

Der Turbator, ein „Single Cavity“ magnetron

von F. Lüdi ¹⁾

SUMMARY

This paper presents a summary of theoretical and experimental investigations on magnetrons, which the author undertook during World War II. The essential results correspond to those published by other authors after the War. A new feature is the consideration of the counterrotating r.f. field which leads to an additional phase condition. This condition in turn yields a suitable geometrical arrangement, an optimum magnetic field and an optimum h.t. voltage for good efficiency.

Furthermore, a single-cavity magnetron of the so-called Turbator type is described which has been developed in view of certain favourable properties when compared with the multicavity magnetron.

I. *Der Elektronenmechanismus.*

Im Elektronenmechanismus kommen für alle Resonatoren mit unterteilten Anoden allgemeine Gesetzmässigkeiten zum Ausdruck und deshalb sei dieser zuerst besprochen. Die charakteristischen Merkmale treten schon am ebenen Fall hervor, bei dem Kathode und Anode abgerollt sind, Fig. 1a. Als geometrische Grössen treten der Anoden-Kathodenabstand d und die Segmentperiode Λ auf; als Betriebsgrössen das elektrische Feld E zwischen Kathode und Anode und das dazu senkrecht stehende Magnetfeld H . Wir werden sehen, dass diese Grössen zueinander und mit der durch den Resonator bestimmten Wellenlänge in quantitativer Beziehung stehen. Die Theorie muss aber auch Aufschluss geben über folgende Fragen:

Durch welchen Mechanismus gruppieren sich die Elektronen, damit sie als Gesamtladung durch Influenz an den Segmenten die Wechselspannung erzeugen? Warum laufen die Elektronen trotz überkritischem und genau axialem Magnetfeld auf die Anode und wodurch ist der Wirkungsgrad bestimmt?

¹⁾ Brown, Boveri & Cie., Baden (Schweiz).

Das hier zu entwerfende Bild (1), (2) wird aber noch andere Fragen beantworten, welche für die Konstruktion eines Magnetrons wegleitend sind. Die Folgerungen werden während den Ueberlegungen und am Schluss hervorgehoben. Das Bild ergibt sich durch zwei Schritte: a) die ungestörte Elektronenbewegung unter dem Einfluss des elektrischen und magnetischen Feldes allein, b) die gestörte Elektronenbewegung mit zusätzlicher Berücksichtigung des Wechselfeldes zwischen den Segmenten, die abwechselungsweise positiv und negativ aufgeladen sind (π -mode). Die Berücksichtigung der Raumladung hat nach unserer Auffassung sekundären Einfluss auf die Elektronenbahnen und werde vernachlässigt, wie dies auch bei der Berechnung des Klystrons geschieht. Die Störungsrechnung ist erlaubt, weil die Elektronen im Gegensatz zum Klystron durch wiederholtes Passieren des Wechselfeldes ihre Energie abgeben. Die Tatsache, dass gute Wirkungsgrade schon bei kleinen Strömen, also kleiner Hochfrequenzleistung erreicht werden und dass sich diese bei grösseren Strömen kaum ändern, erscheint uns als experimentelle Stütze der Auffassung, dass durch das Operieren mit kleinen Wechselspannungen der Elektronenmechanismus in seinen wesentlichen Erscheinungen wiedergegeben werden kann.

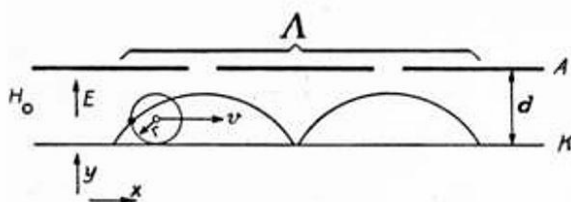


Fig. 1a.

Cycloidenbahnen der Elektronen unter dem Einfluss eines elektrischen Gleichfeldes und eines Magnetfeldes.

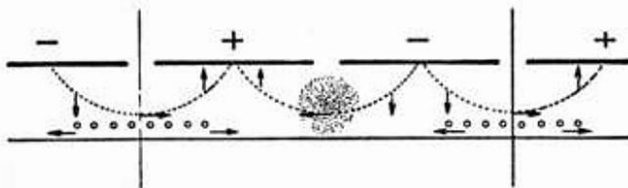


Fig. 1b.

Zusätzliche Bewegung (Paketierung der Elektronen) unter Mitberücksichtigung des HF-Wechselfeldes

a) In gekreuzten Feldern E und H beschreiben die Elektronen Cycloidbahnen, die man sich durch Abwicklung eines Rollkreises, der sich mit der Geschwindigkeit $v = \frac{E}{H}$ bewegt,

Fig. 1a, hervorgerufen denken kann. Die zusätzliche Elektronenbewegung wird mit besonderem Vorteil in einem mit der Ge-

schwindigkeit $v = \frac{E}{H}$ mitbewegten Bezugssystem betrachtet.

b) Das zusätzliche hochfrequente Wechselfeld wird in zwei gegenlaufende Drehfelder aufgespalten mit den Potentialen proportional:

$$\vec{V} = s(y) \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x - \omega t\right), \quad \overleftarrow{V} = s(y) \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x + \omega t\right)$$

mit: (1)

$$s(y) = \frac{\tilde{V}}{\sinh\left(\frac{2\pi}{\Lambda} d\right)} \sinh\left(\frac{2\pi}{\Lambda} y\right)$$

Die Drehfeldgeschwindigkeit beträgt:

$$v' = \frac{\omega}{2\pi} \Lambda$$

Wir betonen hier schon, dass das gegenlaufende Drehfeld $\overleftarrow{V}$, welches in der Literatur durchwegs vernachlässigt wird, grundsätzlich ebenso wichtig wie das mit dem Rollkreis mitlaufende Drehfeld ist; erst dadurch wird die geometrische Beziehung von Segmentbreite $\Lambda/2$ und Kathoden-Anodenabstand d bestimmt, und zwar so, dass der Kathodendurchmesser bei gegebener Segmentzahl auf diskrete Werte festgelegt ist.

