

# TELEFUNKEN-ZEITUNG

NACHRICHTEN AUS DEM



TELEFUNKEN-KONZERN

TELEFUNKEN — DEBEG

Unter Mitwirkung von Dr. Georg Graf v. Arco und Prof. Dr. Fritz Schröter

XV. JAHRGANG

DEZEMBER 1934

NUMMER 69

## Schwingungserzeugung mit dem Magnetron.

Von W. Runge.

(Vortrag, gehalten vor der Vereinigung für Luftfahrtforschung in Dresden am 2. November 1934.)

Als Schwingungserzeuger hat in der gesamten Hochfrequenztechnik die Rückkopplungsschaltung mit gittergesteuerten Röhren alle anderen Verfahren fast völlig verdrängt. Nur zur Erzeugung sehr hoher Frequenzen - etwa über 100 MHz - ist sie nicht besonders geeignet. Nicht so sehr die Elektronenlaufzeit als die großen Kapazitäten zwischen den einander umhüllenden Elektroden setzen der Höhe der erzeugten Frequenz praktische Grenzen. Bei der Herabsetzung dieser Kapazitäten durch räumliche Verkleinerung wird aber der Leistungsumsatz in der Röhre so rasch vermindert, daß bei etwa 700 MHz die erzeugten Leistungen nur noch Milliwatts betragen.

Zur Erzeugung größerer Leistungen bei noch höheren Frequenzen sind in den letzten Jahren Röhren entwickelt worden, die kein Gitter haben, eine durch axiale Schlitze in zwei Elektrodengruppen zerlegte zylindrische Anode besitzen und wegen des Arbeitens in einem axialen Magnetfeld Magnetrons genannt werden, obwohl ihr Schwingungsmechanismus von dem der aus der Literatur unter diesem Namen bekannten magnetisch gesteuerten Röhre völlig verschieden ist. Dieser Röhrentyp wurde bereits in der ersten Hälfte des vorigen Jahrzehnts von Habann gefunden und zur Erzeugung von damals sehr kurzen Wellen bis herab zu  $\lambda = 3$  m mit Erfolg verwendet. Später hat Megaw ihn zur Erzeugung von Dezimeterwellen benutzt<sup>1)</sup>. Seit etwa einem Jahre studieren wir diese Röhren im Telefunken-Laboratorium, um Generatoren für alle Zwecke der Dezimeterwellentechnik aus ihnen zu schaffen. Über den Schwingungsmechanismus dieser Röhren soll im folgenden berichtet werden:

Ein Elektron, das sich mit der Geschwindigkeit  $v$  senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld  $\mathcal{H}$  bewegt, erfährt eine quer zu seiner Richtung wirkende Beschleunigung, deren Größe der Geschwindigkeit und dem Magnetfeld proportional ist. Da diese Beschleunigung stets quer zur Bahn gerichtet ist, kann sie nur die Richtung, nicht die Größe der Geschwindigkeit ändern, und da folglich alle Teile der Bahn mit der gleichen Geschwindigkeit und der gleichen Querschleunigung durchlaufen werden, müssen alle Teile der Bahn untereinander gleich sein; die Bahn ist ein Kreis. Die Betrachtung von Bild 1 und einfache Überlegungen zeigen, daß der Radius  $\rho$  dieser Bahn proportional  $v$  und umgekehrt proportional  $\mathcal{H}$  ist.

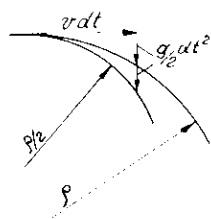


Bild 1. Ableitung der Krümmung eines quer zu einem konstanten Magnetfeld bewegten Elektrons.

<sup>1)</sup> Megaw: Journ. Inst. El. Eng. Bd. 72 Nr. 436 S. 326--348.  
Proc. Inst. Rad. Eng. Bd. 21 Nr. 12 S. 1749-1751.

Mißt man die Geschwindigkeit durch die Wurzel der Potentialdifferenz  $V$ , bei deren Durchlaufen sie entsteht, so ist der Krümmungsradius

$$\rho = 3,33 \sqrt{\frac{V_{\text{Volt}}}{\mathfrak{H}_{\text{Gauß}}}} \text{ cm.} \quad (1)$$

Die Umlaufzeit ist proportional  $\frac{\rho}{v}$  und hängt daher nur von  $\mathfrak{H}$  ab. Die der sekundlichen Umlauf-  
frequenz entsprechende Wellenlänge  $\lambda_0$  ist

$$\lambda_0 = \frac{107}{\mathfrak{H}_{\text{Gauß}}} \text{ m} \quad (2)$$

Wir betrachten nun eine Vakuumröhre mit zylindrischer Anode vom Radius  $r$ , in der Achse liegender Kathode und axialem homogenen Magnetfeld (Bild 2). Aus der Kathode ohne Anfangsgeschwindigkeit austretende Elektronen werden durch das radiale elektrische Feld beschleunigt, das durch die zwischen Anode und Kathode gelegte Anodenspannung  $V_a$  erzeugt wird. Da das Magnetfeld zu der Größe der Geschwindigkeit des Elektrons nichts beiträgt, ist diese eindeutig bestimmt durch die bis zu dem jeweiligen Punkte von der Kathode aus durchlaufene Potentialdifferenz. Diese verteilt sich über den Radius logarithmisch. Der größte Teil des Potentialabfalles liegt in unmittelbarer Nähe der Kathode; der ganze weiter außen liegende Teil des Raumes innerhalb der Anode hat mit einiger Annäherung Anodenpotential. Die Bahn eines die Kathode verlassenden Elektrons ist also in der Nähe der Kathode stark gekrümmt, nähert sich auf dem äußeren Teil der Bahn einem Kreis mit dem aus Formel (1) folgenden Radius und kehrt zur Kathode zurück. Der größte Abstand  $a$  von der Kathode muß etwa das zweifache des Krümmungsradius, nach Formel (1) also etwa  $6,66 \sqrt{\frac{V_{\text{Volt}}}{\mathfrak{H}_{\text{Gauß}}}}$  cm betragen. In der Tat ist er

$$a = 6,72 \sqrt{\frac{V_{\text{Volt}}}{\mathfrak{H}_{\text{Gauß}}}} \text{ cm,} \quad (3)$$

