

Physik und Technik der ultrakurzen Wellen

Von

H. E. Hollmann

Zweiter Band
Die ultrakurzen Wellen
in der Technik

Physik und Technik der ultrakurzen Wellen

Von

H. E. Hollmann

Dr.-Ing.

Zweiter Band
Die ultrakurzen Wellen
in der Technik

Mit 283 Textabbildungen



Berlin
Verlag von Julius Springer
1936

Vorwort.

Der vorliegende zweite Band der „Physik und Technik der ultrakurzen Wellen“ schließt unmittelbar an den ersten Band an und umfaßt das weite Gebiet der praktischen Anwendungen, sowie die Erscheinungen, deren Beherrschung und Kenntnis für das Arbeiten mit ultrakurzen Wellen nötig ist. Der Band ist seinem Inhalt nach in sich abgeschlossen und enthält ein eigenes Sachverzeichnis und einen besonderen Quellenachweis, ist jedoch mit dem ersten Band durch zahlreiche Texthinweise aufs engste verknüpft.

Die Verbindungsbrücke, welche die ultrakurzen Wellen zwischen dem elektrischen Spektrum der normalen Hochfrequenztechnik und der langwelligen Seite des optischen Spektralgebiets schlagen, kommt in den vorliegenden Kapiteln noch sinnfälliger zum Ausdruck als im ersten Band. Zum Beispiel beginnt das Kapitel über Empfang und Nachweis der ultrakurzen Wellen mit den hochfrequenztechnischen Empfangsmitteln, nämlich dem Detektor und dem Röhrengleichrichter in seinen mannigfaltigen Abarten und endet mit der Fixierung elektromagnetischer Strahlungsbilder in einer photographischen Schicht. Die Behandlung der Ausstrahlung und Bündelung geht aus von den Richtstrahlssystemen und Strahlwerfern, wie sie ursprünglich für den transkontinentalen Verkehr auf Kurzwellen entwickelt worden sind, und schließt mit Immersionsoptiken für elektrische Wellen. Ähnlich liegt der Fall beim sechsten Kapitel. Dieses umfaßt z. B. die Messung der Wellenlänge von dem aus der Hochfrequenztechnik übernommenen Resonanzwellenmesser ausgehend bis zur optischen Wellenmessung aus Beugungsspektren an metallischen Gittern.

Im übrigen gilt hinsichtlich des vorliegenden Bandes das im Vorwort zum ersten Band bereits Gesagte. Der zweite Band wurde abgeschlossen Anfang 1936 und entspricht dem zu diesem Zeitpunkt etwa herrschenden Stand der Technik, soweit nicht aus besonderen Gründen die Veröffentlichung bestimmter Anwendungsgebiete unterbleiben mußte. Später bekannt gewordene Einzelheiten wurden nach Möglichkeit noch bei der Korrektur eingefügt.

Der Verfasser schuldet der Verlagsbuchhandlung Julius Springer für das verständnisvolle Entgegenkommen bei der Drucklegung und für die Berücksichtigung zahlreicher Sonderwünsche auch diesmal besonderen Dank.

Möge auch dieser Band in allen an der Entwicklung der Hochfrequenztechnik interessierten Kreisen zahlreiche Freunde finden!

Berlin, im März 1936.

H. E. Hollmann.

Inhaltsübersicht des zweiten Bandes.

Erstes Kapitel.

Empfang und Nachweis quasioptischer Wellen.

	Seite
1. Die Empfangsmethoden der normalen Hochfrequenztechnik. . .	1
A. Detektorempfang	2
a) Aperiodischer Detektorkreis	2
b) Detektorresonator.	3
c) Entdämpfung	4
d) Anomalien des Detektoreffekts.	5
B. Das Audion	5
a) Das induktiv rückgekoppelte Schwingaudion	6
b) Das Ultraudion	9
c) Die Wirkungsweise des Schwingaudions	12
α) Gewöhnlicher Audionempfang S. 12. — β) Schwingaudion-	
empfang erster Art S. 13. — γ) Schwingaudionempfang zweiter	
Art S. 13.	
C. Hochfrequenzverstärkung.	13
D. Pendelrückkopplung	21
a) Das Prinzip	21
b) Erzeugung der Pendelschwingung in einem Zusatzgenerator. . . .	23
c) Erzeugung in der Audionröhre	23
α) Doppelrückkopplung S. 23. — β) Kippschwingungen S. 24.	
d) Die Resonanzkurven des Pendelrückkopplers	24
E. Überlagerungsempfang	25
2. Besondere Empfangsmethoden für ultrakurze Wellen	29
A. Der Richteffect bei sehr hohen Frequenzen	29
B. Das Bremsaudion	32
a) Der Hochfrequenzteil	32
b) Der Richteffect der Bremsröhre	34
c) Die Ausgangsbelastung	35
d) Spannungsresonanzen	36
e) Entdämpfung	38
f) Das Gegentaktbremsaudion	39
g) Pendelrückkopplung	42
h) Überlagerungsempfang mit dem Bremsaudion	42
C. Das Magnetron als Empfänger	43
3. Besondere Probleme beim Empfang ultrakurzer Wellen	45
A. Fernabstimmung	45
a) Kapazitive Fernabstimmung	46
b) Induktive Fernabstimmung	46
B. Doppeldemodulation	47
C. Empfangsstörungen	47
a) Störungsursachen	47
b) Störbeseitigung	48
4. Nachweis quasioptischer Wellen	49
A. Thermoelektrische Empfänger	49
a) Thermoelemente	50
b) Bolometer	51
B. Radiometer	52
a) Strahlungsdruck	52
b) Thermische Radiometer	53
C. Photographische Fixierung elektrischer Strahlungsbilder.	55

Zweites Kapitel. Ausstrahlung und Bündelung.

	Seite
1. Die lineare Stabantenne	58
A. Erregung in der Grundschiwingung	58
B. Oberwellen	62
C. Die belastete Stabantenne	65
a) Beschwerung durch Endscheiben	65
b) Unterdrückte Gegenphase	66
2. Richtantennensysteme	67
A. Reflektoren und Leitdipole	67
a) Dipol mit Reflektor	67
b) Strahlungs- und eigenerregte Leitdipole	69
B. Dipolkombinationen	70
a) Dipolzeile	70
b) Dipolgruppe	71
c) Dipolebene	72
C. Technische Antennensysteme	73
a) Marconi-Franklin-Antenne	73
b) Standardantenne	73
c) Tannenbaumantenne	74
d) Sägezahnantenne	74
e) Winkelantenne	75
f) Rahmenantenne	76
3. Optische Bündelung	78
A. Der parabolische Reflektor	78
a) Das äquatoriale Richtdiagramm	78
b) Vollmetallparabolspiegel	80
c) Gitterspiegel	81
d) Bündelung in der Meridianebene	82
B. Der ebene Spiegel	83
C. Spiegelkombinationen	84
D. Linsensysteme	87
E. Sende- und empfangsseitige Bündelung	87
4. Die Speisung von Antennen	89
A. Energieleitungen	89
a) Eindrahtleitung	90
b) Doppelleitung	90
c) Konzentrische Rohrleitungen	91
B. Die Vorgänge auf Leitungen	91
a) Die Telegraphengleichungen	91
b) Belastungsfälle	92
α) Fortschreitende Wellen S. 92. — β) Stehende Wellen S. 93. —	
1. Leerlauf S. 93. — 2. Kurzschluß S. 93. — 3. Pseudostehende	
Wellen S. 93.	94
c) Gleichtaktwellen	94
d) Die Dämpfung	94
α) Wellenverhältnis und Knotenbreite S. 94. — β) Wirkungs-	
grad S. 95. — γ) Strahlungsverluste S. 96.	
C. Die Anpassung	97
a) Der Wellenwiderstand	97
b) Der Antennenaufnahmewiderstand	98
α) Einspeisepunkt S. 98. — β) Zweipunktspeisung S. 100.	
c) Anpassungsmessungen	100

Drittes Kapitel.

Die Ausbreitung der ultrakurzen Wellen.

1. Die Fernwirkungszone	102
A. Optische Sicht	103
B. Die „Sichtweite“ von ultrakurzen Wellen	107

	Seite
C. Brechung in der Troposphäre	109
D. Die Kimmungszone	112
a) Streifende Inzidenz	112
b) Absorption der Bodenwelle im optischen Schattenkegel	112
c) Beugung an der Erdoberfläche	114
2. Die Feinstruktur des Ultrakurzwellenfeldes	117
A. Reflexion an der Erdoberfläche	118
a) Der komplexe Reflexionskoeffizient des Erdbodens	118
b) Die Strahlungskennlinien einer Vertikalantenne	121
c) Messung der Erdbodeneigenschaften	125
d) Vertikale und horizontale Polarisierung	127
e) Optimale Übertragungsfrequenzen	130
B. Beugung	131
C. Absorption und Streuung	134
a) Atmosphärische Absorption	134
b) Absorption und Streuung durch Hindernisse	135
D. Interferenzfelder	139
E. Raumresonanz	142

Viertes Kapitel.

Die ultrakurzen Wellen in der Technik.

1. Nachrichtenübermittlung auf ultrakurzen Wellen	145
A. Die Nutzanwendung der ultrakurzen Wellen im Rahmen der gesamten Hochfrequenztechnik	145
B. Telegraphie und Telephonie	146
a) Rundstrahlung	146
b) Strahllinien	149
C. Fernsehen	151
2. Die ultrakurzen Wellen als Navigationsmittel	153
A. Richtstrahlbündel	153
a) Ersatz für Leuchtfener	153
b) Blindlandung	155
B. Leitstrahlen	157
3. „Sehen“ mit elektrischen Wellen	160
4. Ultrakurzwellentherapie	161
A. Ultrakurzwellenbestrahlung	162
B. Das ultrakurzwellige Spulenfeld	164
C. Die Kondensatorfeldmethode	164
a) Technik des Kondensatorfeldes	164
b) Theorie der Ultrakurzwellentherapie	166
α) Tiefenwirkung S. 166. — β) Selektive Erwärmung S. 170. —	
γ) Selektive Wirkung auf kleinste Teilchen S. 173.	
c) Messungen im Kondensatorfeld	175
α) Temperaturverteilung im durchfluteten Medium S. 175. —	
β) Leitfähigkeit und Teilchengröße S. 176.	
d) Biologische Wirkungen im Kondensatorfeld	178
5. Der Dielektrograph	181

Fünftes Kapitel.

Demonstrationen und Modellversuche mit ultrakurzen Wellen.

1. Demonstrationsgeräte	185
A. Funkensender	185
B. Röhrensender	186
C. Schwingungsnachweis	188
2. Versuche an Schwingungssystemen	190
A. Geschlossene Schwingungskreise	190
a) Resonanz	190
b) Die Impedanz eines Leiters	191
c) Abhängigkeit der Selbstinduktion vom Drahtdurchmesser	191
d) Skineffekt	191

B. Die Ausbreitung elektrischer Schwingungen längs paralleler Drähte	193
a) Strom- und Spannungsverteilung	193
b) Nachweis stehender Wellen	194
c) Stehende Drahtwellen in Flüssigkeiten	197
d) Verkürztes Lecher-System	197
C. Offene Schwingungssysteme	198
3. Versuche über Wellenausbreitung	200
A. Das Strahlungsfeld einer Antenne	200
a) Versuche mit geschlossenen Resonatoren	200
b) Versuche mit offenen Resonatoren	201
c) Stehende Raumwellen und Interferenzversuche	203
B. Versuche im Wellenstrahl	204
a) Die Hertzschen Spiegelversuche	204
b) Versuche in Wasser	205
4. Modellversuche	207

Sechstes Kapitel.

Ultrakurzwellenmeßtechnik.

1. Fehlerquellen bei Messungen im Gebiet sehr hoher Frequenzen	210
A. Die Induktivität von Leitungen	211
B. Erd- und Schaltkapazitäten	211
C. Elektrische und magnetische Streufelder	212
D. Der Skineffekt dünner Drähte	213
2. Strommessung	215
A. Frequenzabhängigkeit von Strommessern	215
B. Strommeßverfahren	216
a) Thermische Meßinstrumente	216
α) Ausdehnung eines Leiters durch Stromwärme S. 216. —	
β) Widerstandserhöhung bei Stromdurchgang S. 217. — γ) Wärmewirkung stromdurchflossener Leiter S. 218. — 1. Thermoumformer S. 218. — 2. Hitzdrahtluftthermometer S. 220. — 3. Photoamperemeter S. 221.	
b) Dynamometer	221
c) Indirekte Strommessung	223
C. Vergleich von Strommessern	223
D. Stromwandler	225
3. Spannungsmessung	227
A. Frequenzabhängigkeit	227
B. Spannungsmeßverfahren	228
a) Indirekte Spannungsmessung	228
b) Elektrometer	229
c) Röhrevoltmeter	231
α) Zweipolröhren S. 231. — β) Mehrpolröhren S. 237. — 1. Anoden- und Audionrichteffekt S. 237. — 2. Bremsröhrevoltmeter S. 238.	
d) Die Braunsche Kathodenstrahlröhre	239
α) Die dynamische Empfindlichkeit S. 239. — β) Oszillographische Untersuchungen S. 243. — 1. Die Phasenverhältnisse bei lotrechter Doppelablenkung S. 243. — 2. Kompensation der inneren Phasenverschiebung S. 245. — γ) Lissajous-Analyse von Ultrahochfrequenz	
e) Glimmlampen und Funkenstrecken	248
4. Frequenz- und Wellenmessung	249
A. Die Meßmethoden der normalen Hochfrequenztechnik	249
a) Aussiebung von Oberwellen	249
b) Piezoresonatoren	251
c) Absorptionswellenmesser	253
d) Supreregativwellenmesser	255

	Seite
B. Stehende Wellen auf Paralleldrähten	256
a) Das Paralleldrahtsystem als Wellenmesser.	256
α) Anordnung und Aufbau der Paralleldrähte S. 256. — β) Resonanzindikatoren S. 259. — 1. Direkte Kopplung S. 259. — 2. Kapazitive und induktive Kopplung S. 260. — 3. Absorptionsmethode S. 261. — γ) Die konzentrische Rohrleitung als Wellenmesser S. 263.	
b) Fehlerquellen	264
α) Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen längs Drähten S. 264. — 1. Abhängigkeit vom Leitvermögen S. 264. — 2. Ferromagnetische Materialien S. 265. — 3. Gekrümmte Paralleldrähte S. 266. — β) Die Brückenverkürzung S. 267. — γ) Schädliche Reflexionen am rückwärtigen Leitungsende S. 268. — δ) Einfluß der Indikatoren S. 268.	
C. Stehende Wellen in Luft	270
D. Wellenmessung mit der Kathodenstrahlröhre	271
E. Optische Meßmethoden	272
a) Interferometer	272
α) Das Interferometer von Boltzmann S. 272. — β) Das Stufeninterferometer von Nichols und Tear S. 274. — γ) Das Michelsonsche Interferometer S. 275.	
b) Beugungsspektren quasioptischer Wellen	275
α) Ebene Gitter S. 275. — β) Raumgitter S. 277. — 1. Gitterspektrograph S. 277. — 2. Drehung der Polarisationssebene S. 279.	
5. Die Untersuchung von dielektrischen Substanzen	280
A. Messung der Dielektrizitätskonstanten	281
a) Erste Drudesche Methode	281
b) Zweite Drudesche Methode	283
B. Absorptionsmessungen	285
C. Anomale Dispersion	286
D. Verlustwinkelmessung	288
Quellennachweis	293
Sachverzeichnis	301

Erstes Kapitel.

Empfang und Nachweis quasioptischer Wellen.

Von gleicher Bedeutung wie die im ersten Band behandelte Erzeugung der ultrakurzen und quasioptischen Wellen ist ihr Nachweis und ihr Empfang, denn eine technische Verwendung zur Nachrichtenübermittlung im weitesten Sinne ist ohne empfindliche und trägheitslos arbeitende Empfänger nicht denkbar, und auch bei den meisten physikalischen Untersuchungen ist man auf sensitive Indikatoren angewiesen. Nur in einzelnen Fällen, beispielsweise bei der Ultrakurzwellendiatthermie sind besondere Wellenindikatoren überflüssig, weil das bestrahlte oder durchflutete Objekt gewissermaßen selbst als Indikator wirkt.

Grundsätzlich sind die Empfangsmethoden für ultrakurze Wellen bis etwa zur Metergrenze von derselben Art, wie sie in der normalen Hochfrequenztechnik üblich sind. Von dieser Grenze ab zeigen sich grundsätzlich dieselben Schwierigkeiten, wie sie die Erzeugung entsprechend hoher Frequenzen erschweren. Allgemein kommen die hierbei gewonnenen Erfahrungen jedoch auch dem Empfangsproblem zugute. Es sei schon hier vorweggenommen, daß es sich bei den in diesem Kapitel behandelten Empfangsproblemen durchaus nicht etwa um neue physikalische Gesetze oder Effekte handelt, sondern daß zur Erklärung der Phänomene die aus der allgemeinen Hochfrequenztechnik geläufigen Gesetze unverändert beibehalten werden können. Überzeugend kommt dies z. B. darin zum Ausdruck, daß die eingehende Untersuchung von hochempfindlichen Spezialempfängern, die ursprünglich nur dem Dezimeterwellenband vorbehalten zu sein schienen, zu einem für jeden beliebigen Frequenzbereich geeigneten Empfangs- und Gleichrichterorgan, dem „Bremsaudion“ geführt haben, welches den sonst üblichen Gleichrichtern in jeder Beziehung ebenbürtig ist. Erst wenn man zu den Millimeter- und Infrarotwellen übergeht, gelangt man von den makroskopischen Dipolresonatoren zu den optischen Empfängern, nämlich zum Radiometer und zur „Photoplatte“.

1. Die Empfangsmethoden der normalen Hochfrequenztechnik.

Am einfachsten läßt sich die elektromagnetische Strahlung durch die Spannungen und Ströme nachweisen, welche die auf ein offenes oder geschlossenes Schwingungssystem einfallenden Wellen in diesem induzieren. Bei Resonanz erreichen die Wechselspannungen so hohe Werte, daß zwischen den Elektroden einer mikroskopisch kleinen Funkenstrecke Überschläge erfolgen, die mit dem bloßen Auge oder im Mikroskop

sichtbar sind. Die Abb. 1 zeigt einen kreisförmigen Resonator mit verstellbarer Funkenstrecke, wie ihn Heinrich Hertz zu seinen grundlegenden Untersuchungen benutzt hat. Praktisch kommt dieser Methode wegen ihrer Unempfindlichkeit keinerlei Bedeutung zu. Auch der daraus hervorgegangene Fritter oder Kohärer, bei welchem die zwischen lose aneinanderliegenden Metallspänen übergehenden Fünkchen die einzelnen



Abb. 1. Kreisförmiger Resonator von Heinrich Hertz (Deutsches Museum, München).

Teilchen zusammenschweißen und eine leitende Strombahn herstellen, ist heute, so hoch seine Bedeutung für die ganze Entwicklung der Funkentelegraphie auch veranschlagt werden muß, nur noch von historischem Interesse, und ist höchstens noch in alten Demonstrationsgeräten u. dgl. zu finden, wo seine Unbeständigkeit und Unzuverlässigkeit zur Genüge bekannt ist.

A. Detektorempfang.

Der einfachste Gleichrichter und Wellenindikator, der aus der heutigen Hochfrequenztechnik ohne weiteres in das Ultrakurzwellengebiet übernommen werden kann, ist der Kristalldetektor. Wegen seiner verhältnismäßig geringen Empfindlichkeit kommt er allerdings für Übertragungen auf größere Entfernung nicht in Frage, ist bei seiner Einfachheit jedoch zur Senderkontrolle, zur Ausmessung von Strahlungsfeldern und Richtcharakteristiken sowie zu Demonstrationsver-

suchen vorzüglich geeignet, wenn man seine Unbeständigkeit und Störanfälligkeit mechanischen Erschütterungen gegenüber in Kauf nehmen kann. Als besonders günstig und auch bei den höchsten Frequenzen noch wirksam bleibend haben sich Detektoren mit Pyrit-Bronze-Kontakten (Telefunken ED 149) oder mit Pyrit-Eisen erwiesen, die zur Klasse der Thermodetektoren gehören. Bei extrem hohen Frequenzen ist das Aufsuchen einer empfindlichen Kontaktstelle etwas schwieriger als bei normalen Wellen, zumal es scheint, als ob zwischen guten Kontaktpunkten des Kristalls für normale Hochfrequenz und für Ultrahochfrequenz kein Zusammenhang bestünde. Ferner ist ein schwächerer Kontaktdruck vorteilhafter, vermutlich weil eine kleinere Kontaktfläche eine geringere Parallelkapazität bildet.

a) Aperiodischer Detektorkreis.

Überträgt man die bei längeren Wellen gebräuchlichen Detektor-empfangsschaltungen in das Ultrakurzwellengebiet, so gelangt man

zwangsläufig zu der in Abb. 2 wiedergegebenen Anordnung. Mit dem Empfangsdipol A von $\lambda/2$ Länge ist ein aperiodischer Detektorkreis, bestehend aus dem Detektor D und dem Belastungswiderstand W , einem Telefon oder Niederfrequenzübertrager, in den beiden Punkten a und b verbunden, d. h. galvanisch gekoppelt. Der Abstand dieser beiden Anschlußpunkte bestimmt die Länge der beiden Kreisen gemeinsamen Strombahn, d. h. den Kopplungsgrad. Bei nicht zu fester Kopplung muß der Dipol sorgfältig auf $\lambda/2$ abgestimmt sein. Der Nutzwiderstand W , an dem die gleichgerichteten Spannungen abgenommen werden, ist in üblicher Weise durch einen Kondensator C von etwa 100 cm für die Ultra-Hochfrequenz überbrückt.

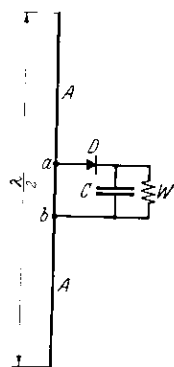


Abb. 2.
Empfangsdipol
mit
aperiodischem
Detektorkreis.

b) Detektorresonator.

Bei Wellen unterhalb 1–2 m geht man zweckmäßig dazu über, den Detektor unmittelbar in den Strombauch des Empfangsdipols, d. h. bei $\lambda/2$ Länge in seine Mitte einzuschalten. Zu diesem Zweck werden auf einem kurzen Isolierstück I in Abb. 3 zwei Buchsen B und B' befestigt, welche die Stecker des Detektors D aufnehmen, und welche gleichzeitig zwei seitliche Metallstäbe oder Rohre A und A' als Antennen tragen, über welche oder in denen sich entsprechende Rohre oder Stäbe zwecks Abstimmung verschieben lassen. Wegen der verkürzenden Kapazität des Detektors ist die Gesamtlänge des Dipols im allgemeinen etwas größer als $\lambda/2$ einzustellen, doch ist die Abstimmung nicht kritisch, denn selbst bei mehrprozentiger Verstimmung zeigt sich bei der starken Dämpfung durch den Detektorwiderstand noch keine merkliche Änderung der Empfindlichkeit.

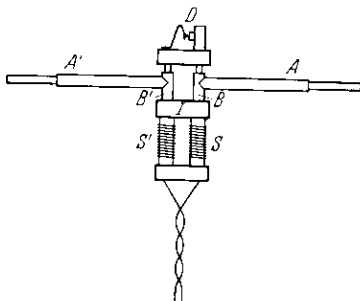


Abb. 3. Detektorresonator.

Von den beiden Buchsen B und B' führen verdrehte Litzendrähte zu einem geeigneten Indikatorinstrument, entweder zu einem hochempfindlichen Galvanometer oder, falls der Sender moduliert ist, zu einem Telefon oder über einen geeigneten Übertrager (Übersetzungsverhältnis 1 : 10 bis 1 : 20) zu einem Niederfrequenzverstärker, hinter welchem der verstärkte Detektorstrom abgehört oder gemessen werden kann. Um den ultrakurzwelligen Schwingungen einen kapazitiven Nebenweg über die Zuleitungen zu versperren, empfiehlt sich die Einschaltung kleiner Drosselspulen S und S' , die auf Isolierkörper von rund 1 cm Durchmesser aus dünnem Draht einlagig aufgewickelt werden. Der Vorteil einer Empfindlichkeitserhöhung durch Verstärkung läßt sich auch bei unmoduliertem Sender erzielen, wenn der Detektorstrom durch einen möglichst konstant arbeitenden Unterbrecher, beispielsweise durch einen Stimmgabelsummer oder dergleichen zerhackt wird [1].

Die handelsüblichen Detektoren sind zumeist unsymmetrisch aufgebaut, was sich praktisch in einer verzerrten Richtcharakteristik des Detektorresonators ausprägt. Bei Dezimeterwellen ist infolgedessen eine möglichst einfache Detektorkonstruktion, wie sie z. B. die Abb. 4 zeigt, vorzuziehen. Eine Isolierhülle a ist an beiden Enden durch Metallstücke b verschlossen, von denen das eine die Pyritpille c aufnimmt, während eine feine Schraube d in dem gegenüberliegenden Metallstück es ermöglicht, die

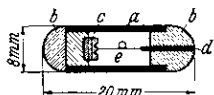


Abb. 4.
Ultrakurzwellendetektor.

Bronzespitze e mit geeignetem Druck gegen den Pyritkristall zu drücken. Der Detektor wird zwischen geeignete Federn, die an Stelle der Buchsen in Abb. 3 treten, eingespannt. Mit einem empfindlichen Spiegelgalvanometer kann man auf diese Weise Stromstärken bis zu 10^{-10} A nachweisen. Da der Detektor auf das Quadrat der Stromstärke reagiert, sind die Galvanometerauslässe proportional der vom Sender ausgestrahlten Energie.

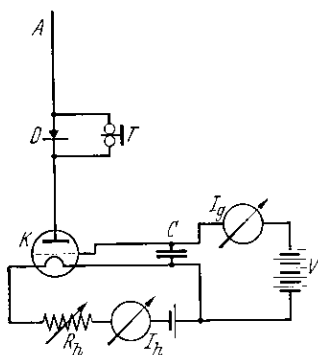


Abb. 5. Detektorresonator mit spannungsgespeistem Dioden-erregung nach Okabe.

c) Entdämpfung.

Ein Nachteil des Detektors ist sein hoher Dämpfungswiderstand, der allerdings bei ultrakurzen Wellen gegenüber dem Strahlungswiderstand eines Dipols nicht so ins Gewicht fällt, wie bei längeren Wellen. Seine Verlustleistung läßt sich dadurch eliminieren, daß dem Resonator von einem besonderen Hilfs-sender Schwingungsenergie zugeführt wird.

d. h. dadurch, daß der Detektorresonator fremd entdämpft wird. In dieser Hinsicht sind zahlreiche Kombinationen möglich, von denen zwei

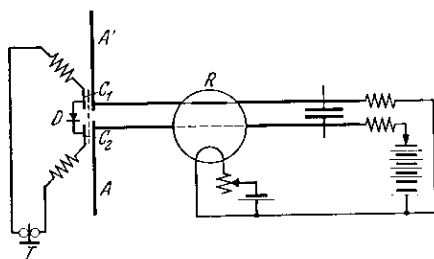


Abb. 6. Detektorempfänger, durch Bremsfeldsender entdämpft, nach Hellmann.

besonders anschauliche hier angeführt seien: Die Abb. 5 veranschaulicht einen Gitterdiodengenerator (vgl. Bd. I, Kapitel 3, Abschnitt 1, D, c), der über die spannungsmäßig isolierte Anode K mit dem Detektorresonator kapazitiv gekoppelt ist [2], während die Abb. 6 die Entdämpfung durch einen strom-gekoppelten Bremsfeldsender zeigt [3]. Es ist einleuchtend, daß die Verhältnisse wie bei

jedem normal entdämpften Empfänger liegen, nämlich so, daß die Empfangslautstärke am größten wird, wenn die Abstimmung der Lecher-Leitung und die Einstellung der Röhrenspannungen und Ströme so vorgenommen wird, daß der Erregersender auf der zu empfangenden Welle unmittelbar vorm Selbstschwingen steht.

d) Anomalien des Detektoreffekts.

Im allgemeinen ist der Detektorgleichstrom stets so gerichtet, daß die Elektronen von der Metallspitze zum Kristall übergehen. Demgegenüber lassen sich aber auch Detektoreinstellungen finden, wo der Kristall die Rolle einer Spitze übernimmt, wenn nämlich eine stumpfe Nadel auf mikroskopisch feine Kristallecken, wie sie in haarfeinen Rissen der Kristalloberfläche vorhanden sind, aufgesetzt wird. In diesem Fall fließt der Elektronenstrom in umgekehrter Richtung, d. h. vom Kristall zur Spitze. Auch bei sehr großen Energien, welche die Kontaktstelle stark erwärmen und das Kristallgefüge zerstören, kann eine Umkehr der Stromrichtung auftreten, doch handelt es sich hierbei anscheinend um einen thermischen Effekt, wie er auch durch reine Erwärmung, z. B. bei Annäherung der Hand oder bei Bestrahlung auftritt.

Bei sehr hohen Frequenzen ($\lambda < 3-4$ m) und bei bestimmten Detektorkombinationen treten solche Anomalien unter Umständen in weitaus stärkerem Maße auf. Besonders bei Bleiglanzdetektoren kehrt der Detektorstrom leicht sein Vorzeichen um, wenn die Frequenz trotz konstant bleibender Einstellung erhöht wird, wobei dann eine kritische Frequenz durchlaufen wird, bei welcher der Detektor vollkommen versagt [4]. Ferner besteht in solchen Fällen keine sichere Proportionalität zwischen Richt- und Hochfrequenzstrom mehr [5], vielmehr kann sich die Eichkurve, d. h. der Galvanometerausschlag in Abhängigkeit vom Schwingstrom des Senders, umkehren und über eine Nullstelle unter die Abszisse absinken. Solche Inversionerscheinungen variieren außerordentlich je nach der Detektoreinstellung. Meistens sind die Umkehrbereiche nur schwach ausgeprägt. Eine physikalische Erklärung kann an Hand des vorliegenden Beobachtungsmaterials noch nicht gegeben werden.

Bei längeren Wellen läßt sich die Gleichrichterwirkung von Detektoren bekanntlich durch eine konstante Vorspannung etwas verbessern, doch bringt diese Maßnahme bei Ultrakurzwellen keinen Erfolg. Günstiger wirkt die Überlagerung einer Wechselspannung von 10–20000 Hz, die dem Detektor als Vorspannung zugeführt wird [6]. Dieser Effekt ist vielleicht damit zu erklären, daß bei sehr hohen Frequenzen die Zeitdauer einer Halbschwingung zu kurz ist, um die Polarisierung des Detektormaterials merklich zu ändern. Im vorliegenden Fall wird die Polarisationsarbeit vermutlich von der Hilfsfrequenz geleistet, so daß der Ultrakurzwellen nur noch eine sekundäre, den Richteffect beschleunigende oder verzögernde Rolle zufällt.

B. Das Audion.

Ebenso wie in der Technik des Empfangs längerer Wellen ist die Elektronenröhre dem Detektor auch im Ultrakurzwellengebiet als Strombahn mit nichtlinearer Charakteristik und mit einseitigem Leitvermögen überlegen, nicht nur hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit, sondern auch wegen ihrer Beständigkeit und Betriebssicherheit. Der einfachste Gleichrichter dieser Art ist bekanntlich die aus Glühkathode und Anode bestehende Zweipolröhre (Diode), die mit oder ohne Vorspannung betrieben

werden kann. Sie hat den Nachteil, daß die gesamte gleichgerichtete Stromkomponente von der hochfrequenten Steuerspannung geliefert werden muß, so daß die Empfangskreise wie beim Detektor stark gedämpft werden. In der normalen Empfängertechnik hat sie erst in neuerer Zeit wegen der Vorzüge, die sie beim Verarbeiten großer Amplituden und bei der Beschaffung der Schubspannung für automatische Lautstärkeregelung bietet, wieder Eingang gefunden. Im Ultrakurzwellengebiet, wo wegen der Schwierigkeit einer wirksamen Trägerfrequenzverstärkung nur die kleinen Steuerspannungen des Eingangskreises zur Verfügung stehen, und wo eine Regelung der hochfrequenten Vorverstärkung nicht in Frage kommen kann, sind diese Vorzüge freilich illusorisch, doch gewinnt die Diode im Dezimeterwellenband wieder an Bedeutung, wie in einem späteren Abschnitt dieses Kapitels noch genauer zu zeigen sein wird.

Von dem Nachteil des Leistungsverbrauchs ist die mit Anodengleichrichtung arbeitende Dreielektrodenröhre zwar frei, doch hat sich dieser Gleichrichter im Ultrakurzwellengebiet praktisch nicht durchzusetzen vermocht, weil er an Empfindlichkeit, auf die es aus den eben erwähnten Gründen gerade hier sehr ankommt, von der mit Gittergleichrichtung arbeitenden Dreipolröhre, dem Audion, weit übertroffen wird.

a) Das induktiv rückgekoppelte Schwingaudion.

Der Mechanismus der Audiongleichrichtung muß im einzelnen als bekannt vorausgesetzt werden, nur soviel sei wiederholt, daß sich die Audionwirkung in zwei Teilvorgänge zerlegen läßt, nämlich einmal in die eigentliche, auf der gekrümmten Gittercharakteristik beruhende Gleichrichtung, welche an die Widerstands-Kapazitätskombination im Gitterkreis Richtspannungen liefert, und zum anderen in eine verstärkte Übertragung dieser Richtspannungen auf die Anodenseite. Neben der Gleichrichtung findet aber auch eine Verstärkung der hochfrequenten Trägerkomponente statt, so daß sich das Audion durch Einführung einer beliebigen Rückkopplung entdämpfen läßt, ohne daß der Richteffekt an sich beeinträchtigt wird.

Solange es sich um Wellenlängen von 10 bis zu etwa 5 m herunter handelt, können die bei längeren Wellen gebräuchlichen Audionschaltungen im Grunde unverändert beibehalten werden, wenn nur die frequenzbestimmenden Schaltelemente, in erster Linie natürlich der Eingangskreis, den hohen Frequenzen sinngemäß angepaßt wird. Das grundsätzliche Schaltungsschema eines zur Aufnahme des Ultrakurzwellenrundfunks auf einer Welle von etwa 7 m dienenden Audions zeigt die Abb. 7 [7]). L_1 und C_1 ist der eigentliche Eingangskreis, bestehend aus einer Spule mit drei Windungen von 3 cm Durchmesser und aus etwa 2 mm starkem Kupferdraht, die zwecks Vermeidung von Verlusten am einfachsten freitragend montiert wird, und aus einem hochwertigen Drehkondensator von rund 50 cm Maximalkapazität, zweckmäßig mit Calitisation und Feineinstellung. Der die Richtspannungen liefernde Gitterableitwiderstand R_g hat 1–3 M Ω , und die Gitterkapazität C_g soll einige hundert Zentimeter groß sein und nach Möglichkeit Luftdielektrikum besitzen. Da der Eingangswiderstand einer

modernen Audionröhre bei den hier herrschenden Frequenzen wesentlich kleiner ist als der Resonanzwiderstand eines verlustfrei aufgebauten Schwingungskreises, ist es unter Umständen vorteilhaft, wenn nur ein Teil der Eingangsspannung von der Induktivität L_1 abgegriffen wird.

Die aperiodisch arbeitende Antenne, als welche eine einfache Rundfunkantenne benutzt werden kann, ist über den kleinen Kondensator C_2 von wenigen Zentimetern Kapazität angekoppelt, wobei man das Audion durch eine T-förmige Widerstandsverzweigung R , R' und R'' von je etwa 500Ω vor einer kapazitiven Verstimmung durch die Antenne schützen kann [8].

Die Rückkopplung geschieht über die Koppelspule L_2 , die mit etwa 5 Windungen von 2 cm Durchmesser freitragend innerhalb der Empfangskreissspule L_1 montiert wird. Der Anodenkreis der Audionröhre schließt sich über L_2 , die Drossel D , den Ausgangsüberträger T und über einen variablen Widerstand R_a von 10- bis 20000Ω , die beiden letzten Teile durch Blockkondensatoren C_3 (1000 cm) und C_4 (0,1 MF) überbrückt, zur Anodenspannung E_a . Die Drossel D (rund 30 Windungen, 2 cm Durchmesser und 0,5 mm Drahtstärke) sperrt die hochfrequente Komponente des Anodenstroms und würde die Rückkopplung unterbinden, wenn nicht über den Drehkondensator C_5 (300 bis 500 cm Maximalkapazität) ein kapazitiver Nebengeweg geschaffen wäre. Vermittels dieses Kondensators läßt sich die Rückkopplung in weiten Grenzen regulieren, während der Anodenspannungsregler R_a eine Feineinstellung mit sehr schwacher Rückwirkung auf die Abstimmung des Gitterkreises zuläßt. Die Röhre muß eine leicht und weich anschwingende Audionröhre sein (A 411, RE 084 oder REN 904). Um den Schwingungseinsatz den optimalen Arbeitsbedingungen angleichen zu können, ist der Eingangskreis und über diesen der Ableitwiderstand R_g zu einem die Heizleitungen überbrückenden Potentio-

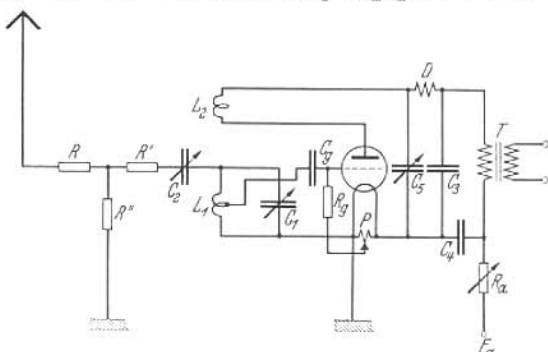


Abb. 7. Induktiv rückgekoppeltes Audion für ultrakurze Wellen.

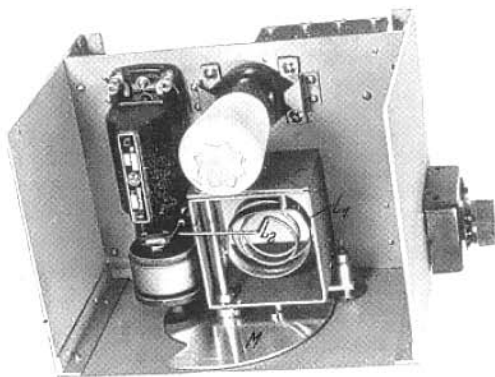


Abb. 8. Ultrakurzwellen-Audionvorsatz der Telefunken-Gesellschaft.

meter P geführt. Für den praktischen Aufbau des Geräts sind im übrigen dieselben Gesichtspunkte maßgebend, wie sie hinsichtlich des Aufbaus von Ultrakurzwellensendern angeführt worden sind (Band I, Kapitel 2, Abschnitt 3, B), die hier daher nicht noch einmal wiederholt zu werden brauchen.

Die Abb. 8 zeigt die Ansicht eines von der Telefunken-Gesellschaft entwickelten Ultrakurzwellenaudions, das als Vorsatzgerät für den Verstärkerteil eines beliebigen Rundfunkempfängers gedacht ist. Gegenüber dem Schaltschema der Abb. 7 ist dieser Empfänger insofern etwas

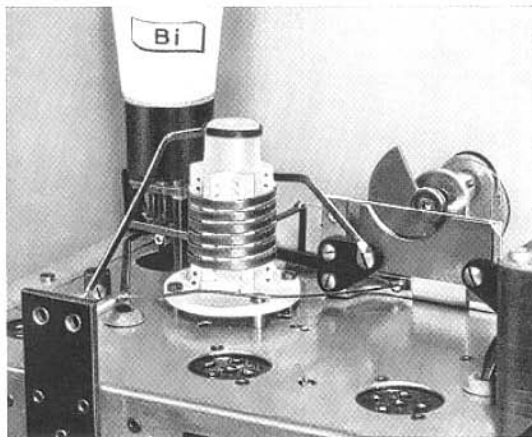


Abb. 9. Ultrakurzwellenempfänger der Firma Lorenz.

vereinfacht, als der Rückkoppelkondensator C_5 und das Ableitpotentiometer P fortgelassen sind, doch ist die Rückkoppelspule so abgeglichen, daß zur

Rückkopplungsbedingung der Anodenwiderstand R_a genügt. Die

Schwingkreisspule L_1 bilden 2 Windungen eines starken Kupferbandes, während der Abstimmkondensator C_1 aus einer sektorförmigen Metallplatte M besteht, die gegenüber der Vorderwand des Ab-

schirmkastens geschwenkt wird, die damit gleichzeitig die geerdete Gegenbelegung darstellt.

Als weiteres Beispiel zeigt die Abb. 9 einen Ultrakurzwellenrückkopplungsempfänger, der mit einer Audionröhre, zwei Niederfrequenzstufen und mit Netzanschluß arbeitet. Die Schwingkreisspule besteht aus Kupferband und ist auf einen keramischen Träger aufgewickelt. Hinter der Spule ist die Röhre etwas erhöht aufgestellt, um möglichst kurze Verbindungsleitungen zu erhalten. Die Anordnung der Rückkopplung weicht von dem vorhergehenden Schema etwas ab, denn sie wird durch eine Verlängerung der Abstimmungspule gebildet. Zu diesem Zweck trägt der Spulenkörper insgesamt sechs Windungen mit einer in dem Lichtbild deutlich sichtbaren Abzweigung bei der vierten: Vier Windungen entfallen auf den Schwingkreis, die restlichen zwei auf die Rückkopplung. Durch alleinige Änderung des Anodenpotentials wird auf diese Weise ein sehr weicher Schwingungseinsatz erzielt, der die volle Empfindlichkeit des Geräts auszunutzen gestattet. Interessant ist die Antennenkopplung, die man in Form eines offenen Drahttrings auf dem oberen Ansatz des keramischen Spulenkörpers erkennt. Wegen der Kapazität von nur wenigen Zentimetern ist die Antenne sehr lose angekoppelt.

Selbstverständlich lassen sich in Anlehnung an die normale Empfangstechnik noch zahlreiche Modifikationen des Schwingaudions, wie z. B.

Gegentaktschaltungen [9] finden, doch ist damit nichts grundsätzlich Neues gewonnen. Auf weitere Einzelheiten einzugehen, würde daher den Rahmen des vorliegenden Buches bei weitem überschreiten, zumal das Audion bei den im folgenden behandelten Empfangsmethoden noch in verschiedenen Formen wiederkehren wird.

Über die Antennenfrage ist kurz noch folgendes zu sagen: In Sendernähe genügen normale Rundfunkantennen von 10—15 m Länge. In größerem Abstand sind diese indessen nicht mehr zu empfehlen, weil sie aperiodisch wirken, und den Störpegel unnötig heben. Wesentlich günstiger ist ein vom Empfänger ausgehender Draht von $\lambda/2$ Länge, und bei induktiver Ankopplung, die man über eine Spule von einer oder zwei Windungen vornimmt, legt man zweckmäßig nochmal einen solchen Draht als Gegengewicht aus. Allerdings haben solche Antennen den großen Nachteil, daß sie außerordentlich kapazitätsempfindlich sind, und selbst bei loser Ankopplung noch stark auf den Empfänger zurückwirken. Besonders unangenehm sind kapazitive Störungen durch Personen, die sich im Empfangsraum und in den Nachbarräumen bewegen, wodurch erhebliche Schwankungen der Eingangsspannung entstehen können.

Sehr viel besser als eine Innenantenne ist eine über dem Dache angebrachte Außenantenne, nämlich ein Dipol von $\lambda/2$ Länge, der mit dem Empfänger über eine spannungs- oder stromgekoppelte Zweidrahtleitung verbunden wird. Genauer werden solche Antennensysteme noch in Kapitel 2 behandelt werden.

b) Das Ultraaudion.

Genau so wie bei der Schwingungserzeugung wird es naturgemäß auch auf der Empfangsseite immer schwieriger, die für eine empfindliche Empfangsmethode unerläßliche Schwingfähigkeit zu erzielen, je höher die Frequenzen werden. Zweckmäßig geht man von einer für den gewünschten Frequenzbereich bestimmten Senderschaltung aus und sucht durch Einfügen von weiteren der Gleichrichtung dienenden Schaltelementen eine genügende Empfangsempfindlichkeit zu erreichen. Auf diesem Wege gelangt man zwangsläufig zur Dreipunkt- oder Spannungsteilerschaltung. Daß diese einfache Selbsterregungsschaltung beim Empfang längerer Wellen nicht gebräuchlich ist, liegt daran, daß sich dort eine stetige Veränderung der Rückkopplung nur schwer durchführen läßt. Im Ultrakurzwellengebiet, wo die Schwingspule nur noch aus einer einzigen Drahtschleife verfertigt werden kann, läßt sich das Problem jedoch auf einfachste Weise dadurch lösen, daß der Anodenspannungsanschlußpunkt mittels eines Schleifkontakts verschoben wird, wie es das Schema der Abb. 10 erkennen läßt [10, 12]. Im übrigen unterscheidet sich der Empfänger von einem Dreipunkt-sender nur durch Hinzufügen des Gitterblocks C_g und der hochohmigen Gitterableitung R_g , sowie durch den Übertrager T oder ein

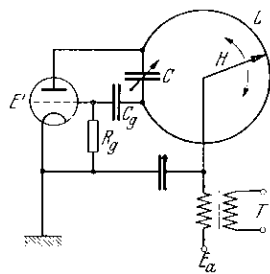


Abb. 10. Audion in Dreipunktschaltung mit verschiebbarem Anodenleitungsanschluß nach Hollmann.

Telephon im Anodenkreis. Abb. 11 zeigt den praktischen Aufbau eines solchen Empfängers für $\lambda = 4-7$ m im Lichtbild. Nötigenfalls kann die Rückkopplungseinstellung wie bei den vorher beschriebenen Audionempfängern durch einen regelbaren Anodenwiderstand verfeinert werden.

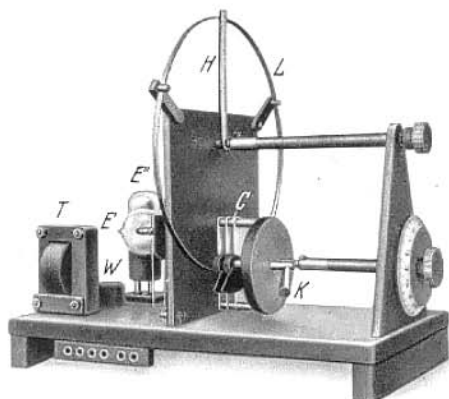


Abb. 11. Ansicht eines Empfängers entsprechend Abb. 10.

Um trotzdem noch eine Abstimmung vornehmen zu können, bleibt nur die Reihenschaltung einer variablen Kapazität übrig, für deren Einbau vom Sender her der Schwingungsknoten, an dem auch die Anodenleitung angeschlossen wird, als günstigste Stelle bekannt ist. Auf

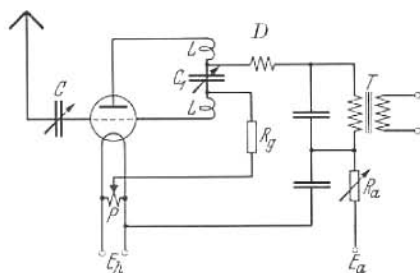


Abb. 12. Schema eines Ultraaudions.

innere Röhrenkapazität bestimmt wird, läßt sie sich durch den Abstimmkondensator C_1 nur in einem schmalen Bereich variieren. Gleichzeitig fällt C_1 die Aufgabe zu, Anoden- und Gitterspannung zu trennen, sowie den Gitterkondensator zu ersetzen. Auf der Anodenseite wird die Anodenleitung über den Ausgangsübertrager T und den Spannungsregler R_a geführt, während die gitterseitige Belegung über den Widerstand R_g zur Kathode bzw. zum Potentiometer P abgeleitet ist. Im übrigen ist der Aufbau analog dem vorher beschriebenen Audion mit induktiver Rückkopplung. Die Antenne kann je nach den Verhältnissen

Eine ähnliche rückwirkungs-freie Regelung der Anfachung ist auch mit Hilfe eines Sperrkreises in der Heizleitung möglich und ergibt vor allem bei niedriger Anodenspannung und bei schwacher Heizung einen sehr weichen Schwingungseinsatz.

Will man zu Wellen der Größenordnung von 3 m und darunter übergehen, so muß man auch beim Empfang auf eine veränderliche Parallelkapazität im Schwingkreis verzichten, und darf nur mit der festen Röhrenkapazität rechnen.

über eine Koppelschleife rein induktiv oder über C kapazitiv an das Gitter angekoppelt werden. Die Drossel D hält auch hier die Hochfrequenz von der Anodenleitung fern und erleichtert den Schwingungseinsatz, zu dessen Regelung nur der Anodenwiderstand R_a , das Potentiometer P und schließlich noch die Röhrenheizung zur Verfügung stehen. Für einen Wellenbereich um 3 m erhält die Spule L insgesamt drei Windungen von etwa 4 cm Durchmesser, von denen zwei auf die Anoden- und eine auf die Gitterseite entfallen. Bei der Bemessung von Spulen für andere Wellenbereiche geht man am besten empirisch vor, was, da es sich nur um wenige Windungen handelt, praktisch nicht schwer ist. Die Erdung eines Ultrakurzwellenempfängers hat nur wenig Sinn, weil die Hoch-

frequenzwiderstände langer Erdleitungen zu groß sind. Sorgfältige Abschirmung des Empfängers in doppelten Metallkästen, und die Bedienung hochfrequenz-

führender Einstellorgane über isolierende Achsen, Maßnahmen, die aus der allgemeinen Empfangstechnik bekannt sind, verstehen sich im Ultrakurzwellengebiet von selbst.

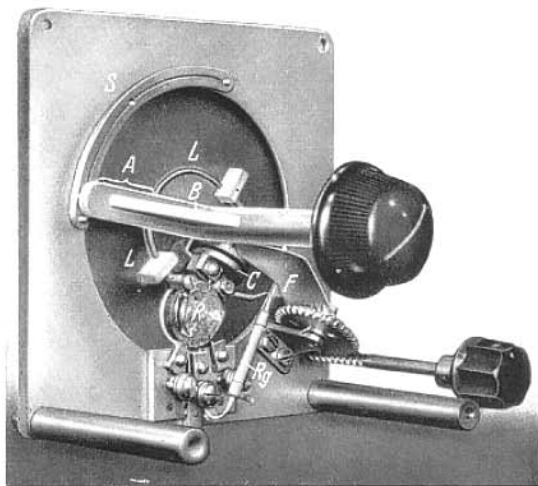


Abb. 13. Ultraaudion mit Liliputröhre.

Wenn die beiden Spulenteile in Abb. 12 durch Drahtbügel oder durch ein Paralleldrahtsystem ersetzt werden, ist das Ultraaudion bis zu Dezimeterwellen herab verwendbar, doch tritt als erschwerend hinzu, daß die Gleichrichterwirkung normaler gittergesteuerter Röhren im allgemeinen unterhalb $5 \cdot 10^8$ Hz versagt. Der physikalische Grund ist in den endlichen Elektronenlaufzeiten innerhalb des Gitter-Kathodenraums zu erblicken, die, wenn auch noch keine vollständigen Inversionen, so doch jedenfalls eine Verflachung der ultradynamischen Gitterkennlinie verursachen, während die ultradynamische Phasenverschiebung zwischen Gittersteuerspannung und Anodenstrom die Schwingungsanfachung und Entdämpfung unterbindet. Hier bringen infolgedessen nur Spezialröhren, wie sie zur Erzeugung von Dezimeterwellen entwickelt sind, nämlich Oxydröhren mit kleinen Innenwiderständen und Liliputröhren mit ihren winzigen Elektrodenabständen eine Verbesserung (vgl. Band I, Kapitel 2, Abschnitt 3, A). Dem Aufbau eines derartigen Ultraaudions mit Liliputröhre liegt grundsätzlich das oben gezeigte Schema zugrunde, doch entsteht bei Wellen um 0,5 m die Gefahr, daß sich die Anordnung, falls sie nicht sorgfältig verblockt und

verdrosselt ist, in einer längeren, durch die Leitungen, Drosseln und Schaltkapazitäten bedingten Welle erregt. Eine äußerst wirksame Verblockung läßt sich dadurch erzielen, daß man das Ultraaudion in einem entsprechend ausgeschnittenen Blech anbringt, wie es das Lichtbild der Abb. 13 erkennen läßt. Zwecks Regulierung der Rückkopplung führt von der Schwingkreisschleife L ein kleines Federblech A , das von einem schwenkbaren Arm B aus Isoliermaterial getragen wird, zu dem von der Grundplatte isolierten und unter Anodenspannung stehenden Segment S . Zur Feinregulierung des Abstimmkondensators C ist eine, zwischen die Kondensatorplatten tauchende Glimmerfahne F vorgesehen.

Außer Oxydfadenröhren gibt es noch eine Röhrengattung, die sich vorteilhaft für Dezimeterwellenempfänger verwenden läßt, nämlich

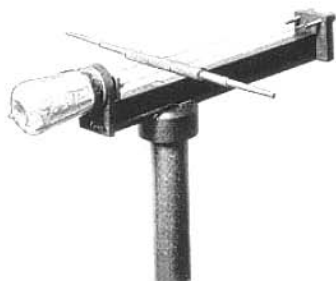


Abb. 14. Dezimeteraudion mit „Ultra“-Röhre.

gasgefüllte Röhren, wie sie früher als „Ultra“-Röhren im Handel waren, und die beim Betrieb neben Elektronen durch Stoßionisation entstandene positive Ionen enthalten. Einen mit einer derartigen „Ultra“-Röhre und mit einem Lecher-System ausgerüsteten Dezimeterempfänger, dessen Abstimmbrücke als Dipol ausgebildet ist, zeigt die Abb. 14 [11]. Seine Empfindlichkeit ist jedoch nicht viel höher als die eines Detektors und reicht an die weiter unten beschriebenen Spezialempfänger für das Dezimeterband nicht entfernt heran.

Zum Schluß dieses Abschnitts sei noch kurz auf Versuche hingewiesen, die Abstimmungsschwierigkeiten eines Ultrakurzwellenempfängers dadurch zu beheben, daß dieser ebenso wie der korrespondierende Sender durch einen Turmalinresonator stabilisiert wird, wobei die Frequenz des empfangsseitigen Turmalins mit der des senderseitigen natürlich genauestens übereinstimmen muß. So überzeugend dieser Gedanke auf den ersten Blick zu sein scheint, hat sich doch ein schwerwiegender Nachteil insofern herausgestellt, als sich wegen der thermischen Belastung des Senderturmalins ein gewisser Frequenzgang nicht ganz vermeiden läßt, welchem der Empfänger natürlich nicht zu folgen vermag, und dem durch komplizierte und den ganzen Vorteil wieder illusorisch machende Verstimmsmaßnahmen begegnet werden muß.

c) Die Wirkungsweise des Schwingaudions.

Grundsätzlich ist die Wirkungsweise des Schwingaudions bei ultrakurzen Wellen die gleiche wie bei langen Wellen, und hier wie dort lassen sich drei Empfangsmöglichkeiten unterscheiden, die nur durch den Grad der Rückkopplung bedingt sind [12].

a) **Gewöhnlicher Audionempfang.** Wird die Rückkopplung so lose gewählt, daß sie noch nicht zur Selbsterregung führt, so wirkt sie nur

dämpfungsvermindernd, woraus eine beträchtliche Empfindlichkeitssteigerung des Empfängers resultiert. Da die Entdämpfung nur für eine bestimmte Wellenlänge gilt, erhält man eine sehr schmale Resonanzkurve und eine beträchtliche Selektivität. Zieht man die Rückkopplung etwas fester an, so geht der gewöhnliche Audionempfang in den

β) **Schwingaudionempfang erster Art** über, welcher dadurch gekennzeichnet ist, daß die Rückkopplung so nahe vor der Einsatzgrenze selbständiger Schwingungen steht, daß unter der Einwirkung der Fernerregung, auf deren Welle das Audion genau abgestimmt sein muß, Schwingungen einsetzen. Diese kohärenten Lokalschwingungen vergrößern die Amplitude der Fernerregung und bewirken eine gewissermaßen relaisartige Hochfrequenzverstärkung. Ein ähnlicher Effekt läßt sich unter Vermittlung einer Ultrakurzwelle auch bei längeren, z. B. bei Rundfunkwellen ausnutzen, indem die lange Welle einen örtlichen Ultrakurzwellenoszillator moduliert, der gleichzeitig als Zwischen sender und Audion arbeitet [13]. Das Kriterium für diese und die gewöhnliche Empfangsart ist der Anodenstrom, der bei Fortfall der Fernerregung auf seinen Ruhewert zurückgehen muß. Zieht man die Rückkopplung über die Grenze der Selbsterregung an, so entsteht der

γ) **Schwingaudionempfang zweiter Art**, bei dem es sich um eine Art Überlagerungsempfang handelt: jetzt geht der Anodenstrom nicht mehr auf seinen Ruhewert zurück. Auch wenn die Eigenschwingungen des Empfängers gegenüber der Frequenz der Fernerregung etwas differieren, wird die Frequenz des Ultraaudions von der einfallenden Welle mitgenommen, und innerhalb dieses Mitnahmebereichs ist dann ebenfalls der einwandfreie Empfang eines modulierten Senders möglich. Allerdings erzielt man mit dieser Empfangsmethode nur dann ein günstiges Resultat, wenn die Lokalschwingungen im Vergleich zu den einfallenden Fremdschwingungen nicht zu stark sind, weil nämlich nur dann eine praktisch ausreichende Mitnahme vorhanden ist. Gerade beim Ultraaudion ist diese Bedingung aber schwer einzuhalten, selbst wenn man die Lokalschwingungen durch eine künstliche Dämpfung, z. B. durch eine dem Empfangskreis genäherte und durch die induzierten Wirbelströme rückwirkende Metallplatte klein zu halten versucht. Allgemein ist daher zu sagen, daß der Schwingaudionempfang zweiter Art bei Ultrakurzwellen nur in der Nähe eines Senders in Frage kommt. In größeren Entfernungen bleibt nur der einfache Audioneffekt, und der aus diesem hervorgehende Schwingaudionempfang erster Art übrig.

C. Hochfrequenzverstärkung.

Natürlich ist auch beim Empfang von modulierten Ultrakurzwellen die allgemeine Forderung zu erfüllen, daß die Bandbreite des Empfängers groß genug sein muß, um alle Modulationsfrequenzen durchzulassen. Hierdurch wird der Entdämpfung eines Ultraaudions eine Grenze gesetzt. Bei Sprachmodulation besteht zwar keine Gefahr, daß die Seitenbänder beschnitten werden, dagegen kann dies wohl bei Zwischenmodulation mit einer oder mehreren Hochfrequenzen sowie beim Fernsehen mit hoher Bildauflösung der Fall sein, wo die erforderlichen Bandbreiten

um zwei bis drei Zehnerpotenzen höher sind als beim Ultrakurzwellenrundfunk.

Wenn der Empfänger nicht bis unmittelbar an die Grenze des Schwingungseinsatzes entdämpft werden darf, bleibt zur Steigerung der Empfangsempfindlichkeit allein die Trägerfrequenzverstärkung übrig, wenn man zunächst von den Empfangsmethoden, die mit einer niedrigeren Hilfsfrequenz arbeiten, nämlich der Pendelrückkopplung und dem Überlagerungs Empfang absieht. Bei der Hochfrequenzverstärkung ergeben sich ähnliche Schwierigkeiten wie bei der Schwingungserzeugung (vgl. Band I, Kapitel 2, Abschnitt 2 und 4). Zwar ist durch einwandfreie Messungen nachgewiesen, daß die Steilheitswerte moderner Röhren bis herunter zu Wellenlängen von wenigen Metern innerhalb des allgemeinen Meßfehlers gleich den statischen Werten sind [14], und daß ein Abfall der Steilheit durch den Übergang zu „ultradynamischen Kennlinien“ demnach erst von der Metergrenze an zu erwarten ist; dagegen haben die übrigen Bestimmungsstücke einer Elektronenröhre, der innere Anoden- und Gitterwiderstand und die inneren Röhrenkapazitäten weniger einfache physikalische Bedeutung und andere Werte als bei niedrigeren Frequenzen. Besonders die unvermeidlichen Toleranzen der Röhrenkapazitäten sowie ihre Veränderungen bei Lautstärke-reglung und beim Austausch von Röhren machen es in Anbetracht der einzuhaltenden Abstimmung und Bandbreiten erforderlich, die Impedanzen des Gitter- und Anodenkreises nicht zu hoch zu wählen. Als praktische Bemessungsregel kann etwa gelten, daß man eine Kreisimpedanz von soviel tausend Ohm zulassen darf, als die Wellenlänge in Metern beträgt: Also z. B. bei 4 m Welle $4000\ \Omega$ und bei 10 m Welle $10000\ \Omega$ usw.

Die Eingangs- und Ausgangsimpedanz läßt sich durch entsprechende Kapazitäten und Parallelwiderstände darstellen. Während die Anodenkapazität im kalten und im betriebsmäßig warmen Zustand der Röhre praktisch die gleichen Werte aufweist, steigt die Gitterkapazität bei Inbetriebnahme durchschnittlich um etwa 10% an. Die „kalten“ Parallelwiderstände nehmen zwischen 60 und 5 m Welle um den Faktor 10 bis 20 ab, was dielektrischen Verlusten, Kriechströmen u. dgl. zugeschrieben werden muß. Bei warmer Röhre fällt der Eingangs- und Ausgangswiderstand ungefähr proportional mit $1/\omega^2$, was sich vor allem auf der Gitterseite ungünstig auswirkt, weil die zusätzliche Gitterdämpfung die Gitterresonanzspannung und die damit erzielbare Verstärkung verringert.

Die physikalische Ursache für diese Gitterdämpfung, die selbst bei negativ vorgespanntem Gitter auftritt, liegt in den endlichen Elektronenlaufzeiten oder darin, daß sich das Feld im Verhältnis zu den Laufzeiten zu schnell ändert. In diesem Fall kann ein Elektron nämlich aus dem Wechselfeld soviel zusätzliche Energie aufnehmen, daß es imstande ist, gegen ein negativ vorgespanntes Gitter anzulaufen und einen Gitterstrom hervorzurufen. Besonders ausgeprägt ist der Effekt, wenn das Elektron umkehren muß. Dies läßt sich deutlich an Röhren mit durchbrochener Anode zeigen, deren Anode ähnlich wie das Gitter einer Bremsdiode wirkt (vgl. Band I, Kapitel 3, Abschnitt 1, D, c) [15]. Die

phasenverschobenen oder pendelnden Raumladungen induzieren im Gitter einen Verschiebungsstrom, der für die zusätzliche Dämpfung verantwortlich ist. Für die komplexe Gitterimpedanz:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R} - \frac{1}{jX},$$

ergibt die Theorie:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{20} S \omega^2 \vartheta^2$$

und

$$\frac{1}{X} = -\frac{2}{3} S \omega \vartheta.$$

Darin bedeutet ϑ die mittlere Elektronenlaufzeit und S die Steilheit der statischen Gitterstromkennlinie. Da S direkt proportional $\sqrt{E_g}$ und ϑ umgekehrt proportional $\sqrt{E_g}$ ist, folgt, daß sich die Gitterdämpfung mit $1/\sqrt{E_g}$ ändern muß, d. h. sie muß bis zu einem gewissen Grad anwachsen, wenn das Gitter negativ gemacht wird. Diese theoretische Forderung wird durch die in Abb. 15 wiedergegebene Kurve bestätigt, die mit einer Röhre mit besonders weitem Gitter ($d_g = 1$ cm) und bei einer Welle von 25 m aufgenommen worden ist [15]. Die Abb. 16 zeigt die Beziehung zwischen $1/R$ und λ für dieselbe Röhre bei einer festen Gittervorspannung von -6 V. Man erkennt nicht nur die erwartete quadratische Abhängigkeit, sondern findet auch eine gute quantitative Übereinstimmung, denn für $\lambda = 20$ m ergibt sich z. B. ein theoretischer Wert von $1/R = 100000 \Omega$, während die Kurve 64000Ω zeigt.

Im Rundfunkwellenbereich kann der Dämpfungswiderstand der Theorie und dem Experiment entsprechend zwar nur sehr hoch ohmig sein, doch ist der Dämpfungseffekt in Anbetracht der beträchtlichen Schwingkreisgüte immerhin so stark ausgeprägt, daß er hier zuerst bei der Entwicklung von mehrpoligen Mischröhren beobachtet worden ist. Nachdem der Effekt durch Theorie und Messung hinreichend geklärt war, hat man die Laufzeiten durch Verkleinerung der Elektrodenabstände auf das fabrikatorisch mögliche Mindestmaß soweit herabzusetzen vermocht, daß der mit der Dämpfung zusammenhängende Gittergleichstrom selbst an den ungünstigsten Stellen nur noch eine kaum merkbare Veränderung der Gittervorspannung erzeugt. Im Ultrakurzwellengebiet wirkt sich das starke Ansteigen der Gitterdämpfung wegen der Abnahme der Kreiswiderstände nicht so störend aus, wie es auf Grund der Beobachtungen bei längeren Wellen zu erwarten wäre. Mißt man die Gitter-

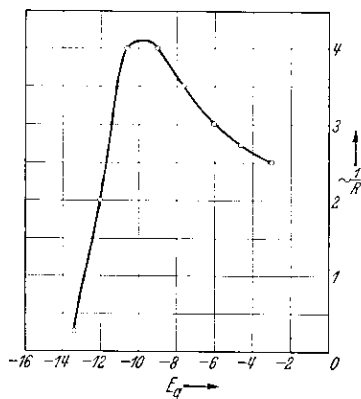


Abb. 15. Die Gitterdämpfung einer Dreipolröhre als Funktion der negativen Gittervorspannung nach Bakker und de Vries.

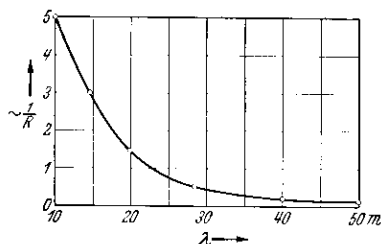


Abb. 16. Die Gitterdämpfung als Funktion der Wellenlänge.

dämpfung als Funktion der Heizung oder des Anodenstroms bei konstanten Elektrodenpotentialen, so zeigt sich bei schwachen Strömen eine negative Dämpfung. Der Gitter-Kathodenraum wirkt offenbar wie

eine gesättigte Diode, und die negative Dämpfung ist dann als Folge einer Kennlinieninversion oder einer Inversion des ultradynamischen Elektronenwiderstands anzusehen, wie in Kapitel 5 des ersten Bandes gezeigt ist.

Was das oben erwähnte Absinken des Anodenparallelwiderstands mit steigender Frequenz betrifft, so kann dasselbe bei längeren Wellen und in Anbetracht der hohen Anodenspannungen unmöglich auf zu langen Elektronenlaufzeiten beruhen, sondern wird vermutlich bedingt durch innere Schaltungsrückkopplungen über die unvermeidlichen Induktivitäten der Elektrodenzuleitungen. Schließlich ist noch die Rückwirkungsimpedanz zwischen Steuergitter und Anode anzuführen, die, wenn sie ihrem Absolutbetrag nach zu kleine Werte annimmt, die Verstärkerschaltung instabil macht und zum Selbstschwingen bringen kann. Bei langen Wellen ist die Rückwirkungsimpedanz bekanntlich gleich der Gitter-Anodenkapazität, wird dann aber bei einer bestimmten Wellenlänge zu Null und verläuft unterhalb dieser negativ und proportional mit ω^2 . Trotzdem haben die beobachteten Rückwirkungen bei modernen Mehrpolröhren (z. B. AF 3 und AF 7 von Philips-Valvo-Telefunken-Tungsram) praktisch

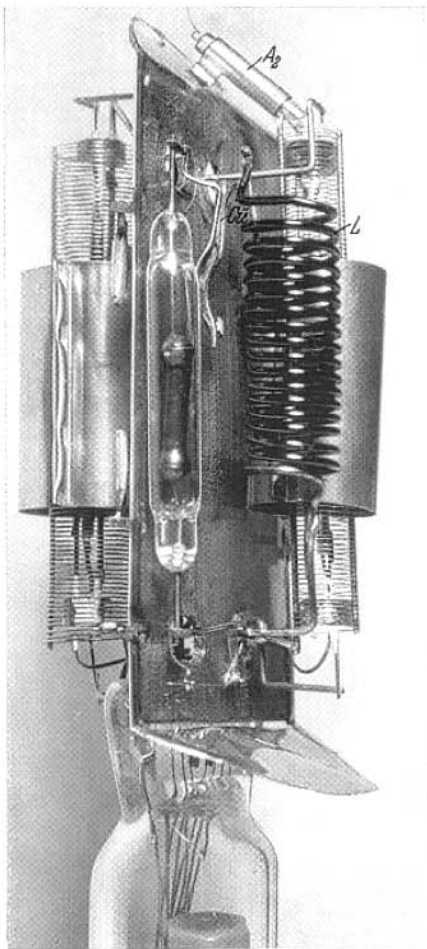


Abb. 17. Systemaufbau einer Schwingdrossel-Zweifachröhre von Ardenne.

keine schlimmeren Folgen, als die gewöhnliche Gitter-Anodenkapazität bei längeren Wellen. Unter Benutzung der modernen Hochfrequenzpenthoden kann eine Verstärkerstufe auf der 7-m-Wellen noch mit einer 14fachen Verstärkung einwandfrei betrieben werden.

Da die Vorschaltung von mehreren, mit scharf abgestimmten Kreisen arbeitenden Hochfrequenzkaskadeneinheiten die Empfangsselektivität vergrößern würde, was durch die Vorverstärkung gerade verhindert werden soll, andererseits eine rein aperiodische Widerstandsverstärkung

mit sehr hohen Anodenbelastungen wegen der kapazitiven Nebenschlüsse einerseits und wegen der aufzubringenden Gleichstromleistung andererseits ebenfalls auf Schwierigkeiten stößt, erscheint die halbaperiodische Verstärkung mit Schwingdrosseln als Anodenwiderstände besonders zweckmäßig. Die mit ausreichendem Verlustwiderstand behafteten Anodendrosseln müssen mit den Röhren- und Schaltkapazitäten in der Mitte des aufzunehmenden Wellenbereichs Resonanz ergeben. Weitere Maßnahmen zur Erzielung einer wirksamen Verstärkung sind: Aufbau von je zwei Röhren mit ihren Kopplungsorganen in einem Glaskolben, was die kapazitiven Nebenschlüsse auf ein Minimum reduziert, Verwendung von Schirmgitterröhren, um die Anodenrückwirkung nach Möglichkeit zu vermeiden und schließlich äußere und innere metallische Abschirmung. Den Aufbau einer nach diesen Gesichtspunkten konstruierten Schwingdrossel-Mehrfachröhre zeigt die Abb. 17 [16]. Rechts

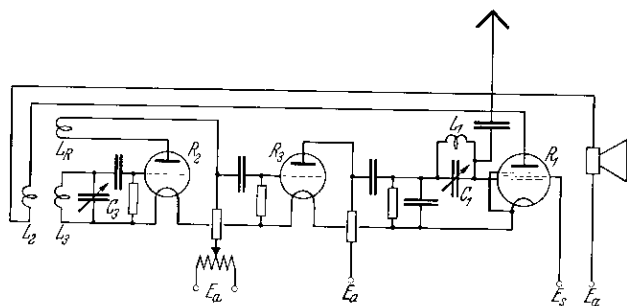


Abb. 18. Dreiröhren-Ultrakurzwellen-Reflexempfänger.

vorn erkennt man die Anodendrossel, in der Mitte den in ein Glasröhrchen eingeschmolzenen Koppelkondensator und rechts und links die beiden Röhrensysteme, deren Schirmgitter besonders lang ausgebildet sind. Der Resonanzwiderstand einer derartigen Drossel kommt auf etwa 5000Ω , und mit einem abgestimmten Ausgangskreis ergibt eine Zweifachröhre auf 7 m Welle eine 10fache Verstärkung, wovon 60% auf die Drosselstufe entfallen. Um zu höheren Verstärkungen zu gelangen, kann man mehrere Doppelröhren kaskadenförmig mit Drossel- oder Schwingkreiszwischenkopplung hintereinanderschalten, wobei auf gegenseitige Entkopplung besonders geachtet werden muß. Mit zwei Doppelröhren gelingt es, eine 100fache Verstärkung und eine Bandbreite von 500 kHz herzustellen.

Aber selbst wenn eine hochfrequente Vorstufe auch keine wesentliche Verstärkung mehr bringt, kann sie von erheblichem Vorteil sein, nämlich zur Entkopplung zwischen Antenne und Audion, sei es, um zu starke Rückwirkungen der Antenne und ihrer Umgebung auf den Empfänger zu mildern, sei es um die Ausstrahlung von Pendelschwingungen oder von Oszillatorschwingungen beim Überlagerungsempfang unmöglich zu machen. Der hierdurch bedingte Röhrenaufwand, der ja keinerlei Besserung der Empfindlichkeit oder der Qualität bringt, läßt sich durch Reflexschaltungen wieder reduzieren [7]. Als Beispiel ist in der Abb. 18

eine solche Reflexschaltung dargestellt, in welcher die Lautsprecher-Endstufe gleichzeitig als hochfrequente Vorröhre geschaltet ist. Zu

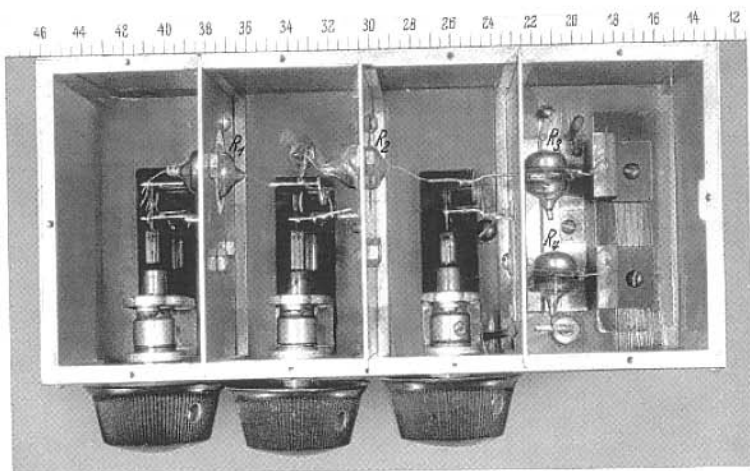


Abb. 19. Lilliputempfänger mit 2 Hochfrequenzstufen, Audion und Endstufe nach Thompson und Rose.

diesem Zweck liegt vor ihrem Gitter der mit der Antenne verbundene Eingangskreis L_1C_1 , und der hochfrequente Ausgang wird über die Spule L_2

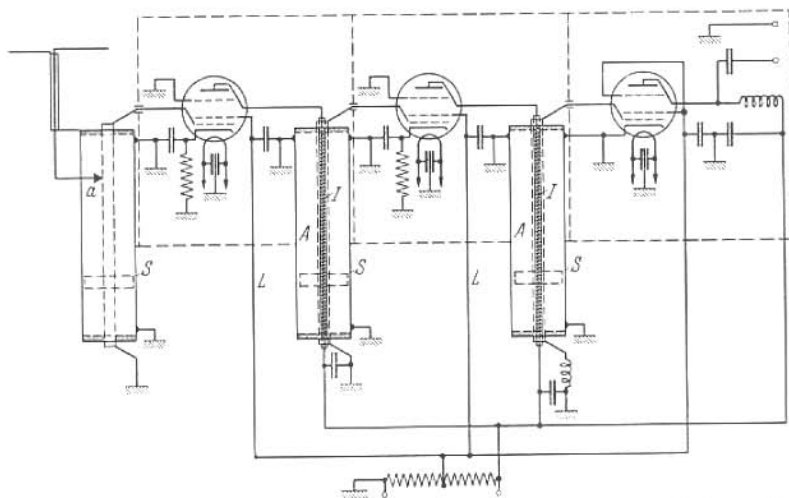


Abb. 20. Schema eines Empfängers für einen Wellenbereich von 1,7–1 m mit konzentrischen Rohrleitungen als Abstimm- und Koppellemente nach Dunmore.

auf den Audionkreis L_3C_3 , der in dem Schema an erster Stelle gezeichnet ist, zurückgeführt. Die Zwischenröhre R_3 ist eine reine Niederfrequenzstufe.

Es ist einleuchtend, daß zur Erhöhung des Verstärkungsgrades oder, was prinzipiell damit gleichbedeutend ist, zur Verschiebung der Frequenz-

charakteristik nach kürzeren Wellen hin, grundsätzlich dieselben Mittel in Frage kommen, wie sie zur Verbesserung des Wirkungsgrades von Rückkoppelsendern angewendet werden, soweit es die besonderen Verhältnisse auf der Empfangsseite hinsichtlich Leistungsaufwand, Röhrenabmessungen u. dgl. zulassen. Unter diesen Umständen ist es leicht verständlich, wenn sich die schon mehrfach erwähnten Liliputröhren auch für den hier vorliegenden Zweck als unübertroffen erweisen, besonders wenn sie noch mit einem Schirmgitter ausgerüstet sind (RCA Acorn Penthode 954) [17]. Gleichzeitig mit den Röhren verkleinern sich auch alle übrigen Ausmaße des Empfängers, wie am anschaulichsten aus der Abb. 19 hervorgeht, die einen mit 2 Hochfrequenzverstärkerstufen R_1 und R_2 , einem Audion R_3 und einer Niederfrequenzröhre R_4 ausgerüsteten Ultrakurzwellenempfänger für eine um 1 m liegende Welle zeigt. Um einen möglichst großen Scheinwiderstand der Anodenkreise zu erhalten, verzichtet man am besten auf variable Abstimmkondensatoren und stimmt den Empfänger nur durch Auseinanderziehen der Schwingkreis-spulen ab. Trotzdem sinkt der Verstärkungsfaktor, der bei $\lambda = 1$ m noch etwa 4 pro Stufe beträgt, bei $\lambda = 75$ cm schon auf 1, d. h. hier hat eine hochfrequente Vorstufe höchstens noch zur Entkopplung zwischen Antenne und Empfänger Zweck.



Abb. 21. Außenansicht eines 5-Röhrenempfängers nach Abb. 20.

Besonders geeignete Belastungswiderstände und Koppellemente für Kaskadenschaltungen stehen in konzentrischen Rohrleitungen von $\lambda/4$ Länge zur Verfügung. Anordnung und Schaltung eines mit solchen Koppelgliedern ausgerüsteten Verstärkers zeigt Abb. 20 [17 b]. Die Anoden der einzelnen Fünfpolröhren sind mit den Innenleitern I der konzentrischen Rohrleitungen L belastet, deren Außenrohre A geerdet sind. Mittels verschiebbarer Reflexionsscheiben S werden die Leitungen auf $\lambda/4$ abgestimmt, so daß an ihren offenen Enden Spannungsbäuche entstehen. Gleichzeitig stehen die Innenleiter I mit den Gittern der nachfolgenden Röhren in Verbindung, wobei die Anoden- und Gittergleichspannungen dadurch voneinander getrennt sind, daß die Anodendrähte isoliert durch die Innenrohre I hindurchgehen. Die Kapazität

zwischen diesen Drähten und den Rohren macht die Innenleiter hochfrequenzmäßig zu Einheiten und ersetzt die sonst üblichen Koppelkondensatoren. Auch der Eingangskreis besteht aus einer konzentrischen Rohrleitung, an deren Innenleiter die Antenne mittels eines verschiebbaren Anschlußkontaktes *a* optimal angekoppelt werden kann, wie es aus der Sendertechnik bekannt ist (vgl. Band I, Kapitel 2, Abschnitt 2, G, c).

Selbstverständlich ist für das einwandfreie Arbeiten des Verstärkers ein sorgfältiger und verlustfreier Aufbau mit wirksamen Abschirmungen und mit kürzesten Leitungsführungen von größter Bedeutung. Eine besonders praktische Anordnung eines fünfstufigen Empfängers, mit Liliputpenthoden (RCA 954) zeigt die Abb. 21, während Abb. 22 die

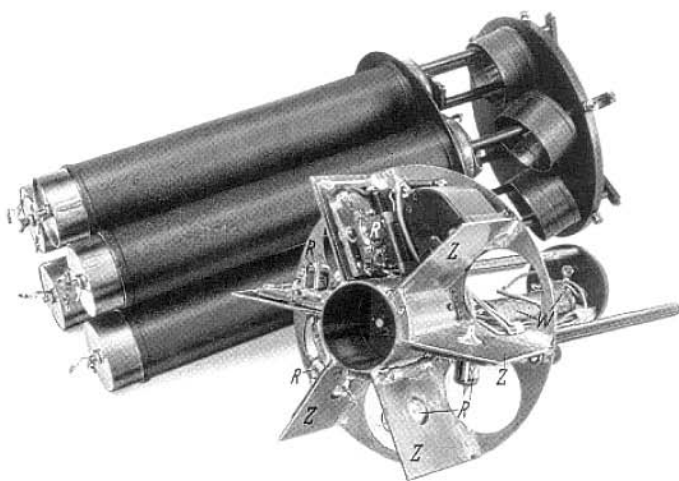


Abb. 22. Der innere Aufbau des Empfängers nach Abb. 20 und 21.

innere Anordnung der einzelnen Teile erkennen läßt. Die 4 erforderlichen Kuppelleitungen sowie der Eingangskreis sind konzentrisch auf kleinsten Raum zusammengedrängt. Die aus den Rohren herausragenden Stangen tragen an ihren unteren Enden die Reflexionsscheiben *S* und gestatten deren beliebige Verschiebung. Da alle Rohrleitungen mit den gleichen Schalt- und Röhrenkapazitäten belastet sind, sind sie sämtlich um gleiche Beträge gegenüber $\lambda/4$ verkürzt, so daß alle 5 Reflexionsscheiben gleichmäßig mit einem Handgriff bedient werden können. Das zylindrische Unterteil des Verstärkers ist durch radiale Zwischenwände *Z* in Abb. 22 in einzelne Boxen unterteilt, in welche die offenen Enden der Rohrleitungen einmünden. In die Zwischenwände sind die Liliputröhren *R* eingesetzt. Alle hochfrequenzführenden Leitungen sind bei diesem gedrängten Aufbau denkbar kurz.

Die Gesamtverstärkung des abgebildeten Empfängers einschließlich der Detektorstufe sinkt von etwa 10^5 bei $\lambda = 1,75$ m auf 125 bei $\lambda = 1$ m. Bei dieser kürzesten Welle beträgt die effektive Länge der Rohrleitungen

nur noch 6,5 cm. Natürlich lassen sich die Leitungen auch in Oberschwingungen erregen, und müssen dann in dem angeführten Beispiel $6,5 + \lambda/2 = 56,5$ cm lang sein. Gleichzeitig ist der Empfänger dann freilich auf die dieser Länge entsprechende Grundwelle von 3,5 m abgestimmt, was aber in Anbetracht der unterschiedlichen Verstärkungsziffern praktisch keine Bedeutung hat.

D. Pendelrückkopplung.

a) Das Prinzip.

Ein wirksames Mittel, die Empfindlichkeit eines Empfängers um Größenordnungen zu erhöhen, ist das von Armstrong angegebene Prinzip der Superregeneration, auch „Überrückkopplung“ oder „Pendelrückkopplung“ genannt [18]. Diese Methode beruht bekanntlich auf der Einführung einer Hilfsschwingung, deren Periode bedeutend langsamer als die des hochfrequenten Trägers ist, in den Anoden- oder Gitterkreis eines fest rückgekoppelten Schwingaudions. Während jeder negativen Halbperiode der langsamen Pendelschwingungen werden die hochfrequenten Eigenschwingungen ausgelöscht und klingen der jeweiligen Dämpfung entsprechend ab, um in den positiven Halbperioden jedesmal wieder von neuem einzusetzen. Der Pendelempfänger kann infolgedessen als Schwingungssystem mit periodisch veränderlichem Widerstand angesehen werden. Wenn Pendelamplitude, Pendelfrequenz und Anfachung so eingestellt sind, daß sich die Eigenschwingungen in der kurzen Zeitspanne, während welcher die Anfachung wirklich positiv ist, noch nicht bis auf ihren stationären Endwert aufzuschaukeln vermögen, sondern schon vor dem Erreichen desselben wieder abklingen, entsteht ein instabiler Zustand, der den kleinsten von außen einfallenden Fremdschwingungen gegenüber sehr empfindlich ist. Unter der Einwirkung der Empfangsschwingungen schaukeln sich nämlich die hochfrequenten Eigenschwingungen intermittierend zu höheren Werten auf, und zwar der Intensität der einfallenden Signale proportional, so daß Modulation richtig wiedergegeben wird. Für Telephonieübertragung muß die Pendelfrequenz über der Hörgrenze liegen: praktisch wählt man sie in der Gegend von $2 \cdot 10^4$ Hz.

Wegen des enormen Anwachsens der freien Schwingungen liefert ein Pendelrückkopplungsempfänger auch im Ultrakurzwellenbereich sehr hohe Verstärkungen. Eine Grenze ist eigentlich nur durch die verminderte Selektivität gegeben, die dadurch bedingt ist, daß der Widerstand nur in kurzen Zeiträumen gleich oder kleiner als Null wird, und durch das wasserfallähnliche Rauschen, welches die Pendelrückkopplung begleitet, und das durch die irregulären Ein- und Ausschwingvorgängen entsteht.

Theoretisch lassen sich die Verhältnisse am anschaulichsten an Hand eines Reißdiagramms übersehen, welches den Hochfrequenzstrom I^2 in Abhängigkeit von der Gitterspannung E_g enthält (Abb. 23). Die Wirkung der Pendelschwingungen besteht darin, daß der Arbeitspunkt periodisch über der Röhrenkennlinie und durch das Reißdiagramm hin und her verschoben wird. Offensichtlich kann eine Selbsterregung nur stattfinden, wenn sich der Arbeitspunkt noch innerhalb des schraffierten

Schwingungsgebiets, d. h. zwischen den Punkten *A* und *B* befindet. Wird dieser Bereich von der Pendelspannung nicht überschritten, so schwingt der Empfänger kontinuierlich, ist jedoch mit der Pendelfrequenz moduliert. Sobald der Arbeitspunkt dagegen über das Reißdiagramm, z. B. über den Punkt *A* nach links hinausschießt, laufen, wenn die Zeit, bis zu der der Arbeitspunkt wieder von links in das Reißdiagramm eintritt, hinreichend kurz ist, die ausklingenden Schwingungen mit den erneut einsetzenden zusammen, und im allgemeinen entsteht wegen der hierbei auftretenden Phasenverzerrungen ein irregulärer Vorgang, der zu einem nichtperiodisch modulierten und nach der Gleichrichtung als Geräusch hörbaren Ton führt. Je nach den Phasen- oder Zeitverhältnissen lassen sich aber auch Einstellungen finden, bei denen der Ausklingvorgang mit dem Einschwingvorgang kohärent zusammentrifft, und bei denen das Rauschen verschwindet. Bei Änderung irgendeiner der verschiedenen Betriebsgrößen kann man eine Reihe von Rauschgebieten beobachten, die durch

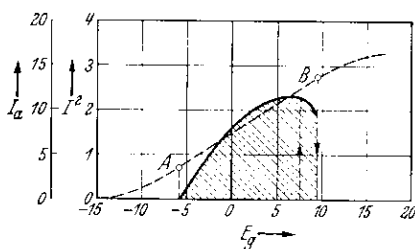


Abb. 23. Reißdiagramm und Kennlinie eines Ultraaudions.

stille Gebiete voneinander getrennt sind. Die Verhältnisse lassen sich bei niedrigen Frequenzen sehr anschaulich mit dem Kathodenstrahl-oszillographen demonstrieren, wobei die Zustände des Rauschens durch verwaschene Fluoreszenzbilder, die der Stille dagegen durch hochfrequente Schwingungszüge, welche in bezug auf die Pendelschwingungen auf dem Röhrenschirm stillstehend erscheinen, erkennbar sind [19].

Ein in den Pendelempfänger einfallendes Signal übt nun während der unterdrückten Anfachungsphase eine synchronisierende Wirkung aus, so daß Kohärenz der ab- und anklingenden Schwingungszüge erzwungen wird. Bei hinreichend starken Empfangsspannungen verschwindet das Rauschen vollständig, und es läßt sich sogar zeigen, daß zwischen dem Effektivwert des Geräuschs und zwischen der Amplitude der einfallenden Signale eine gewisse Proportionalität besteht [20]. Schließlich ist noch der besondere Fall zu erwähnen, daß der Arbeitspunkt so schnell durch das Reißdiagramm hindurchläuft, daß es überhaupt nicht mehr zu einer merklichen Selbsterregung kommt, sondern daß die Signale nur erzwungene Schwingungen hervorrufen, die aber ebenfalls einen Telephonieempfang ermöglichen. An Empfindlichkeit bleibt dieser Betriebszustand weit hinter dem labilen Zustand des stärksten Rauschens zurück, mit dem daher praktisch am vorteilhaftesten gearbeitet wird. Allerdings lassen sich die beschriebenen Erscheinungen im einzelnen bei sehr hohen Frequenzen nicht so deutlich beobachten, weil die Pendelfrequenz gegenüber der Hochfrequenz so klein ist, daß die einzelnen Rauschgebiete miteinander verschmelzen. Versuche haben ergeben, daß die Pendelfrequenz beim Empfang einer 7-m-Welle kaum über 10^5 Hz gewählt werden darf. Darüber läßt die Empfindlichkeit schnell nach, so daß gegenüber dem einfachen Audion kein Vorteil mehr vorhanden ist.

b) Erzeugung der Pendelschwingung in einem Zusatzgenerator.

Die Pendelschwingung kann von einem besonderen Generator geliefert, oder in der Audionröhre selbst erzeugt werden [21]. Beide Methoden geben ungefähr die gleiche Empfindlichkeit, doch bietet die Verwendung eines getrennten Hilfsgenerators den Vorteil, daß man das Verhältnis beider Schwingungen in weiten Grenzen dosieren kann. Dadurch läßt sich das störende Rauschen soweit dämpfen, daß es bei Abstimmung auf die Trägerwelle eines Senders nicht stärker hervortritt als bei jedem einfachen Rückkopplungsempfänger.

Die Pendelschwingungen des Hilfsgenerators sind dem Ultraaudion entweder anoden- oder gitterseitig aufzuprägen, wobei beliebige Kopplungen zulässig sind. Als Beispiel zeigt die Abb. 24 ein Ultrakurzwellenaudion mit induktiver Rückkopplung. Die Pendelschwingungen werden in der Röhre R_2 erzeugt, von dem Schwingungskreis $L_2 C_2$ abgegriffen und dem Gitter überlagert; ihre Amplituden können über den kapazitiven Spannungsteiler $C_3 C_4$, von dessen Mitte der Empfangskreis $L_1 C_1$ abzweigt, beliebig eingestellt werden. Vor den Ausgangsübertrager ist noch eine Drossel-Kondensatorkette geschaltet, um ein zu starkes Superregenerativrauschen etwas zu mildern. Die Einführung von Hilfsschwingungen in den Anodenkreis geschieht am einfachsten über eine Koppelpule.

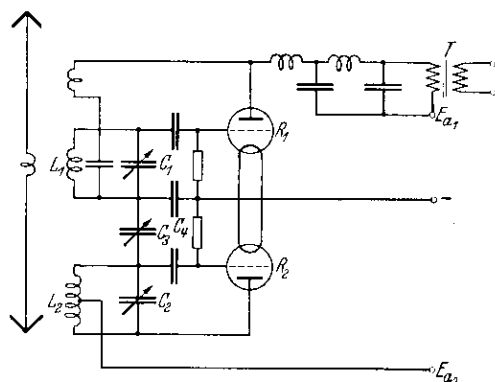


Abb. 24. Pendelrückkopplung mit besonderem Hilfs-generator.

c) Erzeugung in der Audionröhre.

Da sich die Hilfsschwingungen in ihrer Frequenz von den eigentlichen Trägerschwingungen um viele Größenordnungen unterscheiden, kann man sie auch in der Audionröhre selbst erzeugen. Grundsätzlich gibt es hierzu zwei Möglichkeiten, nämlich erstens eine doppelte Rückkopplung und zweitens Kippschwingungen durch periodische Gitteraufladungen (Flewelling-Prinzip). Die

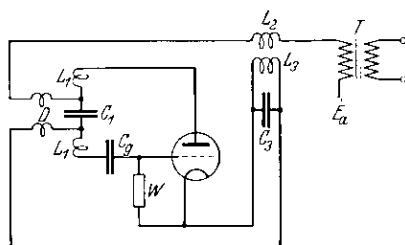


Abb. 25. Ultraaudion mit Doppelrückkopplung.

a) **Doppelrückkopplung** entsteht durch Ineinanderschachtelung zweier Rückkoppelschaltungen, deren Schaltelemente für die beiden verschiedenen Frequenzen dimensioniert sind. Die Abb. 25 zeigt das Schema eines

Ultraaudions mit dem ultrakurzwelligen Eingangskreis L_1C_1 , dem Gitterblock C_g und dem Ableitwiderstand W . Zur Erzeugung der Pendelfrequenz wird die ganze Audionschaltung gewissermaßen nochmals als Röhre behandelt, welche über die Spulen L_2 und L_3 zum zweiten Male induktiv rückgekoppelt ist. Die ultrakurzwelligen Empfangs- und Eigenschwingungen werden durch die Drosselspulen D , die für die Pendelfrequenz vernachlässigbar klein sein müssen, abgeriegelt. Auch diese Methode läßt zahlreiche Variationsmöglichkeiten zu, ohne daß sich an dem beschriebenen Prinzip etwas Wesentliches ändert.

3) **Kippschwingungen.** Sobald in einem Audion Selbstschwingungen einsetzen, lädt sich der Gitterkondensator negativ auf, weil ja nicht nur die fremden Senderschwingungen, sondern auch die Eigenschwingungen gleichgerichtet werden. Unter bestimmten Voraussetzungen kann die negative Gitteraufladung so hoch werden, daß die Selbsterregung abbricht. Dann entlädt sich das Gitter wieder, und sobald das Gitterpotential in das Reißgebiet zurückkehrt, springen die Schwingungen von Neuem an, und der beschriebene Vorgang wiederholt sich. Man erkennt,

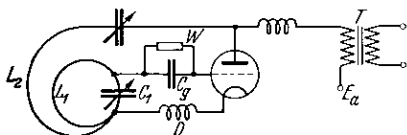


Abb. 26. Ultrakurzwelenaudio mit Pendelrückkopplung durch Induktive Kippschwingungen.

daß auch solche rhythmischen Gitteraufladungen zu einer intermittierenden Unterdrückung der Selbstschwingungen führen, wie es die Pendelrückkopplung verlangt. Wichtig ist nur die Größe des Gitterkondensators und des Ableitwiderstandes, den man zu etwa 3—4 M Ω wählt, damit die Aufladungen in kürzesten

Zeiten hoch genug werden, um die Schwingungen wirklich abreißen zu lassen. Die nach dieser Methode erzeugten Pendelschwingungen stellen demnach nichts anderes als Kipp- oder Relaxationsschwingungen dar, indem das Audion als Kipprelais wirkt und den Gitterkondensator in geeigneten Momenten auflädt, der sich in den Zwischenzeiten dann wieder über den Ableitwiderstand entlädt.

Auf einer analogen Wirkung beruht die Einschaltung einer Hochfrequenzdrossel in die Kathodenleitung [22]. Während nämlich bei der vorhergehend beschriebenen Anordnung der Gitterkondensator als elektrischer Energiespeicher wirkt, kann eine solche Drossel D als magnetischer Energiespeicher angesehen werden, der ebenfalls Kippschwingungen entstehen läßt. Das Schaltungsschema eines auf diesem Prinzip beruhenden Ultraaudions mit Pendelrückkopplung zeigt die Abb. 26. Zur exakten Einregulierung der Pendelfrequenz und der Amplitude bedient man sich zweckmäßig einer Mehrgitterröhre mit veränderlichen Hilfs- oder Schirmgitterspannungen. Die Empfindlichkeit eines sorgfältig aufgebauten Pendelrückkoppelempfängers liegt im Meterwellenband bis zu 2 Zehnerpotenzen über der eines einfachen Rückkopplungsempfängers.

d) Die Resonanzkurven des Pendelrückkopplers.

Wegen der periodischen Gitter- oder Anodenspannungsänderungen tritt neben der erwähnten Amplitudenmodulation noch eine gewisse

Frequenzmodulation auf, die sich bei ultrakurzwelligigen Pendelrückkopplungsempfängern in einer beträchtlichen Verbreiterung der Resonanzkurve, d. h. in einer Verminderung der Selektivität äußert. Mag diese verringerte Selektivität bei der Einstellung auf einen einzigen Sender praktisch von gewissem Vorteil sein, da diese Einbuße ja nicht auf Kosten der Empfindlichkeit geht, so erfordert sie auf der anderen Seite, sobald eine größere Zahl von Wellenkanälen eingesetzt werden soll, einen nicht zu kleinen Wellenabstand, wenn ein Durcheinandersprechen und Durchschlagen der einzelnen Sender vermieden werden soll.

In welcher Weise sich die Resonanzkurven eines Ultrakurzwelligensenders, als welcher ja das selbstschwingende Ultraaudion im Grunde angesprochen werden muß, durch Pendelrückkopplung verbreitern, geht aus der Abb. 27 hervor, in welcher mehrere Resonanzkurven dargestellt sind, die mit verschiedenen Pendelamplituden aufgenommen wurden [23]. Wie man erkennt, nähern sich die Resonanzkurven mit steigender Pendelspannung allmählich der Rechteckform, wenn man die in die Messung ebenfalls mit eingehende Dämpfung des Indikatorkreises berücksichtigt. In diesem Zusammenhang sei noch bemerkt, daß das durch die nebenstehende Abbildung gekennzeichnete Verfahren, die Senderfrequenz mit überhörbar hoher Periode in einem kleinen Bereich periodisch pendeln zu lassen, im Endeffekt eine ähnliche Wirkung hat, wie sie in der Rundfunktechnik durch Bandfilter erzielt wird.

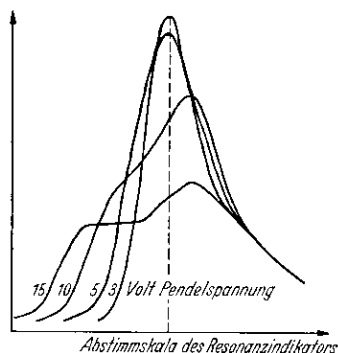


Abb. 27. Rechteckige Verformung von Resonanzkurven durch verschieden hohe Pendelspannungen nach Kallmann.

E. Überlagerungsempfang.

Wird eine der beschriebenen Ultraaudionanordnungen anstatt mit einem niederfrequenten Übertrager mit einem hochfrequenten Koppelglied ausgerüstet, welches die im Anodenkreis entstehenden Schwingungen auf einen Hochfrequenzverstärker normaler Bauart überträgt, und stellt man das Ultraaudion auf schwaches Selbstschwingen ein, indem man es gleichzeitig gegen die aufzunehmende Trägerwelle so verstimmt, daß durch Interferenz eine von dem Hochfrequenzverstärker zu verarbeitende Zwischenwelle entsteht, so erhält man einen Überlagerungsempfänger, bei dem Überlagerer, Empfangsrohr und Mischrohr in einer Dreipolröhre vereinigt sind (Tropadynprinzip). Bei der verhältnismäßig starken Dämpfung von Ultrakurzwellenkreisen ist die Resonanzkurve des Ultraaudions auch im Schwingungszustand noch so breit, daß die Abweichung zwischen Empfangs- und Überlagerungsfrequenz, die bei den gebräuchlichen Zwischenfrequenzen nur wenige Promille beträgt, die Empfangs-Eingangsspannung noch nicht nennenswert herabsetzt. Ein derartiges Ultraaudion wird am einfachsten als Vorsatzgerät zu einem normalen Rundfunkempfänger konstruiert, so daß

ihm lediglich die Aufgabe zufällt, die Ultrakurzwelle in eine von dem Langwellenempfänger zu verstärkende Zwischenwelle zu transponieren¹.

Es ist klar, daß sich die Ankopplung des Überlagerungsvorsatzes in erster Linie nach dem Eingang des zur Verwendung kommenden Rundfunkempfängers richten muß. Empfänger mit abgestimmtem Eingangskreis oder mit möglichst hohem Eingangswiderstand sind am besten geeignet. Hat der Zwischenfrequenzempfänger eine induktive Antennenankopplung, legt man diese am einfachsten unmittelbar in den Anodenkreis des Ultraaudions. Soll das Vorsatzgerät dagegen in Verbindung mit beliebigen Rundfunkempfängern zu verwenden sein, so koppelt man am besten über eine Drossel-Kapazitätskombination $D_K C_K$, wie es beispielsweise in der Abb. 28 gezeigt ist. Natürlich muß man sich darüber klar sein, daß eine solche Kompromißlösung niemals die Emp-

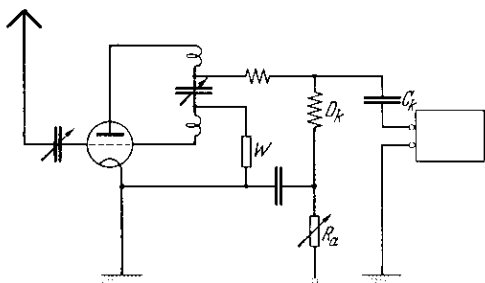


Abb. 28. Ultraaudion als Überlagerungsvorsatz.

findlichkeit ergibt, wie man sie bei Ankopplung über einen, den besonderen Verhältnissen angepaßten Hochfrequenzübertrager erhält. Aus diesem Grund ist, wenn eine sehr hohe Empfindlichkeit angestrebt wird, der geschlossene Aufbau eines

Ultrakurzwellen-Überlagerungsempfängers vorzuziehen. Unter Umständen läßt sich auch ein normaler Kurzwellen-

Überlagerungsempfänger lediglich durch Auswechseln der Empfangsspulen für den Ultrakurzwellenbereich einrichten. Die Zwischenfrequenz wählt man etwa zu 1500—1600 KHz.

Bei den überaus niedrigen Eingangsspannungen, die am Gitter des Ultraaudions zur Verfügung stehen, ist ein weicher Schwingungseinsatz von größter Wichtigkeit, weil die Überlagerungsamplitude mit der Empfangsspannung größenordnungsmäßig übereinstimmen soll. Aus diesem Grunde ist gerade bei Ultrakurzwellen, die einen hinreichend weichen Schwingungseinsatz nicht immer zulassen, der Einsatz eines besonderen Überlagerers vorzuziehen, weil sich dessen Amplituden durch äußerst lose Kopplung den Empfangsspannungen angleichen lassen. Das Schema eines solchen Ultrakurzwellen-Überlagerungsempfängers zeigt die Abb. 29 [24]. R_1 ist die Ultraaudionröhre und R_2 die Oszillatorröhre. Die Mischung der Empfangswelle mit der Überlagererwelle erfolgt über eine vor der Kathode von R_1 liegende Koppelschleife K (Kathodenmodulation), die nur einen geringen Bruchteil der Überlagerungsschwingungen zur Mischstufe gelangen läßt, wenn der Empfänger sonst sorgfältig abgeschirmt und verdrosselt ist. Die Mischung in einer Audionröhre ist im Gebiet der ultrakurzen Wellen wesentlich leichter durchzuführen als etwa die multiplikative Mischung in einer Sechspol-

¹ Im Ausland sind für solche Vorsatzgeräte die Bezeichnungen „Adaptor“ oder „Converter“ gebräuchlich.

röhre, die sich hier schon deshalb erübrigt, weil Spiegel- und Kombinationsfrequenzen bei der schwachen Besetzung des Ultrakurzwellenbandes bei weitem nicht so stören wie im Gebiet der Rundfunkwellen. Unerwünschte Rückwirkungen zwischen den einzelnen Stufen lassen sich durch „Elektronenkopplung“ über Schirmgitterröhren beseitigen (vgl. Band I, Kapitel 2, Abschnitt 3, D, b).

Zur genauen Einstellung der richtigen Zwischenfrequenz ist eine sichere Feinabstimmung des Überlagerungskreises unbedingt erforderlich, wenn man sich bei einem Ultraaudionvorsatz auch durch Nachstimmen des Rundfunkempfängers einigermaßen helfen kann. Um die Einstellschwierigkeiten zu verringern, liegt der Gedanke nahe, das Vorsatzgerät durch einen Ultrakurzwellenturmalin zu stabilisieren [25]. Praktisch wäre das insofern denkbar, als der Turmalinkristall seine Nennwelle

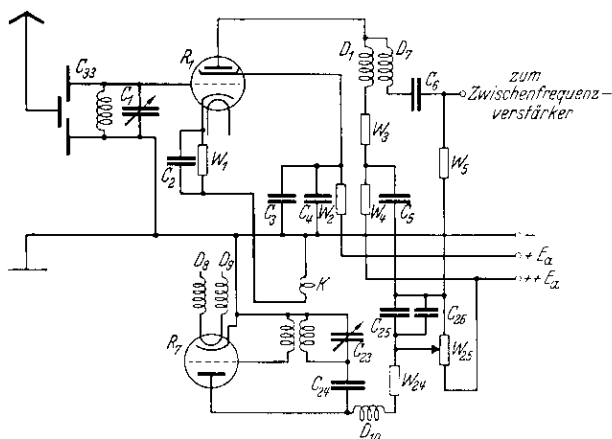


Abb. 29. Ultrakurzwellen-Überlagerungsteil eines Bildempfängers nach von Ardenne.

nur angenähert einzuhalten braucht, weil man die resultierende Zwischenwelle ja in dem Rundfunkempfänger nachstimmen kann. Dafür haftet dieser Methode jedoch der Nachteil an, daß die Eigenschwingungen eines turmalingesteuerten Ultraaudions unmöglich auf die niedrigen Beträge der Empfangsschwingungen herabgedrückt werden können, denn der Turmalin schwingt entweder überhaupt nicht an oder gleich mit so großer Amplitude, daß die eigentlichen Empfangsschwingungen vollständig zugedeckt werden. Dieser harte Schwingungseinsatz führt zwangsläufig dazu, zu der turmalingesteuerten Fremdüberlagerung mit getrennter Mischstufe überzugehen. Dies bringt außerdem noch den Vorteil mit sich, daß der Überlagerer von allen weiteren Einstellungen des Empfängers unabhängig ist, und sich innerhalb einer gewissen Einlaufzeit auf ein konstantes Temperaturgleichgewicht einstellen kann. Nach Ablauf dieser Einbrennperiode sind dann Frequenzänderungen durch wachsende Erwärmung des Turmalins, die mit dem gleichen absoluten Betrag wie bei der Ultrakurzwelle in die Zwischenfrequenz eingehen, nicht mehr zu befürchten. Der Übergang auf andere Wellen kann nunmehr natürlich nur noch durch Auswechseln des Turmalins oder durch

Parallelschalten mehrerer Turmaline, von denen sich jeweils nur der der Oszillatorabstimmung am nächsten kommende erregt, vorgenommen werden. Will man zwei Ultrakurzwellen gleichzeitig empfangen, wie es z. B. bei der Übertragung von Bild und Ton beim Fernsehen der Fall ist, dann werden die Verhältnisse zweckmäßig so gewählt, daß die Überlagererwelle zwischen den beiden ultrakurzen Trägerwellen liegt, und als obere Differenzfrequenz das Bild, als untere den Ton liefert¹.

Bei sorgfältigem Aufbau übertrifft die Empfindlichkeit eines Überlagerungsempfängers im 7-m-Band die eines Pendelrückkopplers um 1 bis 2 Größenordnungen und die eines einfachen Ultraaudions mithin um rund das 5000fache. Gerade in Anbetracht der schwierigen Hochfrequenzverstärkung ist der Überlagerungsempfänger im Ultrakurzwellengebiet

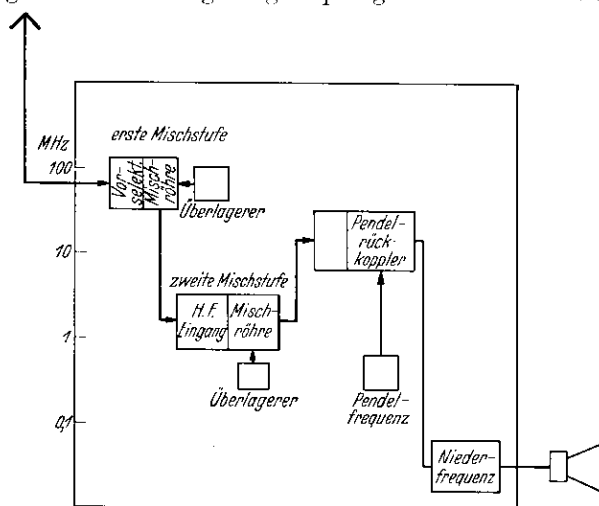


Abb. 30. Doppelüberlagerung mit Pendelrückkopplung nach Hu11.

als der hochwertigste Empfänger zu bezeichnen, zumal sein Verwendungsbereich bei Benutzung von Liliputröhren bis zu Wellen von 50 cm herunterreicht [17].

Der Gedanke liegt nahe, Pendelrückkopplung und Überlagerung miteinander zu vereinigen, um gleichzeitig die hohe Empfindlichkeit des Pendelrückkopplers und die hervorragende Trennschärfe des Überlagerungsempfangs ausnutzen zu können. An sich wäre es am einfachsten, den Gleichrichter für die Zwischenfrequenz mit Pendelrückkopplung zu versehen, und dabei die Zwischenfrequenz so hoch zu legen, daß der Pendelrückkoppler unter optimalen Bedingungen arbeitet. Es zeigt sich jedoch, daß Empfindlichkeit und Selektivität auf diese Weise nicht ohne weiteres vereinigt werden können, wenn vor dem Pendelrückkoppler Schwingungskreise liegen, die alle auf die gleiche Frequenz abgestimmt sind. Auf Grund dieser Feststellung ist folgendes Empfangssystem entwickelt worden [26]:

Die ankommende Ultrafrequenz wird zunächst in einer Gleichrichter- oder Mischstufe auf eine verhältnismäßig niedere Zwischenfrequenz

¹ Siehe S. 152 und Abb. 161.

transponiert und in einer zweiten Mischstufe wieder in eine höhere Zwischenfrequenz umgewandelt. Nun erst wird die Modulationskomponente durch den Pendelgleichrichter ausgesiebt. Der Empfänger besitzt also drei verschiedene Mischstufen, die alle auf weit auseinanderliegenden Frequenzen arbeiten und nur über verschieden abgestimmte Kreise in Verbindung stehen.

In der Abb. 30 ist der Aufbau eines solchen Doppelüberlagerungsempfängers mit Pendelrückkopplung („Superheterodyne-Infradyne-Superregenerator“) schematisch dargestellt, wobei die Position der einzelnen Stufen die jeweils zustande kommenden und zu verarbeitenden Frequenzen veranschaulichen soll. Die erste Überlagerungsstufe enthält eine Vorselektion, eine Mischröhre und einen Oszillator und wandelt die zu empfangende Ultrafrequenz in eine Mittelfrequenz von beispielsweise 1500 KHz um. Die zweite Überlagerungsstufe enthält die Eingangskreise, die zur Erzielung der gewünschten Selektivität nötig sind, sowie eine zweite Mischröhre mit dem zugehörigen Überlagerer, dessen Frequenz so gewählt wird, daß sie zusammen mit der ersten Zwischenfrequenz eine neue Zwischenfrequenz zwischen 21 und 25 MHz ergibt. Diese neue Zwischenfrequenz führt direkt zum Pendelrückkoppler, von wo die Modulationsströme zum Endverstärker weitergeleitet werden. Von einer Wiedergabe des Gesamtschaltbildes kann abgesehen werden, da die einzelnen Stufen nichts grundsätzlich Neues bieten. Die Bedienung ist nicht schwieriger als bei einem gewöhnlichen Überlagerungsgerät, weil nur der erste Überlagerer abgestimmt zu werden braucht, wenn man den zweiten Überlagerer ein für allemal so eingestellt hat, daß keine Störinterferenzen zwischen den Oberschwingungen der verschiedenen Zwischenwellen auftreten.

2. Besondere Empfangsmethoden für ultrakurze Wellen.

A. Der Richteffekt bei sehr hohen Frequenzen.

Die aus der normalen Empfängertechnik in das Ultrakurzwellengebiet übernommenen Schaltungen und Anordnungen haben solange eine Berechtigung, als die verwendeten Röhren bei den in Frage kommenden Frequenzen noch einwandfrei arbeiten, und zwar nicht allein gleichrichten, sondern gleichzeitig noch eine Entdämpfung ermöglichen. Beide Eigenschaften sind für das Problem des Empfangs ultrakurzer Wellen in gleichem Maße von Bedeutung.

Je nach der mittleren Geschwindigkeit der Elektronen werden sich die einzelnen Röhrengleichrichter ganz verschiedenartig verhalten, was noch besser verständlich wird, wenn man sich die für die Gleichrichtung eigentlich maßgebenden Elektronenstrecken vor Augen hält. Besonders ausgeprägte Inversionserscheinungen läßt die Gittergleichrichtung erwarten, wo zwar die eigentliche Gleichrichterstrecke zwischen Kathode und Gitter sehr klein, dafür aber auch die mittlere Elektronengeschwindigkeit gering ist. Genauere Untersuchungen über den Richteffekt bei sehr

hohen Frequenzen liegen indessen noch nicht vor, so daß die vorstehenden Andeutungen genügen müssen.

Daß tatsächlich eine merkbliche Änderung der Richteigenschaften mit wachsenden Frequenzen auftritt, beweisen die in Abb. 31 wiedergegebenen Kurven, die den Richtstrom einer an verschiedenen Stellen ihrer statischen Charakteristik mit Wechselspannungen verschiedener Frequenz gespeisten Zweipolröhre darstellen, ohne daß freilich die Absolutbeträge der verschiedenen Richtströme miteinander verglichen werden

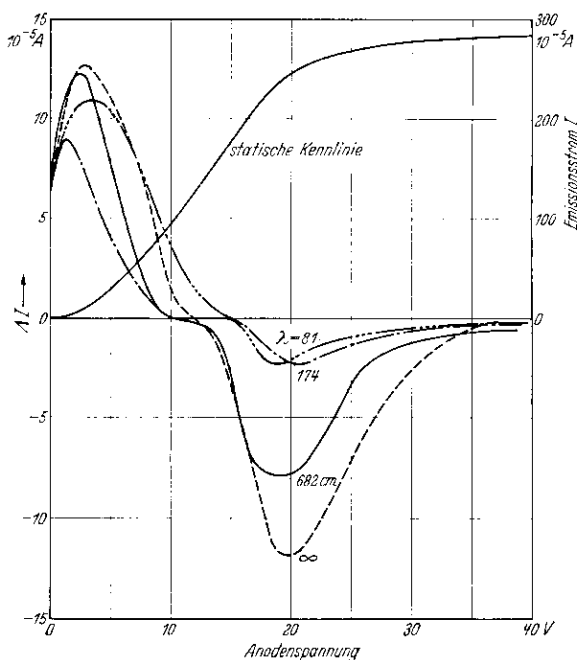


Abb. 31. Richtkennlinien bei verschiedenen Frequenzen nach Müller und Tank.

dürfen [27]. Je nach den Umständen können offenbar für kürzere Wellen wieder günstigere Richtverhältnisse auftreten als für längere, wobei sich zudem der untere Knick anders wie der obere verhält. Weitere Schlüsse auf die momentanen Stromstärken läßt der Richtstrom wegen seines Integralcharakters nicht zu.

Genaueren Einblick in das Verhalten einer mit Ultrafrequenz gespeisten Ventiltröhre geben folgende theoretischen Überlegungen [28]: Die statische Strom-Spannungskennlinie einer einfachen Zweipolröhre mit Glühemission werde der Einfachheit halber als linear angesetzt und gehorche der Beziehung $I_a = k \cdot E_a$ ($E_a \geq 0$), wobei k eine die Neigung bestimmende Konstante sei. Wenn an die Anode einer hierdurch definierten Ventilstrecke eine Wechselspannung $E \sin \omega t$ gelegt wird, deren Periodendauer T zunächst groß im Vergleich zur Zeit ϑ sei, welche die Elektronen benötigen, um das elektrische

Feld E/d zu durchlaufen, so entsteht eine Richtstromkomponente mit dem Mittelwert:

$$I = -\frac{kE}{\pi},$$

da ja nur während der positiven Halbperiode Elektronen zur Anode übergehen können. Auch wenn T in die Größenordnung von ϑ fällt oder sogar kleiner wird, ist es einleuchtend, daß nur die in einem positiven Beschleunigungsfeld fliegenden Elektronen einen Richtstrom hervorzubringen vermögen. Um über die relative Menge dieser Elektronen Aufschluß zu erhalten, muß auf die Bewegungsgleichungen eines Elektrons im Wechselfeld zurückgegriffen werden, und zwar auf den Beschleunigungsansatz:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = b = \frac{eE}{m d} \sin \omega t.$$

Alle Elektronen, welche die Kathode zur Zeit $t_0 = 0$ bis $T/4$, das ist während der ersten Viertelperiode verlassen, haben zur Zeit t die Geschwindigkeit:

$$v_t = \int_{t_0}^t b dt = \frac{eE}{m d \omega} (\cos \omega t_0 - \cos \omega t)$$

und legen während einer Periode den Weg:

$$s = \int_{t_0}^{t_0+T} v_t dt = T \frac{eE}{m d \omega} \cos \omega t_0,$$

in Richtung auf die Anode zurück. Aus diesen Gleichungen ist ohne weiteres folgendes zu ersehen: Während der positiven Spannungshalbwelle von $0 - T/2$ ist der Weg s nur in der ersten Hälfte, nämlich zwischen 0 und $T/4$, positiv, d. h. zur Anode hin gerichtet, und da die negative Spannungshalbwelle ganz ausfällt, liefert nur dieser Anteil einen Richtstrom, dessen Größe man aus dem Ansatz:

$$I_a dt_0 = k E \sin \omega t_0 dt_0$$

durch Integration von $t_0 = 0$ bis $T/4$ findet zu:

$$I = \frac{1}{T} \int_0^{T/4} I_a dt_0 = \frac{kE}{2\pi}.$$

Danach sinkt bei extrem hohen Frequenzen, wenn $d \ll s$ ist, der Mittelwert des Richtstroms gegenüber dem für langsamere Frequenzen errechneten Wert auf die Hälfte ab, was insofern plausibel ist, als anstatt über die erste Halbperiode nur über die erste Viertelperiode integriert worden ist.

Es muß betont werden, daß diese einfachen Überlegungen nur dann Anspruch auf Gültigkeit erheben, wenn E groß genug ist, um die Elektronen die Raumladung überwinden zu lassen. Bei sehr kleinen Wechselspannungsamplituden, wie sie beim Empfang praktisch zur Verfügung stehen, kann die statische Strom-Spannungskennlinie nicht mehr als linear gelten, und die Richtempfindlichkeit wird vermutlich in sehr

viel stärkerem Maße abfallen. Weitere Betrachtungen hinsichtlich der Größe des durch Elektronenträgheit bedingten Meßfehlers werden in Kapitel 6, Abschnitt 3, B, c, angestellt.

Berücksichtigt man außer der Elektronenträgheit noch die Wirkung der Raumladung, so werden die Verhältnisse weitaus komplizierter: Wenn man nämlich von nieder- oder mittelfrequenten Wechselspannungen, bei denen der Zusammenhang zwischen Strom und Spannung noch mit Sicherheit durch die Langmuir-Schottkysche Raumladungstheorie beschrieben wird, zu immer höheren Frequenzen übergeht, ist überraschenderweise, lange bevor sich die eigentliche Elektronenträgheit bemerkbar machen kann, zunächst ein Ansteigen der Richtempfindlichkeit zu beobachten. So zeigen in

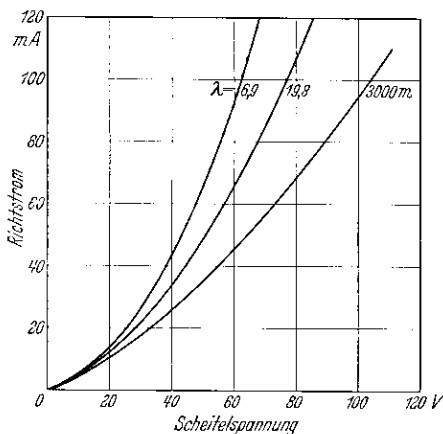


Abb. 32. Eichkurven eines Gleichrichters beim Übergang von langen zu ultrakurzen Wellen nach Protze.

Abb. 32 einige, an einer Oxyd-Gleichrichterröhre (RGN 1203) ohne

Anodenvorspannung aufgenommene Gleichrichtungskennlinien den Richtstrom als Funktion der Hochfrequenzspannung bei drei verschiedenen Wellen [29]. Eine Erklärung für den aus den Kurven zu ersiehenden steileren Verlauf der Richtkennlinie für die kurze und ultrakurze Welle ist nur in einer größeren Steilheit der dynamischen Raumladungskennlinie zu erblicken, die entweder durch eine zu geringe Aufbaugeschwindigkeit der Raumladung verursacht sein kann, die dann zur Ausbildung einer „statischen“ Raumladungsverteilung

nicht mehr ausreicht, oder durch den bei höheren Frequenzen immer mehr zunehmenden Verschiebungsstrom, dessen lineares Spannungsgefälle allmählich die Potentialverteilung der Raumladung überwiegt, und deren Wirkung kompensiert.

Um die Elektronenlaufzeiten zu verkürzen, liegt der Gedanke nahe, eine Zweipolröhre mit sehr kleinen Elektrodenabständen zu konstruieren, die allerdings nur wie ein Detektor wirken könnte und unter Umständen durch eine besondere Generatoranordnung entdämpft werden müßte. Durch die neueren Untersuchungen über die Anfachung extrem hoher Frequenzen durch ultradynamische Inversionen ist jedoch ein Weg gewiesen, welcher die Eigenentdämpfung eines Zweipolempfängers unter der Voraussetzung bestimmter, mit der Schwingungsperiode vergleichbarer Elektronenlaufzeiten aussichtsreich erscheinen läßt (s. Bd. I, Kapitel 5, Abschnitt 2, C).

B. Das Bremsaudion.

a) Der Hochfrequenzteil.

Die Schwierigkeiten, welche der Anfachung extrem hoher Frequenzen durch normale Röhren zunächst entgegenstanden, ließen im Hinblick

auf eine wirksame Entdämpfung auch auf der Empfangsseite die Bremsröhre als besonders geeignet erscheinen, und tatsächlich sind denn auch von Barkhausen und Kurz die ersten Übertragungsversuche auf ungedämpften Dezimeterwellen mit Bremsröhren nicht nur auf der Sendeseite, sondern auch auf der Empfangsseite vorgenommen worden [30]. Die schematische Anordnung des hierbei benutzten Bremsfeldempfängers zeigt die Abb. 33. Gitter und Anode der Bremsröhre sind mit zwei Antennendrähten verbunden, und im Stromkreis der Anode oder richtiger der Bremselktrode B liegt das Telefon T oder ein zu einem Niederfrequenzverstärker führender Übertrager. In dieser einfachen Form ist der Bremsfeldempfänger einem Kristalldetektor an Empfindlichkeit weit überlegen, vor allem, wenn er durch sorgfältige Einstellung der Heizung, Gitter- und Bremsspannung optimal einreguliert wird, wobei das Empfindlichkeitsmaximum genau so wie bei einem normalen Schwingaudion unmittelbar vor der Grenze der Selbsterregung liegt.

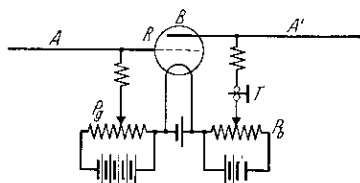


Abb. 33. Bremsfeldempfänger von Barkhausen und Kurz.

In der Folgezeit wurde dieses Schema im Grunde unverändert beibehalten, doch wurden alle Erkenntnisse, die bei der Entwicklung leistungsfähiger Bremsfeldsender gewonnen wurden, sinngemäß auf den Empfänger übertragen. Hier steht natürlich die Ausgestaltung der ultrakurzwelligen Resonanzkreise an erster Stelle. So ersetzte man bald den offenen Antennenkreis durch ein geschlossenes Lecher-System zwischen Gitter und Bremselktrode, mit dem die Antenne entweder in einem Spannungs- oder in einem Strombauch galvanisch oder induktiv gekoppelt war. Um die bei Verschiebung der Abstimmbrücken leicht auftretenden Kontaktgeräusche zu vermeiden, kann man in die Abstimmbrücke einen Drehkondensator von etwa 250 cm Maximalkapazität einführen, dessen Verstimmung sich genau

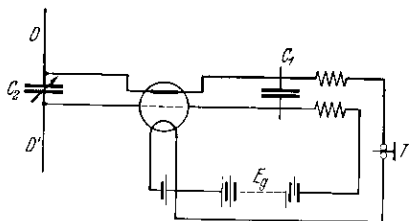


Abb. 34. Bremsaudion mit durch die Röhre gehender Lecher-Leitung.

so wie eine Brückenverschiebung auswirkt [31]¹. Bei den großen Kapazitätswerten, die für die ultrakurzen Wellen fast als vollkommener Kurzschluß wirken, dürfte diese Verstimmung jedoch weniger auf kapazitiver Grundlage als auf einer Verlängerung oder Verkürzung der von der Hochfrequenz zu durchfließenden Strombahn beruhen. Eine andere Möglichkeit der Verstimmung ohne zu starke Störgeräusche bietet ein U-förmiges und mit Quecksilber gefülltes Rohr, in welches die beiden Lecher-Drähte senkrecht eintauchen, und das durch eine Mikrometerschraube sehr fein gehoben und gesenkt wird [21]. Mit der fortschreitenden Entwicklung der Bremsfeldsender entstand schließlich die in Abb. 34 gezeigte Anordnung, in welcher das Abstimmsystem als eine die Röhre

¹ Vgl. Bd. I, S. 48.

durchsetzende und beiderseitig abgeschlossene Lecher-Leitung ausgebildet ist, mit einer über die Brückenkapazität C_2 regelbaren Antennenkopplung [32]¹. Die folgende Abb. 35 zeigt den Aufbau eines solchen Bremsfeldempfängers im Lichtbild. Der der Antenne abgewandte Teil der Lecher-Leitung steht senkrecht, und auf ihm läßt sich die Abstimmbrücke B , gegebenenfalls unter Zuhilfenahme eines Zahntriebs verschieben. Die Koppelkapazität S wird einmal optimal eingestellt.

Im Grunde kann man sagen, daß sich alle als Sender entwickelten Anordnungen auch zu Empfangszwecken eignen, nur daß man hier mit weitaus kleineren Röhren auskommt, da deren Anfachung ja nur die Dämpfung durch den Resonanzkreis und durch die Antenne zu überwinden braucht, und die den weiteren Vorteil haben, daß man wegen der kleineren Elektrodenabstände mit sehr viel niedrigeren Gitterspannungen und Strömen auskommt. Bei Wellen unter etwa 20 cm geht man am besten auch beim Empfang zu Gitterwendelschwingungen über, doch muß man, wenn der Wendelkreis vollkommen in der Röhre eingeschlossen ist, eine hinsichtlich ihrer Eigenwelle mit der Senderschwingung genau übereinstimmende Röhre aussuchen. Neben diesen Empfängern

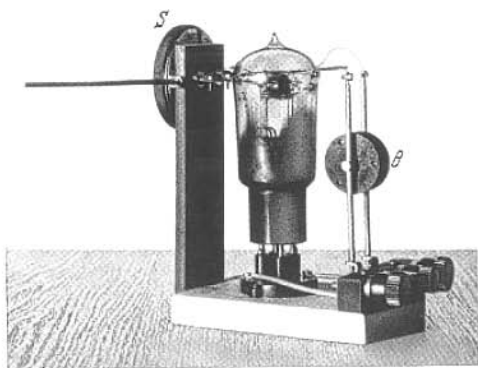


Abb. 35. Ansicht eines Bremsaudions nach Abb. 34.

sind noch zahlreiche andere Anordnungen, wie Empfänger mit Gitterdioden und mit außerhalb oder innerhalb der Röhre kapazitiv angekoppelten Antennen [2], Gegentaktanordnungen [33] sowie Doppelgitterempfänger untersucht worden.

b) Der Richteffekt der Bremsröhre.

Aus der Technik der Schwingungserzeugung mit der Bremsröhre ist bekannt, daß der Bremsstrom i_b innerhalb gewisser Grenzen und mit gewissen Einschränkungen der Schwingungsintensität proportional gesetzt werden kann, und auf Grund dieses Umstandes könnte man auch die Gleichrichterwirkung des Bremsaudions zu erklären versuchen, denn es müßte an sich gleichgültig sein, ob die Änderungen der Schwingungsintensität in der Röhre selbst oder in äußeren Erscheinungen, wie in Fremderregung ihre Ursache haben. Die genaue Untersuchung des Richteffekts hat indessen ergeben, daß der im Bremskreis auftretende Richtstrom $I i_b$ der Krümmung der statischen Bremskennlinie $i_b = f(e_b)$ proportional verläuft, wie es die bei $\lambda = 70$ cm-Welle aufgenommene Richtstromkurve der Abb. 36 beweist [34]. Liegt der Arbeitspunkt auf dem linearen Mittelstück der gleichzeitig mit dargestellten Bremskennlinie, so wird der Richtstrom Null. Er kehrt im unteren und

¹ Vgl. Bd. I, Kapitel 3, Abschnitt 3, C, a.

oberen Krümmungsgebiet sein Vorzeichen um. Damit ist erwiesen, daß die Gleichrichtung von Dezimeterwellen im Bremsaudion auf nichts anderem beruht, als auf einer statisch nichtlinearen Strombahn, wie sie letzten Endes allen Gleichrichtern zugrunde liegt, und daß sie nicht etwa die Wirkung eines komplizierten Elektronentanzes oder dergleichen ist. Infolgedessen ist der Richteffekt des Bremsaudions keineswegs auf extrem hohe Frequenzen, die etwa mit der Bewegungszeit der Elektronen im Zusammenhang stehen, beschränkt, sondern ist rein aperiodisch, d. h. bei beliebigen Frequenzen brauchbar.

Besonders charakteristisch bleibt freilich die Tatsache, daß die Richtwirkung auch bei sehr hohen Frequenzen noch unverändert erhalten bleibt. Diese die Bremsröhre von allen übrigen Röhren vorteilhaft unterscheidende Eigenschaft findet ihre Begründung in den Raumladungs- und Potentialverhältnissen im Bremsraum, in welchem sich in äußerst kleinem Abstand vor der Bremskathode eine virtuelle Kathode ausbildet (s. Band I, Kapitel 3, Abschnitt 2, C, a). Diese bildet mit der Bremskathode die eigentliche Gleichrichterstrecke mit einem so kleinem Elektrodenabstand, wie er technisch gar nicht herzustellen ist. Die Laufzeiten der Elektronen von der virtuellen Kathode bis zur Bremskathode sind im Dezimeterwellengebiet noch zu vernachlässigen.

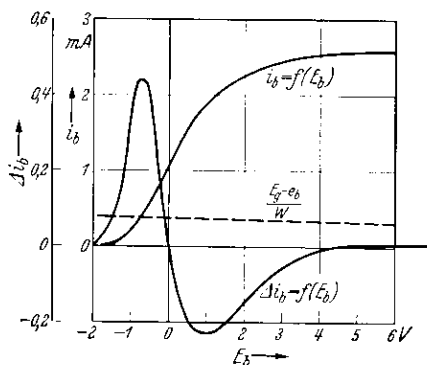


Abb. 36. Richteffekt einer Bremsröhre mit statischer Gitterlinie und Widerstandsgerade nach Hollmann.

c) Die Ausgangsbelastung.

Unter Einwirkung der an der Bremskathode liegenden Hochfrequenzspannungen fließt im Bremskreis ein Richtstrom I_{R} , der in dem Barkhausenschen Empfänger unmittelbar vom Indikator angezeigt wird. Es ist klar, daß dieser Strom dann am stärksten ist, wenn der Indikator den Widerstand Null hat, d. h. wenn die Gleichrichterstrecke: virtuelle Kathode-Bremskathode, die als ein die Richtspannungen liefernder Generator aufgefaßt werden muß, im Kurzschluß arbeitet. Andererseits erzielt man eine maximale Leistungsabgabe, wenn der Nutzwiderstand dem inneren Röhrenwiderstand R_{in} angepaßt ist. Da dieser in der Größenordnung von $10^4 \Omega$ liegt, sind im Bremskreis nur schwache Belastungen zulässig.

Wesentlich günstigere Verhältnisse ergeben sich, wenn man von der Steuerung des Gitterstroms durch Stromübernahme Gebrauch macht und den Belastungswiderstand anstatt in den Bremskreis in den Gitterkreis einschaltet. Die bei Sättigung geltende spiegelbildliche Übernahme der Bremscharakteristik auf die Gitterseite ist schon im Kapitel 3, Abschnitt 2, C des ersten Bandes eingehend geschildert worden. Hier sei nur das Ergebnis dieser Betrachtungen wiederholt, wonach die Bremsröhre im Gitterkreis beliebig hohe Belastungen verträgt, wenn nur der

Spannungsabfall durch entsprechende Erhöhung der Speisespannung immer wieder soweit ausgeglichen wird, daß das Gitterpotential niemals unter den Sättigungswert sinken kann (vgl. Bd. I, Abb. 225). In dieser Schaltung fließt im Bremskreis, der für die Richtströme über das Lecher-System vollkommen kurzgeschlossen ist, der volle Kurzschlußstrom $A i_b$, der sich auf der Gitterseite als $-A i_g$ an dem Gitterwiderstand R_g in verstärkte Richtspannungen $A i_g \cdot R_g$ umsetzt. Offenbar spielen sich also ähnliche Vorgänge wie im normalen Audion mit Gittergleichrichtung ab, indem die eigentliche Gleichrichtung auf der gekrümmten Bremskennlinie stattfindet, wo jedoch an Stelle von Richtspannungen Richtströme entstehen, welche nun nicht durch Raumladungssteuerung, sondern durch Verteilungssteuerung auf die Anoden- oder richtiger Gitterseite übertragen werden. Da für den Empfang ultrakurzer Wellen hauptsächlich mit Wolframfäden ausgerüstete Röhren in Frage kommen, die wegen ihrer Sättigungseigenschaften einen ganz verschwindend kleinen „Durchgriff“ haben (s. Bd. I, S. 188), lassen sich durch die Übernahmesteuerung sehr hohe niederfrequente Verstärkungen erzielen.

