bis Gitter 4 ist, und V_3 die Spannung von Gitter 3, so ist angenähert

$$(13,4) \quad t = \frac{2d}{5,93 \cdot 10^7 V_3^{1/2}} = \frac{2 \cdot 0,37}{5,93 \cdot 10^7 \cdot 70^{1/2}} = 1,50 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$$

bei einer Spannung $V_3 = 70$ V. Für eine Wellenlänge von 9,1 m (Abb. 81) erhält man hieraus einen Phasenwinkel der Steilheit von etwa 35 Grad (gemessen 58 Grad), also die richtige Größenordnung. Der Unterschied kann auf Rechnung von hin und her pendelnden Elektronen geschrieben werden. Nach Gl. (13,4) ist außerdem der Phasenwinkel $2\omega t$ zu $V_3^{-1/2}$ proportional, was ebenfalls durch die Messungen bestätigt wird (Abb. 81). Wir dürfen also unsere Vorstellung der Elektronenbewegung von Gitter 1 nach Gitter 2 als gesichert betrachten.

Wir behandeln jetzt den Induktionseffekt bei Oktoden (vgl. Bd. I, S. 71–73). Während des normalen Betriebs einer Oktode AK 2 als Mischröhre schwankt die Spannung von Gitter 1 in bezug auf die

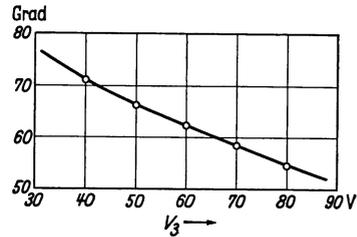


Abb. 81. Vertikal: Phasenwinkel (Grad) der Steilheit des Stromes nach Gitter 2 in bezug auf die Spannung von Gitter 1 bei einer Wellenlänge von 9,1 m (Spannungen: Gitter 1: -1 V, Gitter 4: -1,5 V, Gitter 2: 90 V). Horizontal: Spannung V_3 von Gitter 3. Röhre AK 2.

Kathode im Verlauf einer Periode der Oszillatorwechselspannung etwa zwischen $+1,5$ und $-22,5$ V. In der Zeit, daß die Spannung von Gitter *1* weit negativ ist, gehen keine Elektronen durch Gitter *1* hindurch zum übrigen Teil der Röhre. Insbesondere befindet sich also während dieser Zeit keine Raumladung zwischen Gitter *3* und Gitter *4*. In der Zeit, daß die Spannung von Gitter *1* weniger negativ oder sogar positiv ist, gehen Elektronen durch Gitter *1* hindurch, durchheilen auch Gitter *3* und werden zwischen Gitter *3* und Gitter *4* abgebremst. Es bildet sich zwischen Gitter *3* und Gitter *4* eine Raumladung. Wir haben in diesem Raum also eine periodisch sich bildende und wieder verschwindende Raumladung. Diese periodische Raumladung induziert auf Gitter *4* eine periodische Ladung, was einem Wechselstrom nach Gitter *4* gleichkommt. Diese Erscheinung nennen wir allgemein den Induktionseffekt.

Wir nehmen zunächst an, daß Gitter *4* über einer großen Admittanz (z. B. Kondensator von einigen tausend pF) mit der Kathode verbunden ist. Es wird dann von Gitter *4* nach der Kathode über diese Admittanz ein Wechselstrom fließen, der im allgemeinen als Funktion der Zeit nicht sinusförmig verläuft. Wir denken uns diese Zeitfunktion in eine Fouriersche Reihe zerlegt und betrachten die Amplitude I der Grundkomponente des Wechselstroms, welche dieselbe Frequenz wie die Oszillatorwechselspannung zwischen Gitter *1* und der Kathode aufweist. Nennen wir die Amplitude dieser Wechselspannung E , so können wir für die Beziehung zwischen I und E schreiben:

$$(13,5) \quad I = A_{14} E,$$

wobei A_{14} die Admittanz zwischen Gitter *1* und Gitter *4* ist. Diese Admittanz A_{14} ist eine Funktion von E und von den Gleichspannungen der Elektroden und ist im allgemeinen komplex, wobei in Gl. (13,5) der absolute Betrag von A_{14} in Frage kommt. Im Falle, daß die Elektronenlaufzeit von Gitter *1* bis Gitter *4* kurz gegenüber einer Periode der Wechselspannung ist, kann A_{14} durch eine negative Kapazität C_{14} dargestellt werden (ω Kreisfrequenz der Wechselspannung):

$$(13,6) \quad A_{14} = -j\omega C_{14}.$$

Man kann dies wie folgt einsehen: Wenn die Phase der Wechselspannung zwischen Gitter *1* und der Kathode so ist, daß Gitter *1* am meisten Elektronen zum übrigen Röhrenteil durchläßt, befindet sich eine Elektronenraumladung zwischen Gitter *3* und Gitter *4*, und hierdurch wird in diesem Augenblick eine positive Influenzladung auf Gitter *4* erzeugt. Wenn diese Influenzladung als Funktion der Zeit Q_4 genannt wird, ist der Strom nach Gitter *4* durch $\partial Q_4 / \partial t$ gegeben, und im Falle einer sinusförmig mit der Zeit verlaufenden Influenzladung mit der Amplitude Q_4 ist die Wechselstromamplitude I nach Gitter *4*: $I = j\omega Q_4$. Aus der relativen Phase von I und E geht sofort die Be-

ziehung (13,6) hervor. Wir nennen I_0 die Amplitude der Grundkomponente des Elektronenwechselstroms, der durch Gitter 3 hindurchtritt. Dann kann für C_{14} die Formel (vgl. Anhang V):

$$(13,7) \quad C_{14} = \frac{I_0}{E} \left(\frac{4}{3} t_2 \right)$$

abgeleitet werden. Diese Gl. (13,7) kann wie folgt verstanden werden. Die Größe $I_0 t_2$ ist ein Maß für die wechselnde elektrische Ladung im Raum zwischen Gitter 3 und Gitter 4 und folglich auch für die Wechselladung, welche auf Gitter 4 induziert wird. Die Kapazität (Ladung dividiert durch Spannung) wird hieraus nach Gl. (13,7) erhalten. Der Faktor $4/3$ ergibt sich bei der genauen Berechnung. Hierbei ist E wieder die Amplitude der Wechselspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode, und t_2 die Elektronenlaufzeit von Gitter 3 bis Gitter 4. Die Formel (13,7) gilt für den Fall, daß diese Laufzeit klein ist in bezug auf eine Periode der Wechselspannung, und daß die Elektronen nahe vor Gitter 4 umkehren, also daß die Spannung von Gitter 4 nicht zu weit negativ ist.

Beim Betrieb der Oktode als Mischröhre wird zugleich mit der Oszillatoramplitude E zwischen Gitter 1 und der Kathode auch die Gleichspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode verändert. In der benutzten Schaltung als Mischröhre (vgl. Bd. I, S. 52, Abb. 55) ist zwischen Gitter 1 und der Kathode ein Widerstand von etwa 50000 Ohm angeordnet, der bei Steigerung der Oszillatorwechselspannung automatisch eine Steigerung der negativen Gleichspannung von Gitter 1 in bezug auf die Kathode erzeugt. Wir haben E , I_0 und C_{14} bei 200 m Wellenlänge für eine Oktode AK 2 in dieser Weise gemessen, wobei E von 14,1 V bis 0,35 V verändert wurde (Abb. 82). Es ist eine befriedigende Übereinstimmung vorhanden zwischen den direkt gemessenen Werten von C_{14} (aus I und E) und den berechneten Werten von C_{14} aus I_0 , t_2 und E nach Gl. (13,7). Aus Abb. 82 geht hervor, daß bei diesem Betriebszustand der Oktode AK 2 die Kapazität C_{14} von einer gewissen Oszillatorspannung E ab umgekehrt proportional zu E ist, da das Produkt $C_{14}E$ fast konstant wird.

Bisher haben wir vorausgesetzt, daß im äußeren Kreis zwischen Gitter 4 und Kathode eine sehr große Admittanz vorhanden war. Beim

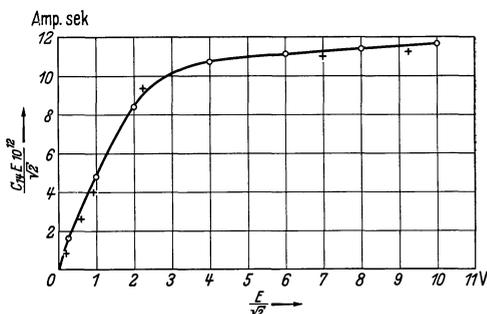


Abb. 82. Vertikal: Produkt der Kapazität C_{14} (gemessen von Gitter 1 nach Gitter 4) und der Oszillatorwechselspannungsamplitude E . Horizontal: Amplitude E zwischen Gitter 1 und der Kathode, wobei zwischen diesen Elektroden ein Widerstand von 50000 Ohm angeordnet ist. Kreuze: Gemessene Werte des nach Gitter 4 induzierten Wechselstromes [Amplitude I , Gl. (13,5)]. Kreise: Werte der Kapazität C_{14} , berechnet aus der Stromamplitude I_0 nach Gl. (13,7). Wellenlänge 200 m. Röhre AK2.

praktischen Betrieb der Oktode ist dies aber keineswegs immer der Fall. Wir müssen auch für den Fall einer geringen äußeren Admittanz zwischen Gitter 4 und Kathode den Strom durch diese Admittanz berechnen können. Hierzu erinnern wir an die Begriffe Steilheit und Innenwiderstand einer Triode. Die in Gl. (13,5) eingeführte Admittanz A_{14} kann als „Steilheit“ von Gitter 1 nach Gitter 4 aufgefaßt werden, wobei allerdings die Phase der Stromamplitude I gegenüber der Spannungsamplitude E anders ist als bei einer üblichen reellen Steilheit der Fall sein würde. Wir können, genau wie bei einer Triode, den Röhrenteil von Gitter 1 bis Gitter 4 in bezug auf den Induktionseffekt ersetzen durch eine Wechselfspannungsquelle, welche die Wechselfspannungsamplitude aE liefert, mit $a = A_{14}Z_4$. Diese Wechselfspannungsquelle besitzt eine unendlich große innere Admittanz und ist mit der Admittanz $1/Z_4$ in Reihe geschaltet. Wenn außerhalb der Röhre zwischen Gitter 4 und der Kathode die Admittanz $1/Z_i$ geschaltet ist, so fließt durch diese äußere Admittanz eine Wechselstromamplitude I_i , welche durch:

$$(13,8) \quad I_i = \frac{A_{14}Z_4E}{(Z_i + Z_4)}$$

gegeben ist. Hierbei ist von der komplexen Zahl $A_{14}Z_4/(Z_i + Z_4)$ der absolute Betrag zu nehmen. Der Tangens der Phase von I_i gegenüber E ist durch den Quotienten des imaginären und des reellen Teiles dieser komplexen Zahl gegeben. Zur Anwendung von Gl. (13,8) muß Z_4 bekannt sein. Die Admittanz $1/Z_4$ hängt von der Frequenz und von den Röhrendaten ab. Bei 200 m Wellenlänge ist bei normalem Betrieb der Oktode AK 2 und bei einer Gleichspannung von -2 V zwischen Gitter 4 und der Kathode Z_4 darzustellen durch einen Widerstand der Größenordnung 10^6 Ohm parallelgeschaltet mit einer Kapazität von etwa 9 pF. Bei 15 m Wellenlänge ist unter den gleichen Bedingungen die Kapazität dieselbe und der Widerstand etwa 30000 Ohm. Diese Zahlen mögen genügen, Z_4 größenordnungsmäßig festzulegen.

Wir haben oben die Admittanz A_{14} für 200 m Wellenlänge (Abb. 82) gemessen. Im Kurzwellengebiet ist A_{14} nicht mehr durch eine negative Kapazität darstellbar. Die Raumladung, welche sich in der Zeitspanne, daß durch Gitter 1 hindurch ein beträchtlicher Elektronenstrom zum übrigen Röhrenteil fließt, zwischen Gitter 3 und Gitter 4 bildet, weist gegenüber der Wechselfspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode eine Nacheilung auf. Die Admittanz A_{14} kann durch

$$(13,9) \quad A_{14} = -j\omega C_4 \exp(-j\varphi)$$

dargestellt werden, wobei für den Phasenwinkel φ der Ausdruck (vgl. Anhang IV)

$$(13,10) \quad \varphi = \omega(t + 0,36 t_{kg1} + S_k L_k) = \omega T$$

gilt. Dieser Ausdruck ist analog gebaut wie die Formel (10,7). Unter t ist die Elektronenlaufzeit von Gitter 1 bis zum Umkehrpunkt der Elektronen zwischen Gitter 3 und Gitter 4 zu verstehen, unter t_{kq1} die Elektronenlaufzeit von der Kathode bis Gitter 1, unter S_k die Steilheit des gesamten durch Gitter 1 hindurchgehenden Elektronenstroms in bezug auf die Spannung von Gitter 1 und unter L_k die Selbstinduktion der Zuleitung zwischen dem Kathodenanschluß am Röhrensockel und der Kathode im Vakuumkolben. Der Phasenwinkel φ wurde für die Röhre AK 2 bei 70 V Spannung auf Gitter 3 und Gitter 5 und 9 V Oszillatorwechselspannung auf Gitter 1 unter Benutzung eines Widerstandes von 50000 Ohm zwischen dem Gitter 1 und der Kathode und bei einer Spannung von -2 V auf Gitter 4 für die Wellenlänge von 31 m gemessen. Es ergab sich: $\varphi = \omega T$ und $T = 3,1 \cdot 10^{-9}$ sec. Die Laufzeit t ist bereits oben berechnet und beträgt $1,50 \cdot 10^{-9}$ sec. Die zwei übrigen Summanden im Klammerausdruck der Gl. (13,10) können die Differenz zwischen dem gemessenen Wert und dem berechneten Wert T nicht überbrücken. Da aber ein beträchtlicher Teil der Elektronen mehrmals das Gitter 3 durchheilt (hin und her pendelt), ist der gemessene Wert qualitativ verständlich.

Die Admittanz A_{14} nach Gl. (13,9) kann durch eine negative Kapazität C_{14} in Reihe mit einem negativen Widerstand R_{14} dargestellt werden, wobei:

$$(13,11) \quad \operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \omega T = \omega R_{14} C_{14}$$

ist. Für Werte $\omega T \ll 1$ kann also geschrieben werden:

$$(13,12) \quad T = R_{14} C_{14},$$

so daß die Frequenz bei der Bestimmung von R_{14} in diesem Falle keine Rolle mehr spielt.

In Oktoden sind diese Überlegungen zur Kompensation des Induktionseffekts angewandt. Man hat in der Röhre zwischen Gitter 1 und Gitter 4 einen kleinen Kondensator, im Wert gleich C_{14} , in Reihe mit einem Widerstand, im Wert gleich R_{14} , geschaltet. Hierdurch sind die äußeren Folgen des Induktionseffekts — Entstehen eines Wechselstromes von Gitter 4 nach der Kathode mit der Frequenz der Oszillatorwechselspannung — weitgehend aufgehoben worden.

Bezeichnungen in § 13: Die Zunahme der Admittanz zwischen Gitter 1 und Kathode einer Oktode (Abb. 39) als Folge der vor Gitter 4 umkehrenden Elektronen ist gleich $1/R_r + j\omega C_r$. In Gl. (13,1) und (13,2) ist S_k die Steilheit des Stromes nach Gitter 5, Gitter 6 (soweit dies positiv ist) und Anode zusammen in bezug auf die Spannung von Gitter 1 für den Fall, daß vor Gitter 4 keine Elektronen umkehren, t_1 ist die Laufzeit von Gitter 1 bis Gitter 3, t_2 die Laufzeit von Gitter 3 bis zum Umkehrpunkt der Elektronen vor Gitter 4, α die Wahrscheinlichkeit, daß ein vor Gitter 4 eintreffendes Elektron durch Gitter 4

hindurchgeht, β die Wahrscheinlichkeit, daß ein vor Gitter 4 umkehrendes Elektron zum zweitenmal vor Gitter 4 eintrifft. I ist der Strom nach Gitter 5, Gitter 6 und Anode zusammen. I_0 der Wert von I für $\alpha = 1$. Die Spannungen der Gitter 1, 2, 3, 4, 5, 6 gegen die Kathode sind $V_1, V_2, V_3, V_4, V_5, V_6$ und V_a ist die Anodenspannung. Weiter ist $t = t_1 + t_2$. Bei der Behandlung des Induktionseffekts ist I die Amplitude der Grund-Fourier-Komponente des Wechselstroms, der infolge dieses Effekts zwischen Gitter 4 und der Kathode fließt. E ist die Amplitude der (sinusförmigen) Wechselspannung zwischen Gitter 1 und der Kathode. A_{14} ist die Admittanz, welche infolge des Induktionseffekts von Gitter 1 nach Gitter 4 vorhanden ist. Es gibt keine entsprechende Admittanz von Gitter 4 zurück nach Gitter 1. A_{14} hat also (bis auf den Phasenwinkel) Ähnlichkeit mit einer Steilheit. Für kleine Werte $\omega t \ll 1$ ist $A_{14} = -j\omega C_{14}$, wobei C_{14} eine Kapazität der Größenordnung 1 pF ist. Q_4 ist die auf Gitter 4 induzierte Influenzladung als Funktion der Zeit. I_0 ist die Amplitude der Grund-Fourier-Komponente des durch Gitter 3 hindurchgehenden Elektronenwechselstroms. $1/Z_4$ ist die „innere“ Admittanz (komplex) zwischen Gitter 4 und Kathode für eine äußere Wechselspannung zwischen diesen Elektroden und $a = A_{14}Z_4$. Die Größe $1/Z_i$ ist die außen an der Röhre angeschlossene Admittanz (komplex) zwischen Gitter 4 und Kathode und I_i ist die Wechselstromamplitude durch Z_i . Mit t_{kg1} ist die Elektronenlaufzeit von der Kathode nach Gitter 1 bezeichnet, S_k ist die Steilheit des gesamten, durch Gitter 1 hindurchfließenden Stromes in bezug auf die Spannung V_1 , L_k die Selbstinduktion der Zuleitung vom Kathodenanschluß am Röhrensockel bis zur Kathode im Vakuumkolben. T ist in Gl. (13, 10) definiert. R_{14} ist der Widerstand in Reihe mit C_{14} zur Darstellung von A_{14} (13, 11).
Schrifttum: 1, 56, 57, 62a.