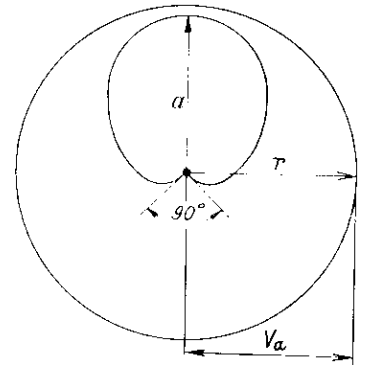


Bild 2. Bahn eines Elektrons im Magnetron.

wo für  $V$  die dem Abstand  $a$  entsprechende Spannung einzusetzen ist; für Werte von  $a$ , die dem Anodenradius nahekommen, ist das mit großer Näherung die Anodenspannung  $V_a$ . Der Winkel  $\alpha$  zwischen Austrittsrichtung und Ankunftsrichtung der Elektronenbahn beträgt etwa  $90^\circ$ . Die Winkelgeschwindigkeit des von der Kathode aus die Bahn beschreibenden Radiusvektors ist konstant. Die Umlaufzeit ändert sich nicht wesentlich gegen (2).

Ist  $a < r$ , so gehen überhaupt keine Elektronen zur Anode. Es bildet sich eine zylindrische, virtuelle Kathode vom Radius  $a$  aus, auf der die Elektronen nur tangentiale, keine radiale Geschwindigkeit besitzen.

Wird durch Verminderung des Magnetfeldes oder durch Steigerung der Anodenspannung  $a$  stetig vergrößert, bis  $a = r$  wird, so geht von diesem Zustand ab die gesamte Emission der Kathode zur Anode über.

Da die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen nicht Null ist, sondern um einen durch die Kathodentemperatur gegebenen Mittelwert nach einer Wahrscheinlichkeitsfunktion streut, ist die virtuelle Kathode nicht beliebig scharf, sondern hat eine endliche Dicke. Beim stetigen Steigern von  $a$  setzt also mit  $a = r$  der Anodenstrom nicht sprunghaft, sondern stetig ein. Immerhin läßt sich durch sorgfältig symmetrischen Aufbau ein sehr steiler Übergang erzielen; eine derartige Kurve zeigt Bild 3; gemessene Kurven sind in Bild 5 und 8 zu sehen.

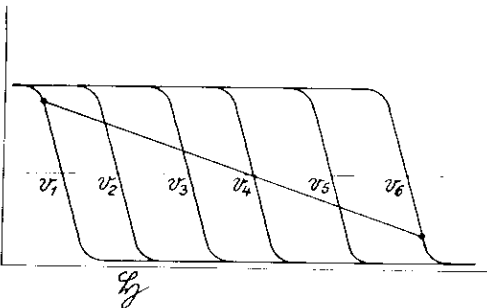


Bild 3. Kennlinien und Arbeitskennlinie eines magnetisch gesteuerten Magnetrons.

Eine solche Röhre, das klassische „Magnetron“, gestattet die Steuerung beträchtlicher Ströme mit recht kleinen Schwankungen der magnetischen Feldstärke. Bringt man diese Schwankungen durch die dem Anodenkreis entnommene Leistung hervor, so lassen sich auch Rückkopplungsschwingungen erzeugen. Zur Hervorbringung von Schwingleistungen bei gutem Wirkungsgrad sind solche Röhren aber wegen ihres kleinen inneren Widerstandes ungeeignet, für einen guten Wirkungsgrad muß ja die Anodenwechselspannung die Größenordnung der Anodengleichspannung erreichen. Der niedrigste Momentanwert der Anodenspannung ist damit nahe an Null, der größte nahe der doppelten Anodengleichspannung. Soll die Röhre Leistung abgeben, so muß bei dem kleinsten Momentanwert der Anodenspannung ein größerer Strom, bei dem größten Momentanwert ein kleinerer Strom fließen. Die zugehörige Arbeitskennlinie ist in Bild 3 mit eingezeichnet. Man sieht, daß die magnetische Feldstärke ebenfalls von kleinen Werten bis zu nahezu dem Betrage schwanken muß, der bei dem größten Momentanwert der Anodenspannung  $a = r$  macht. Die in derartigen Wechselfeldern enthaltene Blindleistung, die von der erzeugten Leistung aufgebracht werden muß, ist für hohe Frequenzen so beträchtlich, daß diese Anordnung der Rückkopplungsschaltung mit Gittersteuerung weit unterlegen bleibt.

