

**Studien über den Aufbau von
Antennengebilden bei vorgegebenem
Strahlungsdiagramm
(Antennensynthese)**

VON DER
EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE
IN ZÜRICH

ZUR ERLANGUNG DER WÜRDE EINES
DOKTORS DER TECHNISCHEN WISSENSCHAFTEN

GENEHMIGTE
PROMOTIONSARBEIT

VORGELEGT VON

Adolf Giger

von Solothurn und Quarten (SG)

Referent: Herr Prof. Dr. F. Tank

Korreferent: Herr Prof. H. Weber

Meinen Eltern

Vorwort.

Der Hochfrequenzingenieur, der sich mit Antennen zu befassen hat, wird häufig vor die Aufgabe gestellt, Antennen mit vorgeschriebener Strahlungscharakteristik zu bauen. In den meisten Fällen wird es sich darum handeln, die von einem Sender gelieferte Energie in ein beschränktes Winkelgebiet abzustrahlen. Die Gründe für eine solche Strahlungsbündelung können sehr mannigfaltig sein, was an einigen Beispielen der Praxis kurz aufgezeigt werden soll.

Der durch die Bündelungstechnik gegenüber der Rundstrahlung erzielbare Energiegewinn ist für die Richtstrahlübertragungen auf Ultrakurz- und Mikrowellen von ausschlaggebender Bedeutung. Auch bei den rundstrahlenden Sendern für Frequenzmodulation und Fernsehen ist eine Energiekonzentration in vertikaler Richtung erwünscht. Bei Radar erfüllt die Richtantenne erstens die Funktion der Energiebündelung und zweitens diejenige der Winkelbestimmung eines reflektierenden Objektes. Die Radarantenne als "Winkelfilter" betrachtet soll zudem eine möglichst vollkommene Abschwächung der ausgesandten Energie seitlich der Hauptstrahlungsrichtung gewährleisten, ganz analog wie ein normales elektrisches Bandfilter eine Frequenztrennung zu bewirken hat. Bei den Blindlandeverfahren in der Flugtechnik und bei der Steuerung von militärischen Raketen werden Antennenstrahlungen zur Bildung von Leitebenen oder Leitstrahlen benützt. Bei diesen Anwendungen spielt vor allem die Form des Richtstrahls eine wichtige Rolle. Und schliesslich wird hie und da auch die Forderung angetroffen, dass die von einer Antenne ausgehende Strahlung in gewissen Richtungen sehr schwach sein soll. Dadurch soll zum Beispiel verhindert werden, dass sich weit auseinanderliegende Mittelwellen-Rundfunksender, die auf gleicher Frequenz arbeiten müssen, stören. Auch bei der Leitstrahlbildung muss darauf geachtet werden, dass keine Energie auf Gegenstände fällt, deren Reflexionen den Leitstrahl durch Interferenzwirkung stören könnten. Es war ein Problem solcher Art, das den Anstoss zu der vorliegenden Arbeit gab.

Im Frühjahr 1954 gelangte die Radio-Schweiz A.G., welche die Flugsicherungsanlagen im Flughafen Zürich-Kloten betreibt, mit dem Ersuchen an das Institut für Hochfrequenztechnik der ETH, Studien zwecks Verbesserung der Gleitweganlage des ILS (Instrument-Landing-System)-Blindlandesystems

durchzuführen. Es hatte sich nämlich gezeigt, dass die durch zwei Antennenstrahlungen gebildete Gleitfläche gewisse störende Unregelmässigkeiten aufwies. Aus Messungen, die von der Radio-Schweiz A.G. durchgeführt wurden, könnte eindeutig geschlossen werden, dass die Störungen durch Interferenzen der direkten und der von einem Hügel reflektierten Strahlung verursacht wurden. Anschliessende eigene Untersuchungen zeitigten die Lösung, mit Hilfe von zusätzlichen Antennen die Strahlung auf den störenden Hügel zu vermeiden, um dadurch die Unebenheiten in der Leitfläche zum Verschwinden zu bringen. Die Messungen an der daraufhin gebauten neuen Antennenanlage erwiesen die Richtigkeit der theoretischen Ueberlegungen voll und ganz. Diese Anlage, welche die alte vollständig ersetzt hat, läuft seit Herbst 1954, abgesehen von kurzen Revisionsperioden, im Dauerbetrieb und erfüllt die an sie gestellten Anforderungen.

Im ersten Teil der vorliegenden Studie werden die theoretischen und praktischen Arbeiten an der neuen Gleitweganlage beschrieben. Den nachfolgenden, rein theoretischen Untersuchungen liegt dieselbe Aufgabenstellung zu Grunde, wobei weitere drei Lösungsmöglichkeiten angegeben werden. Die letzte Lösungsmethode ist auch von allgemeinerem Interesse, denn sie zeigt Mittel und Wege zur Realisierung irgendeines beliebigen Strahlungsdiagrammes, wobei zwar die Rechnung nur im Falle von räumlich kleinen Antennen einfach bleibt. Solche gegenüber der Wellenlänge beliebig kleinen Antennen mit beliebig starker Strahlenbündelung, auch "Super Gain"-Antennen genannt, sind im letzten Teil genau behandelt, und es werden die fundamentalen Schwierigkeiten, die sich ihrer praktischen Verwirklichung entgegenstellen, aufgezeigt, wie zum Beispiel geringe Wellenabstrahlung, schlechter Wirkungsgrad, Schmalbandigkeit, hohe Genauigkeit der Speisespannungen und der störende Effekt von Gegenständen in der Nähe einer solchen Antenne.

Die mathematischen Methoden zur Lösung von Richtantennenproblemen können von zweierlei Art sein. Das meist angewandte Verfahren beruht darauf, dass die Ströme der einzelnen Strahler der Richtantenne oder eine Feldverteilung über einer Oeffnungsebene als bekannt vorausgesetzt werden. Jede Einzelantenne wirkt dann in grosser Entfernung als Kugelstrahler, sodass die Gesamtstrahlung des ganzen Gebildes durch Summation der Anteile der Einzelstrahler erhalten wird. Es ist verständlich, dass nach dieser Methode über das Nahfeld, die gegenseitige Beeinflussung oder die Impedanz der Antennen wenig oder gar nichts ausgesagt werden kann. Die Realisierung der verlang-

ten Stromverteilung wird häufig durch die gegenseitige Kopplung der Einzelstrahler stark erschwert.

Das physikalisch exakte Verfahren zur Behandlung von Antennenproblemen besteht in der Lösung der Maxwell'schen Gleichungen im ganzen Raum um die Antenne und in der Erfüllung der Randbedingungen auf der Antenne selbst. Die mathematischen Schwierigkeiten sind gegenüber der ersten Methode ganz beträchtlich erhöht, doch wird die Mühe durch die vollständige Kenntnis aller Vorgänge in der mittel- und unmittelbaren Umgebung der Antenne belohnt. Durch die Annahme einer relativ einfachen geometrischen Antennenkonfiguration (Metallzylinder mit Längsschlitz) gelingt es im letzten Teil der Arbeit, die Maxwell'schen Gleichungen zu integrieren.

Die vorliegende Arbeit will nicht eine allgemeine und umfassende Abhandlung über das Problem der Antennensynthese bei vorgegebenem Strahlungsdiagramm sein. Wie bei der Netzwerksynthese sind die Realisierungsmöglichkeiten von einer unerhörten Vielfalt, und es muss deshalb eine mehr oder weniger intuitiv bedingte Auswahl getroffen werden. An Hand der gewählten Aufgabenstellung und den gezeigten Lösungsmethoden wird aber trotzdem ein gewisser allgemeiner Einblick in das Gebiet der Antennensynthese vermittelt. Auch die Untersuchungen über Super Gain-Antennen klären verschiedene grundsätzliche Fragen aus dem Gebiete der Richtantennen ab.

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1954 bis 1956 am Institut für Hochfrequenztechnik unter der Leitung von Herrn Professor Dr. F. Tank. Ihm bin ich für das mir stets erwiesene grosse Vertrauen und seine tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit zu tiefem Dank verpflichtet. Dank gebührt auch der Radio-Schweiz A.G. und dem Chef des Flugsicherungsdienstes im Flughafen Zürich-Kloten, Herrn Diplomingenieur A. Fischer für die Hilfe und Bereitstellung der Mittel beim Bau der neuen Gleitwegantennenanlage. Das Eidgenössische Luftamt stellte wiederholt in verdankenswerter Weise ein Flugzeug zur Messung von Strahlungs- und Gleitweg Diagrammen zur Verfügung. Die vorliegenden Studien wurden während der Zeit durchgeführt, da der Schreibende als wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Studienkommission für Luftfahrt tätig war. Ihr sei ebenfalls für die gewährte Hilfe herzlicher Dank ausgesprochen.

Adolf J. Giger

Zürich, im April 1956.

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Teil I.

<u>Eine neue Antennenanlage für die Gleitweg-Bodenstation des ILS-Blindlandesystems</u>	1
1.1. Einiges über das ILS-Blindlandesystem und Mängel desselben	1
1.2. Verbesserung des Gleitweges durch ein neues Antennensystem	7
1.2.1. Das Prinzip der neuen Antennenanlage	7
1.2.2. Berechnung der Strahlungsdiagramme	15
1.2.3. Berechnung des Verlaufs der Flugzeug-Instrumenten- anzeige	25
1.2.4. Antennenstrahlungs- und Instrumentenanzeige-Diagram- me für verschiedene Entfernungen vom Sender	29
1.2.5. Einfluss einer Aenderung der Bodenhöhe (Schnee) auf die Strahlungsdiagramme	39
1.3. Die Einrichtung zur Speisung der Antennen	43
1.4. Inbetriebnahme und Messungen an der neuen Antennenanlage . .	49
1.4.1. Einstellung der Leistungsaufteilung zwischen 90 und 150 Hz-Senderausgang	51
1.4.2. Einstellung der richtigen Antennenspeisung durch Feld- stärkemessungen am Hügel	53
1.4.3. Aufzeichnung der Antennen-Strahlungsdiagramme im Horizontalfzug	55
1.4.4. Aufzeichnung von Gleitwegdiagrammen	59
1.5. Betriebserfahrungen	63
1.6. Zusammenfassung	65

Teil II.

<u>Ein vom Erdboden unabhängiges System für die Gleitweg-Bodenstation</u>	67
---	----

Teil III.

<u>Erzeugung von Gleitweg-Strahlungsdiagrammen mit Antennenanordnun- gen von beliebig kleiner räumlicher Ausdehnung (Super Gain-Antennen)</u>	74
3.1. Verwendung einer zur Erdoberfläche senkrecht angeordneten Dipolgruppe	77
3.2. Eine Vielschlitz-Zylinderantenne	83

	Seite
3.2.1. Die Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen für Zylinderprobleme	84
3.2.2. Lösung der Randwertaufgabe bei vorgegebenem Spaltfeld	87
3.2.3. Berechnung der Kapazität, des Wellenwiderstandes und des Spaltfeldes der Schlitzzylinder-Lecherleitung mit Hilfe der Methode der konformen Abbildungen	92
3.2.3.1. Die Fourierzerlegung der Spaltfelder	100
3.2.3.2. Das Potentialfeld der Leiteranordnung	101
3.2.3.3. Die Verluste der Leitung	105
3.2.3.4. Der Schlitzzylinder als Resonanzkreis	110
3.2.4. Das Fernfeld der Antenne (Strahlungsdiagramm)	112
3.2.4.1. Die Nahzone der Antenne	123
3.2.4.2. Möglichkeit der Erzeugung von beliebigen Strahlungsdiagrammen (Richtstrahlantennen)	126
3.2.5. Der Antennengewinn	129
3.2.5.1. Der Gewinn von Richtstrahlantennen	131
3.2.6. Der Strahlungswiderstand der Antenne	132
3.2.7. Impedanz, Gütefaktor, Bandbreite und Wirkungsgrad der Antenne	134
3.2.8. Zusammenfassung	137
Literaturverzeichnis	140
Lebenslauf	143
English Summary	144

EINE NEUE ANTENNENANLAGE FÜR DIE GLEITWEG-BODENSTATION DES ILS-BLINDLANDESYSTEMS.

1. 1. Einiges über das ILS-Blindlandesystem und Mängel desselben.

Zur Blindlandung dient heute auf den meisten Flugplätzen der Erde das sog. Instrumentenlandesystem (ILS = Instrument Landing System). Der Pilot erhält nach diesem Verfahren auf einem Anzeigeelement zwei Angaben über seine Abweichungen von dem zu befolgenden Landekurs und Gleitwinkel. Zudem sind zur Distanzmarkierung noch 3 senkrecht nach oben strahlende Markierungssender vorhanden (Fig. 1.1.).

Die Gleitebene, die gegen die Erdoberfläche um den Gleitwinkel von ca. 3° geneigt ist, wird durch den Gleitwegsender (Glide Path Equipment) erzeugt. Der Zeiger des Anzeigeelementes an Bord des Flugzeuges weist nach oben, horizontal oder nach unten, je nachdem das Flugzeug unterhalb, auf oder oberhalb der Gleitebene sich befindet. Die Kursebene wird durch den Kursender (Localiser) gebildet. Der Kurszeiger im Flugzeug schlägt nach rechts, nach unten oder nach links aus, entsprechend einer Flugzeuglage links, auf oder rechts der Kursebene. Gleitweg- und Kurszeiger sind auf derselben Skala angeordnet. Der Vollausschlag der Zeiger entspricht einer gewissen Winkelabweichung von der gewünschten Gleitlinie. Demzufolge ist in grosser Entfernung vom Flugplatz der Blindlandekanal noch sehr breit, um gegen die Piste zu immer schmaler zu werden. Diese Verengung ist für eine absolute Blindlandung natürlich nötig. Sie stellt aber an die Geschicklichkeit des Piloten ausserordentliche Anforderungen. Meist ist deshalb eine bis zum Aufsetzen durchgeführte Blindlandung gar nicht zugelassen. Es wird auf den Zivilflugplätzen eine gewisse Minimalsicht zur Landung vorgeschrieben.

Die Gleitebene (eigentlich ist sie ein flacher Konus) wird mit Hilfe von zwei verschiedenen Antennen-Strahlungsdiagrammen erzeugt (Fig. 1.2.). Die untere Antenne der Gleitwegstation strahlt einen zu 95% mit 90 Hz amplitudenmodulierten Träger von 335 MHz aus. Der horizontal polarisierte Dipol würde ohne die Wirkung des Erdbodens in der Anflugrichtung gleichmässig strahlen. Der Erdboden reflektiert aber einen grossen Teil der Antennenstrahlung in derartiger Phase und Amplitude, dass das in Fig. 1.2 gezeichnete Strahlungsdiagramm entsteht.

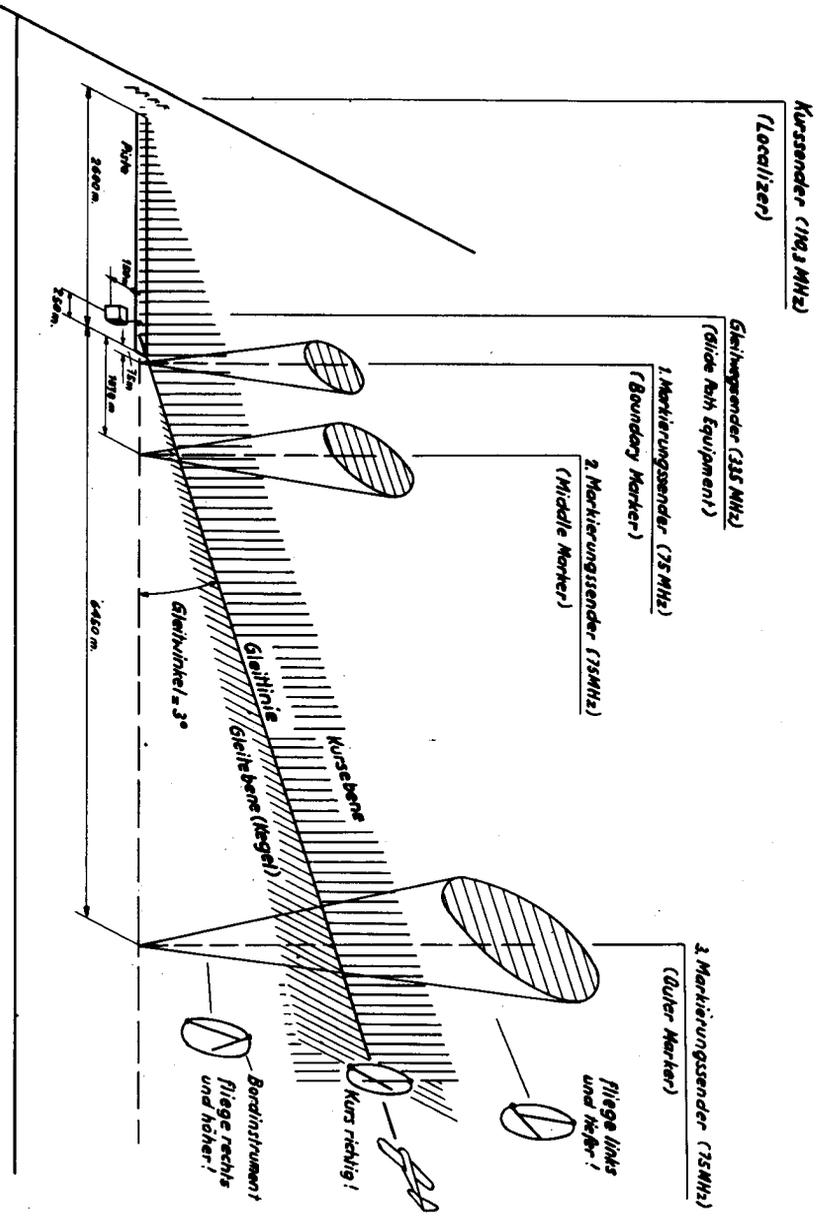


Fig. 1.1. Das Instrumentlandesystem (Zürich - Kloten)

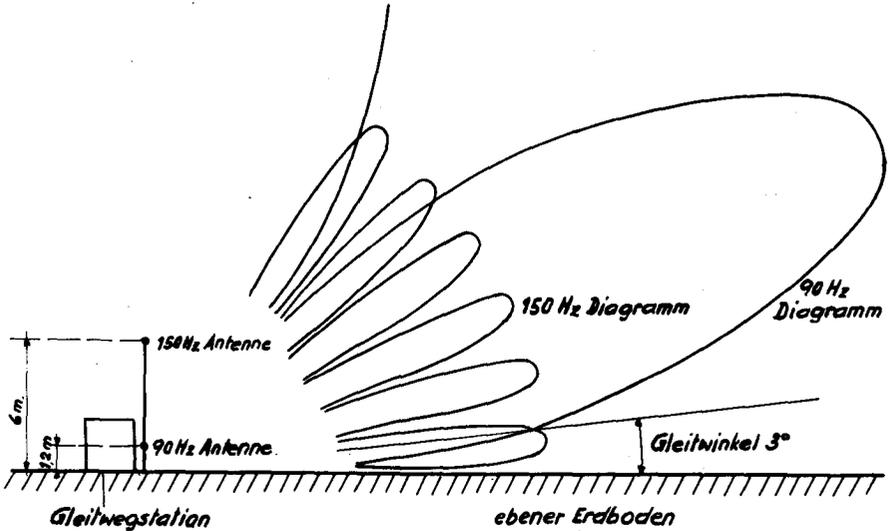


Fig. 1.2. Strahlungsdiagramme der Gleitwegantennen.

Die obere Antenne strahlt dieselbe Trägerfrequenz aus wie die untere, ist aber mit 150 Hz amplitudenmoduliert und ihr Richtdiagramm oszilliert schneller. Ein Flugzeug, das sich im Schnittwinkel der beiden Diagramme befindet, empfängt gleich starke 90- und 150-Hz-Signale. Ein Instrument, das die Differenz der gleichgerichteten Signale anzeigt, bleibt also in Ruhe. Ist das Flugzeug unterhalb des richtigen Gleitwinkels, so herrscht die 150 Hz-Komponente vor, und es entsteht ein Instrumentenausschlag nach oben, was dem Piloten sagen soll, dass er höher zu fliegen habe. Analoge, aber umgekehrte Verhältnisse sind bei zu hoher Fluglage vorhanden. Da sich die Antennendiagramme bis zum Landepunkt praktisch nicht ändern, bleibt der Gleitwinkel auf der ganzen Anflugstrecke konstant.

Der Kurssender arbeitet auf ähnliche Art und Weise wie die Gleitweganlage. Bei ihm werden die beiden amplitudenmodulierten Richtdiagramme, die sich jetzt in der Horizontalen ausbreiten, ohne Zuhilfenahme des Erdbodens erzeugt.

Arbeitete der Kurssender im Flughafen Zürich stets zufriedenstellend, so machten sich seit der Inbetriebnahme der Gleitwegstation sehr störende

Unregelmässigkeiten des Gleitwinkels bemerkbar. Der Gleitwinkel wies in einem Gebiet vom Outer Marker bis in ca. 3 km Abstand vom Pistenanfang Schwankungen von bis zu 20% auf. Die als "Wasserfall" bezeichnete Erscheinung war für die Piloten sehr unangenehm, und es wurde empfohlen, in diesem gestörten Gebiet nicht nach dem Gleitweginstrument zu fliegen. Eine Verminderung der Flugsicherheit erfolgte aber durch diese Störungen nicht, da immer noch genügend Bodenfreiheit vorhanden war.

Die Ursache dieser Gleitwinkelschwankungen konnte durch eine Reihe von Messungen herausgefunden werden. Es war vorerst klar, dass es sich nicht um apparative Fehler handeln konnte. Vielmehr mussten die Abweichungen des Vorgeländes von einer ideal reflektierenden Ebene für die Störungen verantwortlich gemacht werden. Der in einem Abstand von 1,5 km vor der Piste bis auf 20 m über Pistenhöhe sich langsam erhebende Hügel wirkt wie eine grosse, schiefe, reflektierende Ebene für die einfallenden Strahlen (Fig. 1.3. und 1.4.).

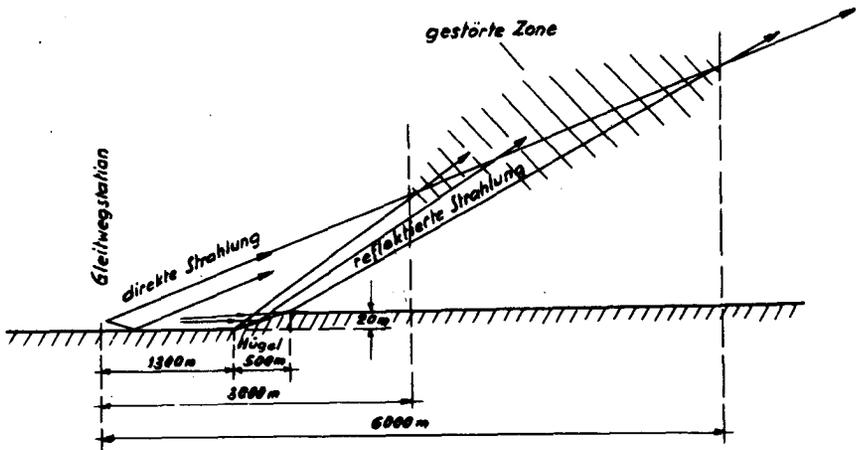


Fig. 1.3 Störung des Gleitweges durch Reflexionen am Hügel.

Die auf den Hügel treffende Strahlung ist gross genug, um nach der Reflexion im Gebiete des Gleitwinkels mit der primären Strahlung störende Interferenzen zu verursachen. Dadurch werden die in Fig. 1.2. angegebenen Antennendiagramme von Ort zu Ort verschieden. Demzufolge schwankt der Schnittpunkt der 90 Hz- und 150 Hz-Kurven und dadurch auch der Gleitwinkel.

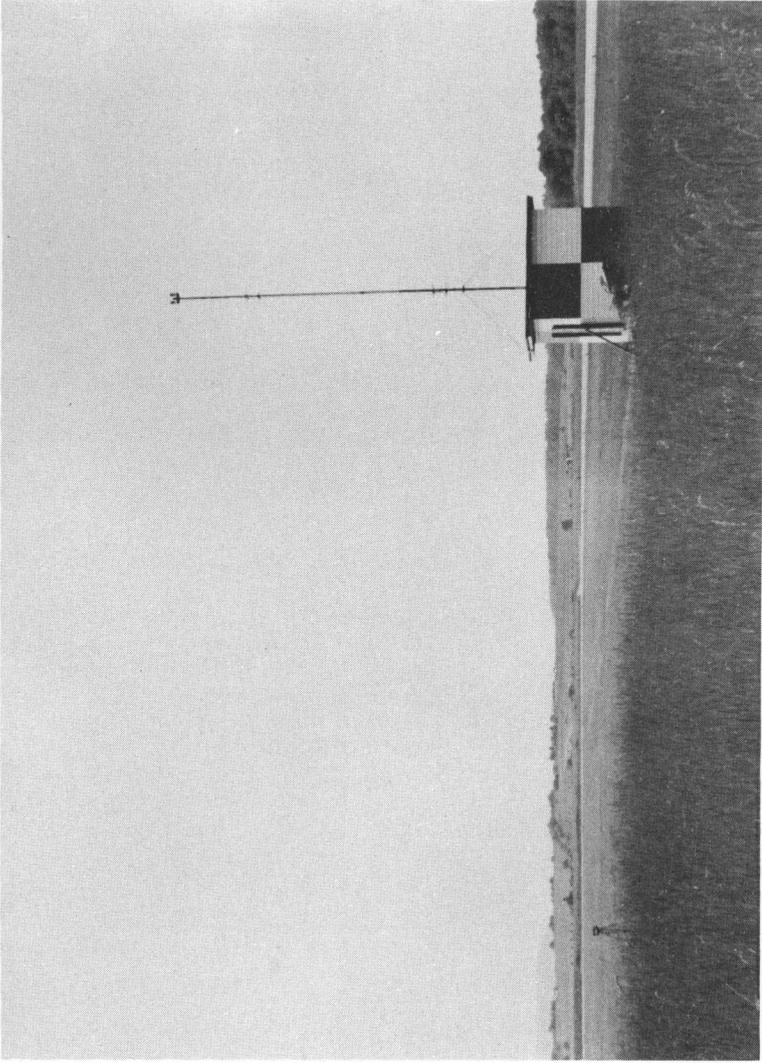


Fig. 1.4. Blick von der Gleitwegstation gegen den störenden Hügel.
(Oberglatter - Hügel)

Leer - Vide - Empty

1.2. Verbesserung des Gleitweges durch ein neues Antennensystem.

1.2.1. Das Prinzip der neuen Antennenanlage.

Es sei vorausgeschickt, dass die im Folgenden vorgeschlagenen Änderungen an der Gleitweganlage den internationalen Vorschriften nicht widersprechen und die Flugzeugeinrichtungen unbeeinflusst lassen.

Da die Unregelmässigkeiten des Gleitweges durch die vom Hügel reflektierten Wellen verursacht werden, ist es naheliegend, zwecks Vermeidung dieser Störung die Anstrahlung des Hügels stark zu vermindern. Dieses Ziel kann durch Anbringen von zusätzlichen Kompensationsantennen erreicht werden, die aber die Verhältnisse im Gebiet um den Gleitwinkel nicht wesentlich ändern dürfen.

Prinzipiell kann jede beliebige Strahlungscharakteristik mit Hilfe von nach Amplitude und Phase richtig gespeisten Antennenanordnungen realisiert werden. Es ging nun bei unserem Problem darum, die Aufgabe mit möglichst wenigen Zusatzantennen zu erfüllen.

Eine einfache Ueberlegung lässt uns erkennen, auf welche Art und Weise wir zum Ziel gelangen können. Wie wir weiter unten noch sehen werden [siehe Gl. (1.10)], lässt sich das Strahlungsdiagramm eines horizontal polarisierten Dipols, der sich über einer vollkommen reflektierenden und ebenen Erdoberfläche befindet, in der mittelsenkrechten Ebene zum Dipol angeben zu

$$S \text{ prop. } \sin \frac{2\pi h}{\lambda} \psi, \quad (1.1)$$

wo h die Höhe der Antenne über der Ebene, λ die Wellenlänge und ψ den Elevationswinkel bedeuten. Die Formel stimmt zwar nur genau für kleine Winkel ψ , die in unserem Fall aber allein interessieren. Je höher sich die Antenne über dem Boden befindet, desto mehr und desto schmalere Lappenweist das Strahlungsdiagramm auf. Für jede Antenne der Höhe h_n erhalten wir ein Strahlungsdiagramm S_n . Bei Verwendung mehrerer Antennen ist die Gesamtstrahlung gleich der Summe der Einzelstrahlungen. Eine gewünschte Charakteristik kann nun nach den Methoden der Fourieranalyse in ihre einzelnen Sinus-Glieder zerlegt werden. Diese Glieder lassen sich dann durch die in richtiger Höhe angebrachten Antennen realisieren. Vorzeichen und Amplitude der Glieder werden durch die Antennenspeisung in Ordnung gebracht. Die Synthese ist hier dadurch eingeschränkt, dass nur Sinus-Glieder hergestellt werden können. In der Praxis wird man kaum die Verwirklichung einer Strahlungs-

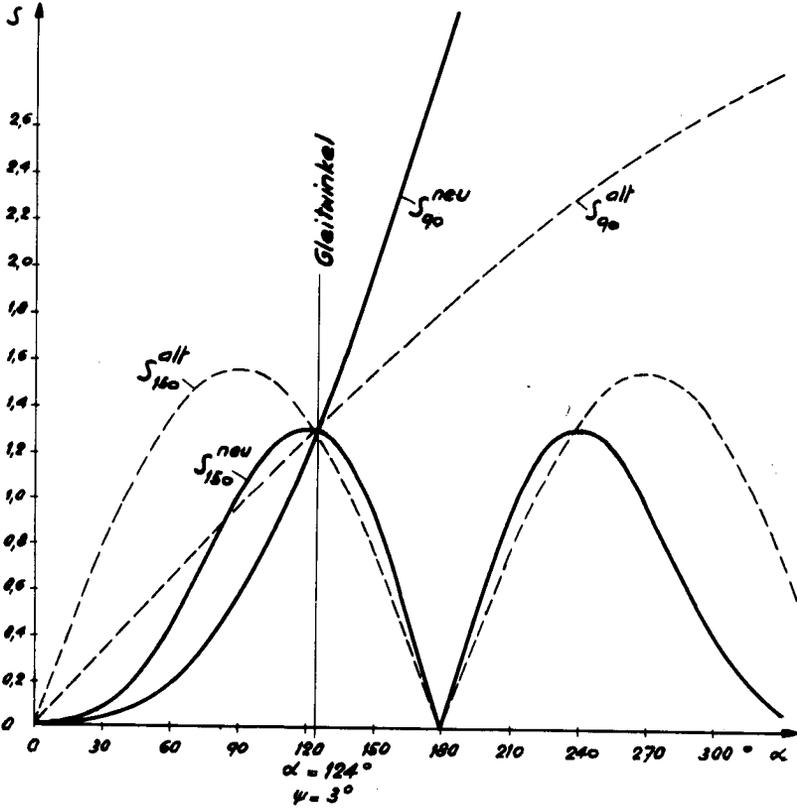


Fig. 1.5. Alte und neue Strahlungsdiagramme der Gleitwegantennen in grosser Entfernung.

$$\alpha = \frac{2\pi h}{\lambda} \quad h = \text{Höhe der mittleren Antenne}$$

$$S_{90}^{\text{alt}} = 3,10 \cdot \sin \frac{\alpha}{5} \quad S_{90}^{\text{neu}} = 5 \left[\sin \frac{\alpha}{5} - 0,2 \sin \alpha \right] \quad (N=5)$$

$$S_{150}^{\text{alt}} = 1,55 \cdot \sin \alpha \quad S_{150}^{\text{neu}} = \sin \alpha - 0,5 \sin 2\alpha \quad (N=2)$$

charakteristik auf die angegebene Art und Weise erzwingen wollen, da sehr wahrscheinlich zu viele Antennen benötigt würden.

Die eben angegebene Methode zur Bildung von Strahlungsdiagrammen zeigt uns, dass wir schon mit einer einzigen Zusatzantenne unser Ziel erreichen können. Wir müssen nur zu der bestehenden Antenne eine andere in N -facher Höhe anbringen und sie $1/N$ der Feldstärke der untern gegenphasig ausstrahlen lassen. Dadurch wird bewirkt, dass die Charakteristik mit horizontaler Tangente aus dem Nullpunkt herausläuft, womit eine bedeutende Abschwächung der Feldstärke bei kleinen Winkeln erhalten wird. Fig. 1.5 zeigt die nach dieser Methode gebildeten neuen Antennencharakteristiken mit den dazugehörigen Formeln nebst den Diagrammen der alten Anlage.

Nach dem alten System ist die obere 150 Hz-Antenne fünfmal höher als der untere 90 Hz-Strahler. Die von den beiden Antennen ausgestrahlten Feldstärken verhalten sich dabei wie 1 zu 2. Zur Kompensation fügen wir zur untern alten Antenne in 5facher Höhe eine gegenphasig mit einem Fünftel Feldstärke gespeiste Kompensationsantenne hinzu. Sie fällt räumlich mit dem alten 150 Hz-Strahler zusammen. Das macht aber nichts, wenn wir sowohl das 90 Hz- wie das 150 Hz-Signal voneinander entkoppelt auf diese Antenne geben. Schliesslich wird die alte 150 Hz-Antenne durch einen in doppelter Höhe angebrachten Strahler ergänzt. Seine Speisung ist wiederum gegenphasig, strahlt aber nur die halbe Feldstärke wie die 150 Hz-Grundantenne aus. Die 90 Hz-Gruppe muss jetzt gegenüber der 150 Hz-Gruppe mit ca. 5 mal grösserer Feldstärke beliefert werden (Fig. 1.6 und 1.7).