§ 14. Röhren mit gekrümmten Elektronenbahnen. Sekundäremissionsröhren. Wir haben in § 13 die Elektronenbewegung in Oktoden erläutert und dabei zwei wesentliche Punkte festgestellt: 1. Wenn die Gleichspannung von Gitter 4 gegenüber der Kathode nach negativen Werten verschoben wird, nimmt die Anzahl der vor Gitter 4 umkehrenden und wieder in die Nähe von Gitter 1 und Gitter 2 gelangenden Elektronen zu. 2. Die Steilheit von Gitter 1 nach Gitter 2 weist einen beträchtlichen Phasenwinkel auf durch den langen Weg (Gitter 1—Gitter 3—Gitter 4—Gitter 3—Gitter 2) der Elektronen. Die unter Punkt 1 genannte Erscheinung hat zur Folge, daß eine beträchtliche Steilheit von Gitter 4 nach Gitter 2 besteht, d. h. daß der Strom nach Gitter 2 sich bei Veränderung der Spannung von Gitter 4 ebenfalls ändert. Diese Steilheit beträgt bei V_2 (Spannung von Gitter 2) = 90 V, $V_3 = 70$ V und $V_4 = -2$ V, wenn zwischen Gitter 1 und der Kathode eine Wechselspannung von etwa $9 V_{\text{eff}}$, mit einem Widerstand von 50000 Ohm zwischen letzteren Elektroden, angelegt ist, etwa 0,5 mA/V.

Durch diese Steilheit entsteht, zusammen mit der Induktionsadmittanz A_{14} von Gitter 1 nach Gitter 4 (§ 13), eine beträchtliche Kopplung zwischen dem Eingangskreis und der Oszillatorschaltung, die an Gitter 2, Gitter 1 und die Kathode angeschlossen ist. Diese Kopplung kann im Kurzwellengebiet Zieherscheinungen beim Verstimmen der Kreise zur Folge haben. Da sich infolge der Umkehrelektronen die Kapazität zwischen Gitter 1 und der Kathode stark ändert bei Veränderung der Spannung V_4 , entsteht beim Herunterregeln der Verstärkung (V_4 mehr negativ) eine Änderung der Schwingkreis Kapazität zwischen Gitter 1 und der Kathode und eine Frequenzverwerfung des Oszillators. Diese Frequenzverwerfung kann bei 15 m Wellenlänge unter den obengenannten Betriebsbedingungen bei Regeln von V_4 von -2 V bis -20 V mehr als 20000 Hz betragen. Bei den Oktoden AK 2 und EK 2 ist daher im Kurzwellengebiet eine Regelung der Verstärkung nicht empfehlenswert. Die unter Punkt 2 genannte Erscheinung hat im Kurzwellengebiet eine Erschwerung der Bedingungen für die Schwingungserzeugung des Schwingteiles (Kathode—Gitter 1—Gitter 2) der Mischröhre zur Folge. Der Absolutwert der Steilheit von Gitter 1 nach Gitter 2 ist im Kurzwellengebiet kleiner als der statische (bei niedriger Frequenz) gemessene Wert, und zwar für die Röhre AK 2 bei 10 m Wellenlänge um etwa 20%. Für das Oszillieren ist der Absolutwert dieser Steilheit multipliziert mit dem Kosinus des zugehörigen Phasenwinkels maßgebend. Bei 10 m Wellenlänge ist der Phasenwinkel von der Größenordnung 60° , also ist die für das Oszillieren vorhandene effektive Steilheit nur etwa $80 \cos 60^\circ = 40\%$ der statischen Steilheit. Hierdurch müssen im Kurzwellengebiet besondere Maßnahmen angewandt werden, um ein richtiges Schwingen der Röhre zu erreichen.

Die durch Multiplikation des Absolutwertes der Steilheit mit dem Sinus des Phasenwinkels erhaltene Admittanz entspricht einer Kapazität, die parallel zum Schwingungskreis angeordnet ist. Bei Änderung der Gleichspannungen der Röhre ändert sich diese Kapazität, was wieder zu Frequenzverwerfung des Oszillators führt.

Wir haben die für das Funktionieren der Oktoden EK 2 und AK 2 als Mischröhren unangenehmen Folgen der eingangs genannten zwei Punkte in bezug auf die Elektronenbewegung hier nur kurz angedeutet. Der Wunsch, eine Mischröhre zu bauen, welche die erwähnten Mängel nicht aufweist, hat zu einer völlig neuen Bauart für eine Oktodenmischröhre geführt, die wir jetzt beschreiben (Abb. 83 und 84).

Zur Vermeidung der unter Punkt 1 erwähnten Rückkehrbewegung der Elektronen ist das Gitter 3 als bis auf zwei Spalte geschlossene Elektrode ausgeführt (Abb. 83). Zwei der durch Gitter 1 hindurchgehenden Elektronenbündel durchheilen diese Spalte und werden dann derart aus ihrer ursprünglichen, geradlinigen Bewegungsrichtung abgelenkt (vgl. Bahn B in Abb. 83), daß die vor Gitter 4 umkehrenden Elektronen auf

die Vollblechelektrode 3 treffen und nicht mehr in die Nähe von Gitter 1 gelangen. Hierdurch ist eine Änderung der Admittanz zwischen Gitter 1

und der Kathode infolge Regels der Spannung von Gitter 4 ausgeschlossen.

Zur Vermeidung der als Punkt 2 beschriebenen Elektronenbewegung von Gitter 1 nach Gitter 2 in der Röhre AK 2 ist der durch Gitter 1 hindurchgehende Elektronenstrom in vier Teile aufgespalten (Abb. 83). Diese Aufspaltung wird durch Anordnung von vier Gitterstützstäben (statt zwei, wie bei der AK 2, vgl. Abb. 39) erreicht. Von den vier Elektronenbündeln gehen zwei direkt von Gitter 1 nach den zwei Elektroden, die zusammen als „Gitter“ 2 bezeichnet werden. Der Phasenwinkel der Steilheit von Gitter 1 nach Gitter 2 ist für die Röhre EK 3 unter normalen Verhältnissen etwa 12 Grad bei 10 m Wellenlänge. Der absolute Wert dieser Steilheit ist bei 10 m Wellenlänge der gleiche, wie statisch (bei niedriger Frequenz) gemessen. Eine Steilheit von Gitter 4 nach Gitter 2 ist bei der Röhre EK 3 nicht vorhanden. Hierdurch sind

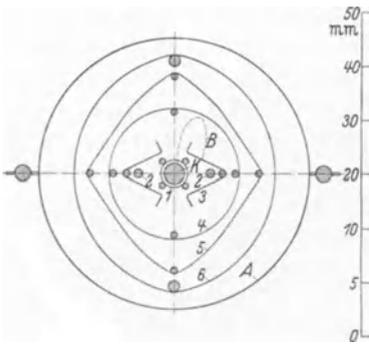


Abb. 83. Vierbündeloktode analog zur Philips Type EK 3 im Querschnitt. Die Kathode K ist durch das Gitter 1 mit vier Stützstäben umgeben. Hierdurch werden die von der Kathode emittierten Elektronen in vier Bündel aufgespalten, von denen zwei seitlich (nach rechts und links) durch Gitter 1 hindurch nach der Oszillatoranode (Gitter 2) gehen, während die anderen zwei nach oben und unten durch die Spalte der massiven Blechelektrode 3 hindurch vor Gitter 4 eintreffen. Durch die Stützstäbe von Gitter 4 vor den Spalten der massiven Blechelektrode 3 werden die Elektronen seitlich abgelenkt (Bahn B), was durch die Form der Spaltöffnungen noch gefördert wird. Die durch Gitter 4 hindurchtretenden Elektronen gelangen schließlich durch Gitter 5 (Schirmgitter) und Gitter 6 (Fanggitter) zur Anode A. Die Spannungen im normalen Betrieb sind: Gitter 1 schwankt zwischen -2 und -32 V, Gitter 2: 100 V, Gitter 3: 100 V, Gitter 4: -2 V, Gitter 5: 100 V, Gitter 6: 0 V, Anode: 200 V.

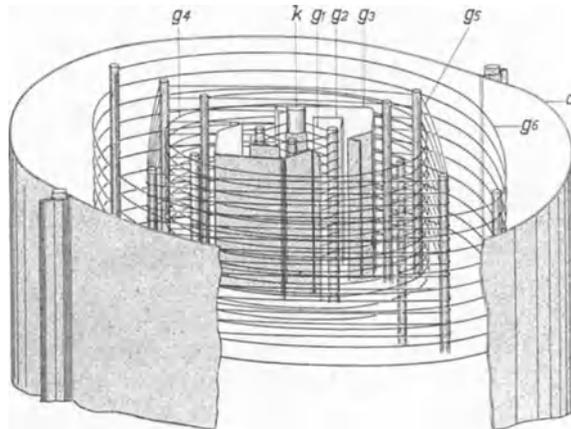


Abb. 84. Räumliche Anordnung der in Abb. 83 im Querschnitt gezeigten Elektrodenkonstruktion der Röhre EK 3.

die Nachteile, welche mit den langen Elektronenbahnen von Gitter 1 nach Gitter 2 bei der AK 2 verbunden waren, bei der Röhre EK 3 behoben.

Als nächste Elektrodenanordnung, welche zu gekrümmten Elektronenbahnen führt, behandeln wir eine Anordnung, die dem Zyklotron ähnlich ist. Diese Elektrodenanordnung ist bisher in einer Radoröhre nicht verwendet worden. Sie bietet aber so viele Gesichtspunkte von prinzipiellem Interesse, daß eine Beschreibung hier am Platze erscheint. Es handelt sich um die Elektronenbewegung in einem kombinierten statischen magnetischen und einem elektrischen Wechselfeld. Die Elektrodenanordnung ist in Abb. 85 gezeigt, welche zugleich über die Spannungsverhältnisse Aufschluß gibt. Die Elektronenquelle ist in der Abbildung schematisch durch eine Röhrenkonstruktion dargestellt.

Die von der Kathode K emittierten Elektronen werden durch Gitter 1 gesteuert, durch Gitter 2 beschleunigt und durch die Elektroden 3 gebündelt. Zwischen den Elektroden 4 und 5 besteht eine Wechselspannung der Amplitude $2E$ Volt und der Kreisfrequenz ω , und zwar so, daß die Kathode K in jedem Augenblick gegenüber der einen Elektrode genau soviel negativ, wie gegenüber der anderen positiv ist. (Also Amplitude der Wechselspannung der Elektroden 4 und 5 gegenüber K je E Volt.) Die ganze Anordnung befindet sich in einem homogenen statischen Magnetfeld der Feldstärke H (Gauß). Wir betrachten die gestrichelt gezeichnete Elektronenbahn. Nachdem die Elektronen ins Innere des Halbzylinders 5 gelangt sind, wirkt kein elektrisches Feld mehr auf sie

ein und wandern sie mit der erlangten Geschwindigkeit im statischen Magnetfeld, dessen Stärke richtig bemessen ist, auf einer Kreisbahn. Wenn sie den Halbzylinder 5 verlassen, werden sie durch das elektrische Feld zwischen den Elektroden 5 und 4 , wenn dieses eine günstige Phase aufweist, beschleunigt und erreichen das Innere des Halbzylinders 4 mit einer größeren Geschwindigkeit. Im Innern von 4 wirkt kein elektrisches Feld. Die Elektronen wandern im Magnetfeld ihrer größeren Geschwindigkeit entsprechend auf einer Kreisbahn von größerem Radius. Die Zeit, welche die Elektronen brauchen, um von A bis B (Abb. 85) zu gelangen, muß genau einer halben Periode der Wechselspannung zwischen den Elektroden 4 und 5 entsprechen. Diese Laufzeit von Elek-

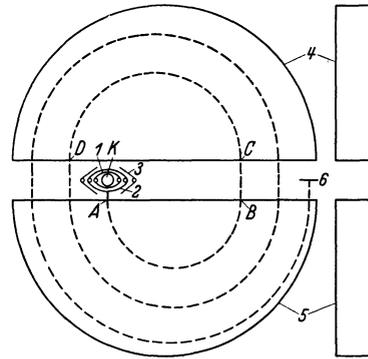


Abb. 85. Anordnung, welche Ähnlichkeit mit dem Zyklotron hat. Im Grundriß (links) ist K die Kathode, deren Elektronen durch Gitter 1 (Steuergritter) und Gitter 2 (Schirmgritter, positive Spannung) hindurch in den Innenraum der Elektroden 4 und 5 gelangen. Die Elektroden 3 haben Kathodenpotential und dienen dazu, die durch Gitter 2 hindurchtretenden Elektronen zu bündeln. Die aus Blech angefertigten Elektroden 4 und 5 haben je die Form eines halben Halbzylinders. Sie sind an den einander zugewandten Innenflächen offen, aber im übrigen geschlossen. 6 ist die Anode. Rechts ist der Aufriß der Elektroden 4 und 5 gezeichnet. Senkrecht zum Grundriß (links) der Anordnung verlaufen die Kraftlinien eines homogenen, statischen Magnetfeldes. Zwischen den Elektroden 4 und 5 ist eine Wechselspannung hoher Frequenz vorhanden. Gestrichelt ist eine Elektronenbahn gezeichnet.

tronen auf einer Kreisbahn in einem statischen, homogenen Magnetfeld hängt nicht von der Elektronengeschwindigkeit ab, da zu einer größeren Geschwindigkeit auch ein größerer Radius gehört (Larmorsches Gesetz). Die Laufzeit zwischen A und B (Abb. 85) ist genau so groß wie jene zwischen C und D . Wenn die Elektronen in D angelangt sind, werden sie wieder durch das elektrische Feld zwischen den Elektroden 4 und 5 beschleunigt. Schließlich treffen sie nach mehreren Umläufen auf immer größeren Kreisbahnen auf die Anode 6. Die Laufzeit der Elektronen von der Kathode bis A und von B bis C sei vernachlässigbar in bezug auf eine Periode der Wechselspannung. Wir betrachten ein Elektron, das die Kathode im Augenblick verläßt, daß die Elektrode 5 eine positive Spannung E gegen die Kathode aufweist. Dieses Elektron trifft im Punkt A (Abb. 85) ein mit der Geschwindigkeit $v_1 = 5,93 \cdot 10^7 \cdot E^{1/2}$ cm/sec. Wir wenden Gl. (1,19) an. Der Radius der Kreisbahn AB (Abb. 85) sei r_1 . Dann gilt:

$$(14,1) \quad v_1 = k \frac{e}{m} r_1 H.$$

Als Beispiel sei $E = 100$ V und $H = 33,7$ Gauß, dann wird $r_1 = 1$ cm. Die Elektronenlaufzeit von A bis B (Abb. 85) ist:

$$(14,2) \quad T = \frac{\pi r_1}{v_1} = \frac{\pi}{k \frac{e}{m} H} = \frac{1,78 \cdot 10^{-7}}{H \text{ (Gauß)}}.$$

Diese Laufzeit muß gleich einer halben Periode der Wechselspannung mit der Kreisfrequenz ω sein:

$$(14,3) \quad T = \frac{\pi}{\omega} = \frac{\lambda}{6 \cdot 10^8} = \frac{1,78 \cdot 10^{-7}}{H}.$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge der Wechselspannung in m, während die Lichtgeschwindigkeit gleich $3 \cdot 10^8$ m sec⁻¹ gesetzt ist. Aus (14,3) ergibt sich die praktisch wichtige Beziehung:

$$(14,4) \quad H \cdot \lambda = 107.$$

Bei einer Feldstärke H von 33,7 Gauß ist also eine Wellenlänge von 3,18 m erforderlich. Der Radius der Bahn CD (Abb. 85) sei r_2 und die Elektronengeschwindigkeit im Punkt C sei v_2 . Dann ist $v_2 = v_1 (3)^{1/2}$, also $r_2 = r_1 (3)^{1/2}$. Der Radius der dritten Halbkreisbahn wird: $r_3 = r_1 (5)^{1/2}$, usw. Die Elektronen erhalten schließlich, und das ist der ursprüngliche Zweck des Zyklotrons, eine sehr große Geschwindigkeit. Wenn sie n Halbkreisbahnen durchlaufen haben, ist die Geschwindigkeit $v_n = v_1 (2n - 1)^{1/2}$.

Durch Änderung der Wechselspannungsamplitude E wird auch der Radius der Halbkreisbahnen geändert, und zwar ist, wie aus der obigen Rechnung folgt, der Radius jeder Halbkreisbahn proportional zur Quadratwurzel aus der Spannungsamplitude. Da die letzte Halbkreisbahn des Zyklotrons einen beträchtlichen Radius aufweist, kann die Verschiebung der Elektronenaufprallstelle auf der Anode 6 bei Änderung von E (Abb. 85) ebenfalls beträchtlich sein.

