

# 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)

## E. Geschwindigkeitsgesteuerte Röhren (Triftröhren)

In Abschnitt I ist eingehend auseinandergesetzt, weshalb die gewöhnliche Raumladungssteuerung bei hohen Frequenzen versagt. Zwar läßt sich diese Frequenzgrenze durch bestimmte konstruktive Maßnahmen grundsätzlich bis ins Zentimeterwellengebiet verlegen, doch sind die praktischen Möglichkeiten damit erschöpft. Der Gedanke, die frequenzbegrenzenden Hindernisse bei der Raumladungssteuerung durch eine andersgeartete Steuerung zu überwinden, hat zu den geschwindigkeitsgesteuerten Röhren, oder nach dem Vorschlag ihrer Entdecker allgemein „Triftröhren“ genannt, geführt.

### 1. Laufzeitkompression (Phasenfokussierung)

Den Triftröhren liegt folgender Vorgang zugrunde: Das Steuerorgan beeinflußt nicht die Dichte, sondern ausschließlich die Geschwindigkeit einer Elektronenströmung. Diese Geschwindigkeitsmodelung setzt sich beim Durchgang durch einen hochfrequenzfreien Raum auf Grund von Laufzeitkompression in eine Dichtemodelung um, was dadurch zustande kommt, daß die Elektronen mit höheren Geschwindigkeiten die langsameren allmählich einholen und sich mit diesen zu Raumladungswolken, „Kompressionswellen“, zusammenballen und umgekehrt. An

Hand der schematischen Darstellung in Abb. 78 sei auf die einfachsten Grundlagen dieser Umwandlung näher eingegangen.

Bei der schematischen Anordnung (a) wird angenommen, daß ein Strahl parallellaufender Elektronen zwei sich nahe gegenüberstehende Gitter  $G_1$  und  $G_1'$  durchfliege, die für Elektronen ideal durchlässig, für die elektrischen Feldlinien dagegen ideal undurchlässig gedacht seien. Zwischen Kathode  $K$  und erstem Gitter  $G_1$  liegt die gleichbleibende

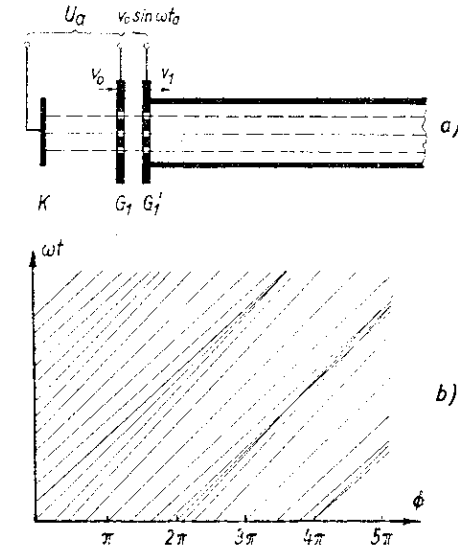


Abb. 78. a) Schema einer Anordnung zur Geschwindigkeitsmodellierung und b) Elektronenfahrplan mit  $M = 0,4$

Beschleunigungsspannung  $U_a$ , während zwischen beiden Gittern die sinusförmig schwankende Hochfrequenzspannung  $u_0 \sin \omega t_0$  liegt. An  $G_1'$  schließt sich ein feldfreier Raum, der Kompressionsraum, an. Der Laufwinkel im Raum  $K-G_1$  sei so groß, daß keine merkliche Dichtesteuerung stattfindet, sondern daß die Elektronen äquisequent, d. h. in gleichmäßiger zeitlicher Aufeinanderfolge, das Steuerorgan  $G_1-G_1'$  passieren. Beim Eintritt in den Kompressionsraum haben sie infolgedessen die Geschwindigkeit

$$v_1 = v_0 (1 + M \sin \omega t_0)^{1/2}, \quad (39a)$$

wenn  $v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_a}$  und  $M = u_0/U_a$  wieder die Spannungsaussteuerung bedeutet. Für kleine  $M$ -Werte läßt sich die Wurzel entwickeln:

$$v_1 = v_0 (1 + \frac{M}{2} \sin \omega t_0), \quad (39b)$$

d. h. die Ruhengeschwindigkeit  $v_0$  ist mit dem halben Grad der Spannungsaussteuerung geschwindigkeitsgemodelt.

An Hand eines „Elektronenfahrplans“ lassen sich die sich im Kompressionsraum abspielenden Laufzeitvorgänge anschaulich überschauen [119, 120]. In Abb. 78 b ist ein solcher Fahrplan für  $M = 0,4$  und für  $\pi/4$  auseinanderliegende Elektronen gezeichnet. Auf der Abszisse ist an Stelle der zurückgelegten Wegstrecke  $x$  der Laufwinkel  $\Phi_0 = \omega x/v_0$  und auf der Ordinate die Zeit  $\omega t$  in Bogengraden aufgetragen, so daß das Diagramm für beliebige Frequenzen und Geschwindigkeiten gilt. Zunächst laufen die Fahrstrahlen entsprechend der allen Elektronen gemeinsamen Ruhengeschwindigkeit  $v_0$  parallel und unter  $45^\circ$ . Beim Durchgang durch das Steuersystem werden sie je nach dem Zeitwert des durchlaufenen Steuerfeldes verschieden stark „gebrochen“. Dadurch, daß die Fahrstrahlen während bestimmter Phasen konvergieren und in den Gegenphasen divergieren, kommt es zu periodischen Verdichtungen und Verdünnungen der Raumladung: Laufzeitkompression.

Dem ursprünglichen Ruhewert  $I_0$  des Elektronenstroms überlagert sich ein vom Abstand vom Steuersystem abhängiger Wechselstrom  $I_1$ .

Bevor dieses Wechselstromglied berechnet wird, seien einige weitere Bemerkungen zu der beschriebenen Laufzeitkompression vorausgeschickt. Um eine starke Verdichtung zu erzielen, kommt es offenbar darauf an, daß sich möglichst viele Fahrstrahlen in einem Punkt oder in einer engen Zone schneiden. Um diese Bedingung zu finden, seien zwei um  $\omega \Delta t$  nacheinander durch das Steuerorgan hindurchgehende Elektronen betrachtet. Ein zur Zeit  $t_0$  das Steuerorgan verlassendes Elektron hat bis zur Zeit  $t$  die Strecke

$$\omega x = \omega v_0 (t - t_0)$$

und das um  $\omega \Delta t$  verspätete die Strecke

$$\omega x' = \omega v_1 [t - (t_0 + \Delta t)]$$

mit der Geschwindigkeit

$$v_1 = v_0 [1 + M \sin \omega (t_0 + \Delta t)]^{1/2} \\ = v_0 \left[ 1 + \frac{M \omega \Delta t \cos \omega t_0}{2(1 + M \sin \omega t_0)} \right]$$

zurückgelegt. Durch Gleichsetzen von  $x$  und  $x'$  findet man die Treffwinkelgleichung

$$\Phi_j = \frac{2(1 + M \sin \omega t_0)^{3/2}}{M \cos \omega t_0} \quad (40a)$$

In der Abb. 79 ist die Abhängigkeit des Treffwinkels von der Durchtrittszeit  $\omega t_0$  für das gewählte Beispiel dargestellt [121, 122]. Die Fahrstrahlen zeigen natürlich die