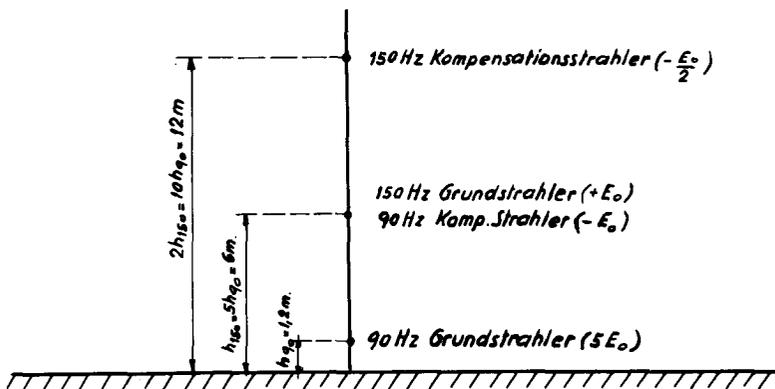


Fig. 1.6. Die Antennen beim neuen System.

Weicht man von der angegebenen Speisung der Kompensationsantennen etwas ab, so können bei kleinen Elevationswinkeln Nullstellen der Strahlung erzielt werden. Das heisst aber, dass wir an irgendeinem Punkt des Hügels – der sich bis zu einem Viertel des Gleitwinkels erhebt – die Feldstärke zum Verschwinden bringen können. Daraus ergibt sich eine Methode, um die Speisung der Kompensationsantennen richtig einzustellen. Man misst dazu am Hügel die Feldstärke und verändert die Antennenspeisung so lange, bis das Feld verschwindet.

Wie wir unter 1.2.3 [Gleichung (1.35)] noch sehen werden, ist die Instrumentenanzeige im Flugzeug proportional

$$\text{DDM} = m \frac{S_{90} - S_{150}}{S_{90} + S_{150}}, \quad (1.2)$$

wo m = Modulationsgrad der 90 und 150 Hz modulierten Signale im Sender und
DDM = Difference in Depth of Modulation.

Die Anzeigecharakteristik für das alte und neue System ist unter Verwendung von Fig. 1.5 in Fig. 1.8 aufgezeichnet. Der Vollausschlag des Bordinstrumentes wird erreicht bei $\text{DDM} = \pm 0,175$. Wir sehen, dass die Breite des Gleitweges nach dem neuen System nur wenig geringer ist als früher. Sie unterschreitet aber die international festgelegte untere Grenze noch nicht. [46]. Die Forderung, dass die Anzeige weit ausserhalb des Gleitwegbereiches den Wert $\text{DDM} = \pm 0,28$ überschreite, ist ebenfalls erfüllt.

Die Diagramme der Fig. 1.5 lassen erkennen, dass beim neuen System Abweichungen vom gezeichneten Verlauf unterhalb des Gleitwinkels stärkere Anzeigeschwankungen bewirken als früher. Systembedingt hängt die Form der Kurven stark ab vom Erdboden vor der Station. Wenn wir von 2 bis 4 Grad, also um den Gleitwinkel herum, ein glattes Antennendiagramm haben wollen, so müssen infolge der notwendigen Bodenreflexionen die Gebiete in einem Abstand zwischen ca. 15 und 30 mal Antennenhöhe gute Ebenen darstellen. Für die unterste Antenne gibt dies eine Zone von 18 bis 36 m, für die mittlere von 90 bis 180 m und für die oberste eine solche von 180 bis 360 m. Diese Gebiete erhalten wir unter der Annahme von geometrisch optischer Strahlenreflexion. Da wir es mit relativ langen Wellen zu tun haben, stimmt diese Annahme nicht ganz. Deshalb sollen auch um diese Zonen herum und ebenfalls seitlich der Strahlungsachse keine grösseren Hindernisse vorhanden sein. Die Unregelmässigkeiten des Bodens sollten in ihrer Höhe einen Tausendstel ihres Ab-

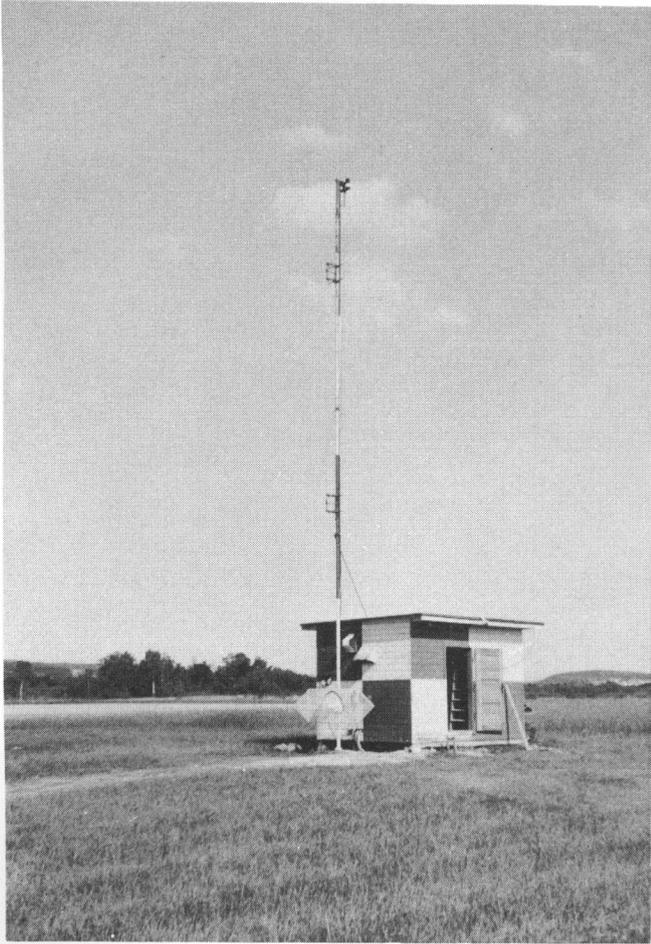
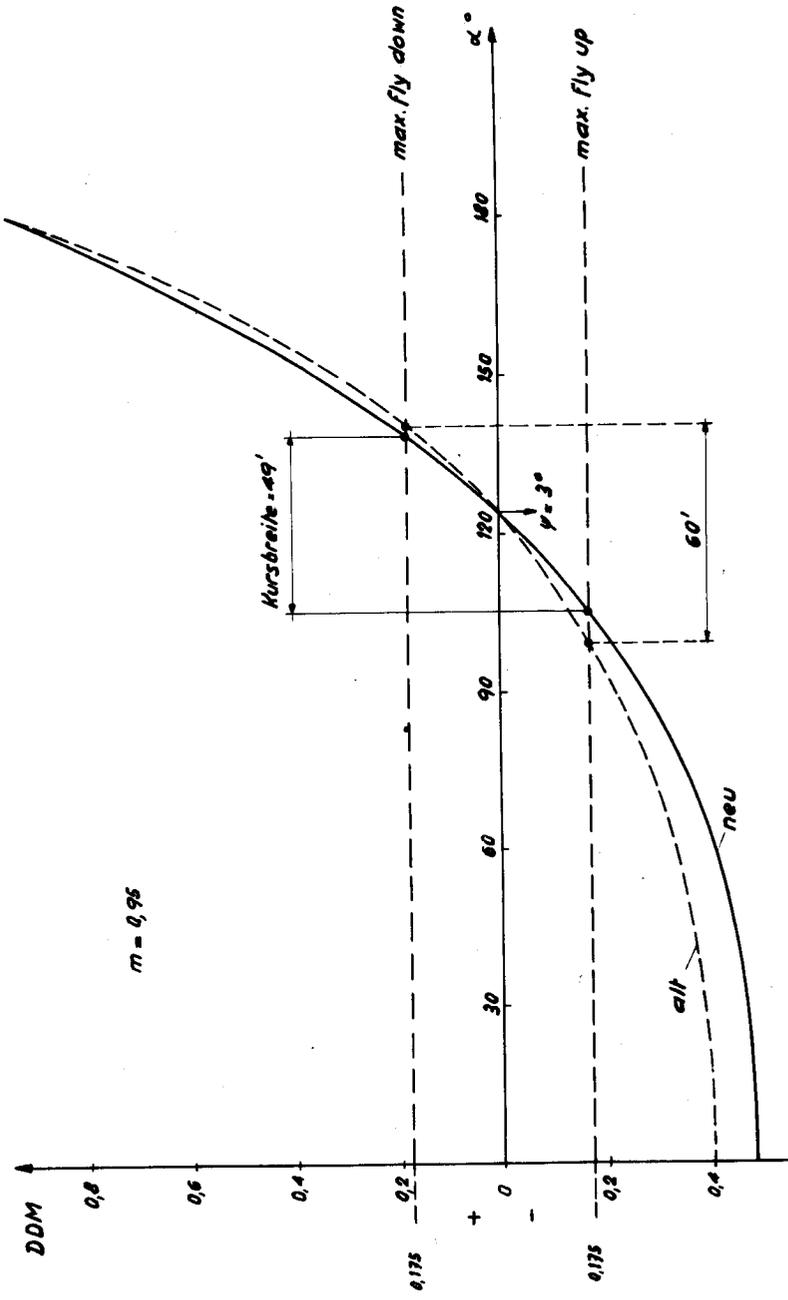


Fig. 1.7. Die neue Gleitwegstation.

Leer - Vide - Empty



standes von der Station nicht überschreiten. Es muss also bis auf 400 m vor den Antennen ein sehr ebenes Gelände gefordert werden, was gegenüber dem alten System fast eine Verdoppelung darstellt.

In neuerer Zeit wird anstelle des üblichen "Equisignal"-Gleitweg-Antennensystems die sog. "Null Reference"-Anlage empfohlen. Das neue System besteht aus 2 Antennen, deren untere in ca. 5 m Höhe Träger und Seitenbänder von 90 und 150 Hz ausstrahlt. Die obere Antenne in doppelter Höhe hingegen sendet nur Seitenbandenergie aus. Das "Null Reference"-System erfordert keine Aenderung an den Bordapparaturen. Die Instrumentenanzeige wird nun symmetrisch um den Gleitwinkel, was gegenüber dem Equisignal-System ein Vorteil ist. Eine Aenderung der Bodenhöhe infolge von Schneefall hat der nun höher liegenden Antennen wegen nur noch geringen Einfluss auf den Gleitwinkel, was ein zweiter Vorteil dieses Systems ist. Hingegen ist die Strahlung nahe über dem Erdboden nach wie vor stark, ja sogar stärker als beim alten System. Der Hügel vor der Piste in Kloten würde also immer noch angestrahlt werden und durch seine Reflexionen den Gleitweg stören. Diese Störung wirkt sich beim "Null Reference"-System zudem viel stärker aus als bei der Equisignal-Anlage, da der Gleitweg bei einer Nullstelle des Strahlungsdiagrammes entsteht, die durch Interferenzen viel eher verformt wird als eine Stelle hoher primärer Feldstärke. Die unter 1.4.3. gezeigten Strahlungsdiagramme lassen dies sehr deutlich erkennen. Das "Null Reference"-System könnte aber — analog wie oben beschrieben — mit Hilfe von Zusatzantennen so geändert werden, dass die Strahlung dicht über dem Erdboden kleiner wird. Die eine Zusatzantenne müsste dazu in ca. 20 m Höhe angebracht werden, die andere sogar noch höher.

Der Einfluss eines unregelmässigen Geländes auf die Gleitwegbildung ist neulich in den USA untersucht worden [1]. Es stellte sich dabei heraus, dass das "Null Reference"-System viel anfälliger auf Bodenunebenheiten ist als das alte Equisignal-System. Es wird angegeben, dass zur Bildung eines guten Gleitweges das Vorgelände bis über 700 m eben sein muss. Dies entspricht einer zwei- bis dreimal grösseren Ausdehnung als für das alte System. Dies ist der grösseren Antennenhöhe wegen auch ohne weiteres verständlich.

Nach dem Gesagten kann die "Null-Reference"-Anlage kaum als wesentliche Verbesserung des Gleitwegsystems angesehen werden.

1.2.2. Berechnung der Strahlungsdiagramme.

Beim alten System wurde das 90 resp. 150 Hz-Strahlungsdiagramm je mit Hilfe einer einzigen, in der Höhe h über dem Erdboden angebrachten horizontal polarisierten Antenne erzeugt. Zum Zwecke der gewünschten Verformung der Strahlung wird nun noch je eine zweite Antenne in der Höhe Nh senkrecht über der ersten angeordnet. Auch sie strahlt horizontal polarisierte Wellen aus und sei der Einfachheit halber gleich wie die untere. Die Strahlung dieser Antennen soll in Vorwärtsrichtung relativ breit sein, sodass wir sie für das Gebiet des Gleitweges als isotrope Kugelstrahler betrachten können. Infolge eines Reflektors strahlen die Antennen nur wenig nach rückwärts. Wir interessieren uns in erster Linie für das Strahlungsdiagramm in der Vertikalebene, da es uns allein Aufschluss über die Gleitwegbildung in grosser Entfernung vermittelt. In unmittelbarer Nähe der Antennen kann nicht mehr mit einer isotropen Strahlung gerechnet werden. Es muss dann ihr eigenes Strahlungsdiagramm berücksichtigt werden.

Zur Bildung der Strahlungscharakteristiken ist die Reflexion der ausgestrahlten Wellen am Boden wesentlich. Bei der folgenden Rechnung wird ein ideal leitender und ebener Boden vorausgesetzt. In diesem Fall kann der Einfluss des Erdbodens durch die sog. Spiegelbildantenne im gleichen Abstand h unterhalb der Erde ersetzt werden. Dieses Spiegelbild strahlt horizontal polarisierte Wellen gegenphasig und mit gleicher Amplitude wie die wirkliche Antenne aus.

Es stellt sich noch die Frage, ob der Erdboden als idealer Reflektor betrachtet werden kann. Die Diskussion der Fresnel'schen Reflexionsformeln und Messungen ergeben folgendes Bild [2] [3]: Der Reflexionskoeffizient für horizontal polarisierte Wellen über ca. 10 cm Wellenlänge ist bei kleinen Einfallswinkeln praktisch unabhängig von der dielektrischen Beschaffenheit des Bodens gleich minus 1. (Als Einfallswinkel wird das Komplement zum Winkel zwischen einfallendem Strahl und Einfallslot bezeichnet, engl. grazing angle.) Man hat bei den uns allein interessierenden kleinen Einfallswinkeln von ca. 1 bis 4 Grad höchstens mit einer Abweichung von ca. 5% vom Werte minus 1 zu rechnen. Ganz anders würden die Verhältnisse bei vertikal polarisierten Wellen liegen. Für sie schwankt der Reflexionsfaktor nach Grösse und Phase sehr stark mit der Bodenbeschaffenheit und dem Einfallswinkel. Beim sog. Brewster'schen Winkel findet am Erdboden überhaupt keine Reflexion statt, alle Energie wird in die Erde hineingebeugt und geht also verlo-

ren. Bei horizontaler Polarisation existiert das Phänomen des Brewster'schen Winkels nicht.

Graswuchs und Schnee können einen gewissen Einfluss auf den Reflexionsfaktor ausüben, doch wird in erster Linie die Höhe des Bodens beeinflusst.

Bodenunebenheiten und grössere Gegenstände bewirken eine Abweichung von der Voraussetzung einer ebenen Erde und können zum Teil sehr störend wirken. Eine Unebenheit der Höhe Z verursacht bei einer Antennenhöhe h und einer Entfernung D von der Station eine Laufzeitänderung

$$\Delta r = 2 Z \frac{h}{D} \quad (1.3)$$

Diese soll kleiner sein als $\lambda/50$. Wenn eine Antennenhöhe von 10 Wellenlängen angenommen wird, soll demnach $Z < D/1000$ sein. In der folgenden Rechnung setzen wir – also zum Teil mit voller Berechtigung – eine ideal reflektierende ebene Erdoberfläche voraus.

Der einzelne Strahler der Antennengruppe strahle Kugelwellen aus von der Feldstärke

$$E_n = u_n e^{j\psi_n} \frac{e^{-jkr_n}}{r_n} \quad (1.4)$$

wo u_n = Mass für die Stärke der Quelle (Antenne). Ist diese Quelle kein isotroper Strahler, so ist u_n eine Funktion der Raumwinkel.

ψ_n = Phase der ausgesandten Welle an der Quelle selbst.

r_n = Abstand des Aufpunktes von der Quelle.

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Der erste Teil der Formel (1.4) charakterisiert die Strahlungsquelle, der zweite Teil ist der für eine Kugelwelle bekannte Ausdruck im Fernfeld. Der Faktor $e^{j\omega t}$ ist in (1.4) und im Folgenden der Einfachheit halber weggelassen worden.

Wenn wir beide Seiten der obigen Gleichung durch eine konstante Feldstärke E_0 dividieren, so erscheint links der dimensionslose Strahlungsfaktor $\vec{S}_n = E_n/E_0$ und rechts u.a. die dimensionslose Grösse $a_n = \frac{u_n}{r_n E_0}$, die im allgemeinen noch eine Funktion der Raumwinkel ist. Also:

$$\vec{S}_n = a_n e^{-j(kr_n - \psi_n)} \quad (1.5)$$

Wenn nun alle Strahlungsquellen gleich polarisiert sind, ist das Gesamtfeld

$$\vec{S} = \sum_{n=1}^n a_n e^{-j(kr_n - \omega t_n)} \quad (1.6)$$

In Fig. 1.9 ist die uns interessierende Antennenanordnung aufgezeichnet. Für die 90 und 150 Hz modulierten Emissionen wird je ein solches Antennensystem benötigt.

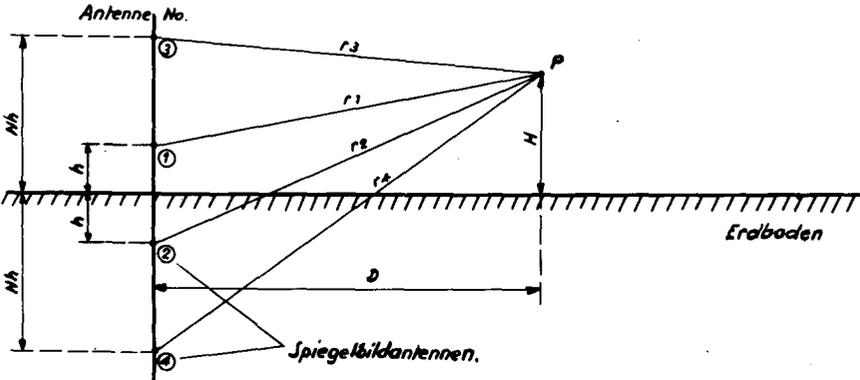


Fig. 1.9. Neues Antennensystem zur Ausstrahlung der 90 oder 150 Hz modulierten Emission.

Nach Fig. 1.9 lassen sich die Entfernungen r_n in der Vertikalebene berechnen:

$$\begin{aligned} r_1 &= \sqrt{D^2 + (H-h)^2} = D \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{H-h}{D} \right)^2 - \frac{1}{8} \left(\frac{H-h}{D} \right)^4 + \dots \right] \\ r_2 &= \sqrt{D^2 + (H+h)^2} = D \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{H+h}{D} \right)^2 - \frac{1}{8} \left(\frac{H+h}{D} \right)^4 + \dots \right] \\ r_3 &= \sqrt{D^2 + (H-Nh)^2} = D \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{H-Nh}{D} \right)^2 - \frac{1}{8} \left(\frac{H-Nh}{D} \right)^4 + \dots \right] \\ r_4 &= \sqrt{D^2 + (H+Nh)^2} = D \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{H+Nh}{D} \right)^2 - \frac{1}{8} \left(\frac{H+Nh}{D} \right)^4 + \dots \right] \end{aligned} \quad (1.7)$$

Die Entwicklung der Wurzeln wird mit der vierten Potenz abgebrochen, wodurch noch eine grosse Genauigkeit bis nahe an die Antennen erreicht wird.

Meist werden die Strahlungsdiagramme von Antennen nur für grosse Abstände vom Strahler, im sog. Fraunhofer'schen Gebiet angegeben. Man nimmt dabei an, dass Strahlen von beliebigen Punkten der Antenne zu einem Punkt dieses Ferngebietes parallel seien. Insbesondere soll für einen Punkt auf der

Strahlerachse (senkrecht zur Antennenebene) die Wegdifferenz von zwei Strahlen viel kleiner als eine Wellenlänge sein. Ist eine Wegdifferenz von $\lambda/16$ (= $22,5^\circ$ Phasendifferenz) erreicht, so ist man an der Grenze des Fraunhofer'schen Gebietes. Diese Grenze ergibt sich nach dem Gesagten zu

$$D = \frac{2L^2}{\lambda}, \quad (1.8)$$

wo L der Durchmesser der Antennenfläche ist. (Spiegelbildantennen müssen mitberücksichtigt werden). Von dieser Grenze an bis in unmittelbare Nähe der Antenne erstreckt sich ein Gebiet, das wir in Analogie zur Optik mit Fresnel'schem Nahgebiet bezeichnen wollen. Das eigentliche Nahfeld der Antenne wird aber noch nicht berührt, sodass man immer noch strahlenoptisch rechnen darf, wenn auch die Rechnung, wie (1.7) zeigt, bedeutend komplizierter wird. Das Strahlungsdiagramm ist im Fresnel-Gebiet eine Funktion des Abstandes von der Antenne. Es kann unter Umständen einen ganz anderen Charakter aufweisen als im Ferngebiet.

Mit den Grössen

$$\begin{aligned} a_1 &= A & \vartheta_1 &= 0 \\ a_2 &= A & \vartheta_2 &= 180^\circ \\ a_3 &= \varkappa A & \vartheta_3 &= 180^\circ + \Delta \vartheta \\ a_4 &= \varkappa A & \vartheta_4 &= \Delta \vartheta \end{aligned}$$

wird nun (1.6)

$$\vec{S} = A \left[e^{-jkr_1} - e^{-jkr_2} \right] - \varkappa A e^{j\Delta \vartheta} \left[e^{-jkr_3} - e^{-jkr_4} \right]. \quad (1.9)$$

Wenn wir hier die Werte a_n konstant setzen, so ist das nur in dem für den Gleitweg wichtigen Winkelgebiet und in grösserer Entfernung von den Antennen genügend exakt. Stark seitlich der Station macht die eigene Strahlungscharakteristik der verwendeten Antennen die Grösse a_n winkelabhängig. In unmittelbarer Nähe der Antennen wirkt sich der unterschiedliche Abstand des Aufpunktes von den einzelnen Strahlerelementen dahin aus, dass a_n entfernungsabhängig wird. In den Abschnitten 1.2.4 und 1.2.5 sind bei der Berechnung der Strahlungsdiagramme für geringe Entfernungen von der Station diese Abhängigkeiten von a_n resp. \varkappa berücksichtigt worden.

Nach längerer Rechnung erhalten wir aus (1.9) für den Absolutwert von \vec{S} und seine Phase die Ausdrücke

$$\text{am } \vec{S} = S = 2A \sqrt{(\sin e_1 \alpha - \kappa \sin Ne_2 \alpha)^2 + 4\kappa \sin^2 \frac{\Delta\theta}{2} \sin e_1 \alpha \sin Ne_2 \alpha} \quad (1.10)$$

und

$$\text{ph } \vec{S} = \frac{\pi}{2} - kD(1 + \frac{\mu^2}{2} - \frac{\mu^4}{8}) + \Delta\Omega, \quad (1.11)$$

wo $\alpha = kD \mu \epsilon$

$$\epsilon = \frac{h}{D}$$

$$\mu = \frac{H}{D} = \text{tg } \psi$$

ψ = Elevationswinkel

$$e_1 = 1 - \frac{\mu^2}{2} - \frac{\epsilon^2}{2}$$

$$e_2 = 1 - \frac{\mu^2}{2} - N^2 \frac{\epsilon^2}{2}$$

$$\Delta\theta = -\Delta\nu^l + k \frac{D\epsilon^2}{2} (N^2 - 1) \left[1 - \frac{3}{2}\mu^2 - (N^2 + 1) \frac{\epsilon^2}{4} \right]$$

$\Delta\nu^l$ = Abweichung von der gegenphasigen Speisung

$$\Delta\Omega = -kD \frac{\epsilon^2}{2} \left(1 - \frac{3}{2}\mu^2 - \frac{\epsilon^2}{4} \right) + \text{arctg} \frac{\kappa \sin \Delta\theta \sin Ne_2 \alpha}{\sin e_1 \alpha - \kappa \cos \Delta\theta \sin Ne_2 \alpha} \quad (1.12)$$

Der Phasenunterschied $\Delta\theta$ zwischen der Strahlung der Original- und der Zusatzantenne hat nebst dem konstanten Wert $-\Delta\nu^l$ noch einen mit der Distanz sich ändernden Anteil, der zwar in grosser Entfernung verschwindet, aber in der Nähe sehr gross werden kann und dann zur Verformung der Strahlungsdiagramme führt.

Interessieren wir uns speziell für den Verlauf der Strahlung vom Boden bis in die Höhe des Gleitwinkels von z.B. $\psi = 3^\circ$, so wird $\mu \leq \text{tg } \psi = 0,0524$ und $\mu^2 \leq 0,00275$. Wir dürfen dann μ^2 in den Ausdrücken für e_1 , e_2 und $\Delta\theta$ vernachlässigen.

Die Verhältnisse des alten Antennensystems erhalten wir durch Nullsetzen von κ . Die Formeln (1.10) und (1.11) vereinfachen sich dann ganz beträchtlich, und man erhält für kleine Elevationswinkel ψ die Gleichung (1.1).

Eine Nullstelle der Strahlung ($S = 0$) tritt dann auf, wenn die folgenden zwei Bedingungen gleichzeitig erfüllt sind:

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= 0 \\ \kappa &= \frac{\sin e_1 \alpha}{\sin Ne_2 \alpha} \end{aligned} \quad (1.13)$$

Diese Beziehungen erlauben uns, mit Hilfe der weiter unten beschriebenen Feldstärkemessungen Phase und Amplitude der Kompensationsantenne richtig einzustellen.

Für Distanzen über 50 m genügt die Entwicklung der Abstände r_n bis zur zweiten Potenz. Die einfacher gewordenen Formeln lauten nun:

$$S = 2A \sqrt{(\sin \alpha - \kappa \sin N\alpha)^2 + 4\kappa \sin^2 \frac{\Delta\theta}{2} \sin \alpha \sin N\alpha} \quad (1.14)$$

$$\text{ph } \vec{S} = \frac{\pi}{2} - kD \left(1 + \frac{\mu^2}{2}\right) + \Delta\Omega, \quad (1.15)$$

$$\text{wo } \Delta\theta = -\Delta\psi^2 + k \frac{D\epsilon^2}{2} (N^2 - 1) \quad (1.16)$$

$$\Delta\Omega = -kD \frac{\epsilon^2}{2} + \text{arctg} \frac{\kappa \sin \Delta\theta \sin N\alpha}{\sin \alpha - \kappa \cos \Delta\theta \sin N\alpha} \quad (1.17)$$

Für sehr grosse Entfernungen, und wenn die Zusatzantenne rein gegenphasig eingestellt ist ($\Delta\psi^2 = 0$), vereinfachen sich die Formeln noch weiter:

$$S = 2A (\sin \alpha - \kappa \sin N\alpha) \quad (1.18)$$

$$\text{ph } \vec{S} = \frac{\pi}{2} - kD \quad (1.19)$$

Eine Nullstelle an der Stelle α wird nach (1.13) dann erhalten, wenn $\kappa = \frac{\sin \alpha}{\sin N\alpha}$ ist. Soll die Nullstelle bei ganz kleinen Winkeln auftreten, so wird $\kappa = 1/N$. Eine solche Antennenspeisung ist für unsere Zwecke gerade günstig, da die Strahlung nahe über dem Erdboden stark vermindert wird. Die 90 und 150 Hz-Strahlergruppen unterscheiden wir durch die Indices 90 und 150. Wir wählen

$$\begin{aligned} A_{150} &= 0,5 & A_{90} &= 2,5 \\ \kappa_{150} &= 0,5 & \kappa_{90} &= 0,2 \\ N_{150} &= 2 & N_{90} &= 5 \\ \epsilon_{150} &= h_{150}/D & h_{90} &= h_{150}/5 \\ \alpha_{150} &= kD \mu \epsilon_{150} = \alpha & \epsilon_{90} &= \epsilon_{150}/5 \\ & & \alpha_{90} &= kD \mu \epsilon_{90} = \alpha/5 \end{aligned} \quad (1.20)$$

Somit lauten die Strahlungsdiagramme:

$$S_{90} = 5 (\sin \frac{\alpha}{5} - 0,2 \sin \alpha) \quad (1.21)$$

$$S_{150} = \sin \alpha - 0,5 \sin 2\alpha, \quad (1.22)$$

die in Figur 1.5 aufgetragen sind.

Der Gleitweg bildet sich bei $\alpha = 124^{\circ} = 2,164$ rad. Dies muss einem Höhenwinkel $\psi = \arctg \frac{H}{D} = 3^{\circ} = 0,05235$ rad. entsprechen oder $H/D = 0,0524$. Daraus berechnet sich die Höhe des 150 Hz-Grundstrahlers (mittlere Antenne) zu:

$$h_{150} = \alpha \frac{D}{H} \frac{\lambda}{2\pi} = 5,9 \text{ m.} \quad (1.23)$$

Der 90 Hz-Grundstrahler (unterste Antenne) muss demnach in einem Abstand $h_{90} = 1,18$ m über dem Erdboden angebracht werden (Fig. 1.6). Der 90 Hz-Zusatzstrahler fällt infolge der zufälligen Beziehung $Nh_{90} = h_{150}$ mit dem 150 Hz-Grundstrahler örtlich zusammen. Das hat den Vorteil, dass eine einzige Antenne zur Abstrahlung der beiden Emissionen verwendet werden kann. Man muss nur durch die Speiseeinrichtung dafür sorgen, dass sich die beiden Komponenten gegenseitig nicht beeinflussen. Eine solche Einrichtung wird in Abschnitt 1.3 beschrieben. Zufälligerweise heben sich bei den oben vorgegebenen Werten die Hochfrequenzträger auf der mittleren Antenne gerade auf, sodass nur die Seitenbänder der amplitudenmodulierten Hochfrequenzsignale von ihr ausgestrahlt werden. Die 150 Hz-Zusatzantenne liegt am höchsten über dem Erdboden, nämlich in $2h_{150} = 11,8$ m Höhe.

Kommt man in die Nähe der Station, so müssen die genauen Formeln für die Strahlungsdiagramme verwendet werden. Schon in einem Abstand von 1000 m beginnt diese Aenderung langsam spürbar zu werden. Die Grenze des Fraunhofer-Bereiches liegt nämlich nach (1.8) bei $D = 2(4h_{150})^2/\lambda = 1240$ m. Der Hügel, der sich in einer Entfernung von 1300 bis 1800 m vor der Station befindet, liegt also schon eindeutig im Ferngebiet der Strahlung. Die Diagramme von Fig. 1.5 gelten somit auch noch für die Gegend des Hügels.

Auch bei 700 m ist das Strahlungsdiagramm nicht mehr gleich wie in sehr grosser Entfernung. Es kann aber ein Kompromiss derart geschlossen werden, dass durch passende Antennenspeisung das Feld bei 700 m, wo sich z. B. ein Hindernis befindet, vollständig ausgelöscht wird; die Strahlungscharakteristik in grosser Entfernung hat dann einen von Fig. 1.5 abweichenden Verlauf, doch wird die Bildung des Gleitwinkels noch kaum beeinträchtigt.

In der Praxis wird man die Antennenspeisung überhaupt so einstellen, dass auf dem störenden Hügel – kontrolliert mit Hilfe einer Feldstärkemessapparatur – das Feld verschwindet. Diese Feldstärkemessung ist die sicherste Methode zur richtigen Einstellung des Antennensystems. (Ueber Messungen und Einstellungen siehe Abschnitt 1.4).

Mit Hilfe der Feldstärkemessung (Nullstelle) am Hügel wird entsprechend Formel (1.13) $\Delta\theta$ zu Null und κN gleich 1 gemacht. Wir wollen nun noch den Einfluss einer Abweichung von $\Delta\theta$ (resp. $\Delta\psi$) und κN von diesen Werten untersuchen. Nach (1.14) ist für kleine Winkel α und Entfernungen von mehr als 50 m:

$$S = 2A\alpha \sqrt{(1 - \kappa N)^2 + 4N\kappa \sin^2 \frac{\Delta\theta}{2}} \quad (1.24)$$

Wenn wir $\kappa N = 1$ setzen, so wird

$$S = 4A\alpha \sin \frac{\Delta\theta}{2} \quad (1.25)$$

Und bei $\Delta\theta = 0$ ist

$$S = 2A\alpha (1 - \kappa N) \quad (1.26)$$

Eine von Null verschiedene Phase $\Delta\theta$ und ein von 1 verschiedener Wert κN hat also sofort eine gewisse Beeinträchtigung der Feldkompensation zur Folge. Insbesondere wirkt sich eine gegenseitige horizontale Verschiebung von zwei zueinander gehörenden Antennen auf $\Delta\theta$ aus. Bei einer Wellenlänge von 90 cm entspricht 5 cm Lageänderung einer Phasendrehung von 20° .