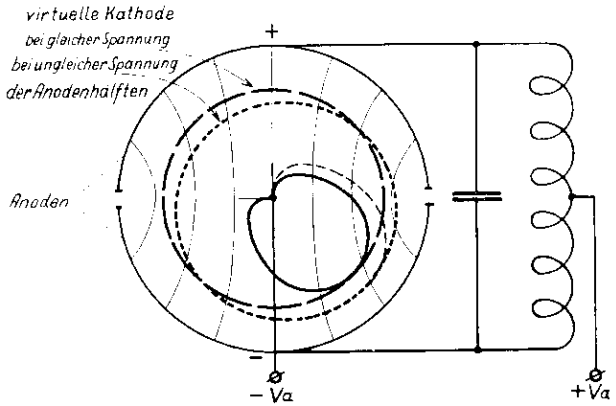


Bild 4. Der Steuervorgang im Zweischlitzmagnetron.

Die zur Leistungserzeugung bei sehr hohen Frequenzen verwendeten Röhren steuern nun die Entladung nicht durch Änderungen des Magnetfeldes; dieses bleibt vielmehr völlig konstant. Die

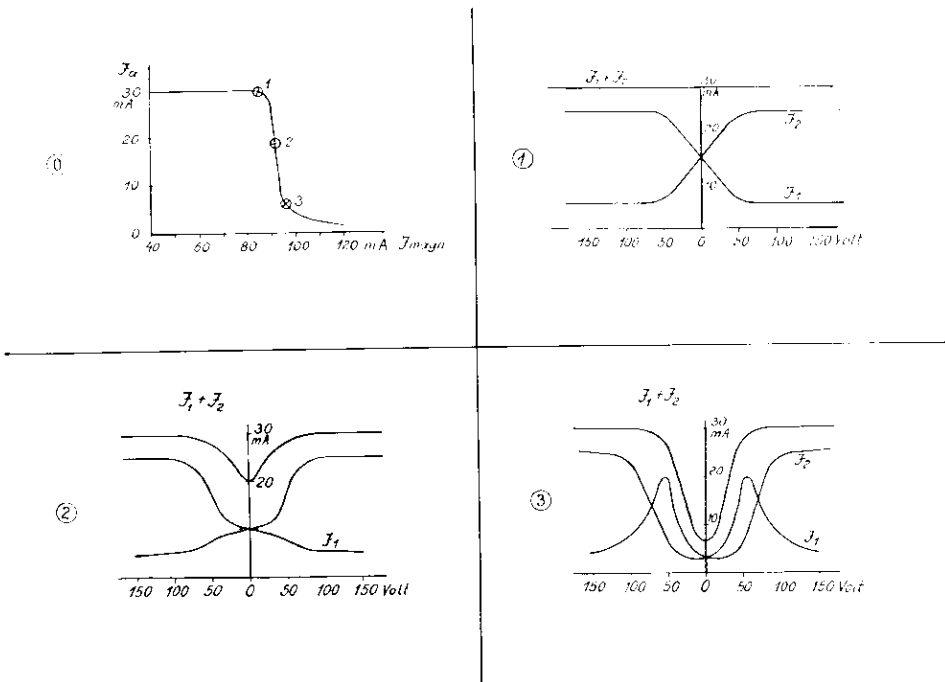


Bild 5. Kennlinien eines Zweischlitzmagnetrons.  
( $V_a = 400 \text{ V}$ )

Röhre und die Schaltanordnung sind in Bild 4 dargestellt. Gibt man im nichtschwingenden Zustand der Anodenhälfte 1 eine positive, der Hälfte 2 eine negative Spannungsdifferenz  $\Delta$  gegen  $V_a$ , und mißt die Anodenströme beider Anodenhälften, so findet man die Kurven des Bildes 5. Kurve (0):

zeigt die „Magnetronkennlinie“, den gemeinsamen Anodenstrom beider Hälften bei konstanter Anodenspannung, abhängig von der magnetischen Feldstärke. An drei Punkten dieser Kurve, bezeichnet mit 1, 2 und 3, wurden die Ströme  $J_1$  und  $J_2$  zu den Anodenhälften in Abhängigkeit von einer Anodenspannungsdifferenz  $\Delta$  gemessen. Die Ergebnisse sind in den Kurven 1, 2 und 3 dargestellt. Kurve 1 zeigt, daß eine Spannungserhöhung der Hälfte 1 den Strom  $J_1$  vermindert, daß eine Spannungsverminderung der Hälfte 2 den Strom  $J_2$  erhöht. Einer zwischen beide Anodenhälften gelegten Wechsellspannungsquelle führt die Röhre also Leistung zu; ein nach Bild 4 zwischen beide Hälften geschalteter Schwingungskreis erregt sich.

Die Kurven 2 und 3, an den in Bild 1 eingetragenen Punkten aufgenommen, zeigen grundsätzlich das gleiche Verhalten; nur ist die Abhängigkeit der Teilströme von der Anodenspannungsdifferenz bei kleinen Werten von  $\Delta$  geringer. In Kurve 3 hat sich für kleine Werte von  $\Delta$  sogar das Vorzeichen der Abhängigkeit geändert. Auch ist der Summenstrom jetzt nicht mehr konstant, sondern hat bei  $\Delta = 0$  ein Minimum.