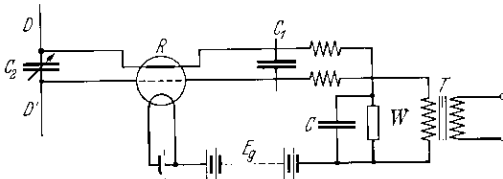


Abb. 37. Schema eines vollständigen Bremsaudions nach Hoffmann.

kann man die Brems Elektrode über einen hochohmigen Widerstand W nach einer positiven Spannung, z. B. nach der Gitterspeisespannung E_g ableiten. Der Ruhepunkt des Bremspotentials stellt sich dann als Schnittpunkt der Bremskennlinie mit der Widerstandsgeraden $i_g = (E_g - e_b)/W$ ein, wie aus Abb. 36 zu erschen ist. Damit der Bremskreis trotz dieser Maßnahme für die Richtströme kurzgeschlossen bleibt, muß der Ableitwiderstand W durch einen großen Kondensator C überbrückt werden. Auf diese Weise entsteht als vollständiges Schema eines Bremsaudions die Schaltung der Abb. 37, deren Wirkung an Hand der vorstehenden Betrachtungen ohne weiteres verständlich ist. Als Gitterbelastung ist einem rein Ohmschen Widerstand eine Impedanz oder ein Übertrager vorzuziehen, weil dann der Gitterruhestrom i_{g0} keinen Gleichspannungsabfall hervorruft, der sonst von der Gitterbatterie gedeckt werden müßte.

d) Spannungsresonanzen.

Betrachtet man die Abhängigkeit des Richtstromes von der Gitterspannung, so zeigt sich, daß diese bei Dezimeterwellen und bei Verwendung geeigneter Röhren, d. h. solcher, die auch zur Schwingungserzeugung instande sind, eine grundsätzlich andere Rolle als das Bremspotential spielt, insofern nämlich, als bei Variation von E_g eine Reihe periodisch aufeinanderfolgender Empfangsmaxima auftritt, die außer Zusammenhang mit der Bremscharakteristik stehen. In der Abb. 38 ist ein solches „Empfangsspektrum“ wiedergegeben, indem die Lautstärke eines

konstanten Senders gemessen und als Funktion des Gitterpotentials aufgetragen wurde. Offensichtlich handelt es sich bei diesen Spannungsresonanzen um Übereinstimmung der Elektronenlaufzeiten mit der Empfangsperiode oder ihren Vielfachen, d. h. sie müssen mit den ultradynamischen Kernlinieninversionen in unmittelbarem Zusammenhang stehen. Für diese Inversionen wurde in erster Näherung die Beziehung $n^2 \lambda^2 E_g = \text{const}$ aufgestellt (s. Bd. I, Kap. 3, Abschnitt 1, C, d und Abschnitt 2, C, b, γ), die sich beim Empfang einer konstanten Senderwelle zu $n^2 E_g = \text{const}$

vereinfacht. Die dieser Relation entsprechenden Zahlenwerte sind in der Abb. 38 angegeben. Man erkennt in den ersten Ordnungsbereichen eine befriedigende Konstanz, während sich bei höheren Ordnungszahlen Abweichungen bemerkbar machen, die indessen im Hinblick auf das geringe, unterhalb der Sättigungsgrenze liegende Gitterpotential von wenigen Volt, wogegen schon das Spannungsgefälle längs des Heizfadens nicht mehr zu vernachlässigen ist, leicht erklärlich erscheinen.

Auf Grund der vorhergehenden Betrachtungen, wonach sich die Gleichrichtung im Bremsaudion zwischen virtueller Kathode und Brems-elektrode abspielen soll, ist wegen des kleinen Elektrodenabstands der Ersatzdiode eine Frequenzabhängigkeit des Richteffekts an sich nicht zu erwarten. Tatsächlich läßt sich denn auch zeigen, daß die Spannungsresonanzen verschwinden, wenn die Eingangsspannungen nur an der Brems-elektrode liegen, und wenn keine Selbsterregungsanordnung mit Lecher-Drähten zwischen Gitter und Brems-elektrode oder mit inneren Resonanzgebilden vorliegt [35]. Im anderen Fall kann der mit der Gitterspannung veränderliche komplexe Dämpfungswiderstand der Bremsröhre Spannungsresonanzen vortäuschen, indem die Hochfrequenzspannung an der Brems-elektrode abwechselnd verstärkt oder geschwächt wird.

Arbeitet man auf einem ausgesprochenen Resonanzmaximum der Gitterspannung, das man seiner größeren Empfindlichkeit wegen wohl meistens wählen wird, dann kann ein zu hoher Belastungswiderstand R_g schädlich sein, wenn die einfallende Sendenergie zu starke Wechselspannungen am Gitter hervorruft. Es besteht dann nämlich die Gefahr, daß das Maximum der Spannungsabstimmung übersteuert wird, weshalb die Ausgangsspannungen des gitterseitig belasteten und abgestimmten Bremsaudions auf Bruchteile eines Volts zu beschränken sind.

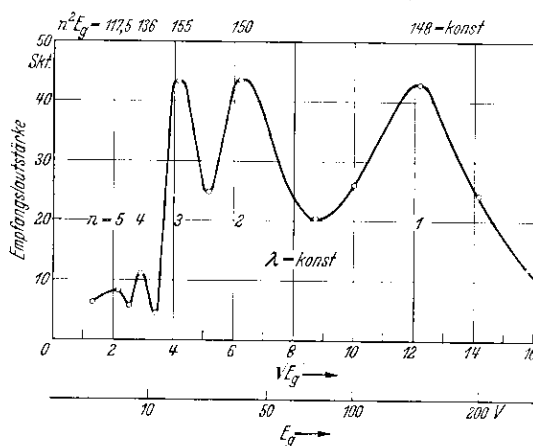


Abb. 38. Spannungsspektrum nach Hoffmann.

Ähnliche Spannungsresonanzen können bei hinreichend großer Sendenergie sogar als direkte Schwankungen des Bremsstromes beobachtet werden, und bei genügend großen Elektrodenabständen und entsprechend niedrigen Gitterspannungen lassen sie sich sogar bis zu Wellen von 10 m Länge hinauf verfolgen [36]. Danach besteht sogar die Aussicht, das Bremsaudion zum Empfang von Meterwellen einsetzen zu können, zumal der Vergleich mit einem normalen gittergesteuerten Audion fast die gleiche Empfindlichkeit ergeben hat, obwohl das Bremsaudion des Fehlens von frequenzabhängigen Gliedern wegen hinsichtlich seiner Gleichrichterqualität als dem Anodengleichrichter ebenbürtig zu bezeichnen ist. In diesem Zusammenhang sei noch kurz darauf hingewiesen, daß sich das Bremsaudion bei seiner hohen Empfindlichkeit und Einfachheit auch vorzüglich als aperiodischer, d. h. ohne Elektronenresonanzen arbeitender Gleichrichter für lange Wellen bewährt. Der beim aperiodischen Arbeiten fühlbar werdende Mangel, der in der Belastung der Eingangsspannung durch den inneren Bremswiderstand R_b liegt, kann durch kapazitiven Kurzschluß der hochfrequenten Stromübernahme behoben werden, eine Maßnahme, die im Prinzip dieselben Grundsätze wie die leistungslose Modulation eines Bremsfeldsenders verfolgt (s. Band 1, Kapitel 3, Abschnitt 4, B). Ein besonderer Vorzug des Bremsaudions beruht weiter darin, daß es selbst mit einer einfachen Dreipolröhre ohne weiteres eine Schubspannung liefert, die zur Regelung

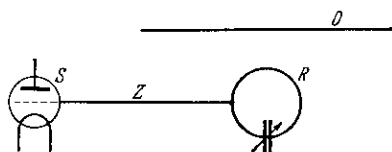


Abb. 39. Variable Kopplung zwischen Röhre und Resonanzkreis nach Pistor.

der hochfrequenten Vorverstärkung und schließlich gleichzeitig auch zur Regelung der Empfindlichkeit des Bremsaudions selbst herangezogen werden kann [37].

e) Entdämpfung.

Die Analogie zwischen Bremsaudion und normalem Schwingaudion wird vollkommen, wenn man die Anfachungseigenschaften der Bremsröhre ausnutzt und den Empfänger auf der gewünschten Welle entdämpft, mag diese Entdämpfung nun auf Grund einer ultradynamischen Rückkopplung oder auf Grund der Barkhausenschen Elektronenschwingungen vor sich gehen. Jedenfalls kann man auch beim Bremsaudion einen Schwingaudionempfang erster und zweiter Art unterscheiden, je nachdem die Anfachung so eingestellt wird, daß Selbstschwingungen erst bei der einfallenden Senderschwingungen entstehen, oder daß die im Bremsaudion vorhandenen Lokalschwingungen von dem fernen Sender mitgenommen werden. Auch hier erweist sich auf kurze Entfernungen der Schwingaudionempfang zweiter Art als günstiger, während bei größerer Entfernung der Schwingaudionempfang erster Art die größere Empfindlichkeit und gleichzeitig auch die größere Abstimmungsschärfe ergibt. Eine variable Kopplung zwischen Röhre und Resonanzkreis über eine in ihrer Länge veränderliche Verbindungsleitung gemäß Abb. 39 und die Verwendung einer Doppelgitterröhre mit regelbarer Raumladegitterspannung gibt die Möglichkeit, den Schwingungseinsatz sehr weich einstellen zu können [38].

Ferner ist versucht worden, den Schwingaudionempfang erster Art dadurch noch empfindlicher zu gestalten, daß man in den Bremsaudionempfänger noch eine Rückkopplung auf längeren Wellen (20 -150 m) einführt, indem man dem Schema der Abb. 40 entsprechend einen auf die gewünschte Hilfswelle abgestimmten Gitterkreis $L_g C_g$ auf eine Spule L_b im Bremskreis zurückkoppelt [39]. Reguliert man diese Rückkopplung für die Hilfsschwingung kurz vor die Selbsterregung, dann setzen die langwelligen Hilfsschwingungen beim Auftreffen der ultrakurzwelligen Trägerschwingungen ein und verstärken den Richteffect.

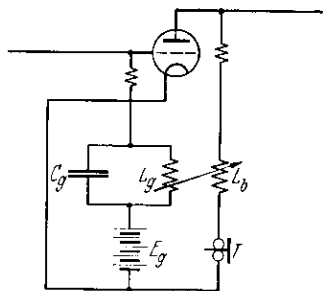


Abb. 40. Bremsfeldempfänger von Pierret.

Während sich die Dämpfungsreduktion beim normalen Schwingaudion vornehmen läßt, ohne den eigentlichen Richteffect zu beeinträchtigen, zeigt das Bremsaudion eine Abhängigkeit der beiden Funktionen. Die günstigsten Arbeitspunkte für optimale Richtwirkung und weichen Schwingeneinsatz fallen nämlich nicht ohne weiteres zusammen, und die beiden Vorgänge sind daher in ein und derselben Röhre nur mehr oder weniger zufälligerweise miteinander zu vereinigen. Um diese Störungen zu beseitigen, ist ein Empfänger mit zwei Bremsröhren entwickelt worden, die in einer gemeinsamen Lecher-Leitung liegen und von denen die eine die Gleichrichtung und die andere die Dämpfungsreduktion übernimmt. Der Hochfrequenzteil eines solchen Zweiröhrenempfängers läßt sich bedeutend vereinfachen, wenn man die beiden Elektrodensysteme in einer Zwillingsröhre zusammenfaßt und niederfrequent und gleichspannungsmäßig durch kleine Abriegelkondensatoren, die für die Hochfrequenz als Kurzschluß wirken, voneinander trennt [3]. Das Schema eines auf diese Weise entstehenden Zwillingsempfängers zeigt die Abb. 41. R_1 und R_2 sind die beiden, in einer einzigen Röhre befindlichen Systeme. R_1 wird zweckmäßig als Bremsaudion geschaltet und bedarf, da es aperiodisch arbeitet, weiter keiner Regulierung, während R_2 als Bremsfeldsender arbeitet und kurz vor den Schwingungseinsatz einzustellen ist. Einen ähnlichen Zweck verfolgt die Anordnung zweier, nur durch Strahlungskopplung parallelarbeitender Bremsfeldanordnungen, von denen die erste die empfangenen Schwingungen verstärkt wieder ausstrahlt und auf den zweiten Teil, d. h. auf das eigentliche Bremsaudion überträgt [40].

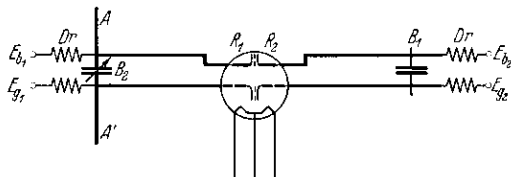


Abb. 41. Zwillingsempfänger nach Hoffmann.

f) Das Gegentakt-Bremsaudion.

Um bei der Gleichrichtung die vollen, im Empfangskreis induzierten Resonanzspannungen auszunutzen, sieht man zweckmäßig eine Gegen-

taktanordnung vor. Am einfachsten werden die Bremsselektroden zweier getrennter Röhren mit den Lecher-Drähten des Empfangskreises verbunden. Die Gitter können entweder parallel geschaltet oder an ein zweites Abstimmssystem angeschlossen werden, denn die in beiden Gitterkreisen entstehenden Richtspannungen sind natürlich gleichphasig, so daß die Gitter niederfrequenzmäßig mit einem gemeinsamen Ausgangswiderstand belastet werden können [41].

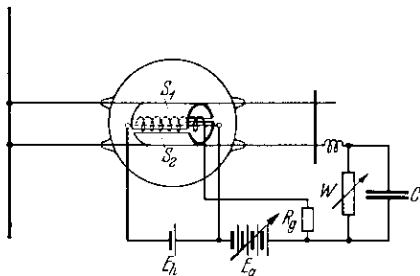


Abb. 42. Gegentakt-Bremsaudion nach Hoffmann.

oder in einer durch die Achse gehenden Ebene, wodurch zwei Bremssegmente erhalten werden. Die Abb. 42 zeigt das Schema eines Gegentakt-Bremsaudions mit der zuletzt erwähnten Röhrenform. Die beiden Segmente S_1 und S_2 sind in eine durchgehende und beiderseits kurzgeschlossene Lecher-Leitung eingeschaltet.

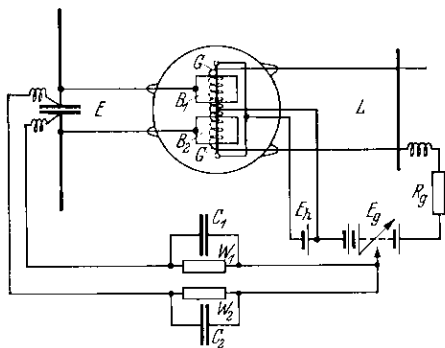


Abb. 43. Gegentakt-Bremsaudion mit verstimmbarem Gitterkreis.

Beim Empfang von Wellen in der Größenordnung von 1 dem ist in Abb. 43 dargestellte Empfänger vorteilhaft zu verwenden: Die Gegentakt-röhre besitzt zwei Bremsringe B_1 und B_2 , die mit dem Eingangs- und Antennenkreis E in Verbindung stehen. Die Gitterwendel G ist mit der Lecher-Leitung L zu dem bekannten Wendelschwingkreis vereinigt (vgl. Bd. I, Kapitel 3, Abschnitt 3, c, b), und läßt sich ebenfalls auf die zu

empfangende Welle abstimmen. Beide Kreise sind über die Elektrodenkapazitäten eng miteinander gekoppelt und üben bei Abstimmungsänderung starke Rückwirkungen aufeinander aus. Unter Umständen entzieht der Empfangskreis dem Gittersystem als dem eigentlich angefahten Kreis soviel Energie, daß eine wirksame Entdämpfung nicht mehr möglich ist. Im Hinblick auf die Gleichrichtung oder richtiger auf die optimale Einstellung des Arbeitspunktes auf den Partialkennlinien beider Bremsselektroden weist die ringförmige Zerlegung gegenüber der segmentförmigen Unterteilung insofern einen gewissen Nachteil auf, als die Partialkennlinien der Bremsringe ungefähr um den

halben Spannungsabfall am Heizfaden gegeneinander verschoben sind, wogegen die Segmentkennlinien elektrisch übereinstimmen. Man kann nun entweder den Heizfaden ebenfalls unterteilen, indem man ihn von der Mitte aus in zwei parallelen Zweigen speist, oder man leitet jeden Bremsring über eine eigene Widerstands-Kapazitätskombination W_1C_1 und W_2C_2 ab, so daß die Bremspotentiale unabhängig voneinander auf den zugehörigen Bremskennlinien einspielen. Beide Möglichkeiten sind in der Abb. 43 dargestellt.

Im übrigen lassen sich die beschriebenen Gegentaktempfänger noch weiter vervollkommen, indem man z. B. das Gitterparallel-drahtsystem nicht außen, sondern an die Mitte der Gitterwendel anschließt und ihre Enden frei schwingen läßt (vgl. Bd. I, Abb. 263).

Aus dem Bestreben, einen Empfänger zu schaffen, der ohne einen besonders abzustimmenden Sekundärkreis innerhalb eines praktisch ausreichenden Bereichs allein durch die Röhre oder richtiger durch die Betriebsbedingungen, in erster Linie durch die Gitterspannung verstimmt werden kann, entstand das in Abb. 44 schematisch wiedergegebene Gegentak-Bremsaudion [41]. Auch hier ist die Brems Elektrode in zwei Segmente B_1 und B_2 unterteilt, nur ist die Röhre ähnlich wie ein Detektor in den Strombauch des Empfangsdipols A und A'

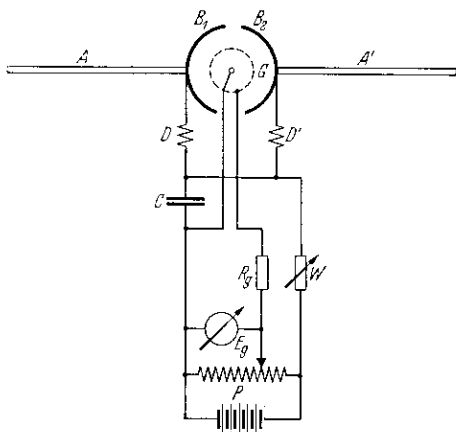


Abb. 44. Gegentak-Bremsaudion im Empfangsdipol liegend.

eingeschaltet. Die beiden Bremsströme werden über die Drosseln D und D' zugeleitet, und der Arbeitspunkt stellt sich über den Ableitwiderstand W ein, während das Gitter durch R_g belastet ist. Die Strom-Spannungscharakteristiken der beiden Bremssegmente zeigen infolge der Inhomogenitäten des elektrischen Feldes in der Umgebung der Trennfugen Stromübernahmerscheinungen, die einer ultradynamischen Phasenverschiebung unterliegen, so daß der an sich positive Widerstand zwischen beiden Segmenten invertieren, d. h. negativ werden kann. Man kann die Röhre daher als einen komplexen Widerstand ansehen, dessen Real- und Imaginärteil sich mit Heizung und Gitterspannung in weiten Grenzen einstellen läßt, so daß der Dipol elektrisch verkürzt oder verlängert werden kann. Gleichzeitig ist die Anfachung jeweils bis unmittelbar vor den Schwingungseinsatz einzuregulieren. Im übrigen verhält sich der Empfänger ebenso wie ein einfaches Bremsaudion und liefert z. B. ein ähnliches Spannungsspektrum wie in Abbildung 38, ohne daß die Gesetzmäßigkeit $n^2 E_g = \text{const}$ jedoch so exakt erfüllt wird.

g) Pendelrückkopplung.

Natürlich ist der Versuch naheliegend, die Empfindlichkeit eines Bremsaudionempfängers durch Pendelrückkopplung zu verbessern, wobei die Pendelschwingungen genau so wie beim Ultraaudion von einem besonderen Hilfssender geliefert und in den Gitter- oder in den Bremskreis eingeführt, oder in der Bremsröhre selbst erzeugt werden können. Der erste Fall bietet keine Besonderheiten, im Fall der Doppelrückkopplung ist jedoch auf die Eigentümlichkeiten der Bremsröhre Rücksicht zu nehmen. Grundsätzlich kann der Erzeugung der Pendelschwingungen in der Bremsröhre selbst das in Abb. 40 gezeigte Schema zugrunde gelegt werden, wenn man nur die Rückkopplung für die Hilfsschwingungen so stark anzieht, daß sich diese von selbst erregen und die ultrakurzweligen Schwingungen des Bremsaudions periodisch unterbrechen. Eine andere Möglichkeit besteht in der Ausnutzung des negativen Bremswiderstandes, wie es gelegentlich der Selbstmodulation eines Bremsfeldsenders bereits geschildert ist (Band I, Kapitel 3, Abschnitt 4, A. c). Ferner läßt der negative Bremswiderstand auch die Erzeugung von Kipp-schwingungen zu, zu welchem Zweck die Bremsselektrode nur über einen hochohmigen Widerstand abgeleitet zu werden braucht [43]. Allen diesen Methoden haftet allerdings der Nachteil an, daß die Anfachung der Pendelschwingungen in hohem Maße von bestimmten Abstimmungszuständen des Ultrakurzwellentils abhängig ist. Die richtige Einstellung derartiger Pendelrückkoppelempfänger, für die ja in erster Linie die zu empfangende Welle maßgebend bleiben muß, ist mithin ziemlich schwierig, so daß praktisch den anderen Methoden der Vorzug zu geben ist.

Im übrigen treten die Merkmale der Pendelrückkopplung, wie man sie bei Anwendung von Rückkoppelempfängern findet, auch hier auf. So zeigt sich z. B. bei Einstellung auf Schwingungseinsatz das für die Pendelrückkopplung charakteristische Rauschen. Bei großen Empfangsfeldstärken tritt die erwartete Lautstärkesteigerung wirklich ein, doch ist bei schwachen Feldstärken eine wesentliche Steigerung der Empfindlichkeit nicht mehr zu beobachten [38]. Im Gegenteil kann eine zu hohe Pendelfrequenz ($> 10^7$ Hz) sogar wieder eine Abnahme der Empfindlichkeit bewirken, was vermutlich darin seinen Grund hat, daß die Pendelspannung eine starke Frequenzmodulation mit sich bringt, so daß ein Aufschaukeln der Eigenschwingungen nur in den kurzen Zeitmomenten der Abstimmung des Empfängers auf die Senderwelle, d. h. nur während eines Bruchteils der Halbperiode negativen Widerstandes möglich erscheint. Die Pendelfrequenz darf daher nicht zu hoch gewählt werden, um die Aufschaukelzeiten des Bremsaudions nicht zu stark zu verkürzen. Da durch die Pendelschwingungen bei fester Abstimmung immer ein gewisser Frequenzbereich überstrichen wird, ist auch die vom Ultraaudion her bekannte Verbreiterung der Abstimmung zu beobachten.

h) Überlagerungsempfang mit dem Bremsaudion.

Schließlich sind noch einige Bemerkungen über den Überlagerungsempfang mit dem Bremsaudion angebracht. Grundsätzlich ist diese Frage schon in Kapitel 5 des ersten Bandes (Abschnitt 4) behandelt

worden, wo darauf hingewiesen ist, daß alle Methoden, deren Anfachung auf der Ausnutzung der endlichen Elektronenlaufzeiten oder mit anderen Worten auf ultradynamischen Phasenverschiebungen beruhen - und dazu ist auch die Bremsröhre zu zählen - statt eines monochromatischen Interferenztones eine je nach den Anfachungsverhältnissen mehr oder weniger breite Spektrallinie liefern. Zwar kann man bei genügender Stabilisierung der Senderschwingungen und bei genügend feiner Einstellung des Bremsaudionempfängers einen Interferenzeffekt feststellen, der jedoch meistens nicht als reiner Überlagerungston, sondern mehr als ein zwitscherndes Geräusch hörbar wird [38]. Wie weit sich hier durch günstigere Anfachungsverhältnisse und Stabilisierung eine Verbesserung erzielen läßt, und ob die etwa noch verbleibenden Frequenzinstabilitäten durch Verwendung eines Zwischenfrequenzverstärkers, der den ganzen Spektralbereich der Zwischenwelle entweder aperiodisch oder mit Bandfiltern gleichmäßig überstreicht, praktisch eliminiert werden können, steht zur Zeit noch nicht fest.

C. Das Magnetron als Empfänger.

Die Empfindlichkeit des Bremsaudions ist etwas zu verbessern, wenn die Röhre einem zusätzlichen Magnetfeld ausgesetzt wird. Insbesondere können Gitterspannung und Gitterstrom dann in den meisten Fällen verringert werden [2]. Aber auch in der Form einer einfachen zylindrischen Zwei-

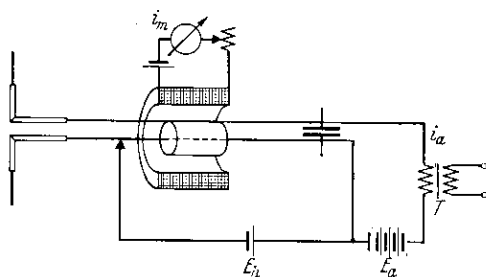


Abb. 45. Magnetronempfänger.

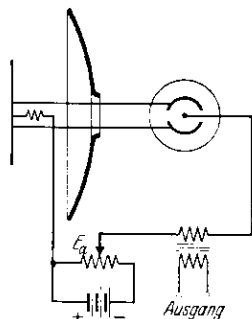


Abb. 46. Magnetronempfänger mit Habannröhre.

polröhre ist das Magnetron als Empfänger brauchbar. Eine geeignete Ausführung zeigt die Abb. 45, bei der die Magnetronröhre beiderseits in eine Lecher-Leitung übergeht, deren vorderer Teil die Antenne trägt, während der rückwärtige Teil der Abstimmung durch Brückenverschiebung dient [44]. Wenn Heizung und Anodenspannung konstant gelassen und wenn nur die magnetische Feldstärke gesteigert wird, treten auf dem abfallenden Teil der Magnetronkennlinie $i_a - f(i_m)$ mehrere, ungleichmäßig verteilte Empfangsmaxima auf, von denen das erste an der Stelle liegt, wo der Anodenstrom gerade abzufallen beginnt.

In ähnlicher Weise ist auch die Habann-Röhre als Empfänger zu verwenden (Abb. 46), indem das Hochfrequenzsystem zwischen beide Segmente oder Segmentgruppen gelegt wird, während die Modulation in der beiden Segmenten gemeinsamen Anodenspeiseleitung abgenommen wird [45].

Um mit möglichst niedrigen Anodenpotentialen und mit schwachen Magnetfeldern auszukommen, empfiehlt sich auch hier die Verwendung

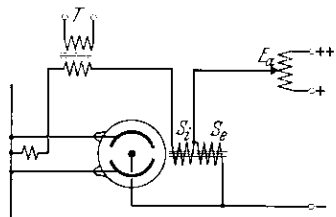


Abb. 47.
Magnetron mit Verbundwicklung.

von Röhren mit besonders kleinen Anodendurchmessern. Gleichrichtung findet bei jedem beliebigen Magnetfeld statt, wenn nur das Anodenpotential so gewählt wird, daß der Arbeitspunkt im unteren oder oberen Krümmungsgebiet der Anodenstrom-Anodenspannungskennlinie liegt. Obwohl die Gleichrichtung an sich aperiodisch ist, d. h. ebenso wie beim Bremsaudion bei allen Elektronengeschwindigkeiten und Frequenzen erhalten bleibt, vorausgesetzt

daß der Arbeitspunkt immer richtig eingestellt wird, tritt eine bedeutende Empfindlichkeitssteigerung auf, sobald die Elektronenumläufe mit der zu empfangenden Frequenz oder mit ihren Vielfachen in Resonanz geraten.

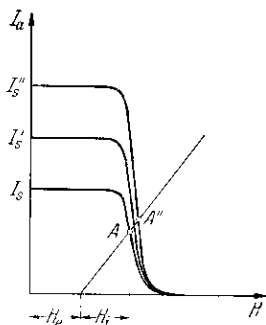


Abb. 48. Wirkung der Stromspule.

Sowohl bei Anodenspannungsabstimmung als auch bei Regelung der Entdämpfung durch die Heizung tritt praktisch die Schwierigkeit auf, daß Anodenspannung, Anodenstrom und Magnetfeld miteinander durch die bekannten Magnetrongesetze verkoppelt sind (vgl. Bd. I, Kapitel 4, Abschnitt 1). Bei Änderung einer dieser drei Größen muß demnach jeweils eine der beiden anderen mit variiert werden, soll der Arbeitspunkt auf der Magnetronkennlinie eine richtige Lage im oberen oder unteren Krümmungsgebiet beibehalten. Um die Bedienung eines Magnetronempfängers in dieser Hinsicht zu vereinfachen, können die elektrischen Betriebsgrößen schaltungsmäßig wieder so verkettet werden, daß sich die einmal gewählte Einstellung des Arbeitspunktes bei beliebiger Variation der Betriebsverhältnisse nicht mit verschiebt. Zu diesem Zweck ist die Feldwicklung auf die aus Abb. 47 ersichtliche Weise in zwei Spulen unterteilt, eine Spannungsspule S_v , die unmittelbar von der Anodenspannung gespeist wird, und eine Stromspule S_i , die vom Anodenstrom des Magnetrons durchflossen wird. Um die Wirkung dieser „Verbundwicklung“ zu übersehen, sei zunächst die Stromspule S_i allein betrachtet, wenn E_a konstant gehalten wird.

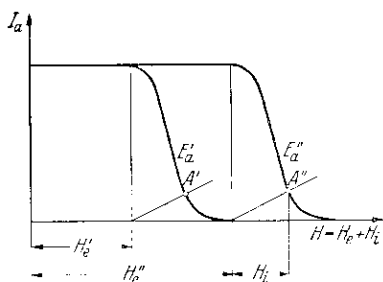


Abb. 49. Verbundwirkung der Strom- und Spannungsspule.

In der Abb. 48 sind verschiedene idealisierte Magnetronkennlinien dargestellt, die sich durch verschiedene Heizung bzw. durch verschiedene Emissionsströme I_s voneinander unterscheiden. Das von der Strom-

spule gelieferte magnetische Feld ist dem Anodenstrom I_a proportional und kann im Kennlinienfeld durch eine Gerade $H = k \cdot I_a$ dargestellt werden, wobei die Konstante k die Windungszahl der Wicklung und die magnetischen Kreiswiderstände enthält. Ist auf der Abszisse an Stelle von H der Magnetisierungsstrom aufgetragen, in diesem Fall also wieder I_a , dann liegt die Feldgerade unter 45° . Gleichzeitig liefere die Spannungsspule S_e einen konstanten Feldbeitrag H_e , von dessen Endpunkt auf der Abszisse die Stromgerade ausgeht. Man erkennt, daß sich der Arbeitspunkt als Schnittpunkt der betreffenden Magnetronkennlinie mit der Feldgeraden einstellt und sich beim Übergang von I_s zu I'_s nur von A bis A'' verschiebt, d. h. praktisch fast auf derselben Stelle der Charakteristik liegen bleibt.

Um nun auch die Wirkung der Spannungsspule zu übersehen, wenn E_a variiert wird, sind in der Abb. 49 zwei Magnetronkennlinien mit den Spannungen E'_a und E''_a als Parameter gezeichnet. Proportional mit E_a ändert sich das von der Spannungsspule erzeugte Feld H_e und dementsprechend verschiebt sich auch die Stromgerade. Wie man erkennt, ist auf diese Weise die Lage des Arbeitspunktes von E_a unabhängig geworden. Bei passender Abgleichung der beiden Spulen S_e und S_i kann also der Richteffect eines Magnetrons oder eines Habann-Empfängers trotz beliebiger Spannungsabstimmung und Entdämpfung weitgehend stabil eingehalten werden.

3. Besondere Probleme beim Empfang ultrakurzer Wellen.

Wegen gewisser Eigentümlichkeiten der ultrakurzen Wellen treten bei ihrem Empfang einige besondere Probleme auf, die teilweise zwar auch von längeren Wellen her bekannt sind, denen hier jedoch eine besondere Bedeutung zukommt.

A. Fernabstimmung.

Eine wichtige Frage ist die zweckmäßigste Empfangsantenne, und zwar gewinnt dieselbe um so größere Bedeutung, je kürzer die Wellen sind, nicht nur wegen der immer mehr hervortretenden optischen Ausbreitungseigenschaften, sondern auch wegen der Schwierigkeit der Erzeugung und Verstärkung. Um jeden Energieverlust nach Möglichkeit zu vermeiden, trachtet man danach, die Empfangsantenne möglichst dem direkten Strahlungsfeld des fernen Senders auszusetzen, oder wenigstens hoch über allen Hindernissen der Umgebung anzubringen. Da ultrakurzwellige Energieleitungen erhebliche Verluste mit sich bringen, zumal ihre Abstimmung und Anpassung auf der Empfangsseite längst nicht so einfach zu kontrollieren ist wie beim Sender, ergibt sich von selbst als günstigste Maßnahme, den Empfänger oder zumindest den Ultrakurzwellenteil zusammen mit der Antenne in möglichst großer Höhe über dem Erdboden anzuordnen. Zwingenderweise folgt daraus aber die Notwendigkeit, den Empfänger einfach und sicher von der

Erde aus bedienen zu können, weil eine einmalige Einstellung ohne jedes Nachregulieren praktisch nicht in Frage kommt.

Besonders einfach ist das Problem der Fernabstimmung bei Empfängern gelöst, die mit Bremsröhren arbeiten, da nur die Gitterspannung variiert zu werden braucht, um beim Bremsaudion mit abgestimmter Lecher-Leitung eine Verstimmung um dessen Eigenwelle herum zu erzielen, während das Gegentaktbremsaudion schon einen größeren Bereich zu bestreichen erlaubt. Ähnlich dürften die Verhältnisse beim Empfang mit einer Zweipolröhre oder mit dem Magnetron liegen. Sieht man bei Rückkopplungsempfängern, wie beim Ultraaudion, von einer rein mechanischen Fernbedienung ab, da eine solche mit Draht- oder Bowdenzügen oder mit biegsamen Wellen doch nicht mit der erforderlichen Genauigkeit bewerkstelligt werden kann, so kommt noch die elektromagnetische Fernabstimmung in Frage, wie sie sich durch elektromagnetisch bewegte Kondensatorplatten, oder eine auf der Achse eines Drehspulgeräts befestigte und zwischen zwei feste Kondensatorplatten eintauchende Scheibe aus festem Dielektrikum bewerkstelligen läßt (s. Abb. 13). Das Problem der Rückkopplungsreglung ist durch einfache Variation der Anodenspannung leicht zu lösen.

a) Kapazitive Fernabstimmung.

Neben der elektro-mechanischen Betätigung von Abstimmorganen gibt es zwei rein elektrische Fernabstimmmethoden, nämlich erstens die kapazitive Verstimmung mittels einer als Dielektrikum des Schwingungskondensators wirkenden Glimmentladung und zweitens die induktive Fernabstimmung durch Änderung der Vormagnetisierung eines innerhalb der Schwingungsspule befindlichen Eisenkerns.

Die kapazitive Verstimmung geschieht durch eine zwischen die Platten des Abstimmkondensators [46] oder beim Ultraaudion zwischen die Lecher-Drähte gebrachte Glimmröhre und wird ähnlich wie das früher beschriebene Modulationsverfahren gehandhabt (Band I, Kapitel 2, Abschnitt 5, A), nur daß man Dichte oder Ausdehnung der Glimmentladung mittels Gleichspannung von der entfernten Bedienungsstelle aus einstellt. Sehr gut eignen sich zu diesem Zweck die Abstimmungsindikatoren von Rundfunkgeräten, bei denen sich die Länge einer Glimmentladung der angelegten Spannung proportional ändert. Die

b) Induktive Fernabstimmung

beruht darauf, daß die Schwingkreisinduktivität einen Kern von kleinem Querschnitt und aus feinverteiltem Eisen enthält, wie es in dem Kunststoff Ferrocart und seinen Modifikationen vorliegt, und daß dessen Permeabilität durch ein überlagertes und der Fernabstimmung dienendes Gleichstrom-Magnetfeld geändert wird [47]. Damit die Verluste nicht zu groß werden, darf der hochfrequente magnetische Kraftfluß nicht in das Gleichstrom-Magnetfeld eindringen, eine Forderung, die eine besondere Ausbildung der Eisenkerne und Spulen, die bei Ultrakurzwellen natürlich nur noch aus einigen wenigen Windungen bestehen können, nötig macht. Das Verfahren ist bei Meterwellen noch gut brauchbar,

im Dezimetergebiet scheinen die Verluste jedoch so stark anzuwachsen, daß seine praktische Brauchbarkeit in Frage gestellt wird.

B. Doppeldemodulation.

Zum Empfang einer bereits vom Sender her mit einer oder mit mehreren hochfrequenten Zwischenwellen modulierten Ultrakurzwellen, wie sie wegen der Inkonstanz der Sende- und Überlagererwelle oder zwecks Mehrfachsprechen auf einem Träger angewandt wird, ist an sich jeder Überlagerungsempfänger brauchbar, dessen Oszillator man ausschaltet oder dessen Audionschwingungen man unterdrückt (Abb. 28). Bei einem fern vom Zwischenfrequenzteil aufgestellten Ultraaudion kann die Verbindung nur über ein zweckmäßig abgeschirmtes Hochfrequenzkabel erfolgen, damit keine unnötigen Verluste an Zwischenfrequenzenergie entstehen, und das gleichzeitig auch die Speiseleitungen für den Ultrakurzwellenteil enthalten kann. Den einfachsten Empfänger mit Doppeldemodulation zeigt das Schema der Abb. 50, nämlich einen Detektordipol, der die Ultrakurzwellen gleichrichtet und die entstehende Zwischenwelle über eine Hochfrequenz-Doppelleitung unmittelbar den Eingangsbuchsen eines Rundfunkempfängers zuführt. Zusammen mit einem einfachen Empfangsgerät ist ein solcher Doppelpfänger ausgezeichnet zur Kontrolle der Modulationsgrade und Modulationsqualität eines doppeltmodulierten Ultrakurzwellensenders zu gebrauchen.

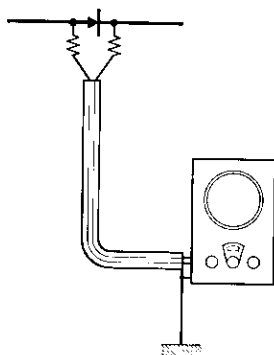


Abb. 50. Detektorresonator mit Rundfunkempfänger für Doppeldemodulation.

C. Empfangsstörungen.

a) Störungsursachen.

Hinsichtlich der Störanfälligkeit hat sich herausgestellt, daß sich die Ultrakurzwellen bedeutend günstiger verhalten als die normalen Rundfunkwellen und die im transkontinentalen Verkehr eingesetzten kurzen Wellen. So beeinträchtigen selbst Gewitter die Übertragung erst, wenn sie in unmittelbarer Nähe der Empfangsanlagen niedergehen. Nachteiliger wirken sich die von technischen Anlagen und Geräten, beispielsweise von Hochfrequenz-Heißgeräten ausgehenden lokalen Störungen aus. Zu besonders unangenehmen Störungen gehen die Zündanlagen von Explosionsmotoren Anlaß. Die sich beim Zündvorgang abspielenden elektrischen Vorgänge sind recht komplizierter Natur, denn Oszillogramme des Spannungsverlaufs an einer Zündkerze lassen eine Reihe von Rückzündungen erkennen, die in verschiedenen Abständen aufeinanderfolgen [48]. Als Einzelschwingungen jeder Rückzündung entstehen Wanderwellen auf den etwa 0,5—2 m langen Zündleitungen, deren Fortpflanzungsgeschwindigkeit wegen der Gummiisolation etwas kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist. Das

auf diese Weise entstehende Frequenzspektrum reicht je nach Länge und Verlegung und je nach Eigenkapazität und Selbstinduktion der Zündleitungen von $2 \cdot 10^7$ bis 10^8 Hz ($\lambda = 15\text{—}3$ m), doch sind noch Oberflächenwellen bis in das Zentimetergebiet herunter nachweisbar. Die Gruppenfrequenz der aufeinanderfolgenden Rückzündungen liegt bei $1\text{—}10 \cdot 10^5$ Hz, entsprechend 3000—300 m Welle. Natürlich sind die ganzen Störungen

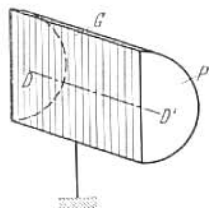


Abb. 51.
Empfangsspiegel, durch
Polarisationsgitter
verschlossen.

in starkem Maße von dem jeweiligen Betriebszustand des Motors, von der Art der Zündanlage und dem Zustand der Kerzen usw. abhängig, so daß sich allgemeine Angaben schwer machen lassen. Hinzu kommt, daß bei der wirklich abgestrahlten Hochfrequenzleistung noch angestoßene Nachbarleitungen und die Erdungsmasse des Motors eine Rolle spielen. Immerhin sind im Ultrakurzwellengebiet noch Störungsleistungen bis zu 10^{-5} W gemessen worden, die den Empfang im Umkreis von einigen hundert bis tausend Metern unmöglich machen können [49].

b) Störbeseitigung.

Zur Beseitigung solcher Störungen sind natürlich die Maßnahmen am wirksamsten, welche auf eine Beseitigung der Störungsursachen selbst hin-

zielen. Die Abschirmung der gesamten Zündanlage eines Motors beseitigt die Störungen nämlich nicht, sondern verhindert nur ihre Ausstrahlung, dies aber auch nur dann, wenn sie wirklich vollständig und lückenlos durchgeführt werden kann. Andernfalls verschlimmert sich das Übel noch, wenn nämlich Resonanzen in den nicht abgeschirmten Teilen auftreten. Weit- aus wirksamer ist daher die Dämpfung der Zündungsschwingungen durch in die Zündleitungen eingeschaltete oder direkt auf die Zündkerzen montierte Ohmsche Widerstände von einigen tausend Ohm. Solche Serienwiderstände beeinflussen bei diesen niedrigen Werten die Spannungsamplituden noch nicht, sondern setzen nur den Zündstrom herunter, was aber für das Arbeiten der Maschine unwesentlich ist, da schon der kleinste Funke zur Zündung ausreicht.



Abb. 52. Abgeschirmtes Gegentakt-
Bremsaudion.

Solange die Entstörung von Flugzeug- und Kraftwagenmotoren nicht allgemein durchgeführt ist, ist man darauf angewiesen, den Empfänger nach Möglichkeit vor solchen Störungen zu schützen, d. h. ihn abzuschirmen. Hier hat die Anordnung der Empfangsantenne mitsamt dem Ultrakurzwellenteil in einem Metallsiegel, der nur solche Wellen

zum Empfänger gelangen läßt, die in der Richtung seines Strahlungsdiagrammes einfallen, die beste Aussicht auf Erfolg. Man kann jedoch auch in dieser Einfallsrichtung noch eine gewisse Abschirmung vornehmen, indem man nämlich die Spiegelöffnung mit einem Polarisationsgitter G , dessen Drähte senkrecht zur Empfangsantenne $D D'$ verlaufen, verschließt (Abb. 51). Durch diese Maßnahme wird das Polarisationsdiagramm des Empfängers bedeutend verbessert, so daß die noch verbleibenden Störungen weiter reduziert werden.

Eine derartige Abschirmung des Ultrakurzwellenempfängers hat noch den Vorteil, daß auch längere Wellen vom Empfänger ferngehalten aperiodisch durchschlagen können und dann besonders unangenehm werden, die bei der großen Empfindlichkeit eines Bremsaudions rein werden, wenn sie gerade mit der für die Ultrakurzwellenübertragung gewählten Zwischenwelle zusammenfallen. In dieser Hinsicht übt schon die Abschirmung der Empfangsantenne allein oder des ganzen Empfängers durch ein geerdetes Polarisationsgitter eine günstige Wirkung aus. Als Beispiel, wie sich eine solche Abschirmung praktisch bewerkstelligen läßt, zeigt die Abb. 52 ein Gegentaktbremsaudion, welches sich im Innern einer Drahtspirale befindet, im Lichtbild. Bei der Größe, die ein Polarisationskäfig im Vergleich zur Antenne haben muß, erscheint seine Anwendung praktisch nur auf sehr kurze Wellen beschränkt.

4. Nachweis quasioptischer Wellen.

Während bei dem gegenwärtigen Stand der Entwicklung die Erzeugung elektrischer Wellen bis unter die Zentimetergrenze noch verhältnismäßig leicht möglich ist, solange sie gedämpft sind, kann von einem Empfang dieser Wellen im Sinne der Hochfrequenztechnik nicht mehr die Rede sein. Denn Röhrenempfänger existieren für so kurze Wellen überhaupt noch nicht, vielmehr ist man hier vollkommen auf integrierende Indikatoren angewiesen, die höchstens einen Nachweis, nicht aber den Empfang eines sprachmodulierten Trägers erlauben. An eine praktische Ausnutzung des Zentimeter- oder Millimeterbandes zu Übertragungszwecken ist daher solange nicht zu denken, als die Empfangstechnik nicht mit der Erzeugung ungedämpfter Wellen Schritt hält, abgesehen davon, daß unterhalb etwa 8 cm die ungestörte Ausbreitung der ultrakurzen Wellen bei ungünstigen atmosphärischen Verhältnissen in Frage gestellt ist.

A. Thermoelektrische Empfänger.

Wohl der einfachste Empfangsapparat ist ein linearer, auf die zu empfangende Welle abgestimmter Resonator, der in der Mitte einen auf die höchsten Frequenzen sicher ansprechenden Stromindikator trägt. erinnert man sich an die Anomalien, die ein Kristalldetektor schon bei Meterwellen aufweisen kann, dann muß seine allgemeine Verwendung bei Zentimeterwellen vollends zweifelhaft erscheinen, zumal die im Resonator zu erwartenden Hochfrequenzströme bei der geringen Energie der quasioptischen Wellen nur nach Mikroampere rechnen. Zum Nachweis solch

schwacher Hochfrequenzströme stehen grundsätzlich zwei Mittel zur Verfügung: Das Thermoelement und das Bolometer. Beide beruhen auf Joulescher Wärme, die der Hochfrequenzstrom beim Durchfließen eines feinen Haardrahtes entwickelt und unterscheiden sich lediglich durch die Art und Weise, wie die geringen Erwärmungen nachgewiesen werden.

a) Thermoelemente.

Die Wirkung eines Thermoelements beruht bekanntlich darauf, daß eine Kontakt- oder Lötstelle von zwei Drähten aus Materialien, die in der thermo-elektrischen Spannungsreihe möglichst weit auseinanderliegen, z. B. Eisen und Konstantan, durch den hindurchfließenden Hochfrequenzstrom erwärmt wird und eine thermoelektrische Potentialdifferenz erzeugt. Die Anordnung eines derartigen Thermoelements in einem offenen Empfangsdipol ist besonders einfach, weil sich Hochfrequenz und Gleichstrom ohne

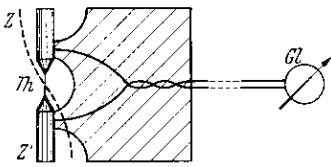


Abb. 53. Dipolresonator mit Thermoelement.

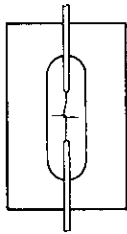


Abb. 54. Thermokreuzempfänger.

besondere Vorkehrungen trennen lassen. Zum Nachweis quasioptischer Wellen von Zentimeterlänge reduziert sich der ganze Resonator so wie es z. B. die Abb. 53 zeigt [50]. Die eigentlichen Antennenhälften bestehen aus zwei zugespitzten Metallzylindern Z und Z' von 1—2 mm Stärke, und zwischen ihren Spitzen ist das Thermoelement Th ausgespannt. Von den beiden Metallzylindern führen verdrehte Leitungen zu einem hochempfindlichen Galvanometer Gl. Im Vakuum steigt die Empfindlichkeit des Thermoelements auf das 20—30fache und erreicht bei einem Druck von 0,1—0,01 mm Hg praktisch den Höchstwert. Außerdem besteht in Hinsicht auf maximale Empfindlichkeit noch die theoretische Forderung, daß der Ohmsche Widerstand des Thermoelements möglichst gleich dem Strahlungswiderstand des Dipols sein soll.

Eine gewisse Gefahr liegt bei dieser einfachen Anordnung darin, daß über die beiden Galvanometerleitungen, die beiderseits des Spannungsknotens angeschlossen werden müssen, Hochfrequenz an dem Thermoelement vorbeifließt und verloren geht. An sich ließen sich beide Drähte zwar durch winzige Drosselspülchen abriegeln, besser ist es indessen, das Thermoelement durch ein Thermokreuz zu ersetzen [51]. Hierbei werden die beiden Drähte kreuzförmig verschlungen und an der Berührungsstelle verschweißt oder verlötet. Der Hochfrequenzstrom wird über zwei Arme geleitet, während der Galvanometerstrom über die beiden anderen Arme abfließt. Empfangsdipol und Galvanometerkreis haben infolgedessen nur einen Berührungspunkt, nämlich die Kontaktstelle, gemeinsam, der genau im Spannungsknoten liegt. Die kleinsten abgestimmten Thermoresonatoren entstehen, wenn der Abb. 54 gemäß zwei Drahtarme des Thermokreuzes frei abstehen und unmittelbar als Antennen wirken, deren Länge leicht auf wenige Millimeter reduziert werden kann [52]. Verzichtet man auf diese Antennen-

drähtchen, so erhält man schließlich ein einfaches Thermoelement, das aber nur nichtselektiven Charakter haben kann. An Empfindlichkeit steht es weit hinter den abgestimmten Resonatoren zurück, denn es ist fraglich, ob das Strahlungsthermoelement im quasioptischen Wellenbereich wirklich schwarz ist, d. h. die auftreffende Strahlung wirklich genügend absorbiert.

Bei Untersuchungen im Gebiet quasioptischer Wellen stören oft unerwünschte Intensitätsschwankungen, die gerade bei Funkensendern stark ausgeprägt sind. Um diese zu eliminieren, empfiehlt sich der Einsatz eines Kontrollempfängers, der unberührt von den eigentlichen Messungen nur das direkte Strahlungsfeld des Senders aufnimmt. Durch Quotientenbildung der Ausschläge des Meß- und des Kontrollempfängers lassen sich die Schwankungen der Senderenergie ausgleichen [53].

b) Bolometer.

Das Bolometer beruht auf der Widerstandsänderung, die ein hinreichend dünner Draht bei Erwärmung durch Hochfrequenz zeigt, und die in einer geeigneten Wheatstoneschen Brücke gemessen wird. Die Anordnung eines empfindlichen Bolometerempfängers für $\lambda > 5$ cm geht aus der Abb. 55a hervor [54]. Die eigentlichen Resonatoren, von denen in jedem Brücken-zweig einer vorgesehen ist, bestehen aus Wollastondraht, der in der Mitte zu einer Schleife S aufgebogen und auf 1μ abgeätzt ist. Die die Resonatoren tragenden Metallstützen M wirken als Drosseln und verhindern ein Eindringen von Hochfrequenz in den Brückenkreis. Die Brückenempfindlichkeit ist ein Maximum, wenn beide Bolometer auf gleiche Widerstände abgeglichen sind, was durch vorsichtiges Abätzen zu erreichen ist. Natürlich ist die aufgenommene Hochfrequenzenergie am größten, wenn die Resonatoren in Resonanz arbeiten, zu welchem Zweck die Antennendrähtchen durch verschiebbare Röhrchen abstimbar gemacht werden können. Schließlich läßt sich die Empfindlichkeit der Bolometerbrücke durch Evakuieren um eine Größenordnung erhöhen, und außerdem ist sie noch vom Brückenruhestrom abhängig, für den es ein ausgesprochenes Optimum gibt.

Für kürzere Wellen ($\lambda < 5$ cm) geht man zweckmäßig zu dem in Abb. 55b dargestellten Bolometerresonator über [55]. Zwischen die beiden Einschmelzdrähtchen D und D' ist das Antennchen A aus Wollastondraht ausgespannt, dessen Platinseele in der Mitte freigelegt ist. Im Gegensatz zu vorher arbeitet ein solches Bolometer nahezu aperiodisch.

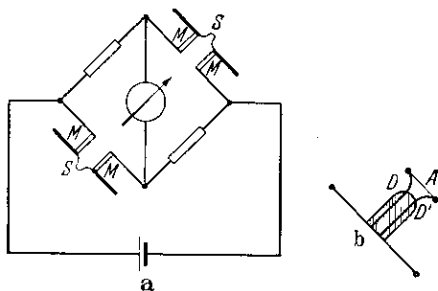


Abb. 55. Bolometerbrücke von Hasselbeck.

B. Radiometer.

Bei allen thermoelektrischen wie bei allen Bolometerempfängern ist es auch durch sorgfältige Verdrosselung und Abschirmung kaum möglich, Störungen, die vor allen Dingen von wilden Schwingungen der Funkenoszillatoren herrühren und in die Galvanometer- und Brückenleitungen eindringen, gänzlich fernzuhalten. Um solche Unsicherheitsfaktoren von vornherein auszumerzen, liegt der Wunsch nach einem Resonator ohne abgehende elektrische Leitungen nahe. An sich würden zwar die im Handel befindlichen Thermomeßinstrumente, bei denen ein Thermokreuz unmittelbar mit einem Galvanometer zusammengebaut ist, oder ein Hitzdraht-Luftthermometer dieser Forderung entsprechen, doch reicht die Empfindlichkeit beider Anordnungen in den seltensten Fällen aus. Wenn der elektrische Nachweis der im Resonator in Wärme umgesetzten Hochfrequenzenergie fortfällt, bleiben nur noch mechanische Kräfte, die von den elektromagnetischen Wellen unmittelbar oder indirekt ausgeübt werden, übrig.

a) Strahlungsdruck.

Schon frühzeitig ist versucht worden, die von hochfrequenten Feldern ausgehenden Kraftwirkungen, insbesondere den translatorischen Strahlungsdruck auf Resonatoren experimentell festzustellen [56], doch ist der einwandfreie Nachweis erst unter Zuhilfenahme der neueren Funken- und Röhrensender geglückt [57]. Aus der Maxwell'schen Theorie folgt der elektromagnetische Impuls

$$\mathfrak{G} = \frac{1}{4\pi c} \int [\mathfrak{E}, \mathfrak{H}] dv.$$

Wird dieser Impuls in irgendeinem Körper geändert, so entsteht eine Kraft $K = \Delta \mathfrak{G}$, wenn $\Delta \mathfrak{G}$ die dem Feld in der Zeiteinheit entzogene Impulsmenge bedeutet. Bei einer rein fortschreitenden Welle sind Strahlungsdichte und Energiedichte U durch die Beziehung:

$$\frac{c}{4\pi} [\mathfrak{E}, \mathfrak{H}] = c \cdot U$$

miteinander verknüpft. Entzieht der betrachtete Körper der Welle in der Zeiteinheit die Energiemenge ΔU , dann ist

$$\Delta \mathfrak{G} = \frac{1}{c} \int \Delta U dv = K \quad \text{oder} \quad K = W/c,$$

wenn $W = \int \Delta U dv$ die gesamte, dem Feld entzogene Energie bedeutet. Fließt in der Mitte eines auf Resonanz abgestimmten Drahtes der Strom I , dann ist die in der Zeiteinheit in Wärme und in Sekundärstrahlung umgesetzte Energie $W = I^2/2 (R_\Omega + R_s)$, wenn R_Ω und R_s die Effektivwerte des Ohmschen und des Strahlungswiderstands sind, wie sie sich unter Berücksichtigung der Stromverteilung längs des Antennendrahtes ergeben. Setzt man die aufgenommene Leistung größenordnungsmäßig mit 0,1 W an, was bei Wellen von 1—2 m Länge und bei Verwendung eines Röhrensenders durchaus möglich ist, so erhält man Strahlungsdrucke vom 10^{-3} bis 10^{-4} dyn.

Zum Nachweis dieser schwachen Druckkräfte wird der Resonator-draht an einer Torsionswaage aufgehängt, die zur Vermeidung von Luft-

bewegungen in einem geschlossenen Glaskasten untergebracht ist. Besondere Sorgfalt muß auf die Elimination aller, die Messung störenden elektrostatischen Anziehungskräfte verwandt werden. Statische Anziehungs- oder Abstoßungskräfte zwischen Sender- und Radiometer sind durch beiderseitige Erdung oder durch ein zwischengeschobenes und geerdetes Polarisationsgitter zu beseitigen. Andere Störungen entstehen durch die das Radiometer umgebenden Glaswände, auf denen das Senderfeld freie Flächenladungen erzeugt, doch fallen die hierdurch bedingten Anziehungskräfte nur bei sehr kleinen Abständen zwischen Glaswandungen und Antenne ins Gewicht.

Je kürzer die Welle wird, um so mehr sinkt die übertragbare Leistung, und um so empfindlicher muß das Radiometer aufgebaut werden. So verwendet man bei Dezimeterwellen statt eines Antennendrahtes einen schmalen Streifen Aluminiumfolie und hängt die Torsionswaage zur Verkürzung der Einstellzeit im Vakuum auf. Auf diese Weise ist noch der Strahlungsdruck einer ungedämpften Welle von 18 cm Länge nachweisbar, obwohl er bei einem Feld von 0,01 V/cm auf 10^{-8} dyn. gesunken ist. Hierbei wird der Strahlungsdruck jedoch von den viel stärkeren radiometrischen Druckkräften, die durch die Erwärmung der Antenne bedingt sind, überdeckt.

b) Thermische Radiometer.

Das auf Erwärmung seiner Flügel beruhende elektrische Radiometer ist aus dem optischen Radiometer (Lichtmühle) hervorgegangen, und in beiden Fällen sind die das Radiometergehänge auslenkenden oder in Umdrehungen versetzenden Kräfte bedingt durch die verschiedenen Geschwindigkeiten, mit denen die Gasmoleküle auf die Radiometerflügel aufprallen. Beim elektrischen Radiometer bestehen die Radiometerflügel aus abgestimmten Antennchen, wobei dafür Sorge zu tragen ist, daß die Impulsabgabe durch die Gasmoleküle nur in einer Richtung wirkt, und sich nicht etwa zu beiden Seiten jedes Antennchens aufhebt. Zu diesem Zweck wird eine Seite der Antennenflügel durch eine Druckplatte, die die Temperatur des umgebenden Gasraumes beibehält, abgeschirmt.

Das Radiometer kann einseitig, d. h. nur mit einem Antennenflügel oder symmetrisch mit zwei Antennen ausgeführt werden. Eine vielfach verwendete Form zeigt die Abb. 56a [58]. Das drehbare System hängt an einem dünnen Quarzfaden F , der in einen axialen Glasfaden übergeht. Zwischen den zwei daran befestigten Querstäbchen Q sind die beiden Antennchen A , die aus Wollastondraht oder aus dünner Aluminiumfolie bestehen können, ausgespannt, und hinter den Antennchen sind in einem geringen, der Dicke der Querstäbchen entsprechenden Abstand Glimmerstreifen S als Druckplatten befestigt. Damit die Druckkräfte ein gleichsinniges Drehmoment erzeugen, muß die eine Druckplatte vor dem einen und die andere hinter dem zweiten Antennchen angebracht

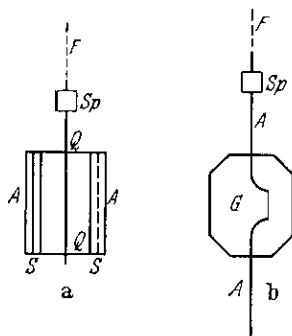


Abb. 56. Radiometer a für $\lambda < 5$ cm und b für $\lambda > 5$ cm.

werden. Ein Anliegen der Glimmerstreifen ist zu vermeiden, da sonst Wärmeverluste auftreten und die Druckplatte ihre Wirkung als Wärmeabschirmung verliert. Andererseits darf der Abstand zwischen Antenne und Druckplatte wieder nicht größer sein als die freie Weglänge der Gasmoleküle.

In dieser Form ist das Radiometer für Wellen unterhalb 5 cm gut geeignet. Bei längeren Wellen würde indessen das Trägheitsmoment zu groß werden und, auch das Ausspannen längerer Antennen wäre nur sehr schwer zu bewerkstelligen. In diesem Fall eignet sich daher die in Abb. 56 b dargestellte Form besser [55]. Hier ist nur ein Antennendraht *A* aus Wollastondraht vorhanden, der zugleich die mechanische Achse des Gehänges bildet. In der Mitte ist er schleifenförmig aufgebogen und abgeätzt. Ein Glimmerblättchen *G* gibt dem Gehänge die nötige Festigkeit und wirkt zugleich als Druckplatte. Neben seinem kleinen

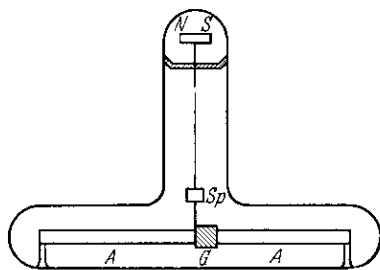


Abb. 57.
Horizontalradiometer von Beauvais.

Trägheitsmoment hat dieses Radiometer noch den Vorteil einer hohen Empfindlichkeit, die dem Umstand zuzuschreiben ist, daß sich der Verbrauchswiderstand der Antenne auf den Strombauch konzentriert, und daß die Verluste durch Wärmestrahlung sehr niedrig sind. Das Radiometer läßt sich bis zu Wellen von mehreren Metern Länge verwenden, wenn man den Antennendraht wendelförmig aufwickelt, doch sinkt dann die Empfindlichkeit, weil eine An-

tennenspule nur einen Bruchteil der Energie einer Linearantenne aufnehmen und in Wärme umsetzen kann.

Wenn die Horizontalkomponente des elektrischen Feldvektors ausgemessen werden soll, ist das in Abb. 57 angegebene Horizontalradiometer zu benutzen [59]. Dieses unterscheidet sich von den vorhergehenden Formen hauptsächlich dadurch, daß eine bewegliche Druckplatte *G* vor dem Strombauch einer festliegenden Horizontalantenne *A* hängt. Von der warmen Antenne treffen Gasmoleküle mit größerer Geschwindigkeit gegen das Glimmerfähnchen *G* als aus dem übrigen Gasraum auf, und das Gehänge wird ausgelenkt. Wegen des veränderlichen Abstands zwischen Druckplatte und Antenne ist der Ausschlag nur bei kleinen Winkeln dem Quadrat der elektrischen Feldstärke proportional.

Um die absolute Empfindlichkeit eines Radiometers theoretisch zu erfassen, kann auf die Theorie des Manometers von Knudsen zurückgegriffen werden mit dem Unterschied, daß hier an Stelle eines veränderlichen Gasdrucks verschiedene Temperaturen treten. Theoretisch sind folgende Punkte zu berücksichtigen: Aus dem in der Empfangsantenne fließenden Hochfrequenzstrom erhält man zunächst die Energie, welche sich in der Antenne in Wärme umsetzt. Das Temperaturgleichgewicht, das sich zwischen der zugeführten Wärmemenge und den Strahlungs- und Konvektionsverlusten einstellt, liefert unter Berücksichtigung des Gasdrucks und des Molekulargewichts des Gases die auf das Gehänge

wirkende Druckkraft. Aus Torsionsmodul und Abmessungen des Aufhängefadens ist dann die Direktionskraft zu ermitteln, so daß das Radiometer schließlich geeicht werden kann. Vergleichsversuche zwischen einem symmetrischen Radiometerempfänger und einer Bolometerbrücke ergeben bei fast gleichen Antennenwiderständen, d. h. bei gleicher Energieaufnahme eine gut fünffache Empfindlichkeit des Radiometers.

C. Photographische Fixierung elektrischer Strahlungsbilder.

In dem Grenzgebiet, in welchem die elektrische Strahlung in das Infrarot übergeht, ist an sich eine Einwirkung auf die photographische Platte bei ausreichenden Expositionszeiten wohl denkbar, und tatsächlich haben in dieser Hinsicht angestellte Versuche einen gewissen Effekt ergeben [60]. Werden nämlich die von einem Mikrosender ausgehenden Strahlen durch ein Linsen- oder Spiegelsystem auf eine in schwarzes Papier gehüllte Photoplatte konzentriert, so zeigt die Platte, wenn sie mit schwachem Licht vorbestrahlt worden ist, nach einer Expositionsdauer von mehreren Stunden und nach Entwicklung helle Flecke auf dunklem Grund, deren Form den elektrischen Erregungsfunken ähnelt. Offenbar handelt es sich hierbei nicht um eine eigentliche Schwärzung, sondern um einen Solarisationseffekt, der sich so erklärt, daß die Angriffspunkte, wo der Entwickler auf die Silberbromidkriställchen einzuwirken beginnt, durch die einfallenden Wellen erschüttert oder gelockert werden, so daß der Entwickler an diesen Stellen schwächer und langsamer angreift.

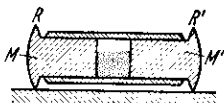


Abb. 58. Fritteraggregat für die photographische Fixierung elektrischer Wellen.

Diese Versuche zeigen, daß eine direkte Schwärzung der photographischen Schicht bei den Wellenlängen, welche noch zu dem elektrischen Spektrum gehören, nicht in Frage kommen kann, weil die Einwirkung des langwelligen elektrischen „Lichtes“ auf die einzelnen Silberkornaggregate viel zu gering ist, um chemische Reaktionen auszulösen. Es besteht jedoch die Möglichkeit, eine Photoschicht sozusagen ins Makroskopische zu übertragen, indem man eine große Anzahl kleinster Wellenindikatoren gleichmäßig auf einer Ebene verteilt und ihr Ansprechen durch einen geeigneten „Entwicklungsvorgang“ sichtbar macht [61]. Auf diese Weise läßt sich eine Photographie mit Hertzschen Wellen nachahmen, so daß man bei „Belichtung“ einer derartigen makroskopischen „Photoschicht“ ein Bild der Intensitätsverteilung in der auffallenden Wellenstrahlung erhält.

Es ist klar, daß für diesen besonderen Zweck nur die einfachsten Wellenindikatoren in Betracht kommen, die sich bei ausreichender Empfindlichkeit noch genügend klein herstellen lassen. Solche Indikatoren sind z. B. in der in Abb. 58 im Schnitt gezeigten Form von kleinsten Frittern oder Kohärenern möglich. Die Fritter bestehen aus einem Glasröhrchen von etwa 8 mm Länge und 3 mm Durchmesser, in dessen beide Enden zwei Metallelektroden M und M' eingekittet sind. Der in der Mitte verbleibende Zwischenraum von rund 2 mm Länge ist mit oxydierten Messingspänen angefüllt.

Um die Leitfähigkeitsänderungen, die diese kleinen Fritter beim Auftreffen elektrischer Wellen erfahren, sichtbar zu machen, dient die in Abb. 59 gezeigte Anordnung. Die Fritterchen werden auf einer mit Phenolphthaläin imprägnierten Papierfläche gleichmäßig so verstreut, daß ihre Achsen mit dem elektrischen Vektor der einfallenden Wellenstrahlung zusammenfallen. Das Papier selbst liegt auf einer isolierenden Unterlage und wird in Richtung

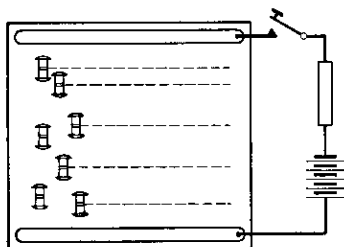


Abb. 59. Makroskopische Photoplatte nach Arkadiew.

der Indikatorachsen zwischen zwei an den Papierrändern aufliegenden Elektroden von einem schwachen Gleichstrom durchflossen. Die Fritterchen berühren die Papierfläche nur mit den über die Glasröhrchen hinausragenden metallischen Rändern R und R' (Abb. 58). Sie können auf dem Papier hin- und hergerollt werden und werden durch diese Rollbewegung wieder entfrittet, d. h. in den ursprünglichen nichtleitenden Zu-

stand zurückversetzt. Es ist leicht einzusehen, daß bei Leitendwerden jedes einzelnen Fritters an den beiden Auflagestellen Verdichtungen des durch das Papier hindurchfließenden Gleichstroms entstehen, und daß bei genauer Abgleichung der Stromstärke an diesen Stellen die elektrochemische Verfärbung des Reagenzpapiers zuerst beginnt. „Entwickelt“

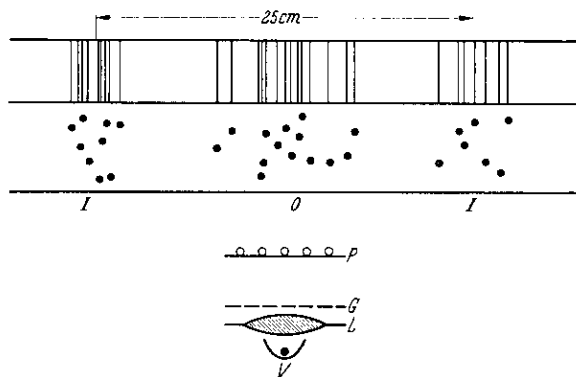


Abb. 60. Fraunhofersches Spektrum eines Beugungsgitters.

man die Schicht daher, nachdem sie mit elektrischen Wellen „belichtet“ ist, so erhält man ein genaues Abbild der aufgefallenen Strahlung, da bei passend gewählter „Entwicklungsdauer“ nur da eine Verfärbung eintritt, wo sich von den Wellen getroffene Fritterchen befinden. Die Analogie mit der gewöhnlichen Photographie ist somit vollkommen, denn an Stelle der mikroskopischen Kornaggregate in der Photoschicht erfahren hier die makroskopischen Resonatoren durch die „Belichtung“ gewisse Veränderungen, die in einem nachträglichen Entwicklungsvorgang, der hier elektrochemischer Natur ist, sichtbar gemacht werden.

Die Brauchbarkeit und Empfindlichkeit dieser photographischen Methode sei an dem in Abb. 60 wiedergegebenen Fraunhoferschen Gitterspektrum gezeigt. Die von dem Funkenvibrator V ausgehende Wellenstrahlung wird durch eine Paraffin- oder Quarzlinse L konzentriert und fällt nach Passieren des Beugungsgitters G , das aus 25 mm breiten Metallstreifen mit 25 mm breiten Zwischenräumen besteht, auf die Photoschicht P auf. Die nach „Entwicklung“ des Reagenzpapiers entstehenden Farbpunkte sind im oberen Teil der Abb. 60 wiedergegeben. Um die Analogie mit der Optik vollständiger zu machen, sind durch die einzelnen Punkte gerade Linien gezogen. Man erkennt ein Spektrum nullter Ordnung und zwei Spektren zweiter Ordnung. Die Entfernung 2δ zwischen den Zentren des rechten und linken Spektrums beträgt 25 cm, die Entfernung d zwischen Gitter und Photoplatte 17,5 cm und die Gitterperiode a ist 5 cm. Aus der optischen Gitterformel errechnet sich für die Welle, mit der die Aufnahme gemacht worden ist:

$$\lambda = a \sin \alpha = a \frac{\delta}{\sqrt{d^2 + \delta^2}} = 2,9 \text{ cm.}$$

In ähnlicher Weise lassen sich auch Schattenbilder von einfachen metallischen und von schlecht leitenden Gegenständen, wie z. B. von einer menschlichen Hand herstellen. Das ist insofern bemerkenswert, als die absolute Korngröße der Wellenbilder, die ungefähr gleich der Länge der einzelnen Fritterchen, d. h. gleich 1 cm angenommen werden kann, im Vergleich zur Wellenlänge sehr viel größer ist, als diejenige in gewöhnlichen Photoplaten, wo die Kornaggregate viele Wellenlängen der belichtenden Strahlung betragen. Die elektrische Methode besitzt demnach ein sehr viel größeres Auflösungsvermögen, als die gewöhnliche Photographie.

Zweites Kapitel.

Ausstrahlung und Bündelung.

Mit großer Annäherung läßt sich der Strahlungswiderstand einer Antenne, der maßgebend ist für die wirklich ausgesandte Leistung, nach der Rüdenberg'schen Formel errechnen:

$$R_s = 160 \pi^2 \left(\frac{h_w}{\lambda} \right)^2,$$

wenn h_w die wirksame Höhe der Antenne bedeutet. Den praktisch einfachsten Fall stellt ein senkrechter, am unteren Ende geerdeter und in einer Viertelwelle schwingender Draht ($\lambda = 4 l$) dar. Um die wirksame Höhe einer solchen Marconi-Antenne zu erhalten, muß man sich ihre Länge im Verhältnis der Mittelwerte von Strom und Spannung, d. h. um $2/\pi$ verkürzt denken, so daß man R_s zu etwa 40Ω erhält. Bei sehr langen Wellen in der Größenordnung von einigen Kilometern ist eine solche abgestimmte Stabantenne praktisch unmöglich, und bei der geringen wirksamen Höhe ergeben sich Strahlungswiderstände unter 1Ω , die, da sie mit der Größe der Verlustwiderstände vergleichbar werden, nur einen geringen Bruchteil der vom Sender in die Antenne gelieferten Energie als Nutzstrahlung auszusenden erlauben. Bei Wellen unter 100 m dagegen läßt sich eine Antenne von $1/4 \lambda$ leicht herstellen und sogar in Oberwellen erregen, wodurch ihr Strahlungswiderstand auf über 100Ω steigt. In technischer Hinsicht noch günstiger liegen die Verhältnisse bei den ultrakurzen Wellen, die als Antenne nur noch einen einfachen Draht von wenigen Metern oder Dezimetern Länge erfordern. Infolgedessen führen auch die in der Kurzwellentechnik bekannten Mittel zur Bündelung der Strahlung durch Gruppen von phasenrichtig gespeisten Dipolen bei Ultrakurzwellen zu besonders einfachen Antennenaufbauten, und schließlich ist auch die Anordnung linearer Dipole innerhalb parabolischer Spiegelflächen, die entweder von einzelnen Reflexionsdrähten gebildet werden oder aus Vollmetall oder Drahtgewebe bestehen, sehr leicht möglich, so daß, falls der Spiegel den Strahler genügend umfaßt und falls sein Öffnungsverhältnis hinreichend groß ist, die Bündelungsschärfe der Optik erreichbar wird. Eine noch stärkere Annäherung an optische Methoden lassen die Mikrowellen zu, wo eine Bündelung durch Brechungslinsen und durch mehrlinsige zusammengesetzte Objektive in den Bereich der Möglichkeiten rückt.

1. Die lineare Stabantenne.

A. Erregung in der Grundschwingung.

Das Urbild eines offenen Schwingungskreises stellt ein gerader Leiter dar (Abb. 61a), dessen Länge l gleich der halben Wellenlänge ist, und der

eine räumlich sinusförmige Verteilung von Spannung e und Strom i besitzt, so daß er in einer halben Wellenlänge schwingt. Heinrich Hertz hat in seiner berühmten Arbeit über die Ausbreitung elektrischer Kräfte diese Antennenanordnung in dem Bild eines elektrischen Dipols nach Abb. 61b idealisiert, in dem eine elektrische Ladung auf und ab schwingt und eine mittlere über die Dipollänge l gleichmäßig verteilte Stromstärke:

$$i = \frac{dq}{dt} = C \frac{de}{dt}$$

erzeugt, wenn C die Kapazität der Antenne ist. Die auf die Länge l wechselnde Ladung q des Dipols liefert das Ladungsmoment

$$f = l \cdot q,$$

in das sich der Strom i durch Differentiation nach der Zeit folgendermaßen einführen läßt:

$$\frac{df}{dt} = l \cdot i; \quad \frac{d^2 f}{dt^2} = l \frac{di}{dt}.$$

In dem Polardiagramm der Abb. 62 ist die Lage jedes beliebigen Aufpunktes P durch seinen Abstand r vom Ursprung, seinen Elevationswinkel ϑ und seinen Längswinkel α gegeben, und die magnetische und elektrische Feldstärke in tangentialer und radialer Richtung um den Dipol ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} H_\alpha &= -\frac{\cos \vartheta}{r} \left[\frac{1}{r} \frac{df}{dt} + \frac{1}{c} \frac{d^2 f}{dt^2} \right]_{t-r/c} \\ E_\vartheta &= -\frac{\cos \vartheta}{r} \left[\frac{c^2}{r^2} f + \frac{c}{f} \frac{df}{dt} + \frac{d^2 f}{dt^2} \right]_{t-r/c} \\ E_r &= 2 \frac{\sin \vartheta}{r} \left[\frac{c^2}{r^2} f + \frac{c}{r} \frac{df}{dt} \right]_{t-r/c} \end{aligned}$$

Setzt man in die Differentialquotienten das Argument $t - r/c$ ein, um das die Erregung auf dem Dipol und die Wirkung im Aufpunkt P zeitlich verschoben sind, so erhält man eine vom Ursprung mit Lichtgeschwindigkeit fortleitende Welle.

Aus diesen Gleichungen erkennt man, daß das Magnetfeld um den Dipol rein zirkular, das elektrische Feld dagegen rein polar ist, d. h. seine Feldkomponenten verlaufen lediglich radial (E_r) und tangential (E_ϑ) in Richtung des Längskreises. Für kleine Abstände r kommen im wesentlichen die ersten Glieder der Klammerausdrücke in Betracht, und die Feldstärken nehmen mit der zweiten oder mit der dritten Potenz der Entfernung ab. In der Fernzone, deren Abstand groß ist gegen die Antennenabmessungen und die Wellenlänge, geben allein die letzten Werte in den Klammern den Ausschlag, die radiale Feldstärke verschwindet gegenüber E_ϑ und diese sowie H_α sinkt jetzt umgekehrt proportional mit der Entfernung. Im übrigen ist die Feldamplitude proportional der Frequenz, der Dipollänge und dem Strom.

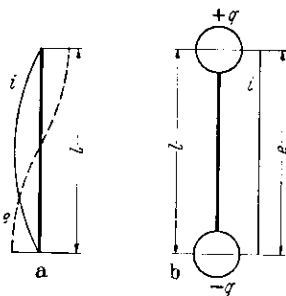


Abb. 61. Urbild des Hertzschen Dipols.

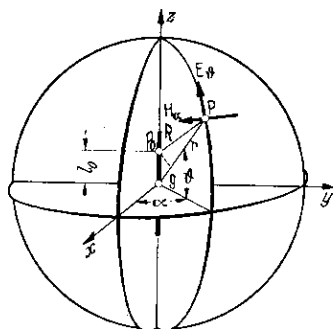


Abb. 62. Das elektromagnetische Feld um einen Dipol.

Ändert sich der Strom zeitlich harmonisch: $i = I \sin \omega t$, so wird die Feldstärke in der Fernwirkungszone eines in seiner Eigenschwingung erregten Dipols:

$$E_{\vartheta} = c \cdot H_{\varphi} = - \frac{\omega I}{r} \cos \vartheta \cos \omega (t - c/r).$$

Führt man statt der Kreisfrequenz die Wellenlänge, sowie den Mittelwert des Stroms in Ampere ein, so erhält man für den Effektivwert des elektrischen Feldes in der Äquatorialebene den einfachen Ausdruck:

$$E_{\vartheta} = \frac{2\pi c}{r} \frac{l}{\lambda} I \cdot 10^9 = 60 \frac{I_{\text{A}}}{r_{\text{m}}} \text{ V/m.}$$

Die Feldstärkecharakteristik ergibt sich aus den Hertzschen Ansätzen, indem man den Strahler als die stetige Folge von Hertzschen Elementardipolen von der Länge dl_0 betrachtet [1]. Wird der Abstand des Leiterelements P_0 vom Ursprung mit l_0 , vom Aufpunkt P mit R bezeichnet, dann ist der vom Leiterelement dl_0 mit dem Strom $i l_0$ in P insgesamt hervorgerufene Feldstärkebetrag:

$$E = j\omega c j\omega t \cos \vartheta \int_{l_0=0}^l \frac{1}{R} I e^{-j\frac{\omega}{c}R} dl_0.$$

Unter Berücksichtigung des Gangunterschiedes $R = r - q$, der in Verbindung mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit gemäß q/c die Zeitdifferenz darstellt, mit der die gleichzeitigen Vorgänge auf dem ganzen Strahler in P phasenverschobene Wirkungen auslösen, und unter Zusammenfassung der richtungsunabhängigen Größen zur Konstanten K , ergibt sich das Integral:

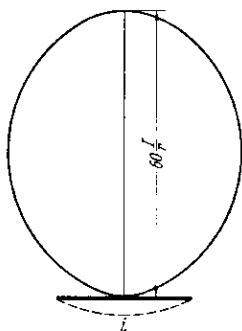


Abb. 63. Strahlungsdiagramm eines in der Grundwelle schwingenden Dipols.

$$E = K \int_{l_0=0}^l I e^{j\frac{2\pi}{\lambda} l_0 \sin \vartheta} dl_0,$$

dessen Auswertung für einen $\lambda/2$ -Dipol

$$E = K \frac{\sin \left(\frac{\pi}{2} \sin \vartheta \right)}{\cos \vartheta}$$

ergibt. Darin ist die Konstante K offenbar die Feldstärke in der Äquatorebene, d. h.

$$K = 60 \frac{I}{r},$$

während die Winkelfunktion als „Dipolterm“ bezeichnet wird. Das dieser Gleichung gehorchende Strahlungsdiagramm ist in der Abb. 63 angegeben. Es stellt den Schnitt in der Meridianebene dar, und die räumliche Strahlungscharakteristik ist ein Rotationskörper mit der Strahlerachse als Mittellinie. In der Äquatorebene liegt der Höchstwert des Feldes $60 \frac{I}{r}$, während das Feld in der Dipolachse verschwindet.

Was die Polarisation der elektromagnetischen Schwingungen an den verschiedenen Stellen des Strahlungsfeldes angeht, so ist dieselbe nur in

der Erregerachse und in der Äquatorebene linear, an anderen Stellen sind dagegen mehr oder weniger elliptisch polarisierte Schwingungen zu beobachten, die den Hertzschen Kreisgebieten entsprechen [2]. Man kann sich derartige elliptische Schwingungen aus zwei senkrechten, um eine Viertelperiode verschobene Schwingungen zusammengesetzt denken, und der Vektor der elektrischen Kraft durchläuft bei einer vollen Drehung um 360° nicht etwa eine Ellipse, sondern eine Cassinische Kurve mit Einschnürungen nach dem Zentrum hin.

Den Strahlungswiderstand erhält man aus der Integration über den ganzen Strahlungsraum folgendermaßen:

$$R_s = \frac{\text{Strahlungsenergie}}{I^2} = 60 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{\cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \sin \vartheta \right)}{\cos \vartheta} d\vartheta$$

$$= 60 Y,$$

$$Y = \frac{E}{2} + \frac{1}{2} \ln 2\pi - \frac{1}{2} Ci 2\pi \approx 1,22.$$

Darin bedeutet $E = 0,5772 \dots$ die Eulersche Konstante und Ci den Integralkosinus von 2π (Jahnke-Emde $\approx -0,025$). Der Strahlungswiderstand wird also:

$$R_s = 60 \cdot 1,22 = 73,2 \Omega.$$

Streng genommen ist davon auszugehen, daß nur bei einem sehr langen Draht der Abstand zwischen zwei Schwingungsknoten genau $\lambda/2$ beträgt. Betrachtet man dagegen ein aus diesem Draht herausgeschnittenes Stück von der Länge l , so treten zu den Mantelflächen des Zylinders noch die beiderseitigen Schnittflächen hinzu, um welche die gesamte Drahtoberfläche, von der Kraftlinien ausgehen und auf die sie wieder münden, vergrößert erscheint. Das bedingt eine Korrektur der Eigenwelle, so daß man nach Abraham schreiben kann [1]:

$$\lambda = 2l \left(1 + \frac{\varepsilon}{100} \right).$$

Danach gibt ε in Prozent der Stablänge an, um wieviel l vergrößert gedacht werden muß, um die wirkliche Eigenwelle zu erhalten.

Für die Größe ε sind theoretisch stark voneinander abweichende Ausdrücke abgeleitet worden [3], deren experimentelle Prüfung wegen der zahlreichen Störeffekte in der Umgebung des Leiters, durch seine Halterung und durch den Resonanzindikator usw. ziemlich schwierig ist [4]. Durch äußerst sorgfältige Versuche ist indessen erwiesen, daß der von Abraham errechnete Korrektionswert

$$\frac{\varepsilon}{100} = 5,6 \left(\frac{1}{4 \ln \frac{l}{b}} \right)^2,$$

der unter der Annahme abgeleitet ist, daß der stabförmige Leiter als langgestrecktes Rotationsellipsoid mit der Längsachse l und der kleinen Halbachse b aufgefaßt werden kann, den wirklichen Verhältnissen befriedigend gerecht wird [5].

Für kurze, dicke Stäbe, die als nahezu kugelförmige Rotationsellipsoide behandelt werden können, gibt die Formel von Ehrenhaft einen Anhaltspunkt [6]:

$$\lambda = \frac{\pi l}{\sqrt{3(0,5 + 0,133 e^2 + 0,061 e^4)}}$$

l = große Achse,
 e = numerische Exzentrizität.

Für den Extremfall der Kugel verschwinden hierin die Glieder mit e , und man erhält:

$$\lambda = \frac{2\pi l}{\sqrt{3}},$$

was eine geometrische Korrektur von 82% ergibt (vgl. Band I, Kapitel 1, Abschnitt 1, A).

In der Abb. 64 ist die geometrische Korrektur in Abhängigkeit von dem Achsenverhältnis $2b/l$ aufgetragen. Der obere Ast I entspricht der Ehrenhaftschen Formel und der untere Ast II der Abrahamschen [7]. Wie auf Grund der verschiedenen Ansätze nicht anders zu erwarten, schließen die Kurven schlecht aneinander an. Man erkennt deutlich den Gültigkeitsbereich beider Formeln, der sich einmal von $1/\infty$ bis etwa $1/800$ und das andere Mal von $1/1$ bis $1/1,5$ erstreckt. Kurve III ist auf Grund von Meßergebnissen eingezeichnet, die zur Vermeidung einer zu großen Apparatur unter Wasser gewonnen sind [7]. Der beiderseitige Anschluß an die Extremwerte der Kurven I und II ist gut erkennbar.

Abb. 64. Die geometrische Korrektur in Abhängigkeit vom Achsenverhältnis I nach der Formel von Ehrenhaft, II. nach der Formel von Abraham und III. nach Messungen von Ruprecht.

Für praktische Antennen, deren Länge mindestens das hundertfache des Durchmessers beträgt, ist demnach höchstens eine Korrektur von 1% zu erwarten, vorausgesetzt, daß sich der Dipol frei im Raum befindet, d. h. daß die Wirkung des Erdbodens vernachlässigt werden kann.

B. Oberwellen.

Wird die lineare Stabantenne in der n -ten Oberschwingung erregt, dann erhält man für das elektrische Feld im Abstand r vom Antennenzentrum bei allen ungeradzahigen Ordnungszahlen n die Formel [1]:

$$E_{\vartheta} = 60 \frac{I \cos\left(\frac{n\pi}{2} \sin \vartheta\right)}{r \cos \vartheta}$$

und bei allen geradzahigen Oberschwingungen:

$$E_{\vartheta} = 60 \frac{I \sin\left(\frac{n\pi}{2} \sin \vartheta\right)}{r \cos \vartheta}.$$

Die sich hieraus für die Ordnungszahlen $n = 2 - 4$ ergebenden Richtcharakteristiken sind in der Abb. 65 dargestellt [8]. Man erkennt, wie sich das Richtdiagramm durch Interferenzwirkung der gegenphasig und gleichphasig schwingenden Halbwellenteile in einzelne Strahlungsfächer auflöst, deren Zahl mit der Ordnungszahl der Oberschwingungen übereinstimmt. Zwischen den einzelnen Strahlungsfächern liegen Nullstellen der Strahlung, und zwar überall da, wo

$\cos\left(\frac{n\pi}{2} \sin\vartheta\right)$ oder $\sin\left(\frac{n\pi}{2} \sin\vartheta\right) = 0$ ist, wo also

$\sin\vartheta = 1/n, 3/n, 5/n \dots$ oder $2/n, 4/n, 6/n \dots$

ist. Interessant ist, daß die Feldkurven eine alle Teilflächen berührende Tangente besitzt, die die Äquatorebene im Abstand $60 I/r$ schneidet. Infolgedessen erfolgt die stärkste Strahlung in den beiden Ästen, die der Antennenachse am nächsten benachbart sind, und für $n \rightarrow \infty$ würde schließlich die gesamte Strahlung nur noch in die Richtung der Antenne fallen. Auch hier muß man sich wieder, um ein räumliches Bild der Antennenstrahlung zu erhalten, die gezeichneten Richtdiagramme um die Antenne als Achse rotierend denken.

Im Gegensatz zu den theoretischen Diagrammen weisen die in der Praxis erhaltenen ein wesentlich anderes Aussehen auf, denn die stärkste Strahlung tritt auf Kosten der übrigen Strahlungsflächen in der Äquatorebene auf. Dies ist darin begründet, daß die angeführte Theorie die Strombäuche in den einzelnen Halbwellen alle als gleich groß ansieht, während sie in Wirklichkeit vom Erregungszentrum aus nach den Enden der Antenne hin wegen der Verluste durch Strahlung und durch Joulesche Wärme abnehmen. Um dies in der Rechnung zu berücksichtigen, muß man so vorgehen, daß man zunächst nur über die äußersten, in Halbwellen schwingenden Antennenteile nach der Mitte zu und unter Berücksichtigung der größeren Stromamplituden integriert. Für eine in der zweiten Oberwelle ($n = 3$) erregte Stabantenne erhält man so, wenn man das Verhältnis des Strommaximums im Antennen-

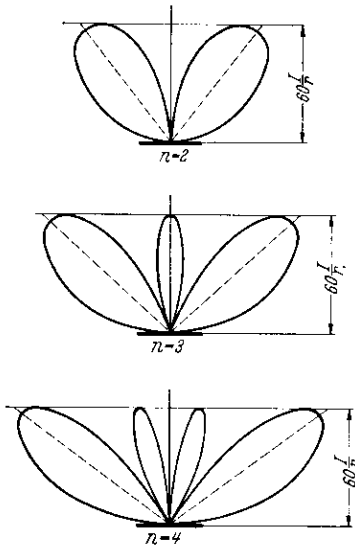


Abb. 65. Felddiagramme der in verschiedenen Oberschwingungen erregten Stabantenne.

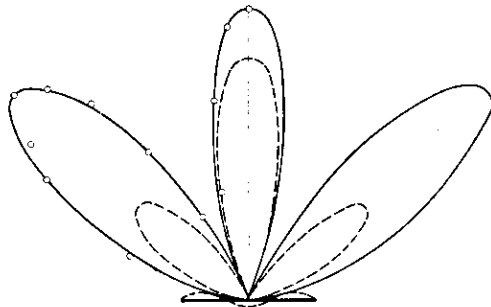


Abb. 66. Strahlungsdiagramm einer in der zweiten Oberwelle erregten Stabantenne mit verschiedener Dämpfung nach Bergmann.

berücksichtigen, muß man so vorgehen, daß man zunächst nur über die äußersten, in Halbwellen schwingenden Antennenteile nach der Mitte zu und unter Berücksichtigung der größeren Stromamplituden integriert. Für eine in der zweiten Oberwelle ($n = 3$) erregte Stabantenne erhält man so, wenn man das Verhältnis des Strommaximums im Antennen-

zentrum zu den Stromamplituden in den beiden Außenteilen auf Grund von Messungen mit 1,4 einführt, die folgende Verteilung der ausgestrahlten Energie [9].

$$I = K \frac{1}{\cos^2 \vartheta} \left\{ \left(\cos \frac{3\pi}{2} \sin \vartheta \right) + 0,4 \left[\sin \frac{\pi}{6} \cos \left(\frac{\pi}{6} \sin \vartheta \right) - \sin \vartheta \cos \frac{\pi}{6} \sin \left(\frac{\pi}{6} \sin \vartheta \right) \right] \right\}^2.$$

Nach dieser Gleichung ist die ausgezogene Kurve in der Abb. 66 errechnet, die mit den eingezeichneten Meßpunkten in guter Übereinstimmung steht. Wird die Dämpfung der Antenne vergrößert, dann ändert sich die Stromverteilung, und die Amplitude der in den Seitenästen ausgestrahlten Energie tritt gegenüber dem äquatorialen Hauptmaximum noch stärker zurück, wie es die gestrichelte Kurve der Abb. 66 beweist, die statt mit einer Messingantenne mit einer gleich starken Stahlantenne erhalten ist.

Für den Strahlungswiderstand der in Oberwellen erregten Stabantenne findet sich analog vorher:

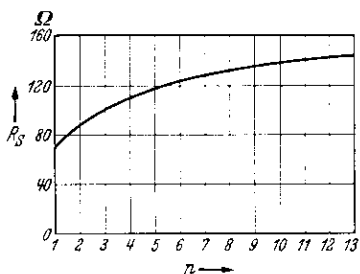


Abb. 67. Strahlungswiderstand der in Oberwellen erregten Dipolantenne.

n ungerade:

$$R_s = 60 \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{\cos^2 \left(\frac{n\pi}{2} \sin \vartheta \right)}{\cos^2 \vartheta} d\vartheta,$$

n gerade:

$$R_s = 60 \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{\sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \sin \vartheta \right)}{\cos^2 \vartheta} d\vartheta.$$

Beide Beziehungen führen zu demselben Ergebnis:

$$R_s = 60 \left[\frac{E}{2} - \frac{1}{2} \ln(2\pi n) - \frac{1}{2} Ci(2\pi n) \right],$$

woraus für $n \geq 3$ folgt:

$$R_s = 60 \left[1,2075 + \frac{1}{8\pi^2 n^2} + \frac{1}{2} \ln n \right] \Omega.$$

Dieser Wert ist in der Abb. 67 in Abhängigkeit von der Ordnungszahl n graphisch dargestellt¹.

Nur wenn das Verhältnis b/l so klein ist, daß die Eigenwelle der doppelten Stablänge gleichgesetzt werden kann, sind die Oberschwingungen harmonisch. Andernfalls muß man der Stablänge l den Bruchteil:

$$\frac{4,8 + 2 \ln n}{n}$$

hinzufügen, um ganzzahlige Vielfache von $\lambda/2$ zu erhalten [1]. Um zu zeigen, wie sich die Oberschwingungen in einem praktischen Beispiel verhalten, sind in der folgenden Tabelle die nach der obigen Formel errechneten Eigenwellen zusammen mit den an einem Stab von 42,7 cm

¹ Die Vergrößerung des Strahlungswiderstandes durch Raumresonanz wird in Kapitel 3, Abschnitt 2E behandelt (S. 142).

Länge und 0,13 cm Durchmesser wirklich gemessenen Oberwellen zusammengestellt. Es zeigt sich, daß die Abweichung bei den höheren Harmonischen innerhalb der Meßgenauigkeit liegt.

$\lambda_{11}/2$	$\lambda_2/2$	$\lambda_3/2$	$\lambda_4/2$	$\lambda_5/2$	$\lambda_6/2$	$\lambda_7/2$	$\lambda_8/2$	$\lambda_9/2$
	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm	cm
Berechnet .	43,06	21,45	14,27	10,70	8,56	7,13	6,11	5,35
Gemessen .		21,4	14,2	10,6	8,5	7,1	6,1	5,3

C. Die belastete Stabantenne.

Die Grundwelle jeder Antenne kann man dadurch verlängern, daß man entweder Kapazitäten, wie Metallscheiben, Kugeln oder Querstäbe an den Enden anbringt, welche die Antennenkapazität vergrößern, oder Induktionsspulen oder Schleifen in die Antenne einfügt. Umgekehrt muß man, soll trotz solcher Maßnahmen die Grundwelle erhalten bleiben, die Antennenlänge reduzieren.

a) Beschwerung durch Endscheiben.

Werden auf die beiden Enden eines Antennendrahtes zwei gleich große Metallscheiben vom Durchmesser d aufgesetzt, so ist im Hinblick

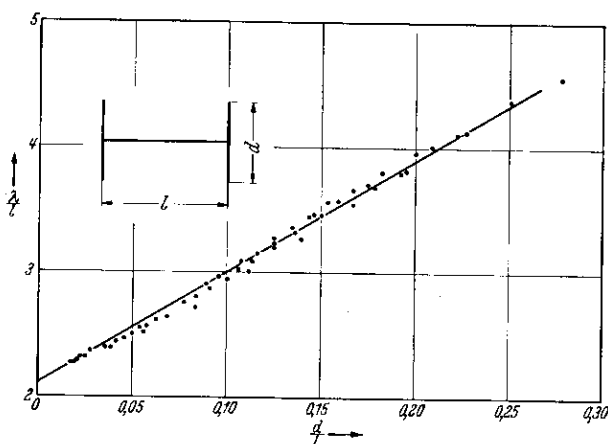


Abb. 68. Nachweis des Ähnlichkeitssatzes für Kupferstabantennen mit Doppelendscheiben nach Nagy.

auf die Eigenschwingung der Abrahamsche Ähnlichkeitssatz anzuwenden, wonach sich die Eigenschwingungen geometrisch ähnlicher Gebilde wie die Längen entsprechender Strecken verhalten müssen [1]. Da nach diesem Prinzip die Wellenlänge nur von Verhältnißgrößen abhängen darf, kennzeichnet man die durch Metallscheiben beschwerte Antenne am einfachsten durch das Verhältniß l/d , doch muß dann auch die Wellenlänge relativ angegeben werden, am einfachsten ebenfalls im Vergleich zur Antennenlänge l . Zeichnet man demnach λ/l in Abhängigkeit

von d/l auf, so fordert das Ähnlichkeitstheorem eine Gerade, wie es durch die in Abb. 68 angegebenen Messungen im Gebiet von $\lambda = 0,5-5$ m bestätigt wird. Die Gerade läßt sich durch die Gleichung:

$$\lambda/l = A + B \cdot d/l$$

oder unter Einführung von Zahlenwerten für diesen speziellen Fall durch:

$$\lambda = (2l + 0,1 \cdot l) + 9 \cdot d$$

darstellen, wobei der zweite Ausdruck in der Klammer den Einfluß eines Resonanzindikators im Strombauch der Versuchsantenne der Umgebung usw. und B den verlängerten Einfluß der Endscheiben enthält [10]. An Hand dieser Zahlenangaben ist es mithin möglich, eine bestimmte Antennenlänge für Kupferdrähte von etwa 3 mm Durchmesser zu berechnen, wenn die Eigenwelle und die Größe der Endscheiben gegeben sind.

Neben einer merklichen Raumersparnis, die die Endscheiben mit sich bringen, findet eine stärkere Bündelung der Strahlung in der Äquatorebene statt. Eine analoge Bündelung ergibt natürlich auch die Beschwerung einer $\lambda/4$ -Antenne durch eine beliebige Spitzenkapazität, welche statt aus einer Vollmetallscheibe auch aus einzelnen, radialen Drahtspeichen, die an ihren Enden noch durch einen Drahttring untereinander verbunden sein können, bestehen kann. Derartige Antennen finden nicht nur bei Ultrakurzwellen, sondern auch bei den Wellen der normalen Hochfrequenztechnik vorteilhaft Verwendung, um die unerwünschte Steilstrahlung zu vermindern [11].

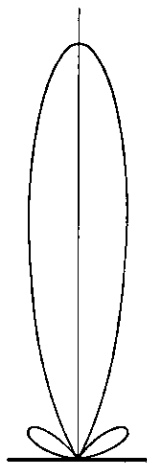


Abb. 69. Strahlungsdiagramm einer in der zweiten Oberwelle erregten Antenne mit unterdrückter Mittelstrahlung nach Bergmann.

b) Unterdrückte Gegenphase.

Bei der Erregung einer Stabantenne in Oberwellen wechseln gleichphasig und gegenphasig schwingende Strombäuche miteinander ab und verursachen die beschriebene Aufspaltung der Richtcharakteristiken in einzelne Strahlenfächer. Nun kann man aber durch die

Belastung einer Antenne mit einer Induktivität, welche als einfacher Drahtbügel oder als Drahtschleife in den Antennendraht eingeschaltet wird, die gegenphasig schwingenden Antennenteile so verkürzen, daß praktisch nur noch die gleichsinnig schwingenden Strombäuche zur Strahlung beitragen. Die Wirkung einer solchen Unterdrückung der Mittelstrahlung sei für eine in der zweiten Oberwelle erregte Antenne durch das Felddiagramm der Abb. 69 veranschaulicht, welches hauptsächlich durch die beiden gleichphasig schwingenden Antennenhälften zustande kommt [9]. Werden sämtliche gegenphasigen Halbwellen bei Erregung in höheren Oberschwingungen durch mehrere Induktivitätsschleifen unterdrückt, dann treten die Nebenmaxima stärker hervor.

2. Richtantennensysteme.

Das Hauptelement fast sämtlicher Richtantennen und Strahlwerfersysteme ist der Einzeldipol, der an sich bereits, vor allem bei Erregung in Oberwellen, die Sendeenergie in der Äquatorebene bevorzugt ausstrahlt. Um die Energie auch in der Meridianebene auf einen scharfen zum Empfangsort hinweisenden Raumwinkel zu konzentrieren, können mehrere Sendedipole zusammengesetzt, oder weitere, direkt oder strahlungserregte Elemente, nämlich Dipolreflektoren oder Leitdipole zu Hilfe genommen werden.

A. Reflektoren und Leitdipole.

a) Dipol mit Reflektor.

Das einfachste Mittel, um eine einseitige Energiekonzentration zu erzielen, bietet ein Sekundärdipol S in Abb. 70 der hinter dem Erregerdipol A und parallel zu ihm als Reflektor aufgestellt wird [12]. Der Reflektor erhält seinen Strom durch Strahlungskopplung von der Antenne A aus, und je nach seinem Abstimmzustand eilt der induzierte Strom dem Antennenstrom vor oder nach. Infolgedessen interferieren dem gegenseitigen Abstand d zwischen beiden Strahlern entsprechend die von beiden herrührenden Felder, so daß in bestimmter Richtung eine Auslöschung, in der entgegengesetzten Richtung eine Verstärkung erfolgt. Erfahrungsgemäß wird die Erscheinung der Reflexion vollkommen, wenn der Reflektorstrom dem Antennenstrom amplitudengleich, aber um 90° voreilend ist, d. h. wenn der Reflektor induktiv wirkt. In welcher Weise außerdem der Abstand d im Zusammenhang mit der Wellenlänge steht, geht aus der Kurve in Abb. 71 hervor, welche die Empfangsintensität in Richtung $S-A$ (Winkel $\alpha = 0$) als Funktion des in Wellenlängen ausgedrückten Abstandes d darstellt [13]. Der Empfängerstrom schwankt periodisch um den ohne Reflektor geltenden Ruhewert i_0 , und bei $d = \lambda/4$ ist ein ausgesprochenes Optimum zu erkennen. In diesem Fall kompensiert die Voreilung des Reflektorstroms um 90° den bei der Ausbreitung der Wellen von der Antenne zum Reflektor entstehenden Gangunterschied von $-\lambda/4$, d. h. um -90° , so daß sich beide Felder addieren, während der Gangunterschied in umgekehrter Richtung $+\lambda/4$ beträgt, so daß sich hier beide Felder aufheben. Daß die einzelnen Strahlungsmaxima und -minima nicht in genauen Abständen von $\lambda/4$ liegen, rührt wahrscheinlich davon her,

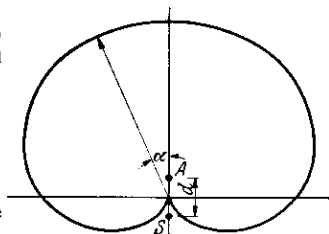


Abb. 70. Strahlungsdiagramm eines Dipols mit Reflektor in der Äquatorebene.

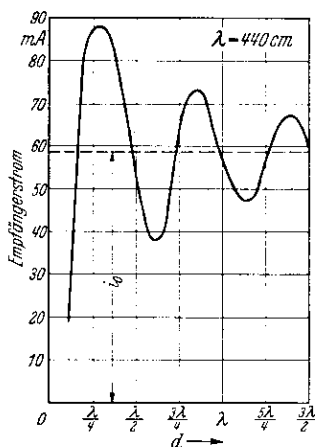


Abb. 71. Änderung des Abstands Dipol-Reflektor nach Uda.

Hinsichtlich der optimalen Länge des Reflektordrahtes, in die nicht nur die Phasen- sondern auch die Amplitudenbedingung mit eingeht, finden sich die verschiedensten Angaben, doch läßt sich die allgemeine Regel erkennen, daß der Reflektor um einige Prozent länger als $\lambda/2$ zu machen sei. Vielfach wird noch eine zweite günstige Länge bei $1,6-1,7 \lambda/2$ beobachtet. Durch Anbringen weiterer Reflektoren in Abständen von $\lambda/4$, $3 \lambda/4 \dots$ läßt sich die Spiegelwirkung beträchtlich verbessern.

b) Strahlungs- und eigenerregte Leitdipole.

Wenn man statt der Vorwärtsstrahlung in der Richtung $S \rightarrow A$ in Abb. 70 die rückwärts gerichtete Strahlung beobachtet, indem man gleichzeitig die Abstimmung des Reflektors ändert, erhält man für verschiedene Abstände d als Parameter die durch die Kurven der Abb. 73 veranschaulichten Empfangsintensitäten. Offensichtlich übt der Reflektordraht bei einer Länge l_s von $\sim 0,48 \lambda$, nämlich bei Resonanzlänge überhaupt keinen Einfluß aus, bei größerer Länge wirkt er in Übereinstimmung mit den vorhergehenden Betrachtungen als Reflektor, bei kleineren Längen, d. h. bei umgekehrter Phasenlage des in ihm induzierten

Stroms hingegen wird die Strahlung in Richtung $A \rightarrow S$ verstärkt und dafür in der umgekehrten Richtung geschwächt. Bei kapazitiver Abstimmung wirkt der Sekundärstrahler S also nicht mehr als Reflektor sondern als „Leitdipol“ oder „Wellendirektor“ [13, 16]. Hinsichtlich des äquatorialen Strahlungsdiagramms liegen die Verhältnisse wegen der Umkehr der Phasenbeziehung zwischen den in beiden Dipolen fließenden Strömen einfach so, als ob Sendeanenne und Reflektordipol vertauscht wären. Die Rückwirkung des Leitdipols auf die Antenne bewirkt nunmehr ein Absinken des Strahlungswiderstands um etwa 15%, während für die günstigste Länge des Leitdipols $0,43-0,45 \lambda$ angegeben werden kann.

Mehrere solcher Leitdrähte in einer Ebene vor der Antenne aufgestellt, und gegebenenfalls durch Reflektordrähte hinter der Antenne ergänzt, bilden einen „Wellenkanal“, der die Bündelung in der vertikalen und horizontalen Ebene bestimmt, und dessen Richtungsschärfe sich nach dem Schema der Abb. 74 noch durch seitliche oder auch horizontale Reflexionsflächen, die aus Vollmetall oder Drahtgaze F_1 , oder aus einzelnen Reflektordrähten F_2 aufgebaut werden können, verbessern läßt [17].

Je weiter die einzelnen Dipole von der Antenne entfernt stehen, um so loser ist die Strahlungskopplung und um so schwieriger ist die

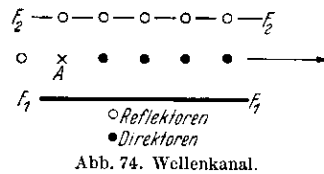


Abb. 74. Wellenkanal.

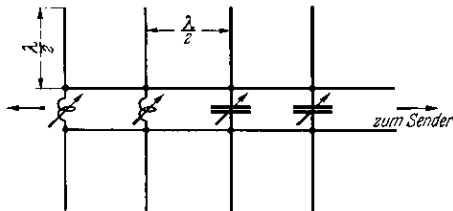


Abb. 75. Dipolkotte mit induktiven und kapazitiven Koppelgliedern.

Bedingung gleicher Stromamplituden zu erfüllen. Daher ist es zweckmäßiger, alle Dipole vom Sender aus gleichmäßig mit Energie zu versorgen, doch ist es unmöglich, Größe und Phase der direkt zugeführten Stromanteile vorher genau zu bestimmen, weil ja die unbekannte Strahlungskopplung daneben weiter besteht. Am einfachsten reiht man die Dipole auf eine Paralleldrahtleitung auf, so daß eine Kette von gleichmäßig strahlenden Antennen entsteht, deren Richtwirkung im Grunde die gleiche wie die von Leitdipolen ist [18]. Allerdings werden auch bei

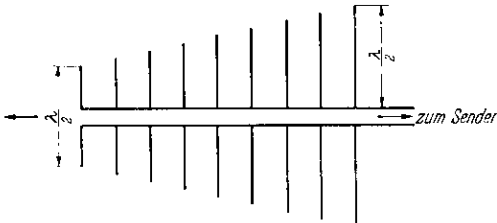


Abb. 76. Dipolkette mit stetig abnehmenden Strahlungswiderständen nach Walmsley.

dieser Anordnung die vom Speisepunkt der Energieleitung weiter entfernten Dipole wegen der Strahlungsverluste längs der Leitung schwächer erregt, doch lassen sich die Ströme in den einzelnen Dipolen leicht durch induktive oder kapazitive Koppelglieder dem Schema der Abb. 75 gemäß nach Amplitude und

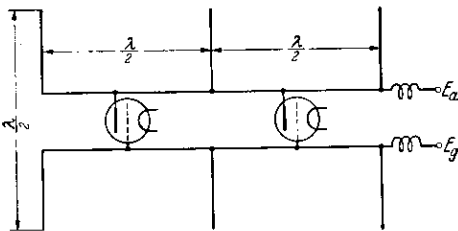


Abb. 77. Dipolkette mit Zwischenröhren.

Phase so einstellen, daß die Bündelung in der Longitudinalene ein Optimum wird. Praktisch nimmt man diese Einstellung am besten mit einem Kontrollempfänger vor. Eine andere Methode, um die den Einzeldipolen zugeleitete Energie gleichmäßiger zu verteilen, sei durch die Abb. 76 veranschaulicht. Das besondere Merkmal dieser Richtantenne liegt darin, daß sich die Strahlungswiderstände der einzelnen Dipole wegen der verschiedenen Längen in Richtung der Speisung allmählich verringern [19]. Dadurch ist die Doppelleitung am

Anfang weniger belastet als am Ende. Zu einer gleichmäßigen Energieverteilung führt auch die Einschaltung von Senderröhren zwischen die einzelnen Dipole nach dem Schema der Abb. 77, wie es grundsätzlich bereits aus Band I, Kapitel 3, Abschnitt 3, D, a bekannt ist [20]. Schließlich ist noch darauf hinzuweisen, daß sich die Richt- und Reflektorwirkung strahlungsgekoppelter oder eigenerregter Stabantennen auch auf Oberschwingungen erstreckt [21].

B. Dipolkombinationen.

a) Dipolzeile.

Dieselbe Energiebündelung, die bei der in Oberwellen erregten Stabantenne mit unterdrückten Gegenphasen beschrieben wurde, läßt sich auch durch axiales Aneinanderreihen mehrerer gleichphasig erregter Dipole zu einer Dipolreihe oder -zeile erzielen [22]. Das Felddiagramm

einer solchen N -gliedrigen Reihe entsteht aus dem des Einzeldipols durch Multiplikation mit dem „Zeilterm“:

$$Z = \frac{\sin\left(N \frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}.$$

In der Äquatorebene ($\theta = 0$) nähert sich dieser Ausdruck dem Wert N , d. h. die Dipolzeile erzeugt in der Hauptstrahlungsrichtung ein N -mal so starkes Feld oder eine N^2 -fache Energiedichte wie jeder Einzeldipol. Da nun aber jeder Dipol nur den N -ten Teil der Senderleistung zugeführt erhält, ergibt sich eine Zunahme der Energiedichte um den N -fachen und der Feldstärke um den $\sqrt{N}$ -fachen Betrag. Befindet sich hinter jedem Dipol noch je ein Reflektordraht, so tritt außerdem der Reflektorterm R als Multiplikator in Erscheinung, und es entsteht für die gesamte Richtcharakteristik die Gleichung:

$$D \cdot R \cdot Z = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\sin \theta} \sin \frac{\pi}{4} (1 + \cos \theta \sin \alpha) \frac{\sin\left(N \frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}.$$

Die dieser Gleichung folgenden Richtdiagramme sind für verschiedene Dipolzahlen N in der Abb. 78 dargestellt, wobei die kleinen Nebenmaxima der Einfachheit halber fortgelassen wurden. Man erkennt, daß die Bündelung bei großen Dipolzahlen ($N = 8$) außerordentlich stark wird. Der Äquatorialschnitt des Raumdiagramms ist mit dem einfachen Reflektordiagramm in Abb. 70 identisch.

Der Strahlungswiderstand der Dipolzeile läßt sich mit sehr großer Annäherung darstellen durch:

$$R_{SZ} = 60 [Y + 2 (N - 1)] \Omega,$$

wobei Y wieder gleich 1,22 und wobei $60 \cdot Y$ der Strahlungswiderstand des einfachen Dipols ist [23].

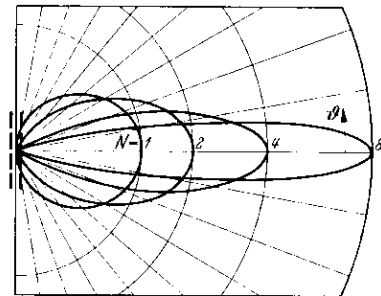


Abb. 78.
Hauptlängsschnitt durch das Strahlungsdiagramm einer Dipolzeile mit Reflektorzeile.

b) Dipolgruppe.

Die Energieverteilung in der Äquatorebene wird schon durch einen Reflektor oder eine ganze Reflektorzeile wesentlich günstiger gestaltet. Um die Strahlung noch stärker gegen den Empfänger zu bündeln, kann man M gleichphasig gespeiste Dipole je eine halbe Wellenlänge voneinander entfernt in einer Ebene anbringen. Der Unterschied gegen die in den Abb. 74–77 beschriebene, longitudinal wirkende Dipolkette, bei welcher die Dipole in Richtung der Hauptstrahlung hintereinander stehen, beruht darauf, daß die Richtcharakteristik wegen der veränderten Phasenverhältnisse um 90° geschwenkt erscheint. Die Hauptstrahlung liegt jetzt nicht mehr in der Standebene, sondern steht senkrecht darauf,

so daß die Dipole mit Bezug auf die Hauptstrahlungsrichtung nebeneinander oder parallel stehen. Bezeichnet α wieder den Winkel, den der Fahrstrahl mit der vom Zentrum der Dipolgruppe ausgehenden Normalen einschließt, dann wird das Richtdiagramm durch den „Gruppenterm“

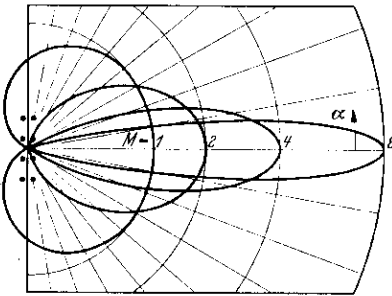


Abb. 79.
Äquatorialschnitt durch das Strahlungsdiagramm einer Dipolgruppe mit Reflektorgruppe.

$$G = \frac{\sin \left(M \frac{\pi}{2} \cos \theta \sin \alpha \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{2} \cos \theta \sin \alpha \right)}$$

beschrieben.

In der Äquatorebene dieser Dipolgruppe wird der Effektivwert des elektrischen Feldes im Abstand r vom Zentrum mithin:

$$E_x = 60 \frac{I}{r} \frac{\sin \left(M \frac{\pi}{2} \sin \alpha \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{2} \sin \alpha \right)}.$$

Wenn man, um die Rückwärtsstrahlung zu unterdrücken, hinter der Dipolgruppe eine gleiche Reflektorgruppe anordnet, tritt noch der Reflektorterm R hinzu, und man erhält mit wachsender Dipolzahl M die in der Abb. 79 gezeichneten Richtcharakteristiken. Eine analoge Überlegung wie oben ergibt, daß auch hier die Energiedichte auf den M -fachen Betrag vergrößert wird.

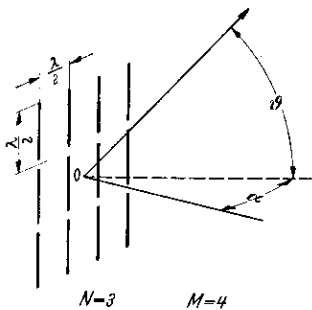


Abb. 80. Kombinierte Dipolzeilen und Gruppen.

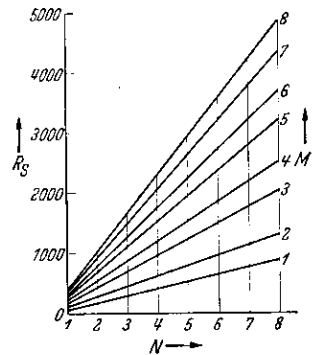


Abb. 81. Die Strahlungswiderstände einer Antennenkombination nach Labus.

Der Strahlungswiderstand der Dipolgruppe gehorcht der Näherungsgleichung:

$$R_{SG} = 60 [Y + 0,87 (M - 1)]$$

und ist niedriger als der einer Dipolzeile [23].

c) Dipolebene.

Bei großen Zahlen M hat das Strahlungsdiagramm der Abb. 79 fast dasselbe Aussehen wie bei einer langen Dipolzeile (Abb. 78). Kombiniert man daher mehrere Dipolzeilen mit mehreren Dipolgruppen in der aus Abb. 80 ersichtlichen Weise, so erhält man ein räumliches Strahlungs-

diagramm von der Form eines länglichen Rotationskörpers. Wenn außerdem hinter der Antenne noch eine kongruente Reflektorordnung hinzukommt, wird dieser Rotationskörper durch die beiden Schnitte der Abb. 78 und 79 beschrieben. Theoretisch erhält man seine Oberfläche durch Multiplikation des Dipolterms, Zeilterms, Gruppenterms und des Reflektorterms. Die Energiekonzentration beträgt insgesamt das $M \cdot N$ -fache.

Der Strahlungswiderstand derartiger Strahlwerfersysteme berechnet sich aus:

$$R_S = 60 \cdot Y_N \cdot Y_M.$$

Das Resultat dieser Näherungsrechnung ist in der Abb. 81 graphisch aufgetragen. Daraus geht hervor, daß die verschiedenen Kombinationen von N und M bei gegebenem Produkt, d. h. bei gegebener Energiekonzentration durchaus nicht immer den gleichen Strahlungswiderstand besitzen. Wenn man aber bedenkt, daß R_S stärker mit N als mit M zunimmt, erkennt man, daß es im Interesse der Energieersparnis vorteilhaft ist, M möglich groß und N dementsprechend kleiner zu wählen, d. h. möglichst viele Dipole nebeneinander und weniger übereinander anzubringen.

C. Technische Antennensysteme.

Zwecks gleichphasiger Speisung der zahlreichen Einzelelemente einer Dipolebene sind mannigfaltige Systeme entwickelt worden, die sich voneinander nur durch die Art der Speisung unterscheiden. Bei solchen von einer Speisestelle aus erregten Antennenkombinationen sind gleiche Amplituden für alle Einzeldipole nicht ohne weiteres gewährleistet, da ja die Strahlungswiderstände je nach der Lage der Einzelelemente im System verschieden sind. Durch Abstimmung, Ankopplung und ähnliche Maßnahmen hat man es jedoch in der Hand, die Ströme vom Erregungszentrum aus nach den Enden zu entweder abzusenken, wodurch die Nebenmaxima auf Kosten der Schärfe des Hauptstrahls unterdrückt werden, oder man läßt die Stromamplituden ansteigen, wodurch der Hauptstrahl schärfer wird, dafür die Nebenmaxima aber mehr hervortreten [24]. Als Reflektorsystem findet zur Unterdrückung der Rückstrahlung zweckmäßigerweise ein durch Strahlungskopplung erregtes Spiegelbild der Antenne Verwendung, dessen Phasenvoreilung sich durch geeignete Abstimmung erzwingen läßt. Das theoretische Optimum der Energieverstärkung in der Hauptrichtung beträgt 2 bzw. das der Feldstärke $\sqrt{2}$.

a) Marconi-Franklin-Antenne.

Das Marconi-Franklin-System [25] verwendet als Bauelemente in Oberwellen erregte Linearantennen und verhindert den Vorzeichenwechsel von aufeinanderfolgenden Halbwellen durch zwischengeschaltete Spulen oder Schleifen, welche die gegenphasigen Halbwellen aufnehmen (Abb. 82). Mehrere solcher Elemente in 3 oder 4 Halbwellen Länge werden im Abstand von $\lambda/2$ in zwei Ebenen angeordnet.

b) Standardantenne.

Durch Ineinanderschachteln zweier mäanderförmiger Oberwellendrähte entsteht die Standardantenne nach Abb. 83. Hier wird die Gleichphasig-

keit der strahlenden Leiterteile durch die überkreuz angeordneten Verbindungsleitungen erzielt, deren Strahlung sich gegenseitig aufhebt.

Wendet man diesen Gedanken auf eine konzentrische Rohrleitung an, so erhält man eine Oberwellenantenne nach Art der Abb. 84. Die

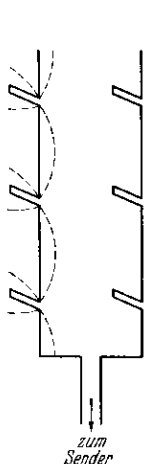


Abb. 82.
Marconi-Franklin-Antenne
mit Stromverteilung.

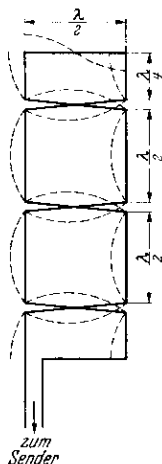


Abb. 83.
Standardantenne
mit Stromverteilung.

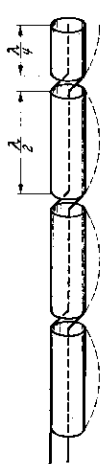


Abb. 84.
Konzentrische Rohrleitung als
Oberwellenantenne nach Pfister.

Leitung ist in einzelne $\lambda/2$ lange Stücke unterteilt, deren Außen- und Innenrohre kreuzweise miteinander verbunden sind. Natürlich bündelt

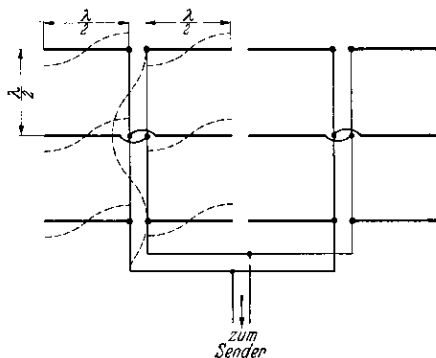


Abb. 85. Telefunken Tannenbaumantenne mit
Spannungsverteilung.

das dargestellte Bauelement nur in der Vertikalen, liefert also einen flachen Rundstrahl, doch ist durch passende Kombination mehrerer solcher Bauelemente nach dem Vorbild der vorhergehenden Beispiele jede beliebige Horizontalbündelung zu erzielen.

c) Tannenbaumantenne.

Werden die Einzelelemente einer Dipolebene über Doppelleitungen gespeist, so entsteht die „Tannenbaumantenne“ von Telefunken [26]. Wie die Abb. 85 zeigt, sind von den Spannungsbäuchen

senkrecht aufsteigender Energieleitungen Dipole von $\lambda/2$ Länge abgezweigt, wobei die gleichphasige Erregung durch wechselweise Anschlüsse bewirkt wird.

d) Sägezahnantenne.

Eine Abart der Dipolgruppe stellt die „Sägezahnantenne“ von Mesny dar [27], die nach Art der Abb. 86 a aus einem in den Stromknoten abgewinkelten und in Oberwellen schwingenden Draht besteht.

Man sieht, daß sich die Felder je zweier benachbarter Halbwellen vektoriell zu einer senkrechten Komponente zusammensetzen, während sich

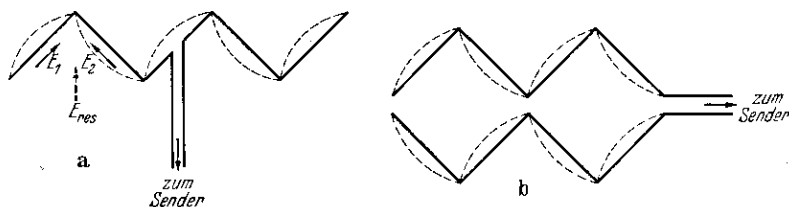


Abb. 86. a) Sägezahnantenne von Mesny. b) Chireix-Mesny-Antenne.

die Horizontalkomponenten aufheben. Die Phasenrichtigkeit entsteht hier von selbst durch die Ausbildung stehender Wellen längs der Antenne. Durch Kombination mehrerer solcher Sägezahnantennen in der aus Abb. 86b ersichtlichen Weise entsteht die in Frankreich vielfach benutzte Chireix-Mesny-Antenne [28].

e) Winkelantenne.

Die Strahlungsdiagramme zweier, in Oberwellen schwingender Linearantennen lassen sich so superponieren, daß die Hauptmaxima der Einzelcharakteristiken zusammenfallen. Da diese Einzelmaxima unter einem bestimmten Winkel zur Antennenachse liegen, ergibt sich, wenn man die beiden Einzeldrähte in einem gemeinsamen Speisepunkt zusammenkommen lassen will, eine V-förmige oder Winkelantenne [18]. Genauer geht dies aus der Abb. 87 hervor, welche die Einzeldiagramme der beiden, in 2λ erregten Schenkel und die resultierende Gesamtcharakteristik, deren maximale Strahlung nach vorn und hinten mit der Winkelhalbierenden zusammenfällt, darstellt. Gleichzeitig erkennt man, daß der Winkel, den die beiden Schenkel miteinander einschließen, gleich dem doppelten Winkel sein muß, den die Hauptmaxima mit der Schenkelachse bilden. Infolgedessen hängt dieser Antennenwinkel ψ von der Länge l der Schenkel oder richtiger von der Anzahl der Oberwellen ab. Er errechnet sich nach der Formel:

$$\psi = 101 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^{-0,51}$$

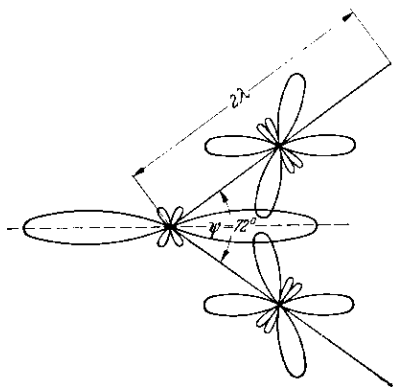


Abb. 87. Kombination der Einzelfelder einer V-Antenne.

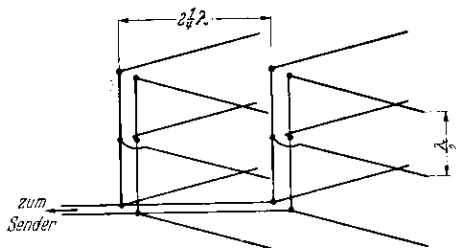


Abb. 88. 3-fach Winkelantenne mit Reflektorsystem.

und beträgt beispielsweise für eine Schenkellänge $l = \lambda$ rund 110° , für $1,5 \lambda$ 84° , für 2λ 72° , für 5λ 54° und für 8λ 35° .

Gleichzeitig mit der Konzentration der Strahlung in der Horizontalebene tritt eine Bündelung in der Vertikalebene ein, die sich durch Anordnung mehrerer, gleichphasig gespeister Winkelantennen im Abstand von $\lambda/2$ übereinander leicht erhöhen läßt. Wie die Abb. 88 zeigt, werden die Schenkel am einfachsten durch eine vertikale Steigleitung gespeist, wobei die Gleichphasigkeit wieder durch wechselseitiges Vertauschen der Anschlüsse zu sichern ist. Um eine einseitige Richtcharakteristik zu erhalten, kann man hinter dem Antennensystem noch ein gleichgebautes Reflektorsystem anbringen.

f) Rahmenantenne.

Neben dem Hertzschen Dipol und den aus Einzeldipolen aufgebauten Antennenkombinationen spielt noch die Rahmenantenne in der Ultrakurzwellentechnik eine gewisse Rolle. Um die Rahmenfläche nicht unnötig klein und die Induktivität nicht zu groß zu machen, kommen ausnahmslos Rahmen mit einer einzigen Windung von kreisförmigem, rechteckigem oder quadratischem Querschnitt in Frage.

Wenn die gesamte Drahtlänge $4 \cdot l$ eines quadratischen Rahmens von der Kantenlänge l mäßig groß gegen die halbe Wellenlänge ist, d. h. wenn $4 \cdot l \leq \lambda/2 \cdot \pi$ ist, kann die Stromverteilung über den ganzen Rahmen als konstant angesehen werden. Die vom Rahmen in großer Entfernung erzeugte Feldstärke ist dann:

$$\mathcal{E} = 120 \frac{I}{r} \left(\frac{\pi l}{\lambda} \right)^2 \cos \vartheta,$$

wenn mit ϑ die Winkelabweichung des Fahrstrahls aus der Rahmenebene bezeichnet wird. Der Rahmen zeigt also in seiner Ebene eine ausgesprochene Richtwirkung.

Die Strahlungsverteilung innerhalb der Rahmenebene selbst muß man sich von jedem beliebigen Aufpunkt aus in zwei Komponenten zerlegt denken, von denen die eine von den beiden horizontalen und die andere von den beiden vertikalen Rahmenstäben herrührt. Da jeweils eine Komponente einem Sinus²-Gesetz und die andere dem korrespondierenden Kosinus²-Gesetz unterliegt, ist die Summe immer gleich 1, d. h. der Rahmen strahlt innerhalb seiner Ebene nach allen Richtungen die gleiche Feldstärke aus.

In den Abb. 89 a und b sind die beiden Strahlungscharakteristiken in den Hauptebenen dargestellt. Im Vergleich zu dem elektrischen Dipol kann man den Rahmen als magnetischen Dipol bezeichnen, denn die Feldverteilung des einen Falls ergibt sich aus dem anderen lediglich durch Vertauschen des elektrischen und magnetischen Feldvektors. Nur fällt die Hauptstrahlung beim Rahmen in die Verlängerung der Rahmenleiter, während sie beim elektrischen Dipol auf dem Leiter senkrecht steht.

Der Strahlungswiderstand eines quadratischen Rahmens ergibt sich unter der obigen Voraussetzung gleichmäßiger Stromverteilung zu:

$$R_s = 20 \left(\frac{2\pi l}{\lambda} \right)^4.$$

An und für sich stellt jeder Schwingungskreis einer mehr oder weniger wirksame Rahmenantenne dar. Bei Ultrakurzwellensendern, deren

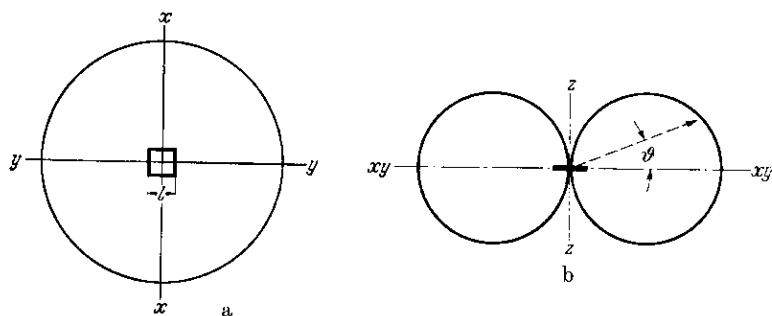


Abb. 89. Strahlungsdiagramme einer Rahmenantenne a in der Rahmenebene und b senkrecht zur Rahmenebene.

Schwingkreisinduktivität meistens aus einer verhältnismäßig ausgedehnten Drahtschleife besteht, wird bereits ein merklicher Anteil der

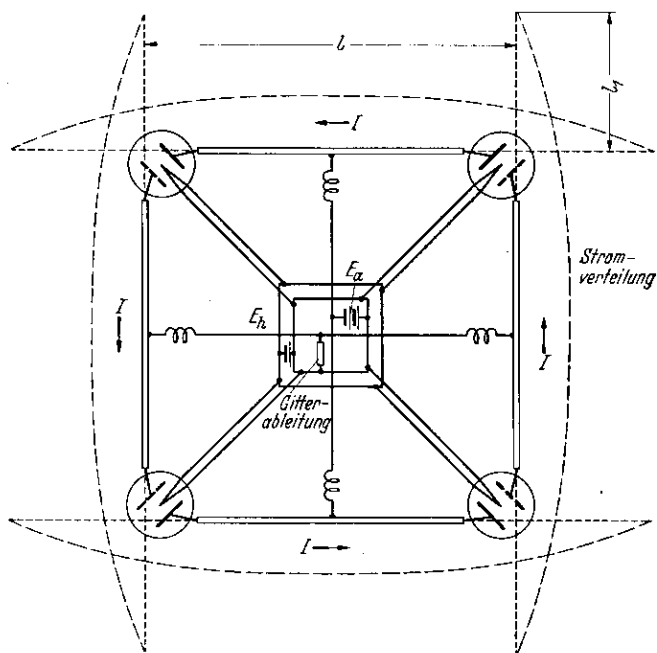


Abb. 90. Selbstregerte Rahmenantenne nach King.

erzeugten Hochfrequenz ausgestrahlt. Unter günstigen Umständen genügt diese Strahlung für praktische Zwecke, z. B. bei den bekannten Wendelkreisröhren (s. Band I, Kapitel 3 Abschnitt 3, C, b).

