

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 19 (1946)
Heft: I

Artikel: Zur Theorie des Magnetfeldgenerators für Mikrowellen
Autor: Lüdi, F.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111694>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 02.04.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Zur Theorie des Magnetfeldgenerators für Mikrowellen

von F. Lüdi, Brown Boveri & Cie., Baden.

(1. I. 1946.)

Inhalt: Die Fortsetzung früherer Untersuchungen¹⁾ im folgenden als I zitiert, haben uns zu 4 charakteristischen Beziehungen geführt, welche das Verhalten dieses Generators in allgemeiner Weise bestimmen: 1. Die fokussierenden Kräfte als Ursache für die Raumladungsbildung. 2. Eine geometrische Beziehung zwischen Kathodendurchmesser und Segmentzahl, welche den Wirkungsgrad und die Schwingneigung bestimmt. 3. Die Erklärung und die quantitative Bestimmung des für jeden Generator einzustellenden optimalen Magnetfeldes. 4. Die hierzu gehörende Anodenspannung, bei welcher der Generator arbeitet.

Der vorliegende Aufsatz beschäftigt sich mit der Darlegung der Theorie und mit den experimentellen Belegen dieser Zusammenhänge. Eine Zusammenstellung der Resultate findet sich auf Seite 10 (Fig. 2).

Einleitung: Zwei grundlegende Dinge sind für die Erzeugung der Mikrowellen massgebend: das die Eigenfrequenz bestimmende Resonanzgebilde und der darauf abzustimmende Elektronenmechanismus. Als Resonanzgebilde haben wir den in einer früheren Mitteilung²⁾ beschriebenen ringförmigen Hohlraumresonator verwendet. Dieser einheitliche Schwingkreis hat den Vorteil, dass die Wellenlänge nur durch den Ringquerschnitt und durch die Segmentkapazität pro cm Umfang bestimmt ist, wodurch die Leistung bei gleicher Wellenlänge mit radial grösserer Bauart gesteigert werden kann. Als Kathode genügt dann nicht mehr eine fadenförmige in axialer Anordnung, sondern ihre radiale Dimension muss der Dimension des Resonators in geeigneter Weise angepasst sein.

Hierfür spielt der Elektronenmechanismus eine ausschlaggebende Rolle. Bei grossen radialen Dimensionen nähert man sich dem ebenen Fall und dieser ist in vorliegender Untersuchung als Vereinfachung des Problems behandelt. Die Schlüsse, die sich daraus auf den zylindrischen Fall mit kleinem Kathodendurchmesser ziehen lassen, sind aber noch weitgehend zuständig und wegleitend. Als wichtigste Fragestellung des Elektronenmechanismus, dessen Gesetzmässigkeiten für jedes Resonanzgebilde gelten, wurde in I die Entstehung der Raumladung durch fokussierende Kräfte behandelt. Diese ist ja grundlegend für die Erzeugung der kürzesten Wellen. Sie wird nicht durch eine Sondervorstellung vorausgesetzt, sondern ihr phasenrichtiges Zustandekommen gerade aus den Elek-

tronenbahnen gefolgert, wodurch die Behandlung aus dem gleichen einheitlichen Gesichtspunkt wie diejenige des Klystrons erfolgt. Von den beiden Verfahren, welche in I zur Berechnung der Elektronenbahnen dienen, wird hier nur die Störungsmethode benützt; sie hat sich als weitragender und allgemeiner bezüglich der abzuleitenden Resultate erwiesen. Die einzige Voraussetzung ist die Kleinheit der Wechselspannung zwischen den Segmenten im Vergleich zur angelegten radialen Gleichspannung, eine Voraussetzung, die wegen des oftmaligen Elektronendurchgangs und der sukzessiven Energieabgabe im Gegensatz zum Klystrom legitimiert erscheint. Ein diesbezüglicher experimenteller Beleg wird später noch angeführt.

Die Kenntnis des früheren Aufsatzes I ist nicht unbedingt erforderlich, wesentlich ist nur zu bemerken, dass sich alle Resultate aus der Vorstellung der Elektronenfokussierung ableiten*).

§ 1.

Die Aufstellung der Bewegungsgleichungen und ihre Lösung mittels einer Störungsrechnung geschieht in folgender Weise, vgl. Fig. 1.

Das Elektron, welches im ebenen Fall an der Kathode K startet, beschreibt unter Einwirkung der gekreuzten Felder E und H Zylo-

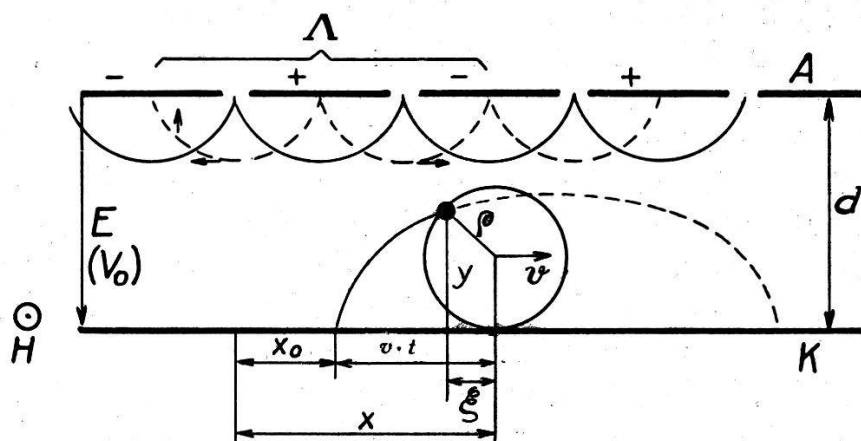


Fig. 1.

idenbahnen; gefragt ist nach den neuen Bahnen, welche unter zusätzlicher Störung durch das hochfrequente Wechselpotential zwischen den Segmenten entstehen (punktirierte Linie: Störfeld, ausgezogene: Störpotential).

*) Das Fokussierungsbild für die Magnetfeldröhre wurde schon 1940 vom Verfasser in einer früheren Untersuchung auf rechnerischer Grundlage gegeben (3), dort allerdings nur für Synchronismus zwischen Rollkreis- und Drehfeldbewegung.

