Gegenwärtiger Stand der »M«-Röhren-Technik*)

Mit 19 Bildern

O. Doehler, J. Arnaud und P. Vial
Paris, Frankreich

I. Einleitung

In M-Röhren bewegen sich die Elektronen senkrecht zu gekreuzten und magnetischen Feldern. *Greinacher* im Jahre 1912 scheint als erster die Elektronenbahnen in gekreuzten Feldern behandelt zu haben.

Die erste Anwendung der M-Röhren als Hochfrequenzverstärker geht auf *Hull* im Jahre 1921 zurück. *Habann* im Jahre 1924 führte das geschlitzte Magnetron ein, dessen Schwingungsmechanismus noch auf einem statisch negativen Widerstand beruht. Die ersten Laufzeitschwingungen im geschlitzten Magnetron wurden von *Yagi* und *Okabe* in Japan und von *Slutzkin* und *Steinberg* in Rußland in den Jahren 1927 bis 1928 untersucht. In einer wichtigen Arbeit hat *Posthumus* im Jahre 1933 diese Laufzeitschwingungen als eine Wechselwirkung zwischen einem elektromagnetischen Lauffeld und einer Elektronenentladung beschrieben, wobei die Phasengeschwindigkeit des elektrischen Wechselfeldes gleich der Elektronengeschwindigkeit ist. Er beweist, daß diese sogenannten *Posthumus*- oder Leitbahnschwingungen theoretisch einen sehr hohen Wirkungsgrad erreichen können.

Die Schwingungen im geschlitzten Magnetron sind in den Jahren vor dem Kriege Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Das physikalische Modell dieser Leitbahnschwingungen wurde besonders durch die Arbeiten von *Herriger* und *Hülster* im Jahre 1936 und von *Fischer* und *Lüdi* im Jahre 1940 erarbeitet. *Fischer* und *Lüdi* behandelten ein ebenes Magnetron und das Modell eines Elektronenstrahls in Wechselwirkung mit einer elektromagnetischen Welle. Alle diese Untersuchungen wurden im Hinblick auf das Magnetron als Oscillator durchgeführt.

Die erste Wanderfeldröhre in gekreuzten Feldern wurde von *Lerbs* [1] im Jahre 1946 angegeben und bildet die Grundlage aller M-Röhren, die bisher theoretisch und experimentell untersucht worden sind.

Die M-Röhren können in zwei Kategorien eingeteilt werden: M-Röhren mit einem in den Entladungsraum eingeschossenen Elektronenstrahl und M-Röhren mit in den Entladungsraum wiedereintretenden Strahl. Bild 1 zeigt einige M-Röhren mit einem in den Entladungsraum eingeschossenen Strahl.

Bild 1 a zeigt einen linearen Magnetronverstärker. Der Entladungsraum besteht aus einer ebenen Verzögerungsleitung und einer ebenen Elektrode, der sogenannten Sohle. Zwischen der Verzögerungsleitung und der Sohle wird ein elektrisches Feld und senkrecht zur Tafelebene ein homogenes zeitlich konstantes Magnetfeld erzeugt. Mit Hilfe einer Elektronenoptik wird ein Elektronenstrahl in den Entladungsraum senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld eingeschossen und am Ende der Leitung von einem Kollektor wieder aufgefangen.

Um Platz zu sparen, kann man das System in zylindrischer Form ausbilden (Bild 1 b). In diesem Fall wirken auf das Elektron außer der Lorentzkraft und der elektrischen Kraft noch eine Zentrifugalkraft. Jedoch ist diese so klein, daß sie praktisch vernachlässigt werden kann. Die zylindrische Anordnung erlaubt, wenn man den Kollektor entsprechend ausbildet, den Elektronenstrahl wieder in den Entladungsraum eintreten zu lassen. Eine solche Anordnung ist kürzlich von *Gray* [2] in den USA entwickelt worden, um mit derselben Anordnung ein Magnetronverstärker und ein Amplitron zu untersuchen.

Das Bild 1 c zeigt einen koaxialen Magnetronverstärker. Ein Strom von einigen tausend Ampère im Innenleiter erzeugt ein zirkulares Magnetfeld. Das elektrische Feld wird zwischen Innen- und Außenleiter erzeugt. Der Elektronenstrom fließt in axialer Richtung. Dieses System wurde im Jahre 1949 von *Warnecke* und *Kleen* [3], [4] angegeben und ist unabhängig von *Buneman* [5] 1950 untersucht worden.

Das Bild 1 d zeigt das M-Carcinotron in zirkularer Form. Das M-Carcinotron, zuerst angegeben von *Epsztein* im Jahre 1950 [6], ist ein elektrisch durchstimmbarer Oscillator. Der Elektronenstrahl ist in Wechselwirkung mit einer Rückwärtswelle. Der hochfrequente Ausgang ist in der Nähe der Elektronenkanone, und Absorptionsmittel sind in Kollektornähe angebracht, um Rückwirkungen einer Fehlanpassung des Belastungskreises auf die Frequenz zu vermeiden.

Bei kleinen Stromstärken kann die Wechselwirkung zwischen einer Rückwärtswelle und einem Elektronenstrahl als Verstärker benutzt werden. Ein solcher Verstärker ist von *Klüver* [7] in USA untersucht worden. Jedoch kann man ein Carcinotron auch im Mitnahmebereich steuern, indem man am Kollektorende der Leitung eine Leistung mit ungefähr der gleichen

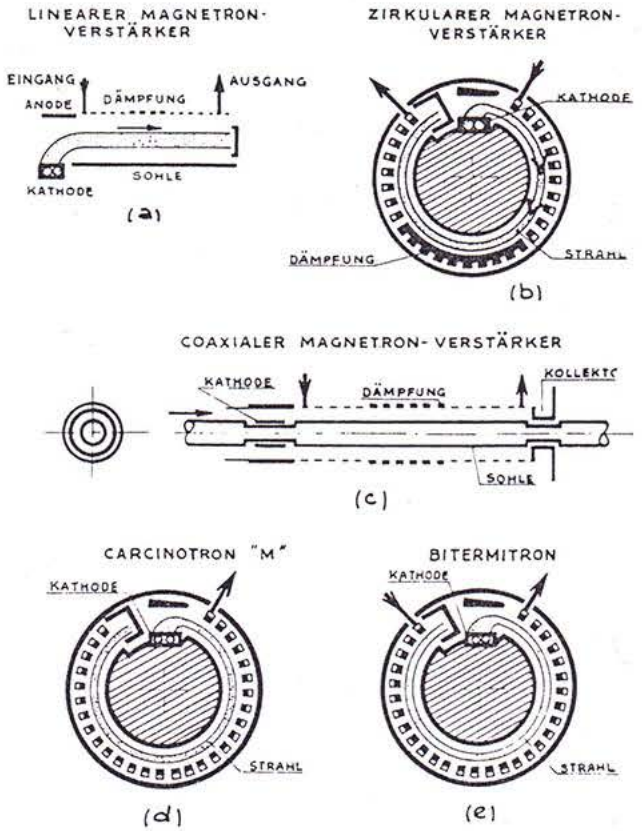

Bild 1. M-Röhren mit einem in den Entladungsraum eingeschossenen Strahl

*) Mit Einschluß des Vortrages: „Der impulsgetastete Magnetronverstärker".

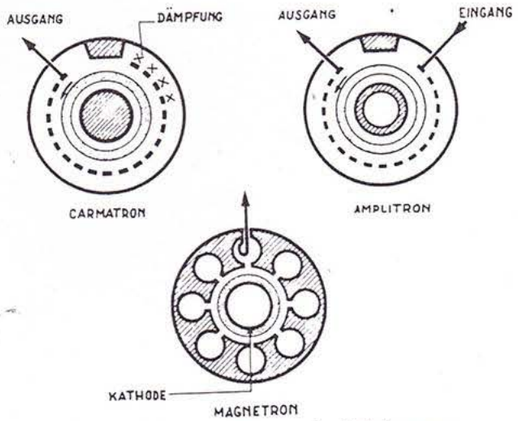

Bild 2. M-Röhren mit einem in den Entladungsraum wiedereintretenden Strahl

Frequenz einkoppelt wie die Eigenfrequenz des Carcinotrons. ne solche Anordnung ist zuerst von *Nalot* [8] auf der Röhren- ung in Paris beschrieben worden. Er hat eine Mitnahme in em Band von 750 MHz bei 10 000 MHz erreicht. Dieses stem ist später von *Dench* und seinen Mitarbeitern weiter- entwickelt worden. Sie nannten diese Röhre Bitermitron.