Eine neuartige und interessante Anwendung findet die Rahmenantenne bei dem in Abb. 90 schematisch gezeigten Sender [29]. Durch 4 negative

Anfachungswiderstände, die in Form von einfachen Dreipolröhren in die Ecken eines Rahmens eingefügt sind, wird der Rahmen in der Eigenwelle seiner Kantenstäbe erregt. Offenbar wirkt er somit gleichzeitig als Antenne und als Resonanz- und Koppelsystem für die einzelnen Röhren, denn der Sender kann aus 4 Einzelsendern oder aus 2 Gegentakt-sendern zusammengesetzt betrachtet werden, die elektrisch gleich sind und energiemäßig parallel arbeiten. Die Stromverteilung längs jedes Kantenstabs ist ungefähr konstant, da die Kantenlänge l beiderseits um die äquivalente Ersatzlänge l_1 , welche den inneren Röhrenkapazitäten zukommt, gegenüber $\lambda/2$ verkürzt ist, wie es die in die Abbildung eingezeichneten Stromverteilungskurven erkennen lassen (s. Band I, Kapitel 2, Abschnitt 3, C, a). Wie man sieht, wird der Rahmen auf seinem ganzen Umfang von gleichen Hochfrequenzströmen durchflossen. Auf Grund der oben angegebenen Grenzbedingung, welche nunmehr auf jeden einzelnen Rahmenstab in Anwendung gebracht werden muß, d. h. $l < \lambda/2\pi$, kann der selbsterregte Rahmensender viermal größer gebaut werden, als ein von einem Punkt aus gespeister Rahmen. Da der Strahlungswiderstand proportional $(l/\lambda)^4$ zunimmt, wird man danach trachten, die kapazitive Verkürzung durch kapazitätsarme Röhren, z. B. durch Liliputröhrchen möglichst so klein zu halten, wie die optimale Anpassung und Ausnutzung der Röhren zuläßt.

3. Optische Bündelung.

Die Bündelung durch Reflektordrähte läßt sich erheblich verbessern, wenn statt eines einzigen Reflektors eine größere Anzahl von Reflektordrähten auf einer ebenen oder parabolischen Standlinie hinter dem strahlenden Dipol eingesetzt werden. Im Grenzfall, d. h. bei unendlich vielen Reflexionsdrähten, nähert man sich dem optischen Brennspiegel mit kontinuierlichen Reflexionsflächen aus Metallblech oder Drahtgewebe, dessen Anwendung zur Konzentration ultrakurzer Wellen schon auf die klassischen Versuche von Heinrich Hertz [30] zurückgeht. Bei den praktisch in Frage kommenden Wellen von Metern und Dezimetern Länge kann man allerdings noch nicht mit optischen Verhältnissen rechnen, weil die Abmessungen der Spiegel im Vergleich zur Wellenlänge dem optischen Fall gegenüber immer noch klein sind. Ferner kommt in der Optik die direkte Strahlung der Lichtquelle im Vergleich zu der vom Spiegel reflektierten Strahlung nicht in Betracht, während sie bei elektrischen Wellen einen wesentlichen Anteil ausmacht, so daß man auf Phasengleichheit der von der Spiegelfläche und von der Antenne ausgehenden Strahlung achten muß.

A. Der parabolische Reflektor.

a) Das äquatoriale Richtdiagramm.

Die Wirkung eines aus abgestimmten und parallel zum Sendedipol orientierten Drähten zusammengesetzten Reflektors besteht darin, daß die einzelnen Elemente, die untereinander und mit der Antenne kapazitiv gekoppelt sind, in Schwingungen versetzt und zum Ursprung von

Sekundärwellen werden, welche sich den von der Hauptantenne ausgesandten Schwingungen überlagern. Dadurch wird die ausgestrahlte Energie in bestimmten Richtungen verstärkt, in anderen geschwächt oder ganz aufgehoben.

In Analogie zur Optik sei eine parabolische Spiegelfläche betrachtet, in deren Brennpunkt sich ein gespeister Dipol von der Länge l befindet.

Die Spiegelfläche selbst besteht aus einer Anzahl äquidistanter Reflektoren von derselben Länge (Abb. 91). Unter Berücksichtigung des Phasensprungs von 180° , der bei der Reflexion an einem Spiegelement auftritt, ist die Brennweite f der Parabel gleich $\lambda/4$ zu wählen, damit die im Scheitelpunkt reflektierten Wellen in Phase mit den direkt entsandten sind. Auf Grund der geometrischen Parabelkonstruktion ist leicht einzusehen, daß dann auch die Phasen sämtlicher reflektierter Strahlen in der Öffnungsebene $O-O'$ gleich sein müssen, so daß die Paraboloidantenne durch zahlreiche in der Öffnungsebene befindliche Strahler, welche alle gleichphasig schwingen, ersetzt gedacht werden kann. Bei einer sehr großen Anzahl von Reflektordrähnen oder bei einem Vollmetallspiegel, würde die Öffnung demnach einer Kolbenmembran gleichwertig sein. Exakt ist diese Annahme freilich nicht verwirklicht, weil den vom Reflektor kommenden parallelen Strahlen das divergierende direkte Strahlenbündel der Antenne überlagert ist. Ollendorf [31] hat unter der obigen vereinfachenden Voraussetzung für das Richtdiagramm die Formel abgeleitet:

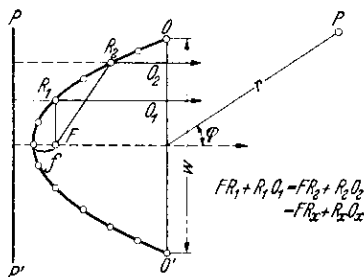


Abb. 91. Prinzip des Parabolspiegels.

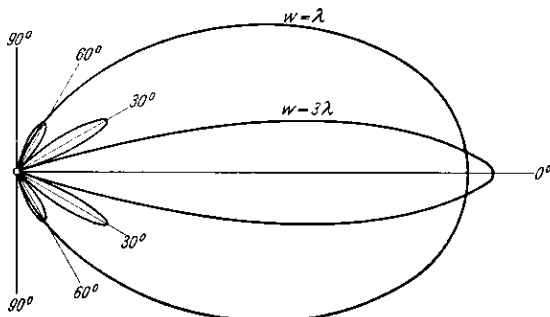


Abb. 92. Strahlungsdiagramme zweier Parabolspiegel mit den Öffnungsverhältnissen $w/\lambda = 1$ und 3 nach Ollendorf.

Strahlenbündel der Antenne überlagert ist. Ollendorf [31] hat unter der obigen vereinfachenden Voraussetzung für das Richtdiagramm die Formel abgeleitet:

$$E_{\max} = \frac{l}{4 \pi c r} \frac{I_{\max}}{w} \left[\frac{\sin \left(\frac{w}{\lambda} \sin \varphi \right)}{\sin \varphi} \right],$$

worin bedeuten:

- φ = Winkelabstand vom Nullstrahl,
- r = Entfernung Öffnungszentrum—Aufpunkt,
- $I_{\max}$ = fingierter Strom über die ganze Öffnung,
- w = Spiegelöffnung.

In der Abb. 92 sind zwei nach dieser Formel errechnete Richtdiagramme für $w = \lambda$ und $w = 3 \lambda$ gezeichnet. Man erkennt, daß die Bündelungsschärfe im wesentlichen von dem Verhältnis w/λ abhängt.

Die Wahl einer parabolischen Spiegelfläche beruht nach diesen Betrachtungen offenbar auf einer Phasendifferenz von 180° bei der Reflexion. Nun ist die Phasendifferenz zweier aufeinander abgestimmter Dipole nach Beobachtungen von Tatarinoff aber von der gegenseitigen Kopplung abhängig [15] und nur beim Abstand Null gleich 180° ; mit größerem Abstand wird sie immer kleiner und nähert sich asymptotisch dem Wert 90° , wie es sich auch auf theoretischem Wege nachweisen läßt [12]. Diese Erscheinung hat zur Folge, daß das Verhältnis $f/\lambda = 0,25$

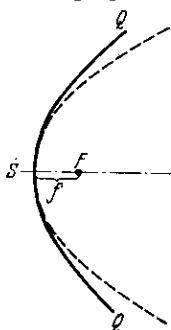


Abb. 93. Korrigierter Parabolspiegel von Tatarinoff.

nicht mehr als das günstigste anzusehen ist, vielmehr muß an seine Stelle der Wert $0,270$ — $0,285$ treten [32]. Für die parabolische Spiegelfläche könnte diese Bedingung nur für die in der Scheitel stehenden Reflexionsdrähte erfüllt sein. Von verschiedenen Seiten sind jedoch „korrigierte Parabeln“ QSQ in Abb. 93 mit $f/\lambda = 0,285$ berechnet worden [33], für die sämtliche von der Antenne ausgehenden Wellenzüge gleichphasig sind. Man hat zwei Möglichkeiten, diese Kurve an die gestrichelt eingetragene reine Parabel anzugleichen, nämlich erstens so, daß beide Kurven in der Umgebung ihrer Scheitel übereinstimmen, oder zweitens so, daß ihre Seitenäste zusammenfallen. Versuche haben den letzten Fall, welcher die Phasenverhältnisse in den Seitenästen verbessert, als wirksamer ergeben. Da außerdem noch die Kopplung der Reflektordrähte eine Rolle spielt, ergibt sich für die Parabelfläche $f/\lambda = 0,270$ als günstigster Wert.

b) Vollmetall-Parabolspiegel.

Die technische Ausführung eines Zylinderparaboloids ist in verschiedenen Formen möglich. Besteht die Spiegelfläche aus einzelnen Drähten, so können diese abgestimmt oder nicht abgestimmt sein; als dritte Form kommt dann der Vollmetallspiegel oder der gleichwertige Spiegel aus Drahtnetz hinzu, dessen Höhe ebenfalls von Bedeutung ist. Für die praktische Bewertung eines Spiegels sind mehrere Gesichtspunkte maßgebend, denn außer einer möglichst starken Energiekonzentration, die in den meisten Fällen ausschlaggebend sein wird, werden noch möglichst wenig Nebenmaxima mit möglichst geringen Amplituden verlangt. Es ist leicht einzusehen, daß diese Eigenschaften von den Abmessungen des Spiegels abhängen, und zwar abgesehen von seinem Öffnungsverhältnis w/λ von der Brennweite f/λ , der Höhe h und bei Gitterreflektoren außerdem noch vom Drahtabstand d . Zur technischen Charakterisierung eines Spiegels zieht man folgende Definitionsgrößen heran:

Die Richtschärfe R kennzeichnet das Verhältnis einer Kreisfläche mit der Maximalamplitude als Radius zum Flächeninhalt des Strahlungsdiagrammes selbst. Zum Vergleich wird oft auch die Viertelwertsbreite angegeben als der Winkel, bei dem die Energie auf $1/4$ der Maximalamplitude abgesunken ist.

Die Rückstrahlung S_r ist das Verhältnis der Fläche aller Nebenmaxima im Winkelbereich von 90° — 270° zur Kreisfläche mit der Maximalamplitude als Radius.

Die Verstärkung V ist das Verhältnis der Maximalenergie des Senders mit und ohne Reflektor.

Als günstiges Verhältnis der Brennweite zur Wellenlänge war der Wert 0,27 gefunden worden. Hierzu treten nun noch weitere Reflexionsmaxima bei Brennweiten $f = \lambda (0,27 + n/2)$ ($n = 1, 2, 3 \dots$), d. h. in Abständen von $\lambda/2$ hinzu [34]. In welcher Weise Verstärkung V und Richtscharfe R von dem Öffnungsverhältnis w/λ eines quadratischen Vollmetallspiegels, dessen Höhe h also jeweils gleich seiner Öffnung w ist, abhängt, zeigt die Abb. 94. Danach sind beide Werte im dritten und vierten Reflexionsmaximum größer als im zweiten, und beide Werte erreichen den Maximumtrag bei der Öffnung von 10λ . Ein solcher Reflektor verstärkt die Sendeenergie um das 54fache und hat eine Viertelwertsbreite von $\pm 3^\circ$. Allerdings stellt dies auch die Grenze des mit quadratischen Parabolspiegeln Erreichbaren dar, weil die direkte Antennenstrahlung bei größeren Abmessungen durch Interferenzwirkung zu sehr stört.

Die Amplituden der Nebenmaxima sinken mit wachsender Öffnung, doch steigt ihre Zahl bis 5λ Öffnung, um von da ab konstant zu bleiben, und zwar ist sie auf beiden Seiten des Spiegels um 1 kleiner als die Ordnungszahl des Reflexionsmaximums.

Wird die Höhe h des Vollmetallspiegels variiert, so ergeben sich für bestimmte Werte besonders günstige Phasenverhältnisse.

Bis zu einer Öffnung von 6λ tritt bei $h = 1,5 \lambda$ im zweiten Reflexionsmaximum eine Verstärkungserhöhung bis 28% und bei $h = 2,5 \lambda$ sogar bis zu 56% über den quadratischen Spiegel auf, ohne damit aber an die Verstärkung eines solchen Spiegels in den höheren Reflexionsmaxima heranzureichen. Die anderen Reflexionsmaxima besitzen keine solche ausgezeichneten Höhen, und man kann daher den parabolischen Reflektor von $2,5 \lambda$ Höhe als „abgestimmten Vollmetallreflektor“ bezeichnen. Von Nachteil ist nur ein geringes Anwachsen der Rückstrahlung.

c) Gitterspiegel.

Bei der Auflösung der Spiegelfläche in einzelne Reflektordrähte kann man mit unabgestimmten Drähten ($l \sim \lambda$) und geringem Drahtabstand ($d \sim \lambda/30$), oder mit abgestimmten Drähten arbeiten, deren

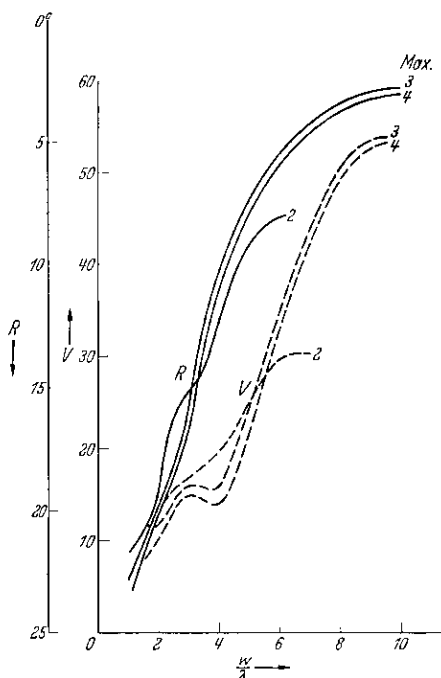


Abb. 94. Verstärkung V und Richtscharfe R eines quadratischen Vollmetallspiegels mit wachsender Öffnung nach Köhler.

Länge wegen ihrer gegenseitigen Kapazitäten etwas kleiner als $\lambda/2$ und deren Abstand zur Vermeidung störender gegenseitiger Beeinflussungen etwas größer als vorher sein muß ($d \sim \lambda/8$). Beim unabgestimmten Gitterreflektor ($l = 1-1,5 \lambda$) steigt die Verstärkung bis auf 50 bei 5λ Öffnung, um von da ab konstant zu bleiben. Diese Verstärkung wird vom 10λ -Vollmetallreflektor nur noch um 10% übertroffen, doch ist die Viertelwertsbreite eines solchen Gitterreflektors von $\pm 8^\circ$ erheblich geringer. Auch Rückstrahlung und Nebenmaxima sind viel ungünstiger als beim Vollmetallspiegel.

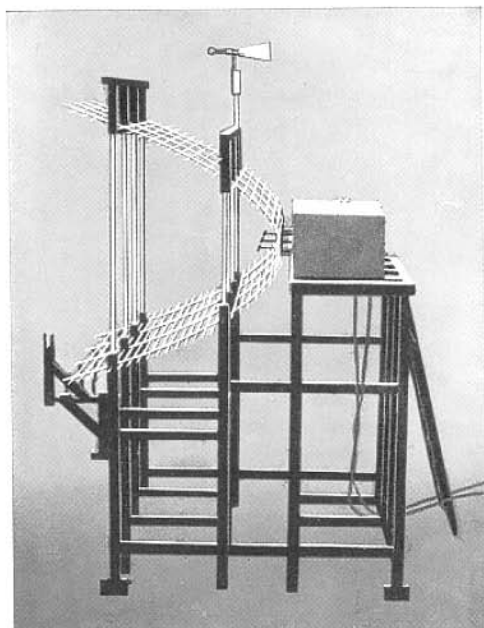


Abb. 95. Vierfacher parabolischer Gitterreflektor von Marconi.

Die Verstärkung des abgestimmten Gitterreflektors bleibt weit hinter der des unabgestimmten zurück, und dieses Verhältnis wird um so ungünstiger, je größer die Spiegelabmessungen werden. Außerdem erreicht die Rückstrahlung wegen des verhältnismäßig großen Drahtabstandes ein Vielfaches der Werte bei den anderen Spiegeln.

d) Bündelung in der Meridianebene.

Das Richtdiagramm in der durch die Brennpunktlinie gehenden Meridianebene wird durch den strahlenden Dipol bestimmt, wozu je nach der Art des verwendeten Spiegels noch ein „Reflektorterm“

hinzukommt. Zur Erhöhung der Bündelung in der Meridianebene lassen sich mehrere Strahler in der Brennpunktlinie eines hinreichenden großen Parabolreflektors unterbringen. Ebensovienig wie bei einer linearen Lichtquelle, deren gedämpfte Wellenzüge von den strahlenden Molekülen ungleichphasig emittiert werden, ist Gleichphasigkeit der einzelnen Dipole nicht erforderlich, so daß sie auch von getrennten Generatoren gespeist werden können [35]. Die Abb. 95 zeigt einen solchen Mehrfach-Gitterspiegel für rund 60 cm Welle im Lichtbild. Ferner lassen sich natürlich durch Endscheiben beschwerte Strahler sowie in Oberwellen erregte Stabantennen mit unterdrückten Gegenphasen verwenden [36].

Können die Abmessungen des Spiegels so groß gewählt werden, daß der Strahler demgegenüber als punktförmig anzusehen ist, dann läßt sich die Strahlung in beiden Vektorrichtungen durch ein Rotationsparaboloid bündeln. Bei einem derartigen, aus Vollmetall oder Drahtnetz aufgebauten Spiegel fallen alle oben erwähnten, durch Gangunterschiede der direkten und der reflektierten Strahlung entstehenden,

und die Richtschärfe begrenzenden Eigenschaften des Zylinderparaboloids fort, und die rein geometrischen Bündelungsschärfen der Optik werden fast erreichbar. Trotzdem ist wegen der endlichen Ausdehnung des Dipols die Bündelung in der Meridianebene etwas breiter als in der Äquatorebene. Erst bei Millimeterwellen unterscheiden sich die Verhältnisse praktisch in nichts mehr von der Optik.

Für die Bemessung eines rotationssymmetrischen Parabolspiegels gilt als Optimum, den Öffnungshalbmesser R rund gleich der doppelten Brennweite f zu wählen, oder mit anderen Worten, den Strahler in das Zentrum der Öffnungsfläche zu bringen, damit der Spiegel den Strahler in einem Winkel von 180° umfaßt [37]. Allgemein kann man die Energieverstärkung η^2 eines Spiegels ungefähr dem Produkt aus Spiegel-
fläche $F = \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \pi$ und dem Umsfassungswinkel gleichsetzen. Für das vorliegende Optimum, für das der Umsfassungswinkel gleich π ist, erhält man demnach eine Feldverstärkung von:

$$\eta = \frac{R \cdot \pi}{\lambda}.$$

B. Der ebene Spiegel.

Auch an einer ebenen, hinter der Sendeantenne befindlichen Fläche, die entweder aus Vollmetall bestehen, oder aus einzelnen Reflektor-
drähten zusammengesetzt sein kann, werden die Wellen reflektiert, wobei je nach den Phasenverhältnissen eine Energiekonzentration oder Zerstreuung auftritt. Die Wirkungsweise ist grundsätzlich die gleiche wie beim parabolischen Reflektor, denn eine Parallel- oder Reihen-
stellung von Reflektoren kann man als eine entartete Parabel mit $f = \infty$ oder $f = 0$ ansehen [38]. Wird der Abstand d zwischen Antenne und Spiegel variiert, so ergibt ein Vollmetallreflektor Reflexionsmaxima im Abstände $d = \lambda \cdot (0,2 + n/2)$ ($n = 1, 2, 3 \dots$). Die Höhe der Maxima hängt von der Öffnung, d. h. von Breite und Höhe der Reflexionsbleche ab, und zwar nimmt die Verstärkung nicht etwa mit der Ausdehnung des Reflektors unbegrenzt zu, sondern es gibt für jedes Maximum eine ausgezeichnete Reflektoröffnung mit maximaler Verstärkung. Das Absinken der Verstärkung von dieser optimalen Öffnung an hat in Interferenzen zwischen den auf die Mitte des Spiegels und den auf die Ränder auftreffenden Strahlen seine Ursache. Bei 2λ Öffnung erhält man im dritten Reflexionsmaximum eine Verstärkung von etwa 8,3.

Ähnlich verhält sich auch die Richtschärfe, die bei 3λ Öffnung einen größtmöglichen Wert von 13,6 erreicht. Mit zunehmender Ordnungszahl der Reflexionsmaxima treten immer mehr Nebenschleifen auf, deren Amplituden mit wachsender Öffnung stärker werden und vom sechsten Reflexionsmaximum ab schon die Amplitude des Hauptstrahls erreichen. Wie beim Parabolspiegel ist die Zahl der Nebenmaxima auch hier stets um 1 kleiner als die Ordnung des Reflexionsmaximums. Wegen der stark abschirmenden Wirkung großer Bleche fällt die Rückstrahlung mit steigender Öffnung ab. Liegen die Abmessungen einer quadratischen Metallplatte unter der halben Wellenlänge, so wirkt dieselbe wie ein entsprechender Dipol als „Wellendirektor“ [13]. Auch beim ebenen

Gitterreflektor kann man unterscheiden zwischen der unabgestimmten Form ($l \sim \lambda$; $d \sim \lambda/30$) und der abgestimmten Form ($l \sim \lambda/2$; $d \sim \lambda/8$). Die Abhängigkeit der Richtschärfe, Rückstrahlung und Verstärkung von den Dimensionen ist qualitativ die gleiche wie beim Parabolspiegel. Der abgestimmte Gitterreflektor wirkt um einige Prozent schlechter als der unabgestimmte. An die Güte eines zylindrischen Parabolspiegels reicht der ebene Reflektor wegen der stärkeren Interferenzstörungen nicht heran. In Verbindung mit Richtantennenkombinationen leistet ein ebener Vollmetallspiegel zur Unterdrückung der Rückstrahlung gute Dienste.

C. Spiegelkombinationen.

Im Gegensatz zur Optik besteht die Möglichkeit, die einzelnen Drähte einer Parabelfläche direkt zu erregen. Sieht man zudem Einrichtungen

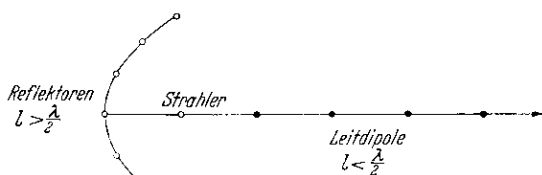


Abb. 96. Leitdipole mit parabolisch angeordneten Reflektordipolen nach Yagi.

vor, um die einzelnen Phasen nach beliebigen Gesetzen einstellen zu können, so ist die Aufstellung nach einer bestimmten geometrischen Figur nicht mehr nötig, vielmehr kann man grundsätzlich durch entsprechende Erregung jede Dipolgruppe „para-

bolisch“, „hyperbolisch“ oder „elliptisch“ strahlen lassen [39].

Im übrigen läßt die Verwendung mehrerer Reflektoren oder eines

Reflektors in Verbindung mit Leitdipolen zahlreiche Kombinationen zu. Als praktisches Beispiel zeigt die Abb. 96 eine Kette von strahlungsgekoppelten Leitdipolen, an die sich hinter der Antenne eine parabolische Spiegelfläche anschließt [40]. Auch ein „Wellenkanal“ wird vorteilhaft durch einen Parabolspiegel abgeschlossen [17].

Eine andere Möglichkeit, die in Analogie zu optischen Scheinwerfern hauptsächlich bei Rotationsspiegeln in Frage kommt, bietet ein Vorsatzspiegel von der Form einer kleinen, mit der Öffnung dem Hauptreflektor H zugewandten Kalotte K , wie es die Abb. 97 schematisch veranschaulicht [37]. Bei dieser Anordnung wird die direkte Strahlung des Sendedipols S von K aufgefangen und auf den Hauptspiegel H zurückgeworfen.

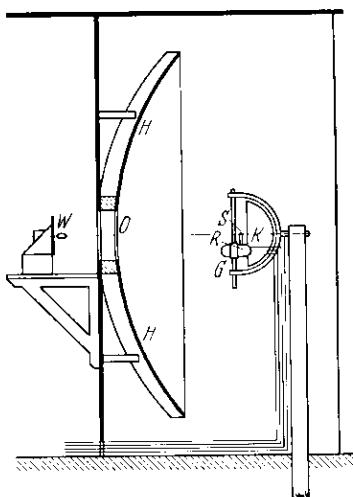


Abb. 97. Parabolspiegel mit Vorsatzkalotte.

Für die Wirksamkeit der Kalotte gelten dieselben Regeln wie für jeden Spiegel, d. h. die Kalotte muß möglichst groß gemacht werden. Das hat andererseits wieder den Nachteil, daß

sie in die Strahlen des Hauptspiegels einen Schatten wirft, weshalb man diesen besonders groß bauen muß, damit die Kalotte nicht zu klein wird.

Natürlich muß der Halbmesser der Kalotte so bemessen sein, daß die zurückgeworfene Strahlung und die direkt auf den Spiegel treffende gleiche Phase haben. Das Experiment ergibt ein Strahlungsmaximum für Halbmesser R von 1,5 und 3 λ . Ein praktischer Vorteil dieses Strahlwerfersystems liegt darin, daß die Brennweite des Parabelspiegels H beliebig ist: Nur R hängt mit λ zusammen. Beim Übergang auf andere Wellenlängen braucht man also nur die verhältnismäßig kleine Kalotte auszuwechseln.

Da die in der Umgebung des Scheitels vom Hauptspiegel reflektierten Strahlen von dem Vorsatzspiegel abgeschirmt werden, macht es nichts aus, wenn im Scheitel eine Öffnung O ausgespart wird, hinter der ein Wellenmesser oder ein Kontrollgerät W aufgestellt werden kann [41]. Im Gegenteil, eine solche Aussparung von der Größe des Vorsatzspiegels ist hinsichtlich der Bündelung noch von Vorteil, weil der Austritt der zwischen der Scheitelfläche und der Kalotte mehrfach reflektierten Strahlen in falscher Richtung verhindert wird. Um diese Strahlung trotzdem nicht ganz verloren gehen zu lassen, kann man die Öffnung O durch einen, gegen die Parabelfläche versetzten sphärischen Spiegel wieder schließen [42]. Die Abb. 98 gibt eine Ansicht von zwei elektro-optischen Spiegelsystemen, für Senden und Empfang, wieder, die zur Überstrahlung von Hindernissen auf hohen Stahltürmen aufgebaut sind. Die Anlage ist zur Meldung der Überfahrt von Flugzeugen auf der Strecke Dover—Calais mit 17,4 cm Wellenlänge im praktischen Betrieb.

Von den Verstärkungen, die ein Rotationsspiegel mit Vorsatzkalotte im Vergleich mit einfachen Spiegelsystemen liefert, geben die Kurven der Abb. 99 ein anschauliches Bild. Darin ist die Feldverstärkung η in Abhängigkeit von der Spiegelöffnung $2R/\lambda$ aufgetragen, wenn die Öffnung jeweils gleich der vierfachen Brennweite gewählt wird, so daß die Spiegel den Strahler immer um 180° umfassen. Man sieht, daß das

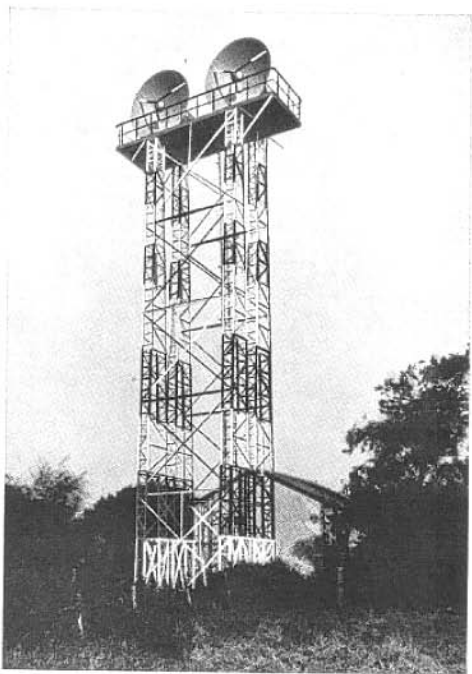


Abb. 98. Die elektro-optischen Sende- und Empfangsspiegel des Mikrostrahlensystems Calais—Dover

in den Abb. 97 und 98 dargestellte System (Durchmesser des Hauptspiegels 3 m, $\lambda = 17,5$ cm und $2 R/\lambda = 17$) eine 27fache Feldverstärkung oder eine etwa 700fache Energieverstärkung ergibt. Damit nähert sich die Spiegelwirkung schon optischen Verhältnissen und läßt alle anderen Spiegel weit hinter sich. Von diesen bringt nur der zylindrisch-parabolische Spiegel (Kurve 3) noch nennenswerte Verstärkungen, zumal wenn man berücksichtigt, daß er wegen seiner geringen Höhe auch für weniger kurze Wellen leichter hergestellt werden kann. Der abgestimmte parabolische Gitterspiegel (Kurve 4) ist sehr ungünstig, weil nur die Bündelung, nicht aber die Verstärkung mit der Öffnung steigt.

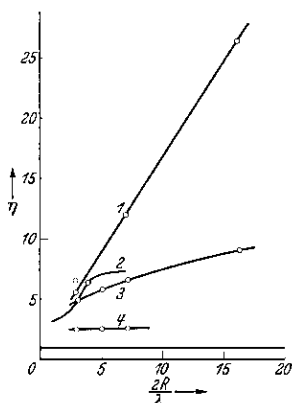


Abb. 99. Verstärkung verschiedener Spiegelsysteme in Abhängigkeit von Brennweite f und Öffnung $2 R/\lambda = 4 f/\lambda$ nach Brendel.

Kurve 1: Rotationsspiegel mit Vorsatzkalotte. Kurve 2: Rotationsspiegel ohne Vorsatzkalotte. Kurve 3: Zylindrischer Parabolspiegel (Höhe $= 2 \lambda$). Kurve 4: Abgestimmter parabolischer Gitterspiegel.

Natürlich kann man die Kalotte durch jedes beliebige andere Reflexions- oder Richtsystem ersetzen, z. B. durch einen einfachen Reflektordraht oder durch zwei, mit geeigneter Phase gespeiste Antennen, sofern nur der größte Teil der Energie den Hauptspiegel trifft. Derartige Vorsatzsysteme haben den Vorzug, nur einen unbedeutenden Teil der Spiegelstrahlung abzuschirmen, so daß man mit nicht allzugroßen Spiegeln auskommt.

soweit umschließt, daß ein großer Teil des von F_1 direkt ausgehenden Strahlenbündels S_1 ausgeblendet wird [43]. Allerdings tritt an dessen Stelle das scheinbar vom Brennpunkt F_2 ausgehende Strahlenbündel S_2 , welches nur durch Verschieben der Öffnung XZ nach B zu verschärft werden kann. Außerdem kann die Bündelung durch Einfügen ebener Metallschirme an den Kanten X und Z , oder bei rotationssymmetrischer Anordnung durch einen entsprechenden Tubus oder durch eine Sammellinse verbessert werden. Um Beugungsstörungen auszuschließen, darf die Öffnung XZ den Betrag von

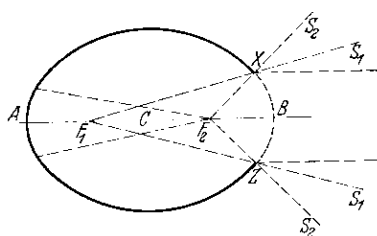


Abb. 100. Elliptischer Spiegel nach Della Riccia.

10 λ nicht unterschreiten, so daß die Anordnung nur für sehr kurze Wellen in Frage kommt. Vorteilhaft findet ein solches Ellipsoid von kleineren Abmessungen als Vorsatzspiegel einem größeren Hauptreflektor gegenüber Verwendung, wobei der Brennpunkt F_2 mit dem des Hauptspiegels zusammenfallen muß [44].

D. Linsensysteme.

Auf Grund des optischen Brechungsindex von flüssigen und festen Dielektrika, wie Öl, Pech oder Paraffin können die elektrischen Wellen wie in der Optik durch Sammellinsen gebündelt und fokussiert werden [45]. Wegen der verhältnismäßig großen Abmessungen hat man hiervon in der Praxis noch keinen Gebrauch gemacht, sondern nur bei Zentimeter- und Millimeterwellen haben Linsensysteme, die den optischen Aplanaten nachgebildet sind, zur Konzentrierung der Senderstrahlung auf einen Indikator Anwendung gefunden.

Die elektrische Feldstärke im Brennpunkt einer Sammellinse ist der Brennweite umgekehrt proportional. Astigmatismus, sowie chromatische und sphärische Aberration sind stärker als bei gewöhnlichen Linsen [46]. Bei der Berechnung der Brennweite ist natürlich der für die betreffende Wellenlänge geltende Brechungskoeffizient einzusetzen. Z. B. hat Quarz für Licht einen Brechungskoeffizienten von etwa 1,5. Jenseits des von $4,5\ \mu$ bis rund $70\ \mu$ reichenden Gebiets anomaler Dispersion ergibt sich jedoch bei der Dielektrizitätskonstanten von 4,6 ein Brechungsindex von 2,14. Die elektrische Brennweite beträgt infolgedessen weniger als die halbe optische Brennweite.

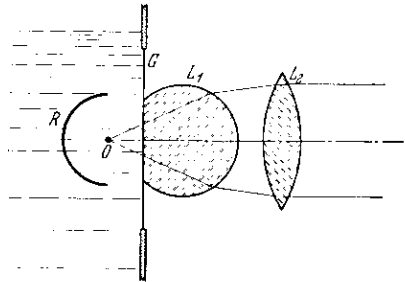


Abb. 101. Immersionsobjektiv von Dänzer.

Ist die Strahlungsquelle in ein dichteres Medium eingebettet, z. B. in Öl, dann kann das Linsensystem im Hinblick darauf, daß der Brechungsindex von Öl und Paraffin nahezu gleich ist, nach Art eines Immersionsobjektivs angeordnet werden [47]. Ein derartiges zweilinsiges Objektiv zeigt die Abb. 101. Der den Oszillator, z. B. einen Funkenoszillator O enthaltende Petroleumtrög trägt ein Glimmerfenster G , vor dem die beiden Paraffinlinsen L_1 und L_2 angebracht sind. Die erste Linse ist halbkugelig und liegt mit ihrer Planfläche unmittelbar am Glimmerfenster an, so daß das Paraffin mit dem Petroleum ein homogenes optisches System bildet.

E. Sende- und empfangsseitige Bündelung.

Anstatt die resultierende Amplitude eines Strahlensystems im Aufpunkt zu messen, lassen sich die Verhältnisse auch umkehren, indem im Aufpunkt ein Strahler gedacht, und indem die Richtcharakteristik durch ein entsprechendes Empfangssystem verursacht wird. Die Aufgabe, gerichtet zu senden, ist daher grundsätzlich gleichbedeutend mit der, gerichtet zu empfangen, und alle für die Bündelung des Senderstrahls beschriebenen Maßnahmen lassen sich mit Vorteil auch auf der Empfangsseite treffen.

Bei Verwendung von Spiegeln treten am Empfänger dieselben Erscheinungen wie am Sender auf, doch bringt ein Empfangsspiegel, dessen

Abmessungen nicht sehr groß gegenüber der Wellenlänge sind, im Mittel nur 42% der Verstärkung, die er auf der Senderseite bewirkt [34]. Es hat dies seine Ursache in den Gangunterschieden der vom Sender kommenden Strahlen, die im Empfangsspiegel noch verstärkt werden, und die sich im Empfangsdipol durch Interferenzwirkung zum größten Teil auslöschen. Ebene Spiegel, bei denen die Interferenzstörungen am stärksten sind, ergeben als Gesamtverstärkung nur die Summe ihrer Einzelverstärkungen, während für parabolische Spiegel das Produkt einzusetzen ist. Die maximale, mit zwei ebenen Vollmetallspiegeln von 2λ Öffnung und im dritten Reflexionsmaximum zu erzielende Ver-

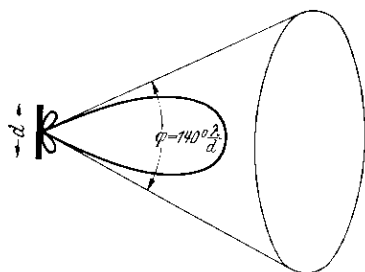


Abb. 102. Optisches Strahlungsdiagramm einer gleichmäßig erregten Fläche.

stärkung ist infolgedessen nur 10,5, wohingegen zwei quadratisch-zylindrische Parabolspiegel von 10λ Öffnungen eine Gesamtverstärkung von rund 1250 ergeben, entsprechend einer 35fachen Feldverstärkung.

Legt man den Betrachtungen einen Strahlenwerfer zugrunde, der als gleichmäßig schwingende Kolbenmembran gedacht sei, so ergeben sich folgende Verhältnisse [48]: Aus der Optik ist der Satz bekannt, daß die Winkelöffnung eines von einer kreisförmigen Fläche emittierten Lichtbündels vom Verhältnis des Durchmessers d zur Wellenlänge abhängt, und zwar nach der Beziehung:

$$q \approx 140^\circ \frac{\lambda}{d},$$

wie durch die Abb. 102 veranschaulicht ist. Vernachlässigt man den aus diesem Öffnungswinkel herausfallenden Strahlungsanteil, dann kann man sagen, daß sich die ganze Leistung auf eine q^2 proportionale Fläche konzentriert, oder mit anderen Worten: Die Leistungskonzentration oder die Bündelung B ist dieser Fläche umgekehrt proportional und verläuft daher proportional d^2/λ^2 . Liegen in einer Ebene n Strahlungsflächen von dem gleichen Durchmesser d , von denen jede die Leistung P_s ausstrahlt, so beträgt die gesamte Leistung natürlich $n \cdot P_s$. Damit ist aber auch die Bündelung B auf das n -fache gestiegen, woraus hervorgeht, daß dieselbe sogar bei beliebiger Form der Richtfläche F flächenproportional ist. Für die Bündelung B kann man also schreiben:

$$B = a \frac{F}{\lambda^2},$$

wo a einen Proportionalitätsfaktor bedeutet.

Die dem Strahlungsfeld von einer Empfangsfläche entnommene Leistung P_e ist ebenfalls der Größe der empfangenden Richtfläche F proportional, denn es ist einleuchtend, daß n einzelne Flächen auch die n -fache Leistung aufnehmen. Es ist also ebenfalls:

$$P_e \propto a \cdot F.$$

Drückt man auch die Empfangsfläche F durch die Bündelung aus, so erhält man:

$$P_e \propto B \cdot \lambda^2.$$

Die aus einem gegebenen Strahlungsfeld zu entnehmende Leistung ist also erstens der Bündelung und zweitens dem Quadrat der Wellenlänge proportional, wie sich aus dem Rayleighschen Reziprozitätstheorem allgemein beweisen läßt [49].

An Hand dieser quantitativen Zusammenhänge zwischen Bündelung, Wellenlänge und übertragbarer Leistung seien drei charakteristische Fälle diskutiert:

a) Die Bündelung auf der Sende- und Empfangsseite sei gegeben. Dann ist auch die ferne Feldstärke, die proportional der Wurzel aus der abgestrahlten Leistung, der Wurzel aus der Bündelung und umgekehrt proportional der Entfernung ist, unabhängig von λ festgelegt. Empfangsseitig ist die dem Strahlungsfeld entnommene Leistung dagegen der Wellenlänge quadratisch proportional. Wenn man daher die Sendeleistung konstant hält, nimmt die auf den Empfänger übertragene Leistung mit kleiner werdender Welle quadratisch ab, und der Nutzeffekt der Übertragung wird immer schlechter.

b) Geht man auf der Sende- und Empfangsseite nicht von einer konstanten Bündelung, sondern von einer konstanten Richtfläche aus, so steigt bei konstanter Sendeleistung die Empfangsintensität mit der Wellenlänge quadratisch an, weil die Bündelung ja umgekehrt proportional λ^2 zunimmt. In diesem Fall ist es also vorteilhaft, möglichst kurze Wellen zu wählen, soweit nicht der Gerätewirkungsgrad eine Grenze vorschreibt.

c) Kombiniert man die beiden vorgenannten Fälle, indem man z. B. auf der einen Seite die Bündelung, auf der anderen die Richtfläche konstant hält, dann ist der Wirkungsgrad der Übertragung von λ unabhängig.

Hinsichtlich einer beiderseitigen Bündelung führen diese Betrachtungen also zu dem Schluß, daß man bei Änderung der Wellenlänge nicht die Antennenabmessungen, sondern nur die Richtflächen maßstäblich verändern darf, wenn die übertragene Leistung unverändert erhalten bleiben soll. Der sonst mit λ^2 erfolgende Abfall der Leistung wird dann durch eine wirksamere Bündelung wieder ausgeglichen.

4. Die Speisung von Antennen.

A. Energieleitungen.

Wenn der Sender selbst nicht schon in Form eines offenen oder geschlossenen Schwingungskreises mit ausreichend hohem Strahlungswiderstand aufgebaut ist, wie z. B. der in Abschnitt 2, C, f dieses Kapitels beschriebene Rahmensender, dann muß zwecks wirksamer Ausstrahlung eine Antenne galvanisch, induktiv oder kapazitiv an den Senderkreis angekoppelt werden. Legt man auf ein sauberes Strahlungsdiagramm Wert, muß der Sender selbst sorgfältig abgeschirmt sein, damit sich nicht die Strahlung der Schwingkreise und aller hochfrequenzführenden Leitungen der Antennenstrahlung überlagert und das Strahlungsdiagramm verzerrt. Bei sehr kurzen Wellen kann man schließlich dazu übergehen, die Antenne mit in das Röhrengefäß einzuschließen und nötigenfalls durch einen außen befindlichen, kapazitiv wirkenden Metallzylinder abzustimmen [50].

In vielen Fällen wird die Aufgabe gestellt, den eigentlichen Strahler, mag es sich um einen einfachen Dipol oder ein Richtsystem handeln, von dem Generator zu trennen, um denselben an einem strahlungsmäßig günstigeren Ort, z. B. in solcher Höhe anbringen zu können, daß das Strahlungsdiagramm nicht mehr von der Erde beeinflusst wird, und daß die freie Raumstrahlung gesichert ist. In allen diesen Fällen geschieht die Speisung der Antenne über eine hochfrequente Energieleitung, als welche Ein- und Zweidrahtleitungen sowie konzentrische Rohrleitungen in Frage kommen.

a) Eindrahtleitung.

Am einfachsten ist ein zwischen geeigneten Punkten des Senderkreises und der Antenne ausgespannter Draht, der die Hinleitung vermittelt, während die Rückleitung über die Antennen-Erdkapazität und die Erde stattfindet. Eine sorgfältige Anpassung der Antenne an die Speiseleitung ist hier von großer Wichtigkeit, damit die Strahlungsverluste ein Minimum werden.

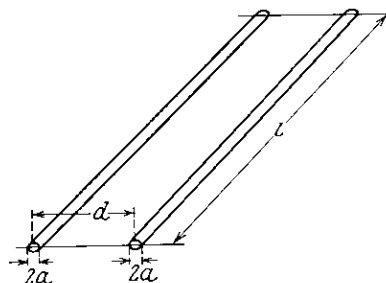


Abb. 103. Schema der Doppelleitung.

b) Doppelleitung.

Das Lechersche Paralleldrahtsystem ist zur Fortleitung hochfrequenter Energie zu einem fernen Verbraucher am meisten verbreitet. Es

besteht nach Abb. 103 aus zwei parallelen Drähten mit dem Radius a und dem Achsabstand d . Der Strom benutzt den einen Draht als Hin- und den anderen als Rückleitung, und die Strahlungsverluste sind unter

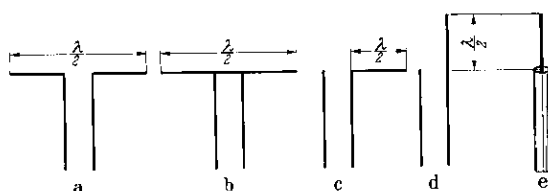


Abb. 104. Symmetrisch (a und b) und unsymmetrisch (c bis e) gespeister Dipol.

Voraussetzung symmetrischer Verhältnisse auch bei nicht vollkommener Anpassung gering. Bei nicht angepaßter Leitung muß ihre Länge ein Vielfaches von $\lambda/4$ sein, während die Länge einer angepaßten Leitung bei rein fort-

schreitenden Wellen von λ unabhängig ist. Die Speisung eines $\lambda/2$ -Dipols geschieht je nach den Umständen in der Mitte oder am Ende des Strahlers, wie in Abb. 104 a—d schematisch dargestellt ist. Im letzten Fall tritt eine gewisse Unsymmetrie in der Belastung der Energieleitung auf, die gegebenenfalls zum Ausgleich etwaiger, durch den Sender hereingebrachter Unsymmetrien dienen kann, doch ist im allgemeinen den symmetrischen Anordnungen a) oder b) der Vorzug zu geben. Strahlungsfreiheit ist nicht nur zur Erzielung eines guten Wirkungsgrades der Energieübertragung anzustreben, sondern auch, um ein möglichst vollkommenes Strahlungsdiagramm zu erhalten. Die Ver-

wendung von Doppelleitungen zur Speisung von Dipolreihen, Gruppen und Ebenen ist in den vorhergehenden Abschnitten wiederholt gezeigt worden.

c) Konzentrische Rohrleitungen.

Schließlich sind als Energieleitungen konzentrisch angeordnete Rohre zu nennen (Abb. 105), die aus einem rohrförmigen Außenleiter mit dem Innenradius r_a und aus einem konzentrischen Innenleiter mit dem Außenradius r_i bestehen, und die den Vorteil absoluter Strahlungslosigkeit besitzen. Dies ist leicht einzusehen, weil die Ströme auf der Innenseite des Außenrohres zwangsläufig gleich den negativen Strömen auf der Außenseite des Innenleiters sein müssen, so daß nach außen überhaupt kein elektromagnetisches Feld in Erscheinung treten kann. Ein gewisser Nachteil ist die schwierige mechanische Konstruktion, da die Lage des Innenleiters durch möglichst verlustfreie Ringisolatoren oder dergleichen fixiert werden muß.

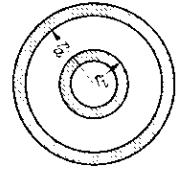


Abb. 105.
Querschnitt
einer konzentrischen
Rohrleitung.

Bevor auf die elektrischen Verhältnisse bei der Antennenspeisung und Anpassung im einzelnen eingegangen wird, seien zunächst die Grundlagen der Leitungstheorie kurz umrissen.

B. Die Vorgänge auf Leitungen.

a) Die Telegraphengleichungen.

Schon lange vor den Hertz'schen Versuchen und bevor die Fortpflanzung hochfrequenter Schwingungen längs Drähten Gegenstand von Untersuchungen sein konnte, hatten die Probleme der Telegraphie auf Leitungen und Kabeln zu einer Leitungstheorie geführt, deren Ansätze, die sog. Telegraphengleichungen, sich späterhin auch zur Beantwortung der Fragen der Hochfrequenztechnik als fruchtbar erwiesen haben.

Der in einer Doppelleitung fließende Strom erzeugt um jeden Einzelleiter ein magnetisches Feld, dessen Kraftlinien den Leiter als konzentrische Kreise umschließen, und das gesamte Leitungsfeld entsteht durch Überlagerung dieser beiden Einzelfelder. Die Selbstinduktion der Leitung bewirkt eine induktive Stromkomponente, während die Ohmschen Verluste einen Ohmschen Spannungsabfall verursachen. Die zwischen den Leitern liegende Spannung erzeugt ein elektrisches Feld und über den Ableitwiderstand A dielektrische Verluste und bewirkt eine kapazitive und Ohmsche Verlustkomponente. Diese gegenseitige Beeinflussung von Strom und Spannung kommt in den Telegraphengleichungen zum Ausdruck [51]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial V}{\partial x} &= R \cdot I + L \frac{\partial I}{\partial t} \\ \frac{\partial I}{\partial x} &= A \cdot V + C \frac{\partial V}{\partial t}.\end{aligned}$$

Beide partielle Differentialgleichungen geben die Abhängigkeit der Spannung V und des Stromes I von Zeit t und Ort x an (Abb. 106).

Setzt man sinusförmige Schwingungen voraus, so lassen sich die allgemeinen Lösungen in folgender Form schreiben:

$$\begin{aligned} \mathfrak{U}_l &= \frac{\mathfrak{U}_e + \mathfrak{Z}_e \mathfrak{Z}}{2} e^{\gamma l} + \frac{\mathfrak{U}_e - \mathfrak{Z}_e \mathfrak{Z}}{2} e^{-\gamma l} \\ &= \frac{\mathfrak{U}_f}{2 \mathfrak{Z}} + \frac{\mathfrak{U}_r}{2 \mathfrak{Z}} \\ \mathfrak{I}_l &= \frac{\mathfrak{U}_e + \mathfrak{Z}_e \mathfrak{Z}}{2 \mathfrak{Z}} e^{\gamma l} - \frac{\mathfrak{U}_e - \mathfrak{Z}_e \mathfrak{Z}}{2 \mathfrak{Z}} e^{-\gamma l} \\ &= \mathfrak{I}_f - \mathfrak{I}_r, \end{aligned}$$

wobei $\mathfrak{U}_l$ und $\mathfrak{I}_l$ die Werte von Spannung und Strom an der Stelle l , vom Leitungsende aus gemessen, und $\mathfrak{U}_e$ und $\mathfrak{I}_e$ die entsprechenden

Werte am Ende sind. $Z = \sqrt{\frac{R - j\omega L}{A + j\omega C}}$ ist der Wellenwiderstand der Leitung, während $\gamma = ja + b$ ist. $a = \alpha \cdot l$ bedeutet das Phasenmaß,

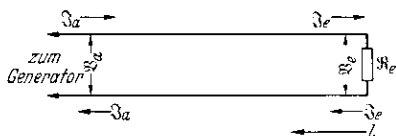


Abb. 106. Doppelleitung mit Belastungswiderstand.

um das der Vektor im Punkt l gegenüber dem im Punkt $l = 0$ verdreht ist, und $b = \beta l$ ist das Dämpfungsmaß, welches die Dämpfung längs der Leitung angibt. Das erste Glied $\mathfrak{U}_f$ und $\mathfrak{I}_f$ jeder der beiden Gleichungen beschreibt eine fortschreitende, das zweite $\mathfrak{U}_r$

und $\mathfrak{I}_r$ eine reflektierte Spannungs- oder Stromwelle.

Bei Hochfrequenzleitungen sind die Verluste äußerst gering ($R \ll \omega L$ und $A \ll \omega C$), und der Wellenwiderstand $\mathfrak{Z} = \sqrt{L/C}$ ($L =$ Selbstinduktion und $C =$ Kapazität pro Längeneinheit) kann als rein ohmisch angesehen werden. Berücksichtigt man, daß infolgedessen auch die Dämpfung sehr schwach ist ($\beta \sim 0$ und $e^{\gamma l} = e^{ja l}$), so erhält man als Lösung der Telegraphengleichungen für ideale Leitungen:

$$\mathfrak{U}_l = \mathfrak{U}_e \cos al + j Z \mathfrak{I}_e \sin al$$

$$\mathfrak{I}_l = j \frac{\mathfrak{U}_e}{Z} \sin al - \mathfrak{I}_e \cos al.$$

Spannung und Strom in jedem Punkt der Leitung sind demnach von den Verhältnissen am Leitungsende abhängig.

b) Belastungsfälle.

Strom und Spannung am Ende der Leitung sind durch den Belastungswiderstand $\mathfrak{R}_e = \mathfrak{U}_e / \mathfrak{I}_e = R_e e^{j\varphi}$ gegeben, der daher den Ausbreitungsvorgang längs der Leitung beherrscht. Seine Grenzwerte sind $\mathfrak{R}_e = \infty$ (Leerlauf), $\mathfrak{R}_e = 0$ (Kurzschluß) und $\mathfrak{R}_e = \mathfrak{Z}$ (Anpassung).

a) Fortschreitende Wellen. Für eine unendlich lange Leitung ($e^{-\gamma l} = 0$), und wenn die Leitung mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen ist ($\mathfrak{R}_e = \mathfrak{Z}$ und infolgedessen $\mathfrak{U}_e = \mathfrak{I}_e \mathfrak{Z}$), fallen die Glieder $\mathfrak{U}_r$ und $\mathfrak{I}_r$ weg, und es bleiben nur rein fortschreitende Wellen übrig:

$$\mathfrak{U}_l = \frac{\mathfrak{U}_e + \mathfrak{Z}_e \mathfrak{Z}}{2} e^{\gamma l} = \mathfrak{U}_e e^{\gamma l} = V_e e^{j\omega t} e^{ja l} e^{\beta l}$$

$$\mathfrak{I}_l = \frac{\mathfrak{U}_e + \mathfrak{Z}_e \mathfrak{Z}}{2 \mathfrak{Z}} e^{\gamma l} = \mathfrak{I}_e e^{\gamma l} = I_e e^{-j\varphi} e^{j\omega t} e^{ja l} e^{\beta l}.$$

Die fortschreitende Welle auf einer verlustbehafteten Leitung ist also zeitlich ($e^{j\omega t}$) und räumlich (e^{jal}) sinusförmig veränderlich, und klingt außerdem räumlich ($e^{\beta l}$) ab. Bei einer verlustfreien Leitung ist $\Re = \Im Z$, Strom und Spannung sind in Phase ($q = 0$), und die Welle pflanzt sich ungedämpft fort, d. h. die Effektivwerte von Strom und Spannung sind an allen Punkten der Leitung gleich.

β) Stehende Wellen. Rein stehende Wellen bilden sich auf einer verlustfreien Leitung aus bei Leerlauf ($\Re_c = \infty$), bei Kurzschluß ($\Re_c = 0$) und bei Blindbelastung ($\Re_c = j R_c$).

1. *Leerlauf.* Bei Leerlauf ist $\Re_c = 0$, und wenn außerdem auch $\beta = 0$ gesetzt wird, ergibt sich:

$$\begin{aligned}\Re_l &= \Re_c \frac{e^{jal}}{2} + \Re_c \frac{e^{-jal}}{2} = V_c e^{j\omega t} \cos al \\ \Im_l &= \frac{\Re_c e^{jal}}{Z} - \frac{\Re_c e^{-jal}}{Z} = j \frac{V_c}{Z} e^{j\omega t} \sin al.\end{aligned}$$

Die räumliche Leerlaufverteilung von Spannung und Strom folgt also einem Kosinus- bzw. Sinusgesetz.

2. *Kurzschluß.* Bei Kurzschluß ist $\Re_c = 0$ und analog vorher gilt:

$$\begin{aligned}\Re_l &= \Re_c Z \frac{e^{jal}}{2} - \Re_c Z \frac{e^{-jal}}{2} = j Z I_c e^{j\omega t} \sin al \\ \Im_l &= \Re_c \frac{e^{jal}}{2} + \Re_c \frac{e^{-jal}}{2} = I_c e^{j\omega t} \cos al.\end{aligned}$$

Die Kurzschlußverteilung ist also gegen die Leerlaufverteilung räumlich um $\pi/2$ verschoben. Die stehenden Wellen entstehen in beiden Fällen durch Superposition einer fortschreitenden (e^{jal}) und einer gleichgroßen reflektierten Welle (e^{-jal}), und sind ebenfalls zeitlich sinusförmig veränderlich, haben aber im Gegensatz zu den fortschreitenden Wellen eine feste räumliche Sinus- oder Kosinusverteilung.

3. *Pseudostehende Wellen.* Wird der Abschlußwiderstand R_c von ∞ über Z bis 0 variiert, so erhält man einen stetigen Übergang von der Leerlaufverteilung über rein fortschreitende Wellen zur Kurzschlußverteilung. Für alle Werte von R_c , die von diesen ausgezeichneten Fällen abweichen, entsteht eine Wellenverteilung, die als „pseudostehende“, oder mit demselben Recht auch als „pseudofortschreitende“ Welle bezeichnet werden kann. Diese Wellen sind dadurch gekennzeichnet, daß die reflektierte Welle kleiner als die fortschreitende ist, und daß die Minima infolgedessen nicht bis auf Null zurückgehen (Pseudoknoten). Bei rein Ohmscher Belastung haben die Knoten und Bäuche dieselbe Lage wie bei rein stehenden Wellen, und zwar kann man auch hier eine Leerlaufverteilung und eine Kurzschlußverteilung unterscheiden, je nachdem $R_c \gtrless Z$ ist. Bei komplexer Belastung sind die Pseudoknoten und Bäuche in Abhängigkeit von R und q gegenüber der Leerlauf- und Kurzschlußverteilung verschoben. Die pseudostehende Welle ist von fortschreitendem Charakter, und ihre Hüllkurve hat eine feststehende räumliche Verteilung. Die Verhältnisse der rein fortschreitenden, stehenden und pseudostehenden Wellen lassen sich an einfachen mechanischen Modellen, bei denen die räumliche Strom- und Spannungsverteilung durch

schraubenförmige Drähte, die zeitliche Änderung durch Rotation der ganzen Modelle dargestellt wird, demonstrieren [52] (s. Kapitel 4, Abschnitt 2, B).

c) Gleichtaktwellen.

Bei unsymmetrischen Verhältnissen oder wenn unerwünschte Kopplungen zwischen Generator und Leitung vorhanden sind, tritt eine Störerscheinung auf, indem neben den als Gegentaktwelle bezeichneten gegenphasigen Schwingungen eine „Gleichtaktwelle“ über die Leitung läuft, bei welcher Strom und Spannung in beiden Drähten gleiche Phasenlage haben, d. h. für welche die Doppelleitung wie ein einziger Draht wirkt [53]. Eine derartige gleichphasige Blindwelle kann auch durch das Strahlungsfeld des über die Leitung gespeisten Dipols induziert werden [54]. Diese Gleichtaktwelle erhöht die Strahlungsverluste der Leitung. Im übrigen sind die Erscheinungen derart mannigfaltig und unübersichtlich, daß eine exakte theoretische Erfassung bisher noch nicht gelungen ist. Nur durch sorgfältige Symmetrierungsmaßnahmen sind diese Störwellen zu beseitigen.

d) Die Dämpfung.

α) Wellenverhältnis und Knotenbreite. Es ist einleuchtend, daß der Wirkungsgrad einer Energieübertragung nicht allein von den Belastungsverhältnissen, sondern auch von der Dämpfung der Leitung abhängen muß. Diese Dämpfung ist auf verschiedene Weise gemessen worden, und zwar auf Grund der prozentualen Abnahme der Amplituden von rein fortschreitenden Wellen [55], auf Grund von Resonanzeinstellungen [56] oder der von der Dämpfung herrührenden Wellenverkürzung gegenüber Luftwellen [57], oder schließlich auf Grund von Spannungsmessungen am Anfang und am Ende einer im Leerlauf betriebenen Leitung [58]. Am praktischsten erscheint das von Roosenstein ausgearbeitete Verfahren der Messung des „Wellenverhältnisses“ oder der „Knotenbreite“ [59], zumal es auch für Ultrakurzwellen bestens geeignet ist [60] und die Verhältnisse im praktischen Betrieb zu erfassen erlaubt. Als Wellenverhältnis Q wird dabei das Verhältnis der Absolutwerte der Spannungen in den Pseudoknoten V_k und Bäuchen V_b , oder der entsprechenden Stromamplituden I_k und I_b

$$Q = V_k/V_b = I_k/I_b$$

definiert. Es hat bei einer rein stehenden Welle und verlustfreier Leitung den Wert 0, bei einer rein fortschreitenden Welle den Wert 1. Hat die Leitung Dämpfungsverluste, so erfordert deren Deckung einen Energietransport, und die Spannung in den Minima sinkt nicht bis auf Null ab. Wenn die Spannung in den Knoten sehr klein gegenüber den Spannungsbäuchen ist, macht die Bestimmung des Quotienten Q bei sehr hohen Frequenzen einige Schwierigkeit. Zweckmäßig legt man daher ein kleineres Verhältnis, nämlich $\sqrt{2}$ fest, und mißt nun als Knotenbreite k den Abstand der entsprechenden Punkte zu beiden Seiten eines Spannungs-knotens, in denen die Spannung das $\sqrt{2}$ fache des Knotenwertes V_k beträgt. Die Knotenbreite a ist dann mit dem Dämpfungsmaß b einer

durch einen Blindwiderstand verlustfrei abgeschlossenen Leitung durch die einfache Beziehung:

$$b = \pi k/\lambda$$

verknüpft.

Die Ausmessung der Spannungsverteilung längs der Doppelleitung oder auch nur der Knotenbreite kann bei Meterwellen noch mit einem zwischen die Drähte geschalteten Röhrenvoltmeter erfolgen [61]. Da die Energieleitung in diesem Fall jedoch gleichzeitig die Anodenspannung für die Meßröhre führen muß, will man nicht zu komplizierteren, und auf die Ausbreitungsverhältnisse rückwirkenden Verdrosselungen greifen, ist die Verwendung eines resonanzabgestimmten und über eine kleine Kapazität C_0 in Abb. 107 an beliebige Meßpunkte der Doppelleitung immer konstant anzukoppelnden Saugkreises vorteilhafter [59]. Die in diesem induzierte Stromstärke $I = A V \omega C_0$

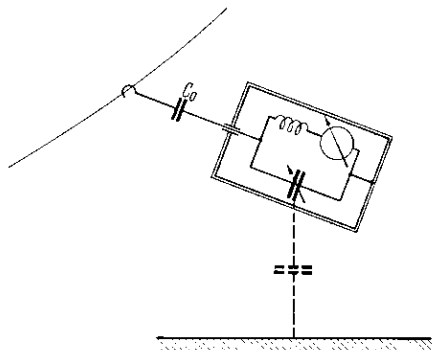


Abb. 107. Spannungsmessgerät von Roosenstein.

ist dann ein Maß für die unbekannte Spannung V , wobei der Faktor A die Stromtransformation durch die Resonanz erfährt. Beim Entlanggleiten an den Drähten und durch Beobachtung des Schwingstroms läßt sich die Spannungsverteilung oder die Knotenbreite sowie eine etwa vorhandene Unsymmetrie feststellen. Bei konzentrischen Rohrleitungen muß das Außenrohr mit Löchern versehen werden, damit der Innenleiter mit dem Zuleitungsdraht der Koppelkapazität C_0 berührt werden kann.

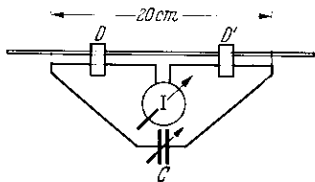


Abb. 108. Strommessgerät.

Auf ähnliche Weise kann auch die Stromverteilung mit dem in Abb. 108 schematisch dargestellten Instrument gemessen werden. Dieses stellt wegen seiner induktiven Ankopplung des Strommessers I einen Stromtransformator dar, dessen Empfindlichkeit durch den Kondensator C variiert werden kann. Da die Kopplung von dem gegenseitigen Leiterabstand abhängt, muß dieser durch feste Distanzstücke D und D' konstant gehalten werden. Zur Erfassung eines Meßpunktes und damit zur Messung der Breite eines Stromknotens, die an sich ebensolche Berechtigung wie die eines Spannungsknotens hat, ist das Gerät wegen seiner Längsausdehnung jedoch weniger geeignet.

β) Wirkungsgrad. Die Spannungs- und Stromamplituden der einfallenden und der reflektierten Wellen werden auf der Leitung insgesamt um das e^{-b} -fache, d. h. angenähert um das $(1 - b)$ -fache geschwächt. Da die Leistung der fortschreitenden Welle gleich dem Quadrat der Spannung dividiert durch den Wellenwiderstand ist, fällt sie auf das

(1—2 *b*)fache. Nun ist der gesamte Energieverlust auf der Leitung gleich der Summe der Verluste der einfallenden und reflektierten Welle:

$$N_e = (V_e^2 + V_r^2) / 2 b_l Z.$$

Andererseits ist die am Leitungsende zur Verfügung stehende Nutzleistung N_n gleich der Differenz der Leistung der einfallenden und der reflektierten Welle:

$$N_n = (V_e^2 - V_r^2) / Z.$$

Das Verhältnis beider:

$$S = N_e / N_n = 2 b (V_e^2 + V_r^2) / (V_e^2 - V_r^2)$$

bildet dann ein Maß für die relativen Verluste bei der Energieübertragung. Da $V_e = V_r$ gleich der Spannung V_k in einem Knoten und $V_e + V_r$ gleich der Spannung V_b in einem Bauch ist, kann man auch schreiben:

$$S = (Q_0 + 1/Q_0) \beta l,$$

wenn Q_0 das Wellenverhältnis am freien Leitungsende darstellt. Nach dieser Gleichung ist der Wirkungsgrad also unmittelbar zu ermitteln, sofern die Dämpfung β bekannt ist. In der Abb. 109 ist die Beziehung zwischen dem Wellenverhältnis und den relativen Verlusten graphisch dargestellt. Ersichtlich erreichen die Verluste bei rein fortschreitenden Wellen ($Q_0 = 0$)

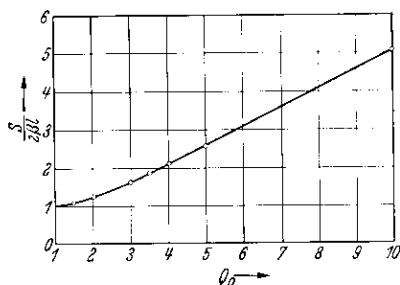


Abb. 109.
Abhängigkeit der relativen Verluste S vom Wellenverhältnis Q_0 nach Roosenstein.

ihren Minimalwert $2 \beta l$, um beträchtlich zuzunehmen, sobald Q_0 von 1 abweicht, d. h. wenn die Welle allmählich einen stehenden Charakter annimmt.

γ) Strahlungsverluste. Außer dem Ohmschen Verlustwiderstand und außer dielektrischen Verlusten geht durch Strahlung ein gewisser Prozentsatz der in die Leitung hineingeschickten Hochfrequenzenergie verloren. Da die Strahlung ein räumliches Problem ist, kann sie aus den Telegraphengleichungen, die nur die Verhältnisse in Richtung der Leitung beschreiben, nicht abgeleitet werden, doch gelangt man zu einer Näherungslösung, wenn man ein kleines Stück dl der Leitung als ideellen Dipol ansieht, und nun über die Strahlung sämtlicher Elementardipole integriert. Auf diese Weise findet man den Strahlungswiderstand einer Doppelleitung zu [62]:

$$R_s = 15 \left(\frac{2 \pi d}{\lambda} \right)^2.$$

Für eine Welle von 260 cm und $d = 3$ cm ergibt sich beispielsweise $R_s = 5,3 \cdot 10^{-3} \Omega$. Wie man sieht, reicht der Strahlungswiderstand für die bei Ultrakurzwellen üblichen Leitungen selbst unter ungünstigen Umständen bei weitem nicht an den Wellenwiderstand heran, und die Strahlungsverluste können gegenüber den Ohmschen Verlusten vernachlässigt werden. Ferner ist zu bedenken, daß diese Betrachtungen nur für den Fall der nicht angepaßten Leitung gelten; bei Anpassung sinken die Strahlungsverluste in dem Maß, wie die Welle fortschreitenden

Charakter annimmt. Der Strahlungswiderstand einer konzentrischen Rohrleitung liegt noch unterhalb des Widerstands von Doppelleitungen [54, 63]. Nur bei Eindrahtleitungen liegen die Verhältnisse etwas ungünstiger, weil diese, wenn sie nicht angepaßt sind, als Antennen wirken und nur eine geringe Leistung zum Dipol übertragen. Bei Anpassung sinken dagegen die Strahlungsverluste auch hier auf den für Doppelleitungen geltenden Betrag.

C. Die Anpassung.

Um die Verluste auf einer Übertragungsleitung auf ein Minimum herabzudrücken, muß die reflektierte Welle, die ja einen Energiestrom in falscher Richtung darstellt, und deren Verluste sich zu den übrigen Verlusten addieren, nach Möglichkeit beseitigt werden. Wie die vorhergehenden theoretischen Betrachtungen gezeigt haben, ist das der Fall, wenn die Leitung am freien Ende durch einen Ohmschen Endwiderstand gleich dem Wellenwiderstand belastet ist.

a) Der Wellenwiderstand.

Um dieser Bedingung genügen zu können, muß zunächst der Wellenwiderstand Z bekannt sein. Er kann für einige Leitungsarten nach einfachen Formeln errechnet werden. So gilt z. B. für eine Doppelleitung die Näherungs-
gleichung ($d > a$) [64]:

$$Z = 120 \ln d/a \, \Omega$$

und für eine konzentrische Rohrleitung:

$$Z = 60 \ln r_a/r_i \, \Omega.$$

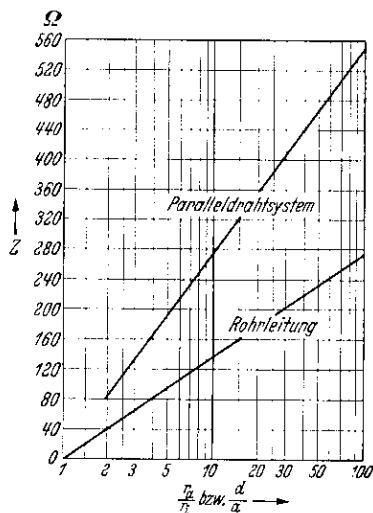


Abb. 110.
Wellenwiderstand in Abhängigkeit von den Leitungsabmessungen.

In der Abb. 110 sind die Wellenwiderstände beider Leitungsarten in Abhängigkeit von dem Verhältnis Abstand zu Drahtradius bzw. vom Verhältnis der beiden Radien aufgetragen. Man erkennt, daß sich der Wellenwiderstand in beiden Fällen in weiten Grenzen variieren läßt, wobei das Paralleldrahtsystem den Vorzug verdient, wenn höhere Wellenwiderstände gefordert werden, während die konzentrische Rohrleitung bei niedrigeren Wellenwiderständen in Frage kommt. Bei technischen Doppelleitungen liegt der Wert von Z im allgemeinen in der Gegend um 500 Ω .

Die Theorie kann natürlich nicht die Einflüsse der Umgebung, sowie die Anwesenheit von Isolatoren u. dgl. erfassen. In vielen Fällen ist daher eine genaue Messung des Wellenwiderstands angebracht, zu welchem Zweck von Roosenstein ein Verfahren entwickelt wurde [59], das auch bei Ultrakurzwellen noch brauchbar ist. Hiernach geht die Messung so vor sich, daß eine offene und in Resonanz arbeitende Doppelleitung

um ein Stück von der Länge $\lambda/8$ verkürzt wird, und daß nun dieses abgeschnittene Stück durch die Kapazität C_0 eines Kondensators ersetzt wird, bis wieder Resonanz auftritt. Dann ist der Wellenwiderstand einfach gleich:

$$Z = 1/\omega C_0.$$

b) Der Antennenaufnahmewiderstand.

Die zweite, die Anpassung bestimmende Größe ist der Antennen-Aufnahmewiderstand, der mit dem Wellenwiderstand der Speiseleitung

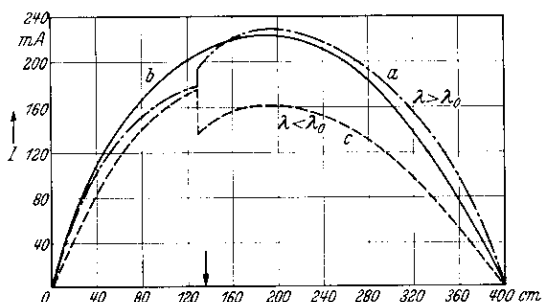


Abb. 111.
Stromverteilung auf einem in einem Punkt gespeisten Dipol
bei verschiedener Abstimmung nach Issakowitsch.

Strahlungswiderstand eines Dipols ungefähr 73Ω , während der Wellenwiderstand einer Doppelleitung um 500Ω liegt. Es müssen also Maßnahmen getroffen werden, um den wirksamen Aufnahmewiderstand der Antenne auf 500Ω oder auf den niedrigeren Wert einer konzentrischen Rohrleitung heraufzusetzen. Die zu diesem Zweck bei längeren Wellen gebräuchlichen Mittel, wie die Einschaltung eines Hochfrequenzübertragers mit passend gewähltem Übersetzungsverhältnis zwischen Leitung und Antenne [65], die Einschaltung eines Transformationsgliedes von $\lambda/4$ Länge und mit anderem Querschnitt [59] sind grundsätzlich zwar auch bei Ultrakurzwellen anwendbar [66], doch führt die Verschiebung der Speisepunkte, d. h. der Anschlußstellen auf dem Dipol weitaus einfacher zum Ziel. Durch diese Maßnahme wird nämlich das Verhältnis der beiden, durch den Speisepunkt abgeteilten, kapazitiv oder induktiv wirkenden Antennenarme und damit der Aufnahmewiderstand zwischen den Speisepunkten verändert.

a) Ein Speisepunkt. Zunächst sei die Speisung eines Dipols nur in einem Punkt, d. h. durch eine Eindrahtleitung behandelt. Die Bedeutung der richtigen Abstimmung werde an Hand der in Abb. 111 dargestellten Stromverteilung für die drei Fälle, daß die Eigenwelle des Dipols λ_0 größer, gleich oder kleiner als die Erregerwelle λ sei, veranschaulicht. Wie man sieht, weisen die außerhalb der Abstimmung geltenden Stromkurven a und c ($\lambda \gtrless \lambda_0$) im Speisepunkt Sprünge auf, und nur die bei Abstimmung erhaltene Kurve b verläuft stetig [60]. Ferner zeigen diese Messungen, daß ein in der Mitte des Dipols liegender Strommesser den Resonanzzustand nicht eindeutig erkennen läßt, denn für $\lambda > \lambda_0$ tritt

ein stärkerer Strom auf als bei Resonanz. Eine sichere und eindeutige Beurteilung des Resonanzabstimmung ist infolgedessen nur durch zwei zu beiden Seiten des Speisepunktes liegende Indikatoren A und B möglich, die gleiche Stromwerte anzeigen müssen [67]. Analoge Betrachtungen lassen sich hinsichtlich der Spannungsverteilung anstellen, wobei die Resonanz nur durch gleiche Spannungen an beiden Dipolenden eindeutig gekennzeichnet ist.

Vom Speisepunkt aus betrachtet, kann der Dipol der Abb. 112 gemäß in zwei Arme zerlegt gedachte werden, von denen der kürzere einen kapazitiven und der längere einen induktiven Scheinwiderstand hat.

Als Ersatzschema für einen Dipol erhält man also die Parallelschaltung eines kapazitiven und induktiven Scheinwiderstands S_k und S_i , d. h. einen Schwingkreis [67]. Aus der Parallelschaltung der beiden Scheinwiderstände, deren Werte sich aus den Telegraphengleichungen folgendermaßen ableiten lassen:

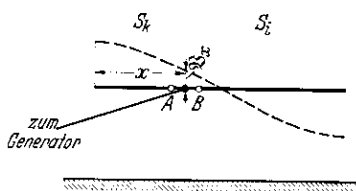
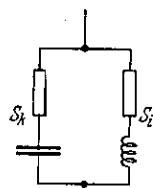


Abb. 112. Dipol mit Eindrachtspeisung und Ersatzschema.



$$S_i = jZ \cotg a x$$

$$S_k = jZ \cotg a (l - x),$$

erhält man für den Aufnahmewiderstand den Ausdruck:

$$R_a = Z_a \left[\frac{\beta x (l - x)}{l \sin^2 \frac{\pi x}{l}} + \frac{\cos^2 \frac{\pi x}{l}}{\beta l} \right].$$

Für $x = l/2$, d. h. wenn der Speisepunkt genau in der Dipolmitte liegt, geht die Gleichung über in:

$$R_a = 1/4 Z_a \beta l.$$

Ist $R_v = R_{str} + R_d$ der gesamte Ohmsche Widerstand der Antenne, so ist bei Speisung in der Mitte wegen der Parallelschaltung der beiden Zweige $1/4 R_v$ einzusetzen, und infolgedessen wird

$$R_a = Z_a \beta l.$$

Setzt man diesen Wert in die obige Gleichung ein, so ergibt sich

$$R_a = \frac{R_v x (l - x)}{l^2 \sin^2 \frac{\pi x}{l}} + \frac{Z_a^2}{R_v} \cos^2 \frac{\pi x}{l}.$$

Der Aufnahmewiderstand verläuft also zwischen den Grenzen $1/4 R_v$ und Z_a/R_v angenähert nach einer $\cos^2$ -Funktion, so daß sich durch Verschieben des Speisepunktes innerhalb dieser Grenzen jeder beliebige Zwischenwert einstellen, und die genaue Anpassung an den Wellenwiderstand der Speiseleitung vornehmen läßt. Die Abstimmung ist etwas vom Speisepunkt abhängig, und die Resonanzlänge des Strahlers beträgt etwa $\lambda/2,2$.

β) **Zweipunktspeisung.** Analog vorher zeigt die Abb. 113 das Ersatzschema für einen über eine Doppelleitung oder über eine Rohrleitung in zwei Punkten gespeisten Dipol. Der Aufnahmewiderstand zwischen den beiden Speisepunkten ergibt sich durch Reihenschaltung der zwei, die einzelnen Antennenzweige für jeden Speisepunkt darstellenden Schwingkreise 1 und 2. Unter Einführung der sich aus den Telegraphengleichungen ergebenden Scheinwiderstände folgt für den Antennenaufnahmewiderstand nunmehr:

$$R_a = Z_a \left[x \left(\frac{l-x}{2} \right) + \frac{4 \cos^2 \frac{\pi x}{l}}{\beta l} \right].$$

Im Gegensatz zur Einpunktspeisung verschwinden jetzt für $x = l/2$ die beiden Klammerglieder, und R_a wird gleich Null. Physikalisch ist das insofern gerechtfertigt, als die Leitung, wenn beide Speisepunkte zusammenfallen, im Kurzschluß arbeitet. Im übrigen gilt hinsichtlich des Aufnahmewiderstands zwischen beiden Speisepunkten das vorher schon Gesagte.

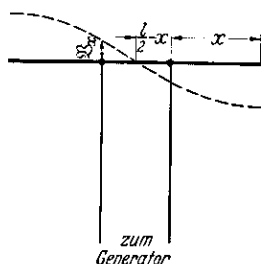


Abb. 113 Zweidrahtspeisung mit Ersatzschema.

Bei Verstimmung des Dipols weist die Strom- und Spannungsverteilung ähnliche Sprünge wie Abb. 111 auf, nur daß dieselben hier an beiden Speisepunkten und symmetrisch zur Mitte auftreten.

Auch in diesem Fall läßt sich die Resonanzeinstellung nur durch gleiche Ausschläge zweier, beiderseits des rechten oder des linken Speisepunktes eingeschalteter Indikatoren kontrollieren, wenn Dipol und Speiseleitung einwandfrei symmetrisch aufgebaut sind. Andernfalls ist noch eine ebensolche Kontrolle im zweiten Speisepunkt erforderlich.

c) Anpassungsmessungen.

Um die Wirkung der Anpassung zu zeigen, ist in der Abb. 114 der Strom I_0 in der Antennenmitte aufgetragen, während der Speisepunkt längs des Antennendrahtes verschoben wird [60]. Die dieser und den folgenden Messungen zugrunde liegende Wellenlänge beträgt 9 m. Wie man sieht, erreicht I_0 im Speisepunkt P_0 und in dem Symmetriepunkt P'_0 ein Maximum. Diese beiden Punkte entsprechen also den optimalen Betriebsverhältnissen. Gleichzeitig ist in Abb. 115 die Spannungsverteilung auf der Speiseleitung dargestellt, und zwar bei Anpassung im Punkt P_0 (Kurve 0) und bei Speisung in den um 10 cm nach rechts und links verschobenen Punkten P_1 und P_2 (Kurve 1 und 2). In Übereinstimmung mit der Theorie geht bei Verschiebung des Speisepunktes die Kurzschlußverteilung (1) in die Leerlaufverteilung (2) über, während die dazwischenliegende Anpassungskurve eine so geringe Welligkeit erkennen läßt, daß die Wellen praktisch als fortschreitend anzusehen sind.

Die Abb. 116 zeigt eine analoge Messung des Antennenstroms bei Speisung durch eine Doppelleitung. Bei einem Abstand der Speisepunkte von je 40 cm von der Mitte

wird offensichtlich Anpassung erzielt. Der Abstand 0 ist praktisch wegen des im Dipol liegenden Instruments nicht mehr zu realisieren. Die Spannungsverteilung auf jedem Draht der Doppelleitung entspricht der Abb. 115. Aus dem gemessenen Wellenverhältnis Q läßt sich der Abschlußwiderstand bestimmen; er nimmt den in der Abb. 116

gestrichelt eingezeichneten Verlauf. Allerdings steigen die Verluste, wenn die Antenne nicht exakt an die Leitung angepaßt ist, zunächst nur sehr

langsam: z. B. findet man aus Abb. 109 für den Fall, daß der Antennenwiderstand nur den halben Betrag des Wellenwiderstands ausmacht ($Q_0 = R_a/Z = 0,5$), daß die Verluste nur 1,25mal größer als das erreichbare Minimum sind. Bei schlechterer Anpassung nehmen sie dagegen rasch zu.

Zum Schluß sei bemerkt, daß ähnliche Anpassungsverhältnisse auch für den Leitungsanfang gelten, und daß auch hier durch eine transformatorische Ankopplung oder durch

passende Anzapfungen des Senderkreises oder eines Sekundärkreises die optimalen Betriebsverhältnisse eingestellt, d. h. die Angleichung des Wellenwiderstands an den inneren Scheinwiderstand des Generators oder des Empfängers vorgenommen werden muß. Um bei technischen Anlagen, bei denen die Speisleitung unmittelbar hinter dem Sender unzugänglich

wird, z. B. senkrecht in die Höhe führt, noch eine Kontrolle der Wellenverteilung vornehmen zu können, ist die Einschaltung einer leicht zugänglichen Schleife von der Länge einiger Wellen angebracht, längs welcher die Spannungs- oder Stromverteilung mit den oben beschriebenen Geräten nachgeprüft werden kann.

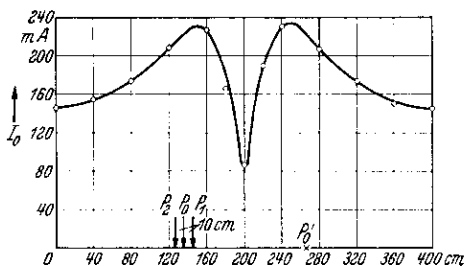


Abb. 114. Antennenstrom in Dipolmitte bei Verschiebung des Speisepunktes P nach Issakowitsch.

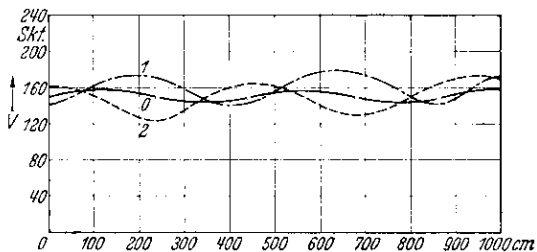


Abb. 115. Spannungsverteilung auf der Speisleitung bei Speisung in den Punkten P , P_1 und P_2 (Abb. 114).

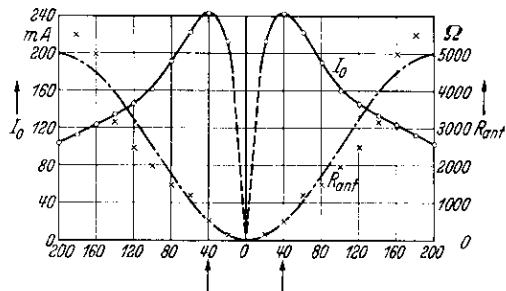


Abb. 116. Antennenstrom und Aufnahmewiderstand bei verschiedenen Abständen zweier Speisepunkte.

Drittes Kapitel.

Die Ausbreitung ultrakurzer Wellen.

1. Die Fernwirkungszone.

Die durch die Maxwell'sche Theorie begründete Wesensgleichheit des sichtbaren und unsichtbaren Lichts einerseits und der elektrischen Wellen andererseits läßt zwischen beiden ein Gebiet erwarten, in dem die verschiedenen Ausbreitungsphänomene ineinander übergehen, und zu deren Deutung Annahmen aus beiden Frequenzgebieten herangezogen werden müssen.

Während man bei den Ausbreitungsvorgängen der langen Wellen hauptsächlich die Bodenstrahlung zu berücksichtigen hat, wogegen bei den sog. kurzen Wellen die Raumstrahlung mit ihrer schwach gedämpften Fortleitung längs der Kennelly-Heaviside-Schicht den Charakter der Ausbreitung bestimmt, muß man bei den ultrakurzen Wellen die Vorstellung der „optischen Sicht“ im weitesten Sinne als Arbeitshypothese benutzen. Zwar war die Frage, ob nicht auch die ultrakurzwellige Strahlung von der Heavisideschicht zur Erde reflektiert werden kann, früher sehr umstritten, kann aber heute als negativ entschieden angesehen werden, zumal auch die Theorie über die Zusammensetzung der Ionosphäre, d. h. der durch die Sonnenbestrahlung erzeugten Ionenregion in der oberen Atmosphäre zu einer Grenzwellenlänge führt, bei welcher jede Spiegelwirkung verschwindet. Da die Ionisationsdichte außerordentlich starken örtlichen und zeitlichen Schwankungen unterworfen ist, kann eine exakt definierte Grenzwellenlänge nicht angegeben werden. So dürfen im praktischen Betrieb etwa 15 m am Tage und 20 m des Nachts nicht unterschritten werden, wenn eine genügende Betriebssicherheit gewährleistet sein soll. Andererseits kann die Ionisation in vereinzelten Fällen und unter günstigen Umständen, z. B. um die Mittagszeit und in der Äquatorzone so stark werden, daß noch Raumwellen bis zu 5 m Länge oder die entsprechenden Harmonischen von Kurzwellensendern von der Heavisideschicht reflektiert und über mehrere tausend Kilometer nachweisbar werden [1]. Solche Fälle müssen jedoch als Ausnahmezustände gelten, auf die ein praktischer Betrieb nicht gegründet werden kann.

Damit bleibt für die Fernwirkung der quasioptischen Wellen nur die geradlinige Raumstrahlung übrig, deren Zone durch den Horizont begrenzt ist, eine Tatsache, die sich einerseits zwar als Nachteil, in vielen Fällen aber als Vorteil auswirkt. Die Ausbreitungsverhältnisse ähneln sehr den optischen, d. h. eine ultrakurzwellige Verbindung kommt nur dann

zustande, wenn sich Sender und Empfänger „sehen“, d. h. innerhalb des Horizonts liegen. Denkt man sich, um zunächst die Analogie mit der Optik zu vervollständigen und um die Ausbreitung des Lichts zum genaueren Vergleich heranzuziehen, den Sender als Leuchtfeuer mit einer solchen Intensität, daß die Absorption und Diffusion in der Luft die zum Beschauer gelangende Lichtmenge noch nicht unter die Reizschwelle des Auges sinken läßt, so ist der Leuchtturm bekanntlich so weit zu sehen, bis sein Licht wegen der Krümmung der Erdoberfläche hinter dem Horizont verschwindet. Darüber hinaus ist nur noch ein schwacher Lichtschein infolge Beugung und Streuung der Lichtwellen auf kurze Entfernung wahrnehmbar.

A. Optische Sicht.

Stellt der Kreisbogen in Abb. 117 die als Kugel gedachte Erdoberfläche mit dem Radius R und H die Höhe der Lichtquelle T über dem Erdboden dar, dann geben die Mantellinien des von T aus an die Kugelfläche gelegten Tangentenkegels den Horizont an, bis zu dem direkte Strahlung gelangen kann. Die Länge S der Tangente ist die Sichtweite. Man erhält sie, wenn $S \ll R$, aus:

$$\cos \varphi = \frac{R}{R \pm H}$$

und

$$\varphi \approx \frac{S}{R}$$

zu:

$$S = \sqrt{2RH}.$$

Wenn man den Erdradius mit 6370 km einsetzt, so wird die theoretische Sichtweite:

$$S_{\text{km}} = 3,55 \sqrt{H_m}.$$

Sie wächst also mit der Quadratwurzel aus der Höhe H an der in Abb. 118 wiedergegebenen stark ausgezogenen Kurve in Abhängigkeit von der Entfernung folgend. Innerhalb des

Tangentenkegels gehorcht die Strahlungsenergie, wenn man von Absorption absieht, einem quadratischen Abnahmegezet, während sie in der Beugungszone hinter dem Horizont sehr viel rascher abklingt.

Befindet sich der Beobachter nicht unmittelbar auf dem Erdboden, sondern in der Höhe h darüber, dann gelten die in Abb. 119 gezeigten

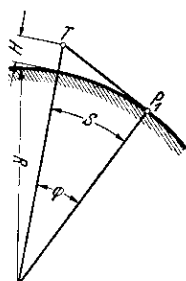


Abb. 117. Horizontweite.

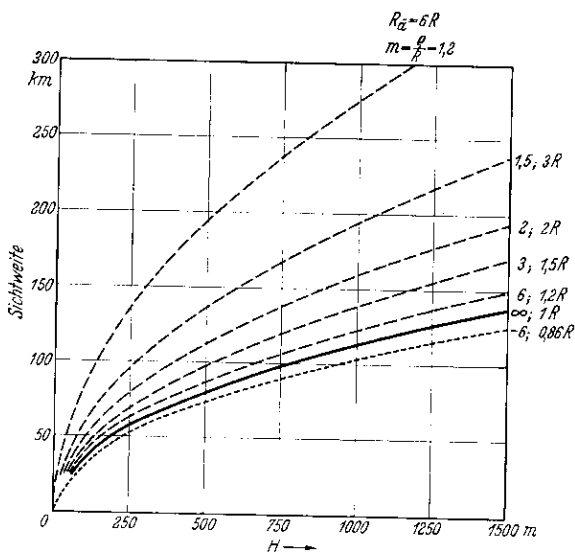


Abb. 118.
Sichtweite bei verschiedenen Krümmungsradien $q = m \cdot R$.

Verhältnisse. Die theoretische Sichtweite ergibt sich, indem man einfach die Reichweiten für beide Höhen addiert zu:

$$S = S_1 + S_2 = \sqrt{2RH} + \sqrt{2Rh}$$

$$S_{\text{km}} = 3,55 (\sqrt{H_m} + \sqrt{h_m}).$$

Gleichzeitige Erhöhung der Lichtquelle und des Beobachters führt also zu einer wesentlichen Erweiterung des Horizonts.

Nun ist aus der Optik bekannt, daß unter geeigneten Umständen Gegenstände auf Entfernungen gesehen werden können, die geometrisch betrachtet weit hinter dem Horizont liegen. Dies ist deshalb möglich, weil die Lichtstrahlen in verschiedenen Höhen über dem Erdboden verlaufen und dabei Luftschichten verschiedener Temperatur, verschiedenen Druckes und verschiedenen Feuchtigkeitsgehalts durchsetzen. In diesen inhomogenen Medien erfahren sie eine Brechung und werden

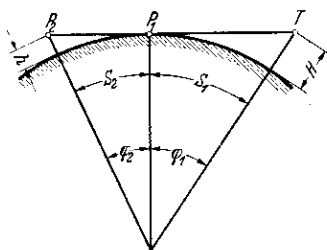


Abb. 119. Horizontweite bei erhöhter Aufstellung von Lichtquelle T und Beobachter P .

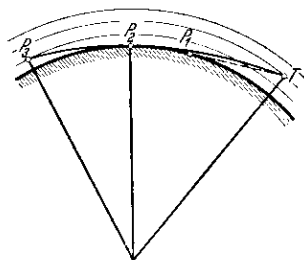


Abb. 120. Brechung der Lichtstrahlen in der Troposphäre.

konkav zur Erde hin abgelenkt. An Stelle der geradlinigen Lichtausbreitung, die in der Abb. 120 nur bis zum Tangentialpunkt P_1 reichen würde, sind nunmehr die oberhalb der Tangente verlaufenden Strahlen zu betrachten, die eine gekrümmte Bahn verfolgen und die Erde erst hinter dem geometrischen Horizont, nämlich im Punkt P_2 tangieren. Befindet sich der Beobachter wieder h Meter hoch, so treten die Strahlen mit gleichbleibender Krümmung erneut in die Erdatmosphäre ein und laufen bis zum Beobachtungspunkt P_3 . Vielfach wird eine solche Hebung des geometrischen Horizonts in der Schifffahrt beobachtet, während diese Lichtbrechung über Land, wo besonders starke Temperatur- und Feuchtigkeitsunterschiede in den verschiedenen Luftschichten auftreten können, die bekannte „Fata Morgana“ und ähnliche Erscheinungen verursacht.

Die genaue Berechnung der Lichtbrechung führt zu sehr komplizierten Ausdrücken. Man kann die Strahlenbahn jedoch in guter Annäherung durch einen Kreisbogen mit dem Radius $m \cdot R$ beschreiben, wobei der Faktor m die Größe des Krümmungsradius ρ im Vergleich zum Erdradius bestimmt und den Zustand der unteren Atmosphärenschichten, der sog. Troposphäre kennzeichnet. Da es nur auf das relative Krümmungsverhältnis zwischen Strahlenbahn und Erdoberfläche ankommt, formt man zweckmäßig das einfache rechtwinklige Koordinatensystem in ein solches um, in dem die Strahlen immer eine gerade Bahn einhalten, wofür dann der Erdradius entsprechend zu verringern ist,

d. h. der Erdradius R muß durch einen äquivalenten Erdradius $R_{\text{ä}}$ ersetzt werden. Die Krümmung der Erdoberfläche ist $1/R$ und die der Strahlenbahn $1/q$. In dem neuen Koordinatensystem wird dann die Erdkrümmung $1/R_{\text{ä}} = 1/R - 1/q$, und daraus erhält man den äquivalenten Erdradius zu:

$$R_{\text{ä}} = R \left(\frac{1}{1 - \frac{1}{q}R} \right) = R \frac{m}{m-1}.$$

Die Einführung dieser Korrektur ergibt die Sichtweite aus den obigen Formeln zu:

$$S_{\text{km}} = 3,55 \sqrt{\frac{m}{m-1}} (\sqrt{H} + \sqrt{h}).$$

Kennt man demnach die tatsächliche Sichtweite d und die sich aus den örtlichen Verhältnissen errechnende theoretische Horizontweite S ohne Strahlenbrechung, so errechnet sich der äquivalente Erdradius einfach aus

$$R_{\text{ä}} = R \left(\frac{d}{S} \right)^2.$$

Im Verlauf langjähriger Beobachtungen wurde m zwischen 15 im Winter und 7 im Sommer schwankend gefunden und kann im Mittel mit etwa 10,5 angesetzt werden. Die gestrichelten Kurven in Abb. 118 geben die Sichtweiten für verschiedene Parameter m und die entsprechenden Werte für $R_{\text{ä}}$ in Abhängigkeit von der Höhe H an [2]. Von dem geradlinigen, den geometrischen Horizont bestimmenden Strahlengang bei $R_{\text{ä}} = R$ ausgehend ist eine um so weitere Sicht möglich, je größer $R_{\text{ä}}$ wird, d. h. je mehr sich die Erdoberfläche einer Ebene nähert. Dieser Grenzfall wird bei $R_{\text{ä}} = \infty$ ($m = 1$) erreicht, und die Sichtweite wird unendlich. Man sieht, daß bei dem Wert $m = 10,5$ die geometrische Horizontweite S nur unbedeutend überschritten wird.

Demgegenüber ist aber auch der umgekehrte Fall denkbar, nämlich daß m negativ und $R_{\text{ä}}$ kleiner als R wird. Wenn sich z. B. eine Wasseroberfläche wegen ihrer Wärmeträgheit langsamer abkühlt als die darüber befindlichen Luftschichten, treten Inversionen des Temperaturgradienten ein. Die Sichtweite nimmt dann der punktierten Kurve in Abb. 118 entsprechend ab, und Gegenstände, die bei geradem Strahlengang noch sichtbar sein müßten, verschwinden.

Um den Faktor m aus dem physikalischen Zustand der untersten Atmosphärenschichten theoretisch abzuleiten, geht man zweckmäßig von dem Brechungsindex n aus, der nach der Formel:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = A \cdot q$$

oder, da n von 1 um weniger als ein Promille abweicht, nach:

$$n - 1 = A \cdot q \quad (A = \text{const})$$

mit der Dichte q verbunden ist. In welcher Weise q im einzelnen von den Partialdrucken von trockener Luft und von Wasserdampf abhängt, ist aus barometrischen Höhenmessungen genau bekannt. Unter der Annahme, daß die Erdatmosphäre in den hier interessierenden Höhen bis etwa 2000 m eine gleichmäßige Zusammensetzung aufweist, und wenn die Lufttemperatur über dem Meeresspiegel gleich 15° gesetzt wird, ergibt

sich ein Atmosphärendruck von 1,013 mg/cm² und eine Dichte von 0,001226 mg/cm³, während der Temperaturgradient a mit 0,0065° C/m eingesetzt werden kann. Die Luftdichte nimmt dann mit der Höhe h über dem Meeresspiegel nach der Formel ab:

$$\begin{aligned} \varrho &= \varrho_0 \left(1 - \frac{a h}{T_0} \right)^{\left(\frac{g}{R a} - 1 \right)} \\ &= \varrho_0 (1 - 22,6 \cdot h \cdot 10^{-6})^{4,26} \\ & \quad (T_0 = \text{absolute Temperatur}). \end{aligned}$$

Die folgende Tabelle gibt die hiernach errechnete Dichte für trockene und für mit Wasserdampf gesättigte Luft in verschiedenen Höhen an. Man erkennt, daß die Feuchtigkeit höchstens nicht mehr als 1% ausmacht.

Höhe in m	Temperatur ° C	Druck Millibar	Dichte in mg/cm ³		Krümmungs- radius ϱ km	m
			trockene	gesättigte		
			Luft			
0	15	1,013	0,001226	0,001219	37200	5,8
500	11,75	0,945	0,001167	0,001160	38500	6,0
1000	8,5	0,899	0,001112	0,001107	40000	6,2
1500	5,25	0,846	0,001058	0,001052	42000	6,5
2000	2	0,795	0,001007	0,000993	43300	6,7

Da somit bekannt ist, in welcher Weise sich der Berechnungsindex von Punkt zu Punkt ändert, kann der Krümmungsradius ϱ eines horizontal in die unteren Luftschichten eindringenden Lichtstrahls leicht errechnet werden, und zwar ergibt er sich zu:

$$\varrho = - \frac{\partial h}{\partial n}.$$

Hieraus leitet sich mit Hilfe des obigen Ansatzes ab:

$$\varrho = \frac{T_0}{A \varrho_0 a} \left(\frac{g}{R a} - 1 \right) \left[1 - \frac{a h}{T_0} \left(\frac{g}{R a} - 2 \right) \right],$$

worin die Konstante $K = 0,277$ ist. Für $h = 0$ wird:

$$\begin{aligned} \varrho &= \frac{T_0}{A \varrho_0 a} \frac{1}{4,26} \\ &= 37200 \text{ km} \\ &= 5,8 \cdot R. \end{aligned}$$

Im übrigen nimmt der Krümmungsradius ϱ offensichtlich in dem Maße zu, wie die Strahlen in die Schichten geringerer Luftdichte eindringen. In den letzten beiden Spalten der obigen Tabelle sind die für verschiedene Höhen errechneten Radien und die zugehörigen Faktoren m angegeben. Danach steigt m von 5,8 auf der Erdoberfläche bis auf 6,7 in 2000 m Höhe an. Natürlich sind diese Zahlen nur als Durchschnitt zu werten: Im einzelnen hängen sie in starkem Maße von den örtlichen Verhältnissen und von dem jeweiligen Zustand der Troposphäre ab. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der Theorie und dem kleinsten

beobachteten Wert von 7. Ferner beweist die Rechnung, daß man tatsächlich ohne allzugroßen Fehler den Strahlengang als kreisbogenförmig ansetzen darf.

B. Die „Sichtweite“ von ultrakurzen Wellen.

Grundsätzlich unterscheiden sich die ultrakurzen Wellen in ihrer Ausbreitung nicht von den kurzen Wellen ($\lambda = 10 - 200$ m) und den langen Wellen ($\lambda > 200$ m), sondern schließen sich diesen mit den ihrem Frequenzgebiet zukommenden Eigenschaften in stetem Übergang an. Im freien Raum nimmt die Feldstärke eines Rundstrahlers für alle Frequenzen mit dem Kehrwert der Entfernung d ab, bis von der optischen Sichtgrenze an ein neues Ausbreitungsgesetz Platz greift.

Am praktischsten untersucht man die Ausbreitung von elektrischen Wellen über verschiedene Entfernungen und gleichzeitig in Abhängigkeit von der Höhe im Flugzeug, das entweder einen Sender oder einen Empfänger, der mit einer festen Bodenstation korrespondiert, mit sich führt. Soll, während das Beobachtungsflugzeug beispielsweise von der Bodenstation fortfliegt, eine bestimmte Empfangsfeldstärke eingehalten werden, dann muß man offenbar um so höher steigen, je weiter man sich von der Bodenstation entfernt. Die Abb. 121 gibt eine mit einem Sender von 1 W auf 3,7 m Welle gemessene Beobachtungsreihe wieder, wobei jeweils bis an die Reizschwelle des Empfängers herangegangen wurde [3]. Der Verlauf der durch die Meßpunkte gelegten Kurve entspricht zwar im Charakter der gestrichelt eingezeichneten Sichtkurve, doch wird diese selbst an keiner Stelle erreicht. Der Grund liegt entweder in der unzureichenden Strahlungsleistung des Flugzeugsenders oder in der ungenügenden Empfindlichkeit des benutzten Empfängers. Allein die Abnahme der Feldstärke umgekehrt proportional mit der Entfernung genügt, um die Übertragung innerhalb der Sichtweite abreißen zu lassen. Außerdem mag noch die Umgebung des auf dem Erdboden befindlichen Empfängers einen merklichen Teil der einfallenden Strahlung absorbieren, was sich so auswirkt, als ob die effektive Empfängerhöhe verringert, d. h. in diesem Fall ($h = 0$) negativ geworden wäre.

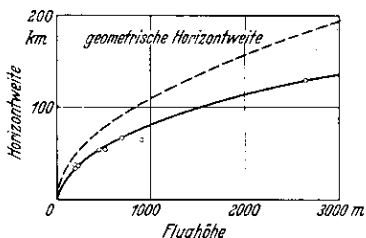


Abb. 121. Grenze des Empfangs in Abhängigkeit von Flughöhe und Entfernung nach Passbender.

Mit der fortschreitenden Entwicklung wuchsen die mit Ultrakurzwellen überbrückten Entfernungen in dem Maße, wie man die Sende- und Empfangstechnik beherrschte, und wie man in die Natur der quasi-optischen Ausbreitung Einblick gewann. Einen wesentlichen Teil trug die scharfe Bündelung der Strahlung bei, die praktisch einer vielfachen Leistungssteigerung oder einer Erhöhung der Empfangsempfindlichkeit gleichkommt. Ohne auf Einzelheiten der verschiedenen Übertragungs- und Versuchsanlagen einzugehen, deren Aufbau den verschiedenen Kapiteln dieses Buches zu entnehmen ist, sei in der folgenden Tabelle

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
		λ_m	Versuchsstrecke	Entfernung d in km	Senderhöhe H in m	Empfänger- höhe h in m	Optische Sicht S in km	d/S	m
1926	Jouaust [4]	3,5	Nizza—Korsika	208	690	5222	175	1,2	3
1929		5—6			200/490	490/200	128	1,6	1,6
1932		7,6 u. 8,2							
1930	Faßbender und von Handel [5]	3,7	Flugzeug Berlin— Hannover	290 167	10 10	2000 200	170 50	1,8 3,2	1,4 1,1
1931	Beverage, Peterson und Hansell [1]	7,1 und 8,2	Hawai-Inseln	304	1440	510	215	1,4	2
1932	Marconi [6]	0,57	Rom—Sardinien	269	750	340	165	1,6	1,6
1932	Trevor und Carter [7]	0,69	Rocky Point— New York	90	7	300	71	1,3	2,5
1933	Jones [8]	4,9 und 6,8	New York— Mt. Washington u. Mt. Greylock	454 224	396 396	1890 1050	225 185	2 1,2	1,3 3
1934	Hershberger [9]	0,75	Atlantic—Hich- land zu Schiff	140	60	6	27	5	1,05
1934	Reichspostzentralamt [10]	6,7 7,0	Berlin—Brocken	200	138	1142	161	1,2	3

eine Reihe von Beobachtungen zusammengestellt, soweit sie im Anfang der Entwicklung zu besonders großen Reichweiten geführt haben. Dabei befanden sich Sender und Empfänger meistens auf hohen Bergen, auf Türmen oder in Flugzeugen, so daß die geographische Beschaffenheit des Zwischengeländes keine wesentliche Rolle spielt.

Vergleicht man in dieser tabellarischen Übersicht die aus den angegebenen Höhen H und h errechneten optischen Sichtweiten S in Spalte 8 mit den tatsächlich überbrückten Entfernungen d in Spalte 5, so ergeben sich die in Spalte 9 angegebenen Verhältniswerte. Sieht man von dem besonderen, nicht als Regel zu bewertenden Fall der 75-cm-Welle ab, so ergibt sich für die in Spalte 10 angeführten m -Werte im Mittel etwa 2, was einer 50%igen Überschreitung des optischen Horizontes entspricht. Damit weichen die Verhältnisse so stark von den optischen Sichtverhältnissen ab ($m = 6-7$), daß die optische Strahlenbrechung allein auf keinen Fall zur Erklärung der Phänomene ausreicht.

Natürlich können die angegebenen Entfernungen keinen Anspruch darauf erheben, als absolute Grenze zu gelten, denn es ist ohne weiteres einzusehen, daß die maximal mögliche Reichweite noch von zahlreichen anderen Faktoren mitbestimmt wird. Es wird Aufgabe der folgenden Abschnitte sein, weitere Faktoren zur Erklärung der Phänomene heranzuziehen.

C. Brechung in der Troposphäre.

Das im Abschnitt A entwickelte Bild der optischen Strahlenbrechung gilt auch für ultrakurze Wellen: In den verschiedenen Luftschichten der Troposphäre nimmt der Brechungsindex und damit die Dielektrizitätskonstante mit wachsender Höhe ab, und infolgedessen wird die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle gemäß $3 \cdot 10^{10}/\sqrt{\epsilon}$ um so größer, je höher die Welle über der Erdoberfläche verläuft. Bei ultrakurzen Wellen, wo hauptsächlich die in horizontaler Richtung in die verschiedenen Luftschichten eindringenden Raumwellen von Bedeutung sind, wird die Wellenfront vornüber geneigt. Die Wellen erfahren eine stetige Richtungsänderung und werden wie das Licht zur Erde zurückgebrochen. Analog der Optik läßt sich den Verhältnissen durch Einführung einer bogenförmigen Strahlenbahn oder eines äquivalenten Erdradius Rechnung tragen.

Vergleicht man die Erscheinungen mit den Ausbreitungsphänomenen der kurzen Wellen, so gelangt man zu dem naheliegenden Schluß, daß es sich beide Male grundsätzlich um analoge Vorgänge handelt. Ein quantitativer Unterschied besteht eigentlich nur hinsichtlich des die Verhältnisse beherrschenden Teils der Atmosphäre. Bei den kurzen Wellen von etwa 15 m aufwärts bewirkt die Ionisation der Heavisideschicht in 100—400 km Höhe eine Brechung, auf Grund welcher die Fernleitung über große Entfernungen zustande kommt, während bei den quasi-optischen Wellen nur mit den Strahlen zu rechnen ist, die unter streifender Inzidenz in die untersten Schichten der irdischen Atmosphäre eindringen und hier bereits zur Erde zurückgebrochen werden.

Um die Wellenbrechung in der Troposphäre rechnerisch zu erfassen, ist von dem Gradienten der Dielektrizitätskonstante auszugehen, der

gleich der Summe der Gradienten von trockener Luft und von Wasserdampf ist [11, 12]. Die Dielektrizitätskonstante eines Gases ist analog dem Brechungsindex:

$$\varepsilon = 1 + K \frac{p}{T} = 1 + K \frac{62370 q}{M},$$

p = Gasdruck in dyn/cm²,

T = absolute Temperatur,

M = Molekulargewicht,

q = Dichte in mg/cm³.

Die Konstante K beträgt für trockene Luft:

$$K_{\text{Luft}} = 211 \cdot 10^{-6}$$

und für Wasserdampf

$$K_{\text{H}_2\text{O}} = 182 \cdot 10^{-6} \left(1 + \frac{5582}{T} \right).$$

Je nach der Temperatur ist die letztere etwa 18mal größer als für Luft, und trotz des kleinen Prozentgehalts ist der Wasserdampf daher für die Wellenausbreitung von entscheidender Bedeutung. Mit den bekannten meteorologischen Daten $\frac{\delta K}{\delta h}$, $\frac{\delta p}{\delta h}$ und $\frac{\delta T}{\delta h}$ kann die Krümmung der Wellen analog der Optik errechnet werden. Für die untersten Luftschichten ergeben sich auf diese Weise die in folgender Tabelle zusammengestellten Werte für q , m und R_a . Offensichtlich ist die Brechung der quasi-optischen Wellen in der Troposphäre sehr viel stärker als bei Lichtwellen ($m = 10,5$).

	q km	m	R_a km	R_a/R
Sommerdurchschnitt . .	23800	3,74	8650	1,36
Winterdurchschnitt . .	26500	4,15	8420	1,32
Jahresmittel		4	8500	1,33

In welcher Weise der Feuchtigkeitsgehalt die Wellenausbreitung beeinflusst, geht aus der Abb. 122 hervor, welche den Abfall der relativen Feldstärke einer 4,6-m-Welle in 310 m Höhe über dem Meeresspiegel in Abhängigkeit von der Entfernung zeigt. Die drei, an verschiedenen Tagen aufgenommenen Kurven unterscheiden sich nur durch die an diesen Tagen herrschende Luftfeuchtigkeit, die bei Kurve *I* 2,46%, bei Kurve *II* 0,935% und bei Kurve *III* 0,617% betrug. Bis zur Sichtgrenze wird offenbar das optische Ausbreitungsgesetz befolgt, wenn die Strahlenbrechung durch Einführung eines um 33% größeren äquivalenten Erdradius (8460 km) berücksichtigt wird.

Auffällig ist das unerwartet starke Ansteigen der Feldstärke im optischen Schattenkegel, was soweit geht, daß sich die Feldstärke bei hohem Wasserdampfgehalt (Kurve *I*) der unter Annahme eines ebenen Meeresspiegels errechneten freien Raumausbreitung angleicht ($R_a = \infty$). Die überraschend starken Schwankungen von Tag zu Tag stehen in einer deutlich erkennbaren Gesetzmäßigkeit zur Luftfeuchtigkeit und zwingen dementsprechend zur Annahme einer besonders starken Brechung in der Zone der streifenden Inzidenz. Es muß betont werden, daß die obigen Konstanten K für Ultrakurzwellen nicht bekannt sind, sondern

daß der Rechnung die für $\lambda > 100$ m geltenden Werte zugrunde liegen. Möglicherweise sind Absorptionsbanden des Wasserdampfs für Ultrakurzwellen vorhanden, die zur weiteren Deutung der Phänomene herangezogen werden müssen.

Die erwähnte Analogie zwischen der Brechung von längeren Wellen in der Heavisideschicht und der von quasioptischen Wellen in der

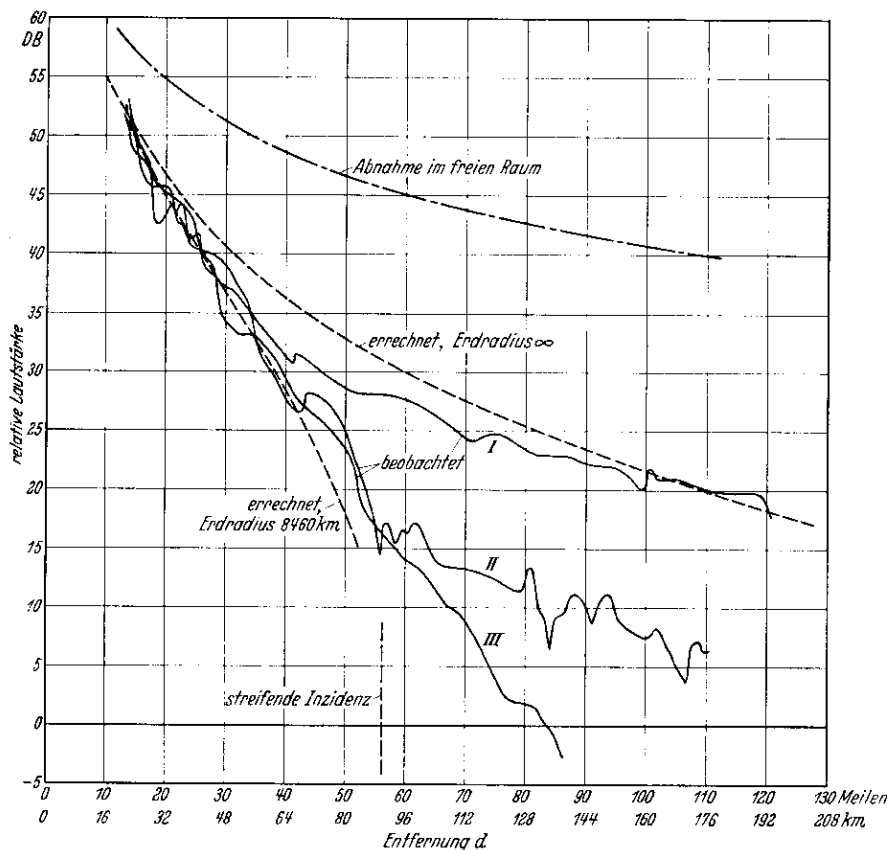


Abb. 122. Verlauf der relativen Feldstärke als Funktion der Entfernung in 305 m Beobachtungshöhe (Flugzeug) und bei verschiedener Luftfeuchtigkeit ($\lambda = 4,3$ m) nach England, Crawford und Mumford.

Troposphäre kommt auch in den in beiden Fällen zutage tretenden Schwunderscheinungen zum Ausdruck [4, 7]. Ebenso wie die Ionisation der Heavisideschicht ist nämlich auch die Dichte und Feuchtigkeit der Troposphäre starken zeitlichen und örtlichen Schwankungen unterworfen, nur daß letztere außer durch die Sonnenbestrahlung noch durch andere Vorgänge meteorologischer Natur bedingt sind. Besonders starke Schwunderscheinungen zeigen sich an warmen sonnigen Tagen, wenn sich die Luftschichten über Wasser bei Sonnenuntergang rascher abkühlen als das Wasser. Die hierdurch entstehenden Schwankungen

der Dielektrizitätskonstanten lassen die Empfangsfeldstärke um den an bewölkten Tagen herrschenden Ruhewert pendeln mit einer Periodendauer, die je nach der Wellenlänge bis zu $\frac{1}{20}$ s betragen kann.

D. Die Kimmungszone.

a) Streifende Inzidenz.

Streng genommen treffen die bisherigen Überlegungen nur auf die Raumwelle zu, nicht aber auf die der Erdkrümmung folgende und der Bodenabsorption unterliegende Bodenwelle. Diese Voraussetzung ist jedoch nicht bedingungslos aufrecht zu halten erstens, wenn sich Sender oder Empfänger unmittelbar über dem Erdboden befinden und zweitens, wenn das zwischen Sender und Empfänger befindliche Gelände in die

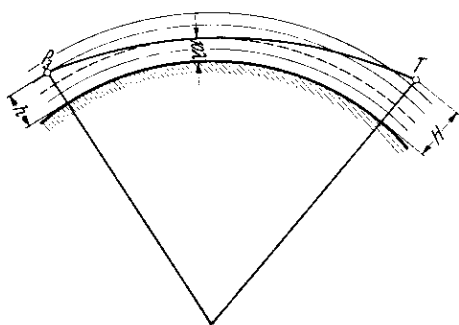


Abb. 123. Korrektur wegen streifender Inzidenz.

Nähe des Strahlengangs reicht. Der erste Fall, der sich mehr auf das Nahfeld bezieht, wird später behandelt werden; hier interessiert vor allem der zweite Fall, denn die „Sichtweite“ zwischen erhöht aufgestellten Sendern und Empfängern ist ja gerade unter der Annahme abgeleitet worden, daß die Verbindungslinie Sender — Empfänger die Erdoberfläche in der Kimmungszone tangiert. Genau genommen darf „Optische Sicht“

bei den ultrakurzen und quasioptischen Wellen daher nicht so verstanden werden, daß sich direkt zwischen Sender und Empfänger kein absorbierendes Medium befindet, sondern daß auch die Umgebung der Verbindungslinie frei ist von absorbierenden Flächen und zwar in einem Abstand, der praktisch mit ungefähr 10 Wellenlängen angesetzt werden kann [13]. Streifen die Wellen näher an der Kimmungszone entlang, so können sie trotz der an sich vorhandenen geometrischen Sicht so stark gedämpft werden, daß sie den Empfänger nicht mehr zum Ansprechen bringen. Wie aus Abb. 123 hervorgeht, wirkt diese Korrektur so, als ob die Erdoberfläche um 10λ gehoben würde, d. h. sie stellt einen Verlust an wirksamer Höhe auf der Sende- und auf der Empfangsseite dar, was in der Sichtformel folgendermaßen zu berücksichtigen ist:

$$S_{km} = 3,55 \sqrt{\frac{m}{m-1}} (\sqrt{H-10\lambda} - \sqrt{h-10\lambda}).$$

Bei Dezimeterwellen ist diese Korrektur unerheblich, fällt jedoch bei Meterwellen schon ins Gewicht.

b) Absorption der Bodenwelle im optischen Schattenkegel.

Von dem Augenblick an, in dem sich die Strahlen der Kimmungszone bis auf wenige Wellenlängen nähern, dürfen die aus der Optik übernommenen Sichtgesetze nicht mehr angewendet werden, weil die Raum-

welle in der Kimmungszone in die Bodenwelle übergeht, und sich von nun an mit starker Bodenabsorption längs der Erdoberfläche fortpflanzt. Von der optischen Sichtweite oder richtiger von der streifenden Inzidenz ab sinkt die Feldstärke nach der durch die Dämpfungsziffer α bedingten Exponentialfunktion:

$$E_d = e^{-(d-S) \frac{\alpha}{\lambda^x}}$$

Von der in den späteren Abschnitten ausführlicher behandelten Fortpflanzung der ultrakurzen Bodenwellen sei vorweggenommen, daß der Dämpfungsexponent des Erdbodens bei ultrakurzen Wellen um Zehnerpotenzen größer ist als bei längeren Wellen. Aus diesem Grund ist die direkte Bodenwelle eines Ultrakurzwellensenders schon weit vor der optischen Sichtgrenze nicht mehr nachweisbar; nur über See reicht sie wegen der guten Leitfähigkeit des Meerwassers weiter.

Um die Verhältnisse deutlicher zu veranschaulichen, ist in Abb. 124 die Abnahme der Bodenfeldstärke eines 7-m-Senders, der in 138 m Höhe über dem Erdboden aufgestellt war (Berliner Funkturm) und eine Strahlungsleistung N von 145 W hatte, in Abhängigkeit von der Entfernung aufgetragen [14]. Die gestrichelte Kurve entspricht dem durch die allgemeine Ausbreitungsformel für den freien Raum:

$$E_d = 9,0 \sqrt{\frac{N}{d}}$$

gegebenen theoretischen Feldstärkeverlauf proportional dem Kehrwert der Entfernung. Die Abweichung zwischen beiden Kurven liegt innerhalb des Meßfehlers von 25%. Im optischen Schattenkegel überlagert sich der freien Raumausbreitung das obige Exponentialgesetz. Die Abweichung von der freien Raumausbreitung ermöglicht es, die kilometrische Dämpfungsziffer α/λ^x auf Grund des Ansatzes:

$$E_d \cdot d = E_S \cdot S \cdot e^{-(d-S) \frac{\alpha}{\lambda^x}},$$

zu

$$\frac{\alpha}{\lambda^x} = 2,3 \frac{\lg \frac{E_S \cdot S}{E_d \cdot d}}{(d-S)},$$

zu errechnen. Hieraus ergibt sich für das vorliegende Beispiel der Wert 0,1.

Mit kürzer werdenden Wellen nimmt der Dämpfungsexponent bedeutend zu, und die Abweichungen von den Gesetzen der freien Raumausbreitung treten immer stärker hervor. Praktisch macht sich die Schatten-grenze erst im Gebiet der Dezimeterwellen und darunter bemerkbar, sofern nicht wegen der Beugung der Strahlen in der Kimmungszone ein neues Ausbreitungsgesetz Platz greift.

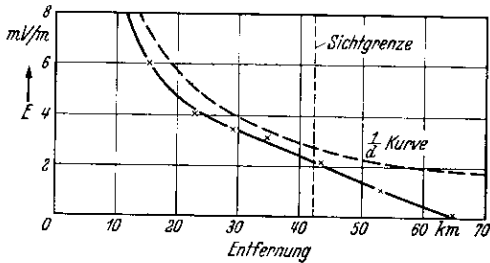


Abb. 124. Feldstärke des Ultrakurzwellensenders Berlin ($\lambda = 6,985$ m) in Abhängigkeit von der Entfernung nach Scholz.

In der Abb. 125 ist dargestellt, wie man sich die Verteilung der Feldstärke eines Ultrakurzwelligensenders vorzustellen hat, wenn die Dichte der von der Sendeantenne gezogenen Strahlen die Feldstärke andeutet. Von dem Punkt *D* an, der eben noch die freie Raumausbreitung erfährt, nimmt die Feldstärke mit sinkender Höhe *h* und gleichbleibender Entfernung vom Sender nach einem Exponentialgesetz ab [7], weil die Bodenwelle in zunehmendem Maße an der Übertragung beteiligt

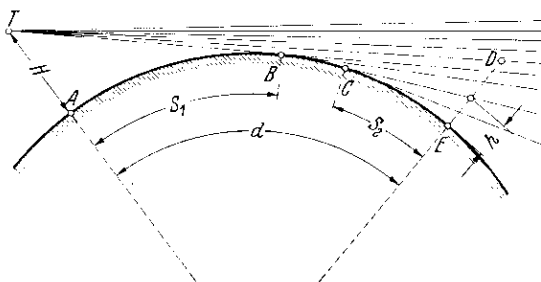


Abb. 125. Feldstärke eines Ultrakurzwelligensenders im Schattenkegel, angedeutet durch die Dichte der Strahlen.

wird. Die Feldstärke im Punkte *E* wird demnach durch die Gleichung bestimmt:

$$E_e = 9,5 \frac{\sqrt{N}}{(AB)} e^{-\frac{(BE)}{\lambda} \alpha}$$

Die Zwischenwerte in beliebiger Höhe *h* ergeben sich, indem man in den Exponenten die Differenz aus der Gesamtentfernung *d* und der Summe der beiden

Sichtweiten *S*₁ und *S*₂ von Sender und Empfänger, d. h. (*d* — *S*₁ — *S*₂) einführt, im übrigen aber die freie Raumausbreitung über *S*₁ und *S*₂ beibehält.

Für die Praxis lassen sich die im vorstehenden gegebenen Gesichtspunkte in dem Diagramm nach Abb. 126 zusammenfassen, welches die Abnahme der Feldstärke von Ultrakurzwelligensendern ($\lambda = 6-7$ m) mit der Entfernung bei verschiedenen Höhen der Sendeantenne und bei verschiedenen Leistungen für die oben ermittelte Dämpfungsziffer von 0,1 enthält [14].

c) Beugung an der Erdoberfläche.

In einzelnen Fällen sind mit Dezimeterwellen Reichweiten erzielt worden, welche die optische Sichtweite um das 3—5fache überschreiten [6, 9]. Obwohl solche Verhältnisse bisher ausnahmslos über See beobachtet sind, ist kaum anzunehmen, daß die reine Bodenwelle soweit in den Schattenkegel hineinreicht, und auch die Strahlenbrechung in der Troposphäre vermag derartige Reichweiten nicht zu deuten. Zu einer anderen Erklärung, die nicht der Atmosphäre bedarf, gelangt man, wenn man die in die Verbindungslinie Sender-Empfänger hineinragende Kimmungszone als vollkommen absorbierenden Schirm betrachtet, an dem die Wellen gebeugt werden, wie es in der Optik an einer scharfen Kante der Fall ist [12, 15].

Die theoretische Behandlung des Beugungsproblems fußt bekanntlich auf dem Huyghenschen Prinzip, welches sich in der Form aussprechen läßt: Die Strahlungsintensität in einem beliebigen Aufpunkte *P* kann durch Superposition von zahlreichen Kugelwellen gewonnen werden, welche von jedem Punkt im Raum, der seinerseits von Strahlung getroffen wird, ausgehen. Dieser Grundsatz läßt sich auf die Ausbreitung elektro-

magnetischer Wellen längs der Erdoberfläche der Abb. 127 a entsprechend folgendermaßen anwenden [15]: Die im Horizont senkrecht auf der Erdoberfläche stehende Ebene AB' , deren untere Hälfte $B'B'$ durch die

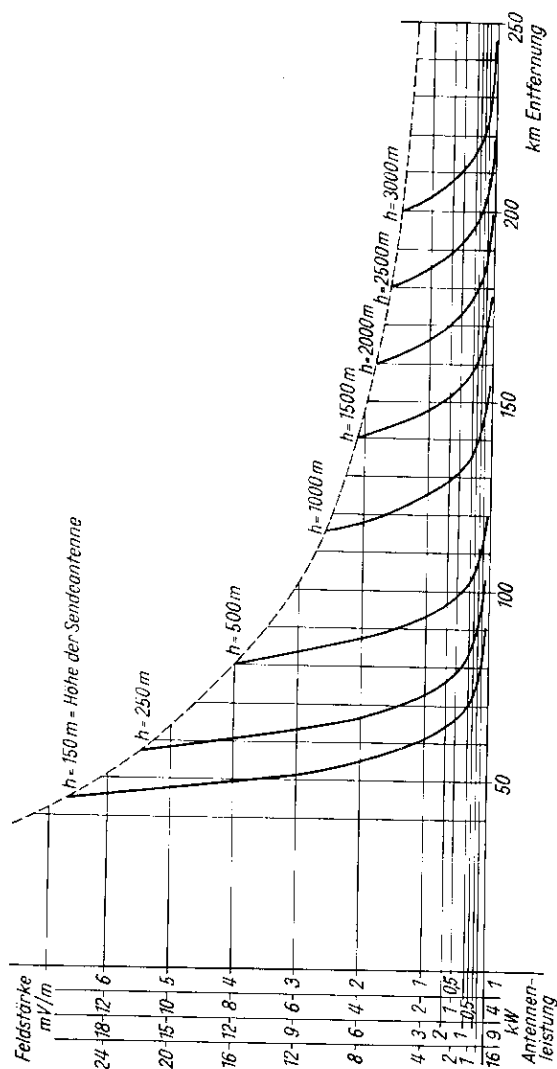


Abb. 128. Abnahme der Feldstärke von Ultrakurzwellessendern (2... 6-7 m) mit der Entfernung bei verschiedenen Höhen h und Antennenleistungen nach Scholz.

Erde abgeschirmt ist, werde von den Strahlen des Senders T direkt getroffen. Von dem oberen Teil AB gehen Kugelwellen aus, die auf die Fläche CD' einfallen. Von hier gehen neue Kugelwellen aus, welche schließlich die gesuchte Strahlungsintensität im Empfangspunkt P_2 liefern. Der Vorgang ist demnach so, als ob sich zwischen T und P_2 zwei absorbierende Schirme AB' und $D'D''$ befinden, wenn man das

kleine Stück DD' vernachlässigt. Die genaue Durchrechnung dieses Schemas zeigt, daß innerhalb bestimmter Abstände kein allzugroßer Fehler entsteht, wenn man nur einen einzigen Schirm $C'D'$ annimmt. Unter diesen Umständen vereinfachen sich die Verhältnisse auf die aus Abb. 127 b ersichtliche Weise.

In Anbetracht des langwierigen und verwickelten Rechnungsgangs sei auf die Entwicklung der von Fresnel und Kirchhoff aufgestellten

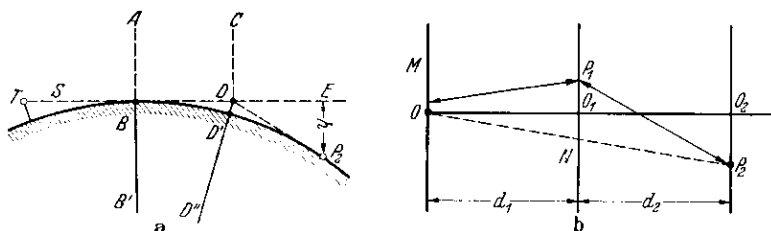


Abb. 127.

Formeln verzichtet. Nur das Endergebnis sei mitgeteilt, wonach sich die Strahlungsintensität im Punkt P_2 ergibt zu:

$$E = I \cdot Q \cdot d_2 / 4 \pi^2 \lambda h^2 d_1 d,$$

I = Strahlungsintensität des Senders,

Q = Strahlende Fläche bzw. Fläche des Reflektorsystems,

$d = d_1 + d_2$.

Da man $d_1 = (d + S)/2$; $d_2 = (d - S)/2$ und $h = (d - S)^2/2 R$ setzen kann, geht die Gleichung über in:

$$E = I \cdot Q \cdot R^2 / \pi^2 \lambda (d - S)^3 (d + S) d.$$

Wenn $S \ll d$ ist, gibt das eine Abweichung der Empfangsintensität von der geradlinigen Ausbreitung proportional der fünften Potenz der Entfernung d .

Auf Grund dieser Theorie seien die Versuche Marconis zwischen Rocca di Papa (Rom, $H = 750$ m) und Kap Figori (Sardinien, $h = 340$ m) über $d = 270$ km $= 2,75 \cdot$ Horizontweite S betrachtet. Bezeichnet man mit E_0 die Hörschwelle, d. h. die Grenze eines noch eben wahrnehmbaren Empfangs, dann gehorcht die Empfangslautstärke dem Gesetz:

$$e = 20 \log \cdot E/E_0.$$

Die obige Gleichung ergibt für das angeführte Beispiel E zu $3 \cdot 10^3$ und $e = 4$, d. h. nach der Theorie kann noch ein deutliches Senderzeichen erwartet werden. Es muß als sicher gelten, daß bei diesen Übertragungen noch die atmosphärische Strahlenbrechung merklich mitwirkt, worauf die starken Schwunderscheinungen hinweisen. Es liegen auch von anderer Seite Angaben vor über eine Abnahme der Feldstärke mit der vierten oder fünften Potenz der Entfernung, wie es die Beugungstheorie verlangt [12]. Leider reicht das vorhandene Beobachtungsmaterial nicht aus, um aus dem Gang der Ausbreitungscharakteristiken mit der Frequenz sichere Rückschlüsse auf das Vorherrschen dieses oder jenes Effekts ziehen zu können.

2. Die Feinstruktur des Ultrakurzwellenfeldes.

Im vorigen Abschnitt wurden die Ausbreitungsverhältnisse der ultrakurzen Wellen aus makroskopisch-optischen Betrachtungen abgeleitet, d. h. es wurden nur die groben Erscheinungen in der Fernwirkungszone ins Auge gefaßt, wobei die Feldstärke über ein Raumelement, das sehr groß gegen die Wellenlänge ist, gemittelt wurde. Aber auch wenn man in die Feinstruktur eines ultrakurzwelligen oder eines quasioptischen Strahlungsfeldes Einblick gewinnen will, d. h. wenn man den örtlichen Verlauf der Feldstärke innerhalb von Abständen untersuchen will, die klein gegen die Wellenlänge sind, kann man auf die optischen Analogien zurückgreifen, sofern dem Unterschied in der Wellenlänge sowie den verschiedenen elektrischen Eigenschaften der schattenwerfenden und absorbierenden Körper Rechnung getragen wird. Beim Licht handelt es sich bekanntlich um Wellenlängen von Tausendstel von Millimetern, und die Beugungserscheinungen an größeren Gegenständen, wie an Bergen, Türmen, Häusern u. dgl. bleiben nur der genaueren Beobachtung vorbehaltene Nebenerscheinungen. Für Dezimeterwellen stellt jedoch ein Metallzylinder von 6 m Durchmesser ein ähnliches Hindernis dar, wie ein Draht von der Stärke eines Hundertstel Millimeters für das Licht. Selbst in völlig parallelem Licht würde der Schatten eines solchen Drahtes nicht weit zu sehen sein. Wenn also ein 6 m starker Metallzylinder die optische Sicht zwischen Sender und Empfänger unterbindet, ohne den Empfang merklich zu beeinträchtigen, so bedeutet das noch keine Abweichung von den optischen Gesetzen, sondern nur die Übertragung eines optischen Effekts in entsprechend größere Raumabmessungen. Das gleiche gilt für die Beugung der ultrakurzen Wellen in den optischen Schattenkegel. Grundsätzlich bildet daher die im folgenden behandelte Feinstruktur des Ultrakurzwellenfeldes nur eine scheinbare Abweichung von der Lichtausbreitung, denn man würde die gleichen Erscheinungen beobachten, wenn man die Lichtintensität mit einer örtlichen Genauigkeit von wenigen Tausendstel Millimetern verfolgen könnte, z. B. im Schattenkegel eines absorbierenden Hindernisses oder über einer spiegelnden oder lichtabsorbierenden Fläche.

Es ist klar, daß die hier vorgenommene Trennung der makroskopischen Phänomene in der Fernwirkungszone von der „mikroskopischen“ Feinstruktur des Nahfeldes in Wirklichkeit nicht streng begründet ist, weil sich alle Störungen des Nahfeldes auf das Fernfeld übertragen und bis zu den größten Reichweiten nachweisbar bleiben. Trotzdem ist eine solche Trennung angebracht, um zunächst das makroskopisch-quasioptische Verhalten der ultrakurzen Wellen unter der Annahme einer völlig geradlinigen Ausbreitung zeigen zu können, und um erst dann auf die komplizierteren „mikroskopisch-optischen“ Erscheinungen einzugehen.