Als letzte Röhren mit gekrümmten Elektronenbahnen behandeln wir die Sekundäremissionsröhren (vgl. Bd. I, S. 40, Abb. 41). Im Gegensatz zum Zyklotron handelt es sich hierbei um heute bereits im Handel käufliche Konstruktionen. Das Arbeitsprinzip ist folgendes: Der von einer Glühkathode emittierte Elektronenstrom wird durch ein Steuergitter gesteuert, durchheilt ein Schirmgitter, trifft dann auf eine Elektrode, die beim Aufprallen eines Primärelektrons mehrere Sekundärelektronen emittiert und gelangt schließlich zusammen mit diesen Sekundärelektronen zur Anode. Es können auch mehrere Sekundärelektroden vorhanden sein, wobei der Elektronenstrom von der ersten zur zweiten, dann zur dritten usw. gelangt (Elektronenvervielfacher).

Wir betrachten im folgenden zunächst eine einzige Sekundärelektrode. Der Elektronenstrom, der durch das Steuergitter fließt, sei I und das effektive Potential in der Steuergitterfläche sei P . Dann gilt im idealen Fall ohne Inselbildung angenähert:

$$(14,5) \quad I = KP^{3/2},$$

wobei die Konstante K im Falle eines „ebenen“ Systems durch Gl. (4,14) und bei einem zylindrischen System durch Gl. (4,6) gegeben ist. Die Steilheit $S = \partial I / \partial P$ wird:

$$(14,6) \quad S = \frac{3}{2} KP^{1/2} = \frac{3}{2} K^{2/3} I^{1/3}.$$

Der Anodenstrom I_a ist größer als I , und zwar, wenn wir den Schirmgitterstrom außer acht lassen, um den Faktor p , der angibt, wieviel Elektronen insgesamt die Sekundärelektrode verlassen, nachdem ein Primärelektron diese Elektrode getroffen hat. Die Steilheit S_a wird, in I_a ausgedrückt:

$$(14,7) \quad S_a = \frac{\partial I_a}{\partial P} = \frac{\partial (KpP^{3/2})}{\partial P} = \frac{3}{2} K^{2/3} p^{2/3} I_a^{1/3}.$$

Betrachten wir nun eine Röhre ohne Sekundäremission mit dem Anodenstrom I und eine Röhre mit Sekundäremission und dem gleichen Anodenstrom, so ist die Steilheit der letzten Röhre um den Faktor $p^{2/3}$ größer als die Steilheit der ersten. Der Faktor p liegt zwischen 3 und 10. Man kann also in dieser Weise bei gleichem Anodenstrom eine beträchtlich größere Steilheit erreichen als ohne Sekundäremission.

Wenn wir einen Elektronenvervielfacher mit mehreren Sekundärelektroden betrachten, so kann p auf 100 oder 1000 steigen. Wenn der Anodenstrom I_a begrenzt bleiben soll, werden die zulässigen primären Stromstärken I sehr klein und liegen z. B. unterhalb $100 \mu\text{A}$. In diesen Fällen gilt das $3/2$ -Potenzgesetz, das oben verwendet wurde, nicht mehr und muß die Gl. (14,5) durch das Anlaufstromgesetz:

$$(14,8) \quad I = I_0 \exp\left(\frac{eP}{kT}\right) = I_0 \exp(uP)$$

ersetzt werden [vgl. § 3, Gl.3,2)]. Hierbei kann I_0 ungefähr proportional zur Sättigungsstromstärke der Kathode angenommen werden und für normale indirekt geheizte Kathoden ist $u = e/kT$ gleich etwa 10 (Volt)^{-1} .

Man erhält hieraus für die Steilheit S :

$$(14,9) \quad S_a = \frac{\partial I_a}{\partial P} = \frac{\partial (pI)}{\partial P} = uI_a.$$

Hiermit ist also im Falle sehr kleiner Primärströme I die maximal erreichbare Steilheit bei vorgegebenem Anodenstrom I_a festgelegt, sie ist z. B. bei $I_a = 10$ mA etwa 100 mA/V, wenn $u = 10$ ist.

Eine praktische Ausführung einer Verstärkerröhre mit einer einzigen Sekundärelektrode ist in Abb. 86 im Querschnitt gezeichnet. Die Primärelektronen gelangen in zwei Hauptrichtungen (nach oben und nach unten in Abb. 86) von der Kathode durch das Steuergitter B und das Schirmgitter C hindurch, werden

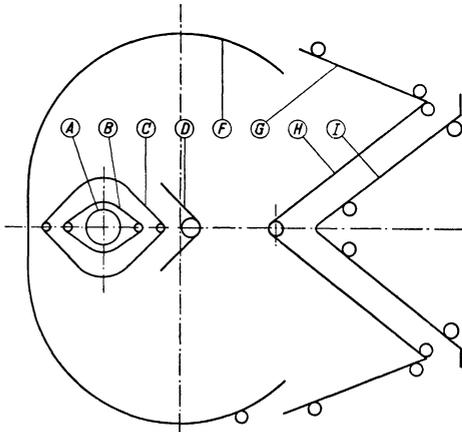


Abb. 86. Querschnitt durch das Elektrodensystem einer Verstärkerröhre (Philips Type 4696) mit einer einzigen Sekundäremissionselektrode. A Kathode, B Steuergitter (etwa -2 V), C Schirmgitter (150 V), D Schirmelektrode (0 V), F Schirm (0 V), G Anodenplatten (250 V), H gitterförmige Anode (250 V), I Sekundärelektrode (150 V). Die Abmessungen gehen daraus hervor, daß der äußere Umfang des Systems etwa 3 cm ist.

dann durch das Potentialfeld (Schirm F) nach dem rechts gelegenen Röhrenteil abgelenkt, durchheilen den gitterförmigen Teil H der Anode, treffen auf die Sekundärelektrode I und gelangen zusammen mit den durch I emittierten Sekundärelektronen nach H und nach G , die unter sich verbunden sind. Der Schirm D dient im wesentlichen dazu, zu verhüten, daß von der Kathode Emissionsmaterial (BaO) auf die Sekundärelektrode I während der Fabrikationsprozesse der Röhre verdampft. Hierdurch würden

die Sekundäremissionseigenschaften von I wesentlich beeinträchtigt. Bei einem Anodenstrom von 8 mA beträgt die Steilheit etwa 15 mA/V. Eine gleich gebaute Verstärkerröhre ohne Sekundäremission würde eine Steilheit von etwa 5 mA/V aufweisen. Auf ein Primärelektron treffen also [Gl. (14,7)] etwa 5 Sekundärelektronen ($p = 5$).

Durch die langen Elektronenbahnen in Sekundäremissionsröhren dieser Bauart tritt ein beträchtlicher Phasenwinkel der Steilheit im Kurzwellengebiet auf, bei 10 m Wellenlänge etwa 30 Grad. Eine Berechnung der Elektronenlaufzeiten ist für die Röhre Abb. 86 ziemlich kompliziert durch die verwickelten Potentialfelder. Eine rohe Schätzung führt aber zu Übereinstimmung mit dem gemessenen Phasenwinkel. Der absolute Wert der Steilheit ist bei dieser Wellenlänge (10 m) noch gleich dem statisch (bei niedriger Frequenz) gemessenen Wert.

Wir betrachten jetzt eine Erscheinung, die als Supersekundäremission bezeichnet werden könnte, da hierbei für ein Primärelektron von der

Sekundärelektrode 100 und mehr Sekundärelektronen ausgesandt werden. Die Ursache dieser Erscheinung wird im Auftreten einer elektrischen Doppelschicht auf der Oberfläche der Sekundärelektrode gesucht. Hierdurch entstehen sehr hohe Feldstärken, welche den Austritt vieler Elektronen aus der Sekundärelektrode zur Folge haben (sog. „kalte“ Elektronenemission). Bei diesem Effekt treten charakteristische Beziehungen zwischen den Strömen und Spannungen auf, die wir in Abb. 87 und 88 nach Messungen an einer Röhre, welche diesen Effekt zeigte, wiedergeben. Die Steilheiten von Röhren, welche Supersekundäremission aufweisen, sind statisch und bei niedriger Frequenz gemessen sehr groß. Der absolute Wert der Steilheit fällt aber bei höheren Frequenzen stark ab, wie folgende Messungen an vier Röhren mit diesem Effekt zeigen, wobei der Anodenstrom stets 8 mA war:

Röhre Nr.	Steilheit bei 500 Hz (mA/V)	Steilheit bei 30 MHz (mA/V)
1	27	3,0
2	14	5,5
3	14	7,0
4	27	2,5

Bei der Frequenz 30 MHz ist der absolute Betrag der Steilheit angegeben. Diese Zahlen zeigen, daß die Supersekundäremission bei höherer Frequenz verschwindet. Die oben erwähnte Doppelschicht kann nicht in genügend schnellem Tempo nachgebildet werden, um dem raschen Wechsel der primären Stromstärke zu folgen. Die Röhren mit dem stärksten Effekt (1 und 4) zeigen den größten Steilheitsabfall bei höheren Frequenzen. Diese Erscheinung ist schwer reproduzierbar und beruht auf ganz speziellen Prozessen, welche sich bei der Fabrikation der Röhre abspielen können. Die Steilheits-

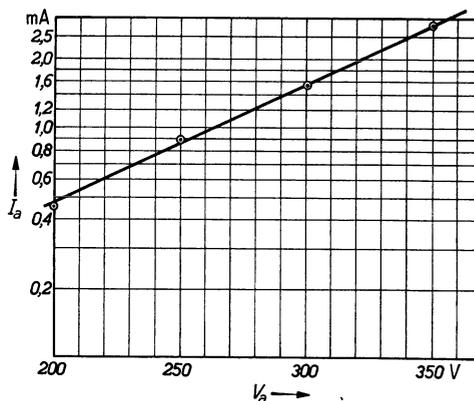


Abb. 87. Supersekundäremission. Anodenstrom (Elektroden G und H von Abb. 86) als Funktion der Anodenspannung (horizontal) bei konstantem Schirmgitterstrom (Elektrode C in Abb. 86). Es ergibt sich eine Exponentialkurve.

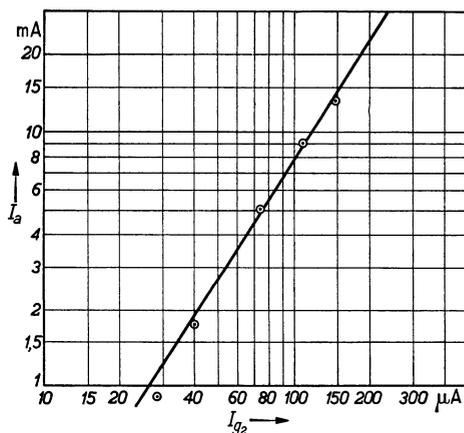


Abb. 88. Supersekundäremission. Anodenstrom (vertikal) als Funktion des Schirmgitterstromes (als Maß für den primären Kathodenstrom) bei konstanten positiven Spannungen und Veränderung der Steuergitterspannung (Elektrode B in Abb. 86). Es ergibt sich eine Potenzbeziehung.

messung im Kurzwellengebiet bildet zur Zeit eine der wichtigsten Anzeigen für das Vorhandensein des Effekts.

Bezeichnungen in § 14: Die Bedeutung von V_1, V_2, V_3, V_4 bei der Oktode ist die gleiche wie in § 13. Beim Zyklotron ist $2E$ die Amplitude der Wechselspannung zwischen den Elektroden 4 und 5 in Abb. 85, während die Amplitude der Wechselspannung zwischen der Kathode K und jeder der Elektroden 4 und 5 gleich E ist. Die Elektronengeschwindigkeit im Punkt A (Abb. 85) ist v_1 , der Radius der Kreisbahn AB gleich r_1 , während die Bedeutung von k, e, m dieselbe ist wie in § 1. H ist die magnetische Feldstärke senkrecht zum Grundriß (links) des Zyklotrons in Abb. 85, T die Elektronenlaufzeit von A bis B , λ die Wellenlänge in m der Wechselspannung zwischen den Elektroden 4 und 5. Die Elektronengeschwindigkeit im Punkt C ist v_2 und der Radius der Bahn CD gleich r_2 . Nachdem ein Elektron n Halbkreisbahnen durchlaufen hat, ist die Geschwindigkeit v_n . Bei den Sekundäremissionsröhren ist I die Stromstärke durch das Steuergitter hindurch, P das Effektivpotential der Steuergitterfläche, die Konstante K gegeben durch (4,6) und (4,14), die Steilheit $S = \partial I / \partial P$, der Anodenstrom $I_a = \rho I$, wobei der Faktor ρ angibt, wieviel Elektronen die Sekundärelektrode insgesamt nach dem Aufprallen eines einzigen Primärelektrons verlassen, $S_a = \partial I_a / \partial P$. In Gl. (14,8) ist T die absolute Temperatur und u wird in dieser Gl. (14,8) definiert. I_0 ist proportional zur Sättigungsstromstärke.

Schrifttum: 21a, 25, 29a, 29b, 36a, 57, 62, 65a.

§ 15. Rauschen und Konstruktion rauscharmer Röhren. Als „Rauschen“ bezeichnen wir winzige Strom- oder Spannungsschwankungen, die eine Folge der endlichen Ladung und Masse des Elektrons sind. Es treten in Empfangsröhren noch Schwankungen von Strömen und Spannungen als Folgen mannigfacher anderer Ursachen, wie z. B. mangelhafter Isolation, ungleichmäßiger Kathodenemission, des Auftretens positiver Ionen im Entladungsraum, auf. Alle diese Ursachen, die in mangelhaften Röhren ein Rauschen zur Folge haben können, das an Stärke das Elektronenrauschen um ein Vielfaches übertrifft, lassen wir außer acht.

Wir betrachten als einfachsten Fall eine Diode ohne Raumladung, also z. B. bei sehr kleiner Stromdichte an der Kathodenoberfläche. Der Stromübergang von der Kathode zur Anode in einer solchen Diode kann infolge der korpuskularen Natur der Elektronen mit einem Strom von Schrotkörnern verglichen werden. Während der mittlere Strom, gemessen während einer genügend langen Zeit, konstant ist, zeigen die Stromwerte, welche man während kurzen Zeitintervallen mißt, gegenüber diesem mittleren Strom gewisse Zufallsschwankungen. Unter Zuhilfenahme des Schrotkörnerstroms als Modell lehren die Regeln der Wahrscheinlichkeit, daß das mittlere Quadrat dieser Abweichungen vom mittleren Stromwert in einem bestimmten Zeitintervall zur Gesamtzahl

der Partikel, also der Elektronen, proportional ist. Für die Elektronen bedeutet dies Proportionalität zum mittleren Stromwert. Man kann die unregelmäßigen Stromschwankungen des „Schrotrfekts“ in ein Frequenzspektrum zerlegt denken, wobei zu jedem unendlich kleinen Frequenzintervall eine bestimmte Amplitude der Stromschwankungen gehört. Experimentell zeigt sich, daß diese Amplitude bis zu sehr hohen Frequenzen konstant ist. Erst für Frequenzen, wobei die Elektronenlaufzeiten in der Röhre beträchtlich werden in bezug auf die Dauer einer Periode, ändert sich die Amplitude und sinkt bei noch höheren Frequenzen auf Null herunter. Das Gebiet konstanter Amplitude im Frequenzspektrum des Schrotstromes erstreckt sich für moderne Röhren bis etwa 10^7 Hz. Wir können aus diesem kontinuierlichen Frequenzspektrum ein Intervall der Breite B Hz herausgreifen, z. B. durch Einschalten eines Bandsiebes mit rechteckigem Durchlaßgebiet der Breite B (Hertz). Die Eingangsimpedanz dieses Siebes soll sehr klein in bezug auf den Innenwiderstand der Diode sein. In unserem Fall einer Diode kann dieses Sieb zwischen Anode und Kathode angeschlossen sein. Hinter diesem Sieb (das im Durchlaßgebiet keine Schwächung zur Folge haben soll) können wir den Effektivwert I des Stromes messen, der von dem Schrotrfekt erzeugt wird. Es ist:

$$(15, 1) \quad I^2 = 2eI_aB,$$

wobei I_a der mittlere Gleichstrom in der Diode und e die Elektronenladung ist. Der allgemeine Bau dieser Formel folgt aus einer Dimensionsbetrachtung. Wenn wir B sehr klein wählen, ist I mit einem Wechselstrom vergleichbar. Da das Sieb nur eine sehr geringe Eingangsimpedanz für diesen Wechselstrom hat, fließt der Strom I in einem Kreis, dessen einziger Widerstand durch den Innenwiderstand der Diode gebildet wird. Wir können uns diesen Wechselstrom durch eine Wechselspannungsquelle ohne inneren Widerstand erzeugt denken, die in Reihe mit der Diodenstrecke und mit den Eingangsanschlüssen des Siebes geschaltet ist (Abb. 89). Durch die Kapazität der Diodenstrecke entsteht eine Wechselstromkomponente, der gegenüber der Wechselspannung dieser Spannungsquelle um 90 Grad voreilt. Diese Stromkomponente lassen wir außer acht und betrachten nur den mit der Wechselspannung gleichphasigen Wechselstrom. Für Frequenzen, bei denen die Elektronenlaufzeiten in der Diode noch keine Rolle spielen (vgl. § 11), ist diese gleichphasige Komponente durch den Innenwiderstand der Diode bestimmt. Für sehr kurze Wellen müssen aber die Elektronenlaufzeiteffekte in Betracht gezogen werden. Im Anlaufstromgebiet der

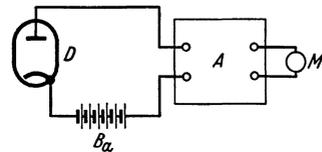


Abb. 89. Schaltbild zur Rausmessung einer Diode D . Ba Batterie, A Sieb mit rechteckigem Durchlaßgebiet der Frequenzbreite B Hz mit geringer Eingangsimpedanz an der Diodenseite und mit Verstärker, M Wechselstrommesser.

