

Der frequenzstabile Schwingtopf-Generator

VON DER
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN
HOCHSCHULE IN ZÜRICH
ZUR ERLANGUNG
DER WÜRDE EINES DOKTORS DER
TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN
GENEHMIGTE
PROMOTIONSARBEIT

VORGELEGT VON
ARNOLD BRAUN
Dipl. Ingenieur
aus Zürich

Referent: Herr Prof. Dr. F. Tank
Korreferent: Herr Prof. E. Baumann



ZÜRICH 1946
Dissertationsdruckerei AG, Gebr. Leemann & Co.
Stockerstr. 64

Erscheint als Nr. 4
der Mitteilungen aus dem Institut für Hochfrequenztechnik
an der Eidgenössischen technischen Hochschule in Zürich
Verlag AG. Gebr. Leemann & Co., Zürich

Inhaltsverzeichnis

| | Seite |
|--|-------|
| Einleitung | 5 |
| <i>1. Kap. Der rückgekoppelte UKW-Oszillator</i> | 8 |
| § 1 Die Röhre | 8 |
| § 2 Der Parallelschwingkreis | 9 |
| § 3 Die Rückkopplung | 11 |
| § 4 Der Einfluß der Nichtlinearitäten auf Schwingungsbegrenzung und Frequenzkonstanz | 13 |
| § 5 Die Anpassung der Schaltung an die Röhre | 15 |
| § 6 Die nichtelektrischen Ursachen der Frequenzschwankungen | 18 |
| § 7 Anforderungen an Schaltung und Schwingtopf zur Erzielung guter Frequenzkonstanz | 21 |
| <i>2. Kap. Der quasistationäre Schwingtopf</i> | 22 |
| § 8 Allgemeines | 22 |
| § 9 Herleitung der Topfformel aus der belasteten konzentrischen Leitung | 24 |
| § 10 Die Berechnung der Verluste und des gleichwertigen Verlustwiderstandes | 25 |
| § 11 Der Qualitätsfaktor Q_L der Topfinduktivität | 29 |
| § 12 Dimensionierung auf größten Qualitätsfaktor | 33 |
| § 13 Berücksichtigung der Kondensatorverluste | 42 |
| § 14 Der Parallelwiderstand des Schwingtopfes | 45 |
| § 15 Konstruktionsgesichtspunkte | 47 |
| <i>3. Kap. Der Einfluß der Zuleitungen</i> | 52 |
| § 16 Die Problemstellung und Berechnungsart | 52 |
| § 17 Die Verstimmung durch die Leitung | 54 |
| § 18 Der Qualitätsfaktor Q' des Systems | 55 |
| § 19 Die Transformation der Topfeigenschaften | 60 |
| § 20 Meßresultate über die Wirkung der Topfzuleitung | 61 |
| <i>4. Kap. Beschreibung und Meßresultate von zwei ausgeführten UKW-Oszillatoren</i> | 64 |
| § 21 Vorteile der Gegentaktschaltung | 64 |
| § 22 Die Meßapparatur | 64 |
| § 23 Oszillator mit induktiver Rückkopplung | 66 |
| § 24 Oszillator mit kapazitiver Rückkopplung | 68 |
| Zusammenfassung | 77 |

Maß-System

Es wird ausschließlich das elektrotechnische Maßsystem verwendet:

$$\mu = \text{Permeabilität} = \mu_r \cdot \mu_o \quad \mu_o = 1,256 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{A sek}}{\text{V cm}} \right]$$

$$\varepsilon = \text{Dielektrizitätskonstante} = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_o \quad \varepsilon_o = 0,0886 \cdot 10^{-12} \left[\frac{\text{V sek}}{\text{A cm}} \right]$$

wobei μ_r die relative Permeabilität und ε_r die relative Dielektrizitätskonstante dimensionslose Größen sind, die für das Vakuum die Größe eins haben.

Alle Formeln sind Größengleichungen, sodaß sich Größe und Dimension des Resultates direkt aus den eingesetzten physikalischen Größen ergibt.

Einleitung

Die ultrakurzen Radiowellen finden in steigendem Maße Anwendung in der Nachrichtentechnik. Es ist leicht vorauszusehen, daß in absehbarer Zeit auch hier ein Mangel an Frequenzbändern eintreten wird, wie das im Gebiete der längeren Wellen schon seit Jahren der Fall ist. Damit steigt das Bedürfnis nach Sendern mit sehr konstanter Frequenz.

Die Methoden zur Erzeugung stabiler Frequenzen im UKW-Gebiet sind im Prinzip die gleichen wie in der Hochfrequenztechnik der längeren Wellen. Sie seien im Folgenden kurz zusammengestellt.

1. Quarzsteuerung mit nachfolgender, mehrfacher Frequenzvervielfachung. Sie hat den Vorteil sehr guter Frequenzkonstanz, bei Verwendung von Quarzen mit temperaturunabhängigem Schnitt auch ohne Thermostat. Der Nachteil besteht in dem relativ großen Aufwand und der Beschränkung auf eine oder einige Betriebsfrequenzen.

2. Turmalinsteuerung: Sie kann zur direkten Stabilisierung bis herunter zu ca. 1 m Wellenlänge verwendet werden, braucht also keine oder nur einmalige Frequenzvervielfachung. Doch hat der Turmalin den verhältnismäßig großen Temperaturkoeffizienten von $-46,6 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ [1], sodaß er meist im Thermostat betrieben wird, was den Aufwand wiederum vergrößert.

Allgemein ist der Nachteil der Kristallsteuerung der, daß nur Stufen kleiner Leistung stabilisiert werden können, sodaß meist mehrstufige Sender erforderlich werden.

3. Mit Resonanzleitungen stabilisierte Sender: Die Resonanzleitung kann für die Aufnahme sehr großer Blindleistungen bemessen werden, sodaß starke Leistungssender einstufig gebaut werden können [2]. Den Einfluß der Wärmedehnung auf die Frequenz kann man kompensieren. Jedoch hat die Stabilisierung mit verlustarmen Leitungsstücken den Nachteil großen Platz-

bedarfes, da die Leitungsstücke $\lambda/4$ bis $\lambda/2$ lang sind. Daher eignet sich dies Prinzip nur für ortsfeste Anlagen, bei denen Platzbedarf und Gewicht keine große Rolle spielen. Die Frequenz ist nur in engem Bereiche variabel.

Die unter Ziffer 1 bis 3 aufgeführten Methoden haben alle den Nachteil, daß sie es nicht gestatten, einen größeren Frequenzbereich, beispielsweise eine Oktave kontinuierlich zu überstreichen. Die kristallgesteuerten Sender haben nur eine gewisse Anzahl fest eingestellter Frequenzen, die mit Resonanzleitungen stabilisierten nur ein sehr schmales Frequenzband.

Es wäre nun im Meterwellengebiet ein Generator erwünscht, der bei einer Frequenzkonstanz von $\frac{\Delta f}{f} = 1 \div 2 \cdot 10^{-5}$ innerhalb einer Oktave beliebig einstellbar ist und eine Nutzleistung von einigen Watt abgeben kann. — Es wird in der vorliegenden Arbeit gezeigt, daß es durch Ersatz der Parallelschwingkreise in gewöhnlichen Oszillatorschaltungen durch quasistationäre Schwingtöpfe möglich ist, diese Frequenzkonstanz zu erreichen.

Die Schwingtöpfe entsprechen in ihrem elektrischen Verhalten genau Parallelschwingkreisen mit großer Resonanzschärfe. Durch die Forderung eines großen Frequenzbereiches werden komplizierte Kunstschaltungen von vornherein ausgeschlossen, da infolge des starken Phasenganges jedes einzelnen Schaltelementes und jeder Leitung bei jeder Frequenzänderung ein kompliziertes Nachjustieren erforderlich wäre. Es kommen also nur ganz einfache Schaltungen in Frage, wobei untersucht werden muß, welche der bekannten Grundschaltungen sich mit Schwingtopf und UKW-Röhre am besten realisieren lassen.

Da auf besondere Maßnahmen in der Schaltung verzichtet wird, fällt die Aufgabe, die Frequenz in dem verlangten Maße konstant zu halten, allein dem Schwingtopf zu. Seine Resonanzschärfe muß daher sehr groß sein und darf auch durch das Einfügen in die Schaltung nicht zu sehr abnehmen.

Gliederung der Arbeit: Im 1. Kapitel werden Röhren und Schaltungsfragen sowie das allgemeine Problem der Frequenzkonstanz behandelt und aus der Theorie des Oszillators heraus die Forderungen formuliert, die zur Erzielung konstanter Fre-

quenz an den Schwingtopf zu stellen sind. Im 2. und 3. Kapitel wird untersucht, wie Schwingtopf und Zuleitung dimensioniert werden müssen, um diesen Forderungen zu genügen, während im 4. Kapitel zwei Oszillatoren für 1 ÷ 2 m Wellenlänge nach Konstruktion und elektrischen Daten beschrieben sind und ihr Betriebsverhalten in ausführlichen Meßresultaten dargestellt ist.

Alle wichtigen Rechenresultate der Kapitel 2 und 3 sind in Diagrammen und Kurvenscharen dargestellt, die es ermöglichen, in wenigen Minuten optimale Topfformen, deren Qualitätsfaktoren, die Transformationswirkung der Zuleitung etc. mit genügender Genauigkeit zu ermitteln.

1. KAPITEL

Der rückgekoppelte UKW-Oszillator

§ 1 Die Röhre [3]

Für Betrachtungen über Frequenzkonstanz sind einige Eigenschaften von UKW-Röhren wichtig, die hier zusammengestellt werden sollen.

a) Die Impedanz zwischen Steuergitter und Kathode, die Eingangsimpedanz der Röhre ist bei ultrahohen Frequenzen recht klein. Sie liegt bei den meisten UKW-Röhren für $\lambda = 1,5$ m zwischen 0,5 und 5 k-Ohm. Zudem sind sowohl Wirk- wie Blindanteil, auch wenn kein Gitterstrom fließt, von den Betriebsspannungen abhängig. (Elektronischer Wirkleitwert, bzw. Raumladekapazität [4].) Einem zwischen Gitter und Kathode der Röhre geschalteten Schwingkreis scheint also eine variable, spannungsabhängige Kapazität und ein kleiner, ebenfalls spannungsabhängiger Wirkwiderstand parallel geschaltet. Dieser Schwingkreis würde durch die Röhre stark gedämpft, und seine Resonanzfrequenz wäre durch die Röhre mitbestimmt und eine Funktion der Betriebsspannungen [5].

b) Der Widerstand zwischen Anode und Kathode, die Ausgangsimpedanz der Röhre, ist ebenfalls viel niedriger, als es dem statisch gemessenen Innenwiderstand entspricht, liegt jedoch meist noch eine Größenordnung über der Eingangsimpedanz. Sowohl Wirk- wie Blindanteil sind nicht wesentlich spannungsabhängig. Es ist daher günstiger, den Schwingkreis in den Anodenkreis zu legen; er wird hier weniger stark gedämpft, und die Änderungen im Gitterkreis übertragen sich nur stark herabtransformiert über den Rückkopplungskanal.

c) Die Steilheit ist in dem betrachteten Frequenzgebiet ihrem Betrage nach gleich der statisch gemessenen, doch weist der Anodenstrom gegen die Steuerspannung eine zeitliche Verzögerung auf.

rung auf. Schuld daran sind die endliche Laufzeit der Elektronen und die Induktivität der Kathodenzuleitung. In der Gleichung

$$\mathfrak{I}_a = \mathfrak{S} \left(u_g + \frac{u_a}{\mu} \right)$$

die den Anodenstrom \mathfrak{I}_a als Funktion der Steilheit \mathfrak{S} , der Gitterspannung u_g , der Anodenspannung u_a und des Verstärkungsfaktors μ darstellt, ist \mathfrak{S} jetzt eine komplexe Größe $\mathfrak{S} = S \cdot e^{j\varphi_s}$, wobei der Phasenwinkel φ_s stets negativ ist. φ_s nimmt zu mit wachsender Frequenz und ab mit steigender Anoden- bzw. Schirmgitterspannung. Er kann selbst bei UKW-Röhren im Gebiet von 1 bis 2 m Wellenlänge schon beträchtliche Werte annehmen. Für die Berechnung der Rückkopplung ist es wichtig, die Größe von φ_s ungefähr zu kennen. Die Berechnung findet sich z. B. im Buch „Moderne Mehrgitterröhren“ von *Strutt* [6].

§ 2 Der Parallelschwingkreis

Es seien hier die Bezeichnungen festgelegt und die bekannten Beziehungen zusammengestellt, die im folgenden für Schwingkreis und Schwingtopf immer wieder gebraucht werden.

a) Induktivität und Kapazität sind verlustbehaftet. Man charakterisiert ihre Güte durch den Qualitätsfaktor Q (oft auch als Güte G bezeichnet), der das Verhältnis von Blindwiderstand zu

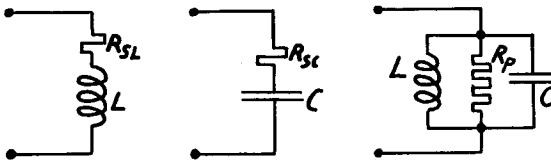


Fig. 1. Induktivität, Kapazität und Parallelresonanzkreis mit Verlusten.

Wirkwiderstand in der Serie-Ersatzschaltung dieser Elemente angibt. Also gilt nach den in Fig. 1 eingetragenen Bezeichnungen:

$$Q_L = \frac{\omega L}{R_{sL}} \quad (1) \quad Q_C = \frac{1}{\omega C R_{sC}} \quad (2)$$

b) Für den Schwingkreis ist eine andere Definition vorteilhafter, die auch für nicht quasistationäre Systeme ihre Gültigkeit behält.

$$Q = 2\pi \frac{\text{Feldenergie}}{\text{Energieverlust pro Periode}} \quad (3)$$

Dabei geht der Qualitätsfaktor des Schwingkreises aus denjenigen seiner Schaltelemente bei der Resonanzfrequenz nach folgender Beziehung hervor

$$Q = \frac{Q_L \cdot Q_c}{Q_L + Q_c} = \frac{\sqrt{\frac{L}{C}}}{R_{sL} + R_{sc}} \quad (4)$$

Der Qualitätsfaktor des Schwingkreises ist immer kleiner als der kleinere seiner Schaltelemente, man bezeichnet ihn auch als „Resonanzschärfe“.

Die Größe $\sqrt{\frac{L}{C}}$ nennen wir Kennwiderstand. Sie charakterisiert den Schwingkreis. Bei großem Kennwiderstand bezeichnen wir den Schwingkreis als hochohmig, bei kleinem als niederohmig.

Für die Impedanz des Parallelkreises gilt sehr angenähert

$$\mathfrak{Z} = \frac{R_p}{1 + jQ \cdot \nu} = |\mathfrak{Z}| \cdot e^{j\Phi} \quad (5)$$

wobei

$$R_p = Q \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (6)$$

der Resonanzwiderstand des Kreises und

$$\nu = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \approx 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$$

die Verstimmung aus der Resonanzlage

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = 2\pi f_0$$

ist. j bezeichnet die imaginäre Einheit $+\sqrt{-1}$.

Für den Phasenwinkel Φ von \mathfrak{Z} bei einer Verstimmung ν gilt dann:

$$\text{tg } \Phi = -Q \cdot \nu \quad (7)$$

und für die Änderung der Verstimmung des Parallelkreises mit dem Phasenwinkel:

$$\frac{\partial \nu}{\partial \Phi} = \frac{1}{Q \cdot \cos^2 \Phi} \quad (8)$$

Man erkennt, daß die Abhängigkeit der Verstimmung und damit der Frequenz von der Phase der Kreisimpedanz im Resonanzfall minimal ist, und zwar gerade gleich $1/Q$.

§ 3 Die Rückkopplung

Wir betrachten die Anordnung in Fig. 2. Aus den in § 2, Abschnitt a und b dargelegten Gründen ist der Schwingkreis in die Anodenleitung der Röhre gelegt. Auf irgend eine Art wird ihm die Spannung u_g entnommen und dem Steuergitter der Röhre zu-

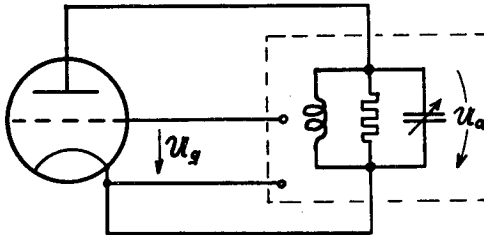


Fig. 2. Rückgekoppelter Oszillator.

geführt. Die lineare Theorie des rückgekoppelten Oszillators [7] [8] sagt nun aus, daß sich stabile Schwingungen nur erregen können, wenn die Rückkopplungsgleichung:

$$\Re = \frac{1}{\Im} \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{\Re_a} \right) \quad (9)$$

nach Betrag und Phase erfüllt ist, wobei $\Re = -\frac{u_g}{u_a}$ der Rückkopplungsfaktor und \Re_a der Außenwiderstand zwischen Anode und Kathode im allgemeinen komplexe Größen sind, während R_i den durch die Anodenrückwirkung verursachten Innenwiderstand der Röhre darstellt.

Bei Ultra-Hochfrequenz ist, wie bereits in § 1 geschildert, die Steilheit komplex und der Realteil der Ausgangsimpedanz weit niedriger, als es dem statisch gemessenen Innenwiderstand der

Röhre entspricht. — Die Formulierung der Gleichung (9) ist dann nicht mehr praktisch, weil es sich bei R_i nicht mehr um einen Röhrenkennwert handelt, der zu den anderen in der bekannten Beziehung

$$R_i = \frac{\mu}{\mathfrak{S}} \quad (10)$$

steht, sondern um die Ausgangsimpedanz der Röhre, in der der statisch gemessene Innenwiderstand als mehr oder weniger wesentlicher Anteil neben anderen Dämpfungswiderständen enthalten ist. Es ist aus diesem Grunde günstiger, die Rückkopplungsformel so darzustellen:

$$\mathfrak{R} = \frac{1}{\mathfrak{S} \cdot \mathfrak{Z}_a} \quad (11)$$

wobei nun \mathfrak{Z}_a die gesamte zwischen Anode und Kathode der Röhre liegende Impedanz, inbegriffen die Ausgangsimpedanz der Röhre, darstellt. Wir betrachten damit die Röhrenkapazität als einen Teil der Schwingkreiskapazität, und den Ausgangswirkwiderstand als einen dem Schwingkreis parallel geschalteten Dämpfungswiderstand.

Der Schwingkreis wird außer durch die Röhre noch durch Rückkopplungskanal und Nutzwiderstand gedämpft, und es soll der Qualitätsfaktor, den er bei Parallelschaltung dieser Widerstände aufweist mit Q_s , „Qualitätsfaktor der Schaltung“ bezeichnet werden. Dieser Wert ist entscheidend für die Frequenzstabilität einer Schaltung.

Die Rückkopplungsformel (11) gibt an, bei welchen Werten des Rückkopplungsfaktors und der Steilheit der Generator schwingt und in welcher Frequenz er schwingt. Da die Röhrensteilheit aber nach Betrag und Phase spannungsabhängig ist, und auch der Rückkopplungsfaktor durch die spannungsabhängige Eingangsimpedanz sich ändert, haben die Spannungsänderungen an der Röhre natürlich einen Einfluß auf die Frequenz des Oszillators.

Es wird nun ein Maß für die Frequenzstabilität eines Oszillators sein, in welchem Betrage vorgegebene Änderungen von \mathfrak{R} und \mathfrak{S} die Frequenz beeinflussen.

Sind φ_k und φ_s die Phasenwinkel des Rückkopplungsfaktors und der Steilheit, so lautet die Phasengleichung der Formel (11)

$$\varphi_k + \varphi_s = -\Phi \quad (12)$$

und damit wird die Phasenänderung der Kreisimpedanz bei Änderung von φ_k und φ_s

$$-d\Phi = d\varphi_k + d\varphi_s \quad (13)$$

Mit der Änderung von Φ ist nach der Gleichung (8) eine Frequenzänderung verknüpft, die für $\Phi = 0$, den Resonanzfall, minimal wird. — Es gilt dort:

$$\frac{\partial \nu}{\partial \Phi} = -\frac{1}{Q_s} \quad (14)$$

und damit

$$\frac{\Delta f}{f} \approx -\frac{1}{2Q_s} \cdot \Delta \Phi \quad (15)$$

Aus diesen Beziehungen ergeben sich zwei wichtige Bedingungen für gute Frequenzstabilität:

1.
$$\varphi_k = -\varphi_s \quad (16)$$

Rückkopplungsfaktor und Steilheit müssen gegenphasig sein, und da $\varphi_s \leq 0$, so muß der Rückkopplungsfaktor positiven Phasenwinkel haben. Der Resonanzkreis schwingt dann in seiner Eigenfrequenz. Dieser Fall ist im Mittelwellengebiet als phasenreine Rückkopplung bekannt, weil bei diesen Frequenzen $\varphi_s = 0$ ist, und damit auch $\varphi_k = 0$ sein muß.

2. Q_s soll möglichst groß sein, d.h. der Schwingkreis soll trotz parallel liegender Röhre und entnommener Nutz- und Steuerleistung noch gute Resonanzscharfe haben.

§ 4 Der Einfluß der Nichtlinearitäten auf Schwingungsbegrenzung und Frequenzkonstanz

Die Rückkopplungsformel gilt für den stationären Schwingungszustand. Damit ein Oszillator anschwingt, muß für die Betriebsfrequenz die Anschwingbedingung

$$|\mathfrak{R}| > \frac{1}{|\mathfrak{E} \cdot \mathfrak{I}_a|} \quad (17)$$

erfüllt sein.

