

LEHRBUCH DER DRAHTLOSEN
NACHRICHTENTECHNIK

HERAUSGEGEBEN VON N. v. KORSHENEWSKY UND W. T. RUNGE
II

AUSSTRAHLUNG, AUSBREITUNG
UND AUFNAHME
ELEKTROMAGNETISCHER
WELLEN

BEARBEITET VON

L. BERGMANN UND H. LASSEN

LEHRBUCH DER DRAHTLOSEN NACHRICHTENTECHNIK

HERAUSGEGEBEN VON

NICOLAI v. KORSHENEWSKY UND **WILHELM T. RUNGE**
BERLIN BERLIN

ZWEITER BAND

AUSSTRAHLUNG, AUSBREITUNG UND AUFNAHME
ELEKTROMAGNETISCHER WELLEN



SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG GMBH
1940

AUSSTRAHLUNG, AUSBREITUNG UND AUFNAHME ELEKTROMAGNETISCHER WELLEN

BEARBEITET VON

DR. L. BERGMANN UND DR. H. LASSEN
BRESLAU BERLIN

MIT 285 TEXTABBILDUNGEN



SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG GMBH

1940

**ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER ÜBERSETZUNG
IN FREMDE SPRACHEN, VORBEHALTEN.**

**COPYRIGHT SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG 1940
URSPRÜNGLICH ERSCHIENEN BEI JULIUS SPRINGER IN BERLIN 1940
SOFTCOVER REPRINT OF THE HARDCOVER 1ST EDITION 1940**

**ISBN 978-3-662-27840-6 ISBN 978-3-662-29340-9 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-29340-9**

Inhaltsverzeichnis.

Ausstrahlung und Aufnahme elektrischer Wellen.

Von Dr. L. BERGMANN,

o. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Breslau.

I. Grundbegriffe.

	Seite
a) Der offene Schwingungskreis	1
b) Nichtquasistationäre Stromverteilung; dynamische Kapazität und Selbstinduktion	2
c) Eigenwelle der Antenne; Verkürzungs- und Verlängerungszahl	2
d) Strahlungsleistung; Strahlungswiderstand	2
e) Wirkwiderstand und Wirkungsgrad der Antenne	3
f) Effektive Höhe der Antenne; Antennenformziffer; Meteramperezahl	3

II. Sendeantennen.

A. Antennen mit rotationssymmetrischer Strahlung	4
1. Der HERTZsche Dipol	4
2. Der ABRAHAMsche Erreger	12
3. Die Stabantenne	13
4. Die Marconiantenne	21
5. Feldberechnung beliebig gestalteter Antennen	23
6. Mit Selbstinduktion und Kapazität beschwerte Antennen	32
7. Verschiedene Antennenausführungen für ungerichtetes Senden	39
8. Die Erdung der Antennenanlage und der Einfluß der Leitfähigkeit der Erde auf die Strahlung	44
B. Antennen für gerichtete Strahlung	50
1. Die Richtwirkung von zwei bzw. drei Vertikalantennen	51
2. Die Rahmenantenne	54
3. Die Horizontalantenne	57
4. Die geknickte Marconiantenne	59
5. Die Dipolreihe, Dipolgruppe und Dipolebene	62
6. Die praktische Ausführung der aus Dipolebenen aufgebauten Richtantennen	69
7. Winkelantennen	73
8. Reflektorantennen	75
9. Optische Bündelung	78
C. Antennen mit Richtstrahlung für besondere Zwecke	83
1. Die Kurzwellen-Rundstrahlenantenne	83
2. Schwundmindernde Antennen	85
a) Die Zylinderantenne	86
b) Die Scheibenantenne	89
c) Die Halbwellenantenne mit Stromknoten	91
d) Die Höhendipolantenne	92
3. Kurzwellenantenne mit Raumresonator nach WEYRICH	94
4. Richtantennen für Leitstrahlanordnungen (Funkbaken)	97

III. Die Empfangsantennen.

A. Antennen für ungerichteten Empfang	98
1. Das Reziprozitätstheorem	99
2. Die Hochantenne für ungerichteten Empfang	99
a) Spannung und Stromstärke in der abgestimmten Hochantenne	99
b) Energiebilanz der Empfangsantenne	101
c) Rückwirkung der Empfangsantenne auf das primäre Feld	105
B. Empfangsantennen für Richtempfang	108
1. Die allgemeine Gleichung der Richtcharakteristik	108
2. Die Kombination von zwei bzw. drei ungerichteten Vertikalantennen	110

	Seite
3. Die Rahmenantenne	113
4. Die Kombination von Rahmen und ungerichteter Antenne	116
5. Ein- und Mehrfachgoniometer	119
a) Doppelrahmenanordnung, bestehend aus zwei Kreuzrahmen mit Goniometern	120
b) Die Doppelkardioidenanordnung mit zwei Goniometern	121
6. Die geknickte Marconiantenne	123
7. Die Wellen- oder Beverageantenne	124
8. Weitere Richtempfangssysteme	129
C. Empfangsantennen für Peilzwecke	132
1. Die Peilung mit Rahmen und Goniometer	132
2. Die Adcockpeilanlage	135
3. Der Doppelrahmenpeiler	137
Schrifttum	138

Die Wellenausbreitung.

Von Dr. H. LASSEN, Berlin-Dahlem.

Einleitung	142
I. Theorie der Wellenausbreitung	143
A. Die Ausbreitung in homogenen Körpern	143
1. Die Feldgleichungen. Einführung der komplexen Rechnung. Komplexer Brechungsindex	143
2. Die Ausbreitung im Isolator	145
3. Die Ausbreitung in Körpern mit Leitfähigkeit (Halbleitern)	146
4. Der komplexe Brechungsindex eines homogenen ionisierten Gases	147
5. Die Ausbreitung in einem homogenen ionisierten Gas unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes bei beliebiger Ausbreitungsrichtung	149
a) Der komplexe Brechungsindex	149
b) Die Schwingungsform	152
B. Die ZENNECKSche Oberflächenwelle	154
1. Allgemeine Lösung	154
2. Die Richtung des elektrischen Feldes	155
3. Das Eindringen in die Erde	156
4. Die Ausbreitungsdämpfung der Oberflächenwelle	157
5. Oberflächenwelle und Raumwelle	158
C. Ausbreitung über die ebene Erde. (Theorie von A. SOMMERFELD.)	158
1. Allgemeine Lösung	158
2. Der Idealfall unendlich großer Leitfähigkeit der Erde	160
3. Endformeln bei endlicher Leitfähigkeit der Erde. Die Dämpfungsfunktion. Abhängigkeit von den Erdbodeneigenschaften und der Wellenlänge	161
4. Zahlenrechnung	162
D. Die Ausbreitung über die Erdkugel. (Theorie von B. VAN DER POL und H. BREMMER.)	164
1. Allgemeine Lösung	164
2. Darstellung des Feldes als Summe der primären und der an der Erdoberfläche reflektierten Welle	166
3. Praktische Formel für beliebige Leitfähigkeit, Dielektrizitätskonstante und Wellenlänge. Sender und Empfänger auf der Erde	168
4. Die Ausbreitung in großen Entfernungen	174
5. Erhöhte Aufstellung des Senders und Empfängers	174
6. Die optische Sichtweite	178
E. Die Brechung in der unteren Atmosphäre	178
1. Die Dielektrizitätskonstante der Luft	178
2. Darstellung der Brechung durch einen vergrößerten äquivalenten Erdradius	179
3. Berechnung der Strahlenbahnen	180
4. Vertikaldiagramme der Feldstärke	183
F. Die Ionosphäre	184
1. Die Zusammensetzung der hohen Atmosphäre	185
2. Die Absorption kosmischer Strahlung in der Atmosphäre	186
3. Die Wiedervereinigung.	187

	Seite
4. Freie Elektronen, Anlagerung	188
5. Der zeitliche Verlauf der maximalen Elektronendichte	189
6. Die ionisierende Strahlung	190
7. Der Zusammenhang mit den Schwankungen des Erdmagnetfeldes, dem Polarlicht und der Sonnentätigkeit	191
G. Der Einfluß der Ionosphäre auf die Wellenausbreitung	192
1. Die Ausbreitung der kurzen Wellen in der Ionosphäre. Gültigkeit des Brechungsgesetzes	192
2. Die Reichweite der kurzen Wellen bei einmaliger Reflexion in der Ionosphäre	194
3. Die Feldstärke der kurzen Wellen bei einmaliger Reflexion in der Ionosphäre	197
4. Die Reflexion an der Erdoberfläche	198
5. Fernübertragung durch Zickzackreflexion. Berechnung der Feldstärke für kurze Wellen	200
6. Mehrfachwege. Allgemeine Eigenschaften der Kurzwellenausbreitung	201
7. Die Dämpfung in der Ionosphäre	203
8. Die Ausbreitung mittlerer und langer Wellen	205
a) Die Feldstärke der Luftwelle bei einmaliger Reflexion an der Ionosphäre	205
b) Die Theorie von G. N. WATSON	205
H. Die Ionosphären-Forschung.	207
1. Die Interferenzmethode	207
2. Die Signalmethode. Scheinbare und wahre Höhe.	208
3. Der Zusammenhang zwischen wahrer und scheinbarer Höhe der Reflexionsstelle	209
4. Scheinbare und wahre Höhe in Abhängigkeit von der Tageszeit (Zahlenbeispiel)	212
5. Bestimmung der Trägerdichte. Grenzwellenlänge	213
6. Anwendung der Echomessungen auf die Fernübertragung	214
II. Beobachtungen und Ergebnisse	215
A. Die Ausbreitung der mittleren und langen Wellen (200—20 000 m)	216
1. Die Ausbreitung langer Wellen in großen Entfernungen über Seewasser. (Die Formel von AUSTIN)	216
2. Durchschnittskurven für die Feldstärke der mittleren Wellen (200—2000 m)	218
3. Schwunderscheinungen bei mittleren Wellen	222
4. Praktische Folgerungen aus den Ausbreitungsbedingungen. Schwundmindernde Antennen	227
5. Der Zusammenhang der Ausbreitung der langen Wellen mit den erdmagnetischen Störungen und der Sonnenfleckenanzahl	227
B. Die Ausbreitung der kurzen Wellen (10—200 m)	228
1. Die Abhängigkeit von der Tages- und Jahreszeit	229
2. Günstige Frequenzen	231
3. Die Lautstärke in Abhängigkeit von der Entfernung. Sprungentfernung. Tote Zone	232
4. Mehrfachzeichen ($\Delta t \approx 10^{-3}$ sec)	235
5. Rund-um-die-Erde-Signale	237
6. Schwunderscheinungen durch Interferenz	239
7. Schwunderscheinungen durch Änderung des Polarisationszustandes	242
8. Störungen der Kurzwellenausbreitung im Zusammenhang mit erdmagnetischen Störungen	246
9. Die MÖGELschen Kurzstörungen	247
10. Der Einfluß der 11jährigen Sonnentätigkeitsperiode auf die Kurzwellenausbreitung	248
C. Die Ausbreitung der ultrakurzen Wellen	249
1. Die Zentimeterwellen	249
2. Die Dezimeterwellen	249
3. Beobachtungen im Flugzeug mit Meterwellen	251
4. Interferenzfelder	253
5. Die Ausbreitung im offenen Gelände	254
6. Die Ausbreitung in Stadtgebieten	256
7. Schwunderscheinungen	257
D. Ergebnisse der Ionosphärenforschung	260
1. Die Absorption in der Ionosphäre	261
2. Die Doppelbrechung in der Ionosphäre	262
3. Der Polarisationszustand der Luftwelle	265

	Seite
4. Die Struktur der Ionosphäre in Abhängigkeit von der Tages- und Jahreszeit	266
5. Die Änderung der Trägerdichte (bzw. Grenzfrequenz) mit der 11jährigen Sonnenfleckenperiode	269
6. Ionosphären-Störungen durch solare Korpuskularstrahlen	270
7. Die MÖGELschen Kurzstörungen	271
8. Die abnormale <i>E</i> -Ionisierung	271
9. Rasche Schwankungen	272
10. Echomessungen und Fernübertragung	272
Einheiten	276
Schrifttum	278
Namen- und Sachverzeichnis	281

Ausstrahlung und Aufnahme elektrischer Wellen.

Von Professor Dr. L. BERGMANN, Breslau.

I. Grundbegriffe.

a) Der offene Schwingungskreis.

Einen der wichtigsten Bestandteile einer Anlage für den drahtlosen Nachrichtenverkehr bildet der Luftleiter oder die Antenne, deren Aufgabe es ist, auf der Sendeseite die hochfrequenten elektrischen Schwingungen in Form elektromagnetischer Wellen in den Raum hinaus auszustrahlen und diese Wellen auf der Empfangsseite wieder aufzunehmen, um sie als hochfrequente Wechselströme an den Empfänger weiterzugeben. Zum Verständnis der Wirkungsweise der Antennen gehen wir von dem in Abb. 1 gezeichneten geschlossenen Schwingungskreis aus, der aus der Selbstinduktion L und der ihr parallelgeschalteten Kapazität C besteht. Wir nehmen an, daß — wie dies im allgemeinen auch der Fall ist — die räumlichen Abmessungen dieses Kreises klein gegen die Wellenlänge der in ihm fließenden Wechselströme sind. In diesem Fall haben wir es mit einem quasistationären Kreis zu tun, in dem der Strom nur von der Zeit, nicht aber von dem Ort auf dem Leiter abhängig ist. Die elektromagnetische Energie des Kreises ist bald als elektrische Energie im Kondensator, bald als magnetische Energie des Kreises in der Selbstinduktion aufgespeichert. In größerer Entfernung von diesem Kreis ist keinerlei elektromagnetisches Feld vorhanden, denn man kann in jedem Augenblick zu jedem Stromelement des Kreises ein oder mehrere andere finden, so daß deren Ströme bei gleicher Stärke entgegengesetzte Richtung haben. In einem äußeren Punkt, dessen Entfernung vom Schwingungskreis groß gegen die Wellenlänge und damit auch groß gegen die Abmessungen des Kreises ist, ergeben die betrachteten Stromelemente das elektromagnetische Feld Null. Ein solcher Kreis verliert also durch Strahlung keine Energie.

Die Verhältnisse werden aber sofort anders, wenn man entweder die Selbstinduktion der Spule auf einen größeren Rahmen verteilt, dessen Abmessungen mit der Wellenlänge vergleichbar sind, oder wenn man die Platten des Kondensators C so weit auseinander entfernt, daß ein Gebilde von der Form der Abb. 2 entsteht. Die gestrichelten Linien dieses *offenen Schwingungskreises* deuten den ungefähren Verlauf der elektrischen Kraftlinien an; die magnetischen Kraftlinien sind als Kreise um die Leiterachse zu denken. Man übersieht sofort, daß bei einem solchen Leitergebilde das elektromagnetische Feld in größerer Entfernung vom Leiter keineswegs den Wert Null hat; es ist vielmehr um den Leiter an jeder Stelle des Raumes ein endlicher Wert des elektrischen und magnetischen Feldes vorhanden, so daß die Möglichkeit einer Abstrahlung elektromagnetischer Energie in mehr oder weniger großem Maße besteht.

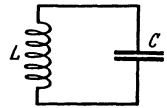


Abb. 1. Geschlossener Schwingungskreis.

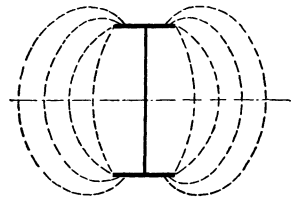


Abb. 2. Elektrischer Kraftlinienverlauf bei einem offenen Schwingungskreis.

b) Nichtquasistationäre Stromverteilung; dynamische Kapazität und Selbstinduktion.

Wichtig ist, daß bei solchen offenen Leitergebilden, die wir im folgenden kurz als *Luftleiter* oder *Antennen* bezeichnen, die Stromverteilung *nichtquasistationär* ist.

Als Beispiel ist in der Abb. 3 die Strom- und Spannungsverteilung eines geraden Leiters von der Länge einer halben Wellenlänge eingezeichnet. Infolge dieser nichtquasistationären Stromverteilung muß man bei der Bestimmung der Kapazität einer Antenne zwischen der *statischen Kapazität* C_S , die einer gleichmäßigen Stromverteilung entspricht und z. B. in einer Brückenschaltung mit niederfrequentem Strom gemessen werden kann, und der *dynamischen* oder *wirksamen Kapazität* C_A unterscheiden, die je nach den verschiedenen Schwingungszuständen, die eine Antenne annehmen kann, verschieden und stets kleiner als die statische ist. Dasselbe gilt für die Selbstinduktion der Antenne. Für stationäre Stromverteilung ist die *stationäre* Selbstinduktion L_S , für nichtstationäre die *wirksame* oder *dynamische Selbstinduktion* L_A in Rechnung zu setzen, wobei auch wieder $L_A < L_S$ ist.

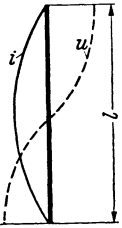


Abb. 3. Strom-
(i) und Span-
nungsverlauf
(u) bei einer
Stabantenne.

c) Eigenwelle der Antenne; Verkürzungs- und Verlängerungszahl.

Jeder Luftleiter hat eine bestimmte *Eigenwelle* λ_A , die sich nach der KIRCHHOFF-THOMSONSchen Gleichung zu

$$\lambda_A = 2\pi \sqrt{L_A \cdot C_A}$$

berechnen läßt. Es ist: $\lambda_A = \zeta \sqrt{L_S \cdot C_S}$, wobei $4 \leq \zeta \leq 2\pi$ ist. Diese längste Eigenwelle einer Antenne — es gibt außer ihr auch noch eine ganze Reihe kürzerer Eigenwellen, worauf in Abschnitt II auf S. 14 noch ausführlicher eingegangen wird — läßt sich verkürzen durch Einschalten eines Kondensators in die Antenne, wodurch die Betriebskapazität verkleinert wird. Die Eigenwelle der Antenne nimmt dann den Wert $\lambda_k = \beta \lambda_A$ an, wobei $\beta < 1$ als *Verkürzungszahl* bezeichnet wird. Analog ist durch Einbau einer Selbstinduktion in die Antenne eine Erhöhung der Eigenwelle auf den Wert

$$\lambda_l = \gamma \cdot \lambda_A$$

möglich, wobei $\gamma > 1$ die *Verlängerungszahl* angibt.

d) Strahlungsleistung; Strahlungswiderstand.

Die von einer Antenne abgestrahlte Leistung läßt sich mittels des POYNTINGschen Satzes bestimmen. Die durch ein Flächenelement dF hindurchtretende *Strahlung* dN_S ist bekanntlich:

$$dN_S = \frac{c}{4\pi} [\mathfrak{E} \mathfrak{H}] dF,$$

wenn \mathfrak{E} und \mathfrak{H} die Werte der elektrischen bzw. magnetischen Feldstärke am Ort des Flächenelementes sind. \mathfrak{E} und \mathfrak{H} ergeben sich aus den MAXWELLSchen Gleichungen. Die gesamte *Strahlungsleistung* N_S der Antenne erhält man dann durch Integration über eine Kugelfläche, in deren Mittelpunkt sich der Strahler befindet.

Es liegt nun nahe, für diese Strahlungsleistung einen Widerstand R_S , den sog. *Strahlungswiderstand*, verantwortlich zu machen, dessen Wert sich aus der Gleichung:

$$N_S = i_{\text{eff}}^2 R_S$$

bestimmt, in der i_{eff} den effektiven Wert des im Strombauch der Antenne fließenden Hochfrequenzstromes bezeichnet.

e) Wirkwiderstand und Wirkungsgrad der Antenne.

Der gesamte *Wirkwiderstand* der Antenne, den wir mit R_A bezeichnen, setzt sich dann zusammen aus dem Strahlungswiderstand R_S , dem Verlustwiderstand R_{V_1} der Antenne, der durch die JOULEsche Wärmeentwicklung in den Antennendrähten, die Glimm- und Sprühverluste, die Wirbelströme in den Haltedrähten usw. sowie durch die Isolations- und Erdstromverluste bedingt ist, und dem Wirkwiderstand R_{V_2} der Abstimmittel wie Spulen und Kondensatoren in der Antenne. Es ist demnach:

$$R_A = R_S + R_{V_1} + R_{V_2}.$$

Die gesamte in der Antenne umgesetzte elektrische Leistung ist dann

$$N_A = i_{\text{eff}}^2 R_A.$$

Als *Wirkungsgrad* η_A der Antenne bezeichnet man das Verhältnis N_S/N_A , so daß die Gleichung besteht:

$$\eta_A = \frac{N_S}{N_A} = \frac{i_{\text{eff}}^2 R_S}{i_{\text{eff}}^2 R_A} = \frac{R_S}{R_A}.$$

Bei Antennen, deren Länge klein gegen die Wellenlänge ist, ist der Wert von R_S sehr klein gegenüber dem Verlustwiderstand R_{V_1} , so daß dadurch der Nutzeffekt η_A einen sehr kleinen Wert annimmt. Zahlreiche Arbeiten haben daher die Aufgabe zum Ziel, den Wirkungsgrad der Antennenanlage so günstig wie möglich zu gestalten.

f) Effektive Höhe der Antenne; Antennenformziffer; Meteramperezahl.

Das Kraftlinienbild einer Antenne, z. B. des in Abb. 2 gezeichneten offenen Schwingungskreises, wird in keiner Weise gestört, wenn man durch die Mitte des Strahlers senkrecht zu ihm eine vollkommen leitende Ebene hindurchlegt, da die für elektrische Kraftlinien notwendige Grenzbedingung des Senkrechtstehens auf der leitenden Fläche erfüllt ist. Der Strahler zerfällt damit in zwei spiegelbildlich gleiche Hälften. Betrachten wir nur den oberen Teil, so haben wir darin die einfachste Form einer geerdeten Antenne, wobei die Erdoberfläche die leitende Fläche darstellt; in Abb. 4 ist diese Antenne nochmals gezeichnet und ihre Höhe über dem Erdboden mit h bezeichnet. Da die Stromverteilung in einer solchen Antenne nicht quasistationär ist, ist für die Fernwirkung der Ausdruck $\int i dl$ maßgebend, wobei i die Stromstärke im Leiterelement dl angibt. Wir können aber die Antenne durch einen senkrechten geraden und geerdeten Draht ersetzt denken, dessen Länge h_S ist und der gleichmäßig vom Strom i_{eff} = Effektivstrom im Strombauch der ursprünglichen Antenne durchflossen wird, so daß die Beziehung besteht:

$$i_{\text{eff}} \cdot h_S = \int i dl.$$

Die Größe $h_S = \int i dl / i_{\text{eff}}$ nennt man die *wirksame Höhe* oder die *Strahlhöhe* der Antenne. Allgemein besteht die Beziehung:

$$h_S = \alpha \cdot h,$$

worin α die *Antennenformziffer* bedeutet.

Das Produkt $i_{\text{eff}} \cdot h_S$ wird in der Technik häufig als Ausdruck für die Leistungsfähigkeit der Sendeanlage angegeben und als *Meteramperezahl* der Antenne bezeichnet.

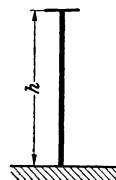


Abb. 4. Vertikalantenne mit Endkapazität.

II. Sendeantennen.

A. Antennen mit rotationssymmetrischer Strahlung.

1. Der HERTZsche Dipol.

Wir wenden uns jetzt der Betrachtung der verschiedenen Antennenformen zu und behandeln zuerst die einfachste Form eines offenen Schwingungskreises den sog. Dipol, für den zum erstmalig H. HERTZ [8]¹ das elektromagnetische Feld ausführlich berechnet hat. Ein elektrischer Dipol wird durch zwei im Abstand l angebrachte elektrische Ladungen $\pm Q$ dargestellt; das Produkt $Q \cdot l$ ist das *Ladungs- oder Dipolmoment*. Wir denken uns diesen Dipol, der aus zwei kugelförmigen, durch einen geraden Leiter verbundenen Konduktoren aufgebaut sei, im Ursprung eines Koordinatenkreuzes so aufgestellt, daß die Dipolachse mit der Z-Achse zusammenfällt (Abb. 5). Es möge sich die Ladung Q periodisch und harmonisch mit der Periode T verändern, so daß wir schreiben können:

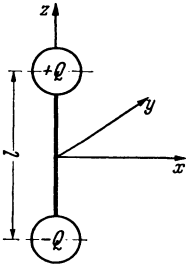


Abb. 5.
Elektrischer Dipol.

$$Q \cdot l = f(t) = Q_0 l \cos \frac{2\pi t}{T} = Q_0 l \cos 2\pi \nu t, \quad (1)$$

ν ist also die Schwingungszahl und T die Periodendauer des Dipolmomentes. Für den Strom i in der Dipolachse erhalten wir dann die Beziehung:

$$i = -\frac{dQ}{dt} = -\frac{1}{l} \frac{df(t)}{dt} = +\frac{2\pi Q_0}{T} \sin \frac{2\pi t}{T} = +2\pi \nu Q_0 \sin 2\pi \nu t. \quad (2)$$

Der schwingende Dipol entspricht also einem Stromelement von der Länge l , das von dem Wechselstrom $i = I_0 \sin \omega t$ durchflossen wird, wobei die Stromamplitude den Wert $I_0 = Q_0 \omega$ hat ($\omega = 2\pi \nu$). Das magnetische Feld dieses nur in der Z-Achse fließenden Stromes wird nach dem BIOT-SAVARTSchen Gesetz stets senkrecht zur Z-Achse gerichtet sein, so daß von vornherein

$$\mathfrak{H}_z = 0 \quad (3)$$

ist. Setzt man mit dieser Vereinfachung für das Feld des Dipols, dessen Länge l

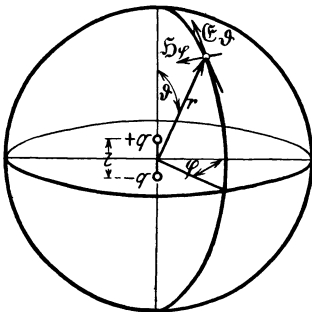


Abb. 6.
Polarkoordinaten um einen Dipol.

klein gegen die Wellenlänge λ sein soll, die MAXWELLSchen Gleichungen an, so führt deren Integration zu einer Wellengleichung (s. Teil 2 dieses Buches S.143), die aussagt, daß sich vom Dipol eine elektromagnetische Störung in Form einer Kugelwelle mit der Geschwindigkeit $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$ ausbreitet, wobei ϵ und μ die Dielektrizitätskonstante und die Permeabilität des Mediums sind, in dem sich der Dipol befindet. Da die Antennen praktisch meistens in Luft ($\epsilon = \mu = 1$) aufgebaut sind, setzen wir im folgenden diese Ausbreitungsgeschwindigkeit stets gleich $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec.

Für die Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärke in einem Punkte mit den Koordinaten x, y, z bzw. den Polarkoordinaten r, φ und ϑ ($\varphi =$ Azimut in

¹ Die schrägen Zahlen in eckigen Klammern [8] beziehen sich auf das Schrifttumverzeichnis am Schluß des Beitrages.

der $x y$ -Ebene und $\vartheta =$ Zenitdistanz entsprechend Abb. 6) ergeben sich folgende Ausdrücke¹:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_x &= \frac{3xz}{r^5} f + \frac{3xz}{cr^4} f' + \frac{xz}{c^2 r^3} f'' = \left[\frac{3}{r^3} f + \frac{3}{cr^2} f' + \frac{1}{c^2 r} f'' \right] \cos \varphi \cos \vartheta \sin \vartheta, \\ \mathfrak{E}_y &= \frac{3yz}{r^5} f + \frac{3yz}{cr^4} f' + \frac{yz}{c^2 r^3} f'' = \left[\frac{3}{r^3} f + \frac{3}{cr^2} f' + \frac{1}{c^2 r} f'' \right] \sin \varphi \cos \vartheta \sin \vartheta, \\ \mathfrak{E}_z &= \frac{3z^2 - r^2}{r^5} f + \frac{3z^2 - r^2}{cr^4} f' + \frac{z^2 - r^2}{c^2 r^3} f'' \\ &= - \left[\frac{f}{r^3} + \frac{1}{cr^2} f' + \frac{1}{c^2 r} f'' \right] + \left[\frac{3}{r^3} f + \frac{3}{cr^2} f' + \frac{1}{c^2 r} f'' \right] \cos^2 \vartheta, \\ \mathfrak{H}_x &= \frac{y}{cr^3} f' - \frac{y}{c^2 r^2} f'' = - \frac{1}{c} \left[\frac{f'}{r^2} + \frac{1}{cr} f'' \right] \sin \varphi \sin \vartheta, \\ \mathfrak{H}_y &= \frac{x}{cr^3} f' + \frac{x}{c^2 r^2} f'' = + \frac{1}{c} \left[\frac{f'}{r^2} + \frac{1}{cr} f'' \right] \cos \varphi \sin \vartheta, \\ \mathfrak{H}_z &= 0, \\ \mathfrak{E}_\vartheta &= - \left[\frac{f}{r^3} + \frac{1}{cr^2} f' + \frac{1}{c^2 r} f'' \right] \sin \vartheta, \\ \mathfrak{E}_r &= 2 \left[\frac{f}{r^3} + \frac{f'}{cr^2} \right] \cos \vartheta, \\ \mathfrak{H}_\varphi &= - \frac{1}{c} \left[\frac{f'}{r^2} + \frac{f''}{cr} \right] \sin \vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Schließlich sind noch folgende Feldkomponenten gebräuchlich:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\varrho &= \sqrt{\mathfrak{E}_x^2 + \mathfrak{E}_y^2} = \frac{z \cdot \varrho}{r^3} \left[\frac{3f}{r^2} + \frac{3f'}{cr} + \frac{f''}{c^2} \right], \\ \mathfrak{E}_z &= \frac{2}{r^2} \left[\frac{f}{r} + \frac{f'}{c} \right] - \frac{\varrho^2}{r^3} \left[\frac{3f}{r^2} + \frac{3f'}{cr} + \frac{1}{c^2} f'' \right], \\ \mathfrak{H}_\varphi &= - \frac{\varrho}{r^2} \left[\frac{f'}{cr} + \frac{1}{c} f'' \right], \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

wobei $\varrho = \sqrt{x^2 + y^2}$ den senkrechten Abstand des Aufpunktes von der Dipolachse bedeutet. Man überzeugt sich leicht, daß diese Gleichungen aus den Gl. (4) folgen, wenn man $\varrho/r = \sin \vartheta$ und $z/r = \cos \vartheta$ setzt. In diesen Feldgleichungen bedeuten f' und f'' die 1. und 2. Ableitungen der Funktion $f(t - r/c)$ nach ihrem Argument $(t - r/c)$. Das Argument $(t - r/c)$ besagt dabei, daß infolge der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle für die Feldstärke an der Stelle r zur Zeit t nicht der im Dipol zu dieser Zeit vorhandene Wert der Funktion f in Frage kommt, sondern ein um die Zeit r/c retardierter Wert.

Bevor wir zur weiteren Diskussion dieser Gleichungen übergehen, schreiben wir die Gl. (5) und (6) in noch etwas anderer Form, indem wir für die Funktion f bzw. ihre Ableitungen die aus Gl. (1) und (2) folgenden Werte einsetzen. Danach ist:

$$\begin{aligned} f &= \frac{I_0 l}{\omega} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = Q_0 l \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right), \\ f' &= -I_0 l \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -Q_0 l \omega \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right), \\ f'' &= -I_0 l \omega \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -Q_0 l \omega^2 \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right). \end{aligned}$$

¹ Die Ableitung dieser Gleichungen findet sich z. B. in [9].

Damit ergibt sich:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\vartheta &= -\frac{I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \sin \vartheta \left[\cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - \frac{2\pi r}{\lambda} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2 \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right], \\ \mathfrak{E}_r &= \frac{2I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \cos \vartheta \left[\cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - \frac{2\pi r}{\lambda} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right], \\ \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \sin \vartheta \left[\frac{2\pi r}{\lambda} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) + \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2 \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right], \end{aligned} \right\} (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\varrho &= \frac{I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \sin \vartheta \cos \vartheta \left[\left(3 - \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2 \right) \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) - 3 \frac{2\pi r}{\lambda} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right], \\ \mathfrak{E}_z &= \frac{I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \left[\left(2 - 3 \sin^2 \vartheta + \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \vartheta \right) \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(3 \sin^2 \vartheta - 2 \right) \frac{2\pi r}{\lambda} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right], \\ \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \sin \vartheta \left[\frac{2\pi r}{\lambda} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) + \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2 \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \right]. \end{aligned} \right\} (8)$$

Hierbei ist $\lambda = c/\nu$ die Wellenlänge der ausgestrahlten Störung.

Setzen wir schließlich noch zur Abkürzung $2\pi r/\lambda = a$ und $\omega(t - r/c) = \bar{\omega}$, so lassen sich Gl. (7) und (8) noch in folgender Form schreiben:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\vartheta &= -\frac{Q_0 l}{r^3} \sin \vartheta [\cos \bar{\omega} - a \sin \bar{\omega} - a^2 \cos \bar{\omega}], \\ \mathfrak{E}_r &= \frac{2Q_0 l}{r^3} \cos \vartheta [\cos \bar{\omega} - a \sin \bar{\omega}], \\ \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{Q_0 l}{r^3} \sin \vartheta [a \sin \bar{\omega} + a^2 \cos \bar{\omega}]. \end{aligned} \right\} (7a)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\varrho &= \frac{Q_0 l}{r^3} \sin \vartheta \cos \vartheta [(3 - a^2) \cos \bar{\omega} - 3a \sin \bar{\omega}], \\ \mathfrak{E}_z &= \frac{Q_0 l}{r^3} [(2 - 3 \sin^2 \vartheta + a^2 \sin^2 \vartheta) \cos \bar{\omega} + (3 \sin^2 \vartheta - 2)a \sin \bar{\omega}], \\ \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{Q_0 l}{r^3} \sin \vartheta [a \sin \bar{\omega} + a^2 \cos \bar{\omega}]. \end{aligned} \right\} (8a)$$

Jedes der Gleichungssysteme (4) bis (8) bzw. (7a) und (8a) beschreibt das um den Dipol sich ausbreitende elektromagnetische Feld vollständig, falls man von der allernächsten Umgebung des Dipols absieht. Die genannten Gleichungssysteme versagen nämlich für $r = 0$ sowie für die Gebiete, wo r in die Größenordnung der Dipollänge kommt; es ist dies durch die auf S. 4 gemachte Voraussetzung, daß die Dipollänge klein gegen die Wellenlänge sein soll, begründet. Am einfachsten ist der Verlauf des magnetischen Feldes. Aus Gl. (5) bzw. (6) erkennen wir, daß das magnetische Feld rein zirkular ist, indem die magnetischen Kraftlinien Kreise um die Dipolachse bilden. Das Maximum der magnetischen Feldstärke liegt für $\vartheta = 90^\circ$ in der Äquatorebene. Komplizierter gestaltet sich das elektrische Feld; um seinen Verlauf zu überblicken, ist es zweckmäßig, drei Zonen zu unterscheiden: eine Nahzone, eine Fernzone und ein dazwischen liegendes Gebiet, die Übergangzone. Für die Trennung dieser Gebiete kommt es dabei nicht auf den absoluten Wert von r , sondern auf das Verhältnis von r zur Wellenlänge λ , also auf die Größe a an. Für die Nahzone sind

daher in den Gl. (7) bis (8a) die Glieder, die a in der 1. bzw. 2. Potenz enthalten, zu vernachlässigen, so daß sich für diese Zone folgende Feldgleichungen ergeben:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\vartheta &= -\frac{I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -\frac{Q_0 l}{r^3} \sin \vartheta \cos \bar{\omega}, \\ \mathfrak{E}_r &= \frac{2I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \cos \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = \frac{2Q_0 l}{r^3} \cos \vartheta \cos \bar{\omega}, \\ \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{I_0 l}{c r^2} \sin \vartheta \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -\frac{Q_0 l}{r^2} \frac{2\pi}{\lambda} \sin \vartheta \sin \bar{\omega}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\varrho &= \frac{3I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = \frac{3Q_0 l}{r^3} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \bar{\omega}, \\ \mathfrak{E}_z &= \frac{I_0 l \lambda}{2\pi c r^3} (2 - 3 \sin^2 \vartheta) \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = \frac{Q_0 l}{r^3} (2 - 3 \sin^2 \vartheta) \cos \bar{\omega}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Es läßt sich zeigen [9], daß in diesem Fall das elektrische Feld ein rein elektrostatisches Feld ist, das dem COULOMBSchen Gesetz gehorcht und sich aus dem skalaren Potential des Dipols herleiten läßt, während das magnetische Feld dem BIOT-SAVARTSchen Gesetz folgt. Aus den Gl. (9) und (10) ersieht man ferner, daß zwischen \mathfrak{E} und \mathfrak{H} eine Phasenverschiebung von 90° besteht entsprechend dem Umstand, daß der Maximalwert des Stromes erst eintritt, wenn die Ladungen des Dipols, also die elektrische Feldstärke Null sind. Infolge dieser Phasenverschiebung liefert also das Nahfeld keinen Beitrag zur Energieabstrahlung nach außen, denn, da die Strahlungsenergie proportional $[\mathfrak{E}\mathfrak{H}]$ ist, flutet die Energie in der einen halben Periode aus dem Dipol heraus, um in der nächsten halben Periode wieder in diesen zurückzuströmen.

Betrachten wir jetzt die Fernzone; in den Gl. (4) bis (6) sind dann nur die Glieder mit $1/r$ und in den Gl. (7) bis (8a) nur die Glieder mit a^2 zu berücksichtigen. Dies führt zu folgenden Ausdrücken für die verschiedenen Feldkomponenten:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_x &= \frac{1}{c^2 r} f'' \cos \varphi \cos \vartheta \sin \vartheta, & \mathfrak{H}_x &= -\frac{1}{c^2 r} f'' \sin \varphi \sin \vartheta, \\ \mathfrak{E}_y &= \frac{1}{c^2 r} f'' \sin \varphi \cos \vartheta \sin \vartheta, & \mathfrak{H}_y &= +\frac{1}{c^2 r} f'' \cos \varphi \sin \vartheta, \\ \mathfrak{E}_z &= -\frac{1}{c^2 r} f'' \sin^2 \vartheta, & \mathfrak{H}_z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\vartheta &= -\frac{1}{c^2 r} f'' \sin \vartheta, \\ \mathfrak{E}_r &= 0, \\ \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{1}{c^2 r} f'' \sin \vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\varrho &= \frac{zQ}{c^2 r^3} f'' = \frac{1}{c^2 r} f'' \cos \vartheta \sin \vartheta, \\ \mathfrak{E}_z &= -\frac{Q^2}{r^3 c^2} f'' = -\frac{1}{c^2 r} f'' \sin^2 \vartheta, \\ \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{1}{c^2 r} f'' \sin \vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (12a)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \mathfrak{E}_\vartheta &= \frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = \frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \sin \vartheta \cos \bar{\omega}, \\
 \mathfrak{E}_r &= 0, \\
 \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -\frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \sin \vartheta \cos \bar{\omega}, \\
 \mathfrak{E}_\varrho &= -\frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -\frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \bar{\omega}, \\
 \mathfrak{E}_z &= \frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin^2 \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = \frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \sin^2 \vartheta \cos \bar{\omega}, \\
 \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -\frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \sin \vartheta \cos \bar{\omega}.
 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \mathfrak{E}_\varrho &= -\frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -\frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \bar{\omega}, \\
 \mathfrak{E}_z &= \frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin^2 \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = \frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \sin^2 \vartheta \cos \bar{\omega}, \\
 \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = -\frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \sin \vartheta \cos \bar{\omega}.
 \end{aligned} \right\} \quad (13a)$$

Die bisher aufgeführten Gleichungen sind im gemischten oder GAUSSSchen Maßsystem geschrieben, das für derartige Rechnungen sehr bequem ist, da die elektrischen und magnetischen Feldgrößen die gleiche Gestalt haben. Um die Feldgleichungen, die auf der rechten Seite die Stromstärke I enthalten, im elektromagnetischen Maßsystem zu schreiben, muß man die rechte Seite dieser Gleichungen bei den elektrischen Feldstärken mit c^2 und bei den magnetischen Feldgrößen mit c multiplizieren. Aus den Gl. (11) bis (13) folgt ferner:

$$|\mathfrak{E}| = |\mathfrak{H}| = \frac{1}{c^2 r} f'' \sin \vartheta = \frac{2\pi I_0 l}{c r \lambda} \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) = \frac{4\pi^2 Q_0 l}{\lambda^2 r} \cdot \sin \vartheta \cos \bar{\omega}, \quad (14)$$

d. h. die elektrische und magnetische Feldstärke wird in großer Entfernung vom Dipol sowohl nach Amplitude als auch nach Phase gleich. Da nach Gl. (12) nur \mathfrak{E}_ϑ bzw. \mathfrak{E}_ϱ und \mathfrak{E}_z und \mathfrak{H}_φ vorkommen, stehen elektrische und magnetische Kraftlinien stets senkrecht aufeinander. Dies bedingt, wie wir weiter unten noch sehen werden, eine dauernd nach außen gerichtete Energieabstrahlung. In der Dipolachse ($\vartheta = 0$) sind beide Feldstärken Null, in der Äquatorebene haben sie ihr Maximum; beide sind unabhängig vom Azimut, d. h. das Feld ist zirkularsymmetrisch. Die Feldamplitude ist nach Gl. (14) proportional der Stromstärke I_0 im Dipol, der Dipollänge l und umgekehrt proportional der Wellenlänge λ und der Entfernung r des Aufpunktes vom Dipol. Drückt man I_0 in Ampere, die Dipollänge l , die Wellenlänge λ und die Entfernung r in Metern aus, so ergibt sich für die Feldstärke \mathfrak{E} in V/m der Wert:

$$\mathfrak{E} = 60\pi \cdot I_{0\text{Amp}} \cdot \frac{l_m}{\lambda_m \cdot r_m} \cdot \sin \vartheta \text{ V/m}. \quad (15)$$

Es sei nochmals ausdrücklich darauf hingewiesen, daß diese Gleichung für einen im freien Raum befindlichen Dipol gilt, wobei irgendwelche Einflüsse der Erde auf das ausgestrahlte Feld unberücksichtigt sind. Für einen geerdeten Dipol wird die analoge Gleichung auf S. 23 gebracht.

So einfach die Verteilung des elektromagnetischen Feldes in der Nah- und in der Fernzone ist, so kompliziert ist der Verlauf in dem mittleren Gebiet, wo r vergleichbar mit $\lambda/2\pi$ wird. Man erkennt dies bereits aus der Tatsache, daß in der Fernzone $|\mathfrak{E}|$ und $|\mathfrak{H}|$ in Phase sind, während sie in der Nahzone eine Phasendifferenz von 90° haben. In dem mittleren Gebiet muß daher allmählich eine Phasenverschiebung zwischen \mathfrak{E} und \mathfrak{H} stattfinden. Aber auch die Komponenten der elektrischen Kraft, z. B. \mathfrak{E}_ϱ und \mathfrak{E}_z , erleiden in diesem Gebiet mit wachsendem r eine dauernd sich ändernde Phasenverschiebung. Bringt man z. B. in den Gl. (8a) die Ausdrücke für \mathfrak{E}_ϱ und \mathfrak{E}_z auf die Form $A \sin(\bar{\omega} + \alpha)$ bzw. $B \sin(\bar{\omega} + \beta)$, so sind die Phasengrößen α und β von r abhängig. Hieraus folgt, daß es im mittleren Gebiet Stellen geben muß, wo die aus \mathfrak{E}_ϱ und \mathfrak{E}_z resultierende elektrische Feldstärke während einer Schwingung nicht den Wert Null erreicht,

sondern die Feldstärke dreht sich in der ρz -Ebene in der Zeit einer Schwingungsdauer einmal herum und variiert dabei ihre Größe. Der Endpunkt des die Feldstärke darstellenden Vektors beschreibt im allgemeinen eine Ellipse, die in gewissen Punkten des Feldes annähernd die Gestalt eines Kreises annimmt. Diese „Kreisgebiete“ sind von HERTZ [10] bereits erwähnt und auch experimentell gefunden worden. Eine strengere Durchrechnung dieser Kreisgebiete hat P. CASPAR [11] durchgeführt, wobei er zu dem Resultat kommt, daß es im elektromagnetischen Feld des HERTZschen Dipols wirkliche Kreisgebiete der elektrischen Kraft nicht gibt, wohl aber Stellen, an denen das Achsenverhältnis der Schwingungsellipse zwischen den Werten 1 und 2 liegt. Die Abb. 7 zeigt von L. BERGMANN [12] ausgeführte Ausmessungen dieser angenäherten Kreisgebiete bei einem Dipol, dessen Wellenlänge $\lambda = 2,06$ m betrug. Die eingetragenen Zahlen geben das Achsenverhältnis der Schwingungsellipsen des elektrischen Vektors an; die angenäherten Kreisgebiete liegen in einem Streifen, der sich in etwa 0,5 m Entfernung parallel zur Dipolachse hinzieht, was mit der Theorie gut übereinstimmt.

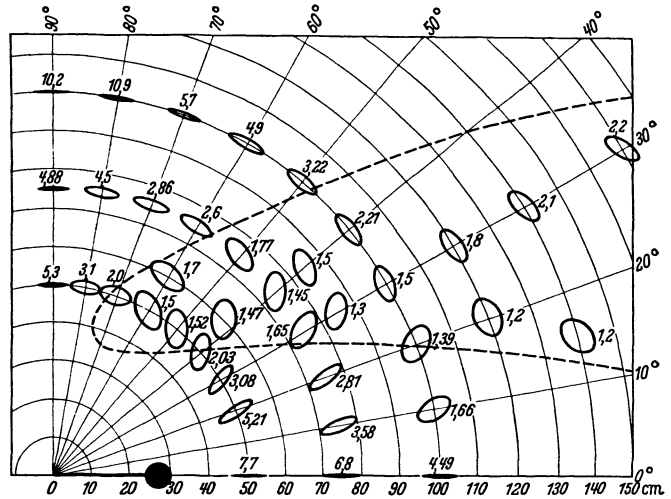


Abb. 7. Kreisgebiete der elektrischen Feldstärke in der Umgebung einer Dipolantenne (nach Messungen von L. BERGMANN).

Die eingetragenen Zahlen geben das Achsenverhältnis der Schwingungsellipsen des elektrischen Vektors an; die angenäherten Kreisgebiete liegen in einem Streifen, der sich in etwa 0,5 m Entfernung parallel zur Dipolachse hinzieht, was mit der Theorie gut übereinstimmt.

Um schließlich noch einen Überblick zu gewinnen, wie die elektrische Feldstärke in den betrachteten Zonen mit der Entfernung abnimmt, schreiben wir z. B. die Gl. (8) für \mathcal{E}_z folgendermaßen um:

$$\mathcal{E}_z = \frac{4\pi^2 I_0 l}{\lambda^2 c} \left[\underbrace{\frac{2-3\sin^2\vartheta}{a^3} \cos\omega\left(t - \frac{a\lambda}{2\pi c}\right)}_{\text{Nahzone}} + \underbrace{\frac{3\sin^2\vartheta-2}{a^2} \sin\omega\left(t - \frac{a\lambda}{2\pi c}\right)}_{\text{Übergangszone}} + \underbrace{\frac{\sin^2\vartheta}{a} \cos\omega\left(t - \frac{a\lambda}{2\pi c}\right)}_{\text{Fernzone}} \right],$$

wobei $a = 2\pi r/\lambda$ ist.

Während das Nahfeld mit der 3. Potenz von a , das Übergangsfeld mit der 2. Potenz von a abnimmt, nimmt das Fernfeld nur mit der 1. Potenz von a ab. Der Verlauf der drei Felder ist in Abb. 8 graphisch dargestellt. In der Entfernung $r = \lambda/2\pi$ oder $a = 1$ haben alle drei Felder denselben Wert. In

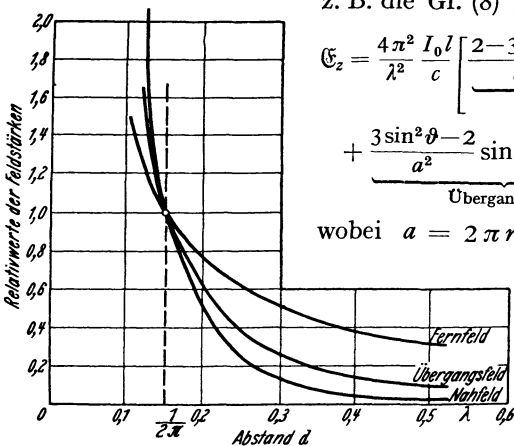


Abb. 8. Verlauf der relativen Feldstärke in der Nah-, Übergangs- und Fernzone.

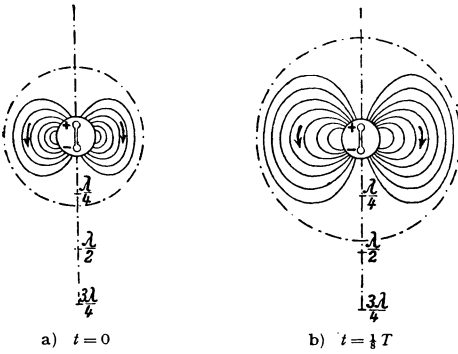
der Abb. 8 ist der Abstand r vom Dipol mit d bezeichnet und auf der Abszisse in Einheiten von λ aufgetragen.

Ein übersichtliches Bild über den komplizierten Verlauf der elektrischen Kraftlinien liefern die von HERTZ gezeichneten graphischen Bilder der elektrischen

Kraftlinien um den Dipol zu verschiedenen Zeiten. Die Gleichung der elektrischen Kraftlinie ist gegeben durch die Beziehung $\mathcal{E}_z d\rho - \mathcal{E}_\rho dz = 0$; hieraus findet man unter Benutzung der Dipolkonstanten die Gleichung:

$$Q_0 l \sin^2 \vartheta \left(\frac{\sin \bar{\omega}}{r} + \frac{2\pi}{\lambda} \cos \bar{\omega} \right) = \text{konst.},$$

nach der in den Abb. 9 a bis h für je acht um eine $\frac{1}{8}$ Periode auseinanderliegende Zeiten dieser Kraftlinienverlauf für einen ungedämpft schwingenden Dipol gezeichnet ist. Zur Beurteilung der Größenverhältnisse ist auf der Dipol-

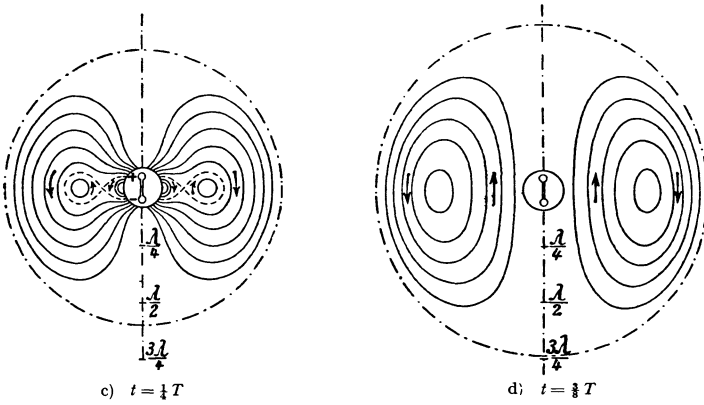


a) $t = 0$ b) $t = \frac{1}{8} T$

Abb. 9 a-h.
Elektrische Feldlinien eines HERTZschen Erregers.

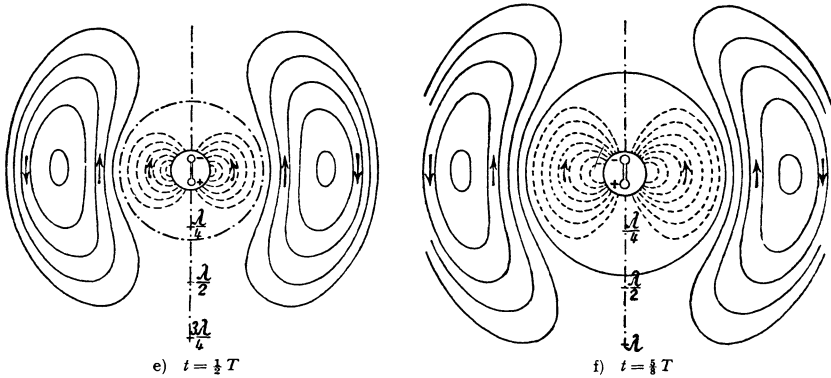
achse die Wellenlänge eingetragen. Aus den Bildern erkennt man, wie sich bereits nach $\frac{1}{4}$ Periode ein Teil der Kraftlinien abschnürt, um dann als freier elektrischer Wirbel in den Raum hinauszuwandern.

Auch die Lage der erwähnten „Kreisgebiete“ findet man in diesen Kraftlinienbildern. Denkt man sich z. B. die Abb. 9 d und f übereinandergelegt, so ergeben sich Stellen im Feld, an denen sich die Kraftlinien annähernd senkrecht schneiden, wo also nach einer $\frac{1}{4}$ Periode sich die Richtung der Kraftlinien um 90° gedreht hat.



c) $t = \frac{1}{4} T$ d) $t = \frac{3}{8} T$

nähernd senkrecht schneiden, wo also nach einer $\frac{1}{4}$ Periode sich die Richtung der Kraftlinien um 90° gedreht hat.



e) $t = \frac{1}{2} T$ f) $t = \frac{5}{8} T$

Die von dem schwingenden Dipol in der Zeiteinheit durch das Flächenelement dF einer den Dipol umhüllenden Kugelschale mit dem Radius r hin-

durchströmenden Energie ist:

$$dN_S = \frac{c}{4\pi} [\mathfrak{E} \mathfrak{H}] dF = \frac{c}{4\pi} \mathfrak{H}_t \sqrt{\mathfrak{E}_\theta^2 + \mathfrak{E}_z^2} dF = \frac{1}{4\pi c^3 r^2} f''^2 \sin^2 \vartheta dF \quad (16)$$

oder nach Einsetzen des Wertes für f'' :

$$dN_S = \frac{1}{4\pi c^3 r^2} I_0^2 \omega^2 l^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) dF.$$

Hieraus folgt die gesamte Strahlung des Dipols für die Zeit einer Periode durch eine Integration über die Kugelfläche und die Periodendauer T . Da $dF = r^2 \sin \vartheta \cdot d\vartheta \cdot d\varphi$ ist, erhält man:

$$N_{S_T} = \frac{I_0^2 \omega^2 l^2}{4\pi c^3} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^T \cos^2 \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{r}{c} \right) d\varphi \sin^3 \vartheta d\vartheta dt,$$

$$N_{S_T} = \frac{I_0^2 \omega^2 l^2 T}{3c^3} = \frac{4\pi^2 I_0^2}{3c} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2. \quad T = \frac{16\pi^4 l^2 Q_0^2}{3\lambda^4}. \quad (17)$$

Die in der Zeiteinheit abgestrahlte Energie folgt daraus zu:

$$N_S = \frac{4\pi^2 I_0^2}{3c} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 = \frac{8\pi^2 I_{\text{eff}}^2}{3c} \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 = \frac{16\pi^4 l^2 Q_0^2}{3\lambda^4}. \quad (18)$$

Geht man zum praktischen Maßsystem über, d. h. mißt man I_{eff} in Ampere, so wird:

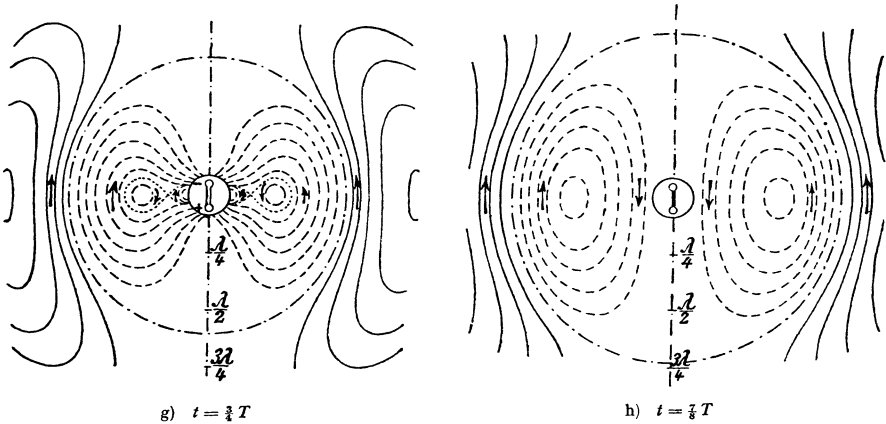
$$N_S = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 I_{\text{eff}}^2 \text{ Watt}. \quad (19)$$

Hieraus ergibt sich der *Strahlungswiderstand* des Dipols zu:

$$R_S = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda} \right)^2 \text{ Ohm}. \quad (20)$$

Der Strahlungswiderstand ist von der Frequenz oder der ausgestrahlten Wellenlänge sowie von der Dipollänge im quadratischen Maß abhängig, und zwar geht stets nur deren Verhältnis in die Gleichung des Strahlungswiderstandes ein. Aus den Gl. (15) und (19) folgt übrigens noch die einfache Beziehung:

$$\mathfrak{E}_{90^\circ} = \frac{3\sqrt{10}}{r} \sqrt{N_S}. \quad (\mathfrak{E} \text{ ist in V/m, } r \text{ in Meter und } N_S \text{ in Watt zu messen.)}$$



Wir berechnen noch das *logarithmische Strahlungsdekrement* ϑ_S des Dipols. Bekanntlich ist dieses Dekrement gleich dem Quotienten der in einer Halb-

periode verbrauchten Energie zu dem vorhandenen gesamten Energievorrat. Demnach ist:

$$\vartheta_S = \frac{1}{2} \frac{N_S T}{N},$$

wenn N die zu Beginn einer Periode im Dipol vorhandene Energie bedeutet. Nun läßt sich N durch die in den Kugeln des Dipols mit dem Radius R_0 vorhandene Ladungsenergie darstellen und in der Form schreiben:

$$N = 2 \cdot \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{R_0} = \frac{Q_0^2}{R_0}.$$

Damit wird unter Benutzung von Gl. (17):

$$\vartheta_S = \frac{8}{3} \frac{\pi^4 l^2 R_0}{\lambda^3}.$$

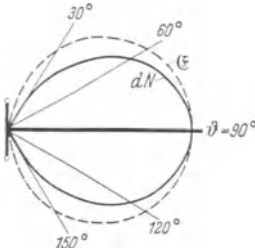


Abb. 10. Vertikales Strahlungsdiagramm eines Dipols.

Die Schwingungsdauer und damit auch die Eigenwellenlänge eines HERTZschen Dipols läßt sich unter der Annahme einer quasistationären Stromverteilung, d. h. also für den Fall, daß l klein gegen die Durchmesser der Dipolkugeln ist, berechnen zu:

$$T = \frac{2\pi}{c} \sqrt{(l - R_0) R_0 \ln \frac{l - R_0}{r}}, \quad (22)$$

wobei R' den Radius der Dipolkugeln und r den Drahtradius ($r \ll l$) bezeichnet [13].

Schließlich ist in der Abb. 10 die Strahlungscharakteristik eines Dipols für den Winkelbereich $\vartheta = 0$ bis 180° gezeichnet unter Zugrundelegung der Gl. (16). Die Hauptstrahlung findet danach in der Äquatorebene statt und die Strahlung ist in Richtung der Dipolachse Null. Zum Vergleich gibt der gestrichelt eingezeichnete Kreis die Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke \mathcal{E} von ϑ entsprechend Gl. (14) wieder.

2. Der ABRAHAMSCHE ERREGER.

Legt man durch die Äquatorebene des HERTZschen Dipols eine vollkommen leitende Fläche, so wird dadurch der Kraftlinienverlauf des Strahlungsfeldes in keiner Weise gestört, da die Grenzbedingungen erfüllt bleiben. Der HERTZsche

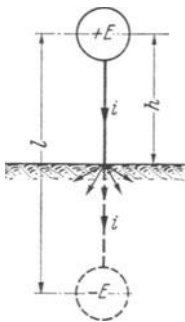


Abb. 11. Geerdeter Dipol mit Spiegelbild.

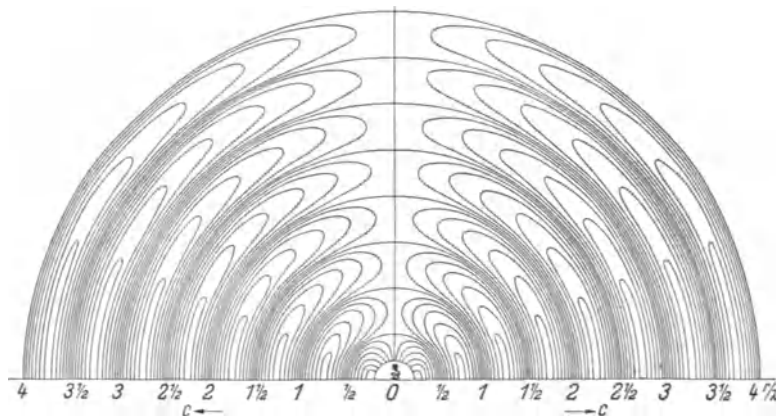


Abb. 12. Ausbreitung der elektrischen Feldstärke im Lufthalraum über der Erde (nach RÜDENBERG).

Dipol geht damit in den ABRAHAMSCHE Erreger [14] über, der aus einem kugelförmigen Konduktor E in der Höhe $h = l/2$ über der leitenden Fläche und seinem Spiegelbild $-E$ besteht (Abb. 11). Das Feldlinienbild der elektrischen Kraftlinien

im Luftraum über der leitenden Fläche stellt für diesen Fall die Abb. 12 dar, in der man besonders gut erkennt, daß in großer Entfernung immer mehr die \mathcal{E}_z -Komponente vorherrscht. In Analogie zur Gl. (15) ergibt sich:

$$\mathcal{E}_{90^\circ} = 120\pi I_0 \frac{h}{\lambda r} \text{ V/m} \quad (23)$$

In dieser Gleichung ist I_0 ebenso wie I_{eff} in den folgenden Gleichungen in Ampere und h , λ und r in Metern zu messen.

Die *Strahlungsleistung* des ABRAHAMSCHEM Erregers ist jetzt nur die Hälfte von der des HERTZSCHEM Dipols, also:

$$N_S = 40\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 I_{\text{eff}}^2 \text{ W.}$$

Ersetzen wir hier l durch $2h$ (h = wirkliche Höhe des Erregers), so ist:

$$N_S = 160\pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 I_{\text{eff}}^2 \text{ W} \quad (24)$$

und für den *Strahlungswiderstand* erhält man den Wert:

$$R_S = 1579 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm} \quad (\text{RÜDENBERGSche Gleichung}). \quad (25)$$

Auch diese Gleichung gilt nach unseren bisherigen Überlegungen nur für den Fall einer gleichmäßigen Stromverteilung längs der Antennenhöhe h oder mit anderen Worten für Wellenlängen, die groß gegen h sind. Die Antennenformziffer ist demnach auch gleich 1. Aus Gl. (23) und (24) folgt wieder die einfache Beziehung:

$$\mathcal{E}_{90^\circ} = \frac{3\sqrt{20}}{r} \cdot \sqrt{N_S}. \quad (\mathcal{E} \text{ ist in V/m, } r \text{ in Meter und } N_S \text{ in Watt zu messen.})$$

Während die früheren Gl. (15), (19) und (20) die Feldverteilung, die abgestrahlte Leistung und den Strahlungswiderstand eines Dipols angeben, der in den ganzen Raum strahlt, liefern die Gl. (23), (24) und (25) die entsprechenden Größen für eine nur in den Halbraum strahlende geerdete Dipolantenne.

3. Die Stabantenne.

Während bei dem HERTZSCHEM Erreger die Ausdehnung des ganzen Strahlers klein gegen die Wellenlänge der Eigenschwingung war, ist dies bei den jetzt zu besprechenden stabförmigen Antennen nicht mehr der Fall. Ihre Längen betragen $\lambda/2$ oder ein Vielfaches dieses Wertes. Wir fragen zunächst nach den Eigenschwingungen, die ein gerader Draht von der Länge $2l$ ausführen kann. An den Enden eines solchen Drahtes muß der Strom stets gleich Null sein, da ein endlicher Strom, der zu den Endstücken hin- oder von ihnen wegfleßt, zu einer Aufladung auf ein unendlich hohes Potential führen würde. Es gelten daher die Grenzbedingungen $i = 0$ für $z = \pm l$, wenn der Draht in der Z -Achse so orientiert ist, daß seine Mitte mit dem Anfangspunkt zusammenfällt. Die für den Stromverlauf in einem geraden Leiter mit dem ohmschen Widerstand $R = 0$ und der Ableitung $G = 0$ gültige Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 i}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 i}{\partial z^2}, \quad (26)$$

in der $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C}}$ ist $-L$ und C bedeuten dabei die Selbstinduktion bzw.

Kapazität der Längeneinheit des Drahtes —, läßt sich durch die Lösungen

$$\left. \begin{aligned} i &= I_{0k} \cos \frac{k\pi}{2l} z \sin \frac{k\pi v}{l} t & k &= 1, 3, 5 \dots \\ i &= I_{0k} \sin \frac{k\pi}{2l} z \sin \frac{k\pi v}{l} t & k &= 2, 4, 6 \dots \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

befriedigen. Ganz analog findet man für die Spannungsverteilung längs der Antenne von der Länge $2l$ die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} u &= U_{0k} \sin \frac{k\pi}{2l} z \cos \frac{k\pi v}{l} t & k &= 1, 3, 5 \dots \\ u &= U_{0k} \cos \frac{k\pi}{2l} z \cos \frac{k\pi v}{l} t & k &= 2, 4, 6 \dots \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Wählt man eine etwas andere Koordinatenlage des Drahtes, indem sein unteres Ende mit dem Koordinatennullpunkt zusammenfällt und seine ganze Länge l ist, so läßt sich jedes Gleichungspaar in eine Gleichung zusammenfassen, nämlich:

$$\left. \begin{aligned} i &= I_{0k} \sin \frac{k\pi}{l} z \sin \frac{k\pi v}{l} t \\ u &= U_{0k} \cos \frac{k\pi}{l} z \cos \frac{k\pi v}{l} t \end{aligned} \right\} \quad \left. \begin{aligned} & k = 1, 2, 3 \dots \\ & \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} (27a) \\ (28a) \end{aligned}$$

Zwischen I_{0k} und U_{0k} , den Maximalamplituden des Stromes und der Spannung, bei der k . Oberschwingung besteht die Beziehung:

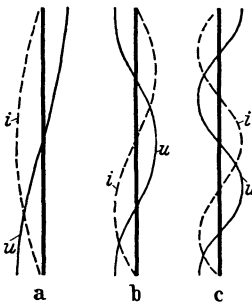
$$\frac{I_{0k}}{U_{0k}} = v\bar{C} = \sqrt{\frac{\bar{C}}{\bar{L}}} = \frac{1}{Z}, \quad (29)$$

wobei Z den Wellenwiderstand des Drahtes im Falle $R = G = 0$ bedeutet. Für den einfachsten Fall, nämlich $k = 1$, den wir als Grundschwingung bezeichnen, ist in Abb. 13a die Strom- und Spannungsverteilung gezeichnet; für die 2. und 3. Oberschwingung — wir bezeichnen hier und im folgenden die Grundschwingung als 1. Oberschwingung — sind die gleichen Verhältnisse in den Abb. 13b und c wiedergegeben. Der Draht wird durch die Nullstellen des Stromes in eine Anzahl gleicher Teile geteilt; die Stellen, an denen die Stromstärke maximale Werte annimmt, nennt man *Strombäuche*, während die Stellen, an denen der Strom dauernd gleich Null ist, *Stromknoten* heißen. Strom und Spannung sind in der Phase stets um 90° gegeneinander verschoben.

Aus den Gl. (27a), (28a) folgt, daß die stabförmige Antenne unendlich viele Eigenschwingungen hat; die Eigenfrequenzen und Eigenwellenlängen ergeben sich zu:

$$\nu_k = \frac{k v}{2l}, \quad \lambda_k = \frac{2l}{k}.$$

Abb. 13. Strom- und Spannungsverteilung bei der Grund- und Oberschwingung eines linearen Oszillators.



Für die Grundschwingung ist also die Wellenlänge gleich der doppelten, für die 2. Oberschwingung gleich der einfachen Stablänge und für die 3. Oberschwingung gleich $\frac{2}{3}l$ usw.

Die strenge Harmonizität der Eigenfrequenzen gilt aber nur für den Fall, daß die Länge $2l$ der Antenne groß gegen ihren Durchmesser $2r$ ist, was in der Praxis auch meistens erfüllt ist. Für den Fall, daß die Dicke des Antennenstabes gegen die Länge nicht mehr vollkommen zu vernachlässigen ist, so daß ein gewisser Teil der elektrischen Kraftlinien auch von den Endflächen des zylindrischen

Stabes austritt, hat M. ABRAHAM [15] folgende Korrekturen angegeben: Bei der Grundschiwingung ist die Stablänge l um $5,6 e^2 l$, bei der 2. Oberschiwingung um $3,3 e^2 l$ und bei höheren Oberschiwingungen um $\frac{4,8 + 2 \ln k}{k} e^2 l$ zu verlängern, wobei $e = \frac{1}{4 \ln \frac{r}{r_0}}$ ist. Eine Vergrößerung der Dicke des linearen Strahlers hat

also eine wenn auch nur sehr geringe Frequenzerniedrigung zur Folge.

Für ganz besonders kurze und sehr dicke Stäbe läßt sich näherungsweise die Eigenwelle nach einer von EHRENHAFT [16] angegebenen Formel, die für Rotationsellipsoide aufgestellt ist, zu

$$\lambda = \frac{\pi l}{\sqrt{3}(0,5 + 0,433 l^2 + 0,061 e^4)} \quad \left. \begin{array}{l} (l = \text{Länge bzw. große Achse,} \\ e = \text{numerische Exzentrizität)} \end{array} \right\}$$

berechnen. Für $e = 0$ folgt hieraus als Eigenwelle einer Kugel der bereits von J. J. THOMSON [17] berechnete Ausdruck:

$$\lambda = \frac{2 \pi d}{\sqrt{3}} \quad (d = \text{Kugeldurchmesser}).$$

Das elektromagnetische Feld der stabförmigen Antenne, die den Typus eines Strahlers mit nichtquasistationärer Stromverteilung darstellt, hat ebenfalls M. ABRAHAM [15] berechnet. Zu diesem Zweck wird der stabförmige Strahler durch ein Rotationsellipsoid ersetzt, das so gestreckt ist, daß das Quadrat des Quotienten aus der kleinen Halbachse und dem halben Abstand der Brennpunkte verschwindend klein ist. Da im Grenzfall das Ellipsoid in eine Gerade von der Länge der doppelten Exzentrizität übergeht, machen wir diese gleich der halben Länge l der stabförmigen Antenne. Als Koordinatensystem wählen wir elliptisch-hyperbolische Koordinaten ξ, η , die in einer Meridianebene des Strahlers — nur diese brauchen wir für das Studium des elektromagnetischen Feldes zu betrachten — aus einer Schar von konfokalen Ellipsen und Hyperbeln bestehen. In der Abb. 14 sind einige Ellipsen und Hyperbeln gezeichnet. Ihre Gleichungen lauten:

$$\frac{z^2}{\xi^2} + \frac{x^2}{\xi^2 - l^2} = 1 \quad \text{und} \quad \frac{z^2}{\eta^2} - \frac{x^2}{l^2 - \eta^2} = 1. \quad (30)$$

Es läßt sich zeigen, daß in einem solchen Koordinatensystem der Schnitt der Ellipsen mit den Hyperbeln stets rechtwinklig erfolgt, das System also orthogonal ist. Bezeichnen wir mit \mathfrak{E}_ξ und \mathfrak{E}_η die Komponenten der elektrischen Feldstärke in der Meridianebene, die jeweils auf der Ellipse bzw. Hyperbel senkrecht stehen, und mit \mathfrak{H}_φ die zur Meridianebene senkrechte Komponente des magnetischen Feldes, so lassen sich diese Feldkomponenten auf Grund der MAXWELLSCHEN Gleichungen folgendermaßen darstellen¹:

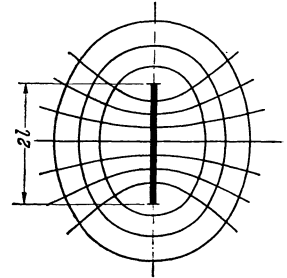


Abb. 14. Elliptische Koordinaten um einen linearen Strahler.

$$\left. \begin{array}{l} \mathfrak{E}_\eta = -\frac{2 I_0 k}{c} \frac{l}{\sqrt{(l^2 - \eta^2)(\xi^2 - \eta^2)}} \cos \frac{k \pi}{2 l} \eta \cos \left(\frac{k \pi}{2 l} (\xi - c t) \right), \\ \mathfrak{E}_\xi = -\frac{2 I_0 k}{c} \frac{l}{\sqrt{(\xi^2 - l^2)(\xi^2 - \eta^2)}} \sin \frac{k \pi}{2 l} \eta \sin \left(\frac{k \pi}{2 l} (\xi - c t) \right), \\ \mathfrak{H}_\varphi = \frac{2 I_0 k}{c} \frac{l}{\sqrt{(\xi^2 - l^2)(l^2 - \eta^2)}} \cos \frac{k \pi}{2 l} \eta \cos \left(\frac{k \pi}{2 l} (\xi - c t) \right). \end{array} \right\} \quad (31)$$

¹ Die ausführliche Ableitung dieser Gleichungen findet sich z. B. bei O. FRANKE [4].

Hierin bedeuten wieder I_{0k} die maximalen Stromstärken im Strombauch der k . Oberschwingung und k die Ordnungszahl der ungeraden Oberschwingungen. Für die geradzahigen Oberschwingungen geht in den Gl. (31) jeweils der \cos in den \sin und umgekehrt über.

Die Gl. (31) lassen zunächst wieder erkennen, daß zwischen \mathfrak{E}_η und \mathfrak{E}_ξ eine Phasenverschiebung von 90° besteht; dies führt wiederum zur Bildung von Kreisgebieten der elektrischen Kraft in der nächsten Nähe des Strahlers. Wie P. CASPAR [11] theoretisch gezeigt hat, ergeben sich für die stabförmige Antenne in der Tat wirkliche Kreisgebiete im Gegensatz zu dem oben behandelten HERTZschen Dipol. Experimentell sind diese Kreisgebiete von L. BERGMANN [12] durchgemessen worden. In großer Entfernung vom Strahler wird, wie man z. B. aus der Abb. 14 bzw. 15 ersieht, ξ groß gegen η und l . Infolgedessen gehen die Gl. (31) über in die Form:

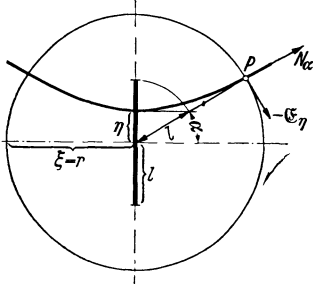


Abb. 15. Zur Berechnung von \mathfrak{E}_η und \mathfrak{E}_ξ bei der Linearantenne.

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\eta &= -\frac{2I_{0k}}{c} \frac{l}{\xi \sqrt{l^2 - \eta^2}} \cos \frac{k\pi}{2l} \eta \cos \frac{k\pi}{2l} (\xi - ct), \\ \mathfrak{E}_\xi &= -\frac{2I_{0k}}{c} \frac{l}{\xi^2} \sin \frac{k\pi}{2l} \eta \sin \frac{k\pi}{2l} (\xi - ct), \\ \mathfrak{H}_\varphi &= \frac{2I_{0k}}{c} \frac{l}{\xi \sqrt{l^2 - \eta^2}} \cos \frac{k\pi}{2l} \eta \cos \frac{k\pi}{2l} (\xi - ct). \end{aligned} \right\} (32)$$

Da hierin mit zunehmender Entfernung \mathfrak{E}_ξ mit ξ^2 , \mathfrak{E}_η dagegen nur mit ξ abnimmt, ist in hinreichend weit entfernten Punkten nur noch \mathfrak{H}_φ und \mathfrak{E}_η vorhanden.

Beide sind in Phase und ihrem absoluten Wert nach gleich und stehen zudem aufeinander senkrecht. Die elektrischen Kraftlinien laufen in den Kurven $\xi = \text{konst.}$ Nun ist aber die Entfernung r des Aufpunktes vom Mittelpunkt des Strahlers gleich $\sqrt{z^2 + x^2}$; bestimmt man z und x aus den Gl. (30) der Ellipse bzw. der konfokalen Hyperbel, so erhält man:

$$r = \sqrt{z^2 + x^2} \cong \sqrt{\frac{\xi^2 \eta^2}{l^2} + \frac{\xi^2 (l^2 - \eta^2)}{l^2}} = \xi,$$

d. h. die Kurven $\xi = \text{konst.}$ gehen in Kreise über und das elektrische Feld der stabförmigen Antenne gleicht in großer Entfernung immer mehr einer Kugelstrahlung, wie wir sie beim HERTZschen Dipol hatten.

Wenn wir beachten, daß nach Abb. 15 $\sqrt{l^2 - \eta^2} = l \cos \alpha$ und $\eta/l = \sin \alpha$ ist, so gehen die Gl. (32) für großes $\xi = r$ in die Form über:

$$\mathfrak{E}_\eta = -\mathfrak{H}_\varphi = -\frac{2I_{0k}}{cr} \frac{\cos\left(\frac{k\pi}{2} \sin \alpha\right)}{\cos \alpha} \cos \frac{k\pi}{2l} (r - ct), \quad \mathfrak{E}_\xi = 0. \quad (32a)$$

Die maximalen elektrischen Feldstärken in der Entfernung r nehmen demnach bei Benutzung des technischen Maßsystems die Werte an:

$$\left. \begin{aligned} |\mathfrak{E}| &= \frac{60 I_{0k} \text{ Amp}}{r_m} \frac{\cos\left(\frac{k\pi}{2} \sin \alpha\right)}{\cos \alpha} \text{ V/m für } k=1, 3, 5 \dots \\ \text{und entsprechend} \\ |\mathfrak{E}| &= \frac{60 I_{0k} \text{ Amp}}{r_m} \frac{\sin\left(\frac{k\pi}{2} \sin \alpha\right)}{\cos \alpha} \text{ V/m für } k=2, 4, 6 \dots \end{aligned} \right\} (32b)$$

Die Ausdrücke

$$f(\alpha) = \frac{\cos\left(\frac{k\pi}{2} \sin \alpha\right)}{\cos \alpha} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\sin\left(\frac{k\pi}{2} \sin \alpha\right)}{\cos \alpha}$$

oder besser

$$f(\vartheta) = \frac{\cos\left(\frac{k\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\sin\left(\frac{k\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta},$$

wenn $\vartheta = 90^\circ - \alpha$ die Zenitdistanz bezeichnet, bestimmen die Vertikalcharakteristik der Feldkomponenten. Diese Charakteristik besitzt im Falle der Grundschwingung $k = 1$ die Form eines schwach abgeplatteten Kreises im Gegensatz zum Dipol, welcher entsprechend Gl. (14) als Charakteristik einen vollkommenen Kreis liefern würde (s. auch Abb. 10).

Für die Grundschwingung $\lambda/2 = 2l$ ergeben sich aus den Gl. (32a) für große Entfernung r in der Äquatorebene die Feldwerte:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_{\eta_1} = \mathfrak{E}_{z_1} &= -\frac{2I_{01}}{cr} \cos \frac{\pi}{2l} (r - ct), \\ \mathfrak{H}_{\varphi} &= \frac{2I_{01}}{rc} \cos \frac{\pi}{2l} (r - ct). \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Vergleichen wir einmal den hier gefundenen Wert $|\mathfrak{E}_{z_1}|$ mit dem Wert \mathfrak{E}_z , wie er sich aus der Gl. (13) für den HERTZschen Dipol ergab. Setzen wir dort $\lambda = 2l$, so ist $|\mathfrak{E}_z| = \frac{\pi I_0}{cr}$, während wir hier $|\mathfrak{E}_{z_1}| = \frac{2I_{01}}{cr}$ haben. Damit $|\mathfrak{E}_z| = |\mathfrak{E}_{z_1}|$ wird, muß also $I_0 = \frac{2}{\pi} I_{01}$ sein. Dieser Zusammenhang besagt aber nichts anderes, als daß bei der stabförmigen Antenne eine ungleichförmige Stromverteilung herrscht gegenüber der beim Dipol angenommenen gleichförmigen.

Der in der Gl. $I_0 = \frac{2}{\pi} I_{01}$ auftretende Faktor $\frac{2}{\pi}$ ist der bereits auf S. 3 erwähnte Formfaktor der Antenne; damit ergibt sich z. B. die *Effektivhöhe* einer in der Grundschwingung erregten stabförmigen Antenne, deren wirkliche Länge $l = \frac{\lambda}{2}$ beträgt, zu $\frac{2}{\pi} l$ (s. hierzu auch die Überlegungen auf S. 30).

Der elektrische Kraftlinienverlauf in der Meridianebene einer stabförmigen Antenne ist im Anschluß an die Gl. (31) von F. HACK [18] für verschiedene aufeinanderfolgende Zeiten berechnet worden. Die Gleichung der elektrischen Kraftlinie ist analog wie beim Dipol (s. S. 10)

$$\mathfrak{E}_{\eta} \cdot d\xi - \mathfrak{E}_{\xi} \cdot d\eta = 0$$

und hieraus ergeben sich als Gleichungen der elektrischen Kraftlinie in elliptisch hyperbolischen Koordinaten:

$$\begin{aligned} \cos \frac{k\pi}{2l} \eta \cos \left[\frac{k\pi}{2l} (\xi - ct) \right] &= \text{konst.} \quad \text{für } k = 1, 3, \dots \\ \sin \frac{k\pi}{2l} \eta \sin \left[\frac{k\pi}{2l} (\xi - ct) \right] &= \text{konst.} \quad \text{für } k = 2, 4, \dots \end{aligned}$$

Nach diesen Gleichungen sind die Abb. 16a bis d für die Grundschwingung sowie die Abb. 17a bis d für die 3. Oberschwingung einer ungedämpft schwingenden stabförmigen Antenne gezeichnet. Im Falle der Grundschwingung läßt ein Vergleich mit den Kraftlinienbildern des Dipols (Abb. 9) erkennen, daß in der Nähe des Strahlers der Kraftlinienverlauf ein sehr verschiedener ist, während er in großer

Entfernung annähernd gleich ist. Besonders interessant ist der Fall der 3. Oberschwingung (Abb. 17). Hier kann man drei vollkommen getrennte Räume unterscheiden, in denen eine Abschnürung der elektrischen Kraftlinien und damit

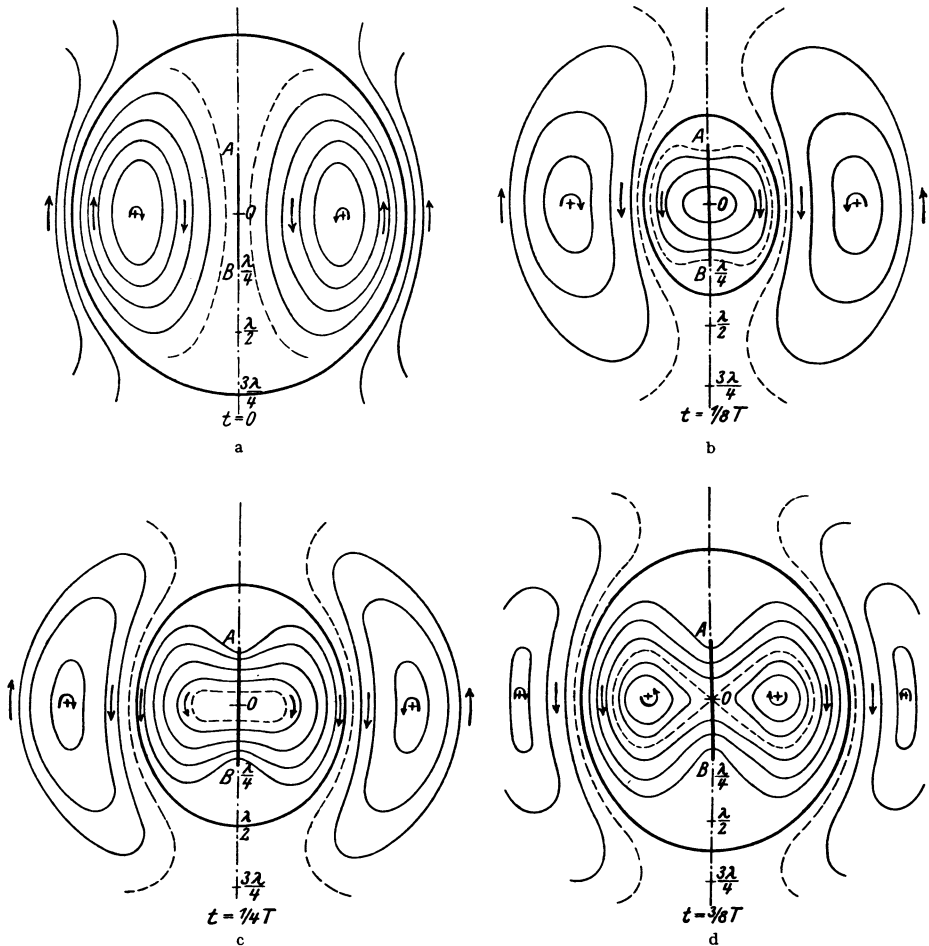


Abb. 16a bis d. Verlauf der elektrischen Kraftlinien um eine Linearantenne bei Erregung in der Grundschiwingung.

eine Energieabstrahlung erfolgt. Die drei Räume entsprechen den drei Strombäuchen auf der Antenne und werden durch die Flächen eines zweischaligen Umdrehungshyperboloids getrennt, dessen Brennpunkte annähernd mit den Endpunkten der Stabantenne zusammenfallen. Diese Trennungsf lächen, deren Schnitt mit der Meridianebene in den Abb. 17 strichpunktiert eingezeichnet ist, werden von keiner elektrischen Kraftlinie durchsetzt. Wir kommen auf diese besondere Strahlungscharakteristik der in Oberschwingungen erregten stabförmigen Antenne auf S. 27 noch ausführlich zu sprechen.

Um die von der stabförmigen Antenne mit der Länge $2l$ ausgestrahlte Energie zu bestimmen, betrachten wir die Abb. 15. Hier ist ein Schnitt des für große Entfernungen r in eine Kugelfläche übergegangenen Rotationsellipsoides $\xi = r$ sowie der Schnitt der Hyperbel $\eta = \text{konst.}$ mit der Meridianebene der Antenne gezeichnet. Ferner ist im Punkte P der Vektor der resultierenden elektrischen

Feldstärke $\mathfrak{E} = -\mathfrak{E}_\eta$ eingetragen. Die Hyperbel durch P kann, da r groß gegen η ist, durch ihre Asymptoten ersetzt werden, deren Neigung durch die Beziehung $\sin \alpha = \eta/l$ gegeben ist.

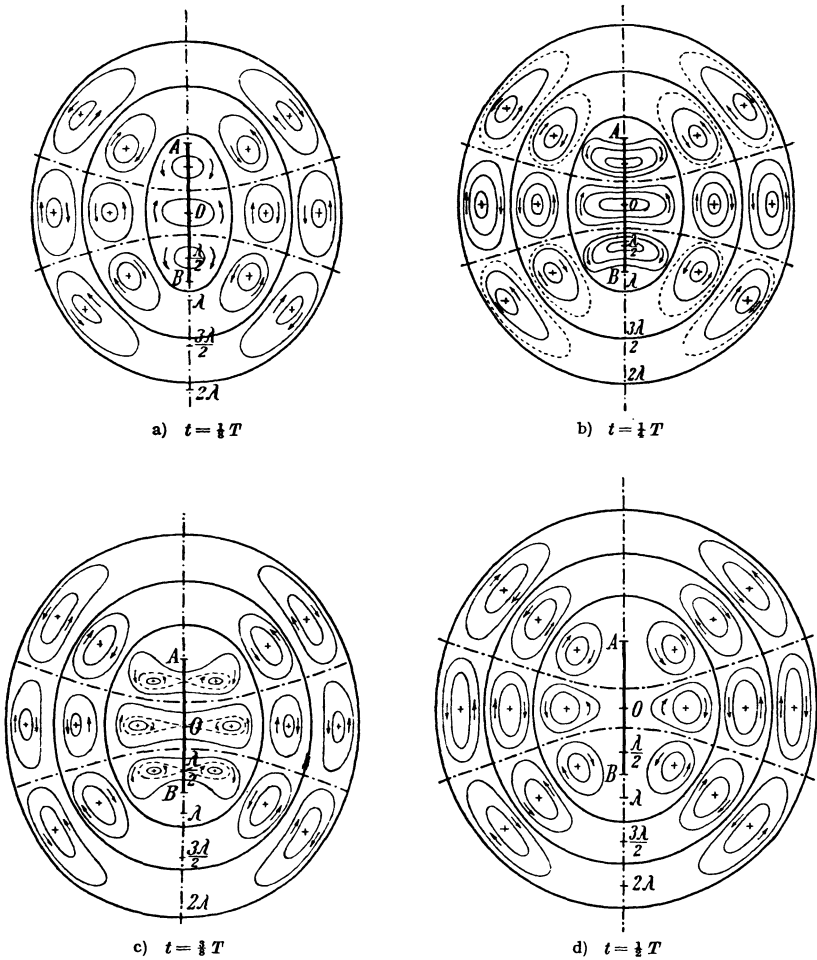


Abb. 17 a bis d. Verlauf der elektrischen Kraftlinien um eine Linearantenne bei Erregung in der 3. Oberschwingung.

Die unter dem Winkel α durch das Flächenelement dF abgestrahlte Energie ist dann:

$$dN_\alpha = \frac{c}{4\pi} [-\mathfrak{E}_\eta \mathfrak{S}_\varphi] dF.$$

Setzen wir hier die für großes $\xi = r$ geltenden Werte von \mathfrak{E}_η und \mathfrak{S}_φ aus Gl. (32) ein, so ist für die Grundschwingung ($k = 1$):

$$dN_\alpha = \frac{I_{01}^2 l^2 \cdot dF}{\pi c r^2 (l^2 - \eta^2)} \cos^2 \frac{\pi}{2l} \eta \cos^2 \frac{\pi}{2l} (r - ct).$$

Nun ist nach Abb. 15: $l^2 - \eta^2 = l^2 \cos^2 \alpha$ und $\sin \alpha = \eta/l$, so daß

$$dN_\alpha = \frac{I_{01}^2 \cdot dF}{c \pi r^2 \cos^2 \alpha} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \sin \alpha \right) \cos^2 \frac{\pi}{2l} (r - ct)$$

wird. Für den zeitlichen Mittelwert der in einer Sekunde in Richtung α abgestrahlten Energie ergibt sich damit:

$$d\bar{N}_\alpha = \frac{I_{01}^2}{2\pi cr^2} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \sin\alpha\right)}{\cos^2\alpha} \cdot dF. \quad (34)$$

Tragen wir $d\bar{N}_\alpha$ in Abhängigkeit von α in Polarkoordinaten auf, so ergibt sich das in Abb. 18 dargestellte Strahlungsdiagramm, das zeigt, daß das Maximum der Strahlung in der Äquatorebene liegt; zum Vergleich ist das Strahlungsdiagramm des Dipols aus Abb. 10 gestrichelt mit eingezeichnet.

Integrieren wir die Gl. (34) über eine Kugelfläche mit dem Radius r , so erhalten wir die gesamte von der Antenne in der Zeiteinheit ausgestrahlte Energie:

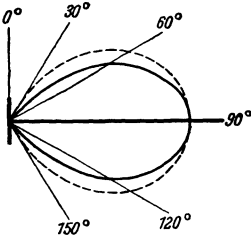


Abb. 18. Vertikales Strahlungsdiagramm einer Linearantenne (—) und eines Dipols (---).

$$N_{S_1} = \frac{I_{01}^2}{c} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \sin\alpha\right)}{\cos^2\alpha} \cos\alpha d\alpha. \quad (35)$$

Das am besten graphisch auszuwertende Integral liefert den Wert 1,222¹, so daß wir erhalten:

$$N_{S_1} = \frac{1,222}{c} I_{01}^2 \text{ Erg/sec.} \quad (36)$$

In dieser Gleichung ist I_{01} der im Strombauch der Antenne gemessene Maximalwert in elektrostatischen Einheiten. Drücken wir I_{01} im elektromagnetischen Maßsystem aus und die Energie wie üblich in Watt, so haben wir mit c^2 zu multiplizieren und mit 10^7 zu dividieren, so daß sich ergibt:

$$N_{S_1} = \frac{1,222 c}{10^7} I_{01}^2 \text{ W.}$$

Für gewöhnlich mißt man den Effektivwert des Stromes $I_{\text{eff}} = I_0/\sqrt{2}$, und zwar in Ampere; dann wird:

$$N_{S_1} = \frac{1,222 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 2}{10^7 \cdot 10^2} I_{1\text{eff}}^2 = 73,2 I_{1\text{eff}}^2 \text{ W.} \quad (36a)$$

Hieraus ergibt sich der *Strahlungswiderstand* der stabförmigen Antenne bei Erregung in der Grundschwingung zu:

$$R_S = 73,2 \text{ Ohm.}$$

Diesen Widerstand haben wir uns im Strombauch der Antenne eingeschaltet zu denken, damit die in ihm verbrauchte gedachte Energie den Betrag der Strahlungsenergie annimmt. Würde dagegen der Strahlungswiderstand über die ganze Antennenlänge $2l$ gleichmäßig verteilt, so erhöht sich sein Wert infolge der nicht-quasistationären Stromverteilung bei der Grundschwingung auf das Doppelte; es muß nämlich sein:

$$R_S \cdot I^2 = \int_{-l}^{+l} \frac{\bar{R}_S}{2l} dz \cdot i^2 = I^2 \frac{\bar{R}_S}{2l} \int_{-l}^{+l} \cos^2 \frac{\pi}{2l} z dz = \frac{I^2}{2} \bar{R}_S, \text{ d.h. } \bar{R}_S = 2 R_S,$$

wenn \bar{R}_S den über die ganze Stablänge verteilten Widerstand bezeichnet.

¹ Siehe z. B. [4] S. 166 und [5] S. 552.

Ähnlich wie beim HERTZschen Dipol (S. 11) berechnet sich das *Strahlungsdekrement* der stabförmigen Antenne im Fall der Grundschiwingung zu

$$\vartheta_{S_1} = \frac{1}{2} \frac{N_{S_1} \cdot T}{N}.$$

Die gesamte zu Beginn einer Schwingung vorhandene Energie N läßt sich in folgender Weise als magnetische Energie ausdrücken:

$$N = \frac{L_S}{2} \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} I_0^2 \cos \frac{\pi}{2l} z dz = \frac{L_S}{4} I_0^2,$$

wobei L_S die Selbstinduktion des ganzen Drahtes darstellt. Damit wird:

$$\vartheta_{S_1} = \frac{1}{2} \frac{R_S \cdot I_0^2 \cdot T}{\frac{L_S}{4} \cdot I_0^2} = \frac{1,222c \cdot 4l}{\frac{L_S}{2}} = \frac{2,444 \cdot 4l}{L_S} \quad (37)$$

und mit

$$L_S = 4l \ln \frac{2l}{r} \quad (r = \text{Drahtradius}),$$

$$\vartheta_{S_1} = \frac{2,444}{\ln \frac{2l}{r}}. \quad (37a)$$

Da in den meisten Fällen $2l \gg r$ ist, ist das Strahlungsdekrement einer Linearantenne zunächst praktisch unabhängig von r . Für Antennen mit einer Länge $l = 1$ bis 50 m liegt ϑ_{S_1} bei einem Drahtdurchmesser $2r = 0,4$ cm zwischen den Werten 0,354 und 0,225. Im Ultrakurzwellengebiet läßt sich aber die Abhängigkeit des Strahlungsdekrementes vom Durchmesser des Strahlers dazu benutzen, um einen möglichst großen Wert von ϑ_{S_1} und damit einen großen Wirkungsgrad zu erzielen.

Bekanntlich bestimmt das Strahlungsdekrement zusammen mit dem durch die übrigen Verlustwiderstände der Antenne bedingten Verlustdekrement bei einer zu Eigenschwingungen angeregten und frei ausschlagenden Antenne das zeitliche Abklingen der Schwingungsenergie; bei der heute allgemein üblichen Art der Erregung der Antennen zu kontinuierlichen Schwingungen ist das Strahlungsdekrement neben dem durch den Verlustwiderstand bedingten Verlustdekrement ausschlaggebend für die Resonanzbreite der schwingenden Antenne oder mit anderen Worten für die Selektivität des Antennenkreises.

Eine genauere Rechnung von M. ABRAHAM [15] ergibt für die Grundschiwingung den Wert $\vartheta_{S_1} = 9,74e$, für die 1. Oberschwingung $\vartheta_{S_2} = 6,23e$ und für alle höheren Oberschwingungen den Wert $\vartheta_{S_k} = \frac{9,66 + 4 \ln k}{k} e$, wobei $e = \frac{1}{4 \ln \frac{2l}{r}}$

(s. a. S. 15) ist. Die Dämpfungsdekremente der Eigenschwingungen des stabförmigen Leiters nehmen also mit wachsender Ordnungszahl ab, die zeitliche Dämpfung $\delta_{S_k} (= \vartheta_{S_k}/f_k)$ steigt dagegen mit wachsender Ordnungszahl.

4. Die Marconiantenne.

Legen wir senkrecht durch die Mitte der stabförmigen Antenne eine unendlich gut leitende Ebene, so erhalten wir das Bild der sog. Markoniantenne, die aus einem senkrecht auf der Erdoberfläche errichteten Draht von der Höhe h besteht. Bei Erregung in der Grundschiwingung hat eine derartige Antenne die Höhe $h = \lambda/4$;

sie wird daher auch häufig als $\lambda/4$ -Antenne bezeichnet. Theoretisch läßt sich diese geerdete Antenne genau so, und zwar mit denselben Gleichungen behandeln wie der im vorigen Abschnitt besprochene ungeerdete stabförmige Strahler. Es ist:

$$\mathcal{E} = \frac{60 I_{0 \Delta mp}}{r_m} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \text{ V/m.}$$

Die Strahlungsleistung beträgt jetzt natürlich nur die Hälfte, nämlich:

$$N_S = 36,6 I_{\text{eff}}^2 \text{ W,} \quad (38)$$

und der Strahlungswiderstand im Strombauch an der Erdungsstelle hat die Größe:

$$R_S = 36,6 \text{ Ohm.} \quad (38a)$$

Die Eigenschwingungen und Eigenwellen der Marconiantenne sind:

$$\nu_k = \frac{k \cdot c}{4h} \quad \text{und} \quad \lambda_k = \frac{4h}{k}.$$

Da die Stromverteilung die gleiche wie bei der oben behandelten stabförmigen Antenne ist, folgt für den Antennenformfaktor α wieder der Wert $2/\pi$, so daß für die effektive Höhe oder Strahlhöhe h_s die Beziehung $h_s = \frac{2}{\pi} h$ gilt; dies folgt übrigens auch sofort aus der auf S. 3 für h_s angegebenen Beziehung.

Setzen wir also in die für den ABRAHAMSCHEM Erreger auf S. 13 gefundene Gl. (24) für den Strahlungswiderstand, die unter der Annahme gleichförmiger Stromverteilung abgeleitet wurde, $\lambda = 4h$ und für h den Wert $2/\pi \cdot h$ ein, so ergibt sich: $R_S = 40 \text{ Ohm}$, was mit dem in Gl. (38a) erhaltenen Wert gut übereinstimmt. Aus den Abb. 19 und 20 kann der Strahlungswiderstand für verschiedene Verhältnisse h/λ entnommen werden.

Mittels des Formfaktors ergeben sich für die mittlere Strom- bzw. Spannungsamplitude auf der Antenne die Werte:

$$I_m = \frac{2}{\pi} I_0 \quad \text{und} \quad U_m = \frac{2}{\pi} U_0.$$

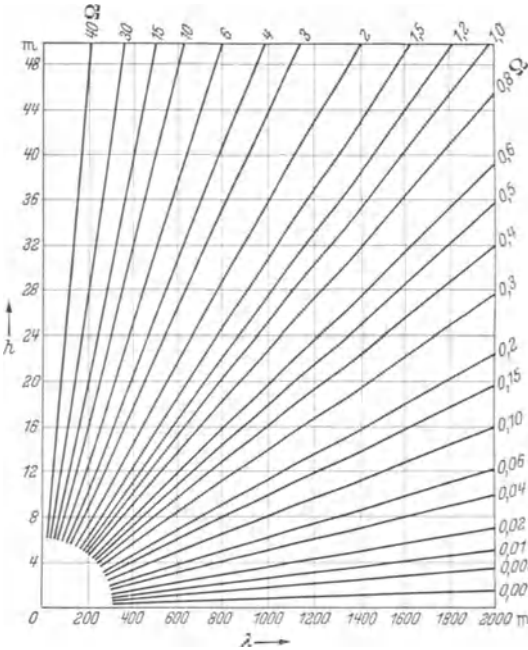


Abb. 19. Strahlungswiderstand von Antennen für $h < 50 \text{ m}$ und $\lambda < 2000 \text{ m}$.

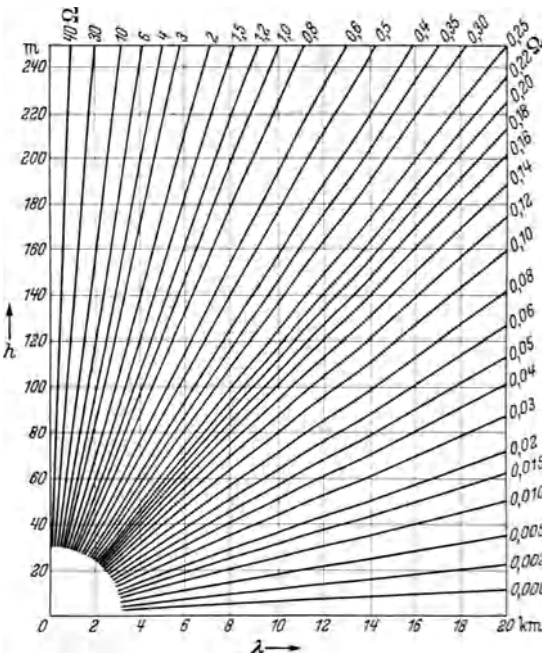


Abb. 20. Strahlungswiderstand von Antennen für $h < 250 \text{ m}$ und $\lambda < 20 \text{ km}$.

Ebenso ergeben sich für die wirksame Antennenselbstinduktion L_A und die wirksame Antennenkapazität C_A im Falle der Grundschwingung die Ausdrücke:

$$L_A = \frac{2}{\pi} L_S \quad \text{und} \quad C_A = \frac{2}{\pi} C_S.$$

Da die für quasistationäre Stromverteilung geltenden Werte der Selbstinduktion und Kapazität eines geraden geerdeten Drahtes von der Länge h und dem Drahradius r

$$L_S^m = 2h \ln \frac{2h}{r} \quad \text{und} \quad C_S^m = \frac{h}{2 \ln \frac{2h}{r}}$$

sind, erhalten wir für die Grundwellenlänge der geerdeten Stabantenne aus der KIRCHHOFF-THOMSONSchen Gleichung den Ausdruck:

$$\lambda_1 = 2\pi \sqrt{\frac{2}{\pi} L_S \cdot \frac{2}{\pi} C_S} = 4 \sqrt{L_S \cdot C_S} = 4h.$$

5. Die Feldberechnung beliebig gestalteter Antennen.

Nachdem wir in den vorhergehenden Abschnitten die einfachsten Formen der Antennen, den HERTZschen Dipol und die stabförmige Antenne ausführlich behandelt haben, wollen wir jetzt zeigen, wie sich das Feld und die Strahlung beliebig gestalteter Antennen bestimmen läßt. Man kann sich ganz allgemein jede Antenne aus einzelnen Dipolen aufgebaut denken, deren Felder sich zu dem resultierenden Feld überlagern. Ist die Stromverteilung in der Antenne bekannt, so ist damit auch die Stromstärke in jedem Dipol gegeben. Wir führen die Rechnung zunächst nochmals an dem linearen Strahler von der Länge l durch, der senkrecht auf der Erdoberfläche errichtet sein soll. Wir ergänzen diese Antenne durch ihr Spiegelbild zu einem symmetrischen Strahler (Abb. 21) und greifen auf diesem zwei spiegelbildlich zueinanderliegende Dipole der Länge dz heraus. Die im Punkt P von diesen beiden Dipolen hervorgerufenen Feldkomponenten $d\mathcal{E}_\vartheta$ und $d\mathcal{H}_\varphi$ sind nach Gl. (13) im elektromagnetischen Maßsystem:

$$d\mathcal{E}_\vartheta = \frac{2\pi c}{r_1 \lambda} i_z \cdot dz \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r_1}{c} \right) + \frac{2\pi c}{r_2 \lambda} i_z \cdot dz \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r_2}{c} \right)$$

$$= \frac{4\pi c}{r \lambda} i_z \cdot dz \sin \vartheta \cos \frac{\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right),$$

$$d\mathcal{H}_\varphi = - \frac{4\pi}{r \lambda} i_z \cdot dz \sin \vartheta \cos \frac{\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right),$$

hierbei ist $\frac{r_1 + r_2}{2} = r$ gesetzt.

Aus Abb. 21 folgt:

$$\frac{\pi(r_2 - r_1)}{\lambda} = 2\pi \frac{z}{\lambda} \cos \vartheta,$$

so daß wir erhalten:

$$d\mathcal{E}_\vartheta = \frac{\text{Konstante}}{r \cdot \lambda} \cdot \underbrace{i_z dz}_{\text{Stromelement}} \cdot \underbrace{\sin \vartheta}_{\text{Richtung}} \cos \left(\underbrace{\frac{2\pi z}{\lambda} \cos \vartheta}_{\text{Gangunterschied}} \right) \cos \left(\underbrace{\omega t}_{\text{Zeit}} - \underbrace{\frac{2\pi r}{\lambda}}_{\text{Ort}} \right).$$

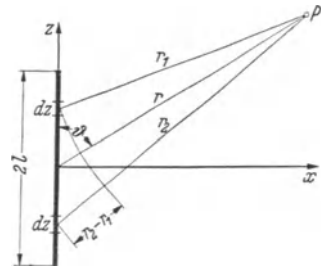


Abb. 21. Zur Bestimmung des resultierenden Feldes einer Antenne.

Die im Punkt P herrschenden Gesamtfeldstärken \mathfrak{E}_ϑ und \mathfrak{H}_φ erhalten wir durch eine Integration über die Antennenlänge l :

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}_\vartheta &= \frac{4\pi c}{\lambda r} \sin \vartheta \cos \left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda} \right) \int_{z=0}^{z=l} i_z \cdot \cos \left(\frac{2\pi z}{\lambda} \cos \vartheta \right) dz, \\ \mathfrak{H}_\varphi &= -\frac{1}{c} \mathfrak{E}_\vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Bei Erregung der Antenne in ungeraden Oberschwingungen ($k = 1, 3 \dots$) ist nach Gl. (27) die Stromverteilung längs der Antenne:

$$i_z = I_0 \cos \frac{k\pi z}{2l}.$$

Mit Berücksichtigung der Beziehung $\lambda_k = \frac{4l}{k}$ und der Abkürzung $\gamma = \frac{k\pi}{2} = \frac{2\pi l}{\lambda_k}$ ergibt sich für das Integral in Gl. (39) der Wert:

$$\int_{z=0}^{z=l} I_0 \cos \frac{\gamma z}{l} \cdot \cos \left(\frac{\gamma z}{l} \cos \vartheta \right) dz = \frac{I_0 l}{\gamma \sin^2 \vartheta} [\sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \vartheta \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)] \quad (40)$$

und damit

$$\mathfrak{E}_\vartheta = -c \mathfrak{H}_\varphi = \frac{2c I_0}{r \sin \vartheta} [\sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \vartheta \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)] \cos \left(\omega t - \frac{\gamma r}{l} \right). \quad (41)$$

Aus dieser Gleichung folgt z. B. für die Grundschwingung, bei der $\gamma = \pi/2$ wird:

$$\mathfrak{E}_\vartheta = -c \mathfrak{H}_\varphi = \frac{2c I_0}{r} \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta \right)}{\sin \vartheta} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right). \quad (42)$$

Dies gibt für $\vartheta = 90^\circ$:

$$\mathfrak{E}_{\vartheta=90^\circ} = -c \mathfrak{H}_\varphi = \frac{2c I_0}{r} \cos \frac{\pi}{2l} (r - ct),$$

was mit den früher gefundenen Gl. (33) vollkommen übereinstimmt.

Die Gl. (41) gilt wohlgermerkt nur für die ungeradzahigen Eigenschwingungen der Antenne. Bei Erregung in geradzahigen Oberschwingungen muß man beachten, daß jeder Dipol und sein Spiegelbild von gleichen Strömen entgegengesetzter Phase durchflossen werden; dies verlangt, daß die von den beiden Dipolen herrührenden Feldwerte im Punkte P subtrahiert werden müssen. Dann geht in Gl. (39) $\cos \left(\frac{2\pi z}{\lambda} \cos \vartheta \right)$ in den Sinus des gleichen Argumentes über. Andererseits ist für geradzahige Eigenschwingungen die Stromverteilung $i_z = I_0 \sin \frac{k\pi}{2l} z$, so daß das Integral 40 die Form

$$\int_{z=0}^{z=l} I_0 \sin \frac{\gamma z}{l} \sin \left(\frac{\gamma z}{l} \cos \vartheta \right) dz$$

annimmt. Damit werden die Feldkomponenten:

$$\mathfrak{E}_\vartheta = -c \mathfrak{H}_\varphi = \frac{2c I_0}{r \sin \vartheta} [\cos \vartheta \sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)] \cos \left(\omega t - \frac{\gamma r}{l} \right). \quad (43)$$

Betrachten wir den Fall der 2. Oberschwingung ($k = 2$ und $\gamma = \pi$), dann ist:

$$\mathfrak{E}_\vartheta = -c \mathfrak{H}_\varphi = \frac{2c I_0}{r} \frac{\sin(\pi \cos \vartheta)}{\sin \vartheta} \cos \frac{\pi}{l} (r - ct). \quad (44)$$

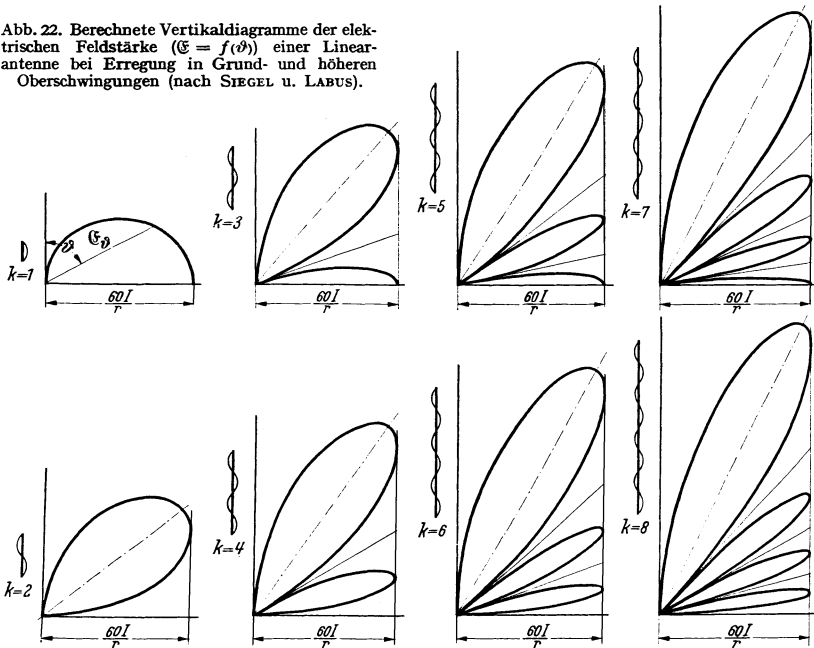
Das elektromagnetische Feld wird demnach sowohl in der Äquatorebene ($\vartheta = 90^\circ$) als auch in der Richtung der Antennenachse ($\vartheta = 0^\circ$) Null. Das Maximum der Feldstärken liegt in den Richtungen $\vartheta = 50$ bzw. 130° .

Ganz allgemein lassen sich für die effektive Feldstärke $\mathcal{E}_{\vartheta\text{eff}}$ in der Entfernung r unter dem Zenitwinkel ϑ für die Oberschwingungen einer stabförmigen Antenne die Gleichungen schreiben:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_{\vartheta\text{eff}} &= \frac{60 I_{\text{eff}}}{r} \frac{\cos\left(\frac{k\pi}{2} \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta} \text{ V/m} & k = 1, 3, 5, \dots \\ \mathcal{E}_{\vartheta\text{eff}} &= \frac{60 I_{\text{eff}}}{r} \frac{\sin\left(\frac{k\pi}{2} \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta} \text{ V/m} & k = 2, 4, 6, \dots \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

Die entsprechenden Polardiagramme sind für den Winkelraum $\vartheta = 0$ bis 90° in der Abb. 22 dargestellt, wobei sich das interessante Resultat ergibt, daß die

Abb. 22. Berechnete Vertikaldiagramme der elektrischen Feldstärke ($\mathcal{E} = f(\vartheta)$) einer Linearantenne bei Erregung in Grund- und höheren Oberschwingungen (nach SIEGEL u. LABUS).



Feldkurve der in Oberwellen erregten Antenne eine alle Teilflächen berührende vertikale Tangente besitzt, die im Abstand $\mathcal{E}_{\vartheta=90^\circ} = 60 I_{\text{eff}}/r$ parallel zur Antennenrichtung läuft [19].

Bei den ungeradzahigen Oberschwingungen liegen die Nullstellen der Strahlung dort, wo

$$\cos\left(\frac{k\pi}{2} \cos\vartheta\right) = 0 \quad \text{d. h.} \quad \cos\vartheta = \frac{1}{k}, \frac{3}{k}, \frac{5}{k}, \dots, 1.$$

Die Richtung der maximalen Strahlung ergibt sich aus der Beziehung $d\mathcal{E}_{\vartheta}/d\vartheta = 0$, d. h. aus der Bedingungsgleichung:

$$\frac{\pi k}{2} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi k \cos\vartheta}{2}\right) = \frac{\cos\vartheta}{\sin^2\vartheta}.$$

Hierfür erhält man die Näherungsgleichung:

$$\cos \vartheta_m = \frac{2n}{k} \left[1 + \frac{4}{\pi^2(k^2 - 4n^2)} \right] \quad n = 0, 1, 2, \dots, \frac{k-1}{2}$$

und damit für die Richtung ϑ_{\max} der größten Strahlung $n = \left(\frac{k-1}{2}\right)$ die Bedingung

$$\cos \vartheta_{\max} = \frac{k-1}{k} \left[1 + \frac{4}{\pi^2(2k-1)} \right] \quad k = 1, 3, \dots$$

Analog ergeben sich bei den geradzahigen Oberschwingungen für die Nullstellen der Strahlung die Gleichungen:

$$\sin \left(\frac{k\pi}{2} \cos \vartheta \right) = 0 \quad \text{d. h.} \quad \cos \vartheta = 0, \frac{2}{k}, \frac{4}{k}, \dots, 1$$

und für die Richtung maximaler Strahlung:

$$\frac{\pi k}{2} \operatorname{ctg} \frac{\pi k \cos \vartheta}{2} = \frac{\cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta},$$

woraus wieder die Näherungsgleichung folgt:

$$\cos \vartheta_{\max} = \frac{k-1}{k} \left[1 + \frac{4}{\pi^2(2k-1)} \right] \quad k = 2, 4, 6, \dots$$

Schreiben wir die Gl. (41) in folgender Form:

$$\mathcal{E}_\vartheta = \frac{2\pi c I_0 \sin \vartheta}{\lambda r} \cdot \frac{2l}{\gamma \sin^2 \vartheta} [\sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \vartheta \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)] \cos \left(\omega t - \frac{\gamma r}{l} \right)$$

und vergleichen wir diesen Ausdruck mit der Gl. (14), die das Feld eines Dipols von der Länge l , der von einem gleichmäßigen Strom durchflossen wird, angibt, so sehen wir, daß die stabförmige geerdete Antenne der Höhe l mit einem Dipol von der Länge

$$l' = \frac{2l}{\gamma \cdot \sin^2 \vartheta} [\sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \vartheta \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)]$$

identisch ist. Der Ausdruck

$$\alpha = \frac{1}{\gamma \cdot \sin^2 \vartheta} [\sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \vartheta \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)]$$

kann daher wieder als Antennenformfaktor bezeichnet werden, wobei wir aber zu beachten haben, daß dieser Faktor als Funktion von ϑ richtungsabhängig ist. Bei der Grundschwingung wird dann für die Äquatorebene $\alpha = 2/\pi$, was wir auch schon auf S. 22 für diese Antenne fanden und worauf wir auf S. 17 beim Vergleich der Linearantenne mit dem Dipol hinwiesen.

Für den Mittelwert der unter dem Winkel ϑ durch die Einheitsfläche in der Entfernung r hindurchtretenden Strahlung ergibt sich aus Gl. (43) der Wert:

$$\left. \begin{aligned} dN_S &= \frac{c I_0^2}{2\pi r^2 \sin^2 \vartheta} [\sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \vartheta \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)]^2, \quad k = 1, 3, \dots \\ \text{und} \\ dN_S &= \frac{c I_0^2}{2\pi r^2 \sin^2 \vartheta} [\cos \vartheta \sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)]^2. \quad k = 2, 4, \dots \end{aligned} \right\} (46)$$

Aus den Gl. (46) ergeben sich mit $\gamma = \frac{k\pi}{2}$ für die ungeraden sowie die geraden Oberschwingungen die folgenden Strahlungsgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} dN_S &= \frac{c I_0^2}{2\pi r^2} \frac{\cos^2 \left(\frac{k\pi}{2} \cos \vartheta \right)}{\sin^2 \vartheta} & k = 1, 3, 5, \dots \\ dN_S &= \frac{c I_0^2}{2\pi r^2} \frac{\sin^2 \left(\frac{k\pi}{2} \cos \vartheta \right)}{\sin^2 \vartheta} & k = 2, 4, 6, \dots \end{aligned} \right\} (46a)$$

Auf Grund dieser Gleichungen sind für die 2., 3., 4. und 7. Oberschwingung einer stabförmigen Antenne die Strahlungscharakteristiken in den Abb. 23 bis 26 als Meridianschnitte für den Winkelraum $\vartheta = 0$ bis 180° gezeichnet. Je höher die Oberschwingung wird, in um so mehr Strahlungsäste spaltet die Strahlung auf. Es ergeben sich stets so viel Strahlungsäste, wie Strombäuche auf der Antenne liegen. Zu dem gleichen Resultat führte uns auf S. 19 das Bild der Verteilung der elektrischen Kraftlinien (Abb. 9) um eine in der 3. Oberschwingung erregte Linearantenne.

Die bisher durchgeführten Überlegungen und die in den Abb. 23 bis 26 gezeichneten Strahlungscharakteristiken gelten nur für den Fall, daß die Stromstärke in den einzelnen Strombäuchen der Antenne denselben Wert hat. Dies läßt sich praktisch jedoch niemals erreichen; infolgeder in jedem Leiter

schon durch den OHmschen Widerstand vorhandenen Verluste ist die Stromstärke in dem Strombauch, der der Kopplungsstelle der Antenne mit der Hochfrequenzquelle am nächsten liegt, stets größer als in den weiter entfernten Strombäuchen. Dies führt zu einer Verzerrung der Strahlungscharakteristiken, die sich nur in wenigen Fällen theoretisch streng berechnen läßt. Als Beispiel ist in Abb. 27 durch die ausgezogene Kurve die Strahlungscharakteristik einer in der 3. Oberschwingung angeregten Linearantenne eingezeichnet, wie sie die Theorie für den Fall gleicher Stromstärke in den drei Strombäuchen ergibt. Die eingetragenen Kreise geben die experimentell gefundenen Werte der Strahlungsenergie an, wenn die Antenne durch einen im mittleren Strombauch induktiv angekoppelten Sender erregt wurde [20].

Der mittlere Strahlungsast tritt jetzt viel zu stark in Erscheinung. Macht man die experimentell auch bestätigte Annahme, daß das Verhältnis der Stromstärken im mittleren und äußeren Strombauch 1,4 beträgt, und geht man bei der Berechnung so vor, daß man zunächst nur die Strahlung der beiden äußeren in einer halben Wellenlänge schwingenden Antennenteile

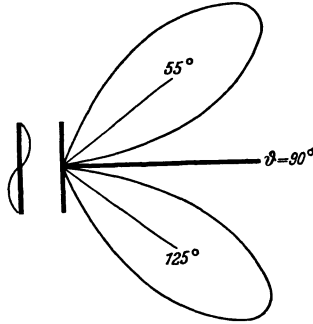


Abb. 23.

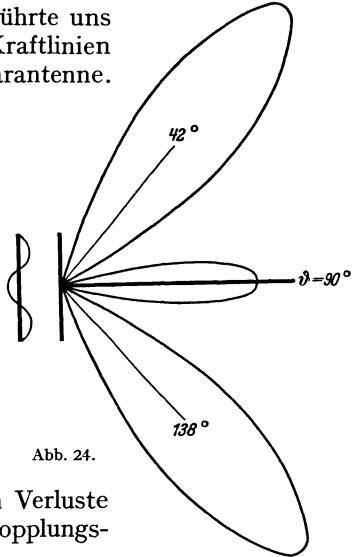


Abb. 24.

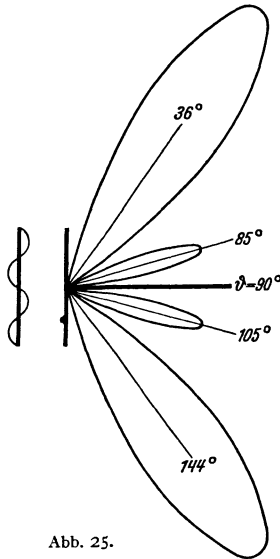


Abb. 25.

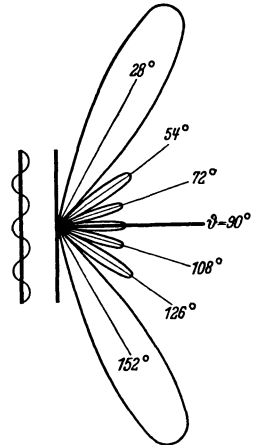


Abb. 26.

Abb. 23 bis 26. Berechnete Vertikal-Strahlungsdiagramme ($N = f(\vartheta)$) einer Linearantenne bei Erregung in der 2., 3., 4. und 7. Oberschwingung.

addiert und hierzu dann die Strahlung des mittleren Teiles unter Berücksichtigung einer entsprechend höheren Stromstärke hinzuaddiert, so erhält man die in der Abb. 27 gestrichelte Strahlungscharakteristik, die recht gut

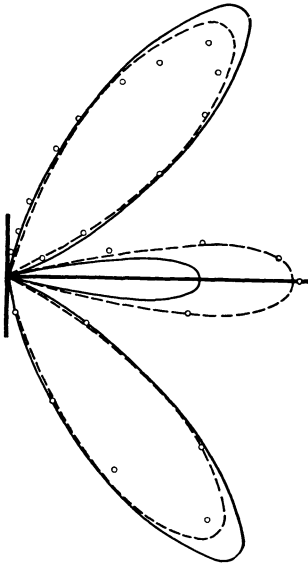


Abb. 27. Vertikalstrahlungsdiagramm einer in der 3. Oberschwingung erregten Linearantenne; berechnet für gleiche (—) und für verschiedene (---) Stromstärken in den Schwingungsbäuchen; o o gemessene Werte (nach L. BERGMANN).

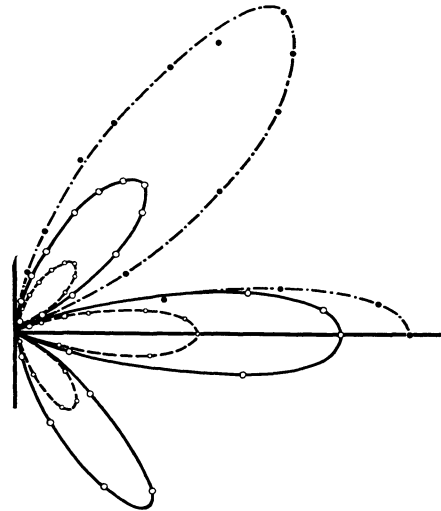


Abb. 28. Gemessenes Vertikalstrahlungsdiagramm einer in der 3. Oberschwingung erregten Linearantenne in Abhängigkeit vom OHmschen Widerstand des Antennendrahtes; - · - · - Messing 4 mm Ø, — Stahl 4 mm Ø, --- Stahl 0,5 mm Ø (nach L. BERGMANN).

mit den experimentell gefundenen Werten übereinstimmt.

In der Abb. 28 sind ebenfalls für die 3. Oberschwingung die experimentell gefundenen Strahlungscharakteristiken wiedergegeben, die an Antennen mit verschiedenem großem OHmschen Widerstand erhalten wurden. Je größer der OHmsche Widerstand und damit das Verhältnis des Stromes im mittleren Strombauch zu dem in einem der äußeren Strombäuche wird, um so mehr tritt der Strahlungsast in der Äquatorebene gegenüber den beiden anderen Ästen hervor. Bei einer in der 2. Oberschwingung erregten Linearantenne führt dies zu einer Unsymmetrie der beiden in Abb. 23 dargestellten Strahlungsäste, wie es Abb. 29 zeigt. Dabei vertauschen die beiden Strahlungsäste ihre Lage, wenn die induktive Anregung der Antenne von dem einen Strombauch in den anderen verlegt wird.

Durch die Integration der Gl. (46) über eine Kugel­fläche mit dem Radius r erhalten wir die gesamte in der Zeiteinheit von der Antenne abgegebene Leistung:

$$N_S = c I_0^2 \int_0^\pi \frac{1}{\sin \vartheta} [\sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \vartheta \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)]^2 d\vartheta, \quad k = 1, 3, \dots \quad (47a)$$

$$N_S = c I_0^2 \int_0^\pi \frac{1}{\sin \vartheta} [\cos \vartheta \sin \gamma \cos(\gamma \cos \vartheta) - \cos \gamma \sin(\gamma \cos \vartheta)]^2 d\vartheta. \quad k = 2, 4, \dots \quad (47b)$$

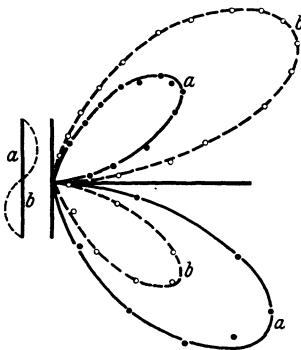


Abb. 29. Gemessenes Vertikalstrahlungsdiagramm einer in der 2. Oberschwingung erregten Linearantenne bei verschiedener Ankopplung des Erregers (— Kopplung bei a, --- Kopplung bei b) (nach L. BERGMANN).

Bezeichnen wir das Integral mit A bzw. B und messen wir den Strom als Effektivstrom, so ist:

$$N_S = 2cI_{\text{eff}}^2 \cdot A \quad \text{bzw.} \quad N_S = 2cI_{\text{eff}}^2 \cdot B$$

und der Strahlungswiderstand wird danach:

$$R_S = 2cA \quad \text{bzw.} \quad R_S = 2cB \quad \text{oder} \\ R_S = 60A \text{ Ohm} \quad k = 1, 3, \dots \quad \text{bzw.} \quad R_S = 60B \text{ Ohm} \quad k = 2, 4, \dots \quad (48)$$

Für den Fall der Oberschwingungen des geraden Drahtes vereinfachen sich die Integrale A und B und man erhält folgende Gleichungen für den Strahlungswiderstand:

$$\left. \begin{aligned} R_S &= 60 \int_0^\pi \frac{\cos^2\left(\frac{k\pi}{2} \cdot \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta} d\vartheta & k = 1, 3, \dots \\ R_S &= 60 \int_0^\pi \frac{\sin^2\left(\frac{k\pi}{2} \cdot \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta} d\vartheta & k = 2, 4, \dots \end{aligned} \right\} \quad (48a)$$

Die Integration führt in beiden Fällen zu dem Endergebnis:

$$R_S = 60 \left[\frac{E}{2} + \frac{1}{2} \ln 2\pi k - \frac{1}{2} Ci 2\pi k \right]. \quad (48b)$$

Hierin bedeuten Ci den Integralkosinus¹ und $E = 0,577216$ die EULERSche Konstante.

Für die Grundschwingung ($k = 1$) ergibt Gl. (48b):

$$R_S = 60 \cdot 1,22 = 73,2 \text{ Ohm}, \quad (48c)$$

den bereits auf S. 20 gefundenen Wert.

Da für $k \cong 3$, d. h. $2\pi k > 18$ mit hinreichender Genauigkeit $Ci 2\pi k = -\frac{1}{4\pi^2 k^2}$ ist, erhält man für die höheren Oberschwingungen:

$$R_S = 60 \left[\frac{E}{2} + \frac{1}{2} \ln 2\pi + \frac{1}{2} \ln k + \frac{1}{8\pi^2 k^2} \right] = 60 \left[1,2075 + \frac{1}{2} \ln k + \frac{1}{8\pi^2 k^2} \right] \text{ Ohm.}$$

Dieser Strahlungswiderstand der in Oberwellen erregten linearen Antenne ist in Abhängigkeit von der Ordnungszahl k in Abb. 30 dargestellt.

Der Strahlungswiderstand einer in Oberschwingungen erregten, aber geerdeten Linearantenne beträgt die Hälfte des in Abb. 30 eingetragenen Wertes. Letzteres gilt aber wohlgemerkt nur für die ungeraden Oberschwingungen, da hierfür an der Äquatorebene eine wirkliche Spiegelung der Antenne auch in bezug auf die Strom- und Spannungsverteilung hinsichtlich der Phase erfolgt. Bei den geraden Oberschwingungen wird durch die Spiegelung das Vorzeichen der Strom- und Spannungsverteilung umgekehrt, was wir bei der Ableitung der Feldgleichung (43) auf S. 24 und damit auch in der Gl. (47) berücksichtigt hatten.

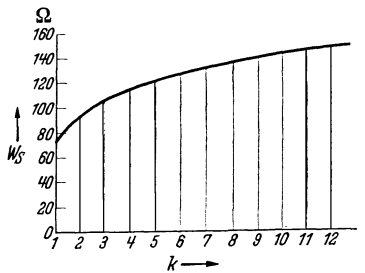


Abb. 30. Abhängigkeit des Strahlungswiderstandes einer in Oberschwingungen erregten Linearantenne von der Ordnungszahl der Oberschwingungen (nach STEGEL u. LABUS).

¹ Die Werte von Ci sowie des später noch auftretenden Integralsinus Si lassen sich aus Tafeln entnehmen, wie sie z. B. von J. W. L. GLAISHER [Phil. Trans. roy. Soc. Lond. Bd. 160 (1870) S. 367] angegeben sind. — Vgl. auch JAHNKE-EMDE: Funktionstabellen, S. 78.

Die Integration der allgemeinen Gl. (47a), die für eine normale Spiegelung der Antenne an der Äquatorebene gilt, führt nach VAN DER POL [2I] zu dem Ausdruck:

$$R_s = 15 \left\{ \{Si4\gamma - 2Si2\gamma\} \sin 2\gamma - \{E + \ln \gamma + Ci4\gamma - 2Ci2\gamma\} \cos 2\gamma \right\} + 2\{E + \ln 2 + \ln \gamma - Ci2\gamma\}. \quad (49)$$

In der Abb. 31 ist der hieraus berechnete, im Strombauch der Antenne einzuschaltende Strahlungswiderstand R_s für den Fall einer geerdeten Linearantenne der Höhe h in Abhängigkeit von h/λ aufgetragen. Für $h/\lambda = \frac{1}{4}$ (Grundschiwingung) ergibt sich danach $R_s = 36,6$ Ohm für $h/\lambda = \frac{1}{2}$ (2. Oberschwingung) der Wert 98 Ohm usw.

Bisher haben wir nur Antennen behandelt, die eine geradlinige Form hatten. Es kommt jedoch häufig vor, daß die Antennen aus einem gekrümmten Leiter

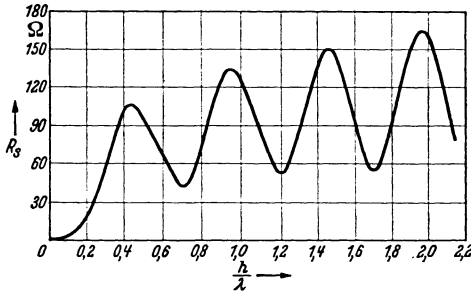


Abb. 31. Strahlungswiderstand einer geerdeten Vertikalantenne in Abhängigkeit von h/λ (nach SIEGEL u. LABUS).

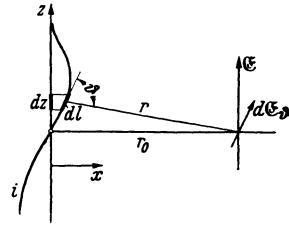


Abb. 32. Zur Berechnung des Feldes beliebig geformter Antennen.

bestehen, wie es z. B. bei dem von einem in Bewegung befindlichen Flugzeug herabhängenden Antennendraht der Fall ist. Kennt man die Form der Antenne und damit also die Strombahn, so kann man eine derartige Antenne auf eine geradlinige und damit auf eine Summe von Dipolen zurückführen. In der Abb. 32 stellt die gekrümmte Kurve die vom Strom $i = I_0 \sin \omega t$ durchflossene Antenne dar. Das in großer Entfernung r — nur dies interessiert ja im allgemeinen — von dem Längenelement dl erzeugte elektrische Feld ist:

$$d\mathcal{E}_\vartheta = \frac{2\pi c}{r\lambda} I_0 dl \sin \vartheta \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right).$$

Nun ist für große Entfernungen $dl \sin \vartheta = dz$ das vom Aufpunkt P sichtbare Höhenelement der Antenne, wenn die z -Koordinate senkrecht zum Abstand r angenommen wird. Dann wird:

$$\mathcal{E}_{\vartheta=90^\circ} = \frac{2\pi c}{r_0\lambda} \int_0^l I_0 dz \cos \omega \left[t - \left(\frac{r_0}{c} + \frac{x}{c} \right) \right],$$

wenn wir mit einer mittleren Entfernung r_0 für alle Antennenteile rechnen und die mittlere Retardierungszeit r_0/c um die Unterschiede x/c der verschiedenen Antennenelemente ergänzen, wobei x die Antennenerstreckung in Richtung nach dem Aufpunkt bedeutet. Für den Fall der geraden Antenne, bei der x/c konstant ist, führt die obige Gleichung zu dem Ausdruck:

$$\mathcal{E}_{\vartheta=90^\circ} = \frac{2\pi c}{r_0\lambda} I_0 \bar{l} = \frac{2\pi c}{r_0\lambda} \bar{I}_0 l.$$

Hierbei ist nach Abb. 33 \bar{l} als mittlere Antennenlänge und I_0 als Stromstärke im Strombauch der Antenne oder l als ganze Antennenlänge und \bar{I}_0 als mittlerer

Strom zu betrachten. Es bedeutet das in vorangehender Gleichung auftretende Integral die vom Aufpunkt aus sichtbare *Stromfläche* (schraffierte Fläche in Abb. 33). Nun ist für die Grundschiwingung einer linearen Antenne nach S. 22 die mittlere oder effektive Höhe $\frac{2}{\pi} l$ und die mittlere oder effektive Stromstärke $\frac{2}{\pi} I_0$. Setzen wir dies ein und berücksichtigen wir, daß $\lambda = 2l$ ist, so wird $\mathcal{E}_{\vartheta=90^\circ} = \frac{2c}{r_0} I_0$, was mit unserem früheren Resultat auf S. 17 sowie 24 übereinstimmt.

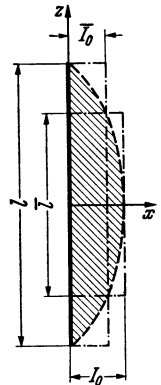


Abb. 33. Wirksame Länge und Stromfläche einer Linearantenne.

Von BURSTYN [22] ist ein graphisches Verfahren angegeben worden, um einen irgendwie gekrümmten Luftdraht in einen äquivalenten Dipol zu verwandeln. In Abb. 34 bedeute *AB* den Luftdraht, z. B. die Schleppantenne eines Flugzeuges. Man bestimmt zunächst die Verteilung des Stromes auf der Antenne, die im allgemeinen bei schwach gekrümmten Leitern wenig von der Stromverteilung auf einem geraden gleichlangen Draht weicht; *0* sei die Stelle des Strombauches, die die ganze Antenne in zwei Schwingungshälften teilt. Man zerlegt nun jede dieser Hälften in so viel Teile *1, 2, 3 ...*, daß jedes der Teile als gerade und von einem gleichmäßigen Strom durchflossen angesehen werden kann; dabei setzt man für die Endstücke die halbe Länge an. Indem man für jedes Teilstück durch Multiplikation seiner Länge mit der in ihm fließenden Stromstärke — die Stromstärke im Strombauch gleich 1 gesetzt — die wirksame Länge bestimmt, erhält man eine Anzahl Vektoren *1', 2', 3' ...*, die zusammengesetzt die Länge und Richtung des der Antenne äquivalenten Dipols *A'B'* ergeben. Ein ähnliches graphisches Verfahren, das für eine beliebig geformte Antenne die Höhe eines von gleichmäßigem Strom durchflossenen Dipols, also die vertikale effektive Höhe der betreffenden Antenne, ergibt, ist von EISNER, SUDECK, SCHROER und ZINKE [23] angegeben worden. Als Beispiel betrachten wir die in Abb. 35 gezeichnete Flugzeugschleppantenne.

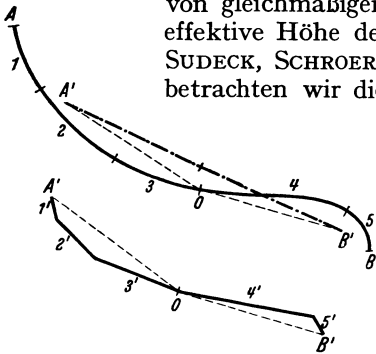


Abb. 34. Zur graphischen Bestimmung des einer beliebig gestalteten Antenne äquivalenten Dipols.

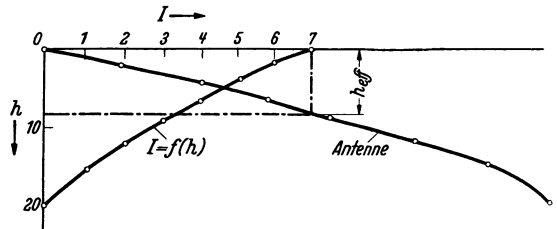


Abb. 35. Zur graphischen Bestimmung der wirksamen Höhe einer beliebig geformten Antenne.

Diese Antenne wird in *m* gleiche Teile — im vorliegenden Fall ist *m* = 7 — geteilt und der Strom am Fußpunkt im Strombauch gleich *m*-Einheiten gesetzt. Am Antennenende ist der Strom gleich Null. Legt man durch jeden Teilpunkt (*n*) der Antenne eine horizontale Gerade und macht man diese von der Vertikalen, durch den Nullpunkt aus gerechnet, gleich *n*-Einheiten lang, indem man mit *n* = 0 für das Antennenende beginnt, so ergeben die Endpunkte die Kurve $I_0 = f(h)$, die mit den

Achsen die Stromfläche $\int_0^h I_0 dh$ einschließt. Die Division der Stromfläche durch *m* (= Strom im Fußpunkt der Antenne) ergibt dann die effektive Höhe h_{eff} als mittlere Höhe der Stromfläche. Das der Stromfläche äquivalente Rechteck ist strichpunktiert in Abb. 35 eingezeichnet.

6. Mit Selbstinduktion und Kapazität beschwerte Antennen.

Die Antennen der Praxis bestehen im allgemeinen nicht aus solch einfachen Gebilden, wie wir sie bisher im HERTZschen Dipol und in der Linearantenne besprochen haben. Besonders bei Verwendung längerer Wellen würden diese Strahler schon bei Erregung in der Grundschiwingung allzu große Ausmaße annehmen; um daher mit Antennen geringerer Höhe zu arbeiten, ist es notwendig, diese durch Anbringung von Kapazitäten am oberen Ende oder durch Einbau von Selbstinduktionen auf die gewünschte Frequenz abzustimmen. Infolgedessen bestehen die Langwellenantennen meistens aus einem oder mehreren in die Höhe geführten Drähten, die am oberen Ende mit weiteren mehr oder weniger waagrecht gespannten Drähten versehen sind. Am Fußpunkt der Antennen befindet sich häufig eine Selbstinduktionsspule zur Ankopplung des Hochfrequenzgenerators oder zur Abstimmung der Antenne auf die vorgegebene Wellenlänge. Sehr oft, und zwar besonders bei Empfangsantennen, wird am unteren Ende des

Luftleiters eine Kapazität eingefügt, um dadurch die Eigenschwingung der Antenne auf eine kürzere Welle abzustimmen. Man spricht in allen diesen Fällen von mit Selbstinduktion und Kapazität beschwerten Antennen und unterscheidet zwischen einer *Beschwerung am Fußende* der Antenne zwischen Antennendraht und Erde und einer *Beschwerung an der Antennenspitze*. Durch den Einbau derartiger Gebilde mit konzentrierten elektrischen oder magnetischen Feldern in die Antenne ergibt sich eine andere Strom- bzw. Spannungsverteilung längs der Antenne, und der Strahlungswiderstand und die Strahlungscharakteristik werden beträchtlich verändert.

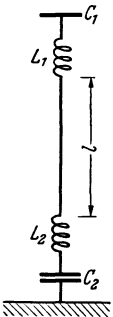


Abb. 36. Mit Selbstinduktion und Kapazität beschwerte Vertikalantenne.

Wir setzen für das folgende eine Antenne voraus, die die Gestalt von Abb. 36 hat; sie besteht aus einem senkrechten geraden Draht von der Länge l , dessen statische Kapazität und statische Selbstinduktion pro Längeneinheit die Werte \bar{C} und \bar{L} haben. Am Fuß der Antenne ist eine Selbstinduktion L_2 und eine Kapazität C_2 eingeschaltet, während sich an der Antennenspitze eine Kapazität C_1 und eine Selbstinduktion L_1 befindet. L_1 kommt bei den Antennen der Praxis im allgemeinen nicht vor; wir fügen diese Selbstinduktion hier nur ein, um das Gebilde der Antenne symmetrisch zu gestalten.

Wir besprechen zunächst die Eigenschwingungen einer derartig beschwerten Antenne [21]. Die Antennenrichtung sei die Z -Achse. Dann gelten für Strom- und Spannungsverlauf in der Antenne die Gleichungen:

Wir besprechen zunächst die Eigenschwingungen einer derartig beschwerten Antenne [21]. Die Antennenrichtung sei die Z -Achse. Dann gelten für Strom- und Spannungsverlauf in der Antenne die Gleichungen:

$$\bar{L} \frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\partial u}{\partial z} \quad \text{und} \quad \bar{C} \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial i}{\partial z}, \quad (50)$$

wobei folgende Grenzbedingungen für Antennenfuß bzw. Antennenspitze bestehen müssen:

$$\left. \begin{aligned} \text{für } z = 0: \quad u &= -\frac{1}{C_2} \int_0^l i dt - L_2 \frac{di}{dt} \\ \text{für } z = l: \quad u &= \frac{1}{C_1} \int_0^l i dt + L_1 \frac{di}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (50a)$$

Zwischen \bar{C} und \bar{L} besteht die schon S. 14 erwähnte Beziehung:

$$\frac{U_0}{I_0} = \sqrt{\frac{\bar{L}}{\bar{C}}} = \frac{1}{c\bar{C}},$$

wo $c = \frac{1}{\sqrt{C\bar{L}}}$ die Geschwindigkeit der elektrischen Störung längs des Drahtes bedeutet. (OHMScher Widerstand R und Ableitung G sind wieder gleich Null gesetzt.) Bezeichnet ω die Kreisfrequenz, so lauten die Lösungen der Gl. (50)

$$\left. \begin{aligned} i &= I_0 \cos\left(\frac{\omega z}{c} - \beta\right) \cos \omega t, \\ u &= U_0 \sin\left(\frac{\omega z}{c} - \beta\right) \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

Für ω und β erhält man aus Gl. (51) durch Einsetzen der Grenzbedingungen (50a) die Ausdrücke:

$$\operatorname{tg} \beta = \left(\frac{1}{C_2 \omega} - L_2 \omega\right) \sqrt{\frac{\bar{C}}{L}} = \frac{C}{C_2 \gamma} - \frac{L_2 \gamma}{L}, \quad (52)$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\omega l}{c} - \beta\right) = \left(\frac{1}{C_1 \omega} - L_1 \omega\right) \sqrt{\frac{\bar{C}}{L}} = \frac{C}{C_1 \gamma} - \frac{L_1 \gamma}{L}, \quad (53)$$

wobei

$$\gamma = \frac{\omega l}{c} = 2\pi \frac{l}{\lambda} \quad (54)$$

und

$$C = l\bar{C}, \quad L = l\bar{L}.$$

Setzen wir ferner

$$\frac{\omega l}{c} - \beta = \gamma - \beta = \alpha, \quad (55)$$

so ist:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{C}{C_1 \gamma} - \frac{L_1 \gamma}{L}$$

und

$$\operatorname{tg} \gamma = \operatorname{tg}(\alpha + \beta) = \frac{\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta}{1 - \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg} \beta} = \frac{\left(\frac{C}{C_1 \gamma} - \frac{L_1 \gamma}{L}\right) + \left(\frac{C}{C_2 \gamma} - \frac{L_2 \gamma}{L}\right)}{1 - \left(\frac{C}{C_1 \gamma} - \frac{L_1 \gamma}{L}\right)\left(\frac{C}{C_2 \gamma} - \frac{L_2 \gamma}{L}\right)}. \quad (56)$$

Diese transzendente Gleichung liefert eine unendliche Anzahl Lösungen für γ , und jeder Lösung entspricht nach Gl. (54) eine Wellenlänge der beschwerten Antenne. Zur Auffindung der Lösungen von (56) ist die Kenntnis der Verhältnisse C/C_1 , L/L_1 , C/C_2 und L/L_2 erforderlich.

Nehmen wir z. B. die vollkommen unbeschwerte Linearantenne, so ist $C_1 = L_1 = L_2 = 0$, $C_2 = \infty$ und damit $\operatorname{tg} \gamma = \operatorname{tg} \alpha = \infty$, d. h. $\gamma = \alpha = \pi/2, 3\pi/2 \dots$ und $\beta = 0$. Nach (54) wird dann $\lambda_k = 4l/k$; $\lambda_1 = 4l$, $\lambda_3 = \frac{4}{3}l \dots$. Dies sind aber die schon auf S. 14 gefundenen Eigenschwingungen der geerdeten Linearantenne der Länge l .

Die Größen α und β haben folgende physikalische Bedeutung: Strom und Spannung haben am Fußpunkt der Antenne die maximalen Amplituden $I_0 \cos \beta$ bzw. $U_0 \sin \beta$ und an der Antennenspitze die maximalen Werte $I_0 \cos \alpha$ bzw. $U_0 \sin \alpha$. Im Falle der ungeraden Eigenschwingungen der unbeschwerten Antenne ergibt dies an der Spitze $i = 0$, $u = U_0$ und im Fußpunkt $i = I_0$ und $u = 0$.

Die Wurzeln der Gl. (56) lassen sich graphisch bestimmen. Wir betrachten folgende für die Praxis wichtigen Fälle:

1. *Kapazitiv verkürzte Antenne.* Für diese ist $L_1 = C_1 = L_2 = 0$. Gl. (56) geht damit über in:

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{C_2}{C} \gamma. \quad (56a)$$

Die Wurzeln dieser Gleichung lassen sich aus den Schnittpunkten der beiden Kurven

$$y_1 = \operatorname{tg} \gamma \quad \text{und} \quad y_2 = -\frac{C_2}{C} \gamma$$

bestimmen. Dabei stellt, wie es Abb. 37 zeigt, die zweite Gleichung eine im zweiten Quadranten unter dem Winkel η gegen die Abszissenachse geneigte

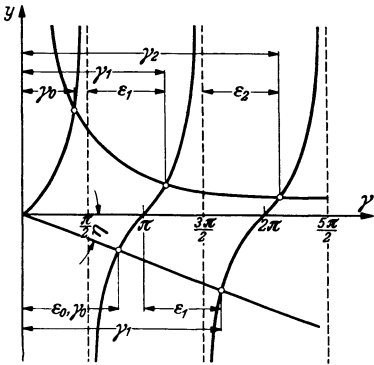


Abb. 37. Graphische Ermittlung der Eigenwellenlänge kapazitiv verkürzter Antennen.

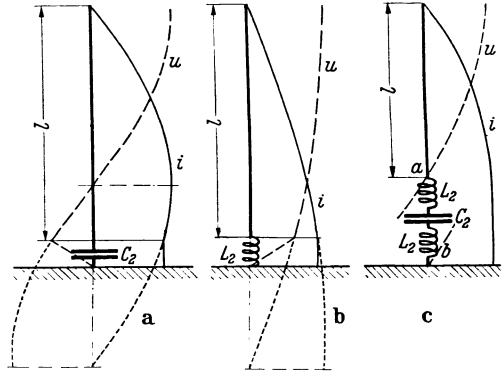


Abb. 38. Vertikalantenne a: mit Verkürzungskondensator; b: mit Verlängerungsspule; c: mit Serienschaltung von Spule und Kondensator.

Gerade dar, für die $\operatorname{tg} \eta = C_2/C$ ist. Den Schnittpunkten der beiden Kurven entsprechen die Abszissen:

$$\gamma_k = k\pi + \epsilon_k \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

Hieraus ergeben sich mittels der Gl. (54) die Eigenwellenlängen der durch C_2 verkürzten Linearantenne zu:

$$\lambda_k = \frac{2\pi l}{\gamma_k}$$

Da für $C_2 < \infty$ der Betrag von $\gamma_k > \pi/2$ ist, wird die Grundwelle der durch C_2 verkürzten Antenne kleiner als die der unbeschwerten Antenne gleicher Höhe. Dies erkennt man auch aus der Abb. 38a, die die Strom- und Spannungsverteilung bei der verkürzten Antenne wiedergibt. Strombauch und Spannungsknoten liegen jetzt nicht mehr am Fußpunkt der Antenne, sondern sind um so höher nach oben gerückt, je kleiner die Kapazität des Verkürzungskondensators ist.

2. Induktiv verlängerte Antenne. Für diese ist: $L_1 = C_1 = 0$, $C_2 = \infty$. Gl. (56) geht damit über in:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{L}{L_2 \gamma} \tag{56b}$$

Die Wurzeln dieser Gleichungen ergeben sich als Schnittpunkte der Kurven:

$$y_1 = \operatorname{tg} \gamma \quad \text{und} \quad y_2 = \frac{L}{L_2 \gamma}$$

Hiervon stellt die zweite Kurve eine im ersten Quadranten verlaufende gleichseitige Hyperbel dar; aus den Abszissen der Schnittpunkte beider Kurven ergeben sich wieder die Werte:

$$\gamma_k = k\pi + \epsilon_k \quad (\text{s. Abb. 37}).$$

Schreibt man Gl. (56b) in der Form

$$\operatorname{ctg} \gamma = \frac{L_2}{L} \gamma,$$

so erhält man für die graphische Bestimmung der Wurzeln γ_k die etwas einfachere Abb. 39. Die Wurzeln sind durch die Schnittpunkte der Kurven gegeben

$$y_1 = \operatorname{ctg} \gamma \quad \text{und} \quad y_2 = \frac{L_2}{L} \gamma,$$

wo jetzt die zweite Gleichung wieder eine Gerade mit dem Neigungswinkel η ($\operatorname{tg} \eta = L_2/L$) im ersten Quadranten darstellt. Solange $L_2 > 0$ und damit der Betrag von $\gamma_k < \pi/2$, wird die Grundwelle der durch L_2 verlängerten Antenne größer als die der völlig unbeschwerten Linearantenne gleicher Höhe. Strom- und Spannungsverteilung sind für die durch eine Spule verlängerte Antenne in Abb. 38b wiedergegeben. Strombauch und Spannungsknoten rücken dabei unter den Fußpunkt der Antenne herunter.

