

L. B r ü c k : Röhrenkreise bei Zentimeterwellen und ihre Untersuchung.

In den folgenden Ausführungen soll kurz über einige Kreisfragen berichtet werden, die für die Zentimeterwellenentwicklung von besonderer Bedeutung sind. Für Wellen unterhalb $\lambda = 10$ cm wird die Röhre im allgemeinen mit dem Kreis zu einer Einheit zusammengebaut, um die Verluste im Anodenkreis möglichst klein zu halten. Der Resonanzwiderstand des Kreises läßt sich für einfache Kreisformen näherungsweise berechnen. Eine Messung auch an etwas komplizierteren Kreisformen scheitert aber daran, daß noch keine Meßgeräte mit hinreichend großem Wellenbereich vorhanden sind, weil dieses Wellengebiet ja eben erst erschlossen werden soll. Man kann sich aber meßtechnisch helfen, indem man einen Kreis baut, der dem zu untersuchenden Kreis ähnlich ist, und bei dem alle Abmessungen um das gleiche Vielfache vergrößert sind. Die Resonanzwelle wird dann entsprechend länger, so daß man die Messung statt bei etwa $\lambda = 2$ oder 3 cm, bei $\lambda = 10$ oder 20 cm vornimmt. In diesem Wellengebiet sind bereits genügend gute Meßgeräte vorhanden, um die Eigenschaften eines Kreises zu bestimmen.

An einem Beispiel sollen kurz die Ähnlichkeitsbetrachtungen dargelegt werden. Gehen wir von einem Stück Rohrleitung aus, dessen Innenleiter mit der ihm gegenüberliegenden Abschlußplatte eine Kapazität bildet.

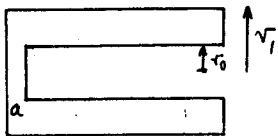


Bild 1

Für die Resonanzwelle dieses Kreises gilt:

$$(1) \frac{1}{\omega C} = Z \cdot \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{1}{\frac{2\pi c \cdot \epsilon_0 \epsilon_r \pi r_0^2}{\lambda \cdot a}} = 60 \ln \frac{r_1}{r_0} \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}$$

Nun wollen wir alle Abmessungen auf das x -fache vergrößern:

$$(2) \frac{1}{\frac{2\pi c}{\lambda x} \cdot \frac{\epsilon_0 \epsilon_r \pi r_0^2 x^2}{ax}} = 60 \ln \frac{r_1 x}{r_0 x} \operatorname{tg} \frac{2\pi l x}{\lambda x}$$

Vergrößern wir in Gl.2 auch λ auf das x - fache, so steht hier der gleiche Zahlenwert wie in Gl. 1. Daraus geht hervor daß bei Vergrößerung aller Kreisabmessungen auf das x -fache auch die Resonanzwelle x -mal größer wird.

Der Widerstand der Rohrleitung ist :

$$(3) \quad R = \frac{1}{r_1} \left(1 + \frac{r_1}{r_0}\right) \sqrt{\frac{30}{\lambda} \mu \rho}$$

$$\text{mal } x: \quad (4) \quad R_x = \frac{1x}{r_1x} \left(1 + \frac{r_1x}{r_0x}\right) \sqrt{\frac{30}{\lambda x} \mu \rho} = \frac{R}{\sqrt{x}}$$

Bei der Vergrößerung ändert sich also der Gleichstromwiderstand nicht, dagegen sinkt der Wechselstromwiderstand auf den $\sqrt{x} = \text{ten}$ Teil, vorausgesetzt, daß das Material, aus dem der Kreis hergestellt wurde, das gleiche geblieben ist. Das Kleinerwerden des Wechselstromwiderstandes ist leicht einzusehen. Da der Gleichstromwiderstand sich beim Vergrößern aller Abmessungen nicht ändert, die Wellenlänge aber größer wird, so wird auch die Eindringtiefe der Welle in den Leiter größer und damit der Wechselstromwiderstand kleiner. Will man den Wechselstromwiderstand hingegen konstant halten, dann muß der Kreis aus einem Metall mit x -mal größerem spez.Widerstand hergestellt werden.

Da bei gleichbleibendem Material der Widerstand der Rohrleitung auf den \sqrt{x} -ten Teil fällt, wird der Resonanzwiderstand, den man etwa parallel zur Kapazität messen würde, \sqrt{x} -mal größer sein.

