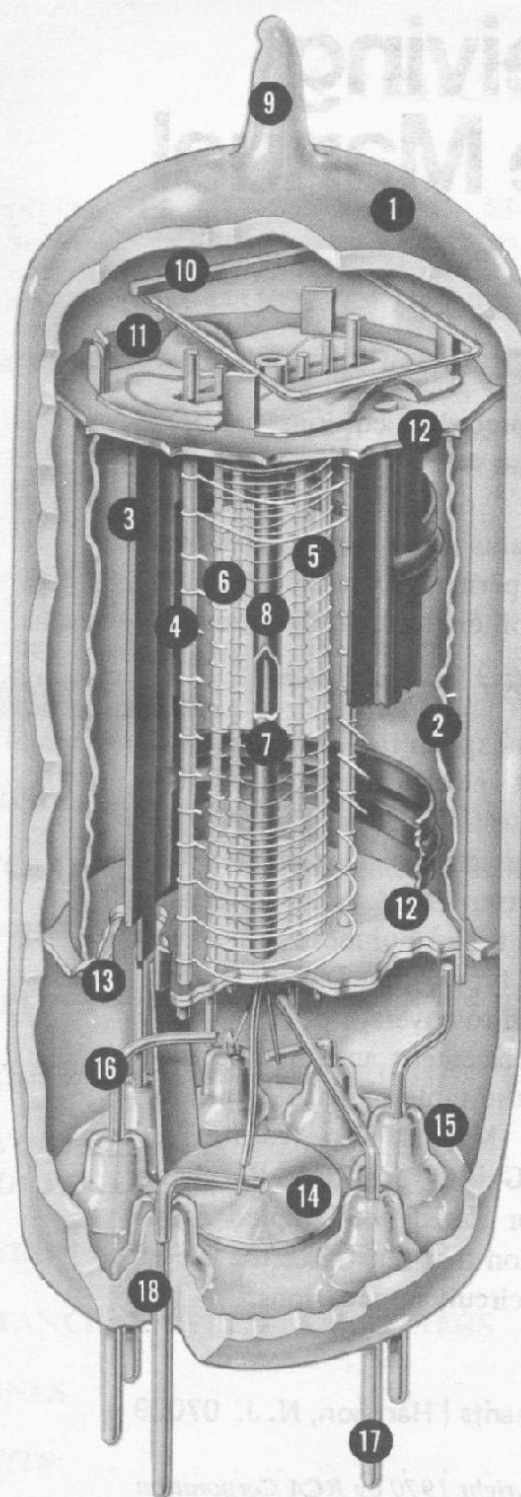


Die physikalischen Grundlagen der Verstärkerröhre

Bernd C. Meiser

Studienarbeit

Teil1



- 1—Glass Envelope
- 2—Internal Shield
- 3—Plate
- 4—Grid No. 3 (Suppressor)
- 5—Grid No. 2 (Screen)
- 6—Grid No. 1 (Control Grid)
- 7—Cathode
- 8—Heater
- 9—Exhaust Tip
- 10—Getter
- 11—Spacer Shield Header
- 12—Insulating Spacer
- 13—Spacer Shield
- 14—Inter-Pin Shield
- 15—Glass Button-Stem Seal
- 16—Lead Wire
- 17—Base Pin
- 18—Glass-to-Metal Seal

Structure of a Miniature Tube

Inhaltsverzeichnis

Teil 1: Die physikalischen Grundlagen der Verstärkerröhre

Übersicht

1. Physikalische Grundlagen

1. Elektronenbewegung im Vakuum
2. Elektronenaustritt aus glühenden Leitern
3. Sättigungsstrom
4. Anlaufstromgebiet
5. Raumladungsgesetz

2. Die Triode

1. Die Triodentheorie
2. Die Stromverteilung
 - 2.1 Bedeckungsfaktor
 - 2.2 Tank'sches Gesetz
 - 2.3 Below'sches Gesetz
 - 2.4 Restspannungsfunktion

3. Kennlinien

4. Kennwerte

5. Abweichungen

6. Veränderungen des Verstärkungsfaktors

Teil 2: Die Makromodellierung (fehlt)

Teil 3: Symbolerstellung (fehlt)

Teil 4: Allgemeine Anmerkungen (fehlt)

Literaturverzeichnis

Anhang

Vorwort

Die vorliegende Studienarbeit des Bernd C. Meiser beschäftigt sich mit der Modellierung von Elektronenröhren, speziell mit Trioden aus der Klasse der „Empfängerröhren“ innerhalb des Netzwerkanalyseprogramms Design Center. Das Softwarepaket Design Center für Windows basiert auf seinem großen Vorgänger, dem Netzwerkanalyseprogramm SPICE. SPICE wurde 1972 an der University of California in Berkley, USA, in der Programmiersprache FORTRAN entwickelt. Die Firma Mirco Sim überarbeitete diese, implementierte SPICE dabei vollständig neu in die Programmiersprache C und entwickelte daraus die PC-Version PSpice für eine Vielzahl von Betriebssystemen wie IBM PC / XT / AT , IBM OS/2, SUN, Apple Mac II und VAX. Die zu simulierende Schaltung wurde mit Hilfe eines Zeileneditors (ASCII – Files) erstellt. Die auf dem Markt momentan übliche Benutzeroberfläche Microsoft Windows machte eine Anpassung von PSpice auf Windows unumgänglich. Es entstand Design Center. Ab Design Center 6.1 sind alle verfügbaren Tools vollständig unter Windows integriert. Weiterhin wird, (für WfW 3.11) mit dem Adapter Win 32s, die volle 32 Bit Datenbreite genutzt und damit sind die Tools sowohl unter Windows 3.1x als auch unter Windows 95 sowie Windows NT lauffähig. Design Center wird mit umfangreichen Bibliotheken geliefert, in denen derzeit über 4000 Bauteile (Transistoren, Dioden, OPs, etc.) mit ihren Kennwerten definiert sind und deren Umfang ständig durch neue Bauelemente ergänzt wird. SPICE stellt mittlerweile einen Quasistandard für die Modellierung von Bauelementen dar, wobei das Simulationsprogramm Design Center sich weitgehend in der Industrie durchgesetzt hat. In den letzten Jahren erschienen neue Analyseprogramme ähnlicher (gleicher) Leistungsfähigkeit auf dem Markt z.B. ICAP4 und andere, deren Bedienungskomfort Design Center stellenweise übertrifft. Gemeinsam ist diesen Neuentwicklungen, dass diese alle den Quasistandard SPICE beherrschen, sei er fest implementiert oder mit Hilfe eines Übersetzungsprogrammes, das optional diesen Programmen zur Verfügung gestellt wird.

In diesem in Dezember 2018 von mir nacheditierten Teil 1 geht es um eine physikalische Herleitung der Triodenphysik. Mit Hilfe geeigneter moderner Programme auf dem Spice Standard (zB LTspice), ist es mit dieser kurzen Einführung möglich, sehr realitätsnahe Röhrenmodelle zu entwerfen.

Dieses Skript wird der GITEC eV in Regensburg, zur Verfügung gestellt.

Teil 1

Die physikalischen Grundlagen der Verstärkerröhre

Übersicht

Die Wirkung jeder Verstärkerröhre beruht auf der Steuerung des zu einer oder mehreren Elektroden fließenden Elektronenstromes. Diese Steuerung erfolgt stets durch eine Beeinflussung der Verteilung des von einer Glühkathode fortgehenden Elektronenstromes auf mehrere Elektroden. Zur Untersuchung dieser Stromverteilungsvorgänge ist es erforderlich, die Anfangsbedingungen der Elektronen bei der Loslösung aus der Kathode sowie die Gesetze ihrer Bewegung im Vakuum zu betrachten. Da das Vakuum keine Elektrizitätsträger besitzt, also ein absoluter Isolator ist, muss der Stromdurchgang durch die Röhre durch Elektrizitätsträger vermittelt werden, die in das Vakuum der Röhre erst hineingebracht werden müssen. Elektrizitätsträger im Vakuum der Röhre sind die Elektronen, ihre Quelle die glühende Kathode. Die Heizungsart der Kathode ist gleichgültig, aus praktischen Gründen wird eine elektrische Beheizung gewählt. Die Elektronen, die aus der Kathode austreten, werden, da sie negative Elektrizitätsteilchen sind, von der positiven Anode angezogen und bewegen sich somit von der Kathode zur Anode.

Die Arbeitsweise der Röhre wird durch ihre Kennlinie, das ist der über die Anode der Röhre fließende Strom, der als Emissionsstrom I_e bezeichnet wird, in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_a , charakterisiert. Für die Erklärung der Vorgänge in der Röhre ist es zweckmäßig, die Emissionsstromkennlinie in 3 Gebiete, das Anlaufstromgebiet (I), das Raumladungsgebiet (II) und das Sättigungsstromgebiet (III) zu unterteilen. Üblicherweise erfolgt die Darstellung der Emissionskennlinie in halblogarithmischem Maßstab (Fig.1), da dies gegenüber einer Darstellung in linearem Maßstab (Fig.2) eine deutliche Trennung der einzelnen Gebiete erlaubt.