Die Schwingungsamplituden wachsen so lange, bis irgend eine Nichtlinearität das weitere Anwachsen verhindert, mit anderen Worten, bis in der Beziehung (17) die Beträge einander gleich geworden sind.

Da die äußere Schaltung von der Schwingungsamplitude unabhängig ist, muß die Ursache für die Schwingungsbegrenzung in der Röhre liegen. Bei festgehaltenen Gleichspannungen an der Röhre gibt es hierfür zwei Möglichkeiten, die Begrenzung durch den Gitterstrom und die Begrenzung durch Sättigung des Anodenstromes [7] [8] [9]. — Mit steigendem Gitterstrom sinkt die Eingangsimpedanz der Röhre und damit der Rückkopplungsfaktor, während bei der Begrenzung durch Aussteuerung in's Sättigungsgebiet der Charakteristik die mittlere Steilheit sinkt. Beide Arten der Begrenzung bedingen jedoch starke Oberwellen im Anodenstrom und damit, wie nachfolgend gezeigt wird, eine weitere Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsspannungen.

Günstiger ist deshalb die künstliche Begrenzung durch Gitter- oder Anodengleichrichtung, wobei man dem Steuergitter eine amplitudenabhängige negative Gittervorspannung erteilt und damit die mittlere Steilheit konstant hält.

Die $i_a = i_a(u_g)$ Kennlinie der Röhre ist gekrümmt. Bei sinusförmiger Steuerspannung enthält der Anodenstrom Oberschwingungen:

$$\mathfrak{I}_a = \sum_{n=1}^{\infty} \mathfrak{I}_{n\omega} \quad (18)$$

Diese erzeugen nach (5) an dem auf die Grundfrequenz ω abgestimmten Schwingkreis den Spannungsabfall:

$$u_a = \sum_{n=1}^{\infty} \mathfrak{I}_{n\omega} \cdot \frac{R_p}{1 + jQ_s \cdot \left(n - \frac{1}{n}\right)} \quad (19)$$

Die Oberschwingungen der Spannung werden bei großem Qualitätsfaktor sehr klein und nahezu um 90° in der Phase ge-

dreht. Sie gelangen über den Rückkopplungskanal an das Steuer-
gitter und erzeugen an der nichtlinearen Kennlinie mit der Grund-
welle zusammen Kombinationsfrequenzen im Anodenstrom. Unter
diesen befindet sich auch eine Komponente der Grundwelle, die,
in der Phase gegen die durch Steuerwirkung entstandene ver-
schoben, mit jener zusammen eine Grundschiwingung des Stromes
bildet, deren Phase damit von der Nichtlinearität der Kennlinie,
dem Aussteuerungsbereich und dem Arbeitspunkt abhängt.

Man kann das formal so deuten, daß die Harmonischen einen
zusätzlichen Phasenwinkel der Steilheit bedingen, der natürlich
nach (15) eine Frequenzänderung zur Folge hat [10].

Die Abhängigkeit von den Betriebsspannungen kommt nun
dadurch zustande, daß Erhöhung von Heiz- oder Anodenspannung
die Steilheit erhöht; dadurch muß die Begrenzung derart wirken,
daß die mittlere Steilheit erhalten bleibt; das äußert sich in einer
vergrößerten Aussteuerung der Kennlinie, wodurch sich die Stärke
und Phasenlage der Harmonischen ändert und so über den oben
erwähnten Zusammenhang schließlich zu einer Frequenzänderung
führt.

Dieser Einfluß auf die Frequenz muß mit $1/Q_s^2$ abnehmen, da
nach (19) der Spannungsklirrfaktor ca. proportional $1/Q_s$ ist, und
nach (15) die Abhängigkeit der Frequenz von der Phasenlage
ebenfalls mit $1/Q_s$ abnimmt.

Groszkowski gibt für die Frequenzabweichung an [11]:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \approx - a \cdot k_s^2 \quad (20)$$

wobei k_s der Klirrfaktor der Anodenspannung, und a ein Faktor
in der Größenordnung von 1 ist. Da nach (19) der Spannungsklirr-
faktor prop. $1/Q$ ist, stimmt das mit unserem Resultat überein
[12] [13].

§ 5 Die Anpassung der Schaltung an die Röhre

Nach den in § 1 angestellten Überlegungen muß der Schwing-
kreis in den Anodenkreis der Röhre geschaltet und um genügend
Leistung aus der Röhre zu erhalten, an diese angepaßt werden.

Das heißt es muß zwischen Anode und Kathode der Röhre ein ganz bestimmter, durch die Röhre und ihre Betriebsbedingungen festgelegter Wirkwiderstand R_a liegen [14]. Ist der Arbeitswiderstand größer als dieser optimale Wert, dann arbeitet die Röhre überspannt, der Anodenstrom ist stark verzerrt, wodurch die Frequenzstabilität leidet. Ist der Arbeitswiderstand zu klein, dann nimmt die von der Röhre abgegebene Leistung stark ab.

Durch die Röhre und ihre festgelegten Betriebsbedingungen sind gegeben: der Anpassungswiderstand R_a , die an die Schaltung abgebbare UKW-Leistung N und damit auch die an der Anode auftretende Hochfrequenzspannung.

Die von der Röhre gelieferte Hochfrequenzleistung wird zum Teil im Schwingkreis verbraucht, der andere Teil besteht aus: Steuerleistung der Röhre, Nutzleistung und Verluste im Hochfrequenzfeld. Es ist für diese Betrachtung nützlich, sich den zweiten Teil in einem Verbraucherwiderstand R_v , der parallel zum Schwingkreis liegt, vernichtet zu denken.

Es müssen dann der Parallelwiderstand des Schwingkreises und dieser Ersatzwiderstand R_v , die Anpassungsbedingung der Röhre erfüllen:

$$\frac{1}{R_a} = \frac{1}{R_p} + \frac{1}{R_v} \quad (21)$$

Von der gesamten Hochfrequenzleistung N ist nur der Anteil N_v für Steuerleistung, Feldverluste und Nutzleistung verfügbar:

$$N_v = N \frac{R_p - R_a}{R_p} \quad (22)$$

Durch die Parallelschaltung des Wirkwiderstandes R_v sinkt der Qualitätsfaktor des Kreises. Wir haben in § 3 den so entstehenden Qualitätsfaktor der Schaltung mit Q_s bezeichnet. Es gilt unter Verwendung von (21):

$$Q_s = Q \cdot \frac{R_a}{R_p} \quad (23)$$

Ist der Resonanzwiderstand R_p also doppelt so groß wie der Anpassungswiderstand R_a der Röhre, dann ist der Qualitätsfaktor Q_s der Schaltung die Hälfte desjenigen des unbelasteten Schwing-

kreises. Die Hochfrequenzleistung wird dann zur Hälfte im Schwingtopf verbraucht. — Günstiger in Bezug auf Q , ist es noch, wenn R_p weniger über R_a liegt, wobei dann aber entsprechend mehr Hochfrequenzleistung im Schwingkreis verloren geht.

Da die Anpassungswiderstände der Röhren in der Größenordnung von 10 k-Ohm liegen, so stellt sich damit die Forderung an den Parallel-Resonanzkreis, hohen Qualitätsfaktor bei Resonanzwiderständen von ca. 10 k-Ohm zu haben. Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1,5$ m und einem Q von 2000 heißt das für den Kennwiderstand des Schwingkreises (6):

$$\sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{10 \text{ k}\Omega}{2000} = 5 \Omega$$

Der Kreis muß also extrem niederohmig sein. Seine Daten wären in diesem Fall: $C = 160$ pF, $L = 4 \cdot 10^{-9}$ H und der Serienwiderstand des Kreises $R_s = 2,5 \cdot 10^{-3}$ Ohm.

Da ein gerades Stück Kupferdraht von 1 cm Länge und 1 mm Durchmesser schon eine Induktivität von $8 \cdot 10^{-9}$ H und bei dieser Frequenz einen ohmschen Widerstand von $12 \cdot 10^{-3}$ Ohm aufweist, ist zu erkennen, daß die Erfüllung der obigen Forderungen mit klassischen Schwingkreisen ausgeschlossen ist. Wie im 2. Kapitel dargelegt wird, sind solche Werte jedoch mit quasistationären Schwingtöpfen durchaus zu verwirklichen.

Es kann leicht gezeigt werden, daß bei festgehaltener Klemmenspannung am Schwingkreis die schwingende Feldenergie umgekehrt proportional dem Kennwiderstand ist; damit erklärt sich die Forderung nach niederem Kennwiderstand aus dem Bedürfnis nach großer schwingender Feldenergie.

Um nun das Problem der Anpassung an die Röhre zu Ende zu bringen, sei ein Resultat des nächsten Kapitels über das Q von Schwingtöpfen bei verschiedenen Kennwiderständen vorweggenommen. Läßt man bei einem Schwingtopf von gegebenen Außenmaßen l und D_a und bei festgelegter Frequenz den Kennwiderstand $\sqrt{\frac{L}{C}}$ von hohen Werten gegen Null streben, so nimmt zuerst R_p und später Q einen Maximalwert an und sinkt dann ab, wie das in Fig. 3 ausgezogen gezeichnet ist.

Nach der Anpassungsbedingung muß nun $R_p > R_a$ sein; es kommen also nur Kennwiderstände in Frage, die größer als der Wert A sind. Entscheidend ist der Verlauf von Q_s , der sich nun punktweise aus den Kurven für Q und R_p nach der Beziehung (23) einzeichnen läßt. Dabei kann mit steigendem Kennwiderstand Q_s zunächst ansteigen und nach Durchlauf eines Maximalwertes absinken oder sofort fallenden Verlauf aufweisen, wie das in Fig. 3 strichpunktiert angedeutet ist.

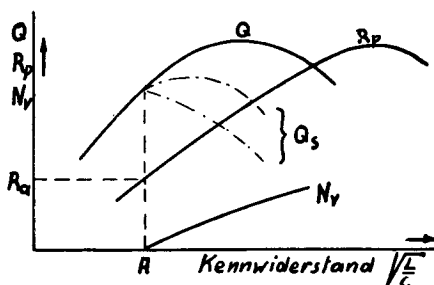


Fig. 3. Anpassung des Schwingtopfes an die Röhre.

Nach Gleichung (22) läßt sich nun noch die verfügbare Leistung N_p einzeichnen, womit der Überblick gewonnen ist, und auf Grund der gestellten Forderungen entschieden werden kann, welches der günstigste Kompromiß zwischen verlangter Leistung und Qualitätsfaktor Q_s ist. — Es muß dabei beachtet werden, daß N_p um Steuer- und Verlustleistung größer ist als die abgebbare Nutzleistung.

§ 6 Die nichtelektrischen Ursachen der Frequenzschwankungen

Diese Ursachen sind:

- a) Temperaturänderungen.
- b) Mechanische Spannungen und Erschütterungen.
- c) Änderungen des Luftdrucks und der Luftfeuchtigkeit.

a) Die Temperaturdehnung der Schaltelemente bewirkt eine Änderung ihrer elektrischen Größe und damit ein Wandern der Frequenz bei Temperaturänderung. Dies kommt zur Wirkung:

1. In der Röhre.
2. Im Schwingtopf.

1. Im Röhreninnern ändern sich die Kapazitäten zwischen den Elektroden. *Seeley* [15] gibt die Größe der Änderung mit 0,02 bis 0,04 pF an. Der stationäre Wärmezustand der Röhre ist nach 10 ÷ 15 Minuten erreicht, solange dauert also nach jeder Belastungsänderung der hierdurch verursachte Frequenz-Einlaufvorgang.

2. Werden bei einem Schwingtopf alle Abmessungen mit einem Faktor p multipliziert, dann ist die Frequenz dieses neuen Schwingtopfes:

$$f' = f/p \quad (24)$$

Hiebei ist vorausgesetzt, daß der Einfluß der Topfverluste auf die Frequenz sehr klein sei, was bei gutem Leitermaterial erfüllt ist [16] [17].

Dieser Fall der ähnlichen Vergrößerung tritt ein, wenn sich ein, aus nur einem Material hergestellter Schwingtopf, in allen Teilen gleichmäßig erwärmt. Der Faktor ist dann:

$$p = \delta_a \cdot \Delta t \quad (25)$$

$\delta_a =$ lin. Ausdehnungskoeffizient $\Delta t =$ Temperaturerhöhung

Dies gibt für verschiedene Materialien die folgenden relativen Frequenzschwankungen pro $^{\circ}\text{C}$ Temperaturänderung und bei einer Oszillatorfrequenz von 200 MHz ($\lambda = 1,5$ m) die ebenfalls in der Tabelle aufgeführten Frequenzänderungen:

| | $\Delta f/f \text{ } ^{\circ}\text{C}$ | Δf |
|-----------|--|--------------------------------------|
| Kupfer | $- 16 \cdot 10^{-6}$ | $- 3,2 \text{ kHz}/^{\circ}\text{C}$ |
| Messing | $- 18 \cdot 10^{-6}$ | $- 3,6$ |
| Aluminium | $- 23 \cdot 10^{-6}$ | $- 4,6$ |
| Invar | $< \pm 1 \cdot 10^{-6}$ | $< \pm 0,2$ |
| Keramik | $- 1 \div 3 \cdot 10^{-6}$ | $- 0,2 \div 0,6$ |

Ferner ändert sich mit der Temperatur auch die Dielektrizitätskonstante der Isolierstoffe (Phenole). Sind solche Stoffe im

Hochfrequenzfeld (z. B. Röhrensockel), dann können sie durch Änderung der Streukapazität die Frequenz beeinflussen.

b) Mechanische Spannungen, die z. B. über die Halterung auf den Schwingtopf wirken, erzeugen eine elastische Deformation und damit auch eine Änderung der Frequenz. Mechanische Schwingungen bewirken auf die gleiche Art eine störende Frequenzmodulation.

c) Änderungen des Luftdruckes und der Luftfeuchtigkeit ändern die Dielektrizitätskonstante der Luft und damit die Kapazität des im Schwingtopf verwendeten Luftkondensators.

Bei 20 °C und Normaldruck ist

$$\varepsilon_r \simeq 1,0006$$

Man muß mit Luftdruckschwankungen von ca. 25 mm Hg rechnen, das bedeutet eine Schwankung $\Delta\varepsilon_r = 2 \cdot 10^{-5}$ [18]. Die relative Luftfeuchtigkeit in geschlossenen Räumen verursacht erfahrungsgemäß Schwankungen der Dielektrizitätskonstanten von $\Delta\varepsilon_r = 1 \div 2 \cdot 10^{-5}$.

Die totalen Änderungen der D. K., die durch den Wechsel der atmosphärischen Verhältnisse bedingt sind, betragen daher etwa:

$$\Delta\varepsilon_r = \pm 2 \cdot 10^{-5}$$

wodurch langsame Frequenzwanderungen in der Größe

$$\frac{\Delta f}{f} = \pm 10^{-5}$$

verursacht werden.

Die Luftfeuchtigkeit ist durch Anwendung von Trocknungsmitteln leicht klein zu halten, womit die Frequenzänderungen zirka auf die Hälfte herabgesetzt werden.

Man erkennt, daß es also die atmosphärischen Schwankungen sind, die bei Verwendung von Schwingtöpfen mit Luftkondensatoren, der Frequenzkonstanz über lange Dauer eine obere Grenze in der Größe von

$$\frac{\Delta f}{f} = \pm 5 \cdot 10^{-6}$$

setzen.

§ 7 Anforderungen an Schaltung und Schwingtopf zur Erzielung guter Frequenzkonstanz [19]

Aus dem in §§ 1 bis 6 gewonnenen Überblick ergibt sich folgendes Rezept für den Bau eines frequenzkonstanten UKW-Oszillators:

a) Arbeiten mit hoher Anoden- und Schirmgitterspannung. Dadurch werden die Laufzeiten und damit der Phasenwinkel der Steilheit, sowie dessen Spannungsabhängigkeit kleiner; auch die Eingangsdämpfung nimmt ab.

b) Der frequenzbestimmende Schwingkreis (Schwingtopf) soll im Anodenkreis liegen. Da der Ausgangsleitwert der Röhre höher ist als der Eingangsleitwert, wird er dort weniger gedämpft. Er wird auch im Ausgangskreis nicht so stark durch die Betriebsspannungen verstimmt, wie das am Röhreneingang durch die Raumladekapazität der Fall ist.

c) Der Schwingtopf soll möglichst großen Qualitätsfaktor aufweisen; der Klirrfaktor der Anodenspannung wird dann trotz stark verzerrtem Anodenstrom klein und damit die Frequenzschwankungen. Große Phasenänderungen bedingen bei großem Q nur kleine Frequenzänderungen.

d) Der Schwingtopf soll möglichst große Blindleistung aufnehmen, d. h. er muß niederohmig sein. Er hat dann große Kapazität und kleine Induktivität; damit spielen auch kleine Kapazitätsänderungen in Röhre und Schaltung, seien sie elektronisch bedingt oder durch Temperaturschwankungen hervorgerufen, keine große Rolle.

e) Die Rückkopplung muß so lose sein, daß man die geforderte Leistung eben noch erhält. Je fester die Rückkopplung, desto größer die Verzerrungen im Anodenstrom und damit der Klirrfaktor der Anodenspannung und die dadurch bedingten Frequenzschwankungen.

f) Die Rückkopplung soll den entgegengesetzten Phasenwinkel wie die Steilheit haben; die Phasenänderung des Schwingkreises ist dann groß bei kleiner Frequenzänderung, und die Röhre arbeitet auf reellen Außenwiderstand und gibt die größte Wirkleistung ab.

g) Der Temperaturgang des Schwingtopfes muß durch Kompensation herabgesetzt werden; das ist aber nur bei gleichmäßiger Erwärmung des ganzen Topfes möglich. Man muß deshalb den Topf vor scharfen örtlichen und zeitlichen Temperaturunterschieden (Röhrennähe, Wärmeströmungen, Zugluft) schützen.

h) Im Hochfrequenzfeld keine Isoliermaterialien mit starker Temperaturabhängigkeit der DK verwenden! (Luft und Keramik verwenden!)

i) Halterung des Topfes federnd und spannungsfrei. Keine Einspannmomente!

2. KAPITEL

Der quasistationäre Schwingtopf

§ 8 Allgemeines

a) Der klassische Schwingkreis: Die herkömmliche Form des Schwingkreises versagt bei ultrakurzen Wellen, weil die Kreisverluste zu groß werden. Der extreme Skineffekt, Strahlungsverluste, dielektrische Dämpfung und Wirbelströme in allen im Feldbereich liegenden Isoliermaterialien bezw. Metallteilen, lassen den Schwungradwiderstand des Kreises nicht mehr über einige Kiloohm ansteigen.

Ein derart stark gedämpftes Gebilde ist natürlich zur Stabilisierung von Schwingungen ungeeignet, sind doch gerade schwache Dämpfung (großer Qualitätsfaktor) und hohe Blindleistung (große schwingende Feldenergie) die beiden Erfordernisse für eine gute Stabilisierung (Uhrpendel, Stimmgabel, Quarz). Dabei bestimmt der Qualitätsfaktor im wesentlichen die Güte der Stabilisierung und die schwingende Feldenergie die Größe der stabilisierbaren Energiequelle (Röhre). — Diese Eigenschaften weist nun im UKW-Gebiet der Schwingtopf in hohem Maße auf.

b) Der Schwingtopf: Die quasistationären Topfkreise für Meterwellen, kurz Schwingtöpfe genannt, sind schon längere Zeit bekannt [20] [21] [22] [23]. Man weiß von ihnen, daß sie trotz

kleiner Schwingkreisinduktivität L bei Resonanz sehr hohe Impedanzen aufweisen, mit anderen Worten, daß sie wenig gedämpft sind. Diese Vorzüge verdanken sie ihrer Eigenschaft, dem bei UKW nur noch wenige hundertstel Millimeter in das Leitermetall eindringenden Hochfrequenzstrom eine große leitende Fläche zur Verfügung zu stellen, wodurch die Stromwärmeverluste sehr klein bleiben. Dank ihrer geschlossenen Form sind auch die Strahlungsverluste viel kleiner als bei klassischen Schwingkreisen, häufig sogar gleich Null. Meist fallen auch dielektrische Verluste vollständig fort, da Luftkondensatoren verwendet werden und man Isoliermaterial im Feldraum des Topfes meist vermeiden kann.

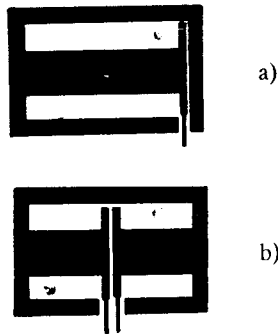


Fig. 4. a) Symmetrischer, b) unsymmetrischer Schwingtopf aus konzentrischen Leitungsstücken.

Die in dieser Arbeit ausschließlich verwendeten Topfformen sind in Fig. 4 ersichtlich. Sie setzen sich aus Stücken konzentrischer Rohrleitungen zusammen, deren Innenleiter in der Mitte oder am Ende durch einen Kondensator unterbrochen ist. Diese Formen sind leicht herzustellen und auch relativ einfach analytisch zu behandeln.

Der Schwingstrom fließt auf dem Innen- und in dem Außenleiter längs den Mantellinien und auf den Abschluß-Scheiben und den Kondensatorplatten radial. Das elektrische Feld verläuft im wesentlichen zwischen den Kondensatorplatten, die magnetischen Kraftlinien umgeben den Innenleiter kreisförmig. Der Außenraum dieser Topfform ist vollständig feldfrei.