Bild 2 zeigt Röhren mit wiedereintretendem Strahl. Im Gegensatz zu der vorhin erwähnten Röhre von *Gray*, wobei eine Elektronenkanone benutzt wurde, ist bei diesen Systemen die gesamte Sohle emissiv. Eine eigentliche Elektronenkanone existiert nicht mehr. Daher haben die Röhren den großen Vorteil einer großen Kathodenoberfläche und einer wesentlich einfacheren Struktur. Das Carmatron ist von *Warnecke* und *Nalot* [9] zuerst angegeben worden. Es ist ein Carcinotron mit wiedereintretendem Strahl. Über das Carmatron ist auf der letzten Röhrentagung in London von *Arnaud* [10] vorgetragen worden. Die bekannteste Anordnung jedoch ist das Amplitron von *Brown* [11]. Es ist das Analogon zum Bitermitron, ein im Mitnahmebereich arbeitender Oscillator. *Brown* benutzte die Wechselwirkung mit einer Rückwärtswelle. *Feinstein* in den USA benutzt in seinem Amplitron die Wechselwirkung mit ner Vorwärtswelle.

Bild 2c zeigt das älteste Modell der M-Röhren, das bekannte gnetron. Hierüber soll nicht berichtet werden.

Theoretisch ist das Magnetron, dessen Struktur bei weitem die einfachste ist, am schwersten zu behandeln. Das einfachste Modell scheint der lineare Magnetronverstärker zu sein.

Wenn man Ähnlichkeitsbetrachtungen anstellt, so findet man wie beim Magnetron folgende Beziehungen:

a) Das Magnetfeld ist proportional der Frequenz und unabhängig von der Leistung.

b) Strom und Spannung sind unabhängig von der Frequenz, aber proportional der Quadratwurzel aus der Leistung, so daß die Impedanz des Elektronenstrahls unabhängig von der Leistung und der Frequenz ist. Es ergibt sich, daß das Verhalten der M-Röhren wesentlich durch die Impedanz des Elektronenstrahls bestimmt ist.

In folgenden werden drei Fälle betrachtet. Röhren sehr hoher Strahlimpedanzen, mittlerer Strahlimpedanzen und sehr kleiner Impedanzen. Röhren sehr hoher Impedanzen sind gewöhnlich Impedanzen größer als 20 000 Ohm. Röhren sehr kleiner Impedanzen haben Impedanzwerte von der Größenordnung 1000 Ohm und kleiner.

Im ersten Fall können die Raumladungseffekte vernachlässigt werden, im zweiten Fall erhält man gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, wenn der sogenannte Diocotroneffekt berücksichtigt wird, und im dritten Fall treten Erscheinungen auf, die bisher noch nicht vollkommen verstanden worden sind. Es werden in erster Linie die Elektronenoptik, der Magnetronverstärker und das Carcinotron behandelt.

II. Optische Systeme

Bild 3 zeigt einige Elektronenkanonen, die theoretisch und experimentell untersucht worden sind. Die erste Kanone ist die Magnetronoptik. Wenn der Strom sehr klein ist, kann die Raumladung vernachlässigt werden, und die Elektronenbahnen sind leicht zu berechnen. Es sind Zykloidenbahnen, sie lassen sich bekanntlich in allgemeiner Form schreiben:

$$y = y_r/_2\,(1 - \cos\omega_r\tau)$$
$$x = E/B\,t + y_r \sin\omega_r\tau \qquad (1)$$

Die Leitbahngeschwindigkeit ist E/B, und die elektromagnetische Welle ist bei den M-Röhren in Wechselwirkung mit der Leitbahnbewegung, d. h. bei M-Röhren ist die Phasengeschwindigkeit:

$$v_{ph} \approx E/B \qquad (2)$$

Die Rollkreis- oder Cyclotronbewegung hat einen Radius, der gleich der halben Umkehrentfernung y_r ist, und die Winkel-

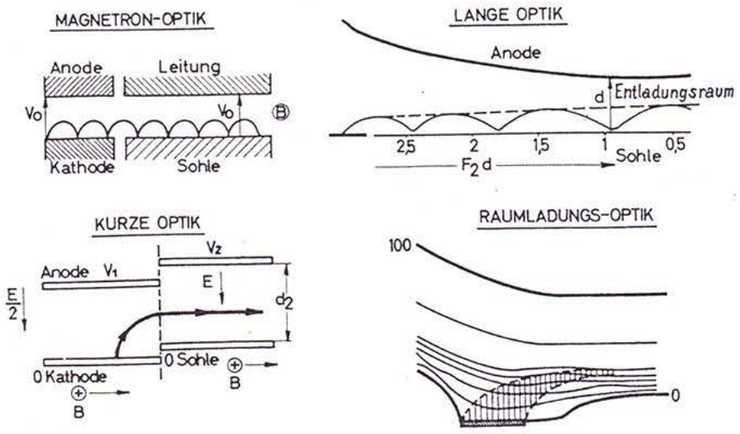

Bild 3. Elektronenkanonen für M-Röhren

geschwindigkeit ist gleich der Cyclotronkreisfrequenz $\omega_r = eB/m$.

Die Transformation der kinetischen Energie der Rollkreisbewegung in Hochfrequenzenergie wurde vor dem Kriege in zahlreichen Veröffentlichungen behandelt. In neuerer Zeit ist von *Karp* [12], Tetelbaum und anderen darüber berichtet worden. In den eigentlichen M-Röhren jedoch stellt die kinetische Energie der Rollkreisbewegung einen Verlust dar, und die optischen Systeme haben gerade zum Ziel, den Rollkreisradius so klein wie möglich zu machen.

Bild 3b zeigt die sogenannte lange Optik oder adiabatische Optik. Dieses System ist von *Huber* [13] in Frankreich und von *Dain* [14] in England untersucht worden. Das elektrische Feld in der Nähe der Kathode ist wesentlich kleiner als das Feld im Entladungsraum. Dadurch ist der Rollkreis in Kathodennähe kleiner als bei der Magnetronoptik. Wenn das Feld in Kathodennähe stetig in das Feld des Entladungsraumes übergeht, dann behält das Elektron praktisch diese Rollkreisamplitude im Entladungsraum.

In der sogenannten kurzen Optik, die zuerst von *Charles* [15], [16] angegeben wurde und die fast ausschließlich in M-Röhren benutzt wird, herrscht in der Optik ein elektrisches Feld, das gerade halb so groß ist wie im Entladungsraum. In der Optik macht das Elektron eine halbe Zykloide und wird dann in den Entladungsraum eingeschossen. Die Geschwindigkeit entspricht gerade der Leitbahngeschwindigkeit im Entladungsraum, so daß die Rollkreisamplitude null ist. Praktisch ist diese Bedingung nur für eine unendlich dünne Kathode erfüllt. Jedoch für Kathoden endlicher, aber kleiner Breite ist die Bedingung noch annähernd erfüllt, so daß relativ kleine Rollkreisamplituden erhalten werden.

Berterottiere und *Convert* [13], [17] haben die Möglichkeit einer *Pierce*schen Kanone unter Raumladungsbedingungen in M-Röhren untersucht. Durch korrekte Wahl der Elektrodenform kann man einen geradlinigen raumladungsbegrenzten Elektronenstrahl erhalten. Diese Optik ist kürzlich von *Kino* [18] wieder aufgenommen wurden und scheint von großer Bedeutung zu sein, weil anscheinend der sogenannte Sohlenstrom verschwindet.