Diode (sehr kleine Ströme) ist der Anodengleichstrom I_a als Funktion der Anodengleichspannung V_a durch:

$$(15,2) \quad I_a = I_0 \exp\left(\frac{e V_a}{k T_k}\right)$$

gegeben, wobei I_0 proportional zur Sättigungsstromstärke ist [vgl. § 3, Gl. (3, 2a)], k die Boltzmannsche Konstante ($1,37 \cdot 10^{-23}$ Joule Grad $^{-1}$), T_k die Kathodentemperatur in Grad absolut und e die Elektronenladung ($1,60 \cdot 10^{-19}$ Coulomb) bedeuten. Hieraus berechnet sich der Innenwiderstand der Diode zu:

$$(15,3) \quad \frac{1}{R} = \frac{dI_a}{dV_a} = I_a \frac{e}{k T_k}.$$

Die Wechselspannungsquelle muß also eine effektive Wechselspannung $E_D = IR$ oder

$$(15,4) \quad E_D^2 = I^2 R^2 = \frac{2e I_a B R k T_k}{e I_a} = 2 B R k T_k$$

liefern.

Zum Vergleich mit dieser Diode im Anlaufstromgebiet betrachten wir einen Widerstand R , der die Temperatur T hat. Als Folge der Brownschen Elektronenbewegung in diesem Widerstand entstehen zwischen den Anschlüssen von R winzige Spannungsschwankungen. Wir können uns diese Spannungsschwankungen wieder durch eine Wechselspannungsquelle, die keinen inneren Widerstand besitzt, erzeugt denken, die in Reihe mit dem Widerstand R geschaltet ist, während der Kreis durch die Eingangsanschlüsse des oben erwähnten Siebes geschlossen ist (Abb. 90). Die effektive Wechselspannung E_R der Spannungsquelle ist:

$$(15,5) \quad E_R^2 = 4kTRB.$$

Wenn wir (15,4) mit (15,5) vergleichen, ergibt sich, daß man das Rauschen der Diodenstrecke mit dem Innenwiderstand R auch erhält, wenn man diesem Innenwiderstand die halbe Kathodentemperatur erteilt und dann das Rauschen infolge Brownscher Elektronenbewegung in diesem Widerstand betrachtet.

Bisher haben wir eine Diode behandelt, wobei keine Raumladung vorhanden war. Für eine Diode mit Raumladung ist die Stärke der Schroteffektstromschwankungen verhältnismäßig viel geringer als bei einer Diode ohne Raumladung. Die Gl. (15,1) für die effektive Stromstärke des Schroteffekts wird mit Raumladung:

$$(15,6) \quad I^2 = F^2 2e I_a B.$$

Die Form dieser Gleichung ist dieselbe wie bei Gl. (15,1). Der Faktor F ist kleiner als 1 und ist ein Maß für die Verringerung des Schroteffekts

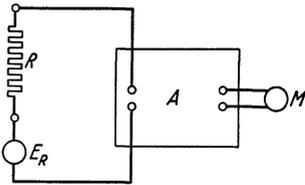


Abb. 90. Ersatzschaltbild für die Rauschwechselspannung E_R eines Widerstandes R infolge Brownscher Elektronenbewegung. E_R Wechselspannung einer Spannungsquelle ohne inneren Widerstand. A Sieb aus Abb. 89. M Wechselstrommesser.

durch die Raumladung. Diese Schwächung des Schroteffekts kann als ein gewisser Ausgleich der Zufallsschwankungen durch die Raumladung aufgefaßt werden. Der Faktor F ist eine Funktion von P_a/P_T , wobei P_a die Potentialdifferenz zwischen der Anode und dem Potentialminimum (vgl. § 3) ist und

$$(15,7) \quad P_T = \frac{k T_k}{e} = \frac{T_k(\text{absol.})}{11,7} \cdot 10^{-3} \text{ (Volt)}.$$

Dieser Faktor F ist in Abb. 91 nach Berechnungen über die Raumladungsschwächung des Schroteffekts gezeichnet worden. Für normale indirekt geheizte Oxydkathoden moderner Empfangsröhren ist die Kurve 3 dieser Abbildung zu benutzen. Für $P_a/P_T = 0$ wird $F = 1$, da

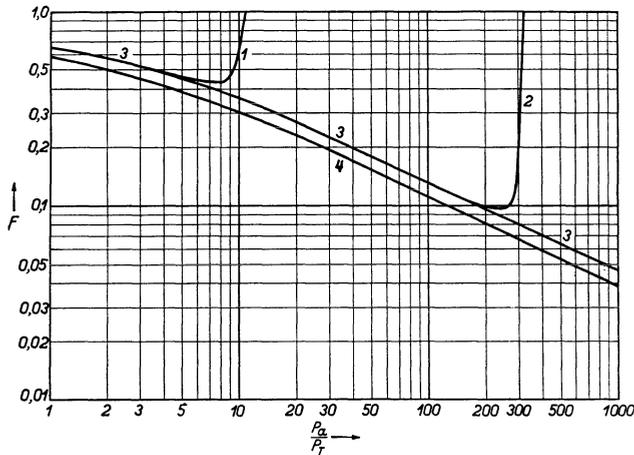


Abb. 91. Der Faktor F für die Raumladungsschwächung des Schroteffekts (vertikal) als Funktion von P_a/P_T (horizontal), wobei P_a die Potentialdifferenz zwischen der Anode einer Diode (dem effektiven Potential in der Steuergitterfläche einer Triode) und dem Potentialminimum vor der Kathode und P_T die Größe $T_k(\text{absol.}) \cdot 10^{-3}/11,7$ (Volt) ($T_k =$ Kathodentemperatur) bedeutet. Kurve 3 gilt für Kathoden mit hohem Sättigungsstrom (alle modernen indirekt geheizten Kathoden), Kurve 1 für eine Kathode, deren Sättigungsstrom bei $P_a/P_T = 10$ erreicht wird, Kurve 2 für eine Kathode, deren Sättigungsstrom bei $P_a/P_T = 300$ erreicht wird. Kurve 4 gibt den Wert von F für den Fall, daß das Rauschen des Innenwiderstandes der Diode auf halber Kathodentemperatur berechnet wird.

wir uns dann im Anlaufstromgebiet befinden, wo noch keine Raumladung vorhanden ist und somit noch keine Raumladungsschwächung des Schroteffekts auftreten kann. Weiter wird F ebenfalls gleich 1, sobald der Anodenstrom gleich dem Sättigungsstrom der Kathode ist, da dann auch keine Raumladung mehr vorhanden ist (vgl. Abb. 91). Die Kurve 4 dieser Abb. 91 ist unter der Annahme berechnet worden, daß der Innenwiderstand der Diode auf halber Kathodentemperatur im ganzen Raumladungsgebiet das Schroteffektrauschen verursacht. Diese Kurve liegt im Gebiet der Abb. 91 überall etwa 12% unterhalb der exakt berechneten Kurve für die Raumladungsschwächung des Schroteffekts. Wir dürfen also, mit dieser kleinen Korrektur, im ganzen Raumladungsgebiet annehmen, daß der Innenwiderstand der Diode auf halber Kathodentemperatur das Schroteffektrauschen verursacht. Für

den Faktor F^2 muß dann mit 1,25 multipliziert werden. Die berechnete Kurve in Abb. 91 ist durch Messungen an Dioden bestätigt worden.

Für Trioden können die oben aufgestellten Überlegungen in einfacher Weise angewandt werden, wenn für P_a die Potentialdifferenz zwischen dem Potentialminimum vor der Kathode und dem Ersatzpotential in der Gitterfläche angenommen wird (vgl. § 4). Hierbei wird in der Gitterfläche ein konstantes Ersatzpotential angenommen. Wir können dann zwischen Kathode und Steuergitter der Triode eine Spannungsquelle angeschlossen denken, die die effektive Spannung E des Rauschens liefert [vgl. Gl. (15,4) und Abb. 90]:

$$(15,8) \quad E^2 = 1,25 \cdot 2kT_k R B.$$

Diese Formel gilt außerhalb des Sättigungsstromgebietes. Hierbei ist R der „Innenwiderstand“ zwischen Kathode und Steuergitter der Triode:

$$(15,9) \quad \frac{1}{R} = \frac{\partial I_a}{\partial P_a} = \frac{\partial I_a}{\partial V_g} \frac{\partial V_g}{\partial P_a} = \frac{S}{s}.$$

Unter I_a ist der Anodengleichstrom der Triode, unter S die Steilheit der Triode, unter V_g die Spannung zwischen Kathode und Steuergitter und unter s ein von den Röhrendaten abhängiger dimensionsloser Faktor, der etwa zwischen 1 und 2 liegt, zu verstehen. Die Rauschspannung am Steuergitter wird also nach (15,8) und (15,9):

$$(15,10) \quad E^2 = 1,25 \cdot 2kT_k s \frac{B}{S}.$$

Hier sei bemerkt, daß der in diesem Abschnitt benutzte dimensionslose Faktor F nicht mit dem in Bd. I, S. 26 und S. 49 benutzten Faktor f , der nicht dimensionslos ist, identifiziert werden darf. Aus dieser Gl. (15,10) kann der sehr wichtige Schluß gezogen werden, daß die Rauschspannung am Steuergitter einer Triode in erster Näherung nicht vom Anodengleichstrom abhängt und der Quadratwurzel aus der Steilheit umgekehrt proportional ist. Dies gilt in erster Näherung für eine beliebige Röhrenkennlinie und auch für Tetroden und Pentoden. In Bd. I hatten wir angegeben, daß E proportional zur Quadratwurzel aus dem Anodenstrom und umgekehrt proportional zur Steilheit ist. Diese Angaben beruhen auf Nichtberücksichtigung der hier bezüglich des Faktors F angeführten Tatsachen. Das Rauschen äußert sich bei einer Triode im Anodenkreis. Wir können uns dabei an das Gitter der Triode eine Spannungsquelle des Rauschens angeschlossen denken, welche die effektive Spannung E nach Gl. (15,10) liefert. Diese Spannung wird dann in der Triode verstärkt nach dem Anodenkreis übertragen. Den Anodenkreis können wir als Reihenschaltung einer Spannungsquelle μE ohne inneren Widerstand, des Innenwiderstandes der Triode und der Impedanz, die zwischen Anode und Kathode der Triode angeschlossen ist, darstellen. Hierbei ist μ die in Gl. (4,2) definierte Größe, die oft als „Verstärkungsfaktor“ bezeichnet wird. Durch diese Darstellung des

Anodenkreises sind wir in der Lage, die effektive Rauschstromstärke in diesem Kreis ohne weiteres zu berechnen.

Man kann nach dem oben Behandelten das Rauschen einer Triode auch durch einen zwischen Kathode und Steuergitter angeschlossenen Widerstand R auf Zimmertemperatur, der genau die Rauschspannung (15,10) infolge der Brownschen Elektronenbewegung liefert, darstellen. Hierzu drücken wir die effektive Rauschspannung E am Gitter nach Gl. (15,4), (15,6) und (15,9) in den Anodengleichstrom I_a und die Steilheit S aus:

$$(15,11) \quad E^2 = I^2 R^2 = F^2 2e I_a B \frac{s^2}{S^2}.$$

Unter Benutzung von Gl. (15,5) folgt hieraus unmittelbar der Ersatzrauschwiderstand R_{ers} zwischen Steuergitter und Kathode:

$$(15,12) \quad R_{ers} = \frac{F^2 e I_a s^2}{2k T S^2}.$$

Durch Einsetzen der Zahlenwerte für e und k ergibt sich, wenn man I_a in mA und S in mA/V ausdrückt, bei einer Temperatur $T = 290$ Grad absolut:

$$(15,13) \quad R_{ers} = 2,0 \cdot 10^4 \frac{I_a s^2}{S^2} F^2.$$

Die Gl. (15,14) hat wieder die in Bd. I, S. 26 und S. 49 benutzte Form. Durch Berücksichtigung der Abhängigkeit des Faktors F von I_a und von S gelangt man zur endgültigen Form (15,10). Man kann diese Form (15,10) auch auf einen Ersatzwiderstand, der Zimmertemperatur T aufweist, umrechnen:

$$(15,14) \quad R_{ers} = \frac{1,25 T_k s}{2 T S (\text{Amp/V})}.$$

Nimmt man $T_k/T = 4,0$ an (vgl. § 3) und rechnet man S in mA/V, so ergibt sich:

$$(15,15) \quad R_{ers} = 2,5 \cdot 10^3 \frac{s}{S (\text{mA/V})}.$$

Diese Methode, wobei das Rauschen einer Triode durch das Rauschen eines Ersatzwiderstandes auf Zimmertemperatur zwischen Steuergitter und Kathode ausgedrückt wird, ist äußerst bequem, weil bei Vorhandensein weiterer Rauschquellen zwischen Gitter und Kathode in einfacher Weise das gesamte Rauschen errechnet werden kann. Als weitere Rauschquellen kommen z. B. abgestimmte Resonanzkreise in Betracht. Wenn ein solcher Kreis im Frequenzintervall B eine reelle Komponente der Impedanz R_{kr} besitzt (angenommen, daß R_{kr} im ganzen Frequenzintervall konstant ist) und zwischen Gitter und Kathode angeschlossen ist, so ist das gesamte Rauschniveau zwischen Gitter und Kathode mit dem Rauschen eines äquivalenten Widerstandes $R = R_{ers} + R_{kr}$ identisch. Wenn man dagegen mit einer Röhrenrauschspannung zwischen

Gitter und Kathode $E_{r\delta}$ rechnet und mit einer Rauschspannung E_{kr} des Resonanzkreises, so ist die gesamte effektive Rauschspannung E am Gitter durch die Formel $E = (E_{r\delta}^2 + E_{kr}^2)^{1/2}$ zu berechnen, die be-

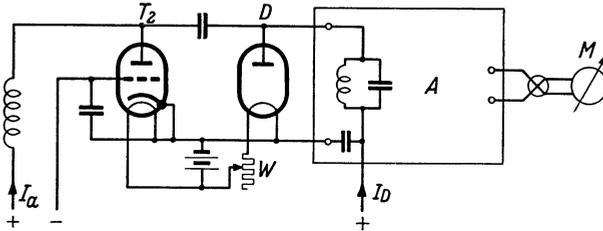


Abb. 92. Anordnung zur Messung des Faktors F für eine Triode T_2 (oder Tetrode oder Pentode usw.). Durch Veränderung des Widerstandes W wird der Anodenstrom der im Sättigungsgebiet arbeitenden Diode D (der Faktor F der Diode ist hier 1, vgl. Abb. 91) so eingestellt, daß das Rauschen der Triode, hinter dem Sieb mit Verstärker A gemessen, gleich dem Rauschen der Diode ist. Der Faktor F der Triode T_2 ergibt sich dann aus der Gleichung $F^2 = I_a/I_D$, wobei I_a der Anodengleichstrom der Triode und I_D der Gleichstrom der Diode ist.

deutend komplizierter ist als die Additionsformel der Rauschwiderstände. Diese Additionsformel ermöglicht in einfacher Weise eine Beurteilung der relativen Rauschstärke mehrerer Rauschquellen und ihrer Einflüsse auf das Gesamtrauschniveau.

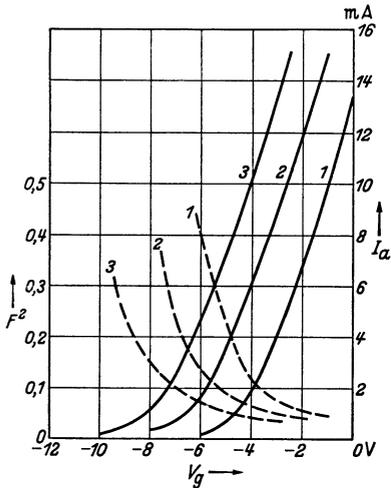


Abb. 93. Gemessene Werte der Größe F^2 (vertikal, links) für die Triode AC2 (gestrichelte Kurven) als Funktion der Steuergitterspannung (horizontal) gegen die Kathode bei 150 V (Kurve 1), 200 V (Kurve 2) und 250 V (Kurve 3) Anodenspannung. Ausgezogene Kurven: Anodenstrom (vertikal, rechts) als Funktion der Gitterspannung bei diesen drei Anodenspannungen (bzw. Kurve 1, 2 und 3).

Bei Messungen des Rauschens einer Triode und somit des Faktors F wurde die in Abb. 92 gezeichnete Anordnung benutzt. Einige gemessene Werte für F^2 bei der Triode AC 2 sind in Abb. 93 zusammengestellt worden. Diese gemessenen Werte sind auf Ersatzrauschwiderstände umgerechnet worden und mit berechneten Ersatzrauschwiderständen nach Gl. (15,15) verglichen. Die Übereinstimmung ist gut (Abb. 94).

