

Über die Erzeugung kurzer elektrischer Wellen nach der Methode von Barkhausen und Kurz

Autor(en): **Tank, F. / Schiltknecht, E.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **1 (1928)**

Heft II

PDF erstellt am: **13.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-109163>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Über die Erzeugung kurzer elektrischer Wellen nach der Methode von Barkhausen und Kurz

von F. Tank und E. Schiltknecht.

Inhalt: Die Erzeugung kurzer elektrischer Wellen nach der Methode Barkhausen und Kurz wird experimentell untersucht und die Grundlagen einer Theorie entwickelt. Der Schwingungsvorgang beruht auf einer Steuerwirkung der schwingenden Raumladungen auf die Raumladungsdichte des Emissionsstromes; letzterer muss dabei seinen Sättigungswert erreicht haben. Die Wechselwiderstände der äussern Kreise haben sich den durch Phasen- und Amplitudenbilanz vorgeschriebenen Grenzen anzupassen. Es werden ferner Kopplungseffekte, Oberschwingungen und Verhalten im Magnetfeld behandelt.

Die Erzeugung kurzer, elektrischer Wellen nach der Methode von BARKHAUSEN u. KURZ¹⁾ nimmt gegenüber den andern bekannten Methoden eine Sonderstellung ein. Die Eigenschwingungen der Elektronenraumladungen im Innern der Röhre sind hier von grundlegender Bedeutung. Das Schwingungsproblem ist ein elektrisches und mechanisches zugleich und physikalisch von besonderem Interesse. Es bietet aber auch in praktischer Hinsicht vielversprechende Aussichten für die Herstellung extrem kurzer, elektrischer Wellen hoher Konstanz.

Es hat diese Schwingungserzeugung auch schon vielfache Beachtung gefunden. Trotzdem fehlt bis jetzt sowohl eine zusammenfassende, experimentelle Übersicht über das Gebiet, als auch eine ausreichende Grundlage für die theoretische Interpretation seiner mannigfachen Erscheinungen. Diese Lücke zu füllen, ist Zweck der vorliegenden Arbeit²⁾.

§ 1. Die Versuchsanordnung.

Beim Arbeiten mit sehr kurzen, elektrischen Wellen ist eine unerlässliche Vorbedingung, dass alle äussern Kreise, die als Schwingungskreise in Betracht kommen, von zweckmässiger Form und geometrisch einwandfrei definiert sind. Wir nahmen daher die Röhren aus dem Sockel und fassten die vier Zuleitungen zu Anode, Gitter, positivem und negativem Ende des Heizdrahtes

¹⁾ H. BARKHAUSEN u. K. KURZ, Phys. Zeitschr. **21**, 1, 1920.

²⁾ Vergl. F. TANK, Archives Genève, **6**, 320, 1924.

E. SCHILTKNECHT u. F. TANK, Arch. Genève, **7**, 215, 1925.

zu je zwei LECHER'schen Paralleldrahtsystemen zusammen, die in entgegengesetzten Richtungen frei gespannt wurden. Verschiebbare Kondensatorbrücken sorgten für einen exakten Abschluss der Paralleldrahtsysteme, so dass an den freien Enden hinter diesen Brücken die Akkumulatorenbatterien, Regulierwiderstände und Messinstrumente angeschaltet werden konnten, ohne die Schwingungsvorgänge zu stören. Parallel der einen oder andern Kondensatorbrücke befand sich ein Kristalldetektor, der den Schwingungsstrom gleichrichtete und mit Hilfe eines Galvanometers zu messen gestattete.

Je nachdem an der Röhre Anoden- und Gitterzuleitung einerseits und die beiden Heizdrahtzuleitungen andererseits, oder die Anodenzuleitung und eine Heizdrahtzuleitung einerseits

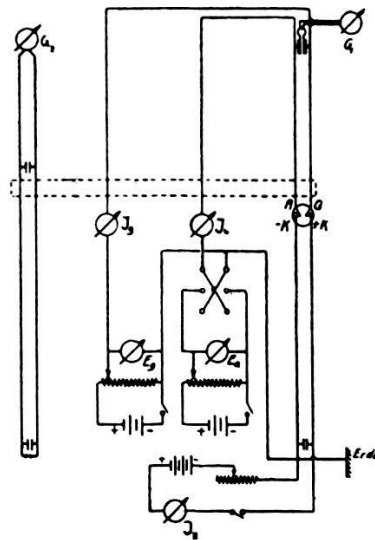


Fig. 1.

und die Gitterzuleitung und die andere Heizdrahtzuleitung andererseits zu Paralleldrahtsystemen zusammengenommen wurden, ergaben sich zwei Schaltungen, die im folgenden mit *A* und *B* bezeichnet werden mögen. In Fig. 1 ist das Schema der Versuchsanordnung nach Schaltung *A* angegeben. Das Schaltungsschema *B* geht daraus durch Vertauschung der Zuleitungen hervor.

Zur Messung der Wellenlänge der auftretenden Schwingungen wurde in einiger Entfernung ein besonderes Paralleldrahtsystem frei gespannt und dieser „Wellenmesser“ durch ein drittes abstimmbares Paralleldrahtsystem (oft diente auch nur ein dünner, isolierter Draht geeigneter Länge) mit dem „Generator“ gekoppelt. An dem einen Ende des Wellenmessersystems befand sich fest eine Kondensatorbrücke mit parallel geschaltetem Kristall-

detektor. Eine zweite Kondensatorbrücke war längs der Drähte beweglich; ihre Stellung konnte vermittels eines Lotes an einem horizontal liegenden Masstabe abgelesen werden. Die hinter dieser Brücke befindlichen Ende des Paralleldrahtsystemes führten zu einem empfindlichen Galvanometer, das den durch den Kristalldetektor gleichgerichteten Strom anzeigte. Auf diese Weise erhielt man ausserordentlich scharfe Resonanzkurven, die eine Messung der Wellenlänge auf Bruchteile eines Promille ermöglichten (vergl. Fig. 2).

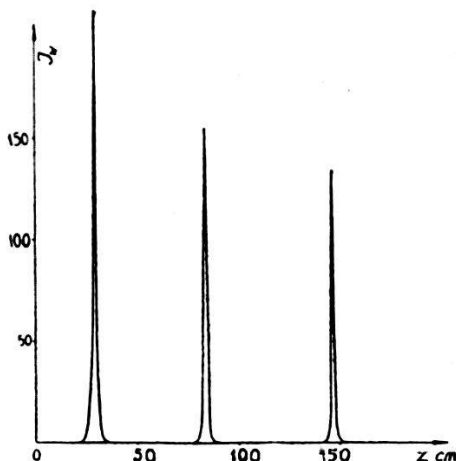


Fig. 2.

J_W = Detektorstrom im Wellenmessersystem, z = Brückenstellung im Wellenmessersystem. Röhre Philips D II. $E_a = 0$, $E_g = 50$ Volt.

§ 2. Raumladungsschwingungen und Selbsterregung.

Die Berechnung der Elektronenbahnen in einer Triode ist eine sehr schwierige mathematische Aufgabe, BARKHAUSEN u. KURZ haben aber schon gezeigt, dass für die Schwingungserregung nur diejenigen Elektronen in Betracht kommen, die durch das Gitter hindurch zur Anode laufen und wiederum zurück zur Kathode. Sie beschreiben periodische Bahnen, die wir kurz Pendelbahnen nennen wollen. Dass in der Barkhausen-Kurz-Schaltung ein verhältnismässig grosser Bruchteil der Elektronen aus dem Anodenraum wieder zurück in den Kathodenraum gelangt, erkennt man aus der starken Verflachung der Gitterstromcharakteristik, die eintritt, sobald statt einer positiven Anodenspannung, eine negative Anodenspannung oder die Anodenspannung 0 gewählt wird. Diese Verflachung ist eine Wirkung der erhöhten Raumladungen vor der Kathode¹⁾.

¹⁾ Auffallend tritt der Effekt auch in Erscheinung, wenn man den Emissionsstrom in Funktion der Anodenspannung aufträgt (B. VAN DER POL, Physica 5, 2, 1925).

Je symmetrischer die Anordnung der Elektroden, je engmaschiger und feindrätiger das Gitter, um so grösser wird die Zahl der Elektronen sein, die rücklaufende periodische Bahnen beschreiben. Um so flacher wird die Charakteristik des Emissionsstromes und um so besser die Eignung der Röhre zur Schwingungserzeugung. Einzelne Elektronen werden vielfache Pendelbahnen durchlaufen, andere nach wenigen oder schon nach einer Periode vom Gitter abgefangen werden. Für die Gesamtzahl resultiert daraus eine zunehmende Verminderung entsprechend einer mittleren Dämpfung. Bei einer vorübergehenden Störung des Emissionsstromes, z. B. einer momentanen Vergrößerung, wird eine entsprechende Störung der Raumladungsdichte zwischen Kathode und Anode hin und her pulsieren und gedämpft abklingen. In diesem Sinne wollen wir im folgenden von einer Eigenschwingung der Raumladungen einer Elektronenröhre in Barkhausen-Kurz-Schaltung sprechen. Für die Eigendämpfung ist ausser den durch den Röhrenbau gegebenen, geometrischen Verhältnissen der Gasinhalt von Wichtigkeit. Einerseits bewirken die Zusammenstösse zwischen Elektronen und Gasmolekülen Geschwindigkeitsverluste und Richtungsänderungen der Elektronen und haben deren Ausscheiden aus den Pendelbahnen zur Folge, andererseits vermindert die Ionisation durch Stoss die Raumladungen. Eine Raumladungsschwingung der geschilderten Art hat durchaus den Charakter einer stehenden Welle. Sie möge sich daher darstellen lassen, abgesehen von der Dämpfung, durch die Gleichung

$$\Delta \varrho = D \cos \omega t ,$$

wobei ω die Frequenz der Schwingungen und D eine Funktion des Ortes bedeuten. Mit solchen Raumladungsänderungen müssen nun periodische Änderungen der elektrischen Feldstärke und das Auftreten einer periodischen elektromotorischen Kraft in der Röhre verbunden sein, da die bekannte Beziehung gilt

$$\operatorname{div} \Delta \mathfrak{E} = 4 \pi c^2 \Delta \varrho^1)$$

und aus der Wechselfeldstärke $\Delta \mathfrak{E}$ sich eine elektromotorische Kraft berechnet

$$E = \int \Delta \mathfrak{E} ds$$

wobei das Integral über den schwingenden Bereich zu erstrecken ist.

