

wellengebiet besteht. In diesem Gebiet wird man jedoch auf die konzentrische Bauart besser überhaupt verzichten und auf die sogenannten „Hohl-Leitungen“ übergehen.

Schrifttumsverzeichnis

- [1] H. Mögel, Telefunken Ztg. 13, Nr. 60, S. 60, 1952.
 [2] Sonderdruck d. Telefunken Ges. f. drahtl. Telegr., Telefunkenkabel als Energieleitungskabel für kurze, mittlere und lange Wellen.
 [3] G. Wuckel, AEG-Mitteilg. II. 4, 1938, EFD, H. 44, S. 157, 1936, und II. 47, S. 213, 1937.
 E. Müller, Zeitschr. f. Fernmelde-Techn. II. 2, S. 17, 1938.
 H. Aleith u. E. Müller, EFD 56. Folge, S. 175, 1940.
 [4] E. Fischer, EFD, H. 45, S. 15, 1937.
 [5] E. Keutner, ETZ H. 57, S. 811, 1940.
 [6] Drude, Ann. d. Phys. 8, 336, 1902, u. 16, 116, 1905.
 [7] E. Müller, VDE-Fachberichte 1939.
 [8] W. Soyck, EFD H. 49, S. 189, 1938.
 [9] L. Rohde u. W. Schlegelmilch, ETZ 54, S. 581, 1933.
 H. Schwarz u. L. Rohde, HF-Techn. u. El. Ak. 43, S. 156, 1934.
 [10] E. Fischer u. F. H. Müller, EFD H. 49, S. 15, 1938.
 [11] L. Rohde, Kunststoff-Techn. 11, S. 77, 1941.
 [12] H. Kaufmann, TFT 29, S. 525, 1940 und HF-Techn. u. El. Ak. 55, S. 57, 1940.
 [13] W. Keibel, HF-Techn. u. El. Ak. 53, S. 81, 1939.
 [14] S. [12] u. Kaden, Arch. El. T. 30, II. 11, 1936.
 [15] H. Roelig, ETZ 59, S. 172, 1938 und Kautschuk 16, S. 26, 1940, und 17, S. 139, H. 12, 1941.
 [16] F. H. Müller, Kolloid Z. 77, 260, 1936.
 [17] H. Buchholz, ENT, H. 10, S. 258, 1939.
 [18] H. Riedel, erscheint demnächst in HF-Techn. u. El. Ak.
 [19] O. Cords, VDE-Fachberichte 10, S. 132, 1938, Hochfr. Techn. u. El. Ak. 59, S. 89, 1942.
 [20] F. Borgnis, Die Naturwissenschaften 29, S. 516, 1941.

Erzeugung und Verstärkung von Dezimeter- und Zentimeterwellen

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

Laboratorium für Hochfrequenztechnik und Elektromedizin, Berlin-Lankwitz

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

DK 621. 385. 1. 029. 63/ 64

621. 396. 615. 14 + 621. 396. 211

(Fortsetzung)

3. Schlitzanodenröhren

Die Einschaltung eines Schwingensystems zwischen Kathode und Anode ist bei sehr hohen Frequenzen un- zweckmäßig, weshalb man dazu übergegangen ist, den Anodenzyylinder durch achsenparallele Schlitze in zwei oder mehr Segmente aufzuteilen und das Schwingensystem zwischen diese Segmente oder Segmentgruppen zu

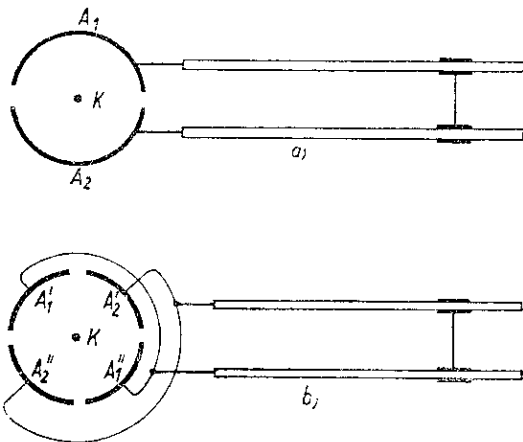


Abb. 48. Schema des Habann-Generators (a) mit zwei- und (b) mit vierschlitzi-ger Röhre

schalten. Auf diese Weise entstehen die in Abb. 48 grundsätz- lich gezeigten Anordnungen [73]. Je zwei diametral gegenüberliegende Segmente der Vierschlitzi-ger Röhre (b) sind paarweise verbunden und führen abwechselnd gegen- phasige Hochfrequenzspannungen.

Die Schwingungsanfängerung durch die Schlitzröhren ist ziemlich verwickelt und nur bei klarer Trennung der ein- zelnen Schwingengebiete zu übersehen. Der Unterschied gegenüber den Magnetfeldröhren mit Vollanoden ist hauptsächlich dadurch bedingt, daß sich dem radialen Anodengleichspannungsfeld die Wechsel-Streufelder um die Schlitze überlagern, wodurch sich das ursprüngliche Radialfeld auf die in Abb. 49 gezeigte Weise verformt [74].

a) Habannschwingungen

Ist die Magnetfeldröhre nur unter besonderen Um- ständen, z. B. auf Grund der beschriebenen Kennlinien- anomalien, zur Selbsterregung zu bringen, so weist die Schlitzröhre auf Grund einer besonderen Verteilungs-

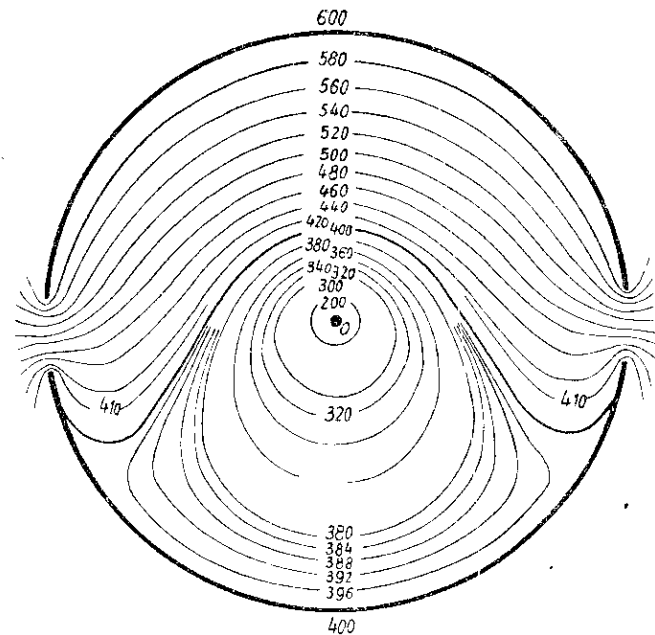


Abb. 49 a

steuerung zwischen den Segmenten einen statisch nega- tiven Innenwiderstand auf, der sie in einem weiten Fre- quenzgebiet zur Schwingungserregung befähigt. Die so entstehenden Schwingungen werden nach ihrem Entdecker „Habannschwingungen“ genannt [73]*). Ihre Frequenz ist

*) Die in der ausländischen Literatur vielfach vorkom- mende Bezeichnung Dynatronschwingungen ist irre-

nur durch das zwischen den Segmenten liegende Resonanzsystem bestimmt, ohne daß die Betriebsdaten und die Elektronenlaufzeiten eine Rolle spielen.

Das Gebiet negativen Widerstands ist aus den für die beiden Segmente oder Segmentgruppen aufgenommenen

Differenz der Einzelströme in Abhängigkeit von der Spannungsdifferenz auf, so erhält man bei verschiedenen Magnetfeldstärken als Parameter das in Abb. 51 wieder-gegebene Kennlinienfeld, dessen Mittelgebiet fallenden Charakter trägt [76]. Bei der gewählten Anodengleichspannung und bei vorgegebenem Außenwiderstand, der

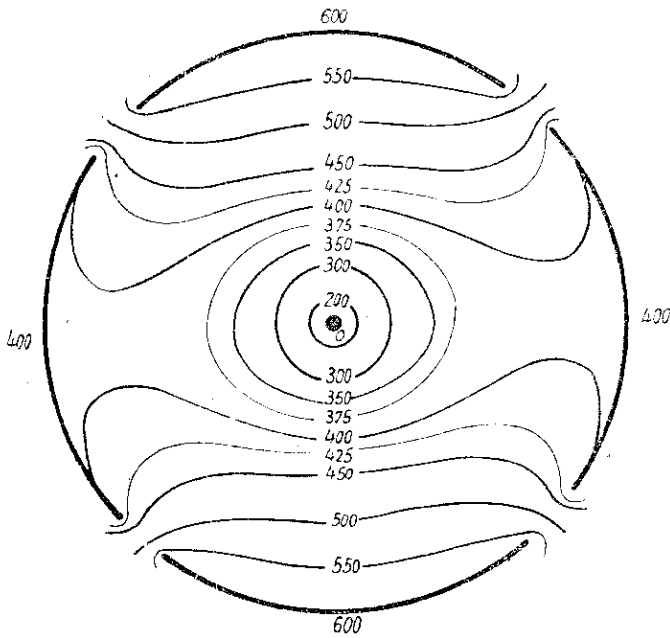


Abb. 49b. Potentialfelder in der Zwei- und Vierschlitzelektrodenröhre (nach Groszkowski und Ryzko)

Magnetronkennlinien zu entnehmen. In der Abb. 50 sind einzelne dieser Magnetronkennlinien, die den drei Punkten *b* bis *d* der Gesamtmagnetronkennlinie (*a*) entsprechen, dargestellt, indem die beiden Segmentströme aufgetragen wurden, wenn die Spannung des einen Segments um