§ 9 Herleitung der Tropfformel aus der belasteten konzentrischen Leitung

Die folgenden Betrachtungen werden zunächst für verlustfreie Leitungen durchgeführt; die Verluste werden dann im folgenden Paragraphen berechnet.

Konzentrische Leitungen haben den Induktivitätsbelag:

$$L' = \frac{1}{2\pi} \cdot \mu \cdot \ln \frac{r_a}{r_i} \quad (26)$$

und den Wellenwiderstand:

$$Z = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cdot \ln \frac{r_a}{r_i} \quad (27)$$

wobei r_a = Radius des Außenleiters l = Leitungslänge,
 r_i = Radius des Innenleiters ist.

Ein am Ende kurzgeschlossenes Stück eines Leiters mit dem Wellenwiderstand Z hat den Eingangswiderstand:

$$\Re e = j \cdot Z \cdot \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \quad (28)$$

also der konzentrische Leiter:

$$\Re e = j \cdot \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cdot \ln \left(\frac{r_a}{r_i} \right) \cdot \operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \quad (29)$$

Bei Beschränkung auf gegen die Wellenlänge λ kurze Leitungsstücke darf man setzen:

$$\operatorname{tg} 2\pi \frac{l}{\lambda} \approx 2\pi \frac{l}{\lambda} \quad (30)$$

Diese Näherung schließt folgende Fehler in sich:

| | |
|--|------|
| Für $l \leq 6,4$ % von λ ist Fehler ≤ 5 % | |
| 8,8 % | 10 % |
| 12 % | 20 % |

Die in Gl. (30) ausgeführte Näherung bedeutet den Übergang von der nichtquasistationären zur quasistationären Berechnungsart. Denn durch das Ersetzen des Tangens durch eine lineare

Funktion wird nach Gl. (29) ausgesagt, daß die Eingangsimpedanz Z_e proportional zu l sei, was aber nur zutrifft, wenn der Leiter über die ganze Länge l die gleiche Stromstärke führt. Man vernachlässigt also das Übergehen von Leitungsstrom in Verschiebungsstrom längs der Leiter, d. h. ihre Kapazität, was ohne größeren Fehler eben nur für Leitungsstücke zulässig ist, die kurz sind gegen die Wellenlänge.

Die Induktivität eines so kurzen Leitungsstückes und damit des daraus hergestellten Schwingtopfes ist dann:

$$L = L' \cdot l = \frac{1}{2\pi} \cdot \mu \cdot l \cdot \ln \frac{r_a}{r_i} \quad (31)$$

Wird nun eine Kapazität C , häufig ein Plattenkondensator mit Luftdielektrikum irgendwo in den Stromkreis eingeschaltet, dann erhält man einen Schwingtopf mit der Eigenfrequenz:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$$

In Fig. 4 ist die symmetrische und die unsymmetrische Form eines solchen Topfes im Querschnitt dargestellt.

§ 10 Die Berechnung der Verluste und des gleichwertigen Verlustwiderstandes

Um das Verhalten eines Schwingtopfes im Resonanzfall beurteilen zu können, muß man die in ihm auftretenden Energieverluste kennen. Zur Berechnung verfährt man wie folgt: Man ermittelt zunächst die Stromverteilung für den verlustfreien Fall (Leitfähigkeit $\sigma = \infty$) und rechnet aus dieser Stromverteilung die Verluste aus. Dieses Näherungsverfahren darf natürlich nur angewendet werden, wenn der Einfluß der Verluste auf die Stromverteilung sehr klein ist. Bei Schwingtöpfen ist das der Fall [24].

Die Berechnung ist für quasistationäre Töpfe sehr einfach, da der Strom längs des Leiters konstant bleibt. Es werde zunächst der Stromwärmeverlust eines Oberflächenelementes betrachtet (Fig. 5). Unter J_1 wollen wir den Effektivwert des Oberflächenstromes auf 1 cm Breite verstehen und ihn Strombelag nennen.

Dabei ist J_1 der Mittelwert der Ströme verschiedener Phase und abnehmender Amplitude, die durch die ins Metall eindringende elektromagnetische Welle verursacht werden.

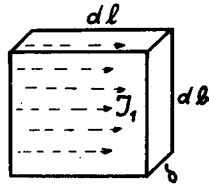


Fig. 5. Stromwärmeverlust in Oberflächenelement.

Nach der Theorie des Skinneffektes kann man mit der Eindringtiefe

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} \quad (32)$$

die Verlustleistung derart berechnen, als ob Gleichstrom der Stärke J_1 in einer Schicht von der Tiefe δ fließen würde [25]. Der Strom durch das Oberflächenelement ist*

$$di = J_1 \cdot db$$

der Widerstand des Elementes:

$$R = \frac{dl}{\sigma \cdot \delta \cdot db}$$

Also die Wärmeleistung des Stromes:

$$dN = (di)^2 \cdot R = (J_1 \cdot db)^2 \cdot \frac{dl}{\sigma \cdot \delta \cdot db} \quad (33)$$

Setzen wir für δ den Wert (32) ein, und für das Flächenelement $dl \cdot db = dA$, dann wird:

$$dN = J_1^2 \cdot \sqrt{\frac{\omega \mu}{2 \sigma}} \cdot dA \quad (34)$$

Wir nennen den Wurzelausdruck, der die Dimension eines Widerstandes besitzt, nach *Borgnis* [23] Wirbelstromwiderstand:

$$R_w = \sqrt{\frac{\omega \mu}{2 \sigma}} \quad (35)$$

Er gibt den äquivalenten Gleichstromwiderstand eines quadratischen Oberflächenelementes von der Fläche 1 an, bei Stromrichtung parallel zur Quadratseite. — Wir erhalten nun für den gesamten Jouleschen Verlust in einem Schwingtopf:

$$N = \iint_{\text{Oberfl.}} J_1^2 \cdot R_w \cdot dA \quad (36)$$

wobei das Integral über die ganze stromführende Oberfläche zu erstrecken ist. Wenn die ganze Fläche aus dem gleichen Metall besteht, so vereinfacht sich dies zu:

$$N = R_w \cdot \iint J_1^2 \cdot dA \quad (37)$$

d. h. die Verlustleistung in einem Topfe ist gleich dem Produkt des Wirbelstromwiderstandes mit dem Oberflächenintegral des Quadrates des Strombelages.

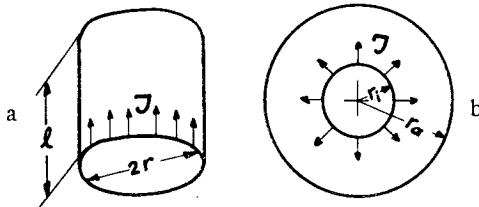


Fig. 6. Stromwärmeverlust auf Kreiszyylinder- bzw. Kreisringfläche.

Es ergeben sich nun sofort, wenn J der totale Flächenstrom ist (Fig. 6a und b):

a) Für einen Kreiszyylinder vom Radius r und der Länge l , auf dem der Strom längs den Mantellinien fließt:

$$N = R_w \cdot \left(\frac{J}{2\pi r} \right)^2 \cdot 2\pi r l = \frac{1}{2\pi} \cdot J^2 \cdot R_w \cdot \frac{l}{r} \quad (38)$$

b) Für ebene Kreisscheibe, auf der der Strom radial fließt:

$$N = R_w \cdot \int_{r_i}^{r_a} \left(\frac{J}{2\pi r} \right)^2 \cdot 2\pi r \cdot dr = \frac{1}{2\pi} \cdot J^2 \cdot R_w \cdot \ln \frac{r_a}{r_i} \quad (39)$$

Es läßt sich nun der Energieverlust in einer Induktivität gemäß Fig. 4a und b ohne weiteres als Summe der Teilverluste an-

schreiben. Als Länge l wird dabei nur die Länge des Innenleiters eingesetzt. Sowohl für die symmetrische als auch für die unsymmetrische Form gilt dann:

$$N = \frac{1}{2\pi} \cdot J^2 \cdot R_w \cdot \left[\frac{l}{r_i} + \frac{l}{r_a} + 2 \ln \frac{r_a}{r_i} \right] \quad (40)$$

Dabei sind bei der symmetrischen Form die Verluste auf Innen- und Außenseiten der Kondensatorplatten, bei der unsymmetrischen Form die auf der Innenseite unberücksichtigt geblieben. Diese werden später berücksichtigt werden.

Man kann sich die Verluste in einem zu der verlustlos gedachten Induktivität in Serie geschalteten gleichwertigen Widerstand R_{sL} entstanden denken, dann ist nach Gl. (40):

$$R_{sL} = \frac{1}{2\pi} \cdot R_w \left[\frac{l}{r_i} + \frac{l}{r_a} + 2 \ln \frac{r_a}{r_i} \right] \quad (41)$$

Die Werte von R_w für verschiedene Leitermetalle und Frequenzen sind in Fig. 7 dargestellt.

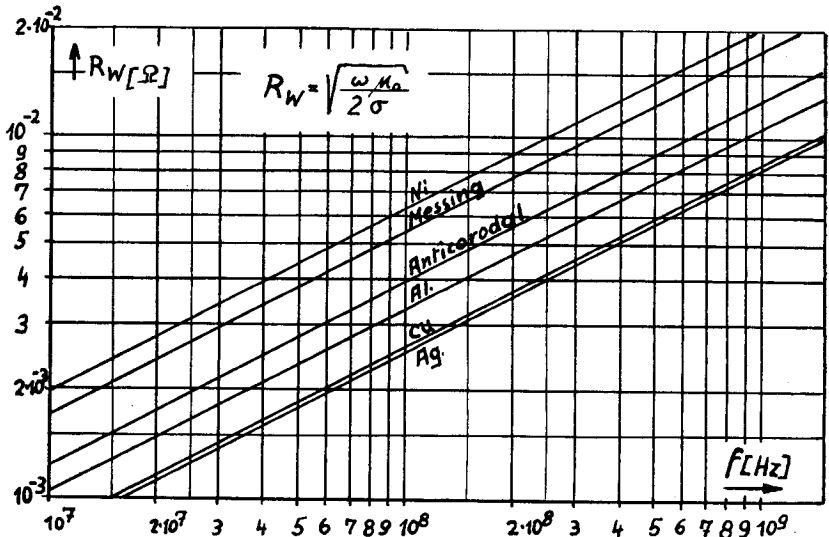


Fig. 7. Wirbelstromwiderstand als Funktion von Leitermaterial und Frequenz.

Beispiel: Gegeben Schwingtopf für $\lambda = 1,5$ m, mit den Maßen: $l = 8$ cm, $D_a = 10$ cm, $D_i = 1,2$ cm.

Man errechnet: $L = 33,8$ nH (31), $R_{sL} = 3,05 R_w$. Mit Fig. 7 ergibt sich für Kupfer $R_{sL} = 11,3 \cdot 10^{-3}$ Ohm $Q_L = 3760$ } nach (41)
für Anticorodal $R_{sL} = 17 \cdot 10^{-3}$ Ohm $Q_L = 2500$ }

§ 11 Der Qualitätsfaktor Q_L der Induktivität

Die Güte einer Induktivität wird nach Gl. (1) durch den Faktor

$$Q_L = \frac{\omega L}{R_{sL}}$$

gekennzeichnet. Setzen wir die Ausdrücke aus den Gl. (31), (41), (35) herein ein und gehen auf die Durchmesser über, dann erhalten wir:

$$Q_L = \sqrt{\frac{\sigma \omega \mu}{2}} \cdot l \cdot \frac{\ln \frac{D_a}{D_i}}{\frac{l}{D_i} + \frac{l}{D_a} + \ln \frac{D_a}{D_i}} \quad (42)$$

Wir wollen jetzt die Länge auf den Außendurchmesser beziehen:

$$l = \zeta \cdot D_a \quad (43)$$

Dann wird:

$$Q_L = \sqrt{\frac{\sigma \omega \mu}{2}} \cdot D_a \cdot \frac{\zeta \cdot \ln \frac{D_a}{D_i}}{\zeta \left(1 + \frac{D_a}{D_i}\right) + \ln \frac{D_a}{D_i}} \quad (44)$$

Definieren wir als

$$\text{Frequenzfaktor } \alpha = \sqrt{\frac{\sigma \omega \mu}{2}} \quad (= \text{reziproke Eindringtiefe}) \quad (45)$$

$$\text{Formfaktor } \gamma = \frac{\zeta \cdot \ln \frac{D_a}{D_i}}{\zeta \left(1 + \frac{D_a}{D_i}\right) + \ln \frac{D_a}{D_i}} \quad (46)$$

dann vereinfacht sich der Ausdruck (44) zu:

$$\boxed{Q_L = \alpha \cdot D_a \cdot \gamma} \quad (47)$$

In dieser Form zeigt sich die Abhängigkeit der „Spulengüte“ Q_L von den verschiedenen physikalischen Einflußgrößen besonders deutlich, denn α ist nur vom Leitermaterial und der Frequenz abhängig und γ ist allein eine Funktion der geometrischen Form des Topfes, nicht von dessen absoluter Größe, denn es enthält nur Größenverhältnisse. Der Gütefaktor geometrisch ähnlicher Topfformen wächst also bei festgehaltener Frequenz linear mit der absoluten Größe. Das läßt sich auch so erklären: R_{sL} ist für alle geometrisch ähnlichen Topfformen gleich groß (41), L dagegen wächst proportional den Lineardimensionen (31), also muß der Ausdruck $Q_L = \omega L / R_{sL}$ für ähnliche Töpfe ebenfalls proportional D_a sein.

In Fig. 8 und 9 sind Kurvenscharen für γ und α gezeichnet; man kann also nun durch einfaches Ablesen in Diagrammen und

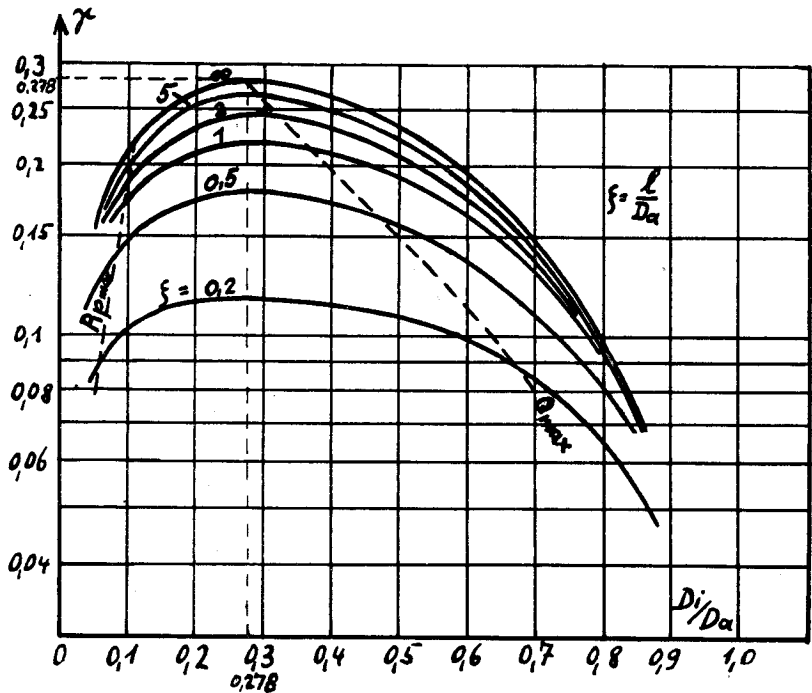


Fig. 8. Formfaktor als Funktion der Größenverhältnisse des Schwingtopfes.

Multiplikation der Werte nach Gl. (47) sofort für jede beliebige Form und Größe den Gütefaktor Q_L bestimmen.

Aus der Gleichung:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial (D_a/D_i)} = 0 \tag{48}$$

bestimmt sich das Maximum der Kurven in Fig. 8 unabhängig vom Parameter ζ für den Abszissenwert $D_i/D_a = 0,278$. Dieses Durchmesserverhältnis ist aus der Kabeltheorie für Hochfrequenzkabel minimaler Widerstandsdämpfung bekannt. Ebenfalls ist bekannt, daß der Qualitätsfaktor einer homogenen Leitung beliebiger Länge gleich demjenigen eines kleinen Leiterstückes ist [22]. Es gilt nämlich:

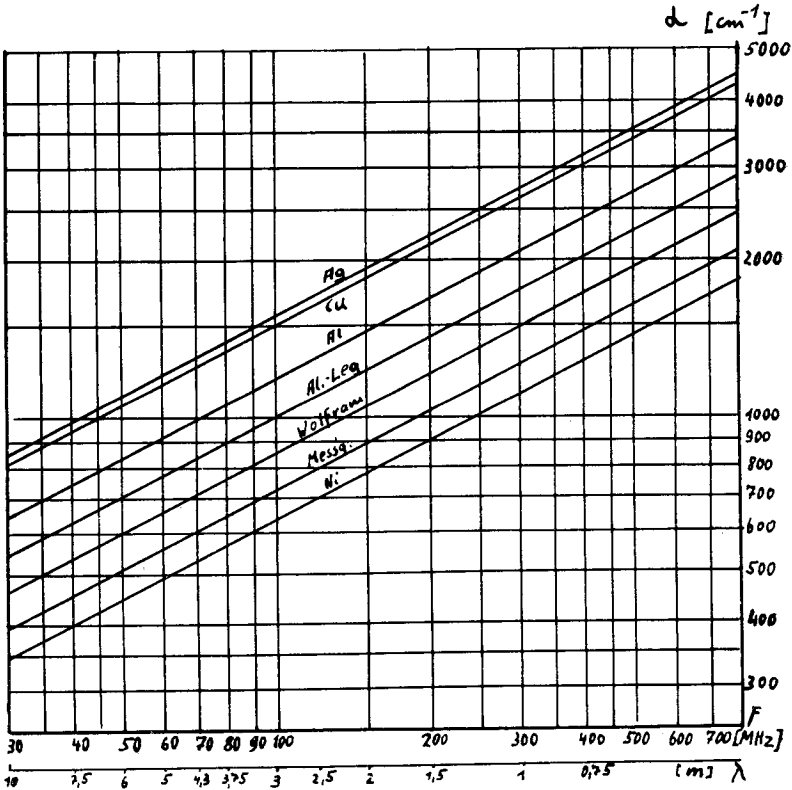


Fig. 9. Frequenzfaktor als Funktion von Leitermaterial und Frequenz.

$$Q = \omega \cdot \frac{L'}{R'}$$

wobei L' der Induktivitätsbelag, R' der Widerstandsbelag der Leitung ist. — Die Kurvenschar der Fig. 8 läßt sich nun folgendermaßen diskutieren: Der Seriewiderstand des Topfes setzt sich zusammen aus dem Widerstand des konzentrischen Leiterstückes und dem Widerstand der Abschlußplatten. Somit gilt die Kurve für $\zeta = \infty$ ebenfalls für die konzentrische Leitung, da für sehr große Länge l die Verluste in den Abschlußplatten gegen die Leitungsverluste vernachlässigt werden können. Die anderen Kurven geben nun an, wieviel der Schwingtopf durch die Verluste in den Abschlußplatten unter dem Qualitätsfaktor der konzentrischen Leitung bleibt. (Vergleiche hiezu die Formeln für konzentrische Resonanzleitungen z. B. bei *Hansell* und *Carter* [2].)

Wir können nun durch Einsetzen von $\gamma_{max} = 0,278$ in Gl. (47) Werte für Q_L errechnen, die bei gegebenem Material, Frequenz und Außendurchmesser die obere Grenze darstellen, die man mit dieser Art von Schwingtöpfen erreichen kann.

Wir erhalten z. B. für $D_a = 10$ cm bei verschiedenen Leitermetallen und Frequenzen folgende oberen Grenzwerte für Q_L :

| λ [m] | 4 | 3 | 2 | 1 |
|---------------|------|------|------|------|
| f [MHz] | 75 | 100 | 150 | 300 |
| Silber | 3750 | 4330 | 5300 | 7500 |
| Kupfer | 3610 | 4170 | 5100 | 7200 |
| Aluminium | 2800 | 3300 | 4000 | 5700 |
| Anticorodal | 2400 | 2800 | 3360 | 4800 |

Wir können also aussagen, daß wir mit quasistationären Schwingtöpfen immer etwas unter dem Qualitätsfaktor der optimal konstruierten Resonanzleitung gleichen Außendurchmessers bleiben werden und dieses Verhältnis zahlenmäßig durch Bildung des Quotienten

$$q = \frac{\gamma_{Topf}}{0,278}$$

ausdrücken, wobei die Kondensatorverluste aber noch nicht berücksichtigt sind, so daß sich das Verhältnis noch etwas ungünstiger gestaltet.

Beispiel: Auf den am Ende des § 10 berechneten Topf wenden wir die in diesem Paragraphen gewonnenen Formeln an. Es ist:

$$\left. \begin{array}{l} \zeta = 0,8 \\ D_i/D_a = 0,12 \end{array} \right\} \text{Fig. 8 } \gamma = 0,179 \quad \lambda = 1,5 \text{ m} \quad \text{Fig. 9 } \left\{ \begin{array}{l} \alpha_{cu} = 2,1 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1} \\ \alpha_{Antic.} = 1,4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1} \end{array} \right.$$

und damit $q = 0,645$ $Q_{L \text{ Kupfer}} = 3760$ $Q_{L \text{ Anticor.}} = 2500$ in Übereinstimmung mit den in § 10 errechneten Resultaten.