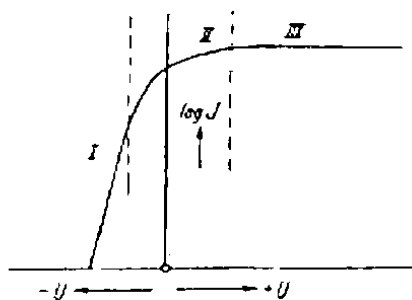
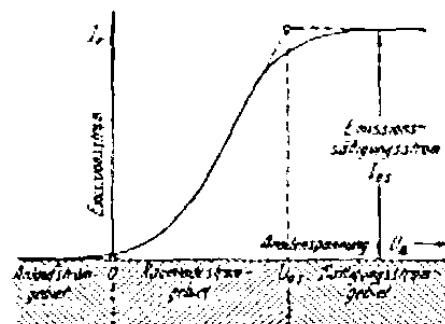


Fig. 1. Grundsätzlicher Verlauf der Strom-Spannungskennlinie.



Emissionskennlinie einer Elektronenröhre.

Fig.1

Fig.2

Im Sättigungsgebiet III, das ganz bei positiven Spannungen liegt, gelangt der gesamte von der Kathode emittierte Strom zur Anode. Eine Spannungsabhängigkeit des Stromes ist in diesem Gebiet nur in ganz geringem Maße vorhanden. In der praktischen Anwendung von Verstärkerröhren spielt dieser Bereich keine Rolle und wird daher nicht näher betrachtet. An dieses Sättigungsgebiet schließt sich bei niedrigeren, aber noch vorwiegend positiven Spannungen liegend, das Raumladungsgebiet II an, in dem der Stromübergang nicht mehr

durch die Emissionsfähigkeit der Kathode, sondern durch die von den Elektronen im Entladungsraum erzeugte Raumladung beherrscht wird. Das Raumladungsgebiet stellt den wichtigsten Teil der Emissionsstromkennlinie dar; in ihm spielen sich die Vorgänge der meisten praktischen Anwendungen der Elektronenröhre ab. Auf dieses Gebiet folgt das Anlaufstromgebiet I, das völlig bei Spannungen liegt, die diese bei ihrer Ablösung von der Glühkathode besitzen. Die Spannungsabhängigkeit des Stromes in den Gebieten I und II beruht auf einer Beeinflussung der Stromverteilung, dadurch, dass von den insgesamt ausgetretenen Elektronen, deren Zahl dem Sättigungsstrom entspricht, ein Teil zur Gegenelektrode (z.B. Anode) gelangt, der Rest aber umkehren und zur Kathode zurücklaufen muss.

In den meisten Fällen steht der Glühkathode jedoch nicht eine massive Gegenelektrode, sondern eine Mehrzahl von Elektroden gegenüber, die negativ oder positiv gegenüber der Kathode vorgespannt sind und z.T. eine gitterartige Struktur besitzen. Es ist ein Effektivpotential zu ermitteln, welches auf die Glühkathode die gleiche Wirkung ausübt, wie die Summe aller dieser Elektroden zusammen. Weiterhin ist dann zu ermitteln, wie sich der von der Kathode auf Grund dieses Effektivpotentials fortgehende Elektronenstrom auf die einzelnen gitterförmigen Elektroden verteilt. Damit sind die drei wesentlichen Vorgänge, auf die der Entladungsvorgang auch in komplizierter Anordnung zurückzuführen ist, genannt: Anlaufstrom, Raumladungswirkungen und Stromverteilungsvorgänge zwischen gitterförmigen Elektroden.

1. Physikalische Grundlagen

1.1 Elektronenbewegung im Vakuum

Der Stromdurchgang durch das Vakuum wird durch freie elektrische Ladungen, die sich von der Kathode zur Anode bewegen, vermittelt. Die Elementarquanten dieser Ladung bezeichnet man als Elektronen. Ein Elektron repräsentiert die Ladung von

$$e = - 1,591 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb [As]} \quad (1)$$

Für langsame Bewegungen, d.h. für solche, deren Geschwindigkeit klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c ist, beträgt die Masse des Elektrons

$$m = 9,04 \cdot 10^{-28} \text{ g} \quad (2)$$

Ungehinderte Elektronenbewegungen können nur dann auftreten, wenn in dem Raum, in welchem sich diese abspielen, keine Gasmoleküle vorhanden sind. Praktisch begnügt man sich mit einem Vakuum, in welchem die Gasmoleküle soweit weggepumpt sind, dass eine erkennbare Behinderung der Elektronenbewegung nicht auftritt. Dieses ist bei einem Gasdruck von rund 10^{-9} bar der Fall. Ein Vakuum dieser Größe, das für das einwandfreie Arbeiten von Elektronenröhren ausreicht, durch das also keine Behinderung der Elektronenbewegung durch Gasmoleküle erfolgt, wird als „gut“ bezeichnet und wird technologisch standardmäßig beherrscht. Unter dieser Voraussetzung werden die nachfolgenden Gesetze der Elektronenbewegung im „Vakuum“ betrachtet.

Durchläuft ein zunächst ruhendes Elektron in beliebiger Weise eine Spannungsdifferenz von U Volt, so folgt aus dem Energiesatz, dass die geleistete Arbeit $e \cdot U$ gleich der zum Schluss erreichten kinetischen Energie $\frac{1}{2} mv^2$ sein muss. Daraus erhält man

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot U}{m}} = v_1 \cdot \sqrt{U} \quad ; \quad \text{für } v \ll c \quad (3)$$

mit
$$v_1 = \sqrt{2e/m \cdot 10^{-7}} = 59,35 \cdot 10^4 \frac{m}{V^{1/2}_s} \quad (3a)$$

v ist die Geschwindigkeit, die ein Elektron nach dem Durchlaufen einer Spannung U besitzt.
 v_1 ist die Geschwindigkeit, die das Elektron nach dem Durchlaufen einer Spannung von 1 V besitzt.

Satz 1: Die absolute Geschwindigkeit der Elektronen an einer beliebigen Stelle in einer Röhre ist nur von der an dieser Stelle herrschenden elektrischen Raumspannung U (= Potential) abhängig.

Als Nullpunkt für U ist dabei die Spannung an der Stelle anzusetzen, wo die Elektronengeschwindigkeit null ist, d.h. im Allgemeinen die Spannung der Elektronenquelle, der Kathode.

Satz 2: Elektronen können niemals an Stellen gelangen, die eine negative Spannung U gegenüber der Stelle besitzen, wo die Elektronengeschwindigkeit Null ist.

Bei vielen Überlegungen ist es zweckmäßig, die Geschwindigkeit der Elektronen direkt als in Volt durchlaufener Spannung anzugeben, auch für den Fall, dass in Wirklichkeit keine Spannung durchlaufen ist so z.B., bei der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus einer Glühkathode. Dadurch ersieht man sofort, dass die Elektronen nur gegen eine Gegenspannung dieser Größe anlaufen können.

1.2 Elektronenaustritt aus glühenden Leitern

Der Mechanismus der Elektronen der Metalle stimmt in seiner Grundlage mit der kinetischen Gastheorie überein. Zwischen den Molekülen eines Metalls befinden sich zahlreiche freie Elektronen, die sich, ähnlich den Molekülen eines Gases, dauernd in Bewegung befinden. Sie besitzen dabei alle möglichen Geschwindigkeiten v , die sich aber um eine mittlere Geschwindigkeit v_m nach einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung gruppieren. Die mittlere kinetische Energie dieser Elektronenbewegung stellt den Wärmeinhalt der Metalle dar. Die mittlere kinetische Energie eines Elektrons $\frac{1}{2} m v_m^2$ entspricht also einer Wärmearbeit die mit $K \cdot T$ bezeichnet wird. Somit ist

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = K \cdot T \quad (4)$$

mit m die Masse eines Elektrons
 v_m dessen mittlere Geschwindigkeit in m/sek
 T die absolute Temperatur der Kathode in °K
 $K = 1,371 \cdot 10^{-16}$ Erg/°K die Boltzmann'sche Gaskonstante

Hiernach gehört zu einer gegebenen Metall- oder Kathodentemperatur die mittlere Elektronengeschwindigkeit

$$v_m = \sqrt{\frac{2 \cdot K \cdot T}{m}} \quad [\text{cm/sek}] \quad (5)$$

Die kinetische Energie des Elektrons befähigt es, gegen eine Spannung anzulaufen; man kann ihm daher eine EMK zuweisen, da es elektrische Arbeit zu leisten vermag. Wird diese der mittleren Geschwindigkeit des Elektrons entsprechenden EMK mit U_T bezeichnet, so ist die Arbeit, die von einem Elektron geleistet werden kann, $U_T \cdot e$. Diese Arbeit muss mit der Wärmearbeit $K \cdot T$ identisch sein und es gilt

$$U_T \cdot e = K \cdot T \quad \text{und es folgt}$$

$$U_T = \frac{K \cdot T}{e} \quad (6)$$

oder mit Zahlenwerten für K und e

$$U_T = \frac{T}{11600} \quad [\text{V}] \quad (6a)$$

Für $T = 1160^\circ\text{K}$ ($\sim$ rotglühende Oxydkathode) kann ein Wert von $U_T = 0,1\text{V}$ angesetzt werden,

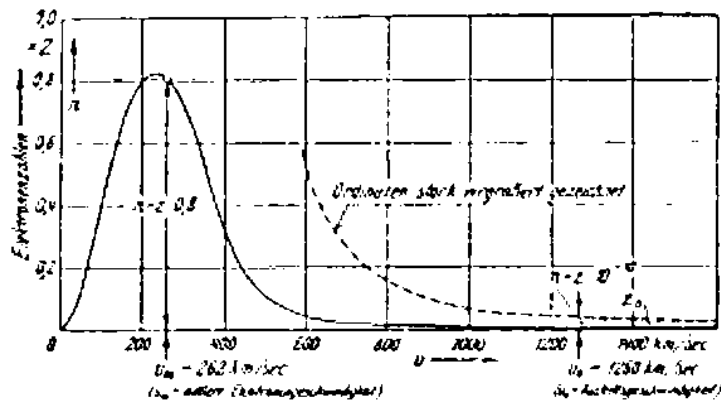
für $T = 2320^\circ\text{K}$ ($\sim$ weißglühende Wolframkathode) $U_T = 0,2\text{V}$.