Bild 4 zeigt bei kleinen Stromstärken die Charakteristik Kollektorstrom zum Kathodenstrom in einer kurzen „Optik" als

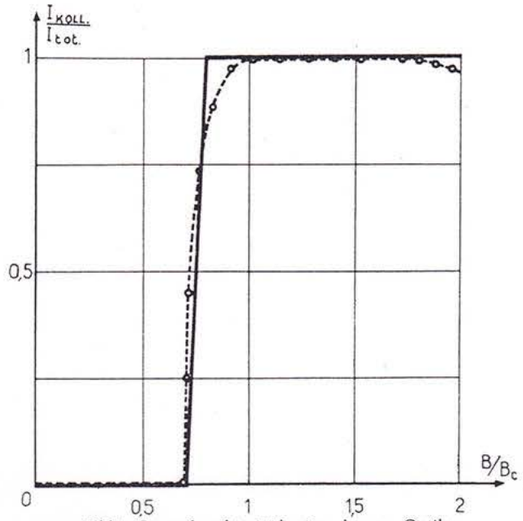

Bild 4. Stromcharakteristik einer kurzen Optik
——— Theorie - - - - - Messung
$V_o = 1500$ V $V_p = 1000$ V $I_o \simeq 10$ mA

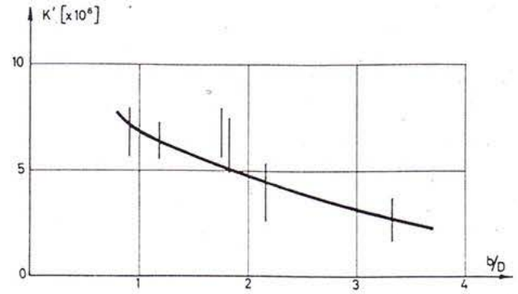

Bild 5. Raumladungskonstante K' in Abhängigkeit vom Verhältnis der Kathodenbreite b zum Anoden-Kathodenabstand D

Funktion des Magnetfeldes. Man benutzt im allgemeinen das Verhältnis Magnetfeld zum kritischen Magnetfeld eines ebenen Magnetrons von den Dimensionen des Entladungsraumes. Man findet eine gute Übereinstimmung zwischen der Rechnung und der Messung. Das ist jedoch nicht mehr der Fall, wenn man mit kleinen Strahlimpedanzen arbeitet.

Außer der Erzeugung eines Elektronenstrahles mit kleiner Rollkreisenergie hat die Optik noch die Aufgabe, den Strom kontrollieren. In den O-Röhren gilt das *Langmuir-Ch* Gesetz. Das Raumladungsgesetz in der Kanone der M-Röh ist von *Leblond* [19] und *Epsztein* [20] behandelt worden. Bei Kathodenbreiten b, die kleiner etwa als der doppelte Abstand Kathode und Anode sind, und bei Magnetfeldern B, kleiner als ungefähr das doppelte kritische Magnetfeld B_c, erhält man für den Strom:

$$I = K\,\frac{O}{D^2}\,V^{3/2}\left(\frac{B_c}{B}\right) \qquad (3)$$

O = Oberfläche der Kathode
D = Abstand Kathode–Anode
K = Konstante, die vom Verhältnis Kathodenbreite zum Abstand Kathode–Anode abhängt

Wenn man das kritische Magnetfeld ersetzt, erhält man:

$$I = K'\,\frac{O}{D^3}\left(\frac{V^2}{B}\right) \qquad (4)$$

Bild 5 zeigt die gemessenen Werte der Konstante K' für eine Reihe von Röhren, die für Dauerstrich und Impulsbetrieb entwickelt wurden.

Für starke magnetische Felder haben *Reddish* und *Swift-Hook* [21] gefunden, daß der Strom durch die Theorie des ebenen Magnetrons von *Brillouin* sehr gut wiedergegeben ist. In diesem Fall ist der Strom unabhängig von der Kathodenbreite:

$$I = K''\,\frac{l}{D}\cdot V^{3/2}\left(\frac{B_c}{B}\right)$$

l = Kathodenlänge

III. Diocotron Effekt

Zahlreiche Untersuchungen haben ergeben, daß ein Elektronenstrahl, der sich senkrecht zu gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern bewegt, nicht stabil ist. Es existieren Wellen von der Form:

$$e^{\alpha x}\,e^{j\omega t + j\beta z}$$

Dieser Effekt wird der Diocotroneffekt in M-Röhren genannt. Zwei verschiedene Modelle sind untersucht worden (Bild 6). In dem ersten Modell hat der Strahl eine endliche Dicke, und wegen der Raumladung im Strahl ist das elektrische Feld eine Funktion des Abstandes von der Sohle. Damit ist die Geschwindigkeit der Elektronen im Strahl verschieden. Dieses Modell

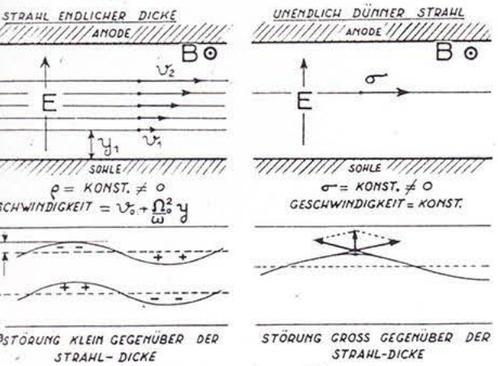

Bild 6. Diocotron-Modelle
a) Endlich dicker Strahl b) Unendlich dünner Strahl

unter anderem [22], [23] von *Mofarlane* und *Hay* [24], *neman* [25] und *Gould* [26] theoretisch untersucht worden. zweiten Modell, das zuerst von *Epsztein* [27] angegeben rde, ist der Strahl unendlich dünn. Das Modell eines undlich en Flachstrahls ist später von *Pierce* [28], *Heffner*] und *Buneman* [30] ebenfalls behandelt worden. In dem en Modell nimmt die Theorie kleiner Signale an, daß die rungen an den Rändern des Strahls klein gegenüber der ahldicke sind, in dem zweiten Modell ist die Störung groß genüber der Strahldicke. Beide Modelle führen zum gleichen gebnis. Die Störungen wachsen exponentiell mit der Entnung an. Die Verstärkung läßt sich in der Form:

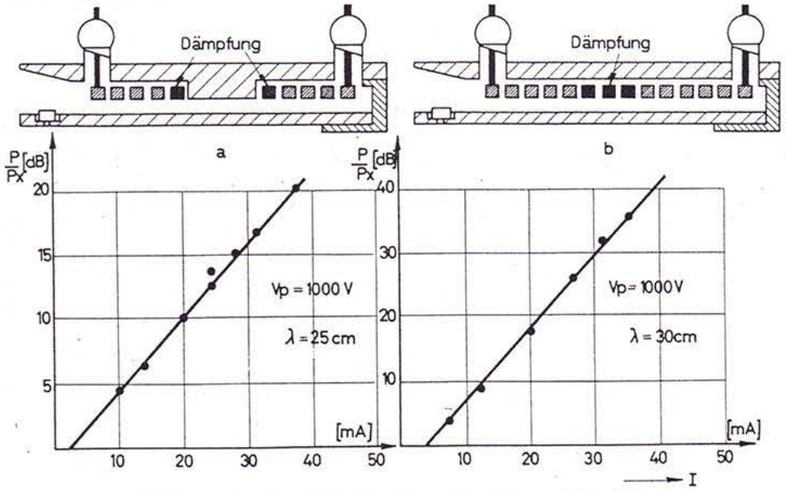

Bild 7. Experimentell ermittelte Diocotronverstärkung als Funktion des Strahlstroms I

$$\alpha_2/\beta = \frac{\beta d}{2} \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}}{Z k l} \tag{6}$$

usdrücken.

d = Abstand Anode–Sohle
Z = Strahlimpedanz
k = ω/c
l = Breite des Elektronenstrahls
$\beta = \omega/v_e$ (v_e = Elektronengeschwindigkeit)

Diese Diocotronwellen sind das Analogon zu den Raumladungswellen von *Hahn* und *Ramo* für die O-Röhren. In den O-Röhren existieren dichtemodulierte Raumladungswellen, ine dieser Wellen hat eine Phasengeschwindigkeit, die größer ls die Elektronengeschwindigkeit ist, die andere hat eine Phasengeschwindigkeit kleiner als die Elektronengeschwindigkeit. Bekanntlich kann man die O-Röhren als eine Kopplung der elektromagnetischen Welle der Verzögerungsleitung mit den Raumladungswellen auffassen.