§ 12 Dimensionierung auf größten Qualitätsfaktor

a) Gegeben das Volumen V_0 : Es soll Form und Induktivität desjenigen Schwingtopfes ermittelt werden, der bei gegebener Frequenz den größtmöglichen Qualitätsfaktor aufweist. Damit diese Fragestellung einen Sinn hat, muß den Abmessungen noch eine Beschränkung auferlegt werden, denn es ist aus Gleichung (47) ersichtlich, daß mit wachsenden Dimensionen auch der Q_L -Wert ständig wächst. Vernünftig scheint es, das Volumen

$$V_0 = \frac{\pi}{4} D_a^2 l \quad (49)$$

des Topfes vorzuschreiben, damit ist auf die Form kein Zwang ausgeübt, und es wird sich jene Form ergeben, die bei gegebener Feldenergie ein Minimum an Oberflächenverlusten aufweist.

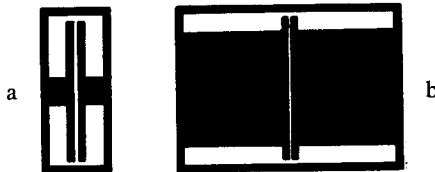


Fig. 10. Schwingtopfformen mit großen Verlusten.

Diese Form wird zwischen der Dose und dem Rohr liegen (Fig. 10 a und b), die beide, bezogen auf das Volumen des Feld-

raumes, große Oberflächen und also auch große Verluste aufweisen. — Wir haben also das Maximum der Funktion:

$$Q_L = \alpha \cdot D_a \cdot \gamma$$

unter der Nebenbedingung

$$V_0 = \text{konst.}$$

zu suchen.

Unter Verwendung von (46) und (43) erhalten wir nach kleiner Umformung:

$$Q_L = \alpha \cdot \frac{D_a l \ln(D_a/D_i)}{l(D_a/D_i + 1) + \ln(D_a/D_i) \cdot D_a} = \varphi\left(D_a, l, \frac{D_a}{D_i}\right) \quad (50a)$$

$$\frac{\pi}{4} D_a^2 l - V_0 = 0 = \psi(D_a, l) \quad (50b)$$

Nach der Multiplikatorenregel von *Lagrange* finden wir nun das gesuchte Maximum durch Auflösung des folgenden Gleichungssystems, wobei k ein zunächst noch unbestimmter Faktor ist:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial D_a} + k \frac{\partial \psi}{\partial D_a} &= 0 \\ \frac{\partial \varphi}{\partial l} + k \frac{\partial \psi}{\partial l} &= 0 \\ \frac{\partial \varphi}{\partial (D_a/D_i)} + k \frac{\partial \psi}{\partial (D_a/D_i)} &= 0 \\ \psi &= 0 \end{aligned} \quad (51)$$

Die Durchführung der Rechnung liefert die Beziehungen:

$$\frac{D_i}{D_a} = 0,278$$

$$\frac{l}{D_a} = \zeta = 0,555$$

Damit ist die optimale Form gefunden. Sie ist, wie das zu erwarten war, unabhängig von V_0 , der Frequenz und dem Topfmaterial. Der Formfaktor (46) ist:

$$\gamma = 0,185$$

Die absoluten Größen errechnen sich aus V_o zu:

$$D_a = 1,318 \sqrt[3]{V_o}$$

$$l = 0,731 \sqrt[3]{V_o}$$

Die Induktivität wird:

$$L = 0,149 \cdot \mu \cdot \sqrt[3]{V_o}$$

$$= 1,867 \sqrt[3]{V_o[\text{cm}^3]} \cdot 10^{-9} \text{ [H]}$$

und der Qualitätsfaktor:

$$Q_{L \max} = 0,244 \cdot \alpha \cdot \sqrt[3]{V_o}$$

Dieses Maximum ist nicht sehr scharf, so daß kleine Abweichungen von der Optimalform den Qualitätsfaktor noch nicht wesentlich herabsetzen. Die am Schluß des Paragraphen gerechneten und in Fig. 12 maßstabgetreu gezeichneten Beispiele sollen davon ein Bild geben.

b) Gegeben Induktivität und Volumen: Die unter a) berechneten Schwingtöpfe besitzen wohl bei vorgeschriebenem Volumen den größten Qualitätsfaktor, aber ihre Induktivität ist durch die Maximalbedingungen bereits festgelegt. Sie werden dort Verwendung finden, wo durch eine Anpassungsschaltung (Transformator, Kondensator, Leitung) die für die Schaltung günstigsten Topfeigenschaften dennoch hergestellt werden können. Wenn der Topf direkt an die Röhre geschaltet werden soll, dann ist die Induktivität gewöhnlich festgelegt, sie sei mit L_o bezeichnet, und es muß nun der Topf mit möglichst großem Q_L bei vorgeschriebenem Volumen V_o und Induktivität L_o ermittelt werden.

Zu den Bedingungen (50a) und (50b) kommt nun noch eine zweite Nebenbedingung:

$$\frac{1}{2\pi} \mu l \ln \frac{D_a}{D_i} - L_o = \Phi \left(l, \frac{D_a}{D_i} \right) = 0 \quad (52)$$

und wir erhalten die Dimensionen des gesuchten Schwingtopfes aus dem Gleichungssystem

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \varphi}{\partial D_a} + k \frac{\partial \psi}{\partial D_a} + \alpha \frac{\partial \Phi}{\partial D_a} &= 0 \\
 \frac{\partial \varphi}{\partial l} + k \frac{\partial \psi}{\partial l} + \alpha \frac{\partial \Phi}{\partial l} &= 0 \\
 \frac{\partial \Phi}{\partial (D_a/D_i)} + k \frac{\partial \psi}{\partial (D_a/D_i)} + \alpha \frac{\partial \Phi}{\partial (D_a/D_i)} &= 0 \\
 \psi &= 0 \qquad \Phi = 0
 \end{aligned}
 \tag{53}$$

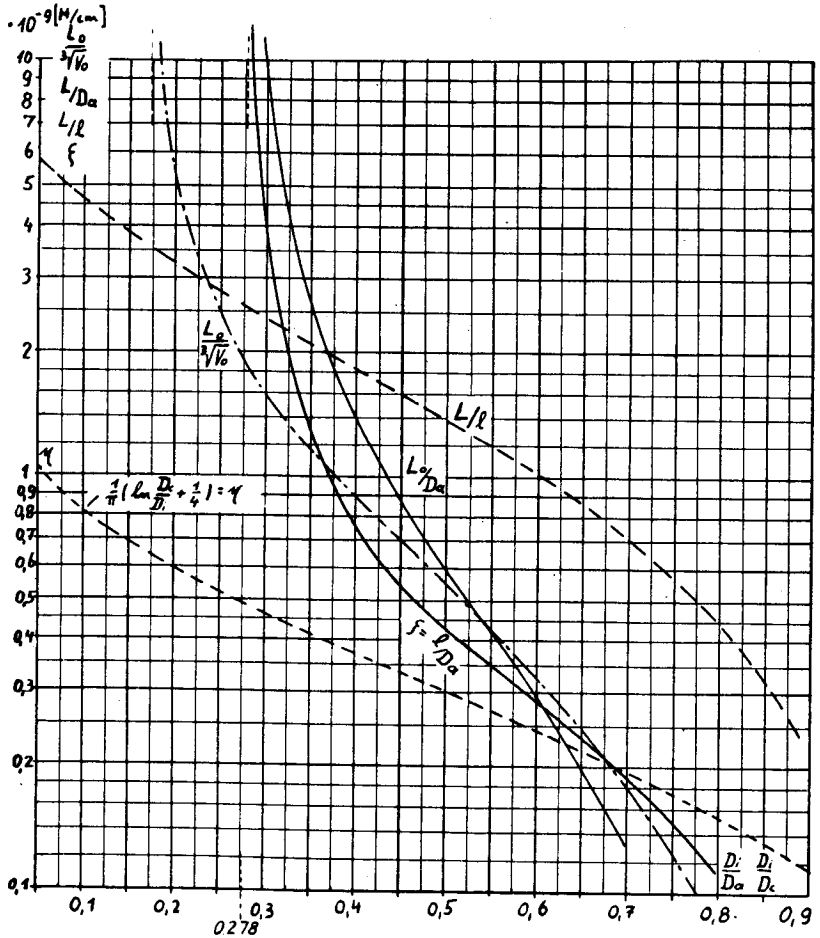


Fig. 11. Diagramm zur Topfberechnung.

worin k und κ zu eliminierende Faktoren sind. Die Durchführung der Rechnung ergibt die Gleichung:

$$\frac{L_0}{\sqrt[3]{V_0}} = \frac{\mu}{\pi} \sqrt[3]{\frac{\ln^5(D_a/D_i)}{2\pi \left[\frac{3}{2}(1 + D_a/D_i) - (D_a/D_i) \ln(D_a/D_i) \right]^2}}$$

Diese Beziehung ist in Fig. 11 dargestellt. Man kann nun aus L_0 und V_0 das Durchmesser Verhältnis ermitteln, findet mit diesem aus Gleichung (52) die Länge l und dann durch Verwendung von (49) den Außendurchmesser D_a , womit das Problem gelöst ist.

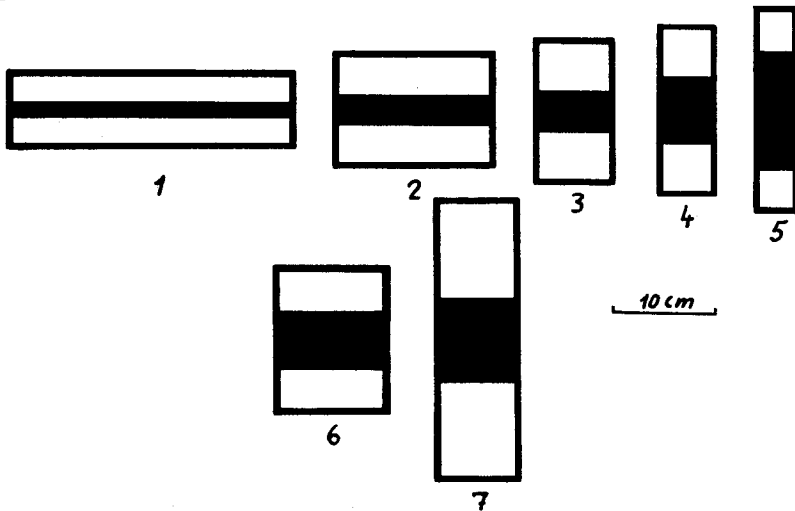


Fig. 12. Maßstabgetreuer Vergleich optimaler Schwingtopfformen.

Die Qualitätsfaktoren dieser Töpfe mit vorgeschriebener Induktivität sind bei gleichem Topfvolumen kleiner oder höchstens gleich denjenigen der unter a) berechneten, je nachdem die Form mehr oder weniger von der unter a) berechneten Optimalform abweicht. Die am Ende dieses Paragraphen zusammengestellten Beispiele und die Fig. 12 geben davon ein anschauliches Bild.

c) Gegeben Induktivität und Außendurchmesser. Oft stellt sich das Problem so: Eine gegebene Topfinduktivität L_0 soll bei einem vorgeschriebenen Außendurchmesser D_a ver-

wirklicht werden. Gewünscht ist ein möglichst großer Gütefaktor Q_L . Es läßt sich schon rein anschaulich diskutieren, daß die sich ergebenden Topfformen langgestreckt oder kurz sein werden, je nachdem das Verhältnis L_0/D_a erheblich größer oder kleiner als jenes der Optimalform nach Abschnitt *a* wird. Aus der nachfolgenden Berechnung ergibt sich, daß das Verhältnis $l/D_a \geq 1$ wird, für $L_0/D_a \geq 2 \cdot 10^{-9}$ [H/cm].

Die Bedingung:

$$Q_L = \frac{\omega_0 L_0}{R_{sL}} = \text{maximal}$$

ist gleichbedeutend mit der Vorschrift:

$$R_{sL} = \text{minimal}$$

Gl. (41) und (31) etwas umgeformt gibt:

$$R_{sL} = \frac{1}{\pi} \cdot R_w \cdot \frac{1}{D_a} \cdot \left[l \left(\frac{D_a}{D_i} + 1 \right) + D_a \ln \frac{D_a}{D_i} \right] = \varphi_1 \left(\frac{D_a}{D_i}, l \right) \quad (54 \text{ a})$$

$$0 = \frac{1}{2\pi} \mu l \ln \frac{D_a}{D_i} - L_0 = \psi_1 \left(\frac{D_a}{D_i}, l \right) \quad (54 \text{ b})$$

Darin sind D_a/D_i und l Variable. Es soll nun die Größe R_{sL} unter der Nebenbedingung (54b) ein Minimum werden. Nach der Langrangeschen Multiplikatorenregel lauten nun die 3 Bestimmungsgleichungen für D_a/D_i , l und den zunächst willkürlichen Faktor k :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_1}{\partial (D_a/D_i)} + k \frac{\partial \psi_1}{\partial (D_a/D_i)} &= 0 \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial l} + k \frac{\partial \psi_1}{\partial l} &= 0 \\ \psi_1 &= 0 \end{aligned} \quad (55)$$

Die Durchführung der Rechnung liefert die beiden transzendenten Bestimmungsgleichungen für D_a/D_i und l :

$$\frac{L_0}{D_a} = \frac{1}{2\pi} \cdot \mu \cdot \frac{\ln^2 \frac{D_a}{D_i}}{1 + \frac{D_a}{D_i} - \frac{D_a}{D_i} \ln \frac{D_a}{D_i}} \quad (56)$$

$$l = \frac{\ln \frac{D_a}{D_i}}{1 + \frac{D_a}{D_i} - \frac{D_a}{D_i} \ln \frac{D_a}{D_i}} \cdot D_a \quad (57)$$

Aus Gl. (56) kann nun D_a/D_i ermittelt werden, und dieser Wert in (57) eingesetzt, liefert l . Die Auswertung dieser Gleichungen findet sich in Fig. 11. Mit Hilfe der Kurve $L_o/D_a = \text{fkt. } (D_i/D_a)^*$ bestimmt man nun das gesuchte Verhältnis D_i/D_a für optimales Q_L und liest über dem gleichen Abszissenwert an der anderen Kurve das zugehörige Verhältnis l/D_a ab, womit alle Dimensionen der Topfinduktivität bestimmt sind.

Man erkennt, daß für Höchstwerte von Q_L das Durchmesser-verhältnis

$$D_i/D_a \geq 0,278 \quad (58)$$

sein muß, und zwar wird der Grenzwert für $L_o = \infty$ erreicht. Je kleiner L_o ist, desto größer wird D_i/D_a .

In Fig. 8 sind auf der Kurvenschar die Punkte, für die bei gegebenen D_a und L_o maximales Q_L auftritt, durch die Kurve Q_{max} verbunden.

Zur bequemen Ermittlung der Induktivität aus dem Durchmesser-verhältnis dient die in Fig. 11 gezeichnete Kurve $L/l = \text{fkt. } (D_i/D_a)$.

Die Beispiele am Schluß des Paragraphen und in Fig. 12 zeigen die sich ergebenden Topfformen. — Man wird die Töpfe gewöhnlich nicht so lang machen, wie das die Maximalbedingung erfordert, weil kurz vor dem Maximum der Längenzuwachs nur noch eine unbedeutende Steigerung von Q_L bringt. Wie weit man verkürzen darf, ehe der Qualitätsfaktor stark zu sinken beginnt, läßt sich mit Hilfe des Diagrammes Fig. 8 sofort diskutieren, da bei festgelegter Wellenlänge und Außendurchmesser sich nur noch der Formfaktor γ ändert.

d) Gegeben Länge und Induktivität: Dieser Fall ist rasch zu diskutieren. Das Durchmesser-verhältnis D_i/D_a ist nach

*) Diese Kurve für optimales Q_L wurde bereits von *Reber* angegeben [21].

Gleichung (31) bestimmt, und aus (41) erkennt man, daß R_{sL} mit wachsendem D_a dem Grenzwert:

$$R_{sL \min} = \frac{1}{\pi} R_w \cdot \ln \frac{D_a}{D_i} \quad (59)$$

zustrebt. Physikalisch bedeutet das, daß bei sehr großem Außendurchmesser nur noch die Verluste auf den Abschlußplatten ins Gewicht fallen. — Der damit erreichbare Q_L -Wert beträgt

$$Q_{L \max} = \pi \frac{\omega_0 L_0}{R_w \cdot \ln \frac{D_a}{D_i}} \quad (60)$$

Der Außendurchmesser muß aber einigemale größer sein als die Länge. Diese Töpfe haben also ausgesprochene Dosenform.

Die in diesem und den vorhergehenden Paragraphen angestellten Betrachtungen haben nun für den quasistationären Zustand Gültigkeit, d. h. so lange die Topfdimensionen klein sind gegen die Wellenlänge. Dies geht aus den Formeln nicht hervor und muß stets zusätzlich überprüft werden. Ist diese Bedingung nicht mehr erfüllt, dann muß die Induktivität nach der genauen Formel:

$$L = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \ln \frac{D_a}{D_i} \operatorname{tg} \left(2\pi \frac{l}{\lambda} \right) \quad (61)$$

berechnet werden.

Die abgeleiteten Optimalbedingungen gelten dann nicht mehr genau, doch sind die auftretenden Q_L -Werte höher als im quasistationären Fall; denn der Qualitätsfaktor des Leitungsstückes ist konstant = $\omega L'/R'$, und die Verluste in den Abschlußplatten nehmen ab, weil ein Teil des Stromes schon im Leitungsstück verlustlos als Verschiebungsstrom übergeht. Der Q_L -Wert des Topfes nähert sich also im nichtquasistationären Fall mehr und mehr demjenigen der konzentrischen Leitung von gleichem Außendurchmesser und Durchmesser Verhältnis (Fig. 8, Kurve für $\zeta = \infty$).

Beispiel: Es sind nach den in diesem Paragraphen abgeleiteten Optimalbedingungen eine Reihe von Schwingtopf-Induktivitäten berechnet worden. Ihre hauptsächlichsten Daten sind

in der folgenden Tabelle zusammengestellt und ihre Querschnitte in Fig. 12 maßstäblich gezeichnet. Für die Berechnung der Q_L -Werte wurde die Wellenlänge $\lambda = 1,5$ m, und als Topfmaterial Kupfer angenommen.

Topf 3 ist die Optimalform (nach Abschnitt a). Für ein Volumen von 1000 cm^3 ergibt sich eine Induktivität von $18,7 \text{ nH}$.

Topf 2 und 1, bzw. 4 und 5 sind Optimalformen mit vorgeschriebenem Volumen und Induktivität, gemäß Abschnitt b). Sie haben alle das gleiche Volumen wie Topf 3, und die doppelte und fünffache, bzw. halbe und fünftels Induktivität dieses Topfes. Man erkennt, wie sich die Rohrform bei großer Induktivität über die Optimalform 3 in die Dosenform bei sehr kleiner (auf das Volumen bezogener) Induktivität verwandelt. Es zeigt sich auch, daß der Qualitätsfaktor, der natürlich in Form 3 seinen Höchstwert erreicht, bei verhältnismäßig großen Abweichungen von dieser Form, wie sie Fall 2 und 4 darstellen, noch nicht erheblich sinkt. Erst bei extrem kleiner oder großer Induktivität nimmt er stark ab (Form 1 und 5).

Topf 6 ist die Form für größte Gütezahl bei gegebenem Außendurchmesser und Induktivität (Abschnitt c). Es wurden die gleichen Werte vorgeschrieben, wie sie Topf 3 aufweist. Die Länge und das Volumen werden dann 40% größer als bei 3, der Q_L -Wert steigt aber nur um 8% .

Topf 7 entsteht aus 3 durch Verdopplung des Außendurchmessers unter Beibehaltung von Länge und Induktivität. Die Steigerung des Q_L -Wertes beträgt 40% .

| Form: | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
|--------------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| D_a [cm] | 6,83 | 10,3 | 13,2 | 15,8 | 19,3 | 13,2 | 26,4 |
| D_i/D_a | 0,18 | 0,21 | 0,28 | 0,40 | 0,58 | 0,40 | 0,28 |
| $\zeta = l/D_a$ | 4 | 1,16 | 0,55 | 0,32 | 0,18 | 0,78 | 0,28 |
| V_0 [cm ³] | 1000 | 1000 | 1000 | 1000 | 1000 | 1420 | 4000 |
| L [nH] | 93,5 | 37,4 | 18,7 | 9,35 | 3,74 | 18,7 | 18,7 |
| Q_L | 3370 | 4760 | 5120 | 4480 | 3650 | 5560 | 7200 |

Die fettgedruckten Zahlen bedeuten gegebene Werte.

§ 13 Berücksichtigung der Kondensatorverluste

Bei der Ableitung der Formel (47) wurde schon bemerkt, daß die Verluste an den Kondensatorplatten vernachlässigt wurden. Der Qualitätsfaktor des ganzen Schwingtopfes hängt von demjenigen der Induktivität und Kapazität nach Formel (4) ab. Wir haben nun noch den Qualitätsfaktor der Kapazität

$$Q_c = \frac{1}{\omega_0 \cdot C \cdot R_{sc}}$$

zu bestimmen und können dann Q errechnen. Die Ermittlung des Serie-Ersatzwiderstandes R_{sc} des Kondensators läßt sich für jede beliebige Kondensatorform nach Gl. (37) analytisch oder graphisch durchführen. Hier soll nur der Kondensator mit ebenen parallelen Kreisplatten gerechnet werden.