Solange die von einem Strahler ausgehenden Ultrakurzwellen sich innerhalb des Tangentenkegels bis zum Horizont frei ausbreiten können, unterliegt die von ihnen stammende Feldstärke den in der Optik herrschenden Divergenzgesetzen, wobei die Energiedichte als stetige Funktion der Entfernung vom Sender absinkt. So erzeugt ein vertikaler Dipol

von $\lambda/2$ Gesamtlänge mit sinusförmiger Stromverteilung im Abstand d und unter dem Winkel ϑ zur Senkrechten die Feldstärke:

$$E = 60 \frac{I}{d} \left[\begin{array}{c} \cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta \right) \\ \sin \vartheta \end{array} \right] \text{ in V/m.}$$

Ist der Abstand d sehr viel größer als die Antennenhöhe H , dann wird der Winkelausdruck gleich 1. An Stelle des Antennenstroms I kann die abgestrahlte Leistung N in Watt eingeführt werden, so daß man unter Berücksichtigung des Strahlungswiderstands erhält:

$$E = 9,5 \frac{\sqrt{N}}{d_m} \text{ V/m.}$$

Während die Feldstärke im freien Raum mit dem Kehrwert der Entfernung abnehmen soll, läßt die experimentelle Prüfung der Ausbreitungsphänomene, obwohl die einzelnen Meßpunkte meistens sehr stark streuen, vielfach die Tendenz eines quadratischen Gesetzes erkennen. Nun ist leicht verständlich, daß in der Praxis eine Ausbreitung im freien Raum nur in seltenen Fällen, nämlich eigentlich nur beim Verkehr zwischen Flugzeugen vorliegt. Im allgemeinen ist die Höhe der Sende- und Empfangsantenne so klein gegenüber dem Abstand, daß das überstrichene Gelände, selbst wenn es nicht unmittelbar in den Strahlengang hineinragt, die Ausbreitung durch Absorption, Reflexion, Beugung und Brechung beherrscht. Um sich den wirklichen Verhältnissen einigermaßen zu nähern, muß schließlich noch die Brechung durch die atmosphärischen Gradienten hinzugezogen werden. Wegen aller dieser Effekte, die nicht nur von der geographischen Geländeform, sondern auch von den elektrischen Bodeneigenschaften einschließlich der Vegetationsschicht und der künstlichen Hindernisse abhängen, wird die Feinstruktur eines ultrakurzwelligigen Übertragungskanals freilich so verwickelt, daß eine exakte theoretische Erfassung in jedem Einzelfall ziemlich hoffnungslos erscheinen muß. Praktisch wird man sich daher mit einem allgemeinen physikalischen Bild von den verschiedenen Vorgängen begnügen, durch deren Zusammenwirken die Phänomene eine übersichtliche Deutung erfahren.

A. Reflexion an der Erdoberfläche.

a) Der komplexe Reflexionskoeffizient des Erdbodens.

Das Problem, um das es sich hier handelt, kann in erster Linie auf die Berechnung der vertikalen und horizontalen Strahlungskennlinie einer Antenne unter Berücksichtigung der Erdbodeneigenschaften zurückgeführt werden. Die Theorie ist schon vor 25 Jahren von Sommerfeld und seinen Schülern [16] entwickelt worden, allerdings wegen der begrenzten Gültigkeit der angewandten Integrationsmethoden auf die Strahlung unter kleinstem Winkel mit der Erdoberfläche, d. h. auf die bodennahe Strahlung beschränkt. Erst in neuerer Zeit ist die Theorie auf den allgemeinen Fall, nämlich auf vertikale und horizontale elektrische und magnetische Dipole in beliebigem Abstand von der Grenzfläche zweier Medien ausgedehnt worden [17].

Der Erdboden wird als eben betrachtet, und seine elektrischen Eigenschaften werden durch die Leitfähigkeit σ und die Dielektrizitätskonstante ϵ beschrieben. Die Luft kann in dem hier in Frage kommenden Frequenzbereich als absorptionsfrei und mit der dielektrischen Konstante 1 angenommen werden. Die Richtung der Antennenachse werde auf die Erdoberfläche bezogen.

Das in einem weit entfernten Aufpunkt P (Abb. 128) erzeugte elektromagnetische Feld eines Dipols kann durch Superposition zweier Strahlen beschrieben werden: Dem direkt vom Dipol T stammenden Strahl von der Länge d_1 und dem Strahl d_2 , welcher an der Grenzfläche des Erdreichs als eines dichteren Mediums reflektiert wird und danach erst zum Aufpunkt P gelangt. Dieser zweite Strahl kommt scheinbar vom Spiegelbild T' der Strahlungsquelle in bezug auf die Erdoberfläche.

Wegen der verschieden langen Wegstrecken d_1 und d_2 und wegen des bei der Reflexion auftretenden Phasensprungs weist der reflektierte Strahl eine Phasenverschiebung und Amplitudenverminderung gegenüber dem direkten Strahl auf. Das im Aufpunkt P wirksame elektromagnetische Feld setzt sich in erster Näherung aus der Interferenzwirkung beider Strahlen zusammen. Phasenverschiebung und Amplitudenverminderung äußern sich durch einen komplexen Reflexionskoeffizienten F , der in komplizierter Weise von der betrachteten Strahlungsrichtung, dem Polarisationszustand der einfallenden Welle, der elektrischen Beschaffenheit der Grenzfläche und der Frequenz abhängt. Durch die Reflexionen entstehen um die Strahlungsquelle und ihr Spiegelbild Interferenzzonen von der Form rotationssymmetrischer Ellipsoide, wie sie in der Optik als Fresnelsche Interferenzstreifen bekannt sind.

Bei der Durchführung der Rechnung wird vorteilhaft von dem Hertzschen Vektor Gebrauch gemacht, der im Aufpunkt P die Gestalt hat:

$$\vec{H} = \frac{e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} d_1}}{d_1} + F \frac{e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} d_2}}{d_2}$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge im Medium des Empfängers, das im übrigen als das weniger dichte vorausgesetzt wird. Streng genommen gilt das Ergebnis nur für $d/\lambda = \infty$, doch läßt sich zeigen, daß der Fehler selbst für $d \cong 10 \lambda$ unter 1% bleibt.

Während in der Optik meistens Totalreflexion vorliegt, handelt es sich bei den elektrischen Wellen fast ausnahmslos um Brechung an der Grenzfläche eines dichteren Mediums. Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein solches Medium auf, so teilt sie sich nach elementaren optischen Gesetzen in einen gebrochenen, in das Medium eindringenden

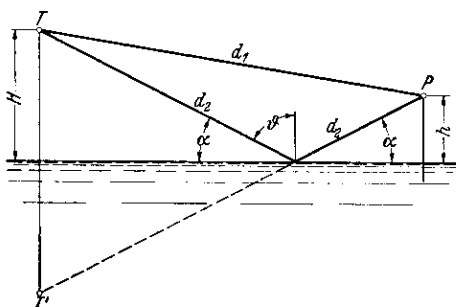


Abb. 128. Reflexion einer elektromagnetischen Welle an der Grenzschicht eines dichteren Mediums.

Strahl und in einen reflektierten Strahl, dessen Austrittswinkel bekanntlich gleich dem Einfallswinkel ist. Im folgenden werde an Stelle von ϑ der Horizont- oder Erhebungswinkel α gesetzt. Zunächst werde der einfachere Fall einer Reflexion an einem reinen Dielektrikum mit der Leitfähigkeit 0 diskutiert:

Wenn die einfallende Welle horizontal polarisiert ist, findet bei der Reflexion ein Phasensprung um π statt, während die Amplitude des reflektierten Strahls vom Erhebungswinkel abhängig ist, und zwar ist sie bei streifender Inzidenz gleich der Amplitude der einfallenden Welle und nimmt in dem Maße ab, wie der Erhebungswinkel wächst. Ist die einfallende Welle dagegen vertikal polarisiert, dann ändert sich der Effekt folgendermaßen: Bei streifender Inzidenz ist der Phasensprung ebenfalls gleich π , und die Amplituden des einfallenden und des reflektierten Strahls sind einander gleich. Mit zunehmendem Horizontwinkel sinkt die Amplitude des reflektierten Strahls zunächst, bis sie bei dem aus der Optik bekannten Brewsterschen Polarisationswinkel, dessen $\cotg = \sqrt{\epsilon}$ ist, zu Null wird, um von da ab wieder bis zum Maximum bei senkrechtem Einfall anzuwachsen.

Wenn das reflektierende Medium Leitfähigkeit besitzt, wird das Problem wesentlich komplizierter, ohne daß sich der allgemeine Charakter ändert. So wird die Amplitude einer vertikal polarisierten Welle vom Erhebungswinkel Null ausgehend zwar ebenfalls kleiner, ohne indessen ganz auf Null abzusinken, sondern sie durchläuft nur ein Minimum. Der hierfür maßgebliche Winkel wird um so geringer, je größer die Leitfähigkeit und je länger die Welle ist, und beträgt z. B. für lange Wellen über Wasser nur wenige Grad. Analog zeigt sich an Stelle eines Phasensprungs eine kontinuierliche Änderung des Phasenwinkels, die wieder im Polarisationswinkel am stärksten ist.

Wesentlich für eine exakte Wiedergabe der Reflexionsgesetze ist die komplexe Durchführung der Rechnung unter Berücksichtigung des komplexen Reflexionskoeffizienten der Erdoberfläche. Schreibt man diesen in der Form:

$$F = Ae^{j\psi},$$

wenn A das Verhältnis der Amplituden nach und vor der Reflexion und ψ den von beiden Strahlen eingeschlossenen Phasenwinkel bedeuten, so lassen sich folgende komplexe Fresnel-Gleichungen für den Reflexionskoeffizienten ableiten:

Für vertikale Polarisation:

$$F_{\text{vert}} = \frac{n^2 \sin \alpha - \sqrt{n^2 - 1 + \sin^2 \alpha}}{n^2 \sin \alpha + \sqrt{n^2 - 1 + \sin^2 \alpha}}$$

und für horizontale Polarisation:

$$F_{\text{hor}} = \frac{\sin \alpha - \sqrt{n^2 - 1 + \sin^2 \alpha}}{\sin \alpha + \sqrt{n^2 - 1 + \sin^2 \alpha}}.$$

Hierin hat der komplexe Brechungsindex n die Form:

$$n = \sqrt{\epsilon - 2j\sigma\lambda c}.$$

Um den durch diese Formeln gegebenen Verlauf des Reflexionskoeffizienten näher zu veranschaulichen, sind in der Abb. 129 die Werte für horizontale und vertikale Polarisation in Abhängigkeit vom Erhebungswinkel in Polarkoordinaten dargestellt [7, 18]. Die rechte Seite des Diagramms gilt für Seewasser ($\sigma = 10^{10}$ elektrostatische Einheiten und $\varepsilon = 80$), und die linke Seite für trockenen Sandboden ($\sigma = 5 \cdot 10^4$ und $\varepsilon = 7$), der hinsichtlich seiner Reflexionsfähigkeit fast als rein dielektrisches Medium angesehen werden kann. Der Brewstersche Polarisationswinkel, bei welchem der Boden die vertikal polarisierten Wellen überhaupt nicht reflektiert, ist deutlich bei 21° zu erkennen. Während das linke Diagramm für jede beliebige Wellenlänge gilt, liegt dem rechten eine Welle von 9 m zugrunde. Für die horizontal polarisierte Welle

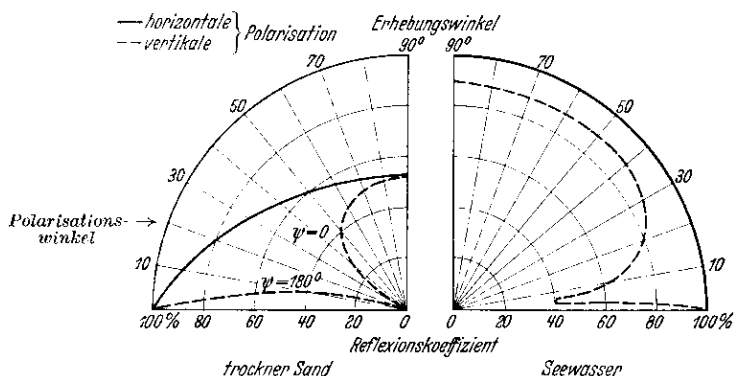


Abb. 129. Der Reflexionskoeffizient als Funktion des Erhebungswinkels für vertikal und horizontal polarisierte Wellen bei Seewasser und bei trockenem Sandboden [7].

beträgt der Reflexionskoeffizient eines Mediums mit gutem Leitvermögen und mit großer Dielektrizitätskonstante immer 100%, d. h. bei jedem Erhebungswinkel findet eine vollkommene Spiegelung statt.

b) Die Strahlungskennlinien einer Vertikalantenne.

Über die in einiger Entfernung vom Sender zu erwartende Feldstärke in den verschiedenen Richtungen gibt die vertikale und horizontale Strahlungskennlinie Aufschluß. Während im vorangehenden Kapitel diese Strahlungskennlinien ohne Berücksichtigung des Erdbodens entwickelt worden sind, wird hier die Aufgabe gestellt, die Verformung zu untersuchen, welche das Strahlungsdiagramm durch die Nähe des Erdbodens erfährt. Es ist einleuchtend, daß eine solche Verformung nur eintreten kann, wenn die Erdoberfläche überhaupt von Wellen getroffen wird; wenn dagegen freie Raumbausbreitung vorliegt, was entweder in großen Höhen über der Erde oder bei einem scharf gebündelten Wellenstrahl der Fall ist, sofern er nicht gerade auf die Erde gerichtet ist, behalten die im vorigen Kapitel entwickelten Gesetze Gültigkeit.

Die Weiterentwicklung des obigen Fresnelschen Reflexionsgesetzes ergibt die von einem Leiterelement von der Länge δl erzeugte Feldstärke,

wenn sich dasselbe in Höhe h über dem Erdboden befindet und vom Strom I durchflossen wird, zu [19]:

$$E = \frac{60\pi}{\lambda d} \cos \alpha I \delta l \left(e^{jkh \sin \alpha} + F \cdot e^{-jkh \sin \alpha} \right) e^{j\omega(t-d/c)}$$

$$(k = \omega/c = 2\pi/\lambda).$$

Bei sinusförmiger Stromverteilung folgt hieraus z. B. für das vertikale Strahlungsdiagramm einer $\lambda/4$ -Antenne, die auf dem Erdboden steht:

$$E = \frac{30I}{d} \cos \alpha \left[e^{j\frac{\pi}{2} \sin \alpha} - j \sin \alpha + F \left(e^{-j\frac{\pi}{2} \sin \alpha} + j \sin \alpha \right) \right].$$

Abb. 130 zeigt einige nach dieser Gleichung errechnete Vertikalstrahlungsdiagramme für verschiedene Brechungsindizes, und zwar für $\varepsilon = 7 =$

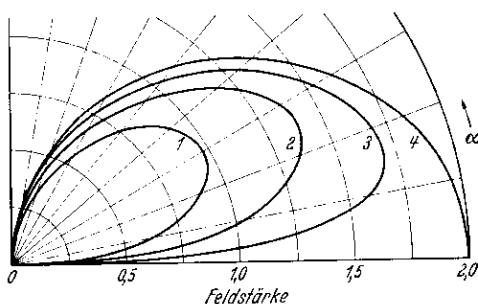


Abb. 130. Vertikales Strahlungsdiagramm einer $\lambda/4$ -Antenne über verschiedenem Erdboden nach v. Handel und Pfister. 1. $n^2 = 7 - j \cdot 0$; 2. $n^2 = 7 - 1 \cdot 30$; 3. $n^2 = 7 - j \cdot 300$; 4. $n^2 = 7 - j \cdot \infty$.

const, aber für verschiedene Imaginärteile $2j\sigma\lambda c$, d. h. für beliebige Leitfähigkeiten σ und die entsprechenden Wellenlängen oder umgekehrt. Auffallend ist, daß alle Kennlinien längs des Erdbodens auf Null zurückgehen bis auf den Idealfall unendlich guter Leitfähigkeit oder sehr langer Wellen (Kurve 4). In geringer Höhe über dem Erdboden sind nur ganz schwache Feldstärken zu erwarten, die aber mit wachsender Erhebung

sehr rasch ansteigen. Der Grenzfall der Kurve 5 ist als angenähert gültig für lange Wellen anzusehen, weil der imaginäre Teil des Brechungsindex, der die Wellenlänge

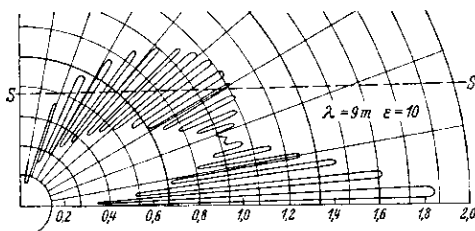


Abb. 131. Vertikales Polardiagramm eines Vertikaldipols in einer Höhe von 10λ über dem Erdboden [19].

enthält, groß ist gegenüber dem reellen Teil ε . Kurve 1 bezeichnet den anderen Grenzfall, d. h. sie gilt für so kurze Wellen, daß ε überwiegt.

Um auch für kleine Erhebungswinkel längs der Erdoberfläche eine starke Strahlung zu erzielen, muß man entweder Richtstrahler zu Hilfe nehmen oder die Antenne mög-

lichst hoch über dem Erdboden anbringen. Beide Maßnahmen laufen auf dasselbe hinaus, nämlich den reflektierten Strahl dem direkten gegenüber nach Möglichkeit zu schwächen. Für einen Dipol, der sich h Meter über dem Erdboden befindet, ergibt sich das Strahlungsdiagramm aus obigem Ansatz zu:

$$E = \frac{60\pi}{\lambda d} \cos \alpha \cdot I \cdot l_{\text{eff}} \sqrt{1 + A^2 + 2A \cos \left(\frac{4\pi h}{\lambda} \sin \alpha - \psi \right)}.$$

Das Ergebnis ist für eine Welle von 9 m und $\varepsilon = 10$ unter Vernachlässigung des Imaginärteils in Abb. 131 dargestellt. Die Strahlung ist fächerartig aufgespaltert und liefert tatsächlich große Feldstärken unter verhältnismäßig kleinen Erhebungswinkeln. Da die Höhe $h = 10\lambda$ beträgt, müssen $2 \cdot 10$ Maxima und Minima durch Interferenzwirkung der direkten und der reflektierten Strahlen auftreten. Beim Polarisationswinkel 18° verschwinden die Interferenzen offensichtlich vollständig, weil der reflektierte Strahl zu Null geworden ist. Besonders interessant ist die Tatsache, daß trotz an sich vorhandener Sicht längs des Erdbodens die Übertragung unmittelbar an der Erd-

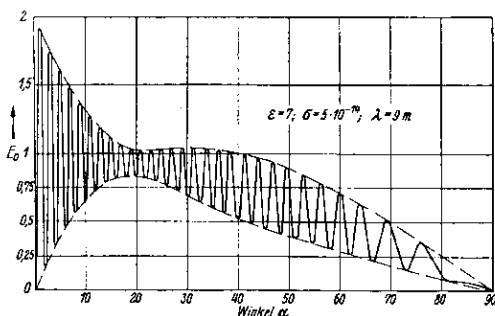


Abb. 132.
Vertikale Strahlungskennlinie in kartesischen Koordinaten mit Berücksichtigung der Bodeneitfähigkeit [19].

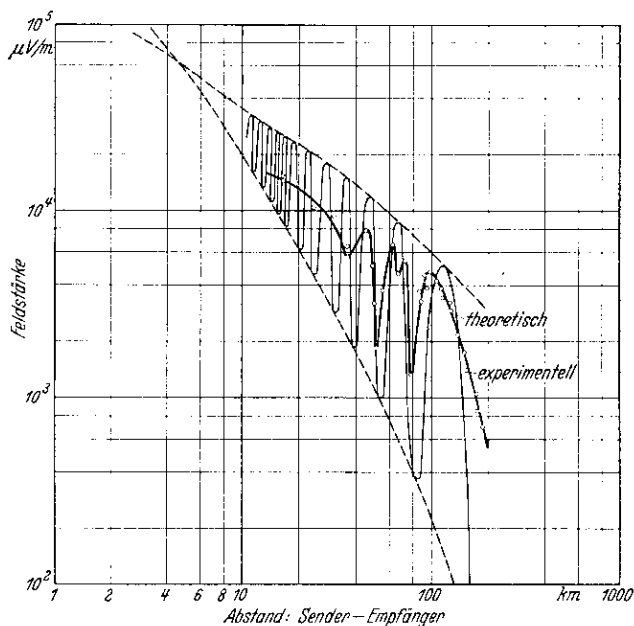


Abb. 133. Gemessene und errechnete Strahlungskennlinie nach Trevor und Carter [7].

oberfläche entlang immer noch schlecht ist. Grundsätzlich würde dasselbe in der Optik der Fall sein, wenn man die Lichtintensität wenige Wellenlängen hoch über einer spiegelnden Fläche oder über der Grenzschicht zweier verschiedener Medien messen könnte.

Abb. 132 zeigt die gleiche Rechnung in kartesischen Koordinaten für $h = 130$ m und unter der Annahme von $\varepsilon = 7$ und $\sigma = 5 \cdot 10^{14}$. Der Imaginärteil bewirkt, daß die Interferenzen beim Polarisationswinkel nicht völlig verschwinden, sondern sich nur zusammenziehen.

Praktische Messungen des Strahlungsdiagramms werden am besten im Flugzeug vorgenommen. Fliegt dasselbe in konstanter Höhe durch das Strahlungsdiagramm der Abb. 131 beispielsweise auf der darin eingezeichneten Linie $S-S'$ hindurch, so werden ebenfalls Interferenzmaxima und Minima geschnitten. Die Abb. 133 gibt derartige Messungen wieder. Die Übereinstimmung mit der theoretischen Kurve muß im Hinblick auf Möglichkeit und Genauigkeit der Ausmessung als befriedigend angesehen werden.

Es ist einleuchtend, daß bei der exakten Verfolgung der Interferenzknoten bis weit in die Fernwirkungszone hinein eigentlich alle Faktoren

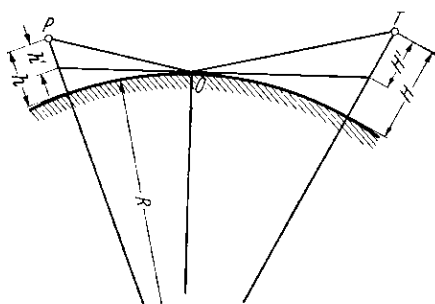


Abb. 134. Berücksichtigung der Erdkrümmung bei Reflexionen.

berücksichtigt werden müssen, die auch auf die freie Raumausbreitung von Einfluß sind. An erster Stelle ist hier die Krümmung der Erdoberfläche zu nennen. Sollen die angegebenen Reflexionsformeln auf Entfernungen ausgedehnt werden, die an die Horizontweite herankommen oder darüber hinausgehen, dann sind der Abb. 134 gemäß an Stelle von H und h die neuen Größen H' und h' einzuführen, welche die im Reflexionspunkt O an die Erde gelegte Tangente auf

den ursprünglichen Höhen abschneidet [7]. Aus einfachen trigonometrischen Überlegungen ergeben sich diese neuen Höhen zu:

$$H' = H - \frac{d^2}{2R} \left(\frac{H}{H-h} \right)^2$$

$$h' = h - \frac{d^2}{2R} \left(\frac{h}{H+h} \right)^2.$$

Die Strahlenbrechung in der Atmosphäre kann in diesen Formeln durch Einführung des äquivalenten Erdradius $\cong 1,33 \cdot R$ berücksichtigt werden.

Bis zu welcher Genauigkeit sich die tatsächlichen Ausbreitungsverhältnisse theoretisch darstellen lassen, geht aus Abb. 135 hervor [20]. Die ausgezogene Kurve stellt die im Flugzeug in 2500 m Höhe über See gemessene Feldstärke eines 4,3-m-Senders in Abhängigkeit vom Abstand des Senders dar. Die langsamen Interferenzschwankungen erklären sich unschwer aus den geometrisch bedingten langsamen Änderungen des Erhebungswinkels. Man sieht, wie die Interferenzen um die für den freien Raum geltende Ausbreitungskurve schwanken. Unter Berücksichtigung der atmosphärischen Strahlenkrümmung gleicht sich die Theorie dem Experiment gut an.

Die angestellten Überlegungen decken mit aller Deutlichkeit den Übergang auf von den Ausbreitungsgesetzen der kurzen und langen Wellen

der normalen Hochfrequenztechnik zu den Gesetzen der geometrischen Optik. Daß sich selbst bei Meterwellen die Reichweite mit der Höhe der

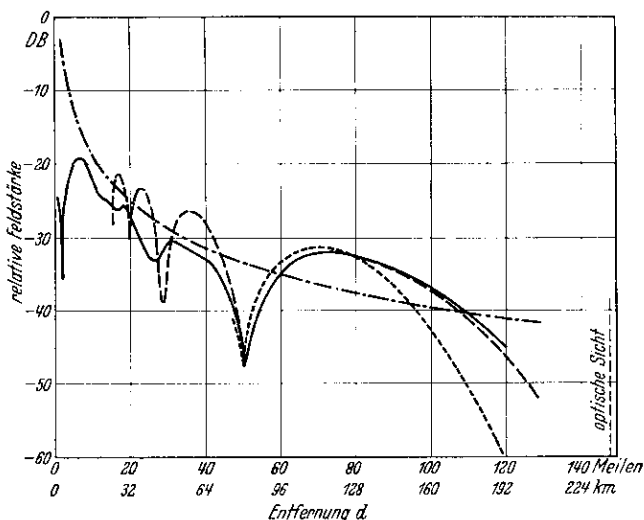


Abb. 135. Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung in 2400 m Flughöhe und bei $\lambda = 4,3$ m nach Englund, Crawford und Mumford.

Sendeantenne über dem Erdboden merklich vergrößert, ist demnach weniger auf weitere optische Sicht, als darauf zurückzuführen, daß das Strahlungsdiagramm um so größere Feldstärken unter um so flacheren Erhebungswinkeln liefert, je höher der Sender aufgestellt wird. Erst wenn seine Höhe das Vielfache der Wellenlänge beträgt, nähert man sich „optischen“ Verhältnissen.

c) Messung der Erdbodeneigenschaften.

Natürlich lassen sich die Interferenzknoten schon in unmittelbarer Nähe des Senders nachweisen, und zwar einmal, wenn man den Aufpunkt in gleichbleibender Höhe längs der Grenzfläche verschiebt und zum anderen, wenn man ihn in gleichbleibendem Abstand in die Höhe hebt. Dabei ist es grundsätzlich gleichgültig, ob man den Sender oder den Empfänger bewegt.

Derartige, bei Abstandsänderung erhaltene Interferenzeffekte zeigt die Abb. 136, und zwar für verschiedene Höhen der Sendeantenne H als Parameter [21], während die Interferenzkurven in Abb. 137 den Verlauf

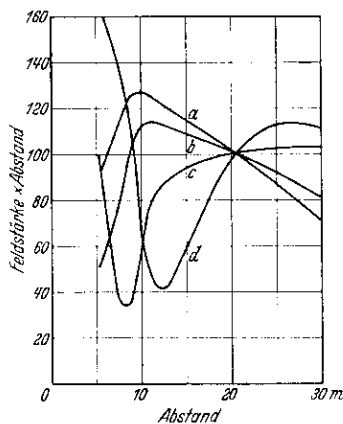


Abb. 136. Interferenzkurven bei Entfernung des Empfängers vom Sender nach Smith-Rose und Mc Petric. $\lambda = 1,6$ m; $h = 1,4$ m; H : a) 0,5 m; b) - 1,2 m; c) = 2,1 m und d) = 2,8 m.

der Empfangsfeldstärke bei Höhenänderung der Sendeantenne über verschiedenen Grenzschichten veranschaulichen [22]. Daß die Maxima und Minima in diesen Diagrammen nicht gleich weit auseinanderliegen kommt daher, daß der Winkel, den die Verbindungslinie Sender-Empfänger mit der Vertikalen einschließt, bei den verhältnismäßig kleinen Abständen nicht gleich bleibt. Natürlich sind saubere Interferenzkurven von vornherein nur zu erwarten, wenn die Grenzfläche völlig homogen ist; andernfalls entstehen Unregelmäßigkeiten, wie sie z. B. die gestrichelte Kurve in Abb. 137 veranschaulicht, bei welcher der trockene Sandboden zwischen Sender und Empfänger von einem nassen Streifen unterbrochen war.

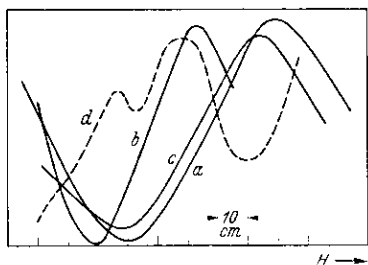


Abb. 137.

Empfangsfeldstärke in Abhängigkeit von der Senderhöhe nach Strutt. $\lambda = 1,42$ m.

a Feuchte Humuserde ($F \approx 0,9$);
b Süßwasser ($F \approx 0,85$); c Trockener Sand ($F \approx 0,7$); d Trockener Sand, durch feuchten Streifen unterbrochen.

Aus den vorher angestellten Überlegungen geht hervor, daß derartige Reflexionsdiagramme den Reflexionskoeffizienten F und damit Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante der Erdoberfläche enthalten, so daß man aus dem Verhältnis der Maxima und Minima die Erdbodeneigenschaften errechnen kann. Dies ist um so wichtiger, als die bei niedrigeren Frequenzen üblichen Meßmethoden, wie z. B. Messungen an parallel zur Erde

ausgespannten oder in die Erde eingegrabenen Leitungen, oder die Untersuchung von Erdproben im Meßkondensator bei den hier interessierenden Frequenzen auf Schwierigkeiten stoßen, wenn nicht ganz versagen.

Aus den bei Änderung der Empfängerhöhe h auftretenden Maxima E^2 und Minima e^2 läßt sich für den Reflexionskoeffizienten folgende Formel ableiten:

$$F = \frac{E^2 + e^2}{E^2 - e^2} - \sqrt{\frac{E^2 + e^2}{E^2 - e^2} - 1},$$

wobei das Vorzeichen der Wurzel durch $F \leq 1$ bestimmt ist.

Die folgende Tabelle enthält die aus den Interferenzkurven der Abb. 137 für $\lambda = 1,42$ m ermittelten Werte für F bei drei verschiedenen Grenzflächen. Werden die einzelnen Reflexionskoeffizienten nach obiger Formel mit Hilfe der auf andere Weise gemessenen Leitfähigkeit σ und Dielektrizitätskonstanten ϵ errechnet, so erhält man außer bei Wasser

Grenzfläche	Süßwasser	Sand	Humusboden
$F_{\text{Gem.}}$	0,86	0,71	0,90
σ in elektromagnetischen Einheiten . .	$5 \cdot 10^{-14}$	$4 \cdot 10^{-14}$	$1,1 \cdot 10^{-13}$
ϵ	80	6	20
$F_{\text{ber.}}$	0,854	0,512	0,65

(10^8 elektrostatische Einheiten = $10^8/9 \cdot 10^{20} = 1,1 \cdot 10^{-13}$ elektromagnetische Einheiten.)

zu niedrige Werte. Entweder ε oder σ muß daher bei den hier benutzten Frequenzen sehr viel größer sein, als man bisher aus Messungen mit längeren Wellen schließen konnte. Da eine Erhöhung von ε unwahrscheinlich ist, bleibt nur die Möglichkeit, daß σ mit wachsender Frequenz ansteigt, und zwar muß dieser Anstieg sehr rasch erfolgen, nachdem man bei $\lambda = 15$ m noch normale Werte gefunden hat [23].

Wenn der Boden hinreichend homogen und frei von Hindernissen ist, kann auch die in Abb. 136 veranschaulichte Abnahme des Produkts aus Feldstärke und Entfernung zur Bestimmung des wirksamen Leitvermögens herausgezogen werden [21]. Auf diese Weise sind die in der folgenden Tabelle unter Annahme einer Dielektrizitätskonstanten

von 10 zusammengestellten Werte für σ in elektrostatischen Einheiten ermittelt worden. Auch aus diesen Messungen geht, vor allem im Vergleich mit den auf andere Weise bestimmten Werten für

λ	σ elektrostatische Einheiten	
	Juli	August
1600 m	0,14 $\cdot 10^8$	
— 30 „	4,2 $\cdot 10^8$	
9,5 „	24 $\cdot 10^8$	10 $\cdot 10^8$
7,5 „	32 $\cdot 10^8$	32 $\cdot 10^8$
5,5 „	5,5 $\cdot 10^8$	22 $\cdot 10^8$
1,6 „	95 $\cdot 10^8$	

lange Wellen, eine Zunahme der Leitfähigkeit bei ultrakurzen Wellen deutlich hervor.

In diesem Zusammenhang sei noch bemerkt, daß sich völlig analoge Reflexionsmessungen auch mit Schallwellen durchführen lassen, und daß daraus die Reflexions- und Absorptionskoeffizienten von schallverschluckenden Materialien, die auf dem Boden ausgebreitet sind, bestimmt werden können [22].

d) Vertikale und horizontale Polarisation.

Aus dem Unterschied des Reflexionskoeffizienten bei vertikaler und horizontaler Polarisation geht hervor, daß sich beide Wellen in ihrer Ausbreitung verschiedenartig verhalten müssen, sobald das Zwischenmedium in irgendeiner Weise eine Rolle spielt. Nur wenn die Ausbreitzungszone völlig frei ist von reflektierenden Gegenständen oder Schichten, sind beide Polarisationszustände gleichwertig. Besonders starke Unterschiede zeigen sich naturgemäß, wenn sich der Strahler nur in geringer Höhe über der Erdoberfläche befindet. Um das deutlich zu veranschaulichen, sind in Abb. 138 die Strahlungskennlinien eines vertikalen und horizontalen Sendedipols, die sich in Höhe von $\lambda/2$ über zwei verschiedenen Grenzflächen befinden, gezeichnet. Der Maßstab gibt die in 48 km (30 Meilen) herrschende Empfangsfeldstärke in mV/m an, wenn der Strahler mit 1 kW auf 9 m Welle gespeist wird [7]. Betrachtet man die Feldstärke, die der vertikale Dipol längs eines gutleitenden Mediums, d. h. hier über Seewasser unter kleinen Erhebungswinkeln liefert (Abb. 138 a), dann erkennt man die große Überlegenheit der vertikalen über die horizontale Polarisation, wogegen bei größeren Erhebungswinkeln die horizontal polarisierte Welle die größte Absolutfeldstärke liefert. Noch deutlicher kommt der Unterschied in den beiden Kurven der Abb. 139 zum Ausdruck, welche die Empfangsfeldstärke

eines 1-Watt-Senders in 1 km Abstand bei Ausbreitung längs der Meeresoberfläche in Abhängigkeit von λ darstellen. Schon bei der Diskussion des komplexen Reflexionskoeffizienten wurde darauf hingewiesen, daß

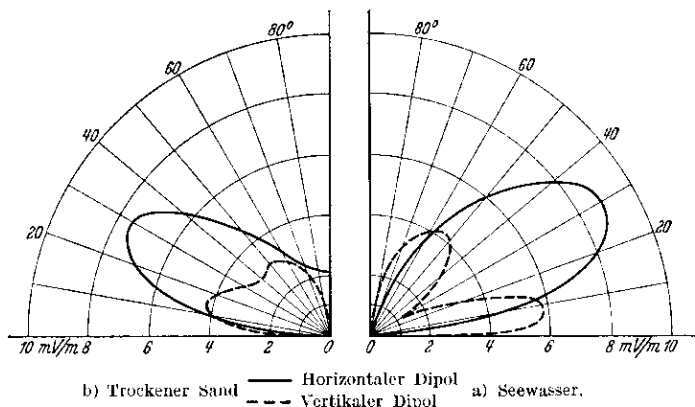


Abb. 138. Strahlungsdiagramme eines vertikalen und horizontalen Dipols über verschiedenen Grenzflächen (7).

der Phasenunterschied zwischen dem direktem und dem reflektiertem Strahl bei guter Leitfähigkeit um so geringer wird, je niedriger die Frequenz ist. Beide Strahlen wirken infolgedessen bei langen Wellen und unter kleinen Erhebungswinkeln gleichphasig, woraus sich der Anstieg der Vertikalpolarisationskurve mit zunehmender Wellenlänge erklärt. Bei horizontaler Polarisation ändert sich der vom direkten und vom reflektierten Strahl eingeschlossene Phasenwinkel zwar nicht mit der Frequenz, doch steigt die Amplitude des reflektierten Strahls mit λ an, und bedingt durch Interferenzwirkung das in der unteren Kurve zum Ausdruck kommende Abfallen der Feldstärke.

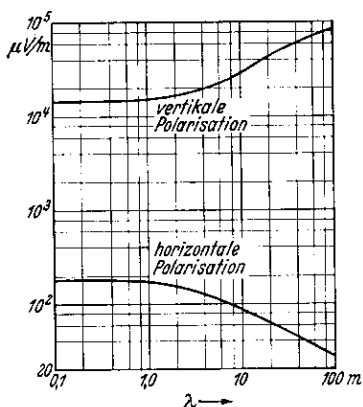


Abb. 139. Ausbreitung bei vertikaler und horizontaler Polarisation über See in Abhängigkeit von λ nach Trevor und Carter.

dem Verhältnis der Feldstärken in beiden Fällen die Erdbodeneigenschaften abzuleiten, da dieses Verhältnis bei streifender Inzidenz unmittelbar gleich dem Brechungsindex sein soll, doch ergeben diesbezügliche Messungen ziemliche Abweichungen von den nach anderen Methoden ermittelten Werten, was wieder auf Zunahme der Leitfähigkeit bei ultrakurzen Wellen schließen läßt.

Nach Zenneck läßt die Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche erwarten [24], daß die elektrische Feldstärke unmittelbar über dem Erdboden bei vertikaler Polarisation eine Drehfeldellipse beschreibt, deren große Achse gegen die vertikale Strahlungsrichtung geneigt ist. Wird die Empfangsantenne daher in einer vertikalen, durch Sender und Empfänger gelegten Ebene gedreht, so ist auf Grund des Gleichstromwerts der Leitfähigkeit eine Horizontal-komponente von nur 16% der Vertikalkomponente zu erwarten. Versuche mit einer 1,4 m-Welle haben dieses Verhältnis jedoch höchstensfalls zu 1% ergeben [17], woraus wieder ein mit sinkender Wellenlänge wachsendes σ folgt.

In großer Entfernung ($\frac{H+h}{d} < 0,05$) und bei schlechtleitendem Grenzmedium, wozu praktisch fast jede Erdsorte gerechnet werden muß, lassen sich folgende Feldstärkeformeln ableiten [7]:

$$E_{\text{vert}} = E_d \frac{1}{d} \sqrt{\frac{4 \epsilon^2 (H+h)^2}{\epsilon - 1} + \left(\frac{4 \pi H \cdot h}{\lambda} \right)^2} V_i m$$

$$E_{\text{hor}} = E_d \frac{1}{d} \sqrt{\frac{4 (H+h)^2}{\epsilon - 1} + \left(\frac{4 \pi H \cdot h}{\lambda} \right)^2}.$$

Hierin bedeutet E_d das direkte Strahlungsfeld eines $\lambda/2$ Dipols. Wird dieser mit der Leistung N gespeist, dann ist wie oben gezeigt:

$$E_d = 9,5 \frac{\sqrt{N}}{d}.$$

Weil sowohl das direkte Feld, als auch der Koeffizient, mit dem E_d zu multiplizieren ist, mit dem Kehrwert der Entfernung abnimmt, resultiert insgesamt ein quadratisches Abnahmegesetz.

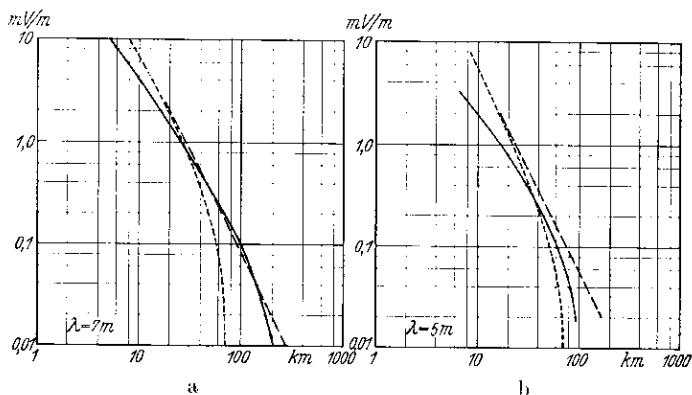


Abb. 140. — Gemessene Ausbreitungskurven nach Jones und errechnete Kurven nach Trevor und Carter — — — ohne und ····· mit Berücksichtigung der Erdkrümmung.

Für die Wellenlängen 5 und 7 m liegen genaue Ausbreitungskurven vor, die aus einer sehr großen Zahl von Einzelmessungen gemittelt sind [8]. Dieselben sind in den beiden stark ausgezogenen Kurven der Abb. 140a und b wiedergegeben. Gleichzeitig sind die nach der obigen Formel für

Vertikalpolarisation, um die es sich bei diesen Versuchen handelt, mit und ohne Berücksichtigung der Erdkrümmung errechneten Kurven eingezeichnet. Während bei der 7-m-Welle die theoretische Kurve ohne Einbeziehung der Erdkrümmung dem experimentellen Befund am besten entspricht, liegen die Meßpunkte für die kürzere Welle zwischen den beiden theoretischen Kurven. In Anbetracht dessen, daß die Theorie die Geländeformation und die Veränderung der Dielektrizitätskonstanten durch die Vegetationsschicht nicht erfaßt, liegen die Abweichungen innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit.

Eine Drehung der Polarisationssebene oder ähnliche Depolarisationseffekte, wie sie bei den längeren Wellen zu beobachten sind, wo eine den Sender linear polarisiert verlassende Welle nach Reflexion an der Heavisideschicht am Empfangsort elliptisch polarisiert ankommt, treten bei der freien Ausbreitung von ultrakurzen Wellen auch jenseits der optischen Sicht nicht auf [25]. Sobald jedoch der Erdboden mit seiner inhomogenen Formation oder sobald Sekundärstrahler oder reflektierende Objekte die freie Ausbreitung beeinträchtigen, sind Drehungen der Polarisationssebene bis zu 90° und elliptische Depolarisationserscheinungen zu konstatieren, gleichgültig ob die ursprüngliche Welle vertikal oder horizontal polarisiert ist [26]. Besonders im Häusermeer einer Stadt und in hügeligem Gelände, wo die am Boden entlanglaufenden Wellen vielfach an künstlichen und natürlichen Hindernissen gebeugt und gebrochen werden, tritt eine merkliche Zerstreuung der Energie und so starke Depolarisation auf, daß der ursprüngliche Polarisationszustand der Sendewelle überhaupt nicht mehr zu erkennen ist. Selbst bei gekreuzten Dipolen kann unter Umständen noch bis zu 60% der Empfangsenergie, wie sie parallel stehende Dipole liefern, nachgewiesen werden. Irgendwelche Gesetzmäßigkeiten, wie ein umgekehrter Drehsinn der Polarisation in entgegengesetzten Richtungen vom Sender [27], oder wie eine Abhängigkeit des Polarisationszustandes von Witterungseinflüssen [28] sind daher äußerst unwahrscheinlich, solange es nicht gelingt, alle Störeffekte durch sorgfältige Wahl der Versuchsbedingungen zu eliminieren.

e) Optimale Übertragungsfrequenzen.

Dasselbe Strahlungsbild wie auf der Senderseite gilt auf der Empfängerseite. Auch die Empfangsantenne hat ihr Spiegelbild im Erdboden, und der Empfang wird ein Optimum, wenn die Senderstrahlen in Richtung eines Maximums der Strahlungskennlinie einfallen. Legt man der Übertragung von einem Sender T zu einem Empfänger P ein bestimmtes Profil der Erdoberfläche zugrunde, indem man Sender und Empfänger in den Höhen H und h anordnet, und die Erdoberfläche zwar als gekrümmt, aber als eben und homogen annimmt, und betrachtet man nun die Übertragungsverhältnisse in Abhängigkeit von der Frequenz, so sieht man leicht, daß es für jedes beliebige Profil, für jeden Polarisationszustand und für alle Eigenschaften des überstrichenen Geländes bevorzugte Wellen geben muß, bei denen alle direkten und reflektierten Strahlen am Empfangsort gleichphasig zusammentreffen und sich in ihrer Wirkung addieren, während dazwischen Frequenzen liegen

müssen, deren Teilfelder sich durch Interferenzwirkung auslöschen. Für die Praxis bedeutet das nichts anderes, als daß es darauf ankommt, den Empfänger nach Möglichkeit in ein Interferenzmaximum zu bringen oder bei fester Lage die Welle entsprechend zu wählen.

In der Abb. 141 ist ein idealisiertes Übertragungsprofil mit den zugehörigen theoretischen Frequenzcharakteristiken für vertikale und horizontale Polarisation sowie für Wasser und Land als Zwischenmedium dargestellt [12]. Als Abszisse ist die Abweichung der Feldstärke E von der bei freier Raumausbreitung zu erwartenden Feldstärke E_d in Dezibel ($= 20 \log E_d/E$) aufgetragen. Die Kurven für horizontale Polarisation über Land (= 20 MHz) aufgetragen. Die Kurven für horizontale Polarisation über Land (= 20 MHz) aufgetragen. Die Kurven für horizontale Polarisation über Land (= 20 MHz) aufgetragen.

Je höher die Frequenz wird, um so stärker machen sich die Phasenverschiebungen bei der Reflexion und die rein geometrisch bedingten Gangunterschiede bemerkbar, bis bei sehr kurzen Wellen mehrere periodisch aufeinanderfolgende Maxima und Minima erscheinen, in denen die Feldstärke sogar über den Betrag der freien Raumwelle ansteigen kann. Die Zwischenfrequenzen ergeben sehr viel schlechtere Übertragungen und sind im praktischen Betrieb

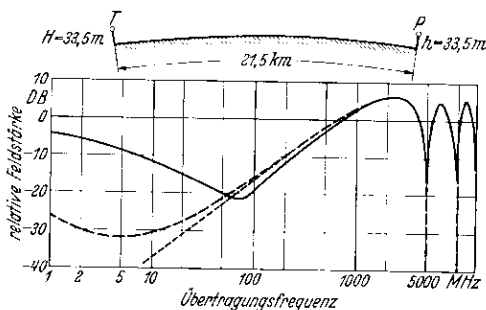


Abb. 141.
Frequenzkennlinie eines idealisierten Übertragungsprofils nach Schelleng, Burrows und Fetteil.

- Vertikale Polarisation über Wasser.
- - - Vertikale Polarisation über Sand.
- · · · · Horizontale Polarisation über Sand.

möglichst zu vermeiden. Natürlich kann kaum erwartet werden, daß die für den idealisierten Fall geltenden Kurven die in Wirklichkeit vorliegenden Verhältnisse genau widerspiegeln, doch läßt sich die Notwendigkeit erkennen, die für einen bestimmten Übertragungskanal in Frage kommenden Frequenzen sorgfältig auszuwählen. Erschwerend kommt hinzu, daß hierbei noch der Apparatwirkungswinkel sowie die Fragen der erreichbaren Bündelung mit berücksichtigt werden müssen.

B. Beugung.

Soweit das physikalische Bild der Ausbreitungsvorgänge bisher entwickelt worden ist, wurde immer eine plangekrümmte und homogene Erdoberfläche vorausgesetzt. Beides ist in Wirklichkeit nur ganz selten der Fall. Im allgemeinen wird die natürliche Formation des Zwischenlandes immer mehr oder weniger von dem idealisierten Fall abweichen, d. h. hügelig sein, während die Beschaffenheit der Erdoberfläche mit ihrer Vegetationsschicht äußerst ungleichmäßig ist. Selbst der Meeresspiegel kann nur bei völlig ruhiger See als absolut eben angesehen werden, während schwacher Wellengang schon eine merklich ungleichmäßige Reflexionsfläche bildet. Nun handelt es sich bei der Reflexion elektrischer

Wellen, wenn man von der unmittelbaren Umgebung des Senders und Empfängers absieht, deren Einfluß durch erhöhte Aufstellung unschwer zu eliminieren ist, ausnahmslos um sehr kleine Einfallswinkel, d. h. um streifende Inzidenz. In diesem Fall tritt aber selbst an geometrisch unregelmäßigen Grenzflächen vollkommene Reflexion ein, wie es aus der Optik bekannt ist¹.

Anders liegt der Fall, wenn sich zwischen Sender und Empfänger beträchtliche Erhebungen befinden, die durchaus nicht unmittelbar in die optische Sichtlinie hineinzuragen brauchen, sondern auch kleinere Erhebungen über dem Erdboden können den Verlauf der reflektierten Strahlen schon merklich ändern.

Die Einwirkung eines Hindernisses, z. B. eines Hügels auf den Strahlengang, wird am besten auf Grund des Huyghenschen Prinzips behandelt, wie es durch die Abb. 142 veranschaulicht sei [12]. Eine von

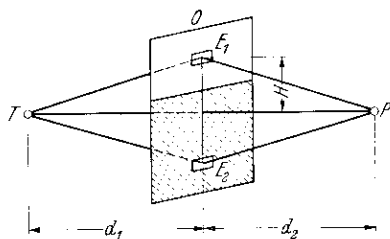


Abb. 142. Darstellung des Huyghenschen Prinzips.

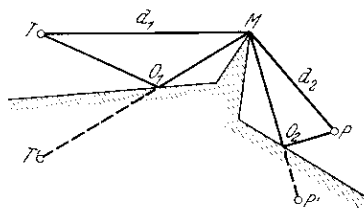


Abb. 143. Beugung an einem Hügelrücken und Reflexion am Erdboden.

T ausgehende Welle breitet sich nicht nur längs der geometrischen Verbindungslinie bis zum Aufpunkt P aus, sondern erreicht diesen auch durch die in der Ebene C befindlichen Öffnungen E_1 und E_2 , die als selbständige Strahlungszentren anzusehen sind. Außer mit $P - T$ muß man also noch mit den Strahlen $T - E_1 - P$ und $T - E_2 - P$ rechnen. Ersetzt man die Ebene 0 durch einen Hügel, dann wird die direkte und die untere Strahlung durch die Schraffur abgeschirmt, und es bleibt nur die obere, über den Hügelrücken laufende Strahlung übrig.

Auf Grund des Huyghenschen Prinzips ergibt sich für die Empfangsfeldstärke im Punkt P der Ausdruck:

$$E = E_d (A - jB),$$

wobei A und B die aus der Optik bekannten Fresnelschen Integrale bedeuten.

Diesem einfachen Bild haftet noch eine gewisse Unvollkommenheit an, die an Hand der Abb. 143 gezeigt werden soll, und die darauf beruht, daß die Höhe der Beugungskante M über dem Erdboden im allgemeinen klein ist gegenüber den beiderseitigen Abständen d_1 und d_2 . Da man auch hier wieder annehmen darf, daß der Reflexionskoeffizient

¹ Durch einen einfachen Versuch läßt sich die optische Totalreflexion bei streifender Inzidenz anschaulich zeigen: Blickt man nämlich unter kleinem Erhebungswinkel über ein nicht zu raues Papier gegen eine Lichtquelle, so spiegelt sich die Lichtquelle deutlich in dem sonst nur diffus reflektierenden Papier.

des Erdbodens nicht sehr von 1 abweicht, können die vom Boden reflektierten Strahlen wiederum vom Spiegelbild T' des Strahlers ausgehend und zum Spiegelbild P' des Aufpunkts gelangend gedacht werden. Infolgedessen entstehen wegen der Reflexion vor und hinter dem Hügel folgende vier Strahlen:

$$T - M - P; \quad T - O_1 - M - P; \quad T - M - O_2 - P \quad \text{und} \\ T - O_1 - M - O_2 - P.$$

Amplituden und Phasen dieser 4 Komponenten lassen sich auf Grund des obigen Ansatzes errechnen, und die Feldstärke im Aufpunkt P setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$E = E_d C_1 e^{j(\eta_1 + \xi_1)} + C_2 F_1 e^{j(\eta_2 + \xi_2 - \psi_1)} + C_3 F_2 e^{j(\eta_3 + \xi_3 - \psi_2)} + C_4 F_1 F_2 e^{j(\eta_4 + \xi_4 - \psi_1 - \psi_2)}$$

Darin bedeuten C die Feldstärkeverhältnisse mit und ohne Beugung, η die durch die Beugung entstehenden Phasenverschiebungen, ξ die Phasenverschiebungen

auf Grund der geometrischen Weglängen, F die Reflexionskoeffizienten und ψ die Phasenverschiebung bei der Reflexion. Es ist natürlich verständlich, daß sich durch solche Näherungsrechnungen die wirklichen Verhältnisse nicht vollständig naturgetreu darstellen lassen, vor allem dann nicht, wenn sich mehrere Hügel in Richtung der

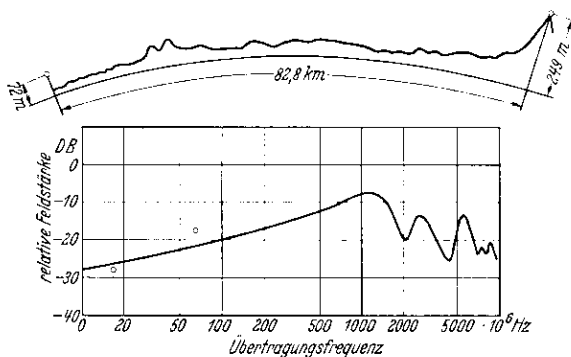


Abb. 144. Frequenzkennlinie eines praktischen Übertragungsprofils mit Meßpunkten bei $\lambda = 17$ und 4 m [12].

Wellenausbreitung aneinander reihen. Grundsätzlich lassen sich auf die beschriebene Weise auch Hindernisse, welche in die Ausbreitzungszone hineinragen, ohne die optische Sicht abzuschneiden, erfassen, indem bei der Superposition der direkten und der reflektierten Strahlung die Beugungseffekte in die Rechnung eingeführt werden.

Unter weitgehenden Vereinfachungen ist von Schellen, Burrows und Ferrell die Frequenzkennlinie des im oberen Teil der Abb. 144 dargestellten Profils unter Zugrundelegen eines Reflexionskoeffizienten von 0,8 aufgestellt worden. Die Erhebungen sind im Maßstab 1:50 überhöht, was durch eine entsprechende Verkleinerung des Erdradius ausgeglichen werden muß. Die angegebene Frequenzkennlinie berücksichtigt neben Reflexion und Beugung auch die atmosphärische Strahlenkrümmung, indem statt des wirklichen der 1,33fache äquivalente Erdradius eingesetzt wurde. Die beiden, bei $\lambda = 17$ und 4 m aufgenommenen Meßpunkte zeigen, daß die Theorie den wirklichen Verhältnissen sehr gut gerecht wird. Als optimale Frequenz erkennt man 1200 MHz oder $\lambda = 25$ cm. Natürlich ist auch hier kaum anzunehmen, daß gerade dieser Wert bei den der Rechnung zugrunde liegenden Vereinfachungen

dem Experiment genau entsprechen wird, doch weisen diese Betrachtungen einen eindeutigen Weg, auf dem an Hand weiteren Beobachtungsmaterials eine theoretische Erfassung auch komplizierterer Geländeformationen möglich erscheinen kann.

C. Absorption und Streuung.

a) Atmosphärische Absorption.

Während die Luft innerhalb der Troposphäre langen Wellen gegenüber bekanntlich als absorptions- und dämpfungsfreies Medium gilt, wird das sichtbare Licht bereits bei verhältnismäßig schwacher Nebelbildung und bei Regen fast vollständig absorbiert, und auch die infrarote Strahlung unterliegt, wie schon in der Einleitung (Band I) bemerkt wurde, einer analogen Dämpfung. Es ist daher die Frage berechtigt, bis zu welchen Wellenlängen sich diese Absorption noch bemerkbar macht. Nur bei besonders intensiver Sonnenstrahlung, z. B. über einer Schneedecke im Hochgebirge kann die Ionisation so stark werden, daß schon bei Dezimeterwellen eine Zerstreuung und Absorption merklich wird. Im allgemeinen findet dagegen eine Absorption nur durch die bei Nebel und Regen in der Luft befindlichen Wassertropfchen statt. Den normalerweise geltenden Ausbreitungsgesetzen überlagert sich dann der zerstreuende und absorbierende Einfluß des durchlaufenen Mediums, so daß sich z. B. in der Entfernung d die Strahlungslichte I eines divergierenden Strahlenbündels aus der Anfangsdichte I_0 am Sender berechnet zu:

$$I = \frac{I_0}{d^2} e^{-\alpha d}.$$

Der Absorptionskoeffizient α ist danach definiert als der Bruchteil der einfallenden Intensität, der beim Durchlaufen der Längeneinheit in dem absorbierenden Medium verloren geht.

Das Problem der Absorption und Zerstreuung elektromagnetischer Wellen hat ein Analogon in der optischen Absorption in kolloidalen Lösungen, und die dort entwickelte Theorie kann ohne wesentliche Einschränkungen auf das hier vorliegende Problem übernommen werden [29]. Voraussetzung ist nur, daß der Abstand der einzelnen Wassertropfchen groß ist gegen ihren Radius a , was nach der Meteorologie selbst bei starkem Regen zutrifft und ferner, daß die Wasserpunkte einen komplexen Brechungsindex mit merklichem Imaginärteil aufweisen. Trifft eine ebene Welle auf ein solches Tröpfchen auf, so wird dasselbe zu einem neuen Strahlungszentrum und sendet eine sphärische Sekundärwelle aus. Die resultierende Feldstärke in jedem Punkt ergibt sich aus der Überlagerung der sekundären und der primären Welle, wobei die letztere wegen der Absorption im Wasser und wegen der neu erzeugten Sekundärwelle einen Energieverlust erleidet.

Der Einfluß in die Luft eingebetteter Partikelchen muß in erster Linie in einer Diffusion bestehen, und die in Anlehnung an die Optik kolloidaler Lösungen entwickelte Theorie ergibt den hierauf beruhenden Absorptionskoeffizienten zu:

$$\alpha = \frac{64 \pi^3 a^6 N}{3 \lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right)^2,$$

wobei N die Anzahl der streuenden Partikelehen in der Volumeneinheit bedeutet. Im allgemeinen ist der Brechungsindex n zwar komplex, doch verschwindet, solange die Leitfähigkeit des Wassers vernachlässigt werden kann, sein Imaginärteil; für $\lambda = 4-5$ cm muß die komplexe Form des Brechungsexponenten benutzt werden.

In der folgenden Tabelle sind für drei meteorologische Fälle die einzelnen Absorptionskoeffizienten und die Entfernungen D in Kilometern zusammengestellt, welche von Wellen der angegebenen Länge durchlaufen werden können, ehe ihre Energie auf den 10. Teil absinkt. Man erkennt, daß die Streuung von Wellen, die länger als 5—10 cm sind, absolut vernachlässigt werden kann. Unterhalb dieses Wertes steigt die Absorption indessen sehr rasch an. So ergibt sich für eine 1-cm-Wellenlänge im Regen eine Entfernung D von nur 130 km, eine Strecke, die in Anbetracht der in diesem Frequenzgebiet bereits auftretenden Dispersion der Wassermoleküle in Wirklichkeit noch erheblich kürzer sein dürfte.

	ρ cm	$N \cdot \text{m}^3$	$\lambda = 50$ cm		$\lambda = 10$ cm		$\lambda = 5$ cm	
			α	D km	α	D km	α	D km
Nebel . . .	0,0005	$1,14 \cdot 10^7$					$5,7 \cdot 10^{-18}$	$4 \cdot 10^{12}$
Regen . . .	0,05	530	$2,7 \cdot 10^{-14}$		$16,9 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^{-10}$	8500
Wolkenbruch	0,15	380	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^6$	$8,8 \cdot 10^{-9}$	$2,6 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	150

b) Absorption und Streuung durch Hindernisse.

Bei der Ausbreitung ultrakurzer Wellen über Land treten sehr oft natürliche und künstliche Hindernisse, wie Bäume, Häuser, Schornsteine oder Leitungsmasten, deren Ausdehnung mit der Wellenlänge vergleichbar ist, unmittelbar dem Strahlengang entgegen, und da diese Hindernisse eine von Luft abweichende Dielektrizitätskonstante und eine bestimmte Leitfähigkeit haben, werden die Wellen zerstreut und absorbiert. Besonders starke Störungen zeigen sich natürlich, wenn eine starke Häufung von Hindernissen auftritt, wie es im Wald der Fall ist. Dieser ergibt eine von Luft unterschiedliche mittlere Dielektrizitätskonstante, die von den Baumwipfeln zum Erdboden hin, wo die Vegetation dichter wird, allmählich zunimmt, und dasselbe gilt auch hinsichtlich der Leitfähigkeit. Unter diesen Umständen wird ein in Wald eindringender Wellenstrahl so stark gebeugt, daß sein Krümmungsradius ungefähr gleich dem Erdradius wird. Andererseits findet aber eine so starke Absorption statt, daß die Wellen je nach ihrer Länge schon nach wenigen hundert Metern praktisch vollkommen verschluckt werden.

Durch die Entwicklung des Fernsehfunks hat die Bestrahlung geschlossener Stadtgebiete mit Ultrakurzwellen eine besonders große Bedeutung erlangt. Für lange Wellen bildet der Gebäudekomplex einer Großstadt kein nennenswertes Hindernis, weil innerhalb der Abmessungen eines Hauses das Mauerwerk als homogener Isolator mit einer reellen Dielektrizitätskonstanten wirkt, der zwar die Phasengeschwindigkeit der Wellen zu ändern, mangels Energieumsatzes aber keine Absorption zu bewirken vermag. Diese Verhältnisse ändern sich grundlegend,

sobald die Wellenlänge mit der Größenordnung der Gebäudeabmessungen vergleichbar wird, wie es bei Ultrakurzwellen leicht der Fall ist. Da außerdem im Mauerwerk starke Ohmsche Verluste vorhanden sind, tritt eine mit wachsender Wandstärke zunehmende Dämpfung auf.

Um die Absorptionsverhältnisse einer theoretischen Behandlung leicht zugänglich zu machen, muß man sich auf Gebäudewände be-

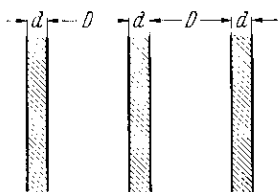


Abb. 145. Äquidistante Wände als Kettenleiter.

schränken, die senkrecht zur Wellennormalen stehen und gleiche Dicke und gleichen Abstand voneinander besitzen. Man erhält dann ein Medium von der in Abb. 145 schematisch angegebenen Struktur, wie sie den in der Elektrotechnik und Akustik bekannten Kettenleitern eigen ist [30]. Jedes Einzelglied wird von einer Wand mit der Dicke d , der Dielektrizitätskonstanten ϵ und der Leitfähigkeit σ sowie von dem zugehörigen Luftraum gebildet. Beim Auftreffen einer elektromagnetischen Welle findet

an beiden Begrenzungsflächen eine teilweise Reflexion und ein teilweises Eindringen der Wellen in die folgenden Medien statt, weil die Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Wand eine andere als in Luft ist. Die Wand ist also durch ein Medium mit der komplexen Dielektrizitätskonstanten $\epsilon' = \epsilon + j \frac{\sigma}{\omega A}$ ($\Delta = 1/36 \cdot 10^{11}$), dem Verlustwinkel $\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sigma}{\omega A \epsilon}$ und dem komplexen Brechungsindex $n^2 = \epsilon (1 - j \operatorname{tg} \varphi)$ zu ersetzen. Mit Hilfe der Ausbreitungsgeschwindigkeit $c' = c/n$ innerhalb der Wand

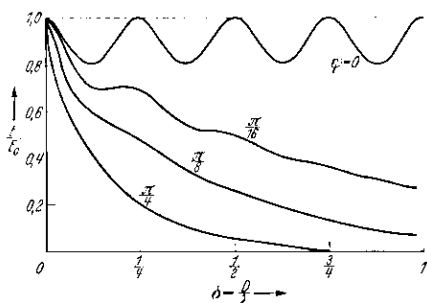


Abb. 146. Die relative Feldstärke hinter Wänden mit verschiedenen Verlustwinkeln nach Zubrt.

läßt sich dann die relative Feldstärke hinter der Wand im Verhältnis zur einfallenden Feldstärke E_0 errechnen. Das Ergebnis einer solchen Rechnung ist in der Abb. 146 dargestellt [31]. Dabei ist als Abszisse die numerische Wandstärke $\delta = D/\lambda$ im Verhältnis zur Wellenlänge und als Parameter der Verlustwinkel φ gewählt, während die Dielektrizitätskonstante $\epsilon = 4$ angenommen ist. Für eine verlustfreie Wand mit $\varphi = 0$ treten reine Reflexionen ohne Dämpfung auf. Je

nachdem die von der Rückseite reflektierten Wellen mit den auf die Vorderseite auffallenden in Phase oder gegenphasig sind, d. h. je nachdem die Wandstärke $D = \lambda/4; \lambda/2; 3\lambda/4 \dots$ oder $\lambda/8; 3\lambda/8 \dots$ ist, hat die durchgelassene Welle ein Maximum oder Minimum. Sind in dem durchlaufenen Medium Verluste vorhanden, so verschwindet die von den Reflexionen herrührende Welligkeit bei starker Dämpfung vollständig. Jedenfalls erkennt man aus den dargestellten Kurven, daß eine beträchtliche selektive Absorption durch eine leitende Wand entstehen kann, sobald die Wandstärke mit der Wellenlänge vergleichbar und wenn der Verlustwinkel einigermaßen groß wird.

Wendet man die Theorie der Kettenleiter auf eine Reihe, entsprechend der Abb. 145 hintereinander aufgestellter und durch Wände aus einem homogenen Dielektrikum getrennter Räume an, so läßt sich zeigen, daß bei verschiedenen Frequenzen unendlich viele Durchlaß- und Sperrbereiche auftreten, und daß der Wellenwiderstand in den Durchlaßbereichen reell, in den Sperrgebieten dagegen rein imaginär ist. Die Sperrwirkung des Kettensystems ist also einer Totalreflexion im optischen Sinne gleich zu erachten. Die längste kritische Welle liegt in der Größenordnung des Wandabstands D , und alle weiteren kritischen Wellenlängen sind ganzzahlige Bruchteile. Sieht man als praktisch noch brauchbare Reichweite die Entfernung an, nach deren Durchlaufen die Feldstärke auf den 100. Teil gesunken ist, so ergibt die erste kritische Grenzwellenlänge eine Entfernung von nur 170 m. Wenn diese Angabe auch wegen der in Wirklichkeit vorhandenen Regellosigkeit der Gebäudeabmessungen nur eine

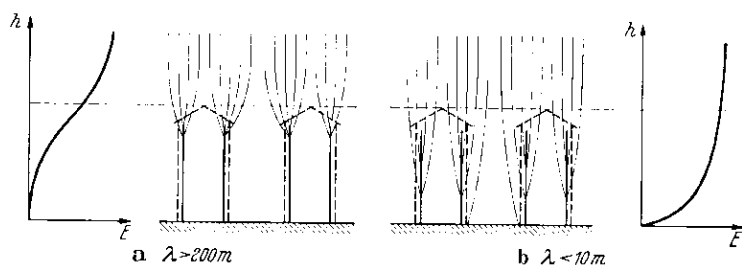


Abb. 147. Feldlinien und Verlauf der Feldstärke in einem Hof a) bei Rundfunkwellen und b) bei Ultrakurzwellen nach Klinkke.

Schätzung bedeutet, so erkennt man doch, daß für die Versorgung einer Großstadt mit Ultrakurzwellen die Bodenwelle nicht mehr in Frage kommen kann.

Meistens sind in den Häusern noch senkrecht verlaufende metallische Leitungen enthalten, die im Idealfall als geerdete Antennen anzusehen sind. Bei den durch die räumlichen Ausdehnungen der Gebäude gegebenen Längenabmessungen liegen die Resonanzfrequenzen weit über denen des Rundfunkbereichs, ihre Grund- oder Oberwellen können dagegen leicht in den Ultrakurzwellenbereich fallen. Der Hochfrequenzwiderstand ist demnach für Frequenzen unter $1,5 \cdot 10^6$ Hz verhältnismäßig klein, für Frequenzen über $3 \cdot 10^7$ Hz dagegen groß. In einem durch hohe Gebäude gebildeten Hof kann man sich die Verteilung der elektrischen Feldlinien eines Rundfunksenders und eines Ultrakurzwellensenders infolgedessen etwa wie in Abb. 147a und b vorstellen [32]. Die Feldstärke nimmt bei $\lambda > 200$ m von der Dachkante an sehr rasch ab (Abb. 147a), während sie bei Ultrakurzwellen erst kurz über dem Erdboden eine Verminderung erfährt, wenn man die Feldstärke auf dem Erdboden in beiden Fällen mit Null ansetzt.

Um eine freie Raumausbreitung zu erhalten, muß der Sender in möglichst großer Höhe H über den Dächern aufgestellt werden. Befindet sich der Empfänger dagegen noch innerhalb des durch eine Schicht von der Dicke d dargestellten und als homogen angenommenen Häuser-

mediums, wie es die Abb. 148 veranschaulichen mag, so durchlaufen die Wellen unter Vernachlässigung der an sich geringen Brechung eine absorbierende Schichtlänge [33]

$$S \cong \frac{r(d-h)}{H-h}$$

und zu dem für den freien Luftraum geltenden Ausbreitungsgesetz tritt noch ein von r abhängiges Schwächungsglied hinzu:

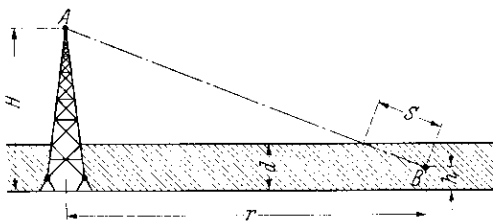


Abb. 148. Ausbreitung ultrakurzer Wellen in der Großstadt nach Schröter.

$$E = \frac{K\sqrt{W}}{r} e^{-\alpha S^{1/2}}$$

$$= \frac{K\sqrt{W}}{r} e^{-\frac{\alpha}{\lambda} \frac{r(d-h)}{H-h}}$$

Man ersieht daraus, daß es darauf ankommt, $(d-h)$ möglichst klein zu machen, d. h. die Empfangsantenne möglichst nahe der Oberfläche der Absorptionsschicht anzubringen. Ferner trägt auch die

Höhe H des Sendedipols zur Verkürzung der absorbierenden Strecke bei, wenn auch nicht in gleichem Maße wie h .

Für die beiden Wellenlängen 5 und 7 m sind in der Abb. 149 zwei experimentell ausgemessene Ausbreitungskurven aufgetragen, während die gestrichelten Kurven

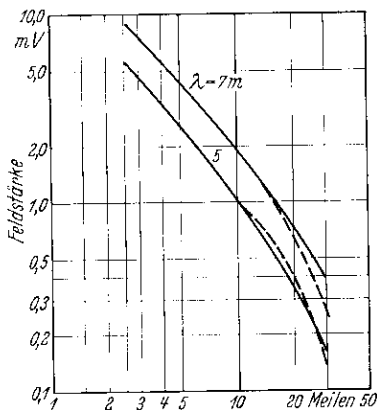


Abb. 149.

Experimentelle und theoretische Ausbreitungskurven in der Großstadt nach Jones.

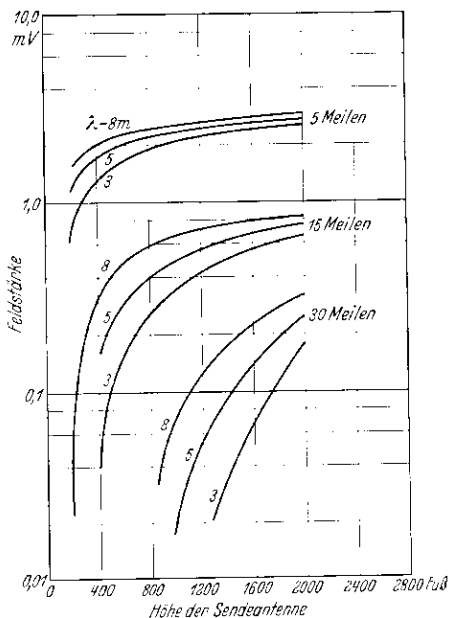


Abb. 150.

Die Feldstärke eines Ultrakurzwellensenders in Abhängigkeit von der Antennenhöhe H [s].

unter Zugrundelegung eines durchschnittlichen Absorptionskoeffizienten von $\alpha = 0,004$ errechnet sind [8]. Offensichtlich werden für diesen Wert die experimentellen Kurven gut wiedergegeben. Natürlich kann es sich

hierbei nur um eine rohe Mittelung handeln, allein schon deshalb, weil das Strahlungsdiagramm eines Ultrakurzwellensenders über der Großstadt wegen reflektierender Leiter in der nächsten Umgebung nicht mehr kreisförmig ist und weil sich infolgedessen in den verschiedenen Richtungen gänzlich andere Kurven ergeben.

Um die Bedeutung einer möglichst großen Senderhöhe zu veranschaulichen, und um praktische Unterlagen für eine Schätzung des Empfangsfeldes eines Ultrakurzwellensenders innerhalb der Großstadt zu geben, seien in der Abb. 150 die Beziehungen zwischen Feldstärke, Antennenhöhe, Abstand und Wellenlänge unter der Annahme des obigen Absorptionskoeffizienten und für eine Schichtdicke d von etwa 8 m graphisch dargestellt. Dabei ist ein Sender von 1 kW-Leistung zugrunde gelegt, während sich der Empfänger nahe am Erdboden befinden soll. Diese Kurven zeigen vor allen Dingen eine um so deutlichere Überlegenheit der längeren Wellen, je größer die Entfernung ist.

D. Interferenzfelder.

Durch Beugung, Streuung und Reflexion der ultrakurzen Wellen an Hindernissen, und indem diese als Sekundärstrahler wirken, entstehen in der Umgebung von Bäumen, Häusern usw. durch Zusammenwirken der sekundären und der direkten Strahlung Interferenzfelder, die sich durch Linien gleicher, oder maximaler und minimaler Feldstärke nach Art einer Profilkarte darstellen lassen. Ein Beispiel für ein solches, von einem einzelnen Baum herrührendes Interferenzfeld ist in der Abb. 151 wiedergegeben. Kleine Verschiebungen des Empfängers können in einem derartigen Störungsfeld beträchtliche Feldstärkeschwankungen bewirken, so daß das ursprüngliche Ausbreitungsgesetz vollständig überdeckt werden und unter Umständen sogar der Eindruck eines negativen Absorptionskoeffizienten entstehen kann.

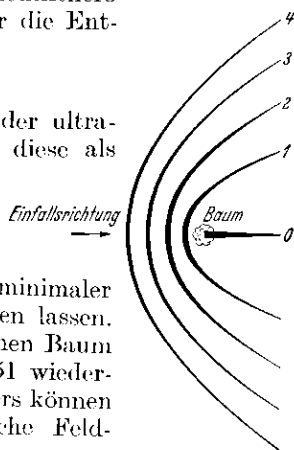


Abb. 151. Stehende Wellen um einen Baum.

Im allgemeinen liegen die Verhältnisse nicht so übersichtlich, vielmehr werden meistens mehrere Reflexionsstellen und Sekundärstrahler zusammenwirken und durch Überlagerung der einzelnen Interferenzfelder den Anlaß zu einer komplizierten Feldstärkeverteilung geben. Besonders ausgeprägt sind diese Effekte in geschlossenen Räumen, wo nicht nur die Wände teilweise reflektieren, sondern wo auch die darin befindlichen Gegenstände weitere Reflexionszentren darstellen. Die Abb. 152 zeigt ein im Inneren einer Wohnung ausgemessenes Interferenzfeld, das von einem in geringer Entfernung aufgestellten Sender herrührt [8]. Natürlich hängt die ganze Konfiguration dieses Strahlungsfeldes in hohem Maße von der Richtung ab, aus der die Wellen einfallen, und zeigt vor allem bei verschiedenen Frequenzen ein vollkommen anderes Aussehen, wie es ja auch von akustischen Schallfeldern bekannt ist. Außerdem bewirken die geringsten Bewegungen

irgendwelcher reflektierender Körper oder Gegenstände, wie z. B. von Menschen, Deformationen des Interferenzfeldes, die sich in einem

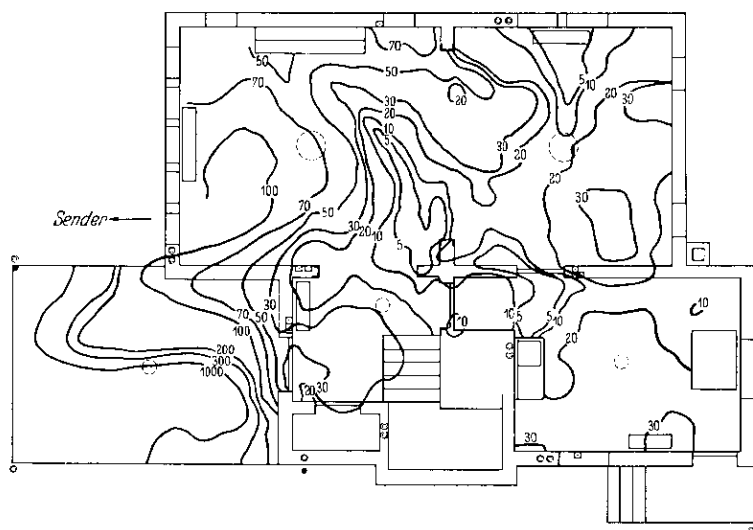


Abb. 152. Interferenzfeld in einer Wohnung bei $\lambda = 6 \text{ m}$ [8].

ortsfesten Empfänger als Lautstärkeschwankungen bemerkbar machen. Größere und gut reflektierende Gegenstände, wie Kraftwagen, Straßen-

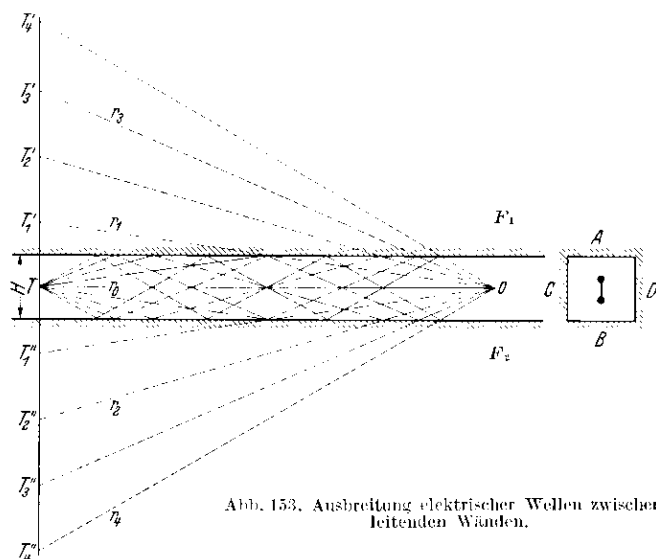


Abb. 153. Ausbreitung elektrischer Wellen zwischen leitenden Wänden.

bahnen oder Eisenbahnzüge können auf diese Weise selbst auf größere Entfernung nachgewiesen werden.

Noch stärkere Interferenzeffekte zeigen sich, wenn sich die Wellen innerhalb eines langen Raumes, beispielsweise in einem Tunnel, einem Bergwerkstollen oder einer Höhle ausbreiten sollen, deren Querschnitt in die Größenordnung der Wellenlänge fällt. Zunächst kann man das Problem dadurch vereinfachen, daß man die Strahlung zwischen zwei parallelen und spiegelnden Flächen betrachtet. Durch vielfache Spiegelung eines Senders T' in Abb. 153 an den beiden Begrenzungsflächen F_1 und F_2 tritt in der aus der Optik bekannten Weise zu dem reellen Sender eine unendliche Anzahl virtueller Sender T'' und $T''' \dots$ hinzu, und das Strahlungsfeld setzt sich durch Überlagerung der von dieser Dipolreihe

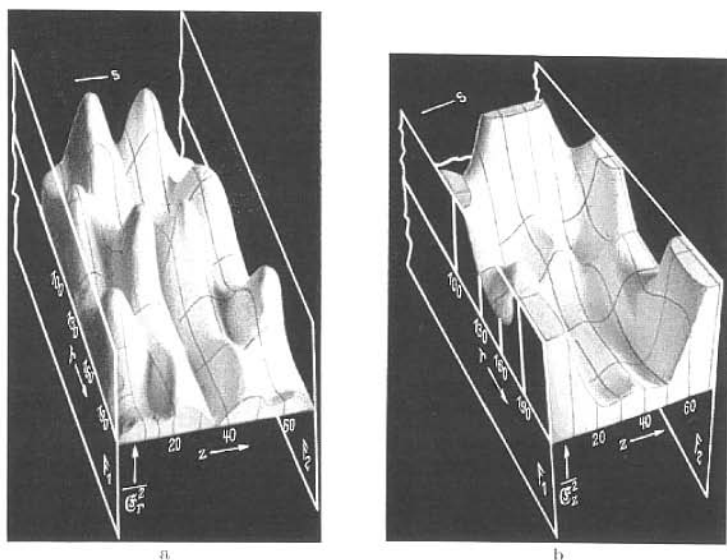


Abb. 154. Verlauf der Horizontalkomponente a) und der Vertikalkomponente b) des elektrischen Feldvektors zwischen zwei leitenden Flächen nach Bergmann und Doerfel.

stammenden Kugelwellen zusammen [34]. Es würde zu weit führen, auf die Theorie dieser Vielfachreflexionen näher einzugehen, doch seien in der Abb. 154 a und b die Ausbreitungsfelder für die Horizontal- und Vertikalkomponente der elektrischen Kraft, welche die strahlende Antenne S zwischen den beiden Metallflächen F_1 und F_2 erzeugt, als Raumdiagramm dargestellt [35]. Um zu einer räumlichen Darstellung der Feldverteilung im ganzen Strahlungsraum zu gelangen, muß man die den Abbildungen zugrunde liegende Horizontalebene mit den als Ordinaten angegebenen Feldstärkewerten um die Antenne S als Rotationsachse drehen. Die Diagramme zeigen, daß die elektrische Kraft wegen der vielen Reflexionen ausgeprägte Maxima und Minima aufweist, deren Lage jedoch weder zum Abstand vom Strahler noch zur Wellenlänge in einer einfach periodischen Beziehung steht. Eine Gegenüberstellung der beiden Abbildungen läßt erkennen, daß die vom Sender emittierten Wellen ein im allgemeinen elliptisch polarisiertes Strahlungsfeld hervorrufen, in welchem bald die Horizontal- bald die Vertikalkomponente des

elektrischen Vektors überwiegt. Für die Vertikalkomponente ist der größte Teil der Energie in der Nähe der Metallflächen konzentriert, die gewissermaßen als Führungselemente wirken.

Wendet man das so gewonnene Bild auf den Fall an, daß das Strahlungsfeld außer in der Horizontalen auch noch in der Vertikalen durch zwei leitende Ebenen begrenzt ist, so sind im ganzen drei Strahlungszüge zu superponieren, nämlich erstens der direkte Strahl, zweitens die Strahlen, deren elektrischer Vektor senkrecht auf den Wänden steht, und drittens die, deren Vektor parallel gerichtet ist. Erschwerend kommt in der Praxis hinzu, daß die Begrenzungsflächen keine vollkommene Leitfähigkeit, sondern einen komplexen Brechungsindex und Reflexionskoeffizienten besitzen. Auf Grund der im Abschnitt 2, A, durchgeführten

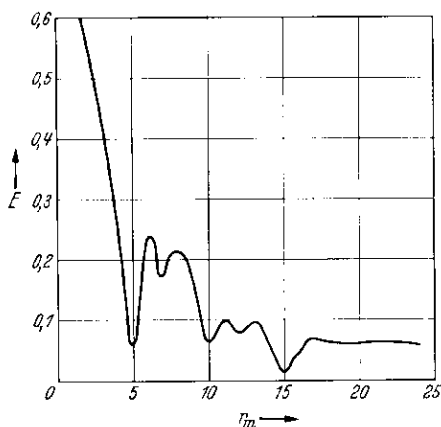


Abb. 155. Verlauf der Feldstärke im Abstand r vom Sender nach Arenberg und Peleikov.

Behandlung der Reflexion an einem schlecht leitenden Dielektrikum kann man sich leicht vorstellen, daß die in verschiedenen Richtungen vom Erreger ausgehenden und dementsprechend auch unter verschiedenen Winkeln auf die Wände auftreffenden Wellen ganz verschiedene Dämpfung und Phasenverschiebung erfahren. Das Feld an einem beliebigen Empfangspunkt entsteht auch hier durch Überlagerung des direkten und unendlich vieler reflektierter Strahlen, doch läßt sich zeigen, daß schon bei Berücksichtigung der ersten drei virtuellen Strahler eine gute Annäherung an die Wirklichkeit zu erzielen ist [36]. Die Kurve der

Abb. 155 zeigt ein auf dem beschriebenen Weg abgeleitetes Ausbreitungsgesetz, und läßt eine äußerst starke Dämpfung der Wellen in einem Tunnel erkennen. Wegen der fast immer vorhandenen Unregelmäßigkeiten und Inhomogenitäten der Begrenzungswände, die zudem noch oft durch hölzerne oder metallische Stützbohlen und Träger unterbrochen sind, werden die Wellen in Wirklichkeit diffus reflektiert, so daß schon aus diesem Grunde keine exakte Übereinstimmung mit der Theorie erwartet werden kann. Ist der Tunnel gekrümmt, so folgen die Wellen der Krümmung zwar, doch macht die starke Dämpfung diese Wirkung praktisch illusorisch.

E. Raumresonanz.

Anders liegen die Verhältnisse, wenn das Strahlungsfeld einer Dipolantenne von einem leitenden Hohlzylinder in der Weise begrenzt wird, daß sich die Antenne in der Achse dieses Zylinders befindet. Für den Idealfall, d. h. für einen unendlich langen Zylinder mit unendlich gut leitenden Wänden ergibt die Theorie bestimmte kritische Zylinderradien,

für welche die axiale elektrische und magnetische Feldkomponente innerhalb des ganzen Zylinders unendlich hohe Werte annimmt, oder die mit anderen Worten Raumresonanz ergeben [34, 37]. Bei Zylindern von endlicher Länge tritt dieser Fall wegen Energieverlusten durch Abstrahlung nicht ein, sondern die Feldstärke fällt von der Zylinderachse zu den Wänden hin bis auf Null ab.

Aus dem Ausdruck für das Hertzsche Potential in einem beliebigen Aufpunkt ergeben sich die kritischen Zylinderradien zu:

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{k_n}{2 \cdot \pi},$$

wobei k_n die Nullstellen der Besselschen Zylinderfunktion erster Art, nullter Ordnung sind nämlich (nach Jahnke-Emde):

$$\begin{array}{cccc} k_1 & k_2 & k_3 & k_4 \\ 2,40 & 5,52 & 8,65 & 11,79. \end{array}$$

Bei den höheren Ordnungszahlen ($n = 2, 3, \dots$) bilden die Partialwellen Knotenflächen, welche die Gestalt von konzentrischen Zylindern haben.

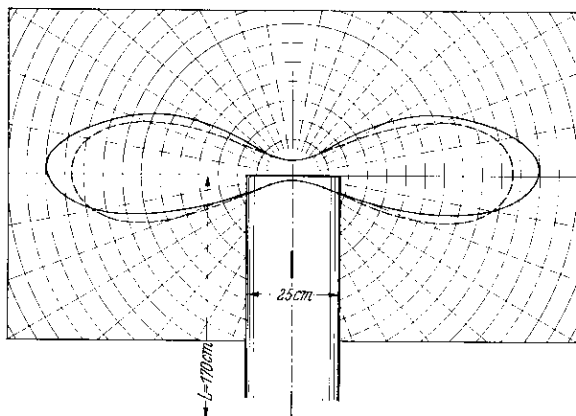


Abb. 156. Strahlungsdiagramm bei Raumresonanz eines offenen Zylinders nach Bergmann und Krügel ($R_1 = 12,48$ cm; $\lambda = 33,1$ cm).

In Übereinstimmung mit der Theorie zeigt die experimentelle Untersuchung der Raumresonanz, daß die Achsenkomponenten des elektrischen und magnetischen Feldes bei den durch die obige Formel bestimmten kritischen Radien maximale Werte annehmen.

Praktisch können die Zylinder natürlich nur wenige Wellen lang sein. Da ein Energietransport in Achsenrichtung stattfindet, erfolgt an den offenen Zylinderenden eine beträchtliche Energiestrahlung. Interessant ist, in welcher Form diese Strahlung vor sich geht. Das Strahlungsdiagramm für den Fall des ersten kritischen Zylinderradius zeigt die ausgezogene Kurve in Abb. 156. Offensichtlich stehen die Strahlungsmaxima auf der Zylinderachse senkrecht, was sich daraus erklärt, daß die radialen Feldkomponenten überall gegen die axialen Feldkomponenten zu vernachlässigen sind. Der Poyntingsche Vektor zeigt daher in Richtung der Zylinderradien nach außen.

Zum Vergleich ist in die Abb. 156 das Strahlungsdiagramm der Antenne ohne Zylinder gestrichelt miteingezeichnet, und zwar mit seinem Zentrum in den Mittelpunkt der Zylinderöffnung verschoben. Durch die Raumresonanz wird die Antennenstrahlung deutlich verstärkt. Bedenkt man, daß aus dem rückwärtigen Zylinderende nochmal dieselbe Energie austritt, so ergibt sich ungefähr eine Verdoppelung der Gesamtstrahlung: Der Zylinder wirkt für die in seinem Inneren befindliche Antenne gewissermaßen als „Resonanzboden“.

Es leuchtet ein, daß Ausdehnung und Form des Strahlungsdiagramms von der Ordnungszahl des kritischen Zylinderradius abhängen muß.

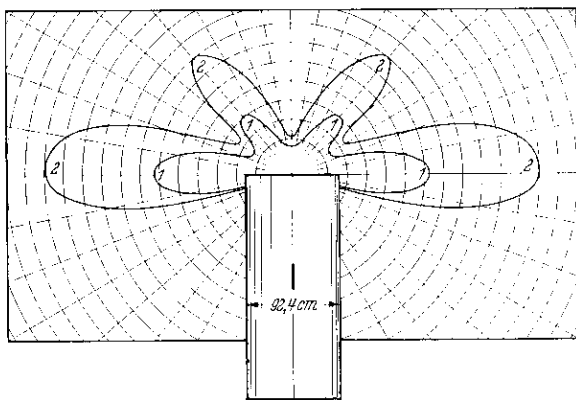


Abb. 157. Strahlungsdiagramm im Fall des zweiten kritischen Radius ($R_2 \dots 46,2 \text{ cm}$; $\lambda = 52,5 \text{ cm}$).

Um diesen Effekt zu zeigen, ist in Kurve 1 der Abb. 157 das mit dem zweiten kritischen Radius erhaltene Strahlungsdiagramm wiedergegeben. Neben der Hauptstrahlung treten zwei gegen die Zylinderachse unter 40° geneigte Nebenmaxima auf, so daß das Diagramm mit dem einer in der zweiten Oberwelle schwingenden Linearantenne Ähnlichkeit erhält (vgl. Abb. 66). Wird die rückwärtige Zylinderöffnung mit einer Metallplatte abgedeckt, dann erhält man fast die doppelte Strahlung entsprechend Kurve 2. Die Raumresonanz ist also ein wirksames Mittel, um die Strahlungsleistung oder den Strahlungswiderstand einer Dipolantenne merklich zu vergrößern.

Viertes Kapitel.

Die ultrakurzen Wellen in der Technik.

Nachdem in Band I und in den vorangehenden Kapiteln dieses Bandes die Probleme der Erzeugung, des Empfangs und der Ausstrahlung der ultrakurzen Wellen sowie ihre Ausbreitungsverhältnisse behandelt worden sind, erscheint es nunmehr von Bedeutung, eine Übersicht über die technischen Nutzanwendungen zu geben, welche die ultrakurzen Wellen teilweise bereits gefunden haben und welche noch der ultrakurzen Wellen harren. Natürlich muß man sich hierbei von vorneherein darüber klar sein, daß eine abschließende oder eine umfassende Darstellung und Beurteilung der Rolle, welche den ultrakurzen Wellen in der Technik zufällt, bei dem gegenwärtigen Stand der Entwicklung verfrüht wäre, zumal gerade die Dezimeterwellen eben erst den Beweis ihrer praktischen Verwendbarkeit antreten und eine Fülle von Aufgaben ihrer Lösung entgegenführen, in die man vor gar nicht langer Zeit berechnete Zweifel setzen konnte. Zwar haben sich die ultrakurzen Wellen auf einzelnen Gebieten, wie z. B. in der Fernsehtechnik und zu Diathermiezwecken schon heute ihren festen Platz erobert, auf anderen Gebieten ist die Entwicklung jedoch noch so im Fluß, daß ein kurzer Abriss des bisher Geleisteten unter Hinweis auf die weiteren Entwicklungsmöglichkeiten genügen muß.

1. Nachrichtenübermittlung auf ultrakurzen Wellen.

A. Die Nutzanwendung der ultrakurzen Wellen im Rahmen der gesamten Hochfrequenztechnik.

Die erste praktische Anwendung der drahtlosen Telegraphie war die Verbindung mit fahrenden Schiffen, zu denen keine festen Leitungen gezogen werden können und deren Position unbekannt ist, sofern sie nur innerhalb der Reichweite des Senders liegt. Diese Möglichkeit, die Wellen eines Senders ohne Kenntnis seiner örtlichen Lage empfangen oder mit einem vollkommen unbekannten Empfänger in Verbindung treten zu können, ist im Rundfunk und im Sendebetrieb der Kurzwellenamateure zur höchsten Vollkommenheit gediehen, so daß man den drahtlosen Verkehr mit unbekannten, in allen Richtungen um die Sendestelle verstreuten Empfängern ganz allgemein mit der Vorstellung der drahtlosen Nachrichtenübermittlung verbindet.

Bis zu Wellen von 1 m Länge herunter ist eine solche Rundstrahlung mit geringem technischem Aufwand und Leistungsbedarf noch durchaus brauchbar, sofern man die durch den Horizont begrenzte Reichweite in Kauf nimmt. Zwar sinkt, wie in Kapitel 2, Abschnitt 3 E ausführlich

gezeigt worden ist, der von einem Empfänger aus dem Strahlungsfeld eines Senders zu entnehmende Anteil an Strahlungsenergie quadratisch mit abnehmender Wellenlänge, so daß man, wenn es sich um Rundstrahlung handelt, zweckmäßig eine aus sonstigen Gründen noch zulässige Welle von mehreren Metern wählen soll, doch bietet andererseits der niedrige Störpegel, der den Einsatz von außerordentlich empfindlichen Empfängern erlaubt, für den Energieverlust einen gewissen Ausgleich.

Sobald man zu Dezimeterwellen übergeht, tritt die Verschlechterung der Leistungsübertragung vom Sender zum Empfänger immer störender zutage, und nur durch starke Bündelung der ausgestrahlten Energie auf den Empfänger hin können diese Verluste wieder wett gemacht werden. Im Dezimeterwellengebiet wird die Bündelung und Richtungskonzentration daher geradezu zu einer unerläßlichen Voraussetzung, ohne die praktisch brauchbare Wirkungen überhaupt nicht zu erzielen sind. Glücklicherweise kommt den Dezimeterwellen in dieser Hinsicht zugute, daß sich die erforderlichen Bündelungsschärfen bereits mit kleinen, unter Umständen sogar mit handlichen Antennengebilden erzielen lassen. Je kürzer die Wellen werden, um so mehr steigt ihre Bündelungsfähigkeit und Richtschärfe, und schließlich ergibt sich ein Übergang zu solchen technischen Aufgaben und Problemen, die bisher der Optik vorbehalten waren, nur daß die elektrischen Wellen den Vorzug besitzen, falls sie nicht allzu kurz sind, von atmosphärischen Trübungen durch Wolken und Nebel unabhängig zu sein.

Durch diese Charakterisierung der Meter- und Dezimeterwellen ist die technische Verwendbarkeit in groben Umrissen schon von selbst vorgezeichnet, ohne daß man natürlich die Metergrenze als scharfen Trennungsstrich für den einen oder anderen Zweck auffassen darf.

B. Telegraphie und Telephonie.

a) Rundstrahlung.

Die dichte Besetzung des Rundfunkwellenbandes zwischen 200 bis 500 m hat es bekanntlich notwendig gemacht, den Abstand zwischen zwei in der Wellenlänge benachbarten Sendern auf 9000 Hz festzulegen, so daß für die Seitenbänder eines jeden Rundfunksenders nur ein Abstand von ± 4500 Hz übrig bleibt, und trotz dieser Einschränkung reicht die Einsatzmöglichkeit für alle Sender noch nicht aus, sondern man ist auf Kompromißlösungen, wie Gleichwellenrundfunk u. dgl. angewiesen. An sich böte das Ultrakurzwellenband, das z. B. zwischen 5 und 10 m einen Umfang von 30 MHz umfaßt, Gelegenheit, über 3000 Sender, das ist mehr als die doppelte Anzahl sämtlicher Rundfunksender der Welt, störungsfrei nebeneinander arbeiten zu lassen, wenn dem nicht die begrenzte Reichweite der Ultrakurzwellen entgegenstehen würde. Auf der anderen Seite resultiert aus dieser Reichweitenbegrenzung aber eine geometrische Störfreiung, denn es gelingt, eine große Zahl von Einzelsendern, die alle auf derselben Welle arbeiten, einzusetzen, ohne daß sie sich bei genügender Entfernung, also mindestens bei der doppelten

Horizontweite gegenseitig beeinflussen, selbst wenn sie verschiedene Programme senden.

Umgekehrt kann man die große Bewegungsfreiheit, die im Ultrakurzwellenband herrscht, dazu ausnutzen, um die Qualität der Darbietungen von Sprache und Musik dadurch erheblich zu verbessern, daß man die zulässigen Frequenzbänder weiter auseinanderrückt. Versuche haben ergeben, daß schon mit einem niederfrequenten Band von 30—15000 Hz eine naturnahe und vollendete Wiedergabe möglich ist, eine Forderung, die sendeseitig ohne weiteres zu erfüllen ist, und empfangsseitig braucht nur der Niederfrequenzteil und der Lautsprecher dem erweiterten Frequenzbereich angepaßt zu werden. Für den Empfang kommt nur das Audion und das Überlagerungsprinzip in Frage, während Pendelrückkopplung eine solche Beeinträchtigung der Wiedergabegüte mit sich

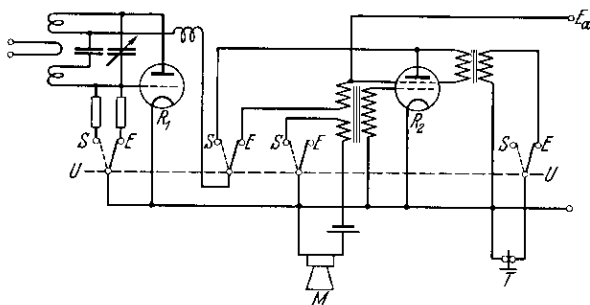


Abb. 158. Sender-Empfänger für Gegensprechen.

bringt, daß man sie kaum wird anwenden dürfen, will man nicht den ganzen Vorteil wieder illusorisch machen.

Ferner läßt die Ultrakurzwellen, weil sie sehr viel weniger störanfällig und frei von atmosphärischen Schwunderscheinungen ist, eine weitgehende Verbesserung der Dynamik erwarten, zumal wenn empfangsseitig noch eine Verstärkung der Amplitudenkontraste, die grundsätzlich umgekehrt wie ein Schwundausgleich arbeitet, eingeführt wird. Durch die in Berlin als Begleitung zu den Fernsehübertragungen und als Ergänzung des normalen Rundfunks auf Welle 6,985 gesandten Ultrakurzwellendarbietungen hat man Gelegenheit, sich von der vorzüglichen Qualität der Darbietungen zu überzeugen.

Um ein größeres Gebiet mit Ultrakurzwellen zu versorgen, müssen die Sender möglichst hoch, am besten auf geeigneten gelegenen Bergen aufgestellt werden, da sich dann der geometrische Horizont beträchtlich erweitert. Zur Versorgung von ganz Deutschland würde man z. B. unter Ausnutzung von natürlichen Bodenerhebungen und von Bergen (Brocken, Feldberg, Zugspitze, Schneekoppe usw.), im Flachland unter Einsatz von 150 m hohen Antennentürmen etwa 20 Hauptsender mit Antennenleistungen von 2—20 kW benötigen, um überall eine Mindestfeldstärke von 1 mV/m zu erzeugen [1]. Diese Sender, die gleichzeitig auch dem Fernschrundfunk dienen würden, könnten entweder zu Reichssendungen zusammengeschlossen werden oder einzeln oder in kleineren Gruppen örtliche Programme verbreiten.

Außer zu belehrenden und zu Unterhaltungszwecken ist eine Rundstrahlung auf ultrakurzen Wellen noch auf vielen anderen Gebieten von praktischer Bedeutung, von denen hier nur kurz der Polizeidienst [2] sowie militärische und maritime Nutzanwendungen, wie z. B. das Kommando von Schiff-, Tank- oder Luftgeschwadern [3] angeführt seien. Gerade in diesen Fällen tritt die begrenzte Reichweite im Interesse der Geheimhaltung vorteilhaft zutage. Außerdem erscheinen Ultrakurzwellengeräte für den Nahverkehr von Truppenteilen beim Aufmarsch und in der Kampfzone geeignet, wobei die Einfachheit und die Kleinheit der erforderlichen Aufbau- und Schaltelemente der Konstruktion tragbarer Geräte zugute kommt. Wird Gegensprechen verlangt, so läßt sich der Geräteaufwand dadurch reduzieren, daß man ein und denselben Ultrakurzwellenteil zum Senden und Empfangen benutzt, wobei man mit der Umschaltung auch die zweite Röhrenstufe entweder als Modulationsrohr oder Verstärkerrohr schaltet [4]. Die

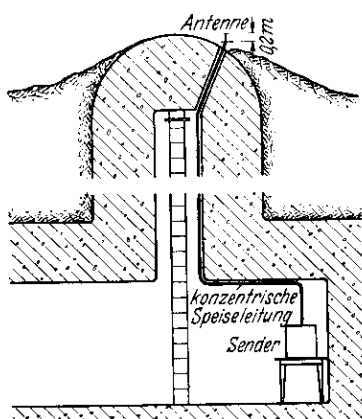


Abb. 159. Einbau einer Ultrakurzwellenanlage in einen Betonunterstand.

Abb. 158 zeigt das Schaltungsschema für einen solchen Sender-Empfänger (Transceiver). Je nach der Stellung der Umschalter U arbeitet die Röhre R_2 entweder in Parallelrohr-Modulationsschaltung oder als Niederfrequenzverstärker. Der Gitterwiderstand der in Dreipunktschaltung arbeitenden Sende- und Empfangsröhre R_1 wird gleichzeitig mit umgeschaltet, und zwar wird in der Empfangsstellung ein so hoher Widerstand benutzt, daß Pendelrückkopplungsschwingungen durch Gitteraufladung einsetzen (s. S. 24), womit neben einer höheren Empfindlichkeit noch erreicht wird, daß die Rückkopplung beim Umschalten nicht mit variiert zu werden braucht, weil

die Röhre ja in beiden Fällen schwingen muß. In dieser Hinsicht bietet die Entwicklung sehr kleiner Geräte mit Liliputröhren, die bis zu 50 cm Wellen herunterreichen, große Zukunftsmöglichkeiten.

Unmittelbar in der Kampfzone sind die Bedingungen für eine drahtlose Verständigung zwischen einzelnen Truppenteilen oder mit den Beobachtungs- und Gefechtsständen sehr ungünstig, weil die Verwendung größerer Antennengebilde in einiger Höhe über dem Erdboden ausgeschlossen ist, und weil daher nur mit der Strahlung unmittelbar über dem Erdboden gerechnet werden kann. Hier erweisen sich infolgedessen nur die Dezimeterwellen als brauchbar. Als Beispiel für eine praktische Anlage zeigt die Abb. 159 die Aufstellung eines $\frac{1}{2}$ -m-Senders in einem Betonunterstand, wobei ein nur wenige Zentimeter über die Betonkuppe herausragendes Antennendrähtchen über eine konzentrische Rohrleitung gespeist wird [5]. Dieses kleine Antennchen ist Zerstörungen relativ nur wenig ausgesetzt und kann zudem von innen heraus jederzeit leicht wieder erneuert werden.

b) Strahllinien.

Wenn der Standort des Empfängers oder wenigstens die Richtung, in der er vom Sender aus zu suchen ist, angenähert bekannt ist, wird man dazu übergehen, die Sendeenergie in einem mehr oder weniger breiten Sektor zu bündeln. Für viele Zwecke reicht hier schon das Horizontaldiagramm einer liegenden Stabantenne aus, zumal wenn sie in Oberwellen erregt und mit einem Reflektordraht gekoppelt ist, um den technischen Aufwand auf der Sende- und Empfangsseite erheblich zu reduzieren. Geht man mit der Bündelung immer weiter, wie es die in Kapitel 2 beschriebenen Richtantennen und Spiegelsysteme ermöglichen, so muß der Sendestrahle wie der eines Scheinwerfers genau auf den Empfänger gerichtet werden. Zu den sonst üblichen Trennungsmitteln zwischen zwei oder mehreren Stationen kommt also neben der begrenzten Reichweite und der Abstimmung auf verschiedene Wellen noch ein weiteres Mittel, nämlich die Richtungsselektion hinzu, denn nur innerhalb des Strahlenkegels oder in seiner unmittelbaren Umgebung ist ein Mithören möglich. Das Anpeilen eines Senders oder eines Empfängers unter Ausschluß von anderen Wellen gleicher Länge, die aber in anderen Richtungen ausgesandt werden oder aus verschiedenen Richtungen einfallen, ist eine wertvolle Bereicherung des drahtlosen Verkehrs, führt sie doch letzten Endes auf die Grundlagen der normalen Leitungstelegraphie und -telephonie zurück, wonach nur die beiden Teilnehmer an den Enden der Leitung miteinander in Beziehung treten können, während die Gefahr eines unbefugten Mithörens außerhalb der Verbindungslinie von Sender und Empfänger völlig ausgeschaltet ist. Ferner wird durch die Richtungsselektion der Einsatz einer großen Zahl von drahtlosen Verbindungslinien auf kleinstem Raum möglich, ohne daß für jeden Sprechkanal eine eigene Wellenlänge vorhanden sein muß. Solche Strahllinien, die durch ein scharf gerichtetes Senden und durch einen ebenso scharfen Richtempfang gekennzeichnet sind, bilden daher einen vorteilhaften Ersatz für Kabelleitungen, wenn deren Auslegung wegen zu hoher Kosten und wegen schwieriger Unterhaltung unwirtschaftlich wird, wie es z. B. in lawinengefährlichen Gebieten des Hochgebirges oder über tiefe Wasserwege, beispielsweise zwischen Inseln oder zu exponierten Leuchttürmen und Feuerschiffen hin der Fall ist. Besonders die Dezimeterwellen liefern mit kleinen Antennensystemen eine sehr scharfe und fast an optische Verhältnisse heranreichende Bündelung und erlauben mit verhältnismäßig schwachem Energieaufwand, Nachrichten in einer bestimmten Richtung zu befördern, ohne daß dieselben in anderen Richtungen abgehört werden können. Andererseits darf die Bündelung nicht allzuweit getrieben werden, vor allem nicht an der unteren Grenze des Dezimeterbandes und über größere Entfernungen, weil dann nämlich die Gefahr besteht, daß der Strahl bei ungünstigen Verhältnissen in den unteren Atmosphärenschichten zeitweise abgelenkt wird und den Empfänger verfehlt.

Auch für die Reichweite von Strahllinien muß der Horizont praktisch als Grenze angesehen werden, und weit darüber hinaus sind ultrakurzwellige Verbindungslinien mit der in der Praxis erforderlichen Sicherheit

nur durch Einsatz von Relaisstationen denkbar, wie es beispielsweise an Hand der Abb. 160 erläutert werden mag [6]. Die einzelnen Stationen, die im Interesse einer großen Sichtweite möglichst hoch aufgestellt werden, sind durch scharfe Strahlenbündel miteinander verbunden. Der Relaisempfänger der mittleren Zwischenstation steuert den rückwirkungsfrei mit ihm gekoppelten Relaisender, der die Signale verstärkt zum nächsten Empfänger weitergibt. Die Relaisstationen bewirken damit nicht nur einen der Erdkrümmung folgenden Richtungswechsel, sondern erneuern auch jedesmal die Bündelungsschärfe und verstärken die Strahlungsenergie. Vor allem wenn es sich um die Übertragung sehr hoher Frequenzen handelt, dürften die Anlagekosten für derartige Relaisstrahllinien niedriger sein als für gleichwertige Drahtleitungen.

Um auf solchen Ultrakurzwellenlinien ein Gegensprechen zu ermöglichen, kann man so vorgehen, wie es im vorhergehenden Abschnitt

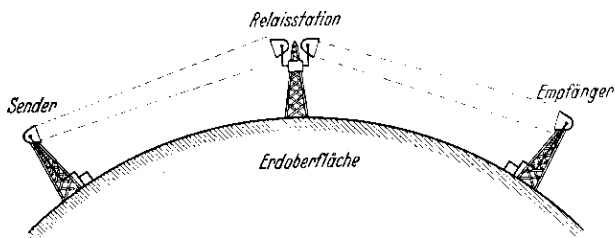


Abb. 160. Relais-Strahllinie.

beschrieben ist, daß man nämlich denselben Ultrakurzwellenteil mit derselben Röhre wahlweise zum Senden und Empfang benutzt, und durch eine Druckknopfsteuerung beim Sprechen oder Hören auf die jeweilig günstigsten Betriebsverhältnisse und auf die entsprechende Niederfrequenzanordnung umschaltet. Ein ungestörtes Gegensprechen läßt sich hingegen nur auf zwei einander entgegengesetzt gerichteten Strahllinien durchführen. Reichen die ultrakurzwelligen Selektionsmittel nicht aus, um ein Übersprechen des eigenen Senders auf den eigenen Empfänger zu verhüten, dann kann man die Richtungsselektion zu Hilfe nehmen, d. h. man wird den Empfänger im Schatten des Senderspiegels aufstellen, oder man führt in beide Sprechkanäle verschiedene Zwischenfrequenzen ein und nutzt deren Selektion zur Unterdrückung des Übersprechens aus [7]. Auf diese Weise ist es mit bestem Erfolg gelungen, ultrakurzwellige Strahllinien in Verbindung mit dem postalischen Telephonnetz zu betreiben, die bei geringstem technischem Leistungsbedarf ebenso sicher und zuverlässig arbeiten wie Drahtleitungen.

Außer zur Nachrichtenübermittlung sind ultrakurzwellige Strahllinien zu beliebigen anderen Zwecken einzusetzen, eben überall da, wo sich direkte Leitungen oder Kabel der hohen Kosten wegen nicht rechtfertigen. Als Beispiel, wie sich auf diesem Wege Schaltvorgänge auslösen lassen, sei auf die Entzündung von Leuchtfeuern auf schwer zugänglichen Türmen oder Bojen hingewiesen [8]. Damit die ganze Übertragungsanlage nicht dauernd im Betrieb sein muß, läßt

man den Empfänger zweckmäßig von einer Schaltuhr nur in gewissen Zeitabständen, beispielsweise alle fünf Minuten für wenige Sekunden einschalten. Sobald der Sender in Tätigkeit ist, spricht auf dem Leuchtturm ein Relais an, welches die Befeuerung oder Nebelhörner in Gang setzt.

Schließlich sei noch auf die Ausrüstung von meteorologischen Pilotballons mit Ultrakurzwellengeräten hingewiesen, wobei die durch den geringen Materialaufwand bedingte Leichtigkeit, besonders unter Verwendung von Zwergröhrchen, ein großer Vorteil gegenüber Langwellenapparaten ist. Der vom unbemannten Pilotballon mitgeführte Sender kann einmal vom Boden aus angepeilt werden, um die Strömungsverhältnisse bis in die höchsten Schichten der Troposphäre zu verfolgen, zum anderen kann er gleichzeitig noch die Zeigerstellung der vom Ballon mitgeführten meteorologischen Instrumente übertragen [9], so daß die Registrierung in der Beobachtungsstation auf dem Erdboden geschehen kann.

C. Fernsehen.

Das Anwendungsgebiet, auf dem die ultrakurzen Wellen die stärkste Verbreitung als Nachrichtenmittel im weitesten Sinne finden, ist das Fernsehen. Obwohl man schon frühzeitig die Erkenntnis besaß, daß für die Übertragung der breiten Frequenzbänder, die zur Erzielung genügend detailreicher Bilder benötigt werden, nur im Ultrakurzwellengebiet Möglichkeit und Raum ist, ging man zunächst davon aus, die vorhandenen Rundfunkanlagen für das Fernsehen einzusetzen, und solange man empfangsseitig mit verhältnismäßig einfachen mechanisch-optischen Bildzerlegern, mit der Nipkowschen Lochscheibe, Spiegelrädern u. dgl. auszukommen hoffte, reichten die engen Bandbreiten der Rundfunkwellen vollkommen aus. Erst mit dem Übergang zu immer schärferen, d. h. immer feiner gerasterten Bildern, wie sie nur durch eine Bildsynthese mit der Braunschen Kathodenstrahlröhre ermöglicht wurde [10], stiegen auch die Anforderungen an den Übertragungskanal, und man mußte zwangsläufig zu den Ultrakurzwellen übergehen und sich wegen des Wegfalls einer weit in die Ferne wirkenden Raumstrahlung mit der durch den Senderhorizont begrenzten Verbreitung begnügen [11]. Die heute als Normungswert der Bildgüte geltenden 180 Bildzeilen, die 40 000 Rasterelemente liefern, beanspruchen bei 25 Bildwechseln, d. h. bei 25 Übertragungen des ganzen Bildes in der Sekunde ein Modulationsband von $40\,000 \times 25 = 10^6$ Bildpunkte/Sekunde $= 5 \cdot 10^5$ Hz. Würde man versuchen, diese Bildfrequenz auf einer Welle von beispielsweise 300 m zu übertragen, so würde man ein Wellenband von 200—600 m in Anspruch nehmen. Ganz abgesehen von den Schwierigkeiten, die einem dementsprechenden, fast als aperiodisch zu bezeichnenden Empfang entgegenstünden, würde das bedeuten, daß der ganze Rundfunkbereich nur mit einem einzigen Fernsehsender besetzt werden könnte. Legt man dieselben Zahlenwerte dagegen einem ultrakurzwelligen Träger von $\lambda = 7,000$ m $= 42\,860$ kHz zugrunde, so erhält man ein Frequenzband, das nur von 43 460—42 360 kHz, oder von

6,919—7,082 m reicht. Die fading- und eechofreie Ausbreitung der Ultrakurzwelle gewährleistet außerdem eindeutige Übertragungszeichen, und Wiederholungen und Verschiebungen von Bildzeichen, die bei der Bildtelegraphie auf kurzen Wellen und über größere Entfernungen durch zeitverschobene Nachhall- und Reflexionsimpulse eine störende Plastik hervorrufen, kommen nicht mehr vor.

Natürlich muß der Empfänger in der Lage sein, das oben angegebene Modulationsband, das sich von dem für Sprache und Musik gebräuchlichen um zwei ganze Zehnerpotenzen unterscheidet, verzerrungsfrei aufzunehmen und zu verarbeiten. Beim Audionempfang ist daher auf eine Dämpfungsreduktion durch Rückkopplung nach Möglichkeit zu verzichten, wenn anders keine Beschneidung der unverzerrt durchzulassenden Seitenbänder auftreten soll, und diese merkliche Einbuße an Empfindlichkeit kann trotz des niedrigen Störpegels nur durch Leistungsaufwand auf der Sendeseite wieder wettgemacht werden, der unter Berücksichtigung der starken Absorption im Häusermeer der Großstadt selbst bei mäßiger Reichweite in die Größenordnung mehrerer Kilowatts hineinwächst.

Pendelrückkopplung, die die Reizschwelle eines Audionempfängers an sich beträchtlich herabsetzt, ist für Fernsehzwecke zu verwerfen, weil sie nur dann Erfolg verspricht, wenn die Pendelfrequenz nicht über 10^5 Hz hinausgeht, und damit mitten in das Modulationsband des Bildstroms fällt [12]. Es bleibt also nur der Überlagerungsempfang übrig, der bei Wahl einer genügend weit über der höchsten Modulationsfrequenz liegenden Zwischenfrequenz von etwa 10^6 Hz und bei Verwendung von Zwischenfrequenzverstärkern mit ausreichender Bandbreite die besten Resultate liefert [13]. Dabei bietet sich die Möglichkeit, die das Bild begleitende Tonwelle so zu legen, daß mit einem einzigen Überlagerer sowohl die Zwischenfrequenz für die Verstärkung der Bildmodulationsströme, als auch die für die Tonmodulation erzeugt wird. In diesem Fall erhält man für eine Tonbildrundfunkanlage z. B. das in der Abb. 161 dargestellte Frequenzspektrum [1]. Der Bildsender arbeitet mit einer Trägerschwingung von 44750 kHz (6,700 m) und der zugehörige Tonsender mit 42950 kHz (6,985 m). Beide Frequenzen haben einen solchen Abstand (1800 kHz), daß zwischen ihnen die Überlagerungsfrequenz von 43550 kHz Platz findet, welche für das Bild eine Zwischenfrequenz von 1200 kHz und für den Ton eine solche von 600 kHz liefert. Rechnet man aus Sicherheitsgründen beiderseits noch eine Abstandszone von 50 kHz hinzu, dann ist für die ganze Anlage ein Frequenzumfang von 2400 kHz erforderlich. Immerhin lassen sich in dem Wellenbereich von 5,7—7,5 m noch fünf vollständige Tonbildanlagen störungsfrei nebeneinander betreiben.

Die für die Versorgung eines ganzen Landes mit Tonbildrundfunk maßgebenden Gesichtspunkte sind im vorangehenden Abschnitt schon erörtert worden. Zwecks Ausstrahlung eines gemeinsamen Programms müssen die einzelnen Sendebezirke mit der Zentralsendestelle in Verbindung gebracht werden, wozu normale Telephonleitungen bei den zu übertragenden Bildfrequenzen nicht mehr ausreichen. Wenn auch die Schaffung eines Kabels für Frequenzbandbreiten von 500 kHz

heute gelöst ist, so dürfte voraussichtlich doch den mit höheren Trägerfrequenzen arbeitenden Strahllinien aus technischen und wirtschaftlichen Gründen der Vorzug zu geben sein, insbesondere wenn man bedenkt, daß für ein solches Relaisnetz etwa die gleiche Anzahl von Relaisstationen genügt, wie Sender vorhanden sind, sofern man nämlich die Relaisstationen, für die natürlich dieselben geometrischen Reichweiten wie für die eigentliche Bildwelle in Frage kommen, innerhalb der Überschneidung zweier benachbarter Sendebezirke aufstellt. In solcher Weise

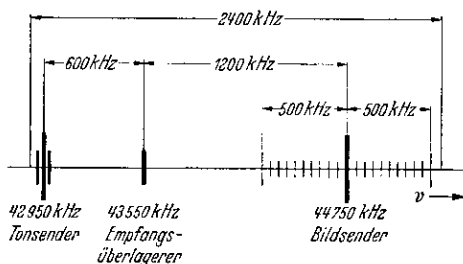


Abb. 161. Frequenzumfang einer Tonbildübertragung.

bevorzugt angeordnete Relaisstationen können dann die Bildsendungen eines Senders unmittelbar übernehmen und auf einer geeigneten Strahllinie zum nächsten Sender weitergeben, so daß die einzelnen Bildsender selbst als Relaisstationen in die ganze, vom Sendezentrum zu den Außensendern führende Kette eingeschaltet sind. Welche Wege hier die Entwicklung im einzelnen gehen wird, ist vorläufig noch nicht abzusehen, zumal auch wirtschaftliche Gründe eine ausschlaggebende Rolle spielen.

2. Die ultrakurzen Wellen als Navigationsmittel.

A. Richtstrahlbündel.

Die der Optik ähnliche Richtbarkeit oder die scheinwerferartige Strahlenbündelung der ultrakurzen Wellen eröffnet in der See- und Luftfahrt Möglichkeiten der Nutzenanwendung, für die bisher ausschließlich das Licht als Signalmittel in Frage kam, oder es ergeben sich infolge der Modulierbarkeit überhaupt ganz neue Wege. Die geringe Absorption im Nebel bringt das alte Problem der Ortung und Sicherung bei unsichtigem Wetter der Lösung nahe und macht die ultrakurzen Wellen zu einem, den optischen Methoden in vieler Beziehung überlegenen Hilfsmittel der technischen Navigation.

a) Ersatz für Leuchtfeuer.

Am nächsten liegt der Gedanke, die sichtbaren Strahlenbündel von Leuchttürmen und von Leuchtbojen durch Ultrakurzwellenbündel nachzubilden oder zu ersetzen, und sie ebenso wie diese umlaufen zu lassen. So haben Marconi und Franklin auf Inchkeith Island im Firth of Forth (Schottland) schon im Jahre 1922 einen rotierenden Strahlsender mit parabolischem Reflektor für eine Welle von 4 m errichtet [14]. Für Peilungen auf 6 m Welle dient das in der Abb. 162 dargestellte Vielfachantennensystem, das sich aus zwei Reihen von je 8 Vertikaldipolen und aus einem dazwischen befindlichen Reflektorsystem von 16 Einzeldrähten zusammensetzt, das aber bei einer Gesamtlänge von 23 m und bei einer

Höhe von 9 m schon recht kompensiös wird. Der Strahlwerfer macht alle 2 Minuten eine volle Umdrehung und wird synchron mit den Umläufen durch eine am Fuß der Drehscheibe angeordnete Kontaktbahn so getastet, daß jedem zweiten Strich der Kompaßteilung ein besonderes Kennzeichen zugeordnet ist, während die Zwischenräume durch den

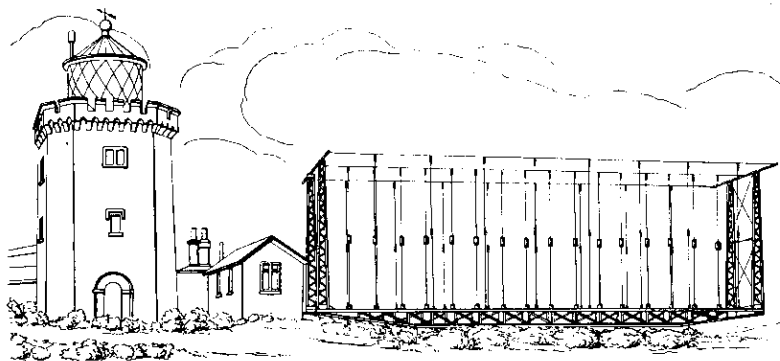


Abb. 162. Ansicht des Mareconi-Strahlwerfers in Inchkeith.

immer wiederkehrenden Zeichenrhythmus iti ($\cdots - \cdots$) unterteilt sind. Durch diese Interpolation ist der Azimut auf $1-2^\circ$ genau zu ermitteln.

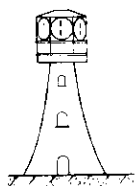


Abb. 163. Strahlwerferturm für Navigation in 3 Sektoren.

An Stelle umlaufender Strahlenbündel kann man auch mit ruhenden Strahlen arbeiten, die entweder durch ihre verschiedenen Wellenlängen oder durch verschieden aufmodulierte Kennungen voneinander unterschieden sind. Hierfür seien zwei anschauliche Beispiele, die der Navigation in der Schifffahrt entnommen sind, angeführt [15]:

Die Abb. 163 zeigt einen Leuchtturm mit drei ultrakurzwelligigen Spiegelanlagen, die drei scharfe Strahlenbündel in benachbarte Sektoren aussenden. Die drei Ultrakurzwelligensender sind mit drei verschiedenen Zeichen moduliert, so daß jedem Sektor eine bestimmte Kennung zukommt. Ein in den Bereich des Leuchtturms kommendes Schiff empfängt in dem mittleren Sektor, in dem es sich bei der Navigation aufhalten soll, einfache Morsestriche, während in den beiden benachbarten Sektoren verschiedene Zeichen zu hören sein werden und erkennen lassen, ob der Kurs nach Backbord oder Steuerbord zu legen ist, um wieder in den mittleren Sektor zurückzugelangen. Wenn das Schiff zudem noch mit einem Richtempfänger ausgerüstet ist, kann es genau so navigieren, wie es heute nach optischen Leuchtfeuern üblich ist. Durch mehrere solcher

Leuchttürme, die so aufgestellt sein müssen, daß ihre Strahlenbündel ineinander übergehen, oder sich zum mindesten schneiden, können enge Fahrstraßen, Flußläufe oder Hafeneinfahrten auch bei völlig unsichtigem Wetter mit Sicherheit angesteuert und durchfahren werden.

Ein anderes Anwendungsbeispiel ist der Ersatz der roten und grünen Positionslichter von Schiffen. Zu diesem Zweck werden, wie es die Abb. 164 veranschaulicht, in der Gegend der Kommandobrücke an

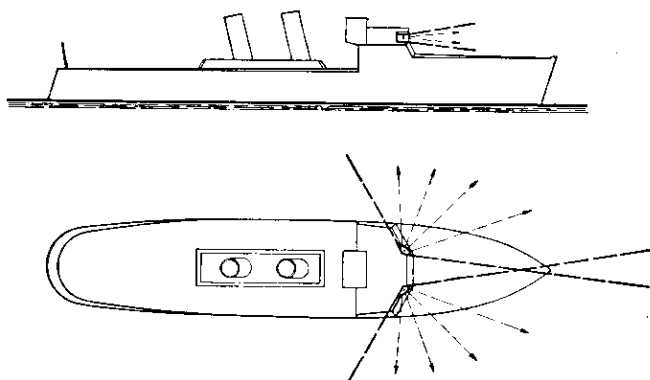


Abb. 164. Back- und Steuerbordstrahlwerfer als Ersatz für Positionslichter.

Backbord und Steuerbord zwei Richtstrahler aufgestellt, die ihre Strahlen in den aus der Abbildung ersichtlichen Sektoren nach vorn und seitlich querab aussenden, wobei die Schiffsaufbauten als Reflektoren ausgenutzt werden können. Beide Sektoren sind durch verschiedene, zweckmäßig international vereinbarte Kennung zu unterscheiden, so daß zwei entgegenkommende Schiffe auch im dichten Nebel ihre gegenseitige Lage feststellen und Zusammenstöße vermeiden können. In ähnlicher Weise läßt sich eine Kollisionsgefahr auch im Luftverkehr beseitigen [16].

b) Blindlandung.

Eine besondere Aufgabe ist den ultrakurzen Wellen in der Luftfahrt erwachsen, nämlich die Durchführung von Blindlandungen, d. h. von Flugzeuglandungen entweder bei geringer Wolkenhöhe, wenn der Flugplatz erst im letzten Augenblick sichtbar wird, oder überhaupt ohne Sicht des Erdbodens, wenn der Pilot allein auf die Angabe von Instrumenten angewiesen ist. Alle funktechnischen Verfahren zur Durchführung oder Erleichterung einer Blindlandung laufen grundsätzlich darauf hinaus, dem Piloten bei unsichtigem Wetter in der Nähe des Landeplatzes und über dem Landeplatz selbst die äußere Navigation zu ersetzen. Die Ideallösung des Problems wäre natürlich die genaue Angabe der Position einschließlich der Höhe über dem Erdboden zu jedem Zeitpunkt der Landung, doch kann auf funktechnischem Wege die Position nur so gegeben werden, daß dem Piloten zunächst durch ein Funkbakensystem der Landungskurs vorgeschrieben wird, wobei die so definierte Anfluglinie die Mitte des Landeplatzes schneidet. Die zweite Koordinatenangabe geschieht beim Überfliegen der Flugplatzgrenze bzw.

beim Eintritt in den Landeraum durch eine zweite Funkbake. Zur Angabe der dritten und wichtigsten Koordinate, nämlich der Höhe über dem Erdboden, dient schließlich ein Richtstrahlbündel, auf dessen unterer Kante das Flugzeug bis zum Aufsetzen auf den Boden gewissermaßen heruntergleitet.

Die verschiedenen Baken, die zur Sicherung eines Flugplatzes vom Bureau of Standards in Amerika und in ähnlicher Weise von der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt eingesetzt sind, sind in Abb. 165 schematisch dargestellt und seien an Hand ihrer Richtdiagramme näher erläutert [17]. Für die erste Aufgabe, nämlich für das Anfliegen des Landeplatzes in horizontaler Richtung ist eine auf $\lambda = 750\text{--}1500\text{ m}$ arbeitende „Landeкурсbake“ vorgesehen, die in genau derselben Weise

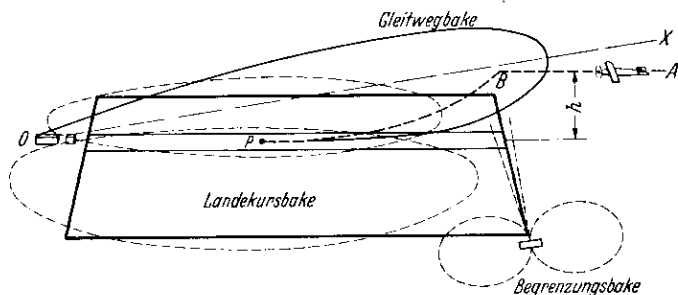


Abb. 165. Räumliche Darstellung der Blindlandung mit Funkbaken.

eingerrichtet ist, wie die Streckenfunkbaken für Fernflüge. Der Ausschlag eines an Bord des Flugzeuges befindlichen Instruments zeigt dem Piloten an, ob er nach rechts oder links aus der Ebene, die als Mittelsenkrechte auf den Flugplatz führt, abweicht, oder ob er sich genau in ihr befindet. Auf derselben Welle wie die Landekursbake arbeitet die „Begrenzungsbake“, die aus einem einfachen Rahmensender schwacher Leistung besteht, und deren Minimumrichtung mit der Begrenzung des Flugplatzes übereinstimmt und dem Piloten den Eintritt in den Landungsraum anzeigt.

Sobald das Flugzeug die Grenze des Flugplatzes überflogen hat, wird die Navigation von der „Gleitwegbake“ übernommen. Diese besteht aus einem auf $\lambda = 3,3\text{ m}$ arbeitenden Ultrakurzwellensender, der mittels eines geeigneten Richtantennensystems, z. B. einer Leitdipolkette mit einem Reflektordraht (vgl. Kapitel 2, Abschnitt 2, A, b) ein Strahlenbündel mit der in Abb. 165 stark ausgezogenen Charakteristik aussendet. Nähert sich das Flugzeug in gleichbleibender Flughöhe h etwa von A nach B dem Gleitstrahl, so wird ein im Ausgang des Bordempfängers liegendes Instrument seinen Ausschlag aus zwei Gründen vergrößern: Erstens wird die Empfangsfeldstärke etwa proportional dem Kehrwert des Abstands vom Sendezentrum zunehmen, und zweitens wird sie nach Maßgabe der Richtcharakteristik mit Annäherung an die Mittelachse OX anwachsen. Wird das Flugzeug so gesteuert, daß der Ausschlag des Bordinstruments konstant bleibt, so bestimmt sich der Gleitweg als eine Bahn konstanter Feldstärke, d. h. so, daß die

Zunahme der Empfangsfeldstärke infolge Annäherung an den Sender durch eine Abnahme der Feldstärke infolge Entfernung von der Strahlachse OX ausgeglichen wird. Die genaue Landekurve verläuft demnach je nach der Sendeenergie und je nach der Empfindlichkeit des Bordempfängers mehr oder weniger steil, nähert sich jedoch immer tangential dem Erdboden, so daß das Flugzeug etwa im Punkt P aufsetzt. Eine Bedienung der Geräte ist während der Landung nicht erforderlich.

Um den Gleitwinkel, unter welchem das Flugzeug auf den Boden aufsetzt, einigermaßen unabhängig von etwaigen Schwankungen der Sendeenergie oder der Empfangsempfindlichkeit zu machen und keinesfalls über einen bestimmten Maximalwert, der dem Flugzeug gefährlich werden könnte, anwachsen zu lassen, ist vorgeschlagen worden, die Empfindlichkeit des Empfängers oder des Anzeigeelements vom Augenblick der Landung an beispielsweise durch ein Uhrwerk stetig zu verringern [18]. Es ist einleuchtend, daß die Landekurve bei höherer Empfangsempfindlichkeit schon in größerer Entfernung von der Mittelachse OX beginnen, und jedenfalls flacher verlaufen wird, wobei man es durch Einstellung der für die Empfindlichkeitsänderung in Frage kommenden Zeit oder durch das Gesetz, nach dem die Änderung erfolgt, in der Hand hat, jede beliebige Landekurve vorzuzeichnen.

B. Leitstrahlen.

Peilungen mit Meterwellen lassen sich zunächst in derselben Weise durchführen, wie es von längeren Wellen her bekannt ist, indem man einfach die Richtcharakteristik der Sende- oder Empfangsantenne zur Maximum- oder Minimumeinstellung ausnutzt. Unter Umständen genügt schon der Empfangskreis selbst als Peilrahmen, besonders wenn er nur aus einer Drahtschleife besteht, und wenn durch geeignete Abschirmung des übrigen Empfängers eine gut symmetrische Acht als Peilcharakteristik gesichert ist.

