

PHYSIK UND TECHNIK DER GEGENWART
ABTEILUNG FERNMELDETECHNIK

OTTO ZINKE

Hochfrequenz-
Messtechnik

PHYSIK UND TECHNIK DER GEGENWART

ABTEILUNG FERNMELDETECHNIK

HERAUSGEGEBEN VON

DR. HEINRICH FASSBENDER

O. PROFESSOR

UND DIREKTOR DES INSTITUTES FÜR SCHWINGUNGSFORSCHUNG
AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE BERLIN

BAND III



1 9 3 8

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

HOCHFREQUENZ- MESSTECHNIK

VON

DR.-ING. OTTO ZINKE

OBERINGENIEUR

AM INSTITUT FÜR ELEKTRISCHE SCHWINGUNGSLEHRE
UND HOCHFREQUENZTECHNIK
AN DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE BERLIN

MIT 221 ABBILDUNGEN IM TEXT



1 9 3 8

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG



131928

COPYRIGHT BY S. HIRZEL AT LEIPZIG 1937
ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER
ÜBEBSETZUNG IN FREMDE SPRACHEN,
VORBEHALTEN / PRINTED IN GERMANY

Druck der August Pries GmbH in Leipzig

Q187/11

Vorwort

Das vorliegende Buch soll eine Einführung in die Hochfrequenzmeßtechnik geben, die das Ziel hat, die besonderen Bedingungen gegenüber der Meßtechnik im Tonfrequenzgebiet zu kennzeichnen. Es soll dem Studenten als Leitfaden und Ergänzung beim Studium der Hochfrequenztechnik dienen und dem Ingenieur eine Hilfe sein.

Die notwendige Beschränkung des Umfangs gebot eine Auswahl nach zwei Richtungen. Es ist auf alle Gleichstrommessungen und Wechselstrommessungen, die nur im Tonfrequenzgebiet Bedeutung haben, verzichtet worden. Ferner konnten Betriebsmessungen an Hochfrequenzanlagen, z. B. Messungen an Großsendern, Messungen an Rundfunkempfängern nach Prüfnormen usw. nicht mit aufgenommen werden. Diese wichtigen Gebiete, die allerdings einen wesentlichen Anteil an Niederfrequenzmessungen enthalten, werden in der Reihe „Physik und Technik der Gegenwart“ später berücksichtigt. Ferner sind aus Raummangel Messungen an Röhren nicht enthalten, weil diese Messungen in einem Buch über Röhrentechnik innerhalb der Reihe gebracht werden. Ebenso wird man Feldstärke- und Antennenmessungen in dem in Kürze erscheinenden Buch von Dr.-Ing. Brückmann über Antennen finden.

Das Buch bringt die für Hochfrequenz geeigneten Meßmethoden und Geräte zur Messung von Strom, Spannung, Leistung, Frequenz, Kurvenform, Amplituden- und Frequenzmodulation, ferner die Messung des Scheinwiderstandes an Schaltelementen, Schwingkreisen, Leitungen und Kabeln.

Es ist mein Bestreben gewesen, die einzelnen Abschnitte nach möglichst einheitlichen Gesichtspunkten zu bearbeiten. So ist, wo es angängig war, an die Spitze jedes Kapitels ein Abschnitt über Normale gestellt. Es sind ferner die Frequenzgrenzen und die Schwierigkeiten bei ultrakurzen Wellen behandelt. Es war auch notwendig, jeweils in einem kurzen einleitenden Abschnitt die Grundlagen der Messung zu kennzeichnen, da diese nicht immer als bekannt voraus-

gesetzt werden können. Ich habe mich bemüht, dabei möglichst mit anschaulichen Ersatzschemen nicht zu umgehende mathematische Beziehungen zu erläutern. Im übrigen ist der Hauptwert auf praktische Angaben gelegt, die nicht allein die Schaltung, sondern vor allem die Bemessung der Einzelteile und die konstruktive Ausführung betreffen.

Ein Teil der Erfahrungen entstammt gemeinsamer Arbeit der am Institut für elektrische Schwingungslehre und Hochfrequenztechnik tätigen Assistenten. Soweit auf Studien- und Diplomarbeiten Bezug genommen wird, sind die Namen im Text vermerkt.

Für die sorgfältige Anfertigung der Zeichnungen möchte ich besonders Herrn A. Christens sowie Herrn Dipl.-Ing. Hochstrate danken. Mein besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. Faßbender für die Anregung zu dieser Arbeit. Dem Verlag S. Hirzel danke ich für die Aufnahme der zahlreichen Abbildungen sowie für die Berücksichtigung meiner Wünsche hinsichtlich der Ausstattung.

Berlin, im September 1937

O. Zinke

Inhaltsverzeichnis

	Seite
A. Strommessung	1
I. Normalstrommesser für hohe Frequenzen	2
II. Thermostrommesser.	5
1. Bauarten und Betriebseigenschaften von Thermoelementen	5
2. Frequenzfehler des Meßsystems (Stromverdrängung im Heizer).	11
a) Fehler bei Meßbereichen zwischen 20 mA und 500 mA	12
b) Fehler bei Meßbereichen zwischen 0,5 A und 10 A	12
c) Vermeidung der Stromverdrängung.	14
3. Frequenzfehler durch Erdkapazitäten (Strommesser auf Spannung gegen Erde)	14
a) Zusätzliche Heizung des Thermoelements durch den Erdstrom	16
b) Fehler bei indirekt geheizten Elementen mit dem Meßbereich zwischen 1 und 20 mA	17
c) Vermeidung der kapazitiven Fehler	17
III. Stromwandler mit Thermostrommesser	18
IV. Wandler mit Trockengleichrichter	22
V. Nebenschlüsse zur Messung hoher Ströme	23
1. Kapazitive Verzweigung	24
2. Induktive Verzweigung	24
VI. Sondermeßmethoden zur Messung sehr kleiner Ströme	25
1. Hitzdrahtluftthermometer	25
2. Bolometer (Baretter).	26
3. Detektoren	27
VII. Eichung von Strommessern bei Ultrakurzwellen	27
1. Eichung von Strommessern über 20 mA	29
a) Konstruktion der Zuleitung	31
b) Einfluß der Erdkapazität C_1	32
2. Vergleich von indirekt geheizten Strommessern unter 20 mA	33

	Seite
B. Spannungsmessung	35
I. Spannungsmessung bei hohen Frequenzen (Einfluß der Zuleitungen)	35
1. Ersatzschema der Zuleitung	37
2. Konstruktion der Zuleitung	39
3. Innenschaltung des Spannungsmessers	40
II. Normalspannungsmesser für hohe Frequenzen.	41
1. Spannungserhöhung am freien Ende	42
2. Einfluß des Ohmschen Fadenwiderstandes	42
3. Konstruktion zur Messung erdsymmetrischer Spannungen	42
4. Stromkräfte zwischen den Fäden	43
5. Verwendung als Normalstrommesser	44
III. Spannungsmessung durch Gleichrichtung (Röhrenvoltmeter).	45
a) Zusammenhang zwischen Anzeige und Spannung (Messung von Effektivwert bzw. Halbwellen-Mittelwert bzw. Spitzenwert)	46
b) Eingangsschaltung und Eingangsscheinwiderstand	48
1. <i>A</i> -Gleichrichtung	49
a) <i>A</i> -Gleichrichtung im Raumladungsgebiet	50
b) Konstruktive Ausführung eines Röhrenvoltmeters zur Messung des Effektivwertes (<i>A</i> -Gleichrichtung)	53
c) <i>A</i> -Gleichrichtung im Anlaufstromgebiet	55
d) Diodenschaltungen mit quadratischer <i>A</i> -Gleichrichtung	56
e) Das Audion bei Spannungen unter 0,2 V	58
f) Gleichrichtung an der Anodenstrom-Anlaufkonlinie	59
2. <i>B</i> -Gleichrichtung	60
a) Lineare <i>B</i> -Gleichrichtung (Flächengleichrichtung)	60
b) Quadratische <i>B</i> -Gleichrichtung	63
c) Diodenschaltungen mit <i>B</i> -Gleichrichtung	65
d) Triodenschaltungen mit <i>B</i> -Gleichrichtung	66
3. <i>C</i> -Gleichrichtung (Spitzengleichrichtung)	68
a) <i>C</i> -Gleichrichter mit Dioden	68
α) Eingangswiderstand bei Reihen- bzw. Parallelschaltung	72
β) Laufzeitfehler bei hohen Frequenzen	74
γ) Kompensierte Dioden	76
b) Konstruktive Ausführung von Röhrenvoltmetern mit Diodengleichrichtung in <i>C</i> -Betrieb	77
α) Spannungsmesser für 0,2...140V (30Hz...50MHz)	77
β) Spannungsmesser für 0,5...150V (50Hz...200MHz)	78
γ) Spannungsmesser für 0,5...200V (300Hz...20MHz)	78

	Seite
c) <i>C</i> -Gleichrichtung mit Trioden	81
α) Anodengleichrichter oder Richtverstärker	81
β) Schaltung mit Gegenkopplung	83
d) Röhrenvoltmeter mit gemischter Gleichrichtung	83
IV. Spannungsmessung mit der Braunschen Röhre	84
V. Spannungsmessung mit elektrostatischen Voltmetern	86
1. Spannungsmesser bis 20 V	86
2. Spannungsmesser bis 300 V	87
3. Spannungsmesser für Spannungen über 300 V	89
VI. Spannungsmessung mit Thermovoltmeter	89
VII. Erweiterung des Meßbereichs durch Verstärker und Spannungsteiler	91
1. Messung kleiner Wechselfpannungen mit geeichtem Verstärker	92
2. Herstellung kleiner Eichspannungen durch Spannungsteilung	94
a) Ohmsche Spannungsteiler	95
b) Kapazitive Spannungsteiler	97
c) Induktive Spannungsteiler	98
3. Messung großer Spannungen mittels Spannungsteiler	99
VIII. Spannungsmesser mit Trockengleichrichter	100
C. Leistungsmessung	103
I. Eichnormal zur Leistungsmessung	103
II. Messung der zugeführten Hochfrequenzleistung	103
1. Messung der Leistung mit der Braunschen Röhre	104
2. Messung mit dem Röhrenwattmeter	105
3. Messung mit dem thermischen Wattmeter	106
4. Leistungsmessung an Senderstufen	107
III. Messung der entwickelten Wärmeleistung	107
D. Frequenzmessung	108
I. Frequenzmessung durch Auszählung	109
II. Resonanz-Frequenzmessung	109
1. Leuchtquarze als Resonanznormale	111
2. Frequenzmessung mit Resonanzkreisen	112
a) Frequenzmesser für 1...30 MHz ($\lambda = 10...300$ m)	113
b) Umschaltbarer Frequenzmesser für 0,15...60 MHz ($\lambda = 5...2000$ m)	115
c) Frequenzmesser für 50...1000 MHz ($\lambda = 30...600$ cm)	115

	Seite
3. Frequenzmessung mit Resonanzleitungen	116
a) Absolute Messung der Frequenz mit der Resonanz- leitung	117
b) Technische Frequenzmessung mit der Resonanz- leitung	119
III. Frequenzmessung durch Schwebung (Interferenz)	120
1. Erzeugung von Normalfrequenzen	120
2. Vergleich der Meßfrequenz mit der Normalfrequenz	122
3. Ausführung von Schwebungs-Frequenzmessern	123
a) Frequenzmesser für 6...30 MHz ($\lambda = 10...50$ m)	123
b) Frequenzmesser für 50 kHz ... 50 MHz ($\lambda = 6...6000$ m)	126
c) Frequenzmesser für 30...333 MHz ($\lambda = 0,9...10$ m)	129
d) Frequenzmesser für 15...1000 MHz ($\lambda = 0,3...20$ m)	132
E. Messung der Kurvenform (Oberwellengehalt)	132
I. Messung mit der Braunschen Röhre	134
1. Lineare Zeitablenkung	135
2. Zeitablenkung mit Sinusspannung	138
II. Aufnahme des Frequenzspektrums	139
1. Oberwellenmessung mit trennscharfem Empfänger	140
2. Darstellung des ganzen Spektrums durch Verwendung mehrerer Abstimmelemente (Hochfrequenz-Spektro- meter)	140
F. Modulationsmessung	141
I. Messung der Amplitudenmodulation	141
1. Ausmessen der Hüllkurve	144
a) Messung mit der Braunschen Röhre	144
b) Messung der Modulation durch lineare Gleichrichtung	145
α) Messung von Höchstwert, Mittelwert und Sattel- wert der Hüllkurve	146
β) Messung der Modulation nach Abtrennung der Niederfrequenz vom Träger	147
2. Aufnahme des Frequenzspektrums der modulierten Schwingung	149
3. Sonderverfahren der Modulationsgradmessung	151
a) Messung des Effektivwerts der modulierten Schwin- gung	151
b) Messung bei Sendern mit Anodenspannungsmodu- lation	152

	Seite
II. Frequenz- und Phasenmodulation (Pendelmodulation)	153
1. Messung reiner Pendelmodulation	157
a) Messung mit der Braunschen Röhre	158
b) Umwandlung der Pendelmodulation in Amplitudenmodulation	158
c) Aufnahme des Frequenzspektrums	159
2. Messung von Pendelmodulation und Amplitudenmodulation	160
a) Messung mit der Braunschen Röhre	161
b) Umwandlung der Pendelmodulation in Amplitudenmodulation	161
c) Frequenzspektrum und Seitenbandlage	162
d) Stroboskopische Messung des Vektorbildes der gleichzeitig amplituden- und pendelmodulierten Schwingung	164
 G. Messung von Widerständen, Kapazitäten, Induktivitäten	 167
I. Normale	167
1. Normalwiderstände	167
a) Zeitkonstante und Fehlwinkel	168
b) Eigenschaften von Kohlewiderständen	169
c) Vermeidung der Stromverdrängung	173
d) Veränderbare Widerstände	174
2. Normalkondensatoren	175
a) Verlustwinkel von Kondensatoren	175
b) Ausführung von Normalkondensatoren	176
c) Betriebsnormale	177
3. Normalinduktivitäten	178
a) Wirkung der Eigenkapazität	178
b) Verlustwinkel und Gütezahl	180
c) Einfluß von dielektrischen Verlusten	180
d) Ausführung von Normalspulen	181
 II. Messung des Scheinwiderstandes durch Strom- und Spannungsmessung	 182
1. Messung von Widerständen	182
2. Messung von Kapazitäten	183
3. Messung von Induktivitäten	184

	Seite
III. Messung im Resonanzkreis	185
1. Eigenschaften des Resonanzkreises	185
2. Messungen im Resonanzkreis	188
a) Messung von C und L	188
b) Messung der Verluste (Verlustwinkel bzw. Verlustwiderstände)	190
α) Messung von Reihenwiderstand oder Parallelwiderstand	191
β) Messung der Güte- und Verlustzahl (Dämpfung)	194
$\alpha\alpha$) Verstimmungsverfahren	194
$\beta\beta$) Unmittelbare Bestimmung der Güte- und Verlustzahl durch Messung des Spannungsverhältnisses	196
3. Messung von C , L und R in Senderschaltungen an der Schwinggrenze	197
a) Messung von C	198
b) Messung von L	198
c) Messung von R_p mit dem Dynatron	200
4. Messungen an gekoppelten Kreisen	202
IV. Messung nach Betrag und Phase mit der Meßbrücke	204
1. Abschirmverfahren	204
2. Differentialmeßbrücke (unsymmetrisch)	205
3. Differentialmeßbrücke für symmetrische und unsymmetrische Messungen	209
II. Messungen an Leitungen und Kabeln	209
I. Kenngrößen von Hochfrequenzleitungen und Kabeln	209
II. Messung der Kenngrößen aus Leerlauf- und Kurzschlußversuch bei Resonanzabstimmung	211
III. Messung der Kenngrößen an kurzen Leitungsenden	215
Schrifttum	217
Sachverzeichnis	220

Die in eckige Klammern eingeschlossenen Zahlen beziehen sich auf das Verzeichnis des Schrifttums (S. 217), die fettgedruckten Zahlen in runden Klammern verweisen auf die durchlaufend gezählten Abschnitte.

A. Strommessung

(1) Strommessungen bei Hochfrequenz werden in der Technik mit Thermostrommessern, Hitzdraht- bzw. Hitzbandmeßgeräten und Trockengleichrichtergeräten ausgeführt. Soll in einem Hochfrequenzkreis der Strom richtig gemessen werden, so müssen folgende Grundforderungen erfüllt sein:

1. Das Meßprinzip muß bei der Betriebsfrequenz noch fehlerfrei sein.

2. Die Kapazität des Strommessers, die parallel zum Meßsystem liegt und durch den konstruktiven Aufbau nicht beliebig verkleinert werden kann, muß einen großen Widerstand im Vergleich zum Scheinwiderstand des Systems besitzen. Sonst stimmt der zu messende Strom nicht mit dem Strom im Meßsystem überein. Dieser Fehler, der besonders stört, wenn die Induktivität des Meßsystems mit der Parallelkapazität in Resonanz kommt, setzt bei den üblichen Strommessern erst im Gebiet der dm-Wellen ein.

3. Die Erdkapazitäten des Strommessers sollen klein sein. Sie haben zwei Wirkungen. Erstens fließt ein Teilstrom zur Erde ab, so daß, wie unter 2., der Strommesser gar nicht den Leitungsstrom anzeigt. Zweitens kann der Erdstrom die Anzeige unmittelbar fälschen, wenn er z. B. über die Schenkel eines Thermoelements fließt und sie zusätzlich heizt.

Die Fehler durch Erdkapazitäten nehmen mit der Spannung, die der Strommesser gegen Erde führt, zu. Wenn es möglich ist, wird man also Strommesser so einschalten, daß sie praktisch keine Spannung gegen Erde haben. Besteht aber die Aufgabe, den Strom in Antennen oder in „heißen“ Schwingkreisleitungen, die Hochfrequenzspannung führen, zu ermitteln, dann hat man die Möglichkeit, durch Abschirmung des Strommessers selbst oder Verwendung abgeschirmter Stromwandler einwandfrei zu messen.

Abgesehen von diesen Grundforderungen soll der Strommesser einen möglichst kleinen Eigenverbrauch und Ohmschen Widerstand besitzen, den Meßaufbau nicht durch seine Größe stören und bei Ultrakurzwellen leicht ortsveränderlich sein, um die räumliche Stromverteilung zu ermitteln. Die quasistationäre, gleichmäßige Stromverteilung hört auf, sobald die Leitungslänge in die Größenordnung

von einigen Prozenten der Betriebswelle kommt. Die Ausbildung einer Leitung als Lecherleitung ist nur ein einfacher Fall, bei dem die Strom- und Spannungsverteilung besonders gut definiert ist. Es zeigen auch geschlossene Schwingungskreise, Spulen und einfache Zuleitungsdrähte eine Ortsabhängigkeit von Strom und Spannung, wenn die genannte Bedingung für das Verhältnis von Leitungslänge zu Betriebswelle erfüllt ist. Diese Ortsabhängigkeit ist ausschlaggebend für die Meßtechnik bei Ultrakurzwellen. In dem Abschnitt „Eichung von Strommessern bei Ultrakurzwellen“ und später bei der Spannungsmessung wird näher darauf eingegangen werden.

I. Normalstrommesser für hohe Frequenzen

(2) Es liegt der Gedanke nahe, die Stromkraft zwischen zwei stromdurchflossenen, parallelen Leitern, die ja frequenzunabhängig ist, solange die Stromverteilung in beiden Leitern quasistationär und ohne Phasenverschiebung bleibt, zur Anzeige zu verwerten. Doch ist wegen der geringen Größe der Stromkraft*) noch keine kapazitätsarme, erschütterungsfeste Konstruktion, die bis zu Ultrakurzwellen brauchbar ist, bekannt geworden. Das Dynamometer von Mouillin [1] und das Repulsionsampere-meter von Schwarz [2] entsprechen diesen Anforderungen noch nicht. Es erscheint aber eine im Abschnitt (40) besprochene Konstruktion aussichtsreich.

Eine Methode, welche die drei Grundforderungen bis zu dm-Wellen ($f = 1000$ MHz) erfüllt, und daher als Normalstrommessung angesehen werden kann, ist die optische Strommessung mittels hauteffektfreier Soffittlampen.

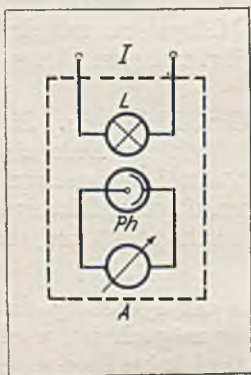


Abb. 1. Optischer Strommesser

L = Soffittlampe
 Ph = Photozelle
 A = Drehspulinstrument
 $30 \mu A$, 800Ω

(3) Der hochfrequente Strom heizt ein im Vakuum eingeschmolzenes Heizelement auf Glühtemperatur. Die Lichtstrahlung ist ein eindeutiges Maß für die Temperatur und damit für die im Heizelement entwickelte Wärme. Es wird also mit der optischen Strommessung der Effektivwert des Stroms erfaßt. Die Lichtstrahlung fällt auf eine Photozelle, an die ein Drehspulstrommesser angeschlossen ist (Bild 1). Die Eichkurve für den Ausschlag des Strommessers A in Abhängigkeit vom Meßstrom J

*) Die Drähte einer Schleife von 5 cm Länge und 1 mm Abstand stoßen sich bei einem Strom von 1 A mit einer Kraft von 1 mg ab.

(Bild 2), die mit Gleichstrom gewonnen werden kann, zeigt, daß oberhalb von 70 mA die Genauigkeit, mit der J bei Ablesung von A bestimmt wird, sehr groß ist. Umgekehrt muß bei der Eichung von A als Strommesser für J ein Präzisionsgerät mit großer Skala verwendet werden. Die Eichkurve (Bild 2) zeigt, daß die Ungenauigkeit bei der Messung von J nur 0,5% für einen Ablesefehler von 7,5% bei A beträgt, wenn J z. B. 85 mA ausmacht.

Der optische Strommesser ist also als Eichgerät hervorragend geeignet. Voraussetzung für die Frequenzabhängigkeit des optischen Strommessers ist die Frequenzkonstanz des Glühlampenwiderstandes bis zu hohen Frequenzen. Eine Ausführungsform, die sich bei den Meßbereichen für 100 bzw. 200 mA bewährt hat, zeigt Bild 3. Der Glühdraht besteht aus Wolfram. Er hat einen Durchmesser von etwa

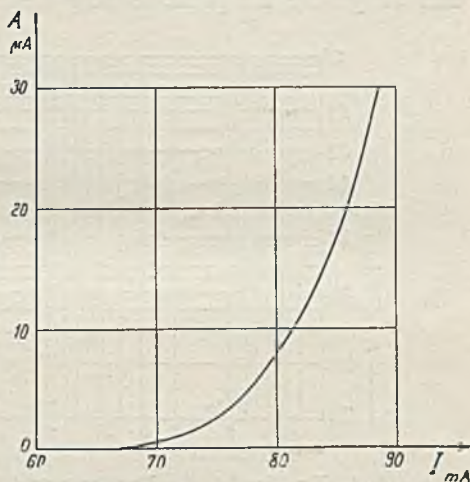


Abb. 2. Eichkurve des Meßgeräts nach Abb. 1

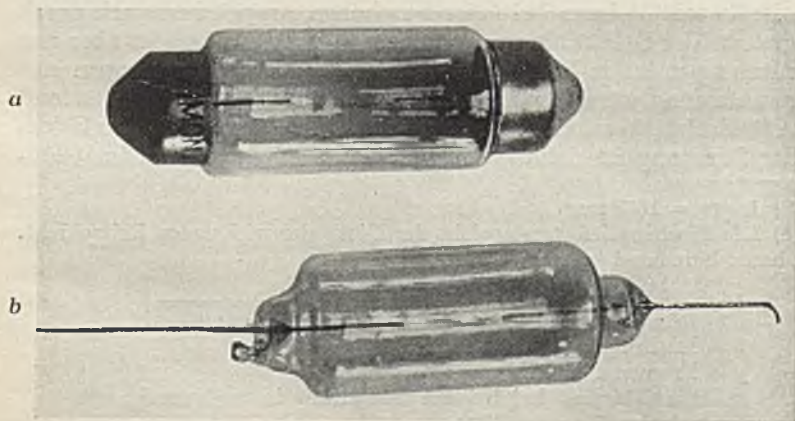


Abb. 3. Soffitten für optische Strommesser

a Handelsübliche Ausführung mit Kappen b Sonderausführung ohne Kappen

40 μm *). Dieser Glühdraht besitzt solange keine Stromverdrängung, als der Drahtradius kleiner ist als die Eindringtiefe des Stroms, die mit steigender Frequenz ständig abnimmt**). Die Größe der Ein-

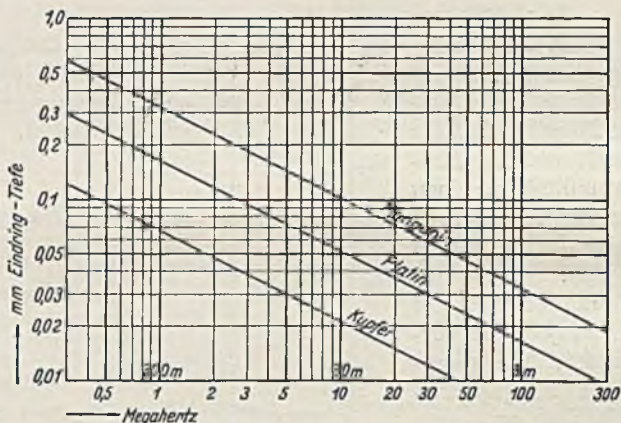


Abb. 4. Eindringtiefe des Hochfrequenzstroms in verschiedene Werkstoffe

dringtiefe zeigt für verschiedene Werkstoffe Bild 4. Für die angegebenen Soffitten hat man Fehler von 1% erst oberhalb 300 MHz zu erwarten.

Es ist zweckmäßig, dem Lampendraht die einfach gestreckte Form nach Bild 3 zu geben. Dann ist auch die Parallelkapazität am kleinsten. Die Erdkapazität kann bei besonders hohen Ansprüchen auch durch Weglassen der Soffittenkappen verkleinert werden. Das ist aber nur bei Messungen im m-Wellengebiet notwendig. Bei Glühlampen mit Schraubfassung würde die Kapazität der Zuleitungen den Widerstand des Glühdrahts bei sehr hohen Frequenzen überbrücken***). Der Strom in der Zuleitung ist dann erheblich größer als der Strom im Glüh-

*) 1 $\mu\text{m} = 10^{-3}$ mm.

***) Die Eindringtiefe t entspricht der Dicke der wirksamen Leitschicht. Sie kann berechnet werden aus

$$t = \frac{0,5}{\sqrt{f \cdot \sigma \cdot \mu_{\text{rel}}}} \quad \left[\text{Größengleichung } t = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \sigma \cdot \mu_0 \mu_{\text{rel}}}} \right]$$

t = Eindringtiefe in mm

f = Frequenz in MHz

σ = Leitfähigkeit bei heißem Glühdraht in $\text{m}/\Omega \text{mm}^2$

μ_{rel} = relative Permeabilität

$\mu_{\text{rel}} = 1$ bei allen nichtferromagnetischen Werkstoffen.

****) Bei 600 MHz ($\lambda = 50$ cm) bedeutet eine Kapazität von 9 pF nur einen Blindwiderstand von 30 Ω .

faden, so daß eine Vergleichsmöglichkeit mit einem anderen Strommesser nicht mehr besteht. Bei den Soffitten nach Bild 3a ist die Parallelkapazität nur 0,1 pF. Ferner sind auch Erdkapazitäten zwischen Glühfaden und benachbarten Metallflächen klein, da man den Abstand der Soffitte von der Photozelle genügend groß wählen kann. Eine Messung ergab als Erdkapazität der Soffittenkappe 0,4 pF.

(4) Wird ein Normalmeßgerät für höhere Meßbereiche als 200 mA benötigt, so darf der Heizdraht der Lampe nicht dicker gewählt werden, da sonst die Stromverdrängung den Anwendungsbereich nach tieferen Frequenzen zu verschiebt. Auch mehrere Heizdrähte in der bekannten Reusenform anzuordnen, ist nicht zweckmäßig, weil sich gezeigt hat, daß die Stromverteilung auf die einzelnen Drähte bei Hochfrequenz anders ist als bei Gleichstrom und bei Hochfrequenz von der Lage der Zuleitungen um so stärker abhängt, je größer der Durchmesser der Reuse ist. Eine einwandfreie Lösung ist die Ausbildung des Heizelements als dünnes Rohr, dessen Wandstärke nur so groß wie die Eindringtiefe bei der höchsten Betriebsfrequenz bemessen wird. Der Durchmesser des Rohrs kann dann der gewünschten Stromstärke des optischen Strommessers angepaßt werden.

So sehr die Eichkurve (Bild 2) den optischen Strommesser für Eichzwecke wichtig erscheinen läßt, so ungeeignet ist er als Meßgerät für Betriebsmessungen. Es machen sich kleine Schwankungen des Hochfrequenzstroms, wie sie im Betrieb unvermeidlich sind, sehr stark bemerkbar. Die Anzeige des Photostrommessers wird unruhig. Ferner ist der relative Meßbereich*) nur 1,5 gegenüber dem Wert 5 für übliche thermische Meßgeräte. Auch sind die Glühlampen naturgemäß nur gering überlastbar.

II. Thermostrommesser

Die in der Pionierzeit der Hochfrequenztechnik üblichen Hitzdraht- und Hitzbandmeßgeräte, bei denen der Heizer durch den Meßstrom eine zur Anzeige benutzte Verlängerung erfährt, besitzen im Verhältnis zu Thermostrommessern einen erheblichen Energieverbrauch. Die Hitzdraht- und Hitzbandgeräte haben außerdem wegen ihres sehr störenden Nullpunktfehlers bei Temperaturschwankungen gegenüber Thermostrommessern erheblich an Bedeutung verloren.

1. Bauarten und Betriebseigenschaften von Thermoelementen

(5) Gegenüber dem Thermokreuz (Bild 5a), das im Anfang der Entwicklung üblich war, haben sich die Ausführungen 5b und 5c bzw. 5d

*) Unter relativem Meßbereich soll im folgenden immer das Verhältnis von Größtwert zu dem noch gut ablesbaren Kleinstwert der Meßgröße verstanden werden.

durchgesetzt. Das Thermokreuz besitzt bei Gleichstrom den störenden Peltier-Effekt und hat den Nachteil, daß die Meßschenkel m zwangsläufig ebenso dick wie die Heizschenkel h sind. Bei den Elementen nach Bild 5b, c, d können dagegen, unabhängig von der Stärke des

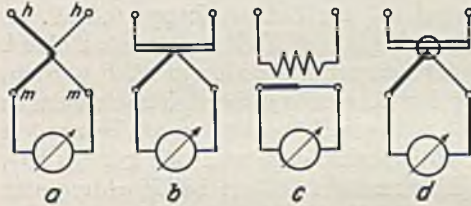


Abb. 5. Ausführung von Thermoumformern

- a Thermokreuz (veraltet)
 b Thermoelement am Heizer angeschweißt
 c Indirekte Heizung. Heizer auf Glasrohr mit innenliegenden Thermoelement
 d Indirekte Heizung über Glasperle

Heizers, die Thermoschenkel dünn gewählt werden, damit die Wärmeableitung von der heißen Verbindungsstelle gering bleibt.

Bild 5b zeigt ein Thermoelement mit direkter Heizung. Die indirekt geheizten Bauarten Bild 5c, d werden vorwiegend bei Stromstärken von 1 ... 100 mA gewählt. Bei dem Heizer nach Bild 5c ist das Thermo-



Abb. 6 a



Abb. 6 b



Abb. 6 c

element gestreckt im Innern eines dünnen Glasröhrchens angeordnet, das den aufgewickelten Heizdraht trägt. In Bild 5d ist eine günstigere Ausführung gezeichnet, bei der Wärmeübertragung und elektrische Isolation durch eine Glasperle erreicht ist. Als Anzeigergerät dient ein Millivoltmeter, dessen Widerstand etwa dem Widerstand des Thermoelementpaares angepaßt ist. Häufig gibt bei Strommessern mit angebautem Thermoelement die Eichung von A unmittelbar den Strom J an. Die Skala ist dann quadratisch. Der relative Meßbereich*) hat den Wert 5. Einzelne Ausführungsformen zeigt Bild 6.

*) Die Skala beginnt erst bei $\frac{1}{5}$ des Nennstroms.

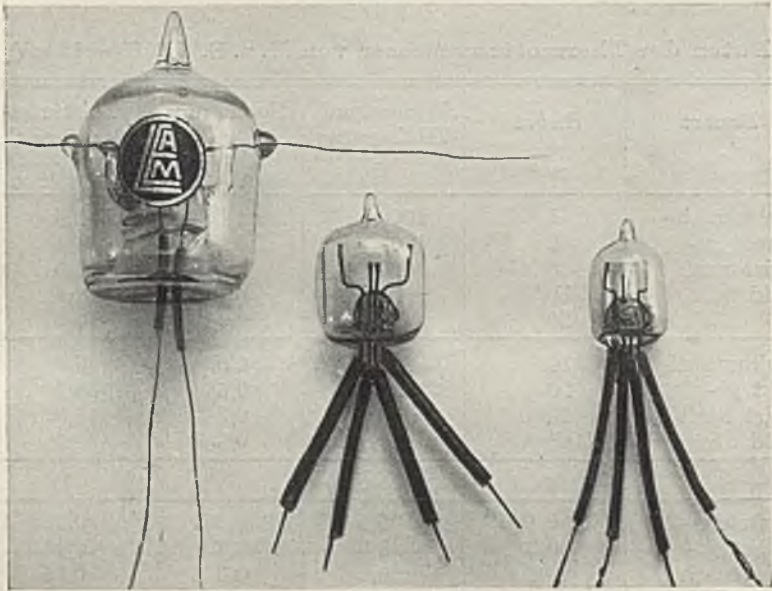


Abb. 6 d

Abb. 6. Ausführung von Thermostrommessern

- a Einbauinstrument in Isoliergehäuse
- b Thermoumformer in Kästchen eingebaut. Auf der Rückseite des Drehspulinstruments aufschraubbar
- c Isoliergehäuse mit aufgeschraubtem Thermoumformer
- d Vakuum-Thermoumformer vor dem Einbau
- e Thermoumformer mit Stiftsocket

(Ausführung von Siemens, Weston, Philips, Leam)



Abb. 6 e

Bei Meßbereichen unter etwa 150 mA sind die Thermolemente in einem Glaskolben unter Vakuum eingeschmolzen, um die notwendige

Tabelle 1

Daten der Thermostrommesser von H. u. B. EMK = 12 mV

Bauart	Strom mA	Widerstand d.Heizdrahts Ω	Spannungs- abfall V	Leistungs- verbrauch mW
Vakuum in- direkt ge- heizt nach Bild 5c	1	1600	1,6	1,6
	2	1600	3,2	6,4
	5	400	2,0	10,0
	10	75	0,75	7,5
	20	25	0,50	10,0
Vakuum di- rekt ge- heizt nach Bild 5b	10	50	0,5	5,0
	20	25	0,5	10,0
	50	6,0	0,3	15,0
	100	3,0	0,3	30,0
	A	Ω	V	W
Luftelement direkt ge- heizt nach Bild 5b	0,15	5,5	0,825	0,124
	0,2	3,5	0,7	0,14
	0,5	0,6	0,3	0,15
	1	0,3	0,3	0,3
	2	0,1	0,2	0,4
	5	0,05	0,25	1,25
	10	0,02	0,2	2,0
	20	0,01	0,2	4,0
50	0,004	0,2	10,0	

Heizleistung herabzusetzen. Eine Übersicht über Widerstand, Spannungsabfall und Leistungsverbrauch der Thermostrommesser zwischen 1 mA und 50 A zeigt Tabelle 1*).

Man erkennt aus Tabelle 1, daß mit höherem Meßbereich der Widerstand erheblich abnimmt. Bei Strommessern für einen Meßbereich oberhalb von 0,5 A bleibt der Spannungsabfall konstant und hat den Wert von etwa 0,2 V. Auffällig ist der Sprung in der Heizleistung von 124 mW auf 30 mW beim Übergang von Luftheizern auf Vakuumelemente.

Während die Thermolemente von H. u. B. durchweg eine EMK von 12 mV abgeben, begnügen sich andere Hersteller mit 3,6 . . . 8 mV und erreichen dadurch niedrige Heizerwiderstände und kleine Heizleistung (Tabelle 2).

*) Die Werte gelten nach ATM J 712—2 Dez. 1935 für Meßgeräte von Hartmann & Braun. Geräte anderer Firmen weichen in ihren Daten nur bei Vakuumelementen ab (s. Tabelle 2).

Tabelle 2

Daten von Vakuum-Thermoelementen von 2...100 mA

Hersteller	Strom mA	Widerstand des Heizdrahts Ω	Spannung am Heizer V	Leistungs- verbrauch mW	EMK mV
W	—	—	—	—	—
L	2	300	0,6	1,2	2,5
P	—	—	—	—	—
W	5	90	0,45	2,25	6
L	5	100	0,5	2,5	8
P	5	80	0,4	2,0	5
W	10	30	0,3	3,0	6
L	10	35	0,35	3,5	8
P	10	28	0,28	2,8	3,6
W	25	12	0,3	7,5	6
L	15	25	0,375	5,63	8
P	20	10	0,2	4,0	3,6
W	36	8	0,29	10,5	6
L	30	15	0,45	13,5	8
P	—	—	—	—	—
W	50	4	0,2	10,0	6
L	50	7	0,35	17,5	8
P	50	3	0,15	7,5	3,6
W	115*)	5,4	0,62	7,1	8,5
L	100	2,5	0,25	25	8
P	100	1,2	0,12	12	3,6

Hersteller: W = Weston (Zierold)
 L = Leam (Kersten & Block)
 P = Deutsche Philips-Gesellschaft

*) Brückenelement
 nach Bild 7 b.
 nicht evakuiert

(6) Bei direkt geheizten Thermoelementen läßt sich die Empfindlichkeit erhöhen, wenn man durch eine Bauart nach Bild 7a die Wärmeableitung durch die sonst in der Mitte des Heizers angebrachten Thermoschenkel (Bild 5) vermeidet. In Bild 7a erkennt man aber, daß der Meßstrom J zum Teil durch das Anzeigeelement A

fließt. Dies läßt sich durch die Brückenschaltung Bild 7 b umgehen. Der Widerstand, den die Brücke für den Meßstrom darstellt, ist gleich dem eines Elements. Der Weg der Gleichströme in der Brückenschaltung ist gestrichelt dargestellt. Durch das Zusammenwirken der vier Zweige erhält man für das Anzeigeelement die gleiche Nutzleistung wie im Falle des einfachen Elements*) nach Bild 7 a. Dabei ist jedoch für gleichen Gesamtstrom und Gesamtwiderstand die Heizleistung in jedem Zweig der Brücke nur ein Viertel der nach Bild 7 a verbrauchten Leistung. Die Brückenschaltung ist somit stärker über-

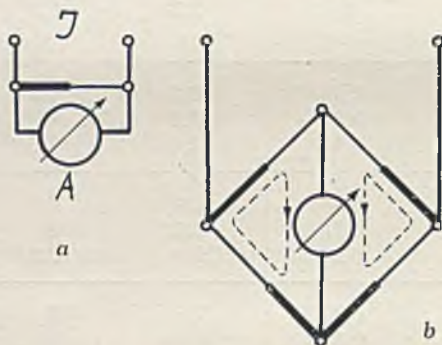


Abb. 7. Thermoumformer ohne Wärmeableitung
a Einfaches Element b Brücke mit 4 Elementen

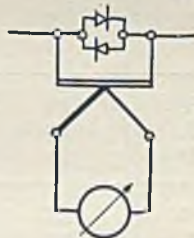


Abb. 8. Schutzschaltung für Thermostrommesser

lastbar. Im allgemeinen vertragen die üblichen Thermoelemente nur eine Belastung mit dem doppelten Nennstrom. Bei einer Zusammenschaltung derartiger Elemente zu der Brücke (Bild 7 b) steigt der zulässige Strom auf den vierfachen Nennstrom. Die Brückenelemente werden von Weston für die Meßbereiche 115, 250 und 500 mA hergestellt. Sie haben natürlich, wie alle Elemente nach Bild 5 a, den Nachteil des Peltier-Effekts bei Gleichstrom.

(7) Die mangelnde Überlastbarkeit ist der große Nachteil, den die normalen Thermoelemente im Betrieb besitzen. Die Überlastungsfähigkeit kann in gewissen Grenzen durch Herabsetzung der Betriebstemperatur und Thermospannung bei gleichzeitiger Verwendung hochwertiger Magnetstähle im Drehspulgerät bzw. Anwendung eines Lichtmarkeninstruments gesteigert werden. — Sicherungen lassen sich nicht verwenden, weil die Thermoelemente selbst die Betriebstemperatur von Sicherungen haben.

*) Es ist dabei angenommen, daß etwa durch Einschalten einer Drossel vor dem Gleichstrominstrument der Meßstrom J nur über das Thermolement fließt.

Eine einfache Möglichkeit, die Thermoelemente bis zu Frequenzen von etwa 100 kHz überlastbar zu machen, besteht in der Parallelschaltung von Trockengleichrichterelementen zu dem Thermoheizer (Bild 8). Die Gleichrichterelemente werden so bemessen, daß sie bei vollem Nennstrom I_n nur einen unwesentlichen Teil des Stroms übernehmen. Sobald aber die Nennspannung U_n des Thermoelements überschritten wird, steigt entsprechend Bild 9 der Gleichrichterstrom sehr stark an. In Bild 9 ist z. B. bei der doppelten Nennspannung der Gleichrichterstrom gerade so groß geworden wie der vom Thermoelement aufgenommene Strom. In diesem Fall ist also die Überlastbarkeit des Thermostrommessers durch Anschalten des Gleichrichters auf den doppelten Wert gestiegen, während innerhalb der normalen Nennspannung U_n des Strommessers der Gleichrichter keinen Einfluß ausübt. Der Gleichrichter stellt einen erst bei Überlastung selbsttätig wirksamen Nebenschluß dar.

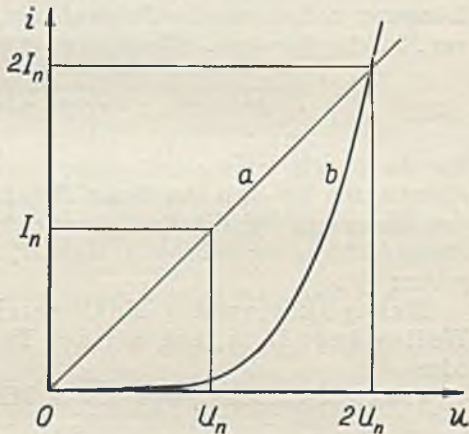


Abb. 9. Kennlinie von Thermoelement mit Schutzgleichrichter
 a Stromaufnahme des Thermoelements
 b Stromaufnahme des Gleichrichters

Es ist bemerkenswert, daß die Nennspannung aller Thermoheizer innerhalb der Meßbereiche 2...100 mA nach Tabelle 2 nur zwischen etwa 0,2 und 0,5 V schwankt. Diese Spannung hat gerade die Größenordnung der Schwellspannung der handelsüblichen Gleichrichterelemente. Die Schutzschaltung ist nur anwendbar, solange der Durchlaßwiderstand klein ist gegenüber dem kapazitiven Widerstand der Sperrschicht.

2. Frequenzfehler des Meßsystems (Stromverdrängung im Heizer).

(8) Die Fehler, die durch Stromverdrängung im Heizelement bedingt sind, kann man leicht ermitteln. Bezeichnet J_s den bei der Meßfrequenz f angezeigten falschen Strom, J_f den wahren Strom, so gilt, da der Ausschlag, den die Leistung $J_f^2 \cdot R_f$ hervorruft, der Leistung $J_s^2 \cdot R_o$ bei Gleichstrom entspricht,

$$\frac{J_s}{J_f} = \sqrt{\frac{R_f}{R_o}} \tag{1}$$

Dabei ist R_f = Wirkwiderstand des Heizers bei der Frequenz f
 R_0 = Gleichstromwiderstand des Heizers.

Damit ist der prozentische Fehler

$$F = \frac{J_s - J_f}{J_f} \cdot 100 = \left(\sqrt{\frac{R_f}{R_0}} - 1 \right) \cdot 100. \quad (2)$$

Besteht der Heizer aus einem runden Draht, so hängt die Stromverdrängung und damit der Fehler F nur vom Verhältnis des Radius a zur Eindringtiefe t ab. Für Fehler bis zu 10% ist [3]*)

$$F_{\%} = \left(\frac{a}{t} \right)^4. \quad (3)$$

Für die üblichen Konstruktionen von Thermoelementen mit runden Heizdrähten hat sich aus dieser Beziehung in Übereinstimmung mit den Messungen für die Bestimmung der Grenzfrequenz, bei der die Stromverdrängung erheblich einsetzt, die bequeme Faustregel ergeben:

Multiplikation des Meßbereichs in A mit 4 ergibt die Wellenlänge in m , bei der der Fehler etwa 5% übersteigt, oder

größte Betriebsfrequenz in MHz = 75/Meßbereich in A .

a) Fehler bei Meßbereichen zwischen 20 mA und 500 mA.

Entsprechend der Faustregel sind die normalen Strommesser mit Thermouniformern nach dem Bild 5a, b, c innerhalb der Meßbereiche zwischen 20 mA und 0,5 A bis zu sehr hohen Frequenzen einwandfrei brauchbar. Das Instrument zu 0,5 A zeigt z. B. bei $f = 100$ MHz ($\lambda = 3$ m) einen Fehler unter 1%. Auch die Brückenelemente nach Bild 7b sind bis zu diesen Frequenzen brauchbar**).

b) Fehler bei Meßbereichen zwischen 0,5 A und 10 A.

(9) Den Fehler der Thermostrommesser bis zu 10 A zeigt Bild 10 in Abhängigkeit von der Frequenz. Die Kurven sind errechnet und durch Messungen [3] bestätigt. Die Fehler steigen zunächst mit dem Quadrat der Frequenz an und biegen, sobald 20% überschritten sind, stark um. Entsprechend dem mit größerem Meßbereich wachsenden Durchmesser des Heizers verschieben sich die Kurven parallel nach links. Bei dem Strommesser zu 10 A setzt der Frequenzfehler bereits oberhalb 3 MHz ($\lambda = 100$ m) ein.

*) Für a und t ist die gleiche Maßeinheit einzusetzen.

**) Studienarbeit von H. U. Meyer, T. H. Berlin 1937.

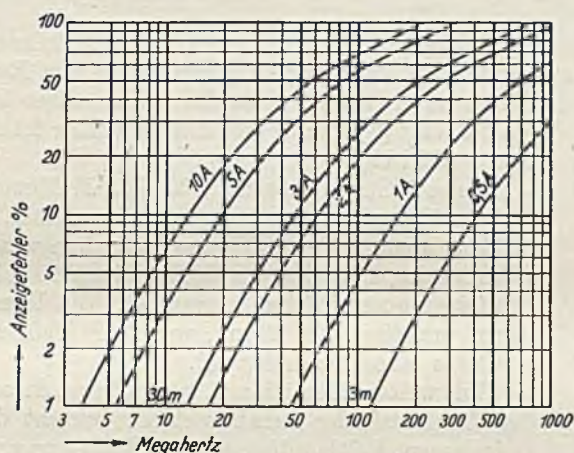


Abb. 10. Fehler von Thermostrommessern zwischen 0,5 A und 10 A

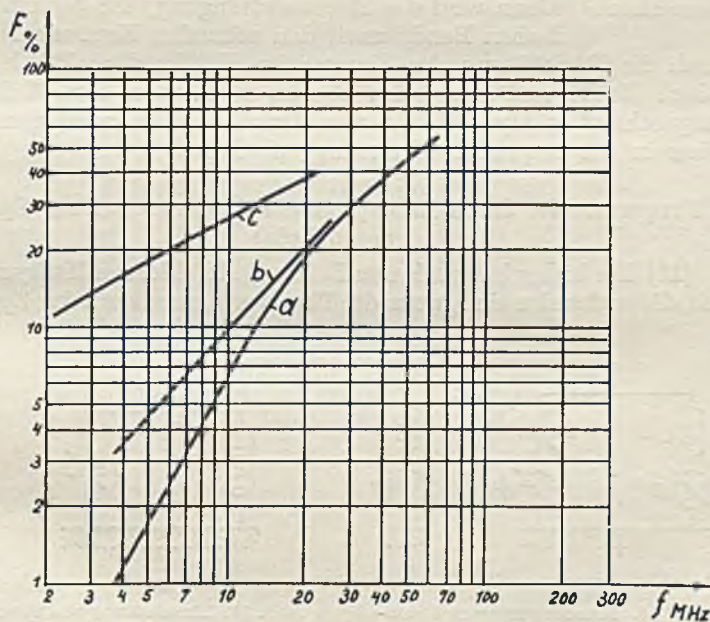


Abb. 11. Fehler von Thermostrommessern mit Bandheizer

- a Thermoumformer 10 A. Drahtheizer.
- b Thermoumformer 10 A. Bandheizer.
- c Hitzbandinstrument

e) Vermeidung der Stromverdrängung.

(9) Es ist vorgeschlagen worden, statt des runden Heizdrahtes einen Bandheizer zu verwenden. Ein Vorteil gegenüber einem Runddrahtheizer ist jedoch nur zu erwarten, wenn die Fehler selbst bereits erheblich sind [3]. Im Gebiet kleiner Fehler ist der Draht besser (Bild 11).



Abb. 12. Thermometer mit Faltenbandheizer

Die bei Strommessern mit dem Meßbereich 10 A und darüber störenden Frequenzfehler lassen sich vermeiden, wenn man als Heizer Röhrechen von geringer Wandstärke, die kleiner als die Eindringtiefe bei höchster Betriebsfrequenz bleibt, verwendet. Die Wandstärken liegen praktisch bei $20 \mu\text{m}$, wenn die Fehler erst bei 100 MHz einsetzen sollen [3].

Eine weitere Möglichkeit, bei größeren Stromstärken die Frequenzfehler herabzusetzen, besteht darin, als Heizelement Faltenbandheizer nach Bild 12 zu verwenden. Die beiden Hälften des Faltenbandes sollen möglichst nahe zusammenliegen. Die Isolationsschicht muß dünn sein. Dann wird die Stromverdrängung, die bei einem einfachen Bande nach den schmalen Kanten zu erfolgt, durch die Rückleitung des Stromes im Faltenband praktisch aufgehoben. Breite und Länge des Bandes kann man dem Meßbereich entsprechend wählen. Es ist also der Faltenbandheizer*) dem Rohrheizer in der bequemen Herstellung überlegen.

3. Frequenzfehler durch Erdkapazitäten (Strommesser auf Spannung gegen Erde)

(10) Die bisher besprochenen Fehler sind Fehler des Meßsystems an sich, die vorhanden sind, wenn der Thermostrommesser keine Spannung

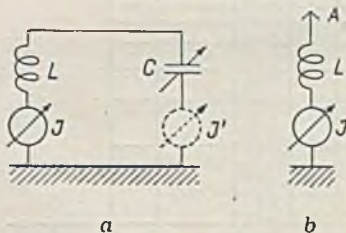


Abb. 13. Einschaltung von Strommessern auf Erde
a im geschlossenen Kreis
b im offenen Kreis (Antenne)

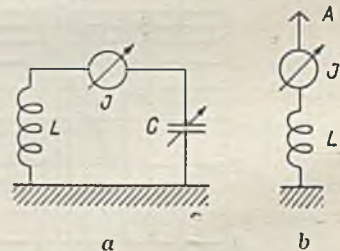


Abb. 14. Einschaltung von Strommessern in spannungsführenden Leitungen
a im geschlossenen Kreis
b im offenen Kreis

*) Faltenbandheizer werden hergestellt von der Firma Hartmann & Braun.

gegen Metallmassen der Umgebung führt (Bild 13). Häufig ist es aber gerade notwendig, daß der Strommesser in spannungsführende Lei-

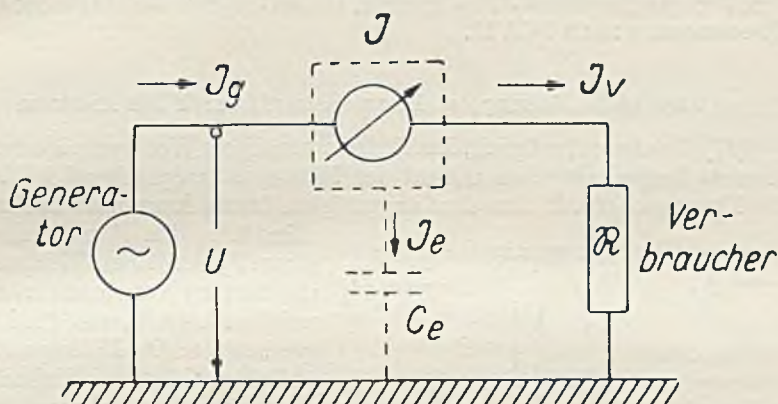


Abb. 15. Ersatzschema bei Einschaltung des Strommessers in spannungsführende Leitung

tungen oder Antennen (Bild 14) zur Messung des Schwingstroms eingesetzt wird. Dann fließt infolge der Erdkapazität ein Teilstrom zur Erde, um den sich Eingangs- und Ausgangsstrom unterscheiden [4].

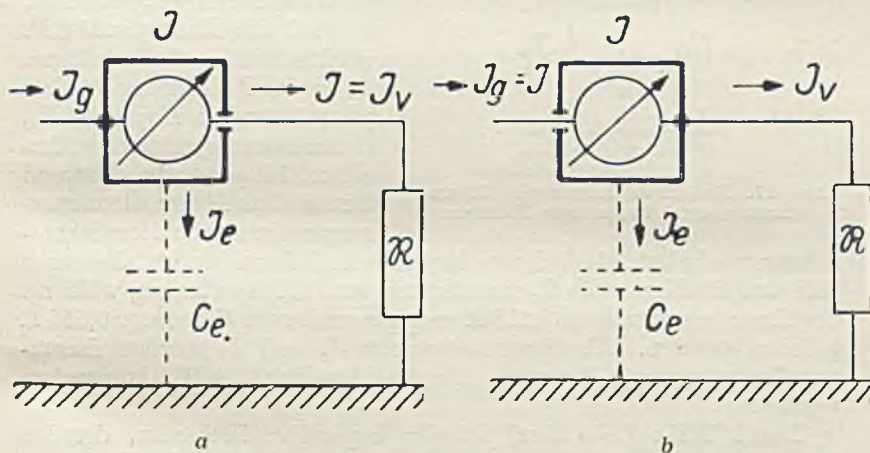


Abb. 16. Abschirmung des Strommessers

a Messung von J_v (Verbraucherstrom) b Messung von J_g (Generatorstrom)

Dieser Erdstrom kann außerdem über die Thermoschenkel fließen und eine zusätzliche Fehlanzeige verursachen. Legt man das Schema Bild 15 zugrunde, so hängt offenbar das Verhältnis des Erdstroms J_e

zum Verbraucherstrom J_v vom Leitwert ωC_e im Verhältnis zu $1/\mathfrak{R}$ ab. Eine Möglichkeit, eindeutig entweder den Generatorstrom J_g oder den Verbraucherstrom J_v zu messen, besteht in der Abschirmung des Strommessers nach Bild 16.

a) Zusätzliche Heizung des Thermoelements durch den Erdstrom

(11) Ist es nicht möglich, den Erdstrom in dieser Weise vom Thermoelement fernzuhalten, so erhitzt der Erdstrom entsprechend Bild 17 die Thermoschenkel. Aus dem angezeigten Strom kann man nur un-

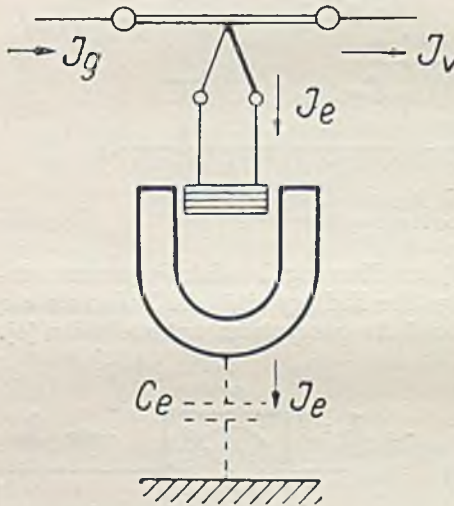


Abb. 17. Zusätzliche Heizung des Thermoelements durch kapazitiven Erdstrom

ständig den Verbraucherstrom J_v ermitteln. Wie stark die Ströme voneinander abweichen können, soll ein Beispiel zeigen. Die Erdkapazität üblicher Flansch-Einbauminstrumente in Isoliergehäuse beträgt etwa 10 pF. Bei Fernanzeige ist noch eine Verbindungsleitung zwischen Thermoelement und Drehspulinstrument in einem geerdeten Metallschlauch eingeschaltet, so daß die Erdkapazität C_e größere Werte annehmen kann. In einem Fall betrug C_e 100 pF, während die Kapazität C_v , deren Strom gemessen werden sollte, 160 pF hatte. Vor und hinter den Thermostrommesser wurden zwei weitere Strom-

messer geschaltet, die frei von kapazitiven Fehlern waren. Es ergab sich, daß die Kapazität C_v einen Strom von 0,51 A aufnahm, während der Thermostrommesser 0,818 A anzeigte und vom Generator 0,854 A geliefert wurden. Als Strommesser für J_g und J_v wurden Stromwandlerinstrumente benutzt, die im Abschnitt A III besprochen werden.

Bei 15 MHz ($\lambda = 20$ m) ist der kapazitive Erdstrom, der bei $C_e = 10$ pF über die Thermoschenkel und die Federn des Drehspulsystems abfließt, gerade 1 mA, wenn nur 1 V Spannung zwischen Heizer und Erde steht. Bei 10 V und 30 MHz ($\lambda = 10$ m) sind es bereits 20 mA, während der Thermogleichstrom im Drehspulsystem nur etwa 2 mA ausmacht. Aus der Betriebsfrequenz und der Betriebsspannung U , die der Strommesser gegen Erde führt, kann man also

bei direkt geheizten Thermoelementen leicht den Fehlstrom abschätzen.

Er ergibt sich aus

$$\mathfrak{I}_e = \mathfrak{I}_g - \mathfrak{I}_v = j\omega C_e U. \quad (4)$$

Die kapazitiven Erdströme bei direkt geheizten Thermoelementen lassen sich durch zwei niederohmige Drosseln in den Instrumentzuleitungen herabdrücken. Hinter den Drosseln werden Blocks nach Erde angeschaltet, die einen kapazitiven Kurzschluß darstellen.

b) Fehler bei indirekt geheizten Elementen mit dem Meßbereich zwischen 1 und 20 mA

(12) Besonders kritisch wird der Fehlstrom bei den indirekt geheizten Elementen für sehr kleine Ströme zwischen 1 und 20 mA. Die Elemente haben zwar wegen des geringen Drahtdurchmessers ihrer Heizer keine Fehler durch Stromverdrängung, aber der kapazitive Erdstrom kommt bei hohen Frequenzen leicht in die Größenordnung des Heizerstroms. Der Wert der Kapazität zwischen Heizer und Thermoelement schwankt zwischen 1 und 5 pF je nach Ausführung Bild 5d bzw. 5c. Ein Thermoelement zu 5 mA mit 400 Ω Heizerwiderstand hat, wenn es auf einer Seite an Erde liegt, zwischen Heizermittte und Erde 1 V Hochfrequenzspannung. Bei 30 MHz ($\lambda = 10$ m) ist also der Erdstrom 2 mA, d. h. 40% des Meßbereiches.

Ein Thermoelement zu 2 mA mit 1600 Ω Widerstand ist nur bis zu $f = 6$ MHz ($\lambda = 50$ m) einwandfrei brauchbar, selbst für die günstige Schaltung, daß das Element einpolig an Erde liegt! Ist dies nicht der Fall, sondern führt die Heizermittte eine Spannung U , so erhält man zusätzlich den Unterschied der Ströme an beiden Anschlüssen aus obiger Gleichung (4).

Eine Verdrosselung des Erdstroms bei indirekt geheizten Thermoelementen ist nicht möglich, weil der Blindwiderstand der Kapazität (zwischen 1 . . . 5 pF) durch die Drossel nur vermindert wird. Man muß dafür sorgen, daß C möglichst nicht größer als 1 pF ist.

c) Vermeidung der kapazitiven Fehler

(13) Die gekennzeichneten kapazitiven Fehler, die bei direkt und indirekt geheizten Elementen vorhanden sind, lassen sich durch eine den ganzen Strommesser einschließende Abschirmung (Bild 16), die mit der Leitung verbunden ist, vermeiden. Man mißt dann nur auf der Leitung, die nicht mit dem Abschirmkasten verbunden ist, den Strom richtig. Es wird natürlich in Bild 15 \mathfrak{I}_g und \mathfrak{I}_v je nach Spannung und Betriebsfrequenz beträchtlich voneinander abweichen,



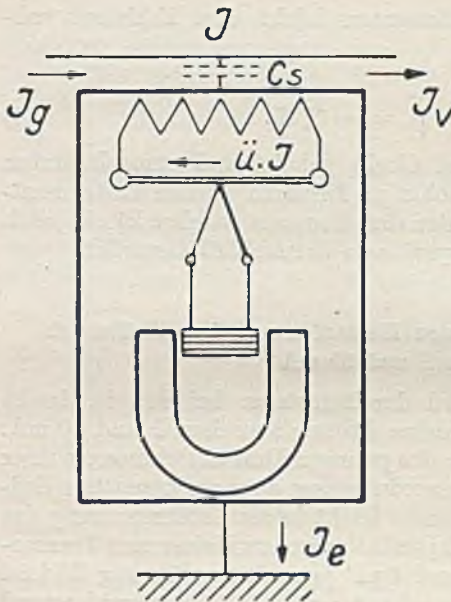


Abb. 18. Abschirmung von Stromwandler und Instrument

weil ja \mathfrak{J}_g und \mathfrak{J}_v auch um $j\omega C_s l$ verschieden sind und die Erdkapazität C_s leicht 20 pF erreichen kann.

Um eine Größenordnung geringer ist die Kapazität bei Verwendung eines abgeschirmten Stromwandlers. Den schematischen Aufbau zeigt Bild 18. Der Erdstrom fließt über die Abschirmung zur Erde, ohne das Heizelement zu beeinflussen. Würde man nicht abschirmen, so besteht bei hohem Übersetzungsverhältnis die Gefahr, daß trotz der kleinen Kapazität von 1...2 pF zwischen Primärleiter und Sekundärwicklung der Erdstrom die Anzeige fälscht, weil er ja nicht wie der Meßstrom heruntertransformiert wird.

III. Stromwandler mit Thermostrommesser

(14) Besonders bei der Messung hoher Ströme ist die Verwendung von Stromwandlern aus verschiedenen Gründen vorteilhaft:

a) Der Leistungsverbrauch eines Strommessers zu 50 A beträgt 10 W im Gegensatz zu 0,4 W bei 2 A (Tabelle 1 in (5).)

b) Liegt ein Strommesser für z. B. 50 A auf Spannung, so ist ohne Verwendung eines Stromwandlers der Erdstrom, der die Thermo-schenkel zusätzlich heizt, untragbar hoch, während bei einem abgeschirmten Stromwandler keine Schwierigkeiten bestehen.

c) Entsprechend der in (8) genannten Faustregel kommt man ohne Fehler mit kleineren Meßbereichen zu höheren Frequenzen.

Da die Anzeige von fremden magnetischen Feldern unbeeinflusst bleiben soll, ist es zweckmäßig, die Sekundärwicklung des Stromwandlers auf einem Ringkern unterzubringen, durch dessen Öffnung der Primärleiter hindurchgeführt wird. Die vom Primärstrom J_1 in der Sekundärwicklung induzierte Spannung $J_1 \omega M$ muß den gesamten Spannungsabfall $J_2 \sqrt{R_2^2 + (\omega L_2)^2}$ decken. Es ist damit das Übersetzungsverhältnis \ddot{u}

$$\ddot{u} = \frac{J_1}{J_2} = \frac{\sqrt{R_2^2 + (\omega L_2)^2}}{\omega M} = \frac{L_2}{M} \sqrt{1 + (R_2/\omega L_2)^2}. \quad (5)$$

Hierin ist J_1 = Primärstrom

J_2 = im Meßinstrument angezeigter Sekundärstrom

R_2 = Widerstand der Sekundärwicklung und des Thermostrommessers

L_2 = Gesamtinduktivität des Sekundärkreises

M = Gegeninduktivität.

Damit der Stromwandler in einem großen Frequenzbereich ein konstantes Übersetzungsverhältnis besitzt, muß er folgenden Bedingungen genügen:

- An der unteren Grenzfrequenz soll der induktive Blindwiderstand ωL_2 der Sekundärwicklung noch gegenüber dem gesamten Wirkwiderstand R_2 groß bleiben ($R_2/\omega L_2 < 1$),
- an der oberen Grenzfrequenz soll die Sekundärwicklung noch nicht in Resonanz mit ihrer Eigenkapazität kommen.
- Wenn Eisen in Form von Eisenblechen oder Massekernen als Werkstoff für den Wandlerkern verwendet wird, soll bei der oberen Grenzfrequenz im Eisen noch keine Feldverdrängung auftreten.

Sind diese Bedingungen erfüllt, dann ist innerhalb der Grenzfrequenzen

$$\ddot{u} = \frac{J_1}{J_2} = \frac{L_2}{M} = \frac{n_2}{n_1} \left(1 + \frac{L_{2s}}{L_2 - L_{2s}} \right) \quad (6)$$

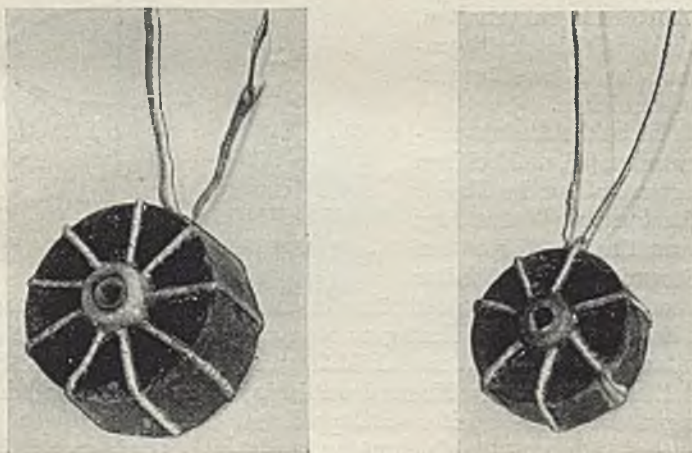


Abb. 19. Konstruktive Ausführung von Stromwandlern. Maßstab 2 : 1

Öffnung hindurchtritt. Sie ist also im Gegensatz zu offenen Schleifen gerade von der Anordnung äußerer Leiter weitgehend unabhängig. Es ist nur eine Einschränkung, wichtig, die gewöhnlich übersehen wird, aber bei Stromwandlern mit wenigen Windungen besonders in Erscheinung tritt. In Bild 21 a ist ein derartiger, weitgewickelter Wandler skizziert. Offenbar ist die Wirkung der Wicklung die gleiche wie die der Wicklung in Bild 21 b, d. h. die Verschraubung der Wicklung nach 21 a hat zur Folge, daß außer der eigentlichen Sekundärwicklung die aus den genau in Querschnittsebenen verlaufenden Einzelwindungen besteht, noch eine weitere Windung (Bild 21 c) senkrecht dazu in der Ebene des Ringkerns übrigbleibt, die nun Außenstörungen aufnehmen kann. Diese Störungsmöglichkeit läßt sich aber

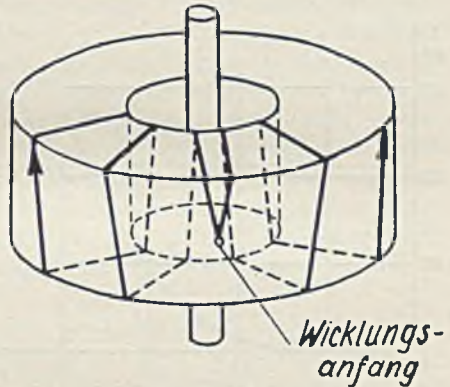


Abb. 22. Weitgewickelter Wandler mit gegenläufiger Wicklung

durch Aufteilung in zwei gegenläufige Wicklungen vollständig ausschalten. Bild 22 zeigt den Anfang der Wicklungen eines derartigen Wandlers. Beide Wicklungen laufen um den ganzen Kern herum und werden wieder vorn am Wicklungsende zusammengeschaltet.

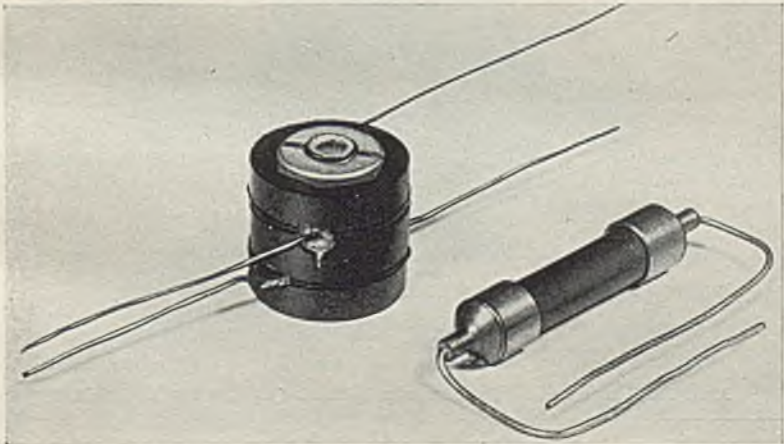


Abb. 23. Westektor und Sirutor

IV. Wandler mit Trockengleichrichter

(16) Es gibt Betriebsfälle, wo es nicht darauf ankommt, Hochfrequenzströme auf 1% genau zu messen, sondern nur die Resonanz von abgestimmten Kreisen überwacht werden soll. Wenn z. B. in einem

transportablen Sender die Antenne verändert wird, muß das Antenneninstrument überlastbar sein. Hier werden mit Erfolg kapazitätsarme Trockengleichrichter eingesetzt (Bild 23). Der handelsübliche Sirutor enthält 5 Kupferoxydul-Gleichrichter von 2 mm \varnothing hintereinander. Jedes Plättchen hat im Hochfrequenzbereich eine Kapazität von ~ 100 pF. Der Westektor*) enthält vier Gleichrichter in Graetzschaltung. Die statische Gleich-

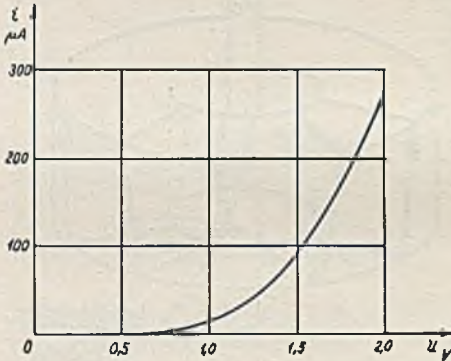


Abb. 24. Statische Kennlinie des Sirutors

richter-Kennlinie des Sirutor (Bild 24) zeigt, daß der Strom erst bei einer Spannung von 1 V, für die einzelne Scheibe also bei etwa 0,2 V

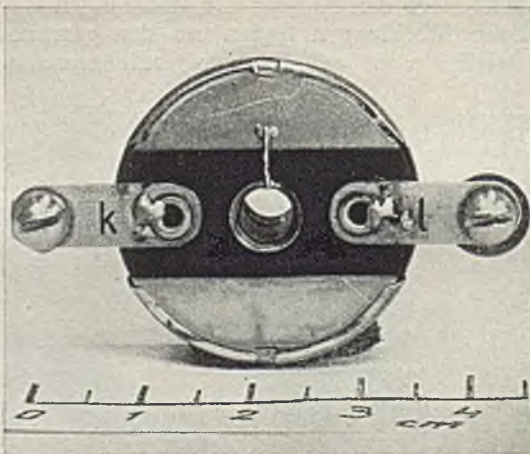


Abb. 25. Geschirmter Wandler von S. & H. für Trockengleichrichter

*) Hergestellt von der Westinghouse Brake & Saxby Co. Ltd. Die Abb. 24 ist der Diplomarbeit v. W. Röhr, T. H. Berlin 1934 entnommen.

einsetzt. Der höchstzulässige Dauerstrom soll mit Rücksicht auf Erwärmung 0,25 mA nicht übersteigen. Wegen der notwendigen kleinen Flächen sind also die Hochfrequenzgleichrichter so hochohmig, daß es zweckmäßig ist, sie an der Sekundärseite von Wandlern zu betreiben. Sie werden von S. u. H. im Mittelwellen- und Langwellenbereich als geschirmte Durchführungswandler ähnlich den besprochenen Stromwandlern hergestellt (Bild 25). Da die Belastung des Wandlers durch den Gleichrichter im Verhältnis zum inneren Widerstand des Wandlers hochohmig ist, steigt die Klemmspannung mit der Frequenz an. Daher kann die Frequenzabhängigkeit des Gleichrichters ausgeglichen werden, so daß z. B. nach Stanek in einem Frequenzbereich von 1 : 10 der Primärstrom mit einem Anzeigefehler von maximal 20% gemessen wird. Als Anzeigeeinstrumente werden, um den Wirkwiderstand hochzuhalten, Drehspulinstrumente in der Größenordnung $30 \mu\text{A}$ verwendet, die ein im Verhältnis zu Thermoanzeigeeinstrumenten großes Drehmoment haben.

Während man bei Mittelwellen noch den Wandler als Einstabwandler ausführt, bei dem der Primärleiter durch die Öffnung des Ringkerns durchgesteckt wird, ist bei Ultrakurzwellen eine Ausführung beschrieben worden [6], bei der auf einen kurzen Rundstab aus Isoliermaterial einige Primär- und Sekundärwindungen dicht nebeneinander aufgebracht sind. Dieser Wandler hat den Nachteil, daß erstens die Primärinduktivität und zweitens die Kapazität zwischen Primär- und Sekundärwindungen relativ hoch ist.

Dieser Nachteil ist bei einem Durchsteck-Kleinstwandler*) vermieden. Bild 26 zeigt die Schaltung. Der Wandler ist für einen Primärstrom von 150 mA gebaut. Das Kleinstinstrument verbraucht $50 \mu\text{A}$ bei Vollausschlag. Zusammen mit der Eigenkapazität des Sirutors ist der Wandler so abgeglichen, daß er zwischen $\lambda = 7,5 \text{ m}$ und 9 m nur einen Frequenzfehler von $\pm 2\%$ besitzt.

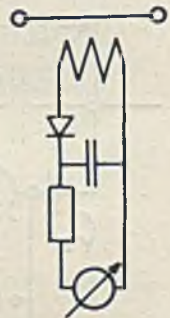


Abb. 26. Schaltung eines Kleinstwandlers mit Trocken-gleichrichter

V. Nebenschlüsse zur Messung hoher Ströme

(17) Bei der Strommessung in Leitungen, die keine Spannung gegen Erde führen, ist es auch möglich, den Leistungsverbrauch bei hohen Stromstärken durch Nebenschlüsse kapazitiver oder induktiver Art zu verringern. Nach Tabelle 1 (5) steigt die Leistung im Bereich von 2 . . . 50 A mit dem Strom linear an, während die Spannung am

*) Entwickelt von Dipl.-Ing. D. Möhring, T. H. Berlin.

Heizer konstant 0,2 V beträgt. Daher kann man mit Ohmschen Nebenschlüssen die insgesamt verbrauchte Leistung nicht herabsetzen, da es, wenn die für den Heizer notwendige Spannung bei der Einschaltung von Nebenschlüssen konstant bleibt, für die Leistung ganz gleich ist, ob sie im Nebenschluß oder im Heizelement selbst verbraucht wird.

Durch Verwendung von induktiven oder kapazitiven Nebenschlüssen kann jedoch für gewisse Frequenzbereiche die Wirkleistung erheblich herabgesetzt werden.

1. Kapazitive Verzweigung

(18) Das Übersetzungsverhältnis ist entsprechend Bild 27

$$\frac{I}{I_n} = \frac{C_n + C_v}{C_n} \quad (7)$$

Wenn die kapazitive Verzweigung frequenzunabhängig sein soll, darf der Widerstand des Strommessers nicht in das Stromverhältnis eingehen. Es muß also bei der höchsten Betriebsfrequenz immer noch $1/\omega C_v \gg R$ bleiben. Wegen der vektoriellen Addition genügt es dabei, daß $1/\omega_{\max} C_v = 7 R$ ist, wenn man 1% Fehler zuläßt. Da die Heizerspannung am Widerstand rund 0,2 V beträgt, ist damit die Blindspannung an C_v und auch die gesamte Spannung U der Anordnung mit rund 1,5 V bei der höchsten Betriebsfrequenz f_{\max} festgelegt.

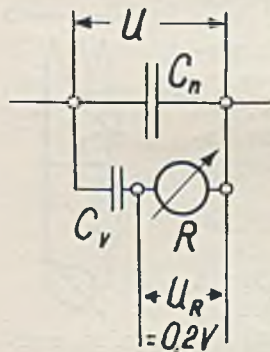


Abb. 27. Erweiterung des Meßbereichs durch kapazitiven Nebenschluß

Bei kleineren Frequenzen steigt diese Spannung entsprechend dem Frequenzverhältnis f_{\max}/f an, beträgt also 150 V bei der Frequenz $f_{\max}/100$.

Voraussetzung für die Frequenzunabhängigkeit des kapazitiven Nebenschlusses ist ferner, daß man insbesondere im Zweig der Nebenkapazität C_n den induktiven Blindwiderstand der Leitung gegenüber $1/\omega C_n$ vernachlässigen kann.

2. Induktive Verzweigung

(19) Bei induktiven Nebenschlüssen (Bild 28) ist umgekehrt die Induktivität L_v bei der kleinsten Betriebsfrequenz f_{\min} durch die Bedingung $\omega_{\min} \cdot L_v = 7 R$ festgelegt. Bei höheren Frequenzen ist das Stromverhältnis I/I_v frequenzunabhängig.

Das Übersetzungsverhältnis hat den Wert

$$\frac{I}{I_v} = \frac{L_n + L_v}{L_n} \quad (8)$$

Die Blindspannung steigt bei höheren Frequenzen auf den Wert $1,5 f/f_{\min}$ an. Dabei bleibt das Übersetzungsverhältnis solange konstant, bis die Drossel mit Annäherung an ihr Resonanzgebiet einen höheren Wert L_v annimmt (152).

Um den Nebenschluß auch für Frequenzen unterhalb f_{\min} und für Gleichstrom mit dem gleichen Übersetzungsverhältnis verwenden zu können, müßte der Nebenschluß außer der Drossel L_n noch einen Wirkwiderstand $R_n = R \cdot L_n/L_v$ erhalten. Dieser kombinierte Nebenschluß ist aber wenig zweckmäßig, da dann die gleiche Wirkleistung verbraucht wird, wie wenn der gesamte Strom I unmittelbar mit einem Strommesser ohne Nebenschluß gemessen würde. — Im allgemeinen sind die Nebenschlüsse durch Thermostrommesser mit Rohr- und Faltbandheizer bzw. Stromwandler überholt.

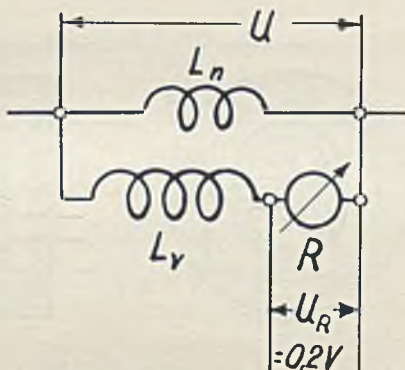


Abb. 28. Meßbereichserweiterung durch induktiven Nebenschluß

VI. Sondermeßmethoden zur Messung sehr kleiner Ströme

Bei Thermoelementen ist man mit dem Meßbereich von 1 mA an der unteren Grenze der Empfindlichkeit angelangt. Die Einstellträgheit dieser indirekt geheizten Elemente beträgt mehrere Sekunden. Der Heizer hat (s. Tabelle 1 und 2) 1600 bzw. 300 Ω Widerstand, ist also für Strommessungen reichlich hochohmig. Man muß versuchen, niederohmige Instrumente zu schaffen, die eine noch geringere Leistung verbrauchen.

1. Hitzdrahtluftthermometer

(20) Man kann den Widerstand herabsetzen, wenn man auf die Anzeige der Stromwärme mittels Thermo-EMK verzichtet und die Ausdehnung der erwärmten Luftmenge in einer Kapillare mißt. Ein derartiges Luftthermometer ist von Scheibe durchgebildet [7].

Es ist möglich, eine Leistung von 10^{-4} W mit dem Luftthermometer auf 1% genau zu bestimmen. Als Heizer in der Anordnung

von Scheibe diente ein $15\ \mu\text{m}$ starker Konstantandraht (bis $f = 3 \cdot 10^9\ \text{Hz}$ ($\lambda = 10\ \text{cm}$) hauteffektfrei!) mit $50\ \Omega$ Widerstand. Die angegebene Leistung entspricht dann einem Strom von $1,5\ \text{mA}$. Die Konstruktion zeigt Abb. 29. a ist ein Halbzylinder, dessen Luftmenge erwärmt wird und den Flüssigkeitsfaden in der Meßkapillare MK verschiebt. Der Halbzylinder d und die Ausgleichskapillare AK dient zur Beseitigung der Nullpunktverschiebung infolge von Luftdruck-

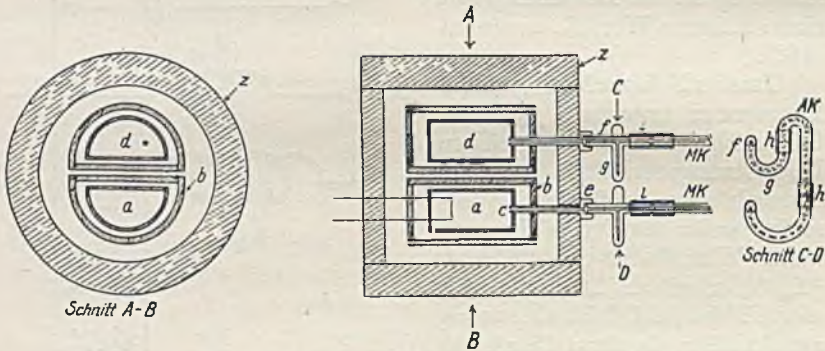


Abb. 29. Hitzdrahtluftthermometer nach Scheibe

und Temperaturschwankungen. Als Isoliermaterial (schraffiert) wurde Suberit-Preßkork verwendet. Das Instrument zeigt einen ballistischen Ausschlag, dessen Höchstwert nach einigen Sekunden erreicht wird.