Wir gehen jetzt zum Rauschen von Tetroden und Pentoden als Verstärker röhren über. Wenn das Rauschen einer Pentode (z. B. EF 5) in einer Anordnung wie Abb. 92 gemessen wird, wobei das Schirmgitter mittels einer großen Kapazität und das Fanggitter direkt mit der Kathode verbunden ist, so ergeben sich bedeutend größere Werte des Faktors F als für dieselbe Röhre, wenn Schirmgitter und Anode unter sich verbunden sind (also als Triode). Einige Vergleichszahlen sind: EF 5 als Triode, Anodenspannung und Schirmgitterspannung 100 V, Steuergitter $-2,5$ V, Strom nach Anode plus Schirmgitter 10 mA, Steilheit

Wir gehen jetzt zum Rauschen von Tetroden und Pentoden als Verstärker röhren über. Wenn das Rauschen einer Pentode (z. B. EF 5) in einer Anordnung wie Abb. 92 gemessen wird, wobei das Schirmgitter mittels einer großen Kapazität und das Fanggitter direkt mit der Kathode verbunden ist, so ergeben sich bedeutend größere Werte des Faktors F als für dieselbe Röhre, wenn Schirmgitter und Anode unter sich verbunden sind (also als Triode). Einige Vergleichszahlen sind: EF 5 als Triode, Anodenspannung und Schirmgitterspannung 100 V, Steuergitter $-2,5$ V, Strom nach Anode plus Schirmgitter 10 mA, Steilheit

2,2 mA/V, Größe $F^2 = 0,050$. Dieselbe Röhre als Pentode, Anodenspannung 100 V, Schirmgitterspannung 100 V, Anodenstrom 7,5 mA, Schirmgitterstrom 2,5 mA, Steuergitterspannung $-2,5$ V, Größe $F^2 = 0,28$. Dies heißt, daß der Ersatzrauschwiderstand für die Pentode mehr als fünfmal so groß ist als der Ersatzrauschwiderstand der Triode. Die Ursache dieses viel stärkeren Rauschens muß in der Wirkung des Schirmgitters liegen. Der gesamte Strom, der durch das Steuergitter hindurchgeht, weist Zufallsschwankungen auf, die das obengenannte Triodenrauschniveau bedingen. Beim Eintreffen in der Schirmgitterfläche können die Elektronen entweder auf dem Schirmgitter landen oder durch das Schirmgitter hindurchfliegen. Der Teil der Gesamtelektronenzahl, der auf dem Schirmgitter landet, weist auch Zufallsschwankungen auf. Hierdurch schwankt der hindurchgehende Elektronenstrom mehr als der vor dem Schirmgitter eintreffende Gesamtelektronenstrom. Ein einfaches Beispiel möge dies illustrieren: Im Triodenfall sollen im Mittel 100 Elektronen pro Sekunde zur Anode fliegen und diese Zahl soll zwischen 99 und 101 Elektronen, also um 1%, schwanken. Im Pentodenfall sollen im Mittel 30 Elektronen zum Schirmgitter und 70 zur Anode gelangen. Die Schwankung soll wieder 1 Elektron sein, also gelangen zwischen 69 und 71 Elektronen zur Anode. Diese Schwankung ist 1,4% des Anodenstroms und muß der Schwankung des Gesamtstroms überlagert werden. Es leuchtet ein, daß dieses zusätzliche Rauschen durch Stromverteilung zwischen Schirmgitter und Anode verringert wird, wenn wir das Verhältnis des Schirmgitterstromes zum Anodenstrom herabdrücken, weil wir uns dann dem Triodenfall (kein Schirmgitterstrom) nähern. Zur Erreichung dieses verhältnismäßig kleineren Schirmgitterstromes stehen verschiedene Wege offen. Man kann, als einfachstes Mittel, die Ganghöhe des Schirmgitters größer wählen und (oder) die Drahtdicke des Schirmgitters verringern. Dieser Weg ist bei der Hochfrequenzpentode EF 13 (Telefunken, Philips) beschrieben worden. Durch diese Maßnahmen verringert man gleichzeitig die Abschirmwirkung des Schirmgitters, d. h. die Steuergitter-Anoden-

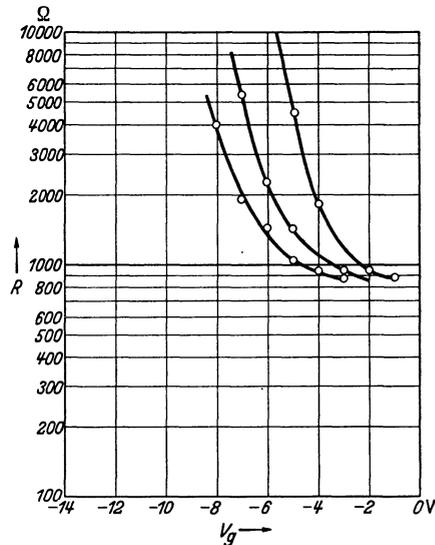


Abb. 94. Berechnete Ersatzrauschwiderstände zwischen Kathode und Steuergitter der Triode AC2 (vertikal) nach Gl. (15,15) als Funktion der Steuergitterspannung V_g (horizontal) bei 150 V (rechte Kurve), 200 V (mittlere Kurve) und 250 V (linke Kurve) Anodenspannung. Kreise sind gemessene Werte des Ersatzrauschwiderstandes.

kapazität wird vergrößert und der Anodeninnenwiderstand wird verringert. Ein zweites Mittel ist wirksamer. Man kann vor dem Schirmgitter ein neues Gitter in die Röhre einbauen, dessen Drähte genau vor den Schirmgitterdrähten liegen. Dieses Gitter wird mit der Kathode verbunden. Man erreicht durch dieses Nullgitter (vgl. Abb. 33, Fall III), daß die Elektronenbahnen von den Schirmgitterdrähten weggebeugt werden, wodurch weniger Elektronen zum Schirmgitter gelangen. Dieses Mittel ist in der Röhre EF 8 (Philips, Telefunken) angewandt worden. Damit die Schirmgitterspannung noch ein genügend hohes Ersatzpotential in der Steuergitterfläche erzeugt und somit der Strom genügend groß bleibt, müssen die Ganghöhen von Schirmgitter und Nullgitter größer sein als z. B. bei der Pentode EF 5, weil die Schirmgitterspannung noch durch das auch elektrostatisch abschirmende Nullgitter hindurch wirken muß. Der Schirmgitterstrom ist von etwa 2 mA bei der Röhre EF 5 auf etwa 0,2 mA bei der Röhre EF 8 herabgesunken. Die Größe F^2 der Röhre EF 8 ist 0,084 (EF 5: $F^2 = 0,28$) und ist von gleicher Größenordnung wie bei einer Triode. Die Steuergitter-Anodenkapazität ist durch das weitmaschigere Schirmgitter der EF 8 von 0,002 pF bei der EF 5 auf den Wert 0,006 pF bei der EF 8 gestiegen. Der Anodeninnenwiderstand der EF 8 ist aus demselben Grunde niedriger als jener der EF 5 unter gleichen Bedingungen. Der Ersatzrauschwiderstand der EF 5 bei einer Steilheit von 2 mA/V beträgt etwa 14000 Ohm, jener der EF 8 bei derselben Steilheit etwa 4000 Ohm. Diese rauscharme Pentode ist, namentlich im Kurzwellengebiet, als Verstärkerröhre wertvoll, weil dort der Ersatzrauschwiderstand von gleicher Größenordnung wie die Kreisimpedanzen sein kann.

Im Kurzwellengebiet erhält die Steuergitteradmittanz eine reelle Komponente, deren Wert quadratisch mit zunehmender Frequenz wächst. Durch diese reelle Admittanzkomponente nimmt der Ersatzrauschwiderstand zwischen Gitter und Kathode in diesem Gebiet ebenfalls zu bei wachsender Frequenz. Diese Steigerung des Rauschens im Kurzwellengebiet spielt erst bei Frequenzen oberhalb etwa 10 MHz für moderne Pentoden (und für Mischröhren) eine Rolle. Bei sehr hohen Frequenzen (Periode klein in bezug auf Elektronenlaufzeiten) nimmt das Rauschen wieder ab.

Zum Schluß dieses Paragraphen behandeln wir das Rauschen von Mischröhren. Die Stärke des Rauschens einer Mischröhre kann wieder durch Angabe des zwischen Steuergitter (Eingangsgitter) und Kathode gedachten Ersatzrauschwiderstandes beschrieben werden. Dieser Ersatzrauschwiderstand hängt außer von den statischen Röhrenspannungen auch von der Größe der angewandten Oszillatorwechselspannung ab. An die Stelle der Steilheit einer Verstärkerröhre tritt bei einer Mischröhre die Überlagerungssteilheit (vgl. Bd. I, S. 44). Die Gl. (15,13) für den Ersatzrauschwiderstand kann ohne weiteres für eine Mischröhre

übernommen werden, wenn man die Überlagerungsteilheit S_c an Stelle der Steilheit S einsetzt. [Die Formel (15,15) gilt nur für Trioden.] Wir können uns sofort über die Größenordnung des Ersatzrauschwiderstandes einer Mischröhre ein Bild machen. Wählen wir zunächst eine Pentode als Mischröhre, so muß damit gerechnet werden, daß sowohl Überlagerungsteilheit als auch Anodengleichstrom etwa $\frac{1}{4}$ dieser Werte bei Verwendung als Pentodeverstärker betragen (vgl. Bd. I, S. 48). Wenn F in beiden Fällen den gleichen Wert hat, ist der Ersatzrauschwiderstand der Mischröhre etwa das Vierfache des Ersatzrauschwiderstandes der Verstärkeröhre. Im Falle der EF 5 also etwa 60000 Ohm. Betrachten wir eine Hexode oder Oktode, so können für die statischen Werte von I_a und S in Gl. (15,13) etwa die gleichen Zahlen wie bei einer Pentode angenommen werden, während die entsprechenden Werte beim Betrieb als Mischröhre etwa $\frac{1}{4}$ der statischen Werte betragen. Der Faktor F ist aber durch das Vorhandensein von mehr positiven Gittern größer als bei Pentoden. Die Größenordnung des Rauschwiderstandes bei Hexoden und Oktoden beim Betrieb als Mischröhren ist daher etwa 80000 Ohm.

Bei den Messungen des Faktors F für Mischröhren kann wieder die Anordnung Abb. 92 benutzt werden, wobei die Triode durch die betreffende Mischröhre zu ersetzen ist. Man kann den Ersatzrauschwiderstand von Mischröhren ohne Oszillatorwechselspannung als Funktion der Spannung des Oszillatorgitters messen. Als Beispiel betrachten wir eine Hexode AH 1. Hierbei ist von der Kathode an gerechnet das erste Gitter das Eingangssignalgitter, das zweite Gitter ein Schirmgitter, das dritte Gitter erhält die Oszillatorwechselspannung, das vierte Gitter ist ein Schirmgitter. Beim Betrieb als Mischröhre schwankt die Spannung von Gitter 3 sinusförmig zwischen etwa +1 und -21 V. Die Größe F^2 beim Betrieb als Mischröhre kann durch Mittelwertbildung in diesem Spannungsgebiet erhalten werden. Man kann den Ersatzrauschwiderstand auch direkt mit angelegter Oszillatorspannung in der Schaltung von Abb. 92 messen und führt dann diese Mittelwertbildung automatisch aus. Der Ersatzrauschwiderstand hängt von der Oszillatorwechselspannungsamplitude ab und sinkt in den üblichen Mischrohrschaltungen bei steigender Wechselspannung. Die oben angegebenen Zahlen beziehen sich auf günstig gewählte Werte der Wechselspannung.

Bezeichnungen in § 15: In Gl. (15,1) ist I der Effektivwert des Schrotoeffektwechselstroms, e die Elektronenladung, I_a der Gleichstrom zur Anode der Diode, B die Bandbreite des Siebes (rechteckige Frequenzkurve und keine Schwächung), hinter dem I gemessen wird. In Gl. (15,2) ist V_a die Spannung zwischen Anode und Kathode der Diode, k die Boltzmannsche Konstante, I_0 proportional zur Sättigungsstromstärke der Kathode, T_k die Kathodentemperatur. In Gl. (15,3) ist R der Innenwiderstand der Diode und $E_D = I R$ (15,4). E_R ist die effektive Wechselspannung

einer Spannungsquelle, die man als Erzeugerin des Rauschens eines Widerstandes denken kann. F^2 ist der Schwächungsfaktor des Schrot-effekts durch Raumladung. P_a und P_T sind in Abb. 91 und in Gl. (15, 7) definiert. In Gl. (15, 8) ist E die effektive Rauschwechselfspannung zwischen Gitter und Kathode einer Triode und R ist der Rauschersatzwiderstand (auf Zimmertemperatur) zwischen diesen Elektroden [Gl. (15,12), (15,13), (15,14), (15,15)]. R_{kr} ist der Rauschwiderstand eines zwischen Gitter und Kathode angeschlossenen Schwingungskreises im Frequenzintervall B , R_{ers} der Ersatzrauschwiderstand der Röhre und $R = R_{kr} + R_{ers}$ der gesamte Rauschwiderstand zwischen Kathode und Gitter einer Triode. In Rauschspannungen lautet die entsprechende Gleichung $E = (E_{r\bar{o}}^2 + E_{kr}^2)^{1/2}$, wobei $E_{r\bar{o}}$ den Rauschspannungsanteil der Röhre und E_{kr} den Rauschspannungsanteil des Kreises bezeichnet, während E die gesamte Rauschspannung zwischen Kathode und Gitter darstellt.

Schrifttum: 17, 40, 49, 52, 66, 67.

§ 16. Bemerkungen über die Elektrodentemperaturen. Bei der Konstruktion von Röhren der hier betrachteten Art spielen die Elektrodentemperaturen und die hiermit zusammenhängenden Effekte eine große Rolle. Für eine auch nur einigermaßen umfassende Darstellung dieser Probleme wäre ein ganzes Buch erforderlich. Aus diesem Grunde streifen wir in diesem Abschnitt nur kurz einige Aufgaben, die geeignet erscheinen, einen Einblick in die Art der hier auftretenden Fragestellungen zu vermitteln.

Zunächst behandeln wir die indirekt geheizte Kathode. Der Aufbau einer solchen Kathode für moderne Röhren ist aus Abb. 95 zu ersehen. Früher war dieser Aufbau bedeutend komplizierter. So wurde z. B. oft zwischen dem bewickelten Stäbchen und der Nickelröhre noch ein Isolationsrohr aus keramischem Material angeordnet. Wir beschäftigen uns mit der Frage: Wie lange dauert es vom Augenblick des Stromdurchgangs durch den Heizfaden, bis die Kathode eine beträchtliche Elektronenemission aufweist? Hierbei nehmen wir an, daß an den Anschlüssen des Heizfadens sofort die volle Heizspannung V_h liegt. Die Heizleistung ist V_h^2/R_h , wobei R_h der Widerstand des Heizfadens ist. Dieser Widerstand ist im Augenblick des Einschaltens des Heizfadens am geringsten und wächst dann während der Anheizdauer der Kathode. Die Heizleistung nimmt somit während der Anheizdauer ab. Die normale Emissionstemperatur einer Kathode, wie sie in der Hochfrequenzverstärkerröhre EF 5 verwendet wird, ist etwa 1050 Grad (absol.), die Kathodenoberfläche ist etwa $0,5 \text{ cm}^2$, die Betriebsheizleistung etwa 1,2 W, also die spezifische Heizleistung etwa $2,4 \text{ W/cm}^2$. Der Widerstand des Heizdrahtes bei 1050 Grad absolut ist etwa das Fünffache des Widerstandes bei 293 Grad absolut, woraus hervorgeht, daß man mit einer Heizleistung H im ersten Augenblick nach dem Einschalten

des Heizfadens von etwa 6 W rechnen muß. Die Wärmeabgabe W der Kathode ist eine Funktion der Temperatur, die zwischen Zimmertempe-

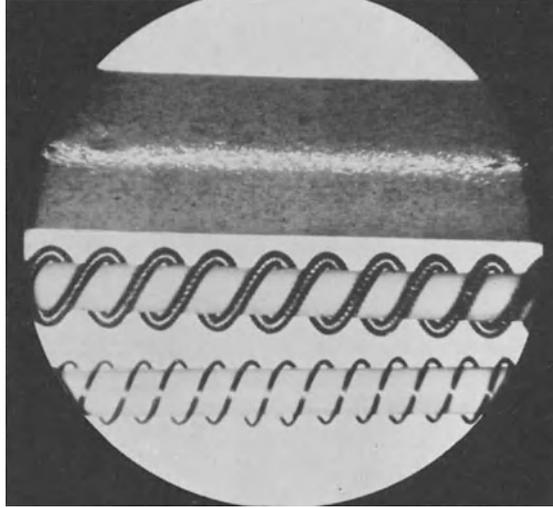


Abb. 95. Aufbau indirekt geheizter Kathoden. Ein Nickelröhrchen wird mit der Elektronen-Emissionschicht belegt. Das obere Bild zeigt eine Außenansicht eines solchen Röhrchens mit fertiger Emissionsschicht. In dem Nickelröhrchen wird ein keramisches Stäbchen angeordnet, auf dem der Heizfaden gewickelt ist. Das mittlere Bild zeigt einen spiralisierten bifilaren Heizfaden, das untere einen einfachen bifilar gewickelten Faden. Das bewickelte Stäbchen wird mit einer Isolationsschicht bedeckt (z. B. MgO) und in das Nickelröhrchen gesteckt.

ratur und Betriebstemperatur von Null bis $2,4 \text{ W/cm}^2$ ansteigt (Abb. 96). Wenn u die Energiemenge (Joule) ist, welche die gesamte Kathode (unter der Annahme eines mittleren Wertes der Kathodentemperatur) bei der absoluten Temperatur T für 1 Grad Temperatursteigerung benötigt, so ist die Temperatur T als Funktion der Zeit t durch die Differentialgleichung:

$$(16,1) \quad u \frac{\partial T}{\partial t} = H - W$$

gegeben. Hierbei sind u , H und W Funktionen der Temperatur. Der Temperaturanstieg als Funktion der Zeit ist somit wesentlich durch u bestimmt. Die mit etwa $2,6 \text{ W}$ Heizleistung betriebenen Kathoden von Röhren, wie z. B. AF 3, AF 7, brauchten etwa 20 sec vom Einschalten bis zu beträchtlicher Elektronenemission. Bei neueren, mit etwa $1,2 \text{ W}$ Heizleistung betriebenen Kathoden von Röhren, wie z. B. EF 5, EF 6, ist diese Zeit nur etwa 10 sec. Die Größenordnung von u dürfte für Zimmertemperatur bei den A-Röhren

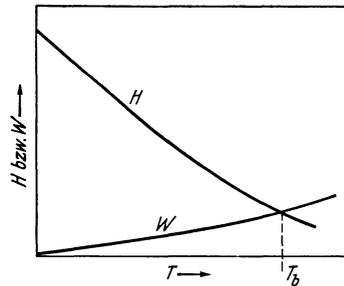


Abb. 96. Heizleistung H und Wärmeabgabe W einer Kathode (vertikal) als Funktion der Temperatur (horizontal). T_b ist die sich automatisch einstellende Betriebstemperatur. Die Abbildung soll nur schematisch diese Prozesse zeigen.

etwa 0,06 und bei den E-Röhren etwa 0,02 sein. Diese Verringerung der Anheizdauer wurde außer durch Verringerung von u auch durch Verringerung von W bei niedrigen Temperaturen (die Wärmeabgabe findet bei niedrigen Temperaturen durch Leitung, bei höheren hauptsächlich durch Strahlung statt) erreicht.