Wie kommt diese Stromabnahme bei Spannungserhöhung nun zustande? Zunächst ist klar, daß ohne Anwesenheit des Magnetfeldes, also bei für  $\Delta = 0$  rein radialem Verlauf der Elektronen, stets die Anodenhälfte mit höherer Spannung auch den größeren Anteil der gesamten Emission erhalten würde, sodaß also ein Bild ähnlich dem der Kurve 1, jedoch mit Vertauschung der Bezeichnungen  $J_1$  und  $J_2$  entstehen würde. Unter der Einwirkung des Magnetfeldes wird nun aber ein Elektron,

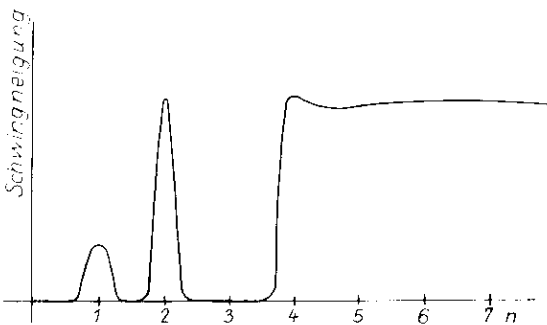


Bild 6. Abhängigkeit der Schwingneigung von der Zahl der Elektronenumläufe je Periode.

das einen großen Teil der ersten Hälfte seiner Bahn unter dem Einfluß der höher gespannten „oberen“ Anodenhälfte durchlief, seinen dadurch vergrößerten Maximalabstand nicht innerhalb dieser, sondern in der „unteren“ Anodenhälfte erreichen. Den größten Teil seiner Zeit verbringt das Elektron im Anfang seiner Bahn, in der Nähe der Kathode. Ein in Richtung nach der höher positiven „oberen“ Anodenhälfte abliegendes Elektron wird also eine besonders hohe zusätzliche Beschleunigung und damit einen besonders großen Maximalabstand erreichen, der aber, wie wir wissen,  $135^\circ$  später, also im Gebiet der weniger positiven „unteren“ Anodenhälfte eintritt.

Entsprechend wird ein Elektron, das in Richtung nach der unteren Anodenhälfte startete, besonders wenig beschleunigt und einen besonders geringen Maximalabstand erreichen, der aber  $135^\circ$  später, also im Gebiet der „oberen“ Anodenhälfte auftritt. Die bei  $\Delta = 0$  konzentrische Zylinderfläche der virtuellen Kathode wird nun also verlagert in der Richtung von der höher positiven Anodenhälfte weg und nach der weniger positiven Anodenhälfte hin, wie in Bild 4 punktiert angedeutet wurde. Auf der virtuellen Kathode bildet sich vor der unteren Anodenhälfte ein „Berg“, vor der oberen Anodenhälfte ein Tal aus, und es ist nun begreiflich, daß zu der höher positiven Anodenhälfte ein geringerer Anteil, zu der weniger positiven Anodenhälfte der größere Anteil der gesamten Elektronenemission übergeht.

Arbeitet man am Punkt 1 der statischen Kennlinie (Bild 5), so ist  $a = r$ ; die Ausbildung des Berges in der virtuellen Kathode vor der weniger positiven Anodenhälfte ist also ohne Einfluß; die Ausbildung des Tales in der virtuellen Kathode vor der höher positiven Anodenhälfte ist die Ursache für die Änderung der Stromverteilung. Ist aber für einen Teil der Elektronen  $a < r$ , so ist für ihn erst durch die Ausbildung des Berges in der virtuellen Kathode die Möglichkeit gegeben, die Anoden zu erreichen. Die Zunahme des Summenstromes bei  $\Delta = 0$  in den Kurven 2 und 3 des Bildes 5 ist damit erklärt. Auch die Verminderung der Steilheit der Teilströme bei  $\Delta = 0$  in den Kurven 2 und 3 läßt sich qualitativ erklären, wenn man die Feldausbildung unmittelbar an den Schlitzen zwischen beiden Anodenhälften in Betracht zieht.

Bisher haben wir die Laufzeit des Elektrons außer acht gelassen; unsere bisherigen Überlegungen gelten nur für Frequenzen, deren Periodendauer gegenüber der Laufzeit eines Elektrons lang ist. Um die Abhängigkeit des Verhaltens der Anordnung von Änderungen der Laufzeit zu untersuchen, gehen wir folgendermaßen vor: Die Umlaufzeit beziehen wir auf die Dauer einer Schwingungsperiode, indem wir die Größe  $n$  einführen:

$$n = \frac{\text{Periodendauer}}{\text{Umlaufzeit}} \quad (4)$$

wobei  $n$  die Zahl der Elektronenumläufe je Periode angibt. Unsere bisherigen Überlegungen galten für  $n \rightarrow \infty$ . Nun wissen wir, daß die Umlaufzeit eines Elektrons allein durch die magnetische Feldstärke bestimmt ist [siehe Formel (2)]. Durch die Erkenntnis, daß der größte Kathodenabstand des Elektrons etwa gleich dem Anodenradius sein muß, ist bei gegebenem Anodenradius mit der Umlaufzeit außer dem Magnetfeld auch die zugehörige Anodenspannung festgelegt. Mit  $n$  ist also eine einzige Veränderliche eingeführt, die die Fülle der Parameter, magnetische Feldstärke, Anodenspannung, Anodenradius, Periodendauer, Frequenz oder Wellenlänge beseitigt.