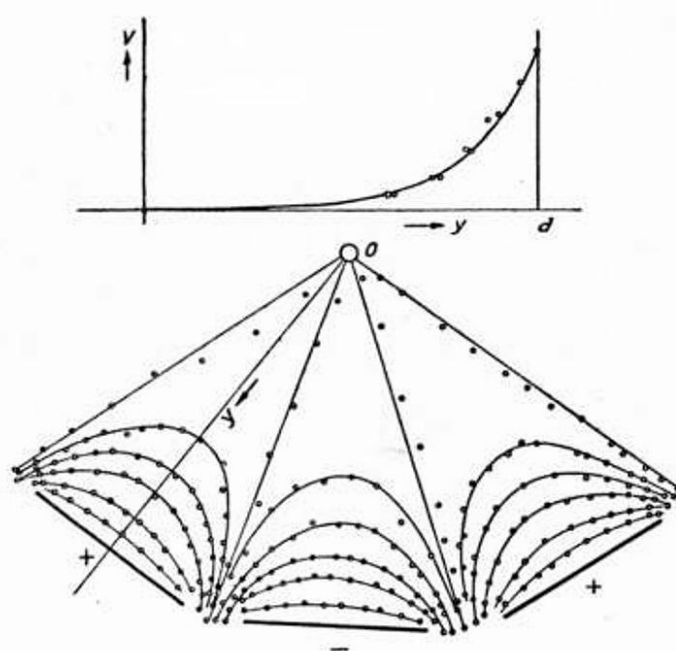


Fig. 2a,b.

Berechneter Potentialverlauf nach

$$V = \frac{\tilde{V}}{\sinh\left(\frac{2\pi}{\Lambda} d\right)} \sinh\frac{2\pi}{\Lambda} y \left[2 \sin\frac{2\pi}{\Lambda} x \cos \omega t \right]$$

für $2 \sin\frac{2\pi}{\Lambda} x \cos \omega t = 1$

Die eingezeichneten Kreise sind Werte aus Fig. 2b längs y nach Modellmessungen im Elektrolyttrog.

*Synchronismus zwischen Elektronenbewegung und
Drehfeldgeschwindigkeit.*

Hier sind die Verhältnisse am durchsichtigsten und sie sollen deshalb zur Illustration dienen. Die Rechnungen sind aber nicht auf diesen Fall beschränkt und gerade die Erweiterung auf den Nichtsynchronismus gibt das Verständnis für die experimentelle Tatsache, dass Vielschlitzmagnetrons noch mit gutem Wirkungsgrad bei kleinen Feldern E und H schwingen. Wir beschränken uns zuerst auf das mitlaufende Drehfeld. Der Synchronismus von Drehfeldgeschwindigkeit und Rollkreisgeschwindigkeit kann durch passende Wahl von elektrischem und magnetischem Feld erreicht werden; dann gilt ($v = v'$):

$$\frac{E}{H} = \frac{\omega}{2\pi} \lambda \quad (2)$$

und das mitlaufende Drehfeld hat im mitbewegten Bezugssystem nur eine räumliche, nicht aber eine zeitliche Änderung. Die Rollkreismittelpunkte (die kleinen Kreise in Fig. 1b) führen daher Bewegungen nach links oder rechts aus, je nachdem, ob die radiale Drehfeldkomponente beim Elektronenstart gleich oder entgegengesetzt wie das Gleichfeld in Fig. 1a gerichtet ist.

Weil sich die Influenzwirkung der Elektronenpakete an den Segmenten oftmals wiederholt, erfordern die Schwingkreise des Magnetrons im Gegensatz zum Klystron nicht die hohen Gütefaktoren.

Entsprechend der um 90° gedrehten Tangentialkomponente des Drehfeldes bewegen sich die Rollkreismittelpunkte an den Häufungsstellen auf die Anode, an den Verdünnungsstellen auf die Kathode. Erstere erklärt das Hinauslaufen der Elektronen trotz überkritischem Magnetfeld, letztere die bei Magnetrons bekannte Rückheizung der Kathode.

*Die Unterhaltung resp. Anfachung der Schwingung und der
Wirkungsgrad.*

Es kann rechnerisch gezeigt werden, dass die kinetische Energie der Elektronen im Scheitelpunkt der Cycloide auch beim Hinauslaufen auf die Anode (Fig. 3) trotz der Potentialdifferenz $V_d - V_{2r}$ gleich bleibt; die Differenz muss also in Hochfrequenzenergie umgewandelt werden und weil dies die Mehrzahl der



Fig. 3

Zur Illustration der Elektronenbewegung auf die Anode und des elektronischen Wirkungsgrades

$$\eta = \frac{d - 2r}{d}$$

$$\eta = \frac{d - 2r}{d} = 1 - \varepsilon \quad \star \quad (3)$$

Man erkennt hier auch prinzipiell die Bedeutung des Verhältnisses (d.h. des Kathodendurchmessers bei gegebener Segmentzahl). Bei grossem Verhältnis d/Λ (Vielschlitzmagnetron mit Fadenkathode) ist die Eindringtiefe des Wechselfeldes in den Entladungsraum klein, die Cycloiden müssen deshalb durch die Gleichspannung bis nahe zur Anode gehoben werden, damit sie mit dem Hochfrequenzfeld in Wechselwirkung treten können und dies bedingt nach obigem den kleinen Wirkungsgrad.

Nichtsynchronismus zwischen Elektronenbewegung und Drehfeldgeschwindigkeit.

Die Behandlung dieses Falles gibt auch Aufschluss über das gegenlaufende Drehfeld beim Synchronismus. Schon dort erfolgt die Berechnung der Wirkung des Drehfeldes durch Mittelwertbildung über die ungestörte Bewegung. Diese Berechnung muss für das gegenlaufende Drehfeld oder im Fall des Nichtsynchronismus auf eine zeitliche Abhängigkeit des Drehfeldes im mitbewegten Bezugssystem ausgedehnt werden.

Trotzdem die Momentankräfte ihr Vorzeichen ändern, verschwindet der zeitliche Mittelwert nicht, weil das Wechselfeld in Kathodennähe schwächer ist; die Kathodennähe spielt eine ähnliche Rolle wie der Laufrum beim Klystron.

