



Telegraphen-Fernsprech- Funk- und Fernseh-Technik

Herausgegeben von der Forschungsanstalt der Deutschen Reichspost

Schriftwaltung:

DR. FRITZ VILBIG

HERMANN SCHULZ

SIEGFRIED MÄHLISS

Sämtliche Zuschriften an VERLAG RICHARD DIETZE, Berlin W 62, erbeten

31. JAHRGANG

NOVEMBER 1942

HEFT 11

Erzeugung und Verstärkung von Dezimeter- und Zentimeterwellen

Forschungsgesellschaft für Funk- und Tonfilmtechnik e. V. Berlin
und

Laboratorium für Hochfrequenztechnik und Elektromedizin, Berlin-Lankwitz

Von Dr. Ing. habil. H. E. Hollmann

DK 621. 385. 1. 029. 65/. 64
621. 396. 615. 14 + 621. 396. 211

Inhaltsübersicht

I. Verstärkung und Rückkopplung

A. Leistungsverstärkung und Selbsterregung durch Rückkopplung im Laufzeitgebiet

1. Influenzstromerregung
2. Der dynamische Widerstand einer Zweipolröhre
 - a) Im Sättigungsgebiet
 - b) Im Raumladungsgebiet
3. Die raumladungsgesteuerte Elektronenröhre im Laufzeitgebiet
 - a) Der dynamische Gitterwiderstand
 - b) Die dynamische Steilheit
4. Die Grenze der Leistungsverstärkung und Rückkopplung

B. Rückkoppelsender

1. Selbsterregungsschaltungen
 - a) Dreipunktschaltung
 - b) Symmetrieschaltungen
2. Quasistationäre Schwingkreise
 - a) LC-Kreise
 - b) Tankkreise
3. Schwingssysteme mit verteilter Induktivität und Kapazität

C. Leistungsverstärkung und Frequenzvervielfachung

D. Dezimeterwellenröhren

II. Laufzeitröhren

A. Inversionsschwingungen auf Grund eines ultradynamischen Röhrenwiderstandes

1. Die Inversionsgebiete einer Zweipolröhre
2. Der ultradynamische Influenzstromwiderstand einer elektronendurchflossenen Doppelschicht
3. Die Kathodenstrahlröhre als ultradynamischer Schwingungserzeuger

B. Die Bremsfeldröhre

1. Elektronenpendelungen
2. Der ultradynamische Influenzwiderstand des Bremsraums
3. Inversionsschwingungen höherer Ordnung (Zwergwellen)

C. Die Magnetfeldröhre

1. Die Elektronenbewegung in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern
2. Die Magnetfeldröhre mit Vollandode
 - a) Die Magnetronkennlinie
 - b) Statisch negativer Widerstand
 - c) Kollkreisschwingungen (Laufzeitschwingungen erster Ordnung)
3. Schlitzanodenröhren
 - a) Habannschwingungen
 - b) Leitbahnschwingungen (Laufzeitschwingungen höherer Ordnung)
4. Rückheizung
5. Magnetfeldsender
6. Sonderformen von Magnetfeldröhren

D. Dynamische Pendelvervielfacher

1. Statische Vervielfacher
2. Magnetische Vervielfacher

E. Geschwindigkeitsgesteuerte Röhren (Triftröhren)

1. Laufzeitkompression (Phasenfokussierung)
2. Triftröhren
 - a) Das Klystron
 - b) Sonderformen

F. Dynamische Quersteuerröhren

III. Plasmaschwingungen

IV. Funkensender

Elektrische Wellen von einigen Dezimetern Länge und darunter lassen sich nur am langwelligen Ende des betrachteten Spektralgebiets nach den herkömmlichen Methoden der Hochfrequenztechnik, z. B. durch Rückkopplung einer Raumladungs- oder durch Strombahnen mit statisch fallenden Kennlinien, wie z. B. Lichtbögen, Dynatron usw., erzeugen, während nach kürzeren Wellen hin, insbesondere im Gebiete von einigen Zentimetern, besondere Verfahren und Anordnungen erforderlich sind, um gewisse Schwierigkeiten, welche durch die unzureichende Anpassung und die endliche Elektronengeschwindigkeit bedingt sind, zu überwinden. In anderen Fällen geht die Dezimeterwellentechnik den Weg, die Eigenschaften der Elektronenträgheit bewußt auszunutzen. Röhren, deren Anfachung grund-

sätzlich auf einer mit der Periodendauer vergleichbaren Laufzeit der Elektronen zwischen den einzelnen Elektroden beruht, werden als „Laufzeitröhren“ und die von ihnen gelieferten Schwingungen als „Laufzeitschwingungen“ bezeichnet. Es verdient schon jetzt besonders darauf hingewiesen zu werden, daß unter diesen Umständen grundsätzlich jede Elektronenröhre, selbst in der allereinfachsten Form als Zweipolröhre mit reiner Längssteuerung oder als Kathodenstrahlröhre mit reiner Quersteuerung, einen dynamisch negativen Widerstand aufweist und als Laufzeitröhre wirken kann. Praktisch sind als Vertreter der Laufzeitröhren in erster Linie die Bremsfeldröhre nach Barkhausen und Kurz und ihre verschiedenen Ausbildungen, die Magnetfeldröhre mit voller und geteilter Anode und ihre Abarten, der dynamische Sekundärelektronenervielfacher nach Farnsworth und die mit Laufzeitkompression arbeitenden Triftröhren zu nennen. Die kürzesten Wellen, die bisher mit Laufzeitröhren erreicht werden konnten, liegen bei etwa 0,5 cm; darunter kommt zur Zeit nur Funkenentladung in Betracht.

I. Verstärkung und Rückkopplung

Allgemein spielt für das Verhalten einer Elektronenröhre weniger die Spannungsverstärkung als vielmehr die Leistungsverstärkung eine Rolle, die mit der Schwingungserzeugung durch Rückkopplung aufs engste verknüpft ist, denn Selbsterregung kann nur dann einsetzen, wenn die abgegebene Anodenleistung mindestens gleich der am Gitter verbrauchten Steuerleistung, die Leistungsverstärkung mithin größer als Eins ist. Natürlich gilt diese Energiebilanz auch in dem hier betrachteten Spektralbereich, nur daß die Röhrenkonstanten komplizierte, von Frequenz und Elektronenlaufzeit abhängige dynamische Werte annehmen, die im Grenzfall $\omega \rightarrow 0$ auf die bekannten statischen Werte führen. Ein weiteres Merkmal der Dezimeter- und Zentimeterwellentechnik ist der mit wachsender Frequenz immer kleiner werdende Scheinwiderstand der üblichen quasistationären Schwingkreise, der die Anpassung an die gleichzeitig steigenden inneren Röhrenwiderstände schließlich ganz vereitelt. Diese Erscheinung ist zu einem Teil durch Stromverdrängung, zum anderen dadurch bedingt, daß die räumliche Ausdehnung der Schaltelemente mit der Wellenlänge vergleichbar wird, und daß unter Umständen beachtliche Verluste durch elektrische Strahlung auftreten. Aus diesen Gründen nutzt die Dezimeter- und Zentimeterwellentechnik die Eigenschaften der nichtstationären Stromverteilung bewußt zur Schaffung dämpfungsarmer Schwinggebilde aus.

A. Leistungsverstärkung und Selbsterregung durch Rückkopplung im Laufzeitgebiet

1. Influenzstromerregung

Zum Verständnis der typischen Laufzeiterscheinungen ist von dem mit der Elektronenbewegung verbundenen Verschiebungsstrom auszugehen, der zum Unterschied gegenüber den sonstigen Verschiebungsströmen als

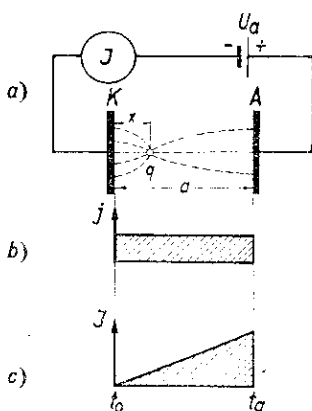


Abb. 1
Influenzstromerregung durch eine bewegte Ladung
a) Anordnung; b) Influenzstrom bei konstanter Bewegungsgeschwindigkeit ($v_0 \neq 0$) und c) bei beschleunigter Ladung

Influenzstrom bezeichnet wird. An Hand der Abb. 1 sei die Influenzstromerregung durch eine bewegte Ladung q veranschaulicht, die sich zunächst mit gleichbleibender Geschwindigkeit v_0 zwischen den im Abstand a voneinander befindlichen ebenen Elektroden K und A bewegt (Abb. 1a). Dann wird auf der Platte K die Ladung:

$$q_k = -q \left(1 - \frac{x}{a}\right)$$

und auf der Platte A die Ladung:

$$q_a = q \frac{x}{a}$$

influenziert. Differentiation nach der Zeit ergibt den im äußeren Schließungsdraht fließenden Ausgleichsstrom:

$$j = \frac{dq_a}{dt} = -\frac{dq_k}{dt} = -q \frac{v_0}{a} \quad (1)$$

Entsprechend der schematischen Darstellung in Abb. 1 b fließt also während der ganzen Übergangszeit, in der sich die Ladung von K nach A bewegt, ein gleichbleibender Strom von der Stärke j . Natürlich muß sich bei dieser Bewegung schließlich die gesamte Ladung ausgeglichen haben, d. h.:

$$\int_0^t q \frac{dx}{a} dt = q \int_0^a dx = q$$

Befindet sich im Schließungsdraht eine Spannungsquelle mit der elektromotorischen Kraft U_a , so unterliegt die Ladung in dem homogenen Feld zwischen K und A einer gleichbleibenden Beschleunigung, so daß ihre Geschwindigkeit v mit wachsender Entfernung von K in erster Näherung proportional mit der Laufzeit τ ansteigt. Dementsprechend wächst auch der Influenzstrom mit zunehmender Annäherung an A entsprechend Abb. 1 c, weil in gleichen Zeiten immer größere Ladungen gebunden werden. Handelt es sich nicht um die Bewegung einer einzelnen Ladung, sondern um die kontinuierliche Aufeinanderfolge zahlreicher Ladungen, d. h. um einen Elektronenstrom, so trägt jedes einzelne Elektron den Betrag: $\frac{e}{a} \frac{dx}{dt}$ zum Ausgleichsstrom bei, und der gesamte Influenzstrom setzt sich in jedem Augenblick aus der Summe aller dieser Anteile zusammen:

$$J = \frac{v}{a} \sum \frac{dx}{dt} \quad (2a)$$

Für unendlich dicht aufeinanderfolgende Elektronen läßt sich statt dieser Summe das Stromintegral schreiben:

$$J = I_0 \int_{t_0}^{t_a} \frac{dx}{dt} dt \quad (2b)$$

wenn mit I_0 die Gleichstromstärke, mit t_0 die Startzeit und mit t_a die Ankunftszeit auf der Anode bezeichnet werden.