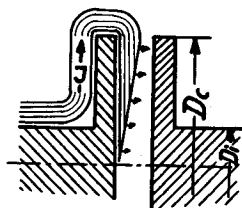


Fig. 13. Stromabnahme längs Kondensatorplatte.

Zunächst betrachten wir die Platteninnenfläche. Das Feld des Kondensators sei homogen, dann tritt aus jedem Flächenelement ein Strom

$$di = \frac{J}{\frac{\pi}{4} \cdot D_c^2} \cdot dA \quad J = \text{tot. Strom}$$

als Verschiebungsstrom aus der Plattenoberfläche heraus, so daß der radial fließende Strom J_r , wie das in Fig. 13 schematisch gezeigt ist, gegen die Plattenmitte bis auf Null abnimmt. Es ergibt sich für den Strom J_r durch ein ringförmiges Flächenelement vom Radius r :

$$J_r = J \cdot \frac{\pi r^2}{\pi \left(\frac{D_c}{2}\right)^2} \quad (62)$$

und der gesamte Verlust auf einer Innenfläche wird nach Gl. (37)

$$N = R_w \cdot \int_0^{D_c/2} \frac{J^2 \cdot \left(\frac{r}{D_c/2}\right)^2}{\left(2\pi \cdot \frac{D_c}{2}\right)^2} \cdot 2\pi r dr = R_w \cdot \frac{J^2}{8\pi} \quad (63)$$

Wir stellen uns den Verlust als in einem zur verlustlos gedachten Kapazität in Serie geschalteten gleichwertigen Widerstand entstanden vor. Die Größe dieses Widerstandes für die beiden Innenplatten zusammen ist dann:

$$R_{sc} = R_w \cdot \frac{1}{4\pi} \quad (64)$$

und unter Berücksichtigung von Gl. (39) für Innen- und Außenplatten:

$$R_{sc} = \frac{1}{\pi} \cdot R_w \cdot \left[\ln \frac{D_c}{D_i} + \frac{1}{4} \right] = \eta \cdot R_w \quad (65)$$

Die Größe des Faktors

$$\eta = \frac{1}{\pi} \left[\ln \frac{D_c}{D_i} + \frac{1}{4} \right] \quad (66)$$

ist in Fig. 11 über D_i/D_c aufgetragen. Der Qualitätsfaktor der Kapazität ergibt sich nun unter Verwendung der Beziehung:

$$\frac{1}{\omega_0 \cdot C} = \sqrt{\frac{L}{c}}$$

a) für den symmetrischen Fall, zu

$$Q_c = \frac{\sqrt{\frac{L}{c}}}{\eta \cdot R_w} \quad (67)$$

b) für den unsymmetrischen Fall, zu

$$Q_c = 4\pi \frac{\sqrt{\frac{L}{c}}}{R_w} \quad (68)$$

Der Wert für R_w kann der Fig. 7 entnommen werden.

Der Qualitätsfaktor des ganzen Schwingtopfes ist nun ermittelt und beträgt:

$$Q = \frac{Q_L \cdot Q_c}{Q_L + Q_c}$$

Aus obiger Formel ist zu erkennen, daß für wachsendes Q_L bei konstant gehaltenem Q_c auch Q zunimmt; die in § 12 durchgeführten Betrachtungen zur Ermittlung der Induktivität mit größtmöglichem Q_L behalten ihre Bedeutung und führen auch zu Schwingtöpfen mit größtmöglichem Q .

Beispiel: Ein Schwingtopf aus Kupfer für $\lambda = 1,5$ m, mit $L = 33,8$ nH, $l = 12$ cm, $D_a = 10$ cm, $D_i = 2,45$ cm, $Q_{Lca} = 4630$ hat die Kapazität $C = 18,7$ pF und den Kennwiderstand $\sqrt{\frac{L}{C}} = 42,5 \Omega$. Die Kapazität eines ebenen Plattenkondensators mit homogenem Feld und Luft als Dielektrikum ist:

$$C = 0,8859 \cdot \frac{F}{d} [pF]$$

F = Fläche einer Platte in cm^2 , d = Plattenabstand in mm. Wir wählen einen Plattenabstand von 2 mm und erhalten dann als Durchmesser der Kondensatorplatten: $D_c = 7,35$ cm. Somit ist $D_i/D_c = 0,335$ und nach Fig. 11 und (67, 68) wird für den symmetrischen Kondensator aus Kupfer: $Q_c = 26,6 \cdot 10^3$ und für den unsymmetrischen $Q_c = 144 \cdot 10^3$. Somit wird der nach Gl. (4) reduzierte Qualitätsfaktor für den Kupferschwingtopf

symmetr. $Q = 3950$, Abnahme gegen Q_L 15 %

unsymm. $Q = 4490$, „ „ 3 %

Die unsymmetrische Form des Schwingtopfes ist ziemlich besser, weil bei ihr die 2 Außenseiten der Kondensatorplatten wegfallen.

Man erkennt: Der Qualitätsfaktor eines Schwingtopfes wird in erster Linie bestimmt durch die Qualität der Topfinduktivität; in ihr entsteht der Großteil der Verluste.

Die Berücksichtigung der Kondensatorverluste hat mehr den Charakter einer Korrekturrechnung.

§ 14 Der Parallelwiderstand des Schwingtopfes

Der Zusammenhang zwischen Parallel- und Seriewiderstand einer nur wenig verlustbehafteten Induktivität bzw. Kapazität, ist mit den in Fig. 1 und 14 aufgeführten Bezeichnungen:

$$R_{pL} = \frac{(\omega L)^2}{R_{sL}} \quad (69) \qquad R_{pc} = \frac{1}{(\omega C)^2 R_{sc}} \quad (70)$$

Der Resonanzwiderstand eines daraus gebildeten Parallelkreises ist dann:

$$R_p = \frac{R_{pL} \cdot R_{pc}}{R_{pL} + R_{pc}} \quad (71)$$

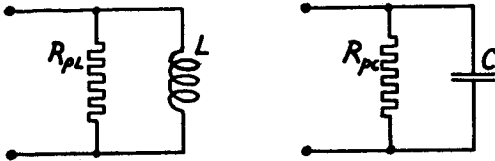


Fig. 14. Ersatzbild von Induktivität und Kapazität mit Verlusten.

Es soll nun der Parallelwiderstand der Induktivität in seiner Abhängigkeit von der Form des Schwingtopfes näher untersucht werden. Setzt man in (69) die Werte für L und R_{sL} aus (31) und (41) ein, so erhält man:

$$R_{pL} = \left(\frac{1}{\pi} \sqrt{\sigma} \cdot \left(\frac{\mu}{2} \right)^{3/4} \cdot \omega_0^{3/2} \right) \cdot D_a^2 \cdot \frac{\zeta^2 \ln \frac{D_a}{D_i}}{\zeta \left(\frac{D_a}{D_i} + 1 \right) + \ln \frac{D_a}{D_i}} \quad (72)$$

Dieser Ausdruck ist aufgebaut wie (47) für Q_L . Der erste Klammerausdruck ist nur von Material und Frequenz abhängig und daher für unsere Betrachtungen konstant. D_a^2 zeigt das starke Anwachsen mit der absoluten Größe, und der letzte Ausdruck, nur von Längenverhältnissen abhängig, zeigt den Einfluß der geometrischen Form (Formfaktor). — Es sei nun für festgelegtes Verhältnis $\zeta = l/D_a$ diejenige Form gesucht, für die der Parallelwiderstand R_{pL} ein Maximum wird. — Der Formfaktor nach

(D_a/D_i) differenziert und die Ableitung gleich Null gesetzt, liefert die Beziehung zwischen l und D_a/D_i :

$$2 \zeta \left(\frac{D_a}{D_i} + 1 \right) - \ln \frac{D_a}{D_i} \left(\zeta \cdot \frac{D_a}{D_i} - 1 \right) = 0 \quad (73)$$

Die Auswertung zeigt, daß die Formen für größtes R_{pL} sehr dünne Innenleiter, also große Induktivität, entsprechend kleine Kapazität und damit hohen Kennwiderstand aufweisen (hochohmige Töpfe). Das Maximum des Resonanzwiderstandes liegt, wie bereits in § 5 erwähnt, bei höherem Kennwiderstand als das Maximum des Qualitätsfaktors.

Das Durchmesserverhältnis ist:

$$\frac{D_i}{D_a} (\zeta) \leq 0,109 *$$

Der Grenzwert wird für $\zeta = \infty$ erreicht. Das stimmt überein mit Angaben in der Lit. für Resonanzleitungen. *Hansell* und *Carter* [2] geben für das Durchmesserverhältnis einer konzentrischen Resonanzleitung, die für maximale Resonanzimpedanz gebaut ist, ebenfalls 0,109 an. Dieser Wert ist also über die quasistationären Grenzbedingungen hinaus gültig. In Fig. 8 sind in der Kurvenschar die Punkte, für welche R_{pL} maximal wird, durch die Kurve R_{pmax} verbunden. Man kann also bei gegebenem Wert von ζ sofort das Durchmesserverhältnis für größten Parallelwiderstand ablesen.

Das endgültige R_p des Schwingtopfes erhält man nun durch Berücksichtigung von R_{pc} . Dabei wird der Kondensator je nach Konstruktion die Lage des Maximums etwas beeinflussen.

Beispiel: Ein symmetrischer Schwingtopf für $\lambda = 1,5$ m, Kupfer, mit den Abmessungen: $D_a = 10$ cm, $l = 12$ cm, $D_c = 7,35$ cm, soll für größten Parallelwiderstand dimensioniert werden. Für $\zeta = 1,2$ finden wir in Fig. 8 $D_i/D_a = 0,095$. Also $D_i = 0,95$ cm.

Es wird: $\gamma = 0,18$, $L = 56,4$ nH, $\sqrt{\frac{L}{C}} = 70,9$ Ohm, $Q_L = 3770$, $Q_c = 26,4 \cdot 10^3$, damit $Q = 3310$ und $R_p = Q \cdot \sqrt{\frac{L}{C}} = 234$ k-Ohm.

*) *Reber* gibt an $D_i/D_a \leq 0,278$ [21], aber in der Ableitung seiner Gleichung (20) fehlt ein Faktor 2.

Dies bedeutet, gegenüber dem am Ende des § 13 berechneten Topf mit gleichen Außenmaßen und einem R_p von 168 000 Ohm, eine Steigerung um 40 %.

§ 15 Konstruktionsgesichtspunkte

a) Das Material: Gute Schwingtöpfe müssen als Leitermaterial Silber oder Kupfer haben. Wegen der geringen Eindringtiefe der elektrischen Wellen kann diese leitende Schicht als Verkupferung oder Versilberung auf einem schlechten Leiter oder Nichtleiter aufgebracht sein. Sie soll dann einige „Eindringtiefen“ δ (32) dick sein, da die Amplitude der eindringenden Wellen in der Tiefe $n \cdot \delta$ auf den e^{-n} -ten Teil ihres Wertes an der Oberfläche abgesunken ist.

Je niedriger der Temperaturkoeffizient des verwendeten Topfmaterials ist, desto besser. Dabei scheinen die Kombinationen Keramik versilbert und Invar versilbert ideale Lösungen darzustellen. Kriegsbedingte Beschaffungsschwierigkeiten haben es verunmöglicht, sie zu untersuchen.

Bei der Berechnung des Qualitätsfaktors ist eine geschlossene Metallhaut über die ganze Innenfläche des Topfes vorausgesetzt. Dabei bewegt sich der Seriewiderstand des Schwingtopfes in der Größe von hundertstel Ohm. Es ist daher sehr darauf zu achten, daß bei zusammengesetzten Schwingtöpfen an den Stoßstellen gute Flächenkontakte auftreten, da sich der Seriewiderstand um den Kontaktwiderstand erhöht, und der Qualitätsfaktor entsprechend sinkt.

Können die Topfteile nicht verlötet werden, so muß man sie doch unter starkem Kontaktdruck verschrauben, sonst sinkt der Qualitätsfaktor auf einen Bruchteil des errechneten Wertes [26].

Jede Störung der Symmetrie der Stromverteilung erhöht die Verluste und ändert die Induktivität des Topfes. Treten solche Störungen als Folge schwankenden Kontaktdruckes (z. B. bei Erschütterungen) auf, so bewirken sie ein sehr störendes Flackern der Frequenz und ev. auch der Amplitude.

Über den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit und der zeitlichen Veränderung der Oberflächenschicht, hat *A. de Quervain* [27] Messungen ausgeführt.

b) Formgebung: Elastische Formänderung des Topfraumes ändert auch die Frequenz. Der Einfluß der auf den Topf wirkenden Kräfte muß also möglichst gering gehalten werden. Kräfte wirken über die Halterung und über den Antrieb des veränderlichen Abstimmkondensators. — Besonders empfindlich sind die Abschlußflanschen des Topfes auf achsialen Druck, weil bereits durch sehr kleine Formveränderung die relative Änderung des Kondensator-Plattenabstandes unzulässig groß wird. Hat z. B. ein ebener Kondensator einen Plattenabstand von 1 Millimeter, so bewirkt ein Druck auf den Flansch, der diesen um $\frac{1}{1000}$ mm eindrückt, bereits eine relative Frequenzänderung von $5 \cdot 10^{-4}$, also unzulässig viel. Die Halterung des Schwingtopfes soll deshalb nicht am Topfflansch, sondern am Rohr erfolgen, und der Antrieb muß so konstruiert sein, daß es nicht möglich ist, damit einen Druck auf den Flansch auszuüben.

c) Temperaturkompensation: Die Änderung der Schwingtopftemperatur erzeugt Form- und damit Frequenzänderungen. Die Temperaturänderung kann durch eine Änderung der elektrischen Schwingtopfverluste verursacht sein (aktive Temperaturänderung) oder durch Temperaturänderung in der Umgebung des Topfes (passive Temperaturänderung).

Geschieht im letztern Fall die Änderung genügend langsam, sodaß die verschiedenen Topfteile während des Änderungsvorganges keine wesentlichen Temperaturunterschiede aufweisen, dann kann die Wirkung auf die Frequenz kompensiert werden. Das Prinzip der Temperaturkompensation ist, die unvermeidliche Frequenzänderung durch die Dehnung des Schwingtopfes durch eine zusätzliche Änderung der Kapazität wieder aufzuheben. Das kann z. B. durch Ausführung des Innenleiters mit kleinerem Ausdehnungskoeffizient als die übrigen Topfteile geschehen, jedoch ist die exakte Kompensation nur für eine Frequenz möglich, und muß daher in der Mitte des Bereiches vorgenommen werden. — *A. de Quervain* [27] hat diese Art der Temperaturkompensation gerechnet.

Bei schnellen Temperaturänderungen kehrt der kompensierte Topf zwar nach Erreichung des Endzustandes wieder zu seiner

ursprünglichen Frequenz zurück, aber während des Änderungsvorganges haben die inneren Teile eine andere Temperatur als die äußeren und die Kompensation kann in diesem Fall nicht wirken. — Gänzlich wirkungslos ist die Kompensation auch, wenn der Topf nur einseitig und unregelmäßig erwärmt und abgekühlt wird, wie das durch die von der Röhre herkommenden Warmluftströmungen geschieht, die von der äußeren Zugluft bald an den Topf, bald woanders hingetrieben werden. — Hier schafft eine Abschirmkapsel Abhilfe. Der Topf wird unter Zwischenlage schlechter Wärmeleiter hineingebettet, während die Leistungsröhren außerhalb dieses Wärmeschirmes bleiben. Diese Hülle hält Luftströmungen vom Topf ab und erhöht seine Temperatur-Zeitkonstante beträchtlich, sodaß er den äußeren Temperaturschwankungen nur langsam folgt. Hiedurch fallen kurzzeitige Schwankungen außer Betracht und bei länger dauernden kann die Temperaturkompensation wirken.

d) Wärmeströmung im Schwingtopf: Die im Schwingtopf entstehenden elektrischen Verluste sind in der Größenordnung der abgegebenen Nutzleistung (siehe § 5). Ein beträchtlicher Teil dieser Verluste entsteht am Topf-Innenleiter. Die hier entwickelte Wärme muß von Flansch und Außenrohr an die Umgebung abgegeben werden. Nach dem Einschalten erwärmen sich also zunächst die inneren Topfteile und dann die äußeren (aktive Temperaturänderung). Nach Erreichen des stabilen Temperaturzustandes besteht im Schwingtopf eine stationäre Wärmeströmung, die die im Innern erzeugte Wärme an die Topfoberfläche führt. Im Topfmaterial besteht ein Temperaturgradient; die aktive Erwärmung des Topfes ist also nicht gleichmäßig, der Topf vergrößert sich nicht geometrisch ähnlich, sondern er verzieht sich. Die daraus entstehende Frequenzänderung kann nicht kompensiert werden [28]. Das ist besonders unangenehm, da es infolge der großen Temperatur-Zeitkonstante der Schwingtöpfe Stunden dauert, bis der Endzustand erreicht ist, und weil jede Änderung der Verlustleistung des Topfes (z. B. durch Spannungsänderung oder Änderung des Belastungswiderstandes) einen neuen Ausgleichvorgang mit Frequenzänderung zur Folge hat.

Man hat alles Interesse, diesen Effekt klein zu halten. Seine Größe soll im Folgenden näherungsweise ermittelt werden. — Die Frequenzänderung durch die aktive Erwärmung ist im wesentlichen verursacht durch die größere Erwärmung und damit verbundene Ausdehnung des Innenleiters gegenüber den andern Topfteilen. Der Plattenabstand wird dadurch verkleinert und die Frequenz herabgesetzt. Es muß also die Streckung des Innenleiters errechnet werden. Wir machen die Voraussetzung, daß die Wärme gleichmäßig im ganzen Querschnitt des Innenleiters erzeugt werde und nicht an seiner Oberfläche, wie das tatsächlich der Fall ist. Dann existiert im stationären Zustand eine ebene, von der Kondensatorplatte gegen den Topfflansch gerichtete Wärmeströmung (Fig. 15).

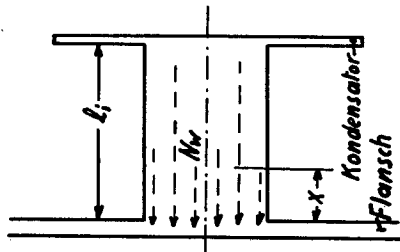


Fig. 15. Im Innenleiter gegen den Topfflansch gerichtete Wärmeströmung.

Es ist nun möglich, die in jedem Querschnitt fließende Wärmeleistung, damit das Temperaturgefälle in jedem Punkt und durch Integration des Temperaturgefälles die Temperaturerhöhung in jedem Querschnitt auszurechnen. Die, dieser Temperaturerhöhung entsprechende Verlängerung jedes Längenelementes des Innenleiters, gibt, über die ganze Länge integriert, die Streckung des Innenleiters.

Ist:

N_w = gesamte im Innenleiter erzeugte Wärmeleistung

q_w = wärmeleitender Querschnitt des Innenleiters

l_i = Länge des Innenleiters

λ = Wärmeleitfähigkeit

δ_d = lin. Ausdehnungskoeffizient } des Innenl. Mat.

so erhält man für die Streckung des Innenleiters infolge aktiver Erwärmung:

$$\Delta l = \frac{1}{3} \cdot \delta_d \cdot \frac{N_w}{\Lambda \cdot q_w} \cdot l_i^2 \quad (74)$$

Ist a der Plattenabstand des ebenen Kondensators, dann ist die durch die Streckung Δl verursachte Frequenzänderung

$$\frac{\Delta \bar{f}}{\bar{f}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta l}{a}$$

Das ergibt für den unsymmetrischen Schwingtopf: (Fig. 4b)

$$\frac{\Delta \bar{f}}{\bar{f}} = \frac{1}{6} \cdot \frac{\delta_d}{a} \cdot \frac{N_w}{\Lambda q_w} \cdot l_i^2 \quad (75)$$

und für den symmetrischen: (Fig. 4a)

$$\frac{\Delta \bar{f}}{\bar{f}} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\delta_d}{a} \cdot \frac{N_w}{\Lambda q_w} \cdot l_i^2 \quad (76)$$

wobei in (76) N_w und l_i Verlust und Länge von nur einer Hälfte des Innenleiters bedeuten.

Man erkennt, daß man durch genügend großen Querschnitt des Innenleiters und ein gut wärmeleitendes Material diesen Effekt herabsetzen kann. Auch darf der Plattenabstand a nicht zu klein sein. — Bei unsymmetrischen Töpfen ist die Frequenzänderung bei sonst gleichen Verhältnissen viermal größer als bei symmetrischen.

Alle in den Abschnitten c) und d) geschilderten Schwierigkeiten lassen sich durch Verwendung von Invar oder Keramik als Topfmaterial vermeiden.

3. KAPITEL

Der Einfluß der Zuleitungen

§ 16 Problemstellung und Berechnungsart

Während wir im zweiten Kapitel ein Bild gewonnen haben vom Verhalten eines Schwingtopfes, der vollkommen frei ist von äußeren Einflüssen, soll nun in diesem Abschnitt die Zusammenschaltung von Zuleitung und Schwingtopf untersucht werden. Dabei sei die Zuleitung am Eingang noch durch eine Kapazität C_e und durch einen Widerstand R_e belastet, wie das praktisch meist durch die Elektrodenkapazitäten und Eingangs- bzw. Ausgangsdämpfung der Röhre der Fall ist. Die Leitungslänge sei kleiner als $\lambda/4$. Das Schema dieser Anordnung zeigt Fig. 16.