Das Wechselfeldpotential V_1 kann folgendermassen angesetzt werden:

$$V_1 = A \cdot \text{Sin} \frac{2\pi}{A} y \left[2 \sin \frac{2\pi}{A} x \cdot \cos \omega t \right]. \quad (1)$$

Damit ist das Feld in jedem Raum- und Zeitpunkt beschrieben; es genügt der Laplace-Gleichung.

$$\Delta V_1 = \frac{\partial^2 V_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_1}{\partial y^2} = 0.$$

Die Konstante A ergibt sich aus der Randbedingung $V_1 = 0$ für $y = 0$, $V_1 = \gamma V_0$ (γ ein Bruchteil des Gleichpotentials) für $y = d$ zu

$$A = \frac{\gamma V_0}{2 \text{Sin} \frac{2\pi}{A} d}. \quad (2)$$

Die Bewegungsgleichungen in kartesischen Koordinaten lauten dann:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{y} &= \frac{e}{m} \frac{V_0}{d} + \frac{e}{m} \frac{\partial V_1}{\partial y} - \omega_0 \dot{x} = \frac{e}{m} \frac{V_0}{d} \\ &\quad + \frac{e}{m} \gamma' \text{Cos} \frac{2\pi}{A} y \left[2 \sin \frac{2\pi}{A} x \cdot \cos \omega t \right] - \omega_0 \dot{x} \\ \ddot{x} &= \frac{e}{m} \frac{\partial V_1}{\partial x} + \omega_0 \dot{y} \\ &= \frac{e}{m} \gamma' \text{Sin} \frac{2\pi}{A} y \left[2 \cos \frac{2\pi}{A} x \cdot \cos \omega t \right] + \omega_0 \dot{y} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

mit:

$$\gamma' = A \frac{2\pi}{A} \quad \omega_0 = \frac{e}{m} \frac{H}{c}. \quad (4)$$

Das Gleichungssystem kann homogenisiert werden durch Einführung der Translation

$$x = x_0 + vt + \xi \quad (5)$$

mit der Wahl

$$v = \frac{e}{m} \frac{V_0}{d \omega_0} = \frac{V_0}{d \cdot H/c}. \quad (6)$$

Dadurch wird das Gleichfeld $E_0 = \frac{V_0}{d}$ wegtransformiert und man hat im mitbewegten Bezugssystem nur die Rollkreisbewegung zu betrachten. Für diese gilt jetzt:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{y} + \omega_0 \dot{\xi} &= \frac{e}{m} \gamma' \text{Cos} \frac{2\pi}{A} y \left[2 \sin \frac{2\pi}{A} x \cdot \cos \omega t, \right] \\ \ddot{\xi} - \omega_0 \dot{y} &= \frac{e}{m} \gamma' \text{Sin} \frac{2\pi}{A} y \left[2 \cos \frac{2\pi}{A} x \cdot \cos \omega t. \right] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Die trigonometrische Zerlegung der eckigen Klammer gibt ein mit-

laufendes, $\sin\left(\frac{2\pi}{A}x - \omega t\right)$ und ein gegenlaufendes, $\sin\left(\frac{2\pi}{A}x + \omega t\right)$ Drehfeld. Durch Benützung der Beziehung (5) und Einführung der Drehfeldgeschwindigkeit $v' = \frac{\omega}{2\pi/A}$ wird weiter aus (7)

$$\left. \begin{aligned} \ddot{y} + \omega_0 \dot{\xi} &= \frac{e}{m} \gamma' \text{Cos} \frac{2\pi}{A} y \left[\sin\left(\frac{2\pi}{A}x_0 + \frac{2\pi}{A}\xi + \omega\left(1 + \frac{v}{v'}\right)t\right) \right. \\ &\quad \left. + \sin\left(\frac{2\pi}{A}x_0 + \frac{2\pi}{A}\xi - \omega\left(1 - \frac{v}{v'}\right)t\right) \right] \\ \ddot{\xi} - \omega_0 \dot{y} &= \frac{e}{m} \gamma' \text{Sin} \frac{2\pi}{A} y \left[\cos\left(\frac{2\pi}{A}x_0 + \frac{2\pi}{A}\xi + \omega\left(1 + \frac{v}{v'}\right)t\right) \right. \\ &\quad \left. + \cos\left(\frac{2\pi}{A}x_0 + \frac{2\pi}{A}\xi - \omega\left(1 - \frac{v}{v'}\right)t\right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

wobei die rechten Seiten wegen der Kleinheit von γ' die Störkräfte repräsentieren, die das Elektron auf seiner Bahn durch die Segmentzone erfährt. Für nicht zu hohe Frequenzen kann man durch entsprechende Einstellung der Felder $v = v'$ machen, d. h. Synchronismus von Rollkreisbewegung und Drehfeldbewegung erzwingen. Dieser Fall wurde vornehmlich in I behandelt. Für die realisierbaren Fälle gilt jedoch bei hohen Frequenzen $v < v'$ und dieser Erweiterung gilt die folgende Betrachtung; sie liefert erst die allgemeinen Resultate und enthält den Synchronismus als Spezialfall. Zur Ausführung der Störungsrechnung setzen wir:

$$\left. \begin{aligned} y &= y_1 + y_2 \\ \xi &= \xi_1 + \xi_2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

wo y_1 und ξ_1 die ungestörte Bewegung ($\gamma' = 0$) ohne Berücksichtigung der Feldverzerrung durch Raumladung im mitbewegten Bezugssystem darstellt:

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= \varrho (1 - \cos \omega_0 t) \\ \xi_1 &= -\varrho \sin \omega_0 t. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Man erhält dann die Störungsgleichungen

$$\left. \begin{aligned} \ddot{y}_2 + \omega_0 \dot{\xi}_2 &= \mathfrak{R}_y \\ \ddot{\xi}_2 - \omega_0 \dot{y}_2 &= \mathfrak{R}_x \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

mit

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{R}_y &= \frac{e}{m} \gamma' \text{Cos} \frac{2\pi}{A} \varrho (1 - \cos \omega_0 t) \left[\sin\left(\frac{2\pi}{A}x_0 - \frac{2\pi}{A}\varrho \sin \omega_0 t \right) \right. \\ &\quad \left. + \omega\left(1 + \frac{v}{v'}\right)t + \sin\left(\frac{2\pi}{A}x_0 - \frac{2\pi}{A}\varrho \sin \omega_0 t - \omega\left(1 - \frac{v}{v'}\right)t\right) \right] \\ \mathfrak{R}_x &= \frac{e}{m} \gamma' \text{Sin} \frac{2\pi}{A} \varrho (1 - \cos \omega_0 t) \left[\cos\left(\frac{2\pi}{A}x_0 - \frac{2\pi}{A}\varrho \sin \omega_0 t \right) \right. \\ &\quad \left. + \omega\left(1 + \frac{v}{v'}\right)t + \cos\left(\frac{2\pi}{A}x_0 - \frac{2\pi}{A}\varrho \sin \omega_0 t - \omega\left(1 - \frac{v}{v'}\right)t\right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Dabei ist in die rechte Seite von (8) die ungestörte Bewegung (10) eingesetzt. Das Gleichungssystem (11) liefert die zusätzliche Störungsbewegung des Rollkreises; und zwar interessiert die mittlere Bewegung. Wenn die Kraft \mathfrak{R}_y über viele Perioden nicht verschwindet so resultiert je nach der Startphase x_0 eine zusätzliche Links- oder Rechtsbewegung in der x -Richtung, also die gewünschte Elektronenfokussierung (vgl. den Schluss von § 2). In I ist ausführlich gezeigt, dass diese Elektronenballungen sich gerade in der bremsenden Phase der Tangentialkomponente \mathfrak{R}_x des Wechselfeldes anordnen und von dieser radial auf die Anode befördert werden. Hierdurch findet die Umwandlung der Gleichstromenergie in Wechselstromenergie statt. Diese Radialbewegung erfolgt bei axialem Magnetfeld; dagegen erfordert der Schwingungstyp der Nullschlitzmagnetfeldröhre eine Schiefstellung des Magnetfeldes, hier erzeugt nicht ein Fokussierungseffekt, sondern ein Aussortierungseffekt die Raumladung.