2. Bolometer (Baretter)

(21) Eine Möglichkeit, Ströme unter $1\ \text{mA}$ bei einem verhältnismäßig niederohmigen Eingang an einem Zeigerinstrument abzulesen, bietet das Bolometer. Die Leistung kann bei Bolometerbrücken auf 10^{-8} Watt herabgedrückt werden. Bei $50\ \Omega$ Widerstand lassen sich damit noch Ströme von $15\ \mu\text{A}$ messen. Man erreicht diese hohe Empfindlichkeit durch Überlagerung des hochfrequenten Wechselstroms über den Gleichstrom in einem Draht, dessen Widerstand von der Temperatur abhängt.

Der Hochfrequenzstrom ändert den Widerstand um einen bestimmten, in der Gleichstrombrücke meßbaren Betrag. Bild 30 zeigt die Anordnung*) von Hase [8]. Der Hochfrequenzstrom geht über den im Vakuum eingeschmolzenen Wollastondraht B aus Platin mit etwa $1\ \mu\text{m}$ \varnothing , der vom Gleichstrom I_0 vorgeheizt wird. Die Drosseln D

*) Ein derartiger Barettersatz wird z. B. im Andersschen Feldstärke-meßgerät verwendet.

müssen einen im Vergleich zu B hohen Scheinwiderstand besitzen. Es ist also günstig, B möglichst niederohmig zu machen. Die Blocks sperren den Hochfrequenzkreis gegen Gleichstrom. Das Galvanometer

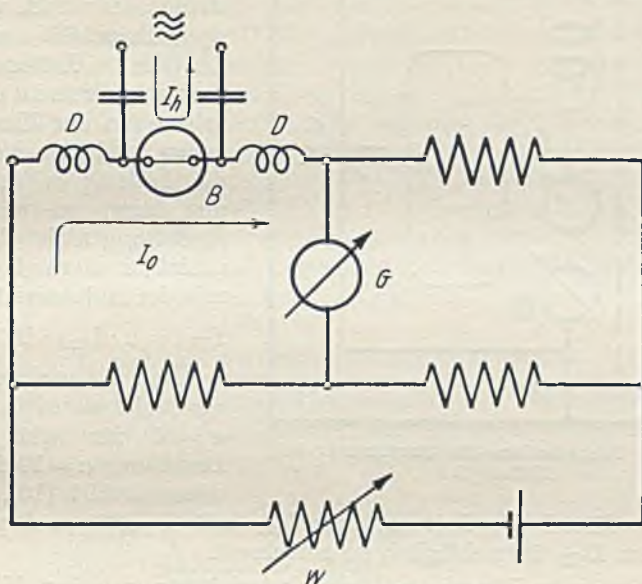


Abb. 30. Bolometerbrücke nach Hase

zeigt den Effektivwert des Hochfrequenzstroms I_h an. Die Empfindlichkeit kann durch Einregeln des Gleichstroms I_0 mittels W auf einen günstigsten Wert gebracht werden.

3. Detektoren

(22) Bei dm -Wellen hat der Detektor dank seiner kleinen Kapazität als Indikator für Ströme unter 1 mA noch immer Bedeutung. Von Hollmann [9] werden Detektoren mit Pyrit-Bronzekontakten (Telefunken ED 149) oder mit Pyrit-Eisen empfohlen.

VII. Eichung von Strommessern bei Ultrakurzwellen

(23) Um die Fehler des zu prüfenden Instruments P festzustellen, genügt es bei Mittelwellen, in Reihe mit P das Vergleichnormal N zu schalten und P nach Bild 31 einpolig zu erden, damit Vergleichsfehler durch kapazitive Erdströme, die sich zwischen N und P verzweigen, ausgeschaltet werden. Eine längere Verbindungsleitung a zwischen P

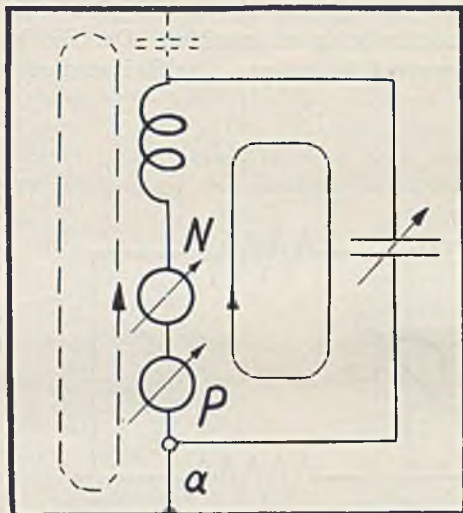


Abb. 31. Eichschaltung für Strommesser bei Mittelwellen

man im Mittel die Leitungslänge $l_{(cm)}$ mit $7 \cdot 10^{-9}$ multiplizieren kann, um $L_{(H)}$ überschläglich zu berechnen.

Die zulässige Länge der Verbindungsleitung zwischen N und P hängt davon ab, ob für N die Normalsoffitten (3) mit Erdkapazitäten unter $\frac{1}{2}$ pF zur Verfügung stehen oder Strommesser mit

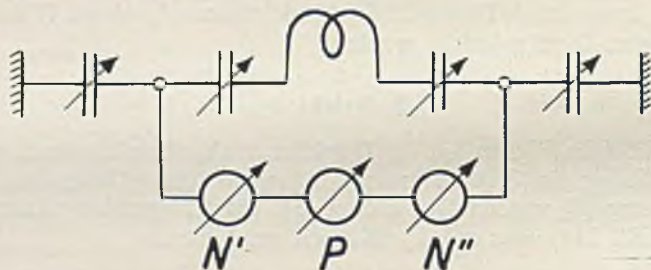


Abb. 32. Eichschaltung für ultrakurze Wellen

bekanntem Fehler und Erdkapazitäten von 10 pF zum Vergleich herangezogen werden. Im ersten Fall (Soffitten) ist die kritische Leitungslänge etwa $\lambda/50$, die nicht überschritten werden soll, (bis $3 \cdot 10^7$ Hz, $\lambda = 10$ m) sind also Entfernungen bis zu 20 cm zwischen N und P zulässig). Im zweiten Fall muß die Leitung viel kürzer sein, damit die

und der Metallmasse ist natürlich kein Kurzschluß. Denn kapazitive Erdströme, die z. B. von der Spulenkapazität und der „heißen“ Leitung des Schwingkreises zu den Metallmassen der Umgebung gehen, schließen sich über die Leitung a . Ist diese nun lang, so wirkt die Erdleitung nicht als Kurzschluß, sondern als Drossel mit der Induktivität

$$L_{(H)} = a \cdot l_{(cm)} \cdot 10^{-9}. \quad (9)$$

Der „Formfaktor“ a schwankt dabei zwischen $a = 5$ für sehr breites Band und $a = 10$ für sehr dünne Drähte [10], so daß

Spannung, die der Vergleichsstrommesser N gegen Erde führt, gering bleibt.

(24) Die Verhältnisse sollen an Hand der Schaltung Bild 32 erläutert werden. Diese symmetrische Schaltung ist besonders für Vergleichsmessungen bei ultrakurzen Wellen geeignet [3]. Die beiden Kondensatoren gestatten, den Strombauch längs der Leitungen zwischen den gleichen Normalstrommessern N' und N'' , in deren Mitte der Prüfling P eingeschaltet ist, zu verschieben. Die Lage des Strombauchs erkennt man daran, daß die Ströme bei Berührung des Leitungspunktes mit der Hand bzw. Verbindung mit der Grundplatte nicht geändert werden. Sitzt der Strombauch innerhalb von P , so zeigen die beiden Normalstrommesser den gleichen Strom. Je nach der Stromverteilung wird die Anzeige von P und N abweichen, selbst, wenn P und N an sich völlig fehlerfrei sind.

1. Eichung von Strommessern über 20 mA

(25) Für die niederohmigen Thermostrommesser (Meßbereich über 20 mA) kann nun folgendes Ersatzschema aufgestellt werden. Bild 33a zeigt die Verbindungsleitung 0...1 zwischen dem Prüfling und dem

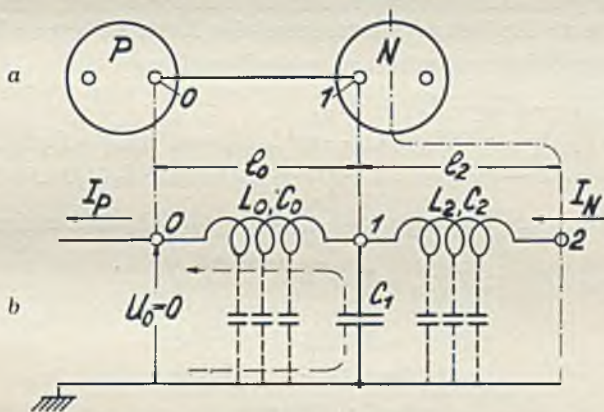


Abb. 33. Schaltung und Ersatzschema der Verbindungsleitung zwischen Prüfling und Normalinstrument

a Schaltung. P = Prüfling. N = Normalstrommesser
 b Ersatzschema mit Induktivitäten und Kapazitäten

Normalstrommesser. Die Mitte des Meßsystems von N ist mit 2 bezeichnet. Die rechte Klemme 0 von P sei berührungsunempfindlich, führe also keine Spannung gegen Erde. Die Leitung 0...1 von der Länge l_0 hat verteilte Induktivität und Kapazität im Gesamtbetrag L_0 bzw. C_0 . Die Anschlußklemme 1 des Normals hat die Erdkapazi-

tät C_1 . Von 1 aus geht noch im Innern des Instruments eine Zuleitung l_2 bis zur Systemmitte 2, die den Strom I_N führt. Während bei O die Spannung $U_0 = 0$ ist, führt 1 und um so mehr 2 wegen des induktiven Spannungsabfalls gegen Erde Spannung, so daß kapazitive

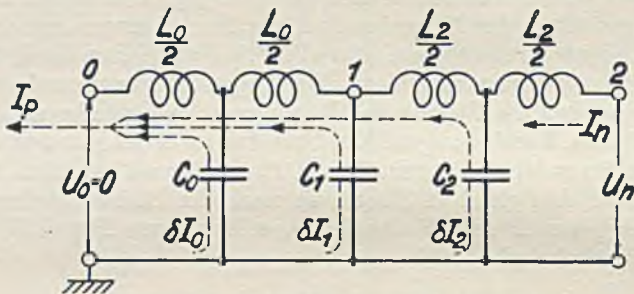


Abb. 34. Ersatzschaltung gleichwertig Abb. 33 b

Erdströme fließen, deren Verlauf für den Strom über C_1 angedeutet ist. Man erkennt schon aus der Skizze, daß I_P größer ist als I_N . Die Rechnung unter Berücksichtigung der Leitungsgleichungen hat bei Beschränkung auf Korrektionsglieder, die mit f^2 wachsen, das gleiche Ergebnis wie die Rechnung entsprechend der Ersatzschaltung Bild 34.

Aus dieser Schaltung erhält man die Beziehung

$$I_N = I_P - \delta I_0 - \delta I_1 - \delta I_2 \quad (10)$$

$$I_N = I_P (1 - \omega^2 (L_0/2) C_0 - \omega^2 L_0 C_1 - \omega^2 (L_0 + L_2/2) C_2) \quad (11)$$

$$I_N = I_P (1 - \omega^2 L_0 (C_0/2 + C_1 + C_2) - \omega^2 \cdot L_2 C_2/2). \quad (12)$$

Da für beliebige Leitungen mit $\epsilon_{\text{rel}} = 1$, $\mu_{\text{rel}} = 1$ die Beziehung gilt

$$L_0 C_0 = l_0^2 \cdot \epsilon_0 \mu_0 = \left(\frac{l_0}{c}\right)^2 \quad (13)$$

$$\text{mit } \epsilon_0 = 0,0886 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$$

$$\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-8} \text{ H/cm}$$

$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}$$

$L_0 C_0$ also nur von dem Verhältnis der Leitungslänge l_0 zur Lichtgeschwindigkeit c abhängt, wird die Gleichung (12) besser in einer Form geschrieben, die ohne lange Rechnung die Korrektur abzuschätzen gestattet.

$$I_N = I_P \left(1 - \left(\frac{2\pi \cdot l_0}{\lambda} \right)^2 \left(0,5 + \frac{C_1 + C_2}{C_0} \right) - 0,5 \left(\frac{2\pi \cdot l_2}{\lambda} \right)^2 \right). \quad (14)$$

Diese Gleichung gibt einen Anhalt für die richtige Bemessung der Zuleitung $0 \dots 1$.

a) Konstruktion der Zuleitung

(26) Ohne die zusätzliche Kapazität C_1 und bei homogener Leitung von $0 \dots 2$ (Wellenwiderstand $Z_0 = Z_2^*$) würde der Strom entsprechend

$$I'_N = I'_P \left(1 - 0,5 \left(\frac{2\pi(l_0 + l_2)}{\lambda} \right)^2 \right). \tag{15}$$

abfallen, während die Leitungstheorie unmittelbar

$$I'_N = I'_P \cos 2\pi \frac{l_0 + l_2}{\lambda} \tag{16}$$

ergibt. Bis zu Korrekturen von 25% stimmt aber Beziehung (15), die ja das 1. Glied der Reihenentwicklung von $\cos 2\pi \frac{l_0 + l_2}{\lambda}$ darstellt, mit der genauen Gleichung (16) überein.

Bemerkenswert ist nun, daß die homogene Leitung mit ihrer cos-Verteilung für das Ziel, einen möglichst kleinen Stromabfall zwischen I'_N und I'_P zu erreichen, durchaus nicht die günstigste Lösung darstellt. Man kann sich vorstellen, daß eine Leitung, die in der Nähe von Instrument I'_P bei O eine große Kapazität und kleine Induktivität besitzt und nach den Punkten 1 und 2 hin eine fallende Kapazität und steigende Induktivität**) aufweist, einen kleineren Spannungsabfall besitzt als die homogene Leitung mit gleichen Gesamtwerten der Induktivität und Kapazität. Denn in der Nähe der Klemme O ist die Spannung noch praktisch verschwindend klein, eine große Kapazität macht also nichts aus und die entsprechend verkleinerte Selbstinduktion vermindert den induktiven Spannungsabfall längs der Leitung. Man kommt also zur Forderung, daß das Verhältnis L'/C' bzw. der Wellenwiderstand der Leitung vom Prüfling bis zum Normalstrommesser möglichst stark zunehmen soll. Was praktisch dadurch erreicht wird, erkennt man aus (14). Für $C_1 = 0$ und $C_2 \ll C_0$ wird

$$I_N = I_P \left(1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cdot 0,5 (l_0^2 + l_2^2) \right). \tag{17}$$

Die Korrektur geht bei $l_0 = l_2$ auf die Hälfte des Wertes der homogenen Leitung gleicher Gesamtlänge zurück. Bei dreifacher Unterteilung erreicht man einen Abfall auf ein Drittel des Wertes, um den

*) Es ist $\left(\frac{2\pi \cdot l_0}{\lambda} \right)^2 \cdot \frac{C_2}{C_0} = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cdot l_0 l_2 \cdot \frac{Z_0}{Z_2}$.

**) Induktivität/cm (L') und Kapazität/cm (C') sind ja über $\epsilon_0 \mu_0$ nach (13) untrennbar verknüpft.

sich die beiden Ströme bei einer homogenen Zuleitung unterscheiden. Eine Möglichkeit der konstruktiven Ausführung für eine stetige Veränderung von L/C zeigt Bild 35.

Der Prüfling P ist mit den Normalinstrumenten durch dreieckige Blechlaschen, die bei P breit sind, verbunden. Die Instrumente sind als Einbauinstrumente mit aneinanderliegenden Flanschen gezeichnet.

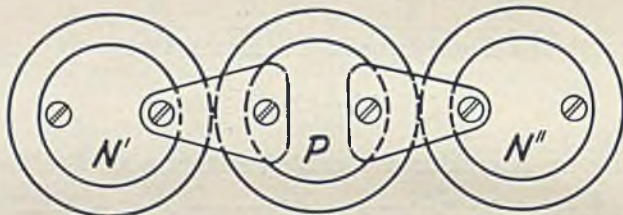


Abb. 35. Verbindungslaschen zwischen Prüfling und Normalstrommesser

Für einen Abstand der Laschenbohrungen $l_0 = 4$ cm und $l_2 = 4$ cm ist nach (17) der Strom I_P selbst bei $\lambda = 1,5$ m erst 3% größer als I_N . Diese günstigen Verhältnisse werden bei ausreichender Bemessung der Lasche selbst unter Berücksichtigung der Erdkapazität C_1 des Normalinstrumentes, die bisher bei den Erörterungen vernachlässigt wurde, erzielt.

b) Einfluß der Erdkapazität C_1

(27) Man erkennt nun aus Gleichung (14), daß nicht nur die Gesamtkapazität der Leitung im Normalinstrument von Klemme 1 bis Systemmitte 2 gegen die Zuleitungskapazität C_0 gering bleiben soll. Es muß auch die bei technischen Strommessern viel größere Klemmenkapazität C_1 von einigen pF gegen C_0 niedriggehalten werden. Da $C_1 + C_2$ bei jedem Vergleichstrommesser als die Hälfte der Erdkapazität leicht gemessen werden kann, ist damit die richtige Konstruktion der Zuleitung für Vergleichsmessungen bei ultrakurzen Wellen zusammengefaßt folgendermaßen gekennzeichnet:

1. Die Zuleitung muß so kurz sein, wie es die Konstruktion von Prüfling und Normalstrommesser irgend zuläßt.
2. Die Zuleitung ist so zu bemessen, daß ihre Kapazität gegen Erde wesentlich größer ist als die halbe Erdkapazität des Normalis.
3. Bei dieser Bemessung ist die Abweichung der Ströme bei fehlerfreiem Prüfling in der Meßschaltung (Bild 33, Prüfling hat keine Spannung gegen Erde) aus Beziehung (14) zu entnehmen. Alle Unterschiede zwischen I_N und I_P sind bei m-Wellen nach (14) zu korrigieren, damit der richtige Fehler des Prüflings angegeben werden kann.

Bei der Prüfung von Strommessern mit den Meßbereichen zwischen 0,1 und 1 A kann man mit Vorteil als Normalstrommesser die haut-effektfreien Soffitten (3) verwenden. Bei der Ausführung ohne die üblichen Metallklappen*) wird der Einschmelzdraht direkt an die Instrumentenklemme geführt. Der Einschmelzdraht bis zum Heizer rechnet dann als Zuleitung $0 \dots 1$, die halbe Länge des Heizdrahts stellt die Leitung $1 \dots 2$ im Sinne des Ersatzschemas dar. Die Forderung, daß der Wellenwiderstand nach dem Normal hin zunimmt, ist also hier erfüllt. Eine Erdkapazität C_1 ist bei Soffitten ohne Kappen nicht vorhanden und die Längen sind so gering, daß ein Vergleich selbst bei dm-Wellen möglich wird.

Dieser Abschnitt zeigt, daß Schwierigkeiten in der Hochfrequenztechnik immer erst auftreten, wenn es nicht mehr möglich ist, die räumlichen Abmessungen der Wellenlänge anzupassen. Aber selbst dann können konstruktive Maßnahmen die Fehler verringern, wenn man von der Vorstellung ausgeht, daß jedes Leitungsstück verteilte Induktivität und Kapazität besitzt und das Verhältnis von Induktivität zu Kapazität richtig gewählt wird.

2. Vergleich von indirekt geheizten Strommessern unter 20 mA

(28) Ob das besprochene Ersatzschema Bild 34 zutrifft, bei dem der Leitungswiderstand R und die Ableitung G vernachlässigt sind, muß nun insbesondere bei den hochohmigen Strommessern untersucht werden. G wird auch bei indirekt geheizten Thermoelementen selbst bei größtem Verlustwinkel der Glasisolation klein gegenüber dem kapazitiven Leitwert ωC bleiben. Die Frage, ob bei dem Heizer R_2 klein ist gegen ωL_2 , kann nicht generell beantwortet werden. Man kann nur sagen, daß bei den Frequenzen, wo die Stromverdrängung einsetzt, zwangsläufig der Blindwiderstand der inneren Induktivität des Drahts dieselbe Größe wie der Wirkwiderstand hat [11] und wegen der viel höheren Induktivität des äußeren magnetischen Feldes also ωL_2 weit gegen R_2 überwiegt, ganz unabhängig von der Konstruktion des Heizers im einzelnen. Bei tieferen Frequenzen ist andererseits $R_2 > \omega L_2$. Daher wird es, wenn die Hauteffektgrenze bei cm-Wellen liegt, wie es bei den indirekt geheizten Thermoelementen unter 20 mA der Fall ist, einen Frequenzbereich im m-Wellengebiet geben, wo R_2 den induktiven Widerstand ωL_2 noch überwiegt. Nun ist C_2 gerade bei indirekt geheizten Elementen groß (bis zu 5 pF). Kapazitive Erdströme bewirken dann einen Ohmschen Spannungsabfall am Heizer. In Bild 36 ist das Ersatzschema für den Fall aufgestellt, daß zwei gleichartige indirekte Heizer P' und P'' über eine Zuleitung (L_1, C_1)

*) Lieferbar von der Fa. Daimon, Berlin.

verbunden sind. R und C bezeichnen den gesamten Widerstand und die Kapazität des Heizers. Es ist der Strom I' in der Mitte des Heizers P' , die keine Spannung gegen Masse hat. Der Heizer P'' führt den mittleren Strom I'' . Dann ergibt sich

$$I'' = I' \left(1 - \frac{1}{2} \omega^2 L_1 (C + C_1) + \frac{1}{12} R^2 \omega^2 (C^2 + 3 C C_1 + 1,5 C_1^2) \right). \quad (18)$$

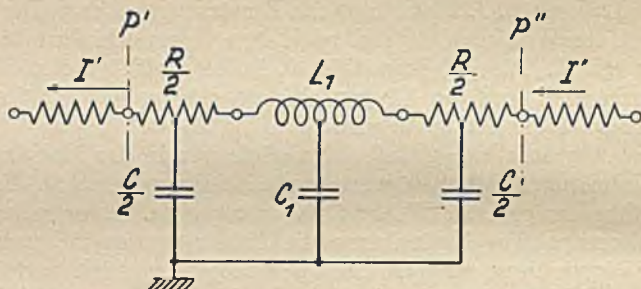


Abb. 36. Ersatzschema bei indirekt geheizten Thermoelementen

Bei verschwindend kurzer Zuleitung ($L_1 = 0$, $C_1 = 0$) folgt

$$I'' = I' \left(1 + \frac{1}{12} R^2 \omega^2 C^2 \right). \quad (19)$$

Nach dieser Beziehung ergibt sich für $C = 5$ pF und 1% Fehler die Grenzfrequenz

$$f_{(\text{MHz})} = \frac{10000}{R(\Omega)}. \quad (20)$$

Durch den Spannungsabfall an R ist nun im Gegensatz zu den Abweichungen, die sich aus dem Zusammenwirken von L und C ergaben, der Strom I'' größer als I' am spannungsfreien Punkt. Man erkennt in Beziehung (18) die Möglichkeit, die beiden Fehler, die beide f^2 proportional sind, in einem gewissen Frequenzbereich*) gegeneinander zu kompensieren. Denn ebenso wie die Leitungsinduktivität wirkt grundsätzlich die Induktivität des Heizers, die im Ersatzschema zunächst nicht berücksichtigt wurde. Für eine bestimmte Wahl von R im Verhältnis zu $Z = \sqrt{L/C}$ des Heizers muß es also möglich sein, die Frequenzgrenze auch bei indirekt geheizten Thermoelementen weiter hinauszuschieben.

Man erkennt auch, daß die durch R und C bedingten Fehler beim Hitzdrahtluftthermometer und beim Baretter grundsätzlich zu höheren Frequenzen verschoben sind, weil sowohl R als C um wenigstens eine Größenordnung kleiner sind als die Werte bei den empfindlichsten indirekt geheizten Thermoelementen.

*) Beziehung (18) ist ja nur das 1. Glied einer Reihe.

B. Spannungsmessung

Die Messung von Wechselfpannungen hat in der Hochfrequenztechnik mindestens die gleiche Bedeutung wie die Strommessung. Man wird sogar häufig, wenn der Strom durch ein Meßobjekt mit definiertem Scheinwiderstand wie z. B. einen abgeschirmten Kondensator fließt, die Strommessung durch eine Spannungsmessung ersetzen und den Strom aus Spannung und Leitwert bestimmen. — Die unmittelbare Spannungsmessung ist notwendig bei Feldstärkemessungen und bei der Durchbildung von Hochfrequenzstufen, die als Spannungsverstärker in Empfängern und Sendern arbeiten. Ein weiteres Beispiel ist die Kontrolle der richtigen Aussteuerung auf der Gitterseite einer Hochfrequenzleistungsstufe und die Nachprüfung der richtigen Ausnutzung der Anodenspannung. Hier sind die hochfrequenten Wechselfpannungen auf der Gitter- und Anodenseite zu messen.

(29) Bei Spannungsmessungen ist wie in der Niederfrequenztechnik die Forderung zu erfüllen, daß der Scheinwiderstand des Meßgeräts im Verhältnis zum Innenwiderstand des Meßobjekts groß sein soll. Die Eingangskapazität und der Wirkleitwert zwischen den Eingangsklemmen des Spannungsmessers sind also so gering wie möglich zu halten. Es soll ein Schwingkreis durch Anschalten des Spannungsmessers weder erheblich gedämpft noch verstimmt werden. Bei allen statischen Voltmetern hängt z. B. die Kapazität vom Ausschlag ab, so daß die Resonanzkurve des Kreises, die man mit einem derartigen Instrument mißt, entzerrt werden muß.

Ferner ist, solange der Spannungsmesser nicht konstruktiv mit dem Meßobjekt vereinigt ist, eine Zuleitung zwischen den Meßklemmen und dem Spannungsmesser vorhanden, die mit dem angeschlossenen Instrument richtig arbeiten muß. Die Bedingungen werden im folgenden Abschnitt besprochen, bevor die einzelnen Typen der Spannungsmesser auf ihre Zuverlässigkeit bei höchsten Frequenzen geprüft werden. Denn es wird sich dabei zeigen, daß Fehler durch die Zuleitungen bei der Spannungsmessung den gleichen Gesetzen folgen, wie sie bei der Reihenschaltung von zwei Strommessern im Abschnitt „Eichung von Strommessern bei Ultrakurzwellen“ besprochen sind.

I. Spannungsmessung bei hohen Frequenzen (Einfluß der Zuleitungen)

(30) Das Meßobjekt, dessen Spannung U_0 gemessen werden soll, sei nach Bild 37a über eine Zuleitung mit den Eingangsklemmen 1 . . 1' des Spannungsmessers verbunden. Dann bestehen folgende Grundforderungen:

1. Die „heiße“ Leitung 0...1 darf keine kapazitiv gekoppelten Störspannungen aufnehmen. Denn der Strom, den die Leitung als Antenne fängt, verzweigt sich im Verhältnis der Scheinwiderstände

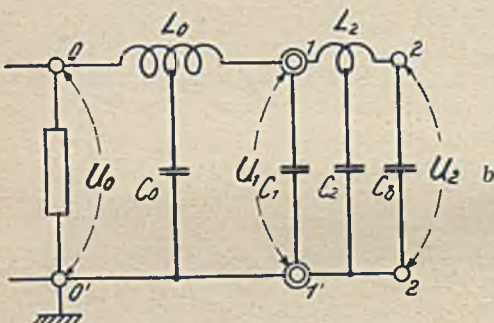
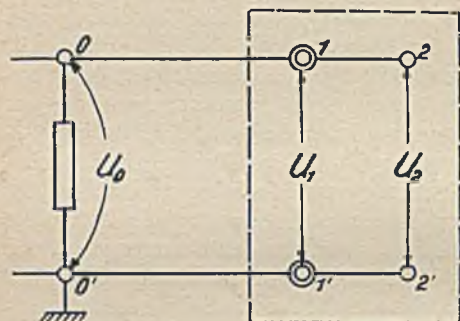


Abb. 37. Einfluß der Zuleitungen bei der Spannungsmessung

a Schaltbild bei Messung gegen Erde

b Ersatzschema der verteilten Leitungs-Induktivitäten und Kapazitäten

von Meßobjekt und Spannungsmesser. Der Anteil, der über 1...1' fließt, gibt einen zusätzlichen Spannungsabfall. Ob eine kapazitive Einstreuung vorliegt, erkennt man durch Auftrennen der Zuleitung bei 0, so daß das Voltmeter die gesamte eingekoppelte Störspannung anzeigt. Vermieden werden die Störungen durch elektrische Abschirmung mit geerdetem Mantel.

2. U_0 und U_1 stimmen nicht überein, wenn in die Schleife 0...1...1'...0' ein magnetisches Wechselfeld eindringt. Durch Kurzschließen von 0...0' ist die induzierte Spannung allein für sich meßbar. Abhilfe erfolgt durch bifilare Führung der Leitungen 0...1 und 0'...1' oder durch magnetisch wirksame Abschirmung beider Leitungen.

(31) Aber selbst, wenn diese beiden primitiven Fehlerquellen vermieden sind, können die Spannungen U_0 und U_1 sich durchaus voneinander unterscheiden. Die Spannungsmessung wird ersichtlich gefälscht, wenn die Zuleitungen einen im Vergleich zum Scheinwiderstand des Spannungsmessers nennenswerten Ohmschen oder induktiven Widerstand besitzen. Wären zwischen den Leitungen 0...1 und 0'...1' nur Leitwerte vorhanden, ohne daß die Zuleitungen Widerstand hätten, dann würde zwar die Belastung des Generators vergrößert, aber die Spannungen U_0 und U_1 wären identisch. Tatsächlich stört nun bei ultrakurzen Wellen die Induktivität der Zuleitung erheblich, wenn der Spannungsmesser, wie es bei allen Röhrenvoltmetern und elektrostatischen Instrumenten der Fall ist, einen vorwiegend kapazitiven

Eingangswiderstand hat. Es bildet sich dann eine Spannungsresonanz mit der Kapazität des Spannungsmessers aus, die zur Folge hat, daß U_1 größer wird als die Meßgröße U_0 . In Bild 38 a, b ist die Anordnung und das Ersatzschema für die Messung einer gegen Erde symmetrischen Spannung gezeichnet. Bild 37a, b gilt für die praktisch am häufigsten vorkommende Messung bei einseitig geerdetem Meßobjekt.

Um auch den Einfluß der Innenschaltung des Spannungsmessers zu erfassen, ist von den Eingangsklemmen 1 1' aus eine weitere Zuleitung bis zu den Punkten 2 2' berücksichtigt, an denen die Meßspannung die Anzeige U_2 bewirkt. Die Kapazität der Durchführung bei 1 1' ist in Bild 37 b mit C_1 bezeichnet, die Abschlußkapazität, also z. B. die dynamische Gitterkathodenkapazität beim Röhrenvoltmeter mit C_b eingeführt.

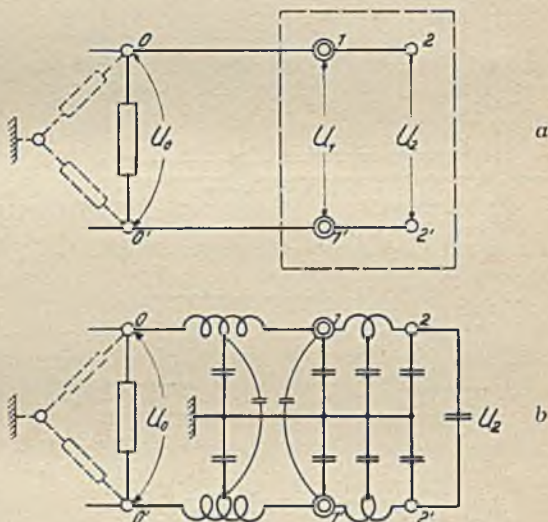


Abb. 38. Erdsymmetrische Spannungsmessung
a Schaltbild b Ersatzschema

1. Ersatzschema der Zuleitung

(32) Die Leitungen haben verteilte Induktivitäten mit dem Gesamtbetrag L_0 bzw. im Innern des Voltmeters L_2 . Der statisch meßbare Gesamtbetrag der Kapazitäten ist C_0 und C_2 . Wie sich aus den Leitungsgleichungen ableiten läßt, ist das Schema Bild 39 der in Bild 37 b gezeichneten Schaltung vollkommen gleichwertig. Die Leitungskapazitäten werden auf die zugehörigen Anschlußklemmen aufgeteilt, so daß an den Klemmen 1 ... 1' die Gesamtkapazität $C_0/2 + C_1 + C_2/2$ wirksam ist und bei 2 ... 2' zu C_b noch $C_2/2$ hinzugefügt werden muß. Im Bild 39 verzweigt sich bei 1 ... 1' der Strom δI_1 , während durch 2 ... 2' δI_2 fließt. Dann ist

$$U_0 = U_2 + j\omega L_0 (\delta I_1 + \delta I_2) + j\omega L_2 \delta I_2. \quad (21)$$

Bei Beschränkung auf die mit f^2 anwachsenden Korrekturglieder erhält man

$$U_0 = U_2 \left(1 - \omega^2 L_0 \left(\frac{C_0}{2} + C_1 + C_2 + C_b \right) - \omega^2 L_2 \left(\frac{C_2}{2} + C_b \right) \right). \quad (22)$$

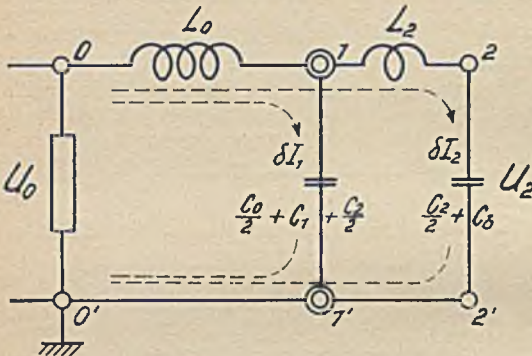


Abb. 39. Ersatzschema gleichwertig Abb. 37 b

Es ist bemerkenswert, daß abgesehen von C_b diese Beziehung mit der für die Stromverteilung abgeleiteten Formel (12) in Abschnitt A VII, 1 übereinstimmt. Der Grund dafür besteht in einem allgemeinen Satz, den man für beliebige passive Vierpole ableiten kann: Mißt man nach Bild 40a das Verhältnis der Spannungen U_0 und U_2 bei Leerlauf der Klemmen 2...2', so ist das Ergebnis das gleiche, wie wenn nach Bild 40b die Klemmen 0...0' kurzgeschlossen werden und das Verhältnis der Ströme I_2 und I_0 bestimmt wird:

$$\frac{U_0}{U_2} = \frac{I_2}{I_0}. \quad (23)$$

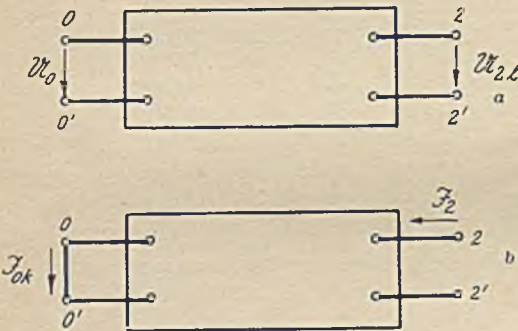


Abb. 40. Zusammenhang zwischen Strommessung bei Kurzschluß und Spannungsmessung bei Leerlauf an einem beliebigen Vierpol

a Klemmen 2...2' offen, b Klemmen 0...0' kurzgeschlossen

Um die Frequenzfehler abzuschätzen, wird (22) in der Form geschrieben

$$\frac{U_0}{U_2} = 1 - \left(\frac{2\pi l_0}{\lambda} \right)^2 \left(0,5 + \frac{C_1}{C_0} \right) - \left(\frac{2\pi l_2}{\lambda} \right)^2 \left(0,5 + \frac{C_1}{C_2} \right). \quad (24)$$

Hierbei ist $C_i = C_1 + C_2 + C_b$ die statisch gemessene Gesamtkapazität des Instruments. Man entnimmt dieser Beziehung folgende Richtlinien*) für die Bemessung der Zuleitung.

* Die in der Literatur [12, 13] zu findende Angabe, daß die Korrektur aus $\omega^2 L_0 C_i$ zu berechnen sei, trifft nicht zu. Daß sich ferner $L_0 C_i$ aus der Resonanzwelle λ_0 entsprechend

$$\lambda_0^2 (\text{cm}^2) = 4 \pi^2 L_0 (\text{cm}) C_i (\text{cm})$$

ergeben soll, ist nur bei völliger Vernachlässigung von C_0 gegenüber

2. Konstruktion der Zuleitung

(33) Die Zuleitung l_0 muß kurz sein im Verhältnis zur Betriebswelle λ . Bei $l_0 = \lambda/100$ ist U_0 identisch mit U_2 . Eine Zuleitung von 10 cm Länge ist bei $f = 30$ MHz ($\lambda = 10$ m) noch nicht kritisch. Ist die Betriebswelle wesentlich größer als $100 l_0$, so stört die Induktivität nicht, und es ist günstig, durch eine dünne Zuleitung C_0 mit Rücksicht auf eine möglichst kleine kapazitive Belastung gering zu halten.

Meist liegt die Zuleitungslänge durch die räumliche Anordnung der Geräte fest. Arbeitet man mit Frequenzen entsprechend $\lambda < 100 l_0$, so muß man die Induktivität durch bifilare Führung der Zuleitungen möglichst herabdrücken.

Dabei darf C_0 durchaus in die Größenordnung von $C_1 + C_2 + C_b$ kommen. Eine weitere Erhöhung von C_0 hat entsprechend (24) keinen Zweck, weil $L_0 C_0$ doch konstant bleibt, und bedeutet nur eine unnötige kapazitive Belastung. Wenn also die Eingangskapazität eines Spannungsmessers mit 5 pF gemessen wird, ist es richtig, der Zuleitung auch etwa 5 pF zu geben.

Ob die Zuleitung als einfacher Draht, konzentrische Rohrleitung, Doppelleitung oder bifilares Band oder auch als Doppelleitung im Abschirmrohr ausgeführt wird, richtet sich danach, ob die Spannung symmetrisch oder gegen Erde gemessen werden soll, und nach

der Größe der störenden Einkopplungen. Die Abweichung zwischen U_0 und U_2 wird aber einheitlich durch (24) bestimmt. Bemißt man, wie oben begründet, die Leitungskapazität entsprechend der Belastungskapazität ($C_0 = C_1 + C_2 + C_b$), so ist aus Bild 41 Kurve a der Fehler,

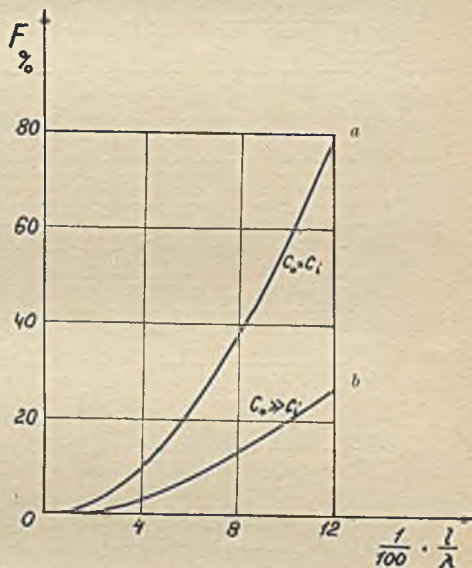


Abb. 41. Zuleitungsfehler abhängig von der relativen Leitungslänge

a Leitungskapazität $C_0 =$ Belastungskapazität C_i

b C_0 sehr groß gegenüber C_i

C_i richtig. Bei $C_0 = C_i$ ergibt sich z. B. $\lambda_{0(\text{cm})}^2 = 1,35 \cdot 4 \pi^2 L_{0(\text{cm})} C_{i(\text{cm})}$. Die richtige Formel (24) benötigt nur die Kenntnis der Länge der Zuleitungen im Verhältnis zur Betriebswelle und die Kenntnis der statisch meßbaren Kapazitäten.

um den die Spannung U_0 zu hoch gemessen wird, in Abhängigkeit vom Verhältnis l/λ zu entnehmen*). Drückt man die Induktivität noch weiter herab, so kommt man äußerstenfalls auf ein Drittel der Fehler (Kurve b). Das ist aber kaum tragbar, weil die kapazitive Be-

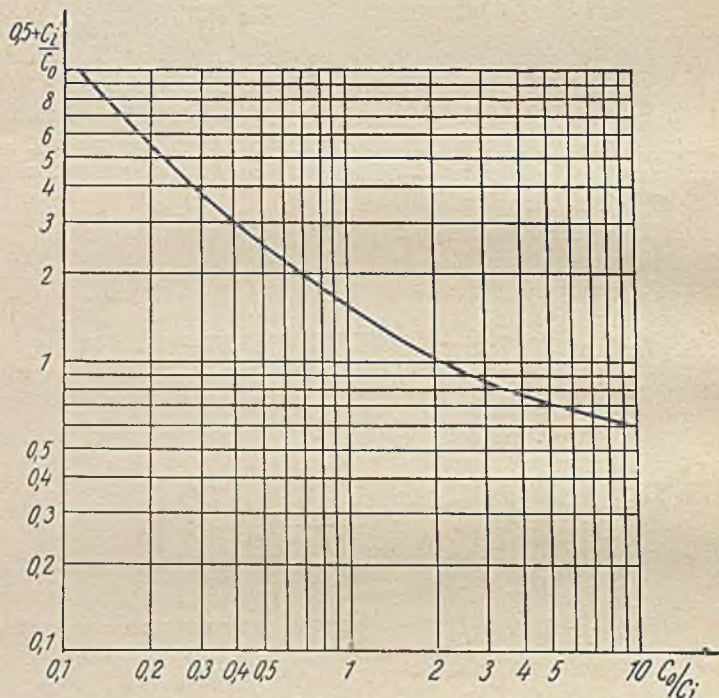


Abb. 42. Zuleitungsfehler abhängig vom Kapazitätsverhältnis C_0/C_i

lastung durch die Zuleitungskapazität C_0 dann unverhältnismäßig stark ansteigt. Um diese Verhältnisse zu übersehen, ist in Bild 42 der Faktor $0.5 + C_i/C_0$ der Gleichung (24) in Abhängigkeit von C_0/C_i gezeichnet.

3. Innenschaltung des Spannungsmessers

(34) Die Leitung im Innern des Instruments (Länge l_2) wird im allgemeinen kurz gegen l_0 sein. Ist sie aber sehr dünn, C_2 also klein

*) Die von Rohde übernommene Angabe Hollmanns (Ultrakurze Wellen Bd. II S. 228), das eine 15 cm lange Zuleitung bei $\lambda = 6$ m und 5 pF Instrumentenkapazität 14% Fehler bedingt, läßt die richtige Bemessung der Leitungskapazität, die bei Rohde vernachlässigt ist, außer acht. Der Fehler ist nach Bild 41 nur 4%.

gegen C_b , unterscheidet sich die Meßspannung U_2 wieder erheblich von der Eingangsspannung U_1 (s. Beziehung (24)). Man muß also auch bei der Konstruktion eines Spannungsmessers beachten, daß C_2 in der Größenordnung von C_b zu wählen ist, wenn nicht selbst bei der höchsten Betriebsfrequenz $l_2 < \lambda/100$ bleibt. Hat C_b z. B. 2,5 pF, soll auch die Leitung bis zur Anschlußbuchse 2...3 pF erhalten. Deswegen ist es besonders wichtig, außer der Durchführungskapazität C_b auch die Abschlußkapazität C_b klein zu halten, damit die Gesamtkapazität $C_i = C_1 + C_2 + C_b$ des Instruments einen geringen Wert erhält.

Als Abschlußkapazität C_b ist bei Dioden die Kapazität zwischen Anode und Kathode, bei Röhrenvoltmetern mit Trioden die dynamische Gitter-Kathodenkapazität, bei Braunschen Röhren die Plattenkapazität anzusehen. Die statischen Voltmeter besitzen ebenfalls eine Abschlußkapazität mit Ausnahme der Fadenelektrometer. Diese scheinen daher, weil als Meßprinzip die Kräfte im elektrischen Feld, die ja von der Frequenz nicht abhängen, verwendet werden, bei geeigneter Konstruktion als Normalspannungsmesser bis zu dm-Wellen geeignet zu sein.

II. Normalspannungsmesser für hohe Frequenzen

(35) Ein Zweifadenelektrometer von *Nissen* [14] zur Messung unsymmetrischer Spannungen mit einer Kapazität von nur etwa 0,7 pF ist als Eichinstrument bis zu sehr hohen Frequenzen brauchbar. Bild 43 zeigt die Konstruktion. Unmittelbar an die kurze Einführungsbuchse schließen sich zwei Silberbänder *A* von 3 cm Länge mit einem Querschnitt $140 \times 3 \mu\text{m}$ an, die über die nicht leitenden Fäden *B* am Quarzbügel *Q* ausgespannt sind. Mit dem Mikroskop beobachtet man die Entfernung der Fäden auf einer Okularskala. Die Bänder sind in spannungsfreiem Zustand 0,3 mm voneinander entfernt. Unter dem Einfluß des Feldes zwischen Gehäuse und Fäden vergrößert sich der Abstand, sobald Spannung zwischen Gehäuse und beide Fäden gelegt wird. Bei mittlerer Fadenspannung so, daß Erschütterungen nicht stören, ist der Meßbereich etwa 10...100 V. Durch Erhöhung der Fadenspannung kommt man auf 100...1000 V. Die Kapazität geht von 0,6 pF im Anfang auf 0,65 pF am Ende des Meßbereichs.

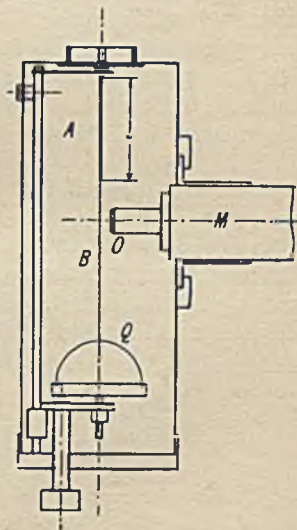


Abb. 43. Zweifadenelektrometer nach *Nissen*

1. Spannungserhöhung am freien Ende

(36) Die Spannung U_2 am freien Ende berechnet sich im Verhältnis zur Klemmenspannung U_1 aus*)

$$\frac{U_1}{U_2} = 1 - 0,5 \left(\frac{2\pi l_2}{\lambda} \right)^2 \quad (25)$$

bei $f = 3 \cdot 10^8$ Hz ($\lambda = 1$ m) ist die Abweichung $\sim 2\%$, bei $\lambda = 5 \cdot 10^8$ Hz ($\lambda = 60$ cm) erst 5% . Diese Fehler wirken sich nicht voll aus, da die Auslenkung einem Mittelwert der angreifenden Einzelkräfte entspricht. Wenn man die Spannungsmessung nach der genannten Beziehung rechnerisch korrigiert und dabei eine Unsicherheit der Korrektur von 10% annimmt, so ist doch die Spannungsmessung bei 3 cm langem Faden bis zu etwa $\lambda = 50$ cm mit etwa 1% zuverlässig. Eine Verkürzung des Fadens auf Kosten der Empfindlichkeit erweitert entsprechend die Frequenzgrenze.

2. Einfluß des Ohmschen Fadenwiderstandes

(37) Der kleine Fadenwiderstand von etwa $0,6 \Omega$ bedingt einen verschwindenden Eigenverbrauch, der bei $\lambda = 60$ cm immer noch einem Widerstand von $1 M\Omega^{**}$) parallel zu $0,7$ pF entspricht. Die niederohmige Ausführung der Fäden mit Rücksicht auf den Eigenverbrauch hat gleichzeitig zur Folge, daß der Ohmsche Spannungsabfall im Verhältnis zum induktiven klein bleibt. Deshalb enthält die Korrekturformel (25) nur die Resonanzüberhöhung, die durch L und C bedingt ist.

3. Konstruktion zur Messung erdsymmetrischer Spannungen

(38) Bei erdsymmetrischen Meßobjekten ist das normale Zweifadenelektrometer wegen seiner stark verschiedenen Erdkapazitäten nicht zu verwenden. Man braucht aber nur die Verbindung der Bänder an der oberen Einspannstelle zu lösen und nach Bild 44 die

*) Genau gilt $\frac{U_1}{U_2} = \cos \frac{2\pi l_2}{\lambda}$.

***) $R_p = \frac{1}{\omega^2 C^2 \cdot \frac{R}{3}}$, weil der Ladestrom linear nach dem Ende zu

abnimmt, so daß der Gleichstromwiderstand der Bänder R nur mit ein Drittel seines Wertes wirksam ist (s. Bild 220).

Bänder an zwei isolierte Buchsen zu führen, um auch vollkommen erdsymmetrisch arbeiten zu können. Die Spannung wird zwischen den Buchsen 1 . . . 2 gemessen.

Behält man die Abmessungen der Bänder im *Nissenschen* Elektrometer bei, so steigt zwar die Kapazität um 30%, die Anziehungskraft der Fäden hat aber bei sonst gleichen Verhältnissen den *fünf*-fachen Wert. Daher läßt sich die Bandlänge weiter verkürzen. Es erscheint aussichtsreich, nach diesem Prinzip ein Elektrometer mit 1 cm Fadenlänge zu bauen. Ein solches Instrument hat bei 10^9 Hz ($\lambda = 30$ cm) erst etwa 2% Fehler.

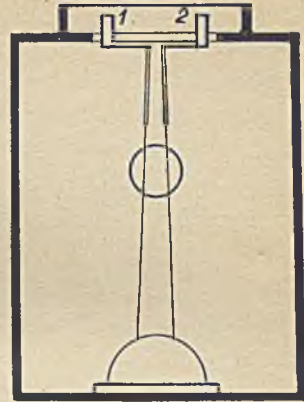


Abb. 44. Elektrometer zur Messung symmetrischer Spannungen

4. Stromkräfte zwischen den Fäden

(39) Während die Fäden sich unter der Kraftwirkung des elektrischen Feldes beim unsymmetrischen Gerät auf das Gehäuse zu bewegen und voneinander entfernen, bewirkt die Stromkraft, welche die Ladeströme aufeinander ausüben, eine gegenseitige Anziehung. Berechnet man das Verhältnis der mittleren Stromkraft P_J zur Feldkraft P_U , so erhält man*) das bemerkenswerte Ergebnis, daß ähnlich wie bei der Spannungsüberhöhung die Korrektur nur vom Verhältnis der Länge zur Betriebswelle abhängt:

$$\frac{P_J}{P_U} = \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi l_2}{\lambda} \right)^2. \quad (26)$$

Dieser Wert gilt auch für die erdsymmetrische Ausführung.

Die nach (26) berechnete Stromkraft P_J ist ein Mittelwert, der sich bei der Auslenkung der Fäden nur voll auswirken kann, wenn die Fäden sich an allen Punkten gleichmäßig bewegen. Es sind aber die Bänder am oberen Ende, wo die Stromkraft wegen des vollen Lade-

*) Berechnet aus den Größengleichungen:

$$P_J = \frac{\mu_0}{24\pi} \frac{l}{a} \omega^2 C^2 \cdot U^2; \quad P_U = \frac{1}{2} \cdot \frac{dC}{da} \cdot U^2$$

$$C = \frac{4\pi \epsilon_0 l}{\ln \frac{R^2}{a \cdot b/\pi}}; \quad \frac{dC}{da} = + \frac{C}{a} \frac{1}{\ln \frac{R^2}{a \cdot b/\pi}}$$

stroms am höchsten ist, fest eingespannt. Daher wird die Auslenkung a_J durch

$$\frac{a_J}{a_U} < \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi l_2}{\lambda} \right)^2 \quad (27)$$

bestimmt sein. Die entgegenwirkende Auslenkung der Bänder, die von der Spannungsüberhöhung herrührt, hat nach (25) im Verhältnis zur normalen Auslenkung den Wert

$$\frac{a_{Ju}}{a_u} \approx \frac{P_{Ju}}{P_u} = \frac{U_2^2 - U_1^2}{U_1^2} = \left(\frac{2\pi l_2}{\lambda} \right)^2, \quad (28)$$

weil die Spannung am wirksamen unteren Ende, das am meisten ausgelenkt wird, praktisch mit U_2 identisch ist.

Es überwiegt also der Fehler durch die Spannungsüberhöhung. Er wird durch die Stromkraft nur etwas vermindert.

5. Verwendung als Normalstrommesser

(40) Die Berechnung der Stromkräfte und die Erkenntnis, daß Stromverteilung bei Kurzschluß und Spannungsverteilung im Leerlauf einer Anordnung identisch sind (23), führt zu dem Gedanken, durch Kurzschluß der freien Enden den symmetrischen Spannungsmesser in einen Strommesser zu verwandeln. Das Band wird also von der einen Einspannstelle in einer Schleife zur anderen zurückgeführt. Bei einer ähnlichen Konstruktion der Bänder wie beim Spannungsmesser erhält der Strommesser einen Bereich von etwa 10 . . . 100 mA. Diese Belastung halten die Bänder ohne weiteres aus. Der Widerstand läßt sich dabei weit unter 1Ω herabdrücken. Der Vergleich mit Thermoelementen zu 100 mA zeigt den kleinen Eigenverbrauch des „Fadenstrommessers“.

Die Frequenzfehler sind vollkommen analog (24) durch

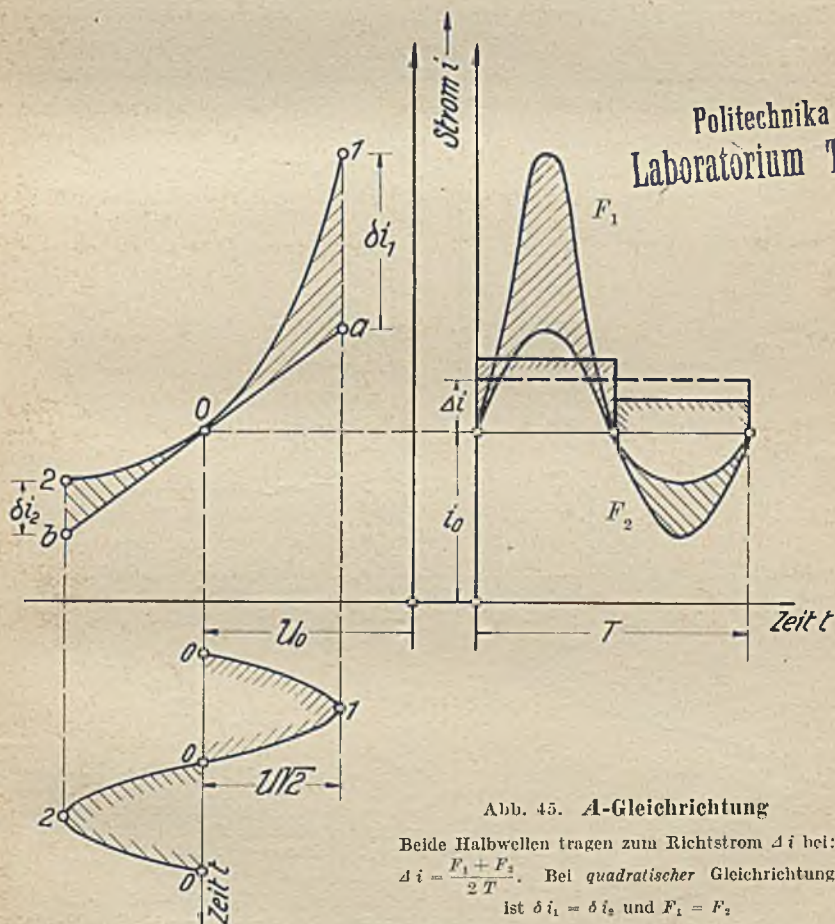
$$\frac{I_1}{I_2} = 1 - \left(\frac{2\pi l_2}{\lambda} \right)^2 \left(0,5 + \frac{C_1}{C_2} \right) \quad (29)$$

gegeben, wenn I_2 den Strom im kurzgeschlossenen Ende und I_1 den Eingangsstrom bedeutet. C_2 bedeutet die Kapazität der Bänder gegeneinander und C_1 stellt die Durchführungskapazität dar.

Abschließend sei vermerkt, daß wegen der Mikroskopablesung und der Empfindlichkeit gegen grobe Stöße die besprochenen Geräte sich nur als Eichnormale im Laboratorium eignen. Als Betriebsmeßgeräte werden vorwiegend Röhrenvoltmeter verwendet.

III. Spannungsmessung durch Gleichrichtung (Röhrenvoltmeter)

Zur Messung kleiner und mittlerer Hochfrequenzspannungen werden in der Praxis hauptsächlich Röhrenvoltmeter verwendet, weil sie überlastbar sind, geringen Eigenverbrauch besitzen und eine



schnelle, direkte Ablesung an einem Zeigerinstrument gestatten. In allen Röhrenvoltmetern ruft die Meßgröße eine Gleichstromänderung hervor, die entweder unmittelbar zur Anzeige dient oder als Kontrolle

benutzt wird. Es sind vor allem zwei Eigenschaften, welche die Brauchbarkeit für einen bestimmten Zweck kennzeichnen:

- a) Der Zusammenhang zwischen Anzeige und Wechselspannung je nach der Art der Gleichrichtung.
- b) Eingangsschaltung und Eingangswiderstand.

a) Zusammenhang zwischen Anzeige und Spannung

(Messung von Effektivwert bzw. Halbwellen-Mittelwert bzw. Spitzenwert)

(41) Man unterscheidet zwischen quadratischer Gleichrichtung, die eine genaue Effektivwertmessung liefert, und Flächengleichrichtung

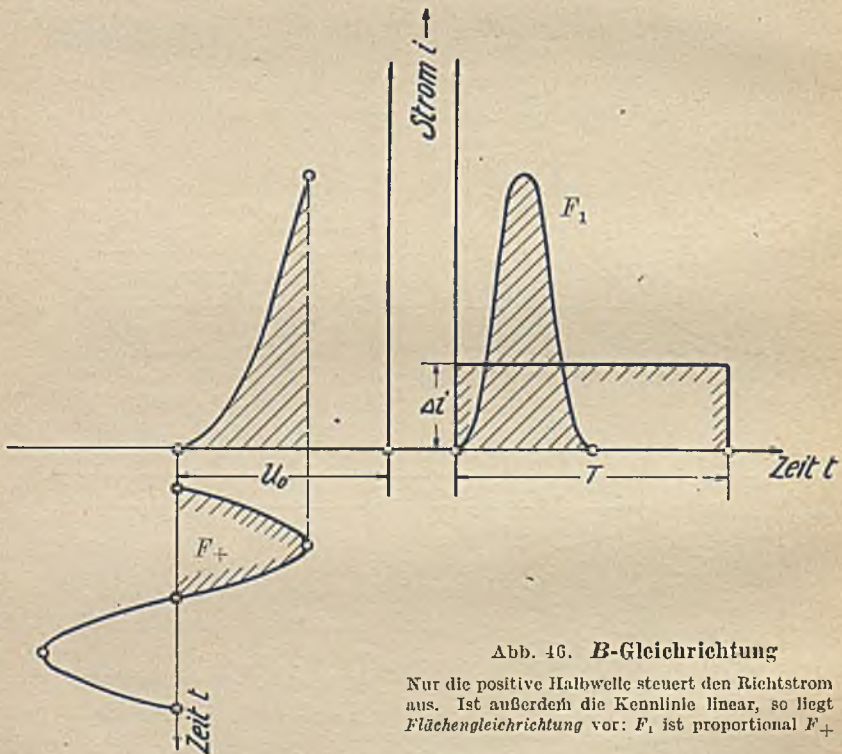


Abb. 46. B-Gleichrichtung

Nur die positive Halbwelle steuert den Richtstrom aus. Ist außerdem die Kennlinie linear, so liegt Flächengleichrichtung vor: F_1 ist proportional F_+

bzw. Spitzengleichrichtung. Bei der Flächengleichrichtung ist für die Anzeige der arithmetische Mittelwert der aussteuernden Spannungshalbwelle maßgebend, während die Spitzengleichrichtung einen Ausschlag hervorruft, der annähernd der Scheitelspannung entspricht. Enthält die Spannung Oberwellen, so will man wissen, bis zu welchem Grade

sie mitgemessen werden und ob die Phase der Oberschwingungen zur Grundschiwingung das Meßergebnis beeinflußt. Im Zusammenhang damit steht der Umpolfehler bei der Messung unsymmetrischer Wechselspannungen.

Je nach der Aussteuerung der Kennlinie und der Bemessung der Schaltung kann man allgemein bei Röhrevoltmetern und auch Trockengleichrichtern drei Grundtypen der Gleichrichtung unterscheiden. Die Bilder 45, 46, 47 stellen die Wirkungsweise dar. Es ist bemerkenswert, daß die drei Grundtypen Kennzeichen des Richtstroms besitzen, die den Eigenschaften der A- bzw. B- und C-Verstärkung sehr ähnlich sind. Die Kennlinienaussteuerung erfolgt ja auch bei der Gleichrichtung genau wie bei der Verstärkung. Nur interessiert bei der Verstärkung die Grundwelle, während bei der Gleichrichtung der Richtstrom bzw. die Richtspannung wichtig ist. Je nach der Lage des Arbeitspunktes soll daher zwischen A-, B- und

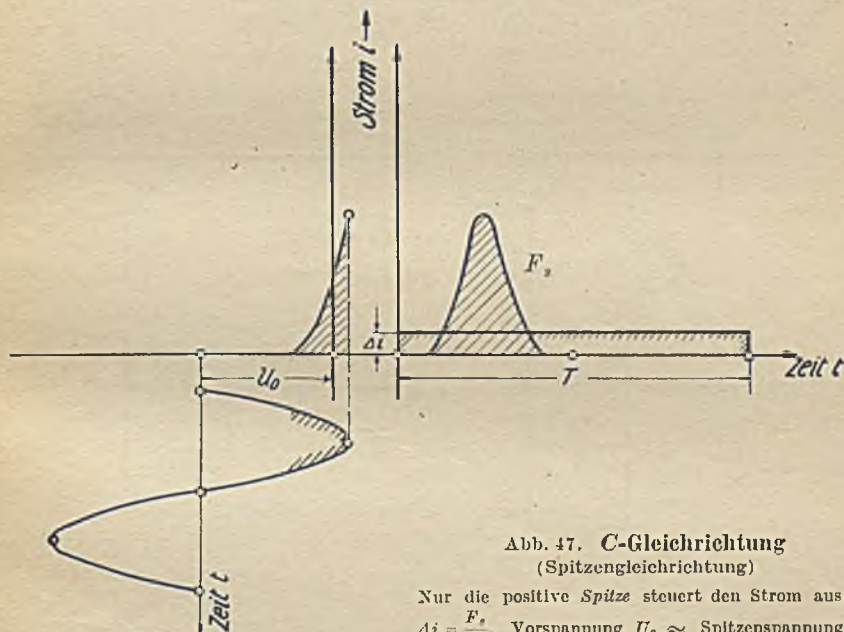


Abb. 47. C-Gleichrichtung
(Spitzengleichrichtung)

Nur die positive Spitze steuert den Strom aus:
 $\Delta i = \frac{F_s}{T}$. Vorspannung $U_0 \approx$ Spitzenspannung

C-Gleichrichtung unterschieden werden. Wie man aus Bild 45 erkennt, ist die A-Gleichrichtung bei parabelähnlichem Verlauf der Kennlinie mit der quadratischen Gleichrichtung identisch. Verläuft bei der B-Gleichrichtung (Bild 46) die Kennlinie als Gerade mit dem Knick im Arbeitspunkt, so erzielt man eine Flächengleichrichtung

der positiven Spannungshalbwelle. Wie man sieht, ist die Flächen-
gleichrichtung nur ein Spezialfall der B-Gleichrichtung.

In Bild 47 ist der Arbeitspunkt durch eine negative Vorspannung
so weit nach links verschoben, daß nur die Spitzen der Meßspannung
den Richtstrom aussteuern. Die *C-Gleichrichtung* umfaßt also die
Spitzengleichrichtung. Der Stromverlauf entspricht dem C-Betrieb
der Hochfrequenz-Sender-Verstärker.

Die Eigenschaften der A-, B- und C-Gleichrichtung im einzelnen
werden nach dem folgenden Abschnitt besprochen.

b) Eingangsschaltung und Eingangsscheinwiderstand

(42) Das Gitter von Trioden bzw. die Anode bei Dioden erhält oft,
wie noch ausgeführt wird, eine bestimmte Vorspannung. Da man nicht
immer damit rechnen kann, daß beim Meßobjekt ein Gleichstromweg
zur Verfügung steht, ist es zweckmäßig, den Eingang an Stelle von

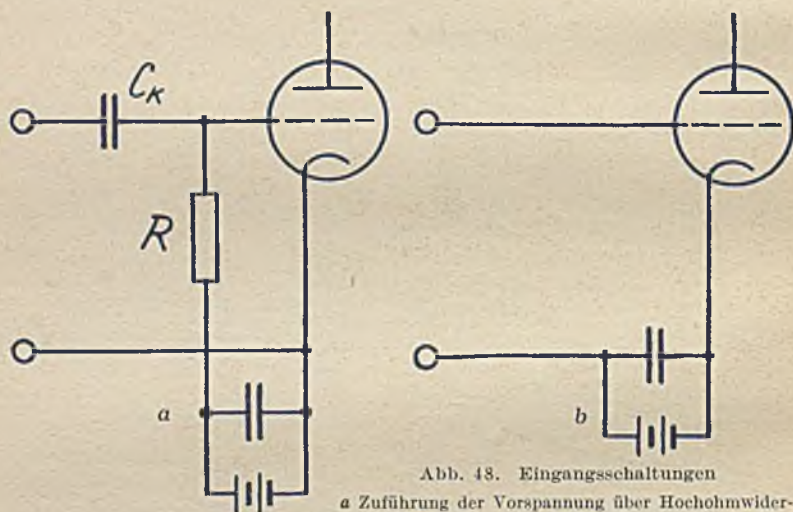


Abb. 48. Eingangsschaltungen

a Zuführung der Vorspannung über Hochohm-
widerstand R

b Gleichstromweg im Meßobjekt vorhanden

Bild 48 b nach Bild 48 a mit einem Kondensator C_K zu blockieren und die
Vorspannung über einen hochohmigen Widerstand R zuzuführen. Der
Blindwiderstand zwischen den Eingangsklemmen ist durch die dynami-
sche Kapazität zwischen Gitter und Kathode bzw. Anode und Ka-
thode bei Dioden gekennzeichnet. Die dynamische Kapazität ist
wegen des Einflusses der Raumladung [15] nur um etwa 1 pF von der
bei kalter Röhre meßbaren Kapazität verschieden. Bei Frequenzen

oberhalb von 30 MHz wird dieser Einfluß kleiner. Die Gitteranodenkapazität von Trioden braucht nicht berücksichtigt zu werden, da der Außenwiderstand im Anodenkreis sehr klein ist, wenn keine Spannungsverstärkung, sondern ein möglichst hoher Richtstrom gewünscht wird.

Der Eingangswirkwiderstand ist auch bei Röhren mit hoher negativer Vorspannung, so daß sicher kein Gitterstrom einsetzt, im Hochfrequenzgebiet immer verhältnismäßig klein. Denn es sind erstens dielektrische Verluste zwischen Gitter- und Kathodenzuleitungen im Sockel und Quetschfuß vorhanden. Da der Verlustwinkel δ nicht sehr frequenzabhängig ist, wird der entsprechende Widerstand R_p entsprechend

$$R_p = \frac{1}{\operatorname{tg} \delta \cdot \omega C} \quad (30)$$

mit der Frequenz abnehmen (die Größenordnung von R_p bei 10 MHz ist $\sim 500 \text{ k}\Omega$).

Weiter sind aber bei Frequenzen oberhalb 1 MHz Verluste vorhanden, die von der Trägheit der Elektronen im Gitterkathodenraum herühren und in ihrer Wirkung gegenüber den dielektrischen Verlusten überwiegen, weil sie quadratisch mit der Frequenz zunehmen. Diese Laufzeitverluste ergeben z. B. bei 1 MHz ($\lambda = 300 \text{ m}$) einen Widerstand von 10 M Ω . Bei 10 MHz ($\lambda = 30 \text{ m}$) ist der Eingangswiderstand nur noch 100 k Ω und bei 30 MHz ist er auf 10 k Ω gesunken.

Gegenüber den dielektrischen und den Laufzeitverlusten verschwindet bei hohen Frequenzen auch der Verlust, den der Hochohmwiderstand nach Bild 48a bedeutet.

Bei Diodenschaltungen muß die angelegte Wechselspannung die Aufladung des Kondensators während der Durchlaßzeit der Diodenstrecke übernehmen. Die Elektronenlaufzeit macht sich hier in einem vergrößerten Widerstand bemerkbar. Doch setzt dieser Fehler erst bei Frequenzen oberhalb 100 MHz ($\lambda = 3 \text{ m}$) ein, wenn man den Abstand von Anode zu Kathode mit etwa 0,1 mm bemißt.

Im einzelnen ist der Eingangswirkwiderstand natürlich von der verwendeten Gleichrichterschaltung und der Bemessung der Röhren abhängig. Er wird bei der Besprechung der Geräte jeweils angegeben.

1. A-Gleichrichtung

(43) Der Richtstrom beim A-Gleichrichter entsteht entsprechend Bild 45 durch Summierung der Stromdifferenzen zwischen der Kennlinie 1 . . . 0 . . . 2 und der Tangente a . . . b im Arbeitspunkt. Jede Halbwelle trägt also zum Richtstrom bei und für eine quadratische Kenn-

linie sind die Anteile gleich ($\delta i_1 = \delta i_2$). Der Richtstrom Δi ist mit großer Näherung

$$\Delta i = \frac{\delta i_1 + \delta i_2}{4}. \quad (31)$$

Ist die Steilheitsänderung im Arbeitspunkt bekannt und im ausgesteuerten Bereich konstant, so kann die Größenordnung von Δi aus

$$\Delta i = \frac{1}{2} \frac{dS}{du} \cdot U_{\text{eff}}^2 \quad (32)$$

ermittelt werden.

Der Richtstrom ist dem Effektivwert der Meßspannung genau proportional, wenn $\delta i_1 = \delta i_2$ ist. Dann ist die Phasenlage der Oberwellen von U gleichgültig. Mit dem Klirrfaktor k der Grundwelle U_1 mißt man also

$$\Delta i \sim U_{\text{eff}}^2 = U_{1\text{eff}}^2 (1 + k^2). \quad (33)$$

Die A-Gleichrichtung zeigt einen Umpolfehler bei unsymmetrischer Meßspannung (2. Oberwelle) nur dann, wenn $\delta i_1 \neq \delta i_2$ ist. Eine Doppelweg-A-Gleichrichtung beseitigt den Umpolfehler, ähnlich wie die Gegentakt-A-Schaltung die 2. Oberwelle nicht enthält. Der erhebliche Grundstrom i_0 stört bei der Messung und wird meist kompensiert.

a) A-Gleichrichtung im Raumladungsgebiet

(44) Das Hauptanwendungsgebiet hat die quadratische A-Gleichrichtung bei Trioden und Gleichrichtung im Anodenkreis gefunden. Vor der Besprechung einzelner Geräte seien noch einige Hinweise schaltungstechnischer Art gegeben. Die A-Gleichrichtung erfordert eine möglichst stabile Kompensation des Ruhestroms. Einige Schaltungen von Trioden, bei denen der Ruhestrom unterdrückt ist, zeigen die Bilder 49 und 50. In Bild 49a wird durch E_k ein Strom von gleicher Größe, aber entgegengesetzter Richtung wie der Ruhestrom i_0 durch das Instrument geschickt. Der Regelwiderstand muß groß sein im Verhältnis zum Widerstand des Instruments, damit der Richtstrom voll zur Anzeige kommt.

Die Schaltung Bild 49b erspart bei Batterieheizung die Kompensationsbatterie. In beiden Fällen ist die Anode für die Hochfrequenz über C_k mit der Kathode kurzgeschlossen. Ein hochfrequenter Spannungsabfall im Anodenkreis würde nur über den Durchgriff die Steuerung der Eingangswechselspannung vermindern. Ferner muß auch das empfindliche Gleichstrominstrument vor dem viel größeren Hochfrequenzstrom geschützt werden. Ein Block mit $C_k = 0,1 \mu\text{F}$, der bei

1 MHz etwa $1,6 \Omega$ Blindwiderstand hat, wird bei Hochfrequenz ausreichen, ist aber zu klein, wenn das Gerät auch noch bei 50 Hz arbeiten soll.

Der Eingangskondensator C_e braucht nur so groß zu sein, daß bei der niedrigsten Betriebsfrequenz $1/\omega C_e < R/7$ bleibt. Dann ist die Spannung an R nur 1% kleiner als an den Eingangsklemmen.

Die Konstanz der Nullpunkteinstellung stellt an die in Bild 49 vorgesehenen Batterien sehr große Anforderungen. Beträgt z. B. der maximale Richtstrom etwa 1% des kompensierten Ruhestroms und soll bei einer 100-teiligen Skala der „Nullpunkt“ um nur 0,1 Skalenteil schwanken, so muß der Ruhestrom bis auf $0,1\text{‰}$ konstant sein. Das ist bei vier bzw. drei getrennten Batterien nach Bild 49a bzw. b schwer zu erreichen.

Zuverlässiger arbeiten in dieser

Beziehung die Schaltungen nach Bild 50a und b. Die Brücke in Bild 50a enthält zwei gleiche Röhren, von denen nur die linke als A-Gleichrichter arbeitet. Alle Schwankungen der Betriebsspannungen wirken auf beide Röhren. Sind Durchgriff, Steilheit und die Abhängigkeit des Anodenstroms von der Heizung bei beiden Röhren praktisch gleich, so stören die Schwankungen das Brückengleichgewicht nicht.

Die Brücke nach Bild 50b verzichtet auf die Kompensation von Veränderungen der Heizspannung, die im Raumladungsgebiet nicht kritisch sind. Dagegen werden Schwankungen von U ausgeglichen,

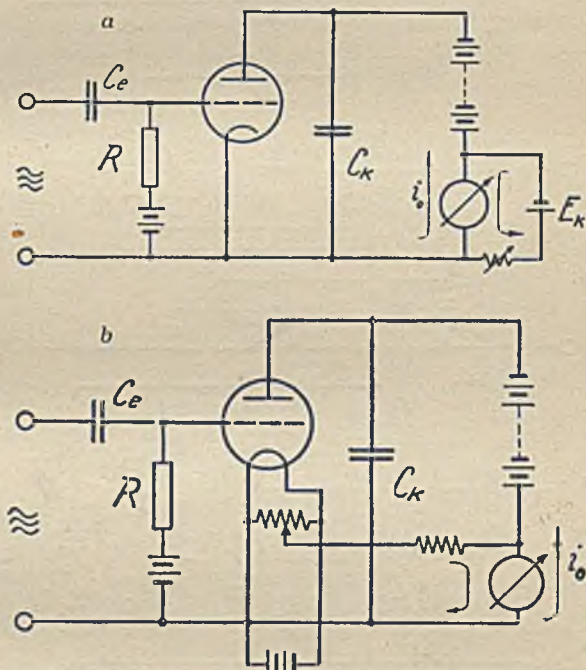


Abb. 49. Kompensation des Ruhestroms bei A-Gleichrichtung
a durch Kompensationsbatterie E_k b durch die Heizbatterie

weil U über R_1 und R_2 sowohl Anoden- als Gitterspannung erzeugt. Die Kathode der Röhre ist über den Widerstand R_3 hochgesetzt. Die Brücke wird mit dem Regelwiderstand R zunächst ohne Hochfrequenz so abgeglichen, daß das Instrument stromlos ist. R_2 ist klein gegen R_3 , damit erstens der Richtstrom möglichst in voller Höhe über R_2 fließt und zweitens die negative Vorspannung der Röhre nicht wesentlich erhöht. Da

R_2/R_1 ungefähr dem Durchgriff entspricht, wirken sich kleine Schwankungen von U nicht auf den Ruhestrom i_0 der Röhre aus.

Welcher Bereich der Anodenstromkennlinie für quadratische A-Gleichrichtung geeignet ist, erkennt man am besten aus der Steilheitskurve. Bild 51 gibt die Steilheit in Abhängigkeit von der Gitterspannung für eine Triode wieder. Der abgegrenzte Bereich, in welchem die Steilheitsänderung am größten und praktisch konstant ist, wird benutzt. Danach

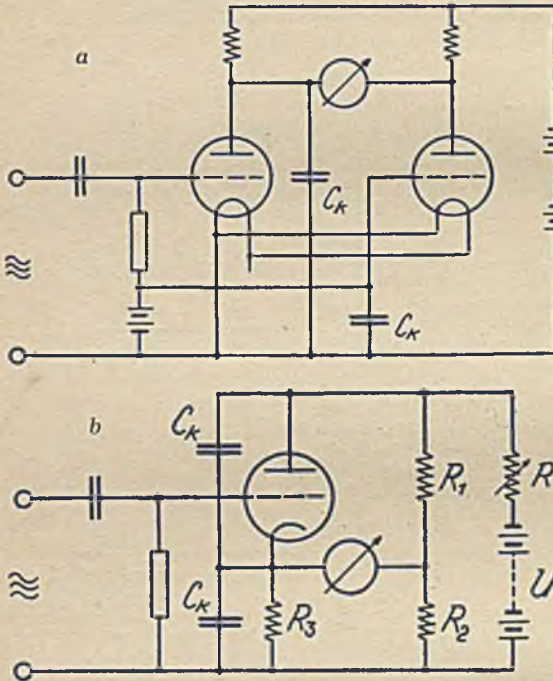


Abb. 50. Brückenschaltungen zur Kompensation des Ruhestroms

a mit zwei Röhren b mit einer Röhre, deren Gitter- und Anodenspannung durch die Brückenwiderstände R_2 und R_1 erzeugt wird

ist der richtige Arbeitspunkt für die A-Gleichrichtung durch den Wendepunkt W der Steilheitskurve bestimmt.

Bei der Auswahl der Röhre ist zu beachten, daß im allgemeinen im Anodenkreis keine weitere Verstärkung vorgesehen ist, sondern unmittelbar der Richtstrom zur Anzeige gelangt. Dann kommt es also nur auf große Steilheitsänderung an. Der Durchgriff soll relativ hoch sein, damit eine kleine Anodengleichspannung die notwendige negative Gittervorspannung ermöglicht. Diese muß einen solchen Wert haben, daß

selbst die positive Spitze der höchsten Meßspannung nicht ins Gitterstromgebiet hereinkommt. Durch die genannten Bedingungen liegen die für A-Gleichrichtung notwendigen Betriebsspannungen fest.

b) Konstruktive Ausführung eines Röhrevoltmeters zur Messung des Effektivwertes (A-Gleichrichtung)

(45) Eine Konstruktion, die von 300 Hz bis etwa 20 MHz brauchbar ist, stellt das Röhrevoltmeter von S. & H. dar. Das Gerät mißt den Effektivwert von Spannungen zwischen 0,3 ... 2 V. In Bild 52 ist Ansicht und Schaltung wiedergegeben.

Das Anzeigeinstrument wird vor der Hochfrequenzmessung mittels des Schalters S_1 auch zur Messung der Betriebsspannungen und damit zur Festlegung des Arbeitspunktes verwendet. Mit dem auf der Frontplatte sichtbaren Drehknopf wird am Potentiometer S_3 die Gitterspannung feingeregelt, bis die Abgleichbedingung $i_1 R_1 = i_2 R_2$ genau erfüllt ist. Der Widerstand R_2 wird bei der Fabrikation so eingestellt, daß eine der Anodengleichspannung überlagerte tonfrequente Spannung in dem über Stöpsel

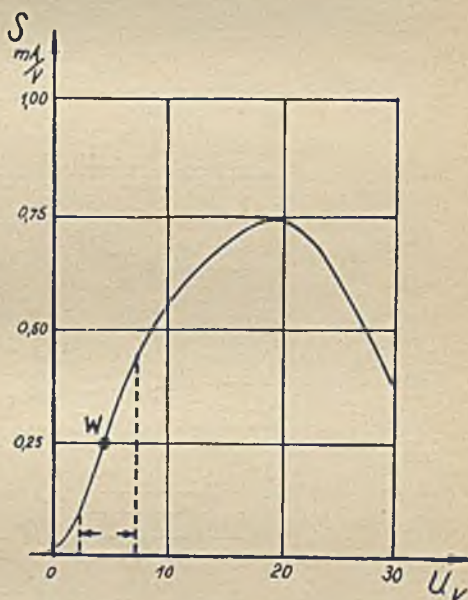


Abb. 51. Steilheit einer Triode (nach Barkhausen I, 4. Aufl., S. 55)

und Klinke einschaltbaren Kontrollhörer keinen Ton gibt. R_2 muß nur bei Auswechseln der Röhren neu abgeglichen werden.

Gegen Änderungen der Gitterspannung ist bei diesem Abgleichverfahren das Gerät nur dann unempfindlich, wenn die Durchgriffe beider Röhren genau gleich sind. Die Röhren müssen also daraufhin sorgfältig ausgesucht werden.