* Diese Formel wurde erstmals 1937 publiziert ³⁾; in einer späteren Arbeit das Bild der Elektronen focussierung (F. Lüdi, „Helv. Physica Acta“ Vol. XIII 1940, Fussnote Seite 99, 100)

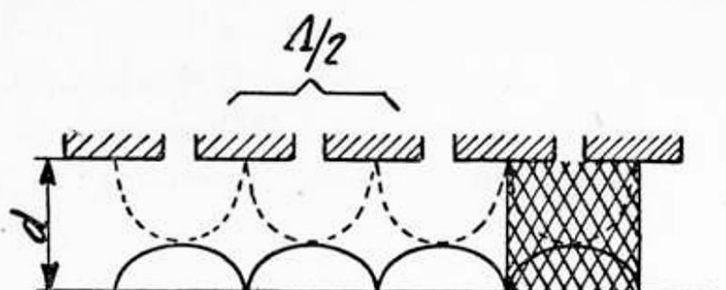
Elektronen (die Häufungsstellen) betrifft, so resultiert daraus im Mittel die Energieabgabe an ein bereits vorhandenes Hochfrequenzwechselfeld und damit die Erhaltung resp. Anfachung der Schwingung.

Aus dieser Ueberlegung folgt für den Wirkungsgrad die einfache Beziehung:

In den momentanen Focussierungskräften treten infolge der Zeitabhängigkeit zusätzliche Glieder

$$\omega \left(1 - \frac{v}{v'} \right) t, \quad \omega \left(1 + \frac{v}{v'} \right) t$$

auf, woraus ersichtlich, dass für Synchronismus die Zeitabhängigkeit des mitlaufenden Drehfeldes wegfällt. Charakteristisch ist



$$\chi' = 1 \quad \chi = 0 \quad \pi \varepsilon d = \Lambda/2 \quad (\varepsilon = 1/3 \quad \eta = 66\%)$$

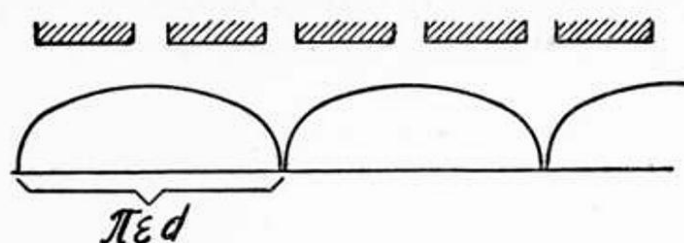
Synchronismus

$$\omega = \frac{\omega_0}{2}$$

$$\chi' = 2 \quad \chi = 1 \quad \pi \varepsilon d = \Lambda/2 \quad (\varepsilon = 1/3 \quad \eta = 66\%)$$

Nichtsynchronismus

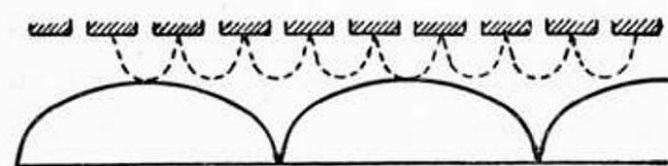
$$\omega = \frac{3}{2} \omega_0$$



$$\chi' = 2 \quad \chi = 0 \quad \pi \varepsilon d = 2 \Lambda/2 \quad (\varepsilon = 2/3 \quad \eta = 33\%)$$

Synchronismus

$$\omega = \omega_0$$



$$\chi' = 4 \quad \chi = 0 \quad \pi \varepsilon d = 4 \Lambda/2 \quad (\varepsilon = 2/3 \quad \eta = 33\%)$$

Synchronismus

$$\omega = \frac{4}{2} \omega_0$$

Fig. 4a, b, c.

Zur Veranschaulichung der räumlichen und zeitlichen Phasenbedingung für den Elektronenmechanismus im Magnetron.

nun, dass die Mittelwerte der Kräfte nur dann verschieden von Null sind, wenn einerseits gewisse ganzzahlige Verhältnisse zwischen der Rollkreisfrequenz, auch Cyclotronfrequenz genannt $\omega_0 = e/m \cdot H/c$ und der Resonanzfrequenz, und andererseits ganzzahlige Verhältnisse zwischen Cycloidenlänge und mittlerem Segmentabstand bestehen; nämlich:

$$\omega = (\chi' + \chi) \frac{\omega_0}{2} \quad (4)$$

$$\varepsilon d \pi = (\chi' - \chi) \frac{\Lambda}{2} \quad (5)$$

Die erste Gleichung ist eine zeitliche, die zweite Gleichung eine räumliche Phasenbedingung. $\chi = 0, 1, 2, 3 \dots$ bedeutet die Anzahl

Schwingungsperioden des mitlaufenden Drehfeldes pro Rollkreisperiode; $\chi' = 1, 2, 3, 4 \dots$ die Anzahl Schwingungsperioden

des gegenlaufenden Drehfeldes pro Rollkreisperiode.

Drei Figuren für die einfachsten Spezialfälle mögen das eben-gesagte veranschaulichen.

Diese Beziehungen sind Folgerungen der räumlichen und zeitlichen Phasenbedingung; über die Grösse der Kräfte ist hier noch nichts gesagt. Es zeigt sich, dass die Mittelwerte stark vom Verhältnis d/λ abhängen und ein Optimum für bestimmte χ resp. χ' Werte ergeben, wobei letztere selbst durch das Verhältnis d/λ bestimmt sind.