In dem Modell endlicher Dicke existieren keine dichtemodulierten Wellen, sondern Oberflächenwellen an den Rändern des Strahls.

Mourier [31] hat zuerst darauf hingewiesen, daß der langsamen Welle in den O-Röhren die Oberflächenwelle am oberen Rand entspricht. Die Phasengeschwindigkeit ist in diesem Fall tatsächlich kleiner als die Elektronengeschwindigkeit am oberen Rand, und die schnelle Welle ist die Oberflächenwelle am unteren Rand, die Welle läuft schneller als die Elektronen am unteren Rand.

Der Diocotroneffekt ist von *Guénard* und *Huber* [13] experimentell untersucht worden. Bild 7 zeigt die Ergebnisse. Sie benutzten zwei Röhren. In der ersten wird der Strahl am Eingang durch einen Magnetronverstärker moduliert, durchläuft einen Plattenkondensator, d. h. den eigentlichen Diocotronverstärker, und das im Plattenkondensator verstärkte Signal wird mittels eines Magnetronverstärkers ausgekoppelt. In der zweiten Röhre ist der Plattenkondensator entfernt, Eingangskreis und Ausgangskreis sind zusammengekoppelt. Die Differenz des Verstärkungsfaktors der beiden Röhren ergibt die Diocotronverstärkung im Plattenkondensator. Die Verstärkung ist in Übereinstimmung mit der Theorie eine lineare Funktion des Elektronenstroms und im Fall von Bild 7 b in der Größenordnung von 35 db. Die Theorie ergab Verstärkungen pro mA von 0,2 bis 0,5 db, der Versuch 0,2 bis 0,45 db/mA.

IV. Sohlenstrom

In M-Röhren existiert außer dem Diocotroneffekt noch ein anderer Effekt, dessen Ursache weniger klar ist. Wenn z. B. in einer Magnetronoptik die Sohle eine negative Spannung von einigen Volt gegenüber der Kathode hat, dürfte im statischen Fall kein Sohlenstrom existieren. Man findet aber einen starken Strom, der von der Optik abhängt. Bild 8 zeigt die Stromcharakteristiken in einer Magnetronoptik. Der Kathodenstrom, der Sohlenstrom und das Verhältnis von Sohlenstrom zum Kathodenstrom sind als Funktion vom Magnetfeld aufgetragen. Sohlenstrom und Kathodenstrom sind umgekehrt proportional dem Magnetfeld, und für Magnetfelder doppelt so groß wie das kritische Magnetfeld ist das Verhältnis des Sohlenstroms zum Kathodenstrom konstant. Ungefähr zwei Drittel des Ka-

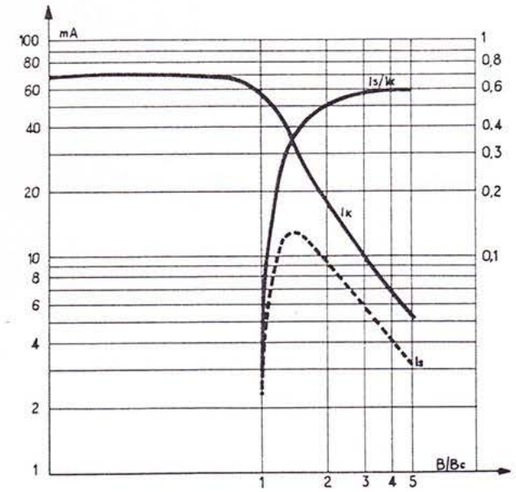

Bild 8. Kathodenstrom I_k, Sohlenstrom I_s und Verhältnis I_s/I_k in Abhängigkeit vom reduzierten Magnetfeld B/B_c (Magnetron-Optik)

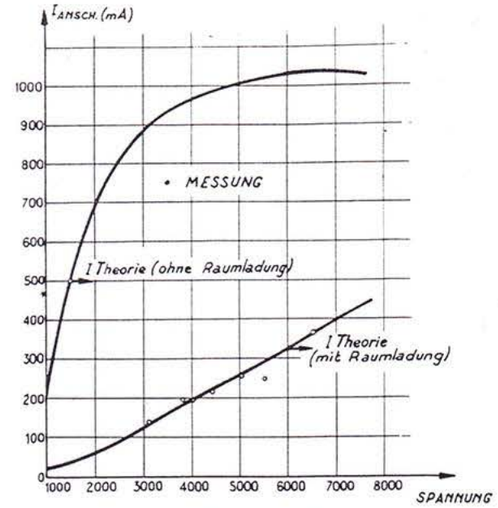

Bild 9. Anschwingstrom I_{ansch} eines M-Carcinotrons in Abhängigkeit der Spannung

thodenstroms erreicht die Sohle bei einer negativen Spannung von einigen Volt. Dieses Verhältnis ist unabhängig von der Spannung, von der Breite der Kathode und von den Dimensionen der Optik. Jedoch, wenn die Kathode nicht im Raumladungsgebiet, sondern im Sättigungsgebiet gesteuert wird, verschwindet der Sohlenstrom vollkommen [20]. Anderseits haben *Little, Ruppel* and *Smith* [32] festgestellt daß das Rauschen das gleiche Verhalten gegenüber der Kathodentemperatur zeigt wie der Sohlenstrom. Wenn die Kathode im Sättigungsgebiet arbeitet, ist das Rauschen 20 bis 30 db kleiner als im Raumladungsgebiet.

Man hat lange angenommen, daß der Sohlenstrom auf eine Verstärkung des Rauschens durch den Diocotroneffekt zurückzuführen ist, da *Guénard* und *Huber* festgestellt haben, daß der Sohlenstrom ungefähr mit der Diocotronverstärkung ansteigt. Jedoch ergibt eine quantitative Rechnung, daß die Diocotronverstärkung viel zu schwach ist. Anderseits vermag der Diocotronmechanismus den Einfluß der Kathodentemperatur nicht zu erklären. *Miller* [33] in USA hat angenommen, daß parasitäre Schwingungen zwischen der Sohle und der Kathode die Ursache des Sohlenstroms sind, Schwingungen dieser Art findet man tatsächlich sehr häufig, aber man kann sie unterdrücken, ohne daß der Sohlenstrom verschwindet.

V. Carcinotron

Die Theorie kleiner Signale gestattet, beim Carcinotron den Anschwingstrom und die sich erregende Frequenz zu bestimmen.

Für sehr große Strahlimpedanzen kann die Raumladung vernachlässigt werden, und für eine dämpfungsfreie Leitung erhält man als Anschwingbedingung [34]:

$$\cos \bar{\alpha} L = 0 \tag{7}$$

L = Länge der Leitung

wobei:

$$(\bar{\alpha}/\beta)^2 = (\beta d) R/Z \tag{8}$$

R = Kopplungswiderstand

Wenn die Leitung eine Dämpfung besitzt, erhält man:

$$\cos \sqrt{\bar{\alpha}^2 - \alpha^2/4}\, L = -\tfrac{1}{2} \alpha/\bar{\alpha} \tag{9}$$

wobei α die Dämpfungskonstante in Neper/cm ist.