Wenn nun diese elektromotorische Kraft auf dem Umwege über die äusseren Kreise imstande ist, Spannungsdifferenzen

¹⁾ Wir bedienen uns konsequent des absoluten elektromagnetischen Masssystems.

zwischen den Elektroden zu erzeugen, deren Feld die Raumladungsdichte des Emissionsstromes so steuert, dass neue Raumladungsschwankungen entstehen in gleicher Phase und gleich grosser oder grösserer Amplitude wie die ursprünglichen, so sind die Vorbedingungen für Selbsterregung gegeben.

Nach unserer Auffassung ist die Mitwirkung äusserer Kreise wesentlich; allerdings nicht für den eigentlichen Schwingungsmechanismus, wohl aber für den Steuermechanismus. Es handelt sich also um einen Steuer- oder Rückkopplungsvorgang, bei dem die Raumladungsdichte des Emissionsstromes durch die an den Elektroden auftretenden Spannungen gesteuert wird. Wie das im einzelnen zustande kommt, möge im folgenden Abschnitt an einem idealisierten Beispiel erläutert werden.

§ 3. Durchrechnung eines idealisierten Beispiels.

Kathode, Gitter und Anode, alle drei von der Fläche F , mögen in parallelen Ebenen liegen und eine symmetrische Anordnung bilden. Vom Gitter aus werde senkrecht eine x -Koordinate gezählt, so dass der Kathode der Abstand $-x$ und der Anode

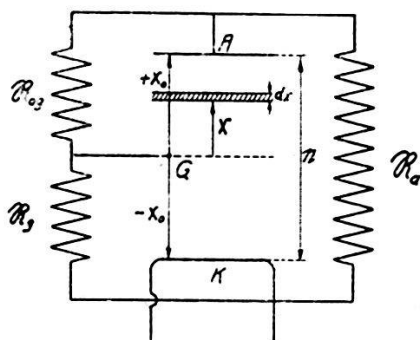


Fig. 3.

der Abstand $+x$ zukommt. Das Gitter sei so fein gedacht, dass der überwiegende Teil der Elektronen Pendelbahnen beschreibt.

Die Gitterspannung sei E_g , die Anodenspannung $E_a = 0$.

R_a , R_g und R_{ag} seien die komplexen Wechselstromwiderstände der äusseren Kreise (vergl. Fig. 3).

Je nachdem zwei dieser Widerstände unendlich gross sind, entstehen besonders einfache Fälle der Barkhausen-Kurz-Schaltung. Nach unserem Schaltungsschema A ist R_a und R_g unendlich gross; im Schaltungsschema B ist R_{ag} unendlich und es kann nach Wahl R_a oder R_g unendlich gross gemacht werden durch geeignete Abgleichung der Paralleldrahtsysteme. Es lässt sich nämlich leicht

zeigen, dass durch ein Paralleldrahtsystem variabler Länge jeder beliebige komplexe Widerstand hergestellt werden kann.

Unserer Erfahrung nach zeigen die in diesen einfachen Spezialfällen auftretenden Schwingungen schon alle typischen Eigenschaften. Wir wollen daher die Voraussetzungen so treffen, dass ein für die Durchrechnung möglichst einfaches und symmetrisches Beispiel entsteht. Zu diesem Zwecke denken wir uns \mathfrak{R}_g und \mathfrak{R}_{ag} in Form idealer Drosseln, die den Wechselstrom abriegeln, jedoch den Gleichstrom passieren lassen, und \mathfrak{R}_a als beliebig einstellbaren Komplexwiderstand, der durch ein Paralleldrahtsystem variabler Länge verwirklicht sein möge¹⁾.

Wir approximieren nun die Pendelbewegung der Elektronen mit Hilfe eines quasi-elastischen Kraftgesetzes, das harmonische Schwingungen von der selben Umlaufszeit ergibt. Dadurch wird die Rechnung erheblich vereinfacht, während der Umstand, dass dieses Gesetz physikalisch nicht genau realisierbar ist, innerhalb der von uns angestrebten Genauigkeit lediglich von Einfluss auf die Zahlenkoeffizienten ist.

Im eingeschwungenen Zustand wird sich zwischen Kathode und Anode eine Wechselspannung einstellen

$$e = \mathcal{E} \cos \omega t \quad (1)$$

mit der Amplitude \mathcal{E} und der Frequenz ω . Die Bewegung der Elektronen wird dadurch gestört; dem ursprünglichen Zustand überlagert sich eine erzwungene Schwingung. Die Bewegungsgleichung für ein Elektron lautet dann, unter Vernachlässigung der Dämpfung und der durch die Raumladungen bedingten Kräfte

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = - a x + b \cos \omega t \quad (2)$$

Dabei bedeutet

$$b = \frac{e \mathcal{E}}{2 x_0} . \quad (3)$$

Die quasi-elastische Bindung a ist so zu wählen, dass für

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{a}{m}}$$

die richtige Frequenz des Elektronenumlaufes herauskommt, entsprechend der zweifachen Fallbewegung durch das Gitter, also

$$\omega_0 = \frac{\pi}{2 x_0} \sqrt{\frac{e E_g}{2 m}} ; a = \frac{\pi^2}{8} \frac{e E_g}{x_0^2} \quad (4)$$

¹⁾ Vergl. z. B. W. HEIM, Zeitschr. für Hochfrequenztechnik **30**, 160, 1927.

Verlässt ein bestimmtes Elektron zur Zeit t_0 die Kathode mit der Geschwindigkeit 0, so ergibt sich als Lösung

$$x = A \cos (\omega_0 t + a) + B \cos \omega t \quad (5)$$

mit

$$B = \frac{b}{m (\omega_0^2 - \omega)^2} \quad (6)$$

$$A^2 = \left[x_0 + B \cos \omega t_0 \right]^2 + \left[\frac{\omega}{\omega_0} B \sin \omega t_0 \right]^2 \quad (7)$$

$$\operatorname{tg} a = \frac{\frac{\omega}{\omega_0} B \sin \omega t_0}{x_0 + B \cos \omega t_0} . \quad (8)$$

Ein anderes Elektron, das zu der späteren Zeit $t_0 + \delta t_0$ von der Kathode weggeht, befindet sich zur Zeit t an der Stelle

$$x + \frac{\partial x}{\partial t_0} \delta t_0 .$$

In der durch die Abszissen x und $x + \frac{\partial x}{\partial t_0} \delta t_0$ begrenzten Schicht befindet sich die im Zeitraum δt_0 emittierte Elektrizitätsmenge $F i_0 \delta t_0$; sie liefert zur Raumladungsdichte somit den Beitrag

$$\varrho_1 = - \frac{i_0}{\left(\frac{\partial x}{\partial t_0} \right)} \quad (9)$$

Wir wollen uns nun auf kleine Störungen beschränken, das heisst annehmen die Amplitude B der erzwungenen Schwingung bleibe klein gegen die Amplitude x_0 der ungestörten Schwingung. Auch für den Resonanzfall lässt sich diese Annahme aufrecht erhalten, wenn man kleine störende Kräfte und genügende Eigen-dämpfung voraussetzt. Unter dieser Bedingung $B \ll x_0$ ergibt sich in erster Näherung

$$A = - x_0$$

und

$$a = - \omega_0 t_0$$

und in zweiter Näherung

$$A = - x_0 + \Delta A = - x_0 - B \cos \omega t_0 \quad (10)$$

und

$$a = - \omega_0 t_0 + \Delta a = - \omega_0 t_0 + \frac{\omega B}{\omega_0 x_0} \sin \omega t_0 . \quad (11)$$

Mit Hilfe dieser Werte berechnet man dann aus (5)

$$x = -x_0 \cos [\omega_0 (t - t_0)] - B \cos \omega t_0 \cos [\omega_0 (t - t_0)] \quad (12)$$

$$+ \frac{\omega}{\omega_0} B \sin \omega t_0 \sin [\omega_0 (t - t_0)] + B \cos \omega t$$

und

$$\frac{\partial x}{\partial t_0} = -x_0 \omega_0 \sin [\omega_0 (t - t_0)] \left\{ 1 + \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{x_0 \omega_0^2} B \cos \omega t_0 \right\} \quad (13)$$

Der Beitrag zur Raumladungsdichte wird daher

$$\varrho_1 = \frac{i_0}{x_0 \omega_0 \sin [\omega_0 (t - t_0)] \left\{ 1 + \frac{4 \mathcal{E}}{\pi^2 E_g} \cos \omega t_0 \right\}} \quad (14)$$

wenn man die früher für b , B , und ω_0 angegebenen Werte nach Gl. (3), (4) und (6) einsetzt.