In den beiden Fällen, verkürzte bzw. verlängerte Linearantenne, sind die Oberschwingungen unharmonisch. Sie nähern sich aber mit wachsender Ordnungszahl der harmonischen Folge der Eigenschwingungen der Linearantenne, da für hohe Frequenzen der Verkürzungskondensator immer mehr als Kurzschluß wirkt, die Verlängerungsspule dagegen einen immer höheren induktiven Widerstand annimmt, der schließlich zu einer Trennung der Antenne vom Erdungspunkt führt.

3. Kapazität C_2 und Selbstinduktion L_2 in Reihenschaltung am unteren Ende der Antenne. Aus Gl. (56) ergibt sich, da $L_1 = C_1 = 0$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{1}{-\frac{C}{C_2 \gamma} + \frac{L_2 \gamma}{L}}, \quad (56c)$$

wofür wir auch schreiben können:

$$\operatorname{ctg} \gamma = \frac{L_2}{L} \gamma - \frac{C}{C_2 \gamma}.$$

Die Wurzeln dieser Gleichung sind die Abszissen der Schnittpunkte folgender beider Kurven:

$$y_1 = \operatorname{ctg} \gamma \quad \text{und} \quad y_2 = \frac{L_2}{L} \gamma - \frac{C}{C_2 \gamma},$$

von denen die zweite eine Hyperbel darstellt, deren Asymptoten die Y -Achse und eine unter dem Winkel η gegen die Abszissenachse geneigte Gerade darstellt, wobei $\operatorname{tg} \eta = \frac{L_2}{L} \gamma$ ist (s. Abb. 40). Setzen wir L_2 in Gl. (56c) gleich Null, so erhalten wir die Gl. (56a) und damit den Fall 1 der verkürzten Antenne; setzen wir $C_2 = \infty$, d. h. schließen wir den Kondensator C_2 kurz, so ergibt sich Gl. (56b), d. h. wir haben den Fall der nur mit einer Selbstinduktion beschwerten Antenne.

Wichtig ist noch die folgende Schaltung, bei der die verlängernde Wirkung der in die Antenne am Fußpunkt eingeschalteten Selbstinduktion durch eine damit in Reihe geschaltete Kapazität geeigneter Größe wieder aufgehoben wird. In diesem Fall erfährt der einfache Antennendraht keine Veränderung hinsichtlich der Strom- und Spannungsverteilung in der Grundschwingung, wie dies in Abb. 38c dargestellt ist. Dann lassen sich die Punkte a und b , also das untere Ende des linearen Luftleiters und der Erdungspunkt, miteinander verbinden,

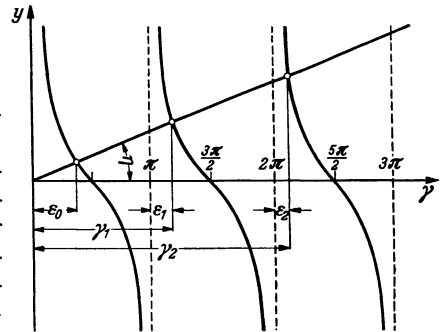


Abb. 39. Graphische Ermittlung der Eigenwellenlänge einer induktiv verlängerten Antenne.

ohne daß eine Änderung der elektrischen Verhältnisse eintritt; dies ist möglich, wenn die Eigenschwingung des aus L_2 und C_2 gebildeten Kreises mit der Grundschwingung des linearen Leiters übereinstimmt. Es muß also $4l = 2\pi\sqrt{L_2 \cdot C_2}$ sein. Um diese Bedingung zu erfüllen, muß die in Abb. 40 gezeichnete Hyperbel, deren Schnittpunkt mit der Abszisse entsprechend der Gl. $y_2 = 0 = \frac{L_2\gamma}{L} - \frac{C}{C_2\gamma}$ die

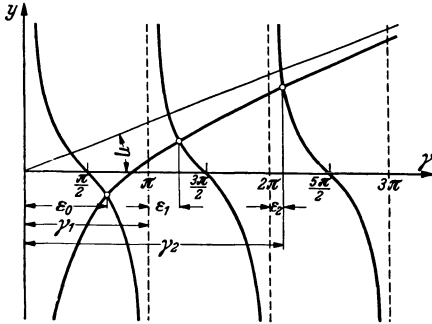


Abb. 40. Graphische Ermittlung der Eigenwellenlänge einer mit Kapazität und Selbstinduktion in Reihenschaltung versehenen Antenne.

Eigenfrequenz des aus L_2 und C_2 gebildeten Kreises darstellt (durch geeignete Wahl von L_2 und C_2) so verschoben werden, daß sie durch den Punkt $\gamma = \pi/2$ geht, denn dann ist gemäß Gl. (54) $\lambda = 4l$.

Die praktische Bedeutung dieser Schaltung liegt darin, daß die Schwingungsform der Antenne keine wesentliche Änderung erfährt, wenn irgendwelche Schaltungen zwischen die Punkte a und b im Nebenschluß eingefügt werden. Weiterhin liefert die Schaltung ein kleineres Dämpfungsdekrement des Luftleiters. Dies sieht man folgendermaßen ein: Das Dämpfungsdekrement läßt sich bekanntlich schreiben:

$$\vartheta_A = \frac{1}{152} \frac{C_A^{cm} \cdot R_s^{Ohm}}{\lambda^{cm}}$$

Da λ und R_s konstant bleiben [s. auch S. 38, Gl. (58)] und durch die Einfügung des Verkürzungskondensators C_2 die wirksame Kapazität der Antenne verkleinert wird, nimmt ϑ_A gegenüber dem vollkommen unbeschwerteten Luftleiter gleicher Länge ab. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß der wirksame Widerstand der eingeschalteten Spulen so klein ist, daß durch sie die Dämpfungsverminderung nicht wieder aufgehoben wird.

4. Am Fußpunkt der Antenne befindet sich ein aus L_2 und C_2 in Parallelschaltung bestehender Schwingungskreis (Abb. 41). Diese sog. Schwungradschaltung wurde früher häufig in der Empfangstechnik benutzt; heute wird sie bei den modernen Empfangsgeräten, die meist mit mehreren Zwischenkreisen arbeiten, nicht mehr angewandt, da durch sie die Gleichlaufabstimmung der Zwischenkreise sehr erschwert wird. Es ist $C_1 = L_1 = 0$. Man erhält dann für γ in ähnlicher Weise wie bisher die Gleichung:

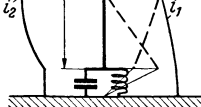


Abb. 41. Erregung einer Vertikalantenne durch einen geschlossenen Schwingungskreis.

$$\operatorname{tg} \gamma = -\frac{\gamma C_2}{C} + \frac{L}{L_2 \gamma}$$

Die Wurzeln dieser Gleichung ergeben sich aus den Schnittpunkten der Kurven:

$$\gamma_1 = \operatorname{tg} \gamma \quad \text{und} \quad \gamma_2 = \frac{L}{L_2 \gamma} - \frac{\gamma C_2}{C},$$

von denen die zweite eine Hyperbel darstellt, deren Asymptoten die $+Y$ -Achse und eine unter dem Winkel η ($\operatorname{tg} \eta = \gamma C_2 / C$) gegen die Abszissenachse geneigte Gerade darstellen (Abb. 42). Da die Schnittpunkte der beiden Kurven wieder den Abszissen

$$\gamma_k = k\pi + \varepsilon_k \quad k = 0, 1, 2, \dots$$

entsprechen, so finden wir für $k = 0$ (Grundschwingung) zwei Werte ε_I und ε_{II} und demnach auch zwei Werte γ_I und γ_{II} , d. h. die Anordnung ist zweiwellig

geworden. Wir vergleichen mit diesen Werten den Wert von γ_a , der aus dem Schnitt der Hyperbel mit der Abszisse folgt: $\gamma_a = \epsilon_a$ und durch die Gleichung $\frac{L}{\gamma_a L_2} = \frac{\gamma_a C_2}{C}$ bestimmt ist. Hieraus ergibt sich: $\gamma_a = \sqrt{\frac{LC}{L_2 C_2}}$ oder mit Bezug auf Gl. (54): $\omega_a = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$, d. h. γ_a entspricht der Eigenfrequenz des am Fußpunkt der Antenne eingeschalteten Schwingungskreises. Machen wir andererseits $C_2 = 0$, so geht γ_2 in $\gamma_2 = L/\gamma L_2$ über. Der Schnitt dieser Hyperbel (in Abb. 42 gestrichelt gezeichnet) mit $y_1 = \text{tg}\gamma$ liefert den Wert $\gamma'_a = \epsilon'_a$, der der Grundschwingung der nur mit L_2 beschwerten Antenne entspricht. Nun erkennt man aus der Abb. 42, daß

$$\epsilon_I < \epsilon'_a < \epsilon_a < \epsilon_{II}$$

oder was dasselbe

$$\gamma_I < \gamma'_a < \gamma_a < \gamma_{II}$$

ist. Man kann daher die beiden den Werten γ_I und γ_{II} bei der Schwungradschaltung der Antenne in der Grundschwingung entsprechenden Frequenzen als Kopplungsfrequenzen ansehen, die durch die Kopplung der nur mit einer Selbstinduktion L_2 versehenen Antenne (γ'_a) mit dem Schwingungskreis $L_2 C_2$ (γ_a) entstehen. In der Abb. 41 ist die Strom- und Spannungsverteilung (i_1, i_2 bzw. u_1, u_2) längs der Antenne für diese beiden Frequenzen eingezeichnet.

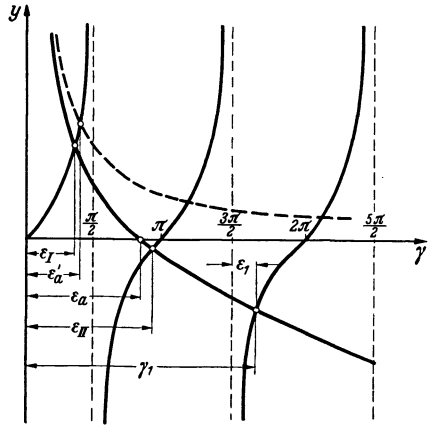


Abb. 42. Graphische Ermittlung der Eigenwellenlänge einer nach Abb. 41 geschalteten Antenne.

Wenn wir noch einmal die Gl. (56) uns ansehen, so erkennen wir, daß es bei konstanter Wellenlänge möglich ist, auf der Antenne lediglich durch Veränderung der Beschwerung eine verschiedenartige Verteilung von Strom bzw. Spannung und damit eine verschiedenartige Strahlungscharakteristik zu erzielen. Für die auf der beschwerten Antenne befindliche elektromagnetische Energie N läßt sich aus den Beziehungen

$$N = \frac{1}{2} \bar{L} \int_0^l i^2 dz + \frac{1}{2} L_2 i_{z=0}^2 + \frac{1}{2} L_1 i_{z=l}^2 = \frac{1}{2} \bar{C} \int_0^l u^2 dz + \frac{1}{2} C_2 u_2^2 + \frac{1}{2} C_1 u_1^2$$

unter Benutzung der Gl. (51) bis (55) als Mittelwert folgender Ausdruck herleiten:

$$N = \frac{1}{4} I_0^2 L \left[1 + \frac{\cos^2 \alpha}{\gamma} \left(\frac{L_1 \gamma}{L} + \frac{C}{C_1 \gamma} \right) + \frac{\cos^2 \beta}{\gamma} \left(\frac{L_2 \gamma}{L} + \frac{C}{C_2 \gamma} \right) \right]. \quad (57)$$

Für die unbeschwerte geerdete Vertikalantenne folgt daraus $N = \frac{1}{4} I_0^2 L$, was wir bereits auf S. 21 fanden. Die Gl. (57) zeigt, daß die Energie einer beschwerten Antenne bei gleichem maximalem Stromwert im Strombauch stets größer ist als im unbeschwerten Zustand. So kann z. B. die auf der Antenne aufgespeicherte Energie durch Vergrößern der Selbstinduktion L_2 am Fuß der Antenne erhöht werden. Damit sich dabei die Wellenlänge der Antenne und damit die Stromverteilung längs derselben nicht ändert, muß gleichzeitig C_2 so variiert werden, daß $\text{tg} \beta = \frac{C}{C_2 \gamma} - \frac{L_2 \gamma}{L} = \text{konst.}$ ist. Das bedeutet praktisch aber eine Verkleinerung des Antennendekrements — der Strahlungswiderstand bleibt wegen der erhaltenen Stromverteilung derselbe — und somit eine schärfere Abstimmung, also größere Selektivität der Antenne, worauf wir ja auf S. 37 schon hinwiesen.

Für den Strahlungswiderstand der beschwerten Antenne findet man, wenn man in Gl. (39) in das Integral für die Stromverteilung den Ausdruck (51) ein-

setzt und nach der im vorigen Abschnitt angegebenen Art und Weise weiterrechnet, die Gleichung¹:

$$R_S = 15 \sin 2\beta \{2Si2\gamma - Si4\gamma\} + 15 \cos 2\beta \{2Ci2\gamma - Ci4\gamma - \ln \gamma - E\} + 30 \left\{ \cos^2 \alpha \left(\frac{\sin 2\gamma}{2\gamma} - 1 \right) - Ci2\gamma + \ln \gamma + E + \ln 2 \right\}. \quad (58)$$

Hierin bedeutet wieder $\gamma = 2\pi l/\lambda$ und $\cos \alpha$ und $\cos \beta$ geben die Verhältnisse der Strom- bzw. Spannungsamplituden am oberen und unteren Ende der Antenne zu den maximalen Strom- bzw. Spannungsamplituden in einem Strom- bzw. Spannungsbauch an.

Aus der Gl. (58) ersieht man, daß der Strahlungswiderstand und damit auch die Strahlungscharakteristik nicht nur von der Wellenlänge, die die Antenne aussendet, abhängt, sondern vor allem durch die Art der Stromverteilung längs des Luftleiters bedingt ist, die sich, wie bereits mehrfach erwähnt wurde, durch die Art der Beschwerung ändern läßt.

Wir betrachten den Spezialfall, daß die emittierte Wellenlänge groß gegen die Höhe der Antenne ist, und daß die Antenne nur am oberen Ende mit einer sehr großen Kapazität beschwert ist (z. B. Schirmantenne). Da am Fußpunkt der Antenne keinerlei Beschwerung vorhanden sein soll, ist $\beta = 0$ und $\alpha = \gamma$. Da $\lambda \gg l$ ist, ist γ wegen (54) eine kleine Größe; dadurch geht Gl. (58) in die Form über:

$$R_S = 15E + 30 \ln 2 + 15 \ln \gamma - 15 Ci4\gamma + 30 \cos^2 \gamma \left(\frac{\sin 2\gamma}{2\gamma} - 1 \right).$$

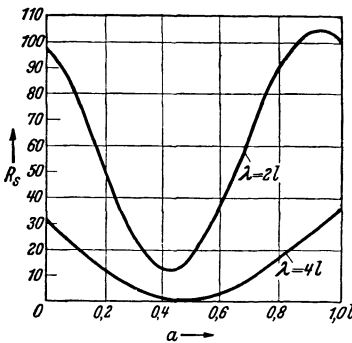


Abb. 43. Abhängigkeit des Strahlungswiderstandes R_S von der Stromverteilung auf der Antenne; a = Höhe, in der sich der Stromknoten befindet (nach B. VAN DER POL.)

Da für $\gamma < 1$:

$$Ci\gamma = E + \ln \gamma - \frac{\gamma^2}{2 \cdot 2!} + \frac{\gamma^4}{4 \cdot 4!} - \frac{\gamma^6}{6 \cdot 6!} + \dots,$$

folgt nach Entwicklung der übrigen Funktionen von γ :

$$R_S = 40\gamma^2 - 16\gamma^4 + \frac{200}{63}\gamma^6.$$

Vernachlässigt man in der Reihenentwicklung die Glieder von γ , deren Potenz höher als 2 ist, so ist:

$$R_S = 40\gamma^2 = 160\pi^2 \frac{l^2}{\lambda^2},$$

und wir haben die auf S. 13 schon mitgeteilte RÜDENBERGSche Formel für den Strahlungswiderstand des ABRAHAMSSchen Erregers, dessen Länge l gegen λ so klein sein soll, daß die Stromverteilung als quasistationär zu betrachten ist.

Um zu zeigen, daß bei der beschwerten Antenne für eine konstante Wellenlänge der Strahlungswiderstand von der Stromverteilung entscheidend beeinflusst wird, ist in Abb. 43 der Strahlungswiderstand in Abhängigkeit von der Höhe a dargestellt, in der sich auf der Antenne der Stromknoten befindet, und zwar für die beiden Fälle $\lambda = 4l$ (Grundschwingung) und $\lambda = 2l$ (2. Oberschwingung). Im letzteren Fall hat z. B. der Strahlungswiderstand ein Minimum (11,96 Ohm), wenn sich der Stromknoten in 42,7% der Antennenhöhe vom Boden aus befindet und ein Maximum, wenn der Stromknoten 92,7% der Antennenhöhe über dem Boden liegt. Etwas Ähnliches ergibt sich für den Fall, daß $\lambda = 4l$ ist, die Antenne also in einer Viertelwellenlänge schwingt. Liegt am oberen Ende ein Stromknoten (Marconiantenne), so erreicht der Strahlungswiderstand den

¹ Die ausführliche Rechnung siehe bei [2I].

maximalen Betrag von 36,6 Ohm; liegt dagegen an der Antennenspitze ein Strombauch und am Antennenfuß ein Stromknoten, was sich angenähert durch eine große Kapazität an der Antennenspitze (z. B. Schirmantenne) und eine sehr kleine Kapazität am unteren Ende der Antenne erreichen läßt, so ist R_s nur 32,2 Ohm. Liegt dagegen der Stromknoten in der Mitte der Antenne, so ist die Strahlung in diesem Fall praktisch Null.

Für die unter dem Winkel ϑ gegen die Antennenrichtung durch die Einheitsfläche in der Entfernung r hindurchtretende Strahlungsenergie einer beschwerten Antenne erhält man in Analogie zur Gl. (46) den Ausdruck:

$$dN_s = \frac{cI_0^2}{2\pi r^2 \sin^2 \vartheta} [\sin \beta + \cos(\gamma \cos \vartheta) \sin \alpha - \cos \vartheta \sin(\gamma \cos \vartheta) \cos \alpha]^2, \quad (59)$$

der es ermöglicht, die Strahlungscharakteristik einer beschwerten Antenne zu berechnen. Für den Effektivwert der elektrischen Feldstärke ergibt sich entsprechend

$$\mathcal{E}_{\vartheta \text{eff}} = \frac{60I_{\text{eff}}}{r \sin \vartheta} [\sin \beta + \cos(\gamma \cos \vartheta) \sin \alpha - \cos \vartheta \sin(\gamma \cos \vartheta) \cos \alpha]. \quad (59a)$$

Für die unbeschwerte Antenne ist $\beta = 0$ und nach Gl. (55) $\alpha = \gamma$, so daß Gl. (59) in Gl. (46) und Gl. (59a) in Gl. (41) übergeht. In Abb. 44 sind für eine geerdete Antenne von der Höhe $h = \lambda/4$ zwei Strahlungscharakteristiken für den Winkelbereich $\vartheta = 0^\circ$ bis $\vartheta = 90^\circ$ eingezeichnet, und zwar bezieht sich die Kurve *a* auf die völlig unbeschwerte Antenne mit dem Strombauch am unteren Ende (Marconiantenne), für die $\beta = 0^\circ$ und somit $\alpha = \gamma$ ist. Die Kurve *b* betrifft den Fall, daß sich durch Anbringung einer großen Kapazität an der Antennenspitze und einer kleinen am unteren Ende der Strombauch nach dem oberen Ende der Antenne verschiebt, so daß $\beta = 90^\circ$ und $\alpha = \gamma - 90^\circ$ wird. Entsprechend den aus Abb. 43 zu entnehmenden Werten des Strahlungswiderstandes für diese beiden Fälle ist im Fall *a* die Gesamtstrahlung größer als im Fall *b*. In der Abb. 45 ist dann noch für eine am unteren Ende durch eine Selbstinduktion beschwerte Antenne der Länge $l = \frac{1}{4}\lambda$ die Strahlungscharakteristik wiedergegeben, bei der die maximale Strahlung unter $\vartheta = 90^\circ$ in einem schmalen Winkelbereich parallel zur Erdoberfläche erfolgt.

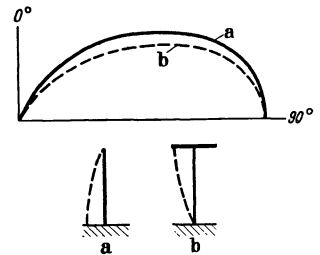


Abb. 44. Veränderung der vertikalen Strahlungscharakteristik ($dN_s = f(\vartheta)$) mit der Stromverteilung auf der Antenne.

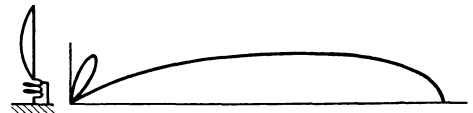


Abb. 45. Vertikales Strahlungsdiagramm einer am unteren Ende durch eine Selbstinduktion beschwerten Antenne der Länge $l = \frac{1}{4}\lambda$.

7. Verschiedene Antennenausführungen für ungerichtetes Senden.

Bei der Planung einer Sendeanlage ist im allgemeinen von Fall zu Fall die Berechnung der günstigsten Antennenform notwendig. Eine der ersten Forderungen wird stets sein, die Verluste in der Antennenanlage so gering wie möglich zu halten, d. h. den Wirkungsgrad der Anlage, der nach S. 3 durch das Verhältnis der ausgestrahlten Energie zu der der Antenne vom Hochfrequenzgenerator zugeführten Energie gegeben ist, so groß wie möglich zu machen. Mit anderen Worten: es müssen die Verlustwiderstände in der Antennenanlage so klein wie möglich gehalten werden. Verluste können auftreten in den OHMSCHEN Widerständen der Antennendrähte und Zuleitungen, an Stellen schlechter Isolation und ferner in erheblichem Maße in der Erdungsanlage (auf diesen letzten Punkt wird auf S. 44 noch näher eingegangen). Hinzu kommen Verluste durch Glimm-

und Sprühererscheinungen, die überall da auftreten, wo die elektrischen Feldstärken Werte annehmen, die sich der Durchschlagsfestigkeit der Luft nähern. Daher sind scharfe Knicke und Spitzen in den Drahtführungen zu vermeiden und Isolatoren mit Sprühschutzvorrichtungen zu verwenden.

Eine besondere Rolle spielen diejenigen Verluste, die in den eisernen Haltemasten sowie in den Abspannseilen und ganz allgemein in benachbarten Metallmassen dadurch entstehen, daß von der Antenne in diesen Leitern hochfrequente Ströme induziert werden. Es ist daher darauf zu achten, daß sich in den der Antenne benachbarten Leitern keine Resonanzschwingungen ausbilden können, was sich durch geeignete Unterteilung der Leiter erreichen läßt. Aber auch dann können beim aperiodischen Mitschwingen der Leiter noch Verluste auftreten, die maximale Werte erreichen, wenn die rein OHmschen Widerstände der mitschwingenden Leiter gleich dem Werte $(\omega L - 1/\omega C)$ des betreffenden Gebildes sind. Es ist also auch dieser Zustand tunlichst zu vermeiden.

Eine weitere Frage ist, wie die effektive Höhe der Antenne zu wählen ist. Die Leistungsfähigkeit der Sendeanlage, die durch die Meteramperezahl gegeben ist, kann entweder mit einer niedrigen Antenne und großer Antennenstromstärke, also großer elektrischer Leistung oder mit einer hohen Antenne und einer geringeren Antennenstromstärke, also kleinerer elektrischer Leistung erreicht werden, vorausgesetzt, daß in beiden Fällen die Gesamtwiderstände des Antennenkreises gleich sind. Während man bei beweglichen, fahrbaren oder tragbaren Stationen von vornherein in der Höhe der Antennenanlage beschränkt ist, ist bei ortsfesten Stationen die Frage der Aufbaukosten wohl in erster Linie entscheidend. Da die Anlagekosten für die Antenne ungefähr proportional mit dem Quadrat der Antennenhöhe ansteigen, die Kosten der Hochfrequenzgeneratoranlage bei einer gegebenen Meteramperezahl aber mit zunehmender Effektivhöhe der Antenne kleiner werden, ergibt sich für eine bestimmte Antennenhöhe ein Maximum der Baukosten. Zu diesen allgemeinen Fragen kommt dann bezüglich der Wahl der richtigen Antennenhöhe noch hinzu, ob die Anlage nur mit einer Wellenlänge arbeiten oder für einen größeren Wellenlängenbereich betriebsfähig sein soll. Die kleinste Wellenlänge soll möglichst ohne Einschaltung eines Verkürzungskondensators und die längste Wellenlänge mit möglichst geringer Zusatzselbstinduktion herstellbar sein.

Eine sehr häufig bei Großstationen sowie auf Schiffen auch heute noch benutzte Antennenform ist die *T-Antenne* oder auch *Schiffsantenne* genannt. Diese Antennenform besteht, wie die Abb. 46 zeigt, aus einem vertikal nach oben geführten Teil *a* und einem zweiten horizontal verlaufenden Drahtgebilde *b*, das aus einem oder mehreren parallel zueinander gespannten Drähten besteht. Die Eigenschaft dieser Antenne kommt dem eines geschlossenen Kreises am nächsten. Durch die an der Antennenspitze angebrachte große Kapazität des horizontalen Drahtgebildes ist die Stromverteilung im vertikalen Teil annähernd gleichförmig (Abb. 47). Infolgedessen ist die wirksame Höhe $h_{\text{eff}} \cong h$ und der Antennenformfaktor $\alpha \cong 1$. Die wirksame Stromfläche ist, wie es die Abb. 47 zeigt, in erster Annäherung ein Rechteck. Die Eigenwellenlänge der *T-Antenne* läßt sich aus der Reihenschaltung der im vertikalen Teil enthaltenen Selbstinduktion und der Kapazität des horizontalen Teiles gegen Erde berechnen. Da die Selbstinduktion eines geraden Drahtes (s. S. 23) außer von der Länge auch noch vom Drahtdurchmesser abhängt, kann man bei gegebener Höhe der Antenne die wirksame Selbstinduktion und damit bei gegebener Antennengröße die Eigenwelle dadurch verkürzen, daß man eine vertikale Zuleitung mit großem Querschnitt verwendet. Da bekanntlich die Hochfrequenzströme nur im äußeren Leiterquerschnitt fließen, läßt sich die Verminderung der Selbstinduktion durch

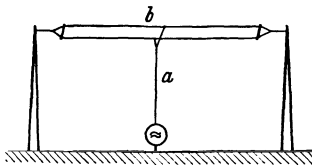
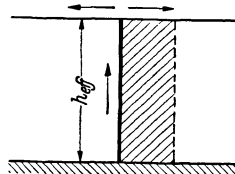
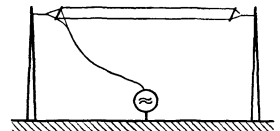
eine reußenförmige Ausbildung des senkrechten Antennenteiles erreichen. So beträgt z. B. die Selbstinduktion einer 50 m hohen Antennenzuführung von 0,4 cm Durchmesser 108200 cm. Ersetzt man den einfachen Draht durch eine aus mehreren Drähten bestehende Reuße von 40 cm Durchmesser, so geht die Selbstinduktion auf rund 62150 cm herunter.

Der Strahlungswiderstand der T -Antenne ergibt sich zu

$$R_{ST} = 160\pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2$$

und ist also identisch mit dem Wert, den wir für den ABRAHAMSCHEM Erreger auf S. 13 fanden. In beiden Fällen ist eine gleichförmige Stromverteilung Voraussetzung.

Verlegt man die vertikale Antennenzuführung aus der Mitte an das Ende des horizontalen Teiles, so erhält man die in Abb. 48 dargestellte L -Antenne,

Abb. 46. T - oder Schiffsantenne.Abb. 47. Wirksame Höhe und Stromfläche einer T -Antenne.Abb. 48. L -Antenne.

deren elektrische Daten im wesentlichen mit der T -Antenne übereinstimmen. Wirft man die Frage auf, ob eine T -Antenne oder eine einfache Marconiantenne gleicher Höhe eine bessere Strahlungsleistung ergibt, so findet man bei ungedämpfter Anregung für beide Antennen den gleichen Wert, wenn man beide Antennen mit dem Höchstwert der Spannung belastet, den die Antennenisolation noch aushält. Nennen wir die Höhe der beiden Antennenarten h , ihre Eigenschwingungen λ_l und λ_T , wobei die Indizes l bzw. T die lineare bzw. die T -Antenne bedeuten, so ist das Verhältnis der Strahlungswiderstände durch die Beziehung gegeben:

$$\frac{R_{Sl}}{R_{ST}} = \frac{160\pi^2 \left(\frac{2}{\pi} h\right)^2}{\lambda_l^2} \cdot \frac{\lambda_T^2}{160\pi^2 h^2} = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\lambda_T}{\lambda_l}\right)^2.$$

Bezeichnen i_l bzw. i_T die Effektivströme, I_{0l} bzw. I_{0T} sowie $U_{0l} = U_{0T} = U_0$ die maximalen Werte von Strom und Spannung, so gilt:

$$\frac{i_l^2}{i_T^2} = \frac{\frac{I_{0l}^2}{2}}{\frac{I_{0T}^2}{2}} = \frac{U_0^2 C_{Al}}{L_{Al}} \cdot \frac{L_{AT}}{U_0^2 C_{AT}}.$$

Da $L_{Al} \cong L_{AT}$ ist, ist auch

$$\frac{i_l^2}{i_T^2} = \frac{C_{Al}}{C_{AT}}$$

und folglich wird:

$$\frac{N_{Sl}}{N_{ST}} = \frac{i_l^2 R_{Sl}}{i_T^2 R_{ST}} = \frac{C_{Al}}{C_{AT}} \cdot \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\lambda_T}{\lambda_l}\right)^2.$$

Da $\lambda_l = 4\sqrt{L_{Al} \cdot C_{Al}}$ und $\lambda_T = 2\pi\sqrt{C_{AT} \cdot L_{AT}}$ ist, wird damit:

$$\frac{N_{Sl}}{N_{ST}} = 1.$$

Erregt man dagegen die Antennen mit gedämpften Schwingungen, so verschiebt

sich das Resultat zugunsten der T -Antenne. Das Verhältnis der Ladungsenergien pro Sekunde ist bei Aufladung auf gleiche Spannung:

$$\frac{N_I}{N_T} = \frac{a U_0^2 C_{AI}}{4} \cdot \frac{2}{a U_0^2 C_{AT}} = \frac{1}{2} \frac{C_{AI}}{C_{AT}} \quad a = \text{Anzahl der Funken in der Sek.}$$

Unter der Annahme, daß bei beiden Antennen der gleiche prozentuale Anteil in Strahlungsenergie umgesetzt wird, folgt daraus:

$$\frac{N_{SI}}{N_{ST}} = \frac{1}{2} \frac{C_{AI}}{C_{AT}}.$$

Da C_{AT} ein Vielfaches größer als C_{AI} ist, ergibt sich für gedämpfte Schwingungen die Überlegenheit der T -Antenne.

Bei diesen Betrachtungen wurde die Annahme gemacht, daß jede der beiden gleich hohen Antennen in ihrer Eigenschwingung erregt wurde. Häufiger wird der Fall auftreten, daß die Wellenlänge vorgeschrieben ist, d. h. es sollen beide Antennen mit der gleichen Wellenlänge arbeiten. Man sieht sofort ein, daß dann die T -Antenne wesentlich günstiger abschneidet. Für $\lambda_I = \lambda_T$ wird $\frac{R_{ST}}{R_{SI}} = \frac{\pi^2}{4}$ und schließlich $N_{ST} = N_{SI} \cdot \frac{\pi^2}{4} \frac{C_{AT}}{C_{AI}}$. Da $C_{AT} \gg C_{AI}$ ist, wird auch $N_{ST} \gg N_{SI}$.

Eine bei fahrbaren Stationen sehr viel benutzte Antennenform ist die *Schirmantenne*, die aus einem senkrecht nach oben geführten Teil (Zuleitung) besteht, von dessen oberem Ende gleichmäßig nach allen Seiten Drähte in Schirmform ausgespannt sind. Wir bezeichnen nach Abb. 49 die gesamte Höhe der Antenne mit h , die Höhe des unteren Endes der Schirmdrähte über dem Erdboden mit a' . Da die Ströme in den Schirmdrähten und in dem senkrechten Teil entgegengesetzte Richtung haben, ergibt sich als Stromfläche der in Abb. 49 schraffiert gezeichnete Teil, der kleiner als der einer T -Antenne gleicher Höhe ist. Für die effektive Höhe der Schirmantenne erhält man die Gleichung:

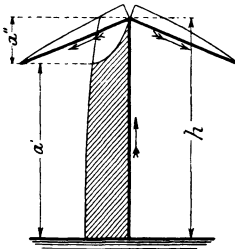


Abb. 49. Stromverteilung und wirksame Stromflächen einer Schirmantenne.

$$h_{\text{eff}} \cong a' + \frac{a''}{3},$$

wobei $a'' = h - a'$ ist. Der Antennenformfaktor ergibt sich daraus zu

$$\alpha = \frac{a' + \frac{a''}{3}}{h}.$$

Der Strahlungswiderstand ist:

$$R_S = 160 \pi^2 \left(\frac{h_{\text{eff}}}{\lambda} \right)^2.$$

Als Beispiel sei die frühere Antennenanlage der Großstation Eilvесе angeführt. Der Mittelmast ist 250 m hoch; von seinem oberen Ende führen die Schirmdrähte nach mehreren 140 m hohen Masten. Es ist demnach $h = 250$ m, $h' = 140$ m und damit die Effektivhöhe $h_{\text{eff}} = 177$ m und der Antennenformfaktor $\alpha = 0,7$. Für eine Betriebswellenlänge von 7200 m ergibt sich daraus ein Strahlungswiderstand von annähernd 1 Ohm.

Weitere verschiedentlich bei Großanlagen benutzte Antennenanordnungen sind die *Konus-* bzw. *Doppelkonusantenne*, die in Abb. 50a und b dargestellt sind. Bei beiden Antennenformen fließen die Ströme in den Antennendrähten im Gegensatz zur Schirmantenne an keiner Stelle in entgegengesetzter Richtung. Beiden Antennen ist aber trotzdem eine verhältnismäßig kleine Strahlungsleistung gemeinsam, da ein großer Teil der Kraftlinien insbesondere von den unteren Antennendrähten direkt nach der Erde verläuft und sich deshalb schlecht

abschnürt. Die wirksame Eigenkapazität beider Antennen ist groß, während ihre Selbstinduktion wegen der Parallelschaltung der nach oben führenden Drähte klein ist. Diese Antennen eignen sich wegen ihrer verhältnismäßig kleinen Eigenschwingung zur Ausstrahlung kürzerer Wellen. Ihre effektive Höhe liegt je nach der Dimensionierung in der Größenordnung von 0,6 bis 0,7 h . Ein Nachteil dieser Antennengebilde ist der komplizierte Aufbau, der z. B. bei der Einfachkonusantenne mindestens drei Masten zum Halten und Abspannen erfordert.

Als letzte Form erwähnen wir noch die *Fächer- oder Harfenantenne* (Abb. 51), die aus einer großen Zahl in

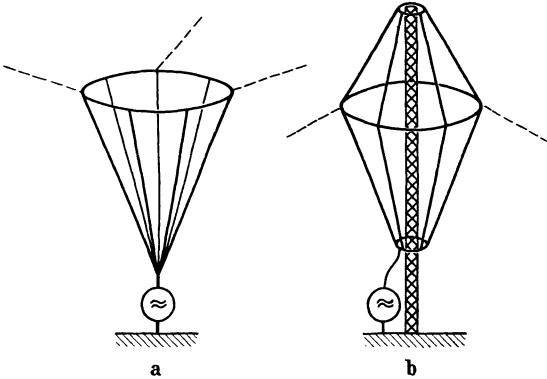


Abb. 50. Konus- (a) und Doppelkonusantenne (b).

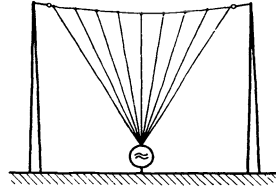


Abb. 51. Fächerantenne.

einer Ebene fächerartig nach oben geführter Drähte besteht. Die Eigenkapazität ist, wie man leicht einsieht,

wesentlich kleiner als bei den vorher besprochenen Konusantennen; ihr Strahlungswiderstand ist dagegen etwas höher.

Außer diesen Antennenformen gibt es noch alle möglichen anderen Antennen Ausführungen, die zum Teil durch Kombination der hier besprochenen Formen gebildet werden. Zu einer raschen angenäherten Ermittlung der Eigenwellenlänge der am meisten gebrauchten Antennen sind in der folgenden Tabelle die von A. MEISSNER [24] angegebenen Beziehungen zwischen der Eigenwellenlänge λ_A und der Länge der längsten Strombahn l_i , vom Antennenfußpunkt an gerechnet, angegeben:

Gerader Draht	$\lambda_A = 4,1 l_i$
Gerader Draht gegen den Boden geneigt	$\lambda_A = 4,2 l_i$
Gerader Draht 1 m über dem Erdboden.	$\lambda_A = 5 l_i$
T-Antenne schmal	$\lambda_A = 4,5 l_i \div 5 l_i$
T-Antenne breit	$\lambda_A = 5 l_i \div 7 l_i$
T-Antenne, Breite b , Höhe $b/2 \div b/3$	$\lambda_A = 9 l_i \div 10 l_i$
Schirmantenne je nach Drahtzahl	$\lambda_A = 6 l_i \div 8 l_i$
Schirmantenne mit großer Drahtzahl	$\lambda_A = 8 l_i \div 10 l_i$

Daß im Falle des senkrecht auf der Erdoberfläche errichteten Drahtes der Faktor 4,1 an Stelle des auf S. 23 gefundenen Wertes 4 auftritt, liegt daran, daß hier die geringe Änderung der Kapazität und Selbstinduktion des Luftleiters mit wachsendem Abstand von der Erdoberfläche berücksichtigt wurde, was eine nicht streng sinusförmige Spannung und Stromverteilung zur Folge hat.

Schließlich bleibt uns noch übrig, auf die gebräuchlichste Form der *Luftschiff- und Flugzeugschleppantenne* einzugehen. Sie besteht für den Langwellenverkehr aus einem herabhängenden Draht, der an seinem Ende durch ein eiförmiges Eisengewicht beschwert ist. Während des Fluges hat dann die Antenne die in Abb. 52 durch die Linie I wiedergegebene Form. Für die in der Praxis normalen Antennenlängen von 70 m ergibt sich nach der auf S. 31 besprochenen Konstruktion eine vertikale Effektivhöhe von nur 8,5 m. Durch Umformung dieser annähernd gestreckten Antenne in eine Art L-Antenne läßt sich die effektive

Höhe nicht unbeträchtlich erhöhen [23]. Praktisch ist dies dadurch möglich, daß der vom Flugzeug abgehende Draht *a* durch ein schweres windschnittiges Gewicht *G* (Abb. 52) belastet wird, an das sich dann ein weiteres Drahtstück *b* anschließt, das durch einen kleinen am Ende befestigten Streckkörper *S* während der Fahrt möglichst horizontal gespannt wird. In Abb. 53 ist für diesen Fall die Konstruk-

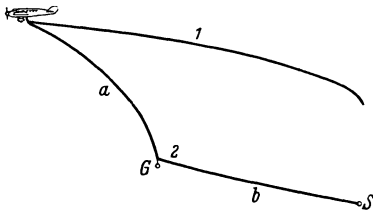


Abb. 52. Flugzeugschleppantenne, normale Form (1) und L-Form (2).

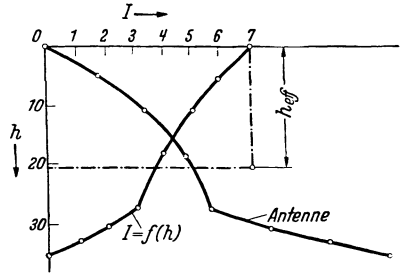


Abb. 53. Graphische Bestimmung der effektiven Höhe der L-Flugzeugschleppantenne.

tion der vertikalen Effektivhöhe nach dem Verfahren von S. 31 wiedergegeben. Bei einer Antenne mit den Abmessungen $a = 40$, $b = 70$ m ergibt sich $h_{eff} = 20,1$ m und bei $a = 40$ m und $b = 50$ m sogar $h_{eff} = 23,4$ m. Über Strahlungsmessungen an solchen Antennen siehe [23, 25].

8. Die Erdung der Antennenanlage und der Einfluß der Leitfähigkeit der Erde auf die Strahlung.

Ein sehr wichtiger Punkt bei auf der Erdoberfläche errichteten Antennen ist die Frage der richtigen Erdung. Wie wir bereits auf S. 3 andeuteten, ist der Wirkungsgrad einer Antennenanlage durch die Beziehung gegeben:

$$\eta_A = \frac{R_s}{R_A},$$

worin R_s den Strahlungswiderstand und R_A den gesamten Wirkwiderstand der Antennenanlage bedeuten. Der Gesamtwiderstand R_A enthält neben dem Strahlungswiderstand die Verlustwiderstände in Antenne und Abstimmittel sowie den Erdwiderstand. Während sich die Verluste in der Antenne selbst und in den Abstimmgeräten durch günstigen Aufbau und durch Verwendung hochwertiger Leitungsmaterials und gute verlustfreie Isolationsmittel auf einen sehr kleinen Wert herunterdrücken lassen, müssen zur Verkleinerung des Erdwiderstandes infolge der schlechten Leitfähigkeit des Erdbodens besondere Maßnahmen ergriffen werden. Da z. B. der Strahlungswiderstand von Langwellenantennen ($\lambda \geq 5$ km) infolge der geringen effektiven Höhe derartiger Antennen meistens nur in der Größenordnung von 1 Ohm und darunter liegt (s. das Beispiel auf S. 42), so muß der Verlustwiderstand der Antenne und damit in erster Linie der Erdungswiderstand auf einen möglichst geringen Wert gebracht werden, damit der Nutzeffekt der ganzen Anlage einen brauchbaren Wert annimmt. Als Beispiel für die Verteilung der einzelnen Widerstandsgrößen bei einer Langwellenanlage seien die Verhältnisse der früheren französischen Großstation St. Assise angeführt, die mit einer Wellenlänge von 14500 m arbeitete und eine wirksame Antennenhöhe von 155 m hatte. Bei dieser Anlage war:

Strahlungswiderstand	0,19 Ohm	}	Wirkungsgrad $\eta_A = \frac{0,19}{0,54} = 0,35$
Widerstand der Abstimpfpulen	0,10 „		
„ „ Antennendrähte	0,05 „		
„ „ Erde u. Erdleitung	0,20 „		
Gesamtwiderstand der Anlage	0,54 Ohm		

Etwas günstiger liegen die Verhältnisse bei Stationen mit Wellenlängen zwischen 1000 und 5000 m; hier ergeben sich immerhin Strahlungswiderstände in der Größenordnung von 10 Ohm.

In der Abb. 54a ist eine an ihrem Fußpunkt geerdete Antenne gezeichnet. Die von der Antenne ausgehenden elektrischen Kraftlinien enden in mehr oder weniger großer Entfernung auf der Erdoberfläche; dies führt zur Ausbildung von Hochfrequenzströmen in dem Erdboden, die in der gezeichneten Weise nach der Erdungsstelle der Antenne fließen. Der durch die schlechte Leitfähigkeit des Bodens bedingte Energieverlust ist außer von der Leitfähigkeit des Bodens

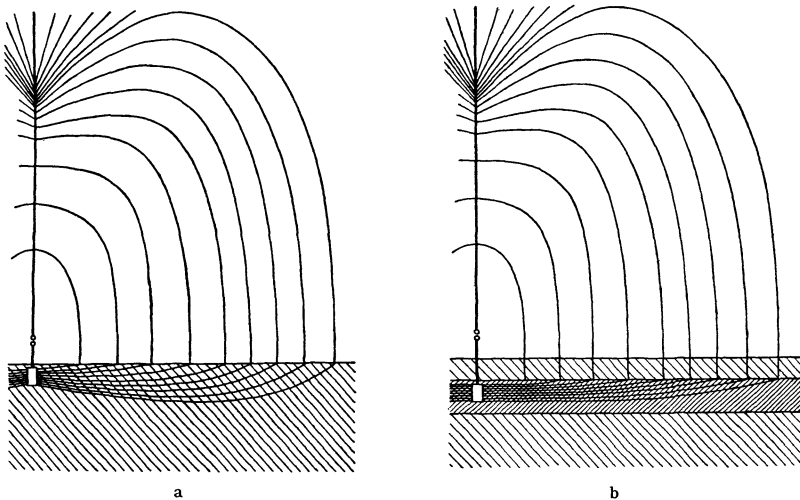


Abb. 54. Verlauf der elektrischen Kraftlinien einer Vertikalantenne bei schlechter Bodenleitfähigkeit (a) und bei gut leitender Grundwasserschicht dicht unter der Erdoberfläche (b).

auch von der Antennenform, d. h. dem Verlauf des Kraftlinienfeldes und von der Frequenz des Stromes abhängig [26]. Um die Erdverluste klein zu halten, muß man die Strombahnen im Erdboden möglichst kurz und die Stromdichte durch eine gleichmäßige Verteilung des Stromflusses so klein wie möglich machen. So verhalten sich runde oder vieleckige Antennenanlagen (z. B. Schirmantenne) mit Zuleitung und Erdung im Mittelpunkt günstiger als schmale und langgestreckte Anordnungen (*T*-Antenne) besonders dann, wenn bei letzteren die Zuleitung und Erdung an einem Ende liegt (*L*-Antenne). In der folgenden Tabelle sind die für qualitative Überlegungen gültigen Werte des Leitvermögens σ und der Dielektrizitätskonstanten ϵ für Wasser und Erdboden angegeben (nach [7]):

	σ	ϵ
Seewasser	$1-5 \cdot 10^{-11}$ cgs	80
Süßwasser.	$10 \cdot 10^{-14}$	80
nasser Boden.	$10^{-13}-10^{-14}$	5-15
trockener Boden.	10^{-15}	2-6

Zum Vergleich sei die Leitfähigkeit von Kupfer gleich $5,9 \cdot 10^{-4}$ cgs angeführt.

Die idealste Erdung einer Antenne liegt bei Schiffen mit metallischem Schiffskörper vor, wenn letzterer als Erdungsanschluß benutzt wird. Bei Landstationen liegen die Verhältnisse dort am günstigsten, wo hochstehendes Grundwasser vorhanden ist. So zeigt die Abb. 54b den Verlauf der Erdströme bei Vorhandensein einer gut leitenden Grundwasserschicht in geringer Tiefe unter einer schlecht leitenden Oberflächenschicht. Zum Unterschied gegen Abb. 54a verlaufen die

Erdströme in der Hauptsache in der gut leitenden Grundwasserzone und nur zum kleinen Teil im Erdboden selbst.

Um von dem energieverzehrenden Einfluß der Erdströme möglichst frei zu kommen und von der wechselnden Leitfähigkeit des Erdbodens bei trockenem oder feuchtem Wetter unabhängig zu sein, ersetzt man die schlecht leitenden Stromwege in der Erde durch gut leitende Strombahnen, indem man vom Fußpunkt der Antenne strahlenförmig eine große Anzahl Metalldrähte in geringer Tiefe von 25 bis 50 cm als sog. *Erdnetz* in die Erde eingräbt. Dabei ist zu beachten, daß dieses Erdnetz allseitig über die Projektion der Antennenfläche mindestens um die wirksame Antennenhöhe hinausragt, damit auch die weiter außen zur Erde verlaufenden Kraftlinien erfaßt werden, und daß der Abstand der Erddrähte voneinander nicht größer als $\frac{1}{10}$ der Effektivhöhe der Antenne ist.

Aber selbst bei einem genügend dichten und hinreichend ausgedehnten Erdnetz treten außer den Kupferverlusten in den Drähten und den Energieverlusten in der dünnen darüberliegenden Erdschicht bei größerer Leitfähigkeit des Erdbodens noch weitere Verluste durch Erdströme auf, die sich folgendermaßen erklären lassen. Die Erdungsanlage besteht ja aus einer Parallelschaltung einer Reihe von Strombahnen mit guter Leitfähigkeit, aber geringem Querschnitt und großer Selbstinduktion, den Drähten, und Strombahnen sehr schlechter Leitfähigkeit mit großem Querschnitt und praktisch ohne Selbstinduktion in dem Erdboden selbst. Auf beide Strombahnen werden sich die Ströme verteilen, und zwar um so mehr auf den Erdboden, je besser seine Leitfähigkeit und je höher die Frequenz ist, so daß bei einem Erdnetz die Verluste am kleinsten sind, wenn der Erdboden sehr schlecht leitet. Hinzu kommt, daß die in den Erdleitungen fließenden Hochfrequenzströme in den benachbarten Erdschichten Wirbelstromverluste bedingen, die mit steigender Stromstärke in den Drähten zunehmen. Aus diesem Grunde führt man häufig vom Fußpunkt der Antenne, wo die resultierende Stromstärke in den Drähten des Erdnetzes am größten ist, die Drähte des Erdnetzes zunächst über eine gewisse Strecke in geringer Höhe isoliert über den Erdboden, um sie erst dann in den Erdboden eintreten zu lassen. Die Praxis hat gezeigt, daß eine gleiche Drahtdichte des oberirdischen sowie des eingegrabenen Teiles des Erdnetzes die beste Wirkung ergibt.

Hieraus hat sich eine bei Großstationen öfters benutzte Art der Erdung die sog. *Mehrfacherdung* entwickelt, wie sie z. B. von GOLDSCHMIDT als *Krallen-* oder *Sternerde* und von A. MEISSNER [27] als *Mehrfachringerde* ausgebildet wurde. Bei der ersteren führen vom Fußpunkt der Antenne eine Anzahl oberirdisch geführter Leitungen zu entsprechend vielen Einzelerdungsstellen, die alle gleich weit vom Antennenfußpunkt liegen und von einer Reihe sternförmig auseinanderlaufender Erddrähte gebildet werden. Da alle n Erden gleich ausgeführt sind, führen sie den gleichen Stromanteil i/n , wenn i der Antennengestrom ist.

MEISSNER ordnet um den Fußpunkt der Antenne mehrere Ringe von Einzelerden an, wobei er von dem Gedanken ausgeht, den Strom möglichst dort aus der Erde herauszunehmen, wo der von der Antenne kommende Kraftlinienstrom in den Boden eintritt. Dadurch werden lange Stromwege und Ausgleichsströme im schlecht leitenden Erdboden vermieden. Den Hauptstrom tragen dabei die Erdungen, die am Rande der Projektion der Antennenfläche liegen. Durch Einschalten von Selbstinduktionen in die Zuleitungen zu den einzelnen Erdungsringen lassen sich die Stromanteile der einzelnen Ringe geeignet einregulieren, so daß sich ein Minimum des Erdwiderstandes ergibt. In der Abb. 55 ist der Erdwiderstand einer 12drähtigen Schirmantenne (Masthöhe = 25 m, Länge der Schirmdrähte = 35 m, Höhe der Schirmdrahtenden über dem Boden = 20 m) in Abhängigkeit von der Betriebswellenlänge dargestellt, die Kurve *a* bezieht

sich dabei auf einen einzigen Ring von sternförmigen Einzelerden mit dem mittleren Radius 10 m und Kurve *b* auf zwei parallelgeschaltete und durch Selbstinduktionen abgegliche Ringerden, wobei der zweite Ring einen Radius von 40 m besitzt. Man sieht, daß im letzteren Fall der Erdwiderstand bei längeren

Wellen fast auf die Hälfte absinkt. Außerdem erkennt man aus der Abbildung sehr schön die bereits obenerwähnte Tatsache, daß der Erdwiderstand mit wachsender Frequenz zunimmt. Eine ähnliche Antennenanordnung mit Vielfacherden ist von P. BOUVIER [28] beschrieben. Das Problem der Berechnung von Erdverlusten bei Antennenanlagen behandelt R. MAYER [29]. Für geometrisch

ähnliche Antennen gilt der Satz, daß diese Antennen den gleichen Erdwiderstand haben, wenn sich ihre Abmessungen wie *a* zu 1 verhalten, während bei gleicher Dielektrizitätskonstanten die Leitfähigkeiten des Erdbodens sich wie 1 zu *a* verhalten [30]. Das bedeutet, daß bei demselben Erdboden der Erdwiderstand durch Vergrößerung aller Antennenabmessungen und damit der Wellenlänge abnehmen muß. In der Praxis wird dies jedoch nicht vollkommen erreicht. Wie z. B. die Abb. 56 für eine Schirmantenne zeigt, wird bei Vergrößerung der Antennen- und Erdnetzfläche um das Vierfache (Schirmdrahtlänge 10 bzw. 20 m) — allerdings unter Beibehaltung derselben Antennenhöhe — in dem günstigsten Wellenlängenbereich der Erdwiderstand um 30 bis 40% erniedrigt.

An Stelle einer direkten Erdung der Antenne kann als Ersatz das sog. *Gegengewicht* dienen, das aus einem parallel zum Erdboden und von diesem isolierten Drahtnetz besteht. In der Abb. 57a und b ist der Verlauf der elektrischen Kraftlinien und der Stromlinien im Erdboden bei Verwendung eines solchen Gegengewichtes für den Fall von schlecht und gut leitendem Erdboden wiedergegeben. Wie man erkennt, ist man auch beim Gegengewicht nicht frei von im Erdboden verlaufenden Stromlinien und dadurch bedingten Verlusten. Letztere machen sich aber um so weniger bemerkbar, je dichter und ausgedehnter das Drahtnetz des Gegengewichtes ausgebildet ist. Man kann das Gegengewicht in elektrischer Beziehung als die eine Belegung eines am Fußpunkt in die Antenne eingeschalteten Kondensators ansehen, dessen Dielektrikum zum Teil von der schlecht leitenden Erde und dessen zweite Belegung von der tieferliegenden Grundwasserschicht gebildet wird. Wesentlich ist eine gute Isolation des Gegengewichtes vom Boden. Jeder Isolationsfehler bedingt Energieverluste durch Stromübergang zur schlecht leitenden Erde. Ungünstig ist weiterhin ein zu geringer Abstand des Gegen-

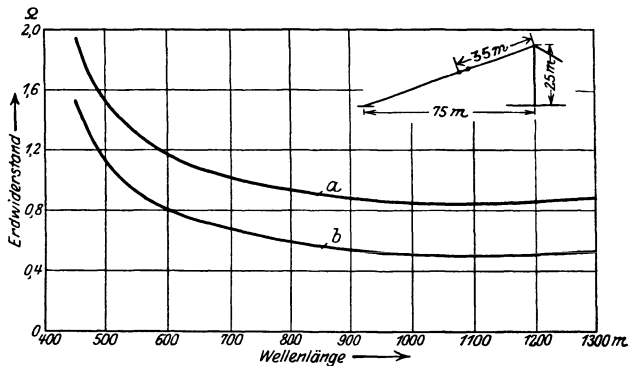


Abb. 55. Abhängigkeit des Erdwiderstandes einer Schirmantenne von der Betriebswellenlänge (nach Pusch).

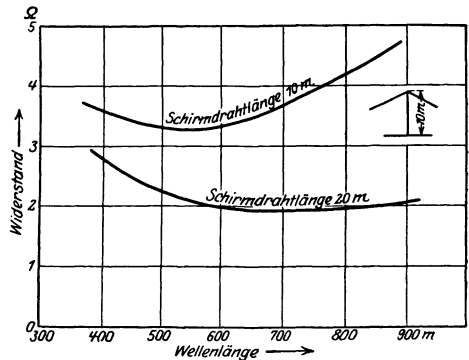


Abb. 56. Abhängigkeit des Erdwiderstandes von der Antennenfläche (nach Pusch).

gewichtet vom Boden oder ein eventuelles Aufliegen der Drähte, auch wenn sie gut isoliert sind, auf dem Erdboden. In der Abb. 58 ist der Kraftlinienverlauf in der linken Hälfte für großen Abstand der Gegengewichtsdrähte von dem Erd-

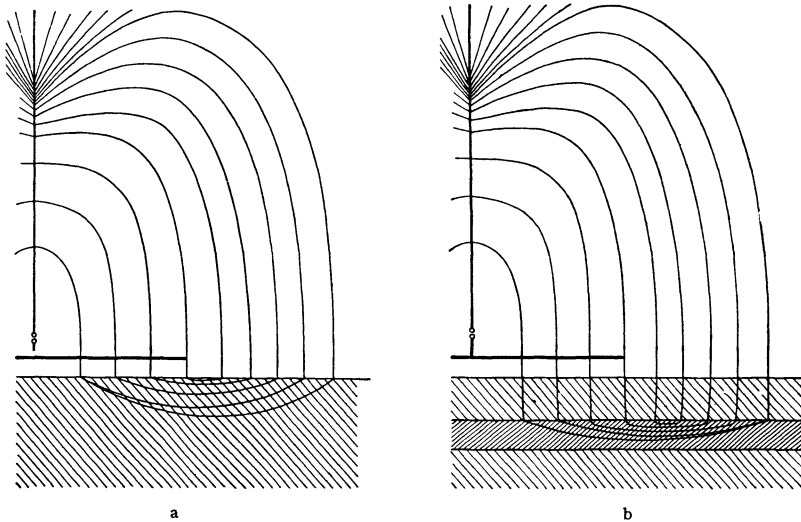


Abb. 57. Verlauf der elektrischen Kraftlinien einer Vertikalantenne mit Gegengewicht bei schlechter Leitfähigkeit des Bodens (a) und bei gut leitender Grundwasserschicht in nicht allzu großer Tiefe (b).

boden gezeichnet, während daneben derselbe für den Fall eines in sehr kleinem Abstand angebrachten bzw. direkt aufliegenden Drahtes wiedergegeben ist. Nur bei genügend weitem Abstand der Drähte vom Boden erfolgt der Kraftlinienverlauf nach dem Boden und in diesem der Stromlinienverlauf so, als ob das Netz durch ein auf dem Boden aufliegendes gut leitendes Blech ersetzt wäre. In diesem Fall ist die spezifische Strombelastung des Bodens und damit die Größe der Erdverluste ein Minimum.

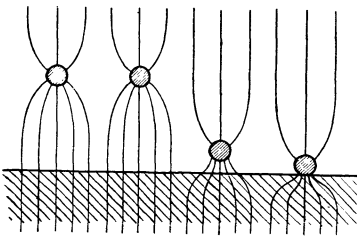


Abb. 58. Verlauf der elektrischen Kraftlinien von den Drähten des Gegengewichtes nach Erde bei verschiedenem Abstand.

Zusammenfassend lassen sich für ein gutes Gegengewicht folgende Bedingungen aufstellen:

1. Seine Höhe über dem Erdboden darf nicht zugerung sein (nicht unter 6m bei Großstationen).
2. Seine Ausdehnung soll die Projektion der Antennenfläche übertreffen, und zwar um mindestens die Höhe der Antennenanlage.
3. Der Abstand der Drähte soll nicht größer sein als die Höhe über dem Boden und keinesfalls größer als $\frac{1}{10}$ der Antennenhöhe.

4. Das Gegengewicht muß vorzüglich gegen Erde isoliert sein und aus Masten von nichtleitendem Material getragen werden.
5. Der Erdboden unter dem Gegengewicht soll möglichst trocken sein und einen tiefliegenden Grundwasserspiegel haben.

Der Nachteil des Gegengewichtes ist einmal die Verminderung der effektiven Höhe der Antennenanlage um die mittlere Höhe des Gegengewichtes über dem Erdboden und ferner der im allgemeinen recht kostspielige und zum Teil schwierige Aufbau besonders bei Großanlagen. Bei fahrbaren Stationen hat sich dagegen das Gegengewicht gut bewährt, zumal solche Stationen über verschiedenartigstem Boden arbeiten müssen.

Bei Flugzeugschleppantennen (s. S. 43) wirkt der metallische Rumpf des Flugzeuges als Gegengewicht zur Antenne.

Die endliche Leitfähigkeit σ des Erdbodens bedingt außer den in der Erdungsanlage auftretenden Verlusten noch einen dauernden Energieentzug aus dem elektrischen Wellenfeld, das sich längs der Erdoberfläche ausbreitet. Während bei unendlich gut leitender Fläche die elektrischen Kraftlinien senkrecht auf dieser Fläche stehen, sind die Kraftlinien bei endlicher Leitfähigkeit nach der Ausbreitungsrichtung zu um den Winkel α geneigt, der sich nach ZENNECK [31] aus der Beziehung

$$\operatorname{ctg} \alpha = \sqrt{\frac{\sigma}{2c\lambda}}$$

bestimmt. Infolgedessen bildet sich eine zur Erdoberfläche parallele Feldstärkekomponente aus und wir erhalten einen Strahlungsvektor, der senkrecht zur Erdoberfläche in diese hinein gerichtet ist. Auf den dadurch bedingten dauernden Energieentzug aus der über die Erdoberfläche sich ausbreitenden elektromagnetischen Welle wird im zweiten Teil dieses Bandes ausführlich eingegangen werden. Uns interessiert hier nur noch die Tatsache, daß die endliche Leitfähigkeit des Erdbodens auch die Form der Strahlungscharakteristik von Dipolen verändert, die in ihrer Eigenschwingung erregt werden. Bei der Berechnung der Strahlungsdiagramme auf S. 23 hatten wir eine Spiegelung der Antenne an der als unendlich gut leitenden Erdoberfläche angenommen. Bei einem Erdboden mit endlicher Leitfähigkeit σ und einer Dielektrizitätskonstanten ϵ machen sich die Bodeneigenschaften in der Form eines Brechungsindex n bemerkbar, der sich folgendermaßen darstellen läßt:

$$n^2 = \epsilon - j\sigma\lambda \quad j = \sqrt{-1}.$$

Solange also σ nicht unendlich ist, tritt durch Brechung ein Teil der Strahlung, wie bereits oben erwähnt, in die Erde ein, der der Nutzstrahlung im Halbraum oberhalb der Erdoberfläche verlorengeht. Unter diesem Gesichtspunkt hat zuerst M. I. O. STRUTT [32] ausführlich die Strahlung von Dipolantennen, die auf schlecht leitender Erde errichtet sind, behandelt. Ohne auf die ziemlich komplizierte Rechnung näher einzugehen, sind in der Abb. 59 die Strahlungscharakteristiken für einen an der Erdoberfläche in der Höhe Null angebrachten Dipol für den Winkelraum $\vartheta = 0$ bis 180° eingezeichnet. Die punktierte Kurve bezieht sich dabei auf den Fall unendlich gut leitender Erde; dieses Strahlungsdiagramm ist also nach S. 8, Gl. (14) durch $\mathcal{G}_\vartheta = A \cdot \sin \vartheta$ gegeben. Befindet sich dagegen der Dipol auf einer nichtleitenden Erdoberfläche mit der Dielektrizitätskonstanten $\epsilon = 4$, so daß $n^2 = 4$ ist, so erhält man das durch die ausgezogene Kurve wiedergegebene Strahlungsdiagramm, das vollkommen unsymmetrisch ist und das vor allem oberhalb der Erdoberfläche eine maximale Störung unter dem Elevationswinkel von 35° liefert. Die strichpunktierte sowie die gestrichelte Kurve beziehen sich auf die beiden Fälle, daß sich der Dipol auf einer Wasserfläche mit $n^2 = 80$ bzw. auf einer mäßig leitenden Erdoberfläche mit $n^2 = 6 - 5\sqrt{-1}$ befindet. In allen diesen Fällen weicht die Strahlungscharakteristik merklich von der des auf unendlich gut leitender Fläche errichteten Dipols ab.

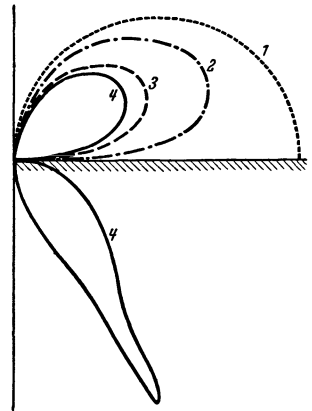


Abb. 59. Veränderung des vertikalen Strahlungsdiagrammes eines auf der Erdoberfläche angebrachten Dipols mit der Leitfähigkeit des Bodens.
1. $\sigma = 0$, 2. $n^2 = 80$, $\sigma = 0$;
3. $n^2 = 6 - 5j$, $\sigma = 5$; 4. $n^2 = 4$,
 $\sigma = 0$ (nach M. J. STRUTT).

B. Antennen für gerichtete Strahlung.

Ein sehr großer Teil der modernen Sendeanlagen arbeitet heute mit Antennenanordnungen, bei denen die Strahlung vorzugsweise nur nach einer Richtung, und zwar auf die Gegenstation zu in Form eines eng begrenzten schmalen Bündels erfolgt. Dabei ergeben sich eine Reihe von wesentlichen Vorteilen. Da die gesamte Strahlung nur in Richtung auf die Gegenstation ausgestrahlt wird, erhält man bei gleicher Senderenergie auf der Empfangsstation größere Feldstärken und somit eine erhöhte Betriebssicherheit und größere Störfreiheit bzw. man kann am Sender bei günstigen Übertragungsbedingungen mit geringerer Energie arbeiten. Die außerhalb der Strahlrichtung des Senders liegenden übrigen Empfangsstationen insbesondere die auf der Rückseite der Richtstrahlanordnung befindlichen Empfangsanlagen werden durch das Senden nicht gestört. Dies bedingt eine erhöhte Geheimhaltung der zu übermittelnden Nachrichten und ermöglicht es außerdem, nach den anderen Richtungen gleichzeitig mit derselben Wellenlänge bzw. mit sehr benachbarten Wellenlängen einen Verkehr einzurichten, ohne daß sich alle diese Wellen gegenseitig stören. Dieser letzte Punkt ist bei dem heute immer größer werdenden Wellenbedarf von nicht zu vernachlässigender Bedeutung. Schließlich wird beim Empfang in sehr großen Entfernungen und besonders am Gegenpol die Zeichenwiedergabe verbessert, da alle Interferenzen wegfallen, die bei Sendeanlagen mit ungerichteter Strahlung durch die um die Erdkugel aus zwei Richtungen kommenden Wellen hervorgerufen werden. Wird die Empfangsstation ebenfalls mit einer Richtantenne ausgestattet, die also nur aus einer bestimmten Richtung einen maximalen Empfang gibt, so wird dadurch die Störfreiheit noch weiter vergrößert und somit die Betriebssicherheit der Anlage entsprechend erhöht.

Die Aufgabe, gerichtet zu senden, ist prinzipiell völlig gleichwertig mit der Aufgabe, gerichtet zu empfangen. Es können daher die im folgenden besprochenen Senderichtantennen auch als Empfangsantennen für gerichteten Empfang benutzt werden. Nur bezüglich der praktischen Verwirklichung derartiger Anlagen ist es besonders beim Langwellenverkehr im allgemeinen leichter, eine Antennenanordnung für gerichteten Empfang zu bauen, als dieselbe auch für ein gerichtetes Senden einzurichten.

Bereits HERTZ hat bei seinen klassischen Versuchen mit elektrischen Wellen zur Konzentrierung der Strahlung Parabolspiegel in Anlehnung an die Optik benutzt. Dieses zunächst einfachste Verfahren läßt sich aber aus praktischen Gründen nur bei kurzen Wellenlängen verwenden, wo die Spiegelanordnungen keine zu große Dimensionen annehmen. So griff man auf sie erst wieder zurück, als man die große Reichweite der Wellen unter 100 m erkannt hatte, wie überhaupt das ganze Problem des Richtungssendens erst im letzten Jahrzehnt durch die Entwicklung der Kurzwellentechnik eine praktische Bedeutung und Verwirklichung fand.

Bevor wir die einzelnen Verfahren des Richtungssendens besprechen, sollen einige allgemeine Grundbegriffe erläutert werden [33]. Bestimmend für die Richtwirkung der Antennenanlage ist die sog. *Richtcharakteristik*. Sie wird ganz allgemein in der Weise erhalten, daß man für das Fernfeld die absoluten Werte der elektrischen oder magnetischen Feldstärke (\mathcal{E} oder \mathcal{H}) als Radiivektoren für jede Richtung φ bzw. ϑ (φ = Azimut, ϑ = Zenitdistanz) aufträgt und durch die Endpunkte dieser Radiivektoren eine Fläche legt. Je nachdem man dann in der Gleichung der Richtcharakteristik $\mathcal{E} = f(\varphi, \vartheta)$ $\varphi = \text{konst.}$ bzw. $\vartheta = \text{konst.}$ setzt, erhält man die *Vertikal-* bzw. *Horizontalcharakteristik* der betreffenden Antenne. Bei allen im vorigen Abschnitt besprochenen Antennenformen war die

Horizontalcharakteristik ein Kreis, während die Vertikalcharakteristik in einer oder mehreren Richtungen ausgesprochene Maxima hatte.

In der Abb. 60 ist in der Kurve K_g die Horizontalcharakteristik $\mathcal{E} = f(\varphi)$ einer Antennenanlage dargestellt. Der Flächeninhalt F_g dieser Kurve ist proportional der ausgestrahlten Antennenleistung. Der eingezeichnete Kreis K_u ist die Richtcharakteristik einer ungerichteten Antenne mit der gleichen Maximalfeldstärke. Bezeichnet F_u den Flächeninhalt dieses Kreises, so ist

$$\eta_R = \frac{F_u}{F_g} \geq 1$$

der *Richtwirkungsfaktor* der Anlage. Als *Richtschärfe* der Anordnung wird häufig die Größe $\partial \mathcal{E} / \partial \varphi$ bzw. $\partial \mathcal{E} / \partial \vartheta$ bezeichnet; im Maximum, wo $\partial \mathcal{E} / \partial \varphi = 0$ ist, kann man die Krümmung $\partial^2 \mathcal{E} / \partial \varphi^2$ als Maß der Richtschärfe nehmen. In der Praxis gibt man gewöhnlich als Richtschärfe der Anordnung $\Delta \mathcal{E}$ bei einer Winkeländerung von φ bzw. ϑ um 5° an. Als *Halbwertsbreite* bzw. *Viertelwertsbreite* kann man diejenige Winkelgröße ε definieren, die einer Abnahme des Maximalwertes von \mathcal{E} auf die Hälfte bzw. den vierten Teil entspricht. Der Winkel β zwischen den das Maximum der Richtcharakteristik einschließenden Nullstellen heißt die *Öffnungsbreite der*

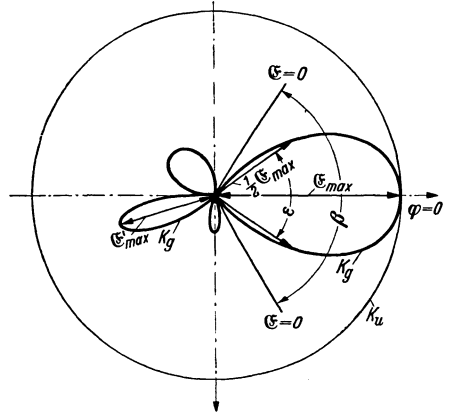


Abb. 60. Zur Definition der Richtkenngrößen. (Nach OCHMANN u. REIN.)

Charakteristik. Als ein Maß für die *rückwertige Strahlung* kann die Größe $\rho = \frac{\mathcal{E}'_{max}}{\mathcal{E}_{max}}$ dienen, wo \mathcal{E}_{max} und \mathcal{E}'_{max} die maximalen Feldstärken in den Halbebenen vor und hinter der Antenne bedeuten. In der Praxis ist man bestrebt, dieses Abschirmverhältnis ρ in die Größenordnung von 1% zu bringen.

Schließlich läßt sich als *Verstärkung V* einer Richtantenne bei Benutzung einer Reflektoreinrichtung zur Erzielung einer einseitigen Richtstrahlung gegenüber dem Fall des fehlenden Reflektors das Verhältnis der in beiden Fällen in der Hauptstrahlungsrichtung erzielten Strahlungsenergie (oder je nach Definition: Feldstärke) angeben. Gelegentlich wird statt Verstärkung der Ausdruck *Bündelung der Antenne* gebraucht, worunter derjenige Faktor zu verstehen ist, um den man die Leistung des auf eine $\lambda/4$ oder $\lambda/2$ Antenne arbeitenden Senders vergrößern muß, um die gleiche Fernfeldstärke zu erzielen, wie sie von der Richtantenne in der Hauptstrahlungsrichtung hervorgerufen wird.

1. Die Richtwirkung von zwei bzw. drei Vertikalantennen.

In den Punkten A und B der Abb. 61 seien senkrecht zur Zeichenebene im Abstand d zwei gleiche Antennen der Höhe h errichtet. Die Ströme in beiden Antennen seien gleich groß, ihre Phasendifferenz sei ψ . In einem Punkt P der Horizontalebene, dessen Entfernung von den beiden Antennen r_1 bzw. r_2 beträgt, ist nach Kap. 2, Gl. (23) die von den Antennen A und B herrührende Feldstärke:

$$\mathcal{E}_A = \frac{120\pi I_0 h}{\lambda r_1} \sin \omega \left(t - \frac{r_1}{c} \right)$$

und

$$\mathcal{E}_B = \frac{120\pi I_0 h}{\lambda r_2} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r_2}{c} \right) + \psi \right].$$

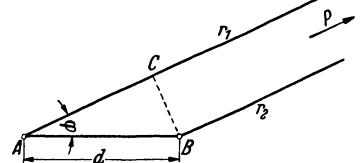


Abb. 61. Zur Strahlung zweier Vertikalantennen.

Wenn $d \ll r_1$ bzw. r_2 ist, können wir $r_1 \approx r_2 = r$ setzen, so daß wir für die resultierende Feldstärke im Aufpunkt P erhalten:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{120\pi I_0 h}{\lambda r} \left[\sin \omega \left(t - \frac{r_1}{c} \right) \right] + \sin \left[\omega \left(t - \frac{r_2}{c} \right) + \psi \right], \\ &= \frac{240\pi I_0 h}{\lambda r} \sin \left[\omega \left(t - \frac{r_1 + r_2}{2c} \right) + \frac{\psi}{2} \right] \cos \left(\omega \frac{r_1 - r_2}{2c} - \frac{\psi}{2} \right). \end{aligned}$$

Nun ist nach Abb. 61: $r_1 - r_2 = AC = d \cos \varphi$ und $\frac{r_1 + r_2}{2} = r$, so daß sich ergibt:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_{\max} &= 2E_0 \cos \left(\omega \frac{d \cos \varphi}{2c} - \frac{\psi}{2} \right), \\ &= 2E_0 \cos \left(\frac{\pi d \cos \varphi}{\lambda} - \frac{\psi}{2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

wenn wir mit $E_0 = \frac{120\pi I_0 h}{\lambda r}$ die maximale Feldstärke einer einzelnen Antenne in der Horizontalebene im Abstand r bezeichnen.

Der Faktor $\cos \left(\frac{\pi d \cos \varphi}{\lambda} - \frac{\psi}{2} \right)$ bedingt die Form der horizontalen Richtcharakteristik. Betrachten wir zunächst den Fall, daß beide Antennen gleichphasig schwingen, d. h. daß $\psi = 0$ ist; dann wird:

$$\mathcal{E}_{\max} = 2E_0 \cos \frac{\pi d \cos \varphi}{\lambda}. \quad (61)$$

Für $\varphi = 90$ bzw. 270° addieren sich einfach die Einzelfelder beider Antennen zu

$\mathcal{E}_{\max} = 2E_0$. In Richtung der Verbindungslinie der Antennen, also für $\varphi = 0$ bzw. 180° , wird dagegen die resultierende Feldstärke stets kleiner als $2E_0$ sein und den Wert Null annehmen, wenn $\pi d/\lambda = \pi/2$, d. h. $d = \lambda/2$ ist. Wird $d > \lambda/2$, so wird die Strahlungscharakteristik komplizierter; für $d = \lambda$ ergeben sich z. B. vier Nullstellen. In der Abb. 62 sind für $\psi = 0$ die Horizontalcharakteristiken für die Fälle $d = \lambda/4$, $\lambda/2$ und λ wiedergegeben.

Beträgt die Phasendifferenz der beiden Antennenströme $\psi = 180^\circ$, so heben sich die Einzelfelder der Antennen in der Richtung senkrecht zur Verbindungslinie der Antennen auf, während sie sich in Richtung der Verbindungslinie addieren. Gl. (60) geht dann über in

$$\mathcal{E}_{\max} = 2E_0 \cdot \sin \frac{\pi d \cos \varphi}{\lambda} \quad (62)$$

oder für kleine Werte von $\pi d/\lambda$ in

$$\mathcal{E}_{\max} = 2E_0 \cdot \frac{\pi d}{\lambda} \cdot \cos \varphi. \quad (62a)$$

In der Abb. 63 sind für verschiedene Werte von d/λ zwischen 0,5 und 0,05 die Horizontalcharakteristiken eingezeichnet. Der gestrichelt gezeichnete Kreis gibt die Sendecharakteristik einer einzelnen Antenne bei gleicher Anregung wieder. Man erkennt, daß sich bei sehr kleinen Werten von d/λ beide Antennen in ihrer Wirkung praktisch gegeneinander aufheben; erst von $d/\lambda > 0,2$ an tritt in Richtung der Verbindungslinie der Antennen eine Verstärkung ein. Sie ist ein Maximum für $d/\lambda = 0,5$; geht man zu größeren Werten, so wird die Richtcharakteristik wieder ungünstiger.

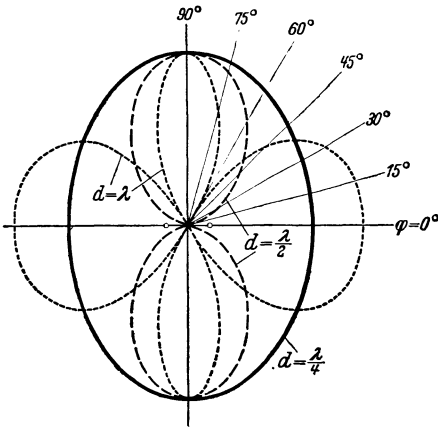


Abb. 62. Horizontale Strahlungscharakteristik zweier gleichphasig erregter Antennen in verschiedenem Abstand d .

Diese bisher besprochenen Richtantennen, die aus nur zwei Antennen bestehen und vielfach auch als Vierpole bezeichnet werden, ergeben stets für zwei um 180°

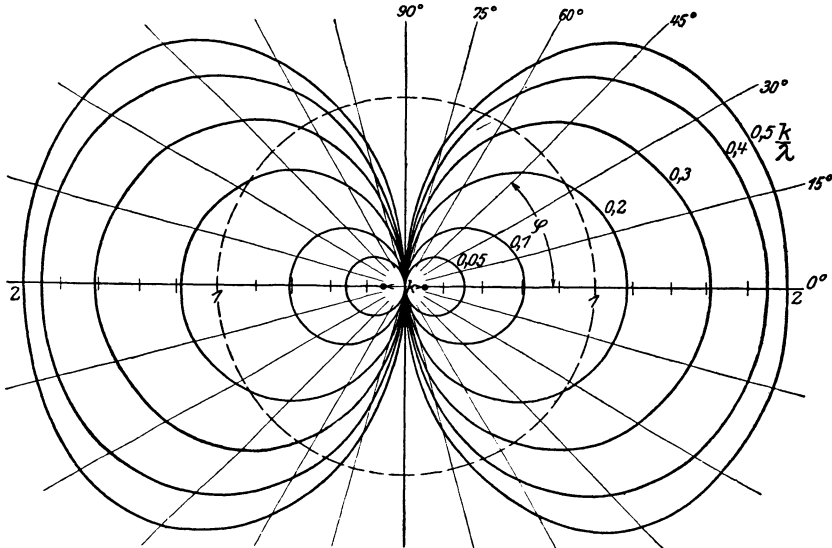


Abb. 63. Horizontale Strahlungscharakteristik zweier gegenphasig erregter Antennen für verschiedene Werte von k/λ (k = Abstand der beiden Antennen).

voneinander verschiedene Richtungen dieselbe Reichweite; man spricht deshalb von einer *bilateralen Richtcharakteristik*.

Prinzipiell ist es aber auch möglich, mit nur zwei Antennen eine *einseitige* oder *unilaterale Richtcharakteristik* zu erzielen, wenn nämlich $\psi = \pi \pm \frac{2\pi d}{\lambda}$ gemacht wird. Dann geht Gl. (60) in die Form über:

$$E_{\max} = 2E_0 \cdot \sin \left[\frac{\pi d}{\lambda} (\cos \varphi \pm 1) \right], \quad (63)$$

oder für kleine Werte von $\pi d/\lambda$:

$$E_{\max} = 2E_0 \cdot \frac{\pi d}{\lambda} (\cos \varphi \pm 1). \quad (63a)$$

In der Abb. 64 sind für die Fälle $d/\lambda = \frac{1}{2}, \frac{1}{4}, \frac{1}{8}$ und $\frac{3}{8}$ die Richtcharakteristiken gezeichnet, wenn $\psi = \pi - \frac{2\pi d}{\lambda}$ gewählt ist. Die günstigste Richtcharakteristik erhält man für $d/\lambda = \frac{1}{4}$. In diesem Fall ist die Phasendifferenz zwischen den Strömen in den beiden Antennen $\pi/2$ und mit besonders einfachen Mitteln herzustellen. Wir werden auf diese Anordnung noch verschiedentlich zurückkommen.

Einseitige Richtcharakteristiken lassen sich weiterhin durch die Kombination von drei gleichen Antennen erzielen. Die bekannteste Anordnung ist die, daß in der Mitte zwischen zwei Antennen, die mit Strömen gleicher Intensität I_0 , aber einer Phasendifferenz von 180° erregt werden, sich eine dritte Antenne gleicher Höhe befindet, die mit der Stromstärke $2I_0 \sin \frac{\pi d}{\lambda}$ gespeist wird und mit einer der beiden anderen Antennen in Phase schwingt. Die Gleichung der Horizontalcharakteristik ist dann:

$$E_{\max} = 2E_0 \sin \left[\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi \right] + 2E_0 \sin \frac{\pi d}{\lambda} \approx 2E_0 \frac{\pi d}{\lambda} (\cos \varphi + 1). \quad (64)$$

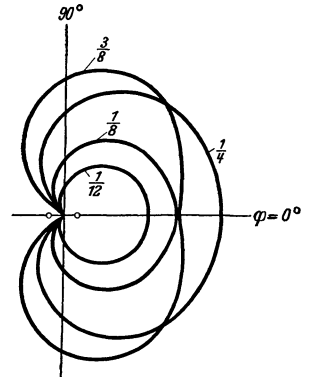


Abb. 64. Einseitiges horizontales Strahlungsdiagramm zweier vertikaler Antennen bei verschiedenem Verhältnis d/λ .

Für $d = \lambda/2$ ist in Abb. 65 die Horizontalcharakteristik c eingezeichnet. Im rechten Halbraum zwischen $+90^\circ$ und -90° addieren sich die Felder der mittleren Antenne (Kreischarakteristik a) und der Doppelantenne (Doppelkreis b), während sich im linken Halbraum die entsprechenden Teilfelder subtrahieren.

Ähnliche Richtcharakteristiken mit zum Teil noch kleinerer Öffnungsbreite lassen sich, wie schon F. BRAUN [34] gezeigt hat, durch Kombination von drei in einem Dreieck bzw. vier in einem Rechteck angeordneten Antennen erzielen. Da heute derartige Antennenanordnungen für Langwellenbetrieb fast keine Bedeutung mehr haben, gehen wir hier nicht näher darauf ein. Wir kommen auf die Dreieckanordnung bei den Empfangsantennen für gerichteten Empfang nochmals zurück.

Wir haben bisher nur die Horizontalcharakteristik $\mathfrak{E} = f(\varphi)$ behandelt. In analoger Weise lassen sich auch für die Vertikalcharakteristik $\mathfrak{E} = f(\vartheta)$ einfache Feldgleichungen aufstellen. Wir geben als Beispiel für die Doppelantennen die Gleichung der Vertikalcharakteristik für $\varphi = 0$ an; sie lautet:

$$\mathfrak{E}_\vartheta = 2E_0 \sin \vartheta \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta - \frac{\psi}{2} \right). \quad (65)$$

Für den speziellen Fall, daß $\psi = 180^\circ$ ist, geht sie für kleine Werte von d/λ in die Form über:

$$\mathfrak{E}_\vartheta = 2E_0 \frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin^2 \vartheta. \quad (65a)$$

Abb. 65. Horizontale Strahlungscharakteristik von drei Vertikalantennen (c), Kreischarakteristik der Mittelantenne (a), Charakteristik der beiden Außenantennen (b).

Wir haben also auch in der Vertikalebene eine stärkere Bündelung der Energie in Richtung $\vartheta = 90^\circ$ gegenüber der einzelnen Linearantenne, für die bekanntlich $\mathfrak{E}_\vartheta = E_0 \sin \vartheta$ war.

2. Die Rahmenantenne.

Denken wir uns die beiden in der Entfernung d voneinander auf der Erdoberfläche errichteten Antennen der Höhe l sowohl oben als auch unten durch einen horizontalen Draht verbunden, so erhalten wir eine rechteckige Drahtschleife, die wir auch als Rahmenantenne bezeichnen können.

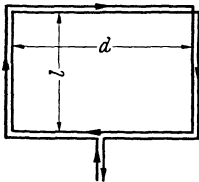


Abb. 66. Rahmenantenne.

Für gewöhnlich besteht die Rahmenantenne nicht nur aus einer, sondern aus mehreren Windungen. In der Abb. 66 ist der Fall zweier Windungen gezeichnet, die ein Rechteck mit den Abmessungen $d \cdot l$ bilden und vom Strom I in dem betrachteten Zeitmoment in der Pfeilrichtung durchflossen werden. Sind die Abmessungen der Rahmenantenne klein gegen die Wellenlänge der elektrischen Schwingung, so können wir sie in bezug auf ihre Fernwirkungscharakteristik in der Ebene $\vartheta = 90^\circ$ als eine Doppelantenne betrachten, da die horizontalen Teile des Rahmens in ihrer Richtung überhaupt keine Strahlung aussenden, während die vertikalen Teile wie zwei Vertikalantennen wirken, die vom gleichen Strom jedoch in entgegengesetzter Richtung durchflossen werden. Wir erhalten daher für die Charakteristik eines Rahmens mit w Windungen in der Horizontalebene die Gleichung:

$$\mathfrak{E}_\varphi = \frac{120 \pi I_0 l w}{r \cdot \lambda} \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi \right), \quad (66)$$

oder da d/λ hinreichend klein ist:

$$\mathcal{E}_\varphi = \frac{120 \pi^2 I_0 \cdot F w}{\lambda^2 r} \cdot \cos \varphi, \quad (66a)$$

wobei $F = d \cdot l$ die Rahmenfläche bedeutet. Die Richtcharakteristik ist also durch einen Doppelkreis entsprechend der Abb. 63 gegeben. Wir sehen ferner aus Gl. (66a), daß die Strahlung der Rahmenantenne proportional der Rahmenfläche und der Zahl der Amperewindungen ist und umgekehrt proportional dem Quadrat der Wellenlänge. Vergleichen wir die elektrische Feldstärke, die der Rahmen in der Horizontalebene in der Entfernung r liefert, mit derjenigen, die ein Dipol gleicher Höhe bei derselben Stromstärke erzeugt, so ist mit Bezug auf Gl. (15) in Kap. 2:

$$\frac{\mathcal{E}_{\text{Rahmen}}}{\mathcal{E}_{\text{Dipol}}} = 2\pi w \frac{d}{\lambda} \cdot \cos \varphi. \quad (67)$$

Dieses Verhältnis wird als *Schwächungsfaktor* des Rahmens bezeichnet. Der Faktor beträgt z. B. für einen Rahmen, der bei $\lambda = 500$ m eine Breite von $d = 1$ m und $w = 10$ Wdg. hat, für $\varphi = 0$, d. h. in der Rahmenebene 12,5 %.

Während die Horizontalcharakteristik des Rahmens mit der einer Doppellantennenanordnung gleicher Dimension übereinstimmt, ist dies bei der Vertikalcharakteristik nicht mehr der Fall, denn mit abnehmendem Winkel ϑ , also bei Annäherung an den Pol, nimmt zwar die Wirkung der vertikalen Teile des Rahmens mit $\sin^2 \vartheta$ entsprechend Gl. (65a) ab, gleichzeitig tritt aber die Wirkung der horizontalen Teile in Erscheinung, die mit $\cos^2 \vartheta$ nach dem Pol hin zunimmt. Da die Summe beider Wirkungen für jeden Winkel ϑ demnach gleich ist, liefert der Rahmen in seiner Ebene für alle Richtungen konstante elektrische Feldstärke. Wir können ihn gewissermaßen als *magnetischen Dipol* bezeichnen. Bezüglich seines elektromagnetischen Feldes sind gegenüber dem elektrischen Dipol überall elektrische und magnetische Feldstärke miteinander vertauscht. Die elektrischen Kraftlinien laufen z. B. zirkular in der Rahmenebene parallel zu den Strömen in den Rahmenwindungen, während die magnetischen Kraftlinien senkrecht dazu in axialer Richtung verlaufen.

Wir können daher die Strahlungsleistung und damit auch den Strahlungswiderstand des Rahmens aus den entsprechenden Werten für den elektrischen Dipol erhalten, wenn wir letztere mit dem oben gefundenen Schwächungsfaktor des Rahmens multiplizieren. Dies liefert für den Strahlungswiderstand in der Rahmenebene ($\varphi = 0$) die Beziehung:

$$R_s = 80 \pi^2 \left(\frac{h}{\lambda} 2\pi w \frac{d}{\lambda} \right)^2 = 320 \pi^4 \frac{w^2 d^2 h^2}{\lambda^4}. \quad (68)$$

Befindet sich, wie dies in der Praxis fast immer der Fall ist, der Rahmen in geringer Entfernung über der Erde, so ist nur der halbe Wert des Strahlungswiderstandes in Rechnung zu setzen. Beachtet man, daß nach Abb. 67, die den Rahmen und sein Spiegelbild in der Erde zeigt, die tatsächlich benutzte Rahmenhöhe l nur die Hälfte der wirksamen Rahmenhöhe h mit Einschluß des Spiegelbildes ausmacht, also $h \cong 2l$, so wird der Strahlungswiderstand für die in den Halbraum oberhalb der Erde emittierte Strahlung:

$$R_s = \frac{320}{2} \pi^4 \left(\frac{w 2l d}{\lambda^2} \right)^2 = 640 \pi^4 \left(\frac{w \cdot F}{\lambda^2} \right)^2 \quad (68a)$$

Da der Strahlungswiderstand mit der 4. Potenz der Wellenlänge abnimmt, sieht es zunächst so aus, als ob derartige Antennen nur eine sehr geringe Strahlung liefern würden, solange ihre Abmessungen klein gegen die Wellenlänge sind, was wir aber bei den bisherigen Überlegungen aus Gründen einer quasistationären

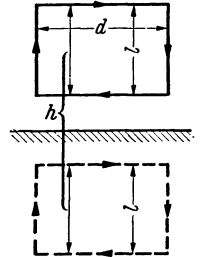


Abb. 67. Rahmenantenne und Spiegelbild.

Stromverteilung voraussetzen. Vergleicht man diese Strahlungsleistung mit der in Gl. (24) auf S. 13 für den ABRAHAMSCHEM Erreger mit der Effektivhöhe h gefundenen Strahlungsleistung, so findet man, daß die Rahmenantenne die effektive Höhe

$$h_{\text{eff}} = \frac{2\pi w F'}{\lambda} = \frac{2\pi w d}{\lambda} \cdot l \quad (69)$$

besitzt, d. h. sie ist gleich der Rahmenhöhe l multipliziert mit dem in Gl. (67) gefundenen Schwächungsfaktor.

Nun liegen aber die Verhältnisse in Wirklichkeit nicht ganz so ungünstig, da sich bei einem Rahmen die Verlustwiderstände wesentlich kleiner halten lassen als bei einer gegen λ kleinen, sonst aber gegenüber den Rahmenabmessungen gleich großen Dipolantenne. Da besonders die Verluste der Erdung wegfallen, kann der Rahmen einen größeren Wirkungsgrad haben und somit größere Feldstärken liefern als eine gleich hohe geerdete Dipolantenne. Es zeigt gerade dieser Fall, daß es beim Bau einer Antenne weniger auf die effektive Höhe als auf den Wirkungsgrad der Anlage ankommt.

Da um einen elektrischen Dipol und eine Rahmenantenne die gleiche elektromagnetische Feldverteilung herrscht und nur elektrische und magnetische Feldstärken miteinander vertauscht sind und da die Strahlungsleistung lediglich von dem Produkt beider Feldwerte abhängt, kann man nach RÜDENBERG [35] für beide Strahlerformen eine allgemeine Beziehung zwischen Strahlungsleistung und elektrischer Feldstärke in der Entfernung r angeben. Die Strahlungsleistung ist bekanntlich:

$$N = 80 \pi^2 \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2 \frac{I_0^2}{2}.$$

Ersetzt man hier die Stromamplitude I_0 durch Benutzung der Beziehung $\mathfrak{E}_{\vartheta=90^\circ} = 60 \pi I_0 \frac{l}{\lambda r}$ [s. S. 8, Gl. (15)], so wird:

$$N = \frac{1}{90} \mathfrak{E}_{90^\circ}^2 r^2$$

und somit:

$$\mathfrak{E}_{90^\circ} = 3 \sqrt{10} \frac{\sqrt{N}}{r} = 3 \sqrt{20} \frac{\sqrt{N'}}{r}, \quad \mathfrak{E} \text{ ist in V/m, } r \text{ in Meter und } N \text{ in Watt zu messen,}$$

wenn N' die in den Halbraum ausgestrahlte Leistung angibt. Es entspricht nach dieser Gleichung jeder ausgestrahlten Leistung für jede Entfernung r in der Äquatorebene eine ganz bestimmte Feldstärke, und zwar unabhängig von Wellenlänge, Antennenhöhe usw.

Bringt man die Abmessungen des Rahmens in die Größenordnung der Wellenlänge, oder geht man zu kurzen Wellen über, die klein gegen die Abmessungen der Antenne sind, so ergeben sich infolge der nicht mehr quasistationären Stromverteilung längs der Rahmenwindungen wesentlich andere Verhältnisse. Insbesondere ändern sich auch die Formen der Richtungscharakteristiken. Diesbezügliche Gleichungen sind von TURLYGHIN und PONOMAREFF [36] aufgestellt worden. Für einen quadratischen in der YZ -Ebene liegenden Rahmen mit einer Windung und der Seitenlänge l erhält man folgende Gleichungen der elektrischen Feldstärke in den verschiedenen Ebenen, wenn zur Abkürzung $k = k_0 \cdot \pi/\lambda$ gesetzt ist, wobei k_0 die Anzahl der halben, sich auf die Seitenlänge l verteilenden Wellenlängen bedeutet:

$$\text{Für } \vartheta = 0^\circ \text{ (XY-Ebene): } \mathfrak{E} = \frac{4c I_0}{r} \sin(kl \cos \varphi),$$

$$\text{für } \varphi = 0^\circ \text{ (YZ-Ebene): } \mathfrak{E} = \frac{4c I_0}{r} \left(\frac{\sin(kl \cos \vartheta)}{\cos \vartheta} - \frac{\sin(kl \sin \vartheta) \cos(kl \cos \vartheta)}{\sin \vartheta} \right),$$

$$\text{für } \varphi = 90^\circ \text{ (ZX-Ebene): } \mathfrak{E} = \frac{4c I_0}{r} \sin(kl \sin \vartheta).$$

Entsprechend diesen Gleichungen sind in Abb. 68 für den Spezialfall $k_0 = 1$, d. h. wenn auf jeder Rahmenseite eine halbe Wellenlänge liegt, die verschiedenen Richtcharakteristiken gezeichnet; zum Vergleich sind gestrichelt die Charakteristiken bei quasi-stationärer Stromverteilung, d. h. bei Erregung des Rahmens mit sehr langen Wellenlängen eingetragen.

Es lassen sich natürlich mehrere Rahmenantennen sowie offene Antennen und Rahmen kombinieren, so daß man Antennenanlagen erhält, die eine einseitige Richtcharakteristik haben. Solche Anordnungen werden trotz des kleinen Strahlungswiderstandes mit gutem Erfolg für Navigationszwecke benutzt, da infolge des kleinen Verlustwiderstandes des Rahmens der Wirkungsgrad doch noch recht beachtlich ist.

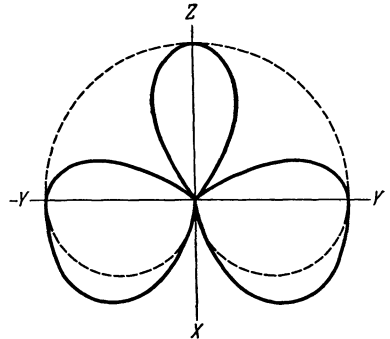


Abb. 68. Richtcharakteristik einer in Oberschwingungen erregten Rahmenantenne (nach TURLYGHIN u. PONOMAREFF).

3. Die Horizontalantenne.

Erregt man einen in nicht zu großer Entfernung horizontal über der Erdoberfläche ausgespannten Draht in seiner Eigenschwingung, so wird durch den Einfluß der leitenden Erdoberfläche das elektrische Kraftlinienbild gegenüber dem

im freien Raum ausgespannten Draht entsprechend der Darstellung in Abb. 69 verändert. In dieser Abbildung ist unter *a* der ungefähre Verlauf der elektrischen Feldlinien eines in der Grundschwingung erregten linearen Leiters gezeichnet, wenn sich derselbe in hinreichend weiter Entfernung von der Erdoberfläche befindet. Darunter zeigt die Abb. *b* die analogen Verhältnisse, wenn der Leiter in geringem Abstand horizontal über der Erde angebracht ist. Es laufen dann die Kraftlinien von den stets entgegengesetzt geladenen Drahtenden im wesentlichen nach der Erdoberfläche, und es läßt sich das elektrische Feld in erster Annäherung durch die Feldverteilung von zwei Dipolen mit senkrechter Achse ersetzen, die (s. Abb. 69c) in der Entfernung einer halben Wellenlänge nebeneinander auf der Erdoberfläche angebracht sind und in entgegengesetzter Phase schwingen. Die restliche Wirkung der nebenbei noch vorhandenen horizontalen Kraftlinienteile läßt sich, wie Versuche gezeigt haben [37], vernachlässigen. Es liefert daher eine solche Horizontalantenne in der Horizontalebene annähernd die gleiche Charakteristik, wie wir sie in Abb. 63 für zwei in der Entfernung

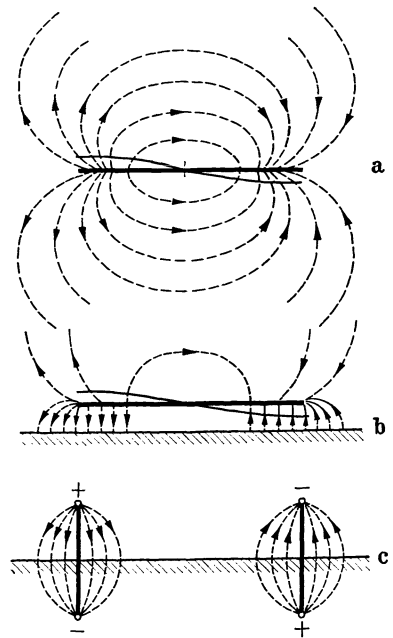


Abb. 69. Elektrischer Kraftlinienverlauf auf eine Horizontalantenne; *a*: im freien Raum; *b*: in geringer Entfernung vom Erdboden; *c*: aus zwei vertikalen Dipolen bestehendes Ersatzbild.

$d = \lambda/2$ senkrecht auf der Erdoberfläche errichtete Antennen, deren Ströme eine Phasendifferenz von 180° hatten, fanden. Um Irrtümer zu vermeiden, muß noch auf folgenden Punkt hingewiesen werden. Die Feldverteilung um eine Antenne erhält man nach den Ausführungen in Abschnitt II, A, 5 durch eine Integration über die Stromverteilung auf der Antenne. Im vorliegenden Fall

würde dies nach den auf S. 25 wiedergegebenen Strahlungsdiagrammen in Richtung des Antennendrahtes das Feld Null ergeben. Es müssen demnach noch andere Stromkomponenten vorhanden sein, und zwar sind dies die in der leitenden Erdoberfläche auftretenden Vertikalströme. Diese Vertikalströme lassen sich nun in erster Annäherung durch Dipole ersetzen, deren Kraftlinienfeld entsprechend Abb. 69c das Kraftlinienfeld des horizontalen Drahtes in der Nähe der Erdoberfläche näherungsweise wiedergibt. Man erhält dann die Feldverteilung durch eine Integration über die Ströme in diesen gedachten Dipolen — nicht etwa über die Verschiebungsströme im Medium zwischen Antenne und Erde —, die man in allen Dipolen gleich annimmt und ihrer absoluten Größe nach nicht zu kennen braucht. Der Vorteil dieses Näherungsverfahrens liegt in der sehr einfachen Art der Rechnung (s. hierzu auch den folgenden Abschnitt 4).

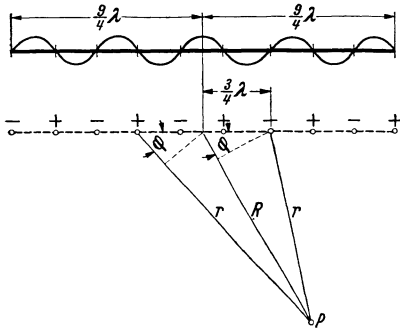


Abb. 70. Zur Feldberechnung der in Oberschwingungen erregten Horizontalantenne

Wie GRIMSEN [38] theoretisch und experimentell gezeigt hat, läßt sich die Öffnungsweite dieser Richtcharakteristik wesentlich verkleinern, wenn die horizontale Antenne nicht in der Grundschiwingung, sondern in einer höheren harmonischen erregt wird.

Wir betrachten den in Abb. 70 dargestellten Fall der Erregung des Horizontaldrahtes in der 9. Oberschwingung. Seine elektrische Feldverteilung können wir uns in Analogie zur Abb. 69 durch 2×9 senkrecht auf der Erdoberfläche errichtete Dipole ersetzt denken, deren gegenseitiger Abstand $\lambda/2$ beträgt, und die abwechselnd mit entgegengesetzter Phase schwingen. Wie man aus Abb. 70 sieht, sind die beiden äußersten Dipole nur einfach, die übrigen 8 aber alle doppelt zu zählen, so daß das Feld im Punkt P von 2×5 Dipolen herrührt. Nun ist nach Gl. (14), S. 8 die Feldstärke des Dipols in der Äquatorebene in der Entfernung r in elektromagnetischen Einheiten:

$$\mathcal{E} = \frac{2\pi I_0 c l}{r \lambda} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right),$$

oder in etwas anderer Schreibweise:

$$\mathcal{E} = \frac{\omega I_0 l}{r} \sin \omega \left(t - \frac{r}{c} \right).$$

Für $2n$ Dipole ist dann im Punkt P , wenn wir wieder das HUYGENSSCHE Prinzip der Überlagerung der einzelnen Teilfelder benutzen:

$$\mathcal{E}_P = \omega I_0 l \sum_{n=1}^n \pm \frac{1}{r_n} \sin \omega \left(t - \frac{r_n}{c} \right).$$

Nun ist nach Abb. 70 $r_n = R \pm \left(\frac{2n-1}{4} \right) \lambda \cos \varphi$. Wählt man lediglich zur Vereinfachung der Rechnung den Zeitpunkt t so, daß $\omega t = \phi \cdot \pi$ ist ($\phi > 0$ und eine ganze Zahl), so ist in einem Punkt P der Fernzone, wo für alle Dipole r und φ gleich sind:

$$\mathcal{E}_P = \frac{\omega I_0 l}{R} \left[\sum_{n=1}^n (-1)^{n-1} \sin \frac{\omega}{c} \left(R - \frac{2n-1}{4} \lambda \cos \varphi \right), \right. \\ \left. - \sum_{n=1}^n (-1)^{n-1} \sin \frac{\omega}{c} \left(R + \frac{2n-1}{4} \lambda \cos \varphi \right) \right].$$

Gehen wir zu dem in Abb. 70 dargestellten Fall $2n = 10$ über, so wird:

$$\begin{aligned} \mathfrak{E}_P = \frac{\omega I_0 l}{R} & \left[\sin \frac{\omega}{c} \left(R - \frac{\lambda}{4} \cos \varphi \right) - \sin \frac{\omega}{c} \left(R + \frac{\lambda}{4} \cos \varphi \right) \right. \\ & - \sin \frac{\omega}{c} \left(R - \frac{3}{4} \lambda \cos \varphi \right) + \sin \frac{\omega}{c} \left(R + \frac{3}{4} \lambda \cos \varphi \right) \\ & + \qquad \qquad \qquad - \\ & \left. + \sin \frac{\omega}{c} \left(R - \frac{9}{4} \lambda \cos \varphi \right) - \sin \frac{\omega}{c} \left(R + \frac{9}{4} \lambda \cos \varphi \right) \right]. \end{aligned}$$

Setzen wir weiter zur Vereinfachung $R = m\lambda$ ($m > 0$ und ganze Zahl), so wird unter Benutzung der Beziehung $\frac{\pi}{2} \cos \varphi = \cos \beta$:

$$\mathfrak{E}_P = 2 \frac{\omega I_0 l}{R} [\sin \beta - \sin 3\beta + \sin 5\beta - \sin 7\beta + \sin 9\beta]. \quad (70)$$

Die Abhängigkeit der ausgestrahlten Energie von β und damit auch von der Richtung φ wird somit durch die einfache Überlagerung von 5 Sinuskurven gleicher Amplitude, abwechselndem Vorzeichen und den ersten fünf ungeraden Perioden dargestellt. Für den Winkelraum $\varphi = +90^\circ$ bis -90° ist in Abb. 71 die so gewonnene Horizontalcharakteristik dargestellt; ihre Öffnungsbreite beträgt 73° . In jedem Quadranten ergeben sich jeweils 5 Nullstellen, die z. B. bei den Winkeln $\varphi = 36^\circ 50'$, $53^\circ 10'$, $66^\circ 25'$, $78^\circ 30'$ und 90° liegen. Die Form dieser Charakteristik konnte auch experimentell bestätigt werden.

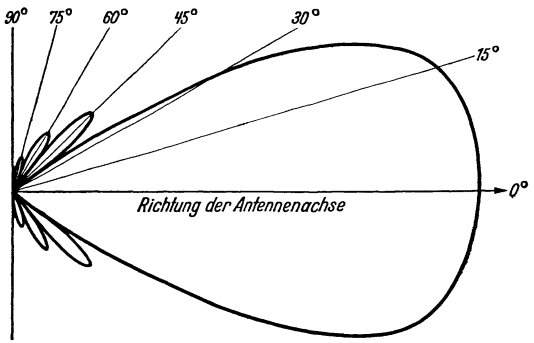


Abb. 71. Horizontales Strahlungsdiagramm einer in der 9. Oberschwingung erregten Horizontalantenne.

Zu diesen Horizontalantennen

gehören auch die sog. *Erdantennen*, die aus zwei gut isolierten Kabeln annähernd gleicher Länge bestehen und direkt auf dem Erdboden in gerader Linie ausgelegt werden. Auch hier können wir im Falle der Grundschwingung uns die Wirkung durch zwei vertikale Antennen, deren Ströme gleiche Stärke, aber entgegengesetzte Phase haben, ersetzt denken. Allerdings ist die effektive Höhe dieser Ersatzantennen sehr klein und dementsprechend die Richtwirkung der Anordnung sehr gering. Immerhin sind solche Antennen im Weltkrieg in den vorderen Stellungen mit sehr gutem Erfolg benutzt worden, zumal sie besonders einfach aufzubauen sind. Heute haben derartige Antennenanordnungen durch die Ultrakurzwellen an Bedeutung verloren, so daß wir im einzelnen nicht näher darauf einzugehen brauchen und nur auf die entsprechende Literatur verweisen [37, 39 bis 41].

4. Die geknickte Marconiantenne.

Zu den Antennen für gerichtetes Senden gehört auch die bereits von MARCONI [42] in den ersten Jahren der drahtlosen Technik benutzte *geknickte Antenne* oder *I-Antenne*. Diese Antenne, mit der eine Reihe von Großstationen ausgerüstet war, besteht, wie es Abb. 72 zeigt, aus einem vertikalen Teil der Höhe h und einem horizontalen Teil der Länge l , wobei $h + l$ kleiner als die zur Sendung benutzte Wellenlänge ist. Eine solche Antenne liefert in der Pfeilrichtung eine be-

sonders starke Strahlung. Die Theorie dieser geknickten Marconiantenne ist von H. v. HOERSCHELMANN [42a] gegeben worden. Sie setzt voraus, daß der Erdboden unter und in nächster Umgebung der Antenne eine mittlere Leitfähigkeit besitzt. Der horizontale Teil der Antenne induziert dann in den obersten Erd-

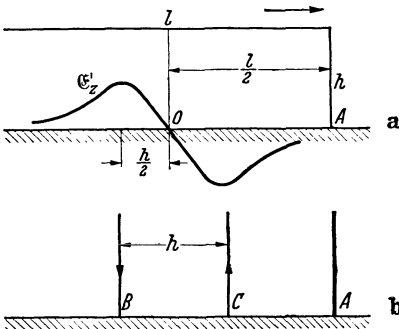


Abb. 72. Geknickte Marconiantenne (a) nebst Ersatzbild (b).

schichten kräftige Erdströme, die eine vertikale elektrische Feldkomponente besitzen. Letztere läßt sich bezüglich ihrer räumlichen Verteilung durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$\mathcal{E}'_z = \text{konst. } \bar{I} l \cos \varphi \frac{\varrho/h}{(1 + \varrho^2/h^2)^{5/2}},$$

dabei bedeutet \bar{I} den mittleren räumlichen Strom und ϱ den vom Fußpunkt des von der Mitte des horizontalen Teiles l nach der Erde gefällten Lotes auf der Erdoberfläche unter dem Winkel φ gegen die Antennenrichtung gezogenen Radiusvektor. Entsprechend dieser Gleichung erhält man für $\varphi = 0$ bzw. 180° ,

d. h. in der Meridianebene der Antenne ein scharfes Maximum der Feldstärke \mathcal{E}'_z für $\varrho = \pm \frac{h}{2}$, wie es der in Abb. 72 eingezeichnete Verlauf von \mathcal{E}'_z zeigt. Die Wirkung der Erdströme läßt sich also durch zwei Antennen B und C ersetzen, die in den Punkten $\varrho = \pm \frac{h}{2}$, $\varphi = 0$ angebracht sind und von gleichen Strömen, aber mit entgegengesetzter Phase durchflossen werden. Bezeichnen wir die Stromamplitude in den Hilfsantennen mit I'_{0h} und die in dem vertikalen Teil h mit I_{0h} , so gilt ferner die Beziehung:

$$I'_{0h} h = I_{0h} \frac{l \lambda}{2 \pi h} \frac{1}{\sqrt{2 \sigma c \lambda}} \quad (71)$$

unter der Bedingung, daß $2 \sigma \lambda c / \varepsilon \gg 1$ ist ($\sigma =$ Leitfähigkeit, $\varepsilon =$ Dielektrizitätskonstante des Erdbodens), was praktisch meist erfüllt ist.

Die Richtwirkung der geknickten Antenne kommt nun zustande durch die Überlagerung des vom vertikalen Teil h der Antenne erzeugten Feldes \mathcal{E}_h und des Feldes \mathcal{E}'_h , das von den Erdströmen, d. h. von der Doppelantenne BC herrührt. Zwischen diesen beiden Feldern besteht zeitlich eine Phasendifferenz von 45° . Nun ist in der Entfernung r

$$\mathcal{E}_h = \frac{120 \pi I_{0h} h}{\lambda r} \sin \omega t',$$

wenn wir zur Vereinfachung $t' = t - \frac{\omega r}{c}$ setzen; ferner ist nach Gl. (62a):

$$\mathcal{E}'_h = \frac{2 \cdot 120 \pi I'_{0h} h}{\lambda r} \frac{\pi h}{\lambda} \cos \varphi \sin \left(\omega t' - \frac{\pi}{4} \right),$$

so daß sich für das resultierende Feld in der Entfernung r ergibt:

$$\mathcal{E} = \frac{120 \pi h}{\lambda r} \left[I_{0h} \cdot \sin \omega t' + \frac{I'_{0h} \cdot 2 \pi h}{\lambda} \cos \varphi \sin \left(\omega t' - \frac{\pi}{4} \right) \right].$$

Mit Bezug auf Gl. (71) folgt daraus:

$$\mathcal{E} = \frac{120 \pi h I_{0h}}{\lambda r} \left[\sin \omega t' + \frac{l}{h} \sqrt{\frac{1}{2 \sigma \lambda c}} \cos \varphi \sin \left(\omega t' - \frac{\pi}{4} \right) \right].$$

Setzt man den Ausdruck $\frac{l}{h} \sqrt{\frac{1}{2\sigma\lambda c}}$, der für die betreffende Antenne eine Konstante darstellt, gleich k , so ist:

$$\mathcal{E} = \frac{120\pi h I_0}{\lambda r} \left[\sin \omega t' + k \cos \varphi \sin \left(\omega t' - \frac{\pi}{4} \right) \right].$$

Hieraus folgt für die resultierende Feldamplitude der Wert:

$$\mathcal{E}_{\max} = \frac{120\pi h I_0}{\lambda r} \sqrt{1 + k^2 \cos^2 \varphi + \sqrt{2} k \cos \varphi}. \quad (72)$$

Nach dieser Gleichung sind in der Abb. 73 für verschiedene Werte von k die Richtcharakteristiken gezeichnet. Wählen wir $l/h = 5$ und $\lambda = 2000$ m, so entspricht die stark ausgezogene Kurve b einem Wert $k = 4$, was für $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-16}$ CGS erfüllt ist, während die schwach ausgezogene Kurve c für $k = 1,4$, d. h. $\sigma = 10^{-15}$ CGS gilt. Beide Leitfähigkeiten entsprechen schlecht leitendem Boden.

Die schon sehr ungünstige Form der Kurve d gilt für $k = 0,2$.

Wir sehen also, daß bei dieser Antennenart der Einfluß des Bodens von ausschlaggebendem Einfluß für die Ausbildung der Richtcharakteristik ist. Ist das Leitvermögen des Bodens sehr groß, so wird k sehr klein, und für \mathcal{E} erhält man dann nach Gl. (72) einen Kreis (e). Der andere Grenzfall ist der, daß k sehr groß wird, was z. B. der Fall ist, wenn $h \ll l$ ist; dann wird $\mathcal{E} = 2h\omega I_h/r \cdot k \cos \varphi$, d. h. die Charakteristik wird durch zwei sich berührende Kreise (Kurve a in Abb. 73) dargestellt. Es wirken dann infolge Wegfalls des vertikalen Teiles der Antenne nur noch die durch den Erdstrom bedingten Ersatzantennen B und C . Dieser letzte Fall ist z. B. bei der im vorangehenden Abschnitt bereits besprochenen Erdantenne annähernd erfüllt.

Als eine Abart der geknickten Antenne sind schließlich auch die sog. *schiefen Antennen* anzusehen, die aus einem von der Erdoberfläche schräg nach aufwärts gespannten geraden Draht bestehen.

Die zwar einseitige Richtcharakteristik der geknickten Marconiantenne hat aber noch den Nachteil, daß sie stark von der durch Witterungseinflüsse bedingten Veränderung der Bodenleitfähigkeit abhängt und außerdem noch eine verhältnismäßig große rückwärtige Strahlung aufweist, so daß im besten Fall $\varrho = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\max}}$ den Wert 40% annimmt. Von ZENNECK [43] ist der Vorschlag gemacht worden, die Richtcharakteristik durch Kombination zweier geknickter Antennen zu verbessern, die in geeignetem Abstand d aufgestellt sind und mit Schwingungen

erregt werden, deren Phasendifferenz den Wert $\psi = \pi + \frac{2\pi d}{\lambda}$ besitzt. Man findet dann unter Bezug auf Gl. (63) für die Richtcharakteristik den Ausdruck:

$$\mathcal{E} = \frac{120\pi h I_0}{\lambda r} \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \varphi - 1 \right) \sqrt{1 + k^2 \cos^2 \varphi + \sqrt{2} k \cos \varphi}. \quad (73)$$

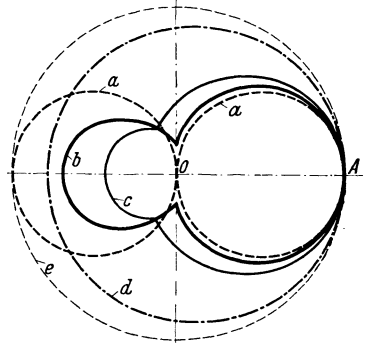


Abb. 73. Horizontale Richtcharakteristik der geknickten Marconiantenne; a : für sehr großes k ; b : für $k = 4$; c : für $k = 1,4$; d : für $k = 0,2$ und e für sehr kleines k (nach ZENNECK).

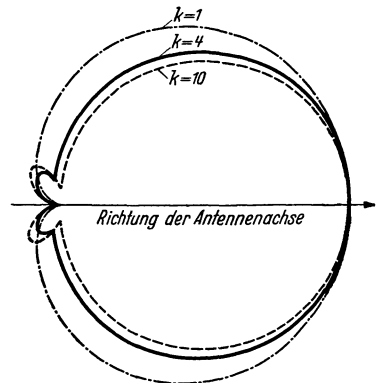


Abb. 74. Strahlungsdiagramm zweier kombinierter geknickter Marconiantennen (nach ZENNECK).

Diese vollständig einseitige Charakteristik hat für die Werte $k = 1, 4$ und 10 und $d/\lambda = \frac{1}{4}$ die in Abb. 74 dargestellten Formen. Dabei ist besonders bemerkenswert, daß sich die Form der Charakteristik nur wenig mit dem Wert k ändert; dies ist deshalb wichtig, weil k , wie oben erwähnt wurde, von der Bodenbeschaffenheit und damit auch von Witterungseinflüssen abhängt.

5. Die Dipolreihe, Dipolgruppe und Dipolebene.

Die durch die Gleichung $\mathfrak{E}_{\text{Dipol}} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta}$ (s. S. 25) dargestellte Vertikalcharakteristik einer in der Grundschiwingung erregten stabförmigen Antenne läßt sich wesentlich günstiger dadurch gestalten, daß man eine größere Anzahl solcher in gleicher Phase erregter Antennen in Abständen von $\lambda/2$ übereinander anordnet (Abb. 75). Der gegenseitige Abstand ist dabei von Antennenmitte zu

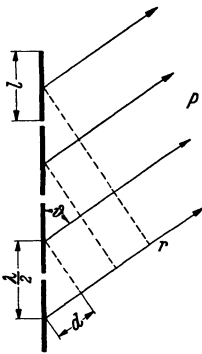


Abb. 75. Zur Feldberechnung der Dipolreihe.

Antennenmitte gerechnet. Im folgenden bezeichnen wir entsprechend dem heute üblichen Sprachgebrauch die in der Grundschiwingung erregte stabförmige Antenne kurz als Dipol, wobei wir aber nicht vergessen dürfen, daß sie sich hinsichtlich ihrer Stromverteilung und des Verhältnisses l/λ von dem eigentlichen HERTZSchen Dipol unterscheidet. Die in einer Reihe angeordneten Dipole nennen wir eine *Dipolreihe*. Besteht die Dipolreihe aus m Dipolen im gegenseitigen Abstand $\lambda/2$, so findet man das Feld im Aufpunkt P , der vom ersten Dipol die Entfernung r ($\gg \lambda/2$) haben möge, durch eine Summierung der von allen Dipolen gelieferten Feldbeiträge. Das vom k ten Dipol in P erzeugte Feld hat den Betrag:

$$\mathfrak{E}_{\vartheta_k} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta} \cos\omega\left(t - \frac{r - kd}{c}\right),$$

wenn man mit d den Gangunterschied der von zwei benachbarten Dipolen nach P laufenden Wellen bezeichnet. Im vorliegenden Fall ist $d = \frac{\lambda}{2} \cos\vartheta$, so daß man für $\mathfrak{E}_{\vartheta_k}$ unter Benutzung komplexer Schreibweise den Ausdruck erhält:

$$\mathfrak{E}_{\vartheta_k} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta} e^{jk\pi \cos\vartheta} e^{j\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right)}.$$

Für das resultierende Feld aller m Dipole ist die Summe über k von $k = 0$ bis $k = m$ zu bilden:

$$\mathfrak{E}_{\vartheta_{\max}} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta} \sum_{k=0}^{k=m} (e^{j\pi \cos\vartheta})^k.$$

Nun ist

$$\sum_{k=0}^{k=m} (e^{j\pi \cos\vartheta})^k = \frac{1 - e^{j\pi m \cos\vartheta}}{1 - e^{j\pi \cos\vartheta}}.$$

Durch Multiplikation mit dem konjugiert komplexen Teil erhält man als absoluten Betrag der Summe:

$$\sqrt{\frac{1 - \cos(m\pi \cos\vartheta)}{1 - \cos(\pi \cos\vartheta)}} = \frac{\sin\left(\frac{m\pi}{2} \cos\vartheta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos\vartheta\right)}.$$

Mithin ist:

$$\mathcal{E}_{\vartheta_{\max}} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos \frac{\pi}{2} \cos \vartheta}{\sin \vartheta} \cdot \frac{\sin \left(\frac{m\pi}{2} \cos \vartheta \right)}{\left(\sin \frac{\pi}{2} \cos \vartheta \right)}. \quad (74)$$

Der Ausdruck

$$\Phi = \frac{\sin \left(\frac{m\pi}{2} \cos \vartheta \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta \right)} \quad (75)$$

wird als *Term der Dipolreihe* bezeichnet. Wie die Gl. (74) zeigt, tritt Φ als Faktor zur Richtcharakteristik des einzelnen Dipols hinzu. m kann dabei sowohl gerade

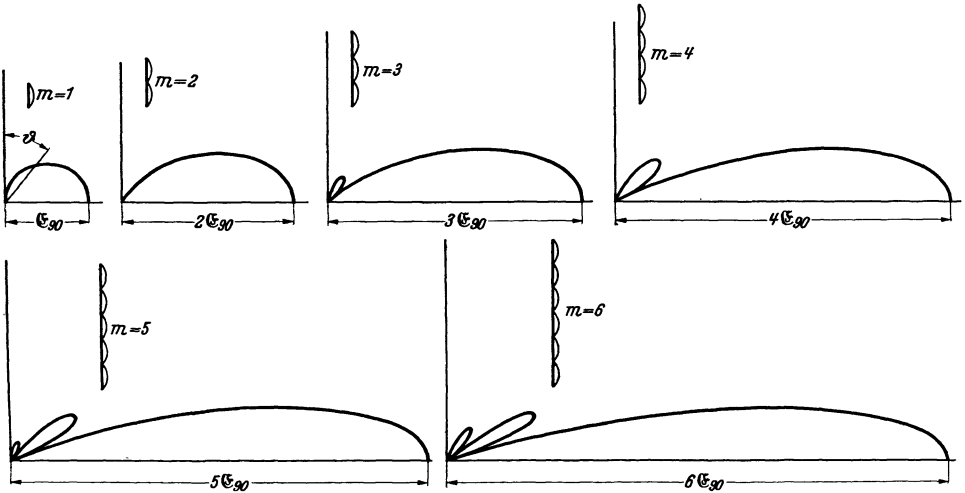


Abb. 76. Vertikaldiagramm der elektrischen Feldstärke der Dipolreihe für $m=1$ bis 6 (nach SIEGEL u. LABUS).

als auch ungeradzahlig sein. Für den Fall, daß der Abstand der Mitten zweier aufeinanderfolgender Dipole nicht $\lambda/2$, sondern d beträgt, geht der Ausdruck (75 a) in die Form:

$$\Phi' = \frac{\sin \left(\frac{m\pi d}{\lambda} \cos \vartheta \right)}{\sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \vartheta \right)} \quad (75 a)$$

über.

In der Abb. 76 sind nach G. (74) für $m=1$ bis 6 die Feldcharakteristiken für den Winkelraum $\vartheta=0^\circ$ bis 90° dargestellt. Man erkennt sofort, daß die Hauptstrahlung in der Richtung $\vartheta=90^\circ$ erfolgt. In dieser Richtung addieren sich jeweils die Teilfelder aller Dipole, so daß also

$$\mathcal{E}_{90^\circ \max} = m \cdot \frac{60 I_0}{r} \quad (76)$$

ist. Mit wachsendem m wird ferner die Öffnungsbreite der Charakteristik kleiner. Die Nullstellen der Strahlung liegen an den Stellen, wo

$$\cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta \right) = 0 \quad \text{bzw.} \quad \sin \frac{m\pi \cos \vartheta}{2} = 0$$

wird, d. h. wo

$$\cos \vartheta = \frac{2}{m}, \frac{4}{m}, \frac{6}{m} \dots 1$$

ist. Die Öffnungsbreite β ergibt sich demnach zu:

$$\beta = 2(90^\circ - \vartheta'), \quad \text{wobei} \quad \cos \vartheta' = \frac{2}{m}.$$

So ist z. B. für $m = 3: \beta = 83^\circ$, und für $m = 6$ nur noch 39° . Das Feld ist selbstverständlich um die Richtung der Dipolreihe rotationssymmetrisch; es wird tangiert von den Mantelflächen eines stumpfwinkligen Kegels, dessen Achse mit der Dipolrichtung zusammenfällt.

Wir betrachten noch den Strahlungswiderstand der aus m Dipolen bestehenden Reihe. Nach Gl. (48a) auf S. 29 ist der Strahlungswiderstand eines Dipols bei Erregung in der Grundschiwingung:

$$R_S = 60 \int_0^\pi \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \cdot d\vartheta \quad (\text{Dipol}).$$

Entsprechend ergibt sich für die Dipolreihe mit Beachtung der Gl. (74):

$$R_S = 60 \int_0^\pi \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \cdot \left[\frac{\sin \frac{m\pi \cos \vartheta}{2}}{\sin \frac{\pi \cos \vartheta}{2}} \right]^2 d\vartheta \quad (\text{Dipolreihe}). \quad (77)$$

Die Lösung des Integrals liefert nach [44]:

$$R_S = 60 \cdot 2 \cdot (-1)^{\mu+1} \sum_{\mu=1}^{\mu=m-1} (m - \mu) [E + \ln(2\mu\pi) - Ci(2\mu\pi)] \left. \vphantom{\sum} \right\} \quad (78)$$

$$+ \frac{1}{2} (-1)^{m+1} [E + \ln(2m\pi) - Ci(2m\pi)] \text{ Ohm.}$$

Hierfür kann man als erste Näherung schreiben:

$$R_S = 60 \left[\frac{E}{2} + \frac{1}{2} \ln 2\pi - \frac{1}{2} Ci 2\pi + 2(m - 1) \right] \text{ Ohm} \quad (E = \text{EULERSche Konstante}).$$

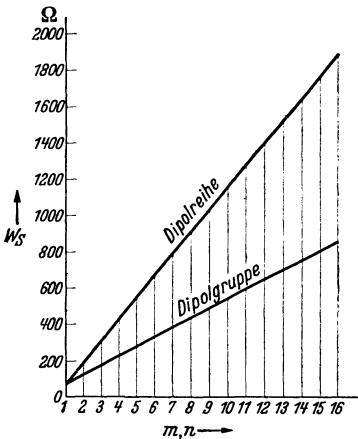


Abb. 77. Strahlungswiderstand der Dipolreihe und Dipolgruppe in Abhängigkeit von der Anzahl der Dipole (nach SIEGEL u. LABUS).

Vergleicht man diesen Wert mit Gl. (48b) und (48c) auf S. 29, so findet man, daß der Strahlungswiderstand der Dipolreihe geschrieben werden kann:

$$\left. \begin{aligned} R_S &= 60(1,22 + (2m - 1)) \\ &= R_{S_{\text{Dipol}}} + 120(m - 1) \text{ Ohm.} \end{aligned} \right\} \quad (78a)$$

In Abb. 77 ist der Strahlungswiderstand der Dipolreihe in Abhängigkeit von der Dipolzahl in der oberen Geraden dargestellt [44].

Die von einer Dipolreihe mit m Dipolen ausgestrahlte Leistung beträgt mit Bezug auf Gl. (78a):

$$N_m = 60 I_{\text{eff}}^2 (1,22 + 2(m - 1)),$$

während ein einzelner Dipol bei der gleichen Stromstärke nach Gl. (36a) die Leistung:

$$N = 73,2 I_{\text{eff}}^2 = 60 \cdot 1,22 I_{\text{eff}}^2$$

abgibt. Will man also in der Hauptstrahlungsrichtung bei der Dipolreihe die gleiche Fernfeldstärke wie mit einem einzelnen Dipol erzielen, so kann man nach Gl. (76) die Dipolreihe mit dem m ten Teil der Stromstärke betreiben. Dies liefert

— von sonstigen Verlusten in den Antennen abgesehen — eine Energieersparnis von

$$a_m = 1 - \frac{1,22 + 2(m-1)}{1,22m^2},$$

d. h. bei $m = 4$ von etwa 63% und bei $m = 8$ von etwa 81%.

Die zweite Möglichkeit, eine größere Zahl von Dipolen miteinander zu kombinieren, ist die sog. *Dipolgruppe*, bei der die Dipole mit ihrer Längsrichtung parallel zueinander in einer Reihe mit dem gegenseitigen Abstand $\lambda/2$ angeordnet sind. Wir hatten bereits auf S. 58 die horizontale Strahlungscharakteristik einer derartigen Anordnung für den Fall berechnet, daß die einzelnen Dipole abwechselnd mit um 180° verschiedener Phase erregt wurden. Es ergab sich dann eine in der Achse dieser Anordnung stark gebündelte Strahlung, deren Öffnungsweite mit der Zahl der Dipole abnimmt.

Erregt man dagegen die einzelnen Strahler der Dipolgruppe gleichphasig, so erhält man unter Benutzung der in Abb. 78 angegebenen Winkelbezeichnungen und unter Berücksichtigung, daß der Gangunterschied der von zwei aufeinanderfolgenden Dipolen nach P laufenden Wellen $d = \lambda/2 \sin \varphi \sin \vartheta$ ist, für das vom k ten Dipol in P erzeugte Feld den Ausdruck:

$$\mathfrak{E}_{\varphi\vartheta k} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \cos \omega \left(t - \frac{r - k \frac{\lambda}{2} \sin \varphi \sin \vartheta}{c} \right).$$

In analoger Weise wie bei der Dipolreihe findet man hieraus für die Strahlungscharakteristik der Dipolgruppe die Gleichung:

$$\mathfrak{E}_{\varphi\vartheta \max} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \left[\frac{\sin\left(\frac{n\pi \sin \vartheta}{2} \cdot \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi \sin \vartheta}{2} \cdot \sin \varphi\right)} \right]. \quad (79)$$

Den Wert in der eckigen Klammer nennen wir in Analogie zur Gl. (75) der Dipolreihe den *Term der Dipolgruppe* und bezeichnen ihn mit Ψ_0 . Es ist also:

$$\Psi_0 = \frac{\sin\left(\frac{n\pi \sin \vartheta}{2} \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi \sin \vartheta}{2} \sin \varphi\right)}. \quad (80)$$

Die nach dieser Gleichung für die Mittelebene $\vartheta = 90^\circ$ für $n = 1$ bis $n = 6$ berechnete Verteilung der elektrischen Feldstärke ist in Abb. 79 wiedergegeben. Auch hier wird mit zunehmender Dipolzahl die Öffnungsweite der Charakteristik kleiner. Die Nullstellen der Strahlung liegen dort, wo

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right) = 0 \quad \text{bzw.} \quad \sin\left(\frac{n\pi}{2} \sin \vartheta \sin \varphi\right) = 0$$

wird, d. h. wo

$$\cos \vartheta = 1 \quad \text{und} \quad \sin \varphi = \frac{2}{n \sin \vartheta}, \frac{4}{n \sin \vartheta}, \dots$$

Für $\vartheta = 90^\circ$, d. h. in der Mittelebene der Dipolgruppe, ist dies der Fall, wenn

$$\sin \varphi = \frac{2}{n}, \frac{4}{n}, \frac{6}{n} \dots$$

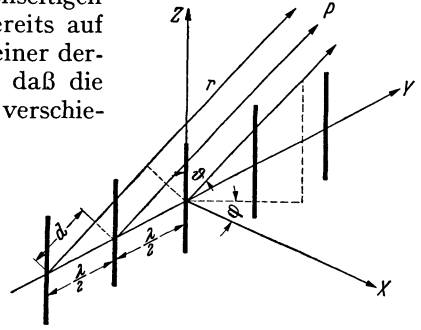


Abb. 78. Zur Feldberechnung der Dipolgruppe.

Wir bekommen also bei gleicher Dipolzahl dieselbe Öffnungsbreite wie bei der Dipolreihe. Zu beachten ist, daß die Strahlungsdiagramme in Abb. 79 keine Rotationssymmetrie um die Dipolgruppenachse (Y -Achse nach Abb. 78) auf-

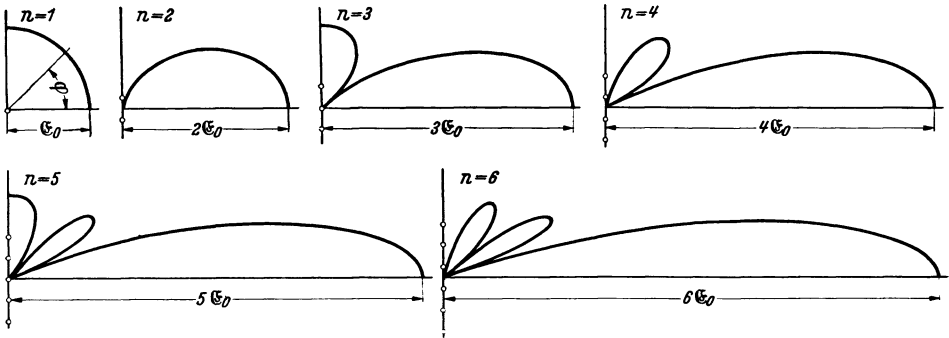


Abb. 79. Vertikaldiagramm der elektrischen Feldstärke der Dipolgruppe für $n = 1$ bis 6 (nach SIEGEL u. LABUS).

weisen, denn für $\vartheta = 0^\circ$ bzw. 180° wird \mathfrak{E}_ϑ , wie man aus Gl. (79) sofort sieht, ebenfalls Null.

Für den Strahlungswiderstand der Dipolgruppe findet man die Gleichung:

$$R_S = \frac{60}{2\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} \frac{\cos^2 \frac{\pi \cos \vartheta}{2}}{\sin \vartheta} \left[\frac{\sin \left(\frac{n\pi}{2} \sin \vartheta \sin \varphi \right)}{\sin \left(\frac{\pi}{2} \sin \vartheta \sin \varphi \right)} \right]^2 d\vartheta \cdot d\varphi. \quad (81)$$

Eine näherungsweise Lösung des Integrals [45] liefert:

$$R_S = 60 \left(n \cdot 1,22 + 4 \sum_{\nu=1}^{\nu=n-1} (n-\nu) \frac{\sin \pi \sqrt{\nu^2 + \frac{1}{4}}}{\pi \sqrt{\nu^2 + \frac{1}{4}}} \right),$$

oder in erster Annäherung:

$$R_S = 60[1,22 + 0,87(n-1)] = W_{S_{\text{Dipol}}} + 52,3(n-1) \text{ Ohm}. \quad (81a)$$

Auch hier bei der Dipolgruppe nimmt der Strahlungswiderstand mit steigender Dipolzahl zu, allerdings nur etwa halb so stark wie bei der Dipolreihe, wie man deutlich aus der Abb. 77 erkennt [44]. Bei Antennenanordnungen, die aus einer Kombination von mehreren Dipolen bestehen, hat die Angabe eines Strahlungswiderstandes nur die Bedeutung, daß diese Größe mit dem Quadrat der effektiven Stromstärke in dem Strombauch eines Dipols multipliziert die Strahlungsleistung der Antennenanlage liefert. Bildet man analog zu den Ausführungen auf S. 64 für die Dipolgruppe den Wert a_n , der die Energieersparnis angibt, wenn man mit einer Dipolgruppe von n Dipolen in der Hauptstrahlungsrichtung die gleiche Fernfeldstärke wie mit einem einfachen Dipol erzeugen will, so erhält man die Beziehung:

$$a_n = 1 - \frac{1,22 + 0,87(n-1)}{1,22n^2}.$$

Ein Vergleich mit dem Wert a_m für die Dipolreihe auf S. 65 zeigt, daß bei gleicher Dipolzahl ($n = m$) die Dipolgruppe energetisch günstiger abschneidet, wobei allerdings Voraussetzung ist, daß bei beiden Anordnungen die Verlustwiderstände gleich sind. Für $n = 4$ findet man $a_n = 81\%$ und für $n = 8$ ergibt sich $a_n = 97\%$.

Es bleibt noch übrig, die Gl. (79) für den Fall umzuschreiben, daß die in der Gruppe angeordneten n Dipole ($n = \text{ganze Zahl}$) abwechselnd in entgegengesetzter Phase erregt sind. Dann wird unter Beibehaltung aller übrigen Bezeichnungen:

$$\mathcal{E}_{\vartheta_{\max}} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \left[\frac{\sin\left[\frac{n\pi \sin \vartheta}{2} \sin \varphi\right]}{\cos\left(\frac{\pi \sin \vartheta}{2} \sin \varphi\right)} \right] \quad (82)$$

und der Gruppenterm hat die Form:

$$\Psi_{180^\circ} = \frac{\sin\left(\frac{n\pi \sin \vartheta}{2} \sin \varphi\right)}{\cos\left(\frac{\pi \sin \vartheta}{2} \sin \varphi\right)}. \quad (83)$$

Für $n = 10$ hat die Horizontalcharakteristik die bereits in Abb. 71 wiedergegebene Form.

Ganz allgemein ergibt sich für Ψ bei einer Phasenverschiebung χ zwischen zwei aufeinanderfolgenden Dipolen:

$$\Psi_\chi = \frac{\sin\left[\frac{n\pi \sin \vartheta}{2} \sin \varphi + \frac{n\chi}{2}\right]}{\sin\left(\frac{\pi \sin \vartheta \sin \varphi}{2} + \frac{\chi}{2}\right)}. \quad (84)$$

Hieraus ergeben sich für $\chi = 0$ und $\chi = 180^\circ$ die obigen Gl. (15a) und (17b).

Besitzt schließlich von n parallel zueinander in einer Ebene im gegenseitigen Abstand $\lambda/2$ liegenden Dipolen die eine gleichphasig erregte Hälfte gegenüber der anderen ebenfalls gleichphasig erregten Hälfte die Phasendifferenz 180° , so gilt der *Gruppenterm*:

$$\Psi' = \frac{\sin^2\left(\frac{n\pi \sin \vartheta}{2} \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \vartheta \sin \varphi\right)}. \quad (85)$$

Selbstverständlich lassen sich analoge Ausdrücke für die Gruppenterme auch für den ganz allgemeinen Fall aufstellen, daß die einzelnen Dipole in höheren Oberschwingungen erregt sind, und daß ferner der gegenseitige Abstand nicht $\lambda/2$, sondern einen beliebigen Wert beträgt. Da solche Antennenkombinationen in der Praxis wenig benutzt werden, verzichten wir hier auf die Wiedergabe dieser Ausdrücke im einzelnen und schreiben nur den Term Ψ_χ entsprechend Gl. [84] für den Fall hin, daß n Dipole im gegenseitigen Abstand d angebracht sind und daß ihre Länge l ein p -faches der halben Wellenlänge sei ($l = \frac{p \cdot \lambda}{2}$, $p = 1, 2, 3 \dots$). Setzt man zur Abkürzung $k = \frac{\pi p}{l}$, so ist:

$$\Psi_\chi = \frac{\sin \frac{n}{2} (k d \sin \vartheta \sin \varphi + \chi)}{\sin \frac{1}{2} (k d \sin \vartheta \sin \varphi + \chi)}. \quad (86)$$

Hieraus ergeben sich zwangsläufig alle oben aufgeführten Terme der verschiedenen Dipolgruppen [48].

Es ist naheliegend, die beiden außerordentlich günstigen Richtcharakteristiken der Dipolgruppe und Dipolreihe miteinander zu kombinieren, indem man z. B. m Dipolgruppen, bestehend aus je n Elementen, im Abstand von $\lambda/2$ übereinander anordnet oder, was natürlich dasselbe ist, indem man n Dipolreihen aus je m Elementen in einer Reihe ebenfalls mit $\lambda/2$ Abstand nebeneinander aufbaut. Man erhält dann eine Fläche, die ganz regelmäßig mit $m \cdot n$ Dipolen besetzt ist. Eine solche Fläche nennen wir eine *Dipolebene*. Man überlegt sich leicht im Anschluß

an die bisherigen Betrachtungen, daß die Gleichung der resultierenden Feldstärke folgende Form annimmt:

$$\mathcal{E}_{\varphi\vartheta} = \mathcal{E}_{\text{Dipol}} \cdot \Phi \cdot \Psi_0 = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \left[\frac{\sin \frac{m\pi \cos \vartheta}{2}}{\sin \frac{\pi}{2} \cos \vartheta} \right] \left[\frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \sin \vartheta \sin \varphi\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \vartheta \sin \pi\right)} \right]. \quad (87)$$

Auf der rechten Seite steht das Produkt aus Dipolcharakteristik, Reihen- und Gruppenterm. In Richtung senkrecht zur Dipolebene erhalten wir nach beiden Seiten eine maximale Strahlung, die in der Entfernung r die Feldstärke

$$\mathcal{E}_{0^\circ 90^\circ \text{max}} = m \cdot n \cdot \frac{60 I_0}{r} \text{ V/m} \quad (88)$$

erzeugt. Eine derartige Anordnung liefert demnach eine $m \cdot n$ -fache Verstärkung der Empfangsfeldstärke gegenüber dem einfachen Dipol, vorausgesetzt, daß jedem Dipol dieselbe Stromstärke zugeführt wird und somit die dem ganzen System zugeführte Leistung auf den etwa $m \cdot n$ -fachen Wert gestiegen ist. Will man dagegen in der Hauptstrahlungsrichtung der Dipolebene die gleiche Fernfeldstärke erzielen, wie sie ein einzelner Dipol liefert, so kann man die einzelnen Strahler der Dipolebene mit dem $m \cdot n$ -ten Teil der Stromstärke des Einzeldipols betreiben. Man erhält dann in analoger Weise wie in den oben für die Dipolreihe und Dipolgruppe besprochenen Fällen eine recht beträchtliche Energieersparnis. Die Form der Richtcharakteristik, auf die wir in der Abb. 82 später noch zurückkommen, ergibt sich aus den in Abb. 77 und 80 gezeichneten Einzelcharakteristiken von Dipolreihe und Dipolgruppe.

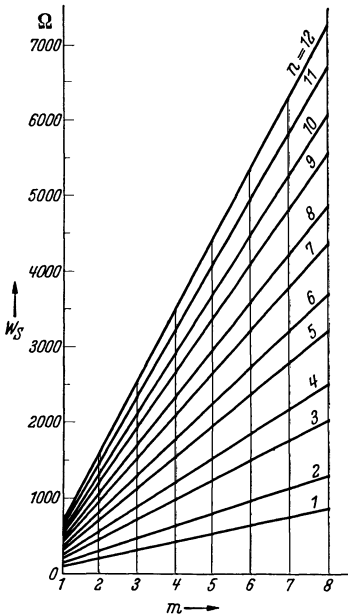


Abb. 80. Strahlungswiderstand der Dipolebene (nach SIEGEL u. LABUS).

Der Strahlungswiderstand einer Dipolebene ist:

$$R_S = \frac{60}{2\pi} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\vartheta=\pi} \left[\frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2} \sin \vartheta \sin \varphi\right)}{\sin \frac{\pi}{2} \sin \vartheta \sin \varphi} \right]^2 \left[\frac{\sin\left(\frac{m\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)} \right]^2 \cdot \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} d\vartheta d\varphi. \quad (89)$$

Für größere Werte von m und n erhält man die Näherungslösung:

$$R_S = \left[n + 2 \sum_{\nu=1}^{\nu=n-1} (n - \nu) \mathfrak{J}_0(\nu\pi) \right] \cdot R_{S \text{Dipolreihe}} \text{ Ohm.} \quad (89a)$$

Hierin ist \mathfrak{J}_0 die BESSELSche Funktion nullter Ordnung und $R_{S \text{Dipolreihe}}$ der Strahlungswiderstand der aus m Dipolen bestehenden Dipolreihe, entsprechend Gl. (77) auf S. 64. In der Abb. 80 ist der Strahlungswiderstand der Dipolebene in Abhängigkeit von m und n wiedergegeben. So ergibt sich z. B. für $m = 8$ und $n = 6$ der Wert $R_S = 3720$ Ohm oder für $m = 16$ und $n = 6$: $R_S = 7492$ Ohm. Da nach Abb. 77 die Strahlungswiderstände der Dipolreihe und Dipolgruppe für gleiche Dipolzahlen ($m = n$) verschieden groß sind, übersieht man leicht, was auch aus Abb. 80 folgt, daß bei einer Dipolebene für eine bestimmte Strahlerzahl der Strahlungswiderstand um so kleiner und infolgedessen die zur Erzielung einer

* Eine genaue Integration findet sich bei [45].

bestimmten Fernfeldstärke erforderliche Leistung um so geringer sein wird, je größer n und je kleiner m gewählt wird. Für $m = 6$ und $n = 8$ wird z. B. $R_s = 3648$ Ohm, und für $m = 6$ und $n = 16$ wird $R_s = 6625$ Ohm.

Bei diesen Betrachtungen ist aber nicht berücksichtigt, daß die einzelnen Dipole einer Dipolebene untereinander strahlungsgekoppelt sind, wodurch der Strahlungswiderstand eines jeden Dipols eine kleine Änderung erfährt, die mit dem Ort des Dipols in der Ebene variiert. Hinsichtlich dieser Feinheiten sei der Leser auf die diesbezüglichen Originalarbeiten [47, 48] hingewiesen.

Die noch vorhandene Zweiseitigkeit der Strahlung senkrecht zur Dipolebene läßt sich durch Anbringung einer zweiten derartigen Anordnung beseitigen. Nach den Überlegungen auf S. 53 ist der dazu notwendige günstigste Abstand $d = \frac{1}{4}\lambda$; die Phasendifferenz zwischen den Strömen in beiden Antennenebenen muß dann $\psi = \pi - \frac{2\pi d}{\lambda} = \frac{\pi}{2}$ betragen. Wie wir weiter unten auf S. 75 noch besprechen werden, ist eine Fremderregung dieser zweiten Antennenebene nicht unbedingt notwendig. Es genügt, diese zweite Dipolebene als Reflektorebene zu benutzen, deren Dipole im Strahlungsfeld der ersten Ebene bei einem Abstand von $\lambda/4$ automatisch mit der richtigen Phasendifferenz erregt werden. Auf der rechten Seite der Gl. (87) für das Richtungsdiagramm der einfachen Dipolebene tritt dann noch auf Grund der Überlegungen von S. 53 Gl. (63) der Faktor

$$\sin \left[\frac{\pi}{4} (1 + \sin \vartheta \cos \varphi) \right]$$

hinzu, der die Wirkung der Reflektorebene kennzeichnet (s. hierzu auch S. 75 ff). Weitere Einzelheiten über solche Antennenkombinationen finden sich in den Arbeiten [33, 46, 49 bis 50].

6. Die praktische Ausführung der aus Dipolebenen aufgebauten Richtantennen.

Für den praktischen Aufbau einer Dipolebene sind die verschiedensten Wege eingeschlagen worden. In der Abb. 81 ist die sog. „Tannenbaumantenne“ abgebildet, die in verschiedenen großen Ausführungen bei den von Telefunken gebauten Richtantennenanlagen für den transozeanischen Verkehr benutzt [50] wird. Bei der in

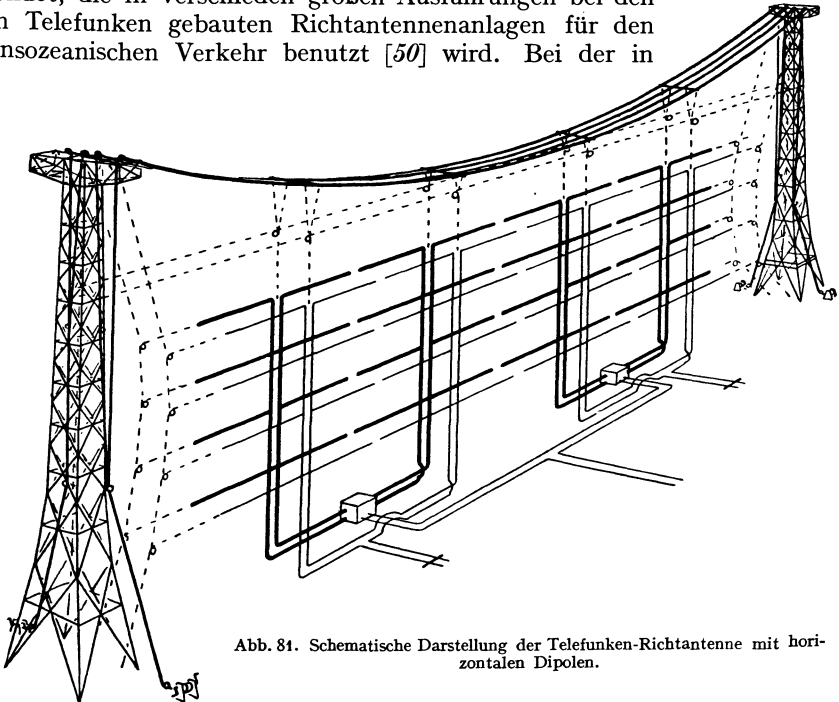


Abb. 81. Schematische Darstellung der Telefunken-Richtantenne mit horizontalen Dipolen.

Abb. 81 wiedergegebenen Anlage haben wir zwei Dipolebenen mit jeweils 4 Dipolreihen von je 8 einzelnen Dipolen. Die gesamte Antennenanlage besteht somit aus 64 Dipolen, die in geeigneter Weise über zwei Paralleldrahtleitungen von einem Hochfrequenzgenerator gespeist werden. Die neueren derartigen Anlagen bestehen sogar aus 192 Einzeldipolen ($m = 6, n = 16$). Da die einzelnen Dipole horizontal liegen, ist die Polarisationsrichtung des elektrischen Feldes ebenfalls horizontal; dies ist für den Aufbau der Empfangsanlage wichtig. Die horizontale Lage der Polarisationsrichtung des elektrischen Feldes wurde auf

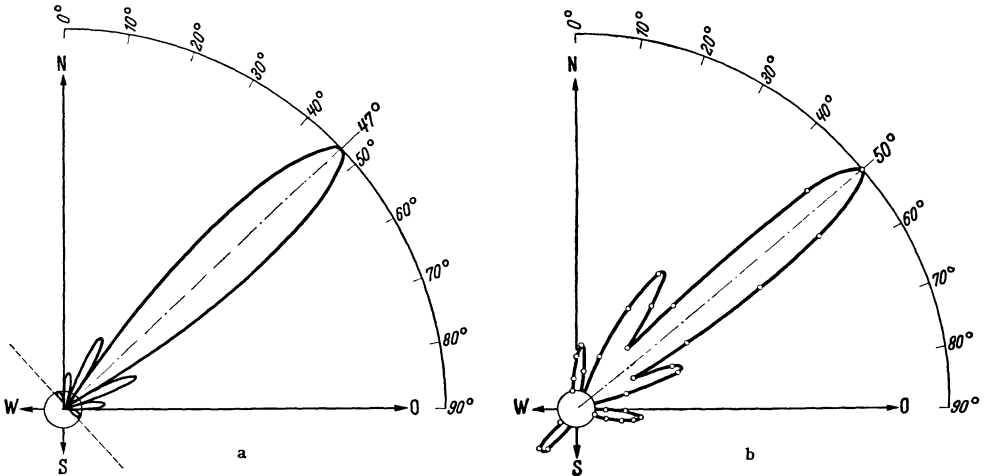


Abb. 82. Horizontales Strahlungsdiagramm der Telefunkenrichtantenne. a: berechnet; b: gemessen (nach KRÜGER und PENDEL).