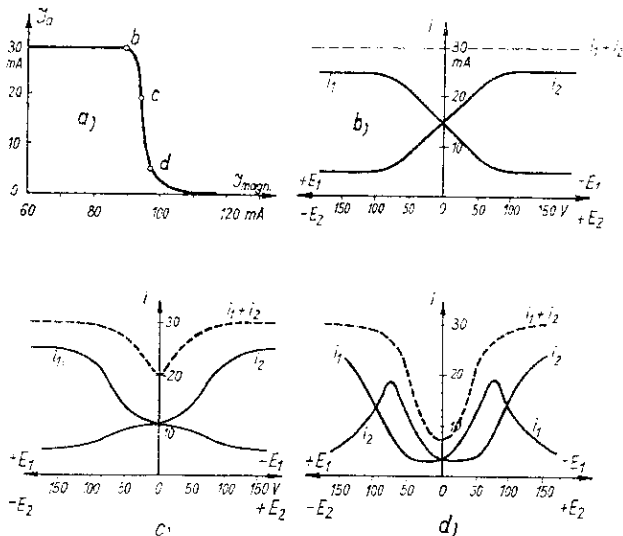


Abb. 50. Segmentkennlinien bei Einstellung auf die verschiedenen Punkte der Magnetronkennlinie (*a*) (nach Runge)

ebensoviel erniedrigt, als die des anderen erhöht wurde [75]. Die in den Kurven (*d*) hervortretenden Überschneidungen besagen, daß das Segment mit der niedrigeren Spannung den stärkeren Strom führen kann: das allgemeine Kennzeichen eines negativen Widerstands. Trägt man den zwischen beiden Segmenten übergehenden Strom als

führend, weil mit dem Wort Dynatron ursprünglich das Kennzeichen von Sekundäremission verbunden ist.

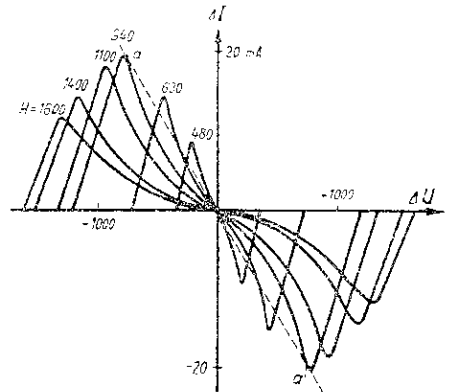


Abb. 51 Kennlinienfeld eines 2-Schlitzelektrodenrohrs (nach Pfetscher und Puldmann)

durch die in das Kennlinienfeld punktiert eingezeichnete Widerstandsgerade erfasst wird, kann die erreichbare Schwingamplitude zwischen den Punkten *a* und *a'* sowie das zugehörige Magnetfeld leicht ermittelt werden.

Bei $H \sim H_k$ findet der beobachtete negative Widerstand eine verhältnismäßig einfache Erklärung. Geht man nämlich von einem starken Segmentquerfeld und $H = 0$ aus, so landen natürlich alle Elektronen auf dem positiven Segment. Beim Vergrößern des Magnetfelds krümmen sich die Elektronenbahnen und wandern schließlich an dem positiven Segment entlang, um auf dem negativen Segment zu landen. Bei noch stärkerem Magnetfeld können sogar sämtliche Elektronen zu dem negativeren Segment übergehen (erster Elektronenbahntyp).

Schwieriger liegen die Verhältnisse, wenn der negative Widerstand in das Gebiet $H > H_k$ fällt, wo die Elektronen mehrere Umläufe vollziehen, ehe sie die Anode erreichen. In der Abb. 52 sind zwei anschauliche Bei-

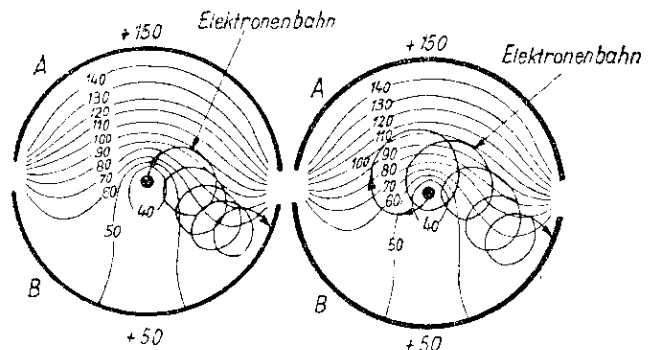


Abb. 52. Bahnen eines Elektrons in einer Zweischlitzelektrodenröhre bei entgegengesetzten Austrittsrichtungen aus der Kathode und starkem Schlitzfeld (nach Kilgore)

spiele für den zweiten Elektronenbahntyp gezeigt, welche erkennen lassen, wie zwei an diametral gegenüberliegenden Punkten der Kathode startende Elektronen den Niveaulinien des Querfeldes bis zum Schlitz folgen und die einseitige Stromrichtung bedingen [77]. In Modellversuchen, wobei entweder der ganze Elektronenstrahl durch Gasfüllung sichtbar gemacht wurde oder wobei man sich mit einem Sichtbarmachen der Aufprallzone durch Fluoreszenz begnügte [77, 78], konnten die theoretischen Überlegungen bestätigt werden. Ein dritter Typ von Elektronenbahnen entsteht bei $H \gg H_k$: die Elektronenbewegung beschränkt sich auf die nächste Umgebung der Kathode, wo trotz der Schlitzfelder ein durch ringförmige

Niveaulinien gekennzeichnetes Radialfeld herrscht, in welchem die Elektronen herumwandern, ohne es zu verlassen [79].

Die rechnerische Erfassung der Habannkennlinien erfordert derartige Vereinfachungen bei der Einführung der einzelnen Parameter, daß sie keine brauchbaren Ergebnisse liefert [80]. Auch der Ausweg, die Habannröhre als „Plation“ zu betrachten, d. h. jedes Segment als Steuerelektrode für den zum Gegensegment übergehenden Strom aufzufassen und dem Magnetfeld die Rolle eines lediglich den Arbeitspunkt festlegenden virtuellen Schirmgitters zuzuteilen [81], führt zu keinem voll befriedigenden Ergebnis.

Die weitere Untersuchung des Habannengenerators zielt auf die Ermittlung des äußeren Anpassungswiderstandes und des günstigstenfalls erzielbaren Leistungsumsatzes hin. Der Nutzeffekt kann auf 70 v. H. steigen [15, 82, 83]. Beim Habannengenerator mit Vierschlitzröhre und noch mehr Segmenten ergeben sich qualitativ die gleichen Erscheinungen.

b) Leitbahnschwingungen (Laufzeit-schwingungen höherer Ordnung)

Der statisch negative Widerstand findet eine natürliche Grenze, wenn sich Laufzeitercheinungen bemerkbar machen, d. h. die Schwingneigung sinkt mit wachsender Frequenz mehr und mehr, bis sich schließlich in einem engen Frequenzgebiet die Rollkreisschwingungen zeigen. Für die Zweischlitzröhre läßt sich der Gang des Wirkungsgrades mit der Frequenz etwa durch die $p = 1$ -Kurve in Abb. 53 veranschaulichen. Bei der Vierschlitzröhre erfolgt das Absinken des Wirkungsgrades weniger

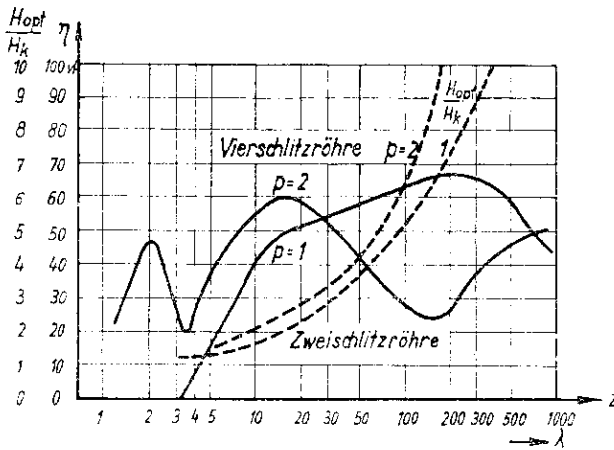


Abb. 53. Verlauf des Wirkungsgrades mit der Frequenz bzw. mit der Ordnungszahl z bei der Zweischlitzröhre ($p = 1$) und bei der Vierschlitzröhre ($p = 2$) (nach Herriger und Hülster)

rasch, und dann zeigt sich zwischen den Habann- und Rollkreisschwingungen ein weiterer Schwingbereich, dessen Verhalten von den beiden anderen Schwinggebieten in einigen wesentlichen Punkten abweicht [75, 77, 82]. Frequenz und Energieumsatz im Übergangsbereich sind in hohem Maße von den Betriebsgrößen der Magnetfeldröhre abhängig, so daß es sich um ausgesprochene Laufzeitschwingungen handelt.