Eine Frequenzabhängigkeit durch Veränderung der Kennlinienform ist erst bei Frequenzen oberhalb 10^8 Hz zu erwarten. Der Eingangsleitwert ist durch den Parallelwiderstand R_p infolge dielektrischer Verluste und Laufzeitverluste bestimmt. Die Meß-

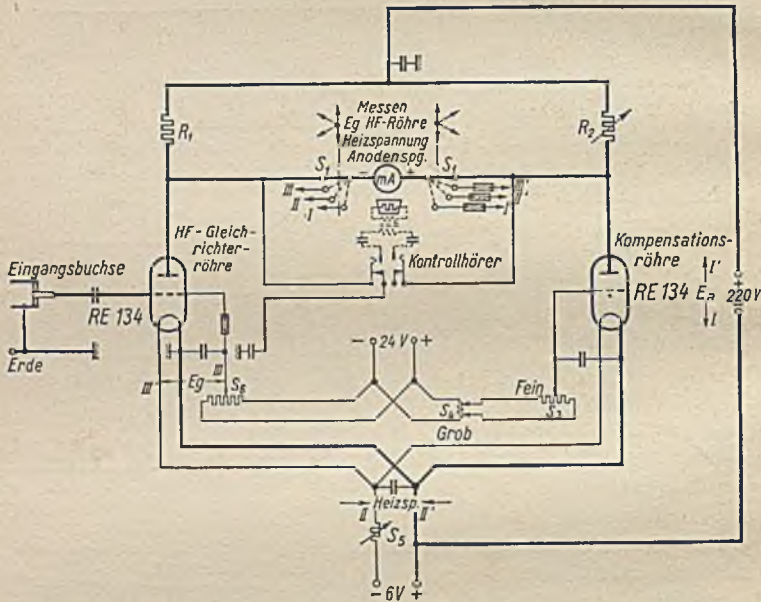


Abb. 52. Röhrevoltmeter von S. & H. zur Messung des Effektivwertes

kurve*) Bild 53 zeigt den Verlauf von R_p bis zur Frequenzgrenze 10 MHz. Für Frequenzen oberhalb 100 kHz wird das Gerät in Zukunft durch den im Abschnitt B, VII beschriebenen Spannungsmesser (Knopftriode mit Übertrager und Thermoinstrument) ersetzt.

*) Die Messung wurde von Herrn Dipl.-Ing. H. J. Wegener durchgeführt.

e) A-Gleichrichtung im Anlaufstromgebiet

(46) Die A-Gleichrichtung ist durchaus nicht auf die bekannte Gleichrichtung im Anodenkreis beschränkt. Auch ein Trockengleichrichter und jede Diode, also auch das Audion, arbeitet als A-Gleichrichter mit angenähert qua-

dratischer Anzeige, solange die Meßspannung im Verhältnis zur Krümmung der Kennlinie genügend klein ist. Ob dies der Fall ist, kann man anhand der Kennlinie sofort beurteilen. Man braucht nur am Arbeitspunkt δi_1 und δi_2 nach Bild 45 für die beiden Punkte größter Aussteuerung zu ermitteln. Haben die beiden Werte δi_1 und δi_2 die gleiche Größenordnung, so liegt A-Gleichrichtung vor. Bei Dioden-

strecken im Anlaufstromgebiet werden Spannungen von 0,1 . . . 0,2 V (Größenordnung der Temperaturspannungen, s. Barkhausen I, S. 16) noch praktisch quadratisch gleichgerichtet.

Die Empfindlichkeit der Gleichrichtung ist nun im Anlaufstromgebiet wesentlich größer als im vorher behandelten Raumladegebiet. Grundsätzlich ist der Richtstrom aus

$$\Delta i = \frac{1}{2} \frac{dS}{du} U_{\text{eff}}^2 \quad (34)$$

zu bestimmen. Mit einer hoch bemessenen Steilheitsänderung von 0,5 mA/V² im Raumladegebiet ist

$$\Delta i_{(\text{mA})} = 0,25 U_{\text{eff(V)}}^2 \quad (34a)$$

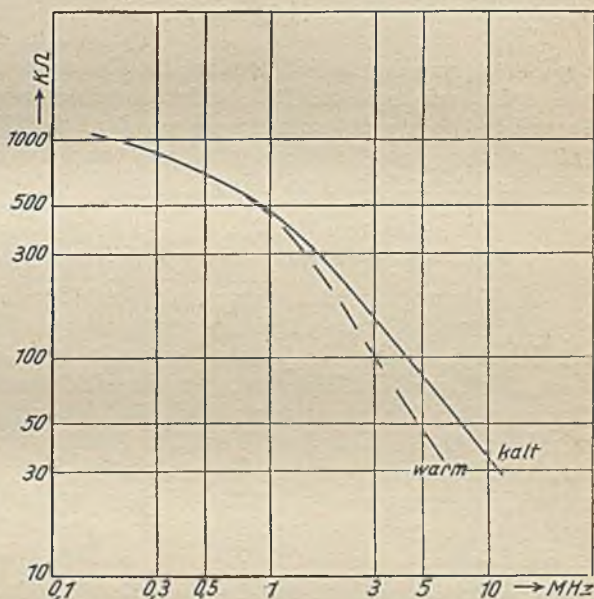


Abb. 53. Eingangswirkwiderstand des Röhrenvoltmeters nach Abb. 52, abhängig von der Frequenz

Im Anlaufstromgebiet*) ist die Steilheitsänderung $dS/du = i_0/E_T^2$, also

$$\Delta i = \frac{1}{2} \frac{i_0}{E_T^2} U_{\text{eff}}^2. \quad (35)$$

Da das Anlaufstromgesetz bis zu Strömen von $\sim 50 \mu\text{A}$ erfüllt ist, folgt für $E_T = 0,1 \text{ V}$

$$\Delta i_{(\text{mA})} = 2,5 U_{\text{eff(V)}}^2. \quad (35a)$$

Die Krümmung der Anlaufkennlinie ist also wenigstens 10mal so groß wie im Raumladegebiet. Die „Anlaufgleichrichtung“ bringt noch den Vorteil, daß man nicht zu kompensieren braucht. Für die quadratische Gleichrichtung von Spannungen bis zu etwa 0,2 V ist also der Arbeitspunkt ins Anlaufgebiet zu legen.

d) Diodenschaltungen mit quadratischer A-Gleichrichtung

(47) Eine mögliche Schaltung zeigt Bild 54 für den Fall, daß im Meßobjekt ein niederohmiger Gleichstromweg besteht. Die Diode bekommt von der Batterie eine Vorspannung, so daß sich im Drehspulinstrument A zu $50 \mu\text{A}$ etwa ein Ruhestrom von $15 \mu\text{A}$ einstellt. Dann steigt der Strom bei 0,1 V Wechselfspannung auf $22,5 \mu\text{A}$ und bei 0,2 V auf $45 \mu\text{A}$. Der Block C_k ist so zu bemessen, daß der Hochfrequenzstrom sicher vom Gleichstrominstrument ferngehalten wird. C_k muß aber auch bei hohen Frequenzen wenigstens 200 pF haben, wenn die Diodenkapazität 2 pF beträgt. Sonst kommt die Meßspannung nicht in voller Höhe an die Diode.

Der Eingangswiderstand der Schaltung ist durch den aufgenommenen Wechselstrom gegeben.

$$\text{Es ist} \quad I_{\text{eff}} \approx S \cdot U_{\text{eff}} = \frac{i_0}{E_T} U_{\text{eff}} \quad (36)$$

$$\text{und damit} \quad R_w = E_T/i_0. \quad (37)$$

Für die Schaltung nach Bild 54 mit $i_0 = 15 \mu\text{A}$ und $E_T = 0,1 \text{ V}$ ist R_w nur 7 k Ω . Dieser Widerstand ist für hochohmige Meßobjekte, insbesondere Schwingkreise viel zu klein. Man muß i_0 weiter verkleinern, den Arbeitspunkt noch weiter ins Negative verschieben. Als Anzeigeelement ist dann am bequemsten ein Lichtmarkeninstrument. Verwendet man außerdem die Eingangsschaltung nach

*) Für $i_0 = A \cdot e \frac{u}{E_T}$ $E_T =$ Temperaturspannung
(für Bariumkathode 0,1 V)

$$\text{ist } S = \frac{di_0}{du} = \frac{i_0}{E_T} \quad \text{und} \quad \frac{dS}{du} = \frac{i_0}{E_T^2}$$

Bild 48a, so entsteht die von *Strutt* und *van der Ziel* [16] angegebene Diodenschaltung (s. Bild 55).

Damit die Hochfrequenzspannung voll an die Diode gelangt, muß

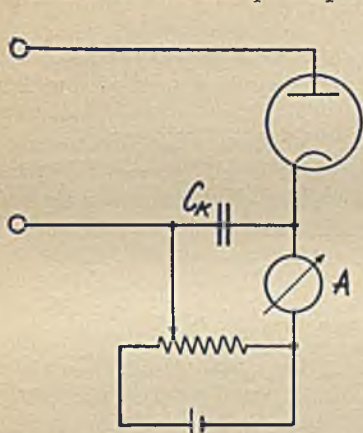


Abb. 54. Diodenschaltung mit A-Gleichrichtung (Reihenschaltung)

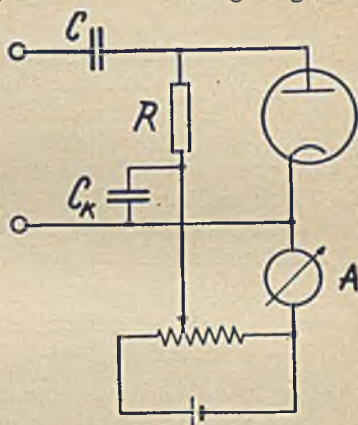


Abb. 55. Diodenschaltung mit A-Gleichrichtung (Parallelschaltung)

bei der tiefsten Meßfrequenz $\omega C > 7/R$ sein. Mindestens muß aber im Hochfrequenzgebiet $C = 100 \cdot C_{\text{Diode}}$ gewählt werden, damit keine kapazitive Spannungsteilung auftritt. C hat in der Schaltung 200 pF.

Der Block C_k hält die Hochfrequenz vom Lichtmarkeninstrument fern. Die Batterie verschiebt den Arbeitspunkt so weit ins Negative, daß der Ruhestrom etwa $0,2 \mu\text{A}$ beträgt. Die quadratische Eichkurve zeigt Bild 55a.

Die Verschiebung des Arbeitspunktes durch den Spannungsabfall des Richtstromes an R bleibt bis zu einer Meßspannung von $0,2 \text{ V}$ unerheblich.

Die verwendete Knopfdiode hatte einen Abstand a von $0,1 \text{ mm}$ zwischen Anode und Kathode. Bedenkt man, daß im Arbeitsgebiet die Elektronen gegen eine Spannung von etwa $0,8 \text{ V}$ anfliegen können, so beträgt entsprechend der bekannten Beziehung für die Geschwindigkeit v in Abhängigkeit von der durchlaufenden Spannung U

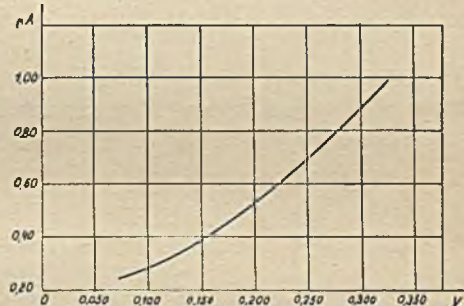


Abb. 55a. Eichkurve der Diodengleichrichtung nach Abb. 55 (nach *Strutt* und *van der Ziel*)

$$v_{(\text{mm/s})} = 6 \cdot 10^8 \sqrt{U_{(V)}} \quad (38)$$

die Zeit
$$t = \frac{2a}{v} = \frac{2 \cdot 0,1}{5 \cdot 10^8} = 4 \cdot 10^{-10} \text{ s.} \quad (39)$$

Diese Laufzeit ist bei einer Frequenz von 300 MHz ($\lambda = 1 \text{ m}$) immer noch $\frac{1}{10}$ der Periodendauer ($3,3 \cdot 10^{-9} \text{ s}$), so daß erst in diesem Frequenzgebiet die Fehler einsetzen.

Der Eingangswiderstand ist bei der Schaltung Bild 55 durch die Parallelschaltung von R und dem Diodenwiderstand $E_T/i = 0,1\text{V}/0,5\mu\text{A} = 0,2 \text{ M}\Omega$ gegeben. Mit $R = 0,2 \text{ M}\Omega$ ist also der gesamte Eingangswiderstand $100 \text{ k}\Omega$, solange die dielektrischen Verluste einen erheblich höheren Parallelwiderstand ergeben.

e) Das Audion bei Spannungen unter 0,2 V

(48) Die gleichen Überlegungen wie für die Schaltung Bild 55 gelten mit einer kleinen Variante für das bekannte Audion. Auch hier wird gelegentlich eine Vorspannung benutzt. Bis auf A und die Bemessung von R entspricht die *Strutt*sche Schaltung völlig dem Eingang beim Audion. Es kommt beim Audion nicht auf den Richtstrom an, der ja gar nicht gemessen wird, sondern auf die Richtspannung, die am Widerstand R entsteht. Deshalb wählt man beim Audion R zu $1 \dots 2 \text{ M}\Omega$. Die Leerlaufrichtspannung ΔU für großes R ($R \gg E_T/i$) ist nach *Barkhausen*

$$\frac{\Delta U_g}{E_T} = \frac{1}{2} \left(\frac{U_{\text{eff}}}{E_T} \right)^2 \quad (40)$$

Über die Steilheit S fällt also entsprechend $\Delta i_a = S \Delta U_g$ der Anodenstrom von seinem Ruhewert quadratisch ab.

Es ist

$$\Delta i_a = S \cdot \Delta U_g = \frac{1}{2} \frac{S}{E_T} U_{\text{eff}}^2 \quad (41)$$

$$\Delta i_a (\text{mA}) = 5 \cdot U_{\text{eff}(V)}^2 \quad \text{für } S = 1 \text{ mA/V und } E_T = 0,1 \text{ V.} \quad (41a)$$

Vergleicht man mit Δi_a den Anodenruhestrom von etwa 1 mA , so stellt sich heraus, daß trotz der höheren Empfindlichkeit des Audions gegenüber der einfachen Diodenstrecke mit $1 \mu\text{A}$ Ruhestrom das Verhältnis des Richtstromes Δi_a zum Anodenruhestrom beim Audion erheblich kleiner ist als bei der unmittelbaren Messung des Richtstromes in der *Strutt*schen Schaltung. Daher stellt das Audion bei quadratischer Gleichrichtung ganz erhebliche Anforderungen an die Kompensation des Anodenruhestroms.

Der Eingangswiderstand des Audions entspricht dem Widerstand der *Strutt*schen Schaltung. Nur hat jetzt der Hochohmwiderstand R

keine Bedeutung gegenüber dem Leitwert der Gitter-Kathodenstrecke. Es sind aber wegen des hohen Anodenstroms außerdem starke Laufzeitverluste (42) vorhanden.

1) Gleichrichtung an der Anodenstrom-Anlaufkennlinie

(49) Es liegt nach der Erkenntnis der großen Empfindlichkeit der Anlaufgleichrichtung nahe, die Anlaufkennlinie des Anodenstroms zur quadratischen Gleichrichtung von Spannungen bis etwa 0,6 V heranzuziehen. Man kann dann einen Anoden-Ruhestrom von etwa $15 \mu\text{A}$ einstellen (Instrument zu $50 \mu\text{A}$). Dann ist der Eingang außer durch R nur durch dielektrische und Laufzeitverluste belastet. Wegen des kleinen Anodenstroms sind diese aber gegenüber dem Audion gering. Die einfache Schaltung gibt Bild 56 wieder. Das Gitter wird von der Batterie über R

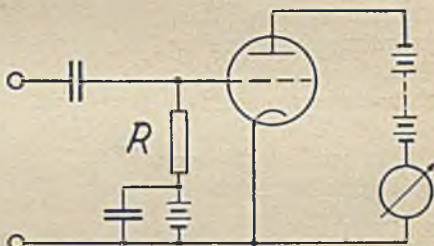


Abb. 56. Dämpfungsarme A-Gleichrichtung an der Anodenstrom-Anlaufkennlinie

in der Größenordnung von $1 \text{ M}\Omega$ so weit vorgespannt, daß kein Gitterstrom fließt und der Anodenstrom $15 \mu\text{A}$ beträgt. Der Vollausschlag $50 \mu\text{A}$ wird bei $\sim 0,6 \text{ V}$ Wechselspannung erreicht. Den relativ kleinen Ruheausschlag von $15 \mu\text{A}$ kann man von der Heizbatterie nach Bild 49b leicht kompensieren. Im Gegensatz zum Audion steigt der Anodenstrom mit wachsender Wechselspannung.

(50) Zusammengefaßt hat die Gleichrichtung längs der Anodenstromanlaufkennlinie gegenüber dem Audion folgende Eigenschaften:

1. Annähernd gleiche Empfindlichkeit.
2. Ruhestrom ist nur 1% vom Audionruhestrom.
3. Laufzeitverluste sind entsprechend kleiner.
4. Ruhestrom kann ohne besondere Anforderungen an die Stabilität kompensiert werden.
5. Anodenstrom steigt mit wachsender Spannung, während er beim Audion fällt.

Die Untersuchung der A-Gleichrichtung hat also ergeben:

- a) Für Spannungen unter etwa 0,6 V ist Gleichrichtung im Anlaufgebiet des Anodenstroms geeignet. Ruhestrom etwa $15 \mu\text{A}$.
- b) Spannungen zwischen 0,2 und 2 V werden quadratisch im Raumladengebiet gleichgerichtet. Ruhepunkt im Wendepunkt der Steilheitskurve.

2. B-Gleichrichtung

(51) Die B-Gleichrichtung ist entsprechend Bild 46 dadurch gekennzeichnet, daß der Arbeitspunkt im unteren Knick der Kennlinie liegt. Da bekanntlich sowohl die Anoden- wie die Gitterkennlinie bei negativer Steuerspannung dem Anlaufstromgesetz folgen, fließt am Arbeitspunkt immer noch ein meßbarer Ruhestrom. Man muß daher den „unteren Knick“ etwas

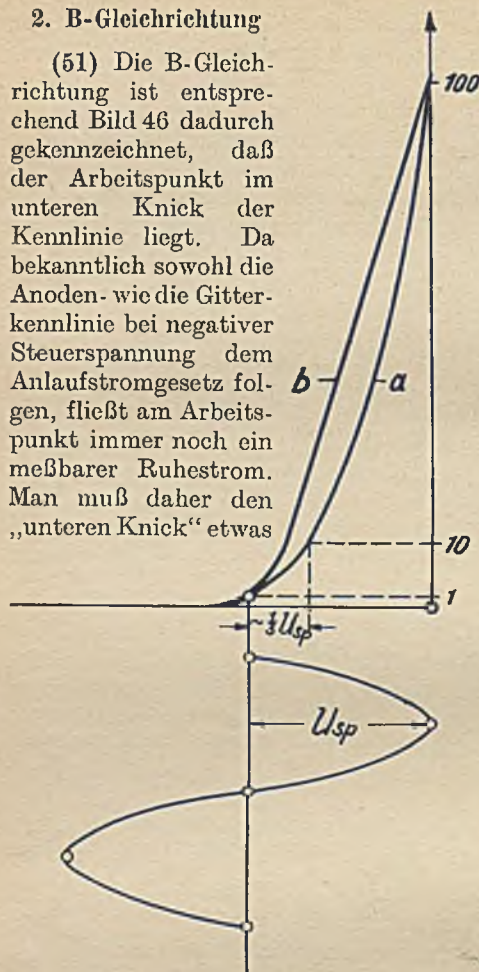


Abb. 57. Zur Definition des „unteren Knicks“ bei der B-Gleichrichtung

Kurve a quadratische B-Gleichrichtung
Kurve b praktisch lineare B-Gleichrichtung (Flächengleichrichtung)

weggeschnitten wird und die positive Fläche den Richtstrom Δi bestimmt. Bei einer Sinusspannung mit dem Spitzenwert U_{sp} ist dann

$$\Delta i = \frac{\delta i_1}{\pi} = \frac{1}{\pi} \frac{U_{sp}}{R} \quad (42)$$

schärfer definieren. Die B-Gleichrichtung wird dann vorliegen, wenn der von der positiven Spannungsspitze angesteuerte Strom δi_1 um etwa zwei Zehnerpotenzen höher ist als der Ruhestrom (Bild 57). Bei einem positiven Spannungswert von etwa ein Drittel der Spannungsspitze soll der Strom noch wenigstens um eine Größenordnung über dem Ruhestrom liegen.

Eine weitere Voraussetzung für B-Gleichrichtung ist die feste Lage des Arbeitspunktes auf der Kennlinie, auch wenn die Höhe der Meßspannung verändert wird. In Bild 57 ist die B-Gleichrichtung für zwei einfache Fälle gezeichnet. Kurve a zeigt einen beim Arbeitspunkt beginnenden quadratischen Verlauf bis zur Spannungsspitze, während Kurve b nach einer Anfangskrümmung praktisch linear verläuft.

a) Lineare B-Gleichrichtung (Flächengleichrichtung)

(52) Eine Wechselform beliebiger Form wird bei der linearen B-Gleichrichtung so gleichgerichtet, daß die negative Halbwelle

Dabei bedeutet R den Durchlaßwiderstand des Gleichrichters. Fließt der Strom durch einen in Reihe mit dem Gleichrichter liegenden Ohmschen Widerstand R_a , so ist die Richtspannung

$$\Delta U = R_a \cdot \Delta i = \frac{U_{sp} R_a}{\pi R}. \quad (43)$$

Der Widerstand R ist dabei aus der Steigung der Arbeitskennlinie

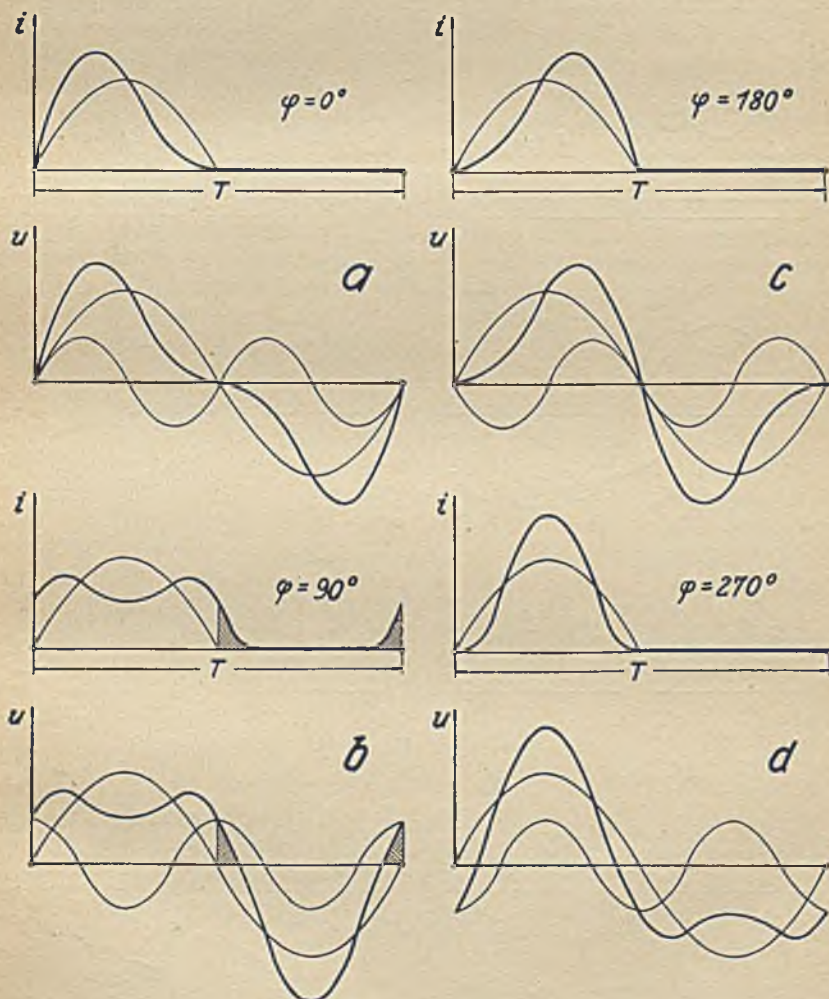


Abb. 58. Lineare B-Gleichrichtung bei verzerrter Kurvenform für verschiedene Phasenlagen der 2. Oberwelle zur Grundwelle (2. Oberwelle 50% der Grundwelle)

zu ermitteln, die flacher als die nur bei Kurzschluß gültige Gleichrichtercharakteristik verläuft (s. die unten besprochenen Schaltungen).

Der Oberwellenanteil wird soweit mitgemessen, als er die positive Fläche der Spannungskurve verändert. Um die Fehler anschaulich darzustellen, zeigt Bild 58 eine überlagerte 2. Oberwelle, die halb so groß ist wie die Grundwelle. Bild 58 zeigt jeweils den Verlauf der Spannung abhängig von der Zeit für eine Grundwellenperiode und darüber den Strom nach Gleichrichtung, dessen Mittelwert über eine Periode

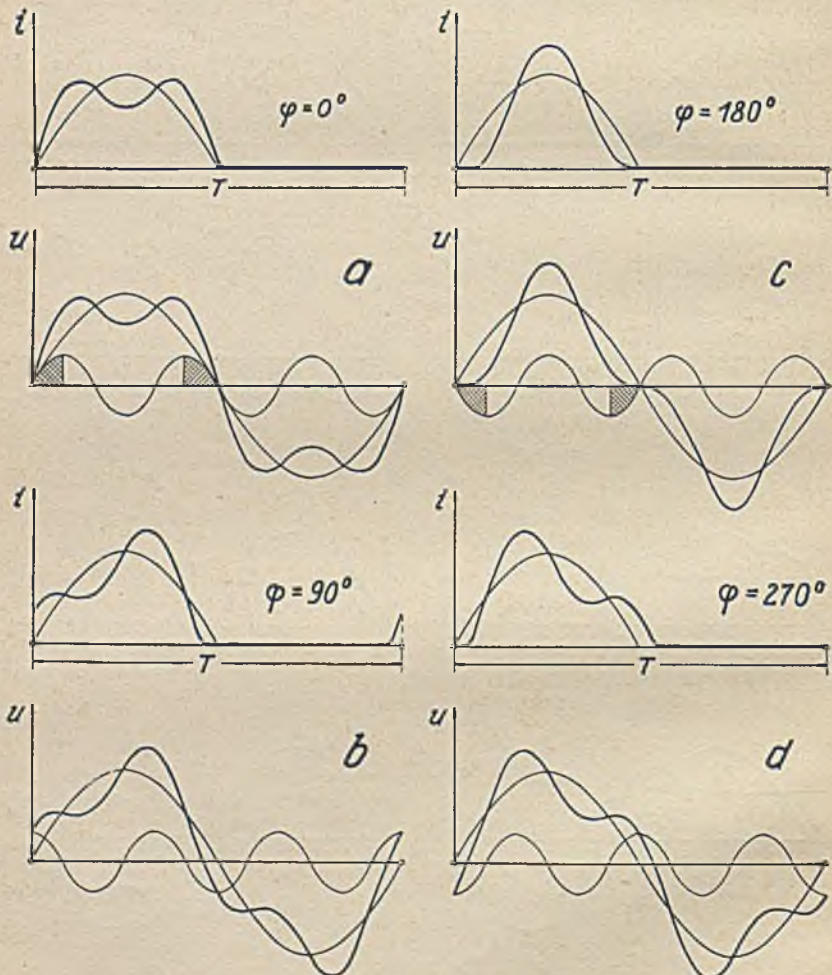


Abb. 59. Lineare B-Gleichrichtung bei überlagerter 3. Oberwelle (33% der Grundwelle)

Richtstrom bzw. Richtspannung ergibt. Die Bilder 58a, b, c, d unterscheiden sich voneinander durch eine Phasenverschiebung der Oberwelle um je 90° gegenüber der Grundwelle. Wird die Fläche unter der Kurve nicht verändert, so hat die Größe der 2. Oberwelle keinen Einfluß. Das ist sichtlich in Bild 58a und c, bei Gleich- und Gegenphasigkeit der Fall. Bei Bild 58b und d ist die Stromfläche um den Flächeninhalt der schraffierten Zipfel größer als die Grundwellenfläche. Bei 50% Oberwelle ist der Anteil 10%. Der Fehler ist also in diesem Fall ungünstigstenfalls + 10%. Er sinkt auf + 3%, wenn die Oberwelle nur 25% der Grundwelle ausmacht. Bei einem kleineren Klirrfaktor k_2 als 25% ist der Fehler unwesentlich.

Für die 3. Oberwelle sind die entsprechenden Verhältnisse in Bild 59a, b, c, d dargestellt. Die Oberwellenspannung ist zu ein Drittel der Grundwellenspannung gewählt. Hier treten bei Gleich- und Gegenphasigkeit der Oberwelle (Bild 59a und c) die größten Abweichungen auf. Die Fläche ist gerade um eine Halbwellenfläche der Oberwelle größer oder kleiner. Also schwankt der Fehler zwischen -11% und $+11\%$. Es wird allgemein an Stelle von U_1 ungünstigstenfalls

$$U = U_1 \left(1 \pm \frac{k_3}{3} \right)$$

gemessen. Ein Umpolfehler ist bei der linearen B-Gleichrichtung nicht vorhanden. Vollweggleichrichtung beider Halbwellen bringt also in dieser Beziehung keinen Vorteil, erhöht aber den Richtstrom auf den doppelten Wert.

Politechnika Lwows
Laboratorium Teletech

Quadratische B-Gleichrichtung

(53) Hier wird der Effektivwert der positiven Spannungshalbwelle gemessen. Es ist dann bei einer Sinusspannung, wenn die Kennlinie durch U_{sp} bis δi_1 ausgesteuert wird,

$$\delta i_1 = \frac{1}{2} \frac{dS}{du} U_{sp}^2 = \frac{dS}{du} U_{\text{eff}}^2; \quad (45)$$

$\frac{dS}{du}$ ist hierin die konstante Steilheitsänderung der Kennlinie. Ist die Kennlinie gezeichnet, so kann man bei U_{sp} den Spitzenwert des Stroms δi_1 direkt abgreifen und erhält den Richtstrom, den ein Drehspulinstrument anzeigt, zu

$$\Delta i = \frac{\delta i_1}{4}. \quad (46)$$

Die Richtspannung Δu_a ist $R_a \cdot \Delta i$. Den Oberwelleneinfluß erkennt man aus Bild 60a, b, c, d für die 2. Oberwelle. Je nach der Phasenlage mißt man, bezogen auf den Richtstrom der Grundwelle allein, nach

Bild 60 b 14% weniger bzw. nach Bild 60a und c 35% und für den Fall Bild 60 d sogar 65% mehr.

Bei Überlagerung von ungeraden Oberschwingungen, also auch der 3., bleibt die resultierende Spannungskurve symmetrisch zur Zeitachse. Deshalb muß die quadratische B-Gleichrichtung den halben Richtstrom wie die quadratische A-Gleichrichtung liefern. Man mißt also

$$\Delta i = \frac{1}{4} \frac{dS}{du} (U_{1\text{eff}}^2 + U_{3\text{eff}}^2) = \frac{1}{4} \frac{dS}{du} (U_{1\text{eff}} \sqrt{1+k_3^2})^2. \quad (47)$$

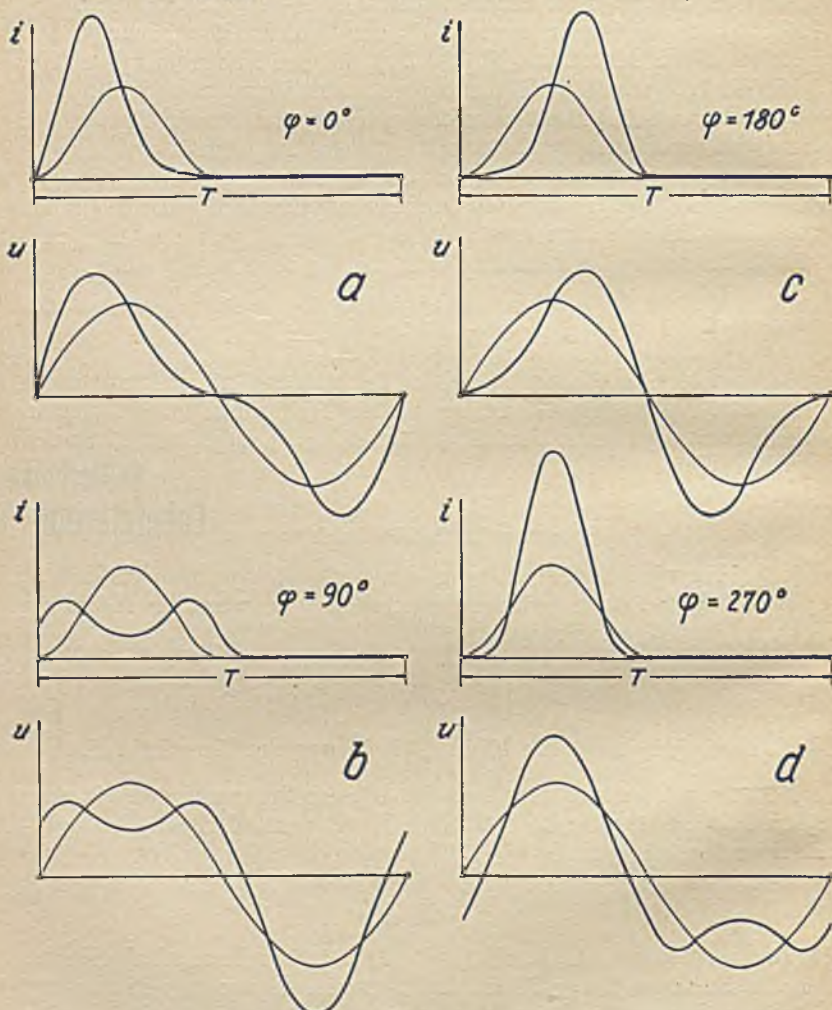


Abb. 60. Quadratische B-Gleichrichtung. 2. Oberwelle 50% der Grundwelle

Entsprechend $\sqrt{1+k_3^2}$ wird also der Fehler $+5\%$ bei $k_3 = 33\%$ unabhängig von der Phasenlage der Oberwellen. Vollweggleichrichtung mittels zweier quadratischer B-Gleichrichter hat die gleiche Wirkung wie genau quadratische A-Gleichrichtung. Dann wird der Richtstrom auch von der Phasenlage der geradzahigen Oberschwingungen unabhängig. Man mißt auf jeden Fall den Effektivwert.

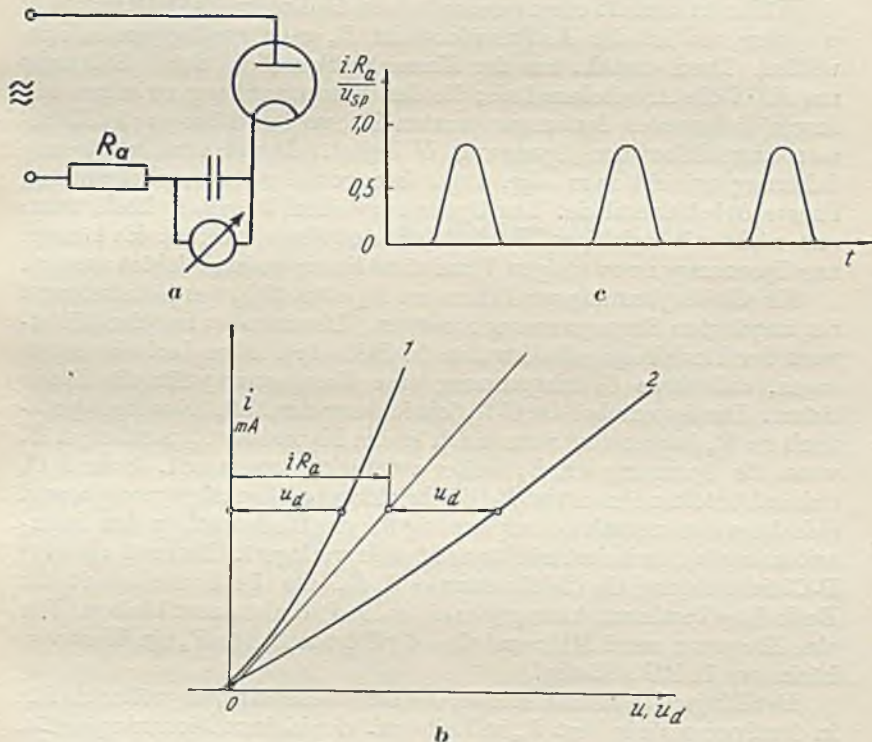


Abb. 61. B-Gleichrichtung mit Dioden

a Schaltung

b Kennlinien

c Verlauf des Diodenstroms und der Spannung an R_a

Eine Doppelwegschaltung mit quadratischen B-Gleichrichtern (quadratische Gegentakt-B-Gleichrichtung) gestattet also im Gegensatz zur A-Gleichrichtung die Effektivwertmessung ohne Ruhestrom.

c) Diodenschaltungen mit B-Gleichrichtung

(54) Eine Schaltung, die je nach Bemessung des Außenwiderstandes mit einer Diodenstrecke lineare bzw. quadratische B-Gleichrichtung liefert, zeigt Bild 61 a.

Wichtig ist dabei, daß der Außenwiderstand R_a nicht durch einen Kondensator überbrückt ist. Dann kann sich der Arbeitspunkt nicht

verschoben, weil an R_a kein Spannungsabfall entsteht, solange die Diode sperrt. Während der Durchlaßzeit durchfließt aber der Strom den Widerstand R_a , so daß die angelegte Spannung u um iR_a größer ist als die an der Diode liegende Spannung u_d . In Bild 61b ist die Diodenkennlinie $i = f(u_d)$ eingezeichnet. Sie ist nur bei Kurzschluß ($R_a \cdot i < u_d$) für den Richtstrom maßgebend.

Will man anstatt einer quadratischen die lineare B-Gleichrichtung erreichen, so ist der Außenwiderstand R_a sehr groß gegen u_d/i zu wählen. Dann entsteht aus der Kurzschlußkennlinie durch Scherung um $R_a \cdot i$ die Arbeitskennlinie, die den Zusammenhang zwischen den Augenblickswerten des ausgesteuerten Stroms i und der an die Klemmen angeschlossenen Spannung U liefert. Durch eine genügende Scherung erreicht man eine, abgesehen von der Anfangskrümmung, lineare Arbeitskennlinie. Der Spannungsbedarf ist relativ hoch, wenn man nicht mit ergiebigen Netzgleichrichterröhren arbeitet. Es können nur Spannungen von einigen V aufwärts linear gleichgerichtet werden.

Als Gleichspannung wird dann an R_a etwa 30% des Scheitelwerts der angelegten Sinusspannung gemessen. Dies ist aber nur der Mittelwert der Hochfrequenzhalbwellen (s. Bild 61c). Man darf also nicht sagen, daß diese Gleichspannung eine Vorspannung für die Diode liefert. Das ist nur bei der C-Gleichrichtung der Fall. Nun liegt praktisch zu R_a immer eine wenn auch kleine Kapazität C_a parallel, z. B. wenn die Spannung an R_a weiter verstärkt werden soll. Sobald C_a sich auflädt, kann man von B-Gleichrichtung nicht mehr sprechen, weil sich dann eine negative Vorspannung für die Diode auch in den Sperrzeiten ergibt, und der Arbeitspunkt sich verlagert. Es muß also für B-Gleichrichtung die Zeitkonstante $C_a R_a$, die die Schnelligkeit der Entladung bestimmt, klein gegen die halbe Periodendauer bleiben. Für eine Frequenz von 1 MHz und $C = 5$ pF ist z. B. für R_a ein Wert von höchstens 10 k Ω zulässig!

Der Eingangswiderstand ist in der Durchlaßzeit etwas größer als R_a ; in der Sperrperiode liegt R_a in Reihe mit der kleinen Diodenkapazität, so daß an den Eingangsklemmen eine stoßweise Belastung auftritt. Durch eine Gegentaktschaltung mit 2 B-Gleichrichtern läßt sich die Stoßbelastung vermeiden. Immerhin ist der genannte Eingangswiderstand von 10 k Ω sehr niedrig.

d) Triodenschaltungen mit B-Gleichrichtung

(55) Es erscheint daher zweckmäßig, die Gleichrichtung im Anodenkreis vorzunehmen. Man wählt dann die negative Gittergleichspannung gleich Durchgriff \times Anodengleichspannung, so daß der Anodenstrom sehr klein ist. Bild 62a zeigt die Schaltung. Der von der positiven Spannungshalbwellen ausgesteuerte Anodenstrom durchfließt den Außenwiderstand R_a , der genau wie in Bild 61a *nicht* durch einen

Kondensator überbrückt ist. Das Richtstrominstrument darf überbrückt werden, weil sich an dem Kondensator praktisch nur eine sehr geringe Gleichspannung ausbildet. Die Scherung der Arbeitskennlinie erfolgt hier nur um den Betrag $D \cdot i_a \cdot R_a$ (Bild 62b). Damit die Arbeitskennlinie linear wird, muß dann $D \cdot R_a$ groß gegen $\Delta U_g / i_a$ bleiben. Die Linearisierung ist also hier schwerer zu erreichen als bei der Diodeschaltung. Durchgriff und Steilheit der Röhre sollen also hoch, der Innenwiderstand möglichst niedrig sein. Den Anodenstromverlauf erkennt man aus Bild 62c.

Die Richtkennlinie ist natürlich nur bis zu dem Punkt linear, bis der Gitterstrom einsetzt. Die zulässige Spitzenspannung, die gemessen werden kann, ist also um etwa 2 V kleiner als $D \cdot U_a$.

Der Eingang wird jetzt durch die Anodenstromimpulse nicht mehr belastet. Der Eingangswiderstand ist in Bild 62a durch den Gitterwiderstand und die dielektrischen Verluste der Röhre gegeben. Einen gut quadratischen Verlauf zeigt die AC 2 für $U_a = 250 \text{ V}$, $U_g = -10 \text{ V}$ bis zu Spitzenspannungen von 8 V ($5,5 \text{ V}_{\text{eff}}$).

(56) Zusammenfassend ist zur B-Gleichrichtung zu sagen: Eine lineare B-Gleichrichtung ist nur bis zu den Frequenzen möglich, bei denen der Außenwiderstand klein ist gegenüber dem Blindwiderstand von Parallelkapazitäten.

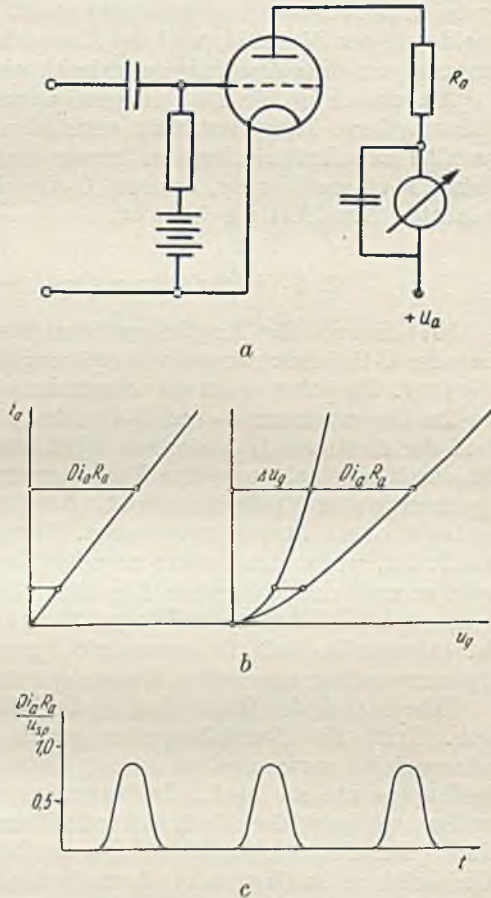


Abb. 62. B-Gleichrichtung mit Trioden
 a Schaltung b Kennlinie
 c Verlauf des Anodenstroms

Die quadratische B-Gleichrichtung arbeitet mit der Kurzschlußkennlinie und ist frequenzunabhängig, solange die Kennlinie sich nicht ändert.

Ein B-Gleichrichter mit Diodenstrecke belastet den Eingang stoßweise in jeder Durchlaßperiode sehr stark. Eine Triodenschaltung vermeidet diesen Nachteil, weil der Energiebedarf für die Anodenstromimpulse aus dem Anodenkreis gedeckt wird.

Absichtlich ist für die Triodenschaltung der Name Anodengleichrichtung bzw. Richtverstärker vermieden worden. Bei diesem liegt parallel zum Außenwiderstand immer eine größere Kapazität, so daß keine B-Gleichrichtung, sondern C-Gleichrichtung vorliegt, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird.

3. C-Gleichrichtung (Spitzengleichrichtung)

(57) Sowohl für Empfangsgleichrichter als auch für Meßzwecke hat die C-Gleichrichtung oder Spitzengleichrichtung eine große Bedeutung. Zunächst seien die allgemeinen Eigenschaften besprochen.

Im Gegensatz zur A- und B-Gleichrichtung kommt es auf den Verlauf der Kennlinie im einzelnen nicht sehr an. Die C-Gleichrichtung ist durch eine hohe negative Vorspannung in der Größenordnung der Spitzenspannung gekennzeichnet. Nur in der Nähe der Spannungsspitze wird ein Strom ausgesteuert. Dieser Strom dient entweder als Indikator, wenn eine äußere negative Vorspannung angewandt wird, oder er muß den Ladestrom für einen Kondensator liefern, der automatisch die Erzeugung der Vorspannung übernimmt. In beiden Fällen ist es wichtig, daß die angezeigte Spannung möglichst genau dem Spitzenwert der angelegten Wechselspannung entspricht.

Hinsichtlich der Oberwellen ist die C-Gleichrichtung sehr empfindlich. Trifft die Oberwellenspitze gerade mit der Grundwellenspitze phasengleich zusammen, so ist das Meßergebnis um die vollen Oberwellenprozentage zu hoch. Insbesondere stören die ungeraden Oberwellen, während der Einfluß der 2. Oberwelle, der sich insbesondere durch den Umpolfehler bemerkbar macht, durch Verwendung zweier Gleichrichter in Gegentakt- bzw. *Greinacher*-Schaltung stark herabgedrückt werden kann (vgl. die Bilder 58, 59).

a) C-Gleichrichter mit Dioden

(58) Bei den Diodenschaltungen mit automatischer Vorspannung unterscheidet man Reihen- und Parallelschaltung (Bild 63a und b). Der Vorgang ist nach Bild 64 folgender: Die Wechselspannung a lädt den Kondensator so lange auf die Gegenspannung U_0 auf, bis sich ein Gleichgewichtszustand zwischen Ladung und Entladung über R ein-

stellt. Die Kurve *b* stellt den Verlauf der Kondensatorspannung dar, deren Mittelwert die Gleichspannung U_o ergibt. Nur wenn der Augenblickswert der Wechselspannung die Kondensatorspannung übertrifft, kann die Diode Strom liefern. Während der Ladezeit t_L muß ent-

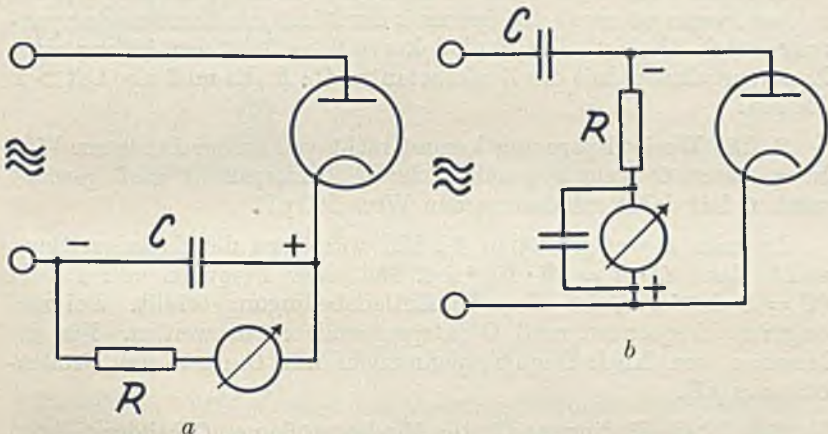


Abb. 63. Diodenschaltungen mit C-Gleichrichtung
 a Reihenschaltung b Parallelschaltung

sprechend Kurve *a* in die Klemmen über die Diode der Ladestrom in solcher Stärke fließen, daß während der ganzen Periode T der Wechselspannung der Kondensator an den Widerstand R den Strom U_o/R

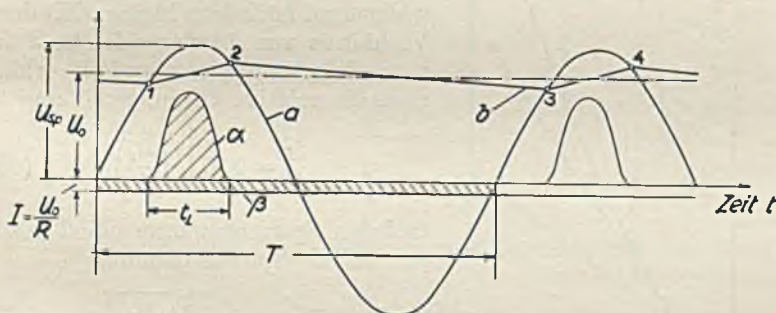


Abb. 64. Wirkungsweise der C-Gleichrichtung

abgeben kann. Offensichtlich ist der Gleichgewichtszustand dann erreicht, wenn die Fläche unter der *a*-Kurve der gesamten abgeflossenen Ladung $U_o/R \cdot T$ entspricht (Linie β). Man wird also mit U_o um so mehr an die Spitzenspannung U_{sp} herankommen, je geringer der Diodenwiderstand R_i im Verhältnis zum Widerstand R ist. Von der

Größe des Kondensators C hängt aber U_o/U_{sp} überhaupt nicht ab. Es muß jedoch C eine bestimmte Mindestgröße besitzen, die aus folgenden Forderungen sich ergibt:

1. Auch wenn R_i/R noch so klein ist, kann U_o niemals U_{sp} erreichen, wenn während der Sperrzeit der Diode die Kondensatorspannung stark absinkt. Die Entladekurve 2...3 ist der Anfang einer Exponentialkurve mit der Zeitkonstanten $C \cdot R$. Es muß also $CR \gg T$ bleiben.

2. Die Wechselspannung kommt nicht voll an der Diode zur Wirkung, wenn C nicht gegenüber der Diodenkapazität groß gewählt wird. C hat daher mindestens den Wert 200 pF.

Da man R wenigstens zu 0,1 M Ω wählt, ist die Entladezeitkonstante dann $C \cdot R = 20 \cdot 10^{-6}$ sec. Bei einer Frequenz von 1 MHz ($T = 1 \cdot 10^{-6}$ sec) ist also die Entladebedingung erfüllt. Bei niedrigeren Frequenzen muß C entsprechend erhöht werden. Für die Messung von Niederfrequenzspannungen hat C dann die Größenordnung μ F.

(59) Ist die Bedingung für die Mindestgröße von C bei der tiefsten Meßfrequenz erfüllt, so fällt bei höheren Frequenzen die Kurve 1...2...3 praktisch mit der Gleichspannung U_o zusammen. Bestimmt man nach Bild 65 den Innenwiderstand R_i der Diode, indem man durch den Nullpunkt die Tangente an die Diodenkennlinie legt, so ist der mittlere Innenwiderstand höchstens kleiner. Mit dem Verhältnis von Diodenwiderstand R_i zum Belastungswiderstand R erhält man die relative Öffnungszeit zu

$$\frac{t_L}{T} = 0,67 \sqrt[3]{\left(\frac{R_i}{R}\right)} \quad (48)$$

und den Spannungsunterschied bezogen auf die Spitzenspannung

$$p = \frac{U_{sp} - U_o}{U_{sp}} = 2,2 \sqrt[3]{\left(\frac{R_i}{R}\right)^2} \quad (49)$$

Für $R_i = 1/1000 R_o$ ist der Fehler 2%. Da R_i für die Dioden AB 1, AB 2 und ähnliche Röhren in der Größe von 1000 Ω liegt, sollte R etwa 1 Megohm haben.

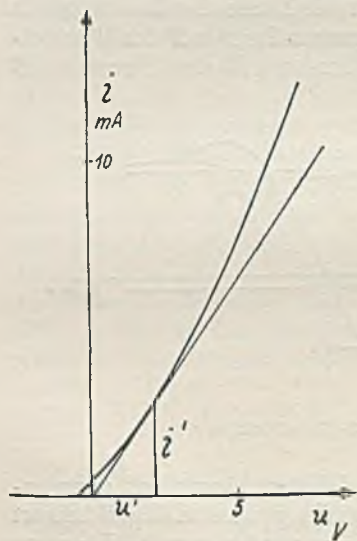


Abb. 65. Zur Definition des Innenwiderstandes R_i der Diode

Tatsächlich sind die Fehler wegen des Anlaufstroms noch kleiner als p . Insbesondere, wenn der Spannungsabfall $p \cdot U_{sp}$ die Größe von etwa 0,5 V hat, wird die Wechselspannung gleich der Gegenspannung

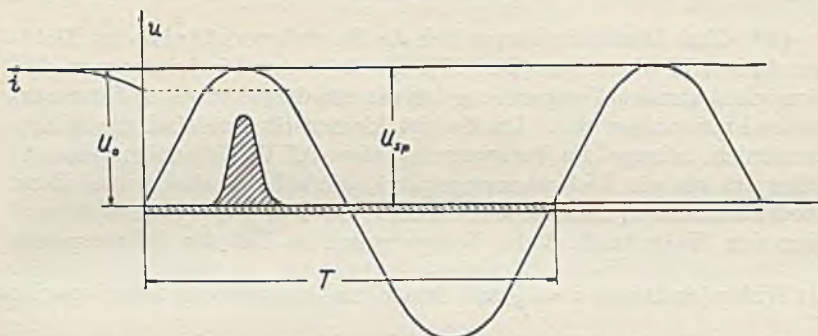


Abb. 66. C-Gleichrichtung für den Fall, daß Vorspannung U_0 und Spitzenspannung U_{sp} genau gleich sind

oder kleiner. Bild 66 zeigt den Vorgang, wenn die Vorspannung U_0 gerade so groß wie die Spannungsspitze wird. Obwohl die Wechsel-

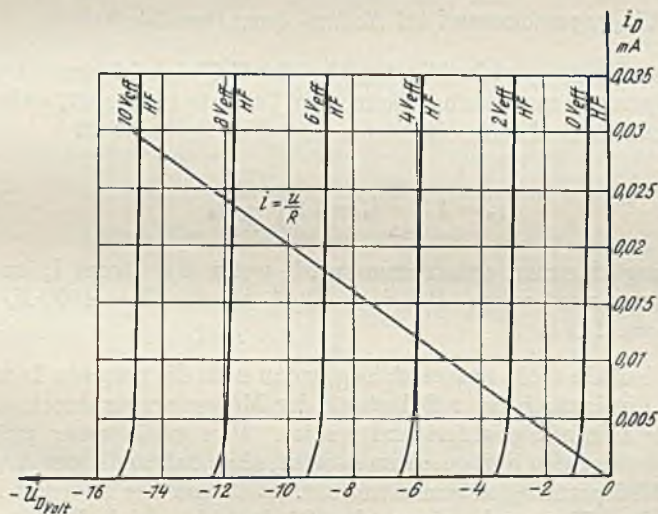


Abb. 67. Richtkennlinienfeld einer Diode

spannung immer unter U_0 bleibt, die Diode also praktisch immer negativ vorgespannt ist, fließt ein Anlaufstrom, der von der Temperaturspannung herrührt. Die Anlaufstromspitze deckt in Bild 66 gerade die Entladeverluste. Diese Möglichkeit, die Spitzenspannung

genau zu messen, hat bei den Schaltungen mit automatischer Vorspannung keine Bedeutung, weil nur für eine einzige bestimmte Spitzenspannung der Ladevorgang nach Bild 66 verläuft.

(60) Ohne Rechnung lassen sich die Betriebsverhältnisse im Richtkennlinienfeld übersehen (Bild 67). Es stellt den Diodenstrom in Abhängigkeit von der Vorspannung für verschiedene konstante Eingangswechselspannungen dar. Im Gebiet kleiner Ströme sind die Richtkennlinien, solange die Vorspannung etwa 0,2 V (Gitterstromereinsatz) höher ist als die Meßspannungsspitze, einfach parallel verschobene Diodenkennlinien, also Exponentialkurven. Der Diodenstrom erzeugt über den Widerstand R die Vorspannung, so daß der Schnittpunkt der Widerstandslinie $i = \frac{u}{R}$ mit dem Kennlinienfeld den Arbeitspunkt

bestimmt. Für jede Hochfrequenz-Wechselspannung kann man dann den Strom und die Vorspannung, die sich einstellt, entnehmen. Der Ruhestrom ergibt sich aus dem Schnitt der Widerstandslinie mit der Kurve $u_{\text{HF}} = 0$, die ja mit der Diodenkennlinie selbst identisch ist.

a) Eingangswiderstand bei Reihen- bzw. Parallelschaltung

(61) Der Eingangswirkwiderstand bei der C-Gleichrichtung ist während der Sperrzeit nur durch dielektrische Verluste bestimmt, während in der Ladezeit stoßweise ein Strom mit dem Spitzenwert

$$i_{sp} = 1,5 \frac{T}{t_L} i_0 = 2,2 \sqrt[3]{\frac{R}{R_i}} i_0 \quad (50)$$

den Eingangsklemmen entnommen wird, wenn der Strom i_0 im Instrument angezeigt wird. Bei $i_0 = 50 \mu\text{A}$ ist für $R = 1000 R_i$ der Spitzenstrom 1 mA.

Es ist deshalb nicht immer richtig, wenn man die gesamte Diodenschaltung hinsichtlich ihrer Belastung der Meßspannung durch einen konstanten Dämpfungswiderstand ersetzt. Man muß immer prüfen, ob der Generator den Spitzenstrom hergibt, ohne daß in diesem Augenblick die Meßspannung zusammenbricht. Während der Ladezeit liegt zwischen den Eingangsklemmen der Diodenwiderstand R_i mit nur etwa 1 k Ω . Bei der Messung am Schwingkreis oder an Widerständen mit parallel liegendem Kondensator ist es zulässig, mit einer mittleren Dämpfung der Diodenschaltung zu rechnen.

(62) Die Größe des mittleren Dämpfungswiderstandes kann aus der

mittleren Leistung leicht bestimmt werden. Während einer Periode T wird den Klemmen die Leistung

$$N = \frac{1}{T} \int_0^{t_L} u \cdot i \cdot dt \quad (51)$$

entnommen. Innerhalb der Ladezeit ist die Wechselspannung u nahezu U_{sp} . Damit wird

$$N = U_{sp} \frac{1}{T} \int_0^{t_L} i dt. \quad (51a)$$

Da der Mittelwert des Ladestroms dem mittleren Entladestrom U_0/R genau gleich ist, erhält man

$$N = U_{sp} \frac{U_0}{R} = \frac{U_{sp}^2}{R} (1 - p). \quad (52)$$

Der mittlere Dämpfungswiderstand R_p ist durch

$$N = \frac{U_{\text{eff}}^2}{R_p} = \frac{U_{sp}^2}{2R_p} \quad (53)$$

zu definieren. Also ist

$$R_p = \frac{R}{2} \frac{1}{1 - p}. \quad (54)$$

Die Reihenschaltung nach Bild 63a dämpft also etwas weniger als $R/2^*$.

Bei der Parallelschaltung nach Bild 63b kommt zu dem Leitwert $\frac{2}{R} \cdot (1 - p)$ noch der Hochfrequenzleitwert von R hinzu. Stimmt der Hochfrequenzwiderstand mit dem Gleichstromwert R überein, so ergibt sich etwa $3/R$ als Gesamtleitwert und als mittlerer Hochfrequenzwiderstand der Parallelschaltung

$$R_p \sim \frac{R}{3}. \quad (55)$$

Wegen der Größenordnung der Anlaufspannung von 0,5 V kann man mit einer linearen Spitzengleichrichtung erst bei Meßspannungen von einigen V an aufwärts rechnen.

Bei der A-Gleichrichtung ergab sich für die Diode (Wechselspannung unter 0,2 V) der Hochfrequenzwiderstand konstant zu $R_i = 1/S$

*) Diese Tatsache ist zunächst experimentell in der Diplomarbeit von *Tamm, T. H.* Berlin 1936, festgestellt worden.

mit S als Steilheit am Arbeitspunkt. Dies gilt während der Durchlaßzeit auch für die C-Gleichrichtung bei großen Spannungen. Die Dämpfungsverminderung entsprechend R_p bei der C-Gleichrichtung beruht also darauf, daß die Diodenstrecke nur in einem kleinen Bruchteil einer Periode arbeitet.

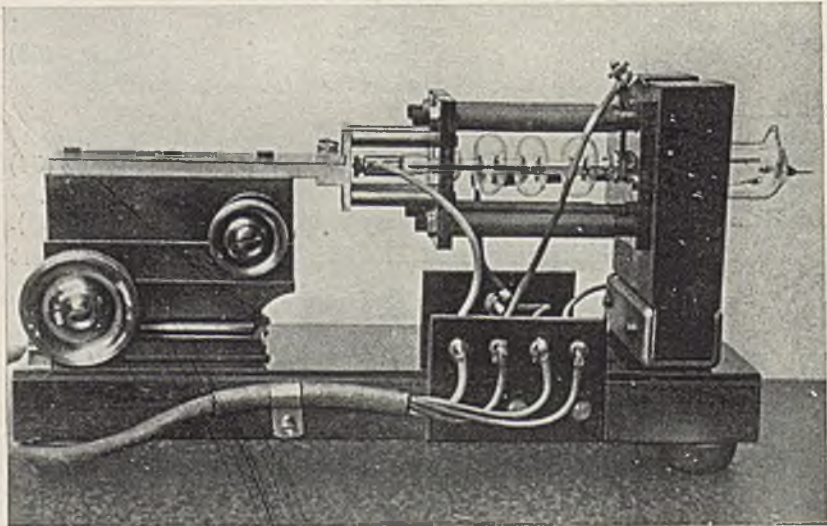
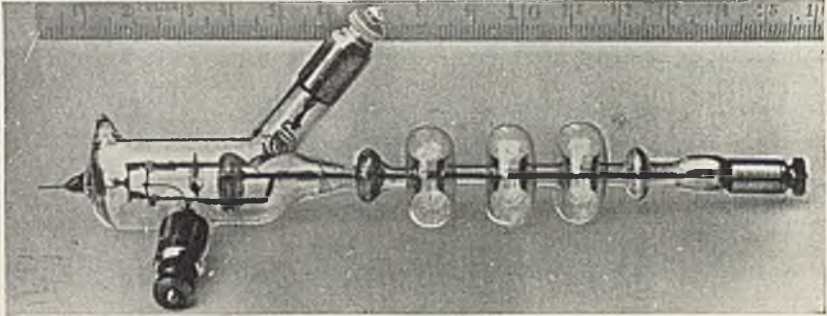


Abb. 68. Glasfederdiode nach v. Ardenne

β) Laufzeitfehler bei hohen Frequenzen

(63) Im Gebiet ultrakurzer Wellen können abgesehen von dem Einfluß der Zuleitung Fehler dadurch auftreten, daß die Laufzeit der Elektronen zwischen Kathode und Anode in die Größenordnung der Peri-

odendauer kommt, so daß die Elektronen abgebremst werden, bevor sie zur Anode herübergeflogen sind. *Megaw* [17] hat diesen von der Elektronenträgheit herrührenden Fehler unter der Annahme berechnet, daß ein Elektron mit der Anfangsgeschwindigkeit 0 startet. Nach *Megaw* ist der Fehler

$$p_1 = \frac{U_{sp} - U}{U_{sp}}, \quad (56)$$

um den die Spannung zu niedrig gemessen wird

$$p_1 = \frac{a(\text{cm}) \cdot 2 \cdot 10^3}{\lambda(\text{cm}) U_{sp}(\text{V})}. \quad (57)$$

Hierin ist a der Abstand Kathode—Anode. Er muß 5 Größenordnungen kleiner sein als die kleinste Betriebswelle, wenn p_1 nur einige Prozent ausmachen soll. Dioden mit einem Abstand von 0,35 mm (KB 2)

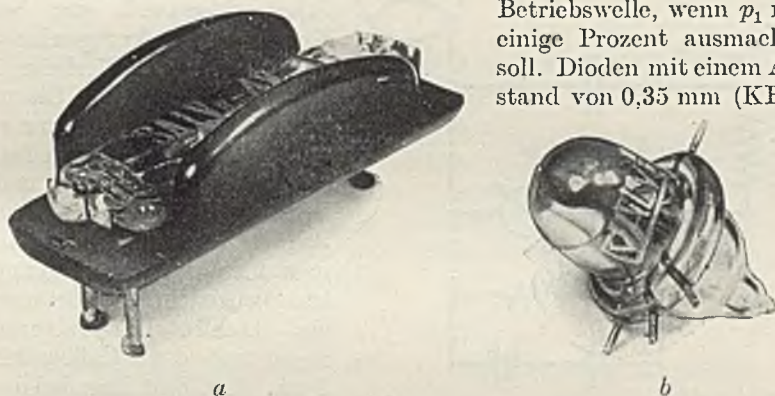


Abb. 69. Meßdioden mit kleinem Abstand zwischen Anode und Kathode
a SA 1 Telefunken b Philips-Meßdiode

würden danach schon bei Frequenzen von 10 MHz ($\lambda = 30$ m) Spannungen von einigen V nicht mehr voll zur Anzeige bringen.

Bei kleinen Spannungen sind die Voraussetzungen von *Megaw* nicht mehr erfüllt, weil die Elektronen mit Anfangsgeschwindigkeiten zwischen 0,1 und etwa 0,4 V starten. Dann ändert sich der Zahlenfaktor in der *Megaw* sehen Formel. Daß die Beziehung aber grundsätzlich richtig ist, zeigten auch Messungen von *Ardenne* [18] mit einer Glasfederdiode, bei der durch äußere Einspannung der Abstand zwischen Anode und Kathode innerhalb $1 \dots 20 \cdot 10^{-2}$ mm verändert werden konnte. Die Apparatur ist in Bild 68 zu erkennen.

Die experimentell ermittelten Fehler waren halb so groß wie man sie nach der Beziehung (57) errechnet. Als Meßdioden mit kleinem

Abstand sind die Diode SA 1 (Telefunken) und die Philips-Meßdiode sehr geeignet (s. Bild 69a und b). Die Philips-Meßdiode zeichnet sich besonders durch dicke, kurze Zuleitungen aus.

γ) Kompensierte Dioden

(64) Die stoßweise Belastung der Diode mit automatischer Vorspannung entfällt, wenn die Gegenspannung durch eine äußere Gleichspannung aufgebracht wird. Bild 70 stellt die übliche Anordnung der

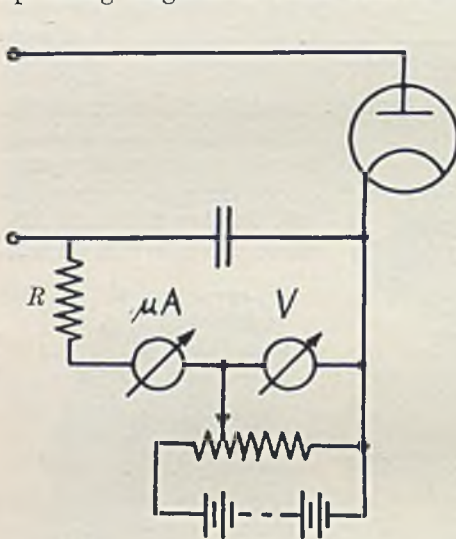


Abb. 70. C-Gleichrichtung mit Kompensationsspannung

z. B. $0,1 \mu\text{A}$ eingestellt wird. Dann nimmt man die Gegenspannung größer und gibt die Wechselfspannung an die Klemmen, reguliert nun U_o , bis wieder $0,1 \mu\text{A}$ abzulesen ist. Der eingestellte Spannungsunterschied entspricht dann genau der Spitzenspannung U_{sp} .

Der große Vorteil der Kompensationsschaltung besteht in der Verringerung der Stoßbelastung, da jetzt als Spitzenstrom lediglich der Anlaufstrom i_o fließt. Der mittlere Dämpfungswiderstand ist

$$R_x = \frac{U_{sp}}{2 i_o}, \quad (58)$$

also aus der Ablesung der beiden Instrumente leicht zu bestimmen.

Wegen des sehr geringen Stromes von $i_o = 0,1 \mu\text{A}$ ist nun die Anordnung sehr hochohmig.

Frequenzfehler durch Laufzeiteffekte sind bei der kompensierten Diode bei höheren Frequenzen als der Diode mit automatischer Vorspannung zu erwarten. Sie können durch frequenzabhängige Eichkurven ausgeglichen werden.

Den Vorzügen der kompensierten Diode steht der Nachteil gegenüber, daß sie eine Bedienung erfordert, während Dioden mit automatischer Vorspannung eine unmittelbare Anzeige geben.

Die Schaltung nach Bild 70 setzt voraus, daß ein Gleichstromweg zwischen den Anschlußklemmen besteht. Soll aber die Spannung an einem Kondensator gemessen werden, so ist über die Eingangsklemmen ein Hochohmwiderstand zu legen. Man kann auch entsprechend Bild 63b die Kompensationsspannung in Parallelschaltung über einen Widerstand zuführen.

b) Konstruktive Ausführung von Röhrenvoltmetern mit Diodengleichrichtung in C-Betrieb

(65) Bei den praktisch hergestellten Röhrenvoltmetern mit Diodengleichrichtung wird meist die Grundschaltung Bild 63b verwendet. Die verschiedenen Spannungsmesser unterscheiden sich in der Art, wie der Anlaufstrom unschädlich gemacht wird. Bei kurzen Wellen besonders vorteilhaft sind Geräte, welche die Meßdiode in einem gut beweglichen Tastkörper enthalten.

a) Spannungsmesser für 0.2 . . . 140 V (30 Hz . . . 50 MHz)

Ein neuzeitlicher Spitzenspannungsmesser von S. & H. für Spannungsbereiche zwischen 2 und 140 V_{eff} enthält eine netzgeheizte Duodiode AB 2 (Bild 71). Der Kondensator C_1 lädt sich über System D_2 annähernd auf den Spitzenwert der angelegten Wechselspannung auf (58). Der Spannung an C_1 ist der Gleichstrom über V proportional. Den Meßbereich wählt man mit dem Abgriff an R_2 . Da der Anlaufstrom von der Heizwechselspannung abhängt, ist es bei den niedrigen Meßbereichen notwendig, ihn zu kompensieren. Dazu dient das zweite Diodensystem D_1 mit den Widerständen R_3 , R_4 und R_5 . Diese Widerstände sind so bemessen, daß der Anlaufstrom über D_2 und R_2 nur über R_4 und der Anlaufstrom über D_1 , R_3 , S_3 nur über R_5 fließt. An R_4 und R_5 entstehen dann gleiche Spannungen, so daß V den Anlaufstrom nicht anzeigt. Beim Röhrenwechsel muß man im 2 V-Bereich die Kompensation durch Verändern der kleinen Zusatzspannung an S_3 durchführen.

Die Meßunsicherheit wird innerhalb des Frequenzbereichs 100 Hz... 20 MHz mit $\pm 3\%$ angegeben. Die Eingangskapazität beträgt 10 pF,

der Eingangswirkwiderstand bei Frequenzen unterhalb 100 kHz etwa 10 k Ω beim 2 V-Bereich und etwa 1 M Ω für den 140 V-Bereich.



β) Spannungsmesser für 0,5 ... 150 V (50 Hz ... 200 MHz)

Ebenfalls in neuerer Zeit ist ein Tastvoltmeter von S. & H. mit Batterieheizung (Bild 72) entwickelt worden, das in dem handlichen Tastkörper eine SA 1 enthält. Die Eingangskapazität beträgt wenige pF. Das Gerät ist umschaltbar für 5/15/25/50/150 V und von 50 Hz bis 200 MHz ($\lambda = 1,5$ m) verwendbar. Der Einfluß des Anlaufstroms ist beseitigt, da R_1 und R_4 so bemessen sind, daß der Spannungsabfall des Anlaufstroms an R_1 der Spannung an R_2 , R_3 entgegengesetzt gleich wird.

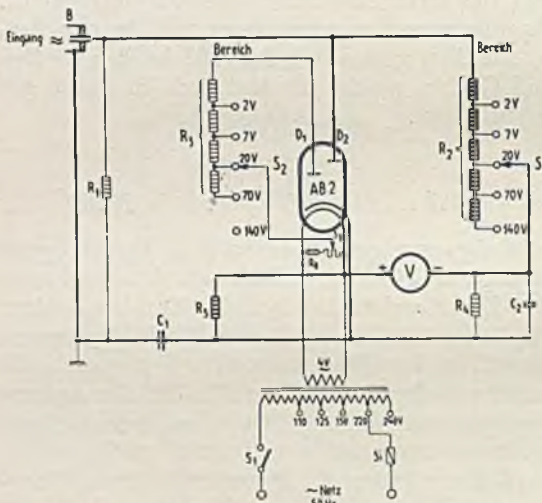


Abb. 71. Spitzenspannungsmesser von S. & H.

γ) Spannungsmesser für 0,5 ... 200 V (300 Hz ... 20 MHz)

Jedes Audion ist mit seiner Gitter-Kathodenstrecke eine Diode, die bei Spannungen über 1 V als C-Gleichrichter arbeitet. Die automatisch sich einstellende Vorspannung steuert nun bei wachsender Wechselspannung

nung den Anodenstrom herab. Sobald aber der Strom in die Anfangskrümmung der Anodenstromkurvenlinie gerät, hört der lineare Charakter der Audionkurve auf.

Diesen Nachteil vermeidet das Röhrenvoltmeter von Kautler [19] durch Trennung der beiden Funktionen Gleichrichtung und Verstärkung, die beim Audion verkoppelt sind. Als Röhre wird die Verbundröhre ABC1 verwendet, deren Diodensystem zur Gleichrichtung dient, während die Richtspannung nach Spannungsteilung das Triodensystem aussteuert. Die Schaltung zeigt Bild 73. Am Widerstand R im Meßkörper und den Widerständen W entsteht die Richtspannung. Die Spannung an den Widerständen W dient als Gitterspannung des Triodensystems. Wird die Spannung an W größer als der lineare Aussteuerbereich, so wird mit dem Umschalter S eine Spannungsteilung vorgenommen. So ergeben sich drei Meßbereiche bis 6/60/200V.

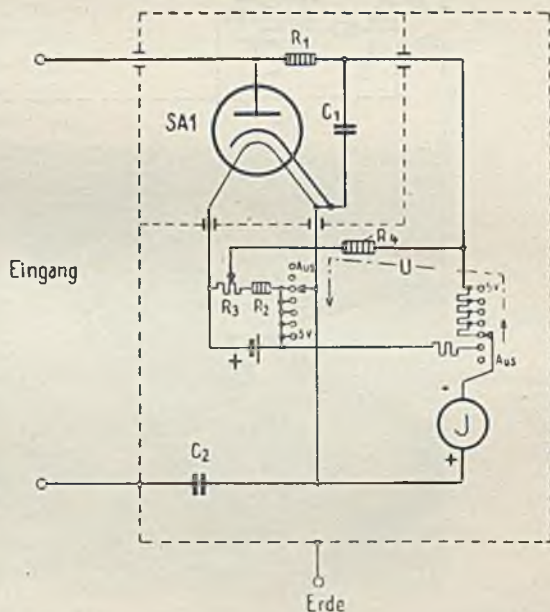
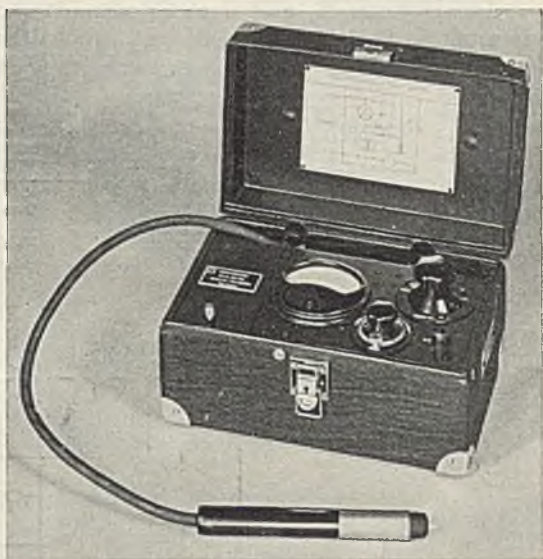


Abb. 72. Tastvoltmeter von S. & H.

Die Batterie B_1 gibt dem Triodengitter eine Grundvorspannung, damit kein Gitterstrom fließt. B_2 drückt den Diodenruhestrom herunter, der bei der Meßbereichumschaltung stört.

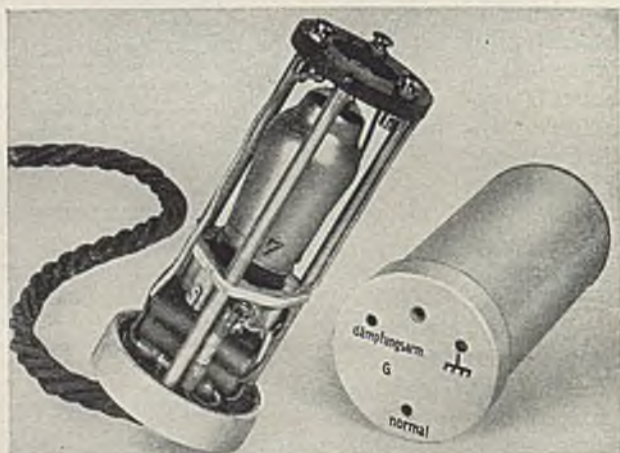
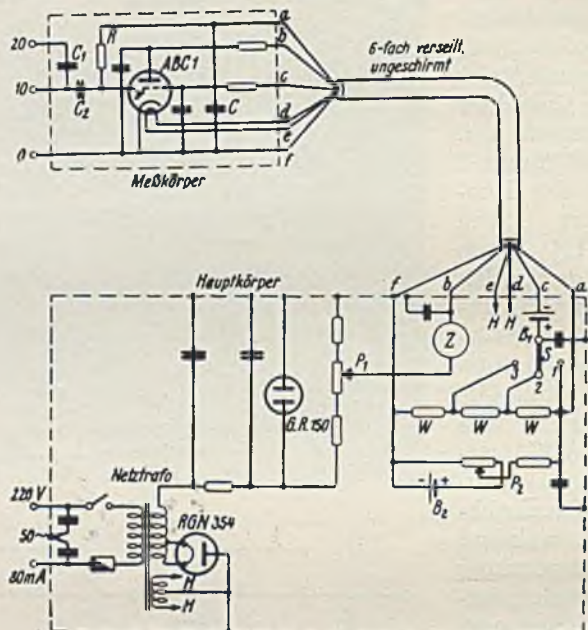


Abb. 73. Schaltung und Tastkörper eines Röhrevoltmeters mit C-Gleichrichtung und anschließender Verstärkung.

Das Gerät hat gegenüber einem normalen Diodenvoltmeter den Vorteil, daß kein Mikroampere-meter, sondern ein Instrument zu 5 mA verwendet wird. Man kann also auch das Röhrenvoltmeter zu Registrierzwecken heranziehen. Der Anodenstrom sinkt bei steigender Meßspannung, geht also bei Überlastung einfach auf Null. Für die Ablesung ist das gegenläufige Verhalten des Anodenstroms durch eine Ausführung des Instrumentes mit rechtsliegendem Nullpunkt ausgeglichen.

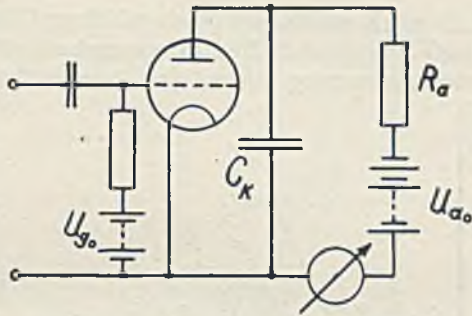


Abb. 74. Schaltung des Anodengleichrichters (Richtverstärker) C-Gleichrichtung im Anodenkreis

c) C-Gleichrichtung mit Trioden

Genau wie bei der A- und B-Gleichrichtung bringt die Gleichrichtung längs der Anodenstromkennlinie den Vorteil verminderter Dämpfung. Der Anodenstrom bzw. die Richtspannung müssen auf den Gitterkreis rückwirken, um den Arbeitspunkt mit wachsender Wechselspannung ins Negative zu verschieben.

a) Anodengleichrichter oder Richtverstärker

(66) Eine geeignete Schaltung zeigt Bild 74. Es ist der bekannte Anodengleichrichter oder Richtverstärker. Die Gittervorspannung ist $D \cdot U_{a0}$. Hochfrequenzmäßig ist der Anodenkreis durch C_k kurzgeschlossen. Bei Anschluß der Wechselspannung fließt ein durch die Gleichrichtung erzeugter Gleichstrom Δi_a durch R_a . Der Spannungsabfall $\Delta U_a = R_a \cdot \Delta i_a$ verschiebt die Kenn-

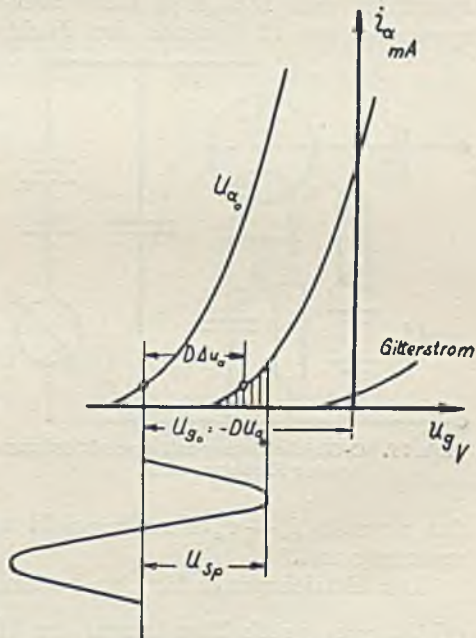


Abb. 75. Arbeitsweise des Anodengleichrichters nach Abb. 74

linie nach rechts entsprechend einer Gittervorspannung von $D \cdot \Delta u_a$. Der Vorgang ist in Bild 75 veranschaulicht. Nur die Spitze der Gitterwechselspannung steuert den Anodenstrom aus. Je höher U_{sp} wird,

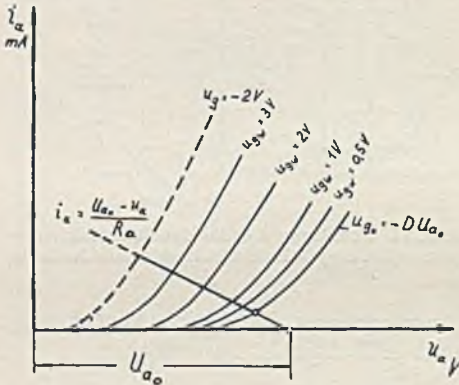


Abb. 76. Richtkennlinienfeld des Anodengleichrichters nach Abb. 74

um so mehr verschiebt sich die Kennlinie nach rechts. Wegen des Kondensators C_k , der für die Hochfrequenz einen Kurzschluß darstellt, sind die Kennlinien keine Arbeitskennlinien, sondern statische Kurzschlußkennlinien. Die Verschiebung der Kennlinie hat offenbar ihre Grenze, wenn $U_{a0} - \Delta u_a = 0$ wird. U_{sp} darf also nie höher als $D \cdot U_{a0}$ werden. Praktisch muß sogar U_{sp} um etwa 2 V kleiner sein, um keinen Gitterstrom auszu-

steuern. Bei 200 V Anodenspannung und $D = 10\%$ kann also nur eine effektive Wechselspannung von 13 V durch den Richtverstärker ohne Gitterstrom-

einsatz verarbeitet werden.