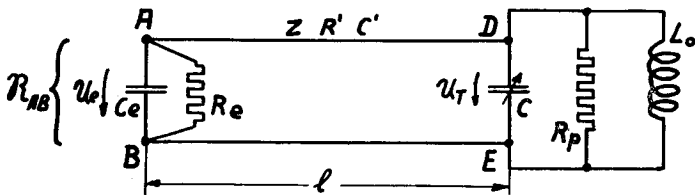


Fig. 16. Ersatzschaltbild von Schwingtopf mit Zuleitung und Röhrenaussgangsimpedanz.

Wir halten bei allen folgenden Betrachtungen die Wellenlänge und die Topfinduktivität L_o konstant und stimmen mit dem Schwingkreiskondensator derart ab, daß der Eingangswiderstand R_{AB} reell wird, also das ganze, aus Eingangskapazität, Zuleitung und Schwingtopf bestehende System in Resonanz ist.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß Resonanzleitungen bei Spannungsresonanz in der Nähe der Resonanzfrequenz die gleiche Resonanzkurve aufweisen, wie Parallelschwingkreise, und das gleiche gilt auch für die Kombination von Leitung und Kreis gemäß Fig. 16.

Man erkennt sofort, welcher Art die Wirkungen der an den Schwingtopf geschalteten Leitung sind:

1. *Verstimmung*: Die Schwingtopfkapazität C muß kleiner sein, als zur Resonanz des Topfes allein nötig wäre, da ihr Eingangs- und Leitungskapazität parallel geschaltet sind.

2. *Dämpfung*: Im Eingangswiderstand R_e und in der Leitung entstehen Verluste, während die Topfverluste etwas abnehmen. Der Qualitätsfaktor des ganzen Systems wird also von jenem des Topfes verschieden sein.

3. *Transformation der Topfeigenschaften*: Liegt an den Klemmen AB (Fig. 16) die Spannung U_e , dann ist die am Schwingtopf über DE liegende Spannung

$$U_T < U_e$$

weil an der Induktivität der Zuleitung ein Spannungsabfall entsteht. Also ist auch die schwingende Feldenergie kleiner als wenn U_e unmittelbar am Topf liegen würde. Die Eigenschaften des Schwingtopfes erscheinen also an den Klemmen AB transformiert.

Diese drei Auswirkungen der Topfzuleitungen analytisch zu fassen, ist der Zweck dieses Kapitels.

Bei der Berechnung werden zunächst alle Verluste vernachlässigt, dann ist es leicht, Strom und Spannung zu berechnen. Aus der so bestimmten Stromverteilung werden dann die Verluste und aus der Spannungsverteilung die Feldenergie bestimmt. Diese Methode darf natürlich nur da angewendet werden, wo die Verluste Strom- und Spannungsverteilung nicht merklich beeinflussen.

Für die Leitung ist das bei Leitungslängen von einigen cm, wie sie hier zur Diskussion stehen, ohne weiteres zulässig. Für den Leitungsabschluß durch den Schwingtopf erscheint es zunächst fraglich, denn die im Topf verbrauchte Leistung kann erheblich sein. Jedoch läßt sich mit Hilfe des Reflexionsfaktors des Leitungsabschlusses diskutieren, daß bei einem Verhältnis von Parallelwiderstand des Topfes zu Wellenwiderstand der Leitung:

$$\frac{R_p}{Z} > 20 \quad \text{der Fehler} < 5 \%$$

und bei $\frac{R_p}{Z} > 50$ der Fehler $< 2 \%$ bleibt.

Es werden selten Fälle eintreten, wo dieses Verhältnis < 20 sein wird; die Berechnungsart ist also zulässig.

§ 17 Die Verstimmung durch die Leitung

Durch C_e und die Leitung wird eine Kapazität C_e' an den Schwingtopf heran gebracht (Fig. 17a), so daß der Topfkondensator um diesen Betrag aus der Resonanzlage C_0 herausgedreht werden muß:

$$C = C_0 - C_e' \quad (77)$$

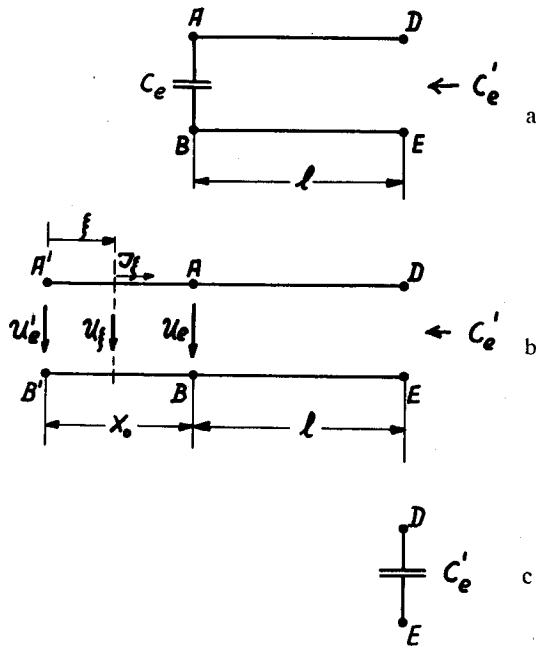


Fig. 17. Ermittlung der Topfverstimmung durch Zuleitung und Röhrenkapazität.

Wir können die Kapazität C_e bei festgelegter Frequenz durch ein zusätzliches Stück Leitung von gleichem Wellenwiderstand und der Länge x_0 ersetzen. Bei der vorausgesetzten Verlustfreiheit ist dieser Ersatz absolut gleichwertig und ändert die Span-

nungs- und Stromverteilung auf dem ursprünglichen Leiter in keiner Weise (Fig. 17b). Es gilt für x_0 die Gleichung:

$$\frac{1}{j \omega C_e} = -j Z \operatorname{ctg} 2\pi \frac{x_0}{\lambda} \quad (78)$$

oder

$$\frac{x_0}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\omega C_e Z) \quad (79)$$

Nun können wir auch durch die gleiche Beziehung (79) das ganze Leitungsstück von der Länge $x_0 + l$ in die gleichwertige Kapazität C_e' verwandeln (Fig. 17c).

$$\frac{x_0 + l}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} (\omega C_e' Z) \quad (80)$$

Die Beziehung (79) ist im Diagramm Fig. 18 aufgezeichnet und man kann nun durch zweimaligen Gebrauch dieser Kurve C_e' aus l und C_e ermitteln, wobei natürlich der Wellenwiderstand der Leitung und die Frequenz festgelegt sein müssen. Damit ist nun die Verstimmung der Kapazität C aus ihrer Resonanzlage C_0 ermittelt (77).

§ 18 Der Qualitätsfaktor Q' des Systems

Die Definition des Qualitätsfaktors nach (3) ist ohne weiteres auf unser Resonanzsystem anwendbar. Wir haben also die im System steckende Feldenergie und die Verlustleistung zu berechnen und können dann den Qualitätsfaktor Q' bilden.

Wir schalten, wie das in § 17 beschrieben ist, statt des Kondensators C_e wieder das gleichwertige Leitungsstück von der Länge x_0 an die Klemmen AB und gewinnen für unseren Zweipol damit zwei neue Eingangsklemmen $A'B'$ (Fig. 17b).

Weil das System in Resonanz ist und wir Verlustfreiheit vorausgesetzt haben, muß, nach einem bekannten Satz [29], der Eingangswiderstand an den Klemmen $A'B'$ unendlich groß sein. — Legen wir nun an die Klemmen $A'B'$ die Spannung U_e' (Effektivwert), so fließt kein Strom; die sich auf der Leitung bildenden stehenden Wellen haben also bei $A'B'$ einen Stromknoten und einen Spannungsbauch.

Die Spannungs- und Stromverteilung ist nun bei diesem Schwingungszustand einer Leitung besonders einfach und kann sofort angegeben werden; für einen Punkt in der Entfernung ξ vom Leitungsanfang $A'B'$ erhalten wir die Effektivwerte:

$$U_{\xi} = U_e' \cdot \left| \cos 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right| \quad (81)$$

$$J_{\xi} = \frac{U_e'}{Z} \cdot \left| \sin 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right| \quad (82)$$

Da Leitungsstück x_0 und Kondensator C_e an den Klemmen AB gleichwertig sind, so gilt diese Verteilung für das Leitungsstück AB bis DE auch für angeschalteten Kondensator C_e . Die Spannung U_e' ist dann eine reine Rechengröße, die mit der an C_e liegenden Spannung U_e durch die Gleichung verbunden ist:

$$U_e = U_e' \cdot \cos 2\pi \frac{x_0}{\lambda} \quad (83)$$

Mit Hilfe der Formeln (81) und (82) berechnen wir nun:

1. Die im System schwingende Feldenergie: Wir betrachten den Moment des Spannungsmaximums (Fig. 16). Dann ist der Strom sowohl auf der Leitung wie in der Topfinduktivität gleich Null; die gesamte Feldenergie steckt in den elektrischen Feldern von C_e , der Leitung und C . Auf der Leitung trägt sie:

$$\begin{aligned} W_{Leit'g.} &= \int_{x_0}^{x_0+l} \left(U_e' \cdot \sqrt{2} \cos 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{C'}{2} \cdot d\xi \\ &= U_e'^2 \cdot \frac{1}{8\pi} \left\{ 4\pi \frac{l}{\lambda} + \sin 4\pi \frac{x_0+l}{\lambda} - \sin 4\pi \frac{x_0}{\lambda} \right\} \cdot \lambda C' \quad (84) \end{aligned}$$

und unter Einführung von U_e nach Gleichung (83) wird die ganze Feldenergie:

$$\begin{aligned} W_{tot} &= U_e^2 \left[C_e + \frac{\cos^2 2\pi \frac{x_0+l}{\lambda}}{\cos^2 2\pi \frac{x_0}{\lambda}} \cdot C \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{8\pi \cos^2 2\pi \frac{x_0}{\lambda}} \left\{ 4\pi \frac{l}{\lambda} + \sin 4\pi \frac{x_0+l}{\lambda} - \sin 4\pi \frac{x_0}{\lambda} \right\} \cdot \lambda C' \right] \quad (85) \end{aligned}$$

2. Die Verlustleistung im System: Wir vernachlässigen dielektrische und eventuelle Strahlungsverluste und berechnen zunächst die Stromwärmeverluste auf der Leitung aus der nach Gleichung (82) gegebenen Stromverteilung:

$$N_{Leit'g.} = \int_{x_0}^{x_0+l} \left(\frac{U_e'}{Z} \cdot \sin 2\pi \frac{\xi}{\lambda} \right)^2 \cdot R' d\xi$$

$$= \left(\frac{U_e'}{Z} \right)^2 \cdot \frac{1}{8\pi} \left\{ 4\pi \frac{l}{\lambda} + \sin 4\pi \frac{x_0}{\lambda} - \sin 4\pi \frac{x_0+l}{\lambda} \right\} \cdot \lambda \cdot R' \quad (86)$$

Zu den Leitungsverlusten addieren wir diejenigen in R_e und R_p (Fig. 16) und gehen nach Gleichung (83) auf die Spannung U_e über. Dann wird die gesamte Verlustleistung im System:

$$N_{tot} = U_e^2 \left[\frac{1}{R_e} + \frac{\cos^2 2\pi \frac{x_0+l}{\lambda}}{\cos^2 2\pi \frac{x_0}{\lambda}} \cdot \frac{1}{R_p} \right. \\ \left. + \frac{1}{8\pi \cos^2 2\pi \frac{x_0}{\lambda}} \left\{ 4\pi \frac{l}{\lambda} + \sin 4\pi \frac{x_0}{\lambda} - \sin 4\pi \frac{x_0+l}{\lambda} \right\} \frac{\lambda \cdot R'}{Z^2} \right] \quad (87)$$

Nach (3) erhalten wir jetzt für den Qualitätsfaktor des ganzen in Fig. 16 gezeichneten Resonanzsystems:

$$Q' = 2\pi \frac{W_{tot}}{N_{tot} \cdot T}$$

und wenn wir die Formeln (85) und (87) einsetzen und berücksichtigen, daß $1/T = f$ ist:

$$Q' = \omega_0 \frac{C_e + \alpha' C + \beta' \lambda C'}{\frac{1}{R_e} + \alpha' \frac{1}{R_p} + \gamma' \frac{\lambda \cdot R'}{Z^2}} \quad (88)$$

wobei:

$$\alpha' = \frac{\cos^2 2\pi \frac{x_0+l}{\lambda}}{\cos^2 2\pi \frac{x_0}{\lambda}} \quad (89)$$

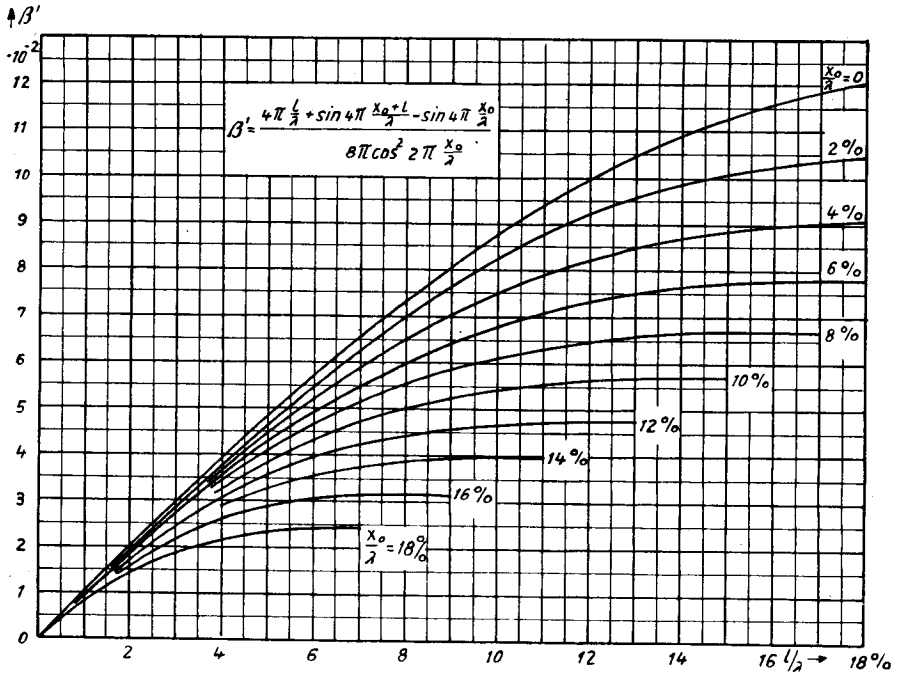


Fig. 19. Diagramm zur Berechnung des Einflusses der Topfzuleitungen.

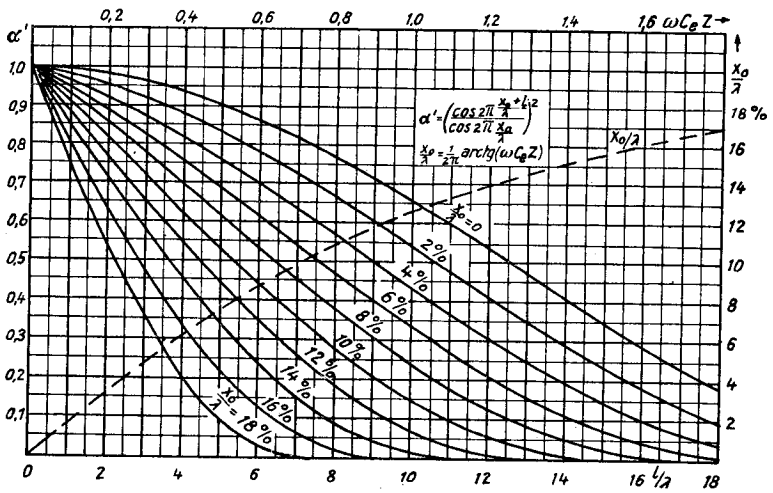


Fig. 18. Diagramm zur Berechnung des Einflusses der Topfzuleitungen.

$$\beta' = \frac{4\pi \frac{l}{\lambda} + \sin 4\pi \frac{x_0 + l}{\lambda} - \sin 4\pi \frac{x_0}{\lambda}}{8\pi \cos^2 2\pi \frac{x_0}{\lambda}} \quad (90)$$

$$\gamma' = \frac{4\pi \frac{l}{\lambda} - \sin 4\pi \frac{x_0 + l}{\lambda} + \sin 4\pi \frac{x_0}{\lambda}}{8\pi \cos^2 2\pi \frac{x_0}{\lambda}} \quad (91)$$

$$\frac{x_0}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \arctg(\omega C_e Z) \quad (92)$$

Die Größen α' , β' , γ' sind als Funktionen von l/λ in den Diagrammen Fig. 18, 19, 20 für verschiedene Werte von x_0/λ aufgetragen, so daß sich die Auswertung der Gleichung (88) sehr einfach gestaltet.

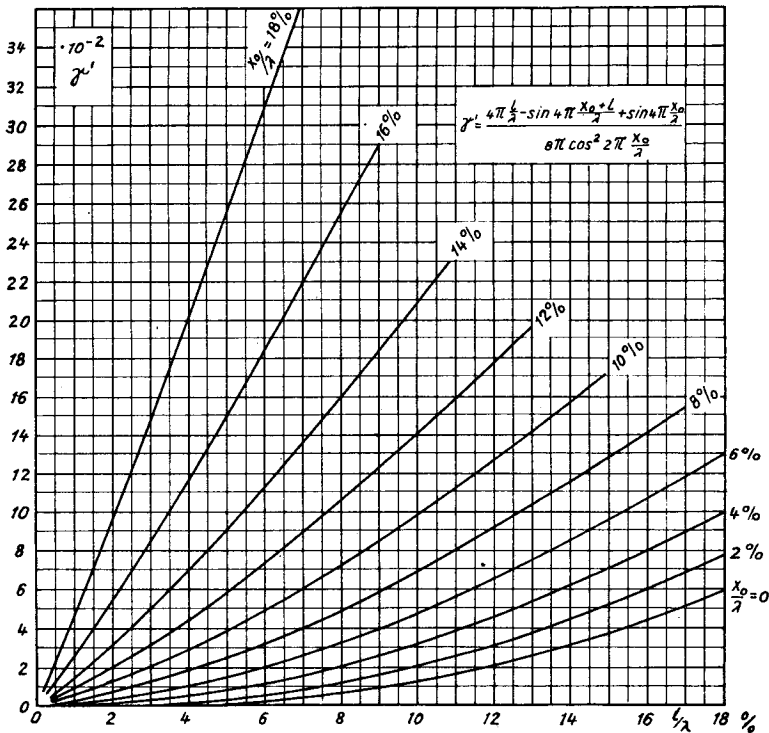


Fig. 20. Diagramm zur Berechnung des Einflusses der Topfzuleitungen.

α' ist ein Maß für die Abnahme der Spannung längs der Leitung, denn es gilt: (Fig. 16)

$$\alpha' = \frac{U_T^2}{U_e^2} \quad (93)$$

β' gibt den Kapazitäts- und γ' den Verlustanteil der Leitung an. — Im Diagramm Fig. 18 ist außerdem die Größe x_o/λ aus $\omega C_e Z$ bestimmbar.

§ 19 Die Transformation der Topfeigenschaften

Das Resonanzsystem gemäß Fig. 16 wollen wir nun durch einen neuen Schwingtopf ersetzen, der direkt an die Klemmen AB geschaltet, die gleiche Resonanzkurve haben soll wie das Resonanzsystem. Er habe die Elemente C_t , L_t und R_{pt} (Fig. 21) und sei als „transformierter Schwingtopf“ bezeichnet.

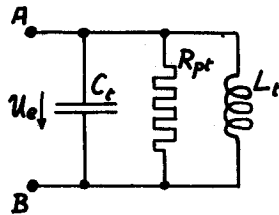


Fig. 21. Ersatzschaltbild des transformierten Schwingtopfes.

Damit die Resonanzkurven übereinstimmen, müssen, bei der gleichen angelegten Spannung U_e , Verlustleistung und schwingende Feldenergie gleichgroß sein. Dies liefert uns die Gleichungen:

a) für den Parallelwiderstand

$$\frac{1}{R_{pt}} = \frac{1}{R_e} + \frac{\alpha'}{R_p} + \gamma' \frac{\lambda \cdot R'}{Z^2} \quad (94)$$

b) für den Kennwiderstand

$$\sqrt{\frac{L_t}{C_t}} = \frac{1}{\omega_0 [C_e + \alpha' C + \beta' \lambda C']} \quad (95)$$

Wir übersehen jetzt die Wirkungen der Zuleitung. Am unangenehmsten ist der Spannungsabfall auf der Leitung und die dadurch verursachte Herabsetzung der schwingenden Feldenergie. Dadurch wird die frequenzstabilisierende Wirkung des Schwingtopfes herabgemindert. — Man erkennt ferner aus der Kurvenschar für α' , daß hauptsächlich die Eingangskapazität C_e , bzw. das dadurch verursachte x_o für den raschen Abfall der Spannung längs der Leitung verantwortlich ist. Ohne Eingangskapazität könnte die Zuleitung ziemlich lang gemacht werden, ohne wesentlich zu schaden.

§ 20 Meßresultate über die Wirkung der Topfzuleitung

Es wurden bei $f = 170$ MHz ($\lambda = 1,765$ m) der Einfluß der Zuleitung auf einen Schwingtopf errechnet und die Resultate durch Messungen kontrolliert.

