

Hülster und Koopmann: Die Triode bei kürzesten Wellen.

Wir erleben seit Jahren einen Wettlauf zwischen der Triode und den Laufzeitröhren jeder Art nach den kürzesten Wellen hin, genauer ein stetiges Nachrücken der Triode in die von Magnetfeldröhren, Klystron u. dergl. eroberten Wellengebiete, in denen die genannten Laufzeitgeneratoren dann immer der Triode das Feld räumen mussten. Man hat dabei des öfteren geglaubt, auf die Grenze des Einsatzgebietes der Triode gestoßen zu sein, und heute ist vielfach die Meinung verbreitet, daß bei etwa 10 cm nun wirklich die Grenze für den technischen Einsatz der Triode liegen. Die Hauptprobleme beim Vorstoß zu kürzeren Wellen sind als solche den Röhrenentwicklern fast allgemein bekannt. Es sind folgende:

- 1.) Die Elektronenlaufzeiten. Sie äußern sich neben ihrer trivialen Wirkung, der Phasenverschiebung des Anodenstromes gegen die Steuerspannung, in einer Abnahme der Grundharmonischen, also der nutzbaren Komponente des Anodenstromes (Stromaussteuerung), daneben z.T. auch in einer Zunahme der Steuerleistung.
- 2.) Die Abnahme des erzielbaren Kreiswiderstandes.
- 3.) Das Problem des Anregungsmechanismus, insbesondere das Rückkopplungsproblem bei großen Phasenwinkeln zwischen Anodenstrom und Eingangsspannung.

Wir wollen diese Probleme nach dem heutigen Stand unserer Erkenntnisse kurz beleuchtet und dann sehen, welche Aussichten die Triode noch hat und welche Maßnahmen geeignet sind, die Grenzwellenlänge noch einmal weiter herabzudrücken. Wir setzen bei den Betrachtungen die günstigste bisher bekannte Bauweise der Röhren in Metall-Keramik-Ausführung voraus, die bei Gitterbasis-Schaltung die Verwendung von dämpfungsarmen Topfkreisen gestattet, und bei der Verluste auf den Elektrodenzuleitungen auf ein Minimum reduziert sind.

1. Der Einfluß der Elektronenlaufzeit auf die Anodenstromaussteuerung.

Die bisher erschienenen Veröffentlichungen über Laufzeiteinflüsse in Trioden beschränken sich alle auf den Fall, daß die Wechselspannungsamplituden klein gegen die Gleichspannung-

Gleichspannungen sind. Insbesondere berechnet unter dieser Bedingung H. Zuhrt^{*)} den Rückgang der Anodenstrom-Aussteuerung mit wachsender Elektronenlaufzeit. In der Senderöhre sind aber, wenn sie mit vernünftigem Wirkungsgrad arbeiten soll, die Wechselspannungsamplituden im Gitter-Anoden-Raum annähernd von der Größe der Gleichspannung, ja im Gitter-Kathoden-Raum besteht sogar im Fall des meist angewandten B-Betriebs ein reines Wechselfeld, ohne Gleichfeldkomponente. Man könnte für den G-K-Raum allenfalls die Arbeit von Meinke[†] über Diöden mit heranziehen. In dieser ist aber die Raumladung nicht berücksichtigt und sie ist auch für den Senderöhren-Fall nicht richtig auswertbar.

Für den Gitter-Kathoden-Raum verfügen wir neuerdings über eine vollständige und gut auswertbare Darstellung von Dr. K. Koopmann, die im nächsten Heft der Tfk.-Röhre erscheint. K. ermittelt graphisch den zeitlich-örtlichen Stromverlauf in diesem Raum für den B-Betrieb unter Berücksichtigung der Raumladung und bestimmt neben anderen für den Schwingbetrieb wichtigen Größen den zeitlichen Verlauf des durch das Gitter tretenden Konvektionsstromes, seine Geschwindigkeitsverteilung und seine Grundharmonische, und zwar bis zu Elektronenlaufzeitwinkeln von etwa 150° , wobei die Grundharmonische des Konvektionsstromes in der Gitterebene eine Phasenverschiebung von etwa 90° gegen die Steuerwechselspannung bekommt. Für größere Laufzeitwinkel ist seine Methode zwar noch anwendbar, aber wird etwas umständlich.

Die in unserem Zusammenhang wichtigsten Resultate der Arbeit sind folgende: Bis zu der genannten Elektronenlaufzeit von 150° tritt ausser der genannten Phasenverschiebung von Anodenwechselstrom gegen Steuerspannung eine Verminderung der Wechselstromteilheit ein, die sich aber durch Erhöhung der Steuerspannung kompensieren lässt. Die Stromaussteuerung des Konvektionsstromes in der Gitterebene, also das Verhältnis von Grundharmonischer zum Gleichstrom, wird jedoch nicht schlechter, steigt sogar durch eine leichte Phasenkompression um etwa 10% an. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in dem durchs Gitter tretenden Strom ist ungünstig; die ersten Elektronen sind die schnellsten. Hierdurch wird sich im G-A-Raum

[†]) H. Meinke, Telef.Röhre H. 23 (1941) S. 297-315

^{*)} H. Zuhrt, Z.Hochfr. 47 (1936) S. 58-64 und 79-88

G-A-Raum die Breite des Stromimpulses vergrößern.

Für den Gitter-Anoden-Raum ist bei Telefunken kürzlich mit einer graphischen Behandlung begonnen worden; sie ist sehr mühsam, erstens wegen der Vielzahl der Parameter (Vorgeschichte des Stromimpulses im G-K-Raum, Anodengleichspannung, Anodenwechselspannung), zweitens aber, weil man mit der graphischen Methode erst beginnen kann, wenn man die Phasenlage des eintretenden Stromimpulses gegen die Anodenwechselspannung kennt. Diese Phasenlage aber wiederum kennt man erst, wenn man bereits einen Teil des Resultates, nämlich die Phase des Gesamtstromes kennt, weil diese ja, bei beispielsweise ohmisch abgestimmtem Kreis, erst die Phase der Anodenwechselspannung bestimmt. Demgegenüber ist es nur eine geringe Erleichterung, wenn man, wie das wahrscheinlich der Fall ist, die Raumladung vernachlässigen darf.

So müssen wir vorerst die Theorien für kleine Amplituden heranziehen, wobei wir uns an die Ergebnisse von Zuhrt halten; wir wollen aber abschätzen, in welcher Richtung sich dessen Aussagen mit größeren Amplituden verschieben. Zuhrt geht von folgender Überlegung aus: Wenn sich eine Ladungsscheibe vom Gitter zur Anode bewegt, fließt während der ganzen Laufzeit der Scheibe im äußeren Kreis ein Verschiebungsstrom. Ein noch so stark komprimierter durch das Gitter eintretender Stromimpuls bewirkt also im Außenkreis einen Strom endlicher Dauer (Abb. 1 a). Die wirkliche Kurvenform des eintretenden Stromes, etwa eine sin-Halbwellenform, kann man sich aus einzelnen solcher Rechteckimpulse aufgebaut denken (Abb. 1 b). Wenn man die Betrachtung für jeden Einzelimpuls durchführt und dann summiert, so bekommt man erstens eine Phasenverschiebung des Stromes, die allerdings immer kleiner als der Laufzeitwinkel der Einzelimpulse ist, zweitens eine Verflachung der Kurvenform, also eine Abnahme der Stromaussteuerung. Diese Betrachtung wird von Z. noch genauer durchgeführt und wir entnehmen ihr das in den Kurven für Amplitude und Phase des Anodenwechselstromes enthaltene Resultat (Abb. 2).