Nimmt man nun mit einer Anordnung nach Bild 4 die Schwingneigung, also die größte Kreis-dämpfung, bei der noch Schwingungen einsetzen, in Abhängigkeit von  $n$  auf, so findet man den in Bild 6 dargestellten Verlauf. [Für große Werte von  $n$  ist die Schwingneigung konstant. Bei Erniedrigung von  $n$  tritt für  $n = 4$  eine geringe Erhöhung ein; kurz unterhalb dieses Wertes sinkt die Schwingneigung stark ab. Das in Bild 6 dargestellte Schwingneigungsmaximum bei  $n = 2$  tritt bei dem bisher hier betrachteten Zweischlitzmagnetron nicht auf. In der Gegend von  $n = 1$  wird noch einmal eine geringe Schwingneigung beobachtet. Das Maximum der Schwingneigung bei  $n = 4$  und ihr Abbrechen kurz darunter wird verständlich, wenn man folgende Betrachtung anstellt: Ein Elektron, das in Bild 4 so abgelaufen war, daß es in der Nähe des Berges die virtuelle Kathode erreichte, das aber nicht bis zur Anode kam, kehrt wieder zurück; da aber seine Bahn immerhin gegenüber der Ruhebahn erheblich gestört ist, trifft es nicht die Kathode, sondern schießt an ihr vorbei. Mit seiner erhöhten Geschwindigkeit beginnt es eine zweite Bahn, die aber, da Ablaufrichtung und Rückkehrichtung, wie weiter oben mitgeteilt wurde, fast rechtwinklig aufeinanderstehen, etwa um  $90^\circ$  gegen die erste versetzt ist. Bei  $n = 4$  schreiten also der Berg und das Tal der virtuellen Kathode in jeder Viertelperiode um  $90^\circ$  in der Umlaufrichtung der Elektronen vorwärts, und nach einer halben Periode haben sie ihre Plätze vertauscht. In der gleichen Zeit haben aber die beiden Anodenhälften auch ihre Polarität vertauscht, sodaß wieder vor der höher positiven Anodenhälfte das Tal, vor der weniger positiven Hälfte der Berg liegt. Elektronen, deren Steuerung beim ersten Umlauf nicht ausreichte, um sie bis an die Anode zu bringen, werden also nach je zwei Umläufen wieder im selben Sinne gesteuert; für  $n = 4$  ist wegen der akkumulierenden Wirkung der Elektronensteuerung durch die Anodenspannungsdifferenz die Schwingneigung besonders hoch. Für  $n > 4$  tritt nun sehr bald der Fall ein, daß ein beim ersten Umlauf nicht ganz an die Anode gelangtes Elektron bei einem seiner allernächsten Umläufe gerade gegenphasig vorbeschleunigt ist. Bei  $n = 2$  tritt dies besonders deutlich auf: Der Berg vertauscht in zwei Umläufen seinen Platz mit dem Tal der virtuellen Kathode. In zwei Umläufen ist aber eine ganze Periode verstrichen, sodaß nun gerade Berg und Tal wieder an ihren früheren Stellen sein sollten.

Die geringe Schwingneigung bei  $n = 1$  beruht offenbar auf einem Mechanismus, der den Barkhausen-Kurzsehen Elektronentanzschwingungen ähnlich ist. Genau wie dort schwingen die Elektronen radial sinusförmig von der Kathode nach außen und wieder zurück; können die Elektroden Wechselspannung dieser Periodenzahl annehmen, ordnen sich diese Elektronenschwingungen zu Schwingungen der Raumladung. Der Wirkungsgrad dieser Schwingungsform ist, wie bei anderen Elektronentanzschwingungen, recht gering; er beträgt nur einige Prozente.

Mit der Kenntnis des Zusammenhanges von Anodenradius, Anodenspannung, magnetischer Feldstärke und Frequenz können wir Bemessungsregeln zum Bau von Röhren für die Erzeugung einer bestimmten Wellenlänge geben.

Zunächst war ja die Umlaufswelle

$$\lambda_0 = \frac{107}{\mathfrak{H}_{\text{Gauß}}} \text{ m} \tag{2}$$

woraus für das Magnetfeld folgt

$$\mathfrak{H}_{\text{Gauß}} = \frac{107}{\lambda_m} \cdot n \tag{5}$$

Aus der Formel (3) für den größten Kathodenabstand a, der gleich dem Anodenradius r sein muß, folgt für die Anodenspannung nach Einsetzen des Ausdrucks für  $\mathfrak{H}$

$$V_a = \frac{r^2}{(6,72)^2} \cdot \frac{107^2}{\lambda_m^2} \cdot n^2 = 252 \frac{r_{\text{cm}}^2}{\lambda_m^2} \cdot n^2 \text{ Volt.} \tag{6}$$

Das gibt für eine Welle von 50 cm Länge ein Magnetfeld von 200 n Gauß und eine Anodenspannung von  $1000 r^2 n^2$  Volt. Da sich  $n = 4$  nicht unterschreiten läßt, so kommt man bei willkürlicher Wahl von r zu folgenden Werten:

- $\lambda = 50 \text{ cm}$
- $n = 4$
- $\mathfrak{H} = 800 \text{ Gauß}$
- $r = 0,25 \text{ cm}$
- $V_a = 1000 \text{ Volt.}$

Diese Röhre ist noch darstellbar. Aber die Anodenspannung wächst proportional mit dem Quadrat der sinkenden Wellenlänge, und für  $\lambda = 20 \text{ cm}$  hat man die Wahl, ob man etwa eine Anodenspannung von 6500 Volt vorzieht oder den Anodenradius weiter verkleinern will; besonders für kleine Anlagen

ist eine so hohe Anodenspannung sehr unerfreulich, und eine Verkleinerung des Radius vermindert die Anodenfläche und damit die umsetzbare Leistung. Es lohnt sich daher zu fragen, was sich tun läßt, um auch für Werte, die kleiner sind als  $n = 4$ , brauchbare Schwingungen zu erhalten.