§ 2. Folgerungen aus den Elektronenbewegungen.

Das Nichtverschwinden der Mittelwerte $\bar{\mathfrak{R}}_y$, $\bar{\mathfrak{R}}_x$, welches für die Schwingungserzeugung Haupterfordernis ist, knüpft sich an eine notwendige und an eine hinreichende Bedingung.

1. *Die notwendige Bedingung* für die Phasenfokussierung verlangt: nach m Rollkreisperioden ($t = mT_0$) müssen die Kräfte wieder gleich sein. Das ist der Fall, wenn:

$$\begin{aligned}\omega \left(1 - \frac{v}{v'}\right) m T_0 &= 2 n \pi \\ \omega \left(1 + \frac{v}{v'}\right) m T_0 &= 2 n' \pi\end{aligned}\tag{13}$$

daraus entnimmt man

$$\begin{aligned}\omega \left(1 - \frac{v}{v'}\right) &= \frac{n}{m} \omega_0 \\ \omega \left(1 + \frac{v}{v'}\right) &= \frac{n'}{m} \omega_0\end{aligned}\tag{14}$$

und setzt dies in \mathfrak{R}_y und \mathfrak{R}_x ein; dann folgt

2. *Die hinreichende Bedingung* für Phasenfokussierung: der Mittelwert der Kräfte über m Rollkreisperioden

$$\frac{1}{m T_0} \int_0^{m T_0} \mathfrak{R}_y \cdot dt = \bar{\mathfrak{R}}_y$$

darf nicht verschwinden.

Die Integrale lassen sich geschlossen ausführen. Man erhält nach längerer Rechnung*), wenn die Ausdrücke etwas zusammengefasst sind und die Konstante γ' explizite angeschrieben wird.

$$\begin{aligned} \bar{\mathfrak{R}}_{yx} = \frac{e}{m} \frac{\pi}{A} \gamma V_0 & \left\{ \begin{array}{l} \sin \frac{2\pi}{A} x_0 \\ \cos \frac{2\pi}{A} x_0 \end{array} \right\} \frac{1}{\text{Sin} \frac{2\pi}{A} d} \left[\frac{1}{2} e^{\frac{2\pi}{A} \varrho} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{-2\pi}{A} \varrho\right)^{\kappa}}{\kappa!} \frac{\sin[(\kappa m - n) 2\pi]}{(\kappa m - n) 2\pi} \right. \\ & \pm \frac{1}{2} e^{-\frac{2\pi}{A} \varrho} \frac{\sin 2n\pi}{2n\pi} \pm \frac{1}{2} e^{-\frac{2\pi}{A} \varrho} \sum_{\kappa'=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{2\pi}{A} \varrho\right)^{\kappa'}}{\kappa'!} \frac{\sin[(\kappa' m - n') 2\pi]}{(\kappa' m - n') 2\pi} \\ & \left. + \frac{1}{2} e^{\frac{2\pi}{A} \varrho} \frac{\sin 2n'\pi}{2n'\pi} \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Abkürzungsweise sind $\bar{\mathfrak{R}}_y$ und $\bar{\mathfrak{R}}_x$ zusammengefasst, wobei die oberen Zeichen rechts $\bar{\mathfrak{R}}_y$ die unteren $\bar{\mathfrak{R}}_x$ zuzuordnen sind. Es gilt nun vor allem den Ausdruck (16) zu diskutieren und womöglich zu vereinfachen.

Zuerst ist zu bemerken, dass sich die Summe in der eckigen Klammer wegen des Faktors $\frac{\sin x}{x}$ auf je ein Glied für κ und κ' reduziert, welches nur dann verschieden von Null ist, wenn $\kappa m - n = 0$, $\kappa' m - n' = 0$, d. h., wenn

$$\frac{n}{m} = \kappa, \quad \frac{n'}{m} = \kappa' \quad (17)$$

ganze Zahlen sind. Dies ist die Erfüllung der hinreichenden Bedingung, welche also besagt, dass auf eine Rollkreisperiode des Elektrons eine ganze Anzahl von Schwingungsperioden des mitlaufenden, bzw. des gegenlaufenden Drehfeldes entfallen müssen.

$\kappa = 0$ bedeutet nach (14) Synchronismus, κ' kann nach der gleichen Beziehung auch in diesem Fall nicht Null werden, so dass das letzte Glied in der eckigen Klammer (16) immer Null ist. Eine Berücksichtigung der tatsächlichen geometrischen Grössen gibt nun eine ziemliche Vereinfachung von $\bar{\mathfrak{R}}_y$; 2ϱ kann ungefähr gleich d (vgl. Fig. 1) gesetzt werden, genau genommen

$$2\varrho = \varepsilon d \quad \text{mit} \quad \varepsilon = 1 - \eta,$$

denn in I wurde gezeigt, dass der Wirkungsgrad η durch das Verhältnis $\frac{d - 2\varrho}{d}$ gegeben ist, indem vom Elektron das zwischen d und 2ϱ verbleibende Potentialgefälle in Wechselenergie umgewandelt

*) Auch bei dieser Untersuchung hat Herr KÄCH in unserer Firma sein Können bereitwilligst zur Verfügung gestellt, indem er diese Rechnung durchgeführt hat; ich spreche ihm dafür meinen besten Dank aus.

wird. Für praktisch alle realisierbaren Röhren ist $\frac{d}{\lambda} \geq 0,16$ (dieser Wert entspricht der zweisegmentigen Anode mit Fadenkathode), so dass

$$e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d} = 0,35 \quad \text{gegen} \quad e^{\frac{2\pi}{\lambda}d} = 2,85$$

zu vernachlässigen ist; setzt man daher für

$$\sin \frac{2\pi}{\lambda}d \approx \frac{e^{\frac{2\pi}{\lambda}d} - e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d}}{2}$$

so können die Kräfte geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \bar{R}_x = \pi \frac{e}{m} \left\{ \begin{array}{l} \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \\ \cos \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \end{array} \right\} \frac{\tilde{V}}{\lambda} \left[e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d} e^{\frac{2\pi}{\lambda}d} \frac{\left(-\frac{2\pi}{\lambda}d\right)^\kappa}{\kappa!} \cdot 1 + e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d} e^{\frac{2\pi}{\lambda}d} \cdot 1 \right. \\ \left. + e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d} e^{\frac{2\pi}{\lambda}d} \frac{\left(\frac{2\pi}{\lambda}d\right)^{\kappa'}}{\kappa'!} \cdot 1 \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Es ist $\gamma V_0 = \tilde{V}$ gleich der Wechselspannungsamplitude gesetzt. Mit obigem ungefähren Wert $\frac{d}{\lambda} = 0,08$ reduziert sich der Ausdruck noch einmal mit genügender Näherung auf

$$\bar{R}_x = \pi \frac{e}{m} \left\{ \begin{array}{l} \sin \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \\ \cos \frac{2\pi}{\lambda} x_0 \end{array} \right\} \frac{\tilde{V}}{\lambda} e^{-\frac{2\pi}{\lambda}d} e^{\frac{2\pi}{\lambda}d} \frac{\left(-\frac{2\pi}{\lambda}d\right)^\kappa}{\kappa!} \quad (I)$$

d. h. für die Grösse der fokussierenden Kräfte kann man das gegenlaufende Drehfeld (κ') vernachlässigen, nicht aber für die *Phase* wie wir bald sehen werden. Für Synchronismus ($\kappa = 0$) wurde der Kraftausdruck bereits in I abgeleitet.