In welcher Richtung ändert sich dieses Resultat bei großen Spannungsamplituden? Da der Schwingkreis annähernd ohmisch abgestimmt ist, muß die Grundharmonische des Gesamtstromes ihr Maximum haben z.Zt. des Anodenspannungsminimums. Der Durchtritt des Konvektions-Stromimpulses durchs Gitter muß also früher erfolgen, beispielsweise zur Zeit der positiven Halbwellen der

Anodenspannung (Abb. 3). Wir bemerkten nun vorhin schon, daß die ersten Elektronen des durch das Gitter tretenden Stromimpulses die schnellsten sind. Diese Elektronen werden nun weiterhin durch das Anodenfeld am stärksten beschleunigt, so daß dadurch die Divergenz der Elektronenwolke noch verstärkt wird. Die Elektronenwolke muß über den von Zuhrt angegebenen Betrag hinaus auseinandergezogen und die darin enthaltene Grundharmonische weiter geschwächt werden.

Welche Forderungen ergeben sich aus diesen Theorien von Koopmann und Zuhrt für den Röhrenbau? Wir beschränken uns vorerst auf das Problem des Absinkens der Anodenwechselstrom-Amplitude mit zunehmender Laufzeit. Die durch die Phasenverschiebung zwischen Steuerspannung und Anodenstrom bedingten Probleme kommen im 3. Abschnitt zur Sprache.

Da im Gitter-Kathoden-Raum die Wechselstrom-Amplitude noch nicht geschwächt, sondern nur eine solche Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen vorbereitet wird, die im Gitter-Anoden-Raum eine Schwächung hervorrufen kann, wenn dessen Länge zu groß ist, wird man den G-K-Abstand zwar nicht unnötig groß machen, aber auch keine gequälten Konstruktionen anwenden, um ihn extrem eng zu machen. Zudem ist der Einfluß des Abstandes auf die Laufzeit in diesem Raum klein. Es ergibt sich nämlich aus der Verknüpfung von Strom und Spannung durch das Raumladungsgesetz, daß die Laufzeit bei konstantem Strom nur mit der dritten Wurzel vom Abstand abhängt, so daß man den Abstand auf den achten Teil verringern müsste, um die Laufzeit auf die Hälfte herabzudrücken. Dieses Ergebnis beruhigt uns, denn wir hätten im G-K-Raum kaum noch eine Möglichkeit, den Abstand zu verringern, da wir schon mit Rücksicht auf die Steilheit an die technische Grenze gegangen waren (je nach Größe des Röhrensystems 0,15 - 0,35 mm).

Auch durch höhere Steuerwechselspannungen läßt sich technisch keine Verringerung der Elektronenlaufzeit mehr erzielen, wenigstens nicht bei Oxydkathoden; aus dem Raumladungsgesetz ergibt sich nämlich, daß bei Erhöhung der Stromdichte auf das achtfache die Laufzeit erst auf die Hälfte reduziert würde. Wir liegen aber heute bereits an der zulässigen Grenze der Kathodeneffektivstromdichte von $0,3 \text{ A/cm}^2$ und im Tastbetrieb an der Grenze der Kathoden-Spitzenstromdichte von $10 - 20 \text{ A/cm}^2$.

Im Gitter-Anoden-Raum ist bei der meist vernachlässigbaren Raumladung die Laufzeit direkt proportional dem Elektrodenabstand und umgekehrt proportional der Wurzel aus der Anodenspannung. Bei dem nach der Theorie zu erwartenden großen Einfluß der Laufzeit auf die Grundharmonische des Anodenstromes lohnt es sich also, in diesem Raum den Abstand so klein wie aus baulichen Gründen möglich zu machen und dann mit der Spannung bis an die Grenze der Betriebssicherheit zu gehen. Bei der Abstandsverringerung kann eventuell, nämlich bei beabsichtigter Fremdsteuerung, die gleichzeitige Vergrößerung des Durchgriffes stören, da man aus Gründen der Stromverteilung die Gittersteigung nicht beliebig herabsetzen kann. Schlimmer ist, daß die Anodenkreis-Güte durch den Kapazitätsanstieg sinkt. Für die Anodenspannungserhöhung liegt die Grenze außer in der Überschlagsgefahr auch in der erhöhten Anforderung an den Kreiswiderstand, wenn man nicht, wie beim Tastbetrieb, die Möglichkeit hat, den Strom im gleichen Maße oder sogar noch stärker heraufzusetzen.

Tabelle 1 zeigt, welche Werte der Anodenwechselstrom bei den gebräuchlichen Metall-Keramik-Röhrentypen bei $\lambda = 10$ und 5 cm annimmt, und welche Leistungen und Gesamtwirkungsgrade man erwarten könnte, vorausgesetzt, daß Schwingkreise mit den angegebenen Resonanzwiderständen zur Verfügung stehen. Der Resonanzwiderstand R_k des unbelasteten Kreises soll dabei doppelt so hoch wie der Aussenwiderstand R_a der Röhre sein, wir lassen also zu, daß die Hälfte der erzeugten Leistung im Kreis verloren geht. Die Steuerleistung ist vernachlässigt. Bei der Berechnung der relativen Anodenstromaussteuerung $I_a / I_a(\omega=0)$ ist die Phasenkompression im G-K-Raum vernachlässigt, andererseits aber im G-A-Raum mit den bestimmt zu günstigen Werten von g Zuhrt gerechnet worden. Wenn die Ausrechnung für große Spannungsamplituden nicht auf wesentlich ungünstigere Werte für die Stromaussteuerung führen sollte, so müsste nach dieser Tabelle bei der Hochtaströhre LD 7 auf Grund ihrer hohen Anodenspannung und bei der LD 11 auf Grund ihres kleinen Gitter-Anodenabstandes die Anodenstrom-Aussteuerung für den 5 cm-Betrieb noch durchaus brauchbar sein. Ungünstiger liegt die Dauerstrich-Senderöhre LD 9, aber auch eine solche Röhre könnte man mit einem G-A-Abstand von etwa 0,5 mm bauen und sie müsste dann hinsichtlich der Anodenstrom-Aussteuerung bei 5 cm noch verwendbar sein.

2. Die Abnahme des Kreiswiderstandes.

Den berechneten Leistungswerten der Tabelle 1 stellen wir die gemessenen Werte der Tabelle 2 gegenüber. Bei $\lambda = 10$ cm sind wir mit LD 7 und LD 11 einigermaßen an die theoretischen Werte herangekommen. Bei der Hochtaströhre ließ sich der verhältnismäßig geringere erforderliche Kreiswiderstand sogar in einem Rohrsender mit veränderlicher Welle erzielen (Gleitkontakte). Bei der Oszillatorröhre bedurfte es schon eines Senders mit ausgezeichneten Spezialkontakten für die Röhrenfassung und des Verzichtes auf Durchstimbarkeit. Bei der Dauerstrich-Senderöhre konnte der erforderliche Kreiswiderstand und damit die theoretische Leistung auch nicht annähernd erzielt werden. Die Kurve Abb.4 zeigt den im LD 9-Sender mit stetiger Durchstimbarkeit erreichten Kreiswiderstand über die Wellenlänge. Bei 10 cm kommt man noch auf 2000 - 3000 Ω . Der Vorstoß nach 5 cm scheint für alle genannten Typen, vielleicht mit Ausnahme der Hochtaströhre, aus Kreisgründen undurchführbar zu sein, auch beim Verzicht auf Abstimmbarkeit, der ja beim LD 11-Sender soeben noch den Betrieb bei 10 cm ermöglichte. Man muß auch noch berücksichtigen, daß, wenn die Anodenstromaussteuerung bei großen Spannungsamplituden wesentlich stärker als nach der Zuhrt'schen Theorie sinken sollte, wesentlich höhere Kreiswiderstände als die in Tabelle 1 aufgeführten erforderlich würden.