Es folgt nach dem vorstehenden, dass zu einer gegebenen Kathodentemperatur T die mittlere Elektronengeschwindigkeit v_m und die Temperaturspannung U_T gehört. Damit können also alle Elektronen, die die Geschwindigkeit v_m haben, gegen eine Spannung von U_T Volt anlaufen.

Die Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich nach dem Wahrscheinlichkeitsgesetz von Maxwell

$$N = N_0 e^{-(v/v_m)^2} \quad (7)$$

N_0 ist die Zahl aller Elektronen, N die Zahl der Elektronen, die eine Geschwindigkeit größer v_m haben. Geschwindigkeiten, die wesentlich größer als v_m sind, sind hiernach sehr unwahrscheinlich, sind nur in sehr kleiner Zahl N vertreten, vergl. Fig.3.



Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen einer Wolframbkathode.

Fig.3

Die zugehörige Energieverteilung ergibt sich aus (5) und (7), wenn die Energie in $e \cdot u$ ausgedrückt wird mit den Umrechnungsgrößen

$$mv^2 / 2 = eU \quad \text{und} \quad mv_0^2 / 2 = eU_0$$

Es gilt somit

$$N = N_0 e^{-U/U_T} \quad (8)$$

1.3 Sättigungsstrom

Sollen nun Elektronen die Kathodenoberfläche verlassen, so müssen sie eine so große Anfangsgeschwindigkeit haben, dass ihre kinetische Energie ausreicht, die molekularen Anziehungskräfte der Kathode zu überwinden, d.h. sie müssen Austrittsarbeit leisten. Diese Austrittsarbeit E_0 wird in Volt ausgedrückt und ist materialabhängig. Für Wolfram ist E_0 4,5 V, Thorium 3,3 V, Barium 2,1 V, dünne Bariumschicht auf Wolfram 1,7 V, mit einer dünnen Zwischenschicht von Bariumoxyd 1,1 bis 1,0 V. Letztere wird bei der hier beschriebenen Empfängerröhre benutzt. Vergleicht man diese Zahlen mit der durch (6a) gegebenen Temperaturspannungsgleichung, so ergäbe sich für Wolfram eine Kathodentemperatur von 52000° K, was selbstverständlich unmöglich ist. U_r ist für die höchstmöglichen Temperaturen etwa 20mal kleiner als E_0 . Es können daher nur die wenigen Elektronen austreten, deren Geschwindigkeit größer als die mittlere Temperaturgeschwindigkeit v_m nach Gl. 5 ist.

Die Wahrscheinlichkeit dafür ist nach Gl. 7

$$e^{-E_0/U_r} \approx e^{-20} \approx 10^{-9}$$

d.h. unter 10^9 Elektronen ist im Mittel nur eins, das die zum Austritt erforderliche

Geschwindigkeit hat. Wegen der außerordentlich großen Elektronenzahl im Metall stellt dieser winzige Bruchteil davon, der austritt, dennoch eine Stromstärke normaler Größe dar (einige A / je cm² Kathodenoberfläche). Diese Gesamtheit der emittierten Elektronen bildet den Sättigungsstrom

$$I_s = 8 \cdot 10^9 U_r^2 e^{-E_0 / U_r} \quad [A / cm^2] . \quad (9)$$

1.4 Anlaufstromgebiet

Umgeben man die Kathode mit einer Gegenelektrode z.B. der Anode A, so lässt sich mit Hilfe von

Gl. 8 ohne weiteres der Strom berechnen, der zu dieser Anode mit gegenüber der Kathode negativem Potential $U < 0V$ fließt. Zu dieser Elektrode können nur die Elektronen gelangen, deren Energie $\geq eU$ ist. Mit $eN = I$ gilt zunächst vereinfacht, SCHOTTKY [10]

$$I = I_0 e^{U/U_T} \quad : \text{Anlaufstromgesetz, gültig für } U < 0 \quad (10)$$

Bei Bariumkathoden mit $T \approx 1160^\circ K$ ist $U_T = 0,1V$, der Strom I nimmt also jedes Mal auf die Hälfte ab, wenn die negative Spannung U um die Verdopplungsspannung $\Delta U_2 = 0,7 \cdot U_T = 0,07 V$ vergrößert wird, eine Verminderung des Stromes auf 1/10 erfordert eine Spannungsvergrößerung $\Delta U_{10} = 2,3 \cdot U_r = 0,23 V$. In Fig. 1 ist in halblogarithmischem Maßstab eine Anlaufkurve wiedergegeben. Für Ströme unterhalb ca. $10^{-5} A$ verläuft die Kurve gerade, und zwar, wie von der Theorie verlangt wird, bei steigender Kathodentemperatur mit geringer Neigung und zu stärker negativen Spannungen verschoben. Es ist ersichtlich, dass der Knickpunkt der Kurven nicht mit der Nullachse des Koordinatensystems zusammenfällt, sondern zu positiven Spannungen verschoben ist. Diese Verschiebung entspricht dem zwischen den beiden Elektroden bestehenden Kontaktpotential E_K , welches sich aus der Differenz der Austrittsarbeiten E_0 der beiden Elektroden ergibt. Sie sind von Material und dem Oberflächen-Belag abhängig.

$$E_K = E_{0A} - E_{0K} \quad (11)$$

Das Kontaktpotential lässt sich theoretisch berechnen, praktisch ergeben sich jedoch bei der Getter-Verdampfung oder durch Abdampfen der Bariumkathode während des Betriebs stark reduzierte Werte, so dass der wahre Wert aus der Anlaufstromkennlinie ermittelt werden muss.

Er liegt in der Größenordnung von $+0,5 \dots +1V$ und ist alterungsabhängig! Für kleine Stromstärken, etwa unter $10^{-5} A$, wo sich die Raumladungen noch nicht bemerkbar machen, ergibt sich das praktische Anlaufstromgesetz. SCHOTTKY [10]

$$I = I_s e^{U/U_r} \quad ; \text{für } U < 0V \quad (12)$$

Dieses Gesetz gilt nach MÖLLER und DETELS [11] für planparallele Elektrodensysteme, die hier ausschließlich betrachtet werden, bis zu einem Maximalstrom von

$$I \approx 6 \cdot 10^{-12} T^{3/2} \cdot (F / d_1^2) \quad (13)$$

I in A, T in $^\circ K$, F = Kathodenoberfläche in cm², d_1 = Abstand Kathode – Anode in cm .

1.5 Raumladungsgesetze

Dem Gebiet I des Anlaufstromes schließt sich in der Strom-Spannungs-Kennlinie der Fig. 1 das Raumladungsgebiet II an, in dem der Stromübergang nur durch die Raumladungswirkung, d.h. nur durch die abstoßenden Kräfte zwischen den Elektronen bedingt ist. Gegenüber diesen Kräften treten alle anderen Einflüsse wie Temperatur und Emissionsfähigkeit der Kathode zurück.

Unter dem Einfluss der Anodenspannung werden Elektronen von der Kathode fortgeführt. Die negative Ladung erzeugt im Entladungsraum ein elektrisches Feld, das bewirkt, dass sich das Potential jedes Punktes zwischen den beiden Elektroden gegenüber dem stromlosen ($< 10^{-5}$ A, Anlaufstromgebiet) Zustand senkt. Sobald diese negative Raumladung größer wird als die positive Ladung der Anode, muss die elektrische Feldstärke vor der Kathode ihr Vorzeichen umkehren, also die Elektronen wieder zur Kathode zurücktreiben. Die Summe aller Ladungen muss stets Null sein.

Satz 3: Im Raumladungsgebiet begrenzt der Strom sich selbst durch die von ihm hervorgerufene Raumladung Q_r auf einen solchen Wert, dass diese negative Raumladung Q_T gleich der positiven auf der Anode befindlichen Ladung Q_a wird.