Daten des Schwingtopfes: Bei $f = 170$ MHz ist:

$$L_o = 21,4 \cdot 10^{-9} \text{ H}, \quad C_o = 41 \text{ pF}, \quad \sqrt{\frac{L_o}{C_o}} = 22,6 \text{ } \Omega, \quad Q = 1600, \\ R_p = 36 \text{ k}\Omega.$$

Daten der Zuleitungen: Paralleldrahtleitung aus rundem Kupferdraht. Drahtdicke = 1,4 mm, Drahtabstand = 10 mm. Wellenwiderstand $Z = 310 \text{ } \Omega$, Kapazitäts- und Widerstandsbelag: $C' = 0,108 \text{ pF/cm}$, $R' = 2 \cdot 10^{-2} \text{ } \Omega/\text{cm}$, verwendete Längen: $l = 10 \text{ cm}$ ($l/\lambda = 5,88 \%$) und $l = 20 \text{ cm}$ ($l/\lambda = 11,76 \%$).

1. Verstimmung: Die Verstimmung des Schwingtopfes durch die angeschaltete Zuleitung als Funktion der Eingangskapazität C_e wurde nach Gl. (79) und (80) und Diagramm Fig. 18 berechnet und ist in Fig. 22 dargestellt. Die eingetragenen Punkte sind Meßresultate und zeigen gute Übereinstimmung mit der Rechnung. — Bei der Messung wurde der Topf fremderregt und nach jeder Änderung der Kapazität C_e am Leitungseingang erneut mit der Topfkapazität C auf Resonanz abgestimmt. Die Größe der Topfkapazität als Funktion von C_e wurde im Diagramm Fig. 22 dargestellt. Die Kurve $l = 0$, bei der die Zusatzkapazitäten direkt

den Topfplatten parallel geschaltet wurden, diente zur Ermittlung der Kapazitätswerte dieser Zusatzkondensatoren mit Hilfe der gezeichneten Topfkapazität.

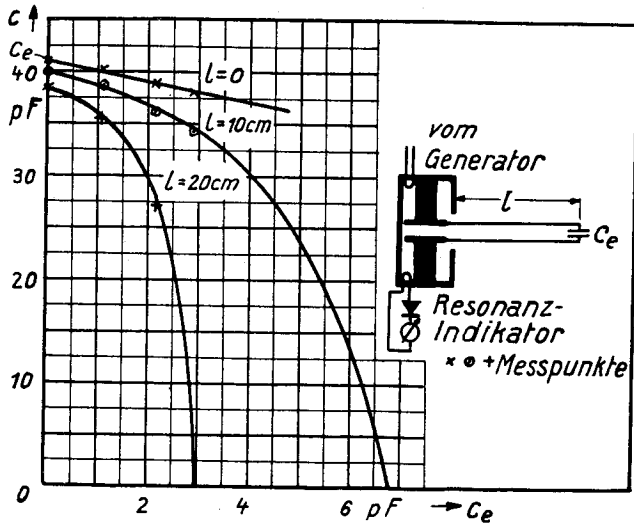


Fig. 22. Verstimung von Schwingtopf durch Zuleitung und Röhrenkapazität.

2. Der Qualitätsfaktor Q' des Systems: Wird die Leitung von 20 cm Länge ohne Endkapazität dem Schwingtopf parallel geschaltet, so errechnet sich nach (88) ein Qualitätsfaktor $Q' = 1540$, was einer Abnahme um ca. 3,5 % entspricht. Die Messung gab etwa 5 % Abnahme. — Bei einem Röhren-Ausgangswiderstand von $100\text{ k}\Omega$ am Leitungseingang würde Q' auf 950 absinken, während der gleiche Widerstand unmittelbar am Topf liegend nur eine Abnahme auf $Q' = 1200$ bewirkt. Dieser Unterschied kommt durch die Transformatorwirkung der Zuleitung zustande, nicht durch ihre Verluste.

3. Transformation der Topfeigenschaften: Der Schwingtopf wurde über die 10 cm lange Leitung als Anodenschwingkreis an eine rückgekoppelte Gegentaktöhre geschaltet (Fig. 23). Die Kapazität zwischen den beiden Anoden der Röhre betrug einschließlich Rückkoppelkapazität $C_e = 4,7\text{ pF}$ (Philips Tetrode QQE

04/20). Der Spannungsabfall längs der Topfzuleitung wurde beim schwingenden Oszillator in einem relativen Maß gemessen und ebenfalls nach Gl. (93) und Diagramm Fig. 18 berechnet. In Fig. 23 sind die errechnete Kurve und die Meßpunkte aufgezeichnet. Die Übereinstimmung ist gut.

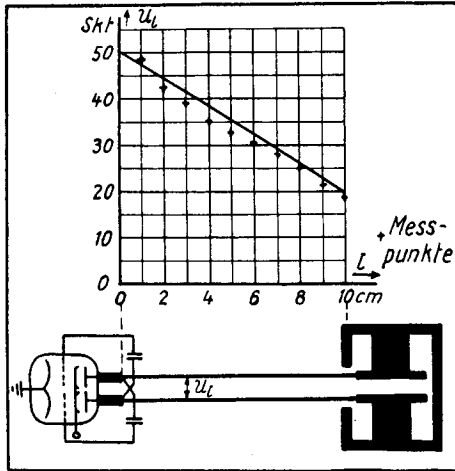


Fig. 23. Spannungsabfall längs einer 10 cm langen Topfzuleitung bei 176 cm Wellenlänge.

Bei $\lambda = 1,765$ m und $C_e = 4,7$ pF ist $x_o/\lambda = 16\%$ und für die ganze Leitungslänge ist: $\alpha' = 0,155$, $\beta' = 3 \cdot 10^{-2}$ und $\gamma' = 17,2 \cdot 10^{-2}$.

Der Qualitätsfaktor bei unendlich großem Röhrenausgangswiderstand wird: $Q' = 980$, der transformierte Kennwiderstand:

$$\sqrt{\frac{L_t}{C_t}} = 98 \Omega \text{ und der Resonanzwiderstand: } R_{pt} = 96 \text{ k}\Omega.$$

Der Kennwiderstand ist also durch die Wirkung der Zuleitung + Röhrenkapazität auf das Viereinhalbfache gestiegen und der Qualitätsfaktor hat beträchtlich abgenommen. — Bei $100 \text{ k}\Omega$ Ausgangswiderstand der Röhre würde Q' auf ca. 500 absinken, weil der transformierte Topf hochohmig ist und daher durch einen Parallelwiderstand viel stärker gedämpft wird.

4. KAPITEL

Beschreibung und Meßresultate von zwei ausgeführten UKW-Oszillatoren

§ 21 Vorteile der Gegentaktschaltung [30]

Es wurden nur Gegentaktanordnungen untersucht. Diese symmetrisch aufgebauten Schaltungen haben zwei große Vorteile gegenüber Eintaktschaltungen:

1. Die Gleichstromspeisung der Schaltung geschieht an Symmetriepunkten, die frei von Hochfrequenzspannung sind. Das verhindert Energieverluste über die Speiseleitungen und gestattet ein einfaches, einwandfreies Entkoppeln der Zuleitungen über den ganzen Frequenzbereich.

2. Die Anpassungsimpedanzen an die Röhre verdoppeln sich, da im Eingangs- und Ausgangskreis jeweils 2 Röhrensysteme in Serie geschaltet sind. Diese Verdoppelung der Anpassungsimpedanz und Halbierung von Eingangskapazität und Dämpfung ist günstig, da es oft schwierig ist, die Töpfe genügend niederohmig zu bauen.

§ 22 Die Meßapparatur

1. Q -Messung: (Fig. 24). Der Schwingtopf wurde fremderregt und der Qualitätsfaktor aus der Resonanzkurve ermittelt. Der verwendete Gleichrichter war quadratisch, so daß

$$Q = \frac{f}{\Delta f}$$

war. Beide Ankoppelungen waren dabei so lose, daß keine Rückwirkungen auf den Qualitätsfaktor feststellbar waren.

2. Die Frequenzmessung: (Fig. 25) Das Normal war ein Quarzoszillator, der im Thermostat betrieben wurde. Der Normalquarz von 1 MHz hatte temperaturunabhängigen Schnitt.

Durch eine Verzerrerstufe wurde eine oberwellenreiche Spannung erzeugt und mit der zu messenden Oszillatorspannung an die

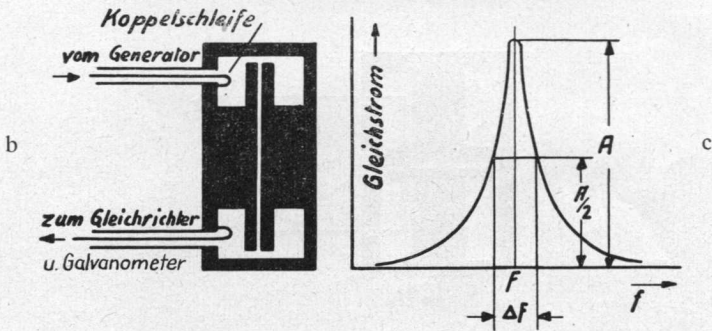
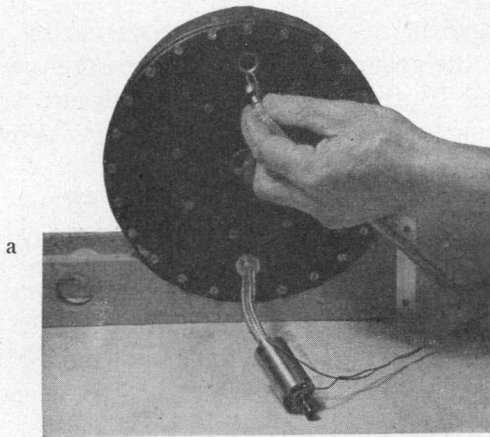


Fig. 24. a, b, c. Ausführung der Q -Messung an Schwingtöpfen durch Bestimmung der Halbwertsbreite der Resonanzkurve bei quadratischer Gleichrichtung (Kristalldetektor).

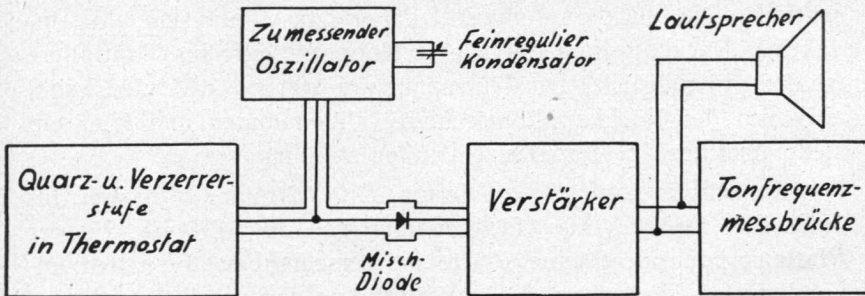


Fig. 25. Prinzip der Frequenzmessung.

Mischdiode gegeben, der verstärkte Interferenzton in der Tonfrequenzmeßbrücke gemessen oder mit dem vorher geeichten Feinkondensator des Topfes auf Schwebungsnull zurückreguliert.

Die Messung war bei jedem ganzzahligen Vielfachen von 1 MHz möglich.

§ 23 Oszillator mit induktiver Rückkopplung

a) Anforderungen: Der Oszillator soll zur Ausführung von Überlagerungsmessungen im Bereich zwischen 1,4 und 2,1 m Wellenlänge dienen. Er braucht deshalb nur einige Milliwatt HF-Leistung abzugeben. Die Frequenz soll über längere Zeitabschnitte sehr konstant sein.

b) Röhren: 2 Knopfpentoden, Philips 4672 als Trioden geschaltet.

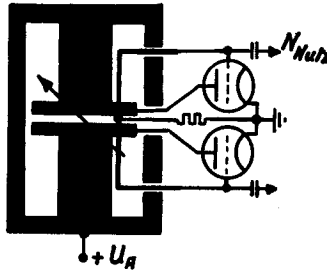


Fig. 26. Oszillator mit induktiver Rückkopplung.

c) Schaltung: (Fig. 26) Im betrachteten Frequenzgebiet ist der Phasenwinkel der Steilheit bei Knopfröhren noch nicht wesentlich. Die Rückkopplung soll daher phasenrein sein. Mit induktiver Rückkopplung durch eine Koppelschleife ins Topfinnere ist das gut möglich. Die Nutzspannung von ca. 1 V wird kapazitiv von der Rückkopplungsschleife abgenommen und über ein symmetrisches HF-Kabel nach außen geführt.

d) Schwingtopf: $D_a = 139$ mm, $D_i = 62$ mm, $l = 80$ mm, Induktivität $L = 11,5 \cdot 10^{-9}$ H, Kapazität $C = 50 \div 110$ pF. Ebener Plattenkondensator, eine Platte ist verschiebbar. Feinabstimmkondensator. Berechneter Qualitätsfaktor des versilberten Messingtopfes: $Q = 3200$ bei $\lambda = 2$ m, $R_p = 37$ k Ω .

e) Mechanischer Aufbau: (Fig. 27 ab) Die beiden Knopfröhren sind direkt an den Topf gebaut. Unten ist die einstellbare Rückkopplungsschleife sichtbar, von der auch die Nutzleistung abgenommen wird. Topf und Röhren befinden sich in einem Abschirmgehäuse, das in einen Thermostaten eingebaut ist. Die Temperatur wird auf $\pm 0,25^{\circ}\text{C}$ konstant gehalten.

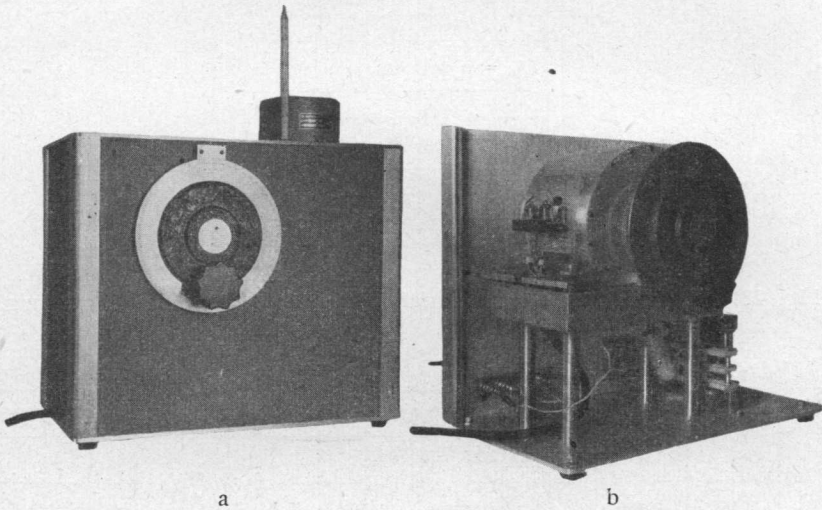


Fig. 27. Oszillator mit induktiver Rückkopplung in Thermostat.

a) Außenansicht. b) Gehäuse und innere Abschirmung weggenommen.

f) Spannungsabhängigkeit der Frequenz: (Fig. 28) 1 % Änderung der Heiz- oder Anodenspannung bewirkt ca. eine Frequenzänderung von

$$\frac{\Delta f}{f} = 10^{-6}$$

g) Einlaufvorgang: Fig. 29 zeigt den Frequenzgang des Oszillators unmittelbar nach dem Einschalten, bei Betrieb ohne und mit Thermostat. Die Temperatur zwischen Gehäuse und innerer Abschirmung stieg im letzteren Fall in den ersten 10 Minuten von 16°C auf den Endwert von 35°C , jedoch bewirkt die innere Abschirmung, daß sich der Topf nur langsam erwärmt.

h) Frequenzkonstanz über lange Dauer: Ein Dauerversuch über 5 Tage ergab nach Beendigung des Einlaufvorganges maximale Frequenzabweichungen von $\frac{\Delta f}{f} = \pm 5 \cdot 10^{-6}$ bei $f = 180$ MHz, also eine Schwankung von ± 900 Hz.

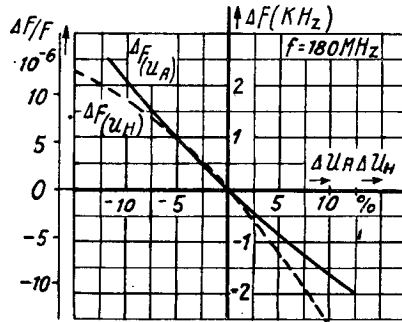


Fig. 28. Frequenzänderung bei Variation von Heiz- und Anodenspannung.

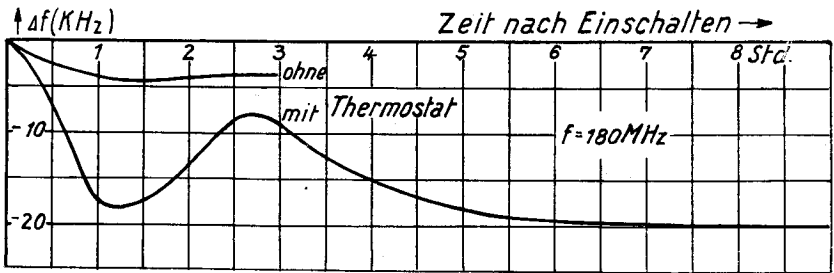


Fig. 29. Frequenzgang nach dem Einschalten.

Die Anodenspannung war bei dieser Messung stabilisiert und die Schwankungen waren zum größten Teil durch die Heizspannung verursacht, die mit der Netzspannung um ± 3 % variierte.

§ 24 Oszillator mit kapazitiver Rückkopplung

a) Anforderungen: Bereich 1,2 bis 2,5 m, einige Watt Leistung. Kleine Temperaturabhängigkeit.

b) Röhre: Philips UKW-Gegentakt Tetrode QQE 04/20. Beide Systeme haben zusammen 15 Watt zulässigen Anodenver-

lust. Optimaler Anpassungswiderstand $7,2 \text{ k}\Omega$ von Anode zu Anode.

c) Schaltung: (Fig. 30) Bei $\lambda = 1,5 \text{ m}$ liegt der Laufzeitwinkel der verwendeten Röhre bei ca. -30 bis -40° . Daher sollte der Phasenwinkel der Rückkopplung gleich groß, aber positiv sein. In der verwendeten kapazitiven Rückkopplungsschaltung läßt sich der Phasenwinkel der Rückkopplung zwischen

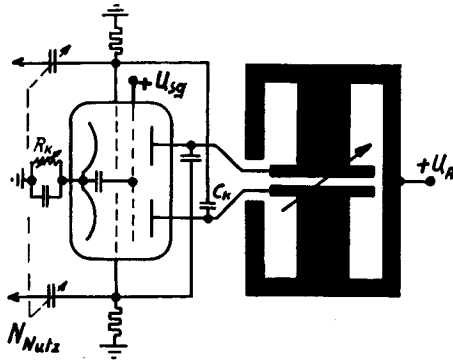


Fig. 30. Oszillator mit kapazitiver Rückkopplung.

0 und $\pi/2$, der Betrag zwischen 0 und 1 durch Wahl der Rückkopplungskapazität C_K und der Eingangskapazität C_e beliebig einstellen, wobei C_e durch Parallelschalten von Kapazität bzw. Induktivität zum Röhreneingang variiert wird. Die besten Werte wurden durch Versuche ermittelt.

Die Nutzleistung wurde über die Rückkopplungskondensatoren abgenommen. Diese Lösung war konstruktiv günstiger.

d) Schwingtopf: $D_a = 200 \text{ mm}$, $D_i = 120 \text{ mm}$, $l = 50 \text{ mm}$, Induktivität $L = 5 \cdot 10^{-9} \text{ H}$, Kapazität $C = 80 \div 350 \text{ pF}$ (Fig. 31),

Kennwiderstand $\sqrt{\frac{L}{C}} = 7,8 \div 3,8 \Omega$. Ebener Plattenkondensator.

Eine Platte ist verschiebbar. Durch eine flexible Membran ist die bewegliche Platte mit dem festen Teil verbunden, wodurch ein Gleitkontakt vermieden wird. Mit dem Feinabstimm-Kondensator ist ein Frequenzbereich von ca. $\pm 20 \text{ KHz}$ überstreichbar. — Temperaturkompensation.

Material: Rotguß, versilbert. — In Fig. 32 sind gerechneter und gemessener Qualitätsfaktor als Funktion der Frequenz aufgetragen. Die Meßpunkte sind Mittelwerte verschiedener Messungen, die eine totale Streuung von ca. 5 % aufweisen.

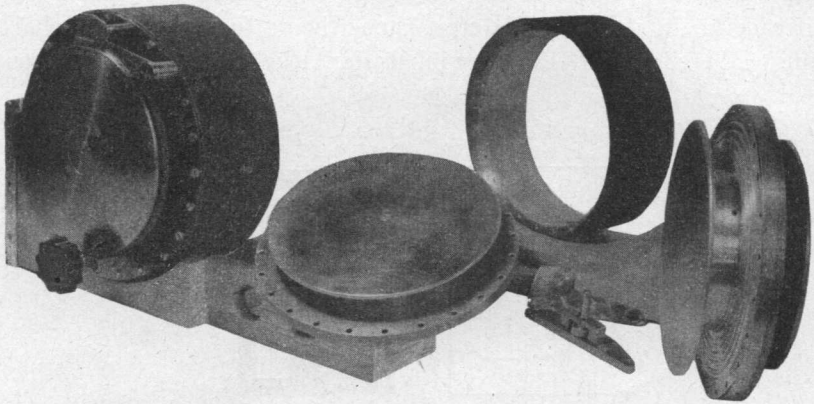


Fig. 31. Außenansicht und Bestandteile des Schwingtopfes.