Die heute benutzten Kreise stellen abgestimmte konzentrische Leitungen dar, die den anodenseitigen Teil der Röhre als Bestandteil enthalten. Die beiden konzentrischen Leiter durchsetzen also die Abschlußwand des Kolbens. Diese Kreise haben den Vorteil, daß man sie für beliebige Wellen einrichten, und u.U. im Betrieb in weiten Grenzen durchstimmen kann. Ihre Nachteile sind folgende:

- 1.) sie enthalten Kontaktwiderstände, die vom vollen Kreisstrom durchflossen sind,
- 2.) an der Durchführungsstelle durch den Kolben entstehen Verluste sowohl im Dielektrikum wie auch in der Metall-Sinterschicht auf der Keramik,
- 3.) unterhalb einer gewissen Wellenlänge (~ 50 cm bei LD 9, ~ 30 cm bei LD 11) muß der Kreis in höheren Knoten abgestimmt

abgestimmt werden. Bei Abstimmung in höheren Knoten aber steigen die Verluste auf den Leitern quadratisch mit der Kapazität C_{ga} .

Eine weitere Gefahr für die Kreisgüte haben wir der letzten Zeit durch Beachtung des folgenden Umstandes zu vermeiden gelernt: Die konzentrische Leitung mit der angeschlossenen Röhre (Schema Abb. 5 a) enthält nicht einen, sondern zwei sich gegenüberstehende Innenleiter (Abb. 5 b). Man kann eine derartige Leitung an sich bei beliebiger Länge l_1 des einen Bolzens durch geeignete Länge l_2 des zweiten Bolzens für jede vorgegebene Welle in Resonanz bringen; jedoch treten u.U. außer der beabsichtigten Spannung zwischen den beiden Bolzen-Enden zusätzlich beträchtliche gleichsinnige Spannungen beider Bolzen-Enden gegen die Aussenwand auf, wodurch die gesamte Blindleistung unnötig steigt und der Resonanzwiderstand absinkt; und zwar tritt das dann ein, wenn die geometrische Länge eines der beiden Bolzen ein ungeradzahliges Vielfaches von $\lambda/4$ beträgt. Wir haben nun den Kreis beiderseits der Röhre abstimmbar gemacht und so eine Ausweichmöglichkeit vor diesen gefährlichen Abstimmmlängen geschaffen. Mit dieser Kreisordnung sind wir z.B. mit der LD 9 auf $\lambda = 9$ cm heruntergekommen, während bei der alten Anordnung die Grenzwelle bei etwa 14 cm lag.

Wir können aber mit dem Kreiswiderstand weiter kommen, wenn wir den Schwingkreis in die Röhre einbauen. An diesen Kreis ist ein äußerer Kreis gekoppelt, mittels dessen wir die Welle in gewissen Grenzen verstimmen können und an den wiederum die Antenne gekoppelt ist. Solche Anordnungen sind bekannt und im Handel, z.B. von Telefunken die LS 600 und von Pintsch die Resotank-Röhre. Der Nachteil des eingebauten Kreises - auch als Zwischenkreis bezeichnet - ist seine geringe Verstimmungsmöglichkeit. Sie ist umso geringer, je höhere Kreisgüte man erreichen will, weil der Verbraucherkreis dann immer loser angekoppelt sein muß. Dafür bietet er folgende Vorteile: Verluste in Kontaktwiderständen, Dielektrikum und widerstandsbehafteten Durchführungsgeschichten fallen weg und die Abstimmung kann im ersten Knoten erfolgen. Gerade letzteres ist wichtig im Hinblick auf die gewünschte Verkleinerung des Gitter-Anoden-Abstandes, weil jetzt der Kreiswiderstand

Kreiswiderstand nur linear von der Kapazität abhängt.

Wir haben bei Telefunken die Entwicklung einer solchen Röhre mit einem System ähnlich dem der LD 7 begonnen. (Aufbauschema Abb.6). Die Rückkopplung ist kapazitiv vorgesehen. Wir wollen versuchen, mit dieser Anordnung in das Gebiet unter 9 cm vorzustoßen. Es dürfte eine Durchstimmbarkeit von $\pm 10\%$ zu erzielen sein.

3. Das Rückkopplungsproblem.

Es bleibt noch das dritte Problem zu erörtern, wie man bei größeren Phasenverschiebungen zwischen Steuerspannung und Anodenwechselstrom eine Rückkopplungsspannung geeigneter Phase herstellt. Voraussetzung dafür, daß sich ein Rückkopplungsfaktor $\mathcal{K} = \frac{u_s}{u_a}$ mit beliebigem Phasenwinkel herstellen läßt, ist, daß der zur Erzeugung der Rückkopplung benutzte Spannungsteiler außer Blindwiderständen auch noch mindestens einen Wirkwiderstand enthält. Wie der zur Phasendrehung erforderliche Wirkwiderstand zustande kommt, soll an einer einfachen Rückkopplungsschaltung gezeigt werden, die man zweckmässig als C_{ak} -Kopplung bezeichnet. Der Sender besteht aus einem Eingangs- und einem Ausgangskreis entsprechend Abb.7. Beide Kreise stoßen am Gitter der Röhre zusammen (Gitterbasisschaltung) und sind - außer durch die Elektronenströmung - nur durch die Anoden-Kathoden-Kapazität C_{ak} gekoppelt. (Voraussetzung für die exakte Realisierung der Schaltung ist die Verwendung einer Scheibenröhre, da sonst noch zusätzlich unkontrollierbare elektrische und magnetische Kopplungen auftreten). Die C_{ak} -Kopplung ist besonders übersichtlich, technisch einfach herzustellen und zeigt auch in der Praxis recht gute Ergebnisse. Abb.8 zeigt das Schaltbild dieser Kopplung in 4 verschiedenen Darstellungen.

Die Schaltung soll zunächst bei vernachlässigbaren Elektronenlaufzeiten betrachtet werden. Weiterhin soll der Übersichtlichkeit halber der Durchgriff vernachlässigt werden, zumal er bei den in Frage kommenden Röhren ja meistens nur einen sehr geringen Einfluß hat. Der Hauptschwingungskreis liegt - wie praktisch bei Dezimeterwellen - zwischen Gitter und Anode der Röhre. Dieser Hauptschwingungskreis bestimmt einerseits die Frequenz, andererseits enthält er den Verbraucherwiderstand, der als zwischen Anode und Gitter liegend angesehen werden kann. Der Rückkopplungsfaktor \mathcal{K} wird durch einen zwischen Anode und Gitter liegenden Spannungsteiler erzeugt. (Abb.8 a). Die Schaltung 8 a läßt sich

nun in ein-

man in einfacher Weise über 8 b umformen in die Schaltung 8 c, bei der der Anodenstrom nicht an der Kathode, sondern am Gitter austritt und bei der zwischen Gitter und Kathode der Leitwert S liegt. Der Leitwert S und die Gitter-Kathoden-Kapazität lassen sich zu dem gesamten Diodenleitwerk der Gitter-Kathoden-Strecke zusammenfassen (Abb. 8 d).