Denkt man sich zunächst das System als Plattenkondensator mit der Plattenfläche F und dem Plattenabstand a (Fig.4), so bilden diese Metallplatten einen Kondensator mit der Kapazität

$$C = \varepsilon_0 \cdot \frac{F}{a} \quad ; \quad \text{mit} \quad \varepsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Farad}}{\text{cm}} \quad . \quad (14/1)$$

Gibt man der Kathode K die Spannung 0V, der Anode A die Spannung U V, so lädt sich der Kondensator auf U Volt auf; K und A erhalten dabei durch Influenz genau gleichgroße negative bzw. positive Oberflächenladungen

$$Q_k = Q_a = C \cdot U = \varepsilon_0 \cdot F \cdot \frac{U}{a} \quad [\text{As}] \quad . \quad (14/2)$$

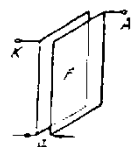


Fig.4

Zwischen den Platten herrscht überall ein konstantes Spannungsgefälle, die konstante Feldstärke

Elektronen-
röhre in Form
eines Platten-
kondensators

$$E = \frac{du}{dx} = \frac{U}{a} \quad \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right] \quad . \quad (14/3)$$

Ein aus K austretendes Elektron wird also gleichförmig beschleunigt zu A hinüber „fallen“ und dazu gemäß den Fallgesetzen die Laufzeit

$$\tau = \frac{2a}{v_a} = \frac{2a}{v_1 \sqrt{U}} = 3,37 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{a}{\sqrt{U}} \quad [\text{s}] \quad (14/4)$$

benötigen. v_a ist dabei die nach Gl. 3 sich ergebende Endgeschwindigkeit, die das Elektron an der Platte A mit der Spannung U erreicht hat. Wenn jetzt die Kathodenplatte K so hoch

erhitzt wird, das sie viele Elektronen emittiert und sich ein Elektronenstrom von I Amp ausbildet, so fliegen je Sekunde I Coulomb von K nach A hinüber. In dem gesamten Raum zwischen den Platten befindet sich dann zu jeder Zeit insgesamt eine negative Elektronenladung

$$Q_\tau = I \cdot \tau = I \cdot \frac{2a}{v_1 \cdot \sqrt{U}} \quad [\text{As}] \quad . \quad (14/5)$$

Nach Satz 3 kann diese Ladung nicht größer als $Q_a = CU$ werden. Das führt nach LANGMUIR [12] zu der Gleichung, allgemein besser bekannt als das

Raumladungsgesetz

$$I = \frac{Q_a}{\tau} = K \cdot U \sqrt{U} = K \cdot U^{3/2} \quad (14/6)$$

Es ergibt sich nach LANGMUIR [12],

$$I = 2,33 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{F}{d_1^2} \cdot U_a^{3/2} \quad [\text{A}] \quad (14)$$

(U in V, F = Kathodenoberfläche in cm^2 , d_1 = Abstand Kathode – Anode in cm)

oder praktischer

$$I = K \cdot U_a^{3/2} \quad [\text{A}] \quad (14a)$$

mit

$$K = 2,33 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{F}{d_1^2} = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 v_a \cdot \frac{F}{d_1^2} \quad [\text{A} / \text{U}^{3/2}] \quad (15)$$

2. Die Triode

2.1 Die Trioden Theorie

Durch das Einfügen einer gitterförmigen Elektrode zwischen Kathode und Anode läßt sich der Anodenstrom steuern. Die Triode stellt somit einen Verstärker dar. Die Steuerwirkung der beiden Elektroden hängt von ihrer geometrischen Anordnung ab; die des Gitters ist wegen seines geringeren Abstandes zur Kathode größer als die der Anode. Bei der Berechnung der Emissionsverhältnisse fasst man die Anoden- und die Gitterspannung in bestimmter Weise zu einer einzigen resultierenden „Steuerspannung“ U_{st} zusammen. Man denkt sich das Dreielektrodensystem durch ein (Fig.5) Zweielektrodensystem mit einer Massivelektrode in der Gitterebene ersetzt und berechnet die Spannung, die diese Ersatzelektrode haben muss, um in der unmittelbaren Umgebung der Kathode die gleichen Potentialfelder und Raumladeverhältnisse wie Gitter und Anode zusammen hervorrufen.

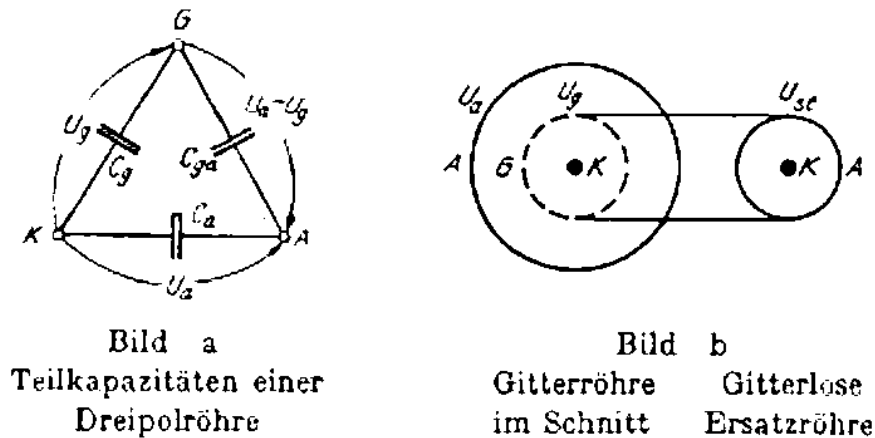


Fig.5

Das Ganze lässt sich sowohl als elektrostatisches, von den Teilkapazitäten zwischen Gitter – Kathode C_{gu} bzw. Anode – Kathode C_{au} abhängiges Problem oder über die Potentialfeldtheorie lösen. Die Theorie wurde zuerst von SCHOTTKY [13] erstellt.

Bei einer Röhre ohne Gitter gilt zunächst nach Gl. 14/2,

$$Q_k = Q_a = C \cdot U \quad . \quad (16/1)$$

Für eine Röhre mit zwei beliebig gestalteten Elektroden Anode A und Gitter G neben der Kathode K kann man nach den Gesetzen der Elektrostatik die auf den drei Elektroden K, G, und A durch Influenz hervorgerufenen Ladungen stets aus den drei zwischen ihnen herrschenden Teilkapazitäten berechnen. Für die Ladung auf der Kathode ergibt sich so

$$Q_k = C_g U_g + C_a U_a \quad . \quad (16/2)$$

mit C_g = Kathoden-Gitter-Kapazität, C_a = Kathoden-Anoden-Kapazität .

Die von U_g und U_a herrührenden elektrischen Felder überlagern sich linear, ohne sich gegenseitig zu beeinflussen. Mit der Umformung

$$Q_k = C_g \cdot (U_g + D U_a) = C_g U_{st} \quad , \quad (16/3)$$

mit

$$\frac{C_a}{C_g} = D = \text{"Durchgriff"} \quad (16/4)$$

ergibt sich

$$\boxed{U_{st} = U_g + DU_a} \quad (16)$$

U_{st} : Steuerspannung, U_g : Gitterspannung, D : Durchgriff der Anode durch das Gitter

Die Steuerspannung setzt sich hiernach aus der Gitterspannung und einem gewissen Anteil der Anodenspannung zusammen. Dieser Anteil wird durch den Faktor D charakterisiert und weist darauf hin, dass anodenseitig nur die elektrischen Feldlinien, die vom Anodenraum durch die Gittermaschen in den Kathodenraum (Steuerraum) „durchgreifen“, an der Steuerung des Emissionsstromes beteiligt sind. Der Durchgriff ist eine rein elektrostatische Größe, die theoretisch von den Betriebsverhältnissen unabhängig ist und nur von den Teilkapazitäten C_{gn} und C_{an} bestimmt wird. Die Steuerspannung U_{st} ist die für die Stärke des Emissionsstromes (Kathodenstrom) maßgebliche Größe. Da die Verstärkerröhren normalerweise im Raumladegebiet arbeiten, ergibt sich der Kathodenstrom nach (14a)

$$I_K = K \cdot U_{st}^{3/2} \quad (17)$$

Diese vereinfachte Form (16) ergibt die bekannte, allgemein bekannte

Triodengleichung

$$\boxed{I_k = K \cdot (U_g + DU_a)^{3/2}} \quad (18)$$

Genauere Betrachtungen der Steuerspannung führen nach SCHOTTKY [14], zunächst bei Abwesenheit von Ladungsträgern im Entladungssystem zu der Gleichung

$$U_{st} = \frac{U_g + DU_a}{1 + D + D_k} \quad (19)$$

mit

$$D_k = \frac{C_a}{C_{ga}} \quad (19/1)$$

mit C_{ga} = Gitter-Anoden-Kapazität, C_a = Kathoden-Anoden-Kapazität .

C_{ga} ermittelt sich

$$C_{ga} = \frac{d_k}{d_a} \cdot C_g \quad (19/2)$$

mit d_a = Abstand Anode–Gitter, d_k = Abstand Kathode–Gitter, C_g = Kathoden-Gitter-Kapazität.

Es ergibt durch Umformen die praktische Form

$$U_{st} = \frac{U_g + DU_a}{1 + D \left(1 + \left(\frac{d_a}{d_k} \right) \right)}, \quad (19a)$$

da die Elektrodenabstände den Konstruktionszeichnungen entnommen oder erfahrungsgemäß abgeschätzt werden können.

Unter Berücksichtigung der Raumladung führt Gl. 19a zu

$$U_{st} = \frac{U_g + DU_a}{1 + D \left(1 + \frac{4}{3} \left(\frac{d_a}{d_k} \right) \right)} \quad (20)$$

Als Näherung dient häufig KAMMERLOHER [2]

$$U_{st} = \frac{U_g + DU_a}{1 + D} \quad (21)$$

Die Verbesserung der Gleichung 20 gegenüber der allgemein gebräuchlichen Gleichung 16 macht sich vor allem bei größeren Durchgriffen und großem Verhältnis von Anode – Gitter – Abstand zu Kathode – Gitterabstand bemerkbar.

Bezeichnet man den Faktor, mit dem $U_g + DU_a$ zu multiplizieren ist, um U_{st} zu erhalten, nach SCHOTTKY [14] mit σ (Steuerschärfe), ergibt sich mit

$$\sigma = \frac{1}{1 + D \left(1 + \frac{4}{3} \left(\frac{d_a}{d_k} \right) \right)} \quad (22)$$

die praktische darstellbare Form

$$I_k = K \cdot \sigma^{3/2} \cdot (U_g + DU_a)^{3/2} \quad (23)$$

Die Gleichung 23 stellt eine ausreichend genaue Beschreibung einer idealen Triode im Raumladungsgebiet dar.