Aus Gl.1 erkennt man bereits, daß Induktivität und Kapazität des Kreises in gleicher Weise vergrößert werden; dann bleibt aber ihr Verhältnis unverändert. Nun ist die Kreisdämpfung gleich dem Produkt aus dem Längswiderstand und der Wurzel aus dem Verhältnis C/L . Die Dämpfung wird nach diesen Überlegungen auch auf den $\sqrt{x} = \text{ten}$ Teil sinken.

Also

$$(5) \quad d_x = \frac{1}{\sqrt{x}} d .$$

Damit ist gezeigt, daß wir die Eigenschaften eines Kreises für sehr kurze Wellen an einem vergrößerten Modell bei längerer Welle untersuchen können, für die genügend gute Meßgeräte vorhanden sind. Auf diese Weise lassen sich zwar viele, aber nicht alle Kreiseigenschaften bestimmen. So wird man z.B. die Verluste in Kontaktstellen nicht einwandfrei erfassen können. Im folgenden Teil wird über einige Untersuchungen an solchen Modellkreisen für Röhren berichtet.

Zwischenkreisröhre.

Eine Triode in Metall-Keramikbauweise für das untere Dezimeterwellengebiet hat im Prinzip einen Aufbau, wie ihn Bild 2 zeigt.

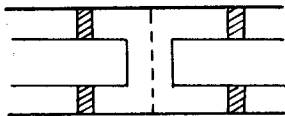


Bild 2

Der Anodenkreis nimmt die einfachste Form an, wenn man an Anodenbolzen und Gittermantel eine abstimmbare-Rohrleitung anschließt. Für Wellen oberhalb $\lambda = 20$ cm gelingt

es, den Kreis im ersten Knoten, also als verkürzte $\lambda/4$ -Leitung abzustimmen. Geht man nun zu kürzeren Wellen über, so wandert der Spannungsknoten immer mehr zur Gitterebene hin; für $\lambda = 10$ cm liegt er bereits im Innern der Röhre. Man kann die Abstimmung erst im zweiten Knoten vornehmen. Dadurch wird aber der Resonanzwiderstand, den man an der Strecke Gitter-Anode messen würde, wesentlich kleiner als bei Abstimmung im ersten Knoten. Der kleinere Widerstand bewirkt andererseits einen schlechten Wirkungsgrad der Röhre.

Man kann den Kreiswiderstand auch für Wellen unterhalb $\lambda = 10$ cm hinreichend gut machen, indem man entsprechend einer Abstimmung im ersten Knoten den Kreis als kleinen Topfkreis vollkommen innerhalb der Röhre anordnet. Dabei ergibt sich aber der Nachteil, daß man die Röhre nicht mehr von außen abstimmen kann.

Koppelt man aber an diesen inneren Kreis über eine Schleife oder eine Kapazität einen weiteren Kreis an, der außerhalb der

Röhre liegt, dann läßt sich durch Verstimmen des äußeren Kreises die Resonanzwelle des inneren Kreises wenig verändern. Im Aufbau einfach ist die kapazitive Verkopplung beider Kreise. Anodenseitig erhalten wir dann für die Röhre eine Aufbauweise, wie sie schematisch im Bild 3 dargestellt ist. Der Kreis 1, der sich innerhalb der Röhre befindet, ist über die

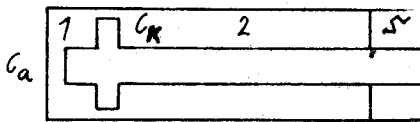


Bild 3

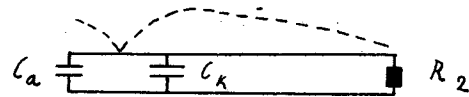


Bild 4

Kapazität C_K mit dem zweiten Kreis verbunden. Der zweite Kreis kann mit dem Schieber S abgestimmt werden. Zunächst soll gezeigt werden, wie weit der Widerstand des zweiten Kreises den ersten Kreis verschlechtert. Man kann schon allein aus der Verkopplung schließen, daß der Kreis in Bild 2 einen kleineren Resonanzwiderstand parallel zu C_a liefern wird, als es eine Abstimmung im ersten Knoten ergeben würde. Die Widerstandstransformation wollen wir an Hand des Ersatzschaltbildes 4 ableiten. Zur besseren Übersicht ist in Bild 4 der Spannungsverlauf eingezeichnet. Da die Leistungsverluste klein sind, kann man mit Näherungsformeln rechnen. Wir denken uns den ersten Kreis zunächst verlustfrei und die Verluste des zweiten Kreises zusammengefaßt in dem Widerstand R_2 . Der Widerstand R_2 liegt im Strombauch. Parallel zu C_k erscheint er mit dem Wert

$$(6) \quad R_k = \frac{Z_2^2 \sin^2 \frac{2\pi l_2}{\lambda}}{R_2}$$

Hierin ist l_2 die Leitungslänge von der Koppelkapazität bis zum Abstimmeschieber. Die Leitungslänge innerhalb des ersten Kreises von der Koppelkapazität C_k bis zum Spannungsknoten wird mit l_1 und vom Spannungsknoten bis zur Gitter-Anodenkapazität C_a mit l_a bezeichnet.