Die Änderung des Rückkopplungsfaktors erfolgt in dieser Schaltung durch Verstimmung des Eingangskreises. Wird dieser auf Parallelresonanz abgestimmt, so erhält der Rückkopplungsfaktor seinen größten Absolutbetrag $\frac{\omega C_{ak}}{S}$ und eine Voreilung von 90° , wie man ohne weiteres aus der Schaltung ersieht. Wird der Eingangskreis kapazitiv verstimmt, so wird die Voreilung des Rückkopplungsfaktors kleiner und erreicht schließlich bei Serienresonanz (Kurzschluß) den Wert Null, jedoch wird hierbei auch der Betrag von k gleich Null (Abb. 9). Wird der Eingangskreis induktiv verstimmt, so eilt k mehr als 90° und schließlich bei Kurzschluß bis zu 180° vor, wobei wiederum der Betrag von k bis auf Null absinkt. Die Spitze des Rückkopplungszeigers k rotiert also bei Verstimmung des Eingangskreises auf einem Kreis mit dem Durchmesser $\frac{\omega C_{ak}}{S}$ (der exakte Beweis dafür, daß es sich wirklich um einen Kreis handelt, soll hier der Kürze halber nicht gebracht werden). Insbesondere wird der Kreis einmal umlaufen und zwar in der durch den Pfeil gekennzeichneten Richtung, wenn der Eingangskreis des Senders als kurzgeschlossene konzentrische Leitung ausgebildet ist und der Kurzschlußschieber um eine halbe Wellenlänge in der Richtung vom Senderweg verschoben wird. Die C_{ak} -Kopplung ist also geeignet, den Rückkopplungsfaktor um einen Phasenwinkel zwischen 0 und 180° voreilen zu lassen.

Das Diagramm Abb. 9 ist abgeleitet worden für laufzeitfreien Betrieb. Bei Laufzeitbetrieb ist statt der statischen die komplexe Diodensteilheit der Gitter-Kathodenstrecke für endliche Elektronenlaufzeiten einzusetzen. Die Wirkkomponente dieser Steilheit ist bei B- und C-Betrieb, wie er fast ausschließlich praktisch in Frage kommt, immer positiv. Bei nicht zu großen Laufzeitwinkeln hat sie ungefähr den Wert S , bei großen Laufzeitwinkeln den Wert Null. (Die Blindkomponente der Diodensteilheit interessiert nicht, da sie durch die parallel liegende Kathodenabstimmung weggestimmt wird). Wegen der Laufzeitabhängigkeit der Wirkkomponente ändert sich diese in einem gewissen Umfange mit der Gitterwechselspannung.

Gitterwechselspannung. Es ergibt sich daher kein vollkommen runder, sondern ein etwas deformierter Kreis. Auch der Durchmesser des Kreises liegt nicht fest, so lange die Wirkkomponente der Diodensteilheit nicht exakt bekannt ist. (Bei nicht zu großen Laufzeiten kann man mit dem statischen Wert S rechnen). Das Phasengebiet der C_{ak} -Rückkopplung ist bei endlichen Elektronenlaufzeiten jedoch genau so groß wie bei fehlenden Laufzeiten, nämlich $0-180^\circ$. Diese Kopplung eignet sich also gut für das technisch hauptsächlich interessierende Gebiet, in dem zwar schon beträchtliche Laufzeiten vorhanden sind, andererseits aber noch ein guter Wirkungsgrad zu erwarten ist. Als Kopplungskapazität reicht bei der C_{ak} -Kopplung in manchen Fällen, besonders bei sehr kurzen Wellen, die natürliche Anoden-Kathoden-Kapazität der Röhre aus. Will man zu längeren Wellen übergehen oder den Aussenwiderstand herabsetzen, so kann die Koppelkapazität durch irgendwelche baulichen Maßnahmen in der Röhre künstlich erhöht werden. Es lässt sich jedoch auch außerhalb der Röhre eine ähnlich wie die C_{ak} -Kopplung wirkende Kopplung durchführen, wenn man nämlich Eingangs- und Ausgangskreis des Senders konzentrisch baut und an einer Stelle, an der Eingangskreis und Ausgangskreis je einen Spannungsbauch in der richtigen Phasenlage zueinander haben, die Mittelwand durchbricht (Abb.10). Nachteilig bei dieser letzteren Ausführungsform ist, daß sie meist nur in einem verhältnismässig kleinen Wellenbereich wirksam ist. Bei größerer Wellenänderung wandern die Spannungsbäuche im Eingangs- und Ausgangskreis und die Koppelungslöcher müssen entsprechend mitwandern, es ist also ein größerer mechanischer Aufwand erforderlich.

Ein Gegenstück zur C_{ak} -Kopplung wäre eine Kopplungsform, die zwar im Augenblick keine praktische Bedeutung besitzt, jedoch der Vollständigkeit halber angeführt werden soll, nämlich die L_{ak} -Kopplung, bei der Anode und Kathode durch eine Induktivität miteinander verbunden sind (Abb.11 b). Die L_{ak} -Kopplung hat, wie ohne weiteres verständlich ist, ein Umklappen des Rückkopplungskreises gegenüber der C_{ak} -Kopplung zur Folge. Der Durchmesser des Rückkopplungskreises ist hier wie auch bei der C_{ak} -Kopplung durch den Zeiger $\frac{Q^x}{S}$ gegeben, wobei Q^x den Koppelleitwert bedeutet ($Q^x = j\omega C_{ak}$ bei C_{ak} -Kopplung, $= \frac{1}{j\omega L_{ak}}$ bei L_{ak} -Kopplung).

Bei den bisher beschriebenen Schaltungen erfolgt die Rückkopplung über die Schwingkreisspannungen. Man kann aber auch eine Verkopplung von Eingangs- und Ausgangskreis durch die Schwingkreisströme herstellen, indem man diese über ein gemeinsames Koppellement (Induktivität oder Kapazität) fließen läßt. Da das Koppellement in der Gitterzuleitung liegt, könnte man diese beiden Rückkopplungstypen als C_g - und L_g -Kopplung bezeichnen (Abb. 11 c und 11 d). Die Rückkopplungskreise ergeben sich hier als Kreise um den Zeiger $\frac{R^x}{s} j\omega C_{gA} j\omega C_{gK}$ wobei R^x den Koppelwiderstand $j\omega L_g$ bzw. $\frac{1}{j\omega C_g}$ bedeutet und die Leitwerte $j\omega C_{gA}$ und $j\omega C_{gK}$ der Gitter-Anoden- bzw. Gitter-Kathoden-Kapazität ein Maß für die über das Koppellement fließenden Ströme sind. (Die Diagramme 11 c und 11 d gelten übrigens nur näherungsweise für genügend hohe Frequenzen für ein exaktes Diagramm muß auf Abb. 12 verwiesen werden).

In Bezug auf die Gültigkeit bei Laufzeiten ist zu den Diagrammen 11 b, 11 c, 11 d sowie 12 dasselbe zu sagen wie zur C_{ak} -Kopplung in Abb. 11 a: Die Durchmesser der Rückkopplungskreise ändern sich bei endl. Laufzeiten, ausserdem werden die Kreise deformiert. Die Lage der Kreise und damit der erzielbare Phasenbereich ist jedoch praktisch unabhängig von den Elektrodenlaufzeiten.

Die C_g - und L_g -Schaltung eignen sich für eine variable Rückkopplung ausserhalb der Röhre, z.B. in der Form, daß die Gitterscheibe durch eine Trennkapazität unterbrochen wird (wobei die Gleichspannung über eine Drossel zugeführt werden muß), oder indem die Gitterscheibe einige genügend große Löcher erhält. Die Trennkapazität oder Induktivität kann aber auch, falls man einen Senderaufbau nach Abb. 10 wählt, an irgendeiner anderen Stelle des Senders angebracht werden, wo zwei Strombüchse in geeigneter Phasenlage übereinander liegen.