Während die Inversionsschwingungen höherer Ordnung in grober Näherung durch die Verhältniszahl n gekennzeichnet sind, welche angibt, wie viele Perioden der angefachten Schwingung auf eine Periode der Elektronenbewegung bzw. auf den Laufwinkel 2π entfallen, hat sich bei den Magnetfeldröhren die umgekehrte Ordnungszahl z eingebürgert [75, 77], welche mithin angibt, wie oft ein Elektron mit seiner „natürlichen“ Frequenz während einer Schwingungsperiode umlaufen würde, wenn es nicht vorzeitig durch Anodenausortierung ausscheidet. Es liegt also im Begriff der Ordnung, daß die Elektronen tatsächlich z Umläufe je Periode vollführen. Mit Hilfe der durch

Gl. (50) gegebenen Wellenlänge λ_n der Rollkreisschwingungen ergibt sich, wenn λ die von der Röhre gelieferte Welle ist,

$$\frac{\lambda}{\lambda_n} = \frac{z \cdot H}{12500} \quad (54)$$

Daraus geht hervor, daß die vorher behandelten Rollkreisschwingungen dem Gebiet $z = 1$ zugeordnet sind und allgemein als „Laufzeitschwingungen erster Ordnung“ gelten. In der Abb. 53 sind die entsprechenden Ordnungszahlen auf der Abszisse angegeben. Das Gebiet der Rollkreisschwingungen schrumpft praktisch auf eine Gerade in Ordinateurichtung zusammen. Das zweite Schwinggebiet der Zweischlitzröhre beginnt ungefähr bei $z = 3$ und durchläuft zwischen $z = 20$ bis 250 einen Höchstwert des Energieumsatzes von 65 v. H. Darüber hinaus kehren die Elektronenbahnen nicht mehr wieder, und die Ordnungszahlen bilden ein kontinuierliches Band. Die Schwingungen der Vierschlitzröhre setzen bereits bei $z = 1$ ein und zeigen bei $z = 2$ ein scharfes Maximum, welches dadurch bedingt ist, daß ein Synchronismus zwischen Roll- und Leitkreisbewegung vorliegt und daß beide Bewegungen an der Energielieferung beteiligt sind. Wegen seines hohen Wirkungsgrades bei niedrigsten Betriebsgrößen kommt diesem Schwinggebiet für die Erzeugung kürzester Wellen große Bedeutung zu. Ein weiteres Maximum liegt zwischen $z = 10$ und 25*. Gleichzeitig ist in Abb. 55 das Verhältnis zwischen dem günstigsten Magnetfeld und H_k eingetragen, dessen Verlauf für beide Röhren ungefähr zusammenfällt.

Ein weiterer Schritt zur theoretischen Erfassung der verschiedenen Schwinggebiete und Erscheinungen bedeutet die Einführung der Zahl p der Segmente oder Pole (Zweischlitzröhre $p = 1$, Vierschlitzröhre $p = 2$). Mit Hilfe von Gl. (29) und unter Einführung des in der Röhre umlaufenden Drehfeldes läßt sich die Formel ableiten [82, 84]

$$\lambda = 1100 \frac{r_a^2 H_{opt}}{p \cdot U_a} \quad (55)$$

die den Zusammenhang zwischen den wichtigsten Betriebsgrößen darstellt. Der Anodenkreis muß auf die hieraus hervorgehende Welle abgestimmt sein, wenn der beste Energieumsatz erzielt werden soll.

Das angegebene Verhältnis H_{opt}/H_k läßt sich rechnerisch durch

$$\frac{H_{opt}}{H_k} = \frac{n \cdot p}{z \cdot p - 1} \quad (56)$$

erfassen [82], woraus die Wellenlänge in Abhängigkeit von der Ordnungszahl zu

$$\lambda = 5700 \frac{r_a}{U_a} \left[\frac{1}{z \cdot p - 1} \right] \quad (57)$$

folgt. In grober Annäherung läßt sich diese Gleichung auf eine der verallgemeinerten Barkhausen-Relation (26 b) entsprechende Form bringen:

$$z \cdot p \cdot \lambda^2 \cdot U_a = \text{const.}$$

wobei an Stelle von n^2 das Produkt $z \cdot p$ tritt.

In der Abb. 54 ist das verallgemeinerte Modell einer Schlitzanodenröhre mit ebenen Elektroden wiedergegeben, das von der Wirklichkeit insofern etwas abweicht, als

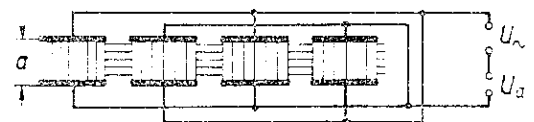


Abb. 54. Modell eines Schlitzanodenröhrensystems mit ebenen Elektroden

* Im ausländischen Schrifttum, vornehmlich bei den japanischen Autoren, werden die Rollkreis-, Leitkreis- und Habannschwingungen vielfach durch die Buchstaben A, B und C gekennzeichnet.

neben der Anode auch die Kathode geschlitzt ist. Infolgedessen können die Schlitzfelder als homogene Potentialschwellen aufgefaßt werden [66]. Ein an beliebiger Stelle von der Kathode startendes Elektron läuft auf seiner durch das elektrische und magnetische Feld bestimmten Zykloidenbahn bis in das erste Schlitzfeld, wo sich seine kinetische Energie um $\pm eU_0 \sin \omega t$ ändert. Mit der neuen Geschwindigkeit verfolgt es eine veränderte Zykloidenbahn und erleidet beim Durchgang durch das folgende Schlitzfeld wieder eine Geschwindigkeitsänderung, so daß es auf einer neuen Zykloide bis zum dritten Schlitzfeld läuft und so fort, bis es schließlich von der Anode oder Kathode abgefangen wird. Unter weitgehenden Vereinfachungen leitet sich auf Grund dieses vereinfachten Modells die Wirkungsgradformel ab:

$$\eta_{v.H.} = 100 \left\{ \left(\frac{a}{r_m} - 1 \right) \left[\left(2 \frac{a}{r_m} - 1 \right) \sqrt{ \frac{a}{a - r_m} } - \left(2 \frac{a}{r_m} + 1 \right) \right] \right\} \quad (58)$$

Die hierdurch gegebene Abhängigkeit des Nutzeffekts von dem Quotienten a/r_m ist in Abb. 55 graphisch aufgetragen. Bei $a/r_m = 1.4$ wird ein Höchstwert von 42 v. H.

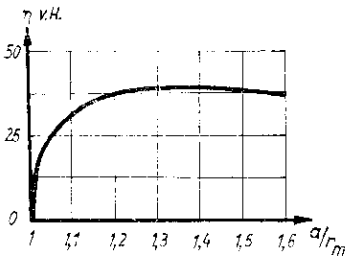


Abb. 55. Verlauf des Wirkungsgrades mit a/r_m (nach Kockel)

durchlaufen, der mit dem Experiment in gutem Einklang steht.

Fußten die bisherigen Überlegungen mehr auf elektronenkinematischen Vorgängen, indem das Verhalten eines einzelnen Elektrons im Entladungsraum betrachtet wurde, so geht die folgende Theorie von einem gewissenmaßen makroskopischen „Elektronenringstrom“ aus, einer mit dem Radius r_m und der Winkelgeschwindigkeit $\frac{c}{2m} H$ vor den Segmenten umlaufenden Raumladung [75, 85]. Wenn die Spannungen an den Segmenten schwanken, bewegt sich die Ringsromladung auf die Segmente zu oder von ihnen weg: der Ringstrom „atmet“ (Abb. 56). Die solcher-

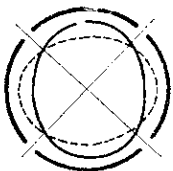


Abb. 56. Atmender Ringstrom (nach Runge und Möller)

art pulsierenden Ladungen induzieren in den einzelnen Segmenten Influenzströme, welche das Außensystem anfauchen. Durch magnetometrische Messungen konnte z. B. bei nur 4 mAmp. Anodenstrom ein Ringstrom von 1 Amp. nachgewiesen werden [86], was etwa 250 Umläufe auf Leitbahnen und 1000 Rollkreise bedingt. Unter quasistatischen Verhältnissen kommt der Ringstrom zwar dem Segment mit der niedrigsten Spannung am nächsten, doch liegt die Phase des Influenzstromes so, daß keine Energieübertragung stattfindet. Im Laufzeitgebiet eilt die atmende Bewegung des Ringstroms der Segmentenspannung nach, so daß über den ultradynamischen Zwischensegmentwiderstand Energielieferung möglich ist. Der atmende Ringstrom transformiert den hohen Gleichstromwider-

stand der Magnetfeldröhre auf kleine negative Werte, die zur Erzeugung von Dezimeter- und Zentimeterwellen besonders geeignet sind. Die Theorie ergibt für die Vierschlitzzröhre als günstigste Aufachungsbedingung, daß das Verhältnis der Leitbahnfrequenz zur Kreisfrequenz des angeschlossenen Schwingkreises den Wert 1,1 annehmen soll. Eingehende Messungen im Gebiet der Meterwellen ergeben für die Wirk- und Blindwiderstände Werte zwischen 1000 und 10 000 Ohm [87].

Im Gegensatz zu den Rollkreisschwingungen, deren Energie beim Schrägstellen der Röhre im Magnetfeld am größten wird, wenn nicht überhaupt die Schrägstellung Vorbedingung ist, erreichen die Leitbahnschwingungen bei genau achsenparallelem Magnetfeld ihre größte Leistung, weil die tangentialen Schlitzfelder die Elektronen auch bei $H > H_k$ zur Anode gelangen lassen.