Die Betriebsweise der

Richtverstärker läßt sich

aus dem Richtkenn-

linienfeld gut erkennen. In

Bild 76 ist der von der Wech-

selspannung angesteuerte

Gleichstrom i_a in Abhängig-

keit von der Anodengleich-

spannung u_a aufgetragen.

Dabei ist die Gittergleich-

spannung mit $U_{g0} = -D \cdot U_{a0}$

fest eingestellt. Parameter

ist die Wechselspannung.

Das Richtkennlinienfeld

sieht also so ähnlich wie

das normale $i_a - u_a$ -Kenn-

linienfeld aus. Nur ist die

Gittergleichspannung fest.

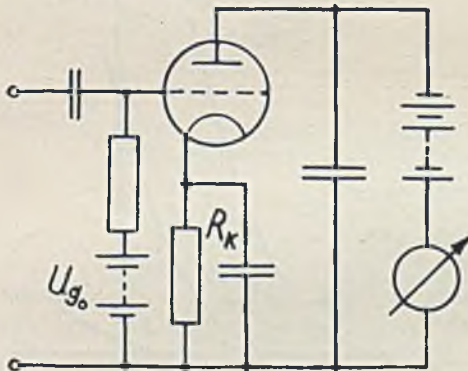


Abb. 77. C-Gleichrichtung mit Gegenkopplung der Richtspannung

Den Betriebspunkt für eine bestimmte Eingangswchselspannung erhält man durch Einzeichnen der Widerstandslinie $i_a = \frac{U_{a0} - u_a}{R_a}$, die den Spannungsabfall an R_a kennzeichnet.

Im Richtkennlinienfeld kann man leicht graphisch den Wert von R_a ermitteln, der für eine lineare Gleichrichtung notwendig ist.

β) Schaltung mit Gegenkopplung

(67) Günstiger arbeitet die Schaltung mit Gegenkopplung der Richtspannung nach Bild 77. Die Gitterbatterie U_{g0} soll wieder die negative Vorspannung $-D \cdot U_{a0}$ liefern, so daß praktisch kein Ruhestrom fließt. Die Eingangswchelspannung steuert den Anodenstrom, dessen Mittelwert an R_k eine Richtspannung U_k erzeugt, die unmittelbar eine zusätzliche Gittervorspannung bedeutet. Der Arbeitspunkt rutscht in Bild 78 um u_k nach links, die Kennlinie um $D \cdot u_k$ nach rechts.

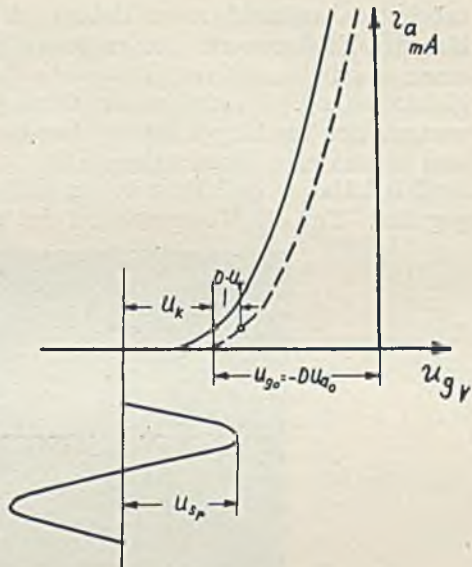


Abb. 78. Arbeitsweise der Schaltung
Abb. 77

Das entsprechende Richtkennlinienfeld zeigt Bild 79. Die Grenze für die Verschiebung der Richtkennlinien liegt hier viel höher als beim Richtverstärker. Sie ist dann erreicht, wenn $u_k = U_{a0}$ geworden ist. Also muß auch die Spitzenspannung U_{sp} kleiner als die Anodengleichspannung U_{a0} bleiben. Das ist eine im Verhältnis zum Richtverstärker weite Grenze. Diese Schaltung vereinigt also die Vorzüge der guten Linearität und des großen Aussteuerbereichs der Diodengleichrichtung mit der Dämpfungsfreiheit des Richtverstärkers.

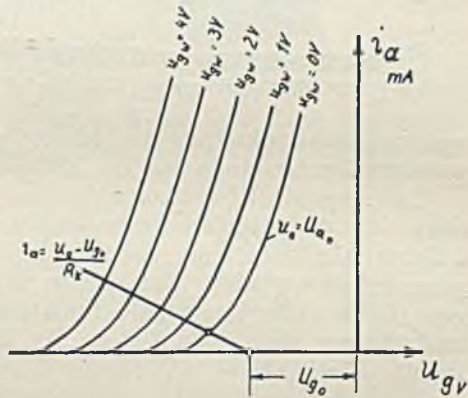


Abb. 79. Richtkennlinienfeld der Schaltung
Abb. 77

d) Röhrenvoltmeter mit gemischter Gleichrichtung

Bild 80 zeigt ein Gerät, das als normales Audion mit kompensiertem Anodenruhestrom geschaltet ist. Es hat die Meßbereiche 0,2/1/4 V,

arbeitet daher im kleinsten Meßbereich als *A*-Gleichrichter und mißt hier den Effektivwert. Bei größeren Spannungen kommt man nach einem engen Bereich der *B*-Gleichrichtung ins *C*-Gebiet der Spitzen-gleichrichtung. Geeicht ist das Gerät jedoch durchweg in Effektivwerten. Der Tastkörper enthält eine Knopftriode *SD1A* (Telefunken) und besitzt eine Eingangskapazität von 5 pF. Als Frequenzbereich wird 10 kHz . . . 300 MHz bei einer Meßunsicherheit von $\pm 2\%$ angegeben. Um die Kompensation des Anodenruhestroms von Netz-



Abb. 80. Tastvoltmeter (PTE) für 0,2 14 V (10 kHz . . . 300 MHz)

spannungsschwankungen unabhängig zu machen, sind zwei Eisenwasserstoffwiderstände und ein Stabilisator im Netzgerät vorgesehen.

Das Kapitel „Röhrevoltmeter“ ist etwas genauer analysiert worden, weil die einzelnen Schaltungen erfahrungsgemäß wegen der äußeren Ähnlichkeit der Schaltbilder in ihrer Wirkungsweise nicht genau erkannt werden. Man sieht auch, daß die üblichen Bezeichnungen „Gitter- bzw. Anodengleichrichtung“ recht undefinierte Begriffe sind, die erst durch den Zusatz „*A*-, *B*- oder *C*-Gleichrichter“ einen Inhalt bekommen.

IV. Spannungsmessung mit der Braunschen Röhre

(68) Die Ablenkung des Elektronenstrahls im elektrischen Feld der Ablenkplatten ist zur Spannungsmessung einwandfrei bis zu den Frequenzen geeignet, bei welchen sich die Spannung während der Verweilzeit der Elektronen im Ablenkkondensator noch nicht merklich

ändert. Bei höheren Frequenzen nimmt der Ausschlag, der zu einer bestimmten Wechselspannung gehört, ständig ab. Der Ausschlag verschwindet praktisch,

wenn eine oder mehrere volle Perioden der Wechselspannung während der Verweilzeit ablaufen. Die von Hollmann [20] errechnete Kurve zeigt Bild 81. Für Spannungsmessungen ist nur das Gebiet geringer Abweichung von der statischen Empfindlichkeit wichtig.

Man kann in diesem Gebiet den Fehler p durch die Abhängigkeit*)

$$p(\%) = \frac{1000}{U_a(\text{kV})} \left(\frac{2\pi l}{\lambda} \right)^2 \quad (59)$$

darstellen. Hierin ist

U_a = Anodenspannung (Voltgeschwindigkeit der Elektronen).

l = Plattenlänge in Laufrichtung.

λ = Betriebswellenlänge.

Für $U_a = 1$ kV beträgt der Fehler bei $\lambda = 100 l$ bereits 4%. Dieser Fehler ist jedoch unbedeutend gegenüber dem üblichen Zuleitungsfehler, weil bei den meisten Röhren die Leitungen zwischen Sockel und Platten eine beträchtliche Länge haben. Bei fertigen Geräten kommt noch die Verbindung zwischen Anschlußbuchsen und Sockel hinzu. Eine Spannung, die am Sockel der Braunschen Röhre zugeführt wird, wird um

$$p(\%) = 100 \left(\frac{2\pi l_1}{\lambda} \right)^2 \cdot \left(0,5 + \frac{C_p}{C} \right) \quad (60)$$

zu hoch gemessen. C_p ist die Kapazität zwischen den Platten, C die Kapazität der Doppelleitung mit der Länge l_1 zwischen Platten und Sockelanschluß.

Es eignen sich also zur Spannungsmessung bei ultrakurzen Wellen nur Röhren, bei denen die Leitung zu den Ablenkplatten unmittelbar

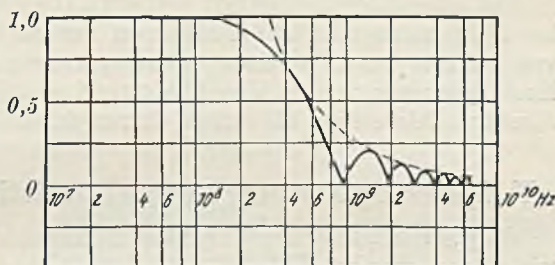


Abb. 81. Frequenzabhängigkeit der Strahlablenkung einer Braunschen Röhre

Anodenspannung $U_a = 1$ kV Plattenlänge $l = 2$ cm

*) Berechnet aus der Gleichung $p = 1 - \frac{\sin \frac{\omega l}{2v}}{\frac{\omega l}{2v}}$ mit der Elektronengeschwindigkeit v (km/s) $= 0,6 \cdot 10^8 \sqrt{U_a(\text{V})}$.

seitlich durch den Glaskolben durchgeführt sind. Bei einigen Röhren hat C_p den günstigen Wert von nur 1,5 pF.

Die Ablenkempfindlichkeit von etwa 0,5 mm/V bedingt den meßbaren Spannungsbereich. Bei einem nutzbaren Schirmdurchmesser von 140 mm ist die höchste Spitzenspannung 140 V ($U_{\text{eff}} = 100$ V). Eine Spannung von 10 V (Ablenkung von 14 mm) wird wegen der Strahlenschärfe etwa die untere Grenze darstellen.

V. Spannungsmessung mit elektrostatischen Voltmetern

(69) Die in letzter Zeit besonders für Hochfrequenzmessungen entwickelten statischen Voltmeter zeichnen sich durch hohen Eingangswirkwiderstand aus. Sie benötigen keine Hilfsspannungen, abgesehen von der Skalenbeleuchtung bei Lichtzeigergeräten. Nachteilig ist bei einigen Geräten die lange Einstellzeit und die Erschütterungsempfindlichkeit. Ferner stört die Kapazitätsänderung bei verschiedenem Ausschlag immer, wenn bei der Aufnahme der Resonanzkurve von Schwingkreisen die zur Verstimmung notwendige Kapazitätsänderung des Abstimmkondensators nicht erheblich überwiegt. Eigenkapazität und längere Zuleitungen zum System im Gehäuseinnern begrenzen den Frequenzbereich, während das Meßprinzip an sich, die Ablenkung im elektrischen Feld, frequenzunabhängig ist.

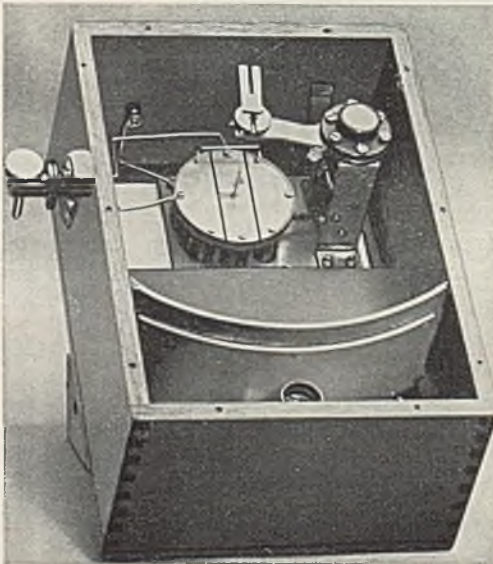


Abb. 82. Statisches Voltmeter mit isolierter Nadel nach Bestmeyer

1. Spannungsmesser bis 20 V

(70) Eine für Hochfrequenz vorgeschlagene Konstruktion (Bild 82) von *Bestmeyer* [21] sieht eine isolierte, am Quarzfaden aufgehängte Nadel vor, die bei steigender Spannung vom Mittelteil zur Seite herübergezogen wird. Die Nadel läßt sich auf die halbe Spannung auf. Am Quarzfaden ist

ein Spiegel zur Ablenkung der Lichtmarke befestigt. Nachteilig ist das sehr geringe Drehmoment. Ferner ist das Instrument bei Gleich-

spannung nicht brauchbar, weil die Spannungsverteilung dann nicht von den Kapazitäten, sondern den Isolationswiderständen bestimmt wird.

Bild 83 zeigt eine andere handelsübliche Ausführung (Type Stt von H. & B.) für Spannungen zwischen 2 und 20 V. Hier ist die Nadel mit einem Plattenpaar verbunden. Beide führen die gleiche Spannung gegen das andere Plattenpaar. Die Kapazität beträgt etwa 13 pF. Das Instrument besitzt Calanisation gegen die Grundplatte. Ebenso sind die Anschlußbuchsen in Calan-Scheiben eingelassen. Die Beruhigungszeit ist etwa 15 s. Wegen der Leitungen im Innern ist das Instrument in seiner jetzigen Ausführung nur bis 10^7 Hz ($\lambda = 30$ m) mit einem Fehler bis 3% brauchbar. Oberhalb dieser Frequenz kann man bei festgehaltener Spannung an den Klemmen die in (31) besprochene Zuleitungsresonanz an einer stark ausgeprägten Spannungserhöhung erkennen. — Da die Erdkapazität der Meßplattenpaare praktisch gleich ist, eignet sich das Gerät für symmetrische und unsymmetrische Messungen. Der Eingangswirkwiderstand ist bedingt durch den Ohmschen Widerstand des sehr dünnen Aufhängebandes.

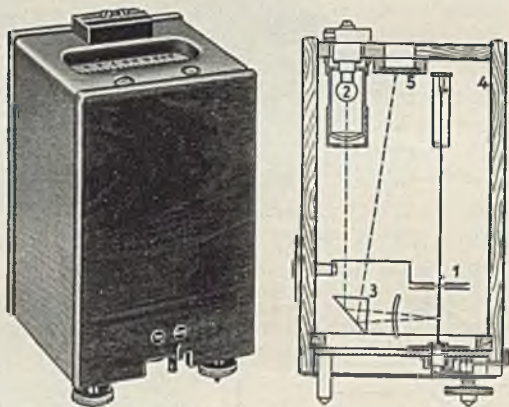


Abb. 83. Ansicht und Schnitt eines statischen Voltmeters für 2... 20 V

2. Spannungsmesser bis 300 V

(71) Eine etwas andere Schaltung hat das Voltmeter Skt von H. & B. für Spannungen von 10...160 V (Bild 84). Die Nadel ist mit dem Aluminiumgehäuse verbunden. Die isolierte Buchse führt zu den Platten. Das Instrument läßt sich daher unmittelbar nur zur Messung unsymmetrischer Spannungen verwenden. Die Kapazität ist 8...10 pF, die Einstellzeit 15 s.

In letzter Zeit ist von der Fa. R. Schroeder, Aachen, ein Voltmeter für 30...300 V für Hochfrequenzmessungen gebaut worden, dessen Prinzip Bild 85 zeigt. Hinter einem schmalen Schlitz 3 der einen Meßplatte ist eine Fahne 5 an einem Spannband 4 drehbar aufgehängt. Bei wachsender Spannung wird die Fahne in die Öffnung hineingezogen.

Die Drehung wird durch Spiegel und Lichtzeiger übertragen. Durch die Spannbandkonstruktion und gute Luftdämpfung 7 ist die Ein-

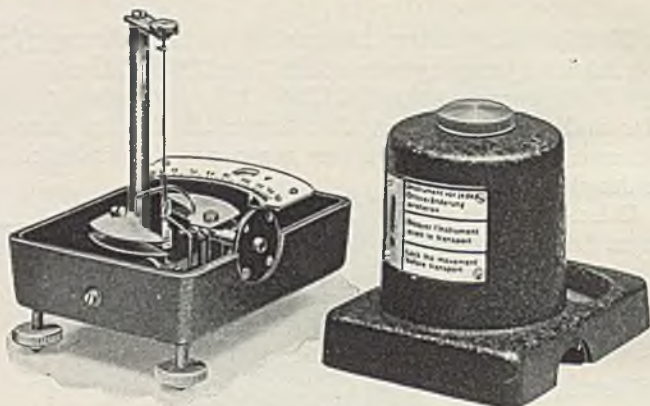


Abb. 84. Statisches Voltmeter für 20 ... 160 V

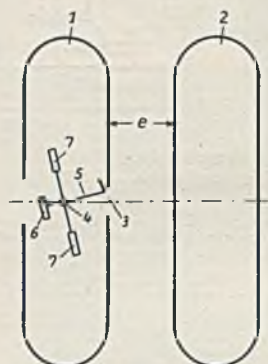


Abb. 85. Prinzip der Voltmeter von Starke-Schroeder

1 2 Meßplatten

stellzeit auf 2 s herabgedrückt. Isolationsmaterial für Aufbau und Durchführung ist Calit (Bild 86). Es können symmetrische und un-

symmetrische Spannungen gemessen werden. In beiden Fällen beträgt die Klemmenkapazität etwa 5 pF. Das Instrument verträgt leichte Stöße, jedoch hängt die Nulleinstellung stark von der Lage ab.

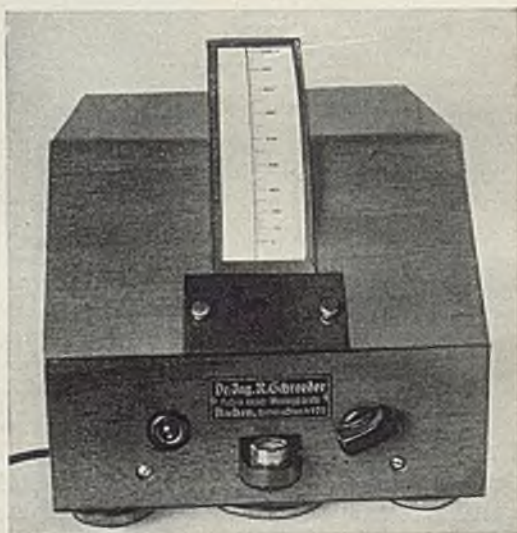


Abb. 86. Ansicht des statischen Voltmeters für 300 V. Calitdurchführung an der Rückwand

3. Spannungsmesser für Spannungen über 300 V

(72) Bei der Messung von Spannungen in größeren Sendestufen hat sich für Eichzwecke die Konstruktion von Starke und Schroeder*) bewährt. Die Voltmeter werden bis zu Spannungen von 500 kV ohne Spannungsteilung nach dem gleichen Meßprinzip wie das erwähnte Gerät hergestellt. Ein Vorzug der Geräte besteht in der Möglichkeit, durch Veränderung des Abstandes einer Meßplatte auf einer Schlittenführung einen großen Meßbereich zu beherrschen. Es gilt dabei für alle Meßbereiche, abgesehen von einem konstanten Faktor, die gleiche Eichkurve, so daß es genügt, das Gerät im niedrigsten Spannungsbereich absolut zu eichen. An einer einfachen Drehskala (Vierkantstab) werden bei entsprechendem Plattenabstand z. B. die Meßbereiche 1 ... 5, 2 ... 10, 4 ... 20, 5 ... 25 kV abgelesen.

Im System begründete Frequenzfehler können bei diesen Voltmetern einsetzen, wenn sich bei hohen Frequenzen durch den Spannungsabfall des Ladestroms an Systemteilen zwischen Fahne und Platte eine Spannung ausbildet. Dann suchen die Feldlinien die Fahne zurückzuziehen, so daß eine Minusanzeige entsteht. Selbst wenn diese Spannung im Vergleich zur Meßspannung gering ist, muß man bedenken, daß ja die Kapazität zwischen Fahne und umgebender Platte ganz erheblich die Kapazität zwischen Fahne und gegenüberstehender Meßplatte überwiegt.

Bei der Berechnung von Zuleitungsfehlern durch äußere Anschlußleitungen ist die Betriebskapazität (einschließlich der Erdkapazitäten) maßgebend.

VI. Spannungsmessung mit Thermovoltmeter

(73) Im Anschluß an Meßsender, die eine definierte kleine Wechselspannung abgeben sollen, ist die Spannungsmessung mit Thermoelement sehr gebräuchlich. Um einen möglichst kleinen Leistungsverbrauch zu erhalten, werden Vakuumelemente für etwa 10 mA Stromverbrauch verwendet. Für die einwandfreie Messung bei Ultrakurzwellen muß der Widerstand des Heizers eine Größe haben, die sich aus der Überlegung ergibt, daß der induktive Widerstand zwischen den Klemmen gegen den Ohmschen zu vernachlässigen ist. Sonst kann die Spannung nicht aus $U = I \cdot R$ ermittelt werden. Selbstverständlich darf der Heizer selbst keinen Hauteffekt haben. Eine Gesamtlänge der Verbindung zwischen den Meßpunkten von 4 cm bedeutet eine Induktivität von etwa $20 \cdot 10^{-9}$ H, also bei $f = 10^8$ Hz ($\lambda = 3$ m) einen Blindwiderstand von 12Ω . Es ist also bei dieser

*) Den freundlichen Hinweis auf die Schroederschen Voltmeter verdanke ich Herrn *Kummerer* im Telefunken-Sendelaboratorium.

Frequenz notwendig, daß der Heizer etwa 100Ω hat, damit die induktive Komponente nicht stört. Diese Größenordnung haben nun glücklicherweise gerade die Heizer für etwa $5 \dots 10 \text{ mA}$ (5).

Eine Kapazität C_p , die nach Bild 87 lediglich zu den Anschlußpunkten parallel liegt, stört die Spannungsmessung nicht. Auch wenn die Parallelkapazität z. B. 50 pF betragen würde, wird die Spannung U zwischen den Klemmen trotzdem richtig gemessen. Dagegen sind alle verteilten Kapazitäten zwischen Heizer und Umgebung bei hohen

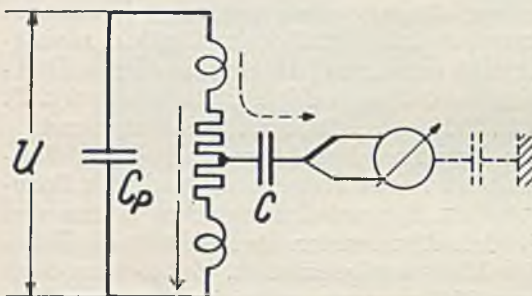


Abb. 87. Ersatzbild eines indirekt geheizten Thermoelements zur Messung kleiner Spannungen

Frequenzen kritisch, wenn ihr Blindwiderstand nicht wesentlich höher als der Heizerwiderstand ist. Es stört auch nach Bild 87 die Kapazität C zwischen Heizer und Element bei indirekt geheizten Thermoelementen. Eine Kapazität von 1 pF hat bei 10^8 Hz ($\lambda = 3 \text{ m}$) einen Blindwiderstand von 1600Ω . Das ist bei

einem 100Ω -Heizer ausreichend hoch, um noch praktisch keinen Fehler zu verursachen.

Thermoelemente, bei denen die Wärme zu den Thermoschenkeln durch eine winzige Glasperle übertragen wird, genügen also den Anforderungen im Ultrakurzwellenbereich. Mit derartigen Thermoelementen zu etwa 10 mA lassen sich Spannungen zwischen $0,2$ und 1 V bei einem Verbrauch von 10 mW messen. Ein Thermoelement zu 10 mA ist z. B. in dem bekannten Empfängerprüfgenerator von S. & H. zur Kontrolle der Eingangsspannung vor dem Spannungsteiler verwendet.

Eine Erweiterung des Meßbereichs nach oben ist auch bei hohen Frequenzen durch Vorschalten von Hochfrequenzkohlewiderständen (Näh. s. Abschn. 146) wie z. B. Karbowidwiderständen von S. & H. möglich. Die Kappenkapazität beträgt etwa $0,5 \text{ pF}$. Für Messungen im Ultrakurzwellengebiet wählt man, wie oben begründet, zweckmäßig einen Widerstandswert von 100Ω . Ein Vakuumelement von 100 mA gestattet dann eine Spannung von 10 V an der Reihenschaltung Widerstand-Thermoelement abzugreifen. Die zweckmäßige Anordnung für die Messung unsymmetrischer und symmetrischer Spannungen zeigt Bild 88a, b. Die bifilare Führung mit möglichst kurzen dicken Zuleitungen vermindert den induktiven Widerstand. Eine Abschirmung wie bei dem Weston-Thermovoltmeter Mod. 492 [22] würde nur die Teilkapazitäten unnötig erhöhen.

(74) Der Eigenverbrauch von Thermoumformer mit Vorwiderstand ist verhältnismäßig hoch. Es erscheint daher zweckmäßig, die Meßspannung zunächst einer Verstärkerröhre zuzuführen. Bild 89 zeigt die Anordnung eines Spannungsmessers von S. & H., bei welchem der Thermoumformer an die Sekundärseite des im Anodenkreis liegenden Übertragers \dot{U}_1 angeschlossen ist. Der Frequenzbereich des Übertragers \dot{U}_1 ist 0,1 . . . 20 MHz. Dieses Gerät ersetzt also oberhalb von 100 kHz das früher übliche Röhrenvoltmeter mit dem Bereich 0,3 . . . 2 V (45). Durch Spannungsteilung sind die Bereiche 1/3/10/30 V gewonnen. Um die Verstärkung der Knopfriode $SD 1 A$ auf den Sollwert einzuregeln,

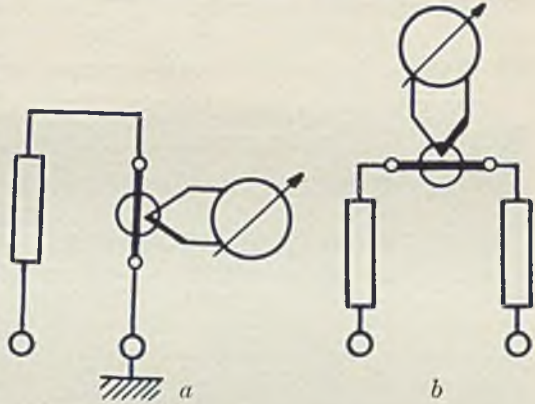


Abb. 88. Spannungsmessung mit Thermoumformer und Vorwiderstand
a Messung unsymmetrisch
b symmetrische Messung

wird der Widerstand S_3 verändert, während an die Klemmen „Eichspannung“ eine Niederfrequenzspannung von 1,0 V angeschaltet ist. Die Übertragung zum Thermoelement Th geschieht über \dot{U}_2 . Da die Verstärkung der $SD 1 A$ von der Höhe der Netzspannung abhängt, ist noch eine Stellung „Prüfen“ vorgesehen, bei der über S_3 eine der Netzspannung proportionale Prüfspannung abgegriffen wird. Diese Spannung ruft an J den richtigen Ausschlag hervor, sobald die Netzspannung den Sollwert hat. — Ein Durchbrennen des Thermoumformers bei Überlastung wird durch die Strombegrenzung vermieden. Erst bei 15facher Überlastung des Spannungsmessers ist das Thermoelement gefährdet.

VII. Erweiterung des Meßbereiches durch Verstärker und Spannungsteiler

(75) Die bisher besprochenen Spannungsmesser versagen bei Spannungen unter etwa 0,1 V. Bei geringeren Werten bestehen zwei Möglichkeiten:

- a) Verstärkung der Meßspannung mit einem geeichten Verstärker und Anzeige durch Spannungsmesser.

- b) Vergleich der Meßgröße mit einer bekannten, kleinen Spannung, die durch definierte Spannungsteilung gewonnen ist. Hierbei ist nur ein Anzeigeverstärker mit beliebigem, unbekanntem Verstärkungsgrad notwendig.

1. Messung kleiner Wechselspannungen mit geeichtem Verstärker

(76) Eine aperiodische Verstärkung bis zu hohen Frequenzen ist mit Hilfe des Überlagerungsverfahrens möglich. Bild 90 zeigt Ansicht

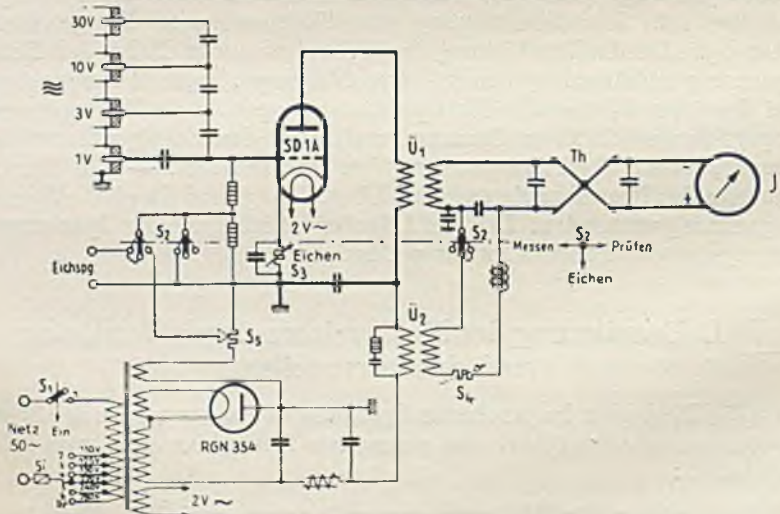
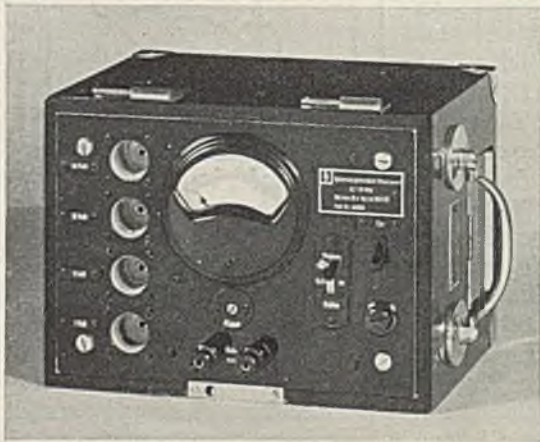


Abb. 89. Spannungsmesser mit Thermoumformer, Übertrager und Vorröhre für die Meßbereiche 1 3 10 30 V

und Schaltung eines Verstärkers von S. u. H. mit dem Frequenzbereich 20 kHz ... 20 MHz. Der Verstärkungsgrad ist maximal 11,5 Neper ($\sim 100\,000$ fach), so daß in Verbindung mit einem normalen Röhrevoltmeter in Δ -Gleichrichtung (s. 74, Bild 89) Spannungen von $10\mu\text{V} \dots 30\text{V}$ gemessen werden können. Die Verstärkung ist in Stufen von 0,5 N (1 : 1,65) regelbar. Die Meßunsicherheit beträgt 5%, die

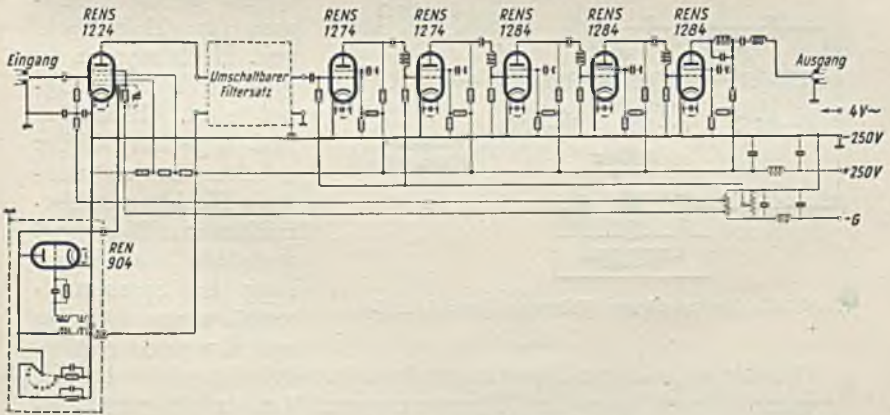
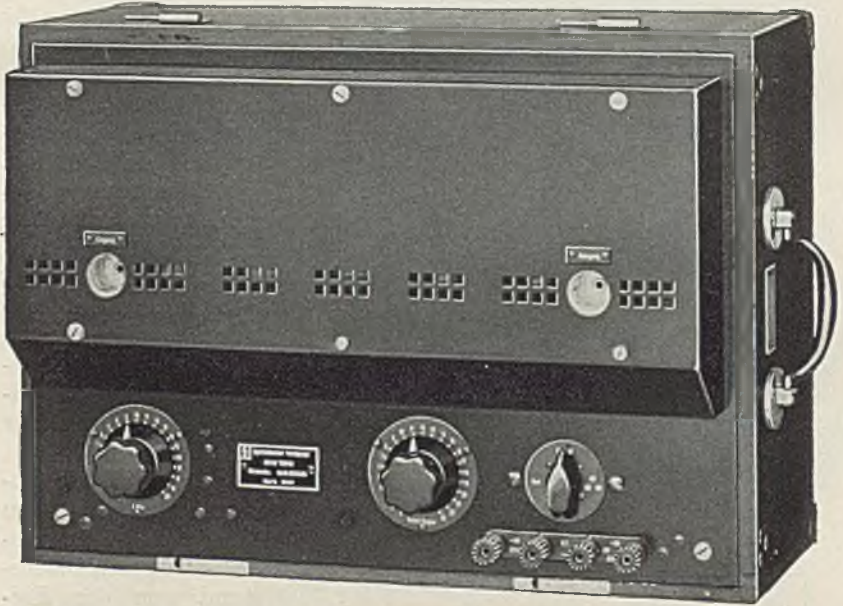


Abb. 90. Aperiodischer Verstärker von S. & H. Frequenzbereich 20 kHz ... 20 MHz

Eingangskapazität 20 pF. In der Mischstufe (RENS 1224) wird die Eingangsspannung mit der Oszillatorschwingung, deren Frequenz in festen Stufen von 1 MHz bis 20 MHz einzustellen ist, überlagert. Die Zwischenfrequenz fällt in den Frequenzbereich 20 kHz . . . 1,1 MHz des anschließenden 5-Röhrenverstärkers. Die ersten beiden Röhren 1274 sind Regelröhren, deren Gittervorspannung, von Hand in Stufen regelbar, den Verstärkungsgrad bestimmt.

2. Herstellung kleiner Eichspannungen durch Spannungsteilung



(77) Die Konstruktion von Spannungsteilern mit hohem Übersetzungsverhältnis zwischen Eingangs- und Ausgangsspannung muß peinlich fremde elektrische und magnetische Kopplungen ausschließen. Diese Spannungsteiler sind daher gut geschirmt.

Ohm'sche Spannungsteiler haben den Vorteil, daß Eingangs- und Ausgangswiderstand von der Frequenz nicht abhängen, für Gleichstrom und Hochfrequenz in gleicher Weise geeignet sind. Induktive und kapazitive Teiler arbeiten in bestimmten Hochfrequenzbereichen zuverlässig und gestatten eine Regelung des Spannungsverhältnisses stetig und in weiten Grenzen.

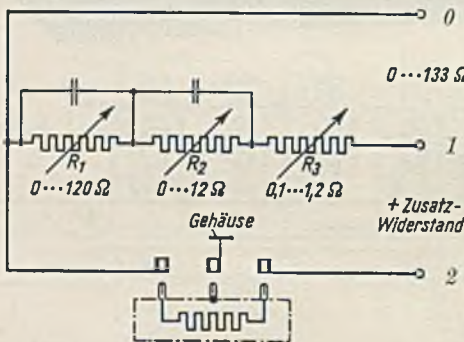


Abb. 91. Veränderbarer Widerstand von S. & H.

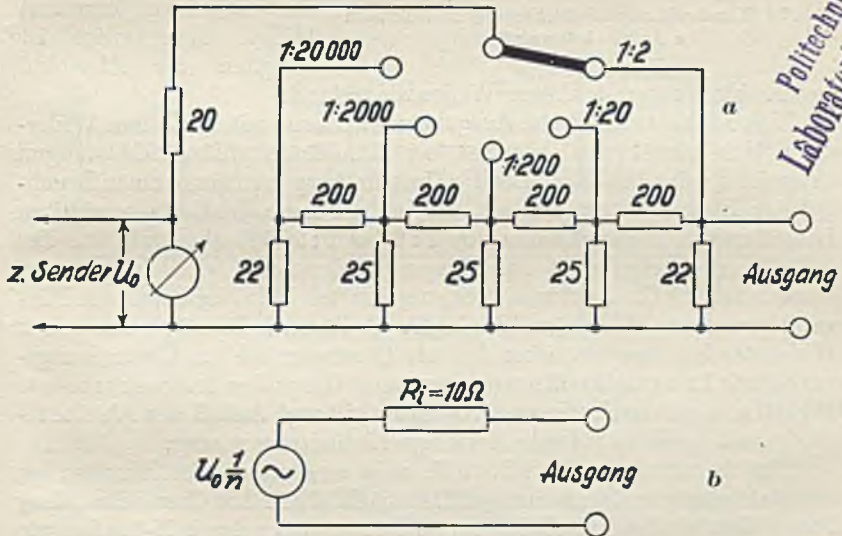
Günstig ist bei allen Spannungsteilern ein möglichst niederohmiger Ausgang. Dann hängt das Übersetzungsverhältnis nicht vom Eingangswiderstand des Meßobjekts ab.

a) Ohmsche Spannungsteiler

(78) Bei hohen Frequenzen stören bei Widerstandswerten unter 100Ω die Serien-Induktivitäten, über 100Ω die parallel liegenden Kapazitäten. In einem gewissen Frequenzbereich (s. Abschnitt I44) können die Serieninduktivitäten durch Parallelkapazitäten abgeglichen werden. Das ist an dem veränderbaren Widerstand von S. & H. (Bild 91) bei den Stufen zu 1Ω und 10Ω zu erkennen. Schließt man zwischen 0 und 2 die bekannte Spannung an, die unterteilt werden soll, so kann die Spannung zwischen 0 und 1 grob durch den Zusatz-



Abb. 92. Dekadenwiderstand des PTE



Politechnika Lwowska
 Laboratorium Telegraf

Abb. 93. Eichleitung für 10Ω Ausgangswiderstand
 a Schaltung b Ersatzbild

widerstand und fein durch die Regelglieder verändert werden. Der Frequenzbereich wird zu $0 \dots 2$ MHz angegeben, die Belastbarkeit

mit 1 W. — Eine andere Ausführung von $0,1 \dots 120 \Omega$ mit 0,3 W Belastung des Physikalisch-technischen Entwicklungslabors hat den Vorteil, daß jede Dekade einzeln zugänglich ist (s. Schaltschema auf Bild 92). Der Frequenzbereich ist etwa der gleiche wie beim Gerät von S. & H.

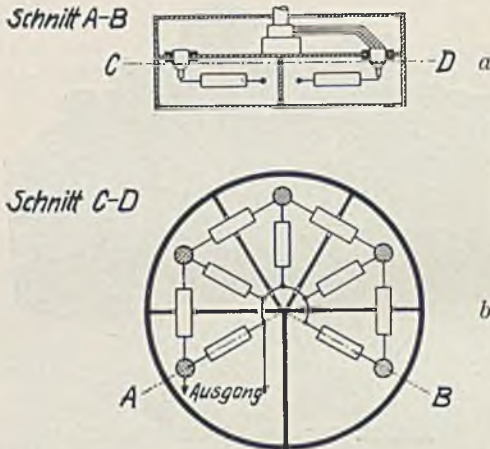


Abb. 94. Konstruktion einer Eichleitung nach Terman
a Aufriß b Grundriß

Die einfachen Spannungsteiler haben den Nachteil, daß sich der Eingangswiderstand und Ausgangswiderstand mit der Regelung ändert. Es sind deshalb aus Kettengliedern konstanten Wellenwiderstandes aufgebaute Eichleitungen konstruiert worden, deren

Eingangswiderstand völlig unabhängig von der Regelung konstant bleibt. Erforderlich ist lediglich der Abschluß

der Eichleitung mit ihrem Wellenwiderstand.

Eine Eichleitung, deren Ausgangswiderstand mit 10Ω dem Widerstand der künstlichen Antenne bei Rundfunkempfänger-Messungen entspricht, zeigt Bild 93 a. Bei der Umschaltung greift man einen Bruchteil der Eingangsspannung ab, der bei der nach Bild 93 a gewählten Bemessung in Dezimalstufen von 1 : 2 bis 1 : 20000 abgestuft ist. Bei jeder Kurbelstellung ist der Eingangswiderstand, wie leicht zu erkennen ist, 40Ω . Der vom Ausgang her bei kurzgeschlossenem Eingang gemessene Widerstand ist 10Ω . Er ist nach Bild 93 b als innerer Widerstand anzusehen, über den als Generator die im Übersetzungsverhältnis 1 : n geteilte Eingangsspannung U_0 auf den Ausgang arbeitet. Bild 94 a, b gibt nach Terman [23] Grundriß und Aufriß des Abschirmtopfes mit Schalter für eine derartige Eichleitung wieder.

Eine Konstruktion von S. & H. zeigt eine andere Ausführung, bei der die Stufung in Neper durchgeführt ist (Bild 95). Die Grunddämpfung von $7 N$ wird durch 2 T -Glieder, die Dämpfung der $1 N$ -Stufen wie oben durch eine Kette von Π -Gliedern hergestellt, während die kleinen Stufen konstruktiv bequemer in überbrückter T -Schaltung ausgeführt sind. Der Eingangswiderstand ist 240Ω , der Ausgangswiderstand 60Ω . Die veränderbare Eichleitung ist von $0 \dots 20$ MHz verwendbar. Die Belastbarkeit beträgt 1 W.

b) Kapazitive Spannungsteiler

(79) Verwendet man statt der Ohmschen Widerstände Kapazitäten, so wird die Eichleitung bei sehr langen Wellen hochohmig, ist daher gerade bei kurzen Wellen gut brauchbar. Bild 96 zeigt den kapazitiven Ausgang des bekannten Empfängerprüfgenerators Rel send 7 von

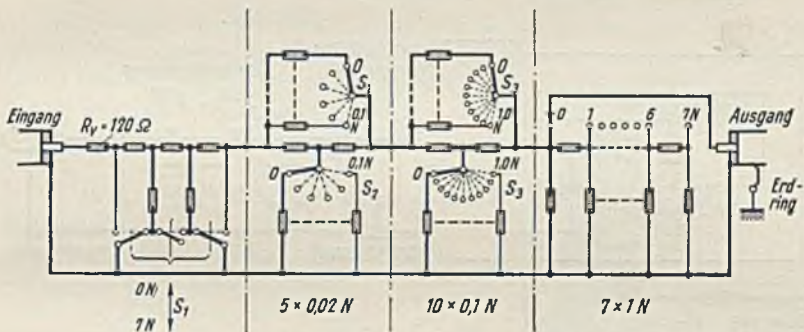
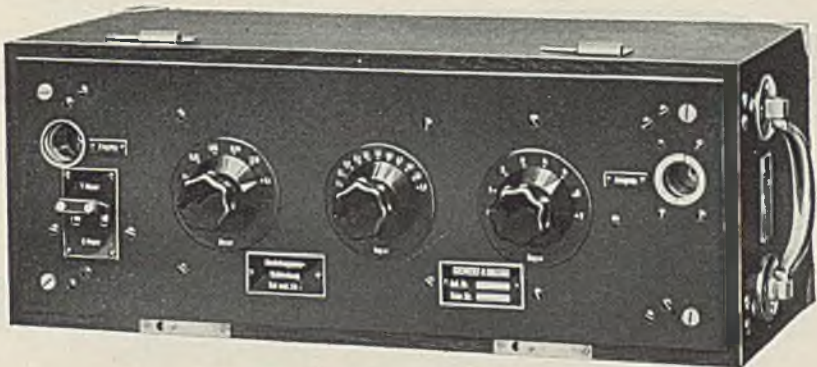


Abb. 95. Eichleitung von S. & H.
Frequenzbereich 0... 20 MHz

S. & H., der Spannungen von $10 \mu\text{V}$ bis 100 mV zwischen $0,1$ und 21 MHz abgibt.

Eine Ausführung, die wegen der Vermeidung von Zuleitungen besonders für ultrakurze Wellen geeignet ist, hat Brandt [24] angegeben. In einem Abschirmrohr (s. Bild 97) wird der linken festen Platte die Spannung zugeführt. Die rechte Platte ist verschiebbar. Die kleine Kapazität zur Gegenplatte bildet den Vorkondensator zu der dem Ausgang parallel liegenden relativ großen Kapazität. Spannungen zwischen $1 \mu\text{V}$ und 100 mV können entsprechend der Plattenverschiebung an einer praktisch logarithmischen Skala entnommen werden.

c) Induktive Spannungsteiler

(80) Ein induktiver Spannungsteiler mittels einer in einem Abschirmrohr mit geschlitzter Trennwand verschiebbaren Spule ist von Troeltsch [25] angegeben worden (Bild 98). Die Schiebepule ist niederohmig und bis zu Frequenzen unterhalb ihrer Resonanzfrequenz

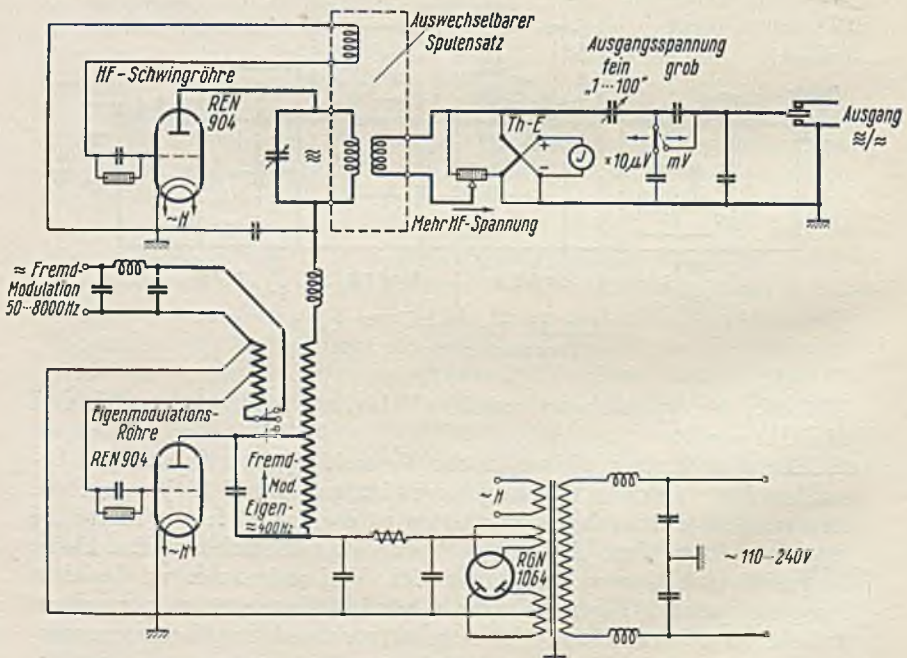
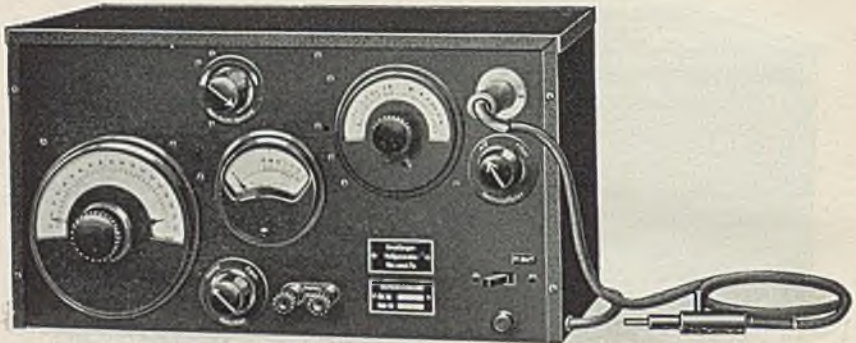


Abb. 96. Empfängerprüfgenerator mit kapazitivem Spannungsteiler

zuverlässig. Da

Troeltsch den Strom I der Primärspule mißt, ist die Sekundärspannung $U = I\omega M$ natürlich frequenzabhängig.

Das läßt sich vermeiden, wenn auch an der Primärspule, die eine Güte von wenigstens 10 haben muß, die Spannung gemessen wird.

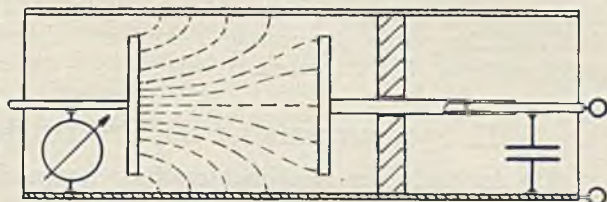


Abb. 97. Kapazitiver Spannungsteiler nach Brandt

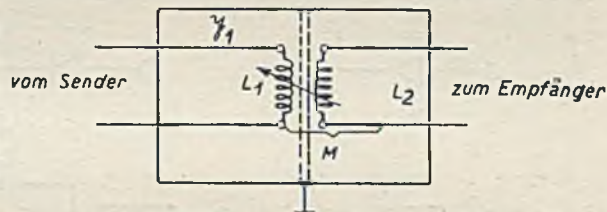


Abb. 98. Induktiver Spannungsteiler nach Troeltsch

3. Messung großer Spannungen mittels Spannungsteiler

(81) Man kann nach Bild 99 den Spannungsteiler auch dazu benutzen, eine größere Spannung U_x in einem bekannten Verhältnis \ddot{u} zu unterteilen und die Spannung $U = U_x \cdot \ddot{u}$ zu messen. Von dieser Möglichkeit macht man Gebrauch, um die Dämpfung der Röhrenvoltmeter U zu vermindern. Mit $\ddot{u} = U/U_x$ ist der zwischen den Klemmen von U_x wirksame Eingangswiderstand $R_x = R/\ddot{u}^2$, wenn R den Eingangswiderstand des Spannungsmessers U bezeichnet. Eine technische

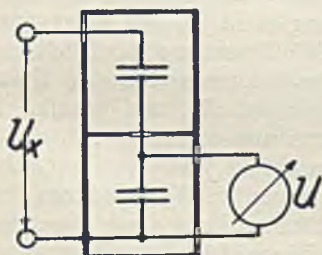


Abb. 99. Kapazitiver Spannungsteiler mit festem Übersetzungsverhältnis

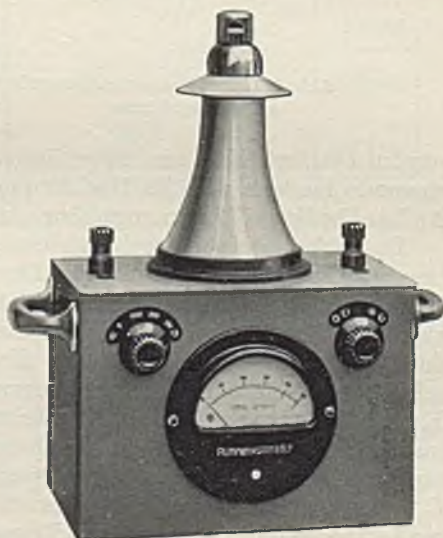


Abb. 100. Spannungsmesser des PTE für 2/10/50 kV. Frequenzbereich 50 kHz ... 30 MHz

Ausführung mit umschaltbarem Spannungsteiler für 2/10/50 kV zeigt Bild 100. Die geteilte Spannung U wird mit einer Diode in Spitzengleichrichtung (58) gemessen.

VIII. Spannungsmesser mit Trockengleichrichter

(82) An Stelle von Gleichrichterröhren lassen sich für A -, B - und C -Gleichrichtung auch Trockengleichrichterelemente verwenden, von denen hinsichtlich Konstanz und Temperatureinfluß die Kupfer-

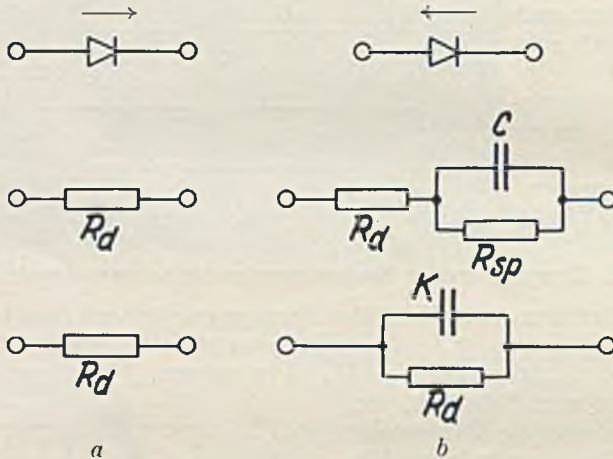


Abb. 101. Zur Frequenzabhängigkeit von Trockengleichrichtern
a Durchlassrichtung b Sperrichtung

oxydul-Gleichrichter am zuverlässigsten sind. Die Gleichrichterelemente besitzen aber im Hochfrequenzgebiet eine innere, durch den Aufbau bedingte Frequenzabhängigkeit.

Das Schema eines Trockengleichrichters bei Aussteuerung in dem linearen Teil der Kennlinie für Durchlaß- und Sperrichtung zeigt Bild 101a und b. In der Durchlaßrichtung stellt R_d den Bahnwiderstand des Kupferoxyduls dar. Wechselt die Spannung ihre Richtung, dann bildet sich an der Grenze Kupfer-Kupferoxydul eine Sperrschicht aus, die einen hohen Sperrwiderstand R_{sp} und parallel die Kapazität C besitzt. Sobald die Frequenz nun so hoch wird, daß C im Vergleich zu R_d keine Sperrung bedeutet (R_{sp} ist dann erst recht unwesentlich), fließt auch in der Sperrichtung ein Wechselstrom über C und R_d . Man erkennt, daß dann die Richtwirkung stark abnehmen muß. Die Reihenschaltung aus R_d und C kann für $R_d > 1/\omega C$ durch die Parallelschaltung aus R_d und $K = \frac{C}{1 + (R_d \omega C)^2}$ ersetzt werden.

Die scheinbare Kapazität K des Gleichrichters nimmt also mit der Frequenz ab. Das ändert aber nichts daran, daß die Wechselstromwiderstände in beiden Richtungen oberhalb der Grenzfrequenz, bei der $R_d = 1/\omega C$ ist, allmählich gleich werden. Darin liegt der große Unterschied zur Diode, deren Wechselstromwiderstand in Sperrrichtung nur durch die Diodenkapazität gegeben ist, während der Wirkwiderstand sehr hoch ist.

Die Größenordnung der kritischen Frequenz ($\omega = 1/R_d C$) liegt für den Sirutor unterhalb 1 MHz. Bild 102 zeigt den Richtstrom und den Blindstrom für verschiedene Frequenzen*). Die Aufnahme erfolgte an einer Graetzbrücke aus 4 Sirutoren, die als B-Gleichrichter auf einen Instrumentenwiderstand von 310Ω arbeitete.

(83) Um die starke Temperaturabhängigkeit und den Eigenverbrauch des Trockengleichrichters zu vermindern, wurde von Tamm und Bath [26] ein Gleichrichtergerät mit C-Gleichrichtung entwickelt, das von 30 Hz bis 1,6 MHz arbeitet und an der oberen Grenzfrequenz

nur 10% Fehler besitzt (Bild 103). Um Fehler durch die 2. Oberwelle zu vermindern, ist die Greinacherschaltung gewählt. Jeder Kondensator wird von einer Halbwelle so aufgeladen, daß sich die Gleichspannungen addieren. Die Vorwiderstände des Instruments sind, wie es bei der C-Gleichrichtung notwendig ist, groß gegen den Gleichrichterwiderstand. Nur die Spannungsspitzen drücken einen Ladestrom in die Kondensatoren, die sich über den hohen Widerstand im Instrumentenzweig nur langsam entladen.

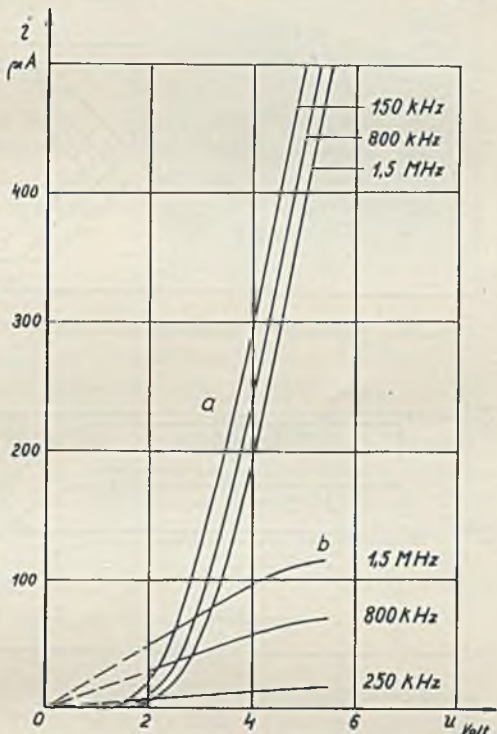


Abb. 102. Richtstrom und Blindstrom des Sirutors bei verschiedenen Frequenzen

a Richtstrom b Blindstrom

*) Aus der Diplomarbeit von W. Röhr, T. H. Berlin, Oktober 1934.

Den mittleren Eingangsscheinwiderstand zeigt Bild 104. Er beträgt $5000 \Omega/V$ im Tonfrequenzgebiet. Mit Nebenschlüssen ist das Gerät auch zur Strommessung verwendbar (Meßbereiche $1,5/5/15/50 \text{ mA}$).

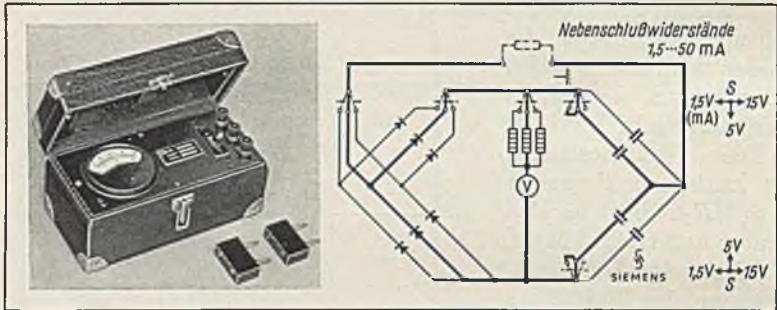


Abb. 103. Spitzenspannungsmesser mit Trockengleichrichtern nach Tamm u. Bath

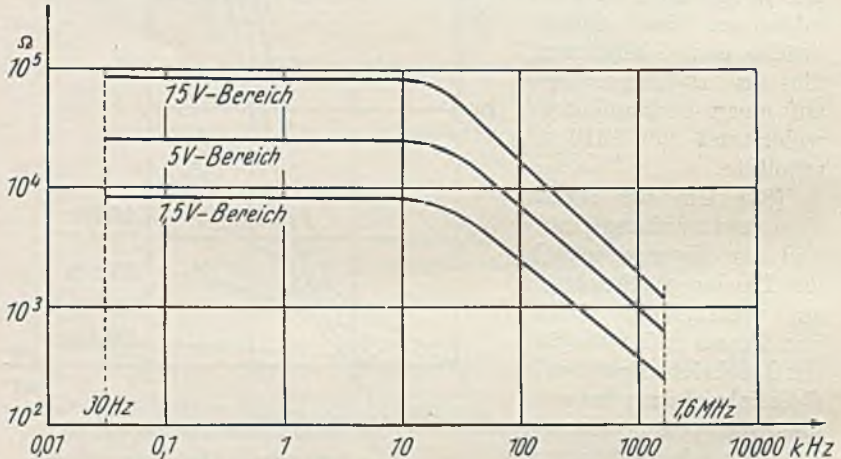


Abb. 104. Eingangsscheinwiderstand des Spannungsmessers nach Abb. 103

Zum Schluß des Abschnitts Spannungsmessung sei bemerkt, daß Glühbirnen und Funkenstrecken gegenüber den beschriebenen Meßgeräten als veraltet anzusehen sind. Eine Spannungsmessung mittels des Kerreffekts oberhalb von 500 V scheidet wegen der umständlichen Handhabung für die Praxis aus.

C. Leistungsmessung

In der Hochfrequenztechnik haben Messungen der Wirkleistung besonders für größere Sender, ferner für Sendekondensatoren und Spulen Bedeutung. In manchen Fällen ist es unmittelbar möglich, die im Meßobjekt umgesetzte Wirkleistung entweder aus der hineingeschickten Hochfrequenzleistung oder aus der entwickelten Wärmeleistung zu ermitteln. Oft ist es auch praktischer, die Leistungsmessung entsprechend $I^2 \cdot R$ bzw. U^2/R auf eine Widerstandsmessung und die Bestimmung von Strom bzw. Spannung zurückzuführen. Da die Widerstandsmessung in Abschnitt G. behandelt wird, sei hier nur die unmittelbare Leistungsmessung besprochen.

I. Eichnormal zur Leistungsmessung

(84) Es gibt zwar keine auch für höchste Frequenzen geeignete fehlerfreie Normalmeßmethode zur Leistungsbestimmung. Doch existiert ein sehr einfaches Element zur Definition eines bestimmten Leistungsverbrauchs, wenn die Leistung in der Größe von 1 . . . 100 W gemessen werden soll. Es sind als Eichnormale übliche Glühlampen bis zu ultrakurzen Wellen geeignet. Bei noch höheren Frequenzen ergeben sich Schwierigkeiten, weil die Stromverteilung in den einzelnen Glühfäden von der Verteilung bei Gleichstrom abweicht. Solange das Leuchtbild aber merklich unverändert bleibt, schadet selbst Hauteffekt der Fäden nicht, da in jedem Fall die mit der Photozelle gemessene Lichtstrahlung der verbrauchten Wärmeleistung entspricht.

II. Messung der zugeführten Hochfrequenzleistung

(85) Die einem Verbraucher zugeführte Leistung kann aus $U \cdot I \cdot \cos \varphi$ bestimmt werden. Dies würde im Prinzip der Leistungsmessung in der Niederfrequenztechnik entsprechen. Naturgemäß versagen in der Hochfrequenztechnik die üblichen dynamometrischen und Induktionsmeßgeräte. Für Hochfrequenzzwecke sind folgende Methoden entwickelt:

- a) Leistungsmessung mit der Braunschen Röhre.
- b) Röhrenwattmeter.
- c) Thermische Wattmeter.

Eine weitere Möglichkeit, die von einer Senderverstärkerstufe abgegebene Hochfrequenzleistung zu bestimmen, besteht darin, entsprechend der Leistungsbilanz die zugeführte Gleichstromleistung und die Anodenverlustwärme zu messen.

1. Messung der Leistung mit der Braunschen Röhre

(86) Die von *Ryan* [27] entwickelte Meßschaltung mit Braunscher Röhre zeigt Bild 105a. Am senkrechten Plattenpaar liegt die Verbraucherspannung u . Die Spannungsänderung an dem verlustlosen

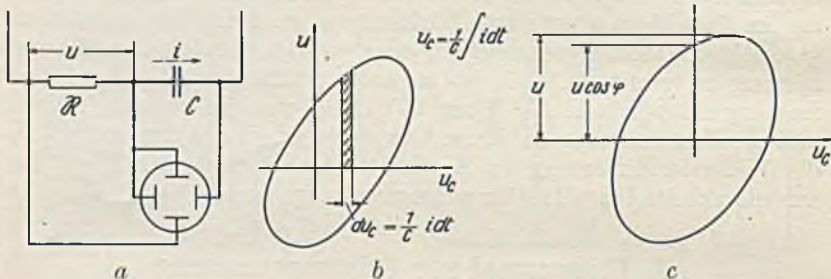


Abb. 105. Leistungsmessung mit der Braunschen Röhre

Kondensator C ist proportional $i \cdot dt$, so daß die Fläche der mittleren Leistung $1/T \cdot \int_0^T u \cdot i \cdot dt$ entspricht (Bild 105 b). Wie man aus Bild 105c erkennt, ist die Methode nur für Widerstände \mathcal{R} mit relativ kleiner Phase φ , also beträchtlicher Ohmscher Komponente geeignet.

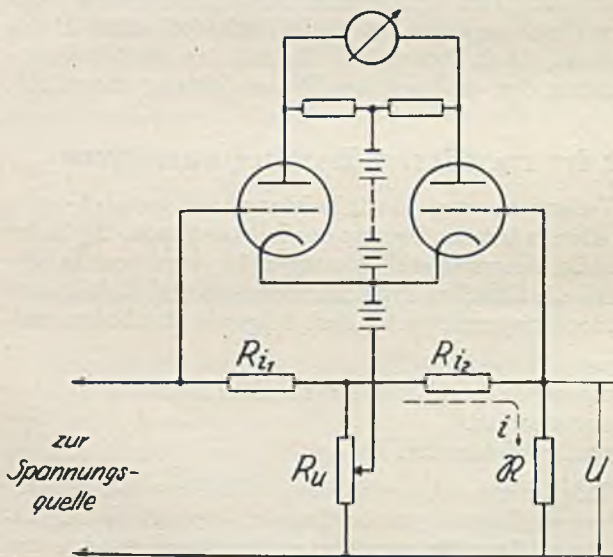


Abb. 106. Messung der in \mathcal{R} verbrauchten Leistung mit dem Röhrenwattmeter.

Wenn \mathcal{R} eine Spule mit der Güte 100 ist, wird die Verlustschleife sehr schmal. Es ist dann $\cos \varphi = 1\%$. Ruft U einen Ausschlag von 100 mm hervor, so ist die Schleife nur etwa 1 mm breit und ein Ausmessen der Fläche unmöglich. Dies gilt erst recht für die guten Kondensatoren der Hochfrequenztechnik mit Verlustzahlen um 0,1%.

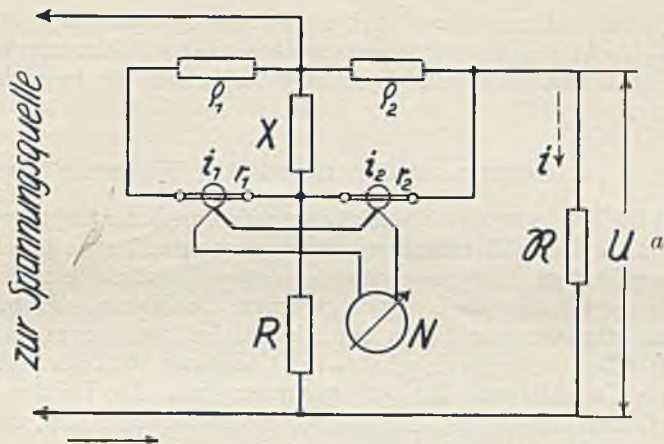


Abb. 107 a. Thermisches Wattmeter nach Bader zur Messung der in R verbrauchten Wirkleistung

2. Messung mit dem Röhrenwattmeter

(87) Eine Schaltung mit 2 Röhren für quadratische A -Gleichung von *Turner* und *McNamara*[28] zeigt Bild 106. Der Widerstand R_u muß sehr groß, R_i sehr klein gegen R , den Widerstand des Meßobjekts, sein. Dann ist die an R_u abgegriffene Spannung annähernd U proportional, während die Teilspannungen an R_i dem Gesamtstrom entsprechen. Dem Gitter der linken Röhre wird die Summe, dem andern Gitter die Differenz der Teilspannungen zugeführt. Durch quadratische Gleichrichtung und Differenzbildung im Anodenkreis zeigt das Anzeigeinstrument unmittelbar die Wirkleistung. Meßfehler rühren davon her, daß die Kennlinien beider Röhren nicht

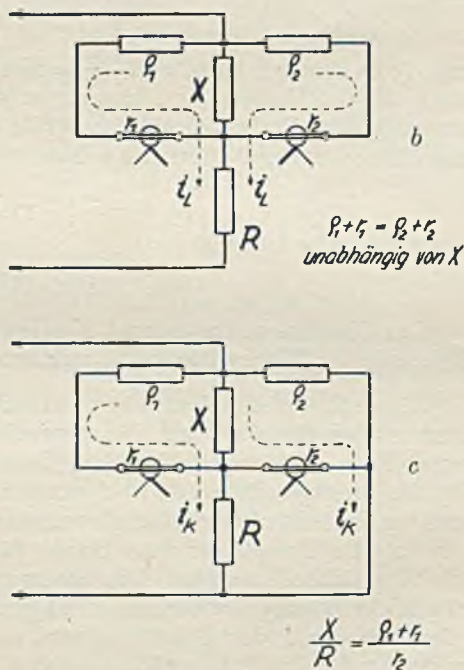


Abb. 107 b, c. Thermisches Wattmeter bei Leerlauf und Kurzschluß

b Stromverlauf bei Leerlauf
c Stromverlauf bei Kurzschluß

genau übereinstimmen und prinzipiell die Teilspannungen an R_u und R_{i1} nicht genau u und i entsprechen. Diese Fehler machen sich wieder bei Phasenwinkeln φ zwischen 45° und 90° besonders bemerkbar.

3. Messung mit dem thermischen Wattmeter

(88) Die Fehler werden beseitigt durch die von *Bader* [29] angegebene Klasse fehlerfreier thermischer Leistungsmesser mit zwei gleichen indirekt geheizten Thermoelementen, deren Thermoschenkel gegeneinander geschaltet sind. Eine geeignete Schaltung, die mit dem Röhrenwattmeter eine Reihe von Merkmalen gemeinsam hat, zeigt Bild 107. Die Widerstände ρ haben den Charakter von Nebenschlüssen, R ist ein Vorwiderstand für den Spannungspfad. Die Heizerströme i_1 und i_2 führen beide einen Anteil, der dem Verbraucherstrom, und einen Anteil, welcher der Verbraucherspannung entspricht.

Es ist

$$\begin{aligned} i_1 &= i_L + i_K \\ i_2 &= i_L - i_K \end{aligned} \quad (61)$$

mit i_L = Leerlaufstrom und i_K = Kurzschlußstrom. Der Leerlaufstrom ist der Verbraucherspannung u (s. Bild 107 b), der Kurzschlußstrom i_K dem Verbraucherstrom i (Bild 107 c) proportional. Nun wird das Millivoltmeter N einen Ausschlag

$$a = C (i_1^2 - i_2^2) \quad (62)$$

anzeigen. Also ist auch

$$a = C \cdot 4 i_L i_K = C_1 \cdot u \cdot i. \quad (63)$$

Das Gleichstrominstrument N zeigt also den Augenblickswert der Leistung, bei Wechselstrom die mittlere Leistung $U \cdot I \cdot \cos \varphi$.

Ältere thermische Wattmeter hatten den Nachteil, daß die Anzeige immer noch einen u^2 bzw. i^2 entsprechenden fälschenden Anteil aufwies. Eine einfache Prüfung ist Leerlauf- und Kurzschlußversuch. Ist die Anzeige allein von $u \cdot i \cdot \cos \varphi$ abhängig, so muß im Leerlauf und im Kurzschluß das Gleichstrominstrument absolut auf Null stehen, obwohl die Thermoelemente Strom führen. Bild 107 b und c zeigt die Abgleichbedingungen. Die Ströme in beiden Elementen müssen sowohl bei Leerlauf wie Kurzschluß genau gleiche Stärke haben. Der Eigenverbrauch der Schaltung wird am kleinsten, wenn der Heizerwiderstand r dem Scheinwiderstand des Verbrauchers angepaßt werden kann. Es können mit diesen Thermowattmetern sehr geringe Leistungen von einigen mW gemessen werden, die von den groben Leistungsmessern der Starkstromtechnik nicht erfaßt werden. Die Ge-

räte haben bei gedrängtem Aufbau den Vorzug, auch bei Frequenzen von ~ 1 MHz noch einwandfrei zu messen*).

Bei sehr großen Phasenwinkeln $\varphi = 90^\circ$ wird der Ausschlag klein. Um die Thermolemente, die dabei vollen Strom führen, nicht zu überlasten, muß man bei der Messung sehr kleiner Verlustwinkel Lichtmarkeninstrumente verwenden.

4. Leistungsmessung an Senderstufen

(89) Alle beschriebenen Verfahren eignen sich nicht dazu, die von einer Röhre an den nachfolgenden Schwingungskreis abgegebene Leistung zu messen. Die Nutzleistung von Senderöhren mit Leistungen von etwa 1 kW an aufwärts ergibt sich meßtechnisch einfach aus der Differenz der zugeführten Gleichstromleistung im Anodenkreis und der an der Anode durch den Elektronenaufprall entwickelten Anodenverlustwärme. Diese kann bei rotglühender Anode durch eine optische Strahlungsmessung, sonst durch die Erwärmung des Röhrenglases, am einfachsten aber bei Wasserkühlröhren aus der Kühlwassertemperatur ermittelt werden. Geeicht wird durch eine Messung der Übertemperatur bei unterdrückter Schwingung, da sich dann die zugeführte Gleichstromleistung vollständig in Anodenverlustwärme umsetzt. Bei der Messung der Glaskolbentemperatur ist zu beachten, daß bei kurzen Wellen das hochfrequente Streufeld eine zusätzliche Erhöhung der Temperatur des Glases hervorruft, die nur schlecht korrigiert werden kann.

III. Messung der entwickelten Wärmeleistung

(90) Während das beschriebene Verfahren sowohl die im Schwingkreis verbrauchte Verlustleistung von Spule und Kondensator als auch die über die Ankopplung abgegebene Nutzleistung umfaßt, kann die kalorimetrische Leistungsmessung nur die Verlustleistung der Schaltelemente erfassen. Das Verfahren, auf dessen konstruktive Ausgestaltung *Pungs* und *Rieche* besondere Mühe verwendet haben [30], besteht darin, die Verluste nicht durch die hineingesteckte Hochfrequenzleistung, sondern durch die entwickelte Wärme zu erfassen. Man mißt die Verlustwärme durch den Temperaturanstieg in einem gegen Wärmeabgabe geschützten Kalorimeter. Er ist besonders zur genauen Messung der dielektrischen Verluste von Flüssigkeiten [31] geeignet. Es können hier noch Leistungen von 0,1 W genau gemessen werden. Um

*) Thermowattmeter wurden auf ihre Brauchbarkeit bei hohen Frequenzen untersucht durch H. J. v. Petzinger. T. H. Berlin.

den unangenehmen Zeitaufwand zu verkürzen, wird die Temperatur automatisch registriert [32].

Auch Spulenverluste können kalorimetrisch gemessen werden. Eine Leistungsmessung von Spulen ohne Kalorimeter mit Hilfe eines Thermoelements hat Benz [33] durchgeführt. Ferner wurde der Verlustwiderstand von rohrförmigen Leitern mit verschiedenartigen Metallschichten von Steinhausen [34] nach einem Verfahren, die Verlustwärme durch ein Thermoelement unmittelbar zu erfassen, bestimmt.

D. Frequenzmessung

(91) Die Bestimmung der Frequenz und die Messung von Frequenzänderungen gehören zu den täglichen Aufgaben des Ingenieurs im Hochfrequenzlaboratorium. Bei der Messung der Frequenzabhängigkeit der Betriebseigenschaften von Schaltelementen (z. B. Verlustzahl von Kondensatoren) genügt es meist, die Frequenz bis auf 1% genau zu kennen. Man erreicht dies mühelos durch *Resonanz-Frequenzmessung* mittels Abstimmung eines einfachen Schwingkreises oder einer Resonanzleitung (z. B. *Lecher-System*) auf die unbekannt Frequenz. Beim Schwingkreis ist die Stellung des Drehkondensators, bei der Resonanzleitung der Abstand zweier Knoten des auf stehende Wellen abgestimmten Systems ein Maß für Frequenz bzw. Betriebswelle.

Erheblich höhere Anforderungen an die Frequenzmessung sind bei der Festlegung der Frequenz von Meßsendern, kommerziellen Kurzwellensendern, ferner Rundfunksendern und besonders Gleichwellensendern zu stellen. Die übliche Überlegung, daß bei einem bestimmten übertragenen Niederfrequenzband um so mehr Nachrichtenkanäle untergebracht werden können, je kürzer die Betriebswelle ist, hat ja nur dann Sinn, wenn die einzelnen Sender ihre Frequenz bis auf etwa 1000 Hz halten. Dann darf die Frequenz bei $f_0 = 10$ MHz ($\lambda = 30$ m) nur um $10^{-4}f_0$ schwanken*). Die Frequenzmessung soll also in diesem Fall nur eine Ungenauigkeit von 10^{-5} aufweisen. Das läßt sich durch eine *Schwebungsmethode* im Anschluß an ein *Frequenznormal* erreichen.

Nur selten wird in der Technik die Frequenzmessung entsprechend der Definition „Schwingungszahl je Sekunde“ unmittelbar auf eine Auszählung und Zeitmessung zurückgeführt. Das ist nur zur Absolutmessung der Frequenz notwendig (s. Abschnitt 103). Es gibt aber zwei

*) Zu der gleichen Toleranz von 10^{-4} führt die Bestimmung, daß Rundfunksender ihre Frequenz um nicht mehr als 50 Hz verändern dürfen.

Sonderfälle, wo auch in der Hochfrequenztechnik die Auszählung und Zeitmessung benutzt wird. Eine sehr einfache Messung ist die Frequenzabweichung zweier gesteuerter Gleichwellensender, die ja aus Verzerrungsgründen nicht mehr als $\frac{1}{100}$ Hz ausmachen soll. Man beobachtet bei dieser außerordentlich guten Übereinstimmung der Frequenzen die Schwebungszeit. Sie beträgt für $\frac{1}{100}$ Hz Abweichung 100 Sekunden. Bei modernen Gleichwellensystemen ist diese „Minutenschwebung“ schon in eine „Stundenschwebung“ übergegangen.

Der zweite Fall der Auszählung bildet die Grundlage des im folgenden besprochenen direkt zeigenden Frequenzmessers.

Die größte Bedeutung haben jedoch die beiden Gruppen „Resonanzfrequenzmessung“ und „Schwebungsmethode mit Normalfrequenz“ gewonnen, die beide als gemeinsames Kennzeichen die gut definierte Eigenfrequenz schwach gedämpfter mechanisch bzw. elektrisch schwingender Systeme benutzen.

I. Frequenzmessung durch Auszählung

(92) Löst die Meßfrequenz Impulse konstanter Amplitude aus, mit denen ein Kondensator abwechselnd geladen und entladen wird, so nimmt der mit einem Drehspulinstrument meßbare Ladestrom direkt mit der Frequenz zu. Dieses Prinzip liegt dem unmittelbar zeigenden Frequenzmesser der AEG zugrunde [35]. Das Gerät enthält 6 Bereiche bis maximal 60 kHz, die Toleranz beträgt 0,5%. Aufbau und Schaltung zeigt Bild 108. Zur Konstanthaltung der Ladespannung wird ein üblicher Stabilisator verwendet. Über Röhre I und das Meßinstrument wird der Kondensator *C* aufgeladen, während Röhre II die Entladung besorgt. Die Röhre IV sperrt über ihren Anodenwiderstand während der Entladung die Röhre I. Soll wieder beim Vorzeichenwechsel der Meßspannung die Ladung erfolgen, so muß durch die weitere Steuerröhre III sowohl Röhre IV als auch die Entladeröhre II negative Vorspannung erhalten. Das wird durch passenden Abgleich des Spannungsabfalls an den Anodenwiderständen von Röhre III erreicht.

Die Meßspannung darf zwischen 0,1 V und 100 V schwanken. Auch ihre Kurvenform ist so lange ohne Einfluß, als während einer Periode nur 2 Nulldurchgänge erfolgen. Netzspannungsschwankungen von 10% sind wegen des Stabilisators zulässig. Um die Heizspannung der Röhre konstant zu halten, ist eine Regeldrossel vor dem Netztransformator mit Eisensättigung vorgesehen.

II. Resonanz-Frequenzmessung

(93) Diese Meßmethode benutzt einen aus Spule und Kondensator bestehenden Schwingkreis, der auf die unbekanntere Frequenz abgestimmt

wird. Die Übereinstimmung der unbekanntenen Frequenz mit der eingestellten Eigenfrequenz erkennt man am Maximalausschlag eines mit

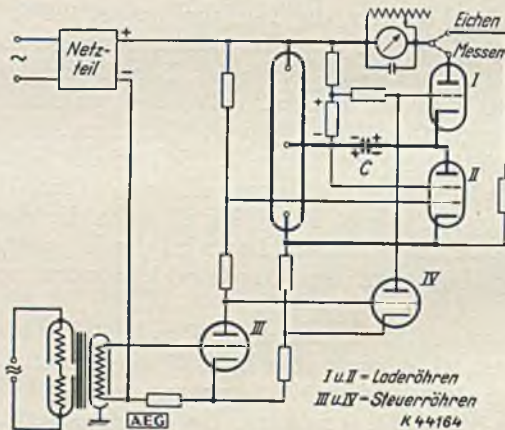
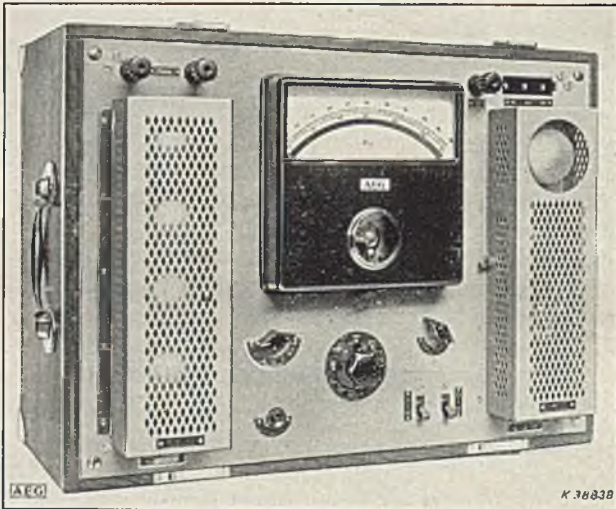


Abb. 108. Ansicht und Schaltung des unmittelbar anzeigenden Frequenzmessers der AEG

dem Schwingkreis gekoppelten Indikators oder aus der Rückwirkung auf den Sender. In letzterem Falle bezeichnet man die Frequenzmessung als Absorptionsmessung.