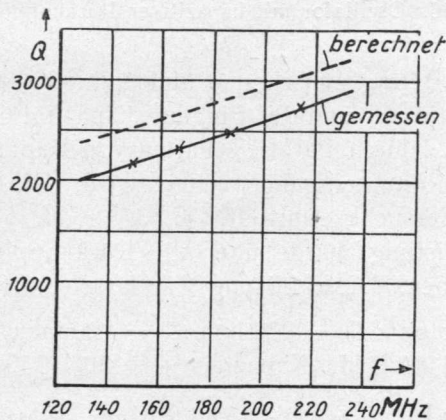


Fig. 32. Qualitätsfaktor des Schwingtopfes als Funktion der Frequenz.

e) Mechanischer Aufbau: (Fig. 33) Der Schwingtopf ist sehr schwer ausgeführt, um die Einflüsse der aktiven Erwärmung § 15) klein zu halten. Röhre und Schwingtopf sind in separatem Gehäuse

eingeschlossen, um jede einseitige Erwärmung des Topfes zu verhüten.

f) Einfluß der Zuleitungen: Durch die räumliche Trennung von Topf und Röhre werden die Zuleitungen 6 cm lang. Der Einfluß ist in folgender Tabelle für $\lambda = 1,5$ m gezeigt: (berechnete Werte)

| | ohne Zuleitung | mit Zuleitung |
|----------------------|----------------|---------------|
| Q | 2900 | 2760 |
| $\sqrt{\frac{L}{C}}$ | 6,3 Ohm | 8,1 Ohm |
| R_p | 18,2 k-Ohm | 22,5 k-Ohm |

g) Die Leistung: Der Generator schwingt im Bereich $105 \div 240$ MHz und gibt zwischen 135 und 200 MHz 5 Watt Nutzleistung ab.

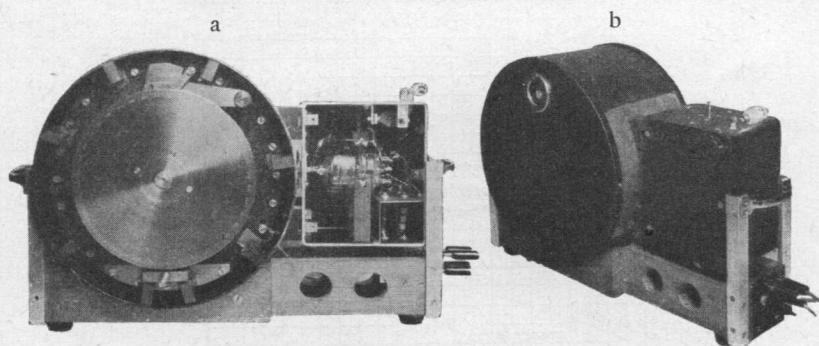


Fig. 33. Oszillator mit kapazitiver Rückkopplung.
a) Geöffnet. b) Außenansicht.

h) Trennung der Verluste: Nach der in § 22 angegebenen Methode der Q -Messung kann auch das Q_s der Schaltung gemessen werden. Durch verschiedene Q -Messungen unter Abtrennung einzelner Schaltungsteile und An- und Abschalten der Betriebsspannungen, lassen sich die Verlustwiderstände einzeln bestimmen. Die Messung wurde bei 150 und 200 MHz durchgeführt und die Resultate in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

| | | |
|---|-----------|-----------|
| | 150 MHz | 200 MHz |
| Kennwiderstand : | 6 Ohm | 8 Ohm |
| Ausgangswid. der kalten Röhre : | 54 k-Ohm | 45 k-Ohm |
| Ausgangswid. der Röhre unter Spann'g : | 30 k-Ohm | 20 k-Ohm |
| Dämpfungswid. durch Rückkoppl.-Kanal bei geheizter Röhre : | 80 k-Ohm | 32 k-Ohm |
| Q_s bei ausgekoppeltem Nutzwiderstand : | 1530 | 930 |
| R_p' bei ausgekoppeltem Nutzwiderstand : | 9,2 k-Ohm | 7,4 k-Ohm |
| Q_s bei Nutzwid. für 5 Watt Leistung : | 800 | 635 |
| R_p' bei Nutzwid. für 5 Watt Leistung : | 4,7 k-Ohm | 5,1 k-Ohm |

Man erkennt, daß die Röhre bei Belastung etwas unterangepaßt betrieben wird ($R_a = 7,2$ k-Ohm). Die Röhre ist bei 200 MHz schon wesentlich schlechter als bei 150 MHz, deshalb steigt auch in der unbelasteten Schaltung der Qualitätsfaktor nicht mehr über den Wert 1000.

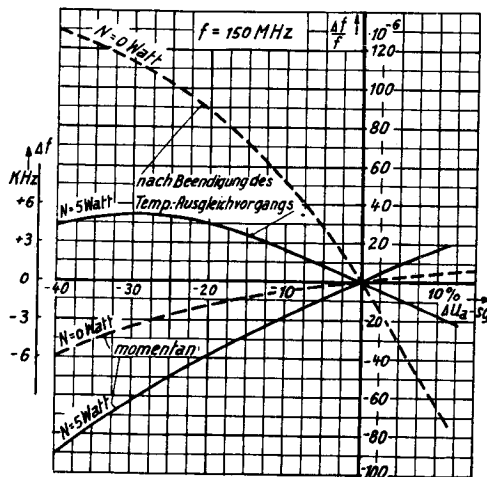


Fig. 34 a. Frequenzänderung bei gemeinsamer Variation von Anoden- und Schirmgitterspannung.

i) Einfluß von Anoden- und Schirmgitterspannung (Fig. 34a und b): Diese Spannungen wurden gemeinsam variiert. Es wurden die momentane Änderung der Frequenz (dynamische Wirkung), sowie die Änderung nach Beendigung des Temperaturaus-

gleichvorganges gemessen. Der Temperaturvorgang ist nach 10 Minuten beendet. Der Schwingtopf, dessen Temperatur-Zeitkonstante Stunden beträgt, ist hieran nicht beteiligt. Die Wirkung auf die Frequenz ist durch die Kapazitätsänderungen des Röhrensystems bedingt, die als Folge der variierenden Verlustleistung auftreten. Man erkennt aus Fig. 34 folgendes: Das dynamische Verhalten ist vom Qualitätsfaktor Q_s der Schaltung bestimmt. Der unbelastete Generator zeigt deshalb kleinere momentane Frequenzänderungen als der belastete (vergl. gemessene Werte für Q_s belastet und unbelastet unter h).

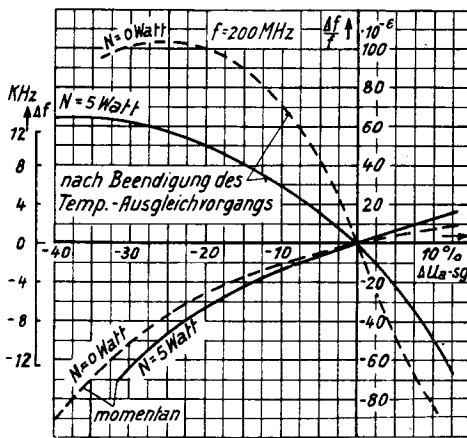


Fig. 34 b. Frequenzänderung bei gemeinsamer Variation von Anoden- und Schirmgitterspannung.

Die Frequenzänderung nach Beendigung des Ausgleichsvorganges ist die Summe von dynamischer und thermischer Wirkung. Man erkennt, daß die thermische Wirkung größer ist. Besonders groß ist sie beim unbelasteten Generator, der mit den gleichen Betriebsspannungen arbeitete. Die Wärmebelastung der Röhre ist hier an der oberen Grenze. — Von praktischer Bedeutung sind jedoch nur die Kurven unter Vollast, da man bei schwacher Belastung mit reduzierter Spannung arbeiten wird.

Bei Vollast ist der thermische Einfluß noch etwa doppelt so groß wie der dynamische. Da diese Frequenzänderung nicht

vom Q_s -Wert der Schaltung abhängt, hätte eine weitere Steigerung der Kreisgüte keinen Erfolg. Vielmehr bestimmt nun die Röhrenkonstruktion die erreichbare Frequenzstabilität bei schwankenden Betriebsspannungen. — Indem man die Röhre thermisch nicht voll ausnützt, kann man diesen Effekt verkleinern, auch eine Erhöhung der Schwingtopfkapazität (Erniedrigung des Kennwiderstandes) führt zum Ziel. Jedoch sind beide Verbesserungen mit einer Leistungseinbuße zu erkaufen, im ersteren Fall durch schlechte Ausnutzung, im letzteren durch Unteranpassung der Röhre.

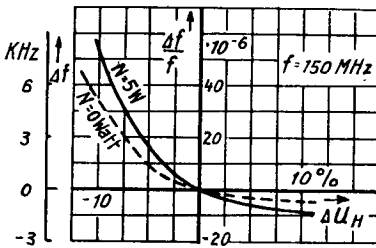


Fig. 35 a. Frequenzänderung bei Variation der Heizspannung.

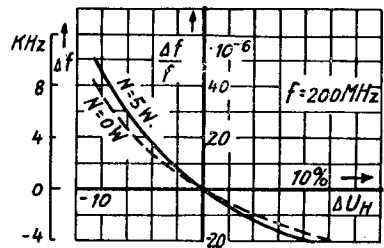


Fig. 35 b. Frequenzänderung bei Variation der Heizspannung.

k) Den Einfluß der Heizspannung zeigt Fig. 35 a und b.

l) Der Temperaturkoeffizient des Generators: Die Messung im Intervall $20 \div 30^\circ\text{C}$ ergibt für

$$f = 200 \text{ MHz} \quad \frac{\Delta f}{f \cdot ^\circ\text{C}} = - 3 \cdot 10^{-6}$$

$$f = 150 \text{ MHz} \quad \frac{\Delta f}{f \cdot ^\circ\text{C}} = + 32 \cdot 10^{-6}$$

Der lin. Ausdehnungskoeffizient des Topfmaterials beträgt

$$\delta_d = \text{ca. } 19 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$$

Die Temperaturkompensation in Form einer Schraube zum Bewegen der Kondensatorplatte hat die beste Wirkung in der Nähe von 200 MHz. — Bei 150 MHz tritt wegen des kleineren Abstandes der Kondensatorplatten bereits eine beträchtliche Überkompensation auf. Es lassen sich jedoch Kompensationsein-

richtungen konstruieren, die über den ganzen Frequenzbereich eines Schwingtopfes wirken. Experimentell wurde diese Frage nicht weiter verfolgt.

m) Frequenzgang nach dem Einschalten (Fig. 36). Der Verlauf der Kurven erklärt sich aus den Temperaturkoeffizienten. In der ersten Viertelstunde bestimmt die Aufheizung des Röhrensystems und Gehäuses den Frequenzgang. Innerhalb der ersten

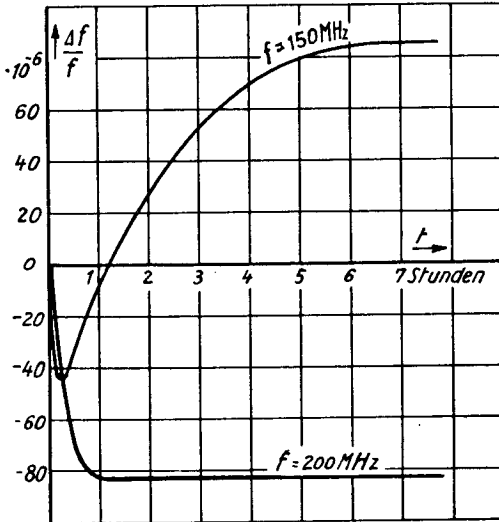


Fig. 36. Frequenzgang nach dem Einschalten.

Stunde bildet sich im Topf das stationäre Temperatur-Gradientenfeld aus, und daran schließt sich der Stunden dauernde Erwärmungsvorgang an. Ist der Temperaturkoeffizient sehr klein, dann können nur die beiden ersten Einflüsse die Frequenz ändern, wie das bei 200 MHz der Fall ist, im andern Fall kommt die Frequenz erst mit der Topftemperatur zum Stillstand. — Die Temperatur-Zeitkonstante des Schwingtopfes beträgt ca. 4 Stunden.

n) Dauerversuch über fünf Tage: (Fig. 37)

Frequenz: 200 MHz. In Lampenwiderstand vernichtete Nutzleistung 5 W.

Spannungsschwankungen: Anoden- und Schirmgitterspannung
 $\pm 0,5\%$.

Heizspannung $\pm 1\%$.

Luftdruck- und Feuchtigkeitsschwankungen waren unerheblich.

Tagsüber wurde stündlich abgelesen. Die scharfen Spitzen der Frequenzkurve entstanden durch den Luftzug beim Lüften des Raumes. Sie wurden durch die intensive Kühlung des Röhrengehäuses verursacht. Der Schwingtopf wurde dadurch nicht beeinflusst, und die Frequenz war eine halbe Stunde nach Aufhören des Luftzuges wieder auf ihrem ursprünglichen Wert. — Im übrigen erklärt sich der Verlauf der Frequenzkurve vollständig aus der Raumtemperatur und dem Temperaturkoeffizienten.

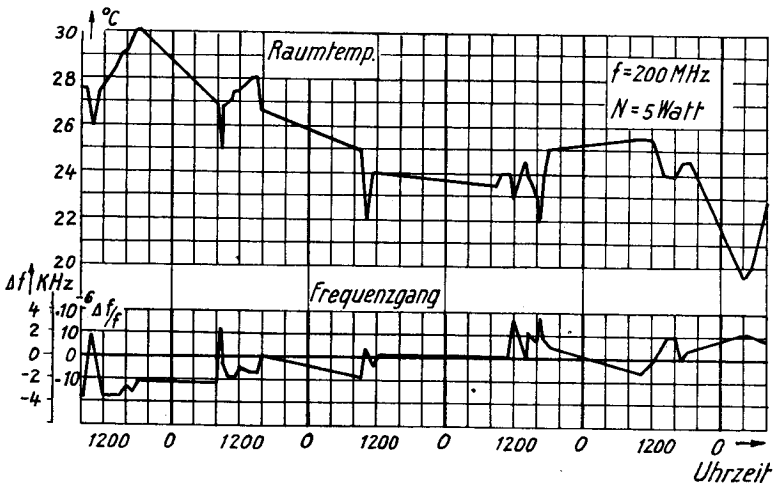


Fig. 37. Frequenzschwankungen während einiger Tage.

o) Allgemeine Beobachtungen: Der Generator war sehr unempfindlich gegen äußere Einflüsse. Bei $f=150$ MHz verursachte das vollständige Einkoppeln des Belastungswiderstandes (5 Watt Leistungsentnahme) eine Frequenzänderung von 15 kHz, Berühren des Belastungswiderstandes mit der Hand 4 kHz und das Berühren des Röhrgitters 8 kHz.

Zusammenfassung

UKW-Generatoren für einige Watt Leistung und veränderliche Frequenz, können durch Schwingtöpfe bis zu einer Frequenzkonstanz von ca. $\frac{\Delta f}{f} = \pm 1 \div 2 \cdot 10^{-5}$ stabilisiert werden. Die Grenze ist durch die atmosphärischen Schwankungen, die Wärmedehnung des Topfes und die thermischen Veränderungen im Röhreninnern gegeben. — Die Verhältnisse sind einfach zu überblicken und sowohl der Rechnung wie der Messung zugänglich.

Diese Arbeit entstand am Institut für Hochfrequenztechnik der E. T. H. Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. *F. Tank*, danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und all die Hinweise und Hilfe in der Zeit ihrer Entstehung.

Der Versuchssektion der PTT bin ich für die Überlassung eines Wellenmessers Dank schuldig. Die eingebaute Quarzstufe war das Normal für meine Messungen.

Zürich, 21. Juni 1945.
Rousseustr. 94.

Arnold Braun.

Literaturverzeichnis

1. *H. Awender*, „Die Frequenzstabilisierung im UKW-Gebiet“. FTM 1937, Heft 10, p. 302.
2. *Hansell und Carter*, „Frequency controll by low power-factor line circuits“. Proc. I. R. E. 24 (1936), April.
3. *Kleen, W.*, „Entwicklungsstand der UKW-Röhrentechnik“. Telefunken-Mitteilungen 21 (1940), Nr. 84.
4. *D. A. Bell*, „The variation of inter-electrode capacity in thermionic valves“. Marconi Rev., Nr. 57, Dez. 1935.
5. *J. van Slooten*, „Input capacitance of a triode oscillator“. Wireless Eng. 17 (1940), Nr. 196.
6. *Strutt, M. J. O.*, „Moderne Mehrgitterröhren“ (1940). Verlag Julius Springer, Berlin.
7. *Barkhausen*, „Elektronenröhren“, Bd. 3. Verlag Hirzel, Leipzig.
8. *Rothe und Kleen*, „Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter“. Akademische Verlags-Gesellschaft, Leipzig.
9. *Bell, D. A.*, „Frequency-stability of valve oscillators. The influence of grid current“. Wireless Eng. 13 (1936), p. 539.
10. *Lynch und Tillman*, „The Principles and Design of Valve Oscillators“. Part II: „Frequency Stability“. Electronic Engineering, Nr. 204 und 205 (1945).
11. *Groszkowski, J.*, „The interdependence of frequency variation and harmonic content ect.“. Proc. I. R. E., vol. 21, July (1933).
12. *Groszkowski, J.*, „Oscillators with automatic control of the threshold of regeneration“. Proc. I. R. E., 22 February (1934).
13. *Appleton and Greaves*, „On the solution of the representative differential equation of the triode oscillator“. Phil. Mag., series 6, vol. 45 (1923).
14. *Rothe und Kleen*, „Elektronenröhren als End- und Sendeverstärker“. Akad. Verlagsgesellschaft Becker & Erlcr, Leipzig.
15. *Seeley und Anderson*, „UHF-oscillator frequency stability-considerations“. RCA, Rev. V (1940), July.
16. *König, H.*, „Die Ähnlichkeitsgesetze des elektromagnetischen Feldes“. Hochfrequenztechn. u. Elektroak. 58 (1941), p. 174.

17. *Barrow und Mieher*, „Electrical cavity-resonators“. Proc. I. R. E. 28 (1940), p. 184.
18. *Grafunder*, „Frequenz und Amplitudenkonstanz von Röhrengeneratoren“. Archiv für techn. Messen, Z 42—11 (1938).
19. *Divoire et Baudoux*, „Sur la stabilisation de la fréquence dans les oscillateurs à triode“. Onde électr. 13, Nr. 146 (1934).
20. *Kolster, F. A.*, „Generation and utilisation of ultra-short waves in Radio communication“. Proc. I. R. E. 22, Dez. (1934).
21. *Reber, G.*, „Optimum design of toroidal inductances“. Proc. I. R. E. 23, September (1935).
22. *Loeb, J.*, „Circuits spéciaux à forte surtension pour des ondes très courtes“. Onde électr. 17, Nr. 192 (1937).
23. *Schüpbach, R.*, „Studien über die Technik der Ultrakurzwellen im Bereich von 1 m Wellenlänge“. Diss. (1942) Eidg. Techn. Hochsch. Zürich.
24. *Borgnis, F.*, „Elektromagnetische Eigenschwingungen dielektrischer Räume“. Ann. Phys. (5) 35 (1939), 359.
25. *Lindern und de Vries*, „Schwingkreise für sehr hohe Frequenzen“. Phil.-techn. Rundschau 6 (1941), Heft 7.
26. *W. Dällenbach*, „Über die Erstaussführung eines Resotanks“. Hochfrequenztechn. u. El.-ak. 61 (1943), Heft 6.
27. *A. de Quervain*, „Elektrische Schwingtöpfe und ihre Anwendung in der UKW-Verstärkertechnik“. Diss. Eidg. Techn. Hochschule Zürich, 1944.
28. *Peterson*, „An UHF-oscillator“. Gen. Radio-Experimenter 1937, XII/5.
29. *H. Kaiser*, „Theorie der Eigenfrequenzen und der Selbsterregung in el. Schwingungskreisen“. E. N. T. 10 (1933), p. 123.
30. *Strutt und van der Ziel*, „Eine neue Gegentakt-Verstärkerröhre für Dezimeterwellen“. Phil.-techn. Rdsch. 6 (1940), p. 167.

Lebens- und Bildungsgang

Ich wurde am 11. August 1913 in Zürich geboren. Schulbesuch in Zürich und Stuttgart. 1932 bis 1936 Lehrzeit als Zeichner in der Maschinen- und Apparatefabrik Uster, dabei ein Jahr Werkstatt und anderthalb Jahre Praxis im Hochfrequenzlabor. Während dieser Zeit bereitete ich mich auf die Aufnahmeprüfung an der E. T. H. vor, die ich im Herbst 1936 bestand. Vier Semestern Studium an der E. T. H. (1936—1938), folgten zwei Semester an der T. H. Berlin (1938—1939). Meine Ferienpraxis in den Siemenswerken und mein Berlineraufenthalt wurden Anfang September 1939 durch den Kriegsausbruch beendet. Es folgten 14 Monate Militärdienst, dann konnte ich im Winter 1940/41 und im Frühjahr 1941 in kurzen Urlauben mein Studium an der E. T. H. beenden. Diplomprüfung im Herbst 1941. Seit her bin ich bei Herrn Prof. Dr. F. Tank, am Institut für Hochfrequenztechnik der E. T. H., tätig. Nach einjähriger Assistentenzeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter angestellt, beschäftigte ich mich mit Problemen der Ultrakurzwellen-Technik. Ein Teil meiner Arbeiten auf diesem Gebiet ist in der vorliegenden Dissertation zusammengestellt.