Es bedeutet i_0 den Wert des Emissionsstromes pro Flächeneinheit der Kathode zur Zeit t_0 , für den wir schreiben wollen

$$i_0 = J_0 + J_1 \cos (\omega t_0 + \beta) \quad (15)$$

bezw. allgemein $i = J_0 + J_1 \cos (\omega t + \beta)$

Er besteht aus einem zeitlich konstanten und einem überlagerten veränderlichen Anteil, von welchem letzterem wir annehmen wollen, dass er den Spannungsschwankungen zwischen Kathode und Anode mit einer Phasenverschiebung kleiner als $-\frac{\pi}{2}$ oder $+\frac{\pi}{2}$ folgt, im Mittel also eine steigende Charakteristik besitze. Die Amplitude J_1 ist abhängig von der Form der „dynamischen Charakteristik“ des Emissionsstromes und von der Amplitude \mathcal{E} der aufgedrückten Spannungsschwankungen. Wir wollen daher setzen $J_1 = S \mathcal{E}$, wo S die Bedeutung einer mittleren „Steilheit“ hat.

Entwickelt man den Ausdruck (14) für die Raumladungsdichte ϱ_1 nach kleinen Grössen, so lässt er sich auf die Form bringen

$$\varrho_1 = \frac{J_0}{x_0 \omega_0 \sin [\omega_0 (t - t_0)]} \left\{ 1 + \left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 E_g} \right) \mathcal{E} \cos \omega t_0 \right\} \quad (16)$$

Um in diesen Ausdruck x einzuführen und t_0 zu eliminieren hat man aus Gl. (5) t_0 als Funktion von x auszurechnen, was wiederum durch ein Näherungsverfahren unter der bereits gemachten Voraussetzung $B \ll x_0$ geschehen soll.

Man erhält dann in erster Näherung

$$\omega_0 (t - t_0) = \arccos \left(-\frac{x}{x_0} \right) \quad (17)$$

und, wenn man $\arccos\left(-\frac{x}{x_0}\right) = \varphi$ setzt, in zweiter Näherung

$$t_0 = t - \frac{\varphi}{\omega_0} + \Delta t_0. \quad (18)$$

Dabei ist Δt_0 durch die Beziehung bestimmt

$$\begin{aligned} \Delta t_0 x_0 \omega_0 \sin \varphi = & -B \cos \varphi \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{\omega_0} \varphi\right) + \frac{\omega}{\omega_0} B \sin \varphi \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{\omega_0} \varphi\right) \\ & + B \cos \omega t. \end{aligned} \quad (19)$$

Auf diese Weise ergibt sich

$$\begin{aligned} \varrho_1 = \frac{J_0}{x_0 \omega_0 \sin \varphi} \left\{ 1 + \left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 E_g} \right) \mathcal{E} \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{\omega_0} \varphi\right) \right. \\ \left. + \Delta t_0 \omega_0 \cotg \varphi \right\} \end{aligned} \quad (20)$$

Dieselbe Stelle x wird aber in einem bestimmten betrachteten Zeitmoment t auch von Elektronen erreicht, die um eine ganze Anzahl von Periodendauern früher die Kathode verlassen haben und dem entsprechend den Weg x plus einem ganzen Vielfachen von Umläufen zurücklegten, ferner von Elektronen, die an den Ort x zurücklaufend von der Anode gegen die Kathode gelangen, also den Weg $4x_0 - x$ bzw. $4x_0 - x$ plus einem ganzen Vielfachen von Umläufen hinter sich haben. Mathematisch wird dieser Umstand durch die Vielfachheit der Wurzeln für t_0 in der Gleichung (18) ausgedrückt. Man erhält so eine ganze Reihe von Teilbeträgen $\varrho_1, \varrho_2, \varrho_3 \dots \varrho_n$ an die Raumladungsdichte, von denen diejenigen mit ungeradem Index zu Elektronenbewegungen in positiver x -Richtung, diejenigen mit geradem Index zu rückläufigen Elektronenbewegungen gehören, und deren Summation die gesamte Raumladungsdichte ergibt. Die einzelnen Beträge gehen aus dem Ausdruck für ϱ_1 dadurch hervor, dass man daselbst den Winkel φ (entsprechend dem Wege x) ersetzt durch $2\pi \mp \varphi, 4\pi \mp \varphi, \dots, 2n\pi \mp \varphi$ (entsprechend den Wegen $4x_0 \mp x, 8x_0 \mp x, \dots, 2x_0 n \mp x$). In Wirklichkeit wäre noch der Amplitudenabnahme durch Dämpfung Rechnung zu tragen. Es ist ferner zu beachten, dass für rückläufige Bewegungen die Grösse $\frac{\partial x}{\partial t_0}$ das entgegengesetzte Vorzeichen annimmt wie für positive Bewegungsrichtung und dass daher für die ϱ_n mit geradem Index ein Vorzeichenwechsel vorgenommen werden muss, um zu positiven

Werten der entsprechenden Raumladungsdichte zu gelangen¹⁾.
So ergibt sich

$$\varrho_2 = - \frac{J_0}{x_0 \omega_0 \sin(2\pi - \varphi)} \left\{ 1 + \left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 E_g} \right) \mathcal{E} \cos \left(\omega t + \frac{\omega}{\omega_0} \varphi - 2\pi \frac{\omega}{\omega_0} \right) + \Delta t'_0 \omega_0 \cotg(2\pi - \varphi) \right\} \quad (21)$$

Die Überlagerung kann aber nur zu einem rein periodischen Schwingungszustand führen, wenn ω und ω_0 ein ganzzahliges Verhältnis bilden. Es entstehen dann Raumladungsschwingungen vom Typus einer stehenden Welle. Der einfachste Fall ist der Fall der Resonanz $\omega = \omega_0$, den wir im folgenden weiter behandeln wollen. Ist ω ein ganzes Vielfache von ω_0 , so liegt Erregung in einer Oberschwingung vor, wovon später (§ 6) die Rede sein möge. Es gilt dann unter Berücksichtigung von $\cos \varphi = -\frac{x}{x_0}$

$$\varrho_1 + \varrho_2 = \frac{2 J_0}{\omega \sqrt{x_0^2 - x^2}} \left\{ 1 - \frac{x}{x_0} \left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 E_g} \right) \mathcal{E} \cos \omega t \right\} \quad (22)$$

Die Zusummierung der übrigen Raumdichteanteile $\varrho_3, \varrho_4 \dots \varrho_n$ bewirkt lediglich eine Änderung des Zahlenfaktors vor der Klammer, so dass man für die gesamte Raumdichte an der Stelle x unter Berücksichtigung von (1) schliesslich erhält

$$\varrho = \frac{g J_0}{\omega \sqrt{x_0^2 - x^2}} \left\{ 1 - \frac{x}{x_0} \left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 E_g} \right) \mathcal{E} \right\} \quad (23)$$

Dieser Ausdruck besteht aus zwei Teilen: der statischen Raumladung

$$\varrho_0 = \frac{g J_0}{\omega \sqrt{x_0^2 - x^2}} \quad (24)$$

und einer zeitlich veränderlichen Komponente, die eine stehende Welle darstellt

$$\Delta \varrho = - \varrho_0 \frac{x}{x_0} \left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 E_g} \right) \mathcal{E} = D \cos \omega t. \quad (25)$$

Der Faktor g misst die „Dämpfung“ und ist um so grösser, je kleiner die Dämpfung, bzw. je häufiger vielfache Pendelbahnen sind; er hängt vom geometrischen Bau der Röhre und vom Vakuum ab und ist bestimmend für die Verwendbarkeit der Röhre. Wir wollen ihn, einen von Barkhausen geprägten Ausdruck in übertragenem Sinne gebrauchend, die „Güte der Röhre“ nennen.

¹⁾ Wir rechnen so, wie wenn die Elektronenladung und damit auch die Raumladungsdichte positiv wäre.

Er drückt sich in der Gitterstromcharakteristik durch die früher erwähnte Verflachung derselben aus.

Für das Schwingungsproblem werden wir uns nur noch mit der Komponente $\Delta \varrho$ zu befassen haben und gemäss früheren Überlegungen die zugehörige elektrische Feldstärke und elektromotorische Kraft berechnen. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{E} - \Delta \mathcal{E}_k &= 4 \pi c^2 \int_{-x_0}^x \Delta \varrho dx \\ &= \frac{4 \pi c^2 g J_0}{x_0 \omega_0} \sqrt{x_0^2 - x^2} \left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 E_g} \right) e. \quad (26) \end{aligned}$$

$\Delta \mathcal{E}_k$ bedeutet hierbei die mit den Schwingungen verknüpfte Feldstärke an der Kathode. Sie ist ein Mass für die vom schwingenden Teil der Raumladungen herrührenden Influenzladungen auf der Kathode und daher im allgemeinen von 0 verschieden. Sie verschwindet nur dann, wenn die Gesamtfeldstärke an der Kathode konstant bzw. 0 ist, was einerseits bei unendlich grossem äusserem Wechselwiderstand \mathfrak{R}_a der Fall sein kann, weil dann überhaupt kein Wechselstrom durch die Kathode fliesst, andererseits bei so ausgeprägter Raumladungswirkung, dass die Feldstärke an der Kathode durch die daselbst vorhandenen überschüssigen Ladungen dauernd auf Null kompensiert ist.

Dieser letztere Fall wird mit einer gewissen Annäherung vorliegen, wenn man im aufsteigenden Teil der Emissionsstrom-Charakteristik arbeitet. Dass dann eine Selbsterregung der Schwingungen nicht auftreten kann, ist leicht auf Grund der Energiebilanz einzusehen. Die zwischen Anode und Kathode liegende Wechselspannung ist $e = \mathcal{E} \cos \omega t$, der Emissionsstrom $i = iF = [J_0 + J_1 \cos(\omega t + \beta)]F$, die in der Röhre verbrauchte Leistung daher

$$N = \frac{1}{T} \int_0^T e i dt.$$

Sie ist positiv, da $-\frac{\pi}{2} < \beta < +\frac{\pi}{2}$ und nicht negativ, wie es sein müsste, wenn die Röhre als Generator wirken und Energie an die äussern Kreise liefern würde; eine Schwingungserregung ist unter diesen Voraussetzungen unmöglich.