Eine reine C_g - oder L_g -Kopplung ist in der Praxis im allgemeinen nicht realisierbar, da durchweg- besonders bei sehr kurzen Wellen - noch eine zusätzliche C_{ak} -Kopplung wirksam ist. Für diese gemeinsame Kopplung soll ein Diagramm angeführt werden, das die beiden Fälle $C_g + C_{ak}$ sowie $L_g + C_{ak}$ enthält (Abb. 12). Der Durchgriff D ist in Abb. 12 berücksichtigt. Das Diagramm ist bei fehlenden Laufzeiten exakt, bei endlichen Laufzeiten jedoch zumindest in Bezug auf die Phasenlage richtig. Die Berechnung des Diagramms ist etwas umständlich und soll deshalb an dieser Stelle nicht gebracht werden; das Diagramm selbst ist jedoch verhältnismässig einfach;

Abb. 12a zeigt die Konstruktion der Mittelpunktsgeraden, auf der die Mittelpunkte sämtlicher Rückkopplungskreise liegen. Die Mittelpunktsgerade geht durch die beiden Punkte $\frac{1}{2}D + \frac{1}{2} \frac{L_{ak} C_{ak}}{S}$ und $\frac{1}{2}D + \frac{1}{2} \frac{L_{ak} C_{ak}}{S} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{L_{ak} C_{ak}}{S}$. In Abb. 12 b ist das eigentliche Diagramm angeführt. Die Stärke der Rückkopplung ist dabei durch den Faktor A charakterisiert, wobei A der Quotient Koppelwiderstand: ind. Schwingkreiswiderstand ist. Bei Cg-Kopplung ist $A < 0$, bei Lg-Kopplung $A > 0$. Alle Rückkopplungskreise gehen durch den Punkt D, außerdem geht jeder Kreis noch durch den zugehörigen Punkt A auf der reellen Achse. Die Mittelpunkte der Rückkopplungskreise liegen auf der Mittelpunktsgeraden. Es zeigt sich hierbei, daß sich C_{ak}-Kopplung und Lg-Kopplung bis zu einem gewissen Grad jedoch nicht exakt kompensieren.

Mit Hilfe der angeführten Rückkopplungsschaltungen läßt sich die gestellte Aufgabe erfüllen, für jeden beliebigen Phasenwinkel zwischen Steuerwechselspannung und Anodenwechselstrom eine geeignete Rückkopplung herzustellen. Jede einzelne der Schaltungen überstreicht zwar nur einen Phasenbereich von 180°, durch Kombination von zwei Schaltungen läßt sich jedoch der gesamte Phasenbereich von 360° überstreichen.

Zusammenfassung.

Das Einsatzgebiet der Triode reicht z. Zt. bis knapp unter 10 cm. Es besteht aber durchaus die Möglichkeit, eine Triode auch als Dauerstrichleistungsröhre im 5 cm-Gebiet zu entwickeln. Der durch Elektronenlaufzeiten bedingte Rückgang der Stromaussteuerung bleibt bei technisch noch realisierbaren Elektrodenabständen (Abstand GK ~ 0,2 mm, GA ~ 0,5 mm) erträglich. Die Abnahme des Kreiswiderstandes mit kürzerer Welle erfordert wahrscheinlich Einbau eines Zwischenkreises in die Röhre, wobei eine geringe Wellenvariation durch den außen angeschlossenen Kreis möglich ist. Für den Anregungsmechanismus entstehen durch die Elektronenlaufzeiten keine grundsätzlichen Schwierigkeiten. Rückkopplung durch C_{ak} und über induktiven Spannungsteiler ergänzen sich in ihren Phasenbereichen so, daß jede erforderliche Phase der Rückkopplung einstellbar ist.

λ	Type	Abstände		U _a (V)	J _a (mA)	Elek. - Laufzeit		$\frac{J_{a1}}{J_{a1}(\omega=0)}$	η (%)	N _n (W)	R _k (k Ω)
		KG (mm)	GA (mm)			K G (°)	zeit (°)				
10 cm	LD 7	0,35	1,5	9000	7500	80	67	0,94	24	16000	1,1
	LD 9	0,2	1,0	1500	175	125	130	0,80	21	58	9
	LD 11	0,14	0,5	500	90	113	105	0,90	23	10	5,4
		"	"	900	"	"	78	0,93	24	20	9,1
5 cm	LD 7			9000	7500	134	135	0,85	22	15000	1,2
	LD 9			1500	175	170	260	0,39	10	26	19
	LD 11			500	90	170	183	0,62	14	0,5	6,9
				900	"	"	150	0,87	19	15	10,4

Tab.1. Einfluß der Elektronenlaufzeit auf Stromaussteuerung und Leistung bei den Metall-Keramik-Trioden (berechnete Werte). Es wurden folgende Voraussetzungen gemacht: Anodenspannungsaussteuerung $u_a/u_a = \frac{2}{3}$. Kreiswiderstand $R_k =$ Nutzwiderstand $R_n = 2 \times$ Außenwiderstand R_a , also Kreiswirkungsgrad 50%. Für den KG-Raum ist die Laufzeit der Elektronen angegeben, die zur Zeit des Konvektionsstrom-Maximums durch das Gitter treten. $\frac{J_{a1}}{J_{a1}(\omega=0)}$ ist die Anodenstromsteuerung im Vergleich zu ihrem Wert für $\omega=0$, nach der Kurve von Zuhrt für kleine Wechselspannung (also J_{a1} zu hoch), und unter Vernachlässigung der Phasenkompression im GK-Raum. Der GA-Abstand der LD 7 wird künftig 1,2 mm statt 1,5 mm betragen.

Type	U _a (V)	J _a (mA)	N _n (W)	η_{ges} (%)	R _k (k Ω)	Bemerkungen
LD 7	9000	7500	$\frac{10000}{15000}$	15-20	~1,5	Anodentastung
LD 9	1500	175	10	5,7	~2,2	Dauerstrich
LD 11	500	90	3 ÷ 6	7-13	~6,7	Dauerstrich
	900	90	12	15		Im Dauerbetrieb nicht zulässig