Wird der Diocotroneffekt berücksichtigt, dann ergibt sich für das Modell eines unendlich dünnen Flachstrahls eine ähnliche Beziehung. Die Diocotronverstärkung (Gl. 6) ist als nega Dämpfung aufzufassen. Es ergibt sich als Anschwingungsbedingung [20]:

$$\cos \sqrt{\bar{\alpha}^2 - \alpha_D^2}\, L = \alpha_D / \bar{\alpha} \tag{10}$$

Bild 9 zeigt die Anschwingströme als Funktion der Spannung, d. h. der erzeugten Frequenz. Die erste Kurve ist berechnet worden ohne Berücksichtigung der Raumladung, die zweite Kurve bei Berücksichtigung der Raumladung. Die Raumladungstheorie des unendlich dünnen Flachstrahls ist in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Anders liegen die Verhältnisse beim sogenannten Pushing, d. i. die Abhängigkeit der erregten Frequenz vom Strom. Nach der Theorie von *Gould*, der sowohl das Modell eines unendlich flachen Strahls als auch eines endlichen, dicken Strahls behandelt hat, ist die erregte Frequenz abhängig von der Lage des Strahls im Entladungsraum. Für einen Strahl, der sich genau in der Mitte des Entladungsraumes befindet, ist die erregte Frequenz gleich der Frequenz, für die die Phasengeschwindigkeit der freien Welle gleich der Elektronengeschwingigkeit E_0/B ist. Bewegt sich der Strahl in der Nähe der Anode, ist die erregte Frequenz etwas kleiner; wenn der Strahl sich in der Sohlnähe befindet, ist die Frequenz größer. *Buick, Reddish* und *Zucker* [35] berechnen und messen eine erregte Frequenz immer größer als die der freien Welle. Fast alle Messungen [36] bestätigen die gefundenen Resultate von *Buick, Reddish* und *Zucker* mit Ausnahme von *Favre* [37], der im impulsgetasten Carcinotron eine erregte Frequenz findet, die kleiner als der freien Welle ist.

Der Wirkungsgrad der M-Röhren kann in Abwesenheit der Raumladung leicht abgeschätzt werden. Die kinetische Energie, mit der die Elektronen von der Leitung absorbiert werden, ist proportional

$$\frac{m}{2} v^2 = K \left[\frac{m}{2} \left(\frac{E}{B} \right)^2 \right] \tag{11}$$

wobei der Faktor K von der Rollkreisamplitude abhängt, c von der Optik. K ist gleich 1 für eine geradlinige Bahn und 4 für die Zykloidenbahn einer Magnetronoptik. Wenn man annimmt, daß alle Elektronen von der Leitung absorbiert werden, ergibt sich dann als Wirkungsgrad:

$$\eta = 1 - K \frac{\frac{m}{2} (E/B)^2}{e V_0} = 1 - \frac{K}{4} (B_c/B)^2 \tag{12}$$

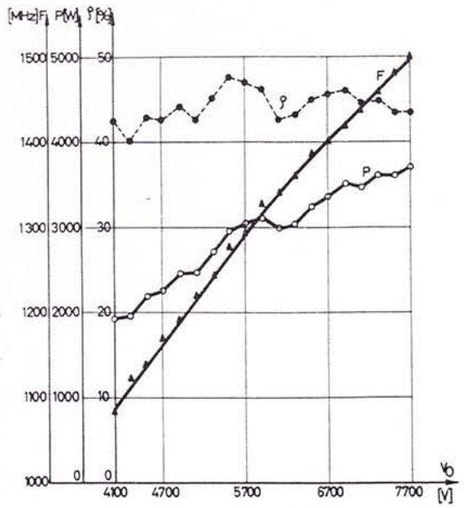

Bild 10. Charakteristiken eines M-Carcinotrons im L-Band

...n und *Kino* [38] haben den Wirkungsgrad bei Vernachlässigung der Raumladung für einen geradlinigen Elektronenstrahl berechnet. Sie finden einen Wirkungsgrad von etwa 65 %. Dagegen ergibt diese Abschätzung (Gl. 12) einen Wirkungsgrad von 85 %. Die Ursache für den kleineren Wirkungsgrad ist die Tatsache, daß einige Elektronen vom Kollektor absorbiert werden. Experimentell findet man Wirkungsgrade von der Größenordnung der von der einfachen Theorie berechneten Werte. Jedoch findet man eine Abhängigkeit vom Kopplungswiderstand, den die Theorie ohne Raumladung nicht zu erklären vermag.

Ein wichtiges Problem der M-Carcinotrons sind die Anomalien der Frequenzcharakteristik. Besonders bei starker Raumladung, bei starkem Magnetfeld und kleinen Spannungen treten Diskontinuitäten, Hysteresis, parasitäre Schwingungen usw. auf, die das elektronisch abstimmbare Frequenzband begrenzen. Diese Diskontinuitäten hängen eng mit den Instabilitäten in der Elektronenkanone zusammen. Dieses Problem ist bisher nicht gelöst und ist sehr schwer zu untersuchen, da die Versuche nicht reproduzierbar sind [36].

Zahlreiche M-Carcinotrons zwischen 1,5 m und 8 mm Wellenlänge sind entwickelt worden. Die nächsten beiden Bilder zeigen typische Charakteristiken. Bild 10 zeigt ein Carcinotron zwischen 1100 und 1500 MHz. Die Minimumleistung ist etwa 1200 Watt. Der Wirkungsgrad liegt zwischen 40 bis 50 %, die

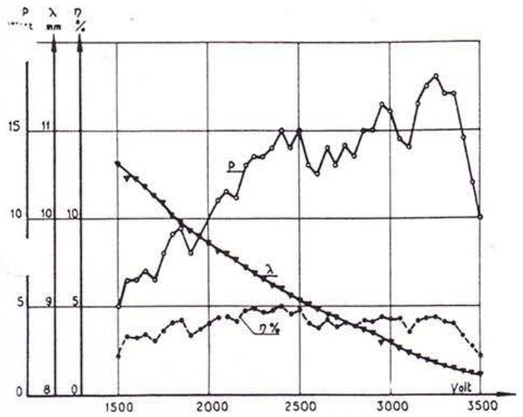

Bild 11. Charakteristiken eines M-Carcinotrons im Q-Band

Spannung zwischen 4000 bis 7500 Volt. Die Verzögerungsleistung ist eine interdigitale Leitung, die fast ausschließlich im M-Carcinotron bisher verwandt worden ist.

Bild 11 zeigt ein Carcinotron im Millimeterwellenbereich. Die Röhre ist zwischen 10 und 8 mm durchstimmbar. Die Leistung ist ungefähr 10 Watt, der Wirkungsgrad einige Prozent. *Boucher* [39] hat über die Technologie dieser Röhre berichtet.

Es ist möglich, mit einer gegebenen interdigitalen Leitung die maximale Leistung als Funktion der Frequenz zu berechnen. Für niedrige Frequenzen ist die thermische Belastung der Verzögerungsleitung der begrenzende Faktor. Die maximale Leistung ist in diesem Fall linear proportional der Wellenlänge. Für die sehr hohen Frequenzen ist die maximale Leistung begrenzt durch die maximale Stromdichte der Kathode. Die Leistung ist proportional der achten Potenz der Wellenlänge. Bild 12 zeigt die maximal möglichen Leistungen in Abhängigkeit der Frequenz für eine Interdigitalleitung. Parameter sind die Länge der Finger und die maximale Stromdichte. Die eingezeichneten Quadrate sind Röhren, die realisiert worden sind.

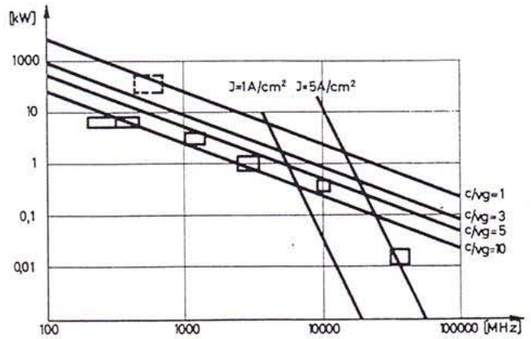

Bild 12. Maximale Leistung eines M-Carcinotrons in Abhängigkeit von der Frequenz (Interdigitale Leitung). J = Stromdichte

Das gestrichelt eingezeichnete Quadrat ist eine Röhre, die augenblicklich in Entwicklung ist. Eine einfache Interdigitalleitung ist für diese Röhre nicht mehr möglich. In diesem Fall ist jeder Finger wassergekühlt.