Eine scharfe Abgrenzung zwischen den verschiedenen Schwinggebieten, vor allen Dingen zwischen Habann- und Leitbahnschwingungen, ist oft nicht eindeutig, weil sich die Habannschwingungen bis herunter zu Ordnungszahlen von 4 bis 5 verfolgen lassen, während die Leitbahnwellen bis zu Ordnungszahlen von 200 nachgewiesen werden können. Abb. 57 gibt einen Überblick über die

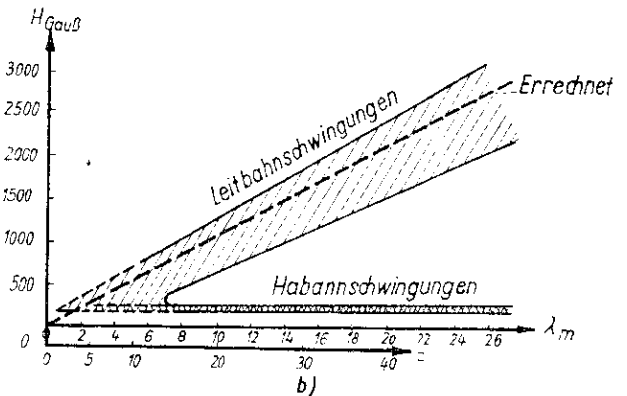
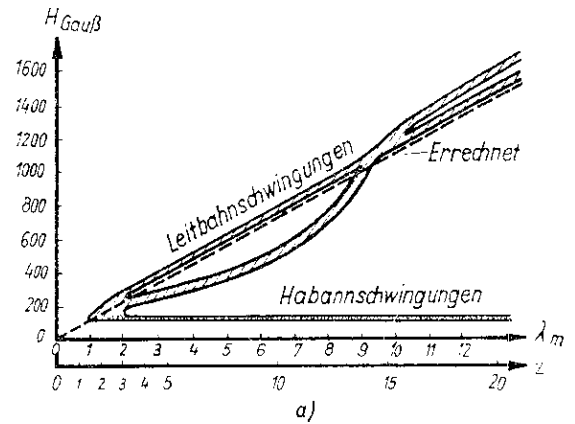


Abb. 57. Leitbahn- und Habannschwingungen (a) beim Zwei- und (b) beim Vierschlitzzröhre (nach Lämmchen und Lerbs)

im Zwei- und Vierschlitzzröhre bei festgehaltenem Außenwiderstand gemessenen Schwinggebiete [88]. Bis zu Ordnungszahlen von 4 für die Zweischlitzzröhre und 50 für die Vierschlitzzröhre lassen sich beide Schwingungsformen noch deutlich trennen, je nachdem man mit dem Magnetfeld von höheren oder niedrigeren Werten kommt, während bis $z = 5$ bzw. 2 bis 5 beide Arten gleichzeitig nachzuweisen sind. Beim Vierschlitzzröhre (Abb. 57 b) spaltet sich das Leitbahnggebiet in zwei Bereiche auf, die auf eine Überlagerung von Rollkreis- und Leitbahnbewegungen zurückzuführen sind. Die aus Gl. (55) hervorgehende Magnetfeldstärke ist in beide Figuren eingezeichnet und deckt sich gut mit den Beobachtungen. Sehr viel verwickelter werden die Verhältnisse, wenn außerdem noch Oberwellen der Leitbahnbewegung (Zwergwellen) ange-

facht werden. Bei gegebener Röhre, fester Anodenspannung und genügend langer Lecherleitung zwischen den Segmenten ergibt sich z. B. das in Abb. 58 wieder-gegebene Wellenspektrum. Die Leitbahnwellen und ihre Oberschwingungen werden in Abhängigkeit von H durch

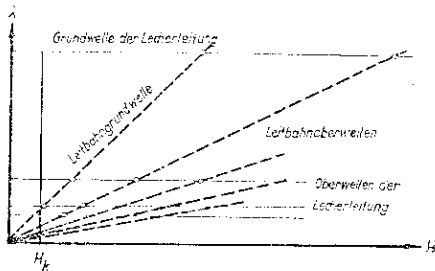


Abb. 58. Oberwellenspektrum der Leitbahnschwingungen (nach Lämmchen und Lerbs)

die gestrichelten Nullpunktgeraden erfaßt, die sich mit den horizontalen, die Oberwellen des Lechersystems festlegenden Geraden schneiden. Allein durch Änderung von H über H_k hinaus können die den einzelnen Schnittpunkten entsprechenden Wellen angefacht werden. Das Spektrum zeigt eine gewisse Analogie zum Inversionspektrum des Bremsfeldsenders in Abb. 56.

Neben den echten Oberwellen [89] zeigt der Magnetfeldsender bei nichtoptimaler Angieichung seiner Betriebsverhältnisse Doppelwelligkeiten, wobei sich zwei verschiedene Frequenzen entweder gegenseitig modulieren [90] oder einfach überlagern, wie an Hand von Dezimeteroszillogrammen gezeigt werden konnte [91].

Auf Grund der Definition der Ordnungszahl z als Kehrwert der Ordnungszahl n der Inversionen finden die Oberwellen der Leitbahnschwingungen in gebrochenen Ordnungszahlen $1/3, 1/5 \dots$ ihren Ausdruck. Eine weitere Komplikation resultiert daraus, daß auch die gebrochenen Ordnungen $2/3, 2/5 \dots 4/3, 4/5$ möglich sind [92], wobei der Zähler dem Schwingungscharakter angepaßt ist, während der Nenner eine den Oberwellen entsprechende Verringerung des Magnetfeldes kennzeichnet.

4. Rückheizung

In geschlitzten und ungeschlitzten Magnetfeldröhren zeigt sich vielfach, unmittelbar bevor H_p erreicht wird, ein beträchtliches Ansteigen des Anodenstromes weit über den Sättigungswert hinaus, das die Belastungsfähigkeit der Röhre übersteigen und zu ihrer Zerstörung führen kann. Die Ursache dieser Emissionssteigerung ist eine zusätzliche Heizung des Glühfadens, die an einer deutlich sichtbaren Zunahme der Fadenhelligkeit sowie des Fadenwiderstandes kenntlich wird. In einzelnen Fällen wird über eine so starke Rückheizung berichtet, daß sogar die direkte Kathodenheizung zeitweise abgeschaltet werden konnte, ohne daß der Sender aussetzte [76].

Als Ursache für die Rückheizung kommt ein Bombardement positiver Gasionen in Betracht [61, 82, 93], deren Bildung selbst bei verhältnismäßig gutem Vakuum infolge des großen Elektronenringstromes erheblich ist, sowie der Aufprall von falschphasigen Elektronen [64, 85, 94, 95], die im Hochfrequenzfeld merkliche Energien aufgenommen haben. Mit Hilfe einer im Innern eines wendelförmigen Heizfadens angebrachten und negativ vorgespannten Sonde wurden solche energiereichen Elektronen unmittelbar nachgewiesen [76].

5. Magnetfeldsender

Beim Aufbau praktischer und möglichst leistungsfähiger Magnetfeldsender sind grundsätzlich dieselben konstruktiven Grundsätze zu berücksichtigen, wie sie für den Rückkoppelsender angeführt worden sind, z. B. kleine und hochbelastbare Elektroden, verlustarme Schwingkreise usw. Da der Aufbau der Zweischlitzröhre wesentlich ein-

facher ist als bei Vierschlitzröhren, werden wassergekühlte Magnetfeldröhren am zweckmäßigsten mit zweiteiliger Anode ausgeführt [76, 77]. Abb. 59 zeigt den Aufbau verschiedener Wasserkühlröhren für das Dezimeterwellengebiet. Bei der Röhre (a) sind die Kühlwasserleitungen

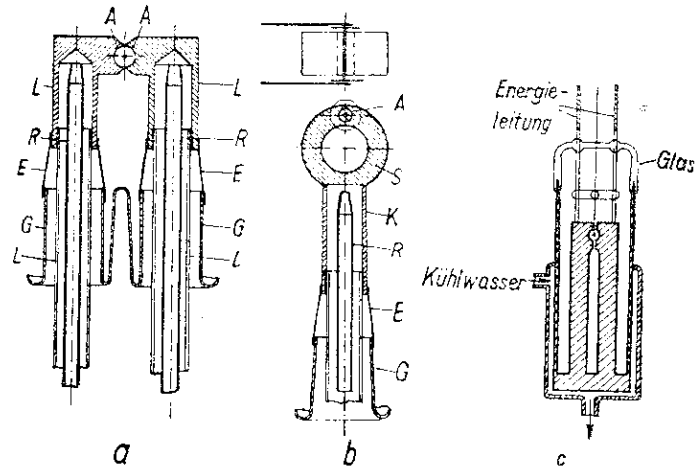


Abb. 59. Wassergekühlte Großleistungs-Magnetfeldröhren (a und b nach Pfeischer und Puhlmann, c nach Kilgore)

selbst als Lecherleitungen ausgebildet und werden außerhalb der Röhre abgestimmt. Diese Röhrenform kommt daher nur für längere Wellen in Betracht und liefert z. B. auf 100 cm 850 Watt Hochfrequenzleistung bei 55 v. li. Nutzeffekt. Bei den Röhren (b) und (c) sind Induktivitätsbügel und Anodensegmente aus einem rundgebogenen Kupferband verfertigt bzw. aus einem Kupferblock herausgearbeitet und werden nur im Spannungsknoten durch

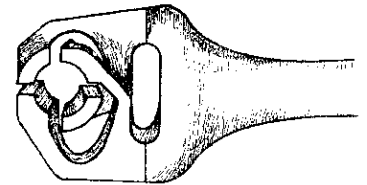


Abb. 60. Viergeschlitzte Wasserkühlröhre (nach Ahrens)

Wasser gekühlt. Röhren dieser Art liefern Wellen bis zu 20 cm herunter mit annähernd 100 Watt. Eine entsprechend Abb. 60 gebaute Vierschlitzröhre mit ebenfalls aus Massivkupfer bestehenden Segmenten und Verbindungsbügeln ergab etwa dieselbe Leistung und Wellenlänge bei entsprechend niedrigeren Anodenspannungen und Magnetfeldern [96].