Dieser Strom beherrscht das Verhalten jeder Elektronenröhre bei hohen Frequenzen und ist nicht nur die Ursache für die Abnahme der Steilheit von raumladungsgesteuerten Röhren, sondern auch der Grund dafür, daß am Gitter selbst bei negativer Vorspannung, bei welcher statisch kein Gitterstrom mehr fließen kann, ein Hochfrequenzstrom mit positiver Wirkkomponente und mit einem entsprechenden Leistungsverbrauch auftritt, der schließlich zum Versagen der Leistungsverstärkung beiträgt; andererseits spielt der Influenzstrom bei allen Laufzeitröhren eine entscheidende Rolle.

2. Der dynamische Widerstand einer Zweipolröhre

a) Im Sättigungsgebiet

Bevor die verwickelten Verhältnisse, die in einer Mehrpolröhre herrschen, behandelt werden, sei als besonders einfaches und grundlegendes Beispiel der Influenzstrom in einer einfachen Zweipolröhre auf anschauliche Weise ermittelt [1]^{*)}. Zunächst werde die Röhre im Sättigungsgebiet

^{*)} Vgl. Schriftumsübersicht am Schlusse des Aufsatzes.

betrieben, wo ihr statischer Innenwiderstand unendlich groß ist. Die Anordnung entspricht grundsätzlich der Abb. 1 a, nur daß die Kathode *K* eine äquisequente Folge von Elektronen mit der Anfangsgeschwindigkeit 0 aussendet und daß der Anodengleichspannung U_a eine schwache Wechselspannung:

$$U_a \cos \omega t = M U_a \cos \omega t \text{ Volt}$$

überlagert ist, wobei $M = U_a/U_a$ die Spannungsaussteuerung bedeutet. Zwischen den Elektroden herrscht dann an allen Punkten die elektrische Feldstärke:

$$\mathcal{E}_0 (1 \pm M \cos \omega t) = \frac{U_a}{a} (1 \pm M \cos \omega t) \text{ Volt/cm,}$$

und die Elektronen unterliegen der Beschleunigung:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{e}{m} \mathcal{E}_0 (1 \pm M \cos \omega t) 10^9 \text{ cm/sec}^2. \quad (3a)$$

$$\left(\frac{e}{m} \text{ in } \frac{\text{Amp. sec}}{g} = 1,76 \cdot 10^8 \right)$$

Zweimalige Integration ergibt:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} \mathcal{E}_0 \left[(t - t_0) \pm \frac{M}{\omega} (\sin \omega t - \sin \omega t_0) \right] 10^7 \text{ cm/sec} \quad (3b)$$

und

$$x = \frac{e}{m} \mathcal{E}_0 \left[\frac{(t - t_0)^2}{2} \pm \frac{M}{\omega^2} (\cos \omega t - \cos \omega t_0) - \frac{M}{\omega} (t - t_0) \sin \omega t_0 \right] 10^7 \text{ cm.} \quad (3c)$$

Die Elektronenbewegung läßt sich am besten auf Grund eines Weg-Zeit-Schaubildes, eines „Elektronenfahrplans“ überschauen. Als Beispiel werden folgende Abmessungen und Betriebsdaten gewählt:

Elektrodenabstand	$a = 0,5 \text{ cm}$
Anodenspannung	$U_a = 2,82 \text{ Volt}$
Aussteuerung	$M = 0,5$
Wechselspannungsamplitude	$U_0 = 1,41 \text{ Volt}$
Kreisfrequenz	$\omega = 0,5 \cdot 10^9$
Wellenlänge	$\lambda = 1200 \text{ cm}$
Beschleunigung	$\frac{e}{m} \mathcal{E}_0 = 10^9 \text{ cm/sec}^2.$

Dann errechnet sich die Laufzeit τ_0 eines Elektrons lediglich unter dem Einfluß der Anodengleichspannung zu:

$$t_a - t_0 = \tau_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_a} = 3,4 \cdot 10^{-8} \sqrt{U_a \text{ Volt}} = 10^{-8} \text{ sec,} \quad (4)$$

das ist ein Viertel der Periodendauer. In Winkelgraden ergibt τ_0 den „Laufzeitwinkel“:

$$\omega \tau_0 = \varphi_0,$$

welcher mithin $\pi/2$ beträgt.

Die Kathode sende alle 10^{-9} sec ein Elektron aus, so daß auf die volle Periode 40 Elektronen entfallen. Für die Zeiten $t = 0; 3; 6; \dots 39 \cdot 10^{-9}$ sec ist die Lage jedes einzelnen Elektrons errechnet und in Abb. 2 a aufgetragen. Die Darstellung läßt deutlich eine zu verschiedenen Zeiten ωt um den Ruhewert 10 schwankende Zahl von Elektronen zwischen den Platten erkennen, weil die Elektronen bei sinkender Feldstärke weniger beschleunigt werden und sich ansammeln, um sich bei zunehmender Feldstärke wieder zu verdünnen. In dem behandelten Beispiel ist die Ladung offensichtlich bei $\omega t \sim 50^\circ$ am stärksten verdünnt und bei 260° am stärksten verdichtet.

Werden zeitlich und örtlich aufeinanderfolgende Elektronenpunkte miteinander verbunden, so entstehen die parabelförmigen „Fahrstrahlen“, deren Neigung an jeder Stelle der dort herrschenden Elektronengeschwindigkeit entspricht. Die Dichte der Fahrstrahlen ist sowohl durch die Geschwindigkeit als auch durch die Anzahl der Elektronen bedingt und ist mithin ein unmittelbares Maß für den Influenzstrom. Man sieht daher sofort, daß dieser um 300° seinen Höchstwert und um 130° seinen niedrigsten Wert durchlaufen muß.

Die ausgezogene Kurve in Abb. 2 b zeigt den genauen zeitlichen Verlauf des Influenzstroms, der durch Summation über Zahl und Geschwindigkeit aller in jedem Augenblick zwischen den Platten befindlichen Elektronen ermittelt ist, wobei die Zahl der Elektronen um den Faktor 10^3 vermehrt wurde. Die harmonische Analyse liefert für den Strom bei Beschränkung auf die Grundwelle den Ausdruck:

$$J = I_0 [1 \pm 0,26 \cos (\omega t - 42^\circ)],$$

wobei $I_0 = 1,59 \cdot 10^{-7}$ Amp. den Sättigungsstrom bedeutet. Der Grundwellenanteil eilt der Spannung um 42° vor und

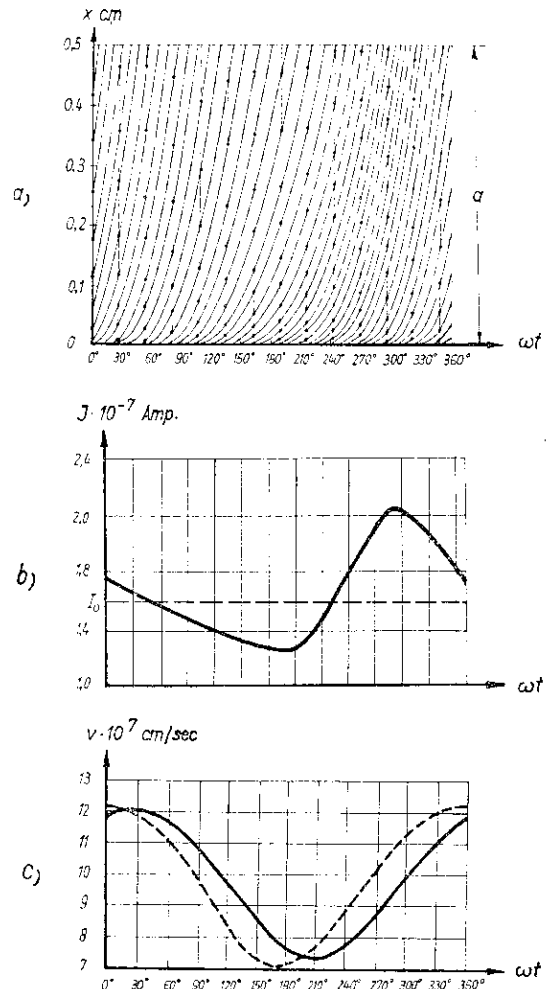


Abb. 2. Elektronenfahrplan (a), Influenzstrom (b) und Landegeschwindigkeit (c) einer gesättigten Zweipolröhre (nach Sloane und James)

führt zu einem komplexen Röhrenwiderstand, dessen Realteil sich aus Anodenwechselspannung und Influenzstrom zu:

$$R_i = \frac{U_0}{0,26 I_0 \cos 42^\circ} = 46 \text{ Megohm}$$

errechnet.