M-Carcinotrons im impulsgetasteten Betrieb sind von *Favre* [40] entwickelt worden. Das Problem im Impulsbetrieb ist das Spektrum. Das Carcinotron ist ein elektronisch durchstimmbarer Oscillator, und jede Variation der Spannung gibt eine Frequenzmodulation. Die frequenzbestimmende Spannung ist die Spannung zwischen der Sohle und der Leitung, die bei *Favre* aus einer stabilisierten Gleichspannung besteht. Parallel zur Spannung ist eine Kapazität von 0,2 bis 0,5 μF geschaltet. Getastet wird die Röhre über die Beschleunigungselektrode der Elektronenkanone.

Trotz einer sehr hohen Konstanz der Spannung ist für bestimmte Bedingungen das Spektrum sehr gestört, wobei *Favre* findet, daß eine enge Korrelation zwischen einem schlechten Spektrum und der Sekundäremission der Sohle existiert. Bild 13 zeigt in Abhängigkeit von der Spannung den Sohlenstrom und die Frequenz. Gleichzeitig sind einige Spektren eingetragen. Bei hohen Spannungen ist die Frequenzcharakteristik linear, und der Elektronenstrom ist primär. Die Spektren sind korrekt. Bei niedrigen Spannungen ist die Frequenzcharakteristik onduliert, und der Elektronenstrom ist sekundär. Die Spektren zeigen Rauschen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß das M-Carcinotron relativ gut verstanden ist. Das wichtigste Problem, das noch zu lösen ist, sind die Anomalien der Frequenzcharakteristik.

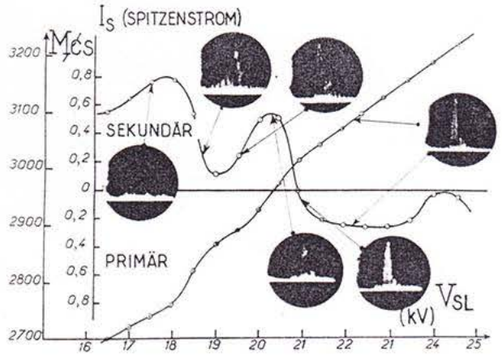

Bild 13. Sohlenstrom, Spektrum und Frequenz-Charakteristik eines impulsgetasteten Carcinotrons

VI. Magnetron Verstärker

Das Gleiche kann man nicht vom Magnetronverstärker sagen, sobald man mit niedrigen Stromimpedanzen arbeitet. Bei hohen Stromimpedanzen gibt die Theorie kleiner Signale die Verhältnisse gut wieder. Die Rechnung ergibt, daß am Ende der Leitung das elektrische Feld gegeben ist durch [20]:

$$E(L) = E(0)\,\frac{\mathrm{Ch}\,\alpha_0 L + m^2}{1 + m^2} \qquad (13)$$

wobei:

$$\alpha_0 = \sqrt{\bar{\alpha}^2 + \alpha_D^2} \quad \text{und} \quad m = \alpha_D/\bar{\alpha}$$

Bild 14 zeigt die Verstärkung in Abhängigkeit von der Stromstärke für einen Magnetronverstärker im Dauerstrich. Dieser Magnetronverstärker war mit einer Interdigitalleitung versehen und operierte mit der ersten Raumharmonischen. Diese Raumharmonische ist eine Vorwärtswelle. Die Impedanz ist von der Größenordnung 20 000 Ohm. Die Theorie ist in guter Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Das wichtigste Problem des Magnetronverstärkers ist das Rauschen, besonders bei kleinen Strahlimpedanzen. Bei Impedanzen größer als 10 000 Ohm scheint das Rauschen durchaus vergleichbar mit den O-Röhren zu sein. Kürzlich hat *Anderson* [41] den Rauschfaktor sowie das Verhältnis Signal/Rauschen eines Rückwärtswellenverstärkers bei Strahlimpedanzen in der Größenordnung 10 000 Ohm gemessen. Er findet, daß der Rauschfaktor zwischen 27 und 35 db liegt. Im Sättigungsgebiet ist der Rauschfaktor 3 db kleiner. Die Rauschfaktoren sind von der gleichen Größenordnung wie bei den O-Röhren, als man begann, sich mit dem Rauschen von Wanderfeldröhren zu beschäftigen, d. h. als man bei den O-Röhren noch keine elektronischen Transformatoren eingeführt hatte. Das Verhältnis Signal/Rauschen hängt vom Verstärkungsfaktor ab. Bei einem Verstärkungsfaktor von 5 db findet *Anderson* ein Verhältnis von Signal/Rauschen von 40 db. *Anderson* benutzte für se Versuche eine Raumladungskanone, wie sie von *Kino* e wickelt wurde.

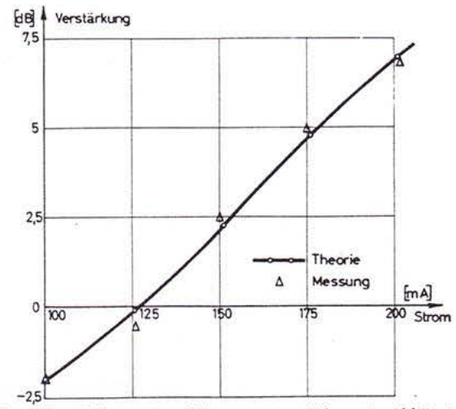

Bild 14. Verstärkung eines Magnetronverstärkers in Abhängigkeit vom Strom

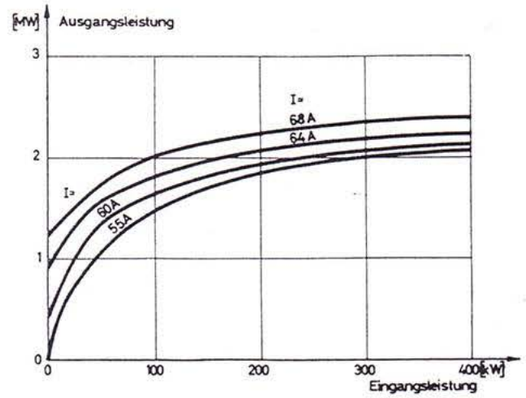

Bild 15. Ausgangsleistung eines impulsgetasteten Verstärkers als Funktion der Eingangsleistung für verschiedene Ströme

Wird die Strahlimpedanz erniedrigt, dann wird das Rauschen größer. Bild 15 zeigt als Beispiel für einen Magnetronverstärker die Ausgangsleistung als Funktion der Eingangsleistung für verschiedene Ströme [42]. Bei kleinen Strömen verhält sich der Magnetronverstärker wie ein normaler Verstärker. Die Ausgangsleistung ist verschwindend klein, wenn die Hochfrequenzeingangsleistung null ist. Wird der Strom erhöht, so ist bereits eine Leistung im Ausgangskreis vorhanden, ohne daß eine Hochfrequenzleistung eingekoppelt wird. Wenn diese Hochfrequenzleistung im Spektralanalysator untersucht wird, findet man, daß es Rauschen ist. In einem weiten Frequenzband ist Energie vorhanden, deren Amplitude allerdings Funktion der Frequenz ist. Man kann aber trotzdem in dem Gebiet, in dem das Rauschen vorhanden ist, noch verstärken, wenn man eine hinreichend große Hochfrequenzenergie einkoppelt. Dann wird der Abstand des Signals zum Rauschen hinreichend groß.

Bild 16 zeigt das Spektrum am Ausgang eines Magnetronverstärkers. Die ausgezogene Kurve ist das Spektrum in db gemessen ohne Signal, die gestrichelte Kurve mit eingekoppel Signal. Das Rauschen verschwindet praktisch vollkommen.