In der Regel interessiert in der Anwendung der Trioden der Anodenstrom. Dieser ist nur dann gleich dem Kathodenstrom, wenn keine Elektronen über das Steuergitter fließen. Dies ist gewöhnlich bei einer negativen Gitterspannung bezüglich Kathodenpotentials der Fall. Bei positiver Gitterspannung findet eine Stromverteilung zwischen Anode und Steuergitter statt, die zu einer Verminderung des Anodenstroms führt.

2.2 Die Stromverteilung

In der Regel interessiert bei der Anwendung der Triode der Anodenstrom. Dieser ist nur dann gleich dem Kathodenstrom, wenn keine Elektronen über das Steuergitter fließen. Dies ist gewöhnlich bei einer negativen Gitterspannung bezüglich Kathodenpotentials der Fall. Bei positiver Gitterspannung findet eine Stromverteilung zwischen Anode und Steuergitter statt. Als Grundlage dieser Stromverteilung dienen die Gesetze der geometrischen Elektronenoptik sowie die Theorie der Elektronenbahnen. Es zeigt sich, dass der Verlauf der Elektronenbahnen nur vom Verhältnis der Elektrodenpotentiale abhängt. Die Stromverteilung kann damit gleichfalls nur vom Verhältnis U_a / U_g abhängen, d.h. es muss $I_a / I_g = f(U_a / U_g)$ sein. Die Geometrie der Anordnung bestimmt die Form. Unter allen Umständen gilt jedoch die Kirchhoff'sche Regel

$$I_k = I_g + I_a \quad (24)$$

Eine exakte mathematische Behandlung der Stromverteilung ist nicht möglich; es sind stets eine Reihe von Einschränkungen zu machen, die notwendigerweise zu einer Näherung führen müssen. Prinzipiell lässt sich die Stromverteilung in zwei Gebiete mit ganz verschiedenartigen physikalischen Vorgängen unterteilen. (Siehe Fig. 6).

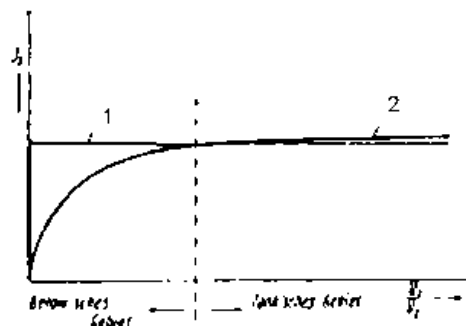


Fig. 6 . Kennlinie der Stromübernahme (schematisch).

Fig.6

Im ersten Gebiet, genannt das Below'sche Gebiet, in dem allein die Winkelablenkung der Elektronen die wesentliche Rolle spielt und das auf einen Spannungsbereich $U_a < U_g$ begrenzt ist, verläuft die Übernahmekurve mit steilem Anstieg. Daran anschließend das zweite Gebiet, genannt das Tank'sche Gebiet, indem allein die unmittelbare Stromaufnahme der Gitterdrähte eine Rolle spielt, besitzt die Stromübernahmekurve einen flachen Verlauf. Bereits im Below'schen Gebiet beginnen die Tank'sche Gesetze zu wirken, so dass die Grenze zwischen beiden Gebieten im Verlauf der Kennlinie nicht genau definiert werden kann.

2.2.1 Der Bedeckungsfaktor

Über die Verteilung des Kathodenstromes auf Gitter und Anode lässt sich für den Sonderfall der „störungslosen Gitterspannung“ U_{g0} , d.h. für ein bestimmtes Verhältnis $(U_g / U_a)_0$ sofort bestimmen, dass dann nach BARKHAUSEN [1]

$$(I_g / I_a)_0 = F_s / F_0 = B = \text{„Bedeckungsfaktor des Gitters“} \quad (25)$$

gleich dem Verhältnis der von den Gitterdrähten abgedeckten Fläche F_s zu der nicht abgedeckten Fläche F_0 der Gitterzwischenräume sein muss. In diesem Sonderfall fliegen alle Elektronen gradlinig von der Kathode zu der Anode, ohne durch das Gitter abgelenkt zu werden Fig. 7 und 8b. Unter der „störungslosen Gitterspannung“ U_{g0} versteht man die Spannung, die bei einer gedachten Wegnahme des Gitters aus dem Entladungssystem als Raumspannung an diesem Ort dann herrscht.

Nach BARKHAUSEN [1] gilt für das ladungsfreie System

$$U_{g0} = U_a \cdot \frac{d_k}{d_a + d_k} \quad ; \quad 0,5 \text{ für } d_k = d_a \quad (26)$$

und, praktisch wichtiger, bei raumladungsbegrenztem Strom

$$U_{g0} = U_a \cdot \left(\frac{d_k}{d_a + d_k} \right)^{4/3} \quad ; \quad 0,4 \text{ für } d_k = d_a \quad (27)$$

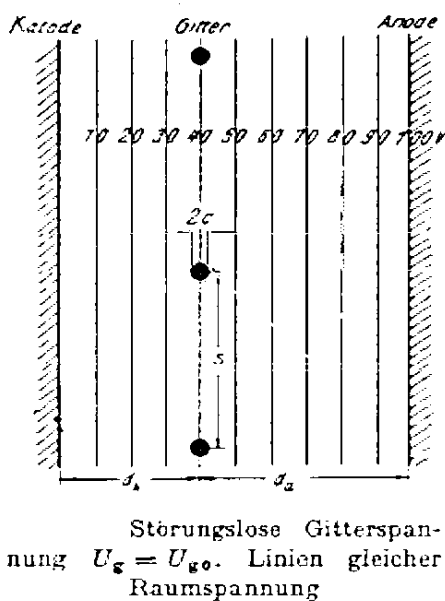


Fig. 7

2.2.2 Das Tank'sche Gebiet der Stromverteilung

Ist die Gitterspannung U_g größer bzw. kleiner als U_{g0} , so werden die Elektronenbahnen zum Gitter hin, Fig. 8a, bzw. vom Gitter weg, Fig. 8c, bewegt. Dadurch muss der Gitterstrom zu bzw. abnehmen, umso mehr, je mehr U_g von U_{g0} abweicht. Nach dem „Ähnlichkeitssatz“ gilt, dass auch bei Berücksichtigung der Raumladung sich die Bahn der fliegenden Elektronen nicht ändert, wenn man alle Spannungen im gleichen Verhältnis ändert.

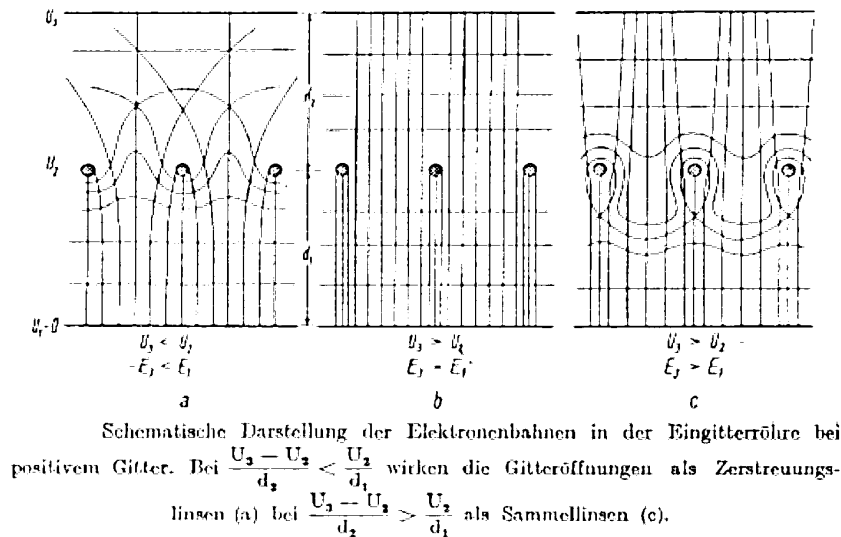


Fig.8

Es gilt nach TANK [15]

$$\frac{I_g}{I_a} = C_t \cdot \sqrt{\frac{U_g}{U_a}} \quad (28)$$

Nach LANGE [16] und KAMMERLOHER [2] ergibt die Konstante C_T den Wert

$$C_t = B \cdot \sqrt{\frac{d_k + d_a}{d_k}} \quad (29)$$

mit B = Bedeckungsfaktor (Gl. 25) .

Unter Berücksichtigung der Raumladung gilt nach BARKHAUSEN [1]

$$C_t = B \cdot \left(\frac{d_k + d_a}{d_k} \right)^{2/3} \quad (30)$$

Mit Hilfe des Stromverzweigungsgesetzes (24) ergibt sich der auf die Anode entfallende Strom

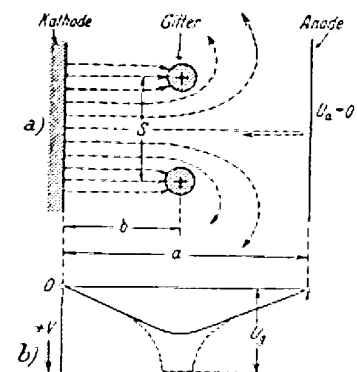
$$I_a = \frac{I_k}{1 + C_t \cdot \sqrt{U_g / U_a}} \quad (31)$$

Genauere Betrachtungen dieser Vorgänge wurden von LANGE [16], insbesondere von SPANGENBERG [17] vorgenommen und bestätigen grundsätzlich das Gesetz von TANK.