Als nächste Frage betrachten wir die thermische Gitteremission von Elektronen. Bei den Fabrikationsprozessen einer Elektronenröhre gelangt auf die Elektroden von der Kathode aus durch Verdampfen Material der Emissionsschicht. Das um die Kathode herum angeordnete erste Gitter ist diesem Verdampfungsprozeß am meisten ausgesetzt. Infolge dieses Niederschlags fängt dieses Gitter bereits bei viel niedrigerer Temperatur an, Elektronen zu emittieren, als sonst auf Grund der Metalleigenschaften des Gittermaterials (Nickel oder Molybdän) zu erwarten wäre. Das erste Gitter wird durch Wärmestrahlung von der Kathode her geheizt, und zwar, wieder infolge der Kathodennähe, mehr als die übrigen Gitter. Zur Erreichung großer Steilheit der Elektronenröhre wird für dieses Gitter dünner Draht (z. B. 50μ) benutzt. Die Wärmeabgabe durch Leitung ist geringer, je kleiner die Drahtdicke ist. Alle diese Gründe lassen thermische Elektro-

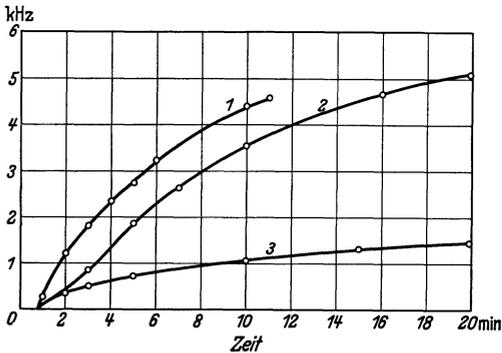


Abb. 97. Frequenzverwerfung einer Oktode AK2 als Oszillatorröhre geschaltet. Vertikal: Frequenzverwerfung in kHz. Horizontal: Zeit in Min. Die Messungen wurden ausgeführt mit einem Empfangsgerät Philips Type 898 A (1936). Das Gerät wurde zur Zeit Null eingeschaltet und war vorher kalt. Nach etwa 45 sec funktionierte die Schwingungsschaltung (Anheizdauer der Kathode). Kurve 1 bei einer Abstimmwellenlänge des Geräts von 19,7 m. Kurve 3 bei einer Abstimmwellenlänge von 200 m. Bei der Kurve 2 wurde das Gerät 1 Stunde vor dem Zeitpunkt Null der Abbildung eingeschaltet. Zur Zeit Null wurde die im Gerät befindliche Oktode durch eine kalte Oktode ersetzt (Wellenlänge 19,7 m). Ein Vergleich der Kurven 1 und 2 zeigt, daß die Frequenzverwerfung wesentlich von der Oktode AK2 und nicht von anderen Ursachen im Gerät herrührt.

nenemission des ersten Gitters besonders leicht eintreten. Es werden daher in modernen Mehrgitterröhren meistens besondere Mittel, wie z. B. Anschweißen von kleinen Plättchen an den Gitterstegen, für eine möglichst gute Wärmeabgabe des ersten Gitters angewandt.

Die letzte hier zu behandelnde Temperaturfrage bezieht sich auf die Frequenzverwerfung im Kurzwellengebiet infolge Temperaturänderungen der in einer Schwingungsschaltung benutzten Röhre. Als Beispiel führen wir einige Messungen für die Oktode AK 2 an (Abb. 97). Die nach Einschalten stattfindende allmähliche Erwärmung der ganzen Röhre muß nach diesen Messungen als Ursache der Frequenzverwerfung betrachtet werden. Der Schwingungskreis ist in diesem Gerät zwischen Gitter 1 und Kathode der AK 2 geschaltet. Die gemessene Frequenzverwerfung von etwa 5 kHz kann als Kapazitätsänderung dieses Kreises gedeutet

werden. Unter der Annahme einer Gesamtkreis­kapazität von 75 pF bei 20 m Wellenlänge beträgt diese Kapazitätsänderung zwischen Gitter *I* und der Kathode innerhalb der Röhre etwa $5 \cdot 10^{-2}$ pF. Als Ursache kommt die Änderung der dielektrischen Konstante des Glases im Quetschfuß der Röhre in Betracht. Wenn man als Kapazität zwischen den Zuleitungen nach Gitter *I* und nach der Kathode im Quetschfuß etwa 1 pF annimmt, muß die dielektrische Konstante sich insgesamt um etwa 5 % ändern. Bei einer Endtemperatur von etwa 200 Grad Celsius für den Quetschfuß ist diese Größenordnung für die verwendete Glas­sorte richtig.

Bezeichnungen in § 16: V_h ist die Heizspannung an den Anschlüssen des Heizfadens, R_h der Widerstand des Heizfadens, H die Heizleistung, W die Wärmeabgabe, u die Anzahl Joule, welche bei der Temperatur T eine Temperatursteigerung um 1 Grad bewirkt und t die Zeit.

Schrifttum: 11, 18, 46, 64, 65.

§ 17. Anhang zur Ergänzung einiger Berechnungen im Text.

Anhang I. Berechnung von β^2 und α^2 aus § 2. Es handelt sich um die Berechnung der in Gl. (2,27) eingeführten dimensionslosen Hilfsgröße β^2 . Wir gehen von der Gl. (2,20a) aus und differenzieren auf beiden Seiten nach t :

$$36 \pi 10^{11} i r_k = \frac{dr}{dt} \left(r \frac{dF_r}{dr} + F_r \right).$$

Da weiter gilt:

$$F_r = \frac{dP}{dr} \quad \text{und} \quad P = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2,$$

entsteht durch Eliminieren von t die Differentialgleichung:

$$(A, 1) \quad r \frac{d^2 P}{dr^2} + \frac{dP}{dr} = 36 \pi 10^{11} r_k \left(\frac{m}{2e} \right)^{1/2} P^{-1/2} i.$$

In dieser Gleichung führen wir zwei neue Veränderliche ein:

$$\gamma = \ln \left(\frac{r}{r_k} \right)$$

und β^2 definiert nach Gl. (2,27). Hierbei ist \ln der natürliche Logarithmus. Durch Eliminieren von P und i entsteht dann die Differentialgleichung:

$$(A, 2) \quad 3 \beta \frac{d^2 \beta}{d\gamma^2} + \left(\frac{d\beta}{d\gamma} \right)^2 + 4 \beta \frac{d\beta}{d\gamma} + \beta^2 = 1.$$

Diese Gl. (A,2) ist durch Ansatz von β als Funktion von γ in Form einer Potenzreihe gelöst worden (Abb. 5). In analoger Weise ist α^2 [Gl. (2,30)] berechnet worden, wobei für α dieselbe Differentialgleichung gilt wie die Gl. (A,2) für β (vgl. Abb. 8).

Schrifttum: 5, 28, 29.

Anhang II. Genauere Berechnung zur Aufgabe von § 3. Es handelt sich um die Potentialberechnung in einer ebenen Diode, wobei die Elektronen mit einer durch Gl. (3,1) gegebenen Geschwindigkeits-

verteilung aus der Kathode treten. Es ist nützlich, hierbei zwei dimensionslose neue Größen einzuführen:

$$(A, 3) \quad \eta = e \frac{(P + P_k)}{k T} = (P + P_k) 11,6 \cdot 10^3 T^{-1}.$$

In dieser Formel ist e die Elektronenladung, P die Potentialdifferenz zwischen dem betrachteten Punkt und der Kathode, P_k die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Potentialminimum, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur der Kathode. Die

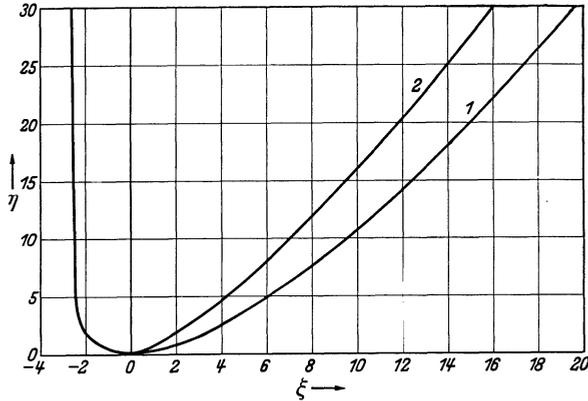


Abb. 98. Vertikal: Größe η nach Gl. (A, 3) als Funktion von ξ [Gl. (A, 4)]. Kurve 1: Ergebnis der exakten Rechnung. Kurve 2: Näherung nach Gl. (3, 6) von § 3. Die Gl. (A, 5) fällt mit der Kurve 1 praktisch zusammen.

Potentialdifferenz P_k wird auch bei der exakten Rechnung durch Gl. (3, 7) bestimmt. Die zweite neue Größe ist:

$$(A, 4) \quad \xi = 9,17 \cdot 10^5 \cdot T^{-3/4} i^{1/2} (x - d).$$

In dieser Formel ist i die Stromdichte (Amp/cm²), die durch das Potentialminimum hindurch fließt, x der Abstand des betrachteten Punktes (mit dem Potential P gegen die Kathode) von der Kathode und d der Abstand des Potentialminimums von der Kathode. Man kann für η als Funktion von ξ eine Differentialgleichung ableiten und hierfür eine numerisch befriedigende Lösung angeben. Hierdurch ist dann, wie aus der Bedeutung von η und ξ hervorgeht, der Potentialverlauf in der Diode festgelegt. Diese exakte Lösung des Diodenproblems ist in Abb. 98 dargestellt. Zugleich ist die in § 3 aufgestellte Näherungsformel (3, 6) in Abb. 98 gezeichnet. Der relative Fehler dieser Näherung (3, 6) gegenüber der exakten Lösung nimmt in Abb. 98 ab bei zunehmendem ξ und beträgt für $\xi = 100$ noch etwa 10%. Damit die Gl. (3, 6) besser mit der exakten Funktion η von ξ übereinstimmt, kann folgende Korrektur benutzt werden:

$$(A, 5) \quad i = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(P + P_k)^{3/2}}{(x - d)^2} (1 + 2,66 \cdot \eta^{-1/2}).$$

Diese Gl. (A, 5) ergibt eine genaue Übereinstimmung mit der Kurve 1 von Abb. 98. Wenn $P + P_k = 1$ V ist und $T = 1050$ Grad absolut,

wird $\eta = 11,0$. Hieraus kann die Größenordnung der Korrektur in Gl. (A, 5) gegenüber Gl. (3, 6) ersehen werden.

Die exakte Berechnung des Abstandes d des Potentialminimums von der Kathode kann mit Hilfe der Abb. 98 folgendermaßen ausgeführt werden. Es sei:

$$\eta_1 = \ln \frac{i_0}{i},$$

wobei i_0 die Sättigungsstromdichte der Kathode, i die Anodenstromdichte und \ln der natürliche Logarithmus ist. Den aus Abb. 98 zu diesem Wert gehörenden negativen Wert von ξ nennen wir im Betrag ξ_1 . Dann ist d in cm:

$$(A, 6) \quad d = 1,10 \cdot 10^{-6} \xi_1 T^{3/4} i^{-1/2}.$$

Der Wert ξ_1 ist stets kleiner als 2,55 (vgl. Abb. 98). Für $\xi_1 = 2,55$ wird:

$$(A, 7) \quad d = 2,81 \cdot 10^{-6} T^{3/4} i^{-1/2}.$$

Innerhalb weniger Prozente stimmt Gl. (A, 7) mit Gl. (3, 5) überein.

Schrifttum: 27, 29.

Anhang III. Bemerkungen zu den Formeln des § 6. In diesem § 6 ist angenommen worden, daß die Elektronen, welche auf der V -Strecke infolge eines Potentialminimums der Höhe Null (virtuelle Kathode) umkehren, nach Verlassen der V -Strecke nicht mehr an den Vorgängen auf dieser Strecke teilnehmen. In Wirklichkeit trifft dies bei den Vorgängen auf einer Schirmgitter-Anodenstrecke nicht zu. Die umkehrenden Elektronen werden zum Teil vom Schirmgitter eingefangen. Die durch das Schirmgitter hindurchfliegenden Elektronen gelangen in den Schirmgitter-Steuergeritterraum. Zum Teil durchheilen sie das Steuergeritter und werden von der Kathodenraumladungswolke aufgenommen. Die übrigen werden wieder zum Schirmgitter gesaugt. Soweit sie nicht vom Schirmgitter eingefangen werden, gelangen sie ein zweites Mal in den Schirmgitter-Anodenraum. Dieser Vorgang kann sich für einige Elektronen mehrmals wiederholen. Die Rückkehrelektronen können starke Änderungen der Raumladungsverhältnisse auf der V -Strecke hervorrufen.

Wir nehmen an, daß bei der virtuellen Kathode der Teil α der zum erstenmal vom Schirmgitter her eintreffenden Elektronen weiterfliegt, während der Teil $1 - \alpha$ zurückkehrt. Von diesem Teil $1 - \alpha$ soll der Teil $\beta(1 - \alpha)$ zum zweitenmal vom Schirmgitter her vor der virtuellen Kathode eintreffen. Dieser Vorgang soll sich wiederholen. Dann wird die Stromdichte i_p , zusammengesetzt aus Elektronen, die vom Schirmgitter zur virtuellen Kathode wandern:

$$i_p = i \{1 + \beta(1 - \alpha) + \beta^2(1 - \alpha)^2 + \dots\} = \frac{i}{1 - \beta(1 - \alpha)}.$$

Hierbei ist i die Stromdichte der zum erstenmal vor der virtuellen Kathode eintreffenden Elektronen. Die Stromdichte i_2^1 von der virtuellen Kathode zur Anode ist:

$$i_2^1 = \alpha i \{1 + \beta(1 - \alpha) + \beta^2(1 - \alpha)^2 + \dots\} = \frac{\alpha i}{1 - \beta(1 - \alpha)} = \alpha i_p.$$

Die Stromdichte der von der virtuellen Kathode zum Schirmgitter zurückkehrenden Elektronen ist:

$$i_1^1 = i(1-\alpha)\{1 + \beta(1-\alpha) + \beta^2(1-\alpha)^2 + \dots\} = \frac{i(1-\alpha)}{1-\beta(1-\alpha)} = i_p(i-\alpha) = i_p - i_2^1.$$

Die in § 6 angeschriebenen Raumladungsgleichungen gelten für die Stromdichten i_p , i_2^1 und i_1^1 an Stelle von i , i_2 und i_1 , wenn man die Rückkehrelektronen berücksichtigt. Die Stromdichte, welche von der Kathode her zum erstenmal zur V -Strecke gelangt, ist i . Die Größenordnung von β ist etwa $1/2$ (vgl. § 10 und § 11). Man kann nun die im Text gezeigten Kurven (Abb. 26 bis 31) für $\beta = 1/2$ zeichnen, wobei ein etwas abweichender Verlauf dieser Kurven entsteht. Die wesentlichen Merkmale bleiben aber erhalten.

Eine zweite Korrektur erfahren die Überlegungen in § 6 dadurch, daß man die in Wirklichkeit vorhandene Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen auf der V -Strecke berücksichtigt. Hierdurch wird in vielen Fällen das Gebiet der Kurven, in dem Doppelwertigkeit vorhanden ist, verkleinert.

Schrifttum: 62b.