Bild 16 zeigt, daß das Rauschen im Frequenzbereich nicht konstant ist. Das hat im impulsgetasteten Verstärker verschiedene

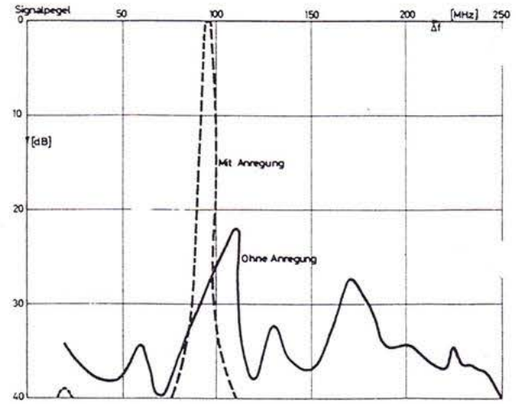

Bild 16. Spektrum eines impulsgetasteten Magnetron-Verstärkers mit und ohne Fremderregung

Gründe. Während des Anstiegs und des Abfalls der Impulsspannung überschreitet die Spannung den sogenannten π-Modus. Elektronengeschwindigkeit und die Phasengeschwindigkeit des π-Modus sind synchron. In diesem Fall ist immer die Anfachung einer Schwingung möglich. Die parasitäre Schwingung ist im allgemeinen verwaschen und von großer Bandbreite. Um diesen Effekt klein zu halten, muß man Verzögerungsleitungen entwickeln, für die das Verhältnis der Phasengeschwindigkeiten der zu verstärkenden Welle und des π-Modus groß ist. Praktisch genügt ein Verhältnis von 1,5.

Eine andere Ursache parasitärer Schwingungen sind natürlich die bekannten Wanderfeldschwingungen, die durch eine zu schwache Entkopplung zwischen Ausgangskreis und Eingangskreis entstehen. Diese Schwingungen zeigen im allgemeinen klare Spektren, so daß sie leicht zu erkennen sind.

Es bestehen aber auch Resonanzen in der negativen Elektrode, die zu breitbandigen parasitären Schwingungen führen können. Diese Resonanzen lassen sich leicht feststellen, wenn man die Dämpfung zwischen Ausgang und Eingang als Funktion der Frequenz mißt. Ist im Frequenzbereich eine Resonanz der Sohle, d. h. der negativen Elektrode vorhanden, dann ist die Dämpfung um einige db höher. Man findet zwischen den Resonanzfrequenzen der negativen Elektrode und dem Verhältnis Signal/Rauschen eine enge Korrelation.

Bild 17 zeigt in Abhängigkeit von der Bandbreite den Wirkungsgrad und das Verhältnis Signal/Rauschen*) Der Wirkungsgrad liegt zwischen 40 und 50 % bei einer Bandbreite von 17 %. Diese Bandbreite ist nicht durch den Magnetronverstärker begrenzt, sondern man konnte das Band nicht über breitere Bänder untersuchen, weil kein Steuergenerator verfügbar war. Der minimale Verstärkungsfaktor in diesem Fall war 13 db.

Das Rauschen liegt praktisch im gesamten Band 25 db unterhalb des Signals, wobei 25 db die Meßgenauigkeit der Apparatur ist. Nur an einigen diskreten Frequenzen ist das Rauschen nur 20 db unterhalb des Signals. Diese Frequenzen entsprechen Resonanzen in der negativen Elektrode.

Die Messung der Dämpfung in Abhängigkeit der Frequenz gestattet ebenfalls, Störmoden in Parallelleitungen leicht festzustellen. Wenn die Dämpfung als Funktion der Wellenlänge stark schwankt, kann man sicher sein, daß Störmoden erregt werden, die ihrerseits zu parasitären Schwingungen Anlaß geben. Entweder genügt bei einfachen Strukturen, z. B. einer Leitung, die in der Mitte durchgeschnitten ist, um die thermische Dilatation zu kompensieren, eine einfache Regelung

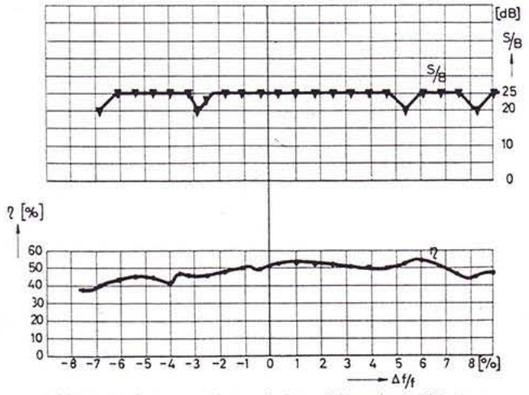

Bild 17. Wirkungsgrad η und Signal/Rauschen S/B eines Magnetronverstärkers in Abhängigkeit von der Frequenzänderung

*) Bei der Messung der Bandbreite werden alle Parameter des Verstärkers konstant gehalten und nur die Frequenz variiert.

der Leitung, oder aber die Struktur der Leitung muß vollkommen geändert werden.

Wenn man die Störmoden in der Leitung, die Resonanzen in der negativen Elektrode und die Störschwingungen in der Nähe des π-Modus unterdrückt, bleibt bei niedrigen Stromimpedanzen immer noch ein relativ hohes Rauschen übrig, das den Verstärkungsfaktor begrenzt. Die Versuche von *Whinnery, Anderson* und *van Duzer* sowie noch nicht abgeschlossene Versuche von *Arnaud* und *Apter* deuten darauf hin, daß man das Rauschen in der Kanone noch weitgehend reduzieren kann, so daß das Rauschen der M-Röhren in der Größenordnung vergleichbar mit dem der O-Röhren werden kann. Dieses Problem, dessen systematische Untersuchungen bei den O-Röhren zu einer außerordentlich fruchtbaren Forschung über die Raumladungswellen geführt haben, existiert nicht nur für den Verstärker, sondern für alle M-Röhren einschließlich des Magnetrons. Wenn der Mechanismus des Rauschens einmal verstanden ist, dann müßte man mit den M-Röhren die gleichen Verstärkungsfaktoren erhalten können, wie sie augenblicklich bei den O-Röhren vorhanden sind.

Außer dem hohen Wirkungsgrad besitzt der Magnetronverstärker noch zwei weitere Vorteile im Vergleich zur normalen Wanderfeldröhre. Das ist die Bandbreite und die geringe Phasenempfindlichkeit gegenüber Spannungsschwankungen. Wie schon gesagt, wurden Bandbreiten von 17 % gemessen, und dieses ist sicher nicht die praktische Grenze. Dabei war die Dispersion der Leitung relativ hoch.

Die Änderung der Phase mit der Spannung läßt sich ausdrücken durch die Beziehung:

$$\Delta\varphi/\varphi = K\,\Delta V/V \qquad (14)$$

$\Delta\varphi$ ist die Phasenänderung, φ ist die gesamte Phase zwischen Ausgang und Eingang. Bei der Wanderfeldröhre haben Messungen und Rechnungen ergeben, daß K zwischen $^1/_3$ und $^1/_4$

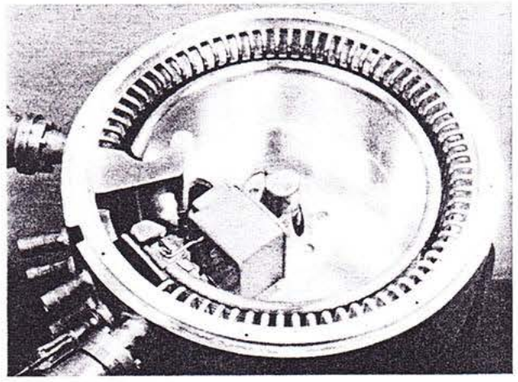

Bild 18. Impulsgetasteter Magnetronverstärker

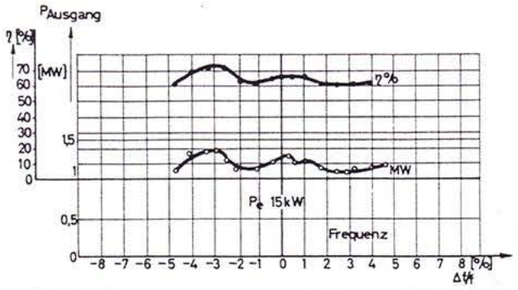

Bild 19. Wirkungsgrad und Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Frequenz

liegt. Beim Magnetronverstärker hat man Werte von $^1/_{30}$ erhalten, d. h. ein Magnetronverstärker ist ungefähr achtmal unempfindlicher gegenüber Spannungsschwankungen als die entsprechenden O-Röhren. Ähnliche Ergebnisse hat *Brown* mit dem Amplitron erhalten. Diese geringe Phasenänderung erlaubt eine Parallelschaltung von Magnetronverstärkern über ein breites Band.