Tab.2. Leistungsmessungen an den Metall-Keramik-Trioden bei $\lambda = 10$ cm

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

- Abb. 1 Abnahme der Anodenstrom-Aussteuerung durch die Elektronenlaufzeit τ , veranschaulicht nach H. Zuhrt.
- Abb. 2 Betrag und Phase des Anodenwechselstromes in Abhängigkeit vom Laufzeitwinkel $\omega\tau$ nach H. Zuhrt.
- Abb. 3 Phasenlage des durch das Gitter tretenden Konvektionsstromes $i_{konv. G}$ des elektronischen Anodenstromes $i_{a. el. str.}$ und der darin enthaltenen Grundharmonischen i_{a1} gegen die Anodenspannung U_a bei großen Laufzeiten (schematisch)
- Abb. 4 Praktisch erzielter Kreiswiderstand eines Triodensenders (LD 9) mit Schieberabstimmung.
- Abb. 5 Schwingkrisanordnung mit zwei schwingenden Bolzen; Übergang zur doppelseitigen Kreisabstimmung.
- Abb. 6 Aufbauschema und Senderanordnung einer Röhre mit eingebautem Schwingkreis (Zwischenkreisröhre).
- Tab. 1 Einfluß der Elektronenlaufzeit auf Stromaussteuerung und Leistung bei den Metall-Keramik-Trioden (berechnete Werte). Es wurden folgende Voraussetzungen gemacht: Anodenspannung $U_a/U_d = \frac{2}{3}$. Kreiswiderstand $R_k =$ Nutzwiderstand $R_n = 2 \times$ Außenwiderstand R_a , also Kreiswirkungsgrad 50%. Für den KG-Raum ist die Laufzeit der Elektronen angegeben, die zur Zeit des Konvektionsstrom-Maximums durch das Gitter treten. $\frac{I_{a1}}{I_{a1}(\omega=0)}$ ist die Anodenstromaussteuerung im Vergleich zu ihrem Wert für $\omega=0$, nach der Kurve von Zuhrt für kleine Wechselspannung (also I_{a1} zu hoch), und unter Vernachlässigung der Phasenkompression im GK-Raum. Der GA-Abstand der LD 7 wird künftig 1,2 mm statt 1,5 mm betragen.
- Tab. 2 Leistungsmessungen an den Metall-Keramiktrioden bei $\lambda = 10$ cm.
- Abb. 7 Schema des Senderaufbaues bei C_{ak} -Kopplung.
- Abb. 8 Schaltschema der C_{ak} -Rückkopplung in 4 verschiedenen Darstellungen.
- Abb. 9 Rückkopplungsdiagramm der C_{ak} -Kopplung.
- Abb. 10 Rückgekoppelter Sender, bei dem die Trennwand zwischen Eingangs- und Ausgangskreis an der Stelle eines Spannungsbauches Löcher besitzt (kapazitive Kopplung ähnlich C_{ak} -Kopplung).
- Abb. 11 Schaltbilder und Rückkopplungsdiagramme der C_{ak} , L_{ak} , Cg- und Lg-Rückkopplung.
- Abb. 12 Rückkopplungsdiagramm für kombinierte Cg/ C_{ak} - sowie Lg/ C_{ak} -Rückkopplung.
a) Konstruktion der Mittelpunktsggeraden.
b) Das vollständige Diagramm.

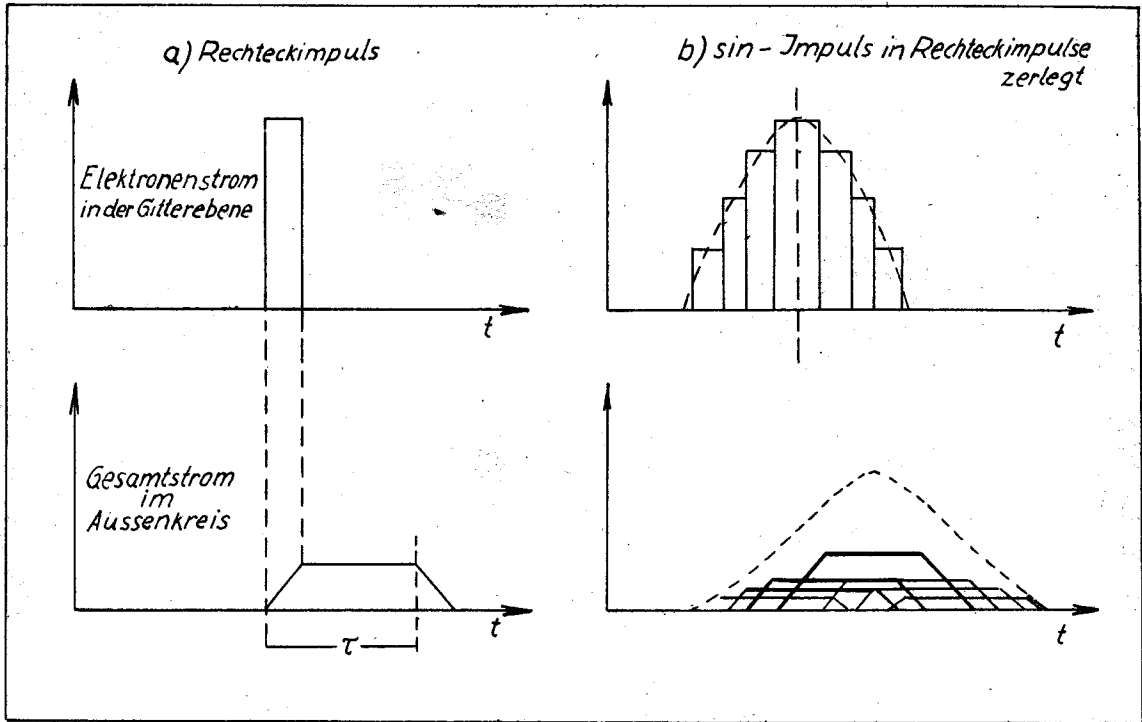


Bild 1. Abnahme der Anodenstrom-Aussteuerung durch die Elektronenlaufzeit τ , Veranschaulicht nach H. Zuhrt.

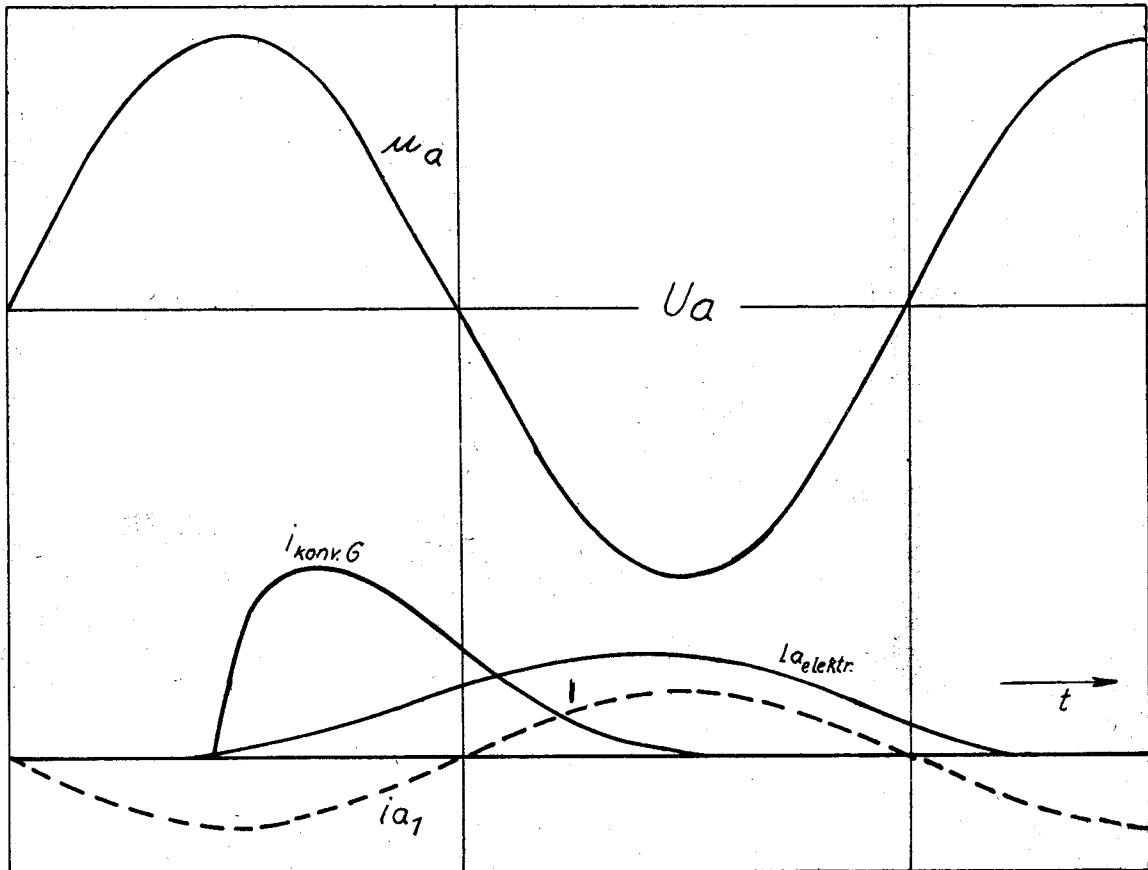


Bild 3. Phasenlage des durchs Gitter tretenden Konvektionsstromes $i_{konv.G}$ des elektronischen Anodenstromes $i_{a, elektr.}$ und der darin enthaltenen Grundharmonischen i_{a1} gegen die Anodenspannung U_a bei großen Laufzeiten (schematisch).