2.2.3 Das Below'sche Gebiet der Stromübernahme

Wesentlich anders und unregelmäßiger verläuft die Stromverteilung, wenn die Anodenspannung durch Null geht. Lässt man eine leicht negative Anodenspannung allmählich bis auf 0V abnehmen, so ändert sich an den Elektronenbahnen zunächst fast gar nichts. Sie sind alle, da das Gitterpotential positiv ist, zum Gitter hin gerichtet. Die Raumspannung 0V und damit die Umkehrpunkte der Elektronen (siehe Satz 1) rücken nur immer näher an die Anode heran, um bei $U_a = 0V$ mit ihr zusammenzufallen. Von da ab und besonders bei weiterer Erhöhung zu positiver Anodenspannung können aber nach dem Energiesatz alle Elektronen, die das Gitter zum ersten Mal durchfliegen, die Anode erreichen (siehe Satz 2). Es ist also zu erwarten, dass der Kathodenstrom, der ursprünglich ganz zum Gitter ging, bei $U_a > 0V$ zum größten Teil abrupt zur Anode überwechselt vergl. Fig.6. Dies ist jedoch in der Realität nicht der Fall, vielmehr findet ein steiler Anstieg statt, der dann, bei wenigen Volt, in den regulären Tank-Bereich übergeht.

Der steil verlaufende Anstieg ist durch die Winkelablenkung der Elektronen bestimmt, basierend auf den Gesetzen der totalen Reflexion. Die Elektronen werden beim Durchfliegen der Gitterebene (Fig.11) aus der gradlinigen Bahn durch die anziehende Wirkung der positiven Gitterdrähte nach diesen hin abgelenkt, umso mehr, je näher die Elektronen an den Gitterdrähten vorbeifliegen. Eine solche schräge Parabelbahn erreicht aber nicht dieselbe Höhe wie die senkrechte. Nur die mittlere, senkrechte Elektronenbahn erreicht dort die Raumspannung 0V, die seitlichen kehren schon bei +4 bis +6V oder allgemeiner bei $U_a < U_g$ um.



Zur Below'schen Stromverteilung. a) Elektronenflugbahnen, b) Potentialverteilung.

Dieser Einfluss wurde zuerst von SCHOTTKY [18] erkannt und erstmals von BELOW [19] genau untersucht.

Fig. 11

Stromübernahmegleichung nach BELOW [19],

$$\frac{I_a}{I_k} = C_B \cdot \sqrt{\frac{U_a}{U_g}} \quad (32)$$

mit, nach BARKHAUSEN [1]

$$C_B = \left(\frac{4 \cdot p}{s - 2c} \right) \cdot \left(\frac{d_a \cdot d_k}{d_a + d_k} \right) \quad (33)$$

Hierin ist s = Gittersteigung; $2c$ = Gitterdrahtdurchmesser; $s - 2c$ = Weite der Gitterlöcher; d_a bzw. d_k = Abstand der Anode bzw. Kathode vom Gitter; p = Stromverteilungsfaktor = I_a/I_K für $U_a = U_{a\text{ gr}}$, der sich aus (31) mit (30) bestimmt und der nur wenig kleiner als 1 ist. $U_{a\text{ gr}}$ ist die Spannung, bei der die am stärksten abgelenkten Elektronen gerade die Anode erreichen können, also $I_a = p \cdot I_K$ ist.

Nach BARKHAUSEN [1] errechnet sich die theoretische Grenzspannung $U_{a\text{ gr}}$, bei der gerade keine Elektronen vor der Anode mehr umkehren:

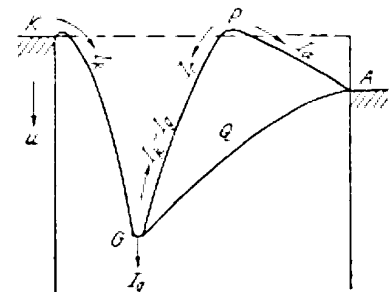
$$U_{a\text{ gr}} = U_g \cdot \left(\frac{s - 2c}{4} \right) \cdot \left(\frac{d_a + d_k}{d_a \cdot d_k} \right)^2 \quad (34)$$

Nur bis zu dieser Grenzanodenspannung $U_{a\text{ gr}}$ ist Gleichung (32) gültig.

Die Below'schen Gleichungen wurden unter einigen Vereinfachungen abgeleitet, insbesondere wurde ein gesättigter Kathodenstrom vorausgesetzt, so dass man daher im speziellen auf experimentell gewonnenen Erfahrungen angewiesen ist. Für den Betrieb bei Raumladung ergeben sich äußerst komplizierte Vorgänge, die zu der Restspannungsbetrachtung führen und vor allem bei Mehrgitterröhren (Tetroden, Pentoden, Beam-Power-Tetroden, etc.) größere Bedeutung erlangen.

2.2.4 Die Restspannungsfunktion

Die einfachen Below'schen Beziehungen gelten unter den dort getroffenen Vernachlässigungen, insbesondere bei gesättigtem Kathodenstrom, also Nichtgültigkeit der Raumladungs-Gleichungen. In diesen jedoch vermindern die Elektronen die rein elektrostatisch berechnete Raumspannung, senken deren Spannungsprofil zwischen Gitter und Anode ab. Dies geht soweit, dass sich in diesem Raum eine sog. „virtuelle Kathode“ ausbildet mit der Raumspannung 0 V (Fig.12). Dies führt zu dem Schluß, dass dann der Anodenstrom, von der Anodenspannung 0V an steigend bis zu einer bestimmten Anodenspannung $U_a \approx \leq U_g$, der sog. Breakpointspannung U_{bp} , bei der die virtuelle Kathode gerade noch nicht zusammenbricht, von der Gitterspannung, die diese Grenze bestimmt, unabhängig sein muss und dem Diodengesetz Gl. 14/14a unterliegen muss.



Spannungsprofil bei Ausbildung einer virtuellen Kathode (P), und ohne diese (Q)

Fig. 12

Es gilt folglich

$$I_r = K_a \cdot U_a^{3/2} \quad (35)$$

Beim Durchlaufen der positiven Gitterebene besitzen die Elektronen die Energie $e \cdot U_g$ und müssen beim Erreichen der virtuellen Kathode diese Energie abgebaut haben. Da die virtuelle Kathode das gleiche Potential wie die materiell vorhandene Kathode hat, müssen, dem Energiesatz Rechnung tragend, auch deren Abstände zum Gitter gleich groß sein.

Es ergibt sich, mit Hinblick auf Gl. 15, die neue Röhrenkonstante zu

$$K_a = K \cdot \left(\frac{d}{a} - 1 \right)^2 \quad (36)$$

mit d = Gitter/Anodenabstand und a = Gitter/Kathodenabstand .

In Wirklichkeit verlaufen die Vorgänge jedoch verwickelter ab, der Abstand virtuelle Kathode-Gitter ist stromabhängig und geringfügig kleiner als der Abstand Gitter-Kathode, sodass Gl. 35 leicht modifiziert in Ansatz zu bringen ist, die dann die praktischen Verhältnisse besser wiedergibt.

$$\boxed{I_r = K_a^| \cdot U_a^\alpha} \quad (37)$$

mit $K_a^| \leq K_a$ und $\alpha = 1,5 \dots 1,9$.

3. Die Kennlinienfelder der idealen Triode

Da bei der Triode der Anodenstrom von den beiden Potentialen, nämlich der Gitterspannung und Anodenspannung, abhängt, ist der Zusammenhang zwischen Strom und Spannungen nicht mehr durch eine Kennlinie, sondern nur im dreidimensionalen Raum darstellbar KAMMERLOHER [2]. Zur Vereinfachung wählt man jedoch die Darstellung der Kennlinienfelder, die den Zusammenhang zweier Größen mit der dritten als Parameter angibt.

Grundsätzlich sind drei verschiedene Kennlinienfeld- Darstellungen möglich.

$$I_a = f(U_g) \quad U_a \text{ als Parameter}$$

$$I_a = f(U_a) \quad U_g \text{ als Parameter}$$

$$U_a = f(U_g) \quad I_a \text{ als Parameter}$$

Von diesen werden aus praktischen Gründen meist nur die beiden ersten gebraucht. Diese beiden haben sich für alle Untersuchungen als notwendig erwiesen.

In Fig.13 sind diese beiden Kennlinienfelder für eine ideale Triode mit $D = 0,1$ und $K\sigma^{3/2} = 0,5 \text{ mA} / \text{V}^{3/2}$ dargestellt. Sämtliche Kennlinien verlaufen bei beiden Darstellungen ähnlich.

$I_e = f(U_g)$ für $U_a = 0$								
U_g	0	5	10	15	20	25	30	Volt
$U_{st} = U_g + 0$	0	5	10	15	20	25	30	Volt
I_e	0	5,6	15,8	29	44,8	62,5	84	mA

und damit die in Abb. 13 a dargestellte Kurve a für $U_a = 0$.

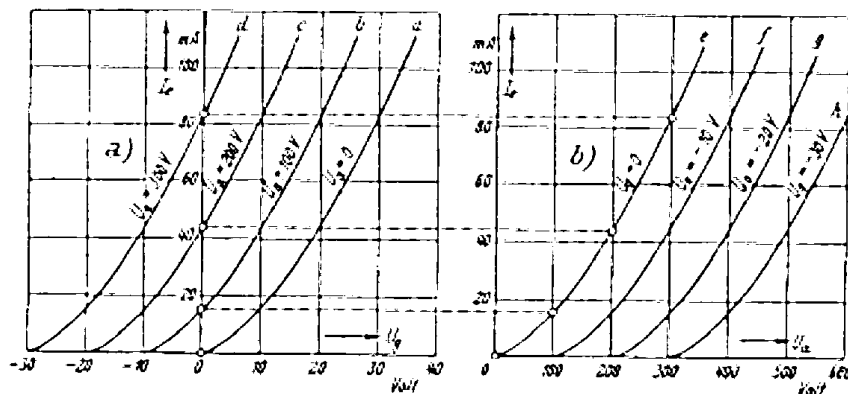


Abb. 13 a) Gitterkennlinien $I_e \sim f(U_g)$ bei U_a konstant,
b) Anodenkennlinien $I_e \sim f(U_a)$ bei U_g konstant.