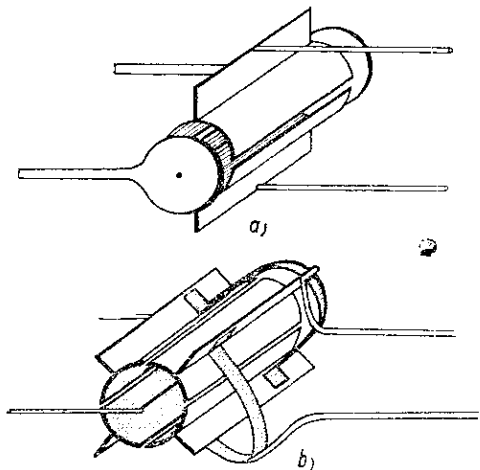


Abb. 61. (a) Schema einer zweigeschlitzten Magnetfeldröhre mit Endplatten und (b) einer viergeschlitzten Röhre

Abb. 61 zeigt den schematischen Aufbau strahlungsgekühlter Zwei- und Vierschlitzzröhren mit und ohne Eadplatten [15, 70], welche hauptsächlich den Zweck haben, vagabundierende Elektronenstrahlen abzufangen, die sonst das Glas des Röhrenkolbens zum Schmelzen bringen können. Die Anodenbelastbarkeit ist durch Kühlfahnen vergrößert. Hartglaskolben sowie keramische Elektrodenabstützungen und Durchführungen steigern die Belastbarkeit weiter [31]. Derartige Magnetfeldröhren liefern Wellen der Größenordnung von 50 cm mit bis zu 50 v. H. Nutzeffekt. Mehrteilige Anoden von kleinen Durchmesser ergeben schon mit Anodenspannungen von wenigen hundert Volt und mit Magnetfeldern, die bequem mit Permanentmagneten erzeugt werden können, Wellen bis herunter zu 10 cm.

Am besten bringt man auch bei strahlungsgekühlten Röhren die Schwingungsinduktivität im Glaskolben unter,

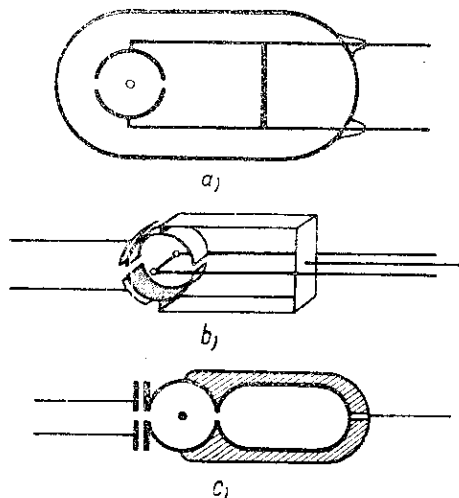


Abb. 62. Magnetfeldröhren mit Schwingensystem im Glaskolben
(a) Fest abgestimmte Lecherdrähte
(b) Bändchenkreis mit kapazitiv angekoppelter Energieleitung
(c) Bändchenkreis mit strahlungsgekühlten Schlitzrändern

indem man die von den Segmenten abgehenden Lecherdrähte in der Röhre durch eine Brücke kurzschließt (Abb. 62 a) [97] oder indem man die Segmente durch einen oder mehrere Blechstreifen, welche gleichzeitig die Kühlung verbessern, verbindet [15, 83, 98]. Die Ankoppelung

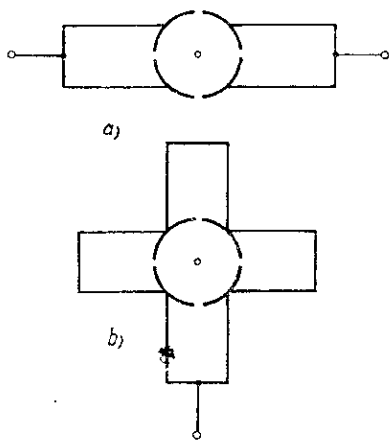


Abb. 63. Vierschlitzzröhre mit (a) zwei und (b) vier Induktivitätsschleifen (nach Lerbs und Linnmchen)

der Energieleitung geschieht am einfachsten kapazitiv (Abb. 62 b) [97], wobei unter Umständen an den Segmenträndern ansetzende Koppelbleche zu einer weiteren Verbesserung der Kühlung beitragen [76] (Abb. 62 c). Abb. 65 zeigt schematisch Vierschlitzzröhren mit doppeltem und vierfachen Bandsystem [99]. Derartige Magnetfeldröhren sind im ersten Ordnungsbereich bis zu Wellen von

wenigen Zentimetern und mit Hochfrequenzleistungen von etwa einem Watt betrieben worden [100].

Abb. 64 zeigt den Aufbau eines Magnetfeldsenders für Zentimeterwellen mit Vollandenröhre [101]. Seine besonderen Kennzeichen sind: wassergekühlte Kupferanode

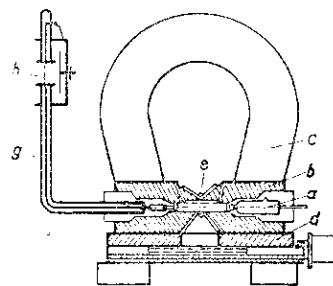


Abb. 64. Aufbau eines wassergekühlten Magnetfeldsenders mit Vollandenröhre für Zentimeterwellen (nach Rier)

von etwa 8 mm Durchmesser, 115 mAmp. Anodenstrom, 5000 Volt Anodenspannung, $H = 3500$ Gauß bei 4,8 cm Welle und Permanentmagnet mit regelbarem magnetischem Nebenschluß. Die Hochfrequenzenergie wird dem Verbraucher über eine Rohrleitung zugeführt.

Eine Magnetfeldröhre, in welcher die Segmente selbst als einseitig kurzgeschlossene und in einer Viertelwelle schwingende Doppelleitung ausgebildet sind, zeigt die Abb. 65 [102]. Vom offenen Ende der Segmente gehen

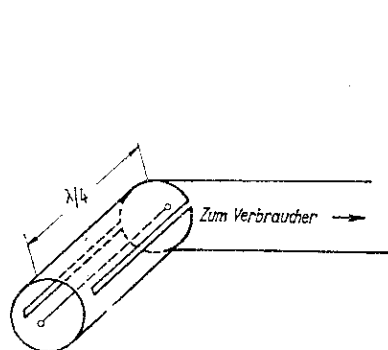


Abb. 65. Magnetfeldröhre mit selbstschwingenden Anodensegmenten (nach Linder)

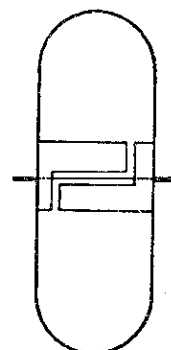


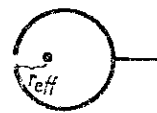
Abb. 66. Schema eines Magnetfeldsenders mit Hohlraumresonator (nach Owaki)

Lecherdrähte zum Verbraucher. Eine zweiteilige Anode von 1,7 cm Durchmesser und 2,3 cm Länge hat z. B. eine Eigenwelle von 9 cm und kann 13 Watt Hochfrequenzleistung hergeben.

Schließlich ist auch der Einbau einer Schlitzanodenröhre mit radial oder axial geschlitzter Anode in einen Hohlraumresonator etwa dem Schema der Abb. 66 entsprechend bekannt geworden [103].

Die kürzesten Wellen werden ebenso wie beim Rückkoppel- und Bremsfeldsender mit winzig kleinen Magnetfeldröhren im ersten Ordnungsbereich ($z = 1$) erhalten. Eine zweigeschlitzte Röhre mit nur 0,19 mm Anodendurchmesser lieferte z. B. bei 1200 Volt Anodenspannung

Abb. 67. Magnetfeldröhre mit selbstschwingendem Anodenzylinder und exzentrischem Heizfaden (nach Richter)



und einem Magnetfeld von 24000 Gauß eine Welle von 6,4 mm [104]. Mit einer entsprechend Abb. 67 konstruierten Röhre, deren wirksamer Radius durch exzentrische Verlagerung des Heizfadens auf etwa den halben Anodenradius herabgesetzt war, konnte bei $d_a = 0,7$ mm, $U_a = 4000$ Volt und $H = 20000$ Gauß die Eigenwelle des Anodenzylinders mit 4,9 mm angefacht werden [97].

e. Sonderformen von Magnetfeldröhren

Obwohl der Magnetfeldsender im Dezimeter- und Zentimeterwellengebiet ein sehr zuverlässiger und mit gutem Wirkungsgrad arbeitender Generator ist, gehen die Bestrebungen ständig dahin, aus der großen Zahl von Möglichkeiten der Schwingungserzeugung immer wieder neue Verfahren mit noch besseren Eigenschaften herauszufinden. Lassen sich Magnetfeldröhren mit mehrteiligen Anoden, z. B. mit sechs Segmenten, die je nach der Schaltung zwei- oder dreiphasig, d. h. mit drei Lecherdrähten, arbeiten können [67, 82], sowie unterteilte Magnetfeldröhren nach Art der Abb. 68, deren einzelne Teile als

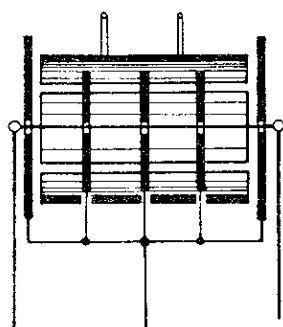


Abb. 68. Unterteilte Magnetfeldröhre (nach Okabe)

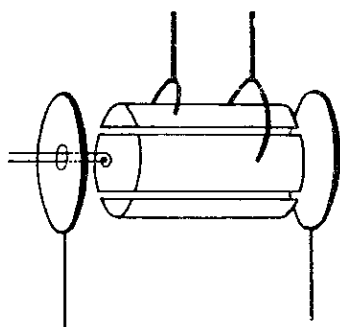


Abb. 69. Magnetfeldröhre mit Außenkathode (Sentron) (nach Helbig)

selbständige Röhren mit Erdplatten wirken [105], ohne weiteres aus den üblichen Magnetfeldröhren herleiten, so ist der Mechanismus der folgenden Sonderformen teilweise nur in sehr loser Anlehnung an die gewöhnlichen Magnetfeldröhren zu überschauen.