Daraus folgt der bemerkenswerte Schluss, dass der Bereich der Schwingungen offenbar auf das Gebiet des Sättigungsstromes beschränkt sein muss, wo, gerade im Gegensatz zu dem soeben

behandelten Fall, der Emissionsstrom zwar konstant ist, dafür aber eine variable Feldstärke $\Delta \mathfrak{E}_k$ auftreten kann, deren Änderungen mit wechselnden Ladungen auf der Kathode bzw. einem Verschiebungsstrom verknüpft sind.

Zur weiteren Berechnung schlagen wir das dem Elektrotechniker geläufige Verfahren ein, dass wir erst durch einen „Leerlaufversuch“ und einen „Kurzschlussversuch“ elektromotorische Kraft und inneren Widerstand unseres „Röhrengenerators“ zu ermitteln suchen. Der Fall des Leerlaufes liegt vor, wenn der äussere Widerstand \mathfrak{R}_a unendlich gross ist. Die Klemmspannung ist dann identisch mit der elektromotorischen Kraft. Wie schon oben bemerkt, ist dann $\Delta \mathfrak{E}_k = 0$ und man findet die gesuchte elektromotorische Kraft zu

$$E = \int_{-x_0}^{+x_0} \Delta \mathfrak{E} dx = \frac{2 \pi^2 c^2 x_0 g J_0}{\omega} \left(\frac{S}{J_0} - \frac{4}{\pi^2 E_g} \right) e, \quad (27)$$

Dabei werden wir für das folgende dauernd $S = 0$ setzen, da wir die Betrachtung auf das Gebiet des Sättigungsstromes beschränken können.

Im Falle des „Kurzschlusses“ ist der äussere Wechselwiderstand gleich 0. Die elektrischen Ladungen auf Kathode und Anode können sich unmittelbar ausgleichen. Von einer Schicht der Dicke dx im Abstand x von der Kathode gehen dann, wie im elektrostatischen Fall

$$\left(1 - \frac{x}{2x_0}\right) \Delta \varrho F dx$$

Kraftlinien aus, die auf der Kathode enden, und

$$\frac{x}{2x_0} \Delta \varrho F dx$$

Kraftlinien, die zur Anode verlaufen. Somit wird die Feldstärke an der Kathode

$$\Delta \mathfrak{E}_k = -4 \pi c^2 \int_{-x_0}^{+x_0} \left(1 - \frac{x}{2x_0}\right) \Delta \varrho dx = -\frac{4 c^2 g J_0}{\omega E_g} e \quad (28)$$

und der Verschiebungsstrom

$$i = \frac{F}{4 \pi c^2} \frac{d \Delta \mathfrak{E}_k}{dt} = -j \frac{g J_0 F}{\pi E_g} e. \quad (29)$$

Daraus ergibt sich als „innerer Widerstand“ des Generators

$$\mathfrak{R}_i = \frac{E}{i} = \frac{8 \pi c^2 x_0}{j \omega F} = \frac{1}{j \omega C_0}, \quad (30)$$

wobei mit

$$C_0 = \frac{F}{8 \pi c^2 x_0}$$

die Grösse der durch Anode und Kathode gebildeten Kapazität bezeichnet ist.

Ist allgemein $\mathfrak{R}_a \neq 0$, so gilt

$$i = \frac{E}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i} \quad (31)$$

und für die Spannung zwischen Kathode und Anode

$$e' = -i \mathfrak{R}_a = -E \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a}, \quad (32)$$

oder wenn man setzt

$$E = -k_0 e \text{ und } \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_a + \mathfrak{R}_i} = G \quad (33)$$

$$e' = k_0 G e = k e. \quad (34)$$

Das Prinzip der Phasenbilanz verlangt nun, dass e' mit der ursprünglichen Spannung e in Phase ist. Diese Bedingung ist erfüllt, wenn k reell und positiv ist. Für den Faktor k erhält man

$$k = \frac{8 c^2 g J_0 x_0}{\omega E_g} \frac{\mathfrak{R}_a}{\mathfrak{R}_i + \mathfrak{R}_a}. \quad (35)$$

Wir wollen ihn den „Anfachungsfaktor“ nennen. Er muss grösser oder mindestens gleich 1 sein und ist massgebend für die Fähigkeit von Röhre und Schaltung zur Schwingungserzeugung. Unsere Selbsterregungsbedingung lautet daher

$$k = \frac{k_0}{1 + \frac{\mathfrak{R}_i}{\mathfrak{R}_a}} \gg 1 \quad (36)$$

§ 4. Schwingungsbereich und Kennliniendiagramm.

Die Lage des Schwingungsbereiches auf der Gitterstromcharakteristik haben wir durch viele Versuche an Trioden geprüft und stets gefunden, dass die Schwingungen am oberen Knie der Charakteristik einsetzen, sich in das Gebiet des Sättigungsstromes hineinerstrecken und bei gewissen maximalen Gitter-

spannungen abbrechen. Die Herstellung beliebig kurzer Wellen lediglich durch Steigern der Gitterspannung ist nicht möglich. Die Einschränkung des Schwingungsbereiches auf den horizontalen Teil der Gitterstromcharakteristik wird durch die Überlegungen des vorhergehenden Abschnittes erklärt und stützt dieselben.

In Fig. 4 sind in die Gitterstromcharakteristiken ($E_a = 0$) einer nach Schaltungschema *A* geschalteten Philips-DII-Röhre zwei gestrichelte Kurven eingezeichnet, die das experimentell beobachtete Einsetzen und Aussetzen der Schwingungen angeben. Die Paralleldrahtsysteme wurden jeweils so reguliert, dass günstigste Schwingungsbedingungen vorhanden waren. Bei $E_g = 30$ Volt treten z. B. auf den untern Charakteristiken Schwingungen

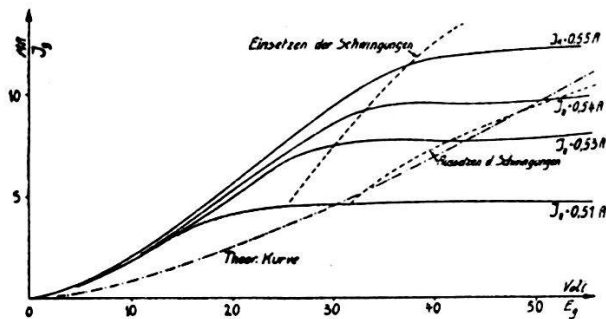


Fig. 4.
Röhre Philips D II. $E_a = 0$

auf, weil man sich dort im Gebiet des Sättigungsstromes befindet, während bei derselben Gitterspannung auf den obern Charakteristiken Schwingungen nicht mehr vorkommen können, da dort der Emissionsstrom den Charakter eines Raumladungsstromes hat und die elektrische Feldstärke an der Kathode nahezu konstant bzw. 0 ist, ein Verschiebungsstrom daher nicht mehr möglich ist. Dieses Verhalten erklärt auch die Abhängigkeit des Schwingungsbereiches vom Heizstrom, wie sie ZILITINKEWITSCH und andere gefunden haben¹⁾.

Während so das Abbrechen der Schwingungen in der Richtung abnehmender Gitterspannungen erklärt ist durch den Übergang vom Sättigungsstrom in den Raumladungsstrom, die betr. untere Grenze also am obern Knie der Gitterstrom- (genauer Emissionsstrom)-Charakteristik sich befindet, wollen wir zur Bestimmung der oberen Grenze den Anfachungsfaktor k heranziehen. Nach der Selbsterregungsformel (36) muss k grösser oder gleich 1 sein,

¹⁾ S. J. ZILITINKEWITSCH, Arch. f. Elektrotechnik **15**, 460, 1926.

unter den Wert 1 darf k nicht sinken, wenn noch Schwingungen auftreten sollen. Dabei ist nach (35), (34) und (33)

$$k = k_0 G \quad k_0 = \frac{8 c^2 x_0 g J_0}{\omega E_g} \quad G = \frac{1}{1 + \frac{\Re_i}{\Re_a}} \quad (37)$$

Da k dem Sättigungsstrom proportional ist, kann man jederzeit durch Vergrössern des Emissionsstromes den Schwingungsbereich erweitern. Zur Selbsterregung ist eben eine bestimmte minimale Raumladungsdichte notwendig, damit die durch die gesteuerten Raumladungen hervorgerufene elektromotorische Kraft die Dämpfungsverluste zu decken vermag. Für den Zusammenhang von Gitterspannung und Sättigungsstrom innerhalb des Schwingungsbereiches erhält man daher unter Berücksichtigung der Formel (4) für ω

$$J_0 \geq \frac{\pi \sqrt{2} E_g^{3/2}}{32 c^2 g G x_0^2} \sqrt{\frac{e}{m}} \quad (38)$$

Dies ergibt für den minimalen Sättigungsstrom J_0 bei konstantem G d. h. konstanten Schwingungsbedingungen der äusseren Kreise eine Kurve von ganz entsprechendem Verlauf, wie die bekannte Raumladungscharakteristik

$$J = \text{konst.} \times E_g^{3/2} \quad (39)$$

Liegt die J_0 -Kurve höher als die J Kurve, so sind überhaupt keine Schwingungen möglich, dann ist entweder der Faktor g , die „Güte der Röhre“ zu klein oder der Faktor G , den wir die „Güte der Schaltung“ nennen wollen, nicht hinreichend gross.