Anhang IV. Bemerkungen zur Ableitung der Formeln (9,4), (9,5), (9,6), (9,7) und (9,9). Die aktive Ausgangsadmittanz setzt sich nach Gl. (9,4) aus zwei Teilen zusammen: einem Teil $1/R_i$, der nur von der Elektronenbewegung in der Röhre herrührt, und einem zweiten, mit ω^2 proportionalen Teil, der durch Induktionswirkungen verursacht wird. Um diesen zweiten Teil zu berechnen, lege man eine Wechselspannung zwischen Erde (Gerätegehäuse) und Anode an. Durch die Kapazitäten zwischen Anode und Fanggitter, Anode und Schirmgitter, Anode und Metallisierung, Anode und Steuergitter sowie Anode und Kathode fließen Wechselströme zu den genannten Elektroden, welche durch ihre Zuleitungen zum Gehäuse (Erde) gelangen. Die betreffenden Zuleitungen haben gewisse gegenseitige Induktionskoeffizienten zur Kathodenzuleitung. Hierdurch wird eine Wechselspannung zwischen Kathode und Erde (Gehäuse) induziert. Diese Wechselspannung befindet sich auch zwischen Kathode und Steuergitter. Sie verursacht durch die Verstärkerwirkung der Röhre einen Wechselstrom zur Anode. Hierdurch entsteht eine zusätzliche aktive Ausgangsadmittanz. Diese Admittanz ist proportional zur Steilheit der Röhre [vgl. (9,4)]. Das letzte zu $1/R_i$ und zu L_a proportionale Glied der Gl. (9,4) entsteht dadurch, daß man die Wechselspannung nur an den Anodenröhrenanschluß (am Röhrensockel) legen kann. Zwischen diesem Anschluß und der Anodenelektrode befindet sich die Anodenzuleitung mit der Selbstinduktion L_a .

Die mit ω^3 proportionalen Glieder der Gl. (9,5) entstehen wie folgt. Wenn zwischen der Anode und dem Gerätegehäuse (Erde) eine Wechselspannung angelegt ist, so fließen infolge der Kapazitäten von der Anode zu den übrigen Röhrenelektroden Wechselströme. Durch die Induk-

tionskoeffizienten der Zuleitungen zu den betreffenden Röhrenelektroden entstehen Wechselspannungen zwischen diesen Elektroden und Erde. Die Röhrenelektroden haben eine Kapazität in bezug auf das Steuergitter. Die genannten Wechselspannungen verursachen durch diese Kapazität Wechselströme zum Steuergitter. Diese Wechselströme können als Folge einer zusätzlichen Admittanz zwischen Anode und Steuergitter gedeutet werden.

Bei der Formel (9,7) für die aktive Eingangsadmittanz ist das mit ω proportionale Glied durch die Ausführungen in § 8 begründet. Das zweite Glied dieser Formel rührt von Elektronenlaufzeiten her. Man kann die Struktur dieses Gliedes wie folgt einsehen. Durch Betrachtung der Abb. 53 erhellt, daß I_a und I_k eine reelle Komponente erhalten, die proportional zur Steilheit ist. Die reelle Komponente des Gitterwechselstromes I_g wird auch zu dieser Steilheit proportional sein. Das gleiche gilt somit für den reellen Teil der Gitteradmittanz. Da außerdem dieser reelle Admittanzteil zu ω^2 proportional ist, muß, damit die richtige Dimension herauskommt, auch noch Proportionalität zum Quadrat einer Laufzeit vorhanden sein. Hiermit sind die wesentlichen Teile des Laufzeitgliedes in Gl. (9,7) aufgezählt. Die von Induktionseffekten herrührenden übrigen Glieder der Gl. (9,7) können auch leicht allgemein begründet werden. Die Eingangswchselspannung wird zwischen dem Steuergitterröhrenanschluß und Erde (Gerätegehäuse) angelegt. Infolge der Steilheit zum Schirmgitter und zur Anode entstehen Wechselströme von der Kathode nach diesen Elektroden. Durch die Induktionskoeffizienten der Zuleitungen nach diesen Elektroden erzeugen diese Wechselströme Wechselspannungen zwischen allen Elektroden und dem Gehäuse (Erde). Die Elektrodenwechselspannungen erzeugen durch die Kapazitäten zwischen dem Steuergitter und den übrigen Röhrenelektroden einen Wechselstrom zum Steuergitter, der eine Phasenverschiebung von weniger als 90° gegenüber der Eingangswchselspannung aufweist. Infolgedessen entsteht ein reeller Teil der Eingangsadmittanz.

In Gl. (9,9) ist der Phasenwinkel φ der Steilheit durch Elektronenlaufzeiten bedingt. Die Laufzeiten $t_{g_1 g_2}$ und $t_{g_2 g_3}$ gelangen hierbei mit Koeffizienten 1 in die Formel auf Grund der Annahme, daß der Steuergitter-Schirmgitterraum sowie der Schirmgitter-Fanggitterraum durch das Steuergitter und durch das Fanggitter vollständig von der Kathode und von der Anode abgeschirmt sind. Hierdurch kann in der Zeit, daß ein Elektron sich vom Steuergitter zum Fanggitter bewegt, kein Strom in der Leitung zwischen Kathode und Anode laufen. Dagegen läuft bereits ein Strom in dieser Leitung, sobald das Elektron in den Fanggitter-Anodenraum eintritt und nicht erst, wenn das Elektron auf die Anode trifft. Deshalb muß der Koeffizient von $t_{g_3 a}$ kleiner als 1 sein. Eine Betrachtung des Einflusses der Gitterwechselspannung auf die

Elektronenlaufzeit zwischen Kathode und Steuergitter ergibt, daß der Koeffizient von t_{kg1} kleiner als 1 ist. Eine genaue Berechnung liefert die Werte 0,36 und $\frac{2}{3}$ in der Gl. (9,9). Die Begründung der von Induktionskoeffizienten herrührenden Glieder der Gl. (9,9) lautet wie folgt. Zwischen dem Steuergitter-Röhrenanschluß und der Erde (Gerätegehäuse) wird die Eingangswchelspannung angelegt. Infolge der Induktionskoeffizienten der Zuleitungen zur Steuergitterelektrode sowie zur Kathode weist die zwischen Kathode und Steuergitter entstehende Wechselspannung gegenüber der Eingangswchelspannung eine Phasenverschiebung auf. Das gleiche gilt deshalb auch für den Anodenwechselstrom und hierdurch entsteht ein zusätzlicher Phasenwinkel der aktiven Admittanz $\mathfrak{A}_{\text{akt}}$.

Die im Anhang IV genannten Induktionseffekte sind nicht auf die Elektrodenzuleitungen in der Röhre beschränkt, sondern treten in vollem Maß auch auf für die Zuleitungen in der Röhrenschaltung.

Anhang V. Über die Ableitung der Formeln (10,4), (10,5), (11,8), (11,9), (13,1), (13,2) und (13,7). Bei der Ableitung der Formeln (10,4), (10,5), (11,8), (13,1), (13,2) und in der Formel (13,7) wird die Lösung der folgenden Aufgabe benutzt. Man betrachte den Raum zwischen zwei Gittern, die wir mit a und mit b andeuten. Das Effektivpotential in der Fläche des Gitters b (mittleres Potential) sei negativ, jenes in der Fläche des Gitters a positiv. Es tritt ein Elektronenwechselstrom $I_0 \exp(j\omega t)$ durch das Gitter a in den betrachteten Raum. Die Elektronen kehren alle vor dem Gitter b wieder um. Sie induzieren auf diesem negativen Gitter eine Wechselladung und folglich einen Wechselstrom $I \exp(j\omega t)$ nach dem Gitter b . Wie hängt I mit I_0 zusammen? Der Einfluß der Raumladung sei vernachlässigt. Dann lautet die Antwort:

$$(V, 1) \quad I = \frac{1}{3} j \omega I_0 t_{ab} \exp(-j\varphi_t),$$

wobei t_{ab} die Elektronenlaufzeit vom Gitter b zum Gitter a bedeutet. Bei der Berechnung ist angenommen worden, daß die Elektronen sehr nahe vor dem Gitter b umkehren. Für die Bedeutung des Phasenwinkels φ_t sei im Falle der Oktode AK 2 nach Gl. (13,10) verwiesen.

Wir betrachten eine Pentode, wobei das Steuergitter negativ ist, das Schirmgitter positiv, das Fanggitter negativ und die Anode positiv gegenüber der Kathode. Zwischen Steuergitter und Kathode sei eine Wechselspannung $E \exp(j\omega t)$ angelegt. Der Elektronenwechselstrom, bestehend aus Elektronen, die nur ein einziges Mal den Weg zum Schirmgitter zurückgelegt haben, hat beim Eintreffen vor dem Schirmgitter den Wert $S_k E \exp(j\omega t - \varphi)$. Hierbei ist S_k die Steilheit des Kathodenstroms in bezug auf die Steuergitterspannung. Für den Phasenwinkel φ gilt der Ausdruck $\varphi = \varphi_t + j\omega(0,36 t_{kg1} + t_1/2)$. Der Phasenwinkelanteil φ_t rührt von Induktionseffekten der Elektrodenzuleitungen her,

t_{kg1} ist die Elektronenlaufzeit von der Kathode zum Steuergitter und $t_1/2$ jene vom Steuergitter zum Schirmgitter. Dieser Elektronenwechselstrom geht teilweise durch Gitter 2 (Schirmgitter) hindurch, gelangt zum Gitter 3 (Fanggitter), kehrt zum Teil um, geht zum Teil wieder durch Gitter 2 hindurch und gelangt nach weiterem Verlust an die Kathodenraumladung in die Nähe von Gitter 1 (Steuergitter). Letzterer Wechselstromanteil ist durch die Formel $S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(j\omega t - \varphi - j\omega t_1/2 - j\omega t_2)$ gegeben, wobei t_2 die Elektronenlaufzeit vom Gitter 2 zum Gitter 3 bedeutet und die Bedeutung von α und β aus § 10 zu ersehen ist. Dieser Vorgang wiederholt sich. Der resultierende Elektronenwechselstrom, der in die Nähe von Gitter 1 gelangt, wird:

$$\begin{aligned} & S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(\varphi_0 - j\omega t_1 - j\omega t_2) \\ & + S_k E \beta^2 (1 - \alpha)^2 \exp(\varphi_0 - j\omega 2t_1 - j\omega 2t_2) \\ & + S_k E \beta^3 (1 - \alpha)^3 \exp(\varphi_0 - j\omega 3t_1 - j\omega 3t_2) \\ & \dots \dots \dots \\ & = S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(\varphi_0 - j\omega t_1 - j\omega t_2) \sum_{n=0}^{\infty} \beta^n (1 - \alpha)^n \exp[-j\omega n(t_1 + t_2)] \\ & = S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(\varphi_0 - j\omega t_1 - j\omega t_2) \frac{1 - \beta(1 - \alpha) \cos \omega(t_1 + t_2) - j\beta(1 - \alpha) \sin \omega(t_1 + t_2)}{1 - 2\beta(1 - \alpha) \cos \omega(t_1 + t_2) + \beta^2(1 - \alpha)^2}. \end{aligned}$$

In diesen Gleichungen stellt φ_0 den Wert $j\omega t - \varphi_l - j\omega 0,36 t_{kg1}$ dar. Obige Summenbildung kann durch Nachschlagen irgendeines Kompendiums mathematischer Formeln ausgeführt werden. Wir vernachlässigen $\varphi_l + j\omega \cdot 0,36 t_{kg1}$ gegenüber $j\omega(t_1 + t_2)$. Die Frequenz sei derart gewählt, daß gilt: $\cos \omega(t_1 + t_2) = 1$ und $\sin \omega(t_1 + t_2) = \omega(t_1 + t_2)$. Dann ergibt sich für die Elektronenwechselstromamplitude I_0 der in die Nähe von Gitter 1 gelangt, der Wert:

$$I_0 = S_k E \beta (1 - \alpha) \exp(-j\omega t_1 - j\omega t_2) \frac{1 - \beta(1 - \alpha) - j\beta(1 - \alpha) \omega(t_1 + t_2)}{\{1 - \beta(1 - \alpha)\}^2}.$$

Dieser Elektronenwechselstrom induziert einen Wechselstrom $I \exp(j\omega t)$ zum Steuergitter, der sich nach Gl. (V, 1) ergibt:

$$I = \frac{2}{3} j\omega t_1 I_0.$$

Indem wir I durch die Wechselspannung E dividieren, erhalten wir die zusätzliche Admittanz Y_1 zwischen Steuergitter und Kathode:

$$Y_1 = \frac{2}{3} S_k \beta (1 - \alpha) j\omega t_1 \{1 - j\omega(t_1 + t_2)\} \frac{1 - \beta(1 - \alpha) - j\omega \beta(1 - \alpha)(t_1 + t_2)}{\{1 - \beta(1 - \alpha)\}^2}.$$

Durch Aufspalten von Y_1 in einen reellen und einen imaginären Teil ergeben sich die Formeln (10, 4), (10, 5), (11, 8), (11, 9), (13, 1) und (13, 2) des Textes.

Schrifttum: 62a.

Schrifttumsverzeichnis.

Alphabetisch nach Autoren geordnet. Diese Arbeiten enthalten auch Hinweise auf andere einschlägige Arbeiten. Ein ausführliches Verzeichnis ist dem Band I dieses Werkes beigelegt.

1. BAKKER, C. J., u. G. DE VRIES: Amplification of small alternating tensions by an inductive action of the electrons in a radio valve with negative anode. *Physica* Bd. 1 (1934) S. 1045—1054.
2. — — On vacuum tube electronics. *Physica* Bd. 2 (1935) S. 683—697.
3. — Einige Eigenschaften von Empfängerröhren bei kurzen Wellen. *Philips Techn. Rundschau* Bd. 1 (1936) S. 171—177.
4. BELOW, F.: Zur Theorie der Raumladegitterröhre. Diss. Hamburg 1928 17 S.
5. BELLUSTIN, S.: The influence of space charge on a current in a vacuum. *C. R. Acad. Sci. URSS* Bd. 16 (1937) Nr. 6 S. 299—304.
6. CALPINE, H. C.: Conditions in the anode-screen space of thermionic valves. *Wirel. Engr.* Bd. 13 (1936) S. 473—474.
7. COLLATZ, L.: Bemerkungen zur Fehlerabschätzung für das Differenzenverfahren bei partiellen Differentialgleichungen. *Z. angew. Math. Mech.* Bd. 13 (1930) S. 56—57.
8. COURANT, R., K. FRIEDRICHS u. H. LEWY: Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Math. Ann.* Bd. 100 (1928) S. 32—74.
9. DEMSKI, A.: Die experimentelle Prüfung des Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes für Elektronen, die aus einer Glühkathode austreten. Diss. Hamburg 1928. *Physik. Z.* Bd. 30 (1929) Nr. 10.
10. ELIAS, G. J., B. VAN DER POL u. B. D. H. TELLEGEN: Das elektrostatische Feld einer Triode. *Ann. Physik* Bd. 78 (1925) S. 370—406.
11. ESPE, W., u. M. KNOLL: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik. Berlin: Julius Springer 1936.
- 11a. FAY, C. E., A. L. SAMUEL u. W. SHOCKLEY: On the theory of space charge between parallel plane electrodes. *Bell Syst. techn. J.* Bd. 17 (1938) Nr. 1 S. 49—79.
12. FISCHER, J.: Einführung in die klassische Elektrodynamik. Berlin: Julius Springer 1936.
13. FORTESCUE, C. L.: The time of flight of electrons in a cylindrical diode. *Wirel. Engr.* Bd. 12 (1935) S. 310—311.
14. GAVIN, M. R.: Electron pump effect at high frequencies. *Wirel. Engr.* Bd. 15 (1938) S. 81—83.
15. GERSCHGORIN, S.: Fehlerabschätzung für das Differenzenverfahren zur Lösung partieller Differentialgleichungen. *Z. angew. Math. Mech.* Bd. 10 (1930) S. 373—382.
16. GLASER, A., u. W. HENNEBERG: Die Potentialverteilung in Schlitzblende und Lochblende. *Z. techn. Physik* Bd. 16 (1935) S. 222—230.
17. HAMILTON, H. G.: Radio tube noise. *Electronics* Bd. 10 (1937) Nr. 8 S. 26—29.
18. HEINZE, W., u. A. WAGENER: Der Wärmeübergang durch Strahlung. *Z. techn. Physik* Bd. 18 (1937) S. 75—86.
19. HURWITZ, A., u. R. COURANT: Funktionentheorie. Berlin: Julius Springer 1925.