Im Spannungsknoten des ersten Kreises erscheint dann R_k mit dem Wert :

$$(7) \quad R_1 = \left(\frac{Z_1}{Z_2} \cdot \frac{\sin \frac{2\pi l_1}{\lambda}}{\sin \frac{2\pi l_2}{\lambda}} \right)^2 \cdot R_2 .$$

Parallel zu C_a erhalten wir dann den Wert

$$(8) \quad R_a = \left(Z_2 \sin \frac{2\pi l_2}{\lambda} \cdot \frac{\sin \frac{\pi l_1}{\lambda}}{\sin \frac{\pi l_2}{\lambda}} \right)^2 \cdot \frac{1}{R_2}$$

Wir wollen die Werte für R_a an Hand des Schaltbildes 4 erörtern. Für $l_2 = \frac{\lambda}{4}$ nimmt R_k seinen größten Wert an; macht man $l_2 = \frac{\lambda}{2}$, dann wird $R_k = R_2$. Der Einfluß auf den ersten Kreis ist umso kleiner, je größer der Widerstand parallel zu C_k ist. Man wird also die geringste Einwirkung des zweiten Kreises auf den ersten bei $l_2 = \frac{\lambda}{4}$ finden und die größte bei $l_2 = \frac{\lambda}{2}$. Für $l_2 = \frac{\lambda}{4}$ nimmt dann auch R_a seinen größten Wert an. Das Arbeitsgebiet der Röhre liegt danach in der Umgebung von $l_2 = \frac{\lambda}{4}$.

Beim Entwurf der Kreise für die Röhre wird man folgendermaßen vorgehen: Es sei ein bestimmter Widerstand R_a für die Gitteranodenstrecke verlangt. Gegeben ist ferner der Widerstand R_2 und die Kapazität C_a . Gesucht ist C_k . Für $l_2 = \frac{\lambda}{4}$ wird

$$(9) \quad R_a = \left(Z_2 \frac{\sin \frac{2\pi l_a}{\lambda}}{\sin \frac{2\pi l_1}{\lambda}} \right)^2 \cdot R_2 .$$

Es ist

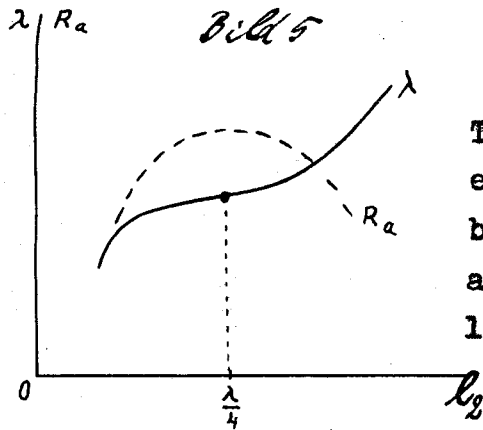
$$(10) \quad \text{tg} \frac{2\pi l_a}{\lambda} = \frac{1}{Z_1 \omega C_a}$$

Aus dieser Gleichung berechnet man l_a und setzt es in die vorhergehende Gleichung ein. Aus ihr erhält man dann die noch unbekannte Länge l_1 . Mit der Gleichung

$$(11) \quad \frac{1}{\omega C_k Z_1} = \text{tg} \frac{2\pi l_1}{\lambda}$$

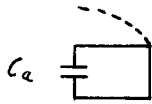
berechnet man C_k .

Es interessiert noch, wie die Resonanzwellenlänge des ersten Kreises von der Abstimmlänge l_2 des zweiten Kreises abhängt.



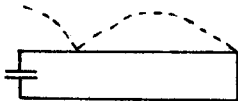
Trägt man λ auf in Abhängigkeit von l_2 , so erhält man die Kurve in Bild 5. In der Umgebung von $l_2 = \frac{\lambda}{4}$ ist die Wellenlängenänderung am kleinsten. Der Widerstand R_a verläuft längs der gestrichenen Kurve.