Ersetzt man wieder $2d$ in erster Näherung durch d , so erkennt man neben der Abhängigkeit von der Startphase x_0 als wesentlichstes Resultat, dass die fokussierende Kraft nur vom geometrischen Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ abhängt, dass also die an sich beliebige Segmentzahl und der Kathodendurchmesser nur in diesem Zusammenhang von Bedeutung sind. Die Kraft nimmt exponentiell mit diesem Verhältnis ab und hat ein Maximum bei gegebenem $\frac{d}{\lambda}$ bei einer bestimmten Schwingungszahl κ pro Rollkreisperiode.

Aus der naheliegenden heuristischen Hypothese, dass der Generator dort am besten arbeitet, wo die Wechselkräfte und damit

die Fokussierung am grössten sind, lassen sich die eigentlichen Betriebsdaten ableiten, welche auf Seite 10, Fig. 2, nebst den zugehörigen Figuren zusammengestellt sind. In die Kraft ist der Näherungswert $\frac{d}{\Lambda}$ eingesetzt. Die Kurvenschar in Fig. 2 gibt den

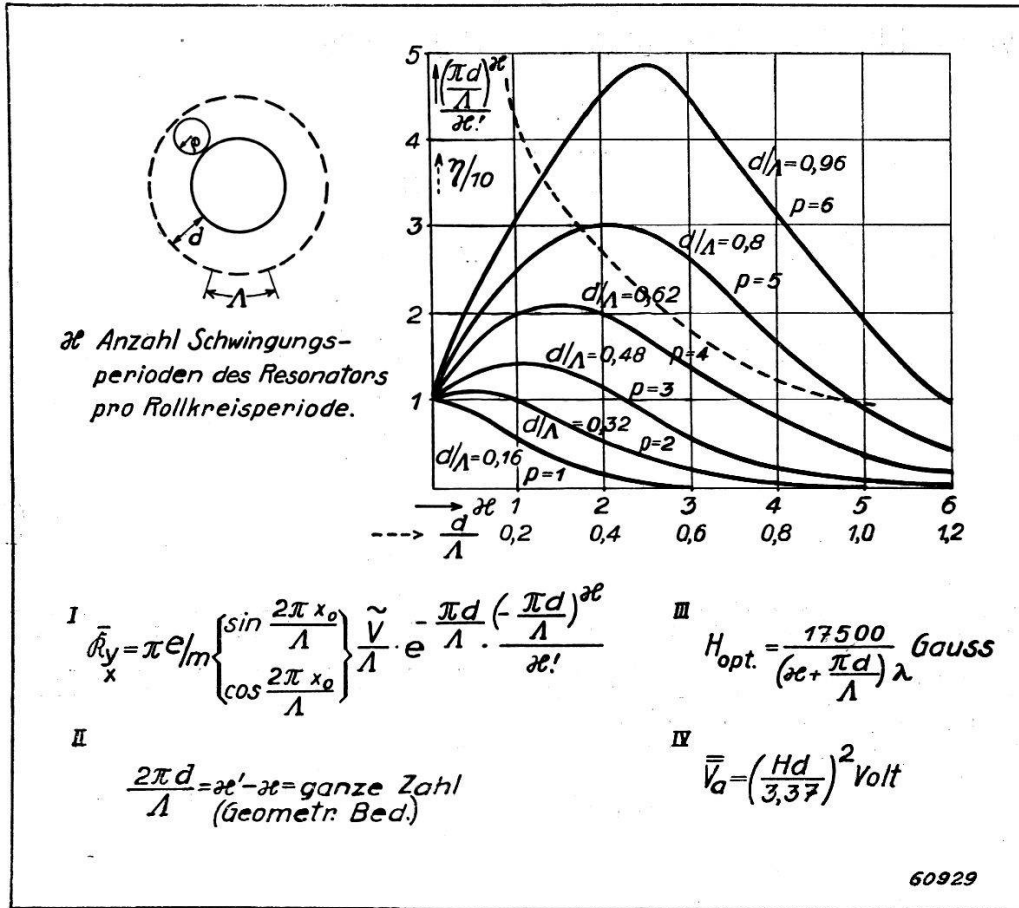


Fig. 2.

optimalen Wert für verschiedene $\frac{d}{\Lambda}$, welche den Segmentpaarzahlen $p=1, 2, 3, \dots$ mit fadenförmiger Kathode entsprechen, gemäss der Beziehung

$$2 \pi r = p \Lambda \tag{19}$$

wobei r der Anodenradius ist. Die gestrichelte Kurve gibt den mittleren Wirkungsgrad für dieses Verhältnis; er wird kleiner mit grösserem $\frac{d}{\Lambda}$, was wegen der geringeren Eindringtiefe der Wechselfelder plausibel erscheint und in I näher ausgeführt ist. Aus (14) erhält man durch Subtraktion

$$0 = 2 \omega \frac{v}{v'} + (\kappa - \kappa') \omega_0. \tag{20}$$

Für die Drehfeldgeschwindigkeit kann wie früher $v' = \frac{\omega}{2 \pi' \Lambda}$ ge-

setzt werden und für die Rollkreisgeschwindigkeit v folgt nach (6) bei der kritischen Spannung

$$V_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{H^2}{c^2} \cdot d^2. \quad (21)$$

bei welcher das Elektron gerade die Anode tangiert

$$v = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{H}{c} \cdot d.$$

Der Wert für V_0 kann direkt aus den ungestörten Bewegungsgleichungen für den ebenen Fall durch Nullsetzung der Radialgeschwindigkeit erhalten werden, oder aber aus der HULL'schen⁴⁾ Gleichung

$$V_{r_a} = \frac{1}{8} \frac{e}{m} \frac{H^2}{c^2} (r_a)^2 \left(1 - \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2\right)^2 \quad (22)$$

durch Grenzübergang, wenn der Kathodenradius r_k dem Anodenradius r_a vergleichbar wird. Für zylindrischen Fall mit fadenförmiger Kathode $r_k \ll r_a$ erhält man dagegen für die kritische Anodenspannung

$$V_0 = \frac{1}{8} \frac{e}{m} \frac{H^2}{c^2} \cdot d^2. \quad (23)$$

Dass diese im ebenen Fall grösser sein muss, rührt von der fehlenden Zentrifugalkraft $r \left(\frac{d\Theta}{dt}\right)$ her wie man sich durch Betrachtung der Ausgangsgleichungen überzeugt. Indem man noch (4) benützt erhält man für

$$\frac{v}{v'} = \frac{1}{2} \frac{\omega_0}{\omega} \frac{2\pi}{A} d$$

und schliesslich aus (20)

$$\frac{2\pi}{A} d = \kappa' - \kappa. \quad (II)$$

Diese wichtige geometrische Bedingung (II) besagt mit der Ganzzahligkeitsforderung von κ und κ' , dass der Kathodendurchmesser nur *diskrete* Werte annehmen darf um die Phasenreinheit der Kräfte zu gewährleisten. Sie entspricht ganz derjenigen beim Klystron für den Laufwinkel, welche dort bedeutet, dass die Rückkopplungsbedingung auch phasenmässig erfüllt sein muss.