Bild 18 zeigt einen Magnetronverstärker. Die Leitung ist eine kapazitiv belastete Leiterleitung, die Finger sind wassergekühlt, so daß man hohe mittlere Leistungen erhalten kann.
Bild 19 zeigt bei einer Eingangsleistung von 15 kW die Ausgangsleistung und den Wirkungsgrad in 10 % Bandbreite. Die maximale Spitzenleistung ist ungefähr 1,5 MW, d. h. der Verstärkungsfaktor 20 db. Der minimale Wirkungsgrad ist über 60 %. Die mittlere gemessene Leistung ist 3 kW, aber da die Finger wassergekühlt sind, dürfte eine wesentlich höhere mittlere Leistung möglich sein.

Schrifttum

[1] *R. R. Warnecke, W. Kleen, A. Lerbs, O. Doehler, H. Huber:* The magnetron type travelling wave amplifier tube. P.I.R.E., (1950).

[2] *G. Gray:* An experimental microwave reentrant beam tube. University of California (1959).

[3] *R. R. Warnecke, W. Kleen:* Tube amplificateur à propagation d'onde avec champ mangétique produit par un courant circulant dans un conducteur axial. Brevet français N° 985—536 (1949).

[4] *R. R. Warnecke, O. Doehler:* Sur l'interaction entre une onde électromagnétique progressive et un faisceau électronique se déplaçant dans un système cylindrique perpendiculaire à des champs électrique et magnétique croisés. C.R. Ac. Sc. 1131.

[5] *O. Buneman:* A toroidal magnetron. Proc. Phys. Soc. 63 B (1950).

[6] *P. Guenard, O. Doehler, B. Epsztein, R. R. Warnecke:* Nouveaux tubes oscillateurs à large bande d'accord électronique pour hyperfréquences. C.R. Ac. Sc. (1952), 235—236.

[7] *J. W. Klüver:* Aspects of M type interaction with particular reference to the backward wave magnetron amplifier. P.I.E.E., 105 B (1958).

[8] *G. Guilbaud, J. Nalot:* Rendement, puissance, pulling et locking dans le Carcinotron M. Congrès International Tubes Hyperfréquences Paris (1956).

[9] *R. R. Warnecke, J. Nalot, B. Epsztein, O. Doehler:* Le Carmatron nouvel oscillateur à large bande d'accord électronique. C.R. Ac. Sc. (1955).

[10] *O. Doehler, B. Epzstein, J. Arnaud:* Operation characteristics of the Carmatron tube. PIEE. (1958).

[11] *W. C. Brown:* Description and operating characteristics of the platinotron — a new microwave tube device. P.I.R.E. (1957).

[12] *A. Karp:* Fast wave interaction with an electron beam at cyclotron resonance. P.I.E.E. (1958).

[13] *P. Guenard, H. Huber:* Etude expérimentale de l'interaction par ondes de charge d'espace au sein d'un faisceau électronique se déplaçant dans des champs électrique et magnétique croisés. Ann. Radio. (1952).

[14] *J. Dain, D. Lewis:* Adiabatic theory of an electron gun for crossed field devices. Proc. Phys. Soc. 67 B (1954).

[15] *D. Charles, H. Huber:* Etude théoretique et expérimentale sur la génération de faisceaux électronique dans des champs électrique et magnétique croisés. Congrès Intern. Tubes Hyperfré. Paris 1956.

[16] *D. Charles:* Canon électronique pour tubes à propagation d'ondes à champ magnétique transversal. Brevet n° 569—553 (1949).
D. Charles: Optique à déplacement électrique. 1ière addition au brevet principal n° 47—732 (1949).

[17] *D. Convert, J. Berterottiere:* Tube à propagation d'onde à champ magnétique. 1ière partie, étude d'un canon en états permanents: CSF-Bericht (1950).

[18] *T. Midford, G. S. Kino:* Crossed field electrons gun. Conference on Electron Tube Research, Mexico City (1959).

[19] *A. Leblond:* Study of the electron trajectories in guns for M type tubes. P.I.E.E. (1958).

[20] *B. Epsztein:* Thèse de Doctorat présentée à la Faculté Sc. Paris (1958). Effets de la charge d'espace sur les faisceaux électroniques minces.

[21] *A. Reddish, Swift Hook:* Private Mitteilung.

[22] *R. R. Warnecke, O. Doehler, W. Kleen:* Amplification d'ondes électromagnetiques par interaction entre des flux électroniques se déplaçant dans des champs électromágnétiques croisés. C.R. Ac. Sc. (1949).

[23] *R. R. Warnecke, O. Doehler, D. Bobot:* Les effets de la charge d'espace dans les tubes à propagation d'onde à champ magnétique. Ann. Radio. 5 (1950).

[24] *G. G. MacFarlance, H. G. Hay:* Wave propagation in a s ping stram of electrons. Proc. Phys. Soc. LXIII/B (195 407—427.

[25] *O. Buneman:* Generation and amplification of waves in dense charged beams under crossed fields. Nature 165. (1950), 474—476.

[26] *R. W. Gould:* Space charge effets in beam type magnetrons. J.A.P. (1957).

[27] *B. Epsztein:* Sur certains effets de la charge d'espace dans des faisceaux électroniques. Congrès Intern. Tubes Hyperfréq. Paris (1956).

[28] *J. R. Pierce:* Trans. I.R.E. ED-3 (1956), p. 183—189.

[29] *H. Heffner, T. Unotoro:* Growing waves in electron strams in crossed electric and magnetic fields. Tech. Rep. N° 14, Pro. 206—1 (1957), El. Tube Lab. Stanford Univ.

[30] *O. Buneman:* Ribbon beams. J. Elec. and Controls. 3 (1957).

[31] *G. Mourier:* Ondes de surface dans des faisceaux électroniques en présence d'un champ magnétique. C.R. Acad. Sc. (1958).

[32] *R. P. Little, H. M. Ruppel, S. T. Smith:* Beam noise in crossed electric and magnetic fields. J.A.P. (1958).

[33] *H. Miller:* Oscillations for explanation of the sole current. I.R.E. Electron tube Conference. Québec (1958).

[34] *R. R. Warnecke, P. Guenard, O. Doehler:* Phénomènes fondamentaux dans les tubes à ondes progressives. Onde electrique (1954).

[35] *R. Buick, A. Reddish, I. Zucker:* Frequency pushing in crossed field oscillators. P.I.E.E. (1958).

[36] *J. Nalot, R. Visocekas:* Anomalies behavior in the M type carcinotron. P.I.E.E. (1958).

[37] *M. Favre:* Results obtained on crossed field carcinotrons under pulsed operation. P.I.E.E. (1958).

[38] *J. Feinstein, G. S. Kino:* The large signal behavior of the crossed field travelling wave devides. P.I.R.E. (1957).

[39] *G. Boucher:* Technology of carcinotrons for short and lc wavelengths. P.I.E.E. (1958).

[40] *M. Favre:* Tube à onde inverse type M oscillateurs pour régime d'impulsions. Congrès Intern. Tubes Hyperfréq. Paris (1956).

[41] *J. R. Anderson:* Noise measurements on an M type backward wave amplifier. P.I.R.E. (1960).

[42] *O. Doehler, A. Dubois, D. Maillart:* An M type pulsed amplifier. P.I.E.E. (1958).