Grund praktischer Versuche gewählt, die zeigten, daß bei gleicher Senderleistung ein horizontal polarisiertes elektrisches Feld eine 2–4mal so große Empfangsfeldstärke liefert wie ein vertikal polarisiertes Feld, was seinen Grund in dem Bodeneinfluß in der Nähe der Antenne hat.

In der Abb. 82a ist die für die Strahlwerferanordnung von 64 Dipolen berechnete Horizontalcharakteristik wiedergegeben¹ und daneben in Abb. 82b die

¹ Die Gleichung der Horizontalcharakteristik ist in diesem Fall:

$$\mathcal{E}_\varphi = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos \frac{\pi \cos \varphi}{2} \sin \left(\frac{8\pi}{2} \cos \varphi \right)}{\sin \varphi \sin \left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi \right)}$$

(φ = Winkel in der Horizontalebene zwischen Fahrstrahl nach dem Aufpunkt P und der Dipolrichtung = Winkel ϑ in Abb. 78.)

Diese Gleichung wird in der Literatur oft in folgender Form geschrieben:

$$\mathcal{E}_\varphi = \frac{60 I_0}{r} \frac{8}{\sin \varphi} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi \right) \cdot \cos(\pi \cos \varphi) \cdot \cos(2\pi \cos \varphi),$$

zu der man aus der vorhergehenden Gleichung kommt, wenn man durch dreimalige Anwendung der Beziehung $\sin 2\varphi = 2 \sin \varphi \cos \varphi$ den Faktor $\sin \left(\frac{8\pi}{2} \cos \varphi \right)$ trigonometrisch umformt. Entsprechend läßt sich die Gleichung für die Vertikalcharakteristik der in Abb. 81 dargestellten Anlage:

$$\mathcal{E}_\vartheta = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos \frac{\pi}{2} \cos \vartheta \sin \left(\frac{4\pi}{2} \sin \vartheta \right)}{\sin \vartheta \sin \left(\frac{\pi}{2} \sin \vartheta \right)}$$

in der Form schreiben:

$$\mathcal{E}_\vartheta = \frac{60 I_0}{r} \frac{4}{\sin \vartheta} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta \right) \cos(\pi \sin \vartheta).$$

experimentell ausgemessene Feldstärkenverteilung. Man erkennt hier sofort die ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen der Theorie und der praktisch ausgeführten Anlage. Es fällt vielleicht nur auf, daß noch eine kleine rückwärtige Strahlung vorhanden ist. Diese rührt daher, daß die als Reflektorebene dienende zweite Dipolebene strahlungsgekoppelt ist und infolgedessen keine vollkommene Reflexion liefert. Bei neueren Anlagen, bei denen die Reflektorebene direkt vom Sender erregt wird, ist die rückwärtige Strahlung praktisch auf weniger als $\frac{1}{20}$ der Hauptstrahlung beseitigt. In der folgenden Abb. 83a und b sind analog die berechnete und gemessene Vertikalcharakteristik eingezeichnet. Auch hier herrscht zwischen Theorie und Experiment gute Übereinstimmung. Die Feldstärkenmessung geschah in beiden Fällen vom Flugzeug aus durch Umfliegen der Antennenanlage [51—54]. Bei der Vertikalcharakteristik, wie sie in Abb. 83a und b dargestellt ist, fällt auf, daß das Maximum der Strahlung nicht, wie man

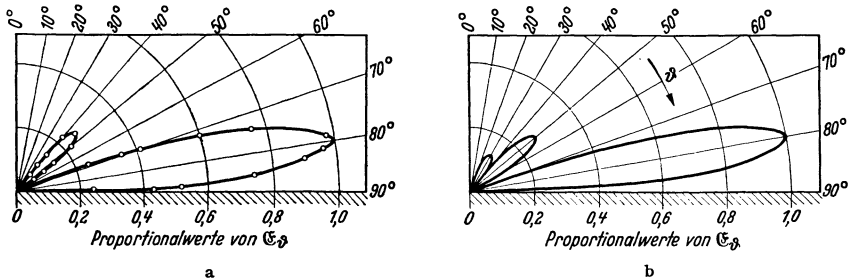


Abb. 83. Vertikales Strahlungsdiagramm der Telefunkenrichtantenne. a: berechnet; b: gemessen (nach KRÜGER und PENDEL).

zunächst erwartet, senkrecht zur Antennenebene unter dem Winkel $\vartheta = 90^\circ$ abgestrahlt wird, sondern unter einem Winkel von $\vartheta = 80^\circ$ schräg nach oben. Der Grund hierfür liegt darin, daß durch den leitenden Erdboden das Strahlungsdiagramm verändert wird. Dieser Einfluß ist bereits bei der Berechnung berücksichtigt worden. Da es praktisch unmöglich ist, die Antennenanlage genügend hoch über dem Erdboden anzubringen, muß man bei der Feldberechnung in der Vertikalebene das Spiegelbild der Dipolgruppe mit hinzunehmen. Dies bedingt, daß zur Gl. (87) noch der Faktor

$$\sin\left(\pi\left[\frac{2a}{\lambda} + \frac{n-1}{2}\right] \sin\vartheta \cdot \sin\varphi\right)$$

hinzukommt, worin a den Abstand des untersten Dipols von der Erdoberfläche bedeutet. Die Winkelbezeichnungen stimmen mit denen in Abb. 78 überein. Im Fall der Anlage von Abb. 81 ist $a = \lambda/2$, so daß der Korrektionsfaktor für $n = 4$ in der Ebene $\varphi = 90^\circ$ den Wert $\sin\left(\frac{5\pi}{2} \sin\vartheta\right)$ annimmt.

Polt man bei einer solchen Strahlwerferanlage die Zuleitungen zu der Speiseleitung einer Dipolebene um, d. h. ändert man die Phase der Schwingungen in einer der beiden Dipolebenen um 180° , so dreht sich damit die Strahlrichtung um 180° . Die Anlage läßt sich also ohne weiteres für den Verkehr nach zwei um 180° verschiedene Richtungen benutzen. Man kann selbstverständlich durch Verändern der Dipolabstände, durch Variieren der Stromstärke und Phase in den einzelnen Dipolen die Richtcharakteristik noch in verschiedener Weise abändern und z. B. die Strahlung auch in einem bestimmten Winkel zur Normalen der Ebene aussenden. Besonders interessant ist noch folgender Fall: Speist man die in Abb. 81 dargestellte Anlage so, daß die linke Hälfte gegenphasig zur rechten Hälfte schwingt, so ergeben sich symmetrisch zur Normalen der Antennenebene

zwei Hauptstrahlen, die einen kleinen Winkel miteinander bilden, wie es z. B. Abb. 84 für eine Anlage zeigt, deren jede Hälfte aus Reihen mit 8 Dipolen besteht.

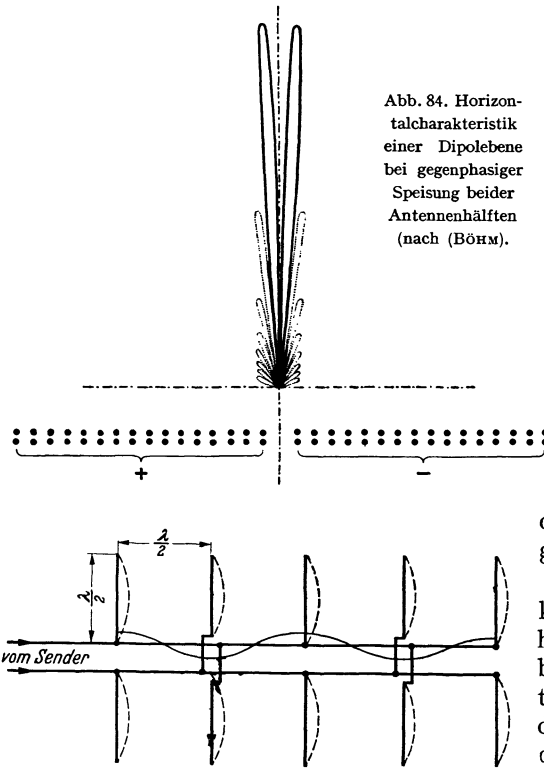


Abb. 84. Horizontalcharakteristik einer Dipolebene bei gegenphasiger Speisung beider Antennenhälften (nach (BÖHM).

Man kann dann mit einer solchen Anordnung gleichzeitig zwei feste Empfangsstationen erreichen (z. B. Buenos-Aires und Rio de Janeiro von Nauen aus).

Die gleichphasige Erregung aller Dipole einer Antennenebene läßt sich in verschiedener Weise erreichen. Bei den von Telefunken ausgeführten Anlagen geschieht dies durch Anschluß der Dipole in den Spannungsbäuchen einer Paralleldrahtleitung. Man spricht in diesem Fall von spannungserregten Dipolen. Wie die Abb. 85 zeigt, müssen dabei die Anschlußstellen zweier aufeinanderfolgende Dipole überkreuzt werden, um die Bedingung einer gleichphasigen Erregung zu erfüllen [55, 56].

Die Speisung der Dipolssysteme kann noch in anderer Form geschehen, und die praktisch in Betrieb befindlichen Strahlwerferanlagen unterscheiden sich hauptsächlich durch die Art der verwendeten Dipole und die Methode der Speisung. Bei dem *Marconi-Franklin-System* sind die einzelnen Dipole hintereinander geschaltet und, wie es die Abb. 86 a und b zeigen, durch Spulen bzw. Schleifen verbunden. Durch diese Spulen und Schleifen, die selbst eine vernachlässigbare Strahlung haben, wird erreicht, daß alle Dipole in gleicher Phase angschwingen. Beider in Abb. 86c angegebenen Anordnung nach MARCONI sind die durch rechteckige Schleifen verbundene Dipole etwas kürzer als $\lambda/2$; dadurch wird eine gleichmäßigere Stromverteilung in den Dipolen erreicht, was zu einer schärferen Strahlkonzentration führt. Eine weitere Anordnung von Dipolelementen zeigt die in Abb. 86d wieder gegebene Ausführung, die

Abb. 85. Gleichphasige Speisung von Dipolen einer Dipolgruppe.

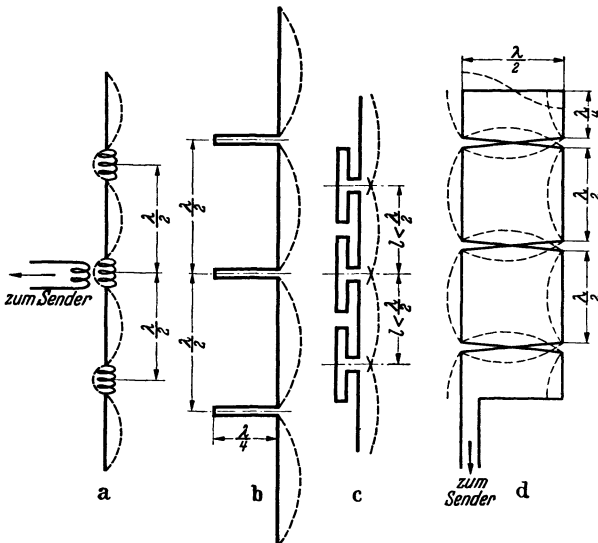


Abb. 86. Gleichphasige Speisung der Dipole einer Dipolreihe. a: vermittels zwischengeschalteter Spulen; b und c: System MARCONI-FRANKLIN; d: Sterbaantenne.

zum Sender

bei der sog. *Sterbaantenne* verwandt wird. Hier wird die Gleichphasigkeit der vertikalen Dipole durch Kreuzung der Zwischenstücke erreicht. Der Vorteil dieser Anordnung besteht in der Einfachheit der Speisung. Das ganze System stellt einen einzigen geschlossenen Stromkreis dar; letzteres ermöglicht z. B. im Winter zur Verhinderung von Eisbildung auf den Antennendrähten diese durch einen niederfrequenten Wechselstrom zu heizen. Durch Vergrößerung des Abstandes D von $\frac{\lambda}{2}$ auf $1,4 \frac{\lambda}{2}$ läßt sich ebenfalls wieder statt einer sinusförmigen eine gleichmäßigere Stromverteilung in den Strahlenelementen erzielen. Die bei dieser Anordnung an den Enden der Dipolreihe noch auftretenden $\lambda/4$ Antennen verändern die Strahlungscharakteristik nur unwesentlich. Schließlich zeigt die Abb. 87 die von CHIREIX und MESNY in Frankreich entwickelte sog. *C-M-Antenne* [57]. Sie besteht, wie Abb. 87a zeigt, aus einem mittleren vom Hochfrequenzgenerator gespeisten Teil sowie zwei in der gleichen Ebene angebrachten Teilen, die durch Strahlungskopplung angeregt werden. Die Pfeile geben für einen bestimmten Augenblick die Stromverteilung in den einzelnen linearen Teilen an. In Abb. 87b sind vier zusammenhängende Leiterelemente herausgegriffen. Die Einzelfeldstärken \mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 setzen sich in der angegebenen Weise vektoriell zu \mathcal{E}_r zusammen, und diese vertikal gerichteten Felder stellen dann die eigentlichen Dipolfelder dar, die die Richtwirkung der Anlage bedingen. Der Vorteil dieser Antennenform liegt darin, daß sich längs der zickzackförmig geführten Drähte einfache, stehende elektrische Wellen ausbilden, und daß die Einschaltung von Spulen oder nichtstrahlenden Schleifen zur Phasenumkehr fortfällt.

7. Winkelantennen.

Bei den bisher besprochenen Dipolantennen wurden die einzelnen Dipole in der Grundschwingung erregt. Es lassen sich aber auch die Strahlungsdiagramme von in Oberwellenschwingenden Linearantennen so überlagern, daß eine Richtstrahlung herauskommt. So ist in Abb. 88 eine V-förmige Winkelantenne gezeichnet, deren Schenkel von zwei Linearantennen der Länge $l = 2\lambda$ gebildet werden, die also in der 4. Oberschwingung schwingen. Die eingezeichneten Einzelstrahlungsdiagramme, die die Form der auf S. 27 wiedergegebenen Strahlungscharakteristik haben, überlagern

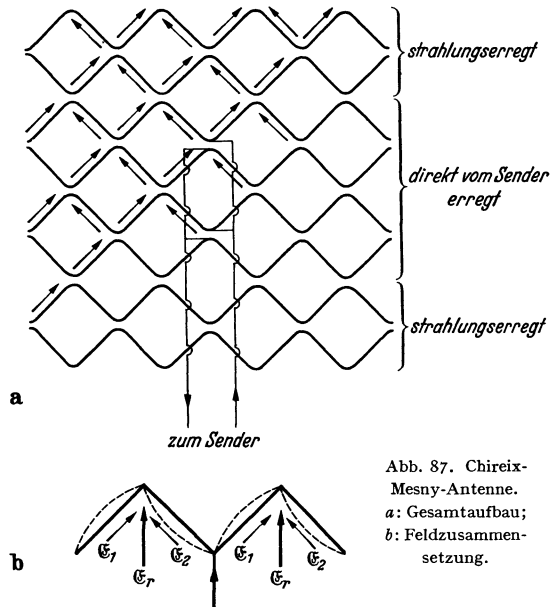


Abb. 87. Chireix-Mesny-Antenne.
a: Gesamtaufbau;
b: Feldzusammensetzung.

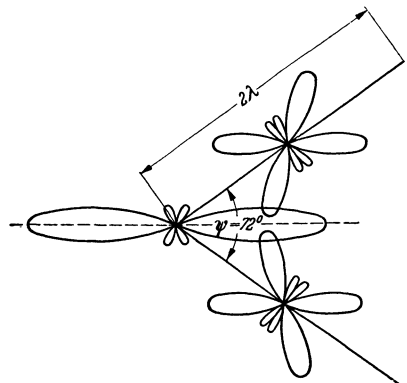


Abb. 88. Winkelantenne mit $l = 2\lambda$.

sich bei richtiger Wahl des Winkels zwischen den beiden Antennen zu einem Diagramm, dessen maximale Strahlung nach vorn und hinten mit der Winkelhalbierenden zusammenfällt. Die Gleichung der Horizontalcharakteristik der Winkelantenne läßt sich an Hand der Abb. 89 wie folgt finden. Unter Benutzung der eingezeichneten Winkel sind die von den Ästen 1 und 2 der Winkelantenne in der Entfernung r erzeugten Felder durch die Ausdrücke gegeben:

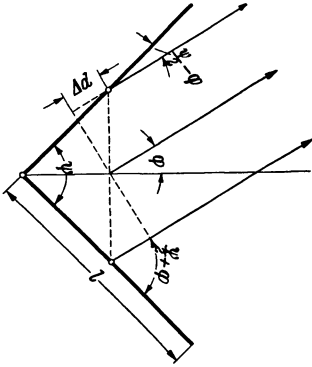


Abb. 89. a: Zur Berechnung der Horizontalcharakteristik der Winkelantenne.

$$\mathfrak{E}_1 = \frac{60 I_{01}}{r} \frac{\sin \left[\frac{n\pi}{2} \cos \left(\frac{\psi}{2} - \varphi \right) \right]}{\sin \left(\frac{\psi}{2} - \varphi \right)} \cdot \cos \omega \left(t - \frac{r - \Delta d}{c} \right),$$

$$\mathfrak{E}_2 = \frac{60 I_{02}}{r} \frac{\sin \left[\frac{n\pi}{2} \cos \left(\frac{\psi}{2} + \varphi \right) \right]}{\sin \left(\frac{\psi}{2} + \varphi \right)} \cdot \cos \omega \left(t - \frac{r + \Delta d}{c} \right),$$

für den Fall, daß die Äste der Länge l in geradzahligem Oberschwingungen ($n=2, 4, \dots$) erregt werden. Beachtet man, daß $\Delta d = \frac{l}{2} \sin \varphi \sin \frac{\psi}{2}$ ist, so

folgt nach einfachen trigonometrischen Umformungen für die Amplitude des resultierenden Feldes in der Entfernung r der Ausdruck:

$$\mathfrak{E} = \sqrt{\mathfrak{E}_1^2 + \mathfrak{E}_2^2 + 2 \mathfrak{E}_1 \mathfrak{E}_2 \cos 2\pi \frac{l}{\lambda} \sin \varphi \sin \frac{\psi}{2}},$$

oder unter der allgemein zutreffenden Annahme gleich starker Erregung beider Äste ($I_1 = I_2 = I$):

$$\mathfrak{E} = \frac{60 I_0}{r} \sqrt{\frac{\sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \cos \left(\frac{\psi}{2} - \varphi \right) \right)}{\sin^2 \left(\frac{\psi}{2} - \varphi \right)} + \frac{\sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \cos \left(\frac{\psi}{2} + \varphi \right) \right)}{\sin^2 \left(\frac{\psi}{2} + \varphi \right)} + \frac{2 \sin \left[\frac{n\pi}{2} \cos \left(\frac{\psi}{2} - \varphi \right) \right] \sin \left[\frac{n\pi}{2} \cos \left(\frac{\psi}{2} + \varphi \right) \right]}{\sin \left(\frac{\psi}{2} - \varphi \right) \sin \left(\frac{\psi}{2} + \varphi \right)} \cdot \cos 2\pi \frac{l}{\lambda} \sin \varphi \sin \frac{\psi}{2}}.$$

Das Maximum der Strahlung ergibt sich für $\varphi = 0$, dann wird:

$$\mathfrak{E}_{\max} = \frac{120 I_0 \sin \frac{n\pi}{2} \cos \frac{\psi}{2}}{\sin \frac{\psi}{2}}.$$

In diesem Fall überlagern sich die unter den Winkeln $\psi/2$ gegen die Richtung der einzelnen Strahler ausgesandten Hauptmaxima jedes Antennenastes. Es muß demnach der Winkel ψ gleich dem doppelten Winkel sein, den das Hauptstrahlungsmaximum bei der einzelnen Antenne mit deren Richtung bildet. ψ hängt also von der betreffenden Oberschwingung der einzelnen Antenne bzw. von dem Verhältnis l/λ ab und läßt sich in erster Annäherung mittels der Gleichung

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

berechnen. ψ beträgt für $l = \lambda$ rund 140° , für $l = 1,5\lambda$ etwa 84° , für $l = 2\lambda$ 72° , für $l = 5\lambda$ 54° und für $l = 8\lambda$ etwa 35° . Je höhere Oberschwingungen man wählt,

desto spitzer wird die Winkelantenne und desto schmaler ihre Strahlungscharakteristik. Durch Anordnung mehrerer derartiger Winkelantennen in Entfernungen von $\lambda/2$ übereinander kann man die Bündelung in der Vertikalebene erhöhen und durch Anbringen eines zweiten derartigen Systems in geeignetem Abstand (s. Abb. 90) auch eine einseitige Richtcharakteristik erzielen.

Setzt man zwei Winkelantennen mit ihren offenen Enden zusammen, so erhält man die Form der neuerdings viel benutzten Rhombusantenne. Bezüglich der Berechnung der Strahlungscharakteristik kann hier nur auf die sehr umfangreichen Originalarbeiten [58—60] verwiesen werden. Wir kommen später (S. 131) bei Behandlung dieser Antennenform als Empfangsantenne noch einmal darauf zurück.

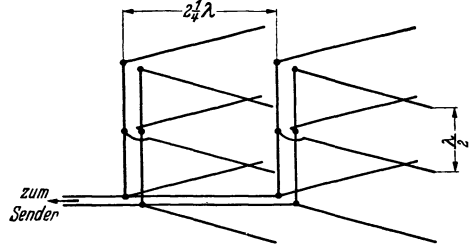


Abb. 90. 3-fach-Winkelantenne mit Reflektorsystem.

8. Reflektorantennen.

Es wurde bereits mehrfach — besonders in Abschnitt II, B 1 — darauf hingewiesen, daß eine einseitige Richtcharakteristik durch zwei Antennen zu erzielen ist, die in einer Entfernung $d = \lambda/4$ voneinander aufgestellt sind und von demselben Sender mit gleicher Amplitude, aber einer gegenseitigen Phasendifferenz von $\pi/2$ erregt werden. Auch bei den Strahlwerferanordnungen mit Dipolebene läßt sich auf diesem Wege durch Anbringung einer zweiten Dipolebene die Einseitigkeit der Strahlungscharakteristik erreichen. Zu demselben Resultat kommt man aber auch, wenn man nur die eine Antenne direkt erregt und die zweite Antenne in geeigneter Entfernung frei schwingen läßt und durch das Strahlungsfeld der ersten anregt. Man spricht in diesem Falle von einer *strahlungsgekoppelten Reflektorantenne*. Um eine vollständige Kardioidale als Richtcharakteristik zu erhalten, muß die Summe der von Antenne und Reflektor herrührenden Felder in einer Richtung Null werden, d. h. es muß nach den früheren Überlegungen (S. 53) z. B. bei einem Abstand beider Antennen von $d = \lambda/4$ der Strom \mathfrak{I}_2 in der strahlungserregten Antenne gleich dem Strom \mathfrak{I}_1 in der Primäranenne und gegen diesen um 90° in der Phase verschoben sein. Nun erzeugt das Feld \mathfrak{E}_1 der Primäranenne in der Reflektorantenne einen Strom \mathfrak{I}_2 , der seinerseits ein Feld \mathfrak{E}_2 hervorruft, das in erster Annäherung um 180° gegenüber \mathfrak{E}_1 verschoben ist. Berücksichtigt man, daß für \mathfrak{E}_1 auf dem Wege Antenne—Reflektor ein Phasenverlust von 90° bei $d = \lambda/4$ hinzukommt, so eilt \mathfrak{E}_2 am Reflektor gegen \mathfrak{E}_1 an der Primäranenne um 270° nach, d. h. um 90° voraus.

Leider läßt sich diese überschlägige Berechnung nicht ganz in der Praxis erfüllen. Man hat nämlich zu beachten, daß die Reflektorantenne, deren Länge im allgemeinen größer als der Abstand von der Primäranenne ist, sich in einer solchen Entfernung von der letzteren befindet, daß die drei Felder, das Nahfeld, das Übergangsfeld und das Fernfeld von gleicher Größenordnung sind (siehe Abb. 8 auf S. 9) und daher keines von ihnen vernachlässigt werden darf. Die exakte Berechnung des Feldes der strahlungsgekoppelten Antenne bereitet sehr erhebliche Schwierigkeiten und läßt sich nur in erster Annäherung für eine un stetige treppenartige Stromverteilung durchführen [61]. Man findet, daß der Phasensprung des Feldes bei der Reflexion an der Reflektorantenne keineswegs konstant ist, sondern eine Funktion der Entfernung d zwischen Primär- und Reflektorantenne ist. Nur für sehr kleine Werte d ist er annähernd 180° und nähert sich asymptotisch mit wachsendem d dem Wert 90° , den er bei $d = \frac{1}{2}\lambda$

erreicht. Es kommt hinzu, daß die Amplitude des Stromes \mathfrak{I}_2 im Reflektor stets kleiner ist als \mathfrak{I}_1 in der Hauptantenne und mit größer werdender Entfernung d abnimmt. Einen Überblick über diese Verhältnisse gibt das Vektordiagramm in

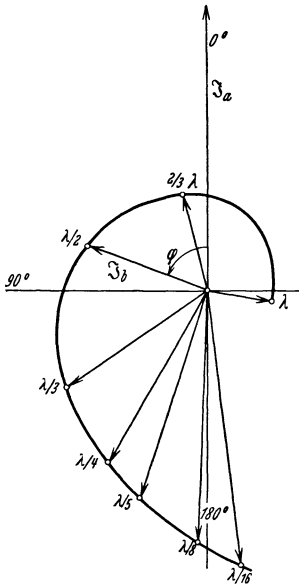


Abb. 91. Amplitude und Phase des Stromes im strahlungsgekoppelten Reflektordipol in Abhängigkeit vom Abstand (nach SAMMER). (\mathfrak{I}_a = Strom in Primärentenne, \mathfrak{I}_b = Strom in Reflektorantenne.)

Abb. 91, in dem der Strom \mathfrak{I}_2 in der Reflektorantenne in Abhängigkeit von der Entfernung d nach Amplitude und Phase ψ dargestellt ist für den Fall, daß beide Antennen auf Resonanz abgestimmt, d. h. gleich lang sind. Wie zu erwarten ist \mathfrak{I}_2 stets kleiner als \mathfrak{I}_1 ; bei einer Entfernung $d = \lambda/8$ beträgt die Phasendifferenz $\approx 180^\circ$. Sie ändert sich zuerst langsam und dann von $d = \lambda/4$ an annähernd proportional mit d . Die zur Erzielung einer einseitigen Richtcharakteristik notwendige Phasendifferenz von 90° bzw. 270° ist erst bei $d \approx \frac{5}{12} \lambda$ vorhanden; in diesem Fall beträgt aber \mathfrak{I}_2 nur etwa $\frac{1}{2} \mathfrak{I}_1$.

Nun läßt sich für kleinere Abstände die richtige Phasendifferenz auch durch eine schwache Verstimmung der Reflektorantenne erzielen, denn diese Verstimmung hat eine zusätzliche Phasenverschiebung ψ' zwischen induzierendem Feld \mathfrak{E}_1 und dem Strom \mathfrak{I}_2 zur Folge. In der Abb. 92 ist die Reflektorwirkung für die beiden Abstände $\lambda/4$ und $\lambda/8$ in Abhängigkeit von der Reflektorverstimmung dargestellt, indem für die Strahlung nach vorn (gestrichelte Kurven) bzw. rückwärts (ausgezogene Kurven) die Feldstärke als Ordinate aufgetragen ist. Aus dieser Darstellung folgt, daß der Abstand $\lambda/8$ günstiger als $\lambda/4$ ist; bei einer induktiven Verstimmung von 30° beträgt das Abschirmverhältnis $\rho = 0,28$ [62].

Bei Benutzung mehrerer Antennendipole als Sender und ebensovieler Reflektorantennen im gegenseitigen Abstand von $\lambda/2$ (z. B. Dipolebene) tritt jedoch eine gegenseitige Beeinflussung der Reflektorantennen auf, derzufolge der Abstand $\lambda/4$ zwischen Haupt- und Reflektorantenne der günstigere wird. Man kommt dann auf Abschirmverhältnisse in der Größenordnung von 0,1.

Da die Praxis aber Abschirmwirkungen von mindestens 1:100 verlangt, um insbesondere beim Empfang der von rückwärtskommenden Zeichen abzublenden,

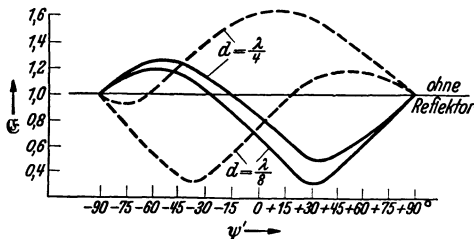


Abb. 92. Feldstärken von einem Antennen- und einem Reflektordraht für den Abstand $d = \lambda/8$ und $\lambda/4$ als Funktion der Reflektorabstimmung (nach SAMMER).

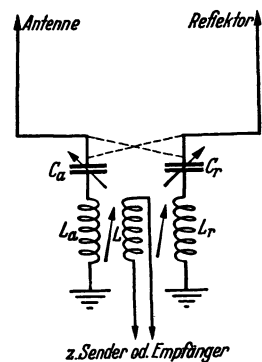


Abb. 93. Zusätzliche Kopplungseinrichtung zwischen Antenne und Reflektor.

kommt man nur dadurch weiter, daß man zur Strahlungskopplung noch eine zusätzliche Kopplung zwischen der Hauptantenne und der Reflektorantenne hinzunimmt. Die Schaltung einer für diese Zwecke entwickelten Anordnung zeigt die Abb. 93. Von den beiden äußeren Spulen eines Doppeltransformators,

dessen mittlere Spule L mit dem Sender bzw. Empfänger verbunden ist, ist die Spule L_a über einen variablen Kondensator C_a mit der Hauptantenne und die Spule L_b über einen ebenfalls variablen Kondensator C_b mit der Reflektorantenne verbunden. Die Kondensatoren dienen zur Abstimmung und Phasenregulierung und die stetig variable Kopplung zwischen L_a bzw. L_b und L ermöglicht die richtige Einstellung der Amplituden. Durch Vertauschen der Anschlüsse von Antenne und Reflektor (gestrichelte Linien) ist eine Drehung der Richtcharakteristik um 180° möglich. Für die richtige Abstimmung bezüglich Phase und Amplitude ist man auf den Versuch angewiesen, da ja der unbekannte strahlungserregte Anteil des Feldes der Reflektorantenne weiterbesteht.

Die Gleichungen für die Strahlungscharakteristiken einer einfachen Dipolantenne [z. B. Gl. (45)] oder der Dipolreihe [Gl. (74)], Dipolgruppe [Gl. (79), (82)] und der Dipolebene [Gl. (87)] sind bei Verwendung einer gleichartigen Reflektoranordnung im Abstand $d = \lambda/4$ mit dem als *Reflektorterm* bezeichneten Ausdruck:

$$R = \sin \frac{\pi}{2} (1 + \sin \vartheta \cos \varphi)$$

zu multiplizieren.

Zu erwähnen ist schließlich noch, daß durch die Rückwirkung des Reflektors auf die Antenne, deren Strahlungswiderstand erhöht wird. Im Falle $d = \lambda/4$ wird bei optimaler Abstimmung der Strahlungswiderstand um 12% erhöht. Dies bedingt gleichzeitig eine Verlängerung der Eigenwelle und es beträgt z. B. die günstigste Länge einer Linearantenne im Falle der Grundschwingung unter Mitwirkung der strahlungsgekoppelten Reflektorantenne etwa $0,475 \lambda$.

Unerwünschte Reflektorwirkungen und damit Ablendungen der Strahlung werden gelegentlich bei Antennen durch die Abspannseile hervorgerufen, die sich ja im Strahlungsfeld der Antenne befinden. Um dies zu vermeiden, verwendet man Abspannvorrichtungen, die durch mehrfache Unterteilung mittels Isolatoren gegen die ausgestrahlte Welle verstimmt sind.

Wie man aus der Abb. 92 erkennt, gibt es für die Reflektorantenne eine bestimmte Verstimmung, bei der sie keinerlei Reflektorwirkung ausübt. In der Abb. 94 ist nochmals für eine Anordnung, bestehend aus Dipolantenne und Reflektorantenne, im Abstand $d = \lambda/4$ für eine Welle von $\lambda = 440$ cm in Abhängigkeit von der Länge des Reflektors l_r (Reflektorabstimmung) der Strom i in einem Empfänger aufgetragen, der sich in der Verbindungslinie Antenne—Reflektor befindet. Ohne Reflektor beträgt der Strom i_0 . Unterhalb der Resonanzabstimmung $l = 211$ cm $= 0,475 \lambda$ wirkt die Reflektorantenne gerade im entgegengesetzten Sinne, indem sie die von der Antenne kommende Strahlung verstärkt. Dieser Effekt, der mit zunehmender Verstimmung des Reflektors noch ansteigt, wird als *Directorwirkung* bezeichnet und die strahlungsgekoppelte Antenne kann in diesem Falle als *Leitdipol* oder *Wellendirector* betrachtet werden. Die günstigste Länge des Leitdipols liegt bei $0,43$ bis $0,45 \lambda$. Ihre Rückwirkung auf die Antenne bewirkt infolge der kapazitiven Verstimmung (Verkürzung) eine Abnahme des Strahlungswiderstandes der Hauptantenne um etwa 15%.

Durch Anbringung mehrerer solcher Leitdipole in einer Ebene vor der Hauptantenne und gleichzeitiger Aufstellung einer richtig abgestimmten Reflektorantenne hinter der Antenne läßt sich eine gute Bündelung der Strahlung in

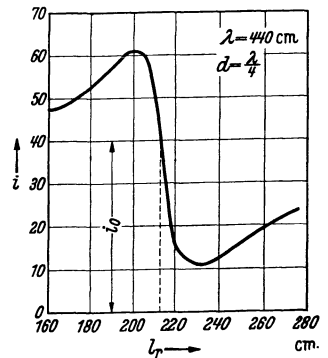


Abb. 94. Einfluß der Reflektorabstimmung (Reflektorlänge) auf die rückwärtige Strahlung (nach UDA).

horizontaler und vertikaler Richtung erzielen. Ein Beispiel für einen solchen *Wellenkanal* zeigt die Abb. 95 in Seitenansicht und Aufriß. Hier sind vor der Hauptantenne *A* sechs Leitdipole *D* und hinter und neben *A* drei Reflektorantennen *R* aufgestellt. In Abb. 96 ist die mit dieser An-

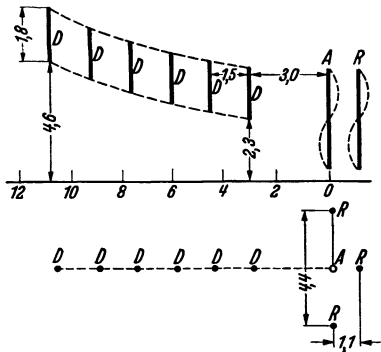


Abb. 95. Aufbau eines Wellenkanals in Seitenansicht und Aufriß.

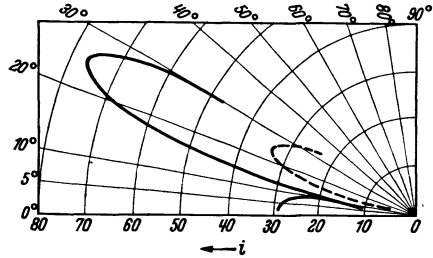


Abb. 96. Vertikales Strahlungsdiagramm des in Abb. 95 dargestellten Wellenkanals.

tennenanlage erhaltene Richtcharakteristik in der Vertikalebene wiedergegeben. Die gestrichelte Kurve bezieht sich auf den Fall, daß die Anlage nur mit Reflektorantennen, aber ohne Leitdipol arbeitet [63].

9. Optische Bündelung.

Bereits HERTZ hat bei seinen klassischen Versuchen eine optische Bündelung der elektrischen Wellen vorgenommen, indem er den Dipol in die Brennpunktlinie eines metallischen Parabolspiegels einbaute. In der drahtlosen Nachrichtentechnik griff man auf diese Bündelung mittels Spiegel wieder zurück, als man die große Reichweite der kurzen elektrischen Wellen unter 100 m erkannte, denn bei diesen kurzen Wellen kommen die Spiegelanordnungen in Größenordnungen, die eine praktische Verwendung ermöglichen. Auf einen Punkt sei aber hier ausdrücklich hingewiesen: Bei den in der drahtlosen Nachrichtentechnik im Wellenlängenbereich von Metern bis zu Dezimetern benutzten Spiegeln sind die Spiegelmaße von ungefähr der gleichen Größenordnung wie die Wellenlänge der ausgesandten Strahlung im Gegensatz zur Optik des Lichtes, wo die Wellenlänge der Strahlung gegenüber den Spiegelabmessungen zu vernachlässigen ist. Während im letzteren Fall die direkte Strahlung der Lichtquelle gegenüber der vom Spiegel reflektierten nicht in Betracht kommt, liefert die direkte Strahlung einer Antenne einen wesentlichen Beitrag und man muß bei der Dimensionierung des Reflektors auf die Herstellung einer Phasengleichheit zwischen direkter und reflektierter Strahlung achten. Da bei den gebräuchlichen Strahlern ($\lambda/2$ Dipol, Dipolreihe) bereits eine mehr oder weniger große Bündelung in einer Ebene nämlich senkrecht zur Polarisationsrichtung besteht, genügt es, für die optische Bündelung zylindrische Parabolspiegel zu benutzen.

Zwei Ausführungen derartiger Spiegel sind für die Bündelung elektrischer Wellen im Gebrauch: der Vollmetall-Parabolspiegel und der aus einzelnen Reflektorantennen gebildete Parabolspiegel. In Abb. 97 ist der Querschnitt einer parabolischen Spiegelfläche dargestellt, die entweder aus einem Blechmantel oder aus einzelnen Reflektorantennen R_1, R_2 usw. besteht. Die Sendeantenne befindet sich in dem Brennpunkt F und die Brennweite f sei gleich $\lambda/4$.

Nehmen wir zunächst bei der Reflexion der von der Antenne in der Brennpunktlinie des Spiegels ausgehenden Wellen an der einzelnen Reflektorantenne einen Phasensprung von 180° an, so ist leicht einzusehen, daß die Phasen sämtlicher reflektierter Wellen beim Austritt aus der Spiegelöffnung OO' untereinander gleich

sind. Es ist $FR_1 + R_1O_1 = FR_2 + R_2O_2 = FR_x + R_xO_x$ und man kann sich die ganze Paraboloidantenne durch zahlreiche in der Öffnungsebene schwingende gleichphasige Dipole ersetzt denken. Sieht man von der direkten von der Antenne nach vorn ausgehenden Strahlung ab, so läßt sich für das elektrische Feld im Aufpunkt P , dessen Entfernung von der Mitte der Spiegelöffnung r sei, die Feldstärke in folgender Weise berechnen [64]. Das wirkliche Stromsystem der Paraboloidantenne sei ersetzt durch einen auf der Fläche der Spiegelöffnung fließenden endlichen Strom mit der Dichte i A/cm, der überall auf dieser Fläche vertikal mit gleicher Phase und Amplitude strömt. Der durch das Flächenelement der Breite dy fließende Strom ist dann:

$$dI = i dy$$

und der gesamte Strom auf der Fläche der Spiegelöffnung ist

$$I = \int_{-w/2}^{+w/2} i dy = w \cdot i,$$

wenn w die Breite der Spiegelöffnung darstellt. Das Verhältnis I/I_h , wo I_h den in der Hauptantenne fließenden Strom bedeutet, stellt den Verstärkungsgrad der Spiegelanordnung dar.

Das von dI im Punkt P der Äquatorialebene erzeugte elektrische Feld ist nach Gl. (13), S. 8:

$$d\mathcal{E} = \frac{2\pi hc}{r\lambda} i_{\max} \cdot dy \cos\left(\omega t - \frac{\omega r_y}{c}\right) \text{ (elektromagn. Maßsystem).}$$

Hieraus folgt unter Benutzung der aus Abb. 97 folgenden Beziehung

$$r - r_y = y \sin \varphi, \quad \text{d. h.} \quad r_y = r - y \sin \varphi,$$

$$\begin{aligned} d\mathcal{E} &= \frac{2\pi hc}{r\lambda} i_{\max} \cdot dy \cdot \cos\left(\omega t - \frac{\omega r}{c} + \frac{\omega y \sin \varphi}{c}\right) \\ &= \frac{2\pi hc}{r\lambda} i_{\max} \cdot dy \left[\cos \omega t' \cos \frac{\omega y \sin \varphi}{c} - \sin \omega t' \sin \frac{\omega y \sin \varphi}{c} \right], \end{aligned}$$

wobei $\omega t - \frac{\omega r}{c} = \omega t'$ gesetzt ist.

Durch Integration über y folgt:

$$\mathcal{E} = \int_{-w/2}^{+w/2} d\mathcal{E} = \frac{2\pi hc}{r\lambda} i_{\max} \left[\cos \omega t' \int_{-w/2}^{+w/2} \cos \frac{\omega y \sin \varphi}{c} dy - \sin \omega t' \int_{-w/2}^{+w/2} \sin \frac{\omega y \sin \varphi}{c} dy \right].$$

Dies liefert:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{2\pi hc}{r\lambda} i_{\max} \frac{2c}{\omega \sin \varphi} \sin\left(\frac{\omega}{c} \frac{w}{2} \sin \varphi\right) \cos \omega t' \\ &= \frac{2hc}{r} \frac{I_0}{w} \frac{\sin\left(\frac{\pi w}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\sin \varphi} \cos \omega t', \end{aligned}$$

oder im praktischen Maßsystem:

$$\mathcal{E}_{\text{eff}} = \frac{60 I_{\text{eff}}}{r} \frac{h}{w} \frac{\sin\left(\frac{\pi w}{\lambda} \cdot \sin \varphi\right)}{\sin \varphi} \text{ V/m.}$$

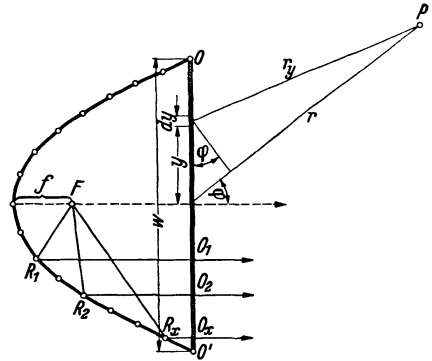


Abb. 97. Prinzip des Parabolspiegels.

Die Richtcharakteristik des Parabolspiegels wird also in erster Näherung durch den Ausdruck:

$$S = \frac{\sin\left(\frac{\pi w}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\sin \varphi}$$

den *Spiegelterm* bestimmt und hängt demnach im wesentlichen von dem Verhältnis der Spiegelöffnung w zu der Wellenlänge λ ab. In der Abb. 98 sind für

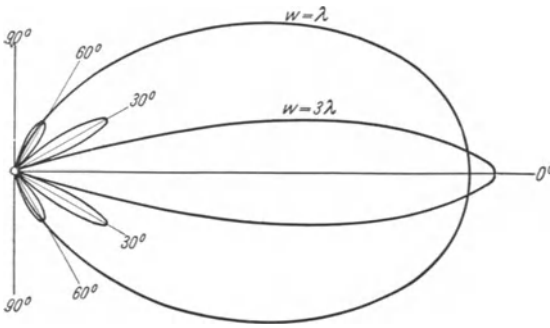


Abb. 98. Strahlungsdiagramm zweier Parabolspiegel mit dem Öffnungsverhältnis $w = \lambda$ und $w = 3\lambda$.

$w = \lambda$ und $w = 3\lambda$ die Horizontalcharakteristiken dargestellt. Man erkennt, daß im letzteren Fall die Strahlung auf den engen Winkelbereich von 20° zusammengedrängt ist. Allgemein läßt sich zeigen, daß die zwischen den die Hauptstrahlungsrichtung einschließenden Nullstellen liegende Winkelöffnung gleich $120/w/\lambda$ ist. Die so berechneten Strahlungsdiagramme stimmen mit den bei Vollmetallspiegeln experimentell gefundenen bis auf

1 bis 2% überein, sofern man von gewissen Feinheiten absieht. Außer dem Öffnungsverhältnis w/λ hängt die Richtcharakteristik des Parabolspiegels noch von dem Verhältnis der Brennweite zur Wellenlänge f/λ und der Höhe h des Spiegels ab. Wir hatten bei der obigen Rechnung für f/λ den Wert $\frac{1}{4}$ gewählt, um eine Phasengleichheit zwischen der im Scheitel des Spiegels reflektierten Welle und der von der Antenne direkt ausgehenden Welle zu bekommen. Experimentell hat sich als günstigster Wert 0,27 ergeben (s. hierzu die Überlegungen auf S. 75). Hierzu kommen noch weitere Reflexionsmaxima bei den Werten $f/\lambda = (0,27 + k/2)$ ($k = 1, 2, 3 \dots$). Die Abb. 99 zeigt, wie bei einem quadratischen Vollmetall-Parabolspiegel ($w = h$) die Verstärkung V und die Richtschärfe R von dem Öffnungsverhältnis w/λ abhängen [69]. Wichtig ist, daß mit zunehmendem w ein günstigstes Maximum beider Werte V und R erreicht wird. Bei noch größeren Spiegeln macht sich dann die direkte Antennenstrahlung durch Interferenz störend bemerkbar. Ein quadratischer Parabolspiegel von $w = 10\lambda$ verstärkt die Sendeenergie um etwa das 54fache, und die damit erzielte Richtcharakteristik hat eine Viertelwertsbreite von $\pm 3^\circ$. Es ist dies für die quadratische Form des Vollmetall-Parabolspiegels das Optimum. Zu beachten ist, daß die Richtschärfe und der Verstärkungsgrad nach Abb. 99 besser

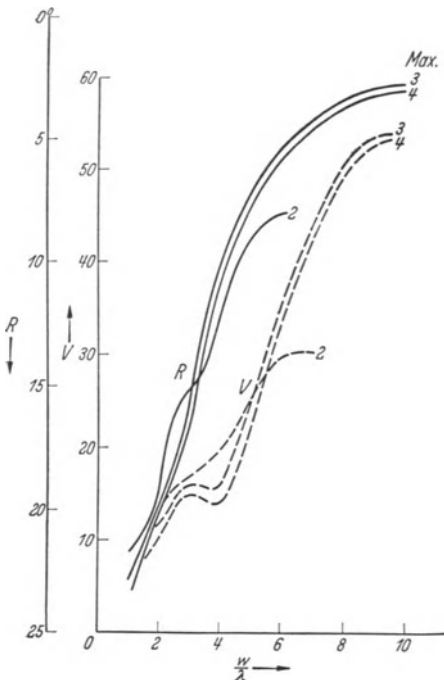


Abb. 99. Leistungsverstärkung V und Richtschärfe R eines quadratischen Vollmetallspiegels mit wachsender Öffnung bei verschiedenen Reflexionsmaxima ($R = 2, 3$ und 4) (nach KOEHLER).

werden, wenn sich die Antenne in einem höheren Reflexionsmaximum befindet. In diesem Fall werden die Bedingungen für die Phasengleichheit zwischen den

werden, wenn sich die Antenne in einem höheren Reflexionsmaximum befindet. In diesem Fall werden die Bedingungen für die Phasengleichheit zwischen den

Strahlen im Scheitel der Parabel und an den Parabelästen günstiger. Nach S. 76 ist der Phasensprung bei Reflexion eine Funktion der Entfernung des Reflektors von der Antenne, und zwar wird er kleiner mit größer werdendem d . Man muß daher die Parabel nach TATARINOFF durch eine Kurve ersetzen, die um so weniger von der Parabel abweicht, je größer f/λ ist, wie aus der Abb. 100 hervorgeht, in der für die ausgezogenen Kurven Phasengleichheit für alle parallel zur Achse ausgehenden Wellen besteht, während die gestrichelten Kurven die zum Brennpunkt F gehörenden Parabeln darstellen.

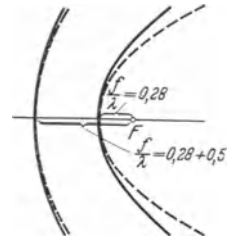


Abb. 100.
Korrigierte Parabolspiegel
(nach TATARINOFF).

Wie schon erwähnt, beeinflußt bei vorgegebener Antenne auch die Höhe h der Spiegel deren Wirkungsweise. Experimentell ergibt sich bei Anbringung einer $\lambda/2$ -Antenne im zweiten Reflexionsmaximum ($f = \lambda(0,27 + \frac{1}{2})$) bei einer Höhe $h = 2,5 \lambda$ für alle Öffnungen w eine optimale Verstärkung der Richtwirkung, die bis zu 56% größer ist als bei quadratisch parabolischen Reflektoren. Bei den genannten Abmessungen liegen wahrscheinlich die Phasenverhältnisse bei der Reflexion am günstigsten. Man bezeichnet daher einen solchen Reflektor als abgestimmten Reflektor. Die Richtschärfe ist dagegen weniger von h abhängig und zeigt nur eine Zunahme von etwa 6% bei der günstigsten Höhe h gegenüber dem quadratischen Parabolspiegel.

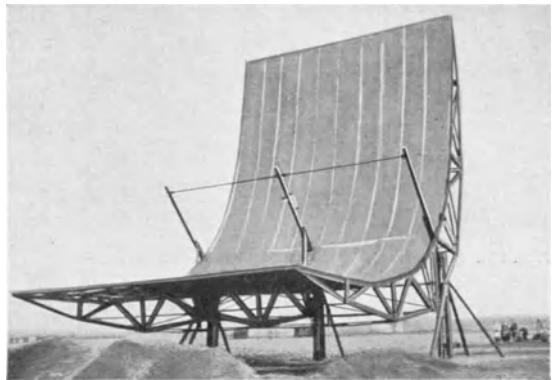


Abb. 101. Drehbarer Parabolspiegel für 11 m Welle mit horizontal gelagerter Achse.

Die Abb. 101 zeigt einen von der Fa. Telefunken im Jahre 1925 in Nauen aufgebauten Vollmetallspiegel mit horizontal liegender Spiegelachse für die Wellenlänge von 11 m. Der Spiegel konnte um seine Achse gedreht werden, um die Strahlung unter verschiedenen Winkeln gegen den Erdboden abzustrahlen. Die Strahlkonzentration in der durch die Spiegelachse gehenden Ebene wurde durch eine in der Brennpunktlinie angebrachte Dipolreihe erreicht.

Die Bedeutung der Vollmetallspiegel liegt heute auf dem Gebiet der ultrakurzen Wellen von wenigen cm Länge. In diesem Fall kann man sogar Rotationsspiegel benutzen, wodurch man Anordnungen erhält, die an optische Scheinwerfer erinnern. Als Beispiel ist in Abb. 102 das Mikrostrahlensystem Calais—Dover wiedergegeben, das mit einer Wellenlänge von 18 cm arbeitet. Die beiden parabolischen Reflektoren, von denen der eine den Sender, der andere den Empfänger enthält, haben einen Durchmesser von 3 m. Wie aus der Querschnittszeichnung der Abb. 103 hervorgeht, befindet sich der 2 cm lange Dipol S im Mittelpunkt einer halbkugelförmigen Kalotte K , die eine direkte Strahlung des Senders verhindert und alle Strahlen auf den Hauptspiegel zurückwirft. Der Radius von K ist ein Vielfaches von $\lambda/2$ und wird praktisch so groß gewählt, daß sich einerseits ein Reflektor mit befriedigenden elektrooptischen Eigenschaften ergibt, und andererseits die vom Hauptspiegel reflektierten Strahlen nicht zu stark abgeblendet werden. Im Mittelpunkt des Parabolspiegels H ist eine runde

Öffnung D von etwas kleinerem Durchmesser als die Kalotte K angebracht, die einen Teil der Wellen durchtreten läßt, ohne daß dadurch Verluste in der ausgestrahlten Gesamtenergie eintreten. Die durch D tretenden Strahlen dienen zur Kontrolle des Senders mittels eines Wellenmessers W .



Abb. 102. Sende- und Empfangsspiegel des Mikrostrahlensystems Calais—Dover.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der allseitige parabolische Spiegel mit Vorsatzkalotte die besten Resultate hinsichtlich Bündelung und Verstärkung ergibt, wenn man davon absieht, daß sein Bau schwierig ist, und seine Kosten verhältnismäßig groß sind. In der Abb. 104 ist in Abhängigkeit von der Spiegelöffnung $2R/\lambda$, die gleich der vierfachen Brennweite gewählt ist, so daß der Spiegel den Strahler in einem Winkelbereich von 180° umfaßt, die Feldverstärkung η aufgetragen. Die Kurve 1 bezieht sich dabei auf einen Rotationspiegel mit Vorsatzkalotte, für $2R/\lambda = 17$ ergibt sich eine Feldverstärkung von 27, was einer fast 700fachen Energieverstärkung gleichkommt. Zum Vergleich ist die gleiche Kurve 2 für ein Rotationsparaboloid ohne Vorsatzkalotte und die Kurve 3 für einen zylindrischen Parabolspiegel von der Höhe 2λ ein-

getragen. Ihre Spiegelwirkung bleibt hinter der zuerst genannten Anordnung zurück; auf die Kurve 4 kommen wir weiter unten noch zu sprechen [67].

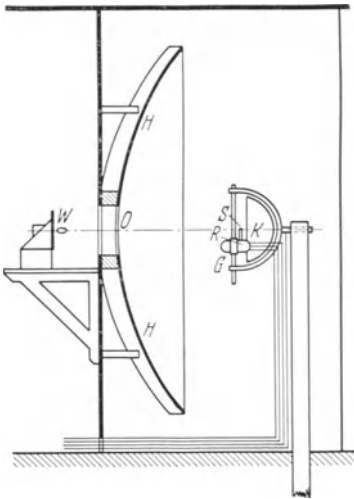


Abb. 103. Parabolspiegel mit Vorsatzkalotte.

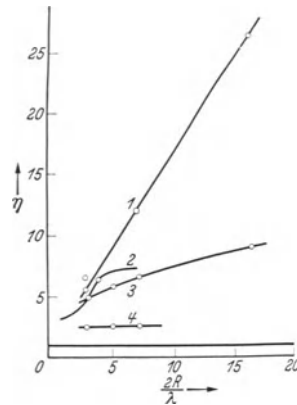


Abb. 104. Verstärkung verschiedener Spiegelsysteme in Abhängigkeit von Brennweite f und Öffnungsverhältnis $2R/\lambda = 4f/\lambda$ (nach BRENDL). Kurve 1: Rotationspiegel mit Vorsatzkalotte; Kurve 2: Rotationsparaboloid ohne Vorsatzkalotte; Kurve 3: Zylind. Parabolspiegel (Höhe = 2λ); Kurve 4: Abgestimmter parabolischer Gitterspiegel.

Etwas einfacher und wesentlich billiger im Bau sind zylindrische Parabolspiegelanordnungen, die aus einzelnen Reflektorantennen aufgebaut sind. Der-

artige Gitterspiegel sind auch für längere Wellen anwendbar und gelegentlich sogar als drehbare Richtstrahler für Wellen in der Größenordnung von 4 bis 6 m gebaut worden (MARCONI-FRANKLIN 1920). Man unterscheidet auch hier zwischen einem abgestimmten und einem unabgestimmten Gitterreflektor [66]. Im ersteren Fall sind die einzelnen auf einer Parabelkurve errichteten Antennen auf die Sendeantenne abgestimmt ($l < \lambda/2$), während sie im zweiten Fall wesentlich größer als $\frac{\lambda}{2}$ ($l \approx \lambda$) sind. Beim abgestimmten Reflektor darf der gegenseitige Abstand d der einzelnen Reflektordrähte nicht zu klein gewählt werden ($d \approx \lambda/8$), damit eine störende Beeinflussung der Abstimmung durch die Nachbardrähte vermieden wird. Beim unabgestimmten Reflektor kann man $d \approx \lambda/30$ wählen, so daß ein derartiger Reflektor in seiner Wirkung einem Vollmetallspiegel nahekommt. Sowohl in bezug auf Verstärkung des ausgestrahlten Feldes, als auch der Richtschärfe und der Rückenstrahlung sind die Ergebnisse bei abgestimmten Reflektor hauptsächlich infolge der größeren Drahtabstände ungünstiger als beim nichtabgestimmten. Die Kurve 4 in Abb. 104 bezieht sich auf einen abgestimmten parabolischen Gitterspiegel. Bei einem unabgestimmten Gitterspiegel erreicht man bei einer Öffnung von 5λ eine Feldverstärkung von rund 7, d. h. eine etwa 50fache Energieverstärkung. In der Abb. 105 ist ein parabolischer unabgestimmter Gitterreflektor für eine Welle von 60 cm Länge abgebildet. In der Brennebene befinden sich drei Dipole, um eine weitgehende Bündelung auch in der Ebene durch die Zylinderachse zu erreichen.

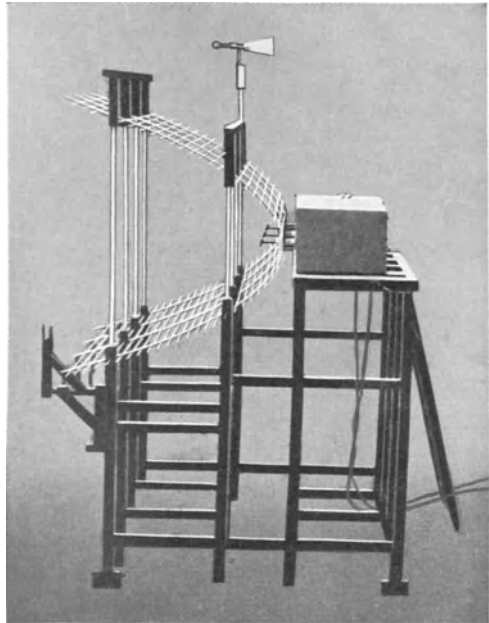


Abb. 105. Parabolischer Gitterreflektor (nach MARCONI).

C. Antennen mit Richtstrahlung für besondere Zwecke.

1. Die Kurzwellen-Rundstrahlantenne.

Während es bei Kurzwellenanlagen für den Transozeanverkehr darauf ankommt, eine einseitig strahlende Antennenanlage zu besitzen, die eine möglichst gute Bündelung der ausgestrahlten Energie sowohl in der Vertikal- als auch in der Horizontalebene liefert, will man bei *Kurzwellenrundfunkantennen* gerade die Bündelung in der Horizontalebene vermeiden, um nach allen Seiten eine gleich gute Übertragung zu erhalten. Dagegen bleibt die Bündelung in der Vertikal Ebene um einen günstigen Ausstrahlwinkel wichtig. Bei kurzen Wellen in der Größenordnung von 4 bis 8 m, wie sie z. B. für Fernsehübertragungen in Frage kommen, wird die Fernwirkung nicht mehr durch eine Reflexion der Wellen an der Kennely-Heaviside-Schicht bedingt, sondern die Reichweite ist in erster Linie durch die Erdkrümmung begrenzt. Es ist daher wichtig, die Wellen möglichst in der horizontalen Richtung abzustrahlen.

Dies läßt sich z. B. mit der *Rundstrahlantenne* von Telefunken erreichen [70], wie sie zur Zeit beim Kurzwellenrundfunksender in Zeesen in Betrieb ist. Wie die Abb. 106 zeigt, besteht die Anlage aus vier gleichen Strahlerelementen, die senkrecht im Abstand $\lambda/2$ übereinander angebracht sind. Jedes dieser Elemente enthält vier im Quadrat angeordnete Dipole von je $\lambda/2$ Länge, die an den Enden nicht miteinander verbunden sind. Diese einzelnen Dipole sind an diametral gegenüberliegenden Eckpunkten derart an zwei speisende Lecherleitungen angeschlossen, daß die Ströme in den einzelnen Quadratseiten jeweils gleichen Umlaufsinn haben und die einzelnen übereinanderliegenden Quadrate in bezug auf die Stromverteilung und Phase gleichartig sind.

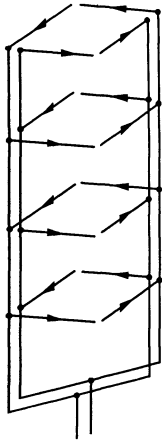


Abb. 106. Schema der Rundstrahlantenne des Rundfunksenders Zeesen.

Um die Strahlungscharakteristik einer derartigen Antennenanordnung zu bekommen, betrachten wir zunächst vier in einer Ebene in einem Quadrat angeordnete Dipole, wie sie in Abb. 107 gezeichnet sind, von denen je zwei gegenüberliegende gegenphasig vom gleichen Strom I_0 durchflossen werden. Unter Benutzung der in Abb. 107 eingetragenen Bezeichnungen findet man mit Hilfe der Gl. (82), wenn man $n = 2$ setzt und die in der Anmerkung S. 70 angegebene Umrechnung ausführt, für die Feldstärke im Aufpunkt P die Werte:

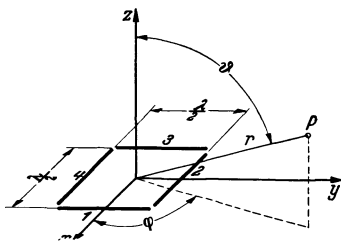


Abb. 107. Zur Berechnung der Strahlungscharakteristik der Rundstrahlantenne.

$$\mathfrak{E}_{1,3} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \varphi\right)}{\cos \varphi} 2 \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \vartheta \cos \varphi\right),$$

$$\mathfrak{E}_{2,4} = \frac{60 I_0}{r} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \varphi\right)}{\sin \varphi} 2 \sin\left(\frac{\pi}{2} \sin \vartheta \sin \varphi\right)$$

und damit:

$$\mathfrak{E}_P = \mathfrak{E}_{1,3} + \mathfrak{E}_{2,4}.$$

Für $\vartheta = 90^\circ$ liefert diese Gleichung die Horizontalcharakteristik, die durch die ausgezogene Kurve in Abb. 108 dargestellt ist. Sie hat die Gestalt eines Quadrates mit abgerundeten Ecken. Die gestrichelt eingezeichneten Kurven stellen die Teilcharakteristiken je zweier gegenüberliegender Dipole entsprechend den obigen Gleichungen dar.

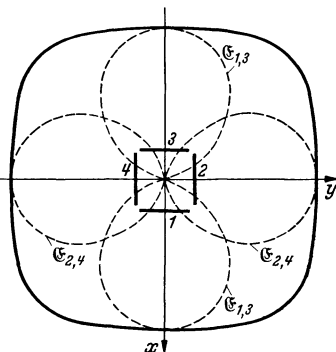


Abb. 108. Berechnetes Horizontaldiagramm der Rundstrahlantenne nach Abb. 106.

Die resultierende Charakteristik von vier solchen Strahlergruppen, die gemäß Abb. 106 im regelmäßigen Abstand von $\lambda/2$ übereinander angeordnet sind, ergibt sich durch Multiplikation von \mathfrak{E}_P mit dem Ausdruck

$$\Psi_0 = \frac{\sin(2\pi \cos \vartheta)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)},$$

der aus der Gl. (80) folgt, wenn man dort $n = 4$, $\vartheta = 90^\circ$ und $\varphi = 90^\circ - \vartheta$ entsprechend den hier gewählten Winkelbezeichnungen setzt.

Schließlich hat man noch den Einfluß der Erde zu berücksichtigen, indem man der Antenne ein in Gegenphase erregtes Spiegelbild zuordnet. Befindet sich die unterste Dipolgruppe in der Entfernung $\lambda/2$ über dem Erdboden, so beträgt der mittlere Ab-

stand von Antenne und Spiegelbild $5\lambda/2$. Die Vertikalcharakteristik wird dann bestimmt durch einen Term, der sich aus Gl. (86) ergibt, wenn man darin $n=2$, $\chi = \pi$, $k = \pi/l$ und $d = 5\lambda/2$ setzt. Man erhält damit:

$$\Psi_l = \frac{\sin(5\pi \cos \vartheta + \pi)}{\sin \frac{1}{2}(5\pi \cos \vartheta + \pi)} = 2 \sin(\frac{3}{2}\pi \cos \vartheta).$$

Die resultierende räumliche Charakteristik der ganzen Antenne lautet dann:

$$\mathfrak{E} = (\mathfrak{E}_{1,3} + \mathfrak{E}_{2,1}) \Psi_0 \Psi_l.$$

Für $\vartheta = 90^\circ$ ergibt sich hieraus die bereits in Abb. 108 wiedergegebene Horizontalcharakteristik, während $\varphi = \text{konst.}$ die in Abb. 109 dargestellte Vertikalcharakteristik liefert, die zeigt, daß eine starke Bündelung der Strahlungsenergie unter einem Winkel von 10° erfolgt.

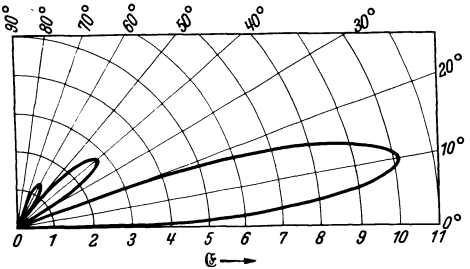


Abb. 109. Berechnetes Vertikalstrahlendiagramm der Rundstrahlantenne nach Abb. 106.

2. Schwundmindernde Antennen.

Es ist eine bekannte und immer wieder beobachtete Tatsache, daß die Empfangsfeldstärke in verhältnismäßig geringen Entfernungen von Rundfunksendern sehr starken Schwankungen unterworfen ist, die besonders in der Dämmerung und in der Nacht auftreten. Diese als Fading oder Schwund bezeichnete Erscheinung (Näheres hierzu findet sich in Teil II dieses Bandes) beruht in der Hauptsache auf der Interferenz zweier vom Sender am Empfangsort eintreffender Wellen. Der beim Rundfunk am störendsten empfundene Nahschwund tritt in Entfernungen zwischen 50 und 150 km vom Sender auf und wird durch das Zusammenwirken von Bodenwelle und Raumwellen bedingt. Die Raumstrahlung entsteht durch Reflexion der von der Sendeantenne nach oben abgestrahlten Wellen an der Kennely-Heaviside-Schicht, deren Höhe über dem Erdboden zwischen 100 und 400 km angenommen werden kann. Am stärksten macht sich der Nahschwund dort bemerkbar, wo die Bodenwelle und die Raumstrahlung gleiche Intensität haben. Die Nahschwundzone ist daher sowohl von der jeweiligen Höhe und Lage der Heavisideschicht als auch von der Beschaffenheit der Erdoberfläche, durch die eine mehr oder minder große Absorption der Bodenstrahlung bedingt wird, und ferner von der Wellenlänge abhängig. Unter der Annahme einfacher Reflexion der Wellen an der Kennely-Heaviside-Schicht in der niedrigsten und höchsten Lage von 100 bzw. 400 km ist in der Abb. 110 für die im Rundfunkwellenbereich am häufigsten beobachtete Entfernung der Nahschwundzone von 50 bis 150 km der Winkelbereich von 53° bis 85° als derjenige ermittelt, in dem die für den Nahschwund verantwortlichen Raumwellen die Sendeantenne verlassen. Es ist ferner gestrichelt eingezeichnet, wie eine ganz geringfügige Neigung der reflektierenden Schicht um $\pm 10^\circ$ in 200 km Höhe die Lage der Schwundzone um 25 km nach beiden Seiten hin verschiebt.

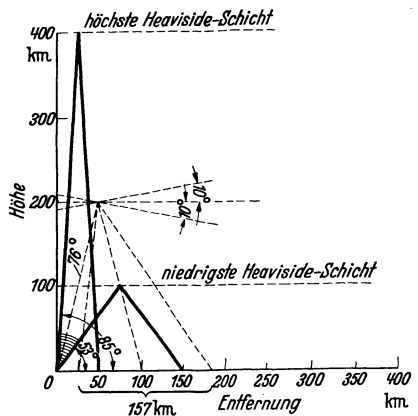


Abb. 110. Grenzwinkel der Raumstrahlen für die Nahschwundzone von 50 bis 150 km (nach HARBICH u. HAHNEMANN).

Unter der Annahme einfacher Reflexion der Wellen an der Kennely-Heaviside-Schicht in der niedrigsten und höchsten Lage von 100 bzw. 400 km ist in der Abb. 110 für die im Rundfunkwellenbereich am häufigsten beobachtete Entfernung der Nahschwundzone von 50 bis 150 km der Winkelbereich von 53° bis 85° als derjenige ermittelt, in dem die für den Nahschwund verantwortlichen Raumwellen die Sendeantenne verlassen. Es ist ferner gestrichelt eingezeichnet, wie eine ganz geringfügige Neigung der reflektierenden Schicht um $\pm 10^\circ$ in 200 km Höhe die Lage der Schwundzone um 25 km nach beiden Seiten hin verschiebt.

Will man die Schwunderscheinung beim Rundfunkempfang beseitigen, so gelingt dies nur durch Unterdrückung der Strahlung, die die Sendeantenne in dem angegebenen Winkelbereich von 53 bis 85° oder besser noch in dem ganzen Bereich von 45 bis 90° verläßt. Eine Steigerung der Sendeenergie führt dagegen zu keinem befriedigenden Ergebnis. In Abb. 111 ist neben dem vertikalen Strahlungsdiagramm einer Marconiantenne, deren Höhe h kleiner als $\lambda/4$ ist, das erstrebte Vertikalstrahlungsdiagramm einer schwundmindernden Antenne eingezeichnet, bei dem jede Strahlung zwischen 45 und 90° fehlt. Um dies zu erreichen, muß man der normalen Strahlung einer Antenne, wie sie z. B. in Abb. 112 durch das Halbkreisdiagramm dargestellt ist, eine Zusatzstrahlung hinzufügen, die erstere in dem kritischen Winkelbereich von 45 bis 90° möglichst

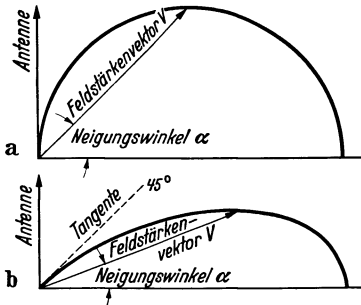


Abb. 111. Vertikales Strahlungsdiagramm der Marconiantenne (a) und erstrebtes Vertikalstrahlungsdiagramm einer schwundmindernden Antenne (b) (nach HARBICH u. HAHNEMANN).

vollkommen kompensiert. Zu diesem Zweck muß die Zusatzstrahlung zur Hauptstrahlung gegenphasig sein und in der Horizontalen und in der Vertikalen den Wert Null haben. Diese Forderungen lassen sich durch folgende Antennenformen erreichen:

die *Vieleck- oder Flächenantenne*, deren Idealform die *Zylinderantenne* ist, die *Scheibenantenne*, die *Halbwellenantenne mit Stromknoten* und die *Höhen- oder Dipolantenne* [71].

a) Die Zylinderantenne.

Die Grundform der Vieleck- oder Flächenantenne ist ein auf der Erde stehender Metallzylinder, in dessen Achse sich eine senkrechte $\lambda/4$ Antenne befindetet, die die Hauptstrahlung liefert, während die Zusatzstrahlung von dem Zylinder erzeugt wird [72, 73]. Der Radius des Zylinders sei R und seine Höhe h ; er werde in axialer Richtung von einem Strom I_{0z} durchflossen, der über den ganzen Umfang des Zylinders gleichmäßig verteilt sei (Abb. 113). Ein Zylinderelement der Breite $Rd\varphi$ führt dann den Strom:

$$dI_{0z} = \frac{I_{0z}}{2\pi} d\varphi.$$

Seine in allen Richtungen senkrecht zur Zylinderachse gleichmäßige Strahlung wird in der Vertikalebene durch die Zylinderachse für den Fall, daß $h < \lambda/4$ ist, mit hinreichender Genauigkeit durch die Gleichung

$$d\mathcal{E}_z = \frac{120\pi}{\lambda r} \cdot \frac{I_{0z}}{2\pi} h d\varphi \cos\beta = \frac{60 I_{0z}}{\lambda r} h d\varphi \cos\beta$$

bestimmt, wenn β den Erhebungswinkel gegen die Horizontalebene bedeutet. Fassen wir vier Zylinderelemente zusammen, die gegenüber der Richtung OX unter den Winkeln $\pm\varphi$ und $\pi \pm \varphi$ liegen, so erhält man für deren resultierende Strahlung die Gleichung:

$$d\mathcal{E}_z = \frac{240 I_{0z}}{\lambda r} \cdot h \cdot \cos\beta \cdot \cos\left(\frac{R}{\lambda} 2\pi \cos\varphi \cos\beta\right) d\varphi.$$

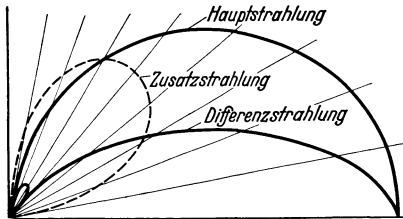


Abb. 112. Prinzip der Unterdrückung der Strahlung durch eine mit 180° Phasenverschiebung zugefügte Hilfsstrahlung.

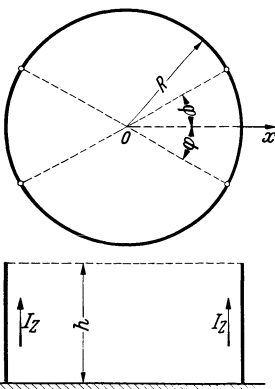


Abb. 113. Zylinderantenne von oben und von der Seite gesehen.

Winkeln $\pm\varphi$ und $\pi \pm \varphi$ liegen, so erhält man für deren resultierende Strahlung die Gleichung:

Dieser Ausdruck ergibt sich ohne weiteres, wenn man je zwei gegenüberliegende Zylinderelemente als Dipolgruppe auffaßt, deren gleichphasig schwingende Strahler den gegenseitigen Abstand $2R$ haben. Ihr Strahlungsdiagramm wird dann durch den Term Gl. (86) bestimmt, wobei aber wegen der hier gewählten Winkelbezeichnungen $\sin \vartheta$ durch $\cos \beta$ und $\sin \varphi$ durch $\cos \varphi$ zu ersetzen sind. Für die Gesamtstrahlung des Zylinders ergibt sich dann der Wert:

$$\mathfrak{E}_z = \frac{240 I_{0z} h}{\lambda r} \cos \beta \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi/2} \cos \left(\frac{R}{\lambda} 2\pi \cos \varphi \cos \beta \right) d\varphi. \quad (90)$$

Mit der Abkürzung $z = \frac{R}{\lambda} 2\pi \cos \beta$ liefert der Ausdruck $\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos(z \cos \varphi) d\varphi$ die Besselfunktion $\mathfrak{J}_0(z)$ und damit wird:

$$\mathfrak{E}_z = \frac{120\pi I_{0z} h}{\lambda r} \cos \beta \cdot \mathfrak{J}_0(z). \quad (91)$$

Damit in der Horizontalen, d. h. für $\beta = 0$ die Strahlung Null wird, muß für $\beta = 0$ die Besselfunktion $\mathfrak{J}_0(z)$ verschwinden. Dies liefert den Wert $z_0 = 2,405 = \frac{R_0}{\lambda} \cdot 2\pi$, woraus der kritische Zylinderradius $R_0 = 0,382\lambda$ folgt.

Das vertikale Strahlungsdiagramm des Zylinders wird dann durch die Gleichung

$$\mathfrak{E}_z = \frac{120\pi I_{0z} h}{\lambda r} \cos \beta \cdot \mathfrak{J}_0[2,405 \cdot \cos \beta] \quad (92)$$

dargestellt. Befindet sich in der Zylinderachse ein vertikaler Draht der Höhe h , der von dem Strom I_{0n} durchflossen wird und die Nutzstrahlung \mathfrak{E}_n liefert, so gilt für ihn das Strahlungsdiagramm:

$$\mathfrak{E}_n = \frac{120\pi}{\lambda r} I_{0n} \cdot h \cdot \cos \beta \quad \left(h < \frac{\lambda}{4} \right). \quad (93)$$

Soll für einen bestimmten Winkel β' diese Strahlung durch die des Zylinders ausgelöscht werden, so müssen die aus Gl. (92) und (93) für β' folgenden Feldstärkenwerte entgegengesetzt gleich werden, d. h. es muß das Stromverhältnis

$$\frac{I_{0z}}{I_{0n}} = \frac{1}{\mathfrak{J}_0(2,405 \cos \beta')}$$

sein. Die Abhängigkeit des Verhältnisses I_{0z}/I_{0n} von dem Auslöschwinkel β' ist in der Abb. 114 dargestellt. Die Vertikalcharakteristik einer solchen Zylinder-

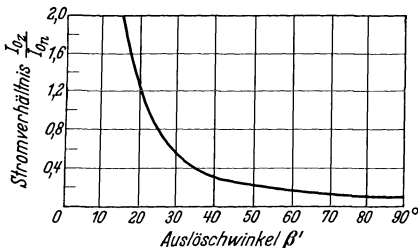


Abb. 114. Abhängigkeit des Auslöschwinkels von dem Stromverhältnis in Zylinder und Mitteldraht bei der Zylinderantenne.

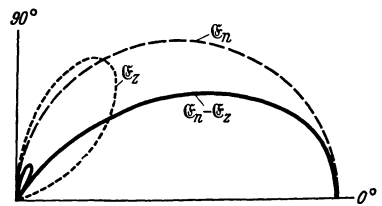


Abb. 115. Vertikales Feldstärkendiagramm der Zylinderantenne ($\mathfrak{E}_n - \mathfrak{E}_z$), Strahlung des Mitteldrahtes (\mathfrak{E}_n), des Zylinders (\mathfrak{E}_z).

antenne, bei der im Winkelbereich von 60 bis 90° die Strahlung praktisch Null ist, zeigt die ausgezogene Kurve in Abb. 115. Die gestrichelte Kurve stellt die Nutzstrahlung der mittleren Linearantenne dar, von der sich die in der punktierten Kurve wiedergegebene Strahlungscharakteristik des Zylinders abzieht.

Bei der praktischen Ausführung einer solchen Antennenanlage wird der Zylinder durch eine größere Anzahl senkrechter Strahler ersetzt, die auf einem

Kreis um den zentralen Strahler angeordnet sind. Um eine möglichst gleichmäßige Horizontalstrahlung zu erhalten, sind mindestens sechs derartige Außenantennen erforderlich. Den Aufbau einer solchen auch „Flächen- oder Vieleck-

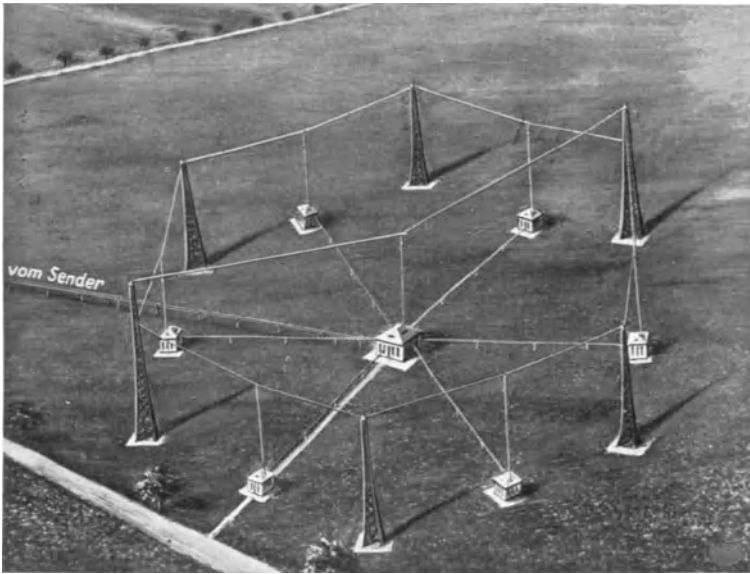


Abb. 116. Flächenantenne mit 6 Außenstrahlern und 1 Mittelstrahler (nach HARBICH u. HAHNEMANN).

antenne“ genannten Anlage zeigt die Abb. 116. Mit einem Stromverhältnis von 4,6:1 wurden bei einer Wellenlänge $\lambda = 390$ m in bezug auf schwundmindernde

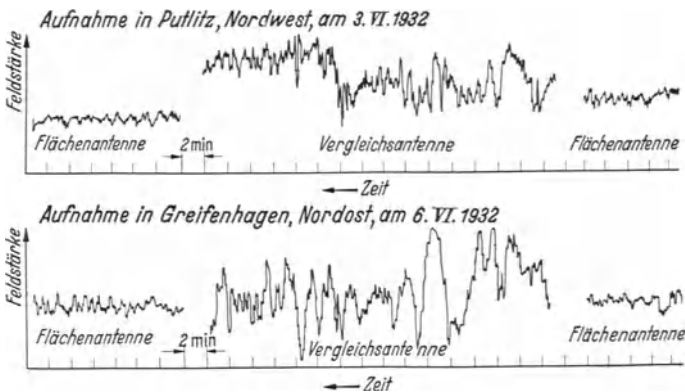


Abb. 117. Schwundkurven einer Sechseckversuchsantenne und der Vergleichsantenne für $\lambda = 390$ m, Entfernung vom Sender 110 km (nach BÄUMLER).

Wirkung sehr gute Ergebnisse erzielt, wie aus der in Abb. 117 wiedergegebenen Schwundkurve deutlich hervorgeht.

Für eine Antennenanordnung, die aus einem Mittelstrahler und nur zwei Außenantennen im Abstand d von der Mittelantenne besteht — die in Abb. 116 dargestellte Flächenantenne setzt sich aus drei solchen um 120° gegeneinander verdrehten Reihenantennen zusammen —, erhält man für die horizontale und

vertikale Strahlungscharakteristik die einfachen Gleichungen:

$$\mathcal{G}_{\text{hor}} = \frac{120\pi h}{\lambda r} \left[I_{01} - 2I_{02} \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\varphi\right) \right] \quad (94)$$

und

$$\mathcal{G}_{\text{vert}} = \frac{120\pi h}{\lambda r} \left[I_{01} - 2I_{02} \cos\left(\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\beta\right) \right]; \quad (95)$$

darin bedeuten I_{01} und I_{02} die Stromstärkenamplituden in der Mittel- bzw. in den Außenantennen, zwischen denen eine Phasendifferenz von 180° besteht.

Wie außerordentlich variabel das vertikale Strahlungsdiagramm einer solchen Reihenantenne bei festem Abstand $d = \lambda/3$ bei Veränderung des Stromverhältnisses I_{01}/I_{02} ist, zeigt die Abb. 118. Hier ist für Kurve 4 $I_{01}/I_{02} = 4$, für Kurve 3 $I_{01}/I_{02} = 3$, für Kurve 2 $I_{01}/I_{02} = 2$, für Kurve 1,5 $I_{01}/I_{02} = 1,5$ und für Kurve 1 $I_{01} = I_{02}$; bei Kurve 0 ist $I_{01} = 0$ und bei Kurve -1 ist $I_{01} = I_{02}$ und gleichzeitig gleichphasig mit I_{02} .

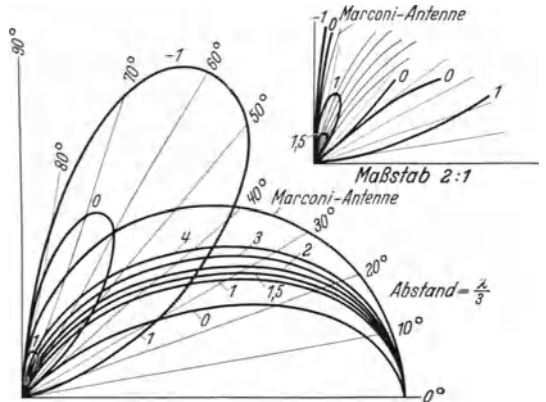


Abb. 118. Vertikalstrahlungsdiagramme einer aus 3 Strahlern bestehenden Reihenantenne bei verschiedenem Verhältnis des Stromes im Mittelstrahler zu dem in den Außenstrahlern für den Abstand $d = \lambda/3$ (nach HARBICH u. HAHNEMANN).

b) Die Scheibenantenne.

Eine sehr interessante Antennenform, die eine ähnliche Strahlungscharakteristik liefert wie die Zylinderantenne, ist die Scheibenantenne [72, 73]. Sie besteht, wie es

Abb. 119a im Querschnitt zeigt, aus einem vertikalen Strahler der Höhe h und einer am oberen Ende desselben angebrachten kreisförmigen waagrechten Metallscheibe, die vom Zentrum aus in allen Richtungen nach dem Rande von Strom durchflossen wird. Wir greifen entsprechend der Abb. 119b ein Ringelement mit dem Radius R aus der Scheibe heraus, das von dem Gesamtstrom I_{0s} durchströmt wird. Am Rand der Scheibe muß der Strom Null sein. Da das Randfeld sehr stark ist und die Kapazität der Ringelemente gegenüber der Erde nach dem Zentrum hin abnimmt, wird der Strom vom Rand nach dem Scheibenmittelpunkt zuerst stark und dann nur noch wenig ansteigen, so daß man in erster Annäherung die Stromverteilung längs des Radius als rechteckig ansehen kann, solange der Scheibenradius R_0 den Wert $\lambda/4$ nicht überschreitet. Wir greifen ein Sektorelement mit dem Spitzenwinkel $d\varphi$ heraus, in dem der Strom

$$dI_{0s} = \frac{I_s}{2\pi} d\varphi$$

fließt, und das mit der Richtung OX , in der die Feldstärke untersucht werden soll, den Winkel φ bildet. Das Stromelement der Länge dR im Abstand R vom Zentrum läßt sich in folgende zwei Komponenten zerlegen:

$$dI_{sx} = \frac{I_{0s}}{2\pi} d\varphi dR \cos\varphi \quad \text{parallel zur } X\text{-Richtung}$$

und

$$dI_{sy} = \frac{I_{0s}}{2\pi} d\varphi dR \sin\varphi \quad \text{senkrecht zur } X\text{-Richtung.}$$

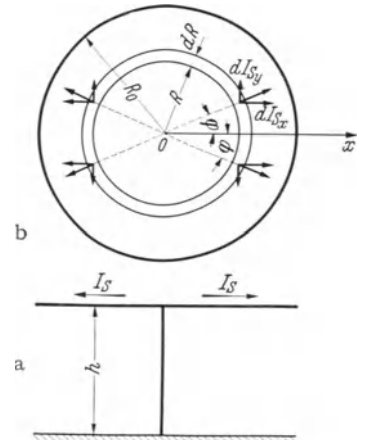


Abb. 119. Scheibenantenne von oben (b) und von der Seite (a) gesehen.

Betrachten wir ähnlich wie bei der Zylinderantenne vier Stromelemente unter den Winkeln $\pm\varphi$ und $\pi \pm \varphi$, so heben sich in einer senkrecht zur Antennenscheibe längs OX verlaufenden Ebene die Werte dI_{0S} gegenseitig auf, während sich die übrigen Stromkomponenten addieren. Für die elektrische Feldstärke in der Entfernung r unter dem Erhebungswinkel β gilt dann:

$$d\mathfrak{E}_S = \frac{120}{r\lambda} I_{0S} d\varphi dR \cos\varphi \sin\beta \sin\left(\frac{R}{\lambda} 2\pi \cos\varphi \cos\beta\right),$$

und für die Feldstärke der ganzen Scheibe erhält man die Gleichung:

$$\mathfrak{E}_z = \frac{120}{r\lambda} I_{0S} \sin\beta \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi/2} \cos\varphi \int_{R=0}^{R_0} \sin\left(\frac{R}{\lambda} 2\pi \cos\beta \cos\varphi\right) d\varphi dR, \quad (96)$$

oder nach Ausführung der Integration nach dem Radius:

$$\mathfrak{E}_z = \frac{60}{r} I_{0S} \operatorname{tg}\beta \int_{\varphi=0}^{\varphi=\pi/2} \left[\cos\left(\frac{R_0}{\lambda} 2\pi \cos\beta \cos\varphi\right) - 1 \right] d\varphi. \quad (97)$$

Setzen wir wieder zur Abkürzung $z = \frac{R_0}{\lambda} 2\pi \cos\beta$, so ergibt der Ausdruck $\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos(z \cos\varphi) d\varphi$ die Besselfunktion $\mathfrak{J}_0(z)$ und es wird:

$$\mathfrak{E}_z = \frac{30}{r} I_{0S} \operatorname{tg}\beta [\mathfrak{J}_0(z) - 1]. \quad (98)$$

Berücksichtigt man noch den Einfluß der Erde durch Einführung eines Spiegelbildes der Scheibe, in dem die Ströme infolge der Spiegelwirkung gegensinnig fließen, so ergibt sich für das resultierende vertikale Strahlungsdiagramm der Ausdruck:

$$\mathfrak{E}_z = \frac{60}{r} I_{0S} \operatorname{tg}\beta [\mathfrak{J}_0(z) - 1] \sin\left(\frac{h}{\lambda} 2\pi \sin\beta\right). \quad (99)$$

Zu dieser Strahlung kommt nun noch die Strahlung der senkrechten Antenne, deren Länge h wir zu $\lambda/4$ mit einem Stromknoten am oberen Ende annehmen, hinzu. Diese ist:

$$\mathfrak{E}_n = \frac{60}{r} I_{0n} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin\beta\right)}{\cos\beta}. \quad (100)$$

Aus den Gleichungen (99) und (100) ergibt sich durch Gleichsetzen für einen bestimmten Winkel β' das zur Auslöschung der Strahlung unter diesem Winkel notwendige Stromverhältnis I_{0S}/I_{0n} . Für eine Scheibenantenne mit $R_0 = h = \lambda/4$ erhält man für $I_{0S}/I_{0n} = 1,645$ ein Strahlungsdiagramm, das praktisch mit dem in Abb. 114 für die Zylinderantenne dargestellten Vertikalstrahlungsdiagramm übereinstimmt.

Der praktische Aufbau einer Scheibenantenne läßt sich nur dadurch verwirklichen, daß man an Stelle der Scheibe ein Netzwerk aus Drähten anbringt, die vom oberen Ende der Mittelantenne nach außen zu mehreren auf einem Kreis angeordneten Masten führen. Die Hauptstrahlung wird dann durch die Vertikalantenne, die Zusatzstrahlung durch die Radialdrähte geliefert. In diesem Fall läßt sich das Vertikalstrahlungsdiagramm in erster Annäherung durch folgende Gleichung berechnen:

$$\mathfrak{E}_{\text{vert}} = \frac{60}{r} \left[I_{01} \frac{\cos(\gamma h \sin\alpha) - \cos\gamma h}{\cos\alpha} + I_{02} \sin\alpha \sin(\gamma h \sin\alpha) \cdot \left[\frac{\sin[\gamma l(1 + \cos\alpha)]}{1 + \cos\alpha} - \frac{\sin[\gamma l(1 - \cos\alpha)]}{1 - \cos\alpha} \right] \right]. \quad (101)$$

Hier bedeutet I_{01} die Stromstärke in der vertikalen Antenne der Höhe h und I_{02} die Stromstärke in den horizontalen Drähten der Länge l ; für $2\pi/\lambda$ ist zur Abkürzung γ gesetzt.

Dem Vorteil der verhältnismäßig geringen Höhe, die sowohl die Zylinderantenne als auch die Scheibenantenne aufweisen, steht der Nachteil der großen Grundfläche gegenüber, die mit länger werdenden Wellen immer größer wird. Bei der Scheibenantenne kommt erschwerend der teure Aufbau und die nicht einfache Einhaltung der Phasenbedingungen zwischen den Strömen in der Scheibe und in der vertikalen Antenne hinzu. Praktische Ausführungen der Scheibenantenne sind daher bisher nicht bekanntgeworden.

c) Die Halbwellenantenne mit Stromknoten.

Eine Vertikalantenne mit Stromknoten in der Mitte liefert nach der Gl. (59 a) auf S. 39 ein Vertikalstrahlungsdiagramm, wie es die Abb. 120 darstellt. In der Vertikalen und in der Horizontalen ist die Strahlung Null; im letzteren Fall heben sich die Strombelegungen auf der Antenne in jedem Augenblick in ihrer Wirkung gegeneinander auf. Fügt man daher zu dieser Strahlung die Strahlung einer vertikalen Dipolantenne, deren Hauptstrahlung in der Horizontalen liegt, so muß man das gesuchte schwundmindernde Diagramm erhalten. Es gelingt dies mit einer Vertikalantenne, in der der Stromverlauf die in Abb. 121 gezeigte Form hat [72, 73]. Der untere Teil bis zur gestrichelten Linie liefert die Zusatzstrahlung mit dem schräg nach oben gerichteten Strahlungsdiagramm, der obere Teil der Antenne gibt die Nutzstrahlung mit dem Strahlungshöchstwert in der Horizontalen. Wir haben somit eine Halbwellenantenne mit Stromknoten. Die Höhe der Antenne läßt sich dabei noch dadurch etwas verkleinern, daß man den oberen Teil durch eine Kapazitätsfläche ersetzt. Bezeichnet man mit h die Höhe der ganzen Antenne in m, mit a die Höhe des Stromknotens über der Erde in m und mit I_0 den Strom im Strombauch, so ist das vertikale Strahlungsdiagramm in Abhängigkeit vom Erhebungswinkel β durch die Gleichung gegeben:

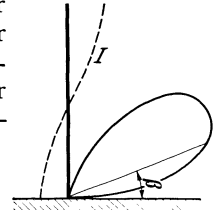


Abb. 120. Vertikales Strahlungsdiagramm einer Vertikalantenne mit Stromknoten in der Mitte.

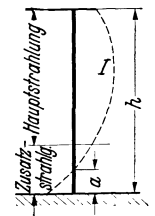


Abb. 121. Stromverteilung auf einer Halbwellenantenne mit Stromknoten (nach BÄUMLER).

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_\beta &= \frac{30 I_0}{r} \cos \beta \left[\frac{\cos \{\gamma [h(1 + \sin \beta) - a]\} - \cos \gamma a}{1 + \sin \beta} + \frac{\cos \{\gamma [h(1 - \sin \beta) - a]\} - \cos \gamma a}{1 - \sin \beta} \right] \\ &= \frac{60 I_0}{r \cos \beta} \{ \cos [\gamma (h - a)] \cos (\gamma h \sin \beta) - \cos \gamma a + \sin \beta \sin [\gamma (h - a)] \sin (\gamma h \sin \beta) \}, \end{aligned} \quad (102)$$

worin zur Abkürzung $\gamma = 2\pi/\lambda$ gesetzt ist.

Als erster Sender ist mit einer solchen Antenne der Rundfunksender Breslau ausgerüstet worden, der auf einer Welle von 325 m arbeitet [74]. Als Antennenträger dient ein 140 m hoher freistehender Holzmast ($h = 0,43 \lambda$), in dessen Achse die Antenne frei hängt. Sie trägt am oberen Ende als Kapazität einen Metallring von 10 m Durchmesser, der isoliert auf die Turmspitze aufgesetzt ist. Die Stromverteilung ist derart, daß in 19 m über dem Boden der Stromknoten liegt. Der Stromschwerpunkt befindet sich in rund 100 m Höhe. In der Abb. 122 ist die für die Breslauer Antenne berechnete vertikale Strahlungscharakteristik eingezeichnet; zum Vergleich ist das Strahlungsdiagramm einer gewöhnlichen $\lambda/4$ -Antenne mit Stromknoten am oberen Ende mit eingetragen. Die ausgezeichnete schwundmindernde Wirkung dieser Antennenform ist aus den Kurven in Abb. 123 zu erkennen. Messungen haben ferner ergeben, daß der schwund-

freie Empfangsbereich gegenüber der $\lambda/4$ -Antenne verdoppelt wurde; hinzu kommt, daß die neue Antennenform eine rund 26% größere Bodenfeldstärke liefert als die $\lambda/4$ -Antenne bei gleicher Leistung.

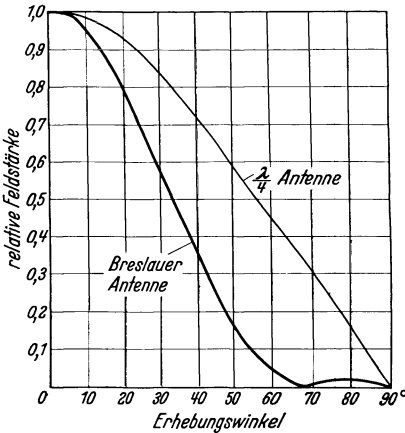


Abb. 122. Errechnetes Vertikaldiagramm der Antenne des Breslauer Rundfunksenders und einer $\lambda/4$ -Antenne mit Stromknoten an der Spitze (nach BÖHM).

Gelegentlich ist versucht worden, den Antennenmast, sofern er aus Metall besteht, selbst als Strahler zu benutzen (Rundfunksender Budapest), doch ergibt sich im allgemeinen eine ungünstigere Stromverteilung längs des Mastes als bei dem einfachen Draht, den man im Gegensatz zum selbststrahlenden Mast noch mit Verlängerungsspulen oder sonstigen Abstimmitteln versehen kann, um das Strahlungsdiagramm so günstig wie möglich zu gestalten. Besonders schwierig gestaltet sich infolge des variablen Querschnittes die Berechnung von Stromverteilung und Strahlungscharakteristik bei den sonst sehr viel benutzten Fischbauchmasten [95].

d) Die Höhendipolantenne.

Die insbesondere von der Fa. Lorenz entwickelte Höhenantenne für nachschwundmindernde Strahlung besteht aus einer oder mehreren in geeigneter Höhe über dem Erdboden angebrachten Dipolantennen, für die durch Zusammenwirken mit ihrem unter der Erdoberfläche zu denkenden Spiegel-

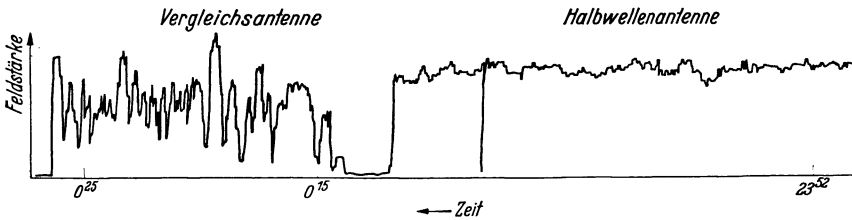


Abb. 123. Schwundkurven der Halbwellenantenne des Rundfunksenders Breslau und der Vergleichsantenne ($\lambda = 325$ m, Entfernung vom Sender 103 km) (nach BÄUMLER).

bild die gewünschte Unterdrückung der Raumstrahlung erreicht wird [76]. Dabei wird die Form der Strahlungscharakteristik und insbesondere der strahlungsfreie Winkelraum durch die Höhe der Antenne über dem Erdboden, d. h. durch den Abstand Antenne—Spiegelbild bestimmt. Das vertikale Strahlungsdiagramm der Dipolantenne mit der Länge $l < \lambda/2$ und der Stromstärke I_0 in Abhängigkeit vom Erhebungswinkel ist ebenso wie das seines Spiegelbildes gegeben durch die Gleichung:

$$\mathcal{G}'_{\beta} = \frac{60\pi I_0 l}{r \lambda} \cos \beta. \tag{103}$$

Nun kann man den Dipol und sein Spiegelbild als eine zweigliedrige Dipolreihe auffassen, bei der der gegenseitige Abstand der Strahler $2h$ ist, so daß man die resultierende Charakteristik durch Multiplikation von Gl. (103) mit dem Term (75a) auf S. 63 erhält, wenn man darin $d = 2h$, $m = 2$ und $\cos \vartheta = \sin \beta$ setzt. Damit wird

$$\mathcal{G}_{\beta} = \mathcal{G}'_{\beta} \frac{\sin\left(\frac{2\pi 2h}{\lambda} \sin \beta\right)}{\sin \frac{\pi 2h}{\lambda} \sin \beta} = \frac{120\pi I_0 l}{\lambda r} \cos\left(\frac{2\pi h}{\lambda} \sin \beta\right) \cos \beta. \tag{104}$$

Bereits bei $h = 0,287 \lambda$ ist für $\beta = 60^\circ$ die Strahlung Null, so daß gerade die für den Nahschwund gefährlichsten Strahlen unterdrückt werden. Mit wachsendem h wird das Strahlungsdiagramm immer flacher, doch tritt dann in dem Bereich zwischen 50 und 90° ein immer stärker werdendes Nebenmaximum auf. In der Abb. 124 sind die Vertikaldiagramme für verschiedene Werte von $2h$ zwischen $0,33 \lambda$ und $0,75 \lambda$ eingezeichnet. Als Vergleich ist die Charakteristik der Marconiantenne mit eingetragen.

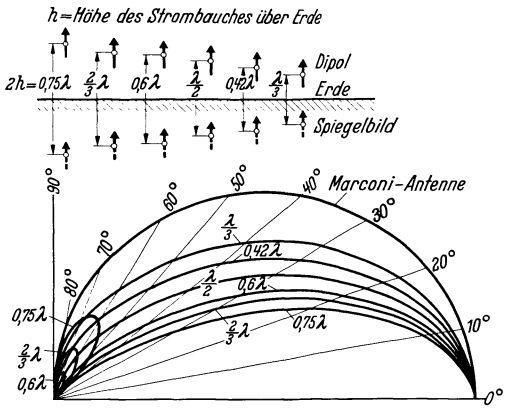


Abb. 124. Strahlungsdiagramme einer Höhenantenne für verschiedene Höhen des Dipols über der Erde (nach HARBICH U. HAHNEMANN).

Man kann noch weitergehen und den Höhendipol mit einem auf der Erdoberfläche befindlichen Dipol kombinieren, der entweder gleich- oder gegenphasig mit dem Höhendipol erregt wird. Die Form der so entstehenden Charakteristik läßt sich weiterhin noch durch die Stromstärkenverhältnisse in den beiden Dipolen variieren. In der Abb. 125 sind einige derartige Strahlungsdiagramme wiedergegeben. Das Diagramm für den Fall, daß der Höhendipol in der Höhe $\lambda/2$ sich über dem Boden befindet, stimmt in seiner Form überein mit dem auf S. 63 in Abb. 76 mitgeteilten Diagramm der aus drei Strahlern bestehenden Dipolreihe. Daß dort das Diagramm noch etwas flacher ausfällt, hat seinen Grund darin, daß als Einzelstrahler bei der Dipolreihe Linearantennen dienten, die in der Grundschiwingung erregt wurden.

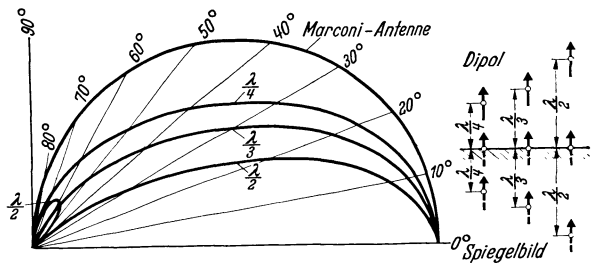


Abb. 125. Strahlungsdiagramme einer aus anderthalb Dipolen bestehenden Höhenantenne für verschiedene Höhen des Dipols über der Erde (nach HARBICH U. HAHNEMANN).

Bezüglich der Erregung der Höhenantenne sind zwei typische Fälle zu unterscheiden, die in Abb. 126 dargestellt sind. In der Ausführung *a* haben wir den *stromerregten Dipol*, der an beiden Enden Kapazitätsflächen zur Vergrößerung der effektiven Höhe besitzt.

Dem Dipol wird die Energie induktiv über eine im Strombauch befindliche Spule von einer Steigeleitung aus zugeführt. Die zweite Ausführung ist der in Abb. 126b gezeichnete *spannungsgekoppelte Höhendipol*. Als Speiseleitung dient eine einadrätige Leitung, auf der sich eine Stromverteilung mit Stromknoten ausbildet, so daß diese Anordnung der oben besprochenen Halbwellenantenne mit Stromknoten sehr ähnelt. Bezüglich der

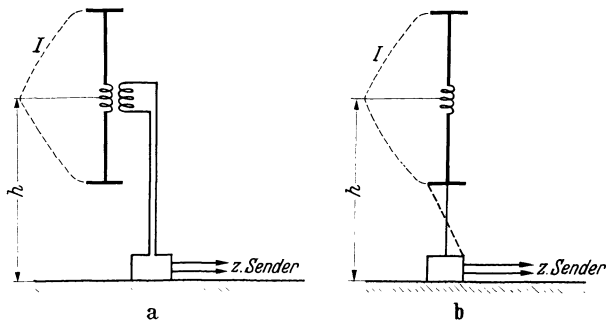


Abb. 126. Energiezuführung zum Höhendipol. a: Stromerregung; b: Spannungserregung (nach HAHNEMANN U. WENDT).

Berechnung der Strahlungsdiagramme derartiger Antennen muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden [77]. In der Abb. 127 sind als Beispiele für die praktische Ausführung von Höhenantennen die Ansichten der Antenne des Rundfunksenders München (a), die mit Stromspeisung arbeitet [78], und der Antenne des Rundfunksenders Frankfurt (b), bei der der Dipol spannungserregt wird, wiedergegeben.

Außer den hier besprochenen Anordnungen schwundmindernder Antennen lassen sich selbstverständlich noch alle möglichen Kombinationen ausdenken,

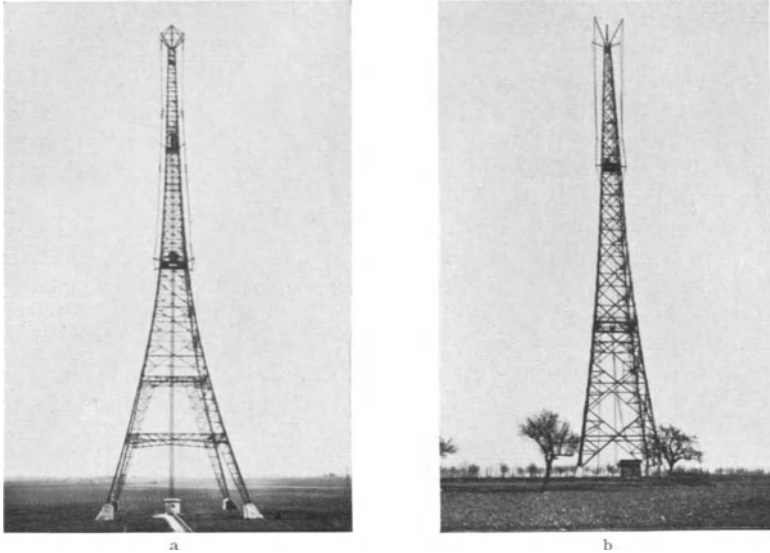


Abb. 127. Ausführung von Höhenantennen. a: Stromgespeister Dipol (Sender München); b: spannungserregter Dipol (Sender Frankfurt a. M.).

die zum gleichen Ziel führen. So hat man z. B. die Höhen- und Reihen- bzw. Flächenantennen kombiniert, indem man bei der auf S. 88 beschriebenen Reihenantenne die einzelnen Strahler in bestimmter Höhe über dem Boden anbrachte, doch sind solche Anlagen bisher praktisch noch nicht in Betrieb genommen worden.

3. Kurzwellenantenne mit Raumresonator nach WEYRICH.

Es möge sich entsprechend der Abb. 128 in der Achse eines zunächst als unendlich lang gedachten metallischen Zylinders mit dem Radius R , dessen Wand aus unendlich gut leitendem Material bestehen soll, an der Stelle $z = \zeta$, $r = 0$ ein HERTZscher Dipol mit axialer Orientierung befinden, der eine Strahlung mit der Wellenlänge λ emittiert. Dann ergibt sich auf Grund einer komplizierteren Rechnung [79, 80], die im einzelnen über den Rahmen des Buches hinausführt, daß in einem Punkte mit den Koordinaten r, z ($z - \zeta > 0$) im Innern des Zylinders das elektromagnetische Feld die Werte annimmt:

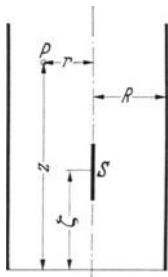


Abb. 128. Querschnitt durch Raumresonator (nach WEYRICH).

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_z &= \operatorname{Re} \left[-\frac{j c \pi}{\omega R^4} \sum_{\nu=1}^{\infty} k_{\nu}^3 \frac{H_0^{(1)}(k_{\nu})}{\mathfrak{J}_1(k_{\nu})} \cdot \mathfrak{J}_0\left(\frac{k_{\nu} r}{R}\right) e^{j x_{\nu}(z-\zeta)-j \omega t} \right], \\ \mathcal{E}_r &= \operatorname{Re} \left[-\frac{c \pi}{\omega R^3} \sum_{\nu=1}^{\infty} k_{\nu}^2 \frac{H_0^{(1)}(k_{\nu})}{\mathfrak{J}_1(k_{\nu})} \cdot \mathfrak{J}_1\left(\frac{k_{\nu} r}{R}\right) e^{j x_{\nu}(z-\zeta)-j \omega t} \right], \\ \mathfrak{H}_{\varphi} &= \operatorname{Re} \left[-\frac{\pi}{R^3} \sum_{\nu=1}^{\infty} k_{\nu}^2 \frac{H_0^{(1)}(k_{\nu})}{\mathfrak{J}_1(k_{\nu})} \cdot \mathfrak{J}_1\left(\frac{k_{\nu} r}{R}\right) e^{j x_{\nu}(z-\zeta)-j \omega t} \right]. \end{aligned} \right\} (105)$$

In diesen Gleichungen ist ω die Kreisfrequenz des Strahlers, c ist die Lichtgeschwindigkeit; \mathfrak{J}_0 ist die BESSELSche Zylinderfunktion I. Art und nullter Ordnung, \mathfrak{J}_1 dieselbe Funktion erster Ordnung und H_0 die HANKELSche Zylinderfunktion I. Art nullter Ordnung. κ_ν ist die Wellenzahl der ν ten. Partialwelle, für sie gilt die Beziehung:

$$\kappa_\nu = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{k_\nu^2}{R^2}} = \frac{\pi}{\lambda R} \sqrt{4R^2 - \frac{\lambda^2 k_\nu^2}{\pi^2}}. \quad (106)$$

Dabei sind k_ν die Nullstellen der Besselfunktion I. Art nullter Ordnung $\mathfrak{J}_0(x)$.

Aus den obigen Gl. (105) folgt, daß sich die Feldstärken in Richtung r so verhalten, als seien sie aus einzelnen stehenden Zylinderwellen zusammengesetzt entsprechend den einzelnen Werten $\nu = 1, 2 \dots \infty$. In Richtung der Z -Achse handelt es sich dagegen um fortschreitende Wellen. Ein Energietransport kann also nur in Richtung der Zylinderachse erfolgen. Nun ist das Interessante, daß in den Nennern der Gl. (16) für \mathfrak{E}_z und \mathfrak{H}_φ die Wellenzahlen der einzelnen Partialwellen als Faktoren auftreten. Aus Gl. (106) erkennt man, daß die Größen κ_ν bei gegebenem λ für bestimmte Werte des Zylinderradius R , die im folgenden als *kritische Radien* bezeichnet werden, Null werden, nämlich für

$$\frac{R}{\lambda} = \frac{k_\nu}{2\pi}.$$

Nach der Theorie muß also für diese Werte von R das elektromagnetische Feld, und zwar die Komponenten \mathfrak{E}_z und \mathfrak{H}_φ , im Innenraum des Zylinders unendlich große Werte annehmen oder mit anderen Worten: Es tritt eine Art Raumresonanz ein, wenn der Zylinder den kritischen Radius annimmt. Die ersten vier kritischen Radien sind:

$$R_1 = 0,382 \lambda, \quad R_2 = 0,878 \lambda, \quad R_3 = 1,376 \lambda \quad \text{und} \quad R_4 = 1,876 \lambda.$$

An der Zylinderwand selbst wird die Feldstärke stets Null. Im Zähler der Gl. (105) stehen nämlich die Ausdrücke $\mathfrak{J}_0\left(\frac{k_\nu r}{R}\right)$ bzw. $\mathfrak{J}_1\left(\frac{k_\nu r}{R}\right)$ als Faktoren. Für $r = R$ wird nach Voraussetzung $\mathfrak{J}_0 = 0$, so daß man zunächst den unbestimmten Wert $0/0$ für \mathfrak{E}_z erhält. Die genaue Untersuchung zeigt aber, daß das Feld an dieser Stelle exakt Null wird. Nimmt man ferner für die Errechnung des zweiten kritischen Radius den Wert k_2 , so wird für einen bestimmten Wert r das Argument $k_2 r/R = k_1$ werden. Also wird auch für diesen Wert von r das Feld wieder exakt Null. Für k_3 ergeben sich zwischen Wand und Zylinderachse zwei derartige Stellen, bei k_4 drei usw. Rechnet man die Stelle an der Wand hinzu, so erhält man stets gerade ν Stellen, an denen $\mathfrak{E}_z = 0$ wird. Es bilden sich also in den kritischen Partialwellen Knotenflächen aus, die die Gestalt von konzentrischen Zylindern haben.

Das besprochene Verhalten zeigen nur die \mathfrak{E}_z und \mathfrak{H}_φ Komponenten des Feldes. Bei der \mathfrak{E}_r Komponente fehlt der Wert von κ_ν im Nenner, so daß für diese Feldkomponente niemals — auch bei kritischen Radien — Resonanz eintreten kann. Die numerische Berechnung zeigt aber, daß \mathfrak{E}_r gegenüber \mathfrak{E}_z stets sehr klein ist und praktisch vernachlässigt werden kann.

Die experimentelle Ausmessung des Feldes im Innern eines solchen metallischen Hohlzylinders ergab in der Tat bei den kritischen Radien maximale Werte der Feldkomponenten und die richtige Lage der erwähnten Knotenflächen.

Hier interessiert uns besonders die am offenen Ende des Zylinders stattfindende Abstrahlung der Energie des Feldes, die im Zylinder selbst in Richtung der Achse transportiert wird. Entsprechend der Lage von \mathfrak{E}_z und \mathfrak{H}_φ muß der POYNTINGSche Vektor radial nach außen zeigen, und in dieser Richtung ist auch

im Falle des kritischen Radius eine maximale Abstrahlung zu erwarten. Die Abb. 129 zeigt das gemessene Strahlungsdiagramm des offenen Zylinderendes beim ersten kritischen Radius ($R_1 = 12,48 \text{ cm}$ bei $\lambda = 33,1 \text{ cm}$). Gemessen wurde \mathcal{C}_2^2 um die Zylinderöffnung in einer durch die Zylinderachse gelegten Ebene. Das Strahlungsdiagramm ähnelt stark dem einer in der Grundschwingung

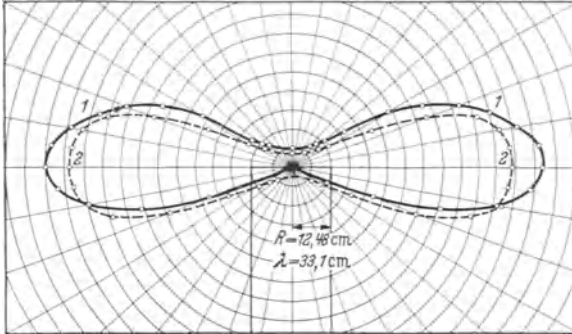


Abb. 129. Strahlungsdiagramm eines in Raumresonanz befindlichen Zylinders im Fall des ersten kritischen Radius $R_1 = 12,48 \text{ cm}$ bei $\lambda = 33,1 \text{ cm}$ (nach BERGMANN u. KRÜGEL).

erregten frei strahlenden Linearantenne, wie es die gestrichelte Kurve zeigt. Die Strahlung der Linearantenne ohne den auf den ersten kritischen Radius abgestimmten Zylinder ist nur wenig kleiner als die Strahlung des in Resonanz befindlichen Zylinderraumes. Berücksichtigt man aber, daß ungefähr die gleiche Strahlung aus der anderen Zylinderöffnung heraustritt, so ergibt sich für den abgestimmten Zylinderraum bei gleicher Stromstärke eine ungefähr doppelt so große abgestrahlte Leistung wie für die Linearantenne allein. Diese erhöhte Strahlungsleistung muß natürlich vom Hochfrequenzgeber, der die Antenne speist, nachgeliefert werden. Der Strahlungswiderstand des zu Resonanzschwingungen angeregten Zylinderhohlraumes ist größer als der der einzelnen Linearantenne. Würde z. B. die Antenne nur einmal zu Schwingungen angestoßen werden, so würde der auf ihr befindliche Energievorrat bei Anbringung eines Resonanzhohlraumes rascher abklingen, als dies bei der im freien Raum befindlichen Antenne der Fall wäre. Wir haben hier im Gebiet der elektromagnetischen Strahlung eine Anordnung,

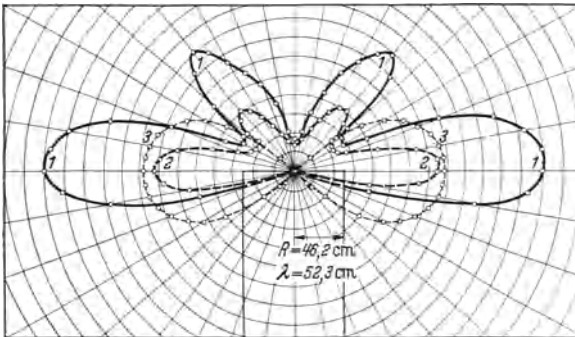


Abb. 130. Strahlungsdiagramm eines in Raumresonanz befindlichen Zylinders im Fall des zweiten kritischen Radius $R_2 = 46,2 \text{ cm}$ bei $\lambda = 52,3 \text{ cm}$ (nach BERGMANN u. KRÜGEL).

die in gewissem Sinne ein Analogon in der Akustik findet. Eine Stimmgabel strahlt eine wesentlich größere Energie in die Umgebung ab, wenn sie auf einem Resonanzkasten angebracht ist, als wenn sie ohne diesen schwingt. Die Abb. 130 zeigt schließlich die Meßergebnisse, die an einem Zylinder mit dem zweiten kritischen Radius $R = 46,2 \text{ cm}$ bei einer Welle von $\lambda = 52,3 \text{ cm}$ erhalten wurden. Die wieder in Grundschwingung erregte Linearantenne befand sich in der Zylinderachse, etwa 114 cm vom offenen Ende entfernt. Das Diagramm 2 gibt die Strahlung wieder, die bei beiderseitig offenem Zylinder erhalten wurde. Die Hauptstrahlungsrichtung steht wieder senkrecht auf der Zylinderachse, hinzu kommt aber noch eine zweite bevorzugte Strahlungsrichtung, die unter etwa 40° gegen die Zylinderachse geneigt ist. Wurde der Zylinder an der der Ausstrahlungsöffnung gegenüberliegenden Öffnung durch eine Metallplatte abgedeckt, so stieg die aus dem Zylinder heraustretende Strahlung auf fast den doppelten Betrag. Das

in diesem Fall erhaltene Strahlungsdiagramm ist in der Kurve 1 in Abb. 130 wiedergegeben. Zum Vergleich ist in Kurve 3 noch das Strahlungsdiagramm der frei schwingenden Linearantenne ohne einhüllenden Zylinder eingezeichnet [80].

Es ist also einerseits möglich, mittels auf Resonanz abgestimmter metallischer Hohlzylinder den Strahlungswiderstand einfacher Antennen beträchtlich zu steigern und andererseits bei höheren kritischen Radien die Form des Strahlungsdiagrammes zu variieren. Eine praktische Bedeutung dürften die Hohlraumresonatoren jedoch nur im Gebiet der ultrakurzen Wellen haben, wo die notwendigen Zylinder noch keine allzu großen Dimensionen annehmen.

4. Richtantennen für Leitstrahlanordnungen (Funkbaken).

Eine besondere Anwendung finden Sendeantennen mit gerichteter Strahlung zur Herstellung eines Leitstrahls für navigatorische Zwecke. Derartige *Leitstrahlensender*, auch *Funkbaken* genannt, finden eine immer größere Bedeutung für die Orientierung von Flugzeugen, beim Blindflug in der Nacht oder bei schlechter Sicht und ganz besonders bei der Schlechtwetterlandung. Das Prinzip des Leitstrahlverfahrens erkennt man aus Abb. 131. Am Sendeort befinden sich zwei Antennensysteme, deren jedes als horizontale Strahlungscharakteristik z. B. ein Doppelkreisdia-gramm hat. Diese beiden Richtsender werden komplementär getastet, d. h. die Signalzeichen des einen Senders fallen mit den Signalpausen des zweiten Senders zusammen. Am einfachsten gelingt dies mit den beiden Morsebuchstaben a ($\cdot\text{---}$) und n ($\text{---}\cdot$) (AN-System). In den Richtungen, in denen die Strahlung beider Antennen die gleiche Intensität aufweist, verschmelzen die beiden Zeichen zu einem Dauerstrich (s. Abb. 131). Weicht der Empfänger nur wenig aus dieser Richtung ab, so hört er das eine oder das andere der beiden komplementären Zeichen. Bei symmetrischen Antennen ist der Leitstrahl die Halbierende des Winkels, den die beiden Antennen miteinander bilden.

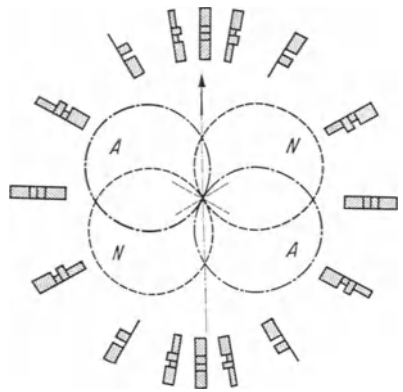


Abb. 131. Zum Prinzip des Leitstrahlverfahrens.

Als Antennen benutzt man in der Praxis im Langwellengebiet entweder zwei senkrecht zueinander orientierte Rahmenantennen mit dreieckiger Gestalt oder zwecks Vermeidung jeder Horizontalpolarisation zwei gegenphasig erregte Antennenpaare. Sie werden entweder über eine automatische Tastvorrichtung abwechselnd an den gleichen Sender geschaltet, oder sie sind über ein Goniometer mit zwei komplementär getasteten Sendern verbunden. Im letzteren Fall besteht die Möglichkeit, die Richtung des Leitstrahls durch die Stellung der Drehspulen des Goniometers zu verändern (weitere Einzelheiten s. bei [3]).

Anstatt die beiden Antennensysteme der Funkbake komplementär zu tasten, so daß sie wechselseitig strahlen, kann man sie auch gleichzeitig und kontinuierlich erregen und die Strahlung der beiden Teilsysteme durch eine verschiedene Modulationsfrequenz kennzeichnen (*Doppeltonverfahren*). Nur wenn der Empfänger sich genau auf dem Leitstrahl befindet, nimmt er beide Modulationen auf. Werden an den Ausgang des Empfängers zwei auf die beiden Modulationsfrequenzen abgestimmte frequenzempfindliche Indikatoren geschaltet, so läßt sich an Stelle der beim AN-Verfahren notwendigen akustischen Anzeige eine optische Anzeige des richtigen Flugkurses einrichten. Durch Verändern des Amplitudenverhältnisses der Trägerwellen in beiden Antennensystemen bzw. des Phasen-

unterschiedes sowie durch Variieren des Modulationsgrades lassen sich verschiedene Leitstrahlrichtungen einstellen.

Eine besonders einfache Funkbake erhält man bei Verwendung von Ultrakurzwellen. Wie die Abb. 132 zeigt, befinden sich rechts und links neben einer in der Grundschiwingung erregten vertikalen Linearantenne S im Abstand von etwa $\lambda/4$ zwei Reflektorantennen R_1 und R_2 , die in komplementären Zeichen, z. B.

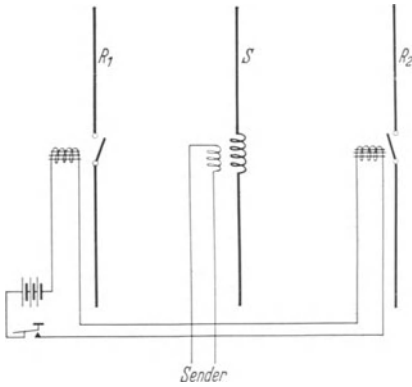


Abb. 132. Antennenanordnung einer Ultrakurzwellenfunkbake.

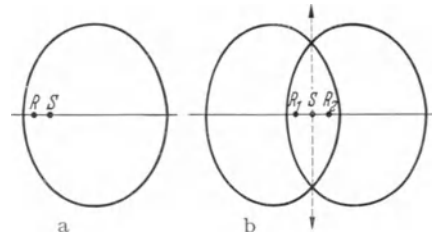


Abb. 133. Horizontales Strahlungsdiagramm der Ultrakurzwellenfunkbake.

Punkten und Strichen, getastet, d. h. in ihrer Mitte geöffnet bzw. geschlossen werden. In der Abb. 133 ist unter *a* die Horizontalcharakteristik der Antenne S

dargestellt, wenn der linke Reflektor eingeschaltet ist; die genaue Form dieses Diagramms ist durch Länge und Abstand des Reflektors bestimmt (s. S. 75). Bei wechselseitiger Tastung der beiden Reflektoren entsteht dann das Diagramm *b*. Ein Empfänger, der sich auf der gestrichelten Linie befindet, wird demnach einen Dauerstrich hören; bei einer Abweichung nach der einen Seite hört er Punkte, bei einer Abweichung nach der anderen Seite nimmt er Striche auf. Auf diese Weise kann z. B. ein Flugzeugführer beim Anfliegen einer derartigen Kurzwellenfunkbake das Flugzeug genau auf dem durch die Bake vorgeschriebenen Kurs halten. Die Abb. 134 zeigt die praktische Ausführung einer Ultrakurzwellenfunkbake ($\lambda = 9$ m), wie sie für die Schlechtwetterlandung auf Flugplätzen benutzt wird.



Abb. 134. Lorenz-Ultrakurzwellenfunkbake für Schlechtwetterlandung.

III. Empfangsantennen.

A. Antennen für ungerichteten Empfang.

Die Aufgabe der Empfangsantenne ist es, aus dem elektromagnetischen Felde der vom Sender ausgehenden Strahlung einen bestimmten Betrag zu absorbieren, der entweder direkt oder über einen Verstärker einer Gleichrichteranlage zugeführt wird, so daß die übermittelten Zeichen abgehört oder durch einen Morseschreiber

niedergeschrieben werden können. Genau so wie auf der Sendeseite ist auch auf der Empfangsseite zwischen Antennen für *ungerichteten* und für *gerichteten* Empfang zu unterscheiden. Beim Bau von Empfangsantennen sind im wesentlichen zwei Gesichtspunkte zu beachten. Einmal soll die Antenne eine möglichst große Nutzleistung aus dem Strahlungsfeld dem Empfänger zuführen, d. h. ihre wirksame Höhe muß möglichst groß gewählt werden, zum anderen kommt es darauf an, daß das Verhältnis zwischen aufgenommener Zeichenamplitude und den gleichzeitig einfallenden Störungen genügend groß ist. Letztere werden aber mit zunehmender Empfangshöhe ebenfalls stärker. Aus diesem Grunde ist es z. B. bei Empfangsantennen, die in einem Gebiet mit starken lokalen Störungen aufgebaut werden müssen (Rundfunkantennen in der Großstadt) zweckmäßig, die wirksame Antennenhöhe klein zu gestalten, aber dafür die Antenne unter Benutzung abgeschirmter Zuleitungen möglichst hoch über dem örtlichen Störpegel anzubringen. Bei dem dann günstigeren Verhältnis zwischen Zeichen und Störlautstärke kann man die geringere Empfangsintensität durch größere Verstärkung am Empfänger ausgleichen.

1. Das Reziprozitätstheorem.

Wie bei allen Strahlungsvorgängen so sind auch in der drahtlosen Telegraphie Absorptions- und Emissionsvermögen eines Strahlers zueinander proportional, und es gilt das sog. *Reziprozitätstheorem*, das bereits von H. A. LORENZ für elektromagnetische Felder ausgesprochen wurde, und das wir nach SOMMERFELD [8I] in folgender Weise formulieren können: Eine Antenne A_1 sende im Punkte O_1 und werde im Punkte O_2 von der beliebig gerichteten Antenne A_2 empfangen. Andererseits sende A_2 mit derselben Frequenz und Stromstärke wie vorher A_1 und werde von A_1 empfangen. Dann ist die in A_1 induzierte Spannung dieselbe wie vorher die in A_2 , und zwar unabhängig davon, wie das Zwischenmedium elektromagnetisch beschaffen und wie die Antennen geformt sind. Sende- und Empfangsantenne sind also zueinander reziprok. Eine Ableitung dieses Reziprozitätssatzes findet sich im zweiten Teil dieses Bandes.

Auf Grund dieses Gesetzes können wir die bei Sendeantennen gefundenen Eigenschaften insbesondere die Richteffekte ohne weiteres auf die Empfangsantennen übertragen. Das Reziprozitätstheorem gestattet demnach, die Untersuchung der Empfangsverhältnisse einer Antenne in der Weise durchzuführen, daß man die Sendeeigenschaften der betreffenden Antenne studiert und die Wirkung ihrer Strahlung auf den Sender, der von ihr aufgenommen werden soll. Dieses Verfahren ist besonders dann von Vorteil, wenn sich die Sendeeigenschaften der Empfangsanlage leichter berechnen lassen als ihre Empfangseigenschaften, wie dies z. B. dann der Fall ist, wenn die Stromverteilung, die die Antenne im Empfangsfeld annimmt, unbekannt ist, während sie für die Erregung durch einen anstatt des Empfängers angeschlossenen Sender bekannt ist.

2. Die Hochantenne für ungerichteten Empfang.

a) Spannung und Stromstärke in der abgestimmten Antenne.

Bezeichnen wir mit ϑ den Winkel zwischen der Richtung des ankommenden elektrischen Feldes und einem Längenelement dl der Empfangsantenne, mit \mathcal{E} die elektrische Feldstärke am Ort der Empfangsantenne, so ist ganz allgemein die in der Antenne mit der Länge l erzeugte Spannung durch den Ausdruck gegeben:

$$U_0 = \int_0^l \mathcal{E} dl \cos \vartheta. \quad (107)$$

Hierin stellt $dl \cos \vartheta$ die Komponente des Leiterelementes der Antenne in Richtung von \mathcal{E} dar. Hat die Antenne in der Fortpflanzungsrichtung x der Wellen eine gewisse Ausdehnung, so ist diese durch Einführung eines retardierten Wertes $\mathcal{E}(t_0 - \frac{x}{c})$ zu berücksichtigen, den man auf einen mittleren Ort der Antenne mit der Eintreffzeit t_0 bezieht.

Die einfachste Form einer Hochantenne ist ein schräg oder vertikal in die Höhe geführter Draht der Länge h . Durch Einschalten von Spulen oder Kondensatoren am unteren Ende oder durch Anbringen einer Kapazitätsfläche am oberen Ende läßt sich diese Antenne, wie wir es auf S. 33 besprochen haben, auf die ankommenden Wellen abstimmen. Man spricht in diesem Fall von einer *abgestimmten Empfangsantenne* im Gegensatz zu einer *a-periodischen Empfangsantenne*, die nicht auf eine bestimmte Frequenz abgestimmt ist.

In großer Entfernung vom Sender verläuft im allgemeinen die elektrische Feldstärke der Bodenwelle senkrecht zur Erdoberfläche. Die in einer Vertikalantenne mit der Effektivhöhe h von ihr erzeugte Spannung ist daher:

$$U_0 = \mathcal{E} \cdot h. \tag{108}$$

Wellen, die von schräg oben auf eine vertikale Hochantenne einfallen, werden dagegen geschwächt aufgenommen. Zu der Gl. (108) ist dann noch der \cos des Winkels der Wellenfront gegen die Vertikale hinzuzusetzen. Hier macht sich genau wie auf der Sendeseite die Vertikalcharakteristik der Linearantenne bemerkbar.

Führen wir für \mathcal{E} die Daten der Sendeantenne ein, die wir mit dem Index 1 bezeichnen, während wir alle die Empfangsantenne betreffenden Größen mit dem Index 2 versehen, so wird mit Bezug auf Gl. (23), S. 13:

$$U_{02} = \frac{120\pi I_{01} h_1 h_2}{\lambda r} V. \tag{109}$$

Diese Formel gilt für die Halbraumstrahlung; dabei ist jede Absorption der Wellen auf dem Wege vom Sender bis zur Empfangsantenne und der Einfluß der Erdkrümmung unberücksichtigt geblieben. Hierzu siehe Teil 2 dieses Bandes.

Um ein Beispiel zu bringen, sei $I_{01} = 10$ A, die wirksame Antennenhöhe $h_1 = h_2 = 25$ m, die Wellenlänge $\lambda = 500$ m und die Entfernung $r = 100$ km. Dann ergibt sich auf der Empfangsseite in der Antenne eine Wechselspannung von $U_{02} = 0,047$ V.

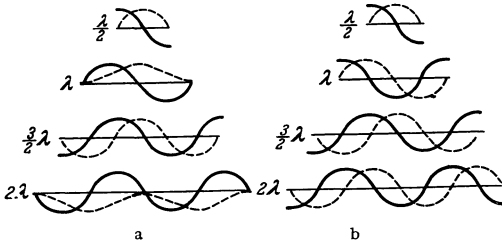


Abb. 135. Spannungs- (—) und Stromverteilung (---) auf Linearantennen verschiedener Länge bei Verwendung der Antenne als Empfänger (a) bzw. Sender (b) (nach KORSHE-NEWSKY).

Bei längeren Wellen wird im allgemeinen die Länge bzw. Höhe der Empfangsantenne den Wert $\lambda/2$ nicht überschreiten. Die Strom- und Spannungsverteilung ist dann auf der Antenne die gleiche wie im Fall der Erregung des Leiters als Sendeantenne. Bei kurzen Wellen kann es aber vorkommen, daß die Antennlänge größer als $\lambda/2$ wird und unter Umständen ein Vielfaches von $\lambda/2$ beträgt. In diesem Fall ergibt sich

auf der Antenne unter dem Einfluß des über sie hinwegstreichenden homogenen elektromagnetischen Feldes nur dann dieselbe Strom- bzw. Spannungsverteilung wie bei der Sendeantenne, wenn die Länge der Antenne ein ungerades Vielfaches von $\lambda/2$ ist. In allen anderen Fällen erhält man, wie es die Abb. 135 zeigt, Strom- bzw. Spannungsverteilungen, die von denen auf der Sendeantenne beträchtlich abweichen. Näheres hierüber sowie ein einfaches graphisches Ver-

fahren zur Ermittlung der betreffenden Verteilung auf der Empfangsantenne findet der Leser bei [82].

Wir betrachten von den vielen Empfangsschaltungen eine Empfangsantenne, in die am unteren Ende eine Selbstinduktion L_2 , eine Kapazität C_2 und ein OHMScher Widerstand R_2 eingebaut sind (Abb. 136)¹. Die ganze Anordnung sei durch richtige Wahl von L_2 und C_2 auf die Frequenz der einfallenden Welle abgestimmt. Der Widerstand R_2 enthalte außer dem OHMSchen Widerstand der Antenne und der Abstimmittel R_{v_2} den Erdungswiderstand R_{e_2} , den Strahlungswiderstand R_{S_2} und den durch die angeschaltete Empfangsapparatur bedingten Nutzwiderstand R_{n_2} (z. B. Detektorwiderstand), so daß wir schreiben können:

$$R_2 = R_{v_2} + R_{e_2} + R_{n_2} + R_{S_2} = R'_2 + R_{S_2}. \quad (110)$$

Im Fall der Abstimmung ist dann der Strom I_{02} in der Antenne in Phase mit der von den ankommenden Wellen erzeugten Spannung U_2 und durch die Beziehung gegeben:

$$I_{02} = \frac{U_{02}}{R_2} = \frac{U_{02}}{R'_2 + R_{S_2}}. \quad (111)$$

b) *Energiebilanz der Empfangsantenne.*

Die von der Antenne aus dem Felde aufgenommene mittlere Leistung ist bei sinusförmigen Schwingungen:

$$N_{E_2} = \frac{U_{02} I_{02}}{2}. \quad (112)$$

In den Widerständen der Empfangsantenne und des Abstimmkreises wird die Leistung

$$N_{R_2} = \frac{1}{2} R'_2 I_{02}^2 \quad (113)$$

verbraucht, die zum Teil als Nutzleistung dem Empfänger zufließt. Gleichzeitig wirkt aber die Empfangsantenne wie jede Antenne als Strahler und strahlt die Leistung

$$N_{S_2} = \frac{1}{2} R_{S_2} I_{02}^2 \quad (114)$$

aus, denn für die Strahlung ist es gleichgültig, ob die Antenne von einem Hochfrequenzgenerator erregt wird (Sendantenne), oder ob sie durch die ankommenden Wellen zu Schwingungen angestoßen wird (Empfangsantenne).

Da nach dem Energiesatz die aufgenommene Energie gleich der Summe von verbrauchter und wieder abgegebener Energie sein muß, folgt:

$$N_{E_2} = N_{R_2} + N_{S_2}, \quad (115)$$

woraus nach Einsetzen der Werte aus Gl. (112), (113) und (114) die Gl. (111) folgt. Nun ist nach Gl. (24), S. 13 der Strahlungswiderstand der geerdeten Dipolantenne:

$$R_S = 160\pi^2 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2. \quad (116)$$

Für den Strom in der Empfangsantenne ergibt sich damit:

$$I_{02} = \frac{U_{02}}{R'_2 + 160\pi^2 \left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2} = \frac{\mathfrak{E}_1 h_2}{R'_2 + 160\pi^2 \left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2}. \quad (117)$$

Diese Gleichung zeigt zunächst, daß der Höchststrom in der Empfangsantenne bei verschwindendem Widerstand R'_2 nur den Grenzwert

$$I_{02 \max} = \frac{\mathfrak{E}_1 \lambda^2}{160\pi^2 h_2} \quad (118)$$

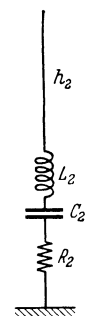


Abb. 136. Prinzipialschaltbild einer Empfangsantenne.

¹ Die hier und auf den folgenden Seiten gegebene Darstellung schließt sich eng an an die grundlegenden und sehr klaren Ausführungen von R. RÜDENBERG: Aussendung und Empfang elektrischer Wellen. Berlin: Julius Springer 1926.

annehmen kann. In dem oben angeführten Zahlenbeispiel würde dies in der Empfangsantenne einen Strom von 12 mA ergeben.

Dieser Empfangsstrom $I_{02\max}$ wird mit zunehmender Antennenhöhe kleiner, was sich dadurch erklärt, daß der Strahlungswiderstand der Antenne mit wachsendem h_2 stärker zunimmt als die aufgenommene Spannung U_{02} .

Nun hat man aber in der Praxis stets mit einem endlichen Antennenwiderstand R'_2 zu rechnen. Fragen wir daher, für welchen Wert von R'_2 der Strom I_{02} ein Maximum wird, so liefert die Gl. (117) das Ergebnis:

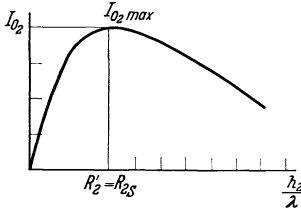


Abb. 137. Abhängigkeit der Empfangsstromstärke vom Verhältnis h_2/λ .

$$R'_2 = R_{s2} = 160\pi^2 \left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2, \quad (119)$$

d. h. es muß der Verbrauchswiderstand optimal an den Strahlungswiderstand angepaßt werden. Der Verlauf von I_{02} in Abhängigkeit von h_2/λ ist in Abb. 137 dargestellt. Aus Gl. (13) folgt die günstigste Antennenhöhe $h_{2\text{opt}}$ zu:

$$h_{2\text{opt}} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{R'_2}{40}} = \frac{\lambda \sqrt{R'_2}}{39,7}. \quad (120)$$

Für $R'_2 = 9\text{Ohm}$ würde dies z. B. eine Antennenhöhe von annähernd 10% der Wellenlänge bedingen. Eine größere Antennenlänge würde den Empfangsstrom und damit die aufgenommene Nutzleistung wieder verkleinern, wenn man nicht etwa durch festere Ankopplung der Empfangseinrichtung den Nutzwiderstand R'_2 erhöht, so daß wieder eine optimale Anpassung vorliegt. Es wird zwar mit steigender Antennenhöhe der Strahlungswiderstand größer und somit der Strom in der Empfangsantenne kleiner, doch kann die aus der Antenne entnehmbare Nutzleistung, wie man auch aus Abb. 137 abliest, trotzdem höher oder zumindest gleich der im Falle des Stromoptimums sein.

Man übersieht diese Verhältnisse vielleicht noch besser, wenn man von der in der Antenne erzeugten Empfangsspannung ausgeht.

Durch Einsetzen des aus Gl. (117) gefundenen Wertes für I_{02} in die Gl. (113) (114) und (115) ergibt sich die aus dem Wellenfeld aufgenommene Leistung zu:

$$N_{E_2} = \frac{1}{2} \frac{U_{02}^2}{R'_2 + R_{s_2}}, \quad (121)$$

die im Widerstand R_{s_2} verbrauchte Leistung zu:

$$N_{R_2} = \frac{1}{2} U_{02}^2 \frac{R'_2}{(R'_2 + R_{s_2})^2} \quad (122)$$

und die ausgestrahlte Leistung zu:

$$N_{S_2} = \frac{1}{2} U_{02}^2 \frac{R_{s_2}}{(R'_2 + R_{s_2})^2}. \quad (123)$$

Auch für die im Nutzwiderstand R'_2 verbrauchte Leistung ergibt sich für $R'_2 = R_{s_2}$ ein Maximalwert:

$$N_{R_2\max} = \frac{U_{02}^2}{2} \frac{R_{s_2}}{(2R_{s_2})^2} = \frac{\mathfrak{G}_1^2 h_2^2}{8 R_{s_2}}, \quad (124)$$

woraus mit Benutzung von Gl. (116) folgt:

$$N_{R_2\max} = \frac{\mathfrak{G}_1^2 \lambda^2}{1280 \pi^2} \text{ W.} \quad (125)$$

Praktisch ausnutzbar ist diese Leistung im Empfänger nur dann, wenn die Beträge des OHmschen Widerstandes der Antenne und der Abstimmittel sowie der Erdwiderstand verschwindend klein gegenüber dem Nutzwiderstand des Empfängers sind.

Aus Gl. (125) erkennt man, daß die optimale Nutzleistung mit der Wellenlänge ansteigt und von der Antennenhöhe unabhängig ist, solange diese nach Gl. (120) dem Nutzwiderstand R'_2 angepaßt ist. Dann wird mit Bezug auf Gl. (122) und (123):

$$N_{R_2 \max} = N_{S_2} \quad \text{und} \quad N_{R_2 \max} = \frac{1}{2} N_{E_2}.$$

Es wird also in diesem Fall nur die Hälfte der aus dem Feld aufgenommenen Energie in Nutzenergie umgesetzt, während die andere Hälfte durch Ausstrahlung wieder verlorengeht. Somit ist der Empfangsantennenwirkungsgrad 50%. In dem oben betrachteten Zahlenbeispiel ergibt sich als maximal aus dem Felde aufnehmbare Leistung 0,07 mW.

Schreibt man die Gl. (122) unter Benutzung von Gl. (109), (111) und (116) in folgender Form:

$$N_{R_2} = \frac{1}{2} R'_2 \left[\frac{120\pi \frac{h_1 I_{01}}{r} \left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2}{R'_2 + 160\pi^2 \left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2} \right]^2, \quad (126)$$

so sieht man, daß die Abhängigkeit der Nutzleistung von dem Verhältnis h_2/λ durch die gleiche Kurve dargestellt wird, wie sie in Abb. 137 für die Abhängigkeit von I_{02} von h_2/λ dargestellt wurde.

Die von der Empfangsantenne nach Gl. (124) aufgenommene maximale Nutzenergie läßt sich noch in einer anderen Form anschaulich darstellen, indem man der Empfangsantenne eine Fläche F zuordnet, durch die der Sender genau soviel Energie hindurchstrahlt, wie die Empfangsantenne als Nutzenergie aufnimmt.

Es ist die in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit hindurchtretende elektromagnetische Energie:

$$N_1 = \frac{c}{4\pi} [\mathfrak{E}_1 \mathfrak{H}_1] = \frac{c}{4\pi} \mathfrak{E}_1^2.$$

Demnach ist bei sinusförmig verlaufender Feldstärke der zeitliche Mittelwert dieser Energie:

$$N_{1m} = \frac{c}{8\pi} \mathfrak{E}_1^2 \text{ Erg/sec cm}^2. \quad (127)$$

Drückt man N in W/cm^2 und \mathfrak{E}_1 in V/cm aus, so ist:

$$N_{1m} = \frac{3 \cdot 10^{10}}{10^7 \cdot 8\pi \cdot 9 \cdot 10^4} \mathfrak{E}_1^2 = \frac{1}{240\pi} \mathfrak{E}_1^2. \quad (128)$$

Nach der oben für die Empfangsfläche gegebenen Definition ist mit Rücksicht auf die Gl. (125):

$$N_{1m} \cdot F = \frac{1}{240\pi} \mathfrak{E}_1^2 F = \frac{\mathfrak{E}_1^2 \lambda^2}{1280\pi^2}$$

oder

$$F = \frac{240}{1280\pi} \lambda^2 = \frac{3}{16\pi} \lambda^2. \quad (129)$$

Stellen wir uns diese Absorptionsfläche halbkreisförmig mit dem Radius a vor, so ist:

$$F = \frac{1}{2} a^2 \pi = \frac{3}{16\pi} \lambda^2 \quad \text{und} \quad a = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \approx \frac{1}{5} \lambda.$$

In Abb. 138a ist diese zu einer Antennenhöhe $h = \lambda/4$ gehörige Absorptionsfläche dargestellt. Vielfach wird F auch als rechteckige Fläche $b \cdot h$ wiedergegeben; dann ist:

$$F_2 = b \cdot h_2 = \frac{3}{16\pi} \lambda^2 \quad \text{und} \quad b = h_2 \cdot \frac{3}{16\pi} \left(\frac{\lambda}{h_2}\right)^2.$$

Für $h_2 = \frac{1}{4} \lambda$ ist $b = \frac{3}{\pi} h_2 = \frac{3}{4\pi} \lambda$; die diesbezügliche Fläche ist in Abb. 138b eingezeichnet.

Da im allgemeinen die Empfangsantennen nur Bruchteile der Wellenlänge hoch sind, ist die Ausdehnung der Absorptionsfläche relativ groß im Vergleich zur Antennenhöhe. Sie ist jedoch nur ein außerordentlich minimaler Teil der um die Sendeanenne mit der Entfernung Sender—Empfänger als Radius geschlagenen Kugelfläche; daraus ersieht man den sehr kleinen Übertragungswirkungsgrad der drahtlosen Anlagen.

Unter diesem elektromagnetischen *Übertragungswirkungsgrad* von der Sendebis zur Empfangsantenne versteht man das Verhältnis der im betreffenden Fall von der Empfangsantenne aufgenommenen Leistung $N_{R_2 \max}$ zu der von der Sendeanenne ausgestrahlten Gesamtleistung N_1 , also:

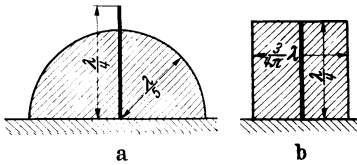


Abb. 138. Absorptionsflächen von Antennen.

$$\eta = \frac{N_{R_2 \max}}{N_1} \quad (130)$$

Nach Gl. (125) war $N_{R_2 \max} = \frac{\mathcal{E}_1^2 \lambda^2}{1280 \pi^2}$ und nach Gl. (24), S. 13 ist

$$N_1 = 160 \pi^2 \left(\frac{h_1}{\lambda} \right)^2 I_{01 \text{ eff}}^2 = 80 \pi^2 \left(\frac{h_1}{\lambda} \right)^2 I_{01}^2.$$

Beachtet man noch Gl. (109), so ist $N_1 = \mathcal{E}_1^2 r^2 / 180$ und damit:

$$\eta = \frac{9}{64 \pi^2} \left(\frac{\lambda}{r} \right)^2. \quad (131)$$

Für $r = 100 \text{ km}$ und $\lambda = 500 \text{ m}$ wird $\eta = 3 \cdot 10^{-7}$, mit anderen Worten für 1 kW ausgestrahlte Energie liefert die Empfangsantenne nur etwa $\frac{3}{10} \text{ mW}$.

Die bisher besprochenen Energieverhältnisse bei der abgestimmten Antenne erfahren eine wesentliche Änderung, wenn die Antenne vom angeschlossenen Empfänger her entdämpft wird. Dies ist in einfacher Weise mittels einer rückgekoppelten Elektronenröhre möglich. Durch die Rückkopplung wird in den Abstimmkreis der Antenne ein negativer Widerstand oder eine Anfachung der Schwingungen eingeführt. Dadurch wird der resultierende Widerstand des Antennenkreises verkleinert. Man erhält eine wesentlich schmalere Resonanzkurve und damit die Möglichkeit eines störungsfreieren Empfanges.

Die von der Elektronenröhre dem Antennenkreis zugeführte Anfachungsenergie sei:

$$N_{A_2} = \frac{1}{2} A_2 I_{02}^2. \quad (132)$$

Unter Berücksichtigung dieses Betrages ist die Gl. (115) in folgender Form zu schreiben:

$$N_{E_2} + N_{A_2} = N_{R_2} + N_{S_2} \quad (133)$$

und für die Stromstärke in der Antenne folgt an Stelle von Gl. (111) der Ausdruck:

$$I_{02} = \frac{U_{02}}{R'_2 + R_{S_2} - A_2}, \quad (134)$$

aus dem erkenntlich ist, daß sich I_{02} durch Vergrößerung der „negativen Widerstandsgröße“ A_2 beliebig groß machen läßt.

An Stelle der Gl. (121), (122) und (123) treten dann die folgenden Gleichungen

$$N_{E_2} = \frac{1}{2} \frac{U_{02}^2}{R'_2 + R_{S_2} - A_2}, \quad (135)$$

$$N_{R_2} = \frac{1}{2} U_{02}^2 \frac{R'_2}{(R'_2 + R_{S_2} - A_2)^2}, \quad (136)$$

$$N_{S_2} = \frac{1}{2} U_{02}^2 \frac{R_{S_2}}{(R'_2 + R_{S_2} - A_2)^2}, \quad (137)$$

für die aus dem Wellenfeld aufgenommene Leistung N_{E_2} , die im Empfänger verbrauchte Nutzleistung N_{R_2} und die ausgestrahlte Leistung N_{S_2} . Hinzu kommt noch entsprechend Gl. (132) die der Antenne zugeführte Anfachungsleistung:

$$N_{A_2} = -\frac{1}{2} U_{02}^2 \frac{A_2}{(R'_2 + R_{S_2} - A_2)^2}. \quad (138)$$

Aus diesen Gl. (135) bis (138) geht hervor, daß durch die Anfachung nicht nur die Nutzleistung des Empfängers gesteigert wird, sondern daß auch die aus dem Wellenfeld aufgenommene Energie erhöht, jedoch gleichzeitig auch eine größere Leistung wieder abgestrahlt wird.

Für den speziellen Fall, daß $A_2 = R'_2$ ist, ergeben Gl. (135) und (137) und Gl. (136) und (138):

$$N_{E_2} = N_{S_2} \quad \text{bzw.} \quad N_{R_2} = N_{A_2}. \quad (139)$$

Es wird also in diesem Fall die gesamte aufgenommene Empfangsleistung wieder vollkommen abgestrahlt, und die ganze Nutzleistung des Empfängers stammt aus der Anfachungsenergie. Letztere wird von den Batterien des Empfängers geliefert und von den ankommenden Wellen lediglich im richtigen Sinn gesteuert.