Durch Addition von (14) erhält man

$$2\omega = (\kappa + \kappa') \omega_0. \quad (24)$$

Drückt man die Gleichung in Wellenlängen aus und setzt für λ_0 die bekannte Beziehung für die Nullschlitzmagnetfeldröhre

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = \frac{2\pi c}{e/m \cdot H/c} = \frac{K}{H}$$

so bekommt man aus (24)

$$H = \frac{2K}{(\kappa + \kappa')\lambda}.$$

Setzt man hierin für κ' noch den Wert aus (II) ein, so erhält man das *optimale* Magnetfeld für eine vorgegebene Wellenlänge λ (Resonator) und für einen gewünschten Wirkungsgrad $\left(\frac{d}{A}\right)$

$$H_{\text{opt}} = \frac{K}{\left(\kappa + \frac{\pi d}{A}\right)\lambda} \text{ Gauss.} \quad (\text{III})$$

Die Konstante K hat im raumladungsfreien Fall den Wert 11500, kann aber mit Raumladung Werte bis 17500 annehmen⁵). Mit letzterem rechnen wir, da bei axialem Magnetfeld sicher die grösste Raumladung auftritt.

Es ist jetzt ersichtlich, dass beide Gleichungen (14) zur Bestimmung von (II) (III) erforderlich waren; in I wurde das gegenlaufende Drehfeld nicht berücksichtigt, weswegen diese wichtigen Beziehungen nicht erhalten wurden. Das gegenlaufende Drehfeld ist für die *phasenrichtige* Wiederholung der Fokussierungskräfte erforderlich, denn in Wirklichkeit besteht ja nur das räumlich feste Wechselfeld.

Mit dem Magnetfeld und dem Abstand Kathode—Anode ist nun auch die ungefähre Betriebsspannung V_0 gemäss (21) (23) bestimmt.

$$V_0 = \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{Hd}{3,37}\right)^2 \text{ plan} \\ \left(\frac{Hd}{6,74}\right)^2 \text{ zylindrisch} \end{array} \right\} \text{ Volt.} \quad (\text{IV})$$

Damit sind alle erforderlichen Grössen, geometrische, elektrische und magnetische für einen bestimmten Generator festgelegt.

Die Lösung der Bewegungsgleichungen (11) im mitbewegten Bezugssystem ergibt für die gemittelten Kräfte

$$\begin{aligned} \bar{\xi}_2 &= \frac{\bar{R}_x}{\omega_0^2} (1 - \cos \omega_0 t) - \frac{\bar{R}_y}{\omega_0^2} \sin \omega_0 t + \frac{\bar{R}_y}{\omega_0} \cdot t \\ \bar{y}_2 &= \frac{\bar{R}_y}{\omega_0^2} (1 - \cos \omega_0 t) + \frac{\bar{R}_x}{\omega_0^2} \sin \omega_0 t - \frac{\bar{R}_x}{\omega_0} \cdot t. \end{aligned}$$

Für nicht zu grosse Zeiten sind die beiden ersten Glieder rechts klein gegen das dritte und man erhält mit (I) unter Benützung von (4).

$$\begin{aligned} \bar{\xi}_2 &= \frac{\bar{V}}{H \cdot A} \pi \sin \frac{2\pi x_0}{A} e^{-\frac{\pi d}{A} \left(\frac{-\pi d}{A}\right)^\kappa} \frac{1}{\kappa!} \cdot t \\ y_2 &= -\frac{\bar{V}}{H \cdot A} \pi \cos \frac{2\pi x_0}{A} e^{-\frac{\pi d}{A} \left(\frac{-\pi d}{A}\right)^\kappa} \frac{1}{\kappa!} \cdot t. \end{aligned}$$

Der Faktor von t ist also eine Geschwindigkeit und entspricht ganz der ungestörten Bewegung im Ruhesystem, vgl. (6). Je nach dem Abstand x_0 des Startpunktes vom Nulldurchgang der y -Komponente des Wechselfeldes erfolgt aber hier die Bewegung in positivem oder negativem Sinn, womit die Bemerkungen nach Gl. (12) noch detailliert sind.

3. Die Phasenbedingung bei zylindrischer Anordnung der Segmente.

Durch die Schliessung des Elektronenweges bei der wirklichen zylindrischen Anordnung kommt eine weitere einschränkende Bedingung für die Konstruktion hinzu. Wir betrachten gleich den Fall grosser Kathoden- und Anodenradien; man erhält dann eine besonders durchsichtige Form der Phasenbedingungen. (II) kann unter Berücksichtigung des Wirkungsgrades geschrieben werden

$$\varepsilon d \cdot \pi = \frac{A}{2} (\kappa' - \kappa) \quad (25)$$

und bedeutet anschaulich, dass die Abwicklung des Rollkreises (gleich Zyklidenlänge) einem ganzen Vielfachen der halben räumlichen Wechselfeldperiode (ungefähr gleich der Segmentbreite) sein muss, oder anders ausgedrückt: wenn der Elektronenstart auf einen Segmentschlitz fällt, muss die Zyklode wieder bei einem Schlitz endigen. Das Elektron trifft dann in der Segmentzone dieselbe Phasenlage des Wechselfeldes, wenn das Magnetfeld nach Gl. 24 so bestimmt wird, dass für $\kappa' - \kappa = 1, 3, 5 \dots$ $\kappa + \kappa'$ ebenfalls ungerade und für $\kappa' - \kappa = 2, 4, 6$ $\kappa + \kappa'$ gerade ist; also z. B. für Synchronismus $\kappa' - \kappa = 1$, $\omega = \frac{1}{2} \omega_0$.

Der in sich geschlossene Laufweg verlangt für die Phasengleichheit der Kräfte ausserdem

$$q \varepsilon d \pi = 2 \pi r_a = p A \quad (26)$$

und bedeutet, dass q ganze Rollkreisbewegungen auf dem Weg um die Kathode untergebracht werden müssen; dann sind auch die Wechselkräfte nach einem Umlauf um die Kathode wieder gleich.

Aus (25) und (26) erhält man durch Division

$$q = \frac{2 p}{\kappa' - \kappa} \quad (27)$$

d. h. für ein gegebenes $\kappa' - \kappa$ (Wirkungsgrad) muss die Segmentzahl so gewählt werden, dass das Verhältnis $\frac{2 p}{\kappa' - \kappa}$ wieder eine ganze Zahl ist. Es können also bei gegebener Segmentzahl nicht alle ganzzahligen Werte $\kappa' - \kappa$ durch Vergrösserung des Kathodendurch-

messers durchlaufen werden, sondern nur solche, die (27) erfüllt lassen; dies bedingt aber grössere Änderungen des Magnetfeldes nach (III) beim Übergang zu grösseren Wirkungsgraden; für $\kappa' - \kappa = 2$ resp. 1 (grosse Wirkungsgrade) ist die Bedingung (27) eo ipso mit (25) erfüllt.