Wir fordern nun (siehe Fig. 1.5), dass S bei $\alpha = 20^\circ (= 0,349 \text{ rad.})$ entsprechend $\psi = 30$ Minuten Höhenwinkel höchstens einen Fünftel (-14 db) des Feldstärkewertes nach dem alten System erreichen darf, also $S_{150} \leq 0,1$ und $S_{90} \leq 0,04$. Setzen wir vorerst $\kappa N = 1$, so dürfen die maximalen Schwankungen der Phasen $\Delta\theta_{150}$ und $\Delta\theta_{90}$ nach (1.25) nur

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(\Delta\theta_{150}) &= \pm 16^\circ \\ \text{und } \mathcal{J}(\Delta\theta_{90}) &= \pm 7^\circ \end{aligned} \quad (1.27)$$

betragen. Einer Phasenänderung von $\pm 16^\circ$ entspricht eine horizontale Verschiebung der mittleren gegen die oberste Antenne von nur $\pm 4 \text{ cm}$. Die Lage der mittleren Antenne darf sich gegen die unterste sogar nur um $\pm 1,6 \text{ cm}$ verändern. Diese Bedingungen lassen sich erfüllen durch straffe Abspannung des Antennenmastes mittels Stahlseilen (Fig. 1.10)

Wie durch Messungen bestätigt wurde, haben die Stahlseile keinen Einfluss auf die Abstrahlung. Die Abweichung des Mastes von der Lotrechten kann jederzeit mit Hilfe eines Theodoliten, der links in Fig. 1.4 sichtbar ist, nachgeprüft und korrigiert werden. Um ungleichmässige Phasenänderungen durch

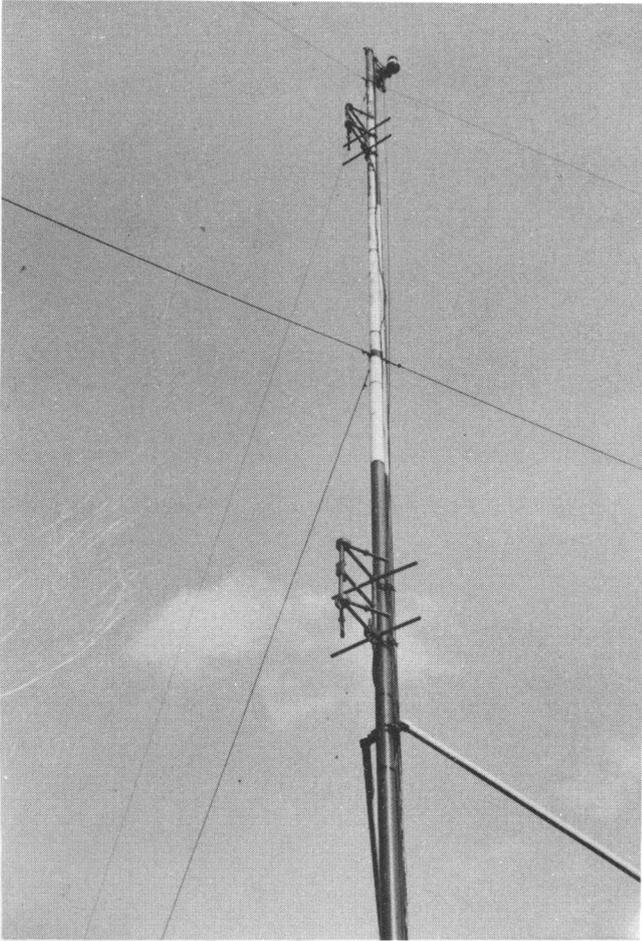


Fig. 1.10. Abspannung des Antennenmastes mit Stahlseilen.

Leer - Vide - Empty

Temperatureinflüsse in den Speisekabeln zu eliminieren, wurden diese alle gleich lang gemacht und im Freien aufgehängt.

Falls $\Delta\theta = 0$ ist und für $N_{90} = 5$ und $N_{150} = 2$ gesetzt wird, darf κ nach (1.26) maximal folgende Werte annehmen:

$$\begin{aligned} \kappa_{150} &= 0,5 \pm 0,143 \\ \text{und } \kappa_{90} &= 0,2 \pm 0,023 \end{aligned} \quad (1.28)$$

Die Antennenspeiseeinrichtung erlaubt das Leistungsverhältnis zwischen Original- und Kompensationsantenne direkt abzulesen. Die maximal zulässige Schwankung des Leistungsverhältnisses in Prozent ist dann etwa doppelt so gross wie die Toleranz von κ . (κ ist ein Feldstärkeverhältnis.) Für die 150 Hz-Antennengruppe dürfte sich somit die Leistungsteilung mehr als 50 % ändern, bei 90 Hz ca. 25 %. Diese Toleranzen sind ziemlich gross und lassen sich in der Praxis ohne weiteres einhalten.

Durch Feldstärkemessungen am Hügel konnten die eben beschriebenen Grenzbedingungen verifiziert werden.

1.2.3. Berechnung des Verlaufes der Flugzeug-Instrumentenanzeige.

Die von den 90 und 150 Hz-Antennengruppen ausgestrahlten Signale ergeben in einem linearen Flugzeugempfänger (Superhet) die hochfrequenten Spannungen:

$$\begin{aligned} U_{90} &= U_0 S_{90} (1 + m_{90} \sin \omega_{90} t) \sin (\omega_0 t + \Delta\Omega_{90}^{150}) \\ \text{und } U_{150} &= U_0 S_{150} (1 + m_{150} \cos \omega_{150} t) \sin \omega_0 t, \end{aligned} \quad (1.29)$$

wo m_{90} und m_{150} die im Sender erzeugten Modulationsgrade der amplitudenmodulierten Hochfrequenzschwingungen sind. ω_{90} und ω_{150} sind die niederfrequenten Kreisfrequenzen von 90 und 150 Hz. ω_0 ist die Trägerfrequenz und kann identisch mit der Sendefrequenz von 335 MHz sein. Es ist aber auch möglich, darunter die Zwischenfrequenz des Empfängers zu verstehen. $\Delta\Omega_{90}^{150}$ ist die Phasenverschiebung zwischen den Trägern der 90 und 150 Hz-Emission im Raum. Diese Phase setzt sich zusammen aus einem in der Sendestation fest eingestellten Wert $\Delta\omega$ und einem Anteil, der sich mit der Distanz von der Station ändert, nämlich:

$$\Delta\Omega_{90}^{150} = \Delta\omega + \Delta\Omega_{150} - \Delta\Omega_{90}, \quad (1.30)$$

oder wenn wir die Werte von (1.12) und (1.20) zu Grunde legen:

$$\Delta\Omega_{90}^{150} = \Delta\omega - \frac{12}{25} \text{ kD}\epsilon^2 \left[1 - 1,5\mu^2 - 0,26\epsilon^2 \right] +$$

$$\text{arctg} \frac{x_{150} \sin\Delta\theta_{150} \sin 2e_2^{150} \alpha}{\sin e_1^{150} \alpha - x_{150} \cos\Delta\theta_{150} \sin 2e_2^{150} \alpha}$$

$$- \text{arctg} \frac{x_{90} \sin\Delta\theta_{90} \sin e_2^{90} \alpha}{\sin e_1^{90} \alpha - x_{90} \cos\Delta\theta_{90} \sin e_2^{90} \alpha} \quad (1.31)$$

wo

$$\epsilon = \frac{h_{150}}{D}$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{H \cdot h_{150}}{D}$$

$$e_1^{150} = e_2^{90} = 1 - \frac{\mu^2}{2} - \frac{\epsilon^2}{2}$$

$$e_2^{150} = 1 - \frac{\mu^2}{2} - 2\epsilon^2$$

$$e_1^{90} = 1 - \frac{\mu^2}{2} - \frac{\epsilon^2}{50} \quad (1.32)$$

x_{90} und x_{150} haben normalerweise die Werte 0,2 resp. 0, 5. Stark seitlich der Strahlungsachse oder ganz nahe an den Antennen werden diese Werte durch das den Antennen eigene Strahlungsdiagramm verändert. [4].

Beim alten Antennensystem mit nur je einer 90 und 150 Hz-Antenne würden nur die ersten zwei Terme von (1.31) vorhanden sein. Da x_{90} und x_{150} gleich Null sind, verschwinden die arctg-Glieder.

Für ein einwandfreies Arbeiten des Systems ist es notwendig, dass die Träger der beiden Emissionen gleichphasig sind, da sonst so viel Trägerenergie auskompensiert würde, dass sich eine Uebermodulation ergibt. In der Fraunhofer Region, und wenn $\Delta\theta = 0$ ist, wird $\Delta\Omega_{90}^{150} = \Delta\omega$. Wenn bei der Speisung der Antennen keine zusätzliche Phase mehr zugefügt wird ($\Delta\omega = 0$), so ist $\Delta\Omega_{90}^{150} = 0$. Diesen Wert wollen wir in der folgenden Rechnung voraussetzen.

Für höhere Elevationswinkel kommen wir in das Gebiet des zweiten Strahlungslappens der 150 Hz-Emission. In diesem wird die Phase sprunghaft

um 180° verschoben. Wir beschränken unsere Rechnung demnach auf das Gebiet des ersten Strahlungslobens, wo sich auch der uns interessierende Gleitweg bildet. Für nähere Angaben über den Einfluss der Phasenlage auf die Instrumentenanzeige siehe [5]. Eigene Messflüge haben gezeigt, dass eine Abweichung von der Gleichphasigkeit die Breite des Gleitweges verkleinert und unter Umständen die erste "low clearance" bedeutend verbessert.

Vor dem Detektor im Flugzeugempfänger haben wir nun das hochfrequente Signal $U_{\text{tot}} = U_{90} + U_{150}$. Der Amplitudendetektor liefert dann ein niederfrequentes Signal, das proportional der Hochfrequenzamplitude

$$|U_{\text{tot}}| = U_0 [S_{90} + S_{150} + S_{90} m_{90} \sin \omega_{90} t + S_{150} m_{150} \cos \omega_{150} t] \quad (1.33)$$

ist. Wir sehen, dass infolge der Addition der Träger die Modulationsgrade der 90 und 150 Hz - Emissionen nach dem Amplitudendetektor kleiner geworden sind, nämlich:

$$m_{90}^* = m_{90} \frac{S_{90}}{S_{90} + S_{150}}$$

und

$$m_{150}^* = m_{150} \frac{S_{150}}{S_{90} + S_{150}} \quad (1.34)$$

Eine automatische Lautstärkeregelung, die den Träger $U_0(S_{90} + S_{150})$ konstant hält, ändert den neuen Modulationsgrad nicht. Dieser ist also auch gleich demjenigen am Eingang des Empfängers oder im freien Raum.

Nach der Verstärkung der kombinierten Niederfrequenzspannung werden die beiden Frequenzkomponenten in einem 90 und 150 Hz - Filter getrennt und anschliesslich gleichgerichtet. Die Differenz der gleichgerichteten Ströme bringt dann die Nadel des Anzeigeeinstrumentes zur Auslenkung. Die Differenz dieser Ströme ist proportional $m_{90}^* - m_{150}^*$, was auch als DDM (Difference in Depth of Modulation) bezeichnet wird. Die internationale Normung verlangt einen Instrumentenstrom von 860 DDM (μ Ampère), wobei bei einer DDM von 0,175 entsprechend 150 μ A der Vollausschlag des Instrumentes erreicht werden muss. Setzen wir noch $m_{90} = m_{150} = m$ (es ist ein Wert zwischen 90 und 100% vorgeschrieben) voraus, so wird die Instrumentenanzeige:

$$\text{DDM} = m \frac{S_{90} - S_{150}}{S_{90} + S_{150}} \quad (1.35)$$

In Fig. 1.8 ist die Instrumentenanzeige für grosse Entfernung von der Sendestation bei Verwendung von (1.21), (1.22) und $m = 0,95$ aufgetragen.

Die maximale Breite des Gleitweges wird erreicht für eine $DDM = 0,175$. Nach der Formel

$$\frac{m_{90}^*}{m_{150}^*} = \frac{S_{90}}{S_{150}} = \frac{1 + DDM/m}{1 - DDM/m} \quad (1.33)$$

wird diese Breite bei einem Verhältnis der räumlichen Modulationsgrade von 1,45 (3,24 db) erreicht (für $m = 0,95$). (Bei $m = 0,8$ wird $m_{90}^*/m_{150}^* = 1,56 = 3,85$ db).

Die Summe der gleichgerichteten Filterspannungen wird im Flugzeug für die Betriebsanzeige der Gleitweganlage verwendet. Diese Anzeige ist proportional $m_{90}^* + m_{150}^* = m$, also konstant und unabhängig von der Lage des Flugzeuges im Raum. Das setzt aber voraus, dass das empfangene Signal so gross ist, dass die automatische Lautstärkeregelung voll wirken kann. Ist dies nicht mehr der Fall, so fällt die durch die Summenspannung ausgelente Alarmflagge (flag alarm) in das Instrumenten-Zifferblatt zurück und zeigt das Nichtfunktionieren der Anlage an.

Alle oben angestellten Ueberlegungen stimmen nur dann genau, wenn die Spannung für die automatische Lautstärkeregelung vom Hochfrequenzträger abgeleitet wird und alle Signalschwankungen ideal ausgeregelt werden. Eine Vorwärtsregelung auf die Niederfrequenzstufen, wie sie in der Empfänger-Type 154 A [6] zusätzlich angewendet wird, kann die Regelung verbessern. Bei falscher Dosierung der vorwärts wirkenden Spannung kann eine Ueberregelung auftreten. Dadurch wird die Empfindlichkeit der Anzeige mit grösser werdendem Eingangssignal herabgesetzt. Das hat aber eine Verbreiterung des Gleitweges gegen die Piste hin zur Folge, was sogar erwünscht ist (sog. Glide Path Softening im Flugzeug). Die Anzeigeempfindlichkeit ist dann aber von der Feldstärke abhängig, und die obigen Formeln gelten nicht mehr. Ein englischer Empfänger SR 15 [7] leitet die Regelspannung von der Niederfrequenzseite her ab. Dadurch sind alle Verstärkerröhren des Empfängers in die (Rückwärts-)Regelung einbezogen, was die Betriebssicherheit erhöht. Durch diese Massnahme wird aber nicht nur eine Feldstärkeschwankung, sondern auch eine Aenderung des Sendermodulationsgrades m ausgeregelt. Es gelten hier die oben angegebenen Formeln, wenn wir $m = 0,95$ setzen. Die Möglichkeit zur Verbreiterung des Gleitweges (Glide Path Softening) in der

Nähe der Piste durch Ausstrahlung von zusätzlicher Trägerenergie besteht bei Verwendung dieses Empfängers nicht.

1.2.4. Antennenstrahlungs- und Instrumentenanzeige-Diagramme für verschiedene Entfernungen vom Sender.

Die Kenntnis der Strahlungsdiagramme in der näheren Umgebung der Station ist aus zwei Gründen von Bedeutung. Erstens muss der Verlauf des Gleitweges unmittelbar vor dem Aufsetzen des Flugzeuges auf die Piste bekannt sein, was bei einer vollständigen Blindlandung insbesondere mit automatischem Piloten von Wichtigkeit wäre. Solche Landungen sind tatsächlich schon durchgeführt worden, aber heute offiziell noch nicht gestattet. Wichtig ist, dass der in grosser Entfernung konstant abfallende Gleitweg gegen die Piste zu asymptotisch in eine ungefähr 6 m über dem Boden verlaufende Linie übergeht. Diese Linie soll in einem Abstand von 150 bis 200 m vom Pistenanfang berührt werden (sog. ILS-Bezugspunkt). Unter Berücksichtigung der Höhe der Flugzeugantenne setzt dann das Flugzeug in der unmittelbaren Umgebung dieses Punktes auf dem Boden auf.

Ein zweiter Grund für die Kenntnis der Strahlungsdiagramme in geringer Entfernung von der Station ist durch die Vorschrift zur Aufstellung einer Kontrolleinrichtung für die Gleitweganlage gegeben. Diese Monitoreinrichtung hat die Aufgabe, die Höhe des Gleitwinkels, die untere Kursgrenze und die Sendeleistung zu überwachen. Eine Verschiebung des nominellen Gleitwinkels (3°) um mehr als $\pm 10\%$ (± 18 Minuten), ein Absinken der untern Kursgrenze unter 64% des Gleitwinkels ($1^{\circ}55'$) und eine Verminderung der Sendeleistung auf weniger als 50% des Normalbetrages müssen zur automatischen Ausschaltung der Anlage führen. Gleichzeitig wird im Kontrollturm des Flugplatzes eine Alarmeinrichtung betätigt. Diese Aufgabe wird u.a. mit Hilfe von zwei Monitordipolen bewältigt, von denen der eine genau in der Mitte des Gleitweges angebracht ist, der andere aber auf der unteren Kursgrenze. Die Monitorantennen müssen in einem solchen Abstand von der Station aufgestellt werden, in welchem die Strahlungsdiagramme möglichst gleich sind wie in grosser Entfernung.

Es wurde erwähnt, dass die Einstellung des Antennensystems vermittels einer Feldstärkemessung am Hügel genau vorgenommen wird. Das heisst aber, dass in einer Entfernung von 1500 m von der Station die Werte $\Delta\theta = 0$ und $\times N = 1$ gemacht werden. Die Diagramme der Fig. 1.5 und 1.8 gelten demnach

nur für 1500 m Abstand exakt und sind in sehr grosser Entfernung leicht anders. Original- und Kompensationsantenne werden in diesem Fall nicht genau gegenphasig gespeist. Es besteht eine Abweichung $\Delta\psi = k \frac{D\epsilon^2}{2} (N^2 - 1)$, die bei der 90 Hz-Gruppe $\Delta\psi_{90} = 4,5^\circ$ und bei der 150 Hz-Gruppe $\Delta\psi_{150} = 14,0^\circ$ ausmacht. Auch die Phase zwischen den 90 und 150 Hz- Emissionen $\Delta\Omega_{90}^{150}$ wird am Hügel zu Null gemacht, was eine Abweichung $\Delta\omega = \frac{12}{25} kD\epsilon^2 = 4,5^\circ$ von der Gleichphasigkeit ergibt.

In der folgenden Tabelle 1.1 ist der Verlauf von $\Delta\theta_{90}$, $\Delta\theta_{150}$ und $\Delta\Omega_{90}^{150}$ in Funktion der Entfernung von der Bodenstation nach (1.12) und (1.20) aufgetragen. Die Werte gelten für Punkte auf dem Gleitwinkel. Vergleichshalber wurde auch noch der Wert $\Delta\Omega_{90}^{150}$, der sich nach dem alten Antennensystem ergeben würde, aufgezeichnet.

Tab. 1.1. Verlauf der Strahlungsphasen in Funktion der Entfernung.

D [m]	17,8	50	100	180	500	1500	∞
$\Delta\theta_{90}^\circ$	2π	128,5	62,5	32,7	8,9	0	- 4,5
$\Delta\theta_{150}^\circ$	$6\pi - 84$	$2\pi + 37,5$	194	103	28	0	- 14
$\Delta\Omega_{90}^{150}^\circ$	$-2\pi - 2$	- 153,5	- 95	- 72	- 24,5	0	+ 12,5
$\Delta\Omega_{90}^{150}{}_{\text{alt}}^\circ$	-2π	- 130	- 62,5	- 33	- 9	0	+ 4,5

Ein Bild über die Veränderungen der Strahlungsdiagramme im Fresnel'schen Nahgebiet für Abstände von 180, 50 und 17,8 m von der Station geben die Fig. 1.11, 1.12 und 1.13. Der Charakter dieser Strahlungsdiagramme hat sich gegenüber dem Ferngebiet ganz beträchtlich geändert. Es tritt vor allem eine Verstärkung der Strahlung in der Nähe des Bodens auf. Dies ist eigentlich auch verständlich, da zur Kompensation der Strahlung in grösserer Entfernung die Reflexionen am Boden in der Nähe der Station wesentlich sind. Es ist daraus auch ersichtlich, dass die Bestrahlung einer grösseren Bodenunebenheit nahe der Station nicht verhindert werden kann. Das Feld über dem Boden kann erst für Entfernungen von mehr als 700 m genügend ausgelöscht werden. Bis dorthin muss also der Erdboden noch sehr eben sein.

Bei 180 m Abstand (Fig. 1.11) ist die Strahlung in Bodennähe schon sehr stark. Infolge der anders geformten Diagramme ist der Gleitwinkel kleiner geworden, d.h. von 3° auf $2^{\circ}20'$ gesunken, was einer Gleitweghöhe von 7,3 m entspricht. Das Strahlungsdiagramm über der Piste in 180 m Abstand ist der seitlichen Lage wegen (45° gegen Strahlungsachse) anders als direkt vor den Antennen. Infolge des starken Abfalls der 150 Hz-Strahlung [4] sinkt die Höhe des Gleitweges sogar auf $1^{\circ}40'$ oder 5,3 m. Dieser Punkt auf der Piste ist 125 m vom Anfang der Piste entfernt (siehe Fig. 1.14). Der ILS- Bezugspunkt, bei dem der Gleitweg die Höhe von 6 m haben muss, ist demnach ca. 100 m vom Pistenanfang entfernt und 150 m vor der Gleitwegstation (Projektion auf die Pistenachse). Die internationale Normierung liess es wünschenswert erscheinen, die Station um mindestens 50 m nach rückwärts zu versetzen, was aber aus andern Gründen nicht möglich war.

Der Abfall des Gleitwinkels gegen die Piste zu ist erwünscht, denn dadurch wird das Flugzeug auch tatsächlich auf die Piste heruntergebracht. Beim alten System wurde dies durch zusätzliche Verdrehung der oberen Antenne von der Piste weg bewirkt, beim neuen System ist eine solche Verdrehung nicht mehr nötig.

Fig. 1.12 zeigt die Diagramme in 50 m Abstand vor der Antenne. Die 90 Hz-Strahlung steigt über dem Boden so stark an, dass überhaupt kein Schnittpunkt mit der 150 Hz- Charakteristik mehr vorhanden ist. Das Fehlen eines Gleitweges in dieser Entfernung ist für den Anflug natürlich belanglos. Das Aufstellen des Monitors in dieser Distanz, wie es beim alten System üblich war, ist nun unmöglich geworden.

Erst in 17,8 m Abstand sind die Phasenverhältnisse wieder so, dass sich ein brauchbarer Gleitweg bildet, wie aus Fig. 1.13 ersichtlich ist. Der Gleitwinkel beträgt $2^{\circ}43'$ und ist in diesem Abstand 85 cm über dem Boden. Bei diesen Diagrammen wurde berücksichtigt, dass die Strahlung von der obersten Antenne infolge ihrer eigenen Richtcharakteristik und dem grösseren Abstand etwas schwächer ist als diejenige der untern zwei Antennen.

Das Nahgebiet der Strahlung ist gegenüber dem alten System, wo sich die Diagramme bis ganz nahe an die Antennen nicht änderten, charakterisiert durch ganz extreme Verformungen der Strahlungsdiagramme. Der mögliche Abstand für die Kontrollantenne (Monitor) ist jetzt grossen Einschränkungen unterworfen. Erstens muss gefordert werden, dass die Strahlungs-

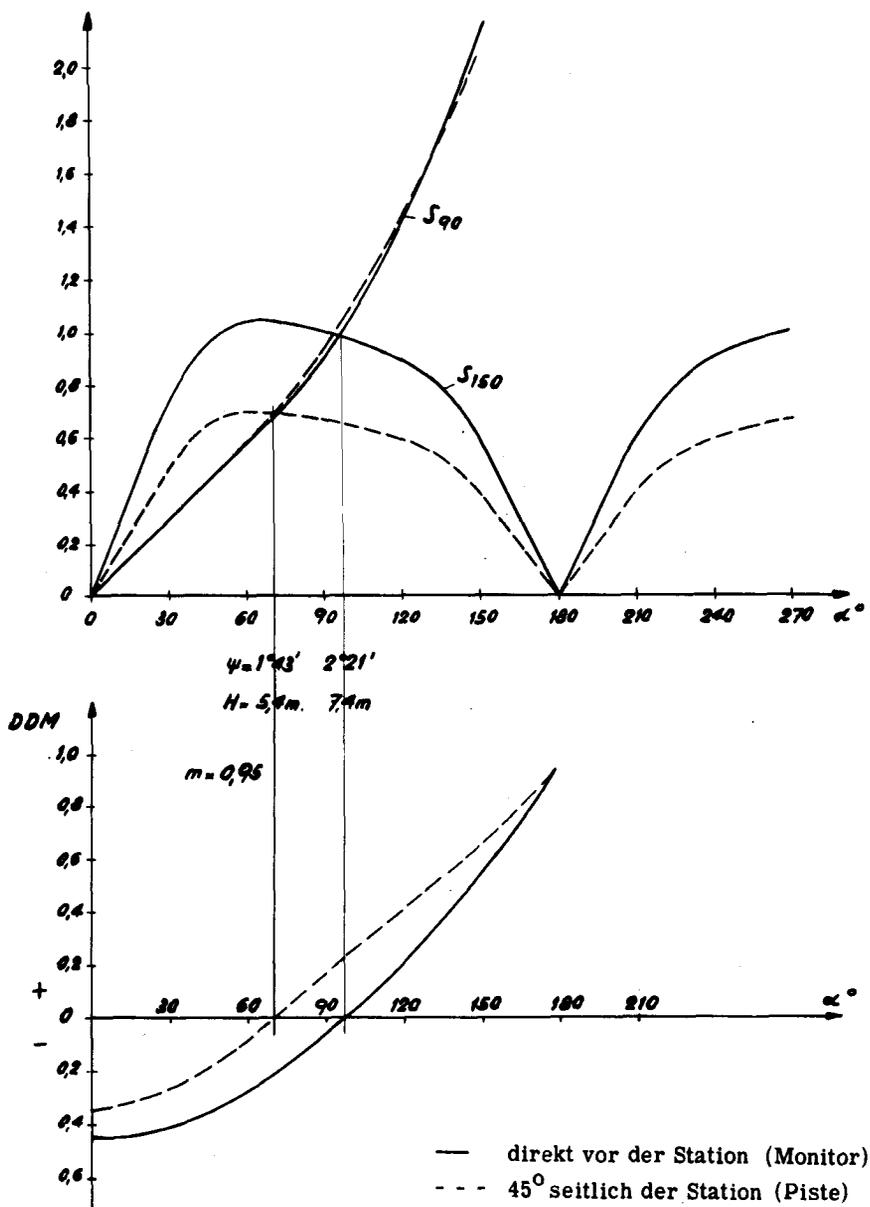


Fig.1.11. Strahlungscharakteristiken und Instrumentenanzeige in 180 m Abstand direkt vor und unter 45° seitlich der Station.

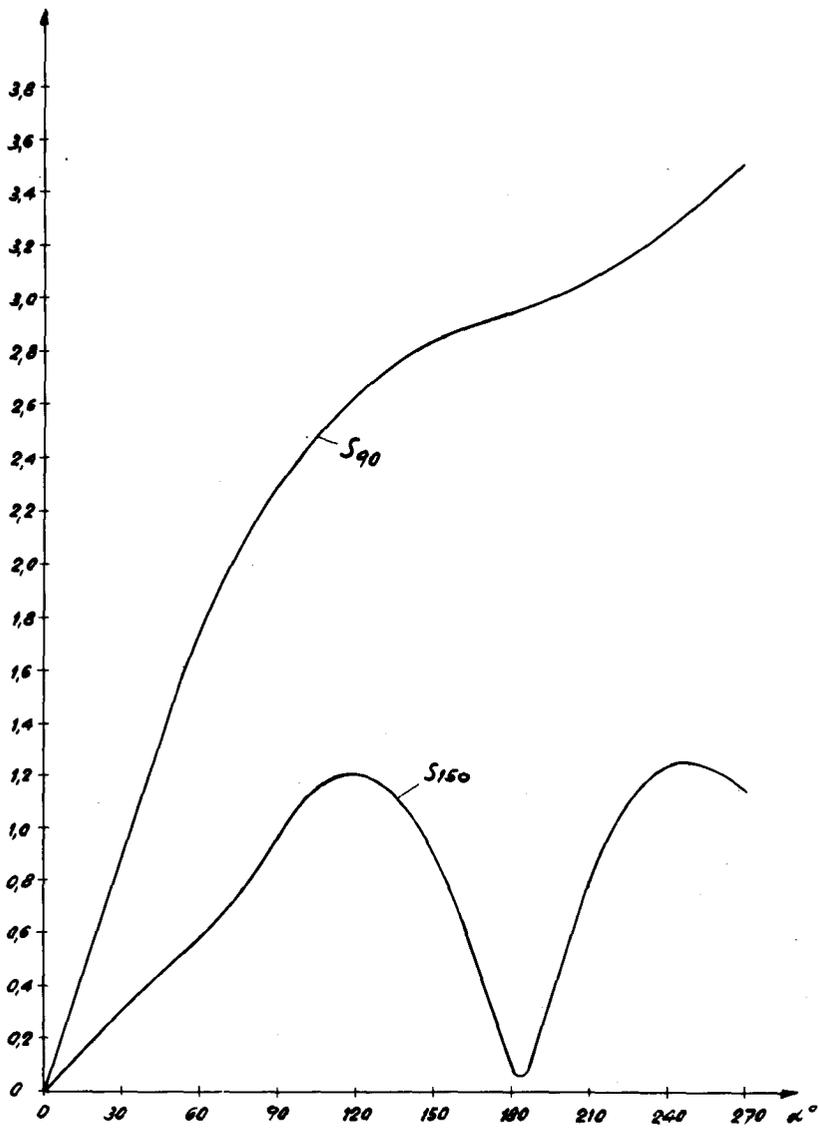


Fig. 1.12. Strahlungscharakteristiken in 50 m Abstand direkt vor der Station.

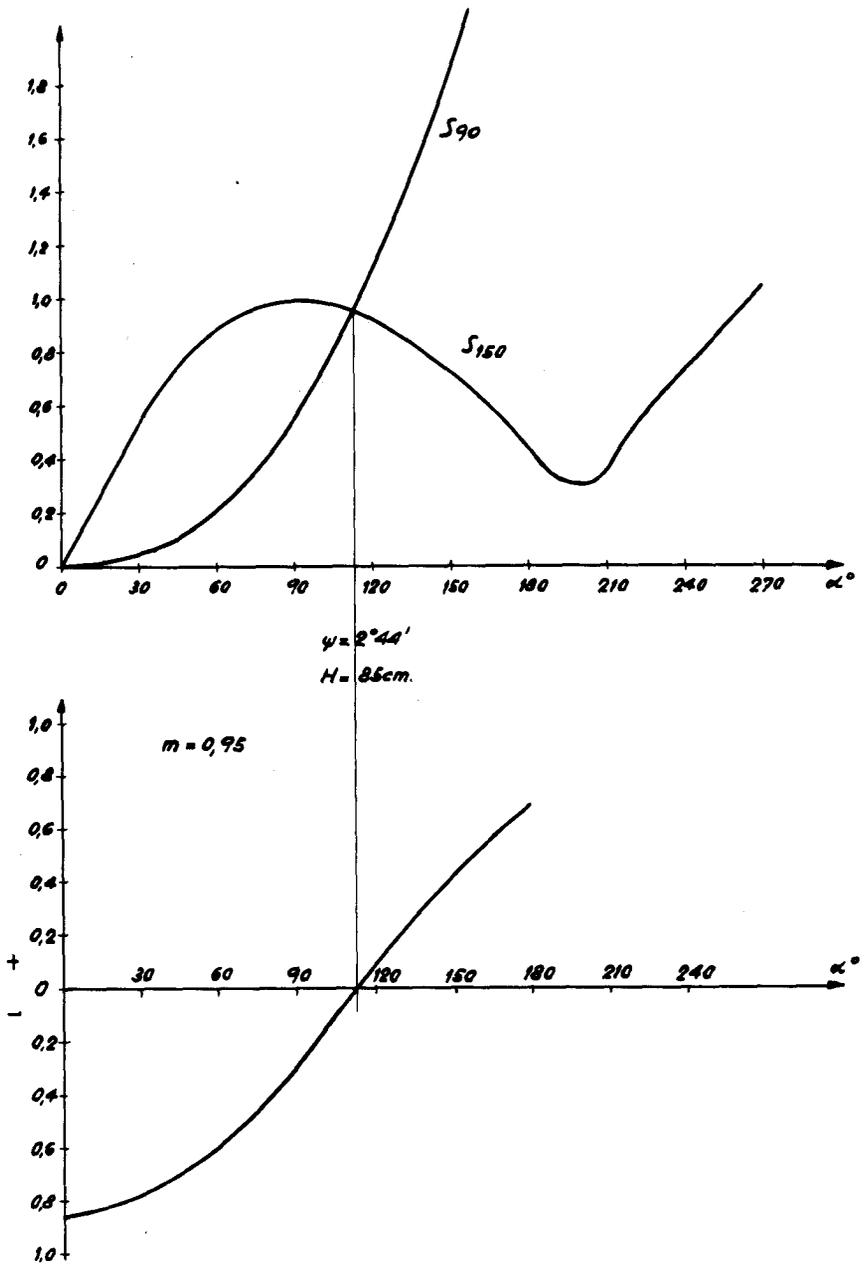


Fig. 1.13. Strahlungscharakteristiken und Instrumentenanzeige in 17,8 m Abstand direkt vor der Station.

Fig. 1.14.