Die Elektronen prallen mit wechselnden Geschwindigkeiten auf die Anode auf und geben ihre kinetische Energie in Form von Wärme ab. In der ausgezogenen Kurve der Abb. 2 c ist die aus Gl. (3 b) errechnete Landegeschwindigkeit über ωt aufgetragen. Auch diese Kurve weist eine Phasenverschiebung gegen die Anodenspannung auf, was zu der wichtigen Erkenntnis führt, daß die Elektronengeschwindigkeit unter dynamischen Verhältnissen nicht mehr dem durchlaufenen Potential entspricht. Beim Vergleich mit der punktierten Kurve, welche die Landegeschwindigkeit für quasistatische Verhältnisse, d. h. für unendlich kurze Laufzeitwinkel, widerspiegelt, erkennt man, daß die ausgezogene Kurve weniger tief herunterreicht: die mittlere

Mit praktisch brauchbarer Annäherung kann der Gitterwiderstand nach der Formel [9]:

$$R_g = \frac{180}{S_0 \varphi_a^2} \left[9 + 4a + 45a^2 - \frac{2}{\beta} (17a + 35a^2 - 11a^3 - 29a^4) + \frac{20}{\beta^2} (a^2 - 2a^4 + a^6) \right] \quad (10)$$

berechnet werden, wobei S_0 die statische Steilheit und

$$\beta = \left| \frac{U_a}{U_{st}} + 1 - a^2 \right|$$

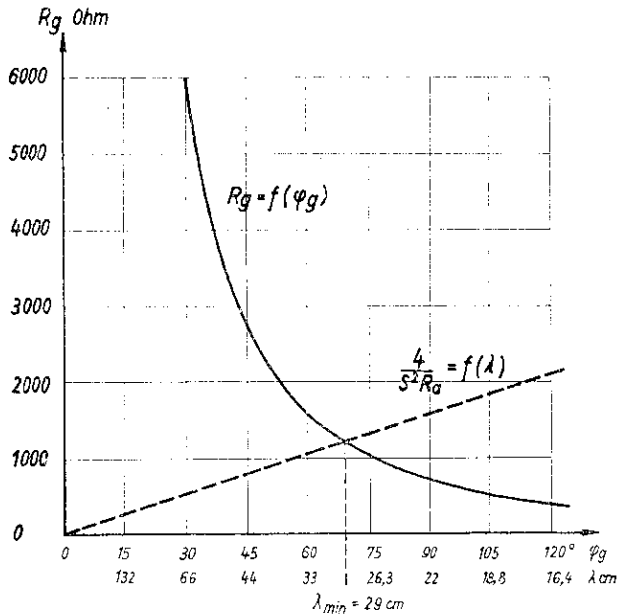


Abb. 8. Lösung der dynamischen Rückkoppelformel für die Kurzwellenröhre SD 1 (nach Zuhrt)

ist. In der ausgezogenen Kurve der Abb. 8 ist der für die Telefunken-Kurzwellenröhre SD 1 mit den Daten:

$$\begin{aligned} 2r_a &= 1,95 \text{ mm} & D &= 0,07 & U_a &= 150 \text{ V} \\ 2r_g &= 1,2 \text{ mm} & S_0 &= 3,4 \text{ mA/V} & U_g &= 0 \text{ V} \\ 2r_k &= 0,95 \text{ mm} & & & U_{st} &= 10,5 \text{ V} \\ & & a &= 0,42 & \text{und } \beta &= 4,6 \end{aligned}$$

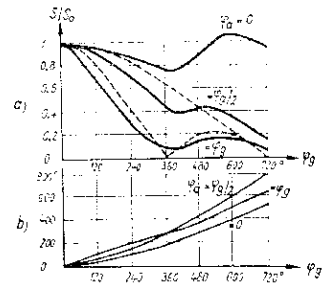
errechnete Gitterwiderstand in Abhängigkeit von φ_g und der entsprechenden Wellenlänge aufgetragen.

b) Die dynamische Steilheit

Die bisherigen Überlegungen lassen darauf schließen, daß die dynamische Steilheit in Abhängigkeit von den Laufzeitverhältnissen in den beiden elektronengekoppelten Zweipolstrecken sehr verwickelten Gesetzen unterliegen muß. Ohne auf die umfangreiche Rechnung einzugehen, seien hier nur die praktisch interessierenden Ergebnisse gebracht. Für die dynamische Steilheit ist ebenso wie für die statische zunächst der durch das Gitter hindurchtretende Konvektionsstrom, dann aber die Influenzstromerregung im Gitter-Anodenraum maßgebend. Die genaue Rechnung zeigt, daß der Konvektionsstrom bis zu den höchsten Frequenzen nur geringe Amplitudenschwankungen und eine nachteilige Phasenverschiebung aufweist. Bei unmerklich kleinen Laufwinkeln φ_a , die praktisch durch genügend kleine Elektrodenabstände sowie durch genügend hohe Anodenspannungen zu verwirklichen sind, kann die dynamische Steilheit S infolgedessen bis zu den höchsten Frequenzen der statischen Steilheit S_0 gleichgesetzt werden, nur gibt ihr die Elektronenträgheit einen nachteiligen Phasenwinkel, was bei Verstärkern im allgemeinen bedeutungslos ist, bei Rückkopplerschaltungen dagegen durch geeignete Wahl des komplexen Rückkoeffizienten S berücksichtigt werden muß.

Mit merklich werdendem Laufwinkel φ_a wirkt sich das Absinken des Influenzstroms und seine Phasennacheilung in einer Abnahme der dynamischen Steilheit und einer zusätzlichen Nacheilung aus. Genauer gehen die Verhältnisse aus der Abb. 9 hervor [9], welche in den ausgezogenen Kur-

Abb. 9. Die relativen Steilheiten (a) und ihre Phasennacheilungen (b) in Abhängigkeit vom Gitterlaufzeitwinkel mit verschiedenen Anodenlaufzeitwinkeln als Parameter
— streng errechnet
..... Näherungsrechnung (nach Zuhrt)



ven (a) als relative Steilheit S/S_0 das Verhältnis der dynamischen zur statischen Steilheit in Abhängigkeit vom Gitterlaufwinkel φ_g mit verschiedenen Anodenlaufwinkeln φ_a als Parameter sowie in Abb. (b) die zugehörige Nacheilung des Anodenstroms wiedergibt. Praktisch kann die dynamische Steilheit bis etwa $\varphi_g \sim 90^\circ$ als konstant angesehen werden.

Für überschlägige Rechnungen ist die relative Steilheit aus der Formel:

$$S_i S_0 = \frac{\sin \varphi_a / 2}{\varphi_a / 2} e^{-j\psi} \quad (11)$$

zu errechnen, deren Genauigkeit die punktierten Kurven in Abb. 9 a erkennen lassen. Die Nacheilung wird durch den Winkel $\psi = \frac{\varphi_g + \varphi_a}{2}$ angenähert wiedergegeben.

4. Die Grenze der Leistungsverstärkung und Rückkopplung

Die bisherigen Überlegungen haben gezeigt, daß die dynamische Steilheit bei kleinen Laufwinkeln nur wenig von der statischen Steilheit abweicht, so daß theoretisch eine Spannungsverstärkung bei genügend hohen Außenwiderständen möglich ist. Anders liegen die Verhältnisse beim mehrstufigen Verstärker und beim Rückkopplender, bei welchem der „elektronische“ Gitterwiderstand R_g einer Röhre dem Anoden- oder Schwingkreiswiderstand R_a der vorhergehenden Stufe oder bei der Rückkopplung derselben Röhre ganz oder zum Teil parallel liegt. Leistungsverstärkung und Rückkopplungsschwingungen sind also an die Bedingung: $S R_a > 1$ gebunden. Da R_g proportional λ^2 verläuft, kann man die frequenzunabhängige Größe $S R_g / \lambda^2$ als „Gütekofaktor“ für Ultrakurzwellen-Verstärkerrohren einführen [11]. Wenn λ in Metern eingesetzt wird, ist dieser Faktor bei modernen Spezialröhren größer, bei gewöhnlichen Röhren dagegen kleiner als Eins.

Genauer läßt sich die Grenze für Selbsterregung bei phasenfreiem Gesamtkreis aus der Barkhausenschen Rückkoppelformel:

$$K = D + \frac{1}{S R_a}$$

ableiten. Dabei ist der Außenwiderstand R_a eine Parallelschaltung vom Schwingkreiswiderstand R_s des Anodenschwingkreises und von dem auf die Anodenseite übertragenen Eingangswiderstand. Nur wenn $K = 1$ ist, wird R_a unmittelbar durch die Parallelschaltung von R_s und R_g gebildet. Ist dagegen $K < 1$, so entfällt auf die Anodenseite ein Bruchteil von R_g :

$$R'_g = R_g \frac{U_a^2}{U_g^2} = \frac{R_g}{K^2}$$

Damit nimmt die Selbsterregungsformel die Form an [9]:

$$K = D + \frac{1}{S} \left(\frac{1}{R_s} + \frac{1}{R'_g} \right) \quad (12)$$

$$= D + \frac{1}{S} \left(\frac{1}{R_s} + \frac{K^2}{R_g} \right)$$

Als wesentlicher Unterschied gegenüber der Barkhausen'schen Rückkoppelformel ergibt sich eine quadratische Gleichung mit der Lösung:

$$K = \frac{R_g}{2} \left[S \pm \sqrt{S^2 - \frac{4}{R_a} \left(D S - \frac{1}{R_a} \right)} \right]$$

Die beiden Wurzeln schließen das Gebiet, in dem Selbsterregung möglich ist, ein, und zwar liefert die negative Wurzel eine zu schwache Rückkopplung, während die positive Wurzel zu einem zu hohen Leistungsverbrauch auf der Gitterseite führt, der von der Anode her nicht mehr gedeckt werden kann. Mit wachsender Frequenz bzw. mit sinkendem Gitterwiderstand nähern sich die beiden Grenzen und fallen schließlich, wenn die Wurzel verschwindet, d. h. wenn:

$$R_g = \frac{4}{S} \left(D + \frac{1}{S R_a} \right) \approx \frac{4}{S^2 R_a} \quad (15)$$

ist, zusammen.