Eine Peilschärfe, wie sie den optischen Signaleinrichtungen eigen ist, läßt sich allerdings mit elektrischen Wellen nicht ohne weiteres erreichen, selbst wenn man durch Parabolspiegel oder durch diesen gleichwertige Richtstrahlssysteme eine möglichst weitgehende Analogie mit den optischen Methoden anzustreben sucht. Wie schon in Kapitel 2, Abschnitt 3 eingehend begründet wurde, ist ein Parabolspiegel mit einem Strahler, der vom Scheitelpunkt der Parabel um die Größenordnung einer Viertelwelle entfernt ist, kein Richtmittel ähnlich den optischen und liefert kein so scharfes Strahlenbündel wie ein Scheinwerfer. Sämtliche Richtantennen und Spiegelsysteme sind, solange ihre Dimensionen vergleichbar mit der Wellenlänge bleiben, nichts anderes als eine Anordnung von verschiedenen Strahlungsgebilden oder Reflektoren, die zueinander in gewissen Phasenbeziehungen stehen, und infolgedessen zwar eine mehr oder weniger starke Energiekonzentration ergeben, aber keinen Scheinwerferstrahl, bei dem sich ein begrenztes Lichtbündel aus dem umgebenden Dunkelraum scharf abhebt. Wenn man mit elektrischen Wellen eine scheinwerferartige Bündelung erreichen will, muß man die Dimensionen des Spiegels sehr groß gegenüber der Wellen-

länge wählen und gelangt so entweder zu unhandlichen Antennengebilden oder zu so kurzen Wellen, daß sich Absorption und Zerstreuung in undurchsichtiger Atmosphäre störend bemerkbar machen.

Um trotzdem eine den optischen Methoden gleichwertige Peilschärfe zu erhalten, ist man auch im Ultrakurzwelligengebiet auf das sog. Leitstrahlverfahren angewiesen, wie es in der normalen Hochfrequenztechnik seit langem mit bestem Erfolg angewendet wird. Der Grundgedanke dieser, schon im Jahre 1907 angegebenen Methode [19] ist

kurz folgender: Zwei beliebige Richtantennen sind so aufgestellt, daß sich ihre Charakteristiken in einer schmalen Zone überschneiden und werden abwechselnd mit zwei komplementär ineinander übergehenden Zeichen, z. B. mit den Kennbuchstaben „a“ und „n“ (— und —·) getastet. Dann werden in der Mittelzone, wo die von beiden Antennen stammenden Empfangsfeldstärken einander gleich sind, beide Zeichen gleich laut empfangen und verschmelzen zu einem Dauerstrich, während bei Abweichung aus dieser Zone das eine oder das andere der Komplementärzeichen überwiegt.

Die Übertragung dieser Methode, nach der übrigens auch die in Abb. 165 dargestellte Landekursbake arbeitet, auf Ultrakurzwellen erscheint zunächst einfach, da nur zwei gekreuzte Horizontal-dipole abwechselnd im a-n-Rhythmus getastet zu werden brauchen, um in Richtung der Winkelhalbierenden beider Dipole eine Leitzone zu ergeben. Diese von den Langwellen in das Ultrakurzwellenband übertragene Methode führt jedoch zu starken Fehlweisungen, denn es ist klar, daß die Charakteristik des Empfangsdipols, der natürlich ebenfalls horizontal orientiert sein muß, in den Peilvorgang mit eingeht, und nur dann einen richtigen Feldstärkevergleich ermöglicht, wenn seine Achse senkrecht auf der Verbindungslinie Sender — Empfänger steht. Dieser Mangel verschwindet, wenn das Sendesystem rein vertikal polarisiert ist, denn

dann kann keine Bevorzugung des einen oder anderen Senderzeichens abhängig von der Lage des Empfangsdipols eintreten.

Die Möglichkeiten für den technischen Aufbau und für die Anordnung einer solchen, mit zwei sich überschneidenden Richtcharakteristiken arbeitenden „Zwillingsbake“ sind überaus mannigfaltig. Anstatt zur Speisung jeder der beiden Teilantennen einen besonderen Sender einzusetzen, wobei die Leitzone nur dann geometrisch genau fixiert ist, wenn beide Sender gleichwertig sind und genau gleiche Energie ausstrahlen, wird man zweckmäßigerweise die beiden Teilantennen, die als Richtsysteme ausgebildet oder als einfache Dipole innerhalb eines gemeinsamen Reflektors angeordnet sein können [20], von einem gemeinsamen Sender aus speisen, und die Energiezufuhr zu beiden Antennen

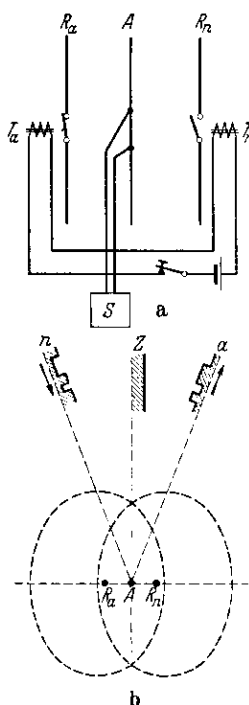


Abb. 166. Anordnung a) und Peildiagramm b) einer Zwillingsbake.

über mechanische Schalter oder durch Glimm- oder Elektronenröhren, die als variable Querwiderstände zwischen den Speisedrähnen liegen, abwechselnd im a-n-Rhythmus steuern. Am einfachsten ist die von der Lorenz-Gesellschaft entwickelte „Zwillingsbake“, die in der Abb. 166a schematisch dargestellt ist [21]. A ist der vom Sender S mit konstanter Energie belieferte Strahler. Die in der Abb. 166b eingezeichneten beiden Richtcharakteristiken werden dadurch erhalten, daß zwei zu beiden Seiten des Sendedipols befindliche Reflektordrähte R_a und R_n abwechselnd dadurch zu oder abgeschaltet werden, daß sie in der Mitte durch Tastrelais T_a und T_n im Tastrhythmus unterbrochen werden: Der jeweils unterbrochene Reflektor ist nicht mehr in Resonanz und praktisch unwirksam, während der andere das an sich zirkulare Strahlungsdiagramm des Sendedipols auf die aus der Abbildung ersichtliche Weise verzerrt (s. Abb. 70). Zwischen beiden Richtcharakteristiken bildet sich die Leitzone Z aus, in der die von beiden Richtdiagrammen stammenden Feldstärken gleich sind. Das wechselseitige Ein- und Ausschalten der beiden Reflektordrähte wird in einfachster Weise dadurch erreicht, daß das eine Relais mit einem Ruhe- und das andere mit einem Arbeitskontakt arbeitet, so daß beide Relais mit dem gleichen Zeichen getastet werden können. Mit dieser einfachen Anordnung läßt sich eine Leitzone von $2-3^\circ$ erzielen, in der praktisch Strichempfang herrscht, doch ist die Peilschärfe durch Einsatz aller Hilfsmittel, welche auf eine Verstärkung der Bündelung hinauslaufen, erheblich zu verbessern. An Stelle einer akustischen Peilung nach Gehör kann auch eine visuelle Anzeige treten, zu welchem Zweck die Zwillingsbake am besten im einfachen Punkt-Strich-Rhythmus getastet wird. Empfangsseitig werden die Punkte und Striche von einem geeigneten Indikatorinstrument aufgelöst, welches die Komplementärzeichen, d. h. die links- oder rechtsseitigen Abweichungen aus der Leitzone durch entgegengesetzte Ausschläge direkt angibt [22]. Ferner kann das Wechseltastverfahren verbessert werden, wenn die wechselweise Erregung der beiden Teilantennen durch eine kontinuierliche Modulation ersetzt wird. In diesem Fall sind die Ausstrahlungen der beiden Teilantennen durch verschiedene Modulationsfrequenzen zu charakterisieren, die empfangsseitig durch elektrische Selektionsmittel oder durch frequenzempfindliche Indikatoren wieder getrennt werden können.

Die praktischen Nutzenwendungen einer solchen Zwillingsbake, die mit demselben Erfolg auch zur empfangsseitigen Anpeilung eines ultrakurzweligen Leuchtfeuers oder dergleichen zu benutzen ist, sind grundsätzlich überall da gegeben, wo die Peilschärfe eines einfachen Strahlenbündels oder einer einfachen Empfangscharakteristik nicht ausreichen, z. B. zur Befuerung besonders enger Fahrstraßen, als weiteres Hilfsmittel

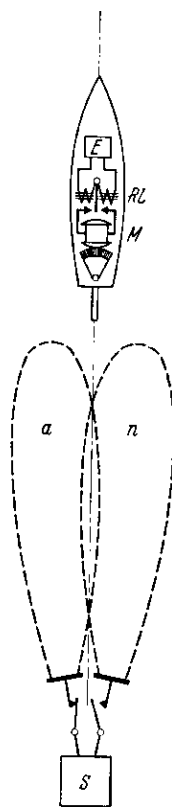


Abb. 167. Schematische Darstellung der Leitstrahl lenkung.

bei der Blindlandung usw. Interessant ist auch die Anwendung zwecks Fernlenkung unbemannter Schiffe oder Flugzeuge, ein schon Jahrzehnte altes Problem. Während diese Fernlenkung bisher so erfolgte, daß dem Fahrzeug auf drahtlosem Wege bestimmte Befehlszeichen übermittelt wurden, die bestimmte Manipulationen, wie Steuerung, Antrieb u. dgl. auslösten, bietet das Leitstrahlverfahren die Möglichkeit, ein Fahrzeug selbsttätig auf dem durch einen Leitstrahl vorgeschriebenen Kurs zu halten [23]. Im Grunde ist zu diesem Zweck lediglich an Stelle des oben erwähnten Anzeigeinstruments ein Differentialrelais RL an den Bordempfänger E in Abb. 167 anzuschließen, dessen Kontakte das Steuerruder über elektromechanische Hilfseinrichtungen M entweder nach Backbord oder nach Steuerbord umlegen. Startet das Fahrzeug von einer, den kursweisenden Leitstrahl aussendenden Kommandostelle aus, so werden alle Abweichungen durch Windabdrift usw. durch entsprechende Gegensteuerung wieder ausgeglichen, so daß das Fahrzeug einen Kurs einhält, der sich in ganz geringen Schwankungen um den Leitstrahl schlängelt. Wird der Leitstrahl geschwenkt, dann stellt sich der Kurs immer wieder selbsttätig auf die neue Richtung ein.

3. „Sehen“ mit elektrischen Wellen.

Der Vorgang des optischen Sehens beruht bekanntlich nicht nur darauf, daß die von einer Lichtquelle unmittelbar ausgehenden Strahlen ins Auge gelangen, sondern ein vollständiges Bild unserer Umwelt entsteht dadurch, daß die Strahlen einer Lichtquelle, z. B. der Sonne von den verschiedenen Gegenständen unserer Umgebung mehr oder weniger stark reflektiert werden. Nun ist zwar zwischen dem ersten Vorgang und dem Anpeilen einer elektrischen „Leuchtboke“ eine gewisse Analogie ohne weiteres erkenntlich, es liegen jedoch auch Ansätze zu einem „Sehen“ mit elektrischen Wellen nahe, wenn diese Wellen von einem als Lichtquelle oder Scheinwerfer zu denkenden Sender ausgestrahlt und von dem „beleuchteten“ Gegenstand auf den das Auge ersetzenden Empfänger zurückgeworfen werden. Im weitesten Sinne handelt es sich um ein derartiges elektrisches Sehen bereits dann, wenn irgendwelche reflektierenden Gegenstände das elektromagnetische Ausbreitungsfeld um einen Sender oder um einen Empfänger stören, wie es für größere, stark reflektierende und bewegliche Gegenstände, wie Kraftwagen, Stadt- und Eisenbahnzüge u. dgl., schon in Kapitel 3, Abschnitt 2 D, beschrieben ist. Namentlich in geschlossenen Räumen ist die Wirkung selbst verhältnismäßig schwach reflektierender Körper, insbesondere von Personen sehr stark und läßt sich erfolgreich zu Alarmzwecken bei unbefugtem Eindringen verwenden. In diesem Fall füllt ein kleiner und möglichst stabil arbeitender Ultrakurzwellensender den zu sichernden Raum mit elektrischen Wellen an, deren Konstanz von einem geeigneten Kontrollempfänger laufend überwacht wird [24].

Welche Ausmaße derartige Interferenzstörungen selbst im Freien annehmen können, geht aus Beobachtungen über den Einfluß von Flugzeugen hervor, der sich über unerwartet große Entfernungen erstreckt [25]. So verursacht ein Flugzeug, das längs der Verbindungs-

linie Sender-Empfänger in 500 m Höhe fliegt oder diese kreuzt, schon bei Meterwellen deutlich merkbare Interferenzschwankungen, die je nach den Umständen, d. h. je nach Höhe, Richtung und Flugeschwindigkeit eine Frequenz von einigen Hertz haben. Diese starken Rückstrahlungen werden verständlich wenn man bedenkt, daß das Strahlungsfeld, in welchem sich ein Flugzeug in einiger Höhe über dem Erdboden befindet, nur mit dem Kehrwert der Entfernung abnimmt, wohingegen das Abnahmegesetz über dem Erdboden quadratischen Charakter hat. Die Feldstärke des Rückstrahlungsfeldes über dem Erdboden kann daher das Vielfache dessen betragen, was auf dem Erdboden darunter herrscht, und dementsprechend können auch die reflektierten Wellen, obwohl sie nur einem Bruchteil des auf das Flugzeug treffenden Strahlungskegels entsprechen, größenordnungsmäßig mit der Bodenwelle übereinstimmen.

Noch deutlicher kommt die Analogie zwischen einem elektrischen und optischen Sehen zum Ausdruck, wenn Sender und Empfänger eine Richtwirkung haben, und die Richtung, in welcher sich der gesuchte Gegenstand vom Beobachter aus befindet, durch scheinwerferartiges Abbleuchten auszupeilen ermöglichen. In dieser Hinsicht liegt eine wichtige Nutzanwendung in der Kollisionssicherung von Schiffen, ohne daß das entgegenkommende fremde Schiff mit elektrischen Positionslichtern versehen zu sein braucht. Ein besonderer Vorteil ist, daß eine derartige Einrichtung auch vor Kollisionen mit natürlichen Hindernissen, wie z. B. mit Eisbergen u. dgl., Schutz gewährt.

4. Ultrakurzwellentherapie.

Schon um die Jahrhundertwende haben die hochfrequenten elektrischen Schwingungen Eingang in die Medizin gefunden, nachdem man erkannt hatte, daß bei Hochfrequenz keine elektrolytischen Zersetzungen und keine Nervenreizungen mehr stattfinden. Bis vor wenigen Jahren begnügte man sich praktisch mit zwei therapeutischen Hochfrequenzverfahren, der Arsonvalisation und der Diathermie, die einen Frequenzbereich von $3 \cdot 10^5$ – 10^6 Hz umfassen. Beide Methoden unterscheiden sich voneinander dadurch, daß bei der Diathermie der zu behandelnde Körperteil unmittelbar in die hochfrequente Strombahn eingeschaltet und von starken Strömen bei verhältnismäßig geringen Spannungen durchflossen wird, während bei der Arsonvalisation der ganze Körper sehr hohen Wechselspannungen bei schwachen Strömen ausgesetzt wird. Außerdem gibt es noch einige Modifikationen, von denen die Autokonduktion und das Kondensatorbett besonders zu nennen wären. Bei der d'Arsonval'schen Autokonduktion befindet sich der Patient innerhalb eines großen, vom Hochfrequenzstrom durchflossenen Solenoids und wird auf die ganze Körperlänge vom magnetischen Wechselfeld durchsetzt. Das Prinzip des Kondensatorbetts beruht darauf, daß der Patient auf einer metallischen Platte, durch eine dünne Isolierschicht getrennt aufliegt, wobei Patient und Platte mit den beiden Polen eines Diathermieapparats in Verbindung stehen und gewissermaßen die beiden Belagungen eines Kondensators bilden. Die

therapeutische Wirkung dieser Heilverfahren ist im wesentlichen in einer Erweiterung der Hautgefäße als Reaktion auf die Erwärmung des ganzen Körpers oder der stromdurchflossenen Teile und in einer dadurch bedingten unspezifischen Hautreizung zu suchen.

Die Ultrakurzwellentherapie stellt das jüngste Glied in der Reihe der elektro-physikalischen Therapiemethoden dar, ist jedoch nicht etwa, wie man leicht glauben könnte, aus einer systematischen Weiterentwicklung zum Zweck einer Verbesserung oder gar Überwindung der Langwellendiathermie hervorgegangen, sondern die Entwicklungslinie ist ganz unstetig verlaufen, indem plötzlich neben der Langwellendiathermie die ultrakurzen Wellen eingesetzt wurden, unmittelbar als man durch die Entwicklung geeigneter Senderöhren und Schaltungen die Erzeugung entsprechend kurzer Wellen mit hinreichend großer Leistung beherrschte. Entsprechend dem Rahmen und dem Ziel des vorliegenden Buches können sich die folgenden Ausführungen nur mit der physikalischen Seite der Ultrakurzwellentherapie, d. h. mit ihrer technischen Anwendung und mit den physikalischen Gesetzen, unter denen die Wirkung auf den Organismus und auf biologische Substanzen vor sich geht, befassen, hinsichtlich ihrer therapeutischen Wirkungen und Reaktionen, wie sie den Mediziner interessieren, muß auf die medizinische Fachliteratur, insbesondere auf die einschlägigen Bücher verwiesen werden [26].

A. Ultrakurzwellenbestrahlung.

Im Hinblick auf die quasioptischen Eigenschaften der ultrakurzen Wellen liegt der Gedanke nahe, den ganzen Patienten oder einzelne Körperteile oder -stellen mit elektrischen Wellen zu bestrahlen ebenso wie man es mit Wärme-, Licht-, Ultraviolett- und Röntgenstrahlen gewohnt ist. Wenn auch die freie elektrische Raumwelle bis jetzt in der Medizin noch keine praktische Anwendung gefunden hat, so sind gewisse Einwirkungen auf Menschen und Tiere doch nicht zu bestreiten, sobald bestimmte energetische Voraussetzungen erfüllt sind, und sobald die zugeführte Strahlungsdosis ein bestimmtes Maß überschreitet. In den ausgedehnten Strahlungsfeldern, wie man sie zur ultrakurzwelligen Nachrichtenübermittlung verwendet und wo die für einen Empfänger zur Verfügung stehende Feldstärke nach Milli- oder Mikrovolt pro Meter rechnet, wird diese Mindestdosis bei weitem nicht erreicht, doch empfindet man in der unmittelbaren Umgebung eines Ultrakurzwellensenders großer Leistung primär ein anomal starkes Wärmegefühl, und sekundär sind subjektive Störungen des Allgemeinbefindens, wie Müdigkeit, die sich bei längerer starker Einwirkung bis zur Apathie steigern kann, und neurasthenische Depressionen zu beobachten. Die Empfindlichkeit ist bei einzelnen Personen ganz verschieden, ohne daß allgemeinere Angaben zu machen sind, doch hat es den Anschein, als ob sich die Beschwerden bei Anwendung kürzerer Wellen mehrten. Organische Schädigungen sind in keinem Fall nachgewiesen worden. Vor allem bei leistungsfähigen Sendern machen die beschriebenen Störungen einen wirksamen Schutz des Bedienungspersonals notwendig, der am besten durch einen allseitig sorg-

fältig geschlossenen Faradayschen Käfig oder durch Vorhänge aus Metallketten und Litzen bewirkt wird.

Die Wirkung der elektromagnetischen Strahlung ist in zweiter Linie davon abhängig, welchen Anteil an Hochfrequenzenergie der Organismus aus dem Strahlungsfeld wirklich absorbiert. Es hat den Anschein, als ob der menschliche Körper wie ein Empfangsdipol wirkt, der von der ausgestrahlten Welle angeregt werden kann, wenn auch die Resonanz wegen der außerordentlich starken Dämpfung nur schwach ausgeprägt ist. Am unzweideutigsten ist auf eine solche Resonanzwirkung daraus zu schließen, daß dem Sender bei Annäherung einer Versuchsperson beträchtliche Energie entzogen werden kann, wie am Rückgang des Antennenstroms kenntlich wird. Abgesehen davon, daß die Abstände, bei denen eine solche Energieentziehung wahrnehmbar wird, viel zu groß sind, um die Annahme eines kapazitiven Kurzschlusses des Antennenfeldes über die Versuchsperson zu rechtfertigen, ist der Stromrückgang noch von der Größe der Versuchsperson und von ihrer Körperstellung abhängig, denn die Rückwirkungen sind anders, wenn die Versuchsperson beispielsweise eine Hockstellung einnimmt, als wenn sie mit aufgerichtetem Körper steht.

Im Modellversuch lassen sich die Verhältnisse in grober Näherung dadurch nachahmen, daß man ein mit Kochsalz- oder Gelatinelösung gefülltes Glasrohr als Empfangsdipol benutzt, und durch entsprechendes Füllen auf die Senderwelle abstimmt. Die Lösung erwärmt sich durch den induzierten Hochfrequenzstrom und zwar am stärksten in der Mitte, der Stelle des Strombauchs, während die Erwärmung nach oben und unten zu abnimmt.

Ebenso wie bei der Nachrichtenübermittlung hat man auch zur therapeutischen Bestrahlung mit ultrakurzen Wellen versucht, die Strahlungsenergie durch Spiegelsysteme auf das zu behandelnde Objekt zu konzentrieren. Eine besonders starke Energielokalisation findet statt, wenn man dem Sendespiegel einen zweiten Spiegel gegenüberstellt, in dessen Brennpunkt sich das Objekt befindet. Noch günstiger wirkt der in Abb. 168 dargestellte Ellipsenspiegel, in dessen einem Brennpunkt, oder — bei zylindrischem Aufbau — in dessen einer Brennpunktlinie der Sendedipol steht, und in dessen zweitem Brennpunkt sich die gesamte Strahlungsenergie auf das Objekt konzentriert. Da das Spiegelsystem wie bei jeder Bündelung groß sein soll gegenüber der Wellenlänge, würde die Methode bei den heute gebräuchlichen Wellen von 3 m Länge allerdings zu sehr großen Spiegelgebilden führen. Erst wenn auch die Dezimeterwellen aus energetischen Gründen zu therapeutischen Zwecken verwendungsfähig sind, was auf Grund der neuesten Entwicklung durchaus voraussuchen ist, wird man zur Behandlung im Strahlungsfeld übergehen können, obwohl die Energiedichten in der Brennpunktlinie eines Empfangsspiegels um Größenordnungen kleiner sind, als die im Kondensatorfeld erzielbaren. Ob den Dezimeterwellen eine eindeutige

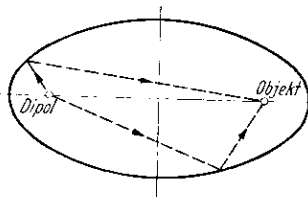


Abb. 168. Ellipsenspiegel zur Konzentration des Strahlungsfeldes eines Senders auf ein Objekt.

Strahlungswirkung unabhängig von Wärmewirkungen zukommt, die vermutlich große Energie entbehrlich machen würde, muß heute noch dahingestellt bleiben.

B. Das ultrakurzwellige Spulenfeld.

Um eine direkte Wirkung der elektromagnetischen Wellen auf den menschlichen und tierischen Organismus und auf biologische Substanzen zu erzielen, kann man grundsätzlich das magnetische Wechselfeld im Inneren einer Spule heranziehen und gelangt damit zu Anordnungen, wie sie auch der d'Arsonval'schen Autokonduktion zugrunde liegen. Solenoide, wie sie für therapeutische Zwecke in Frage kommen, haben jedoch solche Abmessungen und Selbstinduktionen, daß sich eine Speisung mit extrem hohen Frequenzen verbietet, und bei niedrigeren Frequenzen besteht kaum noch ein Unterschied gegen die Autokonduktionen. Da es sich bei der Wirkung eines magnetischen Wechselfeldes in der

Hauptsache um Wirbelstrombildung in den durchfluteten Körpern handelt, und da diese bei guter elektrischer Leitfähigkeit am stärksten ist, absorbieren nur gutleitende Stoffe merkbare Energie und Metalle kommen sogar zur Weißglut und zum Schmelzen. Die Wirkung auf schlechtleitende organische Substanzen ist dagegen sehr gering und dürfte zum größten Teil lediglich auf kapazitive Wirkungen zurückzuführen sein.

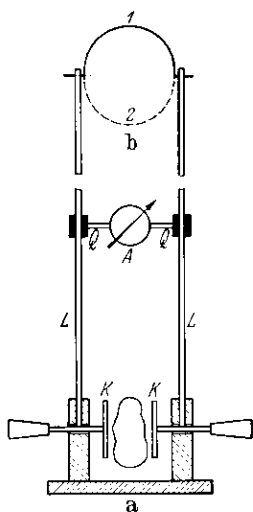


Abb. 169. Sekundärkreis für Kondensatorfeldmethode a durch verschiebbare Brücke und b durch schwenkbare Induktivitätsschleife verstellbar.

C. Die Kondensatorfeldmethode.

Das dritte Verfahren, welches Energiedichten liefert, die das durch Spiegel in eine Brennpunktlinie konzentrierte Feld eines Hertz'schen Dipols um Größenordnungen übertreffen, und welches infolgedessen in der Praxis die größten Erfolge gezeitigt hat, ist die Kondensatorfeldmethode. Bei dieser wird das zu behandelnde Objekt dem elektrostatischen, zwischen den Platten eines Kondensators herrschenden Ultrakurzwellenfeld ausgesetzt. Obwohl die ersten Versuche in dieser Hinsicht schon verhältnismäßig früh bekannt geworden sind [27], haben erst die grundlegenden Arbeiten von Schliephake [28] den Beweis für eine praktische Überlegenheit der

elektrostatischen Ultrakurzwellenfelder über das Strahlungs- und Spulenfeld sowie über die bisher gebräuchliche Langwellendiathermie erbracht.

a) Technik des Kondensatorfeldes.

An sich eignet sich zur Durchflutung von Körperteilen und von biologischen Substanzen der Schwingkreiskondensator jedes Ultrakurzwellensenders, sofern er hinreichend großen Plattenabstand hat, doch treten leicht ungünstige Rückwirkungen auf den Sender auf, denn das verlustbehaftete Dielektrikum beeinträchtigt die Schwingfähigkeit, und

die bei Versuchstieren unvermeidlichen Bewegungen würden dauernd die Wellenlänge ändern. Ferner sei daran erinnert, daß ein Röhrensender, wenn er die höchsten Frequenzen liefern soll, am besten ohne jede besondere Schwingkreiskapazität arbeitet, da die innere Röhrenkapazität eine solche vollkommen ersetzt. Aus diesen Gründen ist die Verwendung eines Sekundärkreises vorzuziehen [29], der in seiner einfachsten Form nach Art der schematischen Darstellung in Abb. 169 a aus einem Induktivitätsbügel *LQL* und dem Plattenkondensator *KK* besteht. Der Abstand der Kondensatorplatten muß veränderlich sein, um die Kapazität dem in das Kondensatorfeld gebrachten Objekt anpassen zu können. Zur genaueren Abstimmung ist der Querbügel *Q*, der zweckmäßig einen Stromindikator *A* trägt, verschiebbar. Zusammen mit einem geeigneten Erregersender ist ein solcher Sekundärkreis bereits in der Abb. 86 des ersten Bandes gezeigt worden. An die Stelle des verschiebbaren Querbügels *Q* kann auch eine schwenkbare Induktivitätsschleife, wie sie die Abb. 169 b schematisch in den beiden Grenzlagen 1 und 2 zeigt, treten, die eine bequemere Bedienung gestattet.

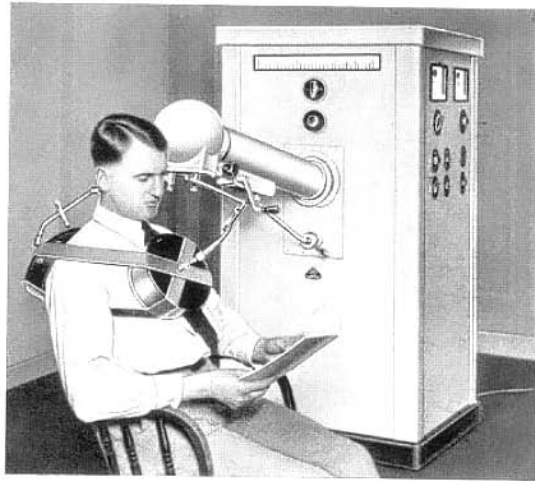


Abb. 170. Brustdurchflutung mit dem „Ultra-Pandoros“ der Siemens-Reiniger-Weiß Werke.

Dieser Sekundärkreis eignet sich zwar sehr gut zur Ultrakurzwellendurchflutung von kleineren Versuchstieren und von biologischen Substanzen, bei der Behandlung menschlicher Patienten ist es jedoch oft schwierig, eine bestimmte, der Lage des Patienten angepaßte Stellung der Kondensatorplatten mit einer ausreichenden Ankopplung an den Sender zu vereinigen. Diese Schwierigkeiten werden gehoben, wenn der Patientenkreis mit dem Sender über eine Lechersche Energieleitung verbunden ist. Die praktische Ausführung eines derartigen Ultrakurzwellen-Therapieapparates, des „Ultra-Pandoros“ der Siemens-Reiniger-Weiß-Werke zeigt die Abb. 170 [30]. In dem großen Metallgehäuse befindet sich der Erregersender mit von 3—7 m kontinuierlich veränderlicher Wellenlänge und mit einer Nutzleistung von 100 W bei der kürzesten und von 400 W bei der längsten Welle. Der aus dem Gehäuse herausragende, in weitem Ausmaße bewegliche Metalltubus enthält eine Paralleldrahtleitung, über die die Hochfrequenz auf den eigentlichen Behandlungskreis übertragen wird. Die beiden Kondensatorplatten werden von zwei Armen getragen und lassen sich durch Kugel-

gelenke in beliebige Stellungen bringen. Die Abbildung stellt eine Durchflutung der Brust dar.

In Abhängigkeit von Abstand und Stellung der Kondensatorplatten sowie von dem im Kondensatorfeld befindlichen Objekt ändert sich die Resonanzlage, weshalb der Behandlungskreis jedesmal wieder neu abgestimmt werden muß. Als Resonanzindikator dient am besten ein Hitzdrahtamperemeter oder eine mit einer der Platten einpolig verbundene Glimm- oder Glühlampe, deren Leuchten bei feineren Messungen durch eine Photozelle registriert werden kann [31].

Instrumente, welche die Erwärmung irgendeines Stoffes im Kondensatorfeld unmittelbar messen, wie Thermometer oder Thermoelemente, bringen stets Feldverzerrungen mit sich und ergeben dadurch falsche Werte. Ein Gerät, das ohne diesen Nachteil eine ungefähre Dosierung ermöglicht, ist in der Abb. 171 wiedergegeben [26]. Hinter der Kondensatorplatte P liegt eine trichterförmige Platte T , durch einen isolierenden Distanzring R getrennt. Der zwischen beiden Platten entstehende Hohlraum ist mit Öl gefüllt, dessen thermische Ausdehnung am Anstieg in der Kapillare K beobachtet wird. Leider ist das Instrument stark frequenzabhängig und muß für jede Welle besonders geeicht werden.

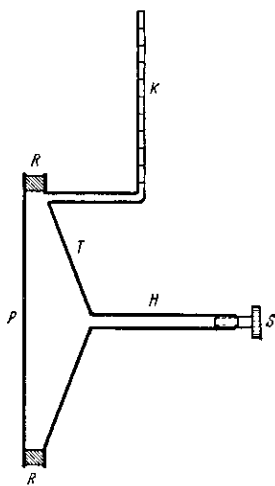


Abb. 171. Dosimeter von Schliephake.

Eine genaue Dosierung der im Objekt in Wärme umgesetzten Leistung aus Strom- und Spannungsmessungen ist nicht möglich, wenn nicht auch die Phasenverschiebung bekannt ist. Sicher ist allein die kalorimetrische Messung der Nutzleistung, indem man beispielsweise bestimmt, um wieviel sich eine bekannte Wasser- oder Elektrolytmenge, deren Wasserwert einschließlich des Gefäßes W sei, innerhalb t Sekunden von T_1 auf T_2 erwärmt. Dann ist die zur Verfügung stehende Hochfrequenzleistung:

$$N = \frac{W (T_2 - T_1)}{0,24 t}.$$

Dabei muß man allerdings darauf Rücksicht nehmen, daß sich jede elektrolytische Lösung im Kondensatorfeld anders erwärmt. Wesentlich genauer dürfte die Bestimmung der wirksamen Dämpfung aus der Resonanzkurve sein, aus der sich unter Berücksichtigung des gemessenen Sekundärstroms die an das Objekt wirklich abgegebene Leistung errechnen läßt.

b) Theorie der Ultrakurzwellentherapie.

a) **Tiefenwirkung.** Um die besonderen biologischen Wirkungen, die bei der Durchflutung mit ultrakurzen Wellen zu erwarten sind, theoretisch in groben Zügen zu überschauen, sind von vorneherein alle Betrachtungen abzulehnen, die das Problem von der kurzwelligeren Seite des elektromagnetischen Wellenspektrums her durch Strahlungsgesetz-

mäßigkeiten zu erfassen suchen und von einer Absorption von Energiequanten reden, vielmehr geht man zweckmäßig von den bekannten Gesetzen der Langwellendiathermie aus und berücksichtigt die mit zunehmender Frequenz jeweils neu hinzukommenden Gesichtspunkte:

Das Verhalten biologischer Körperteile, d. h. der als verschiedene Dielektrika aufzufassenden Zellgewebe und Gewebsflüssigkeiten kann in allen physikalischen Konsequenzen gekennzeichnet werden durch die elektrolytische Leitfähigkeit σ und durch den kapazitiven Leitwert, der von der Größe der Dielektrizitätskonstanten ϵ und der Frequenz ω abhängt. Ist q der Querschnitt der die Strombahn bestimmenden Elektroden und d die Länge dieser Strombahn, so ergibt sich der Ohmsche Leitwert:

$$G = \frac{1}{R} = \frac{\sigma q}{d}$$

und der kapazitive Leitwert:

$$\omega C = \omega \cdot \frac{\epsilon q}{4\pi d}.$$

Bei den Strömen der üblichen Langwellendiathermie, die mit Wellenlängen um 300 m arbeitet, ist der Wert ω so klein, daß der Organismus noch als rein Ohmscher Widerstand aufgefaßt werden kann [32]. Der für die Größe des kapazitiven Verschiebungsstroms maßgebende Kosinus des Phasenwinkels φ beträgt 0,98—0,99, und die kapazitive Wirkung kann neben der reinen Fortleitung des Leitungsstroms ohne weiteres vernachlässigt werden.

Im allgemeinen stellen die Teile des menschlichen oder tierischen Organismus kein homogenes Medium dar, sondern zeigen sich infolge ihres strukturellen Aufbaus vielfach geschichtet. In diesen Schichtungen suchen sich die von den Elektroden ausgehenden Strombahnen jeweils die geringsten Ohmschen Widerstände aus. Ganz allgemein kann gesagt werden, daß der Strom hauptsächlich den Blutgefäßen und den gut durchbluteten Geweben folgt, die den geringsten Widerstand bieten und sich infolgedessen stärker erwärmen als die Umgebung. Als Beispiel für eine kompliziertere Serien- und Parallelschaltung von Widerständen sei die Diathermie des Kopfes angeführt, wenn zu beiden Seiten zwei Elektroden aufgelegt werden. Hierbei stellt sich eine Stromverteilung ein, die streng durch die Kirchhoffschen Stromverzweigungsgesetze gegeben ist und durch die Abb. 172 veranschaulicht werde, wobei die Dicke der gestrichelten Stromlinien die Stromstärke ausdrücken soll [26, 28]. Man erkennt, daß zunächst der Hautwiderstand, der verhältnismäßig hoch ist, überwunden werden muß, ehe sich ein beträchtlicher Teil des Stromes durch die gut durchblutete Kopfschwarte um die Schädeldecke herum schließt, während der restliche Teil in den Schädel

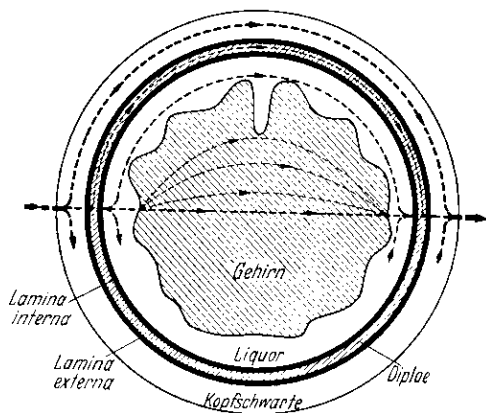


Abb. 172. Stromverteilung bei Langwellendiathermie des Kopfes.

eindringt und sich nach Maßgabe der verschiedenen Serien- und Parallelwiderstände auf den Schädelinhalt verteilt. Besonders hinderlich ist bei der Langwellendiathermie, daß der gesamte Hochfrequenzstrom die Haut und das subkutane Fettgewebe passieren muß, wo wegen des hohen Widerstands die stärksten Erwärmungen stattfinden. Diese Erhitzung der Haut und Unterhaut begrenzen als hohe elektrische Vorschaltwiderstände die Leistungszufuhr, so daß sich die Gewebe im Inneren des Körpers einmal wegen ihres niedrigeren Widerstands und dann auch wegen der diffusen Stromverteilung nur schwach erwärmen können.

Geht man mit der Frequenz höher und höher bis an das Wellengebiet unter 10 m, so wird der kapazitive Leitwert der Gewebe immer größer,

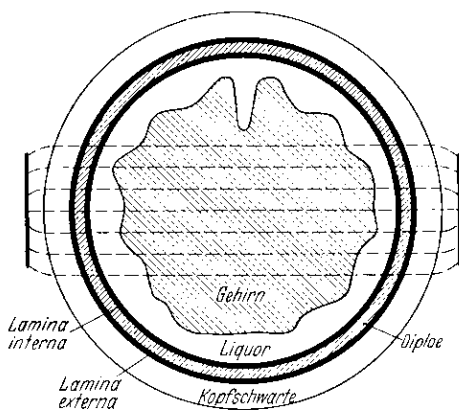


Abb. 173.
Stromverteilung bei Ultrakurzwellentherapie.

bis er schließlich gleich oder größer als der Ohmsche Leitwert wird, so daß der Verschiebungsstrom den Leitungsstromanteil übertrifft. Hieraus ergeben sich folgende Vorzüge der Ultrakurzwellentherapie:

1. Die Stromverteilung im Inneren geschichteter und inhomogener Dielektrika richtet sich nicht mehr nach den Ohmschen Widerständen, sondern es entstehen fast lineare Strombahnen von der einen zur anderen Kondensatorplatte, d. h. die thermisch-therapeutischen Wirkungen bleiben auf einen durch die Verbindungsflächen der Elek-

troden begrenzten Raum beschränkt. Die für Gleichstrom und normale Hochfrequenz geltende Stromverteilung nach Abb. 172 nimmt also bei Ultrakurzwellen das in Abb. 173 gezeigte Aussehen an. Aus diesem Beispiel geht die ungleich bessere Energiekonzentration auf das Körperinnere deutlich hervor.

2. Für die Stromstärke zwischen den Elektroden ist die Summe aller Komplexwiderstände maßgebend, die der Strom teils als wärmespendender Leitungsstrom, teils als verlustfreier Verschiebungsstrom durchfließt. Schlechte Leiter, wie die Haut, das Unterhautgewebe und die Knochen, die wegen ihrer hohen Widerstände die Stromstärke der normalen Diathermie begrenzen, nehmen bei der Ultrakurzwellentherapie weit weniger Leistung auf, so daß sehr viel größere Stromstärken zulässig und in der Tiefe des Körpers in Wärme umzusetzen sind.

3. Während die Elektroden bei der Langwellendiathermie unmittelbar auf dem Körper aufliegen und mit ihm in gutem Kontakt stehen müssen, sollen an schlechten Übergangswiderständen keine Verbrennungen auftreten, können bei der Ultrakurzwellentherapie unbeschadet Luftstrecken zwischen Elektroden und Objekt gelegt werden, ohne daß die durch die beiderseitigen Luftpolster gebildeten kleinen Kapazitäten eine

wesentliche Begrenzung für den Strom darstellen. Besonders vorteilhaft ist der Umstand, daß auf diese Weise auch unregelmäßig gestaltete Körperteile, Ohren, Nase, Augen usw., denen großflächige Kontaktelektroden schwer anzupassen sind, durchflutet werden können.

In den meisten Fällen ist das zu behandelnde Objekt größer als die Elektroden, wodurch es an den Plattenrändern leicht zu unkontrollierbaren Spitzenwirkungen kommt, die bis zu Verbrennungen führen können. Um unter allen Umständen einen genügend gleichmäßigen Plattenabstand von der Körperoberfläche zu sichern, werden die Platten zweckmäßig mit isolierenden Elektrodenschuhen versehen. Eine derartige Elektrode befindet sich z. B. in einem Glasgefäß, das mit seinem Boden auf den Körper aufgelegt wird (Abb. 174). Durch Verschieben der Elektrode innerhalb des Deckes läßt sich der Luftraum passend einstellen.

Durch geeignete Formgebung der Elektroden, z. B. durch Kegel- oder Halbkugelform hat man es in der Hand, die Kraftlinien in der Tiefe gewissermaßen zusammenzuziehen, und eine stärkere Tiefenwirkung zu erzielen. Eine ähnliche Feldkonzentration im Inneren von Körperteilen kann man durch Einführen einer metallischen Sonde bewirken, um die eben- falls, wie aus Abb. 175 hervorgeht, ein Zusammenziehen der Feldlinien stattfindet. Ganz allgemein genügen hierzu bereits Stoffe oder Flüssigkeiten mit höheren Dielektrizitätskonstanten als die der Umgebung, welche man in die zu behandelnden Körperhöhlen einfüllt.

Will man die Ultrakurzwellen nach ihrer Wirkung als elektrotherapeutisches Heilmittel charakterisieren, so ist vielleicht folgender Vergleich gerechtfertigt: Wenn man sich den Unterschied zwischen Ultrakurzwellentherapie und zwischen Langwellendiathermie als dem bekanntesten Hochfrequenzverfahren schlecht- hin versinnbildlichen will, kann man etwa den Unterschied zwischen Ultraviolett- und Röntgenstrahlen zum Vergleich heranziehen, zweier Frequenzgebiete, deren Größenordnungen ebenso weit auseinanderliegen. Während das Ultraviolett hauptsächlich auf der Körperoberfläche wirkt und von da aus sekundäre Wirkungen auf die tieferliegenden Organe ausübt, dringen die Röntgenstrahlen direkt bis zu den einzelnen Organen vor. Ganz analog dringt auch die Diathermie nur mit einzelnen Stromschleifen in die Tiefe und bewirkt in der Hauptsache durch Oberflächenerhitzung eine reflektorische Hyperämie, die erst sekundär in tiefere Schichten eindringt, wogegen das ultrakurzwellige Kondensatorfeld unmittelbar in den Tiefenschichten zur Wirkung kommt. Mehr kann diese Analogie freilich nicht aussagen, denn größenordnungsmäßig beträgt die Länge der

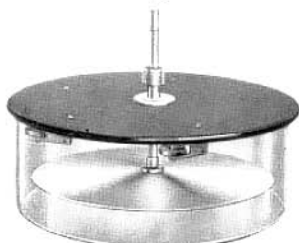


Abb. 174. Kondensatorplatte mit gläsernem Elektrodenschuh nach Schliephake.

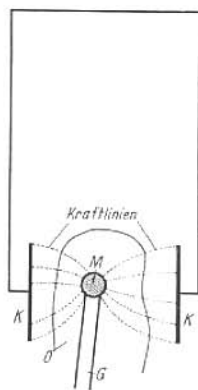


Abb. 175. Feldverzerrung durch Metallsonde *M*.

Ultrakurzwellen das 10^{18} -fache der Ultraviolettstrahlung, und während das kurzwellige Licht schon Quantenwirkungen auf das Atom ausübt, kommen im Kondensatorfeld hauptsächlich elektrostatische Anziehungskräfte auf Ionen und Moleküle zur Auswirkung.

β) **Selektive Erwärmung.** Die sinnfälligste Wirkung der Ultrakurzwellentherapie ist also ihre durchdringende Erwärmung, die sich bis in die tiefsten Schichten des Körpers erstreckt, wenngleich sich auch nicht alle zutage tretenden Effekte aus Wärmeentwicklung allein erklären lassen. Im Grunde genommen handelt es sich natürlich immer um Joulesche Wärme, doch unterscheidet sich ihre Entstehung und Verteilung bei Ultrakurzwellen grundsätzlich von der Wärmeerzeugung durch Gleichströme und durch langwellige Hochfrequenz, denn bei extrem hohen Frequenzen kommt nicht allein der Ohmsche, sondern in erster Linie der komplexe Hochfrequenzwiderstand in Frage [33]. Zunächst beträgt die sekundliche Wärmemenge, die der Leitungsstromanteil I_l im Ohmschen Widerstand R erzeugt, wenn man die Leitungskomponente I_l durch den Gesamtstrom I ausdrückt:

$$I_l^2 = \frac{I^2}{1 + \omega^2 C^2 R^2},$$

$$Q = I_l^2 R = \frac{I^2 R}{1 + \omega^2 C^2 R^2}.$$

Den größten Leistungsverbrauch oder die stärkste Erwärmung erhält man bei konstantem Strom und bei veränderlichem R , wenn $\omega CR = 1$ ist, denn dann geht der Ausdruck für Q über in:

$$Q = \frac{I^2 R}{2}.$$

Schreibt man diese Bedingung in der Form:

$$R = \frac{1}{\omega C},$$

dann erkennt man, daß der maximale Leistungsumsatz dann stattfindet, wenn der Ohmsche gleich dem kapazitiven Widerstand und wenn der Phasenwinkel $\left(\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{R\omega C}\right)$ gleich 45° ist. Nach der Definition des Verlustwinkels $\delta = 90^\circ - \varphi$ liegt das Maximum der Erwärmung bei $\delta = 45^\circ$. In reinen Isoliermaterialien, beispielsweise in Quarz, ist der Ohmsche Widerstand sehr hoch und die Dielektrizitätskonstante sehr klein: Hier kann fast keine Erwärmung stattfinden. Umgekehrt ist in Metallen der spezifische Widerstand niedrig, so daß auch hier die Erwärmung nur schwach ist. In biologischen Substanzen ist dagegen das Verhältnis von σ und ε gerade so, daß Wellen zwischen 0,6 und 20 m eine optimale Wirkung ergeben.

Setzt man, um zu sehen, bei welcher Leitfähigkeit oder bei welcher Frequenz die obige Bedingung erfüllt ist, die Ausdrücke für $R = 1/G = \frac{d}{\sigma \cdot q}$ und für $\frac{1}{\omega C} = \frac{4\pi d}{2\pi v \varepsilon q}$ einander gleich, so erhält man:

$$v = 2 \frac{\sigma}{\varepsilon}.$$

Für jedes durch seine σ - und ε -Werte bzw. durch deren Quotient gegebene Dielektrikum gibt es demnach eine rationellste Frequenz, bei welcher

die Erwärmung ein Maximum wird. Führt man an Stelle der Frequenz die Wellenlänge und an Stelle von σ den spezifischen Ohmschen Widerstand ρ pro Zentimeter ein, so geht die Gleichung über in:

$$\lambda = \frac{\rho}{6000}.$$

Hat man beispielsweise einen Elektrolyten mit 500 Ω Widerstand/cm und mit der Dielektrizitätskonstanten 85, so ergibt eine Welle von 7,06 m die stärkste Erwärmung. Genau genommen gilt die abgeleitete Beziehung nur für einen Plattenkondensator, dessen Elektroden mit dem Dielektrikum unmittelbar in Berührung sind. In der therapeutischen Praxis befinden sich jedoch beiderseits des Objekts noch Luftschichten, die in das Ersatzschema für das eigentliche Objekt C und R in Abb. 176 als Reihenkapazitäten C'_r und C''_r einzufügen sind. Deshalb wird eine Korrektur

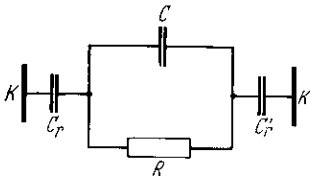


Abb. 176. Ersatzschema für ein Dielektrikum mit Luftpolstern.

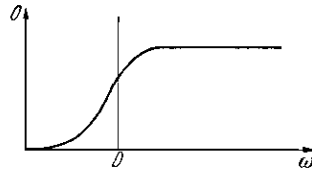


Abb. 177. Prinzipieller Verlauf der Leitfähigkeitskurve.

erforderlich, die jedoch unter praktischen Verhältnissen nur einige Prozent ausmacht, so daß man praktisch mit der einfachen Beziehung rechnen kann.

Zu dem gleichen Ergebnis gelangt man auf Grund der von Wagner entwickelten Theorie der dielektrischen Verluste in inhomogenen Medien [34], wenn man statt konstanten Stroms die Spannung zwischen den Kondensatorplatten festhält [35]. In diesem Fall steigt die Wärmeentwicklung als Funktion der Frequenz nach Maßgabe einer Debye-Wagnerschen Kurve (Abb. 177) an. Die Dispersionsstelle D liegt bei $\omega \tau = 1$, wobei τ die Zeitkonstante der Wagnerschen Nachwirkungstheorie bedeutet, deren allgemeinem Rahmen sich die Debyesche Dipoltheorie [36] gut angleichen läßt. Es läßt sich zeigen, daß diese Dispersionsbedingung praktisch dasselbe aussagt wie die für die rationellsten Frequenzen bei konstantem Strom abgeleitete Beziehung $\omega CR = 1$, und auch hier führen den biologischen Verhältnissen angepaßte Zahlenwerte ins Gebiet der Ultrakurzwellen, wenn man nach der Lage der Dispersionsstellen fragt.

Handelt es sich nicht um ein homogenes, sondern in Annäherung an die praktische Durchflutung von Körperteilen um ein inhomogenes, aus Schichten verschiedener Leitfähigkeiten und Dielektrizitätskonstanten zusammengesetztes Medium, so bietet die aus den vorhergehenden Betrachtungen abgeleitete Frequenzabhängigkeit die prinzipiell neue und interessante Möglichkeiten, das Temperaturgefälle zwischen den verschiedenen Schichten durch Auswahl der Wellenlänge willkürlich beeinflussen zu können. Bildet man nämlich für einen unkompliziert geschichteten biologischen Körper, z. B. einen Oberschenkel

das elektrische Ersatzschema nach Abb. 178, so gelangt man zu einer Serienschaltung von Widerständen mit parallel liegenden Teilkapazitäten, die jeweilig durch die spezifischen elektrischen Daten der äußeren Fettschicht σ_1 und ϵ_1 der Muskelschicht σ_2 und ϵ_2 und des Knochens σ_3 und ϵ_3 gekennzeichnet werden. Die obige Maximumrelation ergibt dann für jede dieser drei Schichten eine selektive Wellenlänge, d. h. eine frequenzabhängige Tiefenerwärmung, und zwar gilt das Gesetz auch für den allgemeinen Fall einer beliebigen Schichtung, also nicht nur für Serienschaltungen der Ersatzwiderstände, wenn gewisse Versuchsbildungen eingehalten werden [37].

Auf Grund dieser Zusammenhänge kann die wellenabhängige Tiefenwirkung in zusammengesetzten biologischen Körpern verständlich gemacht und jedenfalls dem Gange nach befriedigend erklärt werden, doch stößt der umgekehrte Gedanke, den verschiedenen Geweben und Organen bestimmte Wellenlängen zuzuordnen, und durch Auswahl dieser optimalen Wellenlängen bestimmte Organe im Körperinnern stärker zu erwärmen als die übrigen Gewebe, in der Praxis auf große Schwierigkeiten. Als

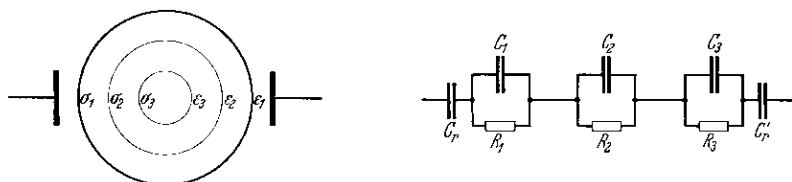


Abb. 178. Konzentrisch geschichteter biologischer Körper und elektrisches Ersatzschema.

Voraussetzung für eine solche selektive Erwärmung eines bestimmten Gewebes muß zunächst die Leitfähigkeit der Umgebung von der des zu behandelnden Organs genügend abweichen, oder auf den Fall unterschiedlicher Dielektrizitätskonstanten ausgedehnt, muß der Quotient σ/ϵ des betreffenden Organs sich von dem des umgebenden Zellgewebes stark abheben. Nach dem, was aus Langwellenmessungen bisher bekannt ist, scheinen die Unterschiede in der Leitfähigkeit der verschiedenen Gewebe und Gewebsflüssigkeiten zwar außerordentlich groß zu sein [38], wogegen die ϵ -Werte, von Knochen und Fett ($\epsilon = 15-20$) abgesehen, ziemlich einheitlich zu 85,0 angesetzt werden können, was auch verständlich erscheint, wenn man bedenkt, daß der tierische Organismus annähernd zu 85% aus Wasser besteht. Für die hier in Frage kommenden Stoffe liegen die Absolutwerte von biologischen Stoffen aber durchaus noch nicht so fest, daß man über die zur bevorzugten Erwärmung bestimmter Gewebeschichten erforderlichen Wellenlängen quantitativ bindende Angaben machen könnte, zumal bei den ultrahohen Frequenzen die Dispersionsgebiete bereits überschritten sind und den verschiedenen Gewebesorten und Flüssigkeiten zweifelsohne sehr viel höhere σ -Werte zukommen, als etwa im Langwellengebiet [39]. Zu dieser Unsicherheit kommt noch hinzu, daß die elektrischen Konstanten auf Grund physiologischer Verschiedenheiten von Individuum zu Individuum und auf Grund pathologischer Zustände sehr starken Schwankungen unterworfen sind, die das jeweilige Wellenband seinem absoluten Betrag nach völlig verschieben

können. Quantitative Folgerungen dürfen daher allein auf Grund von eindeutigen Messungen an biologischen Geweben und Gewebsflüssigkeiten gezogen werden.

7) **Selektive Wirkung auf kleinste Teilchen.** Bisher wurden die verschiedenen biologischen Stoffe als makroskopisch homogene Dielektrika angesehen, doch deuten die weiter unten beschriebenen Versuche an Elektrolyten verschiedener Konzentration sowie Beobachtungen an biologischen Substanzen und Objekten, die im physikalischen Sinne ebenfalls als stark konzentrierte elektrolytische oder kolloidale Lösungen anzusprechen sind, auf spezifische, d. h. nichtthermische Reaktionen hin. Für das Verständnis dieser bisher unberücksichtigt gebliebenen Effekte bieten sich vom theoretischen Standpunkt aus zwei Möglichkeiten [35]: Entweder nimmt man die Existenz von molekularen Dipolen im Sinne der Debyeschen Theorie an und spricht von dielektrischen Verlusten in Dipolflüssigkeiten, oder man faßt die biologischen Substanzen hinsichtlich ihrer mikroskopischen Struktur als dielektrisch inhomogene Medien auf, verzichtet also auf einen besonderen Dipolmechanismus zur Erklärung der anomalen Dispersion. Es unterliegt keinem Zweifel, daß die letztere, mehr formale Betrachtungsweise den biologischen Verhältnissen durchaus angepaßt werden kann.

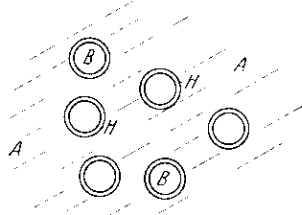


Abb. 179. Zellkörperchen *B* mit Hülle *H* im Dispersionsmittel *A*.

Die meisten biologischen wichtigen Substanzen erfüllen in dielektrischer Beziehung die Voraussetzung inhomogener Dielektrika im Sinne der Wagnerschen Theorie, und zweifelsohne lassen sich viele, scheinbar spezifische Wirkungen der Ultrakurzwellen darauf zurückführen, daß die Dispersionsgebiete bereits überschritten und daß die σ - und ϵ -Werte völlig anders sind als im Langwellengebiet. Nach den bisher vorliegenden Messungen macht die Dispersion der Leitfähigkeit bei ein- und zweiwertigen Ionen im Gebiet von Meterwellen nur wenige Prozent aus, doch steigt der Effekt rasch, je höher die Wertigkeit der Ionen und je größer die Viskosität des Lösungsmittels ist. So übertrifft die an Blut bei Hochfrequenz gemessene Leitfähigkeit die bei Tonfrequenz gemessene ganz erheblich, und zwar sind hieran hauptsächlich die roten Blutkörperchen beteiligt, deren Hochfrequenzleitfähigkeit bis siebenmal größer sein kann als bei Niederfrequenz. Zur Deutung dieser Dispersion ist mit großer Wahrscheinlichkeit folgende Vorstellung gerechtfertigt [39]: In einem flüssigen Dispersionsmittel *A* in Abb. 179, beispielsweise in einem wäßrigen Elektrolyten, sind zahlreiche kolloidale Teilchen suspendiert, von denen jedes aus einer schlecht leitenden Hülle *H* und einem flüssigen Zellinhalt *B* bestehen möge. Bei Niederfrequenz, wo nur der reine Leitungsstrom in Frage kommt, geht der Stromtransport in der Hauptsache über das Lösungsmittel *A* vor sich. Mit steigender Frequenz wird der kapazitive Leitwert der Hülle jedoch immer größer, und die Stromfäden dringen immer mehr in das Zellinnere ein, bis schließlich der kapazitive Widerstand von *H* vernachlässigbar klein geworden ist, und der Zellinhalt voll an der Gesamtleitfähigkeit teilnimmt. Auf diese

Weise läßt ein kolloidales System eine Dispersion der Leitfähigkeit auch ohne Annahme von Moleküldipolen erwarten.

Was die Dielektrizitätskonstante eines solchen Kolloids betrifft, so kann man sich jedes Zellkügelnchen den hindurchtretenden Stromanteilen gegenüber, die über das Dispersionsmittel A und den Zellinhalt B die Hülle H zweimal durchsetzen müssen, als Serienschaltung von zwei Kapazitäten mit entsprechenden Widerständen vorstellen. Bei hinreichend dünner Hülle werden diese Kapazitäten beträchtliche Werte annehmen, woraus sich die außerordentlich hohen Dielektrizitätskonstanten (ϵ bis zu 5—600) erklären. Nach bisher vorliegenden Messungen an Blut ist in einem Wellenintervall von rund 0,2—15 m keine Wellenlängenabhängigkeit der Leitfähigkeit festzustellen, und auf Grund theoretischer Erwägungen ist das Dispersionsgebiet erst bei $\lambda = 45$ m zu erwarten. Jedenfalls sind von diesem Gesichtspunkt aus unter den spezifischen Wirkungen ultrakurzer Wellen durchaus selektive Erwärmungen der Zellwände, des Zellinhalts oder des Zellkerns denkbar, denn die Dispersion der Konstanten ϵ und σ ändert nichts an der Gültigkeit der oben hinsichtlich der selektiven Frequenzen abgeleiteten Gesetzmäßigkeit, wenn in die Maximalbeziehung $\nu = 2 \frac{\sigma}{\epsilon}$ jeweils die mit Ultrakurzwellen gemessenen Werte eingesetzt werden. Die Dispersion von σ bedeutet dann eine Verschiebung der selektiven Wellenlängen nach kürzeren Wellen hin.

Geht man von den dielektrischen Hochfrequenzverlusten in Dipolflüssigkeiten aus, so ist zu sagen, daß diese Art des Leistungsumsatzes prinzipiell keine Joulesche Wärme mehr bedeutet, sondern auf Grund der Dipoltheorie muß man sich diesen Energieverbrauch als durch Reibungsverluste der Moleküldipole in dem umgebenden Medium verursacht denken. Bekanntlich fordert die Debyesche Dipoltheorie nämlich, daß die mit einem Dipolmoment behafteten Molekeln im hochfrequenten Kondensatorfeld hin- und herpendeln und daß bei hinreichend hohen Frequenzen wegen der endlichen Einstellzeit der Moleküldipole zwischen ihrer räumlichen Lage und dem elektrischen Vektor der Feldkraft eine Phasenverschiebung auftritt, die sich als Energieverbrauch, d. h. als Wärme äußert. Mathematisch gesprochen wird die Dielektrizitätskonstante in diesem kritischen Gebiet komplex, und ihr Realteil sinkt mit steigender Frequenz, während der Imaginärteil, der für die Absorption maßgebend ist, ein Maximum durchläuft. In einem Frequenzgebiet anomaler Dispersion, dessen Lage von den Eigenschaften der Dipolflüssigkeit, als da sind Dielektrizitätskonstante, innere Reibung, Molekülgröße, Dipolmoment usw., abhängt, kann ein leistungsmäßig kleiner Effekt sehr beträchtliche Werte annehmen. Diese rein dielektrischen Verluste in schlechtleitenden Flüssigkeiten können gegenüber den Jouleschen Verlusten allerdings erst in einem Wellengebiet hervortreten, in welchem der kapazitive Leitwert groß ist gegenüber dem Ohmschen Leitwert, jedenfalls jenseits der Wellenlängen, bei welchen selektive Erwärmung innerhalb anderer Schichten auftreten würde, mit großer Wahrscheinlichkeit also unterhalb aller bisher untersuchter Wellen.

c) Messungen im Kondensatorfeld.

a) Temperaturverteilung im durchfluteten Medium. Der Nachweis der Tiefenwirkung und der Verteilung des Temperaturgradienten in einem durchfluteten Medium ist experimentell am besten im Modellversuch mit organischen oder anorganischen Substanzen oder mit elektrolytischen oder kolloidalen Flüssigkeiten zu erbringen, zumal die Langwellendiathermie leicht zum Vergleich herangezogen werden kann. Eine grobe Wirkung läßt sich schon an Brotteig demonstrieren, der im Kondensatorfeld durchbacken werden kann. Ferner eignen sich zu rohen qualitativen Versuchen Lösungen oder Pulver von Materialien, die beim Erreichen einer bestimmten Temperatur einen Farbumschlag erfahren, wie Kobaltchlorür, Quecksilberjodid, Kupferjodür-Quecksilberjodid u. dgl. Mit Hilfe einer solchen Farbstofflösung ist folgender interessante und anschauliche Demonstrationsversuch durchzuführen [40]: Eine der angegebenen Farblösungen wird in ein Reagenzrohr gefüllt, und durch vorsichtiges Aufgießen eines Elektrolyten wird eine räumlich allmählich abnehmende Leitfähigkeit hergestellt. Wird diese Lösung dann dem Kondensator- oder dem Strahlungsfeld eines hinreichend starken Senders ausgesetzt, dann erwärmt sich zuerst die Stelle, deren Leitfähigkeit nach der oben angegebenen Gesetzmäßigkeit der gerade eingestellten Senderfrequenz am rationellsten entspricht. An dieser Stelle zeigt sich der Farbumschlag zuerst, und bei entsprechender Expositionsdauer entsteht gewissermaßen ein sichtbares Spektrum der erregenden Wellenlänge.

Für genaue Messungen kommen nur Thermometer oder Thermolemente in Frage, die jedoch selbst keine merkliche Energie absorbieren dürfen, wovon man sich durch Einbringen der Thermometer allein in das Kondensatorfeld leicht überzeugen kann. Thermolemente sind zu Temperaturmessungen während der Durchflutung nicht so geeignet, weil sie mit ihren Zuleitungen leicht unkontrollierbare Feldverzerrungen verursachen. Als Versuchsobjekt für thermometrische Messungen des Temperaturgefälles hat sich Brot besonders bewährt, in welches sich Thermometer bequem und leicht an beliebigen Stellen einführen lassen.

Zahlreiche Temperaturmessungen in solchen Modellen, sowie an Tieren und am lebenden Menschen haben den Beweis erbracht, daß die Erwärmung tatsächlich in den tieferen Schichten ebenso rasch ansteigen kann, wie an den Außenflächen. Zieht man die Langwellendiathermie zum Vergleich heran, so erfolgt der Anstieg im Inneren der stromdurchflossenen Medien sehr viel langsamer als an der Oberfläche, wenn nicht zu kleine Modellobjekte die Strombahnen unzulässig einschnüren. Im Gegensatz dazu erhält man bei Ultrakurzwellen auch dann, wenn das Modellobjekt in der Breite weit über die Kondensatorplatten hinausragt, wie es bei der praktischen Durchflutung des menschlichen Körpers meistens der Fall ist, eine fast gleichmäßige Temperaturverteilung längs der Feldlinien, wie die am Brotmodell aufgenommene Kurve I der Abb. 180 beweist. Außerdem hat man es in der Hand, durch Wahl des Plattenabstands von der Oberfläche des bestrahlten Objekts die Temperaturverteilung willkürlich und insbesondere einseitig

zu beeinflussen. So gilt die Kurve 2 z. B., wenn beide Platten dem Modell genähert werden, während die Kurve 3 bei Annäherung nur der linken Platte gemessen wurde. Diese Möglichkeit ist unter Umständen da von praktischer Bedeutung, wo oberflächliche Prozesse behandelt werden

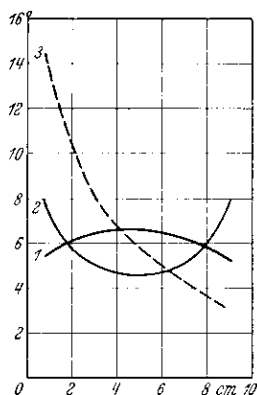


Abb. 180. Wärmewirkung in verschiedenen Schichten eines Brotmodells nach Schließphase

sollen, ohne daß eine allzustarke Tiefenwirkung auftritt. Durch Verwendung verschieden großer Elektroden läßt sich diese Unsymmetrie noch verstärken, indem die Stromfäden an der kleineren Elektrode bewußt eingeschnürt werden.

Noch krasser tritt der Unterschied zwischen Lang- und Kurzwellendiathermie zutage, wenn Zwischenschichten in das durchflutete Medium eingebettet sind, wie sie im menschlichen Organismus von Membranen und Häuten gebildet werden. Um dies zu veranschaulichen, zeigt die Abb. 181 einige Messungen an einem Brotmodell, in welches drei Zelluloidfilme I quer zur Feldrichtung hineingesteckt sind. Die bei langen Wellen gemessene Kurve 1 zeigt deutlich, wie die Erwärmung schon hinter den ersten Filmen stark abfällt, während die im ultrakurzwelligen Kondensatorfeld gemessene Kurve 2 keine Be-

Einflussung durch die Isolierschichten aufweist.

Die durch diese Modellversuche anschaulich demonstrierte Tiefenwirkung der Ultrakurzwellen findet sich auch bei der Durchflutung komplizierter anatomischer Körper im großen und ganzen bestätigt, nur entsteht beim lebenden Organismus der wärmeabführende Blutstrom die theoretische Temperaturverteilung in komplizierter Weise, denn die Wärmeregulierung durch den Blutstrom arbeitet einer Temperaturerhöhung entgegen, bis sich an jeder Stelle ein thermischer Gleichgewichtszustand zwischen der ultrakurzwelligen Wärmeerzeugung und der Wärmeabfuhr einstellt.

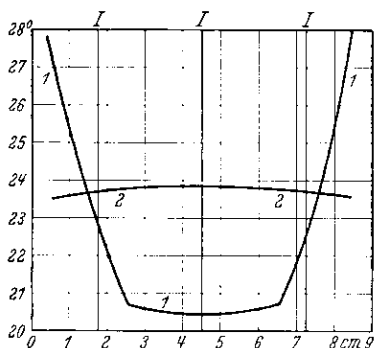


Abb. 181. Brotmodell mit eingeschobenen Isolierschichten I bei Diathermie (1) und im Kondensatorfeld (2).

β) Leitfähigkeit und Teilchengröße.

Als Träger für die thermische Energieumwandlung der Hochfrequenzströme sind im wesentlichen die Körperflüssigkeiten, also Elektrolyte und Kolloide anzusehen. Bei Versuchen mit Elektro-

lytmodellen erhält man besonders eindeutige Bilder, und außerdem bietet sich die bequeme Möglichkeit, die Leitfähigkeit durch die Konzentration leicht ändern zu können. Zur Untersuchung werden wenige Kubikzentimeter in einem Reagenzröhrchen ins Kondensatorfeld gebracht. Da eine genaue Kontrolle der absorbierten Hochfrequenzleistung Schwierigkeiten bietet, zumal jede Substanz eine andere Rückwirkung auf den Sender ausübt, geht man zweckmäßig so vor, daß man

zusammen mit der Probeflüssigkeit eine Kontrollflüssigkeit in das Kondensatorfeld bringt und alle Messungen auf diese Vergleichsnormale bezieht [41]. Aus der Messung der Temperatursteigerung Δt_x der Probeflüssigkeit und der Kontrollflüssigkeit Δt_0 kann man dann die Wärmemenge in beiden Flüssigkeiten berechnen nach der Gleichung:

$$\frac{Q_x}{Q_0} = \frac{\Delta t_x \left[(mc)_{gl} + (mc)_x \right]}{\Delta t_0 \left[(mc)_{gl} + (mc)_0 \right]},$$

wobei m und c die Masse und spezifische Wärme der Flüssigkeiten und der Glasgefäße bedeuten. Dient zur Kontrolle destilliertes Wasser ($m_0 = 5$;

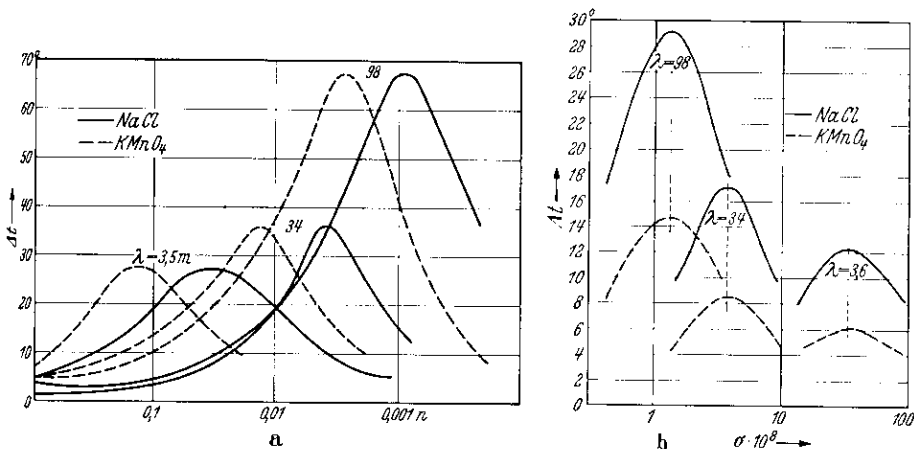


Abb. 182. a Erwärmung von NaCl und $KMnO_4$ -Lösungen verschiedener Konzentration und b dieselben Kurven als Funktion der Leitfähigkeit aufgetragen nach Pätzold.

$c_0 = 1$), und setzt man für die Glaswandung der Reagenzröhrchen $m_s = 5$ und $c_{gl} = 0,2$ ein, dann geht die Gleichung über in

$$\frac{Q_x}{Q_0} = \frac{\Delta t_x \left[1 + (mc)_x \right]}{\Delta t_0 \left[6 \right]}.$$

In der Abb. 182a sind einige Temperaturen aufgetragen, um die sich die beiden Lösungen NaCl und $KMnO_4$ bei verschiedener Konzentration und bei drei verschiedenen Wellenlängen im Kondensatorfeld erwärmen [33]. Für die Kochsalzlösung tritt beispielsweise das Maximum der Erwärmung bei $\lambda = 3,5$ in einer $\frac{1}{40}$ Normallösung, bei $\lambda = 34$ m in $\frac{1}{400}$ n und bei $\lambda = 98$ m bei $\frac{1}{1000}$ Normalität ein. Bezieht man die Kurven auf die in Abb. 182b dargestellte Weise anstatt auf die Konzentration auf die Leitfähigkeit σ als Abszissenmaßstab, dann fallen die Maxima bei Anwendung gleicher Wellenlänge ganz im Sinne der Beziehung $\nu = 2 \sigma / \epsilon$ übereinander. Ferner bestätigt sich die Maximumverschiebung bei abnehmender Frequenz und gleichbleibender Dielektrizitätskonstante ($\epsilon = 85$) in Richtung sinkender Leitfähigkeit, d. h. geringerer Konzentration. Dieses Gesetz behält auf Grund eindeutiger Messungen auch bei komplizierteren Elektrolyten Gültigkeit, ohne daß, wie man etwa denken könnte, eine Aufspaltung der optimalen Wellen-

längen nach den einzelnen chemischen Bestandteilen zu beobachten ist [41, 42].

Bei der Durchflutung nichtelektrolytischer Lösungen, beispielsweise Gelatine oder Zucker in Wasser gelöst, wird eine ganz andere Abhängigkeit der Erwärmung von der Konzentration gefunden, nämlich derart, daß die Erwärmung mit steigender Konzentration und Zähigkeit der Lösungen stetig bis zu erheblichen Werten zunimmt.

Werden mehrere Glasküvetten mit Lösungen verschiedener Konzentration hintereinander in das Kondensatorfeld gestellt, so ahmt man ein inhomogenes, geschichtetes Dielektrikum nach, und durch Veränderung der Wellenlänge kann man es erreichen, daß sich einmal der Inhalt der einen Küvette und bei einer anderen Wellenlänge der einer anderen Küvette besonders stark erwärmt, eine anschauliche Demonstration der selektiven Tiefenwirkung der ultrakurzen Wellen.

Feste Stoffe erwärmen sich im Kondensatorfeld verhältnismäßig wenig, doch steigt die Energieabsorption, wenn der betreffende Stoff zerkleinert oder pulverisiert wird, und zwar gilt das sowohl für Isolatoren, wie für Halbleiter, z. B. Holz oder Kohle als auch für Metalle, die als Feilspäne sogar Glühtemperatur erreichen können. Eine analoge Erscheinung beobachtet man an Kohlepulver, das bisweilen zwischen den einzelnen Pulverteilen kleine Lichtbögen entstehen läßt. Ferner tritt eine stärkere Erwärmung auf, wenn man eine Emulsion bildet, und das Pulver beispielsweise in Wasser aufschwemmt, oder wenn man zwei Flüssigkeiten, wie z. B. Paraffinöl und Wasser kräftig durcheinanderschüttelt. Es läßt sich zeigen, daß sich eine solche Emulsion um so stärker erwärmt, je feiner die im Wasser suspendierten Öltröpfchen sind. Bei genügend starker Einwirkung kommt die Emulsion sogar zum Kochen, obwohl die Gesamttemperatur noch weit unter dem Siedepunkt liegt [43]. Da sich das Öl stärker erwärmt als das Wasser, kocht das Öl und das die Öltröpfchen umgebende Wasser aus der Emulsion unter Umständen so kräftig aus, daß die Emulsion explodiert. Solche, auf thermischer Ausdehnung beruhende Explosionen treten leicht auch in festen Körpern auf, vor allem bei im Ultrakurzwellenfeld befindlichen Isolatoren, deren Außenschichten sich wegen der Luftkühlung weniger erwärmen als das Innere, wodurch der Isolator gesprengt wird.

d) Biologische Wirkungen im Kondensatorfeld.

Die biologischen Wirkungen der Ultrakurzwellen im Kondensatorfeld sind überaus mannigfaltiger Natur. Aus Raumgründen können hier nur die spezifischen Wirkungen der Ultrakurzwellen, soweit sie über die ausschließlich auf reflektorischer Hyperämie beruhenden Wirkungen der Langwellendiathermie hinausgehen, behandelt werden. Tatsächlich muß man bei der Durchflutung von Lebewesen und von pathologischen Geweben außer mit einer reinen Wärmeentwicklung noch mit physikalisch-chemischen Wirkungen auf die polare Struktur der biologischen Objekte, speziell auf das Eiweißmolekül rechnen. Wenn auch eine unmittelbare chemische Veränderung des Molekülgefüges

unwahrscheinlich ist, sind doch kolloidale Zustandsänderungen z. B. des Blutes sowie sekundäre Einflüsse auf dem Wege von Gasreaktionen u. dgl. nicht von der Hand zu weisen. Hier liegt der Forschung noch ein weites und fruchtbares Betätigungsfeld offen.

Schon die ersten Versuche im Kondensatorfeld zeigten, daß selbst bei geringen Energien außerordentlich starke biologische Wirkungen auftreten. Kleinere Tiere, Fliegen, Mäuse und Ratten sterben, in das Kondensatorfeld gebracht, je nach der applizierten Energie innerhalb von von Bruchteilen einer Sekunde bis wenigen Minuten. Obwohl manche Tiere, besonders die sehr sensiblen Ratten, sogleich beim Einschalten der Hochfrequenz zusammenzucken und auf eine spezifisch elektrische Wirkung reagieren, weil in so kurzer Zeit unmöglich eine Wärmeentwicklung in Frage kommen kann, gehen die Tiere ausnahmslos an Wärmestarre zugrunde; dies äußert sich nicht nur in einer auffälligen Abgabe von Wasserdampf, sondern wird auch durch direkte Messungen der Körpertemperatur, die bis auf 45° steigen kann, bestätigt. Im gleichen Sinne spricht die Tatsache, daß die Versuchstiere bei Kühlung mit einem Strom frischer Luft im allgemeinen widerstandsfähiger bleiben und höhere Feldstärken vertragen. Tiere, die über längere Zeit mit starken Dosen bestrahlt werden, bleiben im Wachstum zurück [42], wogegen bei schwachen Dosen Förderung des Wachstums festzustellen ist, wie Versuche mit Eiern gezeigt haben [44]. Da eine Temperatursteigerung im Inneren der Eier nicht nachgewiesen werden konnte, scheint es sich um eine ausgesprochen spezifische Wirkung der Ultrakurzwellen zu handeln. Trotzdem darf vermutlich eine selektive Erwärmung lebenswichtiger Bestandteile nicht ganz von der Hand gewiesen werden. Ähnliches ist auch bei Pflanzenkeimlingen festzustellen, die bei Bestrahlung mit schwachen Dosen kräftiger wachsen als unbestrahlte Kontrollen [45], bei stärkeren Dosen hingegen entweder überhaupt nicht mehr aufgehen oder in der Keimzeit zurückbleiben und verküppeln [46].

Nach den vorhergehenden Betrachtungen ist es verständlich, wenn organische Lebewesen der Ultrakurzwelldurchflutung um so eher erliegen, je kleiner sie sind, und je mehr ihre mittleren σ - und ε -Werte von der Umgebung abweichen, weil sie dann nämlich die ganze Hochfrequenzenergie auf sich konzentrieren. Diese Wirkung der ultrakurzen Wellen läßt sich erfolgreich zur Bekämpfung schädlicher Insekten, ihrer Raupen, Eier und Puppen inmitten des von ihnen befallenen Materials benutzen [47]. Ein besonders schlimmer Schädling ist der Kornwurm, der sich im Lagergetreide einnistet und die Getreidekörner von innen heraus aufzehrt. Wenn das befallene Getreide langsam durch das Kondensatorfeld eines sehr starken Senders (20 kW) hindurchgeführt wird, werden innerhalb weniger Sekunden alle Insekten, Eier und Larven in allen Entwicklungsstadien restlos vernichtet ohne jeden Schaden für Keimfähigkeit und Nahrungswert des Getreides selbst. Auch bei der Bestrahlung kleiner Lebewesen ist zu beachten, daß schwache und täglich nur kurzzeitig applizierte Dosen die Entwicklung fördern, so daß in dieser Weise behandelte Seidenraupen früher mit dem Spinnen beginnen als die unbestrahlten Kontrollen [48].

Die besondere Wirkung der ultrakurzen Wellen, die an den kleinsten Teilchen unmittelbar angreift, hat sich besonders deutlich an Bakterien gezeigt [49]. Wenn Kulturen von Staphylokokken oder Tuberkelbazillen dem Kondensatorfeld ausgesetzt werden, sterben die Keime nach einiger Zeit ab, obwohl die Gesamttemperatur von beispielsweise 37°, die sonst für Vermehrung und Wachstum der Keime optimal ist, nicht überschritten wird. Sogar im Inneren von Körperteilen kommen die Bakterien zum Absterben, ohne daß sich das Gewebe selbst bis 40° zu erhitzen braucht. Die bakterizide Wirkung hängt in hohem Maße von der jeweils angewandten Wellenlänge ab. Bei derselben Gesamttemperatur erfolgt das Absterben bestimmter Keime bei der einen Welle rascher, bei der anderen langsamer oder überhaupt nicht, wobei die wirksamste Welle für jede Bakterienart verschieden ist. Diese Beobachtung legt den Gedanken nahe, die spezifische Wirkung der Ultrakurzwellen auf Bakterien mit deren Struktur in Zusammenhang zu bringen und eine Bakterienkultur als kolloidales System aufzufassen: Befinden sich die mit einer schlechtleitenden Hülle versehenen Bakterien in einer Nährflüssigkeit, dann kann eine kräftige Durchflutung des Bakterieninneren nur bei sehr hohen Frequenzen stattfinden.

Auf Grund dieses Befundes war eine Wirkung auf eitrige Erkrankungen des menschlichen und tierischen Organismus von vornherein zu erwarten. Selbst wenn die Bakterien im Inneren des lebenden Organismus oder innerhalb der Krankheitsherde nicht vollkommen abgetötet werden, muß doch bereits eine Schädigung des Bakterienwachstums genügen, um die Abwehrkräfte des Körpers zu unterstützen. Die Richtigkeit dieser Folgerung konnte in zahlreichen Tierversuchen bestätigt werden. Tuberkulöse Empyeme, die durch Einspritzen von Tuberkelbazillen in die Kniegelenke von Meerschweinchen und Kaninchen hervorgerufen wurden, gingen durch die Ultrakurzwellenbehandlung in kurzer Zeit wieder zurück. Ein gleich günstiger Befund ergab sich bei der Behandlung menschlicher eitriger Abszesse, Furunkel, Karbunkel usw., die im Kondensatorfeld schon nach wenigen Bestrahlungen zur Abheilung kommen. Wenn schon Eiteransammlungen vorhanden sind, bewirkt die Durchflutung einen Rückgang der Infiltration und eine Einschränkung des Entzündungsherd auf einen kleinen Bezirk. Die bedeutende Tiefenwirkung der Ultrakurzwellen bietet die Möglichkeit, auch tiefliegende Prozesse, vor allem Eiterungen in Körperhöhlen zu beeinflussen, und Eiteransammlungen zur Resorption zu bringen, bei denen man bisher nur auf chirurgische Eingriffe angewiesen war. Besonders eindrucksvoll sind die Erfolge bei großen Eiterherden in der Brusthöhle, Pleuraempyemen, Lungengangrän und Lungenabszessen, wo die Fortschritte während der Behandlung laufend röntgenologisch kontrolliert werden können, zumal wenn ein chirurgischer Eingriff wegen des Allgemeinbefindens des Patienten nicht in Frage kommt. Hier sind die Ultrakurzwellen in Anbetracht der hohen Mortalität als therapeutisches Heilmittel von besonders großem Nutzen. Von ebensolchem Interesse erscheint noch die Durchflutung der Kiefernhöhlen bei eitrigen Empyemen und Zahnabszessen (Paradentosen), wo die geradlinige Ausbreitung der Leitungsstromlinien von Platte zu Platte den Entzündungsherd besonders gut zu

treffen ermöglicht, und wo selbst in schwierigen Fällen sofortige Schmerzfreiheit ohne Entfernung von Zähnen erzielt werden kann.

Diese besonders ins Auge fallenden Beispiele mögen genügen, einen ungefähren Begriff von den einfachsten Indikationen zu geben, die sich bis jetzt für die Ultrakurzwellentherapie ergeben haben. Weitere therapeutische Aussichten, z. B. auf dem Gebiet der Lungen tuberkulose, der progressiven Paralyse und Tabes seien nur angedeutet, zumal das bisher vorliegende Material noch zu gering ist, um Abschließendes sagen zu können. Hinzu kommt, daß man mit Rückschlüssen von Tierversuchen auf die menschliche Pathologie außerordentlich vorsichtig sein muß. So können z. B. auf Ratten überimpfte Tumore und Sarkome bei streng selektiver Bestrahlung mit $\lambda = 3,4$ m vollständig zerstört werden [50]; dagegen zeigen bösartige Spontangeschwülste im Sinne der menschlichen Karzinome ein völlig anderes Verhalten. Wenn nicht alle Anzeichen trügen, ist zu hoffen, daß sich durch Weiterentwicklung der Ultrakurzwellentherapie, gegebenenfalls zusammen mit anderen Einwirkungen, z. B. mit Röntgen- und Radiumtherapie, wodurch verschiedene Seiten der Zellfunktionen gleichzeitig in Angriff genommen werden, weitere Fortschritte zum Segen der leidenden Menschheit erzielen lassen.

Abschließend sei noch auf eine besondere Anwendung hingewiesen, nämlich auf die Radiothermie oder Elektropyrexie. Bei dieser Behandlungsweise wird der ganze Körper durch Zufuhr sehr großer Leistung (1 kW) auf höhere Temperatur gebracht und ein künstliches und genau dosierbares Fieber erzeugt. Hier werden also weniger etwaige spezifische Eigenschaften der Ultrakurzwellen, als ihre starke Tiefenwirkung benutzt. In Anbetracht der erforderlichen Leistung wählt man Wellen zwischen 12 und 20 m.

5. Der Dielektrograph.

Gelänglich ultrakurzwelliger Durchflutungen des Brustkorbs wurden an dem im Anodenkreis des Ultrakurzwellensenders liegenden Milliampere meter rhythmische Pendelungen beobachtet, die den Pulsschlägen entsprachen [51]. Physikalisch ist dieser Effekt offenbar so zu erklären, daß das zwischen den Kondensatorplatten befindliche Medium Veränderungen seiner Leitfähigkeit oder seiner Dielektrizitätskonstanten erfährt, die entweder eine schwankende Energieabsorption oder eine schwankende Verstimmung des Erregersenders oder des Behandlungskreises zur Folge haben und sich in der angegebenen Weise äußern. Die Übereinstimmung des Schwankungsrhythmus mit der Pulsfrequenz läßt hierfür nur die durch die Herztätigkeit bedingten Schwankungen des Blutvolumens innerhalb des Herzens selbst in Frage kommen.

Wie im Vorhergehenden dargelegt, ist es das spezifische Kennzeichen der Ultrakurzwelldurchflutung, daß der dielektrische Verschiebungsstrom den reinen Leitungsstrom bei weitem überwiegt. Bringt man infolgedessen ein schlechtleitendes Medium, wie das Körpergewebe oder Blutflüssigkeit mit von 1 abweichender Dielektrizitätskonstanten zwischen

die Platten eines Luftkondensators, so ändert sich in erster Linie die Kapazität, während die Bedeutung der Leitfähigkeit zurücktritt. Trifft man die Anordnung so, daß sie auf kleinste Kapazitätsänderungen empfindlich reagiert, so erhält man eine Methode, welche den zeitlichen Verlauf der durch das Herz hindurchströmenden Blutvolumina zu registrieren gestattet. Hierbei kommt der Umstand zugute, daß sich das Herz im wesentlichen innerhalb einer Umgebung mit sehr viel niedrigeren Dielektrizitätskonstanten, nämlich innerhalb der stark lufthaltigen Lunge rhythmisch kontrahiert, so daß merkliche Kapazitätsänderungen erwartet werden können.

Bei dieser sog. dielektrischen Registrierung des Schlagvolumens [52] wird man natürlich mit möglichst geringen Senderenergien auszukommen trachten, um jede Erwärmung der untersuchten Körperpartien zu vermeiden. Um trotzdem auch die schwächsten Kapazitätsänderungen zur

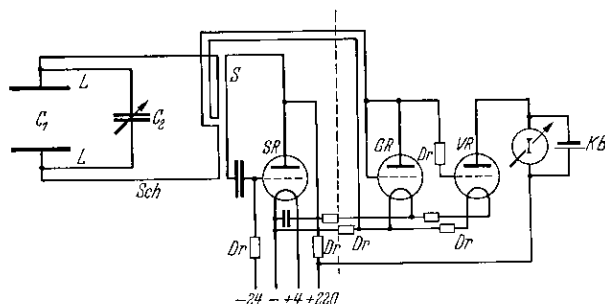


Abb. 183. Schema des Dielektrographen.

Anzeige zu bringen, greift man zweckmäßig auf das Prinzip des sog. „Hochfrequenz-Ultramikrometers“ zurück. Dieses beruht bekanntlich darauf, daß ein Kondensator, dessen Kapazität sich unter der Einwirkung eines beliebigen Vorgangs verändert, indem z. B. die Platten mechanisch bewegt werden, die Kapazität eines Schwingungskreises bildet, der von einem Hochfrequenzsender mit konstanter Energie und gleichbleibender Wellenlänge erregt wird. Im Ruhezustand wird die Senderwelle gegen die Eigenwelle des Meßkreises verstimmt, bis der Hochfrequenzstrom im Sekundärkreis auf den halben Resonanzwert sinkt, d. h. der Arbeitspunkt wird auf die „halbe Resonanzkurve“ geschoben. Jede Verstimmung des Sekundärkreises durch Veränderungen seiner Kapazität bewirkt dann einen Anstieg oder Abfall des Hochfrequenzstroms oder der Hochfrequenzspannung, der mit einem geeigneten Instrument verfolgt und registriert werden kann.

Grundsätzlich ist es vollkommen gleichgültig, auf welche Weise die Kapazitätsänderungen im Meßkreis zustande kommen, ob durch Bewegung der Kondensatorplatten oder durch Änderungen seines Dielektrikums. Für den hier zu behandelnden Fall der Schlagvolumenregistrierung ergibt sich demnach unter Verwendung ultrakurzer Wellen das in Abb. 183 gezeigte Schema. S und SR ist ein kleiner Ultrakurzwellensender, welcher den angekoppelten Meßkreis $C_1 - L - C_2 - L$

erregt. Dieser enthält den Meßkondensator C_1 , zwei etwa 20 cm große Platten, die z. B. nach Art der Abb. 170 auf Rücken und Brust der Versuchsperson aufgelegt werden, sowie zwei die Induktivität bildende Drahtbügel L und schließlich noch einen Abstimmkondensator C_2 , mit dem der Arbeitspunkt in der geschilderten Weise eingestellt werden kann. Die im Sekundärkreis induzierten Hochfrequenzspannungen werden zu einer Gleichrichterröhre GR geleitet, in der folgenden Röhrenstufe VR verstärkt und betätigen dann das Registrierinstrument I , dessen Meßbereich unter Zuhilfenahme einer Kompensationsbatterie KB optimal ausgenutzt wird.

In der Abb. 184 ist das mit dieser Anordnung aufgenommene „Diektrogramm“ eines gesunden Herzens wiedergegeben. Da das ausgedehnte Kondensatorfeld gewissermaßen über die ganze Projektions-

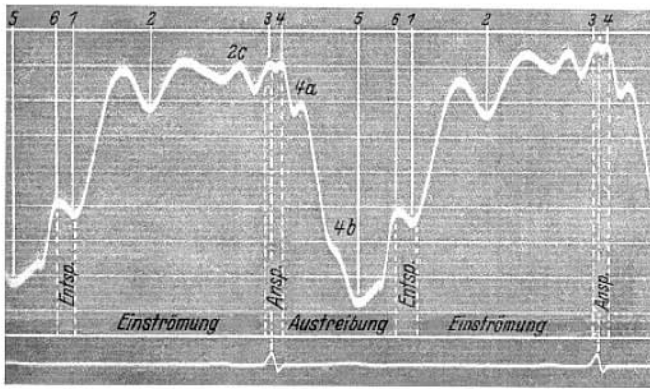


Abb. 184. Diektrogramm und zugehöriges Kardiogramm eines gesunden Herzens.

fläche des Herzens integriert, kommen die zeitlich nacheinander verlaufenden Vorgänge in den Vorhöfen und Kammern in einer einheitlichen Kurve zur Darstellung, und da außer den Volumenänderungen noch Form- und Lageänderungen des Herzens in das Diektrogramm mit eingehen, ist die Deutung offenbar nicht einfach. Um einige Anhaltspunkte zu haben, ist unter das Diektrogramm ein normales Elektrokardiogramm eingezeichnet, wie es durch oszillographische Registrierung der von beiden Armen der Versuchsperson abgenommenen bioelektrischen Aktionsspannungen der Herzmuskulatur entsteht. An Hand des Elektrokardiogramms lassen sich charakteristische Kurvenpunkte finden, welche mit den verschiedenen Klappenbewegungen in ursächlichem Zusammenhang stehen, und welche die vier Phasen der Herzrevolution, nämlich die Ausspannungszeit (erste isometrische Phase), die Austreibung, die Entspannungszeit (zweite isometrische Phase) und die Einstromung begrenzen. Ohne auf die zahlreichen Einzelschwankungen, welche die jeweiligen Klappenbewegungen bezeichnen, näher einzugehen, sei hier nur darauf hingewiesen, daß im großen und ganzen die Volumenvergrößerungen, welche mit dem Einstromen des Blutes verbunden sind, im Diektrogramm unverkennbar zum Ausdruck kommen.

Abschließend sind noch einige Bemerkungen über die Indikationen angebracht, die sich aus dem Dielektrogramm im Vergleich mit dem wesentlich einfacher aufzunehmenden Elektrokardiogramm ableiten lassen. Bekanntlich liegen der Elektrokardiographie die bei jeder Kontraktion des Herzmuskels entstehenden bioelektrischen Aktionsströme zugrunde; sie gibt den zeitlichen Verlauf dieser Aktionsströme wieder und läßt pathologische Veränderungen der Herzmuskulatur erkennen, ermöglicht damit aber keine eigentliche Funktionsprüfung des Herzens. Demgegenüber liefert das Dielektrogramm ein sicheres Maß für die Funktionstüchtigkeit des Herzens und für die im Fall besonderer körperlicher Anstrengungen zur Verfügung stehende Kraftreserve. Während die Kardiographie demnach mehr als eine morphologische Untersuchungsmethode anzusehen ist, handelt es sich bei der Dielektrographie um eine ausgesprochen funktionelle Prüfmethode. Wie die Betrachtung der Abb. 184 lehrt, ergänzen sich beide Methoden in vollendeter Weise.

Fünftes Kapitel.

Demonstrationen und Modellversuche mit ultrakurzen Wellen.

1. Demonstrationsgeräte.

A. Funkensender.

Seit den klassischen Entdeckungen von Heinrich Hertz und seitdem durch seine berühmten Parabolspiegelversuche die Wellennatur der elektrischen Strahlung in überzeugender und glanzvoller Weise veranschaulicht worden ist, haben die ultrakurzen Wellen ihre Geltung bei Demonstrationen, ohne die ein moderner Physikunterricht nicht mehr zu denken ist, ununterbrochen behauptet, nur die Methoden der Schwingungserzeugung und des Schwingungsnachweises haben sich, der allgemeinen Entwicklung folgend, stetig verbessert. Besonders durch die Anwendung der Elektronenröhre ist es auch im Anschauungsunterricht möglich geworden, viele Versuche, die früher mit gedämpften Funkensendern von recht schwacher Leistung ausgeführt wurden, mit ungedämpften Schwingungen in weitaus präziserer und schönerer Form vorzuführen. Vorteilhaft ist vor allem die große Konstanz der Röhrenschwingungen und die im Vergleich zu den gedämpften Schwingungen hohe Energie, die bei vielen Versuchen an Stelle der früher fast immer erforderlichen Spiegelgalvanometer den Gebrauch von gewöhnlichen Milliamperemetern mit Zeigerablesung und mit großer Demonstrationskala erlaubt und stärkere Hochfrequenzspannungen und Ströme durch Glimm- und Glühlämpchen auch vor einem größeren Auditorium äußerst anschaulich nachzuweisen ermöglicht.

In Anbetracht dessen, daß die ursprünglichen Hertz'schen Versuche weitgehend bekannt sein dürften [1], und daß sie in der früher üblichen Form mit Knallfunken und Fritter [2] heute nur noch historisches Interesse haben, kann auf eine besondere Würdigung verzichtet werden, zumal sich umfassende Darstellungen in fast allen Lehrbüchern der Physik und der Elektrotechnik finden. Das vorliegende Kapitel möge sich daher nur mit der Anwendung neuerer Hilfsmittel und mit Demonstrationen mittels ungedämpfter Wellen befassen, wobei oft genug auf die ursprünglichen Hertz'schen Versuche zurückzukommen sein wird.

Von den im ersten Band beschriebenen neueren Funkensendern sind verschiedene, wie die löschfunkenerreichte Kegelantenne (Band I, Abb. 9), die funkenerreichte Rohrleitung (Band I, Abb. 26) oder der axialsymmetrische Oszillator mit Löschfunkenerrregung (Band I, Abb. 25) zumal bei Hochfrequenzspeisung grundsätzlich zu Demonstrationszwecken geeignet,

gegenüber den konstanter und geräuschlos arbeitenden Röhrensendern haben sie sich jedoch ebenso wie in der Praxis auch im Unterricht nicht behaupten können.

B. Röhrensender.

Zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen für Unterrichtszwecke und Modellversuche kommen grundsätzlich fast alle der im ersten Band beschriebenen Röhrensender in Frage, wenn man von den komplizierteren Ausführungen, wie sie in Anlehnung an die besonderen Erfordernisse der Praxis entwickelt worden sind, absieht. In erster Linie hängt die Wahl eines für den Unterricht geeigneten Röhrensenders, der natürlich möglichst einfach und übersichtlich aufgebaut sein soll, davon ab, was für Versuche durchgeführt werden sollen, und welche Wellenlänge dementsprechend zu wählen sein wird. Will man, wie es meistens der

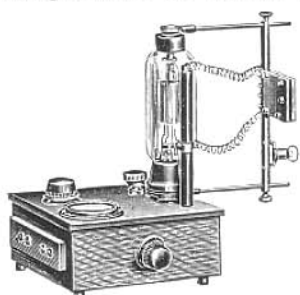


Abb. 185. Demonstrationssender der Firma Meiser & Mertig.

Fall ist, Strahlungsversuche oder dergleichen einem größeren Auditorium vorführen, so verwendet man zweckmäßig Wellen von 2–3 m Länge, bei welchen die Antennen noch handliche Dimensionen annehmen, und die sich auch mit einfachen Mitteln noch gut erzeugen lassen. Je nach der gewünschten Leistung, die nicht unter einigen Watt liegen soll, kann man zum Gegentaktsender greifen, welcher schon mit normalen Lautsprecher- oder Empfänger-Endröhren recht brauchbare Energien liefert [3], oder man geht zur Dreipunktschaltung über [4], die im Aufbau zwar

einfacher ist, dafür aber eine etwas größere Röhre erfordert. Speist man den Sender mit 50 oder 500-periodigem Wechselstrom, so entsteht ein überaus einfaches Senderaggregat, wie es die Abb. 185 in einer handelsüblichen Ausführungsform zeigt [5]. Der hochfrequenzmäßige Aufbau, Röhre, Schwingungskreis usw. ist aus Band I bekannt (s. Band I, Kapitel 2, Abschnitt 3, B); im Sockelkasten ist ein Sperrkreis für die Heizleitung, ein Heizwiderstand und ein Amperemeter zur Regulierung des Röhrenstroms untergebracht, und der ganze Sender wird von einem mit Heiz- und Anodenspannungswicklung versehenen Transformator gespeist. Neben ihrer Bequemlichkeit hat die Wechselstromspeisung den Vorteil, daß die Anode mit sehr viel höheren Momentanspannungen belastet werden kann als bei Gleichstromspeisung, was der Schwingneigung zugute kommt, ohne daß eine Überlastung befürchtet werden muß, weil nur während der positiven Halbperioden ein Strom fließt, und weil die Anode während jeder negativen Halbperiode Zeit zur Abkühlung findet. Weiter ist mit Wechselstromspeisung der Vorteil verbunden, daß man die erzeugten Schwingungen in einfachster Weise mit Detektor und Telefon, gegebenenfalls über einen Verstärker mit Lautsprecher nachweisen kann, weil die Schwingungen mit der Frequenz des Speisestroms moduliert sind.

Zur Demonstration der Ausbreitung elektrischer Wellen innerhalb geschlossener Räume und zur Nachbildung der Hertzschen Spiegel-

versuche sind die oben angegebenen Wellen viel zu lang, vielmehr muß man zu diesem Zweck im Interesse handlicher Spiegeldimensionen auf $\lambda = 0,2\text{--}0,5\text{ m}$ heruntergehen. Hierfür kommen zur Zeit nur Bremsröhren und Magnetrons in Frage, wobei der Bremsröhre ihres einfacheren Aufbaus und ihrer leichteren Bedienbarkeit wegen der Vorzug zu geben ist. So lassen sich mit dem in Band I (Abb. 252) dargestellten Bremsender mit einer Leistung von mehreren Watt alle Ausbreitungsversuche in eindrucksvoller Weise demonstrieren, gelingt es doch in Verbindung mit einem passenden Spiegelsystem ein kleines Glühlämpchen im Strombauch eines Empfangsdipols auf eine Entfernung von mehreren Metern zum Aufleuchten zu bringen. Im allgemeinen genügt jedoch eine einfachere Bremsfeldanordnung, etwa nach dem Schema der Abb. 186, bei welcher Gitter und Brems Elektrode zu zwei Lecher-Drähten führen, die in zwei Viertelwellenantennen auslaufen [6]. Bei bremsseitiger Modulation mit einem konstanten Ton und mittels eines Detektorresonators in

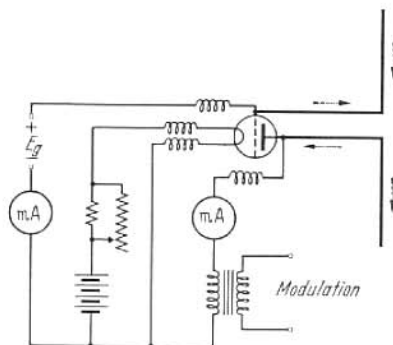


Abb. 186. Einfacher Bremsfeldsender für Demonstrationszwecke.

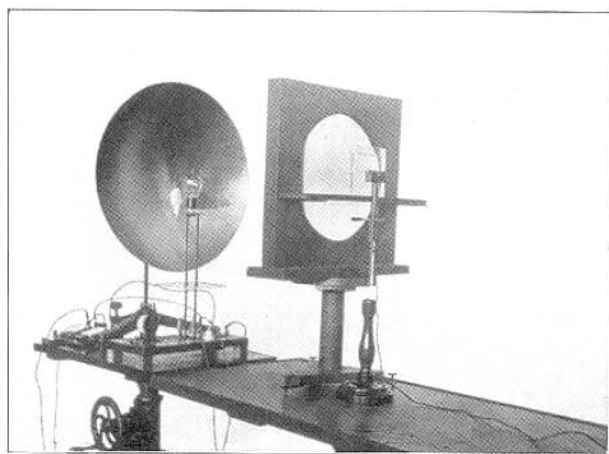


Abb. 187. Gitterkreiströhre im Brennpunkt eines Hohlspiegels mit Glaslinse und Absorptionsküvette.

Verbindung mit Verstärker und Lautsprecher lassen sich mit so einem einfachen Sender sehr anschauliche Ausbreitungsversuche anstellen.

Natürlich werden alle Versuche um so eindrucksvoller, je kürzer die Wellenlänge gewählt werden kann, nicht nur weil die Interferenzknoten auf Drähten und im Raum immer näher zusammenrücken, sondern auch weil sich dann eine immer schärfere Bündelung erzielen läßt, wodurch

man der Optik immer näher kommt. Am besten eignen sich im Wellenbereich unter 0,5 m kleine Bremsröhren, welche eine resonanzfähige Gitterwendel enthalten, die durch die Elektronenströmung angefacht wird (vgl. Band I, Kapitel 3, Abschnitt 1, C, c und 3, C, b), und die unmittelbar als Strahlungsquelle für die monochromatische Wellenstrahlung von $\lambda = 14\text{--}18\text{ cm}$ dient. Stellt man eine derartige Röhre im Brennpunkt eines Hohlspiegels auf, wie es etwa aus der Abb. 187 zu erkennen ist, so erhält man einen scharf gerichteten Wellenstrahl, in dem sich die Hertzschen Versuche mit einer von keiner anderen Methode erreichten Vollkommenheit durchführen lassen.

Wenn noch kürzere Wellen um 10 cm herum verlangt werden, ist das Magnetron einzusetzen, welches selbst in diesem Wellengebiet noch Energien von einigen Watt zu liefern vermag. Ein für Demonstrationsversuche bestimmter kleiner Magnetronsender wird in Abschnitt 4 dieses Kapitels noch gezeigt werden.

C. Schwingungsnachweis.

Der Nachweis hochfrequenter Ströme oder Spannungen am Sender selbst oder an geschlossenen oder offenen Sekundärsystemen kann in verschiedener Weise erfolgen. Am einfachsten zeigt man das Auftreten hoher Spannungen

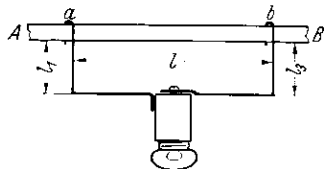


Abb. 188. Glühlämpchen im Nebenschluß zum Hauptleiter A.

mittels einer gewöhnlichen Glimmlampe oder Neonröhre, die bei Annäherung an den Senderschwingkreis bereits in einiger Entfernung hell aufleuchtet. Fährt man mit der Glimmlampe an dem Senderkreis entlang, so ist das Leuchten in den Spannungsbäuchen, d. h. an den Anoden- und Gittereinführungen am stärksten, um nach der Mitte des Drahtbügels zu, wo der Blockkondensator liegt, fast ganz abzunehmen. Bei genügend hohen Frequenzen lassen sich die Hochfrequenzspannungen auch mit Glühlampen nachweisen, die in das Hochfrequenzfeld eines hinreichend starken Senders, beispielsweise zwischen die Lecher-Drähte gehalten werden, ohne die Drähte zu berühren. Der über die Glühfäden selbst größerer Lampen fließende kapazitive Strom ist bei den hier in Betracht kommenden Frequenzen genügend stark, um den Glühfaden zum Aufleuchten zu bringen. Bei schwächeren Sendern oder bei lose angekoppelten Sekundärsystemen ist es vorteilhaft, den Mittelkontakt empfindlicherer Glühlämpchen (2- oder 4-voltiger Taschenbirnen oder Anodensicherungslämpchen) auf den hochfrequenzführenden Leiter aufzusetzen, ohne den Sockel mit der Hand zu berühren. Dann bringt schon der über den Glühfaden zur Kapazität des Sockelgewindes abfließende Strom das Lämpchen zum Leuchten. Da dieser kapazitive Strom eine Funktion der Hochfrequenzspannung ist, läßt sich durch Entlangfahren mit einem solchen einpolig aufgesetzten Lämpchen ebenfalls die Spannungsverteilung untersuchen.

Daß in einem Leiter beträchtliche Hochfrequenzströme fließen, läßt sich sehr leicht dadurch zeigen, daß man ein geeignetes Glühlämpchen

in den Leiter einschaltet. Bequemer ist es, das Lämpchen mittels zweier kurzer Drahtenden an zwei etwa 10—20 mm voneinander entfernte Punkte des stromdurchflossenen Leiters $A-B$ in Abb. 188 anzuschließen. Obwohl der Ohmsche Widerstand zwischen den Punkten a und b verschwindend klein ist, erreicht die Impedanz des Leiterstücks bei hohen Frequenzen derartige Werte, daß die zur Speisung des Lämpchens erforderlichen Spannungen entstehen. Aus den Dimensionen der verschiedenen Leiterteile und aus dem Stromverbrauch des Glühlämpchens läßt sich der im Hauptleiter A fließende Hochfrequenzstrom folgendermaßen abschätzen: Die Selbstinduktion L eines geraden Drahtes von der Länge l und dem Radius r wird in großer Annäherung durch die Formel:

$$L_{\text{cm}} = 2l \left(\ln \frac{2l}{r} - 1 \right)$$

gegeben. Das zwischen a und b liegende Schwingkreisstück eines Ultrakurzwellessenders sei 2 cm lang und 0,6 cm stark. Dann wird $L = 6,3$ cm, und die Impedanz $W = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2}$ nimmt bei Vernachlässigung des Ohmschen Widerstands R und bei einer 3-m-Welle den Wert $W = 3,9 \Omega$ an. Die Impedanz des rechteckigen, das Lämpchen enthaltenden Nebenschlußkreises setzt sich zusammen aus der Gegeninduktivität der Drahtstücke l_1 und l_3 , die sich nach der Formel $L_{\text{cm}} = 4l \frac{a}{d}$ (d = Drahtdurchmesser und a = Drahtabstand) für $d = 0,2$ cm und $a = l = 2$ cm zu 24 cm ergibt, sowie aus $L_2 = 10,75$ cm, so daß man eine Nebenschlußselbstinduktion von ungefähr 35 cm und eine Induktanz von 22 Ω erhält. Bei einem Lampenwiderstand von 10 Ω ergibt sich daher für die Impedanz des Nebenschlusses $W = \sqrt{10^2 + 22^2} = 24 \Omega$. Wenn das Lämpchen bei voller Helligkeit 0,4 A verbraucht, muß an den Anschlußpunkten a und b eine Spannung von $24 \cdot 0,4 = 9,6$ V herrschen, und um diese hervorzubringen, muß im Leiter A ein Strom von $9,6 : 3,9 = 2,5$ A fließen. Durch Entlanggleiten mit dem Nebenschlußkreis längs des Leiters $A-B$ kann man die Stromverteilung im Senderkreis nachweisen, denn das Lämpchen leuchtet am hellsten in der Nähe des Blockkondensators auf, um nach den Röhrenanschlüssen hin allmählich zu erlöschen.

Wie schon gesagt, eignet sich bei großer Senderleistung ein Glühlämpchen in der Mitte eines Empfangsdipols als Demonstrationsindikator am besten. Im allgemeinen stehen jedoch so große Energien nicht zur Verfügung, so daß als Indikator ein Thermoelement oder ein Detektor in Verbindung mit einem Milliampereometer benutzt werden muß. Der Detektor hat gegenüber dem Thermoinstrument zwar den Nachteil einer gewissen Inkonstanz, ist dafür aber gegen Überlastungen, wie sie gerade beim Experimentieren sehr leicht vorkommen, unempfindlich. Bei modulierten Sendern erhält man durch den Anschluß eines Telefons oder eines Lautsprechers mit Verstärker einen für alle Demonstrationen genügend empfindlichen Empfänger, wohingegen Röhrenempfänger allein schon in Anbetracht ihres umständlichen Aufbaus für Demonstrationen weniger in Betracht kommen.

2. Versuche an Schwingungssystemen.

A. Geschlossene Schwingungskreise.

a) Resonanz.

Ein geschlossener Schwingungskreis für ultrakurze Wellen, mit dem sich die Erscheinungen der Resonanz demonstrieren lassen, besteht aus einer Drahtschleife mit einem Drehkondensator und ist mit einem



Abb. 189. Resonanzkreise für Ultrakurzwellen.

Strom- oder Spannungsindikator versehen. In der Abb. 189 sind zwei

derartige Resonanzkreise abgebildet. Das linke Modell ist in strenger Anlehnung an die gebräuchliche schematische Darstellung eines Schwingungskreises aufgebaut und besteht aus zwei Kondensatorplatten, die von

dem Induktivitätsbügel gehalten und durch seine Federkraft flach gegeneinander gepreßt werden, wobei der Abstand durch Bewegung eines kleinen isolierenden Exzenters, der auf der Zeigerachse zwischen

den beiden Platten sitzt, verändert werden kann [3]. Die den Resonanzstrom anzeigenden Glühlämpchen liegen an der dem Kondensator gegenüberliegenden Stelle, wo sich der Strombauch befindet. Durch ihren Widerstand wird die Dämpfung des Kreises so erhöht, daß die Abstimmung verhältnismäßig breit wird.

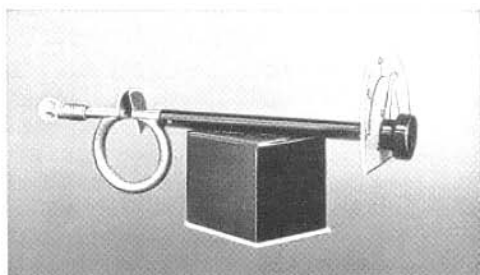


Abb. 190. Resonanzwellenmesser mit einpolig
angeschlossenem Indikatorlämpchen.

Dieser Nachteil kann dadurch behoben werden, daß

man eine Glimmlampe als Spannungsindikator an eine der Kondensatorplatten anschließt oder dadurch, daß man das Glühlämpchen in den Nebenschluß zu einem kurzen Stück der Selbstinduktion legt, wie bereits in Abb. 188 angedeutet. Jetzt leuchtet das Lämpchen nur entsprechend der Impedanz des Zwischenstückes auf, und die Abstimmung des Kreises wird so scharf, daß man den Kondensator leicht über die Resonanzlage hinwegdreht. Mit Hilfe des unten beschriebenen Lecher-Systems läßt sich ein solcher Resonanzkreis unmittelbar in Wellenlängen eichen und ergibt einen äußerst einfachen Wellenmesser. Bei Dezimeterwellen nimmt ein Resonanz-Wellenmesser das in Abb. 190 gezeigte Aussehen an; als Resonanzindikator ist ein empfindliches Glühlämpchen einpolig auf die eine Kondensatorklemme aufgesetzt.

b) Die Impedanz eines Leiters.

Durch folgenden Versuch kann das Wesen der Impedanz eines Leiters besonders anschaulich demonstriert werden [8]: Ein Schwingungskreis, dessen äußere Form in Abb. 191 wiedergegeben ist, trägt im oberen Teil eine 8förmige Schlaufe, in deren Mittelachse $X-X$ sich ein Indikatorlämpchen befindet, und die um diese Achse zusammengeklappt werden kann. Das Lämpchen leuchtet nur dann auf, wenn die Schlaufe in die gezeichnete Lage auseinandergeklappt und wenn die Impedanz des oberen Bügels B_1 infolgedessen am größten ist. Klappt man die Bügel jedoch so zusammen, daß B_1 innerhalb B_2 liegt, so wird das magnetische Feld des Bügels B_1 , welches für seine Selbstinduktion maßgebend ist, von dem Feld des Bügels B_2 kompensiert: Die Impedanz wird ein Minimum und die Lampe erlischt.

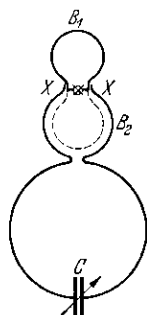


Abb. 191. Resonanzkreis zur Demonstration der Impedanz eines Leiters.

c) Abhängigkeit der Selbstinduktion vom Drahtdurchmesser.

Die Selbstinduktion eines kreisförmigen Drahttrings vom Durchmesser $2R$ und mit dem Drahtradius r bestimmt sich nach der Formel:

$$L_{\text{cm}} = 4\pi R \left(\ln \frac{R}{r} + 0,079 \right)$$

und wird daher um so kleiner, je dicker der Draht bei sonst gleichbleibenden Abmessungen ist. Dies läßt sich dadurch zeigen, daß ein auf eine bestimmte Senderfrequenz abgestimmter Kreis merklich verstimmt wird, wenn der die Selbstinduktion bildende Drahtbügel durch einen gleich großen Bügel mit dickerem oder dünnerem Draht ersetzt wird [4, 5]. Wählt man als Ausgangspunkt einen Drahttring von $2R = 13$ cm Durchmesser und $2r = 0,5$ cm Stärke, dann ergibt sich aus obiger Formel eine Selbstinduktion von 272 cm. Um ihn auf eine Welle von 3 m abzustimmen, muß nach der Beziehung $\lambda_{\text{cm}} = 2\pi \sqrt{L_{\text{cm}} C_{\text{cm}}}$ eine Kapazität von 8,4 cm parallel geschaltet werden. Wenn man den Drahttring durch einen gleich großen aber aus 0,05 cm starkem Kupferdraht bestehenden Ring ersetzt, erhöht sich die Selbstinduktion auf 460 cm und die Kondensatorstellung muß auf rund 5 cm, d. h. um 3,4 cm herabgesetzt werden. Man kann den Versuch auch so abändern, daß man die induktivitätsvergrößernde Wirkung des dünneren Drahtquerschnitts durch einen kleineren Ring wieder ausgleicht, und beispielsweise statt des oben angegebenen Rings mit $2R = 13$ cm und $2r = 0,5$ cm einen solchen mit $2R = 7,5$ cm und $2r = 0,02$ cm einsetzt. Die Selbstinduktion des neuen Rings beträgt wieder ungefähr 283 cm, so daß sich die Abstimmung trotz der verschiedenen Dimensionen nicht ändert.

d) Skineffekt.

Während der Querschnitt eines Leiters von Gleichstrom bekanntlich auf seiner ganzen Fläche gleichmäßig durchsetzt wird, findet bei Wechselströmen wegen der größeren Selbstinduktion der zum Zentrum

des Leiters hin gelegenen Strombahnen eine Stromverdrängung nach der Oberfläche als zu der Stelle des geringsten Wechselstromwiderstandes statt. Diese, als Oberflächenwirkung, Haut- oder Skineffekt bekannte Erscheinung hat zur Folge, daß sich einmal der wirksame Widerstand eines Leiters sehr hohen Frequenzen gegenüber vergrößert, da das Leiterinnere für die Fortleitung des Stromes ausfällt, und zum anderen, daß sich die wirksame Selbstinduktion verringert, weil die Stromfäden an der Oberfläche nicht allseitig von anderen Stromfäden umgeben sind und infolgedessen eine kleinere Selbstinduktion haben.

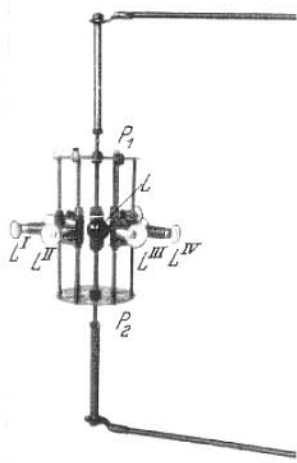


Abb. 192. Anordnung zur Demonstration der Stromverdrängung nach Bergmann.

In Anlehnung an einen schon von Heinrich Hertz beschriebenen Versuch [9] läßt sich die Stromverdrängung mit der in der Abb. 192 dargestellten Anordnung folgendermaßen demonstrieren [4, 5]: Die Anordnung ist in die Querseite einer, mit einem Sender von einigen Metern Wellenlänge gekoppelten und auf die Senderfrequenz abgestimmten Paralleldrahtschleife eingebaut. Sie besteht aus einem axialen Hauptleiter mit einem Glühlämpchen L , um welches sich, zwischen zwei Metallplatten P_1 und P_2 eingespannte sechs weitere Leiter mit Lämpchen $L'I$ — $L'IV$ gruppieren. Es ist klar, daß bei Speisung des Systems mit Gleichstrom alle sieben Lämpchen gleichmäßig zum Aufleuchten kommen, dagegen bleibt bei Speisung mit Hochfrequenz das mittlere Lämpchen dunkel, und nur die äußeren Lampen leuchten zum Zeichen dafür, daß die Hochfrequenz lediglich auf der Oberfläche des

Leiters fließt, wie sie gewissermaßen von den auf einem Zylindermantel angeordneten sechs Stäben nachgebildet wird.

Auch mit den im Abschnitt *a* beschriebenen Resonanzkreisen läßt sich der Skineffekt sehr anschaulich demonstrieren. Zu diesem Zweck setzt man zunächst einen Drahttring aus 4 mm starkem Eisendraht ein und koppelt den abgestimmten Kreis so an einen Sender, daß das Indikatorlämpchen eben schwach aufleuchtet. Wenn man nun den Eisening gegen einen gleich dimensionierten, aber verkupferten Bügel auswechselt, leuchtet das Lämpchen hell auf und zeigt damit an, daß der Hochfrequenzwiderstand wesentlich kleiner geworden ist, was natürlich nur in der dünnen Kupferschicht seine Ursache haben kann. Dieser Versuch läßt sich auf die Weise erweitern, daß man zwei gleich große Drahtringe miteinander vergleicht, von denen der eine aus Eisendraht mit Kupferüberzug, der andere dagegen aus Kupfer mit Eisenüberzug besteht. Bei Hochfrequenz kehrt sich das Verhältnis der Widerstände, das bei Gleichstrom etwa 6,8 beträgt, um, denn bei dem mit Eisen überzogenen Kupferdraht kommt die Indikatorlampe nicht stärker zum Aufleuchten, als bei dem nackten Eisendraht.

Die exakte, von den Maxwell'schen Gleichungen ausgehende Theorie der Stromverdrängung liefert für die Tiefe j , in der die Stromamplitude von der Oberfläche aus bis auf den e -ten Teil abgeklungen ist, den Ausdruck:

$$j = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho}{\mu\nu}},$$

wenn μ die Permeabilität und ρ den spezifischen Widerstand bedeutet. Die Wirkung der verschiedenen Eindringtiefen und der daraus resultierenden verschiedenen Wechselstromwiderstände von Leitern mit gleichem Leitvermögen und Querschnitt, aber mit verschiedenen Permeabilitäten läßt sich mit der in Abb. 193 schematisch dargestellten Versuchsanordnung zeigen [10]. In den Strombauch eines Schwingungskreises sind zwei Drähte D_1 und D_2 aus Platin und Eisen bestehend und von einer solchen Stärke und Länge eingesetzt, daß ihre Gleichstromwiderstände gleich sind. Die Erwärmung beider Drähte wird durch die beiden Luftthermometer T_1 und T_2 gemessen. Beim Durchgang von Gleichstrom steigen beide Manometer gleichmäßig an, bei Hochfrequenzspeisung dagegen steigt das den Eisendraht enthaltende Manometer 8mal höher und zeigt damit an, daß der Eisendraht infolge seiner Permeabilität einen wesentlich höheren Wechselstromwiderstand aufweist als der Platindraht.

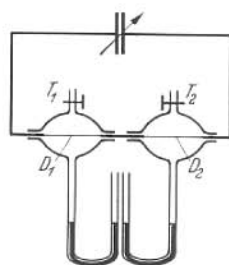


Abb. 193. Vergleich der Hochfrequenzleitfähigkeit von Drähten nach Zenneck.

B. Die Ausbreitung elektrischer Schwingungen längs paralleler Drähte.

a) Strom- und Spannungsverteilung.

Die Vorgänge bei der Ausbreitung elektrischer Schwingungen oder Wellen längs eines Lecherschen Paralleldrahtsystems sind auf Grund der Telegraphengleichungen schon in Abschnitt 4 des Kapitels 2 in Zusammenhang mit der Speisung von Antennen über eine Energieleitung behandelt worden. Dort ist gezeigt, wie sich auf einer Paralleldrahtleitung, die an einem Ende von einem Sender erregt wird, das elektrische Potential mit einer endlichen Geschwindigkeit v fortpflanzt, die für den speziellen Fall, daß die Schwingungen keine Absorption erleiden, d. h. daß der Ohmsche Widerstand der Drähte vernachlässigt werden kann, durch die Beziehung:

$$v = c/\sqrt{\mu\epsilon}$$

bestimmt wird, wobei ϵ und μ die Dielektrizitätskonstante und Permeabilität des die Drähte umgebenden Mediums bedeuten. Die Schwingungen pflanzen sich jedoch nur solange ungestört fort, als sich ihnen keine Unstetigkeitsstellen in den Weg stellen, wie sie z. B. durch eine die beiden Drähte verbindende Draht- oder Blechbrücke oder auch durch die freien Enden der Drähte gebildet werden. Im ersten Fall arbeitet die Leitung im Kurzschluß (Belastungswiderstand $R_e = 0$) und im zweiten im Leerlauf ($R_e = \infty$), und beide Male entstehen durch Superposition

einer fortschreitenden und einer gleich großen reflektierten Welle stehende Wellen, die bei Kurzschluß und Leerlauf räumlich um $\pi/2$ verschoben sind, d. h. wo im Leerlauf ein Bauch ist, befindet sich im Kurzschluß ein Knoten der Spannung oder des Stroms und umgekehrt. Der zwischen beiden Grenzfällen liegende Zustand der Anpassung, bei dem die Leitung durch einen Widerstand gleich ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen ist, ist so anzusehen, als ob die Leitung durch den Belastungswiderstand bis ins unendliche verlängert wäre: Es werden keine Wellen mehr reflektiert, und auf der Leitung gehen vom Erregungszentrum rein fortschreitende Wellen aus.

Recht anschaulich lassen sich diese Vorgänge mit den in Abb. 194 a und b dargestellten Modellen zeigen [11]. Das Modell *a* besteht aus einer

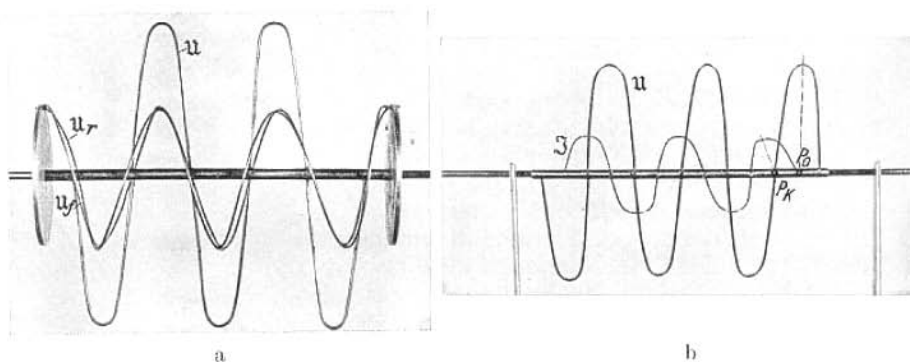


Abb. 194. Modell zur Veranschaulichung *a* der Entstehung stehender Wellen und *b* der Verteilung von Strom und Spannung nach Issakowitsch und Krause.

Achse, um die zwei Drähte in einer rechts- und linksgängigen Schraubenlinie gewunden sind. Die Projektion dieser beiden Drähte auf die Zeit-ebene, die der Achse parallel läuft, gibt den Spannungsverlauf einer fortschreitenden Welle u_f und einer reflektierten Welle u_r in einem bestimmten Zeitmoment wieder. Ihre vektorielle Addition ergibt als stehende Welle eine Sinuskurve. Wenn man das Modell um seine Achse dreht, sieht man für jeden einzelnen Augenblick die fortschreitende, die reflektierte und die stehende Welle. Das Modell *b* veranschaulicht die Beziehung zwischen Strom und Spannung einer stehenden Welle, indem es eine sinusförmige Spannungs- und eine kosinusförmige Stromkurve enthält, deren Ebenen aufeinander senkrecht stehen. Dreht man dieses Modell, so erkennt man deutlich das Pulsieren der gegeneinander verschobenen Spannungs- und Stromwelle. Je nachdem man das Modell durch einen seitlichen Schirm bis zum Punkt P_k oder P_0 abdeckt, bildet man ein kurzgeschlossenes oder offenes Ende nach und sieht die Kurzschluß- oder Leerlaufverteilung.

b) Nachweis stehender Wellen.

Um die soweit kurz umrissenen Erscheinungen anschaulich zu demonstrieren, kann man jedes beliebige System von zwei parallel im Raum

ausgespannten Drähten benutzen. Bequemer ist ein Paralleldrahtsystem, wie es die Abb. 195 in einer fertigen Ausführungsform mit den dazugehörigen Brücken und mit einer Schleife zur induktiven Ankopplung an einen Erreger darstellt. Grundsätzlich kann ein solches Drahtsystem auch kapazitiv an einen Sender angekoppelt werden, wie es Lecher ursprünglich angegeben hat [12], doch hat die induktive Kopplung den Vorzug der geringeren Dämpfung und der besseren Energieübertragung. Bei induktiver Kopplung ist das Drahtsystem über die Koppelschleife kurzgeschlossen und an diesem Ende muß, wenn die Leitung in Resonanz kommen soll, unbedingt ein Spannungsknoten und ein Strombauch liegen. Verschiebt man daher eine die beiden Drähte verbindende Abstimmbrücke, die ihrerseits wieder einen Strombauch festlegt, und die als Stromindikator ein Glühlämpchen enthält, von der Koppelschleife weg, so leuchtet das Lämpchen immer in Abständen von $\lambda/2$ auf. Bei genügend loser Ankopplung an den Sender sind die Resonanzmaxima sehr scharf einzustellen, so daß man die Wellenlänge des Erregers genau

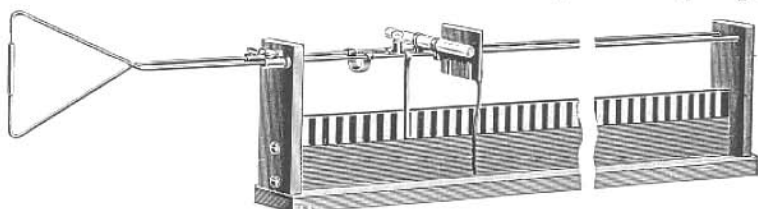


Abb. 195. Paralleldrahtsystem mit Koppelschleife und Abstimmbrücke.

ermitteln kann. Das gleiche Ergebnis erhält man, wenn man das Indikatorlämpchen in die Koppelschleife legt und die Abstimmung mit einer einfachen Drahtbrücke oder einer Plattenbrücke vornimmt, wie sie in der Abb. 195 in Gestalt einer mittels zweier Schlitze auf die Drähte aufgesetzten Metallplatte zu erkennen ist. Die Einstellung wird besonders scharf, wenn man die dämpfende Wirkung des Lampenwiderstandes dadurch eliminiert, daß man die Lampe nach Abb. 188 in den Nebenschluß zu einem Teil der Koppelschleife legt. Die Plattenbrücke reflektiert die Wellen so vollkommen, daß die Drähte hinter der Brücke nicht mehr mitschwingen, wie durch Verschieben einer weiteren Lampenbrücke auf dem abgetrennten Teil der Leitung gezeigt werden kann. Tauscht man die Plattenbrücke gegen eine einfache Drahtbrücke aus, deren Hochfrequenzwiderstand man durch schleifenförmiges Aufbiegen etwas vergrößert hat, dann werden die Wellen nicht vollkommen reflektiert und hinter der Brücke lassen sich weitere, wenn auch schwächere Strombäuche finden.

Die in der Mitte zwischen zwei Brücken liegenden Spannungsbäuche können in der Weise nachgewiesen werden, daß man an der betreffenden Stelle ein Neonrohr oder eine Glimmlampe über beide Drähte legt, oder daß man auf die Drähte ein kleines Glimmlämpchen (Blitzschutzsicherung oder Signallämpchen) einpolig aufsetzt oder mit einem solchen an den Drähten entlangfährt. Um gleichzeitig auch die in den Drähten fließenden Hochfrequenzströme zu beobachten, kann man dem Glimm-

lämpchen noch einen Stromindikator in Gestalt eines im Nebenschluß zu einem kurzen Stück eines Lecher-Drahtes liegenden Glühlämpchen parallel legen [5]. Führt man diesen Doppelindikator an einem Draht entlang, so leuchtet abwechselnd das Glüh- oder das Glimmlämpchen auf und zeigt damit, daß Strom und Spannung tatsächlich um $\lambda/4$ gegeneinander verschoben sind. Noch wirkungsvoller wird dieser Versuch, wenn man eine Anzahl Glüh- und Glimmlämpchen längs der Drähte verteilt, weil dann die Knoten und Bäuche von Strom und

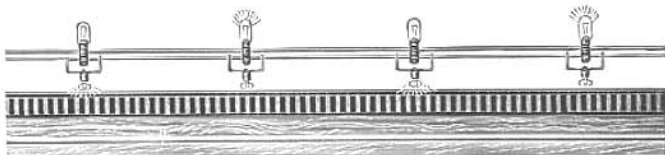


Abb. 196. Sichtbarmachung von Strom- und Spannungsverteilung mit Glühlämpchen nach Bergmann.

Spannung unmittelbar sichtbar werden (Abb. 196). Da die Glimmlämpchen immerhin einige 10 V Hochfrequenzspannung erfordern, bis sie zünden, ist bei diesen Versuchen die Speisung des Erregers mit Wechselstrom besonders vorteilhaft, denn der Sender vermag während der kurzen Maximalweite der Anodenspannung ein Vielfaches der Zündspannung zu liefern, die er bei reinem Gleichstrombetrieb liefern könnte.

In äußerst eindrucksvoller Weise kann mit dieser Anordnung der Übergang von der Leerlaufverteilung über die Anpassung zur Kurzschlußverteilung demonstriert werden, wenn man die Leitung mit einem variablen Hochfrequenzwiderstand, am einfachsten mit einem Resonanzkreis mit veränderlichem L und C belastet. Je nachdem dieser Kreis induktiv oder kapazitiv wirkt, und je nach seinem durch das Verhältnis von C



Abb. 197. Aronsches Rohr.

und L gegebenen Scheinwiderstand wirkt dieser Kreis als nahezu unendlich hoher Ohmscher Widerstand, welchem Fall die Leerlaufverteilung ergibt, als Anpassungswiderstand, in welchem Fall die längs der Speiseleitung verteilten Glüh- und Glimmlämpchen gleichmäßig aufleuchten, oder als kapazitiver Kurzschluß, in welchem Fall die Strom- und Spannungsverteilung sich gegenüber dem Leerlaufversuch umgekehrt.

Ein anderer Weg, um die Spannungsverteilung auf den Paralleldrähten sichtbar zu machen, besteht der Abb. 197 entsprechend darin, daß man ein hinreichend langes Stück der Lecher-Drähte innerhalb eines Glasrohres ausspannt und dieses soweit evakuiert, bis sich in den Spannungsbäuchen eine Glimmentladung zwischen den Drähten ausbildet [13]. Damit das Rohr schon auf möglichst niedrige Spannungen anspricht, bringt man zweckmäßig einige Jodkristalle ein, so daß sich das Rohr beim Evakuieren auf etwa $\frac{1}{10}$ mm Hg mit Joddampf anfüllt.

Schließlich läßt sich die Verteilung von Strom und Spannung auch durch Abtasten des magnetischen und elektrischen Feldes um die Drähte vermittelt eines kleinen Resonanzkreises veranschaulichen. An den Stellen der Strombäuche muß nämlich das magnetische Feld und an den Stellen der Spannungsbäuche das elektrische Feld ein Maximum haben. Bewegt man den Resonanzkreis daher in einem Abstand so über den Drähten hin, daß seine Ebene parallel zu der durch die Drähte gehenden Ebene liegt, dann ist die Kopplung rein magnetisch, und ein im Resonanzkreis befindliches Indikatorlämpchen zeigt die Lage der Strombäuche an. Führt man den Suchkreis dagegen in der Weise an den Drähten entlang, daß seine Ebene auf der Drahtrichtung senkrecht steht, so kann der Kreis auf die magnetischen Kraftlinien, welche die Drähte ringförmig umgeben, nicht ansprechen, sondern nur auf die elektrischen Kraftlinien, die senkrecht von der Drahtoberfläche ausgehend von Draht zu Draht verlaufen. In diesem Fall leuchtet das Lämpchen nur in den Spannungsbäuchen auf.

c) Stehende Drahtwellen in Flüssigkeiten.