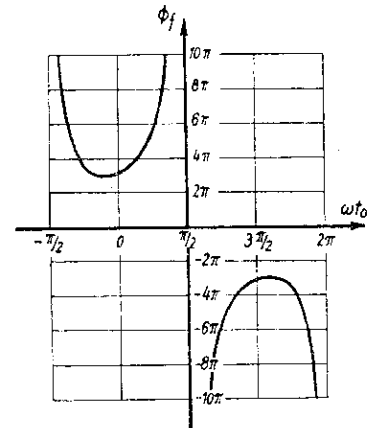


Abb. 79. Verlauf des Treffwinkels  $\Phi_j$  während einer Periode bei  $M = 0,4$  (nach Mayer)

stärkste Konvergenz und Divergenz in der Nähe des Nulldurchgangs des Steuerfeldes, und infolgedessen durchläuft der Treffwinkel bei  $\omega t_0 = 0$  bzw.  $\pi$  ein Minimum, für das aus Gl. (40 a) bei Beschränkung auf kleine Aussteuerungen

$$\Phi_{j_{\min}} = 2/M \quad (40b)$$

folgt. Bei größeren Aussteuerungen ergibt sich die Formel

$$\Phi_{j_{\min}} = \frac{4 \left( 1 - \frac{1}{2} |1 + 3M^2| \right)^{3/2}}{|1 + 3M^2 - M^2|^{1/2}} \quad (40c)$$

aus der durch Entwicklung der Wurzeln und Vernachlässigung quadratischer Glieder in  $M$  ebenfalls Gl. (40 b) hervorgeht.

Ferner zeigt Abb. 79, daß sich der Treffwinkel innerhalb eines Phasenbereichs von  $60^\circ$  nur um etwa 10 v. H. ändert, d. h. die Elektronen dieses Bereichs werden fast gleichzeitig an der Stelle  $\Phi_{j_{\min}}$  ankommen und die stärkste Verdichtung herbeiführen.

Sollen sich sämtliche während einer Periode durch das Steuerfeld hindurchgehenden Elektronen im Winkelabstand  $\Phi_j$  treffen, so ist dem Steuerorgan an Stelle der sinusförmigen Spannung ein Spannungsverlauf aufzudrücken, der sich aus dem vorstehenden Ansatz errechnet, indem an Stelle von  $v_0$  die Geschwindigkeit

$$v_1 = v_0 + \Delta v$$

$$= \left[ \frac{1}{2} \frac{u}{m} \right] \frac{d u}{d t} t$$

eingeführt wird. Unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung in  $\Delta t$  ergibt sich für die Spannung der Ausdruck

$$\frac{d u}{d t} = \frac{2 \omega u_0^2}{U_a \Phi_0}$$

dessen Integration für die Zeitabhängigkeit der Spannung die Formel liefert [125]:

$$u = U_a \left[ \frac{1}{(1 - \frac{\omega}{\Phi_0} t)^2} - 1 \right] \quad (41)$$

In der Abb. 80 ist der hierdurch gegebene Spannungsverlauf über  $\omega t$  aufgetragen, wobei in dem bereits ange-

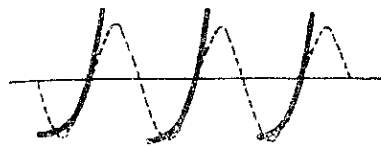


Abb. 80. Periodischer Spannungsverlauf für zeitlich konstanten Treffwinkel

föhrten Teil der Periode praktische Übereinstimmung mit der punktierten Sinusspannung herrscht.

Die Brechung der Fahrstrahlen im Elektronenfahrplan föhrt in Analogie zur Richtungsfokussierung in der geometrischen Optik zum Begriff der „Phasenfokussierung“ [125], wobei die Längenkoordinaten durch entsprechende Zeitkoordinaten zu ersetzen sind. Zur näheren Erläute-

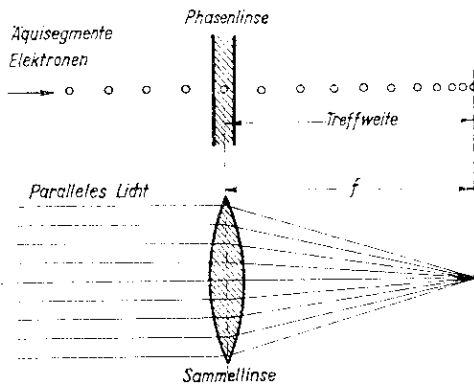


Abb. 81. Gegenüberstellung von (a) Phasen- und (b) Richtungsfokussierung

rung sind in der Abb. 81 Phasen- und Richtungsfokussierung schematisch nebeneinander dargestellt.

Für den Energieumsatz an ein beliebiges Arbeits- oder Auskopplungssystem ist natürlich die Kenntnis des in der laufzeitkomprimierten Elektronenströmung enthaltenen Wechselgliedes  $I_1$  von größter Bedeutung. Ist  $\Phi = \omega x/v_1$  der Laufwinkel bis zu einer beliebigen Stelle im Abstand  $x$  vom Steuerorgan, so errechnet sich die Zeit  $\omega t_p$ , zu der ein beliebiges Elektron diese Stelle erreicht, zu

$$\omega t_p = \omega t_0 + \Phi$$

$$\approx \omega t_0 + \Phi_0 + \frac{1}{2} M \Phi_0 \sin \omega t_0$$

Die totale Differentiation ergibt [124]

$$d \omega t_p = d \omega t_0 + \frac{1}{2} M \Phi_0 \cos \omega t_0 d \omega t_0$$

woraus für den Strahlstrom

$$I = I_0 + I_1 = I_0 \frac{d t_0}{d t_p} = \frac{I_0}{1 - P \cos \omega t_0} = \frac{I_0}{y} \quad (42)$$

hervorgeht, wenn mit

$$P = \frac{1}{2} M \Phi_0$$

der „Kompressionsfaktor“ bezeichnet wird [120].

Die Gleichungen

$$z = \omega t_0 - P \sin \omega t_0$$

$$y = 1 - P \cos \omega t_0$$

stellen eine Trochoide dar. In der Abb. 82 ist die Funktion

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{y}$$

mit verschiedenen Parametern  $P$  über  $z$  aufgetragen. Für kleine Kompressionsparametern läßt sich Gl. (42) entwickeln

$$I = I_0 (1 + P \cos \omega t_0)$$

d. h. der Strahlstrom schwankt sinusförmig. Bei  $P = 1$  weist die Stromkurve eine bis ins Unendliche reichende

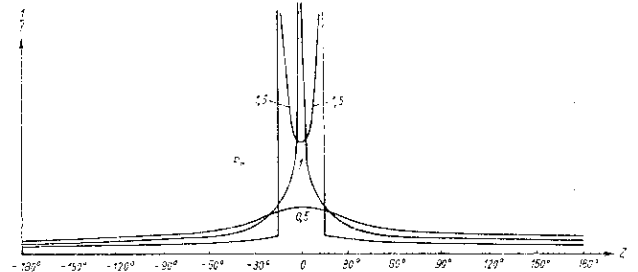


Abb. 82. Zeitverlauf des laufzeitkomprimierten Strahlstroms bei verschiedenen Kompressionsfaktoren  $P$  (nach Webster)

Spitze auf, die sich bei größeren Kompressionsfaktoren in zwei Spitzen aufspaltet.