Die Fig. 4a entspricht etwa dem günstigsten konstruktiven Wert $d \sim \lambda/2$ mit grösstem Wirkungsgrad. Die Eindringtiefe des Wechselfeldes ist entsprechend Fig. 2 gerade noch gross genug, um die Elektronen im Scheitel zu erfassen. In Fig. 4c ist das Verhältnis d/λ so gross, dass die Elektronen „höher gehoben“ werden müssen, um vom Wechselfeld erfasst zu werden, was einen kleineren Wirkungsgrad bedingt; dafür ist das Magnetfeld für dieselbe Frequenz $\omega = 4 \omega_0 = 4 e/m H/c$ viermal kleiner als bei der Konstruktion nach Fig. 4a. Die zugehörige Spannung hängt mit dem Magnetfeld und mit dem Wirkungsgrad nach folgender Gleichung zusammen,

$$V = e/m H^2/c^2 \epsilon d^2 \quad \left(H = \frac{11500}{(\chi' + \chi) \lambda/2} \text{ aus Gl. 4} \right) \quad (6)$$

sodass prinzipiell alle Grössen bestimmt sind. Es ist vor allem darauf zu achten, dass das Magnetfeld proportional der Frequenz zu vergrössern ist, wenn der Wirkungsgrad gleichbleiben soll. Daher ergibt sich für kürzere Wellenlängen eine Verkleinerung des Kathoden-Anoden-Abstandes bei gleichem d/λ (grosse Segmentzahl und Kathodenfläche) wodurch die Anodengleichspannung nicht zu sehr in die Höhe getrieben wird. Man kann sich fragen, ob das Verhältnis d/λ noch kleiner als nach Fig. 4a gemacht werden könnte. Die Eindringtiefe des Wechselfeldes würde wohl noch grösser, aber die Cycloiden müssten länger, also höher gemacht werden, um der räumlichen Phasenbedingung zu genügen, also folgt kleinerer Wirkungsgrad. Dies ist durch viele Experimente erwiesen, der Wirkungsgrad sinkt nach erreichtem Optimum rasch mit kleinerem d/λ bis das Magnetron überhaupt nicht mehr anschwingt.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Das Magnetron muss so gebaut und die Betriebsdaten V und H müssen so eingestellt werden, dass der Cycloidenscheitel jeweils immer wieder mit

einem Schlitz zusammenfällt (räumliche Phasenbedingung) und dass das Elektron das Wechselfeld in der bremsenden Phase antrifft (zeitliche Phasenbedingung). Das ist der Standpunkt des ruhenden Beobachters, der nur ein Wechselfeld konstatiert.

Ein theoretischer Erfolg dieser Auffassung ist die nirgends veröffentlichte Ableitung der Slater'schen Gleichung, welche hier kurz angedeutet sei. Gleichung 5) lautet für die kleinsten λ' Werte und bei einem Wirkungsgrad von 75% ($\varepsilon = 1/4$)

$$\frac{1}{4} d \pi = \frac{\Lambda}{2}$$

Auf den zylindrischen Fall übertragen ist $d = r_a - r_k$ und es gilt für den mittleren Umfang

$$\pi \frac{r_a + r_k}{2} = N \Lambda / 2$$

wobei r_a , r_k Anoden-bzw. Kathodenradius und N die Segmentzahl bedeuten. Durch einfache Verknüpfung dieser Grössen folgt die bekannte Slater'sche Gleichung für das Verhältnis von Anoden- zu Kathodenradius bei gegebener Segmentzahl und „gutem Wirkungsgrad“.

$$\frac{r_a}{r_k} = \frac{N + 4}{N - 4} \quad (7)$$

Wir haben aber auch versucht, die Beziehungen wie sie in den Fig. 4a bis Fig. 4c zum Ausdruck kommen experimentell zu verifizieren. In Fig. 5a sind zwei Kurven aus einer grösseren Schar wiedergegeben, wo der Wirkungsgrad bei variiertem d/Λ (durch Vergrösserung des Kathodendurchmessers an zwei Resonatoren mit verschiedener Segmentzahl) gemessen wurde; sie entsprechen der räumlichen Phasenbedingung. Fig. 5b gibt den gemessenen Wirkungsgrad in Funktion des Magnetfeldes bei festem d/Λ Verhältnis; sie entspricht der zeitlichen Phasenbedingung. Wenn auch kein Anspruch auf quantitative Uebereinstimmung mit der Theorie gemacht werden kann, so ist trotzdem zu betonen, dass die diskreten Werte durch eine Theorie, welche nur das mitlaufende Drehfeld berücksichtigt, nicht wiederzugeben imstande ist. Das mitlaufende Drehfeld ergäbe mit anwachsendem Magnetfeld bei Aufrechterhaltung des Synchronismus einen stetig zunehmenden Wirkungsgrad. Dass das zweite Optimum

des Wirkungsgrades ($\chi' = 1$, $\chi = 0$) nicht so scharf wie das erste Optimum ($\chi' = 2$, $\chi = 0$) ist, hängt plausiblerweise mit folgender Möglichkeit zusammen. Im ersten Optimum ist die

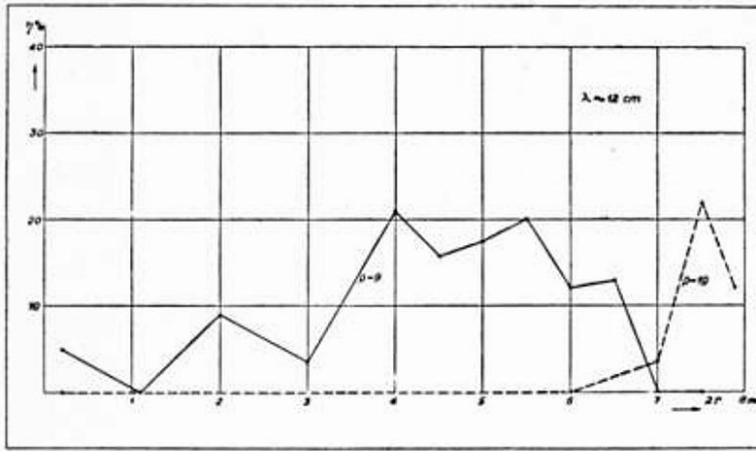


Fig. 5a.

Schwankung des Wirkungsgrades (nach Messungen) mit variiertem Kathodendurchmesser beim Turbator mit $2p=18$, resp. $2p=38$ Segmenten.