Die in Abb. 69 schematisch gezeigte Magnetfeldröhre (Sentron) [106] weicht von den üblichen Schlitzanodenröhren insofern ab, als sich die Kathode außerhalb des Anodenzylinders befindet. Das elektrische Beschleunigungsfeld hat infolgedessen radiale und axiale Komponenten, welche die Elektronen auf Leit- und Rollkreisbahnen in den Anodenzyklen führen. Die bei den konzentrischen Magnetfeldröhren vielfach recht störende Rückheizung fällt hier ganz weg. Nach diesem Schema sind wassergekühlte Röhren für 90 cm Welle mit 20 Watt Leistung gebaut worden.

Die „Osakaröhre“ [107] geht gewissermaßen aus dem Sentron dadurch hervor, daß der Anodenzyklen in zwei oder mehr nebeneinanderliegende Bleche oder Ringe unterteilt ist (Abb. 70 a). Ferner ist die den Anoden-

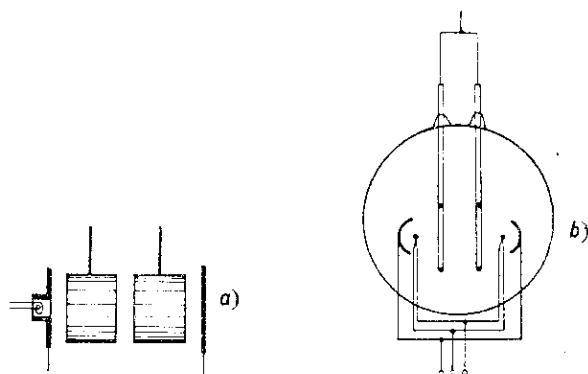


Abb. 70. Osaka-Röhre (nach Okabe)

zylinder abschließende Endplatte negativ vorgespannt, so daß sie als Bremsselektrode wirkt. Die Elektronen kehren vor ihr um und durchlaufen Schleifenbahnen. Abb. 70 b zeigt eine Ausführungsform der Osakaröhre mit zwei einander gegenüberstehenden Kathoden.

Eine weitere Abart, das „Elektronenstrahl-Magnetron“ [108], denkt man sich am einfachsten aus der gewöhnlichen Magnetfeldröhre durch Vertauschen der Hochfrequenzwirkung von Anodenzyklen und Endplatten entstanden. Statt der Anode sind die beiden Endplatten durch je zwei oder vier radiale Schlitze in je zwei oder vier Sektoren unterteilt, die nach dem Vorbild der Anodensegmente zusammengeschaltet und mit dem anzufachenden Schwingensystem verbunden sind (Abb. 71). Der Anodenzyklen

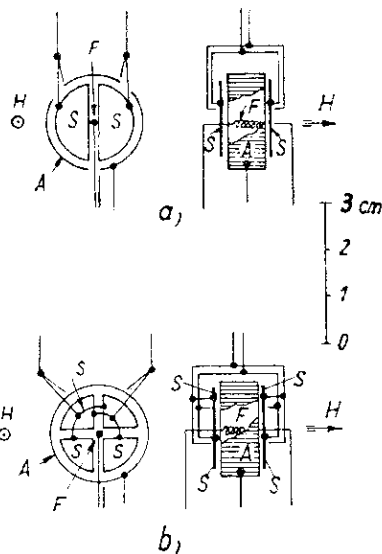
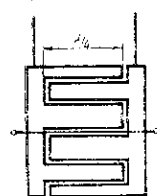


Abb. 71 Elektronenstrahl-Magnetron (nach Okabe)

steht infolgedessen lediglich unter Gleichspannung und kann besonders leicht mit Wasser gekühlt werden. Die Endplatten sind schwach negativ vorgespannt und daher nicht nennenswert belastet. Die Energieübertragung geschieht ausschließlich durch Influenzstromerregung in den tangentialen Schlitzfeldern.

Die in Abb. 65 gezeigte Röhre mit zwei in $1/4$ schwingenden Segmenten ist auch mit größeren Segmentzahlen gebaut worden [109]. Abb. 72 gibt eine entsprechende Gegen-

Abb. 72 Magnetfeldröhre mit zahlreichen selbstschwingenden Segmenten (nach Gutton und Berlinc)



taktanordnung wieder, bei welcher die selbstschwingenden Segmente zu zwei ineinandergreifenden Gruppen zusammengeschlossen sind. Aus den als günstig ermittelten Betriebsgrößen kann man schließen, daß die Röhren in gebrochenen Ordnungszahlen arbeiten.

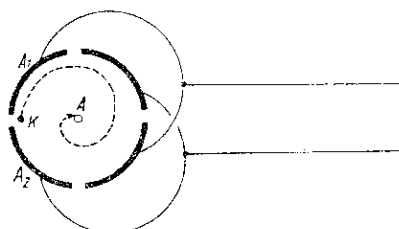


Abb. 73. Turbinenröhre (nach Fritz)

Abb. 73 zeigt das Schema der sogenannten „Turbinenröhre“ [110], die im Prinzip auf die kinematische Umkehr des Zyklotrons hinausläuft. Im Gegensatz zu den gewöhnlichen Magnetfeldröhren treten die Elektronen am Rand des Anodenzyklen mit hoher Geschwindigkeit in den

Entladungsraum ein und laufen auf Spiralbahnen zu der zentralen Anode hin, ihre Energie in Stufen an die Schlitzfelder abgebend. Die Anwendung dieses Prinzips auf das Elektronenstrahlmagnetron macht die Analogie mit dem Zyklotron vollständig.

Schließlich seien noch Magnetfeldröhren mit kalter Kathode und Stickstofffüllung sowie geschlitzter und ungeschlitzter Anode erwähnt [111], doch handelt es sich bei den von diesen gelieferten Schwingungen höchstwahrscheinlich um Plasmaschwingungen.

D. Dynamische Pendelvervielfacher

Die elektrischen und magnetischen Bremsfeldröhren arbeiten mit einer ursprünglich kontinuierlichen Elektronenströmung, in der falsch- und richtigphasige, d. h. dämpfende und entdämpfende Elektronen durch Anoden- und Phasenaus- und -einsortierung voneinander geschieden oder in der falschphasige Elektronen z. T. allmählich in die richtigen Phasen überführt werden. Beim dynamischen Pendelvervielfacher ist dieser Mechanismus so weit getrieben, daß durch periodisch gesteuerte Sekundäremission praktisch von vornherein nur richtigphasige Elektronen emittiert werden und den Anodengleichstrom tragen.

1. Statische Vervielfacher

In der ursprünglich von Farnsworth angegebenen Form [112] besteht der dynamische Pendelvervielfacher gemäß Abb. 74 aus zwei parallelen, sekundäremittierenden

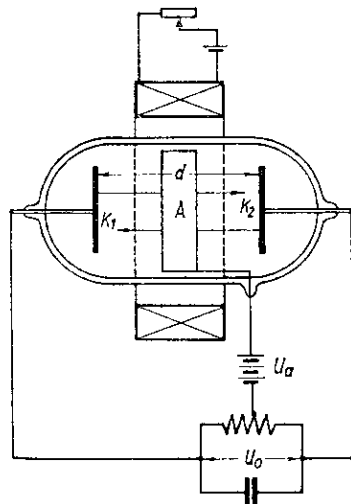


Abb. 74
Dynamischer Pendelvervielfacher
(nach Farnsworth)

Kathoden K_1 und K_2 und einer Ring- oder Gitteranode A , welche die ausgelösten Sekundärelektronen aufnimmt. Ein die Röhre durchsetzendes Magnetfeld, das in der Figur von einer stromdurchflossenen Spule geliefert wird, sorgt dafür, daß die von jeder Sekundärkathode ausgehenden Elektronen auf die Gegenkathode konzentriert werden. Zwischen die beiden Sekundärkathoden ist der die Hochfrequenzenergie aufnehmende Nutzkreis, im Dezimeterwellengebiet ein Lechersystem u. dgl. geschaltet, welcher den Sekundärkathoden gegenphasige Hochfrequenzspannungen aufdrückt. Infolgedessen ist während jeder Halbperiode abwechselnd eine Sekundärkathode gegen die andere positiv, so daß die von der ersten Sekundärkathode durch thermische oder photoelektrische Emission ausgelösten Elektronen zur zweiten Sekundärkathode hingezogen werden. Die an dieser durch Stoß in vergrößerter Zahl ausgelösten Sekundärelektronen werden von der inzwischen umgepolten Spannung zur ersten Sekundärkathode zurückbeschleunigt, wo eine weitere stoßweise Emissionssteigerung stattfindet, so daß sich der Vorgang in der ersten Richtung wiederholt und so fort. Auf diese Weise schaukelt sich die stoßweise Sekundäremission allmählich hoch, bis Raumladung und Belastungsfähigkeit der Sekundärkathoden eine Grenze ziehen.