Es liegt auf der Hand, daß ein derartiger Stromverlauf sehr starke Oberschwingungen enthält, die durch die allgemeine Fourierreihe

$$I = I_0 \left[ \frac{a_0}{2} + a_1 \cos z + a_2 \cos 2z + \dots \right]$$

mit den Koeffizienten

$$a_0 = 2$$

$$a_n = 2 J_n(nP)$$

erfaßt werden, wobei  $J_n$  die Besselfunktionen erster Art und  $n$ -ter Ordnung bedeuten. Damit ergibt sich schließlich für den Strahlstrom die Reihe

$$I = I_0 \left[ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(nP) \cos n(\omega t_0 + \Phi_0) \right] \quad (43a)$$

Wird z. B. nur die Grundwellenkomponente berücksichtigt, so vereinfacht sich die Formel zu

$$I = I_0 [1 + 2 J_1(P) \cos(\omega t_0 + \Phi_0)] \quad (43b)$$

Bei  $P = 1,84$  erreicht die Besselfunktion erster Ordnung ihren Höchstwert von 0,58, und die Elektronenströmung ist bezüglich des Grundwellenanteils voll ausgesteuert.

Durch Abzählen der auf eine genügend kleine Ordinateneneinheit des Elektronenfahrplans entfallenden Fahrstrahlen läßt sich die an beliebigen Stellen des Kompressionsraums und zu beliebigen Zeiten herrschende Elektronendichte, d. h. die räumliche Verteilung der Kompressionswellen ermitteln. Da dieses Vorgehen eine zeichnerisch kaum noch zu bewältigende Zahl von Fahrstrahlen

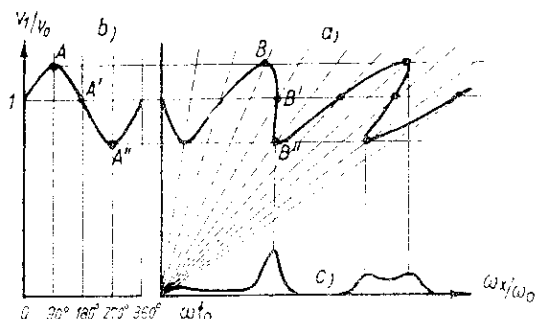


Abb. 83. Diagramm zur graphischen Ermittlung der Kompressionswellen (nach Tombs)

erfordern würde, wenn es ein auch nur einigermaßen zureichendes Bild liefern soll, geht man zweckmäßigerweise so vor [125], daß man die Relativgeschwindigkeit  $v_1/v_0$  über dem Laufwinkel  $\omega \cdot t_0$  aufträgt (Abb. 83). Die Durchtrittsphasen  $\omega t_0$ , durch das Steuerfeld werden durch die punktierten, vom Nullpunkt ausgehenden Geraden festgehalten, die auf der durch den Ordinatenwert 1 gehenden Abszissenparallelen gleiche Abstände  $\Delta \omega t_0 = \text{hier } 90^\circ$  haben.

Infolge der Geschwindigkeitsmodelung schwankt die Ordinate um den Wert 1 hin und her, und zwar entsprechend der in Abb. 83 b gezeigten Geschwindigkeitskurve. Durch Loten von um  $\Delta \omega t_0$  auseinanderliegenden Punkten A, A', A'' ... dieser Kurve auf die entsprechenden  $\omega t_0$ -Geraden entsteht die ausgezogene Kurve (a), welche in der dargestellten Weise mit ursprünglich äquisequenten Elektronen besetzt zu denken ist. Durch Loten der Punkte B, B', B'' auf die Abszisse erhält man schließlich Augenblicksbilder der Elektronenverteilung zu bestimmten Zeiten  $\omega t$  (hier z. B. für  $\omega t = 0$ ) und kann durch Bestimmung der spezifischen Dichte ebenso wie im Elektronenfahrplan die an jeder Stelle des Kompressionsraums herrschende Raumladungsdichte gewinnen (Kurve c). In der Abb. 84 sind verschiedene auf diese

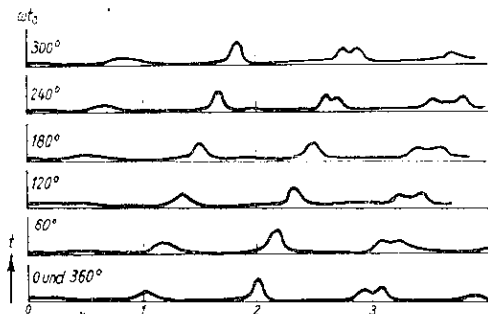


Abb. 84. Augenblicksbilder der fortschreitenden Kompressionswellen mit  $M = 0,2$  (nach Tombs)

Weise erhaltene Augenblicksbilder von Kompressionswellen für eine Aussteuerung von 0,2 wiedergegeben, in denen das Wandern der Kompressionswellen unter gleichzeitiger Verformung wie in einem Film zutage tritt. Infolge der bei allen zeichnerischen Verfahren vorliegenden Beschränkung auf eine endliche Zahl von Aufpunkten bzw. Elektronen sind die Kurven gegenüber den theoretischen Kurven der Abb. 82 abgerundet.

Die soweit durchgeführte Berechnung der Kompressionswellen fußt auf der durch Gl. (39 b) gegebenen Geschwindigkeit, welche nur bei schwachen Aussteuerungen ( $M \ll 1$ ) an Stelle der strengen Gl. (39 a) benutzt werden darf. Für höhere Aussteuerungen muß von dem strengen Ansatz

$$\omega t_z = v_1 t_0 \cdot \Phi_0 (1 \pm M \sin \omega t_0)^{1,2}$$

ausgegangen werden, dessen Differentiation für die im Strahlstrom enthaltene Grundwelle die Formel

$$I_1 = I_0 \pm I_2 = I_0 \frac{d t_0}{d t_p} \left[ 1 \pm P \cos \omega t_0 (1 \pm M \sin \omega t_0)^{3/2} \right]$$

liefert. Sie läßt sich auf die Form bringen

$$I_1 = I_0 [A_1 \sin(\omega t - \Phi_0) \pm B_1 \cos(\omega t - \Phi_0)]$$

mit den Integralkomponenten

$$A_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \sin \left[ \omega t_0 - \Phi_0 \left( 1 \pm \frac{1}{1 \pm M \sin \omega t_0} \right) \right] d \omega t_0$$

und

$$B_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \cos \left[ \omega t_0 - \Phi_0 \left( 1 \pm \frac{1}{1 \pm M \sin \omega t_0} \right) \right] d \omega t_0$$

Durch Entwicklung der Integranden nach Potenzen von  $\Phi_0 \left( 1 \pm \frac{1}{1 \pm M \sin \omega t_0} \right)$ , Entwicklung dieser Klammer nach Potenzen von  $M$  und Integration über  $\omega t_0$  ergeben sich die Potenzreihen [126]:

$$A_1 = P \cdot \frac{M^5}{64} (\Phi_0^5 - 15 \Phi_0^3) \pm \frac{M^3}{6144} (\Phi_0^3 - 285 \Phi_0^2 \pm 945 \Phi_0) \pm M^2 \left( 8,48 \cdot 10^{-2} \Phi_0^2 - 1,25 \cdot 10^{-3} \Phi_0^3 \pm 7,02 \cdot 10^{-2} \Phi_0^3 - 0,115 \Phi_0 \right)$$

und:

$$B_1 = M^3 \frac{9 \Phi_0^2}{64} - \frac{M^3}{2048} (10 \Phi^4 - 525 \Phi_0^2) \pm M^2 (5,34 \cdot 10^{-3} \Phi_0^2 - 1,55 \cdot 10^{-2} \Phi_0^3 \pm 0,159 \Phi_0^2)$$