Am Beispiel der Kurzwellenröhre SD 1, deren Gitterwiderstand bereits in Abb. 8 angegeben ist, werden die Verhältnisse näher beleuchtet. Auf Grund praktischer Erfahrungen kann der Widerstand eines quasistationären Schwingungskreises etwa gleich:

$$R_n \approx 10 \lambda_{cm}$$

in Ohm gesetzt werden. Mit diesem Wert ist die rechte Seite der Gl. (15) errechnet und als punktierte Gerade in Abb. 8 eingezeichnet. Sie schneidet die ausgezogene Parabel bei einer Grenzwelle von 29 cm.

Auf Verstärkung übertragen, bedeuten die angestellten Betrachtungen, daß es unter Umständen vorteilhaft sein kann, die verstärkte Wechselspannung beim Übergang von einer zur folgenden Stufe z. B. durch Anzapfen der Übertragungskreise im Verhältnis 2 : 1 herabzusetzen. Da der auf den ganzen Kreis umgerechnete Gitterwiderstand quadratisch mit der Frequenz steigt, während die Verstärkung bzw. Steilheit nur linear sinkt, kann die Gesamtverstärkung gegebenenfalls verbessert werden [10].

Der den vorstehenden Berechnungen zugrunde gelegte quasistationäre Anodenschwingkreis mit seinem niedrigen Resonanzwiderstand ist ziemlich ungünstig, so daß bei Verwendung dämpfungsarmer Schwingensysteme, wie Lecher- oder Rohrleitungen oder Kugel- oder Topfkreisen, erhebliche Verbesserungen zu erwarten sind. Messungen mit derartigen Kreisen haben gezeigt, daß die Selbsterregungsgrenze mit guter Genauigkeit erreicht wird, wenn der gesamte Laufwinkel in der Röhre 180° beträgt [12]. Aus dieser Bedingung leitet sich für die Grenzwelle die Beziehung ab:

$$\lambda_{min} \approx \sqrt{U_a} \left[2(r_a - r_g) + \frac{5}{f D} (r_g - r_k) \right] \quad (14)$$

die z. B. für die Röhre SD 1 eine Grenzwelle von 17 cm ergibt. Tatsächlich sind mit ähnlich aufgebauten Röhren und besonders ausgebildeten Resonanzsystemen Wellenlängen um 20 cm praktisch erreicht worden. Für die sogenannten Knopfröhren (Acorn-Tubes) [13] liefert obige Formel mit 400 Volt Anodenspannung eine Grenzwellenlänge von 6 cm. Da sich Röhren mit noch kleineren Elektrodenabständen aus rein technischen Gründen kaum noch herstellen lassen werden, dürfte diese Welle ungefähr die äußerste Grenze darstellen, bis zu welcher Rückkopplungsschwingungen erwartet werden können.

Die Hoffnung, daß die Trägheitserscheinungen im Gitter-Kathodenraum durch die Nacheilung des Influenzstroms im Gitter-Anodenraum wieder aufgehoben werden können, und daß beide Effekte in entsprechender Zusammenwirkung in Gebiete führen, in denen bei vielfach höheren Frequenzen wieder Selbsterregung möglich ist, hat sich wegen der abnehmenden Steilheit bisher nicht erfüllt, obwohl in dieser Hinsicht angestellte Messungen Entdämpfungsgebiete höherer Ordnung aufgezeigt haben [14].

B. Rückkoppelsender

1. Selbsterregungsschaltungen [15]

a) Dreipunktschaltung

Zur Erzeugung von Dezimeter- und Zentimeterwellen durch Rückkopplung eignet sich von allen Anordnungen grundsätzlich die am besten, die mit dem geringsten Aufwand an Schaltelementen und Verbindungsleitungen auskommt, weil jedes Stückchen Draht wegen seiner Induktivität und Kapazität die phasenreine Anfachung stören kann. Zweifellos die einfachste aller Rückkoppelanordnungen ist die bekannte Dreipunkt-Schaltung, bei welcher Gitter und Anode der Schwingröhre unmittelbar zu dem angefachten Schwingkreis führen (Abb. 10 a). Die Rück-

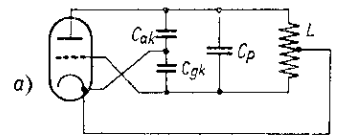
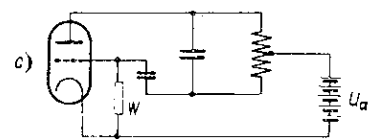
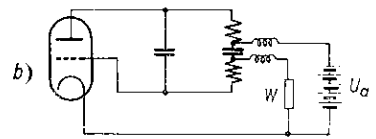


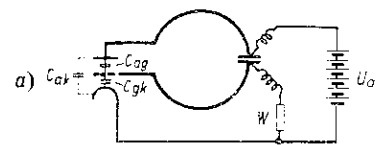
Abb. 10

- a) Dreipunktschaltung mit Schwingröhre als kapazitivem Spannungsteiler
- b) Trennung von Gitter- und Anodengleichspannung durch kapazitive Aufteilung des Schwingkreises und
- c) durch kapazitive Abriegelung des Gitters



kopplung erfolgt über den von der Röhre gebildeten kapazitiven Spannungsteiler $U_{ag} + C_{pk}$. Durch passende Festlegung des Spannungsknotens mittels der Anodenspeiseleitung durch Einfügen kleiner Zusatzkapazitäten parallel zu C_{ak} oder C_{pk} [16] oder schließlich durch Einschalten von Sperrkreisen, Lecherdrähten oder konzentrischen Rohren in die Kathodenleitung [17] kann die phasenreine Anfachung erzwungen werden. Gitter- und Anodengleichspannung werden entweder durch kapazitive Aufteilung des Schwingkreises möglichst im Spannungsknoten (Abb. 10 b) oder durch kapazitive Abriegelung des Gitters und Ableitung über einen Widerstand von einigen kOhm (Abb. 10 c) getrennt.

Damit die Spannung U_{an} überwiegend induktiv wirkt, darf die zwischen Gitter und Anode liegende Kapazität $C_{ga} + C_p$ nicht zu groß werden. In dem behandelten Frequenzgebiet verzichtet man daher am besten auf eine



- a) Kurzwellenschaltung mit Drahtspule und (b, c) mit Zweidrahtleitung als Schwingungsinduktivität

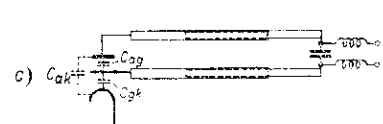
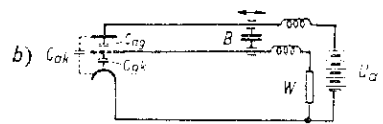


Abb. 11

besondere Parallelkapazität C_p ganz, so daß lediglich die Röhrenkapazität C_r als Schwingkreiskondensator wirkt. Die Schwingkreisspule vereinfacht sich zu einem einfachen Drahtring oder -bügel (Abb. 11 a) oder zu einem Zweidrahtsystem (Abb. 11 b), dessen Induktivität durch Verschieben der Kurzschlußbrücke B oder durch ausziehbare Rohre (Abb. 11 c) stetig verändert werden kann.

Ist die Kapazität einer gegebenen Röhre noch zu groß, um mit einer brauchbaren Induktivität zu einer bestimmten

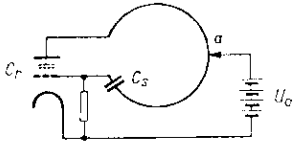


Abb. 12. Verkleinerung der Röhrenkapazität durch die Reihenskapazität C_s

Welle zu gelangen, so kann man entsprechend Abb. 12 zur Röhrenkapazität C_r noch eine Reihenskapazität C_s legen, welche freilich die Rückkopplung schwächt, so daß die Schwingungen leicht abreißen. Die Anordnung ist besonders zur Feinregelung der Senderfrequenz brauchbar.

b) Symmetrieschaltungen

Vielfach haben sich in dem behandelten Wellengebiet Symmetrie- oder Gegentaktschaltungen bewährt, bei welchen zwei Schwingröhren so an einen oder zwei gemeinsame Schwingkreise angeschlossen sind, daß ihre Gitter- und Anodenpaare um 180° phasenverschobene Wechselspannungen führen. Die einfachste Gegentaktanordnung stellt der in Abb. 15 a gezeigte reduzierte

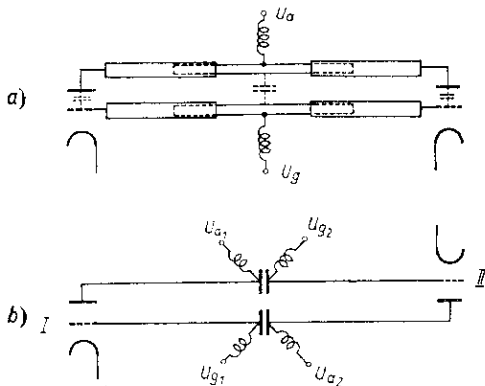


Abb. 13. a) Reduzierter Holborn-Sender
b) Gleichtaktschaltung, durch Phasenumkehr einer Hälfte von (a) entstanden

Holborn-Sender dar [18], dessen Gitter- und Anodenschwingkreis je aus einem, die korrespondierenden Röhrenelektroden verbindenden geraden Draht besteht. Wegen der verschiedenen kapazitiven Belastungen weichen die Eigenwellen der beiden Kreise ziemlich voneinander ab, was die Gleichtaktschaltung der Abb. 15 b vermeidet. Grundsätzlich lassen sich beide Schaltungen aus zwei einfachen Dreipunktendern zusammengesetzt ansehen, die wegen der Stromkoppelung in den gestrichelten Symmetrielinien kohärent schwingen.