Fig.13

Beim Übergang von einem zum anderen Wert des Parameters tritt immer nur eine Parallelverschiebung der Kennlinien, aber keine Änderung des Verlaufs, insbesondere der Steilheit auf. Die $I_a - U_g$ - Kennlinien verschieben sich bei einer Änderung ΔU_a um den Betrag

$\Delta U_g = -D \Delta U_a$, die $I_a - U_a$ - Kennlinie dagegen bei einer Änderung ΔU_g um den Betrag

$\Delta U_a = -\Delta U_g / D$. Die Fußpunkte jeder Kennlinie liegen an der Stelle $U_{st} = U_g + D U_a = 0$ oder, falls das Verhältnis $U_g / U_a = v$ eingeführt wird, an der Stelle $v = -D$.

4. Die Kennwerte der idealen Triode

Zur Beschreibung des Verhaltens einer Triode beim Vorhandensein von Wechselspannung ist die Einführung von drei Differentialquotienten (von drei Kennwerten) notwendig, und zwar

Die **Steilheit**
$$S = \left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g} \right) \quad \text{für } U_a = \text{const} \quad (40)$$

Die Steilheit gibt die Änderung des Anodenstroms bei Änderung der Gitterspannung um eine Einheit an, wobei die Anodenspannung konstant gehalten wird. Die Bezeichnung Steilheit wurde für diese Größe gewählt, da sie unmittelbar gleich der Neigung der Kennlinie im I_a/U_g -Kennlinienfeld ist.

Der **Verstärkungsfaktor** $\mu = -\left(\frac{\partial U_a}{\partial U_g}\right)$ für $I_a = \text{const}$ (41)

bzw.
$$\mu = \frac{\left(\frac{\partial I_a}{\partial U_g}\right)\bigg|_{\text{für } U_a = \text{const}}}{\left(\frac{\partial I_a}{\partial U_a}\right)\bigg|_{\text{für } U_g = \text{const}}} \quad (41a)$$

Der Verstärkungsfaktor gibt an, um wieviel die Anodenspannung bei einer Änderung der Gitterspannung um eine Einheit geändert werden muss, damit der Anodenstrom konstant bleibt.

Der **Innere Widerstand** $R_i = \left(\frac{\partial U_a}{\partial I_a}\right)$ für $U_g = \text{const}$ (42)

Der innere Widerstand gibt an, um wieviel bei konstanter Gitterspannung die Anodenspannung geändert werden muss, wenn der Anodenstrom sich um eine Einheit ändern soll. Dies ist der Wechselstromwiderstand der Röhre, gemessen zwischen Anode und Kathode, der vom Gleichstromwiderstand U_a / I_a abweicht.

Diese drei Größen beschreiben bereits vollständig das Verhalten einer Triode mit negativem Steuergitter in einer Verstärkerschaltung. In dieser treten sowohl Gitter- als auch Anodenspannungsänderungen auf.

Es gilt:

$$D I_a = S \cdot d U_g + 1/R_i d U_a \quad (43)$$

Diese Gleichung bildet die Grundlage der Verstärkertheorie.

Es gilt weiterhin, formal statisch betrachtet:

$$\mu = 1 / D \quad (44)$$

Aus der mathematischen Definition der Kennwerte folgt die Beziehung, als BARKHAUSEN – Gleichung bekannt,

$$S \cdot R_i = \mu \quad (45)$$

Diese wichtige Beziehung gilt uneingeschränkt für sämtliche stetig steuerbare Elektronenröhren.

5. Die Abweichungen von der idealen Triode

Die Voraussetzungen der vorigen Kapitel, unter denen sich für die Kennlinie und Kennwerte der idealen Triode einfache Beziehungen ergaben, sind praktisch nicht zu erfüllen. Damit weichen auch die an den technischen Trioden gemessene Kennlinie mehr oder weniger von den einfachen Gesetzmäßigkeiten ab. Es ergeben sich die folgenden Korrekturen.

a) Kontaktpotential

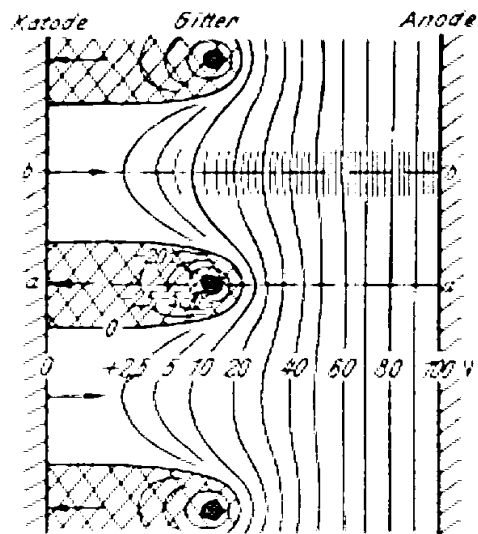
Zwischen Kathode und Gitter bzw. Anode bestehen Kontaktpotentiale E_K , die sich zu den äußeren Spannungen addieren. Diese Kontaktpotentiale sind im Allgemeinen negativ, d.h. die tatsächlichen Elektrodenpotentiale sind geringer als die außen messbaren. Da allgemein $U_a \gg U_K$ ist, kann bei U_a das Kontaktpotential meist vernachlässigt werden, hingegen muss es bei der Gitterspannung fast immer berücksichtigt werden. Die Kontaktpotentiale bewirken eine Parallelverschiebung der Kennlinien im Kennlinienfeld, sie ändern den Zusammenhang von Steilheit und Strom nicht.

b) Inselbildung

Die Gitter bestehen praktisch nicht aus unendlich dünnen Drähten mit beliebig kleinen Öffnungen. Daher ist die Annahme überall konstanter Feldstärke vor der Kathode nie ganz erfüllt; diese variiert von Ort zu Ort. Dadurch werden Unterschiede in der Stromentnahme von der Kathodenoberfläche bedingt, die umso größer sind, je größer die Feldstärkevariation ist, d.h. je geringer der Gitter-Kathodenabstand, je größer das Steuergitter ist und je stärker das Gitterpotential von der dort herrschenden „störungslosen Gitterspannung“ abweicht. Mit wachsender negativer Gitterspannung bilden sich auf der Kathode zunächst kleine, dann immer größer werdende „Inseln“ aus, von denen aus dann keine Elektronenemission mehr stattfindet. Daher wird also der Durchgriff an den Teilen hinter den Gitterdrähten kleiner, an den hinter den Gitterlöchern liegenden Teilen größer als der mittlere Durchgriff sein.

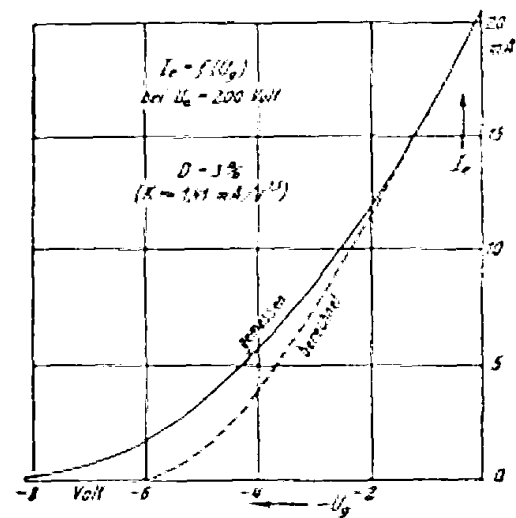
Weiterhin besitzt das Gitter längs seines Umfangs keinen konstanten Abstand von der Kathode. Es ist praktisch nicht möglich, die Gitter als freitragende Wendel konstruktiv auszubilden. Vielmehr müssen aus Stabilitätsgründen fast immer parallel zur Kathodenachse laufende Gitterhaltestreben vorhanden sein. An den Stellen, an denen sich diese Streben befinden, wird der Einfluss der Anodenspannung auf das Feld vor der Kathode stark abgeschirmt. Dies bewirkt eine längs des Kathodenumfanges unsymmetrische Feldverteilung. Ist bei gegebenen Elektrodenpotentialen die Feldstärke vor der Kathode nicht mehr überall konstant, so sind notwendigerweise auch der Durchgriff sowie das Effektivpotential keine Konstante mehr, sondern von Ort zu Ort veränderlich. Damit ist die bisherige Annahme $D = \text{const}$ nicht mehr berechtigt.

Die Fig.14 zeigt die schematische Darstellung der Inselbildung, Fig.15 die sich ergebende Kennlinienabweichung. Die Fig.16 stellt den grundsätzlichen Zusammenhang zwischen Systemaufbau und Kennwerten dar.