Mit  $M \ll 1$  und  $\Phi_0 \gg 1$  kann  $(M \Phi_0)^n$  gegen  $M^n \Phi_0^{n-1}$  ( $n \geq 1$ ) vernachlässigt werden, so daß sich die Komponenten zu

$$A_1 \approx P \left[ \frac{M^2 \Phi_0^2}{64} \pm \frac{M^3 \Phi_0^3}{6144} - \frac{2 M^2 \Phi_0^2}{3! 4! 2^7 \cdot 2^7} \right]$$

$$B_1 \approx 0$$

vereinfachen. Der Ausdruck für  $A_1$  ist nichts anderes, als die Reihenentwicklung für die in Gl. (43 b) enthaltene Besselfunktion.

In der Abb. 85 sind die hiernach errechneten Grundwellenamplituden des Strahlstroms über  $\Phi_0$  mit verschiedenen Aussteuerungswerten  $M$  als Parameter aufgetragen,

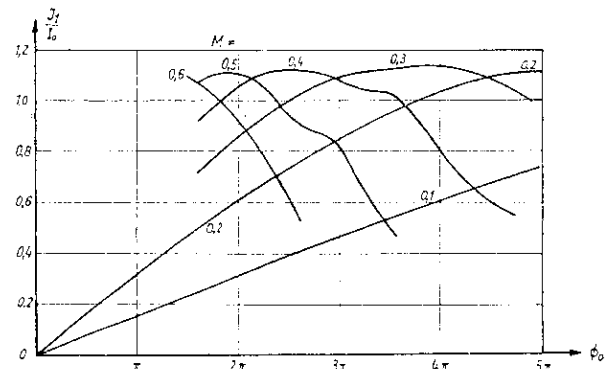


Abb. 85. Grundwellenanteil der Kompressionswellen in Abhängigkeit von  $\Phi_0$  für verschiedene Aussteuerungen  $M$  (nach Kleinsteuber)

soweit es die durchgeführten Entwicklungen zulassen. Mit wachsender Aussteuerung treten immer stärkere Abweichungen von der Näherungsformel (43 b) auf, die nur bis etwa  $M = 0,2$  unbedenklich angewendet werden darf. Die höchsten Stromamplituden ändern sich bei den betrachteten Aussteuerungswerten noch nicht merklich und sind mit genügend hohen  $M$ -Werten auch bei kleinen Laufwinkeln  $\Phi_0$  zu erreichen.

Nach dem Gesagten treten in den Kompressionsraum äquisequente Elektronen ein, die ihn nach einer bestimmten Zeit periodisch verdichtet und verdünnt mit hoher Geschwindigkeit verlassen. Im Gegensatz zur Raumladungssteuerung, bei welcher die Forderung nach einer möglichst guten Steuerwirkung durch das im Potentialminimum bzw. an der Stelle niedrigster Elektronengeschwindigkeit befindliche Gitter der Forderung nach möglichst kurzen Elektronenlaufzeiten gegenübersteht, kann die Laufzeit im Steuersystem der Triffröhren bei genügend hohen Elektronengeschwindigkeiten leicht so klein gehalten werden, daß praktisch keine Leistung verbraucht wird. Schwache Steuerspannungen bzw. niedrige Aussteuerungsgrade  $M$  sind durch entsprechend lange Kompressionsräume auszugleichen, wobei freilich die thermische Geschwindigkeitsverteilung sowie die auf den statischen Abstoßungskräften zwischen den Elektronen beruhende Dekompression eine Grenze setzt.

2. Triffröhren  
a) Das Klystron

Grundsätzlich kann man daran denken, die Laufzeitkomprimierte Elektronenströmung nach Art der Abb. 86 a durch eine Anode A aufzufangen und einen an diese angeschlossenen Schwingkreis S anzufachen. Unter der Voraussetzung, daß der Laufwinkel in dem Raum zwischen

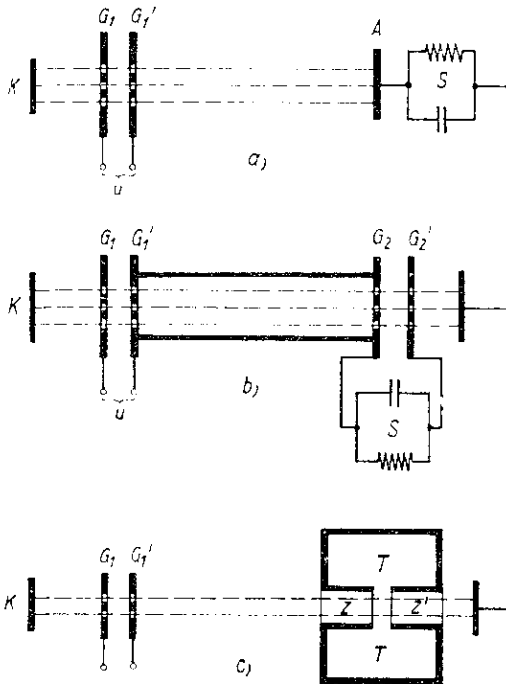


Abb. 86. Anordnungen zur Energieabnahme aus dem laufzeitkomprimierten Elektronenstrahl:

- a) Durch die Fanganode A
- b) Durch Influenzstromerregung
- c) Durch Influenzstromerregung in dem Spaltfeld zwischen den beiden Rohrstützen Z und Z' des Topfkreises T (Vgl. Abb. 22)

dem den Kompressionsraum abschließenden Gitter  $G_2$  und der Anode A vernachlässigbar klein ist, entspricht der zeitliche Verlauf des Anodenstroms genau dem Strahlstrom. Da die Anode mit der restlichen Ruheleistung des Strahls belastet ist und gut gekühlt werden muß, ist es zweckmäßiger, sie durch ein vom Elektronengleichstrom nicht getrofenes Gitter  $G_2'$  zu ersetzen (Abb. 86 b) und den Elektronenstrahl über eine hochfrequenzfreie Fangelektrode abzuleiten. Auf diese Weise entsteht das grundsätzliche Schema des sogenannten „Klystrons“ [127]. Unter der gleichen Voraussetzung wie vorher ist der zwischen beiden Gittern übergehende und den Nutzkreis S anregende Influenzstrom unmittelbar gleich  $I$ . Wird als Arbeits- oder Auskoppelsystem die in Abb. 86 c gezeigte Anordnung benutzt, in welcher die Elektronen ihre Energie an das zwischen den beiden Rohrstützen Z und Z' des Topfkreises T herrschende Schlitzfeld abgeben, so findet man ein Vorbild in dem an Hand der Abb. 22 beschriebenen Kraftverstärker, nur daß die Dichtesteuerung nicht durch ein Raumladungsgitter, sondern über die Laufzeitkompression erfolgt.