Die Genauigkeit des Resonanzverfahrens ist begrenzt

1. durch die Auswanderung der Eigenfrequenz infolge Alterung und Temperatureinfluß,
2. durch die Unsicherheit der Resonanzeinstellung infolge der Ablesungenauigkeit.

Diese Fehler sind sehr gering bei Verwendung eines Leuchtquarzes als Resonanzsystem.

1. Leuchtquarze als Resonanznormale

(94) Die Leuchtquarze sind von *Giebe* und *Scheibe* [36] zu hoher Vollkommenheit entwickelt. Die mechanische Schwingung von Quarzstäben, die untrennbar mit der Schwingung eines elektrischen Wechselfeldes verbunden ist, besitzt

eine außerordentlich geringe Dämpfung im Vergleich zu üblichen elektrischen Schwingkreisen mit Spule und Kondensator. Die Resonanz ist daher besonders scharf ausgeprägt. Sie wird sehr einfach optisch kenntlich gemacht. Die Gebiete hoher elektrischer Feldstärke in der Umgebung des schwingenden Quarzes leuchten durch Anregung des Neon-

Helium-Gemischs von einigen Millimeter Druck deutlich auf. Die beste Halterung besitzen die an den Knotenstellen der elastischen Schwingung festgebundenen Quarze

(s. Bild 109). Die Anregungselektroden sind um einige Millimeter vom Quarz entfernt, während die älteren, nicht gebundenen Quarze auf einer bzw. beiden Elektroden aufliegen, so daß die Schwingung stärker gedämpft und lageabhängig wird. Die Elektroden sollen etwa 20 V Spannung erhalten. Zur Kopplung verwendet man zweckmäßig eine Spule, deren Resonanzfrequenz um einige Prozent von der Quarzfrequenz abweicht. Bei zu hoher Elektrodenspannung bildet sich längs der Elektroden Glimmlicht, aus, das ganz unabhängig vom „Quarzleuchten“ ist und durch schwächere Kopplung zu vermeiden ist.

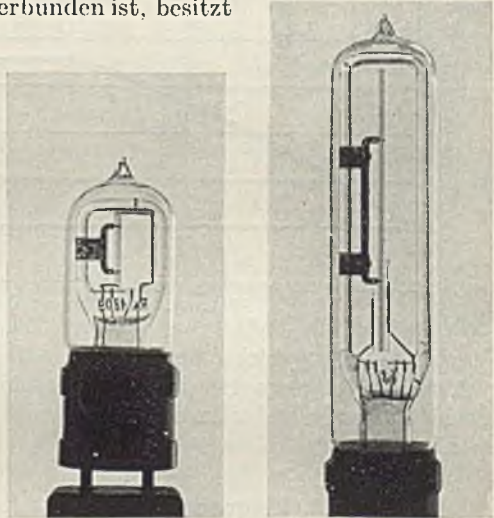


Abb. 109. Gebundene Leuchtquarz-Resonatoren nach Giebe und Scheibe

(95) Die absolute Unsicherheit durch zeitliche Veränderungen beträgt etwa $1 \cdot 10^{-5}$ und hat bei gebundenen Quarzen die Größenordnung 10^{-6} . Der Temperaturkoeffizient (TK) $\delta f/f$ je $^{\circ}C$ Temperaturänderung kann durch richtigen Schnitt des Quarzes im Verhältnis zu seinem Achsensystem nach *Bechmann* [37] in einem kleinen Temperaturbereich zum Verschwinden gebracht werden (s. Bild 110). Übliche Leuchtquarze haben einen TK von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ je $^{\circ}C$.

Die Unsicherheit in der Resonanzeinstellung ist am kleinsten, wenn bei loser Kopplung das Quarzleuchten gerade noch sicher einsetzt. Die Abstimmungsbreite $\Delta f/f$ am Sender beträgt dann etwa 10^{-5} , genügt also bereits hohen Ansprüchen, insbesondere, wenn ein üblicher Resonanzfrequenzmesser mit Spule und Drehkondensator an Hand eines

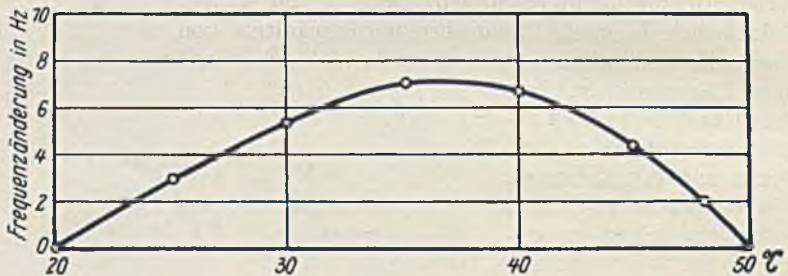


Abb. 110. Frequenzänderung eines Schwingquarzes mit temperaturunabhängigem Schnitt. Grundfrequenz 1273 kHz

Leuchtquarzes geeicht werden soll. Durch Verwendung der Oberschwingungen eines Senders [38], dessen Grundfrequenz mit einem Leuchtquarz festgehalten ist, erhält man eine große Reihe von Eichpunkten.

2. Frequenzmessung mit Resonanzkreisen

(96) Die zeitliche Konstanz eines aus Spule, Kondensator und Anzeigeeinrichtung bestehenden Frequenzmessers hängt vor allem von der guten Alterung der Spule ab, wenn der Kondensator stabil mit großem Luftabstand aufgebaut ist. Eine absolute Frequenzgenauigkeit von $10/100$ erfordert, daß ein Luftkondensator mit 1 mm Plattenabstand sich nicht um mehr als $1 \mu m$ verzieht. Der Temperaturkoeffizient der Spule kann für Spezialzwecke durch Kondensatoren mit negativem Temperaturkoeffizienten (aus Condensa oder Tempa N) ausgeglichen werden.

Doch lohnt sich die Erhöhung der Absolutgenauigkeit nicht, wenn die Einstellunsicherheit bei der Feststellung der Resonanz überwiegt. Nun haben übliche Schwingkreise einschließlich der Dämpfung durch

die Resonanzanzeige eine Güte von etwa 100 entsprechend einer Verlustzahl von 1%, so daß die steilsten Flanken der Resonanzkurve um etwa 1% voneinander entfernt sind. Stellt man dazwischen auf das unscharfe Maximum ein, so wird die Einstellung nur bis auf etwa 0,3% genau festgelegt werden können. Gabelt man aber die Ablesung durch Mittelung der beiden Ablesungen ein, die zu dem gleichen Ausschlag auf beiden Ästen der Resonanzkurve gehören, so ist der Fehler sicher kleiner als 0,1%. Eine andere Methode, die Resonanzlage scharf zu definieren, besteht in der Beobachtung des Phasensprungs beim Blindwiderstand des Resonanzkreises auf der Braunschen Röhre.

Die Ablesegenauigkeit ist durch den Frequenzbereich und die Teilung der Skala gegeben. Ein Drehkondensator mit einer Anfangskapazität einschließlich Spulenkapazität von 50 pF und einem Endwert von 500 pF ergibt ein Frequenzverhältnis von etwa 1:3. Bei einer Skala mit 200 Teilstrichen ist dann die Frequenzänderung bezogen auf eine mittlere Frequenz 0,5% je Teilstrich. Da man bei nicht zu dicken Strichen einen Abstand von 0,2 Grad sicher ablesen kann, ist der Ablesefehler etwa 0,1%.

Die Kopplung mit dem Kreis, der die Meßfrequenz führt, muß lose erfolgen, damit nicht der Frequenzmesser beim Abstimmen den Sender in seiner Frequenz mitzieht. Man erkennt die lose Kopplung an der gut symmetrischen Form der Resonanzkurve.

Der Indikatorkreis darf weder die Eigenfrequenz beeinflussen noch die Verlustzahl erheblich vergrößern, soll also sehr empfindlich sein. Da Glimmlampen zu hohe Spannung zum Zünden erfordern und Thermostrommesser wegen ihres Eigenverbrauches und der mangelnden Überlastbarkeit ausscheiden, wird meist ein Detektor mit Drehspulinstrument für etwa 30 μ A benutzt. Um genügend Spannung an den Detektor zu bekommen, wird die Ankopplung so gewählt, daß die Verlustzahl des Kreises um etwa 20% erhöht wird. Sie kann induktiv oder kapazitiv erfolgen.

a) Frequenzmesser für 1 ... 30 MHz
($\lambda = 10 \dots 300$ m)

(97) Bei induktiver Kopplung wird nach Runge [39] die Koppelspule aus zwei gegeneinander geschalteten Hälften 1 und 2 aufgebaut (s. Bild 111), so daß ein störender Nullausschlag unmittelbar vom Sender her vermieden wird, während die Frequenzmesserspule hauptsächlich in Spule 1 eine Span-

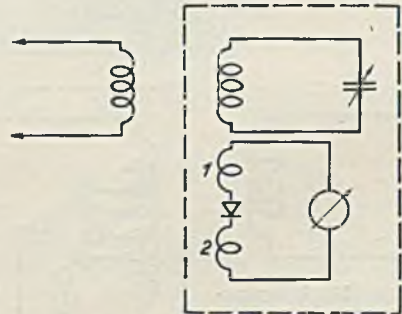


Abb. 111. Frequenzmesser mit gegenläufiger Koppelspule im Indikatorkreis

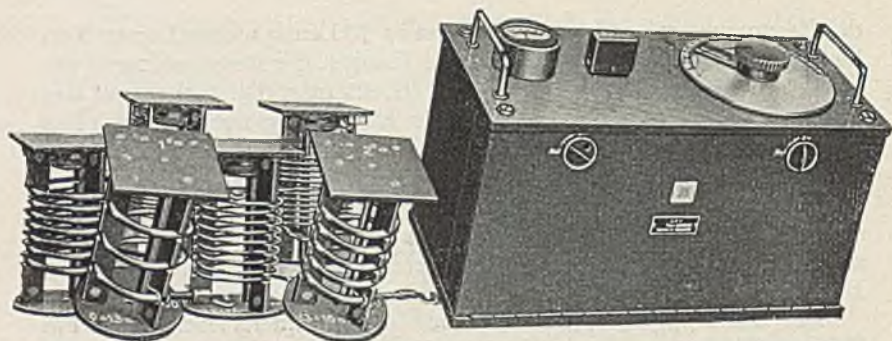


Abb. 112. Früherer Frequenzmesser von Telefunken für 1 ... 30 MHz
entsprechend Bild 111

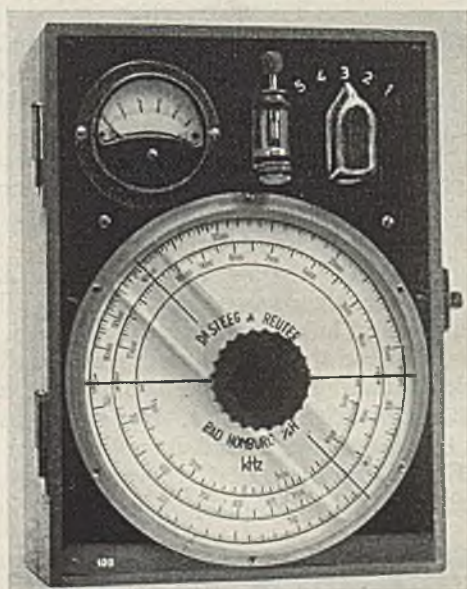
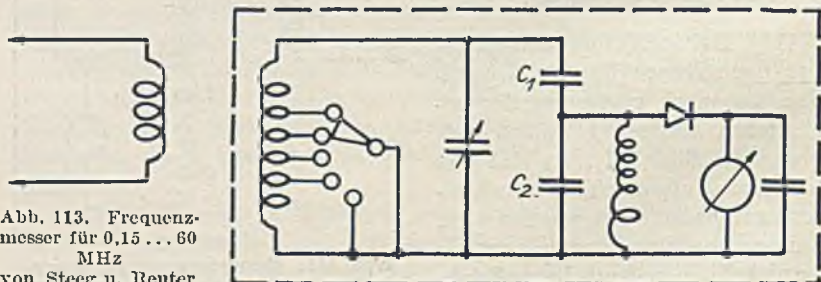


Abb. 113. Frequenz-
messer für 0,15 ... 60
MHz
von Steeg u. Reuter



nung erzeugt. Bild 112 zeigt den Aufbau eines früher viel verwendeten Telefunken-Frequenzmessers für den Bereich 1...30 MHz mit auswechselbaren Spulen. Es ist aber trotz der stabilen Konstruktion unvermeidlich, daß die Spulen beim Auswechseln ihre Form verändern, und daher besser, die Spulen durch festen Einbau zu schützen.

b) Umschaltbarer Frequenzmesser für 0,15...60 MHz
($\lambda = 5 \dots 2000 \text{ m}$)

(98) Die Bereichumschaltung ist bei einem Frequenzmesser nach *Rohde* von Steeg u. Reuter für 150 kHz bis 60 MHz ($\lambda = 5 \dots 2000 \text{ m}$) durch verschiedene Anzapfungen einer Spule erreicht. Bild 113 zeigt Skala und Schaltung [40]. Um die Rückwirkung auf den jeweils arbeitenden Spulenteil zu vermindern, schließt der Schalter unmittelbar den benachbarten Spulenteil kurz. Der Indikatorkreis ist über den Spannungsteiler C_1 und C_2 lose angekoppelt, so daß eine unmittelbare magnetische Einkopplung vom Sender her ausgeschaltet ist. Die kombinierte Drossel überbrückt den Kondensator C_2 für den gleichgerichteten Strom. Die Meßgenauigkeit ist 1%.

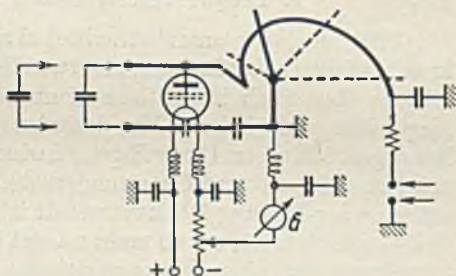
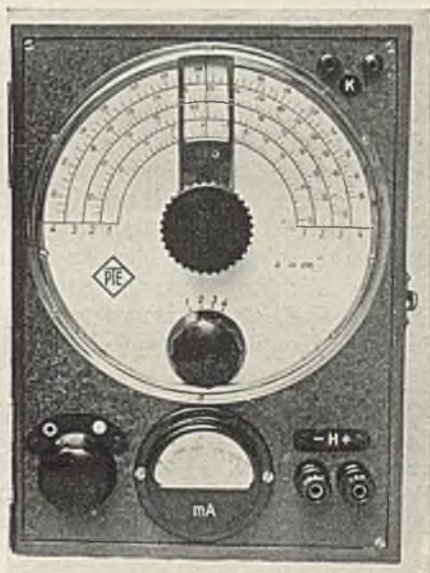


Abb. 114. Ansicht und Schaltung eines Frequenzmessers für 50...1000 MHz (PTE)

c) Frequenzmesser für 50...1000 MHz ($\lambda = 30 \dots 600 \text{ cm}$)

(99) Den nach oben anschließenden Frequenzbereich von 50...1000 MHz ($\lambda = 30 \dots 600 \text{ cm}$) überdeckt in 4 Bereichen ein Frequenzmesser nach *Rohde* [41] mit Diode als Indikator, weil die Empfindlichkeit des Detektors abnimmt (s. Bild 114). Um die extrem hohe Frequenz noch mit einem „geschlossenem Schwingkreis“ zu erreichen, wird hier im höchsten Frequenzbereich die Schalt- und Dioden-

kapazität mit der Selbstinduktion eines Bügels kombiniert. Durch Rechtsdrehen des Bedienungsknopfes greift man mit einem Schleifer mehr Selbstinduktion ab. Die längeren Wellenbereiche erhält man durch Zuschalten von kleinen Festkapazitäten. Als Ungenauigkeit wird 2% angegeben.

In Sonderfällen kann die Resonanzabstimmung ohne besonderen Indikator aus der Rückwirkung des Primärsystems erkannt werden. Falls der Sender mit unbekannter Frequenz eine geringe Leistung abgibt, werden Schwingstrom bzw. Anodengleichstrom und Gittergleichstrom ihre größte Veränderung zeigen, wenn der geeichte Frequenzmesser genau auf die Senderfrequenz abgestimmt ist. Das Zucken des Zeigers beim Durchdrehen der Abstimmung des Frequenzmessers muß an der gleichen Stelle der Skala zu beobachten sein, gleich von welcher Richtung aus abgestimmt wird. Andernfalls ist dies ein Zeichen, daß der Frequenzmesser die Senderfrequenz mitzieht. Es ist dann die Kopplung entsprechend zu verringern.

Große Fehler in der Frequenzmessung sind möglich, wenn wesentlich auf eine Oberwelle des Senders mit unbekannter Frequenz eingestellt wird. Ist also die Größenordnung der zu messenden Frequenz unbekannt, so sucht man zunächst bis zur halben bzw. doppelten Frequenz weitere Schwingungen festzustellen und ermittelt dann aus der Lage der harmonischen Frequenzen leicht die Grundfrequenz.

3. Frequenzmessung mit Resonanzleitungen

(100) Im allgemeinen betrachtet man den quasistationären Schwingkreis und die *Lecher*-Leitung als etwas Grundverschiedenes. Tatsächlich gibt es aber auch im Mittelwellenbereich keine Spule ohne verteilte Kapazität und keinen Kondensator ohne Selbstinduktion der Zuleitungen. Eine in ihrer Eigenschwingung erregte Langwellendrossel zeigt eine Strom- und Spannungsverteilung, die mit der Verteilung auf einer *Lecher*-Leitung stark verwandt ist. Je kleiner die Kapazität eines Schwingkreises ist, um so mehr nähert sich die Strom- und Spannungsverteilung der einer Resonanzleitung, ganz unabhängig davon, wie groß die absolute Höhe der Frequenz ist. Es wird allerdings dieser stetige Übergang besonders deutlich im Ultrakurzwellengebiet. Der Wellenmesser von *Rohde* (Bild 114) ist ein typischer Fall des Übergangs zur Resonanzleitung. Die Selbstinduktion ist das Stück einer gebogenen Eindrahtleitung. Die Länge, die der Schleifer abgreift, wird nur nicht direkt gemessen, sondern über die Drehung auf die Skala übertragen.

Ob man zur Frequenzmessung einen Resonanzkreis oder eine Resonanzleitung verwendet, ist nur eine Frage der Handlichkeit. Bei Frequenzen unter 100 MHz ($\lambda > 3$ m) wird eine *Lecher*-Leitung un-

bequem lang, so daß eine Messung mit Spule und Kondensator geeigneter ist. Für Frequenzen oberhalb 300 MHz ($\lambda = 1$ m) besteht aber bei einer Kapazität von 10 pF die zur Resonanz notwendige Induktivität nur aus einem kurzen Drahtstück. Die Abmessungen werden unbequem klein, und es ist praktischer, auch die Kapazität als verteilte Kapazität auszubilden und zur Frequenzmessung mit der Resonanzleitung überzugehen.

Bekanntlich bilden sich auf der abgestimmten Leitung stehende Wellen für den Leitungsstrom und die Spannung zwischen den Leitungen aus, deren Wellenlänge λ_D durch Frequenz f und Ausbreitungsgeschwindigkeit v längs der Drähte

$$\lambda_D = \frac{v}{f} \quad (64)$$

gegeben ist und aus dem doppelten Knotenabstand l bestimmt werden kann.

a) Absolute Messung der Frequenz mit der Resonanzleitung

(101) Die Ausbreitungsgeschwindigkeit v auf einer Leitung mit $\epsilon_r = 1$ und $\mu_r = 1$ stimmt bis auf einen kleinen Fehler p mit der Lichtgeschwindigkeit c überein. Allgemein gilt

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}} (1 - p). \quad (65)$$

Für $\lambda_D = 2l = v/f$ ist dann mit $\epsilon_r = 1$ und $\mu_r = 1$

$$f = \frac{v}{\lambda_D} = \frac{c}{2l} (1 - p). \quad (66)$$

Hierin ist die Korrektur p nach *Hund* [42]

$$p = \frac{1}{2} \frac{R}{\omega L} = \frac{\beta \cdot \lambda}{2\pi}, \quad (67)$$

also der Verlustzahl der Leitung, dem Verhältnis des Ohmschen Hochfrequenzwiderstandes zum induktiven Blindwiderstand bzw. der Leitungsdämpfung $\beta \cdot \lambda$ proportional. Tatsächlich rührt diese Korrektur aber nicht von Energieverlusten, sondern von der inneren Induktivität der Leitung her, deren Blindwiderstand ωL_i bei großer Stromverdrängung dem Wirkwiderstand R zahlenmäßig gleich ist. Deshalb darf man auch nicht etwa, wie es gelegentlich geschehen ist [43], den Strahlungswiderstand R_s zu R hinzuschlagen, um die richtige Korrektur zu erhalten. Vielmehr ist unter Berücksichtigung der

Strahlung, wie sich aus den Leitungsgleichungen ergibt, der genauere Wert für p

$$p = \frac{R}{2\omega L} + \frac{1}{2} \left(\frac{R + R_s}{2\omega L} \right)^2. \quad (68)$$

Wegen der Unsicherheit in der Bestimmung des Strahlungswiderstandes ist es für absolute Messungen besser, statt des Paralleldraht-

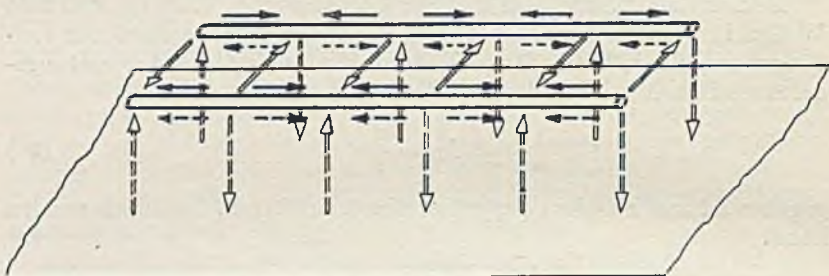


Abb. 115. Gleich- und Gegentaktwelle auf der Doppelleitung

→	Strom	} der Gegentaktwelle
—▷	Spannung	
- - -▷	Strom	} der Gleichtaktwelle
= = =▷	Spannung	



Abb. 116. Gleich- und Gegentaktwelle bei der Rohrleitung

Bedeutung der Pfeile wie in Abb. 115

systems eine konzentrische Rohrleitung vorzusehen, um die Strahlung ganz zu vermeiden. Diese Ausführung schließt noch einen Fehler aus, der bei der Paralleldrahtleitung stören kann. Wenn eine Paralleldrahtleitung am Anfang eine Spannung gegen Erde führt, läuft außer der erwünschten Gegentaktwelle noch zwischen beiden Leitungen und Erde eine Gleichtaktwelle, welche die Einstellung stören kann (s. Bild 115). Bei einer konzentrischen Rohrleitung läuft eine solche Gleichtaktwelle auf der Außenseite, die Gegentaktwelle zwischen Innenhaut und Seele (s. Bild 116).

Eine mögliche konstruktive Ausführung zeigt Bild 117, die der von *W. A. Krause* [44] angegebenen Konstruktion ähnlich ist. Um den störenden Einfluß des Ankopplungsendes auf die Stromverteilung auszuschließen, wird zweckmäßig der Abstand des ersten Spannungsknotens vom zweiten durch Verschieben der Kurzschlußscheibe ermittelt. Der Abstand des ersten Spannungsknotens vom Anfang der Röhre, der nicht für die Messung brauchbar ist, kann erheblich verkürzt werden durch das Zwischenstück mit größerer Kapazität. Die verteilte Kapazität eines längeren Abschnitts ist dadurch auf ein kürzeres Stück zusammengedrängt. Der Rohranfang bis zum Konden-

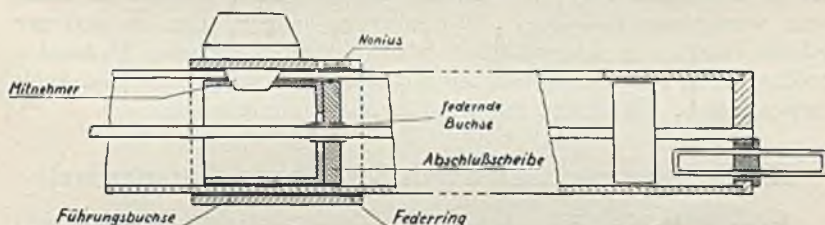


Abb. 117. Konstruktion einer Rohrleitung zur Frequenzmessung

satorzwischenstück stellt also einen Übergang zum geschlossenen Schwingkreis dar. Eine ähnliche konzentrische Rohrleitung hat *Darbord* entwickelt [45].

Die Genauigkeit der Frequenzmessung hängt vor allem von der genauen Längenmessung des Knotenabstands ab. Diese ist wie die Halbwertsbreite beim Schwingkreis durch $D = \frac{R}{\omega L}$ begrenzt. Für Rohrleitungen mit etwa 5 . . . 10 mm \varnothing der Seele erreicht man leicht sehr scharfe Resonanz mit $D = 1^0_{00}$. Dieser Fehler geht durch Eingabeln, wie beim Resonanzkreis beschrieben, noch sicher auf $\frac{1}{10}$ zurück. Man braucht also einen stabilen Aufbau und eine gute mm-Teilung auf dem Rohr mit Noniusablesung.

b) Technische Frequenzmessung mit der Resonanzleitung

(102) Benötigt man nur eine Genauigkeit von etwa 0,5%, so kann man mit der aufbaumäßig etwas bequemerem Doppelleitung arbeiten. Die Leitung wird am Anfang, wo die Kopplung mit dem Generator erfolgt, kurzgeschlossen, um nicht die Gleichtaktwelle zu erregen. Für technische Zwecke ist es nun nicht notwendig, eine lange Leitung zu bauen, auf der die Knotenabstände ausgemessen werden. Es genügt vollkommen, den Abstand des ersten Knotens vom Leitungsanfang zu messen und einmal an Hand der Abstände weiterer Knoten oder durch

eine andere Frequenzmessung zu eichen. Dann kann man das *Lecher*-System auf etwa $\frac{3}{4}$ der maximalen Betriebswellenlänge verkürzen.

Als Kurzschlußbrücke ist ein „Bügel“ unbrauchbar, weil er als Leitungsstück wirkt und das Feld verzerrt. Ebenso bedeutet die Einschaltung eines Detektors keinen reproduzierbaren Kurzschluß. Es eignet sich eine Abschlußplatte mit langer, gegen Verkanten gesicherten Führung, die auf ihrer Rückseite Detektor bzw. Diode mit Galvanometer trägt [46]. Zur Ankopplung ist eine kleine Schleife durch die Platte isoliert durchgeführt. — Anstatt die *Lecher*-Leitung mit 1 mm-Draht zu spannen und die Kurzschlußbrücke darauf tanzen zu lassen, ist es zweckmäßiger, die Leitung aus stabilem, gezogenem Rohr von wenigstens $d = 5 \dots 10$ mm \emptyset zu bauen. Um so geringer ist die Dämpfung. Dagegen hat es nicht viel Zweck, den Abstand a größer als $5d$ zu machen, der Zuwachs an Selbstinduktion*) ist dann unwesentlich. Es nimmt nur die Strahlung unnötig zu.

III. Frequenzmessung durch Schwebung (Interferenz)

Größere Genauigkeit, wie sie die Festlegung der Frequenz von Rundfunksendern und kommerziellen Sendern erfordert, bietet die Überlagerung der Meßfrequenz mit einer sehr genau bekannten Normalfrequenz bzw. einer ihrer Oberschwingungen.

1. Erzeugung von Normalfrequenzen

(103) Den Rekord in der Genauigkeit halten die als „Quarzuhren“ bekannten Schwingungserzeuger der PTR von *Scheibe* und *Adelsberger* [47] mit einer Toleranz von 10^{-8} der Grundfrequenz. Frequenznormal ist ein Steuersender mit Schwingquarz im Gitterkreis. Der Quarz sitzt in einem Doppelthermostaten, so daß die Temperatur am Quarz nur um $0,001^{\circ}$ C schwankt. Zusammen mit dem geringen Temperaturkoeffizienten wird die oben angegebene Genauigkeit erreicht. Zur Kontrolle wird die Grundschiwingung von 60 kHz durch Frequenzteilung in 3 Stufen auf 10 kHz, 1 kHz und 333 Hz herabgesetzt, so daß ein Synchronmotor mit Kontaktgeber und Zeitschreiber angetrieben werden kann. Damit ist der Vergleich mit anderen Quarzuhren möglich. Es hat sich gezeigt, daß die Quarzuhren eine größere Konstanz als astronomische Uhren besitzen, deren Zeitangabe auf der Regelmäßigkeit der Erddrehungen beruht.

*) Die Selbstinduktion der Doppelleitung wächst nach

$$L_{(n)} = 4l \ln \frac{2a}{d} \cdot 10^{-9}$$

nur mit dem Logarithmus $2a/d$, weil das magnetische Feld nur in der Nähe des Leiters erheblich ist.

Für technische Zwecke genügen weitauf kleine Sender mit temperaturunabhängig geschnittenen Quarzen ($TK < 10^{-6}$ je $^{\circ}C$), so daß ohne jeden Thermostaten die Frequenz bei Schwankungen der Zimmertemperatur um $\pm 5^{\circ}C$ bis auf 10^{-5} konstant bleibt. Bild 118 zeigt den einfachen Aufbau eines Quarzsenders. Der Quarz sitzt in der viereckigen, keramischen Fassung über dem Gitteranschluß. Durch einen nachfolgenden Verstärker, der die Oberschwingungen des Quarzoszillators bevorzugt, ist ein Spektrum konstanter Frequenzen im



Abb. 118. Quarz-Normalsender mit sehr kleinem Temperaturkoeffizienten $\Delta f/f < 10^{-6}$ je $^{\circ}C$

Hochfrequenzbereich darstellbar. — Als man den temperaturunabhängigen Schnitt von Schwingquarzen [37] noch nicht kannte, wurden die kristallgesteuerten Sender noch durch Leuchtquarze überwacht. Das ist jetzt überflüssig geworden.

Ein großer Fortschritt in technischer Hinsicht ist die Möglichkeit, auch Schwingkreise mit veränderlicher Frequenz so zu stabilisieren, daß sie sich zeitlich nicht ändern und von Temperaturschwankungen unabhängig bleiben. Die Frequenz ist dann eindeutig von der Stellung des Drehkondensators abhängig. Ein normaler Schwingkreis mit gealterter Spule und Luftkondensator hat einen gesamten TK von etwa $+1 \cdot 10^{-4}$ je $^{\circ}C$.

Die Entwicklung der keramischen Isolierstoffe Condensa und Kerafar mit negativem TK schuf die Möglichkeit, den positiven TK der Spule durch den negativen TK des Kondensators zu kompensieren. Besonders vereinfacht wird der Ausgleich bei Verwendung von Reglern mit konstanter Kapazität, aber zwischen $+2$ und $-7 \cdot 10^{-4}$ veränderlichem TK (s. Bild 119). Durch die Kompensation ist es möglich, den TK des Kreises sicher unter 10^{-5} je $^{\circ}\text{C}$ herabzudrücken. Die

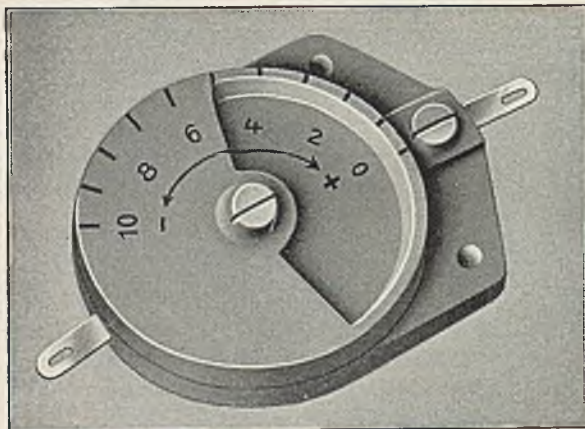


Abb. 119. Regler konstanter Kapazität mit veränderlichem Temperaturkoeffizienten

Kompensation ist in dieser einfachen

Weise möglich, wenn der Frequenzbereich des Kreises etwa auf 1:2 beschränkt bleibt und der parallel zum Luftdrehkondensator eingeschaltete Regler für eine mittlere Frequenz die genaue Kompensation bewirkt.

Die zeitliche Konstanz der Selbstinduktion des Kreises ist be-

sonders gut bei Spulen mit eingebrannten Windungen, die im Bereich kurzer Wellen in steigendem Maß Verwendung finden.

Außer durch die Temperatur kann die Frequenz des Oszillators, wenn die Rückkopplung nicht phasenrein erfolgt, durch die Inkonstanz der Betriebsspannungen beeinflusst werden. Geeignete Schaltungen (elektronengekoppelter Sender, hoher Widerstand in der Anodenleitung oder Frequenzstabilisation nach *Llewellyn* [48]) lassen die Fehler gegenüber dem Temperatureinfluss verschwinden.

2. Vergleich der Meßfrequenz mit der Normalfrequenz

(104) Durch Überlagern der unbekanntes Frequenz mit der Normalfrequenz in einer Mischstufe ergibt sich ein sauberer Überlagerungston, wenn beide Frequenzen unmoduliert sind und ihre Differenz im Tonfrequenzgebiet liegt. Einstellung auf „Schwebungsnull“ mit dem Hörer hinter der Mischstufe ist also ein sehr exaktes Kennzeichen der Übereinstimmung beider Frequenzen.

Liegt die unbekanntes Frequenz zwischen zwei bekannten festen

Normalfrequenzen, deren Abstand 1 kHz nicht übersteigt, so besteht die Möglichkeit, die Differenzfrequenz unmittelbar mit einem Zungenfrequenzmesser anzuzeigen. Haben die Normalfrequenzen einen Abstand von 10 kHz, so wird man die Schwebung nochmals mit einem Tonfrequenzgenerator überlagern (Doppelte Schwebung), wobei die Übereinstimmung durch Abhören oder Frequenzvergleich am stehenden Bild der Braunschen Röhre*) geprüft werden kann.

Ist die Meßfrequenz tonfrequent moduliert, z. B. durch Geräusche der Senderbetriebsspannungen, so hört man an Stelle des sauberen Pfeiftons ein Rauschen.

3. Ausführung von Schwebungsfrequenzmessern

a) Frequenzmesser für 6 ... 30 MHz ($\lambda = 10 \dots 50$ m)

(105) Als Beispiel für die Ermittlung der unbekanntnen Frequenz aus dem Abstand von zwei benachbarten Normalfrequenzen zeigt Bild 120 das Frequenzschema und Bild 121 die Prinzipschaltung eines Tele-

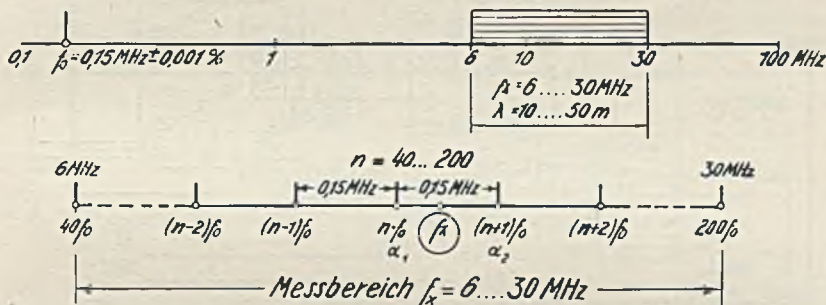


Abb. 120. Frequenzschema eines Telefunken-Frequenzmessers

funkengeräts nach Mögel [49]. Der Normalsender in Schott 1 wird durch den Feinstellkondensator auf die Frequenz des gebundenen Leuchtquarzes eingestellt. Im Thermostaten-Schott 2 wird die Temperatur des Quarzes durch Kontaktthermometer am Gitter der Verstärkerröhre automatisch eingeregelt. Die Grundfrequenz synchronisiert über eine Verstärkerröhre in Schott 3 die Kippschwingungen eines Multivibrators [50], der seine Oberwellenskala über eine Schirmgitterröhre zur Entkopplung dem Schwingaudion (Schott 4) zuführt. Über die zweite Schirmgitterröhre kommt die Meßfrequenz an das Audion. Es wird zunächst die Audionschwingung auf die Meßfrequenz mit dem Hauptdrehkondensator grob eingestellt, so daß ein

*) Diplomarbeit Nüßlein, T. H. Berlin 1937.

Überlagerungston hörbar wird. Mit dem parallel liegenden sehr kleinen Feinkondensator, der nur eine Frequenzänderung um etwa 0,15 MHz (Frequenzabstand der Oberschwingungen) gestattet, läßt sich nun am Feintrieb sauber Schwebungsnul einstellen. Dann entkoppelt man die Meßfrequenz, liest die Einstellungen α_1 und α_2 des Feinkondensators bei Schwebungsnul für die linke und rechte benachbarte Normalfrequenz ab (Bild 120) und interpoliert entsprechend der Ablesung für die Meßfrequenz. Nun muß noch aus der Grobwellenmessung des Audions die Ordnungszahl der Oberwelle bestimmt werden. Damit

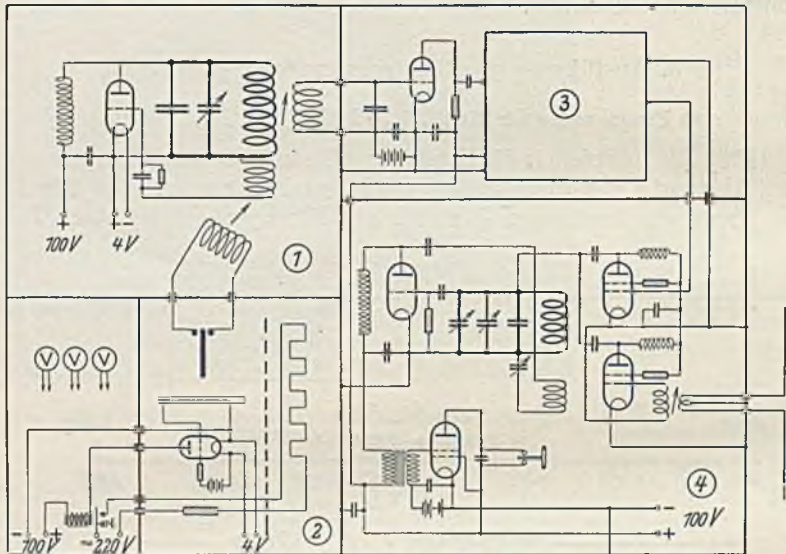


Abb. 121. Prinzipschaltbild eines Frequenzmessers nach Högel für 6...30 MHz

keine Verwechslung vorkommt, muß die Grobwellenmessung wenigstens bis auf etwa ± 70 kHz genau sein, wie man aus dem Frequenzschema Bild 120 erkennt. Das entspricht bei der höchsten Meßfrequenz 30 MHz ($\lambda = 10$ m) etwa $\pm 29/100$. Die Anforderung an die Konstanz des Audions sind also beträchtlich. Es wäre zweckmäßiger, die Grundfrequenz von 0,15 MHz auf etwa 1 MHz zu erhöhen.

(106) Um dem Bedienenden das Interpolieren der Meßfrequenz zu ersparen, wurde bei einer neueren Ausführung [51] zu dem Grundfrequenzoszillator ($0,75$ MHz $\pm 0,001\%$) noch ein Feinmeßsender mit einem Frequenzbereich $0,375 \dots 0,75$ MHz hinzugefügt (s. Frequenzschema Bild 122). Den Oberwellen der Grundfrequenz (nf_0) wird nun die Frequenz des Feinmeßsenders als obere und untere Seitenfrequenz überlagert, so daß bei Veränderung des Feinmeßsenders stets auf

Schwebungsnull mit der Meßfrequenz f_x eingestellt werden kann. Bild 123 zeigt die Frontansicht des Frequenzmessers. Die Meßfrequenz wird mit dem Grobwellenmeßteil, wiederum ein Schwingaudion in Schott V, zunächst an der Skala 13 durch Einschweben eingestellt. Die notwendige Oberschwingung $n \cdot f_0$, die der Audionschwingung am nächsten liegt, liest man an der Skala 13 ab und stimmt nach dieser Zahl über die Rasterräder $3/18$ (Schott III) den Verstärker und Mischteil auf die Oberwelle ab. Zugleich ist dann die Teilskala an der eigentlichen Ablesetrommel 2 in Schott IV, der den Feinmeßteil enthält, gekennzeichnet, wobei auch das richtige Seitenband eindeutig durch eine Farbmarkierung an 13 automatisch ausgewählt

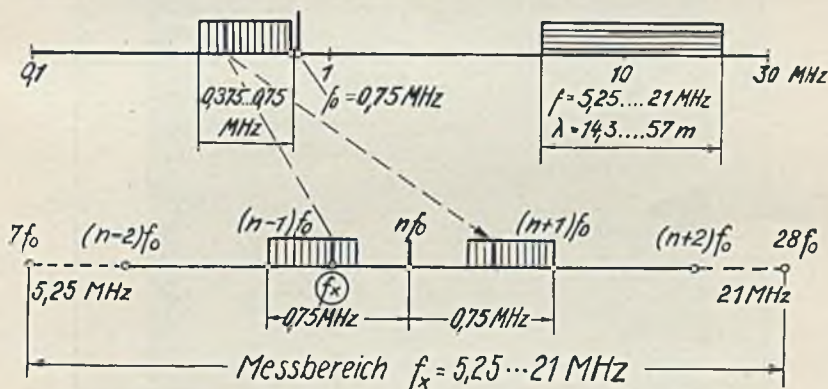


Abb. 122. Frequenzschema eines neueren Telefunken-Frequenzmessers

ist. Abstimmung des Feinmeßteils auf die Audionschwingung (Meßfrequenz f_x) führt dann zur unmittelbaren Ablesung der Frequenz an der festgelegten Teilskala von 2. Die Meßzeit wird mit $\frac{1}{2}$ min angegeben.

Eine Erweiterung des Meßbereiches von $5,25 \dots 21$ MHz ($\lambda = 14,3 \dots 57$ m) ist nach langen Wellen ohne weiteres durch Vorsatz eines Audions möglich, dessen Oberschwingungen dann im Kurzwellenfrequenzmesser bestimmt werden.

Der Aufwand an Schwingungskreisen und Umschaltern ist allerdings bei diesem Frequenzmesser ziemlich hoch. Wenn man auf die unmittelbare Ablesung der Frequenz verzichtet, und die verwendete Oberwelle absolut eindeutig festliegt, kann man die Oberwellen des veränderlichen Feinmeßsenders unmittelbar mit der Meßfrequenz überlagern. Man verzichtet dann auch auf die Skala fester Normalfrequenzen, da der Feinmeßsender in seiner Frequenz genügend genau bekannt ist.

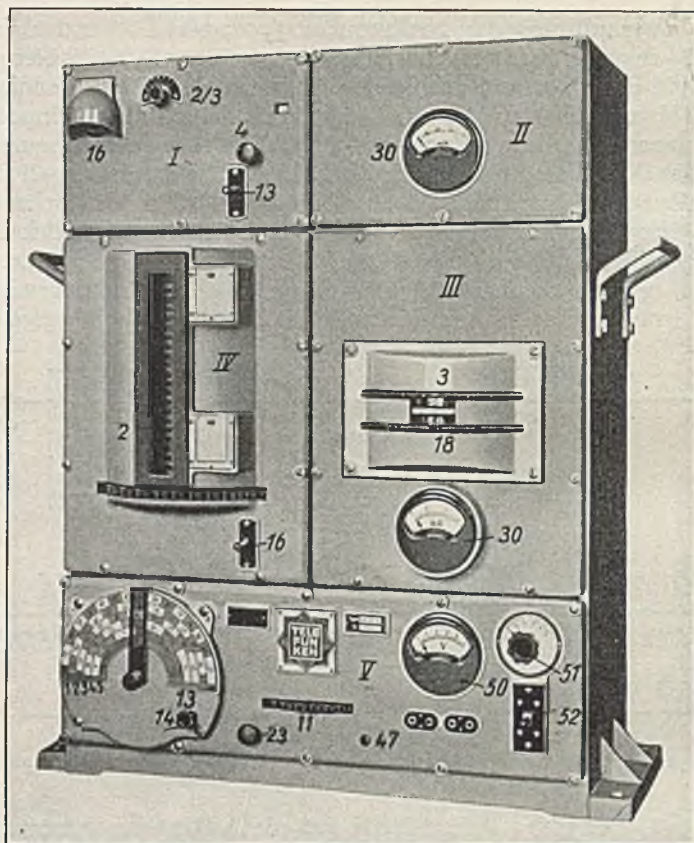


Abb. 123. Ansicht des Telefunken-Frequenzmessers für 5 ... 21 MHz

b) Frequenzmesser für 50 kHz ... 50 MHz ($\lambda = 6 \dots 6000$ m)

(107) Bild 124 zeigte das Frequenzschema eines derartigen von *Habermann* [52] verbesserten Frequenzmessers des Physikalisch-Technischen Entwicklungslabors für den Frequenzbereich 50 kHz ... 50 MHz ($\lambda = 6 \dots 6000$ m). Der Grobwellenbereich gestattet die Bestimmung der unbekanntenen Frequenz bis auf 0,5%. Der Bereich ist durch einen umschaltbaren Spulensatz des Schwingaudions auf 7 Frequenzbänder aufgeteilt. Zur genauen Messung wird nach Einstellung auf Schwebungsnull mit der Meßfrequenz die Frequenz des Grobwellenteils mit dem Feinwellenmesser, der nur den Bereich von 2,5 ... 3,75 MHz ($\lambda = 80 \dots 120$ m) überstreicht, so überlagert, daß die Oberwelle $n \cdot f_z$ des Schwingaudions im Grobwellenteil mit einer Einstellung f_{fein}

zur Schwebung kommt. Diese Überlagerung gilt für Meßfrequenzen unterhalb 2,5 MHz. Im Bereich 2,5 . . . 3,75 MHz ergeben unmittelbar die Grundfrequenzen von Grob- und Feinwellenmesser die Schwebung, während oberhalb von 3,75 MHz die Oberschwingungen des Feinwellenmessers $n \cdot f_{\text{fein}}$ mit der unbekanntem Frequenz f_x , auf die der Grobwellenmesser eingestellt ist, zur Interferenz gebracht werden. Da die Eichung des Feinwellenmessers nur eine absolute Unsicherheit von

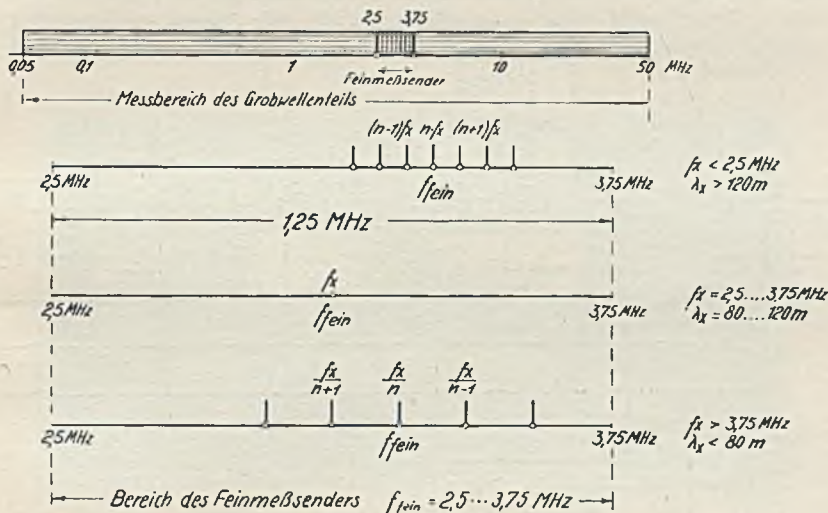


Abb. 124. Frequenzschema eines Frequenzmessers für 50 kHz . . . 50 MHz

$5 \cdot 10^{-5}$ besitzt, ist auch die unbekanntem Frequenz bis auf diesen geringen Fehler bekannt

Eine unmittelbare Ablesung von f_x ist offensichtlich nur im Bereich 2,5 . . . 3,75 MHz des Feinwellenmessers möglich. Außerhalb dieser Frequenzen ist die Überlagerung zu Schwebungsnull mit einer großen Zahl von Oberwellen möglich (s. Bild 124). Um die benutzte Oberschwingung n zu bestimmen, bildet man das Verhältnis

$$v = \frac{f_{\text{fein}}}{f_{\text{grob}}} \quad \text{bei } f_x < 2,5 \text{ MHz}$$

bzw.

$$v = \frac{f_{\text{grob}}}{f_{\text{fein}}} \quad \text{für } f_x > 3,75 \text{ MHz}$$
(69)

und rundet das Verhältnis v auf eine ganze Zahl n ab. Dann ist $f_x = f_{\text{fein}}/n$ bzw. $f_{\text{fein}} \cdot n$. Liegt die Meßfrequenz f_x an den Grenzen

50 kHz bzw. 50 MHz, so sind die Oberschwingungen besonders dicht benachbart. Die Bereichsgrenzen bestimmen also die Genauigkeit, mit der f_x am Grobwellenteil bekannt sein muß. Es sei bei einer Messung $f_{\text{grob}} = 50,2 \text{ kHz}$ und $f_{\text{fein}} = 3,725 \text{ MHz}$. Dann ergibt sich $v = 74,2$. Es ist also unsicher, ob mit $n = 74$ oder 75 überlagert ist. Bei der angegebenen Toleranz des Grobwellenmessers von $0,5\%$ kann f_x zwischen $50,45$ und $49,95$ liegen. Damit ist ein Unsicherheitsbereich für v von $73,9$ bis $74,5$ vorhanden. Da die Oberwelle eine ganze Zahl ist, hat

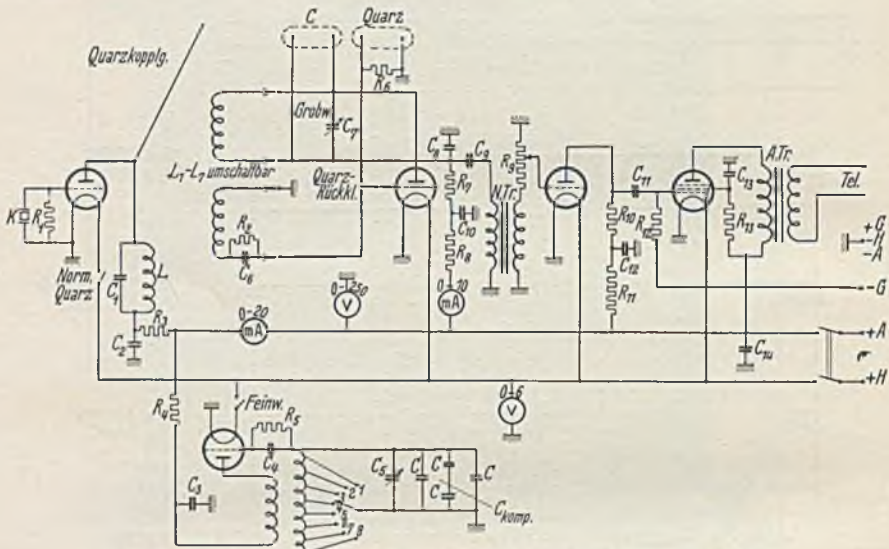


Abb. 125. Schaltung des Frequenzmessers nach Habermann (PTE)

man demnach v auf 74 abzurunden. Man muß fordern, daß die Unsicherheit p des Grobwellenteils höchstens

$$p \leq \frac{0,4}{n} \quad (70)$$

beträgt, wenn mit der n -ten Oberwelle überlagert wird, damit in jedem Fall eindeutig auf die nächste ganze Zahl abgerundet werden kann. Für $n = 75$ führt das zu der Forderung $p < 0,5\%$ und am anderen Ende des Feinmeßbereiches ($n = 38$) muß p wenigstens 1% unterschreiten. Günstiger ist es bei der Messung im Kurzwellenbereich, weil der Abstand der höchsten Meßfrequenz vom Feinmeßbereich geringer ist. Die höchste Ordnungszahl n der Oberwelle ist hier $50/2,5 = 20$. Damit ist die Forderung $p \leq \frac{0,4}{n} = 2\%$ gut erfüllt, da p den Wert $0,5\%$ hat.

Die hohe absolute Genauigkeit und Konstanz des Feinmeßbereichs von 0,005% ist durch eine keramische Ringspule mit eingebrannten Windungen und temperaturkompensierte Festkondensatoren erreicht. Der Frequenzbereich von nur 1,5:1 ist nochmals, um die Ablesungenauigkeit unter die absolute Unsicherheit zu senken, in 8 Teilbereiche aufgespalten. Der Temperaturkoeffizient der Frequenz konnte dadurch auf $5 \cdot 10^{-6}$ beschränkt werden.

In der Schaltung (Bild 125) erkennt man den Feinmeßsender mit angezapfter Spule, den Grobwellenmesser mit Umschaltung von Schwingspule, Gitterspule und $R-C$ -Glieder für automatische Gitter-

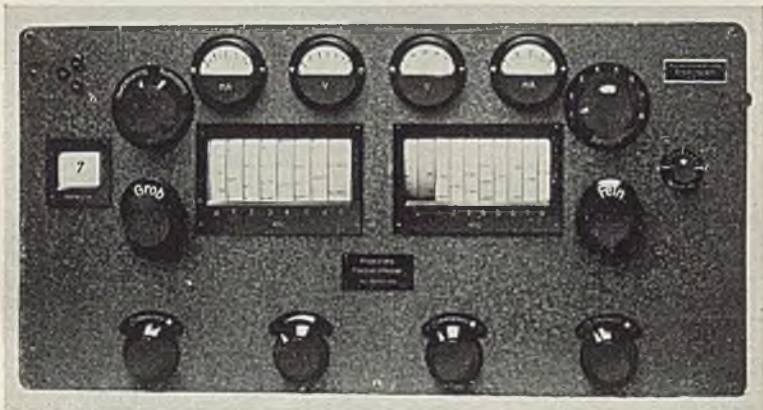


Abb. 126. Ansicht des Frequenzmessers nach Abb. 125

vorspannung. Mit einem Umschalter am Gitter kann man von „selbsterregt“ auf „quarzerregt“ umschalten, um die Frequenz eines aufsteckbaren Quarzes bestimmen zu können. Der Schwebungston wird über einen NF-Transformator auf einen zweistufigen Verstärker gegeben. Um die Frequenzgenauigkeit des Feinmeßteils bequem nachprüfen zu können, ist eine Quarzstufe (Normalquarz mit 100 kHz und $TK = \pm 3 \cdot 10^{-6}$ je $^{\circ}C$) eingebaut, die in Bild 125 links zu erkennen ist. Die Frontansicht der Trommelskalen und Bedienungsgriffe zeigt Bild 126.

c) Frequenzmesser für 30 ... 333 MHz ($\lambda = 0,9 \dots 10$ m)

(108) Bei kurzen Wellen ist die Einstellung auf Schwebungsnull bei der Grobmessung so scharf, daß es Mühe macht, die Frequenz zu finden, wenn die Größenordnung nicht von vornherein bekannt ist. Denn bei 100 MHz ($\lambda = 3$ m) ist der gesamte Hörbereich von 10 kHz nur 0,01% der Meßfrequenz. Ein von Rohde [53] beschriebener Frequenzmesser

für 30 ... 333 MHz ($\lambda = 0,9 \dots 10$ m) sieht deshalb zur Grobmessung einen einfachen Resonanzkreis mit Röhrevoltmeter vor, der die Frequenz mit einer Toleranz von 3% festlegt. Nun wird die unbekannt

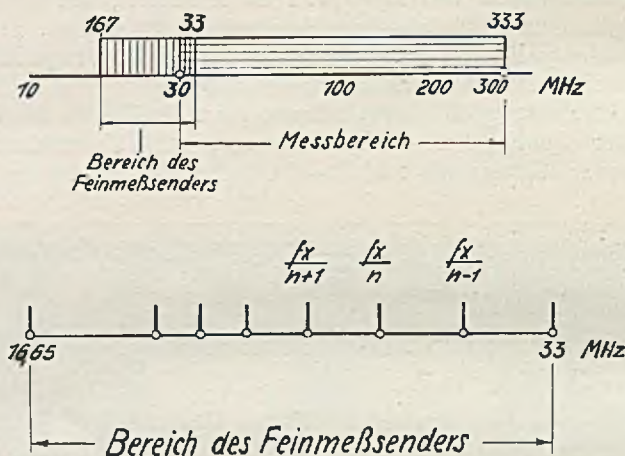


Abb. 127. Schema eines Frequenzmessers für 30 ... 333 MHz

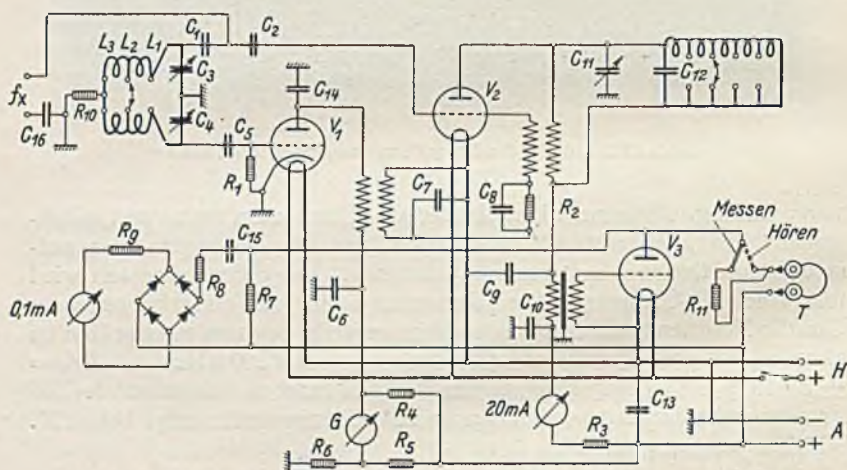


Abb. 128. Schaltung eines Frequenzmessers nach Rohde für 30 ... 333 MHz

Frequenz mit einer Oberschwingung des Feinmeßteils (mit dem Frequenzbereich 16,7 ... 33,3 MHz, $\lambda = 9 \dots 18$ m) zur Überlagerung gebracht und die Oberwelle n aus dem Verhältnis der Grob- zur Feinablesung ermittelt. Bild 127 zeigt das Frequenzschema. Die un-

bekannte Frequenz f_x ist dann mit $n \cdot f_{\text{fein}}$ so genau ermittelt, wie die Frequenz des Feinmeßteils selbst bekannt ist. Die Toleranz ist mit 0,1% angegeben. Dieser Wert liegt relativ hoch, weil die Selbstinduktion der Spulen und des Kurzschlußschalters für die 5 Bereiche wegen der kleinen Abmessungen nicht leicht konstant zu halten ist. Auch eine veränderliche Röhrenkapazität wirkt sich in diesem Frequenzbereich viel stärker aus, weil die Gesamtkapazität im Verhältnis zu tieferen Frequenzen relativ klein ist. Aus dem Frequenzschema ergibt sich als höchste Oberwelle des Feinmeßteils, die noch in den

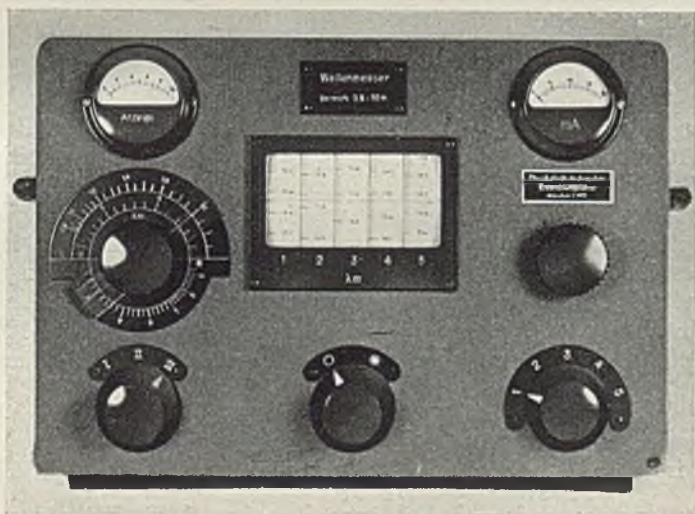


Abb. 129. Ansicht des Frequenzmessers nach Abb. 128

Frequenzbereich bis 333 MHz hineinfällt, $n = 20$. Verwechslungen können entsprechend $p \leq \frac{0,4}{n} = 2\%$ nicht vorkommen, wenn der Grobwellenteil bis auf 2% genau mißt. Da diese Toleranz aber mit 3% angegeben wird, ist bei der Messung der höchsten Frequenzen von etwa 300 MHz darauf zu achten, daß zur Überlagerung nicht die tiefen, sondern möglichst hohe Frequenzen in der Größenordnung von 30 MHz benutzt werden.

Die Schaltung (Bild 128) zeigt links den Resonanzkreis mit Röhrenvoltmeter V_1 (Audion) zur Grobmessung. Ist die Meßfrequenz nicht moduliert, so kann sie nur am Resonanzausschlag des kompensierten Galvanometers G festgestellt werden. Praktisch hat die Meßfrequenz aber wenigstens eine Störmodulation, die über die Verstärkeröhren V_2

und V_3 abgehört werden kann und so schon eine genauere Abstimmung des Kreises L_{123} , C_3 , C_4 ermöglicht. Zusammen mit der Meßfrequenz erzeugt nun die Oberwelle des Feinmeßteils den Überlagerungston. Die Röhre V_2 dient zur Schwingungserzeugung im Feinmeßteil und zur NF-Verstärkung.

Die Gractzbrücke aus Trockengleichrichtern mit Instrument zu 0,1 mA dient zur rohen Messung des Modulationsgrades modulierter Sender. Es muß daher die Hochfrequenz-Trägerspannung durch Einstellung des Galvanometers G auf eine Marke kontrolliert werden. Genauere Verfahren zur Messung des Modulationsgrades werden im Abschnitt E besprochen.

d) Frequenzmesser für 15 ... 1000 MHz ($\lambda = 30$ cm ... 20 m)

Ein Frequenzmesser von S. & H. Relm se 100a für den Bereich 15 ... 1000 MHz ($\lambda = 30$ cm ... 20 m) überstreicht mit dem Feinmeßteil (Frequenzunsicherheit 0,1%) den Bereich 14 ... 29 MHz ($\lambda = 10,3$... 21,4 m). In der Mischstufe werden die Oberschwingungen (es ist noch etwa die hundertste in ausreichender Stärke vorhanden) mit der Meßfrequenz f_x überlagert. Auf eine Grobmessung ist verzichtet. Die Ordnungszahl n der Oberschwingung $n \cdot f_0$, die man zum Einschweben mit f_x benutzt, kann man, wie auch aus Bild 127 ersichtlich, dadurch feststellen, daß der Oszillator auf eine andere Schwebungsfrequenz $f_1 = \frac{f_x}{n+1}$ bzw. $f_2 = \frac{f_x}{n-1}$ erneut eingestellt wird.

Dann ist $n = \frac{f_1}{f_0 - f_1}$ bzw. $n = \frac{f_2}{f_2 - f_0}$. Mit geringerer Genauigkeit kann auch entsprechend $\lambda_x = \lambda_1 - \lambda_0$ bzw. $\lambda_x = \lambda_0 - \lambda_2$ die Wellenlänge λ_x unmittelbar aus der Differenz zweier benachbarter Schwebungsstellen ermitteln. Um das Auffinden der Schwebungen an der Grenze der niedrigen Frequenzen zu erleichtern, ist ein zweistufiger NF-Verstärker mit einem Übertragungsbereich bis zu 40 kHz vorgesehen, so daß am Ausgangsinstrument schon ein Ausschlag bemerkbar wird, bevor die Schwebung im Tonfrequenzgebiet abgehört werden kann.

E. Messung der Kurvenform (Oberwellengehalt)

(109) Die Nachrichtenübertragung der Hochfrequenztechnik erfolgt durch Tastung oder Modulation der Trägerfrequenz. Man braucht daher Meßmethoden, um die Güte der Modulation und den Modulationsgrad festzustellen. Wegen der geringen Zahl der zur Verfügung

stehenden Nachrichtenkanäle ist es unerwünscht, daß Oberwellen des Trägers ausgestrahlt werden.

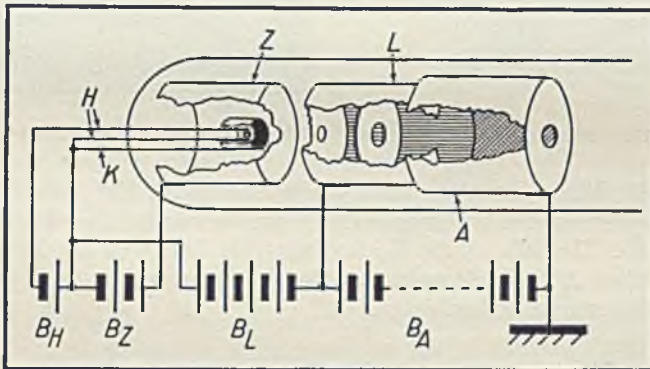
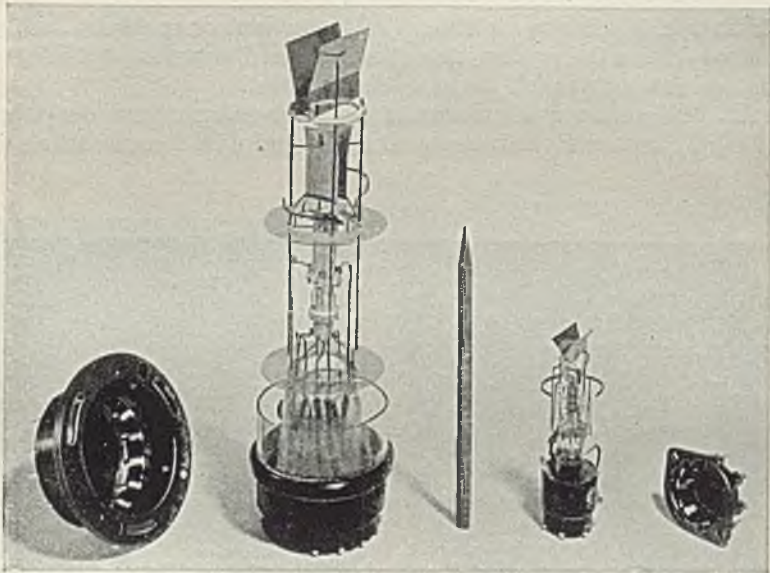


Abb. 130. Aufbau einer Hochvakuumröhre für Meßzwecke
(Aus K. Nentwig, Die Kathodenstrahl-Röhre, Abb. 6 u. 7)

Sowohl die Modulation als auch der Oberwellengehalt von Hochfrequenzschwingungen können nun grundsätzlich nach zwei Verfahren bestimmt werden,

1. durch Aufnahme der Kurvenform abhängig von der Zeit,
2. durch Ermittlung des Frequenzspektrums, das die Teilfrequenzen und ihre Amplituden umfaßt.

Leistungsfähiger ist das letztere Verfahren, weil es zugleich das Vorhandensein von Oberwellen, Amplituden- und Frequenz- bzw. Phasenmodulation übersichtlich darzustellen gestattet.

Als Meßgerät zur Bestimmung der Kurvenform bzw. des Oberwellengehalts von Hochfrequenzschwingungen wird hauptsächlich die

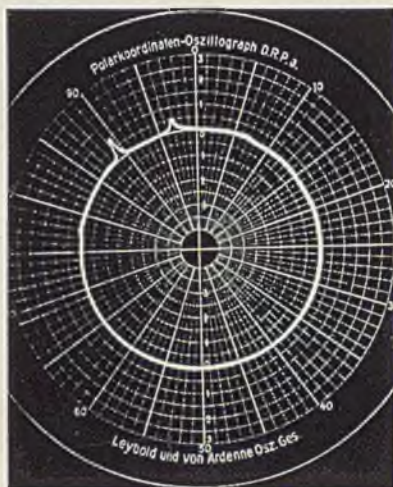
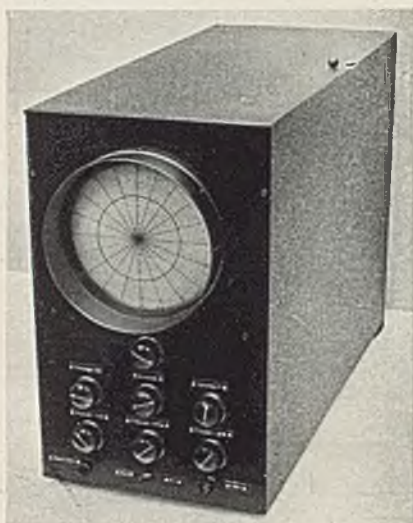


Abb. 131. Polarkoordinatenschreiber Abb.132. Bild auf dem Schirm nach Abb.131

Braunsche Röhre benutzt. Ihre große Bedeutung liegt vor allem in der Möglichkeit, den hochfrequenten Vorgang unmittelbar beobachten zu können. Deshalb ist die Kathodenstrahlröhre, weil alle Feinheiten im zeitlichen Ablauf erkennbar werden, auch besonders dazu geeignet Störerscheinungen aufzudecken.

I. Messung mit der Braunschen Röhre

(110) Für quantitative Hochfrequenzmessungen kommen nur Hochvakuumröhren in Betracht, weil die Trägheit der Ionen in gasgefüllten Röhren bei Frequenzen in der Größenordnung von 1 MHz eine Konzentration des Elektronenstrahls verhindert. Der Fleck wird unscharf. Auch der Nullpunktfehler [54] der gasgefüllten Röhre ist bei der Hochvakuumröhre nicht vorhanden. In Hinsicht auf zeitliche Kon-

stanz und Lebensdauer ist die Hochvakuumröhre ebenfalls überlegen. Schema und Aufbau einer neuzeitlichen Röhre zeigt Bild 130. Die Punkthelligkeit wird durch die negative Vorspannung des *Wehneltzylinders* gesteuert, während die Spannung der 1. Anode Konzentration und Punktschärfe bestimmt [55]. Die Meßspannung liegt am senkrechten Plattenpaar, die Zeitablenkung am waagerechten Plattenpaar. Beim Polarkoordinatenschreiber [56] erzeugen die Plattenpaare durch zwei Sinusspannungen gleicher Größe mit 90° Phasenverschiebung einen „Zeitkreis“, während die Meßspannung einem

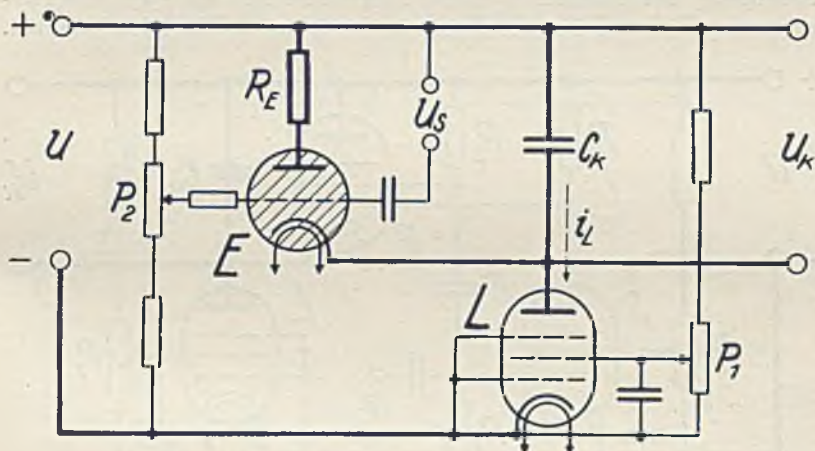


Abb. 133. Kippschaltung mit Gastriode bis 150 kHz

Zylinderkondensator zugeführt wird, so daß die Ablenkung stets in radialer Richtung erfolgt (Bild 131, 132).

Am häufigsten kommt die Zeitablenkung am waagerechten Plattenpaar zur Anwendung. Von der großen Zahl der Schaltungen zur Zeitablenkung [54] sollen nur die für Hochfrequenz geeigneten besprochen werden.

1. Lineare Zeitablenkung

(111) Um den Hochfrequenzvorgang harmonisch analysieren zu können (z. B. nach dem Rechengesetz von *Runge* [57]), ist eine Kippspannung mit geradlinigem Anstieg der Sägezahnkurve erforderlich. Die Geradlinigkeit ist bei Aufladung eines Kippkondensators mit konstantem Strom verbürgt, wie er als Anodenstrom einer Pentode geliefert wird. Die Entladezeit soll sehr gering im Verhältnis zur Ladezeit ausfallen. Im gleichen Verhältnis muß demnach der Entladestrom den Aufladestrom übertreffen. Die Entladung erfolgt über Stromtore (auch Thyatron und Gastriode genannt). Für die Anwendbarkeit bei Hoch-

frequenz ist vor allem die Zeit der Entionisierung maßgebend. Es ist gelungen, die erreichbare Kippfrequenz auf 150 kHz (Philips-Gastriode 4690) zu steigern. Ein Hochfrequenzvorgang mit der Grundschwingung 1,5 MHz ($\lambda = 200$ m) erscheint dann mit zehn vollen Perioden auf dem Schirm. Nach Bild 133 wird der Ladekondensator C_k durch den Ladestrom i_L der Pentode L aufgeladen, bis entsprechend der an P_2 eingestellten Gitterspannung des Stromtors E und der Kippspannung U_k die Zündung und Entladung einsetzt. Nach der Entladung und Entionisierung beginnt die Aufladung von neuem. Zur Erzeugung des Gleichlaufs führt man einen Teil als Synchronisierungsspannung U_s dem Gitter von E zu, um ein stehendes Bild zu bekommen.

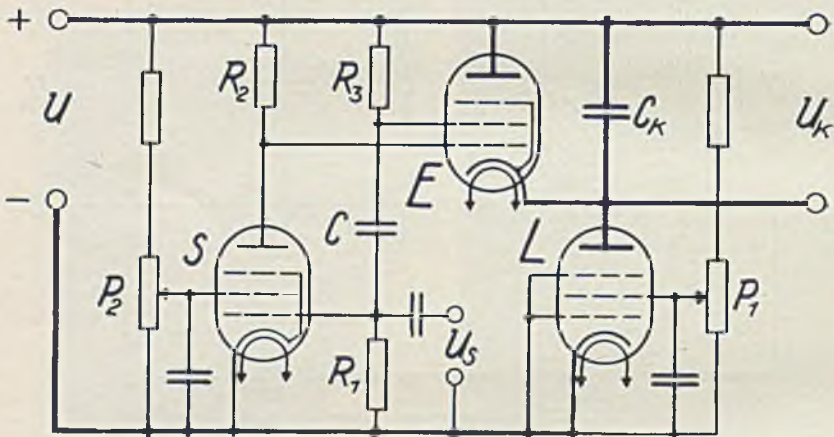


Abb. 134. Hochfrequenz-Kippschaltung
(nach Philips-Patenten)

Die Heizung der beiden Röhren wird getrennten Heizwicklungen des Netztransformators entnommen.

(112) Für höhere Frequenzen wird die gasgefüllte Entladeröhre durch eine Hochvakuumröhre mit ergiebiger Kathode (z. B. Endröhre AL 4) ersetzt. Zur Beschleunigung der Entladung dient die Steuerröhre S (AF 7). Die Schaltung arbeitet folgendermaßen (Bild 134):

Wenn an R_1 nur der Spannungsabfall durch den Gitterstrom von S sich einstellt, fließt ein konstanter Anodenstrom, dessen Spannungsabfall an R_2 ausreicht, um die Entladeröhre zu sperren. Die Ladung von C_k beginnt über L wie in Schaltung Bild 133. Solange E stromlos ist, werden Schirmgitter- und Anodenspannung an E mit u_k automatisch ansteigen, bis $D_{sg} \cdot u_k$ gleich der Gittervorspannung $u_k - i_s \cdot R_2$ geworden ist. Jetzt setzt die Entladung von C_k ein. Der Schirmgitterstrom von E über R_3 hat einen Spannungsabfall zur Folge, der den

Kondensator C umladen will. Der Ausgleichsstrom über R_1 sperrt sofort S . Das Gitter von E bekommt von u_k über R_2 eine schwach positive Spannung, so daß die Entladung von C_k sehr rasch vor sich geht. Nun wird R_3 wieder stromlos. Der Ausgleichvorgang über C

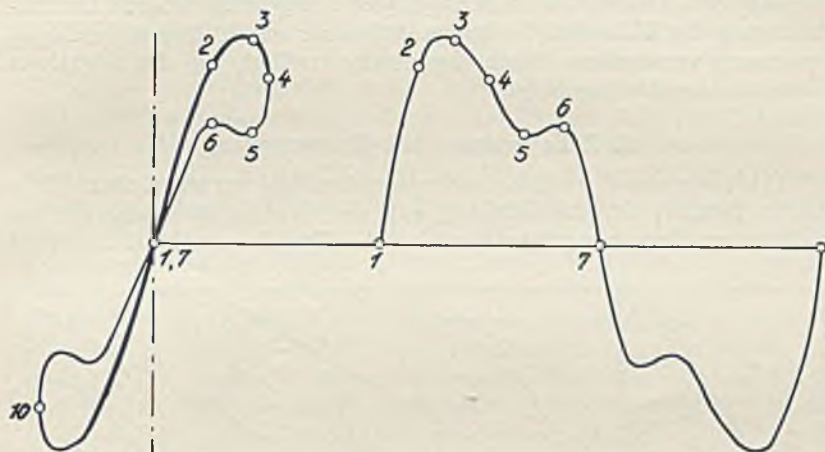
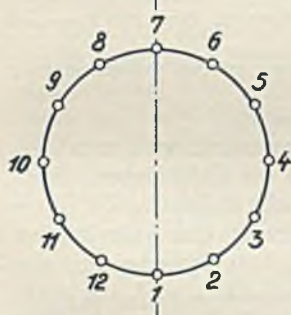


Abb. 135. Entzerrung einer Lissajous-Figur



und R_1 gibt S frei und sperrt damit über $i_s \cdot R_2$ wieder das Gitter von E .

Die Zeitkonstante CR_1 , die für die Schnelligkeit des Steuervorgangs bei der Entladung maßgebend ist, muß C_k bzw. der Dauer der Kippspannung angepaßt werden.

Da man den zulässigen Entladestrom nicht beliebig steigern kann, wird die höchste Frequenz der Kippschaltung gegeben sein, wenn C_k die Größenordnung der parallel liegenden Schalt- und Röhrenkapazität erreicht. Eine Zeitablenkung bei noch höheren Frequenzen ist möglich, wenn man von

den selbständigen Kippschwingungen zu fremdgesteuerten Schaltungen übergeht.

(113) In der einfachsten Form verzichtet man auf zeitproportionale Ablenkung und verwendet eine Sinusschwingung von so hoher Frequenz, daß eine gute Auflösung des Schwingungsvorgangs erreicht wird. Die bei der Zeitablenkung verwendete Frequenz wird in einem festen Verhältnis 1 : 1 oder 1 : n zur Meßfrequenz gewählt, um ein stehendes Bild zu erhalten. Die Entzerrung der so entstehenden Lissajous-Figuren ist

verhältnismäßig einfach. Bevor einige Beispiele dafür gegeben werden, sei noch vermerkt, daß auch mit einer Sinusspannung die zeitproportionale Ablenkung durchgeführt werden kann, wenn man nur dem geradlinigen Mittelteil der Sinuskurve als wirksame Ablenkspannung herausgreift. Das wird nach *Leonardt* [58] sehr geschickt durch Dunkelsteuerung des *Wehnelt*-Zylinders mittels einer um 90° gegen die Kippspannung verschobene Wechselspannung erreicht, die der negativen Vorspannung überlagert ist*).

2. Zeitablenkung mit Sinusspannung

(114) Die sinusförmige Zeitablenkung benötigt nur einen oberwellenfreien Sender, der zweckmäßig auf die Grundschwingung des zu messenden Vorgangs abgestimmt wird. Um ein anschauliches Bild

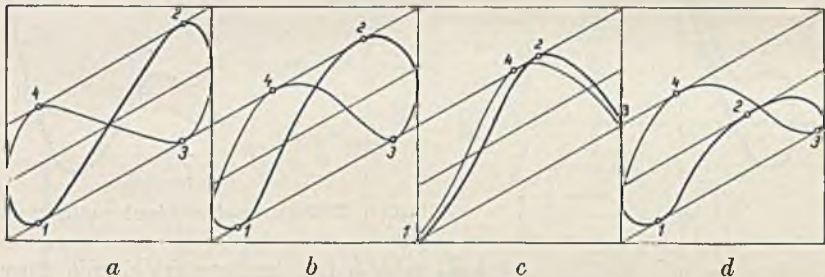


Abb. 136. Lissajous-Figuren bei Überlagerung einer Oberwelle doppelter Frequenz über die Grundwelle

a $\varphi = 0$, b $\varphi = 45^\circ$, c] $\varphi = 90^\circ$, d Phasenverschiebung zwischen Grundschwingung und Zeitschwingung

von der entstehenden Lissajous-Figur zu bekommen, muß man sich vorstellen, daß die geschlossene Figur nicht in der Schirmebene liegt, sondern auf Vorder- und Rückseite eines senkrecht stehenden Zylinders erscheint, dessen Radius durch den Scheitelwert der ablenkenden Sinusspannung gegeben ist. Denkt man sich den Zylinder mit der Lissajous-Figur längs einer Mantellinie aufgeschnitten und abgerollt, so entsteht aus der Lissajous-Figur die normale Auftragung des Vorgangs in Abhängigkeit von der Zeit. Bild 135 zeigt den Vorgang der Entzerrung. An den Punkten 4 und 10 ist die Kurve stark zusammengedrängt. Eine genaue zeitproportionale Auftragung der entsprechenden Kurventeile ist nur möglich, wenn die Sinusspannung um 90° gegen die Grundschwingung des Vorgangs gedreht werden kann, so daß die Punkte 4 und 10 mit 1 und 7 ihre Lage vertauschen.