Interkontinental-Flughafen Zürich

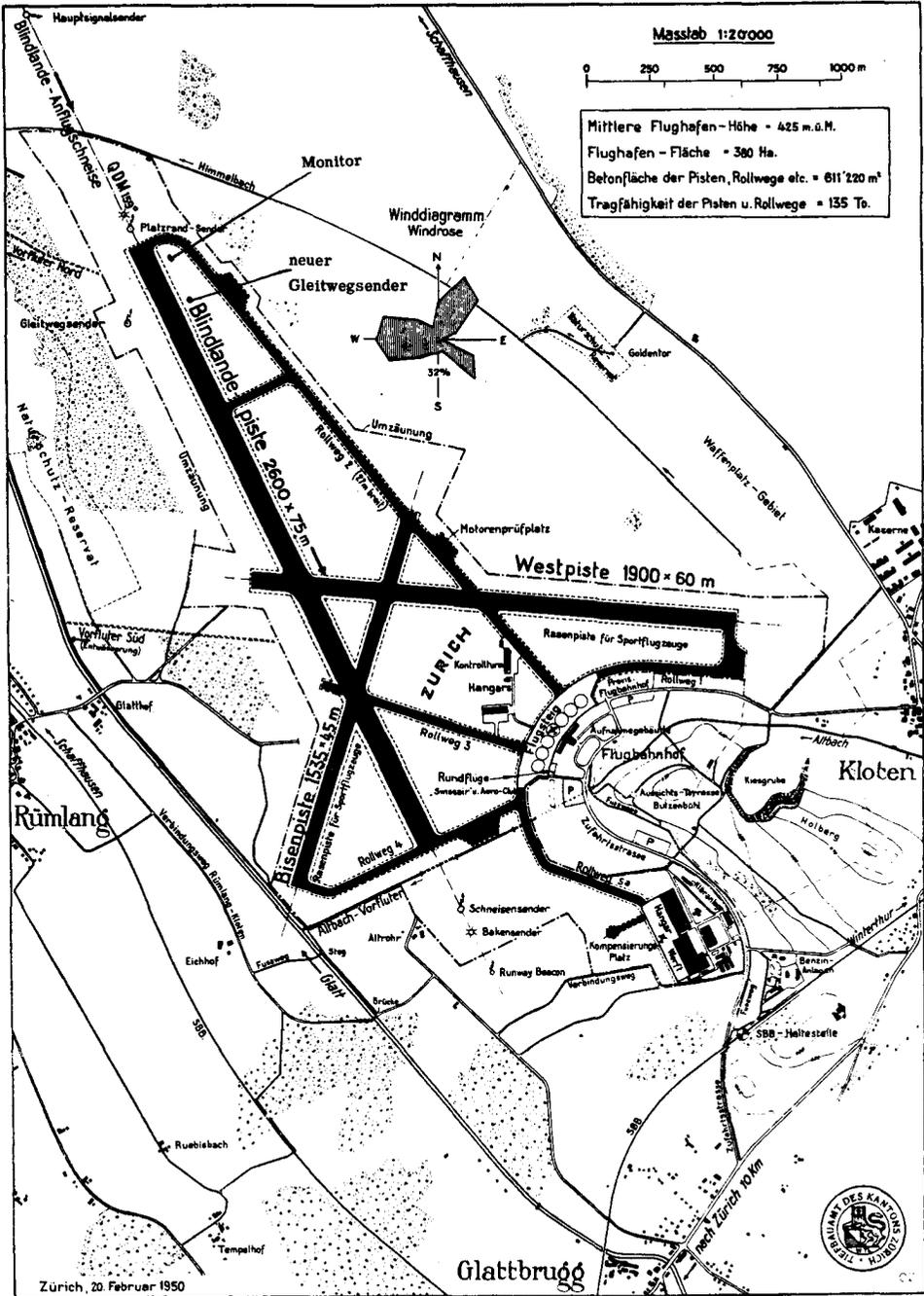


diagramme ähnlich wie im Fernfeld seien, und zweitens soll die Phase zwischen den 90 und 150 Hz- Emissionen $\Delta\Omega_{90}^{150}$ möglichst wenig von Null abweichen. Beim alten System spielte nur die Phasenbedingung eine Rolle, welche Distanzen von 18 m und mehr als 100 m zulässt (Tab. 1.1.). Fig. 1.13 zeigt, dass in einem Abstand von 17,8 m diese Bedingungen relativ gut erfüllt sind. Es wurde aber von der Aufstellung des Monitordipols in dieser Entfernung abgesehen, da sich jede Veränderung des Erdbodens (Graswuchs, Schnee, Feuchtigkeit) besonders stark auf die Monitoranzeige auswirken würde. Die örtlichen Verhältnisse erlaubten es aber auch nicht, den Dipol in sehr grosser Entfernung, z.B. 500 m, wie es wünschbar wäre, aufzustellen. Die äusseren Umstände diktierten uns einen Abstand von 180 m, der zwar schon sehr nahe der Grenze ist, wo sich die Strahlungsdiagramme wesentlich verformen. Auch die Abweichung von der Gleichphasigkeit ($\Delta\Omega_{90}^{150}$) ist mit 72° ziemlich gross. Die Höhe des Dipols entspricht der Gleitweghöhe von 7,3 m (Fig. 1.15).

Es ist die Tendenz des neuen Systems, etwas geringe Kursbreiten zu ergeben. Die einfachste Methode zur Vergrösserung der Gleitwegbreite wäre die Verminderung der Instrumentenempfindlichkeit im Flugzeug. Dieser Weg kann aber nicht beschritten werden, da diese Empfindlichkeit - basierend auf dem alten System - normiert ist.

Nicht nur die Höhe, sondern auch die Breite des Gleitweges werden durch das Amplitudenverhältnis A_{90}/A_{150} beeinflusst, das in (1.20) festgelegt wurde. Es war nötig, beim neuen System den Schnittpunkt der beiden Diagramme gegen das Maximum von S_{150} zu schieben (Fig. 1.5), was durch Abschwächung der 150 Hz-Strahlung geschieht. Dadurch kann die Breite des Gleitweges so gross gemacht werden, dass sie den internationalen Vorschriften entspricht. Die Winkelbreite muss beidseitig des Kurses zum Mindesten 11 % des Gleitwinkels betragen. Das macht bei 3° Gleitwinkel ± 20 Minuten. Bei $A_{90}/A_{150} = 5$ ist nach Fig. 1.8 die Kursbreite bei 3° Gleitwinkel ca. 50 Minuten, was genügt.

Da aus Gründen der Gleitwegbreite der Schnittpunkt der Diagramme fast im Maximum von S_{150} liegt, nähern sich die beiden Kurven unterhalb des Gleitwinkels immer mehr, um bei ganz kleinen Winkeln praktisch zusammenzufallen (Fig. 1.5). Da für die Instrumentenanzeige die Differenz der Kurven wichtig ist, versteht man die grössere Empfindlichkeit des neuen Systems auf Unregelmässigkeiten der Diagramme in diesem Gebiet. Solche Schwankungen haben ihren Ursprung in Unebenheiten des Erdbodens vor der Sendestation. Es wurde schon oben ausgeführt, dass das Vorgelände bis in 400 m Abstand sehr eben sein muss.



Fig. 1.15. Monitor mit Blick gegen Sendestation.

Leer - Vide - Empty

1.2.5 Einfluss einer Aenderung der Bodenhöhe (Schnee) auf die Strahlungsdiagramme.

Im Folgenden wird der Einfluss auf den Gleitweg untersucht, der durch eine Aenderung der Bodenhöhe bewirkt wird. Dieser Fall tritt insbesondere bei Schneefall oder bei starkem Graswuchs auf. Es wird angenommen, dass die Höhe des ideal ebenen und reflektierenden Erdbodens um den Betrag ph zunehme, wo p normalerweise $\ll 1$. Die Strahlungscharakteristik (1.10) und (1.11) wird demzufolge geändert. Ausser den Werten A und κ werden alle Grössen durch gestrichene ersetzt. Wir erhalten

$$S' = 2A \sqrt{(\sin e_1' \alpha' - \kappa \sin N' e_2' \alpha')^2 + 4 \kappa \sin^2 \frac{\Delta \theta'}{2} \sin e_1' \alpha' \sin N' e_2' \alpha'} \quad (1.37)$$

$$\text{und } ph \overline{S'} = \frac{\pi}{2} - kD(1 + \frac{\mu'^2}{2} - \frac{\mu'^4}{8}) + \Delta \Omega' \quad (1.38)$$

$$\text{wo } N' = N \frac{1-p/N}{1-p}$$

$$h' = h(1-p)$$

$$\alpha' = (1-p) (\alpha - p \epsilon^2 kD)$$

$$e_1' = 1 - \frac{\mu'^2}{2} - \frac{\epsilon'^2}{2}$$

$$e_2' = 1 - \frac{\mu'^2}{2} - N'^2 \frac{\epsilon'^2}{2}$$

$$\epsilon' = \epsilon(1-p)$$

$$\mu' = \mu(1 - \frac{h}{H} p)$$

$$\Delta \theta' = -\Delta \nu^2 + \frac{kD}{2} \epsilon^2 (N^2 - 1) (1 - \frac{2p}{N+1}) \left[1 - \frac{3}{2} \mu'^2 - (N'^2 + 1) \frac{\epsilon'^2}{4} \right]$$

$$\Delta \Omega' = -kD \frac{\epsilon'^2}{2} (1 - \frac{3}{2} \mu'^2 - \frac{\epsilon'^2}{4}) + \text{arc'tg} \frac{\kappa \sin \Delta \theta' \sin N' e_2' \alpha'}{\sin e_1' \alpha' - \kappa \cos \Delta \theta' \sin N' e_2' \alpha'} \quad (1.39)$$

Die ungestrichenen Grössen gelten für den Zustand ohne Bodenerhöhung. Ihre Bedeutung ist in (1.12) niedergelegt.

Für sehr grosse Entfernungen und bei rein gegenphasiger Antennenspeisung ($\Delta \theta' = 0$) wird

$$S' = 2A \left[\sin \alpha (1-p) - \kappa \sin N(1 - \frac{p}{N}) \alpha \right] \quad (1.40)$$

Die Phase zwischen den Trägern der 90 und 150 Hz-modulierten Emissionen im Raum ist analog (1.30):

$$\Delta\Omega'_{90}{}^{150} = \Delta\omega + \Delta\Omega'_{150} - \Delta\Omega'_{90} \quad (1.41)$$

Im Folgenden wurden für eine Schneehöhe von 24 cm, entsprechend $p_{90} = 0,2$ und $p_{150} = 0,04$, die Strahlungsdiagramme für grosse Entfernung, 180 m und 17,8 m, ausgerechnet und in den Fig. 1.16, 1.17 und 1.18 aufgetragen.

Bei grosser Entfernung (Fig. 1.16) ist besonders die Verformung des 90 Hz-Strahlungsdiagrammes zu beachten. Die Zusatzantenne bewirkt eine Ueberkompensation bei kleinen Elevationswinkeln. Demzufolge steigt die Strahlung am Hügel etwas an, ist aber immer noch sehr klein. Bei $\alpha = 56^\circ$ ($\psi = 1^\circ 21'$) hat sie nun eine Nullstelle. Bei $\alpha = 30^\circ$ ($\psi = 43'$) würde theoretisch ein falscher, verkehrt anzeigender Gleitweg entstehen, der sich aber infolge der Abschirmung durch den Hügel nicht bilden kann (Hügelhöhe = 50'). Wenn man es für nötig finden sollte, kann die Kurve S_{90}' mit horizontaler Tangente aus dem Nullpunkt herausgeführt werden; dazu muss aber $\kappa_{90}' = 1/N_{90}'$ gemacht werden, also 0,167 anstatt 0,2. Der Leistungsteiler (siehe Abschnitt 1.3) müsste dann auf einen ca. 25% kleineren Wert gestellt werden.

Der Gleitweg ist der Rechtsverschiebung der 90 Hz-Kurve wegen um ca. 12% höher geworden. Um ihn wieder auf den alten Wert zu bringen, muss die 150 Hz-Gruppe schwächer gespeist werden, nämlich $A_{150}' = 0,64 A_{150}$, was auf einfache Art und Weise durch Verschiebung des Amplitudenstubs im Sender geschehen kann. Pro 2 cm Aenderung der Bodenhöhe wird der Gleitwinkel um 1% oder 1,8 Minuten verschoben, ein Wert, der auch für das alte Antennensystem Gültigkeit hat.

Fig. 1.17 zeigt die Diagramme in 180 m Abstand, wo sich der Monitor-dipol befindet. Der Gleitweg ist hier um 24% gestiegen. Er kann aber durch schwächere Speisung der 150 Hz-Gruppe ($A_{150}' = 0,68 A_{150}$) auf den alten Wert gebracht werden. Dieser Wert A_{150}' ist fast gleich wie der eben erwähnte für grosse Entfernung (Fig. 1.16). Demzufolge hat die Konstanthaltung der Gleitweghöhe in 180 m Entfernung praktisch die Konstanz des Gleitwinkels in grosser Entfernung zur Folge. Es bleibt einzig eine ganz kleine Erhöhung des Gleitwinkels von ca. 3 Minuten übrig. Die Phase zwischen den Trägern hat sich von -72° auf -80° erhöht, was relativ wenig ausmacht.

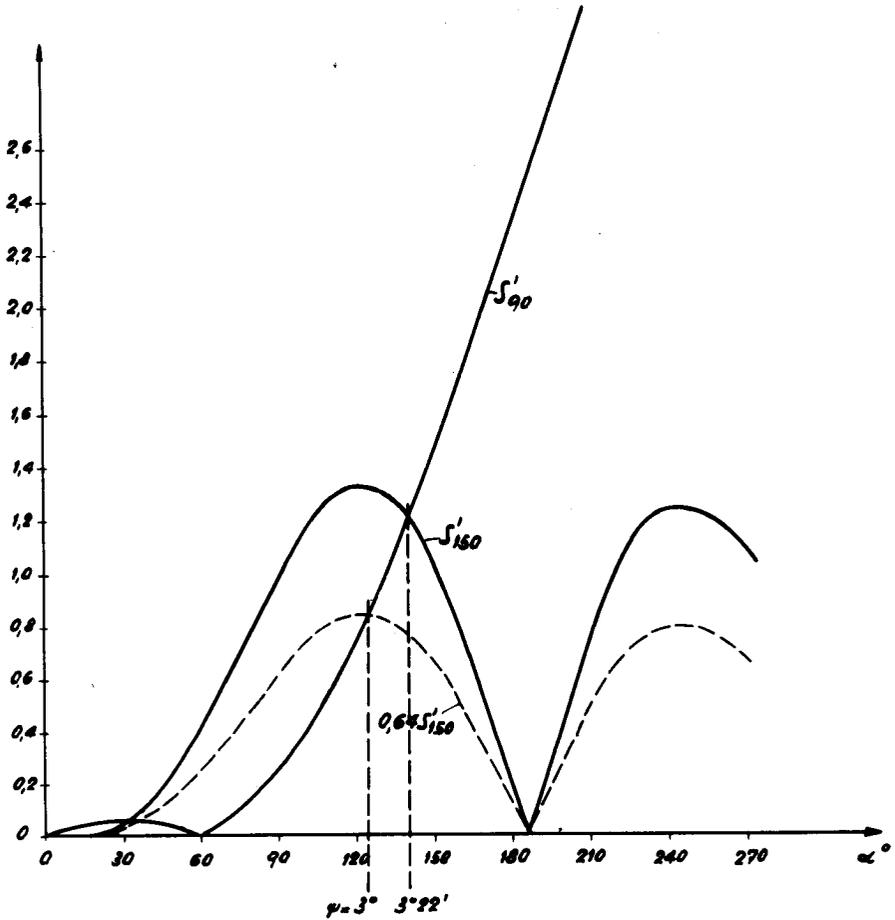


Fig. 1.16. Einfluss der Bodenhöhe (24 cm Schneefall) auf die Strahlungscharakteristik in grosser Entfernung.

$$\begin{aligned}
 S'_{90} &= 5 \left(\sin 0,8 \frac{\alpha}{5} - 0,2 \sin 0,96 \alpha \right) & P_{90} &= 0,2 \\
 S'_{150} &= \sin 0,96 \alpha - 0,5 \sin 1,96 \alpha & P_{150} &= 0,04
 \end{aligned}$$

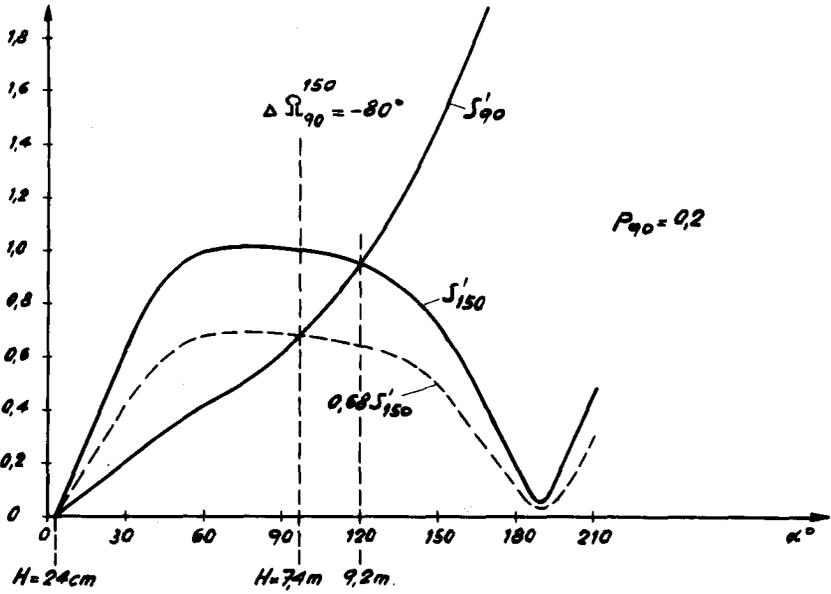


Fig. 1.17. Strahlungscharakteristiken in 180 m Abstand bei 24 cm Bodenerhöhung.

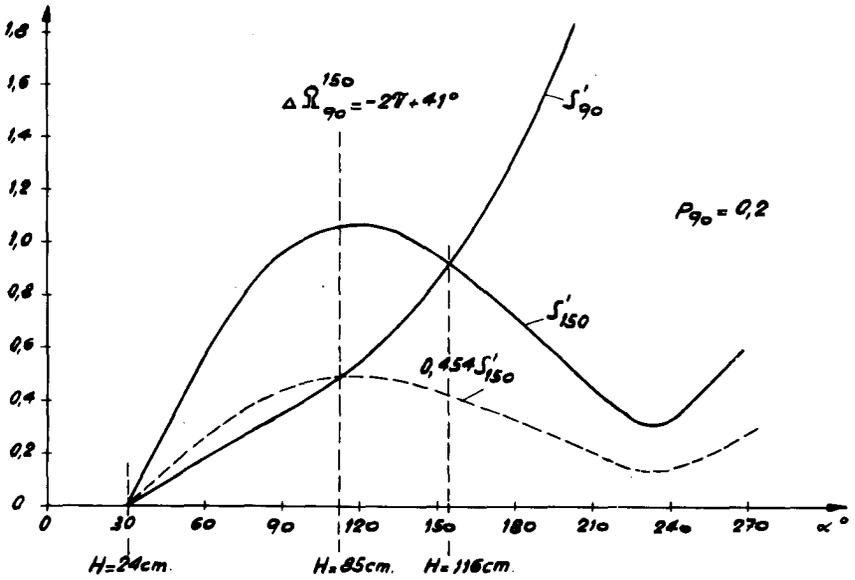


Fig. 1.18. Strahlungscharakteristiken in 17,8 m Abstand bei 24 cm Bodenerhöhung.

In 17,8 m Abstand (Fig. 1.18) sind die Diagramme schon stark verändert. Der Gleitwinkel wird um 37% erhöht. Würde er in dieser Entfernung konstant gehalten, so müsste $A_{150}' = 0,454 A_{150}$ werden. Der Gleitweg im Ferngebiet würde dann aber um 12% sinken, was absolut unzulässig ist. Die Phase zwischen den Trägern hat sich um 43° verschoben. Der Einfluss einer Boden-erhöhung ist in ca. 17,8 m Abstand vor der Station schon so gross, dass diese Lage für einen Monitordipol ungeeignet ist.

Es ist klar, dass sich das "Null Reference"-System bezüglich Aende- rung der Bodenhöhe günstiger verhält. Der Einfluss ist der 5 mal höheren unteren Antenne wegen auch 5 mal geringer als beim Equisignal-System.

1.3. Die Einrichtung zur Speisung der Antennen.

Die Aufgabe der Antennenspeiseeinrichtung besteht darin, die an den zwei Senderausgängen vorhandenen, mit 90 und 150 Hz amplitudenmodulierten Träger auf die drei Antennen in richtiger Amplitude und Phase zu verteilen. Das 90 Hz-modulierte Signal muss auf die unterste und die mittlere Antenne, das 150 Hz-Signal auf die mittlere und die oberste Antenne geführt werden. Alle zur Speisung nötigen Einstellungen sollen voneinander unabhängig vorgenommen werden können. Die in Fig. 1.20 aufgezeichnete Schaltung erfüllt diese Anforderungen. Sie wird weiter unten genau beschrieben.

Die Kabelleitungen vom Sender her und diejenigen zu den Antennen bestehen aus symmetrischem Kabel RG22A/U mit 95 Ohm Wellenwiderstand. Da aber für die Schalteinrichtung die einfachere 50 Ohm-Koaxialtechnik Verwendung findet, müssen an den Ein- und Ausgängen im gesamten fünf Transformatoren von symmetrischer auf unsymmetrische Leitung, sog. Baluns, vorhanden sein. Diese Transformatoren sind nach der Art der Symmetrierungsschleife [8] ausgeführt, die frequenzunabhängig ein koaxiales Signal symmetrisch auf eine Doppelleitung überträgt und umgekehrt. Die nötige Impedanztransformation von 95 auf 50 Ohm geschieht in einem $\lambda/4$ Koaxialstück von 69 Ohm Wellenimpedanz.

Die Aufteilung des vom Sender gelieferten 90 Hz- resp. 150 Hz-modulierten Signals in je 2 Teile geschieht in je einer Doppelbrückenschaltung mit 2 dazwischengeschalteten gegenläufigen Phasenschiebern gemäss Fig. 1.19.

Die Brücken bestehen aus einem sechseckigen Ring (Hybridring) von $\lambda/4$ Seitenlänge. Die Wellenimpedanz der Koaxialleitungen im Ring ist $\sqrt{2}$ mal

grösser (= 71 Ohm) als die Impedanz der angeschlossenen Leitungen $Z_0 = 50$ Ohm. Dadurch wird auf der Betriebsfrequenz Anpassung und Symmetrie der Brücke erreicht [9]. Die von oben in den ersten Ring fallende Welle $2 \sin \omega_0 t$ wird in zwei gleiche Teile aufgeteilt und läuft nach Austritt aus dem Ring durch zwei Phasenschieber. Diese sind so geschaltet dass der Zunahme der Phase

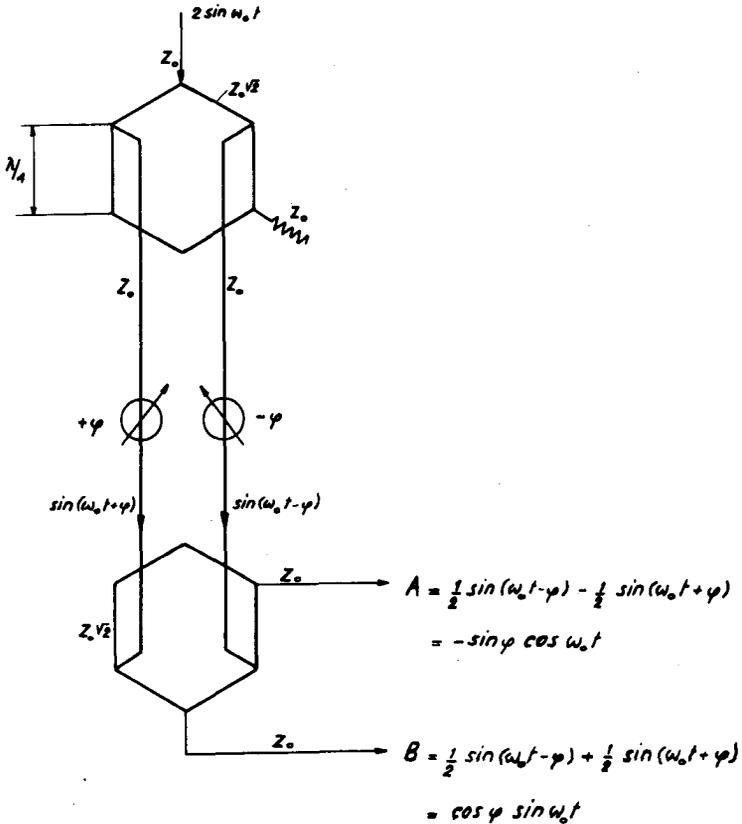


Fig. 1.19. Leistungsteiler.

beim einen eine gleich grosse Abnahme beim andern entspricht. Nach diesen Phasenschiebern sind deshalb die Signale $\sin(\omega_0 t + \varphi)$ und $\sin(\omega_0 t - \varphi)$ vorhanden, wenn wir von einer für beide Leitungen gleichen, und festen Phasenschiebung absehen.

Auf den im untern Teil des oberen Hybridrings angebrachten 50 Ohm-

Abschlusswiderstand kann keine Energie treffen, da auf Leitungslängen, die um eine halbe Wellenlänge verschieden sind, gleiche Energien eintreffen. Der untere Teil des Ringes scheint also überflüssig zu sein. Das stimmt tatsächlich, wenn wir annehmen, dass alles ideal angepasst sei. Wird hingegen von der Seite der Phasenschieber her Energie reflektiert, so landet ein grosser Teil derselben in diesem Lastwiderstand.

Nach den Phasenschiebern treten die beiden phasenverschobenen Signale in den untern Hybridring ein und teilen sich dort in je zwei gleiche Teile auf. Bei Berücksichtigung der Laufzeiten erhalten wir an den Ausgängen A und B:

$$\begin{aligned} A &= -\sin\varphi \cos \omega_0 t \\ B &= \cos\varphi \sin \omega_0 t \end{aligned} \quad (1.42)$$

Das Leistungsverhältnis $\left|\frac{A}{B}\right|^2 = \operatorname{tg}^2\varphi$ ändert sich also mit der Phasenschiebung φ . Die hochfrequente Phase zwischen den Ausgängen A und B bleibt bei dieser Phasenschiebung unverändert, was für unsere Zwecke notwendig ist. Diese Unabhängigkeit wird erreicht durch die gegenläufige Phasendrehung.

Die in den Brücken verwendeten 50 Ohm-Abschlusswiderstände sind für eine maximale Leistung von 10 Watt dimensioniert. Im Normalbetrieb haben sie zwar eine bedeutend kleinere Leistung zu verarbeiten. Beim Experimentieren kann es aber vorkommen, dass die gesamte Senderleistung auf sie trifft. Der Abschlusswiderstand besteht aus einem 50 Ohm-Schichtwiderstand in Rohrform und bildet den Innenleiter einer Koaxialleitung. Diese Leitung ist hinten kurzgeschlossen. Die Wellenimpedanz der Koaxialleitung kann nun so gewählt werden, dass am offenen Ende der Realteil der Impedanz bei der Betriebsfrequenz 50 Ohm beträgt. In Serie dazu erscheint aber noch eine Kapazität. Diese kann durch eine in Serie geschaltete kurzgeschlossene Leitung auskompensiert werden [10].

In Fig. 1.20 ist die gesamte Speiseeinrichtung aufgezeichnet. Der symmetrische 90 Hz-modulierte Ausgang des Senders P_{90} wird über einen Balun auf ein 50 Ohm-Koaxialkabel transformiert. Mit Hilfe des Phasenschiebers φ_{90}^{150} kann Gleichphasigkeit der 90 und 150 Hz-Emissionen eingestellt werden (Beeinflussung der Grösse $\Delta\Omega_{90}^{150}$). Diese Einstellung musste beim alten System auf umständliche Art und Weise durch Kippen des Antennenmastes vorgenommen werden. Anschliessend gelangt das Signal in den Leistungsteiler, wie er oben beschrieben wurde. Von diesem wird einerseits die unterste An-

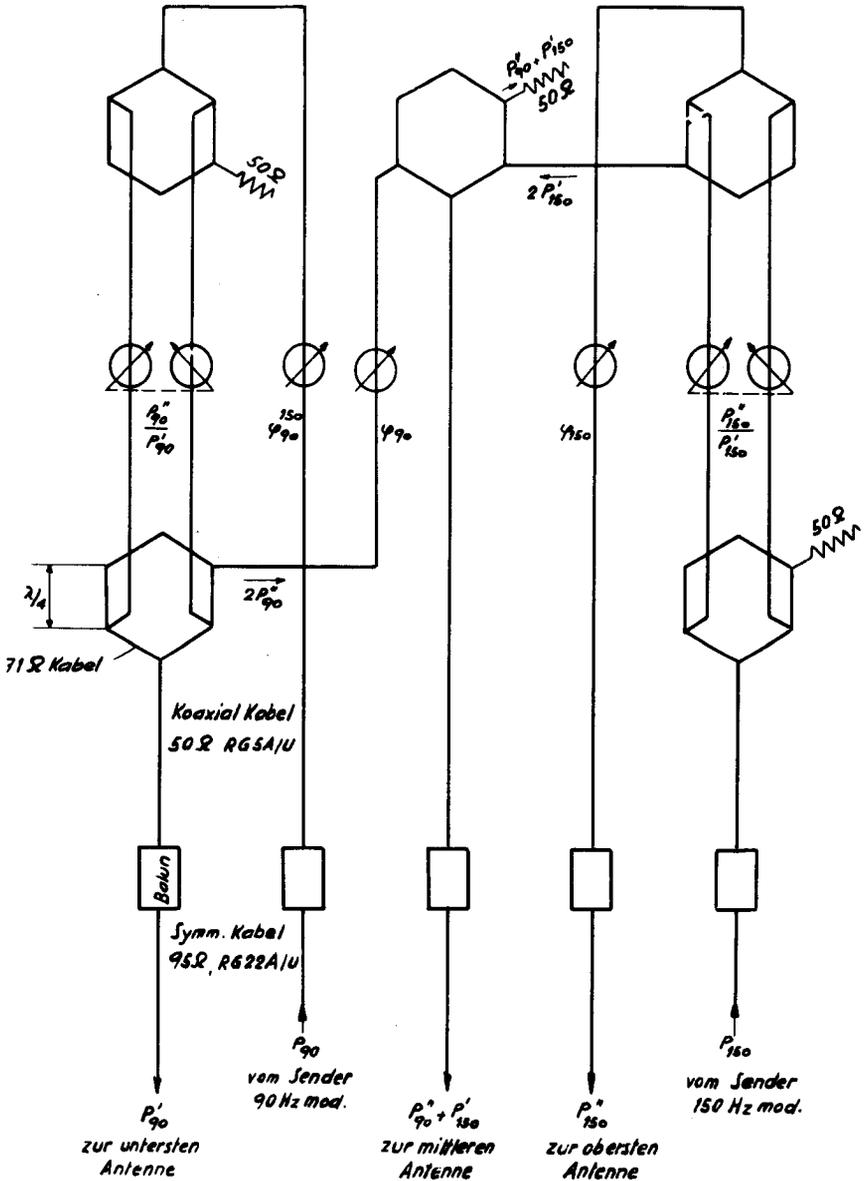


Fig. 1.20. Einrichtung zur Speisung der Antennen.

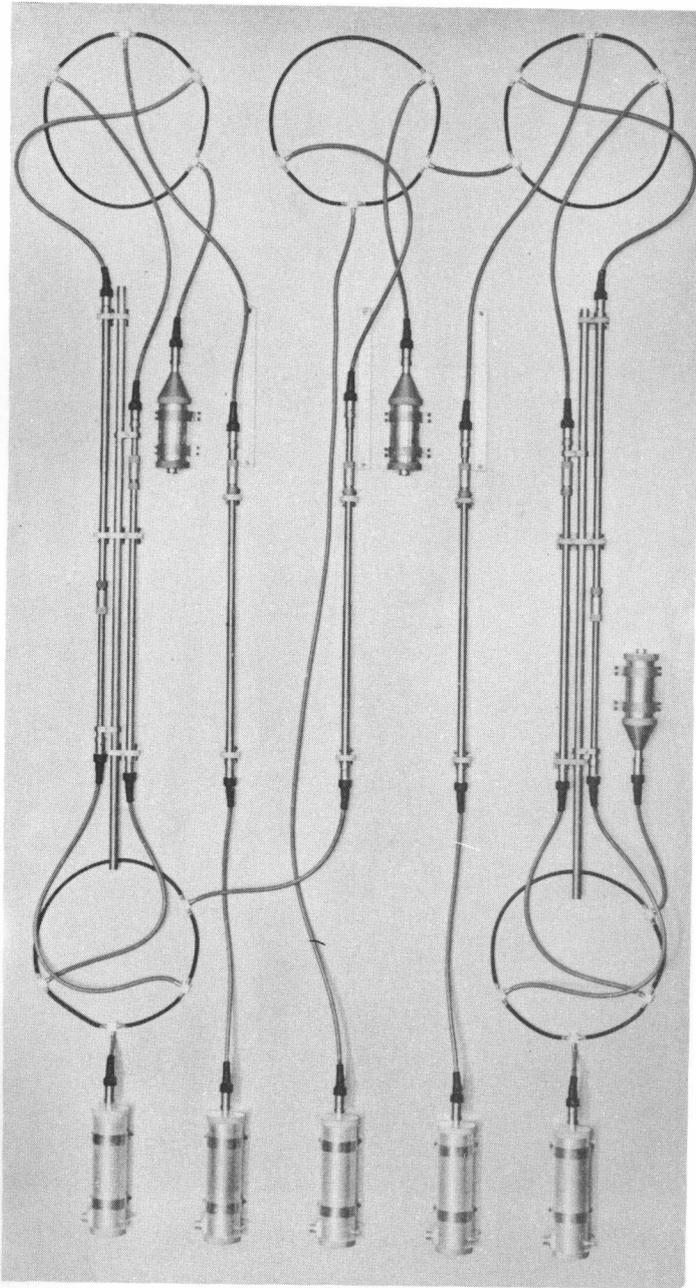


Fig. 1.21. Photo der Speiseeinrichtung.

Leer - Vide - Empty

tenne über einen Balun mit P_{90}' beliefert, anderseits gelangt $2 P_{90}''$ über einen Phasenschieber φ_{90} auf eine Brücke. Mit φ_{90} wird die Gegenphasigkeit zwischen den beiden 90 Hz-Strahlern eingestellt. Ganz analog ist der Weg des 150 Hz-Signals vom Senderausgang über Balun und Leistungsteiler auf die oberste Antenne und die schon erwähnte Kombinationsbrücke. Letztere hat die Aufgabe, die Hälfte der 90 und 150 Hz-Leistungen $2 P_{90}''$ und $2 P_{150}'$ ohne gegenseitige Beeinflussung auf die mittlere Antenne zu führen. Die andere Hälfte geht bei dieser Zusammenschaltung im 50 Ohm-Lastwiderstand der Brücke verloren. Der Verlust ist gering und beträgt nur ca. 10% der gesamten Sendeleistung. Die Leistungsteiler sind geeicht und zeigen direkt die Leistungsverhältnisse P_{90}''/P_{90}' resp. P_{150}''/P_{150}' an. Die Phasenschieber φ_{90} , φ_{150} und φ_{90}^{150} sind in Grad angeschrieben. Die 5 variablen Elemente sind an solchen Stellen in die Schaltung verlegt, dass alle voneinander unabhängig verändert werden können. Die beschriebene Speiseeinrichtung ist auf ein Panzerholzbrett von ca. 1 x 2 m aufgebaut worden und in Fig. 1.21 abgebildet.

Die Speisung der Antennen erfolgt über 16 m lange symmetrische Kabel RG22A/U. Durch die gleiche Länge der Kabel wird erreicht, dass die durch Temperaturänderungen verursachten Phasenschiebungen in den Kabeln für alle Antennen gleich bleiben. Das stehende Wellenverhältnis (VSWR) der Antennen ist ca. 1,3, was 1,5% Leistungsreflexion ergibt. Das VSWR in der Schalteinrichtung bei angeschlossenen Antennen überschreitet ebenfalls den Wert von 1,3 nicht. Dieses VSWR beeinträchtigt das Arbeiten der Speiseeinrichtung noch nicht.

Das Verhältnis der vom Sender gelieferten Leistungen P_{90} und P_{150} kann mit Hilfe des sog. Amplitudenstubs im Sender eingestellt werden. Die Leistung P_{90} bleibt dabei konstant; P_{150} kann hingegen variiert werden. Mit dieser Einstellung wird das Verhältnis A_{90}/A_{150} auf den gewünschten Wert gebracht.