20. JAECKEL, K.: Über die Bestimmung der Durchgriffsverteilung aus der Entladungsfunktion bei Röhren mit veränderlichem Durchgriff. Z. Hochfr.-Techn. Bd. 50 (1937) Heft 4 S. 135—139.
21. JOBST, G.: Über den Zusammenhang zwischen Durchgriff und Entladungsgesetz bei Röhren mit veränderlichem Durchgriff. Telefunkenztg. Bd. 12 (1931) S. 29—44.
- 21a. JONKER, J. L. H., u. A. J. W. M. v. OVERBEEK: The application of secondary emission in amplifying valves. Wirel. Engr. Bd. 15 (1938) S. 150—156.
22. KETTEL, E.: Messungen über den Einfluß der Raumladung auf die Eingangskapazität von Verstärkerröhren. Telefunkenröhre Heft 9 (1937) S. 15—32.
23. KLEEN, W.: Untersuchungen zum Raumladungsgesetz. Telefunkenröhre Heft 9 (1937) S. 66—75.
- 23a. KLEEN, W., u. H. ROTHE: Die Raumladegleichung für Elektronen mit Anfangsgeschwindigkeit. II. Z. Physik Bd. 104 (1937) S. 711—723.
24. KLEYNEN, P. H. J. A.: De beweging van een electron in tweedimensionale electrostatische velden. Philips techn. Tydschr. Bd. 2 (1937) S. 338—345.
- 24a. KNOL, K. S., M. J. O. STRUTT u. A. VAN DER ZIEL: On the motion of electrons in an alternating electric field. Physica Bd. 5 (1938) Nr. 5 S. 325—334.
25. KURIE, F. N. D.: The cyclotron. Gen. electr. Rev. Bd. 40 (1937) S. 264—273.
26. LANGE, F. H.: Die Elektronenströmung in der Bremsfeldröhre. Diss. T. H. Berlin 1935.
27. LANGMUIR, I.: The effect of space charge and initial velocities on the potential distribution and thermionic current between parallel plane electrodes. Physic. Rev. Bd. 21 (1923) S. 419—435.
28. — u. K. B. BLODGETT: Currents limited by space charge between coaxial cylinders. Physic. Rev. Bd. 22 (1923) S. 347—356.
29. — u. K. T. COMPTON: Electrical discharges in gases. II. Fundamental phenomena in electrical discharges. Rev. modern Physics Bd. 3 (1931) S. 191—257.
- 29a. MALTER, L.: Anomalous secondary electron emission. Physic. Rev. Bd. 49 (1936) S. 478.
- 29b. — Thin film field emission. Physic. Rev. Bd. 50 (1936) S. 48—58.
30. MAYER, H.: Ein experimenteller Beweis für die Beziehung $\Delta\Psi = -\Delta\Phi$, in der Ψ die Austrittsarbeit und Φ die Kontaktdifferenz eines Metalls ist. Bull. Fac. Stünfte Cernauti Bd. 10 (1936) S. 217—222 — Physik. Ber. Bd. 18 (1937) S. 2485.
31. MOULLIN, E. B.: The apparent inter-electrode capacitance of a planar diode. J. Inst. electr. Engr. London Bd. 81 (1937) S. 667—675.
32. NORTH, D. O.: Analysis of the effects of space charge on grid impedance. Proc. Instn. Radio Engr. Bd. 24 (1936) S. 108—136.
33. PENNING, F. M.: Abnormale Electronensnelheden en trillingen van zeer hooge frequentie in ontladingsbuizen. Physica Bd. 6 (1926) S. 241—248.
34. — De hoogfrequente glimontlading. Physica Bd. 7 (1927) S. 80—87.
35. PLATO, G., W. KLEEN u. H. ROTHE: Die Raumladegleichung für Elektronen mit Anfangsgeschwindigkeit. Z. Physik Bd. 101 (1936) S. 509—520.
36. VAN DER POL, B.: Discontinuous Phenomena in Radio communication. J. Inst. electr. Engr. London Bd. 81 (1937) S. 381—398.
- 36a. ROSE, M. E.: Focusing and maximum energy of ions in the cyclotron. Physic. Rev. Bd. 53 (1938) S. 392—408.
37. ROSENHEAD, L., u. S. D. DAYMOND: The distribution of potential in some thermionic tubes. Proc. Roy. Soc. Lond. A Bd. 161 (1937) S. 382—405.
38. ROTHE, H.: Stromverteilung. II. Die Steuerung des Kathodenstromes im Hochvakuum. Telefunkenröhre Heft 3 (1935) S. 130—141.
39. — Das Verhalten von Elektronenröhren bei hohen Frequenzen. Telefunkenröhre Heft 9 (1937) S. 33—65.

40. ROTHE, H., u. W. ENGBERT: Das Rauschen von Empfängerröhren im Gebiet von 150 kHz bis 15 MHz. Telefunkenröhre Heft 11 (1937) S. 183–212.
41. — u. W. KLEEN: Stromverteilung. IV. Stromverteilungssteuerung. Telefunkenröhre Heft 8 (1936) S. 158–174.
42. — — Stromverteilung. V. Stromverteilung und Raumladung. Telefunkenröhre Heft 9 (1937) S. 90–114.
43. RUNGE, I.: Zur Berechnung des Verhaltens von Mehrgitterröhren bei hohen Frequenzen. Telefunkenröhre Heft 10 (1937) S. 128–142.
44. — Laufzeiteinflüsse in Elektronenröhren. Z. techn. Physik Bd. 18 (1937) S. 438–441.
45. SALZBERG, B., u. A. V. HAEFF: Effects of space charge in the grid-anode region of vacuum tubes. RCA Review Bd. 2 (1938) S. 336–374.
46. SAMUEL, A. L.: Extending the frequency range of the negative grid tube. J. appl. Phys. Bd. 8 (1937) S. 677–688.
47. SCHEEL, J. E., u. F. MARGUERRE: Zur Theorie der Elektronenröhre mit veränderlichem Durchgriff längs der Systemachse. Arch. Elektrotechn. Bd. 28 (1934) S. 210–233.
48. — Zur Bestimmung der Steuerspannung von Elektronenröhren mit unveränderlichem Durchgriff längs der Systemachse. Arch. Elektrotechn. Bd. 29 (1935) S. 47–69.
49. SCHOTTKY, W.: Die Raumladungsschwächung des Schroteffekts. I. Wiss. Veröff. Siemens Bd. XVI, 2 (1937) S. 1–18.
50. SCHULZE, E.: Zur Theorie der Bremsfeldkennlinie. Z. Hochfreq. Elektroakust. Bd. 44 (1934) S. 118–125.
51. — Über Doppelgitterröhren. Z. Hochfreq. Elektroakust. Bd. 45 (1935) S. 80 bis 84.
52. SPENKE, E.: Die Raumladungsschwächung des Schroteffekts. II. Wiss. Veröff. Siemens Bd. XVI, 2 (1937) S. 219–241.
53. STEIMEL, K.: Der Einfluß von Masse und Laufzeit im Bereich der Rundfunkröhren. Telefunkenröhre Heft 5 (1935) S. 213–219.
54. STRUTT, M. J. O.: Ein Lösungsverfahren für Potentialprobleme. Ann. Physik Bd. 87 (1928) S. 153–175.
55. — Die Ladungsverteilung auf zwei ungleichen parallelen kreiszylindrischen Leitern. Z. angew. Math. Mech. Bd. 9 (1929) S. 247–250.
56. — Die charakteristischen Admittanzen von Mischröhren für Frequenzen bis 70 MHz. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 15 (1938) S. 11–18.
57. — Electron transit time effects in multi-grid valves. Wirel. Engr. Bd. 15 (1938) S. 315–321.
58. — u. A. VAN DER ZIEL: Messungen der charakteristischen Eigenschaften von Hochfrequenzempfangsröhren zwischen 1,5 und 60 MHz. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 347–354.
59. — — Einfache Schaltmaßnahmen zur Verbesserung der Eigenschaften von Hochfrequenzempfangsröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 13 (1936) S. 260–268.
60. — — Die Ursachen für die Zunahme der Admittanzen moderner Hochfrequenz-Verstärkerröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 14 (1937) S. 281–293.
61. — — Erweiterung der bisherigen Messungen der Admittanzen von Hochfrequenz-Verstärkerröhren bis 300 MHz. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 14 (1937) S. 75–80.
62. — — Messungen der komplexen Steilheit moderner Mehrgitterelektronenröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 15 (1938) S. 103–111.
- 62a. — — Einige dynamische Messungen der Elektronenbewegung in Mehrgitterröhren. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 15 (1938).

- 62b. STRUTT, M. J. O., u. A. VAN DER ZIEL: On electronic space charge with homogeneous initial electron velocity between plane electrodes. *Physica* Bd. 5 (1938).
 63. TELLEGEN, B. D. H.: De grootte van den roosterstroom in een Triode. *Physica* Bd. 6 (1926) S. 113—116.
 64. WAGENER, S.: Die Berechnung der Gittertemperatur von Empfängerröhren. Diss. Berlin 1935.
 65. — Die Berechnung der Gittertemperaturen von Elektronenröhren. *Z. techn. Physik* Bd. 18 (1937) S. 270—280.
 - 65a. WILSON, R. R.: Magnetic and electrostatic focusing in the cyclotron. *Physic. Rev.* Bd. 53 (1938) S. 408—420.
 66. ZIEGLER, M.: De bydrage van de versterkerbuizen tot het ruisen van versterkers. *Philips techn. Tydschr.* Bd. 2 (1937) S. 329—334.
 67. — De oorzaken van het ruisen in versterkers. *Philips techn. Tydschr.* Bd. 2 (1937) S. 136—141.
 68. — Shot effect of secondary emission I & II. *Physica* Bd. 3 (1936) S. 1—11 u. S. 307—316.
-

Sachverzeichnis.

- Abelsche Integralgleichung § 4, S. 32.
Aktive Admittanzen § 9, S. 72.
Anheizdauer § 16, S. 130.
Ausgangsadmittanz § 9, S. 74.
Austrittsarbeit § 3, S. 20.

Charakteristische Admittanzen § 9.

Doppelwertigkeit § 6, S. 47.
Dynamische Kapazitäten § 8.
— Steilheit § 11, S. 89.

Eingangsadmittanz § 9, S. 76.
Elektronenlaufzeitanteil der Eingangsadmittanz § 9, S. 77.
Ersatzdiode § 4, S. 29.
Ersatzpotential (Gitterfläche) § 4, S. 34.
Ersatzrauschwiderstand § 15, S. 125.

Feldstärke § 1, S. 2.
Frequenzverwerfung § 14, S. 113, § 16, S. 132.

Gaußscher Satz § 2, S. 9.
Geschwindigkeitsverteilung § 3, S. 20.

Hochfrequenzpentoden § 7, S. 55.

Indirekt geheizte Kathode § 16, S. 130.
Induktionseffekt bei Oktoden § 13, S. 107.
Innenwiderstand § 4, S. 28.
Inselbildung § 4, S. 31.
Integralgleichungen erster Art § 5, S. 40.

Kalte Admittanzen § 9, S. 72.
Kathodentemperatur § 3, S. 21.
Komplexe Steilheit § 9, S. 78, § 10, S. 85.
Konforme Abbildung § 5, S. 36.
Kontaktpotential § 3, S. 25, § 4, S. 28, § 7, S. 59.

Ladung des Elektrons § 1, S. 7.
Laufzeitgleichrichter § 12, S. 97.
Laufzeitstrom § 12, S. 99.

Maschennetz § 5, S. 38.
Masse des Elektrons § 1, S. 7.
Membranmodell eines Potentialfeldes § 1, S. 3.

Minimalbedingung für eine aufgespannte Membran § 1, S. 3.
Mittelungsverfahren zur Potentialberechnung § 5, S. 39.

Oktode A K 2 (Querschnitt) § 7, S. 60.

Parabelbahnen § 6, S. 52.
Pentode A L 4 § 7, S. 62—63.
Potentialminimum (Diode) § 2, S. 12.

Quadratischer Mittelwert der Geschwindigkeit § 3, S. 21.

Raumladungsschwächung des Schrotteffekts § 15, S. 123.
Rauschen § 15.
Rückkehrlektronen § 10, S. 83, § 13, S. 103.
Rückwirkungsadmittanz § 9, S. 75.

Sättigungsstrom § 3, S. 20.
Sekundäremissionsröhren § 14, S. 117.
Supersekundäremission § 14, S. 119.
Schroteffekt § 15, S. 121.
Stahlkugeln als Bild für Elektronen § 1, S. 6.
Steilheit § 4, S. 28.
Steuerpotential § 4, S. 27.
Stromverteilung § 7, S. 57.

Thermische Gitterremission § 16, S. 132.
Thetafunktionen § 5, S. 36.
Triodenkapazitätsformeln § 5, S. 43.

Variable Gitter § 4, S. 33.
Verstärkungszahl § 4, S. 28.
Vierbündeloktode E K 3 § 14, S. 114.
Vierpolersatzschaltbild § 9, S. 72.
Virtuelle Kathode § 6, S. 46.
V-Strecke § 6, S. 44.

Warme Admittanzen § 9, S. 72.

Zuleitungsanteil der Eingangsadmittanz § 9, S. 77.
Zyklotronanordnung § 14, S. 115.
Zylinderkoordinaten § 1, S. 3.

Moderne Mehrgitter - Elektronenröhren. Von
Dr. M. J. O. Strutt, Eindhoven.

Im September 1937 erschien:

Erster Band: **Bau, Arbeitsweise, Eigenschaften.**
Mit 128 Abbildungen im Text. VI, 131 Seiten. 1937. RM 12.60

Braunsche Kathodenstrahlröhren und ihre Anwendung.
Von Regierungsrat Dr. phil. E. Alberti, Berlin. Mit 158 Textabbildungen.
VII, 214 Seiten. 1932. RM 21.—; gebunden RM 22.20

Die Kathodenstrahlröhre und ihre Anwendung in der
Schwachstromtechnik. Von **Manfred von Ardenne**. Unter Mitarbeit
von Dr.-Ing. Henning Knoblauch. Mit 432 Textabbildungen. VIII,
398 Seiten. 1933. Gebunden RM 36.—

Verstärkermeßtechnik. Instrumente und Methoden. Von
Manfred von Ardenne. Unter Mitarbeit von Wolfgang Stoff und Fritz
Gabriel. Mit einem Geleitwort von Professor Dr. M. Pirani. Mit 246 Text-
abbildungen. VII, 235 Seiten. 1929. RM 20.25; gebunden RM 21.60

**Versuche zur elektrischen Resonanz mit hochfre-
quenten und niederfrequenten Wechselströmen**
(Versuche mit kleinen Röhrengeneratoren) mit einer kurzen theoretischen Er-
läuterung zur elektrischen Resonanz. Von Dr. **Friedrich Moeller**, Berlin. (Ab-
handlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft, Heft 16.)
Mit 52 Textabbildungen und 14 Tabellen. V, 82 Seiten. 1937. RM 4.80

Die Dreielektrodenröhre und ihre Anwendung. Übungen
an der Dreielektrodenröhre mit den zugehörigen theoretischen Erläuterungen.
Von Dr. **Friedrich Moeller**, Berlin. (Abhandlungen zur Didaktik und Philo-
sophie der Naturwissenschaft, Heft 15.) Mit 93 Textabbildungen und 28 Tabellen.
VII, 155 Seiten. 1934. RM 9.60

Anleitungen zum Arbeiten im Röhrenlaboratorium.
Von **M. Knoll**. (Dritter Teil der Anleitungen zum Arbeiten im elektrotechnischen
Laboratorium von E. Orlich.) Mit 57 Textabbildungen. IV, 67 Seiten.
1937. RM 3.—

Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik. Eigenschaften,
Verarbeitung und Verwendungstechnik der Werkstoffe für Hochvakuumröhren
und gasgefüllte Entladungsgefäße. Von Oberingenieur Dr. phil. **W. Espe** und
Dozent Dr.-Ing. **M. Knoll**, Berlin. Mit 405 Textabbildungen und einer mehr-
farbigen Tafel. VIII, 383 Seiten. 1936. Gebunden RM 48.—

Fernsehen. Die neuere Entwicklung insbesondere der deutschen Fernseh-technik. Vorträge, veranstaltet durch den Bezirk Berlin-Brandenburg des Verbandes Deutscher Elektrotechniker — vormals Elektrotechnischer Verein e. V. — in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule Berlin. Herausgegeben von Professor Dr. phil. **Fritz Schröter**, Berlin. Mit 228 Textabbildungen. VI, 260 Seiten. 1937. RM 19.50; gebunden RM 21.—

Handbuch der Bildtelegraphie und des Fernsehens. Grundlagen, Entwicklungsziele und Grenzen der elektrischen Bildfernübertragung. Im Verein mit namhaften Fachleuten sowie unter besonderer Mitwirkung des Laboratoriums Karolus in Leipzig bearbeitet und herausgegeben von Professor Dr. phil. **F. Schröter**, Berlin. Mit 365 Textabbildungen. XVI, 487 Seiten. 1932. Gebunden RM 58.—

Hochfrequenztechnik in der Luftfahrt. Im Auftrage der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt und unter Mitarbeit von Fachleuten herausgegeben von Professor Dr. **H. Faßbender**, Berlin. Mit 475 Textabbildungen und 48 Tabellen. XII, 577 Seiten. 1932. Gebunden RM 68.—

Physik und Technik der ultrakurzen Wellen. Von Dr.-Ing. **H. E. Hollmann**.
Erster Band: **Erzeugung ultrakurzwelliger Schwingungen.** Mit 381 Textabbildungen. IX, 326 Seiten. 1936. Gebunden RM 36.—
Zweiter Band: **Die ultrakurzen Wellen in der Technik.** Mit 283 Textabbildungen. VIII, 306 Seiten. 1936. Gebunden RM 33.—

Handbuch der Lichttechnik. Bearbeitet von zahlreichen Fachgelehrten. Herausgegeben von Dozent Dr. phil. habil. **Rudolf Sewig**, Dresden. Zwei Teile. Mit 1204 Abbildungen und 59 Tabellen im Anhang. XVIII, VIII, 1056 Seiten. 1938. RM 123.—; gebunden RM 129.—

Geometrische Elektronenoptik. Grundlagen und Anwendungen. Von **E. Brüche** und **O. Scherzer**. Mit einem Titelbild und 403 Abbildungen. XII, 332 Seiten. 1934. RM 26.—

Einführung in die Elektrizitätslehre. Von Professor Dr.-Ing. e. h. **R. W. Pohl**, Göttingen. Vierte, größtenteils neu verfaßte Auflage. (Einführung in die Physik, Band 2.) Mit 497 Abbildungen, darunter 20 entlehnte. VIII, 268 Seiten. 1935. Gebunden RM 13.80

Angewandte Atomphysik. Eine Einführung in die theoretischen Grundlagen. Von Professor Dr. **Rudolf Seeliger**, Greifswald. Mit 175 Textabbildungen. IX, 461 Seiten. 1938. RM 24.—; gebunden RM 26.—