An einem Beispiel möge die Verbesserung des Widerstandes R_a gezeigt werden. Es sei $C_a = C_k \approx 3$ pF, $\lambda = 10$ cm, $Z = 66$ Ohm, innerer Durchmesser des Außenleiters 2,4 cm, Material Kupfer.



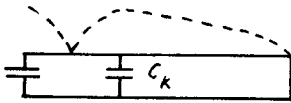
Wird der Kreis im ersten Knoten abgestimmt, so ist der Widerstand parallel C_a

$$R_a = 33,3 \text{ kOhm.}$$



Bei Abstimmung im zweiten Knoten erhält man

$$R_a = 9,6 \text{ kOhm.}$$



Führt man eine Koppelkapazität C_k ein und stimmt den zweiten Kreis auf $\frac{\lambda}{4}$ ab, so ergeben die Verluste des ersten Kreises allein einen Resonanzwiderstand

$$R_a = 24,7 \text{ k } \Omega .$$

Die Verluste des zweiten Kreises ergeben parallel C_a den Widerstand

$$R'_a = 363 \text{ k } \Omega .$$

Er liegt parallel zu R_a . Aus dieser Gegenüberstellung geht hervor, daß man durch Ankeppeln des äußeren Kreises über eine Kapazität (oder auch Induktivität) den Resonanzwiderstand des Anodenkreises etwa verdoppeln kann.

Spannungsverteilung zwischen eng benachbarten
Elektroden.

Bei Trioden für das Zentimeterwellengebiet tritt die Frage auf, ob bei dem kleinen Abstand und der damit verbundenen großen Kapazität zwischen Gitter und Kathode eine Spannungsverteilung längs der Kathodenoberfläche eintritt. Für die Klärung dieser Frage wurde ein vergrößertes Modell gebaut. Der Kreis war ein Topfkreis. Er war 60 cm lang. Der Durchmesser des Außenleiters betrug 24 cm, der des Innenleiters 12 cm. Diese Maße entsprechen bei $\lambda = 10$ cm einem äußeren Kreisdurchmesser von 2,4 (LD 11) und einem Innenleiterdurchmesser von 1,2 cm.

Um die Spannungsverteilung zu messen, war die Platte, die der Stirnfläche des Innenleiters gegenüber lag, geschlitzt. Außen konnte an dem Schlitz eine abstimmbare Leitung entlang geschoben werden, die mit einem Stift in das elektrische Feld des Kondensators hineinragte.

Die Messungen ergaben, daß die Spannungsverteilung längs des Bolzenradius r nur von dem Verhältnis $\frac{r}{\lambda}$, nicht aber vom Abstand des Bolzens von der gegenüberliegenden Fläche abhängt. Füllt man den Kondensator mit Dielektrikum aus, so ist der Ausdruck $\frac{r}{\lambda} \sqrt{\epsilon}$ für die Spannungsverteilung entscheidend.

Die Spannungsverteilung bildet sich in dem Kondensator genau so aus, wie für die E_0 - Welle in einem Hohlraumkreis. Auch bei ihm ist die Spannungsverteilung bzw. die Eigenwelle unabhängig von der Höhe des Hohlraumes.

Versucht man die Spannungsverteilung rechnerisch zu erfassen, so führt die Lösung auf die Besselfunktion nullter Ordnung:

$$\mathcal{L} \approx J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda} r \sqrt{\mu \epsilon} \right).$$

Nach diesen Untersuchungen ist für einen Kondensatordurchmesser von 1,2 cm bei $\lambda = 10$ cm die Spannung am Rand auf 0,964 gesunken, wenn sie in der Mitte 1 ist.

Diese Betrachtung gilt allerdings nur, wenn kein Elektronen-

strom innerhalb der Kapazität vorhanden ist. Ein Elektronenstrom ruft Verluste hervor und erzeugt zum Blindwiderstand noch einen Wirkwiderstand. Ist die Leitfähigkeit im Kondensatorzwischenraum sehr groß, denn dringt das Feld nur wenig in den Kondensatorraum ein, und wir finden eine Spannungsverteilung, die entsprechend der Stromverteilung beim Hauteffekt verläuft. Das Feld nimmt vom Rande nach dem Innern zu schnell ab. Ist aber die Leitfähigkeit nicht sehr groß, ist z.B. der Blindwiderstand der Kondensatorstrecke gleich ihrem Wirkwiderstand, dann kann man noch mit der Spannungsverteilung für den verlustlosen Kondensator rechnen. Die Spannung am Rande ist nur um 4% größer als für den verlustlosen Kondensator. Wir finden also dann noch einen Abfall der Spannung von der Mitte zum Rand hin.