Ist

$$U = U_0 \sin n(\omega t_2 + \beta)$$

die im Nutzkreis induzierte Nutzsprungspannung, wobei  $\beta$  die Phasenverschiebung gegenüber der Steuersprungspannung kennzeichnet, und ist  $M_n = U_n/U_0$  die Nutzsprungspannungsaussteuerung, so errechnet sich der Wirkungsgrad mit Hilfe des durch Gl. (45) gegebenen Strahl- bzw. Influenzstroms und mit Hilfe der Ruheleistung  $W_0 = I_0 U_0$  des Strahls zu

<sup>5)</sup> Nach dem griechischen  $\alpha\lambda\lambda\alpha\tau\epsilon\upsilon$  = anplätschern (von W. sserwellen aus Ufer).

$$\eta_{v. II.} = 100 \cdot \frac{1}{2} \frac{I U_n}{W_0} = 100 M_n J_n(nP) \sin n(\Phi_0 + \beta) \quad (44a)$$

Damit er seinen Höchstwert erreicht, muß zunächst

$$n(\Phi_0 + \beta) = 2v\pi + 3\pi/2 \quad (v = 1, 2, 3 \dots)$$

sein. Die Nutzsprungspannungsaussteuerung  $M_n$  darf höchstens 1 betragen, damit eben noch alle Elektronen durch das Arbeitsfeld hindurchgehen. Auf diese Weise vereinfacht sich Gl. (44 a) zu:

$$\eta_{max v. II.} = 100 J_n(nP) \quad (44b)$$

Für die Grundwelle, d. h. wenn das Klystron als Verstärker oder unter Zuhilfenahme einer Rückkopplung als selbsterregter Generator arbeiten soll, erreicht die Besselfunktion erster Ordnung beim Argument 1,84 ihren Höchstwert von 0,58 und der Wirkungsgrad beträgt 58 v. H. Die erste Oberschwingung liefert einen Nutzeffekt von 49 v. H., der bei der zweiten Oberwelle auf 43 v. H. sinkt. Das Klystron arbeitet demnach auch als Frequenzvervielfacher mit praktisch guten Wirkungsgraden. Um möglichst hohe Oberschwingungen zu erhalten, muß natürlich eine möglichst scharfe Stromspitze angestrebt werden, die nach Abb. 82 bei  $P = 1$  auftritt. Für die Frequenzvervielfachung ( $n = 2, 3, 4 \dots$ ) lauten daher die günstigsten Werte für den Kompressionsfaktor entsprechend den zu den Höchstwerten der Besselfunktionen höherer Ordnung führenden Argumenten

$$n \cdot P = 1,53; 1,4; 1,22 \dots$$

die sich asymptotisch dem Wert 1 nähern.

Die angestellten Berechnungen gelten nur bei vernachlässigbaren Laufwinkeln  $\varphi_0$  im Steuer- und Arbeitsfeld. Unter der Voraussetzung, daß beide gleichmäßig merkbar werden, daß die Nutzsprungspannungsaussteuerung auf eins festgehalten und die Laufzeitkompression jeweils optimal eingestellt wird, sinkt der Energieumsatz für die Grundwelle und die beiden ersten Oberschwingungen entsprechend den Kurven der Abb. 87 [120]. Für die Praxis

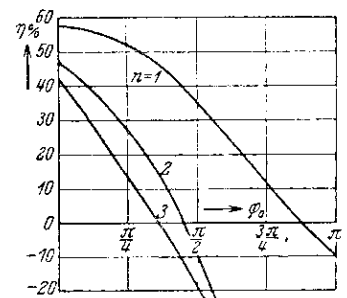


Abb. 87. Absinken des höchstmöglichen Nutzeffekts mit zunehmenden Laufwinkeln im Arbeitsfeld für Grundwelle und zwei Oberschwingungen (nach Hollman)

sind demnach möglichst kleine Laufwinkel anzustreben.

Die Erzeugung der durch  $M_n = 1$  bedingten Hochfrequenzspannungen, deren Amplitude also gleich der Beschleunigungssprungspannung  $U_0$  sein sollen, setzt die Verwendung äußerst dämpfungsarmer Hohlraumresonatoren voraus, für die von den amerikanischen Forschern der Name „Rhombatron“ eingeführt ist [128] <sup>6)</sup>. Den in Abb. 88 gezeigten Resonator kann man sich aus einem

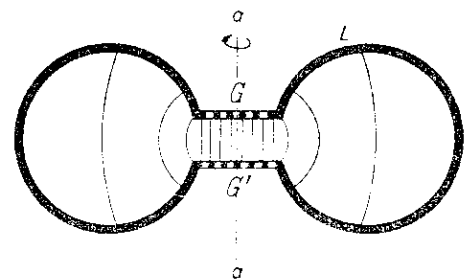


Abb. 88. Schnitt durch ein „Rhombatron“

<sup>6)</sup> Nach dem Griechischen  $\rho\theta\rho\theta\delta\varsigma$  = rhethische Schwingung.

zentralen Kreisplattenkondensator, bestehend aus den beiden Gittern  $G$  und  $G'$ , mit einer an seinem Rande angeschlossenen Drahtschleife  $L$  durch Drehung um die Achse  $a$  entstanden denken. Wegen der großen Metallflächen und des Fehlens nahezu jeder Strahlung besitzen solche Resonatoren die zur Erzeugung der benötigten Hochfrequenzspannungen erforderlichen Resonanzwiderstände. Die Rechnung ergibt z. B. für die Güte  $Q = \omega L_1 R = \lambda_0^2 \delta$  ( $\delta =$  Eindringtiefe) eines ähnlich Abb. 8 aufgebauten Resonators bei 10 cm-Welle  $5,85 \cdot 10^3$ .

Den schematischen Aufbau eines mit Steuer- und Arbeitsrhumbatron ausgerüsteten Klystrons zeigt Abb. 89, die sich an Hand der vorhergehenden Ausführungen von selbst versteht. Die beiden Rhumbatrons sind durch die Rückkoppelleitung  $L_1$  miteinander verbunden, so daß das Klystron zur Selbsterregung kommt. Die Nutzenergie wird dem Arbeitsrhumbatron  $Q$  über die Energieleitung  $L_2$  entnommen. Bei der hohen Resonanzschärfe der beiden Resonatoren müssen dieselben sorgfältig aufeinander abgestimmt werden.

Zur elektronenoptischen Kontrolle ist in Abb. 89 eine besondere Anordnung vorgesehen: Aus dem auf die Fangelektrode  $A_2$  auftreffenden „abgearbeiteten“ Strahl wird ein

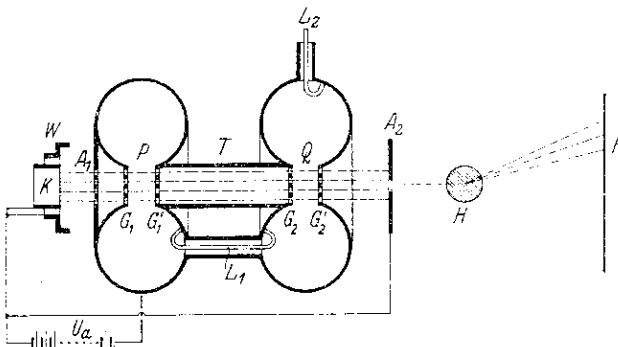


Abb. 89. Schematischer Aufbau eines Klystrons

schmales Elektronenbündel ausgeblendet, das durch ein magnetisches Prisma  $H$  spektral zerlegt wird. Das auf dem Leuchtschirm  $F$  entstehende Spektrum läßt die Kompression sowie den damit verbundenen Energieverlust der Elektronen unmittelbar erkennen.