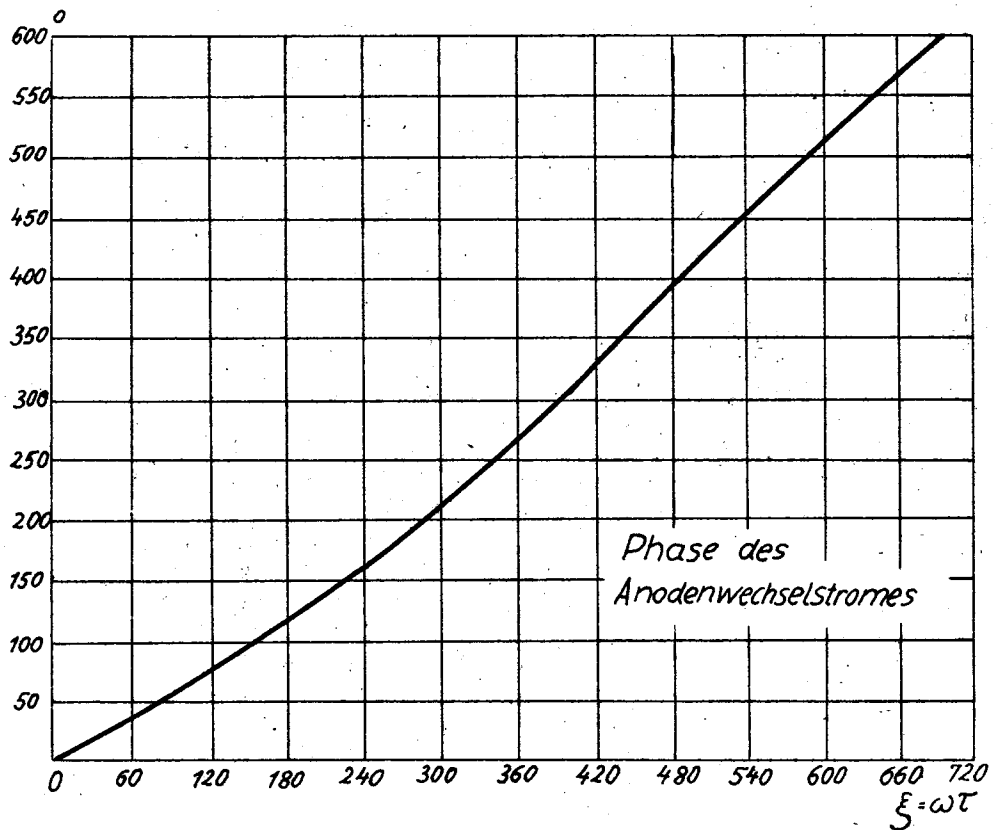
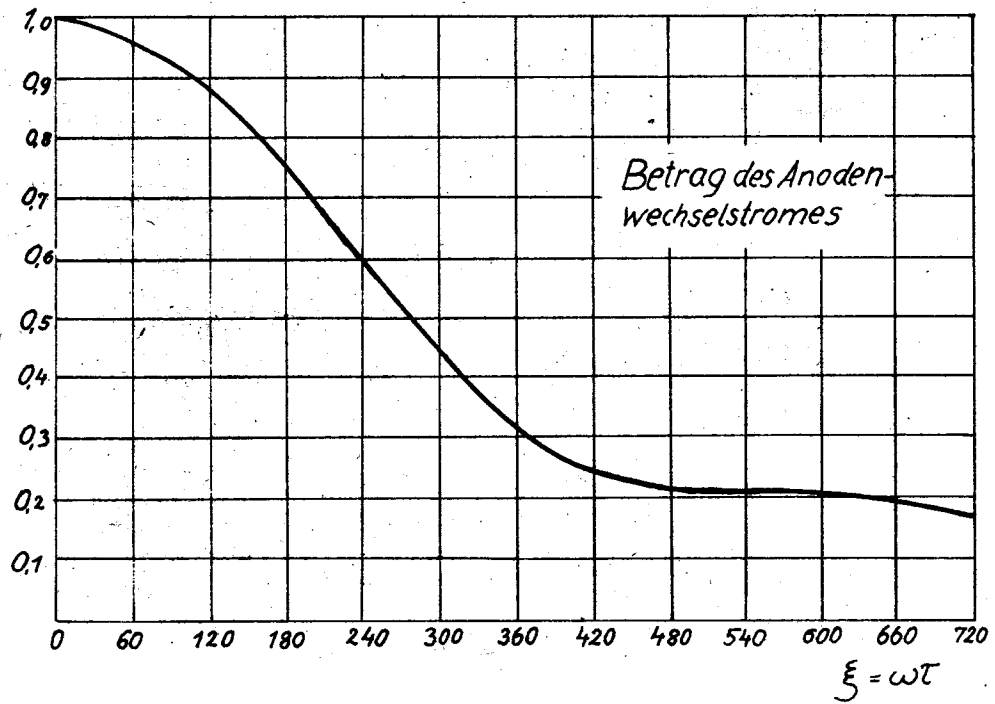


Bild 2. Betrag und Phase des Anodenwechselstromes in Abhängigkeit vom Laufzeitwinkel ωT nach H. Zuhrt.

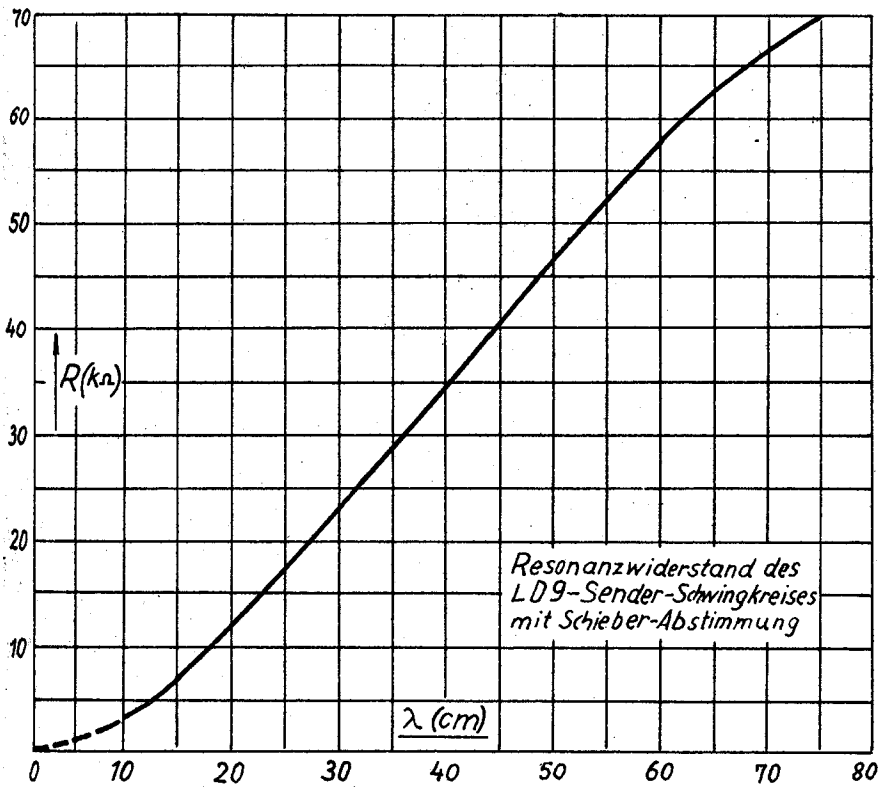


Bild 4. Praktisch erzielter Kreiswiderstand eines Trioden-senders (LD 9) mit Schieberabstimmung.