HF -Leistung und damit die Wechselfelder grösser; die Elektronen laufen rascher auf die Anode und beschreiben eine kürzere Bahn als im ersten Optimum. Ein Einhalten der Phasen

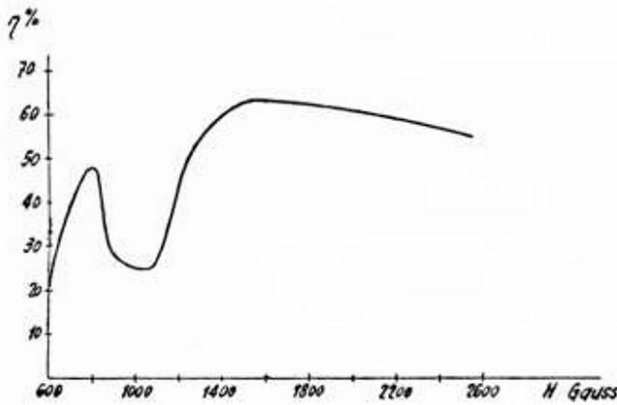


Fig. 5b.

Schwankung des Wirkungsgrades in Function der Magnetfeldstärke.

bedingungen ist nicht so gravierend, mit anderen Worten: Ueber eine *kurze Strecke* genügt der Synchronismus mit dem mitlaufenden Drehfeld. Es war interessant festzustellen, dass zwischen den beiden Optima der Rückheizungseffekt am grössten war.

Abschliessend zu den Betrachtungen über den Elektronenmechanismus sei noch erwähnt, dass es uns neuerdings gelungen ist an einem 16- oder 18- segmentigen Magnetron (Turbator) auf 12,5 cm 400 Watt kontinuierliche HF -Leistung bei einem Gesamtwirkungsgrad von 69% zu erreichen; und zwar in Glaskolben mit Strahlungskühlung, das Verhältnis $\frac{d}{\lambda/2}$ ist hierbei fast exakt eins. Wesentlich für den guten Wirkungsgrad war hierbei noch eine wirksame Auskopplung der HF -Leistung.

Zusammenfassung der wichtigsten Konsequenzen aus der Theorie.

1. Aus der Betrachtung des ebenen Falles (3) leiteten wir schon frühzeitig die Anwendung einer Grossflächenkathode für Magnetrons her (Schweiz. Pat. 200'826, Anmeldung August 1937).
2. Diese gibt für grosse Leistungen die erforderlichen grossen Emissionsströme; wie aus der vorgehenden Darstellung hervorgeht, ist nicht die Segmentzahl, sondern das Verhältnis von Segmentbreite zum Abstand von der Kathode massgebend. Mit einem noch zu besprechenden speziellen Resonator haben wir Röhren mit 50 Segmenten mit Grossflächenkathode hergestellt, bei welchen der ebene Fall durch den kleinen Kathoden-Anodenabstand im Vergleich zum Kathodendurchmesser sicher realisiert war.
3. Für besten Wirkungsgrad (ca. 70%, $\varepsilon = 0,3$) muss der Abstand Kathode-Anode etwa gleich dem mittleren Segmentabstand sein.
4. Das Magnetfeld ist für diesen Fall (Synchronismus) durch die Gleichung

$$H = \frac{2.11500}{\lambda} \text{ Gauss}$$

als Funktion der zu erregenden Wellenlänge λ (Resonator) bestimmt.

5. Die zugehörige Anodenspannung ist $V = \frac{e}{m} \frac{H^2}{c^2} \varepsilon d^2$ Volt.
6. Je kleiner die Wellenlänge, desto kleiner die Dimensionen Segmentbreite, Kathoden-Anodenabstand, damit wegen letzterem die Anodenspannung in erträglichen Grenzen bleiben; also viele Segmente mit Grossflächenkathode.

Die eingangs zugrundegelegte Hypothese über die Auffassung der Wechselfelder als Störungskräfte scheint mir durch die weitgehende experimentelle Verifikation der theoretischen Schlussfolgerungen, besonders über den Wirkungsgrad, bestätigt.

II. Das Resonanzsystem.

Die theoretischen Ueberlegungen des vorhergehenden Abschnittes haben gezeigt, dass dem Elektronenmechanismus eine fundamentale Bedeutung für die Konstruktion des Magnetrons zukommt, ganz gleich durch welches Resonanzgebilde die Segmente

zur Schwingung im „ π -mode“ gebracht werden. Nachdem wir das Vielschlitzmagnetron von Gutton und Berline *) (4), kennen-

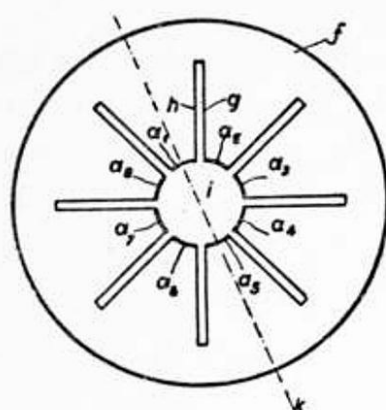
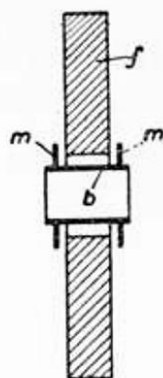


Fig. 6a.

Multiresonatormagnetron (Anodenblock) mit Grossflächen-Kathode und Molybdänblechdurchführung für 6 cm.



lernten suchten wir nach einer symmetrischen Konstruktion, welche die Segmente mit dem Resonanzsystem zu einem einheitlichen Gebilde formte. Fig. 6 zeigt die prinzipielle Konstruktion mit Grossflächenkathode; die Schwingkreise sind als $\lambda/4$ Lecherleitungen in Metallblockkonstruktion ausgebildet, (Schweiz. Patentschrift Nr. 215600, Anmeldung 12.8.1938) Da-

neben ist eine Molybdänblechdurchführung abgebildet. Die Röhre schwingt auf 6 cm entsprechend der Schlitzlänge von 1,5 cm. Die Blockkonstruktion ist heute bekannt als Radarmagnetron.

Schon die ersten Versuche zeigten das Umspringen der Wellenlänge und durch den Glaskolben war das verschieden starke Aufglühen der Segmente sichtbar; dies deutete auf die Schwingfähigkeit des zusammengesetzten Resonanzgebildes in verschiedenen „modes“. Wir suchten deshalb nach einem hochfrequenzmässig einheitlichen Schwingungsgebilde, bei welchem die Anodensegmente nur im „ π -mode“ schwingen konnten. Die folgenden Ausführungen betreffen diesen Resonator und den einfachen Aufbau der Röhre (5), (6).