Die Symmetrieschaltungen weisen im allgemeinen etwas günstigere Anfachungsverhältnisse als die Einrohrschaltungen auf, so daß sie vielfach etwas mehr als das Doppelte der Energie eines entsprechenden Einrohrsenders liefern. Hinsichtlich der erreichbaren Höchstfrequenzen bieten sie indessen keinen Vorteil. Wenn auch ein genügend sorgfältiger Aufbau vollkommene elektrische Symmetrie sichern soll, erweist sich doch die bereits erwähnte Verdrosselung der Heizleitungen durch Sperrkreise, Lecherdrähte oder Rohrleitungen auch hier als günstig.

2. Quasistationäre Schwingkreise

a) LC-Kreise

Liegen die Abmessungen der angefachten Schwingssysteme weit unter der erzeugten Wellenlänge, so können dieselben als quasistationär angesehen werden, und ihre Eigenwelle läßt sich nach der Thomson-Formel:

$$\lambda_{cm} = 2\pi \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$

errechnen. Dabei ist C_0 die wirksame Schwingkreiskapazität, die sich im Fall der Abb. 11 und 15 aus den drei Elektrodenkapazitäten C_{ag} , C_{gk} und C_{ak} zusammensetzt:

$$C_0 = C_r = C_{ag} - \frac{C_{ak} \cdot C_{gk}}{C_{ak} + C_{gk}}, \quad (15a)$$

während im Fall der Abb. 12 gilt:

$$C_0 = \frac{C_r \cdot C_s}{C_r + C_s} < C_r. \quad (15b)$$

Die wirksame Induktivität läßt sich bei einfachen geometrischen Formen des Drahtbügels leicht angeben und beträgt z. B. für einen Draht mit dem Durchmesser D und der Drahtstärke d :

$$L_{cm} = 2\pi D \left(\ln \frac{D}{d} + 0,33 \right). \quad (16a)$$

Bei den in Betracht kommenden Frequenzen sind außerdem noch die Zuleitungen zu den Röhrenelektroden im Inneren des Glaskolbens zu berücksichtigen. Ihre Induktivitäten L_a und L_g errechnen sich aus der Länge l und der Drahtstärke q nach der Formel:

$$L_{cm} = 2l \left(\ln \frac{4l}{q} - 1 \right). \quad (16b)$$

Für Überschlagsrechnungen kann L_{cm} gleich $7 \cdot l_{cm}$ gesetzt werden. Die gesamte Schwingkreisinduktivität beträgt dann also:

$$L_0 = L + L_a + L_g.$$

Die höchsten Frequenzen, auf die eine gegebene Röhre abgestimmt werden kann, ergeben sich, wenn Gitter und Anodenzuleitung unmittelbar am Glaskolben durch einen Kurzschlußkondensator überbrückt werden, so daß als Induktivitäten praktisch nur L_a und L_g in Betracht kommen. Um die Zuleitungsinduktivitäten nach Möglichkeit zu verringern, werden die einzelnen Drähte zweckmäßigerweise durch 2 oder mehrere Einzeldrähte ersetzt. Die Gegeninduktivität zwischen diesen Einzeldrähten fällt bei genügendem Abstand praktisch nicht ins Gewicht. Wird z. B. eine Elektrodenzuleitung von bestimmtem Durchmesser durch zwei parallele Drähte vom halben Durchmesser ersetzt, so verringert sich die Induktivität um den Faktor 0,5 bis 0,6.

Selbstverständlich kommt es auch in dem vorliegenden Frequenzbereich darauf an, den Resonanzwiderstand des angefachten Außenkreises $R_s = I_w / C_0 \cdot R$ einigermaßen dem Röhrenwiderstand anzupassen. Da C_0 durch die natürliche Röhrenkapazität festliegt und ohne Einbuße an Leistung nicht vermindert werden kann, muß I_w mit wachsender Frequenz sinken. Gleichzeitig steigt der sich aus Strahlungs-, Ohmschen, Wirbelstrom- und dielektrischen Verlusten zusammensetzende Dämpfungswiderstand R , so daß es nach höheren Frequenzen zu immer schwieriger wird, die für die Anpassung und damit für praktisch brauchbare Nutzeffekte erforderlichen Werte für R_s zu erzielen. Wie vorher schon gesagt, kann R_s in Ohm für überschlägige Rechnungen gleich dem Tausendfachen der Wellenlänge in Metern angesetzt werden. Jedenfalls ist sorgfältig auf möglichst weitgehende Verlustfreiheit zu achten, weshalb großflächige, z. B. bandförmige Leiter für den Schwingkreisbügel besonders zweckmäßig sind.

b) Tankkreise [19]

Schwingssysteme, welche wegen ihrer beträchtlichen Leiteroberfläche extrem niedrige Verluste aufweisen, und deren Scheinwiderstände daher um ein bis zwei Größenordnungen

gen höher liegen, sind die rotationssymmetrischen Tankkreise, von denen Abb. 14 a und b praktische Ausführungsformen, nämlich einen „Topfkreis“ (a) und einen „Kugelkreis“ (b) im Schnitt zeigt. Beide Kreise bestehen aus einem axialen Leiter oder Rohr R , auf das im einen Fall zwei radiale Endscheiben S und S' und im anderen Fall zwei Kugelschalen K und K' aufgesetzt sind, an die zwei

auszugehen, wobei die „Restwelle“ λ_0 zu $4\pi D_k$ gefunden wurde.

Mit der Achsrohrinduktivität:

$$L_k = \frac{\pi}{2} D_k \ln \frac{D_k}{d}$$

und der Flanschkapazität:

$$C_f = \frac{1}{16} \frac{D_f^2 - D_k^2}{a}$$

errechnet sich die Wellenlänge zu:

$$\lambda_k = 2 D_k \sqrt{\frac{D_f^2 - D_k^2}{a \cdot D_k} \ln \frac{D_k}{d} + 40} \quad (18a)$$

(D_f = Außendurchmesser der Flanschen

D_k = Kugeldurchmesser

a = Flanschabstand).

Neben dem hohen Scheinwiderstand liegt ein weiterer Vorteil der Tankkreise in ihrem robusten mechanischen Aufbau, welcher der Frequenzkonstanz zugute kommt; vor

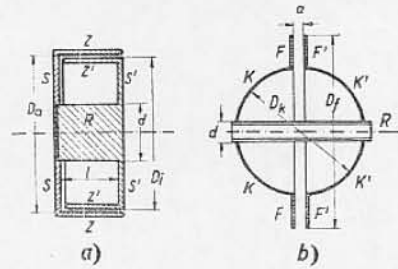


Abb. 14
a) Topf- und
b) Kugelkreis

konzentrische Mantelrohre Z und Z' bzw. zwei radiale Flanschen F und F' ansetzen. Während die Achsrohre praktisch die ganze Induktivität bilden, stellen die konzentrischen Mantelrohre und Flanschen die Schwingkreiskapazität dar: die Kreise schwingen also quasistationär.

Im Fall des Topfkreises berechnet sich die Induktivität des Achsrohres zu:

$$L_T = 2 l \ln \frac{D_i}{d},$$

und die Kapazität des aus den Mantelrohren gebildeten Zylinderkondensators zu:

$$C_T = \frac{D_a + D_i}{D_a - D_i} \frac{l}{4}$$

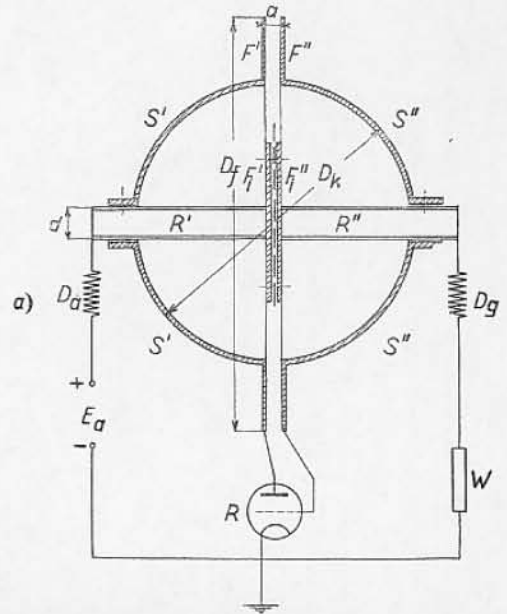
(D_a = Innendurchmesser des Außenzylinders Z
 D_i = Außendurchmesser des Innenzylinders Z'
 l = Länge und
 d = Achsdurchmesser).

Mit diesen beiden Werten liefert die Thomson-Formel eine Eigenwelle von:

$$\lambda_T = \pi l \sqrt{2 \ln \frac{D_i}{d} \frac{D_a + D_i}{D_a - D_i}} \quad (17a)$$

Beim Kugelkreis ist von dem empirisch ermittelten Ansatz [20]

$$\lambda^2 = 4 \pi^2 L_k C_f + \lambda_0^2$$



b)

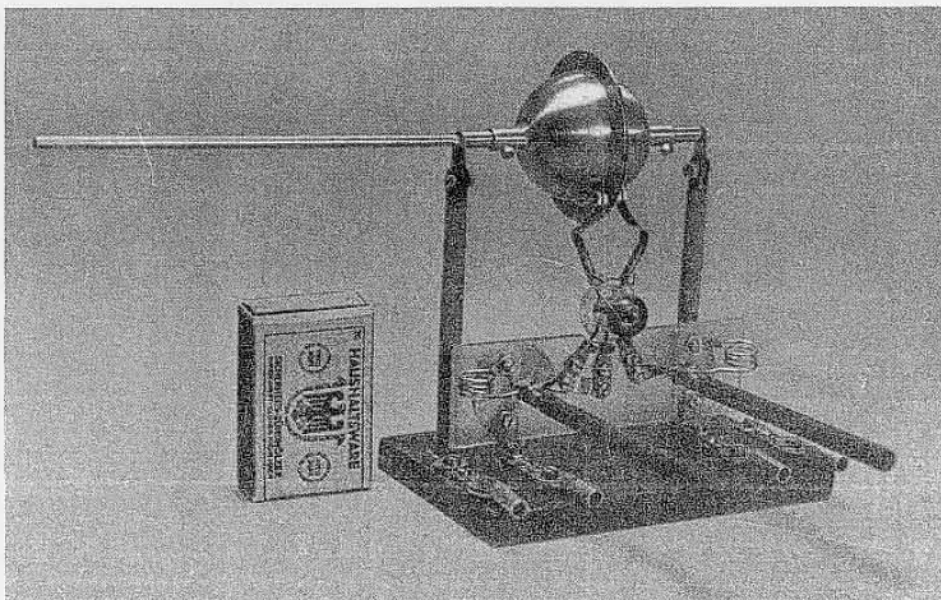


Abb. 15. Schema und Ansicht eines Dreipunktsenders mit Kugelkreis und Knopfröhre für 80 cm Welle (nach Hollmann). (Die Achse geht nach links in eine Antenne über)

allen Dingen kann der Topfkreis aus zwei massiven Drehstücken zusammengesetzt werden.