Für N_{E_2} findet man aus Gl. (135) für $A_2 = R'_2$ unter Bezug auf Gl. (108) und (116):

$$N_{E_2} = \frac{1}{2} U_{02}^2 \cdot \frac{1}{R_{S_2}} = \frac{\mathcal{E}_1^2 \lambda^2}{320 \pi^2}, \quad (140)$$

und für N_{R_2} ergibt sich entsprechend unter Bezug auf Gl. (136):

$$N_{R_2} = \frac{1}{2} U_{02}^2 \cdot \frac{R'_2}{R_{S_2}^2} = N_{E_2} \cdot \frac{R'_2}{R_{S_2}} = \frac{\mathcal{E}_1^2 \lambda^2}{320 \pi^2} \cdot \frac{R'_2}{R_{S_2}}. \quad (141)$$

Die Nutzleistung N_{R_2} wird also gegenüber der Empfangsleistung N_{E_2} um so größer, je höher der Nutzwiderstand R'_2 im Verhältnis zum Strahlungswiderstand R_{S_2} ist. Es ist daher zweckmäßig, bei entdämpften Antennen R_{S_2} klein gegenüber R'_2 zu halten.

Wenn die Anfachung des Antennenkreises durch zu große Rückkopplung so stark erhöht wird, daß A_2 größer als R'_2 wird, so übertrifft die ausgestrahlte Leistung die aus dem Wellenfeld aufgenommene Leistung beträchtlich, da jetzt ein Teil der Anfachungsenergie noch neben der aufgenommenen Energie abgestrahlt wird. Dies kann unter anderem dazu führen, daß benachbarte Empfangsanlagen, die von sich aus die ankommenden Wellen etwa infolge zu geringer Antennenhöhe nicht hören können, durch das jetzt hinzukommende Feld der stark entdämpften Nachbarantenne zum hörbaren Empfang mit angeregt werden.

Eine weitere Steigerung der Anfachung auf solche Werte, daß außer dem Nutzwiderstand auch der Strahlungswiderstand der Empfangsantenne neutralisiert wird, bewirkt schließlich ein selbständiges Schwingen des rückgekoppelten Empfängers in seiner Eigenfrequenz. Eine Steuerung dieser Schwingungen durch das ankommende Wellenfeld ist dann nicht mehr möglich. Der Empfänger ist zu einem Sender geworden, der benachbarte Empfänger durch Überlagerung erheblich stören und das bekannte Rückkopplungspfeifen hervorrufen kann.

c) Rückwirkung der Empfangsantenne auf das primäre Feld.

Die im vorigen Abschnitt bereits mehrfach erwähnte Tatsache, daß die Empfangsantenne einen bestimmten Betrag der aufgenommenen Energie wieder ausstrahlt, bedingt eine Veränderung des primären ankommenden Wellenfeldes in der nächsten Umgebung der Empfangsantenne. Das ankommende elektromagnetische Feld kann wegen der großen Entfernung von Sender und Empfänger am Ort des letzteren als ebene Welle angesehen werden, während das von der

Empfangsantenne ausgestrahlte Feld in erster Annäherung als Kugelwelle betrachtet werden kann.

Für die Feldstärke des letzteren im Halbraum ergibt sich:

$$\mathcal{E}_2 = \frac{120\pi I_{02} h_2}{\lambda r_2} \text{ V/m.} \quad (142)$$

Setzen wir hier für I_{02} den Wert aus Gl. (111) ein, so wird:

$$\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{120\pi}{(R'_2 + R_{S2})} \cdot \frac{h_2}{\lambda} \cdot \frac{h_2}{r_2}. \quad (143)$$

Es hängt also das Verhältnis der sekundären zur primären Feldstärke sowohl vom Nutz- und Strahlungswiderstand der Empfangsantenne als auch vom Ver-

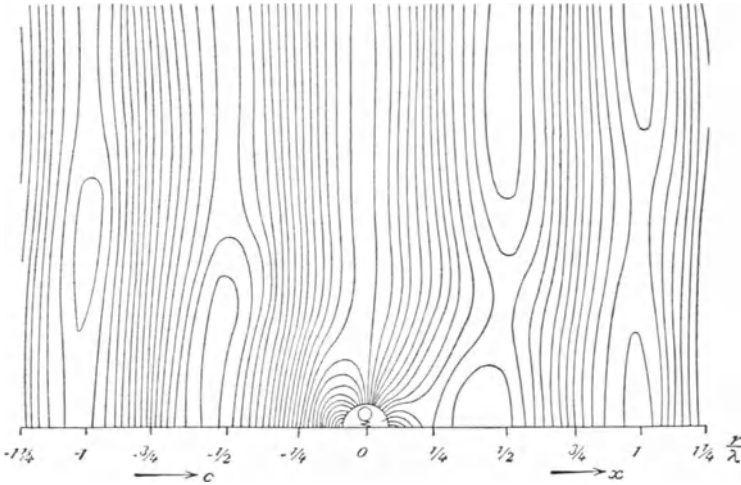


Abb. 139. Elektrisches Feld um die Empfangsantenne (nach RÜDENBERG).

hältnis der Empfangsantennenhöhe zur Wellenlänge bzw. zum Abstand r_2 des betrachteten Punktes von der Empfangsantenne ab.

Im Falle der günstigsten Empfangsverhältnisse $R'_2 = R_{S2}$ wird dann

$$\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{3\lambda}{8\pi r_2}, \quad (144)$$

d. h. im Abstand von $r_2 = 12\lambda$ von der Empfangsantenne beträgt die von ihr erzeugte Feldstärke \mathcal{E}_2 nur etwa $1/100$ der primären Feldstärke \mathcal{E}_1 . Der Störungsbereich der Empfangsantenne erstreckt sich also ungefähr bis auf 12λ . Innerhalb dieses Bereiches interferieren die ankommenden ebenen Wellen mit den vom Empfänger ausgesandten Kugelwellen. In der Abb. 139 sind die elektrischen Kraftlinien in der Meridian- und Einfallsebene und in Abb. 140 die magnetischen Kraftlinien in der Äquatorebene um die auf Resonanz abgestimmte Empfangsantenne gezeichnet. Vor der Empfangsantenne bildet sich eine Konzentration der Feldstärken, während dahinter Schattenwirkungen auftreten [83].

Sehr schön erkennt man aus der in Abb. 141 wiedergegebenen Modellabbildung den Verlauf der Feldinterferenzen in der Äquatorebene um eine Empfangsantenne [84]. In der von links ankommenden ebenen Welle sind die magnetischen Kraftlinien je nach ihrer Richtung als Berge und Täler dargestellt. Die Empfangsantenne ist in der Mitte des Bildes zu denken. Von ihr gehen kreisförmig nach allen Seiten die Sekundärwellen aus, die sich den Primärwellen überlagern und in dem gerade dargestellten Augenblick die deutlich erkennbaren Inter-

ferenzen ergeben. Verfolgt man die Lage der Nullstellen, wo sich gerade Wellenberg und Wellental überlagern, so erhält man zwei verschiedene Systeme von

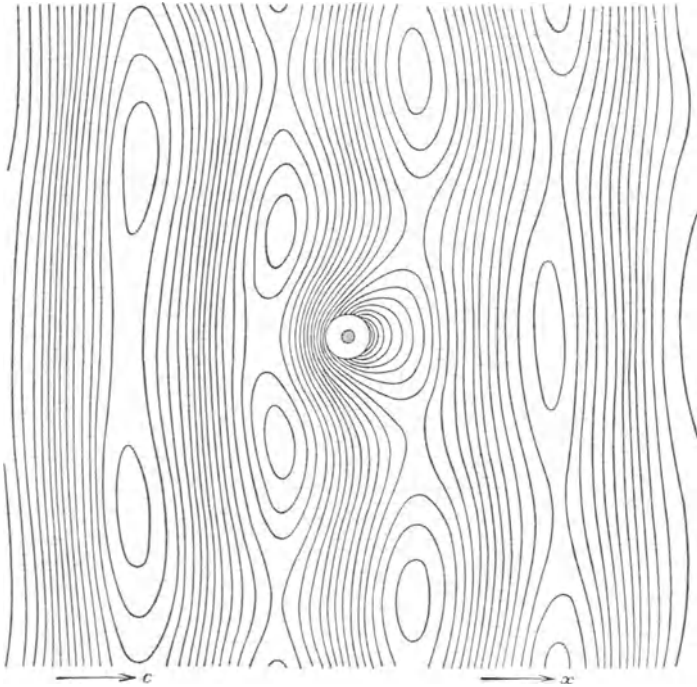


Abb. 140. Magnetisches Feld um die Empfangsantenne (nach RÜDENBERG).

Parabelscharen, deren gemeinsamer Brennpunkt in der Empfangsantenne liegt. Die eine Parabelschar ist nach dem Sender hin offen. Diese Parabeln verändern ihre Lage und Form von Augenblick zu Augenblick (fortschreitende Minimumsparabeln), wenn die Welle über den Empfänger hinstreicht. Jedesmal wenn die innerste Parabel so gewachsen ist, daß ihr Parameter gleich λ ist, bildet sich auf der Verbindungslinie Sender—Empfänger eine neue Parabel aus. Die zweite Parabelschar ist nach der entgegengesetzten Seite geöffnet und behält dauernd ihre Lage und Form bei (stehende Minimumsparabeln). In den Zonen zwischen je zwei stehenden Parabeln sowie in der innersten dieser Parabelscharen wandert die Energie als fortschreitende Welle nach außen. Dagegen haben wir innerhalb der nach links geöffneten Parabeln auf den Sender zu stehende Wellen, die durch Superposition des primären und des in entgegengesetzter Richtung laufenden sekundären Feldes zustande kommen.

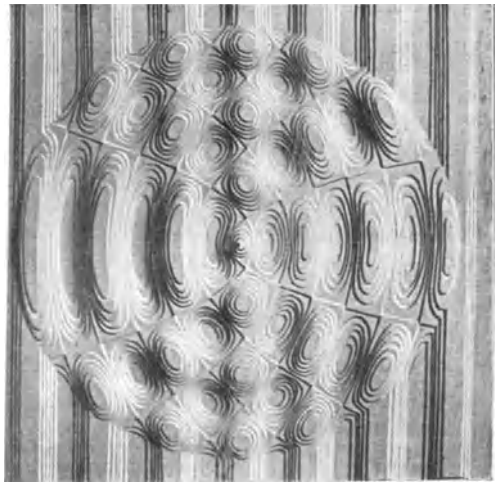


Abb. 141. Modell der magnetischen Feldlinienverteilung um eine Empfangsantenne (nach DIECKMANN).

B. Empfangsantennen für Richtempfang.

Das wirksamste Mittel beim Empfang drahtloser Wellen sowohl gegen die atmosphärischen Störungen als auch gegen Sender auf dicht benachbarter Welle ist die Benutzung einer gerichteten Empfangsantenne. Da im allgemeinen die atmosphärischen Störungen aus allen Richtungen auf die Empfangsantenne einfallen, erlaubt die Richtantenne, um so mehr Störungen auszublenden, je schärfer ihre Richtcharakteristik ist. Die Technik arbeitet daher beim kommerziellen drahtlosen Nachrichtenverkehr fast ausschließlich mit solchen Richtempfangsanlagen. Ein weiterer Vorteil dieser Richtempfangsantennen ist, daß man sie in nächster Nähe der Sendestation aufbauen kann, wenn man dafür sorgt, daß der Sender im Empfangsminimum liegt, so daß ein ungestörter Duplexverkehr auch auf dicht beieinanderliegenden Wellenlängen möglich wird.

1. Die allgemeine Gleichung der Richtcharakteristik.

Auf Grund des Reziprozitätstheorems sind die für Sendeantennen berechneten Richtcharakteristiken auch für den Fall gültig, daß man die betreffende Antennenform für den Empfang benutzt. In diesem Fall ist dort, wo beim Sender der Hochfrequenzgenerator angekoppelt wurde, der Empfänger anzuschalten.

Außer den oben beschriebenen verschiedenen Richtantennensystemen für Sendezwecke gibt es in der Empfangstechnik noch weitere Anordnungen, die speziell für den gerichteten Empfang im Bereich sehr langer Wellen benutzt werden, wo sie als Sendeantennen praktisch keine Bedeutung haben.

Wir stellen daher zunächst die allgemeine Gleichung für die Richtcharakteristik für Antennenkombinationen auf, aus der sich alle Spezialfälle ableiten lassen. Bei der Richtcharakteristik von Empfangsantennen ist im Gegensatz zu den Sendeantennen noch besonders zu berücksichtigen, daß die Polarisations-ebene der einfallenden Wellen gegen die Vertikale verdreht sein kann. Eine durch den Einfluß der Atmosphäre bedingte Drehung der Polarisations-ebene bedingt eine erhebliche Veränderung der Charakteristik der Empfangsanlage.

Wir betrachten zwei Antennen A_1 und A_2 im Abstand d ; sind mehr als zwei Antennen gegeben, so lassen sich diese stets in Gruppen zu zwei betrachten und entsprechend weiter zusammensetzen. Die Richtcharakteristiken dieser beiden Antennen seien verschieden und durch die Ausdrücke:

$$c_1 = f(\alpha, \beta, \gamma) \quad \text{und} \quad c_2 = g(\alpha, \beta, \gamma) \quad (145)$$

gegeben, wobei α den Winkel bedeutet, den die einfallenden Wellen in der Horizontalebene mit der Verbindungslinie der Fußpunkte von A_1 und A_2 bilden; β ist der Neigungswinkel der Einfallrichtung gegen die Horizontalebene und γ der Winkel, um den die Polarisations-ebene gegenüber der normalen senkrechten

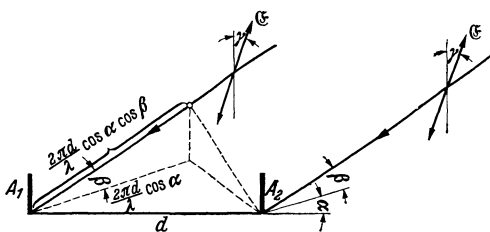


Abb. 142. Zur Berechnung der Empfangscharakteristik zweier Vertikalantennen.

Lage verdreht ist (s. Abb. 142). Bezeichnet ω die Kreisfrequenz und λ die Wellenlänge der ankommenden Wellen, so übersieht man leicht, daß die natürliche Phasendifferenz φ zwischen den in A_1 und A_2 ein-treffenden Wellen durch die Beziehung gegeben ist:

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot \cos \alpha \cos \beta; \quad (146)$$

hinzu kommt noch eine auf künstlichem Wege erzeugte Phasendifferenz ψ (*Kunstphase*), die z. B. durch verschieden lange Leitungswege von den einzelnen Antennen zu dem Empfänger bedingt ist, und die sich um den Betrag 180° er-

höhen läßt, wenn man die Antennen gegeneinander auf den Empfänger schaltet. Da man den Empfänger im allgemeinen im gleichen Abstand von den beiden Antennen aufstellt, nimmt ψ den Wert 0 oder 180° an. Für die resultierende Richtcharakteristik ergibt sich dann der Ausdruck:

$$c = c_1 + c_2 = \sqrt{f^2 + g^2 + 2fg \cos(\varphi + \psi)} = \sqrt{(f - g)^2 + 4fg \cos^2\left(\frac{\varphi}{2} + \frac{\psi}{2}\right)}, \quad (147)$$

wobei zur Abkürzung statt $f(\alpha, \beta, \gamma)$ und $g(\alpha, \beta, \gamma)$ einfach f und g gesetzt sind.

Unter Bezug auf Gl. (146) folgt aus (147) für die beiden Hauptfälle $\psi = 0$ und 180°

$$c_{\psi=0} = \sqrt{(f - g)^2 + 4fg \cos^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta\right)} \quad (148a)$$

und

$$c_{\psi=180^\circ} = \sqrt{(f - g)^2 + 4fg \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta\right)}. \quad (148b)$$

Aus diesen ganz allgemeingültigen Gleichungen lassen sich die in der Praxis wichtigen Spezialfälle ohne Schwierigkeiten herleiten.

Wir nahmen bisher an, daß der Betrag der künstlichen Phase ψ entweder 0 oder 180° beträgt. Es kommen gelegentlich aber auch Anordnungen vor, bei denen es nicht möglich ist, den Empfänger durch gleich lange Zuleitungen mit den einzelnen Antennen zu verbinden. In diesem Fall ist nicht nur für jede Antenne ein bestimmter Wert ψ in Rechnung zu setzen, sondern es ist auch zu berücksichtigen, daß die Wellen auf den Zuleitungen von der Antenne bis zum Empfänger eine von der Länge dieser Leitungen abhängige Dämpfung erfahren. Wenn n gleiche Antennen gegeben sind, deren Einzelcharakteristik $c_i = f(\alpha, \beta)$ sei — zur Vereinfachung ist angenommen, das $\gamma = 0$ sei — und die sich an den durch die Polarkoordinaten r_i, α_i bestimmten Orten befinden, so beträgt der Phasenunterschied der an der i ten Antenne eintreffenden Welle gegenüber der im Nullpunkt zur gleichen Zeit ankommenden Welle:

$$\varphi_i = \frac{2\pi r_i}{\lambda} \cos(\alpha - \alpha_i) \cos \beta. \quad (149)$$

Sind die Antennen durch Leitungen der Länge l_i und der Dämpfungsziffer δ_i mit dem gemeinsamen Empfänger verbunden und beträgt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen auf diesen Leitungen $v < c$, so kommt für die i te Antenne noch die künstliche Phase

$$\psi_i = \frac{2\pi c l_i}{v \lambda} \quad (150)$$

hinzu.

Der von der i ten Antenne dem Empfänger gelieferte Beitrag der im Nullpunkt mit $\mathfrak{E} \sin \omega t$ angenommenen Feldstärke ist dann:

$$\mathfrak{E}_i = \mathfrak{E} \cdot f_i(\alpha, \beta) e^{-\delta_i l_i} \sin \left[\omega t + \frac{2\pi r_i}{\lambda} \cos(\alpha - \alpha_i) \cos \beta - \frac{2\pi c l_i}{v \lambda} \right] \quad (151)$$

und die Gesamtcharakteristik aller n Antennen hat die Form:

$$c = \sum_{i=1}^{i=n} \mathfrak{E}_i. \quad (152)$$

Als Beispiel seien n auf die Grundschwingung abgestimmte Linearantennen in gerader Linie im gleichmäßigen Abstand d gegeben. Nach Gl. (42), S. 24 ist für die Linearantenne:

$$f_i(\alpha, \beta) = \text{konst.} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \beta\right)}{\cos \beta}.$$

Ferner ist $\alpha_i = \text{konst.} = 0$, $l_i = \text{konst.} = 0$ und

$$r_i = i \cdot d,$$

daher wird nach Gl. (151) und (152)

$$c = \sum_{i=1}^n \text{konst.} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin\beta\right)}{\cos\beta} \sin\left[\omega t + \frac{2\pi i d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right]$$

und nach einigen Umformungen folgt daraus:

$$c = \text{konst.} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin\beta\right)}{\cos\beta} \frac{\sin\left(\frac{n\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right)}.$$

Es ist dies die Richtcharakteristik einer Dipolgruppe, wie sie bereits auf S. 65, Gl. (79) gefunden wurde.

2. Die Kombination von zwei bzw. drei ungerichteten Vertikalantennen.

Der einfachste Fall einer Richtempfangsanlage wird von zwei vertikal aufgestellten Antennen mit gleicher Einzelcharakteristik gebildet. Es ist also in Gl. (147) $f = g$ zu setzen.

Wie man leicht übersieht, ist für einen vertikalen Draht die Richtcharakteristik durch den Ausdruck

$$c = a \cos\beta \cos\gamma \quad (153)$$

gegeben, wobei a proportional dem für $\beta = \gamma = 0$ auftretenden Maximalwert der in der Antenne erzeugten Spannung ist, die im wesentlichen durch die Antennenhöhe bestimmt ist. Für die beiden in der Entfernung d aufgestellten Vertikalantennen lautet dann die Gleichung der resultierenden Richtcharakteristik unter Bezug auf Gl. (147), wenn man den Winkel α gegen die Verbindungslinie der Fußpunkte der Antennen zählt (*Serien-* oder *Reihenstellung der Antennen*) und außerdem eine Kunstphase von 180° zufügt:

$$c = 2a \cos\beta \cos\gamma \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\beta\right). \quad (154)$$

Für $\beta = \gamma = 0$ folgt hieraus die auf S. 52 schon aufgestellte Gleichung der Horizontalcharakteristik:

$$c_{\text{hor}} = 2a \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\alpha\right). \quad (155)$$

Der Verlauf dieser Charakteristik ist bereits in Abb. 63 für verschiedene Werte von d/λ wiedergegeben worden. Man kommt also zu dem gleichen Resultat, wenn man die Antennenanlage als Sende- bzw. als Empfangsantenne behandelt, was auf der allgemeinen Gültigkeit des Reziprozitätsgesetzes von S. 99 beruht. Für die Vertikalcharakteristik ($\alpha = \gamma = 0$) ergibt sich aus Gl. (154):

$$c_{\text{vert}} = 2a \cos\beta \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\beta\right). \quad (156)$$

Die größte Empfangsintensität ist für $\beta = 0$ und $d = \lambda/2$ vorhanden. Variiert man d/λ , so ändert sich die Schärfe der Charakteristik. Sie wird um so schmaler, je kleiner d/λ gewählt wird. Für $d/\lambda \ll \frac{1}{4}$ kann man den Sinus durch das Argument ersetzen und erhält die Beziehung:

$$c_{\text{vert}} = \frac{2a\pi d}{\lambda} \cos^2\beta. \quad (157)$$

Es ist dies die Gleichung zweier sich berührender Kreise mit dem Durchmesser $\frac{2a\pi d}{\lambda}$. Wichtig ist noch, daß nach Gl. (154) für $\gamma = 90^\circ$, d. h. für horizontal

polarisiert einfallende Wellen für alle Werte von α und β

$$c_{\text{vert}} = c_{\text{hor}} = 0$$

wird, d. h. die Anlage keinerlei Empfang liefert.

Liegt die Haupteinfallrichtung der Wellen ($\alpha = 0$) senkrecht zur Verbindungslinie der beiden Antennenfußpunkte und wird die Kunstphase $\psi = 0^\circ$ gewählt, so hat man die sog. *Parallel-* oder *Breitenstellung*, für die aus Gl. (147) die Formel folgt:

$$c = 2a \cos \beta \cos \gamma \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \cos \beta \right). \quad (158)$$

Diese liefert die Horizontalcharakteristik für senkrecht polarisierte Wellen ($\beta = \gamma = 0$):

$$c_{\text{hor}} = 2a \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \alpha \right). \quad (159)$$

Ihr Verlauf ist für verschiedene Werte von d/λ in Abb. 62 gezeichnet; sie wird am günstigsten für $d = \lambda/2$. Dann ist für $\alpha = 90^\circ$ die Empfangsintensität gleich Null und die Richtschärfe ist wesentlich besser als bei der Serienstellung der Antennen, wie ein Vergleich mit der Abb. 63 ohne weiteres erkennen läßt.

Für die Vertikalcharakteristik ergibt sich schließlich:

$$c_{\text{vert}} = 2a \cos^2 \beta. \quad (160)$$

Dies ist wieder die Gleichung zweier sich berührender Kreise; zu beachten ist, daß die Form dieser Charakteristik unabhängig vom Verhältnis d/λ ist.

Vergleicht man Gl. (160) mit der Gl. (156), die die Vertikalcharakteristik für die Serienstellung liefert, so sieht man, daß letztere wesentlich richtschärfer ist, und zwar um so ausgeprägter, je größer β ist, d. h. je steiler der Einfall der Welle erfolgt und je kleiner d/λ gewählt wird.

Für $\gamma = 90^\circ$ ist wieder für alle Werte von α und β :

$$c = 0.$$

Wir betrachten nun noch die Kombination dreier in den Ecken eines Dreiecks aufgestellter ungerichteter Vertikalantennen (*Dreieckanordnung* von BRAUN). Die beiden Antennen A_1 und A_2 (Abb. 143) liefern nach Gl. (158) zunächst das Richtdiagramm:

$$c_{1,2} = 2a \cos \beta \cos \gamma \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta \right).$$

Die Richtcharakteristik der dritten Antenne A_3 ist entsprechend Gl. (153):

$$c_3 = a_3 \cos \beta \cos \gamma.$$

Durch Einsetzen in die Gl. (147) folgt dann für die resultierende Richtcharakteristik:

$$c = \sqrt{\left\{ 2a \cos \beta \cos \gamma \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta \right) - a_3 \cos \beta \cos \gamma \right\}^2 + 8a a_3 \cos^2 \beta \cos^2 \gamma \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta \right) \cos^2 \left(\frac{\pi d'}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta \right)}. \quad (161)$$

Für den speziellen Fall, daß die drei Antennen in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks aufgestellt sind, dessen Seitenlänge $d = \frac{\lambda}{4}$ ist, folgt $d' = \frac{\lambda}{8} \sqrt{3}$ und somit:

$$c = 2a \cos \beta \cos \gamma \sqrt{\left\{ \cos \left(\frac{\pi}{4} \cos \alpha \cos \beta \right) - \frac{a_3}{2a} \right\}^2 + 2 \frac{a_3}{a} \cos \left(\frac{\pi}{4} \cos \alpha \cos \beta \right) \cos^2 \left(\frac{\pi \sqrt{3}}{8} \cos \alpha \cos \beta \right)}. \quad (162)$$

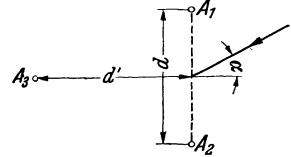


Abb. 143. Zur Berechnung der Empfangscharakteristik dreier Vertikalantennen.

Wird nun die Höhe der Antenne A_3 um so viel größer wie die unter sich gleichen Antennen A_1 und A_2 gemacht oder koppelt man den Empfänger an die Antenne A_3 entsprechend fester an als an A_1 und A_2 , so daß $\frac{a_3}{a} = \sqrt{2}$ wird, und führt man zwischen A_3 und $A_1 + A_2$ noch eine zusätzliche Kunstphase ψ ein, so geht die Gl. (162) in die folgende Form über:

$$c = 2a \cos \beta \cos \gamma \sqrt{\left\{ \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos \alpha \cos \beta\right) - 0,707 \right\}^2 + 2,828 \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos \alpha \cos \beta\right) \cos^2(39^\circ \cos \alpha \cos(\beta) + \psi)} \quad (163)$$

Um eine einseitige Charakteristik zu erhalten, d. h. damit c z. B. für $\alpha = 0$ den Wert Null annimmt, muß $\psi = 51^\circ$ gewählt werden. Dies läßt sich praktisch durch geeignete Bemessung der beiden Zuleitungen von der Antennenkombination $A_1 A_2$ und von der Antenne A_3 zum Empfänger erreichen; nach Gl. (6) muß der Längenunterschied dieser beiden Leitungen $\Delta l = \frac{\psi v \lambda}{2\pi c}$ sein.

Die Gleichung der Horizontalcharakteristik ($\beta = 0$) für senkrecht polarisierte Wellen ($\gamma = 0$) lautet dann:

$$c_{\text{hor}} = 2a \sqrt{\left\{ \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos \alpha\right) - 0,707 \right\}^2 + 2,828 \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos \alpha\right) \cos^2(39^\circ \cos(\alpha) + 51^\circ)} \quad (164)$$

Der Verlauf dieser Charakteristik, die in ihrer Gestalt einer Kardioide oder Herzkurve ähnelt, ist in Abb. 144 durch die Kurve a dargestellt.

Analog lautet die Gleichung der Vertikalcharakteristik für die Ebene $\alpha = 0^\circ$ bzw. $\alpha = 180^\circ$:

$$c_{\text{vert}} = 2a \cos \beta \sqrt{\left\{ \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos \beta\right) - 0,707 \right\}^2 + 2,828 \cos\left(\frac{\pi}{4} \cos \beta\right) \cos^2(\pm 39^\circ \cos(\beta) + 51^\circ)} \quad (165)$$

Diese Charakteristik besteht, wie Kurve b in Abb. 144 zeigt, aus zwei sich berührenden ungleichen Teilen.

Schließlich zeigt die punktierte Kurve noch die Vertikalcharakteristik der Dreiecksanordnung für die Ebene $\alpha = 90^\circ$; hierfür erhält man aus Gl. (163) den Ausdruck:

$$c_{\text{vert}} = 2a \cos \beta \sqrt{\{1 - 0,707\}^2 + 2,828 \cos^2 \psi} \quad (166)$$

Diese Charakteristik besteht aus zwei sich berührenden Kreisen, deren Durchmesser c_{max} von der Größe der Zusatzphase abhängt. Für $\psi = 51^\circ$ ist $c_{\text{max}} = 2,19a$.

Eine Drehung der Polarisations-ebene der einfallenden Wellen bedingt entsprechend Gl. (162) für alle Charakteristiken eine Abnahme der Empfangsamplitude; für $\gamma = 90^\circ$ ist in jedem Fall der Empfang Null.

Der Nachteil dieser aus zwei oder drei ungerichteten Vertikalantennen bestehenden Empfangsanlagen ist, daß die Charakteristik der Anordnung nur für eine Wellenlänge die richtige Form hat, daß ferner eine Verdrehung der Charakteristik um beliebige Winkel nicht möglich ist, die Anlage also nur für ein oder zwei

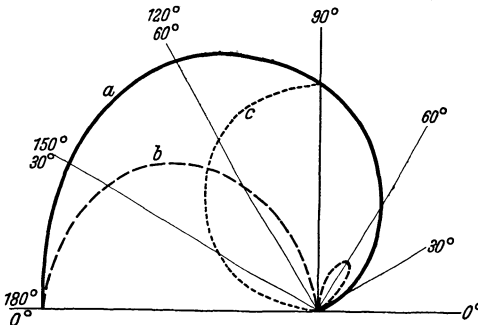


Abb. 144. Empfangsdiagramme dreier in den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks mit der Kantenlänge $d = \lambda/4$ aufgestellter Vertikalantennen. — Horizontalcharakteristik für $\beta = 0$; $\gamma = 0^\circ$. - - - Vertikalcharakteristik für $\alpha = 0$ bzw. 180° ; $\gamma = 0$ Vertikalcharakteristik für $\alpha = 90^\circ$; $\gamma = 0^\circ$ (nach ESAU).

Empfangsrichtungen verwendbar ist. Hinzu kommt noch, daß bei langen Wellen der Raumbedarf der Anlage verhältnismäßig groß ist. Verdrängt wurden diese Anlagen besonders durch die Rahmenantennen, die den großen Vorteil besitzen, daß sich ihre Standlinien verändern und stets in die Richtung der zu empfangenden Station bringen lassen. Zwar ist die Empfangsintensität bei der drehbaren Rahmenantenne kleiner als bei der oben besprochenen Antennenkombination, doch läßt sich dieser Verlust heute leicht durch eine Hochfrequenzverstärkung wieder wettmachen.

3. Die Rahmenantenne.

Die Rahmenantenne besteht in der einfachsten Form aus einem Rahmen, auf dem ein oder mehrere Drahtwindungen aufgewickelt sind. Der ganze Rahmen ist meistens um eine vertikale und gelegentlich auch um eine horizontale Achse drehbar. Die Empfangscharakteristik des Rahmens findet man an Hand der Abb. 145 in folgender Weise. Die einfallende Welle bilde mit der Horizontalen den Erhebungswinkel β und sei gegen die Rahmenebene um den Winkel α geneigt. Die Polarisationssebene der Welle möge den Winkel γ mit der Vertikalen bilden. Wir zerlegen den Feldvektor \mathcal{E} in den vertikalen Anteil $\mathcal{E} \cos \gamma$ und den horizontalen Anteil $\mathcal{E} \sin \gamma$. Für den vertikalen Anteil des Feldes liefern auf Grund der Gl. (154) die beiden senkrechten Leiterteile 1 und 3 des Rahmens die Empfangscharakteristik:

$$c_{1,3} = 2a' \frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos^2 \beta \cos \gamma,$$

während die horizontalen Leiterteile 2 und 4 den Anteil

$$c_{2,4} = 2a' \frac{\pi h}{\lambda} \cos \alpha \cos^2 (90^\circ + \beta) \cos \gamma = 2a' \frac{\pi h}{\lambda} \cos \alpha \sin^2 \beta \cos \gamma$$

liefern. Hierbei ist angenommen, daß h und d klein gegen λ sind. Setzen wir $h = d$ (quadratischer Rahmen), so ist:

$$c_{1-4} = a \cos \alpha \cos \gamma,$$

wobei zur Abkürzung $a = \frac{2\pi a' d}{\lambda}$ gesetzt ist.

Analog findet man, daß für den horizontalen Feldanteil $\mathcal{E} \sin \gamma$ die vertikalen Teile 1 und 2 den Betrag $c'_{1,3} = 0$ die horizontalen 3 und 4 dagegen den Anteil

$$c'_{2,4} = a \sin \beta \sin \alpha \sin \gamma$$

liefern. Die resultierende Empfangscharakteristik ist demnach:

$$c = c_{1-4} + c'_{2,4} = a(\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma). \quad (167)$$

Für den im allgemeinen gültigen Fall, daß $\gamma = 0$ ist, die Wellen also senkrecht polarisiert sind, besteht die horizontale Charakteristik ($\beta = 0$) aus einem Doppelkreis mit dem Durchmesser $\frac{2\pi a' h}{\lambda}$. Die Vertikalcharakteristik stellt für die Ebene $\alpha = 0$ einen Kreis dar, in der Vertikalebene $\alpha = 90^\circ$ ist für jeden Einfallswinkel β der Empfang Null. Die Rahmenantenne hat in dieser Ebene ein ausgesprochenes Empfangsminimum (magnetischer Dipol s. S. 55).

Die Verhältnisse kehren sich aber um, wenn $\gamma = 90^\circ$ wird. In diesem Fall besteht die Vertikalcharakteristik in der Ebene $\alpha = 90^\circ$ aus einem Doppelkreis mit dem Empfangsminimum bei $\beta = 0$ bzw. 180° ; die Vertikalcharakteristik

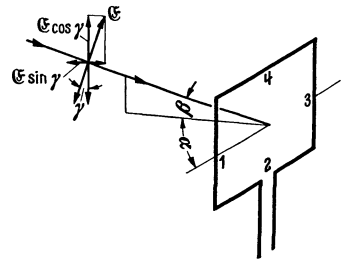


Abb. 145. Zur Berechnung der Empfangscharakteristik der Rahmenantenne.

in der Ebene $\alpha = 0^\circ$ und ebenso die Horizontalcharakteristik für $\beta = 0^\circ$ ergeben in jeder Richtung den Empfangswert Null. Für γ Werte zwischen 0° und 90° ergeben sich Doppelkreisdiagramme mit stark verlagertem Minimum, worauf wir später bei der Verwendung der Rahmenantenne zu Peilzwecken noch näher eingehen werden. Die Lage des Empfangsminimums bestimmt sich allgemein aus der Gl. (167) zu

$$\operatorname{tg} \alpha_{\min} = \frac{1}{\operatorname{tg} \gamma \sin \beta},$$

so ist z. B. für $\gamma = 45^\circ$ und $\beta = 60^\circ$: $\alpha_{\min} = 49^\circ$ oder für $\gamma = 60^\circ$ und $\beta = 60^\circ$: $\alpha_{\min} = 33^\circ$.

Beträgt der Maximalwert der einfallenden Feldstärke \mathcal{E} am Orte des Rahmenmittelpunktes, so findet man für eine quadratische Rahmenantenne mit der Seitenlänge h bei w Windungen als Maximalwert der im Rahmen auftretenden Spannung:

$$U_0 = \mathcal{E} \cdot h^2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot w = \mathcal{E} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot F \cdot w, \quad (168)$$

wo F die Rahmenfläche bedeutet. Damit lautet die Richtcharakteristik für die Spannung in der Rahmenantenne mit Bezug auf Gl. (23)

$$c = \mathcal{E} \cdot h^2 \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot w (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma). \quad (169)$$

Aus Gl. (168) folgt, daß der Empfang mit der Rahmenantenne mit der Windungsfläche $h^2 \cdot w$ ansteigt und um so günstiger ausfällt, je kleiner die Wellenlänge λ wird. Dies gilt auch, wenn die Rahmenantenne eine rechteckige Form hat. Allerdings ist dann zu beachten, daß die Charakteristik eine etwas andere Gestalt annimmt. Wie man auf Grund der Überlegungen S. 113 übersieht, tritt an Stelle der Gl. (169) der Ausdruck:

$$c = \mathcal{E} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot w \{ \cos \alpha \cos \gamma (d^2 \cos^2 \beta + h^2 \sin^2 \beta) + h^2 \sin \beta \sin \alpha \sin \gamma \}, \quad (169a)$$

wobei h die Höhe und d die Breite des Rahmens bedeuten.

Vergleicht man die in der Rahmenantenne im günstigsten Falle nach Gl. (168) erhaltene Spannung mit der von einer vertikalen Antenne der effektiven Höhe h_{eff} aufgenommenen Spannung, die den Betrag $h_{\text{eff}} \cdot \mathcal{E}$ hat, so ergibt sich für die Rahmenantenne eine wirksame Höhe:

$$h_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot w \cdot F.$$

Diese effektive Höhe, auf die bereits auf S. 56 bei der Verwendung des Rahmens als Sendeantenne hingewiesen wurde, ist durchweg sehr klein; für einen Rahmen von $1 \times 1 \text{ m}^2$ Fläche beträgt sie bei 20 Windungen und einer Wellenlänge von 500 m nur 25 cm.

Wir betrachten noch die Phasenverhältnisse zwischen dem ankommenden elektrischen Feld und der im Rahmen erzeugten Spannung bzw. dem durch diese erzeugten Strom. Während bei der Hochantenne das Feld mit der Spannung bzw. dem Strom in der Antenne in Phase ist, besteht bei der Rahmenantenne zwischen diesen Größen eine Phasenverschiebung von 90° . Erreicht z. B. bei horizontal einfallenden normal polarisierten Wellen das Feld in der Mitte des Rahmens den Maximalwert, so werden in den beiden vertikalen Rahmenteilen gleich große und gleich gerichtete Ströme induziert, die sich gegenseitig aufheben; geht das Feld in der Mitte des Rahmens durch Null, so sind die in den beiden vertikalen Rahmenteilen induzierten Ströme gleich, aber von entgegengesetzter Richtung, so daß sie sich zu einem resultierenden Strom ergänzen; das Maximum des

Rahmenstromes bzw. der Spannung im Rahmen fällt daher mit dem Minimum des Feldes zusammen, ist also gegen dieses um 90° verschoben.

Sehr häufig wird die Rahmenantenne mittels eines Drehkondensators auf die ankommende Welle abgestimmt; die an den Klemmen des Kondensators C auftretende Resonanzspannung U_{0c} wird dem Hochfrequenzverstärker zugeführt. Bezeichnet man mit L die Selbstinduktion und mit R den OHMSchen Widerstand der Rahmenwicklung, so ist:

$$U_{0c} = \frac{1}{\omega C R} \cdot U_0 = \frac{\omega L}{R} \cdot U_0,$$

wenn ω die Kreisfrequenz und U_0 die im Rahmen von der ankommenden Welle induzierte maximale Spannung bedeuten. Setzt man hier für U_0 den Wert aus Gl. (168) ein, so ist:

$$U_{0c} = \frac{\omega L}{R} \frac{2\pi}{\lambda} w F \mathcal{E} = \left(\frac{w F L}{R \lambda^2} \right) 4\pi^2 c \mathcal{E}. \quad (170)$$

Der Klammerausdruck wird vielfach als *Empfangsfaktor der Rahmenantenne* bezeichnet; er ist für einen guten Empfang möglichst groß zu machen.

Die aus zwei sich berührenden Kreisen bestehende Horizontalcharakteristik des Rahmens, die gerade für Peilzwecke und zur Ausschaltung störender Sender sehr wichtig ist, wird häufig durch zwei Störeffekte, den *dielektrischen Effekt* und den *Antenneneffekt*, in ungünstiger Weise verändert. Der dielektrische Effekt tritt bei Rahmen mit nebeneinanderliegenden kastenförmig angeordneten Windungen auf und ist um so ausgeprägter, je größer die Tiefe b der Wicklung ist. Entsprechend der Abb. 146 falle in der Horizontalebene unter dem Winkel α eine vertikal polarisierte Welle ein, die in der Rahmenmitte eine Feldstärke $\mathcal{E} \sin \omega t$ erzeugt. Dann wirkt auf die dem Sender zugekehrten Rahmenwindung die Feldstärke $\mathcal{E} \sin(\omega t - \frac{\pi b}{\lambda})$ und auf die gegenüberliegende Windung die Feldstärke $\mathcal{E} \sin(\omega t + \frac{\pi b}{\lambda})$. Für den Einfallswinkel α beträgt dann der Gangunterschied gegen die Rahmenmitte $\frac{\pi}{\lambda} b \sin \alpha$ und die induzierte Spannung ist, da $\frac{\pi b}{\lambda} \ll \lambda$ ist.

$$U'_0 = \frac{2\pi b h}{\lambda} \mathcal{E} \sin \alpha.$$

Man kann sich diese Spannung hervorgerufen denken in einer gedachten Windungsschleife, die um 90° gegen den Rahmen verdreht ist, deren Windungsfläche $h \cdot b$ ist, und die durch die gegenseitige Kapazität der einzelnen Rahmenwindungen geschlossen ist. Infolgedessen ist diese Windungsfläche auch bei abgestimmtem Rahmen nicht auf die einfallende Welle abgestimmt, und U'_0 ist gegen U_{0R} um 90° in der Phase verschoben. Es ergibt sich dementsprechend eine horizontale Empfangscharakteristik von der Form, wie sie Abb. 147 zeigt, in der auch für eine Richtung die Zusammensetzung der Feldwerte der Charakteristik des idealen Rahmens und des Diagrammes des dielektrischen Effektes eingezeichnet sind. Wie man sieht, wird durch den dielektrischen Effekt das Empfangsminimum abgeflacht, was gerade für Peilzwecke sehr störend wirkt. Bei Rahmen mit flachspulartiger Wicklung tritt der dielektrische Effekt nicht auf.

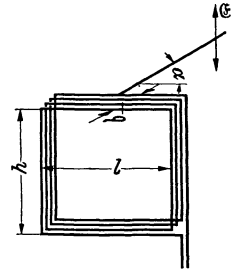


Abb. 146. Zur Erklärung des dielektrischen Effektes einer Rahmenantenne.

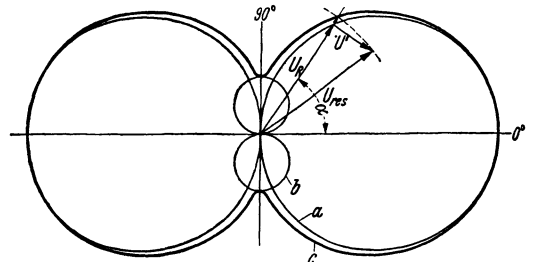


Abb. 147. Verzerrung der idealen Rahmencharakteristik durch den dielektrischen Effekt. a: Diagramm des idealen Rahmens; b: Diagramm des dielektrischen Effektes; c: resultierende Charakteristik (nach FASSBENDER).

In ganz ähnlicher Weise macht sich auch der Antenneneffekt beim Rahmen bemerkbar. Dieser wird durch eine unsymmetrische Anschaltung des Rahmens an den Empfänger bedingt. Haben in Abb. 148 die Anschlußpunkte A und B der Rahmenwicklung an die Eingangsröhre des Hochfrequenzverstärkers verschiedene Kapazitäten C_A und C_B gegen Erde, so tritt zwischen A und B eine durch die Hochantennenwirkung des Rahmens hervorgerufene Spannungsdifferenz auf. Die Richtcharakteristik dieses Antenneneffektes ist ein Kreisdiagramm, das mit dem Doppelkreisdiagramm des Rahmens vektoruell zusammengesetzt ist, wobei

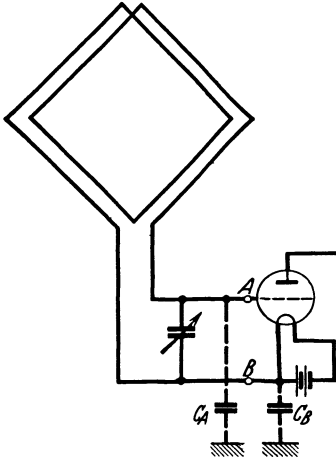


Abb. 148. Entstehen des Antenneneffektes beim Rahmen durch Unsymmetrie.

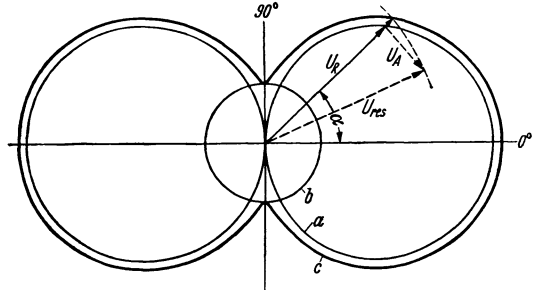


Abb. 149. Verzerrung der idealen Rahmencharakteristik durch den Antenneneffekt. a : Diagramm des idealen Rahmens; b : Diagramm des Antenneneffektes; c : resultierende Charakteristik (nach FASSBENDER).

auf Grund der Überlegungen von S. 115 zu beachten ist, daß die vom Antenneneffekt erzeugte Spannung U_A gegenüber der vom Rahmen gelieferten U_R um 90° in der Phase verschoben ist. Der Verlauf des resultierenden Empfangsdiagrammes, dessen Gleichung für $\beta = \gamma = 0$ mit Bezug auf Gl. (147), (153) und (167)

$$c_{\text{hor}} = \sqrt{a^2 + b^2 \cos^2 \alpha}$$

lautet, ist in Abb. 149 durch die Kurve c dargestellt. Der Antenneneffekt verschlechtert also das Empfangsminimum und verringert die Peilempfindlichkeit des Rahmens. Durch Erden der Mitte der Rahmenwicklung oder durch kapazitiven Ausgleich der unsymmetrischen Anschaltung des Rahmens an den Verstärker bzw. durch Anbringung einer im richtigen Sinne gegengekoppelten Hilfsantenne läßt sich der Antenneneffekt beseitigen.

4. Die Kombination von Rahmen und ungerichteter Antenne.

Die Vereinigung einer Rahmenantenne mit der Charakteristik

$$g = a(\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma)$$

mit einer einfachen Hochantenne gleicher wirksamer Höhe mit dem Diagramm $f = a \cos \beta \cos \gamma$, die am Ort des Rahmens aufgestellt ist, so daß die Entfernung d zwischen beiden Null ist ($\varphi = 0$), liefert nach Gl. (147) eine Empfangscharakteristik, die durch die Gleichung

$$c = a \sqrt{\cos^2 \beta \cos^2 \gamma + (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma)^2 \pm 2 \cos \beta \cos \gamma (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma)},$$

$$= a \{ \cos \gamma (\cos \alpha \pm \cos \beta) + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma \} \tag{171}$$

ausgedrückt wird. Das +- bzw. --Zeichen ist zu setzen, je nachdem, ob der Antennenstrom mit dem Rahmenstrom eine Phasendifferenz ψ von 0 oder 180° hat. Für normal polarisierte Wellen ($\gamma = 0$) folgt dann für das Empfangsdiagramm die Gleichung:

$$c = a (\cos \alpha \pm \cos \beta). \tag{172}$$

Für $\beta = 0$ erhält man die Horizontalcharakteristik:

$$c_{\text{hor}} = a(1 + \cos \alpha) \quad \text{bzw.} \quad c_{\text{hor}} = a(\cos \alpha - 1), \quad (172a)$$

je nachdem, ob $\psi = 0$ oder 180° beträgt. Die Gl. (172a) stellen eine Kardioide dar; wir haben somit eine Empfangsanordnung für *einseitig gerichteten Empfang*. Durch Umpolen der Antenne oder des Rahmens läßt sich wahlweise $\psi = 0$ bzw. 180° einstellen und das Empfangsminimum der Anordnung um 180° verdrehen.

Die Form der Kardioide ist in der Abb. 150 in der Kurve 1 für $\psi = 0^\circ$ wiedergegeben. Sie wird gewonnen durch vektorielle Zusammensetzung des von der Rahmenantenne gewonnenen Doppelkreisdiagrammes 2 und dem von der ungerichteten Antenne herrührenden Kreis 3.

Den gleichen Verlauf zeigt auch die Vertikalcharakteristik für eine in der Rahmenebene ($\alpha = 0$ bzw. $\alpha = 180^\circ$) unter dem Winkel β einfallende Welle. Es ist:

$$c_{\text{vert}} = a(1 + \cos \beta) \quad \text{für} \quad \alpha = 0^\circ \quad \text{und} \quad c_{\text{vert}} = a(\cos \beta - 1) \quad \text{für} \quad \alpha = 180^\circ. \quad (172b)$$

Für senkrecht zur Rahmenebene einfallende normal polarisierte Wellen ($\alpha = 90^\circ$, $\gamma = 0$) besteht dagegen das Empfangsdiagramm aus einem Kreis, da in diesem Fall der Rahmen keinerlei Empfangsbeitrag liefert. Für unter beliebigen Winkeln α und β einfallende normal polarisierte Wellen ($\gamma = 0$) folgte aus Gl. (171) die Empfangscharakteristik:

$$c = a(\cos \alpha + \cos \beta).$$

Nur für $\beta = 0$ ergibt dieser Ausdruck die in Gl. (172a) dargestellte Kardioide; mit steigendem β verschwindet aber das eine Empfangsminimum bei $\alpha = 180^\circ$ und spaltet sich in zwei Empfangsminima

auf, die sich mit steigendem β nach kleineren und größeren Werten von α verschieben. In der Abb. 151 zeigt die ausgezogene Kurve das Horizontalempfangsdiagramm für den Winkelbereich $\alpha = 0$ bis 180° bei dem Einfallswinkel $\beta = 0^\circ$, für $\beta = 60^\circ$ geht dieses in die Form der gestrichelten Kurve über mit einem Empfangsminimum bei 120° (bzw. 240°); für $\beta = 90^\circ$ erhält man das durch die punktierte Kurve in der gleichen Abbildung wiedergegebene Diagramm, das aus zwei sich berührenden Kreisen besteht. Dabei geht gleichzeitig das Maximum der Empfangsleistung für $\alpha = 0$ immer mehr zurück. Derartige Empfangerscheinungen werden in der Praxis häufig beobachtet. Stellt man z. B. am Tage die Richtcharakteristik durch richtigen Abgleich von Antennen- und Rahmenenergie her, so findet man, daß nach Einbruch der Dämmerung plötzlich der Nullwert der Empfangskardioide bei $\alpha = 180^\circ$ verschwindet, um erst bei Tagesanbruch wiederzukehren. Der Grund hierfür liegt im wesentlichen darin, daß durch Änderung der atmosphärischen Bedingungen nach Eintritt der Dunkelheit die Wellen von schräg oben mit größerer Intensität einfallen, was nach dem oben Gesagten eine Verlagerung des Empfangsminimums bedeutet.

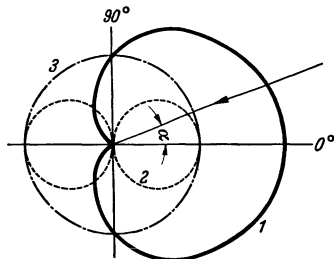


Abb. 150. Zur Entstehung der Empfangskardioide (1) aus Rahmenendiagramm (2) und Empfangsdiagramm der Vertikalantenne (3).

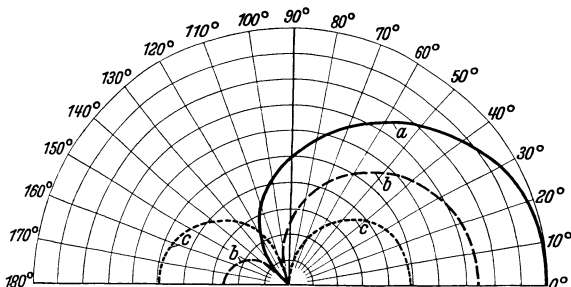


Abb. 151. Horizontale Richtcharakteristik der Kombination Rahmen und ungerichtete Antenne in Abhängigkeit vom Neigungswinkel β der einfallenden Welle. a: $\beta = 0^\circ$; b: $\beta = 60^\circ$ und c: $\beta = 90^\circ$ (nach ESAU).

Wichtig ist, daß für horizontal polarisierte Wellen ($\gamma = 90^\circ$) bei beliebiger Einfallrichtung die Gleichung der Empfangscharakteristik der Kombination Rahmen und Antenne die Form annimmt:

$$c = a \sin \alpha \sin \beta; \quad (173)$$

sie besteht aus zwei sich berührenden Kreisen, und nur wenn α oder β oder beide Winkel Null werden, erhält man überhaupt keinen Empfang.

Eine kardioidenförmige Richtcharakteristik läßt sich an Stelle der Kombination von gerichteter (Rahmen) und ungerichteter (Hochantenne) Antenne auch durch die Kombination von drei ungerichteten in einer Linie mit dem gegenseitigen Abstand $d = \lambda/2$ aufgestellten Antennen erreichen. Hierauf haben wir bei den Sendeantennen auf S. 53 hingewiesen. Trotzdem eine derartige Anordnung in der Vertikalebene ($\alpha = 0$) eine schmalere Richtcharakteristik hat als die Kombination Rahmen und ungerichtete Antenne und sich somit zur Elimination von rückwärts gegen die Horizontale geneigt einfallender Störungen

besser eignet, wird sie in der Praxis kaum benutzt, da ihr Aufbau durch die große Ausdehnung der Anlage wesentlich kostspieliger ist als die Kombination von Rahmen und Antenne. Hinzu kommt noch, daß die letztere Anordnung sich drehen und auf jeden Sender einstellen läßt und außerdem noch unabhängig von der aufzunehmenden Wellenlänge ist.

In der Abb. 152 sind zwei Schaltanordnungen zur Herstellung einer Rahmenempfangsanlage mit kardioidenförmiger Richtcharakteristik angegeben. Bei der Schaltung *a* dient

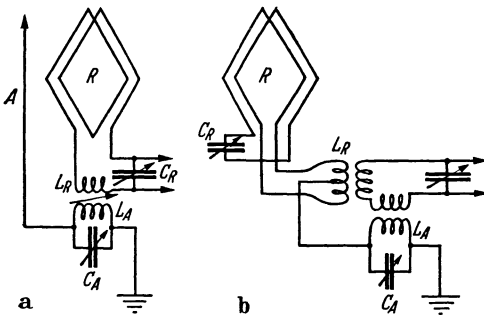


Abb. 152. Schaltung zur Herstellung eines einseitigen Empfanges. *a*: Mit besonderer Vertikalantenne; *b*: unter gleichzeitiger Benutzung des Rahmens als Hochantenne.

zur Erzielung des Antenneneffektes eine besondere Hochantenne *A*, die über einen Abstimmungskreis $L_A C_A$ auf die ankommende Welle abgestimmt ist. Dadurch wird erreicht, daß der Strom im Antennenkreis gegen das Feld um 90° phasenverschoben ist und somit in der Phase mit dem Rahmenstrom übereinstimmt bzw. um 180° gegen diesen je nach dem Sinn der Ankopplung verschoben ist. Die Empfangsenergie der Antenne wird mittels einer veränderlichen Kopplung auf die im Rahmenkreis liegende Spule L_R übertragen. Die Abstimmung des Rahmenkreises geschieht mit dem Drehkondensator C_R , an dessen Klemmen der Hochfrequenzverstärker angeschlossen ist. Statt einer besonderen Hochantenne läßt sich, wie die Schaltung *b* zeigt, der Rahmen selbst benutzen. Die Mitte des Rahmens, an dessen äußeren Wicklungsenden der Abstimmungskondensator C_R angeschlossen ist, ist zu einer Spule L_R herausgeführt. Die Mitte dieser Spule ist über den Antennenabstimmungskreis $L_A C_A$ zur Erde geführt. Spule L_A und L_R werden induktiv auf einen Zwischenkreis gekoppelt, an dessen Abstimmungskondensator der Empfänger angeschaltet wird.

Bei der Einstellung der Empfangskardioiden geht man zweckmäßig so vor, daß man zunächst bei abgeschalteter Antennenwirkung den Rahmen auf die zu empfangende Station abstimmt und die Rahmenebene auf maximalen Empfang dreht. Dann stimmt man die ungerichtete Antenne ab, indem man dazu den Rahmen entweder öffnet, kurzschließt oder in das Empfangsminimum dreht und reguliert durch Veränderung der Antennenankopplung auf gleiche Lautstärke beim Rahmen- bzw. Antennenempfang. Werden danach beide Empfangs-

energien auf den Empfänger gegeben, so muß bei Stellung der Rahmenantenne in Richtung auf den Sender die Empfangslautstärke auf den doppelten Betrag ansteigen und bei Drehung des Rahmens um 180° bzw. Umpolung der Antennenan- und Kopplung verschwinden. Sollte dies nicht ganz der Fall sein, so genügt eine geringe Korrektur der Kopplung oder eine kleine Veränderung des Abstimmkondensators des Antennenkreises (Phasenkorrektur), um ein totales Minimum herzustellen.

5. Ein- und Mehrfachgoniometer.

Je größer man die Rahmenantenne macht, um so schwieriger ist es, sie so zu bauen, daß sie sich schnell und leicht um die vertikale Achse drehen läßt. Aus praktischen und mechanischen Gründen benutzt man daher sog. Rahmen-goniometeranordnungen. Diese bestehen aus zwei senkrecht gekreuzten vertikalen Rahmen R_1 und R_2 (Abb. 153), die meistens nicht auf die ankommende Welle abgestimmt und über Leitungen mit einem Goniometer nach BELLINI-TOSE verbunden sind. Dieses Goniometer besteht aus zwei senkrecht zueinander angeordneten festen Spulen S_1 und S_2 , in deren Magnetfeld eine drehbare Spule S' angebracht ist. Die drehbare Spule wird mit einem Drehkondensator auf die ankommenden Wellen abgestimmt. Die Stellung der Spule S' zeigt dann genau so wie ein drehbarer Rahmen für horizontal einfallende Wellen als Richtcharakteristik einen Doppelkreis.

Es möge Spule S_1 mit ihrer Ebene parallel zum Rahmen R_2 und Spule S_2 parallel zum Rahmen R_1 orientiert sein. Dann stimmen die Richtungen der von S_1 und S_2 erzeugten Magnetfelder mit den zugehörigen Rahmenebenen überein. Eine horizontal einfallende Welle treffe die Rahmenanordnung unter dem Winkel α gegen die Ebene von Rahmen R_1 ; dann entstehen in R_1 und R_2 Ströme von der Größe:

$$i_1 = I_0 \cos \alpha \sin \omega t,$$

$$i_2 = I_0 \sin \alpha \sin \omega t,$$

wobei I_0 die maximale Stromstärke bedeutet, die entstehen würde, wenn die Welle parallel zu einer der beiden Rahmenebenen einfällt. Die in den Spulen S_1 und S_2 erzeugten Magnetfelder sind proportional zu i_1 und i_2 und setzen sich zu einem resultierenden Feld zusammen, dessen Richtung gegenüber der Normale von S_1 gegeben ist durch die Gleichung

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \operatorname{tg} \alpha.$$

Daraus folgt, da die Richtung von H_1 mit der Rahmenebene 1 übereinstimmt, daß der Winkel, den der einfallende Wellenstrahl mit der Rahmenebene 1 bildet, genau so groß ist wie der Winkel, den das resultierende magnetische Feld mit der Normale der Spule S_1 bildet. Man kann also die Richtung der einfallenden Welle aus der Stellung der drehbaren Spule S' bestimmen. Man bekommt ein Empfangsminimum, wenn die Ebene der Spule S' mit der Richtung der ankommenden Welle zusammenfällt. Bezeichnet man daher unter Beibehaltung der oben angegebenen Lage der Goniometerspulen zu den Rahmenebenen den Winkel zwischen der Spulenebene S' mit der Ebene von S_1 mit ϑ , so lautet die Gleichung der Empfangscharakteristik des Rahmengoniometers:

$$c = a \{ (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma) \cos \vartheta + (\sin \alpha \cos \gamma + \cos \alpha \sin \beta \sin \gamma) \sin \vartheta \}. \quad (174)$$

Für $\vartheta = 0$ und 180° geht diese Gleichung in die oben aufgestellte Gl. (167) für die einfache Rahmenantenne über, da für diese Stellungen der Drehspule nur die Rahmen 1 oder 2 allein zur Wirkung kommen [85].

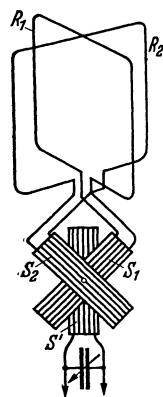


Abb. 153. Schema einer Rahmen-goniometeranordnung.

Neben dem Vorteil einer sehr raschen und leichten Einstellung hat die Goniometeranlage noch den Vorzug, daß die Empfangsrahmen nicht am Orte des Goniometers aufgebaut sein müssen. Vielmehr können Rahmen und Goniometer durch längere Leitungen verbunden sein. Damit diese Leitungen keine merkbare Energie aus dem Felde aufnehmen und dadurch zu dem Rahmenempfang keinen die Charakteristik störenden Antenneneffekt liefern, müssen sie als gut gepanzerte Leitungen und möglichst unterirdisch verlegt werden.

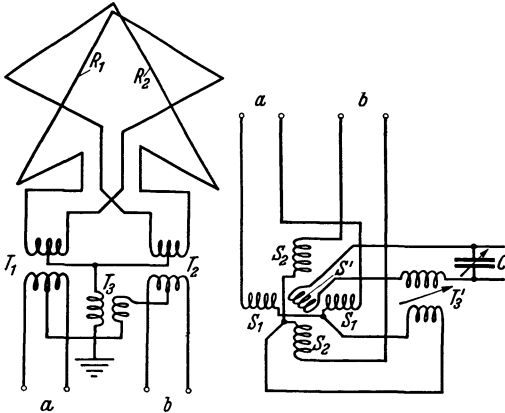


Abb. 154. Schaltbild einer Kreuzrahmengoniometeranlage.

Auch die Herstellung eines einseitigen Empfanges mit dem Rahmen-goniometer ist in einfachster Weise möglich. Die Abb. 154 zeigt eine dies-bezügliche Schaltung. Die Empfangs-energie der rechtwinklig gekreuzten Rahmen R_1 und R_2 wird über die beiden Hochfrequenztransformatoren T_1 und T_2 auf die beiden Doppelleitungen a und b übertragen. Die Mitten der Primärwicklungen dieser beiden Transformatoren sind über den Transformator T_3 geerdet, der damit die ungerichtete Antennenwirkung der Rahmen auf die Mitte der Sekundär-

wicklungen von T_1 und T_2 überträgt. An die Enden der Leitung a sind die beiden zusammengehörenden Spulen S_1 und an die Leitung b die beiden ebenfalls zusammengehörenden Spulen S_2 des Goniometers angeschlossen. An die Verbindungsleitungen von S_1S_1 und S_2S_2 ist der Hochfrequenztransformator T_3 angeschlossen, der die über die Leitungen a und b ankommende Antennenenergie induktiv auf den aus Drehspule S' und Kondensator C bestehenden Empfangskreis überträgt. Für die Empfangscharakteristik dieses für einseitigen Empfang eingerichteten Goniometers lautet die Gleichung:

$$c = a \{ \cos \beta \cos \gamma + (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma) \cos \vartheta + (\sin \alpha \cos \gamma + \cos \alpha \sin \beta \sin \gamma) \sin \vartheta \}. \quad (175)$$

Sie liefert für $\beta = \gamma = 0$ die Horizontalcharakteristik:

$$c_{\text{hor}} = a(1 + \cos(\alpha - \vartheta)). \quad (175a)$$

Für $\vartheta = 0$ gehen beide Gleichungen in die früher abgeleiteten Gl. (172) über.

Durch diese Goniometeranordnung mit elektrischer Ferndrehung der Rahmen-ebene ist es nun auch möglich, mehrere solcher Goniometer zu einer gemeinsamen Empfangsanlage zum Zwecke einer Verschärfung der Empfangscharakteristik zu kombinieren. Im folgenden sollen die wichtigsten Fälle besprochen werden.

a) Doppelryahmenanordnung, bestehend aus zwei Kreuzrahmen mit Goniometern.

Die beiden Rahmengoniometer I und II , deren Einzelcharakteristik durch die Gl. (174) gegeben ist, sollen in einer Entfernung d so aufgestellt sein, daß die Ebenen der Rahmen I in einer Richtung liegen. Dann ergibt sich für die resultierende Empfangscharakteristik unter Bezug auf Gl. (147) der Ausdruck:

$$c = 2a \left\{ (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma) \cos \vartheta + (\sin \alpha \cos \gamma + \cos \alpha \sin \beta \sin \gamma) \sin \vartheta \right\} \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta \right) \quad (176)$$

wenn als Kunstphase der Betrag $\psi = 180^\circ$ hinzugefügt wird. Betrachtet man zunächst den Fall $\beta = \gamma = 0$, so geht die Gl. (176) in die Form:

$$c_{\text{hor}} = 2a \cos(\alpha - \vartheta) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha\right) \quad (177)$$

über. Für $d = \lambda/2$ sind in der folgenden Tabelle die Werte von c_{hor} zusammengestellt, und zwar für die 4 Fälle $\vartheta = 0, 30, 45$ und 60° .

Für $\vartheta = 0$ zeigt die Charakteristik im Bereich von 0 bis 180° bei 0 bzw. 180° ein Maximum, das durch die alleinige Wirkung der Rahmen I_I und I_{II} erzeugt wird, und ein Minimum bei 90° (bzw. 270°), das dadurch zustande kommt, daß die Rahmen 2_I und 2_{II} infolge der eingeführten Kunstphase von 180°

α	$\vartheta = 0$	$\vartheta = 30^\circ$	$\vartheta = 45^\circ$	$\vartheta = 60^\circ$
0°	$c_{\text{hor}} = 2,00a$	$c_{\text{hor}} = 1,73a$	$c_{\text{hor}} = 1,40a$	$c_{\text{hor}} = 1,00a$
15	1,93	1,90	1,69	1,38
30	1,63	1,96	1,87	1,68
45	1,27	1,73	1,79	1,70
60	0,71	1,22	0,89	1,41
75	0,21	0,56	0,39	0,77
90	0,00	0,00	0,00	0,00
105	0,21	0,21	0,40	0,56
120	0,71	0,00	0,37	0,71
135	1,37	0,46	0,00	0,47
150	1,63	0,97	0,51	0,00
165	1,93	1,38	0,99	0,51
180	2,00	1,73	1,40	1,00

keinen Beitrag zum Empfang liefern, wenn die Wellen parallel zu ihrer Ebene ($\alpha = 90^\circ$) einfallen. Für alle anderen Fälle ($\vartheta \neq 0$) kommt zu dieser Nullstelle bei $\alpha = 90^\circ$ (bzw. 270°) noch eine weitere hinzu. Für $\vartheta = \alpha$ wird das Maximum der Empfangsintensität durch die aus Gl. (177) folgende Beziehung

$$c_{\text{max}} = 2a \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cdot \cos \alpha\right)$$

bestimmt und hängt danach vom Einfallswinkel α und dem Verhältnis d/λ ab. In der Abb. 155 ist der Gang von c_{max} in Abhängigkeit vom Einfallswinkel $\alpha = \vartheta$ für $d = \lambda/2$ in der Kurve 1 dargestellt. Zum Vergleich ist der Verlauf von c für zwei im Abstand d aufgestellte Einfachrahmenantennen ohne Goniometer in der Kurve 2 eingezeichnet. Man sieht, daß durch die beiden Kreuzrahmen mit Goniometer eine nicht unerhebliche Vergrößerung der Empfangsamplitude für diejenigen Wellen erreicht wird, die unter Winkeln $\alpha > 0$ gegen die Verbindungslinie der beiden Rahmenanordnungen einfallen.

In ähnlicher Weise lassen sich auch vier Kreuzrahmengoniometer zu einer Empfangsanlage zusammenschalten, indem man je zwei Rahmenantennenpaare auf einen gemeinsamen Kreis schaltet oder jeweils an je eine Feldspule eines Hauptgoniometers anschließt. Man kommt dann zu noch schärferen Richtcharakteristiken und hat dabei den Vorteil, aus fast allen Richtungen gleichmäßig gut und gleich störungsfrei zu empfangen. Wir gehen hier im einzelnen auf diese Anlagen nicht näher ein, da sie durch die Doppelkardioidenanordnungen übertroffen werden und eine praktische Anwendung nicht gefunden haben.

b) Die Doppelkardioidenanordnung mit zwei Goniometern.

Kombiniert man im Abstand d zwei Kardioiden-Empfangsgoniometer, deren Einzelcharakteristik durch die Gl. (175) bestimmt ist, so erhält man durch

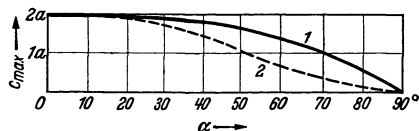


Abb. 155. Abhängigkeit der maximalen Empfangsintensität vom Einfallswinkel α für eine Doppelgoniometeranlage (1) und zwei im gleichen Abstand aufgestellter Einfachrahmen (2) (nach ESAU).

Anwendung von Gl. (147) für das resultierende Empfangsdiagramm den Ausdruck:

$$c = 2a \left[\cos \beta \cos \gamma + (\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma) \cos \vartheta + (\sin \alpha \cos \gamma + \cos \alpha \sin \beta \sin \gamma) \sin \vartheta \right] \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta + \frac{\psi}{2} \right), \quad (179)$$

wobei eine Konstanzphase von ψ eingeführt ist und ϑ wieder den Winkel zwischen der Stellung der Goniometerdrehspule und der Verbindungslinie der beiden Antennenorte bedeutet.

Für horizontalen Welleneinfall ($\beta = 0$) und normale Polarisation geht die Gl. (179) in die Form über:

$$c_{\text{hor}} = 2a \left(1 + \cos(\alpha - \vartheta) \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \right) \right) \quad \text{für } \psi = 0^\circ, \quad (180a)$$

$$c_{\text{hor}} = 2a \left(1 + \cos(\alpha - \vartheta) \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \right) \right) \quad \text{für } \psi = 180^\circ. \quad (180b)$$

Für $\vartheta = 0^\circ$ liefert die mit $\psi = 180^\circ$ Phasenverschiebung arbeitende Anlage, die als *Reihenstellung* bezeichnet und in der Praxis am meisten benutzt wird,

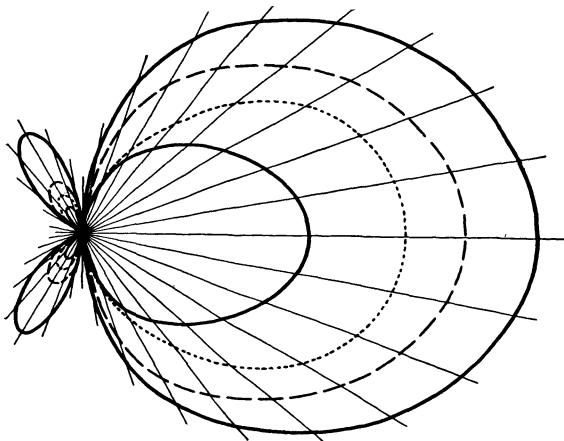


Abb. 156. Horizontalcharakteristik einer Doppelgoniometeranordnung in Reihenstellung für verschiedene Verhältnisse d/λ . — (äußere Kurve) $d = \lambda/2$; - - - $d = \lambda/3$; $d = \lambda/4$; — (innere Kurve) $d = \lambda/6$ (nach ESAU).

in Abhängigkeit von α die in Abb. 156 für $d/\lambda = \frac{1}{6}, \frac{1}{4}, \frac{1}{3}$ und $\frac{1}{2}$ wiedergegebenen Charakteristiken. Danach liegt das Empfangsmaximum bei $\alpha = 0^\circ$ und ist am größten für $d = 2\lambda$. Die Empfangsintensität wird Null für $\alpha = 90$ bzw. 270 und 180° . Gegenüber der normalen Kardioidenform (Abb. 150) weisen diese Empfangsdiagramme eine wesentlich größere Richtschärfe auf. Praktisch wird zwischen $\alpha = 90$ und 270° nichts empfangen mit Ausnahme zweier eng begrenzter Winkelzonen, die in der Nähe von $\alpha = 120$ bzw. 240° liegen. Da eine Vergrößerung der Schärfe der Charakteristik mit

einer Abnahme der Empfangsamplitude verbunden ist, wählt man in der Praxis, wo dieses System vielfach für den transozeanischen Empfang langer Wellen benutzt wurde, einen Mittelweg und legt das Verhältnis d/λ zwischen $\frac{1}{6}$ und $\frac{1}{3}$.

Dreht man die Drehspulen der beiden Goniometeranlagen um $\vartheta = 90^\circ$, so liegt die maximale Empfangsintensität jeder einzelnen Antenne bei $\alpha = 90^\circ$, während für $\alpha = 0$ und 180° die Einzelcharakteristik den Wert a annimmt. Die Gleichung des horizontalen Empfangsdiagrammes der Antennenkombination in dieser sog. *Parallel-* oder *Breitenstellung* lautet:

$$c_{\text{hor}} = 2a(1 + \sin \alpha) \cos \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \right) \quad \text{für } \psi = 0^\circ, \quad (181a)$$

$$c_{\text{hor}} = 2a(1 + \sin \alpha) \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \right) \quad \text{für } \psi = 180^\circ. \quad (181b)$$

Damit für $\alpha = 0^\circ$ der Empfang Null wird, muß in der Gl. (180a) $d/\lambda = \frac{1}{2}$ gewählt werden. Nur in diesem Fall ergibt sich ein brauchbares Empfangsdiagramm

(ausgezogene Kurve in Abb. 157), das sogar schmaler ist als das für die Reihenstellung erhaltene Diagramm (gestrichelte Kurve in Abb. 157). Der Nachteil einer derartigen Anlage liegt aber gegenüber derjenigen mit Reihenstellung darin, daß sie nur für eine einzige Wellenlänge, die durch den Abstand beider Rahmensysteme bedingt ist, die optimale Empfangscharakteristik liefert. Es ergibt sich hier eine gewisse Analogie zu dem auf S. 110 behandelten Fall der Serien- und Breitenstellung zweier Vertikalantennen. In der Praxis benutzt man daher unter Verzicht auf die gute Richtwirkung lieber die Reihenstellung zweier Rahmengoniometeranordnungen.

Auf die Veränderung der Charakteristik derartiger Anlagen mit der Neigung und dem Polarisationszustand der ankommenden Wellen gehen wir hier nicht näher ein; der Leser kann sie ohne Schwierigkeit in Analogie zu den früher behandelten Fällen aus der Gleichung der allgemeinen Richtcharakteristik ableiten¹. Es sei zum Schluß nur noch darauf hingewiesen, daß man durch Kombination zweier Doppelgoniometeranlagen in Reihenstellung zu einer Vierfachgoniometeranordnung kommt, deren resultierende horizontale Richtcharakteristik — nur diese sei hier angeführt — sich in folgender Form darstellen läßt:

$$c_{\text{hor}} = 4a(1 + \cos \alpha) \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha\right) \cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \sin \alpha\right), \quad (182)$$

wobei d' den gegenseitigen Abstand der beiden Systeme bedeutet. Diese Gleichung liefert eine noch wesentlich schmalere Richtcharakteristik als die Doppelgoniometeranordnung. Während aber bei letzterer außer dem Empfangsminimum bei 180° nur zwei weitere bei 90 und 270° vorhanden waren, treten hier mit zunehmendem d'/λ weitere Nullstellen hinzu, die durch Verschwinden des Faktors $\cos\left(\frac{\pi d'}{\lambda} \sin \alpha\right)$ bestimmt und durch die Winkel $\alpha = \arcsin \frac{1}{2} \frac{d'}{\lambda}$ gegeben sind. In der Praxis

sind derartige Vierfachgoniometeranlagen wegen der verhältnismäßig großen Platzbeanspruchung nicht ausgeführt worden.

6. Die geknickte Marconiantenne.

Auf S. 59 wurde für eine Antenne, die nach Abb. 158a aus einem vertikalen Teil und einem mehrfach längeren horizontalen Teil besteht, für den Fall der Verwendung als Sendeantenne die Horizontalcharakteristik berechnet. Dazu konnte für die Antenne das in Abb. 158b gezeichnete Ersatzbild benutzt werden, nach dem die geknickte Antenne aufgefaßt wurde als Kombination einer Vertikalantenne und einem in 180° Phasendifferenz schwingenden Antennenpaar, das ersterer gegenüber eine Phasendifferenz von 45° hat. Demnach können wir für den Empfang mit einer solchen geknickten

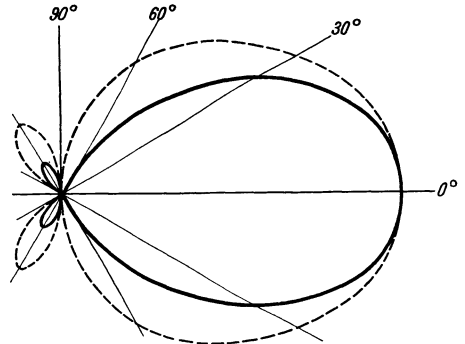


Abb. 157. Horizontalcharakteristik einer Doppelgoniometeranordnung in Breitenstellung für $d = \lambda/2$ (ausgezogene Kurve), zum Vergleich Diagramm (— — —) für die gleiche Anordnung in Reihenstellung (nach ESAU).

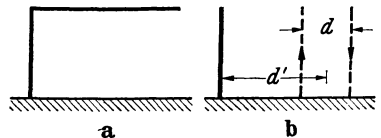


Abb. 158. Zur Berechnung der Empfangscharakteristik der geknickten Marconiantenne.

¹ Weitere Einzelheiten findet der Leser in den grundlegenden Arbeiten von A. ESAU [86 bis 90], an die sich die vorangehenden Überlegungen anlehnen.

Antenne die allgemeine Richtcharakteristik erhalten, wenn wir in Gl. (147) für f und g die durch Gl. (153) und (154) gegebenen Ausdrücke

$$f = 2a \cos \beta \cos \gamma \sin \left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta \right) \quad \text{und} \quad g = b \cos \beta \cos \gamma$$

einsetzen. Macht man unter der Voraussetzung, daß $l < \lambda$ ist, die Annahme, daß d/λ und d'/λ sehr klein sind, so erhält man nach einigen Umformungen:

$$c = b \cos \beta \cos \gamma \sqrt{1 + \left(\frac{2a}{b} \right)^2 \left(\frac{\pi d}{\lambda} \right)^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + 2 \left(\frac{2a}{b} \right) \left(\frac{\pi d}{\lambda} \right) \cos \alpha \cos \beta \cos \left(\frac{2\pi d'}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta + \psi \right)}.$$

Da $\psi = 45^\circ$ ist, kann $\frac{2\pi d'}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta$ dagegen vernachlässigt werden, so daß sich mit der Abkürzung $k = \left(\frac{2a}{b} \right) \left(\frac{\pi d}{\lambda} \right)$

$$c = b \cos \beta \cos \gamma \sqrt{1 + k^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sqrt{2} k \cos \alpha \cos \beta} \quad (182)$$

ergibt. Für $\beta = \gamma = 0$ lautet demnach die Gleichung der Horizontalcharakteristik:

$$c_{\text{hor}} = b \sqrt{1 + k^2 \cos^2 \alpha + \sqrt{2} k \cos \alpha}. \quad (183)$$

Diese Gleichung stimmt vollkommen mit der auf S. 61 gefundenen Gl. (72) überein, wenn man dort $\frac{2h\omega I}{\gamma} = b$ und $\varphi = \alpha$ setzt. Der Verlauf der durch Gl. (182) dargestellten Charakteristik ist in der Abb. 73 für die Werte $k = 4, 1,4$ und $0,2$ in den Kurven b bis d dargestellt. Aus Gl. (182) findet man für die Vertikalcharakteristik in der Ebene $\alpha = 0^\circ$ die Gleichung:

$$c_{\text{vert}} = b \cos \beta \sqrt{1 + k^2 \cos^2 \beta + \sqrt{2} k \cos \beta}. \quad (185)$$

Sie unterscheidet sich von c_{hor} durch den Faktor $\cos \beta$ und hat demnach gegenüber dieser eine schärfere Richtwirkung und ein Minimum für $\beta = 90^\circ$. In der Ebene $\alpha = 90^\circ$ wird

$$c_{\text{vert}} = b \cos \beta \quad (\text{Vertikalcharakteristik einer ungerichteten Antenne}).$$

Man kommt im übrigen zu ähnlichen Ausdrücken für das Diagramm der geknickten Antenne, wenn man sie durch eine Vertikalantenne und einen Rahmen im Abstand d' ersetzt und zwischen beiden eine Phasenverschiebung $\psi = 45^\circ$ einführt. Auf Einzelheiten gehen wir hier nicht näher ein und behandeln auch die Kombination zweier geknickter Marconiantennen in Parallel- oder Reiheneinstellung nicht weiter, da derartige Anlagen heute an praktischer Bedeutung verloren haben.

7. Die Wellen- oder Beverageantenne.

Zu einer einseitigen Empfangscharakteristik in ähnlicher Form wie bei dem Doppelgoniometer (S. 122) gelangt man, wenn man einen in geringer Höhe über

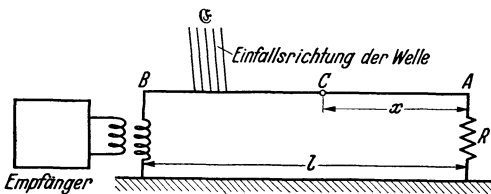


Abb. 159. Schema einer Beverageantenne.

dem Erdboden in Richtung der einfallenden Wellen ausgespannten Draht benutzt, dessen Länge in die Größenordnung der Wellenlänge kommt. Wie die Abb. 159 zeigt, befindet sich der induktiv angekoppelte Empfänger an dem der Sendestation entgegengesetzten Ende B des Antennendrahtes.

Das andere Ende A des Drahtes ist über einen Widerstand R geeigneter Größe geerdet, so daß Reflexionen der auf dem Draht sich ausbildenden Wellen vermieden werden. Zu diesem

Zweck muß der Widerstand gleich dem komplexen Widerstand der unendlich langen Leitung sein und die Größe $\Re = \sqrt{\frac{\bar{R} + j\omega\bar{L}}{\bar{A} + j\omega\bar{C}}}$ haben, wenn \bar{R} , \bar{A} , \bar{L} und \bar{C} die Werte des OHMSchen Widerstandes, der Ableitung, der Selbstinduktion und der Kapazität der Längeneinheit des Drahtes bedeuten. Für $\bar{R} = \bar{A} = 0$ ist $\Re = \sqrt{\frac{\bar{L}}{\bar{C}}}$. Eine von rechts ankommende elektrische Welle, deren elektrische Kraftlinien bei der Ausbreitung über einen Erdboden mit endlicher Leitfähigkeit eine geringe Neigung nach vorn aufweisen, erzeuge am Anfang A in der Antenne die Spannung:

$$u_A = U_0 \sin \omega t.$$

An der Stelle M in der Entfernung x von A entsteht dann die Spannung:

$$u_x = U_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right),$$

wo c die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen im freien Raum a gibt. Die Spannung in dem Leiterelement dx hat somit den Betrag:

$$u_x dx = U_0 dx \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (186)$$

Das Leiterelement dx kann man sich als einen Oszillator vorstellen, der einen nach A und B abfließenden Strom di_x hervorbringt; ist die Impedanz der Leitung Z , so ist:

$$di_x = \frac{U_0 dx}{2Z} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right). \quad (187)$$

Bezeichnet man mit v die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Stromes im Leiter, so erhält man bei Vernachlässigung der Dämpfung im Leiter für die Stromstärke in A bzw. B , die von der in M erzeugten Spannung herrührt, die Ausdrücke:

$$di_{Ax} = \frac{U_0 dx}{2Z} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} - \frac{x}{v} \right), \quad (188a)$$

$$di_{Bx} = \frac{U_0 dx}{2Z} \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} - \frac{l-x}{v} \right). \quad (188b)$$

Hieraus findet man durch Integration über die ganze Antennenlänge l den in A und B zur Erde abfließenden Strom:

$$I_{0A} = I_0 \cdot \frac{\sin \left[\frac{1}{2} \frac{\omega l}{v} \left(1 + \frac{v}{c} \right) \right]}{\frac{\omega}{v} \left(1 + \frac{v}{c} \right)}, \quad (189a)$$

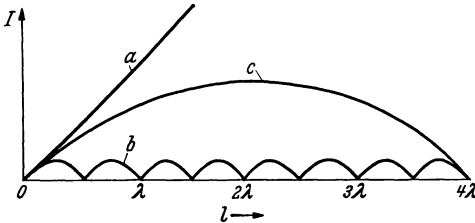
$$I_{0B} = I_0 \cdot \frac{\sin \left[\frac{1}{2} \frac{\omega l}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \right) \right]}{\frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \right)}, \quad (189b)$$

wobei zur Abkürzung $I_0 = U_0/Z$ gesetzt ist. Führt man die Wellenlänge $\lambda = 2\pi c/\omega$ im freien Raum und $\lambda' = 2\pi v/\omega$ im Draht ein, so lassen sich die Gl. (189) in folgender Form schreiben:

$$I_{0A} = I_0 \cdot l \frac{\sin \pi l \left(\frac{1}{\lambda'} + \frac{1}{\lambda} \right)}{\pi l \left(\frac{1}{\lambda'} + \frac{1}{\lambda} \right)}, \quad (190a)$$

$$I_{0B} = I_0 \cdot l \frac{\sin \pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} \right)}{\pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} \right)}. \quad (190b)$$

Hieraus folgt für I_{0A} bzw. I_{0B} in Abhängigkeit von l der in Abb. 160 gezeichnete Verlauf. Für $v = c$ folgt aus Gl. (189b) bzw. (190b) $I_{0B} = lI_0$, d. h. der Strom am Empfangsende wird mit steigender Antennenlänge größer (Kurve a in Abb. 160). Für I_{0A} ergibt sich aus Gl. (189a) bzw. (190a)



$$I_{0A} = l \cdot I_0 \frac{\sin \frac{2\pi l}{\lambda}}{\frac{2\pi l}{\lambda}},$$

Abb. 160. Verlauf des Empfangsstromes am Anfang und Ende einer Beverageantenne. Kurve a und b für $v = c$, Kurve c für $v < c$ (nach BEDEAU).

d. h. I_{0A} hat den durch Kurve b dargestellten Verlauf. Macht man dagegen $v < c$, so ist der Verlauf von I_{0A} in Abhängigkeit von l im wesentlichen derselbe, dagegen erreicht I_{0B} für einen

bestimmten Wert von l nämlich $l = \frac{\lambda \cdot \lambda'}{2(\lambda - \lambda')}$ ein Maximum und wird Null für $l = \frac{\lambda \cdot \lambda'}{\lambda - \lambda'}$. Für den in der Praxis erreichbaren Wert $v = 0,8c$ ist in Abb. 160 durch die Kurve c der Verlauf von I_{0B} dargestellt. Aus diesen Überlegungen erkennt man die Einseitigkeit der Empfangswirkung eines horizontal ausgespannten Drahtes großer Länge. Während eine in Richtung AB laufende Welle bei einer Antennenwellenlänge $l = 2/\lambda$, λ oder 2λ einen beträchtlichen Strom an der Empfangsseite B hervorbringt, wird eine von B nach A laufende Welle im Punkte B keinen Stromeffekt erzeugen. Andererseits stört der von dieser Welle in A hervorgebrachte Strom weiter nicht, da bei richtiger Einstellung des Erdungswiderstandes in A jegliche Reflexion vermieden wird.

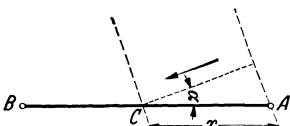


Abb. 161. Zur Berechnung der Empfangscharakteristik der Beverageantenne.

Wir betrachten jetzt den Fall, daß die ankommende Welle unter dem Winkel α gegen die Antennenrichtung einfällt. Dann tritt, wie man sich an Hand der Abb. 161 leicht überlegt, an Stelle der Gl. (186) der Ausdruck

$$u_x dx = U_0 dx \cos \alpha \sin \omega \left(t - \frac{x \cos \alpha}{c} \right) \quad (191)$$

und dementsprechend lauten die Gl. (188):

$$di_{Ax} = \frac{U_0 dx}{2Z} \sin \omega \left(t - \frac{x \cos \alpha}{c} - \frac{x}{v} \right), \quad (192a)$$

$$di_{Bx} = \frac{U_0 dx}{2Z} \sin \omega \left(t - \frac{x \cos \alpha}{c} - \frac{l-x}{v} \right). \quad (192b)$$

Durch Integration über l erhält man:

$$I_{0A} = I_0 \cos \alpha \frac{\sin \frac{l}{2} \frac{\omega}{v} \left(1 + \frac{v}{c} \cos \alpha \right)}{\frac{\omega}{v} \left(1 + \frac{v}{c} \cos \alpha \right)}, \quad (193a)$$

$$I_{0B} = I_0 \cos \alpha \frac{\sin \frac{l\omega}{2v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right)}{\frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right)}, \quad (193b)$$

oder in der anderen Schreibweise:

$$I_{0A} = I_0 l \cos \alpha \frac{\sin \pi l \left(\frac{1}{\lambda'} + \frac{\cos \alpha}{\lambda} \right)}{\pi l \left(\frac{1}{\lambda'} + \frac{\cos \alpha}{\lambda} \right)}, \quad (194a)$$

$$I_{0B} = I_0 l \cos \alpha \frac{\sin \pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{\cos \alpha}{\lambda} \right)}{\pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{\cos \alpha}{\lambda} \right)}. \quad (194b)$$

Es genügt, wenn wir die Gl. (194b) betrachten, die für $\alpha = 180^\circ$ automatisch in Gl. (194a) übergeht. In der Abb. 162 sind für die drei Fälle $l = \frac{1}{4}\lambda$ (gestrichelte Kurve) $l = \lambda$ (ausgezogene Kurve) und $l = 5\lambda$ (strichpunktierte Kurve) die horizontalen Richtcharakteristiken für eine Beverageantenne gezeichnet, bei der für das Verhältnis v/c der Wert 0,8 angenommen wurde. Man erkennt, daß für $l \geq \lambda$ das Empfangsdiagramm dem einer Doppelgoniometeranlage sehr nahekommt. Demgegenüber hat die Beverageantenne noch den Vorteil, daß sie infolge ihrer großen Länge wesentlich mehr Energie aus dem Felde aufnimmt, so daß man am Empfänger mit einer geringeren Verstärkung auskommt. Der Nachteil der Beverageantenne ist, daß sie einen sehr großen Platz beansprucht und außerdem eine Drehung der Richtcharakteristik nicht möglich ist.

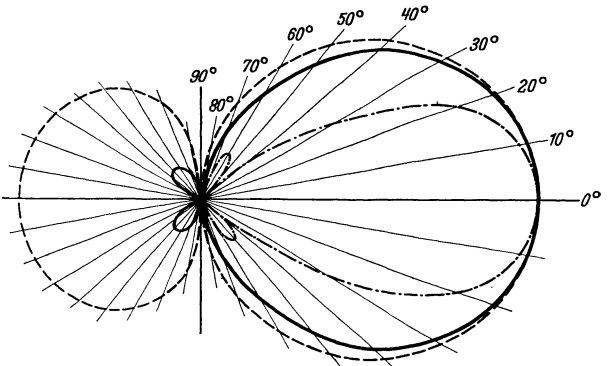


Abb. 162. Empfangscharakteristik der Beverageantenne für verschiedene Verhältnisse l/λ . - - - - für $l = \lambda/4$; — für $l = \lambda$ und - · - · - für $l = 5\lambda$ (nach BEDEAU).

Die oben gefundenen Gl. (194) für die Richtcharakteristik der Beverageantenne geben die Verhältnisse nur in erster Annäherung wieder, da bei ihrer Ableitung die Leitungsdämpfung vernachlässigt wurde. Nennen wir die Dämpfungsziffer der Antennenleitung δ , so ist die rechte Seite der Gl. (192a) noch mit $e^{-\delta x}$ und die der Gl. (192b) mit $e^{-\delta(l-x)}$ zu multiplizieren. Wir betrachten nur die letzte Gleichung und schreiben diese in vektorieller Form:

$$di_{Bx} = I_0 \cos \alpha e^{-\left[\left(\delta + j \frac{\omega}{v} \right) l + \left(\delta + j \frac{\omega}{v} - j \omega \frac{\cos \alpha}{c} \right) x \right]} e^{j \omega t}. \quad (195)$$

Die Integration über l zwischen den Grenzen 0 und l liefert dann:

$$I_{0B} = I_0 \cos \alpha \frac{e^{-j \frac{\omega l}{c} \cos \alpha} \left[1 - e^{-\delta l} e^{-j \frac{\omega l}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right)} \right]}{2 \left[\delta + j \frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right) \right]}.$$

Für den absoluten Betrag findet man hieraus:

$$I_{0B} = I_0 \cos \alpha \frac{\sqrt{1 + (e^{-\delta l})^2 - 2 e^{-\delta l} \cos \frac{\omega l}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right)}}{2 \sqrt{\delta^2 + \left(\frac{\omega}{v} \right)^2 \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right)^2}} \quad (196)$$

oder in der anderen Schreibweise:

$$I_{0B} = I_0 \cos \alpha \frac{\sqrt{1 + (e^{-\delta l})^2 - 2e^{-\delta l} \cos 2\pi l \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{\cos \alpha}{\lambda} \right)}}{2\sqrt{\delta^2 + 2\pi^2 \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{\cos \alpha}{\lambda} \right)}}. \quad (196a)$$

Man überzeugt sich leicht, daß für $\delta = 0$ hieraus Gl. (193) bzw. (194) folgt. Da in der Praxis δ klein gehalten werden kann, wird die Form der Empfangscharakteristik, wie sie in Abb. 162 dargestellt wurde, nicht merkbar durch das Vorhandensein einer Leitungsdämpfung verändert.

Die Gl. (196) der Richtcharakteristik der Beverageantenne läßt sich noch in folgender Weise ableiten. Wir denken uns n horizontal gerichtete Antennen der Länge dl , so daß wir sie als Dipole betrachten können, in einer Linie in gleichmäßigem Abstand d so aufgestellt, daß die Richtung aller Antennen in die betreffende Linie fällt. Für eine unter dem sehr kleinen Erhebungswinkel β und unter dem seitlichen Winkel α gegen die Standlinie der Antennen einfallende Welle hat jeder Dipol die Richtcharakteristik $a \sin \beta \cos \alpha$ oder da β sehr klein sein soll: $a \cdot \beta \cdot \cos \alpha = A \cos \alpha$. Benutzt man die auf S. 110 mitgeteilte allgemeine Gl. (151) und (152) für die Richtcharakteristik dieser Kombination von n Antennen, so ist zu setzen:

$$f_i(\alpha) = \cos \alpha, \quad \alpha_i = 0, \quad r_i = i \cdot d \quad \text{und} \quad l_i = i \cdot d,$$

wenn wir annehmen, daß sich der Empfänger in der Entfernung d vom Ort der ersten Antenne befindet. Dann wird der von der i ten Antenne gelieferte Beitrag der Spannung in der Empfangsantenne:

$$U_i = \mathfrak{E} dl \cos \alpha e^{-\delta i d} \sin \left[\omega t + \frac{2\pi i d}{\lambda} \cos \alpha - \frac{2\pi c i d}{v \lambda} \right].$$

Bildet man $c = \sum_{i=1}^{i=n} U_i$, so erhält man nach einigen Umformungen:

$$c = \mathfrak{E} dl \cos \alpha \sqrt[2]{\frac{e^{-(n-1)\delta d} \frac{\mathfrak{C} \circ \delta n d - \cos \frac{n 2\pi d c}{\lambda v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right)}{\mathfrak{C} \circ \delta d - \cos \frac{2\pi d c}{\lambda v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right)}}}. \quad (197)$$

Will man jetzt von n Einzelantennen zu einem einzigen Draht der Länge l übergehen, so ist der Grenzübergang zu machen:

$$d = l, \quad n = \infty \quad \text{und} \quad \lim n \cdot d = l$$

und an Stelle von Gl. (197) ergibt sich:

$$c = \mathfrak{E} \cos \alpha \sqrt[2]{\frac{2e^{-\delta l} \frac{\mathfrak{C} \circ \delta l - \cos \frac{l 2\pi c}{\lambda v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right)}{\delta^2 + \left[\frac{2\pi c}{\lambda v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \right) \right]^2}}}. \quad (198)$$

Dieser Ausdruck ist in der Tat identisch mit der Gl. (196).

Ein gewisser Nachteil der Beverageantenne ist, daß sich der zur Einstellung der Reflexionsfreiheit der Antenne notwendige Widerstand R an dem Ende der Antenne befindet, das dem mit dem Empfänger verbundenen Ende gegenüberliegt, d. h. bei langen Wellen ist dieser Widerstand oft mehrere Kilometer vom eigentlichen Empfangsort entfernt. Dadurch ergeben sich Schwierigkeiten beim Abstimmen der Antenne, denn der Endwiderstand ist ebenso wie die Impedanz des Drahtes von der Frequenz abhängig. Dieser Nachteil wurde von BEVERAGE in folgender Weise sehr geschickt eliminiert. Als Antenne dienen zwei parallel

geführte Drähte AB und $A'B'$, die entsprechend Abb. 163 an beiden Enden über einen Transformator verbunden sind. Die Mitte der Primärwicklungen dieser Transformatoren sind mit der Erde verbunden, und zwar bei A über den aus Selbstinduktion L , Kapazität C und OHMSchen Widerstand R bestehenden Impedanzwiderstand, der gleich der Eigenimpedanz der Leitung gemacht werden kann und bei B über die Sekundärwicklung des dort befindlichen Transformators T_B . Die von der in Pfeilrichtung ankommenden Wellen in B erzeugten Empfangsströme werden durch den Transformator T_B auf die Doppelleitung zurückgegeben, gelangen nach A und werden dort von der Sekundärwicklung des Transformators T_A auf den Empfänger gegeben.

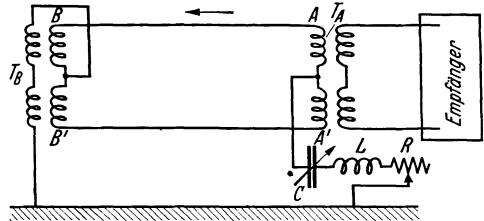


Abb. 163. Anordnung der Beverageantenne mit Impedanzwiderstand auf der Empfangsseite.

Mit einer solchen Antennenanordnung ist es dann auch möglich, eine einseitige Empfangscharakteristik für den Fall zu bekommen, daß die Antennenlänge nicht auf die Wellenlänge der aufzunehmenden Welle abgeglichen ist, d. h. größer oder kleiner als ein ganzes Vielfaches von $\lambda/2$ ist. Dann erzeugt nämlich eine von der entgegengesetzten Seite ankommende Welle (in der Abb. 163 von B nach A) sowohl bei B als auch bei A einen nach der Erde abfließenden Strom, der im Empfänger eine Störwirkung hervorbringt. Läßt man aber den in A zur Erde abfließenden Strom etwa durch induktive Ankopplung der Spule L an den Empfangskreis auf den Empfänger in richtiger Größe und Phase zurückwirken, gegebenenfalls unter Zwischenschaltung eines Verstärkers und einer Siebkette, so kompensiert dieser zurückgekoppelte Anteil die direkt von der Antenne in den Empfänger gelangende Störampplitude. Die Empfangscharakteristik der so kompensierten Antenne hat dann die gewünschte einseitige Gestalt. In der Abb. 164 ist das Empfangsdiagramm einer unkompensierten sowie kompensierten Beverageantenne mit der Länge $l = \frac{3}{8}\lambda$ wiedergegeben [91—93].

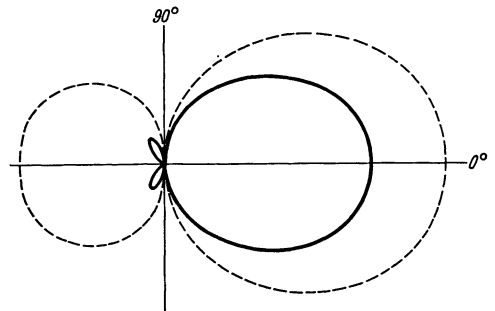


Abb. 164. Richtcharakteristik der kompensierten (—) und unkompensierten Beverageantenne für $l = 3/8\lambda$ (nach BEDEAU).

8. Weitere Richtempfangssysteme.

Als Richtempfangsantennen für kurze und ultrakurze Wellen können die Dipolreihe, die Dipolgruppe und die Kombination beider die Dipolebene benutzt werden. Besonders letztere findet heute beim drahtlosen Überseeverkehr auf kurzen Wellen vielfache Anwendung, da sie eine sehr schmale Richtcharakteristik besitzt, die sich durch Anbringung einer zweiten Dipolebene als Reflektorebene auch für einseitigen Empfang ausbauen läßt. Da wir die Form der Richtdiagramme dieser Antennenformen bei ihrer Verwendung als Sendeantennen ausführlich besprochen haben, brauchen wir hier nicht näher darauf einzugehen. Die einzelnen Richtcharakteristiken sind in den Abb. 76, 79, 83 und 84 wiedergegeben.

Es soll auf dieser Stelle nur noch ein Antennensystem besprochen werden, das aus n in gerader Linie im gleichen Abstand d aufgestellten Linearantennen besteht (Beamsystem). Die Zuführung von den einzelnen Antennen zum Emp-

fänger soll aus einem Lechersystem oder, wie es Abb. 165 zeigt, aus einer konzentrischen Rohrleitung bestehen. Zur Ableitung der Gleichung der Empfangscharakteristik benutzen wir die Gl. (151) und (152) auf S. 109, in denen wir

$$f_i(\alpha, \beta) = \frac{\cos \frac{\pi}{2} \sin \beta}{\cos \beta}, \quad \alpha_i = 0, \quad r_i = id \quad \text{und} \quad l_i = id$$

setzen, so daß sich ergibt:

$$c = \sum_{i=1}^{i=n} \text{konst.} \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \beta \right)}{\cos \beta} e^{-\delta id} \sin \left[\omega t + \frac{2\pi id}{\lambda} \cos \alpha \cos \beta - \frac{2\pi cid}{v\lambda} \right].$$

Einen ähnlichen Ausdruck fanden wir bereits auf S. 128, so daß wir sofort für das Summenglied schreiben können:

$$c = \text{konst.} \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \beta \right)}{\cos \beta} \sqrt[2]{\frac{\mathfrak{C}o|\delta n d - \cos \frac{2\pi n d c}{\lambda v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \cos \beta \right)}{\mathfrak{C}o|\delta d - \cos \frac{2\pi d c}{\lambda v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha \cos \beta \right)}}.$$

Wir nehmen einmal $d = \lambda/2$ an, was dem in der Praxis am meisten verwirklichten Fall entspricht und setzen, um die Form der Charakteristik besser überschauen zu können, die Leitungsdämpfung $\delta = 0$. Dann wird:

$$c = \text{konst.} \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \beta \right)}{\cos \beta} \sqrt[2]{\frac{1 - \cos \pi n (1 - \cos \alpha \cos \beta)}{1 - \cos \pi (1 - \cos \alpha \cos \beta)}}. \quad (199)$$

Hierfür läßt sich nach einfachen trigonometrischen Umformungen schreiben:

$$c = \text{konst.} \frac{\cos \left(\frac{\pi}{2} \sin \beta \right) \sin \left(\frac{n\pi}{2} \cos \alpha \cos \beta \right)}{\cos \beta \cos \left(\frac{\pi}{2} \cos \alpha \cos \beta \right)}.$$

In dieser Gleichung der Richtcharakteristik ist der letzte Faktor identisch mit dem auf S. 67 gefundenen Term Gl. (83) einer Dipolgruppe, deren n Dipole im gegenseitigen Abstand $\lambda/2$ mit 180° Phasendifferenz erregt werden, wenn man entsprechend den hier gewählten Winkelbezeichnungen $90^\circ - \varphi = \alpha$ und $90^\circ - \vartheta = \beta$ setzt. Man kann dies leicht verstehen, wenn man bedenkt, daß eine in der Horizontalebene längs der Verbindungslinie der einzelnen Antenneneinfallende Welle in jedem Augenblick zwei aufeinanderfolgende Antennen in 180° Phasendifferenz erregt. Das horizontale Empfangsdiagramm hat daher ein Maximum in der Richtung $\alpha = 0$ bzw. 180° . Außer diesem Hauptmaximum treten noch einige Nebenmaxima auf, die durch Nullstellen getrennt sind, deren Lage sich aus der Beziehung

$$n \frac{\pi}{2} \cos \alpha = k\pi \quad \text{oder} \quad \cos \alpha = \frac{2k}{n} \quad (k = 1, 2 \dots n)$$

ergibt. Für $n = 10$ ist in der Abb. 71 das Horizontaldiagramm für den Winkelbereich $\alpha = -90$ bis $+90^\circ$ gezeichnet. Aus der Gl. (199) erkennt man weiterhin, daß das Vertikaldiagramm für $\alpha = 0^\circ$ im wesentlichen die gleiche Form wie das eben besprochene Horizontaldiagramm hat. Durch das Hinzukommen

des Faktors $\frac{\cos \frac{\pi}{2} \sin \beta}{\cos \beta}$ fällt es sogar noch etwas schärfer aus.

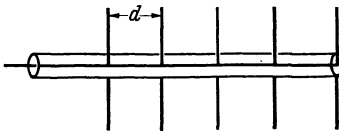


Abb. 165. Beam-Empfangssystem.

Neuerdings werden auch die auf S. 73 behandelten Winkel- oder V-Antennen für einen gerichteten Empfang im Gebiet der Kurzwellen mit Erfolg benutzt. Da wir bei ihrer Verwendung als Sendeantennen die Charakteristik abgeleitet haben, gehen wir hier nicht näher darauf ein.

Schließt man zwei Winkelantennen mit ihren offenen Enden zusammen, so bekommt man die sog. *Rhombusantenne*, die in jüngster Zeit besonders in Amerika eine praktische Anwendung zum gerichteten Empfang gefunden hat. Bringt man im Scheitelpunkt einer dieser beiden Winkelantennen in Anlehnung an die Beverageantenne einen geeignet dimensionierten Widerstand Z_0 an, so daß jede Reflexion von Wellen an diesem Ende

vermieden wird, so liefert die Rhombusantenne ein einseitiges Empfangsdiagramm. In Abb. 166 ist eine solche Rhombusantenne in Auf- und Seitenansicht schematisch gezeichnet. Für ein unter dem Erhebungswinkel β aus der Richtung α gegen die Hauptdiagonale einfallende horizontal polarisierte Welle erhält man als Empfangscharakteristik den Ausdruck:

$$I = \frac{\bar{E}\lambda}{4\pi Z_0} \sin \left[\frac{2\pi h}{\lambda} \sin \beta \right] \left[\frac{\cos(\varphi - \alpha)}{1 - \sin(\varphi - \alpha) \cos \beta} + \frac{\cos(\varphi + \alpha)}{1 - \sin(\varphi + \alpha) \cos \beta} \right] \cdot \sin \left[\frac{\pi l}{\lambda} (1 - \sin(\varphi + \alpha) \cos \beta) \right] \sin \left[\frac{\pi l}{\lambda} (1 - \sin(\varphi - \alpha) \cos \beta) \right], \quad (200)$$

hierin bedeutet \bar{E} den Mittelwert des ankommenden elektrischen Feldes, Z_0 den Impedanzwiderstand an dem dem Sender zugewandten Ende der Rhombusantenne, I den Strom in der Spule L , an die der Empfänger angekoppelt wird und h die Höhe der Antenne über dem Erdboden. Der erste Faktor auf der rechten Seite von Gl. (57) kann als Höherenterm bezeichnet werden, indem die Wirkung der an der Erdoberfläche reflektierten Wellen zum Ausdruck kommt. In Abb. 167a ist für eine Rhombusantenne mit der Seitenlänge $l = 4,1\lambda$, dem Winkel $\varphi = 72,5^\circ$ und der Höhe $h = 0,83\lambda$ die Vertikalcharakteristik für $\alpha = 0^\circ$ gezeichnet, während die Abb. 167b für die Richtung $\beta = 17^\circ 30'$ die Horizontalcharakteristik wiedergibt. Man erkennt die ausgezeichnete Schärfe des Empfangsdiagrammes, die sich durch Vergrößern von l noch steigern läßt¹.

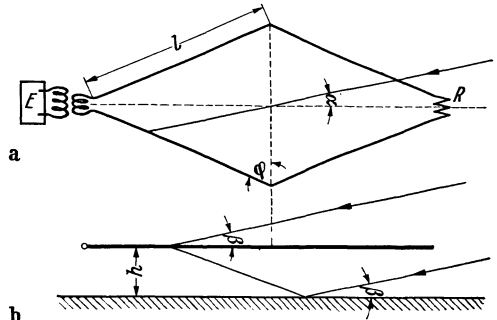


Abb. 166. Schema der Rhombusantenne in Auf- (a) und Seitenansicht (b).

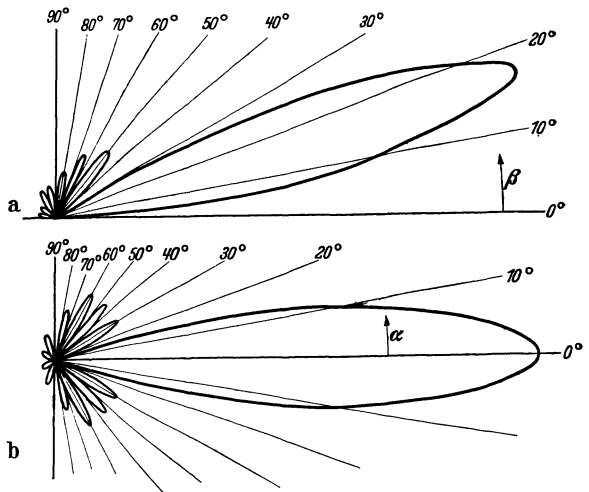


Abb. 167. Vertikales (a) und horizontales (b) Empfangsdiagramm einer Rhombusantenne für $l = 4,1\lambda$, $h = 0,83\lambda$ und $\varphi = 72^\circ 30'$ (nach BRUCE, BECK u. LOWRY).

¹ Weitere Einzelheiten über diese Rhombusantennen sowie die ausführliche Ableitung der Gl. (57) findet der Leser in [58—60, 94, 95].

Zum Schluß dieses Abschnittes ist noch zu erwähnen, daß im Gebiet der ultrakurzen Wellen auch auf der Empfangsseite eine Bündelung der Empfangsstrahlung durch Reflektorspiegel möglich ist. Diese Art der Bündelung wird besonders dann vielfach angewandt, wenn man mit sehr kurzen Wellenlängen größere Empfangsflächen bilden, also eine scharfe Bündelung erzielen will, da dann ein Aufbau etwa nach Art der Abb. 81 wegen der großen Vielzahl der Dipole außerordentlich lange, komplizierte und vielfach verzweigte Speiseleitungen erfordern würde, die technisch schlecht zu beherrschen sind. Beim Empfang mit einem Reflektorspiegel treten die gleichen Erscheinungen auf, wie sie für die Sendeantenne mit Spiegel besprochen wurden; praktische Bedeutung haben nur hohlspiegelartige Reflektoren. Sie geben am Empfänger die gleiche Verstärkung wie am Sender, falls in beiden Fällen optimal angepaßt wurde. Die Gesamtverstärkung bei Anwendung einer Richtantenne an Sender und Empfänger ist durch das Produkt der Einzelverstärkungen gegeben. Nach den Ausführungen von S. 80 verstärkt ein quadratischer, zylindrischer Parabolspiegel mit der Öffnungsweite 10λ die Sendeleistung um das 54fache. Wird ein gleicher Spiegel auch am Empfänger benutzt, so tritt am Empfänger ebenfalls eine 54fache Verstärkung auf, so daß sich eine Gesamtverstärkung von rund 2900 im Vergleich zu einem Betrieb mit einfachen Dipolen an Sender und Empfänger ergibt. Die tatsächliche Verstärkung der Feldamplitude am Empfangsort beim Übergang zum Richtspiegel am Sender beträgt aber nur 7,35.

C. Empfangsantennen für Peilzwecke.

Neben ihrer Verwendung im Nachrichtendienst haben die elektrischen Wellen eine nicht zu unterschätzende Bedeutung für die Navigation erlangt. Die Peilung mittels elektrischer Wellen bildet für Schiffe und Flugzeuge das einzige und sicherste Mittel zur Standortsbestimmung bei Nebel und schlechter Sicht. Allgemein versteht man unter Funkpeilung die Bestimmung der Richtung, in der ein Sender liegt, aus der Richtung der von diesem Sender am Empfangsort einfallenden Wellen. Bei der dadurch möglichen Ortsbestimmung durch *Funkpeilung* oder sog. *Funkortung* sind zwei Verfahren üblich, die *Fremdpeilung* und die *Eigenpeilung*. Im ersteren Fall gibt das Flugzeug oder Schiff, das seinen Standort zu ermitteln wünscht, Funkzeichen und überläßt die Richtungsbestimmung einer oder zwei ortsfesten Stationen, die zu diesem Zweck mit einer richtempfindlichen Empfangsantenne ausgerüstet sein müssen. Der von den Ortsstationen ermittelte Standort wird dem zu peilenden Sender auf drahtlosem Wege mitgeteilt. Bei der Eigenpeilung dagegen bestimmt das Flugzeug oder Schiff selbst die Richtung der von einer oder mehreren festen Stationen ankommenden Wellen und ermittelt daraus selbst seinen Standort. In diesem Fall muß das Fahrzeug selbst eine richtempfindliche Antennenanlage haben, während die Ortsstationen ungerichtet senden können. Ein Eingehen auf die Einzelheiten der zum Teil sehr komplizierten Peilgeräte würde weit über den Rahmen des vorliegenden Buches hinausführen. Nähere Einzelheiten siehe z. B. bei [3] und [6]. Es sollen im folgenden nur die wichtigsten Gesichtspunkte der für Peilzwecke erforderlichen Empfangsantennen besprochen werden.

1. Die Peilung mit Rahmen und Goniometer.

Die besonders bei der Eigenpeilung am häufigsten benutzte Empfangsantenne ist der Rahmen, bei dem zur Feststellung der Richtung der ankommenden Wellen meistens das Minimum benutzt wird. Es kommt also zunächst darauf an, das Empfangsminimum beim Rahmen so scharf wie möglich zu machen. Von der Schärfe des Minimums hängt ja in erster Linie die Genauigkeit der Peilung ab.

Erfahrungsgemäß liefern Minimumbreiten von 10° noch brauchbare Peilungen. Auf die Schärfe des Minimums wirkt sich auch der örtliche Störspiegel aus. Wie die Abb. 168 zeigt, ist das Empfangsminimum um so schärfer, je höher die Amplitude der ankommenden Wellen über der Feldstärke des Störspiegels liegt. Aus diesem Grunde lassen sich nahe Stationen besser als ferne peilen. Auf die das Rahmenminimum verflachenden Erscheinungen, den dielektrischen Effekt und den Antenneneffekt, wurde bereits auf S. 115 eingegangen ebenso auf die Mittel, diesen Effekt zu kompensieren. Bei den modernen Peilrahmenanlagen wird der Antenneneffekt meistens durch Anbringung einer Hilfsantenne, die mit variabler Kopplung auf den Rahmenkreis geschaltet werden kann, beseitigt. Für diese Hilfsantenne kann z. B. der äußere Metallmantel des Rahmens und der Rahmenschaft benutzt werden. Gleichzeitig kann die Hilfsantenne dazu dienen, die Peilung mit dem Rahmen eindeutig zu machen, d. h. eine Seitenbestimmung auszuführen, aus welcher der beiden sich um 180° unterscheidenden Richtungen die Wellen einfallen. Zu diesem Zweck wird mittels der abgestimmten Hilfsantenne nach den Ausführungen von S. 118ff. ein kardioidenförmiges Empfangsdiagramm hergestellt. Eine direkte Peilung mit dem Empfangsminimum der Kardioiden ist nicht zweckmäßig, da dieses Minimum, wie ein Blick auf die Abb. 150 zeigt, wesentlich unschärfer ist als das Minimum des Doppelkreisdiagrammes des Rahmens.

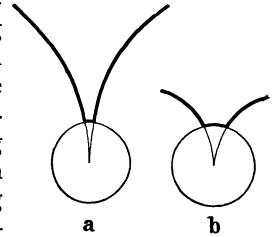


Abb. 168. Einfluß des Störspiegels auf die Peilschärfe des Rahmens a) große, b) kleine Amplitude der ankommenden Wellen.

An Stelle des einfachen Drehrahmens lassen sich für Peilzwecke auch die auf S. 119 beschriebenen Einfachgoniometeranlagen benutzen, die allerdings wegen der größeren Abmessungen nur bei Bodenstationen Anwendung finden. Für diese Goniometer gelten bezüglich der Schärfe des Peilminimums und der Eindeutigmachung der Peilung die gleichen Überlegungen wie beim einfachen Drehrahmen.

Bei der Peilung mit Rahmen oder Goniometer kann durch verschiedene äußere Einflüsse eine fehlerhafte Richtungsbestimmung bewirkt werden. Befinden sich in der Umgebung des Peilers andere Leiter, so werden in diesen durch das ankommende elektromagnetische Feld Hochfrequenzströme induziert, die zu einer Strahlung der Leiter führen und eine nicht unbeträchtliche Verzerrung des Empfangsfeldes am Peiler hervorrufen. Es ist daher beim Aufbau von Peilanlagen darauf zu achten, daß die Umgebung möglichst frei von solchen metallischen Rückstrahlern ist. Bei Bodenstationen läßt sich dies im allgemeinen durch die Wahl eines geeigneten Platzes leicht erreichen. Schwerer ist die Erfüllung dieser Forderung beim Einbau von Peilrahmen auf Schiffen und Flugzeugen. Hier bleibt nur der Ausweg, experimentell den Einfluß der Umgebung auf den Peilvorgang zu untersuchen und ihn entsprechend bei jeder Peilung zu berücksichtigen, indem man zum ermittelten Peilwert noch die sog. *Funkbeschickung* oder *Bordablenkung* hinzufügt.

Während sich so die durch die örtliche Umgebung bedingten Peilfehler weitgehend ausschalten lassen, ist dies wesentlich schwieriger bei Funkmißweisungen, die dadurch hervorgerufen werden, daß die elektrischen Wellen nicht mehr senkrecht zur Rahmenebene einfallen, und daß ferner das elektromagnetische Feld anormal polarisiert ist, d. h. daß der elektrische Vektor nicht mehr senkrecht zum Erdboden schwingt. Beide Erscheinungen werden häufig beobachtet und treten meist sogar gleichzeitig auf, wenn z. B. in der Dämmerungs- oder Nachtzeit die elektrischen Wellen an der Heavisideschicht reflektiert und schräg von oben mit gedrehter Polarisationssebene einfallen (*Dämmerungs-* oder *Nachteffekt*), oder wenn ein Flugzeug mit schräg liegender Schleppantenne aus großer Höhe sendet (*Schleppantenneneffekt*).

In diesen Fällen liegt das Empfangsminimum des Rahmens nicht mehr in der zur Einfallrichtung der Wellen senkrechten Richtung, worauf auf S. 114 schon hingewiesen wurde. Aus der auf S. 113 mitgeteilten Gleichung der allgemeinen Empfangscharakteristik des Rahmens läßt sich die Größe dieser Abweichung für jeden Einfallswinkel und jede Polarisationsrichtung errechnen.

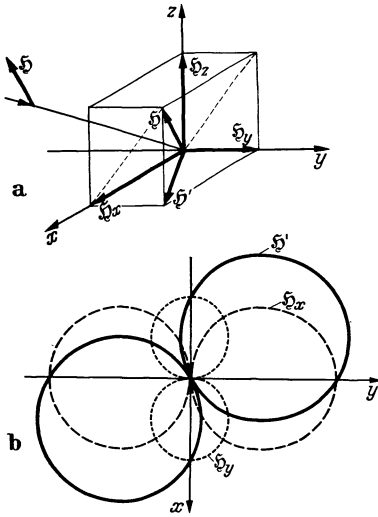


Abb. 169. Zur Wirkung des Rahmens beim schrägen Einfall anormal polarisierter Wellen. a) Zerlegung des magnetischen Vektors \mathfrak{S} der ankommenden Welle in seine Komponenten. b) Entstehung der resultierenden Empfangscharakteristik \mathfrak{S}' .

Wir wollen diese Verhältnisse hier noch etwas in anderer Form betrachten, indem wir vom magnetischen Vektor der einfallenden Wellen ausgehen. Nur wenn der magnetische Vektor \mathfrak{S} parallel zur Rahmenebene liegt, erhält man im Rahmen den Empfangsstrom Null und damit das Empfangsminimum. Fällt nun eine Welle mit beliebiger Polarisationsrichtung ein, dann läßt sich der magnetische Vektor \mathfrak{S} entsprechend Abb. 169a in die drei rechtwinkligen Komponenten \mathfrak{S}_x , \mathfrak{S}_y und \mathfrak{S}_z zerlegen. Denken wir uns den Empfangsrahmen um die Z-Achse drehbar angeordnet, so können nur die Feldkomponenten \mathfrak{S}_x und \mathfrak{S}_y bei einer Drehung des Rahmens eine Empfangswirkung ausüben. \mathfrak{S}_z allein würde das in Abb. 169b gestrichelt gezeichnete Doppelkreisdiagramm erzeugen, während die Komponente \mathfrak{S}_y das punktiert gezeichnete Diagramm hervorbringt. Beide setzen sich zu dem ausgezogenen Doppelkreisdiagramm zusammen, dessen Minimum mit der Richtung von \mathfrak{S}' zusammenfällt, aber keineswegs senkrecht auf der Einfallrichtung der zu peilenden Welle steht.

In der Abb. 170a sind die Peilcharakteristiken eines Rahmens für verschiedene Lagen γ der Polarisationsebene der magnetischen Feldkomponente einer schräg von oben unter dem Neigungswinkel β einfallenden Welle gezeichnet. Nur im Fall $\beta = \gamma = 0$ (horizontal einfallende normal polarisierte Welle) läßt sich aus der Lage des Empfangsminimums die (dazu senkrechte) wahre Einfallrichtung der Welle feststellen; in allen anderen Fällen ergeben sich Mißweisungen bis zu 90° .

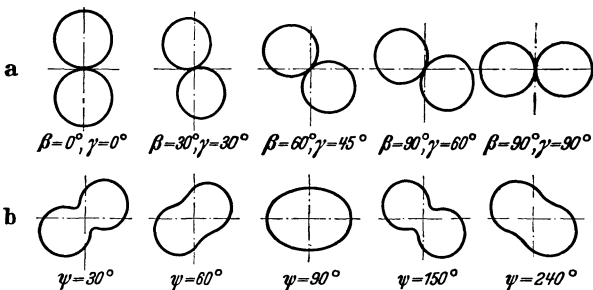


Abb. 170. Peilcharakteristiken des Rahmens. a: für verschiedene Neigungswinkel β und Polarisationsrichtungen γ der ankommenden Wellen; b: für zwei schräg einfallende verschieden polarisierte Wellen (ψ = Phasenwinkel zwischen normal und anormal polarisierter Welle (nach DIECKMANN)).

risierte Wellen mit einem bestimmten Gangunterschied einfallen, wie dies gelegentlich bei kurzen Wellen der Fall ist. Dann ergeben sich Peilcharakteristiken des Rahmens, wie sie in Abb. 170b dargestellt sind. Neben einer Abflachung des Doppelkreisdiagramms treten Fehlweisungen bis zu 90° auf [97].

Soll daher die Rahmenantenne bzw. das Goniometer zur Peilung benutzt werden, so muß man dafür sorgen, daß nur die horizontal einfallende Welle,

Noch ungünstiger werden die Verhältnisse, wenn die von schräg oben einfallenden Wellen elliptische Polarisation aufweisen oder, was auf dasselbe herauskommt, wenn von schräg oben zwei verschieden polarisierte Wellen mit einem bestimmten Gangunterschied einfallen, wie dies gelegentlich bei kurzen Wellen der Fall ist. Dann ergeben sich Peilcharakteristiken des Rahmens, wie sie in Abb. 170b dargestellt sind. Neben einer Abflachung des Doppelkreisdiagramms treten Fehlweisungen bis zu 90° auf [97].

die Bodenwelle, gemessen wird, während jede schräg von oben einfallende anormal polarisierte Welle auszuschalten ist. Dies ist möglich mit Hilfe der sog. *Impulspeilung*. Hierbei sendet der Sender in laufender Folge sehr kurze Zeichen (Impulse) aus, die so kurz gehalten sein müssen, daß die Zeichen der Bodenwelle am Empfangsort bereits abgeklungen sind, wenn die Raumwelle über den längeren Weg am Empfänger eintrifft. Die Impulsdauer richtet sich sowohl nach der Entfernung, über die gepeilt werden soll, als auch nach der Höhe der reflektierenden Heavisideschicht. Die deutschen Impulspeilgeräte arbeiten mit Impulszeiten von etwa $\frac{1}{3000}$ sec. Schaltet man an

den Ausgang des Empfängers eine BRAUNsche Röhre, bei der der Kathodenstrahl durch das ankommende Zeichen in der Vertikale abgelenkt wird, so erhält man bei Benutzung einer Zeitablenkungsfrequenz, die gleich der halben Impulsfrequenz ist, auf dem Schirm der Röhre beim Eintreffen von Boden- und Raumwellen ein Bild, wie es Abb. 171a zeigt. Das erstere

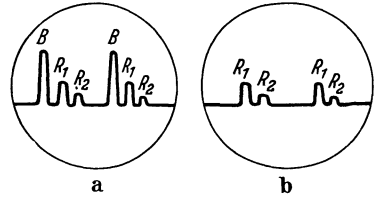


Abb. 171. Zur Impulspeilung.

meist größere Zeichen rührt von der Bodenwelle her, die folgenden kleineren und meist in ihrer Gestalt und Zahl sich ändernden Zeichen entsprechen den Raumwellen. Man verfährt bei der Peilung nun so, daß man den Rahmen bis zum Verschwinden des ersten Zeichens dreht; auf dem Schirm des BRAUNschen Rohres erhält man dann das Bild der Abb. 171b. In diesem Fall steht der Rahmen im Empfangsminimum für die Bodenwelle. Neben dem großen Vorteil dieser Impulspeilung, daß sie auf der Empfangsseite mit sehr kleinen Rahmen auskommt, und somit die Peilung auch vom Flugzeug vorgenommen werden kann, ist der Nachteil der, daß nur impulsgetastete Sender gepeilt werden können. Erschwerend kommt hinzu, daß zur Aussendung der scharfen Impulse ein breites Frequenzband von etwa ± 3000 Hz notwendig ist und die Empfänger bezüglich ihrer Durchlaßbreite entsprechend dimensioniert sein müssen.

2. Die Adcock-Peilanlage.

Der andere Weg, der zu einer einwandfreien Peilung führt, ist der, eine Antennenanordnung zu benutzen, die nur auf die vertikal polarisierte Komponente des elektrischen Vektors anspricht. Die einzige Antennenform, die diese Forderung erfüllt, ist die vertikale Linearantenne.

Diese hat aber allein keine für Peilzwecke geeignete Richtwirkung. Vereinigt man mehrere Linearantennen zu einer Richtempfangsanlage nach den Ausführungen von S. 110, so treten zu den Vertikalantennen die unbedingt erforderlichen Querverbindungen zum Empfänger hinzu, welche ohne besondere Schutzmaßnahmen anormal polarisierte Wellenanteile aufnehmen können und dadurch wieder Fehlpeilungen bedingen.

Auch eine weitgehende Panzerung dieser Querverbindungen liefert keine befriedigende Lösung, da die in der Panzerung induzierten Hochfrequenzströme noch starke Störungen ergeben.

In sehr geschickter Weise wird der Anteil der horizontal verlaufenden Verbindungsleitungen am Empfang bei dem *Adcockantennensystem* ausgeschaltet. In der Abb. 172 ist eine derartige Anordnung schematisch gezeichnet. Sie be-

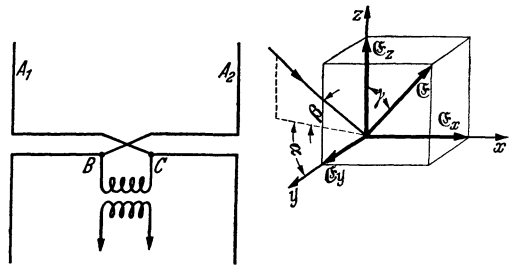


Abb. 172. Adcockpeilantennenanordnung (a) und Zerlegung des elektrischen Feldvektors in die Komponenten (b).

steht aus zwei vertikalen Dipolantennen, deren Mitten kreuzweise miteinander verbunden sind. Werden die horizontalen Leitungen dicht nebeneinander geführt, so daß ihr gegenseitiger Abstand vernachlässigbar gegen die aufzunehmende Wellenlänge ist, so sind die durch die anormal polarisierten Wellen erzeugten Ströme nach Amplitude und Phase gleich und die beiden Punkte B und C haben gleiches Potential. Durch die an diese Punkte angeschlossene Spule L , an die der Empfänger angekoppelt wird, fließen dann nur Ströme, die von den beiden Vertikalantennen herrühren. Damit ist ein für Peilzwecke einwandfreies Antennensystem gegeben, das nur auf vertikal polarisierte Wellen anspricht. Nehmen wir an, daß die beiden Antennen A_1 und A_2 in der Z -Richtung liegen, und daß ihre Verbindungslinie in die X -Richtung fällt, so ist die durch den Gangunterschied der in A_1 und A_2 mit dem Erhebungswinkel β und mit dem Azimut α (gemessen gegen die Normale der Antennenebene) einfallenden Wellen bedingte Phase:

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot \sin \alpha \cdot \cos \beta.$$

Bezeichnen wir die Polarisationssebene der ankommenden Wellen durch den Winkel γ , den der Vektor der elektrischen Feldstärke mit der Vertikalen bildet, so sind die in den beiden Antennen induzierten Spannungen durch die Ausdrücke

$$U_{01} = h_{\text{eff}} \mathcal{E} \cos \gamma \sin \omega t \quad \text{und} \quad U_{02} = h_{\text{eff}} \mathcal{E} \cos \gamma \sin(\omega t + \varphi)$$

gegeben. Die resultierende Spannung U_r , die den Strom in der Spule L bedingt, ist dann für $d \ll \lambda$:

$$U_{0r} = U_{01} - U_{02} = \frac{2\pi d}{\lambda} h_{\text{eff}} \mathcal{E} \cos \gamma \cos \beta \sin \alpha \cos \omega t,$$

d. h. die Richtcharakteristik des Antennensystems hat bei einer Drehung um die Z -Achse die Form:

$$c = \frac{2\pi d}{\lambda} h_{\text{eff}} \mathcal{E} \cos \gamma \cos \beta \sin \alpha = C \cdot \sin \alpha.$$

Das Empfangsminimum liegt also in der Richtung der Normalen der Antennenebene.

Die in Abb. 172 gezeichnete Antennenanordnung eignet sich in dieser Form für die Peilung kurzer Wellen. Zur Peilung längerer Wellen benutzt man eine

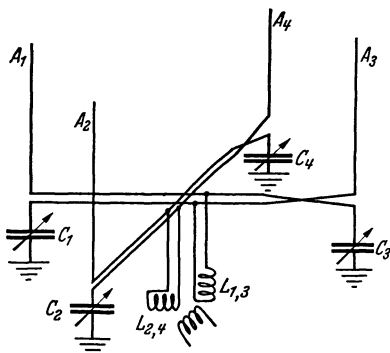


Abb. 173. Adcockgoniometer-Peilanlage.

aus vier Vertikalantennen bestehende Adcockanlage, wie sie schematisch in der Abb. 173 gezeichnet ist. Je zwei gegenüberliegende Vertikalantennen, also A_1 und A_3 sowie A_2 und A_4 , sind in der gezeichneten Weise durch gekreuzte und gut miteinander verdrehte Leitungen verbunden. An die Mitten dieser Leitungspaare sind die Feldspulen L_{13} und L_{24} der Goniometeranordnung angeschlossen. In die unteren Teile der Antennen sind die Drehkondensatoren C_1 bis C_4 eingeschaltet, die dazu dienen, die einzelnen Hochfrequenzkreise, die jeweils aus dem oberen Teil der Vertikalantenne, der horizontalen Querverbindung und dem unteren Teil

der gegenüberliegenden Antenne mit dem eingeschalteten Kondensator bestehen, so aufeinander abzustimmen, daß ihre Hochfrequenzwiderstände gleich sind; denn nur in diesem Fall haben die Anschlußpunkte der Spulen L_{13} und L_{24} bezüglich der horizontalen Komponente der ankommenden Wellen gleiche Potentiale und es werden nur die vertikalen Feldkomponenten aufgenommen, so daß

die Anordnung keine Peilfehler liefert. Als Beispiel sei angeführt, daß bei einer unter $\beta = 45^\circ$ schräg von oben einfallenden Welle, deren Polarisations-ebene unter 45° geneigt ist, ein gewöhnlicher Peilrahmen einen Peilfehler von 35° aufweist, während eine Adcockanlage diese Welle auf 2° genau peilt.

3. Der Doppelrahmenpeiler.

Ersetzt man die offenen Antennen in dem Adcockpeilsystem der Abb. 172 durch zwei Rahmen, so kommt man zu dem *Doppelrahmenpeiler*, der in den letzten Jahren von verschiedener Seite erprobt wurde und zu sehr günstigen Ergebnissen führte. Entsprechend der Abb. 174 sind zwei Ausführungen möglich, die koaxiale Anordnung (a), bei der beide Rahmen koaxial hintereinander angeordnet sind und die komplanare Stellung (b), bei der die Rahmen nebeneinander in einer Ebene aufgestellt sind. Für Peilzwecke läßt sich die ganze Anordnung um eine vertikale Achse A drehen. Der Abstand der beiden Rahmen sei d , das Azimut der einfallenden Wellen gegen die Normale der Verbindungslinie beider Rahmen gemessen sei α , der vertikale Erhebungswinkel sei β und der Polarisationswinkel des elektrischen Vektors betrage γ . Der Phasenunterschied der an beiden Rahmen eintreffenden Wellen ist dann wieder:

$$\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot \sin \alpha \cos \beta.$$

Die Richtcharakteristik jedes Rahmens ist im Falle a [nach Gl. (167), S. 113]:

$$c_R = a(\cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \beta \sin \gamma)$$

und im Falle b:

$$c_R = a(\sin \alpha \cos \gamma + \cos \alpha \sin \beta \sin \gamma).$$

Für die Kombination der beiden Rahmen erhält man unter Benutzung von Gl. (147), S. 109 im Falle a die Richtcharakteristik:

$$c = \frac{a\pi d}{\lambda} \cos \beta \{\sin 2\alpha \cos \gamma + (\sin \beta \sin \gamma) 2 \sin^2 \alpha\}$$

und im Falle b:

$$c = \frac{a\pi d}{\lambda} \cos \beta \{2 \sin^2 \alpha \cos \gamma + \sin \beta \sin \gamma \sin 2\alpha\}.$$

Im allgemeinen hat die Kurve dieses Richtdiagrammes vier Minima, und zwar zwei Hauptminima, die stets bei $\alpha = 0$ und 180° liegen, und zwei Nebenminima, deren Lage durch β und γ bedingt ist. Für sehr kleine Werte von β und γ zeigt die koaxiale Rahmenanordnung vier Minima bei $0, 180^\circ$ und in der Nähe von 90 und 270° , die komplanare Anordnung dagegen nur die beiden Hauptminima bei 0 und 180° . In der Praxis wird trotzdem die koaxiale Anordnung vorgezogen, da für sie die Peilschärfen günstiger ausfallen als bei der ebenen Anordnung der Rahmen. Haupt- und Nebenminima lassen sich durch ihre verschieden große Schärfe unterscheiden. Die Seitenbestimmung des Empfangs wird in der üblichen Weise durch Zuschaltung einer Hilfsantenne vorgenommen. Die Überlegenheit des Doppelrahmenpeilers gegenüber dem Einfachrahmenpeiler zeigen die in Abb. 175 wiedergegebenen Messungen. Es wurde ein die Empfangsanlage an-

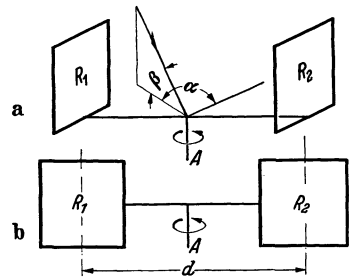


Abb. 174. Schema des Doppelrahmenpeilers mit koaxialer (a) und komplanarer (b) Rahmenanordnung.

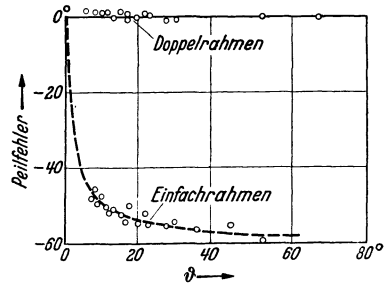


Abb. 175. Mit Doppelrahmenanordnung und Einfachrahmen aufgenommene Peilungen (nach GLOECKNER).

fliegendes Flugzeug gepeilt, das eine Festantenne hatte, so daß sich also lediglich β von 0 bis 90° (Augenblick des Überfliegens der Empfangsstation) änderte, während γ konstant war. Während beim Rahmen Peilfehler bis zu 60° auftreten, sind diese bei der Doppelrahmenanordnung praktisch Null. Ein Hauptvorteil des Doppelrahmenpeilers liegt in seiner verhältnismäßig gedrängten Bauart, die seine Verwendung auch auf Flugzeugen möglich macht [98, 99].

Schrifttum.

Die nachfolgende Zusammenstellung erhebt in keiner Weise Anspruch auf Vollständigkeit. Es sind vielmehr in erster Linie nur solche Arbeiten aufgeführt, die den Leser an der betreffenden Stelle etwas weiter führen und in denen sich auch weitere Literaturangaben finden. — Außerdem sind gelegentlich diejenigen Originalarbeiten erwähnt, an die sich die hier gebrachte Darstellung anlehnt.

I. Grundbegriffe.

1. BANNEITZ, F.: Taschenbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Berlin: Julius Springer 1925.
2. BREISIG, F.: Theoretische Telegraphie. Braunschweig: F. Vieweg & Sohn 1924.
3. FASSBENDER, H.: Hochfrequenztechnik in der Luftfahrt. Berlin: Julius Springer 1932.
4. FRANKE, O.: Physikalische Grundlagen der Rundfunktechnik. Wien: Julius Springer 1937.
5. OLLENDORF, F.: Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Berlin: Julius Springer 1926.
6. REIN-WIRTZ: Radiotelegraphisches Praktikum. Berlin: Julius Springer 1921.
7. ZENNECK, J., u. H. RUKOP: Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. Stuttgart: F. Enke 1925.

II. Die Sendeantennen.

A. Antennen mit rotationssymmetrischer Strahlung.

8. HERTZ, H.: Gesammelte Werke. Bd. 2. Leipzig: J. A. Barth 1914 — Die Kräfte elektrischer Schwingungen, behandelt nach der MAXWELLSchen Theorie. Wied. Ann. Bd. 36 (1888) S. 1.
9. SCHAEFER, CL.: Einführung in die theoretische Physik. Bd. 3/1 S. 331. Berlin: W. de Gruyter 1932.
10. HERTZ, H.: Über die Einwirkung einer gradlinigen elektrischen Schwingung auf eine benachbarte Strombahn. Wied. Ann. Bd. 34 (1888) S. 155.
11. CASPAR, P.: Über die Kreisgebiete im elektromagnetischen Felde eines HERTZschen und ABRAHAMschen Erregers. Ann. Phys., Lpz. Bd. 51 (1916) S. 649.
12. BERGMANN, L.: Messungen im Strahlungsfelde eines HERTZschen und eines ABRAHAMschen ungedämpften Erregers. Ann. Phys., Lpz. (4) Bd. 67 (1922) S. 13.
13. DRUDE, P.: Physik des Äthers. 2. Aufl. S. 590. Stuttgart: F. Enke 1912.
14. ABRAHAM, N.: Funkentelegraphie und Elektrodynamik. Phys. Z. Bd. 2 (1901) S. 329.
15. ABRAHAM, N.: Die elektrischen Schwingungen um einen stabförmigen Leiter behandelt nach der MAXWELLSchen Theorie. Ann. Phys., Lpz. Bd. 66 (1898) S. 435.
16. EHRENHAFT, F.: Elektromagnetische Schwingungen des Rotationsellipsoids. Wiener Ber. Bd. 113 Abt. IIa (1904) S. 313.
17. THOMSON, J. J.: Recent researches in electr. magn. S. 370. Oxford 1893.
18. HACK, F.: Das elektromagnetische Feld in der Umgebung eines linearen Oszillators. Ann. Phys., Lpz. Bd. 14 (1904) S. 539.
19. SIEGEL, E., u. J. LABUS: Feldverteilungen und Energieemission von Richtantennen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 39 (1932) S. 86.
20. BERGMANN, L.: Messungen im Strahlungsfelde einer in Grund- und Oberschwingungen erregten stabförmigen Antenne. Ann. Phys., Lpz. (4) Bd. 82 (1927) S. 504.
21. VAN DER POHL jr., B.: Über die Wellenlänge und Strahlung mit Kapazität und Selbstinduktion beschwerter Antennen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 13 (1918) S. 217.
22. BURSTYN, W.: Die Strahlung und Richtwirkung einiger Luftdrahtformen im freien Raum. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 13 (1918) S. 362.
23. EISSNER, F., G. SUDECK, R. SCHROER u. O. ZINKE: Vergrößerung der effektiven Höhe von Flugzeugschleppantennen. S. A. Luftf.-Forsch. Bd. 8 (1930) S. 141 — Z. Hochfrequenztechn. Bd. 37 (1931) S. 219.
24. MEISSNER, A.: Über die Bestimmung der Eigenschwingung von Antennen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 14 (1919) S. 269.
25. EISSNER, F., H. FASSBENDER u. G. KURLBAUM: Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 31 (1928) S. 109 u. 141.

26. TRUE, H.: Über die Erdströme in der Nähe von Sendeantennen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 5 (1911) S. 125.
27. MEISSNER, A.: Über den Erdwiderstand von Antennen. Z. techn. Phys. Bd. 2 (1921) S. 328.
28. BOUVIER, P.: Antennen mit Vielfacherdung. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 22 (1921) S. 9.
29. MAYER, R.: Ein Beitrag zur Berechnung von Erdverlusten bei Antennenanlagen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 29 (1927) S. 71.
30. ABRAHAM, M.: Über den Erdwiderstand von Antennen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 25 (1925) S. 154.
31. ZENNECK, J.: Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche. Ann. Phys., Lpz. Bd. 23 (1907) S. 846.
32. STRUTT, M. I. O.: Strahlung von Antennen unter dem Einfluß der Erdbodeneigenschaften. Ann. Phys., Lpz. (5) Bd. 1 (1929) S. 721; Bd. 4 (1930) S. 1; Bd. 9 (1931) S. 67.

B. Antennen für gerichtete Strahlung.

33. OCHMANN, W., u. M. REIN: Theorie und praktische Anwendung der gerichteten Strahlung. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 27 u. 68.
34. BRAUN, F.: Gerichtete drahtlose Telegraphie. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 1 (1907) S. 1.
35. RÜDENBERG, R.: Aussendung und Empfang elektrischer Wellen. S. 24. Berlin: Julius Springer 1926.
36. TURLYGHIN, S. J., u. M. J. PONOMAREFF: Zusammengesetzte Rahmenantennen. Z. techn. Phys. Bd. 9 (1928) S. 357.
37. KIEBITZ, F.: Über Sendeversuche mit Erdantennen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 6 (1913) S. 1 u. 554.
38. GRIMSEN, G.: Strahlungsuntersuchungen an horizontalen Sendedrähten, die in einer höheren Harmonischen erregt werden. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 3 (1926) S. 361 — Z. Hochfrequenztechn. Bd. 29 (1927) S. 25 u. 46.
39. BRAUN, F.: Erdantennen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 5 (1911) S. 394.
40. BURSTYN, W.: Über die Wirkungsweise der Erdantennen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 6 (1912) S. 359.
41. KIEBITZ, F.: Versuche über drahtlose Telegraphie mit verschiedenen Antennenformen. Ann. Phys., Lpz. Bd. 32 (1910) S. 941.
42. MARCONI, G.: One method whereby the radiation confined to certain direction and whereby the receptivity of a receiver may be restricted to electric waves emanating from certain directions. Proc. roy. Soc., Lond. Bd. 77 (1906) S. 413 — Electrician Bd. 57 (1906) S. 100.
- 42a. HÖERSCHELMANN, H. v.: Wirkungsweise des geknickten MARCONISCHEN Senders. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 5 (1911) S. 14 u. 188.
43. ZENNECK, J.: Eine Anordnung für gerichtete drahtlose Telegraphie. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 9 (1914) S. 417.
44. SIEGEL, E., u. J. LABUS: Feldverteilung und Energieemission von Richtantennen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 39 (1932) S. 86.
45. LABUS, E.: Die Strahlungsenergie der Dipolantennen mit Reflektor. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 9 (1932) S. 319.
46. BECHMANN, R.: Berechnung der Strahlungsdiagramme von Antennenkombinationen. Telefunkenztg. Bd. 10 (1929) Heft 53 S. 54.
47. BECHMANN, R.: Berechnung der Strahlungswiderstände von Antennen und Antennensystemen. Telefunkenztg. Bd. 11 (1930) Heft 55 S. 52.
48. BECHMANN, R.: Berechnung der Strahlungscharakteristiken und Strahlungswiderstände von Antennensystemen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 36 (1930) S. 182 u. 210.
49. BERNDT, W.: Amplituden-, Abstands- und Phasenbedingungen bei Antennenkombinationen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 44 (1934) S. 23.
50. BÖHM, O.: Die Bündelung der Energie kurzer Wellen. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 413 — Telefunkenztg. Bd. 10 (1929) Heft 52 S. 26.
51. BÄUMLER, M., K. KRÜGER, H. PENDL u. W. PFITZER: Strahlungsmessungen an Kurzwellenrichtantennen der Großfunkstelle Nauen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 36 (1930) S. 1.
52. KRÜGER, K., u. H. PENDL: Horizontale Strahlungskennlinie einer Kurzwellenrichtantenne mit gespeistem Reflektor. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 37 (1931) S. 142.
53. KRÜGER, K., u. H. PENDL: Messung der Strahlungskennlinien von Kurzwellenrichtantennen im Flugzeug. Telefunkenztg. Bd. 12 (1931) Heft 59 S. 7.
54. KRÜGER, K., u. H. PENDL: Strahlungsmessungen an einer modernen Telefunken-Richtantennenanlage der Großfunkstelle Nauen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 38 (1931) S. 205.
55. MOSER, W.: Die Übertragung der Energie vom Sender zur Antenne bei kurzen Wellen. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 422.

56. MOSER, W.: Versuche über Richtantennen bei kurzen Wellen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 34 (1928) S. 1.
57. CHIREIX, M.: Un système français d'émission a ondes courtes projetées. Onde électr. Bd. 7 (1928) S. 169.
58. BRUCE, E.: Developments in short-wave directive antennas. Bell Syst. techn. J. Bd. 10 (1931) S. 656 — Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 19 (1931) S. 1406.
59. BRUCE, E., A. C. BECK u. L. R. LOWRY: Horizontal rhombic antennas. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 23 (1935) S. 24.
60. FOSTER, D.: Radiation rhombic antennas. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 25 (1937) S. 1327.
61. SAMMER, F.: Die Wirkungsweise von Drahtreflektoren. Telefunkenztg. Bd. 10 (1929) Heft 53 S. 61.
62. GOTHE, A.: Über Drahtreflektoren. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 427.
63. UDA, S.: High angle radiation of short electric waves. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 15 (1927) S. 377.
64. OLLENDORF, F.: Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik, S. 598. Berlin: Julius Springer 1926.
65. TATARINOFF, W.: Die Konstruktion von Radiospiegeln. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 28 (1926) S. 117.
66. GRESKY, G.: Die Wirkungsweise von Reflektoren bei kurzen elektrischen Wellen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 32 (1928) S. 149.
67. BRENDL, R.: Beitrag zur Berechnung von Reflektoren für elektrische Wellen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 47 (1936) S. 14.
68. BRÖMEL, R.: Strahlungseigenschaften kleiner Parabolspiegel bei verschiedener Erregung. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 48 (1936) S. 81.
69. KÖHLER, W.: Die Wirkungsweise von Vollmetall- und Gitterreflektoren bei ultrakurzen Wellen. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 39 (1932) S. 207.

C. Antennen mit Richtstrahlung für besondere Zwecke.

70. BÖHM, O.: Kurzwellen-Rundstrahlantennen. Telefunkenztg. Bd. 13 (1933) Heft 60 S. 25.
71. BÄUMLER, M.: Schwundmindernde Antennenanordnung. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. Bd. 24 (1935) S. 253 — Z. VDI Bd. 78 (1934) S. 969.
72. BÖHM, O.: Langwellenrundfunkantennen mit Unterdrückung der Steilstrahlung. Telefunkenztg. Bd. 13 (1932) Heft 60 S. 21.
73. BÖHM, O.: Rundfunksendeantennen mit vertikal gebündelter Ausstrahlung. Z. Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 137.
74. EPPEN, F., u. A. GOTHE: Über die schwundvermindernde Antenne des Rundfunksenders Breslau. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 10 (1933) S. 173.
75. BERNDT, W., u. A. GOTHE: Untersuchungen über das Vertikaldiagramm hoher Rundfunkantennen. Telefunkenztg. Bd. 17 (1936) Heft 72 S. 5.
76. HARBICH, H., u. W. HAHNEMANN: Wirksame Bekämpfung des Nahschwundes im Rundfunk durch Sendeantennengebilde bestimmter Form. Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 9 (1932) S. 361.
77. HAHNEMANN, W., u. R. M. WUNDT: Schwundmindernde Antennen. Lorenz-Ber. 1935 Heft 7 S. 3.
78. WUNDT, R. M.: Die Höhendipolantenne des Großsenders München. Lorenz-Ber. 1936, Heft 2 S. 3.
79. WEYRICH, R.: Über einige Randwertprobleme, insbesondere der Elektrodynamik. J. reine angew. Math. Bd. 172 (1934) S. 133.
80. BERGMANN, L., u. L. KRÜGEL: Messungen im Strahlungsfeld einer im Innern eines metallischen Hohlzylinders erregten Linearantenne. Ann. Phys., l.pz. (5) Bd. 21 (1934) S. 113.

III. Die Empfangsantennen.

A. Antennen für ungerichteten Empfang.

81. SOMMERFELD, A.: Das Reziprozitätstheorem in der drahtlosen Telegraphie. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 26 (1925) S. 93.
82. KORSHENEWSKY, N. v.: Über die Schwingungen eines Oszillators im Strahlungsfeld. Z. techn. Phys. Bd. 10 (1929) S. 604.
83. RÜDENBERG, R.: Der Empfang elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 6 (1912) S. 170.
84. DIECKMANN, M.: Beitrag zur Beschreibung des Interferenzgebietes in der Nähe von Empfangsantennen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 33 (1929) S. 161.