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen längs Drähten war die Formel $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$ gefunden worden. Bringt man die Drähte daher in ein Medium mit einer von Luft ($\epsilon = 1$) abweichenden Dielektrizitätskonstanten, so geht die Fortpflanzungsgeschwindigkeit und damit auch die Wellenlänge als Folge der vergrößerten Kapazität zwischen den Drähten durch das sie umgebende Dielektrikum auf den $\sqrt{\epsilon}$ -ten Teil herunter. Dies läßt sich in der Weise zeigen, daß man die Lecher-Drähte mittels zweier Gummistopfen durch zwei entsprechende Öffnungen eines Glastroges führt und auf den Drähten innerhalb des Troges mittels eines isolierten Handgriffs eine Lampen- oder Plattenbrücke verschiebt. Wird der Trog mit Wasser gefüllt, am besten mit destilliertem Wasser um Absorptionsverluste zu vermeiden, so finden sich die Abstimmungsmaxima in Abständen von $\frac{1}{9}$ der halben Luftwelle, da die Dielektrizitätskonstante des Wasser 81 beträgt. Umgekehrt kann man aus dem Verhältnis der Wellenlänge λ_0 in Luft zu der Welle λ_r in einer unbekannten Flüssigkeit deren Dielektrizitätskonstante nach der Gleichung $\epsilon = (\lambda_0/\lambda_r)^2$ ermitteln [14]. Um unerwünschte Reflexionen an der Eintrittsstelle der Drähte in den Trog zu vermeiden, wählt man zweckmäßig die Länge der Drähte von der Koppelschleife bis zum Glastrog oder die Erregerwellenlänge so, daß an der Eintrittsstelle ein Strombauch entsteht. Dadurch wird die Resonanz schärfer und die Messungen gewinnen an Sicherheit.

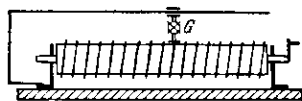


Abb. 198. Spulenförmig aufgewickelter Lecherdraht.

d) Verkürztes Lecher-System.

Durch Aufwickeln beider oder auch nur eines der beiden Lecher-Drähte zu einer langgestreckten Spule läßt sich die räumliche Länge eines Lecher-Systems bedeutend verkürzen. Wie die Abb. 198 zeigt,

wird die Spule auf der einen Seite über eine Koppelschleife zu einem, ihrer Achse parallel laufenden Draht geführt, und zwischen diesem Draht und der Spule ist eine Glühlampenbrücke verschiebbar gelagert. Der mechanische Aufbau geschieht am einfachsten so, daß man die Spule drehbar macht, so daß die Schraubengänge der Wicklung die Abstimmbrücke beim Drehen mitnehmen. In Abständen von wenigen Zentimetern leuchtet das Lämpchen auf, und zeigt die Resonanz an. Die Anordnung stellt ein gewisses Analogon zu der bekannten Seibtschen Spule und zu dem Slabyschen Multiplikationsstab dar.

C. Offene Schwingungssysteme.

Während der geschlossene Schwingungskreis keine merkliche Energie abstrahlt, wenigstens solange seine Abmessungen klein gegen die Wellenlänge sind, geht von einem offenen Schwingungssystem, d. h. von einer Antenne, eine beträchtliche Strahlung aus. Man kann sich ein solches offenes Schwingungssystem am einfachsten in der Weise entstanden denken, daß man den Drahtbügel eines geschlossenen Schwingungskreises gerade biegt,

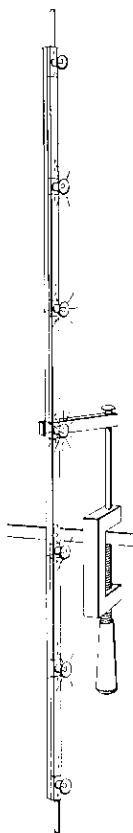


Abb. 199. Sichtbarmachung der Stromverteilung in einer Linearantenne nach Slaby.

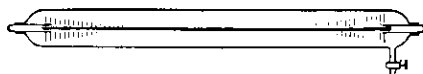


Abb. 200. Demonstration der Spannungsverteilung auf einer Stabantenne durch Glühmentladung.

bis man eine durch die Kondensatorplatten oder durch entsprechende Metallkugeln beschwerte Linearantenne, nämlich einen Hertzschen Dipol erhält. Verkleinert man die Endkapazität, so muß man die hierdurch bedingte Verkürzung der Eigenwelle durch Verlängerung des Antennendrahtes wieder ausgleichen und gelangt im Grenzfall zu dem stabförmigen Abrahamschen Erreger, dessen Länge in guter Annäherung gleich der halben Wellenlänge ist. In derselben Weise kann man sich die Linearantenne durch Aufbiegen eines in der Grundschwingung erregten, einseitig offenen Paralleldrahtsystems von $\frac{2}{4}$ Länge entstanden denken. Das Aufbiegen verringert zwar die Kapazität zwischen den Drähten, vergrößert dafür aber die wirksame Selbstinduktion pro Längeneinheit um einen solchen Betrag, daß die Eigenwelle ungefähr erhalten bleibt. Auch die Strom- und Spannungsverteilung bleibt unverändert bestehen, d. h. in der Mitte der Antenne, wo früher die beiden Paralleldrähte kurzgeschlossen waren, und wo auch die Erregung stattfindet, befindet sich ein Strombauch, und an den Enden der Antenne müssen sich Spannungsbäuche ausbilden. Im übrigen ist über die Abstimmung einer Linearantenne, ihren Strahlungswiderstand, die Erregung in Oberwellen, die man sich ebenfalls

in Analogie zu einem in Oberwellen schwingenden und aufgebogenen Lecher-System leicht vorstellen kann, in Kapitel 2, Abschnitt 1, alles Wissenswerte gesagt.

Die Hochfrequenzströme und Spannungen sind längs eines Antennen-drahtes ebenso wie beim Paralleldrahtsystem nach einem räumlichen Sinus- und Kosinusetz verteilt, was sich grundsätzlich nach denselben Methoden, wie sie vorher beschrieben sind, demonstrieren läßt. Am anschaulichsten ist der schon von Slaby angegebene Versuch [15], in gleichmäßigen Abständen kleine Glühlämpchen in die Antenne einzuschalten, oder in den Nebenschluß zu ihr zu legen, aus deren Leuchtstärke die Stromabnahme nach den Drahtenden zu deutlich zu erkennen ist (Abb. 199). Gleichzeitig kann man die um $\pi/2$ verschobene Spannungsverteilung durch Aufsetzen kleiner Glimmlampen sichtbar machen [3]. Noch schöner bilden sich die Hochfrequenzspannungen ab, wenn die ganze Antenne in ein evakuiertes, mit Joddampf oder Neongas gefülltes Glasrohr eingebracht wird [16]; dann zeigt sich an beiden Drahtenden eine Glimmentladung, die nach der Mitte zu allmählich abnimmt, wie es die Abb. 200 veranschaulichen mag.

Um einen Antennenstab für verschiedene Wellenlängen benutzen und um seine Abstimmung auf eine gegebene Erregerwelle demonstrieren zu können, verwendet man vorteilhaft dünnwandige Messing- oder Kupferrohre, in denen sich Verlängerungsdrähte verschieben lassen. Da die Annäherung der Hand die Abstimmung sofort stört und die genaue Einstellung der Resonanz sehr erschwert, nimmt man zweckmäßig die Verschiebung der Verlängerungsdrähte aus einiger Entfernung vor, indem man die Drähte beispielsweise mittels eines langen Isoliergriffs oder mittels eines Schnurzuges bewegt. Eine elegante Methode, die Abstimmung einer Linearantenne ohne Berührung zu demonstrieren, besteht darin, ein mit Quecksilber gefülltes Glasrohr mit dem Sender zu koppeln [4]. Läßt man das Quecksilber langsam aus einem Hahn austropfen, so durchläuft die Quecksilbersäule die Resonanzlänge, wie mit einem Detektorresonator oder am Anodenstrom des Senders gezeigt werden kann. Durch Einschalten einer kleinen Kapazität oder einer Drahtschleife in die Mitte einer Linearantenne läßt sich der verkürzende Einfluß eines Kondensators oder der verlängernde Einfluß einer Induktivität veranschaulichen, indem im ersten Fall die Antenne verlängert und im zweiten Fall verkürzt werden muß, um wieder auf Resonanz zu kommen. Da der Strahlungswiderstand R_s mit ungefähr 75Ω angenommen werden kann, ist man auf Grund des in der Antennenmitte fließenden Hochfrequenzstromes in der Lage, die vom Erregersender an die Antenne abgegebene Leistung $I^2 R_s$ abzuschätzen, sei es, daß man den Strom mit einem Thermo- oder Hitzdrahtinstrument mißt, oder sei es, daß man ihn aus dem Stromverbrauch einer in der Antenne liegenden Glühlampe ermittelt, wobei die von der Lampe verbrauchte Leistung der von der Antenne abgestrahlten hinzuzuzählen ist.

3. Versuche über Wellenausbreitung.

A. Das Strahlungsfeld einer Antenne.

a) Versuche mit geschlossenen Resonatoren.

Das elektrische und magnetische Kraftfeld um einen strahlenden Dipol ist schon von Heinrich Hertz ausgemessen worden [1], und zwar benutzte Hertz als Resonator einen rechteckigen oder runden Drahtkreis, dessen Schwingungen sich durch Funkenübergänge in einer mikroskopisch kleinen Funkenstrecke anzeigten (s. Abb. I). Zu Demonstrationszwecken schaltet man besser an Stelle einer solchen Funkenstrecke, die naturgemäß äußerst unempfindlich ist, eine kleine Glühlampe zwischen die Drahtenden, welche noch mehrere Wellenlängen von einem hinreichend starken Sender entfernt deutlich aufleuchtet, wenn der

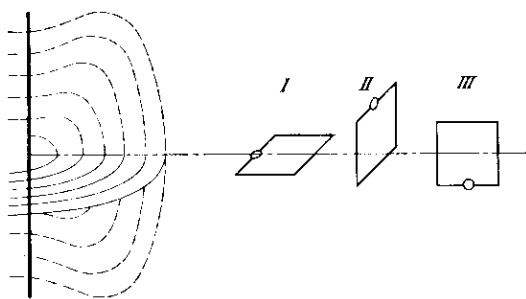


Abb. 201. Nachweis der magnetischen und elektrischen Feldstärke um einen Sendedipol.

Resonanzkreis sorgfältig genug auf die Senderwelle abgestimmt ist. Um das Resonanzmaximum einstellen zu können, ist ein rechteckiger Drahtbügel, dessen Seiten aus ineinanderschiebbaren Rohren bestehen, und der sich durch Verkürzen oder Verlängern auf die gewünschte Senderwelle abstimmen läßt, einem

festen Resonanzkreis vorzuziehen, dessen Eigenwelle mit dem 2,13fachen Wert seines Umfangs festliegt, und auf den die Senderwelle abgeglichen sein muß. Natürlich lassen sich auch Resonanzkreise mit Abstimmkondensator und Stromindikator, wie z. B. die in Abb. 189 gezeigten Modelle zu Felduntersuchungen verwenden, doch sind sie sehr viel unempfindlicher als die vorgeschriebenen Kreise, die nur aus einer Selbstinduktion mit Spannungsindikator bestehen.

In der Abb. 201 ist ein Teil der um eine Stabantenne verlaufenden elektrischen und magnetischen Kraftlinien gezeichnet und zwar hauptsächlich in der Äquatorebene, in welcher die Antenne das Maximum an Strahlungsenergie aussendet. Die magnetischen Kraftlinien sind Kreise, die in der Äquatorebene sowie parallel zu ihr um die Antenne verlaufen, während die elektrischen Kraftlinien die Äquatorebene senkrecht durchsetzen. Beide Kraftlinien stehen senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung der Wellen. Bringt man nun einen Hertzschen Resonanzkreis in eine solche Lage zur Antenne, daß sein Mittelpunkt in die Äquatorebene fällt, so sind die in Abb. 201 mit I, II und III bezeichneten räumlichen Orientierungen möglich. In Lage I wird der Kreis weder von magnetischen Kraftlinien durchsetzt, noch verlaufen elektrische Feldlinien parallel zu irgendwelchen Leiterelementen, und infolgedessen können keine Schwingungen induziert werden. Richtet man den Kreis dagegen

in die Lage *II* so auf, daß seine Ebene senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung der Wellen steht, dann gilt für das magnetische Feld dasselbe wie in Lage *I*, doch laufen die horizontalen Leiterstücke senkrecht zu den elektrischen Feldlinien. Diese rufen in den horizontalen Leitern nunmehr Ströme hervor, und zwar wegen der nichtquasistationären Stromverteilung um so stärkere pro Längenelement, je näher das betrachtete Leiterelement an dem der Glühlampe gegenüberliegenden Strombauch liegt. Daher werden in der unteren Rechteckseite stärkere Ströme induziert als in dem oberen, die Glühlampe enthaltenden Leiter, und die Lampe leuchtet auf. Dreht man den Kreis in seiner Ebene um 90° nach rechts oder links, dann werden in den beiden horizontalen Leiterstücken gleichstarke Ströme aber mit entgegengesetzten Vorzeichen induziert, und es können keine Schwingungen mehr entstehen. In Lage *III* steht der Resonanzkreis schließlich so, daß die Antenne in seiner Ebene liegt, und infolgedessen wird er auf seine ganze Fläche von den magnetischen Kraftlinien durchsetzt. Dreht man jetzt den Kreis wiederum in seiner Ebene, so leuchtet die Lampe zwar dauernd auf, doch kann man in den einzelnen Positionen verschiedene Helligkeiten beobachten. Das rührt davon her, daß neben den magnetischen noch die elektrischen Kraftlinien eine gewisse Wirkung ausüben, weil ja auch bei dieser Stellung Leiterteile senkrecht auf der Äquatorebene stehen und zu den elektrischen Feldlinien parallel laufen. Je nach ihrer Phase überlagern sich die von dem elektrischen Feld herrührenden Ströme den magnetisch induzierten, und daher muß bei der in der Abb. 201 gezeigten Lage der Glühlampe das Maximum des Aufleuchtens entstehen. Die Lage *III* entspricht dem Empfang mit Rahmenantenne, bei der ja auch die maximale Lautstärke erhalten wird, wenn die Rahmenebene zum Sender hinzeigt.

Benutzt man als Analysator einen empfindlichen Resonanzkreis mit Thermoinstrument oder mit Detektor und Galvanometer oder in Verbindung mit Verstärker und Lautsprecher, so kann man das ganze Strahlungsdiagramm einer Antenne abtasten und zeigen, daß in jedem Raumpunkt die elektrischen und magnetischen Kraftlinien senkrecht aufeinanderstehen.

b) Versuche mit offenen Resonatoren.

Besser als der geschlossene Resonator ist der offene Dipol zur Demonstration des Wellenfeldes und des Polarisationszustandes der abgestrahlten Wellen geeignet, mag er als Stromindikator eine kleine Glühlampe, oder einen Detektor enthalten, was den praktischen Verhältnissen schon recht nahe kommt. Nur wenn der Empfangsdipol in die Richtung der elektrischen Kraft fällt, d. h. wenn er z. B. senkrecht auf der Äquatorebene steht, erreicht die Helligkeit eines Glühlämpchens oder die Empfangslautstärke ein Maximum. Wenn man die Antenne in einer auf der Fortpflanzungsrichtung der Wellen senkrecht stehenden Ebene dreht, nimmt die Empfangslautstärke allmählich ab und erreicht den Wert Null, wenn beide Antennen gekreuzt sind. Am eindruckvollsten ist dieser Versuch in der Form anzustellen, daß man die in Abb. 200 gezeigte Empfangsantenne, die sich innerhalb eines evakuierten Glasrohres

befindet, in der angegebenen Ebene rotieren läßt. Da die Länge der sich von den Antennenenden aus nach dem Schwingungsknoten zu erstreckenden Glimmentladung ein Maß für die induzierten Spannungen ist, wird der Polarisationszustand der Senderwelle unmittelbar in Form eines

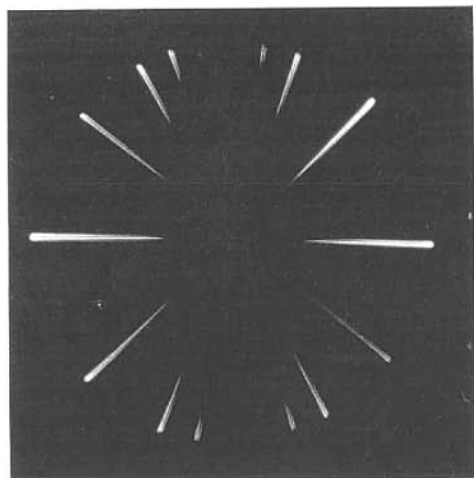


Abb. 202. Polarisationszustand der Senderwelle, veranschaulicht durch Drehung einer im Vakuum aufleuchtenden Empfangsantenne nach Ramshorn.

Polardiagramms sichtbar, wie es die Abb. 202 zu veranschaulichen versucht [16]. Schiebt man jetzt zwischen Sende- und Empfangsantenne einen abgestimmten Dipol unter einem Winkel von 45° gegen die Sendeantenne geneigt, dann dreht sich das Polardiagramm in Richtung dieser Zwischenantenne, denn diese wird von der in ihrer Richtung einfallenden Feldkomponente des Senders erregt, und strahlt als Sekundärstrahler eine neue Welle mit einer um 45° verdrehten Polarisation ab, welche sich der direkten Senderwelle überlagert und den Polarisationszustand verändert. In derselben Weise wirkt ein nach

Art der Abb. 203 aus drei aufeinander senkrecht stehenden Drahtstücken von je $\lambda/2$ Länge zusammengesetztes Drahtgebilde [7]. Wird dieses Zwischensystem so zwischen Sende- und Empfangsantenne ge-

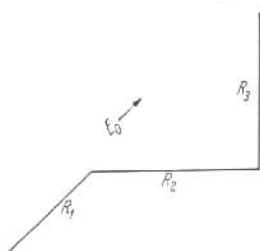


Abb. 203. Modellversuch zur Darstellung der Drehung der Polarisationssebene nach Kohl.

bracht, daß das erste Drahtstück R_1 parallel zum elektrischen Vektor der Senderwelle gerichtet ist, dann erregt sich über R_2 auch das dritte Drahtstück R_3 , und dieses sendet seinerseits eine Sekundärstrahlung aus, deren elektrischer Feldvektor auf dem ursprünglichen Vektor senkrecht steht. Diese neu auftretende Komponente ist ebenfalls mit einer Drehung der Polarisationssebene identisch. Das Drahtgebilde stellt somit das einfachste Modell für ein drehendes Molekül dar. Je nachdem die drei Drahtstücke ein Rechts- oder Linkssystem bilden, tritt Rechts- oder Linksdrehung ein.

An Stelle eines linearen Abrahamschen Resonators kann man sich auch einer durch Endscheiben beschwerten Empfangsantenne bedienen, die wegen ihrer reduzierten Ausdehnung vor allem bei längeren Wellen den Vorteil einer bequemerer Handhabung und leichteren Abstimmung bietet. Obwohl die Gesamtlänge einer solchen Antenne merklich verkürzt ist, werden in ihr dieselben Hochfrequenzströme wie in einem $\lambda/2$ Resonator induziert. Die Erklärung für dieses unerwartete Verhalten

ist darin zu erblicken, daß zwar eine niedrigere elektromotorische Kraft induziert wird, daß diese elektromotorische Kraft aber auf einen geringeren Strahlungswiderstand arbeitet. So geht nur ein kleinerer Teil der aus dem Empfangsfeld entnommenen Leistung als Sekundärstrahlung wieder verloren, wodurch die an sich geringere Empfangsleistung in bezug auf den Hochfrequenzstrom wieder ausgeglichen wird.

c) Stehende Raumwellen und Interferenzversuche.

Stellt man den von der Sendeantenne ausgestrahlten Wellen eine genügend große, d. h. mindestens $\lambda/2$ im Quadrat umfassende Metallplatte entgegen, so werden die Wellen vollkommen reflektiert, und vor der Blechwand bilden sich stehende Wellen, wobei unmittelbar an der Wand ein Knoten der elektrischen und ein Bauch der magnetischen Feldstärke auftreten muß. Dieser Zustand wiederholt sich jedesmal in

Abständen von $\lambda/2$, während die Verhältnisse an den dazwischenliegenden Stellen, d. h. in Abständen von $\lambda/4$; $3\lambda/4$; $5\lambda/4$ umgekehrt liegen. In der Abb. 204 sind diese Zustände schematisch angedeutet, indem die gestrichelten Linien die elektrische und die ausgezogenen Linien die magnetische Feldstärke längs der Fortpflanzungsrichtung der Wellen angeben. Der Nachweis

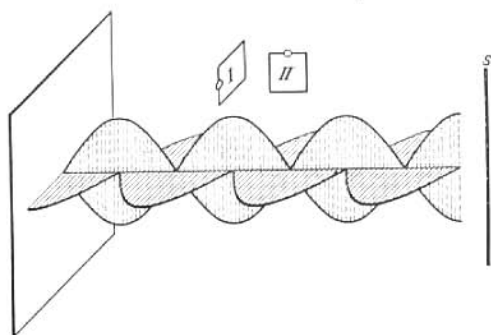


Abb. 204. Stehende Raumwellen vor einer Reflexionswand.

der stehenden Raumwellen kann mit dem geschlossenen Hertzschen Resonator erfolgen, der in der Lage I, d. h. mit seiner Ebene parallel zur Reflexionswand die Bäuche der elektrischen Kraft und in Lage II, d. h. mit seiner Ebene in der Fortpflanzungsrichtung der Wellen die Bäuche der magnetischen Feldkraft abzutasten ermöglicht. Demgegenüber spricht der offene Resonator, den man parallel zur Reflexionswand und zur Sendeantenne hin- und herbewegt, nur in den Bereichen der elektrischen Feldstärke an.

Aus der Abb. 204 ist leicht zu ersehen, daß die stehenden Wellen dann am stärksten ausgeprägt sind, wenn die Sendeantenne in einen Bauch der elektrischen Feldkraft gerückt wird, oder mit anderen Worten, wenn der Abstand zwischen Antenne und Reflexionswand $\lambda/4$; $3\lambda/4$. . . beträgt. In diesem Fall addiert sich unter Berücksichtigung des bei der Reflexion erfolgenden Phasensprungs von 180° die von der Antenne direkt stammende und die von der Blechwand reflektierte Strahlung, und die Lautstärke in einem in der Äquatorebene gegenüber der Blechwand aufgestellten Empfänger wird ein Maximum. Verschiebt man die Reflexionswand jetzt um $\lambda/4$ in Richtung auf die Sendeantenne zu oder von ihr weg, so interferieren die direkten und die reflektierten Wellen, und die Empfangslautstärke muß bis auf Null heruntergehen. Derselbe Versuch läßt sich auch auf der Empfangsseite vorführen, wenn

man die Reflexionswand hinter der Empfangsantenne bewegt, ja hier sind die Interferenzstellen bei der Vorführung in geschlossenen Räumen wegen der von den Wänden reflektierten Störstrahlung meistens noch schärfer ausgeprägt. Ähnlich wie eine Metallwand wirkt auch ein Reflektordraht, den man hinter der Sende- oder Empfangsantenne aufstellt. Die Reflektorwirkung wird verstärkt, wenn man eine Anzahl solcher Drähte auf einer Parabel anordnet, deren Brennweite $\lambda/4$ beträgt, und in deren Brennpunkt sich die Antenne befinden soll. Auf diese Weise entsteht ein zylindrisch-parabolischer Phasenspiegel, wie in Kapitel 2 eingehend beschrieben. Hiermit ist der erste Schritt zu den in der Praxis der Ultrakurzwellentechnik gebräuchlichen Strahlwerfersystemen getan, die sich durch Einschleichen von Leitdipolen u. dgl. auch im Demonstrationsversuch nach Belieben vervollständigen lassen.

B. Versuche im Wellenstrahl.

a) Die Hertzschen Spiegelversuche.

Geht man bei der Ausbildung eines Richtstrahlensystems, das den Wellenstrahl scheinwerferartig bündeln soll, auf die allereinfachste Form, nämlich auf einen parabolischen Vollmetallspiegel zurück, so ist der Anschluß an die berühmten Hertzschen Spiegelversuche gefunden. Besonders bequem ist die in Abb. 187 dargestellte Anordnung einer Gitterwendelkreisröhre im Brennpunkt eines rotationssymmetrischen Hohlspiegels, welche gleichzeitig die Konzentration der elektromagnetischen Wellen durch eine Glaslinse und die Absorption durch eine flüssigkeitsgefüllte Küvette zeigt. Hinter der Linse kann man mit einem kleinen Detektorresonator einen eng begrenzten Raum maximaler Feldstärke, nämlich den Brennfleck der Linse für die elektromagnetische Strahlung nachweisen. Füllt man die Absorptionsküvette beispielsweise mit Paraffinöl, so gehen die Strahlen durch die etwa $\frac{1}{2}$ cm dicke Flüssigkeitsschicht fast ungehindert hindurch, wogegen destilliertes Wasser kaum noch etwas durchläßt. Mit einem Metallschirm läßt sich eindeutig zeigen, daß der Wellenstrahl nach optischen Gesetzen reflektiert wird, doch üben auch schlecht leitende Körper mit einer gegen Luft verschiedenen Dielektrizitätskonstanten, wie z. B. der menschliche Körper eine teils absorbierende, teils reflektierende Wirkung aus. Ein weiterer Versuch ist die Beugung des Wellenstrahls an einer Kreisscheibe als Analogon zu dem optischen Versuch von Arago. Bringt man eine metallische Kreisscheibe in den Wellenstrahl, so werden die Wellen um den Rand gebeugt, und in einer bestimmten Entfernung hinter der Scheibe läßt sich ein deutliches Intensitätsmaximum nachweisen. In ähnlicher Weise kann man die Entstehung von Beugungsringen zeigen, wenn man einen Empfänger unmittelbar hinter einem im Wellenstrahl befindlichen Metallschirm von einer Kante zur anderen hin und her bewegt.

Die Transversalität der Wellenstrahlung ist besonders schön mit dem Hertzschen Polarisationsgitter nachzuweisen. Ein solches Gitter besteht aus dünnen Paralleldrähten, die in einem gegen die Wellenlänge kleinen Abstand auf einem Rahmen parallel zueinander ausgespannt sind, und die je nach ihrer Richtung verschiedene Durchlässigkeit und

verschiedenes Reflexionsvermögen zeigen. Wenn die Richtung der Drahtachsen dem elektrischen Vektor parallel liegt, wird die gesamte auffallende Energie reflektiert, und die Durchlässigkeit ist gleich Null; bilden beide Richtungen einen rechten Winkel zueinander, dann wird alles durchgelassen und nichts reflektiert. Bilden endlich im allgemeinen Fall die beiden Richtungen einen Winkel φ miteinander, so ist das Reflexionsvermögen

$$R = \cos^2 \varphi$$

und die Durchlässigkeit

$$D = \sin^2 \varphi$$

genau wie bei analogen Versuchen in der Optik.

Stellt man die Sende- und Empfangsantennen senkrecht zueinander, so daß der Empfang verschwindet, und schiebt nun ein Polarisationsgitter so in den Strahl, daß seine Drähte etwa 45° gegenüber beiden Antennen geneigt sind, dann erscheint wieder ein schwacher Empfang als Zeichen dafür, daß das Gitter eine ähnliche Drehung der Polarisationssebene bewirkt wie ein Sekundärstrahler oder wie das in Abb. 203 dargestellte Drahtgebilde.

b) Versuche im Wasser.

Je höher die Frequenz der elektrischen Spektrallinie gewählt wird, um so eindrucksvoller und sauberer lassen sich alle Versuche, die auf eine

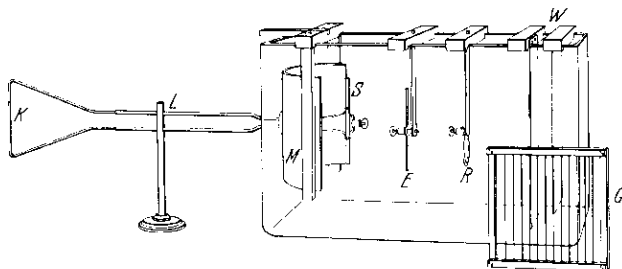


Abb. 205. Anordnung für Versuche in Wasser nach Bergmann.

Analogie zur Optik hinauslaufen, anstellen. Andererseits sinkt jedoch die erzeugbare Intensität, und der Schwingungsnachweis gelingt schließlich nur noch mit hochempfindlichen Meßgeräten, wodurch in vielen Fällen die größere Anschaulichkeit der äußerst kurzen Wellen illusorisch wird. Diese Schwierigkeiten umgeht Bergmann auf geschickte Weise [4, 5], indem er zunächst in Luft eine ziemlich lange Welle von beispielsweise 252 cm und mit großer Intensität, etwa mit dem in Abb. 185 gezeigten Sender erzeugt, und diese Wellen dann in eine Flüssigkeit mit sehr viel größerer Dielektrizitätskonstanten, am einfachsten in Wasser überführt. Wie schon an Drahtwellen in Flüssigkeiten gezeigt, verkürzt sich die Wellenlänge im Verhältnis $\sqrt{\epsilon} = 9$, so daß sich die angegebene Senderwelle in Wasser auf 28 cm reduziert. Selbstverständlich sind unter Wasser auch alle Resonanzsysteme für die verkürzte Welle zu bemessen, und Sende- und Empfangsdipol erhalten

nummehr je eine Länge von 14 cm. In der Abb. 205 ist eine geeignete Anordnung für die Durchführung von Demonstrationsversuchen in einem Wasserbassin dargestellt. Die dem Sender über eine Koppelschleife K entnommene Energie wird über eine abstimmbare Doppelleitung L dem Strahler S zugeführt, wobei ebenso wie bei den Versuchen mit einer Doppelleitung in die Durchtrittsstelle durch die Glaswand des Wasserbassins ein Spannungsknoten zu legen ist, um Verluste durch Reflexion nach Möglichkeit zu vermeiden. Zur Feststellung der optimalen Einstellung ist dem mittleren Teil des Sendedipols ein kleines Glühlämpchen parallel geschaltet. Um ein möglichst konzentriertes Strahlenbündel zu erhalten, befindet sich der Sendedipol in der Brennpunktlinie eines kleinen parabolischen Metallspiegels M von $\lambda/4 = 7$ cm Brennweite. Als Indikator für die elektrische Feldstärke dient ein ebenfalls $\lambda/2 = 14$ cm langer Linearempfänger E mit einem Indikatorlämpchen und für die magnetische Kraft ein offener Drahttring R , dessen Umfang etwa das 0,47fache der Wellenlänge beträgt, und in dessen Strombauch, d. h. der Unterbrechungsstelle gegenüber ebenfalls ein Glühlämpchen eingeschaltet ist. Für die Versuche wird der Trog mit destilliertem Wasser gefüllt, um Absorptionsverluste, die selbst bei schwach leitendem Wasser erheblich stören, tunlichst zu vermeiden.

Mit dieser Anordnung können alle vorher für Luft beschriebenen Versuche überaus anschaulich und bequem durchgeführt werden. Darüber hinaus sind folgende Versuche möglich: Schließt man den Glastrog durch eine Metallfläche W in geeigneten Abstand von Senderspiegel ab, so erhält man auch hier stehende Wellen, und durch gleichzeitiges gemeinsames Verschieben der beiden Empfänger E und R läßt sich die räumlich um $\lambda/4$ verschobene Verteilung von Strom und Spannung in den stehenden Wasserwellen leicht nachweisen, indem die beiden Lampen in E und R abwechselnd aufleuchten. Bei der Reflexion an der Metallfläche hat man es mit einer Reflexion an einem dichteren Medium zu tun, und an der Reflexionsstelle muß, wie vorher schon mehrfach erwähnt, ein Knoten der elektrischen Kraft entstehen. Nimmt man die Metallwand aus dem Trog heraus, dann werden die Wellen an der Grenzschicht Wasser-Luft, also an einem dünneren Medium reflektiert, und jetzt muß an der Reflexionsstelle ein Bauch der elektrischen und ein Knoten der magnetischen Kraft liegen. Hat man die Verhältnisse so eingestellt, daß zunächst bei dicht an der Glaswandung anliegender Metallplatte stehende Wellen auftreten, dann muß man nach Entfernung des Metallspiegels den Strahler um $\lambda/4$ nach vorn oder rückwärts verschieben, um wieder stehende Wellen zu bekommen. Während das Reflexionsvermögen der Metallplatte 100% beträgt, erhält man für das Reflexionsvermögen beim Austritt der Wellen von Wasser in Luft entsprechend der Beziehung $R = \left(\frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right)^2$ nur angenähert 64%, was bedeutet, daß die sich ohne metallische Reflexion bildenden stehenden Wellen weniger gut ausgeprägt sind. Durch Eintauchen eines kleinen Hertzschen Polarisationsgitters in den Wellenstrahl lassen sich auch die beschriebenen Polarisationsversuche unter Wasser bequem zeigen.

Ein besonders interessanter Versuch ist durch Abb. 206 veranschaulicht, nämlich die zirkuläre Polarisierung einer elektromagnetischen Welle

bei einmaliger Totalreflexion, falls der elektrische Vektor der einfallenden Welle um 45° gegen die Einfallsebene geneigt ist [17]. Dem Versuch liegt die aus der Optik bekannte Erscheinung zugrunde, daß bei Totalreflexion einer elektromagnetischen Welle die beiden Komponenten der elektrischen Feldstärke senkrecht und parallel zur Einfallsebene eine Phasenverschiebung φ gegeneinander erleiden, die lediglich von der Größe des Einfallswinkels α und vom Betrag des Brechungsverhältnisses n nach der Gleichung

$$\operatorname{tg} \varphi/2 = \cos \alpha \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - n^2}}{\sin^2 \alpha}$$

abhängt. Erreicht φ den Wert 90° , so ist die totalreflektierte Welle, falls sie obiger Voraussetzung gemäß einfällt, zirkular polarisiert. Für Wasser mit $n = 9$ ergeben sich in diesem speziellen Fall Einfallswinkel von 44° und 6° . Um die hierbei auftretende zirkulare Polarisation nachzuweisen,

bringt man den Sendedipol mit seinem Reflektor in ein Glasgefäß, das der Abb. 206 entsprechend so aufgestellt ist, daß der Einfallswinkel der elektrischen Wellen auf die Wasseroberfläche gerade 44° beträgt. An der Stelle, an der die reflektierten Wellen die Glaswand treffen, ist die Empfangsantenne l auf einer durch einen Gummistopfen führenden Achse drehbar angebracht. Wird die Sendeantenne nunmehr unter 45° gegen die Einfallsebene geneigt, so leuchtet das Indikatorlämpchen in der Empfangsantenne bei jeder Stellung derselben gleichmäßig hell und beweist damit, daß die an der Grenzfläche Wasser—Luft reflektierten Wellen tatsächlich zirkular polarisiert sind. Die Erscheinung verschwindet, sobald man die Wasseroberfläche durch eine Metallplatte abschließt, und sobald die Wellen statt an der Grenzfläche gegen Luft an dieser reflektiert werden. In diesem Fall erhält man am Empfangsort streng linear polarisierte Wellen, deren elektrischer Vektor jetzt ebenfalls unter 45° zur Einfallsebene geneigt ist. Bei zur Einfallsebene parallel oder senkrecht orientierter Sendeantenne tritt am Empfänger jeweils nur diese Komponente als linear polarisierte Strahlung auf.

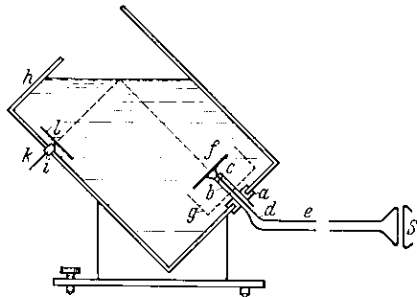


Abb. 206. Demonstration der zirkularen Polarisation elektrischer Wellen durch einmalige Totalreflexion nach Bergmann.

4. Modellversuche.

Auf Grund des Abrahamschen Ähnlichkeitstheorems, wonach sich die Eigenschwingungen geometrisch ähnlicher Leiter wie die Längen entsprechender Strecken verhalten, besteht die Möglichkeit, die Strahlungseigenschaften und Charakteristiken von Antennengebilden, die an sich für längere Wellen bestimmt sind, in Modellversuchen zu klären, mag es sich nun um Rundfunkantennen handeln, die man ungefähr im Maßstab 1 : 100 verkleinert und mit Wellen zwischen 3 und 6 m erregt [18], oder um sonstige Spezialantennen, wie z. B. die unter besonderen Umständen arbeitenden Flugzeugantennen [19]. Auch über die elektrischen Resonanzen von komplizierten Körpern, die ihrer geometrischen Form

wegen theoretisch nur ungenau zu erfassen sind, lassen sich durch Modellversuche mit ultrakurzen Wellen sichere Aufschlüsse gewinnen. Ein derartiges Problem liegt beispielsweise in der Schifffahrt vor, denn ein Schiffskörper kann bei passenden Wellen elektrische Resonanzschwingungen ausführen und als Sekundärstrahler die Funkpeilung erheblich stören [20]. Abgesehen davon, daß der komplizierte Schiffskörper theoretisch nur durch einfache Metallkörper, wie durch Kreiszylinder oder Stäbe zu approximieren ist, deren Dicke gegen ihre Länge nicht mehr vernachlässigt werden darf, und die daher besonderer geometrischer Korrekturen bedürfen, tritt eine weitere Komplikation

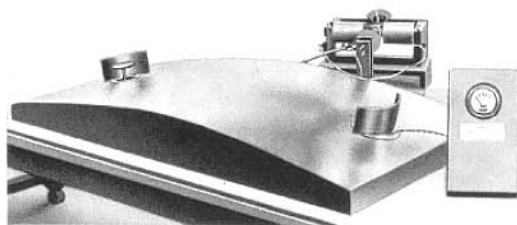


Abb. 207. Modell zur Demonstration der Wellenausbreitung längs der Erdoberfläche nach Megaw.

des Problems durch die Tatsache ein, daß sich der Schiffskörper an der Grenzfläche zweier Medien mit verschiedenen Dielektrizitätskonstanten befindet und verschieden tief ins Wasser eintaucht. Liegt der Probekörper ganz unter Wasser, so daß alle Kraftlinien im Wasser

verlaufen, dann beträgt seine Eigenwelle das $\sqrt{\epsilon} = 9$ -fache der Resonanzwelle in Luft. Je nach seiner Eintauchtiefe ist zwischen diesen beiden Grenzwerten die Eigenwelle des Probekörpers zu suchen.

Die Durchführung entsprechender Modellversuche erfordert verschiedene Vorsichtsmaßnahmen, die auf die Verwendung von Versuchswannen mit begrenzten Ausmaßen und auf Nebenwellen zurückzuführen sind, welche der die Wanne füllende Wasserkörper selbst ausführen kann und die unter Umständen viel kräftiger auf den Versuchskörper einwirken als die Senderwellen. Durch geeignete Wahl der Wannenabmessungen müssen diese Nebenwellen vermieden werden. Als Beispiel für das aus einem solchen Modellversuch gewonnene Ergebnis sei angeführt, daß ein Schiffskörper von 105 m Länge und 12,5 m² Querschnitt, der zu 50 % ins Wasser taucht bei einer Luftwelle von 1600 m in seiner Eigenschwingung angeregt wird, und in diesem Wellenbereich die stärksten Störungen des Peilempfangs hervorruft.

Natürlich lassen sich alle Modellversuche auf um so kleinerem Raum durchführen, je kürzer die Wellenlänge gewählt werden kann. Welche Möglichkeiten sich in dieser Hinsicht bieten, sei an Hand des in Abb. 207 wiedergegebenen Modells gezeigt, das die Ausbreitung einer 25-cm-Welle längs einer gekrümmten Metallplatte, welche die Erdoberfläche darstellen soll, veranschaulicht. Der Aufbau der Sendeantenne und des Empfängers ist genauer aus den Abb. 208a und b zu ersehen. Beide Antennen bestehen aus kleinen, in ihrer Länge veränderlichen Vertikaldrähten und sind zur Unterdrückung unerwünschter Steilstrahlung durch Metallscheibchen belastet. Bei dem abgebildeten Modell haben die Endscheiben einen Durchmesser von etwa $\frac{1}{20} \lambda$, und die optimale Höhe über der Grundplatte beträgt etwa $\frac{1}{8} \lambda$. Die Antennen befinden sich in der Brennpunktlinie von kleinen Parabolspiegeln, welche zur

Nachbildung eines rotierenden Leuchtfuers und zur Demonstration von Peilungen in Umdrehungen versetzt werden können. Die Sendeantenne wird über ein konzentrisches Kabel von dem hinter dem Erdmodell sichtbaren Magnetrongenerator gespeist. Der Nachweis der Empfangsströme geschieht über ein Thermokreuz mit Galvanometer, wobei das Thermokreuz, um den Empfänger auch oberhalb der „Erde“ verwenden zu können, nicht unmittelbar mit der Grundplatte sondern mit einer Metallplatte von $\lambda/2$ Durchmesser als Gegengewicht verbunden ist.

Mit einem derartigen Modell lassen sich zahlreiche Effekte, die bei der Ausbreitung elektrischer Wellen längs einer leitenden Oberfläche auftreten, zeigen, wie z. B. die Beugung der Wellen über den Horizont oder Reflexionen und Schattenbildung von mehr oder weniger leitenden Körpern, die in den Wellenstrahl hineingebracht werden. Quantitative Schlüsse auf die wirklichen Verhältnisse sind allerdings erst dann möglich,

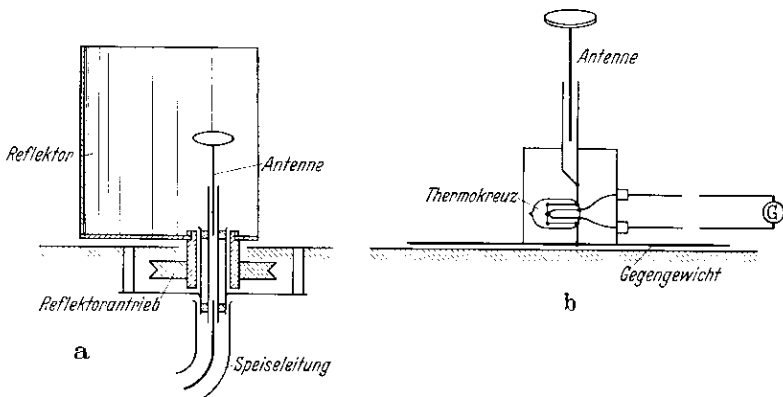


Abb. 208. a Sendeantenne und b Empfänger des vorstehenden Modells.

wenn die Grundplatte des Modells hinsichtlich ihrer Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstanten den für den Erdboden geltenden Werten einigermaßen angepaßt ist.

An einer über dem Modell aufgehängten, horizontalen Metallplatte kann man einen Teil des Senderstrahls zum Empfänger zurückwerfen und mit den längs der „Erde“ direkt zum Empfänger gelangenden Strahlen zur Interferenz bringen. Bei vertikaler Bewegung des Metallschirms entstehen Fadingsschwankungen, wie sie in der Praxis von der Heavisideschicht hervorgerufen werden. Die Annäherung an die Wirklichkeit kann man noch weiter treiben, wenn man die metallische Reflexionsplatte durch eine hinreichend große Glimmentladungsröhre ersetzt, wie sie z. B. in Abb. 144 des Bandes I als Absorptionsmodulator gezeigt ist. Eine solche Glimmröhre unterscheidet sich gegenüber der Heavisideschicht zwar durch eine fast 10^6 fach größere Ionendichte, doch sind aus diesem Grund ihre Absorptions- und Brechungseffekte auf einen sehr viel kleineren Raum konzentriert, so daß sich die Wirkungen der Heavisideschicht mit den hier benutzten Wellen, deren Länge $\frac{1}{1000}$ der Rundfunkwellen beträgt, bis zu einem gewissen Grade im Modell nachahmen lassen.

Sechstes Kapitel.

Ultrakurzwellen-Meßtechnik.

1. Fehlerquellen bei Messungen im Gebiet sehr hoher Frequenzen.

Grundsätzlich sind die Aufgaben der Meßtechnik im Gebiet ultrakurzer Wellen die gleichen wie in der normalen Hochfrequenztechnik, nämlich beidemale handelt es sich im wesentlichen um die Bestimmung von Induktivität, Kapazität und Dämpfung eines Schwingungskreises, um die Messung von Wellenlängen oder Frequenzen und von Hochfrequenzspannungen, Strömen und Leistungen, sowie um die Beobachtung von Spannungsverhältnissen, d. h. von Verstärkungsgraden, Empfangsempfindlichkeit und Selektivität. Allen diesen Messungen, deren Methodik in der normalen Hochfrequenztechnik zu hoher Vollkommenheit entwickelt ist, stellen sich im Gebiet der ultrakurzen Wellen erhebliche Schwierigkeiten entgegen, die durch bestimmte Fehlerquellen wie z. B. durch die Induktivität der Zuleitungen, die Erd- und Teilkapazitäten der Schaltelemente, die elektrischen und magnetischen Streufelder, den Skin Effekt und Wirbelströme bedingt sind. Hinzu kommt, daß der zeitliche Ablauf der Erscheinungen in einem Schwingungskreis nicht mehr voraussetzungslos als quasistationär angesehen werden darf, d. h., daß Strom und Spannung von dem Ort, an dem gemessen wird, abhängig sind. Ferner dürfen die Eigendaten des Meßinstruments oder des Meßsystems nicht in die Größenordnung der Selbstinduktion oder der Kapazität des Meßkreises fallen und keine Störung des ursprünglichen Stromkreises hervorrufen, da sonst jede Messung ihren Sinn verliert. Es darf z. B. in den Meßkreis kein Instrument eingeschaltet werden, das durch seinen Widerstand eine Dämpfung hervorbringt, die den Kreis aperiodisch macht, oder das durch seine Selbstinduktion oder Kapazität eine merkliche Verstimmung hervorruft. Bei Messungen, bei denen Gasentladungen und Elektronenströmungen eine Rolle spielen, d. h. beim Arbeiten mit Elektronen- und Kathodenstrahlröhren ist außerdem die Trägheit der Elektronenbewegung zu berücksichtigen, wie es im Prinzip bereits von der Schwingungsanfachung, vom Empfang und von der Verstärkung ultrakurzer Wellen her bekannt ist. Die Wirkung aller dieser Störungen und Fehlerquellen wächst durchweg mit steigender Frequenz, und darin liegen die grundsätzlichen Schwierigkeiten bei der Ausdehnung vorhandener Meßmethoden auf höhere Frequenzen begründet.

Als absolut eindeutiges Meßsystem kann bei extrem hohen Frequenzen schließlich nur noch das Lecher-System gelten, zumal wenn es nicht mit besonderen Indikatorinstrumenten ausgerüstet ist, sondern auf Grund des Möllerschen Audionmeßprinzips auf den erregenden Sender

zurückwirkt. Schließlich ist die genaue Beobachtung von Frequenzänderungen nach der Schwebungsmethode unterhalb eines Meters Wellenlänge praktisch kaum mehr durchführbar, da hierzu eine Frequenzkonstanz von $10^{-5}\%$ nötig wäre. Bevor auf die verschiedenen Meßmethoden im einzelnen eingegangen wird, sollen die folgenden Abschnitte eine Vorstellung von den Größenordnungen der angeführten Störeffekte geben.

A. Die Induktivität von Leitungen.

Eine der größten Schwierigkeiten, die beim Aufbau einer ultrakurzwelligen Meßanordnung zu berücksichtigen sind, bietet die Herstellung von ein- und zweipoligen Leitungsverbindungen zwischen Schaltungspunkten, welche gleiche Klemmenspannung führen sollen. Damit eine Leitung die ihr am Anfang aufgeprägte Spannung unverändert überträgt, muß zunächst ihre Länge klein gegenüber der benutzten Wellenlänge sein, ferner müssen Beeinflussungen durch äußere Felder vermieden werden, und schließlich muß Strahlung und Selbstinduktion der Leitung so klein wie nur möglich gehalten werden. Wie schwer diesen Forderungen in der Praxis zu genügen ist, geht aus der Abb. 209 hervor, in welcher die Längen von Kupferdrähten verschiedener Durchmesser aufgetragen sind, deren induktiver Widerstand 1Ω beträgt [1]. Die Kurven lassen erkennen, daß dieser Widerstand bei Frequenzen von 10^8 Hz bereits bei Drahtlängen von 1 cm erreicht wird. Ein tunlichst enger Zusammenbau der Meßanordnung ist daher im Interesse kürzester Leitungsführung unerlässlich. Am besten haben sich konzentrische Leitungen bewährt, bei welchen die äußere Zuleitung einen dünnen axialen Draht als konzentrisches Rohr umschließt, und mit denen bis zu Längen von etwa $\frac{1}{10} \lambda$ störungsfrei gearbeitet werden kann.

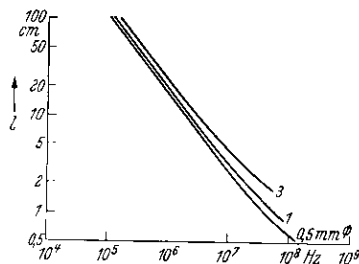


Abb. 209. Drahtlängen von 1 Ohm induktivem Widerstand.

Mit dem Leitungsproblem eng verknüpft ist das Erdungsproblem, weil jeder Versuch, die Hochfrequenzpotentiale eines Schaltungspunktes durch direkte Verbindung mit Erde zum Zusammenbrechen zu bringen, an dem großen Widerstand der Erdleitung scheitert. Nur durch sorgfältig ausgearbeitete Neutralisationsmethoden oder durch Ergänzung der Schaltung mit ihren Erdkapazitäten zu einer Brücke ist man in der Lage, dem gewünschten Schaltungspunkt eine Ruhepotential zu erteilen und bestimmte Schaltungssteile von Erdströmen zu befreien [2].

B. Erd- und Schaltkapazitäten.

Die unvermeidlichen Erdkapazitäten der Schaltelemente und die Kapazitäten der einzelnen Teile der Meßeinrichtung gegeneinander, die durch den gedrängten Zusammenbau noch vergrößert werden, ergeben für die ultrahochfrequenten Ströme kapazitive Nebenwege und Fehl-

kopplungen, welche die Messungen in erheblichem Maße fälschen können. Um einen Vergleichsmaßstab zu geben, sei angeführt, daß ein frei im Raum, d. h. in großem Abstand von anderen Leitern befindlicher Stab von 10 cm Länge und 1 cm Durchmesser oder eine Metallkugel von 4 cm Durchmesser wegen der von ihnen ausgehenden Verschiebungsströme einen Übergangswiderstand nach Erde von rund 900Ω bei 10^8 Hz und von 90Ω bei 10^9 Hz besitzt. Daraus geht einerseits hervor, wie die Schwierigkeiten mit der Größe der zu messenden Hochfrequenzwiderstände wachsen, und andererseits, daß die Abmessungen sämtlicher hochfrequenzführender Teile der Meßanordnung zweckmäßig um so kleiner zu wählen sind, je höher die Frequenz ist.

Ähnlich liegen die Verhältnisse hinsichtlich der Teilkapazitäten der Schaltelemente und Leitungen, die durch geschickten Aufbau, sorgfältige Leitungsführung und Verwendung von Isolationsmaterialien mit niedriger Dielektrizitätskonstanten auf ein Minimum gebracht werden müssen. In welchem Ausmaß sich eine kapazitive Fehlkopplung bei der Messung auszuwirken vermag, erhellt z. B. daraus, daß ein 5-m-Kreis mit einem Resonanzwiderstand von 5000Ω schon 10% einer fremden Störspannung anzeigt, wenn diese über nur 0,05 cm Kapazität auf den Meßkreis einwirkt.

C. Elektrische und magnetische Streufelder.

Elektrische und magnetische Streufelder, die ebenfalls Fehlkopplungen verursachen, können durch geeignete Abschirmung der einzelnen Teile der Meßeinrichtung vollkommen unschädlich gemacht werden. Zwar entstehen durch solche Abschirmmaßnahmen zusätzliche Kapazitäten, die jedoch genau definiert sind und bei der Messung berücksichtigt werden können, oder man fügt die Abschirmkapazitäten so in die Schaltung ein, daß sie in die Messung nicht merklich eingehen. Magnetische Felder werden nur dann hinreichend abgeschirmt, wenn die Frequenz so hoch ist, daß die Felder nur noch wenig in die Schirmwandung eindringen; eben wegen dieser geringen Eindringtiefe d , die bei Frequenzen von 10^8 Hz auf Grund der Formel

$$d = \sqrt{\frac{\nu \cdot \lambda}{\sigma}} \quad (\sigma = \text{Leitfähigkeit})$$

nur wenige hundertstel Millimeter beträgt, sind die von den Streufeldern verursachten Wärmeverluste nur auf eine dünne Überflächenschicht beschränkt und daher verhältnismäßig gering. Die in einem Abschirmblech je Flächeneinheit entstehenden Verluste lassen sich aus der Betrachtung einer auf das Blech auftreffenden und einer reflektierten Welle errechnen. Das Verhältnis der Verluste zu der einfallenden Energie stellt nämlich den Absorptionsfaktor dar, für den sich ableiten läßt:

$$a = \frac{4}{Z_0} \sqrt{\frac{\pi \nu \mu}{\sigma}}$$

$Z_0 =$ Wellenwiderstand des freien Raumes $= 377 \Omega$,
 $\mu =$ Permeabilität.

Für Kupfer und Eisenbleche, deren Dicke größer als die Eindringtiefe ist, errechnen sich daraus für verschiedene Frequenzen die in Abb. 210 dargestellten Werte des Absorptionsfaktors [1]. Man erkennt, daß die durch Wirbelströme entstehenden Verluste auch bei den höchsten Frequenzen noch verschwindend klein sind, bei Eisen allerdings etwas größer als bei Kupfer.

Zu einer einfachen Definition der Schirmwirkung von Blechen mit endlicher Dicke gelangt man, wenn man das Verhältnis der magnetischen Feldstärke vor und hinter dem Blech als Dämpfungsmaß angibt. Dabei lassen sich zwei Grenzfälle unterscheiden, je nachdem die Wellen senkrecht auf das Blech auffallen, oder parallel zu ihm laufen. Im letzten Fall ist die Schirmwirkung am schlechtesten und die Dämpfung errechnet sich zu:

$$b = d \sqrt{\pi \nu \sigma \mu} \text{ Neper.}$$

Für zwei verschieden dicke Kupferbleche sind die nach dieser Formel berechneten Werte in der Abb. 211 aufgetragen. Man erkennt, daß sich gerade bei hohen Frequenzen eine gute Schirmwirkung erzielen läßt. Es ist aber peinlichst darauf zu achten, daß jede Öffnung in der Abschirmung sowie jede schlechte Verbindung zwischen den einzelnen Teilen des Gehäuses zum Ausgangspunkt von Wellen wird und die Schirmwirkung beeinträchtigt. Durch mehrfache Schirmung läßt sich die Wirkung derartiger Unstetigkeitsstellen vermindern.

D. Der Skineffekt dünner Drähte.

Wegen der Verdrängung der hochfrequenten Stromfäden nach der Oberfläche eines Leiters hin kommt nicht mehr der ganze Leiterquerschnitt, sondern nur eine mehr oder weniger dünne Oberflächenschicht für die Stromleitung in Frage, und der Hochfrequenzwiderstand R_h steigt im Verhältnis zum Gleichstromwiderstand R_{gl} ungefähr nach der Formel an [3]:

$$R_h/R_{gl} = \sqrt{\pi \nu \mu / \gamma}$$

(γ — Widerstand je Zentimeter in CGS-Einheiten).

Besonders im Gebiet höchster Frequenzen muß daher immer mit dem Skineffekt gerechnet werden, was für die Dimensionierung von Vergleichswiderständen und von Meßinstrumenten wichtige Konsequenzen hat. Je größer nämlich der Widerstand je Zentimeter ist, um so

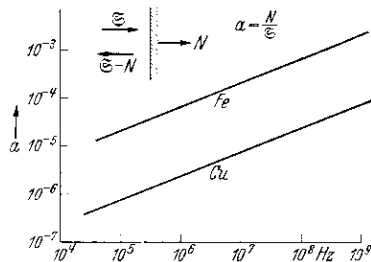


Abb. 210. Absorption in Eisen- und Kupferblech.

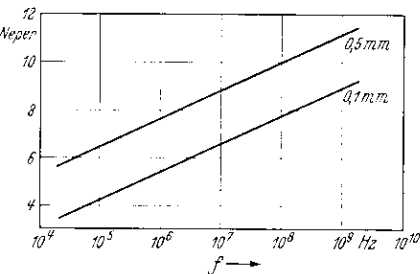


Abb. 211. Schirmdämpfung von Kupferblech.

geringer wird die Frequenzabhängigkeit, so daß die dünnsten Drähte jedes Materials den geringsten Skin-Effekt aufweisen. Aus der Kurvenschar in Abb. 212 ist sofort zu ersichen, um wieviel der Hochfrequenzwiderstand eines Drahts mit kreisförmigem Querschnitt in Prozent von seinem Gleichstromwiderstand abweicht, wenn sein Widerstand je Zentimeter bekannt ist [4]. In der Literatur ist verschiedentlich angezweifelt

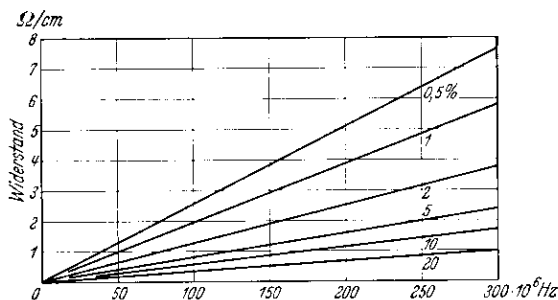


Abb. 212. Skin-Effektfehler in Abhängigkeit von Frequenz und Drahtwiderstand. Die Kurvenschar bleibt erhalten, wenn Frequenz und Widerstand in gleicher Richtung in ihrer Potenz verändert werden.

worden, ob die obige Skin-Effektformel bei sehr hohen Frequenzen und für sehr dünne Drähte noch Gültigkeit besitzt [5]. Auf Grund einwandfreier Messungen, die für Konstantandraht von 0,05 mm und 0,15 mm Stärke in Abb. 213 wiedergegeben sind, muß jedoch als erwiesen gelten, daß die Skin-Effektformeln unbedenklich bei den

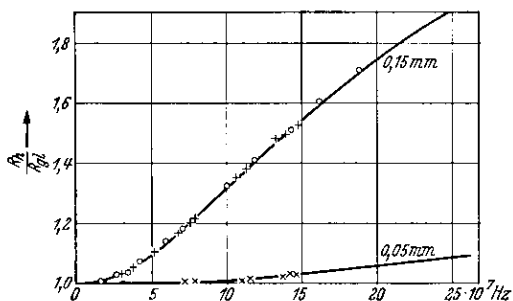


Abb. 213. Widerstand von Konstantandrahten nach Schwarz.

höchsten praktisch in Frage kommenden Frequenzen angewandt werden können, denn es herrscht vollkommene Übereinstimmung zwischen den eingezeichneten Meßwerten und den theoretischen Kurven [6]. Da gerade von Vergleichswiderständen verlangt werden muß, daß der Hochfrequenzwiderstand bei der in Frage kommenden Frequenz mit dem durch Gleichstrommessungen ermittelten bis auf wenige Promille oder Prozent übereinstimmt, ergibt sich für jede Drahtstärke eine Frequenzgrenze, bis zu welcher der betreffende Draht brauchbar ist. Läßt man eine Widerstandszunahme von 6% als gerade noch erträglich zu, dann erhält man für verschiedene Materialien die in Abb. 214 aufgetragenen Drahtstärken. Wie man sieht, liegen im Ultrakurzwellenbereich oberhalb 10^7 Hz die zulässigen Drahtstärken von Widerstandsmaterialien in der Größenordnung von 10^{-2} cm. Da die Widerstandsdrähte außerdem noch kurz gegen die Wellenlänge sein sollen, um keine die Eichung beeinträchtigende Blindkomponente des Widerstandes zu ergeben, und da andererseits mechanische Gründe und Belastbarkeit eine gewisse Mindeststärke vorschreiben, sieht man, daß Drahtwiderstände über etwa 1000 Ω für ultrakurze Wellen nicht herstellbar sind. Auf der anderen Seite bestimmt die höchstzulässige Drahtstärke wiederum die thermische Belastung,

so daß man für größere Stromstärken, welche die betreffenden Drähte thermisch nicht mehr aushalten, mehrere Drähte parallel schalten muß, wobei man die Einzeldrähte auf der Mantelfläche eines Zylinders verteilt.

Einen Ausweg für höhere Widerstandswerte bieten

Widerstandswerte bieten Kohlewiderstände, z. B. die Karbowidwiderstände von Siemens & Halske [7], die selbst bei Frequenzen von 10^8 noch keinen merklichen Skin-Effekt zeigen [8]. Dies erklärt sich daraus, daß die Leitfähigkeit der verwendeten Hartkohle nur rund den 100. Teil von Konstantan beträgt, und daß die Kohle in Schichten von nur $0,02-0,2\ \mu$ Dicke aufgetragen ist. Solche Widerstände werden von $30\ \Omega$ an hergestellt, so daß sie sich mit den zulässigen Drahtwiderständen sehr gut ergänzen. Allerdings ist gerade bei höheren Widerstandswerten die Eigenkapazität, die etwa $0,2\ \mu\text{F}$ beträgt, bei der Eichung zu berücksichtigen.

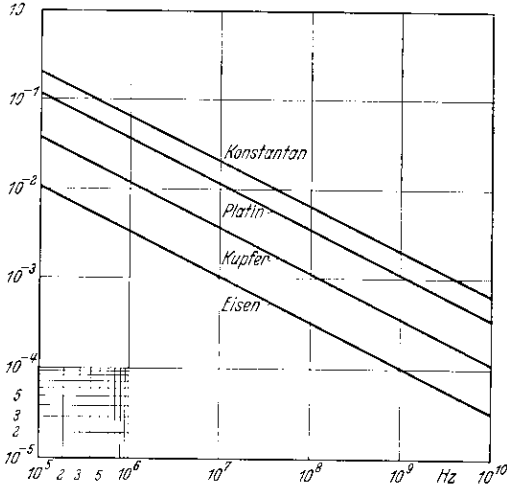


Abb. 214. Drahtstärken verschiedener Materialien, welche in Abhängigkeit von der Frequenz eine 0%ige Widerstandszunahme ergeben.

2. Strommessung.

A. Frequenzabhängigkeit von Strommessern.

Die im vorhergehenden Abschnitt angeführten Fehlerquellen machen sich nicht nur dann bemerkbar, wenn man die Meßeinrichtung als Ganzes betrachtet, sondern sind schon innerhalb jedes einzelnen Meßinstruments zu berücksichtigen. Stromverdrängung, kapazitive Nebenschlüsse und Selbstinduktion des Meßsystems sind nämlich die Ursache, daß es ein frequenzunabhängiges Verfahren zur Strommessung bisher überhaupt nicht gibt. Um die Widerstandsänderung durch den Skin-Effekt klein zu halten, ist es aus Grund der obigen Betrachtungen erforderlich, möglichst dünnadrätige, das bedeutet hochohmige Meßsysteme zu verwenden, in welchem Fall sich aber die durch den mechanischen Aufbau des Systems bedingten und praktisch nie ganz zu vermeidenden kapazitiven Nebenschlüsse und die Erdkapazitäten um so störender bemerkbar machen. Die inneren Kapazitäten des Meßsystems gegen das Gehäuse und dessen Kapazität gegen Erde können bei Ultrahochfrequenz einen so niedrigen Widerstand haben, daß schon das einpolig angeschlossene Instrument ausschlägt. Noch mehr werden kapazitive Stromverzweigungen begünstigt, wenn das Meßsystem eine erhebliche Selbstinduktion aufweist, ganz abgesehen davon, daß eine solche Selbst-

induktion an sich schon eine Frequenzabhängigkeit bedeutet. Besonders störend wirkt sich diese innere Selbstinduktion aus, wenn der Meßbereich durch Parallelschalten von Shuntwiderständen erweitert werden soll. Aber auch wegen der Impedanz der hierbei erforderlichen Verbindungsleitungen, deren Wirkung gelegentlich der Nebenschlußschaltung von Glühlämpchen in Kapitel 5 gezeigt worden ist (S. 188), kommen Shuntwiderstände bei Ultrakurzwellen nicht in Frage. So kann man ein Hochfrequenzamperemeter z. B. durch eine dicke Kupferschiene gegenüber Gleichstrom praktisch kurzschließen, bei Ultrahochfrequenz wird die Empfindlichkeit wegen der Impedanz der Überbrückungsschiene nur um eine Größenordnung reduziert. Eine frequenzunabhängige Erweiterung des Meßbereichs ist aus diesen Gründen allein durch Parallelschalten mehrerer gleicher Meßsysteme oder durch Stromwandler möglich.

Ganz unbrauchbar wird ein Strommesser, wenn die Selbstinduktion des Meßsystems in Verbindung mit den Nebenschlußkapazitäten einen Schwingungskreis bildet, der zwar durch den Meßwiderstand gedämpft ist, aber immer noch eine deutlich ausgeprägte Eigenfrequenz aufweist. Wird ein solcher Strommesser innerhalb seines Resonanzbereichs benutzt, so zeigt er an Stelle des hindurchfließenden Stroms den in ihm induzierten Resonanzstrom an, der von dem eigentlichen Meßstrom um Größenordnungen abweichen kann.

B. Strommeßverfahren.

a) Thermische Meßinstrumente.

Wohl die älteste und verbreitetste Art der Strommessung bei Hochfrequenz geht von der Wärmemenge aus, die sich in einem stromdurchflossenen Leiter entwickelt und die im Mittel proportional $1/2 R I_0^2$ ist, wenn I_0 die Amplitude eines sinusförmig ungedämpften Wechselstroms und R den wirksamen Hochfrequenzwiderstand des Meßdrahts bedeutet. Bei hohen Frequenzen muß daher die Widerstandserhöhung durch den Skineffekt bei der Eichung berücksichtigt oder durch Verwendung hinreichend dünner Heizdrähte innerhalb der allgemeinen Meßgenauigkeit gehalten werden.

a) Ausdehnung eines Leiters durch Stromwärme. Die einfachste Methode, die Erwärmung eines Drahtes festzustellen, ist die Bestimmung der Längsausdehnung, die der Meßdraht beim Stromdurchgang erfährt. In der bekanntesten Form wird diese Ausdehnung mittels eines Hebel- oder Zwischenfadensystems in Drehbewegung einer Zeigerachse umgesetzt und in vielfach vergrößertem Maßstab sichtbar gemacht. Solche Instrumente mit nicht unterteilten Heizdrähten oder solche, bei denen mehrere Heizfäden auf dem Umfang eines Zylindermantels gleichmäßig verteilt sind, können bis zu Frequenzen von $3 \cdot 10^7$ Hz verwendet werden. Darüber hinaus stört die verhältnismäßig große Länge, die der Heizdraht in Anbetracht eines hinreichenden mechanischen Übersetzungsverhältnisses haben muß, und die im Verein mit der geringen Drahtstärke, die der Skineffekt bei hohen Frequenzen erfordert, einen hohen Innenwiderstand und damit einen hohen Leistungsverbrauch sowie starke Dämpfung bedingt. Auch überschreiten dann die kapazitiven Neben-

schlüsse, die im Hinblick auf eine ausreichende mechanische Stabilität ziemlich erheblich sind, das zulässige Maß bei weitem. Für Dezimeterwellen kommt das Hitzdrahtamperemeter bei der Länge seines Heizfadens vollends nicht mehr in Frage.

Zwar hat man versucht, durch besondere Ausbildung des Meßsystems in der Art, daß man die Hitzdrähte koaxial in einem metallischen Schutzrohr unterbringt, das gleichzeitig zur Stromrückleitung dient, die Induktivitäten und Kapazitäten des Meßsystems genau festzulegen und rechnerisch zu erfassen und das Instrument unter Zuhilfenahme theoretischer Korrekturen bis zu Frequenzen von 10^8 Hz zu eichen [9], doch wird der Nachteil zu großer räumlicher Abmessungen durch diese Maßnahmen nicht beseitigt.

Ein anderes Verfahren, um die thermische Ausdehnung eines stromdurchflossenen Drahtes mit größerer Genauigkeit zu bestimmen, geht von den Eigenschwingungen eines im Vakuum fest ausgespannten Meßdrahts aus. Zu diesem Zweck wird der Draht von einem Tonsummer mit stetig veränderlicher Frequenz über ein elektromechanisches Erregersystem mechanisch angeregt und führt als gespannte Saite Schwingungen aus, deren Frequenz eine Funktion seines Spannungszustandes und damit des hindurchgehenden Stromes ist [10]. Mit steigender Temperatur sinkt die Spannung und damit die Eigenfrequenz, und bei jeweiligem Abgleichen auf Resonanz mit der Erregerfrequenz, die im Mikroskop beobachtet wird, steht die Eichkurve des Tongenerators zu der Stärke des Meßstroms in unmittelbarer Beziehung. Der apparative Aufwand steht indessen zu der erzielbaren Empfindlichkeit von 10^{-5} W in keinem Verhältnis.

Schließlich läßt sich die Ausdehnung eines stromdurchflossenen Leiters noch in der Weise zu Strommessungen ausnutzen, daß man den Meßstrom durch das Quecksilbergefäß eines Thermometers hindurchschickt, und die erzeugte Joulesche Wärme am Ansteigen des Quecksilberfadens abliest [11]. In Anbetracht des äußerst niedrigen Widerstands kommt diese Methode nur für sehr starke Ströme in Betracht.

β) Widerstandserhöhung bei Stromdurchgang. Das Bolometer zeigt an Stelle der thermischen Ausdehnung bekanntlich die Widerstandsänderung eines stromdurchflossenen Drahtes an, wie es grundsätzlich bereits in Kapitel 1 beschrieben ist (S. 51). Am empfindlichsten ist eine Brückenordnung, in deren einem Zweig der Bolometerdraht, bei empfindlichen Messungen ein kurzer Wollaston- oder Haardraht liegt, welcher von dem zu messenden Hochfrequenzstrom durchflossen wird. Die durch Stromwärme entstehende Widerstandsänderung stört das Brückengleichgewicht. Entweder wird das Brückengalvanometer unmittelbar in Hochfrequenz geeicht, oder die Brücke wird bei jeder Messung so abgeglichen, daß das Brückeninstrument stromlos bleibt. Außer vom Skinneffekt hängt die Verwendbarkeit der Bolometerbrücke nur von der Güte der Drosseln ab, die den Hochfrequenzkreis gegen den Brückenkreis abriegeln und die ein Abfließen von Hochfrequenz in die Brücke verhüten sollen. Unter der Voraussetzung, daß die Drosseln ihren Zweck wirklich vollkommen erfüllen, zu welchem Zweck sie jeweils auf die zu messende Frequenz genauestens abgeglichen werden müssen,

ist das Bolometer bis zu den höchsten vorkommenden Frequenzen brauchbar [12]. Die Empfindlichkeit kann bis 10^{-7} A getrieben werden.

γ) Wärmewirkung stromdurchflossener Leiter. 1. Thermouniformer. Die Methode, die vom Hochfrequenzstrom erzeugte Wärme mittels eines Thermokontakts in Gleichströme umzuformen, hat sich in der Ultrakurzwellentechnik bisher am besten bewährt, zumal sich derartige Thermouniformer bei kleinsten Ausmessungen bis zu Strömen von 10^{-1} A herstellen lassen. Grundsätzlich stimmen die zu Meßzwecken gebräuchlichen Thermokreuze oder Thermoelemente mit den zum Nachweis ultrakurzer Wellen bestimmten, und in Kapitel 1 besprochenen Thermouniformern vollkommen überein. Beim Thermokreuz, das nach Art der Abb. 215a aus zwei umeinandergeschlungenen Drähten aus verschiedenen Materialien besteht, die in der thermoelektrischen Spannungsreihe möglichst weit auseinanderliegen sollen, wobei der eine Zweig vom Meßstrom durchflossen wird, während über den anderen Zweig die an der

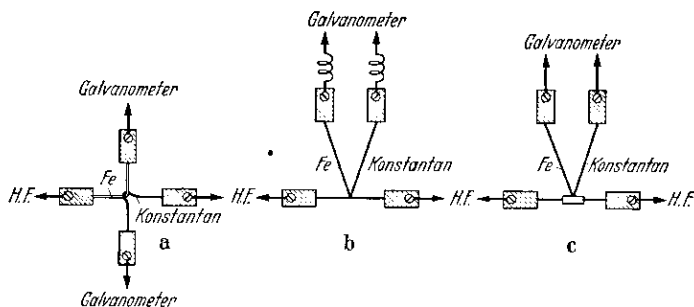


Abb. 215. Verschiedene Ausführungen von Thermouniformern. a Thermokreuz. b Thermoelement mit galvanisch verbundenem und c mit isoliertem Heizdraht.

Berührungsstelle entstehenden Thermoströme einem geeigneten Galvanometer zugeführt werden, hat den Nachteil, daß der Peltiereffekt die Gleichstromrichtung stört. Bei schwachen Strömen kann er nämlich von gleicher Größenordnung wie der Thermoeffekt sein und muß durch Mittelwertbildung zwischen entgegengesetzt gerichteten Gleichströmen eliminiert werden. Bei der Anordnung nach Abb. 215b, die mit getrenntem Heizdraht und Thermoelement arbeitet, wobei die Wärmeleitung von dem Heizdraht auf das Thermoelement direkt erfolgt, fällt der Peltiereffekt fort, so daß ein solches Instrument ohne Rücksicht auf die Richtung des Gleichstroms geeicht werden kann. Auf einen weiteren Vorteil dieser Anordnung, daß nämlich Hochfrequenzkreis und Galvanometerkreis nur einen Punkt gemeinsam haben, in den zweckmäßigerweise der Spannungsknoten verlegt wird, wurde schon früher hingewiesen. Um auch eine galvanische Verbindung zu vermeiden, kann man eine Anordnung nach Abb. 215c verwenden, bei welcher die Wärme vom Heizdraht zum Thermoelement über einen Isolierstoff, z. B. über Glimmer übertragen wird. Es ist leicht einzusehen, daß diese Anordnung nicht die Empfindlichkeit der Anordnung b erreichen kann, und daß zudem die Anzeige wegen der Wärmekapazität des Isolators erheblich träger erfolgen muß. Neben der Vermeidung des Skineffekts durch Verwendung genügend

dünnere Drähte muß eine kapazitive Ableitung und Induktion vom Heizdraht auf das Thermoelement vermieden werden, indem die das Thermoelement bildenden Drähte senkrecht vom Heizdraht weggeführt und indem Drosselspulen in die Galvanometerzuleitungen eingeschaltet werden. Bei Instrumenten, welche aus der Kombination eines Thermoumformers mit einem geeigneten Galvanometer in einem gemeinsamen Gehäuse bestehen, ist die Gefahr eines Abfließens von Hochfrequenz und kapazitiver Störungen an der Meßstelle auf ein Minimum reduziert. Unter Berücksichtigung aller dieser Vorsichtsmaßregeln lassen sich Thermoumformer bis zu Frequenzen von 10^9 Hz verwenden, ohne daß der Meßfehler 1% überschreitet.

Als weiterer Vorzug des Thermoumformers, der bei ultrakurzen Wellen besonders hoch zu veranschlagen ist, sind seine geringen Abmessungen zu erwähnen, braucht doch der Heizfaden nur eine Länge von 5–10 mm zu haben, was trotz Skineffektfreiheit niedrige Innenwiderstände ergibt. Thermokreuze werden der maximalen Empfindlichkeit wegen meistens aus Eisen-Konstantandrähten hergestellt. Dabei erhebt sich die Frage, ob nicht die Permeabilität des Eisens bei den in Betracht kommenden Frequenzen eine Rolle spielt. Entgegen andersartigen Feststellungen früherer Autoren ist durch neuere Messungen erwiesen, daß die Permeabilität bis mindestens 10^8 Hz als konstant angesehen werden kann, und daß daher bei Verwendung von Eisendrähnen bis zu dieser Frequenz und vermutlich auch darüber hinaus keine Ungenauigkeiten zu befürchten sind [6, 13].

Durch folgende gleichstromseitige Maßnahmen läßt sich die Empfindlichkeit von Thermoumformern noch weiter steigern [14]: Der vom Thermoelement stammende Gleichstrom wird durch einen Summer oder durch einen rotierenden Kontakt mit konstanter Frequenz zerhackt und über einen Transformator mit hohem Übersetzungsverhältnis (1 : 1000) einem Röhrenverstärker zugeführt, in dessen Ausgang die Niederfrequenzspannungen, welche der thermoelektrischen Kraft an der Kontaktstelle proportional sind, gemessen werden. Nach dieser Methode, die früher schon zur Verstärkung von Detektorströmen beschrieben worden ist (Kapitel 1, Abschnitt 1, A, b), lassen sich noch Thermospannungen von 10^{-7} V mit Sicherheit messen.

Während die Thermoumformer für schwache Ströme mit Leichtigkeit hinreichend frequenzunabhängig konstruiert werden können, entstehen bei starken Strömen große Schwierigkeiten, weil sich die Verwendung genügend dicker Heizdrähte, welche die verlangte Strombelastung aushalten, wegen des Skineffekts verbietet. Wenn auf gleichbleibende Meßgenauigkeit und auf Frequenzunabhängigkeit Wert gelegt wird, kann die Erweiterung des Meßbereichs nur durch Parallelschalten mehrerer Heizfäden erfolgen. Damit sich der Hochfrequenzstrom gleichmäßig auf alle Einzeldrähte verteilt, spannt man die Drähte zwischen den Rändern zweier Metallscheiben oder zweier kleiner Hohlzylinder aus, so daß sie die Mantelfläche eines Zylinders bilden, und führt den Meßstrom im Mittelpunkt der Endscheiben zu wie es die Abb. 216 veranschaulicht. Einer der Drähte dient als Heizdraht für ein Thermoelement, während die übrigen Drähte lediglich frequenzunabhängige Shuntwiderstände

bilden, wobei die Größe des Nebenschlusses durch die Anzahl der Shunt-drähte festgelegt wird. Vergleichsmessungen mit einem Thermoelement mit dickem Draht, dessen Skin Effekt genau errechnet wurde, zeigen eine Übereinstimmung bis auf 2% des zu messenden Stroms [6]. Da die Thermodrähte aber nicht kürzer als etwa 1 cm gemacht werden dürfen, weil sonst die Parallelkapazität der beiden Endscheiben stören würde,

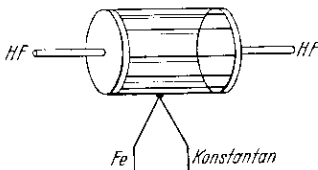


Abb. 216.
Geschütztes Thermoelement.

ist diese Erweiterung des Meßbereichs auf Ströme von wenigen Ampere beschränkt.

Eine Abart des Thermoumformers bildet das Thermogalvanometer von Duddel [15]. Dieses besteht aus einer zwischen den Polen eines Magneten drehbar aufgehängten Drahtschleife mit Thermokontakt, welcher durch die Strahlung eines darunter befindlichen Heizdrahts dem Meßstrom proportional erwärmt wird. So bestehend die hohe Empfindlichkeit

des Instruments an sich ist, so besteht doch bei hohen Frequenzen die Gefahr, daß in dem Thermoelement und in der Galvanometerschleife Hochfrequenzströme induziert werden, die erhebliche Fehlweisungen verursachen können. Zudem kommt das Instrument in Anbetracht seiner umständlichen Aufstellung und der Spiegelablesung nur für Laboratoriumszwecke in Betracht.

2. *Hitzdrahtluftthermometer.* Zur genauen Messung sehr schwacher Hochfrequenzströme sind die Hitzdrahtluftthermometer vorzüglich geeignet, zumal sie sich mit einfachen Mitteln leicht herstellen lassen.

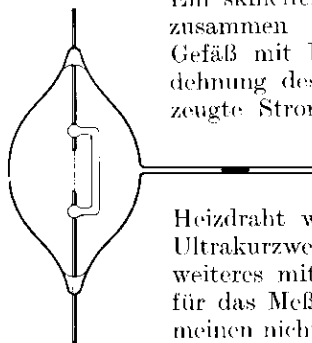


Abb. 217. Hitzdrahtluftthermometer.

Ein skin-effektfreier Meßdraht ist nach Art der Abb. 217 zusammen mit einem gewissen Luftvolumen in ein Gefäß mit Kapillaransatz eingeschlossen, und die Ausdehnung des Luftvolumens durch die im Meßdraht erzeugte Stromwärme wird an der Bewegung eines in der Kapillare befindlichen Flüssigkeitstropfens, der im Mikroskop beobachtet wird, gemessen. Da das Instrument außer dem

Heizdraht weiter keinerlei Metallteile enthält, ist es für Ultrakurzwellen besonders geeignet, zumal es sich ohne weiteres mit Gleichstrom eichen läßt. Als Wärmeschutz für das Meßgerät sind versilberte Dewargefäße im allgemeinen nicht geeignet, weil durch induktive und kapazitive Einwirkungen auf den Meßkreis Fehler entstehen. Besser umgibt man das Meßgefäß mit einer nichtleitenden Wärmeschutzschicht z. B. aus Preßkork. In der in

Abb. 217 dargestellten einfachsten Form ist das Instrument außerdem von Luftdruckschwankungen abhängig, was sich jedoch mittels eines Ausgleichgefäßes, in das die Kapillare mündet, kompensieren läßt [16]. Eine andere Methode, um Luftdruck- und Temperaturschwankungen zu kompensieren, besteht darin, zwei gleichgroße Gefäße durch die Meßkapillare miteinander zu verbinden, und die Ausdehnung der Luft im eigentlichen Meßgefäß durch eine entsprechende Erwärmung der Luft in dem anderen Gefäß mittels eines mit veränderlichem Gleichstrom

gespeisten Heizelements solange auszugleichen, bis der Flüssigkeitstropfen in der Meßkapillare seine ursprüngliche Ruhelage wieder eingenommen hat [17]. Derartige Hitzdrahtluftthermometer lassen sich mit einer Empfindlichkeit bis 10^{-5} W herstellen.

3. *Photoamperemeter.* Wenn die Erwärmung eines Heizdrahtes so stark wird, daß der Draht zu glühen beginnt, kann man seine Helligkeit als Funktion des Stromes messen. Entweder vergleicht man zu diesem Zweck die Helligkeit eines hochfrequenzgespeisten Glühlämpchens mit der eines Vergleichslämpchens, das mit Gleichstrom gespeist wird, rein subjektiv oder vermittelt eines Lummer-Brodhunschen Würfels oder mittels eines Fettfleckphotometers [18]. Besonders praktisch ist die direkte Anzeige der Helligkeit mittels Photozelle und Galvanometers [6], wie sie sich mit Hilfe der gebräuchlichen photo-elektrischen Belichtungsmesser überaus einfach durchführen läßt. Wie die Abb. 218 angibt, wird der Belichtungsmesser einfach mit einem geeigneten Glühlämpchen (z. B. Klarglas-Schlußlämpchen von Daimon, 4 V, 0,04 A) in ein lichtdichtes Gehäuse zusammengebaut, und die ganze Anordnung wird empirisch mit Gleichstrom geeicht. Da die Lichtaussendung mit der vierten Potenz der Glühfadentemperatur und diese mit dem Quadrat des Meßstroms geht, ist der erzeugte Photostrom eine Funktion der sechsten Potenz des Meßstroms, und man erreicht infolgedessen ganz außerordentliche Relativgenauigkeiten der Strommessung. Besondere Bedeutung hat das Photoamperemeter daher bei der Kontrolle der Konstanz eines Hochfrequenzstroms. Nachteilig ist nur der relativ hohe Energieverbrauch, der durch Gleichstromvorheizung des Meßlämpchens einigermaßen behoben werden kann, wodurch das Photoamperemeter schon auf Hochfrequenzströme von wenigen Milliampere anspricht. Die Verdrosselung des Vorheizkreises gegen die Ultrahochfrequenz und die erforderlichen Verbindungsleitungen machen diesen Vorteil praktisch jedoch in den meisten Fällen wieder illusorisch.

An sich bietet sich noch die Möglichkeit, an Stelle der Lichtemission die Elektronenemission eines Glühdrahts, der die Kathode einer Zweipolröhre bildet, an Hand des bei konstanter Anodenspannung auftretenden Anodenstroms zu messen [19]. Die Methode ist bei Verwendung dünner Heizfäden, die mit Gleichstrom vorgeheizt werden, außerordentlich empfindlich, zumal wenn Schwankungen der Vorheizung mittels einer parallel beheizten und zusammen mit der Meßröhre in einer Brücke liegenden Kompensationsröhre eliminiert werden, wenn man die durch die Verdrosselung entstehenden Schwierigkeiten in Kauf nehmen kann.

b) Dynamometer.

Die in der Hochfrequenztechnik bekannten dynamometrischen Strommesser, welche die ponderomotorische Kraftwirkung eines Hochfrequenzstromes zur Messung seiner Stärke ausnutzen, sind wegen der großen

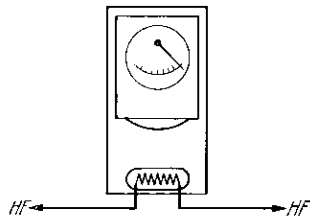


Abb. 218. Photoamperemeter mit Meßlämpchen und photoelektrischem Belichtungsmesser.

Selbstinduktion und Kapazität der festen und beweglichen Spule für Messungen im Ultrakurzwellengebiet im allgemeinen völlig ungeeignet. Durch Spezialausführungen ist es jedoch gelungen, Induktivität und Kapazität der gegeneinander beweglichen Systeme soweit zu verkleinern, daß sich das dynamometrische Meßprinzip bis ins Meterwellengebiet ausdehnen läßt.

Zwischen zwei im Abstand D parallel zueinander angeordneten Zylindern vom Durchmesser d , die vom gleichen Strom I durchflossen werden, und von denen der eine fest, der andere beweglich angeordnet ist, wirkt eine Kraft:

$$F = \frac{2 I^2}{\sqrt{D^2 - d^2}},$$

die den beweglichen Zylinder um einen nach Übertragung der Bewegung auf einen Quarzfaden mikroskopisch zu messenden Betrag auslenkt [20].

Die bei diesem Instrument durch die Kapazität zwischen den beiden Zylindern und durch dielektrische Verluste bedingten Fehler betragen bei einem Meßstrom von 25 A bei $\lambda = 10$ m 4% und bei $\lambda = 5$ m 16%. Für kürzere Wellen ist das Gerät wegen seiner räumlichen Ausmaße nicht mehr geeignet, denn bei Verkürzung und Verkleinerung der Zylinder sowie bei Vergrößerung ihres Abstands sinkt die Empfindlichkeit zu stark ab.

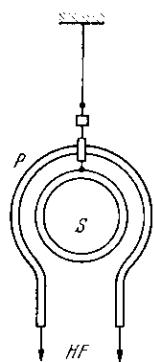


Abb. 219.
Ultrakurzwellen-
Dynamometer.

Sehr viel besser läßt sich das Prinzip der sog. Repulsionsamperemeter [21] den ultrahohen Frequenzen anpassen, indem innerhalb eines, vom Meßstrom I_p durchflossenen Bügels P in Abb. 219 ein Kurzschlußring S drehbar aufgehängt wird, in welchem der Sekundärstrom I_s induziert wird. Der bewegliche Kurzschlußring sucht sich aus der Ebene des Primärbügels entgegen der Torsionskraft des Aufhängefadens senkrecht zum Primärbügel einzustellen, wobei der sich jeweils

ergebende Winkel ein Maß für den Strom bildet. Das wirksame Drehmoment errechnet sich zu:

$$D = I_p I_s \cos (I_p I_s).$$

Für den induzierten Sekundärstrom erhält man:

$$I_s = I_p \frac{\omega M}{\sqrt{R_s^2 + (\omega L_s)^2}} \cong I_p \frac{M}{L_s} \quad (R_s \ll \omega L_s),$$

wobei M den gegenseitigen Induktionskoeffizienten, R_s den Ohmschen und ωL_s den induktiven Widerstand des Kurzschlußrings bedeutet. Die Drehkraft wird somit frequenzunabhängig, nämlich:

$$D = \frac{M}{L_s} I_p^2.$$

Durch Vergleich mit einem Mehrfachthermoelement wurde bei Strömen von 2–8 A bis zu 10^8 Hz Übereinstimmung gefunden. Als Nachteil wäre zu nennen die verstimmende Wirkung des sich drehenden Kurzschlußrings und der nur 90° umfassende Skalenbereich. Indem man

die Torsionsschwingungen beobachtet, zu denen der Kurzschlußring von außen angestoßen wird, läßt sich die Ablesegenauigkeit erheblich verbessern [22].

c) Indirekte Strommessung.

Steht eine bekannte Impedanz zur Verfügung, so ist die Stärke eines sinusförmigen Stroms auch indirekt aus Spannungsmessungen zu ermitteln [6]. Am exaktesten ist ein verlustfreier Kondensator definiert, dessen Klemmenspannung durch

$$E = I/\omega C$$

gegeben ist. Für die Messung des kapazitiven Spannungsabfalls kommen die im Abschnitt 3 dieses Kapitels genauer beschriebenen Meßmethoden, insbesondere das Röhrenvoltmeter in Betracht. Obwohl die Strommessung über die Spannungsmessung stets frequenzabhängig ist, läßt sie sich bei bekannter Frequenz und bei Verwendung eines hinreichend genau definierten Kapazitätsnormals mit großer Genauigkeit durchführen.

C. Vergleich von Strommessern.

Die Eichung eines Strommessers läuft, sofern das Instrument eine Gleichstromeichung nicht ohne weiteres zuläßt, auf den Vergleich mit einem anderen Strommesser hinaus, dessen Eichkurve und Frequenzgang bekannt ist oder errechnet werden kann. Im Ultrakurzwellengebiet können zwei Strommesser aber nicht mehr einfach durch Hintereinanderschalten in einen beliebigen Stromkreis miteinander verglichen werden, denn die Kapazität zwischen den Instrumenten selbst, sowie gegen andere Leiterteile und gegen Erde oder so große räumliche Ausdehnung der Stromkreise, daß diese nicht mehr als quasistationär anzusehen sind, verursachen eine Ortsabhängigkeit des Stroms und machen eine Eichung der in Serie liegenden Instrumente unmöglich. Bevor man daher eine Eichung durch Vergleich durchführt, überzeuge man sich zunächst davon, inwieweit die angegebenen Fehlerquellen in Erscheinung treten, und ob zwei Instrumente derselben Bauart in der gewählten Vergleichsschaltung gleiche Angaben machen oder merklich voneinander abweichen.

Im Kurzwellenbereich kann man die zu vergleichenden Instrumente noch in eine Brückenschaltung bringen und durch geeignet zugeschaltete Kondensatoren dafür sorgen, daß durch beide Instrumente der gleiche Strom fließt und daß Brückengleichgewicht herrscht. Da man die

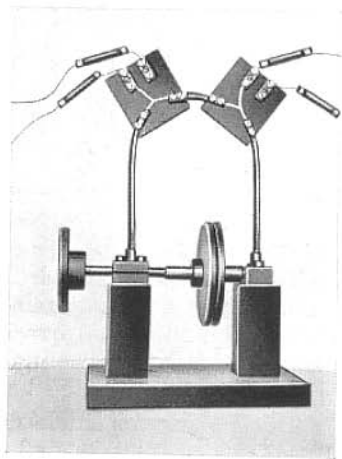


Abb. 220. Vergleich zweier Thermo-
umformer in einem quasistationären
Stromkreis nach Schwarz.

Abmessungen der Brücke jedoch nicht beliebig klein machen kann, kommt man, wenn quasistationäre Verhältnisse herrschen sollen, über eine gewisse Frequenz nicht hinaus, so daß im Ultrakurzwellengebiet nur die Hintereinanderschaltung der Instrumente in einen möglichst quasistationären Resonanzkreis übrig bleibt. Weitgehend quasistationäre Verhältnisse herrschen, wenn ein Resonanzkreis kleine Selbstinduktion und große Kapazität besitzt, denn unter dieser Voraussetzung kann die verteilte Spulenkapazität gegen den Kondensator vernachlässigt werden. Auch die Strahlung, die sonst einen Einfluß auf die Stromverteilung gewinnt, ist in diesem Fall ein Minimum. Um unter diesen Gesichtspunkten zwei Strommesser, beispielsweise zwei Thermounformer miteinander vergleichen zu können, gelangt man zu dem in Abb. 220 wiedergegebenen

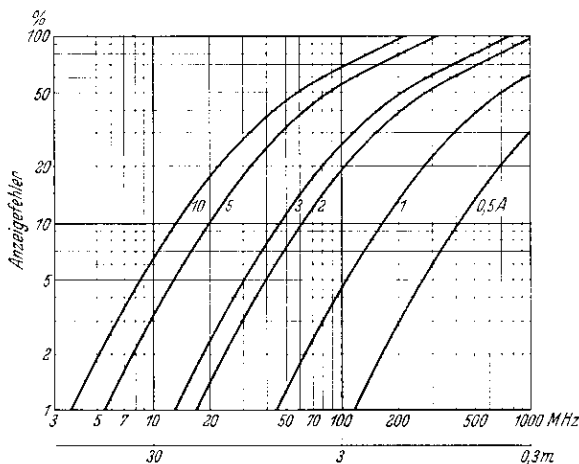


Abb. 221. Fehler von Strommessern verschiedener Meßbereiche mit normalem Heizdraht.

Schwingungskreis [6], der ein so großes Verhältnis von Kapazität und Induktivität hat, daß der Einfluß von Spulenkapazität und Strahlung auf die Meßgenauigkeit unmerklich gering ist. Die Verhältnisse sind bei Meterwellen praktisch quasistationär; denn wenn die Thermolemente an verschiedenen Stellen in den Induktivitätsbügel eingeschaltet werden, erfährt die Stromangabe keine Änderung.

Die Prüfung von handelsüblichen thermischen Strommessern zwischen 10 mA und 20 A ergibt, daß die Frequenzfehler bis zu 100 MHz praktisch nur durch die Gesetze der Stromverdrängung beherrscht werden [23], wie es durch die errechneten Kurven in Abb. 221 veranschaulicht wird. Daraus folgt als bequeme Faustregel für Strommesser mit drahtförmigen Heizelementen, daß die Fehler höchstens 5% erreichen bis zu Wellenlängen von so vielen Meter, als die Multiplikation des Meßbereichs in Ampere mit 4 ergibt, oder mit anderen Worten: Für einen zulässigen Fehler von 5% darf die Maximalfrequenz in Megahertz 75/Meßbereich in Ampere nicht übersteigen.

D. Stromwandler.

Sollen mit einem der beschriebenen Instrumente sehr starke Ströme gemessen werden, die das Instrument, selbst wenn es in der beschriebenen Weise geschuntet ist, nicht mehr aushält, dann ist ein Stromwandler zwischenzuschalten, der den zu messenden Strom auf ein für das Instrument erträgliches Maß herabsetzt. Das Prinzip eines Stromwandlers besteht bekanntlich darin, daß ein Leiter, in dem der Primärstrom I_p fließt, in einem benachbarten Leiter den Sekundärstrom I_s induziert, der nach Maßgabe des Übersetzungsverhältnisses $\ddot{u} = I_s/I_p$ kleiner als der Primärstrom ist. Um einen solchen Stromwandler handelte es sich im Grunde schon bei dem vorhergehenden Dynamometer (Abb. 219), und zur Berechnung von $\ddot{u}$ gilt dieselbe Formel:

$$\ddot{u} = I_s/I_p = \frac{\omega M}{\sqrt{R_s^2 + (\omega L_s)^2}}.$$

Da in dieser Formel die Frequenz vorkommt, ist im Grunde genommen jeder Stromwandler frequenzabhängig. Wenn man aber den induktiven Widerstand ωL_s groß gegen den Ohmschen Widerstand R_s macht, vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$\ddot{u} = M/L_s,$$

welcher die Frequenz nicht mehr enthält: Nunmehr ist das Übersetzungsverhältnis nur noch von den geometrischen Daten des Stromwandlers abhängig.

In der Hochfrequenztechnik wird vielfach von dem in Abb. 222 schematisch dargestellten Stromwandler Gebrauch gemacht, dessen Sekundärkreis aus einer Ringspule besteht, welche den axialen Primärleiter umschließt. An sich ist ein derartiger Wandler noch bis zu Wellen von 1—2 m Länge brauchbar, doch ist eine frequenzunabhängige Eichung wegen der Windungskapazitäten der Sekundärspule und wegen der verhältnismäßig großen Ausdehnung, welche die Sekundärspule im Vergleich zu den übrigen Teilen eines ultrakurzwelligen Resonanzkreises hat und wodurch induktive und kapazitive Fehkopplungen entstehen, unmöglich.

Bei Frequenzen oberhalb 10^8 Hz verwendet man daher zweckmäßig den in der Abb. 223 angegebenen Stromwandler, dessen Sekundärkreis S aus einem dickdrähtigen Leiterquadrat von rund 2 cm Kantenlänge besteht, und parallel zu dessen einer Kante der Primärleiter P verläuft, während die Mitte der entgegengesetzten Seite einen möglichst niederohmigen Strommesser, am besten einen Thermounformer enthält. Je höher die Meßfrequenz ist, um so mehr überwiegt ωL_s gegenüber R_s , und von etwa 10^7 Hz an beträgt der durch Anwendung obiger

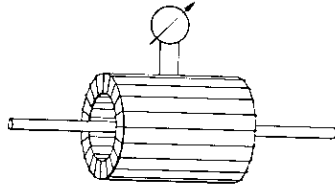


Abb. 222. Stromwandler mit Ringspule.

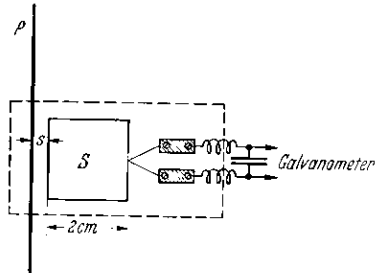


Abb. 223. Stromwandler für ultrakurze Wellen nach Schwarz.

vereinfachter Formel entstehende Fehler weniger als 1%, d. h. der Stromwandler ist praktisch frequenzunabhängig.

Wird der Stromwandler in Verbindung mit einem ultrakurzwelligen Resonanzkreis benutzt, so ist ebenfalls zu fordern, daß wirklich nur das den Primärleiter P bildende Stück des Resonanzkreises auf den Sekundärkreis induziert. Um dies nach Möglichkeit sicherzustellen, legt man die Ebene des Stromwandlers zweckmäßig senkrecht zu der Ebene des Resonanzkreises. Bei dieser Orientierung läßt sich zeigen, daß, wenn man als Sekundärkreis das in Abb. 223 angegebene Quadrat mit 2 cm Kantenlänge benutzt, und wenn man damit einen linearen Leiter von 8 cm Länge als Primärsystem in einem Abstand von $s < 2$ cm koppelt, anderweitige Fehlkopplungen keine Rolle mehr spielen. Ein derartiger Stromwandler kann unter dieser Voraussetzung ebenso in Verbindung mit einem geschlossenen, wie mit einem offenen Schwingungssystem benutzt werden. Da eine genaue Errechnung des Übersetzungsverhältnisses M/L_s auf Schwierigkeiten stößt, ist eine empirische Eichung mittels eines Mehrfachthermoelements und Extrapolation nach höheren Stromwerten vorzuziehen. Der besondere Vorteil eines Stromwandlers liegt in seinem geringen Leistungsverbrauch, der selbst bei starken Strömen nur Bruchteile eines Watts erreicht, und in seiner geringen Rückwirkung auf das Primärsystem begründet. Wird der Abstand s größer als etwa 0,5 cm gemacht, dann kommt eine kapazitive Ableitung von Hochfrequenz praktisch nicht mehr in Frage. Der beschriebene Wandler dürfte daher als

Zu messende Stromstärke	Instrument oder Verfahren	Verbrauch Watt	Genauigkeit %
Unter 1 μA	Empfänger	10^{-14} — 10^{-8}	..
1 μA	Detektor	10^{-9}	..
10 μA	Bolometer	10^{-10} — 10^{-7}	10
100 μA	Hitzdrahtluftthermometer	10^{-5} — 10^{-3}	3
	Bolometer	10^{-6}	20
1 mA	Duddel-Galvanometer	10^{-5}	..
	Hitzdrahtluftthermometer	10^{-4}	3
	Vakuumthermokreuz	10^{-3}	5
10 mA	Thermoumformer	10^{-2}	3
	Hitzdrahtamperemeter	0,1	10
100 mA	Photoamperemeter	0,3	2
1 A	Mehrfach-Thermoelement	0,05	5
	Thermoamperemeter	0,2	8
	Hitzdrahtamperemeter	0,5—1,5	20
	Photoamperemeter	2	3
10 A	Mehrfachthermoelement	0,1	6
	Thermoamperemeter	0,5	50
	Hitzdrahtamperemeter	1—2	50
	Photoamperemeter	10	5
	Stromwandler	—	..
	Dynamometer	—	30
	Photoamperemeter	20	—
100 A	Stromwandler	—	..
	Kurzschlußring-Amperemeter	—	..

beste Lösung für die Messung beliebig hoher Stromstärken bei ultrakurzen Wellen zu bezeichnen sein.

Um bei den vielen Meßmethoden einen Überblick zu gewinnen, welches Verfahren man in einem gewissen Strombereich zweckmäßig verwendet, ist im vorstehenden eine Zusammenstellung der verschiedenen Strommesser mit ihrem Leistungsverbrauch und mit ihrer prozentualen Meßgenauigkeit bei $\lambda = 3$ m und bei Eichung mit Niederfrequenz gegeben [4].

3. Spannungsmessung.

A. Frequenzabhängigkeit.

Bei der Spannungsmessung im Gebiet sehr hoher Frequenzen sind ähnliche Vorsichtsmaßnahmen, wie bei der Strommessung zu beachten. Auch hier muß das Meßgerät so beschaffen sein, daß die Meßspannung durch seinen Anschluß nicht merklich beeinflusst wird, d. h. es muß einen geringen Verbrauch an Wirkleistung und einen hohen Eingangswiderstand, der zumeist überwiegend kapazitiven Charakter hat, aufweisen. Außerdem ist noch auf die Kapazität des Meßgeräts gegen Erde zu achten, damit keine unkontrollierbaren Kapazitätsableitungen über Erde entstehen und die Spannungsverteilung der ganzen Anordnung stören. Bei Gebilden mit nichtstationärer Spannungs- und Stromverteilung ist zu berücksichtigen, daß die Spannung genau so wie der Strom vom Ort, an dem gemessen wird, abhängt.

Bei ultrakurzen Wellen tritt die Eigenkapazität der verwendeten Meßgeräte besonders stark in Erscheinung und kann hinsichtlich der Brauchbarkeit einer Meßanordnung vollkommen den Ausschlag geben. Unter der Voraussetzung, daß die innere Kapazität des Spannungsmessers verlustfrei ist, kann man, wenn es sich beispielsweise darum handelt, die Spannung an einem Resonanzkreis mit definierter Kapazität zu messen, die Kapazität des Spannungsmessers mit in den Schwingkreis einbeziehen, indem man den Schwingkreiskondensator um einen entsprechenden Betrag verkleinert. Sowohl in diesem Sonderfall als auch bei allen sonstigen Spannungsmessungen ist jedoch zu überlegen, ob die am Meßinstrument herrschende Hochfrequenzspannung auch wirklich mit der zu messenden Spannung übereinstimmt. Das ist offenbar nur dann wirklich der Fall, wenn das Meßinstrument keinen Strom aufnimmt, oder wenn der Ohmsche und induktive Widerstand der Zuleitungen praktisch gleich Null angenommen werden kann. Beide Voraussetzungen sind im Ultrakurzwellengebiet nicht mehr ohne weiteres zulässig, denn der Verschiebungsstrom durch das Meßinstrument, mag die Eigenkapazität auch nur wenige pF betragen, bedingt an der Induktivität selbst kurzer Zuleitungen einen merklichen Spannungsabfall. In dem Ersatzschema der Abb. 224 bedeuten $L_1 + L_2 = L$ die Selbstinduktion der Zuleitungen, C_i die innere Kapazität des Spannungsmeßgeräts, E die zu messende und E' die am Meßinstrument zur Wirkung kommende

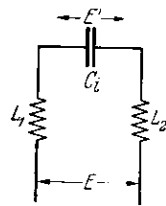


Abb. 224.
Ersatzschema für
Spannungsmessungen.

Hochfrequenzspannung. Nach dem allgemeinen Ohmschen Gesetz errechnet sich dann der entstehende Fehler folgendermaßen:

$$E = E' (1 - \omega^2 L C_i).$$

Neben der Frequenz ω wird der Meßfehler also nur durch das Produkt LC_i bestimmt, das man aus der Eigenwelle des Instrumentenkreises, gebildet aus Zuleitungsselbstinduktion und Instrumentkapazität, d. h. aus $\lambda^2 = 4\pi^2 LC_i$ ermitteln kann, falls die direkte Messung oder Berechnung von L und C_i auf Schwierigkeiten stößt.

Bei ultrakurzen Wellen können die auf diese Weise entstehenden Fehler recht erheblich sein. Z. B. ergibt sich bei einer inneren Instrumentenkapazität von 5 pF, wie sie etwa ein Röhrenvoltmeter hat, bei einer Welle von 6 m und bei zwei je etwa 15 cm langen Zuleitungen bereits ein Fehler von rund 14%. Dieser Fehler wird noch viel größer, wenn die Zuleitungen nicht mehr kurz sind gegenüber der Wellenlänge, weil dann noch die Wellenansbreitung längs der Drähte zu berücksichtigen ist. Bei sehr kurzen Wellen in der Größenordnung von 1 m muß man daher auf kleine innere Kapazitäten und auf kurze Zuleitungen besonders achten. Ganz vermeiden lassen sich die Zuleitungen und die durch sie entstehenden Fehler, wenn man dazu übergeht, das Meßgerät mit dem spannungsführenden Hochfrequenzteil konstruktiv zu vereinigen.

Der Meßbereich eines Spannungsinstruments läßt sich durch Vor-schalten von Hochfrequenzwiderständen erweitern, doch erschweren die inneren Kapazitäten und Induktivitäten der Vorwiderstände und ihre Kapazitäten gegen Erde eine exakt definierte Spannungsteilung. Ohmsche Widerstände sind aus diesen Gründen nur bis etwa 10^6 Hz zu gebrauchen, während man mit kapazitiven Spannungsteilern bei zweckmäßigem Aufbau bis 10^8 Hz heraufkommt. Darüber hinaus ist eine konstante und definierbare Spannungsteilung kaum noch möglich.

B. Spannungsmeßverfahren.

a) Indirekte Spannungsmessung.

Ebenso wie sich die Strommessung mittels einer Impedanz auf eine Spannungsmessung zurückführen läßt, kann man die an einer bekannten Impedanz liegende Spannung aus dem hindurchfließenden Strom ermitteln. Auch in diesem Fall ist die Spannung am besten an einem Kondensator zu definieren durch

$$E = I/\omega C,$$

da Ohmsche Widerstände wegen ihres Leistungsverbrauchs und wegen ihrer Eigen- und Erdkapazitäten für sehr hohe Frequenzen ungeeignet sind. Zur Messung des kapazitiven Blindstroms kommen in diesem Fall nur hinreichend empfindliche Instrumente, wie z. B. Thermounformer in Betracht, wobei auf niedrige Erdkapazität zu achten ist.

Soll die volle Meßspannung unmittelbar an einen hochohmigen Strommesser gelegt werden, dann sind direkt anzeigende Hitzdrahtinstrumente ganz ungeeignet; Thermovoltmeter mit hochohmigen Heizelementen zeigen zwar eine verhältnismäßig geringe Frequenzabhängigkeit, sind unterhalb 1 V aber höchstens bis 10^7 Hz brauchbar.

während eine Erweiterung des Meßbereichs durch Vorwiderstände wegen der vielfachen kapazitiven Nebenwege große Ungenauigkeiten ergibt. Dasselbe gilt für Photovoltmeter, die analog dem Photoamperemeter gebaut sind, bei denen aber noch der hohe Leistungsverbrauch, der bestenfalls auf etwa 0,1 W/V gebracht werden kann, stört. Für exakte Spannungsmessungen kommen daher im Ultrakurzwelligengebiet eigentlich nur elektrometrisch wirkende Geräte, die ohne merklichen Verbrauch an Wirkleistung arbeiten, in Betracht.

b) Elektrometer.

In neuester Zeit sind von verschiedenen Seiten Elektrometer zu Spannungsmessungen bis ins Ultrakurzwelligengebiet benutzt, und die auftretenden Fehler untersucht worden. Der Vorzug der elektrometrischen Instrumente, bei denen die von der Hochfrequenz unmittelbar ausgeübten elektrostatischen Kräfte ein Zeigersystem bewegen, ist der geringe Leistungsverbrauch und die rein kapazitive Belastung. Die in der normalen Hochfrequenztechnik gebräuchlichen Duanen-, Binanten und Multizellulervoltmeter sind wegen ihrer großen Innenkapazität für Ultrakurzwellen wenig geeignet, doch sind einfachere Elektrometeranordnungen, wie z. B. das Goldblattelektrometer, das in geeigneter Ausführung und bei mikroskopischer Ablesung eine Kapazität von 1,5 pF und eine Empfindlichkeit von einigen Volt hat [24], durchaus brauchbar.

Ferner erscheinen Ein- und Zweifadenelektrometer auch für die höchsten Frequenzen noch geeignet, nur muß man bei ihrer Benutzung, vor allem bei der Messung höherer Spannungen darauf achten, daß der Elektrometerfaden nicht durch den hindurchfließenden kapazitiven Strom zerstört wird, denn bei einer Spannung von 200 V und $\lambda = 2$ m beträgt dieser Strom pro Zentimeter Kapazität immerhin rund 0,2 A. Will man ein Fadenelektrometer daher zur Messung von hohen und sehr hochfrequenten Spannungen verwenden, dann ist es nötig, die Fäden so dick und so kurz zu wählen, als es die erforderliche Empfindlichkeit eben zuläßt.

Ein Fehler in der Angabe der dem Elektrometer zugeführten Hochfrequenzspannung kann nur dadurch entstehen, daß der über die Kapazität des Elektrometerfadens gegen die Schneiden und gegen das Gehäuse abfließende Verschiebungsstrom über den Ohmschen Widerstand und über die Selbstinduktion des Fadens einen Spannungsabfall hervorruft, der sich aus den Telegraphengleichungen errechnen läßt, wenn man den Faden als eine Leitung mit verteiltem Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität ansieht [25]. Diese Rechnung führt zu dem überraschenden Resultat, daß die Hochfrequenzspannung von der Zuführung an gegen das Fadenende hin abnimmt, was sich durch die außerordentlich kleine Kapazität und Länge des Fadens im Vergleich zu den sonst vorliegenden Leitungsverhältnissen erklärt.

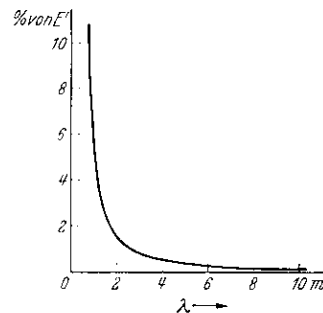


Abb. 225. Abhängigkeit des Meßfehlers eines Fadenelektrometers von der Wellenlänge nach Ulbricht.

Die Abb. 225 zeigt die Abhängigkeit des durch die ungleichmäßige Spannungsverteilung entstehenden Meßfehlers von der Wellenlänge der zu messenden Spannung für einen Elektrometerfaden von $4\ \mu$ Dicke und 6 cm Länge. Man erkennt, daß der Fehler bei rund 3 m Welle 1% noch nicht übersteigt, doch nimmt er bei weiterer Verkürzung der Wellenlänge rasch zu.

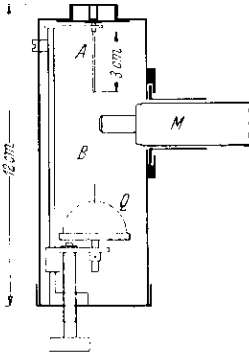


Abb. 226. Zweifadenelektrometer von Nissen.

Das Zweifadenelektrometer besitzt gegenüber dem Einfadenelektrometer gewisse Vorteile, weil es keine unsymmetrisch angeordneten Elektroden enthält, und weil die dünnen Fäden nur eine sehr geringe Kapazität gegeneinander besitzen. Die Abb. 226 zeigt eine für Messungen im Ultrakurzwellengebiet besonders geeignete Ausführungsform eines Zweifadenelektrometers [26], das in Anlehnung an das bekannte Wulfsche Instrument entwickelt worden ist. Die beiden Fäden A sind aus Silberband von 0,003 mm Dicke und 0,14 mm Breite hergestellt und werden durch zwei nichtleitende Fäden B verlängert, die an einem elastischen Quarzbügel Q befestigt sind.

Dadurch ergibt sich einerseits eine größere Empfindlichkeit als bei durchgehenden Metallfäden, andererseits kann das Objektiv des Ablesemikroskops M den Fäden mehr genähert werden, ohne daß die

Kapazität vergrößert wird. Spannungen von 10 V an sind meßbar, und die Eichkurve stimmt bis zu Wellen von 1,5 m auf 1% mit der Gleichstrom Eichkurve überein. Auch hier sind die Grenzen für die Anwendbarkeit bei noch kürzeren Wellen im wesentlichen durch den Spannungsabfall längs der beiden Fäden sowie dadurch gegeben, daß die bei sehr hohen Frequenzen durch die Fäden fließenden Kapazitätsströme elektrodynamische Abstoßungskräfte verursachen, die sich den rein statischen Feldkräften überlagern. Das Instrument hat eine sehr geringe Kapazität von etwa 0,4 pF, doch ist mit dem Ausschlag eine Vergrößerung der Kapazität verbunden,

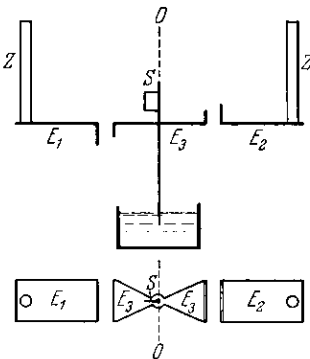


Abb. 227. Elektrostatisches Voltmeter von Malov.

die bei einer Ablenkung von 0,7 mm etwa 10% der Ruhekapazität ausmacht. Unter Umständen muß die Rückwirkung dieser Kapazitätsänderung auf den Meßvorgang berücksichtigt werden.

Die besonders kapazitätsarme Ausführung eines elektrostatischen Voltmeters für sehr hohe Frequenzen ist schematisch in Abb. 227 wiedergegeben [27]. Zwischen zwei festen Elektroden E_1 und E_2 , an welche über die Drähte Z die zu messende Spannung gelegt wird, ist ein leichter Metallflügel E_3 drehbar aufgehängt. Die Drehachse O trägt ein Spiegelchen S und taucht zur Dämpfung in Öl. Der Ausschlag des Elektrometerflügels wird mittels eines Fernrohrs beobachtet. Durch Änderung

des Elektrodenabstands kann man die Empfindlichkeit in weiten Grenzen variieren, und durch geeignete Formgebung der Elektroden ist eine lineare Skala zu erzielen. Die Meßgenauigkeit beträgt bei einer inneren Kapazität von 2 cm bis zu 100 MHz einige Prozent. Naturgemäß kann die Empfindlichkeit nicht groß sein: Der Vollausschlag liegt bei etwa 2000 V.

e) Röhrenvoltmeter.

Wohl das meist verwandte und beliebteste Meßgerät für Hochfrequenzspannungen ist das Röhrenvoltmeter, das sich in seinen verschiedensten Abarten und Formen dem jeweils gewünschten Spannungsbereich am besten anpassen läßt. Durch geeignete Spezialröhren kann die Eigenkapazität außerordentlich niedrig gehalten werden, so daß einwandfreie Spannungsmessungen bis $3 \cdot 10^8$ Hz möglich sind, ohne daß der durch die Zuleitungen entstehende Fehler merklich ins Gewicht fällt. Oberhalb dieser Frequenz erfordert die Elektronenträgheit Berücksichtigung.

a) **Zweipolröhren.** Das einfachste Röhrenvoltmeter besteht aus einer zweipoligen Ventilröhre, die als Einweggleichrichter wirkt, und deren Richtstrom in einem empfindlichen Galvanometer gemessen wird. Bei dieser einfachen Form muß der Meßstrom von der Hochfrequenzspannung geliefert werden und bedingt einen merklichen Leistungsverbrauch. Dieser verschwindet, wenn man den Richtstrom zur Aufladung eines Kondensators benutzt, bis die Kondensatorspannung gleich dem Scheitelwert der zu messenden Hochfrequenzspannung geworden ist. Leistung wird bei diesem Vorgang nur während der eigentlichen Ladezeit verbraucht: Ist der Gleichgewichtszustand erreicht, fließt kein Strom mehr, und der Voltmeterwiderstand ist unendlich. Die Spannung, auf die sich der Kondensator nach Eintritt des stationären Zustands aufgeladen hat, kann auf verschiedene Weise gemessen werden, beispielsweise mittels eines genügend hochohmigen Voltmeters oder besser eines Elektrometers oder mittels eines besonderen Röhrenvoltmeters. Statt der Spannung kann man auch die im Kondensator aufgespeicherte Ladung z. B. ballistisch messen, und die Spannung über die Kapazität errechnen. Im Grunde läuft das Diodenvoltmeter in dieser Form also darauf hinaus, die Hochfrequenzspannung in eine Gleichspannung umzuwandeln, deren Messung weiter keine Schwierigkeit macht.

Ein gewisser Fehler entsteht dadurch, daß sich der Meßkondensator während der negativen Halbperiode oder richtiger zwischen zwei Ladungsstößen über die unvermeidlichen Verlust- und Isolationswiderstände des Kondensatordielektrikums, der Schaltung oder des Gleichspannungsvoltmeters jedesmal wieder etwas entlädt. Läßt man ein Absinken der Kondensatorspannung um 0,1% während jeder Periode zu, dann muß die Kapazität $C \approx 10^{15/p} \cdot R$ in pF betragen. Wenn der Ableitwiderstand R in die Größenordnung von vielen Megohm fällt, wie es praktisch der Fall ist, reichen bei Frequenzen über 10^7 Hz 100 pF vollkommen aus. Eine zu große Kapazität würde nur die Einstellzeit unnötig verlängern.

Selbst wenn die Entladung bei hinreichend großer Zeitkonstante $R \cdot C$ vernachlässigbar ist, stellt sich nach genügend langer Zeit ein

Gleichgewichtszustand ein zwischen den über R kontinuierlich abfließenden Elektrizitätsmengen und den Ladungen, welche dem Kondensator über die Ventilröhre intermittierend zufließen. Um den hierdurch bedingten Meßfehler theoretisch zu erfassen, sind beide Ladungen einander gleichzusetzen. Bezeichnet man mit k das Verhältnis zwischen dem Scheitelwert E_0 der zu messenden Hochfrequenzspannung einerseits und zwischen der sich einstellenden Kondensatorspannung E_c andererseits, und setzt man den Innenwiderstand R_i der Ventilröhre der Einfachheit halber als rein ohmisch mit unipolarem Leitvermögen voraus, dann läßt sich zeigen, daß der Meßfehler unabhängig von der Spannung ist, nämlich

$$(1 - k) \cdot 2,2 \left(\frac{R_i}{R} \right)^{2,3}$$

beträgt [28]. Hiernach ist der Fehler kleiner als 0,1% für $R > 10^5 R_i$ und kleiner als 1% für $R > 3 \cdot 10^3 R_i$. Soll der nichtlineare Charakter des Röhrenwiderstands R_i mit berücksichtigt werden, dann können die angegebenen Fehlergrenzen beibehalten werden, sofern man für R_i den Wert bei $\frac{1}{100} - \frac{1}{1000}$ der Meßspannung einsetzt. Außerdem sind noch die thermische Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus dem Heizdraht, Kontaktpotentiale zwischen Anode und Kathode sowie der Spannungsabfall längs des Heizfadens zu berücksichtigen. Im Gebiet sehr kleiner Spannungen treten diese Fehlerquellen naturgemäß am

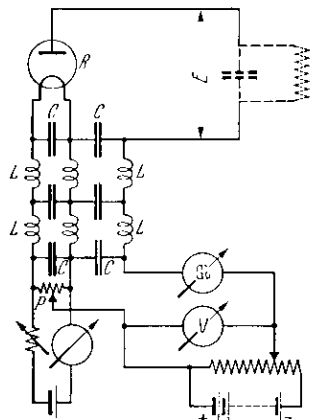


Abb. 228. Schema eines Dioden-voltmeters nach Rohde.

stärksten hervor, so daß man hier zweckmäßig eine empirische Eichung mit Nieder- oder Hochfrequenz vornimmt.

Die folgende Methode zeichnet sich vor der vorhergehenden dadurch aus, daß der Hochfrequenzquelle von vorneherein keine merkliche Leistung entnommen wird, indem man die Meßspannung durch eine Gleichspannung kompensiert, bis ein meßbarer Richtstrom verschwindet [29]. Zu diesem Zweck geht man nach dem Schema der Abb. 228 so vor, daß in Serie mit der Ventilröhre R , der zu messenden Hochfrequenzspannung E und einem hochempfindlichen Galvanometer G eine veränderliche Gleichspannung V gelegt wird, welche die Anode soweit negativ vorspannt, daß diese auch in den positiven Spitzen der Meßspannung immer noch eben negativ bleibt, so daß gerade kein Gleichstrom mehr das Galvanometer G durchfließt. Voraussetzung für alle derartige Meßmethoden ist freilich, daß über die Hochfrequenzquelle Gleichstrom fließen kann, was unter Umständen durch einen besonderen, durch Drosselspulen und Kapazitäten blockierten Gleichstromweg gesichert werden muß. Diesem Zweck dienen die in Abb. 228 eingezeichneten Filterkreise LC , die zweckmäßig auf die Meßfrequenz abgestimmt werden [30].

Mit Rücksicht auf die inneren Kapazitäten verwendet man im Ultrakurzwellengebiet besondere Ventilröhren mit kapazitätsarmer Anoden-zuleitung und mit besonders kleinen Elektrodensystemen. Einerseits soll

der Abstand Kathode—Anode der inneren Kapazität wegen nicht zu klein sein, andererseits hängt aber die kleinste Spannung, die gemessen werden kann, von diesem Abstand ab. Schließlich muß auch der Spannungsabfall längs des Heizfadens berücksichtigt werden, was bei kurzgeschlossener Hochfrequenzquelle durch Wahl des effektiven Anschlußpunktes P für die Kathode geschieht. Um trotzdem den Spannungsabfall von vorneherein niedrig zu halten und wegen des bei hohen Spannungen fließenden Verschiebungsstroms ist ein starker Heizdraht angebracht. Nach diesen Gesichtspunkten ist die in Abb. 229 wiedergegebene Richtdiode entwickelt worden. Einem V-förmigen Heizdraht steht im Abstand von etwa 2 mm eine halbkugelige Nickelanode mit 2 mm Radius gegenüber. Die innere Kapazität des Elektrodensystems beträgt nur 0,045 pF, wozu allerdings noch die Kapazität der wenige Zentimeter langen Zuleitung Z zur Anode hinzukommt. Die Röhre wird auf die aus der Abbildung ersichtliche Weise von einem Metallgehäuse G umschlossen, aus dem nur der Anodendraht Z herausragt, und das auch gleich den Meßkondensator C aufnimmt. Von diesem kleinen Meßaggregat führen verdrehte Litzendrähte zu dem eigentlichen Meßkasten, der die Heizbatterie, Elektrometer oder Kompensationseinrichtungen enthält.

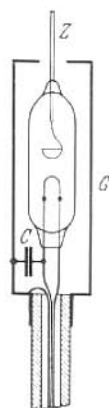


Abb. 229.
Zweipol-
voltmeter
der General
Electric Co.

Abb. 230 zeigt die praktische Ausführung eines 2-Röhrevoltmeters, das hauptsächlich für Messungen an Lecher-Drähten bestimmt ist. Die Teilspannungen an beiden Drähten werden getrennt gemessen, und ihre Summe ergibt die zwischen den Drähten liegende Gesamtspannung. Bei Messungen an Schwingungskreisen u. dgl. wird nur eine der beiden Röhren in den auf der Stirnseite des Meßkastens befindlichen Sockel gesteckt. Die beiden getrennten Röhren lassen sich durch eine einzige Röhre mit Doppelanode ersetzen [31].

Stehen die Anoden unmittelbar mit den Lecher-Drähten in Verbindung, wie es bei dem vorstehenden Doppelvoltmeter der Fall ist, dann müssen die Lecher-Drähte kapazitiv unterteilt sein, um die verschiedenen Kompensationsspannungen getrennt zuführen zu können. Wenn dies nicht zulässig ist, riegelt man die Gleichpotentiale durch kleine Kapazitäten zwischen Anode und Lecher-Draht ab, und führt die Kompensationsspannungen

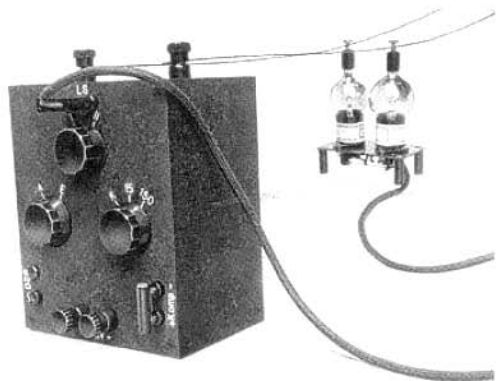


Abb. 230. Ansicht eines Gegentaktvoltmeters des Physikalisch-technischen Entwicklungslaboratoriums von Rohde und Schwarz.

über Drosseln zu. An Stelle von Zweipolröhren kann man natürlich auch beliebige Dreipolröhren verwenden, deren Anoden und Gitter man kurzschließt. So zeigt die Abb. 231 schematisch ein Voltmeter mit Dreipolröhre, das kapazitiv an ein Lecher-System angekoppelt ist [32]. Die Kopplung bewirken je einige Windungen Draht, welche auf dünne Isolierröhrchen aufgewickelt sind. Die Isolierröhrchen

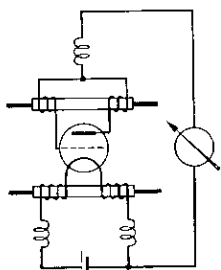


Abb. 231. Dreipol-Ventilröhre, an Lechersystem angekoppelt, nach Gerber.

sind über die Lecher-Drähte geschoben, und gestatten ein Verschieben des Voltmeters. An Stelle normaler Röhren mit konzentrischen Elektroden sind fast alle anderen Sonderformen von Zwei- und Dreipolröhren, wie sie für das Ultrakurzwellengebiet entwickelt worden sind, verwendbar.

Bei Frequenzen über $3 \cdot 10^8$ Hz kann der Fehler durch die Induktivität der Verbindungsleitungen zwischen Voltmeter und Meßstelle unter Umständen so beträchtlich werden, daß man am sichersten dazu übergeht, die Meßröhre konstruktiv mit dem zu untersuchenden Ultrakurzwellenteil zu vereinigen, was bei Ultrakurzwellenröhren besonders einfach ist. Hierfür ist die in Abb. 232 gezeigte Anordnung entwickelt worden [33]. Die Anode *A* einer Senderröhre, in diesem Beispiel einer Bremsröhre, dient gleichzeitig als Meßanode für das Röhrenvoltmeter. Der Anode gegenüber ist im Abstand von 0,3 mm eine kleine Meßkathode *K*

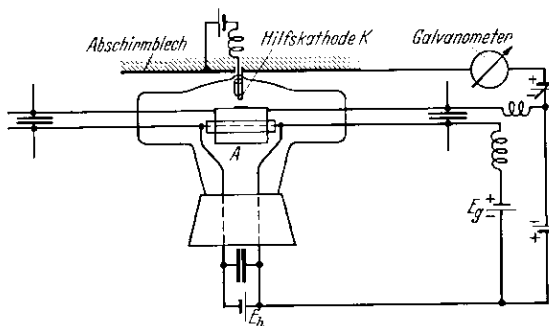


Abb. 232. Senderröhre mit eingebauter Meßventilstrecke nach Herriger.

eingeschmolzen, die zwecks Verminderung der Zuleitungsinduktivitäten konzentrisch ausgebildet ist. Unmittelbar an der Glaswand befindet sich ein die Erde ersetzendes Abschirmblech, mit dem die Meßkathode verbunden ist. Die Strecke *A-K* stellt eine winzige Ventilröhre dar, deren Richtstrom durch Niederfrequenzzeichnung direkt mit

der Hochfrequenzspannung in Verbindung gebracht, zur Aufladung eines Kondensators benutzt oder durch eine Gegenspannung kompensiert werden kann.

Bei sehr hohen Frequenzen wird die Wirksamkeit jeder Ventilstrecke durch die Elektronenträgheit beeinträchtigt. Grundsätzliche Erwägungen über den hierdurch bedingten Abfall des Richtstroms sind bereits in Kapitel 1, Abschnitt 2 A angestellt. Hinsichtlich der Genauigkeit der Spannungsmessung läßt sich auf folgende Weise ein Überblick gewinnen [28]:

In Reihe mit der Meßspannung $E = E_0 \sin(\omega t + \theta)$ und der Ventilröhre liege der Kondensator *C*, der vom Richtstrom auf die Spannung E_0

aufgeladen werden möge. Nur innerhalb des schraffierten Zeitintervalls t_1 bis t_2 in Abb. 233 ist die Anode gegen die Kathode positiv, und nur während dieses kurzen Bruchteils der gesamten Periode können Elektronen zur Anode gelangen und dem Kondensator Ladung zuführen. Die Meßgenauigkeit kann daher als das Verhältnis $k = E_0/E_c$ definiert werden, das nach der Figur unmittelbar gleich $1/\sin \Theta$ gesetzt werden kann.

Um den Korrekturfaktor k mit den Bewegungsvorgängen der Elektronen, d. h. mit den ultradynamischen Strömungs- und Widerstandsverhältnissen in der Röhre in Beziehung zu bringen, ist von der Frage auszugehen, ob Elektronen während des Zeitintervalls t_1 bis t_2 bis zur Anode gelangen können, oder ob sie schon vorher von dem Wechselfeld zur Kathode zurückgetrieben werden. Das Problem läuft also auf die Feststellung hinaus, ob die maximalen Abstände x , welche die Elektronen von der Kathode aus erreichen, gleich oder größer werden als der Abstand r_a zwischen Kathode und Anode.

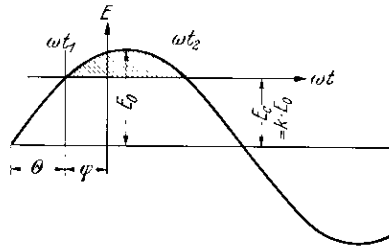


Abb. 233. Meß- und Kondensatorspannung an der Ventiltröhre.

Zur Beantwortung dieser Frage ist von der allgemeinen Bewegungsgleichung eines Elektrons unter den in Abb. 233 veranschaulichten Verhältnissen auszugehen. Hiernach ist die an der Röhre liegende Spannung:

$$E = E_0 \sin(\omega t + \Theta + \varphi),$$

wobei $\sin \Theta = 1/k$ und φ/ω die Zeit zwischen $t = 0$ und $t = t_1$ bedeutet, in der das Feld positiv wird. Dann lautet die Bewegungsgleichung:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{m \cdot r_a} [E_0 \sin(\omega t + \Theta + \varphi) - E_c]$$

oder

$$= \frac{e}{m} \frac{E_0}{r_a} [\sin(\omega t + \Theta + \varphi) - \sin \Theta].$$

Hieraus folgt:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\omega} \frac{e}{m} \frac{E_0}{r_a} [-\cos(\omega t + \Theta + \varphi) - \omega t \sin \Theta + \cos(\Theta + \varphi)]$$

und

$$x = \frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} \frac{E_0}{r_a} \left[-\sin(\omega t + \Theta + \varphi) - \frac{1}{2} \sin \Theta \cdot (\omega t)^2 + \cos(\Theta + \varphi) \cdot \omega t + \sin(\Theta + \varphi) \right].$$

Die Elektronenbewegung setzt sich also zusammen aus einer gleichmäßigen Komponente in Richtung zur Anode hin (entsprechend dem 2. und 3. Ausdruck in der Klammer der Gleichung für dx/dt) und einer überlagerten periodischen Komponente (entsprechend dem 1. Klammerausdruck). Aus $\frac{dx}{dt} = 0$ erhält man unter gewissen einschränkenden Voraussetzungen ($\varphi = 0$, sowie $0.13 < k < 1$, d. h. der Kondensator C

soll sich mindestens bis auf 13% des Scheitelwerts der Meßspannung aufladen):

$$x_{\max} = \frac{1}{\omega^2} \frac{e}{m} \frac{E_0}{r_a} G(k),$$

wobei $G(k)$ in bestimmter Weise von ω t abhängig ist. Um dies Ergebnis in eine praktisch brauchbare Form zu bringen, werde zur Kennzeichnung des Gleichgewichtszustandes $x_{\max} : r_a$ gesetzt. Dann bestimmt sich $G(k)$ zu:

$$G(k) = \frac{\omega^2 r_a^2}{m} \frac{e}{E_0}.$$

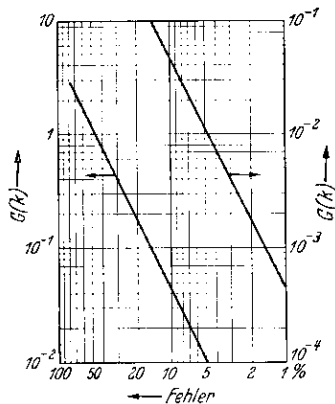


Abb. 234. Beziehung zwischen der Funktion $G(k)$ und dem Fehler durch Elektronenträgheit nach Megaw.