Abb. 15 zeigt Schema und Aufbau eines mit einem Kugelkreis und einer Knopfröhre ausgerüsteten Dreipunktsenders für $\lambda = 80$ cm. Der Kugelkreis selbst ist kapazitiv unterteilt, so daß Gitter- und Anodengleichspannung über die beiden Hälften zugeführt werden können.

Längs des ausgedehnten Umfangs lassen sich mehrere Schwingröhren verteilen, die ohne störende Verbindungsleitungen parallel arbeiten. Natürlich vergrößern die Röhrenkapazitäten auch hier die Wellenlänge, und zwar gelten bei Berücksichtigung der Kapazität C_r von n Röhren die Wellenformeln:

$$\lambda_{gr} = \pi l \sqrt{2 \left(\frac{D_a - D_i}{D_a - D_i} + \frac{4n C_r}{l} \right) \ln \frac{D_a}{d}} \quad (17b)$$

$$\lambda_K = 2\pi \sqrt{\frac{\pi}{2} D_k \left(\frac{D_f^2 - D_k^2}{16a} + n C_r \right) \ln \frac{D_k}{d} + 4 D_k^2} \quad (18b)$$

Bei den beiden geschilderten Tankkreisen umgibt der Schwingkreiskondensator die axiale Induktivität konzentrisch. Demgegenüber zeigt Abb. 16 einen Tankkreis, dessen

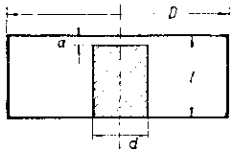


Abb. 16
Tankkreis mit axialer Kapazität

Kapazität in der Achse liegt und von deren Stirnfläche und dem im Abstand a von ihr befindlichen Deckel gebildet wird. Der Kreis ist nach außen vollständig abgeschlossen, so daß er keine nennenswerten Strahlungsverluste aufweist. Mit der vorher angegebenen Induktivität L_T und der Kapazität

$$C = \frac{d}{16} \left(\frac{d}{a} + 2 \right),$$

wobei der Summand 2 die Kapazitätsvergrößerung durch das Streufeld berücksichtigt, liefert die Thomson-Formel für die Wellenlänge:

$$\lambda = \frac{\pi}{2} \sqrt{2 l \ln \frac{D}{d} \left[d \left(\frac{d}{a} + 2 \right) + 16 C_r \right]} \quad (19)$$

In der Abb. 17 ist die Anfachung eines solchen Tankkreises durch eine auf den Deckel aufgesetzte Schwingröhre schematisch gezeigt. Mit den in der

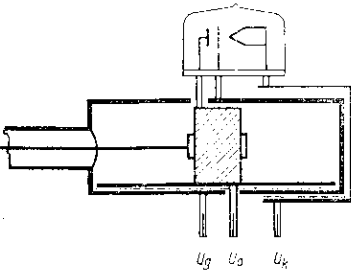


Abb. 17. Schema eines mit dem Tankkreis der Abb. 16 ausgerüsteten Senders (an den Tankkreis schließt nach links eine konzentrische Rohrleitung an, die zum Verbraucher führt)

Zeichnung angegebenen Abmessungen und einer Röhrenkapazität von 1,72 pF errechnet sich z. B. eine Wellenlänge von ungefähr 29 cm, während 39 cm gemessen wurden. Die Abweichung ist dadurch bedingt, daß der Kreis nicht mehr rein quasistationär schwingt. Verringert man die wirksame Kapazität C des Kreises allein durch Vergrößerung des Luftspalts bzw. durch Verkürzen des Achsleiters, so geht der Kreis stetig in einen Hohlraumresonator über [21].

Besonders interessante Senderformen ergeben sich, wenn eine oder mehrere Röhren in die Tankkreise eingebaut werden, was natürlich nur mit hinreichend kleinen Röhren möglich ist [18]. Zur Erzeugung von Zentimeterwellen wird man darauf angewiesen sein, die Röhrenelektroden konstruktiv mit dem Tankkreis zu vereinigen.

5. Schwingssysteme mit verteilter Induktivität und Kapazität

Im Dezimeterwellengebiet sind die in den Abb. 11 und 15 angegebenen Zweidrahtleitungen kaum noch klein gegen die Wellenlänge, so daß sie als Lecherleitungen mit verteilter Induktivität und Kapazität wirken, welche durch die Röhrenkapazität belastet sind [22, 12]. Die Impedanz einer einseitig kurzgeschlossenen Lecherleitung wird bestimmt durch: $Z_0 \operatorname{tg} 2\pi l/\lambda$, worin:

$$Z_0 = 120 \ln \frac{d}{a} \text{ Ohm}$$

(d = Drahtabstand und $2a$ = Drahtdurchmesser)

den Wellenwiderstand und l die wirksame Drahtlänge bezeichnen. Bei Belastung mit der wirksamen Röhrenkapazität C_r gilt im Resonanzfall:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{100 \cdot \lambda}{6\pi C_r Z_0} \quad (20)$$

worin l und λ in cm, C_r in pF und Z_0 in Ohm einzusetzen sind. Mit Rücksicht auf die Anpassung wird man danach trachten, den Außenkreis so groß wie möglich zu machen und dementsprechend C_r und Z_0 möglichst klein halten.

Die Beziehung zwischen λ , l , C_r und Z_0 ist durch die Doppelkurvenschar der Abb. 18 gegeben. Z. B. haben zwei

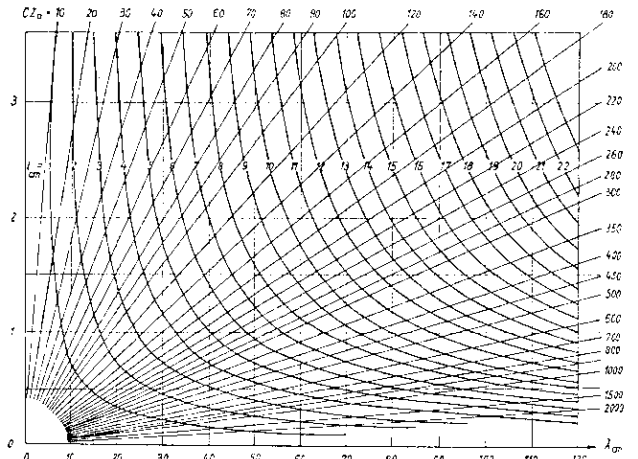


Abb. 18. Kurvenscharen zur Bestimmung der Länge l einer durch die Kapazität C_r belasteten Energieleitung mit dem Wellenwiderstand Z_0 für die Wellenlänge λ .

Drähte vom Durchmesser 4 mm und im gegenseitigen Abstand von 2 cm einen Wellenwiderstand von 278 Ohm. Mit einer Kapazität C_r von 0,9 cm belastet, haben sie bei einer Welle von 50 cm eine Resonanzlänge von 6,5 cm. Ist C_r oder Z_0 sehr klein, dann wird $l = \lambda/4$, d. h. die kapazitive Belastung verschwindet praktisch, und die Drahtleitung schwingt in einer Viertelwelle. Für große Werte von C_r oder Z_0 geht die Gleichung [20] in die für die quasistationäre Zweidrahtschleife aus der Thomson-Formel hervorgehende Gleichung über.

Eine wirksame Möglichkeit, den Wellenwiderstand zu verkleinern, bietet eine konzentrische Rohrleitung, welche unmittelbar in Gitter und Anode übergeht, so daß C_{ag} in den Wellenwiderstand:

$$Z_0 = 60 \ln \frac{r_a}{r_i} \text{ Ohm}$$

einght und als Verkürzungskapazität ausscheidet [23]. Dagegen bleibt als Belastung noch die wesentlich kleinere Reihenkapazität von C_{ak} und C_{gk} :

$$C_g = \frac{C_{ak} \cdot C_{gk}}{C_{ak} + C_{gk}}$$

Die Verkettung der einzelnen Größen ist mit diesen Werten wieder der Abb. 16 zu entnehmen.