In Fig. 4 ist eine Kurve nach dem Gesetz des minimalen J_0 strichpunktiert eingezeichnet, die in der Tat im Sinne der experimentell beobachteten Grenze des Schwingungsbereiches verläuft. Es mag noch bemerkt werden, dass selbst bei Gitterspannungen von 5—10 Volt noch Schwingungen auftreten können, so fern nur der Heizstrom so niedrig gehalten wird, dass in diesem Gebiete Sättigungsstrom vorhanden ist. Da nach Formel (4) die Wellenlänge ungefähr proportional $1/\sqrt{E_g}$ ist¹⁾, so lässt sich Gl. (38) auch schreiben $J_0 \lambda^3 = \text{konst.}$; man muss also die Gitterspannung vervierfachen und den Emissionsstrom verachtfachen, wenn man die Grenze der Wellenlänge auf die Hälfte erniedrigen will. Es ist daher leicht einzusehen, dass der experimentellen Herstellung kürzester Wellen verhältnismässig rasch eine Schranke gesetzt ist, die vorläufig bei $\lambda = 20$ bis 30 cm liegt.

¹⁾ Vergl. auch BARKHAUSEN u. KURZ, Phys. Zeitschr. **21**, 3, 1920.

Bei Überlastung des Heizfadens tritt noch der Übelstand hinzu, dass die innerhalb der Röhre okkludierten Gase frei werden, die Elektronen in ihren Pendelbahnen hemmen und dadurch eine zusätzliche Dämpfung verursachen. Bei nicht gut evakuierten Röhren beobachtet man aus diesem Grunde bei Steigerung der Heizung statt einer Zunahme von Schwingungsintensität und Schwingungsbereich gerade den umgekehrten Effekt.

§ 5. Der Einfluss äusserer Kreise.

Hatten wir im vorigen Abschnitt in der Selbsterregungsformel

$$k = k_0 G \gg 1$$

im wesentlichen die Bedeutung des Faktors k_0 diskutiert, so wollen wir jetzt unsere Aufmerksamkeit dem Faktor

$$G = \frac{1}{1 + \frac{\mathfrak{R}_i}{\mathfrak{R}_a}}$$

zuwenden, den wir die Güte der Schaltung nannten. Nach früherem ist zu setzen

$$\mathfrak{R}_i = \frac{1}{j \omega C_0}.$$

Ferner soll \mathfrak{R}_a den Widerstand eines LECHER'schen Parallel-drahtsystems darstellen, das am äusseren Ende kurz geschlossen ist. Für einen solchen berechnet man leicht¹⁾

$$\mathfrak{R}_a = j \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \operatorname{tg} \left(\frac{\omega l}{v} \right) = j \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \operatorname{tg} \left(\frac{2 \pi l}{\lambda} \right), \quad (40)$$

wenn L_1 und C_1 Selbstinduktionen und Kapazität pro Längeneinheit der Doppelleitung bedeuten, l die Länge derselben und λ die Wellenlänge, die mit der Frequenz ω und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit v durch die bekannte Beziehung verbunden ist

$$\lambda = \frac{2 \pi v}{\omega},$$

wobei noch

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}$$

ist.

\mathfrak{R}_a und \mathfrak{R}_i sind frequenzabhängig. Wir hatten gesehen, dass als auftretende Frequenz die Eigenfrequenz der Raumladungsschwingungen zu erwarten ist, die identisch ist mit der Umlauf-

¹⁾ Vergl. z. B. W. HEIM, Zeitschr. für Hochfrequenztechnik **30**, 160, 1927.

frequenz der Elektronen. Denn nur in diesem Falle stellen sich stehende Raumladungsschwingungen ein und ist die Phasenbilanz zu erfüllen. Diese Eigenfrequenz kann aber nicht unabhängig sein von \mathfrak{R}_a , da der Schwingungsvorgang im Innern der Röhre mit dem äusseren Widerstand gekoppelt ist. Letzterer muss daher die ungekoppelte Eigenfrequenz etwas modifizieren, gemäss den allgemeinen Prinzipien über gekoppelte Systeme. Da die Erfahrung zeigt, dass dieser Einfluss nur mässig gross ist, möge er zunächst vernachlässigt und später dann gesondert betrachtet werden.

Unter Einsetzung der obigen Werte von \mathfrak{R}_a und \mathfrak{R}_i lautet die Selbsterregungsformel nun

$$k = \frac{k_0}{1 - \frac{1}{\omega C_0} \sqrt{\frac{C_1}{L_1}} \cotg\left(\frac{\omega l}{v}\right)} \gg 1 \quad (41)$$

oder

$$k = \frac{k_0}{1 - \frac{\lambda C_1}{2\pi C_0} \cotg\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)} \gg 1. \quad (42)$$

In Fig. 5 ist für den willkürlich herausgegriffenen Fall $k_0 = 1$ und $\frac{\lambda C_1}{2\pi C_0} = 1$ die Grösse k graphisch als Funktion von l dargestellt.

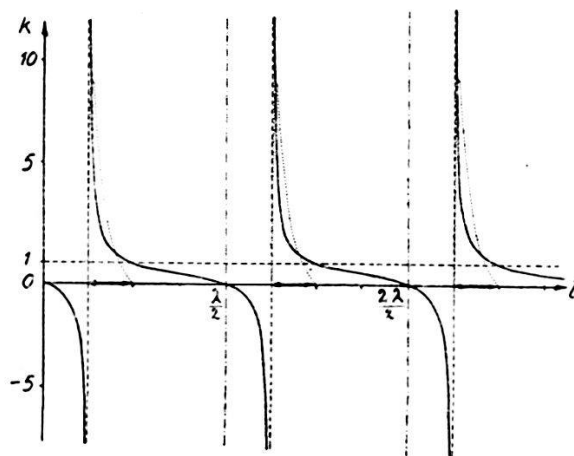


Fig. 5.

Der Selbsterregungsformel wird genügt innerhalb der dick ausgezogenen Teile der Abszissenlinie. Diese Bereiche sind um so breiter, je grösser der Faktor k_0 ist und je grösser die Röhrenkapazität C_0 im Verhältnis zur Kapazität λC_1 der Parallel drahtleitung pro Wellenlänge. Besitzt daher eine Röhre erhebliche Kapazität oder Zusatzkapazitäten im Röhrensockel, so kann der Eindruck entstehen, sie schwinde überhaupt unabhängig von der Mitwirkung äusserer Kreise. Die Stellen, wo k unendlich wird, entsprechen den Resonanzlagen des aus \mathfrak{R}_a und \mathfrak{R}_i gebildeten, elektrischen Schwingungssystemes. Unmittelbar rechts davon

werden die auftretenden Schwingungen besonders intensiv sein, während links davon infolge falscher Phase keine Schwingungen möglich sind. Die Kurve, die die entsprechende Schwingungsintensität als Funktion der Abstimmung des äusseren Kreises wiedergibt, muss daher den Charakter einer Resonanzkurve haben, die auf der Seite grösserer l verminderte Dämpfung und auf der Seite kleinerer l vermehrte Dämpfung aufweist. Sie wird daher so verzerrt, dass der rechte Ast gehoben und ziemlich flach abfallend erscheint, während der linke Ast gesenkt ist und sehr steil, scheinbar plötzlich abfällt. Eine solche Kurve ist in Fig. 5 gestrichelt eingezeichnet.

In der Tat beobachtet man experimentell den angegebenen Verlauf, wenn man in einer der angegebenen Schaltungen A oder B die Schwingungsintensität in Abhängigkeit von der Brückenstellung der Paralleldrahtsysteme untersucht. Die in Fig. 6 wiedergegebene Kurve wurde mit einer Röhre PHILIPS D II in Schaltung A aufgenommen. Diejenige Brücke, die die beiden Heizdrahtzuleitungen verbindet, blieb fest, während die andere Brücke beweglich war und der vorhandene Schwingungsstrom durch einen dieser Brücke parallel geschalteten Kristalldetektor gleichgerichtet und galvanometrisch gemessen wurde.

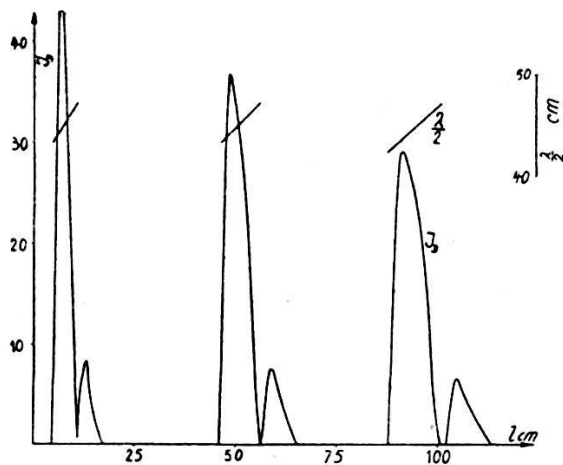


Fig. 6.

J_D = Dektorstrom im Anoden-Gitterkreis, l = Brückenstellung im Anoden-Gitterkreis. Röhre Philips D II. $E_a = 0$, $E_g = 40$ Volt.
Sättigungsstrom 10 MA.

Fig. 7 stellt den gleichzeitig beobachteten Verlauf von Anodenstrom und Gitterstrom dar.