Das Klystron liefert Wellen bis zu einigen Zentimetern herunter. Zwischen 10- und 50 cm-Welle und mit Beschleunigungsspannungen von 300—4000 Volt werden Hochfrequenzleistungen von mehreren 100 Watt erreicht.

Sehr anschaulich läßt sich das Arbeiten des Klystrons als Verstärker und Frequenzvervielfacher im ballistischen Modell nachbilden und überschauen, wobei die Elektronen durch Metallkugeln ersetzt werden, welche mit einer viele Größenordnungen betragenden Zeitdehnung über ein sich entsprechend den elektrischen Wechselfeldern periodisch änderndes „Potentialgebirge“ rollen [120].

b) Sonderformen

Um die Abstimmungsschwierigkeiten und die kritische Einstellung der Rückkopplung nach Amplitude und Phase, die im Hinblick auf das Vakuum besonders ins Gewicht

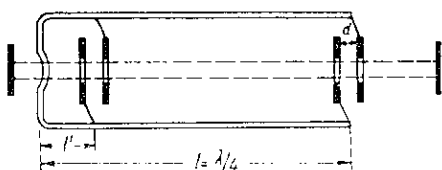


Abb. 90 Klystron mit angefachter Lecherleitung (nach Lüthi)

fällt, zu beseitigen, sind Triffröhren mit nur einem einzigen Resonanzsystem angegeben und entwickelt worden, die natürlich nur als Generatoren wirken können. Abb. 90 zeigt einen solchen Triffröhren, dessen Resonanzsystem aus einer Lecherleitung besteht, an deren offenes Ende die

beiden Arbeitsgitter angeschlossen sind, während die beiden Steuergitter in geeignetem Abstand  $l'$  vom Kurzschlußende abzweigen [129]. Durch diese Konstruktion sind die beim Klystron noch frei wählbaren Betriebsparameter folgendermaßen miteinander verknüpft:

Können die gegenseitigen Kapazitäten der Steuer- und Arbeitsgitterpaare gegenüber der verteilten Kapazität der Lecherdrähte vernachlässigt werden, so schwingen die Lecherdrähte in einer Viertelwelle, und der Phasenwinkel zwischen Steuer- und Arbeitsspannung ist Null. Bei Selbsterregung kommt nur die Grundwelle in Betracht, d. h.  $\nu = 1$ . Die Aussteuerung  $M$  durch das Steuerorgan steht mit der Nutzaussteuerung  $M_n$  über die sinusförmige Spannungsverteilung auf der  $\lambda/4$ -Leitung in der Beziehung

$$M = M_n \sin a \frac{\pi}{2},$$

oder mit  $M_{max} = 1$ :

$$M \dots \sin a \frac{\pi}{2},$$

wobei  $a = l'/l$  ist. Schließlich beträgt die Winkellänge des Kompressionsraums

$$\phi_0 = \frac{\pi(1-a)}{z \sqrt{U_a}} \cdot 10^3.$$

Die Einführung dieser Werte in die allgemeine Wirkungsgradformel (44 a) ergibt

$$\eta_{v, II} = 100 J_1 \left( \frac{1}{2} \phi_0 \sin a \frac{\pi}{2} \right) \sin \phi_0. \quad (45)$$

Damit der Nutzeffekt seinen höchsten negativen Wert erreicht, muß zunächst die Bedingung

$$\phi_0 = 2\nu\pi + 5\pi/2 \quad (\nu = 1, 2, 3 \dots)$$

erfüllt sein. Mit Hilfe des Spannungsabgriffs im Abstand  $a \cdot l$  und  $\phi_0$  kann die Besselfunktion und damit der Nutzeffekt auf seinen höchstmöglichen Wert von 58 v. H. gebracht werden. Die weitere Untersuchung ergibt z. B. für das praktische Verhältnis  $d/l = 0,1$  einen optimalen Rückkopplungsfaktor  $M_{st}/M_n$  von ungefähr 0,12, woraus sich  $a$  zu etwa 0,075 bestimmt.

Wegen des verhältnismäßig niedrigen Resonanzwiderstandes der Lecherleitung ist der theoretische Nutzeffekt praktisch nicht zu erreichen, sondern liegt mit tragbaren Strahlströmen bei etwa  $1/4$  bis  $1/5$  des Höchstwertes. Bei passender Einstellung der Betriebsgrößen werden Oberschwingungen der Lecherleitung angefacht.

Eine ältere Abart der allgemeinen Triffröhren ist die in Abb. 91 schematisch wiedergegebene Zweifeldkammer [150]. Die Elektronenströmung durchsetzt einen unter

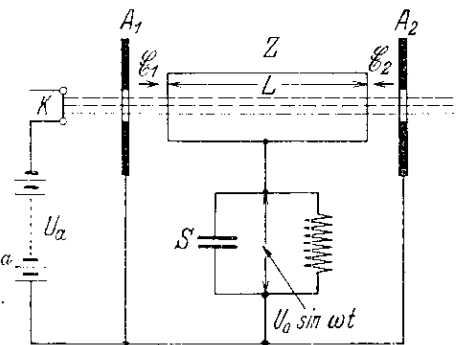


Abb. 91. Schema der Heischen Zweifeldkammer

Hochfrequenz stehenden Hohlzylinder  $Z$ , zu dessen beiden Seiten das Steuer- und Arbeitsfeld liegt. Da nur eine Hochfrequenzspannung am Zylinder vorhanden ist, sind die beiden Aussteuerungen  $M$  und  $M_n$  einander gleich. Ferner stehen Steuer- und Arbeitsfeld in Phasenopposition, d. h.  $\beta = 180^\circ$ . Die verschiedenen Parameter sind hier also noch mehr verknüpft als im vorhergehenden Fall. Unter Berücksichtigung dieser Besonderheiten geht aus Gl. (44 a) für den Wirkungsgrad die Formel hervor:

$$\eta_{v.H.} \approx 100 M J_1 \left( \frac{M}{2} \Phi_0 \right) \sin \Phi_0 \quad (46)$$

die mit verschiedenen Aussteuerungen  $M$  als Parameter zu den in Abb. 92 wiedergegebenen Kurven führt. Die Forderung, daß keine zeitweilige Strahlsperrung im Arbeits-

bessern, führt nur bedingt zu einem Erfolg: Zwei Gegen-taktzylinder erhöhen zwar den Nutzeffekt des ersten Schwinggebietes auf 35 v. H., doch mehr Zylinder verschlechtern ihn wieder, weil die Kompressionswellen zwangsläufig falschphasige Arbeitsfelder vorfinden [131].