1.4. Inbetriebnahme und Messungen an der neuen Antennenanlage.

Im Folgenden werden die Schritte zur Inbetriebnahme der neuen Anlage beschrieben. Das Vorgehen geschieht am besten in der angeführten Reihenfolge.

Die Inbetriebnahme der Anlage beginnt mit der Montage der 3 Antennen

am ca. 14 m hohen Antennenmast, der nach vorne parallel zur Pistenachse und unter 120° seitlich mittels Stahlseilen doppelt abgespannt wird (siehe Fig. 1.7 und 1.10). Der Mast muss mit Hilfe eines Theodoliten genau senkrecht gerichtet werden. Es hat sich gezeigt, dass die Abspannung mit Stahlseilen erstens keinen nachteiligen Einfluss auf die Abstrahlung der Antennen ausübt und zweitens sich die Mastspitze über viele Monate hinaus höchstens um einige cm gegen die Lotrechte verschiebt.

Die Antennen werden durch je 16 m lange symmetrische Kabel RG22A/U gespeist. Die übrig bleibende Kabellänge wird an der Aussenwand des Häuschens aufgerollt, wodurch eine gleiche Aenderung der elektrischen Kabelgrössen mit der Temperatur für alle 3 Antennen erreicht wird.

Die unterste Antenne ist eine halbe Rahmenantenne (half loop) mit Gitterreflektor. Die Strahlungscharakteristik in Vorwärtsrichtung ist sehr breit. Die mittlere und oberste Antenne sind beides doppelte 60° V-Antennen mit parasitischen Dipolreflektoren. Die Strahlung dieser Antennen ist etwas stärker nach vorne gerichtet als bei der Rahmenantenne [4].

Die Höhe der mittleren Antenne über dem Erdboden beträgt nach (1.23) 5,9 m, diejenige der untersten 1,18 m und diejenige der obersten Antenne 11,8 m. Der Gleitwinkel ist in erster Linie von der Höhe der Antenne abhängig, doch kann mit Hilfe des sog. Amplitudenstubs im Sendermodulator das Verhältnis A_{90}/A_{150} und dadurch der Gleitwinkel verändert werden. Diese Methode ist für kleine Korrekturen des Gleitwinkels dem Versetzen der Antenne vorzuziehen.

Von den im Gleitweghäuschen aufgestellten Sende- und Kontrollapparaturen interessiert uns nur der mechanische Sendemodulator. Für eine nähere Beschreibung desselben sei auf [4] verwiesen. Mit den in diesem Modulator vorhandenen Einstellvorrichtungen können, wie schon erwähnt, das Leistungsverhältnis der 90 und 150 Hz-Ausgänge eingestellt (Amplitudenstub), die Kreuzmodulation zwischen 90 und 150 Hz auf ein Minimum gebracht (Kreuzmodulationsstub) und der Modulationsgrad (Modulationsstub) einreguliert werden. Schliesslich kann durch Aenderung des Abstandes zwischen den rotierenden Modulationsrädern und den Statorplatten die Amplitudenmodulation sinusförmig gemacht werden.

Zur Messung der Modulationsenveloppe und des Modulationsgrades des mit 90 bzw. 150 Hz modulierten Trägers von 335 MHz wird am besten ein

Superhet mit einer genügend tiefen Zwischenfrequenz verwendet, sodass das zwischenfrequente Signal direkt auf einem Kathodenstrahloszillographen betrachtet werden kann. Das Bild auf dem Schirm stellt dann den praktisch unverzerrten, amplitudenmodulierten Träger dar. Die Einstellung geht nun so vor sich, indem zuerst die Statorplatten des mechanischen Modulators so eingestellt werden, dass die 90 resp. 150 Hz-Envelope möglichst wenig verzerrt ist. Diese Einstellung ist sehr heikel und erfordert grosse Geduld. Mit Hilfe des Kreuzmodulationsstubs wird darauf die gegenseitige Beeinflussung von 90 und 150 Hz-Komponente minimal gemacht. Dabei ist zu beachten, dass Verzerrungen bei 150 Hz eine geringere Rolle als bei 90 Hz spielen, was seinen Grund in den Trenneigenschaften der 90 und 150 Hz-Filter hat. Falls das zwischenfrequente Signal linear gleichgerichtet wird, kann der Klirrfaktor der Enveloppen gemessen werden. Er sollte nicht grösser als 10 % sein.

Nachdem eine annehmbare Spannungsform eingestellt worden ist, wird mittels des Modulationsstubs der Modulationsgrad m einreguliert. Gemäss internationalen Vorschriften soll m zwischen 90 und 100 % liegen. Da sich die beschriebenen Einstellungen gegenseitig beeinflussen, muss unter Umständen die obige Prozedur wiederholt werden.

1.4.1. Einstellung der Leistungsaufteilung zwischen 90 und 150 Hz-Senderausgang.

Um die benötigten 90 und 150 Hz-Sendeleistungen zu bestimmen, müssen wir vorerst die von den einzelnen Antennen ausgestrahlten Leistungen kennen. Dabei spielt der gegenüber der untersten Antenne höhere Leistungsgewinn der beiden oberen Antennentypen eine Rolle. Dieser Gewinn wurde zu $g = 1,6$ gemessen. Es berechnen sich daraus die Leistungsverhältnisse (siehe Fig. 1.20):

$$\frac{P_{90}''}{P_{90}'} = \frac{1}{g} \kappa_{90}^2 = 0,025$$

und

$$\frac{P_{150}''}{P_{150}'} = \kappa_{150}^2 = 0,25$$

Die gesamte 90 Hz-Leistung ist aber:

$$P_{90} = P_{90}' + 2 P_{90}''$$

und analog

$$P_{150} = 2 P_{150}' + P_{150}''$$

Mit $\frac{P_{90}'}{P_{150}} = g \left(\frac{A_{90}}{A_{150}} \right)^2$ wird somit

$$\frac{P_{90}}{P_{150}} = \left(\frac{A_{90}}{A_{150}} \right)^2 \frac{g + 2\kappa_{90}^2}{2 + \kappa_{150}^2} = 18,7.$$

Dieser Wert ist, verglichen mit demjenigen des alten Systems (≈ 7) bedeutend höher.

Die Messung des Verhältnisses P_{90}/P_{150} bei einer bestimmten Stellung des Amplitudenstubs im Sender geschieht folgendermassen:

- 1) Wir schalten P_{90} auf eine Last und leiten die gesamte 150 Hz - Energie auf die mittlere Antenne, d.h. $P_{150}''/P_{150}' = 0$.
In der Leitung zur mittleren Antenne messen wir die Hochfrequenzspannung (z.B. mit GR Crystal Galvanometer 1802-A). Sie ist ein Mass für die Leistung $P_{150}' = P_{150}^2/2$.
- 2) Wir schalten P_{150} auf eine Last und P_{90} wieder auf die Antennen. Dann stellen wir P_{90}''/P_{90}' so ein, dass wir in der Leitung zur mittleren Antenne wieder dieselbe Spannung haben wie unter 1). Die Leistung ist diesmal $P_{90}'' = (P_{90} - P_{90}')/2$.
- 3) Die beiden Leistungen P_{150}' und P_{90}'' sind gleich gross, also:

$$\frac{P_{150}}{2} = \frac{P_{90} - P_{90}'}{2}$$

oder
$$\frac{P_{90}}{P_{150}} = \frac{P_{90}}{P_{90} - P_{90}'} = \frac{P_{90}' + 2P_{90}''}{2P_{90}''} = 1 + 1/2 \left(\frac{P_{90}'}{P_{90}''} \right)$$

Man verschiebt den Amplitudenstub und schreibt die Stellung mit dem entsprechenden Wert von P_{90}/P_{150} an (Eichung).

Wenn der Erdboden vor der Station eine gewisse Neigung gegen die Horizontale hat, kann der wirkliche Wert ziemlich stark vom oben berechneten verschieden sein. Deshalb muss der im Betrieb einzustellende Wert von P_{90}/P_{150} durch einen Flugversuch bestimmt werden.

Wenn bei der eben beschriebenen Messung P_{90} und P_{150} gleichzeitig eingespeist und die Werte $P_{150}''/P_{150}' = 0$ und P_{90}''/P_{90}' gleichgelassen werden, so kann die Einstellung des Phasenschiebers φ_{90}^{150} vorgenommen werden. Da die 90 und 150 Hz-Signale ziemlich genau gegenphasig auf die mittlere Antenne kommen müssen, ist bei richtiger Einstellung von φ_{90}^{150} ein Minimum der Spannung an der Messtelle vorhanden. Die Messung kann auch bei stillstehendem Modulator vorgenommen werden, wenn man durch Einstellung der Modulationsrotoren dafür sorgt, dass aus beiden Senderausgängen die maximale Leistung kommt. Das eben beschriebene Minimum wird dann zur Nullstelle. Die Messungen zeigen, dass φ_{90}^{150} nur wenig durch die Stellung des Amplitudenstubs beeinflusst wird. Eine weitere Einstellmöglichkeit von φ_{90}^{150} ergibt sich durch Feldstärkemessungen am Hügel.

1.4.2. Einstellung der richtigen Antennenspeisung durch Feldstärkemessungen am Hügel.

Wie schon unter 1.2.2 erwähnt, wird die Antennenspeisung am besten so eingestellt, dass auf dem störenden Hügel eine Feldstärkemessapparatur aufgestellt wird, mit der das Verschwinden der Strahlung genau beobachtet werden kann. Zur Feldstärkemessung wird ein Dipol mit anschliessendem General Radio Mixer Rectifier 874-MR, als Ueberlagerungsoszillator ein GR Signal Generator 1021-P2 und als Zwischenfrequenzverstärker und Indikator ein GR IF Unit Amplifier 1216-A verwendet. Die ganze Apparatur ist in einem Auto montiert und kann durch ein Benzinaggregat gespeist werden. Ein drahtlose Telefonverbindung ermöglicht den Verkehr zwischen Auto und Gleitwegstation.

Zuerst wird für jede Strahlergruppe die Gegenphasigkeit und die Leistungsaufteilung zwischen Original- und Kompensationsantenne eingestellt. Zu diesem Zweck wird der mechanische Modulator im Sendegestell stillgesetzt und vorerst nur die beiden 90 Hz-Antennen gespeist. P_{150} wird auf eine Last geschaltet. Es wird nun φ_{90} und P_{90}''/P_{90}' so lange verändert, bis vom Feldstärkewagen am Hügel die Meldung kommt, dass das Signal vollständig verschwunden sei. Diesen gemessenen Werten ist der Vorzug vor den theoretisch gefundenen Werten zu geben. Die Phase φ_{90} macht $\Delta\theta_{90}$ am Hügel gleich Null. Die Abweichung der Antennenspeisung von der Gegenphasigkeit ist dann nicht gross, aber doch vorhanden, nämlich: $\Delta\varphi_{90}^{\circ} = 4,5^{\circ}$ (siehe Tab. 1.1.). Bei völliger Gegenphasigkeit könnte nach Theorie im Unendlichen eine Nullstelle der Strahlung erzeugt werden. Jetzt ist die gegenphasige Speisung etwas verändert,

um am störenden Hügel eine vollständige Feldauslöschung zu bewirken. Dies ist aber für uns vorteilhafter. Daneben ändert sich das Strahlungsdiagramm in grosser Entfernung praktisch nicht.

Nach der Messung der 90 Hz - Emission kommt die 150 Hz - Strahlung ganz analog an die Reihe. Man erhält φ_{150} und P_{150}''/P_{150}' . Hier wird für die Feldauslöschung $\Delta\psi_{150}^* = 14^\circ$. Im Unendlichen wird demnach die Phase $\Delta\theta_{150}$ nicht Null, sondern -14° sein. Das Diagramm S_{150} der Fig. 1.5 ändert sich dabei aber praktisch noch nicht.

Zur Einstellung der Gleichphasigkeit zwischen 90 und 150 Hz - Emission werden die eben gefundenen Werte für φ_{90} und φ_{150} beibehalten, d.h. es ist am Hügel $\Delta\theta_{90} = 0$ und $\Delta\theta_{150} = 0$.

Durch Veränderung der Einstellung der Leistungsteiler (Werte κ_{90} und κ_{150} in Formel (1.14) verändert) wird - am besten bei stillgelegtem Modulator - durch die 90 Hz - und die 150 Hz - Gruppe je ein gleich grosses, gut ablesbares Signal gleichzeitig auf den Hügel geschickt. Dabei muss darauf geachtet werden, dass κ_{90} und κ_{150} in entgegengesetztem Sinn verschoben werden. Mittels des Phasenschiebers φ_{90}^{150} wird nun das Feld am Hügel wiederum ausgelöscht, womit man für Normaleinstellung der Leistungsteiler die gewünschte Gleichphasigkeit am Hügel, nämlich $\Delta\Omega_{90}^{150} = 0$, gefunden hat.

Im Unendlichen werden die beiden Träger zwar nach Tab. 1.1 um den Betrag $\Delta\Omega_{90}^{150} = 12,5^\circ$ von der Gleichphasigkeit abweichen, was als minim bezeichnet werden darf.

Die Feldstärkemessungen werden an verschiedenen Punkten des Hügels wiederholt, um für die Einstellungen φ_{90} , P_{90}''/P_{90}' , φ_{150} , P_{150}''/P_{150}' und φ_{90}^{150} gute Mittelwerte zu erhalten. In der folgenden Tabelle sind die Messergebnisse für 7 Messpunkte, die über den ganzen Hügel verstreut sind, angegeben.

Die Streuung der Phasen ist erstaunlich gering. Man wird sie ein für alle Mal auf diese Werte einstellen. Die Leistungseinteilung schwankt eher mehr. Flugversuche werden den definitiven Entscheid über die Einstellung von P_{90}''/P_{90}' , P_{150}''/P_{150}' und besonders von φ_{90}^{150} geben.

Die am Schluss von 1.4.1 beschriebene Art zur Einstellung von φ_{90}^{150} hat einen Wert von -30° ergeben. Die Methode mit der Messung am Hügel ist also vorzuziehen.

Tab.1.2. Resultate der Feldstärkemessungen am Hügel.

Messpunkt	Abstand von der Station (m)	φ_{90}°	$\frac{P''_{90}}{P_{90}}$	φ_{150}°	$\left[\frac{P''_{150}}{P_{150}}\right]^{-1}$	φ_{90}^{150} ($^{\circ}$)
1	1720	66	0,06	26	3,0	-3
4	1680	66	0,053	26	2,9	+5
2	1580	66	0,048	29	3,3	0
3	1570	67	0,045	25	3,0	-9
5	1450	68	0,053	31	3,1	+7
6	1320	74	0,04	34	3,1	+3
(7)	540	80	0,053	51	3,5	-30
Mittelwerte		68	0,05	28	3,1	0

Die Messung der Gegenphasigkeit von zwei Antennen ist noch auf eine andere Art durchgeführt worden. Die beiden Antennen wurden in gleicher Höhe über dem Boden, aber seitlich versetzt, aufgestellt. Auf der Mittelsenkrechten befand sich ein Messdipol. Das Verschwinden des Dipolsignals ist eine Angabe für Amplitudengleichheit und Gegenphasigkeit der Wellen. Auf diese Art erhielten wir $\varphi_{90} = 52^{\circ}$ und $\varphi_{150} = 20^{\circ}$, was erstaunlich gut mit den obigen Werten übereinstimmt, auch wenn man berücksichtigt, dass diese um $4,5^{\circ}$ resp. 14° von der Gegenphasigkeit verschieden sind.

Der Wert von P_{90}''/P_{90}' ist gegenüber dem theoretischen etwas hoch. Der Grund dafür wird in dem leicht abfallenden Gelände vor der Station liegen.

1.4.3. Aufzeichnung der Antennen-Strahlungsdiagramme im Horizontalflug.

Die Aufzeichnung der unmodulierten Strahlungsdiagramme der einzelnen Antennen und der zwei zusammengehörigen Strahler ergibt ein sehr gutes Bild über die vom Hügel verursachte Störung und deren Behebung. Zu diesem Zweck wurde in das Messflugzeug ein Empfänger R54/ARP4 eingebaut und dessen Ausgang auf einem Papierstreifen registriert. Es folgten dann Ueberflüge in 300 m Höhe in Richtung der Pistenachse aus 15 km Entfernung. Dadurch erhält man einen horizontalen Schnitt durch das Strahlungsdiagramm. Die Verformung dieses Diagrammes gegenüber dem sonst üblichen bei kon-

stantem Abstand ist zweifacher Art. Erstens ist der Höhenwinkel verzerrt, und zweitens nimmt die Feldstärke mit zunehmender Elevation rapid zu. Die Diagramme könnten ohne weiteres entzerrt werden. Dies wäre von keinem allzugrossen Nutzen, da uns nur die vom Hügel verursachten Störungen und deren Elimination interessieren. In den Fig. 1.22 und 1.23 sind die Ergebnisse von 5 Flügen aufgezeichnet. Der Flug ist in den Diagrammen rechts begonnen worden. Diese Seite entspricht also kleinen Elevationen. Unter der Marke MM (Middle Marker) ist das Flugzeug noch 1050 m vom Pistenanfang entfernt.

Das Diagramm No. 1 zeigt die Strahlungscharakteristik der obersten Antenne allein. Der Verlauf sollte glatt sein (verzerrte Sinusform). Statt dessen tritt eine schwere Interferenzstörung durch die vom Hügel reflektierten Strahlen auf. Die Störung setzt an einem Punkt 3 km vom Pistenanfang entfernt ein und hört in der Umgebung des Outer Marker (6,4 km) auf. Aus der Geometrie des Hügels erhält man auch rein theoretisch dieses Störgebiet (siehe Fig. 1.3). Die Frequenz der Störungen nimmt nach auswärts zu ab, da die Phasenänderung zwischen direktem und reflektiertem Strahl kleiner wird. Die Amplitude der Störung wird nach aussen zu grösser, da die oberen Partien des Hügels stärker bestrahlt werden als die untern.

Das zweite Diagramm zeigt die Strahlung der mittleren Antenne allein. Das gestörte Gebiet ist dasselbe wie vorher. Man beachte, dass insbesondere der erste und zweite Strahlungsloben und damit das Gebiet um den Gleitwinkel stark verzerrt sind. Werden nun beide Antennen derart gespeist, dass das Feld am Hügel verschwindet, so resultiert das Diagramm 3. Die Störungen sind praktisch verschwunden. Auch sieht man, dass die kombinierte Antennenstrahlung bei kleinen Höhenwinkeln stark abgeschwächt ist.

Diagramm 4 zeigt die Strahlung der untersten Antenne allein. Die neue 90 Hz-Strahlung, herrührend aus der Kombination von unterster und mittlerer Antenne, zeigt schliesslich Bild 5.

Durch Ueberlagerung der neuen 90 Hz- (No. 5) und 150 Hz- (No. 3) Strahlungscharakteristiken erhalten wir einen Gleitweg, bei dem der Einfluss des Hügels vollständig eliminiert ist. Man vergegenwärtige sich dabei, dass der alte Gleitweg aus den Diagrammen 2 und 4 gebildet wurde!

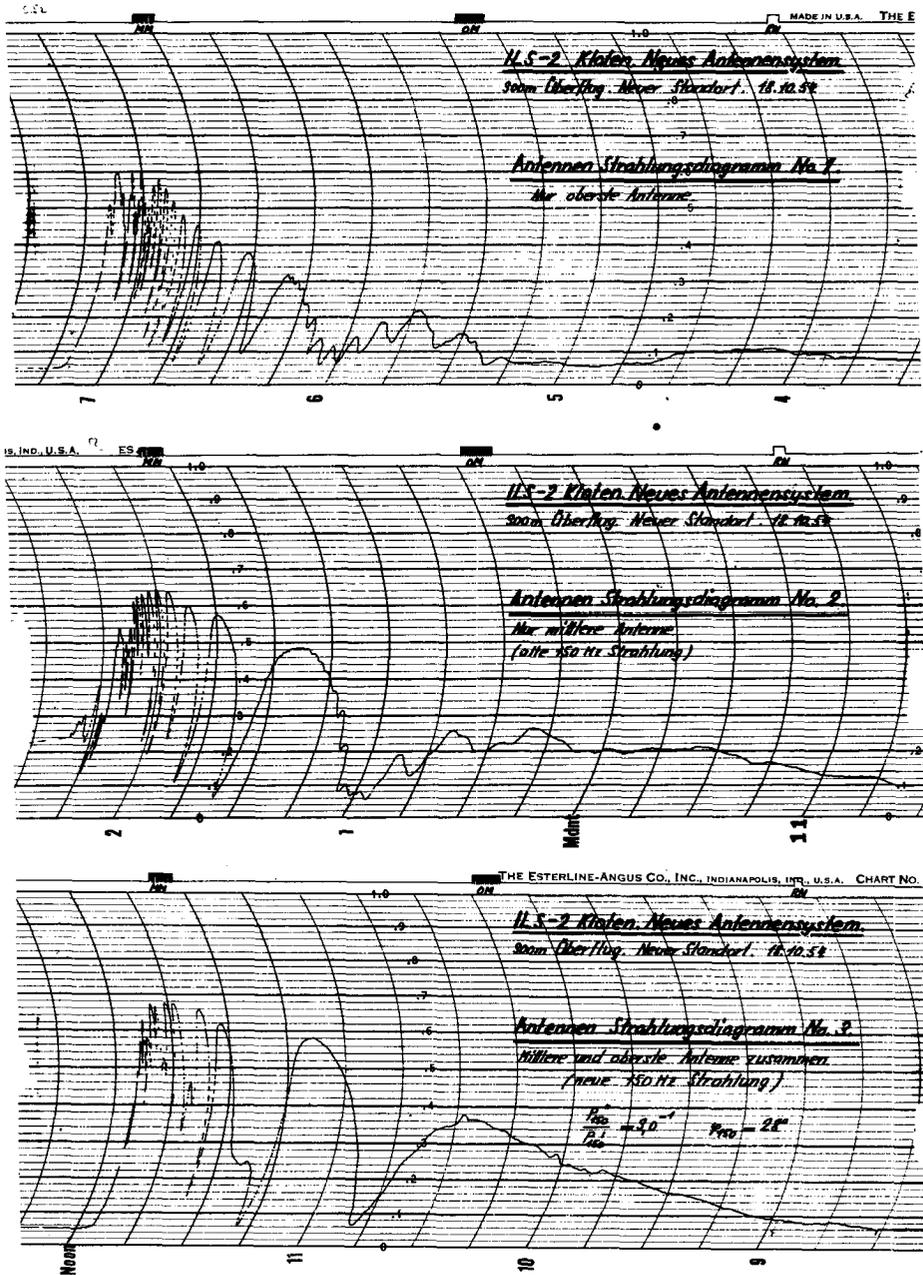


Fig. 1.22. Strahlungsdiagramme von oberster (No.1) und mittlerer Antenne (No.2) allein und von mittlerer und oberster Antenne zusammen (No.3).

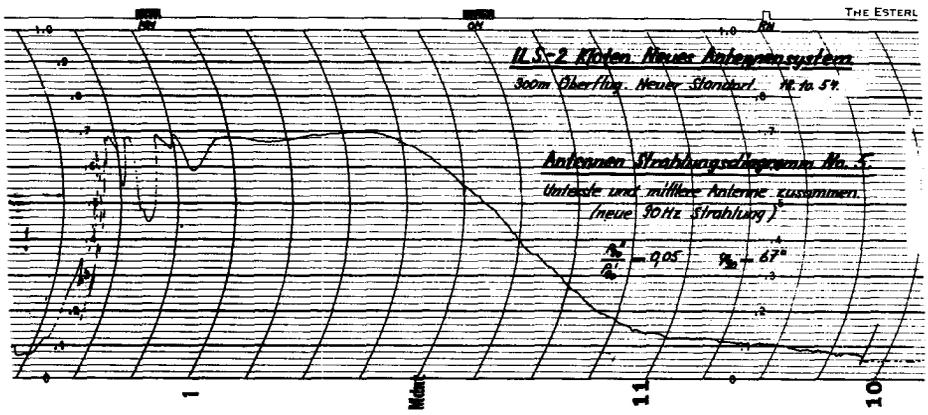
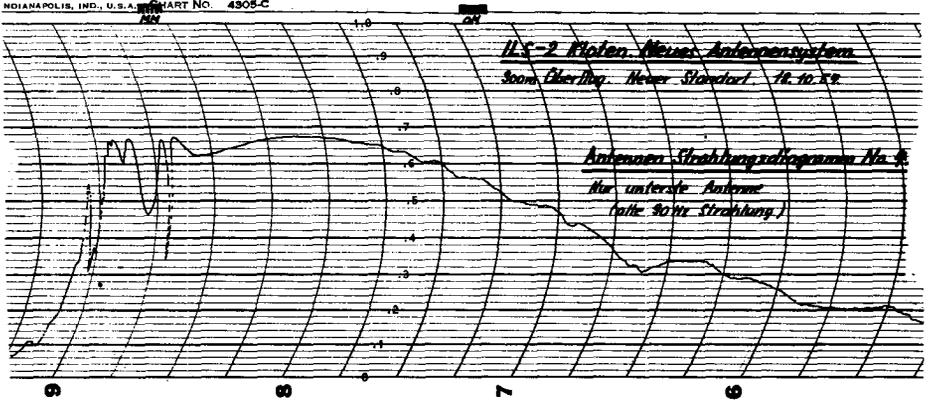


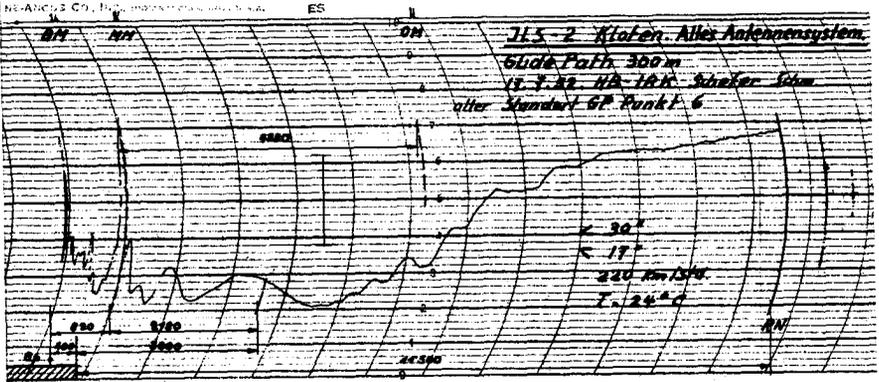
Fig. 1.23. Strahlungsdiagramme von unterster Antenne allein (No.4) und von unterster und mittlerer Antenne zusammen (No.5).

1.4.4. Aufzeichnung von Gleitwegdiagrammen.

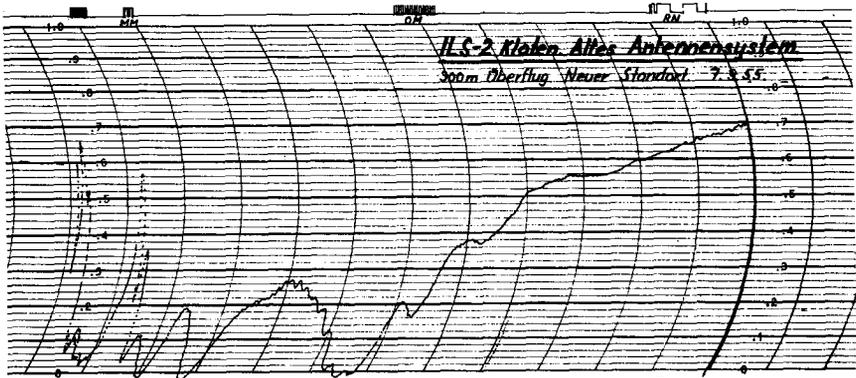
Zur Kontrolle des Gleitweges wird bei Normalbetrieb der Bodenstation ein horizontaler Registrierflug in 300 m Höhe durchgeführt. Im Flugzeug wird zu diesem Zweck der Instrumentenstrom auf einem Registrierstreifen aufgezeichnet (siehe Fig. 1.24 bis 1.26). Ein Strom Null wird auf dem Streifen in der Höhe 0,5 geschrieben. Vollausschlag des Instrumentes entspricht den Höhen 0,38 resp. 0,62. Geflogen wird wieder von aussen gegen die Piste zu. Das entspricht auf dem Diagramm einem Verlauf von rechts nach links. Weit aussen ist das Flugzeug unterhalb des Gleitwinkels, und das Instrument gibt eine starke "fly up"-Anzeige. Auf dem Streifen geht die Nadel über den Wert 0,62 hinaus, was auf dem Instrument Vollausschlag bedeutet. Vorschriftsgemäss sollte sie über 0,68 steigen. In der Nähe des Outer Marker (6,4 km) wird der Gleitweg gekreuzt, und anschliessend befindet sich das Flugzeug oberhalb desselben. Folglich nun die Angabe "fly down". Eine Störung durch den zweiten Strahlungsclappen der 150 Hz-Gruppe kann nicht eintreten, denn der Wert 0,38 wird nicht erreicht. Das Maximum bleibt sogar unterhalb der vorgeschriebenen Grenze von 0,32. Erst ganz nahe an der Piste, bei einem sehr hohen Winkel, erscheint ein falscher Gleitweg, der aber keine Bedeutung hat, da er praktisch gar nicht geflogen werden könnte.

Die Diagramme No. 1 und No. 2 wurden bei einem Flug nach dem alten Antennensystem aufgenommen. Man erkennt die starken Unebenheiten, von den Reflexionen am Hügel herrührend. Es ist klar, dass die Nadel des Instrumentes im Flugzeug bei richtigem Anflug mit konstanter Sinkgeschwindigkeit sich sehr wild gebärdet und nach unten und oben ausschlägt, trotzdem sie in der Mitte bleiben sollte. Ein genaues Fliegen nach dem Instrument ist praktisch unmöglich, da das Flugzeug die wildesten Schlangenbewegungen um den richtigen Gleitwinkel ausführen müsste. Ein ILS-Anflug mit automatischem Piloten ist in diesem Fall nicht durchführbar.

Diagramm No. 3 zeigt einen Flug nach Installation des neuen Antennensystems. Die Störungen des Hügels sind verschwunden, hingegen treten bei kleineren Höhenwinkeln stärkere Schwankungen auf. Wie schon weiter oben ausgeführt wurde, ist das neue System empfindlicher auf das Gelände vor der Sendestation geworden. Am alten Standort waren die Bedingungen eines 400 m langen und gut 100 m breiten ebenen Streifens vor der Station nicht erfüllt. 10 m seitlich der Achse befand sich ein Hag und ein Geländeabfall. Da eine



No. 1.



No. 2.

Fig. 1.24. Im horizontalen Ueberflug registrierte Gleitwegdiagramme.

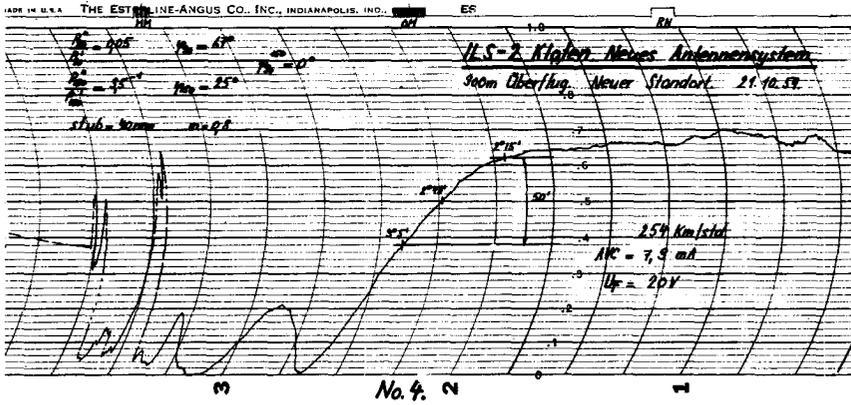
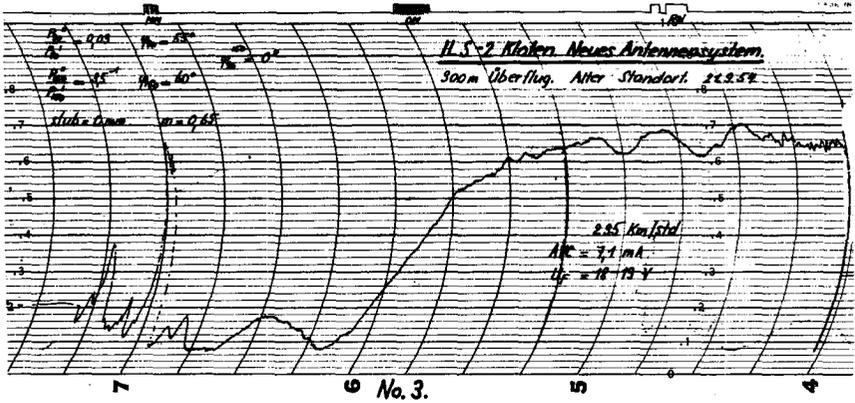


Fig. 1.25. Im horizontalen Ueberflug registrierte Gleitwegdiagramme.

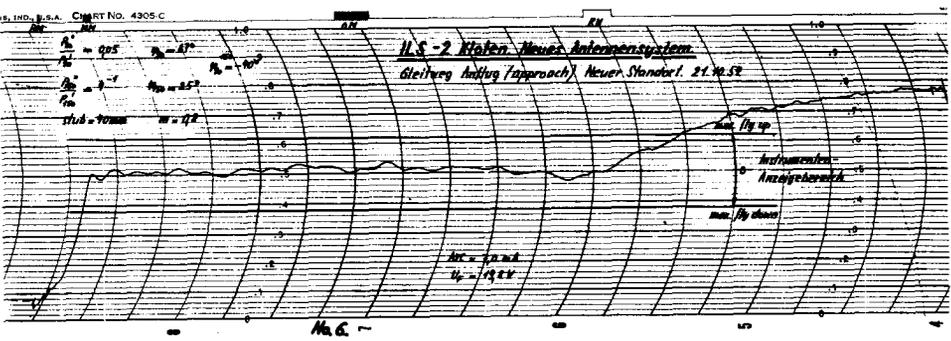
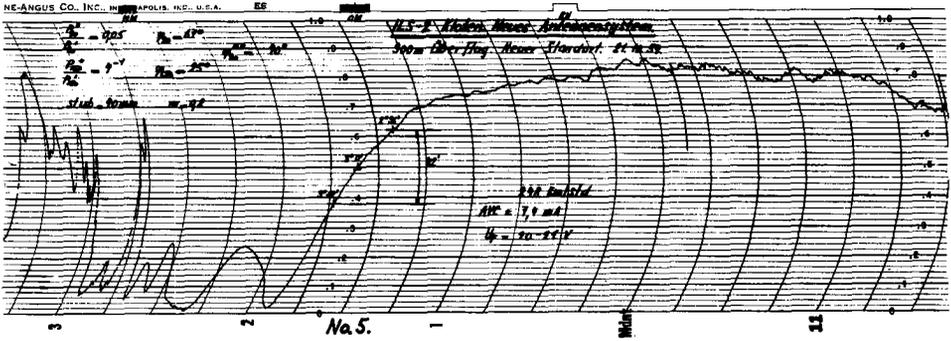


Fig. 1.26. Im horizontalen Ueberflug (No. 5) und im Anflug (No. 6) registrierte Gleitwegdiagramme.