In Abb. 234 ist die Funktion $G(k)$ über dem prozentualen Fehler aufgetragen. Errechnet man für gegebene Verhältnisse $G(k)$ aus obiger Formel, so läßt sich der durch Elektronenträgheit bedingte Fehler unmittelbar aus der Kurve abgreifen.

Offensichtlich verläuft die Kurve in dem doppelt logarithmischen Koordinatensystem über einen weiten Bereich linear, so daß man für $G(k)$ auch schreiben kann:

$$G(k) = A (1 - k)^B.$$

Das ergibt für die der Figur zugrunde liegenden Zahlenkoeffizienten $A = 4,5$ und $B = 2$:

$$(1 - k) = \frac{6,8 \sqrt{r_a}}{\sqrt{E_0}} \text{ in } \%$$

(v in MHz, r_a in Zentimeter und E_0 in Volt.)

Unter Berücksichtigung der Raumladung können die Elektronenlaufzeiten und damit auch die durch sie bedingten Fehler das 1,5fache des hier errechneten Wertes betragen. Sorgfältige Vergleichsmessungen mit dem in Abb. 229 dargestellten Gerät haben sogar ergeben, daß der Fehler in Wirklichkeit nahezu das Doppelte der theoretischen Größe,

nämlich $11,6 \frac{v \cdot r_a}{\sqrt{E_0}}$ erreicht. Soll der Fehler durch Elektronenträgheit demnach praktisch unmerklich bleiben, so muß ungefähr sein:

$$\frac{v \cdot r_a}{\sqrt{E_0}} < 0,1,$$

oder, wenn man r_a günstigenfalls mit 0,1 mm ansetzt:

$$\frac{v}{\sqrt{E_0}} < 10.$$

Ein derartiges Voltmeter arbeitet also einwandfrei noch bis unter 1 V bei 10 MHz, bis zu 100 V bei 100 MHz und bis zu 1000 V bei 300 MHz. Bei 10 V und 1000 MHz beträgt die Meßgenauigkeit dagegen nur noch etwa 20%. Hierzu tritt der durch die Impedanz der Zuleitungen entstehende Fehler, der bei einem nur 2 cm langen Anodendraht bei 300 MHz

schon 2% und bei 1000 MHz sogar 25% ausmacht. Um 1000 MHz scheint also die praktische Grenze für die Verwendbarkeit des Röhrenvoltmeters zu liegen.

Die vorstehenden Betrachtungen haben gezeigt, wie in den Trägheitsfehler der Anoden-Kathodenabstand eingeht. Um diese Fehlerquelle möglichst zu beseitigen, oder um zumindest während der Messung feststellen zu können, ob und inwieweit die Elektronenträgheit eine Rolle spielt, ist die in Abb. 235 abgebildete Ventilröhre konstruiert worden, in der die Anode gegen die Kathode vermittels einer Glasfeder mikrometrisch verschoben werden kann. Abgesehen davon, daß sich so im Betriebszustand Abstände von $\frac{1}{100}$ mm und darunter einstellen lassen, können aus den bei kontinuierlicher Abstandsänderung auftretenden Meßabweichungen Schlüsse gezogen werden auf Vorhandensein und Größe des Trägheitsfehlers.

β) Mehrpolröhren. 1. *Anoden- und Audionrichteffekt.* Dreipolröhren, deren Emissionsstrom auf Grund der Beeinflussung der Raumladungsverteilung durch ein Gitter gesteuert wird, sind wegen ihres hohen Eingangswiderstandes als Voltmeter besonders geeignet. Die zur Betätigung des Anzeigeinstruments benötigte Leistung wird der Anodenspannungsquelle entnommen, und je nach der Steilheit der verwendeten Röhre ist mit der Gleichrichtung eine mehr oder weniger hohe Verstärkung verbunden. Zur Messung sehr hoher Spannungen nutzt man zweckmäßig den Anodenrichteffekt, bei niedrigen Spannungen den Audioneffekt aus. In beiden Fällen läßt sich die Empfindlichkeit durch Kompensation des Anodenruhestroms erhöhen, so daß das Anzeigeinstrument nur auf die durch den Richteffekt bewirkten Stromänderungen anspricht. Eine Vorverstärkung der zu messenden Spannungen, wie sie in der normalen Hoch- und Niederfrequenztechnik vielfach üblich ist, kommt bei dem gegenwärtigen Stand der Ultrakurzwellenentwicklung nicht in Frage.

Bei der Audiongleichrichtung zeigt es sich, daß viele Röhren die sonst erforderliche hochohmige Gitterableitung überflüssig machen, was schon gelegentlich des Audionempfangs in Kapitel I bemerkt wurde [34]. Die Erklärung ist in Sekundäremission des isolierten Steuergritters und in der Anwesenheit positiver Gasionen zu erblicken, deren Wirkung einem Ableitwiderstand gleichkommt. Mit Schirmgitterröhren läßt sich ein Voltmeter herstellen, das von Niederfrequenz an bis zu rund 10^8 Hz praktisch frequenzunabhängig arbeitet und von 0,1 bis 10 V eine lineare Eichkurve aufweist [35]. Als Gegentaktanordnung sind zwei derartige Meßröhren wegen ihrer symmetrischen Kapazität gegen Erde zu Messungen an Lecher-Drähten vorzüglich geeignet.

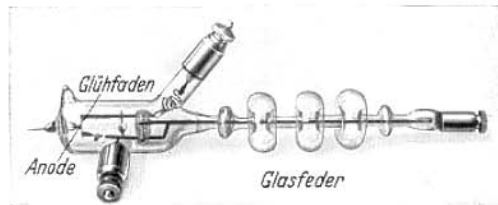


Abb. 235. Zweipol-Meßröhre mit veränderlicher Anodenkathodenstrecke nach von Ardenne.

2. *Bremsröhrenvoltmeter*. Die theoretischen Betrachtungen über die Bremsröhre haben gezeigt, daß man die Strecke zwischen Bremsselektrode und der sich vor ihr ausbildenden virtuellen Kathode als eine Diode mit so kleinen Elektrodenabständen ansprechen kann, wie sie technisch nicht mehr herzustellen ist (Bd. I, Kap. 3, Abschnitt 2, C, a, α). Diese virtuelle Diodenstrecke läßt sich nun ebenso wie eine reelle Zweipolröhre als Scheitelspannungsmesser verwenden [36], sei es, daß man die zu messende Hochfrequenz, die an die Bremsselektrode zu legen ist, durch eine Gegenspannung kompensiert bis der Bremsstrom verschwindet, oder sei es, daß man die Richtkomponente des Bremsstroms selbst oder die entsprechende Komponente des Gitterstroms als Maß für die Hochfrequenzspannung einführt. Nur im ersten Fall darf die Belastung durch den relativ kleinen inneren Bremswiderstand vernachlässigt werden, doch sind richtige Meßresultate auch dann nur zu erwarten, wenn die Elektronenfrequenz in der Röhre nicht

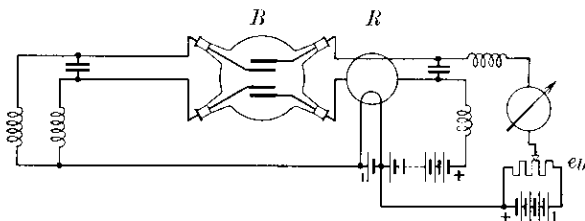


Abb. 236. Bremsröhren-Voltmeter R in Lechersystem zusammen mit Braunscher Kathodenstrahlröhre B nach Hoffmann.

mit der zu messenden Frequenz oder mit ihren Vielfachen in Resonanz gerät. Zu Meßzwecken ist infolgedessen eine Bremsröhre mit geringer Schwingneigung den für Sendezwecke bestimmten Röhren vorzuziehen. Wenn eine Spezialröhre nicht zur Verfügung steht, kann man sich durch ein niedriges Gitterpotential, bei welchem die betreffende Röhre mit Sicherheit nicht mehr schwingt, helfen. Wegen der steilen Anlaufkurve des Bremsstroms ist das Bremsröhrenvoltmeter der einfachen Zweipolröhre an Empfindlichkeit überlegen.

Die Abb. 236 zeigt eine Paralleldrahtanordnung, die zur Speisung einer in ihren Verlauf eingeschalteten Braunschen Kathodenstrahlröhre B dient, wobei die Hochfrequenzspannung durch ein, in geringem Abstand von B befindliches Bremsröhrenvoltmeter R gemessen wird. Der durch Hochfrequenz entstehende Richtstrom di_b im Bremskreis wird durch Erhöhung der negativen Bremsvorspannung e_b wieder auf Null gebracht, so daß die Änderung von e_b gleich der Scheitelspannung der an der Bremsselektrode liegenden Hochfrequenzspannung ist. Damit die Betriebsspannungen des Bremsröhrenvoltmeters vom Ablenksatz der Braunschen Röhre ferngehalten werden, ohne daß zwischengeschaltete Kapazitäten den schädlichen Abstand vergrößern und zu merklichen Spannungsdifferenzen zwischen B und R Anlaß geben, sind die Ablenkplatten von B als Blockkondensatoren ausgebildet.

d) Die Braunsche Kathodenstrahlröhre [36].

Ein weiteres Spannungsmeßgerät, welches sich in der Hoch- und Niederfrequenztechnik großer Beliebtheit erfreut, ist die Braunsche Elektronenstrahlröhre mit Glühkathode, sei es, daß der durch die Anodenblende hindurchtretende Fadenstrahl durch Gasfüllung eine Selbstkonzentration erfährt, oder sei es, daß der emittierende Kathodenfleck im Hochvakuum durch ein elektrisches Linsensystem elektronenoptisch abgebildet wird. Die Ablenkung des Elektronenstrahls durch die zu messende elektrische Größe kann bekanntlich elektromagnetisch oder elektrostatisch erfolgen, wobei für Spannungsmessungen ausschließlich die elektrostatische Ablenkung in einem Querfeld in Betracht kommt. Hochvakuumröhren erfordern zur Ablenkung keinen Aufwand an Wirkleistung, nur die unvermeidliche innere Kapazität der Ablenkplatten, die mit Rücksicht auf eine ausreichende Empfindlichkeit ein bestimmtes Format haben müssen, begrenzt die Brauchbarkeit der Kathodenstrahlröhre nach hohen Frequenzen hin.

a) Die dynamische Empfindlichkeit. Sobald man mit den heute gebräuchlichen Niederspannungsröhren, in denen

der Elektronenstrahl nur verhältnismäßig niedrige Geschwindigkeiten von einigen tausend Volt erhält, in dem Frequenzgebiet oberhalb etwa

10^8 Hz arbeitet, treten weitere Fehler auf, die auf der Tatsache beruhen, daß auch der Kathodenstrahl kein absolut trägheitsloses System ist, d. h., daß die Elektronen das Querfeld mit einer endlichen Geschwindigkeit durchlaufen. Im Grunde handelt es sich hierbei um die gleichen Erscheinungen, wie sie die Wirkung der Sende- und Verstärkerröhren bei ultrahochfrequenten Schwingungen beherrschen, nur mit dem Unterschied, daß bei den Elektronenröhren die translatorische Bewegung der Elektronen gestört wird und zu Verdünnungen und Verdichtungen der Raumladung führt, während bei der Braunschen Röhre eine transversale Schwingungskomponente auftritt, die von Raumladungserscheinungen frei ist.

Um die Verhältnisse im einzelnen genauer überschauen zu können, seien zunächst kurz die statischen Gesetze, nach denen die Querablenkung eines Elektronenstrahls vor sich geht, erläutert. In der Abb. 237 sind die geometrischen Verhältnisse bei der Querfeldablenkung dargestellt. Durch die Anodenblende A , an der die Spannung E_a liegt, trete ein einzelnes Elektron mit der Geschwindigkeit v_0 in das Ablenkkfeld, das sich unter der Wirkung der Ablenkspannung E_y zwischen den beiden Querplatten aufgebaut hat, ein. Während der Zeit $\vartheta = l/v_0$ (l = Länge der Ablenkplatten) unterliegt das Elektron einem transversalen, in Richtung der y -Achse wirkende Beschleunigungsfeld, und formal sind die Verhältnisse daher mit dem horizontalen Wurf im Schwerfeld

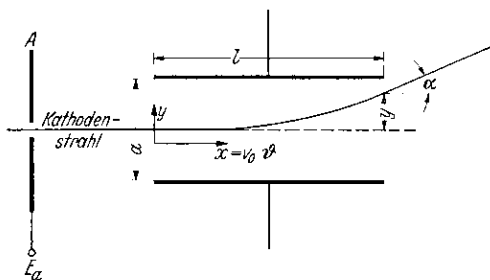


Abb. 237. Strahlablenkung durch ein elektrostatisches Querfeld.

der Erde gleichbedeutend, wenn man an Stelle der Erdbeschleunigung die des elektrischen Querfeldes, nämlich $g_0 = \frac{e E_p}{m a}$ (a = Plattenabstand) einsetzt. Man erhält demnach die Gleichung einer Wurfparabel

$$y = \frac{g_0 x^2}{2 v_0^2}.$$

Durch Differentiation läßt sich hieraus der Tangens des Ablenkungswinkels α ableiten, der als statische Empfindlichkeit A_0 bezeichnet sei:

$$A_0 = \operatorname{tg} \alpha = \frac{g_0 l}{v_0^2} = E_p \frac{e l}{m a v_0^2},$$

oder, wenn man $v_0 = \sqrt{2 \frac{e}{m} E_a}$ einsetzt:

$$A_0 = E_p \frac{l}{2 a E_a}.$$

Man erkennt, daß die statische Empfindlichkeit um so höher wird, je länger die Ablenkplatten und je niedriger die Anodenspannung unter sonst gleichbleibenden Verhältnissen gewählt werden.

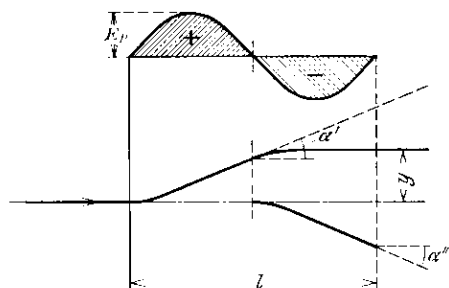


Abb. 238. Bahn eines Elektrons im hochfrequenten Querfeld für Gleichheit von Periodendauer und Wellenlänge.

Natürlich gelten diese rein statischen Betrachtungen nur solange, als das Querfeld während der Durchlaufzeit θ der Elektronen wirklich konstant bleibt. Liegt an den Ablenkplatten dagegen eine Wechselspannung $E_p \sin \omega t$, deren Periodendauer mit der Laufzeit der Elektronen angenähert zusammenfällt, so bedeutet das, daß das Ablenkfeld während des Durchlaufens der Elektronen nicht mehr

als konstant anzusehen ist. Die sich nunmehr ergebenden Verhältnisse seien an Hand der Abb. 238 erläutert: Betrachtet werde ein Elektron, welches gerade in dem Zeitmoment in das Querfeld eintritt, in dem der Augenblickswert der Spannung E_p Null ist. Mit dem Fortschreiten des Elektrons ändert sich die Spannung jetzt, indem sie zuerst die positive und dann die negative Halbperiode durchlaufen möge, so daß man für das fliegende Elektron die über die obere Ablenkplatte gezeichnete räumliche Spannungsverteilung einzusetzen hat.

Wird zunächst lediglich die positive Halbwelle berücksichtigt, so bewirkt diese eine Ablenkung um den Winkel α' , wonach das Elektron in der gestrichelten Geraden weiterfliegen würde. Betrachtet man andererseits nur die negative Halbwelle, so würde diese das Elektron in entgegengesetzter Richtung um den gleich großen Winkel α'' ablenken. Durchläuft das Elektron beide Halbwellen nacheinander, so entsteht die ausgezogene Bahnkurve, und man erkennt, daß sich nach der vollen Periodendauer die beiden Ablenkungswinkel α' und α'' aufheben, d. h. das Elektron verläßt das Ablenkfeld wieder in seiner ursprünglichen Richtung: Eine Winkelauslenkung des Strahls findet nicht statt und der

Leuchtfleck auf dem Fluoreszenzschirm bleibt in Ruhe, da man die geringe Parallelverschiebung um den Betrag y vernachlässigen kann. Andererseits zeigt die Abbildung, daß die Auslenkung dann am größten ist, wenn das Elektron gerade eine Halbperiode durchlaufen hat. Aus dieser einfachen Betrachtung kann man bereits den Schluß ziehen, daß die Braunsche Röhre bei allen Frequenzen versagen muß, deren Periodendauer gerade mit der Laufzeit der Elektronen durch das Ablenkkfeld übereinstimmt, und daß die Empfindlichkeit dazwischen, d. h. wenn die Laufzeit mit der Halbperiode übereinstimmt, ein Maximum durchläuft.

Eine einfache mathematische Formulierung der vorstehenden Betrachtungen ergibt sich aus folgenden Erwägungen: Würden sich die Elektronen mit Lichtgeschwindigkeit durch das Querfeld hindurchbewegen, so entspräche die Länge einer vollen Periode, wie sie der Betrachtung über die Spannungsverteilung längs der Ablenkplatten zugrunde gelegt ist, gerade einer ganzen Wellenlänge λ . Da sich die Elektronen tatsächlich aber mit einer geringeren Geschwindigkeit v_0 bewegen, erscheint die Spannungsverteilung über den Ablenkplatten im Verhältnis v_0/c verkürzt. Da die Betrachtungen analog auch für mehrere Perioden gelten, lassen sie sich dahin zusammenfassen, daß die Braunsche Röhre völlig unempfindlich wird, wenn die Länge l der Ablenkplatten gerade mit einer oder mit mehreren reduzierten Wellenlänge übereinstimmt, d. h. wenn

$$l_0 = n \lambda \frac{v_0}{c} \quad (n = 1, 2, 3 \dots)$$

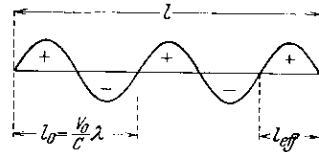


Abb. 239. Effektive Plattenlänge und reduzierte Wellenlänge.

ist. Dazwischen erfolgt jedesmal in dem einer reduzierten Halbwelle entsprechenden Plattenstück eine stärkste Ablenkung, so daß man Empfindlichkeitsmaxima erhält, wenn die Länge l eine reduzierte Halbwelle oder ihr ungerades Vielfaches beträgt, d. h. wenn

$$l_{\max} = (2n - 1) \frac{\lambda}{2} \frac{v_0}{c}.$$

Ist die Frequenz so hoch, daß sich während der Laufzeit mehrere reduzierte Halbwellen über die Ablenkplatten verteilen, dann heben sich jeweils aufeinanderfolgende Halbwellen auf, und es bleibt nur ein kleines, tatsächlich wirksames Stück übrig, das in der Abb 239 als effektive Plattenlänge bezeichnet ist und optimal gleich $\frac{\lambda}{2} \frac{v_0}{c}$ wird. Wendet man auf dieses Stück in grober Annäherung die statischen Gesetze an, so gelangt man zu der Schlußfolgerung, daß die dynamische Empfindlichkeit mit kürzer werdenden Wellen immer mehr absinken muß, weil nämlich die wirksame Plattenlänge immer kleiner wird.

Die genaue mathematische Behandlung des Problems ergibt sich aus dem Ansatz für die transversale Beschleunigung des Elektrons:

$$g = \frac{e E_p}{m a} \sin(\omega t + \omega \vartheta) = g_0 \sin(\omega t + \omega \vartheta),$$

worin mit ωt die zeitliche Änderung des Beschleunigungsfeldes und mit $\omega \vartheta$ seine räumliche Verteilung in bezug auf die sich fortbewegenden

Elektronen bezeichnet sei. Hieraus erhält man für die Größe der dynamischen Empfindlichkeit unter Vernachlässigung ihrer Phasenlage den Ausdruck:

$$A_{\omega} = A_0 \frac{\sin \frac{\varphi}{2}}{\frac{\varphi}{2}},$$

worin der Phasenwinkel φ durch die Kreisfrequenz ω und durch die Elektronenlaufzeit ϑ zu $\varphi = \omega \vartheta$ bestimmt ist. In der Abb. 240 ist die dynamische

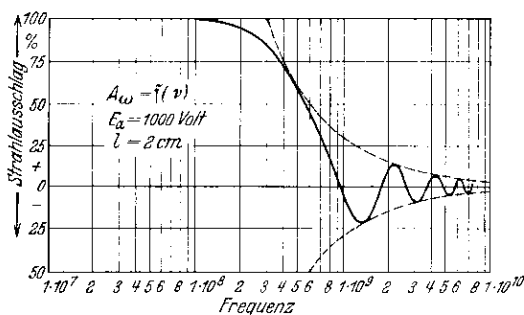


Abb. 240. Dynamische Empfindlichkeit als Funktion der Frequenz nach Hollmann.

Empfindlichkeit als Funktion der Frequenz für eine Plattenlänge von 2 cm und eine Anodenspannung von 1000 V aufgetragen. Die kritischen Frequenzen, bei denen die Röhre versagt, liegen bei $n \cdot 9,6 \cdot 10^2$ Hz entsprechend den Wellenlängen

31,6 cm. Die einzelnen Empfindlichkeitsmaxima nehmen mit $1/\omega$ ab.

In analoger Weise läßt sich die Empfindlichkeit

natürlich auch als Funktion der Strahlgeschwindigkeit v_0 bzw. des Anodenpotentials E_a bei konstanter Frequenz darstellen. Die Abb. 241 zeigt, daß man dann ebenfalls eine Reihe periodisch aufeinanderfolgender

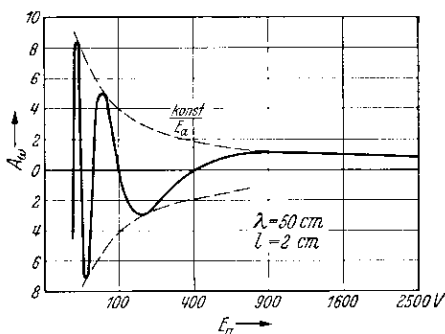


Abb. 241. Dynamische Empfindlichkeit als Funktion der Anodenspannung für 50 cm Welle nach Hollmann.

Maxima mit dazwischen liegenden Nullstellen erhält. Die Empfindlichkeit nimmt jetzt nicht mehr eindeutig mit sinkender Anodenspannung zu, wie es den statischen Verhältnissen entsprechen würde, sondern je nachdem man sich auf eine Nullstelle zu oder von ihr weg bewegt, steigt die Empfindlichkeit oder sie sinkt ab, wobei die Hüllkurve immer noch die rein statische Gesetzmäßigkeit erkennen läßt. Praktisch bedeutet das, daß man beim Arbeiten im Dezimeterwellengebiet durch passendes Abgleichen des Anodenpotentials immer eine

hinreichende dynamische Empfindlichkeit einstellen kann. Selbstverständlich gelten alle diese Betrachtungen nur für sinusförmige Ablenkung. Bei komplizierten Schwingungsvorgängen, die sich aus einer Reihe von Oberschwingungen zusammensetzen, gilt für jede Oberschwingungen ein anderes Ablenkgesetz, so daß die Röhre den ursprünglichen Vorgang nicht mehr naturgetreu wiederzugeben vermag.

Für die kritischen Nullstellen, die im praktischen Betrieb natürlich zu vermeiden sind, gilt die Beziehung

$$\omega \theta = n \cdot 2\pi = \frac{2\pi c}{\lambda} \cdot \frac{l}{6 \cdot 10^7 \sqrt{E_a}},$$

die sich auch in der Form schreiben läßt:

$$\sqrt{E_a} = \frac{500 \cdot l}{n \cdot \lambda}$$

oder

$$\lambda^2 E_a = \frac{\text{const}}{n^2}.$$

Diese Gleichung ist mit der früher an verschiedenen Stellen abgeleiteten erweiterten „Barkhausen-Relation“ identisch (vgl. Band I, Kapitel 3 und 5) und beweist, daß die Braunsche Kathodenstrahlröhre grundsätzlich denselben Inversionserscheinungen unterworfen ist, wie jede andere Elektronenröhre. Nur wird der einfacheren Feldverhältnisse und des Fehlens der Raumladung wegen die hier entwickelte Theorie den wirklichen Verhältnissen weitaus besser gerecht, als es bei konzentrischen Sende- oder Verstärkerröhren der Fall ist, wie Messungen mit der in Abb. 236 dargestellten Anordnung gezeigt haben.

β) Oszillographische Untersuchungen. 1. Die Phasenverhältnisse bei lotrechter Doppelablenkung. Eine zeitliche Auflösung der Ablenkefigur des Elektronenstrahls durch Drehspiegel, bewegte Filmstreifen oder durch eine mit der Ultrahochfrequenz synchronisierte Lotablenkung scheidet bei den herrschenden Schreibgeschwindigkeiten, die einige 1000 km/s betragen, vollkommen aus. Wenn die Schwingungsvorgänge analysiert werden sollen, ist man vielmehr einzig und allein auf die Erzeugung stehender Lissajous-Figuren angewiesen, die bekanntlich erhalten werden, indem der Strahl in zwei aufeinander senkrecht stehenden Koordinatenrichtungen synchron abgelenkt wird.

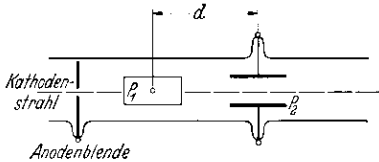


Abb. 242. Ablensystem mit versetzten Lotplatten.

Damit sich die beiden, die lotrechte Doppelablenkung vermittelnden Querfelder gegenseitig nicht durchdringen und sich auch kapazitiv möglichst wenig beeinflussen, ordnet man die Ablensysteme nicht in einer Ebene an, sondern versetzt sie in Richtung des Elektronenstrahls um einen mittleren Abstand d (Abb. 242). Infolge dieser räumlichen Hintereinanderlegung der beiden Lotsysteme P_1 und P_2 tritt aber im Inneren der Röhre eine zusätzliche Phasenverschiebung zwischen den beiden Lotablenkungen auf, denn wegen der endlichen Zeit, die die Elektronen benötigen, um vom ersten Plattensystem zum zweiten zu gelangen, ist die Ablenkung durch P_2 gegen die durch P_1 um den Betrag

$$\tau = d/v_0$$

verzögert, oder als Phasenwinkel ausgedrückt um:

$$\varphi = \omega \tau = \frac{\omega d}{v_0}.$$

Erfolgt die Ablenkung in beiden Koordinaten gleichphasig, so zieht sich die Lissajous-Figur zu einer Geraden zusammen, die im Koordinatensystem auf dem Leuchtschirm unter 45° geneigt ist. Bei normalen Frequenzen liegt dieser Fall z. B. dann vor, wenn beide Plattensätze direkt miteinander verbunden sind und gleiche Spannungen führen. Tritt jedoch eine Phasenverschiebung zwischen den beiden Lotablenkungen ein, gleichgültig ob die Ablenkspannungen gegeneinander phasenverschoben sind, oder ob die Phasenverschiebung ihre Ursache im Inneren der Röhre hat, dann wird die Gerade zu einer Ellipse oder zu einem Kreis auseinandergezogen. Andererseits folgt daraus, daß man nur wenn die innere Phasenverschiebung vernachlässigbar ist, aus der Lissajous-Figur auf die Phasenverhältnisse der beiden Ablenkspannungen schließen kann.

Bei sehr hohen Frequenzen ist die durch die Elektronenträgheit bedingte Phasenverschiebung an sich unvermeidlich. Soll die Röhre

trotzdem phasenrein arbeiten, muß die Bedingung eingehalten werden, daß der innere Phasenwinkel ganze Vielfache von 180° beträgt. Als Bedingung für Phasenreinheit erhält man also:

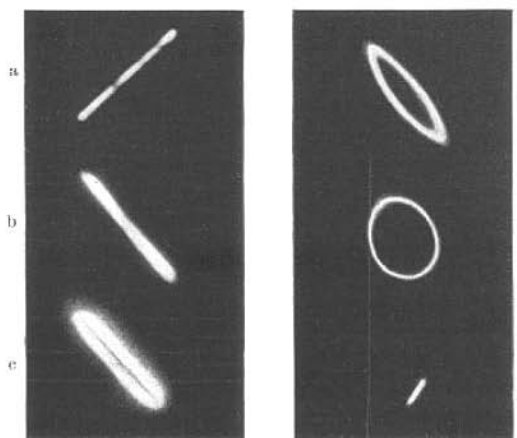
$$\psi = \frac{\omega d}{v_0} = n \cdot \pi,$$

Drückt man ω durch λ aus, so erhält man für die Phasenkompensation als günstigsten Abstand:

$$d = n \frac{v_0 \lambda}{c} \cdot \frac{1}{2}.$$

Ebenso wie die optimale Plattenlänge $l_{\max}$ soll der gegenseitige Abstand der Plattensysteme demnach

Abb. 243. Statische Kennlinie a und Inversionskennlinien b–f einer Braunschen Röhre.



ein Vielfaches der um den Reduktionsfaktor v_0/c verkürzten Halbwelle betragen. Aus dieser Bedingung resultieren analog vorher bestimmte Strahlgeschwindigkeiten oder entsprechende Anodenpotentiale, die bei miteinander verbundenen Ablenkplattensätzen eine lineare Ablenkfigur ergeben müssen, während dazwischen elliptische und kreisförmige Ablenkfiguren zu erwarten sind.

Zur Veranschaulichung dieser Erscheinung sind in der Abb. 243 verschiedene Ablenkfiguren wiedergegeben, die mit Ausnahme von Abbildung a bei einer Wellenlänge von 84 cm und mit direkt verbundenen Platten, d. h. mit an sich gleichphasigen Ablenkspannungen erhalten wurden. Um das statische Koordinatensystem festzulegen, ist in Abbildung a der bei 50 Hz auftretenden, unter 45° geneigte Strich gezeigt. Bei $E_a = 1200$ V und $\lambda = 84$ cm entsteht die Gerade b, die gegenüber der statischen Kennlinie a um 90° geschwenkt ist: Hier liegt also bereits

eine einmalige Inversion der Charakteristik vor. Bei dem höchstzulässigen Anodenpotential von 1500 V entsteht die Figur *c*, die bereits eine Aufspaltung des Striches *b* erkennen läßt, und darauf hinweist, daß die Lissajous-Figur bei sehr hohen Spannungen tatsächlich in die statische Charakteristik *a* übergehen würde. Die Abbildungen *d*—*f* gelten für niedrigere Anodenpotentiale, und man erkennt, wie sich die dynamische Kennlinie über eine Ellipse *d* bei $E_a = 800$ V und den Kreis *e* bei 550 V wieder zur Geraden *f* bei 230 V zusammenzieht. Die letzte Kennlinie hat wieder dieselbe Orientierung wie die statische Kennlinie *a* und stellt damit eine „ultradynamische Charakteristik zweiter Ordnung“ dar, bei welcher die innere Phasenverschiebung gerade 360° beträgt. Gleichzeitig erkennt man in den verschiedenen Abbildungen mit abnehmendem Anodenpotential deutlich die sinkende Empfindlichkeit, denn die Figuren werden trotz gleichbleibender Hochfrequenzspannung immer kleiner. Die Röhre arbeitet also auf einem absteigenden Ast der Empfindlichkeitskurve nach Abb. 241.

2. *Kompensation der Phasenverschiebung.* Beim praktischen Arbeiten mit der Braunschen Röhre bedeutet die Kompensation der inneren Phasenverschiebung, die durch passendes Abgleichen des Anodenpotentials für jede Frequenz besonders vorgenommen werden muß, eine unerwünschte Komplikation, die zudem dann besonders ins Gewicht fällt, wenn die Plattenabmessungen zufällig so liegen, daß die entsprechende Anodenspannung gerade ein Empfindlichkeitsminimum verursacht. Diesem Übelstand läßt sich zwar durch geeignete Bemessung der Plattenlänge und des mittleren Plattenabstands *d* derart, daß beide Optima zusammenfallen, begegnen. Durch das in Abb. 244 schematisch angegebene Ablenkensystem ist jedoch eine von v_0 unabhängige Kompensation der inneren Phasenverschiebung zu erzielen. Dieses Plattensystem unterscheidet sich von der ursprünglichen Anordnung der Abb. 242 dadurch, daß eines der Plattenpaare, nämlich P_2 , in zwei gleiche Teile aufgelöst ist, die in gleichen Abständen d' und d'' zu beiden Seiten des anderen Plattenpaares P_1 angebracht sind. Beim Durchlaufen der Strecke d' tritt nun eine Phasenverschiebung um den Winkel $\psi' = \frac{\omega d'}{v_0}$ ein. Die Strecke d'' wird in umgekehrter Richtung durchlaufen und bewirkt eine Phasendrehung um den Winkel $\psi'' = -\frac{\omega d''}{v_0} = -\psi'$. Die beiden Phasenwinkel heben sich also unabhängig von v_0 und bei allen Frequenzen gegenseitig auf, so daß die Röhre unter allen Umständen phasenrein arbeiten muß. Die Abb. 245 zeigt die praktische Ausführung einer Kathodenstrahlröhre für Ultrakurzwellen mit kompensiertem Phasenfehler.

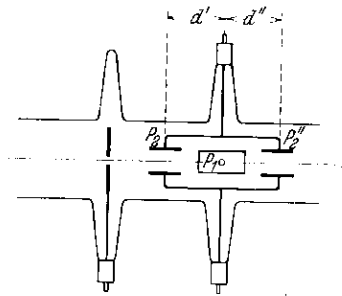


Abb. 244. Ablenkplattensatz mit Kompensation der inneren Phasenverschiebung nach Hollmann.

Mit der Aufteilung von P_2 ist allerdings eine gewisse Komplikation der dynamischen Ablenkverhältnisse verbunden, da die beiden Plattenteile P_2' und P_2'' nicht unmittelbar hintereinander liegen, sondern in einem gewissen Zeitabstand nacheinander durchlaufen werden. Wenn man die Verhältnisse aber so wählt, daß die Zeit, welche ein Elektron vom Verlassen von P_2' bis zum Eintritt in P_2'' benötigt, gerade gleich einer vollen Periodendauer ist, verhält sich das aufgeteilte Plattensystem ebenso wie ein zusammenhängendes. Zweckmäßig verbindet man diese Bedingung mit dem Empfindlichkeitsoptimum von P_1 , und da dieses dann auftritt, wenn l_1 eine reduzierte Halbwelle beträgt, wird man den Abstand der Plattensätze P_2' und P_2'' gleich einer reduzierten Ganzwelle, d. h. gleich $2 \cdot l_1$ machen.

Wenn man für die Zeit τ , die der Elektronenstrahl zum Fortschreiten von einem zum anderen Plattenpaar benötigt, eine halbe Periode ein-

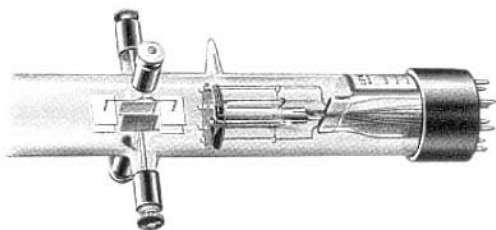


Abb. 245. Kathodenstrahlröhre mit kompensiertem Phasenfehler (Leybold und von Ardenne Oszillogr. Ges.).

setzt, fällt die Laufzeit nur im Ultrakurzwellengebiet ins Gewicht. Bei Phasenmessungen verursachen jedoch schon Bruchteile einer Periode merkliche Fehler. Soll z. B. der durch die Phase bedingte Fehler bei Messung der Spannung unter 1% bleiben, dann darf man höchstens mit Wellenlängen gleich dem 200fachen der Inversionswelle arbeiten. Das ergibt für eine Anodenspannung von 2000 V und für einen Abstand der Plattensätze von 3 cm eine höchstzulässige Welle von 136 m. Schon im Kurzwellengebiet erweist sich die beschriebene Kompensationsröhre demnach unter Umständen als vorteilhaft.

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß auch Kathodenstrahlröhren mit Gasstriktion scharf gezeichnete Ablenkbilder geben, obwohl zwischen der statischen Ablenkung und zwischen dem hier vorliegenden Frequenzgebiet bei etwa 10^5 — 10^6 Hz ein Bereich liegt, in dem die Striktion versagt, und in dem der Leuchtfleck an Schärfe verliert. Die Erklärung für die bei Ultrahochfrequenz erneut wirksam werdende Gasstriktion ist darin zu erblicken, daß die Ablenkfigur schließlich schneller umschrieben wird, als es der Abbauzeit des strahlkonzentrierenden positiven Raumladungsschlauches, der den Elektronenstrahl umgibt, entspricht. Die positive Raumladung braucht also nicht an jeder Stelle neu aufgebaut zu werden, sondern bleibt gewissermaßen als Mantel eines Kegels o. dgl., der die Ablenkfigur als Grundfläche hat, im Gasraum stehen.

γ) **Lissajous-Analyse von Ultrahochfrequenz.** Aus den oben abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten, wonach die Phasenbeziehungen nur für eine bestimmte Kreisfrequenz gelten, folgt unmittelbar, daß die Kathodenstrahlröhre bei Ultrahochfrequenz nur bei sinusförmiger Strahl-
ablenkung phasenrein arbeiten kann. Umgekehrt bietet sich, sobald die Ablenkspannung nicht sinusförmig ist, die interessante Möglichkeit, eine harmonische Analyse der ultrahochfrequenten Ablenkspannungen vorzunehmen [36 b]. Zu diesem Zweck verbinde man die Lotplattensätze durch möglichst kurze Drähte, womöglich innerhalb der Röhre, und stelle das Anodenpotential so ein, daß als Lissajous-Figur ein Kreis entsteht, d. h. daß der ultradynamische Phasenwinkel für die Grundschwingung $\omega_0 = \pi/2$ ist. Dann haben die Oberschwingungen je nach ihrer Ordnungszahl n die Phasenwinkel:

$$\psi_n = \frac{n \cdot \omega_0 \cdot d}{v_0} = n \cdot \frac{\pi}{2}.$$

Dementsprechend ergeben sich für die verschiedenen Oberwellen entweder ebenfalls Kreise, die jedoch in verschiedenem Drehsinn beschrieben werden, oder Geraden, die von rechts nach links, oder umgekehrt verlaufen können. Diese Lissajous-Figuren, welche die einzelnen Oberwellen für sich alleine erzeugen würden, sind über den Grundkreis zu superponieren, und so entstehen „ultradynamische Lissajous-Figuren“, aus deren Gestalt man Ordnungszahl und Amplituden der vorhandenen Oberwellen und damit den Klirrfaktor der Ablenkspannung entnehmen kann.

An zwei einfachen Beispielen sei Entstehung und Aussehen derartiger ultradynamischer Ablenkfiguren gezeigt: In den Abb. 246 und 247 beschreibt die Grundschwingung den gestrichelten Kreis, der im Uhrzeigersinn durchlaufen werde. Zunächst sei der Grundwelle die zweite Oberschwingung mit der Frequenz $2\omega_0$ überlagert. Dementsprechend hat die Oberwelle einen doppelt so großen Phasenwinkel, nämlich π und würde für sich allein eine Gerade ergeben, die in der Abb. 246 mit willkürlich angenommener Amplitude eingezeichnet ist. Durch vektorielle Addition der zugeordneten Momentanwerte der Ablenkungen entsteht die stark ausgezogene Lissajous-Figur, deren Form für das Vorhandensein der zweiten Oberwelle typisch ist. Abb. 247 zeigt die Verhältnisse, wenn eine starke dritte Oberschwingung vorhanden ist. Allein würde diese Oberwelle mit der Frequenz $3\omega_0$ den ebenfalls gestrichelt eingezeichneten Kreis ergeben, da ihr Phasenwinkel gleich $3\pi/2$ ist, und der infolgedessen in umgekehrtem Sinn wie der Grundkreis durchlaufen wird. Durch vektorielle Zusammensetzung beider Figuren entsteht die dargestellte Sternfigur. Je nach der Kurvenform der Ablenkspannung können auf die beschriebene Weise die kompliziertesten Lissajous-

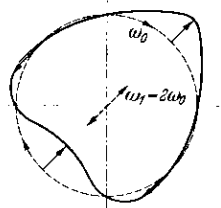


Abb. 246. Lissajous-Figur mit der zweiten Oberwelle.

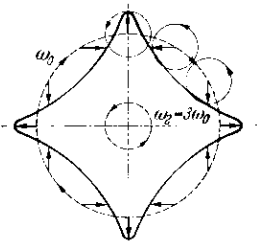


Abb. 247. Lissajous-Figur mit der dritten Oberschwingung.

Figuren entstehen, aus deren Gestalt sich Ordnungszahl und Amplituden der Oberschwingungen bestimmen lassen.

Damit die richtige Grundeinstellung erhalten werden kann, muß die Beziehung erfüllt werden:

$$\psi_0 = \frac{\omega_0 \cdot d}{v_0} = \frac{\pi}{2},$$

woraus die Wellenlänge, die sich nach diesem Verfahren analysieren läßt, folgt zu:

$$\lambda_m = \frac{20 \cdot d_{\text{cm}}}{\sqrt{E_a}}.$$

Bei handelsüblichen Kathodenstrahlröhren ($E_a = 1000$ V und $d = 3$ cm) ergibt das eine Welle von 1,9 m. Besondere Kathodenstrahlröhren mit großem Abstand zwischen den Lotplatten ermöglichen die Lissajous-Analyse sogar noch im Kurzwellengebiet.

e) Glimmlampen und Funkenstrecken.

Die Zünd- und Löschspannung von Glimmlampen, die meist mit Neon und Argon gefüllt sind, ist als genau zu definierender Spannungswert zur Messung oder Einhaltung einer bestimmten Scheitelspannung bei Ultrahochfrequenz nicht geeignet, weil die Zünd- und Löschvorgänge oberhalb etwa 10^7 Hz stark frequenzabhängig sind. So läßt sich beispielsweise eine Glimmentladung in einer Neonatmosphäre mit Ultrahochfrequenz bis herunter zu 15 V erzeugen und unterhalten [37], während die statische Zündspannung über 100 V liegt. Diese Erniedrigung der Brennspannung ist darauf zurückzuführen, daß die Elektronen im ultrahochfrequenten Wechselfeld hin- und herpendeln und ihre ionisierende Wirkung vervielfachen. Zudem ist die Abbauzzeit der Raumladung sehr viel länger als die Periodendauer, so daß eine neue Halbwelle das Gas fast noch voll ionisiert antrifft und keine neuen Elektronen zu bilden braucht. Nur bei qualitativen Untersuchungen, z. B. beim Abtasten von Antennen oder Energieleitungen zwecks grober Feststellung der Potentialverteilung, sind Leuchttröhrchen zu gebrauchen.

Die Überschlagsspannung von Funkenstrecken kann nur als rohes Maß für genügend hohe Hochfrequenzspannungen angesehen werden. Bei Frequenzen oberhalb etwa 10^7 Hz tritt ein einpoliger Flammenbogen auf, der von der betreffenden Elektrode aus frei in die umgebende Luft brennt und von dem kapazitiven Strom getragen wird [38].

Im Anschluß hieran sei noch auf die Verwendung des elektro-optischen Kerr-Effekts zur Spannungsmessung bei sehr hohen Frequenzen hingewiesen [39]. Die zu messende Spannung wird dabei an die Elektroden einer Kerr-Zelle gelegt, und die Veränderungen des durch die Zelle und zwei Nicolsche Prismen oder Polarisationsfilter hindurchgehenden Lichtstromes werden mittels einer Photozelle beobachtet. Das Verfahren ist zwar bis in den Ultrakurzwellenbereich brauchbar, erscheint jedoch hinsichtlich Handhabung und Aufbau zu kompliziert, zumal auch der Leistungsaufwand wegen der Kapazität der Kerr-Zelle und des Verlustwinkels des Nitrobenzols erheblich ist.

Zum Abschluß dieses Abschnittes über die Spannungsmessung seien die verschiedenen Methoden mit ihrem jeweiligen Leistungsverbrauch und mit der prozentualen Meßgenauigkeit gegenüber Eichung mit Niederfrequenz zusammengestellt [40]:

Zu messende Spannung	Instrument oder Verfahren	Verbrauch Watt	Genauigkeit in %
10 mV	Kompensiertes Audion	10^{-12} 10^{-9}	20
	Thermovoltmeter		
0,1 V	Audion	10^{-8}	20
	Thermovoltmeter	10^{-2}	
	Zweipolröhre	10^{-6}	5
1 V	Verschiedene Röhren-voltmeter	10^{-8} — 10^{-5}	—
	Thermovoltmeter	10^{-2}	—
	Zweipolröhre	10^{-6} — 10^{-4}	5
10 V	Röhrenvoltmeter	10^{-5}	—
	Fadenelektrometer	—	—
	Braunsche Röhre	—	2
	Zweipolröhre mit Kompensation	—	5
100 V	Anodengleichrichter	10^{-2}	—
	Zweipolröhren	10^{-5} 10^{-2}	—
	Elektrometer	—	—
	Braunsche Röhre	—	2

4. Frequenz- und Wellenmessung.

A. Die Meßmethoden der normalen Hochfrequenztechnik.

a) Aussiebung von Oberwellen.

In der normalen Hochfrequenztechnik und bis ins Gebiet der kurzen Wellen sind die Methoden der Frequenzmessung zu einem hohen Grad der Vollkommenheit und Genauigkeit entwickelt worden, besonders, seitdem man dazu übergegangen ist, von Grundnormalien verhältnismäßig niedriger Frequenz auszugehen, und die zu messende Frequenz mit Oberschwingungen dieser Normalresonatoren oder Normaloszillatoren zu vergleichen. In Deutschland werden als Frequenznormalien vorwiegend Leuchtquarzresonatoren verwendet, wie sie von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt mit einer absoluten Genauigkeit von $0,01\%$ entwickelt sind, in Amerika und England benutzt man vielfach Vakuumquarze oder Stimmgabeln in Oszillatorschaltungen. Die Wahl einer niedrigen Normalfrequenz von beispielsweise 150 kHz erfolgt erstens, weil sich Normalien für höhere Frequenzen bisher noch nicht mit der erforderlichen Genauigkeit herstellen lassen, und zweitens, weil sich ein für diese Größenordnung bestimmter Meßsender besser bauen und konstanthalten läßt. Der Anschluß der zu messenden Frequenz an die Normalfrequenz geschieht durch Aussieben harmonischer Ober-

schwingungen recht hoher Ordnungszahlen, die bei einer Welle von 10 m beispielsweise $n = 200$ beträgt.

Die von verschiedenen Seiten entwickelten Präzisionsmeßverfahren unterscheiden sich im Grunde nur durch die Art und Weise, wie die Harmonischen, die man am besten auf Verschwinden des Interferenztönen einstellt, bestimmt werden. Kann man ihre Ordnungszahl nicht angenähert durch eine Grobmessung erfassen, dann muß man so vorgehen, daß man die unbekannte Harmonische einer veränderlichen Hilfsfrequenz ν_1 mit der zu messenden Frequenz ν zur Interferenz bringt, so daß ist:

$$n \cdot \nu_1 = \nu.$$

Alsdann stellt man die Hilfsfrequenz auf die $n \pm 1$. Harmonische ein, d. h.

$$(n \pm 1) \nu_2 = \nu.$$

Hieraus bestimmt sich dann die Ordnungszahl:

$$n = \frac{\nu_2}{\nu_1 \cdots \nu_2}.$$

Nummehr sind die beiden Hilfsfrequenzen ν_1 und ν_2 durch Anschluß an die durch Leuchtresonatoren gesicherten Normalfrequenzen zu ziehen [41].

Sollen derartige Messungen bis ins Ultrakurzwelligegebiet ausgedehnt werden, dann entsteht leicht die Gefahr, daß die Intensität der von einem Meß- oder Hilfssender gelieferten Oberschwingungen zu gering wird, um zur direkten Überlagerung mit der Meßfrequenz verwendet werden zu können. In diesem Fall hilft man sich durch Zwischenschalten eines Kurzwellessenders auf etwa 20 m Wellenlänge, der seinerseits in der angegebenen Weise mit höchster Genauigkeit gemessen wird. Die Bestimmung der Ordnungszahl der benutzten Oberschwingung wird im Ultrakurzwelligegebiet durch Zuhilfenahme eines Lecher-Systems sehr erleichtert. Auf diesem Wege kann bis zu Wellen von rund 2 m herab eine Meßgenauigkeit von etwa 0,001 % erreicht werden.

Bei einem anderen Verfahren, welches zwar eine etwas geringere Genauigkeit gibt, dafür aber hinsichtlich Aufwand und Handhabung wesentlich einfacher ist, wird die zu messende Welle zunächst mit einem Grobwellenmesser festgestellt, der in Dreipunktschaltung erregt wird, und bei einem sehr großen Umfang von 6—3600 m eine verhältnismäßig geringe Genauigkeit von $\pm 0,5\%$ hat. Mit einem zweiten, als Feinwellenmesser ausgebildeten Generator erfolgt dann die genaue Bestimmung der Meßwelle auf 0,01 %, indem der Feinwellenmesser mit dem Grobwellenmesser zur Interferenz gebracht wird, und zwar je nach der Meßwelle mit gleicher oder mit Oberwellen [42]. Da die Welle durch die Grobmessung angenähert vorbekannt ist, weiß man im Voraus die Ordnungszahl der Harmonischen, die in den Bereich des Feinwellenmessers fällt. Das Prinzip, welches die angegebene Meßgenauigkeit sichert, beruht im Grunde darauf, daß der Feinwellenmesser nur einen schmalen Wellenbereich, dessen Grenzen sich wie 1:2 verhalten, zu bestreichen braucht, um immer eine Oberwelle des Grobwellenmessers zu treffen, und daß sich für einen Generator ein so schmaler Wellenbereich leicht mit hinreichender Genauigkeit und Konstanz bauen läßt.

Von verschiedenen Seiten ist eine optische Methode zur Bestimmung der Harmonischen eines Piezoquarzes angegeben worden [43]. Dieselbe beruht darauf, daß der Piezoquarz in einer Flüssigkeit hochfrequente Kompressionswellen erzeugt, die infolge der sich ergebenden optischen Inhomogenitäten für einen die Flüssigkeit durchsetzenden Lichtstrahl wie ein optisches Beugungsgitter wirken, wobei die Ultraschallwelle die Bedeutung der Gitterkonstanten hat. Auf einem Schirm entstehen Beugungsbilder, deren Streifenabstand ein Maß für die Oberschwingung, in welcher der Piezoquarz erregt wird, darstellt. Die bisherigen Versuche mit einer Grundwelle von 823 m haben zwar nur bis zur 69. Harmonischen, d. h. bis zu $\lambda = 11,8$ m geführt, was einer Ultraschallwelle von $3 \cdot 10^3$ cm entspricht [44], doch ist zu erwarten, daß sich diese Methode im Bedarfsfall noch auf höhere Grundfrequenzen oder auf höhere Ordnungszahlen ausdehnen läßt.

b) Piezoresonatoren.

Zur genauen Bestimmung hoher Frequenzen haben sich Quarzkristalle als leicht anzuregende Resonatoren von außerordentlich schwacher Dämpfung sehr bewährt. Die einfachste Art, um zu erkennen, wann eine Quarzplatte Selbstschwingungen ausgeführt und mit der sie erregenden Frequenz in Resonanz gerät, besteht darin, sie in eine verdünnte Neonatmosphäre zu bringen, in der wegen der hohen piezoelektrischen Spannungen glimmlichtartige Leuchterscheinungen auftreten. Bei Verwendung kreisplattenförmiger Leuchtquarznormale stößt man auf erhebliche Schwierigkeiten, denn neben einer mehr oder weniger ausgeprägten Hauptwelle, wie sie sich aus der Dicke der Quarzplatte errechnet, findet man zahlreiche Nebenwellen vertreten, die sich durch das sie begleitende Glimmlicht nicht von der Hauptwelle unterscheiden. Der Grund für derartige Mehrwelligkeiten ist darin zu suchen, daß die elektrische Achse des Quarzes nicht mit seiner optischen zusammenfällt, und daß ein Piezoquarz senkrecht zur elektrischen Achse geschnitten werden muß. Innerhalb der Schleifebene ist der Elastizitätsmodul E nicht mehr gleichförmig, so daß die Quarzplatte in ihren verschiedenen Radialrichtungen verschieden dicht beieinander liegende Eigenfrequenzen besitzt. Zwar gelingt es im Gebiet längerer Wellen, Platten mit eindeutiger Eigenfrequenz dadurch zu erhalten, daß man an Stelle der Kreisform eine bestimmte Umrundungskurve einführt, die entsteht, wenn man die Größe $\sqrt{E}$ vom Mittelpunkt aus nach allen Richtungen aufträgt [45]. Im Gebiet der kurzen Wellen und ultrakurzen Wellen sind die Resonatoren aber nur Bruchteile eines Millimeters stark (vgl. Bd. I, Kap. 2, Abschnitt 3, D, c), und eine bestimmte Randfigur ist technisch nur schwer herzustellen, so daß man nach einem geeigneteren Material suchen mußte. Dieses wurde im Turmalinkristall gefunden, dessen elektrische Achse mit der optischen zusammenfällt. Trägt man hier die Größe $\sqrt{E}$ von einem Mittelpunkt nach allen Seiten auf, so erhält man als Randkurve einen Kreis und kann daher ohne Bedenken kreisförmige Platten als Resonatoren benutzen.

Wenn man solche Turmalinresonatoren in verdünntes Edelgas, z. B. in Neon bringt, zeigen sich zwar ähnliche Leuchterscheinungen wie bei Quarz, doch ist die Ankoppelung des Resonators an den Meßsender und die richtige Dosierung des Gasdrucks überaus kritisch. Da nämlich die Ersatz-Selbstinduktion des Kristalls mit der dritten Potenz seiner Dicke wächst, während die Kapazität der Dicke umgekehrt proportional ist, liefern dünne Resonatorplättchen verhältnismäßig geringe piezoelektrische Resonanzspannungen und um deutliche Leuchterscheinungen zu erhalten, sind so hohe Anregungsspannungen erforderlich, daß diese bereits das Gas ionisieren und ein Nebenleuchten verursachen, das auch außerhalb der Resonanz bestehen bleibt. Das Eintreten der Resonanz kann man dann nur schwer an der Veränderung der schon vorhandenen Leuchterscheinung feststellen. Außerdem werden die Verhältnisse noch durch die Abhängigkeit der Zünd-, Lösch- und Brennschaltung von der Frequenz und vom Gasdruck beeinträchtigt (s. S. 248).

Eine wesentliche Verbesserung wird erzielt, wenn man die Energieentziehung, die ein Piezokristall bei Resonanz auf das ihn erregende

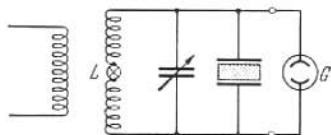


Abb. 248. Schema eines Turmalinwellenmessers.

Schwingungssystem ausübt, zur Anzeige ausnutzt. Soll der Turmalin als Resonator Verwendung finden, dann wählt man als erregendes System zweckmäßig einen Schwingungskreis, der ungefähr auf die Turmalinwelle abgestimmt ist und von der Meßwelle erregt wird. Der Turmalinkristall befindet sich in einer geeigneten Fassung und wird mit dem Schwingungskreis z. B. auf die aus Abb. 248 ersichtliche Weise galvanisch gekoppelt [46]. Unter Umständen ist ein besonderer Schwingkreiskondensator überflüssig und kann durch die Kapazität des Turmalins ersetzt werden. Als Schwingungsindikator kann man nach Belieben entweder eine Glimmlampe G verwenden, die auf die Resonanzspannungen anspricht, oder ein Glühlämpchen L , das vom Resonanzstrom durchflossen wird. Da der Schwingungskreis sehr viel stärker gedämpft ist als der Turmalinkristall, leuchtet das Glühl- oder das Glimmlämpchen schon auf, wenn der Kreis mit einer, von der Turmalinwelle noch ziemlich abweichenden Senderwelle erregt wird. Fällt die Erregerfrequenz aber mit der Turmalinfrequenz zusammen, dann entzieht der Turmalin dem Kreis einen beträchtlichen Teil seiner Schwingungsenergie, und das Lämpchen erlischt oder wird dunkler, um nach Überschreiten der Resonanz wieder auf die alte Helligkeit zu kommen. Bei der schwachen Dämpfung des Turmalins, die sich außerdem durch Einbringen ins Vakuum noch um etwa 35% vermindern läßt, und in Anbetracht dessen, daß die Helligkeit eines Stromindikatorlämpchen eine Funktion der 6. Potenz des Speisestroms ist (s. S. 221), ist die Resonanzeinstellung außerordentlich scharf und kann bis auf 0,02% genau vorgenommen werden. Vermutlich läßt sich diese Genauigkeit noch weiter treiben, wenn man die Helligkeit des Glühlämpchens nach Art eines Photoamperemeters mit einer Photozelle objektiv mißt. Mehrwelligkeiten und Unsymmetrien sind bei diesem Verfahren nicht mehr zu beobachten.

Um die Verwendung allzudünnere Platten zu umgehen, die abgesehen von der schwierigen Herstellung noch den Nachteil besitzen, daß sie durch die absorbierte Energie, die sonst von dem Lämpchen aufgenommen wird, stark erwärmt werden, liegt es nahe, für die Messung ultrakurzer Wellen Oberschwingungen dickerer Platten auszunutzen, und tatsächlich reicht die Energieabsorption in der beschriebenen Anordnung auch bei Verwendung von Oberwellen noch aus, vor allem bei geradzahligen Oberschwingungen, während sich ungeradzahlige Harmonische nicht so leicht erregen lassen. Auf diese Weise ist es gelungen, mit einer Turmalinplatte, deren Dickenschwingungen bei einer Welle von 61,68 m lagen, die 6. Harmonische, das entspricht einer Welle von 8,71 m, zu messen. Ferner bietet die Einstellung auf Oberwellen noch den Vorteil, daß man mit einem einzigen Resonator in Verbindung mit auswechselbaren Schwingungskreisen mehrere geradzahlige Oberwellen festlegen kann.

c) Absorptionswellenmesser.

Das einfachste Wellen- und Frequenzmeßgerät ist der quasistationäre Resonanzkreis, dessen Eigenwelle nach der Thomsonschen Formel:

$$\lambda = 3 \cdot 10^{10} \cdot 2 \pi \sqrt{L \cdot C}$$

nur von der konzentrierten Kapazität und Induktivität des Schwingungskreises abhängt, wenn man den Dämpfungswiderstand vernachlässigen kann. Bei ultrakurzen Wellen besteht der Abstimmkondensator im allereinfachsten Fall lediglich aus zwei halbkreisförmigen und gegeneinander schwenkbaren Platten oder aus zwei Kreisplatten mit veränderlichem Abstand, so daß die Kapazität leicht zu errechnen ist, und auch die Induktivität, die zu einem einzigen Drahttring oder Drahtbügel zusammenschrumpft, ist ihrer einfachen geometrischen Form wegen der Berechnung gut zugänglich. Trotzdem geben die so erhaltenen Werte, in die Thomsonsche Formel eingesetzt, die Resonanzwelle nur sehr ungenau wieder weil die C - und L -Werte so klein sind, daß die Streu- und Eigenkapazitäten des Induktivitätsbügels und die Eigeninduktivität des Kondensators mit in Betracht gezogen werden müssen oder mit anderen Worten: Die Annahme einer punktförmig konzentrierten Induktivität und Kapazität ist nicht mehr erfüllt, und die Schwingkreiselemente sind keine Konstanten mehr. Da diese theoretisch nur schwer zu erfassenden Werte um so mehr hervortreten, je kürzer die Wellenlänge ist, kann man die Thomsonsche Formel im Ultrakurzwellengebiet nur zu einer rohen Berechnung der Wellenlänge verwenden. Bei höheren Ansprüchen an Genauigkeit kommt nur die unmittelbare Eichung mit dem Lecher-System oder noch besser auf Grund von Interferenz mit den Oberschwingungen einer langen Eichwelle in Betracht. Zweckmäßig nimmt man den Nachweis der Interferenz nicht mit Tonfrequenz vor, sondern mit einer Mittelfrequenz von etwa 30 kHz, die man mit Verstärker und Gleichrichter anzeigt. Dann reicht eine Konstanz des Eichsenders von 0,5% für die Dauer einer Messung aus.

Einfache Resonanzkreise für Ultrakurzwellen sind schon in Kapitel 5, Abschnitt 2 A, besprochen und gezeigt worden. Um eine scharfe Resonanzeinstellung zu erhalten, muß man die Dämpfung des Gesamtkreises

durch Verwendung hochwertiger Isolierstoffe und durch verlustfreien Aufbau niedrig zu halten suchen. An Stelle von Indikatoren, die unmittelbar auf den Resonanzstrom ansprechen, koppelt man entweder einen aperi-

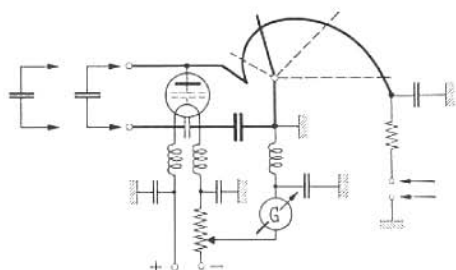


Abb. 249. Schema eines Resonanzwellenmessers mit Zweipolröhre nach Rohde.

man die Resonanzlage entweder am Rückgang des Schwingstroms im Senderkreis, oder am Abfall oder Anstieg der Röhrenströme, d. h.

beim Rückkoppelsender des Gitterstroms, beim Bremsender des Bremsstroms oder beim Magnetron des Anoden- oder Endplattenstroms.

In Abb. 249 ist die Verbindung eines Wellenmesserkreises mit einer Zweipolröhre wiedergegeben [47]. Die Abstimmung erfolgt durch Änderung der Selbstinduktion und zwar durch Abgreifen an einer Spirale, um eine Skalenentzerrung zu erhalten, d. h. um die Wellenänderung in Prozent des Drehwinkels über die ganze Skala annähernd konstant zu machen. Durch Zusatzkondensatoren wird in vier Meßbereichen eine Wellenskala von 30 bis



Abb. 250. Ansicht eines Wellenmessers nach dem Schema der Abb. 249 für einen Wellenbereich von 30–550 cm aus dem Physikalisch-Technischen Entwicklungslaboratorium, München.

550 cm umfaßt, wobei das Wellenverhältnis jedes Bereichs mit Rücksicht auf das prozentische Verhältnis und die Dämpfung nur zu etwa 1 : 2,3 gewählt werden kann. Die Dämpfung liegt im Mittel unter 0,06.

Das Äußere eines derartigen Wellenmessers gibt die Abb. 250 wieder. Sämtliche Teile sind an einer Metallplatte montiert, so daß eine

Abschirmung gegen Handkapazität stattfindet. Die Skala zeigt direkt die gemessene Welle in Zentimetern an. Das eingebaute Meßinstrument von 10^{-4} A Endausschlag macht das Gerät äußerst empfindlich. Meßfehler entstehen durch kapazitive Beeinflussungen und durch zu feste Kopplung mit dem Meßkreis. Nur bei Strahlungskopplung ist diese Störung zu vernachlässigen, doch reicht dann oft die Energie nicht aus. Um auch bei schwachen Generatoren das Auffinden einer unbekannten Welle zu erleichtern, ist eine besondere Nahkopplung vorgesehen, bei welcher die Welle zwar nur auf 4–8% stimmt. Für genauere Messungen geht man dann auf die fest eingebaute lose Kopplung über, für welche die Eichung stimmt, auch wenn die Zuleitung zufällig eine stehende Welle trägt oder $\lambda/2$ lang ist.

Verbindet man Stator und Rotor eines normalen Neutrodonkondensators von 10–20 pF Maximalkapazität durch ein nur wenige Zentimeter langes Drahtstückchen, so entsteht ein Absorptionskreis, der bis zu Wellen von etwa 50 cm herunterreicht [48]. Im Wellengebiet von wenigen Dezimetern sind dagegen nur kurze Lecher-Drähte oder auf dem Prinzip der konzentrischen Rohrleitung fußende Wellenmesser noch brauchbar.

d) Superregenerativ-Wellenmesser.

Mit einem einfachen Absorptionswellenmesser erreicht man im allgemeinen keine größere Genauigkeit als – 0,5%. Wenn man den Meßkreis dagegen durch eine Röhre zum Selbstschwingen bringt und mittels Interferenz auf Tonminimum einstellt, läßt sich die Genauigkeit ungefähr

um eine Größenordnung höher treiben. Bei ultrakurzen Wellen setzt die Interferenzmethode freilich eine sehr gute Wellenkonstanz voraus, wie sie im allgemeinen im Gebiet unter 2 m nicht mehr vorhanden ist. Hier läßt sich durch Anwendung des Superregenerativ- oder Pendelrückkoppelprinzips (vgl. Kapitel I, Abschnitt I, D) eine gewisse Verbesserung erzielen. Die Einstellung auf Resonanz mit einer einfallenden Welle wird dann durch Beobachtung des Superregenerativrauschens mit einer an die Interferenzmethode heranreichenden Genauigkeit ermöglicht [49]. Entweder hört man das Superregenerativrauschen direkt mit einem Telephon ab, oder man mißt die Lautstärke objektiv mit einem niederfrequent arbeitenden Thermo- oder Gleichrichterinstrument; unter Umständen genügt sogar schon der starke Rückgang des Anodenstroms, der infolge des labilen Zustands, in dem sich ein Superregenerativempfänger befindet, gegenüber allen äußeren Beeinflussungen sehr empfindlich ist. Die Abb. 251 zeigt die praktische Schaltung eines Superregenerativ-Wellenmessers, dessen Meßkreis von zwei im Gegentakt arbeitenden Röhren erregt wird, während für die Pendelfrequenz ein besonderer Generator vorgesehen ist.

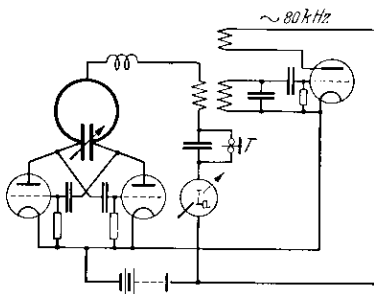


Abb. 251. Superregenerativ-Wellenmesser nach Ataka.

B. Stehende Wellen auf Paralleldrähten.

a) Das Paralleldrahtsystem als Wellenmesser.

Die quasistationären Meßmethoden versagen bei den kürzesten Wellen, so daß man gezwungen ist, zu einem Schwingungssystem mit verteilter Kapazität und Selbstinduktion, d. h. zu einem Drahtwellenkreis überzugehen. Hier bietet das Lecher'sche Paralleldrahtsystem eine bequeme Möglichkeit, ultrakurze Wellen unmittelbar ihrer Länge nach mit größter Präzision zu messen. Die theoretischen Grundlagen einer Paralleldrahtleitung sind schon in Kapitel 2, Abschnitt 4 B eingehend behandelt, während in Kapitel 5, Abschnitt 2 B der praktische Aufbau eines Lecher-Systems und mit diesem anzustellende Demonstrationsversuche beschrieben sind. Ferner sind im ersten Band in Kapitel 2, Abschnitt 3 C, a und in Kapitel 3, Abschnitt 2 B, a die Schwingungszustände einer durch eine Schwingröhre kapazitiv belasteten Doppelleitung in Analogie zu einer schwingenden Saite, die an ihrem einen Ende fest eingespannt und am anderen Ende durch einen Massenpunkt belastet ist, sowie die durch die freien Enden hinter der Abstimmbrücke verursachten Zieh- und Koppelercheinungen ausführlich behandelt. Die weiteren Betrachtungen können sich daher im Rahmen dieses Kapitels auf die eigentlichen Vorgänge bei der Wellenmessung, auf die Meßgenauigkeit und auf die verschiedenen Fehlerquellen und ihre Korrekturen beschränken [50—52].

a) Anordnung und Aufbau der Paralleldrähte. Das Lecher'sche Paralleldrahtsystem besteht in seiner ursprünglichen Form bekanntlich aus zwei parallel und frei im Raum ausgespannten Drähten, deren Abstand a groß gegen den Drahtradius r , und deren Länge groß gegen den Drahtabstand ist. Wird ein solches Drahtsystem von einem Ende aus zu erzwungenen Schwingungen angestoßen, dann pflanzen sich von der Koppelstelle aus elektrische Wellen mit der Geschwindigkeit v längs der Drähte fort, bis sie an einer Unstetigkeitsstelle, z. B. an einer Draht- oder Plattenbrücke oder am Leitungsende, mag dasselbe offen oder kurzgeschlossen sein, reflektiert werden und zur Koppelstelle zurücklaufen. Unter der Bedingung, daß die direkten und die reflektierten Wellen räumlich in Phase sind, was bei ganz bestimmten Abständen l zwischen Koppel- und Reflexionsstelle der Fall ist, bilden sich stehende Wellen aus, wie es beispielsweise an dem in Abb. 194 (Kapitel 5) dargestellten Modell veranschaulicht ist. Worauf es bei der Wellenmessung ankommt, ist die Tatsache, daß die Erscheinung der stehenden Wellen gleichbedeutend ist mit der Resonanzabstimmung der Doppelleitung, in welchem Fall die Hochfrequenzströme und Spannungen an den entsprechenden Stellen der Leitung ihr Maximum erreichen. In den meisten praktischen Fällen geschieht die Abstimmung so, daß man eine Reflexionsbrücke längs der Drähte verschiebt, wobei periodische Maxima und Minima der Ströme und Spannungen in Abständen auftreten, die der halben Wellenlänge entsprechen. Sind beide Enden der Leitung offen oder geschlossen, dann erscheinen die Maxima bekanntlich bei $l = n \frac{\lambda}{2}$; ist dagegen nur ein Ende offen, das andere aber geschlossen, bei $l = n \frac{\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4}$. Die Genauigkeit

der Wellenmessung hängt demnach unmittelbar davon ab, wie genau man den Ort zweier Maxima oder Minima feststellen kann, und inwieweit sich die verschiedenen Störungen durch geschickte Anordnung des Meßsystems und der Resonanzindikatoren beseitigen lassen. Dabei kann angenommen werden, daß der Fehler der rein mechanischen Längenmessung den Einstellungs- und Abstimmungsfehlern gegenüber nicht ins Gewicht fällt.

Zur Wellenmessung soll das Lecher-System mindestens so lang sein, daß zwei ganze Wellenlängen darin aufgehen, also mindestens 4 Knoten oder Bäuche umfassen. Nur wenn der Drahtabstand a hinreichend klein gegen die Wellenlänge ist, ist die Fernwirkung der induzierten Energie auf die nächste Umgebung der Lecher-Drähte beschränkt, und nur dann vereinfachen sich die allgemeinen Ausdrücke der Maxwell'schen Theorie zu den bekannten Telegraphengleichungen, in der das elektrische Feld in den Begriff der Kapazität, das magnetische in den Begriff der Selbstinduktivität und die Verluste in den Begriff Widerstand und Ableitung zusammengefaßt werden. Wählt man den Abstand immer größer, so gelangt man im Grenzfall $a = \infty$ zu einem einzigen Draht von endlicher Länge, d. h. zu einer Antenne, welche die induzierte Energie nach allen Seiten frei in den Raum ausstrahlt. Infolge Überwiegens der Strahlung verlieren die Telegraphengleichungen mit zunehmendem Verhältnis a/λ ihre Gültigkeit, ohne daß sich für diesen Quotienten ein allgemeiner Wert, bei dem die Abweichungen merklich werden, angeben läßt, da dieser außerdem noch von dem Verhältnis l/λ

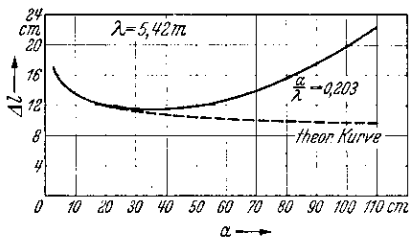


Abb. 252. Dämpfungsverlauf einer Parallel-drahtleitung in Abhängigkeit vom Drahtabstand nach Roessler.

sowie vom Querschnitt und Material der Leitung abhängt. Je kleiner der Ohmsche Widerstand der Drähte ist, um so stärker wird die Widerstandserhöhung durch Strahlung hervortreten. Je länger die Leitung bei gleichbleibender Wellenlänge ist, desto mehr wird die Strahlung den Ohmschen Verlusten gegenüber zu vernachlässigen sein.

Aber auch im umgekehrten Fall, d. h. wenn man den Abstand immer kleiner wählt, verschmelzen bei $a = 0$ beide Leitungen zu einem einzigen Draht, dem ebenfalls alle Eigenschaften einer strahlenden Antenne zukommen. Man erkennt daraus, daß bestimmte Drahtabstände ein Dämpfungsminimum erwarten lassen im Gegensatz zu den Telegraphengleichungen, nach denen die Dämpfung mit wachsendem Abstand stetig sinken müßte. Die vorstehenden Überlegungen werden durch die in Abb. 252 in Kurvenform dargestellten Messungen mit einer 5,42-m-Welle bestätigt [51]. Als Funktion des Drahtabstands a ist das Dämpfungsmaß Δl aufgetragen, das in Analogie zu der Dämpfungsmessung bei quasistationären Kreisen nach der Methode der halben Resonanzkurve bestimmt wurde, und zwar als Differenz der beiden Leitungslängen l_1 und l_2 , bei welchen das Quadrat des Hochfrequenzstromes bei Verschieben der Abstimmbrücke nach beiden Seiten des Resonanz-

maximums auf die Hälfte dieses Maximalwerts gesunken ist. Zum Vergleich ist die den Telegraphengleichungen entsprechende theoretische Kurve mit eingezeichnet. Man erkennt, daß schon von dem Verhältnis $a/\lambda = 0,067$ an beträchtliche Abweichungen auftreten. Ohne auf die komplizierten Verhältnisse einzugehen, die der Übergang von dem Grenzfall der reinen Energiefortpflanzung zu dem allein durch Strahlung bedingten Grenzfall in theoretischer und experimenteller Hinsicht bietet, kann man im Hinblick auf praktische Wellenmessungen sagen, daß für einen Bereich von $\lambda = 0,5—10$ m ein Drahtabstand von 3—4 cm und eine Drahtstärke von 0,5—1 mm vorteilhaft ist. Für kürzere Wellen wähle man Drahtabstand und Drahtdicke entsprechend kleiner. Um systematische Fehler zu vermeiden, hat man darauf zu achten, daß der Abstand der Drähte überall der gleiche ist. Ändert man den Drahtabstand in einzelnen Punkten absichtlich, so lassen sich Fehler bis zu mehreren Prozent nachweisen [53].

Die Ankopplung des Meßsystems an einen Sender, dessen Welle gemessen werden soll, geschieht, wenn das reine Strahlungsfeld nicht schon ausreicht, am einfachsten induktiv, indem das feste und kurzgeschlossene Ende der Doppelleitung als Koppelschleife der Senderspule zweckmäßig so genähert wird, daß die Windungsebenen beider Schleifen annähernd parallel liegen. Natürlich darf die Kopplung nicht so fest gemacht werden, daß schädliche Rückwirkungen auf den Sender entstehen, weshalb man auf genügende Empfindlichkeit des Resonanzindikators achten soll. Zur Abstimmung verwendet man Drahtbügel, welche die beiden Drähte unter guter Kontaktgebung miteinander verbinden, oder Reflexionsscheiben, durch welche die beiden Drähte

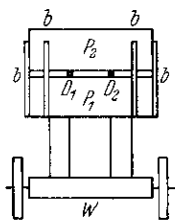


Abb. 253. Plattenbrücke für Paralleldrahtmeßsystem.

hindurchgeführt werden. Eine für Meßzwecke besonders geeignete Form einer Plattenbrücke zeigt die Abb. 253. Auf einem unterhalb der Leitung auf einer Schiene laufenden Schlitten W ist eine Metallplatte P_1 senkrecht montiert, auf deren Oberkante die beiden Lecher-Drähte D_1 und D_2 aufliegen. Auf den Drähten ruht eine zweite Platte P_2 , die durch ihr eigenes Gewicht in einer Führung aus dünnen Messingdrähten b , die an P_1 angelötet sind, von oben auf die Drähte drückt. Um einen möglichst guten Kontakt zu sichern, werden die aufeinanderstoßenden Kanten von P_1 und P_2 am besten plangeschliffen. Da jede Bewegung eines Beobachters in der Nähe des Systems den Resonanzvorgang stört und bei Präzisionsmessungen erhebliche Fehler verursacht, bewegt man den Schlitten zweckmäßig von einer entfernten Beobachtungsstelle aus mittels starker Schnurzüge und liest die Brückenstellung mittels eines Fernrohrs an einer auf der Laufschiene angebrachten Teilung ab. Für einfache Forderungen genügt es, die Draht- oder Reflexionsbrücke von den Drähten tragen zu lassen und ihre Stellung an einem unter den Drähten ausgespannten Bandmaß, auf welchem der untere Rand der Plattenbrücke oder der Zeiger einer Drahtbrücke spielt, abzulesen. Zur eigentlichen Wellenmessung verwendet man am besten die Maxima oder Minima am Ende des Systems und benutze nicht mehr als vier Stellen,

da die Messung von noch mehr Punkten keine Erhöhung der Genauigkeit mit sich bringt.

3) **Resonanzindikatoren.** 1. *Direkte Kopplung.* Die Feststellung der Strom- und Spannungsmaxima durch Glühlämpchen oder Glimmröhrchen ist nur bei ganz rohen Wellenmessungen angängig, nicht nur wegen der ungenauen Anzeige, sondern auch, weil sie das Lecher-System stark dämpfen und beträchtliche Speiseenergie erfordern. Um scharfe Resonanzmaxima zu erhalten, sind möglichst empfindliche Detektoren oder Thermoumformer vorteilhaft, die im einfachsten Fall direkt in die dem Sender zugewandte Endbrücke der Doppelleitung oder in die bewegliche Abstimmbrücke eingeschaltet werden. Verschiedene dieser Möglichkeiten sind in der Abb. 254 a—c schematisch dargestellt. Im

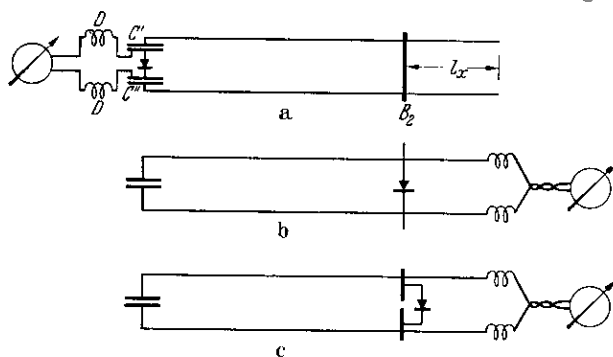


Abb. 254. Einschaltung eines Detektors in ein Lecher-System.

Fall a befindet sich der Detektor z. B. in dem kurzgeschlossenen Leitungsende, von wo auch die Galvanometerzuleitungen über zwei Drosselspulen D abgehen. Damit das Drahtsystem den Detektor nicht für die Galvanometerströme kurzschließt, muß es an geeigneter Stelle kapazitiv unterteilt werden: Entweder legt man nun einen oder aus Symmetriegründen auch zwei kleine Blockkondensatoren C' und C'' in die Detektorbrücke, oder man teilt die Abstimmbrücke auf, wozu sich am besten die bereits in Abb. 246 des Bandes I gezeigte Plattenbrücke eignet [54], die aus zwei, d. h. durch eine dünne Isolierschicht getrennten Metallscheiben zusammengesetzt ist, und von denen jede mit einem der Drähte in leitender Verbindung steht. In den Abbildungen b und c liegt der Detektor in der Abstimmbrücke, die entweder als einfache Drahtbrücke (b) oder als Plattenbrücke (c) ausgebildet ist, die in der Mitte in zwei Hälften geschnitten sein muß. In diesem Fall wird am besten das Koppelende unterteilt, während die Galvanometerzuleitungen von dem rückwärtigen, d. h. hinter der Reflexionsbrücke befindlichen Leitungsende, auf dem keine Hochfrequenz mehr vorhanden ist, abgehen.

An Stelle des Stroms im kurzgeschlossenen Ende kann man natürlich auch die Hochfrequenzspannung zwischen den offenliegenden Drähten zur Resonanzanzeige ausnutzen. Hierfür kommt praktisch sowohl das in Abschnitt 3 B, c dieses Kapitels beschriebene Zweipolröhrenvoltmeter, als auch das ebenda erwähnte Schutzgitter-Röhrenvoltmeter in

Betracht [52]. Dieses wird z. B. entsprechend der Abb. 255 mittels zwei veränderlichen, in Reihe mit der Gitter-Kathodenkapazität liegenden Kondensatoren C' und C'' auf die Frequenz des Drahtsystems abgestimmt. Das Absinken des Anodenruhestroms wird mit dem kompensierten Anodengalvanometer gemessen. Die resultierenden Resonanzspannungen sichern im Verein mit der beträchtlichen Verstärkerwirkung der Röhre eine etwa 100mal so große Empfindlichkeit, wie sie beispielsweise ein

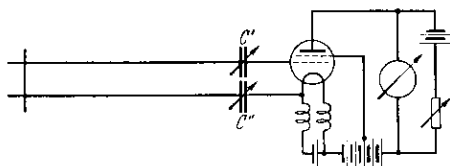


Abb. 255. Schutzgitter-Röhrenvoltmeter nach King als Spannungsindikator eines Lecher-Systems.

Thermounformer ergeben würde. Weiter ist von Vorteil, daß bei Resonanzabstimmung der Richtwiderstand des Spannungsindikators unendlich wird, so daß keine Phasenverschiebung stattfindet. Der das System erregende Oszillator wird zweckmäßig nicht an das offene

oder richtiger durch das Röhrenvoltmeter belastete Leitungsende, sondern an einen mittleren Schwingungsknoten angekoppelt.

2. *Kapazitive und induktive Kopplung.* Die direkte Einschaltung der Indikatoren in das Leitungssystem verursacht einmal eine starke Dämpfung und demzufolge eine unerwünschte Verbreiterung der Resonanzkurve, zum anderen bewirken die kapazitiven und induktiven Widerstandskomponenten, die jeder Indikator aufweist, eine scheinbare Verkürzung der Leitung, so daß das erste Abstimmungs-

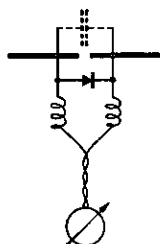


Abb. 256. Kapazitive Ankopplung eines Detektors an eine Plattenbrücke.

maximum nicht mehr genau in einer Halbwelle, sondern in geringerer Entfernung vom Leitungsende auftritt. Bei einem Röhrenvoltmeter kann diese scheinbare Leitungsverkürzung so groß werden, daß eine Viertelwelle in den gesamten, dem Indikator angehörenden Kapazitäten zusammengezogen wird, d. h. die Leitung scheint trotz eines Spannungsknotens am Ende kurzgeschlossen zu sein.

Um diese Wirk- und Blindbelastung auf ein für exakte Messungen zuträgliches Maß herabzusetzen, ist es angebracht, den Indikator nicht unmittelbar in die Leitung zu legen, sondern entweder induktiv oder kapazitiv nur lose anzukoppeln. Die Abb. 256 zeigt z. B. die kapazitive Ankopplung eines Detektors an eine in zwei Hälften aufgeschnittene Plattenbrücke, durch deren Bleche zwei zum Detektor führende und als Antennen wirkende Drähtchen isoliert hindurchgehen.

Wie sich eine induktive Kopplung des Detektors mit der Plattenbrücke bewerkstelligen läßt, ist durch die in Abb. 256 punktiert eingezeichnete Blockkapazität veranschaulicht, welche die Enden der Antennendrähtchen kurzschließt, wodurch ein in sich geschlossener, aperiodischer Detektorkreis entsteht. Da das Mitführen und dauernde Verlagern der Galvanometerleitungen eine unkontrollierbare Störungsquelle bedeutet, ist es vorzuziehen, den Detektorkreis unveränderlich mit dem Leitungsende oder mit einem sonstigen Strombauch zu koppeln.

Für besonders sorgfältige Untersuchungen empfiehlt sich die in Abb. 257 wiedergegebene Anordnung, bei welcher der Detektorkreis gegen das direkte Strahlungsfeld des erregenden Senders durch ein Metallgehäuse abgeschirmt ist, in welches einer der beiden Lecher-Drähte in Form einer kleinen Koppelschleife hineingeht.

3. *Absorptionsmethode.* Natürlich darf die Ankopplung des Resonanzindikators nicht zu lose gemacht werden, weil sonst die Empfindlichkeit für die genaue Einstellung der Resonanzmaxima nicht mehr ausreichen würde. Deshalb bleibt eine gewisse, wenn auch noch so schwache Dämpfung durch den Indikator immer bestehen. Die schärfsten Abstimmungskurven sind daher dann zu erwarten, wenn man auf die direkte Resonanzanzeige im Meßsystem ganz verzichtet und die Abstimmung an Hand der Rückwirkung, die das Meßsystem auf das erregende System ausübt, kontrolliert.

Koppelt man das Meßsystem, das nunmehr nur aus einer Paralleldrahtleitung ohne alle Zusatzeinrichtungen bestehen soll, genügend fest mit dem erregenden Sender, dann wird die Resonanzlage der Abstimmbrücke infolge Energieentziehung an dem Absinken des Anodenstromes kenntlich. Man kann das Lecher-System bei dieser Schaltung also genau so verwenden, wie den in Abschnitt A, c beschriebenen Absorptionswellenmesser mit einem quasistationären Resonanzkreis [55]. Auch hier kann die Empfindlichkeit des Meßverfahrens durch Kompensation des Anodenruhestroms um eine Größenordnung gesteigert werden. Trotzdem besteht immer noch die Gefahr, daß das Meßsystem, welches

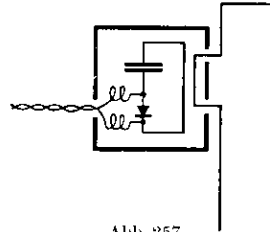


Abb. 257.
Aperiodischer Detektorkreis
als Stromindikator.

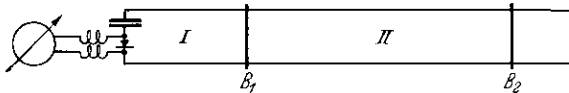


Abb. 258. In Indikatorkreis I und Meßsystem II unterteilte Doppelleitung.

bei der verhältnismäßig festen Kopplung als Sekundärkreis wirkt, die Senderwelle durch Zieh- und Koppeffekte beeinflusst und zu Fehlresultaten führt.

Eine wirksame Abhilfe läßt sich schaffen, wenn man die Anordnung so trifft, daß das Meßsystem die Energie nicht dem erregenden Sender selbst, sondern einem besonderen Schwingungssystem entzieht, welches einen hochempfindlichen Indikator enthält. Am einfachsten bedient man sich zu diesem Zweck der in Abb. 258 schematisch angegebenen Schaltung, bei welcher der den Indikator enthaltende Kreis I als Teil des Paralleldrahtsystems ausgebildet und mit dem eigentlichen Meßteil II über die Zwischenbrücke B_1 galvanisch gekoppelt ist. Macht man zunächst die Drahtlänge l_1 so klein, daß die Brücke B_1 nahe an dem Detektor liegt, dann wirkt der Kreis I lediglich als einheitliche Endbrücke, und es fließt nur ein Teil des Hochfrequenzstromes über den

Detektor. Verschiebt man aber die Koppelbrücke B_1 immer weiter von dem Detektor weg, so entsteht allmählich ein aperiodischer Detektorkreis, bis bei $l_1 = \lambda/2$ die Abstimmung erreicht, und der Detektorstrom ein Maximum wird. Durch Verschieben der zweiten Brücke B_2 kann

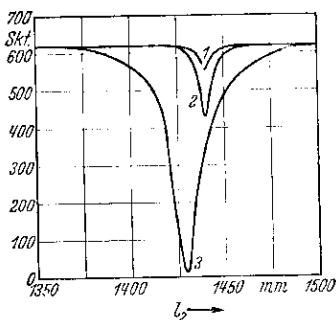


Abb. 259. Nach der Helmholtzschen Minimummethode aufgenommene Resonanzkurven.

Bei Kurve 1 befand sich eine gleiche Brücke im Abstand $l_1 = \lambda$ vom Indikator entfernt. Kurve 2 wurde mit einer rechteckigen Koppelbrücke von $2 \cdot 3 \text{ cm}^2$ Fläche an der Stelle B_1 und Kurve 3 mit einer einfachen

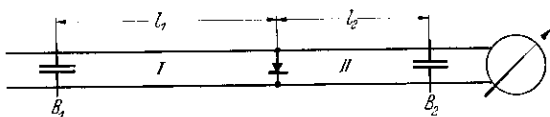


Abb. 260. Über Detektorbrücke gekoppelte Lecher-Drähte.

Drahtbrücke aufgenommen. Im letzten Fall ist die Kopplung der beiden Kreise am festesten, weil die Drahtstücke die größte Selbstinduktion besitzt. Infolgedessen ist auch das Absorptionsminimum, d. h. das Absinken des Indikatorstroms am stärksten. Außerdem erkennt man, daß die Kurve 3 gegen die beiden anderen um etwa 11 mm verschoben ist. Diese Länge ist die sog. „Bügelverkürzung“, die bei den zu den Messungen 1 und 2 benutzten Plattenbrücken kleiner als 1 mm ist.

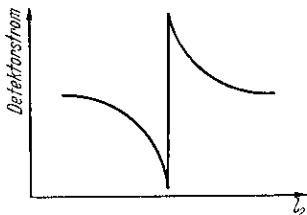


Abb. 261. Unsymmetrische Resonanzkurve bei ungünstiger Einstellung der Detektorbrücke in Abb. 260.

Wird nun die auf der anderen Seite des Detektors befindliche Brücke B_2 verschoben, so fällt der Detektorstrom ebenfalls scharf fast bis auf Null ab, wenn l_2 ganze Vielfache von $\lambda/2$ beträgt, weil der Detektor dann nämlich immer durch das System II, dessen Widerstand für

man nun das eigentliche Meßsystem II ebenfalls auf die erregende Welle abstimmen. Man hat also zwei nichtquasistationäre und abgestimmte Schwingungskreise, die über die Brücke B_1 miteinander gekoppelt sind [56]. Der zweite Kreis, der das eigentliche Meßsystem bildet, enthält keinen Indikator, und entzieht dem ersten Kreis im Resonanzfall, d. h. bei $l_2 = n \frac{\lambda}{2}$ um so mehr Energie, je fester die Kopplung gemacht wird. In Abb. 259 sind einige nach dieser Methode aufgenommene Absorptionskurven gezeigt. Als eigentliche Meßbrücke B_2 diente ein kreisförmiges Blech von 6 cm Durchmesser.

Drahtbrücke aufgenommen. Im letzten Fall ist die Kopplung der beiden Kreise am festesten, weil die Drahtstücke die größte Selbstinduktion besitzt. In-

Eine Modifikation dieser Minimum- oder Nullmethode ergibt sich, wenn man die Lecher-Leitung nicht durch eine Reflexionsbrücke, sondern durch den Detektor in die beiden Teilsysteme I und II aufteilt, wie z. B. in Abb. 260 dargestellt. Zunächst werde die Brücke B_1 auf Resonanz eingestellt, d. h. es werde $l_1 = \lambda/2$ gemacht, so daß das Detektorgalvanometer voll ausschlägt.

$l_2 = n \cdot \frac{\lambda}{2}$ Null ist, kurzgeschlossen wird. Je nach Lage der Brücke B_1 erhält man symmetrische Abstimmkurven, wie in Abb. 259 dargestellt, oder unsymmetrische von der Form der Abb. 261. Auch hier hängt die Schärfe des Abfalls bzw. des Sprungs nur von der Absorption des Systems II und nicht vom Detektorwiderstand ab. Die nach diesen Minimummethoden zu erzielende Meßgenauigkeit beträgt Bruchteile eines Promilles.

γ) Die konzentrische Rohrleitung. Die aus der Nähe des Beobachters resultierenden Störeinflüsse fallen naturgemäß um so mehr ins Gewicht, je kürzer die zu messenden Wellenlängen sind. Die zu ihrer Beseitigung beschriebenen Anordnungen, welche die Abstimmbrücken mittels komplizierter mechanischer Hilfsvorrichtungen von ferne bewegen, kommen praktisch nur für das Laboratorium in Frage. Die Störungen werden jedoch vermieden, wenn man als Meßsystem eine konzentrische Rohrleitung benutzt, bei welcher das Hochfrequenzfeld bekanntlich auf

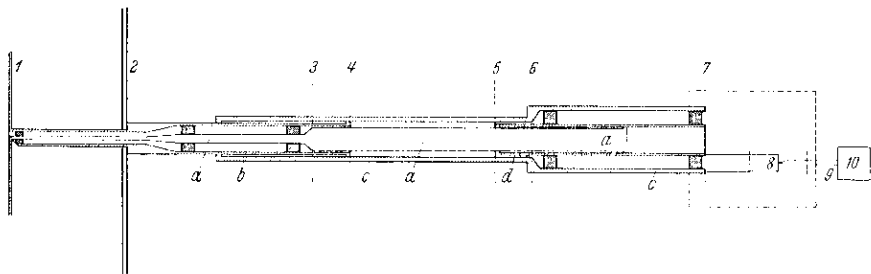


Abb. 262. Wellenmesser mit konzentrischer Rohrleitung nach Darbotté.

den Raum zwischen Innen- und Außenzylinder beschränkt ist, und bei welcher Störungen durch äußere Einflüsse so gut wie nicht vorhanden sind.

Auf Grund dieser Erkenntnisse ist der in Abb. 262 im Schnitt gezeigte Wellenmesser entwickelt worden [57], an Hand dessen die verschiedenen Gesichtspunkte, die zwecks Erzielung scharfer Resonanzkurven zu beachten sind, erörtert seien. Der Wellenmesser besteht im Grunde aus einer aus verschiedenen Teilstücken zusammengesetzten konzentrischen Rohrleitung, welche den Thermoindikator 8 mit der Antenne 1 verbindet. Der eigentliche Meßteil liegt zwischen den Ebenen 3 und 6 und kann, da die Rohrstücke a und b sowie c und d ineinander gleiten, mittels eines nicht mit dargestellten Schraubmechanismus in seiner Länge kontinuierlich verändert werden. Die Stücke 3—4 und 5—6 haben ungefähr $\lambda/4$ Länge und einen sehr kleinen Wellenwiderstand. Sie wirken als Transformationsleitungen und legen an beiden Enden des gleichförmigen Rohrsystems 4—5 Abschlußwiderstände der Größe von $\frac{1}{10} \Omega$ fest, wodurch außerordentlich scharfe Resonanzkurven entstehen. Es läßt sich zeigen, daß die Länge der Transformationsleitungen nicht kritisch ist, solange sie kürzer als $\lambda/2$ bleiben. Daher kann man den Wellenmesser beispielsweise in einem Wellenbereich von 12—27 cm benutzen. Zur Zuführung der Schwingungsenergie ist die Dipolantenne 1 vorgesehen,

deren Wirkung noch durch einen Metallreflektor 2 verstärkt wird. Die Rückwirkung der Antenne auf das Meßsystem wird durch Zwischenschaltung einer Übertragungsleitung mit kleinen Rohrdurchmessern gering gehalten. Der Thermoumformer 8 ist mit dem Ende 7 über eine kleine Zweidrahtleitung verbunden. Die Maximalausschläge des Galvanometers 10 treten dann auf, wenn die Länge des Leitungsstücks 4—5 Vielfache von $\lambda/2$ beträgt.

b) Fehlerquellen.

a) Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektrischer Wellen längs Drähten. 1. *Abhängigkeit vom Leitvermögen.* Bekanntlich ist die Eigenfrequenz einer Drahtleitung gegeben durch:

$$v = v/2 l.$$

Die gemessene Frequenz ist also mit dem Fehler der Bestimmung der Geschwindigkeit v , mit der sich die Wellen längs der Drähte fortpflanzen, behaftet, deren Wert durch:

$$L \cdot C = \varepsilon/v^2$$

bestimmt wird. Wenn die Drähte in Luft verlaufen, was bei Wellenmessungen ausnahmslos der Fall ist, vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$v = 1/\sqrt{L \cdot C}.$$

Nimmt man an, daß die Kraftlinien die Drahtoberfläche an allen Stellen senkrecht durchsetzen und daß keine Absorption der Schwingungsenergie auf den Drähten stattfindet, dann ergibt sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit v gleich der Lichtgeschwindigkeit $c = 2,9982 \times 10^{10}$ cm. Unter Berücksichtigung der Dämpfung und der Stromverdrängung, die bei sehr hohen Frequenzen auftritt, läßt sich jedoch eine merkliche Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit vom spezifischen Widerstand der Drähte, vom Drahtdurchmesser und vom Drahtabstand theoretisch ableiten, und die Größe L wird frequenzabhängig [58].

Ist a der Drahtabstand, d der Drahtdurchmesser und R_0 der Gleichstromwiderstand je Zentimeter Länge, dann ergibt sich die Selbstinduktion aus der Beziehung:

$$L = l \left[4 \ln B + \sqrt{\frac{R_0}{\omega \left[1 - \left(\frac{d}{a} \right)^2 \right]}} \right] \text{ cm,}$$

worin:

$$B = \frac{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{d}{a} \right)^2}}{\frac{d}{a}} \approx \frac{2a}{d}$$

ist. Als wirkliche Fortpflanzungsgeschwindigkeit folgt daraus:

$$v = c \left[1 - \frac{2a}{8 \ln \frac{2a}{d} \sqrt{\frac{R_0}{\omega \left[1 - \left(\frac{d}{a} \right)^2 \right]}}} \right] \\ = c [1 - \Delta].$$

Die Geschwindigkeit v ist also um eine berechenbare Größe Δ kleiner als die Lichtgeschwindigkeit, so daß die Frequenz

$$\nu = \frac{c}{2l} [1 - \Delta]$$

um diesen Betrag zu hoch gemessen wird. Entsprechend ist die mit einem Lecher-System gemessene Welle um denselben Betrag zu klein gegenüber der Welle, welche dieselbe Frequenz frei im Raum ergeben würde.

Da der Hochfrequenzwiderstand bestimmt ist durch:

$$R = \sqrt{\frac{R_0 \omega}{1 - \left(\frac{d}{a}\right)^2}},$$

kann man die obige Gleichung für v auch schreiben:

$$v = c \left[1 - \frac{R}{8 \omega \ln \frac{2a}{d}} \right]$$

oder:

$$\Delta \sim \frac{R}{8 \omega \ln \frac{2a}{d}} \sim \frac{R}{2 \omega L}.$$

Beträgt z. B. $d = 145$ cm; $a = 4,2$ cm und $\nu = 2 \cdot 10^7$ Hz, so berechnet sich Δ zu 0,00121; das ist ein Fehler von 1,21‰, um den die gemessene Frequenz zu hoch, oder die gemessene Welle zu kurz ist. Die Abweichung gegenüber c nimmt mit wachsender Frequenz langsam wieder ab und ist bei dem angegebenen Lecher-System bei einer Welle von rund 10 cm bereits auf 0,1‰ gesunken. Dieser Fehler liegt bereits unter der in den meisten Fällen erzielbaren Meßgenauigkeit.

Experimentelle Untersuchungen, die mit großer Sorgfalt an Drähten von verschiedenem Leitvermögen und mit verschiedenen Durchmessern im Wellenbereich von 1,7—4 m durchgeführt sind [59], haben eine befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie ergeben, soweit es in Anbetracht der theoretischen Voraussetzungen unendlich langer Leitungen, ideal zylindrischer Leiteroberfläche, keinerlei Störungen durch die Umgebung usw., wie sie in Wirklichkeit niemals genau innegehalten werden können, zu erwarten ist. Eine Abhängigkeit der Kapazität der Lecher-Drähte von der Frequenz ist im Ultrakurzwellenbereich theoretisch nicht erwiesen, doch weicht der wirkliche Kapazitätswert wegen der Einflüsse der Umgebung von dem theoretischen Wert um rechnerisch unmöglich zu erfassende Beträge ab. Dahingehende Untersuchungen haben indessen gezeigt, daß die hierdurch bedingten Fehler praktisch unter dem allgemeinen Meßfehler bleiben [60].

2. *Ferromagnetische Materialien.* Bei der Wellenmessung bedient man sich ausschließlich in Luft ausgespannter Drähte aus nichtferromagnetischem Material. Kann die Permeabilität im Innen- und Außenraum der Drähte jedoch nicht gleich 1 gesetzt werden, dann ändert sich die Dämpfung und die innere Selbstinduktion der ferromagnetischen Leiter, und als Folge davon auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen längs der Drähte. Der hieraus resultierende Unterschied der auf einem ferromagnetischen Drahtsystem zu beobachtenden Knotenabstände

und der Wellenlänge, die dieselbe Frequenz in Luft erzeugt, sowie der exponentielle Abfall der sich auf den Drähten fortpflanzenden Energie kann zur Untersuchung der Abhängigkeit der magnetischen Permeabilität von der Frequenz des angelegten Wechselfeldes herangezogen werden [61]. Es würde zu weit führen, die sich hieraus für das Problem des Ferromagnetismus bei Hochfrequenz ergebenden Fragen, die rein physikalischer Natur sind, im einzelnen zu erörtern, doch sei bemerkt, daß auf Grund neuerer Untersuchungen eine selektive Absorption der Wellenenergie und ein Absorptionsspektrum ferromagnetischer Stoffe nicht zu existieren scheint [13], sondern daß die Permeabilität bis ins Gebiet der Meterwellen konstant bleibt (vgl. S. 219), um im Bereich der Dezimeter- und Zentimeterwellen allmählich abzusinken. Erst im Gebiet der langwelligen Wärmestrahlen ist ein magnetisches Verhalten ferromagnetischer Materialien offenbar nicht mehr festzustellen [62].

Stehen nur kleine Stücke eines auf seine Hochfrequenzpermeabilität zu untersuchenden Stoffes zur Verfügung, so genügt es, das Ende einer Paralleldrahtleitung aus Kupferdrähten durch eine das zu untersuchende Material enthaltende Brücke abzuschließen [63]. Das Studium der Resonanzerscheinungen auf einer solchen Leitung ermöglicht im Vergleich mit den entsprechenden Beobachtungen an einer kupfernen Abschlußbrücke auf Grund der inneren Selbstinduktion und des Ohmschen Widerstands, allerdings unter Berücksichtigung des Hauteffekts und unter der Annahme einer frequenzunabhängigen Leitfähigkeit, Schlüsse auf die Permeabilität des ferromagnetischen Brückendrahts zu ziehen.

3. *Gekrümmte Paralleldrähte.* Untersuchungen an Lecher-Drähten werden im allgemeinen nur an straff ausgespannten Drähten vorgenommen, und wenn man Krümmungen oder Knickstellen nicht vermeiden kann, wie z. B. beim Eintauchen der Paralleldrahtleitungen in Flüssigkeiten, hat man jedenfalls nur den geradlinigen Teil für die Messungen verwendet. Schon Hertz weist indessen darauf hin, daß man die Drähte in beliebiger Weise gekrümmt am Meßinstrument vorbeilaufen lassen kann, ohne die elektrischen Verhältnisse merklich zu ändern. Grundsätzlich bewirken Knickstellen zwar eine zusätzliche Strahlung und Erhöhung der Dämpfung, doch sind diese Änderungen bei kleinen Drahtabständen kleiner als der gesamte Strahlungswiderstand. Wenn dieser aber schon gegen den Ohmschen Widerstand verschwindet, wird ein Einfluß von Knickstellen nicht mehr nachzuweisen sein. Erst bei größeren Drahtabständen wird die Strahlungsdämpfung durch Knickstellen um merkbare Beträge vergrößert.

Werden Doppelleitungen so stark gebogen, oder spulenförmig aufgewickelt, daß der Krümmungsradius von der Größenordnung der Wellenlänge wird, dann zeigt sich, daß die Wellenlänge dem System aufgezwingener Schwingungen in den Kurvenstücken bis zu einem Mehrfachen größer ist, als auf den geraden Strecken [64]. Es hat also den Anschein, als ob die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen auf den gekrümmten Stücken größer als die Lichtgeschwindigkeit sei. Obwohl die wirklichen physikalischen Vorgänge, die zu einer Verlängerung der Halbwellen auf gekrümmten Leitungen Anlaß geben, noch nicht bekannt

sind, ist man versucht, das Problem der Wellenausbreitung in dispergierenden Medien zur Erklärung heranzuziehen. Danach würde die Tatsache der verlängerten Halbwellen eine Messung der Phasengeschwindigkeit bedeuten, die der Licht- oder der Signalgeschwindigkeit nicht wie auf geraden Strecken gleichgesetzt werden darf. Das Problem hat gewisse Ähnlichkeit mit der Ausbreitung elektrischer Wellen längs dielektrischer Drähte, die ebenfalls mit Überlichtgeschwindigkeit erfolgt, und die mit zunehmenden Leitvermögen allmählich in Leitungswellen übergehen [65].

β) Die Brückenverkürzung. Ist die Meßleitung an beiden Enden durch je eine Drahtbrücke von der Breite des Drahtabstands überbrückt, dann müßte man eigentlich für die halbe Drahtlänge des Systems den Brückenabstand $l +$ eine Brückenlänge a einsetzen, so daß sich die Resonanzwellen zu $2(l - a)$ ergeben würde. Tatsächlich liegen denn auch die Knoten auf einer geschlossenen Doppelleitung nicht um exakte Vielfache von $\lambda/2$ von den Kurzschlußbrücken entfernt, sondern etwas näher zu den Brücken hin. Nur wenn die Wellen an den Überbrückungsbügeln oder an den Enden totale Reflexion erfahren, wird die Theorie

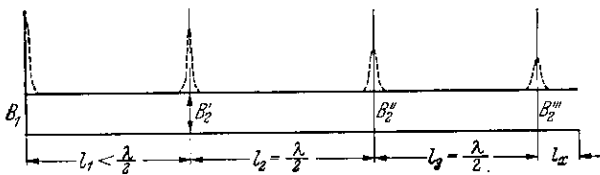


Abb. 263. Elimination der Brückenverkürzung.

erfüllt, daß die Abstände sämtlicher Knoten gleich $\lambda/2$ sind. In diesem Fall müßten die Brücken jedoch unendlich kurz, d. h. die Lecher-Drähte müßten unendlich nahe sein. Einfache Bügelbrücken haben ein verhältnismäßig geringes Reflexionsvermögen, und daher ist bei diesen der Unterschied des ersten Knotenabstands gegenüber der wirklichen Halbwellen, die sog. „Bügelverkürzung“ oder „Brückenverkürzung“ recht beträchtlich. Bei Drahtbrücken nimmt sie ungefähr mit dem Logarithmus der Wellenlänge zu, kann unter praktischen Umständen und bei roher Schätzung jedoch annähernd gleich $a/2$ gesetzt werden [66]. Gut reflektierende, d. h. nicht zu kleine Plattenbrücken zeigen dagegen einen weit geringeren Verkürzungseffekt, doch beobachtet man auch bei diesen einen deutlichen, wenn auch viel geringeren Abfall der Brückenverkürzung mit abnehmender Wellenlänge [67].

Für die praktische Wellenlängenmessung ist die Brückenverkürzung deshalb von untergeordneter Bedeutung, weil sie sich auf überaus einfache Weise eliminieren läßt, indem man den Abstand des ersten Abstimmungsmaximums vom Leitungsende ganz außer acht läßt und nur die gegenseitigen Abstände der darauffolgenden Maxima mißt. Das Resultat dieser Maßnahme wird aus der folgenden einfachen Überlegung ersichtlich.

In Abb. 263 bedeutet x die unbekannte Brückenverkürzung, und zwar sowohl von der Abschlußbrücke B_1 als auch von der Abstimmi-

brücke B_2 herrührend, l_1 den Abstand der ersten Maximumstelle vom Leitungsende B_1 und l_2, l_3 usw. die Abstände der weiteren Abstimmungsmaxima voneinander.

Dann gilt:

$$\lambda = 2(l_1 + x) = 2 \frac{(l_1 + l_2 + x)}{2} = \dots,$$

woraus durch Subtraktion folgt:

$$\lambda = 2(l_1 + l_2) - 2l_1 = 2l_2.$$

Damit ist durch die Festlegung der relativen Lage zweier oder weiterer Brückenpunkte B'_2 und B''_2 usw. der störende Brückeneinfluß α eliminiert.

γ) Schädliche Reflexionen am rückwärtigen Leitungsende. Eine andere Störung, die ebenfalls in dem unvollkommenen Reflexionsvermögen der Abstimmbrücken begründet liegt, entsteht dadurch, daß Schwingungsenergie über die Abstimmbrücke B_2 hinaus auf das rückwärtige Ende von der Länge l_x in Abb. 263 gelangt, am meistens offenen Leitungsende reflektiert wird und nunmehr auf die Abstimmung des eigentlichen Meßsystems zurückwirkt. Besonders unangenehm sind Rückwirkungen der nicht vollständig durch die Abstimmbrücke reflektierten Wellen naturgemäß dann, wenn das rückwärtige Drahtsystem in Resonanz gerät, d. h. wenn z. B. $l_x = \lambda/4$ wird. Die in diesem ungünstigen Fall auftretenden Koppel- und Zieffekte sind schon im Abschnitt 2, B, α des Kapitels 3 in Band I eingehend behandelt worden, so daß es hier genügt, Maßnahmen zur Beseitigung dieser Fehlerquelle anzugeben.

Prinzipiell verschwindet jede Rückwirkung der freien Drahtenden natürlich bei einem System, welches mit der Abstimmbrücke aufhört und zwecks Längenänderung aus ineinanderschiebbaren Metallrohren aufgebaut ist. Da diese Anordnung jedoch aus praktischen Gründen Schwierigkeiten bereitet, und weil durch die verschiedenen Rohrdurchmesser neue Fehler entstehen können, beseitigt man die Reflexionen am freien Leitungsende besser dadurch, daß man das hintere Leitungsende durch Aufsetzen einer dritten Brücke im Abstand $\lambda/4$ von B_2 verstimmt oder dadurch, daß man die Leitung mit einem Widerstand von der Größe und dem Charakter des Wellenwiderstands abschließt [68]. Draht- oder Flüssigkeitswiderstände sind ihrer inneren Kapazitäten und Selbstinduktivitäten wegen nicht brauchbar, vielmehr eignet sich am besten ein weiteres, an die Meßleitung angeschlossenes Lecher-System aus Widerstandsdraht mit einer parallel geschalteten kleinen Kapazität. Bei passender Abgleichung dieses Widerstandssystems, dessen reelle und imaginäre Komponente sich unabhängig voneinander einstellen lassen, werden die über die Abstimmbrücke gelangenden Wellen verschluckt, und die schädlichen Reflexionen am freien Leitungsende verschwinden.

d) Einfluß der Indikatoren. Bei Messungen, an deren Präzision die höchsten Anforderungen gestellt werden sollen, geht man zweckmäßig so vor, daß man die ganzen Resonanzkurven in den einzelnen Abstimmungsgebieten über der Drahtlänge als Abszisse aufnimmt und die

genauen Resonanzpunkte durch Mittelung der Resonanzkurve bestimmt. Diese Maßnahme setzt aber voraus, daß die Resonanzkurven symmetrisch sind, was nur bei Beachtung besonderer Vorsichtsmaßregeln mit Sicherheit der Fall ist. In erster Linie ist dafür zu sorgen, daß der Indikator der unmittelbaren Einwirkung des erregenden Generators entzogen wird, und daß auch über die Galvanometerzuleitungen o. dgl. keine fremde, d. h. nicht vom Meßsystem stammende Hochfrequenzenergie Zugang zum Indikator findet. Andernfalls überlagern sich diese Schwingungen den im Meßsystem induzierten und verursachen je nach ihrer Phasenlage stark unsymmetrische Resonanzkurven, die eine genaue Wellenmessung unmöglich machen [69]. Um solche Unsymmetrien zu beseitigen, genügt es nicht, daß man den Indikator vor dem direkten Strahlungsfeld des Senders durch eine metallische Abschirmung schützt, sondern man muß auch darauf achten, daß die Meßdrähte wirklich als Doppelleitung wirken, und nicht etwa dem Indikator über die aus Kapitel 2 bekannte Gleichtaktwelle (vgl. S. 94) Störenergie zuführen [70]. Wird die Gleichtaktwelle unterbunden, indem die Eingangsbrücke beispielsweise mit einem großen Metallschirm verbunden wird, wobei die Kopplung mit dem Generator über eine kleine, den Schirm um wenige Zentimeter überragende Koppelschleife bewerkstelligt werden kann, dann erhält man mit Sicherheit genau symmetrische Resonanzkurven.

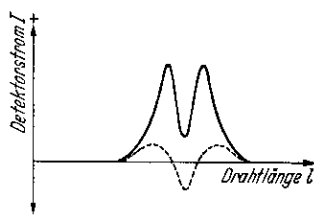


Abb. 264. (—) Doppelhöckerkurve bei zu großen Brückenwiderständen oder bei zu fester Kopplung und (...) bei Umkehr des Detektorstroms von bestimmten Stromwerten an.

Unter besonders ungünstigen Umständen, nämlich wenn ein Indikator mit zu hohem Widerstand unmittelbar in die Drahtbrücken eingeschaltet wird, beobachtet man an Stelle einer einfachen Resonanzkurve eine Doppelhöckerkurve (Double-Hump-Phänomen) [71, 55], wie sie die ausgezogene Kurve in Abb. 264 veranschaulicht. Bei solchen Abstimmkurven wird ein an der Resonanzstelle liegendes Stromminimum beiderseits von je einem Maximum eingeschlossen. Die Ursache für diese Anomalie liegt darin, daß die Indikatorbrücke, gleichgültig wo sie sich befindet, keinen idealen Kurzschluß bewirkt, sondern zufolge ihres hohen Eigenwiderstands zum Teil die Funktionen eines Spannungsindikators ausübt und infolgedessen zu den Spannungsbäuchen hin tendiert. Daraus folgt, daß der Abstand der beiden Nebenmaxima von dem eigentlichen Resonanzminimum um so größer werden muß, je größer der Brückenwiderstand im Vergleich zum Leitungswiderstand gewählt wird, was sich experimentell bestätigt findet. Ähnliche Doppelhöckerkurven beobachtet man auch, wenn die Kopplung zwischen Sender und Meßsystem zu fest ist [72]. Streng zu unterscheiden ist hiervon die in Abb. 264 punktiert eingezeichnete Abstimmkurve, wie sie ein Detektor mit fallender Charakteristik liefern kann (vgl. Kapitel 1, Abschnitt 1, A, d), und die leicht daran zu erkennen ist, daß sie unter die Abszissenachse absinkt.

C. Stehende Wellen in Luft.

Läßt man die von einem Sender ausgestrahlten Wellen nicht an einer Drahtleitung entlanglaufen, sondern sich frei in Luft ausbreiten und reflektiert man sie an einer hinreichend großen Metall- oder Gitterfläche, so bilden sich bekanntlich ebenfalls stehende Wellen (vgl. Kapitel 5, Abschnitt 3, A, c) und aus dem Abstand ihrer Knoten und Bäuche läßt sich die Wellenlänge mit großer Genauigkeit entnehmen. Zwar verschwinden verschiedene der beim Paralleldrahtsystem möglichen Fehler, doch treten dafür kapazitive Störungen außerordentlich stark hervor, und Aufbau und

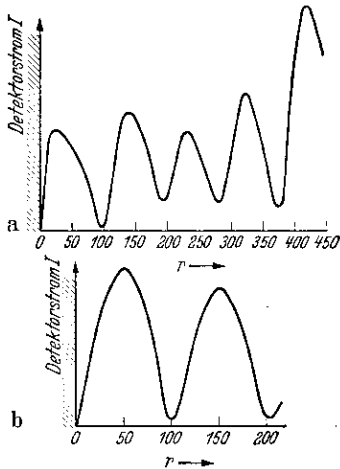


Abb. 265. Stehende Wellen in Luft
a bei schwach gedämpftem und b bei
stark gedämpftem Empfangsresonator
nach Bergmann.

Handhabung der Anordnung sind zu umständlich, als daß dieser Meßmethode dem Lecher-System gegenüber größere Bedeutung zukommt, zumal aus den angeführten Gründen auch die Meßgenauigkeit hinter der mit dem Lecher-System zu erzielenden zurückbleibt.

Die einfachste Anordnung zur Erzeugung stehender Wellen in Luft ist die, daß der zu messende Sender einer Metallwand oder einem Drahtgitter, dessen Abmessungen groß gegen die Wellenlänge sein müssen, im Abstand von mehreren Wellen gegenübergestellt wird, und daß man nun den Raum zwischen Reflexionswand und Sender mit einem empfindlichen Empfänger, am einfachsten mit einem Detektorresonator, abtastet [73]. Die Achse der Empfangsantenne und die Antenne des Senders müssen dabei mit der Reflexionswand und zueinander parallel verlaufen.

Die Abb. 265 zeigt zwei auf diese Weise erhaltene Kurven von stehenden Wellen von 206 cm Länge [74]. Bei Betrachtung der Kurve a fällt zunächst auf, daß die einzelnen Maxima und Minima nicht gleichmäßig mit der Entfernung von der Reflexionsstelle oder mit Annäherung an den Sender zunehmen, sondern unregelmäßig schwanken. Diese Unregelmäßigkeiten kennzeichnen die störenden Einflüsse der Begrenzungs- und der metallischen Bauteile des Raums, in dem die Messungen ausgeführt wurden. Ferner fällt auf, daß die Maximumstellen nicht genau in der Mitte zwischen zwei benachbarten Minimumstellen liegen, sondern daß sie mehr oder weniger stark gegen die Wand hin verschoben sind. Am stärksten ist das der Fall beim ersten Maximum. Die Verschiebung tritt jedoch nur dann auf, wenn der Empfangsresonator schwach gedämpft ist und ist besonders ausgeprägt, wenn sich der Empfänger mit dem Sender in Resonanz befindet. Es gehen dann von den im Empfänger erregten Schwingungen Sekundärwellen aus, die von der Wand reflektiert werden und ihrerseits wieder auf den Empfänger zurückwirken und die je nach dem Abstand desselben von der Wand die im Empfänger erregten primären Schwingungen verstärken oder schwächen. Das

Ergebnis ist dann die beobachtete Verschiebung der Maxima nach der Reflexionswand zu, die um so größer wird, je schwächer der Empfangsresonator gedämpft ist. Bei gedämpften Wellen ist die Amplitude der Sekundärwellen im allgemeinen nicht groß genug, um noch die Verschiebung mehrerer Maxima wahrnehmbar zu machen, bei ungedämpften Schwingungen, mit denen die gezeigten Kurven aufgenommen wurden, ist die Verschiebung im zweiten und dritten Maximum dagegen noch deutlich sichtbar. Die Verschiebungen verschwinden sofort, wenn der Empfänger nicht mehr mit dem Sender in Resonanz ist.

Auf Grund der obigen theoretischen Erklärung muß sich die Verschiebung des ersten Maximums beseitigen lassen, wenn man die Dämpfung des Empfängers vergrößert, was sich z. B. durch Einschalten von dünnen Widerstandsdrähten in die Empfangsantennen oder durch Verwendung eines hochohmigen Thermoumformers als Empfangsindikator erzielen läßt. Auf diese Weise entstand die Kurve b in Abb. 265, die von einer Verschiebung der Maxima nichts mehr erkennen läßt, sondern einen ganz regelmäßigen Verlauf zeigt. Es ist also von großer Wichtigkeit, bei solchen Wellenmessungen mit einem genügend stark gedämpften Empfänger zu arbeiten, um eine möglichst objektive Darstellung der Energieverteilung zu erhalten. Vor allem ist man dann auch sicher, daß die gemessene Kurve wirklich die Senderwelle wiedergibt, und nicht die Eigenwelle des Resonators enthält.

Da der Ort des Senders einem Schwingungsbauch und die Reflexionswand einem Schwingungsknoten entspricht, sind die stehenden Wellen am deutlichsten ausgeprägt, wenn der Abstand zwischen Sender und Reflexionswand ungerade Vielfache von $\lambda/4$ beträgt, während man bei einem Abstand von $n\lambda/2$, d. h. bei Aufstellung des Senders in einem Knoten überhaupt keine oder nur undeutliche stehende Wellen erhält.

D. Wellenmessung mit der Kathodenstrahlröhre.

Die ultradynamische Empfindlichkeit und Phasenverschiebung bei der Querablenkung des Elektronenstrahls in einer Kathodenstrahlröhre ist grundsätzlich in Abschnitt 3, B, d dieses Kapitels behandelt. Stellt man die beschleunigende Strahlspannung auf maximale Empfindlichkeit oder auf Nullausschlag oder bei lotrechter Ablenkung in zwei gleichphasig gespeisten und räumlich hintereinanderliegenden Ablenkensystemen auf Phasenreinheit ein, so ist man in der Lage, die Frequenz der Ablenkspannung aus der auf S. 243 unten angegebenen Gleichung zu errechnen. Dabei kommt es nicht darauf an, den absoluten ultradynamischen Phasenwinkel selbst zu kennen, sondern man kann sich in der Weise helfen, daß man durch Erhöhung oder Erniedrigung des Anodenpotentials auf die nächstfolgende Inversion abgleicht. Am sichersten ist die Einstellung auf phasenreine Ablenkungsgeraden, die in Abständen von π aufeinanderfolgen und abwechselnd nach rechts oder nach links geneigt sind. Tritt z. B. eine Inversion, deren Ordnungszahl an sich nicht bekannt ist, beim Anodenpotential E_{a1} auf, wobei allgemein gilt:

$$\varphi_1 = n \cdot \pi = \frac{\omega \cdot d}{v_1} = \frac{\omega \cdot d}{6 \cdot 10^7 \sqrt{E_{a1}}},$$

und muß man das Anodenpotential auf E_{a2} erniedrigen, um die nächstfolgende Inversion zu erhalten, dann gilt für diese:

$$\psi_2 - (n+1)\pi = \frac{\omega \cdot d}{v_2} = \frac{\omega d}{6 \cdot 10^7 \sqrt{E_{a2}}}.$$

Daraus erhält man:

$$\omega = \frac{\pi}{d} \frac{v_1 \cdot v_2}{v_1 - v_2},$$

oder:

$$\lambda_{\text{in}} = d_{\text{min}} \cdot \frac{\sqrt{E_{a1} - E_{a2}}}{\sqrt{E_{a1} \cdot E_{a2}}} \quad (E_a \text{ in Volt}).$$

Grundsätzlich gelten dieselben Gesetze, wenn mit nur einem Plattenpaar auf ultradynamische Empfindlichkeitsmaxima oder Minima abgelesen wird.

Eine andere Methode der Wellenmessung mit Elektronenstrahlen arbeitet mit so langen Ablenkfeldern, daß während der Durchlaufzeit auf dem Elektronenstrahl Knoten und Bäuche entstehen. Der Abstand dieser Knoten entspricht der im Verhältnis der Elektronengeschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit reduzierten Halbwelle [75]. Um die ungenaue Messung dieser Abstände zu vermeiden, kann man in das Ablenkfeld äquidistante Lochblenden einschieben, so daß der aus dem Ablenkfeld austretende Strahlstrom ein Maximum wird, wenn die Ablenkknöten mit diesen Blenden zusammenfallen. Die Genauigkeit des Verfahrens wird durch die Feldverzerrungen, welche die zwischen den Ablenkplatten angebrachten Blenden bewirken, stark beeinträchtigt.

E. Optische Meßmethoden.

Die Messung von Wellen unter etwa 10 cm Länge kann sowohl mittels des Lecherschen Paralleldrahtsystems als auch durch Bildung stehender Wellen in Luft unter Umständen recht schwierig werden, zumal wenn die Strahlungsenergie so gering ist, daß sich störende Rückwirkungen des Empfangsresonators nicht mehr mit Sicherheit vermeiden lassen. Im Gebiet der quasioptischen Wellen ist man daher auf Methoden angewiesen, wie sie in der Optik zur Feststellung von Lichtwellenlängen gebräuchlich sind.

a) Interferometer.

α) Das Interferometer von Boltzmann. Ein optisches Meßverfahren, das in Analogie zu den Fresnelschen Spiegelversuchen von Boltzmann angegeben worden ist [76], beruht auf der Interferenz zweier, von demselben Erreger ausgesandter Wellen, die an zwei metallischen Planspiegeln reflektiert werden. In der Abb. 266 ist der Aufbau eines Boltzmannschen Interferometers mit den zugehörigen Hilfseinrichtungen schematisch dargestellt: Da die Interferenzmethode ein paralleles Strahlenbündel voraussetzt, ist der Erreger 0 im Brennpunkt eines Parabolspiegels angebracht, dessen Bündelung durch eine Glas- oder Paraffinlinse L_1 verbessert wird. Nach Durchsetzen des halbdurchlässigen Spiegels S' , z. B. einer Glasplatte treffen die Strahlen auf die beiden Interferometerspiegel

S_1 und S_2 . Diese sind in parallelen Ebenen angeordnet und können durch eine Mikrometerschraube um den gegenseitigen Abstand a verschoben werden. Von S_1 und S_2 werden die Wellen auf die Linse L_2 reflektiert, die sie auf den Empfänger E_1 konzentriert. Wegen der räumlichen Verschiebung der beiden Interferometerspiegel wird der kohärente Wellenstrahl in zwei Komponenten zerlegt, die einen dem Abstand a entsprechenden Gangunterschied aufweisen und zur Interferenz kommen, d. h. sich in ihrer Wirkung auf den Empfänger E_1 entweder auslöschen oder addieren. Ist α der Winkel, den die einfallenden und die reflektierten Strahlen miteinander einschließen, dann ist die Wegdifferenz offenbar:

$$\begin{aligned} z &= x + y \\ &= a/\cos \alpha/2 + x \cos \alpha \\ &= 2a \cos \alpha/2. \end{aligned}$$

Bezeichnet man nun mit a die Spiegelverschiebung von einem Maximum bis zum darauffolgenden Minimum der Empfängerintensität, dann entspricht $x + y$ einer halben Wellenlänge und es wird:

$$\lambda = 2a \cos \alpha/2.$$

Der Kontrollempfänger E_2 , auf den ein Teil des Senderstrahls durch die Glasplatte S' und die Linse L_2 konzentriert wird, dient dazu, unbeabsichtigte Intensitätsschwankungen des Senders, die bei der Aufnahme der Interferenzkurven berücksichtigt werden müssen, durch Quotientenbildung der Ausschläge von E_1 und E_2 zu eliminieren.

Sind die vom Erreger 0 ausgesandten Wellen gedämpft, dann erhält man Interferenzkurven, die von den mit ungedämpften elektrischen Wellen oder mit Schall- oder Lichtwellen erhaltenen grundsätzlich abweichen. Die genaue theoretische Analyse des Interferenzvorganges ergibt nämlich, daß die Maxima oder Minima nicht genau mit dem Gangunterschied 0, $\lambda/2$, $\lambda \dots$ übereinstimmen, sondern etwas verschoben sind, was indessen, da sich die Verschiebung über alle Maxima gleichmäßig erstreckt, für die Wellenlängenmessung belanglos ist und nur bei Dämpfungsmessungen berücksichtigt werden muß. Ein anderer Unsicherheitsfaktor ist die Eigendämpfung des Empfangsresonators. Ist dieser nämlich nur schwach gedämpft, dann wird er durch die von S_1 stammenden Wellen in Eigenschwingungen versetzt, und die von S_2 reflektierten Wellen treffen je nach ihrer Zeitdifferenz gleichphasig oder gegenphasig mit diesen Eigenschwingungen zusammen. Im ungünstigsten Fall entsteht so eine Interferenzkurve, die statt der einfallenden Welle die Eigenwelle des Empfangsresonators anzeigt. Weitere Fehler entstehen dadurch, daß das Strahlenbündel nur sehr schwer genau parallel zu machen ist, was durch besondere Justierung der Spiegel an Stelle einer Parallelverschiebung ausgeglichen werden

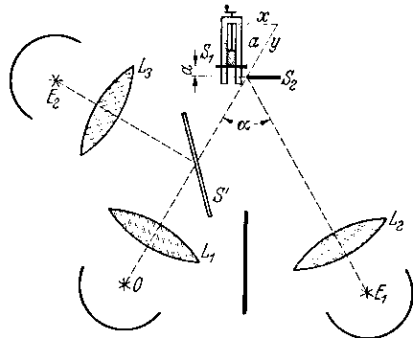


Abb. 266. Interferometer von Boltzmann.

müßte. Beschränkt man sich bei der Aufnahme der Interferenzkurven auf die beiden Maxima zu beiden Seiten der Mittelstellung von S_1 und S_2 , und stimmt man den Empfänger ungefähr auf die zu messende Welle des Erregers ab, dann lassen sich Interferenzkurven von gut wellenförmigem Charakter erzielen, die die in der Strahlung vorherrschende Grundschwingung mit Sicherheit wiedergeben.

Natürlich sind eindeutige Interferenzkurven von vornherein nur dann zu erwarten, wenn der Erreger wirklich eine streng monochromatische Strahlung liefert. Gerade im unteren Grenzgebiet der quasioptischen Wellen ist das jedoch keineswegs der Fall, und man erhält ein multiples Spektrum der Wellenstrahlung, aus dem sich die einzelnen Teiltöne analysieren lassen. Als Beispiel für eine solche Messung ist in der Abb. 267 die mit einem Massenstrahler aufgenommene Interferenzkurve wiedergegeben, welche die in Band I, Kapitel I, Abschnitt 1, C, b angegebenen Oberschwingungen enthält.

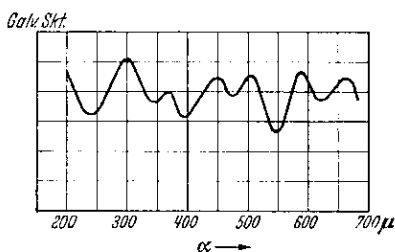


Abb. 267. Interferometerkurve eines Massenstrahlers.

β) **Das Stufeninterferometer von Nichols und Tear.** Bei der Messung von Millimeterwellen, die sich heute nur gedämpft erzeugen lassen, werden die Interferenzerscheinungen verschwommen und unsicher. Nichols und Tear erkannten als Ursache die überaus starke Dämpfung und es gelang ihnen eine bedeutende Verbesserung, indem sie die beiden Spiegel des Boltzmannschen Interferometers durch ein Stufeninterferometer („Echelettinterferometer“) ersetzen und so eine Verallgemeinerung des Boltzmannschen Interferometerprinzips schufen [77]. Wie die Abb. 268 zeigt, besteht das Stufeninterferometer aus einer Anzahl aufeinandergeschichteter Kupferklötzchen P , die an ihrer Stirnseite plangeschliffen und treppenartig gegeneinander verschoben sind. Eine mittels Stellschraube neigbare schiefe Ebene, gegen welche die Kupferklötzchen mit ihrer Rückseite anliegen, ermöglicht es, die Tiefe der Treppenstufen genau einstellen zu können.

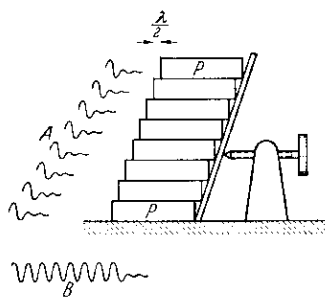


Abb. 268. Stufeninterferometer von Nichols und Tear.

Trifft ein gedämpfter Wellenzug von vorne auf die Treppe auf, die z. B. statt der Spiegel S_1 und S_2 in die Anordnung nach Abb. 266 eingesetzt sei, dann werden von den Treppenstufen einzelne Wellenzüge reflektiert, wie in A angedeutet, und bei passender Abgleichung setzen sich alle diese Wellenzüge zu einem gleichförmigeren, d. h. weniger gedämpften Wellenzug B zusammen. Diese optimale Einstellung ist offenbar dann vorhanden, wenn die Stufentiefe genau $\lambda/2$ beträgt, und in diesem Fall zeigt der Meßempfänger ein Maximum. Die Wirkung des Boltzmannschen Interferometers ist hier gewissermaßen vervielfacht,

so daß man selbst noch stark gedämpfte Wellen von Bruchteilen eines Millimeters mit großer Präzision messen kann. Ferner leuchtet ein, daß sich das Stufeninterferometer zur Monochromatisierung eines diffusen Wellenspektrums eignen muß.

γ) Das **Michelsonsche Interferometer**. Die beiden vorhergehend beschriebenen Interferometer erfordern, wenn sie saubere Interferenzkurven liefern sollen, ein vollkommen paralleles Strahlenbündel, weil andernfalls die räumlich getrennten Teilkomponenten verschiedenen Reflexionswinkeln unterliegen und verschiedene Richtungen erhalten. Das wird bei der in Abb. 269 gezeigten Anordnung vermieden, die in der Optik als Michelsonsches Interferometer bekannt ist. θ und E bedeuten wieder Sender und Empfänger mit ihren Spiegeln, die rechtwinklig zueinander orientiert sind. Im Kreuzungspunkt der Strahlen befindet sich, unter 45° gegen den Strahlengang, geneigt eine Glasplatte S , die für kurze elektrische Wellen halb durchlässig ist und nötigenfalls schwach versilbert sein kann. S_1 ist ein feststehender und S_2 ist ein mittels Schraubenspindel verschiebbarer Planspiegel. Wird dieser zweite Spiegel in Strahlrichtung verschoben, so treten auch hier Gangunterschiede auf zwischen den über S und S_1 und den über S und S_2 zum Empfänger gelangenden Strahlen. Trägt man die Empfängerausschläge als Funktion der Parallelverschiebung von S_2 auf, so erhält man wieder Interferenzkurven, welche die Wellenlänge des Erregers θ erkennen lassen. Da die Aufteilung des Senderstrahls in die beiden kohärenten Komponenten, die zur Interferenz gebracht werden, in einem einzigen System, nämlich in der „Transmissionsplatte“ S erfolgt, fallen alle durch nicht ganz parallele Strahlen entstehenden Fehler fort. Ebenso wie das Boltzmann-Interferometer liefert auch das Michelsonsche Interferometer die saubersten Interferenzkurven, wenn der Empfänger entweder sehr stark gedämpft oder aber auf die Senderwelle ungefähr abgestimmt ist.