Aus der Vergleichung der Fig. 6 und 7 geht hervor, dass die Änderungen des Anoden-Gleichstromes ein getreues Mass für die vorhandene Schwingungsintensität sind. Man kann daher die Schwingungen sehr bequem auch durch Messung des Anoden-

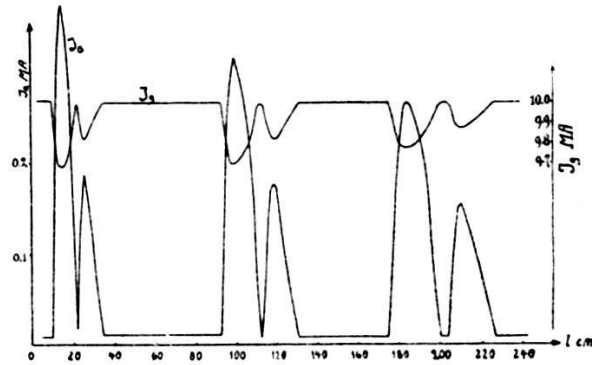


Fig. 7.

Röhre Philips D II. $E_a = 0$, $E_g = 40$ Volt, $l =$ Brückenstellung im Anoden-Gitterkreis.

Gleichstromes nachweisen. Diese Tatsache wurde schon von Barkhausen und Kurz beobachtet.

Eine Verschiebung der zwischen den Heizdrahtzuleitungen liegenden Brücke sollte eigentlich ohne Einfluss sein. Da aber die Paralleldrahtsysteme an den Einführungsstellen und durch die Röhrenkapazitäten miteinander gekoppelt sind, entstehen auch im „Heizkreis-System“ unter Umständen starke Schwingungen mit entsprechender Rückwirkung. In Fig. 8 ist die Schwingungsintensität im Anoden-Gitterkreis aufgetragen bei konstanter Einstellung desselben und veränderlicher Abstimmung des Heizkreises. Die Kopplung kann immerhin so stark sein, dass durch die Rückwirkung des Heizkreises die Schwingungen im Anoden-Gitterkreis zum Auslöchen gebracht werden. Dieser Effekt ist ganz analog dem bekannten Auslösch-Effekt beim gekoppelten Röhrengenerator in der Nähe der Resonanzlage, wenn die Rück-

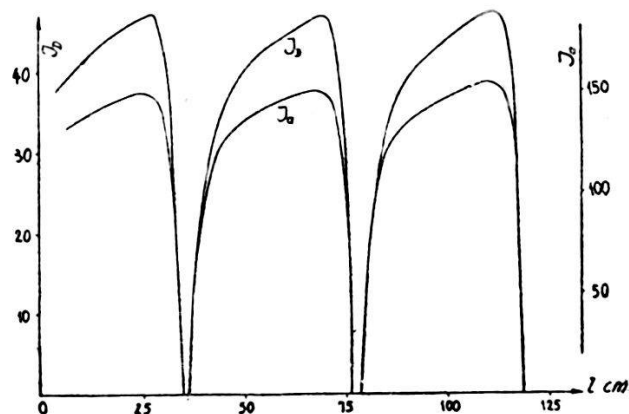


Fig. 8.

$J_D =$ Detektorstrom im Anoden-Gitterkreis, $l =$ Brückenstellung im Heizkreis. J_a : 1 Skalenteil = 0.00224 MA. Röhre Philips D II; $E_a = 0$, $E_g = 40$ Volt, Sättigungsstrom 10.0 MA.

kopplung schwach und die Kopplung der beiden Schwingungskreise verhältnismässig stark ist.

Über die Verhältnisse, die sich nach Schaltung *B* einstellen, geben Fig. 9 und Fig. 10 Aufschluss. In Fig. 9 blieb der „Anodenkreis“ fest abgestimmt und die Brücke im „Gitterkreis“ wurde verschoben,

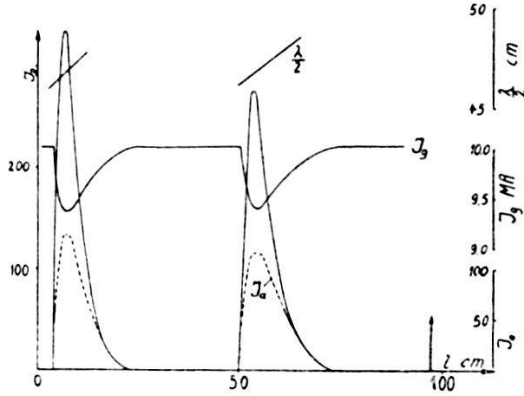


Fig. 9.

J_D = Detektorstrom im Gitterkreis, l = Brückenstellung im Gitterkreis.
 Röhre Philips D II. $E_a = 0$, $E_g = 40$ Volt, Sättigungsstrom 10.0 MA.
 J_a : 1 Skalenteil = 0.00224 MA.

während in Fig. 10 bei veränderlichem „Anodenkreis“ der „Gitterkreis“ eine feste Abstimmung besass.

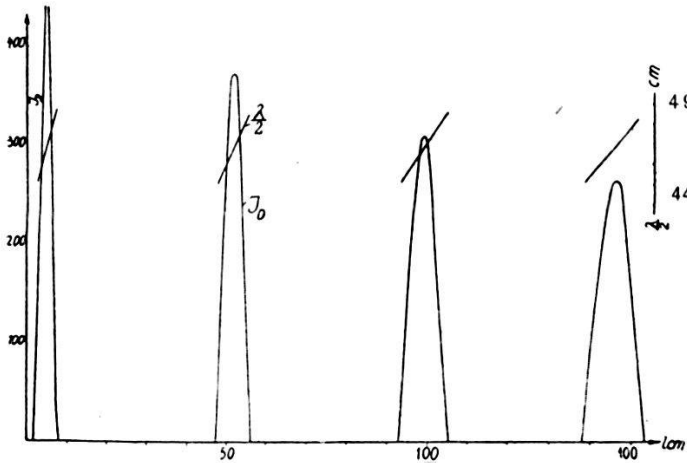


Fig. 10.

J_D = Detektorstrom im Gitterkreis, l = Brückenstellung im Anodenkreis.
 Röhre Philips D II. $E_a = 0$, $E_g = 40$ Volt, Sättigungsstrom 10 MA.

Die Übereinstimmung der experimentell erhaltenen Amplitudenkurven in Fig. 6, 9 und 10 mit dem idealisierten, theoretischen Verlauf in Fig. 5 ist unverkennbar.

§ 6. Kopplungseffekte.

In unserer experimentellen Anordnung, entweder nach Schaltungsschema *A* oder *B*, sind drei Schwingungssysteme miteinander gekoppelt, nämlich die beiden Paralleldrahtsysteme als angehängte, äussere Kreise und die Elektronenraumladung im Innern der Röhre. Letztere ist wesentlich als schwingender Bestandteil, während die äusseren Kreise lediglich Wechselstrom-Widerstände darstellen müssen, die der Amplituden- und Phasenbilanz genügen. Sind sie aber als Schwingungskreise ausgebildet, was experimentell vorteilhaft ist, so muss, wie schon früher angedeutet, durch den Kopplungseffekt die ursprüngliche Frequenz beeinflusst werden. Es ist bequem, nach WIEN den freien Schwingungsvorgang so aufzufassen, dass jedes System in seiner, durch die Kopplung modifizierten Eigenschwingung schwingt und dazu noch erzwungene Schwingungen ausführt in den ebenfalls ab-

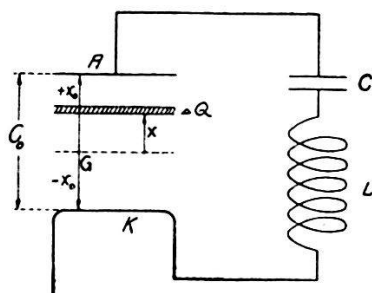


Fig. 11.

geänderten Frequenzen der anderen Systeme. Bei Selbsterregung kann nur eine der drei Koppelschwingungen sich in einen stationären Schwingungszustand aufschaukeln, und es ist in unserem Fall leicht einzusehen, dass diejenige Schwingung bevorzugt sein wird, deren Frequenz der Eigenfrequenz der Elektronenraumladung am nächsten kommt. Bei uns sind die Verhältnisse insofern etwas kompliziert, als es sich um drei schwingende Kontinua handelt, bei denen nicht nur in den Grundfrequenzen, sondern auch in allen Oberschwingungen der Kopplungseffekt sich bemerkbar machen muss. Da es uns nur darauf ankommt, zu zeigen, von welchen Grössen die Kopplung qualitativ abhängt, wollen wir die Betrachtung auf ein möglichst einfaches Beispiel beschränken und die freien Eigenschwingungen eines Systems berechnen, das entsprechend Fig. 11 aus einer um die Mittelebene eines Plattenkondensators pendelnden Raumladungsschicht ΔQ besteht, wobei der Plattenkondensator aussen durch eine Kapazität *C* und Induktivität *L* zu einem Schwingungskreis geschlossen ist.