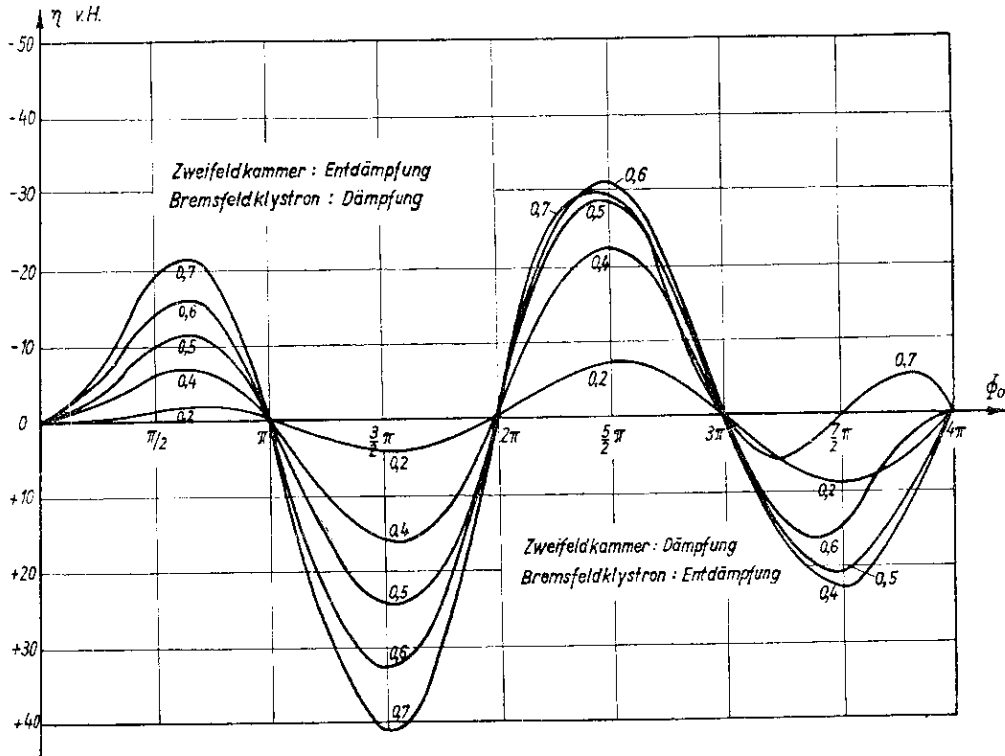


Abb. 92. Der Nutzeffekt der Zweifeldkammer in Abhängigkeit von der Winkellänge des Arbeitszylinders

feld erfolgen darf, legt im vorliegenden Fall wegen  $M = M_n$  eine Höchststeuerung von

$$M_{max} \approx \frac{1}{2 \sin \frac{\Phi_0}{2}}$$

fest. Bei  $\Phi = 5 \pi/2$  wird mit  $M = 0,6 \sim M_{max}$  ein bester Nutzeffekt von 31 v. H. durchlaufen, während der Nutzeffekt im ersten Schwinggebiet durch  $M_{max}$  auf etwa 15 v. H. begrenzt ist. Legt man den Auskoppelzylinder auf eine Ruhespannung von  $0,65 U_a$ , so

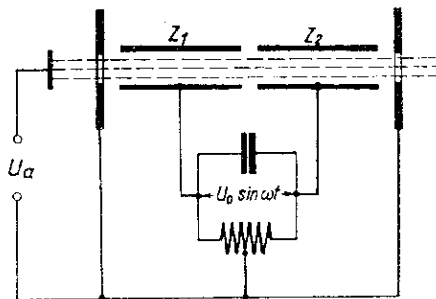


Abb. 93. Gegentakt-Zweifeldkammer

steigt der Nutzeffekt auch im ersten Schwinggebiet auf optimal 31 v. H.

Auch die Zweifeldkammer ist im ballistischen Modell nachgebildet worden: durch Dämpfungsmessungen am Modell wird der angegebene Wirkungsgrad bestätigt [120].

Der Gedanke, den Energieumsatz durch Aneinanderreihen von mehreren Auskoppelzylindern, die nach Art der Abb. 93 gegenphasige Hochfrequenz führen, zu ver-

Abb. 94 zeigt das Schema einer Triftröhre, welche sich eng an das Vorbild des Klystrons anlehnt, nur, daß als Steuer- und Arbeitssystem je eine Zweifeldkammer verwendet wird [132]. Zwecks Strahlfokussierung sind in den Kompressionsraum mehrere Elektronenlinsen gelegt, die für die Laufzeitkompression grundsätzlich belanglos sind. Die Durchrechnung dieser Triftröhren ergibt nahezu den Nutzeffekt des Klystrons [133], nur, daß dieser Höchstwert bereits mit den halben Hochfrequenzspannungen am Steuer- und Arbeitssystem erreicht wird, was sich auf Grund der zweimaligen Resonanzbeschleunigung und -verzögerung in den beiden Hochfrequenzfeldern beiderseits

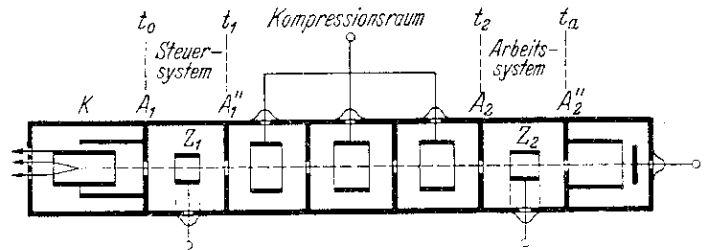


Abb. 94. Triftröhre nach Hahn und Metcalj

der einzelnen Zylinder leicht erklärt. Mit nur 0,8 mAmp Strahlstrom konnte mit einer nach diesem Schema ausgeführten Röhre im Meterwellengebiet eine Steilheit von 0,3 mAmp/Volt gemessen werden. Unter Zuhilfenahme magnetischer Strahlfokussierung wurden mit stärkeren Elektronenstrahlen auf 83,5 cm-Welle über 50 Watt Hochfrequenzleistung erhalten.

Um ein Klystron ohne äußere Rückkopplung zur Selbst-

erregung zu bringen, kann man den Elektronenstrahl in einem statischen Bremsfeld (Elektronenspiegel) umkehren und in das Steuerfeld zurückführen, so daß das Steuerfeld gleichzeitig das Arbeitsfeld bildet und wieder nur ein einziges Resonanzsystem vorhanden ist. Abb. 95 zeigt ein in dieser Art ausgebildetes „Bremsfeldklystron“. Das erste Gitter  $G_1$  wirkt als Beschleunigungselektrode. Das zweite Gitter  $G_2$  führt ebenfalls hochpositive Ruhespannung, der jedoch die im Schwingkreis induzierte Nutzspannung

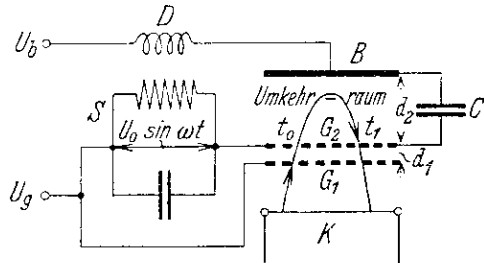


Abb. 95. Bremsfeldklystron mit hochfrequenzfreiem Umkehrraum

$U_0 \sin \omega t$  überlagert ist. Die Bremsselektrode  $B$  steht unter negativer Spannung gegen Kathode und ist über den Kondensator  $C$  mit  $G_2$  hochfrequenzmäßig kurzgeschlossen, so daß der Bremsraum  $G_2-B$  hochfrequenzfrei ist. Die Elektronen werden zunächst im Feld  $G_1-G_2$  geschwindigkeitsgemodelt und treten aus dem Bremsraum in umgekehrter Richtung wieder durch das Feld  $G_2-G_1$  hindurch, wobei sie ihre Hochfrequenzenergie an den Nutzkreis abgeben. Die Rechnung ergibt für den Wirkungsgrad die Gl. (46), jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen [119]. Nach Abb. 92 liegt also bei  $\Phi_0 = 3\pi/2$  das Höchstmaß der Entdämpfung, wobei  $\Phi_0$  der Laufwinkel im Bremsraum

$$\Phi_0 = \frac{2 \omega d_2}{\frac{e}{m} (U_g - U_b)}$$

ist. Mit einer zulässigen Aussteuerung von 0,7 wird ein Nutzeffekt von etwa 42 v. H. erreicht. Gegebenenfalls im