Es leuchtet ein, daß das periodische Hochschaukeln bestimmte Laufzeitbedingungen voraussetzt, und zwar muß der Laufwinkel zwischen den Sekundärkathoden bei schwachem Feld 180° oder Bruchteile hiervon betragen. Wird der Laufwinkel z. B. bei fester Frequenz mittels der

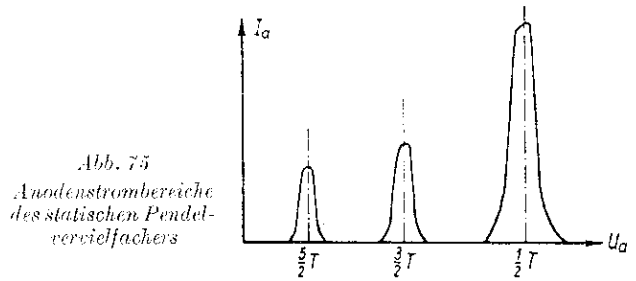


Abb. 75
Anodenstrombereiche
des statischen Pendelvervielfachers

Anodenspannung stetig verändert, so zeigen sich resonanzartige Anodenstromgebiete von dem in Abb. 75 grundsätzlich gezeigten Aussehen.

Die theoretische Behandlung [113] führt unter der Annahme, daß zwischen den Sekundärkathoden ein homogenes Feld herrscht, zu folgendem Ergebnis: Wenn die Beziehung

$$\frac{e U_0 \cdot \pi}{m d^2 \omega^2} = 1$$

zwischen dem Kathodenabstand d , der Frequenz ω und der Amplitude U_0 der Wechselspannung erfüllt ist, kommt das bei verschwindendem Feld, d. h. mit der Phase 0° startende Elektron gerade nach einer Halbperiode an der Gegenkathode an und bleibt mithin dauernd in Phase. Alle im Phasenbereich zwischen 0° und 65° startenden Elektronen kommen allmählich in der 0° -Phase in Tritt und liefern den Anodengleichstrom sowie die hochfrequente Nutzenergie. Alle anderen Elektronen liegen in falschen Phasen und scheiden bei der Vervielfachung aus, d. h. sie treten schon im Anodengleichstrom nicht in Erscheinung.

Statt ebener Elektroden sind Ausführungen mit zylindrischem Aufbau beschrieben worden, welche zwischen zwei konzentrischen Sekundärkathoden eine zylindrische Gitteranode tragen, ohne eines zusätzlichen Magnetfeldes zu bedürfen. Zur Einleitung der Sekundäremission sind unter Umständen neben den Sekundärkathoden Glühkathoden zweckmäßig. Bei Wellenlängen bis herunter zu 100 cm werden Hochfrequenzleistungen bis 4 kW mit Wirkungsgraden zwischen 60 und 90 v. H. genannt. Eine Abart, bei welcher das angefachte Lechersystem zwischen den beiden zusammengefaßten Kathoden und der Ringanode liegt [114] und mit Gas gefüllt ist, lieferte z. B. auf der 39 cm-Welle ungefähr 1 Watt.

Der Umstand, daß Spannung und Frequenz mit den Röhrenabmessungen in ein bestimmtes Verhältnis gebracht

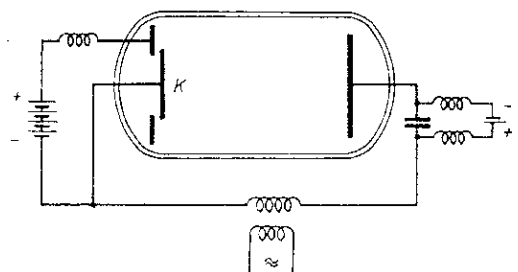


Abb. 76. Statischer Einplattenvervielfacher
(nach Orthuber-Recknagel)

werden müssen, ist ein gewisser Nachteil, der bei der in Abb. 76 gezeigten Anordnung vermieden ist [115]. Diese besitzt ebenfalls zwei parallele Elektroden, von denen aber nur eine als Sekundärkathode K ausgebildet ist. Eine an den Platten liegende Gleichspannung treibt die Elektronen zur

Sekundärkathode, wobei die überlagerte Hochfrequenzspannung zeitweilig die Gleichspannung überwiegt. Ist die Gesamtkraft von der Kathode weg gerichtet, so werden die Elektronen zur Gegenplatte beschleunigt, werden aber infolge Feldumkehr vor dieser abgebremst und zur Ausgangsplatte zurückgetrieben, wo sie Sekundärelektronen auslösen. Die theoretische Behandlung ergibt, daß nur ein bestimmtes Verhältnis zwischen Gleich- und Wechselspannung nötig ist, um die beste Vervielfachung sicherzustellen, welches nicht zu hoch werden darf, da die Elektronen sonst von der Gegenplatte abgefangen werden.

Trotz des bestehenden Grundgedankens haben sich die dynamischen Vervielfacher als Verstärker und Generatoren in der Praxis nicht durchgesetzt, weil die Herstellung genügend leistungsfähiger Sekundäremissionschichten mit brauchbarer Lebensdauer offenbar unüberwindliche Schwierigkeiten bereitet.

2. Magnetische Vervielfacher

Bei dem ursprünglichen Zweiplattenvervielfacher von Farnsworth spielt das Magnetfeld nur eine sekundäre Rolle, während die folgenden dynamischen Vervielfacher mit einem senkrecht zu den elektrischen Feldlinien gerichteten Magnetfeld arbeiten, das die Elektronenbahnen wie in einer Magnetfeldröhre krümmt. Auf diese Weise läßt sich z. B. der statische Vervielfacher nach Abb. 76 un schwer in eine gewisse Analogie zu der in Abb. 77 a

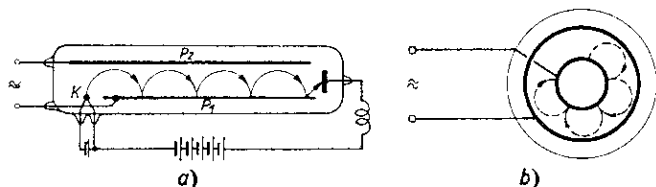


Abb. 77. Magnetischer Pendelvervielfacher mit einer Sekundärkathode (nach Mito)

a) mit ebenen und b) mit zylindrischen Elektroden

gezeigten Anordnung bringen, die ebenfalls mit nur einer sekundär emittierenden Schicht arbeitet, und bei der das statische Bremsfeld durch das Magnetfeld ersetzt ist [116]. Die von der Glühkathode ausgehenden Primärelektronen und die stufenweise ausgelösten Sekundärelektronen werden durch das Wechselfeld zwischen den beiden parallelen Platten P_1 und P_2 beschleunigt und durch ein senkrecht zur Zeichenebene gerichtetes Magnetfeld zu der sekundär emittierenden Platte P_1 zurückgebogen. Damit sich die Sekundäremission hochschaukelt, muß zwischen der Frequenz des Wechselfeldes und der Größe $(e/m) \cdot H$ ein konstantes Verhältnis bestehen. Die Anzahl der Vervielfachungen ist durch die Ausdehnung der emittierenden Platte und die Stärke des angelegten Feldes begrenzt.

Die Abb. 77 b zeigt eine der Magnetfeldröhre analoge Ausbildung dieses Vervielfachers mit konzentrischen Elektroden, bei welchen die natürliche thermische oder Photoemission zur Einleitung des Vervielfachungsprozesses ausreicht. Genauere Angaben über die Selbsterregung der beiden letztbeschriebenen Vervielfacher liegen nicht vor.

Durch weitere Ausgestaltung dieser Grundform nach dem Vorbild der Magnetfeldröhre lassen sich mannigfache Sonderformen magnetischer Pendelvervielfacher konstruieren, die z. B. mit geschlitztem Innenzylinder oder geschlitztem Außenzylinder oder mit Schlitzen in beiden Zylindern versehen sind [117]. Alle diese Röhren sind bisher jedoch ausschließlich mit Fremderregung untersucht worden, so daß sich über ihre praktische Brauchbarkeit als Generatoren oder Verstärker für Dezimeterwellen keine näheren Angaben machen lassen. Aus den vorliegenden Untersuchungen geht jedoch hervor, daß die Wirkungsweise der magnetischen Pendelvervielfacher sehr viel verwickelter ist, als auf Grund der Analogie zu der statischen Farnsworth-Röhre vor auszusehen ist [118].