*) Der Vorschlag, das gleiche Prinzip zur hochfrequenten Steuerung zu benutzen, stammt von Herrn Dipl.-Ing. *Zumpe*, C. Lorenz A.G.

(115) In den Sonderfällen, wenn jeweils nur eine Oberschwingung in der Schwingung enthalten ist, braucht die Lissajous-Figur nicht entzerrt zu werden. Ist die Zeitablenkung dann durch Phasendrehung genau auf die Grundschwingung eingestellt, so daß sich ohne Oberschwingung der bekannte Doppelstrich ergibt, dann äußert sich die Oberschwingung in der Abweichung der Figur von diesem Strich in senkrechter Richtung. Bild 136 zeigt für verschiedene Phasenlagen eine zweite Oberwelle über der Grundschwingung. In Bild 136a, b, c ist Grundwelle und Zeitschwingung genau in Phase. Die Punkte 1, 3 und 2, 4 liegen auf parallelen Geraden, aus deren Neigung und Abstand die Scheitelwerte U_1 der Grundschwingung und U_2 der Oberschwingung unabhängig von der Phasenlage der Oberschwingung entnommen werden können. Bild 136d zeigt den gleichen Vorgang, wenn die Zeitschwingung gegenüber der Grundschwingung eine Phasenverschiebung hat. Man muß also offensichtlich die Phase der Zeitschwingung so einstellen, daß die Punkte 1 und 3 eine obere Begrenzungslinie ergeben, die genau parallel der durch 2 und 4 gezogenen unteren Grenzlinie verläuft. Dann kann die Auswertung nach Bild 132a, b, c leicht erfolgen. Die Zahl der Berührungspunkte der Kurve mit der Grenzlinie gibt die Ordnung der Oberschwingung an. Ist U_1 nicht vorhanden, so drehen sich die Grenzlinien in die waagerechte Lage und man erhält die bekannten [59] Lissajous-Figuren, die sich beim Vergleich einer Zeitschwingung mit einer Schwingung n -facher Frequenz ergeben.

Für sehr kleine Oberwellen von nur einigen Prozenten der Grundwellen ist die Zeichengenauigkeit der Braunschen Röhren nicht hoch genug, um eine genaue Messung zu ermöglichen. Dann geht man zu dem Verfahren über, unmittelbar das Frequenzspektrum der Schwingung zu ermitteln.

II. Aufnahme des Frequenzspektrums

Da der Frequenzunterschied zwischen zwei Oberwellen immer gleich der Grundfrequenz und damit relativ groß ist, erfordert die Trennung der Oberwellen durch abgestimmte Kreise geringen Aufwand, sobald die Oberwellenamplituden nur um eine Größenordnung unter der Größe der Grundschwingung liegen. Hohe Anforderungen an die Trennschärfe werden bei der Messung der Oberwellen von Rundfunksendern gestellt. Entsprechend internationalen Abmachungen darf unabhängig von der Sendeleistung die ausgestrahlte Oberwellenleistung $\frac{1}{100} W$ nicht übersteigen. Das bedeutet bei einem Sender von nur 10 kW, daß die Oberwelle $1\%_{00}$ der Grundwelle nicht erreichen soll.

1. Oberwellenmessung mit trennscharfem Empfänger

(116) Eine einfache Schaltung zur Oberwellenanalyse mit einem abgestimmten Empfänger zeigt Bild 137. Da die Oberwellen im Verhältnis zur Grundwelle eine geringe Amplitude haben, ist es notwendig, daß der Empfänger eine gute Selektion vor der ersten Hochfrequenzverstärkerröhre besitzt, damit nicht beim Abstimmen auf die ersten Oberschwingungen die Grundwelle durchschlägt und an der nichtlinearen Kennlinie zusätzliche Ober-

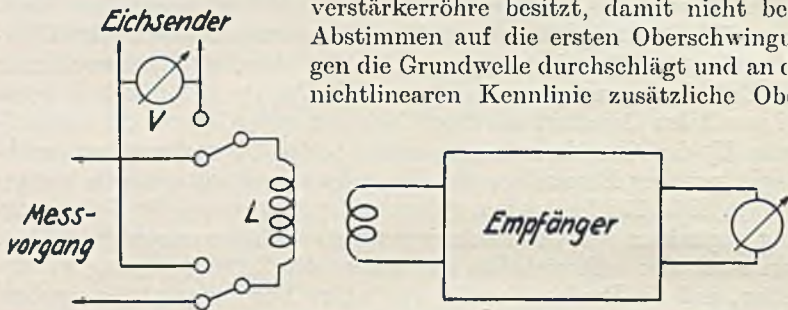


Abb. 137. Oberwellenmessung mit abgestimmtem Empfänger und Eichsender

schwingungen erzeugt. Ferner muß der Empfänger so geschirmt sein, daß die Grundschwingung nicht auf einem anderen Weg als über den Eingang in den Hochfrequenzverstärker gelangt. Sind diese Bedingungen gegeben, so wird der Empfänger nacheinander auf die Grundschwingung und die einzelnen Oberschwingungen abgestimmt, der Ausschlag am Endleistungsmesser des Empfängers vermerkt und dann die Spule L von dem unbekanntem Generator auf den Eichsender umgeschaltet. Die Ausgangsspannung V des Eichsenders wird so eingeregelt, daß der gleiche Höchstausschlag am Empfänger bei richtiger Abstimmung abzulesen ist. Durch dieses Substitutionsverfahren läßt sich die Stärke von Grund- und Oberschwingungen leicht nacheinander feststellen.

2. Darstellung des ganzen Spektrums durch Verwendung mehrerer Abstimmeelemente (Hochfrequenzspektrometer)

(117) Einen Vorschlag, ähnlich wie beim Tonfrequenzspektrometer von *Vogel* und *Freystedt* [60] die Amplituden des Spektrums gleichzeitig sichtbar zu machen, stellt die Schaltung Bild 138 dar. An das Gitter

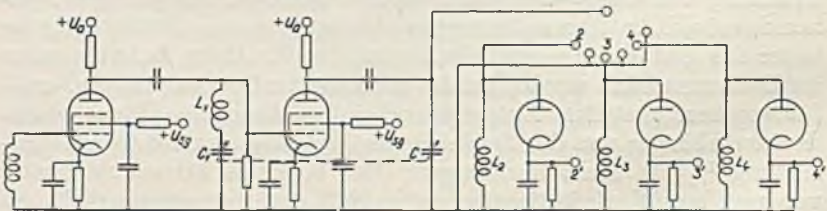


Abb. 138. Spektrometerschaltung für Hochfrequenz

der Eingangspentode wird die oberwellenhaltige Schwingung gelegt. Die Gesamtamplitude darf nur einige V betragen, um die Röhre nicht zu übersteuern. Der Anodenkreis enthält die Reihenschaltung $L_1 C_1$, die auf die Grundschwingung f_1 abgestimmt wird, so daß praktisch nur die Oberwellen am Gitter der zweiten Röhre wirksam werden. C und die Spulen $L_2, L_3, L_4 \dots$ sind nun so gewählt, daß bei Abstimmung von C_1 auf die Grundschwingung die Kreise CL_2, CL_3, CL_4 auf die 2., 3., 4. . . Oberschwingung abgestimmt sind. Jeder Kreis hat seine eigene Diode, so daß an 2', 3', 4' den Oberwellenamplituden entsprechende Gleichspannungen entnommen werden können. Parallel zu C_1 wird ebenfalls eine nicht gezeichnete Diode eine der Grundwelle entsprechende Gleichspannung liefern. Ein umlaufender Schalter tastet wie beim Tonfrequenzspektrometer (Bild 139) die Gleichspannungen der Dioden in schnellem Wechsel ab und führt sie nach weiterer Verstärkung der Braunschen Röhre zu, auf der das Spektrum unmittelbar sichtbar wird. Die Grundschwingung kann dabei in einem bekannten Verhältnis geschwächt übertragen werden.

Politechnika Lwow

F. Modulationsmessung Laboratorium Teleco

(118) Bei der Überwachung von Rundfunksendern und bei Messungen der Empfindlichkeit von Empfängern ist die Messung des Modulationsgrades notwendig. Praktische Bedeutung hat allein die Amplitudenmodulation, während Frequenz- bzw. Phasenmodulation unerwünscht sind und besonders bei Gleichwellensendern nur einen Modulationsgrad von $0,5\%$ erreichen dürfen. Nur bei der leistungssparenden Chireix-Modulation hat die Phasenmodulation Bedeutung. Hier werden zwei phasenmodulierte Schwingungen gleicher Amplitude zu einer einzigen amplitudenmodulierten Schwingung zusammengesetzt. Zunächst wird die Messung des Modulationsgrades amplitudenmodulierter Schwingungen besprochen.

I. Messung der Amplitudenmodulation

(119) Eine amplitudenmodulierte Schwingung, die dem Zeitgesetz

$$i = a(t) \sin \Omega t \quad (71)$$

folgt, ist in Bild 140a dargestellt. $a(t)$ ist die niederfrequente Hüllkurve der Schwingungen, die unabhängig von der mit $a(t)$ schwankenden Amplitude eine ganz gleichmäßige Frequenz F (Trägerfrequenz) besitzen. Für Meßzwecke hat eine sinusförmige Modulation entsprechend

$$a(t) = A + a \sin \omega t \quad (72)$$

besondere Bedeutung (Bild 140b). A ist der Trägermittelwert, a die

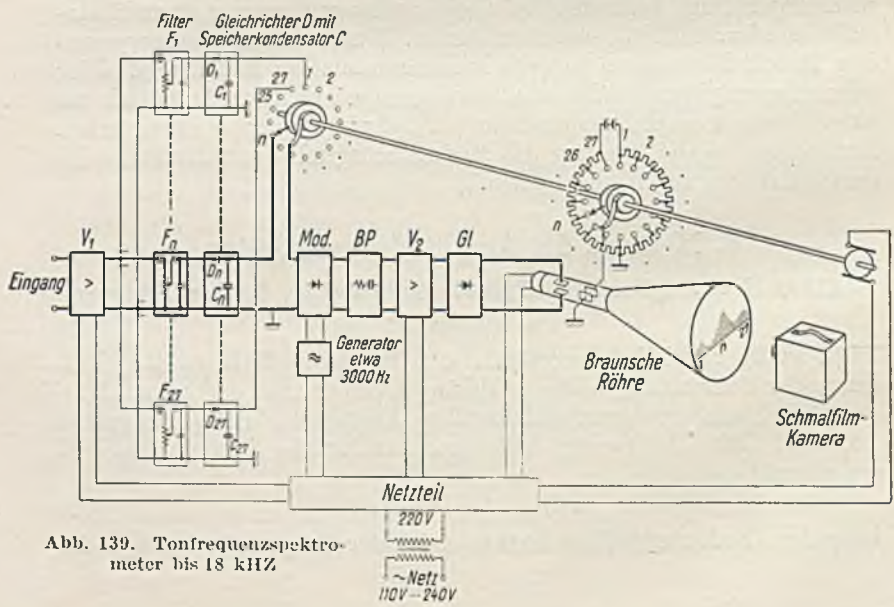
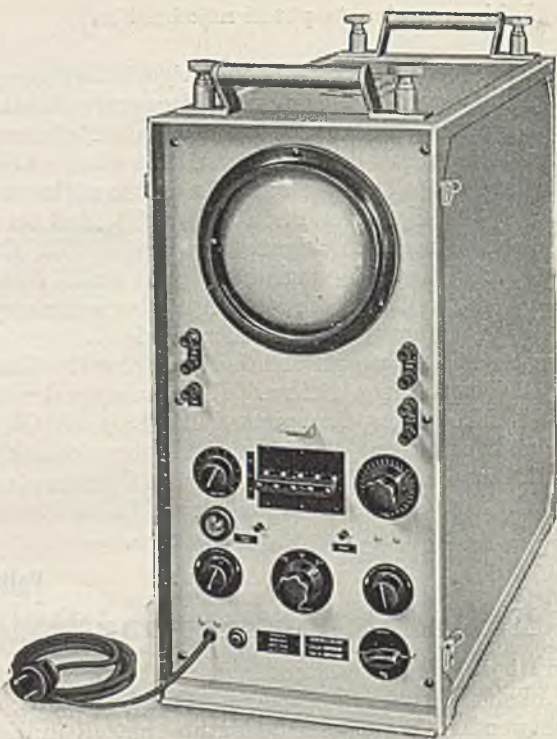


Abb. 139. Tonfrequenzspektrometer bis 18 kHz

Niederfrequenzamplitude und $m = a/A$ der Modulationsgrad. Man bezeichnet a auch zuweilen als Amplitudenhub. Wie man auch ohne mathematische Umformung erkennt, ist die sinusförmig amplitudenmodulierte Schwingung der Summe von drei hochfrequenten Schwingungen mit konstanter Amplitude, nämlich dem Träger A mit der

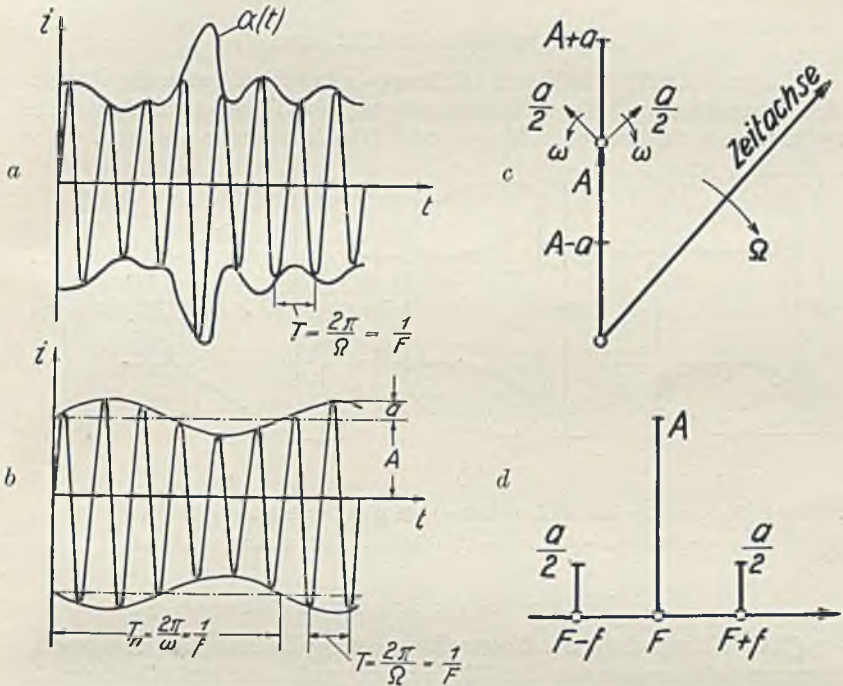


Abb. 140. Darstellung der amplitudenmodulierten Schwingung

a Zeitverlauf bei beliebiger Modulation

b Verlauf der rein sinusförmig modulierten Schwingung

c Vektordarstellung von Abb. 140 b

d Frequenzspektrum der Schwingung nach Abb. 140 b

Frequenz F und den beiden Seitenfrequenzen $F - f$ und $F + f$ mit dem Betrag $a/2$ völlig gleichwertig. Bild 140c zeigt das Vektordiagramm, dessen Zeitachse sich mit der Winkelgeschwindigkeit Ω dreht. Dann laufen die Vektoren der Seitenfrequenzen mit der Geschwindigkeit ω um die Spitze des Vektors A nach links und rechts, so daß ihre Summe sich mit dem vollen Betrag a zu A addiert, wenn alle drei Vektoren die gleiche Richtung haben. Drehen sich aber gegenüber dieser Phasenlage die Vektoren der Seitenfrequenzen um 180° nach links bzw. rechts, dann nimmt der resultierende Vektor

übereinstimmend mit Bild 140b den Betrag $A-a$ an. Der Darstellung Bild 140c ist also das Frequenzspektrum Bild 140d gleichwertig. Die Messung des Modulationsgrades kann also auch hier wie bei der Oberwellenmessung nach zwei Verfahren geschehen, durch Abtasten der Amplitudenkurve und Aufnahme des Frequenzspektrums.

1. Ausmessen der Hüllkurve

Ein vollständiges Bild der Hüllkurve zeigt die Braunsche Röhre. Man kann aber auch durch Gleichrichtung den Träger und die beiden Spitzenwerte messen oder Träger und Niederfrequenz trennen.

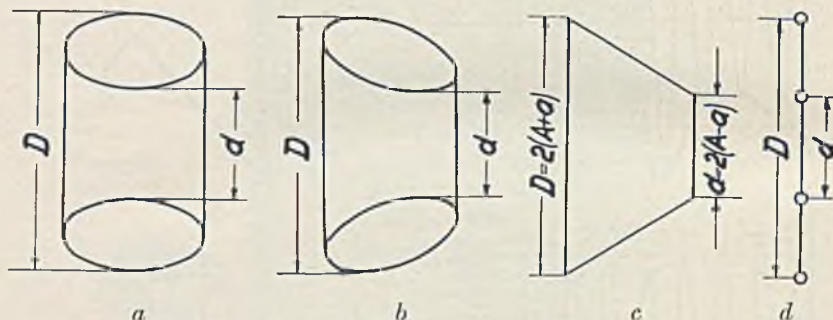


Abb. 141. Messung des Modulationsgrades nach dem Leuchtbild der Braunschen Röhre
 a $\varphi = 90^\circ$, b $\varphi = 45^\circ$, c $\varphi = 0^\circ$, d keine Ablenkspannung verwendet

a) Messung mit der Braunschen Röhre

(120) Während bei der Oberwellenmessung die Zeitablenkung hochfrequent sein mußte, ist der Modulationsgrad sehr einfach dadurch zu bestimmen, daß eine sinusförmige Spannung mit einer Frequenz, die der Modulationsfrequenz gleich ist, an das horizontale Plattenpaar der Braunschen Röhre gelegt wird. An den senkrechten Platten liegt die modulierte Hochfrequenzschwingung. Je nach der Phasenlage zwischen Hüllkurve und Ablenkspannung ergeben sich die leuchtenden Flächen nach Bild 141a, b, c, deren Grenzlinien heller erscheinen, weil dort der Elektronenstrahl länger verweilt. In Bild 141c ist die Ellipse zu einem Doppelstrich geworden. Der Modulationsgrad ergibt sich aus den drei Bildern einheitlich zu

$$m = \frac{D-d}{D+d} \quad (73)$$

Eine Verzerrung der Modulationskurve macht sich darin bemerkbar, daß sich als Grenzlinien verzerrte Ellipsen ergeben bzw. kein gerader Strich zu erhalten ist.

An Stelle der sinusförmigen Zeitschwingung kann als Ablenkspannung auch nach *Kammerloher* [61] eine von der modulierten Niederfrequenz gesteuerte Kippschwingung verwendet werden. Das Verfahren hat den Vorteil, die Hüllkurve unmittelbar in Abhängigkeit von der Zeit darzustellen, lohnt sich aber nur bei der Aufnahme erheblich verzerrter Modulation.

Es sei noch bemerkt, daß Maximum und Minimum der Hüllkurve auch ohne jede Ablenkspannung ermittelt werden können, wenn die modulierte Hochfrequenzspannung an das eine Plattenpaar gelegt wird und das andere einfach kurzgeschlossen wird. Dann erscheint auf der Braunschen Röhre ein Strich, der an den Umkehrpunkten der Hüllkurve helle Punkte, wie in Bild 141d angedeutet, zeigt, so daß der Modulationsgrad auch hier aus den Abständen D und d bestimmt werden kann.

Die Ausmessung auf dem Schirm der Braunschen Röhre muß noch korrigiert werden, wenn die Aufzeichnung eines Koordinatennetzes ungleichmäßige Abstände ergeben hat. Die Genauigkeit der Messung ist besonders bei geringen Modulationsgraden durch die Fleckunschärfe begrenzt. Deshalb haben sich sehr rasch Verfahren, die den Modulationsgrad an einem Zeigerinstrument abzulesen gestatten, eingebürgert.

b) Messung der Modulation durch lineare Gleichrichtung

(121) Allen Verfahren gemeinsam ist die Gleichrichtung der modulierten Schwingung und Messung des Trägers mittels linearer C-Gleichrichtung. Es kommen dafür alle im Abschnitt B III 3 genannten Schaltungen zur C-Gleichrichtung in Betracht. Es muß nur die Zeitkonstante der Entladung klein genug sein, so daß die Gleichspannung der Hüllkurve folgen kann und nicht auf dem höchsten Spitzenwert $A + a$ stehenbleibt. Damit dies der Fall ist, muß auch noch bei der höchsten Modulationsfrequenz die Entladezeitkonstante $CR < T_N = \frac{2\pi}{\omega_N}$ bleiben.

Bei $f_N = 10$ kHz ist für $R = 100$ k Ω etwa $C = 200$ pF die Grenze (Bild 142a). Bei größeren Kapazitäten würde man eine Spannung messen, die höher ist, als dem Träger entspricht.

Die einzelnen Meßverfahren unterscheiden sich nun in der Art, wie die Niederfrequenz gemessen wird. Am einfachsten ist es, außer dem Träger A auch noch den höchsten Spitzenwert $A + a$ und zur Kontrolle den kleinsten Wert $A - a$ der Hochfrequenzamplitude zu bestimmen. Bei einem anderen Verfahren wird die Niederfrequenzschwingung durch eine weitere Diode gleichgerichtet. Eine andere Anordnung, die am leistungsfähigsten und insbesondere für beliebige, nicht sinusförmige Modulation geeignet ist, gestattet, die Nieder-

frequenz unverzerrt hinter einem Übertrager auf einen Aussteuerungsmesser oder auch bei sinusförmiger Modulation auf Röhrenvoltmeter bzw. Klirrfaktormeißgerät zu gehen.

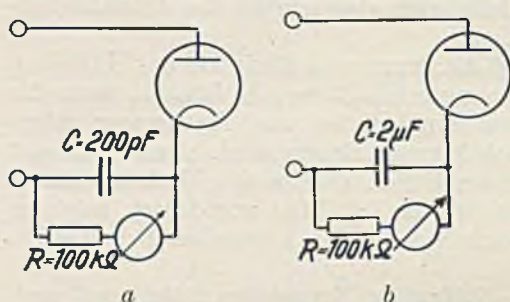


Abb. 142a, b. Ausmessung der Hüllkurve mit C-Gleichrichtung

- a Messung des Trägermittelwerts A
 b Messung des Höchstwerts $A + a$

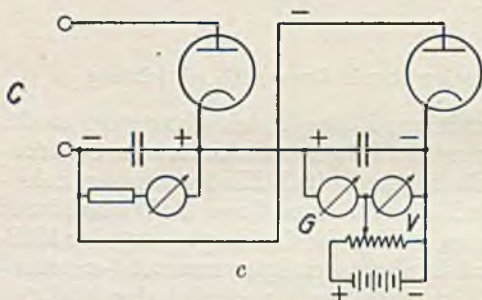


Abb. 142c. Messung des Sattelwerts $A - a$

a) Messung von Höchstwert, Mittelwert und Sattelwert der Hüllkurve

(122) Der Träger wird in üblicher Weise durch richtige Bemessung eines C-Gleichrichters mit einer Kapazität von $C = 200 \text{ pF}$ und $R = 100 \text{ k}\Omega$ ermittelt (Bild 142a). Mittels einer weiteren Diode mit erheblich größerer Kapazität kann der höchste Spitzenwert $A + a$ bestimmt werden. Die

Entladezeitkonstante braucht nur groß zu sein im Verhältnis zur längsten Niederfrequenzperiode. Für $f = 50 \text{ Hz}$ soll CR etwa $\frac{1}{5} \text{ sec}$ sein. Dann muß bei $R = 100 \text{ k}\Omega$ eine Kapazität von $2 \mu\text{F}$ verwendet werden. An den Bildern 142 a und b sieht man, daß die

Schaltung beider Geräte völlig identisch ist. Nur die Bemessung der Schaltelemente ist maßgebend für die Wirkungsweise.

Um auch den Minimumwert $A - a$ der Hüllkurve zu erfassen, führt man nach Schaltung Bild 142c die Gleichspannung, die dem Träger A entspricht, mit der überlagerten niederfrequenten Wechselspannung vom Scheitelwert a als negative Vorspannung einer weiteren Diode zu. Gibt man nun außerdem eine positive Kompensationsspannung dazu, so wird ein Strom das Galvanometer durchfließen, sobald V mehr als $A - a$ anzeigt. Bei dieser Schaltung ist aber Diode und Galvanometer gefährdet, wenn die Modulation am Eingang abgeschaltet wird.

Die letzte Schaltung beruht auf der Gleichrichtung der niederfrequenten negativen Halbwellen und stellt damit den Übergang zu den Verfahren dar, die durch Hochfrequenzgleichrichtung zunächst die niederfrequente Modulation vom Träger trennen und dann weiter verwerten.

β) Messung der Modulation nach Abtrennung der Niederfrequenz vom Träger

(123) Eine von *Hallen* [62] veröffentlichte Schaltung, die den Modulationsgrad mittels Kreuzspulinstrument unmittelbar mißt, ist in Bild 143 dargestellt.

Hier ist G_1 die Diode zur Gleichrichtung der über K angekoppelten modulierten Hochfrequenz. R_1 und die Spule S_1 des Kreuzspulinstruments sind relativ niederohmig im Verhältnis zu parallelliegenden Schaltkapazitäten, so daß die Schaltung als line-

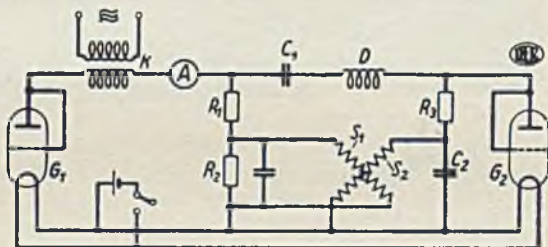


Abb. 143. Modulationsgerät mit Kreuzspulinstrument nach *Hallen*

arer B-Gleichrichter (s. Abschnitt 52) arbeitet. Der arithmetische Mittelwert der Hochfrequenzhalbwellen fließt als Maß für den Träger A durch die Spule S_1 . Der Block C_1 hält den Gleichstrom fern, läßt aber die Niederfrequenz in den anschließenden Kreis mit dem zweiten Gleichrichter, während die Drossel D die hochfrequenten Impulse fernhält. Die Röhre G_2 arbeitet als linearer C-Gleichrichter in Parallelschaltung für die Niederfrequenzschwingung, so daß der Richtstrom durch S_2 der Amplitude a entspricht. Die Spulen S_1 und S_2 bilden das bewegliche System eines Kreuzspulmeßwerks, dessen Ausschlag den Modulationsgrad a/A angibt.

Das Verfahren hat den Zweck, Veränderungen des Trägermittelwerts durch die Modulation selbst leicht erkennen zu lassen. Das Kreuzspulinstrument mißt in jedem Fall den Modulationsgrad richtig, während die Veränderung des Trägers am Drehspulinstrument A bemerkt wird.

(124) Einen Meßgleichrichter von S. & H., bei dem zunächst Gleichstrommittelwert und Niederfrequenz sauber getrennt werden, zeigt Bild 144 in der Ausführung für 1,5 . . . 20 MHz. Die modulierte Hochfrequenzspannung wird in der RES 964 verstärkt, so daß keine Be-

lastung des Hochfrequenzgenerators auftritt. Die am Schwingkreis L, C stehende Spannung wirkt nun auf einen C-Gleichrichter in Parallelschaltung, wobei als Diode mit besonders kleinem Innenwiderstand

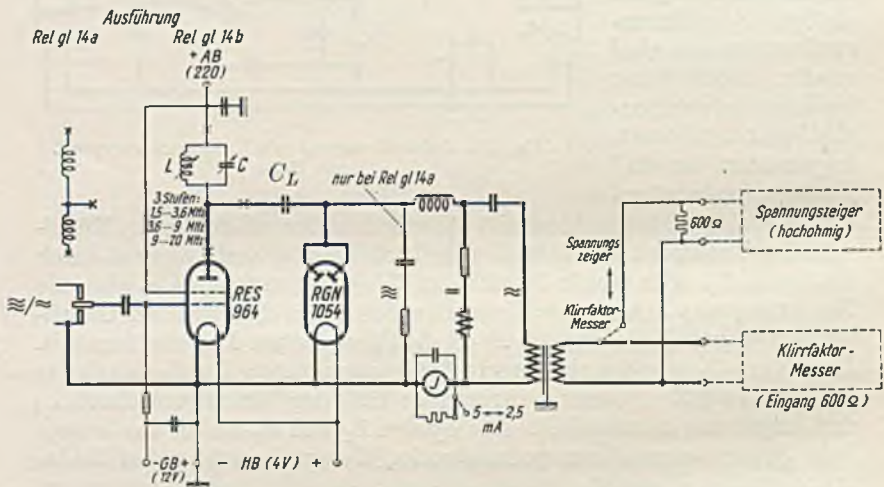
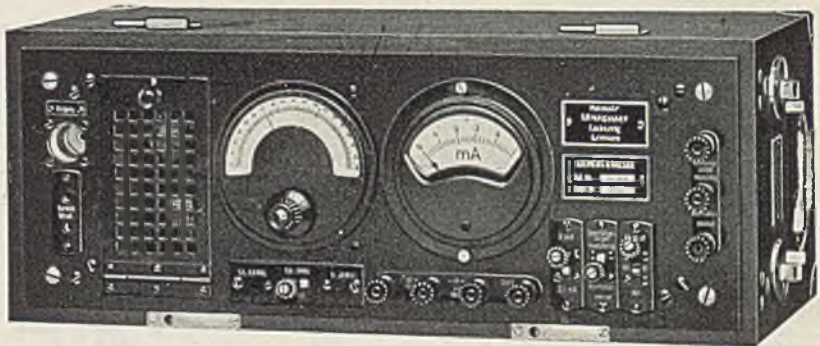


Abb. 144. Linearer Meßgleichrichter von S. & H. bis 20 MHz

die RGN 1054 mit parallel geschalteten Strecken verwendet wird. Der Kondensator C_L erhält eine Vorspannung, die sich aus der Anodengleichspannung der RES 964 und der jeweiligen der Hüllkurve entsprechenden Hochfrequenzspitzenspannung zusammensetzt. C_L entlädt sich seinem Mittelwert entsprechend über Entladewiderstand, Niederfrequenzdrossel und Gleichstrominstrument J , so daß hier der Träger A abgelesen werden kann. Die Niederfrequenzamplitude von

C_L wird über den Block dem Ausgangstransformator zugeführt. Ein Niederfrequenzspannungszeiger gibt bei Einstellung von J auf eine Marke unmittelbar den Modulationsgrad an. Verzerrungen der Niederfrequenz können auf einem Oszillographen beobachtet oder mit dem Klirrfaktormessgerät summarisch gemessen werden.

(125) In Verbindung mit dem Tonmesser von S. & H. (Bild 145) kann der lineare Meßgleichrichter auch dazu benutzt werden, hinter dem Sender die bei Sprach- und Musikmodulation auftretenden Modulationsspitzen und Senken zu erfassen.

Nach Verstärkung in den Röhren B_i und D_a wird die Niederfrequenz in der Duodiode G 2a zur Aufladung des Kondensators C bzw. $C + C_1$ benutzt. Die Entladung erfolgt über den stark amplitudenabhängigen Spannungsteiler R, G . G ist ein Trockengleichrichter mit exponentieller Charakteristik, so daß das Instrument J_1 logarithmisch anzeigt. G sitzt wegen des bekannten Temperaturkoeffizienten von einigen Prozenten je $^{\circ}\text{C}$ in einem Thermostat. Das Instrument J_1 ist eine Sonderkonstruktion mit sehr geringer Ansprechzeit, so daß bei Fortissimostellen binnen 10 ms das Instrument die hohe Aussteuerung anzeigt. Dabei soll am Sender der Modulationsgrad unter dem höchstzulässigen Wert für lineare Aussteuerung bleiben. Sinkt für einige Sekunden die Modulation stark ab, so folgt das Instrument binnen 1 bzw. 2 sec einem Rückgang um 3 Neper (1 : 20), so daß man beurteilen kann, ob nicht etwa die Pianostelle im Geräuschpegel untergeht. Der Tonmesser vereinigt also die Eigenschaften eines Höchstwert- und Mindestwertzeigers.

2. Aufnahme des Frequenzspektrums der modulierten Schwingung

(126) Ähnlich der bekannten Fourieranalyse für Tonfrequenz nach *Grützmacher* [63] kann man auch bei modulierter Hochfrequenz durch Schwebung mit einem hochfrequenten Suchton veränderlicher Frequenz das Frequenzspektrum aufnehmen. In einer Mischstufe wird das Frequenzgemisch der modulierten Schwingung mit dem Suchton konstanter Amplitude überlagert und die niederfrequente Schwebung z. B. einem Vibrationsgalvanometer zugeführt, das als ein sehr resonanzscharfer Resonanzindikator anzusehen ist. Wird der Suchton in seiner Frequenz allmählich verändert, so spricht das Vibrationsgalvanometer bei jeder Frequenz des Spektrums zweimal an, wenn sich unbekannte Frequenz und Suchfrequenz in positivem oder negativem Sinne um die Resonanzfrequenz des Vibrationsgalvanometers unterscheiden. Einen Meßstreifen des RPZ zeigt Bild 146.

Das Verfahren versagt natürlich bei einer Modulation, die nicht

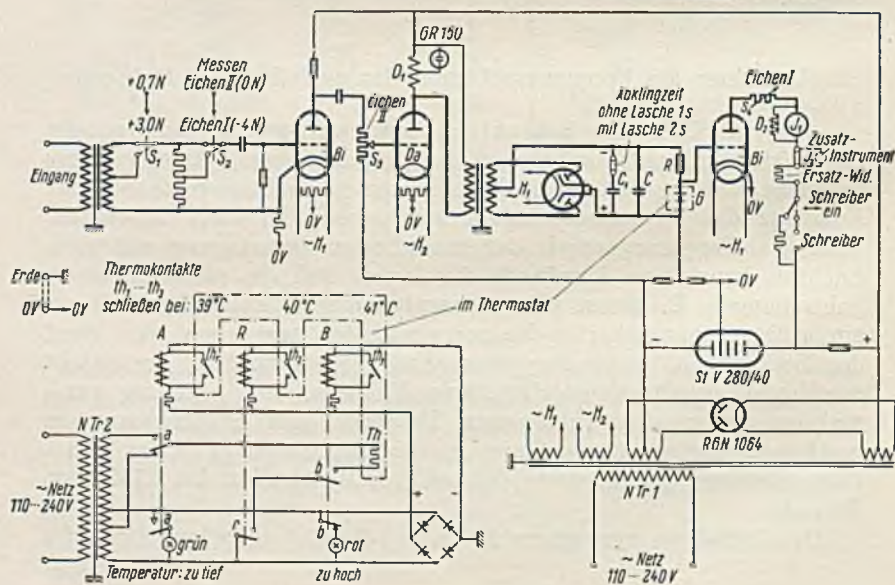
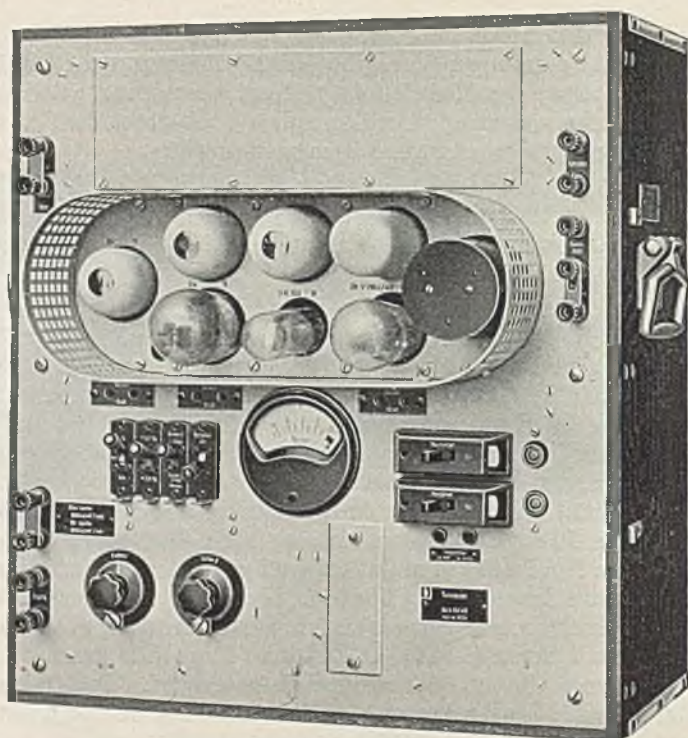


Abb. 145. Tonmesser von S. & H.

reproduzierbar ist, kann aber bei jeder tonfrequenten Modulation benutzt werden und ist hier besonders leistungsfähig, weil außer der Amplitudenmodulation auch störende Frequenz- und Phasenmodulation erkennbar wird. Vor der Besprechung dieser Modulationsstörungen sollen noch Sonderverfahren der Messung von reiner Amplitudenmodulation gestreift werden.

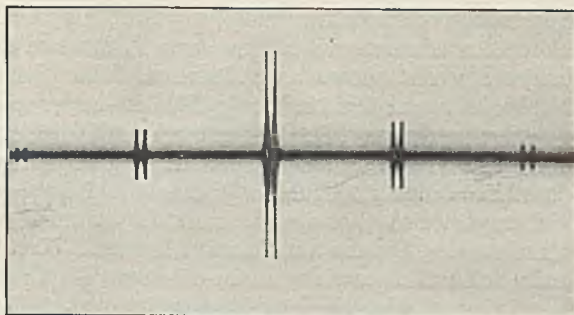


Abb. 146. Fourieranalyse einer vorwiegend amplitudenmodulierten Schwingung

3. Sonderverfahren der Modulationsgradmessung

(127) Ein sehr einfaches Verfahren zur Messung des Modulationsgrades beruht auf der Tatsache, daß der Effektivwert der modulierten Schwingung höher ist als der Effektivwert der unmodulierten Träger-schwingung.

a) Messung des Effektivwerts der modulierten Schwingung

Es gilt für eine mit dem Modulationsgrad m modulierten Schwingung

$$I_m = I_0 \sqrt{1 + \frac{m^2}{2}} \quad (74)$$

Man könnte also aus der Mehranzeige eines Thermostrommessers bei Modulation den Wert m bestimmen. Nur ist zu berücksichtigen, daß bei kleinen Modulationsgraden die Erhöhung sehr gering ausfällt. Sie beträgt selbst bei $m=20\%$ erst 1% und bei voll

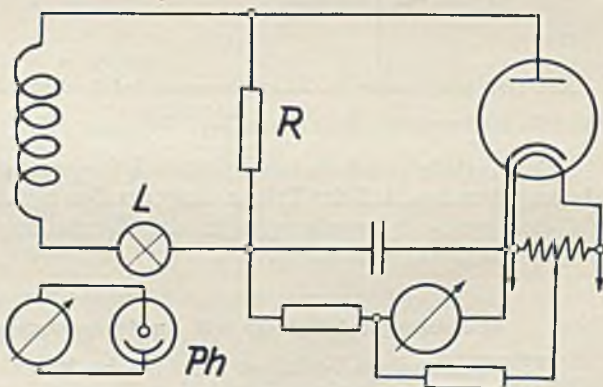


Abb. 147. Messung des Modulationsgrads mittels optischer Strommessung des bei Modulation erhöhten Effektivwerts

durchmodulierter Schwingung ($m = 100\%$) ist die Zunahme 22,5%. Sehr kleine Änderungen des Trägerwerts I_0 können demnach einen erheblichen Modulationsgrad vortäuschen. Eine Schaltung, bei der diese Nachteile vermieden sind, zeigt Bild 147. Der modulierte Strom fließt von der Spule aus über Widerstand und Glühlampe, deren Strahlung mit Photozelle und Mikroamperemeter gemessen wird. Bei starker Modulation brennt die Glühlampe erheblich heller, so daß die Anordnung viel empfindlicher ist als eine normale Strommessung, bei der nur das Quadrat des Stroms zur Anzeige kommt. Um den Fehler eines veränderlichen Trägerwerts auszuschließen, liegt parallel zu dem Widerstand eine Diode, die den Trägermittelwert mißt. Das Anzeigeelement für den Träger ist kompensiert, um die gleiche Empfindlichkeit zu erzielen, wie sie bei der Photostrommessung vorhanden ist.

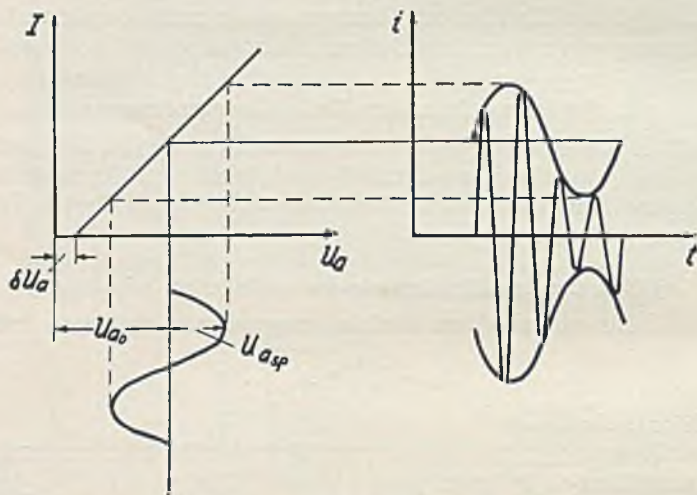


Abb. 148. Bestimmung des Modulationsgrads bei Sendern mit Anodenspannungsmodulation

Das Verfahren arbeitet grundsätzlich frequenzunabhängig, ist aber daran gebunden, daß der Träger einigermaßen zeitlich konstant bleibt, da sich sonst Schwankungen in der Einstellung der Instrumente störend bemerkbar machen.

b) Messung bei Sendern mit Anodenspannungsmodulation

(128) Ein anderes Verfahren kann bei der Messung von Sendern mit Anodenspannungsmodulation Anwendung finden. Es beruht auf dem geradlinigen Anstieg des Schwingstroms mit wachsender Anoden-

gleichspannung. Diese Abhängigkeit ist in Bild 148 dargestellt. Der Modulationsgrad ist offensichtlich durch

$$m = \frac{U_{asp}}{U_{ao} - \delta U_a} \quad (75)$$

bestimmt. Es genügt also, nachdem durch Aufnahme der Kennlinie δU_a festliegt, die Anodengleichspannung U_{ao} und den Spitzenwert U_{asp} der niederfrequenten Modulationsspannung zu messen. Beim Meßsender von S. & H. sind z. B. zwei Buchsen vorhanden, an die ein Drehspulinstrument (für U_{ao}) und ein statisches Voltmeter (für $\frac{U_{asp}}{\sqrt{2}}$) angeschlossen werden können.

II. Frequenz- und Phasenmodulation (Pendelmodulation)

(129) Eine Frequenzschwankung der Trägerwelle kann von Frequenz- oder Phasenmodulation herrühren. Beide Modulationen sind einander sehr ähnlich und können, wenn nur eine einzige Modulationsfrequenz ω vorhanden ist, überhaupt nicht voneinander unterschieden werden. Der Verlauf einer derartigen Schwingung mit dem Zeitgesetz

$$i = A \sin(\Omega t + \varphi_m \sin \omega t) \quad (76)$$

ist in Bild 149 gezeichnet. Es fragt sich, wie bei einer solchen Schwingung der Augenblickswert der Frequenz zu definieren ist. Diesen Wert kann man in Analogie zur einfachen Sinusschwingung $i' = A' \sin \Omega t$ aus der Steilheit der i -Kurve beim Nulldurchgang einer jeden Hochfrequenzperiode ermitteln. Bei der Sinusschwingung ist diese Steilheit nämlich

$$\frac{di'}{dt_{\max}} = \Omega A'. \quad (77)$$

Bildet man analog $\frac{di}{dt}$ bei der frequenz- bzw. phasenmodulierten Schwingung, so ist

$$\frac{di}{dt_{\max}} = A(\Omega + \varphi_m \cdot \omega \cdot \cos \omega t). \quad (78)$$

Der Augenblickswert der Frequenz f_H ist also durch

$$2\pi f_H = \Omega + \varphi_m \cdot \omega \cdot \cos \omega t \quad (79)$$

gegeben. Die Frequenz schwankt um den Mittelwert $F = \Omega/2\pi$ im Takt der Niederfrequenz $\omega/2\pi$. Der Höchstbetrag, um den f_H größer oder

kleiner als F sein kann, ist durch $\frac{\Delta\Omega}{2\pi} = \frac{\varphi_m \cdot \omega}{2\pi}$ festgelegt. Es sei vorgeschlagen, Frequenz- und Phasenmodulation in den gemeinsamen Oberbegriff „Pendelmodulation“ einzubeziehen. Diese Bezeichnung ist aus Bild 150 ohne weiteres anschaulich. Bei Überlagerung der Pendelmodulation mit einer unmodulierten Schwingung der Kreisfrequenz Ω kann man die „Pendelung“ $\varphi_m \cdot \omega \cdot \cos \omega t$ unmittelbar hören. Bei der allgemeinen Pendelmodulation ist φ beliebig von ω abhängig. Frequenz- und Phasenmodulation sind zwei einfache Sonderfälle der Pendelmodulation.

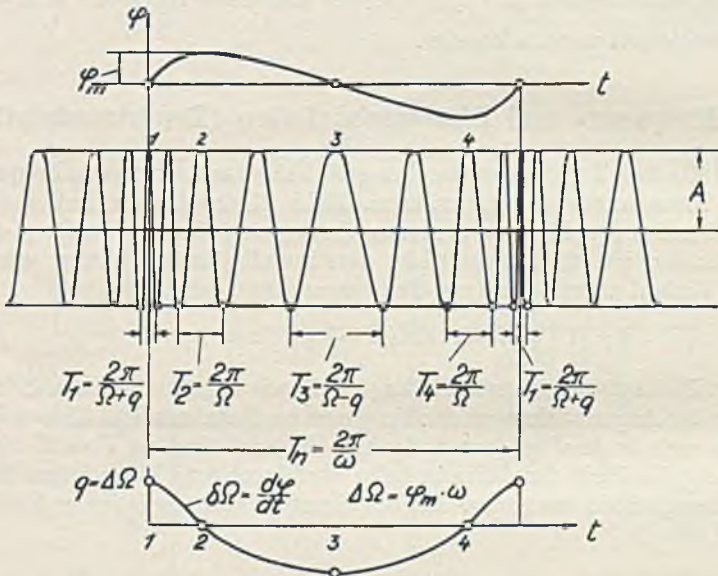


Abb. 149. Zeitlicher Verlauf einer pendelmodulierten Schwingung

Als Frequenzmodulation wird die Modulationsart bezeichnet, bei der $\varphi_m \omega = q$ unabhängig von der modulierenden Niederfrequenz ω konstant bleibt, φ_m also den Wert q/ω hat. Betrachtet man den größten Phasenwinkel φ_m der Schwingung, so nimmt $\varphi_m = q/\omega$ bei hohen Modulationsfrequenzen stark ab.

Die phasenmodulierte Schwingung ist im Gegensatz dazu durch einen konstanten Höchstwert φ_m unabhängig von ω gekennzeichnet, während $\Delta\Omega = q = \varphi_m \cdot \omega$ mit ω proportional ansteigt.

Beide Modulationsarten haben als Sonderfälle der Pendelmodulation einen veränderlichen Phasenwinkel und eine veränderliche

Frequenz. Sie unterscheiden sich, wie erwähnt, nur darin, wie die größte Phasenabweichung φ_m bzw. der „Frequenzhub“ $\frac{\Delta\Omega}{2\pi} = \frac{q}{2\pi}$ von der Frequenz $\omega/2\pi$ abhängen. Grundsätzlich ist jede Phasenabweichung $\varphi(t)$ auch entsprechend $\delta\Omega = d\varphi/dt$ mit einer Frequenzänderung $\delta\Omega$ verknüpft.

In Bild 149 ist über der Modulationsperiode der zeitliche Verlauf der schwankenden Phase φ und darunter die entsprechende Frequenz-

änderung $\delta\Omega = d\varphi/dt$ aufgetragen. Der Höchstwert von $\delta\Omega$ ist $q = \Delta\Omega = \varphi_m \cdot \omega$. Der Augenblickswert der Frequenz bzw. die jeweilige Periodendauer sind für 4 markante Punkte bezeichnet.

(130) Anstatt die Schwingung in Abhängigkeit von der Zeit darzustellen, kann man vorteilhaft zur Kennzeichnung der Pendelmodulation das übliche Vektordiagramm heranziehen (s. Bild 150). Der Vektor pendelt mit konstanter Amplitude A im Takt der Niederfrequenz zwischen seinen durch φ_m gegebenen Grenzlagen. Die Drehgeschwindigkeit des Vektors $d\varphi/dt = \varphi_m \cdot \omega \cdot \cos \omega t$ überlagert sich der Winkelgeschwindigkeit Ω der Zeitachse. In den Grenzlagen 2 und 4 steht der Vektor bei der Richtungsumkehr einen Augenblick still. Daher ist hier die Momentanfrequenz dem Mittelwert Ω gleich (s. auch die Punkte 2, 4 in Bild 149).

(131) Um das Frequenzspektrum der Pendelmodulation zu erhalten, braucht man nur den pendelnden Vektor durch Vektoren konstanter Frequenz darzustellen. Bei jedem Phasenwinkel kann der pendelnde Vektor nach Bild 151 aus dem „Amplitudenvektor“ A' und dem „Phasenvektor“ B zusammengesetzt werden. A' schwankt zwischen A und $A \cdot \cos \varphi_m$ und zwar zweimal, während B eine volle Schwingung mit der Schwingungsweite B_0 ausführt. Es ist $A (1 - \cos \varphi_m) \approx A \varphi_m^2/2$ und $B_0 = A \sin \varphi_m \approx A \cdot \varphi_m$.

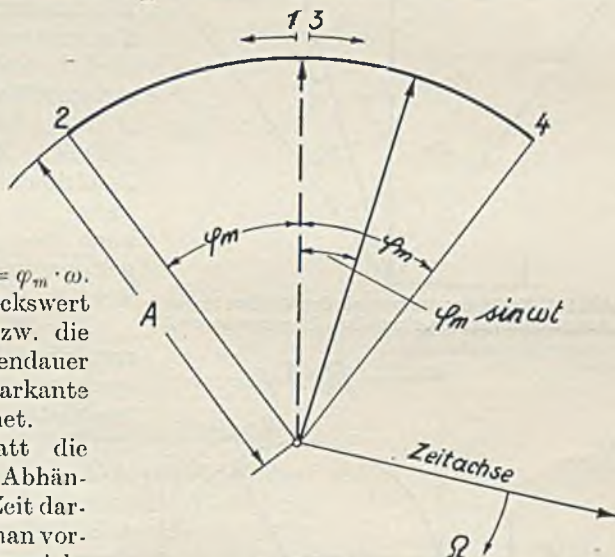


Abb. 150. Vektordarstellung von Abb. 149

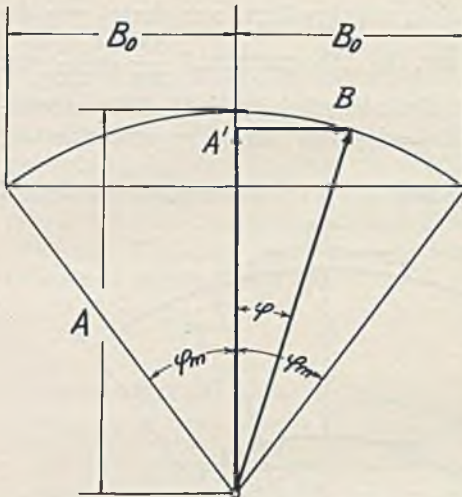


Abb. 151. Zerlegung des pendelnden Vektors in den „Amplitudenvektor“ A' und den „Phasenvektor“ B

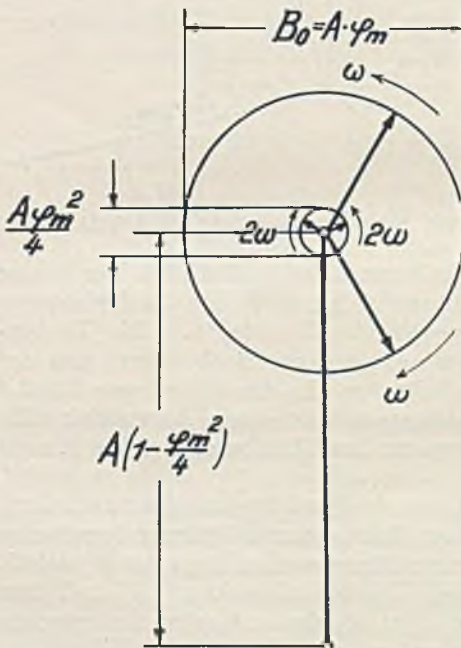


Abb. 152. Die in ihrer Größe veränderlichen Vektoren A' und B der Abb. 151 werden durch umlaufende Vektoren konstanter Länge ersetzt

Der Phasenvektor B ist in Bild 152 gleichwertig ersetzt durch 2 mit der Geschwindigkeit ω umlaufende Vektoren $A \cdot \varphi_m/2$. Die Schwankung der Amplitude A' ist dargestellt durch 2 mit der doppelten Frequenz 2ω rotierende Vektoren $A \varphi_m^2/8$, während der feststehende Vektor den Betrag $A(1 - \varphi_m^2/4)$ hat. Bei der üblichen Behandlung der Pendelmodulation hat man bisher die Trägerschwankung von A' außer acht gelassen und nur B berücksichtigt.

Aus Bild 152 ergibt sich nun unmittelbar das Frequenzspektrum der Pendelmodulation. Bild 153 zeigt den Träger mit dem Betrag $A(1 - \varphi_m^2/4)$ und der Frequenz F , außerdem die 4 Seitenbandvektoren, von denen die wichtigsten die beiden Vektoren mit der Länge $A \cdot \varphi_m/2$ sind, welche die Frequenz $F - f$ bzw. $F + f$ haben. Doppelt so schnell drehen sich die Vektoren mit dem Betrag $A \varphi_m^2/8$ und den Frequenzen $F - 2f$ und $F + 2f$. Alle Vektoren, die eine geringere Geschwindigkeit als F haben, drehen sich links herum, die oberen Seitenbandvektoren dagegen im Uhrzeigersinn. Bild 153 stellt einen Augenblick dar, bei dem die Pendelmodulation noch nicht ganz den Höchstwert der

Frequenz $F \pm f$ erreicht hat. Dieser Fall ist durch die gestrichelte Lage der Vektoren angedeutet. Zum Vergleich mit der Pendelmodulation zeigt Bild 154 das Spektrum einer mit dem Modulationsgrad m amplitudenmodulierten Schwingung in gleicher Darstellung. Man erkennt, daß hier der obere Seitenbandvektor um 180° gegenüber dem entsprechenden Vektor der Pendelmodulation verschoben ist.

Dem Modulationsgrad m entspricht der Phasenwinkel φ_m .

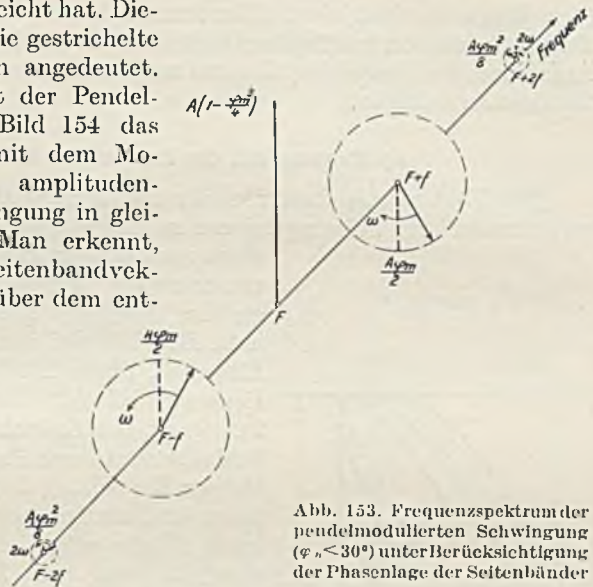


Abb. 153. Frequenzspektrum der pendelmodulierten Schwingung ($\varphi_m < 30^\circ$) unter Berücksichtigung der Phasenlage der Seitenbänder

1. Messung reiner Pendelmodulation

(132) Ein Sender werde von einer Störmodulation beeinflusst, die eine Pendelung des Amplitudenvektors hervorruft, ohne seine Größe zu ändern. Dieser Fall ist in geringem Maß bei jedem Rundfunksender gegeben und kann meßtechnisch verwertet werden, sobald die Besprechung abgeschaltet wird. Während beim normalen Rundfunkempfang diese Pendelmodulation nicht hörbar ist, stört sie beim Gleichwellenrundfunk erheblich, weil im Interferenzgebiet durch die Überlagerung mehrerer Pendelvektoren praktisch eine verzerrte Amplitudenmodulation zustande kommt, die sich als Trillern bemerkbar macht.

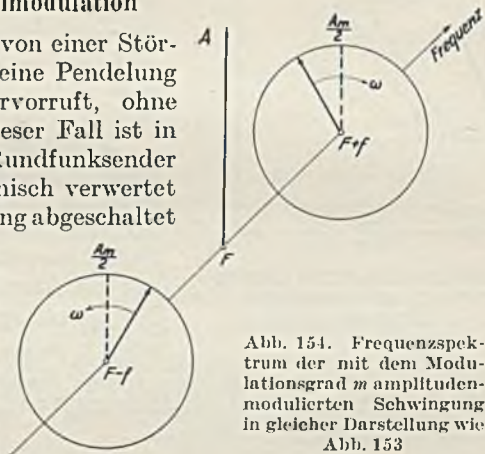


Abb. 154. Frequenzspektrum der mit dem Modulationsgrad m amplitudenmodulierten Schwingung in gleicher Darstellung wie Abb. 153

Die Messung kann bei Höchstwerten des Phasenwinkels φ_m zwischen etwa 5° und 90° unmittelbar mit der Braunschen Röhre erfolgen. Im Gleichwellenbetrieb liegt $\varphi_m = 5^\circ$ schon um 2 Größenordnungen

über dem zulässigen Wert. Hier kann entweder die Umwandlung der Pendelmodulation in Amplitudenmodulation (nach *Gutzmann*) oder die Aufnahme des Frequenzspektrums mit einem Suchtonverfahren nach *Grützmacher* erfolgen.

a) Messung mit der Braunschen Röhre

(133) Legt man an das senkrechte Plattenpaar die zu untersuchende pendelmodulierte Schwingung der mittleren Frequenz $\Omega/2\pi$ und benutzt zur Zeitablenkung eine in der Phase veränderbare unmodulierte Schwingung gleicher Frequenz $\Omega/2\pi$, so erhält man nach Bild 155 auf dem Schirm „atmende Ellipsen“, deren Hüllkurve den größten Phasenwinkel φ_m durch den Abschnitt $2C \sin \varphi_m$ der Zeitachse festlegt. Einige Schleifen sind durch Pfeile gekennzeichnet. Bei der Einstellung der Hilfsschwingungsphase ist darauf zu achten, daß die leuchtende Fläche möglichst schmal wird; andernfalls wird eine Phasenverschiebung der Zeitschwingung gegenüber der Mittelage der Pendelmodulation mitgemessen. Die Zeitschwingung wird einer Quarzstufe entnommen. Bei Rundfunksendern kann dazu unmittelbar die Stufe I verwendet werden.

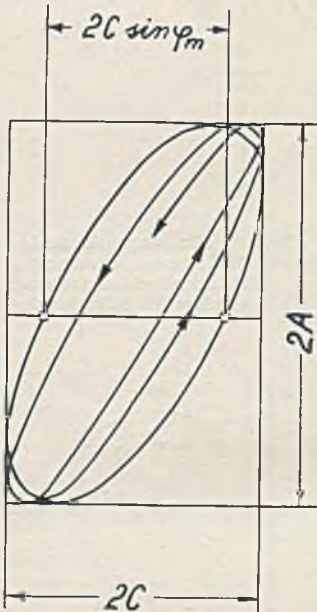


Abb. 155. Leuchtbild der pendelmodulierten Schwingung auf der Braunschen Röhre

Natürgemäß versagt das Verfahren, wenn φ_m über 90° beträgt, weil dann das ganze Rechteck mit den Kanten $2A$ und $2C$ leuchtet. $\varphi_m = 90^\circ$ ruft aber bereits Seitenfrequenzen hervor, die ebenso groß wie bei Amplitudenmodulation mit $m = 100\%$ sind, so daß im praktischen Senderbetrieb derart große Werte kaum vorkommen werden.

Für sehr kleine φ_m von wenigen Grad wird die Fläche so schmal, daß die Ablesung von $2C \sin \varphi_m$ ungenau ist. Hier hilft das folgende Verfahren.

b) Umwandlung der Pendelmodulation in Amplitudenmodulation

(134) Setzt man nach *Gutzmann* [64] der Pendelmodulation, deren Vektor A nach Bild 156 in einer Mittellage gezeichnet ist, einen unmodulierten Vektor D der Frequenz Ω zu, so ergänzt sich A und D zu einem neuen Trägervektor E , der jetzt praktisch nur amplituden-

moduliert ist, so daß jetzt entsprechend $\varphi_m A = mE$ die Phase φ_m aus dem Modulationsgrad m bestimmt werden kann. Das bei der C. Lorenz A.G. entwickelte Meßgerät ist zum Einsatz im Gleichwellenrundfunk bestimmt (Bild 157). Es gestattet noch Störmodulationen von $\varphi_m = 0,1^{\circ}/_{00}$ entsprechend $1/3'$ zu messen. In dieser Größenordnung liegt die zulässige Pendelmodulation beim Gleichwellenrundfunk, die auch von den neueren quarzgesteuerten Gleichwellensystemen erreicht wird. Die Pendelmodulation, die von Störungen herrührt, hat natürlich keinen sinusförmigen Charakter, sondern über-

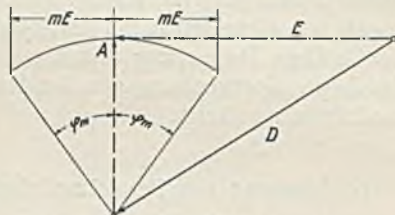


Abb. 156. Umwandlung der Pendelmodulation in Amplitudenmodulation nach Gutzmann

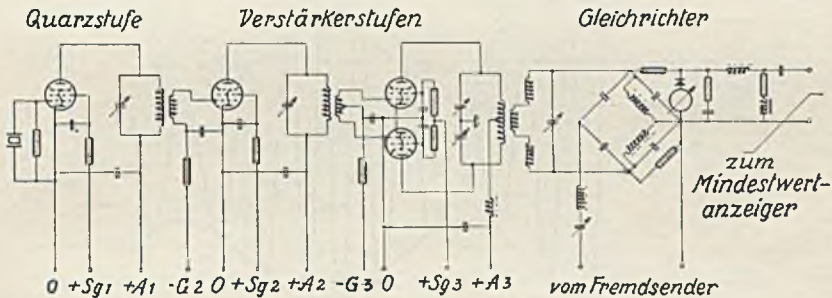


Abb. 157. Prinzipschaltbild des Meßgeräts nach Gutzmann

deckt ein größeres Frequenzband. Daher ist hinter dem Gleichrichter als Röhrevoltmeter ein Mindestwertzeiger angeordnet, der die Spitzen der Störmodulation mißt (s. auch (125)).

e) Aufnahme des Frequenzspektrums

(135) Ist die Störmodulation reproduzierbar, so kann auch, wie von Runge [65] und Grützmaier [66] behandelt, das Frequenzspektrum ermittelt werden. Das Verfahren ist bereits bei der Amplitudenmodulation (126) beschrieben. Die Aufnahme ergibt 2 Seitenbänder, aus denen aber keine Aussage über φ_m getroffen werden kann. Lediglich beim Vorhandensein eines sinusförmigen Störtons ergeben sich die in Bild 153 dargestellten Seitenfrequenzen, die unmittelbar φ_m angeben. Bei Winkeln φ_m unter 30° sind praktisch nur die 4 Seitenfrequenzen nach Bild 153 vorhanden. Bei größeren Winkeln, die aber im Betrieb nur bei den alten Gleichwellensystemen mit Frequenzvervielfachung vorkamen, sind weitere Seitenfrequenzen zu berücksichtigen.

sichtigen, weil die 4 ersten Seitenfrequenzen $F - 2f$, $F - f$, $F + f$, $F + 2f$ nur eine Pendelung längs eines Parabelbogens darstellen, während in Wirklichkeit ein Kreis beschrieben wird. Die Seitenfrequenzen, die bei größeren Winkeln φ_m dazukommen, können aus *Bessel*-Funktionen berechnet werden [67], sind aber hier aus den angegebenen Gründen nicht dargestellt.

Größere Bedeutung hat die Messung der Pendelmodulation, die durch die Besprechung des Senders gleichzeitig mit der Amplitudenmodulation auftritt.

2. Messung von Pendelmodulation und Amplitudenmodulation

(136) Bild 158 zeigt den zeitlichen Verlauf einer amplitudenmodulierten Schwingung, bei der außerdem der Vektor einer Pendelmodu-

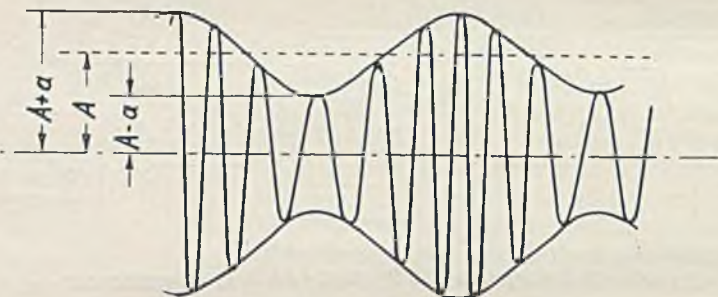


Abb. 158. Zeitlicher Verlauf einer gleichzeitig amplituden- und pendelmodulierten Schwingung

lation unterworfen ist. Die Hüllkurve der Schwingung ist von der Pendelmodulation nicht beeinflusst, so daß eine lineare Gleichrichtung keinen von der Pendelmodulation herrührenden Klirrfaktor ergeben kann.

Besonders bei den früher üblichen Maschinensendern mit Vervielfachung der Frequenz und bei der Modulation mit der Pungsdrossel ergab sich eine erhebliche Pendelmodulation bei gleichzeitiger Amplitudenmodulation. Die Messung dieses Betriebszustandes kann wiederum mit der Braunschen Röhre und nach dem *Gutzmannschen* Verfahren geschehen. Eine Aufnahme des Frequenzspektrums allein führt nicht zum Ziel, wie sich erweisen wird. Eine Methode, bei der zusätzlich die Phasenlage der Seitenfrequenzen gemessen wird, ist von *Hofer* neuerdings angegeben. Bei größeren Phasenwinkeln φ_m kann man vorteilhaft die stroboskopische Methode von *Heilmann* anwenden.

a) Messung mit der Braunschen Röhre

(137) Das Verfahren ist das gleiche, wie es bei der Messung der reinen Pendelmodulation beschrieben wurde. Zum Verständnis der entstehenden Figuren sei zunächst das Bild 159a besprochen, das sich bei Aufnahme von 3 festen Schwingungen der Amplituden A , $A - a$ bzw. $A + a$ und der Frequenz $\Omega/2\pi$ mit einer Zeitschwingung der Amplitude C , Frequenz $\Omega/2\pi$ und Phasenverschiebung φ_m ergibt. Die 3 Ellipsen schneiden unabhängig von ihrer Höhe auf der Zeitachse den

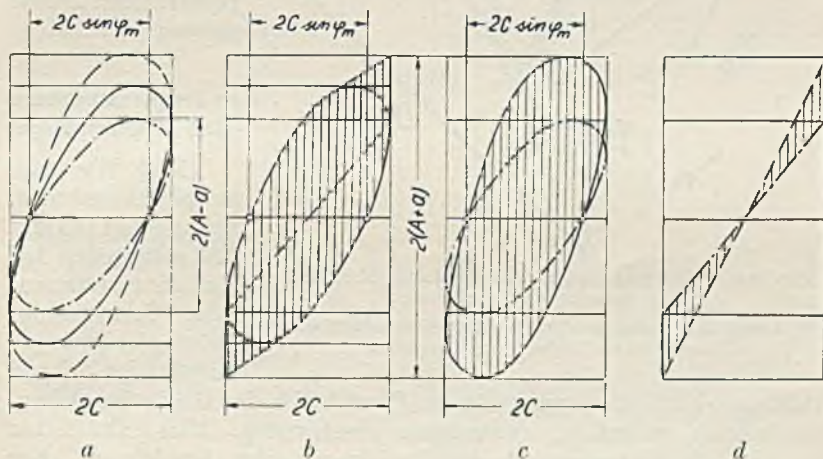


Abb. 159. Darstellung der Schwingung nach Abb. 158 auf der Braunschen Röhre mit sinusförmiger Zeitschwingung

- a Drei Schwingungen mit verschiedenen Amplituden und konstanter Phasenverschiebung φ_m
 b, c Gleichzeitige Amplituden- und Pendelmodulation für 2 Phasenlagen zwischen den beiden niederfrequenten Modulationsarten
 d Pendelmodulation sehr klein

Abschnitt $2C \sin \varphi_m$ ab. Neben Bild 159a zeigt Bild 159b, c für zwei verschiedene Grenzphasenlagen zwischen Amplituden- und Pendelmodulation die entstehenden Leuchtflächen. Aus beiden Bildern kann $2C \sin \varphi_m$ und damit φ_m ermittelt werden. Es ist notwendig, durch Phasendrehung der Zeitschwingung auf die schmalste Strecke φ_m , die man erzielen kann, einzustellen. Bei reiner Amplitudenmodulation bzw. sehr kleinen φ_m würde man das Bild 159d erhalten.

b) Umwandlung der Pendelmodulation in Amplitudenmodulation

(138) Bild 160 zeigt, daß bei der Messung einer gleichzeitig amplituden- und pendelmodulierten Schwingung durch Zusatz der Schwin-

gung mit dem Vektor D nach *Gutzmann* die Pendelmodulation zu einer Amplitudenmodulation umgeformt wird, während die Amplitudenänderung von A für den resultierenden Vektor E nur eine Frequenzmodulation bedeutet.

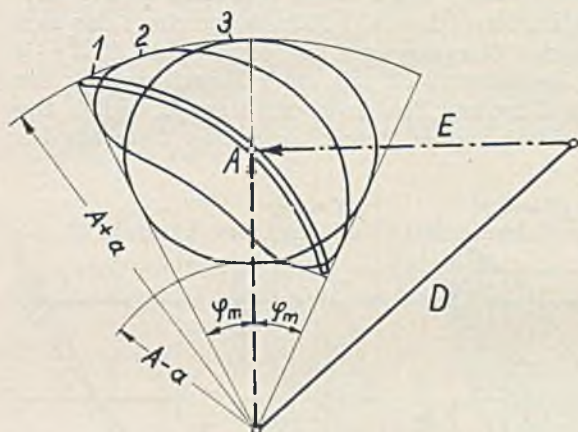


Abb. 160. Vektorbild einer gleichzeitig amplituden- und pendelmodulierten Schwingung

1, 2, 3 sind die Bahnkurven der Vektorspitze bei verschiedener Phase zwischen beiden Modulationsarten

Bei linearer Gleichrichtung läßt sich also die Pendelmodulation unabhängig von der Amplitudenmodulation messen.

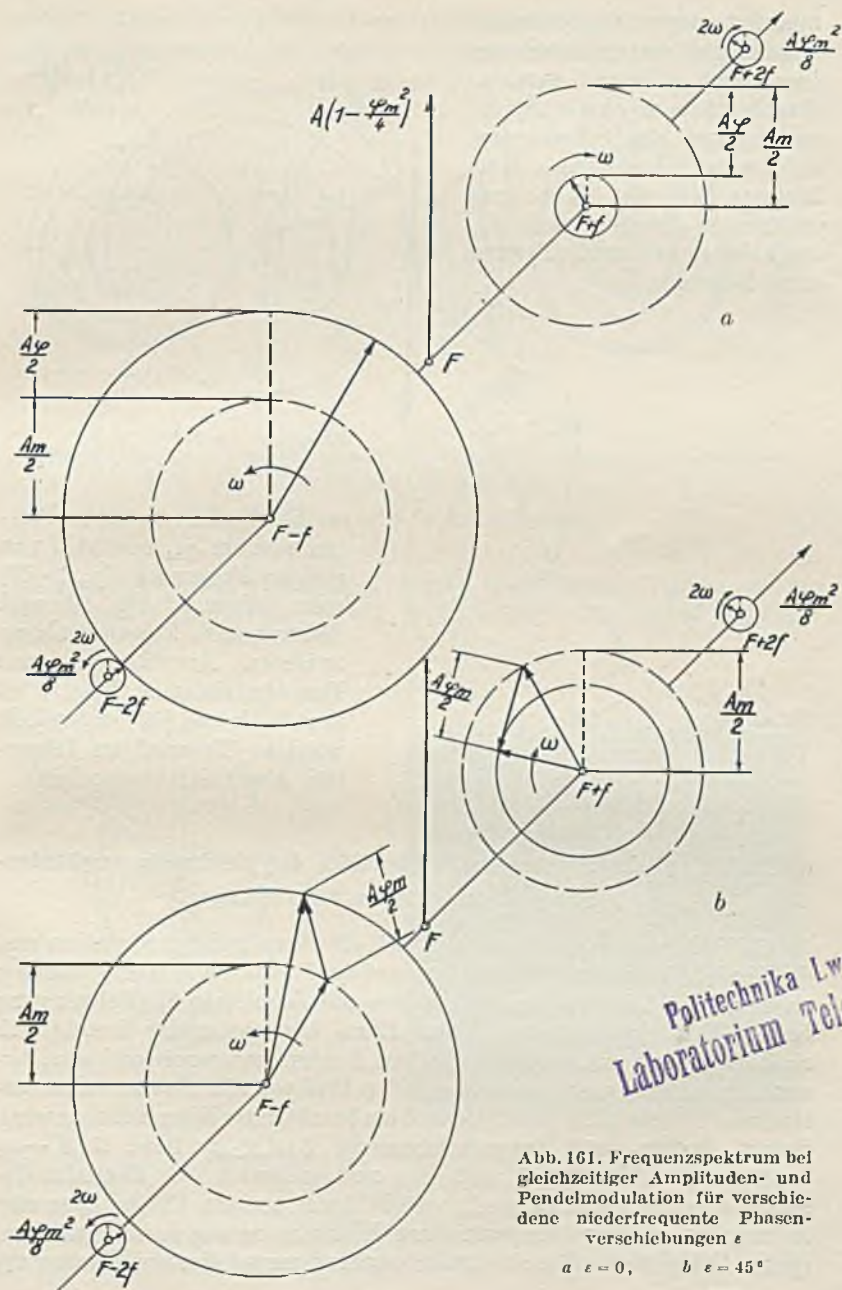
e) Frequenzspektrum und Seitenbandlage

(139) Wie man aus Bild 161 erkennt, das aus Bild 153 und 154 entstanden ist, sind die resultierenden Seitenbänder bei gleichzeitiger Amplituden- und

Pendelmodulation unsymmetrisch. Hinsichtlich der Größe der Seitenbänder sind m und φ_m vollkommen gleichwertig. Man sollte daher φ_m als „Modulationsgrad“ bei Pendelmodulation bezeichnen. Für $m = 25\%$ und $\varphi_m = 0,25$ ($14,3^\circ$) wird eine Seitenfrequenz ganz ausgelöscht, die andere verdoppelt. Dies gilt aber nur für den speziellen Fall, daß Amplituden- und Pendelmodulation niederfrequent völlig ohne Phasenverschiebung arbeiten. Bei einer Phasenverschiebung von 45° ist nach Bild 161 b die Unsymmetrie der Seitenfrequenzen geringer und entsprechend Bild 161 c bei 90° ganz verschwunden. Man kann also durch Messung der Größe beider Seitenfrequenzen nicht die Größe φ_m der Pendelmodulation eindeutig ermitteln.

(140) Die Messung der Seitenbandamplituden und der „Seitenbandlage“ χ ermöglicht das von *Hofer* [68] angegebene Verfahren. Durch eine Zusatzfrequenz Ω_1 wird mit Ω eine Schwebung δ von einigen Hz erzeugt und zu einer Schwingung der Frequenz 2δ verdoppelt. Außerdem werden die Seitenbandschwebungstöne mit den Frequenzen $\omega \pm \delta$ gleichgerichtet, so daß schließlich zwei Schwingungen der Frequenz 2δ entstehen, deren Phasenwinkel 2χ gemessen wird.

In Anbetracht der Tatsache, daß, wenn Seitenfrequenzen und Seitenbandlage bekannt sind, erst in komplizierter Weise der Pendel-



Politechnika Lwowska
Laboratorium Teletechniki

Abb. 161. Frequenzspektrum bei gleichzeitiger Amplituden- und Pendelmodulation für verschiedene niederfrequente Phasenverschiebungen ε

a $\varepsilon = 0$, b $\varepsilon = 45^\circ$

modulationsgrad φ_m bestimmt werden muß, soll die Schaltung hier nicht gebracht werden. Es scheint so, als ob die „Spektralanalyse“ der Schwingung in diesem Fall durchaus kein klareres Bild gibt als die unmittelbare Messung von φ_m nach Gutzmann bzw. die Braunsche Röhre.

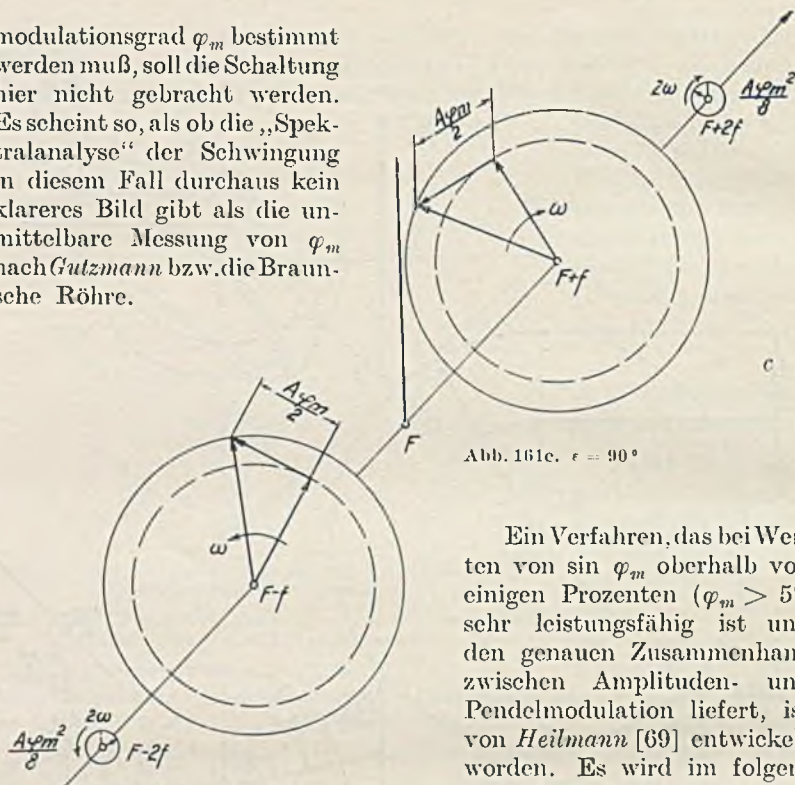


Abb. 161c. $\epsilon = 90^\circ$

Ein Verfahren, das bei Werten von $\sin \varphi_m$ oberhalb von einigen Prozenten ($\varphi_m > 5^\circ$) sehr leistungsfähig ist und den genauen Zusammenhang zwischen Amplituden- und Pendelmodulation liefert, ist von Heilmann [69] entwickelt worden. Es wird im folgenden Abschnitt besprochen.

d) Stroboskopische Messung des Vektorbildes der gleichzeitig amplituden- und pendelmodulierten Schwingung

(141) Das Verfahren hat zum Ziel, die Amplitudenmodulation und die Phasenabweichung unmittelbar auf der Braunschen Röhre sichtbar zu machen. Es wird dazu über eine 90° -Schaltung die Schwingung beiden Plattenpaaren zugeführt. Dann beschreibt der Leuchtfleck nach Bild 162a während der halben Niederfrequenzperiode eine zusammenlaufende und in der folgenden Halbperiode eine auseinanderlaufende Spirale (Bild 162 b), so daß ein leuchtender Ring sichtbar wird, dessen Außen- und Innendurchmesser $2(A + a)$ bzw. $2(A - a)$ beträgt. Der Kunstgriff, mit dem nun außerdem die Pendelmodulation sichtbar gemacht wird, besteht darin, auf ein Plattenpaar eine Zeitmarke zu geben, die von einer Hilfsschwingung konstanter Frequenz Ω herrührt. Bei einer rein amplitudenmodulierten Schwingung

läuft der Leuchtfleck auch mit vollständig konstanter Winkelgeschwindigkeit Ω um, so daß die Folge der Zeitmarken einen radial verlaufenen

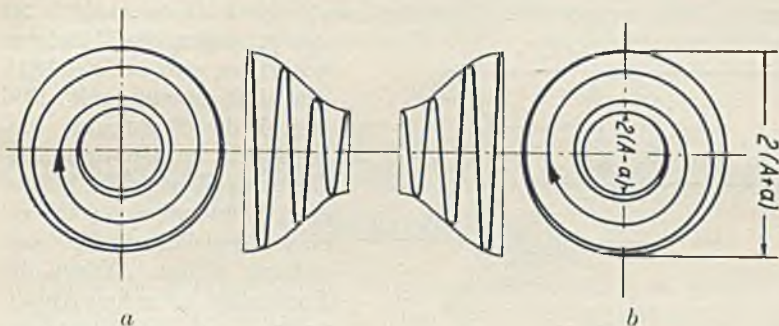


Abb. 162. Bahnkurve der Vektorspitze einer amplitudenmodulierten Schwingung bei feststehender Zeitachse

a Amplitude nimmt ab, *b* Amplitude nimmt zu

den Strich hervorruft, weil immer nach einer vollen Drehung um 2π der Impuls sich unabhängig von der jeweiligen Amplitude markiert.