Im zylindrischen Fall mit dünner Kathode erfordert die Angabe der Vorwärtsbewegung des Rollkreises genaueres Eingehen auf die hierfür massgebenden Grössen⁴⁾, so dass statt (27) eine andere quantitative Beziehung gilt.

§ 4. Experimente.

Zur Prüfung der Theorie wurden verschiedene Experimente ausgeführt. Um die Abhängigkeit der Leistung und des Wirkungsgrades vom Kathodendurchmesser, oder was dasselbe ist vom Verhältnis d/λ zu untersuchen wurden nacheinander verschiedene Resonatoren mit verschiedenen Segmentzahlen, aber für ungefähr dieselbe Eigenwelle (ca. 12 cm) gebaut und ihre Schwingdaten auf dem Pumpstand mit zunehmendem Kathodendurchmesser untersucht.

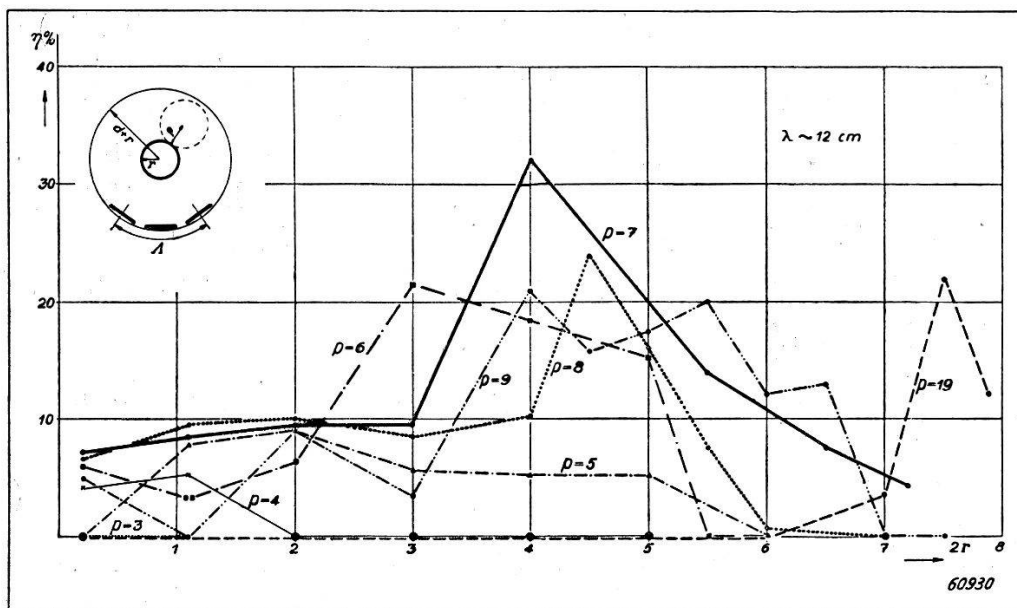


Fig. 3.

Der Anodendurchmesser, auf welchem die Segmente angeordnet sind, war bei allen Resonatoren gleich. Die Fig. 3 zeigt den gemessenen Wirkungsgrad in Abhängigkeit vom Kathodendurchmesser. Die zu einem Resonator bestimmter Segmentpaarzahl gehörigen Messwerte sind durch einen Kurvenzug verbunden.

Es ist nun vor allem ersichtlich, dass die starken Schwankungen des Wirkungsgrades ganz der geometrischen Forderung (II) für diskreten Kathodendurchmesser entsprechen und dass im Mittel der

Wirkungsgrad mit grösserem Kathodenradius zunächst zunimmt und nur von $\frac{d}{\lambda}$ abhängt (man vergleiche z. B. $p=6$ und $p=19$).

Die Abnahme des Wirkungsgrades nach einem gewissen Maximum ist mir noch nicht ganz erklärlich, sie hängt möglicherweise mit den zu kleinen Magnetfeldern und Spannungen zusammen, die wir zur Verfügung hatten; denn diese müssen nach (III) und (IV) für kleineres $\frac{d}{\lambda}$ immer grösser werden; solche Ausführungsformen würden sich für Hochtaströhren eignen, bei welchem die Dauerbelastung bei hohen Betriebsdaten umgangen wird. Die hier nicht tabellierten Magnetfelder und Anodenspannungen nehmen auch ganz gesetzmässig von kleinen Kathodendurchmessern auf grössere zu, wie die Theorie verlangt.

Es war interessant festzustellen, dass bei richtig gewählten Kathodendurchmessern die Rückheizung ein Minimum war, was auch ganz verständlich ist, weil bei guter Phasenabstimmung des Elektronenmechanismus am wenigsten falschphasige Elektronen erzeugt werden, d. h. solche, die aus dem Wechselfeld Energie aufnehmen und auf die Kathode statt auf die Anode laufen; ganz fallen diese Elektronen nie weg, denn die Fokussierung entsteht ja durch Verzögerung und Beschleunigung. Bei solchen Röhren ist die Schwingstabilität aus dem gleichen Grund am grössten; man beobachtet keine Reisserscheinungen.

Ferner sollte ein und derselbe Generator nach (III) verschiedene diskrete Schwingbereiche aufweisen, denn κ und damit H braucht nicht gerade dem optimalen Wert zu entsprechen. So wurden z. B. deutlich die Schwingbereiche einer Röhre bei ca. 500 und ca. 1000 Volt festgestellt; auch diese Feststellung ist in Übereinstimmung mit derjenigen beim Klystron wo sich die diskreten Schwingbereiche aus der Phasenbedingung ergeben.

Zur quantitativen Prüfung der Theorie haben wir Wirkungsgrad, Magnetfeld und Wellenlänge nebst der Anodenspannung möglichst genau bestimmt und das Magnetfeld nach der genaueren Gleichung

$$H = \frac{17\,500}{\left(\kappa + \frac{\pi \varepsilon d}{\lambda}\right)}$$

ausgerechnet; in (II) ist statt $d \varepsilon d$ zu setzen. Für ein ausgeführtes Beispiel war:

$$\frac{d}{\lambda} = 0,7 \quad \eta = 60\% \quad \lambda = 15 \text{ cm} \quad H_{\text{pot}} = 640 \text{ Gauss}$$

$$V_0 = 1000 \text{ Volt.}$$

Der gute Wirkungsgrad wurde durch genauere Anpassung des Kathodendurchmessers erreicht, und mit angepasster Glühlampe durch Vergleichsmessung mit Selenzelle und Gleichstrom bestimmt. Die entnommene Leistung betrug ca. 40 Watt Dauerstrich. Damit wird nun:

$$\frac{\varepsilon d}{A} = 0,28$$

wozu nach der Kurvenschar der Fig. 2 ein Wert von $\kappa=1$ zugeordnet wird, so dass sich für das optimale Magnetfeld

$$H_{\text{opt}} = \frac{17\,500}{(1+0,88)15} = 620 \text{ Gauss}$$

ergibt; hierzu gehört nach (IV) die Anodenspannung 4100 bzw. 1000 Volt. Der zylindrische Fall ist also praktisch bei diesem Beispiel noch erfüllt.