B. Antennen für gerichteten Empfang.

85. HERZOG, A.: Zur Theorie und Wirkungsweise des Goniometers. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 27 (1926) S. 172.
86. ESAU, A.: Richtcharakteristiken von Antennenkombinationen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 27 (1926) S. 142; Bd. 28 (1926) S. 1 u. 147.
87. ESAU, A.: Über das Verhalten von Empfängern bei Polarisationsänderungen der elektrischen Wellen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 28 (1926) S. 50.
88. ESAU, A.: Rahmen- und Goniometerteilanordnungen. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 29 (1927) S. 181; Bd. 30 (1927) S. 15.
89. ESAU, A.: Über die Bestimmung des Neigungswinkels elektrischer Wellen und die Ausschaltung geneigt einfallender Wellen am Empfänger. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 29 (1927) S. 4.
90. ESAU, A.: Die Vergrößerung des Empfangsbereiches bei Doppelrahmen- und Doppelkardioidenanordnungen durch Goniometer. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 30 (1927) S. 141.
91. BEVERAGE, H., C. W. RICE u. E. W. KELLOG: The Wave-Antenna. A new type of highly directive antenna. J. Amer. Inst. electr. Engng. Bd. 42 (1923) S. 258, 372, 510, 636 u. 728.
92. BEDEAU, M. F.: L'antenne ondulatoire ou antenne Beverage. Onde électr. Bd. 3 (1924) S. 96 u. 153.
93. BUSCH, H.: Theorie der Beverage-Antenne. Jb. drahtl. Telegr. Bd. 21 (1923) S. 290 u. 374.
94. GROSSKOPF, J.: Empfangsantennen. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. Bd. 27 (1938) S. 129.
95. GROSSKOPF, J.: Antennen mit fortschreitenden und stehenden Wellen. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. Bd. 27 (1938) S. 220.

C. Empfangsantennen für Peilzwecke.

96. HANDEL, P. v., u. K. KRÜGER: Funknavigation in der Luftfahrt. Braunschweig: F. Vieweg & Sohn 1938.
97. DIECKMANN, N.: Der Rahmen im abnormal polarisierten Strahlungsfeld. Ges. Vorträge der Hauptvers. 1937 der Lilienthal-Gesell., S. 338. S. Mittler & Sohn.
98. ECKERSLEY, T. L.: Grundsätzliche Probleme der Funkpeilung im Hinblick auf die Flugnavigation. Ges. Vorträge der Hauptvers. 1937 der Lilienthal-Gesell., S. 307.
99. GLOECKNER, M. H.: Der Doppelrahmenpeiler. Ges. Vorträge der Hauptvers. 1937 der Lilienthal-Gesell., S. 354.

Die Wellenausbreitung.

Von Dr. H. LASSEN, Berlin-Dahlem¹.

Einleitung.

Bei der drahtlosen Fernübertragung über die Erde mit elektromagnetischen Wellen haben wir im Gegensatz zu der Übertragung längs Leitungen mit einem von der Natur in allen seinen Eigenschaften gegebenen Übertragungsweg zu rechnen. Die technische Pionierarbeit der drahtlosen Telegraphie ist in den großen Etappen (etwa lange Wellen, kurze Wellen, Rundfunkwellen, Ultrakurzwellen) ohne eine genaue Vorkenntnis des Übertragungsweges geleistet worden. Erst eine große Summe von praktischen Betriebserfahrungen und praktische und theoretische Forschungsarbeit haben ein immer klareres Bild von den Ausbreitungsvorgängen und den Eigenschaften des Übertragungsweges entstehen lassen, das in seiner Vielseitigkeit auch ein allgemeines Interesse beanspruchen darf. Der Ausbreitungsweg enthält eine Reihe von technischen Möglichkeiten, die heute durch Verwendung aller Wellenlängen und geeigneter Sende- und Empfangsmethoden im wesentlichen als ausgenutzt oder doch als bekannt gelten können. Sie übertreffen bei weitem die ursprünglichen Hoffnungen. Andere Erwartungen, die im Laufe der Entwicklung entstanden, haben sich dagegen nicht in vollem Umfang erfüllt. So wird z. B. der transozeanischen Bildtelegraphie mit kurzen Wellen bezüglich der Telegraphiergeschwindigkeit durch das Vorhandensein von Echoerscheinungen eine Grenze gesetzt.

Die Wellen dringen infolge der starken Absorption nur wenig in die Erde ein. Die Eigenschaften des Erdbodens (Leitfähigkeit, Dielektrizitätskonstante) sind aber neben der Oberflächengestalt der Erde bestimmend für die Ausbreitung an der Erdoberfläche entlang (Bodenwelle). Bereits seit den Anfängen der drahtlosen Telegraphie erkannte man in immer stärkerem Maße den großen Einfluß der in der hohen und höchsten Atmosphäre befindlichen ionisierten Schichten (Ionosphäre), welche die in den freien Raum ausgestrahlten Wellen reflektieren (Luftwelle). Es ergaben sich interessante Zusammenhänge mit dem Erdmagnetismus, dem Nordlicht und der Sonnentätigkeit. Der Einfluß der Ionosphäre erstreckt sich auf die Ausbreitung im gesamten Wellengebiet der drahtlosen Telegraphie mit Ausnahme der ultrakurzen Wellen, welche in der Ionosphäre nicht mehr reflektiert werden. Bei den ultrakurzen Wellen macht sich jedoch eine Brechung in der unteren Atmosphäre (Troposphäre) bemerkbar.

Die Darstellung beschränkt sich in der Hauptsache auf diejenigen Ausbreitungsvorgänge, die etwa für die praktische Nachrichtenübertragung von Bedeutung sind. Im theoretischen Teil wird zunächst in den Abschnitten B, C, D das Grundproblem der Wellenausbreitung, nämlich der Einfluß des Erdbodens und der Kugelgestalt der Erde, behandelt. Das schwierige Problem der Ausbreitung über die Erdkugel (Beugung, ohne den Einfluß der Atmosphäre) darf heute im wesentlichen als gelöst gelten. Die weiteren Abschnitte behandeln die Brechung in der unteren Atmosphäre und den Einfluß der Ionosphäre auf die Wellenausbreitung. Die Theorie der Wellenausbreitung in der Ionosphäre vermag die hauptsächlichsten Erscheinungen der Kurzwellenausbreitung zu erklären, während die Aus-

¹ Herr Dr. H. E. PAUL, Berlin, hat mich beim Lesen der gesamten Korrekturen in freundlicher Weise unterstützt. Hierfür und für einzelne wertvolle Hinweise bin ich ihm zu großem Dank verpflichtet, den ich hiermit zum Ausdruck bringen möchte. H. LASSEN.

breitung der mittleren und langen Wellen im Zusammenhang mit der Ionosphäre noch einer weiteren Klärung bedarf und nur kurz behandelt werden kann.

Im zweiten Teil sind die Beobachtungen und Ergebnisse für bestimmte Wellenlängengebiete zusammengefaßt, für die gleiche oder ähnliche Ausbreitungsbedingungen herrschen, und zwar für die mittleren und langen Wellen, die kurzen Wellen und die ultrakurzen Wellen. Von besonderer Bedeutung ist die Feldstärke in Abhängigkeit von der Entfernung bzw. dem Ort auf und über der Erde. Hier liegen besonders eingehende Messungen bei den mittleren und langen Wellen vor. Wegen der Schwankungen müssen zeitliche Mittelwerte angegeben werden. Weitere Beobachtungen betreffen die Abhängigkeit der mittleren Feldstärke von der Tages- und Jahreszeit, und den Zusammenhang mit den magnetischen Störungen und der Sonnentätigkeit. Die in allen Wellenlängengebieten infolge der Mitwirkung der Atmosphäre bzw. Ionosphäre auftretenden Schwunderscheinungen werden eingehend behandelt.

Es ist von vornherein klar, daß eine vollständige quantitative Übereinstimmung von Theorie und Beobachtung nicht auf allen Gebieten erwartet werden kann. Die Theorie muß von gewissen vereinfachten Annahmen ausgehen, die z. B. darin bestehen, daß die Erde als vollkommen glatt und homogen angenommen wird, während in der Praxis mit abnehmender Wellenlänge die Unebenheiten der Oberfläche, die Vegetation usw. sich immer mehr bemerkbar machen, und in manchen Fällen ausschlaggebend sein können. Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante der Erdoberfläche sind nicht genau bekannt, örtlichen und zeitlichen Änderungen unterworfen, und die Theorie rechnet mit mittleren Annahmen über die Größen. Unregelmäßige zeitliche und örtliche Schwankungen treten in ganz besonderem Maße bei denjenigen Ausbreitungsvorgängen auf, an denen die Atmosphäre und Ionosphäre beteiligt ist. Man kann aber sagen, daß sich heute die hauptsächlichsten Ausbreitungsvorgänge theoretisch erklären lassen, und auch in wesentlichen Punkten eine genügende quantitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Praxis hergestellt ist.

Unsere Kenntnis der Ionosphäre fußt zunächst auf den langjährigen Erfahrungen im Sendebetrieb. Sie ist wesentlich erweitert worden durch die Ionosphärenforschung, der in Teil I und II ihrer Bedeutung entsprechend je ein Abschnitt gewidmet sind.

Das heute vorliegende gesamte Beobachtungsmaterial ist außerordentlich umfangreich und zeugt von der großen Bedeutung, welche die Ausbreitungsfrage für die drahtlose Telegraphie besitzt. Nur ein Bruchteil der Beobachtungen konnte auf dem zur Verfügung stehenden Raum mitgeteilt werden. Die Auswahl erfolgte in dem Bestreben, eine einheitliche Darstellung der wichtigsten Ausbreitungsvorgänge zu geben.

I. Theorie der Wellenausbreitung.

A. Die Ausbreitung in homogenen Körpern.

1. Die Feldgleichungen. Einführung der komplexen Rechnung. Komplexer Brechungsindex.

Die Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen geht von den Feldgleichungen aus [15, 17, 36]¹ ($\mu = 1$):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c} \mathfrak{E} &= \text{rot } \mathfrak{H} \\ - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} &= \text{rot } \mathfrak{E} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$c = 2,998 \cdot 10^{10}$ cm/sec. GAUSSsche Einheiten, s. S. 276.

¹ Die schrägen Zahlen in eckigen Klammern beziehen sich auf das Schrifttumsverzeichnis am Schluß des Beitrages.

Im Vakuum ist $\varepsilon = 1$, $\sigma = 0$, hier breiten sich die Wellen ungehindert aus. Beim Auftreffen auf materielle Körper und bei der Ausbreitung in diesen findet eine Beeinflussung des Ausbreitungsvorganges statt, es treten die bekannten Erscheinungen der Reflexion, Brechung, Absorption usw. auf. Die Ausbreitungsvorgänge der drahtlosen Telegraphie spielen sich ab in der Erde, in der Atmosphäre und der Ionosphäre, und an der Grenze zwischen diesen Medien. Die für die Ausbreitung maßgebenden Materialkonstanten sind die in den Feldgleichungen auftretende Leitfähigkeit σ und Dielektrizitätskonstante ε . Die Tatsache, daß die Größen ε und σ in den verschiedenen Fällen nicht genau bekannt oder Schwankungen unterworfen sind, bildet eine wesentliche Schwierigkeit bei der theoretischen Erfassung der Ausbreitungsvorgänge.

Wir betrachten allgemein einfach periodische Wellenvorgänge. Wir haben dann z. B. einen zeitlichen Verlauf der Feldstärke:

$$\mathfrak{E} = E \cos \omega t.$$

Dies sei eine Lösung der Feldgleichungen. Eine mathematische Lösung ist auch $iE \sin \omega t$, d. h. auch:

$$\mathfrak{E} = E (\cos \omega t + i \sin \omega t) = E e^{i\omega t}. \quad (2)$$

Wir vereinfachen die mathematische Behandlung wesentlich, indem wir die Feldgrößen komplex darstellen. Eine physikalische Lösung erhalten wir durch den Übergang zum reellen Teil. Das Rechnen mit komplexen Größen entspricht dem in der Wechselstromtechnik bekannten Vektordiagramm. Hier werden Ströme und Spannungen derselben Frequenz nach Größe und Phase eingezeichnet und vektoriell zusammengesetzt. Denkt man sich das Vektordiagramm rotieren, so erhält man den Augenblickswert durch Projektion auf einen Durchmesser des Vektordiagramms. Im allgemeinen läßt man aber die Zeitabhängigkeit fort. Das ruhende Vektordiagramm gibt dann die Amplitude und relative Phase der einzelnen Größen. Die Ebene des Vektordiagramms entspricht der Ebene der komplexen Zahlen.

Wir betrachten z. B. die Ausbreitung einer ebenen Welle in einem Halbleiter. Hier unterscheiden sich die Feldstärken \mathfrak{E} und \mathfrak{H} bekanntlich um einen komplexen Faktor. Wir können etwa schreiben:

$$\begin{aligned} \mathfrak{H} &= (a - bi) \mathfrak{E} \\ &= \sqrt{a^2 + b^2} e^{-i\varphi} \cdot \mathfrak{E}, \quad \text{tg } \varphi = \frac{b}{a}. \end{aligned}$$

Ist z. B. $\mathfrak{E} = E e^{i\omega t}$, so ist:

$$\mathfrak{H} = \sqrt{a^2 + b^2} E e^{i(\omega t - \varphi)} = H e^{i\omega t}.$$

Der komplexe Faktor bedeutet also physikalisch, daß \mathfrak{H} und \mathfrak{E} sich in der Amplitude um den Faktor $\sqrt{a^2 + b^2}$ unterscheiden, und daß \mathfrak{H} um den Winkel φ in der Phase nacheilt. E und H sind von der Zeit unabhängige Ortsfunktionen und im allgemeinen komplex.

Nach (2) ist

$$\mathfrak{E} = -\frac{i}{\omega} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}.$$

Damit können wir der linken Seite der ersten Feldgleichung die einfache Form geben:

$$\frac{1}{c} \left(\varepsilon - \frac{4\pi i \sigma}{\omega} \right) \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \frac{\bar{\varepsilon}}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}.$$

Die Größe:

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon^2 = \varepsilon - \frac{4\pi i \sigma}{\omega} \quad (3)$$

bezeichnen wir als komplexe Dielektrizitätskonstante, n nennen wir den komplexen Brechungsindex. Die Bedeutung dieser Größe werden wir auf S. 146 kennenlernen.

Wir eliminieren in bekannter Weise in den Feldgleichungen die Feldstärke \mathfrak{E} , und erhalten für \mathfrak{U} die Differentialgleichung:

$$\frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathfrak{U}}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathfrak{U}}{\partial t} = \Delta \mathfrak{U}. \quad (4)$$

Setzen wir hierin den Ausdruck (2) für \mathfrak{U} ein, so erhalten wir:

$$\Delta E + \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\varepsilon} E = 0.$$

Dieselbe Gleichung gilt auch für H und die übrigen Feldgrößen. Wir schreiben sie deshalb allgemein:

$$\Delta u + k^2 u = 0, \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\varepsilon}, \quad (5)$$

und bezeichnen sie als *Wellengleichung*. Die Konstante k wird als Wellenzahl bezeichnet.

Eine Lösung der Wellengleichung (5) ist der Ausdruck:

$$u = \frac{A e^{-ikr}}{r}, \quad (6)$$

welcher eine vom Nullpunkt ($r = 0$) sich ausbreitende Kugelwelle darstellt. Wir haben hierbei den Zeitfaktor mit $e^{+i\omega t}$ angesetzt. Wir werden später in Anlehnung an grundlegende Arbeiten die vom Nullpunkt ausgehende Kugelwelle

$$u = \frac{A e^{+ikr}}{r} \quad (7)$$

schreiben. Dies setzt dann voraus, daß der Zeitfaktor mit $e^{-i\omega t}$ angesetzt wird.

In vielen Fällen genügt zur Betrachtung irgendwelcher Ausbreitungsvorgänge in größerer Entfernung von der Antenne die Vorstellung, daß sich an der betreffenden Stelle eine ebene Welle ausbreitet. Eine in der positiven x -Richtung sich ausbreitende ebene Welle wird in komplexer Form dargestellt durch:

$$u = A e^{-ikx}. \quad (8)$$

Dieser Ausdruck ist ebenfalls eine Lösung der Wellengleichung. Indem wir den zeitlichen Verlauf durch Hinzufügen des Faktors $e^{i\omega t}$ berücksichtigen, erhalten wir als Ausdruck für die Welle:

$$u = A e^{i(\omega t - kx)}. \quad (8a)$$

2. Die Ausbreitung im Isolator.

Im Isolator ist $\sigma = 0$, $\bar{\varepsilon} = \varepsilon$, also $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon} = \frac{\omega}{c} n$, wo der Brechungsindex n reell ist. Wir können also z. B. für die elektrische Feldstärke einer ebenen homogenen Welle schreiben:

$$\mathfrak{E} = E e^{i\omega \left(t - \frac{n}{c} x \right)}. \quad (9)$$

Dies ist eine Welle, welche sich mit der Phasengeschwindigkeit:

$$v = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k} \quad (10)$$

längs der positiven x -Achse fortpflanzt. Im Vakuum, praktisch auch in der Luft, ist $n = 1$, also die Phasengeschwindigkeit gleich der Lichtgeschwindigkeit. Die allgemeine Form ist die elliptisch polarisierte Welle, bei welcher der End-

punkt des Vektors \mathfrak{E} auf einer Ellipse umläuft, und zwar in jeder Periode einmal. Die beiden Grenzfälle sind die linear und zirkular polarisierte Welle. Dem direkten Feld einer linearen Antenne entspricht die linear polarisierte Welle, bei welcher der Feldvektor in einer Geraden schwingt. In der linear polarisierten Welle stehen \mathfrak{E} und \mathfrak{H} aufeinander senkrecht, sie bilden mit der Fortpflanzungsrichtung in der Reihenfolge \mathfrak{E} , \mathfrak{H} , x ein Rechtssystem (Abb. 1). Dies folgt aus den Feldgleichungen, und es ist:

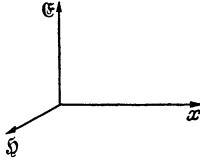


Abb. 1. Richtung der Feldvektoren \mathfrak{E} und \mathfrak{H} in der linear polarisierten Welle.

$$|\mathfrak{H}| = \sqrt{\varepsilon} |\mathfrak{E}|. \quad (11)$$

Die in der Volumeneinheit enthaltene Energie der Welle ist:

$$U = \frac{1}{8\pi} (\varepsilon \mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2). \quad (12)$$

In der ebenen Welle ist nach (11) $\mathfrak{H}^2 = \varepsilon \mathfrak{E}^2$, also die Energie zur Hälfte elektrischer, zur Hälfte magnetischer Natur. Die Energieströmung pro Sekunde durch die Flächeneinheit (1 cm^2) senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung (Leistung) ist gegeben durch (vgl. S. 103):

$$v \cdot U = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\varepsilon} \mathfrak{E}^2 = \frac{c}{4\pi} |\mathfrak{E}| |\mathfrak{H}|. \quad (13)$$

Wir stellen sie allgemein in bekannter Weise durch den POYNTINGSchen Strahlungsvektor dar:

$$\mathfrak{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathfrak{E}, \mathfrak{H}] \quad (14)$$

(Vektorprodukt). Dieser hat die Richtung der Ausbreitung. Die Strahlungsleistung durch eine Fläche schief zur Ausbreitungsrichtung ist durch die zu dieser Fläche senkrechte Komponente von \mathfrak{S} gegeben.

3. Die Ausbreitung in Körpern mit Leitfähigkeit (Halbleitern).

Die Erde ist ein Körper, bei dem sowohl die Dielektrizitätskonstante ε als auch die Leitfähigkeit σ einen Einfluß auf die Wellenausbreitung haben. Man bezeichnet solche Körper als Halbleiter. Unter Einführung der komplexen Dielektrizitätskonstante bleiben die Gleichungen formal dieselben wie für den Isolator, nur daß die Dielektrizitätskonstante ($\bar{\varepsilon}$) jetzt komplex ist. Wir erhalten demnach für die linear polarisierte ebene Welle:

$$\mathfrak{E} = E e^{i\omega\left(t - \frac{n}{c}x\right)}, \quad (15)$$

wo $n = \sqrt{\bar{\varepsilon}}$ jetzt komplex ist, und $\bar{\varepsilon}$ durch (3) gegeben ist. Wir setzen:

$$n = n - i\kappa. \quad (16)$$

Dann ist:

$$\mathfrak{E} = E e^{i\omega\left(t - \frac{n}{c}x\right)} e^{-\frac{\omega\kappa}{c}x}. \quad (17)$$

Der reelle Brechungsindex n bestimmt also die Phase, der imaginäre Teil $i\kappa$ die Dämpfung der Welle. Die Phasengeschwindigkeit ist wieder:

$$v = \frac{c}{n}.$$

Die Amplitude der elektrischen Feldstärke nimmt beim Durchlaufen der Strecke x ab um den Faktor e^{-Kx} . Wir bezeichnen

$$K = \frac{\omega}{c} \kappa \quad (18)$$

als den *Dämpfungsfaktor*.

Im allgemeinen sind für ein bestimmtes Medium die Dielektrizitätskonstante ϵ und die Leitfähigkeit σ gegeben, und hieraus n und κ zu berechnen. Aus (3) und (16) folgt:

$$\left. \begin{aligned} n^2 &= \sqrt{\frac{\epsilon^2}{4} + 4\pi^2 \left(\frac{\sigma}{\omega}\right)^2} + \frac{\epsilon}{2}, \\ \kappa^2 &= \sqrt{\frac{\epsilon^2}{4} + 4\pi^2 \left(\frac{\sigma}{\omega}\right)^2} - \frac{\epsilon}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Im Falle der Ausbreitung in der Erde sind die Werte für ϵ und σ von Ort zu Ort verschieden und zeitlich nicht konstant. Außerdem ist es wahrscheinlich, daß für hohe Frequenzen diese Materialkonstanten andere sind als für niedrige.

Aus (19) folgt, daß das Verhalten eines Halbleiters, z. B. des Erdbodens, auch unter Annahme konstanter Werte ϵ und σ von der Frequenz abhängt. Mit zunehmender Frequenz tritt in (19) der zweite Summand unter der Wurzel immer mehr hinter dem ersten zurück. Die Wellenausbreitung wird also bei genügend hohen Frequenzen vorwiegend durch die Dielektrizitätskonstante bestimmt, umgekehrt bei niedrigen Frequenzen vorwiegend durch die Leitfähigkeit. Letzteres gilt besonders dort, wo die Leitfähigkeit σ an sich groß ist, z. B. bei Seewasser.

4. Der komplexe Brechungsindex eines homogenen ionisierten Gases.

Wir betrachten die Ausbreitung von ebenen homogenen Wellen in einem homogenen ionisierten Gas. Praktisch interessiert uns hierbei die Wellenausbreitung in der Ionosphäre. Hier sind ϵ und σ zunächst nicht bekannt. Infolge der großen Verdünnung der Gase ist es praktisch nicht möglich, entsprechende Werte für ϵ und σ durch Messungen an ionisierten Gasen im Laboratorium zu gewinnen. Wir sind darauf angewiesen, den komplexen Brechungsindex in der aus der Theorie der optischen Dispersion bekannten Weise zu berechnen. Der in den Feldgleichungen durch ϵ und σ gekennzeichnete Einfluß der Materie auf die Wellenausbreitung kommt bekanntlich dadurch zustande, daß in der Materie elektrisch geladene Teilchen vorhanden sind, welche im elektrischen Feld der Welle Schwingungen ausführen, und auf die Welle zurückwirken. Wir haben also bei der Berechnung des Brechungsindex von den Schwingungen der elektrisch geladenen Teilchen (Ionen, Elektronen) auszugehen. Die Bewegungsgleichung ist:

$$m \frac{d^2 s}{dt^2} + h \frac{ds}{dt} + fs = e\mathfrak{E} = eEe^{i\omega t}, \quad (20)$$

e = Ladung des Teilchens,

m = Masse des Teilchens,

$h \frac{ds}{dt}$ = Reibungskraft,

$f \cdot s$ = quasielastische Kraft, welche die Teilchen an die Ruhelage bindet.

Es ist verschiedentlich diskutiert worden, ob für die auf die Ladungsträger wirkende Kraft (\mathfrak{P} = Polarisation der Volumeneinheit, s. weiter unten)

$$\mathfrak{R} = e\mathfrak{E} \quad \text{oder} \quad e\left(\mathfrak{E} + \frac{4\pi}{3}\mathfrak{P}\right)$$

anzusetzen sei. In der Ionosphäre haben wir es mit freien Ionen oder Elektronen zu tun. Da diese regellos verteilt sind, und diese regellose Verteilung im Felde der Welle keine Veränderung erfährt, üben sie im Mittel keine Kräfte aufeinander aus. Da ferner die elektrische Polarisation der Gasmoleküle infolge der geringen Dichte keine Rolle spielt, ist die gesamte auf den Ladungsträger wirkende Kraft $e \cdot \mathfrak{E}$ bzw., wenn noch ein Magnetfeld zu berücksichtigen ist, $e\left(\mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}, \mathfrak{H}]\right)$ [1].

Diese Frage ist von praktischer Bedeutung, da die Lage der Nullstellen des Brechungsindex und damit die Reflexionsstelle der in die Ionosphäre eindringenden Wellen von der anzusetzenden Kraft abhängt.

Um die stationäre Lösung von (20) zu erhalten, machen wir den Ansatz:

$$s = S e^{i\omega t},$$

und erhalten durch Einsetzen:

$$S = \frac{e}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\omega'} E.$$

Zur Abkürzung wurde hierin gesetzt:

$$\frac{f}{m} = \omega_0^2 \quad (\omega_0 = \text{Kreisfrequenz der ungedämpften Eigenschwingung}),$$

$$\frac{h}{m} = \omega'.$$

ω' enthält den Faktor der Reibungskraft, gibt also die Dämpfung. ω' hat eine unmittelbare physikalische Bedeutung. Es ist nämlich ω' die (im allgemeinen durch die Wärmebewegung gegebene) Zahl der Zusammenstöße eines Trägers mit den Gasmolekülen (Stoßzahl) [2]. Die Dämpfung kommt dadurch zustande, daß die elektrisch geladenen Teilchen ihre dem Felde entnommene mechanische Schwingungsenergie in Wärmebewegung umwandeln.

Wir nehmen der Einfachheit halber an, daß nur eine Art von Ladungsträgern der Zahl N pro cm^3 vorhanden sei. Dann berechnet sich die Polarisation der Volumeneinheit zu:

$$\mathfrak{P} = N e s = \frac{N e^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\omega'} \mathfrak{E}. \quad (21)$$

Die Ladungsträger können freie oder im Atom gebundene Elektronen, positive oder negative Ionen sein. Aus

$$\mathfrak{D} = \mathfrak{E} + 4\pi \mathfrak{P} = \bar{\epsilon} \mathfrak{E}$$

folgt für den komplexen Brechungsindex:

$$n^2 = \bar{\epsilon} = 1 + \frac{4\pi N e^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\omega'}. \quad (22)$$

In der Ionosphäre haben wir nur freie Ladungsträger zu berücksichtigen ($\omega_0 = 0$). Dann wird:

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2 - i\omega\omega'} = 1 - \frac{\rho}{p}, \quad (23)$$

worin:

$$\rho = \frac{4\pi N e^2}{m}, \quad p = \omega^2 - i\omega\omega'. \quad (24)$$

Wir haben wieder die Größen n und κ zu berechnen, welche die Phase und die Dämpfung der Welle bestimmen. Wir kürzen ab:

$$\left. \begin{aligned} 1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2 + \omega'^2} &= n_a^2 \\ \frac{4\pi N e^2}{\omega^2 + \omega'^2} \frac{\omega'}{\omega} &= \kappa_a \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Dann erhalten wir für n und κ ($n = n - i\kappa$):

$$\left. \begin{aligned} n &= \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{n_a^4 + \kappa_a^2 + n_a^2})}, \\ \kappa &= \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{n_a^4 + \kappa_a^2 - n_a^2})}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Für den Fall, daß die Dämpfung klein ist, wird der Brechungsindex reell. Dann ist ($\omega' = 0$) $\kappa = 0$, und:

$$n^2 = n_a^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2} - \frac{m}{\omega^2}. \quad (27)$$

5. Die Ausbreitung in einem homogenen ionisierten Gas unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes bei beliebiger Ausbreitungsrichtung.

Schon frühzeitig wurde in der Theorie der Kurzwellenausbreitung in der Ionosphäre der Einfluß des erdmagnetischen Feldes in Betracht gezogen. Dieser kommt dadurch zustande, daß das Erdmagnetfeld die Schwingungen der Ladungsträger im Felde der Welle derart abändert, daß diese sich im allgemeinen auf Ellipsenbahnen bewegen. Wir nennen hier die Arbeiten von E. V. APPLETON [3] und H. W. NICHOLS und J. C. SCHELLENG [4]. Hier wurde zunächst der Fall diskutiert, daß die Wellen sich parallel oder senkrecht zur Richtung des Erdmagnetfeldes ausbreiten, wobei sich einfache Formeln ergeben. K. FÖRSTERLING und H. LASSEN [5] haben die Theorie auf den allgemeinen Fall einer beliebigen Richtung der Ausbreitung zur Richtung des Erdmagnetfeldes erweitert, und einen entsprechenden Ausdruck für den Brechungsindex mit Berücksichtigung der Dämpfung abgeleitet. Sie zeigten, daß sich bei Vorhandensein von freien Elektronen unter dem Einfluß des Erdmagnetfeldes in der Ionosphäre zwei im allgemeinen elliptisch polarisierte Wellen ausbreiten (*Doppelbrechung*), die eine verschiedene Phasengeschwindigkeit und Dämpfung haben, so daß eine Aufspaltung in zwei Wellen zustande kommt, die an der Erdoberfläche beobachtbar sein muß. Die Doppelbrechung wurde später von H. RUKOP und P. WOLF [6] und E. V. APPLETON und G. BUILDER [7] bei Echomessungen entdeckt.

a) Der komplexe Brechungsindex.

Bei der Berechnung des komplexen Brechungsindex hat man wieder von den Bewegungsgleichungen auszugehen; wobei jetzt die auf den Träger wirkende Kraft $e\left(\mathcal{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}H]\right)$ ist (H = erdmagnetische Feldstärke). Hierdurch wird die Berechnung kompliziert, und wir verzichten an dieser Stelle auf die Durchführung. Für den Brechungsindex ergibt sich eine quadratische Gleichung, demnach folgen für den Brechungsindex zwei Werte, die wir in folgender Form schreiben [8]:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_0^2} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{e\omega^2\omega_H^2}{p\{(\rho - e)^2 - \omega^2\omega_H^2\}} \left(1 + c_0^2 \pm \sqrt{s_0^4 + \left(\frac{2(\rho - e)}{\omega\omega_H}\right)^2 c_0^2} \right) \right]. \quad (28)$$

Hierin ist wie oben:

$$e = \frac{4\pi N e^2}{m}, \quad p = \omega^2 - i\omega\omega'$$

und ferner:

$$\left. \begin{aligned} \omega_H &= \frac{eH}{mc}, & n_0^2 &= 1 - \frac{e}{p}, \\ c_0 &= \cos\alpha, & s_0 &= \sin\alpha, \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

und α ist der Winkel zwischen der Wellennormalen und der positiven Richtung des Erdmagnetfeldes. Das ist diejenige Richtung, welche auf der Erde nach Norden zeigt.

ω_H tritt in den Formeln mit dem Charakter einer Eigenschwingung auf, wie wir sie bei gebundenen Elektronen haben (vgl. S. 148). Die physikalische Bedeutung der Eigenschwingung der freien Elektronen im Magnetfeld erkennen wir, wenn wir z. B. als vereinfachten Fall die Bewegung eines Elektrons senkrecht zur Richtung der magnetischen Kraftlinien betrachten. Das Elektron rotiert dann auf einer Kreisbahn mit der konstanten Umlauffrequenz ω_H (Kreisfrequenz). Die Umlauffrequenz ist also durch das Magnetfeld gegeben. Bei größerer Geschwindigkeit rotiert das Elektron auf einem größeren Kreis, die Umlauffrequenz bleibt dieselbe. Stimmt die Frequenz der Welle mit der Umlauffrequenz überein ($\omega = \omega_H$), dann bekommt die Schwingung des Elektrons besonders große Amplituden (Resonanz). Für Elektronen und unter der Annahme der erdmagnetischen Feldstärke $H = 0,5$ Gauß folgt:

$$\omega_H = 8,9 \cdot 10^6.$$

Die Resonanzfrequenz entspricht demnach rund einer Wellenlänge

$$\lambda_H = \frac{2\pi c}{\omega_H} = 210 \text{ m.} \quad (30)$$

Man hat früher angenommen, daß die geringe Reichweite der Wellen um 200 m auf den Einfluß des Erdmagnetfeldes zurückzuführen sei. Die geringe Bodenreichweite erklärt sich aber durch die mit abnehmender Wellenlänge stark zunehmende Absorption in der Erde (vgl. S. 163). Die charakteristischen Erscheinungen, welche auf den Einfluß des Erdmagnetfeldes zurückzuführen sind, werden besonders bei kürzeren Wellen beobachtet, welche tief in die Ionosphäre eindringen.

Für $\omega_H = 0$, d. h. ohne äußeres Magnetfeld, wird $n^2 = n_0^2$; das ist derselbe Wert, den wir oben ohne Magnetfeld berechnet haben. Der Klammerausdruck in (28) stellt also die durch das Erdmagnetfeld hervorgerufene Abänderung der Wellenausbreitung dar.

Für die leichtesten Ionen, die Wasserstoffatomionen ($m = 1,65 \cdot 10^{-24}$ g), wird $\omega_H = 4,85 \cdot 10^3$, also sehr klein. Die entsprechende Resonanzwellenlänge ist 400 km. Wir ersehen daraus, daß im Wellenlängengebiet der drahtlosen Telegraphie das Erdmagnetfeld nur dann eine Rolle spielt, wenn freie Elektronen vorhanden sind. Wir berücksichtigen deshalb hier nur Elektronen und verstehen unter N die Elektronendichte (Zahl der freien Elektronen im cm^3). Neben den Elektronen werden in der Ionosphäre auch Ionen vorhanden sein. Wenn auch das Magnetfeld auf die Bewegung der Ionen praktisch keinen Einfluß ausübt, so werden doch durch die Anwesenheit dieser Ionen Abänderungen hervorgerufen. Diese sind von G. GOUBAU [9] diskutiert worden.

Gl. (28) ergibt zwei Werte für den Brechungsindex, welche den beiden Vorzeichen vor der Wurzel entsprechen. In einem ionisierten Gas, das unter dem Einfluß eines äußeren Magnetfeldes steht, breiten sich also im allgemeinen zwei Wellen aus, die einen verschiedenen komplexen Brechungsindex, also verschiedene Ausbreitungsgeschwindigkeit und Dämpfung haben (Doppelbrechung). Man bezeichnet allgemein die Welle, welche dem positiven Vorzeichen entspricht, als *außerordentliche Welle*, die zweite als *ordentliche Welle*; die entsprechenden Brechungsindizes bezeichnen wir mit n_1 und n_2 .

Im Ausdruck für n^2 steht die Größe

$$p = \omega^2 - i\omega\omega' = \omega^2 \left(1 - i \frac{\omega'}{\omega} \right).$$

n^2 ist also im allgemeinen entsprechend der durch die Stoßzahl ω' gegebenen Dämpfung komplex. In einer Höhe, in welcher der Druck P herrscht, können wir setzen [10]:

$$\omega' = 3,5 \cdot 10^8 P. \quad (31)$$

Oberhalb 100 km Höhe ist etwa $P < 10^{-3}$ mm Hg, also $\omega' < 3,5 \cdot 10^5$. Für $\omega = \omega_H = 8,9 \cdot 10^6$ folgt $\omega'/\omega = 4 \cdot 10^{-2}$. Der imaginäre Bestandteil ist also für Wellen unter 200 m und Höhen über 100 km klein, und wir erhalten einen angenäherten Wert für den Brechungsindex, indem wir $\omega' = 0$ setzen, d. h. die Dämpfung vernachlässigen. Dann ist $p = \omega^2$ und:

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_0^2} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\rho \omega_H^2}{(\omega^2 - \rho)^2 - \omega^2 \omega_H^2} \left(1 + c_0^2 \pm \sqrt{s_0^4 + \left(\frac{2(\omega^2 - \rho)}{\omega \omega_H} \right)^2 c_0^2} \right) \right]. \quad (32)$$

Das Quadrat des Brechungsindex ist dann immer reell, es kann positiv oder negativ sein. Der Brechungsindex selbst ist also entweder reell oder rein imaginär.

Für n und κ folgt für diejenigen Gebiete, wo n^2 positiv ist,

$$n^2 = n^2, \quad \kappa = 0.$$

Wo n^2 negativ ist, folgt

$$\kappa^2 = -n^2, \quad n = 0.$$

Die Gebiete, wo n^2 positiv ist, kommen praktisch allein für die Wellenausbreitung in Frage, die Dämpfung ist hier gering. In den Gebieten, wo n^2 negativ ist, ist der Absorptionskoeffizient κ ($n = -i\kappa$) gleich dem absoluten Wert des komplexen Brechungsindex. Er erreicht hier hohe Werte (vgl. Abb. 3), so daß die Wellen nur wenig eindringen können.

Abb. 2a bis d zeigt

für $\lambda = 84$ m als Beispiel den Verlauf der komplexen Brechungsindizes in Abhängigkeit von der Elektronendichte N , die nach Gl. (24) in ρ enthalten ist. Das Quadrat des Brechungsindex für die a.o. Welle (n_1^2) geht vom Wert 1 bei $N = 0$ durch Null zu negativen Werten, springt dann von $-\infty$ auf $+\infty$ und geht nochmals durch Null endgültig zu negativen Werten über. n_2^2 (o. Welle) geht vom Wert 1 durch Null zu negativen Werten. n_1^2 hat also zwei Nullstellen und eine Unendlichkeitsstelle, n_2^2 eine Nullstelle. Dieser Verlauf gilt allgemein für $\omega > \omega_H$, d. h. für Wellen unter 210 m, wenn wir den Fall $\alpha = 0$ abschließen (vgl. Abb. 2).

Die Lage der für die Reflexion der kurzen Wellen maßgebenden Nullstellen ist unabhängig von der Ausbreitungsrichtung, diese beeinflußt nur die sonstige Gestalt der Kurven. Mit wachsender Elektronendichte liegen die Nullstellen der Reihenfolge nach an den Stellen:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \omega(\omega - \omega_H) && (n_1, \text{ a.o. Welle}), \\ \rho &= \omega^2 && (n_2, \text{ o. Welle}), \\ \rho &= \omega(\omega + \omega_H) && (n_1). \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

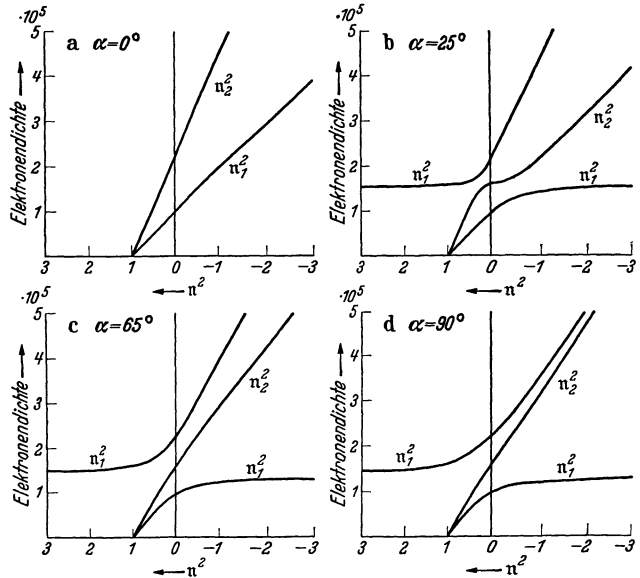


Abb. 2. Quadrat der komplexen Brechungsindizes in Abhängigkeit von der Elektronendichte (N), für $\alpha = 0^\circ, 25^\circ, 65^\circ, 90^\circ$. $\lambda = 84$ m (K. FÖRSTERLING UND K. LASSEN.)

Die Unendlichkeitsstelle von n_1^2 liegt bei:

$$\varrho = \omega^2 \frac{\omega^2 - \omega_H^2}{\omega^2 - \omega_H^2 c_0^2}. \tag{34}$$

Ihre Lage verschiebt sich also mit der Ausbreitungsrichtung. Sie liegt zwischen $\varrho = \omega^2$ (für $c_0 = 1$) und $\varrho = \omega^2 - \omega_H^2$ (für $c_0 = 0$).

Abb. 3 zeigt den Verlauf der Größen n_1^2 und κ_1^2 mit der Elektronendichte für $\alpha = 65^\circ$, $\lambda = 84$ m (a.o. Welle). Die gestrichelt gezeichneten Kurven für κ_1^2 entsprechen den in das positive Gebiet umgeklappten negativen Ästen der Kurven für n_1^2 in Abb. 2c. In Wirklichkeit werden n^2 bzw. n^2 und κ^2 an der Unendlichkeitsstelle nicht unendlich. Hier spielt die Dämpfung, die wir sonst vernachlässigen können, eine entscheidende Rolle, und die Kurven überschneiden sich an dieser Stelle. n_1^2 und κ_1^2 erreichen dabei abnorm hohe Werte, ein Vielfaches von 100 [8]. Für $\omega > \omega_H$, d. h. für Wellen unter etwa 210 m, ist die Abhängigkeit von n und κ von der Elektronendichte eine ähnliche wie in Abb. 3. Eine allgemeine Diskussion der Dispersionsformel wurde von G. GOUBAU [11] durchgeführt. Betrachtet man n und κ in Abhängigkeit von der Elektronendichte für verschiedene Wellenlängen, so kann man nach G. GOUBAU drei Typen von Dispersionskurven unterscheiden, welche folgenden Frequenzbereichen entsprechen:

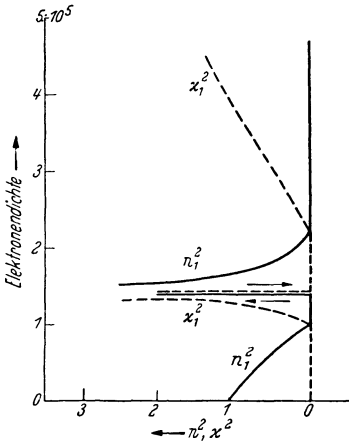


Abb. 3. Quadrat des reellen Brechungsindex (n_1^2) und des Absorptionskoeffizienten (κ_1^2) der a.o. Welle in Abhängigkeit von der Elektronendichte. $\alpha = 65^\circ$, $\lambda = 84$ m (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN).

1. $\omega > \omega_H$,
 2. $\omega_H \cos \alpha < \omega < \omega_H$,
 3. $\omega < \omega_H \cos \alpha$.
- (35)

Die Dispersionskurven aller Frequenzen innerhalb eines Bereiches haben ähnlichen Verlauf. Berücksichtigt man die Dämpfung, so sind die Dispersionskurven grundsätzlich verschieden, je nachdem ob die Stoßzahl unterhalb oder oberhalb einer „kritischen“ Stoßzahl

$$\omega'_{\text{krit}} = \frac{s_0^2}{c_0} \frac{\omega_H}{2}$$

liegt. Für München und senkrechten Einfall ist z. B. $H = 0,458$ Gauß, $\alpha = 26^\circ 30'$, also $\omega'_{\text{krit}} = 9 \cdot 10^5$. Stoßzahlen von dieser Größe sind in der unteren Ionosphäre etwa unter 100 km Höhe als möglich anzusehen.

b) Die Schwingungsform.

Wir legen die Ausbreitungsrichtung (Wellennormale W) in die Richtung der z -Achse und bestimmen das weitere Koordinatensystem so, daß die Richtung des Erdmagnetfeldes in der zy -Ebene liegt (Abb. 4). Das Feld schwingt in den Wellenebenen parallel zur xy -Ebene. Dieselbe Ableitung, welche zur Berechnung des Brechungsindex führt, ergibt auch das Gesetz der Schwingungsform. Für die a.o. Welle (Brechungsindex n_1) folgt:

$$\frac{\mathfrak{E}_x^{(1)}}{\mathfrak{E}_y^{(1)}} = +i \frac{2(p - \varrho) \frac{c_0}{\omega \omega_H} \frac{s_0^2}{s_0^2}}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2(p - \varrho)}{\omega \omega_H}\right)^2 \frac{c_0^2}{s_0^2}}}, \tag{36}$$

und für die o. Welle (Brechungsindex n_2):

$$\frac{\xi_x^{(2)}}{\xi_y^{(2)}} = \frac{\xi_y^{(1)}}{\xi_x^{(1)}}. \tag{37}$$

Wie man zeigen kann, ist der Einfluß der Dämpfung auf den Polarisationszustand innerhalb der Ionosphäre gering. Wir setzen deshalb $\omega' = 0$, d. h. $p = \omega^2$, und erhalten:

$$\frac{\xi_x^{(1)}}{\xi_y^{(1)}} = i \frac{2(\omega^2 - \rho) \frac{c_0}{\omega \omega_H} \frac{c_0}{s_0^2}}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2(\omega^2 - \rho)}{\omega \omega_H}\right)^2 \frac{c_0^2}{s_0^2}}} = i a. \tag{38}$$

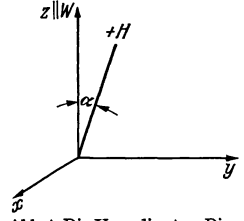


Abb. 4. Die Koordinaten. Die Richtung des Erdmagnetfeldes liegt in der xy -Ebene.

Jetzt ist der Faktor von i reell, das Verhältnis $\xi_x^{(1)}/\xi_y^{(1)}$ also rein imaginär. Die Komponenten der magnetischen Feldstärke ein und derselben Welle in den zur xy -Ebene parallelen Wellenebenen sind also verschieden groß, und um 90° in der Phase gegeneinander verschoben. Wir können z. B. schreiben:

$$\xi_y^{(1)} = B \sin \omega t, \quad \xi_x^{(1)} = a B \cos \omega t.$$

Tragen wir die resultierende Feldstärke der Größe und Richtung nach in der xy -Ebene als Vektor ein, so bewegt sich der Endpunkt dieses Vektors auf einer Ellipse, die während einer Periode einmal durchlaufen wird. Die Wellen sind also *elliptisch polarisiert*, und zwar sind die Ellipsen im Koordinatensystem xyz auf die Hauptachsen bezogen. $|a|$ ist das Achsenverhältnis der Schwingungselipsen. Wegen Gl. (37) liegen die Ellipsen für beide Wellen gekreuzt und werden in entgegengesetztem Sinn durchlaufen. Da $0 \leq |a| \leq 1$, so liegt für die a.o. Welle (1) die große Achse der Ellipse in der y -Richtung, für die o. Welle (2) senkrecht dazu.

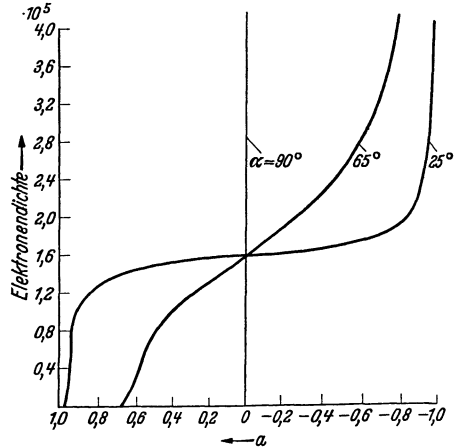


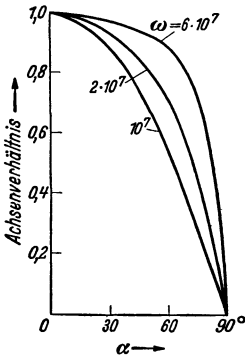
Abb. 5. a in Abhängigkeit von der Elektronendichte für verschiedene Winkel der Wellennormalen gegen das Erdmagnetfeld ($\alpha = 25^\circ, 65^\circ, 90^\circ$). $|a|$ ist das Achsenverhältnis der Schwingungselipsen und für beide Wellen gleich. $\lambda = 84$ m. (K. FÖRSTERLING und H. LASSEN.)

Die Dämpfung bewirkt, daß die Hauptachsen der Ellipsen in entgegengesetztem Sinn aus den Achsen xy herausgedreht werden. Die Neigung ist aber gering und braucht hier nicht berücksichtigt zu werden [8].

Abb. 5 zeigt die nach Gl. (38) berechnete Größe a für $\lambda = 84$ m, $\alpha = 25^\circ$ und 65° in Abhängigkeit von der Elektronendichte. $|a|$ ist das Achsenverhältnis der Ellipsen. $a = 1$ bedeutet zirkulare, $a = 0$ lineare Polarisation. Umkehr des Vorzeichens von a bedeutet Umkehr des Umlaufsinnnes. Die Schwingungselipsen schrumpfen also mit wachsender Elektronendichte immer mehr zusammen, gehen für $\rho = \omega^2$ in den linearen Zustand über und verbreitern sich dann wieder unter Umkehr des Umlaufsinnnes. Bei großen Elektronendichten strebt das Achsenverhältnis dem Wert 1 zu, die Schwingung wird dann zirkular.

Das Vorangehende bezieht sich auf die Ausbreitung der Wellen in dem ionisierten Gas. Praktisch interessiert der Polarisationszustand der aus der Ionosphäre

zurückkehrenden Wellen. Diese kommen am Erdboden mit derselben Schwingungsform an, die sie beim Verlassen der Ionosphäre hatten [8]. Im unteren Teil der Ionosphäre ist die Elektronendichte gering, so daß man für Wellen unter 200 m ρ neben ω^2 vernachlässigen kann. Für $\rho = 0$ folgt aus (38):



$$\frac{\mathfrak{S}_x^{(1)}}{\mathfrak{S}_y^{(1)}} = i \frac{2 \omega c_0}{\omega_H s_0^2} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2\omega}{\omega_H}\right)^2 \frac{c_0^2}{s_0^4}}} = i a_0. \tag{39}$$

Abb. 6. Achsenverhältnis a_0 der Schwingungsellipsen an der Erdoberfläche, in Abhängigkeit vom Winkel (α) der Wellennormalen gegen das Erdmagnetfeld, für verschiedene Frequenzen ($\omega = 10^7, 2 \cdot 10^7, 6 \cdot 10^7$, d. i. $\lambda = 189, 94, 31$ m.). (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.)

Abb. 6 zeigt das nach dieser Formel berechnete Achsenverhältnis a_0 für die Frequenzen $\omega = 10^7, 2 \cdot 10^7, 6 \cdot 10^7$ ($\lambda = 189, 94, 31$ m). Die Schwingungsellipsen verbreitern sich mit abnehmender Wellenlänge. Bei 31 m Wellenlänge haben wir bereits in einem Winkelbereich von 0 bis 60° annähernd zirkulare Polarisation ($a_0 = 1$).

Der Umlaufsinn der Schwingungen ist durch (38) gegeben, er wird durch das Vorzeichen von a bestimmt. In a tritt der Faktor $c_0 = \cos \alpha$ auf. α ist der Winkel der Wellennormalen mit der positiven Richtung des Erdmagnetfeldes. $+H$ ist diejenige Richtung der magnetischen Kraftlinien, welche auf der Erde von Süden nach Norden weist. c_0 kann positiv oder negativ sein. a dreht mit c_0 sein Vorzeichen um. Umkehr des Vorzeichens bedeutet aber Umkehr des Umlaufsinnes der Schwingungsellipse. Da aber das Koordinatensystem sich mit Umkehr der Fortpflanzungsrichtung mit umdreht, bleibt der Umlaufsinn, absolut im Raume betrachtet, hierbei derselbe. Er ist durch die Richtung des Erdmagnetfeldes, unabhängig von der Ausbreitungsrichtung, fest gegeben. Blickt man von oben auf eine Uhr, so ist auf der nördlichen Halbkugel der Umlaufsinn der Welle (1) im Sinne des Uhrzeigers. Auf der südlichen Halbkugel ist es wegen der entgegengesetzten Richtung der magnetischen Kraftlinien umgekehrt. Die Welle (2) hat umgekehrten Umlaufsinn [12].

B. Die ZENNECKSche Oberflächenwelle.

1. Allgemeine Lösung.

J. ZENNECK [13] hat in einer bekannten Arbeit frühzeitig den Einfluß der Erdbodeneigenschaften auf die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen längs der Erdoberfläche diskutiert und praktische Folgerungen für die drahtlose Telegraphie gezogen. Er benutzte hierzu eine von K. ULLER [14] gegebene Lösung der Feldgleichungen, welche eine an der Erdoberfläche sich ausbreitende Oberflächenwelle darstellt. Wir legen die als eben angenommene Oberfläche in die xy -Ebene und betrachten eine parallel x fortschreitende Welle (Abb. 7). Ein wesentliches Merkmal einer Oberflächenwelle ist die Konzentration der Energieströmung in der Nähe der Grenzfläche. Die Amplituden der Feldstärken nehmen

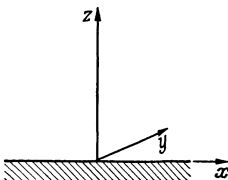


Abb. 7. Die Koordinaten der Oberflächenwelle.

mit wachsender Entfernung z von der Grenzfläche ab, und wir machen dementsprechend für die Oberflächenwelle den Ansatz [15]:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{S}_x &= \mathfrak{S}_z = \mathfrak{E}_y = 0, & \mathfrak{S}_y &= H_y(z) e^{i\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)}, \\ \mathfrak{E}_x &= E_x(z) e^{i\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)}, & \mathfrak{E}_z &= E_z(z) e^{i\omega\left(t - \frac{x}{v}\right)} \end{aligned} \right\} \tag{40}$$

(inhomogene Welle). v ist eine komplexe Größe. Mit diesem Ansatz ergeben die Feldgleichungen in Komponentenform:

$$E_x(z) = +i \frac{c}{v \bar{\epsilon}} \omega \frac{dH_y}{dz}, \quad (41)$$

$$E_z(z) = -\frac{c}{v \bar{\epsilon}} H_y, \quad (42)$$

$$0 = \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} - \left[\omega^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{\bar{\epsilon}}{c^2} \right) \right] H_y. \quad (43)$$

Gl. (43) hat eine Lösung von der Form:

$$\left. \begin{aligned} H_y &= B e^{wz}, \\ w &= \pm \sqrt{\omega^2 \left(\frac{1}{v^2} - \frac{\bar{\epsilon}}{c^2} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Unter Berücksichtigung der Grenzbedingung schreiben wir die Lösung für Luft ($z > 0$):

$$\mathfrak{H}_y^{(0)} = B e^{-w_0 z} e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v} \right)}, \quad (45)$$

und für den Erdraum ($z < 0$):

$$\mathfrak{H}_y = B e^{+wz} e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v} \right)}. \quad (46)$$

Die Tangentialkomponente von \mathfrak{E} erhält man aus (41) und (44) zu:

$$\mathfrak{E}_x^{(0)} = -\frac{i c w_0}{\omega \bar{\epsilon}_0} B e^{-w_0 z} e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v} \right)} \dots z > 0, \quad (47)$$

$$\mathfrak{E}_x = +\frac{i c w}{\omega \bar{\epsilon}} B e^{+wz} e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v} \right)} \dots z < 0. \quad (48)$$

An der Grenze ist $\mathfrak{E}_x^{(0)} = \mathfrak{E}_x$, also:

$$-\frac{c w_0}{\omega \bar{\epsilon}_0} = \frac{c w}{\omega \bar{\epsilon}}$$

oder:

$$w = -w_0 \frac{\bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}_0}, \quad (49)$$

Aus (44) und (49) folgt:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\omega^2}{v^2} - w_0^2 &= \frac{\omega^2 \bar{\epsilon}_0}{c^2}, \\ \frac{\omega^2}{v^2} - w_0^2 \frac{\bar{\epsilon}^2}{\bar{\epsilon}_0^2} &= \frac{\omega^2 \bar{\epsilon}}{c^2}. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Hieraus folgt:

$$w_0 = \pm \frac{i \omega \bar{\epsilon}_0}{c} \sqrt{\frac{1}{\bar{\epsilon}_0 + \bar{\epsilon}}}, \quad (51)$$

$$\frac{1}{v} = \pm \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\bar{\epsilon} \bar{\epsilon}_0}{\bar{\epsilon} + \bar{\epsilon}_0}}. \quad (52)$$

Durch die Gl. (49), (51), (52) sind die in den Gleichungen für die Feldstärken auftretenden Größen w , w_0 und v bestimmt. Wir diskutieren im folgenden einige besondere Eigenschaften der Oberflächenwelle.

2. Die Richtung des elektrischen Feldes.

Die elektrische Feldstärke liegt in den Ebenen parallel zur zx -Ebene und hat eine Komponente in der Fortpflanzungsrichtung (\mathfrak{E}_x). Wir betrachten die Richtung der Feldstärke in der Nähe der Oberfläche. Aus (42), (45) und (47) folgt ($\bar{\epsilon}_0 = 1$):

$$\frac{\mathfrak{E}_x^{(0)}}{\mathfrak{E}_z^{(0)}} = +\frac{i w_0 v}{\omega} = -\sqrt{\frac{1}{\bar{\epsilon}}}. \quad (53)$$

Da $\bar{\epsilon}$ komplex ist, ist das Verhältnis der Komponenten komplex, d. h. \mathfrak{E}_x und \mathfrak{E}_z sind nach Betrag und Phase verschieden. Sie bilden räumlich miteinander einen rechten Winkel. Der Endpunkt des Feldvektors (\mathfrak{E} in Abb. 8) beschreibt demnach während einer Periode eine Ellipse. Die Feldstärke ist elliptisch polarisiert („elektrisches Drehfeld“), aber nicht in gewöhnlichem Sinne. Die Ellipse liegt hier in einer Ebene, welche die Fortpflanzungsrichtung enthält. Die mittlere Lage der Ellipse, gegeben durch die große Hauptachse, ist im Sinne der Fortpflanzungsrichtung nach vorn geneigt. Die Neigung ist am größten bei trockenem

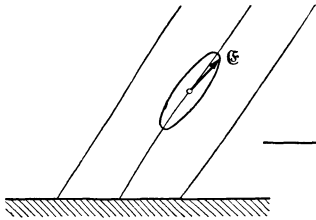


Abb. 8. Elektrisches Drehfeld der Oberflächenwelle.

Boden und kann hier etwa bis zu 30° betragen. Bei Seewasser ist die Neigung gering, und mit wachsender Leitfähigkeit geht das Feld in ein reines Wechselfeld über, die Kraftlinien stellen sich senkrecht zur Leiterfläche ein [119]. Für den Erdraum folgt ($\bar{\epsilon}_0 = 1$):

$$\frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{E}_z} = -\frac{i w v}{\omega} = -\sqrt{\bar{\epsilon}} = \frac{1}{\frac{\mathfrak{E}_x^{(0)}}{\mathfrak{E}_z^{(0)}}} \quad (54)$$

Hier verläuft die Ellipse also umgekehrt überwiegend parallel zur Oberfläche des Leiters. Der POYNTINGSche Vektor steht senkrecht auf \mathfrak{E} und \mathfrak{H} . Er ist also in der Luft gegen die Erdoberfläche etwas geneigt. In der Erde ist diese Neigung sehr viel stärker. Wir sehen davon ab, daß die elektrische Feldstärke während einer Periode ihre Richtung ändert (Ellipse) und stellen die POYNTINGSchen Vektoren in Abb. 9 schematisch dar. Die Oberflächenwelle erscheint als eine schräg einfallende Welle, welche zum Einfallslot hin gebrochen wird. Im Fall sehr großer Leitfähigkeit verläuft \mathfrak{S}_0 annähernd parallel zur Erdoberfläche, \mathfrak{S} senkrecht nach unten.

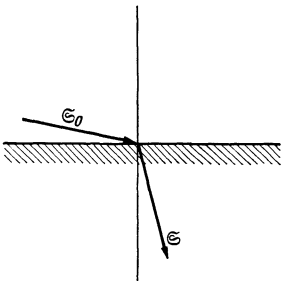


Abb. 9. Der POYNTINGSche Vektor der Oberflächenwelle.

3. Das Eindringen in die Erde.

Die Welle wird beim Eindringen in die Erde absorbiert, und die Feldstärken nehmen mit der Tiefe rasch ab. Für die Absorption ist maßgebend der Faktor:

$$e^{Re(w)z} \quad (55)$$

($Re(w)$ = reeller Teil von w). Nach (49) und (51) ist ($\bar{\epsilon}_0 = 1$):

$$w = -w_0 \frac{\bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}_0} = -\frac{i \omega \bar{\epsilon}}{c} \sqrt{\frac{1}{1 + \bar{\epsilon}}} \quad (56)$$

Im allgemeinen ist $\bar{\epsilon}$ sehr groß, so daß wir schreiben können:

$$w \approx -\frac{i \omega}{c} \sqrt{\bar{\epsilon}} \quad (57)$$

Dies ergibt dieselbe Dämpfung wie für eine Welle, welche von der Oberfläche senkrecht nach unten in die Erde eindringt, was praktisch auch bei großen Werten von $\bar{\epsilon}$ der Fall ist. Wir betrachten den Fall, daß der Leitungsstrom groß gegen den Verschiebungsstrom ist ($\frac{4\pi\sigma}{\omega} \gg \epsilon$). Dann folgt:

$$w = -\frac{i \omega}{c} \sqrt{\frac{4\pi\sigma}{\omega} \frac{1+i}{\sqrt{2}}}$$

und für den Dämpfungsfaktor:

$$K = \frac{1}{c} \sqrt{2\pi\sigma\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{\sigma}{c\lambda}} \quad (\sigma \text{ in Gaußschen Einh.}) \quad (58)$$

oder

$$K = 2\pi \sqrt{\frac{c\sigma}{\lambda}}. \quad (\sigma \text{ in el.-magn. Einh.}) \quad (58a)$$

Die Dämpfung ist gegeben durch ($z < 0$):

$$e^{+Kz}.$$

Die Amplitude ist also auf den Wert $e^{-2\pi} (\approx \frac{1}{5} \frac{1}{10})$ abgeklungen in der Tiefe:

$$d_{cm} = \frac{2\pi}{K} = \sqrt{\frac{\lambda_{cm}}{c\sigma_{el.-magn.}}}. \quad (59)$$

Dies ist die bekannte Formel für die *Eindringtiefe* von elektrischen Wellen in Metalle, wo ebenfalls der Leitungsstrom groß ist gegen den Verschiebungsstrom.

Die Eindringtiefe wächst proportional mit der Wurzel aus der Wellenlänge. Abb. 10 zeigt die nach (59) berechnete Eindringtiefe für Seewasser ($\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$ el.-magn. Einh.) und Erdboden mittlerer Beschaffenheit ($\sigma = 10^{-13}$ el.-magn. Einh.). Wir sehen, daß z. B. für 100 m Wellenlänge die Eindringtiefe im Seewasser etwa 0,9 m, im Erdboden etwa 18 m beträgt. Verhältnismäßig dringen die Wellen also sehr wenig ein, und es kommt hierin die starke Dämpfung zum Ausdruck, welche der in die Erde eindringende Teil der Welle erleidet. Diese Dämpfung ist nach (58) um so stärker, je größer die Leitfähigkeit. Sie ist nicht zu verwechseln mit der Ausbreitungsdämpfung der Oberflächenwelle, welche nach (62) mit wachsender Leitfähigkeit der Erde abnimmt. Die Eindringtiefe nimmt nach (59) mit wachsender Leitfähigkeit ebenfalls ab, so daß also abnehmende Eindringtiefe und abnehmende Ausbreitungsdämpfung einander entsprechen.

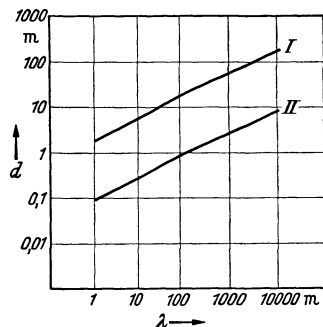


Abb. 10. Eindringtiefe elektrischer Wellen, berechnet nach (59).

I. Erdboden ($\sigma = 10^{-13}$ el.-magn. Einh.).
II. Seewasser ($\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$ el.-magn. Einh.).

4. Die Ausbreitungsdämpfung der Oberflächenwelle.

Die Dämpfung der Oberflächenwelle in Richtung der Ausbreitung wird durch den imaginären Teil des Brechungsindex bestimmt. Dieser ist nach (52) mit $\bar{\epsilon}_0 = 1$:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}}{1 + \bar{\epsilon}}}. \quad (60)$$

Für große Werte von $\bar{\epsilon}$ und $\frac{4\pi\sigma}{\omega} \gg \epsilon$ können wir angenähert setzen:

$$n \approx 1 - \frac{1}{2\bar{\epsilon}} = 1 - \frac{ic}{4\sigma\lambda} = n - i\kappa. \quad (61)$$

Also ist der Dämpfungsfaktor:

$$K = \frac{\omega}{c} \kappa = \frac{\pi c}{2\sigma\lambda^2}. \quad (62)$$

Die Abnahme der Amplitude ist gegeben durch den Faktor:

$$e^{-Kx} = e^{-\frac{\pi c}{2\sigma\lambda^2}x} = e^{-\varrho}. \quad (63)$$

Der im Exponenten stehende Ausdruck ist identisch mit der in der exakten Theorie von SOMMERFELD auftretenden Größe ϱ , der „numerischen Entfernung“. Aus Gl. (81) folgt nämlich:

$$\varrho = \frac{1}{2} \frac{\omega^2 r}{c \sigma_{rat}} = \frac{1}{2} \frac{\pi c}{\lambda^2 \sigma_{Gaub}} r.$$

Es ergibt sich also bereits hier genau wie in der exakten Theorie das Ergebnis, daß für die Ausbreitung große Wellenlänge und große Leitfähigkeit günstig sind, die kleine Werte von ρ ergeben. Zum Unterschied von unserer jetzigen Darstellung ergibt die exakte Theorie, daß die Amplitude nicht wie $e^{-\rho}$, sondern nach einer komplizierteren Funktion $f(\rho)$ mit wachsender numerischer Entfernung abnimmt [S. 161, Gl. (80)]. Unsere bisherige Betrachtung gibt aber die Verhältnisse qualitativ bereits richtig wieder. Numerische Feldstärkeberechnungen werden wir erst im Anschluß an die SOMMERFELDSche Theorie ausführen.

5. Oberflächenwelle und Raumwelle.

Durch die ULLER-ZENNECKSchen Berechnungen war gezeigt worden, daß eine Oberflächenwelle möglich ist, d. h. den Feldgleichungen genügt. Die Oberflächenwelle war aber zunächst noch hypothetisch, und es fehlte der Nachweis, daß diese an sich mögliche Wellenform bei der Erregung eines Strahlungsfeldes durch eine an der Erdoberfläche befindliche Antenne auch tatsächlich entsteht. Dieser Nachweis erschien durch die ursprüngliche SOMMERFELDSche Theorie erbracht zu sein. Diese ergab die Auftrennung der von der Antenne ausgehenden Gesamtwelle in zwei Wellen, von denen die eine den Charakter einer Raumwelle (E prop. $1/r$) hatte, die zweite aber mit der ZENNECKSchen Oberflächenwelle (E prop. $1/\sqrt{r}$) identisch war. Es lag nun weiter der Gedanke nahe, daß die Ausbreitung der Wellen über die Erdkugel in Form von Oberflächenwellen erfolgt, die an der Erdoberfläche entlang gleiten und, wie eine Drahtwelle am Draht, der Krümmung der Erde zu folgen vermögen, während demgegenüber die Raumwellen in großen Entfernungen verschwinden.

H. WEYL [126], später F. NOETHER [16] haben darauf hingewiesen, daß eine solche Vorstellung nicht haltbar ist. Mathematisch ist dies darin begründet, daß eine Auftrennung des Integrationsweges in der komplexen Ebene, welche die beiden Teillösungen ergibt, unter den vorliegenden Bedingungen nicht zulässig ist. Wir haben vielmehr die von der Antenne ausgehende Gesamtwelle zu betrachten.

Die ZENNECKSchen Berechnungen zeigen aber bereits den großen Einfluß der Erdbodeneigenschaften (ϵ , σ) auf die Ausbreitung und die starke Ausbreitungsdämpfung, die durch die endliche Leitfähigkeit des Erdbodens verursacht wird.

C. Ausbreitung über die ebene Erde. (Theorie von A. SOMMERFELD.)

1. Allgemeine Lösung.

Wir haben ebene Wellen betrachtet. In praktischen Fällen gehen die Wellen von einer Strahlungsquelle aus, deren Abmessungen klein sind gegen die zu überbrückenden Entfernungen. Erst in größeren Entfernungen können wir Ausschnitte aus der kugelförmigen Wellenfront angenähert als ebene Wellen ansehen. HERTZ hat in seiner Arbeit über „Die Kräfte elektrischer Schwingungen“ eine Lösung der Feldgleichungen gefunden, welche das Wellenfeld im ganzen Raum darstellt und zum Strahler in Beziehung setzt. Der HERTZsche Strahler ist ein punktförmiger Dipol, welcher sich im homogenen Raum, z. B. in Luft, befindet. Nach HERTZ kann man die Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldstärken im Strahlungsfeld durch eine einzige Funktion Π , die *Hertzische Funktion*, darstellen. Die Feldstärken leiten sich durch einfache Differentiation aus der Funktion Π ab. Die HERTZsche Funktion ist:

$$\Pi = \frac{e^{+ikR}}{R},$$

wo R den Abstand vom Dipol bedeutet. Das positive Vorzeichen im Exponenten deutet an, daß hier der Zeitfaktor $e^{-i\omega t}$ angenommen ist (vgl. S. 145).

In unserem Falle befindet sich die Antenne, die wir als vertikal annehmen, nicht im freien Raum, sondern an der Grenze zwischen den Medien Luft und Erde, die ganz verschiedene Eigenschaften haben. Es müssen daher zwei Lösungen angegeben werden, eine für den Luftraum und eine für die Erde. Diese müssen den Feldgleichungen und den Grenzbedingungen genügen. Diese Aufgabe wurde von A. SOMMERFELD [17] unter Annahme einer ebenen Erde gelöst. Die Lösung geschieht dem Problem entsprechend in Zylinderkoordinaten (r, φ, z) (Abb. 11). Der Sender ist als punktförmiger Dipol angenommen und befindet sich im Punkt $z = r = 0$. Das Feld ist symmetrisch zur z -Achse. Die magnetischen Kraftlinien verlaufen in Kreisen um die z -Achse, die elektrischen Kraftlinien in Ebenen durch die Achse. Da die Antenne praktisch eine endliche Ausdehnung hat, verzichtet die Theorie auf die Darstellung der Verhältnisse in unmittelbarer Nähe der Antenne.

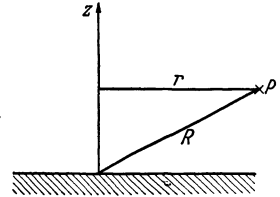


Abb. 11. Die Koordinaten.

Das Feld wird durch einen HERTZschen Vektor dargestellt, welcher überall die Richtung der z -Achse hat und von φ unabhängig ist:

$$\Pi = \Pi_z(r, z).$$

Ist Π bekannt, dann leiten sich die Komponenten der Feldstärken in folgender Weise ab:

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \frac{\partial^2 \Pi}{\partial r \partial z}, & E_\varphi &= 0, & E_z &= k^2 \Pi + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Pi}{\partial r} \right), \\ H_r &= H_z = 0, & H_\varphi &= -i \frac{\varepsilon \omega + i \sigma}{c} \frac{\partial \Pi}{\partial r}. \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

Die Funktion Π ist als Lösung der Wellengleichung zu bestimmen:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \Pi + k_0^2 \Pi &= 0 \quad \text{für } z > 0, \\ \Delta \Pi + k^2 \Pi &= 0 \quad \text{für } z < 0. \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

k_0 und k bedeuten die Wellenzahl für Luft bzw. Erde. Es ist:

$$\left. \begin{aligned} k &= k_0 = \frac{\omega}{c} \quad \text{für Luft } (z > 0), \\ k^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon + \frac{i\sigma}{\omega} \right) * \quad \text{für Erde } (z < 0). \end{aligned} \right\} \quad (65a)$$

Die Grenzbedingungen fordern, daß die tangentiellen Komponenten der Feldstärken, also H_φ und E_r , auf beiden Seiten der Trennungsoberfläche gleich sein müssen. Dies ergibt mit Hilfe von (64):

$$\left. \begin{aligned} k_0^2 \Pi_0 &= k^2 \Pi, \\ \frac{\partial \Pi_0}{\partial z} &= \frac{\partial \Pi}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

wobei der Index 0 den Wert von Π in Luft bezeichnet.

* Der von (3) abweichende Ausdruck in der Klammer ergibt sich daraus, daß hier der Zeitfaktor $e^{-i\omega t}$ angenommen ist und σ in rationellen Einheiten gemessen wird.

Die unserem Problem entsprechenden Lösungen der Wellengleichung sind Zylinderfunktionen. Der allgemeine Lösungsansatz ist (je eine Lösung für Luft und Erde):

$$\left. \begin{aligned} \Pi_0 &= C_0 \frac{e^{i k_0 R}}{R} + \int_0^\infty f_0(\rho) J(\rho r) e^{-\sqrt{\rho^2 - k_0^2} z} d\rho \dots z > 0, \\ \Pi &= C \frac{e^{i k R}}{R} + \int_0^\infty f(\rho) J(\rho r) e^{+\sqrt{\rho^2 - k^2} z} d\rho \dots z < 0. \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

Hierin bedeutet J die BESSELSche Funktion vom Index 0, ρ ist ein willkürlicher Parameter, und $f(\rho)$ eine willkürliche Funktion, die durch die Erfüllung der Grenzbedingungen bestimmt wird. Man bezeichnet den ersten Teil dieser Ausdrücke als die *primäre Erregung*. Er entspricht dem Feld eines Dipols im homogenen Medium. Der zweite Teil wird als *sekundäre Erregung* bezeichnet. Er stellt diejenige Abänderung dar, welche das Feld dadurch erfährt, daß sich die Antenne an der Grenze zwischen den beiden Medien Luft und Erde befindet.

Unter der praktisch zutreffenden Annahme, daß $|k| \gg |k_0|$ ist, hat A. SOMMERFELD für das Feld in der Luft in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche ($z = 0$) folgende Lösung abgeleitet:

$$\Pi_{z=0} = \frac{2 e^{i k_0 r}}{r} y(\varrho), \quad (68)$$

worin:

$$y(\varrho) = 1 + i \sqrt{\pi \varrho} e^{-\varrho} - 2 \sqrt{\varrho} e^{-\varrho} \int_0^{\sqrt{\varrho}} e^{y^2} dy. \quad (69)$$

Ferner ist:

$$\varrho = k_0 \left(1 - \sqrt{\frac{k^2}{k_0^2 + k^2}} \right) i r \approx \frac{k_0^2}{k^2} \frac{i k_0 r}{2} \quad (70)$$

die bekannte SOMMERFELDSche *numerische Entfernung*.

2. Der Idealfall unendlich großer Leitfähigkeit der Erde.

Für unendlich große Leitfähigkeit der Erde ist $\varrho = 0$ und $y(\varrho) = 1$. Dann ist:

$$\Pi = \frac{2 e^{i k_0 r}}{r}. \quad (71)$$

Die vertikale elektrische und die horizontale magnetische Feldstärke berechnen wir, indem wir (71) in (64) einsetzen. Da sich $1/r$ nur langsam mit r ändert, brauchen wir nur den Faktor $e^{i k_0 r}$ zu differenzieren. Wir erhalten:

$$|E_z| = |H_\varphi| = \frac{2 k_0^2}{r} = \frac{2 \omega^2}{c^2 r}. \quad (72)$$

In der bisherigen Rechnung wurde entsprechend dem Ansatz $e^{i k r}/r$ das Moment des Dipols zu 1 angenommen. Der Dipol habe die Länge h und seine Enden eine periodische Aufladung Q . Das Moment des Dipols ist (vgl. S. 4):

$$M = Q \cdot h = \frac{I h}{\omega}. \quad (73)$$

Hierbei ist h als klein gegen die Wellenlänge angenommen, und wir werden im praktischen Fall unter h die wirksame Höhe der Antenne verstehen. I sei der effektive Antennenstrom. Dann sind nach (72) die effektiven Feldstärken:

$$E = H = \frac{2 \omega}{c^2 r} I \cdot h. \quad (74)$$

Wir führen mit $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ die Wellenlänge ein. Messen wir ferner den Strom in Ampere, die elektrische Feldstärke in mV/m, die Entfernung $r = D$ in km, dann ist [vgl. (23), S. 13]:

$$E = 120\pi \frac{h}{\lambda} \frac{I_{\text{Amp}}}{D_{\text{km}}} \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \quad (75)$$

Dies ist die effektive Feldstärke eines vertikalen Dipols auf ebener Erde von unendlich großer Leitfähigkeit. Es ist der doppelte Wert derjenigen Feldstärke, welche man für einen im freien Raum befindlichen Dipol mit derselben wirksamen Höhe und Stromstärke in der Äquatorebene des Dipols erhält.

In (75) führen wir die Strahlungsleistung N_S (zeitlicher Mittelwert) ein. Diese ist, da die Feldstärken verdoppelt sind, die Ausstrahlung aber nur in den Halbraum über der Erde erfolgt, doppelt so groß als die Strahlungsleistung eines im freien Raum befindlichen Dipols mit gleicher Stromstärke. Messen wir N_S in Watt bzw. kW, I in Ampere, dann ist [vgl. (24), S. 13]:

$$\left. \begin{aligned} N_S &= 160\pi^2 \frac{h^2}{\lambda^2} I_{\text{Amp}}^2 \text{ W} \\ &= 160\pi^2 \frac{h^2}{\lambda^2} I_{\text{Amp}}^2 \cdot 10^{-3} \text{ kW}. \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Mit Hilfe von (76) und (75) folgt für die effektive Feldstärke:

$$E = 300 \sqrt{N_{S(\text{kW})}} \frac{1}{D_{\text{km}}} \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \quad (77)$$

3. Endformeln bei endlicher Leitfähigkeit der Erde. Die Dämpfungsfunktion. Abhängigkeit von den Erdbodeneigenschaften und der Wellenlänge.

Bei der praktisch gegebenen endlichen Leitfähigkeit der Erde ist das Feld aus (68) zu berechnen. Da sich $\frac{1}{r} y(\varrho)$ nur langsam mit r ändert, genügt es, bei der Berechnung der Feldstärken nur den Faktor $e^{i k_0 r}$ zu differenzieren. Wir erhalten:

$$|E_z| = |H_\varphi| = \frac{2k_0^2}{r} f(\varrho), \quad (78)$$

worin

$$|y(\varrho)| = f(\varrho)$$

gesetzt ist. Die Feldstärke für endliche Leitfähigkeit ergibt sich also aus der für unendliche Leitfähigkeit durch Multiplikation mit $f(\varrho)$. Wir erhalten demnach die praktische Endformel, indem wir (75) und (77) mit $f(\varrho)$ multiplizieren:

$$E = 120\pi \frac{h}{\lambda} \frac{I_{\text{Amp}}}{D_{\text{km}}} f(\varrho) \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \quad (79)$$

bzw.

$$E = 300 \sqrt{N_{S(\text{kW})}} \frac{1}{D_{\text{km}}} f(\varrho) \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \quad (80)$$

Für unendlich gut leitende Erde ist $f(\varrho) = 1$, für endliche Leitfähigkeit < 1 . Dies ist dadurch gegeben, daß infolge der endlichen Leitfähigkeit die Wellen in die Erde eindringen und dort absorbiert werden. Die Folge ist eine entsprechende Dämpfung der an der Erdoberfläche entlang sich ausbreitenden Welle. Wir bezeichnen $f(\varrho)$ als *Dämpfungsfunktion*.

Wenn wir die ultrakurzen Wellen außer Betracht ziehen, ist in dem Ausdruck für k : $\frac{\sigma}{\omega} \gg \varepsilon$, d. h. es ist der Leitungsstrom groß gegen den Verschiebungsstrom, so daß wir annähernd schreiben können:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{i\sigma}{\omega}.$$

Dann ist ϱ reell, und man erhält aus (70):

$$\varrho = \frac{1}{2} \frac{\omega^2 r}{\sigma c}. \quad (81)$$

Indem wir $r = D$ und λ in km, σ in elektromagnetischen Einheiten messen, wird:

$$\varrho = \frac{\pi 10^{-15}}{6\sigma \lambda_{\text{km}}} \frac{D_{\text{km}}}{\lambda_{\text{km}}}. \quad (82)$$

Die Ausbreitungsdämpfung ist um so größer, je größer ϱ ist. Da die Leitfähigkeit für Seewasser sehr viel größer ist als die des Erdbodens, sind die Ausbreitungsbedingungen über Seewasser günstiger als über Land. Über Land ist die Ausbreitung um so günstiger, je größer die Leitfähigkeit, so daß auf verschiedenen Übertragungsstrecken verschiedene Ausbreitungsdämpfung zu erwarten ist.

Die Abhängigkeit der numerischen Entfernung von der Wellenlänge ist quadratisch, d. h. mit wachsender Wellenlänge nimmt die Reichweite stark zu. Es ist bekannt, daß die erste Periode der drahtlosen Telegraphie für die Überbrückung großer Entfernungen lange Wellen verwendete, die sich als günstig erwiesen. Unsere Theorie kann nur zum Teil als Erklärung hierfür herangezogen werden, da, abgesehen von dem Einfluß der Ionosphäre, bei sehr großen Entfernungen die Krümmung der Erde als wesentlicher Faktor mitwirkt. Wir beziehen die SOMMERFELDSche Theorie vielmehr auf die Ausbreitung in solchen Entfernungen, in denen man die Erde als annähernd eben ansehen kann, z. B. auf die Bodenreichweite von Rundfunkwellen, und führen im folgenden eine entsprechende Zahlenrechnung aus.

4. Zahlenrechnung.

B. VAN DER POL [18] hat eine numerische Berechnung der Dämpfungsfunktion $f(\varrho)$ durchgeführt. Man kann nach VAN DER POL diese Funktion bis auf einige Prozent darstellen durch:

$$f(\varrho) = \frac{2 + 0,3\varrho}{2 + \varrho + 0,6\varrho^2}. \quad (83)$$

Für große Werte von ϱ ($\varrho \gg 20$) ist annähernd:

$$f(\varrho) = \frac{1}{2\varrho}. \quad (84)$$

Abb. 12 zeigt $f(\varrho)$ als Funktion von ϱ . $f(\varrho)$ sinkt vom Wert 1 für $\varrho = 0$ auf 0,01 für $\varrho = 50$. Abb. 13 zeigt die nach (80) berechnete Empfangsfeldstärke für $\lambda = 2000, 1000, 600, 200$ m und Erdboden mittlerer Beschaffenheit ($\sigma = 10^{-13}$ e.l.-magn. Einh.). Die Kurve $300/D$ gilt für $\sigma = \infty$. Die gestrichelten Kurven gelten unter Berücksichtigung der Erdkrümmung. Sie sind aus Abb. 22 übernommen und zum Vergleich mit eingezeichnet. Die Abweichung der nach der SOMMERFELDSchen Theorie berechneten ausgezogenen Kurven von der $300/D$ -Kurve ist allein durch die Absorption in der Erde bedingt. Wir erkennen, daß mit abnehmender Wellenlänge immer mehr die Absorption der bestimmende Faktor

ist, während der Einfluß der Erdkrümmung in dem betrachteten Entfernungsbereich geringer ist. Bei 200 m Wellenlänge ist die Absorption bereits sehr stark,

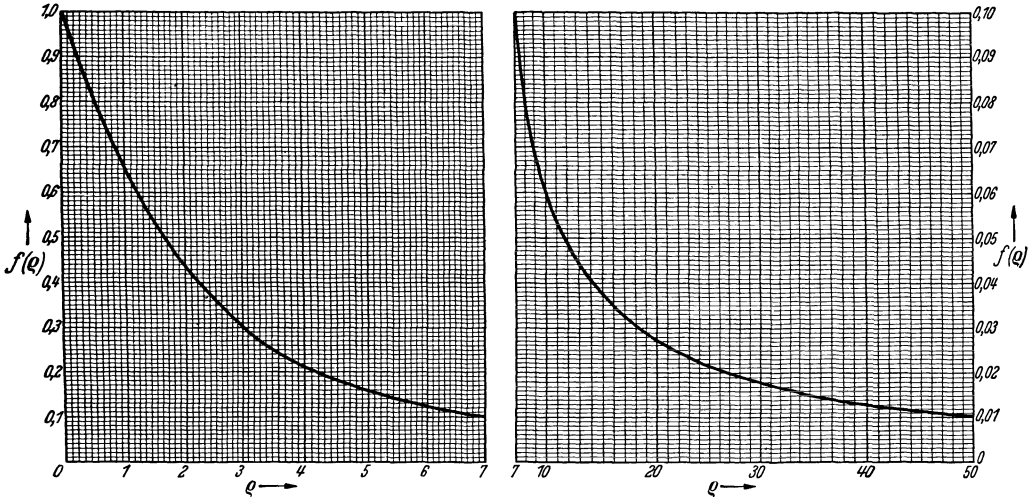


Abb. 12. Die Dämpfungsfunktion in Abhängigkeit von der numerischen Entfernung ρ . (B. VAN DER POL.)

sie bewirkt z. B. in 300 km Entfernung eine Abnahme der Feldstärke um etwa zwei Größenordnungen gegenüber der $300/D$ -Kurve, welche ohne Absorption ($\rho = 0$) gilt. Wegen dieser ungünstigen Ausbreitungsbedingungen für diese kürzesten Rundfunkwellen schlägt VAN DER POL vor, diese nicht für den Rundfunk, sondern für den Verkehr auf dem Meer zu benutzen. Indem wir für Meerwasser den Leitfähigkeitswert $4 \cdot 10^{-11}$ el. magn. Einh. annehmen, erhalten wir für 300 km Entfernung und 200 m Wellenlänge den Wert $\rho = 0,98$ für die numerische Entfernung, d. h. der Einfluß der Absorption ist praktisch zu vernachlässigen, was für längere Wellen erst recht gilt.

Ähnlichkeitsgesetz: Die numerische Entfernung ist proportional $1/\lambda^2 \sigma$. Wir finden also gleiche Werte der Dämpfungsfunktion für gleiche Werte von $\lambda^2 \sigma$. Die Kurven in Abb. 13 sind für $\sigma = 10^{-13}$ berechnet. Die Kurve für 2000 m und $\sigma = 10^{-13}$ gilt z. B. auch für $\lambda = 200$ m und $\sigma = 10^{-11}$, so daß wir mit Hilfe der Kurven auch den Einfluß verschiedener Leitfähigkeiten überblicken können.

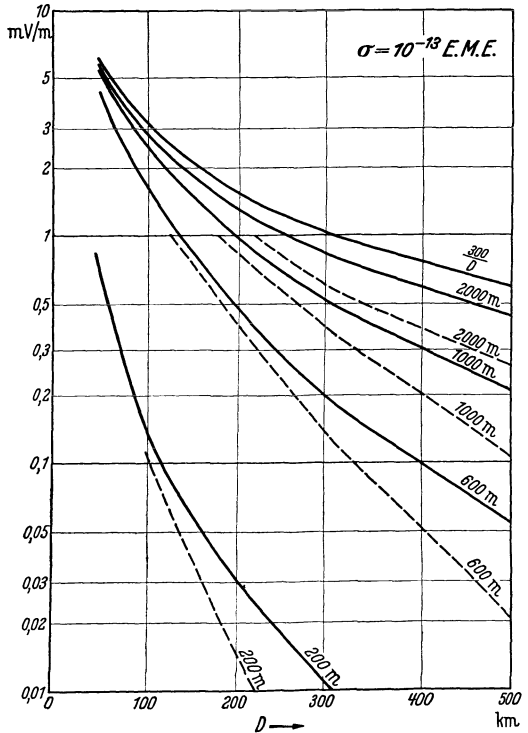


Abb. 13. Feldstärke, berechnet nach der Theorie von SOMMERFELD für Erdboden mittlerer Beschaffenheit ($\sigma = 10^{-13}$ el. mag. Einh.). Die gestrichelten Kurven gelten bei Berücksichtigung der Erdkrümmung; sie sind aus Abb. 22 entnommen und zum Vergleich eingezeichnet.

D. Die Ausbreitung über die Erdkugel (Theorie von B. VAN DER POL und H. BREMMER).

1. Allgemeine Lösung.

In der bisherigen Darstellung wurde die Erde als eben angesehen. Es konnte hierbei der große Einfluß des Erdbodens (Absorption) auf die Ausbreitung gezeigt werden. Bei der Ausbreitung in größeren Entfernungen muß die Kugelform der Erde berücksichtigt werden. Der geschichtlichen Entwicklung der drahtlosen Telegraphie entsprechend handelte es sich zunächst um die Erklärung der großen Reichweiten der langen Wellen, die vor der Entdeckung der großen Reichweiten der kurzen Wellen im Jahre 1924 allein geeignet erschienen, große Entfernungen zu überbrücken. Das Problem der Wellenausbreitung über die kugelförmige Erde ist neuerdings durch die wachsende Verwendung der ultrakurzen und Dezimeterwellen wieder in den Vordergrund gerückt. Bei diesen kurzen und kürzesten Wellen spielt auch bei kleinen Reichweiten, z. B. unter 100 km, die Krümmung der Erde eine Rolle, naturgemäß um so mehr, je kürzer die Welle ist.

A. SOMMERFELD [17] gibt im Anschluß an Arbeiten von G. N. WATSON [19] und O. LAPORTE [20] eine allgemeine Darstellung des Problems, welche für die Ausbreitung der langen Wellen in großen Entfernungen die allgemeine Form des Dämpfungsfaktors (108) ergibt. Eine Weiterführung bis zur numerischen Berechnung für alle praktisch vorkommenden Wellenlängen erfährt das Problem durch neuere Arbeiten von B. VAN DER POL und H. BREMMER [21, 22, 23, 24, 25].

Ein elektrischer Dipol mit vertikaler Achse befinde sich in der Nähe oder unmittelbar auf der Erdoberfläche. Die jetzt als kugelförmig angenommene Erde sei homogen und habe die Leitfähigkeit σ und die Dielektrizitätskonstante ϵ .

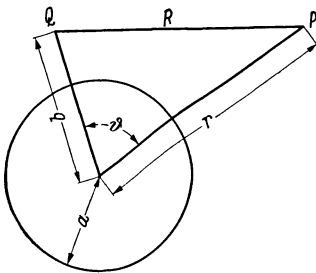


Abb. 14. Die Koordinaten.

Ein Einfluß der Atmosphäre wird nicht in Betracht gezogen ($\sigma_0 = 0$, $\bar{\epsilon}_0 = 1$). Das Problem unterscheidet sich von dem für ebene Erde dadurch, daß jetzt die Kugelform der Erde berücksichtigt wird. Dementsprechend werden Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) eingeführt (Abb. 14). Der Sender befinde sich im Punkt Q ($\vartheta = 0$, $r = b$). Es soll die Feldstärke in einem beliebigen Punkt P (ϑ, r) bestimmt werden, welcher die Entfernung R vom Sender hat. a ist der Erdradius. Das Feld ist symmetrisch zu dem durch die Antenne gehenden Erddurchmesser. Die magnetischen Kraftlinien

verlaufen in Kreisen um diesen Durchmesser, die elektrischen Kraftlinien in den Meridianebenen. Die Feldstärken sind gegeben durch ($\partial/\partial \varphi = 0$):

$$\left. \begin{aligned} H_r = H_\vartheta = 0, \quad H_\varphi = -\frac{ic}{\omega} k^2 \frac{\partial \Pi}{\partial \vartheta}, \\ E_r = k^2 r \Pi + \frac{\partial^2}{\partial r^2} (r \Pi), \quad E_\vartheta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r \Pi)}{\partial r \partial \vartheta}, \quad E_\varphi = 0. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

k ist durch (65a) gegeben. Wenn der radiale HERTZsche Vektor Π bekannt ist, kann die Feldstärke nach (87) durch Differentiation berechnet werden. Die Funktion Π und auch die Feldkomponenten genügen der Wellengleichung:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \Pi + k_0^2 \Pi = 0 \quad \text{für } r > a, \\ \Delta \Pi + k^2 \Pi = 0 \quad \text{für } r < a. \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Die Grenzbedingungen fordern die Stetigkeit der tangentiellen Komponenten E_ϑ und H_φ an der Erdoberfläche, d. h. nach (87) von

$$\frac{\partial}{\partial r}(r\Pi) \quad \text{und} \quad k^2\Pi$$

für $r = a$. Die Integration der Differentialgleichung (88) erfolgt durch Produkte von Partikularlösungen, welche von je einer Variablen (r, ϑ) abhängen, ähnlich wie im ebenen Fall. Die Wellengleichung lautet in Polarkoordinaten ($\partial/\partial\varphi = 0$):

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Pi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial \Pi}{\partial \vartheta} \right) + k^2 \Pi = 0.$$

Die Lösungen haben die Form:

$$f(r) P_n(\cos \vartheta),$$

wo P_n Kugelfunktionen sind und die $f(r)$ sich durch Einsetzen in die Differentialgleichung als Zylinderfunktionen bestimmen.

Die vollständige Lösung für das Feld in Luft wird von B. VAN DER POL und H. BREMMER in folgender Form gegeben:

$$\Pi = \Pi_{\text{prim}} + \Pi_{\text{sec}} = \frac{e^{i k_0 R}}{i k_0 R} + \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) R_n \frac{\psi_n(k_0 a)}{\zeta_n^{(1)}(k_0 a)} \zeta_n^{(1)}(k_0 b) \zeta_n^{(1)}(k_0 r) P_n(\cos \vartheta) \quad r > a. \quad (89)$$

In dieser Reihe enthalten die Koeffizienten der Kugelfunktionen $P_n(\cos \vartheta)$ je 12 Besselfunktionen der Ordnung $n + \frac{1}{2}$, die wie folgt gegeben sind:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_n^{(1)}(x) &= \sqrt{\frac{\pi}{2x}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(1)}(x), \\ \zeta_n^{(2)}(x) &= \sqrt{\frac{\pi}{2x}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(x), \\ \psi_n(x) &= \sqrt{\frac{\pi}{2x}} J_{n+\frac{1}{2}}(x). \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

H sind die HANKELSCHE Funktionen, und es besteht die Beziehung:

$$\psi_n(x) = \frac{1}{2} (\zeta_n^{(1)}(x) + \zeta_n^{(2)}(x)). \quad (90a)$$

$\zeta_n^{(1)}$ hat den Charakter einer vom Zentrum ausgehenden, $\zeta_n^{(2)}$ den einer zum Zentrum hingehenden Welle, und $\psi_n(x)$ den einer stehenden Welle. Ferner ist:

$$R_n = \frac{-\left[\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \log \{x \psi_n(x)\} \right]_{x=k_0 a} + \left[\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \log \{x \psi_n(x)\} \right]_{x=ka}}{\left[\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \log \{x \zeta_n^{(1)}(x)\} \right]_{x=k_0 a} - \left[\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \log \{x \psi_n(x)\} \right]_{x=ka}}. \quad (91)$$

In (89) haben Π_{prim} und Π_{sec} dieselbe Bedeutung der primären und sekundären Erregung wie im ebenen Fall, wobei hier die primäre Erregung mit $e^{i k_0 R}/i k_0 R$ angesetzt wurde. Ist die Reihe (89) bekannt, dann ist die radiale elektrische Feldkomponente in der Umgebung der Kugel gegeben durch [vgl. (68) und (80)]:

$$|E_r| = \frac{300}{D_{\text{km}}} \sqrt{N_S(\text{kW})} \left| \frac{\Pi}{2\Pi_{\text{prim}}} \right| \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \quad (92)$$

N_S ist hierin (vgl. S. 161) diejenige Leistung in kW, welche der Dipol ausstrahlen würde, wenn er bei gleichem Strom auf der Erde aufgestellt würde. Der Ausdruck für Π ist symmetrisch in b und r , so daß Sender und Empfänger miteinander vertauscht werden können.

Die Lösung (89) ist allgemein. Sie enthält den Fall, daß die Wellenlänge groß gegen den Kugelumfang ist, wie z. B. bei der Lichtstreuung in kolloidalen Lösun-

gen. Sie enthält aber auch den hier vorliegenden Fall, wo die Wellenlänge klein ist gegen den Kugeldurchmesser. Im ersteren Fall konvergiert die Reihe sehr schnell, so daß wenige Glieder genügen. In unserem Fall konvergiert die Reihe äußerst langsam und ist für eine numerische Berechnung nicht brauchbar. Sie wird deshalb zunächst in ein komplexes Integral umgewandelt. Im Fall der Wellenausbreitung über die Erdkugel ergibt sich angenähert folgendes Integral für das Feld auf der Erdoberfläche ($r = a$):

$$\Pi = \frac{1}{(k_0 a)^3} \int_L \frac{n \, dn}{\cos(n\pi)} \frac{\zeta_{n-\frac{1}{2}}^{(1)}(k_0 b)}{\zeta_{n-\frac{1}{2}}^{(1)}(k_0 a)} \frac{1}{N_{n-\frac{1}{2}}} P_{n-\frac{1}{2}}\{\cos(\pi - \vartheta)\}, \quad (93)$$

wobei der Integrationsweg L in der komplexen n -Ebene ganz im ersten Quadranten liegt, und alle Pole einschließt, welche die Nullstellen n_s von $N_{n-\frac{1}{2}}$ sind. Es ist:

$$N_n(xy) = \left[\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \log\{x \zeta_n^{(1)}(x)\} \right]_{x=k_0 a} - \left[\frac{1}{y} \frac{d}{dy} \log\{y \psi_n(y)\} \right]_{y=k_0 a}. \quad (94)$$

Die weitere Behandlung des Integrals (93) ergibt die rasch konvergierende Reihe [21]:

$$\Pi = \frac{2\sqrt{2\pi} e^{\frac{1}{2}i\pi}}{(k_0 a)^3 \sqrt{\sin\vartheta}} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\zeta_{n_s-\frac{1}{2}}^{(1)}(k_0 b)}{\zeta_{n_s-\frac{1}{2}}^{(1)}(k_0 a)} \frac{n_s^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{\partial N_{n-\frac{1}{2}}}{\partial n}\right)_{n=n_s}} e^{in_s\vartheta}. \quad (95)$$

Diese Gleichung wird für die numerische Berechnung benutzt. Die Empfangsantenne ist als auf der Erdoberfläche befindlich angenommen.

2. Darstellung des Feldes als Summe der primären und der an der Erdoberfläche reflektierten Welle.

Die vorhergehend abgeleitete Reihe für das Feld konvergiert rasch jenseits des Horizontes, während die Konvergenz innerhalb der optischen Sicht nicht befriedigend ist. B. VAN DER POL und H. BREMMER leiten in anderer Weise Formeln ab, welche insbesondere auch die Berechnung des Feldes in kleinen Entfernungen ermöglichen sollen [22]. Sie gehen hierbei in anschaulicher Vorstellung von der primären Welle aus, die an der Erdoberfläche reflektiert und gebrochen wird. Wie im ebenen Fall läßt sich die primäre Erregung als Summe der Partikularlösungen darstellen, wovon auch bei der Ableitung der allgemeinen Lösung (95) Gebrauch gemacht wurde. Es ist für $r < b$:

$$\frac{e^{ik_0 R}}{ik_0 R} = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \zeta_n^{(1)}(k_0 b) \psi_n(k_0 r) P_n(\cos\vartheta). \quad (96)$$

Nach (90a) können wir uns vorstellen, daß das primäre Feld auslaufende Wellen $\zeta^{(1)}$ und einlaufende $\zeta^{(2)}$ enthält. Der einlaufende Teil ist:

$$I_{-1}^e = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \zeta_n^{(1)}(k_0 b) \zeta_n^{(2)}(k_0 r) P_n(\cos\vartheta). \quad (97)$$

Beim Auftreffen auf die Erde erfolgt Reflexion und Brechung. Die reflektierte Welle ist:

$$O_{-1}^e = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) R_{11} \zeta_n^{(1)}(k_0 b) \zeta_n^{(2)}(k_0 a) \frac{\zeta_n^{(1)}(k_0 r)}{\zeta_n^{(1)}(k_0 a)} P_n(\cos\vartheta), \quad (98)$$

wobei der Ausdruck, wie zu ersehen ist, so gewählt ist, daß der Reflexionskoeffizient R_{11} das Verhältnis der reflektierten zur einfallenden Welle für $r = a$ be-

deutet¹. Die gebrochene, in die Kugel eintretende Welle ergibt nach ein-, zwei-, ...-maliger Zickzackreflexion zwischen Kugelmittelpunkt und Kugeloberfläche weitere Beiträge $O_0^e, O_1^e \dots$ zum Feld außerhalb der Kugel. Diese sind jedoch in dem hier betrachteten Fall zu vernachlässigen, da die in die Erde eindringende Welle in kurzer Entfernung absorbiert wird. Es folgt also:

$$II \approx I_{-1}^e + O_{-1}^e.$$

In ähnlicher Weise wie oben wird diese Reihe in eine rasch konvergierende Reihe umgewandelt:

$$II = \frac{4\pi i}{(k_0 a)^3} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{n_s e^{i n_s \pi}}{\left(\frac{\partial M_{n-\frac{1}{2}}}{\partial n}\right)_{n=n_s}} \cdot \frac{\zeta_{n_s-\frac{1}{2}}^{(1)}(k_0 b) \zeta_{n_s-\frac{1}{2}}^{(1)}(k_0 r)}{\left\{r_{n_s-\frac{1}{2}}^{(1)}(k_0 a)\right\}^2} P_{n_s-\frac{1}{2}} \{\cos(\pi - \vartheta)\}. \quad (99)$$

Hierin sind die n_s die Nullstellen von:

$$M_n = \left[\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \log \{x \zeta_n^{(1)}(x)\} \right]_{x=k_0 a} - \left[\frac{1}{y} \frac{d}{dy} \log \{y \zeta_n^{(2)}(y)\} \right]_{y=k a}. \quad (100)$$

Dieser Ausdruck ist nur wenig verschieden von dem Ausdruck N_n Gl. (94). Die einfallende und reflektierte Welle I_{-1}^e und O_{-1}^e sind nicht als geometrisch optische Strahlen vorzustellen. Sie entsprechen einer strengen Lösung der Wellengleichung und haben ihre Beugungseigenschaften vollkommen beibehalten. Sie ergeben deshalb auch Beiträge zum Feld in Punkten, welche unter dem Horizont des Senders liegen.

Für Punkte über dem Horizont ergibt sich für die reflektierte Welle folgende Annäherungsformel:

$$O_{-1}^e = \alpha_{11} R_{11} \frac{e^{i k_0 (R_1 + R_2)}}{i k_0 (R_1 + R_2)}, \quad (101)$$

worin:

$$\alpha_{11} = \frac{a(R_1 + R_2) \sqrt{\sin \tau_2 \cos \tau_2}}{\sqrt{b r \sin \vartheta (R_1 r \cos \tau_4 + R_2 b \cos \tau_1)}}. \quad (102)$$

Die Bedeutung der Variablen τ und R geht aus Abb. 15 hervor. Aus (101) ist zu ersehen, daß die reflektierte Welle nicht als einfaches Produkt von einfallender Welle und Reflexionskoeffizient gegeben ist, sondern daß noch ein Faktor α_{11} auftritt, der als „Divergenzfaktor“ bezeichnet wird. Dies ist so zu verstehen, daß die Divergenz zweier benachbarter Strahlen bei der Reflexion vergrößert wird, da diese an einer gekrümmten Oberfläche erfolgt. Infolge der vergrößerten Divergenz wird die Amplitude der reflektierten Welle verkleinert. Indem wir in derselben Annäherung

$$I_{-1}^e \approx II_{\text{prim}} = \frac{e^{i k_0 R}}{i k_0 R}$$

setzen, erhalten wir als Annäherung für das Gesamtfeld innerhalb der optischen Sicht:

$$II \approx I_{-1}^e + O_{-1}^e \approx \frac{e^{i k_0 R}}{i k_0 R} (1 + \alpha_{11} R_{11} e^{i k_0 (R_1 + R_2 - R)}). \quad (103)$$

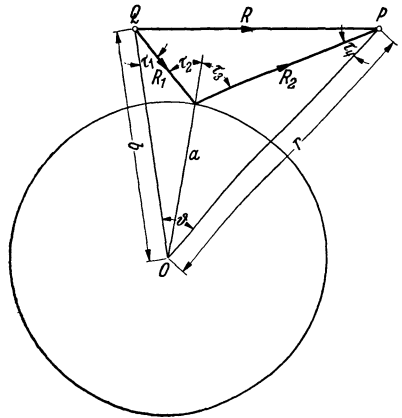


Abb. 15. Interferenz der direkten und der an der Erdoberfläche reflektierten Welle. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

¹ Der „sphärische“ Reflexionskoeffizient R_{11} wird hier nicht behandelt. Näheres siehe [22] und [24].

Diese Formel stellt eine Erweiterung der bekannten geometrisch optischen Formel dar, bei der $\alpha_{11} = 1$ und statt des „sphärischen“ Reflexionskoeffizienten R_{11} der gewöhnliche Reflexionskoeffizient für ebene Begrenzungsflächen eingesetzt ist [vgl. S. 178 Gl. (113)]. Der Unterschied zwischen dem sphärischen und dem ebenen Reflexionskoeffizienten ist z. B. für ultrakurze Wellen und Boden mittlerer Leitfähigkeit ($\sigma = 10^{-13}$ el.-magn. Einh., $\epsilon = 4$) gering. Für längere Wellen und Reflexion an einem Boden höherer Leitfähigkeit ist dies nicht mehr der Fall. So ergibt sich z. B. für unendlich große Leitfähigkeit bei streifenförmigem Einfall für den sphärischen Reflexionskoeffizienten der Wert $e^{-\frac{i\pi}{3}}$ statt $+1$ im ebenen Fall [24].

3. Praktische Formel für beliebige Leitfähigkeit, Dielektrizitätskonstante und Wellenlänge. Sender und Empfänger auf der Erde.

Die Berechnung geht von (95) aus, und es wird zur Vereinfachung angenommen, daß sich Sender und Empfänger auf dem Erdboden befinden ($b = r = a$). Für die numerische Berechnung ist die Kenntnis der Nullstellen n_s von $N_{n-\frac{1}{2}}$ und von $\partial N_{n-\frac{1}{2}}/\partial n$ an diesen Nullstellen notwendig. Um diese zu erhalten, werden Annäherungsformeln für die BESSELSchen Funktionen benutzt. Für die beiden Grenzfälle der vollkommen reflektierenden und der stark absorbierenden Kugel ergeben sich verhältnismäßig einfache Endformeln [27]. Im Fall beliebiger Erdbodeneigenschaften sind die Verhältnisse komplizierter. B. VAN DER POL und H. BREMMER leiten auch für diesen praktisch wichtigen Fall eine Formel ab und erleichtern die Anwendung mit Hilfe von graphischen Darstellungen für eine in der Formel vorkommende komplizierte Funktion. Mit ($z = k_0 a$):

$$n_s = z + \tau_s z^{1/3},$$

$$\left(\frac{\partial N_{n-\frac{1}{2}}}{\partial n}\right)_{n=n_s} \approx \frac{1}{z^{5/3}} \left(-2\tau_s + \frac{1}{\delta^2}\right)$$

folgt aus (95):

$$\Pi = \frac{2e^{i k_0 D}}{i k_0 D} \sqrt{2\pi i \chi} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{e^{i \tau_s \chi}}{\left(2\tau_s - \frac{1}{\delta^2}\right)}. \quad (104)$$

Mit Hilfe von (92) ergibt sich für die radiale Komponente der elektrischen Feldstärke bei N_s kW Ausstrahlung:

$$|E_r| = \frac{300}{D_{\text{km}}} \sqrt{N_{S(\text{kW})}} \sqrt{2\pi \chi} \left| \sum_{s=0}^{\infty} \frac{e^{i \tau_s \chi}}{\left(2\tau_s - \frac{1}{\delta^2}\right)} \right| \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \quad (105)$$

Hierin ist:

$$\left. \begin{aligned} \chi &= \sqrt[3]{\frac{2\pi a}{\lambda}} \vartheta = \sqrt[3]{\frac{2\pi}{a^2 \lambda}} D, \quad (\lambda, D \text{ in cm}) \\ \delta &= \frac{i k^2}{k_0^2} \sqrt{\frac{k^2}{k_0^2} - 1} \end{aligned} \right\} \quad (106)$$

$\tau_0, \tau_1, \tau_2 \dots$ sind komplexe Größen, die ausschließlich von der komplexen Größe δ in einer komplizierten Weise abhängen. Für größere Entfernungen konvergiert die Reihe rasch, so daß wenige Glieder der Reihe ausreichen. In Tabelle 1 ist für zwei verschiedene Annahmen über den Erdboden angegeben, wieviel Glieder für eine Genauigkeit von mehr als 10% notwendig sind. Die Berechnung ist

hiernach am einfachsten für große Entfernungen. Gl. (105) gilt zwar auch noch in der Nähe des Senders, jedoch ist dann eine zu große Anzahl von Gliedern erforderlich. Mit drei Gliedern erhält man bereits einen befriedigenden Anschluß an die Formeln für ebene Erde.

Tabelle 1. Anzahl der notwendigen Glieder der Reihe (105) für eine Genauigkeit von mehr als 10%. (Nach B. VAN DER POL und H. BREMMER.)

Meerwasser $\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$, $\varepsilon = 80$						Boden mittl. Beschaffenheit $\sigma = 10^{-13}$, $\varepsilon = 4$					
$D_{\text{km}} \backslash \lambda_{\text{m}}$	25	50	100	200	500	$D_{\text{km}} \backslash \lambda_{\text{m}}$	25	50	100	200	500
1	2	1	1	1	1	1	2	1	1	1	1
10	5	3	1	1	1	10	4	2	1	1	1
100	3	2	1	1	1	100	—	4	2	1	1
1000	3	2	2	1	1	1000	4	3	2	2	1
10000	5	4	3	2	1	10000	5	4	3	2	1
20000	5	4	3	2	1	20000	5	4	3	2	1

Die folgende Berechnung von B. VAN DER POL und H. BREMMER beschränkt sich auf zwei Glieder, so daß die Kenntnis von τ_0 und τ_1 genügt. Wir setzen:

$$\begin{aligned} \tau_0 &= \alpha_0 + i\beta_0, \\ \tau_1 &= \alpha_1 + i\beta_1. \end{aligned}$$

Die α und β hängen von der komplexen Größe δ ab. Wir schreiben:

$$\delta = K e^{i(\frac{3}{4}\pi - \psi)},$$

worin die Phase $\frac{3}{4}\pi$ eingeführt ist, damit $\psi = 0$ dem praktisch häufig vorkommenden Fall des vernachlässigbaren Verschiebungsstromes entspricht ($\varepsilon \ll \frac{\sigma}{\omega}$). Im letzteren Fall wird $\delta = K e^{\frac{3}{4}i\pi}$, und K kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} K &= \frac{\frac{ik}{k_0} e^{-\frac{3}{4}i\pi}}{\left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^{1/2}} \\ &= 0,2265 \cdot 10^7 \sigma_{\text{el.-magn.}}^{1/2} \lambda_{\text{km}}^{5/2}. \end{aligned}$$

Ist der Verschiebungsstrom nicht zu vernachlässigen, dann berechnen sich der absolute Wert K und die Phase ψ aus:

$$\begin{aligned} K &= 0,002924 \lambda_{\text{m}}^{1/2} \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + 36 \cdot 10^{24} \sigma_{\text{el.-magn.}}^2 \lambda_{\text{m}}^2}}{\sqrt{(\varepsilon - 1)^2 + 36 \cdot 10^{24} \sigma_{\text{el.-magn.}}^2 \lambda_{\text{m}}^2}}, \\ \psi &= \arctg\left(\frac{\varepsilon}{6 \cdot 10^{12} \sigma_{\text{el.-magn.}} \lambda_{\text{m}}}\right) - \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{\varepsilon - 1}{6 \cdot 10^{12} \sigma_{\text{el.-magn.}} \lambda_{\text{m}}}\right). \end{aligned}$$

In Abb. 16 bis 19 sind die Werte von α_0 , α_1 , β_0 , β_1 als Funktion von $|\delta| = K$ mit dem Parameter ψ angegeben.

Als Anwendung dieser Theorie berechnen B. VAN DER POL und H. BREMMER eine Anzahl Kurven für einen Sender von 1 kW Strahlungsleistung. Die Kurven Abb. 20 und 21 beziehen sich auf Ausbreitung über Meerwasser ($\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$ el.-magn. Einh., $\varepsilon = 80$). Die Kurven Abb. 22 und 23 gelten für Ausbreitung über Boden von mittlerer Beschaffenheit ($\sigma = 10^{-13}$ el.-magn. Einh., $\varepsilon = 4$). Die Kurven überdecken das ganze Wellengebiet von 1 m bis 20 km. Als besonders bemerkenswert ersehen wir durch Vergleich von Abb. 20

und 21 mit 22 und 23, daß, insbesondere für kurze Wellen, der Einfluß der Leitfähigkeit erheblich ist, und daß für die betrachteten Entfernungen die Ab-

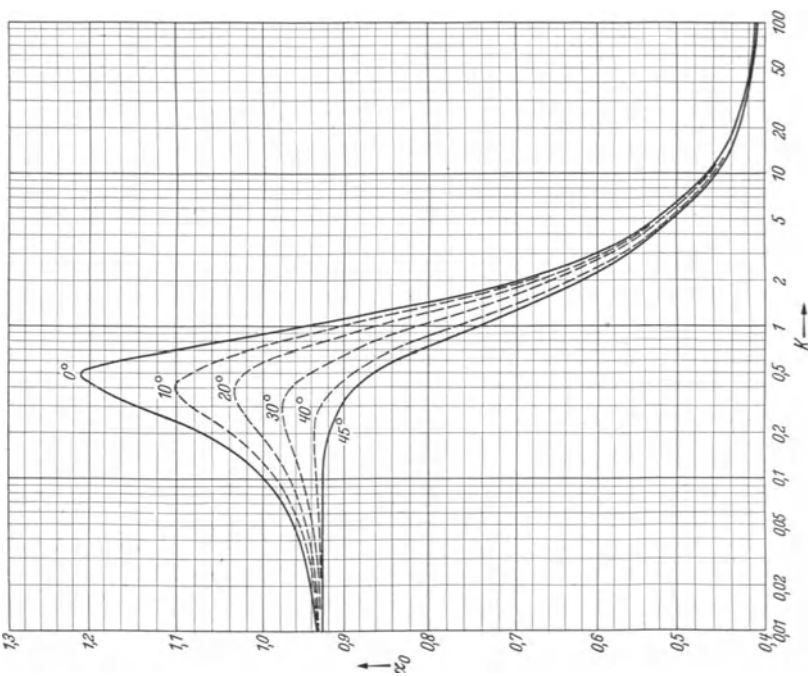


Abb. 16. $Re \tau_0 = \alpha_0$ als Funktion von $|\delta| = K$. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

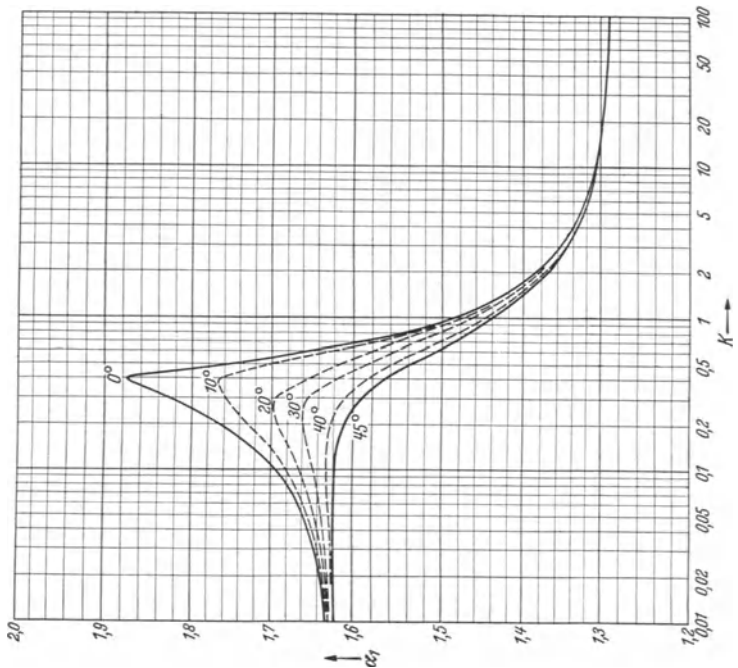


Abb. 17. $Re \tau_1 = \alpha_1$ als Funktion von $|\delta| = K$. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

sorption der Wellen infolge der endlichen Leitfähigkeit der Erde von wesentlich größerem Einfluß ist als die Erdkrümmung (vgl. S. 163, Abb. 13).

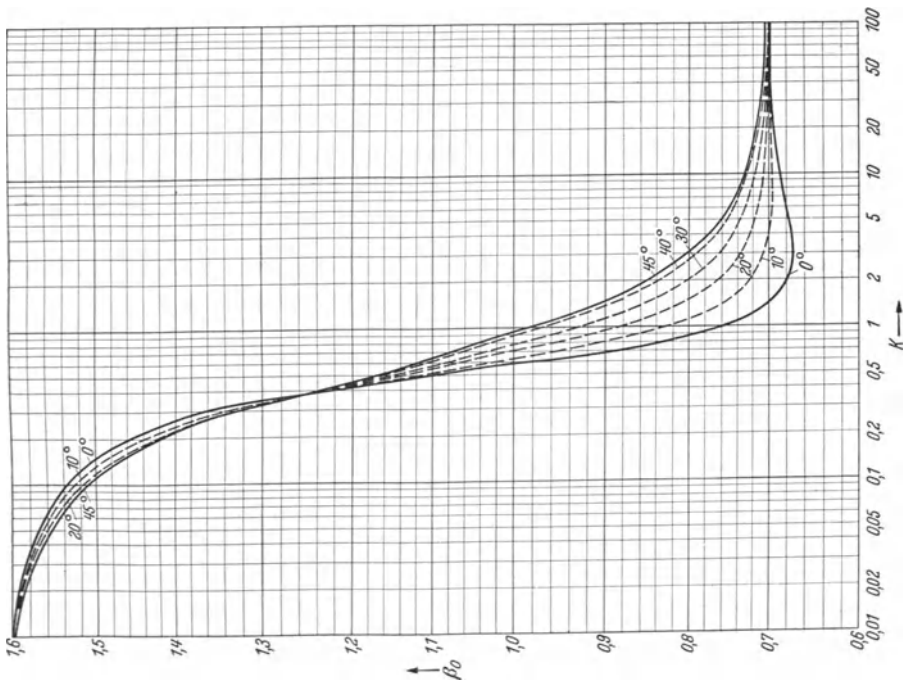


Abb. 18. $m\epsilon_0 = \beta_0$ als Funktion von $|\delta| = K$. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

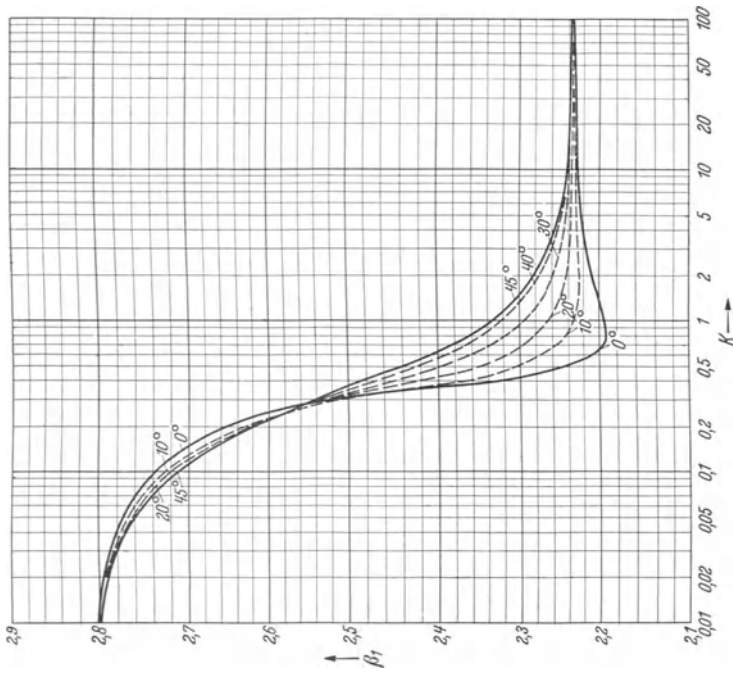


Abb. 19. $m\epsilon_1 = \beta_1$ als Funktion von $|\delta| = K$. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

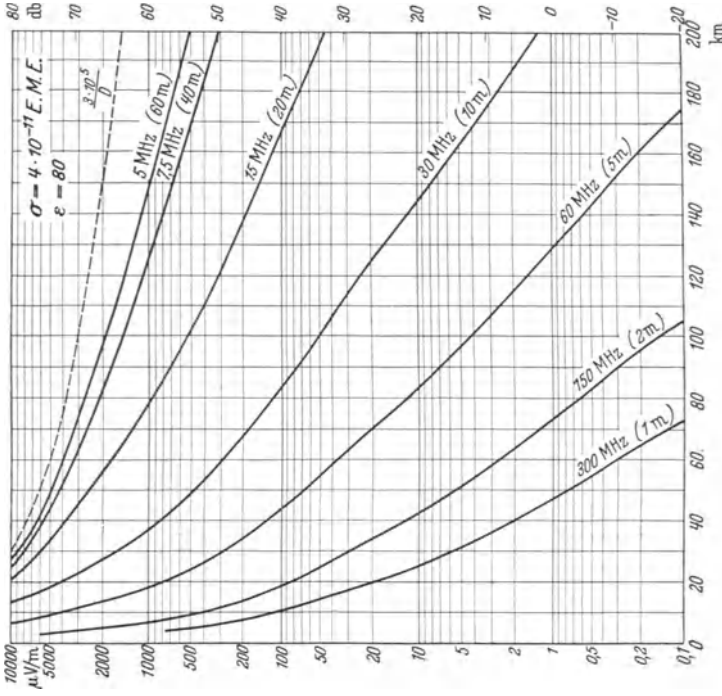


Abb. 21. Tagesfeld eines Senders von 1 kW bei Ausbreitung über Meerwasser bis zu Entfernungen von 200 km. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

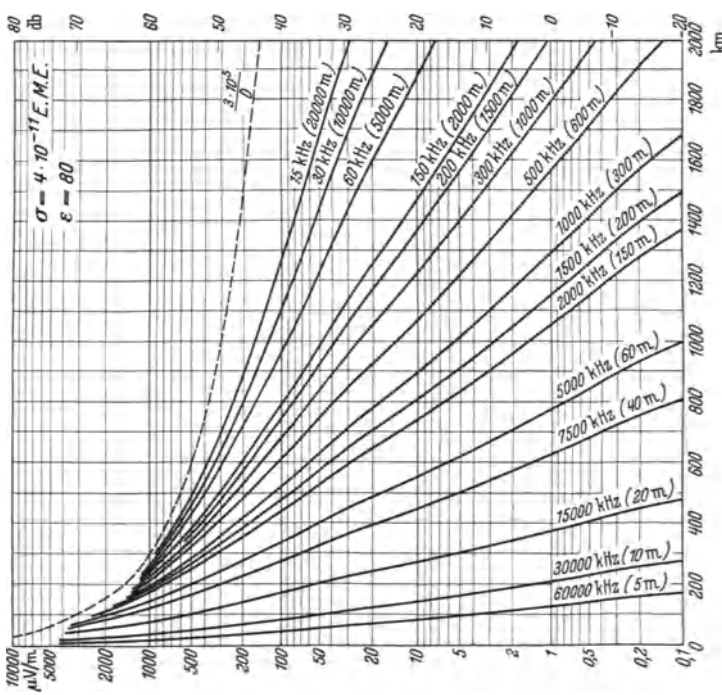


Abb. 20. Tagesfeld eines Senders von 1 kW bei Ausbreitung über Meerwasser bis zu Entfernungen von 2000 km. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

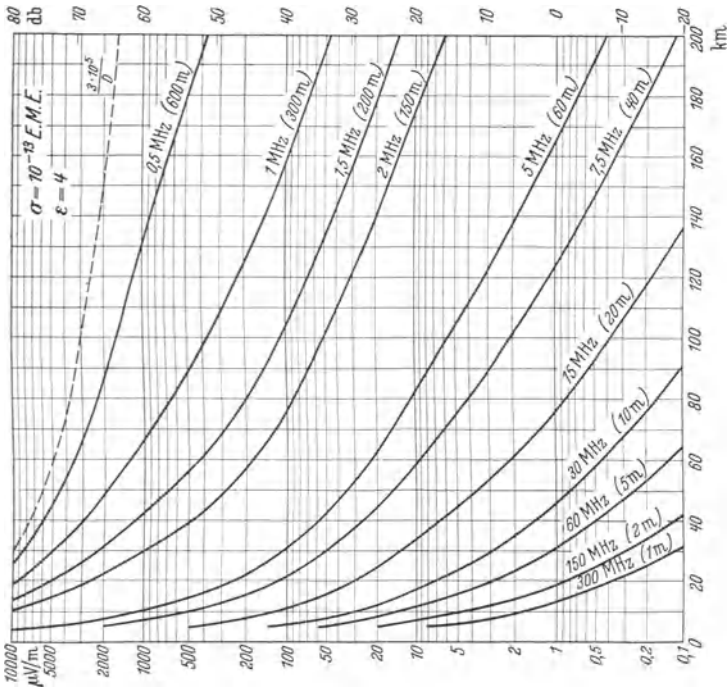


Abb. 23. Tagesfeld eines Senders von 1 kW bei Ausbreitung über Boden von mittlerer Beschaffenheit bis zu Entfernungen von 200 km. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

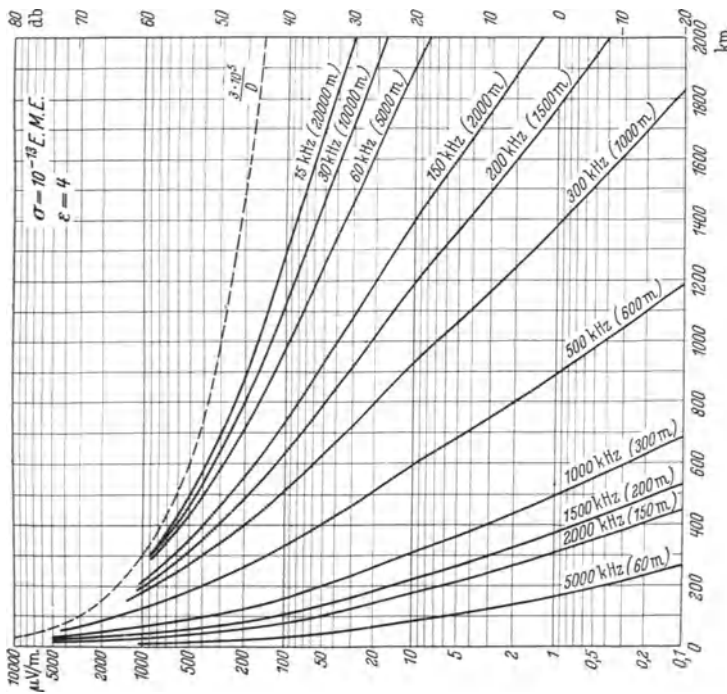


Abb. 22. Tagesfeld eines Senders von 1 kW bei Ausbreitung über Boden von mittlerer Beschaffenheit bis zu Entfernungen von 2000 km. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

4. Die Ausbreitung in großen Entfernungen.

Die Reihe (105) kann noch weiter vereinfacht werden, wenn man solche Entfernungen betrachtet, in denen das erste Glied eine hinreichende Näherung gibt, und außerdem der dielektrische Verschiebungsstrom vernachlässigbar ist ($\sigma_{\text{el.-magn.}} \lambda_m \gg \varepsilon \cdot 10^{-11}$). Man erhält dann [25]:

$$E_r = \frac{300}{D} \sqrt{N_{S(kW)}} F \frac{\text{mV}}{\text{m}}, \quad (107)$$

worin:

$$F = 0,2905 \frac{\sqrt{D}}{\lambda^{1/6}} \frac{e^{-0,0537 \beta_0 \frac{D}{\lambda^{1/3}}}}{\sqrt{a_0^2 + \left(\beta_0 - \frac{9,75 \cdot 10^{-9}}{\sigma \lambda^{1/6}} \right)^2}}, \quad (107a)$$

und D in km, λ in m, σ in el.-magn. Einh. zu messen sind.

Der Faktor β_0 im Exponenten nimmt nach Abb. 18 für wachsende Werte von K und damit der Leitfähigkeit ab. Er hat aber ein Minimum und steigt nach unendlich hoher Leitfähigkeit wieder etwas an. Die größte Feldstärke ergibt sich also nicht bei sehr großer Leitfähigkeit, sondern bei einer mittleren Leitfähigkeit, welche dem Minimum von β_0 entspricht. Als Folge hiervon ist z. B. in Abb. 22 für $D = 2000$ km das Feld für eine Wellenlänge von $\lambda = 20$ km (Boden mittlerer Leitfähigkeit) 4% stärker als in Abb. 20 (Meerwasser). Für Meerwasser ($\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$ el.-magn. Einh.) und $\lambda = 1$ km folgt $K = 14$, so daß wir also für längere Wellen praktisch den Wert $\beta_0 = 0,7$ annehmen können. Damit folgt für den Dämpfungsfaktor:

$$e^{-0,0537 \beta_0 \frac{D_{\text{km}}}{\lambda^{1/3}}} = e^{-0,00376 \frac{D_{\text{km}}}{\lambda^{1/3}}}. \quad (108)$$

Dies ist der seit langem bekannte Ausdruck für den Dämpfungsfaktor bei Ausbreitung über eine Erde von unendlich großer Leitfähigkeit in großen Entfernungen. In der empirischen Formel von AUSTIN-COHEN lautet der Dämpfungsfaktor [vgl. S. 249 Gl. (216)]:

$$e^{-0,0015 \frac{D_{\text{km}}}{\lambda_{\text{km}}^{1/2}}}. \quad (109)$$

Der theoretische Dämpfungsfaktor im Exponenten ist hiernach viel größer als der aus den Beobachtungen abgeleitete. Man hat hieraus den Schluß gezogen, daß bei der Ausbreitung der langen Wellen in großen Entfernungen auch am Tage die Ionosphäre eine wesentliche Rolle spielt. Es wird hierbei auch auf den Unterschied hingewiesen, daß in der theoretischen Formel $\lambda^{1/6}$, in der empirischen $\lambda^{1/2}$ vorkommt. Wir kommen hierauf auf S. 206 zurück.

5. Erhöhte Aufstellung des Senders und Empfängers.

Der Einfluß erhöhter Aufstellung ist durch die in (99) auftretenden Faktoren

$$\left. \begin{aligned} f_s(h_1) &= \frac{\zeta_{\eta_{1s}}^{(1)}(k_0 b)}{\zeta_{\eta_{1s}}^{(1)}(k_0 a)} \\ f_s(h_2) &= \frac{\zeta_{\eta_{2s}}^{(1)}(k_0 r)}{\zeta_{\eta_{2s}}^{(1)}(k_0 a)} \end{aligned} \right\} \quad (110)$$

gegeben, die als *Höhenfaktoren* bezeichnet werden, und mit denen jedes Glied der Reihe zu multiplizieren ist. Der Faktor $f_s(h_2)$ für den Empfänger unterscheidet sich von dem Faktor $f_s(h_1)$ für den Sender nur dadurch, daß r statt b eingesetzt ist. Die Erhöhung des Senders ergibt das gleiche Resultat wie die

Erhöhung des Empfängers. B. VAN DER POL und H. BREMMER benutzen (110) zur Erweiterung von (104) und erhalten:

$$\Pi = \frac{2e^{ik_0D}}{i k_0 D} \sqrt{2\pi i \chi} \sum_{s=0}^{\infty} f_s(h_1) f_s(h_2) \frac{e^{i\tau_s z}}{\left(2\tau_s - \frac{1}{\delta^2}\right)}. \quad (111)$$

Für die numerische Berechnung werden in den Höhenfaktoren die BESSELSchen Funktionen durch Annäherungsformeln ersetzt. Diese sind verschieden, je nachdem ob

$$h_m > \text{ oder } < 56\lambda^{2/3}.$$

Für $h > 56\lambda^{2/3}$ und für ultrakurze Wellen, wo $|\delta| \ll 1$, folgt:

$$f_s(h_1) = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{e^{-i\pi/4 + i/3(\chi_1^2 - 2\tau_s)^{3/2}}}{\delta \tau_{s,0} \sqrt{\chi_1^2 - 2\tau_s} [J'_{1/3}(\frac{1}{3}|2\tau_{s,0}|^{3/2}) + J'_{-1/3}(\frac{1}{3}|2\tau_{s,0}|^{3/2})]},$$

worin für $s \geq 4$ die Summe $J'_{1/3} + J'_{-1/3}$ durch

$$\frac{(-1)^{s+1} \sqrt{6}}{\pi \sqrt{s + \frac{3}{4}}}$$

angenähert werden kann. Für $h < 56\lambda^{2/3}$ folgt:

$$f_s(h_1) \approx 1 + \left(1 - \frac{\delta}{z^{2/3}}\right) \frac{h_0 h_1}{z^{1/3} \delta} - \left(1 - z^{2/3} \delta \tau_s\right) \frac{h_0^2 h_1^2}{z^{4/3} \delta}. \quad (112)$$

Abb. 24 zeigt die Größe Π/Π_{prim} für $\lambda = 0,7 \text{ m}$, $h_1 = h_2 = 100 \text{ m}$ und $\sigma = 10^{-13}$, $\epsilon = 4$ (Boden mittlerer Beschaffenheit). Π/Π_{prim} wird als *Abschwächungsfaktor* bezeichnet. Es ist der Faktor, mit welchem das Feld infolge der An-

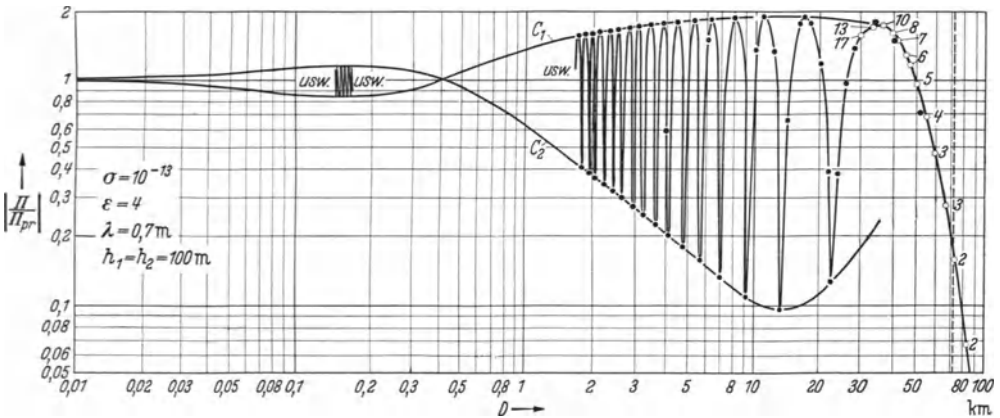


Abb. 24. Das Beispiel ($\lambda = 70 \text{ cm}$) zeigt die Interferenzerscheinung in der optischen Sicht und den Übergang der nach der geometrisch optischen Formel (103) berechneten Werte (\bullet) zu den mit Hilfe der Reihe (111) berechneten Werten (\circ). (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

wesenheit der Erde multipliziert werden muß. Die Berechnung erfolgt in der Nähe und jenseits des Horizontes mit Hilfe der Reihe (111). Innerhalb der optischen Sicht wird die geometrisch optische Formel (103) benutzt. Die nach beiden Formeln berechneten Werte gehen in der Nähe des Horizontes gut ineinander über. Bis zur Schattengrenze treten Maxima und Minima auf, welche auf die Interferenz der direkten und der an der Erde reflektierten Strahlung zurückzuführen sind. Am Sender ist der geometrische Gangunterschied gleich der doppelten Höhe des Senders. Beim letzten Maximum in der Nähe des Hori-

zontes ist er $\lambda/2$ und ergibt zusammen mit dem bei flacher Strahlung bei der Reflexion auftretenden Phasensprung von 180° einen wirksamen Gangunterschied λ . Weitere Interferenzmaxima in größeren Entfernungen können nicht mehr auftreten, der geometrische Gangunterschied geht gegen Null. Zwischen dem äußersten Maximum und dem Sender liegen eine große Anzahl von Maxima und Minima, welche nacheinander Änderungen des Gangunter-

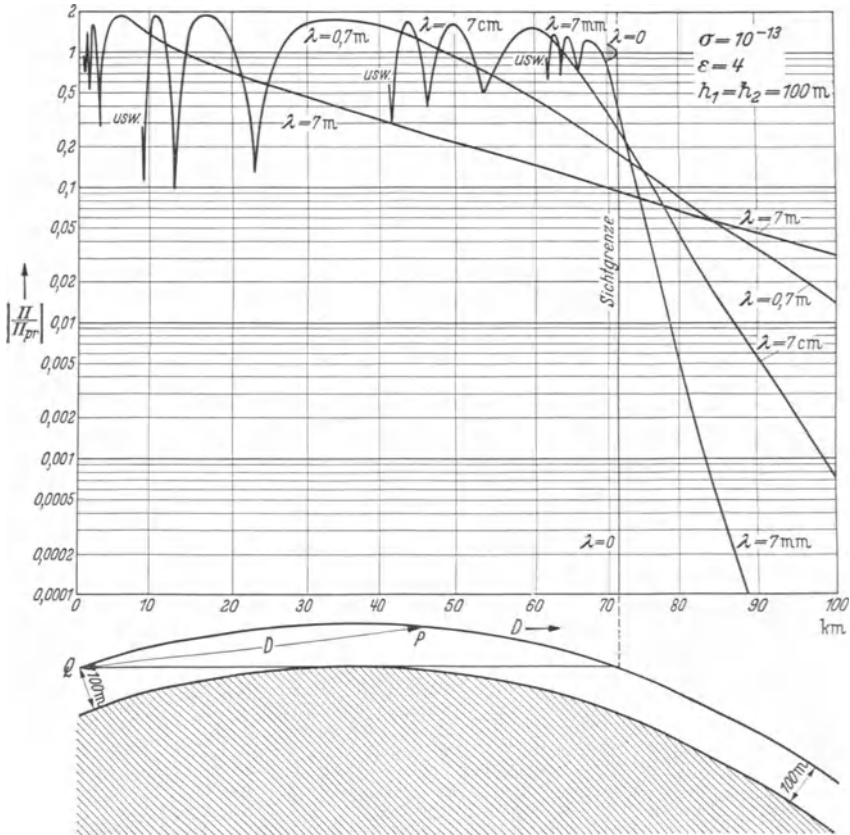


Abb. 25. Der Abschwächungsfaktor für ultrakurze Wellen. Sender und Empfänger in 100 m Höhe. Ausbreitung über Boden mittlerer Beschaffenheit. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

schiedes um $\lambda/2$ entsprechen und an Häufigkeit in Richtung auf den Sender zunehmen. In Abb. 24 hat II/II_{prim} in der Nähe des Senders den Wert 1. Mit wachsender Entfernung liegen die Interferenzmaxima auf einer Kurve C_1 , welche durch $II/II_{\text{prim}} = 1 + \alpha_{11}|R_{11}|$ gegeben ist und die Minima auf einer Kurve $C_2: 1 - \alpha_{11}|R_{11}|$. Der Abstand $2\alpha_{11}|R_{11}|$ zwischen C_1 und C_2 ist zunächst klein, hat bei 0,4 km ein Minimum und wächst dann erst auf größere Werte an. Es kommt hierin die mit wachsender Entfernung und entsprechend zunehmenden Einfallswinkeln veränderliche Stärke der reflektierten Strahlung zum Ausdruck. Der Reflexionskoeffizient hat nach Abb. 43 bei mittleren Einfallswinkeln ein Minimum, um dann bei flacher Einstrahlung gegen -1 zu gehen (vollkommene Reflexion). Bei ebener Erde ($\alpha_{11} = 1$) und flacher Einstrahlung würde im Maximum $II/II_{\text{prim}} = 2$, im Minimum $II/II_{\text{prim}} = 0$ sein. Die mit Hilfe von (111) berechneten Werte sind als offene Kreise gezeichnet. Die Zahlen neben diesen Kreisen geben die Zahl der Glieder an, die notwendig sind, um eine Genauigkeit

von 1 % zu erreichen. Diese Zahl geht vom Wert 1 jenseits des Horizontes rapide auf 10 bis 17 in der Nähe des ersten Interferenzmaximums, und es wird deshalb zweckmäßig innerhalb der optischen Sicht die einfachere geometrisch optische Formel benutzt.

Abb. 25 und 26 zeigen den Abschwächungsfaktor für $\lambda = 7\text{ m}$, $0,7\text{ m}$, 7 cm und 7 mm bei Ausbreitung über Boden mittlerer Beschaffenheit. Abb. 25 entspricht dem Fall, daß Sender und Empfänger sich in 100 m Höhe befinden.

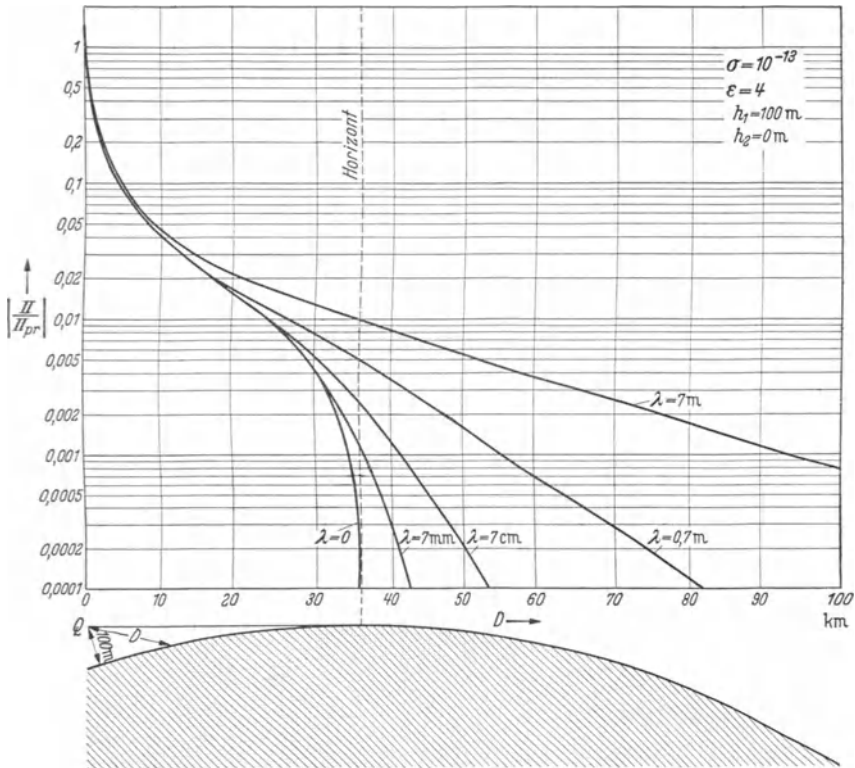


Abb. 26. Der Abschwächungsfaktor für ultrakurze Wellen für das Feld an der Erdoberfläche. Sender in 100 m Höhe. Ausbreitung über Boden mittlerer Beschaffenheit. (B. VAN DER POL u. H. BREMMER.)

Abb. 26 zeigt das Feld am Boden für einen in 100 m Höhe befindlichen Sender. Die optische Sichtweite beträgt im ersten Fall 72 km, im zweiten 36 km. Es ist besonders zu beachten, daß in diesen Entfernungen keine Unstetigkeit im Verlauf der Kurven auftritt. Insbesondere die 7 m-Welle reicht weit in den geometrisch optischen Schatten hinein. Je kürzer die Welle, um so rascher fällt die Feldstärke jenseits des Horizontes ab. Erst bei Wellen unter 1 cm ergibt sich am Horizont eine scharfe Grenze mit einem rapiden Abfall der Feldstärke. In Abb. 25 beginnt der endgültige Abfall beim letzten Interferenzmaximum. Dieses liegt um so näher der Schattengrenze, je kürzer die Wellenlänge ist, und liegt an der Schattengrenze für $\lambda \rightarrow 0$, in welchem Fall das Feld dort plötzlich aufhört.

Eine besonders einfache und vielfach angewendete Form erhält die Reflexionsformel (103), wenn wir die Erde als eben ansehen ($\alpha_{11} = 1$) und sehr flache Strahlen betrachten. In diesem Fall ist nach (166) der Reflexionskoeffizient

$(\cos \varphi \rightarrow 0) - 1$. Für die resultierende Feldstärke folgt nach (92) und (103) bei 1 kW Ausstrahlung:

$$E = \frac{150}{D_{\text{km}}} \left| \left(1 - e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta} \right) \right| \frac{\text{mV}}{\text{m}}, \tag{113}$$

worin Δ den geometrischen Gangunterschied bedeutet. In reeller Form folgt hieraus:

$$E = \frac{300}{D_{\text{km}}} \left| \sin \left(\frac{\pi}{\lambda} \Delta \right) \right| \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \tag{114}$$

Bei diesen Berechnungen wird die Erde als glatte reflektierende Fläche angesehen, während sie doch im Vergleich mit den ultrakurzen Wellenlängen im allgemeinen eine erhebliche Rauigkeit aufweist. Trotzdem kommt, wie die Erfahrung zeigt, wenigstens bei flachen Einstrahlungswinkeln, eine regelmäßige Reflexion zustande. Ein optisches Analogon hierzu ist die Reflexion von mattem weißem Papier bei nahezu streifender Inzidenz. In einem leicht zylindrisch gebogenen Papier erblickt man bei streifender Beobachtung z. B. die Umrisse von entfernten Gegenständen, die sich vom Himmel abheben.

6. Die optische Sichtweite.

In Abb. 27 sei S ein Sender, der sich in der Höhe h_1 über dem Erdboden befindet. Für einen an der Erdoberfläche befindlichen Empfänger ist die Sichtgrenze durch den Berührungspunkt der von S an die Erde gelegten Tangente gegeben (Horizont, Punkt E_1). Wir setzen angenähert:

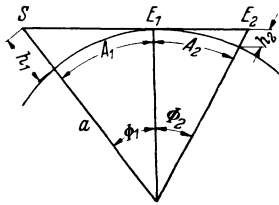


Abb. 27.
 A_1 = Sichtweite des Senders,
 A_2 = Sichtweite des Empfängers,
 $A_1 + A_2$ = Sichtweite bei erhöhter
 Aufstellung von Sender und
 Empfänger.

$$\cos \Phi_1 = 1 - \frac{\Phi_1^2}{2}.$$

Ferner ist $(h_1 \ll a)$:

$$\cos \Phi_1 = 1 - \frac{h_1}{a}.$$

Also folgt:

$$\Phi_1 = \sqrt{\frac{2h_1}{a}}.$$

Für die Sichtweite folgt:

$$A_1 = a \Phi_1 = \sqrt{2ah_1}.$$

Indem wir hierin $a = 6370$ km setzen und h_1 in Metern messen, erhalten wir:

$$A_1 = 3,57 \sqrt{h_{1(\text{m})}} \text{ km.}$$

Befindet sich der Empfänger in einer Höhe h_2 , dann ist die Sichtweite (vgl. Abb. 27):

$$A = A_1 + A_2 = 3,57 (\sqrt{h_{1(\text{m})}} + \sqrt{h_{2(\text{m})}}) \text{ km.} \tag{115}$$

Für $h_1 = 100$ m, $h_2 = 0$ folgt $A = 35,7$ km, für $h_1 = h_2 = 100$ m folgt $A = 71,4$ km.

E. Die Brechung in der unteren Atmosphäre.

1. Die Dielektrizitätskonstante der Luft.

Im Gebiet der ultrakurzen Wellen haben wir eine geringe Bodenreichweite infolge der starken Absorption in der Erdoberfläche. Bei diesen Wellen findet keine Reflexion in der Ionosphäre statt. Hier kann aber eine andere Wirkung der Atmosphäre, nämlich eine Brechung der zur Erdoberfläche annähernd parallelen Strahlen von praktischer Bedeutung sein. Indem wir annehmen, daß eine Absorption der Wellen in der Atmosphäre nicht stattfindet, schreiben wir für den reellen Brechungsindex der Luft:

$$n = \sqrt{\epsilon}.$$

Die Dielektrizitätskonstante ε der Luft ist gegeben durch einen Ausdruck:

$$\varepsilon - 1 = K \frac{P}{T}.$$

Hierin ist P der Druck in mm Hg und T die absolute Temperatur. Für trockene Luft ist [30]:

$$K = 211 \cdot 10^{-6}.$$

Für 760 mm Hg und 0°C (273°abs.) folgt hieraus $\varepsilon - 1 = 5,9 \cdot 10^{-4}$. Die Dielektrizitätskonstante ist also sehr wenig von 1 verschieden. Für reinen Wasserdampf ist:

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

Hier hängt also der Faktor von der Temperatur ab. Für 0°C folgt $K_{\text{H}_2\text{O}} = 3900 \cdot 10^{-6}$, d. h. der Faktor ist rund 20mal größer als für trockene Luft. Der Wasserdampf gibt deshalb trotz des geringeren Partialdruckes einen erheblichen Beitrag zur Dielektrizitätskonstanten der feuchten Luft. Den Wert von $\varepsilon - 1$ für feuchte Luft erhalten wir, indem wir die Werte $\varepsilon - 1$ für trockene Luft und für Wasserdampf addieren. Die Werte für Wasserdampf sind aus Messungen abgeleitet, die mit Wellen über 100 m ausgeführt wurden.

Die Dielektrizitätskonstante und damit auch der Brechungsindex nehmen mit der Höhe über dem Erdboden ab. Da die Phasengeschwindigkeit der Welle $v = c/n$ dem Brechungsindex umgekehrt proportional ist, nimmt sie nach oben hin zu. Im Fall der ultrakurzen Wellen haben wir es im allgemeinen mit einer Ausbreitung in annähernd horizontaler Richtung zu tun, die Wellenfront ist annähernd vertikal. Da die Phasengeschwindigkeit nach oben hin zunimmt, erfolgt eine Brechung zur Erde hin. Es ist dies ein ähnlicher Vorgang, wie er bei den kurzen Wellen in der Ionosphäre stattfindet, wo allerdings die Krümmung der Strahlen eine viel größere ist.

2. Darstellung der Brechung durch einen vergrößerten äquivalenten Erdradius.

Nach J. C. SCHELLENG, C. R. BURROWS und E. B. FERRELL [123] kann man für ultrakurze Wellen den Einfluß der Brechung in einfacher Weise in Rechnung setzen, indem man einen vergrößerten äquivalenten Erdradius einführt, und dann mit einer homogenen nichtbrechenden Atmosphäre ($\varepsilon = 1$) rechnet. Wir betrachten einen Strahl, welcher sich in der brechenden Atmosphäre annähernd parallel zur Erdoberfläche ausbreitet. Der Krümmungsradius des Strahles ist:

$$\varrho = - \frac{n}{\frac{dn}{dh}} \approx - \frac{1}{\frac{dn}{dh}} \quad (116a)$$

bzw.:

$$\varrho = - \frac{2\varepsilon}{\frac{d\varepsilon}{dh}} \approx - \frac{2}{\frac{d\varepsilon}{dh}}; \quad (116b)$$

da n nahezu 1 ist. Wir nehmen in erster Näherung an, daß ε linear mit der Höhe abnimmt, und setzen:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - bh \quad (h \text{ in km}).$$

Dann folgt $\frac{d\varepsilon}{dh} = -b$ und $\varrho = \frac{2}{b}$. Die Krümmung des Strahles ist $\frac{1}{\varrho}$, die Krümmung der Erde $1/R$ ($R = \text{Erdradius}$). Aus der relativen Krümmung:

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{\varrho}$$

berechnen SCHELLENG, BURROWS und FERRELL den äquivalenten Erdradius (R') zu:

$$R' = R \left(\frac{1}{1 - \varrho} \right). \tag{117a}$$

Mit $\varrho = 2/b$ folgt:

$$R' = R \left(\frac{1}{1 - \frac{bR}{2}} \right). \tag{117b}$$

In Tabelle 2 sind für verschiedenen Feuchtigkeitsgehalt der Luft Werte von b nach G. ECKART und H. PLENDL [28] angegeben. Hieraus sind die entsprechenden Krümmungsradien $\varrho = 2/b$ und die äquivalenten Erdradien nach der letzten Formel berechnet. Die Krümmungsradien der Strahlen nehmen mit wachsendem Feuchtigkeitsgehalt der Luft ab, sie sind jedoch immer größer als der Erdradius. Der äquivalente Erdradius beträgt je nach dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft etwa das 1,2—1,5fache des Erdradius.