Als Resonator wird ein einziger toroidförmiger kapazitätsbelasteter Hohlraum verwendet, Fig. 7. Die Kapazitätsbelastung bilden die abwechselungsweise an gegenüberliegenden Seiten befestigten Segmente. Dieser Resonator hat nur eine Grundwelle und es treten daher in der Herstellung keine hohen Präzisionsforderungen auf. Zwischen den Segmenten bildet sich die hochfrequente Wechselspannung, vergleiche Fig. 2 b. Die Wellenlänge des Resonators bestimmt sich aus seinen geometrischen Dimensionen gemäss folgender Gleichung:

$$\frac{C}{2\pi a} lk = \operatorname{ctg} dk$$

*) Diese Magnetrons mit fadenförmiger Kathode hatten nur einen kleinen Wirkungsgrad.

Für die Abmessungen gibt Fig. 7 Aufschluss, C ist die Gesamtkapazität, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Der Resonator kann interpretiert

werden als kapazitätsbelastete Lecherleitung von der Länge d , welche um die Kathode rotiert. Wichtig ist dabei, dass nur die Kapazität pro cm Umfang neben der Breite und der Höhe

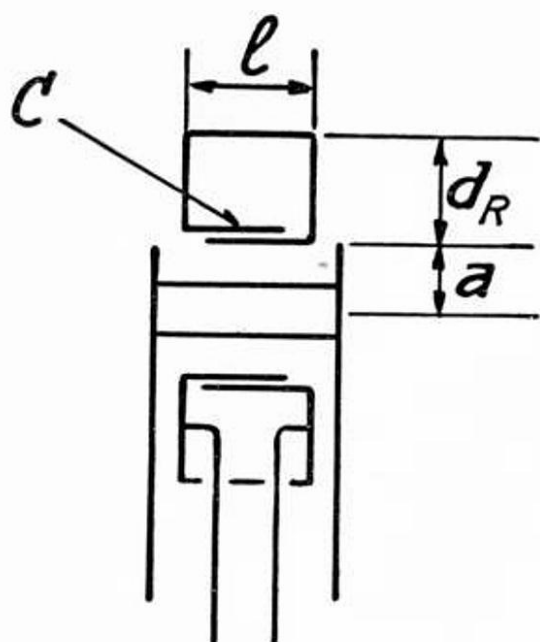


Fig. 7.

Schematische Darstellung des „Turbators“

des Toroids eingeht. Das gibt die konstruktive Möglichkeit, die radialen Dimensionen mit entsprechend grösserem Kathodendurchmesser für grössere Leistungen bei gleichbleibender Wellenlänge zu steigern. Fig. 7 zeigt schematisch die Kathode und die Hochfrequenzaukopplung, welche hier galvanisch im Innern des Hohlraumes erfolgt. Sie könnte auch induktiv durch eine Schleife wie in einigen Ausführungen gemacht sein. Durch die galvanische Auskopplung ergibt sich zugleich die Möglichkeit der Halterung des Resonators und damit der einfachsten Montage

des ganzen Systems auf einem Röhrenteller. Fig. 8 ist die Photographie des auf Glasteller montierten Magnetrons genannt „Turbator“. Kopplungsleitung und Heizleitung sind als Paralleldrahtsysteme ausgeführt. Ihre Ebenen stehen zwecks Entkopplung senkrecht aufeinander. Weil ferner bei diesem Resonanzsystem das hochfrequente Magnetfeld die Kathode umschliesst, kommt es sehr auf die Formgebung der Kathode an, damit im Heizkreis kein Hochfrequenzstrom induziert wird. Die Nichtbeachtung dieses Umstandes führt auf schlechte Schwingeeigenschaften der Röhre wie Handempfindlichkeit, Mehrwelligkeit, usw.

Die heutige Ausführung des Turbators ist durchstimmbar gemacht mit einer zweiten Paralleldrahtleitung mit Segmentan-kopplung gegenüber dem Röhrensockel. Die Wellenlänge wird im einfachsten Fall durch Verschieben einer Kurzschlussbrücke auf der Durchstimmleitung ausserhalb der Röhre gemacht; dadurch fallen mechanische Veränderungen innerhalb des Glas-

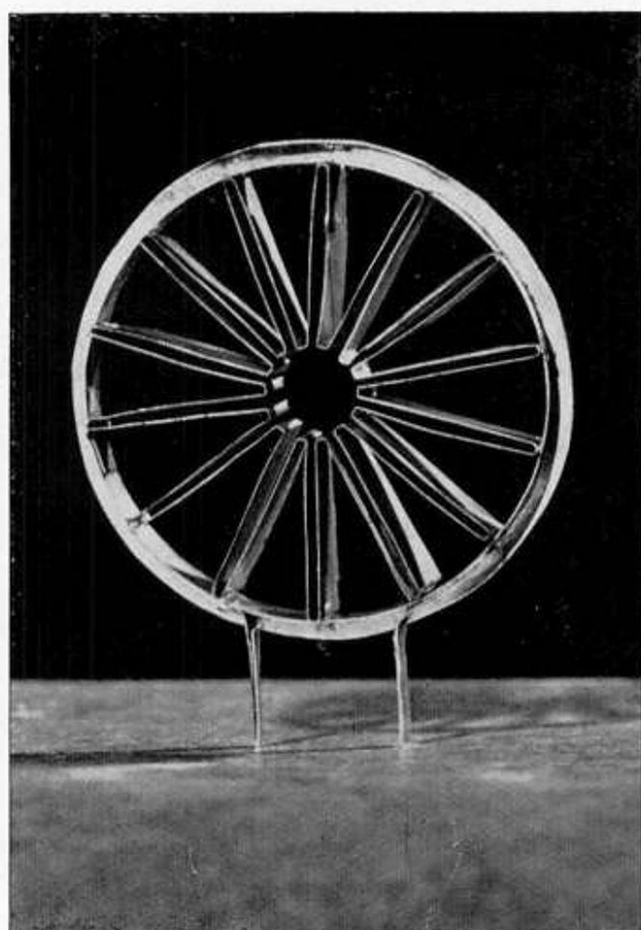


Fig. 6b.