Es wurde noch ein weiteres Experiment zur Prüfung der Vorstellung über den Elektronenmechanismus gemacht. Ein Resonator R mit 50 Segmenten S und grossem Innendurchmesser wurde mit einer exzentrisch angeordneten Kathode K und Leitzylinder L ausgerüstet, wodurch der ebene Fall mit homogenem elektrischen Feld

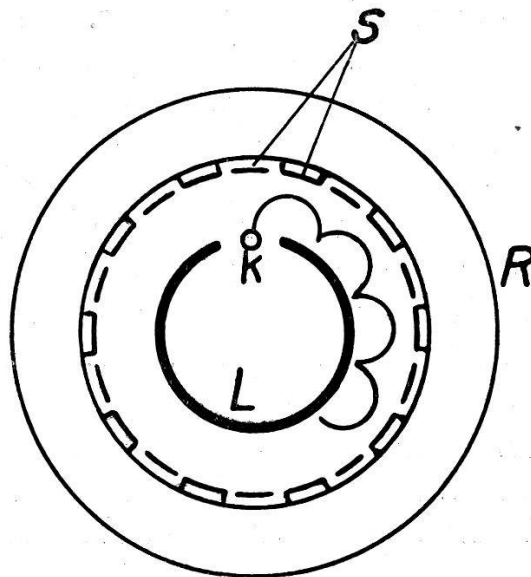


Fig. 4.

zwischen „Kathode“ und Anode praktisch realisiert ist, Fig. 4. Statt der räumlichen Phasenfokussierung der einzelnen Startpunkte haben wir eine zeitliche Phasenfokussierung der am selben Ort startenden Elektronen zu betrachten, was nach I wegen der Drehfelder auf dasselbe herauskommt. Man hat damit eine weitgehende Ähnlichkeit zum Klystron, wo der Elektronenstart an einer bestimmten Raumstelle erfolgt, nur dass hier der Laufweg in sich geschlossen

ist, und die Wechselwirkung mit den Wechselfeldern beliebig oft wiederholt wird. Das erkennt man daran, dass der Resonator bei genügender Belastung am ganzen Umfang gleichmässig glüht, dass also Elektronen die Anode an jeder beliebigen Stelle treffen. Wirkungsgrad und Hochfrequenzenergie halten sich in den früher angegebenen Grenzen und sind durch das Verhältnis $\frac{d}{\lambda}$ bestimmt.

Unter Vielschlitzmagnetfeldröhre sind auch 2 und 4 Schlitzanoden einbegriffen. Wesentlich ist die Existenz eines Schlitzfeldes mit tangentialer und radialer Komponente. Die Röhren kleiner Schlitzzahl unterscheiden sich von denjenigen grosser Schlitzzahl nicht prinzipiell, sondern hauptsächlich dadurch, dass die Theorie hierfür $\kappa = 0$, d. h. Synchronismus zwischen Drehfeld- und Rollkreisbewegung und damit relativ grosse Magnetfelder und Spannungen verlangt. Für kurze Wellen wird man wegen (III) mit einem kleineren Wirkungsgrad (grösseres $\frac{d}{\lambda}$) vorliebnehmen (denn gleicher Wirkungsgrad für eine 5-cm-Welle wie für eine 15-cm-Welle würde bei gleicher Segmentbreite nach (III) und (IV) das 3-fache Magnetfeld resp. die 9-fache Anodenspannung, also ca. 2000 Gauss und 9000 Volt verlangen.) Am Beispiel einer 5-cm-Welle für die der Resonator nach dem gleichen Prinzip wie für 12, 15, 20 cm gebaut war, wurde auch diese Forderung der Theorie verifiziert. Das Magnetfeld beträgt nur 500 Gauss die Anodenspannung 1300 Volt, der Wirkungsgrad ist viel kleiner. Der Kathodendurchmesser war auch hier auf diskrete Werte beschränkt. Abschliessend kann man also sagen, dass die vorstehend entwickelte Theorie alle Wesenszüge der Vielschlitzmagnetfeldröhre wiedergibt, und dass sich sogar die wichtigsten Daten einigermaßen zutreffend vorausberechnen lassen.

Nachtrag.

Wir haben bis jetzt immer eine am Anodenumfang gleichmässige Segmentverteilung betrachtet. Der Vollständigkeit halber werde jetzt noch der Fall einer ungleichmässigen Verteilung behandelt. Und zwar a) nur ein Schlitz am ganzen Umfang Fig. 5a.

b) Zwei benachbarte Segmente, die über einen Schwingkreis miteinander verbunden sind, während der restliche Umfang durch einen neutralen Zylindersektor ergänzt sei. Fig. 5b.

Bei a) ist die Wellenlänge durch den Umfang des Zylinders bestimmt und entsprechend den konstruktiven Dimensionen für extrem kurze Wellen geeignet.

Bei b) ist sie nur durch den Schwingkreis, z. B. eine Lecherleitung zwischen den Segmenten festgelegt.

Eine solche Konstruktion hat gegenüber vielsegmentigen Anoden, wo je zwei benachbarte Segmente durch einen Schwingkreis verbunden sind, den grossen Vorteil eines einzigen frequenzbestimmenden Gebildes, wogegen die vielen aneinandergereihten einzelnen Schwingkreise genau aufeinander abgestimmt sein müssen, damit die richtige Phase für den Elektronenmechanismus erhalten bleibt; dies erfordert eine äusserste Präzision in der Herstellung der Röhre. Eigene Versuche in dieser Richtung haben uns von diesem

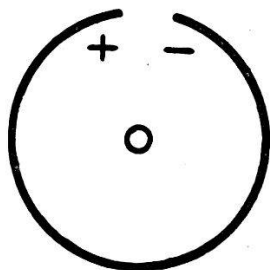


Fig. 5a.

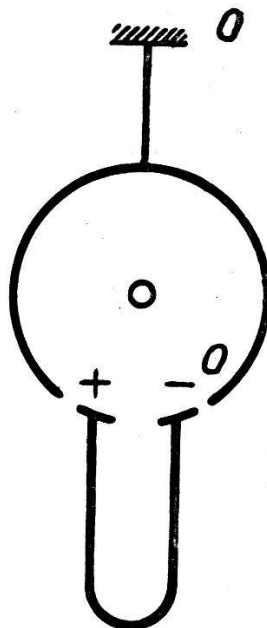


Fig. 5b.

Umstand zur Genüge überzeugt. Hingegen ist zu bemerken, dass der Resonator nach Fig. 4 mit vielen Segmentpaaren frei von diesem Nachteil ist, da ein organisch einheitliches Resonanzgebilde frequenzbestimmend ist.