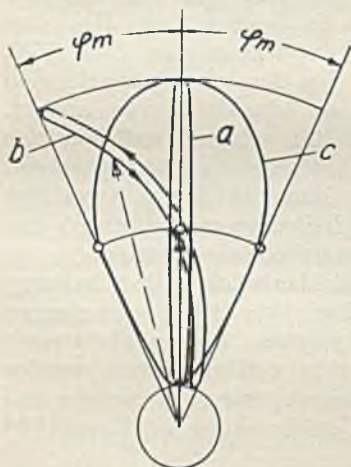


Abb. 163. Bahnkurven entspr. Abb. 160



Abb. 164. Aufnahme nach Hellmann

Die Zeitmarke beschreibt damit in Bild 163 die Bahnkurve *a* in der Vektordarstellung der amplitudenmodulierten Schwingung. Ist da-

gegen außerdem eine Pendelmodulation vorhanden, so weicht die Zeitmarke seitlich aus, weil die Umlauffrequenz des Leuchtflecks von Ω abweicht. Ist z. B. die Phasenverschiebung der beiden Modulationsarten so, daß zur höchsten Amplitude auch die höchste Auslenkung

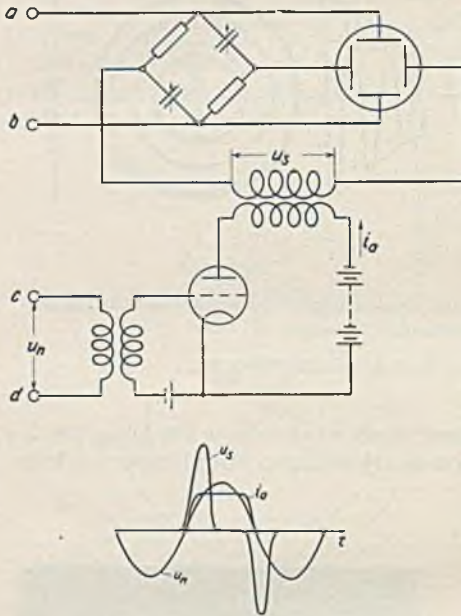


Abb. 165. Prinzipschaltung zur Aufnahme der Vektorbahnkurven nach Heilmann

um φ_m gegen die Mittellage gehört, so wird in Bild 163 b übereinstimmend mit Bild 160, 1 die Bahnkurve beschrieben, an der wie gestrichelt angedeutet, der Vektor der Schwingung während einer Niederfrequenzperiode entlang gleitet. Würde die Phasenlage zwischen Amplituden- und Pendelmodulation um 90° dagegen verschoben sein, so daß bei größter und kleinster Amplitude der Vektor sich in der Mittellage befindet, dann läuft die Zeitmarke und damit die Vektorspitze auf der Kurve c. Bild 164 zeigt zum Vergleich ein von Heilmann aufgenommenes Bild [69], bei dem die Zeitmarke sich als dunkle Kurve abhebt. Man erkennt, daß hier eine Modulation entsprechend Bild 163 Kurve b vorliegt.

Die grundsätzliche Anordnung nach Heilmann zeigt Bild 165. Im oberen Teil erkennt man, wie die zu untersuchende Schwingung von den Klemmen a, b aus über die Phasenschieberbrücke (90° -Schaltung) zur Braunschen Röhre gelangt. An c, d wird die Hilfsfrequenz u_n an das Gitter einer Richtverstärkerröhre gegeben, die so übersteuert wird, daß der Anodenstrom i_a rechteckig verläuft. Dann werden an der Sekundärspule kurzzeitige Impulse u_s induziert, welche den Lichtfleck verlagern und die dunkle Unterbrechung im Leuchtbild schaffen.

Zum Abschluß des Kapitels Pendelmodulation läßt sich sagen, daß man in dem Verfahren von Heilmann ein ausgezeichnetes Mittel hat, eine gleichzeitige Amplituden- und Pendelmodulation zu beobachten, weil das Leuchtbild der Braunschen Röhre unmittelbar die Bahnkurve des Vektors der Schwingung liefert und damit den

Amplitudenmodulationsgrad m zugleich mit dem Modulationsgrad φ_m der Pendelschwingung sichtbar macht. Bei sehr kleinem φ_m , wenn das Bild praktisch ein radial verlaufender Strich ist, wird die Pendelmodulation zweckmäßig nach dem Verfahren von *Gutzmann* in eine Amplitudenmodulation verwandelt und ist so der Messung zugänglich.

G. Messung von Widerständen, Kapazitäten Induktivitäten

(142) Die Ermittlung des Widerstandswerts von Wirk- und Blindwiderständen nach Betrag und Phase sowie die Bestimmung der Resonanzeigenschaften von einfachen und gekoppelten Schwingkreisen gehört zu den grundlegenden Aufgaben der Hochfrequenzmeßtechnik. Weil der Widerstandswert bei den wichtigsten Meßverfahren durch bekannte Normale entweder ersetzt oder mit ihnen verglichen wird, ist es wichtig, einwandfreie Normalwiderstände, -kapazitäten und möglichst auch Normalinduktivitäten zur Verfügung zu haben. Die Messung erfolgt dabei entweder nach einem Resonanzverfahren oder in einer Hochfrequenzmeßbrücke. Ohne Normale kommt man nur bei der Scheinwiderstandsbestimmung durch Messung von Strom und Spannung aus. Diese Methode liefert aber nur den Betrag ohne Rücksicht auf den Phasenwinkel.

I. Normale

Normalkondensatoren können so hergestellt werden, daß die Hauptteilkapazität völlig verlustfrei ist und die Teilkapazitäten gegen das Abschirmgehäuse nur sehr geringe Verluste besitzen. Spulen haben dagegen immer einen beträchtlichen Phasenwinkel. Auch bei Widerständen müssen im Hochfrequenzbereich besondere Maßnahmen getroffen werden, um den Fehlwinkel gering zu halten.

1. Normalwiderstände

(143) Die Widerstände müssen, abgesehen von den Grundforderungen an zeitliche Konstanz und kleinen Temperaturkoeffizienten bei Hochfrequenz folgenden Bedingungen genügen:

1. Der Betrag des Widerstandes darf sich nicht durch Stromverdrängung im Leitermaterial oder Stromverzweigung durch Parallelkapazitäten verändern.

2. Der Phasenwinkel bzw. das Verhältnis von Blindwiderstand zum Wirkwiderstand soll möglichst gering und genau definiert sein.

Bild 166 zeigt das grundlegende Ersatzschema eines Widerstandes, bei dem die verteilte Induktivität und Kapazität in den Größen L und C zusammengefaßt ist. L und C sollen so gering wie möglich sein.

Zur Herstellung der Hochfrequenzwiderstände eignen sich bei Werten zwischen etwa $0,1 \dots 100 \Omega$ bifilar geführte Drähte bzw. Bänder aus Widerstandsmaterial (Manganin), während bei höheren Werten über 100Ω geringe Abmessungen mit kleinem L und C nur

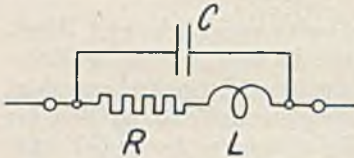


Abb. 166. Ersatzschema eines Widerstandes (ohne Berücksichtigung der Erdkapazitäten)

stünde über 1000Ω haben aber selbst bei geringstem Querschnitt eine Drahtlänge, die bei Frequenzen oberhalb einiger MHz bereits die Größenordnung der Betriebswelle erreicht.

durch Erhöhung des spezifischen Widerstandes erreicht werden können. Daher eignen sich nur die Kohlewiderstände als Normale für sehr hohe Frequenzen. Bei Kohlewiderständen ist das bereits bei der Strom- und Spannungsmessung besprochene Grundgesetz erfüllt, daß die Leiterlänge klein bleiben muß gegenüber der Betriebswelle. Drahtwider-

a) Zeitkonstante und Fehlwinkel

(144) Ist das erwähnte Grundgesetz (Drahtlänge $<$ Betriebswelle bzw. $\omega^2 LC < 1/100$) erfüllt, dann läßt sich für den ganzen Frequenzbereich bis zur Grenzfrequenz durch richtige Wahl der Induktivität zur Kapazität im Verhältnis zum Widerstand der durch L und C bedingte Phasenwinkel kompensieren. Bild 167a zeigt die Ersatzschaltung von Bild 166 bei überwiegendem Einfluß der Induktivität, die sich immer bei $R < 100 \Omega$ besonders bemerkbar macht. Bei $R > 100 \Omega$ stört im allgemeinen besonders die Kapazität, so daß dann die Ersatzschaltung Bild 167b zweckmäßig ist. Wie man aber aus Bild 167a und b erkennt, ist es möglich, durch Wahl von

$$\frac{L}{C} = R^2 \quad (80)$$

die beiden Einflüsse zu kompensieren, so daß dann der Widerstand einen reinen Wirkwiderstand nach Bild 167c darstellt. Die Abgleichbedingung kann man auch so formulieren, daß der Wellenwiderstand $\sqrt{L/C}$ des Draht- oder Kohlewiderstandes dem Wirkwiderstand R

angepaßt werden muß. Ist das nicht geschehen, so ist ein Phasenwinkel vorhanden. Die Rechnung entsprechend Bild 166 ergibt

$$\Re = \frac{(R + j\omega L) \cdot \frac{1}{j\omega C}}{R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}} = R \left(1 + j\omega \left(\frac{L}{R} - RC \right) \right) \text{ für } \omega^2 LC < 1/100 \quad (81)$$

$$\Re = R(1 + j\omega T). \quad (82)$$

Hierin nennt man $T = \frac{L}{R} - RC$ die „Zeitkonstante“ des Widerstandes.

Verschiedene geeignete Wicklungsarten mit geringer Zeitkonstante sind Bifilarspulen in Reihenschaltung, Chaperonwicklung und Spulen nach Wagner und Wertheimer [70].

(145) In $\operatorname{tg} \varphi = \omega T$ ist φ der mit der Frequenz steigende „Fehlwinkel“ T und φ verschwindet

offenbar, wenn der Abgleich (80) durchgeführt ist. Als Beispiel, wie weit dies bisher praktisch erfüllt ist, gibt Tabelle 3

die Werte für T und φ (bei 1 MHz) an, wie sie für die bekannten Widerstände nach Wagner und Wertheimer (W.), ferner für die kleinen Einzeldekaden von H. & B. und für Kohlewiderstände (K.) gelten. T ist in $10^{-9} \text{ s} = \text{ns}$ (Nanosekunden) angegeben. Da Kohlewiderstände unter 20Ω nicht hergestellt werden, ist als Beispiel für eine geringe Zeitkonstante ein Faltband [71] angegeben. Die beiden letzten Spalten geben L' und C' entsprechend Bild 167a, b an.

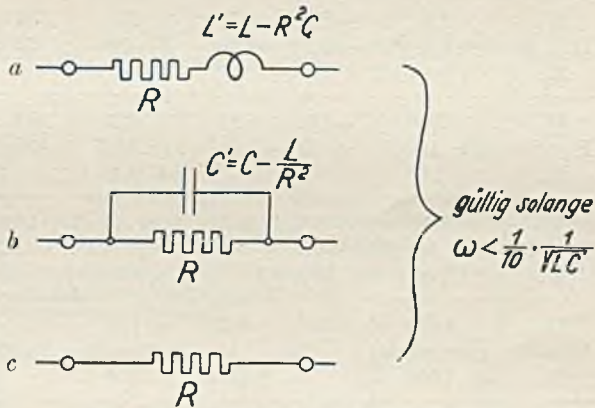


Abb. 167. Ersatzschema gleichwertig Abb. 166

a bei überwiegender Induktivität

b bei überwiegender Kapazität

c abgeglichen, so daß $R = \sqrt{\frac{L}{C}}$

b) Eigenschaften von Kohlewiderständen

(146) Die elektrischen Werte der Kohlewiderstände sind nach Tabelle 3 ausgezeichnet. Sie haben gegenüber den Drahtwiderständen den Nachteil, daß sie sich nicht so leicht abgleichen lassen. Ferner ist der Temperaturkoeffizient größer ($\text{TK} = -0,3\%$ je 10^0 C).

Tabelle 3
Zeitkonstanten und Fehlwinkel von Widerständen

Bauart	Widerstandswert R Ω	Zeitkonstante T $ns = 10^{-9}s$	Fehlwinkel bei 1 MHz φ $^\circ$	Reihen- Induktivität L' $nH = 10^{-9}H$	Parallel- kapazität C' $pF = 10^{-12}F$
W.	0,1	+50...+90	+ 25	5...9	—
H.u.B.	0,1	—	—	—	—
Faltband	0,05	+ 5,4	+ 2	0,3	—
W.	1,0	+34...+75	+ 20	34...75	—
H.u.B.	1,0; 10×0,1	+220; +430	55; 69	220; 430	—
K.	—	—	—	—	—
W.	10	+10...+15	+ 4,5	100...150	—
H.u.B.	10; 10×1	+ 60; +150	21; 43,5	600; 1500	—
K.	20	+ 1	+ 0,4	20	—
W.	100	+1,6...—3	+0,5...—1	160...0	0...30
H.u.B.	100; 10×10	— 5; + 55	—1,8; + 20	—; 5500	50; —
K.	100	+ 0,1	+ 0,04	10	—
W.	1000	—2,7...—6,5	— 1,5	—	2,7...6,5
H.u.B.	1000; 10×100	+ 24; —16	+ 9; — 6	24000; —	—; 16
K.	1000	— 1	— 0,4	—	1
W.	10000	—110 ± 20	— 35	—	11
H.u.B.	10000; 10×1000	— 80; — 30	— 29; — 11	—	8; 3
K.	10000	— 10	— 3,6	—	1

Bei Werten über 10 k Ω scheiden Drahtwiderstände wegen großer Drahtlängen im Verhältnis zur Betriebswelle bei Hochfrequenz aus. Auch Kohlewiderstände sind nicht immer zuverlässig. Es kommen vor allem zwei Fehlerquellen in Betracht:

1. Wenn als Träger für die Kohleschicht ein Isolierrohr verwendet wird, so daß beim Aufdampfen sich eine Kohleschicht im Hohlraum absetzt, wirkt diese Schicht als Nebenschluß, sobald die Frequenz so hoch ist, daß der kapazitive Widerstand zwischen Außenschicht und Innenschicht nicht mehr groß ist gegenüber dem Ohmschen Widerstand. Der Wirkwiderstand sinkt also mit zunehmender Frequenz. Abhilfe ist sehr einfach durch Verwendung von Vollstäben als Träger möglich.

2. Widerstände, in die eine Wendel eingeschliffen ist, zeigen ebenfalls eine Abnahme des Wirkwiderstandes bei hohen Fre-

quenzen infolge der Kapazität zwischen den einzelnen Windungen. Diese Abnahme beruht nicht auf der Parallelschaltung der Kapazitäten an sich. Man erkennt nämlich aus Bild 168a

und b, daß die Parallelkapazitäten C zu einer Gesamtkapazität $C/4$ zusammengefaßt werden können, ohne an der Spannungsteilung an den Teilwiderständen $R/4$ etwas zu ändern.

Die experimentell leicht zu beobachtende Abnahme des Widerstandes läßt sich aber dadurch erklären, daß die Stromlinien nicht mehr der Wendel folgen, sondern die Wendel verlassen und ihren Weg quer über die Windung nehmen, dann kapazitiv bis zur nächsten Windung usw. laufen. Damit wird die wirksame Länge der Strombahn verkürzt und der Widerstand nimmt ab*).

3. Bei allen Hochwiderständen mit und ohne Wen-

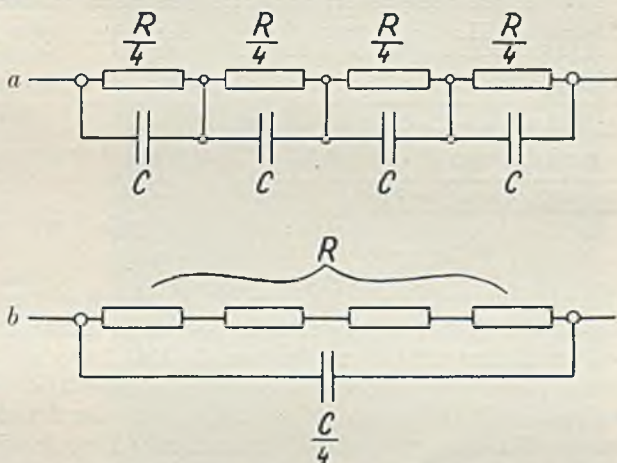


Abb. 168. Gleichmäßig verteilte Parallelkapazitäten verändern den Wirkwiderstand nicht

a Darstellung eines Widerstandes mit verteilter Parallelkapazität, willkürlich in 4 Abschnitte aufgeteilt
b Gleichwertiges Ersatzbild

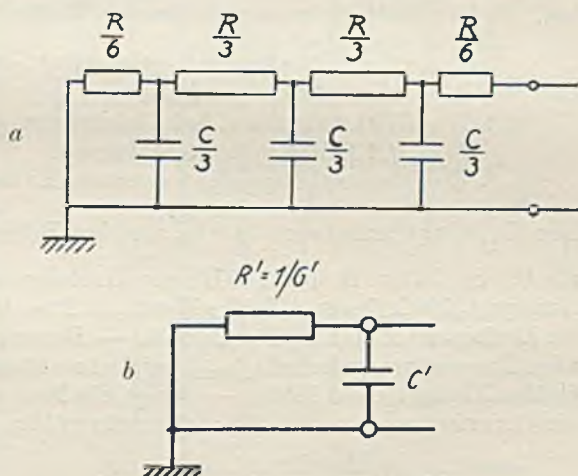


Abb. 169. Widerstand mit verteilter Erdkapazität
a Darstellung des Widerstandes, b Ersatzschaltbild

*) Diplomarbeit Adolf Mayer, T. H. Berlin 1937.

Tabelle 4
Eindringtiefe in Manganin und Kohle

Frequenz MHz	0,3	1	3	10	30	100	300	1000
Wellenlänge m	1000	300	100	30	10	3	1	0,3
Eindringtiefe für Manganin in mm	0,6	0,33	0,19	0,1	0,06	0,033	0,019	0,01
Eindringtiefe für Kohle in mm	6,0	3,3	1,9	1,0	0,6	0,33	0,19	0,1

del ist als wesentlichste Ursache für die Verminderung des Wirkwiderstandes bei hohen Frequenzen der kapazitive Kurzschluß über die verteilten Erdkapazitäten zu buchen. In Bild 169a ist die gesamte (verteilte) Erdkapazität C des Widerstandes willkürlich in 3 Kapazitäten aufgeteilt. Man kann sich vorstellen, daß der Strom, der von rechts in den Widerstand eintritt, bei höheren Frequenzen immer stärker über die Kapazitäten $C/3$ seinen Weg nimmt und nicht mehr voll über die Widerstände fließt. Die entsprechende Verminderung des Wirkwiderstandes muß vom Verhältnis R zu $1/\omega C$ abhängen. Eine Berechnung mit Hilfe der Leitungsgleichungen ergibt folgendes Bild. Bis zu den Frequenzen, wo R die gleiche Größenordnung wie $1/\omega C$ hat, ist der bei Hochfrequenz wirksame Wirkleitwert

$$G' = G \left(1 + \frac{1}{45} (R\omega C)^2 \right) \text{ gültig für } f < f_{\text{Grenz}} = \frac{1}{RC} \quad (83)$$

mit R = Wirkwiderstand bei Gleichstrom,

$G = 1/R$ Leitwert bei Gleichstrom.

C = Gesamtbetrag der verteilten Erdkapazität.

Der Hochfrequenzleitwert ist also um den Betrag $\frac{1}{45} (R\omega C)^2$ größer als G . So hat z. B. bei 1 MHz ein Hochohmwiderstand mit dem Nennwert 500 k Ω einen Wirkwiderstand $R' = 1/G' = 410$ k Ω , wenn die Erdkapazität nur 1 pF ausmacht. — Bemerkenswert ist, daß bei allen Frequenzen unterhalb f_{Grenz} parallel zu G' eine Kapazität C' der Größe $C/3$ liegt (Bild 169b). — Steigt die Frequenz wesentlich über die Grenzfrequenz, so ist (83) nicht mehr gültig. Es ergibt sich dann

$$\left. \begin{aligned} G' &= \sqrt{\frac{G\omega C}{2}} \\ C' &= C \sqrt{\frac{G}{2\omega C}} \end{aligned} \right\} \omega C' = G' \text{ gültig für } f \gg f_{\text{Grenz}}. \quad (84)$$

Der Wirkleitwert G' entspricht dann dem geometrischen Mittel aus Blindleitwert ωC und Gleichstromleitwert G . Es nimmt daher der Wirkwiderstand $R' = 1/G'$ in diesem Frequenzgebiet mit $1/\sqrt{f}$ ab.

e) Vermeidung der Stromverdrängung

(147) Den zulässigen Drahtdurchmesser kann man aus der Eindringtiefe des Widerstandsmaterials bei der höchsten Betriebsfrequenz ermitteln. Wenn der Drahradius bzw. die doppelte Schichtdicke gleich der Eindringtiefe ist, bleibt die Widerstandserhöhung unter 1%. Tabelle 4 auf S. 172 gibt die Eindringtiefe für Manganin

($\sigma = 2,3 \text{ m}/\Omega \text{ mm}^2$)
und Kohle
($\sigma = 0,023 \text{ m}/\Omega \text{ mm}^2$)
abhängig von der Frequenz an.

Bei den üblichen Kohlewiderständen mit Schichtstärken von $0,1 \mu\text{m} \dots 0,1 \text{ mm}$ ist also keine Stromverdrängung vorhanden.

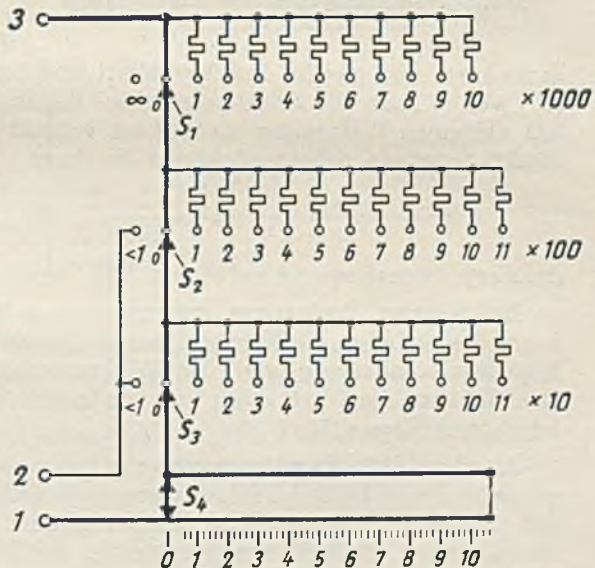
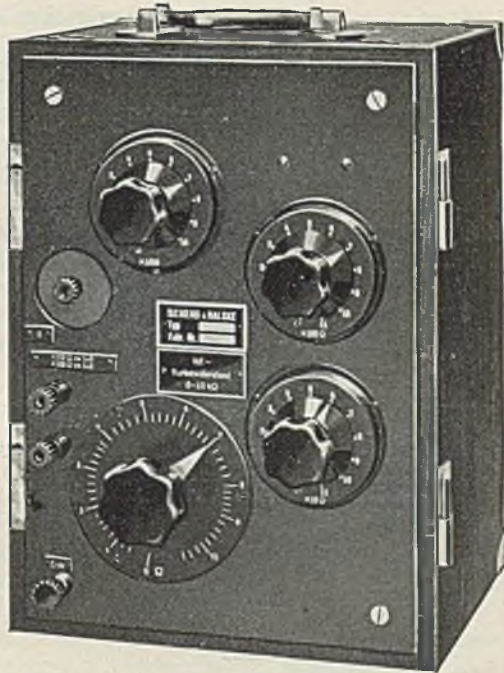
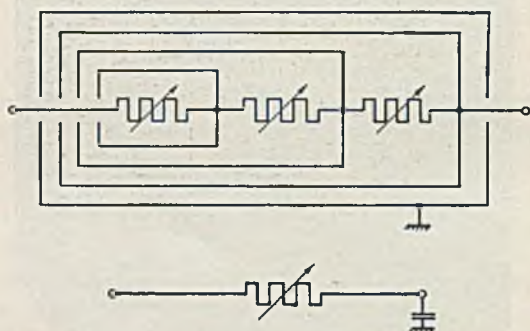


Abb. 170. Kurbelwiderstand von S. & H. (bis 250 kHz)

d) Veränderbare Widerstände

(148) Schichtpotentiometer kommen als veränderbare Normale wegen des unzuverlässigen Übergangswiderstandes nicht in Betracht. Man beschränkt sich auf stufenweise Veränderlichkeit in Form der Dekadenwiderstände. In der einfachsten Form der Einzeldekaden sind gleichartige Spulen zwischen den im Kreis angeordneten Kontakten eingelötet. Die Zeitkonstante der Dekade ist im allgemeinen vom Abgriff abhängig und höher als die Zeitkonstante der Einzelspule. Dies wird bei einem Kurbelwiderstand von S. & H. (Bild 170) vermieden



Ersatzbilda

Abb. 171. Schirmung eines Dekadenwiderstandes nach Wirk

gezeichnet, und gleicht Induktivitäten und Schirmkapazitäten nach (80) ab, so kann die Zeitkonstante bei Widerständen bis zu einigen $k\Omega$ auf einen Wert unter $2 \cdot 10^{-9}$ sec gesenkt werden. Dieses Konstruktionsprinzip drückt allerdings die durch

$$\omega^2 = \frac{1}{100} \frac{1}{LC} \quad (85)$$

definierte Grenzfrequenz auf etwa 1 MHz herab.

Bei höheren Frequenzen verwendet man Kohlewiderstände und begnügt sich damit, die Konstruktion so auszuführen, daß die Parallelkapazität unabhängig von der Widerstandsstufe konstant bleibt. Das Ersatzschema ist dann ein veränderlicher Wirkleitwert mit konstanter Kapazität.

Als Regelwiderstand bei niedrigen Ohmwerten läßt sich ein bifilar geführter Doppelschleifdraht oder besser ein bifilares Band verwenden, auf dem ein federnder Kurzschließer schleift. Bild 172 zeigt die Ansicht eines Schleifdrahtwiderstandes der Fa. Ulrich, der in den Stufen 0,01; 0,1; 1; 10 Ω lieferbar ist.

2. Normalkondensatoren

Alle Normalkondensatoren müssen abgeschirmt sein, damit der Kapazitätswert nicht von der Umgebung abhängt. Das Schema für Aufbau und Kapazitätsverhältnisse zeigt Bild 173 a b. Dadurch, daß festes Isoliermaterial zwischen den Platten 1 und 2 vermieden ist, wird C_{12} weitgehend verlustfrei. Die Verluste von C_{10} und C_{20} können durch Verwendung von Quarz sehr gering gehalten werden.

a) Verlustwinkel

(149) Die Verluste werden definiert durch den Verlustwinkel δ (Bild 174). δ gibt die Abweichung der Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung von 90° an. Der Verlustwinkel ist auch ein Maß für das Verhältnis der verbrauchten Wirkleistung zur Blindleistung. Meist wird nicht δ , sondern die „Verlustzahl“ $\operatorname{tg} \delta$ zur Kennzeichnung be-



Abb. 172. Schleifdrahtwiderstand von Ulrich

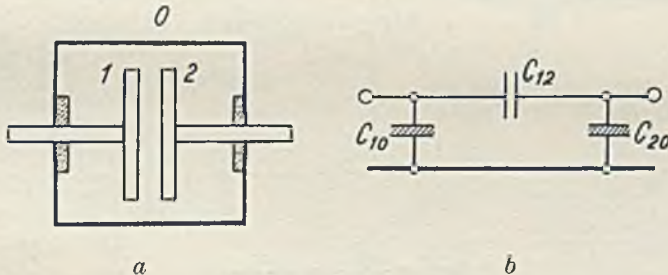


Abb. 173. Teilkapazitäten bei Normalkondensatoren

a Aufbau (schematisch) b Ersatzbild

nutzt. Die Verluste können entsprechend Bild 174 durch einen Reihenwiderstand R_h bzw. einen Parallelwiderstand R_p (Bild 175) zusammen mit der verlustfreien Kapazität C nachgebildet werden. R_h und R_p sind durch die Beziehung $R_h \cdot R_p = \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2$ verknüpft.

Die neueren Hochfrequenzisolerstoffe sind sehr verlustarm

($\operatorname{tg} \delta = 1 \dots 10 \cdot 10^{-4}$, also $\delta \approx \sin \delta \approx \operatorname{tg} \delta$). Man muß daher von einem Normalkondensator eine Verlustzahl $= 1 \cdot 10^{-5}$ fordern.

b) Ausführung von Normalkondensatoren

(150) Die bekannten, ausgezeichneten Normalkondensatoren der PTR [73] haben bei Hochfrequenz den Nachteil, daß durch den Luft-

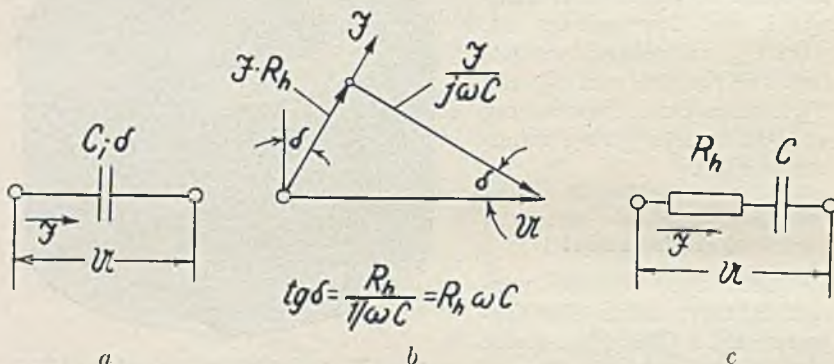


Abb. 174. Nachbildung der Verluste durch Reihenwiderstand R_h

a Schaltung b Vektordiagramm c Ersatzbild

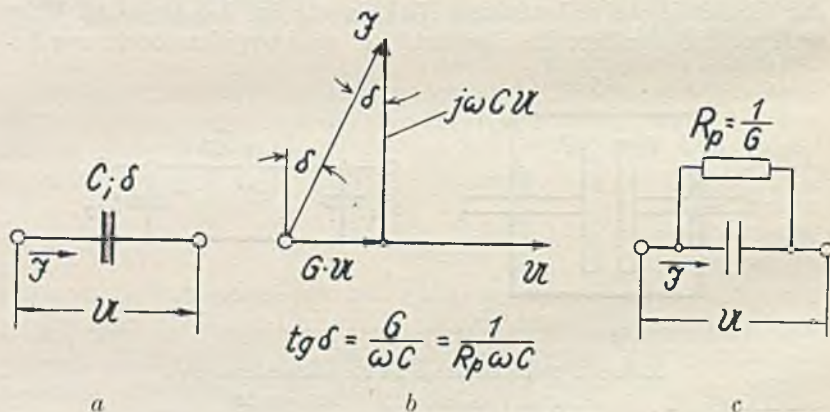


Abb. 175. Nachbildung der Verluste durch Parallelwiderstand R_p

a Schaltung b Vektordiagramm c Ersatzbild

raum zwischen Durchführung und Abschirmgehäuse Staub und Feuchtigkeit eindringen kann. Zwischen den Platten sich absetzender Staub entspricht einem Reihenwiderstand R_h , der nach Bild 174 wegen $\operatorname{tg} \delta = R_h \omega C$ bei hohen Frequenzen den Verlustwinkel immer mehr

steigen läßt. *Wirk* hat an einem Normalkondensator, in den nur durch den Sprung in einem Quarzring der Durchführung Staub eingedrungen war, ein $\text{tg } \delta = 10 \cdot 10^{-4}$ gemessen. Es müssen also alle Reihenwiderstände peinlich vermieden werden. Dazu gehört bei Normaldrehkondensatoren der Übergangswiderstand zwischen dem Rotor und seiner Zuführung. Eine angelötete Bronzespirale bedeutet bei Kurzwellen einen erheblichen induktiven und mit dem Drehwinkel veränderlichen Widerstand. Daher erfolgt bei einigen Kurzwellenkondensatoren die Stromzuführung zum Rotor durch Schleiffedern. Noch besser ist es, nach *Wirk* [74] als Stromzuführung vergoldete Litze im Innern der hohlen Achse zu verwenden. Durch die Konstruktion eines Plattenkondensators, bei dem eine Platte gegen die andere sowohl gedreht als auch genähert werden kann, ist es *Wirk* bei sorgfältiger technischer Ausführung (vergoldete Platten, staubdichtes Gehäuse, Hartlötung) gelungen, den Verlustwinkel absolut zu bestimmen. Er hat für die Teilkapazität C_{12} einen Betrag unter 10^{-6} . Damit ist ein Phasennormal geschaffen, das die Bestimmung auch sehr kleiner Winkel eines Scheinwiderstandes ermöglicht.

Als Normalkondensatoren in Sonderbauart*) seien die Kondensatoren ohne Anfangskapazität [75]

und die Festkondensatoren für sehr kleine Kapazitäten (bis herab zu 0,0001 pF, was $1/30$ der Größenordnung der Gitteranodenkapazität von HF-Pentoden entspricht) erwähnt. Unter Verwendung einer Mikrometerschraube sind veränderliche Kondensatoren kleiner Kapazität (Endkapazität 5 ... 50 pF) geschaffen, bei denen die Kapazitätsänderung je Skt sehr klein ist und die Größenordnung 0,001 ... 0,01 pF annimmt.

c) Betriebsnormale

(151) Von allen Firmen, die Normalkondensatoren herstellen, kann man auch bei geringeren Ansprüchen an Genauigkeit des Kapazitätsabgleichs und Verlustfreiheit kleinere und nicht so teure Kondensatoren

*) Hergestellt von den Firmen Selinger, Ulrich, Spindler & Hoyer, Hochohm G.m.b.H.

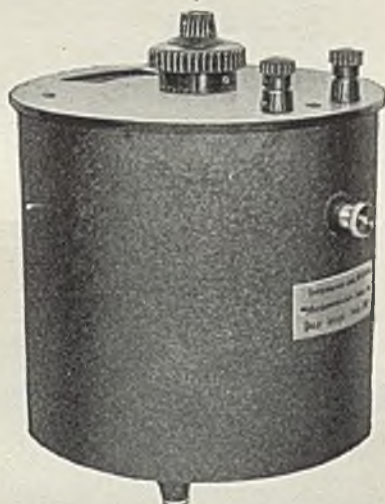


Abb. 176. Normalkondensator (Selinger)

Ungenauigkeit 0,5%

$C_{\text{max}} = 550/1050/2100 \text{ pF}$

satoren beziehen, die als Betriebsnormale in vielen Fällen ausreichen. Bild 176 zeigt einen Drehkondensator, Bild 177 einige Festkondensatoren für 100, 500, 1000, 2000 pF der Fa. Selinger.

Als besonders einfache feste Betriebsnormale eignen sich die kerami-

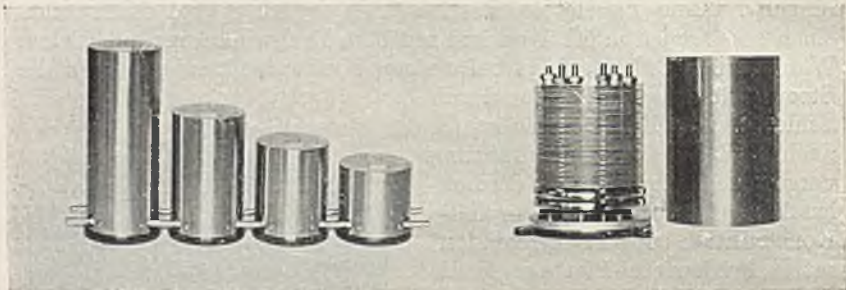


Abb. 177. Feste Normalkondensatoren (Selinger)
Ungenauigkeit 0,3%



Abb. 178. Veränderbarer Normalkondensator (PTE)

schen Kondensatoren der Hescho, die mit einem $\text{tg } \delta < 4 \cdot 10^{-4}$ und auf 0,5% (bzw. 0,2 pF) ihres Kapazitätswertes abgeglichen mit Tempa S bzw. Glimmer als Dielektrikum geliefert werden können. Um die Erdkapazitäten zu definieren, wird man die Kondensatoren abschirmen. Bild 178 zeigt einen Kondensator des PTE mit dem Kapazitätsbereich 20... 11 000 pF mit einer Unsicherheit von 0,1% bzw. 0,2 pF. Die Verlustzahl bleibt unter $5 \cdot 10^{-4}$ (bei 1 MHz).

3. Normalinduktivitäten

Induktivitäten lassen sich nicht wie Kondensatoren als reine Blindwiderstände herstellen, weil der Widerstand des Leitermaterials infolge der Stromverdrängung nicht beliebig herabgesetzt werden kann. Kritischer als der Verlustwinkel der Spule ist aber für die Verwendung bei höheren Frequenzen die Eigenkapazität.

a) Wirkung der Eigenkapazität

(152) Die Teilkapazitäten C_{12} parallel zur Spule bzw. C_{10} und C_{20} zur Abschirmung können je nach der Verbindung des Gehäuses mit den

Spulenenenden zur Betriebskapazität zusammengefaßt werden. Die Ersatzschaltung nach Bild 179 enthält nur R' und L' , die entsprechend dem Ansatz

$$R' + j\omega L' = \frac{(R + j\omega L) \frac{1}{j\omega C}}{R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}} \quad (86)$$

für R' und L' folgende Werte ergeben:

$$R' = \frac{R}{n} \quad \text{und} \quad L' = \frac{L}{n} \left(1 - \omega^2 LC \left(1 + \left(\frac{R}{\omega L} \right)^2 \right) \right) \quad (87)$$

$$\text{mit} \quad n = (1 - \omega^2 LC)^2 + \left(\frac{R}{\omega L} \right)^2 (\omega^2 LC)^2. \quad (88)$$

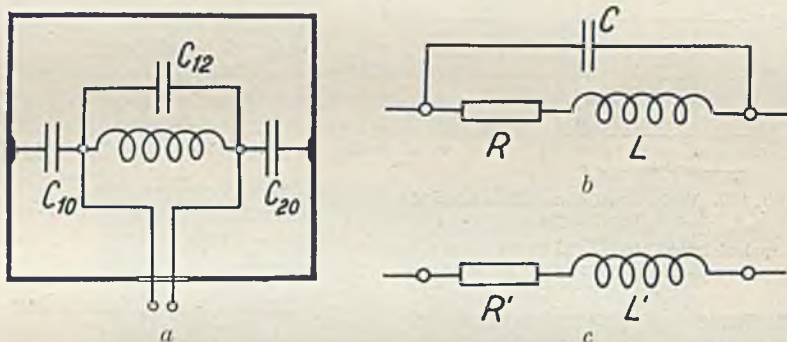


Abb. 179. Wirkung der Eigenkapazität von Spulen

- a Kapazitäten der abgeschirmten Spule
 b Zusammenfassung zur Betriebskapazität C
 c Wirksame Spulengrößen R' und L'

Der wirksame Widerstand R' und die Induktivität L' erhöhen sich entsprechend der Abnahme von n bei Annäherung an die Resonanzfrequenz. Der Grund liegt darin, daß ein zusätzlicher Strom durch Spule und Eigenkapazität fließt. Der Spulenstrom ist um diesen Anteil größer als der Strom, der in die Klemmen eintritt. Es ist nach (87, 88) annähernd

$$R' = \frac{R}{(1 - \omega^2 LC)^2} = \frac{R}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right)^2} \quad \text{und} \quad L' = \frac{L}{1 - \omega^2 LC} = \frac{L}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2}. \quad (87a)$$

Bei einer Betriebsfrequenz von $1/10$ der Eigenfrequenz ist die Induktivität um 1% , der Widerstand um 2% gestiegen.

b) Verlustwinkel und Gütezahl

(153) Der Verlustwinkel ψ der Spule ist ähnlich wie δ beim Kondensator durch die Verlustzahl

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{R'}{\omega L'} = \frac{R}{\omega L} \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \quad (89)$$

gegeben. Auch der Verlustfaktor steigt also mit Annäherung an die Resonanzfrequenz stark an, während er bei tieferen Frequenzen, solange R konstant bleibt, mit $1/\omega$ abnimmt. Dies wird bestätigt durch eine Meßkurve von Schwarz (Bild 180).

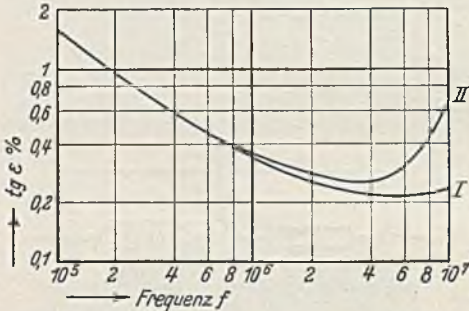


Abb. 180. Verlustzahl einer Spule abhängig von der Frequenz

I Spulenkörper Calan II Spulenkörper Pertinax
(nach Schwarz, ATM Z 124-1)

Sehr oft wird zur Kennzeichnung der Verluste der umgekehrte Wert von $\operatorname{tg} \psi$ benutzt und als „Spulengüte“ G bezeichnet.

$$G = \frac{\omega L'}{R'} = \frac{1}{\operatorname{tg} \psi} \quad (90)$$

G hat für übliche Rundfunkspulen einen Wert von 100 ... 400 ($\operatorname{tg} \psi = 25 \dots 100 \cdot 10^{-4}$).

c) Einfluß von dielektrischen Verlusten

(154) In der Beziehung (87 a) ist bei R' die Eigenkapazität C als verlustfrei angenommen. Praktisch ergibt aber der Spulenkörper und die Isolation einen Verlustwinkel δ . Dann hat man in (87 a) statt R den Wert

$$\left. \begin{aligned} R \left(1 + \omega^2 LC \cdot \operatorname{tg} \delta \cdot \frac{\omega L}{R} \right) \\ = R \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \frac{\operatorname{tg} \delta}{\operatorname{tg} \psi_0} \right) \\ \text{mit } \operatorname{tg} \psi_0 = \frac{R}{\omega L} \end{aligned} \right\} \quad (91)$$



Abb. 181. Hochfrequenznormal der PTR

einzusetzen. Der zusätzliche, von den dielektrischen Verlusten der Wicklung herrührende Widerstand macht sich also auch nur in der Nähe der Eigenfrequenz bemerkbar,

dort aber um so stärker, je größer δ im Verhältnis zu ψ_0 ist (s. Bild 180, Kurve II). Der Zusatzwiderstand steigt ersichtlich mit ω^3 , da δ praktisch konstant ist. Die endgültige Beziehung für R' ist also

$$R' = \frac{R \left(1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{tg} \delta \cdot \frac{\omega L}{R} \right)}{\left(1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right)^2} \quad \text{für } \omega < \omega_0 \quad (92)$$

$$L' = \frac{L}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2} \quad \text{für } \omega < \omega_0. \quad (93)$$

R und L sind dabei die Werte, die sich unter Berücksichtigung der Stromverdrängung ergeben.

d) Ausführung von Normalspulen

(155) Die Verlagerung des magnetischen Feldes im Wickelraum durch Stromverdrängung muß bei Normalspulen durch geeignete Bemessung vermieden werden. Es sind verschiedene Wege möglich.

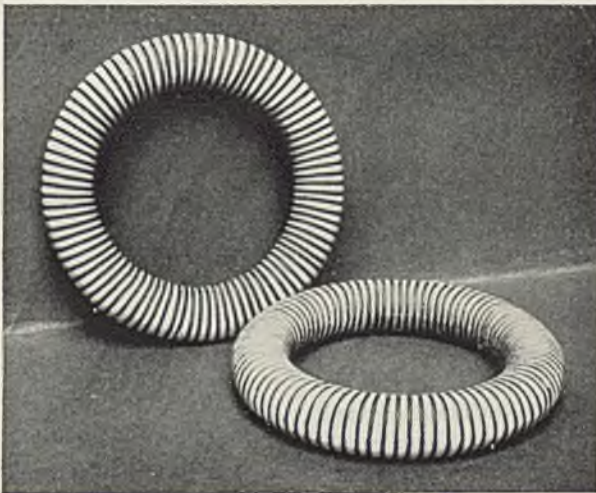


Abb. 182. Keramische Ringspulen mit eingebrannten Windungen

1. Verwendung von Hochfrequenzlitzen bei Frequenzen bis 1 MHz. Das Normal der PTR (Bild 181) hat eine mit Paraffin getränkte Litzenwicklung auf Porzellankörper.

2. Auf keramische Körper eingebrannte und galvanisch verstärkte Windungen ergeben eine Selbstinduktion mit großer zeitlicher und Temperaturkonstanz. Sie sind besonders für Frequenzen oberhalb 1 MHz geeignet (Bild 182).

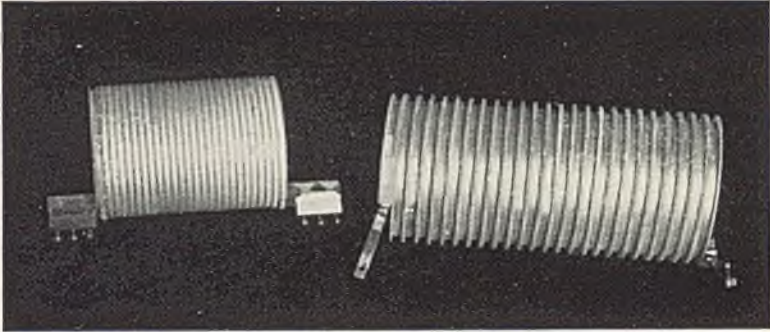


Abb. 183. Spulen mit unterteilten, isolierten Folien nach Straimer

3. Spulen nach *Straimer* [76] mit bandförmigem, unterteilten Leiter, der aus einzelnen isolierten Kupferfolien, die ihre Lage wechseln, aufgebaut ist, vermeiden Strom- und Feldverdrängung bei großem Querschnitt und erreichen eine Güte von 800 (Bild 183).

II. Messung des Scheinwiderstandes durch Strom- und Spannungsmessung

Wie erwähnt, benötigt man bei der Messung des Scheinwiderstandes, wenn es nicht darauf ankommt, die Phase zu kennen, nur die Messung von Strom und Spannung. Ferner muß, um L bzw. C zu ermitteln, die Frequenz bestimmt werden.

1. Messung von Widerständen

(156) In Bild 184 ist zur Messung des Hochohmwiderstandes ein Strommesser (I) und ein Spannungsmesser (U) vorgesehen. Die Messung wird gefälscht durch Streukapazitäten, die von der „heißen“ Leitung aus auf die Leitung a auftreffen, da der kapazitive Strom dann vom Strommesser mitgemessen wird. Dies läßt sich nach Bild 185 durch Abschirmung des Strommessers vermeiden. Davon unberührt bleibt der Fehler, daß durch verteilte Erdkapazitäten C_v des Widerstandes der Strom im unteren Ende des Widerstandes kleiner ist als im oberen heißen Ende (146). Da bei 1 MHz eine Kapazität von 1 pF einem Blindwiderstand von nur 160 k Ω entspricht, muß der Fehler

bei der Messung von Widerständen in der Größenordnung von $100\text{ k}\Omega$ bei hohen Frequenzen beachtet werden. Durch doppelte Schirmung wie in Bild 188 und 190 erfaßt man korrekt den bei der Meßfrequenz vorhandenen Scheinwiderstand. Der Leistungsverbrauch des Widerstandes bleibt unter $\frac{1}{2}\text{ W}$, wenn bei $R = 100\text{ k}\Omega$ ein Strommesser für 2 mA , bei R in der Größenordnung von $1\text{ k}\Omega$ ein Instrument für 20 mA benutzt wird.

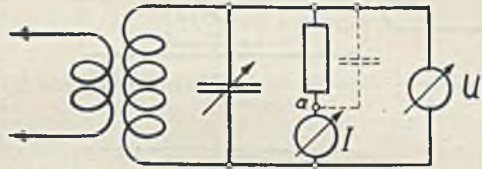


Abb. 184. Messung eines Widerstandes durch Strom- und Spannungsmessung

Bei Widerständen unter $100\ \Omega$ kann der Widerstand des Strommessers nicht gegenüber dem Meßwiderstand vernachlässigt werden. Es ist daher zweckmäßig, Schaltung Bild 186 zu wählen. Je kleiner der Widerstand ist, um so mehr stört die Induktivität. Es ist daher die Leitung zum Spannungsmesser bifilar zu führen.

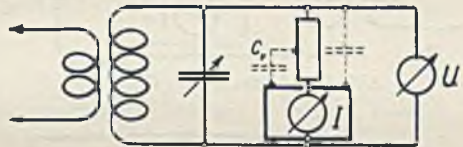


Abb. 185. Messung des Widerstandes mit abgeschirmtem Strommesser

Die Schaltungen Bild 184 . . . 186 enthalten einen Schwingkreis, der an sich nicht auf die Meßfrequenz abgestimmt werden muß, weil dies für das Meßprinzip unwesentlich ist. Durch Abstimmung ist es allerdings möglich, den Einfluß von Oberwellen zu beseitigen und Schwingspannung bzw. Schwingstrom auf den Höchstwert zu bringen.

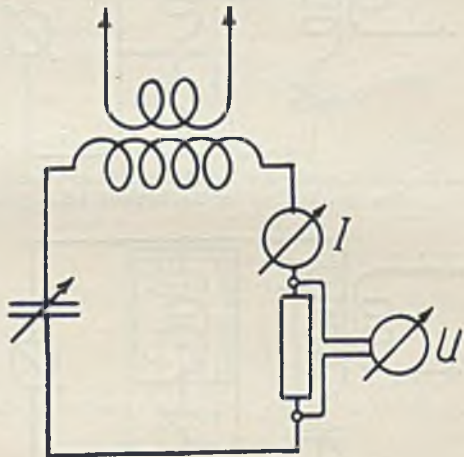


Abb. 186. Messung von niederohmigen Widerständen

2. Messung von Kapazitäten

(157) Die Schaltung Bild 187 ist geeignet, wenn der Wirkwiderstand des Strommessers $< \frac{1}{7} \frac{1}{\omega C}$ bleibt (Fehler $< 1\%$). Der Blindwider-

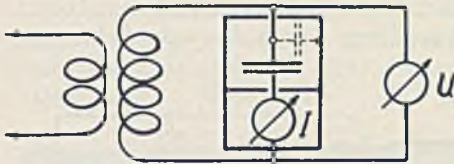


Abb. 187. Messung der Teilkapazität C_{12} eines Kondensators

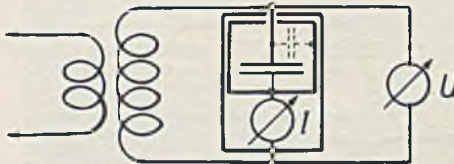


Abb. 188. Messung von $C_{12} + C_{10}$

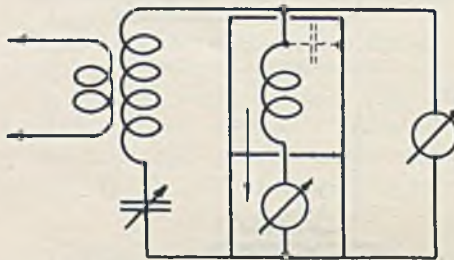


Abb. 189. Messung der Induktivität einer Spule ohne den Einfluß der Erdkapazität C_{10}

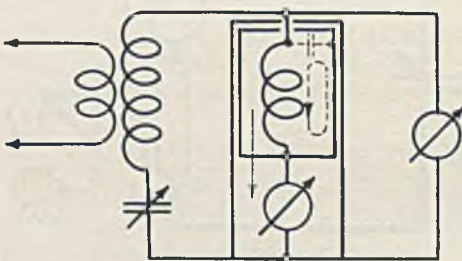


Abb. 190. Messung der wirksamen Induktivität L'

stand ωL_i des Strommessers vermindert den Blindwiderstand $1/\omega C$, so daß am RV der Wert $U = I \left(\frac{1}{\omega C} - \omega L_i \right)$ gemessen wird. Es soll also $\omega L_i < \frac{0,01}{\omega C}$ bleiben. In der

Schaltung Bild 187 mißt man nur die Kapazität C_{12} zwischen den Elektroden, während der Strom durch C_{10} unmittelbar über den Schirm fließt. Bei Schaltung Bild 188 erfäßt der Strommesser den Gesamtstrom von $C_{12} + C_{10}$.

3. Messung von Induktivitäten

(158) Analog gilt hier, wenn der Strommesser in Reihe mit der Spule liegt und die Gesamtspannung gemessen wird, die Bedingung $R < 1/7 \omega L$. Der Blindwiderstand des Strommessers kommt zu ωL hinzu, so daß am Spannungsmesser die Spannung $U = I\omega(L + L_i)$ gemessen wird. Unter L ist dabei in Schaltung Bild 189 die Induktivität ohne den Einfluß von C_{10} , bei Bild 190 die wirksame Induktivität, einschließlich C_{10} zu verstehen.

Um auch noch die Phase des Scheinwiderstandes zu bestimmen, ist vorgeschlagen worden, dem unbekanntem Widerstand einen bekannten,

winkelfreien Widerstand vorzuschalten, so daß man aus 3 Spannungsmessungen, der Spannung an den Einzelwiderständen und der Gesamtspannung das Widerstands-dreieck zeichnen kann. Bei diesem Verfahren besteht die Gefahr, daß die Stromverteilung in

beiden Widerständen sich beim Umschalten des Spannungsmessers ändert und dadurch die Messung fälscht. Außerdem ist das Verfahren nur bei erheblichen Phasenwinkeln möglich. Soll der unbekannte Widerstand nach Betrag und Phase bestimmt werden, ist es besser, entweder im Resonanzkreis oder mit der Brücke zu messen.

III. Messung im Resonanzkreis

Vor der Besprechung der einzelnen Verfahren sollen die allgemeinen Eigenschaften eines Resonanzkreises, die zur Messung herangezogen werden können, zusammengestellt werden [71].

1. Eigenschaften des Resonanzkreises

(159) Kapazität C und Induktivität L bestimmen die Resonanzfrequenz f

$$f_{(\text{Hz})} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}}}. \quad (94)$$

Für Rechnungen im Hochfrequenzbereich ist handlicher die Zahlen-
gleichung

$$f_{(\text{MHz})} = \frac{5,03}{\sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}}} \sim \frac{5}{\sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}}}, \quad (95)$$

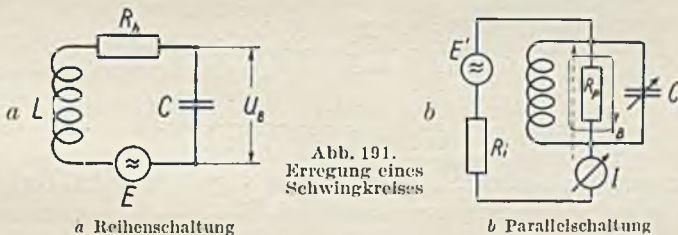
$$(\lambda_{(\text{cm})} = 59,6 \sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}} \sim 60 \sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}}) \quad (96)$$

bzw. für das Gebiet der Dezimeterwellen*)

$$f_{(\text{MHz})} = \frac{5030}{\sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}}} \sim \frac{5000}{\sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}}} \quad (95a)$$

$$(\lambda_{(\text{cm})} = 5,96 \sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}} \sim 6 \sqrt{L_{(\text{nH})} C_{(\text{pF})}}). \quad (96a)$$

Die relative Höhe der Resonanzkurve und ihre Breite wird lediglich durch die Verluste der Schaltelemente bestimmt.



(160) Bild 191 a, b zeigt die beiden Möglichkeiten, den Schwingkreis zu erregen. Bei Resonanzabstimmung ($\omega L = 1/\omega C$) ist für

*) In der folgenden Formel bedeutet nH (Nanohenry) den Betrag 10^{-9} H, ist also zahlenmäßig gleich der elektromagnetischen Einheit cm. In diesem Buch wird konsequent das praktische Maßsystem benutzt. Es bedeutet also dann cm nur eine Längeneinheit, niemals eine elektrostatische oder elektromagnetische.

Bild 191 a, in welchem willkürlich alle Verluste zu einem Reihenwiderstand R_h (Größenordnung einige Ω) zusammengefaßt sind, während L und C reine Blindwiderstände darstellen

$$\frac{U_B}{E} = \frac{\omega L}{R_h} = G_k. \quad (97)$$

Die „Spannungsüberhöhung“ U_B/E entspricht der „Gütezahl“ G_k des Schwingkreises.

In der Parallelschaltung Bild 191 b sind die Verluste zweckmäßig in dem Parallelwiderstand R_p zusammengezogen. R_p ist der Resonanzwiderstand des Schwingkreises.

Für die Ströme gilt hier die Beziehung

$$\frac{I_B}{I} = \frac{\omega C}{G} = \omega C \cdot R_p = G_k. \quad (98)$$

Die Stromüberhöhung ist ebenfalls der Gütezahl gleich, da in beiden Schaltungen G_k das Verhältnis der Blindleistung zur umgesetzten Wirkleistung darstellt.

Aus $\omega C \cdot R_p = \frac{\omega L}{R_h}$ folgt, daß der Resonanzwiderstand R_p aus R_h entsprechend

$$R_p = \frac{L}{C \cdot R_h} \quad (99)$$

errechnet werden kann.

Sehr häufig wird neben G_k^* zur Kennzeichnung der Verluste die Verlustzahl des Kreises D_k (auch als „Dämpfung“ bezeichnet) benutzt, die sich entsprechend

$$D_k = \frac{1}{G_k} = \frac{R_h}{\omega L} = \frac{R_L}{\omega L} + \frac{R_c}{\omega L} = \frac{R_L}{\omega L} + R_c \omega C = D_L + D_C \quad (100)$$

$$\text{bzw.} \quad = \frac{G}{\omega C} = \frac{G_L}{\omega C} + \frac{G_c}{\omega C} = \frac{\omega L}{R_{pL}} + \frac{1}{R_{pC} \omega C} = D_L + D_C \quad (101)$$

einfach aus der Verlustzahl $D_L = \text{tg } \psi$ der Spule und der Verlustzahl $D_C = \text{tg } \delta$ des Kondensators zusammensetzt.

(161) Die relative Höhe der Resonanzkurve $\left(\frac{U_B}{E} \text{ bzw. } \frac{I_B}{I}\right)$ abhängig von der Frequenz) ist bei Resonanz durch die Gütezahl G_k bzw. D_k bestimmt. Auch die relative Breite der Resonanzkurve hängt ausschließ-

*) G_k wird im englischsprechenden Ausland mit Q bezeichnet. Das „logarithmische Dämpfungsdekrement“ $\mathfrak{D} = \pi \cdot D_k$ ist in der Elektrotechnik nicht mehr üblich.

lich von diesen Größen ab. Bild 192 zeigt Resonanzkurven, einmal abhängig von der Frequenz des Meßsenders, das andere Mal abhängig von der Stellung des Drehkondensators im Schwingkreis aufgetragen. Dann ist, wenn man in der Höhe $\sqrt{0,5} = 0,71$ bzw. in der Höhe 0,5 die Breite der Resonanzkurve mißt [71],

$$\frac{\delta f}{f_0} = D_k \text{ und } \frac{\delta C}{C_0} = 2 D_k, \quad (102)$$

ferner $\frac{\Delta f}{f_0} = \sqrt{3} \cdot D_k = 1,73 D_k$ und

$$\frac{\Delta C}{C_0} = 2 \sqrt{3} D_k = 3,46 D_k. \quad (103)$$

Aus der Breite der Resonanzkurve in 71% bzw. 50% Höhe läßt sich also ebenfalls die Verlustzahl des Kreises bestimmen.

Die „Bandbreite“ δf steht in einem unmittelbaren Zusammenhang zu R_p und R_h . Man kann leicht ableiten

$$R_x = \frac{1}{2\pi \cdot \delta f \cdot C_0} \quad (104)$$

und $R_h = 2\pi \cdot \delta f \cdot L_0$.

Es ist bemerkenswert, daß in Gleichung (104) für R_p weder die Frequenz f_0 noch die Induktivität L_0 auftritt. R_h ist dagegen nur mit L_0 verknüpft, während f_0 und C_0 fehlt. Man kann diesen Tatbestand so deuten, daß die Resonanzkurvenbreite unmittelbar mit der Zeitkonstante L_0/R_h bzw. $C_0 \cdot R_p$ zusammenhängt, wenn man die Verluste entweder nur in die Spule oder nur in den Kondensator verlegt. Ein Schwingungskreis, dessen Bandbreite bei Abstimmung mit einem Drehkondensator unabhängig von der eingestellten Resonanzfrequenz konstant bleiben soll, müßte einen frequenzunabhängigen Reihenwiderstand R_h haben (Bild 191a).

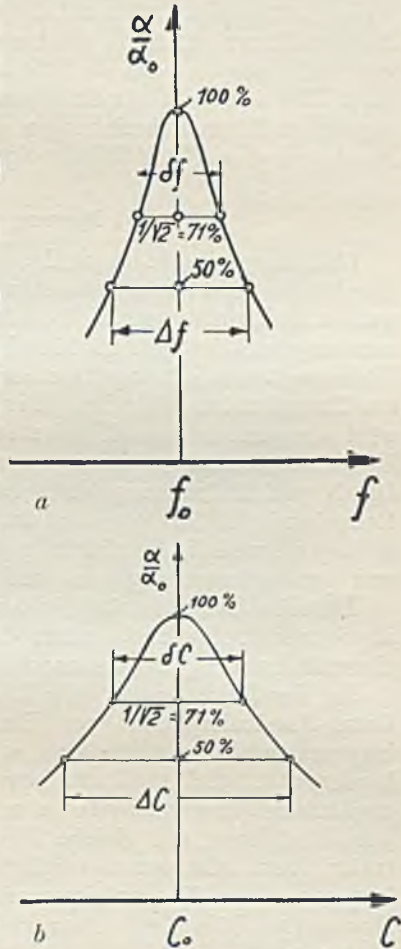


Abb. 192. Zusammenhang zwischen Verlustzahl (Dämpfung) und „Halbwertsbreite“ von Resonanzkurven

a abhängig von der Frequenz

b abhängig von der Kapazität des Kreises

2. Messungen im Resonanzkreis

Bei der Bestimmung von L und C wird nach (94) die Resonanzlage beobachtet werden, während die Verluste aus Höhe oder Breite der Resonanzkurve ermittelt werden können. In der einfachsten Form wird dabei das unbekanntes Schaltelement durch Normale (s. G.I.) ersetzt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die im vorigen Abschnitt gegebenen Resonanzbeziehungen zur Messung heranzuziehen und die Normale nur zu Vergleichszwecken oder zum Eichen zu benutzen.

a) Messung von C und L .

(162) Kapazitäten bis zur Größenordnung von 1000 pF können durch Substitution mit einem geeichten Drehkondensator gemessen werden, wenn unbekannter und Eichkondensator parallel mit einer Spule zusammengeschaltet werden. Man beobachtet die Resonanzfrequenz am Höchstwert von Schwingstrom bzw. Schwingspannung des Kreises oder am Energieentzug des den Schwingkreis erregenden Senders. Nun wird der unbekanntes Kondensator abgeschaltet und der geeichte Kondensator nachgestimmt, bis wieder Resonanz zu beobachten ist. Die Kapazitätsänderung entspricht der gesuchten Kapazität. Die Genauigkeit ist besonders bei der Messung von kleinen Kapazitäten nicht groß, weil die Unschärfe in der Einstellung der Gesamtkapazität und der Verlustzahl proportional ist.

Die Einstellschärfe läßt sich erheblich verbessern, wenn der Kreis als Schwingkreis eines Senders dient und die erzeugte Frequenz mit einem Schwebungsfrequenzmesser kontrolliert wird.

Bei der Messung von sehr kleinen Kapazitäten in der Größe der Gitter-Anodenkapazität von Pentoden verbürgt das Schwebungsfrequenzverfahren allein die notwendige Genauigkeit. Als Eichkondensator wird man am bequemsten die im Abschnitt Normale erwähnten Feinkondensatoren mit Mikrometerschraube verwenden. Die Einstellung auf gleiche Frequenz vor und nach der Substitution kann sehr genau verglichen werden, wenn die Schwebungsfrequenz einem Zungenfrequenzmesser zugeführt wird oder auf der Braunschen Röhre mit einer anderen konstanten Tonfrequenz verglichen wird.

Die Messung von Kapazitäten ist außer durch Substitution auch sehr einfach unter Benutzung der Resonanzbeziehung $\omega^2 LC = 1$ möglich. Schaltet man die unbekanntes Kapazität mit einer festen Induktivität zu einem Resonanzkreis mit Röhrenvoltmeter zusammen, so kann die Skala zur Einstellung der Resonanzfrequenz des Senders auch unmittelbar in C geeicht werden. Bild 193 gibt die Frontplatte eines derartigen Geräts wieder, das mit einer Ungenauigkeit von $\pm 1\%$ bzw. $\pm 0,2$ pF die Kapazität zwischen 1 und 120000 pF auf

5 Bereichen zu messen gestattet. Die Trommelskala wird gedreht, bis das Instrument links oben Resonanz anzeigt.

Ganz analog ist das Gerät zur Messung der Induktivität aufgebaut (Bild 194), L_x wird je nach dem Bereich mit einer der 5 Festkapazitäten zusammengeschaltet. Man stimmt wieder auf größten Ausschlag am Instrument zu 1 mA ab und liest L_x an der Trommelskala ab. Der Bereich ist $1 \mu\text{H} \dots 10 \text{ mH}$ mit einer Toleranz von $\pm 1\%$. Die Festkapazitäten sind so groß gewählt, daß die Eigenkapazität der Spulen zu vernachlässigen ist. Man arbeitet soweit unterhalb der Eigenresonanz, daß sich die wirksame Induktivität L' nicht von L unterscheidet.

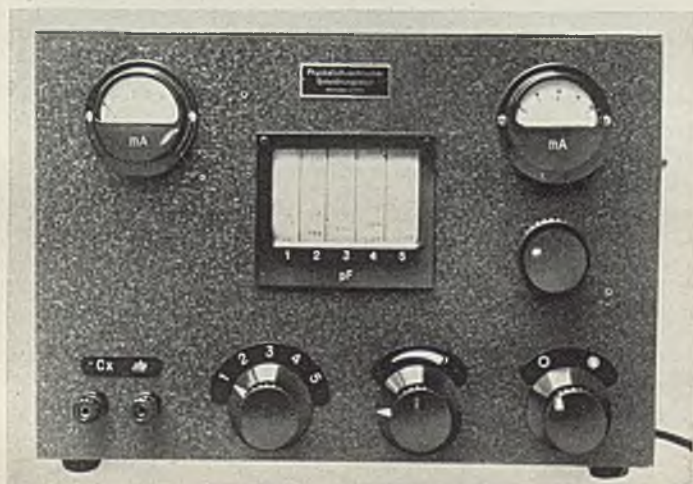


Abb. 193. Kapazitätsmeßgerät des PTE

Will man die Eigenkapazität C von Spulen ermitteln, so braucht man nur die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz der mit verschiedenen Zusatzkapazitäten zusammenarbeitenden Spule aufzunehmen. Trägt man λ^2 bzw. $1/f^2$ über C_x auf (Bild 195), so schneidet die Gerade in dem negativen Abszissenabschnitt die Eigenkapazität C_0 ab, die in einem Resonanzkreis parallel zu der äußeren Abstimmkapazität wirksam wird. Man kann aber nicht erwarten, daß C_0 sich mit dem gleichen Wert ergibt, wenn man die Resonanzfrequenz f_0 der Spule ohne äußeren Kondensator beobachtet und aus f_0 und L nun C_0 berechnet. Denn die Feldverteilung ist wesentlich anders als bei außen angeschlossener Kapazität. Die Eigenfrequenz der Spule stellt man am einfachsten fest, wenn man in der Nähe der Spule als Resonanzanzeiger eine kapazitätsarme Glimmlampe vorsieht*).

*) Die Kurve wurde von Herrn Dipl.-Ing. Jungfer gemessen.

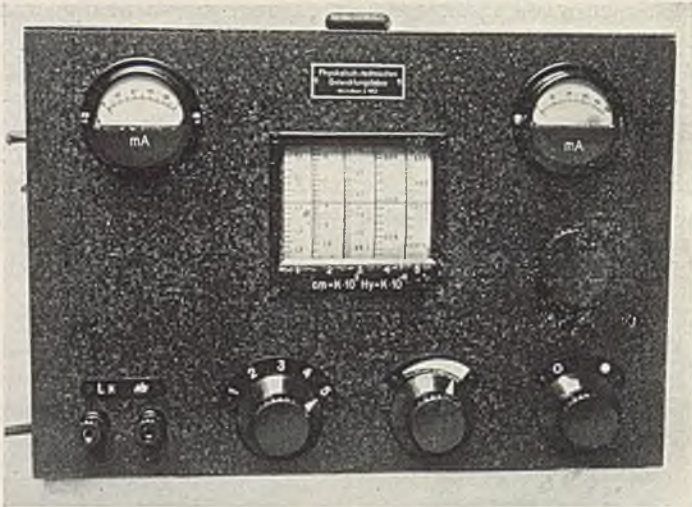


Abb. 194. Induktivitätsmeßgerät des PTE

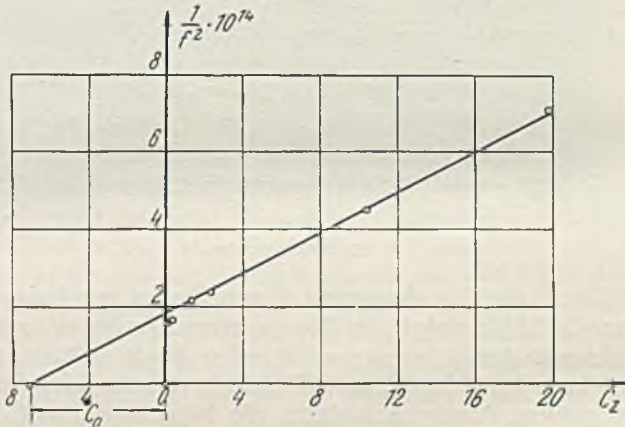


Abb. 195. Ermittlung der Eigenkapazität einer Spule

b) Messung der Verluste (Verlustwinkel bzw. Verlustwiderstände)

Die Verluste von Schwingkreisen bzw. von L und C können durch Messung des Serienwiderstandes R_h bzw. des Parallelwiderstandes R_p erfaßt werden. Kommt es darauf an, unmittelbar den Verlustwinkel oder die Güte zu bestimmen, so kann man mit dem Verstimmungsverfahren die Breite der Resonanzkurve ermitteln oder unmittelbar Strom- und Spannungsüberhöhung messen.

a) Messung von Reihenwiderstand oder Parallelwiderstand

(163) Das Paulische Verfahren zur Messung von R_h verwertet die Tatsache, daß im abgestimmten Zustand die nach Bild 196a induzierte Spannung $E = I_1 \omega M$ den Resonanzstrom I_2 durch den Widerstand R_h schickt, so daß $E = I_2 \cdot R_h$ ist. Schaltet man bekannte Zusatzwiderstände R_z hinzu, dann sinkt I_2 auf den Wert I_2' ab. Jetzt ist $E' = I_1' \omega M = I_2' (R_h + R_z)$. Trägt man I_1'/I_2' in Abhängigkeit von R_z auf, so ergibt sich die „Pauli-Gerade“, die auf der Abszissenachse den gesuchten Widerstand R_h des Kreises einschließlich Instrumentenwiderstand abschneidet.

Durch Verwendung der Zusatzwiderstände umgeht man die Messung der Spannung E . Voraussetzung für die richtige Messung ist, daß die Blindwiderstände des Kreises durch Abstimmung sich genau aufheben. Es muß also I_1/I_2 jeweils auf den maximalen Wert abgestimmt werden. Hält man $I_1 = I_1'$ konstant, so genügt es, I_2' auf Maximalausschlag einzustellen. Damit die

Pauli-Gerade, die man durch die Meßpunkte hindurchlegt, einen zuverlässigen Schnittpunkt ergibt, muß $R_z \sim 2 \dots 3 R_h$ gewählt werden.

Soll an Stelle von R_h der Resonanzwiderstand R_p (160) bestimmt werden, so ist es zweckmäßig, nach Bild 196b Zusatzwiderstände R_{pz} zu verwenden. Die Resonanzspannung U_2 zeigt das verlustarme Röhrenvoltmeter an. Die Kopplung mit dem Sender erfolgt über einen sehr kleinen Kondensator K . Ist $1/\omega K > 7 R_p$, so wird I nur durch U_1 und K , aber nicht durch R_p bestimmt. Beobachtet man nun ohne den Zusatzleitwert G_z die Resonanzspannung U_2 , so ist

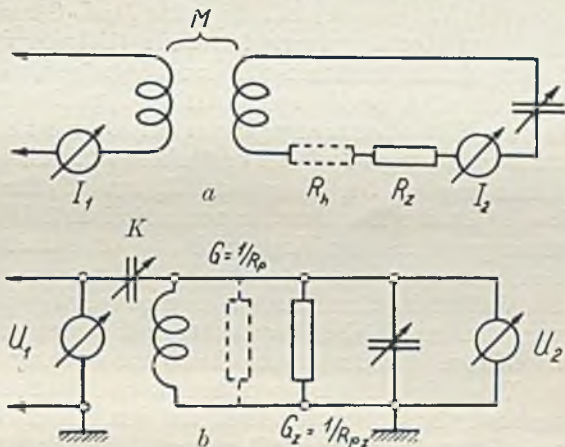


Abb. 196. Paulisches Verfahren zur Ermittlung des Verlustwiderstandes

- a Messung des Reihenwiderstandes R_h
- b Messung des Parallelwiderstandes R_p

$$U_1 \omega K = I = G \cdot U_2 = \frac{U_2}{R_p} \quad (105)$$

Bei Zuschaltung des Leitwertes $G_z = 1/R_{pz}$ sinkt entsprechend die Spannung auf den Wert U_2' . Es ist dann

$$U_1' \omega K = I' = (G + G_z) U_2' . \quad (106)$$

Man kann also jetzt wieder eine *Pauli*-Gerade U_1'/U_2' abhängig vom zusätzlichen Leitwert G_z zeichnen, aus deren Achsenabschnitt wie oben $G = 1/R_p$ zu entnehmen ist. Da der Resonanzwiderstand R_p üblicher Schwingkreise im Mittelwellenbereich etwa 200 k Ω beträgt, wird man für R_{pz} Werte zwischen etwa 50 . . . 200 k Ω wählen. Bei kurzen Wellen sinkt R_p ab. Damit sind auch die Zusatzwiderstände entsprechend kleiner zu bemessen.

(164) Wenn man nicht die ganze *Pauli*-Gerade aufnehmen will und regelbare Hochfrequenzwiderstände (Dekadenwiderstände) zur Verfügung stehen, kann man sich damit begnügen, so viel Widerstand dazuzuschalten, bis die Resonanzanzeige (I_2 in Bild 196a, U_2 in Bild 196b) auf die Hälfte heruntergegangen ist. Dann ist der unbekannte Widerstand genau so groß wie der zugeschaltete. Die beiden besprochenen Verfahren ergeben den Widerstand R_p bzw. R_n für den ganzen Schwingkreis. Ist der Kondensator verlustfrei und dämpft das Röhrenvoltmeter praktisch den Kreis nicht, so hat man damit die Verluste der Spule einschließlich möglicher Abschirmverluste ermittelt. Ist aber der Verlust des Kondensators zu messen, so muß man ihn gegen einen verlustfreien gleicher Kapazität austauschen und so viel Widerstand zuschalten, bis der gleiche Resonanzausschlag erreicht ist.

Dieses Substitutionsverfahren kann man natürlich auch auf Spulen und Schwingkreise ausdehnen, um den Scheinwiderstand nach Betrag und Phase (Verlustwinkel) zu ermitteln. Es ist bei diesen Verfahren eine verlustarme Spule und ein verlustfreier Drehkondensator vorgesehen, zu dem nun die unbekannte Spule, ein Prüfkondensator oder ein Schwingkreis, dessen Scheinwiderstand gemessen werden soll, parallel geschaltet werden kann. Schaltung und Ansicht eines derartigen Meßgeräts für verlustarme Scheinwiderstände zeigt Bild 197. Der Blindleitwert des unbekanntenen Schaltelements, das bei X angeschlossen wird, wird durch die Änderung von C_1 gemessen, die zur erneuten Resonanzabstimmung nötig ist. Die Wirkkomponente $G = 1/R_p$ des unbekanntenen Leitwertes wird durch Vergrößern des in Leitwert geeichten Widerstandes R ausgeglichen, bis die gleiche Resonanzspannung erreicht ist. Der Schwingkreis wird vom Sender mit der AC 2 über C_2 (analog K in Bild 196b) erregt. Da es sich nur um ein Vergleichsverfahren handelt, kann die Einzelmessung von U_1 und U_2 umgangen werden. U_1 erzeugt an C_3 eine feste Teilspannung, die über die untere Röhre AB 2 gleichgerichtet wird. Die Schwingkreisspannung wird ebenso über die obere Röhre AB 2 gleichgerichtet. Die Gleichspannungen an den beiden Widerständen sind gegeneinandergeschaltet,

so daß bei Gleichheit der Wechselspannung auch keine Gleichspannung zwischen den Kathoden der Röhren *AB 2* steht. Sind die Spannungen an *X* und C_3 ungleich, so kommt die Gleichspannung entweder direkt ($\frac{0}{100}$) oder über den Spannungsteiler ($\%$) ans Gitter der Verstärker-*röhre AF 7* und verändert den Arbeitspunkt, so daß das im Anoden-

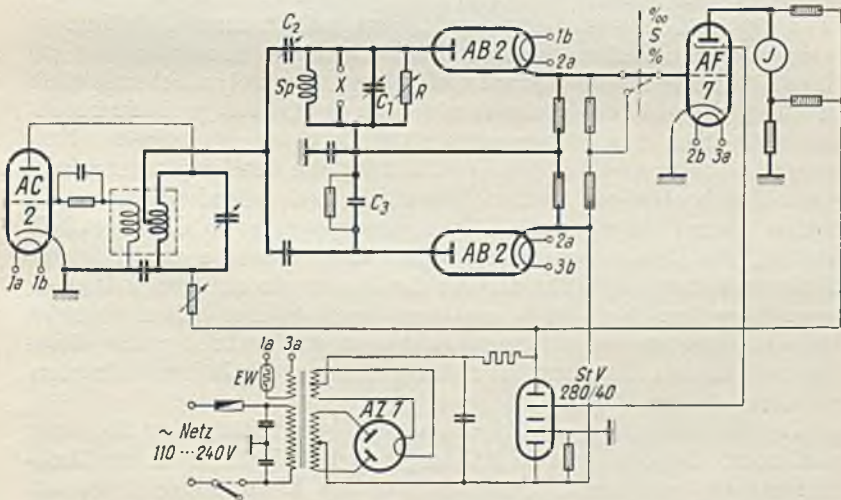


Abb. 197. Meßgerät von S. & H. für verlustarme Scheinwiderstände

Zinke, Hochfrequenz-Meßtechnik

kreis kompensierte Instrument J ausschlägt. Man stellt also bei der Substitution von X durch ΔC und ΔR immer auf Nullausschlag von J ein. Voraussetzung ist nur, daß bei der $AF7$ die Kompensation des Ruhestroms stabil bleibt (Stabilisator STV 280/40). Das Nullverfahren hat den Vorteil, daß eine Schwankung der Senderspannung die richtige Substitution nicht beeinflußt, da die Schwankung auf beide Röhren $AB2$ einwirkt. Würde man in üblicher Weise nach einem Ausschlagsverfahren die Spannung am Schwingkreis messen, so würde, insbesondere bei der Messung von guten Kondensatoren, eine sehr kleine Spannungsänderung am Sender einen großen Fehler hervorrufen.

β) Messung der Güte- und Verlustzahl (Dämpfung)

Während die bisher beschriebenen Substitutionsverfahren den Verlustwinkel nur mittelbar aus R_h bzw. R_p , ferner aus ω und L oder C auszurechnen gestatten, ermittelt man mit dem Verstimmsungsverfahren die Verlustzahl aus $\Delta f/f$ bzw. $\Delta C/C$, also aus jeweils 2 Größen, der Breite der Resonanzkurve und der Lage des Resonanzmaximums. Eine unmittelbare, schnelle Bestimmung der Verlustzahl und Güte ist durch die Messung der Strom- bzw. Spannungsüberhöhung möglich.

aa) Verstimmsverfahren

(165) Das Verstimmsverfahren liefert entsprechend den Gleichungen (102, 103) die Güte- bzw. Verlustzahl, wenn man zur Aufnahme der Resonanzkurve entweder den Sender von der Resonanzfrequenz f_0 aus verstimmt oder bei fester Senderfrequenz mit einem Feinkondensator parallel zum Hauptabstimmkondensator des Schwingkreises die Kapazitätsänderung aufnimmt. Um den Schwingkreis nicht zusätzlich zu dämpfen, wird ein verlustarmes oder kompensiertes Röhrenvoltmeter die über dem Schwingkreis stehende Spannung messen. Entweder hält man nun bei der Verstimmung die Senderspannung konstant und beobachtet an der Feinstellskala der Senderfrequenz die beiden Marken, bei denen die Schwingkreisspannung auf den Wert 0,71 bzw. 0,5 der Resonanzspannung abgesunken ist, oder man erhöht die Senderspannung nach Einstellung der Resonanz auf den 1,4fachen bzw. doppelten Wert und verstimmt nach beiden Seiten, bis das Röhrenvoltmeter den gleichen Ausschlag zeigt wie bei genauer Resonanz. In diesem Falle braucht man die Eichung des Röhrenvoltmeters nicht zu kennen.