Ausebnung des Gebietes nicht in Frage kam, wurde die Station auf die andere Seite der Piste verlegt, wo die Voraussetzungen des ebenen Geländestreifens erfüllt waren (Fig. 1.14). Die Diagramme 4 und 5 zeigen nun einen in jeder Beziehung befriedigenden Verlauf. Die Breite des Gleitweges genügt, ist zwar an der unteren Grenze. In Diagramm 5 wurde die Gleichphasigkeit der 90 und 150 Hz-Emissionen von Diagramm 4 durch Aenderung der Einstellung von φ_{90}^{150} aufgehoben. Dadurch steigt der Modulationsgrad im Raum, was zu der etwas steileren Kurve und dem höheren "fly-up"-Wert von Diagramm 5 führt.

Ein Anflug auf dem Gleitweg des Diagrammes No. 5 ist in Bild 6 wieder gegeben. Der Flug wurde mit einem Theodoliten verfolgt. Der Gleitwinkel betrug im Mittel $3^{\circ}0'$ und schwankte um ± 2 Minuten. Ein solcher Anflug kann als sehr befriedigend bezeichnet werden.

1.5. Betriebserfahrungen.

Die neue Gleitweganlage in provisorischer Ausführung wurde anfangs Dezember 1954 offiziell dem Betrieb übergeben. Sie stand bis zur Aufnahme der definitiven Installationsarbeiten im April 1955 im Dauerbetrieb. Während dieser Arbeiten wurden die im Herbst nur auf dem Erdboden ausgelegten Kabel zur Speisung der Station am neuen Standort und zur Verbindung von Monitor und Station endgültig in den Boden verlegt. Nach Abschluss dieser Arbeiten konnten anfangs Mai Kontrollmessungen an der Anlage durchgeführt werden. An der Antennenspeiseeinrichtung waren keine Veränderungen zu konstatieren, und die stehenden Wellen der zwei unteren Antennen (über 16 m Kabel gemessen) blieben mit VSWR ca. 1,3 in erträglichen Grenzen. Die oberste Antenne hingegen zeigte ein etwas grosses VSWR von 1,7. Mit Feldstärkemessungen am Hügel (siehe Tab. 1.3, Messung No. 2) wurde die Kompensation neu eingestellt, wobei sich eine relativ grosse Aenderung bei der Phase φ_{150} gegenüber Messung No. 1 zeigte, was auf das Konto der obersten Antenne gehen musste. Messflüge während des Monats Mai 1955 zeigten von neuem, dass die 150 Hz-Kompensation nicht in Ordnung sein konnte. φ_{150} war noch weiter abgewandert (Messung No. 3). Am 28. Juni wurde schliesslich bemerkt, dass sich die Verbindung zur obersten Antenne vollständig gelöst hatte. Nach Behebung des Unterbruchs ergab eine erneute Feldstärkemessung ein Zurückwandern der Phase φ_{150} gegen den alten Wert zu, der aber nicht mehr erreicht wurde (Messung No. 4).

Im Monat August wurde beim Middle Marker eine permanente Feldstärkemessapparatur mit Rückmeldung der Messwerte über Kabel in die Gleitwegstation eingerichtet. Dadurch werden die zeitraubenden Feldstärkemessungen, die bis anhin jeweils an 6 über den Hügel verteilten Punkten erfolgten, ausserordentlich vereinfacht. Der Middle Marker wurde deshalb als Standort gewählt, weil die dort gemessenen Resultate ein gutes Mittel aus den Messungen der andern über den Hügel verteilten Standorte darstellten. Zudem standen dort ein Häuschen, Netzanschluss, Telefon und freie Kabeladern zur Verfügung. Bei diesen Feldstärkemessungen muss der Senderausgang moduliert sein, da am Ausgang des Messempfängers (normaler Gleitweg Flugzeugempfänger) 90 und 150 Hz-Filter vorhanden sind. Das hat den Vorteil, dass bei der Messung der 90 Hz-Gruppe die 150 Hz-Gruppe nicht abgeschaltet zu werden braucht und umgekehrt. Man kann also im Normalbetrieb der Station die Kompensation kontrollieren, was so einfach wie bei einer labormässigen Brückenmessung vor sich geht. Mit Hilfe der Leistungsteiler und der Phasenschieber wird die auf einem Instrument neben dem Schaltbrett ablesbare Feldstärke der 90 resp. 150 Hz-Gruppe beim Middle Marker zu Null gemacht. Die beschriebene Fernmessapparatur ist neuerdings mit einer Ueberwachungseinrichtung verbunden worden, welche die Gleitweganlage automatisch ausschaltet, falls die Feldstärke am Hügel einen gewissen Wert überschreitet.

Tab. 1.3 Resultate der Feldstärkemessungen am Hügel. (Mittelwerte)

Messung No.	Datum	φ_{90}°	$\frac{P_{90}''}{P_{90}'}$	φ_{150}°	$\left[\frac{P_{150}''}{P_{150}'}\right]^{-1}$	$\varphi_{90}^{150 \circ}$
1	Okt. 54	68	0,05	28	3,1	ca. 0
2	4.Mai 55	57	0,032	40	2,9	ca. 0
3	2.Juni 55	62	0,038	76	2,8	ca. 0
4	29.Juni 55	58	0,037	68	2,3	ca. 0
5	22.Sept. 55	58	0,046	53	3,1	ca. 0

Ende September 1955 wurde die sich schon seit längerer Zeit aufdrängende Tiefersetzung der Antennen um ca. 8% durchgeführt. Dadurch kann eine Verbreiterung des Gleitweges bei gleichzeitiger Beibehaltung des Gleitwinkels von 3° erreicht werden. Es hatte sich nämlich seit der definitiven

Einrichtung der Anlage im April gezeigt, dass der Gleitweg nur bei etwas kleinerem Gleitwinkel (ca. $2^{\circ}50'$) hinreichend breit wird, was zum Teil dem Einfluss des durch den Umbau veränderten Geländes direkt vor den Antennen zuzuschreiben war. Die Aenderung hatte den gewünschten Erfolg zu verzeichnen. Die Messung No. 5, die mit der beschriebenen Apparatur am Middle Marker durchgeführt wurde, zeigt keine allzu grossen Aenderungen in den Speiseeinstellungen.

Die relativ grossen Aenderungen des Wertes P_{90}''/P_{90}' sind auffällig. Der im Oktober 1954 gemessene, etwas grosse Wert von 0,05 fiel nach der endgültigen Installation im April 1955 auf einen kleineren, besser verständlichen Wert hinunter. Das Gelände in unmittelbarer Nähe der Station, insbesondere der untersten Antenne, spielt für P_{90}''/P_{90}' eine grosse Rolle. Der bis zum April 1955 vorhandene Kabelkanal direkt vor der untersten Antenne, dann aber auch verschieden hoher Graswuchs sind für die Variationen verantwortlich.

Die Einstellungen scheinen sich jetzt nach Ueberwindung gewisser Anfangsschwierigkeiten stabilisiert zu haben. Doch könnten allfällige neue Verstimmungen der bequemen Antennenspeise- und Feldstärkemesseinrichtungen wegen jederzeit sehr schnell korrigiert werden.

1.6. Zusammenfassung.

Im Flughafen Zürich-Kloten befindet sich in ca. 1,5 km Abstand vor der Piste ein langgestreckter, langsam ansteigender Hügel, der sich maximal 20 m über das Flugplatzniveau erhebt. Dieser Hügel wirkt für die horizontal polarisierten Wellen der ILS-Gleitwegstation als gut reflektierende schiefe Ebene. Die gleitwegbildende direkte Strahlung der Gleitwegstation, zu welcher auch Bodenreflexionen bis einige hundert Meter vor der Station nötig sind, wird nun durch die vom Hügel reflektierten Wellen gestört. Diese Interferenzstörungen verursachen in einem Gebiet von 3 bis 6 km vor der Piste starke Schwankungen des Gleitwinkels. Infolge der grossen Rauheit des Gleitweges wurde den Piloten empfohlen, sich im gestörten Gebiet nicht an die Angaben der Instrumente zu halten, sondern mit konstanter Sinkgeschwindigkeit zu fliegen. Eine neue Antennenanlage, die die Bestrahlung des Hügels verhindert, konnte diese Störungen eliminieren.

Das neue System besitzt nun 3 senkrecht übereinander angeordnete An-

tennen, wovon die zwei untern gleich sind wie beim alten System. Die dritte Antenne befindet sich in doppelter Höhe der alten obersten Antenne, also ca. 11,5 m über dem Boden. Die unterste und mittlere Antenne dienen wie früher zur Ausstrahlung der 90 und 150 Hz-modulierten Signale. Die mittlere Antenne wird nun aber noch zusätzlich mit dem 90 Hz-Kompensationssignal gespeist. Die oberste Antenne liefert schliesslich die 150 Hz-Kompensationsstrahlung.

Die Speisung der 3 Antennen erfolgt durch eine besondere Speiseeinrichtung. Amplitude und Phase der Kompensationssignale wie auch die Phase zwischen den 90 und 150 Hz-Trägern können durch diese Speiseeinrichtung beliebig und unabhängig voneinander eingestellt werden.

Der Monitordipol befindet sich jetzt in einer Entfernung von 180 m vor der Station, anstatt wie früher 40 m. Der grösseren Entfernung und des dadurch kleineren Signals wegen muss das Monitorssignal zusätzlich verstärkt werden.

Die neue Gleitweganlage hält sich an die von der International Civil Aviation Organization (ICAO) aufgestellten Normen. Eine Aenderung an den ILS-Flugzeugeinrichtungen ist also nicht notwendig. Das neue Antennensystem hat gegenüber der alten Anlage den Vorteil, dass Bodenerhebungen, die sich in einer Entfernung von 700 m an nach auswärts befinden, nicht mehr angestrahlt werden. Demzufolge können solche Hindernisse nicht mehr als Reflektoren wirken und die Gleitwegbildung stören. Bis in 700 m Abstand ist aber die Funktion des Erdbodens noch wichtig; er sollte in diesem Gebiet also einigermaßen eben sein. Diese Forderung ist verständlich, wenn man bedenkt, dass der Erdboden eine wesentliche Rolle bei der Auslöschung der Strahlung spielt. Zur sauberen Gleitwegbildung muss insbesondere das Gebiet bis 400 m vor der Station und je 100 m seitlich sehr flach und hindernisfrei sein. Unebenheiten sollten nicht höher sein als ein Tausendstel ihres Abstandes von der Station. Die Station selbst soll zwischen 300 und 400 m vom Pistenanfang und 150 m seitlich der Pistenmitte aufgestellt werden. Dann liegt der ILS-Referenzpunkt zwischen 150 und 300 m vom Pistenanfang entfernt.

Teil II.

EIN VOM ERDBODEN UNABHAENGIGES ANTENNENSYSTEM FUER DIE GLEITWEG-BODENSTATION.

Für das in Teil I beschriebene Antennensystem ist der Erdboden vor der Station von fundamentaler Wichtigkeit. Um im Fraunhofer'schen Ferngebiet eine gute Feldauslöschung über dem Boden zu bewirken, wird ein möglichst ebenes Gelände bis in ungefähr 700 m Abstand von den Antennen benötigt. Unebenheiten, Schnee, Graswuchs, Fahrzeuge etc. in diesem Gebiet wirken sich stets in Form von groben Aenderungen im Gleitwinkel aus. Man achtet selbstverständlich beim Betrieb einer Station auf diese Punkte und stellt Vorschriften auf, z.B. über das Betreten und Befahren dieser Zone und das Mähen des Grases nach Erreichen einer gewissen Höhe. Alle diese Vorschriften sind aber sehr unangenehm. Man könnte sie fallen lassen, wenn die Strahlungsdiagramme von einer Antenne erzeugt würden, die den Erdboden nicht mehr benötigt.

Um auch ohne die Mithilfe des Erdbodens die gewünschte Richtcharakteristik der Antenne zu erzielen, muss man zur Strahlformierung durch Reflektoren greifen oder die entsprechenden Dipolflächen aufstellen. Dabei hat man aber trotzdem darauf zu achten, dass nicht zu viel Strahlung auf den Erdboden oder sonstige Gegenstände trifft, was wieder zu unangenehmen Interferenzstörungen Anlass geben könnte.

Die Erzeugung eines Richtstrahls mit Reflektorantennen geht bekanntlich so vor sich, dass ein Reflektorblech durch einen Primärstrahler beleuchtet wird. Dieses Blech wirft die primären Wellen in der gewünschten Richtung mehr oder weniger geometrisch optisch zurück. Zur Berechnung der Strahlungscharakteristik wird die Verteilung von Amplitude, Phase und Polarisation des Feldes über der Oeffnungsebene benötigt; sie wird im Folgenden als bekannt vorausgesetzt. Jeder Punkt der Oeffnung kann dann als Huygens'sches Strahlungszentrum einer Kugelwelle aufgefasst werden. Alsdann erhält man das Strahlungsdiagramm ganz einfach durch Summation aller von den Huygens'schen Quellen ausgehenden Wellen. Die Summation geht für eine stetige Ausleuchtung der Oeffnungsebene in eine Integration über. Auch bei Horn- und Linsenantennen sowie beim Beugungsproblem am Spalt oder Loch wird das Strahlungsdiagramm auf Grund der Apertur-Feldverteilung berechnet.

Die Strahlungsdiagramme von Reflektorantennen werden normalerweise für grosse Entfernungen im Fraunhofer'schen Gebiet angegeben. Uns interessiert aber auch die Strahlung im Fresnel'schen Nahgebiet, wo immer noch strahlenoptisch gerechnet werden darf. Hingegen muss die Annahme eines parallelen Strahlenganges von allen Punkten der Antenne zu einem Aufpunkt fallen gelassen werden. Das Strahlungsdiagramm wird dann eine Funktion des Abstandes von der Antenne und kann unter Umständen einen ganz anderen Charakter aufweisen als im Ferngebiet, was wir in Teil I schon gesehen haben. Auf der Antennenachse, wo das Strahlungsmaximum sein sollte, können sogar Nullstellen auftreten. Demzufolge wird viel Energie seitlich abgestrahlt. Diese kann aber auf den Erdboden treffen und nach der Reflexion zu unerwünschten Interferenzerscheinungen Anlass geben. Es ist daher wichtig, die Verhältnisse in der Fresnel'schen Region genauer zu untersuchen. In der Literatur [11] sind die Fälle der mit gleicher Phase und Amplitude strahlenden Kreisscheibe und Rechteckfläche als Beugungsprobleme behandelt. Auf der Achse der Kreisscheibe sind von einer gewissen Entfernung an gegen die Strahlerfläche zu immer mehr Nullstellen vorhanden. Beim Rechteckstrahler, insbesondere wenn eine Seite des Rechtecks schmal ist, treten keine solchen Nullstellen mehr auf, wohl aber noch Minimalstellen. Einfache Ueberlegungen zeigen, dass bei Abnahme der Amplitude der Ausleuchtung gegen den Rand der Strahlerfläche zu diese Minimalstellen ausgeglättet werden und sogar verschwinden können. Das Strahlungsdiagramm behält dann auch seinen im Ferngebiet bekannten Verlauf bis sehr nahe an die Antenne bei.

Es konnte für einen schmalen Rechteckstrahler (Pill-Box-Antenne), der mit fester Polarisation, gleichphasig und amplitudenmässig in Form einer Gauss'schen Glockenkurve ausgeleuchtet wird, das Strahlungsdiagramm in der Fresnel'schen Zone berechnet werden. Dieses hat – unabhängig von der Distanz – ebenfalls die Form einer Glockenkurve. Dabei ist aber vorausgesetzt, dass die Erregung am Rand der Antenne auf einen Bruchteil des Wertes in der Mitte (z.B. auf $1/55$) abgesunken ist. Die Gauss'sche Aperturverteilung kann durch geeignete Ausbildung der Strahlungscharakteristik des Primärstrahlers realisiert werden, auf welchen Punkt aber hier nicht näher eingegangen wird. Dieser Rechteckstrahler mit der glockenförmigen Strahlungscharakteristik, der im Folgenden noch genau behandelt wird, wäre zur Verwendung in der Gleitweganlage sehr gut geeignet.

Fig. 2.1 zeigt die Geometrie der zu untersuchenden Antenne

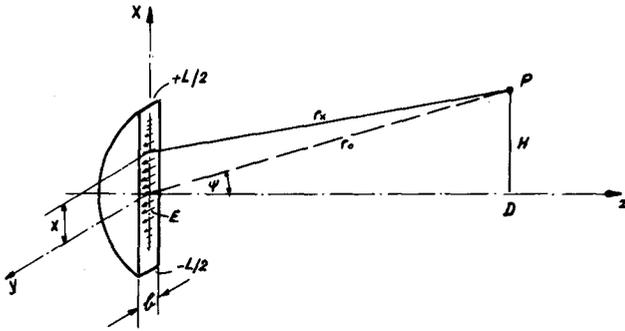


Fig. 2.1. Rechteckstrahler (Pill-Box-Antenne) mit glockenförmiger Ausleuchtung.

Wir interessieren uns hier, wie in Teil I, nur für die Strahlungscharakteristik in der x - z -Ebene, wo eine starke Bündelung zu erwarten ist. In der y - z -Ebene ist das Diagramm infolge der geringen Schachteldicke b sehr breit und interessiert nicht besonders.

Die Amplitude des Feldes in der Antennenöffnung zwischen $-L/2$ und $+L/2$ habe den Verlauf

$$A(x) = A_0 e^{-ax^2} \quad (2.1)$$

Das Feld sei in y -Richtung polarisiert und in dieser Richtung von konstanter Amplitude. Unter diesen Voraussetzungen berechnet sich das Strahlungsdiagramm für Distanzen $D \gg L/2$ (Fresnel'sches und Fraunhofer'sches Gebiet) folgendermassen:

$$\vec{S} = \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} A(x) e^{-jkr_x} dx \quad (2.2)$$

Die Entfernung $r_x = \sqrt{(H-x)^2 + D^2} = r_0 \sqrt{1 + \frac{x^2 - 2Hx}{r_0^2}}$ drücken

wir für $\frac{x^2 - 2Hx}{r_0^2} \ll 1$ durch die Näherung

$$r_x \approx r_0 + \frac{x^2 - 2Hx}{2r_0} \quad (2.3)$$

aus. Mit $\sin \psi = H/r_0$ wird dann (2.2) :

$$\begin{aligned} \vec{S} &= A_0 e^{-jkr_0} \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} e^{-ax^2} e^{-jk\left(\frac{x^2}{2r_0} - x \sin \psi\right)} dx \\ &= A_0 e^{-jkr_0} \left\{ \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} e^{-ax^2} \cos\left(\frac{k}{2r_0} x^2 - k \sin \psi x\right) dx \right. \\ &\quad \left. - j \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} e^{-ax^2} \sin\left(\frac{k}{2r_0} x^2 - k \sin \psi x\right) dx \right\}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Wir setzen voraus, dass die Feldamplitude (2.1) am oberen und unteren Rand des Reflektors auf $A_0/55 = A_0 e^{-4}$ herabgefallen sei.

Dann ist $aL^2/4 = 4$ oder $a = 16/L^2$. Wir machen nun keinen grossen Fehler, wenn die Integrationsgrenzen von $\pm L/2$ auf $\pm \infty$ abgeändert werden, worauf die Integrale (2.4) nach Gröbner Hofreiter [12, Formel 337/3] gelöst werden können. Der Absolutwert von \vec{S} wird dann:

$$S = \frac{A_0 \sqrt{\pi}}{\sqrt{4a^2 + \left(\frac{k}{2r_0}\right)^2}} e^{-\frac{a\left(\frac{k}{2}\sin\psi\right)^2}{a^2 + \left(\frac{k}{2r_0}\right)^2}} \quad (2.5)$$

Für feste Abstände r_0 wird der das Strahlungsdiagramm in Funktion von $\sin \psi$ beschreibende Raumfaktor

$$S_1 = e^{-\frac{a\left(\frac{k}{2}\sin\psi\right)^2}{a^2 + \left(\frac{k}{2r_0}\right)^2}} \quad (2.6)$$

Für grössere Entfernungen ist im Gebiet der Strahlungskeule $\psi \ll 1$, also $\sin \psi \approx \psi$. Dann kann (2.6) auch folgendermassen geschrieben werden :

$$S_1 = e^{-\ln 4 \left(\frac{\Psi}{\bar{\Psi}}\right)^2} \quad (2.7)$$

$$\text{wo } \bar{\Psi} = \sqrt{\ln 4 \left(\frac{4a}{k^2} + \frac{1}{ar_0^2} \right)} \quad (2.8)$$

$$\text{oder } \bar{\Psi} (r_0 \rightarrow \infty) = \frac{1}{k} \sqrt{4a \ln 4} \quad .$$

Das Strahlungsdiagramm ist also sowohl im Fraunhofer'schen als auch im Fresnel'schen Gebiet vom Typ der Gauss'schen Glockenkurve mit der Halbwertsbreite $\bar{\Psi}$, es weist demnach nahe der Antenne keine für unsere Anwendung unerlaubte Verformung auf. Im Gegensatz zu einer konstanten Ausleuchtung der Strahlerfläche ergibt die Gauss'sche Amplitudenverteilung eine für unsere Zwecke sehr geeignete Strahlungscharakteristik in der Fresnel'schen Region. Wir brauchen also die Antenne nicht besonders hoch über dem Erdboden aufzustellen, um eine Bestrahlung desselben in ihrer unmittelbaren Nähe zu verhindern. Um den Hügel nicht zu stark anzustrahlen, müssen wir die Halbwertsbreite genügend klein halten. Diese ist für $a = 16/L^2$

$$\bar{\Psi} \approx 1,5 \lambda/L \quad . \quad (2.9)$$

Schliesslich interessiert noch der Winkel, wo die Feldstärke auf 1/55 des Maximalwertes abgefallen ist. In grosser Entfernung ist dieser

$$\Psi_{1/55} = \pm 2,55 \lambda/L \quad . \quad (2.10)$$

Mit Hilfe dieser Angaben können die für eine Gleitweganlage nötigen Strahlungsdiagramme und die sich daraus berechnende Instrumentenanzeige aufgezeichnet werden, was in Fig. 2.2 geschehen ist. Dabei ist vorausgesetzt, dass die Träger der 90 und 150 Hz-modulierten Strahlungen im Raum gleichphasig seien. Das bedingt aber das örtliche Zusammenfallen der beiden Strahlungsquellen. Realisiert wird das dadurch, dass die 90 und 150 Hz-Strahlungscharakteristiken mit demselben Reflektor erzeugt werden, der durch zwei aus dem Brennpunkt verschobene Primärstrahler beleuchtet wird. Diese Primärstrahler müssen zudem so ausgebildet werden, dass die vorausgesetzte Gauss'sche Amplitudenverteilung in der Oeffnungsebene des Reflektors entsteht. Wie Fig. 2.2 zeigt, ist die Instrumentenanzeige im Flugzeug jetzt symmetrisch um den Gleitwinkel. Die Breite des Gleitweges ist aber nur halb so

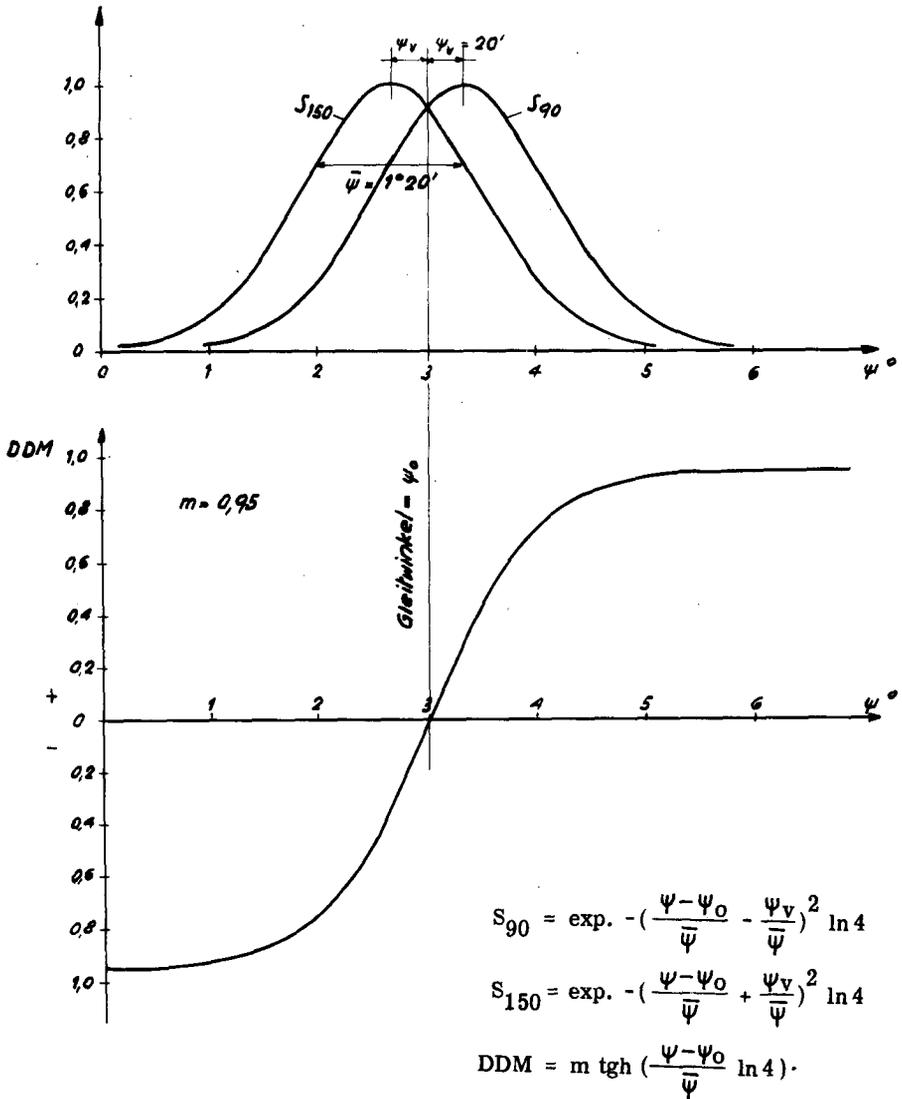


Fig. 2.2. Strahlungscharakteristiken und Instrumentenanzeige bei Verwendung einer Pill-Box Antenne zur Strahlbündelung.

gross, wie es die internationalen Vorschriften vorsehen. Durch Herabsetzen der Empfindlichkeit des Bordinstrumentes könnte diese Breite aber beliebig erhöht werden. Die gewählten Strahlungsdiagramme haben weiter zur Folge, dass kein falscher Gleitweg und keine Störung durch andere Strahlungslappen (ungenügende "low clearance") entstehen kann. Der Gleitwinkel wird sehr einfach durch Kippen der Antenne eingestellt.

Die Grösse der Antenne berechnet sich bei $\bar{\psi} = 1^{\circ}20'$ (Fig. 2.2) und $\lambda = 90$ cm nach (2.9) zu:

$$L = 1,5 \lambda / \bar{\psi} = 58 \text{ m.}$$

Eine solche Antenne würde eine für die Praxis unerlaubte Ausdehnung besitzen. Bei einer Wellenlänge von 10 cm müsste sie noch ca. 6,5 m und bei 3 cm nur noch 2 m gross sein. Eine Wellenlänge von 3 cm wäre zu empfehlen, da die Antenne dann noch genügend hoch über dem Boden aufgestellt werden kann, sodass Personen und Fahrzeuge, die davor zirkulieren, nicht stören. Atmosphärische Einflüsse würden die direkte Emission auf 3 cm wohl beeinflussen, aber noch nicht zu Störungen Anlass geben. Die Strahlung in der Horizontalebene könnte durch geeignete Ausbildung der Oeffnung der Pill-Box-Antenne den Bedürfnissen der Praxis angepasst werden.

Das Prinzip der Strahlbündelung mittelst Reflektorantennen für ILS ist in Form von Prototypen schon in die Wirklichkeit umgesetzt worden. Das Sperry-System [13] arbeitet im 10 cm-Band. Die Strahlbreite ist aber mit $2^{\circ}12'$ für unsere Zwecke zu gross. Nicht nur der Boden direkt vor der Antenne, sondern auch ein Hindernis wie unser Hügel wird stark angestrahlt.

Auch die Experimentier-Ausführung ASV23 der CSF in Paris [14], die mit Wellen um 30 cm arbeitet, ist mit ihren ca. $2^{\circ}40'$ Strahlbreite für viele Fälle ungeeignet.

Teil III.

ERZEUGUNG VON GLEITWEG-STRAHLUNGSDIAGRAMMEN MIT ANTENNEN-ANORDNUNGEN VON BELIEBIG KLEINER RAUMLICHER AUSDEHNUNG. (SUPER GAIN-ANTENNEN).

Es wäre aus zwei Gründen wünschenswert, wenn die Höhe der in Teil I und II beschriebenen Gleitweg-Antennen verringert werden könnte. Erstens würde dadurch das Hindernis, das eine solche Antenne für die Flugzeuge darstellt, verschwinden, und zweitens bleibt zu hoffen, dass die Fresnel'sche Nahzone zusammenschrumpfen würde. Dadurch könnten die Anforderungen an die Ausdehnung des ebenen Vorgeländes verkleinert werden.

Nach landläufiger Auffassung wird zur Bildung eines Richtstrahles der Breite $\bar{\psi}$ (zwischen Punkten halber Leistung) eine Antenne mit der linearen Ausdehnung

$$L \simeq \lambda / \bar{\psi} \quad (3.1)$$

benötigt, und es ist nicht ohne weiteres ersichtlich, wie und ob die Antenne überhaupt kleiner als dieser Wert gemacht werden könnte. Die Formel (3.1) gilt für die durchwegs in der Praxis verwendete Gruppe von Strahlern, bei denen Amplitude und Phase der Antennenströme oder des Feldes über die Antennenfläche ungefähr konstant sind. Unter diesen üblichen Voraussetzungen ist der Gewinn g (Gain) einer Richtantenne, verglichen mit einem isotropen Strahler, durch die Grösse der Antennenfläche F bestimmt gemäss

$$g \simeq 4\pi \frac{F}{\lambda^2} \quad (3.2)$$

Weicht man aber von der Voraussetzung einer nahezu konstanten Phasen- und Amplitudenverteilung ab, so zeigt es sich, dass L sehr viel kleiner und g sehr viel grösser werden können, als die obigen Formeln angeben. Man spricht bei diesen Strahlern auch von "Super Gain"-Antennen. In der Literatur sind schon verschiedentlich Arbeiten erschienen, die gewisse Teilprobleme dieser Antennen behandeln.

So hat schon 1922 Oseen [15] darauf hingewiesen, dass die Maxwell'schen Gleichungen Lösungen besitzen, die einen Energietransport aus einer Punktquelle zu einer beliebig weit entfernten und beliebig kleinen Fläche erlauben würden. Er bringt dazu das lustige Beispiel, dass von der Erde aus elektromagnetische Energie in voller Stärke auf der Fläche eines Pfennigstückes, das sich auf dem Sirius befindet, konzentriert werden könnte. Das würde aber heissen, dass die drahtlose Uebertragung grösserer Energien theoretisch

möglich wäre, wenn nicht, wie wir noch sehen werden, von praktischer Seite her der Realisation fast unüberwindliche Grenzen gesetzt wären.

Zum ersten Mal scheint H. Chireix [16] eine (Ring-)Antenne angegeben zu haben, mit der sich bei gegebener Abmessung ein beliebig hoher Gewinn erzielen lässt. Chireix erwähnt dabei, dass der Strahlungswiderstand dieser Antenne mit zunehmender Bündelung sukzessive abnimmt. Ähnliche Super Gain-Antennen wurden von Hansen und Woodyard [17] und Fränz [18] beschrieben, wobei letzterer noch zeigt, dass bei diesen Antennen - infolge der unvermeidlichen ohmschen Verluste - die an einem Punkt empfangene Energie bei konstanter Sendeleistung trotz Ansteigen des Antennengewinns schnell absinkt. Von Reid [19] wird angegeben, dass der Gain von kurzen Yagi-Arrays sehr hoch werden kann.

Allgemein hat Schelkunoff [20] darauf hingewiesen, dass lineare Arrays von beschränkter Ausdehnung aber beliebig grosser Richtwirkung möglich seien. Etwas später geben Boukamp-de Bruijn [21], basierend auf einer Arbeit von La Paz-Miller [22], Stromverteilungen auf einem dünnen Draht an, mit welchen sich beliebig scharfe Strahlbündel erzeugen lassen. Riblet [23] verallgemeinerte die Theorie von Boukamp-de Bruijn für zweidimensionale Gebilde. Mitteilungen von Wilmotte [24] und Taylor [25] heben die prinzipiellen Schwierigkeiten bei der Realisierung der Super Gain-Antennen hervor, so vor allem den geringen Wirkungsgrad infolge der extrem kleinen Strahlungswiderstände.