In Abb. 19 ist das Schema eines Rohrleitungsenders gezeigt [12]. Falls man nicht die ganze Rohrleitung innerhalb des Glaskolbens unterbringt, wird das Stück zwischen Anode und Außenrohr zweckmäßig durch eine Anzahl auf

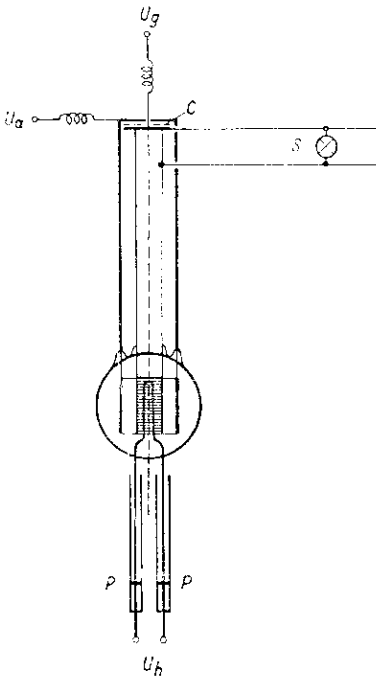


Abb. 19
Schema eines Rohrleitungsenders. Gitter- und Anodenspannung sind durch die Kapazität C getrennt. Die Heizleitungen sind durch mittels der Stempel P abstimmbare konzentrische Röhre verdrosselt. Von der Rohrleitung führt eine Speiseleitung S zum Verbraucher

einem Zylindermantel verteilter Drahtdurchführungen ersetzt.

Ein anderer Weg, um die schädliche Wirkung der Röhrenkapazität herabzusetzen, ist die Einschaltung der Röhre in die Mitte einer beiderseits kurzgeschlossenen Zweidrahtleitung (Abb. 20) [14, 24]. Die Anordnung kann aus zwei einfachen Dreipunktendern zusammengesetzt gedacht werden.

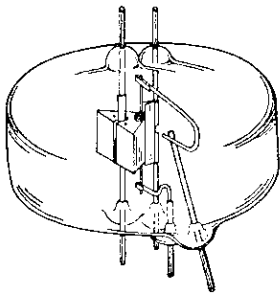


Abb. 20. Aufbau einer Dezimeterrohre mit doppelten Elektrodenzuleitungen (nach Samuel)

den, von denen jeder nur die halbe Röhre enthält. Die Gesamtlänge l ist auf die vorher beschriebene Weise mit $C_p/2$ als Belastungskapazität zu ermitteln. Das Experiment ergibt beim Zuschalten der zweiten Drahtleitung eine Frequenzerhöhung um den Faktor 1,2 bis 1,4. Eine entsprechend Abb. 20 gebaute Röhre mit zweiseitigen Zuführungen lieferte z. B. bei 25 cm Welle 5 Watt und bei 17,6 cm 1 Watt Hochfrequenzenergie, während als Grenzwellenlänge etwa 16 cm nachweisbar waren [25]. Diese Werte stellen das Äußerste des mit Rückkopplung z. Z. Erreichten dar.

C. Leistungsverstärkung und Frequenzvervielfachung

Verstärkungsmessungen an Knopfröhren (Acorn-Tubes) haben ergeben, daß einfache Pentodenverstärker erst bei 70 bis 80 cm, neutralisierte Gegentaktverstärker mit Knopfröhren unter 60 cm Wellenlänge zu arbeiten anfangen und bei 1 m Welle eine etwa vierfache Verstärkung je Stufe erreichen [26], doch beträgt die abgegebene Leistung nur Bruchteil eines Watts.

Grundsätzlich muß auch bei Dezimeterwellen die Rückwirkung des Anodenkreises auf den Gitterkreis eines Dreipolröhrenverstärkers, derzufolge die Anordnung zur Selbsterregung kommt, durch Neutralisation unschädlich gemacht werden. Mit zunehmender Frequenz wird es aber immer schwieriger, die richtigen Stellen zu finden, an welchen die Neutralisationskondensatoren angeschlossen werden müssen, und zwar nicht nur wegen der schädlichen Induktivitäten aller Verbindungsleitungen, sondern auch wegen der durch die Elektronenträgheit bedingten Phasenverschiebungen. Die übliche Neutralisation bietet infolgedessen bei Wellen unter 1 bis 2 m praktisch kaum noch Aussicht auf Erfolg.

Die Umgehung der Neutralisation durch Herabsetzen der Gitter-Anodenkapazität durch Schirmgitter ist nur wirksam, wenn Schirm- und Schutzgitter über Schaltelemente mit extrem kleinem Wechselstromwiderstand mit Kathode verbunden sind. Diese Gesichtspunkte sind z. B. bei der in Abb. 21 im Schnitt gezeigten Gegentaktmethode verwirklicht [27]. Schirm- und Schutzgitter

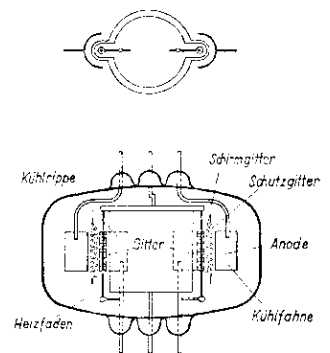


Abb. 21. Pentode für Dezimeterwellen-Gegentaktverstärkung (nach Samuel)

sind in je zwei gegenüberliegenden Schlitten an zwei konzentrischen Metallzylindern befestigt, so daß sie über kleinstmögliche Leitungswiderstände sowie über die großen Kapazitäten der Zylinder miteinander und mit Kathode verbunden sind. Wenn zudem die vorher angeführten Gesichtspunkte, wie kleine Elektronenlaufzeiten und kurze Zuleitungen, berücksichtigt sind, liegt die Eingangsbedämpfung derartiger Röhren noch um eine halbe Größenordnung unter den Werten für Knopfröhren. Die bisher bekanntgewordenen Versuche haben bis zu 60 cm Welle eine brauchbare Verstärkung ergeben, ohne daß damit jedoch eine grundsätzliche Grenze festgelegt ist.

Einen von den üblichen Anordnungen weitgehend abweichenden Kraftverstärker zeigt Abb. 22 [28]. Als Energie-

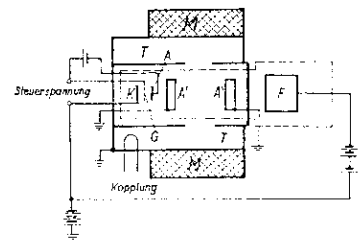


Abb. 22
Leistungsverstärker mit Influenzstromerregung eines Tankkreises (nach Hauff)

quelle dient ein elektronenoptisch gebündelter Elektronenstrahl, dessen Dichte mittels eines in kleinem Abstand vor der Kathode K angebrachten Gitters G gesteuert wird. Auf diese Weise bilden sich Verdichtungs- und Verdünnungswellen, die an einem Spalt in einem die Röhre umgebenden Tankkreis T vorbeilaufen und den Kreis durch Influenzwirkung erregen. Der Kreis nimmt Energie auf, wenn während der negativen Halbperiode einer Anfachungsschwingung mehr Elektronen durch das Spaltfeld hindurchgehen und in diesem gebremst werden, als während der positiven Halbperiode beschleunigt werden, ein Zustand, der sich durch richtige Bemessung

der Betriebsverhältnisse erreichen läßt. Neben dem Strahl-
erzeugungssystem $K-G-A$ weist die Röhre noch zwei
Beschleunigungsanoden A' und A'' sowie ein Fangelek-
trodensystem F auf. Die Röhre wird mit dem Vakuum-
kolben in den Tankkreis hineingesteckt, dessen radial ge-
schlitztes Innenrohr also Außenelektroden der Röhre bil-
det. Die Magnetspule M dient zur Strahlfokussierung.
Mit einer Steuerleistung von 10 Watt konnten auf diesem
Wege auf der 65 cm-Welle 110 Watt Nutzleistung erhalten
werden. Genauer wird auf die hier vorliegende Influenz-
stromerzeugung noch in dem Abschnitt über Laufzeit-
röhren eingegangen werden.

Die Erzeugung von Dezimeterwellen durch Frequenz-
vervielfachung mit raumladungsgesteuerten Röhren ist
praktisch nur vereinzelt versucht worden [29]. Durch Aus-
sieben der dritten Harmonischen eines turmalingesteuerten
Meterwellensenders ist man auch mit kristallstabilisierten
Schwingungen bis ins Dezimetergebiet vorgestoßen [30].

D. Dezimeterwellenröhren

Die Forderung nach möglichst kleinen Elektroden-
abständen und nach kurzen, kapazitäts- und verlustarmen
Zuleitungen führt zu immer kleiner werdenden Elektroden-
systemen. Verringert man sämtliche geometrischen Ab-
messungen einer Röhre auf den n -ten Teil, so bleiben die
elektrischen Kenngrößen Durchgriff, Steilheit und Innen-
widerstand, die ja nur Verhältniszahlen darstellen, un-
verändert, doch sinken die Kapazitäten und Induktivitä-
ten auf $1/n$, während die Emission und die Anoden-
belastbarkeit auf $1/n^2$ zurückgehen. Die nach diesen Ge-
sichtspunkten entwickelten Knopf- oder Eichelröhren
[13] sind infolgedessen weniger zur Erzeugung großer
Schwingleistungen als für die Empfängertechnik geeignet.

Bei leistungsfähigen Dezimeterwellenröhren kommt es
mithin darauf an, die thermische Anodenbelastbarkeit
durch Verwendung geeigneten Anodenmaterials, durch
aufgesetzte Kühlfahnen oder durch zweckmäßigen Einbau

der Anode in großflächige Topfkreise oder Hohlraum-
resonatoren, die ohne schädliche Nebekapazitäten für
eine gute Wärmeabfuhr sorgen, zu erhöhen.