Zu diesem Zwecke stellen wir einerseits die Bewegungsgleichung auf für die Ladung ΔQ , die aus ΔN Teilchen der Ladung e und der Masse m bestehen möge, andererseits formulieren wir die Differentialgleichung für die Ladung Q auf dem Plattenkondensator. Hat der letztere die Kapazität C_0 , so ist Q mit dem im Schwingungskreise fließenden Strom i durch die Beziehung verbunden

$$i = - \frac{dQ}{dt} \quad (43)$$

Man erhält

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{a}{m} x + \frac{e Q}{2 m x_0 C_0} = 0 \quad (44)$$

und

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{1}{L} \left(\frac{1}{C} + \frac{1}{C_0} \right) + \frac{\Delta Q}{2 x_0 C_0 L} x = 0 \quad (45)$$

und daraus für die Frequenz im Resonanzfall, d. h. für

$$\frac{a}{m} = \frac{C + C_0}{L C C_0} = \omega_0^2$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 \pm \frac{1}{2 x_0 C_0} \sqrt{\frac{e \Delta Q}{m L}} = \omega_0^2 \left\{ 1 \pm \frac{C}{2 x_0 (C + C_0)} \sqrt{\frac{e}{m} L \Delta Q} \right\} \quad (46)$$

Für die Kopplung ist also einerseits die Schaltung massgebend, indem vor allem das Verhältnis C/C_0 eine Rolle spielt, andererseits die Grösse der Ladung ΔQ . Auf den allgemeinen Fall übertragen wird letzteres heissen, dass die Kopplung um so stärker ist, je grösser die Elektronen-Raumladungsdichte ist, bzw. je grösser der Emissionsstrom oder die Heizung der Glühkathode. Die Frequenz kann also vom Heizstrom der Röhre nicht unabhängig sein, wird aber von demselben erst in zweiter Ordnung beeinflusst, insofern als die an sich schon ziemlich lose Kopplung sich ändert und die Elektronen in ihrer Bewegung sich gegenseitig beeinflussen. Eine schwache Frequenzabhängigkeit wird in der Tat auch gefunden¹⁾.

Mit Hilfe des „Wellenmessersystems“ wurden jeweils auch die Wellenlängen der entstehenden Schwingungen in unserer Versuchsanordnung bestimmt. Sie sind in Fig. 6, 9 und 10 eingetragen und lassen erkennen, dass mit zunehmender Verlängerung der Paralleldrahtsysteme, also mit zunehmender Eigenwellen-

¹⁾ Vergl. z. B. A. SCHEIBE, Ann. d. Phys. **73**, 54, 1924.

M. T. GRECHOWA, Zeitschr. f. Physik, **38**, 628, 1926.

länge der äusseren Kreise, die selbsterregte Wellenlänge vergrössert, also scheinbar mitgenommen wird. Dieses Verhalten folgt ebenfalls aus der allgemeinen Theorie der Koppelschwingungen. Bemerkenswert ist ferner, dass diese Wellenlängenänderungen sich auch in den Amplitudenkurven ausdrücken, indem die vorderen Stirnseiten jeweils um die dort vorhandene, kürzere Wellenlänge und die hinteren Schleppen um die entsprechende längere Wellenlänge voneinander abstehen, so dass eine mit zunehmender Länge des Paralleldrahtsystemes zunehmende Breite der Amplitudenberge sich einstellt, die schliesslich zu einer teilweisen Verschmelzung führen kann.

Ein eigenartiges Verhalten beobachtet man, wenn man bei festgehaltenen, äusseren Kreisen die Eigenfrequenz der Elektronenraumladung variiert, d. h. die Gitterspannung steigert, wie dies in Fig. 12 dargestellt ist. Der Versuch wurde mit einer Philips-Röhre D II in Schaltung A ausgeführt. Einerseits ist der Gitterstrom eingezeichnet, andererseits der Anodenstrom ($E_a = 0$), der als Mass für die Schwingungsintensität dient.

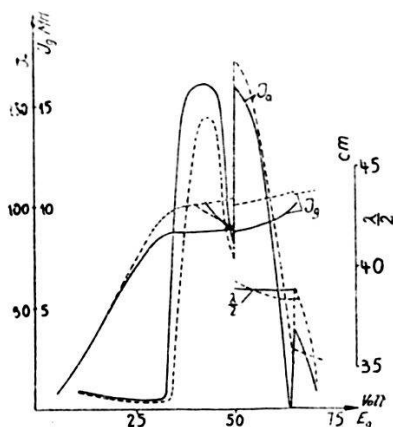


Fig. 12.

Röhre Philips D II, $E_a = 0$, $E_g = 40$ Volt.

J_a : 1 Skalenteil = 0.00224 MA.

Die Röhre schwingt dauernd in einem Bereiche der Gitterspannung von 30—70 Volt, macht aber zwei Mal scharfe Sprünge in der Schwingungsintensität, verbunden mit Sprüngen in der Wellenlänge. Die Kurve zeigt, dass die Wellenlänge die Tendenz hat, sich dem äusseren Kreise anzupassen, bis ein Zustand erreicht ist, bei dem dies nicht mehr möglich ist und ein plötzliches Umspringen erfolgt¹⁾. Die Stelle dieses Umspringens ist in der Regel

¹⁾ Vergl. auch M. T. GRECHOWA, Zeitschr. f. Physik **38**, 624, 1926; N. KAPZOV u. S. GWOSDOWER, Zeitschr. f. Physik **45**, 114, 1927.

nicht auf einen scharfen Punkt beschränkt, sondern innerhalb eines gewissen Bereiches tritt — ähnlich wie bei den bekannten „Zieh“-Erscheinungen — eine ausgesprochene Labilität ein, so dass in der Regel beim Hin- und Rückweg die Sprungstellen sich nicht decken. Das nach Barkhausen-Kurz für $E_a = 0$ zu erwartende Gesetz

$$\lambda \sqrt{E_g} = \text{konst.}$$

gilt nur als mittlerer Kurvenzug durch den stufenartigen Verlauf der Wellenlänge.

Dass in der Tat verschiedenartige Schwingungszustände existieren können, lässt sich experimentell besonders deutlich zeigen, wenn man in dem soeben besprochenen Versuch bei einer Änderung von E_g die äusseren Kreise so nachreguliert, dass immer

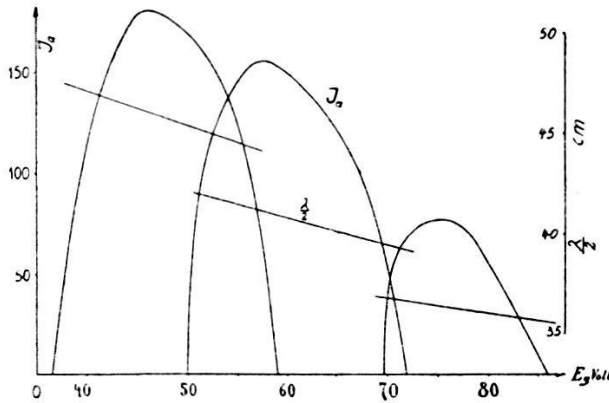


Fig. 13.

Röhre Philips DII; $E_a = 0$, Sättigungsstrom 10 MA
 J_a : 1 Skalenteil = 0.00224 MA

maximale Schwingungsintensität vorhanden ist, ohne dass jedoch ein Springen stattfindet. Man erhält dann die Kurven in Fig. 13. die drei ganz verschiedene Schwingungstypen erkennen lassen.

§ 7. Oberschwingungen.

Oberschwingungen sind in unserer Versuchsanordnung aus zweierlei Gründen zu erwarten: einmal verläuft die Elektronenbewegung in Wirklichkeit nicht rein sinusförmig und sodann besitzen die Raumladung, sowie die Paralleldrahtsysteme als schwingende Kontinua auch Eigenschwingungen höherer Frequenz. Zur Erzielung möglichst kurzer Wellenlängen braucht man daher nicht unbedingt nur die Frequenz der Grundschwingung zu steigern,

sondern man kann auch versuchen, das System direkt in einer Oberschwingung zu erregen (entsprechend dem Fall, dass $\frac{\omega}{\omega_0}$ in Gl. (19), (20) und (21) gleich einer ganzen Zahl grösser als 1 ist) oder wenigstens bestimmte höhere Harmonische möglichst intensiv zu gestalten und durch Resonanzkreise auszusieben. Beides ist möglich.

Bei direkter Erregung einer Oberwelle müssen die äusseren Kreise auf diese abgestimmt werden. Fig. 14 illustriert den Fall der Selbsterregung in der zweiten Oberwelle an einer Röhre Schott *M* in Schaltung *A*. Die Abszisse z misst die Brückenstellung am Wellenmesser; nach oben ist der Detektorstrom im Wellen-

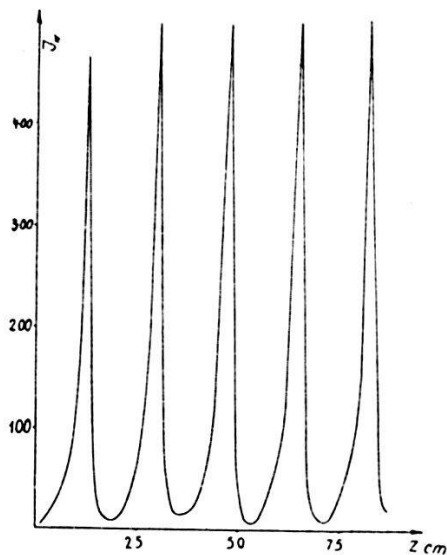


Fig. 14.

J_W = Detektorstrom im Wellenmessersystem, z = Brückenstellung im Wellenmessersystem. Röhre Schott *M*. $E_a = -94$ Volt, $E_g = +600$ Volt, Sättigungsstrom 15 MA.

messer aufgetragen. Die erhaltene Wellenlänge beträgt 35 cm, während sie aus der Gitter- und Anodenspannung berechnet, etwa dreimal grösser sein sollte. Die Eigendämpfung ist für Oberwellen höherer Ordnung jedoch häufig so hoch, dass eine Selbsterregung nicht mehr gelingen will.

Bequemer ist daher das zweite Mittel, die Schwingung in der Grundfrequenz anzuregen und nach Wunsch durch geschickte Wahl der Spannungen und Abgleichung der äusseren Kreise entweder einen grossen Reinheitsgrad der Schwingung oder einen besonderen Reichtum an höheren Harmonischen zu erhalten.