Die Anforderungen an die genaue Feineinstellung der Frequenz sind hoch. Bei dem großen Meßsender von S. & H. kann der Drehkondensator von einem Feintrieb mit der Übersetzung 1:10 angetrieben werden. Die Verstellung am Feintrieb um 1° ändert die Fre-

quenz um etwa $\frac{1}{2} \cdot 10^{-4}$. Da man am Nonius noch $\frac{1}{10} \cdot 10^{-4}$ abliest, kann die Frequenz um $5 \cdot 10^{-5}$ meßbar geändert werden. Diese an sich hohe Einstellgenauigkeit reicht gerade aus, um eine Verlustzahl von $50 \cdot 10^{-4}$ ($G = 200$) mit 1% Unsicherheit messen zu können.

Es ist zweckmäßig, dem Abstimmkondensator des Senders logarithmischen Plattenschnitt zu geben, damit unabhängig von der Stellung an jedem Teilstrich $\Delta f/f$ konstant ist. Dann läßt sich die Teilung unmittelbar in „Verstimmung“ (Bild 198) eichen. Das Ver-

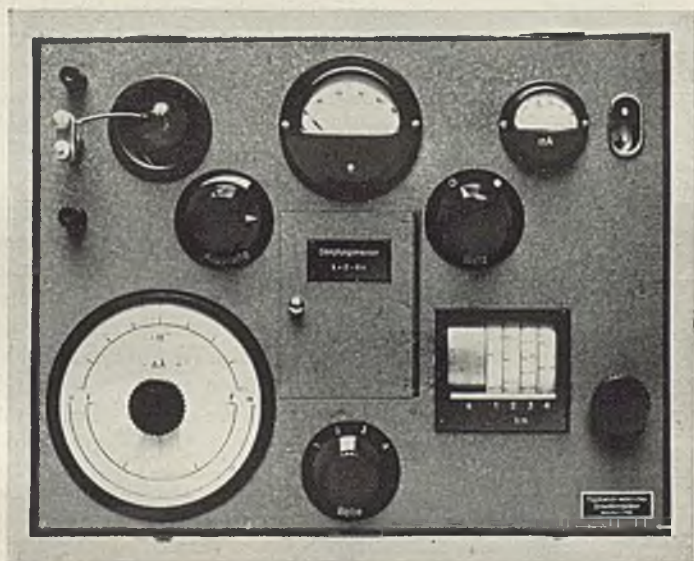


Abb. 198. Meßgerät des PTE zur Bestimmung der Verlustzahl nach dem Verstimmungsverfahren

stimmungsverfahren hat den großen Vorteil, daß die Kopplung des Kreises mit dem Sender nur konstant, aber nicht bekannt zu sein braucht. Das Verfahren eignet sich daher bis zu höchsten Frequenzen. Voraussetzung ist nur, daß der Kreis nicht auf die Senderfrequenz rückwirkt, die Resonanzkurve also symmetrisch bleibt.

Der Zeitaufwand beim Verstimmungsverfahren ist darin begründet, daß zwei Resonanzablesungen (Senderspannung und Kreisspannung), vier Einstellungen dieser Spannungswerte links und rechts auf der Resonanzkurve und zwei Ablesungen auf der Verlustzahlskala nötig sind. Es sind daher in Deutschland und Amerika gleichzeitig Verfahren entwickelt worden [77, 71], die eine schnelle unmittelbare Messung mit Hilfe der Spannungsüberhöhung ermöglichen.

β) Unmittelbare Bestimmung der Güte- und Verlustzahl durch Messung des Spannungsverhältnisses

(166) Von den zwei möglichen Verfahren, die aus zwei Ablesungen bei Resonanz unmittelbar die Verlustzahl ergeben, scheidet die Messung der Stromüberhöhung I_B/I aus praktischen Gründen (zusätzliche Dämpfung des Kreises, hohe Strombelastung [71]) aus, während bei der Messung der Spannungsüberhöhung U_B/E keine Schwierigkeiten vorhanden sind. Die Blindspannung U_B wird mit einem verlustarmen Röhrenvoltmeter gemessen. Die unmittelbare Messung der in den Schwingkreis zu schaltenden Spannung E (Schema Bild 191a) würde einen hohen Aufwand bedingen. Man erzeugt E daher besser durch den Spannungsabfall eines bekannten Stroms an einem bekannten Widerstand (Bild 199)

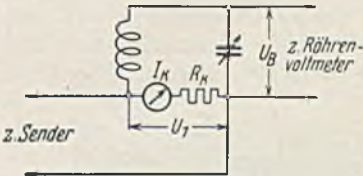


Abb. 199. Einschaltung einer bekannten Spannung $E = U_1 = I_K R_K$ in den Schwingkreis

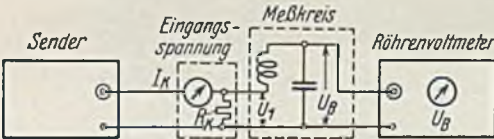


Abb. 200. Anordnung zur Messung der Güte und Verlustzahl durch Ermittlung des Spannungsverhältnisses

oder durch Spannungsteilung. In beiden Fällen muß der Widerstand des Kopplungselements klein bleiben gegenüber dem Wirkwiderstand

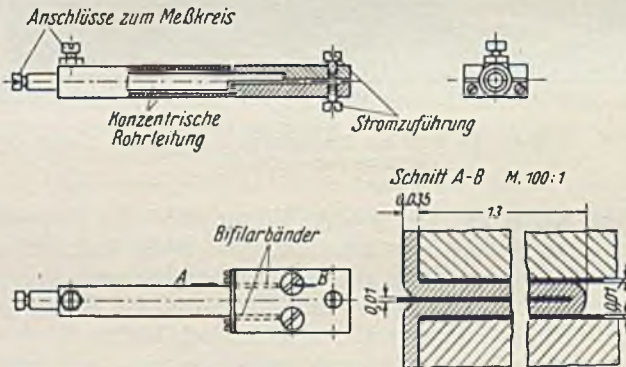


Abb. 201. Konstruktion des Meßwiderstandes R_K

des Kreises bei Abstimmung. Ist z. B. der Kreiswiderstand $R_h = 5 \Omega$, so muß ein Ohmscher Koppelwiderstand R_K (Bild 200) bei 1% Fehler den Wert $R_K = 0,05 \Omega$ haben. Die Forderung, daß keine wesentliche induktive Komponente vorhanden sein darf, führt bei $f = 15 \text{ MHz}$ zu

einer Zeitkonstanten T , die $1,5 \cdot 10^{-9}$ s nicht überschreiten darf. Eine mögliche Konstruktion [71] zeigt Bild 201. Es sind zwei bifilar geführte Faltbänder aus Widerstandsmaterial (q möglichst hoch) zwischen die Stromzuführungsplatten gepreßt, während die Anschlüsse zum Meßkreis über eine konzentrische Rohrleitung an die Faltbänder geföhrt sind. — Die Zeitkonstante wird um so kleiner, je größer der spezifische Widerstand ist. Da Kohle einen um 2 Größenordnungen höheren spezifischen Widerstand gegenüber



Abb. 202. Aufbau eines induktionsarmen Koppelwiderstandes (Kohleplättchen)

Manganin hat, sei hier noch ein Vorschlag zur Konstruktion des Widerstandes R_K (schematische Anordnung Bild 202) gebracht, bei welcher ein Kohleplättchen mit etwa 1 mm \varnothing und 0,5 mm Höhe (entspricht etwa der Größe einer Sirutorpille) zwischen den Stromzuführungsplatten liegt. Hierbei läßt sich eine Zeitkonstante von $0,1 \text{ ns} = 10^{-10}$ s erreichen. Der Widerstand ist daher bis 100 MHz phasenfrei. Stromverdrängung ist bis zu dieser Frequenz bei dem Durchmesser von 1 mm wegen der großen Eindringtiefe in Kohle auch nicht vorhanden.

Schwarz [78] hat statt des Widerstandes eine Koppelkapazität verwendet. Diese Kapazität (C_U in Bild 203) muß, wenn die Spannungsteilung über C_1 bzw.

C_2 und C_U unabhängig vom Widerstand des Schwingkreises sein soll, bei 1 MHz wenigstens den Wert $0,2 \mu\text{F}$ haben. Für höhere Frequenzen dürfte es nicht ganz einfach sein, bei den notwendigen Abmessungen dieses Kondensators die Selbstinduktion

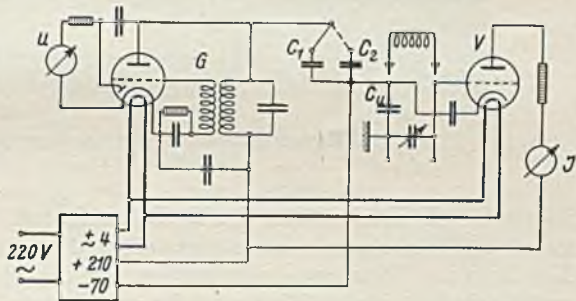


Abb. 203. Schaltung eines Verlustfaktor-meßgeräts mit kapazitiver Einkopplung der Senderspannung über C_U

klein zu halten. Damit ist dann die Spannungsteilung nicht mehr konstant und ein frequenzabhängiger Korrekturfaktor notwendig.

3. Messung von C , L und R in Senderschaltungen an der Schwinggrenze

Die Genauigkeit der normalen Resonanzanzeige ist begrenzt durch die Güte der Schwingkreise. Um das Erreichen einer bestimmten

Resonanzfrequenz schärfer zu kennzeichnen, kann man das Abreißen der Schwingung eines *Huth-Kühnschen* Senders mit Quarz im Gitterkreis benutzen.

a) Messung von C

(167) Die Bestimmung der Kapazität erfolgt nach *Th. W. Schmidt* [79] durch Substitution mit einem geeichten Kondensator. Ein Gerät, das nach diesem Prinzip aufgebaut ist*), zeigt Bild 204. Als Kondensator

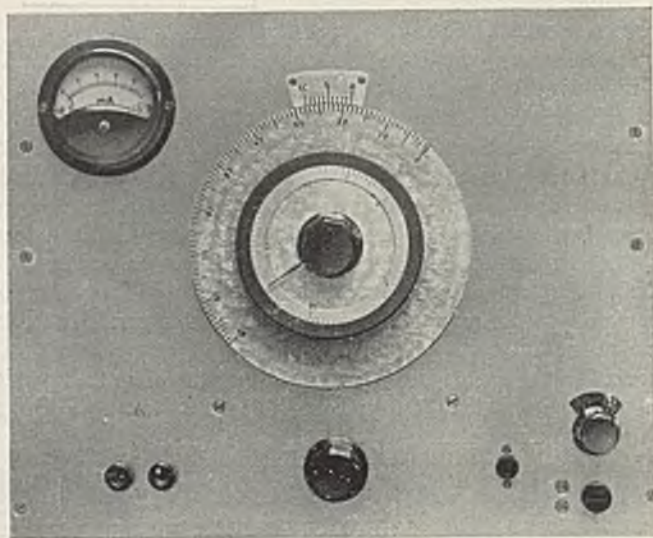


Abb. 204. Kapazitätsmeßgerät mit Schwingungseinsatz als Meßkriterium

ist ein 80 pF-Kondensator der Fa. Ritscher mit Feintrieb 1 : 190 eingebaut. Die Messung geht so vor sich, daß bei fast voll eingedrehtem Kondensator Schwingungseinsatz bei der Nullstellung von Feintrieb und Grobtrieb erfolgt. Nun wird der unbekannte Kondensator parallel geschaltet und der geeichte Kondensator herausgedreht, bis wieder die Schwingung einsetzt. Der Einsatz erfolgt so scharf, daß die Unsicherheit kleiner als 1° der Feinskala ist. Dies entspricht bei dem Gerät etwa 0,015 pF.

b) Messung von L

(168) Das gleiche Prinzip der sehr scharfen Schwinggrenze bei Verwendung eines Quarzes im Gitterkreis der Schwingenschaltung wurde

*) Diplomarbeit *Lang*, T. H. Berlin 1936.

e) Messung von R_p mit dem Dynatron

(169) Eine Schaltung zur unmittelbaren Bestimmung des Resonanzwiderstandes R_p hat *Frühau* [80] angegeben. Bild 206 zeigt die verwendete Dynatronschaltung, die in dem Augenblick anschwingt,

wenn der Widerstand der fallenden Kennlinie R_i gerade kleiner wird als R_p des Schwingkreises. Es erregt sich immer die Resonanzfrequenz des angeschlossenen Kreises, so daß man eine Resonanzeinstellung nicht vorzunehmen braucht. Man hat nur mit der Gittervorspannung den Innenwiderstand bis zum Anschwingen zu verändern. Dann mißt man nach Kurzschließen des Kreises statisch den Wert R_i , indem man die zu einer Anodenspannungsänderung Δu_a gehörige Stromänderung Δi_a beobachtet. Anstatt hierbei Δu_a konstant zu halten, ist es für die Messung von R_i praktischer, eine feste Stromänderung Δi_a einzustellen und die Anodenspannung U_a zu verändern*).

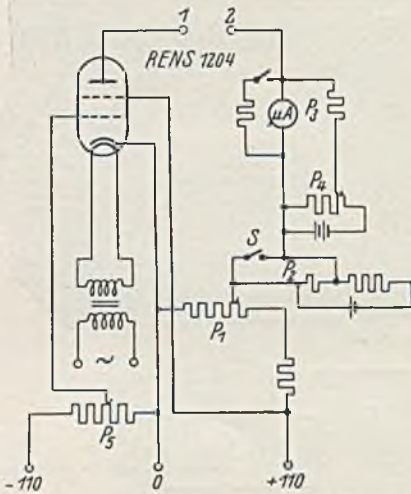


Abb. 206. Dynatronschaltung von *Frühau*

*) Das Potentiometer zur

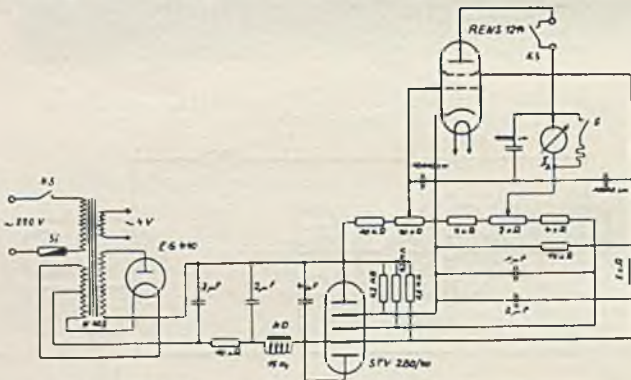


Abb. 207. Schaltung des Dynatronmeßgeräts von *Wandam*

Regelung von U_a kann dann eine Teilung in R_i erhalten. Bild 207 zeigt die Schaltung. Als besonders günstige Röhre hat sich die RENS 1214

*) Diplomarbeit *Wandam*, T. H. Berlin, 1937.

erwiesen. Hier laufen nach Bild 208 alle Kennlinien mit verschiedenem R_i praktisch durch den gleichen Punkt $i_a = 0$ bei $U_a = 24 \text{ V}$. Man hat also den Vorteil, daß für die Messung von i_a das Anodenstrominstrument nicht kompensiert zu werden braucht. Die Größe von Δu_a

Geradlinigkeit der Kennlinie. Es kann Δu_a bis zu 4 V bei der RENS 1214 betragen. Bild 209 zeigt den Aufbau.

Bei der Messung des Resonanzwiderstandes R_p eines Schwingkreises ist zu beachten, daß die Röhrenkapazität mit ihren Verlusten zu der äußeren Kapazität hinzukommt. R_p wird also gefälscht durch dielektrische und Laufzeitverluste. Deshalb muß bei jeder Absolutmessung der wirksame Ausgangswiderstand R_{pi} des Dynatrons bekannt sein. Für die RENS 1214 zeigt Bild 210 den Verlauf in Abhängigkeit von der Frequenz. Unter Verzicht auf Meßgenauigkeit kann man auf die Kenntnis

von R_{pi} verzichten, wenn das Dynatrongerät einen verlustarmen Schwingkreis erhält, zu dem der unbekannte Kreis parallel geschaltet wird. R_i des Kreises ergibt sich dann aus der Differenzmessung, bei der R_{pi} herausfällt. Auf diese Weise läßt sich auch der wirksame Parallelwiderstand R_p von Schaltelementen, Kondensatoren, Spulen und insbesondere Hochohmwiderständen bis zu 15 MHz sehr schnell messen.

Bei der Differenzmethode ist es allerdings zweckmäßig, da die Differenz der Leitwerte gebildet wird, Δu_a konstant zu halten und den Strommesser in Leitwert (μS) zu eichen.

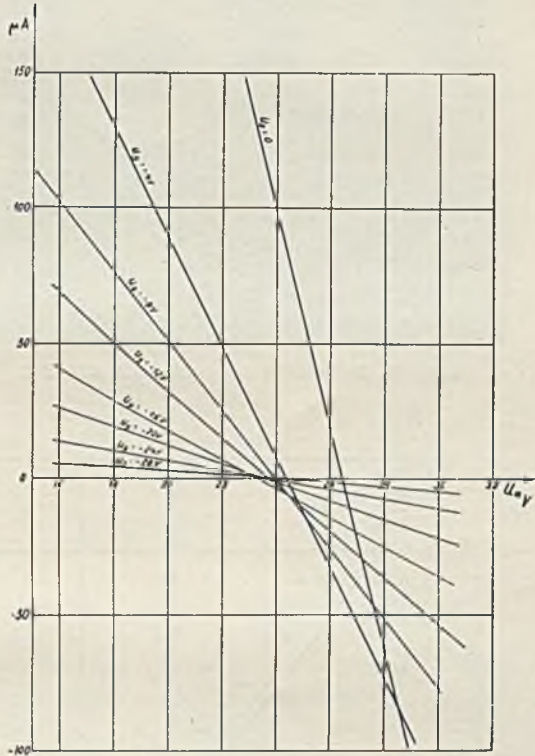


Abb. 208. Fallende Kennlinien der RENS 1214

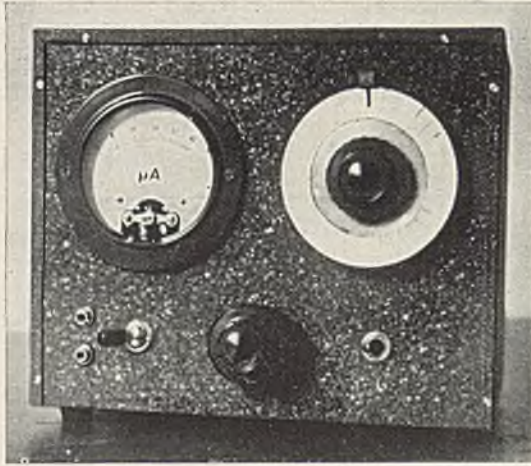


Abb. 209. Aufbau des Meßgeräts nach Abb. 207

4. Messungen an gekoppelten Kreisen

(170) Die Bandfilterkurven gekoppelter Kreise stehen in einem engen Zusammenhang zu der Verlustzahl der einzelnen Kreise, da die Form der Bandfilterkurve im wesentlichen durch das Verhältnis des Koppplungsfaktors zur Verlustzahl festgelegt ist.

Bei Empfängern stellt die Messung der

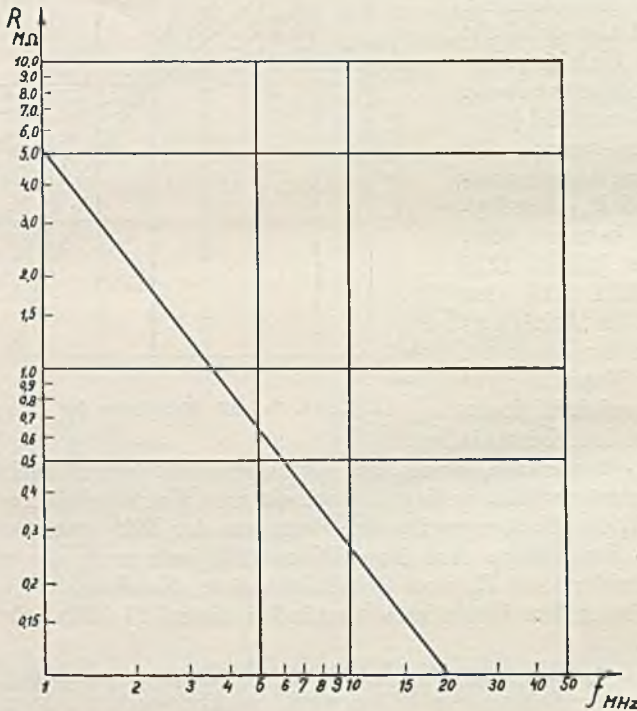


Abb. 210. Wirksamer Ausgangswiderstand R_{pi} der RENS 1214

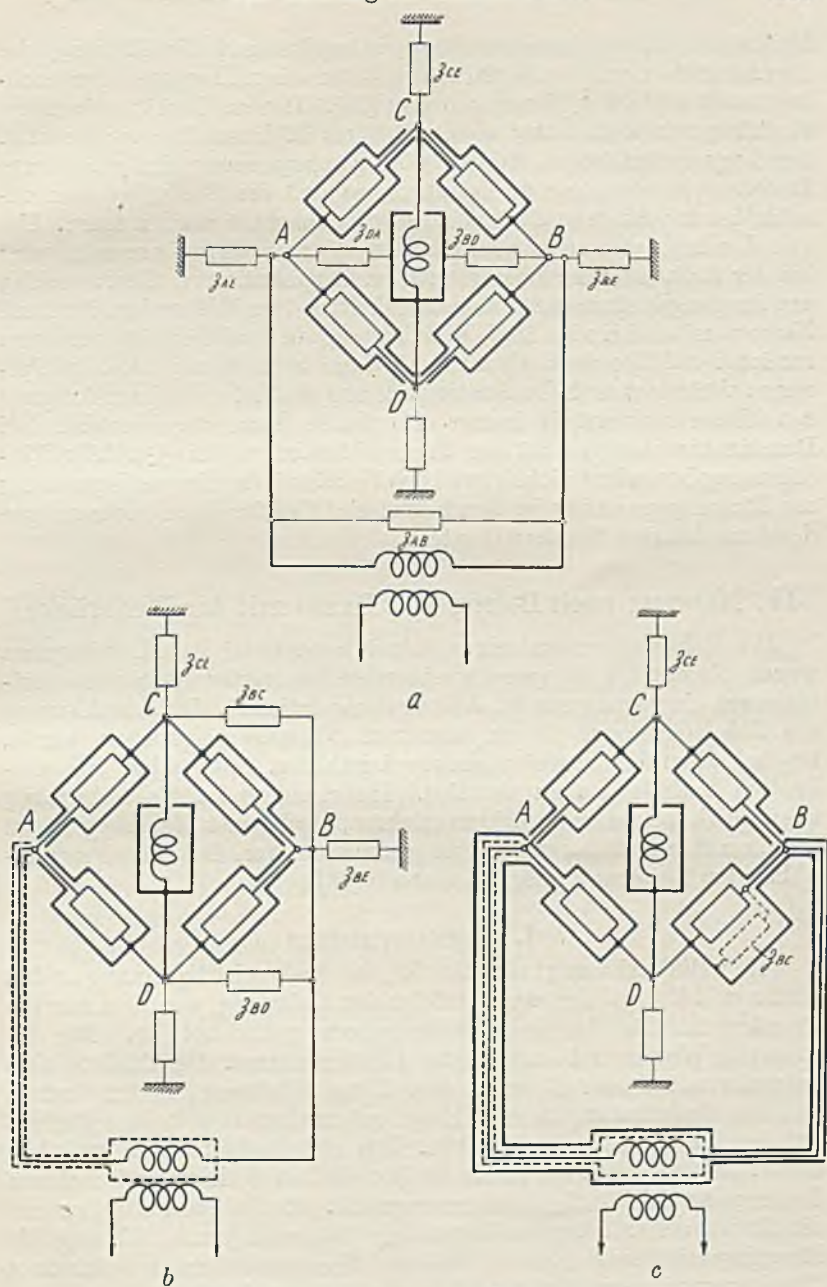


Abb. 211. Verschiedene Schirmungen bei Hochfrequenzmeßbrücken

Breite des durchgelassenen Frequenzbandes und die Messung der Trennschärfe bzw. der Abgleich der Filter einen Hauptteil der hochfrequenztechnischen Messungen dar [81]. Der im Gerät vorhandene Hochfrequenzgleichrichter wird dabei als Röhrenvoltmeter benutzt. Am bequemsten ist es, dabei als Eingangsspannung eine modulierte Hochfrequenzspannung zu benutzen, so daß die Niederfrequenz unmittelbar am Ausgangsleistungsmesser beobachtet werden kann. Um von der Art des eingebauten Gleichrichters unabhängig zu sein, wird bei der Aufnahme der hochfrequenten Resonanzkurve der Ausschlag am Ausgangsinstrument konstant gehalten. Der Meßsender, der nach Normen mit 400 Hz bei 30% Modulationsgrad moduliert ist, wird nun zunächst auf Resonanz abgestimmt, dann in kleinen Stufen die Frequenz verändert und die Senderspannung erhöht, so daß am Ausgang des Niederfrequenzteils immer die gleiche Spannung herrscht. Bei Rundfunkempfängern ist die Trennschärfekurve bei ± 9 kHz Verstimmung besonders wichtig, weil das Verhältnis der Eingangsspannung zur Ausgangsspannung in Bandmitte ein Maß für das Durchschlagen des benachbarten Senders darstellt.

IV. Messung nach Betrag und Phase mit der Meßbrücke

Der Scheinwiderstand eines Schaltelements ist bei Hochfrequenz wegen des mit der Frequenz wachsenden Leitwertes der Streukapazitäten zur Umgebung nur bei Abschirmung definiert. Die Abschirmung des Schaltelements, die im Abschnitt Normale besprochen wurde, ist bei allen Scheinwiderstandsmeßmethoden notwendig, um eindeutige Verhältnisse zu schaffen. Insbesondere ist die Schirmung unerläßlich bei allen Brückenverfahren, weil sonst Fehlkopplungen zwischen den Brückenarmen eine genaue und von der Umgebung unabhängige Messung unmöglich machen [82].

1. Abschirmverfahren

(171) Bild 211 a zeigt eine Brücke, der die Wechselspannung an den Punkten AB zugeführt wird. CD ist der Nullzweig, von dem nur die Primärspule des Ausgangstransformators gezeichnet ist. Der zu messende Widerstand ist einer der 4 Brückenarme. Die Schirme sind entweder mit A oder B verbunden. Diese Schaltung hat den Vorteil, daß die Speiseleitungen vom Eingangstransformator keinen Einfluß auf den Brückenausgleich haben. Die Scheinwiderstände zwischen diesen beiden Leitungen, wie auch zwischen linkem und rechtem Schirmpaar sind in Z_{AB} zusammengefaßt. Sie belasten offenbar nur die Stromquelle. Dagegen liegen Z_{DA} , Z_{DB} und je nach Erdung die Raumkapazitäten Z_{AE} , Z_{BE} , Z_{CE} und Z_{DE} parallel zu den einzelnen Brückenzweigen und gehen mit in die Brückengleichungen ein.

Daher ist die Anschaltung der Schirme an C und D nach Bild 211 b erheblich günstiger. Z_{DA} und Z_{DB} kommen in Fortfall. Ferner beseitigt der Schirm um den Eingangstransformator (gestrichelt), der mit B verbunden ist, die Raumkapazität Z_{AE} . Die Zuleitung nach B hat natürlich die Raumkapazität Z_{BE} , während die Kapazitäten nach den mit D verbundenen Schirmen in Z_{BD} und analog nach C hin in Z_{BC} zusammengefaßt werden können. Verlängert man jetzt die an D angeschlossenen Schirmhüllen, so daß sie die gesamte Zuleitung zu AB nach Bild 211 c umfassen, so beseitigt man damit Z_{BC} , während Z_{BD} definiert im Innern des Schirms parallel zu dem Brückenwiderstand zwischen B und D zu liegen kommt und die Summe aller Teilkapazitäten zwischen den an B und D angeschlossenen Leitungen bzw. Schirmröhren darstellt. Die Wirkung der restlichen Erdscheinwiderstände Z_{CE} und Z_{DE} kann durch einen *Wagnerschen* Hilfszweig [83] beseitigt werden. Dieser Aufbau der Wechselstrombrücke, wie er im Tonfrequenzgebiet für höhere Frequenzen Anwendung findet, führt zu einer relativ umständlichen Abschirmung des Stromquellenübertragers. Man kommt auf anderem Wege zu einfacheren Abschirmungen unter Benutzung eines Differentialtransformators. Geht man wieder von der Grundschialtung Bild 211 a aus, die in Bild 212 a nochmals gezeichnet ist, so sind die Scheinwiderstände Z_{DA} und Z_{DB} neben den Erdwiderständen Z_{CE} und Z_{DE} besonders störend. Bilden aber die Zweige CB und DB nach Bild 212 b die Hälften eines Differentialübertragers, auf dessen Massekern eine Sekundärwicklung abgeschirmt angeordnet ist, so fällt die Leitungsverbindung zwischen C und D fort. Die Klemmen der Sekundärwicklung führen zu einem Anzeigeverstärker als Nullinstrument für den Abgleich der Brücke. Sind nämlich die Ströme über ACB und ADB nach Betrag und Phase abgeglichen, so heben sich im Differentialübertrager die Spulenflüsse auf. Schaltet man z. B. zwischen A und C den unbekanntem Scheinwiderstand Z_X und zwischen A und D das Vergleichsnormals Z_N , so ist bei Abgleich der Brücke auch $Z_X = Z_N$.

2. Differentialmeßbrücke (unsymmetrisch)

(172) Besonders vorteilhaft ist es, die an B angeschlossenen Schirme zusammen mit den bei A aufgetrennten Abschirmungen zur Stromzuführung zu benutzen, wie es bei der Hochfrequenz-Differentialbrücke von S. & H. nach Bild 212 c geschehen ist. Hier ist wegen der Führung des Stroms in konzentrischen Rohrleitungen kein äußeres Magnetfeld vorhanden. An die Zuführungsbuchse AB wird die Meßspannung über einen Abschirmschlauch zugeführt. Bild 213 zeigt die äußere Anordnung und das genauere Schaltbild. An die Brücke ist rechts ein veränderbarer Meßwiderstand als Normal R_n angeschlossen.

Meßobjekt ist in Bild 213 die Spule, deren Blindwiderstand durch den Normalkondensator C_N in Reihe ausgeglichen wird, so daß R_h der

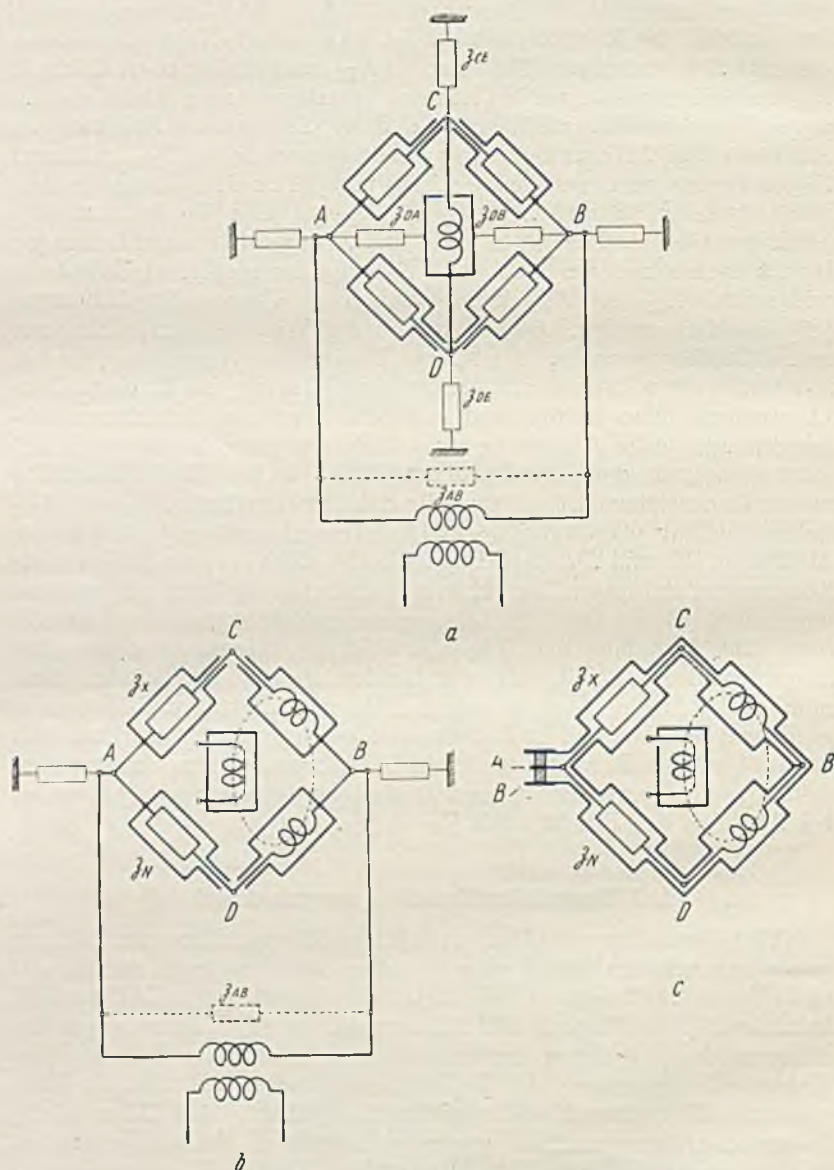


Abb. 212. Entwicklung zur unsymmetrischen Differentialbrücke

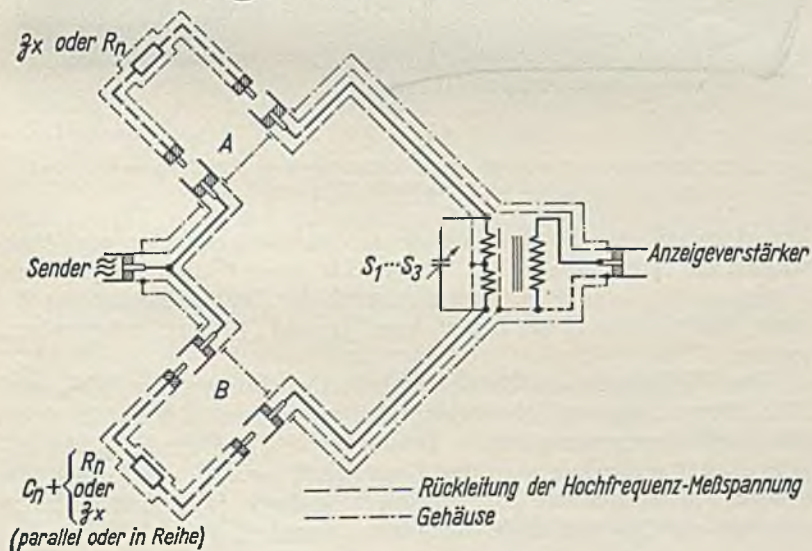
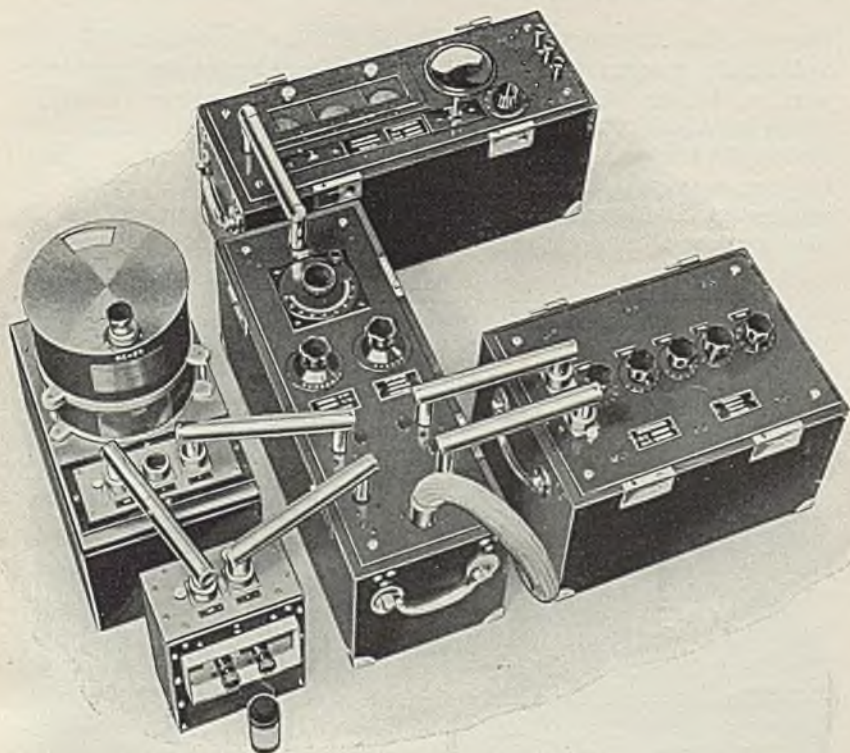


Abb. 213. Unsymmetrische Differentialbrücke von S. & H.

Spule mittels R_n gemessen wird. Da die Scheinwiderstandsmeßbrücke vollständig geschirmt ist, kann die Spule unabgeschirmt gemessen werden. In der Nähe ihrer Eigenfrequenz müßte natürlich auch die Spule im Abschirmtopf bleiben, um R_h eindeutig zu messen. Ist das Meßobjekt hochohmig im Verhältnis zum Blindwiderstand des Übertragers, so dienen die in der Schaltung Bild 209 mit $S_1 \dots S_3$ bezeichneten Kondensatoren dazu, den Differentialübertrager auf die Meßfrequenz abzustimmen. Dadurch ist es wie bei jedem Resonanz-

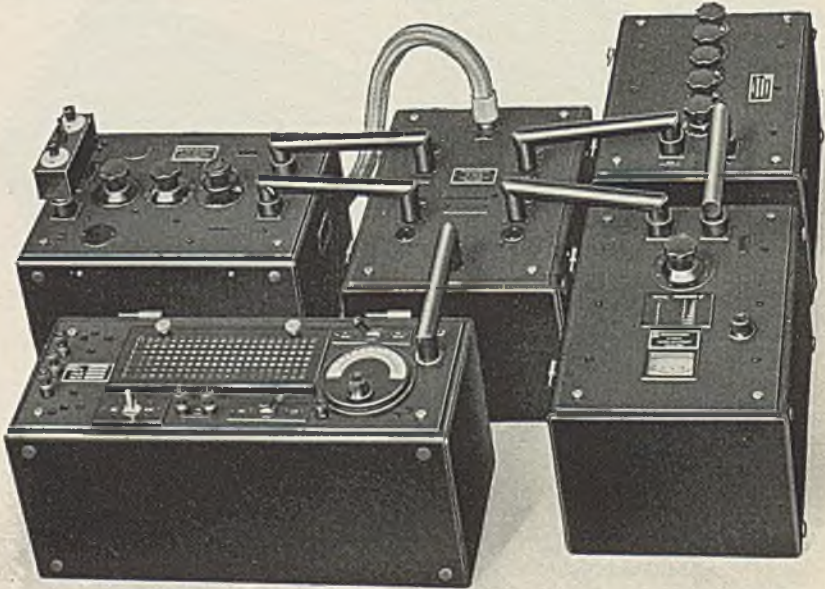


Abb. 214. Aufbau des Scheinwiderstandsmeßplatzes von S. & H. für symmetrische und unsymmetrische Messungen

kreis möglich, den Blindwiderstand ωL in einen hochohmigen Wirkwiderstand R_p zu verwandeln, dessen Betrag der Güte G entsprechend höher ist ($R_p = \omega L \cdot G$). Dadurch wird die Sekundärspannung bei einer bestimmten Unsymmetrie von \mathfrak{Z}_X und \mathfrak{Z}_Y auch entsprechend größer.

Der Meßbereich der Brücke umfaßt die Messung der Wirk- und Blindkomponente von Scheinwiderständen zwischen $0,1 \Omega$ und 10000Ω . Die Abgleichgenauigkeit der Brücke ist 2% , während die Absolutgenauigkeit außerdem von der Genauigkeit und Phasenfreiheit der Normalwiderstände und Kondensatoren abhängt. Die induktive Komponente von \mathfrak{Z}_X wird nicht mit einer Normalinduktivität verglichen,

sondern entweder durch Reihen- oder Parallelschaltung eines Normal-kondensators ausgeglichen und damit gemessen.

3. Differentialmeßbrücke für symmetrische und unsymmetrische Messungen

(173) Mit der beschriebenen Meßbrücke lassen sich nur einseitig gerdete Scheinwiderstände messen. In der Fabrikation befindet sich eine Differentialmeßbrücke für symmetrische und unsymmetrische Meßobjekte (Bild 214). Diese Brücke hat auch einen erheblich erweiterten Meßbereich [84]. Er umfaßt die Messung der Wirkkomponente zwischen 0,01 und 100000 Ω und einer Blindkomponente entsprechend Kapazitätswerten innerhalb ± 1 pF bis ± 1 μ F. Es sind hier zwei gleiche Differentialübertrager verwendet, an die in Bild 214 rechts das Normal-, links das Meßobjekt angeschlossen wird. Parallel- bzw. Reihenschaltung wird durch Auswechseln besonderer Verbindungsstecker ermöglicht. Bei der Messung von Induktivitäten wird hier nicht der Normalkondensator ausgewechselt, sondern der Induktivität ein symmetrischer Abgleichkondensator vorgeschaltet.

Als Anzeigegerät ist ein Überlagerungsempfänger geeigneter als ein aperiodischer Verstärker, weil Oberwellen des Senders dann nicht stören und auf die Vorschaltung eines Stromreinigers vor die Brücke verzichtet werden kann.

H. Messungen an Leitungen und Kabeln

In der Trägerfrequenztechnik, beim Fernsehen, ferner bei der Verbindung von Sendeantennen mit der letzten Senderstufe sind Freileitungen bzw. Hochfrequenzkabel wesentliche Elemente der Übertragungseinrichtungen. Außer den grundlegenden Messungen der Dämpfung und des Wellenwiderstandes können die wichtigen Gebiete des Nebensprechens bzw. der Kopplungen zwischen mehreren Freileitungen [85] oder Breitbandkabeln [86] aus Raummangel hier nicht berücksichtigt werden.

I. Kenngrößen von Hochfrequenzleitungen und Kabeln

(174) Der Wellenwiderstand eines Übertragungssystems (Vierpols) stellt den Widerstand dar, mit dem der Ausgang abgeschlossen werden muß, damit die Eingangsspannung bzw. Leistung möglichst reflexionsfrei übertragen wird. In diesem Fall nehmen Spannung, Strom und Leistung stetig vom Leitungsanfang aus bis zum Ende ab. Bild 215a zeigt das Schema einer gleichmäßigen Doppelleitung, Bild 215b kennzeichnet einen gegen die Betriebswellenlänge kurzen Abschnitt

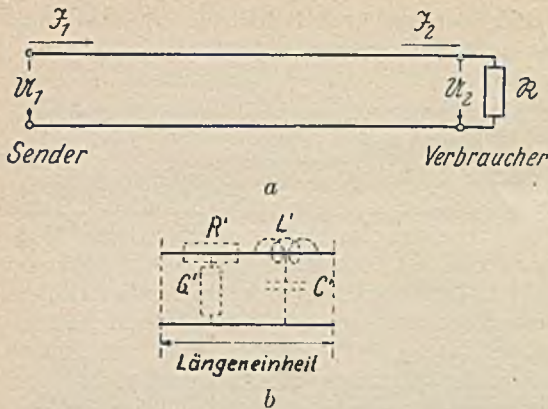


Abb. 215. Bezeichnungen bei einer gleichmäßigen Leitung

a Ströme und Spannungen

b Ersatzschema der Längeneinheit

(Längeneinheit), dessen verteilter Widerstand bzw. verteilte Induktivität, Ableitung und Kapazität in dem Widerstandsbelag R' , Induktivitätsbelag L' , Ableitungsbelag G' und Kapazitätsbelag C' zusammengefaßt werden. Mit diesen Bezeichnungen ist der Wellenwiderstand

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{R' + j\omega L'}{G' + j\omega C'}} \quad (107)$$

und die Fortpflanzungskonstante

$$\gamma = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')}. \quad (108)$$

Die Leitungsgleichungen, welche Ströme und Spannungen am Anfang und Ende miteinander verknüpfen, haben dann die Form

$$U_1 = U_2 \cosh \gamma l + \mathfrak{Z}_2 \mathfrak{I} \sinh \gamma l \quad (109)$$

$$\mathfrak{I}_1 = \mathfrak{I}_2 \cosh \gamma l + \frac{U_2}{\mathfrak{Z}} \sinh \gamma l. \quad (110)$$

Für reflexionsfreien Abschluß ist

$$\mathfrak{R} = \frac{U_2}{\mathfrak{I}_2} = \mathfrak{Z} \quad (111)$$

und

$$U_1 = U_2 e^{\gamma l} \quad (109a)$$

$$\mathfrak{I}_1 = \mathfrak{I}_2 e^{\gamma l}. \quad (110b)$$

Bei den Kabeln und Leitungen der Hochfrequenztechnik ist immer die Verlustzahl $G'/\omega C'$ sehr klein gegen die Verlustzahl $R'/\omega L'$. Es nehmen dann die Gleichungen die einfachere Form an

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \left(1 + \frac{R'}{2j\omega L'} \right) = Z \left(1 + \frac{R'}{2j\omega L'} \right) \quad Z = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \quad (112)$$

$$\gamma = j\omega \sqrt{L' \cdot C'} \left(1 + \frac{R'}{2j\omega L'} \right) = j \frac{2\pi}{\lambda} + \frac{R'}{2Z} = j\alpha + \beta. \quad (113)$$

Der Wellenwiderstand ist praktisch reell, γ besteht aus Phasenbelag

α und Dämpfungsbelag β . Bei einer Leitungslänge l ist dann mit $R = R' l$

$$\gamma l = j \frac{2\pi l}{\lambda} + \frac{R}{2Z} = ja + b \quad (114)$$

a heißt Phasenmaß, b ist das Dämpfungsmaß.

Für reflexionsfreie Übertragung ist nach (109 a, 110 a)

$$U_1 = U_2 e^{ja+b} \quad \text{und} \quad \mathfrak{S}_1 = \mathfrak{S}_2 e^{ja+b}. \quad (115)$$

Längs der ganzen Leitung dreht sich also die Phase stetig bis zum Gesamtbetrag a und die Amplituden erfahren eine Gesamtdämpfung b .

Es gilt

$$\frac{U_1}{U_2} = e^b \quad \text{und} \quad \frac{I_1}{I_2} = e^b. \quad (116)$$

Man kennzeichnet deshalb durchweg in der Leitungstechnik Spannungs-, Strom- und Leistungsverhältnisse durch die Zahl b mit der Bezeichnung „Neper“.

Man könnte das Dämpfungsmaß b einer Leitung nach (116) aus zwei Spannungs- oder Strommessungen ermitteln. Ist aber das Kabel sehr kurz und die Dämpfung gering, so unterscheiden sich beide Werte nur sehr wenig.

Es hat sich daher ein anderes Verfahren eingebürgert, mit dem man durch eine Messung am leerlaufenden bzw. kurzgeschlossenen Kabel Dämpfung und Wellenwiderstand ermitteln kann. Der an der Senderseite gemessene Eingangswiderstand bei leerlaufendem Ende ($\mathfrak{S}_2 = 0$) ist nach

$$(109, 110) \mathfrak{R}_o = \left(\frac{U_1}{\mathfrak{S}_1} \right)_{\text{leer}} = \mathfrak{Z} \cdot \mathfrak{C} \operatorname{tg} \gamma l, \quad \text{während sich bei Kurzschluß } (U_2 = 0)$$

$$\mathfrak{R}_k = \left(\frac{U_1}{\mathfrak{S}_1} \right)_{\text{kurz}} = \mathfrak{Z} \cdot \mathfrak{I} \operatorname{g} \gamma l \quad \text{ergibt. Damit erhält man}$$

$$\mathfrak{Z} = \sqrt{\mathfrak{R}_o \mathfrak{R}_k} \quad \text{und} \quad \mathfrak{I} \operatorname{g} \gamma l = \sqrt{\frac{\mathfrak{R}_k}{\mathfrak{R}_o}}. \quad (117)$$

Besonders einfach wird die Messung von Z und $b = \beta l$, wenn die Leitung durch richtige Wahl ihrer Länge im Verhältnis zur Betriebswelle λ auf Resonanz abgestimmt wird, weil dann die Eingangswiderstände bei Leerlauf und Kurzschluß praktisch sich als Wirkwiderstände ohne nennenswerte Blindkomponente ergeben.

II. Messung der Kenngrößen aus Leerlauf und Kurzschlußversuch bei Resonanzabstimmung

(175) Eine anschauliche Vorstellung von dem Eingangswiderstand, den man bei Leerlauf bzw. Kurzschluß mißt, bekommt man durch die Betrachtung der Strom- und Spannungsverteilung und Aufstellung

eines Ersatzschemas für eine Leitung von der Länge $l = \lambda/4$, während man sich unter $\mathfrak{I}g\gamma l$ oder $\mathfrak{U}t\gamma l$ wenig vorstellen kann.

Bild 216a zeigt, wie beim offenen Kabel der Strom vom Anfangswert I_1 sinusförmig auf Null abnimmt, während die Spannung zwischen den Leitern von einem kleinen Anfangswert auf den Endwert U_2 ebenfalls praktisch sinusförmig ansteigt. Man kann sich nun die gesamten Stromwärmeverluste der Leitung in einem Wirkwiderstand $R/2$ vereinigt denken, wenn $R/2$ vom Anfangsstrom I_1 durchflossen wird. Das ergibt sich unmittelbar, wenn die gesamte Stromwärme bei der Lei-

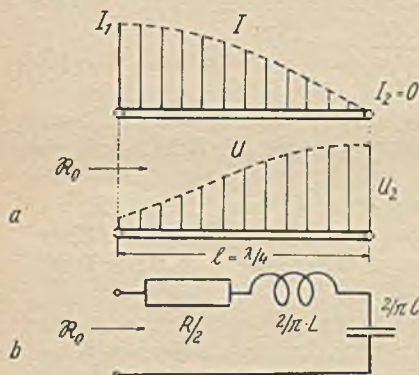


Abb. 216. Die offene $\lambda/4$ -Leitung
a Strom- und Spannungsverteilung
b Ersatzbild-Reihenschaltung

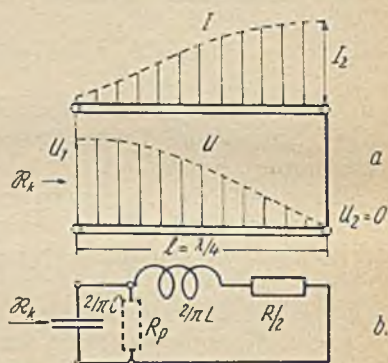


Abb. 217. Die kurzgeschlossene $\lambda/4$ -Leitung
a Strom- und Spannungsverteilung
b Ersatzbild-Parallelschaltung

tung und im Ersatzbild die gleiche ist. Ferner ist die wirksame Induktivität der Leitung, bezogen auf I_1 , nur $\frac{2}{\pi}L$, weil I sinusförmig abnimmt. Ganz analog kann das elektrische Feld der Leitung in einem Kondensator der Größe $\frac{2}{\pi}C$ am Ende der Leitung zusammengezogen werden. Aus dem Ersatzbild 216b erkennt man demnach, daß sich die am Ende offene $\lambda/4$ -Leitung wie ein Serienresonanzkreis verhält. Tatsächlich ist auch

$$Z = \omega \frac{2}{\pi} L = \frac{1}{\omega \frac{2}{\pi} C} \quad \text{für } l = \frac{\lambda}{4}, \quad (118)$$

d. h. der Blindwiderstand der wirksamen Induktivität ist genau gleich dem Blindwiderstand der wirksamen Kapazität, ganz analog wie beim Schwingkreis. Bemerkenswert ist, daß dieser Blindwiderstand auch gleichzeitig Z darstellt, wie man auch beim Schwingkreis in

Resonanzfall den Blindwiderstand $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ als „Schwingungswiderstand“ $Z = \sqrt{L/C}$ bezeichnen kann.

Bild 216 b zeigt, daß der Eingangswiderstand R_0 der offenen $\lambda/4$ -Leitung sich einfach als Ohmscher Serienwiderstand $R/2$ ergibt. Er hat für Kabellängen von 300 m die Größenordnung von einigen Ω bei Frequenzen von einigen MHz. R ist dabei der ganze Hochfrequenzwiderstand des Kabels (Hin- und Rückleitung).

Wird das $\lambda/4$ -Kabel am Ende kurzgeschlossen (Bild 217 a), so ist die Spannung U_1 am Anfang groß und der Strom I_1 klein. Demnach muß der Kondensator $\frac{2}{\pi} C$ hier am Anfang liegen (Bild 217 b), während $R/2$ und $\frac{2}{\pi} L$ am Leitungsende, dort wo der Strom sein Maximum hat, eingeschaltet zu denken ist. Damit verhält sich die kurzgeschlossene $\lambda/4$ -Leitung genau wie ein Parallelresonanzkreis, bei dem ein verlustloser Kondensator und eine Spule mit Verlusten parallel liegen. Der Reihenwiderstand $R/2$ kann wie beim Schwingkreis in einen Parallelwiderstand

$$R_p = \frac{1}{\left(\omega \frac{2}{\pi} C\right)^2 \cdot R/2} = \frac{Z^2}{R/2} \quad (119)$$

umgerechnet werden. Diesen Resonanzwiderstand mißt man als Eingangswiderstand R_k :

$$R_k = R_p = \frac{Z^2}{R/2} \quad (120)$$

Der Resonanzwiderstand hat also bei $Z = 100 \Omega$ die Größenordnung von einigen $k\Omega$ für Kabellängen von etwa 300 m.

Sind die Leitungen nicht in ihrer Länge auf $\lambda/4$, sondern auf $3/4 \lambda$, $5/4 \lambda$ usw. abgestimmt, so ändert sich nichts an den gemessenen Eingangswiderständen. Es bezieht sich nur immer $R = R' \cdot l$ auf die gesamte Kabellänge. Jedes Stück von der Länge $\lambda/4$ schwingt gewissermaßen für sich als Resonanzkreis.

Die Messung ist ebensogut möglich bei Abstimmung auf Vielfache von $\lambda/2$. Jede Halbwellenleitung kann in ihrer Strom- und Spannungsverteilung aus einer offenen und einer kurzgeschlossenen $\lambda/4$ -Leitung zusammengesetzt werden. Deshalb ist auch der Eingangswiderstand der offenen $\lambda/2$ -Leitung

$$(R_0)_{\lambda/2} = \frac{Z^2}{R/2} \quad (121)$$

und bei kurzgeschlossener $\lambda/2$ -Leitung

$$(R_k)_{\lambda/2} = R/2. \quad (122)$$

Dies gilt auch für Leitungen, deren Länge mit $l = n \frac{\lambda}{2}$ bemessen ist. Aus den Gleichungen folgt einheitlich

$$Z = \sqrt{R_0 R_k}, \quad (123)$$

während $\beta l = \frac{R}{2Z} = \left(\sqrt{\frac{R_k}{R_0}} \right)_{l = n \frac{\lambda}{2}} = \left(\sqrt{\frac{R_0}{R_k}} \right)_{l = (2n+1) \frac{\lambda}{4}}$ ist. (124)

(176) Als Meßschaltungen für R_0 und R_k werden bei Breitbandkabeln zwei Verfahren angewendet, das Substitutionsverfahren im Resonanz-

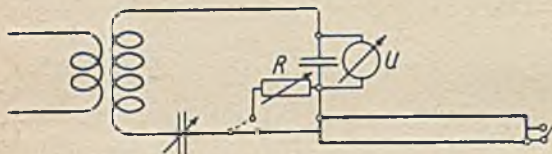


Abb. 218. Substitutionsverfahren zur Messung des Eingangswiderstandes bei abgestimmtem Kabel

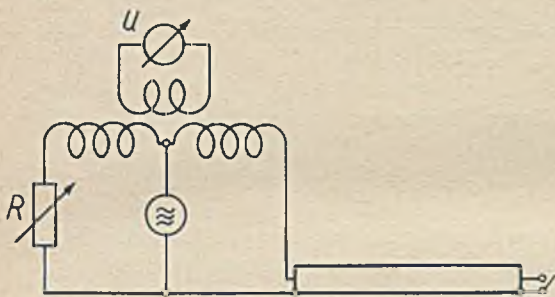


Abb. 219. Messung des Kabelwiderstandes mit der Differentialmeßbrücke

Kabels. Wenn man mit den Messungen bei niedrigen Frequenzen beginnt, liegt die erste Resonanz bei $\lambda = 4 \cdot l$. Bezeichnet f_0 die zugehörige Frequenz, so sind die weiteren Resonanzfrequenzen, bei denen l ein Vielfaches von $\lambda/4$ beträgt, immer in Abständen f_0 voneinander zu erwarten. Ist dies nur annähernd der Fall, so kann man daraus auf Ungleichmäßigkeiten im Aufbau des Kabels schließen [88].

Eine andere Möglichkeit zur Messung von R_0 und R_k ist die Messung mit der Differentialbrücke nach Bild 219. Auch hier muß die Abstimmung der Brücke lediglich durch Verändern von R möglich sein, ohne daß die Frequenz geändert wird [88].

kreis und die Messung mit der Differentialmeßbrücke.

In beiden Fällen muß der Sender stetig in seiner Frequenz veränderbar sein.

Bild 218 zeigt die von Kieser [87] verwendete Anordnung. Das Kabel ist in Resonanz, wenn nach dem Umschalten auf R die Resonanzeinstellung am Drehkondensator sich nicht ändert. Nun wird R so abgeglichen, daß der Ausschlag am Röhrenvoltmeter der gleiche ist wie vorher bei Einschaltung des

III. Messung der Kenngrößen an kurzen Leitungsenden

(177) Bei der Messung von Versuchskabeln ist es nicht möglich, Längen von einigen 100 m für die beschriebene Resonanzmethode zur Verfügung zu stellen. Man kann aber auch mit beiden Anordnungen an kurzen Kabelstücken von einigen Metern Länge Dämpfung und Wellenwiderstand messen.

Die Strom- und Spannungsverteilung der kurzen Leitung entnimmt man aus dem Verlauf an den Enden der Leitung entsprechend Bild 216 und 217. Die Verteilung ist in Bild 220 a für eine offene Leitung heraus-

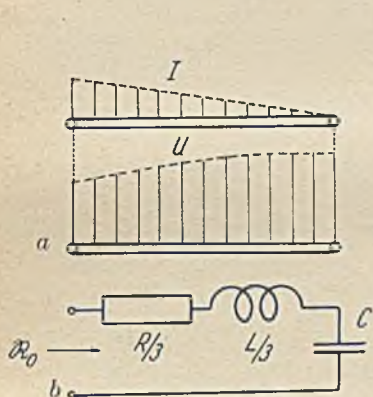


Abb. 220. Die kurze Leitung (offen)

a Strom- und Spannungsverteilung
b Ersatzbild

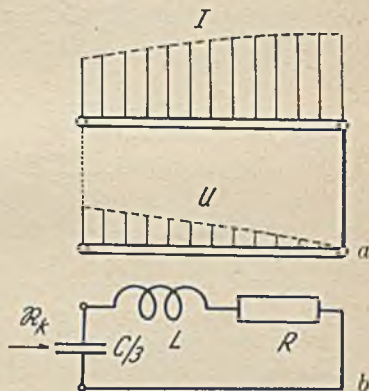


Abb. 221. Die kurze Leitung (am Ende kurzgeschlossen)

a Strom- und Spannungsverteilung
b Ersatzbild

gezeichnet. Die Spannung steigt in geringem Maß nach dem Ende zu an, während der Strom praktisch linear fällt*).

Der Energieverbrauch entspricht einem Widerstand $R/3$, wenn der Hochfrequenzwiderstand des ganzen Kabelstücks mit R bezeichnet ist. Aus der Stromabnahme und der Verteilung der Kapazität ergibt sich als wirksame Induktivität $L/3$ für den Fall, daß die verteilte Kapazität zu einem Kondensator der Größe C am offenen Kabelende zusammengefaßt ist. Aus dem Ersatzschema Bild 220 b folgt, daß als Eingangswiderstand R_0 der Wert

$$R_0 = R/3 + j\omega L/3 + \frac{1}{j\omega C} = R/3 + \frac{1}{j\omega C(1 + 1/3\omega^2 LC)} \quad (125)$$

gemessen wird.

*) Diese Verhältnisse ähneln der Verteilung längs einer Flugzeug-Schleppantenne, die kurz ist im Verhältnis zur Betriebswelle.

Man erfaßt also mit der Leerlaufmessung im wesentlichen die Leitungskapazität C . Ist die Leitung nicht sehr kurz im Verhältnis zur Betriebswelle λ , so mißt man C um den Betrag $\frac{1}{3}\omega^2 LC = \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)^2$ zu hoch. Die Abweichung beträgt bei $l = \lambda/10$ etwa 13%. Die Beziehung (123) und das Ersatzbild zeigt, daß auch dann, wenn C selbst völlig verlustfrei ist, durch die Reihenschaltung von $R/3$ ein Zuleitungsverlust gemessen wird.

Beim Kurzschluß des Kabelendes fällt die Spannung linear ab, der Strom nimmt nach dem Ende hin zu (s. Bild 221a). Hier ist die Ersatzschaltung ein Kondensator vom Wert $C/3$ am Anfang, parallel dazu R und L . Die Messung des Eingangswiderstandes ergibt dann

$$R_k = \frac{(R + j\omega L) \frac{1}{j\omega C/3}}{R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C/3}}$$

$$= R(1 + \frac{2}{3}\omega^2 LC) + j\omega L(1 - \frac{1}{3}(R/Z)^2 + \frac{1}{3}\omega^2 LC); \quad (126)$$

$$R_k = R \left(1 + \frac{2}{3} \left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)^2\right) + j\omega L \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)^2\right),$$

wie sich auch aus den Leitungsgleichungen 109, 110 ableiten läßt.

Die Kurzschlußmessung ergibt demnach R und L , abgesehen von den Korrekturfaktoren $\left(\frac{2\pi l}{\lambda}\right)^2$.

Aus den Blindwiderständen ωL und $1/\omega C$ bei Kurzschluß und Leerlauf erhält man nun

$$Z = \sqrt{\frac{\omega L}{\omega C}} = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (125)$$

während sich die Widerstandsdämpfung zu

$$\beta l = \frac{R}{2Z} \quad (126)$$

errechnet. Damit sind die Kenngrößen bestimmt.

Schrifttum

1. E. B. Moullin, J. Instn. elektr. Engrs. 58 (1930) S. 544
2. H. Schwarz, Z. Hochfrequenztechn. 39 (1932) S. 160
3. H. Kruse u. O. Zinke, Arch. techn. Messen V 324—2 (1935) H. 9
4. D. Möhring u. O. Zinke, Arch. techn. Messen V 324—3 (1936) H. 6
5. H. Schwarz, Z. Hochfrequenztechn. 39 (1932) S. 160
6. I. Stanek, Arch. techn. Messen J 713—1 (1935) H. 5
7. A. Scheibe, Z. Hochfrequenztechn. 25 (1925) S. 12
8. M. Wien, Phys. Z. 31 (1930) S. 793
9. H. E. Hollmann, Phys. u. Techn. ultrakurzer Wellen Bd. II S. 5. Springer, Berlin 1936.
10. F. Bannitz, Taschenbuch drahtl. Telegr. u. Telefonie S. 347. Springer, Berlin 1927
11. H. Kruse u. O. Zinke, Hochfrequenztechn. 44 (1934) S. 195.
12. L. Rohde, Arch. techn. Messen V 335—1 (1935) H. 3
13. H. E. Hollmann, Phys. u. Techn. ultrakurzer Wellen Bd. II S. 228. Springer, Berlin 1936.
14. H. Nissen, Hochfrequenztechn. 42 (1933) S. 24
15. H. Rothe, Telefunken-Röhre (1937) H. 9 S. 33
16. M. J. O. Strutt u. A. van der Ziel, Elektr. Nachr.-Techn. 14 (1937) S. 75
17. E. C. S. Megaw, Wireless Engr. 13 (1936) S. 65
18. M. v. Ardenne, Hochfrequenztechn. 48 (1936) S. 117
19. W. Kautter, Elektr. Nachr.-Techn. 14 (1937) S. 45
20. H. E. Hollmann, Hochfrequenztechn. 40 (1932) S. 97
21. A. Bestelmeyer, Z. techn. Phys. 15 (1934) S. 661
22. Weston, Electrical Instrument Corporation Newark, N. J., Arch. techn. Messen V 335—2 (1931)
23. F. E. Terman, Measurements in Radio Engineering S. 223. McGraw-Hill, New York u. London (1935)
24. L. Brandt, Telefunkenztg. 15 (1935) H. 69 S. 36
25. F. Troeltsch, Elektr. Nachr.-Techn. 8 (1931) S. 137
26. R. Tamm u. F. Bath, Hochfrequenztechn. 46 (1935) S. 6
27. H. J. Ryan, Trans. Amer. Inst. electr. Engrs. 30 II (1911) S. 1089
28. H. M. Turner u. F. T. McNamara, Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. 18 (1930) S. 1743
29. W. Bader, Arch. Elektrotechn. 29 (1935) S. 809
30. H. Vogler, Elektr. Nachr.-Techn. 8 (1931) S. 197
31. L. Pungs u. H. Rieche, Z. techn. Phys. 14 (1933) S. 483
32. H. Rieche, Z. techn. Phys. 13 (1932) S. 374

33. F. Benz, Z. Hochfrequenztechn. 36 (1930) S. 41
34. H. W. Steinhausen, Telefunkenztg. 17 (1936) H. 72 S. 45
35. Th. Fecker, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936) S. 205
36. E. Giebe u. A. Scheibe, Hochfrequenztechn. 41 (1933) S. 83
37. R. Beechmann, Hochfrequenztechn. 44 (1934) S. 145
38. R. Lindemann, Verh. dtsh. phys. Ges. 14 (1912) S. 624
39. W. Runge, Telefunkenztg. 8 (1926) H. 43, 24.
40. A. Habermann, Arch. techn. Messen V 3614—3 (1936) H. 6
41. L. Rohde, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936) S. 13
42. A. Hund, Hochfrequenzmesstechnik S. 185, 429, 430. Springer, Berlin 1928. 2. Aufl.
43. H. Rindfleisch, Arch. techn. Messen V 3614—2 (1936) H. 3
44. W. A. Krause, Hochfrequenztechn. 45 (1935) S. 128
45. R. Darbord, Onde élect. 11 (1932) S. 53
46. H. Rindfleisch, Arch. techn. Messen V 3614—2 (1936) Bild 3
47. A. Scheibe u. U. Adelsberger, Hochfrequenztechn. 43 (1934) S. 37
48. F. B. Llewellyn, Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. 19 (1931) S. 2063
49. H. Mögel, Telefunkenztg. 11 (1930) H. 55, S. 8
50. F. E. Terman, Measurements in Radio Engineering S. 129, McGraw-Hill, New York u. London (1935)
51. L. Leng, Telefunkenztg. 15 (1934) H. 68 S. 43
52. A. Habermann, Hochfrequenztechn. 46 (1935) S. 120
53. L. Rohde, Arch. techn. Messen V 3614—4 (1937) H. 1
54. M. v. Ardenne, Die Kathodenstrahlröhre S. 42. Springer, Berlin 1933
55. E. Brüche u. O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik S. 42. Springer, Berlin 1934
56. M. v. Ardenne, Z. techn. Phys. 17 (1936) S. 660
57. Hütte I 26. Aufl. S. 191. Wilh. Ernst u. Sohn, Berlin 1931
58. R. Leonhardt, Funktechn. Mh. 5 (1936) S. 181
59. Rein-Wirtz, Radiotelegraphisches Praktikum S. 258. Springer, Berlin. 3. Aufl. 1921
60. E. Freystedt, Z. techn. Phys. 16 (1935) S. 533
61. J. Kammerloher, Elektr. Nachr.-Techn. 8 (1931) S. 458
62. K. Hallen, Elektr. Nachr.-Wes. (Electr. Commun.) 12 (1933/34) S. 16
63. M. Grützmacher, Elektr. Nachr.-Techn. 4 (1927) S. 533
64. F. Gutzmann, Lorenz-Ber. (1936) H. 3/4 S. 69
65. W. Runge, Elektr. Nachr.-Techn. 7 (1930) S. 488
66. M. Grützmacher, Elektr. Nachr.-Techn. 8 (1931) S. 476
67. H. Roder, Telefunkenztg. 10 (1929) H. 53 S. 48
68. R. Hofer, Telefunkenztg. 18 (1937) H. 76 S. 71
69. A. Heilmann, Elektr. Nachr.-Techn. 8 (1931) S. 469
70. J. Krönert, Arch. techn. Messen Z 111—1 (1931)
71. O. Zinke, Hochfrequenztechn. 47 (1936) S. 196
72. R. Tamn, Z. techn. Phys. 14 (1933) S. 472
73. F. Banneitz, Taschenbuch drahtl. Telegr. u. Telefonie S. 339. Springer, Berlin 1937
74. A. Wirk, Z. techn. Phys. 15 (1934) S. 487
75. G. Zickner, Elektr. Nachr.-Techn. 7 (1930) S. 443
76. G. Straimer, Diss. Techn. Hochschule Berlin (1937)

77. H. C. Riepka, ETZ 57 (1936) S. 218
78. H. Schwarz, Hochfrequenztechn. 46 (1935) S. 50
79. Th. W. Schmidt, Hochfrequenztechn. 41 (1933) S. 96
80. H. Frühauf, Z. Hochfrequenztechn. 37 (1931) S. 229
81. H. Jungfer u. H. Köpke, Arch. techn. Messen V 373—1 (1939) H. 12
82. Th. Walcher, Arch. techn. Messen J 025—1 (1936) H. 8
83. K. W. Wagner, ETZ 32 (1911) S. 1001; 33 (1912) S. 635
84. A. Jaumann, Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 5 (1935) 2. Folge, IX. 2
85. Fr. O. Vogel u. B. Freystedt, Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 4 (1934) S. 79
86. H. Ochem, Hochfrequenztechn. 48 (1936) S. 182
87. W. Kieser, Felten u. Guillaume-Rdsch. (1936) H. 17/18
88. H. Kaden, Telegr.-Fernspr.-Funk-Techn. 25 (1936) S. 322

Sachverzeichnis

A

- Abschirmung von Strommessern 15
- Abschirmverfahren bei Brücken 204
- A-Gleichrichtung 45, 49
 - im Raumladungsgebiet 50
 - im Anlaufstromgebiet 55
 - — mit Dioden 56
 - — mit dem Audion 58
 - — mit Trioden 59
 - Kompensationsschaltungen 51, 52
- Amplitudenmodulation 141 ff.
- Aperiodischer Verstärker 92, 93

B

- Bifilarspulen 169
- Bolometer (Baretter) 26
- B-Gleichrichtung 46, 60
 - lineare (Flächengleichrichtung) 60
 - — Oberwelleneinfluß 61, 62
 - quadratische 63
 - — Oberwelleneinfluß 64
 - mit Dioden 65
 - mit Trioden 66
- Braunsche Röhre, Aufbau 133
 - Spannungsmessung 84
 - Frequenzfehler 85
 - Kippschaltungen 135, 136
 - Leistungsmessung 104
 - lineare Zeitablenkung 135
 - Lissajousfiguren 137, 138
 - Messung des Modulationsgrades 144, 158, 161
 - sinusförmige Zeitablenkung 138
 - stroboskopische Messung 164 ff.

C

- C-Gleichrichtung 47, 68
 - mit Dioden 68

- C-Gleichrichtung mit Dioden,
Eingangswiderstand 72
 - — kompensierte Dioden 76
 - — Laufzeitfehler 74
 - — Richtkennlinienfeld 71
 - mit Trioden 81
 - — mit Gegenkopplung 83
 - — Richtverstärker 81
- Chaperonwicklung 169
- Chireix-Modulation 141

D

- Dämpfung, von Kreisen 186, 194
 - von Leitungen 211
- Dämpfungsmaß 211
- Dekadenwiderstand nach Wirk 174
- Detektor 27
- Dielektrische Verluste, von Kondensatoren 175, 176
 - von Spulen 180
- Differentialmeßbrücke (unsymmetrisch) 205
 - (symmetrisch) 209
- Dynamometer 2
- Dynatron-Meßgerät 200

E

- Effektivwertmessung mit quadratischer Gleichrichtung 45, 49
 - mit Thermoelementen 5, 90, 91, 92
- Eichleitungen 95, 96, 97
- Eigenkapazität von Spulen 179, 190
 - von Widerständen 170
- Eindringtiefe 4, 172
- Empfängerprüfgenerator 97, 98
- Empfängermessungen 202, 204

- Erdkapazität, bei Strommessern 14ff.
 — bei Kohlewiderständen 171, 172
 — bei Spannungsmessern 39, 40, 41, 87, 88
- F**
- Faltband 14, 170, 196
 Fehlwinkel 168, 170
 Flächengleichrichtung 46, 60
 Fourieranalyse modulierter Schwingungen 151
 Frequenzmesser
 — Resonanzfrequenzmesser 109ff.
 — — mit Lecherleitung 116
 — — nach Rohde (50 .. 1000 MHz) 115
 — — von Steeg u. Reuter (0,15... 60 MHz) 114, 115
 — — von Telefunken (1...30 MHz) 114
 — Schwebungsfrequenzmesser 123
 — — nach Habermann (50 kHz... 50 MHz) 126...129
 — — nach Leng (5...21 MHz) 125, 126
 — — nach Mögel (6...30 MHz) 123
 — — nach Rohde (30...333 MHz) 129...131
 — — von S. u. H. (15...1000 MHz) 132
 Frequenzmessung 108ff.
 — mit Resonanzkreisen 112ff.
 — mit Resonanzleitungen 116ff.
 — durch Schwebungen 120ff.
 Frequenzmodulation 153ff., 160ff.
 Frequenznormale, Leuchtquarze 111
 — Schwingquarze 120
 — — Normalsender 121
 — — Temperaturunabhängiger Schnitt 112, 120
 — — Quarzuhr 120
 Frequenzspektrum, Oberwellenmessung 139, 140
 — bei Amplitudenmodulation 143, 149, 151
 — bei Frequenzmodulation 157
 — bei Frequenz- und Amplitudenmodulation 163, 164
- G**
- Gekoppelte Kreise 204
 Glasfederdiode 74
 Gütezahl 186
 — Messung 194
 — — aus der Spannungsüberhöhung 196
 — — nach dem Verstellungsverfahren 194
 — von Spulen 180
- H**
- Halbwertsbreite 187
 Hitzdrahtluftthermometer 25
 Hochfrequenzmeßbrücke 204ff.
 Hüllkurve 144ff., 160
- I**
- Induktivität von Leitungen 30, 37, 210ff.
 — von Spulen 179, 180, 181
 — von Widerständen 170
 Induktivitätsmesser von S. u. H. 199
- K**
- Kalorimeter 107
 Kapazität von Kohlewiderständen 171, 172
 von Spannungsmessern 39
 — von Strommessern 16, 17, 32, 34
 Kapazitätsgerät mit scharfem Schwingungseinsatz 198
 — nach dem Resonanzverfahren 189
 Keramische Spulen 181
 — Kondensatoren 178
 Kohlewiderstände 169
 — Abnahme des Wirkwiderstandes 171
 Kondensatoren 177
 — Normalkondensatoren 175
 — ohne Anfangskapazität 177
 — Verluste von 175
 Kurbelwiderstand von S. u. H. 173
 Kurvenform 132
 Kurzschlußmessung an $\lambda/4$ -Leitung 212
 — an kurzer Leitung 215

L

- Lecherleitung 116
- Doppelleitung 118, 120
- Rohrleitung 118, 119
- Leerlaufmessung an $\lambda/4$ -Leitung 212
- an kurzer Leitung 215
- Leistungsmessung 103 ff.
- Eichnormal 103
- kalorimetrische 107, 108
- mit Röhrenwattmeter 104, 105
- an Senderstufen 107
- mit thermischem Wattmeter 105, 106
- Lissajousfigur 137, 138

M

- Modulationsgrad 143, 144
- Messung bei Anodenspannungsmodulation 152
- mit der Braunschen Röhre 144
- durch lineare Gleichrichtung 145
- durch optische Strommessung 151
- Modulationsmessung 141 ff.
- Meßgerät nach Hallen 147
- Meßgleichrichter von S. u. H. 148

N

- Nebenschlüsse zur Strommessung 23
- kapazitive 24
- induktive 24
- Normalinduktivitäten 178
- Normalkondensatoren 175
- Normalspannungsmesser 41
- Normalstrommesser 2, 44
- Normalwiderstände 167

O

- Oberwellengehalt 132 ff.
- Optischer Strommesser 2

P

- Paulisches Verfahren 191
- Peltier-Effekt 6
- Pendelmodulation 153 ff., 160 ff.
- Phasenmaß 211
- Phasenmodulation 153 ff., 160 ff.
- Phasennormal nach Wirk 177

- Phasenwinkel 168, 169
- Photostrommesser 2
- Polarkoordinatenschreiber 134

Q

- Quadratische Gleichrichtung 45, 49
- Quarze, Leuchtquarze 111
- Schwingquarze 120

R

- Repulsionsamperemeter 2
- Resonanzkreise 185
- Resonanzkurve 187
- Resonanzverfahren 185
- Messung von C u. L 188, 189
- der Gütezahl 196
- von Reihen- und Parallelwiderstand 191
- Resonanzwiderstand 186
- Röhrenvoltmeter 45 ff.
- Eingangswiderstand 48
- Effektivwertmessung 53, 54, 92
- Flächengleichrichtung 60
- Spitzenspannungsmesser 77
- — nach Kautter 79
- — von S. u. H. 77, 78
- Tastvoltmeter (PTE) 84
- Röhrenwattmeter 104, 105
- Rohrheizer 5, 14

S

- Scheinwiderstandsmessung 182
- mit der Brücke 204
- im Resonanzkreis 185
- Meßgerät von S. u. H. 193
- durch Strom- und Spannungsmessung 182
- Schleifdrahtwiderstand 174
- Sirutor 21, 22, 100
- Spannungsmesser s. a. Röhrenvoltmeter bzw. Statische Voltmeter 35
- für Hochspannung 89, 99
- nach Tamm u. Bath 102
- Spannungsmessung 35
- Ersatzschaltungen 36, 37, 38
- mit Röhrenvoltmeter 45 ff.
- mit Thermovoltmeter 89

- Spannungsmessung, mit Trocken-
gleichrichter 100
— Zuleitungsfehler 37 ff.
Spannungsteiler 94 ff.
— induktive 98, 99
— kapazitive 97, 99
— ohmsche 95
Spannungsüberhöhung 186
Spektrometerschaltung 140
Spitzengleichrichtung 47, 68
Statische Voltmeter, nach Bestel-
meyer 86
— von Hartmann u. Braun 87
— von Starke u. Schröder 88
Stromkräfte 2, 43
Strommessung 1
— Ersatzschaltungen bei ultrakur-
zen Wellen 30, 34
— Leitungsinduktivität 30
— Stromverteilung 29
— bei Ultrakurzwellen 27
— Zuleitungsfehler 30, 31
Stromwandler, Frequenzgrenzen 19
— gegenläufige Wickelung 21
— mit Thermostrommesser 18
— mit Trockengleichrichter 22
— Übersetzungsverhältnis 19
Stromüberhöhung 186
- T
- Thermisches Wattmeter 105, 106
Thermostrommesser 5, 8
Thermounformer 6
— Abschirmung 15
— Brückenordnung 10
— direkt geheizt 6
— Faltbandheizer 14
— Fehler durch Erdkapazitäten 14 ff.
- Thermounformer, Fehler bei indirekt
geheiztem 17
— Frequenzfehler 11 ff.
— indirekt geheizt 6
— Rohrheizer 14
— Schutzschaltung 10
— mit Stromwandler 18
— Überlastbarkeit 10
Thermovoltmeter 89
Tonfrequenzspektrometer von S. u.
H. 140
Trockengleichrichter zur Strom- und
Spannungsmessung 22, 101, 102
— Wirkungsweise 100
- V
- Vakuum-Thermoelemente 9
Vektorbild einer amplituden- und
frequenzmodulierten Schwingung
162, 165
Veränderbarer Widerstand 94, 95, 96
Verlustwinkel, von Kondensatoren
175
— von Spulen 180
Verlustzahl 186
Verstimmungsverfahren 194
- W
- Wellenwiderstand 210
Westektor 21, 22
Widerstände nach Wagner und Wert-
heimer 169
- Z
- Zeitablenkung 135, 138
Zeitkonstante 169, 170



Einführung in die Vierpoltheorie der elektrischen Nachrichtentechnik

Von PROF. DR. R. FELDTKELLER, Stuttgart

IX, 142 Seiten mit 85 Abbildungen. Januar 1938

Broschiert RM. 8.80, in Ganzleinen gebd. RM. 10.—

I. Grundlagen. II. Lineare symmetrische Vierpole. III. Symmetrische Vierpole ohne Verluste. IV. Lineare unsymmetrische Vierpole. V. Allgemeine Theorie der linearen Vierpole. VI. Matrizen einfacher Netzwerke.

In der „Einführung in die Vierpoltheorie“ ist versucht worden, die allgemeinen Beziehungen zwischen dem Eingangsscheinwiderstand, der Übertragungsfähigkeit und dem Scheinwiderstand des an die Ausgangsklemmen angeschlossenen Netzwerkes zu sammeln und möglichst anschaulich zu machen, wobei alles das, was an sich zur Vierpoltheorie gehört, aber sich beim praktischen Rechnen als unnötig erwiesen hat, fortgelassen wurde. In ihr ist ferner, ohne alles nur mathematische, eine Einführung in die praktische Anwendung der Matrizenrechnung auf die Aufgaben der Vierpoltheorie gegeben worden, die in eine umfangreiche Formelsammlung ausmündet; diese Formelsammlung ist vielleicht das Wichtigste des Buches. Bei allen Rechnungen an Netzwerken, die mehr als zwei oder drei Schaltelemente enthalten, weist diese Formelsammlung den Weg, auf dem all die unnütze Rechenarbeit vermeidet, deren Umfang so oft der Grund für das Aufgeben einer Berechnung vor ihrer Lösung ist.

Auf Wunsch ausführlicher Prospekt

VERLAG S. HIRZEL · LEIPZIG C 1

BG Politechniki Śląskiej

nr inw.: 102 - 131928



Dyr.1 131928