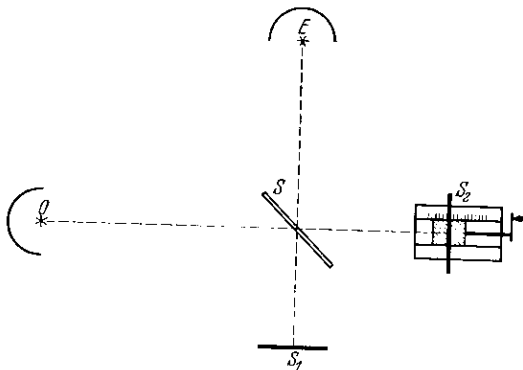


Abb. 269. Interferometer von Michelson.

b) Beugungsspektren quasioptischer Wellen.

a) **Ebene Gitter**. Ersetzt man die Reflexionsspiegel in der Anordnung nach Abb. 266 durch ein Hertzsches Gitter, das aus einer Reihe von in einer Ebene und in gleichen Abständen gespannten Kupferdrähten besteht, so treten bei Drehung des Gitterspiegels, d. h. bei Veränderung des Einfallswinkels der Senderstrahlung im Empfänger gleichfalls periodisch aufeinanderfolgende Maxima und Minima auf, aus deren Abstand sich die Wellenlänge nach optischen Gesetzen errechnen läßt. Beim Arbeiten mit gedämpften Wellen werden die Meßresultate leicht

unübersichtlich, weil sich auch hier die Eigendämpfung des Resonators und außerdem noch die Eigenschwingungen der Gitterdrähte bemerkbar machen und bestimmte Oberschwingungen der Senderstrahlung mehr oder weniger bevorzugen.

Die Theorie des Hertzschen Reflexionsgitters, welche am einfachsten unter der Annahme einer unendlich guten Leitfähigkeit der Gitterdrähte aufzustellen ist [79], setzt voraus, daß zunächst der Drahtradius r klein gegen den Drahtabstand a , und daß ferner dieser wieder klein gegen die Wellenlänge sein soll. Danach wäre zu erwarten, daß Theorie und Experiment um so besser übereinstimmen, je besser die genannten Voraussetzungen erfüllt sind. In Wirklichkeit ist das aber nicht der Fall, weil sich bei sehr dünnen Drähten die endliche Leitfähigkeit des Drahtmaterials bemerkbar macht [80], ähnlich wie es bei der Absorption elektrischer Strahlungsenergie durch einen einzelnen dünnen Draht zu beobachten ist [81]. Messungen des Reflexionsvermögens R , der Durchlässigkeit D und des daraus resultierenden Reflexionsvermögens $A = 1 - R - D$ von geometrisch gleichen, aber mit verschiedenen Drähten versehenen Gittern bringen den Einfluß der Leitfähigkeit deutlich zum Ausdruck [82], und ergeben den Quotienten $A/\sqrt{\text{Drahtwiderstand}}$ ungefähr konstant, wie es die Maxwellsche Theorie fordert.

Je weiter man mit der Wellenlänge heruntergeht, um so weiter läßt sich die Annäherung an die in der Optik gebräuchlichen Meßmethoden treiben. Bringt man ein metallisches Gitter so in den Strahlengang eines Errogers, daß seine Ebene von einem parallelen Strahlenbündel senkrecht durchsetzt wird, dann können die Gitterspalte auf Grund des Huygenschen Prinzips als eigene Wellenzentren angesehen werden, von denen kohärente Schwingungen ausgehen, deren Phasen sich um bestimmte, den geometrischen Gangunterschieden entsprechende Beträge unterscheiden. Unter bestimmten Brechungswinkeln entstehen also Interferenzzonen, in denen sich die Wellen abwechselnd auslöschen oder verstärken. Tastet man den Raum hinter dem Gitter mit einem geeigneten Resonator ab, so erhält man ein Beugungsspektrum der Senderstrahlung, und aus Abstand und Verteilung der einzelnen Beugungsbilder kann die Wellenlänge mit Hilfe der optischen Gitterformel leicht errechnet werden. Da die Winkel, unter denen die Maxima auftreten, von der Wellenlänge abhängig sind, ist das Diffraktionsgitter auch zur Monochromatisierung einer zusammengesetzten Wellenstrahlung geeignet.

Hergestellt werden elektrische Diffraktionsgitter, und zwar sowohl ebene Plangitter wie auch Konkavgitter, entweder aus Drähten oder Blechstreifen, die äquidistant auf einem Rahmen befestigt sind, oder durch Einfräsen von Schlitzten in eine massive Blechplatte, oder man klebt schmale Staniole auf eine isolierende Trägerschicht auf. Eine Gitterkonstante von $1/100$ mm läßt sich durch Einreiben eines optischen Diffraktionsgitters mit Graphit erzielen, bis die in Glas eingeritzten Furchen unter dem Mikroskop vollständig schwarz erscheinen [83]. Wegen der geringen Leitfähigkeit ist ein solches Gitter für exakte Messungen freilich weniger geeignet, doch zeigt es deutliche Polarisationseffekte und läßt daraus schließen, daß die zwischen den Furchen hindurchtretende Strahlung der Größenordnung von 10^{-1} bis 10^{-2} mm sein muß.

Um eine genauere Vorstellung von der Messung quasioptischer Wellen mit einem Diffraktionsgitter zu geben, ist in der Abb. 270 eine diesem Zweck dienende Anordnung schematisch gezeichnet. θ ist der Erreger, in diesem Fall ein Oszillatörgitter, welches sich im Brennpunkt eines kleinen Parabolspiegels P befindet. Die hiervon ausgehenden Strahlen passieren das Diffraktionsgitter G , das sich hinter der entsprechenden Öffnung eines Metallschirmes S befindet, und werden mittels der Steinsalzlinse L auf das Thermoelement Th konzentriert. Der Empfänger Th ist ungefähr im Fokus der Linse L angeordnet, und kann aus diesem mittels einer Mikrometerschraube nach rechts und links, d. h. senkrecht zur Linsenachse verschoben werden. Die Abb. 271 gibt ein nach dieser Methode mit einem besonders exakt gearbeiteten Gitter, dessen Periodizität bei 4,4 mm nicht mehr als 1,5% Fehler hatte, erhaltenes Spektrogramm wieder [83]. Da das Steinsalz im Bereich von etwa 20–100 μ eine starke Absorption zeigt, sind Wellen unter 100 μ nicht mehr nachweisbar, doch ändert sich oberhalb dieser Grenze der Brechungsindex des Steinsalzes offenbar nicht mehr. Dieselben Ergebnisse sind auch mit Konvavgittern zu erzielen.

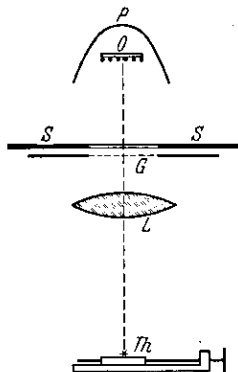


Abb. 270. Wellenmessung mittels Diffraktionsgitter.

Während beim Hertzschen Gitter die Abmessungen der einzelnen Drähte oder Metallstreifen mit der Wellenlänge in keiner unmittelbaren Beziehung stehen, setzen sich die Resonatörgitter aus einer großen Anzahl einzelner, auf eine bestimmte Welle abgestimmter Resonatoren zusammen, wobei die Gitterelemente die Form von linearen Stäbchen, von Kugeln oder von offenen Drahtlingen haben können [84]. Es ist einleuchtend, daß die Reflexions- und Absorptionswirkung solcher Resonatörgitter einen ausgesprochen selektiven Charakter zeigen muß, wenn auch die mit elektrischen Wellen zu erzeugenden Interferenzmaxima

wegen der Dämpfung lange nicht so scharf erwartet werden können wie in der Optik. Natürlich verhalten sich die einzelnen Gitter ziemlich verschieden. So ist beispielsweise das selektive Reflexionsvermögen bei dem aus ringförmigen Elementen bestehenden Gitter bedeutend stärker ausgeprägt, als bei dem aus linearen Elementen zusammengesetzten Gitter und bei diesem wieder schärfer als beim Kugelgitter.

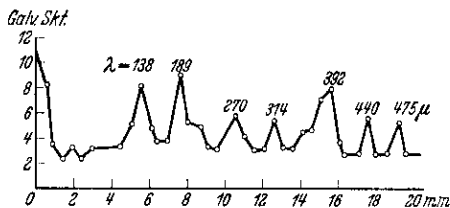


Abb. 271. Wellenspektrum eines Oszillatörgitters nach Lewitzky.

γ) **Raumgitter.** 1. *Gitterspektograph.* Ordnet man mehrere ebene Resonatörgitter in parallelen Schichten hintereinander an, so entsteht ein dreidimensionales Raumgittersystem. Den Untersuchungen, die sich mit der Reflexion und dem Durchgang quasioptischer Wellen durch

derartige Raumgitter befassen, liegt der Gedanke zugrunde, die Hertz'schen Versuche auf das Gebiet der Kristalloptik zu übertragen und eine Analogie mit den Interferenzerscheinungen nachzuweisen, die bei der Reflexion und beim Durchgang von Röntgenstrahlen durch Molekulargitter auftreten.

Während sich die der Spektralanalyse von Röntgenstrahlen dienenden Raumgitter aus den Atomen oder Ionen eines Kristalls zusammensetzen,

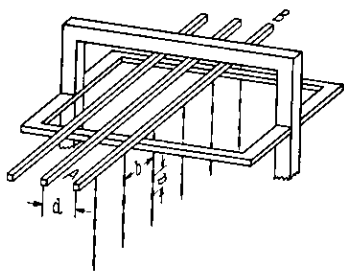


Abb. 272.
Raumgitter nach Kapzov.

muß man für quasioptische Wellen ein Raumgitter von sichtbaren Dimensionen verwenden [85]. Das einfachste Gitter dieser Art ist in der Abb. 272 perspektivisch gezeichnet: Es besteht aus einer sehr großen Anzahl (rund 2100) von etwa 3 mm starken und 12 mm langen Kupferstäbchen, die in einem Holzgestell an isolierenden Fäden kettenförmig aufgehängt sind und äquidistante Schichten bilden. Durch Verschieben dieser Schichten ist man imstande, die Gitterperiode d beliebig einstellen zu können.

Fällt auf ein solches Gittersystem ein Wellenstrahl unter einem Winkel θ auf, so wirft das Gitter einen zweiten Strahl zurück, dessen Intensität unter dem gleichen Winkel θ ein Maximum erreicht. Ändert man den Einfallswinkel, dann durchläuft die Intensität des reflektierten

Strahls aufeinanderfolgende Maxima und Minima, die den Formeln von Bragg und Wulf gehorchen:

$$n \cdot \lambda = d \sin \theta_{\max},$$

$$\frac{2n-1}{2} \lambda = 2d \sin \theta_{\min}.$$

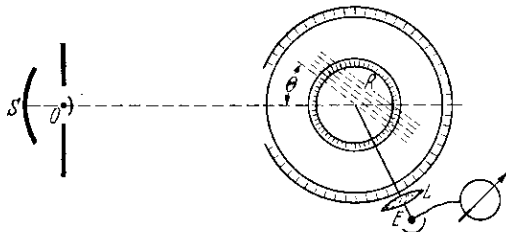


Abb. 273. Gitterspektrograph für quasioptische Wellen.

graphenanordnung von der in Abb. 273 gezeigten Art. θ ist der Erreger, der sich im Brennpunkt eines sphärischen Metallspiegels S befindet, und ein paralleles Strahlenbündel von 3,5 cm Wellenlänge ausenden möge. Die Strahlen fallen auf das Raumgitter R , das auf einem Meßtisch drehbar aufgebaut ist. Die reflektierten Strahlen treffen auf die Glaslinse L und werden auf den mit einem empfindlichen Thermumformer versehenen Resonator E konzentriert. Die Maximumeinstellung des Gitterwinkels läßt sich auf 1° genau vornehmen. Um den Empfänger vor der direkten Einwirkung des Erregers und der diesen speisenden Hochspannungsquelle zu schützen, muß der ganze Spektrograph sorgfältig abgeschirmt werden.

Die in Abb. 274 wiedergegebene Kurve zeigt ein bei einer Gitterperiode von $d = 6$ cm erhaltenes Diffraktionsbild. Aus den obigen

Formeln errechnen sich die in den einzelnen Interferenzmaxima angegebenen Wellenlängen, deren Mittelwert 3,2 cm merklich kürzer als die Senderwelle ist. Derselbe Wert wurde durch direkte Messung des reflektierten Strahles mittels eines Boltzmann-Interferometers festgestellt, woraus hervorgeht, daß die Eigenperiode der Gitterresonatoren, die naturgemäß eine viel schwächere Dämpfung als der Vibrator haben, die Messungen stark beeinträchtigen.

In derselben Anordnung läßt sich ohne weiteres auch die Absorption in einem Raumgitter untersuchen, indem man zunächst die Intensität des reflektierten Strahls R und darauf die Intensität des durch das Gitter hindurchtretenden Strahls Q mißt und in Prozent des primären, ohne Gitter zum Empfänger gelangenden Strahls ausdrückt. Die vom Gitter absorbierte Energie A ist dann gleich $100 - (R + Q)$. Es zeigt sich, daß die Absorption um so stärker wird, je mehr Schichten das Raumgitter enthält.

2. Drehung der Polarisationssebene.

Im Zusammenhang mit den vorhergehenden Untersuchungen sei noch darauf hingewiesen, daß sich in ähnlichen Anordnungen die Drehung der Polarisationssebene beim Durchgang eines Wellenstrahls durch ein Raumgitter nachweisen läßt, wie sie in der Optik durch die unsymmetrische Anordnung der Moleküle und durch Unsymmetrien der Molekülstruktur hervorgerufen werden. Beide Fälle sind mit quasioptischen Wellen makroskopisch nachgebildet worden [86].

Eine in die planparallele Schicht eines optisch aktiven Mediums senkrecht einfallende linear polarisierte Welle teilt sich bekanntlich in zwei zirkular polarisierte Wellen von verschiedener Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf, durch deren Superposition wieder eine linear polarisierte Welle entsteht, deren Polarisationssebene jedoch um einen bestimmten, der Schichtdicke d proportionalen Winkel gedreht ist. Mittels einer großen Anzahl schraubenförmiger Resonatoren ist es gelungen, ein asymmetrisch-isotropes Molekülsystem nachzubilden, und die Drehung der Polarisationssebene Hertzscher Wellen nicht nur qualitativ nachzuweisen, sondern auch quantitativ mit der Drudeschen Theorie in Übereinstimmung zu bringen. Die einzelnen Elemente des isotropen Systems bestanden aus kleinen Drahtspiraln von 9 cm Drahtlänge und mit je $2\frac{1}{2}$ Windungen, die in Baumwollbälle eingewickelt waren. Mehrere hundert solcher Spiralresonatoren wurden vollkommen regellos in dem von den Wellen durchsetzten Raum verteilt. Bezeichnet man mit λ_0 die Eigenwelle der Spiralen, die sich zu 19,2 cm ergab, und mit λ_r die Größe $\frac{\pi c}{a}$, wobei a den Dämpfungsfaktor der Spiralen bedeutet, dann ist der Drehungswinkel:

$$\varphi = - \frac{K \lambda_0^2 \lambda_r^2 (\lambda - \lambda_0)^2}{(\lambda^2 - \lambda_0^2) \lambda_r^2 + \lambda_0^2 \lambda^2}$$

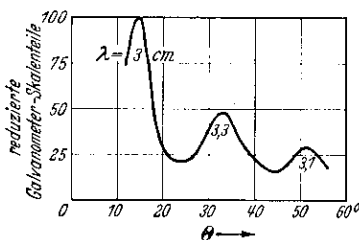


Abb. 274. Diffraktionsbild einer 3,5 cm Welle nach Kapzov.

($K = \text{Konstante}$). Man erkennt, daß φ gleich Null ist für $\lambda = \lambda_0$, d. h. wenn die Senderwelle mit der Eigenwelle der Resonatoren übereinstimmt, und daß die Polarisationssebene sich nach rechts oder links dreht, je nachdem die Senderwelle größer oder kleiner als die Resonatorwelle ist.

Die Abb. 275 zeigt die makroskopische Nachbildung eines rechts- und linksdrehenden Moleküls: Vier Kupferkugeln von 3,5 cm Durchmesser sind mittels dünner Holzstäbchen so angeordnet, daß sie die 4 Ecken eines Würfels von 11 cm Kantenlänge bilden. Die Verbindungslinien der Kugelmittelpunkte bilden also zwei asymmetrische Tetraeder, die spiegelbildlich gleich sind und entgegengesetzte Drehrichtungen haben. Die Größe der Polarisationsdrehung hängt in hohem Maße von der Richtung, in der die Wellen das Tetraeder durchsetzen, d. h. von der Orientierung der Tetraeder im Wellenstrahl ab. Sie ist am stärksten und gleichmäßigsten, wenn die Wellen senkrecht auf die Fläche eines der beiden gleichseitigen Dreiecke, welche das Tetraeder begrenzen, auf-

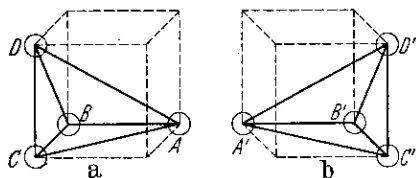


Abb. 275. a Rechtsdrehendes und b linksdrehendes tetraedisches Molekülmodell von Lindmann.

treffen. Auch hier verschwindet die Drehung, sobald die Senderwelle ungefähr mit der Eigenwelle der Kugeln, die sich zu 25,4 cm ergibt, übereinstimmt und kehrt ihren Richtungssinn um, wenn die Senderwelle oberhalb oder unterhalb dieses Wertes liegt.

Abschließend sei hinzugefügt, daß sich die Hertz'schen Versuche

durch den Nachweis der Doppelbrechung vervollständigen lassen. In der Optik wird die Doppelbrechung bekanntlich durch die Aufhellung des Dunkelfelds zweier gekreuzter Nicolscher Prismen durch eine Kristallplatte gezeigt. Bringt man zwischen die beiden gekreuzten Spiegel eines Senders und Empfängers eine Holzplatte, deren Struktur wegen der Maserung inhomogen ist, so läßt sich eine Doppelbrechung auch mit quasioptischen Wellen konstatieren [87]. Noch besser eignen sich kristallinische Medien, wie z. B. natürlicher, rhombischer Schwefel, woraus sich Nicols für elektrische Schwingungen herstellen lassen, mit denen die bekannten optischen Polarisationsversuche wiederholt werden können [88].

5. Die Untersuchung von dielektrischen Substanzen.

Die Messung der Dielektrizitätskonstanten und der Leitfähigkeit von festen und flüssigen Substanzen beansprucht in verschiedener Hinsicht großes Interesse. Für die praktische Ultrakurzwellenteknik ist die Kenntnis der dielektrischen Verluste von festen Isolierstoffen von Bedeutung, während das Verhalten von Flüssigkeiten, vor allem von Dipolflüssigkeiten zur Beurteilung und Prüfung der herrschenden theoretischen Vorstellungen wichtig ist. Bekanntlich fordert die Debyesche Dipoltheorie das Auftreten einer elektrischen Dispersion, d. h. einer Änderung der Dielektrizitätskonstanten mit der Frequenz (s. Kapitel 4, Abschnitt 4), und zwar in dem Sinne, daß die Dielektrizitätskonstante mit zunehmender

Frequenz sinken und schließlich in das Quadrat des optischen Brechungsindex übergehen soll. Die Lage des Gebiets, in dem dieser Übergang stattfindet, hängt von der physikalischen und chemischen Natur der Substanz, wie von der Dielektrizitätskonstanten, von der inneren Reibung, von der Molekülgröße und Konzentration usw. ab und ist für jede Substanz charakteristisch. Die Dispersion ist ihrer Ursache nach mit einer Absorption, bzw. mit einer Änderung der hochfrequenten Leitfähigkeit verknüpft.

Im folgenden Abschnitt werden die hauptsächlichsten Verfahren und Methoden, nach denen sich die Dielektrizitätskonstante, Absorption und Verlustwinkel von flüssigen und von festen dielektrischen Substanzen messen lassen, beschrieben. Die gewonnenen Meßergebnisse sind nur insoweit gewürdigt, als sie für die praktische und technische Seite des Ultrakurzwellengebietes Bedeutung haben. Hinsichtlich der physikalischen Seite der Probleme müssen kurze Hinweise genügen, da eine umfassende Behandlung dieses umfangreichen Stoffes weit über den Rahmen des vorliegenden Buches hinausgehen würde.

A. Messung der Dielektrizitätskonstanten.

Um die Dielektrizitätskonstante eines festen oder flüssigen Mediums zu messen, verfährt man am einfachsten in der Weise, daß man das betreffende Dielektrikum zwischen die Platten eines Kondensators bringt, und die Kapazitätserhöhung gegenüber Luft mißt, was in einer Brückenordnung oder nach der Resonanzmethode geschehen kann. Diese Methode setzt allerdings quasistationäre Verhältnisse voraus und muß bei sehr hohen Frequenzen versagen. Drude hat indessen gezeigt, daß man auch ein nichtquasistationäres Schwingungssystem mit verteilter Kapazität und Selbstinduktion in Gestalt eines Lecher-Systems zur Messung der Dielektrizitätskonstanten benutzen kann. Die Drudeschen Meßmethoden, die im Laufe der Entwicklung in den verschiedensten Modifikationen weiter ausgebaut und vervollkommen worden sind, müssen auch heute noch als am zuverlässigsten im Gebiet der kürzesten Wellen angesehen werden und lassen in dem Maße noch eine Vertiefung und Erweiterung des experimentellen Beobachtungsmaterials erwarten, wie es gelingt, die unterhalb 10 cm bisher noch ausnahmslos benutzten gedämpften Wellen durch ungedämpfte Schwingungen zu ersetzen.

a) Erste Drudesche Methode.

Die sog. erste Drudesche Methode geht aus von der Änderung der Geschwindigkeit, mit der sich elektrische Wellen in einem Medium, vorzugsweise in einer Flüssigkeit mit unbekannter Dielektrizitätskonstanten fortpflanzen [89] (s. Kapitel 5, Abschnitt 2, B, c) und vergleicht die sich so ergebende Wellenlänge λ_x mit der Welle λ_0 , welche die gleiche Frequenz in Luft ergibt. Dann ist die gesuchte Dielektrizitätskonstante $\varepsilon = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_x}\right)^2$. Um auf einem durchgehenden Paralleldrachtsystem gleichzeitig beide Wellenlängen messen zu können, läßt man die Lecher-Drähte nur zum Teil durch einen Glastrog hindurchgehen, der mit

der Meßflüssigkeit gefüllt wird. Wie die Abb. 276 erkennen läßt, erhält man auf diese Weise zwei Teilsysteme *I* und *II* mit den Längen l_1 und l_2 , welche durch die Trogwandung mit einer sprunghaften Änderung in der Dielektrizitätskonstanten des die Drähte umgebenden Mediums voneinander getrennt sind. Zweckmäßig stimmt man zunächst das System *I* auf Resonanz ab, d. h. man macht $l_1 = n \frac{\lambda_0}{2}$. Verschiebt man jetzt die Brücke B_2 in der Flüssigkeit, so zeigt das Detektorgalvanometer Resonanzmaxima an, deren Abstand die halbe Welle λ_x ergibt. Die Resonanzschärfe ist im allgemeinen etwas geringer als in Luft, dafür stehen aber meistens eine große Zahl von Halbwellen zur Verfügung. Jenseits des Detektors ist noch eine dritte

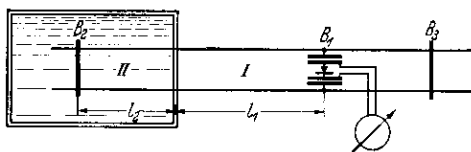


Abb. 276. Anordnung zur Messung der Dielektrizitätskonstanten nach der ersten Drudeschen Methode.

Reflexionsbrücke B_3 vorgesehen, um gleichzeitig noch die Luftwelle λ_0 genau messen zu können. Da sich die Meßflüssigkeit direkt zwischen den Lecher-Drähten befindet, müssen diese von den Galvanometerströmen freigehalten werden, weil die geringste Gashaut, die sich durch

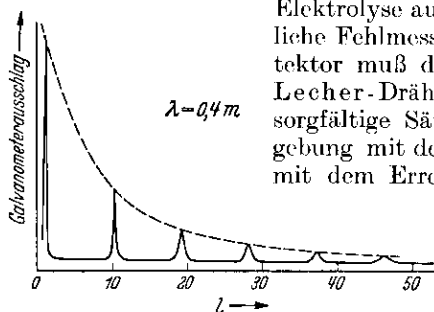


Abb. 277. Resonanzmaxima in destilliertem Wasser nach Helm.

Elektrolyse auf den Drähten bilden kann, beträchtliche Fehlmessungen verursachen würde. Der Detektor muß demnach gleichstrommäßig gegen die Lecher-Drähte abgeriegelt werden. Ferner sind sorgfältige Säuberung der Drähte, gute Kontaktgebung mit den Brücken, möglichst lose Kopplung mit dem Erregersender, ausreichende Größe des Glastroges sowie Verschiebung der Brücken mittels Fadenzügen vom Standort des Beobachters aus Vorbedingung, um gut reproduzierbare Maximumeinstellungen zu erhalten.

Ungünstig werden die Verhältnisse, wenn eine absorbierende Flüssigkeit untersucht werden soll. Der Einfluß der Hochfrequenzleitfähigkeit wirkt sich nämlich nicht nur in einer zunehmenden Verflachung der Resonanzmaxima aus, je weiter die Brücke B_1 von der Trogwand entfernt ist, sondern der Abstand der einzelnen Maxima entspricht dann auch nicht mehr genau der halben Wellenlänge λ_x , ja die Maxima sind überhaupt nicht mehr äquidistant, sondern ihr Abstand fällt am Anfang des Troges zu klein aus und nähert sich erst weiter hinten dem wirklichen Wert $\lambda_x/2$ [90]. Zur Veranschaulichung dieser Verhältnisse ist in der Abb. 277 eine Reihe von Resonanzmaxima wiedergegeben, die bei $\lambda = 0,4$ m in destilliertem Wasser ausgemessen sind. Noch unsauberer werden die Verhältnisse, wenn in der Trogwand kein Schwingungsknoten liegt, d. h. wenn l_1 nicht sorgfältig gleich einem Vielfachen von $\lambda_0/2$ eingestellt wird.

Die ursprüngliche Drudesche Anordnung hat in der beschriebenen Form den Nachteil, daß verhältnismäßig große Flüssigkeitsmengen

benötigt werden, damit das die Drähte umgebende Feld ungestört in der Flüssigkeit verlaufen kann. Dies wird durch Benutzung einer konzentrischen Rohrleitung vermieden. Da nur in dem Raum zwischen den beiden Rohren ein elektromagnetisches Feld herrscht, hat ein solches System zunächst den Vorzug, gegen alle Vorgänge in der äußeren Umgebung unempfindlich zu sein, so daß benachbarte Metallteile oder Isolierstoffe keine Energie durch Wirbelstrombildung oder durch dielektrische Verluste absorbieren. Ein weiterer Vorteil ist, daß man nur den Zwischenraum zwischen den beiden Rohren mit der zu messenden Flüssigkeit auszufüllen braucht, wozu sehr viel kleinere Mengen als im obigen Fall genügen.

Eine für diesen Zweck besonders günstige Anordnung zeigt die Abb. 278 [91]. Ein 1 m langes und 2 cm weites Metallrohr *a* ist vertikal gestellt und unten durch eine Isolierscheibe verschlossen, durch welche der vertikale Innendraht *b* eingeführt ist. Ein über diesem Draht verschiebbares Metallrohr *c* trägt eine Metallplatte *d*, die mit gutem Kontakt im Rohr *a* gleitet und die verschiebbare Reflexionsbrücke bildet. Das Rohr *a* und der Draht *b* bilden die Fortsetzung eines Paralleldrahtsystems *f* mit der verschiebbaren Detektorbrücke *g*. Durch einen seitlichen Rohransatz *h* kann die Rohrleitung mit der Meßflüssigkeit erfüllt werden. Damit die Plattenbrücke *d* in der Flüssigkeit verschoben werden kann, muß sie mit siebartigen Löchern versehen werden. Nachdem die Rohrleitung mit der Meßflüssigkeit angefüllt ist, wird die Plattenbrücke zunächst bis auf den Boden des Rohres *a* geschoben, und das Paralleldrahtsystem *f* wird auf Resonanz gebracht. Nun wird die Resonanzkurve durch Hochziehen der Plattenbrücke aufgenommen. Durch Vergleich mit der entsprechenden Wellenlänge in Luft oder mit der Welle in einer anderen Flüssigkeit mit bekannter Dielektrizitätskonstante findet man dann wieder die Dielektrizitätskonstante der Meßflüssigkeit.

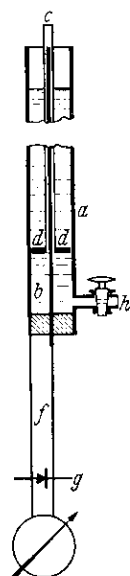


Abb. 278.
Meßanordnung
mit konzentrischer
Rohrleitung.

Anstatt die Wellen in dem zu untersuchenden Medium an Drähten entlang zu führen, kann man auch die Verkürzung gegenüber Luft beobachten, wenn sich die Wellen frei in dem betreffenden Medium ausbreiten, indem man zwischen einem geeigneten Strahler und zwischen einer Reflexionsplatte stehende Wellen erzeugt. Eine solche Messung läßt sich z. B. mit der in Abb. 205 gezeigten Anordnung durchführen, kann jedoch nur bei sehr großem Meßtrog Anspruch auf Genauigkeit erheben [92].

b) Zweite Drudesche Methode.

Schaltet man an das offene Ende einer Doppelleitung einen kleinen Überbrückungskondensator und vergrößert allmählich dessen Kapazität, dann geht die ursprüngliche Leerlaufverteilung langsam in die Kurzschlußverteilung über, und man muß das Drahtsystem dementsprechend um $\lambda/4$ verkürzen, wenn man unter sonst gleichen Bedingungen die Resonanzabstimmung beibehalten will. Die Theorie besagt, daß der Kondensator

praktisch als widerstandslose Kurzschlußbrücke wirkt, wenn seine Kapazität größer als $2C$ ist, wenn C die Drahtkapazität pro Längeneinheit bedeutet. Unterhalb dieses Wertes bildet die zur Resonanzabstimmung notwendige Verkürzung ein direktes Maß für die Größe der Belastungskapazität.

Auf diesem Effekt beruht die sog. zweite Drudesche Methode [93]. Ein kleiner Meßkondensator, der nach Art der Abb. 279 zwei in ein Glaskölbchen eingeschmolzene Platten oder auch nur zwei Drähtchen enthält, wird an die Enden einer Doppelleitung gehängt. Bezeichnet man mit l den Abstand des Kondensators vom nächstliegenden Schwingungsknoten, dann ergibt sich die Dielektrizitätskonstante des im Kondensator befindlichen Mediums zu:

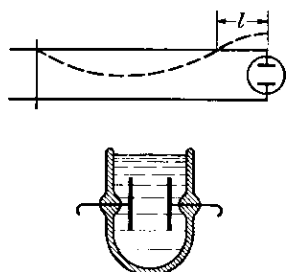


Abb. 279. Anordnung nach der zweiten Drudeschen Methode.

$$\varepsilon = A \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda - B}.$$

A und B sind Konstanten, die sich theoretisch nur schwer erfassen lassen, und daher am besten mit einer Eichflüssigkeit empirisch bestimmt werden. Im Gegensatz zur ersten benötigt die zweite Drudesche Methode nur winzige Flüssigkeitsmengen.

Zur Messung sehr kleiner Änderungen der Dielektrizitätskonstanten bedient man sich vorteilhaft der durch Abb. 280 veranschaulichten Modifikation der zweiten Drudeschen Methode [90]. Im Abstand $l_2 = \lambda/4$ vom Meßkölbchen K ist die Brücke B_2 auf die Paralleldrähte aufgesetzt, so daß dem Kölbchen ein unendlich hoher Scheinwiderstand parallel liegt. Auf der anderen Seite wird die Detektorbrücke B_1 so eingestellt,

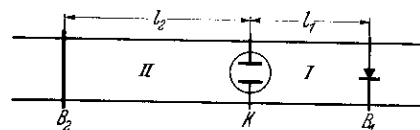


Abb. 280. Modifizierte zweite Drudesche Methode nach Heim.

daß auch das System l_1 abgestimmt ist. Wenn sich nun die Kapazität des Meßkölbchens ein klein wenig ändert, wird nicht l_1 , wie bei der ursprünglichen Drudeschen Anordnung, sondern l_2 nachgestellt und aus der entsprechenden Verschiebung Δl_2 wird auf

die Änderung der Dielektrizitätskonstante geschlossen. Der Vorteil dieser Methode ist darin zu erblicken, daß die Lage der Detektorbrücke und des Meßkölbchens und damit die Ankopplung an den Erregersender unverändert bleibt sowie darin, daß die Verschiebung Δl_2 bei geeigneter Kölbchenkapazität bedeutend größer gemacht werden kann, als das entsprechende Δl_1 in der ursprünglichen Drudeschen Anordnung. Auch hier nimmt man zweckmäßig eine empirische Eichung mit einer bekannten Standardflüssigkeit vor, weil das Kölbchen bei sehr hohen Frequenzen nicht mehr als quasistationär betrachtet werden darf.

Wenn die Flüssigkeit im Kölbchen leitet, muß die gemessene Kapazität C_m korrigiert werden, denn in Wirklichkeit mißt man die schein

bare, dem effektiven Wechselstromwiderstand entsprechende Kapazität. Wie bei allen Kapazitätsmessungen errechnet sich die wirkliche Kapazität dann zu:

$$C = C_m \left[1 - \left(60 \lambda_{cm} \frac{\sigma}{\varepsilon} \right)^2 \right].$$

(σ = Leitfähigkeit in $\text{Ohm}^{-1} \text{cm}^{-1}$).

Anstatt die Meßflüssigkeit in einen besonderen Kondensator einzufüllen, kann man die Drudesche Anordnung dahingehend abändern, daß man unmittelbar die Kapazität zwischen den Lecher-Drähten auf ein kurzes Stück vergrößert, indem man die Drähte durch eine dünne Schicht, z. B. durch eine Glasküvette hindurchführt, die mit der Meßflüssigkeit angefüllt ist [92]. Hinter der Küvette laufen die Wellen wieder frei in Luft und werden an einer Plattenbrücke reflektiert. Durch Austausch der Probeflüssigkeit gegen eine solche mit bekanntem Brechungsindex wird die optische Länge des Systems um einen bestimmten Betrag verändert, aus dem die Dielektrizitätskonstante zu ermitteln ist. Nach dieser Methode kann die Dielektrizitätskonstante von Flüssigkeiten auf wenige Promille genau gemessen werden.

B. Absorptionsmessungen.

Die Änderungen der Dielektrizitätskonstanten und des Brechungsindex mit der Frequenz, die entweder einen kontinuierlichen Abfall von längeren nach kürzeren Wellen oder Maxima und Minima aufweist, welche den Streifen anomaler Dispersion in der Optik entsprechen, ist immer von entsprechenden Schwankungen der Absorption begleitet. Daher ist die Untersuchung eines Dielektrikums auf seine Dispersioneigenschaften nur dann vollständig, wenn außer der Dielektrizitätskonstanten auch die Absorption gemessen wird, mit welchen beiden Größen der Brechungsindex n durch die Beziehung:

$$\varepsilon = n^2 (1 - \kappa^2)$$

verbunden ist, wenn κ den Absorptionsindex und $n\kappa$ den Absorptionskoeffizienten bedeutet.

Grundsätzlich sind zur Untersuchung der anomalen Absorption dieselben Methoden und Anordnungen geeignet, mit denen man die Dielektrizitätskonstante bestimmt, wenn man sich nicht auf die Messung des Abstands einzelner Resonanzmaxima beschränkt, sondern die ganzen Resonanzkurven aufnimmt. Aus der Verbreiterung derselben beim Austausch eines reinen Dielektrikums gegen eine absorbierende Substanz kann leicht der Absorptionskoeffizient bei jeder Wellenlänge bestimmt werden [94]. Weiterhin gibt auch die Gesetzmäßigkeit, nach welcher die in Abb. 277 z. B. gezeigten Resonanzamplituden abklingen, über die Absorption in dem die Drähte umgebenden Medium Aufschluß.

Bei einer Abart der ersten Drudeschen Methode wird die Höhe der Flüssigkeit in einem vertikalen Trog, durch welchen die Paralleldrähte senkrecht hindurchgehen, durch Zu- und Abgießen von Flüssigkeit verändert, wobei die Wellen die Flüssigkeit nur zum Teil durchsetzen, zum anderen Teil dagegen mehrere Male an dem Flüssigkeits-

spiegel reflektiert werden [95]. Diese Reflexionen rufen Interferenzen hervor, denn mit stetig wachsender Höhe des Flüssigkeitsspiegels nimmt die Intensität der in der Umgebung der Drähte verlaufenden Wellen periodisch zu und ab. Die so entstehenden Interferenzkurven enthalten neben der Wellenlänge und Dämpfung auch die Absorption in der Flüssigkeit.

Andere Methoden zur Messung der anomalen Absorption elektrischer Wellen in einem Dielektrikum fußen auf der Erwärmung, welche das betreffende Dielektrikum in einem ultrahochfrequenten Kondensatorfeld erfährt. Die entstehende Absorptionswärme wird entweder thermometrisch, mit Thermoelementen oder durch Wärmeausdehnung gemessen. Um die anomale Absorption zu erfassen, kann man das Kalorimeter absolut eichen [96], ein Differentialkalorimeter verwenden [97], oder man nimmt eine empirische Eichung vor, indem man die absorbierende Substanz einmal bei langsamen Schwingungen, wenn die anomale Absorption fehlt, und das andere Mal bei verschiedenen Ultrahochfrequenzen mit einer bekannten Substanz vergleicht [98]. Die zu prüfende Substanz wird im allgemeinen in einem Meßkondensator untersucht, kann aber auch frei in das elektrische Feld zwischen zwei Lecher-Drähten gebracht werden [99], was auf die in Kapitel 4 beschriebene Kondensatorfeldmethode hinausläuft. Auf die optischen Methoden, welche die bekannten optischen Versuche mit ultrakurzen Wellen nachbilden und z. B. die Strahlenbrechung in dielektrischen Prismen oder die Reflexion oder Absorption an oder in dielektrischen Schichten messen, und die zum Teil mit ungedämpften Wellen bis zu 1 cm Länge durchgeführt worden sind [100], kann hier aus Raumgründen nur hingedeutet werden [101]. Schließlich gehört auch die Messung der hochfrequenten Leitfähigkeit, die nach der Debyeschen Dipoltheorie mit steigender Frequenz zunehmen muß, hierher [102].

C. Anomale Dispersion.

Schon die ersten Untersuchungen über die elektrische Dispersion in verschiedenen Dielektrika stellten eine Abnahme der Dielektrizitätskonstanten mit steigender Frequenz fest, die von Drude als anomale Dispersion gedeutet und durch sehr viel langsamere Eigenschwingungen der Atome und Moleküle, als sie im optischen Spektrum vorkommen, zu erklären versucht wurde [103]. Da so langsame Atomschwingungen ziemlich unwahrscheinlich sind, entwickelte Debye die nach ihm benannte Dipoltheorie, welche von den Eigenschwingungen der Moleküldipole ausgeht. Diese Moleküldipole haben ein konstantes elektrisches Moment, dessen Richtungen in den Dipolsubstanzen gleichmäßig verteilt sind und orientieren sich unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes alle in Richtung der Feldlinien. Das ist die Ursache, weshalb solche Dipolsubstanzen meistens eine sehr viel größere Dielektrizitätskonstante haben, als dem Quadrat ihres optischen Brechungsindex entspricht. Einem sehr schnell wechselnden Hochfrequenzfeld können die Dipolmoleküle vermöge ihrer Massenverhältnisse und wegen der quasi-elastischen Kräfte, mit denen die Dispersionsteilchen an ihre Ruhelage gebunden sind, aber nicht folgen, und es zeigt sich anomale Dispersion,

d. h. die Dielektrizitätskonstante fällt von langsamen nach schnellen Schwingungen hin ab.

Besonders interessant ist der Gang der Dispersion natürlich in dem Gebiet, in welchem die Eigenfrequenzen der Moleküle liegen. Hier sind zwei Arten anomaler Dispersion möglich, nämlich erstens Resonanzdispersion, deren Streifen übereinstimmen mit den Eigenfrequenzen der die Dispersion verursachenden Teilchen, und zweitens Reibungsdispersion, die einen einmaligen Abfall der Dielektrizitätskonstanten mit gleichzeitiger Absorption aufweist. Während man aus der Reibungsdispersion die Massenverhältnisse und die quasielastischen Bindungskräfte bestimmen kann, läßt die Resonanzdispersion Rückschlüsse zu auf die Größe der Dipolmomente und bei bekannter Molekülgröße auf die innere Reibung.

Hinsichtlich der exakten mathematischen Formulierung der Debye'schen Dipoltheorie muß auf die physikalische Fachliteratur verwiesen werden [104]. Hier mögen folgende, mehr qualitativen Betrachtungen eine Vorstellung geben: Debye geht aus von der Relaxationszeit τ einer Substanz mit Dipolmolekülen, das ist die Zeit, nach welcher das beobachtbare elektrische Dipolmoment beim Abschalten eines Gleichspannungsfeldes auf den $1/e$ -ten Teil abklingt. Sie ergibt sich zu:

$$\tau = \frac{\rho}{2kT},$$

wenn ρ die Reibungskonstante, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur bedeutet. Unter Berücksichtigung des Stokeschen Gesetzes geht die Formel über in:

$$\tau = \frac{4\pi a^3 \eta}{k \cdot T},$$

worin a den Molekülradius und η den Viskositätskoeffizienten darstellt. Diese Formel liefert für Wasser z. B. den Wert $\tau = 0,25 \cdot 10^{-10}$ sec, und man muß demnach Wellen der Größenordnung von Zentimetern verwenden, um ausgesprochene Dispersionserscheinungen erwarten zu können, wenn auch der Dispersionsabfall bei hinreichender Meßgenauigkeit schon von längeren Wellen an nachweisbar sein muß.

Vergleicht man die von verschiedenen älteren Forschern gefundenen optischen Konstanten und die z. B. an Wasser gemessenen Dispersionsstreifen, die zum Teil ein Bandenspektrum bilden [105], so finden sich außerordentlich starke Abweichungen, obwohl meistens angeblich auf $1/100$ genau gemessen wurde. Diese Unterschiede decken die großen experimentellen Schwierigkeiten auf, die bei der Untersuchung von Dispersionserscheinungen zu überwinden sind, besonders wenn die Messungen mit gedämpften Wellen vorgenommen werden müssen. Nach kritischen neueren Untersuchungen sollen die beobachteten Dispersionsstreifen von Verunreinigungen des untersuchten Wassers von aus dem Glastrog losgelösten Silikaten herrühren [106], wogegen in reinem Wasser von $\lambda = 10$ cm aufwärts mit großer Wahrscheinlichkeit überhaupt keine Dispersionsstreifen vorhanden sind [107]. Bei Untersuchungen mit kürzeren Wellen war bisher noch die Dämpfung ein störender Faktor; nur mit ungedämpften Schwingungen, die sich zur Zeit bis etwa 1 cm

Wellenlänge herstellen lassen, können reproduzierbare und theoretisch deutbare Ergebnisse erwartet werden. Die Resultate von allen bisherigen Untersuchungen lassen sich dahingehend zusammenfassen, daß die Dipoltheorie dem Experiment qualitativ gerecht wird, insofern als sie den beobachteten stetigen Abfall der Dielektrizitätskonstanten, sowie die Temperaturabhängigkeit und die Abhängigkeit von der Konzentration der Dipolflüssigkeit in einem verlustfreien Lösungsmittel richtig wiedergibt. Alle Spekulationen über Molekülschwingungen und Bandenspektren, wie sie auf Grund der älteren Messungen angestellt worden sind, müssen dagegen abgelehnt werden.

Ähnlich verhält es sich mit der Absorption, wo ebenfalls scharfe Maxima der Erwärmung bei verschiedenen Wellenlängen beobachtet worden sind [108]. Da nach der Debyeschen Theorie nur der komplexe Teil der Dielektrizitätskonstanten ein Maximum besitzt nicht aber die Leitfähigkeit, die mit steigender Frequenz einem Grenzwert zustrebt, ist eine Deutung dieser Maxima im Sinne der Dipoltheorie nicht möglich, sondern muß anderen Ursachen zugeschrieben werden.

D. Verlustwinkelmessung.

Mit der zunehmenden praktischen Verwendung der ultrakurzen Wellen in der Nachrichtentechnik, in der Medizin und als Hilfsmittel in Physik und Chemie gewinnt die Frage nach geeigneten festen Isolierstoffen zunehmend an Bedeutung. Die Eignung eines Materials als Isolationsmittel und Dielektrikum hängt bekanntlich in erster Linie von seinem Verlustwinkel ab. Ebenso wie in der normalen Hochfrequenztechnik ist man auch im Ultrakurzwellengebiet dazu übergegangen, Kondensatorisolationen, Spulenkörper, Röhrensockel und alle Abstützungen für hochfrequenzführende Leitungen aus möglichst verlustarmen Isolierstoffen zu bauen, um die Dämpfung im Schwingungskreis niedrig zu halten und um Energieverluste zu vermeiden. Hier ist besonders durch die neueren keramischen Materialien ein bedeutender Fortschritt erzielt worden, deren Verlustwinkel in der Größenordnung von $\operatorname{tg} \delta = 10^{-4}$ liegen, während schlechtere Isoliermaterialien, wie z. B. Preßspan und Pertinax ein $\operatorname{tg} \delta$ bis zu 0,1 aufweisen. Außerdem ist noch der Frequenzgang des Verlustwinkels bei der allgemeinen Bewertung eines Isolierstoffes zu berücksichtigen, sowie die Temperaturabhängigkeit, da im Dielektrikum eines Senderkondensators z. B. erhebliche Verlustleistungen in Wärme umgesetzt werden. Bekanntlich ist die Verlustleistung N_P eines Kondensators mit der Blindleistung N_B durch die Beziehung

$$N_P = N_B \operatorname{tg} \delta$$

verknüpft. Wenn $\operatorname{tg} \delta$ mit der Temperatur steigt, hat die Erwärmung des Dielektrikums eine Zunahme der Wärmeverluste bei konstanter Blindleistung zur Folge, so daß der Temperaturkoeffizient des $\operatorname{tg} \delta$ ausschlaggebend ist für die Frage, ob bei der sich einstellenden Endtemperatur ein Wärmedurchbruch zu befürchten ist oder nicht.

Die Schwierigkeiten bei der Verlustwinkelmessung oberhalb 10^8 Hz liegen grundsätzlich in der Herstellung genügend kleiner und stationärer

Meßanordnungen sowie in dem Fehlen geeigneter Vergleichsgrößen. Aus diesem Grunde scheiden Brückenmeßverfahren ganz aus, denn trotz sorgfältiger Abschirmung der einzelnen Brückenarme und trotz konzentrischer Rohrverbindungen lassen sich oberhalb etwa 10^6 Hz kaum noch übersichtliche Verhältnisse schaffen. Kalorimetrische Messungen sind zwar ohne besondere Schwierigkeiten bis 10^8 Hz durchführbar besonders mit flüssigen Dielektrika, versagen aber bei sehr kleinen Verlustwinkeln, weil die Erwärmung der Zuleitungen und Halterungen nicht mehr von der schwachen Erwärmung des Dielektrikums selbst zu trennen ist. Die Übertragung der bei stationären Schwingkreisen üblichen Meßmethoden auf das nichtstationäre Lecher-System ergibt viele Fehlerquellen, deren Berücksichtigung und Beseitigung einen großen Aufwand erfordert, der sich erst bei Wellen unter 1 m rechtfertigt. Damit bleibt um 10^8 Hz nur noch das Resonanzverfahren übrig, bei welchem die Dämpfung oder die Resonanzspannungen eines den zu ermittelnden Widerstand enthaltenden Schwingungskreises beobachtet werden [109].

Einen mit Verlusten behafteten Kondensator kann man sich bekanntlich ersetzt denken durch einen verlustfreien Kondensator und einen Reihenwiderstand R_F . Dann ist die im Kondensator verbrauchte Leistung:

$$N = e \cdot i \cos(90^\circ - \delta),$$

wobei für den Verlustwinkel δ gilt:

$$\operatorname{tg} \delta = R_F \omega C = \frac{20,8 R_F \omega \cdot C_{\text{cm}}}{\lambda_{\text{m}}} \cdot 10^{-4}.$$

Da λ und C der Bestimmung unmittelbar zugänglich sind, läuft die Verlustwinkelmessung lediglich auf die Ermittlung von R_F hinaus.

Zu diesem Zweck wird am einfachsten so vorgefahren, daß die Dämpfungserhöhung eines ultrakurzwelligigen Resonanzkreises durch ein in den Schwingkreiskondensator C gebrachtes Dielektrikum beobachtet wird. Ist R_0 der Kreiswiderstand ohne und R_g der mit dem zu prüfenden Material, so ergibt sich der Verlustwiderstand zu:

$$R_F = R_g - R_0.$$

Die Bestimmung dieser beiden Widerstände kann entweder durch Dämpfungsmessung oder durch Substitution erfolgen. Bei der Dämpfungsmessung, die am einfachsten durch Einstellung auf die Halbwertsbreite der Resonanzkurve vorgenommen wird, wobei das Dekrement bekanntlich

$$\theta = \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{\lambda_1^2} = \frac{\pi}{2} \frac{C_2 - C_1}{C_r}$$

ist, je nachdem man die Senderwelle variiert und den Prüfkreis konstant läßt oder umgekehrt, erhält man den Kreiswiderstand zu:

$$R_F = 152,3 \frac{\theta_2 - \theta_1}{C}.$$

Diese Methode ist recht brauchbar, solange man es nicht mit zu schwacher Dämpfung zu tun hat, oder solange man nicht zu geringe Wellen- oder Kapazitätsänderungen vornehmen muß, was gerade bei Ultrakurzwellen seine Schwierigkeiten hat.

Bei der Substitutionsmethode erfolgt die Bestimmung des gesuchten Widerstands durch Vergleich der Spannungsamplituden bei eingeschaltetem und ausgeschaltetem Widerstand. Damit auch bei sehr kleinen

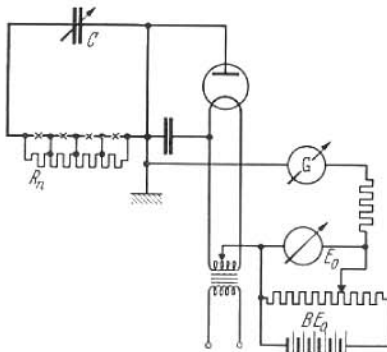


Abb. 281. Meßkreis mit Röhrenvoltmeter nach Rohde und Schwarz.

Winkeln noch eine genügende Amplitudendifferenz auftritt, muß dafür gesorgt werden, daß die Gesamtdämpfung klein ist, und daß der Spannungsindikator möglichst wenig Leistung verbraucht. Fadenelektrometer oder Röhrenvoltmeter sind infolgedessen besonders geeignet. Außerdem liegt eine Schwierigkeit der Substitutionsmethode darin, daß man keine skineffektfreien Vergleichswiderstände herstellen kann, sondern den Skineffektfehler errechnen und durch Vergleichsmessungen an Drähten von verschiedenen Querschnitten kontrollieren muß. Die bei

praktischen Messungen auftretenden Differenzen liegen jedoch unter 3 %, so daß man in diesen Grenzen auch auf die Absolutwerte schließen kann.

Bei der Substitution geht man im allgemeinen von einem bekannten Widerstand R_n aus, der möglichst in der Nähe des unbekannten Widerstands liegen soll, und errechnet den genauen Wert aus den verschiedenen, sich jeweils einstellenden Resonanzspannungen. Wenn E_1 die Spannung ohne, E_2 die mit dem Dielektrikum und E_3 die Spannung ohne Dielektrikum aber mit eingeschaltetem Widerstand R_n ist, dann erhält man:

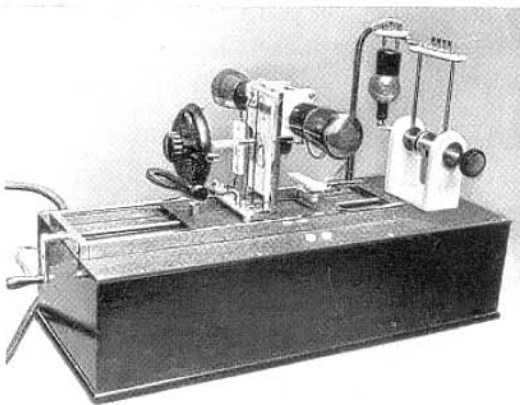


Abb. 282. Anordnung zur Messung des Verlustwinkels von festen Isolierstoffen nach Rohde und Schwarz.

$$R_r = R_n \frac{E_1/E_2 - 1}{E_1/E_3 - 1}.$$

Die Methode erfordert eine sehr lose Kopplung zwischen Prüfkreis und

Meßsender und eine zu vernachlässigende oder wenigstens konstant bleibende Belastung durch den Spannungsmesser. In der Abb. 281 ist das Schema eines Prüfkreises mit Röhrenvoltmeter wiedergegeben. Der zu untersuchende Prüfstoff wird zwischen die Kondensatorplatten gebracht. In der Mitte des Kreises befinden sich die Vergleichswiderstände R_n , die mittels einer Stöpselleiste in Miniaturausführung ein- und

ausgeschaltet werden können. Die Widerstände selbst sind aus dünnem Konstantandraht hergestellt, wobei die niederohmigen Werte durch Parallelschalten mehrerer Drähte gewonnen werden. Das Röhrenvoltmeter besteht aus einer Zweipolröhre der im Abschnitt 3 dieses Kapitels beschriebenen Bauart. Abb. 282 gibt die Ansicht eines diesem Schema entsprechenden Meßkreises mit dem zugehörigen Erregersender wieder (s. Band I, Abb. 97). Bei niedrigen Verlusten ist es schwierig, für E_1 und E_2 genügend voneinander abweichende Werte zu erhalten. Durch eine Kompensationsspannung E_0 in Abb. 281 kann jedoch ein Teil der am Röhrenvoltmeter wirksamen Spannung E_1 , E_2 und E_3 aufgehoben werden, so daß das Galvanometer nur die Differenzen anzeigt. Hierdurch wird eine erhebliche Empfindlichkeitssteigerung erzielt, die zur Messung der kleinsten vorkommenden Verluste ausreicht. Die Messungen lassen sich bedeutend vereinfachen, wenn man zunächst die Abhängigkeit der Galvanometerausschläge von verschiedenen Widerstandswerten R_n aufnimmt und in Form einer Kurvenschar für jede Kapazität und Wellenlänge besonders festlegt. Wenn eine derartige Eichung vorliegt, ergibt der Rückgang des Galvanometerausschlags beim Einschieben des Probekörpers in den Kondensator direkt ein Maß für R_n . Auf diesem Wege lassen sich auch Widerstände unterhalb des kleinsten einschaltbaren Wertes durch Interpolation bestimmen.

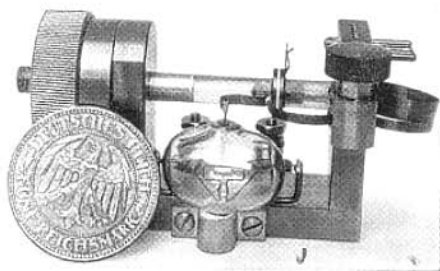


Abb. 283. Meßkreis für Dezimeterwellen nach Rohde.

Schließlich zeigt die Abb. 283 den Aufbau eines Meßkreises für Wellen unter 1 m [110]. Auch hier wird der Prüfstoff zwischen die kleinen Kondensatorplatten gebracht. Durch Änderung der Selbstinduktion, die durch Abwickeln eines Kupferbandes kontinuierlich geschieht, wird auf Resonanz mit einem beliebigen Erregersender eingestellt. Im übrigen geschieht die Messung in der gleichen Weise wie vorher beschrieben.

Als Meßergebnisse sind in der folgenden Tabelle die Verlustwinkel und Dielektrizitätskonstanten für verschiedene in der Hochfrequenztechnik gebräuchliche Stoffe bei Wellen zwischen 6 m und 60 cm zusammengestellt. Irgendwelche besondere Effekte, wie sie bei Flüssigkeiten erwartet werden können, treten offenbar nicht auf. Bei der Bewertung der angeführten Zahlen ist außer den individuellen Fehlern der verschiedenen Meßanordnungen noch zu berücksichtigen, daß sie nur für die jeweils benutzten Probekörper gelten. Es kann natürlich vorkommen, daß Materialstücke gleicher Art größere oder kleinere Verluste besitzen. Betrachtet man die Werte für Kunststoffe, dann wird die starke Erwärmung verständlich, die in den Isolierteilen von Ultrakurzwellensendern entstehen.

Verlustwinkel und Dielektrizitätskonstanten verschiedener
Isolierstoffe nach Rohde und Schwarz.

Material	tg δ in 10^{-4} Einheiten					ϵ
	Meßwelle					
	6 m	3 m	150 cm	75 cm	60 cm	
Steinsalz	0,2	0,16	0,2	—	0,3	5,6
Sylvin	0,68	0,6	0,2	0,3	0,3	4,0
Quarzglas	1,1	1,0	—	—	—	4,2
Quarzgut	1,2	1,1	2	—	2	3,9
Ultra-Calan	1,2	1,1	—	—	—	7,1
Trolitul	1,5	1,5	4	4	4	2,2
Glimmer	1,6	1,6	2	2	—	7
Frequenta	1,9	1,8	4	4	—	6,1
Flußspat	2,5	2,3	—	—	—	6,8
Turmalin	2,9	3,0	3	3	3	6,0
Condensa	3,8	3,5	5	5	—	80
Bleiglas	11	14	—	—	—	6,7
Thüringer Glas	48	65	—	—	—	7
Geräteglas	59	70	—	—	—	6,5
Hartgummi	120	120	230	200	—	3
Preßbernstein	300	330	—	—	—	2,9
Zelluloid	430	450	—	—	—	3,5
Bakelit	450	500	—	—	—	2,8
Pertinax	900	1000	—	—	—	5,4

Mit dem Kapitel „Meßtechnik“ findet der vorliegende Band seinen Abschluß. Entsprechend dem vom Verfasser gesteckten Ziel, die Probleme des Ultrakurzwellengebiets in erster Linie vom hochfrequenztechnischen Standpunkt aus zu behandeln, konnten zahlreiche Fragenkomplexe und Probleme mehr physikalischer Natur, wie z. B. die anomale Absorption und Dispersion von Dipolsubstanzen, das Verhalten von ionisierten Gasen und von Ferromagnetika bei sehr hohen Frequenzen oder die Wirkung von Ultrakurzwellen auf chemische Reaktionen nur innerhalb des in der Einleitung umrissenen Rahmens gestreift werden. Die umfassende Behandlung dieser Gebiete muß dem rein physikalischen Fachschrifttum, insbesondere den physikalischen Handbüchern vorbehalten bleiben.

Quellennachweis.

(Die Zitate sind für jedes Kapitel besonders beziffert.)

Erstes Kapitel.

Empfang und Nachweis quasioptischer Wellen.

1. Giacomini, A.: Alta Freq. Bd. 2 (1933) S. 3. — 2. Okabe, K.: J. Inst. electr. Engr. Japan 1929 S. 128; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 18 (1930) S. 1028; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 3. — 3. Hollmann, H. E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 89. — 4. Hollmann, H. E.: Naturwiss. Bd. 17 (1929) S. 728. — 5. Kopilowitsch, E. A. u. A. N. Tschernetz: Physik. Z. Sowjetun. Bd. 6 (1934) S. 182. — 6. DRP. 487 452. — 7. Möller, W.: Funktechn. Mh. 1934 S. 439, 473. Schwandt, E.: Funktechn. Mh. 1935 S. 56. — 8. Schröter, F.: Telefunkenztg. Bd. 12 (1931) Nr. 57 S. 46; Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 431. — 9. Nittura, F.: Funktechn. Mh. 1933 S. 181. — 10. Hollmann, H. E.: Radio-Umschau Bd. 4 (1927) S. 52. — 11. Hollmann, H. E.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 269. — 12. Cords, G.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 31 (1928) S. 1. — 13. DRP. 576 860. — 14. Strutt, M. J. O. u. A. van der Ziel: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 347. — 15. Bakker, C. J. u. G. de Vries: Physica Bd. 2 (1935) S. 683—697. Thompson, B. J. u. W. R. Ferries: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 195. — 16. Ardenne, M. von: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 40 (1932) S. 65. — 17. Thompson, B. J. u. G. M. Rose: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1707; Radio Engineering Bd. 15 (1935) S. 13. Salzberg, B. u. D. B. Burnside: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 1142. — 17b. Dunmore, F. W.: Bur. Stand. J. Res. Bd. 15 (1935) S. 609. — 18. Armstrong, E. H.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 10 (1922) S. 244; Onde electr. Bd. 1 (1922) S. 625. Hulbert, E. O.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 11 (1923) S. 391. Kohn, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 37 (1931) S. 51, 98. Gorelik, G. u. G. Hintz: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 38 (1931) S. 222. — 19. Hollmann, H. E.: Arch. Elektrotechn. Bd. 25 (1935) S. 689. Ataka, H.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 841. — 20. Sohnmann, K.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 462. — 21. Busse, E.: Funk 1928 S. 687. Brown, W. J.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 18 (1930) S. 1129. Liebau, M.: Funk 1931 S. 275. — 22. Hilferty, H.: QST Bd. 17 (1933) S. 15. Ataka, H.: J. Inst. electr. Engr. Japan Bd. 53 (1933) S. 27. — 23. Kallmann, H. E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 33 (1929) S. 214. — 24. Ardenne, M. von: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 45 (1935) S. 73; Fernschempfang 1935. — 25. Handel, P. von, K. Krüger u. H. Plendl: Z. für Hochfrequenztechn. Bd. 34 (1929) S. 12. — 26. Hull, R. A.: QST Bd. 19 (1935) S. 10. — 27. Müller, J. u. F. Tank: Helv. phys. Acta Bd. 1 (1928) S. 447. — 28. Carrara, N.: Alta Freq. Bd. 1 (1932) S. 509. — 29. Protze, G.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 20. — 30. Barkhausen, H. u. K. Kurz: Physik. Z. Bd. 21 (1920) S. 1. — 31. Uda, S.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 129. — 32. Hollmann, H. E.: Funktechn. Mh. 1932 S. 347. — 33. Chiba, S.: Wld. Eng. Congr. Abstr. 1929 Nr. 682. — 34. Hollmann, H. E.: Funktechn. Mh. 1933 S. 249; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 630. Carrara, N.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 20 (1932) S. 1615. — 35. Carrara, N.: Alta Freq. Bd. 3 (1934) S. 661. — 36. Gill, E. W. B. u. R. H. Donaldson: Philos. Mag. Bd. 15 (1933) S. 1177. — 37. Hollmann, H. E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 43 (1934) S. 131. — 38. Pistor, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 135. — 39. Pierret, E.: C. R. Acad. Sci., Paris Bd. 189 (1929) S. 741. — 40. Brit. Pat. 395 248. — 41. Hollmann, H. E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 185. — 42. Hollmann, H. E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 34 (1930) S. 140. — 43. DRP. 558 079. — 44. Giacomini, A.: Rend

- Reale Ist. Lomb. Bd. 66 (1933) S. 831. — 45. Wolff, I., E. G. Linder u. R. A. Braden: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 11. — 46. Brit. Pat. 408943.
 47. Leithäuser, G. u. H. Boucke, Funktechn. Mh. 1936, S. 167. — 48. Viehmann, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 43 (1934) S. 85. — 49. Neubauer, A.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 44 (1934) S. 109. — 50. Lebedew, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 56 (1895) S. 1. — 51. Arkadiew, W.: Ann. Physik Bd. 45 (1914) S. 133. — 52. Glagelowa-Arkadiewa, A.: Z. Physik Bd. 24 (1924) S. 153. — 53. Lindmann, K. F.: Ann. Physik Bd. 38 (1912) S. 530. — 54. Hasselbeck, W.: Ann. Physik Bd. 12 (1931) S. 477. — 55. Zobel, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 40 (1932) S. 5. — 56. Hertz, H.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 42 (1891) S. 407. Lebedew, P.: Ann. Physik Bd. 62 (1897) S. 170. — 57. Husson, S.: C. R. Acad. Sci., Paris Bd. 191 (1930) S. 33. Fritz, F.: Ann. Physik Bd. 11 (1931) S. 987. — 58. Nichols, F. u. J. Tear: Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A. Bd. 8 (1923) S. 211. Beauvais, G. A.: C. R. Acad. Sci. Paris Bd. 194 S. 1904; Bd. 195 (1932) S. 1068. — 59. Beauvais, G. A.: Onde électr. Bd. 12 (1933) S. 213. — 60. Lewitsky, M. A.: Physik. Z. Bd. 31 (1930) S. 769. 61. Arkadiew, W.: Ann. Physik Bd. 92 (1934) S. 194.

Zweites Kapitel.

Ausstrahlung und Bündelung.

1. Abraham, M.: Ann. Physik Bd. 66 (1898) S. 435; Physik. Z. Bd. 22 (1901) S. 329. Haack, F.: Ann. Physik Bd. 27 (1908) S. 43. Pol, B. v. d.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 13 (1918) S. 217. Bontsch-Bruewitsch, M. A.: Ann. Physik Bd. 81 (1926) S. 425. Korshenewsky, N. von: Z. techn. Physik Bd. 10 (1929) S. 604. Bechmann, R.: Telefunkenztg. Bd. 12 (1931) Nr. 57 S. 43. — 2. Caspar, P.: Ann. Physik Bd. 57 (1916) S. 649; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 13 (1918) S. 221. Bergmann, L.: Ann. Physik Bd. 67 (1922) S. 13. — 3. Osceen, C. W.: Ark. Mat., Astr. od. Fysik Bd. 9 (1914) S. 11. Hallén, G.: Uppsala Univ. Arsskr. 1930 Nr. 1. 4. Kiebitz, F.: Ann. Physik Bd. 5 (1901) S. 872. Englund, C. R.: Bell. Syst. techn. J. Bd. 7 (1928) S. 413. — 5. Lindmann, K. F.: Ann. Physik Bd. 40 (1913) S. 1007; Bd. 13 (1932) S. 358; Bd. 15 (1932) S. 127; Bd. 18 (1933) S. 805. 6. Ehrenhaft, F.: Wien. Ber. Bd. 113 (1904) Abt. IIa S. 313. — 7. Ruprecht, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 39 (1932) S. 59. — 8. Siegel, E. u. J. Labus: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 39 (1932) S. 86. — 9. Bergmann, L.: Ann. Physik Bd. 82 (1927) S. 504. — 10. Nagy, A. W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 11 (1934) S. 305. — 11. Böhm, O.: Telefunkenztg. Bd. 13 (1932) Nr. 60 S. 21. — 12. Abraham, M.: Arch. Elektrotechn. Bd. 8 (1919) S. 92. Gothe, A.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 427. Sammer, F.: Telefunkenztg. Bd. 10 (1929) Nr. 53 S. 61. — 13. Uda, S.: Techn. Rep. Tohoku Univ. Bd. 8 (1929) S. 63. — 14. Bouthillon, L.: Onde électr. Bd. 4 (1925) S. 287; Bd. 5 (1926) S. 577; Bd. 6 (1927) S. 97. Böhm, O.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 413. — 15. Wilmette, M. u. McPetrie: J. Inst. electr. Engr. Bd. 66 (1928) S. 949. Tatarinoff, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 28 (1926) S. 117. Palmer, L. S. u. Honeyball: J. Inst. electr. Engr. Bd. 67 (1929) S. 1045. Jones, F. C.: QST Bd. 17 (1933) S. 14. — 16. Yagi, H.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 16 (1928) S. 715. — 17. Nakamura, S.: J. Inst. electr. Engr. Japan Bd. 54 (1934) S. 240. — 18. Carter, P. S., C. W. Hansell u. N. E. Lindenblad: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 19 (1931) S. 1773. — 19. Walmsley, T.: Exp. Wirel. Bd. 9 (1932) S. 622. — 20. Romanoff, W. J.: Russ. drahtl. Tel. Bd. 37 (1926) S. 293. Stwolin, A. P.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 37 (1931) S. 18. Uda, S.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 129. — 21. Gresky, G.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 34 (1929) S. 132, 178. — 22. Bechmann, R.: Telefunkenztg. Bd. 10 (1929) Nr. 53 S. 54; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 36 (1930) S. 182, 201. — 23. Pistol Kors, A.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 17 (1929) S. 562. Bechmann, R.: Ann. Physik Bd. 4 (1930) S. 829; Telefunkenztg. Bd. 11 (1930) Nr. 55 S. 55. Labus, J.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 9 (1932) S. 61, 319; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 17. — 24. Bellini, E.: Onde électr. Bd. 5 (1926) S. 475. Mesny, R.: Onde électr. Bd. 6 (1927) S. 181. — 25. DRP. 427599 und 504005. — 26. Böhm, O.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 413; Telefunkenztg. Bd. 10 (1929) Nr. 52 S. 26. Moser, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 34 (1929) S. 19. — 27. Beauvais, G. A.: Ann. Postes

Télégr. Bd. 19 (1930) S. 293. — 28. Chireix, M.: *Onde électr.* Bd. 7 (1928) S. 169. — 29. King, R.: *Philos. Mag.* Bd. 20 (1935) S. 514. — 30. Hertz, H.: *Ges. Werke* Bd. 2 S. 133, 184. — 31. Ollendorff, F.: *Grundlagen der Hochfrequenz*, S. 598. Berlin 1926. — 32. Gresky, G.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 32 (1928) S. 149. — 33. Tatarinoff, W. (15). England, C. R. u. A. B. Crawford: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 17 (1929) S. 1277. — 34. Köhler, W.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 39 (1932) S. 207. Brendel, H.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 47 (1936) S. 20. — 35. Marconi, G.: *Electric.* 1933 S. 3; *Alta Freq.* Bd. 2 (1933) S. 5. — 36. DRP. 551695. — 37. Darbord, R.: *Onde électr.* Bd. 11 (1932) S. 53. Brendel, R. (34). — 38. Chireix, M.: *Onde électr.* Bd. 5 (1925) S. 237. — 39. Bouthillon, L.: *Onde électr.* Bd. 5 (1926) S. 577. Stenzel, H.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 6 (1929) S. 165. — 40. DRP. 475293. Yagi, H. (16). — 41. Clavier, C.: *Electr. Comm.* Bd. 12 (1933) S. 3; *Elektr. Nachr.-Wes.* Bd. 12 (1934) S. 110. — 42. DRP. 568015. — 43. Riccia, A. della: *Rev. gén. Electr.* Bd. 27 (1930) S. 87. — 44. DRP. 584272. — 45. Hertz, H.: *Ges. Werke* Bd. 2 S. 195. Lodge, O. u. Howard: *Philos. Mag.* Bd. 27 (1898) S. 48. — 46. Kikuchi, H.: *J. Inst. electr. Engr. Japan* Bd. 54 (1934) S. 1203. — 47. Dänzer, H.: *Ann. Physik* Bd. 2 (1929) S. 27. Hasselbeck, W.: *Ann. Physik* Bd. 12 (1931) S. 477. — 48. Runge, W.: *Telefunkenztg.* Bd. 15 (1934) Nr. 68 S. 24. — 49. Schottky, W.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 27 (1926) S. 131. — 50. Brit. Pat. 297775. — 51. Breisig, F.: *Theor. Tel. Braunschweig* 1924. — 52. Issakowitsch-Kosta, S. u. H. Krause: *Z. physik. chem. Unterr.* Bd. 46 (1933) S. 245. — 53. Roosenstein, H. O.: *Telefunkenztg.* Bd. 12 (1931) Nr. 58 S. 45. — 54. Sterba, E. J. u. C. B. Feldman: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 20 (1932) S. 1163; *Bell. Syst. techn. J.* Bd. 11 (1932) S. 411. — 55. Arkadijew, W.: *Ann. Physik* Bd. 58 (1919) S. 105. Kartschagin, W.: *Ann. Physik* Bd. 67 (1922) S. 325. Wüchel, G.: *Ann. Physik* Bd. 73 (1924) S. 427. — 56. Rößler, E.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 4 (1927) S. 281. Baumann, K. u. H. O. Roosenstein: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 38 (1931) S. 73. Schmidt, O.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 41 (1933) S. 2. — 57. Bergmann, L. u. G. Holzlöhner: *Ann. Physik* Bd. 87 (1928) S. 653. — 58. Strutt, M. J. O.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 41 (1933) S. 98. — 59. Roosenstein, H. O.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 36 (1930) S. 81, 121; *Telefunkenztg.* Bd. 11 (1930) Nr. 56 S. 37; *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 19 (1931) S. 1849. — 60. Issakowitsch-Kosta, S.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 10 (1933) S. 9. Uda, S.: *J. Inst. Engr. Japan electr.* Bd. 51 (1931) S. 21. — 61. Bahnmann, F.: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 40 (1932) S. 189. — 62. Manneback, Ch.: *J. Amer. Inst. electr. Engr.* Bd. 42 (1923) S. 95. — 63. Whittmer, R.: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 21 (1933) S. 1343. — 64. Abraham, M. u. F. Föppl: *Theorie der Elektrizität*. Berlin, Bd. 1 (1923) S. 298. — 65. Moser, W.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 5 (1928) S. 422. — 66. Leonard, T. P. u. C. F. Hadlock: *QST* Bd. 17 (1933) S. 23. — 67. Everitt, W. L. u. J. F. Byrne: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 17 (1929) S. 1840.

Drittes Kapitel.

Die Ausbreitung der ultrakurzen Wellen.

1. Beverage, H., H. Peterson u. C. Hansell: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 19 (1931) S. 1313. — 2. Smith-Rose, R. L. u. McPetrie: *Exp. Wirel.* Bd. 11 (1934) S. 3. — 3. Fassbender, H. u. G. Kurlbaum: *Z. Hochfrequenztechn.* Bd. 33 (1929) S. 52. Fassbender, H.: *Elektr. Nachr.-Techn.* Bd. 6 (1929) S. 358; *Elektrotechn. Z.* Bd. 51 (1930) S. 1525. — 4. Jouaust, R.: *Onde électr.* Bd. 9 (1930) S. 5; *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 19 (1931) S. 479. Beauvais, G. A.: *Ann. Postes Télégr.* Bd. 19 (1930) S. 293. Cléjoux, B. de: *Ann. Postes Télégr.* Bd. 22 (1933) S. 79. — 5. Fassbender, H. u. P. von Handel: *Jb. dtsh. Versuchsanst. Luftf.* 1930 S. 529. — 6. Marconi, G.: *Proc. roy. Inst. G.B.* Bd. 27 (1933) S. 509. — 7. Trevor, B. u. P. S. Carter: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 21 (1933) S. 387. — 8. Jones, L. F.: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 21 (1933) S. 349. — 9. Hershberger, W. D.: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 22 (1934) S. 870. — 10. Scholz, W.: *Fernsehen und Tonfilm*, 1934 S. 50. — 11. Englung, C. R., A. B. Crawford u. W. Mumford: *Bell. Syst. techn. J.* Bd. 14 (1934) S. 369. — 12. J. C. Schelleng, C. R. Burrows u. E. B. Ferrell: *Proc. Inst. Radio Engr.* Bd. 21 (1933) S. 427. — 13. Schröter, F.: *World Eng. Congress Abstr.* 1929 Nr. 409. —

14. Scholz, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 261. — 15. Epstein, P. S.: Proc. nat. Acad. Sci. U.S.A. Bd. 21 (1935) S. 62. — 16. Sommerfeld, A.: Ann. Physik Bd. 28 (1909) S. 665; Bd. 81 (1926) S. 1153; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 4 (1911) S. 157. Hörschelmann, H. von: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 5 (1912) S. 14, 188. — 17. Strutt, M. J. O.: Ann. Physik Bd. 1 (1929) S. 721, 751; Bd. 4 (1930) S. 1; Bd. 9 (1931) S. 67. Niessen, K. F.: Ann. Physik Bd. 18 (1933) S. 893. Violet, P. G.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 46 (1935) S. 192. — 18. Lange, E. H.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 17 (1929) S. 745. — 19. Handel, P. v. u. W. Pfister: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 46 (1935) S. 8. — 20. Englund, C. R., A. B. Crawford u. W. Mumford: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 464. — 21. Smith-Rose, J. S. u. McPetrie: Proc. Phys. Soc. Bd. 43 (1931) S. 592; Bd. 44 (1933) S. 500; Bd. 47 (1935) S. 923. — 22. Strutt, M. J. O.: Naturwiss. Bd. 17 (1929) S. 727; Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 65. — 23. Strutt, M. J. O.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 387. — 24. Zenneck, J.: Ann. Physik Bd. 23 (1907) S. 846. — 25. Trevor, B. u. R. W. George: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 461. — 26. Esau, A. u. W. Köhler: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 153. Whitehead, C.: Exp. Wirel. Bd. 7 (1930) S. 542, 612. Kraus, J. D.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1071. — 27. Peters, H.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 378. — 28. Sohnmann, K.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 462. — 29. Mic, G.: Ann. Physik Bd. 25 (1908) S. 377. Gans, R. u. H. Happel: Ann. Physik Bd. 29 (1909) S. 277. — 30. Ollendorf, F.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 9 (1932) S. 181. — 31. Zuhrt, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 205. — 32. Klimke, S.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 4 (1927), S. 458. — 33. Schröter, F.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 431. Muyskens, H. u. Kraus: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1302. Burrows, R., E. Hunt u. A. Decine: Electr. Engng. 1935 S. 115; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 1507. — 34. Weyrich, R.: Ann. Physik Bd. 85 (1928) S. 552; Bd. 2 (1929) S. 794; Bd. 9 (1931) S. 513. Karapetoff, v.: J. Inst. electr. Engr. Bd. 48 (1929) S. 113. — 35. Bergmann, L. u. W. Doerfel: Ann. Physik Bd. 13 (1932) S. 409. — 36. Arenberg, A. u. W. Peickov: Onde électr. Bd. 12 (1933) S. 250; Bd. 13 (1934) S. 261. — 37. Bergmann, L. u. L. Krügel: Ann. Physik Bd. 21 (1934) S. 113.

Viertes Kapitel.

Die Ultrakurzwellen in der Technik.

1. Scholz, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 261. — 2. Crider, J. H.: Sci. Amer. Bd. 149 (1933) S. 276. Dunsheat, J.: Radio Engr. Bd. 13 (1933) S. 25. — 3. Marconi Rev. 1930 S. 30. — 4. Leonard, T. P. u. C. F. Hadlock: QST Bd. 17 (1933) S. 23. — 5. Ponte, M.: Bull. S. F. R. Bd. 7 (1933) S. 1. — 6. Hahnemann, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 18. Pfetscher, O. u. R. Beek: Physik. Z. Bd. 33 (1932) S. 242. — 7. Carrara, N.: Alta Frequ. Bd. 2 (1932) S. 189. — 8. Besson, P.: Onde électr. Bd. 9 (1930) S. 349. — 9. Wenstrom, W. H.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 1345. — 10. Ardenne, M. von: Fernsehen Bd. 1 (1930) S. 193; Bd. 2 (1931) S. 173. Schröter, F.: Fernsehen Bd. 1 (1930) S. 1; Telefunkenztg. Bd. 14 (1933) Nr. 64 S. 7; Telefunkenröhre, Heft 2 (1934) S. 72; Bildtelegraphie und Fernsehen. Berlin 1932. — 11. Schröter, F.: Telefunkenztg. Bd. 12 (1931) Nr. 57 S. 46; Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 431; Telefunkenztg. Bd. 12 (1932) Nr. 58 S. 5. — 12. Krawinkel, G. u. K. Ziebig: Fernsehen Bd. 3 (1932) S. 65. — 13. Ardenne, M. von: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 45 (1935) S. 73; Fernsehempfang 1935. — 14. Marconi, G.: J. Amer. Inst. electr. Engr. Bd. 41 (1922) S. 56, 561; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 21 (1923) S. 58. Wells, N.: Engineering Bd. 119 (1925) S. 309. Electrician Bd. 95 (1925) S. 296. — 15. Hahnemann, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 7 (1930) S. 18. — 16. Bur. Stand.: J. Franklin Inst. Bd. 211 (1931) S. 113. — 17. Diamond, H. u. F. W. Dunmore: Bur. Stand. J. Res. Bd. 5 (1930) S. 897; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 19 (1931) S. 585; J. Franklin Inst. Bd. 215 (1933) S. 599, 742; Electronics Bd. 6 (1933) S. 158; Bur. Stand. J. Bd. 11 (1933) S. 463. — 18. Kramar, E.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 10 (1933) S. 451. — 19. DRP. 201495. Fassbender, H.: Hochfrequenz in der Luftfahrt, Kapitel 15, Abschnitt 2. Berlin 1932. — 20. DRP. 554168. — 21. Kramar, E.:

Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 9 (1932) S. 469; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 40 (1932) S. 88; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1519; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 23 (1935) S. 1171. — 22. Kramar, E.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 11 (1934) S. 152. — 23. D.R.P. 553459. — 24. Brit. Pat. 337904. Strutt, M. J. O.: Ann. Physik Bd. 9 (1931) S. 75. — 25. Trevor, B. u. P. S. Carter: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 399. Englund, C. R., A. B. Crawford u. W. H. Mumford: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 475. — 26. Schliephake, E.: Ultrakurzwellentherapie. Jena 1935. Holzer, W. und E. Weißenberg: Grundriß der Kurzwellentherapie. Wien 1935. — 27. Schereschewsky, J. W.: Publ. Health Rep. Bd. 41 (1926) S. 1926, 1939; Bd. 43 (1928) S. 927. — 28. Schliephake, E.: Klin. Wschr. Bd. 7 (1928) S. 1600; Z. exper. Med. Bd. 66 (1929) S. 212, 230; Funk 1929 S. 737; Elektrotechn. Z. Bd. 50 (1929) S. 574; Strahlenther. Bd. 38 (1930) S. 655. Dtsch. med. Wschr. 1932 Nr. 32; Med. Welt 1933 Nr. 20. — 29. Esau, A.: Elektrotechn. Z. Bd. 46 (1925) S. 345; Bd. 47 (1926) S. 321. Heinrich, K.: Elektrotechn. Z. Bd. 50 (1929) S. 1088. — 30. Pätzold, J.: Med. Klin. 1934 Nr. 17. — 31. Heinrich, K.: Elektrotechn. u. Maschinenbau Bd. 49 (1931) S. 831. — 32. Schmid, W. E.: Arch. Elektrotechn. Bd. 24 (1930) S. 202. Malov, N. N. u. S. Rschewkin: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 174; Bd. 39 (1932) S. 93, 127; Bd. 41 (1933) S. 138. — 33. Richards, W. T. u. A. E. Loomis: Proc. nat. Acad. Sci. U.S.A. Bd. 15 (1929) S. 587. Pätzold, J.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 36 (1930) S. 85; Verh. dtsch. Röntgenes. Bd. 22 (1930) S. 39; Strahlentherap. Bd. 13 (1932) S. 212. Burstyn, W.: Funk 1930 S. 230, 403. — 34. Wagner, K. W.: Arch. Elektrotechn. Bd. 2 (1914) S. 371. — 35. Dänzer, H.: Ann. Physik Bd. 20 (1934) S. 463; Z. Hochfrequenztechn. Bd. 45 (1935) S. 85. — 36. Debye, P. u. H. Falkenhagen: Physik. Z. Bd. 29 (1928) S. 121, 401. Debye, P.: Polare Molekeln. Leipzig 1929. — 37. McLennan, J. C. u. A. C. Bourton: Canad. J. Res. Bd. 3 (1930) S. 224; Bd. 4 (1931) S. 550. — 38. Pätzold, J.: Z. techn. Physik Bd. 13 (1932) S. 212. Malov, N. N.: Physik. Z. Bd. 34 (1933) S. 21, 880; Bd. 35 (1934) S. 376, 377. — 39. Schaefer, H.: Z. Physik Bd. 77 (1932; S. 117; Z. exper. Med. Bd. 92 (1933) S. 341. — 40. McLennan, J. u. A. Bourton: Nature Bd. 126 (1930) S. 130. — 41. Malov, N.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 190. — 42. Pflumm, E.: Arch. klin. Chir. Bd. 166 (1931) S. 251. — 43. Esau, A. u. E. Busse: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 35 (1930) S. 9. — 44. Jellinek, A.: C. R. Acad. Sci. Paris Bd. 191 (1930) S. 1030; Bd. 196 (1933) S. 1149. — 45. Öttingen, v.: Zbl. Gynäk. 1930 S. 2245. Lakhovsky, G.: C. R. Acad. Sci., Paris Bd. 186 (1928) S. 1019; Bd. 188 (1929) S. 657. — 46. Stoye, K.: Funktechn. Mh. 1933 S. 21. — 47. Davis, J. H.: Sci. Amer. Bd. 148 (1933) S. 272. 48. Mezzadrola, G. u. E. Varetton: Nature Bd. 127 (1931) S. 222. — 49. Haase, H. u. E. Schliephake: Strahlenther. Bd. 40 (1931) S. 133. Libesny, P.: Strahlenther. Bd. 45 (1932) S. 329. — 50. Reiter, T.: Dtsch. med. Wschr. 1933 Nr. 5 S. 160. — 51. Schliephake, E.: Z. exper. Med. Bd. 66 (1929) S. 230. — 52. Atzler, E. u. G. Lehmann: Arbeitsphysiologie Bd. 5 (1932) S. 636.

Fünftes Kapitel.

Demonstrationen und Modellversuche mit ultrakurzen Wellen.

1. Hertz, H.: Gesammelte Werke Bd. 2. — 2. Biernacki, V.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 53 (1895) S. 599. — 3. Hollmann, H. E.: Z. physik., chem. Unterr. Bd. 39 (1926) S. 265. — 4. Bergmann, L.: Z. physik. chem. Unterr. Bd. 41 (1928) S. 209; Bd. 43 (1930) S. 122. — 5. Bergmann, L.: Versuche mit hochfrequenten, ungedämpften elektrischen Schwingungen. Berlin 1932. — 6. Yates-Fish, N. L.: Proc. physiol. Soc. Bd. 45 (1933) S. 482. — 7. Kohl, K.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 6 (1929) S. 354. — 8. Eykmann, P. H.: Z. physik. chem. Unterr. Bd. 16 (1903) S. 29. Kann, L.: Z. physik. chem. Unterr. Bd. 20 (1907) S. 247. — 9. Hertz, H.: Ges. Werke, Bd. 2 S. 167. — 10. Zenneck, J.: Elektrisch-magnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, S. 415. Stuttgart 1905. — 11. Issakowitsch-Kosta, S. u. H. Krause: Z. phys. chem. Unterr. Bd. 46 (1933) S. 245. — 12. Lecher, E.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 41 (1890) S. 850. — 13. Arons, L.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 45 (1892) S. 553. Hershberger, W. D., H. A. Zahl u. M. J. E. Golay: Physic. Rev. Bd. 43 (1933) S. 1042; Physics Bd. 4 (1933) S. 291. — 14. Drude, P.:

Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 55 (1895) S. 633. — 15. Slaby, A.: Entdeckungsfahrten in den elektr. Ozean. S. 240. Berlin 1911. — 16. Ramshorn, R.: Physik. Z. Bd. 33 (1932) S. 451. — 17. Bergmann, L.: Physik. Z. Bd. 33 (1932) S. 582. — 18. Tykocinski-Tykociner, J.: Bull. Univ. Illinois Bd. 22 (1925) Nr. 39. — 19. Petrov, P. A.: Vestn. Elektr. 1931 S. 131. — 20. Rupprecht, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 39 (1932) S. 59. — 21. Megaw, E. C. S.: Wir. Eng. Bd. 11 (1934) S. 583.

Sechstes Kapitel.

Ultrakurzwellen-Meßtechnik.

1. Küpfmüller, K.: Z. techn. Physik Bd. 14 (1933) S. 15. — 2. Schlesinger, K.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 40 (1932) S. 68. — 3. Zenneck, J.: Ann. Physik Bd. 11 (1903) S. 1135. — 4. Rohde, L. u. H. Schwarz: Arch. techn. Messen 1934, V 324-1. — 5. Benz, F.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 36 (1930) S. 41. — 6. Schwarz, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 39 (1932) S. 160; Funktechn. Mh. 1933 S. 11. — 7. Hartmann, C. A. u. H. Dossmann: Z. techn. Physik Bd. 9 (1928) S. 434. — 8. Wien, M.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 37 (1931) S. 169. — 9. Fortescue, C. L. u. J. A. Moxon: J. Inst. electr. Engr. Bd. 68 (1930) S. 556. — 10. Schlesinger, K.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 36 (1930) S. 67. — 11. Smith-Rose, R. L.: Nature, Lond. Bd. 124 (1929) S. 651. — 12. Wien, M.: Physik. Z. Bd. 31 (1930) S. 793. — 13. Michels, R.: Ann. Physik Bd. 8 (1931) S. 877. Strutt, M. J. O.: Z. Physik Bd. 68 (1931) S. 632. — 14. Wöhlisch, E.: Z. Instrumentenkde. Bd. 51 (1931) S. 312. — 15. Duddel, W.: Philos. Mag. Bd. 8 (1904) S. 91; Electrician Bd. 55 (1905) S. 260. — 16. Scheibe, A.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 25 (1925) S. 12. — 17. Schmitz, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 27 (1926) S. 18. — 18. Bühring, F.: Funktechn. Mh. 1934 S. 81. — 19. Hazel, C. H.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 16 (1928) S. 70. — 20. Moullin, E. B.: Proc. roy. Soc., Lond. Bd. 121 (1928) S. 41; Electrician Bd. 100 (1928) S. 576; J. Inst. electr. Engr. Bd. 68 (1930) S. 544. — 21. Keinath, G.: Die Technik der elektrischen Meßgeräte, Bd. 1 S. 307. München u. Berlin 1928. — 22. Turner, H. M. u. P. C. Michel: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 22 (1934) S. 680. — 23. Kruse, H. u. O. Zinke: Arch. techn. Messen Bd. 5 (1935) S. 324-2. — 24. Satyendranath Ray: Proc. Physiol. Soc. Bd. 40 (1928) S. 307. — 25. Ulbricht, G.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 21. — 26. Nissen, H. F.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 24. — 27. Malov, N. N.: Physik. Z. Sowjetun. Bd. 7 (1935) S. 583. — 28. Fortescue, C. L.: J. Inst. electr. Engr. Bd. 77 (1935) S. 429. Megaw, E. C. S.: Wir. Eng. Bd. 13 (1936) S. 65. 135. — 29. Rohde, L.: Z. techn. Physik Bd. 12 (1931) S. 263. — 30. Mercier, P. u. G. Jovet: Helv. phys. Acta Bd. 8 (1935) S. 310; Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. Bd. 26 (1935) S. 566. — 31. Rohde, L. u. F. Bahnmann: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 335. — 32. Gerber, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 36 (1930) S. 98. — 33. Herriger, F.: Telefunkenztg. Bd. 15 (1934) Nr. 68 S. 5. — 34. Hoffmann, H. E.: Ann. Physik Bd. 86 (1928) S. 129. — 35. King, R.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 8 (1930) S. 1388; Bd. 22 (1934) S. 771. — 36. Hoffmann, H. E.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 40 (1932) S. 97; Funktechn. Mh. 1932 S. 289; Helios Bd. 38 (1932) S. 393; Exp. Wirel. 1933 S. 430. — 36b. Piggott, L. S.: Electrician Bd. 116 (1936) S. 316. — 37. Kirchner, F.: Ann. Physik Bd. 77 (1925) S. 287. Penning, F. M.: Physica Bd. 7 (1927) S. 80. Rohde, L.: Ann. Physik Bd. 12 (1932) S. 569. — 38. Heinrich, K.: Elektrotechn. Z. Bd. 50 (1929) S. 1655; Elektrotechn. u. Maschinenb. Bd. 48 (1930) S. 1034. Rohde, L. u. H. Schwarz: Z. Physik Bd. 85 (1933) S. 161. — 39. Pungs, L. u. H. Vogler: Physik. Z. Bd. 31 (1930) S. 485; Elektrotechn. Z. Bd. 52 (1931) S. 1053. — 40. Rohde, L.: Arch. techn. Messen 1935, V 335-1. — 41. Fehr, W. u. G. Leithäuser: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 8 (1931) S. 337. Fehr, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 9 (1932) S. 57. — 42. Rohde, L. u. H. Schwarz: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 40 (1932) S. 117. Habermann, A.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 46 (1935) S. 120. — 43. Debye, P. u. F. W. Sears: Proc. nat. Acad. Sci. U.S.A. Bd. 18 (1932) S. 409. Lucas, R. u. P. Biquard: J. Physique Radium Bd. 3 (1932) S. 464. — 44. Bergmann, L.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 43 (1934) S. 83; Funktechn. Mh. 1933 S. 474. — 45. Straubel, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 38 (1931) S. 19. — 46. Petrzilka, V.: Ann. Physik Bd. 15 (1932) S. 72. — 47. Rohde, L.: Elektr. Nachr.-Techn.

- Bd. 13 (1936) S. 13. — 48. Moore, W. H.: J. Franklin Inst. Bd. 217 (1934) S. 347. — 49. Ataka, H.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 1590. — 50. Scheibe, A.: Helios 1926 Nr. 3 u. 7; Radio-Export 1926 Nr. 1 u. 2; Indikatoren, Meßmethoden und Wellenmesser. Leipzig 1926. — 51. Roessler, E.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 4 (1927) S. 281. Schmidt, O.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 2. — 52. King, R.: Ann. Physik Bd. 7 (1930) S. 805; Rev. Sci. Instrum. Bd. 1 (1930) S. 164. — 53. Wallot, J.: Ann. Physik Bd. 30 (1909) S. 495. — 54. Scheel, J. E.: Arch. Elektrotechn. Bd. 22 (1929) S. 632. — 55. Krause, W. A.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 45 (1935) S. 128. — 56. Holborn, L.: Z. Physik Bd. 6 (1921) S. 328. — 57. Darbord, R.: Onde électr. Bd. 11 (1932) S. 53. — 58. Sommerfeld, A.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 67 (1899) S. 233. Mie, G.: Ann. Physik Bd. 2 (1900) S. 201. Mercier, M.: Ann. Physik Bd. 19 (1923) S. 248; Bd. 20 (1923) S. 5. Hund, A.: Sci. Pap. Bur. Stand. 1924 Nr. 491; Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 12 (1924) S. 817. — 59. Bergmann, L. u. G. Holzlöhner: Ann. Physik Bd. 87 (1928) S. 653. — 60. Dunmore, F. u. F. H. Engel: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 11 (1923) S. 472. — 61. Arkadijew, W.: Ann. Physik Bd. 58 (1919) S. 105.; Physik. Z. Bd. 14 (1913) S. 928; Z. Physik Bd. 27 (1924) S. 37; Bd. 28 (1924) S. 11; Ann. Physik Bd. 11 (1931) S. 406, 423; Physic. Rev. Bd. 43 (1933) S. 671. Kartschagin, W.: Ann. Physik Bd. 67 (1922) S. 325. Gans, R. u. R. G. Loyarte: Ann. Physik Bd. 64 (1921) S. 209. Israel, H.: Z. Physik. Bd. 39 (1926) S. 841. Laville, G.: Ann. Physique Bd. 2 (1924) S. 328; C. R. Acad. Sci., Paris Bd. 176 (1923) S. 986. Hoag, I. B. u. H. Jones: Physic. Rev. Bd. 42 (1932) S. 571. Hoag, I. B.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 21 (1933) S. 29. — 62. Hagen, E. u. H. Rubens: Drud. Ann. Bd. 11 (1903) S. 873. — 63. Potapenko, G. u. R. Sänger: Naturwiss. Bd. 21 (1933) S. 819. Sänger, R.: Helv. phys. Acta Bd. 7 (1934) S. 664. Sänger, R. u. G. Fejér: Helv. phys. Acta Bd. 8 (1935) S. 492. — 64. Ebeling, I.: Z. Physik Bd. 83 (1933) S. 669. — 65. Schrieffer, O.: Ann. Physik Bd. 63 (1920) S. 645. — 66. Drude, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 60 (1897) S. 11. — 67. Rückert, E.: Ann. Physik Bd. 55 (1918) S. 151. Weichmann, R.: Ann. Physik Bd. 66 (1921) S. 501. — 68. Wuckel, G.: Ann. Physik Bd. 73 (1924) S. 427. — 69. Giebe, E. u. A. Alberti: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 16 (1920) S. 232. — 70. Kessenich, W.: Ann. Physik Bd. 2 (1929) S. 445. — 71. Takagishi, E. u. S. Kawazoe: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 14 (1925) S. 125. Takagishi, E.: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 18 (1930) S. 513. — 72. Mohammed, A. u. S. R. Kantebet: Proc. Inst. Radio Engr. Bd. 19 (1931) S. 1983. — 73. Lindmann, K. F.: Ann. Physik Bd. 7 (1902) S. 824. Hammer, M.: Verh. dtsh. phys. Ges. Bd. 13 (1911) S. 27. — 74. Bergmann, L.: Ann. Physik Bd. 67 (1922) S. 13. — 75. Dacos, F.: URSI-Schriften Bd. 1 (1928) S. 26. — 76. Boltzmann, L.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 40 (1890) S. 399. Klemencik, I. u. P. Czermack: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 50 (1893) S. 174. Lebedew, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 56 (1895) S. 1. Cole, F. N.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 57 (1896) S. 290. Merczyng, H.: Ann. Physik Bd. 33 (1896) S. 1. Möbius, W.: Ann. Physik Bd. 62 (1920) S. 293. Glagelowa-Arkadiewa, A.: Z. Physik Bd. 24 (1924) S. 153. — 77. Nichols, E. F. u. J. D. Tear: Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A. Bd. 9 (1923) S. 211; Physic. Rev. Bd. 21 (1923) S. 587. — 78. Hull, C. F.: Physic. Rev. Bd. 5 (1897) S. 231. Arkadijew, W.: Ann. Physik Bd. 45 (1914) S. 133; Physik. Z. Bd. 23 (1922) S. 35. Hasselbeek, W.: Ann. Physik Bd. 12 (1931) S. 477. — 79. Thomson, J. J.: Rec. Res. on El. Mang. S. 425f. Oxford 1893. Lamb, H.: Proc. Lond. math. Soc. Bd. 29 (1897/98) S. 523. Schaefer, Cl. u. M. Langwitz: Ann. Physik Bd. 21 (1906) S. 587. — 80. Gans, R.: Ann. Physik Bd. 61 (1920) S. 447; Bd. 62 (1921) S. 429. Schaefer, Cl.: Ann. Physik. Bd. 73 (1924) S. 275. — 81. Ignatowsky, W. v.: Ann. Physik Bd. 18 (1905) S. 995. Seitz, W.: Ann. Physik Bd. 19 (1906) S. 554. — 82. Schaefer, Cl. u. M. Langwitz: Ann. Physik Bd. 23 (1907) S. 951. Arkadijew, W.: Ann. Physik Bd. 45 (1914) S. 133; Bd. 75 (1924) S. 426. — 83. Lewitsky, M. A.: Physik. Z. Bd. 25 (1924) S. 107; Bd. 27 (1926) S. 177; Bd. 28 (1927) S. 821. — 84. Lindmann, K. F.: Ann. Physik Bd. 42 (1913) S. 30; Bd. 45 (1914) S. 580. — 85. Kapzov, W.: Ann. Physik Bd. 69 (1922) S. 112. — 86. Lindmann, K. F.: Ann. Physik Bd. 63 (1920) S. 621; Bd. 69 (1922) S. 270; Bd. 74 (1924) S. 541. — 87. Righi, A.: Lincei Rend. Bd. 5 (1893) S. 565. Mack, H.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 54

- (1895) S. 342. — 88. Lebedew, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 56 (1895) S. 1. — 89. Drude, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 55 (1895) S. 633. — 90. Drude, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 60 (1897) S. 28. Heim, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 30 (1927) S. 160. — 91. Bergmann, L.: Versuche mit hochfrequenten ungedämpften Schwingungen. 1932. — 92. Seeberger, M.: Ann. Physik Bd. 16 (1933) S. 77. — 93. Drude, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 61 (1897) S. 466. — 94. Potapenko, G.: Z. Physik Bd. 20 (1923) S. 21. — 95. Wildermuth, K.: Ann. Physik Bd. 8 (1902) S. 212. Berg, O.: Ann. Physik Bd. 12 (1904) S. 307. — 96. Malsch, J.: Ann. Physik Bd. 12 (1932) S. 865; Bd. 19 (1934) S. 707. — 97. Beck, H.: Physik. Z. Bd. 34 (1933) S. 721. — 98. Harms, F.: Ann. Physik Bd. 5 (1901) S. 564. — 99. Romanoff, W.: Ann. Physik Bd. 69 (1922) S. 125. — 100. Cleeton, C. E. u. N. H. Williams: Physic. Rev. Bd. 44 (1933) S. 421; Bd. 45 (1934) S. 234; Physics Bd. 6 (1935) S. 207. — 101. Ellinger, H.: Ann. Physik Bd. 46 (1892) S. 513; Bd. 48 (1893) S. 108. Lang, V. v.: Ann. Physik Bd. 57 (1896) S. 430. Kossonogow, J.: Physik. Z. Bd. 3 (1902) S. 207. Blair, W. R.: Proc. Amer. Phys. Soc. 1906. Merezyng, H.: Ann. Physik Bd. 33 (1910) S. 1; Bd. 34 (1911) S. 1015. Eckert, F.: Ber. dtsch. physik. Ges. Bd. 15 (1913) S. 307. Pfannenberger, K.: Z. Physik Bd. 37 (1926) S. 758. Beauvais, G.: Onde électr. Bd. 12 (1933) S. 161, 213, 273. Zakrzewski, K. u. T. Nayder: Bull. Acad. Pol. Bd. 2 (1930) S. 30. — 102. Wien, M.: Ann. Physik Bd. 11 (1931) S. 429. — 103. Drude, P.: Wiedemanns Ann. Physik u. Chem. Bd. 54 (1895) S. 352; Bd. 58 (1896) S. 19; Z. physik. Chem. Bd. 23 (1897) S. 267. — 104. Romanoff, W.: Handbuch der Physik, Bd. 15 (1927) S. 491. — 105. Colley, A. R.: Physik. Z. Bd. 10 (1909) S. 471, 657; Bd. 11 (1910) S. 324. Rukop, H.: Ann. Physik Bd. 42 (1913) S. 489. Iwanow, K.: Ann. Physik Bd. 65 (1921) S. 481. Weichmann, R.: Physik. Z. Bd. 22 (1921) S. 535. (67.) — 106. Frankenberger, E.: Ann. Physik Bd. 82 (1927) S. 394. Mic, G.: Physik. Z. Bd. 27 (1926) S. 792. — 107. Heim, W.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 30 (1927) S. 160. San-ichiro-Mizushima: Physik. Z. Bd. 28 (1927) S. 418. Alimowa, M. M. u. N. S. Nowosilzew: Ann. Physik Bd. 19 (1934) S. 118. Seeberger, M.: Ann. Physik Bd. 16 (1933) S. 77. — 108. Haase, H.: Physik. Z. Bd. 35 (1934) S. 68. — 109. Rohde, L. u. W. Schlegelmilch: Elektrotechn. Z. Bd. 54 (1933) S. 581. Rohde, L. u. H. Schwarz: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 43 (1934) S. 156. Kessler, H.: Z. Hochfrequenztechn. Bd. 45 (1935) S. 91. — 110. Rohde, L.: Z. techn. Physik Bd. 16 (1935) S. 637.

Sachverzeichnis.

- Aberration, chromatische und sphärische 87.
 Ableitung der Bremsselektrode 36, 41.
 Abschirmung 212—213.
 — durch Polarisationsgitter 48—49.
 Abschlußwiderstände für Paralleldrähte 268.
 Absorption 134—139.
 — in Blechen 212—213.
 — am Erdboden 112—114.
 — von Gittern 276, 279.
 — selektive 136.
 Absorptionskoeffizient der Atmosphäre 134—135.
 — messungen 285—286.
 — methode 261—263.
 — wellenmesser 253—255.
 Adaptor 26.
 Ähnlichkeitstheorem 65, 207.
 Alarmvorrichtung 160.
 Anodenkapazität 14.
 Anomale Absorption 286.
 — Dispersion 87, 173—174, 285—288.
 Anomalien des Detektoreffekts 5.
 Anpassung 97—101.
 Antennen-Aufnahmewiderstand 98—100.
 — -koppelung 7, 8, 11, 33, 34.
 — -speisung 89—101.
 Aperiodischer Detektor-kreis 2—3, 260—261.
 Aperiodisches Bolometer 51.
 — Bremsaudion 38.
 Aronsches Rohr 196.
 Arsonvalisation 161, 164.
 Astigmatismus 87.
 Audion 5—13.
 — empfang 12.
 — richteffekt 237.
 — vorsatz 8.
 Auflösungsvermögen bei Photographie mit elektrischen Wellen 57.
 Ausbreitung 102—144.
 Ausbreitungsversuche 187, 200—209.
 Ausdehnung, Thermische — von Leitern 216—217.
 Autokonduktion 161, 164.
 Bakterizide Wirkung von Ultrakurzwellen 180.
 Barkhausen-Kurz-Empfänger 33.
 — -Relation 243.
 Begrenzungsbake 156.
 Behandlungskreis 165, 166.
 Belastung des Bremsaudions 35.
 — einer Energieleitung 92—94.
 Bestrahlung mit Ultrakurzwellen 162—164.
 Beugung 114, 116, 117, 131—134, 149.
 Beugungsringe 204.
 — spektrien 56, 275—277.
 Biologische Wirkungen von Ultrakurzwellen 178—181.
 Blindlandung 155—157.
 — -welle 94.
 Blut, Leitfähigkeit von 173.
 Bodenwelle 112—114.
 Bolometer 51, 217—218.
 — -brücke 51, 217.
 Boltzmann-Interferometer 272—274.
 Braunsche Röhre 239—248.
 Brechung 104, 107, 109—112.
 Brechungsindex des Erdbodens 120.
 — der Atmosphäre 105—106, 109, 134—135.
 — -koeffizient von Linsen 87.
 Bremsaudion 32—43.
 —, aperiodisch 38.
 —, Gegentakt- 39—42, 49.
 Bremsröhren-Voltmeter 238.
 Bremssegmente 40.
 Brennweite 79—87.
 Brewsterscher Polarisationswinkel: s. Polarisationswinkel.
 Brotmodell 175, 176.
 Brückenverkürzung 267—268.
 Bügelverkürzung 262, 267—268.
 Bündelung 70, 71, 78—89, 149.
 Chireix-Mesny-Antenne 75.
 Converter 26.
 Dämpfung einer Energieleitung 94—97.
 — von Paralleldrähten 257.
 Dämpfungs-exponent des Erdbodens 113.
 — -maß 92, 94.
 — -messung 94, 166.
 — -ziffer 113—114.
 Debeysche Dipoltheorie, s. Dipoltheorie.
 Demonstrationen 185—209.
 Depolarisation 130.
 Detektorempfang 2—5.
 — -resonator 3—4.
 — -strom, Umkehr des 5, 269.
 Dichte der Troposphäre 106.
 Dielektrikum, geschichtetes 167—168, 171—172.
 Dielektrische Substanzen 280—292.
 Dielektrizitätskonstante von Elektrolyten und organischen Substanzen 167, 170—174, 176—178.
 — des Erdbodens 119—127.
 —, Messung der 125—127, 281—285.

- Dielektrizitätskonstante der Troposphäre 109—112.
 Dielektrograph 181—184.
 Diffraktionsgitter 276—277.
 —spektrum 279.
 Diffusion 134.
 Diodenvoltmeter 231—237.
 Dipolebene 72—73.
 —gruppe 71—72.
 —kette 60—70.
 —kombinationen 70—73.
 —reihe 70—71.
 —speisung 90.
 —term 60, 68, 73.
 —theorie 171, 173—174, 280, 286.
 —zeile 70—71.
 Dispersion 87, 171, 173, 280—281, 285—288.
 Dispersionsstreifen 287.
 Doppelbrechung 280.
 —demodulation 47.
 —höckerkurve bei Wellenmessung mit Lecher-Drähten 269.
 —leitung 90—101.
 —röhre 233.
 —rückkoppelung 23, 28.
 —überlagerung 28—29.
 Dosimeter 166.
 Double-Hump-Phänomen 269.
 Drahtwiderstände 214—215.
 Drudesche Methoden 281—285.
 Durchflutung 165.
 Durchlässigkeit eines Gitters 205.
 Dynamische Empfindlichkeit der Braunschen Röhre 242.
 Dynamometer 221.
 Echelettinterferometer 274.
 Eigenwelle eines Drahtkreises 200.
 Eindrahtleitung 90, 98—99.
 Eindringtiefe magnetischer Ultrakurzwellenfelder 212.
 Einpunktspeisung von Antennen 98—99.
 Einwirkung der Raumwelle auf Menschen 162—163.
 Elektrodenschuhe 169.
 Elektrometer 229—231.
 Elektronenemissions-Amperemeter 221.
 —koppelung 27.
 —trächtigkeit, Meßfehler durch 234—237.
 Elektropyrexie 181.
 Ellipsenspiegel 86, 163.
 Empfang 1—57.
 Empfangsdipol 3.
 —antennen 9, 45.
 —resonatoren, Dämpfung von 270—271, 273—275.
 —spektrum 37.
 —störungen 47—49.
 Empfindlichkeit der Braunschen Röhre 239—243.
 —von Spannungsmessern 228, 230, 231, 236—243, 248—249.
 —von Strommessern 217, 218, 219, 221.
 Emulsionen im Kondensatorfeld 178.
 Endscheiben, Antenne mit 65, 202.
 Energieleitungen 89—91, 165.
 —verluste auf Leitungen 96.
 Entdämpfung eines Detektorempfängers 4.
 Erdkapazitäten 211—212, 215.
 —profil 130—133.
 —radius, äquivalenter 105—106, 109, 110, 133.
 Erdung 211.
 Erhebungswinkel 120, 122, 127, 128, 132.
 Explosionen im Ultrakurzwellenfeld 178.
 Farady-Käfig 163.
 Farbumschlag bei Durchflutung 175.
 Fehlerquellen bei Ultrakurzwellenmessungen 210—215, 228.
 Fehlweisung 158.
 Feinabstimmung 12, 33.
 —struktur des Ultrakurzwellenfeldes 117—143.
 Feldstärke 59, 60, 62, 67, 68, 71, 72, 76, 107, 111, 113, 116, 118, 122, 124, 128, 129, 136—142.
 Feldverstärkung 83, 85, 86, 88.
 Fernabstimmung 45—47.
 —schen 151—153.
 —wirkungszone 59, 102—116, 117.
 Ferromagnetische Lecher-Drähte 265—266.
 Feuchtigkeit der Troposphäre 106, 110—112.
 Fiebererzeugung mit Ultrakurzwellen 181.
 Flugzeugmeldung 160—161.
 Fortpflanzungsgeschwindigkeit längs Drähten 193, 197, 264—267.
 Fortschreitende Wellen 92—93.
 Fremdendämpfung 4, 32, 39.
 Frequenzabhängigkeit von Spannungsmessern 227—228.
 —von Strommessern 215—216.
 —kennlinie eines Übertragungskanals 131—133.
 —messung 249—280.
 —normalen 249.
 —spektrum einer Tonbildübertragung 153.
 Fresnelsche Gleichungen 120.
 —Interferenzstreifen, s. Interferenzen.
 Friiter 2, 55.
 Funkbaken 156.
 Funkensender für Demonstrationen 185—186.
 —strecken, Spannungsmessung mit 248.
 Gebäude, Absorption durch 135—139.
 —wände als Kettenleiter 136.
 Gegensprechen 147—148, 150.
 Gegenteil-Bremsaudion 39—42, 49.
 —voltmeter 233, 237.
 Gekrümmte Paralleldrähte 266—267.
 Genauigkeit von Spannungsmessern 230, 231, 236, 246, 249.

- Genauigkeit von Strommessern 220, 222, 224, 226.
 — von Wellenmessungen 250, 252, 255, 257, 263, 265, 270.
 Geschichtetes Medium 167—168, 171—172, 178.
 Gitterbelastung des Bremsaudions 35—36.
 — dämpfung 14—16.
 — kapazität 14.
 — reflektor 84.
 — spektrien 56, 275—277.
 — spektrograph 277—279.
 — spiegel 81—83, 86.
 Gleichaktwellen 94, 269.
 Gleitwegbake 156—157.
 Glimmlampen, Spannungsmessung mit 248.
 Goldblattelektrometer 229.
 Grenzwelle 102.
 Gruppenterm 72—73.
 Habann-Empfänger 43—45.
 Harmonische Analyse 247—248.
 Hautwiderstand 167—168.
 Heavisideschicht 102, 109, 111, 209.
 Hertzsche Spiegelversuche 187, 188, 204—205, 278.
 Hertzscher Resonatorkreis 2, 200.
 Hertzsches Gitter, s. Polarisationsgitter und Diffraktionsgitter.
 Hitzdrahtamperemeter 166.
 — luftthermometer 220—221.
 Hochfrequenzleitfähigkeit, Demonstration der 193.
 — verstärkung 13—21.
 Holbornsche Minimummethode 262.
 Horizontalradiometer 54.
 Horizontweite 103—105, 147, 151, s. Sichtweite
 — winkel, s. Erhebungswinkel.
 Huyghensches Prinzip 114—116, 132—133, 276.
 Immersionsobjektiv 87.
 Impedanzversuche 191.
 Induktiv rückgekoppeltes Audion 6—9.
 Induktivität von Leitungen 211.
 Interferenzen 119—131, 139—142, 160, 161, 203, 209, 273—277, 286.
 Interferenzfelder 139—142.
 Interferometer 272—275, — kurven 274.
 Inversionen 16, 29, 37, 234, 244, 271.
 Joulesche Wärme 170, 174.
 Kalorimetrische Leistungsmessung 166, 176, 289.
 Karbowidwiderstände 215.
 Kathodenstrahlröhre 239—248.
 — als Wellenmesser 271.
 Kennung von Strahlbündeln 154, 158.
 Kennungen, komplementäre 156, 158.
 Keramische Isoliermaterialien 288.
 Kerr-Effekt 248.
 Kimmungszone 112—116.
 Kippschwingungen 24.
 Knotenbreite 94—96.
 Kohärer 2, 55.
 Kohlewiderstände 215.
 Kollisionssicherung 155, 161.
 Kommandofunk 148.
 Kompensation der Phasenverschiebung in der Braunschen Röhre 245—246.
 Kondensatorbett 161.
 — feld, Messungen im 175—178.
 — feldmethode 164—181.
 Kontrastverstärkung 147.
 Konzentration von Elektrolyten, Abhängigkeit der Erwärmung bei Ultrakurzwelldurchflutung 176—178.
 Koppelung von Lecher-Drähten 195, 258.
 — von Resonanzindikatoren mit Lecher-Drähten 259—261.
 Korrektur der Dipollänge 61, 62, 64.
 Korrigierter Parabolspiegel 80.
 Krümmungsradius von Licht- und Wellenstrahlen 104—107, 135.
 Kugel, Eigenschwingungen einer 62.
 Kurzschluß einer Energieleitung 93.
 Landekursbake 156.
 Langwollendiathermie 167, 169, 175, 176, 178.
 Lecher-Drähte, s. Paralleldrähte.
 — Drahtspule 197—198.
 Leerlauf einer Energieleitung 92.
 Leistungsmessung 166, 176, 199, 289.
 — umsatz bei Ultrakurzwelldurchflutung 170.
 Leitdipole 69—70, 84.
 Leitfähigkeit des Erdbodens 119—127.
 — von Elektrolyten und organischen Substanzen 167, 168, 170—174, 176—178.
 Leitstrahlen 157—160.
 Leitstrahlenkung 159—160.
 Leitungsinduktivitäten 211.
 — kapazitäten 212.
 — theorie 91—94.
 Leitvermögen von Lecherdrähten 264—265.
 — zone 158, 159.
 Leuchtfeuer, Entzündung von 151.
 — quarznormalien 251.
 Lichtbrechung 104—107, 109.
 Liliputempfänger 18.
 Linsensysteme 87.
 Lissajous-Figuren 243—245, 247—248.
 Luftpolster bei Durchflutung 168—169, 171.
 Magnetronempfänger 43—45.
 Makroskopische Photoplatte 56.
 Marconi-Antenne 58.

- Marconi-Franklin-Antenne** 73.
 — -Strahlwerfer 154.
Mehrpölröhren-Voltmeter 237—238.
Meßfehler 219, 220, 222, 224, 226, 228, 229, 230, 231, 232, 236, 255, 264—269.
 — -genauigkeit, s. Genauigkeit.
 — -kondensator von Drude 284.
 — -röhren 232—233, 291.
 — -technik 210—292.
Messung der Erdbodeneigenschaften 125—127, 128.
 — - von Wellenwiderständen 97—98.
Michelson-Interferometer 275.
Mithören 149.
Modellversuche 194, 202, 207—209.
Molekülmodell 280.

Nachwirkungstheorie 171, 173.
Nahfeld 59, 117.
Navigation 153—160.
Nebelhörner, Ersatz von 153—155.
 —, Ingangsetzen von 151.
 — -landung 155—157.
Nebenmaxima 66, 68, 73, 80, 82, 83.

Oberwellen, Ausbiegen von 249—251.
 — - einer Stabantenne 62—65.
Optische Sicht, s. Sichtweite.
 — -Wellenmessung 251, 272—280.
Oszillographische Untersuchungen 243—246.

Paraboloidantenne 79.
Parabolspiegel 78—86, 88, 204.
Paralleldrähte 12, 33, 43, 90—101, 165, 195, 206, 210, 233, 234, 238, 250, 253, 255, 256—269, 281—284.
 —, gekrümmte 266—267.

Peilung 153—154, 157—159.
Pendelfrequenz 21, 22.
 — -rückkopplung 21—25, 42, 147, 152.
Permeabilität von Eisendrähnen 219.
Phasensprung bei Reflexion 79, 119, 120, 128.
 — -verschiebungen in der Braunschen Röhre 243—246.
Photoamperemeter 166, 221, 252.
 — -graphie mit elektrischen Wellen 55—57.
 — -voltmeter 229.
Piezoresonatoren 251—253.
Pilotballons, Übertragung von 151.
Polardiagramm der Strahlung um einen Dipol 59.
Polarisation 60—61, 127—130, 202, 207.
Polarisationsdiagramm 202.
 — -ebene, Drehung durch Raumgitter 279—280.
 — -gitter 48—49, 204—205, 276—277.
 — -nichols 280.
Polizeifunk 148.
Positionslichter, Ersatz von 155.
Pseudoknoten 93.
 — -stehende Wellen 93—94.

Radiometer 52—55.
 — -thermie 181.
Rahmenantenne 76—78.
Raumgitter 277—280.
 — -resonanz 142—144.
Reflektoren 67—69, 78—86.
Reflektorsystem 73, 76, 153.
 — -term 68, 71, 73, 82.
Reflexempfänger 17.
Reflexion am Erdboden 118—134.
 — - an Wasseroberfläche 206—207.
Reflexionen am freien Ende von Lecher-Drähten 268.

Reflexionskoeffizient des Erdbodens 118—131.
 — -vermögen eines Gitters 205.
Reibungsdispersion 287.
Reißdiagramm eines Ultra-audions 22.
Relaisstationen 150.
Repulsionsamperemeter 222.
Resonanzanzeige durch Energieabsorption 261—263.
 — - in einer Antenne 99.
Resonanzdispersion 287.
 — -indikator 166.
 — -indikatoren für Lecher-Drähte 259—263.
 — -kurven, Verformung durch Pendelrückkopplung 25, 42.
 — -versuche 190.
Resonatoren-gitter 277.
Richtantennensysteme 67—78.
 — -charakteristiken, s. Strahlungsdiagramm.
 — -effekt 11, 29—32, 34, 37, 234—236.
 — -fläche 88—89.
 — -kennlinien 30, 32.
 — -schärfe 80, 83.
 — -strahlbündel 153—157.
Richtungsselektion 149, 150.
Röhrensender für Demonstrationen 186—188.
 — -voltmeter 231—238.
Rohrleitung 91, 148, 283.
 — -leitungsantenne 74.
 — -empfänger 18—21.
 — -wellenmesser 263—264.

Rotationsspiegel 82—86.
Rückkopplungsregelung, durch Anodenspannung 7—8, 10, 11.
 —, durch Verschiebung des Schwingungsknotens 9—12.
 —, im Heizkreis 10.
 —, kapazitiv 7.
Rückstrahlung 68, 69, 80, 82, 83.
 — -wirkungen von Resonanzindikatoren auf Wellenmessung 268—269.
Rundstrahlung 74, 146—148.

- Sägezahnantenne 74—75.
 Sammellinsen 87.
 Saugkreis 95.
 Schaltkapazitäten 211—212.
 Scheinwiderstand eines Dipols 99.
 Schiffskörper, Eigenschwingungen von 208.
 Schirmdämpfung 213.
 Schirmgitter-Liliputröhren 19.
 ---Röhrenvoltmeter 237, 260.
 Schwingaudion 6—13.
 Schwingaudionempfang erster Art 13, 38, 39.
 --- zweiter Art 13, 38.
 Schwingkreisimpedanz, zulässige 14.
 Schwingungseinsatz, Regelung des 7.
 ---nachweis 1—57, 188, 189.
 Schwunderscheinungen 111, 116, 209.
 Schen mit elektrischen Wellen 160—161.
 Seibtsche Spule 198.
 Selbstinduktion eines Drahttrags 191.
 Selektive Erwärmung 170—174.
 ---, Demonstration der 175.
 ---Wellenlänge 171—172.
 ---Wirkung auf kleinste Teilchen 173—174.
 Sender-Empfänger 147.
 Shuntwiderstände 216, 219, 220.
 Sichtweite 102—112, 117, 150.
 Skineffekt 191—193, 213—215.
 Spannungsmessung 95, 227—249.
 ---indirekte 228—229.
 Spannungsresonanz 36.
 ---verteilung, Untersuchung der 95, 101, 188, 193—194, 196—199.
 Spezifische Wirkung von Ultrakurzwellen 173, 178—181.
 Spiegel 78—86.
 ---Bild einer Antenne 119, 130, 132.
 ---, ebene 83—84, 88.
 ---, elliptischer 86.
 Spiegelöffnung 79, 81, 83.
 ---systeme 84—86.
 ---versuche 187, 188, 204—205.
 Spulenfeld 164.
 Stabantenne 58—65.
 ---mit Endscheiben 65.
 ---mit unterdrückter Gegenphase 66.
 Standard-Antenne 73—74.
 Statische Empfindlichkeit der Braunschen Röhre 239—240.
 Stehende Drahtwellen 91—94, 100, 193—198, 256—269.
 ---Raumwellen 203—204.
 ---Wellen in Luft 139—142, 203—204, 270—271.
 ---in Wasser 206.
 Störbeseitigung 48—49.
 Störungen 47—48.
 Strahlenkrümmung, atmosphärische 104—107, 109—112, 124.
 Strahllinien 149—151.
 Strahlungsdiagramme 60, 66, 68, 71, 72, 77, 79, 88, 121—123, 128, 143, 144.
 ---dosis 162.
 ---druck 52—53.
 ---feld von Antennen 59—60, 63, 66, 200—201.
 ---thermoelement 51.
 ---verluste einer Energieleitung 94, 96—97.
 ---widerstand 61, 64, 68—73, 76, 96.
 Strahlwerferurm 154.
 Streifende Inzidenz 109, 111, 112, 120, 132.
 Streufelder 212—213.
 Streuung 134—139.
 Strommessung 95, 215—227.
 ---, indirekte 223.
 Stromtransformator 95.
 ---verdrängung, Demonstration der 192.
 ---verteilung auf einem Dipol 98, 100.
 ---in geschichteten Dielektrika 167—168.
 ---, Untersuchung der 95, 189, 193—194, 196—199.
 ---wandler 225—226.
 Stufeninferometer 274—275.
 Substitutionsmessung 289—290.
 Superregenerativ-Wellenmesser 255.
 Tannenbaumantenne 74.
 Teilchengröße 176—178.
 Telegraphengleichungen 91—94.
 Temperaturgradient der Troposphäre 106.
 ---messung im durchfluteten Medium 175.
 ---verteilung im durchfluteten Medium 171, 175.
 Theorie der Ultrakurzwellentherapie 166—174.
 Thermische Radiometer 53.
 ---Strommesser 216—221.
 Thermoelctrische Empfänger 49—51, 209.
 ---elemente 50—51, 209, 218—220, 263.
 ---galvanometer 220.
 ---umformer 218—221, 263.
 Tiefenwirkung 166—170, 176, 180.
 Turmalinstabilisierung 12, 27.
 Transceiver 148.
 ---formationsleitungen 98, 263.
 ---missionsplatte 275.
 Troposphäre 104—112.
 Turmalinresonatoren 252.
 ---wellenmesser 252.
 Überlagerungsempfang 25—29, 42, 43, 152.
 ---vorsatz 26.
 Übersprechen 150.
 ---tragungsprofil 130—133.
 Ultraaudion 9—12.
 ---dynamische Kennlinien 14.
 ---kurzwellendetektor 4.
 ---, therapie 161—181.
 ---Pandoros 165.
 Verbundwicklung 44.
 Verlustwinkelmessung 288—292.

Verstärkung von Spiegeln 81—83, 86, 88.	Wellenkanal 69, 84.	Wirkungsgrad einer Ener- gieleitung 94—96.
Verstärkungsgrad 17, 20.	— -messung 249—280.	
Viertelwertsbreite 80—82.	— — mit dem Lecher- System 256—269.	Zeilterm 71, 73.
Voltmeter, elektrostati- sches 230.	— — mit Kathoden- strahlröhre 271.	Zündstörungen 47.
Vorsatzaudion 8.	— — mit Piezoresonato- ren 251—253.	Zusatzgenerator 23.
— -kalotte 84—86.	— — mit Resonanzkrei- sen 253—255.	Zweidrahtleitung 90—101.
— -systeme 86.	— -spektrum 277, 279.	— -fachröhre 16.
Vorwiderstände 228.	— -verhältnis 94—96.	— -fadenelektrometer 230.
	— -widerstand 92, 97—98.	— -polröhren 231—237, 254.
Wasser, Versuche unter 205—207.	Wendelkreisempfänger 34.	— -punktspeisung von An- tennen 100.
Wattverbrauch von Span- nungsmessern 249.	Widerstandsdrähte 214— 215.	Zwillingsbake 158—159.
— von Strommessern 226.	— -erhöhung bei Strom- durchgang 217.	— -empfänger 39.
Wechseltastung 159.	Winkelantenne 75.	Zwischenfrequenzübertra- gung 150.
Wellendirektor 69, 83.		Zylinderparaboloidspiegel 80.

Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik. Eigenschaften, Verarbeitungs- und Verwendungstechnik der Werkstoffe für Hochvakuumröhren und gasgefüllte Entladungsgefäße. Von Dr. phil. **Werner Espe** und Doz. Dr.-Ing. **Max Knoll**. Mit 405 Textabbildungen und einer mehrfarbigen Tafel. VIII, 383 Seiten. 1936. Gebunden RM 48.—

Trotz der Mannigfaltigkeit der für die Hochvakuumtechnik erforderlichen Werkstoffe gelingt den Verfassern durch die systematische Gliederung eine sehr übersichtliche Darstellung der wichtigsten physikalischen und chemischen Eigenschaften sowie der Herstellungs- und Verarbeitungsverfahren. Die Werkstoffverwendung wird mit zahlreichen Textabbildungen an Glühlampen, Hochvakuumverstärkerröhren, Quecksilberdampfgleichrichtern, Quecksilberbogenlampen, Leuchtströhren, Photozellen, Kathodenstrahlröhren, Überspannungsableitern, Quecksilber- und Vakuumschaltern und anderen Hochvakuumapparaten erläutert. Den Verfassern kommt es dabei sehr zugute, daß sie selbst auch über langjährige praktische Erfahrungen verfügen und die Schwierigkeiten kennen, die in der Hochvakuumtechnik oft nur durch mangelhaften Überblick über die verschiedenen Gebiete der Werkstoffkunde entstehen

Die Verfasser legen in dem Buch nicht nur ihre eigenen praktischen Erfahrungen und die Ergebnisse der Arbeiten ihres engeren Mitarbeiterkreises nieder, sondern berücksichtigen auch eingehend die zum Teil schwer zugänglichen in- und ausländischen Veröffentlichungen. Das sehr ausführliche Schrifttumsverzeichnis ist durch die Beschränkung auf Arbeiten, die unseren heutigen Kenntnissen noch entsprechen, auch als Nachschlagewerk für den praktischen Betrieb geeignet. Das Buch wird sicherlich dazu beitragen, alle in Frage kommenden Betriebe mit dem heutigen Stand der Hochvakuumtechnik im In- und Ausland vertraut zu machen und das Niveau zu heben, auf dem die weiteren Entwicklungsarbeiten aufgebaut werden können.

„Glasmatische Berichte“

Die Grundlagen der Hochvakuumtechnik. Von Dr. **Saul Dushman**. Deutsch von Dr. phil. R. G. Berthold und Dipl.-Ing. E. Reimann. Mit 110 Abbildungen im Text und 52 Tabellen. XII, 298 Seiten. 1926. Gebunden RM 20,25

Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Bearbeitet von zahlreichen Fachleuten. Herausgegeben von Dr. **F. Banneitz**. Mit 1190 Abbildungen und 131 Tabellen. XVI, 1253 Seiten. 1927. Gebunden RM 58,05

Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs. Vorträge, veranstaltet durch das Außeninstitut der Technischen Hochschule zu Berlin, den Elektrotechnischen Verein und die Heinrich-Hertz-Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens. Herausgegeben von Professor Dr. **K. W. Wagner**. Mit 253 Textabbildungen. VIII, 418 Seiten. 1927. Gebunden RM 22,50

Handbuch der Bildtelegraphie und des Fernsehens. Grundlagen, Entwicklungsziele und Grenzen der elektrischen Bildfernübertragung. Im Verein mit namhaften Fachleuten sowie unter besonderer Mitwirkung des Laboratoriums Karolus in Leipzig bearbeitet und herausgegeben von Professor Dr. phil. **F. Schröter**, Direktor der Forschungsabteilung der Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin. Mit 365 Textabbildungen. XVI, 487 Seiten. 1932. Gebunden RM 58.—

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

Hochfrequenztechnik in der Luftfahrt. Im Auftrage der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt und unter Mitarbeit von Fachleuten herausgegeben von Professor Dr. **H. Faßbender**, Berlin. Mit 475 Textabbildungen und 48 Tabellen. XII, 577 Seiten. 1932. Gebunden RM 68.—

Hochfrequenzmeßtechnik. Ihre wissenschaftlichen und praktischen Grundlagen. Von Dr.-Ing. **August Hund**. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 287 Textabbildungen. XIX, 526 Seiten. 1928. Gebunden RM 35.10

Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Eine Einführung in die Theorie. Von Dr.-Ing. **Franz Ollendorff**. Mit 379 Abbildungen im Text und 3 Tafeln. XVI, 640 Seiten. 1926. Gebunden RM 32.40

Der Poulsen-Lichtbogengenerator. Von **C. F. Elwell**. Ins Deutsche übertragen von Dr. A. Semm und Dr. F. Gerth. Mit 149 Textabbildungen. X, 180 Seiten. 1926. RM 10.80; gebunden RM 12.15

Handbuch der Physik. Herausgegeben von **H. Geiger** und **K. Scheel**.

Band XII: **Theorien der Elektrizität. Elektrostatik.** Bearbeitet von A. Güntherschulze, F. Kottler, H. Thirring, F. Zerner. Redigiert von **W. Westphal**. Mit 112 Abbildungen. VII, 564 Seiten. 1927.

RM 41.85; gebunden RM 44.10

Band XIII: **Elektrizitätsbewegung in festen und flüssigen Körpern.** Bearbeitet von E. Baars, A. Coehn, G. Ettisch, H. Falkenhagen, W. Gerlach, A. Güntherschulze, E. Grüneisen, B. Gudden, G. v. Hevesy, G. Laski, F. Noether, H. v. Steinwehr. Redigiert von **W. Westphal**. Mit 222 Abbildungen. VII, 672 Seiten. 1928.

RM 49.95; gebunden RM 52.20

Band XIV: **Elektrizitätsbewegung in Gasen.** Bearbeitet von G. Angenheister, R. Bär, A. Hagenbach, K. Przibram, H. Stücklen, E. Warburg. Redigiert von **W. Westphal**. Mit 189 Abbildungen. VII, 444 Seiten. 1927.

RM 32.40; gebunden RM 34.29

Band XV: **Magnetismus. Elektromagnetisches Feld.** Bearbeitet von E. Alberti, G. Angenheister, E. Gumlich, P. Hertz, W. Romanoff, R. Schmidt, W. Steinhaus, S. Valentiner. Redigiert von **W. Westphal**. Mit 291 Abbildungen. VII, 532 Seiten. 1927. RM 39.15; gebunden RM 41.04

Band XVI: **Apparate und Meßmethoden für Elektrizität und Magnetismus.** Bearbeitet von E. Alberti, G. Angenheister, E. Baars, E. Giebe, A. Güntherschulze, E. Gumlich, W. Jaeger, F. Kottler, W. Meißner, G. Michel, H. Schering, R. Schmidt, W. Steinhaus, H. v. Steinwehr, S. Valentiner. Redigiert von **W. Westphal**. Mit 623 Textabbildungen. IX, 801 Seiten. 1927. RM 59.40; gebunden RM 61.56

Band XVII: **Elektrotechnik.** Bearbeitet von H. Behnken, F. Breisig, A. Fraenckel, A. Güntherschulze, F. Kiebitz, W. O. Schumann, R. Vieweg, V. Vieweg. Redigiert von **W. Westphal**. Mit 360 Abbildungen. VII, 392 Seiten. 1926. RM 28.35; gebunden RM 30.24