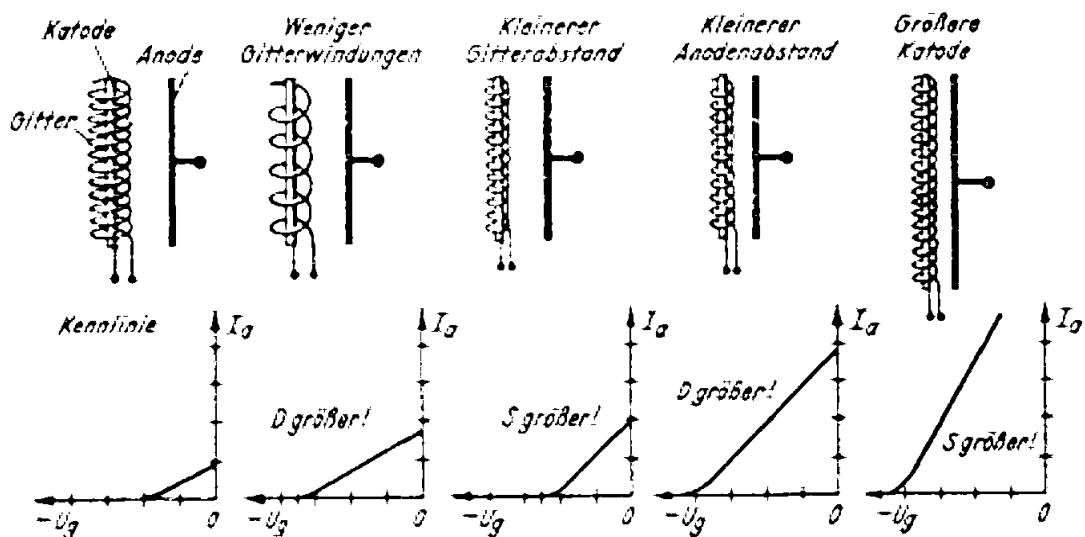
$U_g = -20$ V. Das schraffierte Gebiet besitzt negative Raumspannung

Fig. 14



Kennlinien-
abweichung durch Inselbildung.

Fig. 15



Einfluß des Systemaufbaues auf die Kennwerte.

Fig. 16

6. Die Veränderungen des Verstärkungsfaktors im Kennlinienfeld

Über den Verlauf des Verstärkungsfaktors im Kennlinienfeld lassen sich ohne Rechnung bereits einige Angaben machen. Die Feldverteilung bleibt wegen der Linearität der Potentialgleichungen ähnlich, wenn das Verhältnis Gitter–Anodenspannung konstant bleibt („Ähnlichkeitssätze“ der Potentialfeldtheorie).

Es gilt:

$$\nu = dU_g / dU_a = \text{const} \quad (50)$$

Damit muss notwendigerweise, bei $\nu = \text{const}$ gleichfalls, nach Gl. 41a

$$\mu = \frac{dI_a / dU_g}{dI_a / dU_a} = \text{const} \quad (51)$$

sein.

Kurven konstanter Werte von ν sind in den Kennlinienfeldern also identisch mit Kurven für konstantes μ , JOBST [20]. Wird bei konstanter Anodenspannung die negative Gitterspannung erhöht, so wird zunächst der Stromfluß derjenigen Kathodenteile verhindert, für die der Durchgriff am kleinsten ist. Im diesem sog. Schwanzstromgebiet tragen folglich nur noch die Kathodenteile zum Anodenstrom bei, auf die die Anode den größten Durchgriff besitzt. Damit muss μ bei fester Anodenspannung mit wachsender Gitterspannung abnehmen, FELDTKELLER [21]. Speziell ist der Fußpunkt der $I_a - U_g$ – Kennlinie durch den Wert des größten örtlich auftretenden Wertes von D bestimmt. Da μ mit zunehmendem Strom wächst, können zwei benachbarte $I_a - U_g$ – Kennlinien bei inkonstantem Verstärkungsfaktor nicht mehr äquidistant zueinander verlaufen, sondern ihr Abstand ΔU_g muss umso größer sein, je kleiner I_a ist. Im $I_a - U_a$ – Kennlinienfeld muss sich bei inkonstantem μ der horizontale Abstand (ΔU_a) zwischen zwei Kennlinien mit abnehmendem I_a vermindern. Die Änderung von μ machen sich im $I_a - U_a$ – Kennlinienfeld besonders deutlich bemerkbar. Mit stärker werdender negativer Gitterspannung klappen die I_a / U_a – Kennlinien immer mehr um und die Kennlinien schnüren sich bei hohen Anodenspannungen und kleinen Strömen zusammen, siehe ECC82.

Die Ausführungen zeigen, insbesondere Fig. 17 und 18, dass der lineare Ansatz, nach HARNISCH und RAUDORF [22]

$$\boxed{\mu = \mu_0 + p \cdot \frac{U_a}{U_g}} \quad \text{mit } p > 0 \quad (52)$$

bzw.

$$\boxed{\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_0} + n \cdot \frac{U_g}{U_a}} \quad \text{mit } n < 0 \quad (53)$$

eine gute Annäherung für den gemessenen Verlauf des Verstärkungsfaktors im Kennlinienfeld darstellt. Welcher der beiden Ansätze dabei die Messergebnisse am besten wiedergibt, muss von Fall zu Fall durch Kennlinienanalyse entschieden werden.

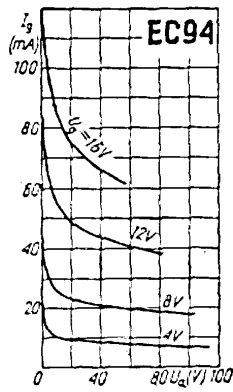


Fig.17

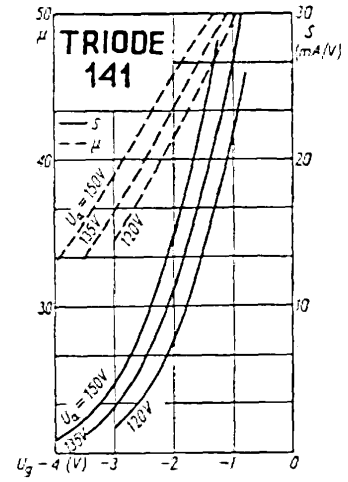
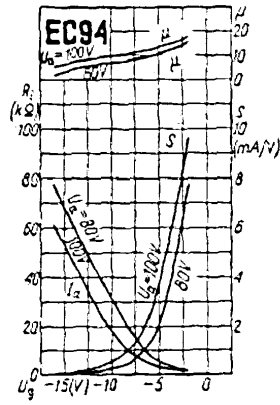


Fig.18

Literatur:

- [1] Barkhausen ; Lehrbuch der Elektronenröhren, Band 1, 12. Auflage, 1969, Hirzel Verlag
- [2] Kammerloher ; Hochfrequenztechnik Teil 2, 8. Auflage, 1965, C.F. Winter'scher Verlag
- [3] Bartels ; Grundlagen der Verstärkertechnik. 3.Auflage, 1949, Hirzel Verlag
- [4] Schröder ; Elektrische Nachrichtentechnik. Band 2, 1971
- [5] Taschenbuch Elektrotechnik, Band 3 Nachrichtentechnik. Autorenkolleg, VEB Verlag
- [6] Receiving Tube Manual , RCA Electronic Components, 1972
- [10] Schottky ; Über den Austritt von Elektronen bei Grenzfällen bei verzögerten Potentialen.
Ann. Physik 44, 1914, S. 1011/1032
- [11] Möller u. Detels ; Über die Bestimmung der Glühfadentemperatur in Elektronenröhren.
Jb. d. drahtl .Telegr. u. Teleph. 27, 1926, S. 74/81
- [12] Langmuir ; Thermionenströme im hohen Vakuum. Physik. Z. 15 , 1914 , 348/353 u.
516/526
- [13] Schottky ; Über Hochvakuumverstärker. Arch. Elektrotech. 8 , 1919 , S. 13ff.
- [14] Schottky ; Zur Raumladungstheorie der Verstärkerröhre. Wiss. Veröff. Siemens-Konzern,1, 1926 , S. 64/70
- [15] Tank ; Zur Kenntnis der Vorgänge in Elektronenröhren. Jb. drahtl. d. Teleg. u. Teleph. 20 , 1922 , S. 82
- [16] Lange ; Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannung. Jb. d. drahtl. Teleg. u. Teleph. 31, 1928, 105/109 u. 191/196
- [17] Spangenberg ; Current division in a plane-electrode-triode. Proc. Inst. Radio Engrs 28, 1940, 226/236
- [18] Schottky ; DRP. 300191 vom 21.1.1917
- [19] Below ; Zur Theorie der Raumladegitterröhre. Z. Fernmeldetechn. 9 , 1928 , 113/118 u. 136/144
- [20] Jobst ; Über den Zusammenhang zwischen Durchgriff und Entladungsgesetz bei Röhren mit veränderlichen Durchgriff. Telefunken -Ztg 12, Heft 59, 1931, 29/44
- [21] Feldtkeller ; Durchgriffsverzerrungen. Elektr. Nachr. Techn. 11, 1934 , 403/409
- [22] Harnisch u. Raudorf ; Untersuchungen zur Beurteilung von Verstärkerröhren.
Elektr. Nachr. Techn. 15, 1938 , 65/70

- [30] Telefunkenlaborbuch Band 1 u. 3
- [31] Däschler ; Elektronenröhren. 5.Auflage, 1969 , Archimedes Verlag
- [32] Ratheiser ; Röhren- und Transistoren-Handbuch, Hauptband 3.Auflage, 1964
- [34] RöhrenVademecum , Auszüge Empfängertrioden
- [35] v. Ardenne ; Tabellen zur angewandten Physik, Band 1, VEB Verlag
- [36] Valvo ; Empfängerröhren, 1971