Tabelle 2. Krümmungsradius (ϱ) und äquivalenter Erdradius (R').

	b	ϱ (km)	R' (km)	R'/R
Trockene Luft	$0,506 \cdot 10^{-4}$	40000	7600	1,2
Mittelfeuchte Luft . . .	$0,81 \cdot 10^{-4}$	25000	8600	1,35
Stark feuchte Luft . . .	$1,11 \cdot 10^{-4}$	18000	9900	1,55

Will man für eine gegebene Übertragungsstrecke die Brechung durch den äquivalenten Erdradius berücksichtigen, dann hat man die Entfernungen längs der Erdoberfläche und die Höhen über dem Meeresspiegel unverändert zu lassen. Nur der Erdradius ist durch den äquivalenten Radius zu ersetzen. Man kann dann die für die homogene nichtbrechende Atmosphäre abgeleiteten Formeln auch für die brechende Atmosphäre benutzen, indem man für den Erdradius den äquivalenten Radius einsetzt.

Wir haben hier eine geometrisch optische Betrachtungsweise angewendet. Dies mag gestattet sein, da der Brechungsindex sich nur sehr wenig mit dem Ort ändert.

3. Berechnung der Strahlenbahnen.

G. ECKART und H. PLENDL führen eine Berechnung der Strahlenbahnen aus [28]. Abb. 28 zeigt die unter bestimmten Annahmen für den Wasserdampfgehalt der Luft berechnete Dielektrizitätskonstante bzw. $\epsilon - 1$ für 0 bis 10 km Höhe. Für die Berechnung der Strahlenbahnen werden diese Kurven durch quadratische Ausdrücke angenähert:

$$\epsilon - 1 = a + bh + ch^2, \tag{118}$$

wie wir es in ähnlicher Weise bei der Ausbreitung in der Ionosphäre tun werden. Für die Bahnkurven ergibt sich folgende Differentialgleichung ($h =$ Höhe über dem Erdboden, $D =$ Entfernung längs der Erdoberfläche, $R =$ Erdradius):

$$\frac{d^2h}{dD^2} = \frac{1}{R} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \tag{119}$$

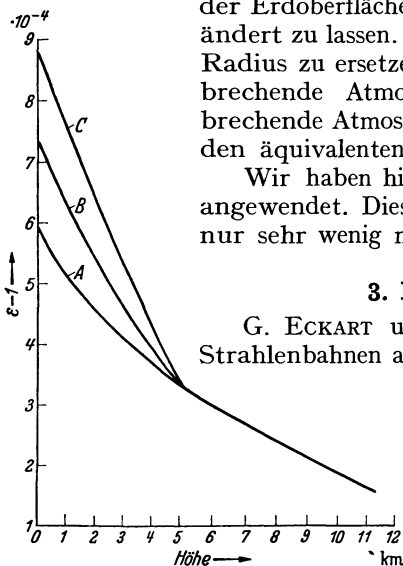


Abb. 28. $\epsilon - 1$ als Funktion der Höhe über dem Erdboden: A für trockene Luft, B für mittleren, C für starken Wasserdampfgehalt. (G. ECKART und H. PLENDL.)

tialgleichung ($h =$ Höhe über dem Erdboden, $D =$ Entfernung längs der Erdoberfläche, $R =$ Erdradius):

und das Integral:

$$D = \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{\sqrt{Bh + ch^2 + C_1}} = \left[\frac{1}{\sqrt{c}} \operatorname{Arccos} \frac{h + \frac{B}{2c}}{\sqrt{\frac{B^2}{4c^2} - \frac{C_1}{c}}} \right]_{h_1}^{h_2} \quad (120)$$

worin

$$B = b + \frac{2}{R} = b + 3,14 \cdot 10^{-4}.$$

Es wird ein beliebiger Strahl betrachtet. Dieser verläuft in der Verlängerung irgendwo parallel zur Erdoberfläche. Der Abstand von der Erdoberfläche an dieser Stelle wird als Minimalhöhe h_{\min} bezeichnet. Hier berührt der Strahl einen zur Erde konzentrischen Kreis. h_{\min} kann allgemein positiv, Null oder negativ sein. Im ersten Fall verläuft der Strahl ganz außerhalb der Erde, im zweiten Fall berührt er die Erde und im dritten Fall würde er einen konzentrischen Kreis innerhalb der Erde berühren, wobei der Verlauf innerhalb der Erde fiktiv ist. G. ECKART und H. PLENDL gehen nun so vor, daß sie das Integral (120) mit h_{\min} als unterer Grenze ausführen. h_{\min} ist gegeben durch:

$$\frac{dh}{dD} = 0 = \sqrt{Bh_{\min} + ch_{\min}^2 + C_1}. \quad (121)$$

Also folgt:

$$h_{\min} = -\frac{B}{2c} + \sqrt{\frac{B^2}{4c^2} - \frac{C_1}{c}}. \quad (122)$$

Das Integral wird hiermit an der unteren Grenze Null, und es folgt:

$$D = \frac{1}{\sqrt{c}} \operatorname{Arccos} \frac{h + \frac{B}{2c}}{\sqrt{\frac{B^2}{4c^2} - \frac{C_1}{c}}}. \quad (123)$$

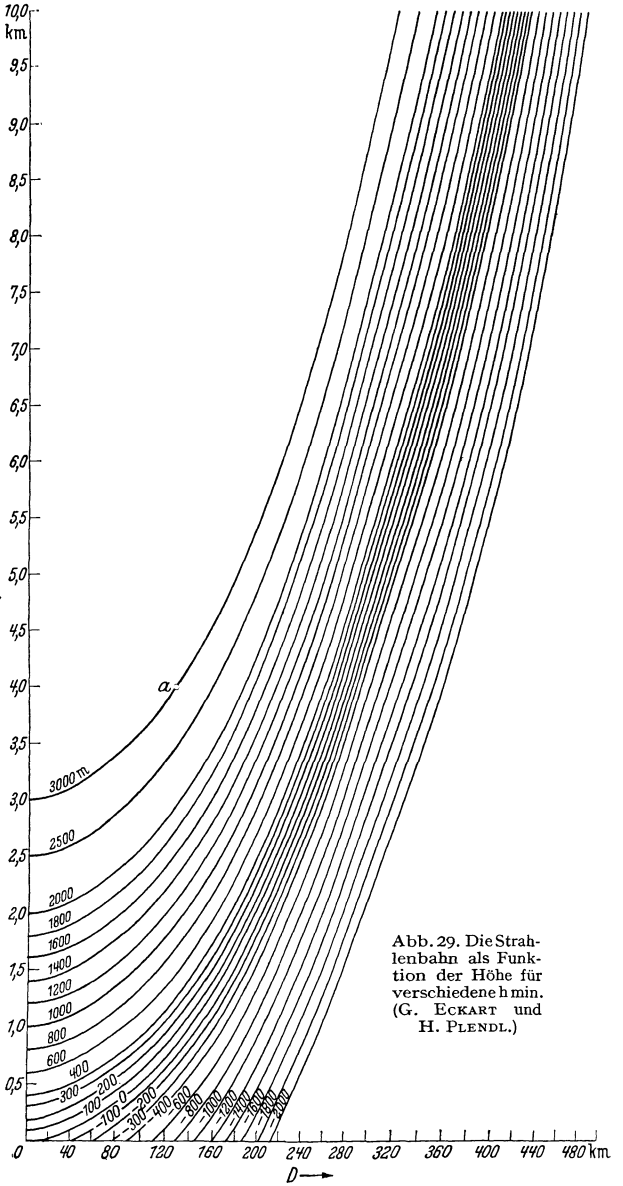


Abb. 29. Die Strahlenbahn als Funktion der Höhe für verschiedene h_{\min} . (G. ECKART und H. PLENDL.)

$$\left[\begin{aligned} h &= -\frac{B}{2c} + \sqrt{\frac{B^2}{4c^2} - \frac{C_1}{c}} \operatorname{Cos}(\sqrt{c} D), \\ \frac{dh}{dD} &= \sqrt{Bh + ch^2 + C_1}. \end{aligned} \right] \quad (124)$$

Man erhält nun in folgender Weise das durch einen Punkt (Sender) gehende Strahlenbündel. In Abb. 29 sind die allgemein mit h_{\min} als Parameter berechneten Strahlenbahnen (h als Funktion der Entfernung D) dargestellt. In Abb. 30 ist

dh/dD als Funktion von h mit h_{\min} als Parameter dargestellt. Die Ordinate zeigt hier den Winkel $\alpha = \arctg\left(\frac{dh}{dD}\right)$ in Graden. α ist der Winkel der Strahlen-

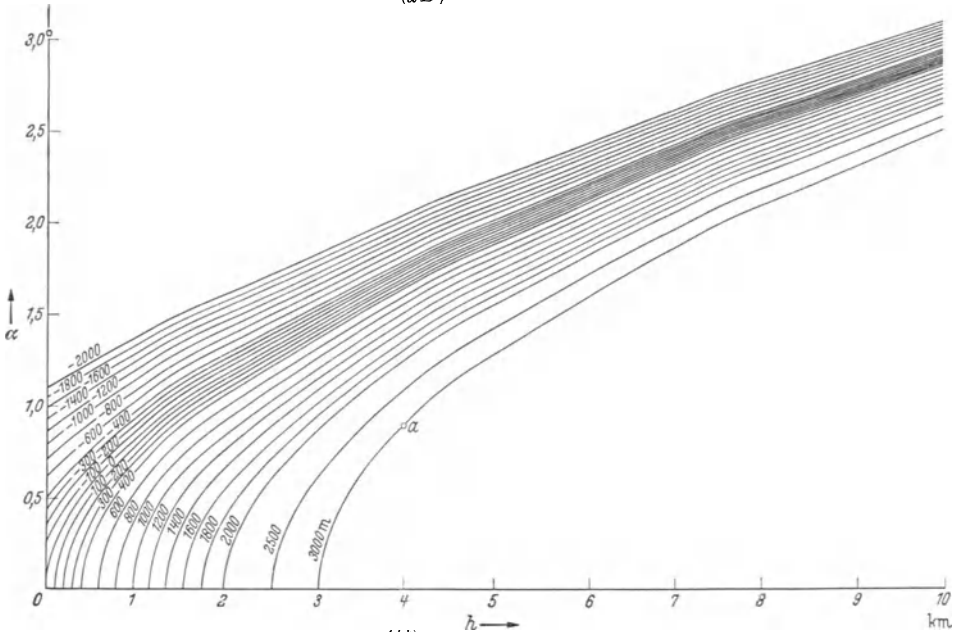


Abb. 30. Neigungswinkel der Strahlen $\alpha = \arctg\left(\frac{dh}{dD}\right)$ abhängig von der Höhe für verschiedene h_{\min} (G. ECKART u. H. PLENDL.)

richtung mit der horizontalen Richtung. Will man nun z. B. den Strahl zeichnen, der in 4000 m Höhe die Neigung $\alpha = 0,9^\circ$ hat, so entnimmt man aus Abb. 30,

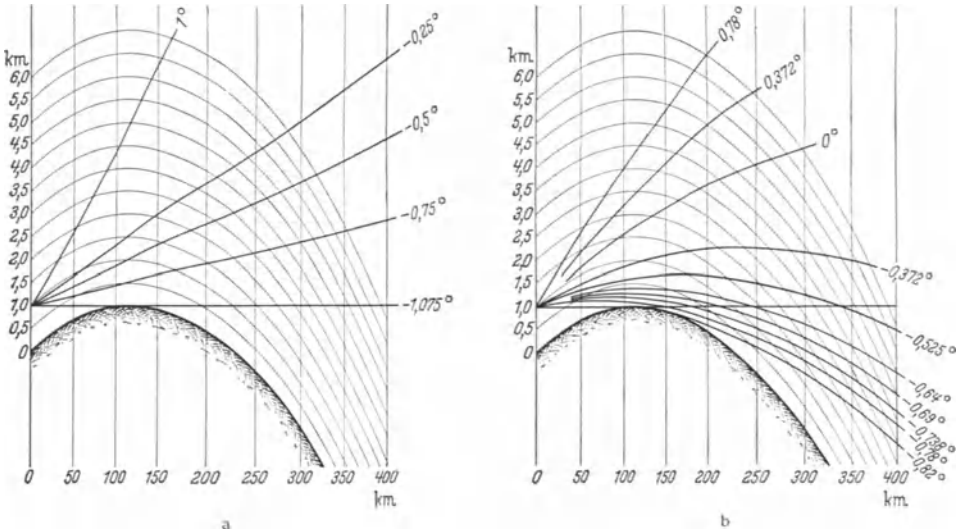


Abb. 31. a) Ungebrochenes Strahlenbündel. b) Gebrochenes Strahlenbündel. Sender 1000 m über dem Reflexionsgelände. (G. ECKART u. H. PLENDL.)

daß dies der Strahl mit $h_{\min} = 3000$ m ist (Punkt a). Aus Abb. 29 kann dann der Verlauf des Strahles entnommen werden, den man in diesem Fall von $h = 4000$ m an zeichnen würde, d. h. vom Punkt a an.

Abb. 31 a und b zeigt das Strahlenbündel für einen Sender in 1000 m Höhe über dem Erdboden mit und ohne Brechung. Die Darstellung ist wie folgt zu verstehen. Horizontal wird geradlinig die Tangente vom Sender an die Erdoberfläche angetragen. Senkrecht dazu werden die Höhen in stark überhöhtem Maßstab gezeichnet. Für flache Strahlen gehen geradlinige Strahlen mit genügender Näherung in Gerade über. Die Zahlen an den einzelnen Geraden bedeuten die Abstrahlungswinkel in Graden. Da dem Abstrahlungswinkel 0 ein Strahl zugeordnet ist, der am Sender horizontal verläuft, entspricht der Erdtangente ein negativer Winkel. Abb. 31 b zeigt das gebrochene Strahlenbündel. Der unterste Strahl reicht beträchtlich in das Gebiet des geometrisch optischen Schattens hinein. Der Strahlengang ist von der Wellenlänge unabhängig, da für ϵ keine Frequenzabhängigkeit angenommen wird.

Der Einfluß der Brechung ist um so geringer, je steiler die Strahlen verlaufen. Wie die Rechnung zeigt, kann für einen Winkel von $1,5^\circ$ die Brechung vernachlässigt werden. Der Einfluß des Wasserdampfgehaltes ist beträchtlich. So ergibt verschiedene starke Feuchtigkeit für die Höhe eines tangentialen Strahles in 300 km Entfernung nach ECKART und PLENDL Höhenunterschiede von 550 m.

4. Vertikaldiagramme der Feldstärke.

G. ECKART und H. PLENDL führen mit Hilfe der berechneten Strahlenbahnen Feldstärkeberechnungen aus. Hierzu ist eine Kenntnis des Strahlungsdiagramms notwendig, das wir uns durch Interferenz eines direkten und eines an der Erde reflektierten Strahles entstanden denken. Da nur sehr flache Strahlen betrachtet werden, wird Gl. (114) benutzt. In denjenigen Fällen, in denen in einer bestimmten Entfernung die Feldstärke als Funktion der Höhe betrachtet wird, ergibt sich in tangentialer Richtung die Feldstärke 0, da $\Delta = 0$ ist. Mit wachsender Höhe wächst der geometrische Gangunterschied an und die Feldstärke wächst an bis zu einem Maximum für $\Delta = \lambda/2$. Die Feldstärke ist hier doppelt so groß als bei Ausbreitung im freien Raum. Es folgt mit wachsender Höhe ein Minimum und weitere Maxima und

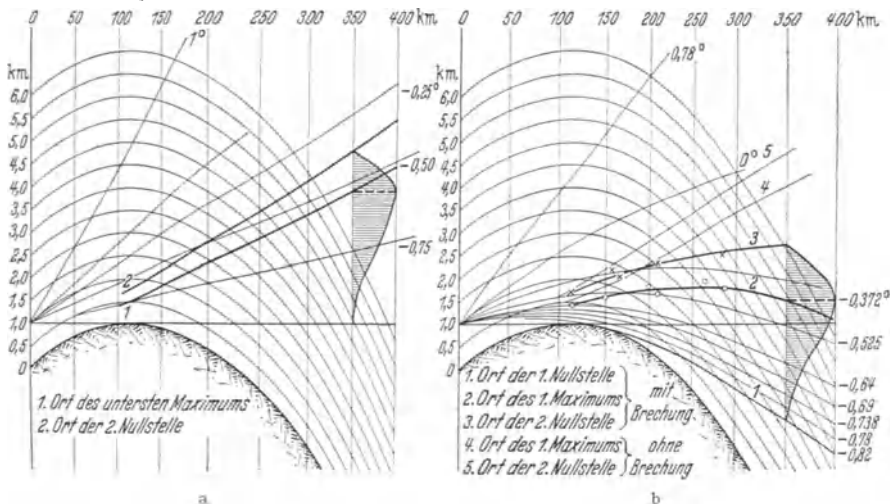


Abb. 32. a) Ungebrochenes Strahlenbündel. b) Gebrochenes Strahlenbündel. Sender 1000 m über dem Reflexionsgelände. $\lambda = 7,17$ m. (G. ECKART u. H. PLENDL).

Minima. Hier wird nur das unterste Maximum des Strahlungsdiagramms betrachtet. G. ECKART und H. PLENDL führen die Berechnung für einen $\lambda/2$ -Dipol mit 1 A im Strombauch aus ($\approx 73,2$ W, vgl. S. 20).

Abb. 32a und b zeigt den berechneten Strahlenverlauf und das Vertikaldiagramm der Feldstärke für $\lambda = 7,17$ m. Wir sehen links die Verhältnisse für eine homogene, rechts für eine brechende Atmosphäre, und es ist sehr anschaulich zu sehen, wie durch die Brechung das untere Strahlungsmaximum in den geometrisch optischen Schatten hineingebrochen wird.

Abb. 33 zeigt berechnete Vertikaldiagramme für verschiedene Entfernungen. Bis zu einer bestimmten Höhe ist die Feldstärke Null. In dieser Höhe

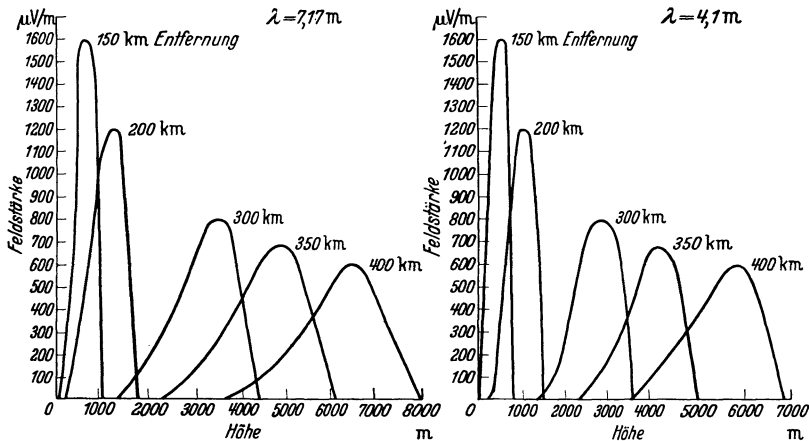


Abb. 33. Feldstärke als Funktion der Höhe bei fester Entfernung vom Sender. $\lambda/2$ -Dipol, 1 Amp. $\sim 73,2$ W, 1000 m über dem Reflexionsgelände. (G. ECKART u. H. PLENDL.)

verläuft bei der jeweiligen Entfernung der unterste Strahl, und anschließend folgt das unterste Strahlungsmaximum. Die Kurven für $\lambda = 4,1$ m sind steiler, da für das Diagramm die Größe Δ/λ maßgebend ist, und Δ von λ unabhängig ist. Der mit wachsendem Abstrahlungswinkel anwachsende Gangunterschied wirkt sich bei kürzeren Wellen rascher aus.

F. Die Ionosphäre.

Die Ionosphäre übt im ganzen Wellengebiet der drahtlosen Telegraphie mit Ausnahme der ultrakurzen Wellen einen Einfluß auf die Wellen aus, indem sie die in den Raum hinausgestrahlten Wellen zur Erde reflektiert. Für die Theorie der Wellenausbreitung ist es notwendig, zu wissen, in welcher Anzahl die wirksamen Elektrizitätsträger in der Atmosphäre verteilt, und welcher Art sie sind (Ionen, Elektronen). Die Atmosphäre ist der direkten Messung nur bis in Höhen von etwa 30 km zugänglich (Registrierballon). Die Ionendichte ist in diesem unteren Teil der Atmosphäre zu gering, um einen Einfluß auf die Wellen auszuüben. In größeren Höhen ist die Atmosphäre ebenfalls überall ionisiert, aber erst in großen Höhen, sagen wir über 80 km, haben wir diejenigen stark ionisierten Schichten zu suchen, in denen die Wellen reflektiert werden, und die wir insgesamt als Ionosphäre bezeichnen. Als Ursache der Ionisierung dieser Schichten sehen wir Wellen- und Korpuskularstrahlen an, die von außen, insbesondere von der Sonne her, in die Erdatmosphäre eindringen und die Gase ionisieren. Die vollständige Berechnung des elektrischen Zustandes der Ionosphäre scheitert an der Unsicherheit unserer Kenntnis der in der oberen Atmosphäre herrschenden Verhältnisse. Um so mehr wird es aber unser Bestreben sein, die physikalischen Vorstellungen soweit wie möglich mit heranzuziehen, um die Theorie der Wellenausbreitung von vornherein auf eine fruchtbare Grund-

lage zu stellen. Auf diese Weise gewinnen wir dann auch umgekehrt in den Wellen ein wichtiges Mittel zur Erforschung der höheren Atmosphärenschichten.

Auf Grund der Unsicherheit unserer Kenntnisse haben sich eine Reihe von verschiedenen Vorstellungen ergeben, auf die wir hier nicht näher eingehen können. Wir folgen im wesentlichen zwei Arbeiten von K. FÖRSTERLING und H. LASSEN [2, 10].

1. Die Zusammensetzung der hohen Atmosphäre.

Abb. 34 zeigt die unter einfachen Annahmen berechnete Zusammensetzung der hohen Atmosphäre. Diese wurde für die Berechnung in Höhen über 12 km als ruhend betrachtet, so daß eine Durchmischung der einzelnen Gase, wie in der unteren Atmosphäre, hier nicht mehr stattfindet. In einem ruhenden Gasgemisch, das unter dem Einfluß der Schwerkraft steht, sind die Partialdrucke der einzelnen Gase unabhängig voneinander gegeben durch:

$$p = p_0 e^{-bh} \quad (h = \text{Höhe in cm}), \quad (125)$$

wenn die Temperatur konstant ist. In Abb. 34 wurde oberhalb 12 km eine konstante Temperatur von -53°C angenommen. Es ist:

$$b = \frac{gM}{RT} = 1,18 \cdot 10^{-5} \frac{M}{T}. \quad (126)$$

(g = Erdbeschleunigung, M = Molekulargewicht des einzelnen Gases, R = Gas-konstante = $8,315 \cdot 10^7$, T = absolute Temperatur). In Tabelle 3 sind die Werte von b für die hier in Betracht zu ziehenden Bestandteile der Luft: Stickstoff, Sauerstoff, Helium und Wasserstoff angegeben ($T = 220^\circ\text{ abs.}$).

Tabelle 3.

Gas	b (220° abs.)	Ionisierungsschichtdicke z/b in km
N_2	$1,5 \cdot 10^{-6}$	12
O_2	$1,72 \cdot 10^{-6}$	13
He	$2,15 \cdot 10^{-7}$	94
H_2	$1,08 \cdot 10^{-7}$	185

Die schweren Gase nehmen viel schneller mit der Höhe ab als die leichten. Die Folge davon ist, daß in der Stratosphäre die prozentuale Zusammensetzung der Luft sich immer mehr zugunsten der leichten Gase verschiebt und in großen Höhen praktisch nur noch die leichten Gase vorhanden sind.

Andere Annahmen über den Zustand beziehen sich z. B. auf die Temperatur. Die Angaben über die Temperatur in großen Höhen schwanken etwa zwischen 220 bis 400° abs. Höhere Temperatur bedeutet nach Gl. (125) und (126) langsamere Abnahme des Druckes mit der Höhe. Schwankend ist ebenfalls die Angabe für die Höhe, in der noch eine Durchmischung der Gase stattfindet. Je größer diese Höhe, um so kleiner berechnet sich der Druck für die leichten Gase in großen Höhen, da bis zu dieser Höhe die Druckabnahme dieser Gase proportional mit der der schweren Gase erfolgt.

Über das Vorhandensein der leichten Gase in den höheren Atmosphärenschichten gehen die Ansichten auseinander. Ein sicherer Beweis für ihre Existenz bzw. Nichtexistenz ist nicht erbracht worden. Im Gegensatz zu den anderen

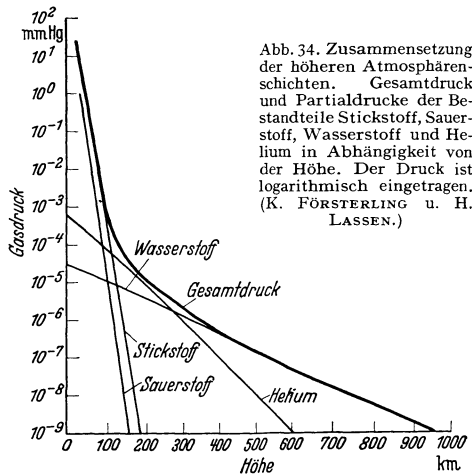


Abb. 34. Zusammensetzung der höheren Atmosphärenschichten. Gesamtdruck und Partialdrucke der Bestandteile Stickstoff, Sauerstoff, Wasserstoff und Helium in Abhängigkeit von der Höhe. Der Druck ist logarithmisch eingetragen. (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.)

Gasen hat die Bestimmung des Wasserstoffgehaltes an der Erdoberfläche weit auseinanderliegende Resultate ergeben. Wie beim Nordlicht müssen wir auf Grund der Reflexionsmessungen mit elektrischen Wellen schließen, daß in Höhen über 400 km noch Gase vorhanden sind, welche die von außen eindringende Strahlung merklich absorbieren. Nur unter besonderen Annahmen ist es denkbar, daß in jenen Höhen sich noch ein Stickstoff- oder Sauerstoffmolekül im cm^3 befindet. Wir werden deshalb die Anwesenheit der leichten Gase Helium oder Wasserstoff in Betracht ziehen müssen. Die mit elektrischen Wellen in Höhen über 200 km beobachteten großen Schichtdicken deuten ebenfalls auf leichte Gase hin.

2. Die Absorption kosmischer Strahlung in der Atmosphäre.

Als Ionisatoren kommen in der Hauptsache das ultraviolette Licht der Sonne und Korpuskularstrahlen in Frage. Wir behandeln die verschiedenen Strahlungen gemeinsam, indem wir annehmen, daß für jede Strahlung die Absorption in jeder Höhe dem Luftdruck und der Intensität, in der die Strahlung diese Höhe erreicht, proportional ist. Macht man nun die Annahme, daß in dem Teil der Atmosphäre, in welchem die Strahlung absorbiert wird und demnach auch die entsprechende (der Absorption proportionale) ionisierende Wirkung ausübt, die barometrische Höhenformel (125) gültig ist, dann ergibt sich für die Ionisierungsstärke q , das ist die Zahl der pro Sekunde und cm^3 neugebildeten Trägerpaare, die folgende allgemeine Gesetzmäßigkeit für den Verlauf mit der Höhe $[3I]$:

$$q = q_m e^{1+b(h_m-h)} - e^{b(h_m-h)}. \tag{127}$$

Die Ionisierungsstärke hat den Maximalwert $q = q_m$ in der Höhe $h = h_m$. Ist $q_{m\perp}$ der Maximalwert für senkrechten Einfall der ionisierenden Strahlen, dann ist bei schiebem Einfall:

$$q_m = q_{m\perp} \cos \vartheta, \tag{128}$$

wo ϑ der Winkel ist, den die Strahlen mit der Vertikalen einschließen. Die relative Ionisierungsstärke q/q_m ist in Abb. 35 als Funktion von $b(h_m - h)$ dargestellt. Sie nimmt von unten nach oben zunächst zu bis zum Maximum und dann wieder ab. Dieser Verlauf ist zu erwarten, denn in großen Höhen findet keine Ionisierung statt, weil die Gase sehr verdünnt sind, in niedrigen Höhen deshalb nicht, weil die Strahlung absorbiert ist. Dazwischen liegt das Maximum. Für $b(h_m - h) = 2$ ist praktisch die ionisierende Strahlung vollkommen absorbiert. Wir bezeichnen

$$C = h_m - h = \frac{2}{b} \tag{129}$$

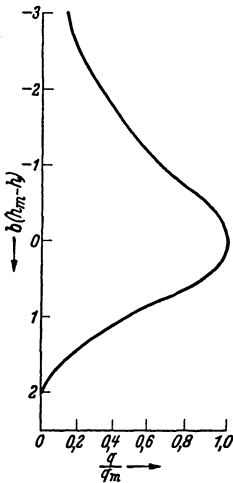


Abb. 35. Allgemeiner Verlauf der Ionisierungsstärke mit der Höhe nach (127).

als Ionisierungsschichtdicke. Es ist die Dicke der Schicht von der unteren Grenze bis zum Maximum. Die gesamte Ausdehnung ist etwa ein $2^{1/2}$ faches davon, da die Ionisierung nach oben langsamer abnimmt. Die Ionisierungsschichtdicken sind für verschiedene Gase in Tabelle 3 eingetragen ($T = 220^\circ \text{ abs.}$). Wir sehen, daß die theoretischen Schichtdicken der Gase Helium und Wasserstoff um eine Größenordnung größer sind als die von Stickstoff und Sauerstoff, die nahezu übereinstimmen. Die bisherige Berechnung bedeutet, daß eine in die Atmosphäre einfallende Strahlung in einer bestimmten Schichtdicke ionisiert, und daß diese Schichtdicke bei gegebener Temperatur nur vom Molekulargewicht des Gases abhängt, in welchem die Ab-

...

sorption der Strahlung erfolgt. Die Tatsache, daß die mit elektrischen Wellen beobachteten Schichtdicken in der unteren Ionosphäre (um 100 km) etwa 10 km betragen, im oberen Teil (über 200 km) aber sehr viel größer sind, legen den Gedanken nahe (vgl. Tab. 3), daß die obere Ionosphäre durch Ionisierung eines leichten Gases, die untere durch Ionisierung der Stickstoff-Sauerstoff-Atmosphäre entsteht.

Die Höhe der Schicht ist gegeben durch:

$$h_m = \frac{1}{b} \ln \frac{a}{b \cos \vartheta}. \quad (130)$$

Hierin ist a der Absorptionskoeffizient der Strahlung für das betreffende Gas an der Erdoberfläche. Dieser bestimmt also im wesentlichen die Höhe der Schicht. Die Schicht liegt um so höher, je größer der Druck und je größer der Absorptionskoeffizient sind. Die Schicht liegt ebenfalls höher, oder besser gesagt, die Ionisierung erfolgt ebenfalls in etwas größeren Höhen, wenn die ionisierenden Strahlen schräg einfallen. Unabhängig hiervon ist die Ionisierungsschichtdicke.

Während für die leichten Gase keine Angaben für a gemacht werden können (da sowohl der z. B. für 760 mm Hg gerechnete Absorptionskoeffizient als auch der Druck dieser Gase an der Erdoberfläche nicht mit Sicherheit bekannt sind), läßt sich für die Absorption in der Stickstoff-Sauerstoff-Atmosphäre die Höhe annähernd berechnen [2]. Setzen wir nach Messungen von LENARD und RAMSAUER $a = 2,7$ und nach Tabelle 2 etwa $b = 1,5 \cdot 10^{-6}$, so ergibt sich eine Höhe von etwa 100 km, was mit der beobachteten Höhe der unteren Schicht der Ionosphäre (E -Schicht) gut übereinstimmt. Da auch die theoretische und beobachtete Schichtdicke gut übereinstimmen, dürfen wir annehmen, daß die untere Ionosphäre in 100 km Höhe durch Ionisierung der Stickstoff-Sauerstoff-Atmosphäre entsteht.

Nach (130) ändert sich h_m mit $\ln \frac{1}{\cos \vartheta}$, d. h. nur wenig mit ϑ , solange ϑ nicht allzu nahe an 90° herankommt. Merkliche Änderungen der Ionisierungshöhe sind also nur abends und morgens und in der Nähe der Pole zu erwarten.

3. Die Wiedervereinigung.

Die Ionisierungsstärke bestimmt die Trägererzeugung. Die sich einstellende Trägerdichte hängt in der Hauptsache von einem weiteren Vorgang ab, der Wiedervereinigung von positiven und negativen Trägern zu neutralen Atomen und Molekülen. Der zeitliche Verlauf der *Trägerdichte* N (Anzahl der Träger eines Vorzeichens) in einem Gas, in welchem ein Ionisator mit der Ionisierungsstärke q wirksam ist, wird durch folgende Differentialgleichung gegeben:

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2. \quad (131)$$

Hierbei ist angenommen, daß in der Volumeneinheit gleichviel positive und negative Träger vorhanden sind. αN^2 ist die Zahl der pro Sekunde infolge der Wiedervereinigung neutralisierten Ladungen, α der Koeffizient der Wiedervereinigung. α ist bis zu Drucken von 100 mm Hg hinunter gemessen, und hier dem Druck proportional. Für Luft und 0°C , 760 mm Hg ist:

$$\alpha = \alpha_0 = 1,7 \cdot 10^{-6}. \quad (132)$$

Es ist aus theoretischen Überlegungen heraus wahrscheinlich, daß bei den niedrigen Drucken in der hohen Atmosphäre α nicht immer weiter mit dem Druck (d. h. mit der Höhe) abnimmt, sondern konstant ist ($\alpha \approx 10^{-10}$) [3I]. Wir rechnen deshalb mit einem konstanten Wert von α .

Die Ionisierungsstärke q ist nach (128) für die von der Sonne kommenden Ionisatoren vom Sonnenstand abhängig ($\cos \vartheta$). Mit Hilfe dieser Beziehung ließe sich aus (131) der Verlauf der Trägerdichte in Abhängigkeit von der Tages- und Jahreszeit und dem Ort auf der Erde berechnen. Wir verzichten an dieser Stelle auf eine solche allgemeine und nur auf unsichere Annahmen zu gründende Diskussion des Ionisationszustandes, und machen im allgemeinen die vereinfachende Annahme, daß die Sonnenstrahlen senkrecht einfallen. Wir nehmen also für die Ionisierungsstärke q einen zeitlich und örtlich konstanten Wert an. Dies können wir, da sich erhebliche Unterschiede nur bei sehr schiefer Inzidenz der Strahlen bemerkbar machen werden. Aus (131) folgt für den stationären Zustand ($dN/dt = 0$):

$$N = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}. \quad (133)$$

Bei schrägem Einfall der Sonnenstrahlen folgt für die maximale Trägerdichte mit Hilfe von (128):

$$N_m = \sqrt{\frac{q_{m\perp}}{\alpha}} \cos \vartheta. \quad (134)$$

Für das Verhältnis der maximalen Trägerdichte am Sommer- und Wintermittag folgt:

$$\frac{N_s}{N_w} = \sqrt{\frac{\cos \vartheta_s}{\cos \vartheta_w}} = \sqrt{\frac{\sin(\theta + \delta)}{\sin(\theta - \delta)}}, \quad (135)$$

wo θ der Winkelabstand des Beobachtungsortes vom Nordpol und δ die maximale Deklination der Sonne ist. Für eine Breite von $51,5^\circ$ ($\theta = 38,5^\circ$) folgt z. B. der Wert 1,84. Mit Annäherung an den Äquator nimmt dies Verhältnis ab.

Nach (133) wächst bei dauernder konstanter Ionisierung die Trägerdichte nicht unbegrenzt an, sondern strebt infolge der Wiedervereinigung dem durch (133) gegebenen Grenzwert zu. Für die relative Trägerdichte folgt:

$$\frac{N}{N_m} = \sqrt{\frac{q}{q_m}}. \quad (136)$$

Die Dicke der ionisierten Schicht stimmt also mit der Ionisierungsschichtdicke annähernd überein, der Verlauf mit der Höhe ist ein ähnlicher. Während der Nacht ist $q = 0$. Durch Integration von (131) folgt:

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 \alpha t}, \quad (137)$$

wo N_0 die Trägerdichte bei Sonnenuntergang ist. N ist die Gesamtzahl der positiven oder negativen Träger. Die negativen können freie Elektronen oder negative Ionen sein.

4. Freie Elektronen, Anlagerung.

Für die Wellenausbreitung ist es wichtig, zu wissen, in welchem Maße freie Elektronen vorhanden sind, da die spezifische Ladung e/m wirksam ist, und diese für das leichteste Ion, das Wasserstoffatomion, etwa 2000fach kleiner ist als für ein Elektron. Beim Ionisierungsprozeß entstehen zunächst positive Ionen und freie Elektronen. Die Bildung von negativen Ionen erfolgt durch Anlagerung von freien Elektronen an neutrale Gasmoleküle. Hierzu zeigen die verschiedenen Gase eine verschiedene Neigung („Elektronenaffinität“). In einer Reihe steigen der Elektronenaffinität kann man die Bestandteile der Luft wie folgt ordnen: Helium, Stickstoff, Wasserstoff, Sauerstoff. Die Affinität von Helium und Stickstoff ist praktisch Null, in Wasserstoff ist sie klein, wenn nicht auch Null,

und nur in Sauerstoff ist sie stark ausgeprägt. Die zeitliche Änderung der Elektronendichte ist durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\frac{dN_e}{dt} = q - \alpha N N_e - \beta N_e. \quad (138)$$

Hierin ist N die Dichte der positiven Ionen und N_e die Dichte der Elektronen. $\alpha N N_e$ -freie Elektronen gehen pro Sekunde durch Wiedervereinigung, βN_e durch Anlagerung als solche verloren. Der Anlagerungskoeffizient β ist der Zahl der Zusammenstöße der Elektronen mit den Gasmolekülen und damit dem Druck des anlagerungsfähigen Gases proportional. Im stationären Zustand ist:

$$\left(\frac{dN_e}{dt} = 0, \quad N = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \right), \\ N_e = \frac{q}{\sqrt{q\alpha} + \beta}. \quad (139)$$

Findet Anlagerung statt, so haben wir ein Gemisch von positiven und negativen Ionen und freien Elektronen. Die Zahl der freien Elektronen ist durch (139) gegeben, die Gesamtzahl der positiven oder negativen Träger immer durch (133). In der Nacht ($q = 0$) folgt durch Integration von (138), da jetzt N ebenfalls infolge der Wiedervereinigung mit der Zeit abnimmt, für die zeitliche Abnahme der Elektronendichte:

$$N_e = \frac{N_{e_0}}{1 + N_0 \alpha t} e^{-\beta t}. \quad (140)$$

In der unteren Ionosphäre würde man zunächst wegen der ausgeprägten Elektronenaffinität des Sauerstoffs mit einer erheblichen Anlagerung der Elektronen rechnen. Die Echomessungen haben ergeben, daß für den zeitlichen Verlauf am Tage und mit der Jahreszeit scheinbar die Wiedervereinigung von positiven und negativen Ladungen maßgebend ist. Wir müssen also, auch wegen der beobachteten magnetischen Doppelbrechung, annehmen, daß freie Elektronen in beträchtlichem Maße vorhanden sind. Dies gilt um so mehr für die obere Ionosphäre.

5. Der zeitliche Verlauf der maximalen Elektronendichte.

Um eine Vorstellung vom zeitlichen Verlauf der Trägerdichte zu gewinnen, machen wir die Annahme, daß in einer Schicht der Ionosphäre, etwa in der F -Schicht, am Tage die maximale Elektronendichte $1,3 \cdot 10^6$ herrsche. Für den zeitlichen Verlauf soll die Wiedervereinigung maßgebend sein, die Anlagerung von freien Elektronen an Gasmoleküle dagegen keine Rolle spielen. Wir berechnen die zeitliche Abnahme während der Nacht (als Beispiel 10 Std.) nach (137) und den Anstieg am Tage durch Integration von (131) unter Annahme eines konstanten Wertes für q . Abb. 36 zeigt das Ergebnis der Berechnung, für welche der Wiedervereinigungskoeffizient zu $\alpha = 8,6 \cdot 10^{-11}$ angenommen wurde. Wir sehen, daß Abnahme und Anstieg zunächst rasch, dann langsamer erfolgen. Während der Nacht nimmt die Elektronendichte auf einen Bruchteil ab. Den Beobachtungen mit elektrischen Wellen

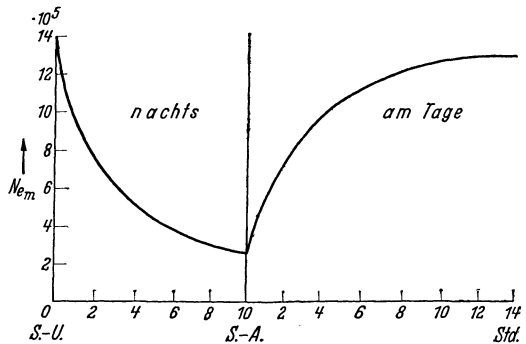


Abb. 36. Maximale Elektronendichte (N_{em}) in Abhängigkeit von der Tageszeit. F -Schicht. (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.)

entspricht eine Abnahme auf den vierten bis fünften Teil. Auf jeden Fall bleibt wegen der langsamen Wiedervereinigung infolge des niedrigen Luftdruckes über Nacht eine genügende Elektronendichte bestehen. Besondere Ionisatoren, die während der Nacht wirksam sind, wie man sie früher annehmen zu müssen glaubte, erweisen sich nicht als notwendig.

6. Die ionisierende Strahlung.

Voranstehend haben wir eine einfache Vorstellung von der Entstehung und dem Charakter der ionisierten Schichten in der hohen Atmosphäre entwickelt. Die Ionisierung der Atmosphäre durch von außen eindringende Strahlungen ergibt eine inhomogene Schichtung, bei der die Ionisation von unten nach oben zunimmt bis zum Maximum und dann wieder abnimmt (Abb. 35). Bei der Frage nach den ionisierenden Strahlungen (Ionisatoren) müssen wir berücksichtigen, daß die Beobachtung das Vorhandensein von mehreren Schichten ergeben hat. Man unterscheidet im allgemeinen vier Schichten, die E_1 - und E_2 -Schicht in 100 km Höhe und darüber, die F_1 - und F_2 -Schicht in etwa 200 km und darüber.

Das ultraviolette Licht ist, wie LENARD (1900) gezeigt hat, imstande, verschiedene Gase zu ionisieren, und zwar durch direkte Einwirkung auf das Gasmolekül selbst. Nach den Vorstellungen der Quantentheorie ionisiert nur solches Licht, dessen Wellenlänge kleiner ist als eine Grenzwellenlänge λ_m . Diese hängt mit der Ionisierungsspannung des Gases zusammen durch:

$$\lambda_m = \frac{1234}{V} (\lambda \text{ in } \mu\mu, V \text{ in Volt}). \quad (141)$$

Die Ionisierungsspannungen der hier in Frage kommenden Gase liegen über 10 V, so daß nur das Spektrum unter $120 \mu\mu$ in Frage kommt. Dieser im äußersten Ultraviolett liegende Spektralbereich ist dem Experiment schwer oder gar nicht zugänglich. Man kann durch Berechnungen zeigen, daß eine den Beobachtungen entsprechende genügend starke Ionisierung durch das ultraviolette Licht der Sonne durchaus denkbar ist [10]. Dies gilt für die Gase Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff, während eine ins Gewicht fallende Ionisierung von Helium wegen der hohen Ionisierungsspannung ausgeschlossen erscheint. Infolge der großen Verdünnung der Gase und der intensiven Bestrahlung durch das gesamte ultraviolette Spektrum der Sonne muß man mit der Möglichkeit rechnen, daß sich die Gase zum Teil oder ganz im Atomzustand befinden, und dann wegen der kleineren Ionisierungsspannung erst recht genügend stark ionisiert werden können. Die Berechnung zeigt ferner, daß die Entstehung mehrerer Schichten in verschiedenen Höhen durch das ultraviolette Licht der Sonne durchaus möglich ist, indem verschiedene Gebiete des wirksamen Spektrums in verschiedenen Gasen der Atmosphäre absorbiert werden. Die verschiedenen Werte des Absorptionskoeffizienten und des Druckes der einzelnen Gase ergeben verschiedene Höhen der Schichten.

Wir haben bisher angenommen, daß die Ladungsträger sich nicht sehr weit von ihrem Entstehungsort entfernen, so daß dann auch etwa überall gleichviel positive und negative Ladungsträger vorhanden sind. Die Schichten befinden sich dann dort, wo die Ladungsträger gebildet wurden, und weisen die Struktur auf, welche durch die Entstehungsursache gegeben ist. Die z. B. durch das ultraviolette Licht abgespaltenen Elektronen besitzen eine geringe Voltgeschwindigkeit und werden durch Diffusion von den Orten hoher Dichte zu denen geringer Dichte nur geringe Wege zurücklegen.

L. VEGARD [32] kommt auf Grund der Nordlichtbeobachtung zu einer interessanten andersartigen Vorstellung. Er nimmt an, daß die Sonne neben der

kurzwelliger Temperaturstrahlung (ultraviolettes Licht) eine sehr kurzwellige Strahlung von der Art der weichen Röntgenstrahlen aussendet. Diese Strahlung soll der direkte Ionisator der E -Schicht sein. Hierbei entstehen rasche Sekundärstrahlen, die auf Grund ihrer hohen Geschwindigkeit in sehr große Höhen wandern, und dort eine die Erde umhüllende ständige Elektronenwolke bilden, welche VEGARD mit der F_2 -Schicht identifiziert. Die F_1 -Schicht wird nach VEGARD vom ultravioletten Licht der Sonne gebildet.

Bezüglich weiterer Vorstellungen über Entstehungsursachen und weiterer Einzelheiten verweisen wir auf zusammenfassende Darstellungen [10, 31, 33, 34].

7. Der Zusammenhang mit den Schwankungen des Erdmagnetfeldes, dem Polarlicht und der Sonnentätigkeit.

Die tagesperiodische Schwankung des Erdmagnetfeldes hat schon lange, bevor es eine drahtlose Telegraphie gab, zur Annahme einer leitenden Schicht in großen Höhen geführt (STEWART 1878, SCHUSTER 1886). Die Erklärung dieser Schwankung ist folgende: Infolge der vorwiegend horizontalen tagesperiodischen Bewegungen der Atmosphäre (hervorgerufen durch Erwärmung und Abkühlung, Ebbe- und Flutkräfte) verschiebt sich die Atmosphäre relativ zum Erdmagnetfeld, wodurch in der leitenden Schicht Ströme induziert werden. Man spricht vom „atmosphärischen Dynamo“. Das Magnetfeld der Erde ist der feststehende Magnet, die Atmosphäre der bewegte Anker. Die leitende Schicht entspricht den Wicklungen, in denen die Ströme fließen. Für den Hauptstromwirbel über der Tageshalbkugel ergibt sich eine Stromstärke von der Größenordnung 100000 A. Das magnetische Feld dieser Ströme liefert einen Beitrag zum Erdmagnetfeld. Die Höhenlage der wirksamen Schicht läßt sich aus den erdmagnetischen Beobachtungen allein nicht ableiten. Man wird zunächst annehmen, daß die gesamte Ionosphäre beteiligt ist.

Sowohl im Zustand der Ionosphäre als auch im Erdmagnetfeld sind die regelmäßigen, dem Sonnenstand parallel laufenden Schwankungen stark überdeckt von unregelmäßigen Änderungen, die in vielen Fällen gleichzeitig auftreten. Besonders bekannt sind diejenigen Änderungen, als deren Ursache wir geladene *Korpuskularstrahlen* annehmen, die mit hoher Geschwindigkeit von der Sonne her in die Erdatmosphäre eindringen. Unter der Einwirkung des Erdmagneten beschreiben diese Strahlen bei Annäherung an die Erde gekrümmte Bahnen, und sie werden vorwiegend in die Nähe der Pole abgelenkt, wo sie das Nordlicht erzeugen (Theorie von BIRKELAND und STÖRMER, vgl. [35]). Diese Störungen der Ionosphäre und des Erdmagnetfeldes sind deshalb in der Nähe der Pole am größten und nehmen nach dem Äquator zu an Häufigkeit ab. Die Natur der Strahlen ist nicht mit Sicherheit bekannt. Sie können auf den gekrümmten Bahnen auch die Nachtseite der Erde erreichen.

Bei einer anderen sehr interessanten Störung der Ionosphäre, der *Mögelschen Kurzstörung* (vgl. S. 247), die ihre Ursache ebenfalls in einer besonderen Strahlung von der Sonne hat, ist ein Zusammenhang mit magnetischen Störungen nicht immer festzustellen. Man wendet hier das Interesse besonders den Vorgängen auf der Sonne zu, welche die Störungen in vielen Fällen begleiten. Die starke Änderung der mittleren Trägerdichte der Ionosphäre mit der elfjährigen Sonnenfleckenperiode deutet auf allgemeine Zusammenhänge hin. Wenn ein solcher Zusammenhang bei den einzelnen Vorgängen nicht immer beobachtet wird, so kann dies seinen Grund darin haben, daß der entsprechende Vorgang auf der Sonne zufällig nicht beobachtet wurde, oder aber daß er mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht zu beobachten ist. Die laufende Beobachtung der Ionosphäre wird weitere Tatsachen erbringen und unter Umständen zur Entdeckung der

Wirkung von Strahlungen der Sonne führen, die uns bisher nicht bekanntgeworden sind. Man wird sich ferner bei den beobachteten Veränderungen der Ionosphäre die Frage vorlegen müssen, ob und welche Änderungen des Erdmagnetfeldes in den einzelnen Fällen zu erwarten sind, und ob diese von den vorhandenen erdmagnetischen Apparaten angezeigt werden. Die Sonnentätigkeit wird als gemeinsame Ursache der Ionosphären- und erdmagnetischen Störungen ein besonderes Interesse beanspruchen.

G. Der Einfluß der Ionosphäre auf die Wellenausbreitung.

Als bestimmende Größe für die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen betrachten wir den komplexen Brechungsindex (vgl. S. 146). Der Brechungsindex eines ionisierten Gases (Ionosphäre) ist durch (27) gegeben, wenn wir die Dämpfung und die Einwirkung des Magnetfeldes nicht in Betracht ziehen. Wir sehen aus dieser Formel, daß für genügend hohe Frequenzen der Brechungsindex 1 wird. Die entsprechenden Wellen gehen ungehindert durch die Ionosphäre hindurch. Mit abnehmender Frequenz weicht der Brechungsindex immer mehr von 1 ab, sein Quadrat kann Null und negativ werden. Es tritt dann eine Reflexion der Wellen auf, so daß die in den Raum hinausgestrahlten Wellen zur Erde zurückgelangen und zu großen Reichweiten Anlaß geben. Die Frequenz, bei welcher die Reflexion einsetzt, ist durch die Trägerdichte in der Ionosphäre gegeben. Da diese zeitlich und mit dem Ort auf der Erde sich ändert, ist die entsprechende „Grenzfrequenz“ nicht fest gegeben. Sie liegt im Mittel am Tage etwa bei 30 MHz ($\lambda = 10$ m). Es ist dies eine Frequenz, welche zu Beginn der drahtlosen Telegraphie außerhalb des praktisch verwendbaren Frequenzbereiches lag. Durch die Entwicklung der Hochvakuumröhren sind aber sehr viel höhere Frequenzen für die Praxis verwendbar gemacht worden. Man bezeichnet die Wellen unter 10 m als ultrakurze Wellen. Es sind dies diejenigen Wellen, bei denen eine regelmäßige und für die Praxis nutzbare Reflexion an der Ionosphäre nicht stattfindet. Wohl kann es gelegentlich bei besonders starker Ionisation vorkommen, daß ultrakurze Wellen etwa bis 5 m hinunter an der Ionosphäre reflektiert werden. Praktisch wird jedoch die Ausbreitung dieser Wellen durch die Beugung an der Erde und die Brechung in der unteren Atmosphäre bestimmt. Wir behandeln demnach hier die Ausbreitung der Wellen über 10 m Wellenlänge. Infolge der in (27) zum Ausdruck kommenden quadratischen Abhängigkeit des Brechungsindex von der Frequenz ändern sich die Ausbreitungsbedingungen in der Ionosphäre rasch mit wachsender Wellenlänge. Man teilt das Wellengebiet über 10 m im allgemeinen ein in die kurzen Wellen (10 bis 200 m), die mittleren Wellen (200 bis 2000 m) und die langen Wellen (2000 bis 20000 m). Bereits im Gebiet der kurzen Wellen ist die Ausbreitung in der Ionosphäre eine wesentlich andere für Wellen über 100 m als z. B. für die kürzeren Wellen. Besonders eingehend werden wir die Ausbreitung der kurzen Wellen von etwa 10 bis 50 m Wellenlänge behandeln, deren große, die ganze Erde umfassenden Reichweiten nur auf der Reflexion an der Ionosphäre beruhen, während die Bodenwelle keine Rolle spielt.

1. Die Ausbreitung der kurzen Wellen in der Ionosphäre. Gültigkeit des Brechungsgesetzes.

Die Annahme, daß die Ionosphäre dadurch entsteht, daß ionisierende Strahlungen von außen her in die Erdatmosphäre eindringen, ergibt ein bestimmtes Bild vom Aufbau der Ionosphäre. Sie besteht aus einer bzw. mehreren Schichten, in denen die Trägerdichte von unten nach oben zunimmt bis zu einem Maximum, und dann wieder abnimmt. In der Richtung parallel zur Erdoberfläche findet ebenfalls eine wenn auch nur langsame Änderung der Trägerdichte statt, die

in der Hauptsache durch den Sonnenstand gegeben ist. Wir vernachlässigen diese Änderung und machen für die Berechnung die Annahme, daß die Trägerdichte auf zur Erde konzentrischen Kugeloberflächen konstant ist. Die Ionosphäre ist demnach ein *inhomogenes Medium* mit einer parallel zur Erdoberfläche verlaufenden Schichtung. Die Theorie hat die Feldgleichungen für dieses inhomogene Medium zu lösen, indem sie den Brechungsindex als Funktion einer Koordinate, nämlich der Höhe, einführt. Wir wollen auf dieses komplizierte Problem hier nicht näher eingehen (vgl. [10, 36]). Bei den kurzen Wellen können wir die Annahme machen, daß die Änderung des Brechungsindex auf dem Wege einer Wellenlänge gering ist und die Dämpfung vernachlässigen. Infolge des allmählichen Übergangs findet beim Eintritt in die Ionosphäre keine Reflexion statt. Die Wellen dringen in die Ionosphäre ein, und für die Ausbreitung in der Ionosphäre lassen sich folgende einfache Gesetzmäßigkeiten ableiten:

1. Die Wellennormale befolgt das Brechungsgesetz.

2. Eine Reflexion findet infolge der stetigen Änderung des Brechungsindex längs des Weges der Wellen im allgemeinen nicht statt bis zu einer bestimmten Stelle, und hier tritt dann Totalreflexion auf. Diese Stelle (Reflexionsstelle) ist diejenige, an der nach dem Brechungsgesetz die Wellennormale streifend zur Schichtung verläuft. Bei senkrechter Inzidenz findet die Reflexion an der Stelle $n = 0$ statt.

Infolge dieser einfachen Gesetze können wir bei der Behandlung der Kurzwellenausbreitung eine den Methoden der geometrischen Optik entsprechende geometrische Betrachtungsweise anwenden. Die von der Sendeantenne ausgehende Kugelwelle stellen wir uns als ein Strahlenbündel vor und berechnen die einzelnen Strahlenwege.

Das Brechungsgesetz lautet für ein ebenes geschichtetes Medium:

$$n \sin \varphi = \text{konst.}, \tag{142}$$

worin φ an jeder Stelle der Winkel des Strahles mit dem Einfallslot ist. Unterhalb der Ionosphäre ist $n = 1$. Verstehen wir deshalb unter φ_0 den Einfallswinkel in die Ionosphäre und unter ψ den Winkel, den der Strahl am Sender mit der Erdoberfläche einschließt, dann ist:

$$n \sin \varphi = \sin \varphi_0 = \cos \psi. \tag{143}$$

Berücksichtigen wir die Krümmung der Erde, dann erhält das Brechungsgesetz die Form [10]:

$$nr \sin \varphi = \text{konst.} \tag{144}$$

(r = Entfernung vom Erdmittelpunkt). An der Erdoberfläche ist $r = R$ (Erdradius), $\sin \varphi = \cos \psi$, $n = 1$. Also ist:

$$nr \sin \varphi = R \cos \psi. \tag{145}$$

Ist h die Höhe über dem Erdboden, also $r = R + h$, so folgt:

$$n \sin \varphi = \frac{R}{R + h} \cos \psi = \frac{\cos \psi}{1 + \frac{h}{R}}. \tag{146}$$

Für $R = \infty$ erhalten wir Gl. (143) für ebene Erde.

Der Weg eines Strahles ist in Abb. 37 schematisch dargestellt. Dem Brechungsgesetz entsprechend wird beim Eindringen in die Ionosphäre der Strahl vom Einfallslot weggebrochen, verläuft im höchsten Punkt, d. h. an der Reflexionsstelle, streifend zur Schichtung und kehrt auf einem spiegeltbildlich symmetrischen Weg zur Erde zurück.

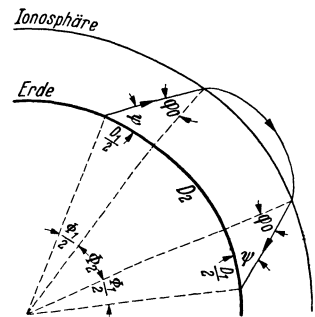


Abb. 37. Weg eines Strahles längs der Erdoberfläche. $D = D_1 + D_2$.

2. Die Reichweite der kurzen Wellen bei einmaliger Reflexion in der Ionosphäre.

Diejenige Entfernung längs der Erdoberfläche, in welcher ein unter bestimmtem Winkel vom Sender ausgehender Strahl zur Erde zurückkehrt, nennen wir hier seine Reichweite (D). Es ist:

$$D = D_1 + D_2, \quad (147)$$

wo D_2 dem gekrümmten Weg des Strahles in der Ionosphäre, D_1 dem geradlinigen Weg zwischen Erde und Ionosphäre entsprechen (Abb. 37). Zur Berechnung von D_2 müssen wir den Brechungsindex n als Funktion der Höhe kennen. Nach (27) ist:

$$n^2 = 1 - \frac{N e^2}{\pi c^2} \lambda^2. \quad (148)$$

Die Trägerdichte N ist durch (136) als Funktion der Höhe gegeben, ein Ausdruck, der für die Berechnung unbequem ist. Er läßt sich in guter Annäherung wiedergeben durch:

$$N = N_m \frac{2}{C} \left(z - \frac{z^2}{2C} \right). \quad (149)$$

C ist die Dicke der Schicht von der unteren Grenze bis zum Maximum. r_0 sei der Radius der unteren Grenze der Ionosphäre, und wir haben dann in der Ionosphäre zu setzen:

$$r = r_0 + z. \quad (150)$$

Es folgt:

$$n^2 = 1 - A^2 \lambda^2 \left(z - \frac{z^2}{2C} \right) = 1 - c_1 z + c_2 z^2, \quad (151)$$

worin:

$$A^2 = \frac{N_m e^2}{\pi c^2} \cdot \frac{2}{C}, \quad c_1 = A^2 \lambda^2, \quad c_2 = \frac{A^2 \lambda^2}{2C}.$$

Zur Berechnung von D_2 gehen wir von der identischen Gleichung

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi}}.$$

aus. Nach dem Brechungsgesetz (144) ist:

$$\sin \varphi = \frac{n_0 r_0}{n r} \sin \varphi_0,$$

folglich:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{n_0 r_0}{n r} \sin \varphi_0}{\sqrt{1 - \frac{n_0^2 r_0^2}{n^2 r^2} \sin^2 \varphi_0}} = \frac{n_0 r_0 \sin \varphi_0}{\sqrt{n^2 r^2 - n_0^2 r_0^2 \sin^2 \varphi_0}}.$$

Nun ist:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{r d \Phi}{d r}, \quad d \Phi = \frac{d r}{r} \operatorname{tg} \varphi.$$

Also wird mit $n_0 = 1$:

$$\Phi_2 = \int \frac{r_0 \sin \varphi_0}{\sqrt{n^2 r^4 - r^2 r_0^2 \sin^2 \varphi_0}} d r, \quad (152)$$

und es ist dann:

$$D_2 = R \Phi_2. \quad (153)$$

Die Integration ergibt für ebene Erde [10]:

$$D_2 = \alpha C \sin \varphi_0 \frac{1 + \alpha \cos \varphi_0}{1 - \alpha \cos \varphi_0}, \quad (154)$$

worin:

$$\alpha = \frac{2\sqrt{c_2}}{c_1} = \sqrt{\frac{2}{C}} \frac{1}{A\lambda}. \tag{155}$$

Unter Berücksichtigung der Kugelgestalt der Erde folgt näherungsweise:

$$D_2 = R\Phi_2 = \frac{R}{r_0} \alpha' C \sin \varphi_0 \frac{1 + \alpha' \cos \varphi_0}{1 - \alpha' \cos \varphi_0}, \tag{156}$$

worin:

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= \sqrt{\frac{2}{C}} \frac{1}{A\lambda \left(1 - \frac{2}{r_0 A^2 \lambda^2} \sin^2 \varphi_0\right)} \\ &= \frac{\alpha}{1 - \frac{2 \sin^2 \varphi_0}{r_0 A^2 \lambda^2}}. \end{aligned} \right\} \tag{157}$$

Die Krümmung der Erde ergibt also gegenüber einer als eben angenommenen Erde ein mit wachsender Wellenlänge kleiner werdendes Korrektionsglied.

Aus Abb. 37 folgt:

$$D_1 = R\Phi_1. \tag{158}$$

Folglich wird die Reichweite:

$$D = D_2 + D_1 = \frac{R}{r_0} \alpha' C \sin \varphi_0 \ln \frac{1 + \alpha' \cos \varphi_0}{1 - \alpha' \cos \varphi_0} + R\Phi_1 \text{ (Längen in cm)}. \tag{159}$$

Die Reichweite wurde nach (159) für verschiedene Wellenlängen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel φ_0 berechnet und das Resultat in Abb. 38 eingetragen, wobei statt des Winkels φ_0 der Ausstrahlungswinkel ψ eingeführt wurde.

Für diese Berechnung müssen bestimmte Annahmen für die in (159) vorkommenden Größen gemacht werden. Die Dicke der Schicht wurde zu $C = 2 \cdot 10^7$ cm (200 km) angenommen, was etwa der Ionisierungsschichtdicke für Wasserstoff entspricht. Ferner setzen wir für die maximale Trägerdichte $N_m = 1,3 \cdot 10^6$ Elektronen/cm³, was etwa einem maximal am Tage vorkommenden Wert entspricht. Die untere Grenze der Schicht nehmen wir in 200 km Höhe an, und eine Mitwirkung weiter darunter liegender Schichten wird nicht in Rechnung gezogen.

In Abb. 38 bemerken wir eine starke Änderung mit der Wellenlänge im Wellengebiet von 10 bis 30 m. Dies Gebiet ist dadurch charakterisiert, daß die Wellen tief in die Schicht eindringen. Bei stärkerer oder geringerer Ionisation verschiebt sich dies Gebiet nach kürzeren bzw. längeren Wellen. Von 30 bis 70 m ändert sich die Reichweitenkurve nur wenig. Die Wellen dringen immer weniger in die Schicht ein, hier wird die Reichweite hauptsächlich durch den Weg außerhalb der Schicht bestimmt, der von der Wellenlänge unabhängig ist.

Für jede Wellenlänge in Abb. 38 existiert ein *Grenzausstrahlungswinkel*, der z. B. bei 15 m etwa 20° beträgt. Strahlen, welche unter größerem Winkel vom Sender ausgehen, werden nicht mehr zur Erde zurückreflektiert. In der drahtlosen Telegraphie war man nach anfänglichen Versuchen mit längeren Wellen (etwa 70 m) sehr bald zu den kürzesten Wellen übergegangen (am Tage unter

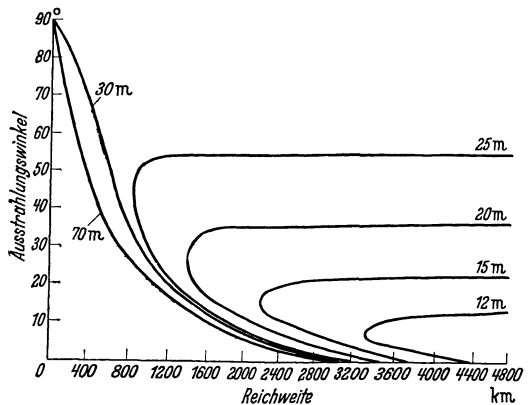


Abb. 38. Reichweite in Abhängigkeit vom Ausstrahlungswinkel (ψ) für verschiedene Wellenlängen am Tage. (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.)

20 m). Auch zeigte sich das Bestreben, durch Bündelung der Strahlen den Empfang zu verbessern. Vom Standpunkt der Theorie aus hat der Verfasser im Jahre 1926 für die kürzesten Wellen die Forderung einer *flachen Ausstrahlung* abgeleitet [2]. Dies hat sich dann in den nächsten Jahren in der Praxis als richtig erwiesen und ist hier von großer Bedeutung geworden. Die modernen Richtstrahler, welche die ganze Energie in einen wenig zur Erde geneigten Raumwinkel hinausstrahlen, sind ein typisches Kennzeichen der Kurzwellentelegraphie (vgl. S. 69).

Betrachtet man in Abb. 38 die Reichweitenkurve für eine bestimmte Wellenlänge, so sieht man, daß die Reichweite von einem relativ großen Wert bei horizontaler Ausstrahlung (3000 bis 4000 km) mit wachsendem Ausstrahlungswinkel

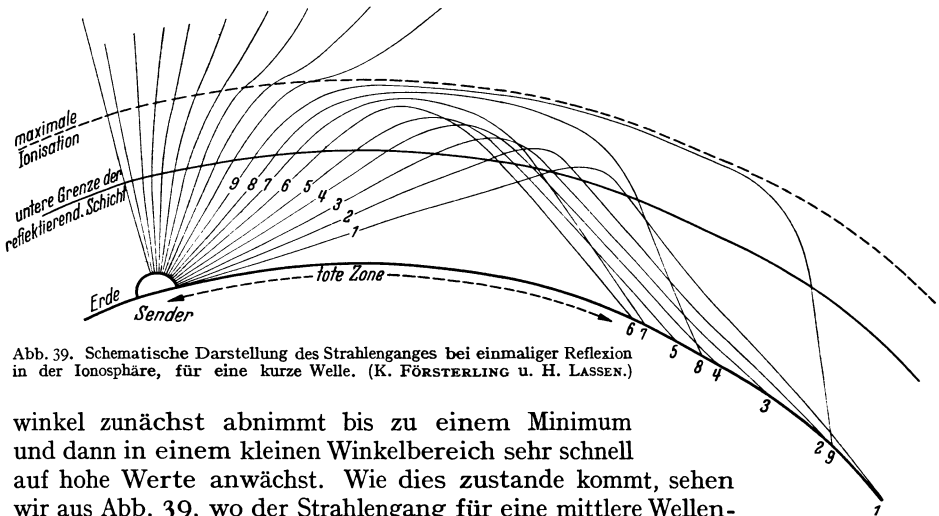


Abb. 39. Schematische Darstellung des Strahlenganges bei einmaliger Reflexion in der Ionosphäre, für eine kurze Welle. (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.)

winkel zunächst abnimmt bis zu einem Minimum und dann in einem kleinen Winkelbereich sehr schnell auf hohe Werte anwächst. Wie dies zustande kommt, sehen wir aus Abb. 39, wo der Strahlengang für eine mittlere Wellenlänge aus Abb. 38 schematisch dargestellt ist. Der Weg der Welle außerhalb der Schicht nimmt mit wachsendem Ausstrahlungswinkel zunächst schnell, dann immer langsamer ab, der Weg in der Schicht aber umgekehrt zunächst langsam, dann immer schneller zu. Die Reichweite als Summe beider durchläuft ein Minimum, welches der Sprungentfernung entspricht. Die großen Reichweiten in der Nähe des Grenzausstrahlungswinkels kommen dadurch zustande, daß die Strahlen bis in die Nähe des Maximums der Schicht vordringen, wo sich die Trägerdichte und damit der Brechungsindex nur wenig mit der Höhe ändern. Hier erfährt der Strahl nur eine geringe Krümmung und kann weite Wege annähernd parallel zur Erdoberfläche zurücklegen.

Denjenigen Teil der Strahlung, für den die Reichweite mit wachsendem Ausstrahlungswinkel abnimmt (Strahl 1 bis 6), bezeichnen wir als Nahstrahlung, den in einem relativ kleinen Winkelbereich liegenden Teil, in welchem die Reichweite mit wachsendem Ausstrahlungswinkel zunimmt (Strahl 7 bis 9), als Fernstrahlung. Die Fernstrahlung ist derjenige Teil, welcher lange Wege in der Ionosphäre zurücklegt. Die Nahstrahlung pflanzt sich hauptsächlich zwischen der Erde und der reflektierenden Schicht fort. Es wurde nun zunächst angenommen, und dies war viele Jahre hindurch die allgemeine Auffassung, daß die Fernübertragung mit kurzen Wellen auf dem Wege der Fernstrahlung, also auf langen Wegen in der Schicht annähernd parallel zur Erdoberfläche erfolgt. Die Nahstrahlung erreicht bei einmaliger Reflexion an der Schicht im Höchstfall, nämlich bei horizontaler Abstrahlung, eine Reichweite von etwa 4000 km. Größere

Entfernungen kann die Nahstrahlung nur auf dem Wege der mehrfachen Reflexion zwischen Erde und Ionosphäre erreichen (Zickzackreflexion). Die wichtige Frage, ob Fernstrahlung oder Zickzackreflexion, läßt sich mit Hilfe der folgenden Feldstärkenberechnung entscheiden.

3. Die Feldstärke der kurzen Wellen bei einmaliger Reflexion in der Ionosphäre.

Wir führen die Feldstärkenberechnung unter Anwendung der bisherigen geometrischen Betrachtungsweise aus [10, 12]. Das räumliche Strahlungsdiagramm sei halbkugelförmig und die Strahlungsleistung betrage 1 kW. Wir denken uns um den Sender eine Halbkugel vom Radius ϱ . Die durch die Flächeneinheit (1 cm^2) dieser Kugel fließende Leistung sei N_1 . Dann wird in den Winkelraum $d\psi$ (Abb. 40) ausgestrahlt:

$$N_\psi = 2\varrho^2\pi \cos\psi d\psi N_1.$$

Diese Leistung ist am Empfänger im Abstand D gegeben durch:

$$N_D = 2R \sin\left(\frac{D}{R}\right) \pi dD \sin\psi N_2.$$

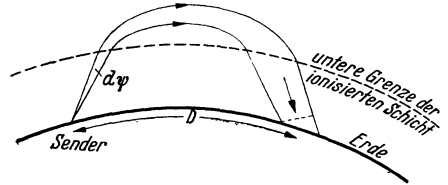


Abb. 40. Die Ausbreitung der in den räumlichen Kegelwinkel $d\psi$ ausgestrahlten Energie.

N_2 ist die Leistung, welche durch 1 cm^2 senkrecht zur Strahlenrichtung fließt. Es folgt aus $N_\psi = N_D$:

$$N_2 = N_1 \varrho^2 \operatorname{ctg}\psi \frac{1}{R \sin\left(\frac{D}{R}\right)} \frac{d\psi}{dD}.$$

Nun ist nach (13), S. 146:

$$N = \frac{c}{4\pi} E^2,$$

also:

$$E_2 = E_1 \varrho \sqrt{\operatorname{ctg}\psi \frac{1}{R \sin\left(\frac{D}{R}\right)} \frac{d\psi}{dD}}. \quad (160)$$

Die gesamte vom Sender ausgestrahlte Leistung ist (F -Oberfläche der Halbkugel ϱ):

$$\int_{\dot{F}} N_1 dF = \frac{c}{4\pi} E_1^2 2\varrho^2\pi = \frac{c}{2} E_1^2 \varrho^2.$$

Diese haben wir zu $1 \text{ kW} = 10^{10} \text{ Erg/sec}$ angenommen. Also folgt:

$$E_1 \varrho = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{10}}{c}} = 0,817.$$

Für 1 kW Strahlungsleistung folgt demnach für die Feldstärke am Empfänger:

$$\left. \begin{aligned} E &= 0,817 \sqrt{\operatorname{ctg}\psi \frac{1}{R \sin\left(\frac{D}{R}\right)} \frac{d\psi}{dD}} \text{ el.-stat. Einh.} \\ &= 2,45 \cdot 10^7 \sqrt{\operatorname{ctg}\psi \frac{1}{R \sin\left(\frac{D}{R}\right)} \frac{1}{\frac{dD}{d\psi}} \frac{\text{mV}}{\text{m}}}. \end{aligned} \right\} \quad (161)$$

Die Feldstärke ist der Größe $\sqrt{\frac{dD}{d\psi}}$ umgekehrt proportional. Dies ist ohne weiteres einzusehen, denn je stärker sich D mit ψ ändert, auf ein um so größeres ringförmiges Gebiet verteilt sich die in einen festen Winkelraum ausgestrahlte Energie, um so kleiner wird die Feldstärke. Zur endgültigen Berechnung müssen

wir in (161) den allgemeinen Ausdruck für die Reichweite einsetzen [10]. In dieser Weise wurde die Feldstärke für $\lambda = 12, 15, 20, 25, 30$ und 70 m Wellenlänge berechnet und in Abb. 41 eingetragen. Die Kurven für 12 bis 25 m bestehen aus zwei Kurvenästen. Der obere Ast entspricht jeweils der Nahstrahlung, der untere der Fernstrahlung. Wenn wir die unmittelbare Nähe der toten Zone ausschließen, lassen sich folgende Annäherungsformeln angeben:

Fernstrahlung: Die Fernstrahlung liegt in einem relativ kleinen Winkelbereich. Es ist $dD/d\psi \approx dD_2/d\psi$ und es folgt für die Feldstärke ein Ausdruck von der Form [10]:

$$E \approx \frac{C_1}{\sqrt{R \sin\left(\frac{D}{R}\right)}} e^{-C_2 D \lambda}, \quad (162)$$

wobei wir auf die Bedeutung der Konstanten C_1 und C_2 hier nicht näher eingehen wollen. Die Feldstärke nimmt also mit wachsender Entfernung exponentiell ab. Dies entspricht vollkommen dem unteren geradlinigen Teil der

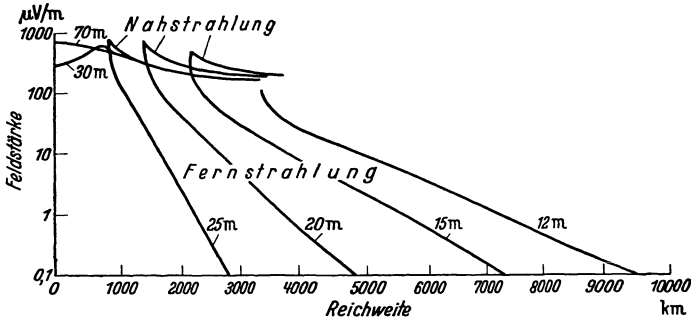


Abb. 41. Elektrische Feldstärke in Abhängigkeit von der Reichweite, für verschiedene Wellenlängen. Am Tage. Einmalige Reflexion an der Schicht. 1 kW Sendeleistung, ungerichtete Ausstrahlung. (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.)

Kurven in Abb. 41, der durch (162) richtig wiedergegeben wird. Die Abnahme erfolgt rascher für längere Wellen.

Nahstrahlung: In einiger Entfernung von der toten Zone können wir den relativ kurzen Weg in der Schicht vernachlässigen und angenähert setzen ($D=D_1$):

$$D = \frac{2H}{\text{tg}\psi} = 2H \text{ctg}\psi,$$

worin H die Höhe der unteren Grenze der Schicht bedeutet. Also ist:

$$\frac{dD}{d\psi} = \frac{2H}{\sin^2\psi} = \frac{D}{\text{ctg}\psi \sin^2\psi}.$$

Aus (161) folgt dann:

$$E = \frac{2,45 \cdot 10^7 \cos\psi \text{ mV}}{\sqrt{D R \sin\left(\frac{D}{R}\right)}} \text{ m}. \quad (163)$$

Diese Formel gibt mit großer Genauigkeit den Verlauf der 70 m-Kurve wieder. Wir sehen, daß sie außer in unmittelbarer Nähe der toten Zone auch recht gut den Nahstrahlungsast der kurzen Wellen wiedergibt.

4. Die Reflexion an der Erdoberfläche.

Trifft eine elektromagnetische Welle auf eine Trennungsfäche zwischen zwei verschiedenen Medien, so tritt im ersten Medium eine reflektierte, im zweiten eine durchgehende gebrochene Welle auf. Wir interessieren uns hier nur für die reflektierte Welle. Ist die Trennungsfäche, die wir als eben ansehen, genügend

groß gegen die Wellenlänge, so können wir unmittelbar die in der Optik bekannten Gesetze anwenden. Wir betrachten die elektrische Feldstärke der Welle. Die Komponenten der einfallenden und reflektierten Welle parallel zur Einfallsebene seien E_p und R_p , die hierzu senkrechten Komponenten E_s und R_s (Abb. 42). Die reflektierte Welle ist gegenüber der einfallenden geschwächt, und wir schreiben:

$$R_p = r_p E_p, \quad R_s = r_s E_s.$$

Die Reflexionskoeffizienten r_p und r_s sind gegeben durch [36]:

$$r_p = \frac{n_2 c_1 - n_1 c_2}{n_2 c_1 + n_1 c_2}, \quad r_s = \frac{n_1 c_1 - n_2 c_2}{n_1 c_1 + n_2 c_2}, \quad (164)$$

worin:

$$c_1 = \cos \varphi, \quad c_2 = \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 \varphi}. \quad (165)$$

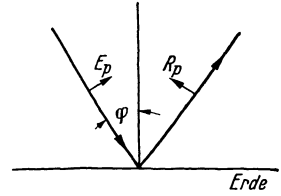


Abb. 42. Reflexion an der Erde. Einfallsebene, φ = Einfallswinkel.

n_1 und n_2 sind die komplexen Brechungsindizes der beiden Medien, φ der Einfallswinkel. Diese Formeln gelten allgemein. In unserem besonderen Fall, daß die Wellen in der Luft (Medium 1) an der Erdoberfläche (Medium 2) reflektiert werden, ist $n_1 = 1$. Schreiben wir ferner $n_2 = n$, so folgt:

$$\left. \begin{aligned} r_p &= \frac{n^2 \cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{n^2 \cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}, \\ r_s &= \frac{\cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}. \end{aligned} \right\} (166)$$

Da n komplex ist, sind auch die Reflexionskoeffizienten komplex. Dies bedeutet, daß die reflektierte Welle gegenüber der einfallenden in der Amplitude geschwächt (Reflexionsverlust) ist und einen Phasensprung erleidet. Wir berechnen für die Erdoberfläche das Reflexionsvermögen:

$$|r|^2 = \left| \frac{R}{E} \right|^2$$

mit Hilfe der Zahlenangaben von Tabelle 4 für eine Wellenlänge von 20 m. Es ist $n = n - i\kappa$ und n und κ sind aus σ und ϵ berechnet. Abb. 43 zeigt das berechnete Reflexionsvermögen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel φ .

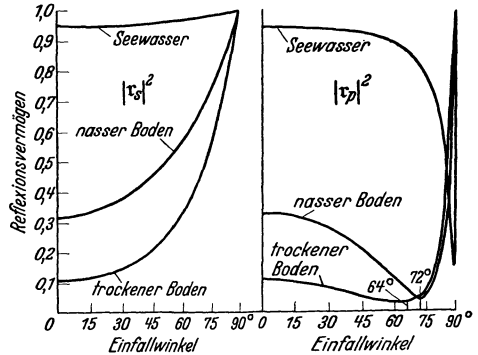


Abb. 43. Reflexionsvermögen des Erdbodens in Abhängigkeit vom Einfallswinkel, berechnet für $\lambda = 20$ m. (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.) $|r_s|^2$ Elektrische Feldstärke parallel zur Erdoberfläche. $|r_p|^2$ Elektrische Feldstärke parallel zur Einfallsebene.

Tabelle 4.

	σ el.-stat. Einh.	ϵ	n	κ
Seewasser	$1,8 \cdot 10^{10}$	80	34,6	34,6
Nasser Boden	$6,3 \cdot 10^7$	8	3,1	1,3
Trockener Boden . .	$9 \cdot 10^5$	4	2	0

Das Reflexionsvermögen ist für beide Komponenten verschieden und hängt vom Einfallswinkel ab. Für die s-Komponente ist die Reflexion in allen drei Fällen am schwächsten bei senkrechter Inzidenz, sie nimmt mit wachsendem Einfallswinkel schnell zu. Für den Einfallswinkel 75° und trockenen Boden ist $|r_s|^2 = 0,55$, d. h. die Energie wird mit 55%, die Feldstärke mit 74% reflektiert (nasser Boden 87%). Bei flacher Inzidenz reflektiert also selbst trockener Boden die parallel zur Erdoberfläche schwingende Komponente relativ gut. Für See-

wasser ist die Reflexion dieser Komponente im ganzen Winkelbereich fast vollkommen (für die Feldstärke 97 bis 100 %). Die Kurven für die p -Komponente durchlaufen ein Minimum. Die kleinsten Werte, bezogen auf die Feldstärke, sind 40, 22 und 17% für Seewasser, nassen bzw. trockenen Boden.

5. Fernübertragung durch Zickzackreflexion. Berechnung der Feldstärke für kurze Wellen.

Da die Wellen an der Erde reflektiert werden, ist der Fall zu betrachten, daß die Wellen mehrere Reflexionen nacheinander an der Ionosphäre und der Erde erleiden. $D^{(1)}$ sei die Reichweite nach einer Reflexion an der Schicht. Nach m solchen Reflexionen ist die Reichweite:

$$D^{(m)} = mD^{(1)}. \quad (168)$$

Aus (161) folgt also für die Feldstärke bei vollkommener Reflexion ($|\tau|^2 = 1$):

$$\left. \begin{aligned} E^{(m)} &= 2,45 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{\operatorname{ctg} \psi}{R \sin\left(\frac{D}{R}\right)} \frac{d\psi}{m d D^{(1)}}} \\ &= 2,45 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{\operatorname{ctg} \psi}{R \sin\left(\frac{D^{(1)}}{R}\right)} \frac{d\psi}{d D^{(1)}}} \sqrt{\frac{\sin\left(\frac{D^{(1)}}{R}\right)}{m \sin\left(\frac{D}{R}\right)}} \\ &= E^{(1)} \sqrt{\frac{\sin\left(\frac{D^{(1)}}{R}\right)}{m \sin\left(\frac{m D^{(1)}}{R}\right)}}. \end{aligned} \right\} \quad (169)$$

Die Feldstärke E_1 ist bekannt und in Abb. 41 für verschiedene Wellenlängen dargestellt. Wir erhalten hieraus mit Hilfe von (169) in einfacher Weise die Feldstärke nach m -facher Reflexion an der Ionosphäre. Wir berücksichtigen noch die Verluste bei der Reflexion an der Erdoberfläche und erhalten:

$$E^{(m)} = E^{(1)} |\tau|^{m-1} \sqrt{\frac{\sin\left(\frac{D^{(1)}}{R}\right)}{m \sin\left(\frac{m D^{(1)}}{R}\right)}}. \quad (170)$$

Für ebene Erde ($R = \infty$) und $|\tau|^2 = 1$ würde folgen:

$$E^{(m)} = \frac{E^{(1)}}{m}.$$

Die Energie breitet sich dann einfach nach m Reflexionen an der Ionosphäre über eine m -fach größere Fläche aus als nach einer Reflexion. Wir greifen in Abb. 41 die Feldstärkenkurve für $\lambda = 20$ m heraus und berechnen mit Hilfe von (169) die Feldstärke für ein-, zwei- und dreimalige Reflexion an der Ionosphäre (Abb. 44). Für das Reflexionsvermögen wurden zwei verschiedene Werte $|\tau|^2 = 1$ und 0,03 gewählt, was etwa einem größten und kleinsten praktisch vorkommenden Wert entsprechen mag (vgl. Abb. 43). Wir erhalten in den beiden entsprechenden Kurvenfolgen eine obere und untere Grenze für die Empfangsfeldstärke. Wir weisen noch besonders darauf hin, daß die Feldstärke aus der räumlichen Ausbreitung der Energie berechnet wurde. Zusätzliche Verluste wurden nur bei der Reflexion an der Erde berücksichtigt, die Reflexion an der Ionosphäre aber als verlustfrei angenommen.

Die Betrachtung von Abb. 44 lehrt unmittelbar, daß für die Fernübertragung mit kurzen Wellen die einmal reflektierte Fernstrahlung nicht in Frage kommt. Bereits in 4000 km Entfernung verschwindet ihre Feldstärke unter dem Niveau von $1 \frac{\mu\text{V}}{\text{m}}$. Wir dürfen schließen, daß die Fernübertragung auf dem Wege der Zickzackreflexion zwischen der Ionosphäre und der Erde zustande kommt, und hier überwiegt, wie Abb. 44 zeigt, die mehrfach reflektierte Nahstrahlung über die mehrfach reflektierte Fernstrahlung.

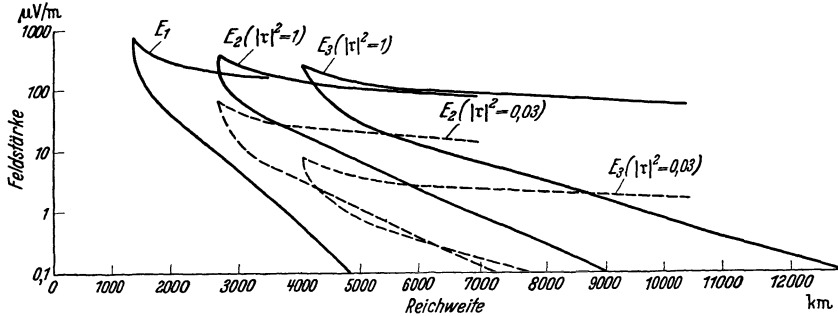


Abb. 44. Elektrische Feldstärke in Abhängigkeit von der Reichweite, berechnet nach (170) für $\lambda = 20$ m am Tage. Die Kurven E_1, E_2, E_3 entsprechen einer ein-, zwei-, dreimaligen Reflexion an der Ionosphäre. $|\tau|^2$ = Reflexionsvermögen. Die beiden Werte von $|\tau|^2$ (1 und 0,03) entsprechen dem größten und kleinsten in Abb. 43 vorkommenden Wert. 1 kW, ungerichtete Ausstrahlung. (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.)

Charakteristisch ist die langsame Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung. In großen Entfernungen ergeben sich Feldstärken, welche je nach der Leitfähigkeit des Erdbodens zwischen 10 bis $100 \frac{\mu\text{V}}{\text{m}}$ liegen. Bei horizontaler Polarisation der elektrischen Feldstärke ist nach Abb. 43 das Reflexionsvermögen des Seewassers im ganzen Winkelbereich größer als das des Erdbodens. Für Ausbreitung über Seewasser sind deshalb größere Feldstärken zu erwarten, deren Werte näher bei den oberen Kurven liegen mögen. Bei vertikaler Polarisation sind die Verhältnisse weniger übersichtlich, da für die in Frage kommenden großen Einfallswinkel das Reflexionsvermögen stark vom Einfallswinkel abhängt. Das Reflexionsvermögen ist bei flacher Strahlung (großen Einfallswinkeln) im Mittel für elektrisch horizontal polarisierte Wellen größer als für vertikale Polarisation, so daß günstigere Bedingungen für elektrisch horizontal polarisierte Wellen vorliegen.

6. Mehrfachwege. Allgemeine Eigenschaften der Kurzwellenausbreitung.

In Abb. 44 erhalten wir z. B. in 6000 km Entfernung einen Beitrag durch die zweimal und dreimal reflektierte Nahstrahlung, welche annähernd gleiche Feldstärke haben. Diese Beiträge legen verschiedene Wege zurück. Sendet man kurze Signale, so kommen also mit einer dem Wegunterschied entsprechenden Zeitverzögerung nacheinander mehrere Signale an. Die kleinste Zahl von Schritten (Zickzackreflexionen an Ionosphäre und Erde), mit denen ein Signal den Empfänger erreichen kann, sei n . Die Entfernung Sender—Empfänger wird von diesem Signal in der Zeit:

$$T_n = \frac{D}{c} \frac{1}{\cos \psi_n} \tag{171}$$

(D = Reichweite, c = Lichtgeschwindigkeit) zurückgelegt, wenn ψ_n der entsprechende Ausstrahlungswinkel ist. Die folgenden Echosignale legen nacheinander den Weg in $n + 1, n + 2, \dots, n + m$ Schritten zurück. Die ent-

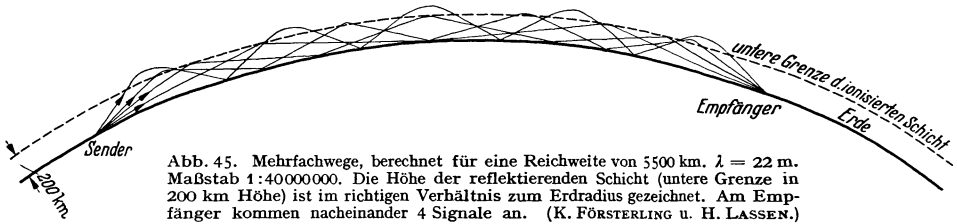
sprechenden, immer steileren Ausstrahlungswinkel seien $\psi_{n+1}, \psi_{n+2}, \dots, \psi_{n+m}$. Dann ist die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des Hauptsignals und des m ten Echosignals:

$$\Delta T = T_{n+m} - T_n = \frac{D}{c} \left(\frac{1}{\cos \psi_{n+m}} - \frac{1}{\cos \psi_n} \right). \quad (172)$$

Im allgemeinen kann man annehmen, daß ψ_n klein, also annähernd $\cos \psi_n = 1$ ist. Dann folgt:

$$\Delta T = \frac{D}{c} \left(\frac{1}{\cos \psi_{n+m}} - 1 \right). \quad (173)$$

Diese Zeit ist in praktischen Fällen von der Größe einer Millisekunde. In Abb. 45 sind als Beispiel die berechneten Mehrfachwege für $\lambda = 22$ m und $D = 5500$ km



maßstäblich richtig eingezeichnet. Es kommen nacheinander vier Signale an. Diese haben gegenüber dem vorhergehenden die Zeitverzögerung von 0,3, 0,7 und 1,1 msec. Abb. 45 ist gleichzeitig eine grundsätzliche Darstellung der Kurzwellenausbreitung über die Erde.

Die Fernstrahlung kann ebenfalls Mehrfachzeichen liefern, jedoch haben wir diese nicht berücksichtigt, da die entsprechenden Feldstärken im allgemeinen sehr viel niedriger liegen.

Die vorstehenden Betrachtungen sind idealisiert. Insbesondere wurde die Erde als vollkommen glatte Fläche (Spiegel), und die Ionosphäre als aus einer Schicht bestehend und zeitlich unveränderlich angesehen. Die praktisch vorhandene Rauigkeit der Erdoberfläche gibt zu einer diffusen Reflexion Anlaß, jedoch kann man sich überlegen, daß hierdurch die Empfangsfeldstärke nicht wesentlich beeinträchtigt wird.

Die regelmäßige zeitliche Schwankung im Ionisationszustand der Ionosphäre ist durch den Sonnenstand gegeben. Am Tage ist die Trägerdichte höher als in der Nacht, und es ergeben sich bestimmte jahreszeitliche Änderungen. Im ganzen sind aber, wie sich aus den Beobachtungen ergeben hat, die Verhältnisse etwas verwickelter als in unserer vereinfachten Darstellung. Dies kommt z. B. darin zum Ausdruck, daß in bestimmten Höhen der Ionosphäre die Trägerdichte nicht dann auch höchste Werte hat, wenn der Sonnenstand am höchsten ist, sondern in den Abendstunden. Wir wollen uns hier darauf beschränken, kurz den Einfluß der Abnahme der Trägerdichte während der Nacht zu betrachten. Der Brechungsindex sei wieder durch (148) gegeben, d. h. wir vernachlässigen den Einfluß des Erdmagnetfeldes und die Dämpfung. Nimmt N während der Nacht ab, so bleibt der Brechungsindex derselbe für eine durch die Beziehung $N\lambda^2 = \text{konst.}$ gegebene längere Welle. Nimmt also während der Nacht die Trägerdichte z. B. auf den vierten Teil ab (vgl. Abb. 36), so haben wir dieselben Verhältnisse, wie sie in Abb. 38 am Tage für 10 bis 30 m sind, während der Nacht im Wellenbereich 20 bis 60 m. Bei der Fernübertragung äußert sich dies darin, daß am Tage für Fernübertragung etwa der Wellenbereich 10 bis 20 m, in der Nacht der Wellenbereich 20 bis 60 m günstig ist, während die Wellen unter 20 m in der Nacht nicht mehr von der Ionosphäre reflektiert werden.

Die unregelmäßigen zeitlichen Schwankungen in der Ionosphäre wurden auf S. 191 erwähnt und werden auf S. 246f. eingehend behandelt. Sie können langsamer, aber auch sehr rascher Natur sein. Infolge dieser Schwankungen wird der Gang der einzelnen Strahlen entsprechenden Schwankungen unterliegen. Bei der Aussendung von kurzen Signalen, z. B. in der Bildtelegraphie, werden infolgedessen die Mehrfachzeichen nicht mit festen, sondern mit unregelmäßig schwankenden Zeitabständen ankommen. Als weitere Folge dieser Schwankungen wird z. B. der Rand der toten Zone in einem gewissen Reichweitenbereich pendeln. Ein dort befindlicher Empfänger wird also einen flackernden Empfang haben (Flackerzone). Es sind hierbei sehr große Feldstärkenschwankungen zu erwarten, da die Feldstärke der reflektierten Welle am Rande der toten Zone den größten Wert hat, so daß also die Feldstärke zwischen 0 und diesem größten Wert schwanken kann.

Ein Schwanken der Feldstärke am Rande der toten Zone kann allerdings auch noch dadurch verursacht sein, daß die Fern- und die Nahstrahlung miteinander interferieren, die hier annähernd gleiche Amplitude haben.

Die Schwankungen in der Ionosphäre und die diffuse Reflexion an der Erdoberfläche haben zur Folge, daß die am Empfänger ankommende Energie nicht einem ganz bestimmten Winkel am Sender entspricht, sondern einem räumlichen Winkelbereich der Ausstrahlung entstammt. Es erscheint deshalb nicht als nützlich, die Bündelung der Wellen über ein bestimmtes Maß hinaus beliebig zu steigern.

Unsere Theorie ist nur in eingeschränktem Maße imstande, die bei den Störungen in der Ionosphäre herrschenden Ausbreitungsverhältnisse zu beschreiben. Sie baut sich auf der Vorstellung auf, daß in der Ionosphäre die Trägerdichte von unten nach oben langsam zunimmt und parallel zur Erde geschichtet ist. Dies entspricht dem normalen Ionisationszustand und trifft nur für solche Störungen zu, die lediglich in einer Vergrößerung oder Abnahme der Trägerdichte bestehen. Bei bestimmten Störungen wird man aber auch eine wesentliche Änderung der Struktur der Ionosphäre in Betracht ziehen müssen. Es kann dies z. B. eine Wolkenbildung sein oder eine abnorm starke bzw. abnorm geringe Änderung der Trägerdichte mit der Höhe. Zur Erklärung der mit solchen Störungen zusammenhängenden Ausbreitungserscheinungen wird nach Vorliegen eines genügenden Beobachtungsmaterials eine besondere theoretische Behandlung notwendig sein.

Eine besondere Rolle spielt auch hierbei die Dämpfung, die wir im folgenden Abschnitt behandeln.

7. Die Dämpfung in der Ionosphäre.

Der Dämpfungsfaktor ist

$$K = \frac{\omega}{c} \varkappa,$$

und \varkappa ist durch (26) und (25) gegeben. Er wird bestimmt durch die Stoßzahl ω' . Diese hängt von der Temperatur und der Art des Gases und der Ladungsträger ab (Elektronen, Ionen). Genaue Angaben können nicht gemacht werden. Um einen Anhaltspunkt zu haben, setzen wir für die Stoßzahl der Elektronen (-53°C) nach (31):

$$\omega' = 3,5 \cdot 10^8 P.$$

P ist der Druck in mm Hg, und aus Abb. 34 zu entnehmen. Für Ionen als Ladungsträger sind die Stoßzahlen um mehr als eine Größenordnung geringer. In 400 km Höhe ist der Druck etwa 10^{-6} mm Hg. Also folgt für die Stoßzahl der Elektronen $3,5 \cdot 10^2$. In 100 km Höhe ist der Druck etwa 10^{-3} mm Hg,

die Stoßzahl also etwa $3,5 \cdot 10^5$. Für die kurzen und mittleren Wellen können wir deshalb in den Ausdrücken für n_a und κ_a im Nenner ω' gegen ω vernachlässigen. Wir erhalten:

$$\left. \begin{aligned} n_a^2 &= 1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2} \cdot \frac{m}{m} \\ \kappa_a &= \frac{4\pi N e^2}{\omega^2} \frac{\omega'}{\omega} \cdot \frac{m}{m} \end{aligned} \right\} \quad (174)$$

Für kurze Wellen ($\omega > 2 \cdot 10^7$) ist außer in der unmittelbaren Nähe der Stelle $n_a^2 = 0$ die Größe κ_a klein gegen n_a^2 , und wir erhalten:

$$\left. \begin{aligned} n &= n_a \\ \kappa &= \frac{1}{n_a} \frac{2\pi N e^2}{\omega^2} \frac{\omega'}{\omega} \cdot \frac{m}{m} \end{aligned} \right\} \quad (175)$$

Der Dämpfungsfaktor ist dann:

$$\left. \begin{aligned} K &= \frac{1}{n_a} \frac{2\pi N e^2}{c \omega^2} \omega' \cdot \frac{m}{m} \\ &= \frac{1}{n_a} \frac{N e^2}{2\pi c^3} \omega' \lambda^2 \cdot \frac{m}{m} \end{aligned} \right\} \quad (176)$$

Für die bei großen Reichweiten verwendeten kürzesten Wellen weicht der Brechungsindex (n_a) längs des ganzen Ausbreitungsweges nicht sehr erheblich von 1 ab. Wir setzen $n_a = 1$, ferner $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$, $m = 9 \cdot 10^{-28}$, $c = 3 \cdot 10^{10}$ und erhalten:

$$K = 1,5 \cdot 10^{-24} N \omega' \lambda^2. \quad (177)$$

Der reziproke Wert $1/K$ gibt diejenige Strecke (in cm), längs der eine Welle in einem homogenen ionisierten Medium von der Elektronendichte N auf den e ten Teil gedämpft wird. Für die untere Ionosphäre am Tage (E -Schicht) setzen wir etwa $N = 2 \cdot 10^5$ und erhalten für $\lambda = 15 \text{ m} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ cm}$, $\omega' = 3,5 \cdot 10^5$:

$$\frac{1}{K} \approx 40 \text{ km}.$$

Für die obere Ionosphäre setzen wir $N = 10^6$ und erhalten mit $\omega' = 350$ für $\lambda = 1,5 \cdot 10^3 \text{ cm}$:

$$\frac{1}{K} \approx 8000 \text{ km}.$$

Die in der oberen Ionosphäre reflektierten Wellen legen dort etwa Wege von 200 bis 1000 km zurück. Die Dämpfung ist also zu vernachlässigen. In der unteren Ionosphäre legen die Wellen beim Durchgang zu der oberen Schicht etwa Wege von 100 km zurück, hier kann also die Dämpfung bereits bei den kürzesten Wellen merklich sein. Der Dämpfungsfaktor wächst quadratisch mit der Wellenlänge und ist für 50 m Wellenlänge mehr als 10fach größer. Die Dämpfung nimmt erheblich zu, wenn die dämpfende Schicht sich in noch niedrigeren Höhen befindet, da der Druck und damit die Stoßzahl nach unten hin rasch zunehmen.

Die Abschätzung ergibt also, daß, wenn überhaupt praktisch eine Dämpfung vorhanden ist, diese hauptsächlich in der unteren Schicht stattfinden wird. Kürzere Wellen sind günstiger als längere, da die Dämpfung mit wachsender Wellenlänge rasch zunimmt.

8. Die Ausbreitung mittlerer und langer Wellen.

a) Die Feldstärke der Luftwelle bei einmaliger Reflexion an der Ionosphäre.

Die mittleren und langen Wellen werden in der Nähe der unteren Grenze der Ionosphäre reflektiert. Wir wollen annehmen, daß eine vollkommene Reflexion an einer scharf begrenzten Schicht erfolgt und berechnen für Entfernungen bis 1000 km die Feldstärke der einmal an der Ionosphäre reflektierten Luftwelle für 1 kW Leistung. Wir berücksichtigen die Strahlungscharakteristik der Antennen. Diese werden als vertikale Dipole angenommen. Nach Gl. (14), S. 8, setzen wir für die Empfangsfeldstärke in Abhängigkeit vom Ausstrahlungswinkel (ψ):

$$E = E_0 \cos^2 \psi,$$

indem wir berücksichtigen, daß die Sende- und Empfangsantenne eine durch den Faktor $\cos \psi$ gegebene Vertikalcharakteristik haben. E_0 ist die Feldstärke in horizontaler Richtung ($\psi = 0$). Für den vertikalen Dipol und 1 kW Leistung können wir nach (77), S. 161, $E_0 = 300/D'$ setzen, und erhalten:

$$E = \frac{300}{D'_{\text{km}}} \cos^2 \psi \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \tag{178}$$

Hierin ist D' die Weglänge vom Sender über die Ionosphäre zum Empfänger. Mit $D' = D/\cos \psi$ folgt:

$$E = \frac{300}{D_{\text{km}}} \cos^3 \psi \frac{\text{mV}}{\text{m}}. \tag{179}$$

Gl. (179) ist ähnlich (163). Aus (163) folgt, indem wir $\sin\left(\frac{D}{R}\right) = \frac{D}{R}$ setzen, und D in km messen: $E = \frac{245 \cos \psi}{D_{\text{km}}} \frac{\text{mV}}{\text{m}}$. Für die horizontale Richtung folgt $E = \frac{245}{D_{\text{km}}}$. Der abweichende Zahlenfaktor folgt daraus, daß bei der Ableitung von (163) eine nach allen Richtungen gleichmäßige Ausstrahlung angenommen wurde.

Es ist weiter:

$$\text{tg } \psi = \frac{2H}{D}. \tag{179a}$$

(H = Höhe der reflektierenden Schicht). Abb. 46 zeigt die nach (179) und (179a) berechnete Feldstärke in Abhängigkeit von der Entfernung, wobei die Höhe der reflektierenden Schicht zu 100 km angenommen wurde. Sie hat ein breites Maximum in einigen 100 km Entfernung. Man kann in 100 bis 800 km Entfernung mit einem ungefähren Wert von 0,5 mV/m rechnen. In kleineren Entfernungen als 100 km nimmt die Feldstärke rasch ab, da die Strahlung bei Annäherung an die vertikale Richtung rasch abnimmt. In größeren Entfernungen ist die langsame Abnahme durch den Faktor $1/D$ gegeben. Für N_s kW Strahlungsleistung ist die Feldstärke mit $\sqrt{N_s}$ zu multiplizieren. Die berechneten Werte sind größte Werte, die auftreten können, da eine Dämpfung nicht angenommen wurde.

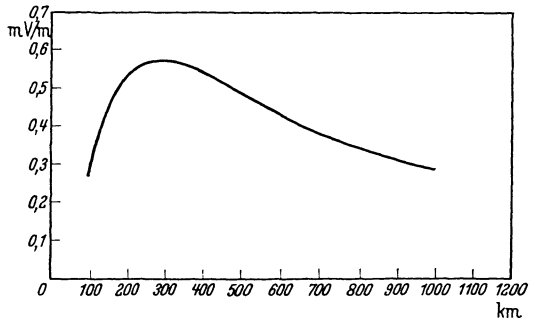


Abb. 46. Feldstärke der Luftwelle mittlerer und langer Wellen, berechnet unter der Annahme einer einmaligen, verlustfreien Reflexion an einer scharf begrenzten Schicht in 100 km Höhe (1 kW).

b) Die Theorie von G. N. WATSON [37].

Im vorangehenden Abschnitt haben wir die einmal reflektierte Luftwelle betrachtet. Im allgemeinen kommen am Empfangsort die Wellen nach mehrfacher Reflexion an der Ionosphäre und Erde an, und auch die Bodenwelle ist

zu berücksichtigen, so daß die Verhältnisse kompliziert sind. G. N. WATSON hat eine Theorie entwickelt, welche die Ausbreitung zwischen der Erdkugel und einer nach unten scharf begrenzten konzentrischen leitenden Schicht behandelt. Diese Theorie stellt eine Ergänzung zu Abschnitt D dar, wo die Ausbreitung für eine nichtleitende Atmosphäre betrachtet wurde. Mit Berücksichtigung einer leitenden Schicht folgt für den Dämpfungsfaktor:

$$e^{-\frac{D}{2H\sqrt{\lambda}} \left[\sqrt{\frac{1}{2\epsilon\sigma_1}} + \sqrt{\frac{1}{2\epsilon\sigma_2}} \right]} \quad (180)$$

H ist die Höhe der leitenden Schicht, σ_2 ihre Leitfähigkeit und σ_1 die Leitfähigkeit der Erde. Wir nehmen nun zunächst an, daß σ_2 sehr groß sei, so daß nur das erste Glied in der Klammer maßgebend ist. Für Seewasser ($\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$ el.-magn. Einh.) folgt, indem wir λ in km messen:

$$e^{-0.001 \frac{D}{H\sqrt{\lambda}}} \quad (D, H, \lambda \text{ in km})$$

Der empirische AUSTINSche Dämpfungsfaktor ist $e^{-0.0015 \frac{D}{\sqrt{\lambda}}}$. Der theoretische Faktor ist also etwa um den Faktor H kleiner als der empirische (H in km), d. h. etwa 100fach kleiner. Die Annahme einer sehr gut leitenden Schicht kann deshalb nicht zutreffen. Die Erklärung dieses Unterschiedes ist nach WATSON, daß nicht das erste, sondern das zweite Glied in der Klammer zu berücksichtigen ist, das einen Energieverlust bei der Reflexion an der Ionosphäre bedeutet. Um den empirischen Faktor zu geben, muß sein ($\lambda_{em} = 10^5 \lambda_{km}$):

$$\frac{1}{2H\sqrt{2\epsilon\sigma_2 \cdot 10^5}} = 1,5 \cdot 10^{-3}$$

oder:

$$H^2\sigma_2 = 1,85 \cdot 10^{-11}. \quad (181)$$

Wir erhalten also den AUSTINSchen Wert, wenn die reflektierende Schicht eine Höhe von 100 km und eine Leitfähigkeit von etwa 10^{-15} el.-magn. Einh. besitzt. Die WATSONSche Theorie zeigt demnach, daß die Annahme einer Schicht von bestimmter Leitfähigkeit die beobachteten Werte des Dämpfungsfaktors zu erklären vermag. Auch ist zu beachten, daß die Abhängigkeit von der Wellenlänge richtig wiedergegeben wird ($\sqrt{\lambda}$). Ob eine Leitfähigkeit von der Größenordnung 10^{-15} in der unteren Ionosphäre wirklich vorhanden ist, läßt sich nicht mit Sicherheit sagen. Indem wir (3) und (23) miteinander vergleichen, erhalten wir für ein ionisiertes Gas eine Leitfähigkeit (el.-stat. Einh.):

$$\sigma = \frac{Ne^2}{m} \frac{\omega'}{\omega^2 + \omega'^2}. \quad (182)$$

Für Elektronen ($e = 4,8 \cdot 10^{-10}$, $m = 9 \cdot 10^{-28}$) folgt:

$$\sigma = 2,56 \cdot 10^8 N \frac{\omega'}{\omega^2 + \omega'^2}.$$

Für $\lambda = 5$ km ist $\omega = 3,77 \cdot 10^5$. Nach Abb. 34 haben wir in 100 km Höhe etwa einen Druck $P = 10^{-3}$ mm Hg, und demnach folgt aus (31) eine Stoßzahl $3,5 \cdot 10^5$, so daß $\omega' \approx \omega$ wird. Wir erhalten:

$$\begin{aligned} \sigma &= 340 N \text{ el.-stat. Einh.} \\ &= 3,8 \cdot 10^{-19} N \text{ el.-magn. Einh.} \end{aligned}$$

Die Leitfähigkeit 10^{-15} ergibt sich also für eine Elektronendichte von der Größenordnung 10^4 , und eine solche Elektronendichte muß als möglich angesehen werden.

Eine Erweiterung unserer experimentellen Kenntnis des Verhaltens der unteren Ionosphäre gegenüber diesen längeren Wellen bei verschiedenen Einfallswinkeln wird zunächst notwendig sein, um Grundlagen für die Weiterführung der Theorie zu erhalten.

H. Die Ionosphären-Forschung.

Die Theorie vermag, gestützt auf Beobachtungsergebnisse, allgemeine Eigenschaften der Ionosphäre anzugeben und zu erklären. Sie kann hierauf aufbauend die allgemeinen Züge der Wellenausbreitung unter dem Einfluß der Ionosphäre befriedigend wiedergeben. In die Vielgestaltigkeit der Zustände in der Ionosphäre und deren Wirkungen auf die Wellenausbreitung vermag sie aber von sich aus nicht einzudringen. Unsere Kenntnis der Ionosphäre fußte zunächst auf den Beobachtungen der drahtlosen Telegraphie. Insbesondere bei den kurzen Wellen haben sich die großen Firmen, in Deutschland Telefunken und Transradio, dadurch verdient gemacht, daß sie das Resultat langjähriger Betriebserfahrungen in übersichtlicher Form veröffentlicht haben. Bedenken wir, daß z. B. eine kurze Welle auf großen Strecken verschiedene Zonen der Erde durchquert, und daß längs der Strecke teils Tag, teils Nacht herrschen kann, so sehen wir, daß hier in vielen Fällen mehr eine Art Summenwirkung der Ionosphäre auf die Ausbreitung zum Ausdruck kommt.

Seit der Entdeckung der kurzen Wellen hat sich in steigendem Maße eine selbständige Ionosphärenforschung entwickelt. Es werden, ein optisches Experiment im großen, elektrische Wellen von geeigneter Wellenlänge in die Ionosphäre hinauf gesandt, und die reflektierte Welle beobachtet. Die vielseitigen Ergebnisse dieser Forschung dienen zunächst der Erweiterung unserer geophysikalischen Kenntnis der hohen Atmosphärenschichten. Wir müssen hier besonders auch fragen, welche Folgerungen sich für die praktische Wellenausbreitung in großen Entfernungen ergeben.

Dem besonderen Zweck entsprechend steht hier im allgemeinen der Sender nicht sehr weit vom Empfänger (senkrechter Einfall der Wellen). Wir beschreiben im folgenden kurz die Methode der Ionosphärenforschung und erweitern die Theorie der Wellenausbreitung in der Ionosphäre in solchen Teilen, die für die Erklärung und Auswertung der Beobachtungsergebnisse von Bedeutung sind.

1. Die Interferenzmethode.

Den direkten Nachweis der reflektierenden Schichten in großen Höhen erbrachten E. V. APPLETON und M. A. F. BARNETT [38, 39]. Sie änderten die Frequenz des Senders um einen kleinen Betrag und beobachteten als Folge am Empfänger eine regelmäßige Reihe von Intensitätsmaxima und -minima, die sie auf eine Interferenz zwischen der Boden- und der Luftwelle zurückführten. Der Vorgang läßt sich nach W. DIEMINGER [34] wie folgt in einfacher Weise beschreiben. Die Luftwelle, welche den Sender mit der Frequenz ν verläßt, interferiert mit einer Bodenwelle, welche den Sender wegen des kürzeren Weges später verlassen hat, und zwar mit einer Frequenz $\nu + \frac{d\nu}{dt} \Delta t$, wo Δt die Laufzeitdifferenz ist. Es ergibt sich die Schwebungsfrequenz:

$$\left(\nu + \frac{d\nu}{dt} \Delta t\right) - \nu = \frac{d\nu}{dt} \Delta t.$$

Während der gesamten Zeit z der Frequenzänderung erhält man demnach:

$$m = z \frac{d\nu}{dt} \Delta t$$

Schwebungen. Nun ist:

$$z = \frac{\Delta \nu}{\frac{d\nu}{dt}},$$

wobei $\Delta \nu$ die gesamte Frequenzänderung ist. Also folgt:

$$m = \Delta \nu \Delta t,$$

oder

$$\Delta t = \frac{m}{\Delta \nu}. \quad (183)$$

Dividiert man also die Zahl der Schwebungen m durch den Betrag der Frequenzänderung $\Delta \nu$, so erhält man den Laufzeitunterschied zwischen Luft- und Bodenwelle (vgl. auch [10]). Hieraus kann man die Höhe der reflektierenden Schicht berechnen, worauf wir im nächsten Abschnitt eingehen.

2. Die Signalmethode. Scheinbare und wahre Höhe.

Die am meisten benutzte Methode ist die Signalmethode von BREIT und TUVE [40], welche direkt den Laufzeitunterschied zwischen Luft- und Bodenwelle ergibt. Es werden periodische Signale von kurzer Dauer ausgesandt und an einem im allgemeinen nicht sehr weit vom Sender entfernten Empfänger aufgenommen. Die zu messenden Zeiten sind von der Größe einer Millisekunde, so daß man z. B. mit der Frequenz 50 oder 500 Hz Signale von 10^{-4} sec Dauer aussendet. Man beobachtet die empfangenen Signale beispielsweise auf dem Leuchtschirm einer BRAUNschen Röhre unter Anwendung einer mit der Signalfrequenz synchronisierten Zeitablenkung. Aus dem Abstand der beiden Signale erhält man dann mit Hilfe der bekannten Geschwindigkeit der Zeitablenkung direkt die Laufzeitdifferenz der Luft- und Bodenwelle. In Abb. 47 sei der Weg der Luftwelle $SACBE$. h_0 ist die Höhe der Reflexionsstelle. Der Weg der Bodenwelle ist SE . Wir betrachten hierbei so kleine Entfernungen, daß die Erde als eben angesehen werden kann. Unter der Geschwindigkeit, mit welcher sich die Wellen ausbreiten, haben wir diejenige Geschwindigkeit zu verstehen, mit der sich die entsprechende elektromagnetische Energie fortpflanzt. Wir bezeichnen diese als *Signalgeschwindigkeit*. Man nimmt nun an, daß diese gleich der *Gruppengeschwindigkeit* ist. Hierunter versteht man diejenige Geschwindigkeit, mit der sich eine Wellengruppe ausbreitet, die man durch Interferenz von zwei Wellenzügen benachbarter Frequenz erhält (Schwebungen) [36]. Die Gruppengeschwindigkeit (u) ist außerhalb der Ionosphäre gleich der Lichtgeschwindigkeit, welche auch die Phasengeschwindigkeit ist.

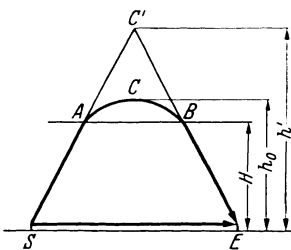


Abb. 47. Wahre Höhe (h_0) und scheinbare Höhe (h') der Reflexionsstelle. Wahrer Weg $SACBE$ und äquivalenter scheinbarer Weg $SAC'BE$ der Luftwelle. H ist die Höhe der unteren Grenze der ionisierten Schicht.

Innerhalb der Ionosphäre, welche ein dispergierendes Medium darstellt, ist die Gruppengeschwindigkeit von der Phasengeschwindigkeit verschieden. Hier ist:

$$u = \frac{c}{\frac{d(n\omega)}{d\omega}} = \frac{cn}{n^2 + \frac{1}{2} \omega \frac{d(n^2)}{d\omega}}. \quad (184)$$

Unter Vernachlässigung des Magnetfeldes und der Dämpfung ist:

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{\omega^2}.$$

Dann ist:

$$u = c \cdot n. \quad (185)$$

Da $n < 1$, so ist die Gruppengeschwindigkeit u kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c . Die Luftwelle legt also gegenüber der Bodenwelle nicht nur einen längeren Weg zurück, sondern sie erleidet außerdem eine weitere zeitliche Verzögerung durch die Herabsetzung der Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Ionosphäre. Diese zusätzliche Verzögerung kann insbesondere bei senkrechter Inzidenz groß sein, da an der Reflexionsstelle $n = 0$ ist, die Welle also Gebiete durchläuft, in denen n klein ist. Die Zeitverzögerung infolge der niedrigeren Ausbreitungsgeschwindigkeit in der Ionosphäre läßt sich dem Betrage nach geometrisch veranschaulichen. Ist ds ein Element des Weges $SACBE$, so ist mit Hilfe von (143) und (185) der Weg, den das Signal in derselben Zeit mit Lichtgeschwindigkeit durchlaufen würde:

$$c \int \frac{ds}{u} = \int \frac{ds}{n} = \int \frac{ds \sin \varphi}{\sin \varphi_0} = SC' + C'E. \quad (186)$$

Das Signal durchläuft also den Weg $SACBE$ in derselben Zeit, in welcher es den geradlinigen Weg $SAC'BE$ mit Lichtgeschwindigkeit durchlaufen würde. Dies gilt nur für ebene Erde, d. h. praktisch für nicht zu große Entfernungen. Die Verhältnisse werden komplizierter, wenn die Erdkrümmung berücksichtigt werden muß. Die Zeitverzögerung der Luftwelle gegenüber der Bodenwelle ist also dieselbe, als würde die Bodenwelle an einer nach unten scharf begrenzten Schicht an der Stelle C' reflektiert. Die entsprechende Höhe h' bezeichnen wir als scheinbare Höhe. Diese Höhe ergibt sich aus den Echomessungen in folgender Weise. Aus dem Laufzeitunterschied Δt folgt für die Laufzeit der Luftwelle:

$$\tau = \Delta t + \frac{D}{c}, \quad (187)$$

wo D/c die Laufzeit der Bodenwelle ist, für die wir Lichtgeschwindigkeit annehmen. Mit Hilfe von τ folgt für die scheinbare Höhe der Reflexionsstelle:

$$h' = \frac{1}{2} \sqrt{(c\tau)^2 - D^2}. \quad (188)$$

Aus Abb. 47 ersehen wir, daß die beobachtete scheinbare Höhe h' stets größer ist als die wahre Höhe h_0 .

Die Messung der scheinbaren Höhe der Ionosphäre beruht auf einer Messung der Laufzeit der elektromagnetischen Energie vom Sender zum Empfänger. Hieraus folgt, daß eine kontinuierlich ausgestrahlte Welle für die Messung nicht brauchbar ist, da sie keine Anzeige für das Eintreffen der zu einer bestimmten Zeit am Sender ausgestrahlten Energie ergibt. Hierzu ist eine Modulation des Senders notwendig. Diese ist bei der Interferenzmethode eine Frequenzmodulation, bei der Echomethode eine Amplitudenmodulation.

3. Zusammenhang zwischen wahrer und scheinbarer Höhe der Reflexionsstelle.

Im allgemeinen ist es üblich, in den Meßergebnissen die gemessenen scheinbaren Höhen anzugeben und die Frage nach der wahren Höhe der Reflexionsstelle offenzulassen. Wir wollen im folgenden einen Anhaltspunkt für die Beurteilung solcher Messungen gewinnen, insbesondere in bezug auf die Frage, welches etwa die entsprechenden wahren Höhen der reflektierenden Schichten sein können. Zu diesem Zweck machen wir eine der Theorie entsprechende Annahme über den Verlauf der Trägerdichte mit der Höhe, und leiten hieraus eine Beziehung zwischen wahrer und scheinbarer Höhe der Reflexionsstelle ab, wobei wir uns auf den am häufigsten vorkommenden Fall der senkrechten Inzidenz beschränken [2]. Der Verlauf der Trägerdichte mit der Höhe innerhalb der Ionosphäre sei wieder durch (149) gegeben. Dementsprechend setzen wir nach (151) für den Brechungsindex:

$$n^2 = 1 - c_1 z + c_2 z^2,$$

worin:

$$c_1 = 1,62 \cdot 10^{-40} \frac{N_m \lambda^2}{m C}, \quad c_2 = \frac{c_1}{2C}. \quad (189)$$

Bei senkrechtem Einfall findet die Reflexion an der Stelle $n = 0$ statt. Für $n^2 = 0$ folgt für die Höhe der Reflexionsstelle in der Schicht:

$$z_0 = C - \sqrt{C^2 - \frac{1}{c_2}}. \quad (190)$$

Dann ist die wahre Höhe der Reflexionsstelle ($H =$ Höhe der unteren Grenze der Schicht):

$$h_0 = H + z_0. \quad (191)$$

Für die scheinbare Höhe setzen wir entsprechend:

$$h' = H + z'. \quad (192)$$

z' ist der Teil der scheinbaren Höhe, welcher der Ausbreitung in der Schicht entspricht. Es ist:

$$z' = ct_{h'} = c \int_{z=0}^{z_0} \frac{dz}{u} = \int_{z=0}^{z_0} \frac{dz}{n}, \quad (193)$$

oder, indem wir den Ausdruck für n einsetzen:

$$z' = \int_0^{z_0} \frac{dz}{\sqrt{1 - c_1 z + c_2 z^2}}. \quad (194)$$

Die Integration ergibt:

$$z' = \frac{1}{2\sqrt{c_2}} \ln \frac{1 + \frac{1}{\sqrt{c_2} \cdot C}}{1 - \frac{1}{\sqrt{c_2} \cdot C}}. \quad (195)$$

Aus (190) und (195) folgt:

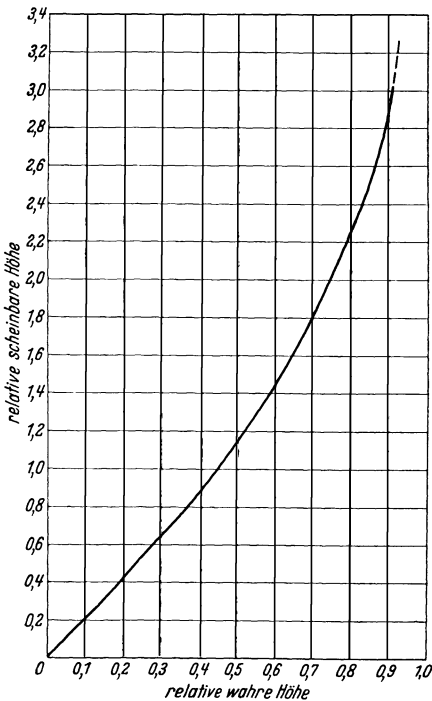
$$\left. \begin{aligned} \frac{z_0}{C} &= 1 - \sqrt{1 - \alpha^2}, \\ \frac{z'}{C} &= \frac{\alpha}{2} \ln \frac{1 + \alpha}{1 - \alpha}, \end{aligned} \right\} \quad (196)$$

worin

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{c_2} C} \quad (197)$$

gesetzt wurde. z ist die Höhe von der unteren Grenze der Schicht gerechnet, C die Dicke der Schicht von der unteren Grenze bis zum Maximum. Wir bezeichnen z/C als die relative Höhe in der Schicht, und fassen α als Parameter auf.

Abb. 48. Relative scheinbare Höhe der Reflexionsstelle in Abhängigkeit von der relativen wahren Höhe in der ionisierten Schicht. (K. FÖRSTERLING und H. LASSEN.)



Die beiden Gl. (196) geben dann in Parameterdarstellung die Abhängigkeit der relativen scheinbaren Höhe von der relativen wahren Höhe in der Schicht. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 48 dargestellt. Die scheinbare Höhe nimmt mit wachsendem Eindringen der Wellen in die Schicht gegenüber der wahren Höhe immer mehr zu. Für $\alpha = 1$ ist nach der ersten Gl. (196) $z_0 = C$ und nach der zweiten $z' = \infty$. Dann findet die Reflexion im Maximum der Schicht statt, und die scheinbare Höhe ist theoretisch unendlich groß. Für $\alpha = 0$ ist $z_0 = z' = 0$, d. h. die Reflexion findet praktisch an der unteren Grenze der Schicht statt,

und die scheinbare Höhe stimmt mit der wahren Höhe überein. $\alpha = 0$ entspricht nach (197) und (189) großen Werten von λ und N . Bei gegebener Trägerdichte N findet die Reflexion an der unteren Grenze demnach bei genügend langen Wellen statt.

Die größten scheinbaren Höhen, welche für die höhere Schicht gemessen wurden, sind etwa 700 km. Dies entspricht unter Annahme einer Schichtdicke $C = 200$ km und einer Höhe der unteren Grenze $H = 200$ km einer relativen scheinbaren Höhe:

$$\frac{z'}{C} = \frac{700 - 200}{200} = 2,5,$$

also nach Abb. 48 einer relativen wahren Höhe von 0,85. Hier ist demnach $z = 0,85 \cdot 200 = 170$ km, und die Trägerdichte hat nach (149) den Wert $N = 0,98 N_m$. Von hier bis zum Maximum ändert sich die Trägerdichte nur noch um 2%, und in diesem Gebiet steigt die relative scheinbare Höhe von 2,5 bis ∞ . In Wirklichkeit wird die Trägerdichte infolge der Diffusion in der Nähe des Maximums noch flacher verlaufen, als unserer Annahme entspricht. Berücksichtigt man außerdem noch Schwankungen im Zustand der Schicht, so wird man wohl annehmen können, daß regelmäßige Reflexionen mit reproduzierbaren scheinbaren Höhen in diesem Gebiet, wo sich die scheinbare Höhe mit der wahren Höhe rapide ändert, wohl kaum vorkommen, daß also die gemessenen scheinbaren Höhen von 700 km etwa die größten sind, die man praktisch für die obere Schicht wird messen können. Hierbei ist außerdem die Tatsache zu berücksichtigen, daß die Dämpfung bei senkrechter Inzidenz in der Nähe der Reflexionsstelle sehr groß wird. Auch bei Berücksichtigung der Dämpfung wird die Reflexion in der Nähe von $n_a = 0$ stattfinden. Für $n_a = 0$ haben wir Gl. (26) anzuwenden. Es wird:

$$n = z = \sqrt{\frac{2\pi N e^2}{m}} \frac{\omega'}{\omega^2}. \quad (198)$$

Ferner ist für $n_a = 0$:

$$\frac{2\pi N e^2}{m \omega^2} = \frac{1 - n_a^2}{2} = \frac{1}{2}.$$

Also folgt für den Dämpfungsfaktor an der Stelle $n_a = 0$:

$$K = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\omega \omega'}{2}} = 10^{-3} \sqrt{\frac{\omega'}{\lambda}}. \quad (199)$$

Setzen wir wieder für die obere Schicht $\omega' = 3,5 \cdot 10^2$, so erhalten wir für $\lambda = 84 \text{ m} = 8,4 \cdot 10^3 \text{ cm}$:

$$\frac{1}{K} \approx 5 \text{ km}.$$

Bei Reflexionen in größeren Höhen durchläuft die Welle immer längere Wege mit kleinen Werten von n , wird also mit größer werdender Reflexionshöhe immer stärker gedämpft, so daß auch hierdurch dem weiteren Anwachsen der scheinbaren Höhe eine Grenze gesetzt wird, die unter Anwendung größerer Senderleistung etwas nach oben verschoben werden mag.

Bestimmt man durch Reflexion genügend langer Wellen die untere Grenze einer Schicht, und durch Anwendung kürzerer Wellen die größten beobachtbaren scheinbaren Höhen, so ergibt sich die scheinbare Dicke der Schicht. Nach der vorangehenden Berechnung muß man annehmen, daß diese scheinbare Dicke etwa das 2—3fache der wahren Dicke der Schicht beträgt, gerechnet von der unteren Grenze bis zum Maximum.

4. Scheinbare und wahre Höhe in Abhängigkeit von der Tageszeit (Zahlenbeispiel).

In vielen Fällen wird mit konstanter Wellenlänge die scheinbare Höhe in Abhängigkeit von der Tageszeit, d. h. also bei veränderlichem Wert der Elektronendichte, beobachtet. Maßgebend für den Brechungsindex ist das Produkt $N\lambda^2$. Abnehmende Werte von N oder λ ergeben größere scheinbare Höhen. Die scheinbare Höhe nimmt also während der Nacht zu. Wir berechnen als Beispiel den Verlauf für $\lambda = 45$ m bei senkrechtem Einfall. Die beiden durch Doppelbrechung entstehenden Wellen behandeln wir einzeln als selbständige Wellen. Die Elektronendichten an der Reflexionsstelle sind nach (204) für die ordentliche und außerordentliche Welle $5,46 \cdot 10^5$ bzw. $4,3 \cdot 10^5$ Elektronen/cm³. Mit Hilfe der Gl. (149):

$$N = N_m \frac{2}{C} \left(z - \frac{z^2}{2C} \right)$$

erhalten wir, indem wir für N den Wert an der Reflexionsstelle einsetzen ($N = N_0$), für die wahre Höhe der Reflexionsstelle:

$$z_0 = C - \sqrt{C^2 - \frac{N_0 C^2}{N_m}} = C \left(1 - \sqrt{1 - \frac{N_0}{N_m}} \right). \quad (200)$$

Die Abhängigkeit der maximalen Elektronendichte (N_m) von der Tageszeit sei durch Abb. 36 gegeben. Aus (200) erhalten wir dann für beide Wellen die wahre Höhe in Abhängigkeit von der Tageszeit, und mit Hilfe von Abb. 48 die entsprechenden scheinbaren Höhen, gerechnet von der unteren Grenze der Schicht, die in 200 km Höhe angenommen wird. Ferner wird die Dicke der Schicht bis zum Maximum zu $C = 200$ km angenommen, und die maximale Elektronendichte ist nach Abb. 36 zu Beginn der Nacht $N_m = 1,3 \cdot 10^6$. Das Ergebnis der Berechnung ist in Abb. 49 dargestellt. Wir sehen, daß die scheinbare Höhe während

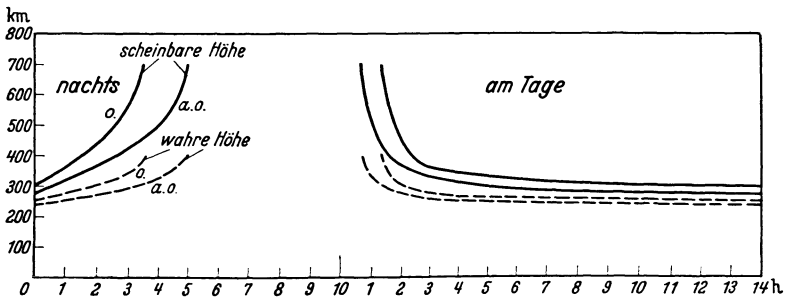


Abb. 49. Scheinbare und wahre Höhe in Abhängigkeit von der Tageszeit, berechnet für $\lambda = 45$ m und eine maximale Elektronendichte am Tage von $1,3 \cdot 10^6$ Elektronen/cm³. Die untere Grenze der ionisierten Schicht ist in 200 km Höhe, das Maximum der Ionisation in 400 km Höhe angenommen. Die Berücksichtigung des Erdmagnetfeldes ergibt die Aufspaltung in die o. und a.o. Welle.

der Nacht in den ersten Stunden zunächst langsam und dann immer schneller anwächst, während die Abnahme der Ionisation erst schnell, dann langsamer erfolgt. Der Verlauf der scheinbaren Höhe mit der Tageszeit geht also nicht parallel mit der zeitlichen Änderung der Ionisation, was für die Beurteilung von Meßresultaten wichtig ist. Große Änderungen der scheinbaren Höhe können unter Umständen nur kleinen Änderungen der Ionisation entsprechen. Wir sehen, daß die Änderung der scheinbaren Höhe um so rascher erfolgt, je tiefer die Wellen in die Schicht eindringen, sie ist in der Nähe der Durchlässigkeitsgrenze besonders groß. Die Abnahme der scheinbaren Höhe in den Morgenstunden erfolgt rascher als die Zunahme in den Abendstunden, da hier auch gleichzeitig

die Ionisation rasch zunimmt. Der gezeichnete Verlauf ist charakteristisch für solche Wellen, welche während eines Teiles der Nacht in der Ionosphäre nicht mehr reflektiert werden. Für entsprechend längere Wellen werden bei gleicher Annahme über den zeitlichen Verlauf der Trägerdichte die eine Komponente, bei noch längerer Welle beide Wellen während der ganzen Nacht reflektiert, und die vorkommenden Höhenänderungen sind dann geringer. Für die Berechnung wurde die Höhe der Schicht als konstant angenommen. Die berechneten Höhenänderungen entsprechen lediglich dem mehr oder weniger tiefen Eindringen der Wellen in die Schicht.

5. Bestimmung der Trägerdichte. Grenzwellen.

Wir betrachten kurze Wellen, für welche das Brechungsgesetz gilt. An der Reflexionsstelle verlaufen die Wellen streifend zur Schichtung, d. h. es ist $\sin \varphi = 0$. Nach dem Brechungsgesetz (146) gilt deshalb an der Reflexionsstelle:

$$n_0 = \frac{\cos \psi}{1 + \frac{h_0}{R}}, \quad (201)$$

wo h_0 die Höhe der Reflexionsstelle über dem Erdboden ist. Indem wir n nach (148) einsetzen, erhalten wir, gültig für die Reflexionsstelle:

$$\frac{N_0}{m} = \frac{\pi c^2}{e^2 \lambda^2} \left(1 - \frac{\cos^2 \psi}{\left(1 + \frac{h_0}{R} \right)^2} \right). \quad (202)$$

Kennt man demnach für eine bestimmte Welle den Ausstrahlungswinkel ψ und die Höhe der Reflexionsstelle, so kann man die „spezifische Trägerdichte“ N_0/m berechnen, welche auf diese Weise experimentell bestimmt werden kann [2].

Die Echomessungen werden vorwiegend bei senkrechtem Einfall der Wellen ausgeführt. Hier ist $\cos \psi = 0$, und damit:

$$\frac{N_0}{m} = \frac{\pi c^2}{e^2 \lambda^2} = \frac{\pi \nu^2}{e^2}. \quad (203)$$

Berücksichtigen wir das Erdmagnetfeld, dann haben wir zwei Wellen, die in verschiedenen Höhen reflektiert werden. Für $n = 0$ (senkrechte Inzidenz) folgt aus (33) für die spezifische Trägerdichte dieser beiden Wellen an der Reflexionsstelle:

$$\left. \begin{aligned} \frac{N_0}{m} &= \frac{\pi}{e^2} (\nu^2 - \nu \nu_H) && \text{a.o. Welle } (n_1) \\ \frac{N_0}{m} &= \frac{\pi}{e^2} \nu^2 && \text{o. Welle } (n_2) \end{aligned} \right\} \quad (204)$$

worin

$$\nu_H = \frac{eH}{2\pi m c} \quad (205)$$

die magnetische Umlauffrequenz nach (29) ist. Die zweite Nullstelle der a.o. Welle bei größerer Trägerdichte hat hier keine praktische Bedeutung, da diese Welle bereits an der Stelle, wo die durch die obenstehende Beziehung gegebene Trägerdichte herrscht, Totalreflexion erleidet. Die Trägerdichte an der Reflexionsstelle ist bei gegebener Frequenz für die a.o. Welle geringer als für die o. Welle. Dies kommt in Abb. 49 darin zum Ausdruck, daß z. B. am Morgen, bei zunehmender Trägerdichte, zunächst die a.o., dann die o. Welle reflektiert wird, und die scheinbare Höhe der o. Welle dauernd größer ist als die der a.o. Welle.

Grenzwellen (bzw. -frequenz): Diejenige kleinste Wellenlänge, welche bei gegebener Ausstrahlungsrichtung noch in der Ionosphäre reflektiert wird, nennen wir die Grenzwellen für die betreffende Ausstrahlungsrichtung. Kürzere Wellen

gehen durch die Schicht hindurch. Aus der Definition folgt, daß die Grenzwellen im Maximum der Schicht reflektiert wird. Man bestimmt die Grenzwellen, indem man bei der Echomessung in kurzer Zeit die Wellenlänge in einem genügend großen Bereich stetig verändert, und erhält aus ihr nach (202) die maximale spezifische Trägerdichte N_m/m der reflektierenden Schicht. Wir bezeichnen die Grenzwellen für senkrechte und horizontale Ausstrahlung als obere bzw. untere Grenzwellenlänge. Durch Beobachtung sei z. B. die obere Grenzwellenlänge zu 30 m festgestellt. Dann folgt aus (203) für die maximale spezifische Trägerdichte ($c = 3 \cdot 10^{10}$, $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$, $\lambda = 3 \cdot 10^3$ cm):

$$\frac{N_m}{m} = 1,36 \cdot 10^{23}.$$

Unter der Annahme, daß die Träger Elektronen sind, folgt ($m = 9 \cdot 10^{-28}$):

$$N_m = 1,22 \cdot 10^6 \text{ Elektronen/cm}^3.$$

6. Anwendung der Echomessungen auf die Fernübertragung.

Die Beobachtung der Grenzwellen geschieht vorwiegend bei senkrechtem Einfall, und zwar werden an verschiedenen Orten auf der Erde Dauerregistrierungen ausgeführt, die einen laufenden Einblick in den Verlauf der Trägerdichte mit der Tages- und Jahreszeit geben. Eine praktisch wichtige Aufgabe ist nun die, aus den Beobachtungen bei senkrechtem Einfall Aussagen über die bei schiefe Einfall, d. h. bei Fernübertragung, herrschenden Übertragungsbedingungen zu gewinnen.

Wir schreiben den Brechungsindex unter Vernachlässigung der Dämpfung und des Erdmagnetfeldes:

$$n = \sqrt{1 - \frac{N e^2}{\pi m v^2}} = \sqrt{1 - \frac{v_N^2}{v^2}}, \quad (206)$$

worin:

$$v_N = \sqrt{\frac{N e^2}{\pi m}}.$$

v_N ist ein Maß für die wirksame Trägerdichte und hat den Charakter einer Frequenz. Wir betrachten eine Welle der Frequenz ν bei schiefe Einfall. Sie werde in der Höhe h_0 reflektiert, und dort sei $N = N_0$ und $v_N = v_{N_0}$. Der Brechungsindex hat hier den Wert:

$$n_0 = \sqrt{1 - \frac{v_{N_0}^2}{v^2}}. \quad (207)$$

Bei senkrechtem Einfall erfolgt die Reflexion an derselben Stelle für eine niedrigere Frequenz ν_{\perp} , die sich aus der Bedingung $n_0 = 0$ zu

$$\nu_{\perp} = v_{N_0} \quad (208)$$

ergibt. Aus (207) folgt:

$$\nu_{\perp} = \nu \sqrt{1 - n_0^2}. \quad (209)$$

Dies ist eine allgemeine Beziehung zwischen einer Frequenz ν , die bei schiefe Einfall an der Stelle reflektiert wird, wo der Brechungsindex den Wert n_0 (bzw. N den Wert N_0) hat, und der kleineren Frequenz ν_{\perp} , die bei senkrechtem Einfall an derselben Stelle reflektiert wird. Man bezeichnet ν_{\perp} als die *äquivalente Frequenz* bei senkrechtem Einfall.

In (209) setzen wir den Brechungsindex nach (201) ein und erhalten:

$$\nu_{\perp} = \nu \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \psi}{\left(1 + \frac{h_0}{R}\right)^2}}. \quad (210)$$

Wir betrachten den besonderen Fall, daß die Reflexion im Maximum der Schicht erfolgt. Dann ist ν die Grenzfrequenz für den Ausstrahlungswinkel ψ und ν_{\perp} die Grenzfrequenz für senkrechten Einfall. Mit $h_0 = h_m$ folgt aus (210) für die Grenzwellenlängen bzw. -frequenzen:

$$\frac{\lambda}{\lambda_{\perp}} = \frac{\nu_{\perp}}{\nu} = \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \psi}{\left(1 + \frac{h_m}{R}\right)^2}}. \quad (211)$$

Die Grenzwellenlänge nimmt demnach mit abnehmendem Ausstrahlungswinkel ab und ist um so kleiner, je geringer die Reflexionshöhe ist. Bei wachsender Entfernung werden also immer kürzere Wellen für die Übertragung brauchbar. Die kürzeste Wellenlänge überhaupt wird bei horizontaler Ausstrahlung reflektiert ($\cos \psi = 1$). Für das Verhältnis der Grenzwellen bei vertikaler und horizontaler Abstrahlung (obere und untere Grenzwellenlänge) folgt aus (211)

$$\left(\cos \psi = 1, \frac{h_m}{R} \ll 1\right) [12]:$$

$$\frac{\lambda_{\text{vert}}}{\lambda_{\text{hor}}} = \sqrt{\frac{R}{2 h_m}} = \frac{56}{\sqrt{h_m}}. \quad (h_m \text{ in km}) \quad (212)$$

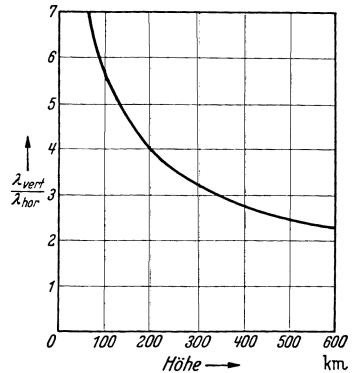


Abb. 50. Das Verhältnis der oberen zur unteren Grenzwellenlänge in Abhängigkeit von der Höhe der maximalen Ionisation der reflektierenden Schicht.

Diese Beziehungen für die Grenzwellenlängen sind unabhängig von irgendwelchen Annahmen über den Verlauf der Trägerdichte mit der Höhe, sie setzen aber die Gültigkeit des Brechungsgesetzes voraus. Abb. 50 zeigt die Beziehung (212) in Abhängigkeit von h_m . Für $h_m = 120$ km (*E*-Schicht) folgt $\lambda_{\text{vert}} = 5,1 \lambda_{\text{hor}}$, für $h_m = 400$ km (etwa *F*-Schicht) folgt $\lambda_{\text{vert}} = 2,8 \cdot \lambda_{\text{hor}}$. Infolge des größeren Einflusses der Erkrümmung ist der Faktor in der oberen Ionosphäre kleiner. Die Zahlen zeigen, daß praktisch bei horizontaler Ausstrahlung Wellen reflektiert werden, die um ein kleines Vielfaches kleiner sind als die Grenzwellen bei senkrechter Ausstrahlung.

Kennt man aus Beobachtungen die beiden Grenzwellen, so kann man aus (212) die Höhe der maximalen Ionisation berechnen.

Die horizontale Abstrahlung entspricht großen Reichweiten. Die allgemeinere Aufgabe, aus der oberen Grenzwellenlänge die Übertragungsbedingungen für beliebige Reichweiten bei einmaliger Reflexion zu bestimmen, ist erheblich komplizierter, und erfordert streng genommen die Kenntnis des Verlaufs der Trägerdichte mit der Höhe. Es liegen bereits Ansätze zur Lösung dieser Aufgabe vor [41, 42, 43].

II. Beobachtungen und Ergebnisse.

Die drahtlose Telegraphie hat im Laufe ihrer Entwicklung ein immer größeres Wellenlängengebiet für die Nachrichtenübermittlung nutzbar gemacht, das heute etwa den Bereich von 0,01 bis 20000 m ($3 \cdot 10^{10}$ bis $1,5 \cdot 10^4$ Hz) umfaßt. Die praktische Erfahrung ergibt in Übereinstimmung mit der Theorie eine außerordentlich starke Änderung der Ausbreitungsbedingungen mit der Wellenlänge. Diese Änderung erfolgt im allgemeinen stetig, sie ist besonders stark im Gebiet der kurzen Wellen etwa oberhalb 10 m, wo bei flacher Ausstrahlung die Reflexion an der Ionosphäre einsetzt, und zu enorm großen Reichweiten Anlaß gibt. Das Einsetzen dieser Reflexion, in Abhängigkeit von der

Wellenlänge betrachtet, erfolgt sogar sprunghaft, jedoch ist die entsprechende untere Grenzwellenlänge durch den jeweiligen Ionisationszustand der Atmosphäre bedingt, sie schwankt etwa zwischen 5 und 20 m.

Wir werden zweckmäßig die praktischen Ergebnisse nach bestimmten Wellenlängengebieten zusammenstellen, innerhalb derer ähnliche Ausbreitungsgesetze herrschen. Wir unterscheiden:

Mittlere und lange Wellen	200	bis	20000 m
Kurze Wellen	10	„	200 m
Ultrakurze und Dezimeterwellen	0,01	„	10 m

Eine scharfe Abgrenzung der einzelnen Wellenlängengebiete läßt sich nicht durchführen, die Zahlenangaben sollen nur die Gebiete ungefähr abgrenzen. Die mittleren und langen Wellen sind durch eine praktisch brauchbare, mit wachsender Wellenlänge zunehmende Bodenreichweite charakterisiert. Der Einfluß der Ionosphäre tritt hier bei den mittleren Wellen und insbesondere in der Nacht deutlich in Erscheinung. Im Gebiet der kurzen Wellen tritt die mit abnehmender Wellenlänge immer kleiner werdende Bodenreichweite an praktischer Bedeutung zurück. Hier interessieren besonders die großen Reichweiten, die durch eine weitgehend verlustfreie Reflexion an der Ionosphäre bedingt sind. Im Gebiet der ultrakurzen und Dezimeterwellen findet eine Reflexion an der Ionosphäre nicht mehr statt. Die Ausbreitung wird durch die Beugung an der Erde und die Brechung in der unteren Atmosphäre bestimmt, und folgt bei erhöhter Aufstellung der Antennen und mit abnehmender Wellenlänge immer mehr optischen Gesetzen. Die Reichweiten sind dementsprechend klein und mit der Entfernung des Horizonts vergleichbar.

A. Die Ausbreitung der mittleren und langen Wellen (200—20000 m).

1. Die Ausbreitung langer Wellen in großen Entfernungen über Seewasser (Die Formel von AUSTIN).

Die Überbrückung großer Entfernungen, z. B. Europa—Amerika, hat zunächst zur Verwendung von langen Wellen von mehreren Kilometern Länge geführt, die sich als günstig erwiesen. Hier sind vor allem die systematischen Messungen von L. W. AUSTIN [44] bekanntgeworden. Es sind dies in erster Linie Messungen zwischen einer amerikanischen Küstenstation und Schiffen auf dem Atlantischen Ozean mit Wellen von einigen Kilometern Länge. Messungen über Seewasser lassen übersichtliche Resultate erwarten, da die Meeresoberfläche glatt und von gleichbleibender homogener Beschaffenheit ist. Es zeigte sich von vornherein, daß die empfangenen Signale starken und unregelmäßigen zeitlichen Schwankungen unterworfen sind. Um den allgemeinen Verlauf der Empfangsfeldstärke mit der Entfernung festzustellen, müssen deshalb Durchschnittswerte gebildet werden. Abb. 51 zeigt eine solche Messung nach AUSTIN.

Die Kurve für die durchschnittlichen Tageswerte läßt sich durch einen Ausdruck von der Form

$$I_E = \frac{K}{D} e^{-\frac{\lambda D}{V}} \quad (213)$$

wiedergeben. In vollständiger Form lautet die bekannte AUSTINSche Formel für die durchschnittlichen Tageswerte:

$$E = 120\pi \frac{Ih}{\lambda D} e^{-\frac{0,000047D}{V\lambda}} \frac{V}{m}. \quad (h, \lambda, D \text{ in m}) \quad (214)$$

Diese Formel ist halb theoretisch, halb empirisch. Der Faktor vor dem Exponentialausdruck ist die theoretische Feldstärke für den auf der Erdoberfläche

befindlichen HERTZschen Dipol in der Äquatorebene bei ungedämpfter Ausbreitung [vgl. (23), S. 13]. Der Dämpfungsfaktor ist aus den Beobachtungen entnommen. Die Formel wurde in einer großen Anzahl von Messungen bis zu Entfernungen von 6000 bis 7000 km bestätigt. Sie gibt auch die Signalstärke richtig wieder, mit der europäische Stationen, z. B. Nauen, in Amerika empfangen wurden. Man muß dabei berücksichtigen, daß die Formel nur durchschnittliche Tageswerte darstellt, und daß die Beobachtung an einzelnen Tagen mehr als 10mal größere oder kleinere Werte ergeben kann, und vorübergehend starke Absorptionen für die Dauer einiger Stunden die Signale auf 1% oder weniger ihres normalen Wertes verringern können.

Die Nachtwerte in Abb. 51 liegen höher als die Tageswerte. Sie zeigen im Gegensatz zu den Tageswerten keine Gesetzmäßigkeit, sondern liegen unregelmäßig verstreut. Sie liegen manchmal dicht bei der K/D -Kurve. AUSTIN nimmt als Erklärung an, daß die Wellen sich zwischen der Erde und der Ionosphäre ausbreiten. Bei Nacht wird die untere Grenze der Ionosphäre als scharf begrenzt angenommen, wodurch gute Reflexionsbedingungen gegeben sind, so daß auf diese Weise die größere Stärke der Zeichen während der Nacht zustande kommt. Am Tage soll eine beträchtliche Absorption in dem zwischen der Erde und der Ionosphäre liegenden Bereich der Atmosphäre stattfinden. Diese Vorstellung von AUSTIN dürfte im großen und ganzen auch der heutigen Auffassung entsprechen.

Die Abhängigkeit der Wellenausbreitung von der Tages- und Jahreszeit wurde von LL. ESPENSCHIED, C. N. ANDERSON und A. BAILEY [45] eingehend untersucht. Sie führten systematische Beobachtungen über 24 Stunden in verschiedenen Jahreszeiten und für verschiedene Wellenlängen zwischen Amerika und England und umgekehrt aus. Die Wellenlängen lagen zwischen 5 und 20 km. Aus diesen Beobachtungen ergibt sich ein charakteristischer Verlauf der Empfangsfeldstärke mit der Tageszeit. Abb. 52

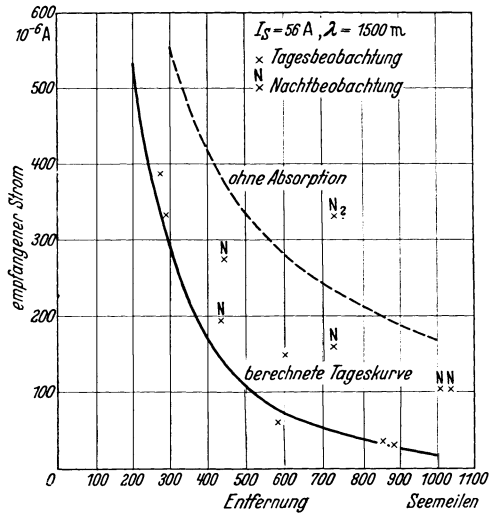


Abb. 51. Empfangsstromstärke in Abhängigkeit von der Entfernung bei Ausbreitung über Seewasser. (L. W. AUSTIN.)