Für die rechnerische Durchführung ist nun der entsprechende Potentialansatz für das Wechselfeld wesentlich. Wir machen auch hier die Annahme, dass es klein gegen das radiale Gleichfeld sei (denn der Wirkungsgrad wird ja dadurch wie vorher dargelegt, nicht wesentlich beeinflusst) und können somit Störungsrechnung treiben. Der Potentialansatz ist

$$\begin{aligned}
 \text{a) } V_1 &= \frac{\tilde{V}}{\pi} \left(\frac{\pi}{A} \frac{xy}{d} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin l \frac{2\pi}{A} y}{\sin l \frac{2\pi}{A} d} \frac{1}{l} \sin l \frac{2\pi}{A} x \right) \cos \omega t \\
 \text{b) } V_1 &= \frac{2\tilde{V}}{\pi} \left(\sum_{l=p}^{\infty} \frac{\sin l \frac{2\pi}{A} y}{\sin l \frac{2\pi}{A} d} \frac{1}{l} \sin l \frac{2\pi}{A} x \right) \cos \omega t.
 \end{aligned} \tag{28}$$

Beide Ansätze genügen der LAPLACE-Gleichung und erfüllen die Randbedingungen wie der Ansatz (1).

Man kommt auf diese Ausdrücke durch Fourierentwicklung des räumlichen Feldverlaufes für $y = d$, wenn man sich die zylindrische Anordnung wieder auf die Ebene abgewickelt denkt ($V_1 = \gamma V_0 = \tilde{V}$)

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = a_0 + \sum_{l=1}^{\infty} a_l \cos l \frac{2\pi}{A} x + \sum_{l=1}^{\infty} b_l \sin l \frac{2\pi}{A} x. \quad (29)$$

A ist die räumliche Periode des Feldverlaufes also gleich dem Anodenumfang. Die Fourierkoeffizientenbestimmung ergibt für a)

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} = \frac{\tilde{V}}{A} = \frac{2\pi}{A} \frac{\tilde{V}}{2\pi} \\ a_l &= \frac{2\pi}{A} \frac{1}{\pi} \int_0^A \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} \cos l \frac{2\pi}{A} x dx = \frac{2\pi}{A} \frac{\tilde{V}}{\pi} \\ b_l &= 0. \end{aligned}$$

Hierbei ist angenommen, dass die Schlitzbreite sehr schmal ist, und damit das Feld als δ -Funktion betrachtet werden kann deren Integral an der Stelle $x=0$ gerade den Potentialsprung \tilde{V} ergibt. Dies in (29) eingesetzt und integriert ergibt den Wert (28a) für $y = d$.

Für b) wird

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{2} \tilde{V} - \tilde{V} + \frac{1}{2} \tilde{V} \right) = 0 \\ a_l &= \frac{2\pi}{A} \frac{1}{\pi} \int_0^A \frac{\partial \tilde{V}}{\partial x} \cos l \frac{2\pi}{A} x dx \begin{cases} = 0 & \text{für } l < p \\ \approx \frac{2\pi}{A} \frac{2}{\pi} \tilde{V} & \text{für } l = p \end{cases} \\ b_l &= 0. \end{aligned}$$

Auch hier ist das Feld wieder als δ -Funktion in den Schlitzten gedacht; ihr Integral über x liefert die Potentialsprünge. a_l wird Null für kleine l , da hierfür $\cos l \frac{2\pi}{A} x$ eine langsam Veränderliche ist und sich die Potentialsprünge wie bei a_0 aufheben. Erst für ein bestimmtes $l=p$ für welches $\cos p \frac{2\pi}{A} x$ den Wert von $+1$ auf -1 von einem Schlitz zum nächsten ändert, erhält man die Summation der Potentialsprünge. Dieser bestimmte l -Wert bedeutet nichts anderes als den Ersatz der Anode nach Fig. 5b) durch eine p -segmentpaarige Anode, wobei also $2p$ die Segmentzahl gleicher Breite wie in Fig. 5b ist, die auf dem Umfang Platz haben. Der Unterschied gegenüber einer wirklichen $2p$ -segmentigen Anode äussert sich in der kleineren Feldstärke (Fourierkoeffizienten) zwischen den Seg-

menten bei gleichem Wechsepotential. Hier ist A der Anodenumfang, während bei der Anode mit p Segmentpaaren A der Abstand von einem Schlitz zum übernächsten ist.

Solange die Schlitzbreite unendlich schmal ist, sind alle Fourierkoeffizienten und damit alle „räumlichen“ Oberwellen gleich stark. Bei endlicher Schlitzbreite (Feldausdehnung) nehmen die Amplituden der Oberwellen ab.

Macht man mit den Potentialansätzen (23) dieselbe Rechnung wie in § 1, so bekommt man die gleiche Form der Mittelwerte für die Kräfte \bar{R}_y , \bar{R}_x wie (I) nur dass an Stelle von A , A/l zu setzen und über l zu summieren ist; bei der Zeitmittelung fällt der Unterschied von a) und b) (durch das Glied $\frac{1}{2} \frac{xy}{d}$ bedingt) weg. An Stelle von (14) hat man

$$\begin{aligned} \omega \left(1 - l \frac{v}{v'}\right) &= \frac{n}{m} \omega_0 \\ \omega \left(1 + l \frac{v}{v'}\right) &= \frac{n'}{m} \omega_0 \end{aligned} \quad (14')$$

v'/l ist die Drehfeldgeschwindigkeit bei $2l$ -facher Unterteilung der Anode. Aus (14') erhält man durch Subtraktion

$$0 = 2 \omega l \frac{v}{v'} + (n - n') \omega_0.$$

Die Aufteilung von l in zwei Faktoren $l = r \cdot s$ gestattet die Interpretation, dass Oberwellen ($r \cdot \omega$) des Resonators erregt werden können, sofern entsprechend (II) die Bedingung

$$\frac{2 \pi d}{A/s} = n' - n$$

erfüllt ist. Die Fourierzerlegung ist eben gleichbedeutend mit der „Ineinanderstellung“ mehrerer Anoden mit verschiedenen Segmentpaarzahlen.

Versuche mit einem System nach Fig. 5b bestätigten dies. Der einfache Drahtbügel erlaubte das Auftreten von Oberwellen. Es wurde ein Wellengemisch festgestellt, in dem einzelne mit grösserer Intensität vertreten waren.

Literaturangabe.

- 1) F. LÜDI, zur Theorie der geschlitzten Magnetfeldröhre H. P. A., Vol. XVI, Fasc. Prim., S. 54—82 (1942).
- 2) F. LÜDI, H. P. A., Vol. XVII, Fasc. Sextus, S. 429 (1944).
- 3) F. LÜDI, H. P. A., Vol. XIII, Fasc. Sec., Fussnote Seite 99.
- 4) A. W. HULL, The physical Review XVIII, S. 31 (1921).
- 5) J. J. MÜLLER, Zürcher Diss., 1937, Oscillations électroniques dans le magné-
tion; la Revue générale de l'Electricité, 25 sept. 1937 et 2 octobre 1937, X, p. 389-406
et 419—434.