Multiresonatormagnetron (Anodenblock) mit Grossflächen-Kathode und Molybdänblechdurchführung für 6 cm.

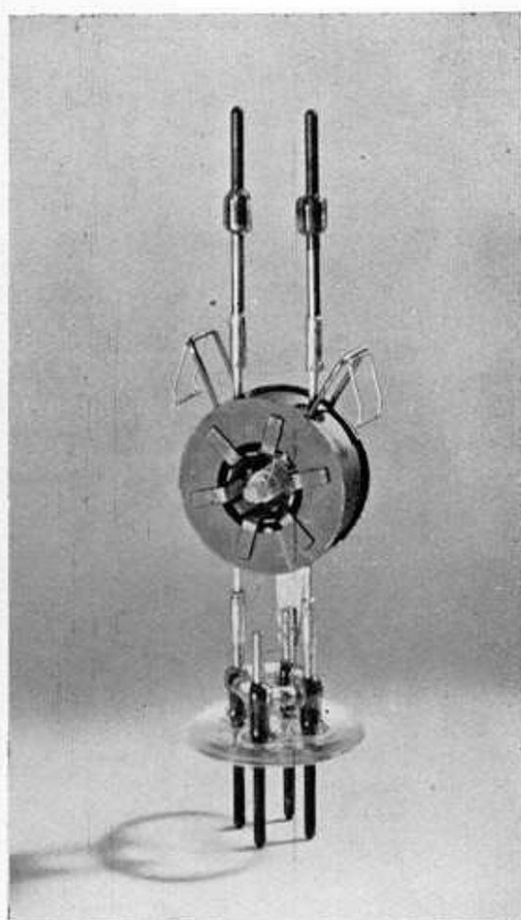


Fig. 8

Turbator auf Glasteller montiert vor dem Einschmelzen in den Glaskolben.

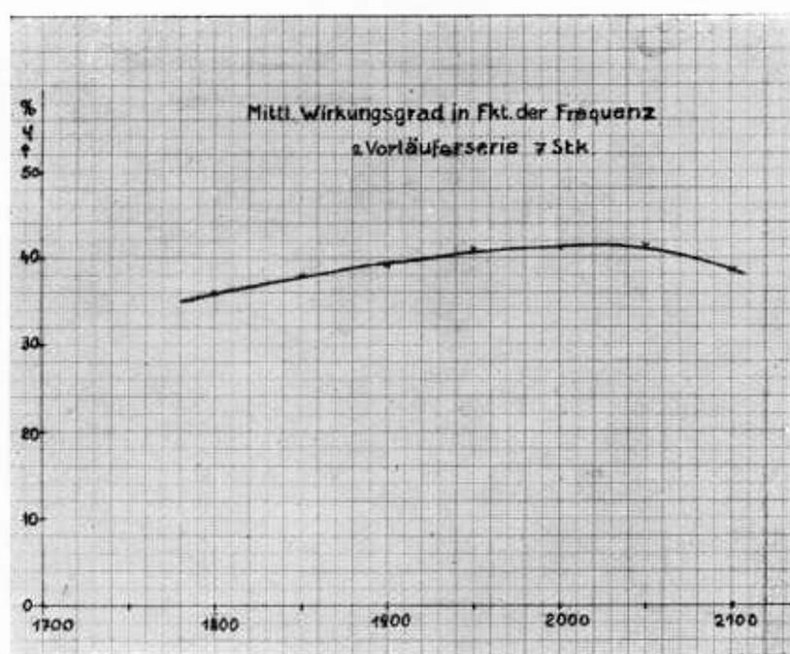


Fig. 9.

Durchstimmkurve des Turbators; gemessener Wirkungsgrad in Abhängigkeit von der eingestellten Frequenz.