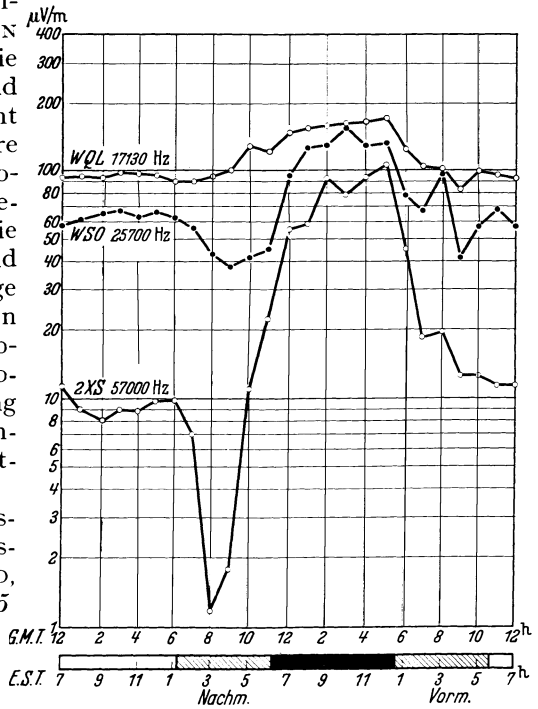


Abb. 52. Täglicher Verlauf der Feldstärke amerikanischer Stationen in England. Monatliche Mittelwerte, September 1923. (L. ESPENSCHIED, C. N. ANDERSON, A. BAILEY.)

untere Kurve zeigt als Beispiel die Empfangsfeldstärke eines amerikanischen Senders in England (20 kW Senderleistung, $D = 5482$ km, $\lambda = 5,3$ km). Die Kurve ist ein Mittelwert über mehrere Tageskurven im Monat September. Der untere Streifen zeigt die Tages- und Nachtverhältnisse längs des Übertragungsweges. Schwarz bedeutet Dunkelheit längs des ganzen Weges, weiß Helligkeit. Es ergibt sich folgendes Bild:

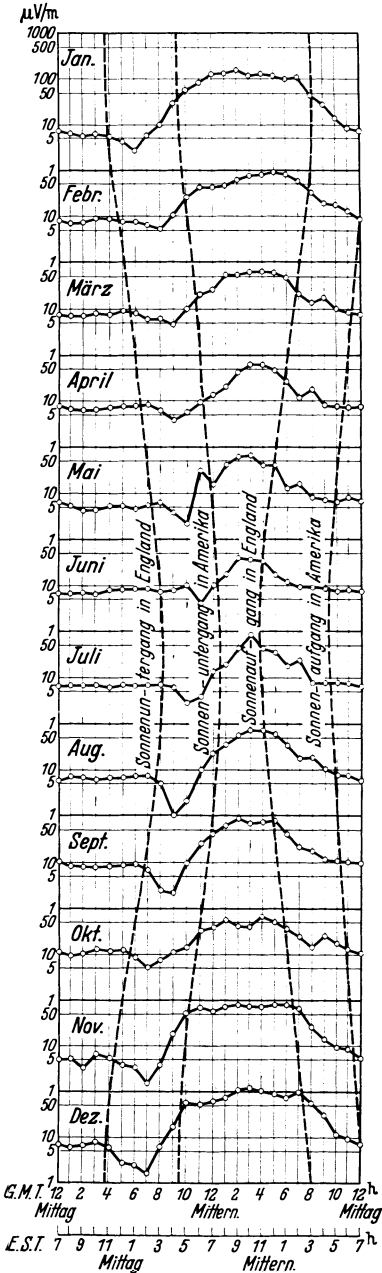


Abb. 53. Monatliche Mittelwerte des täglichen Verlaufs der Feldstärke. Sender in New York, Empfänger in England. 20,8 kW. $\lambda = 5,48$ km. (L.ESPENSCHIED. C.N. ANDERSON. A.BAILEY.)

1. Eine verhältnismäßig konstante Feldstärke herrscht während der Tageslichtzeit vor.

2. Eine starke Abnahme begleitet den Sonnenuntergang zwischen den beiden Enden der Strecke.

3. In der Nachtperiode folgt ein starkes Ansteigen der Feldstärke zu hohen Werten, die bis zum Beginn der Helligkeit anhalten.

4. Bei Sonnenaufgang auf der östlichen Station fällt die Feldstärke rasch auf den niedrigen Tageswert ab, wobei auch ein Minimum auftreten kann, das im allgemeinen weniger tief ist als am Abend. Die oberen Kurven für längere Wellen ($\lambda = 12$ km und 17,5 km) zeigen eine erheblich geringere tägliche Schwankung. Bezeichnen wir die höheren Nachtwerte als normal, und erklären wir die niedrigen Werte am Tage durch eine Dämpfung, so ist diese Dämpfung für längere Wellen geringer.

In Abb. 53 sind die Monatsmittelwertskurven für ein ganzes Jahr zusammengestellt, wobei die Zeiten des Sonnenauf- und -untergangs mit eingetragen sind. Wir sehen, daß die hohen Nachtwerte im ganzen Jahr auftreten. Entsprechend den längeren Nächten im Winter treten hier die Nachtwerte während einer längeren Zeit auf. Die Tageswerte zeigen im Laufe des Jahres eine verhältnismäßig geringe Änderung.

2. Durchschnittskurven für die Feldstärke der mittleren Wellen (200—2000 m).

Tageswerte.

Die mittleren Wellen sind von besonderem allgemeinen Interesse, weil sie für den Rundfunk verwendet werden. Wir bezeichnen sie aus diesem Grunde auch als *Rundfunkwellen*. Bei der Ausbreitung über Land müssen wir in Betracht ziehen, daß die Bodeneigenschaften, insbesondere die Leitfähigkeit, einen starken Einfluß auf die Ausbreitung ausüben. Die Ausbreitungsverhältnisse können deshalb in verschiedenen Richtungen um einen Sender stark verschieden sein. Einen weiteren Einfluß übt die Oberflächenbeschaffenheit aus, z. B.

die Welligkeit des Bodens, Wälder, Großstädte u. a. Irgendwelche Messungen werden deshalb zunächst nur eine örtliche Bedeutung haben können. Es ist aber

wünschenswert, allgemeine Angaben über den Verlauf der Feldstärke mit der Entfernung zu besitzen. Man geht hier z. B. so vor, daß man die theoretischen Kurven berechnet, und die der Berechnung zugrunde liegenden Konstanten (σ , ϵ) so wählt, daß die berechneten Kurven den an vielen Sendern gemessenen Werten im Mittel am besten entsprechen. In einem Bericht, der auf der Tagung des International Radio Consulting Committee in Bukarest angeregt wurde, sind solche Kurven dargestellt worden [46]. Die Kurven für die Feldstärke der Bodenwelle entsprechen vollkommen den theoretischen Kurven von VAN DER POL und BREMMER in Abb. 20 bis 23. Man muß demnach annehmen, daß eine Leitfähigkeit von $4 \cdot 10^{-11}$ el.-magn. Einh. des Seewassers und 10^{-13} des Erdbodens den mittleren Verhältnissen am besten entspricht.

Berechnen wir die Feldstärke für 2000 m Wellenlänge über Seewasser nach der für 1 kW Ausstrahlung umgeschriebenen AUSTINSchen Formel (214):

$$E = \frac{300}{D} e^{-0,0015 \frac{D}{\lambda^2}} \frac{mV}{m} \quad (D, \lambda \text{ in km}), \quad (216)$$

so ergeben sich für 1000 und 2000 km die Werte 0,1 und 0,018. Wir sehen, daß die Werte in Abb. 20 erheblich niedriger liegen als die nach dieser Formel berechneten. Man könnte hieraus schließen, daß die für die Ausbreitung über Seewasser in größeren Entfernungen beobachteten Werte tatsächlich höher liegen, als den theoretischen Kurven für die Bodenwelle entspricht. Die höheren Werte können so zu deuten sein, daß auch am Tage ein Einfluß der Ionosphäre auf die Wellenausbreitung vorhanden ist, welcher die Empfangsfeldstärke erhöht. Ein solcher Einfluß der Ionosphäre müßte sich in größeren Entfernungen stärker bemerkbar machen.

Ausführliche Messungen für Wellenlängen von etwa 200 bis 1500 m und Reichweiten bis etwa 500 km sind von S. S. KIRBY und K. A. NORTON [47] veröffentlicht worden. Sie stellen an Hand ihrer Messungen fest, daß die AUSTINSche Formel für die Ausbreitung über Land und die angegebenen Wellenlängen und Reichweiten nicht brauchbar ist, d. h. also, daß die Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung sich nicht durch ein einfaches exponentielles Gesetz darstellen läßt. Wohl aber lassen sich die Meßwerte durch die SOMMERFELDSche Theorie wiedergeben, wobei noch eine Korrektur für die Erdkrümmung anzubringen ist. Der größte Unterschied zwischen Theorie und Messung wird zu 50% gefunden, er ist im allgemeinen noch geringer. Da die Theorie mit einer mittleren Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante rechnet, und die Verschiedenheit des Erdbodens längs des Ausbreitungsweges nicht berücksichtigen kann, ist die Übereinstimmung befriedigend, zumal der allgemeine Verlauf gut zum Ausdruck kommt. Aus Messungen in zwei verschiedenen Bezirken entnehmen KIRBY und NORTON die Werte $\epsilon = 12$, $\sigma = 3,22 \cdot 10^{-14}$ el.-magn. Einh. bzw. $\epsilon = 13$, $\sigma = 1,07 \cdot 10^{-13}$.

P. P. ECKERSLEY [48] gibt für verschiedene Bodenarten folgende Leitfähigkeiten an (el.-magn. Einh.):

Seewasser	10^{-11}
Flaches Sumpfland	10^{-12}
Offenes Land	10^{-13}
Hügeliges Land	$0,2 \cdot 10^{-13}$
Gebirgisches Land	10^{-14}

B. VAN DER POL [18] findet bei einer Messung der Tageswerte des Feldes vom Sender Hilversum (Holland, $\lambda = 298,8$ m) an ungefähr 200 verschiedenen Stellen Leitfähigkeitswerte zwischen $0,25 \cdot 10^{-13}$ bis $7,5 \cdot 10^{-13}$. Diese Werte

geben einen Anhalt für die Leitfähigkeitswerte, welche praktisch auftreten mögen. Die Werte werden durch Anwendung der Formel von SOMMERFELD (S. 161) auf die gemessenen Feldstärkenwerte bestimmt.

Stellt man sich bei der Planung eines neuen Senders die Aufgabe, den zu erwartenden Verlauf der Feldstärke in der Umgebung zu bestimmen, so ist dies rein rechnerisch nicht ohne weiteres möglich. Man geht deshalb auch so vor, daß man einen Hilfssender aufstellt und Feldstärkemessungen ausführt. Man kann dann z. B. aus Messungen an charakteristischen Punkten die Leitfähigkeit des Bodens ableiten und dann eine Berechnung der theoretischen Kurven vornehmen.

In Stadtgebieten findet eine starke Dämpfung der Wellen statt. Diese wird sich besonders in dem nicht seltenen Fall bemerkbar machen, daß der Sender in der Nähe einer großen Stadt steht. In diesem Fall tritt eine Schwächung in derjenigen Richtung auf, die vom Sender aus durch das Stadtgebiet hindurchführt. Starke Schwächungen werden ebenfalls durch Höhenzüge hervorgerufen, so daß also bei der Beurteilung von Ausbreitungsverhältnissen auch die besondere Bodenform berücksichtigt werden muß.

Nachtwerte.

In der Nacht tritt, insbesondere in großen Entfernungen, eine große Erhöhung der Feldstärke auf. Diese ist darauf zurückzuführen, daß in der Nacht infolge Verschwinden der Absorption (vgl. S. 261) eine in der Ionosphäre reflektierte Welle auftritt, die wir als indirekte oder Luftwelle bezeichnen. Die Feldstärke der Luftwelle ist weitgehend von der Wellenlänge unabhängig.

Da die Feldstärke in der Nacht stark schwankt, unterscheidet man zur näheren Kennzeichnung Mittelwerte und *Quasi-Maximum-Werte*. Diese sind als diejenigen Werte definiert, welche von den Augenblickswerten in 50 bzw. in 5% der Zeit überschritten werden. Die Maximalwerte sind als Angabe nicht brauchbar, da sie selten vorkommen, und von der Beobachtungsdauer abhängen.

Abb. 54, 55 und 56 zeigen die *Quasi-Maximum-Werte* in Abhängigkeit von der Entfernung. Die Mittelwerte betragen etwa das 0,35fache der Maximumwerte. Abb. 54 zeigt die *Quasi-Maximum-Werte* bis 12000 km für Nacht längs der ganzen Übertragungstrecke. Diesen Kurven liegen die Ergebnisse von zahlreichen Versuchen zugrunde, die in einer Zeit von mehr als 4 Jahren ausgeführt wurden. Das in großen Entfernungen beobachtete Feld zeigt starke Unterschiede, je nachdem ob die Übertragungstrecke mehr oder weniger nahe den magnetischen Polen verläuft. Kurve A bezieht sich auf Strecken, welche weit weg von den magnetischen Polen verlaufen, z. B. von Nord- nach Südamerika oder Europa nach Mittelamerika bzw. Südamerika. Kurve B bezieht sich auf Übertragungstrecken, welche nahe den magnetischen Polen verlaufen, z. B. vom nördlichen Nordamerika nach Nord- oder Mitteleuropa. Im ersteren Fall

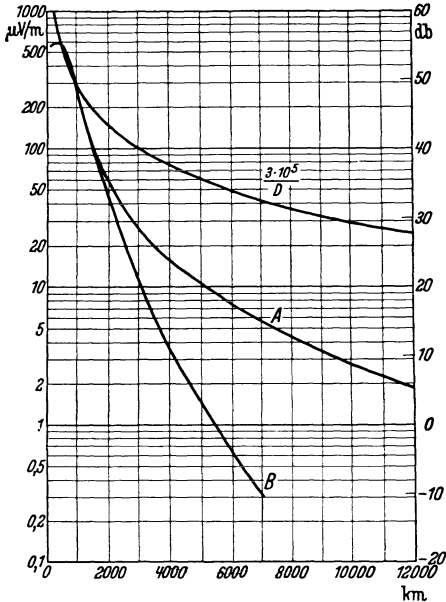


Abb. 54. Quasi-Maximum-Werte der Feldstärke in großen Entfernungen für Nacht längs des Übertragungsweges. $\lambda = 200$ bis 2000 m. 1 kW [46]. Kurve A: Ausbreitung in großer Entfernung von den magnetischen Polen. Kurve B: Ausbreitung in der Nähe der magnetischen Pole.

liegen die Strecken vorwiegend in nord-südlicher, im zweiten in ost-westlicher Richtung bzw. umgekehrt. Über Strecken, welche die magnetischen Pole berühren und über solche auf der südlichen Halbkugel liegen noch nicht genügend Beobachtungsergebnisse vor.

Abb. 55 und 56 zeigen die Quasi-Maximum-Werte für Entfernungen bis 2400 km. In kleinen Entfernungen herrscht die Bodenwelle vor. Diese ist für die beiden Grenzen des betrachteten Wellenbereichs (200 und 2000 m) berechnet, und zwar in Abb. 55 für eine Leitfähigkeit von $4 \cdot 10^{-11}$ (Seewasser) und in

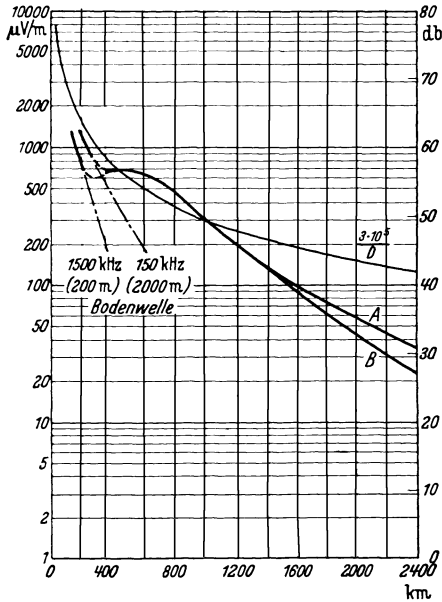


Abb. 55. Quasi-Maximum-Werte der Feldstärke in der Nacht für Entfernungen bis 2400 km bei Ausbreitung über Seewasser ($\sigma = 4 \cdot 10^{-11}$ el.-magn. Einh.). $\lambda = 200$ bis 2000 m. 1 kW [46]. Kurve A: Ausbreitung in großer Entfernung von den magnetischen Polen. Kurve B: Ausbreitung in der Nähe der magnetischen Pole.

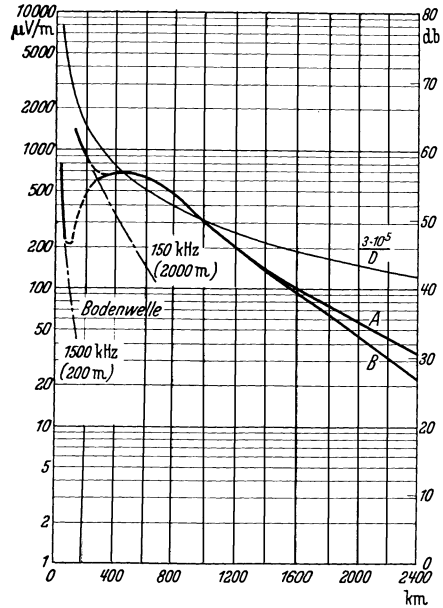


Abb. 56. Quasi-Maximum-Werte der Feldstärke in der Nacht für Entfernungen bis 2400 km bei Ausbreitung über Erdboden ($\sigma = 10^{-13}$ el.-magn. Einh.). $\lambda = 200$ bis 2000 m. 1 kW [46]. Kurve A: Ausbreitung in großer Entfernung von den magnetischen Polen. Kurve B: Ausbreitung in der Nähe der magnetischen Pole.

Abb. 56 für eine Leitfähigkeit von 10^{-13} (Erdboden). Die Luftwelle hat ein breites Maximum etwa zwischen 200 bis 800 km mit einem größten Wert von etwa 0,7 mV/m in 500 km Entfernung. Dies stimmt genügend genau mit der theoretischen Kurve in Abb. 46 überein. In den kleinen Entfernungen hat die Luftwelle kleine Werte, da die Antennen in nahezu vertikaler Richtung wenig ausstrahlen. Hier ist das Feld durch die Bodenwelle bestimmt. Infolge der Absorption nimmt die Bodenwelle, welche in der Nacht dieselbe Feldstärke hat wie am Tage, mit der Entfernung rasch ab, und in größeren Entfernungen haben wir nur noch die Luftwelle, welche verhältnismäßig langsam mit der Entfernung abnimmt. Im Übergangsgebiet, wo die Kurven gestrichelt gezeichnet sind, treten beide Wellen in vergleichbarer Stärke auf. Die Kurven stellen die Quasi-Maximum-Werte dar. Die mittleren Werte der Luftwelle sind etwa das 0,35 fache, so daß also die mittlere Feldstärke in 500 km Entfernung etwa 0,2 mV/m beträgt.

Die Kurven geben die Empfangsfeldstärken für 1 kW Senderleistung. Es ist nun noch von Interesse, zu wissen, welche absoluten Feldstärken etwa für einen störungsfreien Rundfunkempfang notwendig sind. Nach P. P. ECKERS-

LEY [48] kann man die praktisch vorkommenden Empfangsbedingungen in folgende drei Klassen einteilen:

A-Empfang: $E > 10$ mV/m.

Der Empfang ist in 99% aller Fälle störungsfrei, selbst in Industriegebieten. Lokale Gewitter, elektromedizinische Apparate, Straßenbahnen bringen nur in seltenen Fällen unerwünschte Geräusche.

B-Empfang: $10 > E > 5$ mV/m.

Der Empfang ist auf dem Lande und in Vorstädten störungsfrei. Störungen können auftreten in der Nähe von Straßenbahnen, elektromedizinischen Apparaten usw. Atmosphärische Störungen werden sich in etwa 5% der Zeit bemerkbar machen.

C-Empfang: $5 > E > 2,5$ mV/m.

Der Empfang leidet immer unter Störungen, kann aber in ländlichen Bezirken noch brauchbar sein. Atmosphärische Störungen mögen sich etwa während 20% der Zeit unangenehm bemerkbar machen, und zwar hauptsächlich im Sommer.

Die Empfangsfeldstärke von Rundfunksendern sollte hiernach also mindestens etwa 2,5 mV/m betragen.

3. Schwunderscheinungen bei mittleren Wellen.

Eine der Hauptursachen der Schwunderscheinungen ist in allen Wellengebieten die Interferenz von Wellen, welche auf verschiedenen und zeitlich veränderlichen Laufwegen vom Sender zum Empfänger gelangen. Weitere Ursachen sind die Veränderung des Polarisationszustandes und eine Veränderung der Absorption längs des Ausbreitungsweges. Die Bodenwelle können wir als weitgehend konstant ansehen. In Entfernungen von einigen hundert Kilometern können wir annehmen, daß die Tagesfeldstärke praktisch durch die Bodenwelle gegeben ist, die am Tage und in der Nacht eine annähernd gleiche Feldstärke hat. KIRBY und NORTON stellen bei einer Dauerregistrierung mit 760 kHz ($\lambda \approx 400$ m) als größte Unterschiede der Tagesfeldstärke im Laufe eines Jahres 30% fest [47]. Die Schwunderscheinungen treten hauptsächlich in der Nacht im Zusammenhang mit dem Auftreten der aus der Ionosphäre reflektierten Luftwelle auf. Die Einteilung des Senderfeldes in ein dem Sender zunächst gelegenes *Bodenwellengebiet*, ein folgendes *Übergangsbereich* (Boden- und Luftwelle von annähernd gleicher Feldstärke) und ein *Luftwellengebiet* (vgl. Abb. 55 und 56) ist für die Schwunderscheinungen von Bedeutung, indem die Schwunderscheinungen hauptsächlich in den beiden letzteren Gebieten auftreten. Im Übergangsbereich spielt die Interferenz zwischen Boden- und Luftwelle eine wesentliche Rolle und im Luftwellengebiet die Interferenz zwischen Luftwellen, die auf verschiedenen Wegen zum Empfänger gelangen.

E. V. APPLETON und M. A. F. BARNETT [49] haben Versuche ausgeführt, welche direkt die Interferenz zwischen Boden- und Luftwelle zeigen. Bei einem dieser Versuche wird z. B. ein Sender von 386,5 m Wellenlänge in 236 km Entfernung empfangen. Die Wellenlänge wird um 2.30 Uhr vormittags in etwa 3 sec um 5 m geändert, das Signal gleichgerichtet und mit einem Galvanometer registriert (Abb. 57). Es treten dann eine bestimmte Anzahl Maxima und Minima auf. Abb. 58 zeigt dasselbe für eine Wellenlängenänderung von 10 m. Die Zahl der Maxima und Minima ist hier doppelt so groß. Der Beginn der beiden Registrierungen liegt nur 10 sec auseinander. Diese Bilder sind typisch für die mittlere Nachtzeit. Abb. 57 zeigt eine ziemlich starke reflektierte Welle, die aber nach 10 sec in Abb. 58 bereits erheblich schwächer ist. Es können also in

ziemlich kurzer Zeit beträchtliche Schwankungen in der Intensität der reflektierten Welle auftreten. Nach Sonnenaufgang nimmt die Intensität der reflektierten Strahlung stetig ab und etwa 1 Stunde nach Sonnenaufgang ist der Effekt nicht mehr nachweisbar. Aus der Frequenzänderung und der Zahl der beobachteten Maxima und Minima kann man die Höhe der reflektierenden Schicht berechnen (vgl. S. 207), die sich zu etwa 100 km ergibt. Es wird hierbei angenommen, daß die mit der Bodenwelle zur Interferenz kommende Luftwelle eine einmalige Reflexion an der Ionosphäre erleidet. Denken wir uns nun den praktischen Fall, daß mit konstanter Wellenlänge gesendet wird, so genügt es, daß der Weg der Luftwelle sich um eine halbe Wellenlänge ändert, um die Empfangsintensität von einem Maximum zu einem Minimum oder umgekehrt zu ändern. Solche kleine Wegänderungen entstehen durch zeitliche Änderungen im Zustand der Ionosphäre, die sich in fortwährender Unruhe befindet.

Bei einem Telephoniesender wird nicht eine einzelne Frequenz, sondern ein Frequenzband übertragen. Erleidet das ganze Frequenzband eine Schwächung,

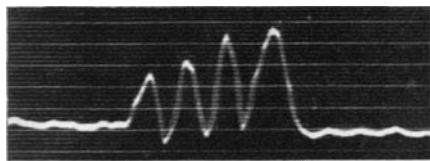


Abb. 57. Interferenz von Boden- und Luftwelle bei kurzzeitiger Wellenlängenänderung. $\lambda = 386,5$ m, Entfernung 236 km. Änderung 5 m in etwa 3 sec. (E. V. APPLETON und M. A. F. BARNETT.)

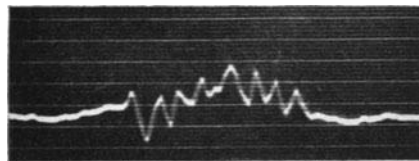


Abb. 58. Interferenz von Boden- und Luftwelle bei kurzzeitiger Wellenlängenänderung. $\lambda = 386,5$ m, Entfernung 236 km. Wellenlängenänderung 10 m, 10 sec später. (E. V. APPLETON u. M. A. F. BARNETT.)

so spricht man von einem Gesamtschwund. Sind nur bestimmte schmale Frequenzgebiete geschwächt, dann spricht man von einem *selektiven Schwund*. Die Interferenz zwischen Boden- und Luftwelle ergibt einen selektiven Schwund. Bei den soeben beschriebenen Versuchen wird ein schmales Frequenzband in kurzer Zeit überstrichen. Wir sehen aus Abb. 57 und 58, daß sich für wenig auseinanderliegende Frequenzen Maxima und Minima ergeben. Eine Wellenlängenänderung von 5 m bei einer Wellenlänge von 386,5 m entspricht einer Frequenzbandbreite von etwa 10000 Hz. Innerhalb einer Bandbreite von der Breite des Tonfrequenzgebietes liegen also bereits mehrere Maxima und Minima der resultierenden Feldstärke.

R. BOWN, DE LOSS K. MARTIN und R. K. POTTER [50] führen in anderer Weise Untersuchungen zum Studium der Schwunderscheinungen aus. Auch hier ergibt sich die allgemeine Beobachtung, daß der Schwund nur in der Nacht auftritt, während am Tage die Lautstärke konstant ist. Die nächtliche Schwankung ist dort am größten, wo am Tage infolge der Geländeverhältnisse örtliche Feldstärkenminima vorhanden sind.

Ein besonderer Versuch ist folgender. Die Frequenz 610 kHz wird mit einem Ton von 500 Hz moduliert, so daß also die Frequenzen 610 kHz (Trägerwelle) und die obere und untere Seitenfrequenz 610,5 und 609,5 kHz entstehen. Aus diesen Frequenzen werden am Empfänger durch Überlagerung drei Niederfrequenzen gebildet, und diese getrennt oszillographiert. In Abb. 59 ist der besseren Übersicht halber der zeitliche Verlauf der Amplituden von den Oszillogrammen abgezeichnet. Für die Frequenzen mit einem Unterschied von 500 Hz (610,5 und 610 kHz bzw. 610 und 609,5 kHz) sind die Schwundzeiten verschieden, und sie stehen in keinem sichtbaren Zusammenhang. Die Kurven mit 1000 Hz Frequenzdifferenz (609,5 und 610,5 kHz) zeigen eine auffallende Beziehung, da

die Maxima und Minima während längerer Zeit regelmäßig einander entgegengesetzt sind. Die Bodenentfernung beträgt 110 km. Man kann hieraus und aus der Gegenläufigkeit der Schwunderscheinung bei den beiden um 1000 Hz verschiedenen Frequenzen ableiten, daß der Wegunterschied der interferierenden Wellen etwa 135 km, und die Höhe der reflektierenden Schicht etwa 100 km beträgt. Im ganzen zeigt sich auch hier innerhalb von relativ kleinen Frequenzbereichen die starke Abhängigkeit des Schwundes von der Frequenz, da der Verlauf bei diesen drei eng benachbarten Frequenzen stark verschieden ist. Die

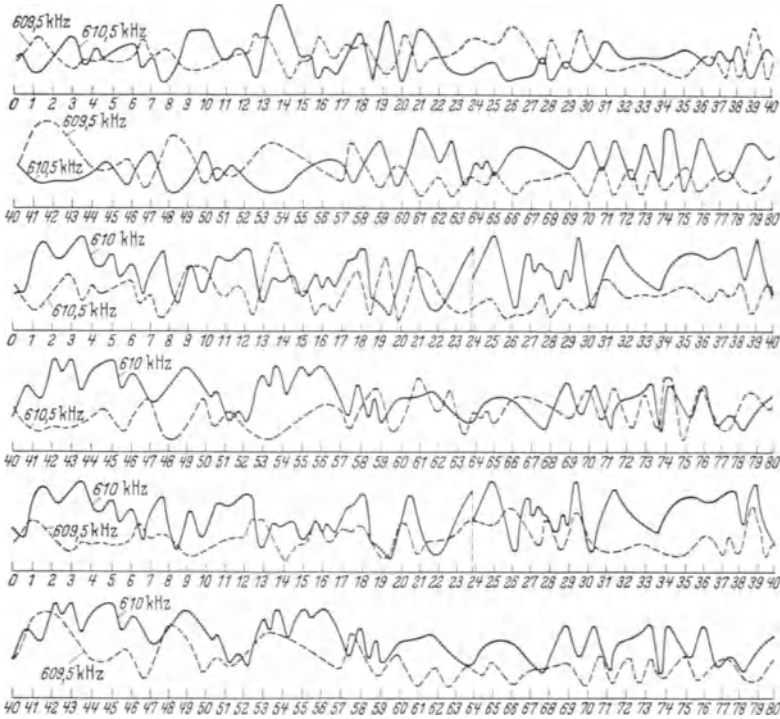


Abb. 59. Zeitlicher Verlauf der Amplitude der drei Frequenzen einer mit 500 Hz modulierten Welle. $\lambda = 492$ m bzw. 610 kHz. Die Zahlen längs der Zeitachse entsprechen nacheinander Abständen von 25 sec. (R. BOWN, DE LOSS, K. MARTIN, R. K. POTTER.)

Zeit zwischen zwei Maxima ist etwa 1 min. Indem wir die Vorstellung beibehalten, daß es sich um eine Interferenz der Bodenwelle mit der Luftwelle handelt, können wir aus Abb. 59 entnehmen, daß sich der Laufweg der Luftwelle im Mittel etwa um eine Wellenlänge (etwa 500 m) pro Minute ändert.

Bei einem mit Musik oder Sprache modulierten Sender können also durch Interferenz der Bodenwelle mit der Luftwelle selektive Schwunderscheinungen auftreten, so daß bestimmte schmale Frequenzgebiete innerhalb des Frequenzbandes geschwächt sind, andere aber ein Maximum besitzen. Die Lage der Minima ist aber nicht zeitlich konstant, sie ändert sich vielmehr dauernd. Grundsätzlich kann man sich vorstellen, daß mehrere Luftwellen mit verschiedenen Laufwegen ankommen, z. B. solche mit einmaliger, zweimaliger usw. Reflexion an der Ionosphäre. Die Tatsache, daß die Lautstärkeschwankungen einen großen Amplitudenbereich stetig überdecken, deutet darauf hin, daß in der Hauptsache nur zwei Laufwege praktisch mitwirken. Im Fall von BOWN, MARTIN und POTTER kann dies die Bodenwelle und die einmal reflektierte Luftwelle sein, wie dies

durch den berechneten Wegunterschied (s. oben) auch wahrscheinlich gemacht wird.

In großen Entfernungen kann eine Interferenz zwischen Boden- und Luftwelle nicht mehr zur Erklärung der Schwunderscheinungen herangezogen werden, da hier eine Bodenwelle praktisch nicht mehr vorhanden ist. W. KAUFMANN [51] berichtet über Registrierungen der Lautstärke der Sender Langenberg (468,8 m)

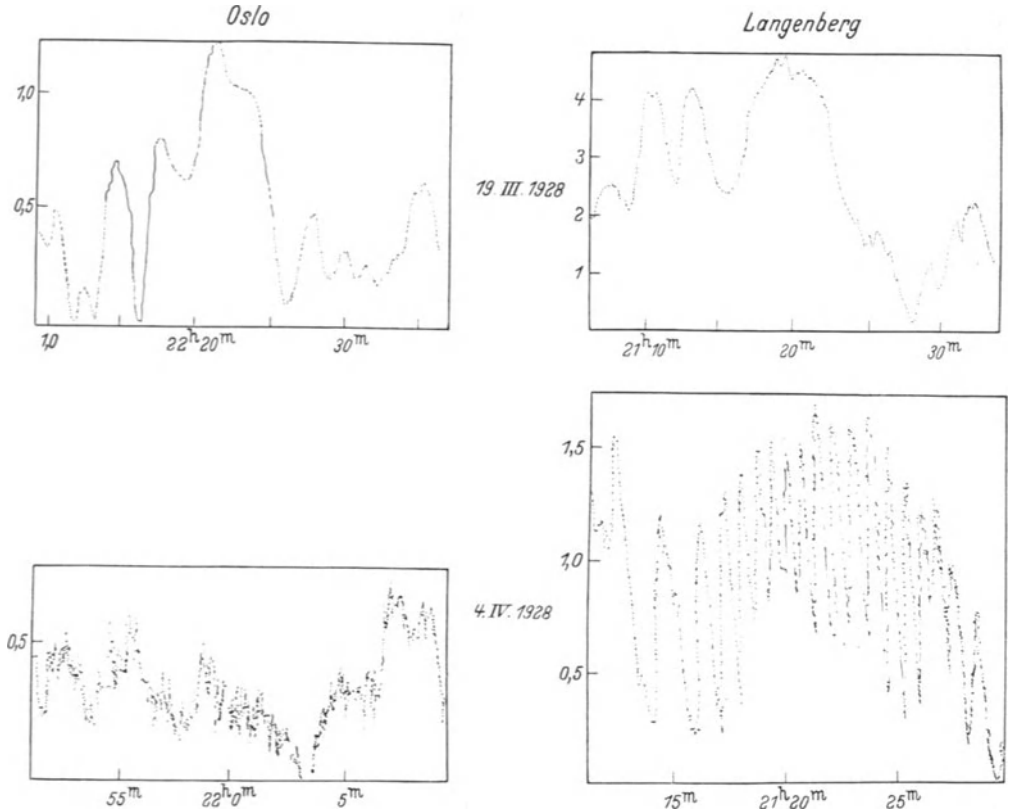


Abb. 60. Registrierung der Nachtfeldstärke der Sender Oslo ($\lambda = 461,5$ m, $D \sim 800$ km) und Langenberg ($\lambda = 468,8$ m, $D \sim 1100$ km) in Königsberg. (W. KAUFMANN.)

und Oslo (461,5 m) in den Wintermonaten abends in der Zeit zwischen 20 bis 22 Uhr. Am Tage ist die Lautstärke so gering, daß Messungen nicht vorgenommen werden können. Dies bedeutet aber, daß auch in der Nacht die Bodenwelle, für die wir am Tage und in der Nacht annähernd gleiche Werte annehmen müssen, gegenüber der Luftwelle sehr gering ist. Die auftretenden Schwankungen können also nur durch die Luftwelle selbst verursacht sein. Die Entfernung beträgt für Langenberg etwa 1100 km, für Oslo etwa 800 km, und wir ersehen auch aus Abb. 56, daß wir uns in diesen Entfernungen im Luftwellengebiet befinden. Die Registrierkurven zeigen eine große Veränderlichkeit. Vergleicht man aber den allgemeinen Charakter des Kurvenverlaufs für Oslo und Langenberg am gleichen Tage, so ist eine deutliche Beziehung zwischen beiden zu erkennen. „Ruhige“ und „unruhige“ Tage, solche mit zeitlicher Konstanz oder mit dauernden Änderungen treten für beide Sender gemeinsam auf. Aus der Gemeinsamkeit im Gang der mittleren Intensität und der Übereinstimmung im allgemeinen Charakter der Registrierkurven folgert KAUFMANN, daß die für

die Schwankungen maßgebenden Änderungen der Ionosphäre entweder solche in der Umgebung des Empfangsortes sind, oder daß diese Änderungen in großen Gebieten von vielen hundert Kilometern gleichzeitig stattfinden. Auch müssen die Änderungen langsamer Natur sein, da der allgemeine Kurvencharakter stundenlang erhalten bleibt.

In Abb. 60 zeigen die beiden Oszillogramme vom 19. III. 1928 eine verhältnismäßig langsame Änderung der Feldstärke, die beiden vom 4. IV. 1928 sehr

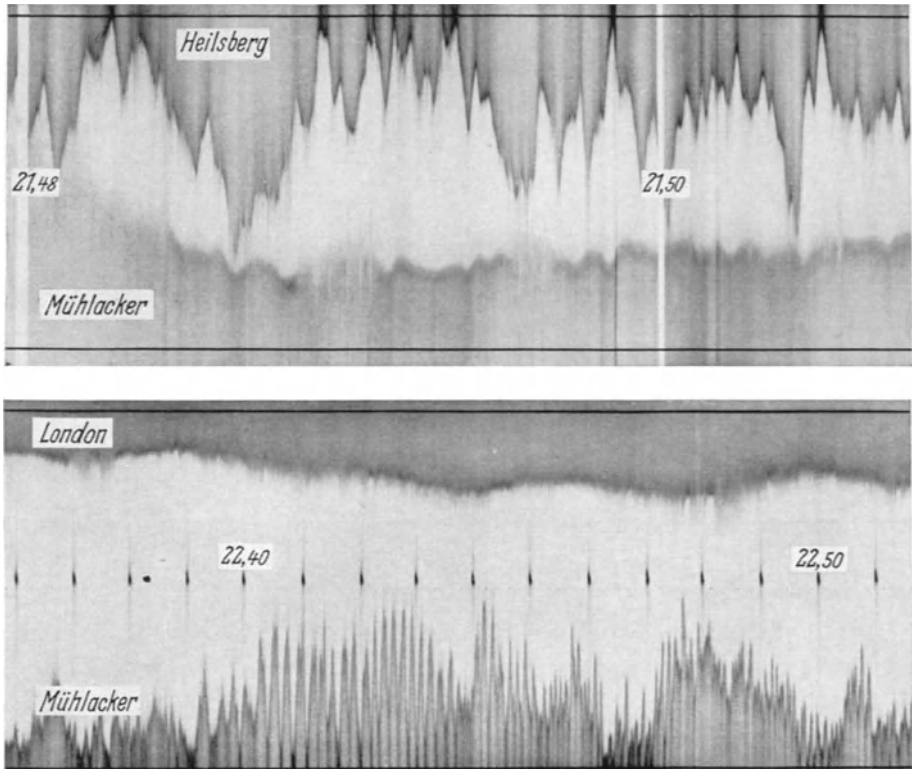


Abb. 61. Oszillographische Aufnahme des Schwundverlaufes verschiedener Stationen in Berlin. (O. Böhm.)

rasche Änderungen. Für den Sender Langenberg treten hier etwa 13 Schwankungen in einer Zeit von 10 min auf, so daß die Periode etwa 0,8 min beträgt. Die Amplitude der Schwankung kann in manchen Fällen gering sein, in anderen Fällen treten ausgesprochene Schwunderscheinungen bis zum völligen Verschwinden auf.

Abb. 61 zeigt die oszillographische Aufnahme des Schwundverlaufes verschiedener Sender in Berlin nach O. BÖHM [52]. Die Oszillogramme zeigen, daß auch der Fall eintreten kann, daß ein Sender fast frei von Schwunderscheinungen aufgenommen wird, während gleichzeitig der Empfang aus anderer Richtung vollkommen gestört ist. Ein Vergleich der Aufnahmen von Mühlacker in den beiden Oszillogrammen zeigt, daß die Schwunderscheinungen desselben Senders stark verschieden sein können. Im oberen Bild ist die Schwunderscheinung unregelmäßig, im unteren tritt ein regelmäßiges vollständiges Verlöschen mit kurzer Periode (etwa 10 sec) auf, was auf Interferenz von zwei Wellen von annähernd gleicher Intensität hindeutet.

Als Ursache der Schwunderscheinungen kommen die Interferenz von Luftwellen mit verschiedenen Laufwegen, wechselnde Absorptions- und Reflexionsbedingungen und Änderungen des Polarisationszustandes in Frage. G. GOUBAU und J. ZENNECK [53, 54] finden bei Echomessungen mit 530 m Wellenlänge, daß die Intensität der Echos und der Polarisationszustand fortwährenden Veränderungen unterworfen sind. Die Zeit, während der eine erhebliche Veränderung der Stärke der Echos auftrat, schwankte zwischen 1 sec bis zu mehreren Minuten, was etwa mit den bei der Übertragung mit Rundfunkwellen beobachteten Schwundperioden übereinstimmt. Die Tatsache (O. BÖHM), daß der Sender Rom in Berlin und umgekehrt die Berliner Sender in Italien fast schwundfrei gehört werden, deutet auch darauf hin, daß die Interferenz zwischen mehrfach reflektierten Luftwellen eine Rolle spielt. Man muß in diesem Fall annehmen, daß die Ausbildung einer zweimal reflektierten Luftwelle infolge der diffusen Reflexion an den dazwischenliegenden Alpen nicht zustande kommt.

4. Praktische Folgerungen aus den Ausbreitungsbedingungen. Schwundmindernde Antennen.

Wegen der hohen Anforderungen bezüglich Störungsfreiheit ist für den Rundfunk eine verhältnismäßig hohe Empfangsfeldstärke von einigen Millivolt pro Meter erforderlich. Bei den mittleren Wellen sinkt im günstigsten Fall ($\lambda = 2000\text{m}$) bei Ausbreitung über Land bereits etwa in 100 km Entfernung für 1 kW Ausstrahlung nach Abb. 13 die Feldstärke unter 3 mV/m. Die Feldstärke der Luftwelle (Quasimaximum) beträgt in einigen hundert Kilometern Entfernung etwa 0,6 mV/m. Dieser Wert ist für die Bodenwelle von $\lambda = 2000\text{m}$ über Land nach Abb. 22 etwa in 300 km Entfernung erreicht. Das Bodenwellengebiet (Gebiet, in welchem die Bodenwelle stärker ist als die Luftwelle) hat also einen Radius von etwa 300 km. Steigert man die Senderleistung auf N kW, so bleibt die Ausdehnung des Bodenwellengebietes unter sonst gleichen Bedingungen dieselbe, da alle Feldstärkenwerte, die der Bodenwelle und der Luftwelle mit \sqrt{N} zu multiplizieren sind. Am Rande des Bodenwellengebietes herrscht für $N = 1\text{ kW}$ die Feldstärke 0,6 mV/m. Um im ganzen Bodenwellengebiet günstige Empfangsbedingungen zu schaffen, müssen wir diese Feldstärke etwa verzehnfachen, d. h. eine Senderleistung von der Größe 100 kW anwenden. Das mit schwund- und störungsfreiem Empfang versorgte Gebiet ist dann bei dieser längeren Welle am größten, bei kürzeren Wellen ist es entsprechend kleiner. Eine weitere Steigerung der Leistung vergrößert zwar die Tagesreichweite; in den Abendstunden und in der Nacht, d. h. in den hauptsächlichen Stunden des Rundfunkempfangs, ist sie ohne praktischen Erfolg. Man kann jedoch eine weitere Verbesserung erzielen, indem man Antennen baut, bei denen durch besondere Maßnahmen die Steilstrahlung möglichst weitgehend unterdrückt wird. Dies geschieht durch eine zusätzliche Strahlung, welche die Steilstrahlung kompensiert. Die hierdurch bewirkte Schwächung der Steilstrahlung hat eine Vergrößerung des schwundfreien Bodenwellengebietes zur Folge (vgl. S. 85 ff.).

5. Der Zusammenhang der Ausbreitung der langen Wellen mit den erdmagnetischen Störungen und der Sonnenfleckenzahl.

Da die Ausbreitung auch der langen Wellen durch die Reflexion an der Ionosphäre mit bedingt ist, ist eine Beziehung der Ausbreitung zu denjenigen magnetischen Störungen zu erwarten, die wir auf den Einfluß von Korpuskularstrahlen von der Sonne zurückführen. Es ist ferner ein Zusammenhang mit der Sonnenaktivität zu erwarten. Durch Beobachtungen über viele Jahre wird dies bestätigt [55].

Allgemein wird festgestellt, daß die Empfindlichkeit der Übertragung gegenüber magnetischen Störungen mit wachsender Wellenlänge abnimmt. Unter 60 m Wellenlänge sind im allgemeinen schon geringe magnetische Störungen mit Übertragungsstörungen verbunden. In diesem Wellengebiet scheint der Effekt immer eine Lautstärkenerniedrigung zu sein. Im Wellengebiet von 200 bis 500 m ist der bemerkenswerteste Effekt der magnetischen Störungen eine Erniedrigung der Nachtlautstärke, während über Tageszeiteffekte keine Beobachtungen vorliegen. Bei einer Wellenlänge von etwa 5000 m sind die magnetischen Störungen begleitet bzw. öfter noch mit einer Verzögerung von 1 bis 3 Tagen gefolgt von einer Tageszeiterhöhung der Signalstärke um etwa 30 bis 75 % und einer Nachtzweiererniedrigung mit allmählichem Anstieg zu normalen Bedingungen. Bei sehr großen Wellenlängen, über 10000 m, ist der Einfluß der magnetischen Störungen viel weniger ausgeprägt, so daß sich die Erscheinung im einzelnen weniger nachweisen läßt. Wohl ergibt sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen den jährlichen Mittelwerten der magnetischen Aktivität, der Sonnenfleckenzahl und den transozeanischen Signalstärken (Abb. 62). Bemerkenswert ist das große Ansteigen der Signalstärke im Jahre 1930 und das Anwachsen der magnetischen Aktivität trotz abnehmender Zahl der Sonnenflecken.

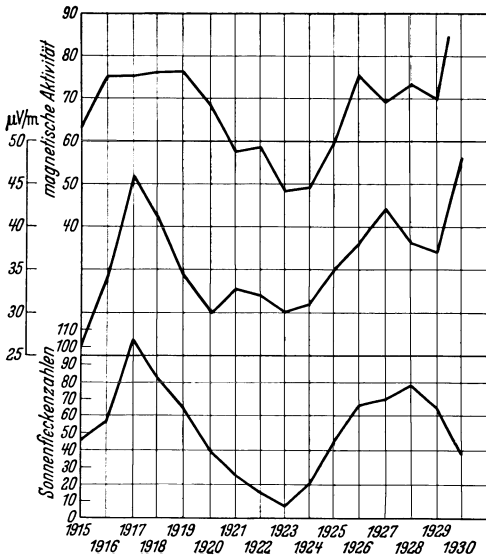


Abb. 62. Jährliche Mittelwerte der transatlantischen Tageszeit-Signalstärke für Wellen von 10000 bis 20000 m im Vergleich mit den jährlichen Mittelwerten der Sonnenfleckenzahlen und der magnetischen Aktivität, von 1915 bis 1930. (L. W. AUSTIN.)

1931 noch über normal. Im Sommer 1930 war die Kurzwellenübertragung die schwächste bisher beobachtete, womit der entgegengesetzte Effekt der magnetischen Aktivität bei langen und kurzen Wellen gezeigt ist.

Die Zunahme der Feldstärke von Langwellenstationen zur Zeit magnetischer Stürme ist auf das Anwachsen der Ionisation in der Ionosphäre zurückzuführen, die eine bessere Reflexion an der unteren Ionosphäre ergeben. Die kurzen Wellen dagegen werden durch die wachsende Ionisation in tieferen Schichten geschwächt, da sie durch diese Schichten hindurchgehen und absorbiert werden.

B. Die Ausbreitung der kurzen Wellen (10—200 m).

Die Erfahrung mit mittleren und langen Wellen hatte ergeben, daß für große Reichweiten, insbesondere zur Überbrückung transozeanischer Entfernungen, lange Wellen besonders geeignet sind. Nachdem man vereinzelt auch schon in den Jahren vorher mit kurzen Wellen große Reichweiten erzielt hatte, setzte etwa im Jahre 1924 der Siegeszug der kurzen Wellen ein. Mit diesen Wellen ließen sich im Gegensatz zur bisherigen Erfahrung große Reichweiten erzielen. Es ergab sich schließlich, daß unter besonders günstigen Umständen die Kurzwellensignale den Erdball mehrfach zu umkreisen vermögen. Diese großen Reichweiten kommen dadurch zustande, daß die Wellen an der Ionosphäre

reflektiert werden, und die Reflexionsbedingungen an der Ionosphäre müssen für die kurzen Wellen besonders günstig sein. Auch die längeren Wellen werden an der Ionosphäre reflektiert, jedoch findet hierbei gleichzeitig auch eine starke Absorption statt, die bei den kurzen Wellen auch am Tage scheinbar nicht mehr vorhanden ist. Daß für die kurzen Wellen andersartige und besonders günstige Ausbreitungsbedingungen vorliegen, konnte aus der bisherigen Erfahrung nicht gefolgert werden. Die große Reichweite der kurzen Wellen konnte nur dadurch entdeckt werden, daß praktische Senderversuche mit diesen Wellen unternommen wurden. Daß dies erst in einem verhältnismäßig späten Stadium der drahtlosen Telegraphie geschehen ist, kann nur zum Teil darauf zurückzuführen sein, daß die Erfahrungen mit langen Wellen solchen Versuchen entgegenstand. Man wird vielmehr auch berücksichtigen müssen, daß die Erzeugung und der Empfang solcher hohen Frequenzen einen entsprechenden Stand der Röhrentechnik zur Voraussetzung hat, und nur mit einer entsprechenden Entwicklung von Sende- und Empfangsröhren Hand in Hand gehen konnte. In Deutschland wurde vor allem von der Firma Telefunken nach der Entdeckung der kurzen Wellen im Jahre 1924 der Ausbau dieses wichtigen neuen Zweiges in Angriff genommen. Es wurde mit Röhrensendern für Wellen von 100 bis 10 m der Betrieb nach Buenos Aires (12000 km), Bandoeng, Java (11000 km), Osaka, Japan (9000 km) aufgenommen. Bereits im Jahre 1925 konnte H. RUKOP wichtige Ergebnisse über die Ausbreitungsverhältnisse mitteilen [56]. Als charakteristische Merkmale wurden erkannt das Auftreten von plötzlichen starken Schwankungen in der Lautstärke, große Unterschiede zwischen Tag- und Nachtfeldstärke bei derselben Wellenlänge, das Vorhandensein von günstigen Wellenlängen, der Wechsel der günstigen Wellen mit der Tages- und Nachtzeit und schließlich die toten Zonen. Nach anfänglichen Versuchen mit 70 m Wellenlänge ging man sehr bald zu kürzeren Wellenlängen (40, 25 bis 28, 16 bis 19, zeitweise 13 m) über, die sich als günstiger erwiesen.

1. Die Abhängigkeit von der Tages- und Jahreszeit.

Wir besprechen die Abhängigkeit von der Tageszeit an Hand einer ausführlichen Veröffentlichung von E. QUÄCK und H. MÖGEL [57] über die Erfahrungen der Transradio-Gesellschaft. Die systematische Beobachtung der Lautstärke über 2 ganze Jahre führte dazu, den für die Übertragung auf große Entfernungen günstigen Wellenbereich in drei Gattungen einzuteilen:

Tageswellen	10 bis 18 m,
Übergangswellen	19 „ 24 m,
Nachtwellen	25 „ 40 m,

wobei für einen 24stündigen Betrieb im allgemeinen eine Tages- und eine Nachtwelle genügen. Während die Tageswellen am Tage eine gute Übertragung geben, fallen diese Wellen in der Nacht aus. Die Erklärung ist, daß infolge abnehmender Trägerdichte diese Wellen während der Nacht durch die Ionosphäre hindurchgehen. Eine Reflexion an der Ionosphäre findet dann erst bei den etwas längeren Übergangs- oder Nachtwellen statt. Allgemein erweisen sich zu jeder Zeit solche Wellen als günstig, die in der Nähe der unteren Grenzwellen liegen. Die etwas längeren Wellen werden zwar auch in der Ionosphäre reflektiert, jedoch werden die Übertragungsverhältnisse mit wachsender Wellenlänge ungünstiger. Dies ist zum Teil durch eine mit wachsender Wellenlänge stark zunehmende Dämpfung der Wellen in der unteren Ionosphäre zu erklären. Wir müssen annehmen, daß die kurzen Wellen im allgemeinen die untere Ionosphäre (100 km) durchdringen und in der oberen Ionosphäre (200 km und darüber) reflektiert werden. Infolge

der großen Höhe der Reflexionsstelle ist dann nur eine verhältnismäßig geringe Anzahl von Zickzackreflexionen zur Überbrückung großer Strecken erforderlich. Mit wachsender Wellenlänge wächst zunächst die Dämpfung und dann tritt bei den in Frage kommenden flachen Ausstrahlungswinkeln bald eine Reflexion an der unteren Ionosphäre auf, wodurch sich die Zahl der notwendigen Zickzackreflexionen für eine bestimmte Reichweite etwa verdoppelt und die Verluste sich entsprechend erhöhen [10]. Die Nachtwellen sind etwas mehr als doppelt so groß als die Tageswellen. Dies entspricht einer Abnahme der Ionisierung

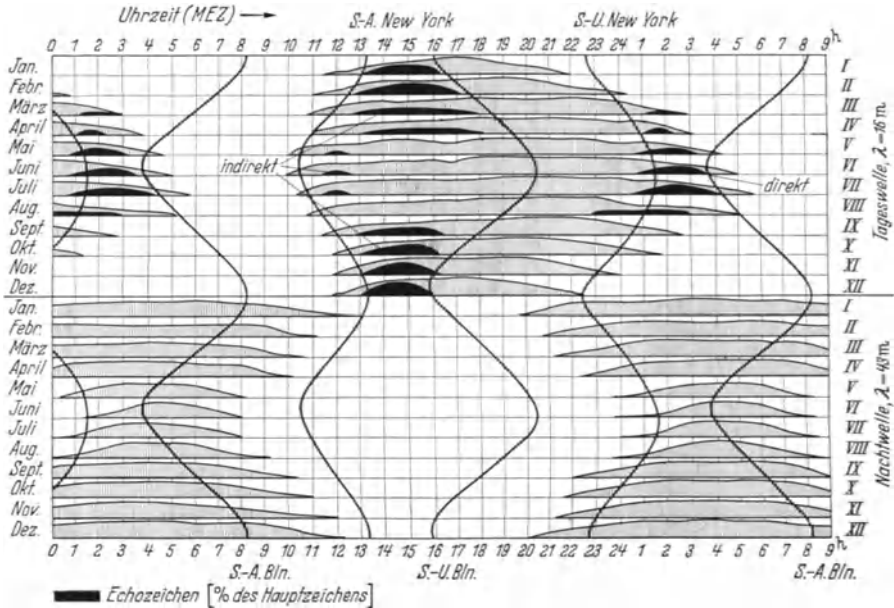


Abb. 63. Monatliche Durchschnittswerte der Lautstärke in Abhängigkeit von der Tageszeit auf der Linie New York—Berlin. (E. QUÄCK u. H. MÖGEL.)

auf etwa $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{5}$ des Tageswertes. Das Produkt $N\lambda^2$, das den Brechungsindex bestimmt, bleibt dann etwa konstant.

Wir betrachten jetzt nähere Einzelheiten an Hand der Schaublätter von QUÄCK und MÖGEL, die in übersichtlicher Weise die Abhängigkeit der Empfangslautstärke in Abhängigkeit von der Tages- und Jahreszeit darstellen. Wir wählen als Beispiel die Beobachtungen auf der Linie New York—Berlin (Abb. 63). Dargestellt sind die monatlichen Durchschnittswerte der Hörbarkeit in Wien-Einheiten. Der Abstand von Monat zu Monat gemessen entspricht 5000 Wien, Werte über 4000 Wien sind nicht dargestellt. Die praktisch auftretenden starken Schwankungen und Störungen kommen in der Darstellung nicht zum Ausdruck. Im oberen Teil ist die 16 m-Tageswelle, im unteren Teil die 43 m-Nachtwelle dargestellt. Der Empfang in Berlin ($\lambda = 16$ m) setzt während des ganzen Jahres etwa mit Sonnenaufgang in New York ein, d. h. mit Beginn der gemeinsamen Helligkeit des Weges, während in Berlin die Sonne schon 5 bis 6 Stunden früher aufgegangen ist. Mit Hilfe unserer Vorstellung über die Ionosphäre ergibt sich folgende Erklärung. Bei der Reflexion der Wellen wirkt infolge der flachen Strahlung der Teil der Ionosphäre über und in der Nähe des Senders oder Empfängers nicht mit, sondern nur Gebiete in mehr als 1000 bis 2000 km Entfernung. In dem betrachteten Fall wird das Gebiet 1000 bis 2000 km östlich von New York etwa 1 Stunde vor Sonnenaufgang in New York von den Sonnenstrahlen ge-

treffen, und hat dann etwa bis zum Sonnenaufgang die zur Reflexion erforderliche Elektronendichte erreicht, so daß aus diesem Grunde Sonnenaufgang in New York und Einsetzen der Signale etwa gleichzeitig eintreten. Der Empfang steigt allmählich an und erreicht erst nach 1 bis 2 Stunden die normale Lautstärke. Daß die Lautstärke erst klein ist und dann allmählich zunimmt, müssen wir dadurch erklären, daß zunächst nur solche Strahlen reflektiert werden, welche annähernd horizontal verlaufen, also nur Strahlen in einem sehr kleinen Winkelbereich. Ein zu kleiner Winkelbereich ist aber wegen der schwankenden Reflexionsbedingungen in der Ionosphäre und der diffusen Reflexion an der Erde ungünstig. Mit zunehmender Ionisation wird dieser Winkelbereich größer und die Übertragung entsprechend besser.

Der Anstieg der Empfangslautstärken erfolgt in den Sommermonaten rasch, im Winter dagegen ganz allmählich. Dies entspricht der verschieden starken Einwirkung der ionisierenden Sonnenstrahlen im Sommer und im Winter. Das Aussetzen des Empfangs erfolgt im Winter etwa mit Sonnenuntergang in New York. In den Sommermonaten reicht der Empfang dagegen in die gemeinsame Nachtzeit hinein. Insgesamt zeigt die günstige Übertragungszeit gegenüber der Zeit der Helligkeit längs des ganzen Weges besonders anschaulich die zeitliche Verzögerung, welche sich aus dem Ansteigen der Ionisierung morgens und dem allmählichen Abklingen abends ergibt.

Die schwarz markierten Lautstärken zeigen Doppelzeichen an, die wir gesondert besprechen (S. 237f.).

Im unteren Teil von Abb. 63 sind die Lautstärken der 43 m-Nachtwelle eingetragen. Das Einsetzen der Übertragung erfolgt parallel mit dem Sonnenuntergang in New York. Wir haben oben die Dämpfung und Reflexion in der unteren Ionosphäre als wahrscheinliche Ursache für das Aussetzen dieser längeren Wellen am Tage angegeben. Die Ionisierung der unteren Ionosphäre nimmt abends rasch ab, da hier der Gasdruck relativ hoch ist, so daß die dämpfende Wirkung nach Sonnenuntergang bald aufhört. Wir sehen, daß, besonders im Winter, die Nachtwelle bereits mehrere Stunden vor Sonnenuntergang in New York, d. h. vor gemeinsamer Dunkelheit, einsetzt. Morgens setzt die Nachtwelle etwa parallel mit dem Sonnenaufgang in Berlin aus und bereits vor gemeinsamer Helligkeit in Berlin und New York. Auch hier ist eine zeitliche Verschiebung der günstigen Verkehrszeiten gegenüber der Zeit gemeinsamer Dunkelheit deutlich erkennbar, besonders in den Sommermonaten.

Wir beschränken uns auf den betrachteten Fall, in welchem die Linie in westöstlicher Richtung liegt. Auf anderen Linien ergeben sich ähnliche Verhältnisse. Bei einer Linie, welche von Norden nach Süden verläuft, ist zu berücksichtigen, daß die Sonnenaufgänge am Sender und Empfänger in viel kürzerer Zeit aufeinanderfolgen, und z. B. auch gleichzeitig stattfinden können.

2. Günstige Frequenzen.

Weitere Firmen in den verschiedenen Ländern haben reiches Beobachtungsmaterial gesammelt und mitgeteilt. M. L. PRESCOTT [58] macht eine ausführliche Veröffentlichung über die sechsjährige Erfahrung der General Electric Company mit Versuchssendern in South Schenectady, New York. Mit 19 Sendern werden in verschiedenen Richtungen Reichweiten von 3700 bis 18400 km überdeckt. Wir greifen einige dieser Beobachtungen als Ergänzung zu den Beobachtungen von QUÄCK und MÖGEL heraus. Während sich bei konstanter Wellenlänge die Übertragungsbedingungen in der von QUÄCK und MÖGEL angegebenen Weise ändern, kann man andererseits annehmen, daß für jede Tageszeit eine bestimmte Frequenz im Durchschnitt (wegen der fortlaufenden Störungen und Schwankungen

müssen wir Durchschnittswerte betrachten) die besten Übertragungsbedingungen ergibt. Diese optimalen Frequenzen sind naturgemäß am Tage größer als in der Nacht, mit stetigem Übergang. Abb. 64 zeigt nach den Beobachtungen von PRESCOTT den Verlauf der optimalen Frequenz für die Strecke Schenectady—Berlin für Sommer und Winter in Abhängigkeit von der Tageszeit. Die Kurven zeigen zwischen Winter und Sommer einen großen Unterschied. Dies entspricht dem Umstand, daß die Strecke auf der nördlichen Halbkugel liegt, und daß sich deshalb große jahreszeitliche Unterschiede in der Sonnenbestrahlung ergeben. Im unteren Teil von Abb. 64 ist die Verteilung von Helligkeit und Dunkelheit längs der Strecke in Abhängigkeit von der Tageszeit angegeben, die im Sommer eine erheblich längere Zeit der Helligkeit ergibt. Während der Zeit, wo auf der ganzen Strecke Tag oder Nacht herrscht, ist die günstige Frequenz teilweise

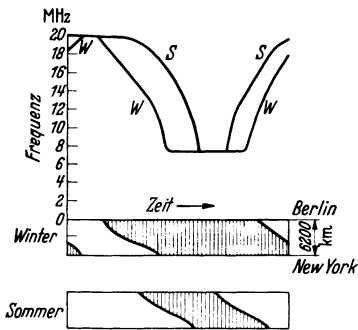


Abb. 64. Günstige Frequenz für die Linie New York—Berlin in Abhängigkeit von der Tageszeit. (M. L. PRESCOTT.)
W = Winter, S = Sommer.

konstant, und zwar am Tage 20, in der Nacht 7,5 MHz. Dies entspricht einer Tageswelle von 15 m, einer Nachtwelle von 40 m. Bemerkenswert ist, daß diese Werte im Sommer und Winter dieselben, d. h. von der Jahreszeit wenig abhängig sind. Die jahreszeitlichen Unterschiede sind also weniger durch die veränderte Sonnenhöhe bedingt als durch die andere tageszeitliche Verteilung von Helligkeit und Dunkelheit im Sommer und im Winter. Die günstige Frequenz nimmt nach PRESCOTT mit wachsender Entfernung etwas zu, sie liegt z. B. für die Strecke Schenectady—Moskau (7100 km) zwischen 8 bis 21 MHz. Bei anderen Strecken ist der Unterschied zwischen Sommer und Winter in der Verteilung von Helligkeit und Dunkelheit längs des Ausbreitungsweges weniger ausgeprägt. Dies trifft

z. B. zu für die Strecke Schenectady—Sidney (Australien, 16000 km), die über den Äquator geht. Hier ist der Verlauf der optimalen Frequenz mit der Tageszeit im Sommer und Winter annähernd derselbe.

Das Vorhandensein einer günstigen Frequenz läßt sich ohne weiteres erklären. Dämpfung und Reflexion in der unteren Ionosphäre erfordern möglichst hohe Frequenzen. Andererseits darf man die Frequenz nicht zu hoch wählen, weil dann der Ausstrahlungswinkelbereich, in welchem eine Reflexion in der Ionosphäre stattfindet, zu klein wird. Es ergibt sich deshalb ein Optimum bei einer Frequenz, welche soviel kleiner ist als die Grenzfrequenz, daß der nutzbare Ausstrahlungswinkelbereich genügend groß ist. Nimmt man z. B. $3 \cdot 10^7$ Hz ($\lambda = 10$ m) als Grenzfrequenz an, dann hat die Frequenz $2 \cdot 10^7$ Hz ($\lambda = 15$ m) einen nutzbaren theoretischen Ausstrahlungswinkelbereich von etwa 20° (vgl. Abb. 38, S. 195), und dies wäre dann ungefähr die günstige Frequenz.

3. Die Lautstärke in Abhängigkeit von der Entfernung. Sprungentfernung. Tote Zone.

Einen weiteren Einblick in die besonderen Ausbreitungsbedingungen der Kurzwellen gibt die Abhängigkeit der Lautstärke von der Entfernung. Berücksichtigt man, daß in der Praxis Entfernungen von der Größenordnung 10000 km in Frage kommen, und daß die Feldstärke dauernden zeitlichen Schwankungen unterworfen ist, so erkennt man, daß es nicht ganz einfach ist, zu brauchbaren Resultaten für das ganze Kurzwellengebiet und alle Reichweiten zu kommen. Von der Marconi Research Department in Chelmsford sind über längere Zeit systematische Feldstärkemessungen in verschiedenen Entfernungen und für ver-

schiedene Wellenlängen gemacht worden [59]. Abb. 65 zeigt das Ergebnis der Messungen für eine Senderleistung von 10 kW und Helligkeit längs des ganzen Weges. Wir haben gesehen, daß bei den mittleren Wellen die Feldstärke am

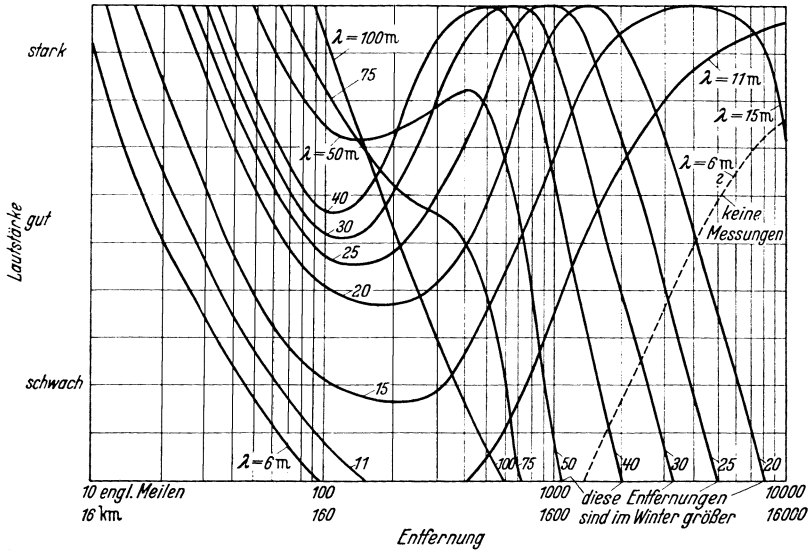


Abb. 65. Lautstärkekurven für verschiedene kurze Wellen, bei Helligkeit längs des ganzen Weges. 10 kW. (H. M. DOWSETT.)

Tage mit der Entfernung stetig abfällt. Dies finden wir in Abb. 65 für 100 m Wellenlänge wieder. Aber schon bei 75 m Wellenlänge und bei kürzeren Wellen in immer steigendem Maße sehen wir einen Wiederanstieg in größeren Ent-

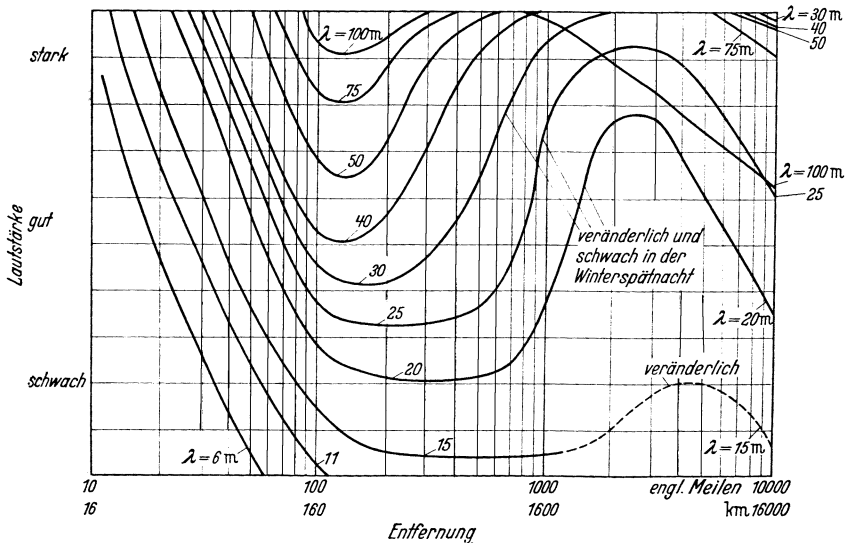


Abb. 66. Lautstärkekurven für verschiedene kurze Wellen, bei Dunkelheit längs des ganzen Weges. 10 kW. (H. M. DOWSETT.)

fernungen, so daß man z. B. bei $\lambda = 15$ m in 16000 km Entfernung noch ein starkes Signal erhält. Die Erklärung ist die, daß in kleineren Entfernungen die Feldstärke durch die direkte an der Erdoberfläche entlang gehende Bodenwelle bestimmt ist, die bald absorbiert wird. In größeren Entfernungen haben

wir die aus der Ionosphäre reflektierte Welle (Luftwelle). Da die Bodenwelle mit abnehmender Wellenlänge eine immer geringere Reichweite hat, die Luftwelle aber später einsetzt, werden aus den Feldstärkenminima ausgeprägte Schwächungszonen und schließlich „tote Zonen“. Die Tatsache, daß am Tage bei Wellen unter 100 m im Gegensatz zu den längeren Wellen eine starke aus der Ionosphäre reflektierte Welle auftritt, erklärt sich durch die starke Abnahme der Dämpfung in der Ionosphäre mit abnehmender Wellenlänge.

Abb. 66 zeigt die entsprechenden Feldstärkenkurven während der Nacht. Für kleine Entfernungen liegen die Kurven wenig verändert, da die Bodenwelle auch bei diesen kurzen Wellen naturgemäß von der Tageszeit wenig abhängt. Für die großen Entfernungen verschieben sich die Verhältnisse insgesamt nach längeren Wellen, wie wir es im vorhergehenden Abschnitt für zwei feste Stationen gesehen haben. Die 15 m-Welle fällt für große Entfernungen praktisch aus, während jetzt die längeren Wellen von etwa 25 bis 40 m große Lautstärken geben. Nunmehr tritt aber auch bei der 100 m-Welle eine starke Luftwelle auf. Dies entspricht der Erfahrung bei mittleren Wellen und erklärt sich durch den Fortfall der Absorption der mittleren Wellen in der Ionosphäre während der Nacht infolge einer raschen Abnahme der Ionisation in der absorbierenden Schicht.

Sprungentfernung: Auch im Bodenwellengebiet finden die Kurzwellen Verwendung. Das charakteristische Anwendungsgebiet ist aber die Übertragung in großen Entfernungen, und hier ist nur die Luftwelle wirksam. Es ist deshalb die Entfernung von besonderem Interesse, in welcher die Luftwelle einsetzt,

die als Sprungentfernung bezeichnet wird. Infolge der Schwankungen im Ionisationszustand der Ionosphäre ist auch die Sprungentfernung Schwankungen unterworfen, und sie kann auch für dieselbe Tageszeit veränderliche Werte haben. In Abb. 67 sind einige beobachtete Werte für die Sprungentfernung am Tage eingezeichnet. Dazu ist eine theoretische Kurve gezeichnet, deren Werte aus Abb. 38 entnommen sind. Die theoretischen Werte entsprechen also einer oberen Grenzwellenlänge von 30 m, einer unteren Grenzwellenlänge von 10 m, und dies entspricht wieder einer verhältnismäßig starken Ionisation. Den Werten von A. H. TAYLOR und E. O. HULBURT (o) entspricht z. B. eine obere Grenzwellenlänge von 40 bis 50 m. Wegen der obenerwähnten Schwankungen kann eine größere Übereinstimmung der gemessenen Werte mit den theoretischen nicht erwartet werden. Der allgemeine Verlauf der Meßpunkte

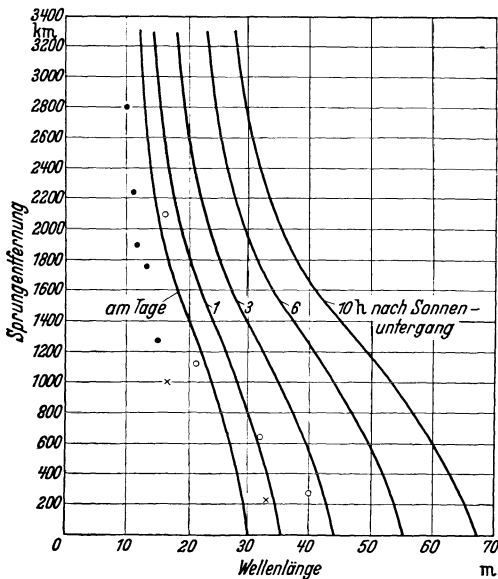


Abb. 67. Sprungentfernung in Abhängigkeit von der Wellenlänge, für verschiedene Tageszeiten berechnet. (K. FÖRSTERLING u. H. LASSEN.) Beobachtete Werte am Tage • [120] o [121] x [122].

mit der Wellenlänge entspricht durchaus der theoretischen Kurve.

Mit Wellen unter 10 m wird nur vereinzelt ein Empfang in großen Entfernungen erzielt, so daß diese Wellen unter der für eine Fernübertragung praktisch brauchbaren Grenze liegen. Um die Mittagszeit werden die kleinsten Werte der Sprungentfernung beobachtet, morgens und abends sind die Werte größer. Zur Zeit von

magnetischen Stürmen verringern sich nach TAYLOR [120] die Sprungentfernungen, und zwar zum Teil um erhebliche Beträge. Dies ist eine Folge der stärkeren Ionisation, die im allgemeinen eine Verringerung der Sprungentfernung bewirken wird. Ist die Sprungentfernung größer als die Bodenreichweite, dann tritt eine tote Zone auf. Dies ist nach Abb. 65 am Tage etwa bei Wellen unter 50 m der Fall. In welchem Maße in der toten Zone ein wenn auch nur schwacher Empfang möglich ist, wird naturgemäß zum Teil von der Senderleistung abhängen. Charakterisiert ist diese Zone durch die bereits stark gedämpfte Bodenwelle und durch das Fehlen einer aus der Ionosphäre reflektierten Luftwelle.

Interessant sind die Empfangsverhältnisse am Rande der toten Zone. K. KRÜGER und H. PLENDL [60] berichten über Versuche bei konstanter Entfernung (Berlin—München, 500 km), bei denen die Wellen 37,2, 48,6 und 65,2 m über die volle Tageszeit (24 Stunden) beobachtet wurden. Der Empfänger lag bei den beiden kürzeren Wellen am Tage außerhalb, während eines Teiles der Nacht und am Morgen innerhalb der toten Zone. Dabei wurde die Beobachtung gemacht, daß sich abends der Übergang von großer Lautstärke bis zu nahezu Unhörbarkeit im allgemeinen in wenigen Minuten vollzog. In dieser kurzen Zeit wandert nach unserer Vorstellung der Rand der toten Zone über den Empfänger hinweg. Zu diesem Zeitpunkt wird der Empfang sehr flackerig, d. h. die Schwunderscheinungen nehmen an Häufigkeit und Tiefe um ein Vielfaches zu, während die Amplituden der Zeichenstärke rasch abnehmen. Die Empfangsintensität schwankt in dieser kritischen Zeit im Verlauf von wenigen Sekunden und zum Teil in Bruchteilen von Sekunden im Verhältnis 1:1000 und mehr. Diese Beobachtung bildet eine Bestätigung unserer theoretischen Vorstellung über die Kurzwellenausbreitung, nach der die kurzen Wellen am Rande der toten Zone mit großer Feldstärke einsetzen. Das Flackern wird so erklärt, daß der Rand der toten Zone infolge der Schwankungen in der Ionosphäre hin und her pendelt. Der Empfänger liegt dann kurz hintereinander innerhalb und außerhalb der toten Zone. Außerdem haben wir am Rande der toten Zone zwei Luftwellen mit verschiedenen Laufwegen, aber annähernd gleicher Amplitude, so daß durch Interferenz Schwankungen entstehen können (vgl. S. 203).

4. Mehrfachzeichen ($\Delta t \approx 10^{-3}$ sec).

H. RUKOP [61] entdeckte bei Bildtelegraphieversuchen eine praktisch sehr wichtige Erscheinung, die auch in erster Linie geeignet ist, den Ausbreitungsvorgang bei kurzen Wellen zu klären. Die Bildübertragung geschieht bekanntlich durch rasch aufeinanderfolgende Signale. Es zeigte sich nun, daß diese Zeichen verbreitert ankamen, wenn das Übertragungstempo über ein bestimmtes Maß hinaus gesteigert wurde. Ein Signal von $6 \cdot 10^{-4}$ sec Dauer kam z. B. mit 3 bis $5 \cdot 10^{-3}$ sec Dauer an (Nauen—Buenos Aires, $\lambda = 15$ m). Bei hohem Auflösungsvermögen der Apparatur löst sich das verbreiterte Empfangssignal in einzelne Zeichen auf. H. RUKOP erhält bei einer Übertragung Nauen—Rom ($\lambda = 39$ m) bis zu vier Einzelzeichen mit Zeitdifferenzen von etwa $0,7 \cdot 10^{-3}$ sec. Dieselbe Erscheinung ist später auch von T. L. ECKERSLEY [62], bei Bildübertragungen von Amerika nach England (New York—Sommerton, $\lambda = 22$ m) beobachtet worden. Ein kurzes Signal von weniger als $0,5 \cdot 10^{-3}$ sec Dauer ergibt am Empfänger bis zu fünf Signale, die zeitlich nacheinander ankommen. Wird also z. B. das Bild einer Linie gesendet, so ergibt dies am Empfänger eine Gruppe von nahe beieinanderliegenden Linien. Wir bezeichnen das erste Signal als Hauptsignal, die folgenden als Echosignale. Durch Ausmessen des Abstandes zwischen den einzelnen Linien kann man mit Hilfe der bekannten Schreibfrequenz den Zeitabstand der einzelnen Zeilen bestimmen. Abb. 68 zeigt für die oben-

genannte Linie New York—Sommerton ($\lambda = 22$ m) die gesamte Echodauer (Zeit vom Eintreffen des Hauptsignals bis zum letzten Echozeichen) und die Signalstärke in Abhängigkeit von der Tageszeit. Mitten am Tage hat die Signalstärke ein Maximum, hier ist auch die Echodauer am größten. Mit abnehmender Signalstärke nimmt auch die Echodauer ab. Die Zeit zwischen zwei Echosignalen liegt zwischen $0,7$ bis $1,2 \cdot 10^{-3}$ sec, wobei die späteren weiter auseinanderliegen als die früheren. Die Zeitabstände wechseln unregelmäßig, bisweilen wiederholen sich aber etwa für die Dauer von etwa 1 min regelmäßige Zeitabstände.

Auf S. 201 haben wir auf theoretischem Wege abgeleitet, daß die Fernübertragung mit kurzen Wellen durch Zickzackreflexionen zwischen Erde und Iono-

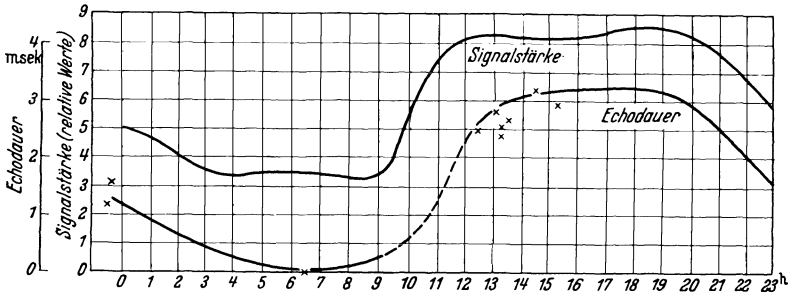


Abb. 68. Echodauer und Signalstärke bei der Übertragung New York—Sommerton im Verlaufe eines Tages (Ortszeit). $\lambda = 22$ m. (T. L. ECKERSLEY.)

sphäre zustande kommt. In Abb. 45 wurden bereits im Hinblick auf den hier beschriebenen Fall die berechneten Mehrfachwege für eine Entfernung von 5500 km und 22 m Wellenlänge dargestellt. Wir erhielten vier Zeichen, ein fünftes Zeichen mit sechs Zickzackreflexionen, wie es zum Teil von ECKERSLEY beobachtet wurde, ist möglich, wenn wir kleine Schwankungen im Zustand der Schicht annehmen. Die berechneten Zeitabstände sind $0,3$, $0,7$ und $1,1 \cdot 10^{-3}$ sec, sie zeigen gute Übereinstimmung mit den von ECKERSLEY beobachteten Werten. Auch die beobachtete Zunahme der Abstände aufeinanderfolgender Echozeichen wird wiedergegeben. Wir dürfen deshalb in den Beobachtungen von H. RUKOP und T. L. ECKERSLEY einen Beweis dafür sehen, daß die Übertragung mit kurzen Wellen in großen Entfernungen durch Zickzackreflexion zwischen Erde und Ionosphäre zustande kommt. Einer zeitlich konstanten Ionosphäre entsprechen die regelmäßigen Zeitabstände der Signale, wie sie von ECKERSLEY zeitweise beobachtet wurden. Im allgemeinen ergibt sich aber eine dauernde unregelmäßige Änderung in den Zeitabständen zwischen den einzelnen Echozeichen. Diese führen wir darauf zurück, daß die Ionosphäre sich in einer dauernden Unruhe befindet, die Anlaß zu veränderten Strahlenwegen gibt. Eine ähnliche Erscheinung ist das oben besprochene Flackern am Rande der toten Zone.

Aus Gl. (173) folgt für den Winkel, den der Strahl des m ten Echosignals mit der Erdoberfläche einschließt:

$$\cos \psi_{n+m} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta T \cdot c}{D}}. \quad (217)$$

ΔT ist die zeitliche Verzögerung des m ten Echozeichens. Indem wir für ΔT die Zeit zwischen dem Hauptsignal und dem letzten Signal einsetzen (ganze Echozeit), erhält man aus (217) den maximalen Ausstrahlungswinkel, unter dem praktisch noch eine Reflexion an der Ionosphäre stattfindet. Auf diese Weise berechnete ECKERSLEY aus den beobachteten Echozeichen für die Übertragung New York—Sommerton, daß der größte vorkommende Ausstrahlungswinkel

unter 35° , der mittlere bei 31° liegt. Unserer in Abb. 45 dargestellten Berechnung entspricht ein größter Ausstrahlungswinkel von 30° , der etwa mit dem Mittelwert von ECKERSLEY übereinstimmt. Das für die kurzen Wellen theoretisch abgeleitete Vorhandensein eines oberen Grenzwinkels der nutzbaren, d. h. an der Ionosphäre reflektierten Strahlung hat somit auch hier eine experimentelle Bestätigung gefunden. Die steileren Strahlen gehen durch die Ionosphäre hindurch. Die späteren Echosignale sind gewöhnlich schwächer als die ersten. Dies entspricht der größeren Anzahl von Zickzackreflexionen bei den späteren Echosignalen, die entsprechend größere Reflexionsverluste zur Folge haben. Im ganzen ergibt sich aus allen besprochenen Einzelheiten eine volle Bestätigung der Auffassung, daß die Ausbreitung der kurzen Wellen auf dem Wege der Zickzackreflexion zwischen Erde und Ionosphäre erfolgt.

Die Echozeit ist nach (173) gegeben durch:

$$\Delta T = \frac{D}{c} \left(\frac{1}{\cos \psi_{n+m}} - 1 \right).$$

Setzen wir für $\lambda = 22$ m den Winkel $\psi_{n+m} = 35^\circ$ ein, so erhalten wir als gesamte Echozeit $\Delta T = 3,7 \cdot 10^{-3}$ sec. Für $\lambda = 15$ m können wir nach Abb. 38 etwa $\psi_{n+m} = 20^\circ$ annehmen. Dann folgt $\Delta T = 0,9 \cdot 10^{-3}$ sec. Dies ist von praktischer Bedeutung für die Bildtelegraphie. Es beträgt hiernach nämlich die Echozeit für $\lambda = 15$ m nur noch $\frac{1}{4}$ von dem Wert bei $\lambda = 22$ m. Es kann deshalb bei der kürzeren Welle eine viermal größere Telegraphiergeschwindigkeit angewendet werden. Betrachten wir in ähnlicher Weise die Verhältnisse bei konstanter Wellenlänge in Abhängigkeit von der Tageszeit, so ergibt sich entsprechend eine Abnahme der gesamten Echozeit während der Nacht. Kleinere Wellenlänge oder niedrigere Ionisation bedeuten beide einen kleineren Ausstrahlungswinkelbereich, und damit eine kleinere Anzahl von möglichen Zickzackreflexionen, d. h. kleinere Echozeit. Ein kleinerer Ausstrahlungswinkelbereich bedeutet aber auch kleinere Signalstärke. Wir verstehen deshalb ohne weiteres, warum in Abb. 68 die Kurve der Signalstärke der Echozeitkurve parallellläuft.

5. Rund-um-die-Erde-Signale.

Wir haben im vorhergehenden Abschnitt gesehen, daß ein sehr kurzes Signal, das auf dem direkten Weg vom Sender zum Empfänger gelangt, sich bei genügendem Auflösungsvermögen der Empfangsapparatur in einzelne Echosignale auflöst. Diese Zeichen haben den Empfänger in einer verschiedenen Zahl von Zickzackreflexionen erreicht, ihr zeitlicher Abstand ist dementsprechend von der Größenordnung einer Millisekunde, ihre Entdeckung blieb der Bildtelegraphie mit ihren kurzen Signalen und ihrer hohen Telegraphiergeschwindigkeit vorbehalten. E. QUÄCK [63, 64] entdeckte eine weitere Art von Echozeichen. Diese besitzen Zeitverzögerungen von der Größenordnung $\frac{1}{10}$ sec. Sie sind bei der normalen Telegraphie zu beobachten, wo Zeichenbreite und Zeichenabstand von der Größe $\frac{1}{10}$ sec sind. Diese Echozeichen treten zu bestimmten Zeiten auf; sie sind z. B. in Abb. 63 schwarz markiert und treten bei der kürzeren Tageswelle auf. E. QUÄCK und H. MÖGEL veröffentlichen systematische Untersuchungen [65]. Abb. 69 zeigt das in Geltow bei Berlin aufgenommene Oszillogramm zweier von Rio de Janeiro ($\lambda = 15,6$ m) gesendeten Zeichen (*a* und *b*). Es kommen zunächst die Hauptzeichen *a* und *b* an, welche auf dem kürzesten Weg längs des Großkreises zum Empfänger gelangen. Es folgt dann mit einer Zeitverzögerung von 0,1385 sec die Zeichen *a*¹ und *b*¹, welche die Erde noch im selben Sinne umlaufen. In anderen Fällen wird die rückwärtige Richtung bevorzugt. Während also an sich schon die kurzen Wellen durch ihre großen

Reichweiten in Erstaunen setzen, haben wir hier die Tatsache, daß sie zu bestimmten Zeiten die Erde einmal, ja mehrere Male zu umkreisen vermögen. Die günstigsten Wellen in dieser Hinsicht liegen bei 15 bis 16 m, wo bis zu fünf Echozeichen nachgewiesen wurden. Erdumläufe wurden im Wellenbereich von 15 bis 18 m nur dann beobachtet, wenn der durch Sender und Empfänger hindurchgehende Großkreis in der Dämmerungszone liegt. Dies ist wohl so zu erklären, daß in der Dämmerungszone die Ionisation in der Ionosphäre überall noch groß genug ist, um die kurzen Wellen zu reflektieren, andererseits aber die Dämpfung in der unteren Ionosphäre in dieser Zone relativ gering ist.

Die Zeit für eine Erdumkreisung wurde von E. QUÄCK in allen Fällen (die Abweichungen betragen im allgemeinen nicht mehr als 1%) zu 0,138 sec gefunden. Dies entspricht, wenn wir annehmen, daß das Signal sich mit Licht-

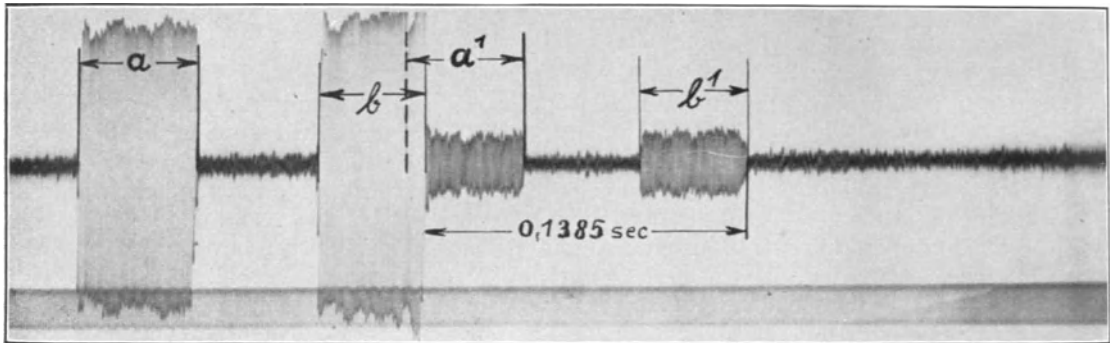


Abb. 69. Rund-um-die-Erde-Signale auf der Linie Buenos Aires—Berlin. (E. QUÄCK u. H. MÖGEL.) a und b Hauptzeichen, a^1 und b^1 Echozeichen mit noch einem Umlauf um die Erde.

geschwindigkeit fortpflanzt, einem Weg von 41 400 km, d. h. einem 1,035fach größerem Weg als dem Erdumfang. Diesen Umwegfaktor können wir rein geometrisch berechnen. Wir gehen dabei von unserer Vorstellung aus, daß die Wellen sich durch Zickzackreflexion zwischen Erde und Ionosphäre ausbreiten. Da nur Strahlen mit flacher Abstrahlung in Frage kommen und diese wenig in die Ionosphäre eindringen, können wir so rechnen, als würden die Strahlen an der unteren Grenze der Schicht reflektiert, für die wir eine Höhe von 200 km annehmen (F -Schicht). Für $\psi = 0$ und 10° ergeben sich die Werte 1,021 und 1,046. Wir erhalten also Übereinstimmung mit der Beobachtung, wenn die verschiedenen Reflexionen an der Erde in einem Winkelbereich von etwa 0 bis 10° liegen. Da die Strahlen sich zwischen Erde und Ionosphäre ausbreiten, und der kleine Weg in der Ionosphäre zu vernachlässigen ist, wird die Zeitdifferenz unabhängig von der Wellenlänge, wie es auch im Wellenbereich 15 bis 18 m beobachtet wurde.

Die Vorstellung, daß diese Signale die Erdumkreisung auf langen Wegen in der ionisierten Schicht annähernd parallel zur Erdoberfläche ausführen, ist unwahrscheinlich, da sie bereits für die direkte Übertragung vom Sender zum Empfänger zu kleine Feldstärken ergibt. Auch müßten sich bei Ausbreitung in der Ionosphäre (Gruppengeschwindigkeit) im Wellenbereich von 15 bis 18 m Unterschiede in der Echozeit von 5% ergeben, die nicht beobachtet werden.

Die beobachteten verhältnismäßig geringen Unterschiede in der Amplitude zweier Zeichen, die um eine Erdumkreisung auseinanderliegen, läßt sich erklären [12], und die Echozeichen bilden deshalb einen weiteren Beweis, daß die Kurzwellenausbreitung durch Zickzackreflexion zwischen Erde und Ionosphäre zustande kommt.

6. Schwunderscheinungen durch Interferenz.

Die Feldstärkeschwankungen sind im Kurzwellengebiet intensiver und häufiger als bei längeren Wellen. Dies ist erklärlich, da diese Wellen in die Ionosphäre eindringen und deshalb auf Schwankungen in der Ionosphäre entsprechend stärker reagieren als längere Wellen, welche an der unteren Grenze der Ionosphäre reflektiert werden. Allgemeine Ursache solcher Schwankungen sind die

Interferenz von Strahlen mit verschiedenen Wegen, Änderungen der Polarisation und Absorption in der Ionosphäre. Die auf Absorption zurückzuführenden Schwunderscheinungen unterscheiden sich im allgemeinen durch ihre längere Dauer, welche Minuten, Stunden oder Tage betragen kann. Solche Schwunderscheinungen werden in den Abschnitten 8 und 9 behandelt. Die durch Interferenz und Polarisationsänderungen verursachten Schwankungen sind im allgemeinen von kurzer Dauer. H. MÖGEL [66] berichtet über das Ergebnis einer

Schwundstatistik, die im Dezember 1930 auf zwei Tageswellen der Nord- und Südamerikalinie in den beiden Empfangsanlagen von Transradio in Geltow und Beelitz durchgeführt wurde, um die Dauer und die Häufigkeit dieser kurzen Schwunderscheinungen festzustellen. Die Untersuchungen wurden mit zwei unmodulierten Betriebsendern ausgeführt, so daß also der Schwund der Trägerwelle beobachtet wird (New York 14,815 MHz, Buenos Aires 20,520 MHz). Die oszillo-

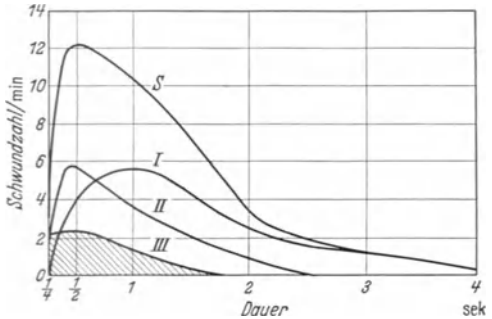


Abb. 70. Schwundhäufigkeit und Schwunddauer an einem magnetisch gestörten Tage. Sender: New York, $\lambda = 20$ m. Empfänger Geltow. (H. MÖGEL.)

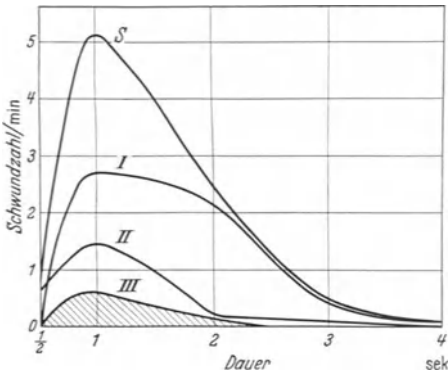


Abb. 71. Schwundhäufigkeit und Schwunddauer an einem normalen Tage. (H. MÖGEL.)

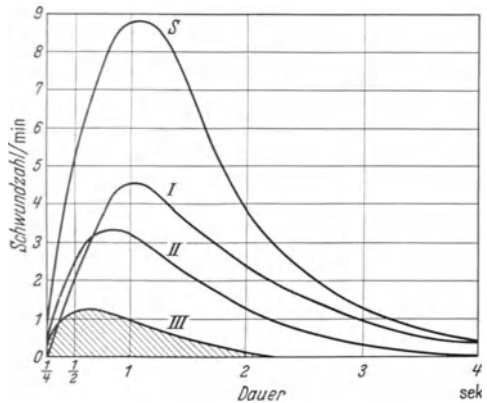


Abb. 72. Mittlere Schwundhäufigkeit auf der Tageswelle New York—Geltow für Dezember 1930. (H. MÖGEL.)

graphischen Aufnahmen wurden im allgemeinen alle Stunden zwischen 10 bis 16 Uhr ausgeführt. Es zeigte sich, daß die Schwunddauer bei normalen und mittleren Bedingungen zwischen $\frac{1}{4}$ und 5 sec liegt. Als Dauer ist hierbei die Zeit zwischen dem Ein- und Aussetzen der Schwunderscheinung bezeichnet. Für die Statistik wird die Stärke der Schwankungen in drei Gruppen eingeteilt. Schwankungen, die zwischen 100 und 70% der Maximalamplitude liegen, werden nicht gerechnet. Schwankungen zwischen 70 bis 40% der jeweiligen Maximalamplitude werden mit I., zwischen 40 bis 10% mit II. und unter 10% mit III. bezeichnet. Die

stärksten Schwunderscheinungen, bei denen der Empfang ganz verschwinden kann, sind also mit III. bezeichnet. Die Schwundzahlen werden für diese drei Gruppen einzeln angegeben und sind auf die Minute reduziert. Für die mittlere Zeitdauer wurden folgende Zeiten angewendet: $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, 1, 2, 3, 4, 5 sec. Abb. 70 zeigt die Schwundzahlen von New York in Geltow als Tagesmittelwerte vom 3. XII. 1930, wo besonders schlechte Bedingungen herrschten. Abb. 71 gibt die Verhältnisse an einem normalen Tage wieder (8. XII. 1930), während Abb. 72 die Mittelwerte aus allen Tagesmitteln im Dezember 1930 darstellt.

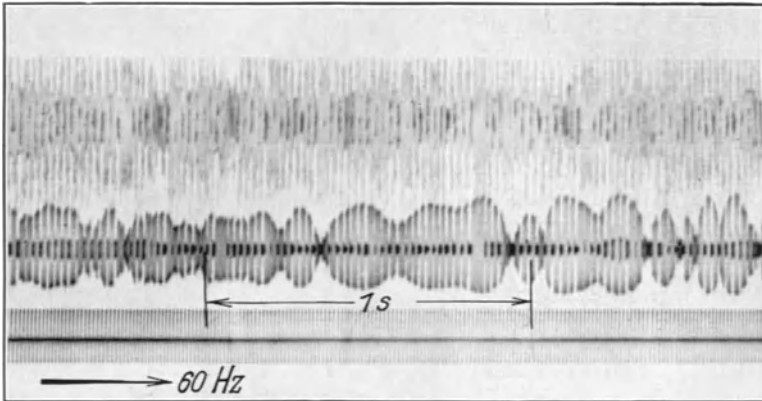


Abb. 73. Schwunderscheinungen von sehr kurzer Dauer auf der New Yorker Tageswelle während starker Störungen. (H. MÖGEL.)
Oberes Oszillogramm: Empfänger in Beelitz (starker Störpegel), unteres Oszillogramm: Empfänger in Geltow.

S ist jeweils die Summe der drei Werte. Man erkennt, daß die Schwunderscheinungen von 1 sec Dauer bei normalen und mittleren Bedingungen am häufigsten sind. Bei schlechten Bedingungen verschiebt sich das Maximum zu kürzerer Dauer. Es wird aber darauf hingewiesen, daß unter besonders ungünstigen Verhältnissen, wie bei starken magnetischen Störungen, die Schwunddauer noch viel kürzer als $\frac{1}{4}$ sec sein kann, und daß Schwunderscheinungen von $\frac{1}{100}$ sec und darunter nachgewiesen wurden. Abb. 73 zeigt eine oszillographische Auf-

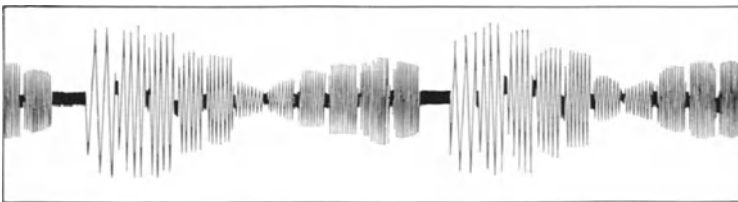


Abb. 74. Oszillogramm zum Studium der Schwunderscheinung bei Kurzwellen. (R. K. POTTER.)

nahme der New Yorker Tageswelle während der starken Störungen am 25. XI. 1930. Nach H. MÖGEL hängt ebenso wie die in Abschnitt 8 behandelten Störungen auch der Interferenzschwund mit der erdmagnetischen Tätigkeit zusammen. Erhöhte magnetische Tätigkeit entspricht erhöhten Schwundzahlen und erhöhter Schwundstärke, und diese Übereinstimmung ist um so besser, je näher der Übertragungsweg den magnetischen Polen liegt.

Wir nehmen an, daß der Schwund durch Interferenz von Strahlen zustande kommt, die auf verschiedenen und zeitlich veränderlichen Wegen zum Empfänger gelangen, und können aus der Häufigkeit der Schwunderscheinungen von 1 sec Dauer schließen, daß die gegenseitige Änderung der Mehrfachwege vorwiegend bei 10 bis 20 m/sec liegt.

Eine weitere charakteristische Eigenschaft des Interferenzschwundes tritt in Erscheinung, wenn moduliert gesendet wird. Dies entspricht der gleichzeitigen Übertragung von mehreren dicht benachbarten Frequenzen. R. K. POTTER [67] berichtet über eingehende experimentelle Untersuchungen bei der Kurzwellentelephonie zwischen Nordamerika und England. Die Versuche werden meistens am Tage ausgeführt, die hauptsächlich benutzten Frequenzen sind 13 und 18 MHz ($\lambda = 23$ und $16,7$ m). Zum besonderen Zweck des Schwundstudiums werden die Trägerwellen mit 11 bis 12 Tonfrequenzen zwischen 425 und 2295 Hz gleichzeitig moduliert. Der Abstand der einzelnen Frequenzen ist 170 Hz, es wird also das Tonfrequenzgebiet gleichmäßig überdeckt. Am Empfänger werden nach Gleichrichtung die Tonfrequenzen durch Filter getrennt und mittels rotierender Schalter kurz nacheinander zur Beobachtung gebracht.

Abb. 74 zeigt eine vergrößerte oszillographische Aufnahme des empfangenen Tonfrequenzbandes. Die Zeitdauer der Aufnahme eines Bandes ist etwas weniger als $\frac{1}{12}$ sec. Wir bemerken in der Mitte ein Minimum. In weniger als 1000 Hz Abstand ergeben sich ein Maximum und Minimum des Empfangs. Die Schwunderscheinung besitzt also eine ausgesprochene Selektivität. Der Verlauf der empfangenen Amplituden im Frequenzband ist häufig von der Form wie in Abb. 74, häufig aber auch von anderer Form, und ist starken zeitlichen Schwankungen unterworfen. Die Erscheinung ändert sich regelmäßig mit der Tageszeit. Abb. 75 zeigt eine Aufnahme um 11.00 Uhr vormittags und um 14.50 Uhr nachmittags ($\lambda = 16,3$ m). Die zeitliche Reihenfolge der Bilder ist in den Spalten von oben nach unten ($12\frac{1}{2}$ Bilder pro sec). Wir sehen, daß nachmittags die Abstände der Minima erheblich geringer sind. Die Arbeit von POTTER bringt weiteres ausführliches Beobachtungsmaterial. Die normalen Schwundperioden liegen etwa zwischen 5 und 100 pro min. Die Schwankungen sind teils stehend, teils wandern die Minima durch das Frequenzband hindurch.

Die Beobachtung geschieht auf der Niederfrequenzseite des Empfängers. Die Ursache liegt auf dem hochfrequenten Übertragungswege. POTTER zeigt nun, daß man die Erscheinungen zum großen Teil erklären kann, wenn man an-

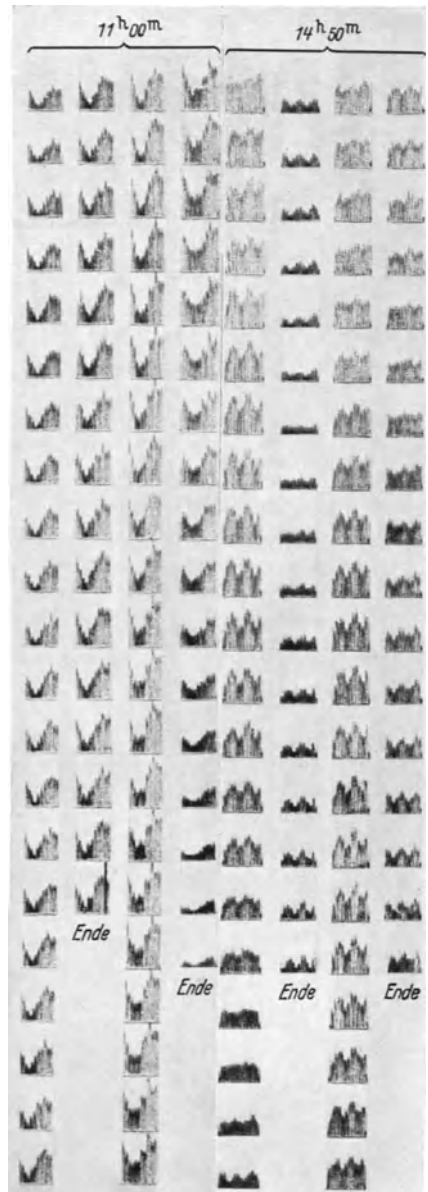


Abb. 75. Oszillogramm zum Studium der Schwunderscheinung. $\lambda = 16,3$ m, moduliert mit 11 bis 12 Tonfrequenzen zwischen 425 und 295 Hz. $12\frac{1}{2}$ Bilder pro sec, Reihenfolge in den Spalten von oben nach unten. (R. K. POTTER.)

nimmt, daß die am Sender ausgestrahlten Wellen auf mehreren Wegen mit unterschiedlicher Laufzeit zum Empfänger gelangen, wobei die Wegunterschiede gewöhnlich zwischen 50 und 300 km zu liegen scheinen. Im allgemeinen muß für die beobachtete Strecke das Zusammenwirken von drei Laufwegen angenommen werden. Man muß außerdem in Betracht ziehen, daß die Amplituden der auf verschiedenen Laufwegen ankommenden Wellen Veränderungen unterworfen sind, die z. B. durch veränderliche Absorption oder veränderliche Polarisierung verursacht sind.

Es ist mit ziemlicher Sicherheit anzunehmen, daß es sich bei den verschiedenen Laufwegen um dieselben handelt, die wir bei den Echozeichen in der Bildtelegraphie kennengelernt haben. Im Fall der Bildtelegraphie mit raschem Tempo (Dauer des Zeichens klein gegen die Echozeit von etwa 10^{-3} sec) kommen die verschiedenen Echozeichen nacheinander an, so daß eine Interferenz nicht stattfindet. Bei längerer Zeichendauer, etwa in der normalen Telegraphie, oder wie hier bei Aussenden eines Dauertones, überlappen sich die Echozeichen und kommen zur Interferenz. Der Interferenzschwund tritt somit als Folge des normalen Ausbreitungsvorganges der kurzen Wellen auf, und die bei der Interferenz mitwirkenden Komponenten entsprechen den Echozeichen bei der Bildtelegraphie. Auch hier wird ein Zusammenhang mit der mittleren Feldstärke beobachtet, und zwar sind die Schwunderscheinungen dann besonders stark, wenn die Feldstärke groß ist. Ein gewisser regelmäßiger Verlauf mit der Tages- und Jahreszeit liegt ebenfalls im Sinne unserer Erklärung. Nach H. MÖGEL [66] nehmen die Schwunderscheinungen 2 bis 4 Stunden vor dem Ende der günstigen Übertragungszeit, insbesondere bei den Tages- und Übergangswellen, an Häufigkeit und Stärke ab. Dies entspricht der abnehmenden Zahl von Mehrfachwegen bei abnehmender Ionisation, die ja ebenfalls auch eine Abnahme der Echozeit zur Folge hat. Für höhere Frequenzen sind die beobachteten Erscheinungen im allgemeinen einfacher, ein Zeichen, daß die Zahl der Mehrfachwege mit wachsender Frequenz abnimmt. Dies stimmt ebenfalls mit den Echo-beobachtungen bei der Bildtelegraphie überein.

Die durch mehrfache Laufwege entstehenden selektiven Schwunderscheinungen werden auf allen Kurzwellenverbindungen auftreten. Im einzelnen mögen die Erscheinungen etwas verschieden sein, z. B. bedingt durch verschiedene Amplitudenbeziehungen der auf den einzelnen Laufwegen ankommenden Wellen auf Grund verschiedener Bodenverhältnisse längs der Übertragungsstrecke.

7. Schwunderscheinungen durch Änderung des Polarisationszustandes.

Eine linear polarisierte Welle wird in einer linearen Antenne dann die größte Zeichenstärke ergeben, wenn das elektrische Feld der Welle in Richtung der Antenne schwingt. Dreht sich die Schwingungsrichtung des Gesamtfeldes am Empfänger gegenüber der Antenne, dann wird jeweils die Komponente der Feldstärke in Richtung der Antenne zur Wirkung kommen, und die Zeichenstärke wird abnehmen. Sie wird dann am geringsten sein, wenn beide Richtungen aufeinander senkrecht stehen. Eine solche Drehung der Polarisierungsebene kann bei denjenigen Wellen auftreten, die in der Ionosphäre reflektiert werden. Die Theorie besagt, daß diese Wellen im allgemeinen eine elliptische Polarisierung besitzen. Bei den kurzen Wellen unter 30 m ist der Polarisationszustand der einzelnen durch Doppelbrechung entstehenden Wellen (abgesehen von dem Fall, daß die Wellen senkrecht oder nahezu senkrecht zum Erdmagnetfeld aus der Ionosphäre austreten) annähernd zirkular (Abb. 6). Ist die eine Welle stark gedämpft, so wird eine Welle mit annähernd zirkularer Polarisierung übrigbleiben. Kommen beide Wellen, die mit entgegengesetztem Umlaufsinn

zirkular polarisiert sind, annähernd mit gleicher Amplitude an, so setzen sie sich zu einer linear polarisierten Welle zusammen. Infolge der Schwankungen in der Ionosphäre wird der gegenseitige Gangunterschied der beiden Wellen schwanken, und dies wird eine Drehung der Polarisationsrichtung zur Folge haben. Es ist dies also auch wieder ein Interferenzvorgang, wobei auch wieder Strahlen mit verschiedenen Laufwegen zur Interferenz kommen. Verschiedene Laufwege sind hier durch die verschiedene Phasengeschwindigkeit der beiden Wellen gegeben. Im allgemeinen wird man annehmen müssen, daß die Interferenz- und Polarisationschwunderscheinungen gleichzeitig auftreten, nur in besonderen Fällen werden beide zu trennen sein. Beobachtet man einen Polarisationschwund gleichzeitig an zwei zueinander und zur Strahlrichtung senkrechten Empfangsantennen, so muß der Verlauf an beiden Antennen entgegengesetzt sein. Wenn die Schwingungsrichtung sich dreht, stimmt sie erst mit der Richtung der einen, dann mit der Richtung der anderen Antenne überein.

Die einfachsten Verhältnisse liegen nach den bisherigen Versuchen dann vor, wenn Sender und Empfänger nahe beieinander liegen. K. KRÜGER und H. PLENDL [68, 69] berichten über Versuche, bei denen Sender und Empfänger einen Abstand von nur 10 km haben. Am Sender ($\lambda = 53$ m) wurde tonmoduliert mit zwei zueinander senkrechten Horizontaldipolen abwechselnd gesendet. Zur Unterscheidung gibt die eine Antenne Punkt, die andere Strich. Empfangen wurde ebenfalls mit zwei gekreuzten Horizontaldipolen und der Empfang für beide Antennen einzeln oszillographiert. Abb. 76 zeigt ein solches Oszillogramm. Der mit *c* bezeichnete

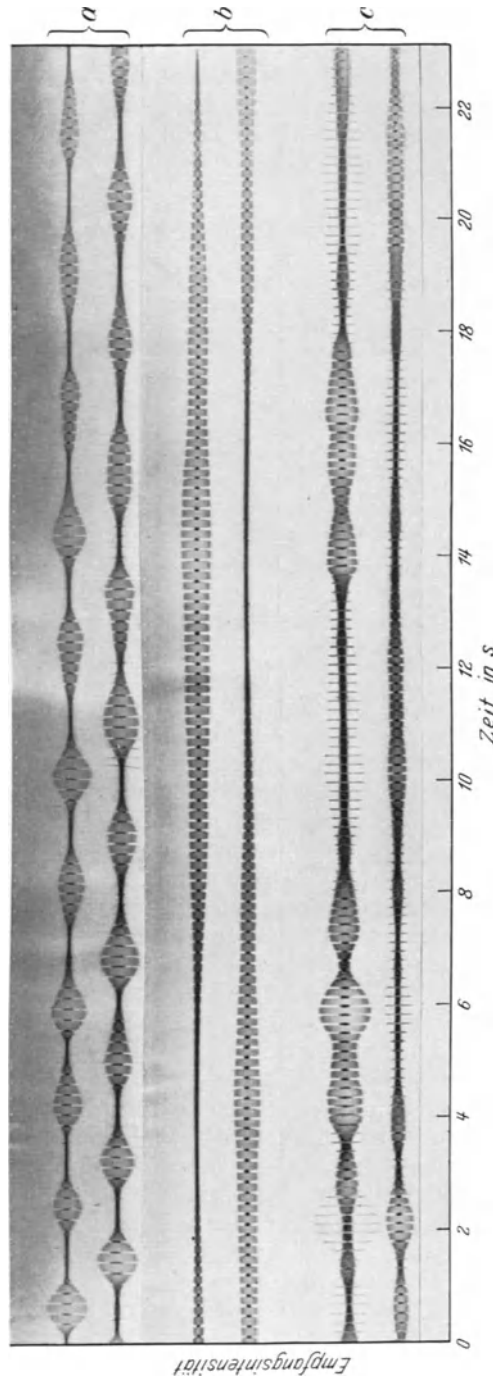


Abb. 76. Nachweis der Drehung der Polarisations Ebene in kleiner Entfernung vom Sender (10 km). Gesendet wird bei *a* und *b* mit einem einfachen Horizontaldipol, bei *c* mit zwei gekreuzten Horizontaldipolen, von denen der eine Morsestriche gibt. Empfangen wird mit zwei gekreuzten Horizontaldipolen. (K. KRÜGER u. H. PLENDL.)

Streifen ist ein doppelter Beweis für die Drehung der Polarisations Ebene:

1. Wenn der Morsestrich im oberen Oszillogramm ein Minimum der Zeichenstärke hat, so hat er meistens gleichzeitig im unteren Oszillogramm ein Maximum und umgekehrt. Das gleiche gilt, wenn man den Morsepunkt für sich betrachtet.

2. Wenn man jedes der beiden Oszillogramme für sich betrachtet, so sind Punkt und Strich in der Amplitude meist entgegengesetzt. Bei dem Streifen *a* und *b* wurden Morsestriche mit einem Horizontaldipol gesendet. Nimmt man an, daß die Polarisationsrichtung in einer Richtung umläuft, so sind aus den Oszillogrammen Umdrehungsgeschwindigkeiten von 1 bis 20 U/min zu ent-

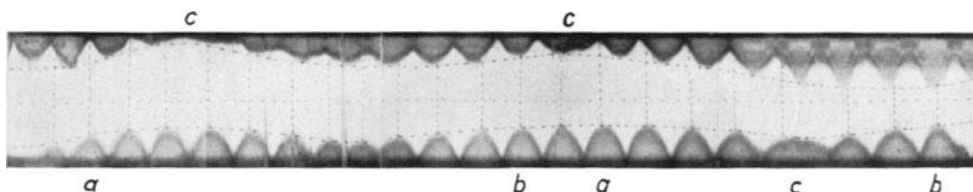


Abb. 77. Gleichzeitiger Empfang von Lissabon in Berlin mit einer Horizontal- und einer Vertikalantenne. $\lambda = 15,6$ m. (A. GOTHE u. O. SCHMIDT).

nehmen. Der Streifen *a* zeigt etwa 15 U/min, der Streifen *b* etwa 1,5 U/min an. Alle drei Streifen wurden an einem Tage hintereinander aufgenommen.

Wir wenden uns nunmehr Beobachtungen bei Fernübertragung zu. Abb. 77 zeigt ein von A. GOTHE und O. SCHMIDT [70] in Berlin aufgenommenes Oszillogramm eines Kurzwellensenders von Lissabon ($\lambda = 15,6$ m). Empfangen wird gleichzeitig mit einer Horizontal- und einer unmittelbar benachbarten Vertikalantenne. In beiden Antennen ist ein ziemlich regelmäßiges An- und Abschwollen der Amplitude im Rhythmus von etwa 3 sec zu beobachten. Es treffen auch manchmal Amplitudenmaxima in der einen Antenne mit Minima in der zweiten Antenne zusammen (mit *a* bezeichnete Stellen). Aber ebenso oft treten Maxima in beiden Antennen gleichzeitig auf (mit *b* bezeichnete Stellen). Dazwischen liegen Unstetigkeitsstellen des kurzzeitigen Schwundes (*c*). Über die schnelleren Amplitudenschwankungen lagern sich langsamere von rund 30 sec Dauer. Sie verlaufen in beiden Antennen entgegengesetzt. Diese langsamen Schwankungen können also durch Drehung der Polarisationssebene hervorgerufen sein. Als Erklärung für die schnelleren Schwankungen nehmen A. GOTHE und O. SCHMIDT an, daß es sich um eine Interferenz zwischen zwei Strahlen mit verschiedenen Laufwegen handelt, da ebensooft Phasengleichheit und Gegenphase vorkommen. Falls zur Zeit der Aufnahme ein normaler Zustand in der Ionosphäre herrschte, muß man annehmen, daß der Sender nur wenig außerhalb der Sprungentfernung liegt. In diesem Fall sind nur Laufwege mit einmaliger Reflexion an der Ionosphäre möglich. Abb. 39 zeigt, daß in der Nähe der Sprungentfernung zwei verschiedene Laufwege in der Ionosphäre möglich sind. Derselbe Sender wurde auch von T. L. ECKERSLEY [71] mit Vertikal- und Horizontalantenne aufgenommen. Eine größere Anzahl von Aufnahmen ergaben Gegenphase der schnelleren Schwankungen auf den beiden Antennen, so daß ECKERSLEY Polarisationschwund annimmt. Ob auch Phasengleichheit beobachtet wurde, wird nicht angegeben.

Bei weit entfernten Sendern, deren Entfernung ein Vielfaches der Sprungentfernung beträgt, ist der Verlauf der Schwunderscheinungen viel unregelmäßiger. Abb. 78 zeigt den gleichzeitigen Empfang von Buenos Aires ($\lambda = 15,03$ m, Entfernung rund 12000 km) mit Horizontal- und Vertikalantennen. Hier sind Stärke und Dauer des kurzzeitigen Schwundes sehr ungleichmäßig, der Verlauf der Amplitudenschwankungen in beiden Antennen ist stark verschieden

und steht in keinem erkennbaren Zusammenhang. Dasselbe Ergebnis erhält ECKERSLEY [71].

Für eine allgemeine Schlußfolgerung mag das vorliegende Beobachtungsmaterial noch nicht ausreichend sein. Wir müssen jedoch zunächst annehmen, daß ausgesprochene Polarisationschwunderscheinungen nur bei einmaliger Reflexion an der Ionosphäre auftreten, und daß diese durch das Auftreten der beiden entgegengesetzt zirkular polarisierten Wellen bedingt sind. Die Rückkehr zirkular polarisierter Wellen aus der Ionosphäre wird durch Versuche von T. L. ECKERSLEY festgestellt, bei denen Sender mit etwas längerer Welle beobachtet wurden, die in der Nähe der Sprungentfernung liegen (Holländischer

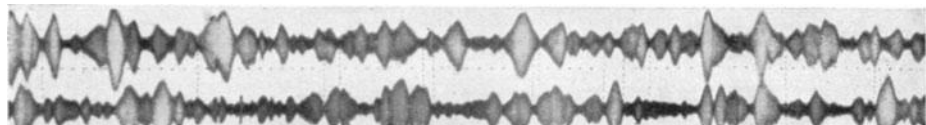


Abb. 78. Gleichzeitiger Empfang von Buenos Aires in Berlin mit vier Horizontal- und vier Vertikaldipolen. $\lambda = 15,03$ m. (A. GOTHE u. O. SCHMIDT).

Sender, $\lambda = 27$ und 30 m). Es wird der Polarisationszustand der aus der Ionosphäre reflektierten Wellen beobachtet und immer eine zirkulare Polarisation mit einer Umdrehung im Uhrzeigersinn beobachtet, ein Effekt, der bei weiter entfernten Sendern nicht gefunden wurde. Dies entspricht dem theoretischen Polarisationszustand und Umlaufsinn der Welle (1), und diese wird auch nach der Theorie am Rande der toten Zone zunächst reflektiert, während die Welle (2) erst in größerer Entfernung erscheint, wie aus Abb. 79 für etwas längere Wellen zu ersehen ist [5]. Außerhalb der toten Zone kommt man also zunächst in ein Gebiet, wo nur eine zirkular polarisierte Welle auftritt, dann in ein Gebiet, wo beide entgegengesetzt zirkular polarisierten Wellen auftreten und zu Polarisationschwund Anlaß geben können. Das Zwischengebiet nimmt mit abnehmender Wellenlänge ab, so daß es insbesondere bei den etwas längeren Wellen zu beobachten sein wird.

In größeren Entfernungen setzt sich das Feld aus einer Reihe von Beiträgen bzw. Wellen zusammen, die durch eine verschiedene Zahl von Zickzackreflexionen auf verschiedenen Wegen dorthin gelangen. Diese Wellen werden wieder elliptische oder zirkulare Polarisation besitzen. Sie haben aber alle möglichen Phasen- und Amplitudenbeziehungen zueinander und keinen einheitlichen Umlaufsinn. Berücksichtigt man außerdem die Schwankungen in der Ionosphäre, so muß man annehmen, daß kein definierter, insbesondere auch kein linearer Polarisationszustand zur Ausbildung kommt, und daß in dieser Weise das Fehlen von regelmäßigen Polarisationschwunderscheinungen in großen Entfernungen zu erklären ist.

Zu den Interferenz- und Polarisationschwunderscheinungen bemerken wir noch folgendes. Der Schwund von entfernten Stationen ist an benachbarten Orten verschieden. Gelegentlich wurden schon Unterschiede in nur 10 m Abstand beobachtet. Im allgemeinen ergeben jedoch erst weiter auseinanderstehende Antennen merkbare Unterschiede. Dies wird ausgenutzt, um durch gleich-

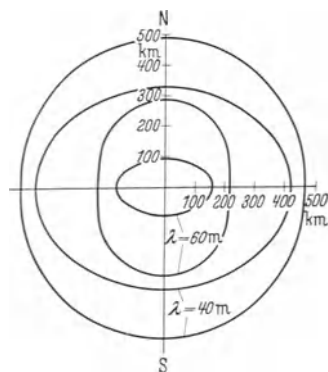


Abb. 79. Sprungentfernungen der beiden durch magnetische Doppelbrechung entstehenden Wellen, berechnet für $\lambda = 40$ m und 60 m. Für jede Wellenlänge entspricht die innere Kurve der a.o. Welle (1), die äußere der o. Welle (2). (H. LASSEN.) NS = Nord-Süd-Richtung.

zeitigen Empfang mit mehreren voneinander abstehenden Antennen die Schwunderscheinung zu vermindern. Nach A. GOTHE und O. SCHMIDT [70] wird für Tageswellen von 15 bis 17 m eine ausreichende Schwundverminderung erreicht durch Kombination von drei gleichen Antennen, die auf den Ecken eines Dreiecks von rund 500 m Seitenlänge aufgestellt sind. Die Kombination von zueinander senkrechten Antennen gibt auch Schwundverminderung. Die Schwankungen bleiben auch bei solchen Kombinationen bestehen, aber die Amplituden gehen im allgemeinen nicht in den verschiedenen Antennen gleichzeitig auf Null, so daß auch im Amplitudenminimum immer noch eine genügende Amplitude bestehen bleibt.

8. Störungen der Kurzwellenausbreitung im Zusammenhang mit erdmagnetischen Störungen.

In der Kurzwellenausbreitung treten in besonderem Maße unregelmäßige Störungen auf, die im Zusammenhang mit den magnetischen Störungen und verwandten Erscheinungen stehen. Diese Störungen dauern oft über mehrere Stunden. In besonders schweren Fällen geht die Empfangsfeldstärke fast vollkommen auf Null herab. H. MÖGEL [72] veröffentlicht ausgedehnte Beobachtungen über diese Störungen und ihre Beziehungen zu den erdmagnetischen Störungen. Der Empfänger befindet sich hierbei in Geltow bei Berlin. Besonders eingehend wird der Empfang von New York beobachtet. Zum Vergleich werden die internationalen Charakterzahlen von De Bilt herangezogen. (An jedem Observatorium wird jeder Tag nach dem Anblick der Registrierkurven als ruhig, bewegt oder gestört — Stufen 0, 1, 2 — klassifiziert. Der Mittelwert für alle Observatorien ist die internationale Charakterzahl, die im Niederländischen Meteorologischen Institut De Bilt festgestellt und veröffentlicht wird.) In Abb. 80 geben die ausgezogenen Kurven den Verlauf der internationalen Charakterzahlen von De Bilt wieder. Die gestrichelten Linien bedeuten die pro Tag irgendwie in der Amplitude beeinflussten Störzeiten des Empfängers. Es werden also die

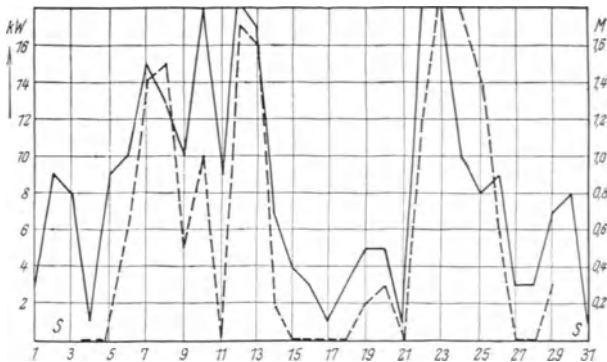


Abb. 80. Tagesmittel der Kurzwellen-Störungen auf der Linie New York—Berlin (gestrichelt) im Vergleich zur magnetischen Tätigkeit der Erde (Internationale magnetische Charakterzahlen, ausgezogen) im Oktober 1927. (H. MÖGEL.)

Tagesmittelwerte der Kurzwellenstörungen der New Yorker Sender und die Tagesmittelwerte der magnetischen Störungen auf der ganzen Erde miteinander verglichen, in dem besonderen Fall im Monat Oktober 1927. Die gestörte Zeit des Kurzwellenempfangs verläuft in eindeutiger Weise fast parallel mit dem täglichen Verlauf der internationalen Charakterzahlen, und es treten zwei starke Störgruppen auf.

Weitere zahlreiche Beobachtungen geben ein ähnliches Bild, so daß der Zusammenhang beider Störungen als feststehend angesehen werden kann und eine gemeinsame Ursache angenommen werden muß. Die Störungen erstrecken sich oft über eine Reihe von Tagen, und die gestörten Zeiten sind sehr ausgedehnt. So fand z. B. im Jahre 1929 nur in 8 Wochen, d. h. in etwa 15% der Zeit, eine unbeeinflusste Kurzwellenausbreitung statt. Im Jahre 1930 wird ein besonders hohes Störniveau beobachtet.

Zur Beobachtung in der Empfangsanlage Geltow wurden im allgemeinen nur kleinere ungerichtete Antennen benutzt, so daß die Schwächeperioden sehr hervortreten. Durch Anwendung starker Sender und großer Richtantennen ist es praktisch möglich, auch während der Störungen den Betrieb weitgehend sicherzustellen.

Sehr lehrreich ist ein Vergleich der Kurzwellenstörungen auf den verschiedenen Linien. Abb. 81 zeigt für verschiedene Linien die Kurzwellenstörungen in Prozent der Betriebszeit (Mittelwerte für April 1930) nach H. MÖGEL. Abszisse ist eine Verhältniszahl („magnetische Dichte“), welche ein Maß für die mittlere Entfernung vom Nordpol ist. Am stärksten gestört ist die Linie Berlin—New York, am wenigsten die südliche Linie Berlin—Cairo. Aus Abb. 81 ergibt sich eindeutig, daß die allgemeinen Kurzwellenstörungen, welche bei magnetischen Störungen auftreten, ganz ähnlich wie die magnetischen Störungen selbst und die Polarlichter nach den Polen zu an Stärke und Zeitdauer zunehmen. Als gemeinsame Ursache nehmen wir Korpuskularstrahlen an, welche von der Sonne her mit hoher Geschwindigkeit in die Erdatmosphäre eindringen und eine verstärkte Ionisation hervorrufen (vgl. S. 191). Die Störungen machen sich durchweg als eine Schwächung des Empfangs bemerkbar, im Gegensatz zu den langen Wellen (vgl. S. 228). Wir erklären dies durch eine verstärkte Absorption der Wellen beim Passieren der unteren Ionosphäre. Die Korpuskularstrahlen mögen in dieser Hinsicht besonders wirksam sein, da sie bis in etwa 80 km Höhe vordringen, wo die Stoßzahlen, und damit die Dämpfung, besonders groß werden. Auch das Eintreten einer Reflexion an der unteren Ionosphäre infolge der verstärkten Ionisation mag von Einfluß sein.

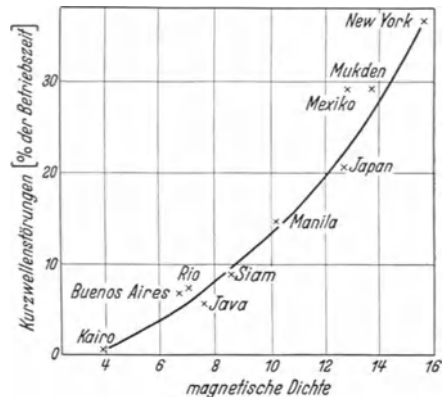


Abb. 81. Darstellung der Kurzwellenstörungen in Prozent der Betriebszeit als Funktion der mittleren magnetischen Wegdichte auf den einzelnen Linien (Berlin) für den Monat April 1930. (H. MÖGEL.)

9. Die MÖGELschen Kurzstörungen¹.

H. MÖGEL [72] entdeckte während seiner Beobachtungen in den Jahren 1927 bis 1929 eine neue Art von Störungen, welche sich von den genannten Störungen schon durch ihre kurze Dauer (einige Minuten bis zu einer Stunde) unterscheiden, und die er deshalb als Kurzstörungen bezeichnete. Aber auch das ganze Verhalten dieser Störungen ist ein wesentlich anderes. Die Kurzstörungen treten nur auf der belichteten Halbkugel der Erde auf, hier aber auf allen Linien gleichzeitig. Sie sind begleitet von charakteristischen magnetischen Störungen kleiner Amplitude, den sog. Bay-Störungen. H. MÖGEL nimmt als Ursache dieser Störungen eine durchdringende, vom Erdfeld nicht ablenkbare Strahlenart an. Gleichzeitige Beeinflussung von mittleren und langen Wellen und die kurze Zeitdauer der Störung deuten darauf hin, daß diese Strahlung sehr tiefe Schichten der Atmosphäre ionisiert. Auf Grund von Echomessungen muß angenommen werden, daß die absorbierende Ionisierung unterhalb der normalen *E*-Schicht erfolgt. Seit dem Jahre 1934 sind in steigendem Maße Kurzstörungen beobachtet worden. Insbesondere J. H. DELLINGER [73, 74] hat hierüber eingehend berichtet. Er stellt fest, daß in vielen Fällen gleichzeitig mit dem Beginn der Störungen kurze

¹ Die Erscheinung wird vielfach als Dellingereffekt bezeichnet. Die neue Bezeichnung wurde hier auf Grund der früheren Entdeckung durch H. MÖGEL gewählt.

Sonnenausbrüche und auch magnetische Störungen beobachtet werden. Die Zahl der beobachteten Störungen wachsen seit dem Jahr 1934 von Jahr zu Jahr erheblich an. Dies deutet auf einen Zusammenhang mit der 11 jährigen Periode der Sonnentätigkeit hin. J. H. DELLINGER (l. c.) zählt z. B. im Jahre 1934: 1, 1935: 17 und 1936 annähernd 100 beobachtete Störungen auf. Die Sonnenfleckenzahl hat ein Minimum in den Jahren 1933/34 und ein Maximum in den Jahren 1937/38. Die Beobachtungen von H. MÖGEL liegen also etwa im Maximum der vorhergehenden Sonnenfleckenperiode.

Abb. 82 zeigt den Feldstärkenverlauf eines 600 km entfernten Kurzwellensenders während einer Störung nach J. H. DELLINGER (9,57 MHz bzw. $\lambda = 31,3$ m).

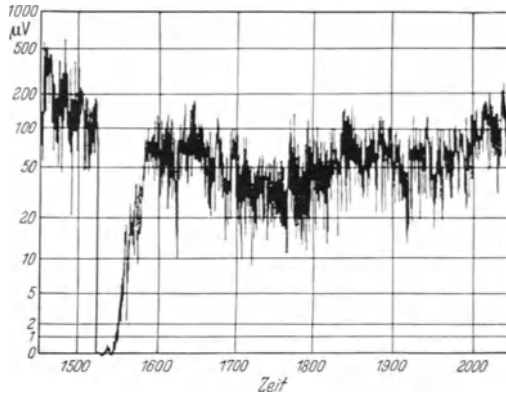


Abb. 82. Oszillogramm der Feldstärke eines 600 km entfernten Senders während einer Kurzstörung. $\lambda = 31,3$ m (9,57 MHz). (J. H. DELLINGER.)

Charakteristisch ist der plötzliche Abfall (etwa innerhalb 1 min) der Feldstärke und das allmähliche Ansteigen nach der Störung. Dieser Verlauf zeigt sich entsprechend bei den Echomessungen (S. 271).

Die Kurzstörung wird vorwiegend im Kurzwellenbereich beobachtet (etwa 10 bis 200 m). Bei längeren Wellen wird im allgemeinen zur Zeit einer Kurzstörung keine oder nur eine geringe Änderung der Feldstärke festgestellt. Bei ganz langen Wellen kann dies unter Umständen eine Erhöhung der Feldstärke sein. Diese längeren Wellen, so müssen wir annehmen,

gehen nicht mehr durch die absorbierende Schicht hindurch, sondern werden an ihr reflektiert. Dies ist eine ähnliche Erscheinung wie bei den durch Korpuskularstrahlen hervorgerufenen Störungen.

Die Gleichzeitigkeit des Auftretens der Störungen an verschiedenen Orten der Erde liegt innerhalb einiger Minuten. Sie sind am stärksten am Äquator und mittags und treten bei geringerer Sonnenhöhe schwächer auf.

10. Der Einfluß der 11 jährigen Sonnentätigkeitsperiode auf die Kurzwellenausbreitung.

H. PLENDL [75] diskutiert den Einfluß der 11 jährigen Sonnentätigkeitsperiode auf die Kurzwellenausbreitung und kommt zu dem Ergebnis, daß in Jahren geringerer Sonnentätigkeit im allgemeinen etwas längere Wellen zur Erzielung optimaler Übertragungsbedingungen erforderlich sind als in Jahren starker Sonnentätigkeit. Er schließt ferner, daß in Jahren geringer Sonnentätigkeit eine größere Gleichmäßigkeit der Übertragung zu erwarten ist, indem Unterbrechungen durch anhaltenden Schwund seltener auftreten. Dies haben wir in Abschnitt 9 bzgl. der Kurzstörung bereits festgestellt. H. MÖGEL [76] berichtet, daß die Verschiebung der günstigen Wellenlängen nach längeren Wellen sich im drahtlosen Überseeverkehr am Anfang 1930 schon deutlich bemerkbar gemacht hat. Es ist aber bemerkenswert, daß die Verschiebung um so größer ist, je größer die „magnetische Dichte“ (s. S. 247) längs des Übertragungsweges ist, d. h. je mehr sich die Kurzwellenlinie den Zonen der magnetischen Pole nähert. Wenn man also aus den Beobachtungen folgern muß, daß nach dem Minimum der Sonnenfleckenhäufigkeit zu nicht nur die unregelmäßigen Störstrahlungen abnehmen (Abnahme der Kurzwellenstörungen), sondern auch

die regelmäßige Strahlung (Verschiebung nach längeren Wellen), so muß man einen regelmäßigen Anteil der Korpuskularstrahlung annehmen, der sich parallel mit der Sonnentätigkeit ändert. Von E. V. APPLETON wird jedoch angenommen, daß das ultraviolette Licht der Sonne sich mit der Sonnenfleckenperiode ändert (vgl. S. 269).

Die Verschiebung der günstigen Wellen ist bei den Tageswellen kleiner als bei den Nachtwellen. Dies kann man so erklären, daß in der Nacht die gesamte Ionisation an sich geringer ist, so daß die Korpuskularstrahlung stärker ins Gewicht fällt als am Tage.

C. Die Ausbreitung der ultrakurzen Wellen.

1. Die Zentimeterwellen.

Dieses Wellengebiet darf ein besonderes Interesse beanspruchen, weil es hier möglich ist, mit Hilfe von Reflektoren mit Durchmessern um 1 m herum eine scheinwerferartige Bündelung zu erreichen. Bei Anwendung von genügend großen Reflektoren am Sender und Empfänger ist eine millionenfache Energieverstärkung zu erwarten, wodurch die starke Abnahme des Wirkungsgrades der Sender und Empfänger in diesem Gebiet ausgeglichen werden kann. Es liegen Versuche vor, bei denen sich Sender und Empfänger in gegenseitiger optischer Sicht befinden. A. ESAU und E. AHRENS [77] berichten über Senderversuche, bei denen mit Wellen von etwa 3 bis 5 cm und kleinen Leistungen von $\frac{1}{10}$ W und weniger Entfernungen bis zu 15 km überbrückt werden. Besonders bemerkenswert ist das Ergebnis, daß die besonderen atmosphärischen Bedingungen, z. B. Regen und starker Schneefall, auf die Übertragung ohne Einfluß sind. Die Zentimeterwellen erleiden also keine merkliche Absorption, wie das bei sichtbarem und auch bei ultrarotem Licht der Fall ist. Dies befindet sich in Übereinstimmung mit einer theoretischen Arbeit von I. A. STRATTON [78]. Erst bei noch kürzeren Wellen, wenn die Wellenlänge von der Größe der in der Luft befindlichen Wasserteilchen wird, ist der Beginn der Zerstreuung und Absorption zu erwarten. CH. W. RICE [79] findet bei einer Übertragung über eine Strecke von etwas mehr als 10 km mit etwa 4 cm Wellenlänge (etwa 3 W) ebenfalls keinen Einfluß der Tageszeit oder von Wind, Nebel, sehr starkem Regen, Hagel und Schnee. J. WOLF, E. G. LINDER, R. A. BRADEN [80] überbrücken mit 9 cm Wellenlänge (2,5 W) eine Entfernung bis zu 25 km. Sie beobachten ebenfalls keine Absorption in der Atmosphäre, vielmehr eine Abnahme der Feldstärke mit der Entfernung $\propto 1/D$.

2. Die Dezimeterwellen.

Als feste Dezimeterwellenverbindung ist die seit Anfang 1934 bestehende „Mikrostrahlen“-Linie über den Kanal zwischen Lympne und St. Inglevert bekanntgeworden ($\lambda = 17,4$ cm) [81]. Die Entfernung beträgt 56 km, die Höhe über dem Meeresspiegel bei der ersten Station 117 m, bei der zweiten 150 m. Die beiden Stationen liegen also in optischer Sicht. Eine entsprechende Linie für Versuchszwecke bestand bereits seit 1931 zwischen St. Margarets Bay (bei Dover) und Escalles (bei Calais), Entfernung 35 km, Wellenlänge 18 cm. Beide Linien haben Reflektoren von 3 m Durchmesser, so daß also nahezu optische Bündelung besteht. Es ist nun besonders bemerkenswert, daß auch bei diesen kurzen Wellen Schwunderscheinungen beobachtet werden. Gelegentlich treten kurzzeitige heftige Schwunderscheinungen auf. Im allgemeinen sind es aber langsame Änderungen der Lautstärke, deren Dauer etwa zwischen 10 min bis zu einigen Stunden beträgt. In einer Beobachtungsreihe in den Monaten Mai

bis Juni 1931 war die größte Abnahme etwa 40 db, sie wurde 3 mal beobachtet. Kleinere Änderungen von 6 bis 30 db kamen häufiger vor und wurden 18 mal beobachtet. Die Beobachtungen erstreckten sich über 7 Stunden am Tage an 5 Tagen in der Woche. Als Ursache wird die Interferenz des direkten Strahles mit an der Wasseroberfläche reflektierten Strahlen angenommen, deren Weglängen durch Schwankungen in der Atmosphäre verändert werden können. Daß eine solche Interferenz möglich ist, geht aus entsprechenden Erfahrungen bei den Meterwellen hervor. Die Beobachtungen zeigen, daß konstante atmosphärische Bedingungen eine gute Übertragung ergeben. Die Schwunderscheinungen treten gewöhnlich im Zusammenhang mit starken Temperatur- oder Luftdruckschwankungen auf. Solche Schwankungen sind im Sommer häufiger als im Winter, so daß im Sommer eine größere Neigung zu Schwunderscheinungen besteht. Durch Nebel, Regen, Schnee, Hagel werden diese Wellen ebenfalls nicht beeinflusst. Eine Absorption ist deshalb als Ursache von Schwunderscheinungen nicht anzunehmen. In einigen wenigen Fällen wurde beobachtet, daß die Abnahme der Lautstärke die Folge einer seitlichen Ablenkung des scharf gebündelten Strahles war. Es genügt hierbei infolge der scharfen Bündelung eine sehr geringe Ablenkung von der Größe eines Grades. Es erscheint durchaus möglich, daß eine solche Ablenkung durch Inhomogenitäten in der Atmosphäre verursacht wird.

G. MARCONI [82] und W. D. HERSHBERGER [83] führten mit etwa 50 cm (etwa 14 W) bzw. 75 cm Wellenlänge Reichweitenversuche auf dem Meer bis zu Entfernungen hinter dem optischen Horizont aus. MARCONI beschreibt zwei Versuche, bei denen der Sender auf einem Berg steht, während der Empfänger sich auf einem Schiff in Richtung auf Sardinien vom Sender fortbewegt. Die optische Sicht war 84 km, und noch etwa 10 km hinter dem Horizont ergab sich eine gute Telephonieverbindung. In noch größeren Entfernungen ergaben sich Schwankungen, insbesondere langsame, tiefe Schwunderscheinungen. In einem der beiden Fälle konnte das Signal noch in über 200 km Entfernung gehört werden. Die erhöhte Aufstellung des Empfängers auf Sardinien in etwa 340 m Höhe ergab auch zeitweise guten Empfang, jedoch auch dieselben langsamen Schwunderscheinungen. Die Entfernung war 270 km, während die optische Sichtweite nur 117 km beträgt. Es wurde hierbei festgestellt, daß die Wellen aus horizontaler Richtung am Empfänger eintrafen.

W. D. HERSHBERGER führt seine Versuche mit 75 cm Wellenlänge (etwa 5 W) bei verhältnismäßig geringer Bündelung aus (Halbwertsbreite etwa $\pm 20^\circ$). Der Sender befindet sich 65 m über dem Meeresspiegel, die optische Sichtweite beträgt demnach 29 km. Das empfangene Signal nahm von 10 V in 8 km annähernd exponentiell ab auf 2 V in 32 km Entfernung. Hinter dem Horizont bis zu etwa 135 km Entfernung liegen die Signale zwischen 0,4 bis 0,2 V und ändern sich verhältnismäßig wenig mit der Entfernung. Auch hier werden Schwunderscheinungen beobachtet, insbesondere in den ersten 10 km hinter dem Horizont. Die beobachtete Reichweite ist ein Vielfaches der optischen Sichtweite. Die Tangente vom Sender zur Wasserfläche liegt in 135 km Entfernung etwa 300 m über dem Empfänger.

K. MORITA [84] berichtet über Versuche mit 68 cm Wellenlänge (3 bis 4 W) bis zu 80 km über Land bei optischer Sicht. In 80 km Entfernung wurde kein Unterschied zwischen Tag und Nacht festgestellt. Dicker Morgennebel war ohne Einfluß. Schwunderscheinungen wurden nicht festgestellt, und die Resultate lassen schließen, daß eine Absorption nicht stattfindet.

Auch über Land werden im Dezimeterwellenbereich große Reichweiten jenseits der optischen Sicht beobachtet. Unterhalb der optischen Sichtlinie treten

jedoch auch hier in wachsendem Maße Schwunderscheinungen auf. B. TREVOR und R. W. GEORGE [85] berichten über entsprechende Versuche mit 75 cm Wellenlänge. Es wurde z. B. bei einer Senderhöhe von 21 m, Empfängerhöhe von 50 m in 180 km der Sender noch gehört, und der Empfänger lag hierbei etwa 2400 m unter der Sichtlinie. Es wurde hierbei festgestellt, daß die Welle auf dem Wege vom Sender zum Empfänger keine Änderung des Polarisationszustandes erfährt. Messungen im Flugzeug in rund 1000 m Höhe ergeben innerhalb der optischen Sicht Maxima und Minima, außerhalb der optischen Sicht nimmt die Feldstärke rapide ab. Dies entspricht grundsätzlich dem Verlauf der theoretischen Kurve in Abb. 25. Abb. 83 zeigt die im Flugzeug gemessene Feldstärke in Abhängigkeit von der Höhe in 116 km Entfernung. Die Feldstärke nimmt von etwa 20 $\mu\text{V/m}$ in 200 m Höhe zu auf etwa 2000 $\mu\text{V/m}$ in 2000 m Höhe. Beim Passieren der Sichtlinie in etwa 1000 m Höhe tritt kein Sprung auf, jedoch nimmt die Feldstärke von hier an langsamer nach oben hin zu. Versuche in 180 km Entfernung zeigen, daß in dieser größeren Entfernung die Feldstärke rascher mit der Höhe anwächst.

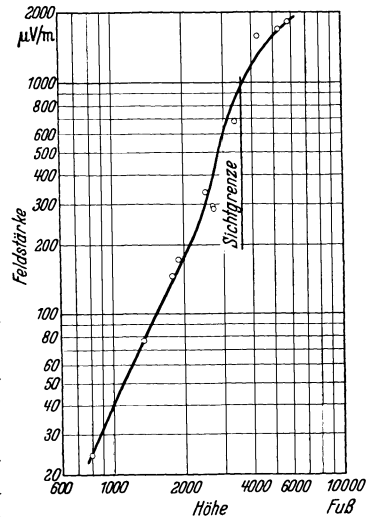


Abb. 83. Feldstärke in Abhängigkeit von der Höhe. $\lambda = 73$ cm. Entfernung 116 km. (B. TREVOR u. R. W. GEORGE.)

3. Beobachtungen im Flugzeug mit Meterwellen.

Bei Messungen im Flugzeug wird im allgemeinen entweder das Feld in konstanter Höhe in radialer Richtung zum Sender hin oder von ihm weg abgeflogen, oder aber es wird im Flugzeug in konstanter Entfernung das Feld in Abhängigkeit von der Höhe gemessen.

Abb. 84 zeigt zwei im Flugzeug gemessene Vertikaldiagramme für $\lambda = 7,17$ m in 148 und 198 km Entfernung nach G. ECKART und H. PLENDL [28] (Feldstärke in Relativwerten). Die nach der Theorie der genannten Verfasser (vgl. S. 183) berechneten Diagramme sind mitingezeichnet. Die Höhe des Senders über dem Erdboden beträgt 1000 m und der Einfluß der Strahlenbrechung in der Atmosphäre ist mit berücksichtigt. Der Theorie liegt die Vorstellung zugrunde, daß das Feld durch Interferenz eines direkten und eines am Erdboden reflektierten Strahles entsteht. Es entstehen hierdurch mit wachsendem Erhebungswinkel Maxima und Minima, und das gemessene Diagramm entspricht dem der Erde zunächst gelegenen Maximum. Für die Berechnung der Strahlenbrechung sind idealisierte Witterungsverhältnisse angenommen. Die Beobachtungen erstrecken sich über einen längeren Zeitraum, wobei Schwan-

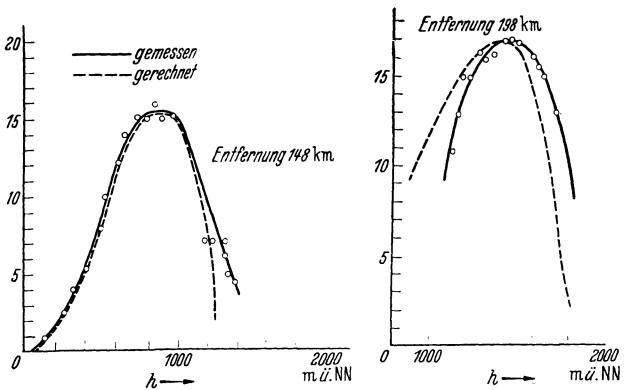


Abb. 84. Beobachtetes und berechnetes Vertikaldiagramm der Feldstärke für $\lambda = 7,17$ m in 148 und 198 km Entfernung. Sender 1000 m über dem Reflexionsgelände. (G. ECKART u. H. PLENDL.)

Die Beobachtungen erstrecken sich über einen längeren Zeitraum, wobei Schwan-

kungen auftraten. Die Übereinstimmung der beobachteten und berechneten Werte ist befriedigend. Für eine Reihe von solchen Messungen ist die Lage der beobachteten Nullstellen und Maxima in Abb. 32b eingetragen worden (Kreuze bzw. Punkte). Die Messungen erstrecken sich über den Zeitraum eines Jahres, die Übereinstimmung ist ebenfalls gut. Man kann also sagen, daß die Beobachtungen bei großen Höhen von Sender und Empfänger sich gut durch die Vorstellung wiedergeben lassen, daß das Feld sich aus einem direkten und einem an der Erde reflektierten Strahl zusammensetzt und durch die Strahlenbrechung unter die optische Sichtlinie herabgedrückt wird, so daß auch im geometrisch

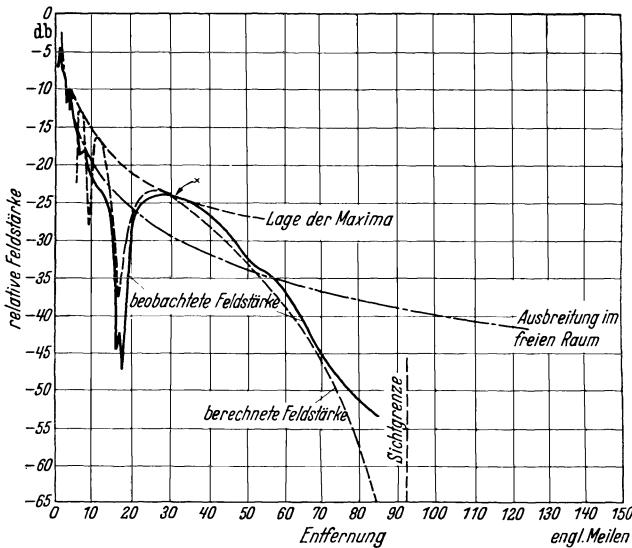


Abb. 85. Feldstärkemessung im Flugzeug. Flug in Richtung auf den Sender in 763 m Höhe. $\lambda = 4,3$ m. (C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD, W. W. MUMFORD.)

optischen Schatten ein Empfang möglich ist.

C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD und W. W. MUMFORD [29] berichten über Versuche, bei denen das Senderfeld in konstanter Höhe durchflogen wird. Der Sender steht hierbei auf einem Hügel, die Flüge werden in 2440, 1525, 763 und 305 m Höhe ausgeführt. Abb. 85 zeigt das Ergebnis für 763 m Höhe und $\lambda = 4,3$ m. Die gestrichelte Kurve ist als Interferenz eines direkten und eines an der Erde reflektierten Strahles berechnet, wobei die Brechung durch einen vergrößerten äquivalenten Erdradius berücksichtigt wurde.