In den Arbeiten von Chu [26] [27] wird das Problem der Super Gain-Antennen auf andere Art und Weise angepackt. Ohne überhaupt auf die in der Antenne nötige Stromverteilung einzugehen, zeigt er mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen allgemein, wie der Gütefaktor Q solcher Antennen (ohne Verluste) zu astronomisch hohen Werten ansteigen muss. Das will heissen, dass im Feld um diese Antennen fast ausschliesslich Blindleistung steckt und nur ein verschwindend kleiner Bruchteil davon abgestrahlt wird. Der Strahlungswiderstand ist dementsprechend sehr gering. Aus diesem Grund kann man die Super Gain-Antenne auch als speziellen Resonanzkreis von hoher Güte auffassen, der in einen kleinen Raumwinkel eine geringe Energie aussendet. Des hohen Gütefaktors wegen ist die Antenne sehr schmalbandig, und infolge der ohmschen Verluste im Antennenmaterial geht die in die Antenne gespeiste Energie hauptsächlich im Verlustwiderstand und nicht im Strahlungswiderstand verloren.

Yaru [28] hat, gestützt auf die Veröffentlichungen von Dolph [29] und Riblet [30], Amplituden und Phasen für die Ströme einer räumlich kleinen Dipolgruppe berechnet, mit welcher eine Tschebyscheff'sche Richtcharakteristik erreicht wird. Bemerkenswert sind dabei die Angaben über die äusserst kleinen zulässigen Toleranzen der Stromamplituden. Das ist neben dem geringen Strahlungswiderstand und der kleinen Bandbreite ein weiterer Grund, warum der Verwirklichung der Super Gain-Antennen grosse Hindernisse entgegenstehen.

An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass die von Dolph [29] angegebene "optimale" Stromverteilung auf der Antenne, die ein günstigstes Verhältnis der Grösse der Seitenmaxima zur Breite des Hauptstrahles ergibt, nur unter besonderen Voraussetzungen gilt, wie Gleichphasigkeit der Ströme und Abstand der einzelnen Strahlerelemente voneinander grösser als eine halbe Wellenlänge. Solche Bedingungen haben in der Praxis ihre Berechtigung. Es muss aber ausdrücklich betont werden, dass im allgemeinen keine optimalen Antennenstromverteilungen existieren, da - z.B. wie bei den Super Gain-Antennen - die Breite des Hauptstrahles und die Grösse der Seitenmaxima gänzlich unabhängig voneinander und beliebig gewählt werden können (siehe auch Abschnitt 3.2.4.2).

Die bis jetzt vorliegenden Arbeiten über Super Gain-Antennen können in zwei Gruppen eingeteilt werden: Die eine befasst sich nur mit dem Fernfeld, das von einer gewissen Antennenstrombelegung erzeugt wird. Die Berechnungsmethode ist relativ einfach (siehe Teil I und II), dafür fehlen alle Angaben über die Impedanzen der Antennen. Die Arbeiten von Chu hingegen geben impedanzmässig ein gutes Bild, ohne auf die Geometrie der Antenne selbst einzugehen.

Im folgenden Abschnitt 3.1 werden mit Hilfe der einfachen Ueberlagerungsmethode die Speiseströme einer kleinen linearen Dipolgruppe angegeben, mit welcher die für den Gleitweg nötige sinusförmige Strahlungscharakteristik realisiert werden kann. Diese Lösung erweist sich praktisch von geringem Nutzen und gibt auch nur einen beschränkten Einblick in die Probleme dieser Antennen. Unter 3.2 wird mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen das Antennenproblem für eine Vielschlitz-Zylinderantenne, deren Durchmesser beliebig klein sein kann, genau gelöst. Mit dieser Antenne kann ebenfalls eine sinusförmige Strahlungscharakteristik erzeugt werden, wobei nun aber nicht nur das Fernfeld, sondern auch das Nahfeld bis auf den Antennenzyylinder selbst bekannt sind.

Dadurch können sämtliche an der Super Gain-Antenne vorkommenden Probleme untersucht werden. Durch sukzessives Verkleinern des Zylinderdurchmessers erkennt man gut, von welcher Grösse an eine solche Antenne für die Praxis ungeeignet wird. Die angestellten Untersuchungen haben deshalb nicht nur rein akademischen sondern auch praktischen Wert.

3.1. Verwendung einer zur Erdoberfläche senkrecht angeordneten Dipolgruppe.

Es sei hier die Aufgabe gestellt, das von einem einzigen horizontal polarisierten Dipol in der Höhe h über dem Erdboden erzeugte Strahlungsdiagramm in der Vertikalebene senkrecht zum Dipol

$$S = 2A \sin \frac{2\pi h}{\lambda} \psi \quad (3.3)$$

mittelst einer senkrecht zum Boden stehenden Gruppe von ebenfalls horizontal polarisierten Dipolen, deren Gesamthöhe $h_s < h$ ist, zu realisieren (Fig.3.1).

Das Sfrahlungsdiagramm berechnet sich nach (1.6) zu:

$$\vec{S} = \sum_{n=1}^N a_n e^{-j(kr_n - \psi_n)} \quad (3.4)$$

Für die weitere Rechnung sei $\psi_n = 0$ gesetzt, d.h. die Antennenströme seien entsprechend dem Vorzeichen von a_n entweder gleich oder gegenphasig. Nach Fig. 3.1 finden wir für r_n analog dem Verfahren von (2.3) den Ausdruck:

$$r_n = r_0 - (2n-1) s \sin \psi + \frac{(2n-1)^2 s^2}{2r_0} \quad (3.5)$$

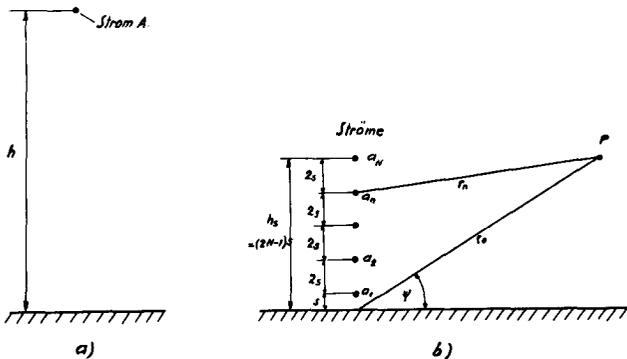


Fig. 3.1. Ersatz eines hoch über dem Erdboden gelegenen Dipols a) durch eine Dipolgruppe geringerer Höhe b).

wobei $\left| \left[\frac{(2n-1)s}{r_0} \right]^2 - \frac{2(2n-1)s}{r_0} \sin \psi \right| \ll 1$, was insbesondere

für grosse Entfernungen von der Antenne zutrifft. Gl. (3.4) schreibt sich nun mit (3.5), wenn die Anteile der Spiegelbildantennen (negatives s) mitberücksichtigt werden:

$$\vec{S} = 2j e^{-jkr_0} \sum_{n=1}^N a_n e^{-jk \frac{(2n-1)^2 s^2}{2r_0}} \sin \left[(2n-1)ks \sin \psi \right]. \quad (3.6)$$

In grosser Entfernung von der Antenne ist

$$\frac{k(2n-1)^2 s^2}{2r_0} = \epsilon_n \ll 1, \quad (3.7)$$

so dass wir die Exponentialfunktion von (3.6) approximieren können. Wir erhalten dann

$$\vec{S} = 2j e^{-jkr_0} \sum_{n=1}^N a_n (1 - j\epsilon_n) \sin \left[(2n-1)ks \sin \psi \right] \quad (3.8)$$

Für die folgende Rechnung beschränken wir uns auf so grosse Entfernungen, dass $\epsilon \rightarrow 0$. Am Schluss werden wir an einem praktischen Beispiel untersuchen, von welcher Distanz an diese Bedingung erfüllt ist. Mit $ks \sin \psi = \alpha$ ist nun der Absolutwert der Strahlung

$$S = 2 \sum_{n=1}^N a_n \sin (2n-1)\alpha \quad (3.9)$$

Setzen wir $\sin \alpha = x$, so kann $\sin(2n-1)\alpha = \sin \left[(2n-1) \arcsin x \right]$ in ein Polynom in x entwickelt werden. Die Entwicklung wird direkt durch das Tschebyscheff'sche Polynom $(-1)^{n-1} T_{2n-1}(x)$ dargestellt [31, S. 55]. Die höchste Potenz dieser Reihen ist $(2n-1)$. Im Folgenden sind einige uns interessierende Polynome angegeben:

$$\begin{aligned} T_1 &= x \\ T_3 &= 4x^3 - 3x \\ T_5 &= 16x^5 - 20x^3 + 5x \\ T_7 &= 64x^7 - 112x^5 + 56x^3 - 7x \\ T_9 &= 256x^9 - 576x^7 + 432x^5 - 120x^3 + 9x \end{aligned} \quad (3.10)$$

Somit wird (3.9):

$$S = 2 \sum_{n=1}^N a_n (-1)^{n-1} T_{2n-1}(x) \quad (3.11)$$

Wir verlangen nun von diesem Strahlungsdiagramm (3.11), dass es von der Form

$$S_v = 2(-1)^{\frac{l-1}{2}} T_1\left(\frac{x}{ks}\right) \quad (3.12)$$

sei. Um zu erkennen, was für eine Strahlung dadurch dargestellt wird, entwickeln wir (3.12) weiter:

$$S_v = 2 \sin \left\{ l \arcsin \left(\frac{x}{ks} \right) \right\} = 2 \sin \left\{ l \arcsin \left[\frac{1}{ks} \sin (ks \sin \psi) \right] \right\}. \quad (3.13)$$

Wenn nun $ks \ll 1$ oder $s \ll \frac{\lambda}{k} = \frac{\lambda}{2\pi}$, so wird

$$S_v \simeq 2 \sin l\psi, \quad (3.14)$$

also die gewünschte Charakteristik, die praktisch derjenigen einer einzigen Antenne (3.3) entspricht, wenn $A = 1$ und $2\pi h/\lambda = 1$ oder $h = \lambda/2\pi$.

Der Vergleich von S (3.11) mit S_v (3.12), d.h. $S \equiv S_v$, ergibt nun N lineare Bestimmungsgleichungen für die Antennenströme a_n . Man erkennt dabei auch, dass die Ordnung l des Tschebyscheff'schen Polynoms T_l von Gl. (3.12) ungerade sein muss, nämlich $l = (2N-1)$ oder

$$N = \frac{l+1}{2}. \quad (3.15)$$

Damit wird $ks = h_s/h \ll 1$. Aus (3.15) folgt nun die wichtige Erkenntnis: Eine Strahlungscharakteristik der Form $S = 2 \sin l\psi$ kann stets mit $N = (l+1)/2$ Antennen der Gesamthöhe h_s verwirklicht werden, wobei $h_s \ll h$. Die Schärfe des Strahls einer solchen "Super Gain"-Antenne hängt also nicht mehr von der räumlichen Ausdehnung des Antennengebildes ab, sondern nur noch von der Anzahl Strahlerelemente. Die Antenne könnte räumlich beliebig klein sein. Die Antennenströme a_n werden aber im allgemeinen sehr grosse, unterschiedliche und mit hoher Präzision einzuhaltende Werte aufweisen im Unterschied zu der einfacheren Lösung mit Einzeldipol vom Strome 1 und der Höhe h . Dies wird aus einem nun folgenden Beispiel genau ersichtlich.

Die Strahlungscharakteristik $S = 2 \sin 9\psi$, also $l = 9$, soll mit einer Gruppe von $N = 5$ Dipolen verwirklicht werden. Aus $S \equiv S_V$ folgt

$$a_1 T_1(x) - a_2 T_3(x) + a_3 T_5(x) - a_4 T_7(x) + a_5 T_9(x) = T_9\left(\frac{x}{ks}\right). \quad (3.16)$$

Der Koeffizientenvergleich führt auf folgendes lineares Gleichungssystem für die Koeffizienten a_n :

$$\left| \begin{array}{r} a_1 + 3a_2 + 5a_3 + 7a_4 + 9a_5 = \frac{9}{ks} \\ a_2 + 5a_3 + 14a_4 + 30a_5 = \frac{30}{(ks)^3} \\ a_3 + 7a_4 + 27a_5 = \frac{27}{(ks)^5} \\ a_4 + 9a_5 = \frac{9}{(ks)^7} \\ a_5 = \frac{1}{(ks)^9} \end{array} \right| \quad (3.17)$$

Wir wählen $h_S = 0,5 h$, d.h. $ks = h_S/h = 0,5$, womit (3.17) sehr einfach gelöst werden kann. Wir erhalten:

$$a_1 = + 32130$$

$$a_2 = - 22896$$

$$a_3 = + 11232$$

$$a_4 = - 3456$$

$$a_5 = 512$$

Mit diesen 5 Werten a_n für die Antennenströme der Dipolgruppe kann also dieselbe Richtcharakteristik wie mit einer einzigen Antenne von doppelter Gesamthöhe $h = 2h_S$ und dem Strom $A = 1$ erhalten werden. Der Aufwand, der für die Verkleinerung der Antennenhöhe auf die Hälfte getrieben werden muss, ist dabei ganz beträchtlich, benötigt man doch Antennenströme, die bis über 30'000 mal grösser sein müssen als für die Lösung mit Einzelantenne.

Die folgende Betrachtung zeigt noch, wie gross die Toleranzen der Ströme (3.18) sein dürfen. Zu diesem Zweck wollen wir untersuchen, wie sich der Wert $S = 2$ des Strahlungsdiagrammes (3.8) resp. (3.9) aus den Anteilen der Einzelstrahler zusammensetzt. Nach (3.14) wissen wir, unter Berücksichtigung von $S \equiv S_V$, dass die Maximalstellen des Strahlungsdiagrammes ungefähr den Wert 2 besitzen. Nach (3.13) können wir vorerst den Winkel ψ_0 berechnen, bei welchem S_V das erste Mal den Wert 2 erreicht. Dieser Winkel ist

$$\psi_0 = \arcsin [2 \arcsin (0,5 \sin 10^\circ)] = 10^\circ 0' 46'' ,$$

woraus sich $\alpha_0 = 0,5 \sin \psi_0 = 0,086933$ ergibt. Mit (3.18) und dem eben berechneten Wert α_0 kann man die Summe (3.9) anschreiben:

$$S = 2(2789,6 - 5903,7 + 4729,8 - 1975,6 + 360,9) = 2(1,0) = 2.$$

Das erste Klammerglied rührt von der untersten Antenne (a_1), das zweite von der zweituntersten etc. her. Wenn wir nun annehmen, dass S auf ca. 5% genau sein soll, so dürfen die Anteile der Einzelstrahler in obiger Formel im ungünstigsten Fall höchstens um $\pm 0,1/N = \pm 0,02$ schwanken. Diese zulässige Aenderung des Absolutbetrages ist dabei gerade gleich dem N -ten Teil der Toleranz des Stromes des Einzelstrahlers $A = 1,0 \pm 0,1$ von Fig. 3.1.a. Damit resultiert für den Speisestrom $a_1 = 32130,0$ eine Toleranz von $\pm 0,23$ absolut oder $\pm 0,7 \cdot 10^{-5}$ relativ und für $a_5 = 512,0$ eine solche von $\pm 0,028$ oder $\pm 0,5 \cdot 10^{-4}$ relativ. Wenn man sich vergegenwärtigt, dass jeder Strahler dieser Super Gain-Antenne für sich allein ein enorm starkes Fernfeld erzeugt, das durch die andern Strahler dann aber wieder zum allergrössten Teil kompensiert wird, so versteht man, warum die Toleranzen so klein werden.

Aehnlich kleine Werte erhält man für die maximal zulässigen Veränderungen der Strahlerabstände s , was aus dem folgenden Beispiel ersichtlich ist. Für $h_s = 0,45 h$ wurden aus (3.17) die Antennenströme a_n ausgerechnet und wesentlich andere Werte wie in (3.18) erhalten, nämlich:

$$\begin{aligned} a_1 &= + 95881,90 \\ a_2 &= - 67418,44 \\ a_3 &= + 32179,58 \\ a_4 &= - 9485,50 \\ a_5 &= + 1321,56 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Zum Schluss wollen wir noch untersuchen, von was für einer Entfernung an wir mit parallelem Strahlengang rechnen dürfen. Die Parallelität der Strahlen soll dabei so gut sein, dass noch keine wesentliche Verformung der Strahlungsdiagramme gegenüber dem Unendlichen eintritt. Diese Bedingung kann erfüllt werden, wenn wir die in (3.8) vorhandene Grösse $a_n \epsilon_n$, die in der darauffolgenden Rechnung vernachlässigt wurde, gleich Δa_n setzen, wo Δa_n die maximal zulässige absolute Toleranz von a_n ist, die wir oben für einen Spezialfall bestimmt haben. Mit (3.7) wird also:

$$\epsilon_n a_n = \Delta a_n = \frac{k(2n-1)^2 s^2}{2r_{OF}} a_n \quad (3.20)$$

In Teil I führte die Voraussetzung für eine nur geringfügige Aenderung der Ferndiagramme auf eine Laufzeitbedingung, nach welcher man auf den Wert (1.8) oder

$$r_F = \frac{8 h^2}{\lambda} \quad (3.21)$$

für diese Grenze kommt. Der Grenzabstand r_{OF} ist nach (3.20) für den ungünstigsten Fall $n = N$ und $\epsilon_n = \Delta a_n / a_n$:

$$r_{OF} = \frac{k(2N-1)^2 s^2}{2\epsilon_N} = \frac{\pi}{8} \frac{(ks)^2}{\epsilon_N} r_F \quad (3.22)$$

Für unser Beispiel mit $N = 5$, $ks = 0,5$ und $\epsilon_N = 0,5 \cdot 10^{-4}$ wird $r_{OF} = 1963 r_F$. Dieser Wert ist also unerhört vielmal grösser als (3.21). Man erkennt daraus, dass die Grenze des Fraunhofer-Gebietes für jede Antennentype individuell bestimmt werden muss. Dies ist besonders für Super Gain-Antennen nötig. Für konventionelle Antennengebilde genügt meist Gl. (1.8) resp. (3.21).

Unsere Hoffnung, dass die Fresnel'sche Zone bei einer Super Gain-Antenne von geringer Höhe kleiner würde als r_F , war also nicht gerechtfertigt. Statt dessen wird die Uebergangszone, wo das Strahlungsdiagramm starken Aenderungen unterworfen ist, ganz beträchtlich grösser.

Die in diesem Abschnitt durchgeführten Rechnungen zeigen, dass ein bestimmtes Strahlungsdiagramm mit Antennengebilden von beliebig kleiner räumlicher Abmessung realisiert werden könnte. Dabei sind einige fundamentale Schwierigkeiten, die sich einer Realisierung entgegenstellen, erkannt worden, so z.B. die Notwendigkeit von sehr grossen Antennenströmen mit äusserst kleinen Toleranzen und die grossen Genauigkeitsanforderungen an die Geometrie der Antenne.

Viele Punkte konnten der verwendeten Methode wegen nicht abgeklärt werden. Darunter gehören die gegenseitige Beeinflussung der Antennen, der Strahlungswiderstand, der Wirkungsgrad und die Bandbreite der Antenne. Im folgenden Abschnitt 3.2 werden alle diese Fragen am Beispiel einer Vielschlitz-Zylinderantenne genau untersucht. Eine Super Gain-Antenne nach diesem Prinzip hätte bedeutend mehr Aussicht auf Verwirklichung als die oben beschriebene Anordnung.

3.2. Eine Vielschlitz-Zylinderantenne.

Im Folgenden wollen wir die Strahlung von Schlitten, die in axialer Richtung auf dem Umfang eines dünnen metallenen Kreiszyllinders angeordnet sind, untersuchen (Fig. 3.2).

Der Metallzylinder sei in z -Richtung unendlich lang, und die Schlitten sollen, auf gleicher Höhe regelmässig über den Zylinderumfang verteilt, von der Länge L (z.B. $\lambda/2$) und von gerader Anzahl ($2l$) sein. Unter 3.2.3 werden

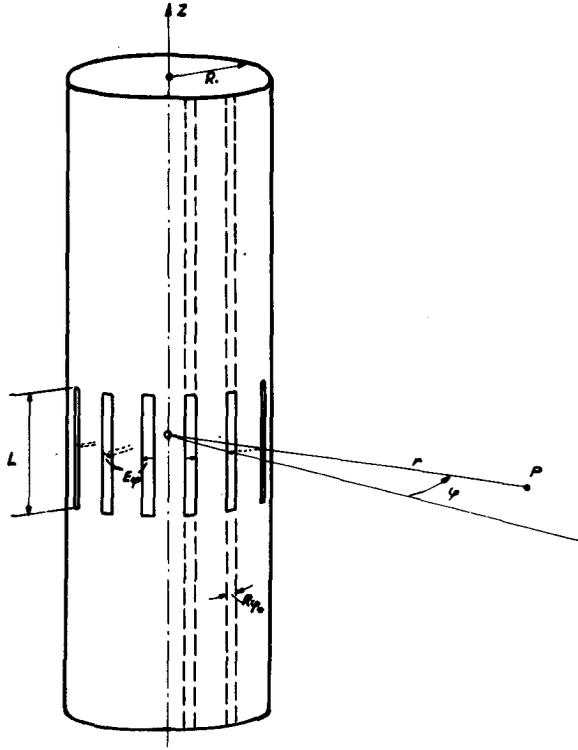


Fig. 3.2. Die Vielschlitz-Zylinderantenne.

unendlich lange Schlitten betrachtet, um mit Hilfe von konformen Abbildungen die Spaltfelder, die Kapazität und den Wellenwiderstand der Vielschlitz-Lecherleitung zu berechnen. Der schmalen, langen Schlitten wegen hat das elektrische Spaltfeld nur eine φ -Komponente. Der Grundmodus der Antennenstrahlung wird dann erhalten, wenn die Spaltfelder abwechslungsweise gegenphasig, aber von

gleicher absoluter Grösse sind. Um diese Erregung zu realisieren, kann jeder Spalt in der Mitte durch eine Doppeldrahtleitung gespeist werden. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Zylinderstücke zwischen den Schlitzen abwechselungsweise gleich grosse, aber entgegengesetzte Potentiale haben. Für die rechnerische Behandlung des Problems verwenden wir vorteilhaft Zylinderkoordinaten, da dadurch die Randbedingungen bei der Lösung der Maxwell'schen Gleichungen einfacher erfüllt werden können.

3.2.1. Die Lösungen der Maxwell'schen Gleichungen für Zylinderprobleme

Im ladungs- und verlustfreien Raum lauten die Maxwell'schen Gleichungen unter der Annahme, dass sich alle Feldgrössen (Vektoren E und H) mit $e^{j\omega t}$ ändern:

$$\text{rot H} = j\omega \epsilon \mathbf{H} \quad (3.23)$$

$$\text{rot E} = -j\omega \mu \mathbf{H} \quad (3.24)$$

$$\text{div E} = 0 \quad (3.25)$$

$$\text{div H} = 0 \quad (3.26)$$

wo $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ und $\mu = \mu_0 \mu_r$. Die Dielektrizitätskonstante des Vakuums beträgt $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$ (As/Vcm) und die Permeabilität des leeren Raumes $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-8}$ (Vs/Acm). ϵ_r und μ_r sind die dimensionslosen relativen Werte der Dielektrizitätskonstante und der Permeabilität.

Aus den Maxwell'schen Gleichungen können die Wellengleichungen für E und H wie folgt abgeleitet werden: Den Rotations Operator auf (3.24) angewendet, ergibt

$$\text{rot rot E} = -j\omega \mu \text{rot H}.$$

Es ist aber $\text{rot rot E} = \text{grad div E} - \Delta \mathbf{E}$, und wegen (3.25) wird $\Delta \mathbf{E} = j\omega \mu \text{rot H}$. Setzen wir nun noch den Wert von rot H aus (3.23) ein, so erhalten wir die Wellengleichung für E:

$$\Delta \mathbf{E} = -k^2 \mathbf{E}, \quad (3.27)$$

$$\text{wo } k = \omega \sqrt{\epsilon \mu} = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Analog würde man erhalten:

$$\Delta \mathbf{H} = -k^2 \mathbf{H}. \quad (3.28)$$

In Zylinderkoordinaten schreibt sich (3.28) nach [31, S. 146]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} = -k^2 \mathbf{H}. \quad (3.29)$$

Mit Hilfe des Produktansatzes $H = f(r) g(\varphi) h(z)$ kann die partielle Differentialgleichung (3.29) gelöst werden, wobei wir für H irgendeine der drei Komponenten H_r , H_φ oder H_z nehmen müssen. Setzen wir diesen Ansatz in die Differentialgleichung ein, so erhält man:

$$\frac{f''}{f} + \frac{f'}{rf} + \frac{g''}{r^2 g} + \frac{h''}{h} = -k^2 \quad (3.30)$$

Gestrichene Grössen bedeuten Ableitungen nach der betreffenden Variablen. Da die ersten drei Terme von (3.30) unabhängig von z sind, so muss dies auch der vierte sein. Mit der neuen Konstanten k_3 dürfen wir deshalb schreiben:

$$\frac{h''}{h} = -k_3^2 \quad \text{oder} \quad h'' + k_3^2 h = 0. \quad (3.31)$$

Mit (3.31) wird (3.30):

$$r^2 \frac{f''}{f} + r \frac{f'}{f} + (k^2 - k_3^2) r^2 + \frac{g''}{g} = 0. \quad (3.32)$$

Da nun in dieser Gleichung wieder die ersten drei Terme von φ unabhängig sind, so muss mit der neuen Konstanten n

$$\frac{g''}{g} = -n^2 \quad \text{oder} \quad g'' + n^2 g = 0 \quad (3.33)$$

werden. Damit erhalten wir schliesslich aus (3.32) die gewöhnliche Differentialgleichung für f :

$$r^2 f'' + r f' + (k_1^2 r^2 - n^2) f = 0, \quad (3.34)$$

$$\text{wo } k_1^2 = k^2 - k_3^2.$$

Die Lösungen der Differentialgleichungen (3.31), (3.33) und (3.34) sind wohlbekannt. (3.31) und (3.33) haben als Gleichungen zweiter Ordnung mit konstanten Koeffizienten ungedämpfte Schwingungen als Lösung, falls nicht k_3 oder n imaginär sind. Also:

$$h = a_h \cos k_3 z + b_h \sin k_3 z \quad (3.35)$$

$$\text{und } g = a_g \cos n\varphi + b_g \sin n\varphi \quad (3.36)$$

Gl. (3.34) ist die Bessel'sche Differentialgleichung mit der Lösung

$$f = a_f J_n(k_1 r) + b_f N_n(k_1 r), \quad (3.37)$$

wo J_n die Bessel'schen und N_n die Neumann'schen Funktionen n -ter Ordnung

sind. Die Koeffizienten a und b sind dem zu lösenden Problem entsprechend (Randbedingungen) zu wählen. Es können aber auch ohne weiteres beliebig viele Lösungen der Art (3.35), (3.36) und (3.37), sog. Wellentypen oder Modi, linear superponiert werden, wenn es die Randbedingungen erfordern. Die Lösung der Wellengleichung (3.29) setzt sich also aus folgenden Typen zusammen:

$$H = \left[a_f J_n(k_1 r) + b_f N_n(k_1 r) \right] \cdot \left[a_g \cos n\varphi + b_g \sin n\varphi \right] \cdot \left[a_h \cos k_3 z + b_h \sin k_3 z \right] e^{j\omega t} \quad (3.38)$$

Für die weitere Rechnung ersetzen wir h durch $e^{-jk_3 z}$, wodurch die Allgemeinheit der Lösung nicht eingeschränkt wird, da wir jede beliebige Feldverteilung in z-Richtung durch Ueberlagerung von Termen $e^{-jk_3 z}$ beschreiben können (Fourier-Reihe oder Integral). Dasselbe könnte man bei g durchführen, d.h. $e^{-jn\varphi}$ einführen, was aber weniger praktisch wäre.

Um aus einer Feldkomponente eine andere berechnen zu können, schreiben wir die Rotationsgleichungen (3.23) und (3.24) in Zylinderkoordinaten an, wobei jetzt die Feldgrößen mit $e^{j(\omega t - k_3 z)}$ zu multiplizieren sind. Da das erregende Spaltfeld nur eine E_φ -Komponente hat, entsteht eine gewisse Symmetrie, sodass E_z überall verschwindet. Wir erhalten demnach:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} + jk_3 H_\varphi &= j\omega \epsilon E_r & jk_3 E_\varphi &= -j\omega \mu H_r \\ -jk_3 H_r - \frac{\partial H_z}{\partial r} &= j\omega \epsilon E_\varphi & -jk_3 E_r &= -j\omega \mu H_\varphi \end{aligned} \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial(rH_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = 0 \qquad \frac{\partial(rE_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -j\omega \mu r H_z$$

Nach einigen Umformungen kann man (3.39) auch folgendermassen schreiben:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= j \frac{\omega \mu}{k_1^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} \\ E_r &= -j \frac{\omega \mu}{rk_1^2} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \\ H_r &= -j \frac{k_3}{k_1^2} \frac{\partial H_z}{\partial r} \\ H_\varphi &= -j \frac{k_3}{rk_1^2} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} \end{aligned} \quad (3.40)$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen können wir leicht aus einer bekannten Feldgrösse - insbesondere H_z - eine andere berechnen.

3.2.2. Lösung der Randwertaufgabe bei vorgegebenem Spaltfeld.

Wenn wir z.B. das Feld E_φ auf dem Antennenzylinder ($r = R$) genau kennen würden, so könnte mit Hilfe dieser Randbedingungen das gesamte Feld inner- und ausserhalb des Zylinders berechnet werden. Vernachlässigen wir vorerst die Verluste in der Antenne, so ist E_φ auf dem Zylinder neben den Schlitzten gleich Null. Setzen wir dann weiter voraus, dass die Breite der Schlitzte ($R\varphi_0$) viel kleiner als eine Wellenlänge und ihre Länge (L) viel grösser als ihre Breite sein soll und zudem der Abstand zwischen den Schlitzten viel kleiner sei als ihre Länge, so kann die Schlitzanordnung als strahlende Mehrfach-Lecherleitung endlicher Länge aufgefasst werden. Bekanntlich kann man nun aber bei Lecherleitungen die Feldverteilung senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung mit Hilfe der Methode der konformen Abbildungen bestimmen, was im Folgenden kurz begründet wird.

Für die unendlich langen Schlitzte (gestrichelt) der Fig. 3.2 wird bei Berücksichtigung der für unbelastete Lecherleitungen bekannten Tatsache, dass sich die Wellen in z-Richtung mit Lichtgeschwindigkeit ausdehnen, d.h.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0, \quad (3.41)$$

die Wellengleichung (3.29) für die elektrische Feldstärke E reduziert auf

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} = 0. \quad (3.42)$$

Gl. (3.42) ist aber die Laplace'sche Gleichung in Polarkoordinaten in der Ebene ($r; \varphi$) senkrecht zur Achse der Lecherleitung, also $\Delta E = 0$. Das E -Feld mit den Komponenten E_r und E_φ ist demnach eine analytische und harmonische Funktion und lässt sich deshalb von einem Potential $V(r; \varphi)$ ableiten, nämlich $E = -\text{grad } V$. Für die Potentialfunktion V gilt ebenfalls die Laplace'sche Gleichung, denn $-\text{div } E = \text{div grad } V = \Delta V = 0$. Wir haben es also in der Ebene senkrecht zur Lecherleitung mit einem Potentialfeld zu tun. Aus diesem Grund ist die oben erwähnte konforme Abbildung zur Feldbestimmung erlaubt. Man kann auch sagen, die Feldverteilung quer zur Leitung sei elektrostatisch.

Ist nun die Leitung von endlicher Länge (L), beidseitig kurzgeschlossen und z.B. in der Mitte gespeist, so treten auf der Leitung stehende Wellen auf, die sich aus der Superposition von mit Lichtgeschwindigkeit hin und rücklaufenden Wellen ergeben.

Wenn wir also unsere Antenne als beidseitig kurzgeschlossene Lecherleitung auffassen, so können wir den Verlauf von E_φ im Spalt ($r=R$) in φ -Richtung mittelst konformer Abbildung und in z -Richtung aus der Theorie der resonanten Lecherleitung erhalten. Wir wollen das auf diese Art erhaltene Feld der folgenden Rechnung als Randbedingung zu Grunde legen. Abweichungen von dieser Feldverteilung bewirken die Randeffekte an den kurzgeschlossenen Enden, die aber nur bei grossen Schlitzbreiten eine Rolle spielen, und der Strahlungswiderstand der resonanten Leitung, welcher den Feldverlauf in z -Richtung ändert. Die Dämpfung der Leitung durch den Strahlungswiderstand ist nur für grosse Zylinderdurchmesser erheblich.

Das nach der beschriebenen Methode bestimmte Randfeld E_φ entspricht bei kleiner werdendem Zylinderdurchmesser immer mehr der physikalischen Realität. Wir haben dann eine resonante Lecherleitung mit sehr geringer Strahlungswirkung vor uns.

Die Antenne wird, wie schon oben erwähnt, durch abwechslungsweises Anlegen von gleich grossen positiven und negativen Spannungen an die Metallplatten zwischen den $2l$ -Schlitzen erregt. Dadurch kann natürlich nur eine ganz bestimmte Strahlungscharakteristik erzeugt werden, die, wie wir später sehen werden, in φ -Richtung ungefähr cosinusförmig ist und deshalb für den Gleitweg gut passen würde. Andere Charakteristiken können durch Superposition solcher Grundmodi erhalten werden.

Der Verlauf von E_φ in φ -Richtung wird unter 3.2.3 für die beschriebene Speisung genau berechnet. Das prinzipielle Verhalten ist aber in Fig. 3.3 aufgezeichnet. Die Darstellung gilt für $z = 0$. Für andere z -Werte wird aber die angegebene Form beibehalten mit dem Unterschied, dass sich die Amplitude des Feldes ändert. Das in Fig. 3.3 dargestellte Feld kann durch eine Fourierreihe dargestellt werden, nämlich:

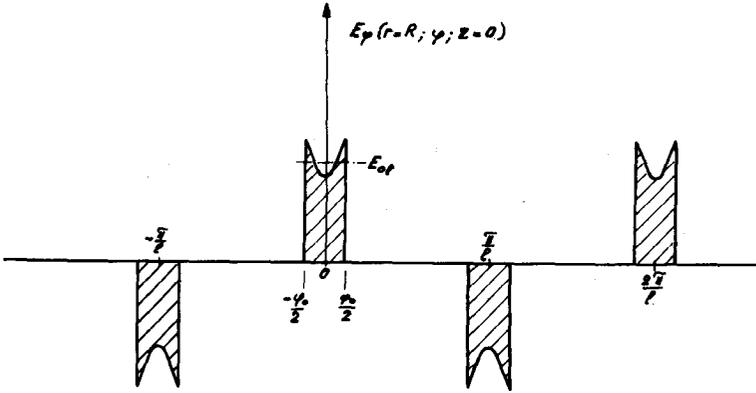


Fig. 3.3. Das Spaltfeld E_φ auf dem Umfang des Antennenzylinders.

$$E_\varphi(r=R; \varphi; z=0) = \sum_{n=1,3,5}^{\infty} a_n \cos n\varphi, \quad (3.43)$$

$$\text{wo } a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} E_\varphi \cos n\varphi \, d\varphi.$$

Die Koeffizienten a_n mit geradzahligem Index sind dabei alle gleich Null.