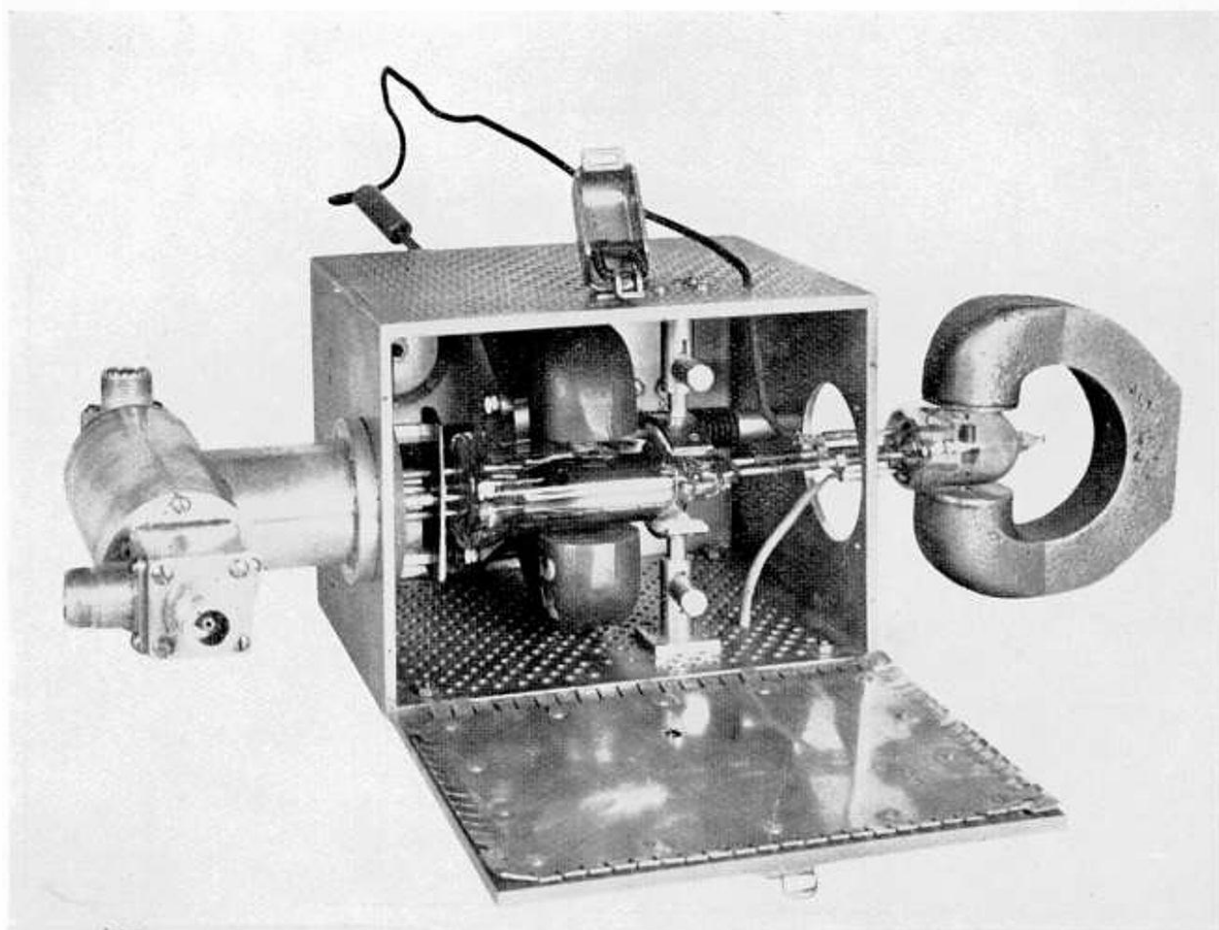


Fig. 10
Turbatorsender mit Einrichtung zur Frequenzmodulation

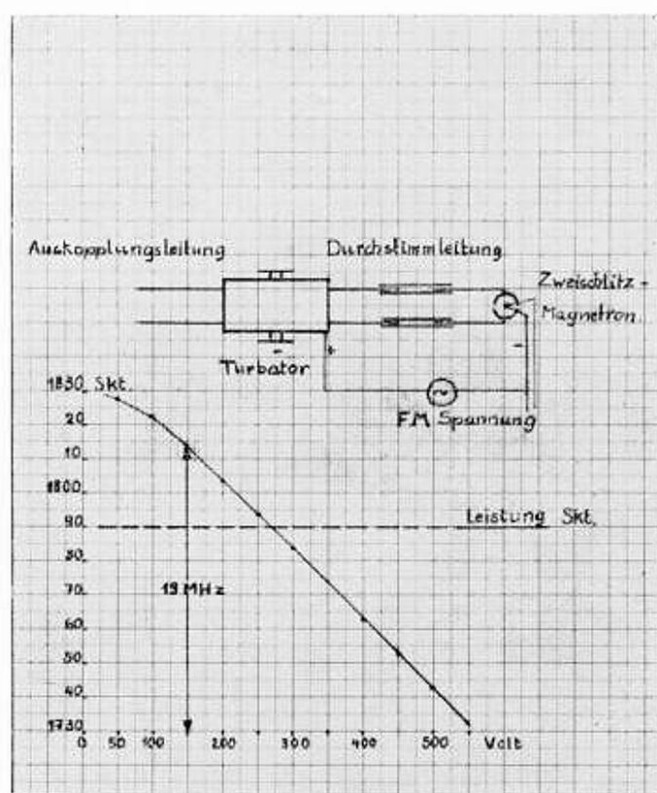


Fig. 11.

Gemessene Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Steuerspannung an der Reaktanzröhre; die HF-Leistung bleibt über diesem Bereich konstant.

kolbens mit flexiblen Durchführungen weg. Fig. 9 zeigt eine so aufgenommene Durchstimmkurve über einen Bereich von ca. 300 MHz; es wurden auf diese Weise noch grössere Durchstimmbereiche, bis 600 MHz erreicht. Durch Abschluss der Durchstimmleitung mit einer elektronisch veränderbaren Kapazität (Reaktanzröhre) kann auf diese Weise auch eine relativ einfache Frequenzmodulation erzielt werden.

In Fig. 10 ist eine solche Einrichtung dargestellt, an einem Turbatorsender kommerzieller Ausführung ist der Durchstimm-Mechanismus durch eine Reaktanzröhre, hier ein Zweischlitz-magnetron ersetzt. Man bemerkt im offenen Gehäuse den kleinen Permanentmagneten für ca. 650 Gauss. Auf der linken Seite ist ein Breitbandtransformator angeschlossen, der zugleich Uebergang von der Paralleldrahtleitung auf konzentrisches Kabel mit 60 Ohm bewirkt. Fig. 11 gibt das Schaltungsschema mit der statisch aufgenommenen *FM*, welche hier 19 MHz beträgt. Die erforderliche Modulationsspannung ist an diesem Beispiel noch zu gross, doch kann sie durch Verkleinerung der Dimensionen der Reaktanzröhre bedeutend herabgesetzt werden.

Der hier besprochene Turbator ist wegen seiner eindeutigen Schwingeeigenschaften über weite Strombereiche (frei von mode-jumping oder moding; letztere Bezeichnung bedeutet Frequenzsprünge kleiner als 1 MHz oder Verrauschung der Schwingung bei Ueberlagerung einer Wechselspannung von einigen Volt über die Anodengleichspannung) als Sender in kommerziellen Mehrkanal-richtstrahlgeräten mit Impuls-Phasen-Modulation und auch als Ueberlagerungssoszillator in Empfänger gut geeignet.

Literatuur

- 1) F. Lüdi: „Helv. Physica Acta“. Vol. XVI S. 59 (1942).
 - 2) F. Lüdi: „Helv. Physica Acta“, Vol. XIX S. 3 (1946).
 - 3) F. Fischer u. F. Lüdi: „Bull. S.E.V.“ Jahrgang 1937. S. 277. (Die Posthumus-Schwingungen im Magnetron).
 - 4) H. Gutton u. S. Berline: „Bulletin de la Société Française Radio Electrique“ No 2 Page 30 (1938).
 - 5) „Brown, Boveri Mitteilungen, Sonderheft für Hochfrequenztechnik“ Dez. 1941.
 - 6) F. Lüdi: „Helv. Physica Acta“ Vol. XVII S. 429 (1944).
-