Die theoretische Kurve zeigt

Maxima und Minima, wobei die Maxima mit wachsender Entfernung vom Sender immer breiter werden. Dies entspricht grundsätzlich dem Verlauf der auf ähnlicher Grundlage berechneten Kurven in Abb. 24 und 25. Bezüglich der von den Verfassern verwendeten besonderen Berechnungsmethode verweisen wir auf die genannte Arbeit [29]. Das um 50 km herum auftretende breite Maximum ist auf Grund der Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung eindeutig auf den Einfluß der an der Erdoberfläche reflektierten Strahlung zurückzuführen. Es entspricht einem geometrischen Gangunterschied von einer halben Wellenlänge, zu dem der Phasensprung um 180° bei der Reflexion hinzukommt. Bei vollkommener Reflexion an der Erde ist die Feldstärke im Maximum doppelt so groß als bei Ausbreitung im freien Raum. Die näher zum Sender gelegenen Maxima heben sich weniger deutlich hervor. Hierbei mögen die Unebenheiten der Erdoberfläche mitwirken, die sich bei steileren Strahlen stärker bemerkbar machen. Die Messungen von G. ECKART und H. PLENDL stellen einen Vertikalschnitt, diejenigen von ENGLUND, CRAWFORD und MUMFORD einen Horizontalschnitt durch das Feld eines Ultrakurzwellensenders dar. Die auftretenden Maxima und Minima entsprechen einander. Insbesondere entspricht das von ECKART und PLENDL ausgemessene unterste Maximum (Abb. 84) dem am weitesten entfernt gelegenen breiten Maximum in Abb. 85. Dieselben Verfasser berichten über weitere Versuche, bei denen insbesondere auch die Ausbreitung

in größeren Entfernungen jenseits der optischen Sicht untersucht wird [30]. Der Sender ist an der Küste aufgestellt, so daß ein Einfluß der Unebenheiten des Bodens ausgeschaltet ist. Die beobachteten Feldstärkenkurven verlaufen jenseits der optischen Sicht stetig weiter. Drei Messungen an verschiedenen Tagen ergeben aber erhebliche quantitative Unterschiede. Dies entspricht ebenfalls der Auffassung, daß der Empfang jenseits der optischen Sicht wesentlich durch die Brechung in der Atmosphäre bestimmt ist. Man muß dann veränderte atmosphärische Bedingungen als die Ursache der veränderten Ausbreitung ansehen. Diese Messungen wurden mit $\lambda=1,58$ und $4,6\text{m}$ ausgeführt, und die Sendeanenne befand sich in der niedrigen Höhe von etwa 30m über dem Meeresspiegel.

4. Interferenzfelder.

Durch Streuung und Reflexion an irgendwelchen Hindernissen, wie Bäumen, Häusern, Drähten, Metallkonstruktionen u. a., entstehen sekundäre Wellen, die zur Ausbildung von stehenden Wellen Anlaß geben können. Das entstehende Interferenzfeld wird dabei je nach den örtlichen Verhältnissen eine mehr oder weniger unregelmäßige Struktur aufweisen. Solche Interferenzfelder können auch bei längeren Wellen auftreten, wenn entsprechend große Hindernisse vorhanden sind. Sie bilden sich z. B. im Feld von Rundfunksendern aus, welche sich in oder neben einer Großstadt befinden. Die Abstände der Maxima und Minima werden etwa mit der Wellenlänge vergleichbar sein. Bei den Meterwellen liegen sie deshalb nahe beieinander, und die Erscheinung ist schon bei ganz kleinen Ortsveränderungen beobachtbar.

Im Inneren von Häusern entstehen durch Reflexion an den Wänden, Gegenständen, Personen komplizierte Interferenzfelder, deren Struktur von der Rich-

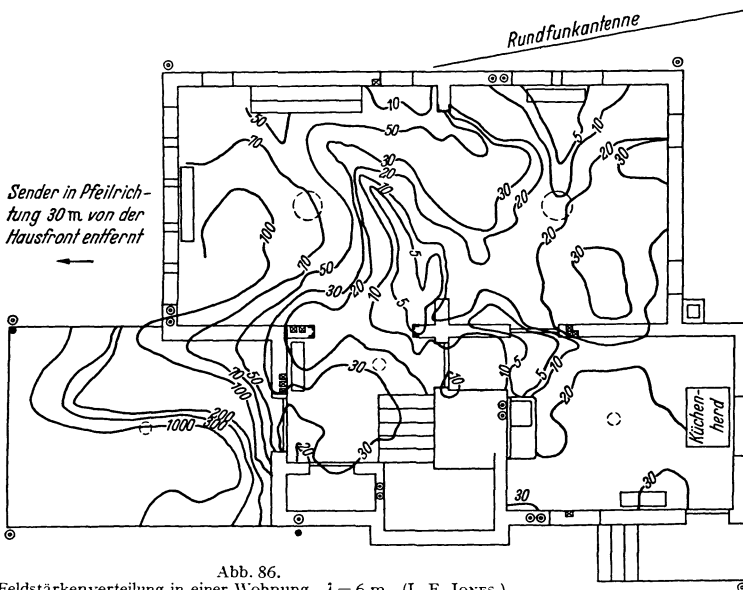


Abb. 86.
Feldstärkenverteilung in einer Wohnung. $\lambda = 6\text{ m}$. (L. F. JONES.)

tung der einfallenden Welle und der Wellenlänge abhängen. Man beobachtet in Abständen von der Größe eines Meters ganz erhebliche Feldstärkenunterschiede, und diese Tatsache ist z. B. bei der Aufstellung einer Empfangsantenne zu berücksichtigen. Es werden in benachbarten Punkten Unterschiede in der Feldstärke wie $50:1$ beobachtet. Abb. 86 zeigt die Feldstärkeverteilung in einer

Wohnung nach L. F. JONES [86]. Hierbei war ein Sender ($\lambda = 6$ m) in der Nähe aufgestellt, und die Messung wurde mit einem geeichten Empfänger ausgeführt. Bei anderer Aufstellung des Senders und bei anderer Wellenlänge ergibt sich

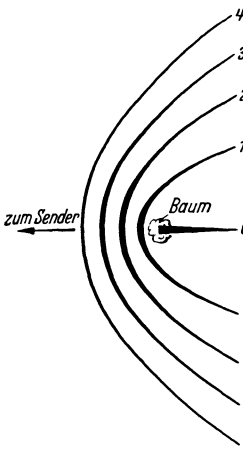


Abb. 87. Stehende Wellen um einen allein-stehenden Baum; Phasensprung bei der Reflexion 180° . Die Kurven zeigen die ersten fünf Linien des Minimums der Feldstärke. (C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD, W. W. MUMFORD.)

eine ganz andere Feldstärkenverteilung.

Regelmäßige Interferenzfelder sind zu erwarten, wenn die Wellen auf alleinstehende Hindernisse auftreffen. Abb. 87 zeigt das theoretische Feld um einen Baum, wobei für die Reflexion ein Phasensprung von 180° angenommen wird. Die Kurven zeigen die ersten fünf Linien des Minimums der Feldstärke. Solche stehende Wellen wurden von C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD und W. W. MUMFORD [29] praktisch beobachtet, indem sie mit einem Empfänger im Auto um einen Baum herumfuhren. Sie fanden solche Interferenzen bis 16 km Entfernung. Sie können naturgemäß in allen Entfernungen auftreten.

5. Die Ausbreitung im offenen Gelände.

In der Theorie der Wellenausbreitung betrachtet man die Erdoberfläche als glatt. Der Einfluß des Bodens auf die Wellenausbreitung ist durch die elektrischen Eigenschaften (ϵ und σ) gegeben. Bei der Ausbreitung über Land tritt mit abnehmender Wellenlänge der Einfluß der Bodengestalt immer mehr hervor. Die Welligkeit des Bodens, die Vegetation, Häuser usw. stellen Hindernisse für die Wellenausbreitung dar, wie wir an einigen Beispielen zeigen wollen.

A. ESAU und W. KÖHLER [87] berichten über Versuche mit 1,3 m Wellenlänge in kleinen Entfernungen bis zu 4 km. Die optische Sicht zwischen Sender und Empfänger ist durch Baumgruppen, einzelne Häuser und Bodenerhebungen bis zu 20 m Höhe verdeckt. Diese Hindernisse ergeben eine Schwächung der Empfangsfeldstärke. Die Feldstärke wächst bedeutend, wenn man Sender und Empfänger erhöht, und erreicht ein Optimum bei optischer Sicht. Die bei den Versuchen erhaltenen Reichweiten gleicher Feldstärke a) bei optischer Sicht, b) ebenem, teilweise mit Bäumen bedecktem Gelände, c) dichtem Wald verhalten sich wie 25 : 4,1 : 1.

Den allgemeinen Einfluß der Geländeform und seiner Welligkeit zeigt Abb. 88 nach Messungen von C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD und W. W. MUMFORD [29]. Es ist ein infolge übersichtlicher Geländebeziehungen besonders übersichtlicher Fall. Das Gelände wird in einer Entfernung von 4 bis 7 km mit dem Empfänger in einem Wagen radial vom Sender weg abgefahren und die Feldstärke registriert.

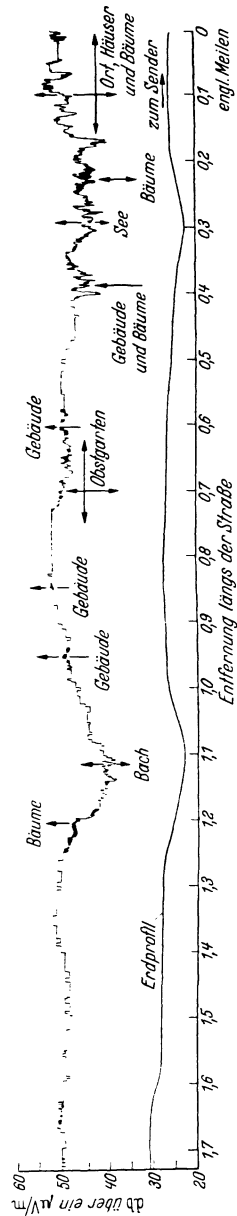


Abb. 88. Registrierung der Feldstärke bei Fahrt radial vom Sender weg. Entfernung 2,54 bis 4,25 engl. Meilen, $\lambda = 4,6$ m. (C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD, W. W. MUMFORD.)

Man sieht deutlich die Abnahme der Feldstärke in den Vertiefungen. In der Nähe von Häusern sieht man die im vorhergehenden Abschnitt erwähnte Interferenzerscheinung. In anderen Fällen ist im allgemeinen die Bodengestalt unregelmäßiger, und der Verlauf der Feldstärke ist dann weniger übersichtlich.

Ein Einfluß der Reflexion an der Erdoberfläche, wie er im Flugzeug beobachtet wurde, läßt sich auch bei Aufstellung des Senders und Empfängers auf dem Erdboden nachweisen.

C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD und W. W. MUMFORD (l. c.) berichten über Versuche, bei denen die Übertragung zwischen zwei Hügeln in optischer Sicht stattfindet. Die Wellenlänge ist 4,08 m, die Entfernung 63 km und die gerade Verbindungslinie liegt 60 m über den höchsten Stellen des Zwischengebietes. Die Polarisation ist vertikal. Abb. 89 zeigt die Feldstärke bei Veränderung der Höhe der Empfangsantenne. Eine Höhenänderung von 2 bis 17 m ergibt ein Ansteigen der Feldstärke zu einem Maximum in etwa 10 m Höhe und ein Absinken mit weiter wachsender Höhe. Diese Erscheinung ist

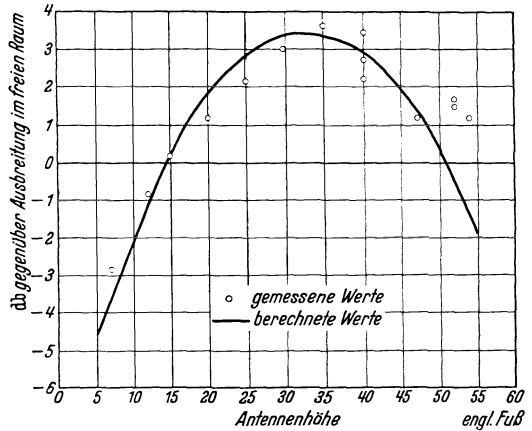


Abb. 89. Abhängigkeit der Empfangsfeldstärke von der Antennenhöhe infolge der Reflexion im umgebenden Gelände. Entfernung Sender—Empfänger 63 km. $\lambda = 4,08$ m, vertikale Polarisation. (C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD, W. W. MUMFORD.)

ebenfalls durch Interferenz eines direkten und eines an der Erde reflektierten Strahles zu erklären. Da die Höhenänderung der Antenne, welche die Feldstärkenänderung hervorruft, relativ gering ist, muß angenommen werden, daß die Reflexion in geringer Entfernung vom Empfänger, d. h. am Abhang des Hügels erfolgt, der im Fall von Abb. 89 eine Neigung von $5,9^\circ$ gegen die Horizontale hat. Die ausgezogene Kurve ist unter dieser Annahme berechnet und zeigt befriedigende Übereinstimmung. Horizontale Polarisation gibt keinen wesentlichen Unterschied, jedoch ist das Maximum etwas ausgeprägter, was auf bessere Reflexion der horizontal polarisierten Welle zurückzuführen ist. Eine ähnliche Abhängigkeit zeigt die Empfangsfeldstärke auch von der Höhe der Sendeantenne über dem Boden, wobei infolge der größeren Neigung des Senderhügels das Maximum in etwas niedrigeren Höhen liegt, ein folgendes Minimum und ein Ansteigen zu einem zweiten Maximum auftritt. Im allgemeinen ist anzunehmen, daß auch die Reflexion in der Mitte zwischen Sender und Empfänger mitwirkt. Diese tritt aber bei einer solchen kleinen Höhenänderung nicht in Erscheinung.

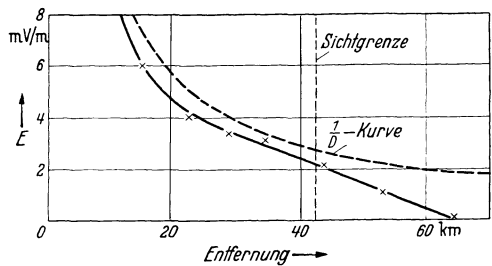


Abb. 90. Feldstärke des Ultrakurzwellensenders Berlin-Witzleben in Abhängigkeit von der Entfernung. $\lambda = 6,985$ m, 145 Watt. (W. SCHOLZ.)

Abb. 90 zeigt die Feldstärke des Ultrakurzwellensenders Witzleben ($\lambda = 6,985$ m, Höhe 138 m) nach einer Messung von W. SCHOLZ [88] im Jahre 1934. Die abgestrahlte Leistung wurde zu 145 W gemessen. Der Empfänger befand sich auf dem Dach eines Lastwagens in 3 m Höhe über dem Erdboden. Innerhalb der optischen Sicht stimmen die Werte annähernd mit der $1/D$ -Kurve

überein, jenseits der optischen Sicht fallen sie stärker ab. Es ist aber besonders beachtenswert, daß die Werte an der Sichtgrenze stetig verlaufen, und daß auch im geometrisch optischen Schatten ein Empfang möglich ist, wie dies aus vielen Fällen bekannt ist. Ähnliche Messungen in der Umgebung eines im Innern einer Stadt erhöht aufgestellten Ultrakurzwellensenders wurden von L. F. JONES [86] ausgeführt. Die Höhe des Senders betrug 400 m. Die Wellenlängen sind 6,8 und 4,9 m bei 2 bzw. 1 kW Leistung. Es ergibt sich ein Empfang auch

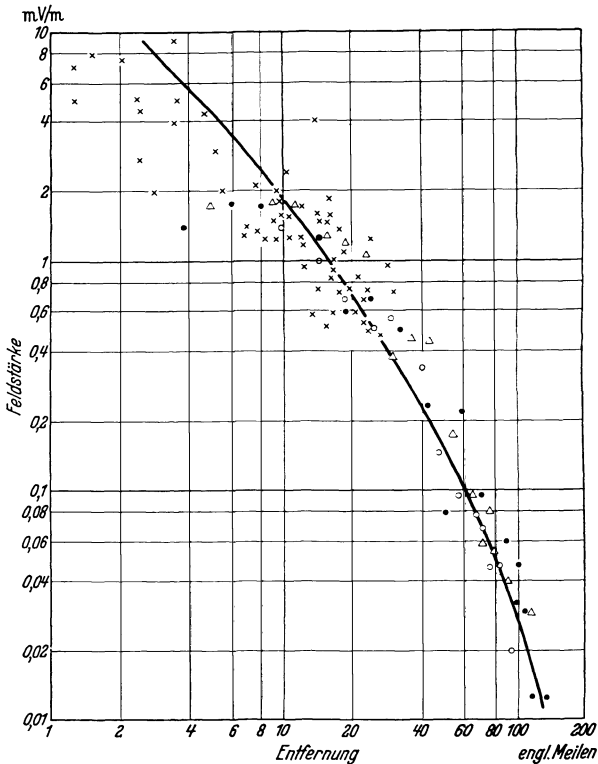


Abb. 91. Feldstärke eines in New York auf einem Hochhaus (400 m) stehenden Senders. $\lambda = 6,8$ m, etwa 2 kW. Die verschieden bezeichneten Meßpunkte entsprechen verschiedenen Richtungen. (L. F. JONES).

weit jenseits der optischen Sicht, z. B. in 220 und 450 km Entfernung, jedoch ist dieser starken Schwankungen unterworfen. Abb. 91 zeigt die mittlere Feldstärke des 6,8 m-Senders in Abhängigkeit von der Entfernung bis zu 200 km. Die verschieden bezeichneten Meßpunkte beziehen sich auf Messungen in verschiedenen Richtungen. Bei den größeren Entfernungen sind erhöhte Meßpunkte ausgewählt worden, um günstige Werte zu erhalten. Man sieht, daß die Meßwerte in kleineren Entfernungen stärker streuen als in größeren. Für eine störungsfreie Bildübertragung ist eine bestimmte Mindestfeldstärke notwendig, die von JONES zu etwa 1 mV/m angegeben wird. Die nutzbare Reichweite würde also im Fall von Abb. 91 etwa 25 km betragen, demnach groß genug sein, um ein großes Stadtgebiet zu überdecken.

Daß die Feldstärke an der Grenze der optischen Sicht stetig verläuft, entspricht der Theorie. Es kommt hierin zum Ausdruck, daß die Ausbreitung in den in Frage kommenden Entfernungen auch hinter dem Horizont weniger durch Krümmung der Erde als vielmehr durch die Absorption infolge der endlichen Leitfähigkeit der Erde bedingt ist. Ein absoluter Vergleich von Theorie und Messung läßt sich wohl heute noch nicht mit Sicherheit ausführen. Dies liegt zum Teil an der Schwierigkeit, im Gebiet der ultrakurzen Wellen absolute Feldstärkemessungen auszuführen. Auch kann der starke Einfluß der Oberflächengestalt bei diesen kurzen Wellen eine erhebliche Abweichung von der theoretischen Bedingung einer glatten Oberfläche ergeben. Ein Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung wird am besten bei Ausbreitung über Wasser möglich sein.

6. Die Ausbreitung in Stadtgebieten.

In den Stadtgebieten herrschen besondere Ausbreitungsbedingungen vor. Im allgemeinen wird der Sender erhöht über den Häusern aufgestellt sein, während die Empfangsantenne sich innerhalb des Häusermeeres befindet. Der Empfangs-

ort liegt zwar in optischer Sicht, der Empfänger ist aber durch einen Teil der Häuser verdeckt, wodurch naturgemäß eine Schwächung der Wellen stattfindet.

A. ESAU und W. KÖHLER [87] stellen fest, daß für $\lambda = 1,3$ m und eine Höhe des Senders von annähernd 30 m über dem Zentrum der Stadt der Empfang in der Stadt im Umkreis von 2,5 km einwandfrei ist. Selbst hinter abschirmenden Gebäuden und in engen Straßen ist ein Empfang möglich. Nach F. SCHRÖTER [89] kann man die Ausbreitungsverhältnisse durch folgende idealisierte Betrachtungsweise erfassen. $B-B$

sei in Abb. 92 der Boden. Darüber befindet sich das Häusermeer, das als homogen von der Dicke d angenommen wird. Die Sendeantenne habe die Höhe H , die Empfangsantenne die Höhe h

($h < d$). Die Entfernung D sei groß gegen H . Dann können wir mit der theoretischen Feldstärke in der Äquatorebene des Sendedipols rechnen. Diese ist für einen Dipol von 1 kW Strahlungsleistung, [nach (92), $\Pi = \Pi_{\text{prim}}$]:

$$E = \frac{150}{D_m} \frac{V}{m}. \quad (218)$$

Durchlaufen die Wellen innerhalb des Häusermeeres eine absorbierende Schichtlänge von

$$a \approx \frac{D(d-h)}{H-h},$$

so tritt infolge der Absorption noch ein Schwächungsfaktor hinzu:

$$E = \frac{150}{D_m} e^{-K a} \frac{d-h}{H-h} \frac{V}{m}. \quad (219)$$

Man sieht aus dieser Beziehung, daß es darauf ankommt, h möglichst groß zu machen, d. h. die Empfangsantenne möglichst nahe an der Decke der absorbierenden Schicht anzuordnen. Ferner ist es günstig, die Höhe H möglichst groß zu machen, da sie zur Verkürzung der absorbierenden Strecke a beiträgt. Der Dämpfungsfaktor wurde aus Messungen für $\lambda = 7$ m zu

$$K \approx 0,002 \text{ m}^{-1}$$

geschätzt, d. h. die mittlere Dämpfung würde je 500 m innerhalb der Häuser 1 Neper betragen. Nach den Beobachtungen von SCHRÖTER ist die Dämpfung von der Wellenlänge abhängig und nimmt von $\lambda \approx 7$ m nach $\lambda \approx 3$ m hin deutlich zu.

7. Schwunderscheinungen.

Bei kurzen Entfernungen und in optischer Sicht ergeben die ultrakurzen Wellen konstante Empfangsfeldstärke. A. ESAU und W. KÖHLER (l. c.) führen mit $\lambda = 1,3$ m über längere Zeit Versuche über eine Strecke von 15 km in optischer Sicht aus. Es zeigen sich nicht die mindesten Schwankungen des Empfangs, und auch die Witterung ist ohne Einfluß. CH. R. BURROWS, A. DECINO und L. E. HUNT [90] finden keine Schwankungen in 9 und 26 km Entfernung, wohl aber treten ausgesprochene Schwunderscheinungen in 44 und 72 km Entfernung auf. Dieselben Verfasser führen für eine Wellenlänge von 2 m (4 Watt) über ein ganzes Jahr Dauerregistrierungen der Feldstärke aus [91]. Die Entfernung beträgt 60,6 km. Sender und Empfänger befinden sich gerade außerhalb der optischen

Sichtweite, die 55,0 km beträgt. Abb. 93 zeigt eine Reihe von typischen Schwunderscheinungen. Der Empfang ist häufig an mehreren Tagen hintereinander konstant (Nr. 1). Nr. 2 zeigt rasche aber kleine Änderungen. Nr. 3 zeigt ein langsames

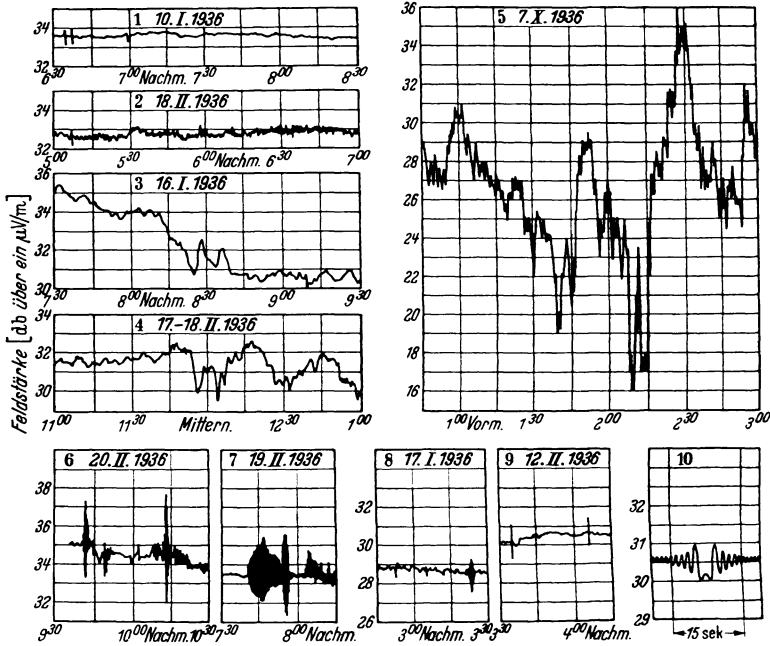


Abb. 93. Feldstärkeschwankungen bei der 2 m-Welle in 60 km Entfernung. Empfänger kurz unter der optischen Sichtlinie. 4 Watt. (CH. R. BURROWS. A. DECINO. L. E. HUNT.)

Abfallen der Feldstärke im Laufe einiger Stunden mit überlagerten langsamen Schwankungen, deren Periode die Größe von Minuten hat. Der Schwund ist im allgemeinen langsam oder sehr langsam wie in Nr. 3 und 4. Nr. 5 zeigt ein Beispiel, in welchem die Abnahme der Feldstärke sehr groß ist. Nr. 6

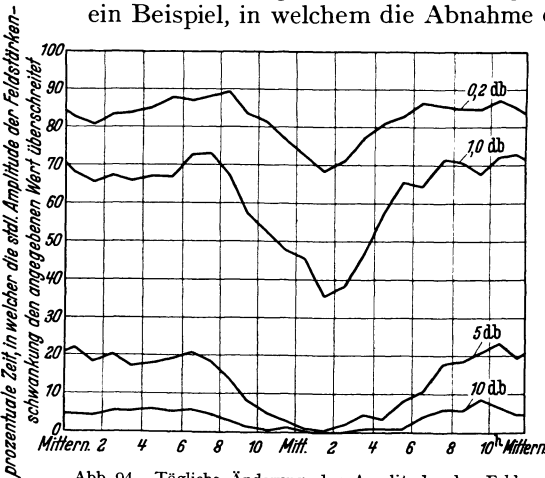


Abb. 94. Tägliche Änderung der Amplitude der Feldstärkeschwankung. $\lambda = 2$ m. Entfernung 60 km. (CH. R. BURROWS. A. DECINO. L. E. HUNT.)

bis 10 zeigen einige Beispiele sehr rascher Schwunderscheinungen. Mitunter dauern diese Schwankungen bis zu 15 Minuten, in anderen Fällen nur etwa 1 Minute. Kurze Schwankungen, wie sie in Nr. 9 als Strich markiert sind, zeigt Nr. 10 in vergrößerter Zeitauflösung. Sie bestehen aus 20 bis 30 einzelnen Schwankungen. Allen Schwankungen gemeinsam ist die Symmetrie gegenüber der Mitte.

Die Schwunderscheinungen sind nachts ausgeprägter als am Tage, auch die mittlere Feldstärke ist in der Nacht höher. Abb. 94 zeigt die prozentuale Zeit,

in der die stündliche Schwundamplitude größer als ein bei den Kurven angegebener Wert ist. Man sieht, daß das Feld um die Mittagszeit die geringste

Schwankung aufweist und daß kleine Schwankungen häufiger sind als große. In der Nacht treten z. B. Schwankungen über 1 db in 70% der Zeit auf, Schwankungen über 5 db aber nur in 20% der Zeit.

Von besonderem Interesse ist eine Beobachtung der genannten Verfasser auf einer benachbarten Strecke von gleicher Länge (60 km), bei der infolge anderer Höhe der Antennen zwischen Sender und Empfänger optische Sicht herrscht.

Auf dieser Strecke treten die Schwankungen mit gleich großer Amplitude auf. Die langsameren Schwankungen treten gleichzeitig auf und haben denselben zeitlichen Verlauf, während die raschen Schwankungen nicht immer identisch sind. Diese Versuche zeigen, daß die fehlende optische Sicht an sich nicht allein maßgebend ist. Wohl muß man annehmen, daß die Schwunderscheinung mit wachsender Entfernung zunimmt, wobei dann der Empfänger auch entsprechend weiter jenseits der optischen Sicht liegt.

C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD und W. W. MUMFORD [92] berichten über systematische Beobachtungen mit Wellenlängen von 1,5 bis 5 m über Seewasser im Verlauf von 2 Jahren. Die Entfernung beträgt 112,6 km und ist etwa dreimal größer als die optische Sichtweite. Hier treten nun praktisch zu allen Zeiten Schwunderscheinungen auf. Die Schwundamplituden sind größer und entsprechen im äußersten Fall einem Feldstärkenverhältnis 1 : 100. Nur in seltenen Fällen tritt in Zeiten von 1 bis 2 Stunden kein Schwund auf. Einen solchen Fall zeigt Abb. 95 a. Abb. 95 b zeigt eine besonders rasche Schwunderscheinung und Abb. 96 einen Schwundverlauf von normaler Periode, aber ungewöhnlich großer Amplitude. Der Verlauf der Schwankungen ist vollkommen unregelmäßig und es kommt auch vor, daß der Empfang in Zeiten von einer Minute verschwindet. Ein Zusammenhang der Schwunderscheinung mit dem Wetter oder den Wasserwellen konnte nicht festgestellt werden.

Der Polarisationszustand der Wellen hat einen gewissen Einfluß. Die Schwunderscheinungen sind im allgemeinen bei horizontaler Polarisation rascher und von größerer Amplitude. Es wird keine Übereinstimmung im Verlauf der Schwunderscheinung bei vertikaler und horizontaler Polarisation beobachtet. Nur gelegentlich

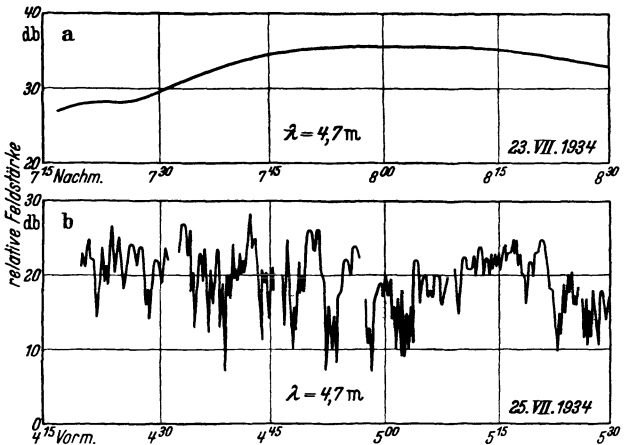


Abb. 95. Grenzfälle des Schwundverlaufes bei Ausbreitung über Seewasser. $\lambda = 4,7$ m; Entfernung 112,6 km über Seewasser. (C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD, W. W. MUMFORD.)

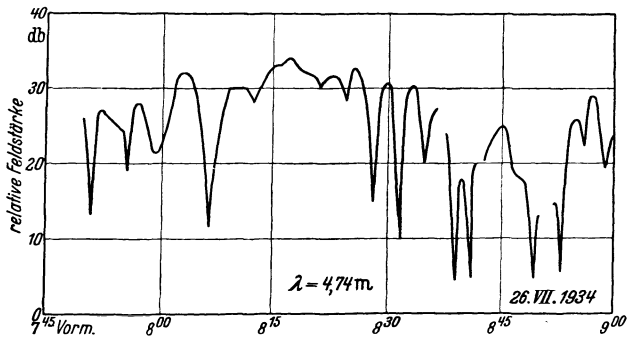


Abb. 96. Schwunderscheinung mit normaler Periode aber ungewöhnlich großer Amplitude. $\lambda = 4,7$ m; Entfernung 112,6 km über Seewasser. (C. R. ENGLUND, A. B. CRAWFORD, W. W. MUMFORD.)

treten langsame Schwankungen für beide Polarisationszustände gleichzeitig auf. Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge wird ebenfalls beobachtet, indem für kürzere Wellen die Schwunderscheinungen rascher und von größerer Amplitude sind.

Die Frage nach der Ursache des Schwundes wird sich auf Grund des bisher vorliegenden Beobachtungsmaterials nicht mit Sicherheit beantworten lassen. Denken wir uns die Atmosphäre als homogen, dann ist das Feld durch die Beugung an der Erdkugel bestimmt. Schwankungen können dann auftreten durch Änderungen der elektrischen Eigenschaften des Erdbodens (Leitfähigkeit, Dielektrizitätskonstante), welche die Dämpfung bestimmen. Solche Änderungen wären möglich über Land, aber nicht auf dem Meer. Als zweiten die Ausbreitung bestimmenden Faktor müssen wir die Brechung in der unteren Atmosphäre berücksichtigen. Die Theorie der Brechung betrachtet diese als eine regelmäßige Erscheinung, die als solche nur langsamen Änderungen unterworfen sein wird und nicht zur Erklärung der beobachteten raschen Schwankungen von z. B. mehreren Perioden in der Minute herangezogen werden kann. Man kann nun z. B. annehmen, daß ständig auch noch rasche örtliche Schwankungen im Zustand der unteren Atmosphäre auftreten. ENGLUND, CRAWFORD und MUMFORD (l. c.) nehmen an, daß der Schwund durch Interferenz von Wellen mit verschiedenen Laufwegen zustande kommt, also im Prinzip in ähnlicher Weise wie bei den längeren Wellen. Als eine Komponente betrachten sie die Welle, welche durch direkte Beugung, gegebenenfalls unter Mitwirkung der atmosphärischen Brechung, zum Empfänger gelangt. Weitere Wellen sollen durch Reflexion in niedrigen Höhen (z. B. 1 bis 2 km) zum Empfänger gelangen. Es ist klar, daß nur geringe Unstetigkeiten im Brechungsindex auftreten, so daß nur flache Strahlen reflektiert werden. In geringen Entfernungen tritt nur die direkte Welle auf, welche der Bodenwelle bei den längeren Wellen entspricht. In großen Entfernungen nimmt die direkte Welle immer mehr ab und tritt etwa in gleicher Größe mit der reflektierten Welle auf. Im entsprechenden Bereich treten dann die stärksten Schwunderscheinungen auf. Sie werden durch eine fortlaufende Änderung des Laufweges der reflektierten Welle hervorgerufen. Eine solche Änderung des Laufweges kann z. B. durch die Bewegung der reflektierenden Schicht zustande kommen. In größeren Entfernungen ist dann die reflektierte Welle stärker als die direkte Welle und die Schwankungen können in einer Schwankung der reflektierten Welle bestehen. Im ganzen ist nach dieser Vorstellung der Vorgang ein ähnlicher wie die Interferenz der Bodenwelle mit der Ionosphärenwelle bei längeren Wellen.

D. Ergebnisse der Ionosphärenforschung.

Der Zustand der Ionosphäre ist starken, zum Teil regelmäßigen, zum Teil unregelmäßigen Schwankungen unterworfen. Die Beobachtungen ergaben deshalb erst dann übersichtliche Resultate, als man dazu überging, Messungen mit automatischer Daueraufzeichnung auszuführen. Ausführliche Messungen dieser Art wurden von H. RUKOP und seinen Schülern an der Universität Köln und von J. ZENNECK und seinen Schülern an der Technischen Hochschule München ausgeführt. In den meisten Fällen wird die Echomethode angewendet. Es werden kurze Impulse periodisch ausgesandt, z. B. Impulse von 10^{-4} sec Dauer mit der Frequenz 50. Die Dauer der Impulse bestimmt das Auflösungsvermögen. 10^{-4} sec entspricht einem Laufweg der Wellen von 30 km, also einem Höhenunterschied von 15 km. In diesem Fall können noch Zeichen voneinander getrennt werden, welche einem Höhenunterschied von mindestens 15 km entsprechen. Dies reicht für die meisten Zwecke aus. Man beobachtet nun entweder mit einer oder auch zwei Wellenlängen gleichzeitig den Verlauf der schein-

baren Höhe mit der Tageszeit, oder aber den Verlauf der scheinbaren Höhe mit der Frequenz, indem man in bestimmten Zeitabständen einen ganzen Wellenbereich durchläuft. Es handelt sich vorwiegend um Wellen unter 100 m, die bei senkrechtem Einfall je nach Wellenlänge und Zeit in verschiedenen Höhen der Ionosphäre reflektiert werden und deshalb am besten geeignet sind, die Struktur der Ionosphäre klarzulegen. Lange Wellen werden an der unteren Grenze der Schicht reflektiert und können deshalb über das Innere keinen Aufschluß geben.

Die Beobachtungen haben als allgemeines Resultat ergeben, daß die Ionosphäre eine Unterteilung in mehrere Schichten aufweist. Man erkennt in der Hauptsache eine untere Schichtung in etwa 100 km Höhe und eine obere ausgedehntere Schichtung in Höhen über 200 km, die als *E*- bzw. *F*-Schicht bezeichnet werden und in sich auch wieder unterteilt sind.

1. Die Absorption in der Ionosphäre.

Das an der Ionosphäre reflektierte Frequenzband ist nach höheren Frequenzen hin begrenzt durch die Grenzfrequenz. Am Tage ist auch nach unten hin eine Grenze vorhanden, welche durch die Absorption in der Ionosphäre bedingt ist, so daß am Tage nur ein verhältnismäßig schmales Frequenzband für die Untersuchung der Ionosphäre zur Verfügung steht. Die untere Frequenzgrenze wird etwas von der Stärke des Senders und der Empfindlichkeit des Empfängers abhängig sein. Es besteht eine regelmäßige Absorption, die mit dem Sonnenstand parallellläuft und am Mittag und im Sommer am größten ist. Unter günstigen Bedingungen treten mehrfache Reflexionen an der Ionosphäre und Erde auf. Das Einsetzen der Absorption, z. B. morgens, macht sich in einem Aufhören der mehrfachen Reflexionen bemerkbar und weiter in einem Verschwinden der Reflexion überhaupt. Die Absorption setzt schon bei verhältnismäßig hohen Frequenzen ein. Nach den Messungen von P. WOLF [93] setzt die Reflexion bei der 84 m-Welle im Sommer tagsüber teilweise ganz aus. Charakteristisch für diese Erscheinung ist, daß die Reflexionen ohne Höhenänderung verschwinden. Abb. 97

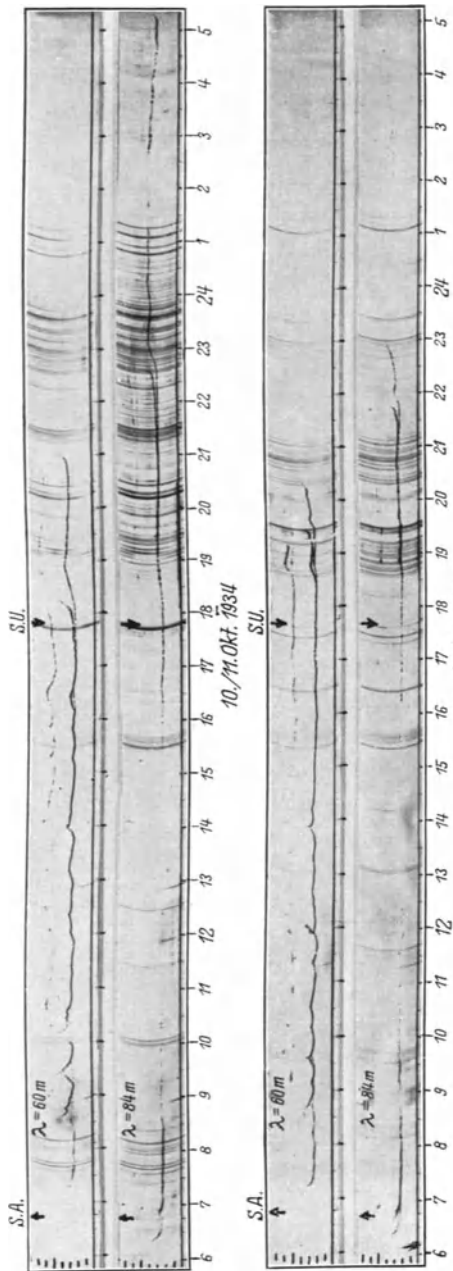


Abb. 97. Datenaufzeichnung der Ionosphären-Echosignale über ganze Tage. $\lambda = 60$ und 84 m. (H. E. PAUL.)

zeigt eine Daueraufnahme mit 60 und 84 m gleichzeitig über einige Tage im Oktober nach H. E. PAUL [94]. Die 84 m-Welle verschwindet am Tage, bei der 60 m-Welle ist die außerordentliche Komponente stark geschwächt. Abends nimmt die Intensität der Echozeichen wieder zu und die Mehrfachreflexionen treten wieder auf. Abb. 98 zeigt den Verlauf der Feldstärke eines 200 km entfernten Senders für 40, 80 und 160 m Wellenlänge nach Messungen von W. DIEMINGER [95]. Der Empfang rührt hier von der Luftwelle her, eine merkliche Bodenfeldstärke ist nicht vorhanden. Die 40 m-Welle wird nicht regelmäßig reflektiert. Die 80 m-Welle ist über 24 Stunden zu empfangen, jedoch ist die Feldstärke am Tage durch Absorption sehr stark geschwächt. Die 160 m-Welle fällt am Tage vollkommen aus, erst recht die längeren Wellen. Es ergibt sich also auch bei der Übertragung in diesen kleinen Entfernungen dasselbe Bild wie bei der Übertragung in großen Entfernungen mit den kürzesten Wellen, daß die Absorption der Luftwelle mit wachsender Wellenlänge sehr stark zunimmt. Man muß als günstigste Welle eine solche bezeichnen, welche gerade

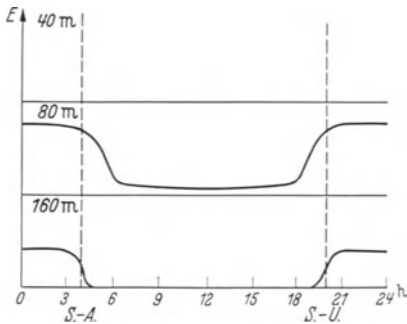


Abb. 98. Verlauf der Feldstärke der Wellen 40, 80 und 160 m während 24 Stunden in 200 km Entfernung. (W. DIEMINGER.)

soweit von der unteren Grenzwellen entfernt ist, daß sie noch mit Sicherheit an der Ionosphäre reflektiert wird. Bei 200 km Entfernung würde dies nach den Messungen von W. DIEMINGER am Tage eine Welle von 60 m sein. Interessant ist die Beobachtung, daß die Feldstärke bei der 80 m-Welle während der „Abendkonzentration“ (s. S. 268) dieselbe bleibt, bei der 160 m-Welle sogar ansteigt. Dies zeigt deutlich den besonderen Charakter dieses abendlichen Anstieges der Trägerdichte in der *F*-Schicht, und daß der Anstieg der Trägerdichte in einer reflektierenden Schicht an sich nicht zur Absorption führt. Diese Beobachtung unterstützt die Auffassung, daß die Absorption

durch tiefer gelegene Schichten hervorgerufen wird, die sich nur bei genügend hohem Sonnenstand unter dem Einfluß der Sonnenstrahlen ausbilden, demnach am Abend nicht auftreten werden. Für die Reflexionen an der höheren *F*-Schicht kann die am Tage erheblich stärker als in der Nacht ionisierte *E*-Schicht, welche die Wellen auf dem Hin- und Rückweg durchlaufen, eine solche absorbierende Wirkung ausüben. Zur Erklärung der Absorption der längeren Wellen, welche an der *E*-Schicht reflektiert werden, nimmt man eine weitere absorbierende Schicht in etwa 60 km Höhe an, die als *D*-Schicht bezeichnet wird.

Da am Tage bereits die 160 m-Welle vollkommen absorbiert wird, ist eine Reflexion der längeren Rundfunkwellen an der Ionosphäre nicht zu erwarten. Dies steht in Übereinstimmung mit der Erfahrung, daß am Tage bei den Rundfunkwellen nur die Bodenwelle auftritt. Nach den Beobachtungen von DOWSETT (vgl. S. 233) tritt bei Fernübertragung bereits bei 100 m Wellenlänge keine Luftwelle mehr auf. Daß aber im Rundfunkwellengebiet in der Nacht die Absorption der Luftwelle in der Ionosphäre praktisch verschwindet, zeigen die Echemessungen von G. GOUBEAU und J. ZENNECK, welche mit 530 m Wellenlänge dreifache Echos von der *E*-Schicht bekommen [53, 54].

2. Die Doppelbrechung in der Ionosphäre.

Bei den Echemessungen wird in vielen Fällen eine Aufspaltung der Echosignale beobachtet, die auf magnetische Doppelbrechung zurückgeführt werden muß. Die magnetische Doppelbrechung wurde im Jahre 1931 von E. V. APPLE-

TON und G. BUILDER [7] und von H. RUKOP und P. WOLF [6] bei Reflexionen an der *F*-Schicht entdeckt. Die Doppelbrechung wird vorwiegend bei Reflexionen an der *F*-Schicht beobachtet, sie ist besonders ausgeprägt in der Nähe der Grenzfrequenz und dann mit großen scheinbaren Höhen verbunden. Abb. 99 zeigt eine Dauerregistrierung der scheinbaren Höhe der 84 m-Welle in den Morgen-

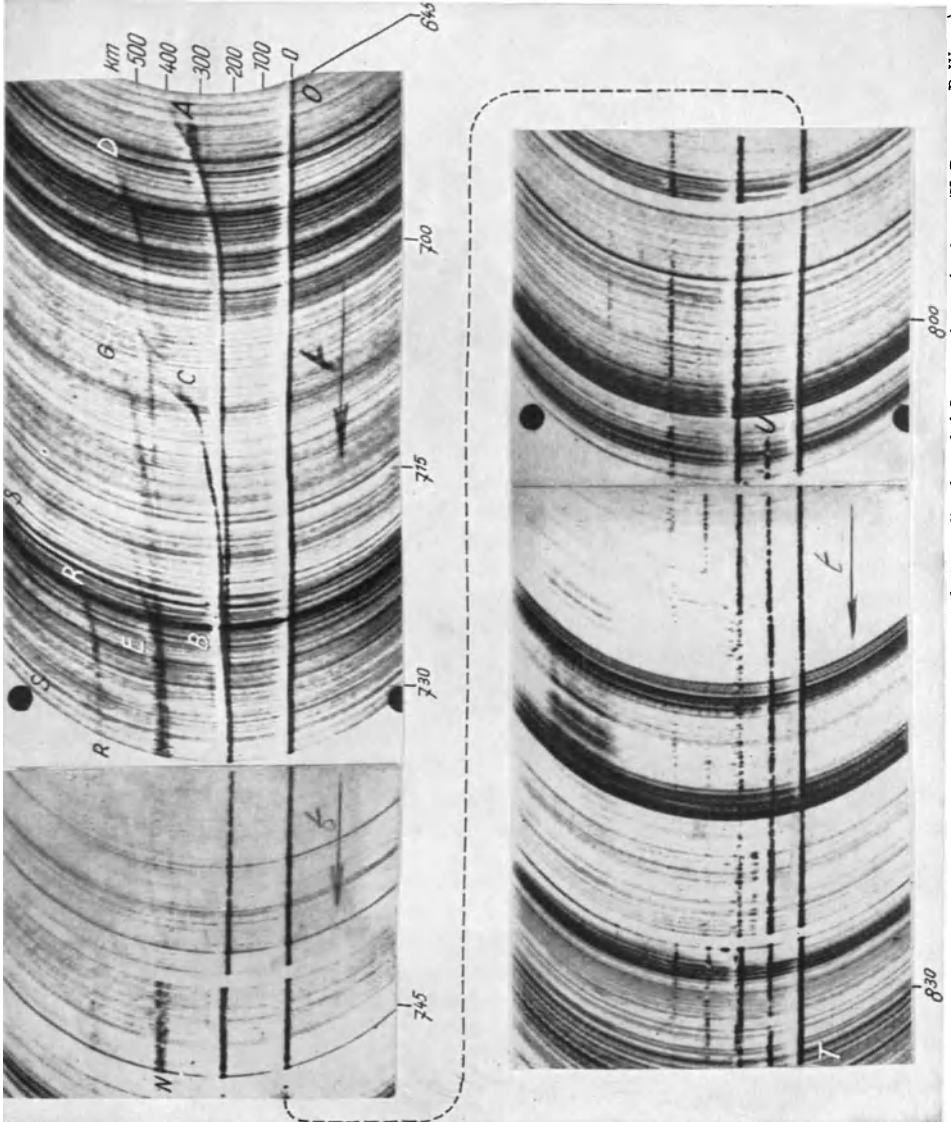


Abb. 99. Einsetzen der Reflexion an der Ionosphäre und magnetische Doppelbrechung bei Sonnenaufgang. $\lambda = 84$ m. (H. Rukop u. P. Wolf.)

stunden im Oktober nach H. RUKOP und P. WOLF. Der Sonnenaufgang am Boden ist um 7.15 Uhr. Bereits vorher wird die Welle in 500 km Höhe zunächst schwach, dann immer stärker mit abnehmender scheinbarer Höhe reflektiert (Ast *AB*). Später erscheint ein zweiter Ast *CB*, und beide vereinigen sich mit abnehmender Ionisierung in einer Höhe von etwa 230 km. Wir beobachten weitere Kurven in großen Höhen, die von einer doppelten und dreifachen Reflexion

herrühren. Der geschilderte Vorgang wird als Sonnenaufgangsphänomen bezeichnet. Der Ast *A* entspricht dem außerordentlichen, der Ast *C* dem ordentlichen Strahl. Der Verlauf entspricht vollkommen dem im theoretischen Teil berechneten (Abb. 49), so daß also die dort gemachten Annahmen in großen Zügen dem wirklichen Vorgang entsprechen werden. Wir erwähnen, daß die Schicht für die Berechnung als ruhend angenommen wurde. Die veränderte Höhe entspricht einem mehr oder weniger tiefen Eindringen der Wellen in die

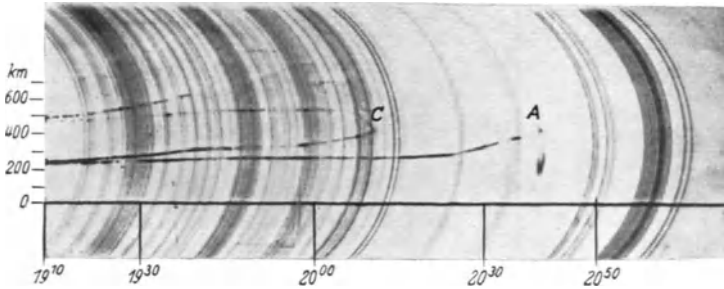


Abb. 100. Ansteigen der scheinbaren Höhe in den Abendstunden. $\lambda = 84$ m. Bei größeren scheinbaren Höhen tritt die magnetische Doppelbrechung in Erscheinung. (P. WOLF.)

Schicht, wobei die Wellen um so weniger tief eindringen, je stärker die Ionisation ist. Das Absinken der scheinbaren Höhe in den Morgenstunden ist also weniger eine Folge einer wirklichen Höhenänderung der Schicht, sondern in der Hauptsache durch die zunehmende Trägerdichte bedingt. Abends findet der umgekehrte Vorgang statt (Sonnenaufgangsphänomen). Abb. 100 zeigt eine entsprechende Aufnahme von P. WOLF im März. Die Erscheinung beginnt etwa 1 Stunde nach Sonnenuntergang und geht langsamer vor sich als morgens. Auch dies steht mit der Theorie in Übereinstimmung (Abb. 49). Im Sommer kann es vorkommen, daß infolge der stärkeren Ionisierung und kürzeren Nacht eine oder beide Komponenten während der ganzen Nacht reflektiert werden.

Die Doppelbrechung zeigt sich in gleicher Weise, wenn die Frequenz zu einer bestimmten Zeit bis zur Grenzfrequenz geändert wird. Abb. 101 zeigt die scheinbare Höhe in Abhängigkeit von der Frequenz nach einer Messung von E. V. APPLETON im April mittags [96]. Bis zu Frequenzen von etwa 3,1 MHz findet die Reflexion an der *E*-Schicht in etwa 100 km Höhe statt. Besonders bemerkenswert ist das Auftreten der magnetischen Doppelbrechung auch in der unteren Schicht. Das bedeutet, daß auch in der unteren Schicht freie Elektronen als wirksame Träger vorhanden sind. Die Doppelbrechung in der unteren Schicht wird in vielen Fällen nicht gefunden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der außerordentliche Strahl (in Übereinstimmung mit der Theorie) stärker absorbiert wird und deshalb im allgemeinen eine schwache Intensität besitzt. Mit wachsender

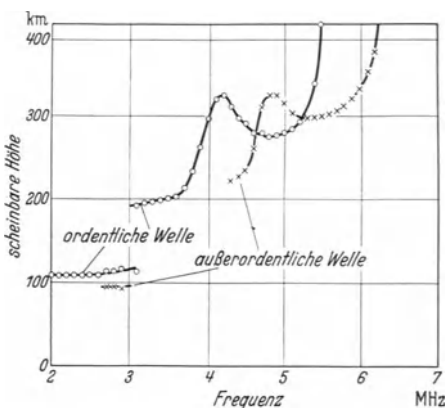


Abb. 101. Scheinbare Höhe in Abhängigkeit von der Frequenz, am Mittag. Reflexion mit Doppelbrechung in der *E*- und *F*-Schicht. (E. V. APPLETON.)

Frequenz geht zuerst der ordentliche, dann der außerordentliche Strahl durch die *E*-Schicht hindurch. In der *F*-Schicht bemerken wir wieder eine starke Doppelbrechung. Die scheinbare Höhe hat für den außerordentlichen Strahl denselben

Verlauf wie für den ordentlichen, die Kurve ist aber um 0,7 MHz nach höheren Frequenzen verschoben. Dies Verhalten stimmt mit der Theorie überein und ist eine Bestätigung der Annahme einer magnetischen Doppelbrechung. Für einen bestimmten Wert von N und damit auch für eine bestimmte Höhe seien die kritischen Bedingungen für den ordentlichen Strahl einer Frequenz ν_1 und den außerordentlichen Strahl einer Frequenz ν_2 erreicht. Dann besteht nach (204) zwischen diesen beiden Frequenzen die Beziehung:

$$\left. \begin{aligned} \nu_1^2 &= \nu_2^2 - \nu_2 \nu_H \\ \nu_2 - \nu_1 &= \frac{\nu_2}{\nu_2 + \nu_1} \nu_H \end{aligned} \right\} \quad (220)$$

ν_1 und ν_2 sind in Abb. 101 von der Größe 5 bis 6 MHz, ν_H ist etwa 1,4 MHz, so daß also die Frequenzdifferenz annähernd 0,75 MHz ist, in genügender Übereinstimmung mit der Beobachtung. Eine experimentelle Bestätigung dieser Beziehung wurde in anderer Weise von H. E. PAUL [94] gegeben. Er registrierte die scheinbare Höhe in Abhängigkeit von der Zeit gleichzeitig mit zwei Wellen, die er so bestimmte, daß die Reflexionen der ordentlichen Komponente von ν_1 abends zur selben Zeit aufhörte wie die der außerordentlichen Komponente von ν_2 . Zwei Frequenzen, für welche dies auftrat, waren $\nu_1 = 4,25 \cdot 10^6$ ($\lambda = 70,7$ m) und $\nu_2 = 5 \cdot 10^6$ ($\lambda = 60$ m). Es ist $\nu_2 - \nu_1 = 0,75$ MHz.

Das Maximum der scheinbaren Höhe bei 4,3 MHz in Abb. 101 wird auf das Vorhandensein einer Zwischenschicht zurückgeführt (F_1 -Schicht), die nur am Tage auftritt.

3. Der Polarisationszustand der Luftwelle.

Die bei der Reflexion an der F -Schicht auftretende Aufspaltung der Echosignale ist eindeutig auf magnetische Doppelbrechung zurückzuführen. In Übereinstimmung hiermit zeigen die an der F -Schicht reflektierten Komponenten im allgemeinen elliptische Polarisation mit entgegengesetztem Umlaufsinn. Bei den meisten Messungen ist der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung und dem Erdmagnetfeld nicht sehr groß und der beobachtete Polarisationszustand ist annähernd zirkular. Die Komponente mit geringerer scheinbarer Höhe (außerordentliche Welle) ist auf der nördlichen Halbkugel für Wellen unter 200 m im Uhrzeigersinn, die zweite Komponente (ordentliche Welle) entgegen dem Uhrzeigersinn polarisiert [97]. Am Äquator sind beide Komponenten linear polarisiert. Der elektrische Vektor der außerordentlichen Komponente liegt ost-westlich, der ordentlichen Komponente nord-südlich (vgl. S. 153 f.).

Bei Reflexionen an der E -Schicht ist eine Aufspaltung der Echosignale nur gelegentlich gefunden worden, und man könnte im Zweifel sein, ob dies nicht auf andere Ursachen, z. B. unterteilte Schichtung, zurückzuführen ist. Die Polarisationsbeobachtungen ergeben im allgemeinen am Tage auf der nördlichen Halbkugel eine linkszirkular polarisierte Welle. Dies ist so zu deuten, daß Doppelbrechung stattfindet, daß aber die außerordentliche Welle wegen der größeren Dämpfung absorbiert wird. Bei $\lambda = 100$ m wird auf der südlichen Halbkugel am Tage eine annähernd rechtszirkular polarisierte Welle empfangen, und dies entspricht der von der Theorie geforderten Umkehr des Umlaufsinns [99]. Beobachtungen beim Übergang der Reflexion von der E -Schicht zur F -Schicht und umgekehrt lassen sich ebenfalls nur durch die Annahme einer magnetischen Doppelbrechung in der E -Schicht erklären (vgl. [99]). So beobachtet man z. B. auf der südlichen Halbkugel beim Übergang der Reflexion von der F - auf die E -Schicht infolge zunehmender Trägerdichte in der E -Schicht am Abend zunächst die außerordentliche Komponente mit linksdrehender annähernd zirkularer Polarisation. Daß diese Komponente von der E -Schicht reflektiert wird, ist auf die geringere Dämpfung am Abend und in der Nacht zurückzuführen.

Bei weiterer Zunahme der Trägerdichte wird der Polarisationszustand der an der *E*-Schicht reflektierten Welle schwankend, während die *F*-Reflexion der ordentlichen Welle verschwindet. Dies muß man so erklären, daß nun beide Komponenten an der *E*-Schicht reflektiert werden und miteinander zur Interferenz kommen. Die Beobachtung, daß beim Übergang der Reflexion von der *F*- auf die *E*-Schicht über längere Zeit gleichzeitig die außerordentliche Komponente von der *E*-Schicht, die ordentliche Komponente von der *F*-Schicht reflektiert werden, läßt sich nur durch eine durch freie Elektronen in der *E*-Schicht bedingte Doppelbrechung erklären. Man muß also annehmen, daß auch in der *E*-Schicht freie Elektronen als wirksame Träger vorhanden sind. Dies ist zunächst nicht zu erwarten, da in den entsprechenden Höhen nach unseren Annahmen ein erheblicher Sauerstoffdruck herrscht und Sauerstoff eine große Elektronenaffinität besitzt.

4. Die Struktur der Ionosphäre in Abhängigkeit von der Tages- und Jahreszeit.

Eine langjährige fortlaufende Beobachtung der Ionosphäre bei senkrechtem Einfall führen T. R. GILLILAND, S. S. KIRBY, N. SMITH und S. E. REYMER [102]

in Washington aus. Beobachtet werden die drei hauptsächlich Schichten *E*, *F*₁ und *F*₂. In der Nacht ist nur eine obere Schicht vorhanden, die als *F*-Schicht bezeichnet wird. Gemessen wird die scheinbare Höhe der Schichten, wobei jeweils der niedrigste Höhenwert angegeben wird, welcher der unteren Grenze der Schicht entspricht, ferner die Grenzfrequenz. Die Werte sind Monatsmittelwerte für jede Stunde, so daß sich für jeden Monat eine Darstellung ergibt. Für die *F*₁-Schicht wird die Grenzfrequenz für den ordentlichen Strahl angegeben, weil dieser wegen der geringeren Absorption häufiger beobachtet wird als der außerordentliche. Für die *F*₂- und *F*-Schicht wird die Grenzfrequenz für den außerordentlichen Strahl angegeben, welche die höchste bei senkrechtem Einfall reflektierte Frequenz darstellt.

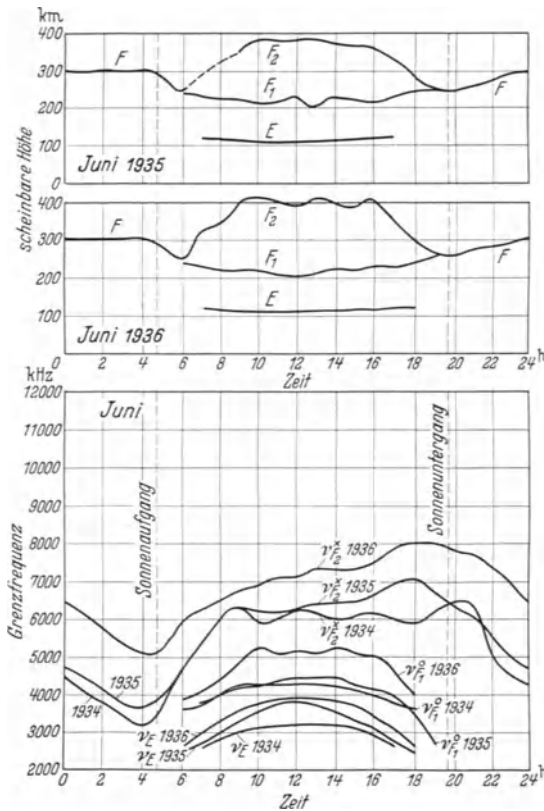


Abb. 102. Grenzfrequenzen und scheinbare Höhen der *E*-, *F*₁-, *F*₂- und nächtlichen *F*-Schicht im Juni in den Jahren 1934 bis 1936. Die Kurven stellen den monatlichen Mittelwert für jede Stunde dar. (T. R. GILLILAND, S. S. KIRBY, N. SMITH, S. E. REYMER.)

Abb. 102 und 103 zeigen als Beispiel die Kurven für Juni 1934 bis 1936 und Dezember 1934/35. Die Bezeichnungen sind wie folgt:

- ν_E = Grenzfrequenz der *E*-Schicht, ordentliche Welle
- $\nu_{F_1}^0$ = " " *F*₁- " " "
- $\nu_{F_2}^{\infty}$ = " " *F*₂- " außerordentliche Welle
- ν_F^{∞} = " " *F*- " " "

E-Schicht. Die Höhe der *E*-Schicht ändert sich nur wenig mit der Tages- und Jahreszeit, sie liegt etwa zwischen 100 und 130 km. Die Grenzfrequenz für die *E*-Schicht (senkrechter Einfall) hat einen ziemlich regelmäßigen Gang mit der Tages- und Jahreszeit. Sie steigt nach Sonnenaufgang an bis zum Mittag und fällt dann wieder ab. Sie ist im Sommer höher als im Winter. Bei einigen nächtlichen Beobachtungen wurde die Grenzfrequenz zu 0,6 bis 1 MHz ($\lambda = 500$ bis 300 m) gefunden, also etwa zu $\frac{1}{4}$ des Tageswertes. E. V. APPLETON und R. NAISMITH [103] finden die niedrigsten Werte der Grenzfrequenz gegen Ende der Nacht. Der Verlauf der Trägerdichte mit der Tages- und Jahreszeit ist nur durch die Annahme zu erklären, daß die Ionisierung der *E*-Schicht durch eine von der Sonne kommende, vom Erdmagnetfeld nicht ablenkbare Strahlung erfolgt. Es muß dies eine Wellenstrahlung oder eine Strahlung ungeladener Korpuskularstrahlen sein. Die verhältnismäßig geringen Unterschiede in den beobachteten Höhen zeigen eine Schicht von geringer Dicke an. Der Verfasser hat gezeigt, daß das ultraviolette Licht der Sonne in der Stickstoff-Sauerstoff-Atmosphäre eine ionisierte Schicht erzeugt, welche etwa in 100 km Höhe beginnt und deren Schichtdicke bis zum Maximum 12 km beträgt [2]. Dies stimmt mit den Beobachtungen gut überein. Neuere Beobachtungen bei Sonnenfinsternissen bestätigen die Auffassung, daß das ultraviolette Licht der Sonne der regelmäßige Ionisator der *E*-Schicht ist [104].

Das aus Abb. 102 und 103 zu entnehmende Verhältnis der kritischen Frequenzen am Mittag im Juni und Dezember ist etwa $\nu_s/\nu_w = 1,2$. Es folgt also für das Verhältnis der maximalen Trägerdichten $N_s/N_w = 1,44$. Für den Beobachtungsort Washington folgt aus (135) auf S. 188 (geographische Breite $38^\circ 55' N$, d. h. $\Theta = 51^\circ 5'$) der theoretische Wert $N_s/N_w = 1,44$. Zu derselben Übereinstimmung gelangen E. V. APPLETON und R. NAISMITH [124] bei ihren Messungen. Hier ist die Breite $51,5^\circ N$, der theoretische Wert $N_s/N_w = 1,84$. Beobachtet wird der Wert 1,8. Die jahreszeitlichen Unterschiede finden also ihre Erklärung durch die einfache Annahme, daß die Ionisierung durch das ultraviolette Licht der Sonne erfolgt, und daß die entstehenden Elektronen und Ionen durch Wiedervereinigung als Träger verlorengehen. Eine Anlagerung von Elektronen an Moleküle muß nach diesen Beobachtungen nicht in Betracht gezogen werden.

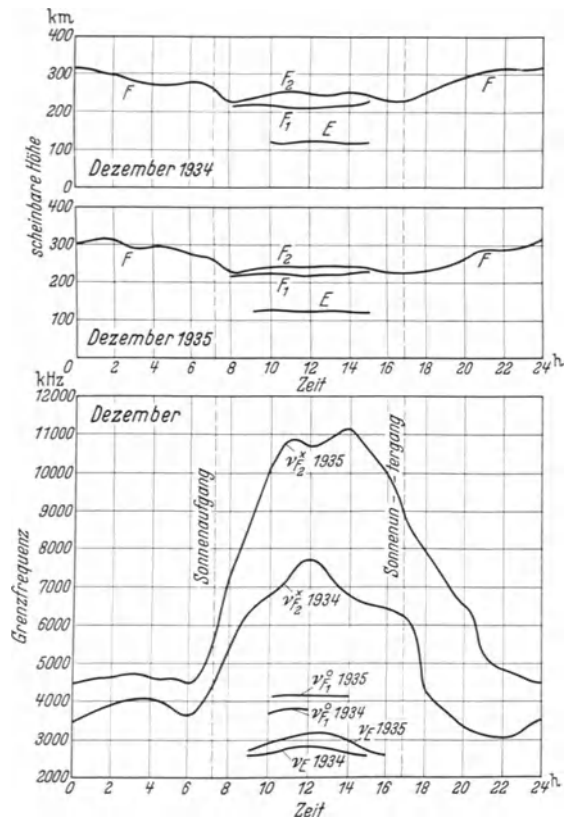


Abb. 103. Grenzfrequenzen und scheinbare Höhen der *E*-, *F*₁-, *F*₂- und nächtlichen *F*-Schicht im Dezember in den Jahren 1934 und 1935. Die Kurven stellen den monatlichen Mittelwert für jede Stunde dar. (T. R. GILLILAND. S. S. KIRBY. N. SMITH. S. E. REYMER.)

F₁-Schicht. Am Tage spaltet sich die in der Nacht vorhandene *F*-Schicht in eine niedrigere *F₁*-Schicht und eine höhere *F₂*-Schicht. Die *F₁*-Schicht verhält sich ähnlich wie die *E*-Schicht am Tage. Die Höhe ändert sich nur wenig, etwa von 200 bis 240 km. Die *F₁*-Schicht ist im Sommer stärker ausgeprägt. Es werden dann der ordentliche und außerordentliche Strahl beobachtet, der letztere ist aber erheblich schwächer. Der tageszeitliche Verlauf der kritischen Frequenzen ist ähnlich wie bei der *E*-Schicht, d. h. mit einem Maximum am Mittag und im Hochsommer, und wir führen die Ionisierung auch auf das ultraviolette Licht der Sonne zurück.

F₂-Schicht. Ein völlig anderes Verhalten zeigt die *F₂*-Schicht. Die scheinbare Höhe der *F₂*-Schicht und die der *F*-Schicht in der Nacht verändert sich in weiten Grenzen. Im Sommer ist die Aufspaltung der *F*-Schicht am Tage in die *F₁*- und *F₂*-Schicht sehr viel stärker. Die Grenzfrequenz für die *F₂*-Schicht ($\nu_{F_2}^x$) hat im Sommer nicht, wie man zunächst erwartet, ihr Maximum am Mittag. Es zeigt sich in vielen Fällen ein kleineres Maximum am Vormittag um 10 Uhr und dann ein zweites Maximum am Abend. Das Abendmaximum ist besonders ausgeprägt. Es wurde von H. E. PAUL [105] entdeckt und als *Abendkonzentration* bezeichnet. Abb. 104 zeigt eine Daueraufnahme der scheinbaren Höhe für 60 m Wellenlänge am 31. VIII. 1932, dem Tage einer Sonnenfinsternis. Während vorher keine Reflexionen stattfinden, sehen wir gegen 19 Uhr ein Sonnenaufgangsphänomen, anschließend Reflexion bis 21 Uhr, und dann das Verschwinden der Reflexion. Die *F₂*-Schicht zeigt besonders im Sommer von Tag zu Tag erhebliche Unterschiede. Im Winter tritt ein breites Maximum um Mittag herum auf. Im Sommer hat die kritische Frequenz niedrigere Werte als im Winter.

Auf die verschiedenen Erklärungen für dieses besondere Verhalten der *F₂*-Schicht können wir hier nicht näher eingehen. Zwischen dem jahreszeitlichen und täglichen Verlauf ist eine gewisse Ähnlichkeit. Die niedrigen Werte im Sommer entsprechen dem Minimum am Mittag. Man kann deshalb ganz allgemein zu der Auffassung kommen, daß zwar eine von der Sonne herrührende Strahlung als Ionisator wirkt, daß aber bei hohem Sonnenstand eine zweite Wirkung hinzukommt, welche bewirkt, daß die maximale Trägerdichte nicht nur nicht anwächst, sondern im Gegenteil absinkt. Da man zunächst annehmen muß, daß die Gesamtzahl der Träger mit höherem Sonnenstand zunimmt, muß also eine Zerstreung über einen größeren Raum stattfinden. H. E. PAUL [105], später auch E. V. APPLETON und R. NAISMITH [124] nehmen an, daß dies durch eine starke Erwärmung der hohen Luftschichten durch die Sonnenstrahlung zustande kommt. Die hier dargestellten Messungen sind auf der nördlichen Halbkugel gemacht worden. Messungen auf der südlichen Halbkugel haben ergeben, daß die Verhältnisse im ganzen gesehen noch etwas verwickelter

sind. Die für die Kurzwellenausbreitung wesentlich wirksame *F₂*-Schicht stellt also in bezug auf ihre Entstehung und zeitliche Änderung ein noch ungelöstes Problem dar [106].

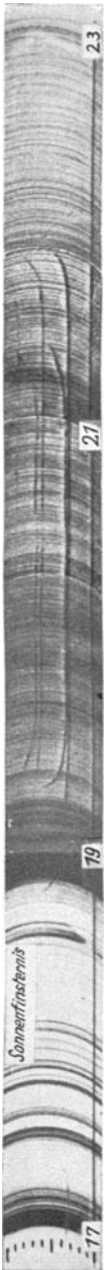


Abb. 104. Vorübergehendes Einsetzen der Ionosphären-Reflexion der 60 m-Wellen in den Abendstunden. „Abendkonzentration“. (H. E. PAUL.)

E₂-Schicht. Vielfach wird am Tage zwischen der *E*- und *F*-Schicht eine Zwischenschicht in etwa 150 km Höhe beobachtet. Man spricht dann von einer *E₁*-Schicht (bisher *E*-Schicht genannt) und einer *E₂*-Schicht. Die Trägerdichte ist wenig größer als die der *E₁*-Schicht. Sie wird vorwiegend morgens beobachtet. Dies kann man so erklären, daß die Sonnenstrahlen morgens diese Höhen zuerst erreichen und ionisieren, daß aber später auch die weiter unten gelegene *E₁*-Schicht stärker ionisiert wird, und dann die *E₂*-Schicht im allgemeinen verdeckt [96].

5. Die Änderung der Trägerdichte (bzw. Grenzfrequenz) mit der 11 jährigen Sonnenfleckenperiode.

Die Sonnenfleckenzahl hatte ein Minimum im Jahre 1933/34 und ein Maximum im Jahre 1937/38. Seit etwa 1931 liegen systematische Beobachtungen der Grenzfrequenz vor, und es hat sich ein ausgesprochener Zusammenhang der Grenzfrequenz und damit der Trägerdichte in der Ionosphäre mit der Sonnenfleckenperiode ergeben [107, 108], wie er bereits aus den Erfahrungen der Kurzwellentelegraphie geschlossen wurde (S. 248). Dieser Zusammenhang wird von APPLETON und NAISMITH in folgender Weise dargestellt. Für die *E*- und *F₁*-Schicht können wir annehmen, daß die Wiedervereinigung für das Trägergleichgewicht maßgebend ist, so daß (S. 188) im stationären Zustand, etwa mittags:

$$q_m = \alpha N_m^2.$$

Für die Grenzfrequenz der ordentlichen Welle bei senkrechtem Einfall gilt (S. 213):

$$N_m = K\nu^2,$$

wo *K* eine bekannte Konstante ist. Die maximale Ionisierungsstärke *q_m* an einem Ort auf der Erde ist vom Zenitabstand der Sonne (*ϑ*) abhängig:

$$q_m = q_{m\perp} \cos^2 \vartheta,$$

wo *q_{m⊥}* die maximale Ionisierungsstärke bei senkrechtem Einfall der Sonnenstrahlen ist. Aus diesen drei Gleichungen folgt:

$$\frac{\nu^4}{\cos^2 \vartheta} = \frac{q_{m\perp}}{\alpha K^2}.$$

APPLETON und NAISMITH betrachten den Ausdruck auf der linken Seite als charakteristische Größe. Nehmen wir an, daß der Wiedervereinigungskoeffizient *α* vom Luftdruck unabhängig ist, dann muß diese Größe an allen Beobachtungsorten denselben Wert haben und der Ionisierungsstärke und damit auch der Intensität der ionisierenden Strahlen proportional sein. In Abb. 105 sind die Sommerwerte dieser Größe nach Messungen in England (51,5° N) dargestellt. Wir sehen, daß die Ionisierungsstärke 1933/34 ein Minimum und 1937/38 ein Maximum hat. Beachtenswert ist der große Betrag der Änderung, welcher der Ionisierungsschwankung eine praktische Bedeutung gibt. Aus Abb. 105 können wir entnehmen, daß das Verhältnis der Ionisierungsstärken im Maximum und Minimum für die *E*- bzw. *F*-Schicht den Wert 2,25:1 bzw. 2,45:1 hat (130 bis 150%). Die entsprechende Änderung der Trägerdichte beträgt demnach etwa 50 bis 60%.

Die tägliche regelmäßige Schwankung des erdmagnetischen Feldes zeigt ebenfalls eine Änderung um 50 bis 60% vom Sonnenfleckenminimum bis zum Maximum. Dies entspricht unserer Auffassung, daß diese tägliche Schwankung durch die Leitfähigkeit der Ionosphärenschichten bedingt ist. Die Ionisierung der *E*- und

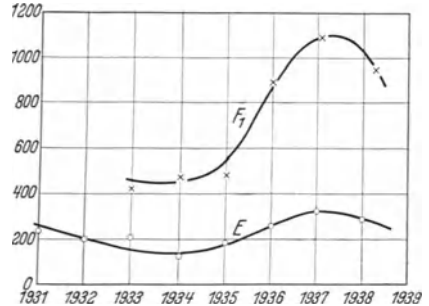


Abb. 105. Änderung der Ionisation von 1931 bis 1939. (E.V. APPLETON.) OE-Schicht; × *F₁*-Schicht.

F_1 -Schicht führen wir auf das ultraviolette Licht der Sonne zurück, und wir müssen demnach annehmen, daß die Intensität des ultravioletten Lichtes der Sonne von 1933/34 bis 1937/38 um 130 bis 150% angewachsen ist. Dies ist eine außerordentlich viel größere Änderung, als sie für die Sonnenstrahlung in der Nähe des Erdbodens beobachtet wird.

In noch stärkerem Maße ändert sich die Trägerdichte in der F_2 -Schicht. Sie ist vom Sonnenfleckenminimum bis zum Maximum 1937/38 um etwa 300% angewachsen. Hieraus folgt nebenbei, daß die Ströme, welche die tägliche Schwankung des Erdmagnetfeldes hervorrufen, nicht in der F_2 -Schicht fließen, da für das Erdmagnetfeld nur eine Änderung von 50 bis 60% festgestellt wird. Nach JUDSON [107] ist die Änderung der Trägerdichte besonders groß bei den Winterwerten, wo die Grenzfrequenz für horizontale Abstrahlung vom Wert 21 MHz im Jahre 1933 auf den Wert 43 MHz im Jahre 1937 ansteigt ($\lambda = 14,3$ bzw. 7 m).

6. Ionosphären-Störungen durch solare Korpuskularstrahlen.

Häufig auftretende Veränderungen der Ionosphäre, die im Zusammenhang mit den erdmagnetischen Störungen stehen, machen sich wie diese besonders in den höheren Breiten bemerkbar. Während des internationalen Polarjahres 1932/33 wurden Ionosphärenmessungen in Tromsö ausgeführt [109, 110]. Es wurde ganz allgemein festgestellt, daß die Echoerscheinungen hier verwickelter sind als in niedrigeren Breiten. In Zeiten magnetischer Störungen ist keine klare Trennung der Echos von der E - und F -Schicht mehr vorhanden, es ergibt sich ein breites Echo aus den Höhen über 100 km. Die Echowelle ist in der Intensität stark geschwächt und bei starken Störungen zeitweise nicht mehr hörbar. Man nimmt an, daß dann die Korpuskularstrahlen, welche als gemeinsame Ursache des Nordlichts, der magnetischen und Ionosphärenstörungen angesehen werden, besonders tief in die Ionosphäre eindringen und unter der normalen E -Schicht eine absorbierende Schicht bilden.

In niedrigeren Breiten beobachtet man im allgemeinen während der magnetischen Störungen eine größere Höhe der F_2 -Schicht und niedrigere Werte der Grenzfrequenz [102]. In der E -Schicht zeigen sich dagegen geringe Änderungen.

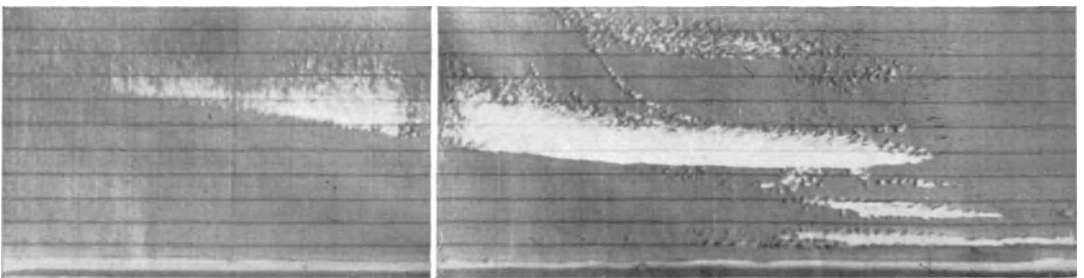


Abb. 106. Reflexionsmessungen an der Ionosphäre in der Nähe von München während des Nordlichts in der Nacht vom 25./26. Januar 1938. Der Abstand der dunklen horizontalen Striche entspricht 100 km. (R. EYFRIG, G. GOUBAU, TH. NETZER, J. ZENNECK.)

Bei starken Störungen sind die Reflexionen von der F -Schicht stark geschwächt. Beim Auftreten von Nordlicht in den niedrigen Breiten treten in der Ionosphäre ähnliche Erscheinungen auf, wie sie in den höheren Breiten beobachtet werden (s. oben). Die sonst scharfen Reflexionen an den Ionosphärenschichten werden mehr oder weniger überdeckt von breiten, verwaschenen Reflexionen, die sich über einen großen Höhenbereich ausdehnen [111]. Die Ionosphärenstörungen sind von starken magnetischen Störungen begleitet. Abb. 106 zeigt eine Echo-

beobachtung in der Nähe von München während eines von einer sehr heftigen magnetischen Störung begleiteten Nordlichts am 25. bis 26. I. 1938 nach R. EYFRIG, G. GOUBAU, TH. NETZER, J. ZENNECK [112]. Hierbei wurde die Frequenz kontinuierlich von 6 bis 1 MHz ($\lambda = 50,3$ bis 300 m) geändert. Zwischen den Frequenzen 5 bis 1,75 MHz treten verwaschene Reflexionen langer Laufzeit auf, zwischen 1,75 bis 1 MHz dazu ein- oder auch mehrmalige Reflexionen an einer Schicht in ungefähr 140 km Höhe.

Als Ursache der Schwächung der Kurzwellenübertragung während der magnetischen Störungen müssen wir auf Grund solcher Beobachtungen außer der Ausbildung einer absorbierenden Schicht in niedrigen Höhen die Zerstörung der regelmäßigen, geschichteten Struktur der oberen Atmosphäre ansehen, wodurch sich ungünstige Reflexionsbedingungen ergeben. Vielleicht werden die Wellen infolge einer sehr langsamen Änderung der Trägerdichte in der *F*-Schicht absorbiert.

7. Die MÖGELSchen Kurzstörungen.

Die von H. MÖGEL (S. 247) entdeckten Kurzstörungen sind in ihren Eigenschaften (Auftreten nur auf der belichteten Halbkugel der Erde und hier in großen Bereichen gleichzeitig, kurze Dauer, völlige Auslöschung der Kurzwellenübertragung, Abhängigkeit vom Sonnenstand) wesentlich von den vorangehend geschilderten Störungen verschieden, die auch auf der Nachtseite auftreten, nach den Polen zu häufiger werden und meist länger andauern. Dieser Unterschied kommt auch in den entsprechenden Echomessungen zum Ausdruck. Die Schwächung der Echozeichen tritt in verschiedener Stärke, von einer Schwächung bis zur völligen Auslöschung auf [113]. Die Grenzfrequenzen der F_1 - und F_2 -Schicht zeigen im allgemeinen vor und nach der Störung keine Abweichung vom normalen Verlauf. Wir schließen deshalb, daß die die Störung verursachende Sonnenstrahlung ohne merkliche Absorption durch die *F*-Schichten hindurchgeht. Eine Erhöhung der Trägerdichte der *E*-Schicht wird bisweilen beobachtet. Die scheinbaren Höhen der normalen Schichten sind vor und nach der Störung annähernd die gleichen. Eine Störung verläuft z. B. so, daß beim Einsetzen rasch für alle Frequenzen die Reflexion aufhört. Im weiteren Verlauf erscheint die Reflexion erst für die höheren Frequenzen, und erst nach einigen Stunden, nachdem die Schichten längst wieder normal reflektieren, verschwindet die erhöhte Absorption auch für die niedrigen Frequenzen [114]. Die Dauer der Störung ist also für niedrigere Frequenzen länger. Der Verlauf steht mit der Vorstellung im Einklang, daß sich als Ursache der Störung vorübergehend unter der normalen *E*-Schicht, etwa in 60 bis 100 km Höhe, eine absorbierende Schicht ausbildet (Einzelheiten vgl. z. B. [125]).

8. Die abnormale *E*-Ionisierung.

Von vielen Beobachtern wird eine häufig auftretende große Verstärkung der Trägerdichte in der *E*-Schicht gefunden, welche am Tage und in der Nacht in gleicher Häufigkeit beobachtet wird. Diese Erscheinung wird als abnormale *E*-Ionisierung bezeichnet und ist von F. SCHULTHEISS [115] eingehend untersucht worden. Es ergeben sich folgende charakteristische Merkmale:

Beim Übergang der Reflexionen von der abnormalen *E*- zur *F*-Schicht und umgekehrt zeigt sich weder an der einen noch an der anderen Schicht eine Änderung der Reflexionshöhe, wie wir sie z. B. in Abb. 99 bei den normalen Schichten haben.

Es können längere Zeit gleichzeitig an der abnormalen *E*- und an der *F*-Schicht Reflexionen auftreten.

An der abnormalen *E*-Schicht wird unter Umständen ein großes Gebiet von Wellenlängen von z. B. 46 bis 320 m gleichzeitig reflektiert, und es muß geschlossen werden, daß der Gradient der Trägerdichte an der unteren Grenze sehr stark ist.

Die abnormale *E*-Ionisierung wurde von F. SCHULTHEISS in nahezu 30% der Beobachtungszeit gefunden und bevorzugt keine bestimmte Tageszeit. Besonders bemerkenswert ist die Tatsache, daß die abnormale *E*-Schicht günstige Reflexionsbedingungen ergibt. Das ultraviolette Licht der Sonne kommt als Ionisator nicht in Frage, da die Erscheinung ebensogut in der Nacht auftritt. Auch wird kein Zusammenhang mit den erdmagnetischen Störungen festgestellt und die Ursache der abnormalen *E*-Ionisierung kann zunächst nicht angegeben werden. Gleichzeitige Versuche in Berlin und München haben ergeben, daß die Erscheinung an diesen 560 km entfernten Orten in der Regel nicht gleichzeitig vorhanden ist [116]. Bei einer Fernübertragung werden deshalb im allgemeinen nur an begrenzten Stellen die entsprechenden günstigen Reflexionsbedingungen an der *E*-Schicht zu erwarten sein, und hierdurch wird die praktische Bedeutung eingeschränkt.

9. Rasche Schwankungen.

W. DIEMINGER, G. GOUBAU, J. ZENNECK [117] haben systematische Beobachtungen rascher Schwankungen im Zustande der Ionosphäre ausgeführt, die sie als Störungen bezeichnen. Hierbei ändert sich die beobachtete Höhe in wenigen Sekunden merklich. Die Schwankungen erstrecken sich im allgemeinen nicht über die ganze Höhe, sondern sind meistens nur in einer Höhe vorhanden. Sie entsprechen einer plötzlichen Vermehrung oder Verminderung der Trägerdichte, wobei das letztere häufiger vorkommt. In horizontaler Richtung haben die Störgebiete ebenfalls geringe Abmessungen (1 km und darunter). Teilweise scheint ein Zusammenhang mit dem Eindringen kosmischer Staubmassen zu bestehen. Eine Beziehung zu den erdmagnetischen Störungen konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden. Dies schließt aber nicht aus, daß bei diesen Schwankungen Korpuskularstrahlen der Art mitwirken, wie wir sie als Ursache der erdmagnetischen Störungen ansehen. Es ist möglich, daß die erdmagnetischen Registrierapparate entsprechenden raschen Schwankungen nicht zu folgen vermögen, oder daß infolge der geringen räumlichen Ausdehnung der Störung diese keine magnetisch meßbare Störampplitude ergibt.

10. Echomessungen und Fernübertragung.

Die Echomessungen untersuchen im allgemeinen den Zustand der Ionosphäre über dem Beobachter, d. h. es wird nur ein kleines Gebiet der Ionosphäre beobachtet. Wie zu erwarten werden, abgesehen von der durch die verschiedene Lage auf der Erdkugel gegebenen Abänderung, überall auf der Erde ähnliche Erscheinungen beobachtet. Für die Praxis ist es nun zunächst von Bedeutung, zu wissen, welche örtliche Ausdehnung eine bestimmte Erscheinung hat. Für die regelmäßige Änderung der Ionosphäre mit der Tageszeit ist der Vorgang zweifellos stetig über die Erdkugel verteilt und in der Phase durch den jeweiligen Sonnenstand gegeben. Bei den unregelmäßigen Erscheinungen ist die örtliche Ausdehnung nicht von vornherein bekannt. Wir haben oben erfahren, daß diese Erscheinungen sich teils über begrenzte, teils über sehr große Gebiete erstrecken. Die drahtlose Telegraphie wird sich in erster Linie dafür interessieren, welche Folgerungen sich für die praktische Wellenausbreitung ergeben. In dieser Hinsicht sind Messungen von großem Wert, bei denen an mehreren Orten, die eine geeignete Entfernung voneinander haben, gleichzeitig beobachtet wird. W. CRONE,

K. KRÜGER, G. GOUBAU, J. ZENNECK [116] berichten über Versuche mit Wellen von 46 bis 81 m, bei denen gleichzeitig unter Benutzung synchronisierter Meßapparaturen an zwei um 560 km entfernten Orten (Adlershof und Kochel) beobachtet, und außerdem gegenseitige Fernübertragungsbeobachtungen ausgeführt werden. Man erhält damit zu gleicher Zeit einen Einblick in die Verhältnisse an den beiden Beobachtungsorten bei senkrechtem Einfall und im Zwischengebiet bei schrägem Einfall der Wellen.

Nach den bisherigen Beobachtungsergebnissen ist im allgemeinen der Verlauf der Ionisierung, soweit er sich in einer regelmäßigen Zu- und Abnahme der scheinbaren Höhe, der magnetischen Doppelbrechung oder dem Aufhören der Reflexion äußert, an beiden Stationen entsprechend. Es zeigt sich jedoch das interessante Ergebnis, daß in Berlin die Reflexionsfähigkeit der Ionosphäre etwas früher aufhört als in Kochel. Auch werden im allgemeinen in Berlin etwas größere scheinbare Höhen gemessen. Die Trägerdichte scheint also in Berlin etwas geringer zu sein, und man kann hier an einen Einfluß der geographischen Breite denken. Abb. 107 zeigt den zeitlichen Verlauf der scheinbaren Höhen am 21. I. 1936 für $\lambda = 52$ m.

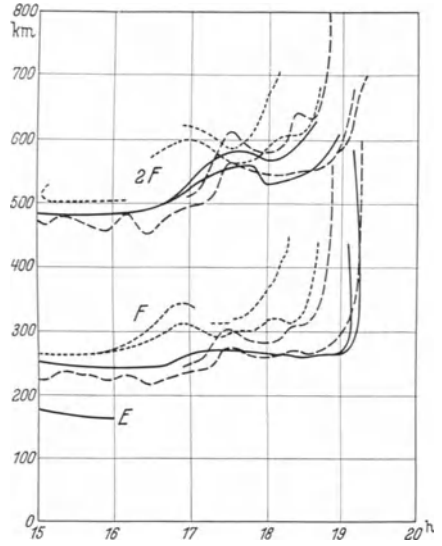


Abb. 107. Gleichzeitige Registrierung der scheinbaren Höhe in Adlershof und Kochel. $\lambda = 52$ m. (W. CRONE. K. KRÜGER. G. GOUBAU. J. ZENNECK. Punktirte Kurven: Zenith-Reflexion in Adlershof. Gestrichelte „ : Zenith-Reflexion in Kochel. Ausgezogene „ : Fernübertragung.)

Die kurz dauernden Schwankungen sind häufig an den drei Reflexionsstellen verschieden, auch die abnormale E-Ionisierung ist in der Regel nicht an beiden Stationen gleichzeitig vorhanden.

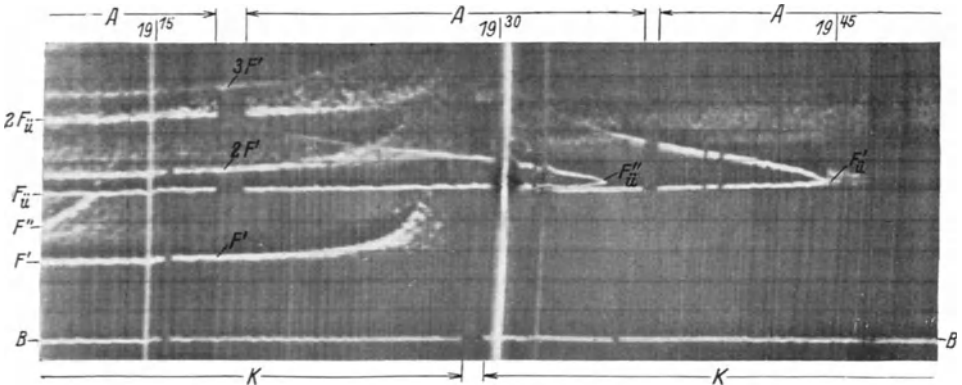


Abb. 108. Ionosphärenreflexion bei Fernübertragung ($F''_{\text{ü}}$) kurz vor dem Verschwinden der Übertragung. (W. CRONE. K. KRÜGER. G. GOUBAU. J. ZENNECK.)

Bei der Fernübertragung werden Mehrfachreflexionen an der E- und F-Schicht beobachtet, wie sie auch in der Bildtelegraphie mit kürzeren Wellen und in großen Entfernungen auftreten, und die wir als eine der Ursachen der Schwunderscheinungen ansehen. Abb. 108 zeigt eine Aufnahme in Kochel kurz vor dem Verschwinden der Fernübertragung. Es verschwinden zunächst die Zenitreflexionen

(F' und F''). Dann verschwinden bei der Fernübertragung der Reihe nach die ordentliche Komponente (F''_u) und die außerordentliche Komponente (F'_u). Hierbei sieht man bei jeder Komponente zwei Laufwege, die immer näher zusammenrücken und sich kurz vor dem Verschwinden vereinigen. Diese Erscheinung wird regelmäßig, wenn auch nicht immer gleich deutlich, beobachtet. Die Erklärung ergibt sich aus Abb. 38 und 39. Wir sehen hier außerhalb der toten Zone für jeden Ort zwei Strahlenwege, die um so mehr voneinander verschieden sind, je weiter man sich vom Rande der toten Zone entfernt. Mit abnehmender Trägerdichte rückt umgekehrt die tote Zone immer näher an den Empfänger heran. Die beiden Strahlenwege rücken immer näher zusammen und vereinigen sich am Rande der toten Zone. Diese Beobachtung ist eine Bestätigung unserer allgemeinen Vorstellung über die Wellenausbreitung in der inhomogenen Ionosphäre. Sie zeigt, daß die geometrisch optische Strahlenvorstellung die Kurzwellenausbreitung auch in Einzelheiten wiederzugeben vermag.

Sprungfrequenzen: Man ist in steigendem Maße bestrebt, aus den Ergebnissen der Echomessung bei senkrechtem Einfall Aussagen über die Verhältnisse bei schiefem Einfall zu gewinnen. Man fragt z. B., welches die größte Frequenz ist, die für eine vorgegebene Entfernung als Übertragungsfrequenz möglich ist. Es ist dies diejenige Frequenz, für welche die gegebene Entfernung die Sprungentfernung ist, wir bezeichnen sie deshalb als Sprungfrequenz. Der Sprungfrequenz entspricht für die zugehörige Entfernung ein bestimmter Ausstrahlungswinkel. Bei diesem Ausstrahlungswinkel werden auch noch etwas höhere Frequenzen in der Ionosphäre reflektiert, denen jedoch immer größere Reichweiten entsprechen, wie wir z. B. aus Abb. 38 ersehen können. Für diese höheren Frequenzen liegt die gegebene Entfernung innerhalb der Sprungentfernung. Die zu dem genannten Ausstrahlungswinkel gehörende Grenzfrequenz ist jedoch nur wenig höher als die Sprungfrequenz. Für eine Schicht von gegebener Trägerdichte wächst die Sprungfrequenz mit wachsender Entfernung immer weiter an, da die Einfallswinkel in der Ionosphäre immer größer werden. In größeren Entfernungen sind also höhere Frequenzen für die Übertragung brauchbar als in kleinen. Die größte Entfernung, die bei einmaliger Reflexion an der Ionosphäre überbrückt wird, ist etwa 2400 km für die E -Schicht und etwa 3500 bis 4500 km für die F_2 -Schicht, je nach der Höhe dieser Schicht. Diese Reichweiten entsprechen dem Abstrahlungswinkel 0° . Praktisch kommen aber wegen der Absorption durch den Erdboden nur Strahlen in Betracht, die eine gewisse Erhebung, sagen wir etwa mindestens 3 bis 4° , vom Erdboden haben. Dies ergibt dann für die E -Schicht etwa 1700 km, für die F_2 -Schicht 3000 bis 3500 km als größte Reichweite bei einmaliger Reflexion. Infolge der magnetischen Doppelbrechung ergeben sich zwei Sprungfrequenzen, und zwar ist die Sprungfrequenz für den außerordentlichen Strahl größer als für den ordentlichen Strahl. Bei senkrechter Inzidenz beträgt der Unterschied der beiden entsprechenden Grenzfrequenzen etwa 800 kHz. In nicht zu kleinen Entfernungen ist aber der Unterschied der beiden Sprungfrequenzen nicht groß und er nimmt mit wachsender Frequenz und Entfernung ab. Man wird deshalb für den praktischen Bedarf mit genügender Genauigkeit die Berechnung für den ordentlichen Strahl machen können. Bei kleineren Entfernungen kann man annehmen, daß der Zustand der Ionosphäre an der z. B. bei einmaliger Reflexion in der Mitte zwischen Sender und Empfänger gelegenen Reflexionsstelle derselbe ist wie am Sendeort. Bei größeren Entfernungen muß die etwa durch die verschiedene Ortszeit gegebene Verschiedenheit im Zustand der Schicht berücksichtigt werden, und es können z. B. in östlicher Senderichtung und besonders morgens erhebliche höhere Frequenzen benutzt werden als in westlicher. Bei sehr großen Entfernungen mit

mehreren Reflexionen an der Ionosphäre muß die Übertragungsfrequenz so niedrig sein, daß sie auch an den Orten geringster Grenzfrequenz, d. h. schwächster

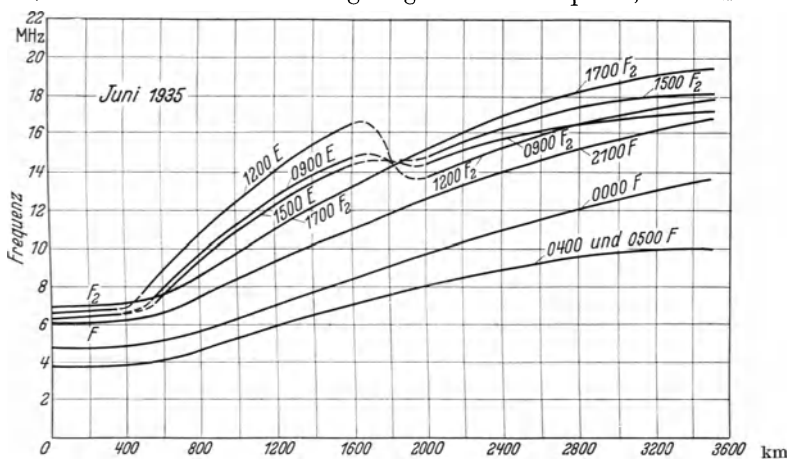


Abb. 109. Sprungfrequenzen in Abhängigkeit von der Entfernung, im Juni, berechnet aus Reflexionsbeobachtungen bei senkrechtem Einfall. (T. R. GILLILAND. S. S. KIRBY. N. SMITH. S. E. REYMER.)

Ionisation, noch reflektiert wird. J. R. GILLILAND, S. S. KIRBY, N. SMITH und S. E. REYMER [118] haben aus den Beobachtungen bei senkrechtem Einfall die

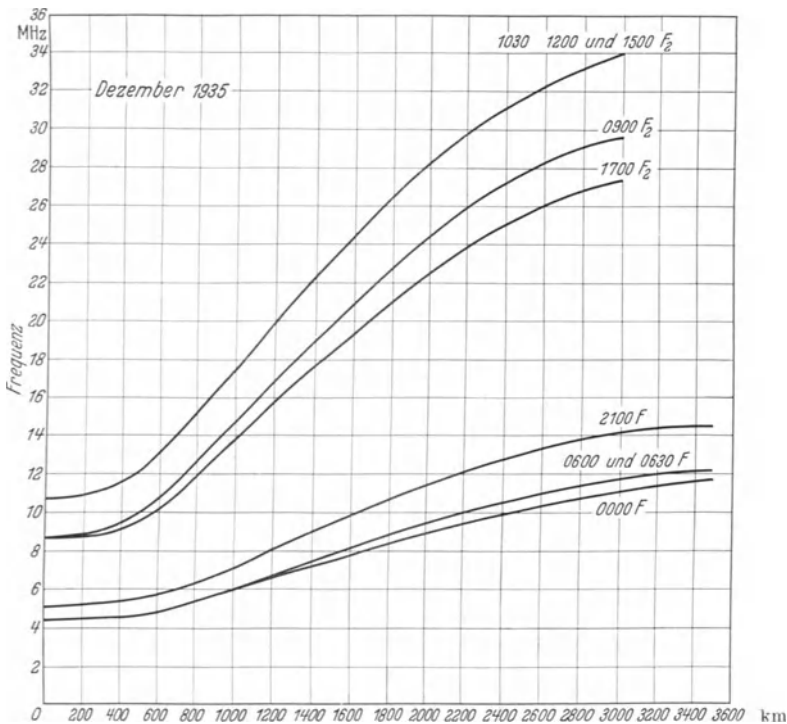


Abb. 110. Sprungfrequenzen in Abhängigkeit von der Entfernung, im Dezember, berechnet aus Reflexionsbeobachtungen bei senkrechtem Einfall. (T. R. GILLILAND. S. S. KIRBY. N. SMITH. S. E. REYMER.)

Sprungfrequenzen für Entfernungen bis zu etwa 3200 km für verschiedene Tageszeiten berechnet. Abb. 109 und 110 zeigen als Beispiel die entsprechenden Kurven

für Juni und Dezember 1935. Diese Kurven ergeben, umgekehrt gelesen, auch die Sprungentfernung in Abhängigkeit von der Frequenz. Die entsprechenden Grenzfrequenzen bei senkrechtem Einfall sind in Abb. 102 und 103 dargestellt. Die Kurven in Abb. 109 und 110 sind ebenfalls monatliche Mittelwerte. Sie entsprechen einer einmaligen Reflexion an der Ionosphäre in der Breite von Washington. Die an den Kurven angegebene Zeit ist die Ortszeit dort wo die Wellen reflektiert werden. Für eine Übertragung mit zwei Reflexionen ist die Entfernung mit 2 zu multiplizieren. In den Kurven für Juni (Abb. 109), die etwa für die mittleren Sommermonate gelten, bestimmen die E - und die F -Schicht die Sprungfrequenz, obwohl (Abb. 102) die Grenzfrequenz der F -Schicht bei senkrechtem Einfall immer größer ist als die der E -Schicht. Z. B. ist mittags die F -Schicht bis zu Entfernungen von etwa 500 km bestimmend, und zwar wegen der höheren Grenzfrequenz. Dann ist die E -Schicht bis zu etwa 1600 km wirksam, da sie eine niedrigere Höhe hat, und sich deshalb große Einfallswinkel ergeben. Über 1600 km Entfernung entspricht die Sprungfrequenz einer Reflexion an der F_2 -Schicht. Hier ist aber auch z. B. eine Übertragung mit zweimaliger Reflexion an der E -Schicht möglich. Daß die E -Schicht sich bemerkbar macht, ist darauf zurückzuführen, daß im Sommer die Ionisation der E -Schicht besonders hoch, die der F -Schicht aber besonders niedrig ist. Im Winter wird die Sprungfrequenz nur durch die F -Schicht bestimmt (Abb. 110). Die Kurven stellen mittlere Werte der Sprungfrequenz dar. In Zeiten starker Störungen, die gewöhnlich im Zusammenhang mit magnetischen Störungen auftreten, treten starke Abweichungen auf. Die scheinbare Höhe der F_2 -Schicht ist größer, die Grenzfrequenz kleiner, so daß sich niedrigere Sprungfrequenzen ergeben.

Die fortlaufende Beobachtung der Ionosphäre an einer genügenden Anzahl von Orten auf der Erde wird es möglich machen, die Übertragungsbedingungen für irgendeine Strecke im voraus zu übersehen. Insbesondere wird man auch die starke, aber als regelmäßig wiederkehrend anzusehende Änderung mit der 11jährigen Sonnentätigkeitsperiode in Rechnung stellen können.

Einheiten.

In den rein theoretischen Ableitungen werden absolute (cgs) Einheiten verwendet. Diese sind dem GAUSSSchen Maßsystem entnommen. Im Abschnitt C und D von Teil I werden jedoch im Anschluß an die zugrunde liegenden Originalarbeiten rationelle Einheiten benutzt. Die Längen werden in Zentimetern gemessen. Die Endresultate sind in praktischen Einheiten angegeben. Eine Ausnahme macht die Leitfähigkeit, die, wie allgemein üblich, in absoluten el.-magn. Einh. angegeben wird. Wir unterscheiden demnach:

1. Das GAUSSSche Maßsystem.
2. Das rationelle Maßsystem.
3. Das el.-magn. Maßsystem.
4. Das praktische Maßsystem.

Das GAUSSSche Maßsystem mißt die elektrischen Größen in absoluten el.-stat., die magnetischen in absoluten el.-magn. Einh. Die Einheiten des rationellen Maßsystems unterscheiden sich zum Teil um den Faktor 4π oder $\sqrt{4\pi}$. Die folgende Tabelle gestattet, in den Gleichungen die Größen in jedem Maßsystem gemessen einzusetzen.

Tabelle 5. Zahlenwert der Größen in den verschiedenen Maßsystemen.

	Gauß	Rationell	Elektro- magnetisch	Praktisch	Praktische Einheit
Elektrische Feldstärke . .	\mathcal{E}	$\frac{\mathcal{E}}{\sqrt{4\pi}}$	$c\mathcal{E}$	$c \cdot 10^{-8}\mathcal{E}$	$\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$
Magnetische Feldstärke . .	\mathfrak{H}	$\frac{\mathfrak{H}}{\sqrt{4\pi}}$	\mathfrak{H}	$\frac{10}{4\pi}\mathfrak{H}$	$\frac{\text{Amp. wdg}}{\text{cm}}$
Dielektrizitätskonstante . .	ε	ε	$\frac{\varepsilon}{c^2}$	$\frac{10^9}{4\pi c^2}\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon$	
Permeabilität	μ	μ	μ	$4\pi \cdot 10^{-9}\mu = \mu_0\mu$	
Ladung	Q	$\sqrt{4\pi}Q$	$\frac{Q}{c}$	$\frac{10}{c}Q$	Coulomb
Elektrische Leitfähigkeit .	σ	$4\pi\sigma$	$\frac{\sigma}{c^2}$	$\frac{10^9}{c^2}\sigma$	
Dielektrische Verschiebung	\mathfrak{D}	$\frac{\mathfrak{D}}{\sqrt{4\pi}}$	$\frac{\mathfrak{D}}{c}$	$\frac{10}{4\pi c}\mathfrak{D}$	$\frac{\text{Coulomb}}{\text{cm}^2}$
Spannung	U	$\frac{U}{\sqrt{4\pi}}$	cU	$c \cdot 10^{-8}U$	Volt
Strom	I	$\sqrt{4\pi}I$	$\frac{I}{c}$	$\frac{10}{c}I$	Ampere
Widerstand	R	$\frac{R}{4\pi}$	c^2R	$c^2 \cdot 10^{-9}R$	Ohm

$$c = 2,998 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec.}$$

Die Bezeichnung der einzelnen Größen wie \mathcal{E} , \mathfrak{H} . . . stellt in jeder Spalte den Zahlenwert dieser Größe im GAUSSschen Maßsystem dar. Es ist also z. B. in der dritten Spalte zu lesen: $c\mathcal{E}_{\text{Gauß}}$, in der vierten: $c \cdot 10^{-8}\mathcal{E}_{\text{Gauß}}$ usw. Ist als Beispiel in einer Gleichung σ in rationalen Einheiten gegeben und wollen wir σ in GAUSSschen Einheiten messen, so haben wir nach Spalte 2 zu setzen:

$$\sigma_{\text{rat}} = 4\pi\sigma_{\text{Gauß}}.$$

Ist σ in el.-magn. Einh. gegeben, und soll in rationalen Einheiten ausgedrückt werden, so haben wir aus der dritten Spalte:

$$\sigma_{\text{el.-magn.}} = \frac{\sigma_{\text{Gauß}}}{c^2},$$

und aus der zweiten:

$$\sigma_{\text{rat}} = 4\pi\sigma_{\text{Gauß}},$$

und aus diesen beiden Beziehungen:

$$\sigma_{\text{el.-magn.}} = \sigma_{\text{rat}} \frac{1}{4\pi c^2}.$$

Aus $\sigma_{\text{el.-magn.}} = \sigma_{\text{Gauß}}/c^2$ folgt z. B., daß eine el.-magn. Einh. = $9 \cdot 10^{20}$ el.-stat. Einh. der Leitfähigkeit. Als weiteres Beispiel schreiben wir die erste Feldgleichung (S. 143) im GAUSSschen Maßsystem:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c} \mathcal{E} = \text{rot } \mathfrak{H}. \quad (\text{Gauß})$$

Indem wir hierin: $\mathcal{E}_{\text{Gauß}} = \sqrt{4\pi} \mathcal{E}_{\text{rat}}$, $\mathcal{H}_{\text{Gauß}} = \sqrt{4\pi} \mathcal{H}_{\text{rat}}$, $\sigma_{\text{Gauß}} = \sigma_{\text{rat}}/4\pi$ setzen, erhalten wir dieselbe Gleichung im rationellen Maßsystem:

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\sigma}{c} \mathcal{E} = \text{rot } \mathcal{H}. \quad (\text{rat})$$

Im rationellen Maßsystem verschwindet also der Faktor 4π in den Feldgleichungen.

Die Feldstärke wird in den Endformeln im allgemeinen nicht in V/cm, sondern in mV/m oder $\mu\text{V}/\text{m}$ angegeben. Es ist:

$$1 \frac{\text{V}}{\text{cm}} = 10^5 \frac{\text{mV}}{\text{m}} = 10^8 \frac{\mu\text{V}}{\text{m}},$$

oder

$$\frac{\mathcal{E}}{\frac{\text{cm}}{\text{m}}} = 10^{-5} \frac{\mathcal{E}_{\text{mV}}}{\frac{\text{m}}{\text{m}}} = 10^{-8} \frac{\mathcal{E}_{\mu\text{V}}}{\frac{\text{m}}{\text{m}}}.$$

Wir übernehmen an verschiedenen Stellen aus englisch-amerikanischen Zeitschriften Angaben über die Feldstärke, bei denen die Einheit Dezibel angewendet wird. Diese Einheit ist so definiert, daß das Verhältnis zweier Größen in einer logarithmischen Skala mit der Basis 10 angegeben wird, und zwar bezieht sich die Angabe auf die Leistung. Zwei Leistungen N_1 und N_2 entsprechen einem Unterschied von:

$$10 \log \frac{N_1}{N_2} \text{ Dezibel (db)}.$$

Setzen wir die Feldstärke ein, so haben wir zu schreiben:

$$20 \log \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} \text{ db}.$$

In Abb. 20 sehen wir z. B. die Dezibelkala neben der absoluten Skala in $\mu\text{V}/\text{m}$. $1 \mu\text{V}/\text{m}$ ist hier als Bezugfeldstärke gewählt. $10 \mu\text{V}/\text{m}$ entspricht 20 db (hundertfache Leistung), $0,1 \mu\text{V}/\text{m}$ entspricht -20 db. Eine Angabe z. B., daß die Schwundamplitude 40 db beträgt, bedeutet eine Feldstärkenschwankung im Verhältnis 1:100. Allgemein entsprechen A db einem Feldstärkenverhältnis:

$$\frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} = 10^{\frac{A}{20}}.$$

Schrifttum.

1. LORENTZ, H. A.: Elektronentheorie Enzykl. math. Wiss. V. 2, Abschn. 36.
2. LASSEN, H.: Jb. drahtl. Telegr. Bd. 28 (1926) S. 109 u. 139.
3. APPLETON, E. V.: Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 37 (1925) S. 22.
4. NICHOLS, H. W., u. J. C. SCHELLENG: Bell. Syst. techn. J. Bd. 4 (1925) S. 215.
5. LASSEN, H.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 4 (1927) S. 324.
6. RUKOP, H., u. P. WOLF: Z. techn. Phys. Bd. 13 (1932) S. 132.
7. APPLETON, E. V., u. G. BUILDER: Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 44 (1932) S. 76.
8. FÖRSTERLING, K., u. H. LASSEN: Ann. Bd. 18 (1933) S. 26.
9. GOUBAU, G.: Hochfrequenztechn. Bd. 46 (1935) S. 37.
10. FÖRSTERLING, K., u. H. LASSEN: Z. f. techn. Phys. Bd. 12 (1931) S. 453 u. 502.
11. GOUBAU, G.: Hochfrequenztechn. Bd. 45 (1935) S. 179.
12. FÖRSTERLING, K., u. H. LASSEN: Hochfrequenztechn. Bd. 42 (1933) S. 158.
13. ZENNECK, J.: Ann. Bd. 23 (1907) S. 846.
14. ULLER, K.: Diss. Rostock 1902.
15. JOOS, G.: Lehrb. d. theor. Physik. Leipzig 1934.
16. NOETHER, F.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 10 (1933) S. 160 — vgl. auch [17], S. 932.
17. SOMMERFELD, A., in FRANK u. VON MISES: Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik, Zweiter Teil. S. 756ff. Braunschweig 1935.
18. VAN DER POL, B.: Hochfrequenztechn. Bd. 37 (1931) S. 152.
19. WATSON, G. N.: Proc. roy. Soc., Lond. Bd. 95 (1918) S. 83.
20. LAPORTE, O.: Ann. Bd. 70 (1923) S. 595.

21. VAN DER POL, B., u. H. BREMMER: Phil. Mag. Bd. 24 (1937) S. 141.
22. VAN DER POL, B., u. H. BREMMER: Phil. Mag. Bd. 24 (1937) S. 825.
23. VAN DER POL, B., u. H. BREMMER: Phil. Mag. Bd. 25 (1938) S. 817.
24. VAN DER POL, B., u. H. BREMMER: Phil. Mag. Bd. 27 (1939) S. 261.
25. VAN DER POL, B., u. H. BREMMER: Hochfrequenztechn. Bd. 51 (1938) S. 181. (Zusammenfassender Bericht.)
26. PLENDL, H., u. G. ECKART: Z. techn. Phys. Bd. 18 (1937) S. 441.
27. PLENDL, H., u. G. ECKART: Hochfrequenztechn. Bd. 52 (1938) S. 44.
28. PLENDL, H., u. G. ECKART: Ergebn. exakt. Naturw. Bd. 17 (1938) S. 334.
29. ENGLUND, C. R., A. B. CRAWFORD u. W. W. MUMFORD: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 21 (1933) S. 464.
30. ENGLUND, C. R., A. B. CRAWFORD u. W. W. MUMFORD: Bell. Syst. techn. J. Bd. 14 (1935) S. 369.
31. PEDERSEN, P. O.: Danmark Naturvidenskabelige Samfund A Nr. 15a. Kopenhagen 1927.
32. VEGARD, L.: Ergebn. exakt. Naturw. Bd. 17 (1938) S. 229.
33. BARTELS, J.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 10 (1933) Sonderheft.
34. DIEMINGER, W.: Ergebn. exakt. Naturw. Bd. 17 (1938) S. 282.
35. Handb. Exp. Physik XXV. 1, S. 676ff.
36. FÖRSTERLING, K.: Lehrbuch der Optik. Leipzig 1928.
37. WATSON, G. N.: Proc. roy. Soc. A, Lond. Bd. 95 (1919) S. 546.
38. APPLETON, E. V., u. M. A. F. BARNETT: Nature, Lond. Bd. 115 (1925) S. 333.
39. APPLETON, E. V., u. M. A. F. BARNETT: Proc. roy. Soc. A., Lond. Bd. 109 (1925) S. 621.
40. BREIT, G., u. M. A. TUVE: Phys. Rev. Bd. 28 (1926) S. 554.
41. SMITH, N.: J. Res. Nat. Bur. Stand. Bd. 19 (1937) S. 89.
42. SMITH, N.: J. Res. Nat. Bur. Stand. Bd. 20 (1938) S. 683.
43. MILLINGTON, G.: Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 50 (1938) S. 801.
44. AUSTIN, L. W.: Jb. drahtl. Telegr. Bd. 5 (1912) S. 75; Bd. 20 (1922) S. 306 u. 372.
45. ESPENSCHIED, LL., C. N. ANDERSON u. A. BAILEY: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 14 (1926) S. 7.
46. Report of committee on radio wave propagation. Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 26 (1938) S. 1193.
47. KIRBY, S. S., u. K. A. NORTON: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 20 (1932) S. 841.
48. ECKERSLEY, P. P.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 18 (1930) S. 1160.
49. APPLETON, E. V., u. M. A. F. BARNETT: Proc. roy. Soc. A., Lond. Bd. 113 (1927) S. 450.
50. BOWN, R., DE LOSS K. MARTIN u. R. K. POTTER: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 14 (1926) S. 57.
51. KAUFMANN, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 6 (1929) S. 349.
52. BÖHM, O.: Telefunkenztg. Bd. 12 (1931) Nr. 57 S. 20.
53. GOUBAU, G., u. J. ZENNECK: Jb. drahtl. Telegr. Bd. 37 (1931) S. 207.
54. GOUBAU, G.: Ann. Bd. 10 (1931) S. 329.
55. AUSTIN, L. W.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 20 (1932) S. 280.
56. RUKOP, H.: Jb. drahtl. Telegr. Bd. 28 (1926) S. 41.
57. QUÄCK, E., u. H. MÖGEL: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 5 (1928) S. 542.
58. PRESCOTT, M. L.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 18 (1930) S. 1797.
59. DOWSETT, H. M.: The Marconi Review 1928/29 Nr. 13 S. 14.
60. KRÜGER, K., u. H. PLENDL: Jb. drahtl. Telegr. Bd. 33 (1929) S. 85.
61. RUKOP, H.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 3 (1926) S. 316.
62. ECKERSLEY, T. L.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 18 (1930) S. 106.
63. QUÄCK, E.: Jb. drahtl. Telegr. Bd. 28 (1926) S. 177.
64. QUÄCK, E.: Jb. drahtl. Telegr. Bd. 30 (1927) S. 147.
65. QUÄCK, E., u. H. MÖGEL: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 6 (1929) S. 45.
66. MÖGEL, H.: Telefunkenztg. Bd. 12 (1931) Nr. 58 S. 34.
67. POTTER, R. K.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 18 (1930) S. 581.
68. KRÜGER, K., u. H. PLENDL: Z. techn. Phys. Bd. 12 (1931) S. 673.
69. KRÜGER, K., u. H. PLENDL: in H. FASSBENDERS Hochfrequenztechn. in der Luftfahrt. Berlin. Julius Springer 1932.
70. GOTHE, A., u. O. SCHMIDT: Telefunkenztg. Bd. 10 (1929) Nr. 53 S. 39.
71. ECKERSLEY, T. L.: J. Inst. electr. Engrs. Bd. 67 (1929) S. 992.
72. MÖGEL, H.: Telefunkenztg. Bd. 11 (1930) Nr. 56 S. 14.
73. DELLINGER, J. H.: Terr. Magn. Bd. 42 (1937) S. 49.
74. DELLINGER, J. H.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 25 (1937) S. 1253.
75. PLENDL, H.: Hochfrequenztechn. Bd. 38 (1931) S. 89.
76. MÖGEL, H.: Telefunkenztg. Bd. 13 (1932) Nr. 60 S. 32.
77. ESAU, A., u. E. AHRENS: Luftf.-Forschg. Bd. 14 (1937) S. 368.

78. STRATTON, I. A.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 18 (1930) S. 1064.
79. RICE, CH. W.: Gen. Electr. Rev. Aug. 1936 S. 363.
80. WOLF, J., E. G. LINDER u. R. A. BRADEN: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 23 (1935) S. 11.
81. MCPHERSON, W. L., u. E. H. ULLRICH: J. Inst. electr. Engrs. Bd. 78 (1936) S. 629.
82. Micro radio waves. Electrician Bd. 110 (1933) S. 3.
83. HERSHBERGER, W. D.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 22 (1934) S. 870.
84. MORITA, K.: Nippon electr. Comm. Engng. Sept. 1936 S. 332.
85. TREVOR, B., u. R. W. GEORGE: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 23 (1935) S. 461.
86. JONES, L. F.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 21 (1933) S. 349.
87. ESAU, A., u. W. KÖHLER: Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 153.
88. SCHOLZ, W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 12 (1935) S. 3.
89. SCHRÖTER, F.: Elektr. Nachr. Techn. Bd. 8 (1931) S. 431.
90. BURROWS, CH. R., A. DECINO u. L. E. HUNT: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 23 (1935) S. 1507.
91. BURROWS, CH. R., A. DECINO u. L. E. HUNT: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 26 (1938) S. 516.
92. ENGLUND, C. R., A. B. CRAWFORD u. W. W. MUMFORD: Bell. Syst. techn. J. Bd. 17 (1938) S. 489.
93. WOLF, P.: Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 44.
94. PAUL, H. E.: Hochfrequenztechn. Bd. 50 (1937) S. 121.
95. DIEMINGER, W.: Hochfrequenztechn. Bd. 46 (1935) S. 109.
96. APPLETON, E. V.: Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 45 (1933) S. 673.
97. RATCLIFFE, I. A., u. E. L. C. WHITE: Phil. Mag. Bd. 16 (1933) S. 125.
98. APPLETON, E. V., u. G. BUILDER: Proc. phys. Soc., Lond. Bd. 45 (1933) S. 208.
99. MARTYN, D. F., I. H. PIDDINGTON u. G. H. MUNRO: Proc. roy. Soc. A., Lond. Bd. 158 (1937) S. 536.
100. APPLETON, E. V., u. I. A. RATCLIFFE: Proc. roy. Soc. A., Lond. Bd. 117 (1928) S. 576.
101. GREEN, A. L.: Council f. Science and Industr. Res. Bull. 1932 Nr. 59.
102. GILLILAND, T. R., S. S. KIRBY, N. SMITH u. S. E. REYMER: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 25 (1937) S. 823 und fortlaufend monatl.
103. APPLETON, E. V., u. R. NAISMITH: Proc. roy. Soc. A., Lond. Bd. 137 (1932) S. 36.
104. APPLETON, E. V., u. S. CHAPMAN: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 23 (1935) S. 658.
105. PAUL, H. E.: Hochfrequenztechn. Bd. 41 (1933) S. 81.
106. APPLETON, E. V.: Occasional notes of the Roy. Astr. Soc. Jan. 1939 Nr. 3 S. 33.
107. JUDSON, C. B.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 25 (1937) S. 38.
108. APPLETON, E. V., u. R. NAISMITH: Phil. Mag. Bd. 27 (1939) S. 144.
109. APPLETON, E. V., R. NAISMITH u. L. J. INGRAM: Phil. Trans. roy. Soc. Lond. A Bd. 236 (1937) S. 191.
110. WAGNER, K. W.: Elektr. Nachr.-Techn. Bd. 11 (1934) S. 37.
111. DIEMINGER, W., u. H. PLENDL: Hochfrequenztechn. Bd. 51 (1938) S. 117.
112. EYFRIG, R., G. GOUBAU, TH. NETZER u. J. ZENNECK: Hochfrequenztechn. Bd. 51 (1938) S. 149.
113. BERKNER, L. V., u. H. W. WELLS: Terr. Magn. Bd. 42 (1937) S. 138.
114. BERKNER, L. V., u. H. W. WELLS: Terr. Magn. Bd. 42 (1937) S. 301.
115. SCHULTHEISS, F.: Hochfrequenztechn. Bd. 48 (1936) S. 7.
116. CRONE, W., K. KRÜGER, G. GOUBAU u. J. ZENNECK: Hochfrequenztechn. Bd. 48 (1936) S. 1.
117. DIEMINGER, W., G. GOUBAU u. J. ZENNECK: Hochfrequenztechn. Bd. 44 (1934) S. 2.
118. GILLILAND, I. R., S. S. KIRBY, N. SMITH u. S. E. REYMER: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 26 (1938) S. 1347.
119. ZENNECK, J., u. H. RUKOP: Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. Stuttgart 1925.
120. TAYLOR, A. H.: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 19 (1931) S. 103.
121. TAYLOR, A. H., u. E. O. HULBURT: Phys. Rev. Bd. 27 (1926) S. 189.
122. HEISNIG, R. A., I. C. SCHELLENG u. G. C. SOUTHWORTH: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 14 (1926) S. 613.
123. SCHELLENG, I. C., C. R. BURROWS u. E. B. FERRELL: Proc. Inst. Radio Engrs., N. Y. Bd. 21 (1933) S. 427.
124. APPLETON, E. V. u. R. NAISMITH: Proc. roy. Soc. A., Lond. Bd. 150 (1935) S. 685.
125. BECKMANN, B.: Fortschr. der Hochfrequenztechnik Bd. 1.
126. WEYL, H.: Ann. Bd. 60 (1919) S. 481.

Namen- und Sachverzeichnis.

- Abendkonzentration** 268.
ABRAHAM, M. 15, 21.
ABRAHAM'SCHER Erreger 12.
Abschnürung elektrischer Kraftlinien 10.
Abschwächungsfaktor bei Ausbreitung über die Erdkugel 175ff.
Absorption in der Ionosphäre 203f., 211, 261f.
Absorptionsfläche 103.
Abspannseile 40, 77.
ADCOCK-PEILANLAGE 135.
Ähnlichkeitsgesetz bei Ausbreitung über ebene Erde 163.
Äquivalente Frequenz 214.
Äquivalenter Erdradius 179f.
AHRENS 249.
ANDERSON, C. N. 217.
Anfachung einer Empfangsantenne 104, 105.
Antenne, beschwerte 32.
 —, induktiv verlängerte 34.
 —, kapazitiv verkürzte 33.
 —, schiefe 61.
 —, schwundmindernde 85ff., 227.
 —, senkrechte 32, 51.
 —, waagrechte s. **Horizontalantenne**.
Antenneneffekt der Rahmenantenne 115, 116, 133.
Antennenformziffer 3, 22.
APPLETON, E. V. 149, 207, 222, 249, 262, 264, 267ff.
Atmosphäre, Zusammensetzung der hohen 185.
Ausbreitung, Theorie, im Isolator 145.
 — in Halbleitern 146.
 — in ionisierten Gasen 147ff.
 — über die ebene Erde 158ff.
 — über die Erdkugel 164ff.
 — in großen Entfernungen 174.
 — der kurzen Wellen 200ff.
 — der Mittel- und Langwellen 205f.
AUSTIN, L. W. 216f.
AUSTINSCHES Formel 174, 206, 216, 219.
BÄUMLER, M. 88, 91, 92.
BAILEY, A. 217.
BARNETT, M. A. F. 207, 222.
Beam-Empfangssystem 130.
BECK, C. 131.
BEDEAU, M. F. 126, 127, 129.
BERGMANN, L. 9, 16, 28, 96.
Beschwerung einer Antenne
Beverageantenne 124. [32.
BIRKELAND 191.
Bodeneinfluß auf Strahlung 49.
Bodenleitfähigkeit 44, 45.
BÖHM, O. 72, 92, 226f.
BOUVIER, P. 47.
BOWN, R. 223f.
BRADEN, R. A. 249.
BRAUN, F. 54, 111.
Brechung in der unteren Atmosphäre 178f.
 — in der Ionosphäre. **Brechungsgesetz** 193.
Brechungsindex 145.
 —, komplexer 145, 146.
 —, komplexer, der Ionosphäre 147ff.
 —, Nullstellen 151.
BREIT, G. 208.
BREMNER, H. 164ff., 219.
BRUCE, E. 131.
Bündelung der Antenne 51.
 —, optische 79.
 — der Empfangsstrahlung
BUILDER, G. 149, 263. [132.
BURROWS, C. R. 179, 257.
BURSTYN, W. 31.
CASPAR, P. 9, 16.
Charakteristik s. **Richtcharakteristik**.
CHIREIX, M. 73.
COHEN 174.
CRAWFORD, A. B. 252ff., 259f.
CRONE, W. 272.
Dämmerungseffekt 117, 133.
Dämpfungsdekrement 36.
Dämpfungsfaktor 146.
 — der Oberflächenwelle 157.
 — in großen Entfernungen 174.
 — in der Ionosphäre 203f., 211.
 — ultrakurzer Wellen in Stadtgebieten 257.
Dämpfungsfunktion bei Ausbreitung über die ebene Erde 161f.
DECINO, A. 257.
DELLINGER, J. H. 247f.
Dezibel 278.
Dezimeterwellenausbreitung 249ff.
DIECKMANN, M. 107, 134.
Dielektrischer Effekt der Rahmenantenne 115, 133.
Dielektrizitätskonstante 142.
 —, komplexe 145.
 — des Bodens 49, 60, 199, 219.
 — der Luft 178ff.
DIEMINGER, W. 262, 272.
Dipol, elektrischer 4.
 —, magnetischer 55.
Dipolebene 62, 67.
 — als Reflektorebene 69.
Dipolgruppe 62, 65.
Dipolmoment 4, 160.
Dipolreihe 62.
Directorwirkung 77.
Divergenzfaktor 167.
Doppelbrechung, magnetische, in der Ionosphäre 149ff., 262ff.
Doppelkardioidenanordnung 121.
Doppelkonusantenne 42.
Doppelmodulationsverfahren 97.
Doppelrahmenanordnung 120.
Doppelrahmenpeiler 137.
DOWSETT, H. M. 262.
Dreieckanordnung von BRAUN 54, 111.
Duplexverkehr 108.
Dynamische . . . s. wirksame.
Echomessung, Anwendung auf die Fernübertragung 214.
 — und Fernübertragung 272.
Echomethode 208.
Echosignale bei kurzen Wellen 202, 235ff.
ECKART, G. 180ff., 251f.
ECKERSLEY, P. P. 219, 221f.
 —, T. L. 235ff., 244f.
Effekt, Antennen- 115, 116, 133.
Effektivhöhe 3, 17.
 — einer Stabantenne 17.
 — einer Schirmantenne 42.
 — einer Rahmenantenne 56.
EHRENHAFT, F. 15.
Eigenwelle einer Antenne 2.
Eindringtiefe von elektrischen Wellen 157f.
Einheiten 276ff.

- Einseitige Richtwirkung 53, 61, 69, 71, 75, 112, 117, 122, 124, 127, 129, 131.
 E-Ionisierung, abnormale 271.
 Eisbildung auf Antenne 73.
 Eigenschwingungen von Stabantenne 14.
 — einer Kugel 15.
 — verschieden geformter Antennen 43.
 EISNER, F. 31.
 Elektronen in der Ionosphäre, freie 150.
 —, Anlagerung 188f.
 Empfangsantenne 98ff.
 —, senkrechte 100.
 Empfangsfaktor der Rahmenantenne 115.
 Energiebilanz einer Empfangsantenne 101.
 ENGLUND, C. R. 252ff., 259f.
 Entfernung, Numerische 157, 160, 162.
 Erdantennen 59.
 Erdboden s. Boden.
 Erdmagnetfeld, Einfluß auf die Wellenausbreitung 149ff.
 — und Ionosphäre 191, 270.
 — und Langwellenausbreitung 227f.
 — und Kurzwellenausbreitung, Störungen 246f.
 Erdnetz 46.
 Erdradius, Äquivalenter 179f.
 Erdströme 47.
 Erdung 44.
 Erdwiderstand 44, 47.
 Erreger, HERTZscher 10.
 —, ABRAHAMScher 12.
 Erregung, primäre und sekundäre 160, 165.
 ESAU, A. 112, 117, 121, 122, 123, 249, 254, 257.
 E-Schicht 267, 269.
 ESPENSCHIED, L. 217.
 EYFRIG, R. 271.
 Fächerantenne 43.
 Feld, elektrostatisches 7.
 Feldgleichungen 5, 6, 7, 8, 143.
 Feldlinien, elektrische, eines HERTZschen Dipols 10.
 —, einer Stabantenne 18, 19.
 Feldlinienbilder 10, 11, 12, 18, 19, 106, 107.
 Fernstrahlung bei kurzen Wellen 196, 198.
 Fernzone 7, 9, 75.
 FERRELL, E. B. 179.
 Flackerzone bei kurzen Wellen 203, 235.
 Flächenantenne 88.
 Flugzeugbeobachtungen mit Meterwellen 251f.
 Flugzeugschleppantenne 43.
 Formfaktor 3, 22. [49.
 FÖRSTERLING, K. 149, 185.
 FRANKE, O. 15.
 FRANKLIN-Antenne 72.
 Frequenz, Äquivalente 214.
 F-Schicht 268.
 Funkbake 97.
 Funkbeschickung 133.
 Funkortung s. Funkpeilung.
 Funkpeilung 132.
 Gangunterschied 23, 62, 65.
 GAUSSSches Maßsystem 8, 143.
 Gegengewicht 47, 48.
 GEORGE, R. W. 251.
 GILLILAND, T. R. 266, 275.
 Gitterreflektor 83.
 GLOECKNER, M. H. 137.
 GOLDSCHMIDT, R. 46.
 Goniometer 119, 120.
 GOTHE, A. 244, 246.
 GOUBAU, G. 150, 152, 227, 262, 271ff.
 Grenzausstrahlungswinkel bei kurzen Wellen 195f.
 Grenzfrequenz 213f., 215.
 Grenzwellenlänge 213f., 215.
 GRIMSEN, G. 58.
 Gruppengeschwindigkeit 208.
 Gruppenterm 67.
 HACK, F. 17.
 HAHNEMANN, W. 85, 86, 88, 89, 93.
 Halbwellenantenne 91.
 HARBICH, H. 85, 86, 88, 89, 93.
 Heaviside-Schicht 85.
 HERSHBERGER, W. D. 250.
 HERTZ, H. 4, 9.
 HERTZsche Funktion 158f.
 — Kreisgebiete 9.
 HERTZscher Dipol 4.
 Höhe, effektive 3.
 — der Ionosphäre, berechnet 187.
 —, scheinbare 208f., 266ff.
 —, Zusammenhang zwischen scheinbarer und wahrer Höhe 209f.
 —, berechnete scheinbare und wahre, in Abhängigkeit von der Tageszeit 212.
 Höhenantenne 92.
 Höhenfaktor der Feldstärke 174.
 HOERSCHELMANN, H. v. 61.
 Horizontalantenne 57.
 Horizontalcharakteristik 50.
 HULBERT, E. O. 234.
 HUNT, L. E. 257.
 Impulspeilung 135.
 induktiv verlängerte Antenne 34.
 Induktivität, wirksame 2.
 Integral-cosinus, -sinus 29, 38, 64.
 Interferenz der direkten und an der Erde reflektierten Wellen bei Ultrakurzwellen 167, 175ff.
 — der Luft- und Bodenwelle 207f., 222ff.
 — der Luftwellen bei mittleren Wellen 225f.
 — der Luftwellen bei kurzen Wellen 239ff.
 Interferenzfelder bei ultrakurzen Wellen 253f.
 Interferenzmethode 207f.
 JONES, L. F. 254, 256.
 Ionisierungsschichtdicke 186.
 Ionisierungsspannung der Gase 190.
 Ionisierungsstärke 186.
 Ionosphäre 184ff.
 —, Verlauf der Ionisierung mit der Höhe 186.
 —, zeitlicher Verlauf der Trägerdichte 189.
 —, Entstehungsursachen (Ionisatoren) 190.
 —, Zusammenhang mit den Schwankungen des Erdmagnetfeldes, dem Polarlicht und der Sonnentätigkeit 191, 269f.
 —, experimentelle Bestimmung der Trägerdichte 213f.
 —, Struktur 266ff.
 —, rasche Schwankungen 272.
 Ionosphärenforschung, Theorie 207ff.
 —, Ergebnisse 260ff.
 JUDSON, C. B. 270.
 Kapazität, dynamische 2.
 —, statische 2.
 —, wirksame 2, 23.
 Kapazitiv verkürzte Antenne Kardioide 75, 112, 117. [33.
 KAUFMANN, W. 225.
 KIRBY, S. S. 219, 222, 266, 275.
 KIRCHHOFF-THOMSONSche Formel 2, 23.
 KÖHLER, W. 80, 254, 257.
 Komplexe Rechnung 144.
 Konusantenne 42.
 Koordinaten um Dipol 4.
 —, elliptisch-hyperbolische 15.
 Kopplung, Strahlungs- 75, 76.
 Kopplungseinrichtung zwischen Antenne und Reflektor 76.
 KORSHENEWSKY, N. v. 101.
 Kraftlinien, elektrische, eines HERTZschen Erregers 10.
 —, —, eines ABRAHAMSchen Erregers 12.

- Kraftlinien**, elektrische, einer Stabantenne 18, 19.
 — und Bodenleitfähigkeit 45, Krallenerde 46. [48.
 Kreisgebiete, HERTZsche 9, 16.
Kreuzrahmenantenne 119, 120.
Kreuzrahmengoniometer 120.
KRÜGEL, L. 96.
KRÜGER, K. 235, 243, 273.
 Kunstphase 108.
Kurzwellenausbreitung 228 ff.
 —, Schwunderscheinungen 239 ff.
 —, und Sonnentätigkeit 248.
LABUS, J. 25, 29, 30, 63, 64, 66, 68.
Ladungsmoment 4.
Langwellenausbreitung über Seewasser 216 ff.
 —, Zusammenhang mit den erdmagnetischen Störungen und der Sonnenfleckenzahl 227 f.
L-Antenne 41.
LAPORTE, O. 164.
LASSEN, H. 149, 185.
Leistung s. Strahlungsleitdipol 77. [stung.
Leitfähigkeit der Erde 44, 45, 60, 61, 199, 219.
 — von Seewasser 45, 199, 219.
 — von Süßwasser 45.
 — unendlich große 160.
Leitstrahlantenne 97.
LENARD, P. 187, 190.
LINDER, E. G. 249.
LOWRY, L. R. 131.
Luftschiffantenne 43.
Luftwelle, Feldstärke, bei kurzen Wellen 197 ff.
 —, bei Mittel- und Langwellen 205.
MARCONI, G. 72, 83, 250.
MARCONI-Antenne 21, 40.
 —, geknickte 59, 123.
 — -FRANKLIN-System 73.
MARTIN, D. K. 223 f.
Maßsystem, elektromagnetisches 8, 276 ff.
 —, GAUSSsches 8, 143, 276 ff.
 —, praktisches 276 ff.
 —, rationelles 159, 276 ff.
MAYER, R. 47.
Mehrfacherdung 46.
Mehrfachgoniometer 119.
Mehrfachringerde 46.
Mehrfachwege bei kurzen Wellen 201 f.
Mehrfachzeichen 235 ff.
MEISSNER, A. 46.
MESNY, R. 73.
Meteramperezahl 3.
Mikrostrahlensystem 81, 82.
Mißweisung beim Peilen 134.
Mittlere Wellen, Feldstärkekurven 218 ff.
 —, Schwunderscheinungen 222 ff.
MÖGEL, H. 229 f., 237, 239 f., 242, 246 ff., 271.
MÖGELSche Kurzstörung 191, 247 f., 271.
MORITA, K. 250.
MUMFORD, W. W. 252 ff., 259 f.
Nachteffekt 117, 133.
Nahstrahlung bei kurzen Wellen 196, 198.
Nahzone 6, 7, 9, 75.
NAISMITH, R. 267 ff.
NETZER, Th. 271.
NICHOLS, H. W. 149.
NOETHER, F. 158.
Nordlicht 191, 270.
NORTON, K. A. 219, 222.
Numerische Entfernung 157, 160, 162.
Nutzleistung einer Empfangsantenne 101.
Oberflächenwelle 154.
 —, Ausbreitungsämpfung 157.
Öffnungsbreite d. Charakteristik 51.
 — der Dipolreihe 64.
Öffnungsverhältnis eines Parabolspiegels 80.
Parabolspiegel 78.
 —, korrigierte 81.
PAUL, H. E. 262, 265, 268.
Peilantennen 132 ff.
Peilschärfe 133.
Phasengeschwindigkeit 145.
Phasenverschiebung zwischen \mathcal{E} und \mathcal{H} 7, 8, 16, 144.
PLENDL, H. 180 ff., 235, 243, 248, 251 f.
POL, B. VAN DER 38, 162 ff., 219.
Polarisation 70, 108, 112, 113, 118, 133, 134, 136.
 —, lineare 146.
 —, elliptische, der Luftwelle infolge ionosphärischer Doppelbrechung 152 ff., 245, 265 f.
 —, elliptische, der Oberflächenwelle (Drehfeld) 155 f.
Polarisationsebene s. Polarisation.
Polarkoordinaten 4, 164.
PONOMAREFF, M. J. 56, 57.
POTTER, R. K. 223 f., 241.
POYNTINGScher Strahlungsvektor 146.
PRESCOTT, M. L. 231 f.
PUSCH, J. 47.
QUÄCK, E. 229 f., 237 f.
Quasi-Maximum-Werte der Feldstärke 220 f.
Rahmenantenne 54.
 — als Empfänger 113.
Rahmengoniometer 119.
RAMSAUER, C. 187.
Raumresonator 94.
Raumstrahlung 85.
 —, Unterdrückung 86, 91, 92.
Raumwelle 158.
Rechnung, komplexe 144.
Reflektorantennen 75.
Reflektorterm 77.
Reflexion an der Erde 198 f.
Reflexionskoeffizient, sphärischer 167 f.
 — für ebene Grenzflächen 199.
Reichweite der kurzen Wellen abhängig vom Ausstrahlungswinkel 194 f.
Reihenantenne 88.
REYMER, S. E. 266, 275.
Reziprozitätstheorem 99.
Rhombusantenne 75, 131.
RICE, Ch. W. 249.
Richtcharakteristik, Definition der 50.
 —, bilaterale 53.
 —, unilaterale 53.
Richtschärfe 51.
 — eines Spiegels 80.
Richtwirkung, Einseitige 53, 61, 69, 71, 75, 112, 117, 122, 124, 127, 129, 131.
Richtwirkungsfaktor 51.
rückwertige Strahlung 51.
Rückwirkung der Empfangsantenne 105.
 — des Reflektors 77.
RÜDENBERG, R. 12, 13, 38, 57, 101, 106, 107.
RUKOP, H. 149, 229, 235 f., 260, 263.
Rundfunkempfang, ungestörter 222.
Rundfunkwellen 218.
Rundstrahlantenne 83, 84.
Rund-um-die-Erde-Signale 237 f.
SAMMER, F. 76.
Scheibenantenne 89.
SHELLENG, J. C. 149, 179.
Schiefe Antenne 61.
Schiffsantenne 40.
Schirmantenne 42.
Schleppantenneneffekt 133.
SCHMIDT, O. 244, 246.
SCHOLZ, W. 255.
SCHROER, R. 31.
SCHRÖTER, F. 257.
SCHULTHEISS 271 f.
SCHUSTER 191.
Schwächungsfaktor 55.

- Schwingungsdauer eines HERTZschen Dipols 12.
 Schwingungskreis, geschlossener 1.
 —, offener 1.
 Schwunderscheinungen, bei mittleren Wellen 222ff.
 —, selektive 223, 241.
 —, bei kurzen Wellen 239ff.
 —, durch Polarisationsänderung 242.
 — bei Ultrakurzwellen 257ff.
 Schwundmindernde Antenne
 Schwundzone 85. [85ff., 227.
 Schwungradschaltung 36, 101.
 Seewasser, Leitfähigkeit des 45, 199, 249.
 Selbstinduktion, dynamische —, stationäre 2. [2.
 —, wirksame 2.
 Senkrechte Antenne 32, 51.
 — Empfangsantenne 100.
 Sichtweite, optische 178.
 SIEGEL, E. 25, 29, 30, 63, 64, 66, 68.
 Signalgeschwindigkeit 208.
 SMITH, N. 266, 275.
 SOMMERFELD, A. 99, 158ff., 164, 219f.
 Sonnentätigkeit und Ionosphäre 191, 269.
 Spannungsverteilung 14, 34, 100.
 Speisung der Dipolssysteme 72.
 — eines Höhendipols 93.
 Spiegel, Reflektor- 78.
 Spiegelterm 80.
 Sprungentfernung 196, 234f., 275f.
 Sprungfrequenzen 274.
 Stabantenne 13.
 —, Spannungsverteilung längs 14.
 —, Stromverteilung auf 14.
 Steilstrahlung 86.
 Sterbaantenne 73.
 Sternerde 46.
 STEWART 191.
 STÖRMER 191.
 Störungsbereich der Empfangsantenne 106.
 Stoßzahl 148, 150.
 —, kritische 152.
 Strahlenbahnen bei Brechung in der unteren Atmosphäre 180ff.
 Strahler, linearer 13ff.
 Strahlhöhe 3.
 Strahlung, rückwertige 51.
 Strahlungscharakteristik eines Dipols. 12
 — und Erdbodeneinfluß 49.
 Strahlungsdekrement eines Dipols 11.
 — einer stabförmigen Antenne 12.
 Strahlungskopplung 75.
 Strahlungsleistung 2, 161.
 — eines Dipols 11.
 — des ABRAHAMschen Erregers 13.
 — einer stabförmigen Antenne 20, 29.
 — einer MARCONI-Antenne 22.
 — einer beschwerten Antenne 39.
 — einer Dipolreihe 64.
 Strahlungswiderstand 2.
 — eines Dipols 11.
 — des ABRAHAMschen Erregers 13.
 — einer stabförmigen Antenne 20, 29.
 — einer MARCONI-Antenne 22.
 — einer beschwerten Antenne 37.
 — einer T-Antenne 41.
 — einer Schirmantenne 42.
 — eines Rahmens 55.
 — einer Dipolreihe 64.
 — einer Dipolebene 68.
 — einer Dipolgruppe 66.
 —, Beeinflussung durch Reflektorantenne 79.
 Strahlwerferanlage 71.
 STRATTON, I. A. 249.
 Stromfläche einer Antenne 31.
 Stromverteilung 14, 27, 28, 34, 57, 72, 91, 93, 100.
 —, nichtquasistationäre 2.
 STRUTT, M. J. O. 49.
 SUDECK, G. 31.
 Tannenbaumantenne 69.
 T-Antenne 40.
 TATARINOFF, W. 81.
 TAYLOR, A. H. 234f.
 Telefunkenrichtantenne 70.
 Term der Dipolreihe 63.
 — der Dipolgruppe 65.
 — eines Spiegels 80.
 THOMSON, J. J. 15.
 Tote Zone 232ff.
 Trägerdichte in der Ionosphäre 187f.
 — im Sommer und Winter 188.
 —, experimentelle Bestimmung 213.
 —, Änderung mit der elfjährigen Sonnenfleckenperiode 269.
 TREVOR, B. 251.
 TURLYGHIN, S. J. 56, 57.
 TUVE, M. A. 208.
 Übertragungswirkungsgrad 104.
 Übergangszone 6, 9, 75.
 ULLER, K. 154.
 Ultrakurzwellenausbreitung 249ff.
 — im offenen Gelände 254ff.
 — in Stadtgebieten 256f.
 —, Schwunderscheinungen 257ff.
 Umlauffrequenz, magnetische 150, 205.
 Umlaufsinn der Schwingungsellipsen 154.
 VEGARD, L. 190f.
 Verkürzungszahl 2.
 Verlängerungszahl 2.
 Verluste in Antenne 3, 40.
 Verstärkung einer Richtantenne 51.
 — eines Reflektorspiegels 80, 83.
 Vertikalantenne s. senkrechte Antenne.
 Vertikalcharakteristik 50.
 Vertikaldiagramme der Feldstärke von Ultrakurzwellen 183f., 251.
 Vieleckantenne 86.
 Waagrechte Antenne s. Horizontalantenne.
 WATSON, G. N. 164, 205f.
 Wellen, Mittlere 218ff, 222ff.
 Wellenantenne 124.
 Wellendirector 77.
 Wellengleichung 145.
 Wellenlängengebiete 192, 215.
 WEYL, H. 158.
 WEYRICH, R. 94.
 Widerstand, Antennen 3.
 Wiedervereinigung von positiven und negativen Elektrizitätsträgern in der Ionosphäre 187f.
 Winkelantenne 73.
 Wirksame Selbstinduktion und Kapazität 2.
 Wirkungsgrad der Antenne 3.
 Wirkwiderstand 3.
 WOLF, J. 249.
 —, P. 149, 261, 263f.
 ZENNECK, J. 49, 61, 154, 227, 260, 262, 271ff.
 Zentimeterwellenausbreitung 249.
 Zinke, O. 31.
 Zweiseitige Richtwirkung 53.
 Zylinderantenne 87.

Verlag von Julius Springer / Berlin

Lehrbuch der drahtlosen Nachrichtentechnik

Herausgegeben von

Nicolai v. Korshenewsky und Dr.-Ing. **Wilhelm T. Runge**, Berlin

Erster Band: **Grundlagen und mathematische Hilfsmittel der Hochfrequenztechnik.** Bearbeitet von Professor Dr. H. G. Möller, Hamburg. Erscheint im Oktober 1940.

Dritter Band: **Elektronenröhren.** Bearbeitet von Professor Dr. A. Gehrts, Berlin. Erscheint im Frühjahr 1941.

Vierter Band: **Verstärker und Empfänger.** Bearbeitet von Dr. M. J. O. Strutt, Eindhoven. Erscheint im Sommer 1941.

In Vorbereitung:

Fünfter Band: **Sender.** Bearbeitet von Professor Dr.-Ing. L. Pungs, Braunschweig.

Sechster Band: **Fernsehtechnik.** Bearbeitet von Professor Dr. F. Schröter, Berlin, und Professor Dr. A. Gehrts, Berlin.

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

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

Verlag von Julius Springer / Wien

Einführung in die physikalischen Grundlagen der Rundfunktechnik. Von Dr. Otto Franke, Wien. Mit 167 Textabbildungen. VIII, 272 Seiten. 1937. RM 9.60

Einführung in die Funktechnik. Verstärkung, Empfang, Sendung. Von Dipl.-Ing. Dr. techn. Friedrich Benz, Wien. Mit 443 Textabbildungen. XV, 411 Seiten. 1937. RM 15.—; gebunden RM 16.80

Zu beziehen durch jede Buchhandlung.

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.-Ing. e. h. Dr. **K. W. Wagner**, Mitglied der Preußischen Akademie der Wissenschaften, Präsident des Telegraphen-technischen Reichsamts. Mit 253 Textabbildungen. VIII, 418 Seiten. 1927.

Gebunden RM 22.50

Radiotelegraphisches Praktikum. Von Dr.-Ing. **H. Rein**. Dritte, umgearbeitete und vermehrte Auflage (berichtigter Neudruck) von Professor Dr. **K. Wirtz**, Darmstadt. Mit 432 Textabbildungen und 7 Tafeln. XVIII, 560 Seiten. 1922. Neudruck 1927.

Gebunden RM 21.60

Leitfaden der Rundfunkentstörung. Von Dr. **A. Dennhardt**, Berlin, und Dipl.-Ing. **E. H. Himmler**, Berlin. Mit 84 Abbildungen im Text. VIII, 107 Seiten. 1935.

RM 3.75

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-Ges. f. drahtl. Telegr. m. b. H., Berlin. Mit 365 Textabbildungen. XVI, 487 Seiten. 1932.

Gebunden RM 58.—

Fernsehen. Die neuere Entwicklung insbesondere der deutschen Fernsehtechnik. Vorträge, veranstaltet durch den Bezirk Berlin-Brandenburg des Verbandes Deutscher Elektrotechniker — vormals Elektrotechnischer Verein e. V. — in Gemeinschaft mit dem Außeninstitut der Technischen Hochschule Berlin. Herausgegeben von Professor Dr. phil. **Fritz Schröter**, Berlin. Mit 228 Textabbildungen. VI, 260 Seiten. 1937.

RM 19.50; gebunden RM 21.—

Physik und Technik der ultrakurzen Wellen. Von Dr.-Ing. **H. E. Hollmann**.

Erster Band: Erzeugung ultrakurzweiliger Schwingungen. Mit 381 Textabbildungen. IX, 326 Seiten. 1936.

Gebunden RM 36.—

Zweiter Band: Die ultrakurzen Wellen in der Technik. Mit 283 Textabbildungen. VIII, 306 Seiten. 1936.

Gebunden RM 33.—

Moderne Kurzwellen-Empfangstechnik. Von Dr. **M. J. O. Strutt**, Eindhoven. Mit 176 Abbildungen im Text. VI, 245 Seiten. 1939.

RM 18.60; gebunden RM 19.80