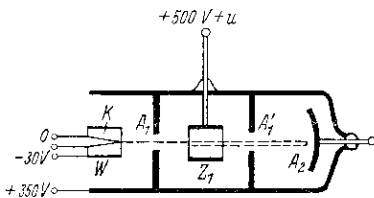


Abb. 96. Schema des Reflexionsgenerators

Raum  $G_1-K$  wie in dieser Bremsfeldröhre erneut umkehrende Elektronen bleiben bei dieser Darstellung außer Betracht. Im sogenannten „Resotank“ [134] wird auf diese Weise ein Hohlraumresonator zu bemerkenswert stabilen Schwingungen im unteren Dezimeterwellengebiet angeregt.

Die Anwendung dieses Prinzips auf die Zweifeldkammer führt zum Reflexionsgenerator (Abb. 96) [132]. Die Elektronen, die beim ersten Durchgang durch die Zweifeldkammer geschwindigkeitsgemodelt sind, werden vor der Bremsselektrode  $B$  in die Zweifeldkammer zurückgespiegelt, die das zweitemal als Arbeitssystem wirkt. Der theoretische Nutzeffekt erreicht 53 v. H., kann aber durch Aus-sortieren falschphasiger Elektronen an der Bremsselektrode, die zu diesem Zweck ungefähr Kathodenpotential führen

muß, mit einer Aussteuerung von nur 0,25 auf fast 70 v. H. gesteigert werden [135].

Eine besonders praktische Ausführungsform des Reflexionsgenerators mit konzentrischer Rohrleitung als Schwingssystem, deren Innenrohr den feldfreien Zylinder

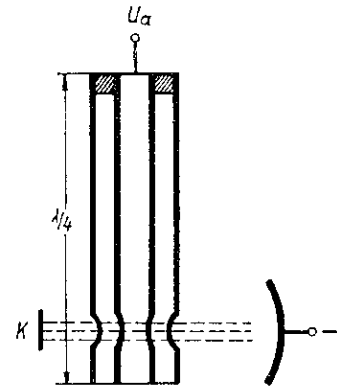


Abb. 97. Reflexionsgenerator mit angefachter Rohrleitung (nach Hahn und Metcalf)

ersetzt, zeigt Abb. 97 [132,135]. Mit einer entsprechenden Röhre wurde mit 1300 Volt Strahlgeschwindigkeit eine 4,8 cm-Welle angeregt.

Schrifttum

[119] Hollmann, H. E., Neue Laufzeitgeräte. Funktechn. Monatshefte (1941) 1. — Ultrakurzwellengeräte mit Laufzeitkompression. Fortschritte der Hochfr.-Techn. Bd.1 (1941) 452.  
 [120] Hollmann, H. E., Ballistische Modelle von geschwindigkeitsgesteuerten Laufzeitgeräten. ZS. f. Hochfr. 55 (1940) 73.  
 [121] Mayer, L., Experimenteller Nachweis der Phasenfokussierung. ZS. f. techn. Phys. 20 (1959) 58.  
 [122] Döring, H., und Mayer, L., Geschwindigkeitsgesteuerte Laufzeitröhren. Elektrotechn. ZS. 61 (1940) 685, 715.  
 [125] Brüche, E., und Recknagel, A., Über die „Phasenfokussierung bei der Elektronenbewegung in schnellveränderlichen elektrischen Feldern“. ZS. f. Phys. 108 (1938) 459.  
 Borgnis, F., und Ledinegg, E., Zur Phasenfokussierung geradlinig bewegter Elektronenstrahlen. ZS. f. techn. Phys. 21 (1940) 256; 22 (1941) 22. — Phasenfokussierung höherer Ordnung durch ein Zwei-Liniensystem. ZS. f. techn. Phys. 22 (1941) 141.  
 [124] Webster, L., Cathode-Ray Bunching. Journ. appl. Phys. 10 (1939) 501. — The Theory of Klystron Oscillations. Journ. appl. Phys. 10 (1939) 864.  
 Lüdi, F., Der Ultrakurzwellengenerator mit Phasenfokussierung (Klystron). Helv. phys. Acta 13 (1940) 122.  
 [125] Tombs, M. D., Velocity-Modulated Beams. Wir. Engr. Febr. (1940) 54.  
 [126] Kleinstaubler, W., Laufzeit-schwingung bei großer Amplitude. ZS. f. Hochfr. 59 (1942), 112.  
 [127] Varian, K. H., und Varian, S. F., A High Frequency Oscillator and Amplifier. Journ. appl. Phys. 10 (1939) 321.  
 [128] Hansen, W. W., und Richtmeyer, R. D., On Resonators Suitable for Klystron Oscillations. Journ. appl. Phys. 10 (1939) 189.  
 Borgnis, F., Elektromagnetische Hohlraumresonatoren in der Kurzwellentechnik. Elektrotechn. ZS. 61 (1940) 461.  
 [129] Lüdi, F., Über einen neuartigen Ultrakurzwellengenerator mit Phasenfokussierung. Helv. Phys. Acta 13 (1940) 498.  
 [130] Arsenjewa-Heil, A., und Heil, O., Eine neue Methode zur Erzeugung kurzer, ungedämpfter elektromagnetischer Wellen. ZS. f. Phys. 95 (1935) 752.  
 Geiger, M., Impulsbildung und Schwingleistung bei einer Elektronenströmung in der Längsfeldkammer. Telefunken-Röhre H. 19/20 (1941) 119.  
 Kockel, B., Geschwindigkeitsgesteuerte Laufzeitröhren. Beitrag zur Theorie. ZS. f. techn. Phys. 22 (1941) 77.  
 [131] Hollmann, H. E., und Thoma, A., Schwingungserzeugung durch mehrstufige lineare Resonanzverzögerung. ZS. f. Hochfr. 57 (1941) 10.  
 [132] Hahn, W. C., und Metcalf, C. F., Velocity-Modulated Tubes. Proc. Inst. Radio Engrs. 27 (1939) 106.  
 [133] Hollmann, H. E., und Thoma, A., Zur Theorie der Triffröhren. ZS. f. Hochfr. 56 (1940) 181.  
 [134] Allerdig, A., Dällenbach, W., und Kleinstaubler, W., Der Resotank, ein neuer Generator für Mikrowellen. ZS. f. Hochfr. 51 (1938) 96.  
 [135] Gvosdover, S. L., Loschakow, L., und Terlezki, J., Untersuchungen an Elektronenstrahlen im elektrischen Bremsfeld. C. R. Acad. Sci. URSS. 30 (1941) 615.

(Schluß folgt.)