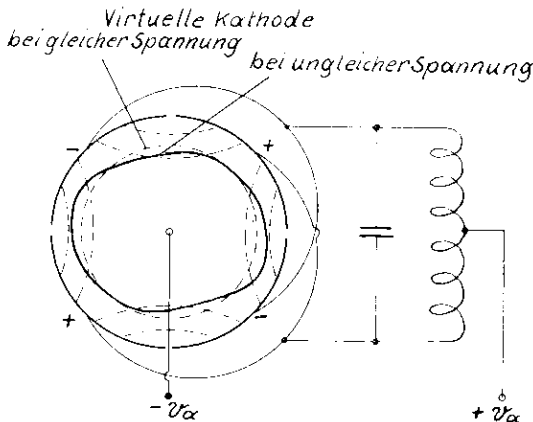


Bild 7. Der Steuervorgang im Vierschlitzmagnetron.

Wir hatten gesehen, daß bei jedem Elektronenumlauf die Extremstellen der virtuellen Kathode um  $90^\circ$  weiterwandern. Man kam daher auf den Gedanken, dem Anodenring vier Schlitze zu geben und je zwei gegenüberliegende Abschnitte zu einer Anodenhälfte zusammenzufassen, wie Bild 7 zeigt. Auf der virtuellen Kathode bilden sich jetzt zwei Berge und zwei Täler aus, die Berge vor den Anodenteilen mit geringerer, die Täler vor denen mit höherer Anodenspannung.

Die statischen Kennlinien einer solchen Röhre sind in Bild 8 zu sehen. Grundsätzlich sind sie den in Bild 5 gezeigten Kennlinien des Zweischlitzmagnetrons sehr ähnlich. Auf der virtuellen Kathode haben sich jetzt aber zwei Berge und zwei Täler ausgebildet; sie ist nicht mehr einseitig verlagert, sondern in Richtung der weniger positiven Anodenteile langgestreckt. Jetzt vertauschen Berg und Tal, die ja nur  $90^\circ$  gegeneinander versetzt sind, schon nach einem Elektronenumlauf ihre Plätze, und wenn man  $n = 2$  wählt, entspricht dieser eine Umlauf einer Halbperiode, während deren auch gerade die Polarität der Anodenteile wechselt. Jetzt tritt bei  $n = 2$  eine akkumulative Steuerung auf. Bild 6 zeigt die Abhängigkeit der Schwingneigung von n bei einem Vierschlitzmagnetron. Die Möglichkeit, mit  $n = 2$  zu arbeiten, bedeutet ein Viertel der Anodenspannung oder den vierfachen

Anodenradius und das halbe Magnetfeld. Für eine Wellenlänge von 50 cm würde man also jetzt brauchen:

- $\lambda = 50 \text{ cm}$
- $n = 2$
- $\mathfrak{H} = 400 \text{ Gauß}$
- $r = 0,25 \text{ cm}$
- $V_a = 250 \text{ Volt.}$

Man kann auch  $r$  und damit die Anodenoberfläche und die umsetzbare Leistung verdoppeln und mit der früheren Anodenspannung von 1000 Volt arbeiten.

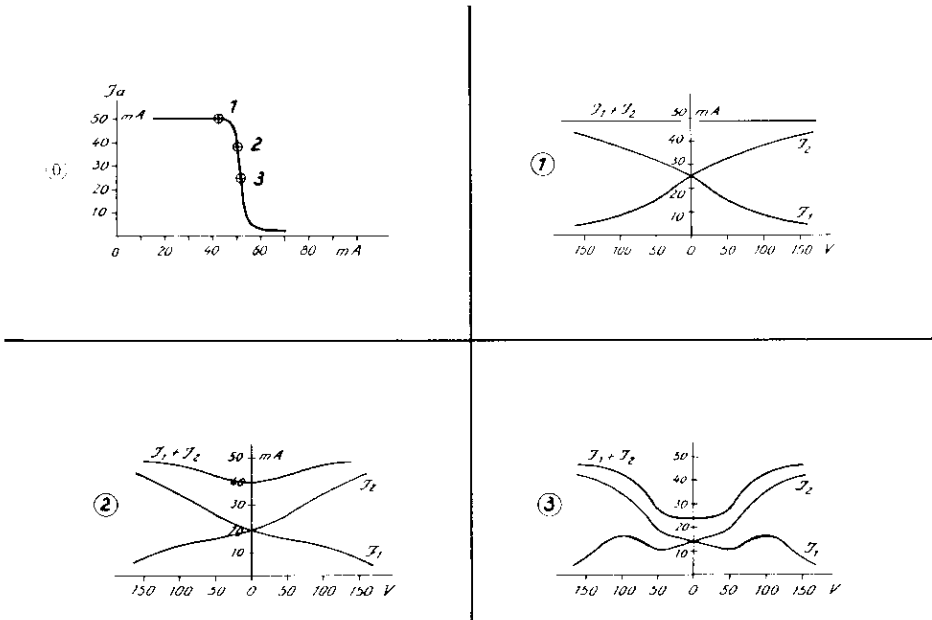


Bild 8. Kennlinien eines Vierschlitzmagnetrons.  
( $V_a = 400 \text{ V.}$ )

Jetzt lassen sich aber auch Röhren für sehr viel kürzere Wellen mit ganz annehmbar geringen Anodenspannungen herstellen. Man bekommt zum Beispiel für eine Wellenlänge von 20 cm:

- $\lambda = 20 \text{ cm}$
- $n = 2$
- $\mathfrak{H} = 1070 \text{ Gauß}$
- $r = 0,2 \text{ cm}$
- $V_a = 1000 \text{ Volt.}$

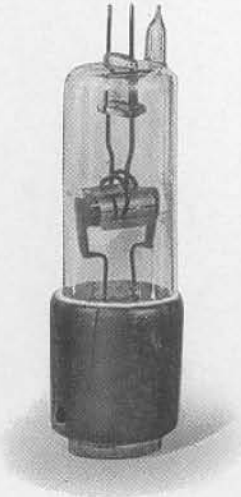
Mit dem Anodenradius kann man ohne große Schwierigkeiten auf 1 mm heruntergehen. Dann kommt man noch für eine Wellenlänge  $\lambda = 20 \text{ cm}$  mit 250 Volt Anodenspannung aus und kann also bequem in tragbaren Geräten arbeiten. Die erforderlichen Magnetfelder lassen sich noch mit permanenten Magneten erzeugen.