Schrifttum

- [73] Habann, E., Eine neue Generatorröhre. ZS. f. Hochfr. 24 (1924) 115, 135.
- [74] Groszkowski, J., und Ryzko, S., Die Verteilung des elektrostatischen Feldes in Schlitzanodenmagnetronen. ZS. f. Hochfr. 47 (1936) 55.
- [75] Runge, W., Schwingungserzeugung mit dem Magnetron. Tel. Ztg. 69 (1934) 5.
- [76] Pfetscher, O., und Puhlmann, W., Über Habann-Generatoren großer Leistung für UKW. ZS. f. Hochfr. 47 (1936) 105.
- [77] Fritz, K., Zur Schwingungserzeugung mit der Habannröhre. ZS. f. Hochfr. 46 (1935) 16.
- Kilgore, C. K., Magnetostatic oscillators for the generation of ultrashort waves. Proc. Inst. Radio Engrs. 20 (1932) 1741. -- Magnetron oscillators for the generation of frequencies between 300 and 600 megacycles. Proc. Inst. Radio Engrs. 24 (1936) 1140.
- Grünberg, G., und Lukoschkow, W., Zur Theorie eines Magnetrons mit aufgeschlitzter Anode. Techn. Phys. USSR 2 (1935) 482.
- [78] Grechowa, M., Experimentelle Untersuchung der Bahnkurven der Elektronen im Magnetron mit geschlitzter Anode. Techn. Phys. USSR 2 (1935) 560. -- Untersuchung der Elektronenbahnkurven im Magnetron. Techn. Phys. USSR 3 (1936) 633.
- [79] Lerbs, A., und Lämmchen, K., Die statisch negative Kennlinie des Habannröhres. ZS. f. Hochfr. 51 (1938) 60.
- [80] Müller, F., Zur Theorie der im Magnetronröhrensender auftretenden Elektronenschwingungen. Elektr. Nachr. Techn. 12 (1935) 183.
- Zuhrt, H., Die statischen Kennlinien des Schlitzanoden-Magnetrons. ZS. f. Hochfr. 48 (1936) 91.
- [81] Ito, Y., Beiträge zur Theorie des Zwei-Schlitz-Magnetfeldsenders im Gebiet der Habann-Schwingungen. ZS. f. Hochfr. 52 (1938) 120.
- [82] Herriger, F., und Hülster, F., Die Schwingungen der Magnetfeldröhren und ihre Erklärungen. Telefunkenröhre 7 (1936) 71, 8 (1936) 147. -- Die Schwingungen der Magnetfeldröhren. ZS. f. Hochfr. 49 (1937) 125.
- [83] Groos, O., Einführung in Theorie und Technik der Dezimeterwellen. Leipzig 1937. -- Der Magnetfeld-Röhrensender. Elektr. Nachr. Techn. 14 (1937) 325.
- [84] Posthumus, K., Oscillations in a Split Anode Magnetron. Wireless Eng. 12 (1933) 126.
- [85] Möller, H. G., Elektronenbahnen und Mechanismus der Schwingungserregung im Schlitzanodenmagnetron. ZS. f. Hochfr. 47 (1936) 115. -- Über den Mechanismus der Schwingungen im Schlitzanodenmagnetron. ZS. f. Hochfr. 48 (1936) 135.
- Möller, J., Zur Theorie des Vierschlitzmagnetrons. Elektr. Nachr. Techn. 17 (1940) 31.
- [86] Möller, J., Messung des Elektronenringstroms im Magnetron. ZS. f. Hochfr. 48 (1936) 141.
- [87] Jänke, M., Untersuchung des inneren Verhaltens von Magnetfeldröhren durch Messung bei Fremderregung. ZS. f. Hochfr. 54 (1939) 73.
- [88] Lämmchen, K., und Lerbs, A., Die gegenseitige Abgrenzung der verschiedenen Schwingungsarten des Habannröhres. ZS. f. Hochfr. 51 (1938) 87.
- [89] Lämmchen, K., und Müller, L., Sinusschwingungen bei der Habannröhre. Elektr. Nachr. Techn. 16 (1939) 37.
- [90] Gundlach, F. W., Zur Frage der Mehrwelligkeit von Habannröhren. Tel. u. Fernsprechtechn. 27 (1938) 177.
- [91] Hollmann, H. E., Ultradynamische Lissajous-Figuren. ZS. f. Hochfr. 54 (1939) 19. -- Mikrowellen-Oszillographie. ZS. f. Hochfr. 54 (1939) 188.
- Ganswindt, H., und Pieplow, H., Dezimeterwellen-Oszillographie. ZS. f. Hochfr. 57 (1941) 114.
- [92] Fritz, K., und Engbert, W., Schwingungsformen und Ordnungszahlen der Magnetfeldröhre. Telefunken-Mitt. 21 (1940) 41.
- [93] Maidonow, The influence of gas pressure on the energy and efficiency of magnetron oscillations. Phys. ZS. der USSR. 10 (1936) 719.
- Wigdorshchik, A study of the surplus heating of cathode in a magnetron. Phys. ZS. der USSR. 10 (1936) 635.
- Linder, E. G., Excess-Energy Electrons and Electron Motion in High-vacuum-Tubes. Proc. Inst. Radio Engrs. 26 (1938) 347.
- [94] Mulert, Th., Elektronen-Ionentanz-Schwingungen im Magnetron. ZS. f. Hochfr. 42 (1933) 194.
- [95] Awender, H., Über die Eigenschaften und Verwendung der Magnetfeldröhren. Funkt. Monatsh. (1938) 173, 201.
- [96] Ahrens, E., Wassergekühlte Vierschlitzmagnetfeldröhre für Dezimeterwellen. ZS. f. Hochfr. 50 (1937) 181.
- [97] Richter, H., Die Erzeugung von Zentimeter- und Millimeterwellen in der Magnetfeldröhre. ZS. f. Hochfr. 51 (1938) 10.
- [98] Groszkowski, J., und Ryzko, S., Magnetrons à circuit oscillant intérieur. Przegladzie Radiotechnicznym. 15 (1937) 38.
- [99] Lerbs, A., und Lämmchen, K., Laufzeitschwingungen erster Ordnung an Magnetfeldröhren. ZS. f. Hochfr. 52 (1938) 186.
- [100] Esau, A., und Ahrens, E., Versuche mit Zentimeterwellen. Luftfahrtforschung 14 (1937) 368.
- [101] Rice, C. W., Transmission and reception of centimeter-waves. Gen. Electr. Rev. 39 (1936) 636.
- [102] Linder, E. G., The anode-tank-circuit magnetron. Proc. Inst. Radio Engrs. 27 (1939) 732.
- [103] Owaki, K., On the Magnetron with a bowl type Resonator. Electrotechn. J. Tokyo 4 (1940) 188.
- [104] Cleeton, E. E., und Williams, N. H., A magneto-static Oscillator for the Generation of 1-3 centimeter Waves. Phys. Rev. 44 (1935) 421. -- Electromagnetic-waves of 1,1 cm wavelength. Phys. Rev. 45 (1934) 255. -- The shortest continuous Waves. Phys. Rev. 50 (1936) 1091.
- [105] Okabe, K., Split-Anode-Magnetron of special Type. Electr. J. Tokyo 1 (1937) 213.
- Owaki, K., und Suzuki, T., Sectionalised Magnetron. Electr. J. Tokyo 2 (1938) 257.
- [106] Helbig, A., Über eine gittergesteuerte Magnetfeldröhre. ZS. f. Hochfr. 50 (1937) 97.
- Uda, S., Sentron-A new Tube for ultra-short Waves. Report of Radio Res. in Japan 8 (1938) 47.
- [107] Okabe, K., On the production of dwarf by the Osaka Tube. Journ. Inst. Electr. Comm. Engrs. 172 (1937) 554.

- Okabe, K., Owaki u. Hisida, M., A New Electron Oscillator. Nippon Electr. Comm. Engr. 11 (1937) 461.
- [108] Okabe, K., Electron-Beam-Magnetron. Electr. J. Tokyo 1 (1937) 29, Rep. of Radio Res. in Japan 7 (1937) 1. -- Electron-beam magnetrons and type-B magnetron oscillations. Proc. Inst. Radio Engrs. 27 (1939) 24.
- [109] Gutton, H., und Berline, S., Recherches sur les Magnetrons: Magnetrons S. F. R. pour Ondes Ultra-shortes. Bull. SFR. 12 (1938) 30.
- [110] Fritz, K., Die Energiebilanz der Drehbewegung des Elektrons in der Magnetfeldröhre. Tel. Ztg. 18 (1937) 57.
- [111] Okabe, K., On the Production of ultra-short-wave Oscillations with cold-cathode Discharge Tubes. Proc. Inst. Radio Engrs. 21 (1933) 1593.
- [112] Regner, J. H., This Valve has no Filament! Amat. Wir. Sept. (1934) 338. -- New Electron Multipliers. Wir. World 38 (1936) 336. -- An electron multiplier. Electronics Aug. (1934) 242.
- [113] Henneberg, W., Orthuber, R., und Steudel, E., Zur Wirkungsweise des Elektronenvervielfachers. ZS. f. techn. Phys. 17 (1937) 115.
Majewski, W., Beitrag zur Bewegung der Elektronen im dynamischen Elektronenvervielfacher. Acta Physica Polon. 6 (1937) 392.
- [114] Jonescu, I. V., Sur un nouvel oscillateur à ondes très courtes. Comptes Rendus 204 (1937) 1411.
- [115] Orthuber, R., und Recknagel, A., Zur Wirkungsweise des Elektronenvervielfachers. Jahrb. der AEG-Forschg. 6 (1939) 86.
- [116] Mito, S., A modified form of the magnetic electron multiplier of A. C. type. Electrotechn. J. 1 (1937) 168.
- [117] Okabe, K., A. C. Electron multipliers of new design. Rep. of Radio Research in Japan 6 (1936) 1.
- [118] Okabe, K., Experiments with magnetic electron multipliers of a. c. Type. Rep. of Radio Research in Japan 6 (1936) 75.

(Schluß folgt.)