Im Verein mit diesen Forderungen haben die Möglich-
keiten der Massenherstellung eine eigene Technik ent-

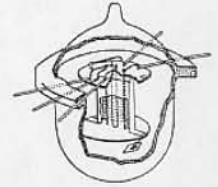


Abb. 23. Aufbau einer Knopfröhre
(Vgl. Fig. 15)

stehen lassen. Während bei den Knopfröhren Ring-
quetschungen verwendet werden, bei denen die ringförmig
verteilten Zuleitungen zwischen zwei Glasrohre mit wulst-
artigem Rand eingequetscht werden (Abb. 23), haben sich
sonst Röhren von der in Abb. 24 gezeigten Art durch-
gesetzt [11]. Die Glaskolben sind durch einen Preßnapf

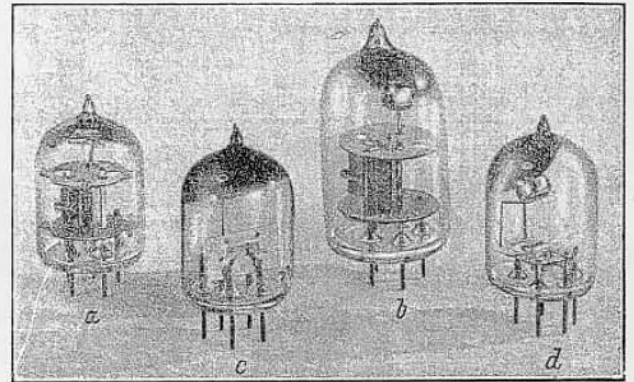


Abb. 24. Kleinröhren für Dezimeterwellen

Tabelle I

Hersteller- firma	Type	Elektrodenkapazität in pF			U_a , Volt	I_a mAmp.	λ cm	N Watt
		C_{ga}	C_{ak} im Mittel	C_{gk}				
Telefunken	LS 30	2,2	1,4	2,3	700	100	200 50	32 5,5
	RS 297	1,5	1	1	800	80	100 50	15 3
Western Electric	316 A	1,6	0,8	1,2	450	80	100 50 40	8,5 1 —
Telefunken	LD 2	3	1,3	3,5	800	75	50	4
	SD 1 A	1,25	0,4	1,5	150	14	50	2
Lorenz	RL 2,4 T 1	1,3	1,3	0,55	150	9,2	150 50	0,35 —
RCA Radiotron	Acorn 955	1,4	0,6	1,0	180	8	100 40	0,5 —
Telefunken	LD 1	1,15	0,65	1,55	300	10	50 23	1 0,3
Lorenz	RD 2,4 Ta	1,5	1	0,3	300	24	50	1,8 1 —
	RD 12 Ta						50 19	

oder Prefsteller abgeschlossen, in welchen kurze und dicke Durchführungen unter Zwischenlage von Glasperlen eingepreßt sind. Die Elektroden werden unmittelbar oder über kurze Verbindungsstücke an die Zuführungen angeschweißt. Mit Rücksicht auf kurze Zuleitungen und geringe Verluste sieht man am besten von Röhrenfassungen ganz ab und setzt die Röhren unmittelbar in geeignet angebrachte Buchsen auf die Schwingkreise auf. Dezimeterwellenröhren mit ganz oder teilweise aus keramischen Werkstoffen bestehenden Vakuumkolben [31] haben sich in der Praxis nicht durchgesetzt.

In der vorstehenden Tabelle I sind verschiedene der z. Z. auf dem Markt befindlichen und bekanntgegebenen Dezimeterrohren mit den wichtigsten Betriebsdaten, nach ihren Grenzwellenlängen geordnet, zusammengestellt.

Schrifttum:

- [1] Sloane, R. W., and James, E. G., Transit Time Effects in Diodes in pictorial Form. Journ. Inst. Electr. Engrs. 80 (1937) 251.
- [2] Müller, J., Elektronenschwingungen im Hochvakuum. ZS. f. Hochfr. 41 (1935) 156.
- [3] North, D. O., Analysis of the Effects of Space Charge on Grid Impedances. Proc. Inst. Radio Engrs. 24 (1936) 108.
- [4] Bakker, C. J., and de Vries, G., Amplification of Small Alternating Tensions by an Inductive Action of the Electrons in a Radio Valve. Physica 1 (1934) 1045. — On Vacuum Tube Electronics. Physica 2 (1935) 683.
- [5] Strutt, M. J. O., Moderne Mehrgitterröhren Bd. II, Berlin 1935. Moderne Kurzwellenempfangstechnik, Berlin 1939.
- [6] Strutt, M. J. O., und van der Ziel, A., Messung der charakteristischen Eigenschaften von Hochfrequenz-Empfängeröhren bis 300 Megahertz. Elektr. Nachr. Techn. 12 (1935) 347; 14 (1937) 75; 15 (1938) 103. — Die Ursachen für die Zunahme der Admittanzen von Hochfrequenzverstärkeröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr. Techn. 14 (1937) 251. Einfache Schaltungsmaßnahmen zur Verbesserung der Eigenschaften von Hochfrequenzverstärkeröhren im Kurzwellengebiet. Elektr. Nachr. Techn. 13 (1936) 263.
- [7] Benham, W. E., Theory of the Internal Action of Thermionic Systems at Moderately High Frequencies. Phil. Mag. 5 (1928) 641; 8 (1931) 457. — Electronic Theory and the Magnetron Oscillator. Proc. Phys. Soc. 41 (1935) 1. — A Contribution to Tube and Amplifier Theory. Proc. Inst. Radio Engrs. 26 (1938) 1093.
- [8] Llewellyn, F. B., Vacuum Tube Electronics at Ultra-High Frequencies. Proc. Inst. Radio Engrs. 21 (1933) 4552. — Phase Angle of Vacuum Tube Transconductance at very high Frequencies. Proc. Inst. Radio Engrs. 22 (1934) 947. — Operation of Ultra-high-Frequency Vacuum Tubes. Bell Syst. techn. Journ. 14 (1935) 632. — Note on Vacuum Tube Electronics at Ultra-High-Frequencies. Proc. Inst. Radio Engrs. 23 (1935) 112.
- [9] Ferriss, W. K., Input Resistance of Vacuum Tubes at Ultra-High-Frequency. Proc. Inst. Radio Engrs. 24 (1936) 52.
- [10] Zuhrt, H., Die Verstärkung einer Dreielektrodenröhre mit ebenen Elektroden bei ultrahohen Frequenzen. ZS. f. Hochfr. 47 (1936) 58 und 79. — Die Leistungsverstärkung bei ultrahohen Frequenzen und die Grenze der Rückkopplung. ZS. f. Hochfr. 49 (1937) 73; 51 (1938) 155. — Theorie und Messung von Ultrakurzwellenröhren. Tel. und Fernspr. techn. 28 (1939) 37.
- [11] Rothe, H., Das Verhalten von Elektronenröhren bei hohen Frequenzen. Die Tele-Röhre 11.9 (1937) 58. — Die Verstärkung bei hohen Frequenzen. Die Tele-Röhre 11.10 (1937) 145.
- [12] Kleen, W., Stand der UKW-Röhrentechnik. ZS. f. Techn. Physik, 21 (1939) 537; Telefunken Mitteilg. Nr. 84 (1935) 17.
- [13] Gavlin, M. K., Triode Oscillators for Ultra-short Wavelengths. Wires, Ingr. 16 (1939) 287.
- [14] Hollmann, H. E., Die ultradynamische Schwingungsanfachung durch Rückkopplung. Sitz-Ber. der Preuß. Akad. der Wissenschaften 1935 VI.
- [15] Hollmann, H. E., Physik und Technik der ultrakurzen Wellen. Bd. 1, Berlin 1936.
- [16] Kenatus, G., Der stetig veränderliche Ultrakurzwellensender ohne Drosseln. ZS. f. Hochfr. 49 (1934) 12.
- [17] Bergmann, L., Zur Frage der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Elektronenröhren. ZS. f. Hochfr. 35 (1932) 148.
- [18] Holborn, F., Über Versuche mit kurzen ungedämpften elektrischen Wellen. Z. Phys. 6 (1921) 528.
- [19] Kolster, F. A., Generation and Utilization of Ultrashort-Waves in Radio Communication. Proc. Inst. Radio Engrs. 22 (1934) 1535.
- [20] Hollmann, H. E., Der Kugelsender. ZS. f. Hochfr. 56 (1937) 109. — Spherical Circuits. Wires Engrs. 15 (1938) 369.
- [21] Barrow, W. L., and Mecher, W. W., Natural oscillations of electrical cavity resonators. Proc. Inst. Radio Engrs. 28 (1940) 184.
- [22] King, R., Wavelength Characteristics of coupled Circuits having distributed Constants. Proc. Inst. Radio Engrs. 20 (1932) 1568.
- [23] Mouroumstsch, I. E., und Noble, H. V., A new type of Ultrashort-Wave Oscillator. Proc. Inst. Radio Engrs. 24 (1932) 1828.
- [24] Hollmann, H. E., Über den Mechanismus von Elektronenschwingungen. Ann. d. Phys. 86 (1928) 129.
- [25] Samuel, A. L., A negative Grid Triode Oscillator and Amplifier for Ultra-High-Frequencies. Proc. Inst. Radio Engrs. 25 (1937) 1245. — Extending the Frequency Range of the negative Grid Tube. Journ. of appl. Physics 8 (1937) 677.
- [26] Maillardt, H., Verstärkung und Selbsterregung von Dezimeterwellen in den normalen Schaltungen mit Gittersteuerung. ZS. f. Hochfr. 50 (1937) 158.
- [27] Samuel, A. L., and Sewers, N. E., A Power Amplifier for Ultra-High-Frequencies. Proc. Inst. Radio Engrs. 24 (1937) 461.
- [28] Haefl, A. V., An ultra-high-frequency power amplifier of novel design. Electronics 12, Febr. (1935) 53.
- [29] Haefl, A. V., und Norgaard, L. S., A Wide-band inductive-output Amplifier. Proc. Inst. Radio Engrs. 28 (1940) 126.
- [30] Lundenblad, N. E., Development of Transmitters for Frequencies above 300 Megacycles. Proc. Inst. Radio Engrs. 24 (1935) 1015.
- [31] Straubel, H., Kristallsteuerung für ultrakurze Wellen. ZS. f. Hochfr. 46 (1935) 4.
- [32] Baier, O., Elektronenröhren aus keramischen Werkstoffen. Fortschritte der Hochfrequenztechn. Bd. 1, Leipzig 1941.

(Fortsetzung folgt)