Für letzteren Fall geben wir ein Beispiel in Fig. 15, das wie das vorige mit einer Röhre Schott *M* in Schaltung *A* aufgenommen wurde und eine Beobachtung am Wellenmesser darstellt.

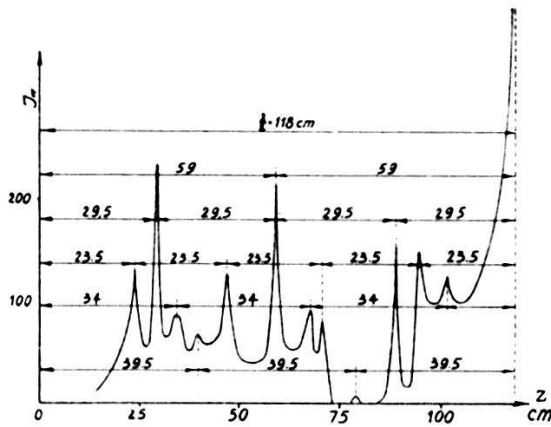


Fig. 15.

J_W = Detektorstrom im Wellenmessersystem, z = Brückenstellung im Wellenmessersystem. Röhre Schott *M*. $E_a = -10$ Volt, $E_g = +100$ Volt, Sättigungsstrom 15 MA.

Die auf den ersten Blick ganz unregelmässige Kurve lässt sich vollständig bis zur 9. Harmonischen analysieren. Man findet:

	$\frac{\lambda}{2}$ berechnet	$\frac{\lambda}{2}$ gemessen
Grundschiwingung	236,0 cm	— cm
1. Harmonische	118,0 „	118,0 „
2. „	78,5 „	78,5 „
3. „	59,0 „	59,0 „
4. „	47,2 „	47,0 „
5. „	39,3 „	39,5 „
6. „	33,7 „	34,0 „
7. „	29,5 „	29,5 „
8. „	26,2 „	— „
9. „	23,6 „	23,5 „

Die Möglichkeit besonders starken Hervorhebens gewisser Harmonischer ist auch vom Zwischenkreisröhrensender her bekannt. GLAGE und EDLER¹⁾ haben gezeigt, dass ein solcher Fall in einem gekoppelten System immer dann eintritt, wenn die Frequenzen der Koppelschwingungen ein ganzzahliges Verhältnis bilden. Zu der zunächst allein vorhandenen langsameren Schwingung tritt die schnellere als höhere Harmonische hinzu, und zwar

¹⁾ GLAGE u. EDLER, Arch. f. Elektrotechn. **10**, 56, 1920.

besonders stark in demjenigen Kreis, der an und für sich die höhere Eigenschwingung hat. Stimmt man in Schaltung B das eine Doppeldrahtsystem auf die Grundwelle, das andere auf die Oberwelle ab, so ist diese Bedingung ungefähr erfüllt²⁾.

§ 8. Untersuchungen im Magnetfeld.

Wenn die Anoden-Gleichspannung höher positiv ist als einige Volt, pflegen in der Barkhausen-Kurz-Schaltung die Schwingungen auszusetzen. Der Grund liegt darin, dass die Elektronen von der Anode abgefangen werden und die Pendelbahnen verschwinden. Bringt man dann die Röhre in ein zur Achse des Glühdrahtes paralleles Magnetfeld und steigert dessen Feldstärke, bis die Elektronenbahnen wegen der eingetretenen Krümmung die Anode gerade nicht mehr erreichen und periodisch werden, die Anode gerade nicht mehr erreichen und periodisch werden,

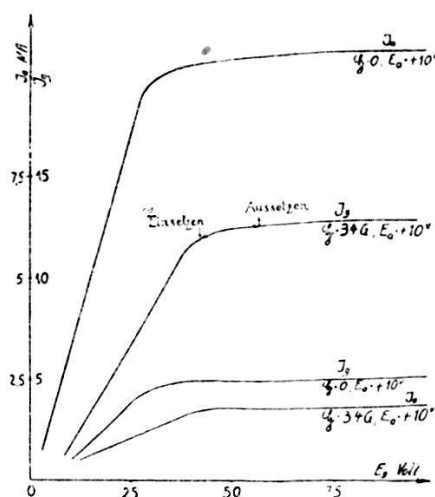


Fig. 16.

Röhre Telefunken R. E. 38, Sättigungsstrom 15 MA.

so ist das Anschwingen wieder ermöglicht. Auf diese Weise gelingt es selbst bei Anoden-Spannungen von über 100 Volt Schwingungen zu erhalten. Ein Beispiel hierfür gibt Fig. 16.

Auch hier zeigt sich, dass das Einsetzen der Schwingungen an das obere Knie der Gitterstrom-Charakteristik gebunden ist. Mit Hilfe eines Magnetfeldes sollte es auch möglich sein, Schwingungen ohne Anode zu erzeugen.

Wir haben die Barkhausen-Kurzschaltung nur soweit behandelt, als charakteristische Merkmale und Erscheinungen in

²⁾ Mit Schaltung A erzielte W. HEIM (Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. **30**, 160, 1927) besonders gute Erfolge, indem er ein weiteres auf die Oberwelle abgestimmtes Doppeldrahtsystem an den Anoden-Gitterkreis ankoppelte, und zwar in der Nähe eines Spannungsknotens.

Frage kamen. Entsprechend wurde auch nur eine schematische Theorie gegeben. Die Erweiterung derselben auf die allgemeine Schaltung mit drei endlichen, äusseren Widerständen \mathfrak{R}_a , \mathfrak{R}_g und \mathfrak{R}_{ag} , die Betrachtung unsymmetrischer Elektronenschwingungen ($E_a \neq 0$), sowie die strenge Durchrechnung der Kopplungsverhältnisse ist ohne weiteres möglich, doch schien uns die Mitteilung der Resultate der verhältnismässig langen Ableitungen und Formeln wegen nicht lohnend, solange nicht Anordnungen durchgerechnet werden, die einen zahlenmässigen, quantitativen Vergleich ermöglichen. Die Frage nach der Rolle der Röhrenkapazitäten und insbesondere nach dem günstigsten Bau der Röhren haben wir nur gestreift. Wir möchten darüber erst genaueres sagen, wenn wir im Besitze der nötigen experimentellen Unterlagen sind. Im Zusammenhang damit lässt sich vielleicht auch die an sich interessante Frage noch genauer beantworten, wie weit sich überhaupt mit den heutigen Mitteln die Grenze der Wellenlänge nach unten verschieben lässt.

Fast alle Sende- oder Empfänger-Röhren mit zylindrisch-symmetrischer Anordnung sind in Barkhausen-Kurz-Schaltung zu verwenden, sobald sie vom Sockel befreit werden und definierte abstimmbare äussere Kreise erhalten. Wir haben daraufhin untersucht die Röhren: Schott M, N, K; Marconi MT5, V24; Telefunken RE 16, RE 38; Philips D II, E, F, Z I, Z II; verschiedene französische Röhren.

Zum Schlusse sei uns gestattet, unsern herzlichsten Dank auszusprechen unsern Freunden Alf. Herzog und N. von Korsehewsky, dank deren freundlichen Bemühungen wir die ersten Versuche mit Schott-Röhren machen konnten, sowie der Direktion der Glühlampenfabrik „Licht A.-G.“ in Goldau, die in der zukommendsten Weise eine grössere Reihe Röhren spezieller Konstruktion für unsere Versuchszwecke herstellte.

Zürich, Physik. Institut der E. T. H., im Oktober 1927.

Literatur.

1. H. BARKHAUSEN u. K. KURZ, Phys. Zeitschr. **21**, 1, 1920.
2. E. W. B. GILL u. Z. H. MORELL, Phil. Mag. **44**, 161, 1922.
3. L. L. NETTLETON, Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. **21**, 359, 1923, Proc. Nat. Acad. America **8**, 353, 1922.
4. BALTH. VAN DER POL jr., Physica **3**, 253, 1923; **5**, 1, 1925.
5. L. BERGMANN, Ann. d. Phys. **67**, 13, 1922.
6. CL. SCHAEFER u. J. MERZKIRCH, Zeitschr. f. Phys. **13**, 166, 1923.

7. G. BREIT, Phys. Rev. **23**, 300, 1924, Journ. Opt. Soc. Amer. **9**, 708, 1924; Journ. Franklin Inst. **197**, 355, 1924.
8. N. KAPZOV, Journ. d. Russ. phys. u. chem. Ges. **56**, 639, 1924. Zeitschr. f. Phys. **35**, 129, 1925.
9. A. SCHEIBE, Ann. d. Phys. **73**, 54, 1924.
10. F. TANK, Arch. Genève **6**, 320, 1924.
11. E. SCHILTKNECHT u. F. TANK, Arch. Genève **7**, 215, 1925.
12. BALTH. VAN DER POL jr., Physica **5**, 1, 1925.
13. M. T. GRECHOWA, Zeitschr. f. Phys. **35**, 59, 1925; **35**, 50, 1925.
14. J. SAHANEK, Phys. Zeitschr. **26**, 368, 1925.
15. A. SCHEIBE, Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. **27**, 1, 1926; **27**, 184, 1926.
16. M. T. GRECHOWA, Zeitschr. f. Phys. **38**, 621, 1926.
17. S. J. ZILITINKEWITSCH, Arch. f. Elektrotechn. **15**, 460, 1926.
18. F. BANNEITZ, Handbuch der drahtlosen Telegraphie 1927, S. 993 (A. SCHEIBE)
19. N. KAPZOV u. S. GWOSDOWER, Zeitschr. f. Physik **45**, 114, 1927.
20. W. HEIM, Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. **30**, 160, 1927.

Eingegangen 4. November 1927.