Die Bilder 9 bis 12 zeigen einige Röhren, die nach den eben entwickelten Grundsätzen gebaut sind. Genaue Angaben über Leistung und Wirkungsgrad sind nur schwer zu machen. Zwar kann man leicht die aufgenommene Leistung messen, aber zu einer genauen Bestimmung der von der Röhre abgegebenen Leistung fehlen heute noch die Meßmethoden. Das einfachste und sicherste Verfahren besteht darin, die erzeugte Leistung in einer Glühlampe zu verbrauchen, deren Helligkeit man mit der einer gleichstromgespeisten Lampe gleicher Bauart vergleicht. Schon durch einfachen Vergleich mit dem unbewaffneten Auge kann man die Helligkeit der zweiten Lampe so einregeln, daß der Fehler unter 5% bleibt. Bei gleicher Helligkeit müssen die Leistungen gleich sein; die Messung der in der Glühlampe verbrauchten Leistung ist damit auf die Messung einer Gleichstromleistung

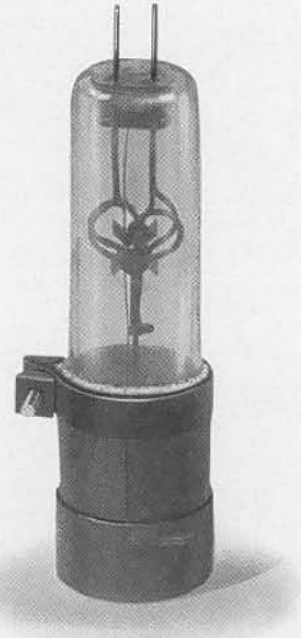
zurückgeführt. Die so gemessene Hochfrequenzleistung ist nun sicher zu klein. Das Verfahren berücksichtigt nicht die in den Schaltelementen und im Glühlampensockel verbrauchte Leistung, und auch die ungewollt von dem Aufbau direkt abgestrahlte Leistung wird auf diese Weise nicht erfaßt. Die letztere kann eine beträchtliche Rolle spielen, da die Abmessungen von Röhre, Schaltung und Glühlampe schon mit der Wellenlänge durchaus vergleichbar sind. Leistung und Wirkungsgrad an der Röhre können also erheblich über den hier angegebenen Werten liegen.

Die Röhre in Bild 9 hat folgende Daten:

Anodenradius	$r = 0,5 \text{ cm}$
Anodenlänge	$l = 2 \text{ cm}$
Wellenlänge	$\lambda = 50 \text{ cm}$
Zahl der Schlitze	$z = 4$
Ordnungszahl	$n = 2$
Anodenspannung	$V_a = 1000 \text{ Volt}$
Magnetfeld	$\mathcal{H} = 400 \text{ Gauß}$
Abgegebene Leistung	$N = 60 \text{ Watt}$
Wirkungsgrad	$\eta = 40 \%$ .



**Bild 9. Vierschlitzmagnetron für eine Wellenlänge  $\lambda = 50 \text{ cm}$ .**  
(Anodenspannung 1000 V, abgegebene Leistung 60 W).



**Bild 10. Vierschlitzmagnetron für eine Wellenlänge  $\lambda = 25 \text{ cm}$ .**  
(Anodenspannung 1000 V, abgegebene Leistung 15 W).

Die Röhre in Bild 10 ist für Wellen von etwa 25 cm gebaut, ihre Daten sind:

$r = 0,25 \text{ cm}$
$l = 1 \text{ cm}$
$z = 4$
$n = 2$
$V_a = 1000 \text{ Volt}$
$\mathcal{H} = 850 \text{ Gauß}$
$N = 15 \text{ Watt}$
$\eta = 40 \%$ .

Die gleiche Röhre kann man beispielsweise für 50 cm Wellenlänge mit dem halben Magnetfeld und einem Viertel der Anodenspannung bei etwa gleichem Wirkungsgrad verwenden.



Bild 11 zeigt eine besonders kleine Röhre für möglichst niedrige Anodenspannung. Ihre Daten sind:

$$\begin{aligned} r &= 0,11 \text{ cm} \\ l &= 0,6 \text{ cm} \\ z &= 4 \\ n &= 2 \\ N &= 0,05 \text{ Watt} \\ \eta &\approx 10 \% \end{aligned}$$