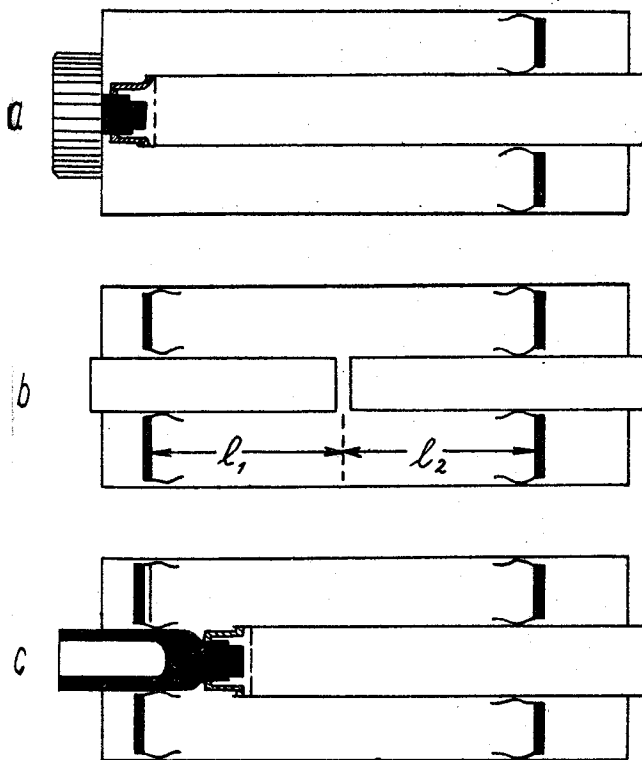


Bild 5. Schwingkrisanordnung mit 2 schwingenden Bolzen; Übergang zur doppelseitigen Kreisabstimmung

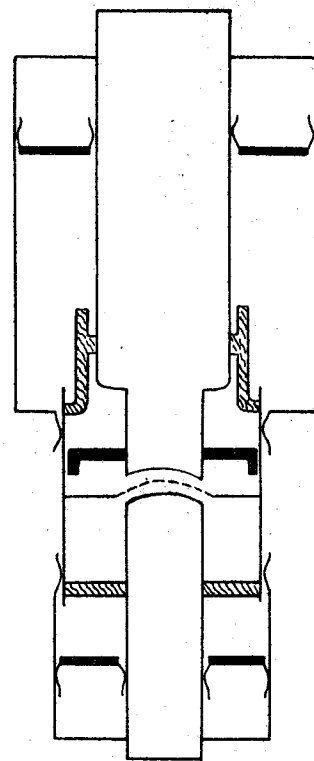


Bild 6. Aufbauschema und Senderanordnung einer Röhre mit eingebautem Schwingkreis (Zwischenkreisröhre).

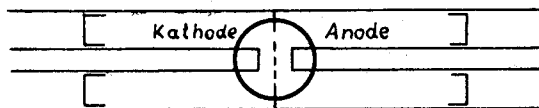


Bild 7: Schema des Senderaufbaues bei C_{ak} -Kopplung.

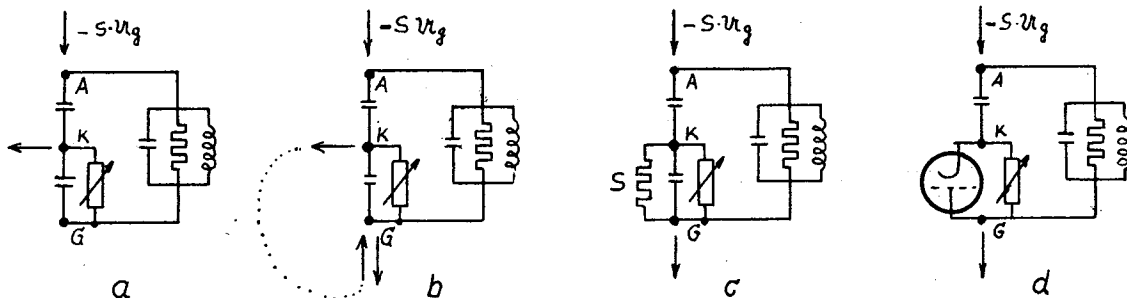


Bild 8: Schaltschema der C_{ak} -Rückkopplung in 4 verschiedenen Darstellungen.

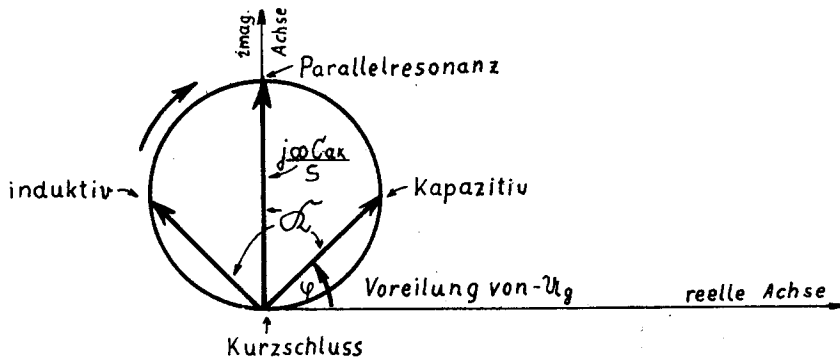


Bild 9: Rückkopplungsdiagramm der C_{ak} -Kopplung.

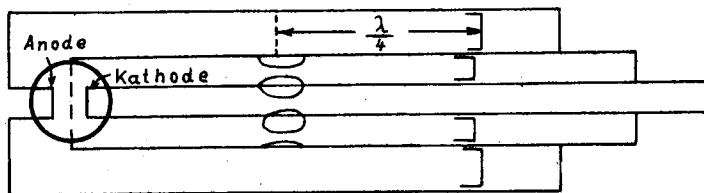


Bild 10: Rückgekoppelter Sender, bei dem die Trennwand zwischen Eingangs- und Ausgangskreis an der Stelle eines Spannungsbauches Löcher besitzt. (Kapazitive Kopplung ähnlich C_{ak} -Kopplung)

Abb. 11: Schaltbilder und Rückkopplungsdiagramme der C_{ak} -, L_{ak} -, C_g - und L_g - Rückkopplung.

Abb. 12: Rückkopplungsdiagramm für kombinierte C_g/C_{ak} - sowie L_g/C_{ak} - Rückkopplung.

- a) Konstruktion der Mittelpunktsgeraden
- b) Das vollständige Diagramm.

Abb. 11: Schaltbilder und Rückkopplungsdiagramme der C_{ak} -, L_{ak} -, C_g - und L_g - Rückkopplung.

Abb. 12: Rückkopplungsdiagramm für kombinierte C_g/C_{ak} - sowie L_g/C_{ak} - Rückkopplung.

- a) Konstruktion der Mittelpunktgeraden
- b) Das vollständige Diagramm