$$\lambda = 50 \text{ cm}$$

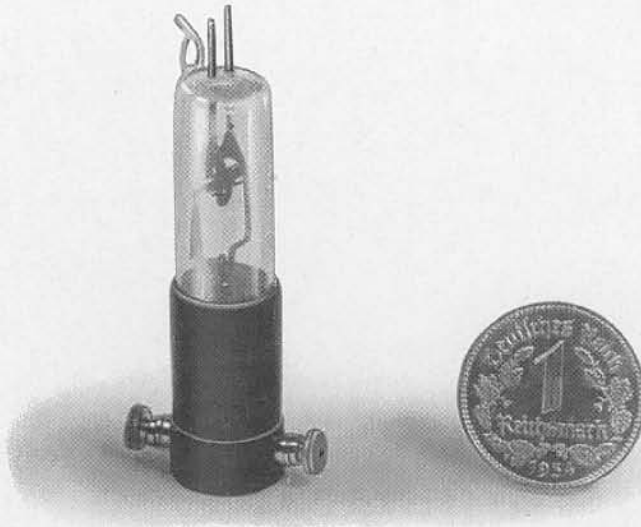
$$V_a = 50 \text{ Volt}$$

$$\mathfrak{H} = 425 \text{ Gauß}$$

$$\lambda = 25 \text{ cm}$$

$$V_a = 200 \text{ Volt}$$

$$\mathfrak{H} = 850 \text{ Gauß}$$



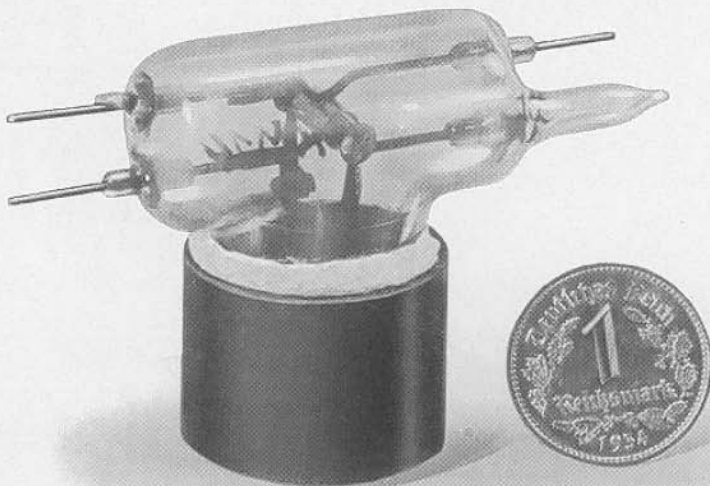
**Bild 11. Vierschlitzmagnetron für eine Wellenlänge  $\lambda = 25 \text{ cm}$ .**  
(Anodenspannung 200 V, abgegebene Leistung 0,05 W).

In Bild 12 ist eine Röhre für die Welle von 10 cm wiedergegeben. Um Anodenspannung und Magnetfeld in erträglichen Grenzen zu halten, ist hier  $n=1$  gewählt worden; der geringe Wirkungsgrad kann bei absolut kleinen Leistungen noch am ersten in Kauf genommen werden:

$$\begin{aligned} r &= 0,22 \text{ cm} \\ l &= 1 \text{ cm} \\ z &= 2 \\ n &= 1 \\ V_a &= 1200 \text{ Volt} \\ \mathfrak{H} &= 1070 \text{ Gauß} \\ N &= 0,5 \text{ Watt} \\ \eta &= 5 \% \end{aligned}$$

Mit der Durchbildung derartiger Röhren erscheint nun das Problem der Leistungserzeugung auf Dezimeterwellen befriedigend gelöst. Die Röhrenentwicklung ist damit aber noch keineswegs abgeschlossen, denn mit einer konstanten Schwingung läßt sich eine Nachricht nicht übermitteln; man muß die Schwingung modulieren. Die Amplitudenmodulation bietet aber mit den hier beschriebenen Röhren Schwierigkeiten, die bei der gittergesteuerten Rückkopplung nicht auftreten.

Dort bestimmen die Elektrodengleichspannungen nur die Amplitude der Schwingung. Man kann also durch Überlagerung einer modulierenden Wechselspannung und der Gittervorspannung oder der Anodengleichspannung die Schwingungsamplitude beeinflussen. Hier ist ein ziemlich eng begrenzter Anodenspannungsbereich für das Bestehen von Schwingungen erforderlich, und der schwingungserzeugende Mechanismus wird durch Änderung der Elektrodenspannungen zerstört, statt in seiner Amplitude



**Bild 12. Zweischlitzmagnetron für eine Wellenlänge  $\lambda = 10$  cm.**  
(Anodenspannung 1200 V, abgegebene Leistung 0,5 W).

verändert zu werden. Man hat versucht, die Röhre bewußt unsymmetrisch zu bauen, etwa ihr eine leicht konische Anode zu geben, den Faden exzentrisch oder schräg zur Achse anzuordnen oder das Magnetfeld gegen die Achsrichtung zu verdrehen, um für einen weiteren Bereich von Spannungen wenigstens in Teilen der Röhre die Bedingungen zum Schwingungseinsatz aufrecht zu erhalten. Befriedigende, praktisch brauchbare Modulationsverfahren fehlen bis heute noch, wenigstens für stetige Modulation, wie sie für Sprache oder Musik erforderlich ist. Tonmodulation mit einem festen Ton ist leichter durchführbar, indem man durch Überlagern einer tonfrequenten Wechselspannung die Anodenspannung periodisch in das für Schwingungserzeugung geeignete Gebiet führt. Möglicherweise muß die Dezimeterwellentechnik auf dem Wege fortschreiten, der bei der Rückkopplungsschaltung zum mehrstufigen Sender mit Modulation in einer Verstärkerstufe führte. Bislang ist mit der geglückten Schwingungserzeugung nur ein Teil jener Schwierigkeiten beseitigt, die der völligen Beherrschung der Dezimeterwellenerzeugung noch im Wege stehen.