Da vorausgesetzt wurde, dass $R\varphi_0 \ll \lambda$, kann rein elektrostatisch eine Spaltspannung U_{01} berechnet werden:

$$U_{01} = R \int_{-\frac{\varphi_0}{2}}^{+\frac{\varphi_0}{2}} E_\varphi \, d\varphi = R\varphi_0 E_{01}, \quad (3.44)$$

wobei E_{01} der Mittelwert des Feldes über dem Spalt ist. Falls $\varphi_0/4 \ll 1$, schreibt sich der uns später besonders interessierende Koeffizient

$$a_1 \simeq \frac{2U_{01}}{\pi R}, \quad (3.45)$$

d.h. er ist nur abhängig von der Schlitzspannung, also vom Mittelwert des Spaltfeldes, aber nicht von der Form dieses Feldes.

In z-Richtung soll sich E_φ längs des Spaltes für $r = R$ wie das Feld einer beidseitig kurzgeschlossenen Lecherleitung der Länge $L = \lambda/2 = \pi/k$ verhalten, d.h. das Feld ist cosinusförmig (Fig. 3.4). Dieser Feldverlauf kann durch das folgende Fourierintegral ausgedrückt werden:

$$E_\varphi (r = R; \varphi = 0; z)_{\text{rel}} = \frac{1}{\pi k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos \frac{\pi k_3}{2k}}{1 - (\frac{k_3}{k})^2} e^{-jk_3 z} dk_3. \quad (3.46)$$

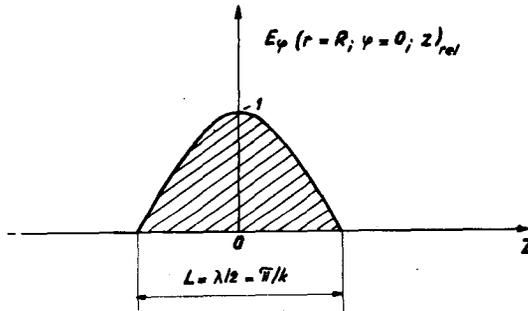


Fig. 3.4. Das Feld E_φ längs des Spaltes.

Das Gesamtfeld im Spalt und auf dem Zylinder wird nun:

$$E_\varphi (r = R; \varphi; z) = E_\varphi (r = R; \varphi; z = 0) E_\varphi (r = R; \varphi = 0; z)_{\text{rel}},$$

also mit (3.43) und (3.46):

$$E_\varphi (r=R; \varphi; z) = \frac{1}{\pi k} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1,3,5}^{\infty} a_n \cos n\varphi \cdot \frac{\cos \frac{\pi k_3}{2k}}{1 - (\frac{k_3}{k})^2} e^{-jk_3 z} dk_3. \quad (3.47)$$

Unter 3.2.1 fanden wir als Lösung der Maxwell'schen Gleichungen den durch Gleichung (3.38) resp. (3.40) gegebenen Wellentypus. Durch lineare Ueberlagerung solcher Wellen können auf der Zylinderoberfläche die durch obige Gleichung (3.47) gegebenen Randwerte erhalten werden. Vorerst ist klar, dass

in (3.38) bei Berücksichtigung von (3.40) $b_g = 0$ gesetzt werden darf. Betrachten wir nun das Feld ausserhalb des Zylinders für $R \leq r < \infty$, so bestimmt uns die Bedingung einer radial nach aussen laufenden Welle die Koeffizienten der Bessel'schen Funktionen. Aus der Theorie der Zylinderfunktionen weiss man aber, dass nur bei Verwendung der Hankel'schen Funktion zweiter Art $H_n^{(2)}(k_1 r) = J_n(k_1 r) - j N_n(k_1 r)$ diese Randbedingung im Unendlichen erfüllt werden kann. Es ist also $b_f = -j a_f$, und der zur Ueberlagerung verwendete Wellentypus hat demnach die Form:

$$H_z(r; \varphi; z) = a_f a_g H_n^{(2)}(k_1 r) \cos n\varphi e^{-jk_3 z} \quad (3.48)$$

Bei Benützung von (3.40) wird

$$E_\varphi(r; \varphi; z) = A_n \frac{j\omega\mu}{k_1} H_n^{(2)'}(k_1 r) \cos n\varphi e^{-jk_3 z}, \quad (3.49)$$

$$\text{wo } H_n^{(2)'}(k_1 r) = \frac{\partial H_n^{(2)}(k_1 r)}{\partial (k_1 r)} \text{ und } a_f a_g = A_n.$$

Gleichung (3.47) sagt uns, dass wir die Grundtypen (3.49) folgendermassen superponieren müssen:

$$E_\varphi(r; \varphi; z) = j\omega\mu \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1,3,5}^{\infty} A_n \cos n\varphi \frac{H_{nl}^{(2)'}(k_1 r)}{k_1} e^{-jk_3 z} dk_3 \quad (3.50)$$

Gleichung (3.50) muss für $r = R$ die Randbedingungen (3.47) erfüllen, was mit

$$A_n = \frac{a_n}{j\sqrt{k}\omega\mu} \frac{\cos \frac{\pi k_3}{2k}}{1 - \left(\frac{k_3}{k}\right)^2} \frac{k_1}{H_{nl}^{(2)'}(k_1 R)} \quad (3.51)$$

der Fall ist. (3.51) in (3.50) eingesetzt, ergibt schliesslich die Lösung unseres Randwertproblems, d.h. auch die Lösung für die Antennenstrahlung im Aussenraum:

$$E_\varphi(r; \varphi; z) = \frac{1}{\sqrt{k}} \sum_{n=1,3,5}^{\infty} a_n \cos n\varphi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{H_{nl}^{(2)'}(k_1 r) \cos \frac{\pi k_3}{2k}}{H_{nl}^{(2)'}(k_1 R) 1 - \left(\frac{k_3}{k}\right)^2} e^{-jk_3 z} dk_3, \quad (3.52)$$

$$\text{wo } k_1 = \sqrt{k^2 - k_3^2} \text{ und } r \gg R .$$

Die Koeffizienten a_n sind noch unbekannt, lassen sich aber bei Kenntnis des Spaltfeldes in φ -Richtung angeben, was im folgenden Abschnitt 3.2.3 geschehen wird. Die dort verwendete Methode der konformen Abbildungen liefert das gesamte Feld inner- und ausserhalb des Zylinders für den Fall der nicht strahlenden, kurzgeschlossenen Lecherleitung. Für kleine Zylinderdurchmesser stimmt das wirkliche Feld in und um die Antenne mit diesem Lecherfeld praktisch überein, sodass wir darauf verzichten, analog (3.52) das Feld im Innern des Zylinders anzugeben.

3.2.3. Berechnung der Kapazität, des Wellenwiderstandes und des Spaltfeldes der Schlitzzylinder-Lecherleitung mit Hilfe der Methode der konformen Abbildungen.

Nach (3.42) gilt für eine Lecherleitung der Fig. 3.2 mit unendlich langen Schlitzten die Laplace'sche Gleichung $\Delta E = 0$. Das Feld E ist folglich eine analytische Funktion, und es gelten die Gesetze der konformen Abbildungen [32]. Insbesondere verändert sich die Kapazität oder der Wellenwiderstand einer Leiteranordnung bei konformen Transformationen nicht.

In Fig. 3.5 ist ein Querschnitt durch die zu untersuchende Vielschlitz-Lecherleitung gegeben. Die 2l-Platten haben dabei abwechslungsweise gleich grosse positive und negative Potentiale.

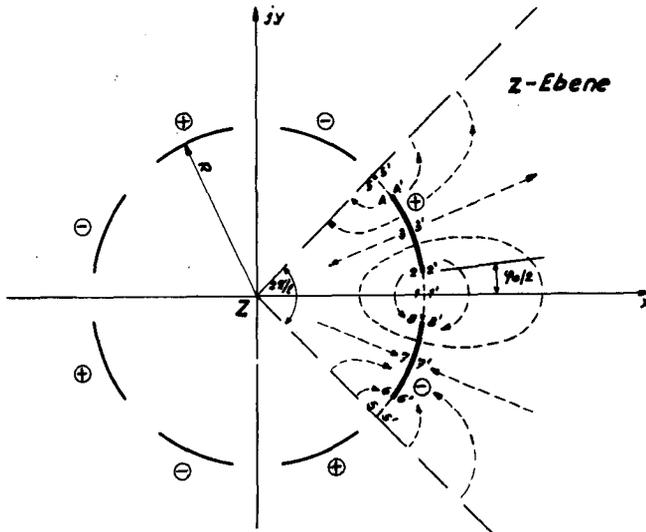


Fig. 3.5. Querschnitt durch die Vielschlitz-Lecherleitung. (z-Ebene)

Als Ausgangsebene wird die z -Ebene gewählt mit $z = x + jy = r e^{j\varphi}$. Die erste Transformation

$$w = z^1 \tag{3.53}$$

bildet nun den zwischen den gestrichelten Strahlen sich befindenden Sektor vom Öffnungswinkel $2\pi/l$ (Fig. 3.5) auf die ganze w -Ebene ab gemäss Fig. 3.6, wo $w = u + jv = r^1 e^{jl\varphi}$.

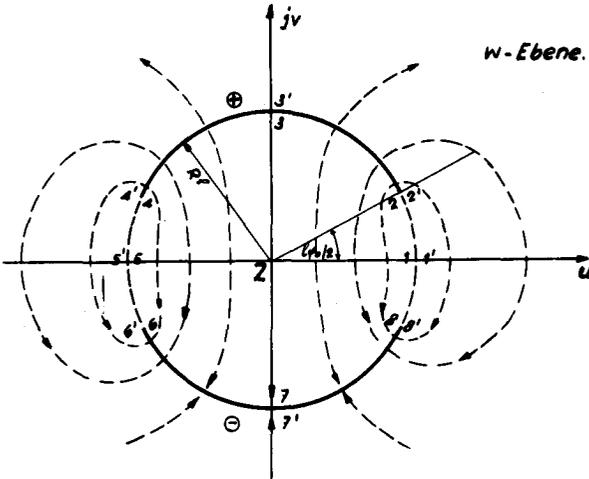


Fig. 3.6. Abbildung der Lecherleitung auf die w -Ebene.

Mit Hilfe der bilinearen Transformation

$$f = j \operatorname{ctg} \frac{1\varphi_0}{4} \frac{R^1 - w}{R^1 + w} \tag{3.54}$$

kann alsdann das Innere des Kreises $|w| < R^1$ auf die obere halbe f -Ebene transformiert werden, wo $f = \xi + j\eta$ (Fig. 3.7). Die beiden halbkreisförmigen Elektroden der w -Ebene gehen damit über in die zwei ebenen Platten AB und CD in der reellen ξ -Achse. Die imaginäre v -Achse erscheint in der f -Ebene als Kreis um den Nullpunkt vom Radius $\operatorname{ctg}(1\varphi_0/4)$.

Und als letzte Transformation in die ω -Ebene, mit $\omega = \mu + j\nu$, dient

$$\omega = F(k; \arcsin f), \tag{3.55}$$

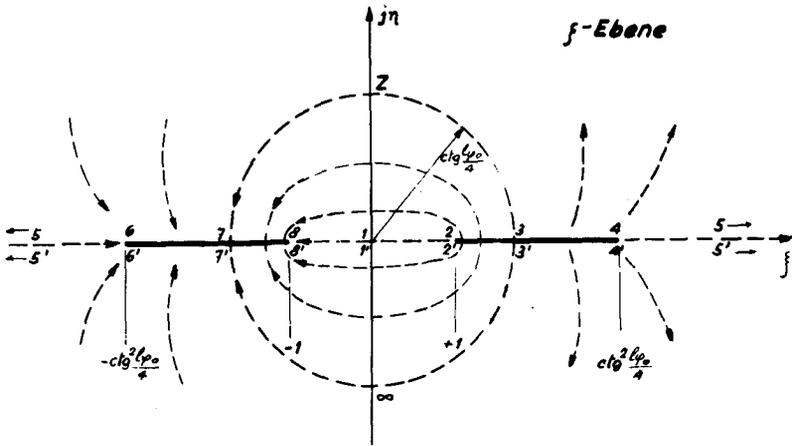


Fig. 3.7. Die in die f -Ebene transformierte Leitung.

wo $F(k; \arcsin f) = \int_0^f \frac{df}{\sqrt{(1-f^2)(1-k^2f^2)}}$ das elliptische Integral erster

Gattung ist und $k = \operatorname{tg} \frac{1}{4} \varphi_0$ der Modul dieses Integrals. Die Transformations-Differentialgleichung

$$\frac{d\omega}{df} = \frac{1}{\sqrt{(1-f^2)(1-k^2f^2)}} \quad (3.56)$$

könnte man nach dem in der Theorie der konformen Abbildungen bekannten Schwartz'schen Verfahren erhalten; siehe [32]. Durch (3.56) resp. (3.55) wird das Innere eines Rechtecks in der ω -Ebene auf die obere f -Ebene abgebildet. Aus der Theorie der elliptischen Funktionen [33] weiss man des weitern, dass die Abbildung doppelt periodisch ist mit den Perioden $4K(k)$ und $2jK(k')$. Die Grössen K sind vollständige elliptische Integrale erster Gattung und definiert durch $K(k) = F(k; \pi/2)$. $k' = \sqrt{1-k^2}$ wird dabei als komplementärer Modul bezeichnet. Die Funktionen F und K sind bei Jahnke-Emde [34] tabelliert. In Fig. 3.8. ist die durch Gleichung (3.55) aus der f -Ebene in die ω -Ebene transformierte Leitung aufgezeichnet.

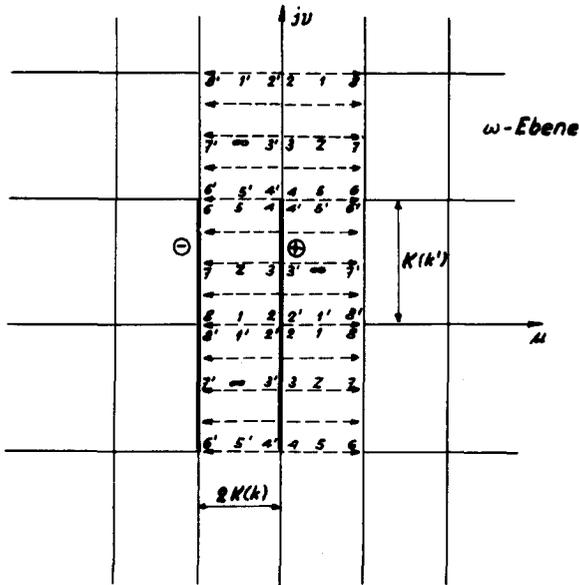


Fig. 3.8. Abbildung der Lecherleitung auf ein Parallelplattensystem in der ω -Ebene.

Der in Fig. 3.5 gezeichnete Sektor ist demnach auf ein zwischen zwei ebenen Platten konzentriertes homogenes elektrisches Feld 4-6-6'-4' abgebildet worden. Die Kapazität pro Längeneinheit einer solchen Leitung ist aber $C_s = \epsilon K(k')/K(k)$ und ist auch gleich der Kapazität des Sektors der Fig. 3.5. Werden alle positiven und alle negativen Platten von Fig. 3.5. parallel geschaltet, so ist die Gesamtkapazität

$$C_{ol} = iC_s = \epsilon l \frac{K(k')}{K(k)}. \quad (3.57)$$

Bei Lecherleitungen kann man sehr einfach von der Kapazität pro Längeneinheit C_{ol} auf den Wellenwiderstand Z_{ol} schliessen, falls die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $c = 1/\sqrt{\epsilon \mu}$ im umgebenden Medium bekannt ist; es ist nämlich $Z_{ol} = 1/c C_{ol}$ oder im Speziellen:

$$Z_{ol} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{K(k)}{K(k')}. \quad (3.58)$$

Mit Luft als Dielektrikum wird $\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 120\pi = 377 \text{ Ohm}$. In Fig. 3.9 ist Gl.(3.58) ausgewertet und $1Z_{ol}$ gegen $1\varphi_0$ aufgetragen.

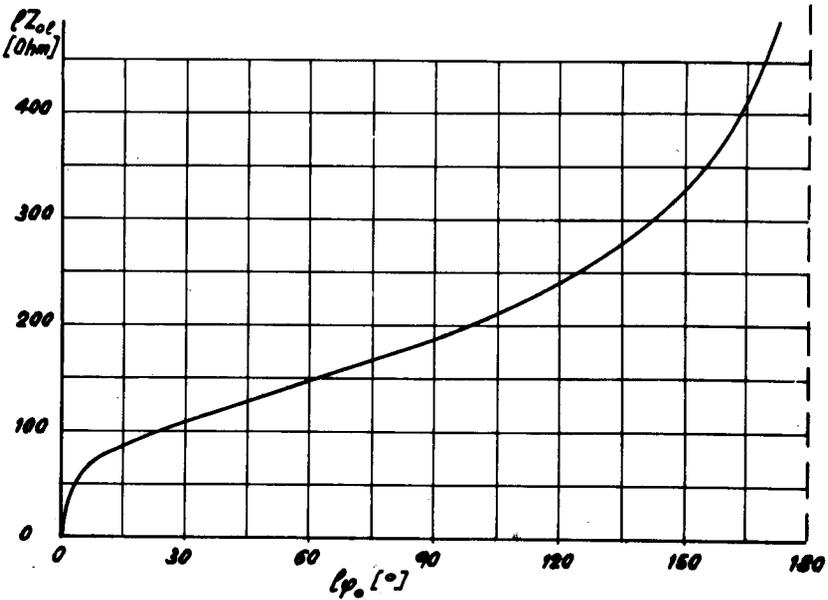


Fig. 3.9. Der Wellenwiderstand der Vielschlitz-Lecherleitung.

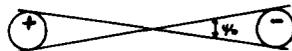
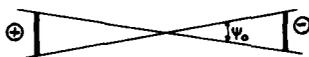
Für Luftdielektrikum sollen die obigen Formeln noch in zwei Spezialfällen durch bekannte Funktionen ausgedrückt werden. Zuerst sei der Fall kleiner Spalten untersucht, also $l\varphi_0/4 \ll 1$ oder $k \ll 1$. In diesem Fall werden $K(k) = \pi/2$ und $K(k') = \ln \frac{4}{k}$ und wir erhalten:

$$\left. \begin{aligned}
 C_{0l} &= \frac{4l\epsilon_0}{\pi} \ln \frac{8}{l\varphi_0} \\
 \text{und} \quad Z_{0l} &= \frac{30\pi^2}{l \ln \frac{8}{l\varphi_0}} \quad (\text{Ohm})
 \end{aligned} \right\} \frac{l\varphi_0}{4} \ll 1 \quad (3.59)$$

Für sehr grosse Spalten $\varphi_0 = \frac{\pi}{l} - \psi_0$, wo $l\psi_0/4 \ll 1$ oder $k \approx 1$, wird $K(k) = \ln \frac{4}{k'} = \frac{1}{2} \ln \frac{8}{l\psi_0}$ und $K(k') = \pi/2$ und man erhält:

$$\left. \begin{aligned}
 C_{01} &= \frac{\epsilon_0 l \pi}{\ln \frac{8}{\psi_0}} \\
 \text{und } Z_{01} &= \frac{120}{l} \ln \frac{8}{\psi_0} \text{ (Ohm)}
 \end{aligned} \right\} \begin{aligned}
 \frac{l \psi_0}{4} &= \frac{\pi}{4} - \frac{l \psi_0}{4} \ll 1 \\
 \text{oder } \psi_0 &\approx \frac{\pi}{l}
 \end{aligned} \quad (3.60)$$

Die Formeln (3.60) können für $l = 1$ mit andern Resultaten aus der Literatur verglichen werden. Die Kapazität von zwei schmalen ebenen Streifen ist bei Terman [35] angegeben, und der Wellenwiderstand derselben Leitung findet sich in einem Artikel von Assadourian und Rimai [36]. Interessant ist noch der Unterschied im Wellenwiderstand zwischen einer Streifenleitung Fig. 3.10a und einer Lecherleitung mit runden Drähten Fig. 3.10b.



$$\begin{aligned}
 Z_{01} &= 120 \ln \frac{8}{\psi_0} \\
 &= 83,2 + 120 \ln \frac{4}{\psi_0} \text{ (Ohm)} \\
 &\text{a)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Z_0 &= 120 \ln \frac{4}{\psi_0} \text{ (Ohm)} \\
 &\text{b)}
 \end{aligned}$$

Fig. 3.10. Wellenwiderstände von Streifenleitung a) und Leitung mit Runddrähten b).

Man konstatiert, dass eine ebene Streifenleitung der Oeffnung ψ_0 denselben Wellenwiderstand hat wie eine Leitung mit runden Drähten von der halben Oeffnung $\psi_0/2$.

Um nun das Feld E_z der Elektrodenkonfiguration von Fig. 3.5 angeben zu können, müssen wir das bekannte homogene Feld E_ω von Fig. 3.8 zurücktransformieren. Vorerst schreiben wir die Felder E_z und E_ω als Gradienten des Potentials V und nehmen davon den Absolutwert, nämlich:

$$\begin{aligned} |E|_z &= - |\text{grad } V|_z \\ \text{und } |E|_\omega &= - |\text{grad } V|_\omega \end{aligned} \quad (3.61)$$

Weiter gilt nach den Gesetzen der Vektorrechnung in der z - und der ω -Ebene:

$$\begin{aligned} \left| \frac{dV}{dz} \right| &= |\text{grad } V|_z \cos \alpha_1 \\ \left| \frac{dV}{d\omega} \right| &= |\text{grad } V|_\omega \cos \alpha_2 \end{aligned} \quad (3.62)$$

wo α_1 der Winkel zwischen dem Vektor z und der Richtung der Feldlinien ist und analog α_2 der Winkel zwischen ω und den Feldlinien in der ω -Ebene. Da aber die z -Ebene konform auf die ω -Ebene abgebildet worden ist, sind diese beiden Winkel gleich, also $\alpha_1 = \alpha_2$. Damit folgt sofort aus (3.61) und (3.62) die Transformationsformel

$$|E|_z = |E|_\omega \left| \frac{d\omega}{dz} \right| \quad (3.63)$$

Mit Hilfe dieser Beziehung können wir nur den Absolutbetrag, nicht aber die Richtung der Feldlinien rücktransformieren. Aus der Geometrie der konformen Abbildung sieht man aber ohne weiteres, dass das uns interessierende Spaltfeld auf der Linie 2-1-8 in der z -Ebene nur eine E_φ -Komponente hat. Auf der Oberfläche des Zylinders steht das Feld hingegen senkrecht und besitzt deshalb nur eine E_r -Komponente. Zur Rücktransformation der Felder aus der ω - in die z -Ebene gehen wir über die f - und die w -Ebene, weshalb Gl. (3.63) mit Vorteil folgendermassen geschrieben wird:

$$|E|_z = |E|_\omega \left| \frac{d\omega}{df} \right| \left| \frac{df}{dw} \right| \left| \frac{dw}{dz} \right| \quad (3.64)$$

Gleichung (3.56) liefert den ersten Differentialquotienten $\left| \frac{d\omega}{df} \right|$. Aus (3.54) folgt

$$\left| \frac{df}{d\omega} \right| = \text{ctg} \frac{1}{4} \varphi_0 \frac{2R^1}{|R^1 + w|^2} \quad ,$$

und (3.53) liefert schliesslich

$$\left| \frac{dw}{dz} \right| = 1 |z|^{1-1}$$

Wollen wir nun das Feld auf dem Zylinder $r = R$, insbesondere aber im Spalt $-\varphi_0/2 \leq \varphi \leq \varphi_0/2$, kennen, so müssen in obige Formeln die Gleichungen des Zylinders eingesetzt werden, welche lauten:

$$z_z = R e^{j\varphi}$$

$$w_z = R^1 e^{j\varphi}$$

und

$$f_z = \operatorname{ctg} \frac{1\varphi_0}{4} \operatorname{tg} \frac{1\varphi}{4} .$$

Das Feld in der ω -Ebene ist homogen und deshalb sein Absolutwert überall konstant. Sein Wert ist $|E|_\omega = U_{01}/2K(k)$, wo U_{01} die über dem Spalt angelegte Spannung bedeutet. Damit erhalten wir nach (3.64) das auf dem Zylinder vorhandene Feld:

$$|E|_z = \frac{U_{01}}{4R K(\operatorname{tg}^2 \frac{1\varphi_0}{4}) \operatorname{tg} \frac{1\varphi_0}{4} \left| \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \frac{1\varphi}{2}}{\sin \frac{1\varphi_0}{2}} \right)^2} \right|} \quad (3.65)$$

Für $|\varphi| < \varphi_0/2$ stellt aber nach dem oben Gesagten Gl. (3.65) das Spaltfeld E_φ ($r = R$) und für $\varphi_0/2 \leq |\varphi| \leq \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi_0}{2}$ das radial gerichtete Feld auf dem Zylinder E_r ($r = R$) dar. An Stelle der Schlitzspannung U_{01} kann auch die mittlere Feldstärke $E_{01} = U_{01}/R\varphi_0$ verwendet werden.

Für kleine Spalten $1\varphi_0/2 \ll 1$ vereinfacht sich das Spaltfeld auf

$$E_\varphi(r = R) \simeq \frac{2 E_{01}}{\pi \sqrt{1 - \left(\frac{2\varphi}{\varphi_0} \right)^2}} \quad (3.66)$$

Dieser Feldverlauf herrscht auch exakt im Spalt zwischen zwei unendlich ausgedehnten, entgegengesetzt geladenen metallischen Halbebenen [37]. Die Feldstärke nach (3.65) ist in Fig. 3.11 aufgetragen.

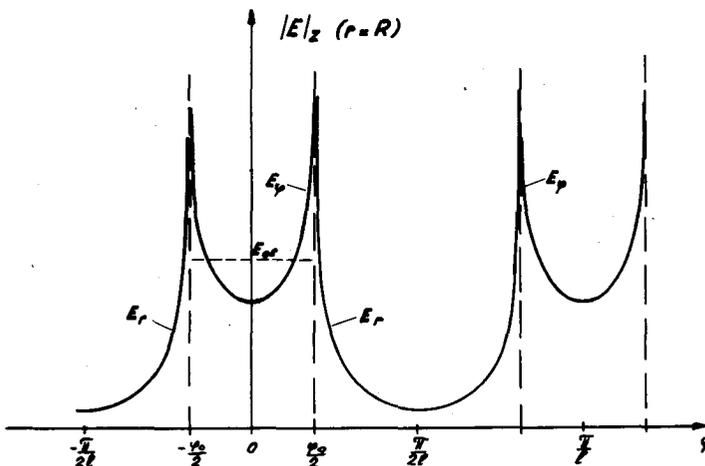


Fig. 3.11. Verlauf des Feldes auf dem Zylinder.

3.2.3.1. Die Fourierzerlegung der Spaltfelder.

Im vorigen Abschnitt wurde das Spaltfeld genau berechnet, sodass wir jetzt die Fourierzerlegung (3.43) explizite ausführen können. Im Falle kleiner Spalten verwenden wir Gl. (3.66) und erhalten für die Koeffizienten a_n das Integral:

$$a_n = \frac{81E_{0l}}{\pi^2} \int_0^{\frac{\varphi_0}{2}} \frac{\cos n l \varphi}{\sqrt{1 - \left(\frac{2\varphi}{\varphi_0}\right)^2}} d\varphi, \text{ wo } n = 1, 3, 5.$$

Mit der Substitution $x = \frac{2\varphi}{\varphi_0}$ lässt sich das Integral auf eine tabellierte Form bringen [12, Formel 333.76 c], welche als Lösung die Bessel'sche Funktion Nullter Ordnung hat, nämlich:

$$a_n \simeq \frac{2l\varphi_0 E_{0l}}{\pi} J_0\left(\frac{nl\varphi_0}{2}\right). \quad (3.67)$$

Für sehr kleine Spalten sind die ersten Glieder a_1, a_3, a_5 etc. nicht stark voneinander verschieden, da J_0 praktisch gleich 1 ist. Für breite Spalten muss die exakte Formel (3.65) genommen werden, wobei wir uns aber nur noch auf den später allein interessierenden ersten Koeffizienten a_1 beschränken wollen. Mit der Substitution $l\varphi = x$ wird

$$a_1 = \frac{l\varphi_0 E_{0l} \sin \frac{l\varphi_0}{2}}{\pi \operatorname{tg} \frac{l\varphi_0}{4} K\left(\operatorname{tg}^2 \frac{l\varphi_0}{4}\right)} \int_0^{\frac{\varphi_0}{2}} \frac{\cos x}{\sqrt{\sin^2 \frac{l\varphi_0}{2} - \sin^2 x}} dx.$$

Die exakte Lösung dieses Integrals finden wir bei [39, Formel 470.2]. Damit wird

$$a_1 = \frac{l\varphi_0 E_{0l} \cos^2 \frac{l\varphi_0}{4}}{K\left(\operatorname{tg}^2 \frac{l\varphi_0}{4}\right)}. \quad (3.68)$$

In Fig. 3.12 ist a_1/E_{0l} gegen $l\varphi_0$ aufgetragen. Man beachte, dass es eine optimale Spaltbreite gibt, wo a_1 am grössten wird. Wenn der Spalt die maximal mögliche Breite $\varphi_0 = \pi/l$ erreicht, geht a_1 gegen Null und überdies auch alle andern höhern Koeffizienten.

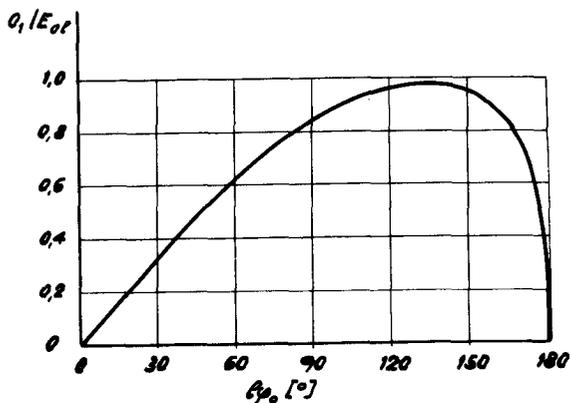


Fig. 3.12. Der erste Fourierkoeffizient der Schlitzfelder.

3.2.3.2. Das Potentialfeld der Leiteranordnung.

Es wird hier das Problem behandelt, die in der ω -Ebene (Fig. 3.8) bekannten Potentiallinien $\mu = \text{konstant}$ in die ursprüngliche Geometrie (Fig. 3.5) der z -Ebene zurückzutransformieren. Die Aufgabe wird nur für den Spezialfall kleiner Spalten explizite gelöst.

Die Kenntnis der Potentiallinien ist im folgenden Abschnitt 3.2.3.3. bei der Berechnung der Verluste von Wichtigkeit. Die Verluste der Leitung nach Fig. 3.5 würden wegen der an den scharfen Kanten auftretenden Unendlichkeitsstellen der Felder nach dem weiter unten verwendeten Berechnungsverfahren unendlich gross. Macht man die Platten aber dicker, und rundet die Kanten etwas ab, so haben die Verluste endliche Werte. Um das Problem nicht unnötig zu komplizieren, wird als Kontur einer neuen Leiteranordnung eine Potentiallinie gewählt, die sehr nahe an den ursprünglich unendlich dünnen Platten liegt.

Im Spezialfall kleiner Spalten ist $k = \text{tg}^2 \frac{1}{4} \varphi_0$ eine sehr kleine Grösse, sodass die elliptische Funktion $\omega = F(k; \arcsin \varphi)$ von (3.55) durch $\omega = \arcsin \varphi$ ersetzt werden darf. Mit den Formeln (3.54) und (3.53) erhalten wir die für kleine Schlitz gültige Transformationsformel

$$\omega = \mu + j\nu = \arcsin \left[j \operatorname{ctg} \frac{l\varphi_0}{4} \frac{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^l e^{j l \varphi}}{1 + \left(\frac{r}{R}\right)^l e^{j l \varphi}} \right]. \quad (3.69)$$

In der ω -Ebene stellt $\mu = \text{konstant}$ eine Potentiallinie vom Potential $V = \mu U_{0l} / 2K(k)$ dar, oder bei Berücksichtigung von $K(k \rightarrow 0) = \pi/2$ wird $V = \mu U_{0l} / \pi$.

Nach einiger Rechenarbeit unter Benützung der Beziehung $\operatorname{Re}[\arcsin A] =$ Phase $\left[\sqrt{1 - A^2} + jA \right]$ erhalten wir für nicht allzu geringen Abstand vom Spalt aus (3.69) für den Realteil μ den Wert

$$\mu = \operatorname{arctg} \frac{2 \left(\frac{r}{R}\right)^l \sin l \varphi}{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^{2l}}. \quad (3.70)$$

Setzen wir $\mu = \text{konstant}$, so stellt (3.70) eine implizite Gleichung in r und φ für die Potentiallinie dar. Für $l = 1$ kann (3.70) unter Berücksichtigung von $r \sin \varphi = y$ und $r \cos \varphi = x$ auch folgendermassen geschrieben werden:

$$\mu = \operatorname{arctg} \frac{y}{R+x} + \operatorname{arctg} \frac{y}{R-x} = \beta_1 + \beta_2, \quad (3.71)$$

wo die Winkel β_1 und β_2 in Figur 3.13 eingezeichnet sind. Die Potentiallinien werden demnach durch den geometrischen Ort aller Punkte dargestellt, unter denen die Strecke $z = +R$ bis $-R$ unter einem konstanten Winkel $\pi - \mu$ gesehen wird. Das sind aber bekanntlich Kreise, die durch die Punkte $z = +R$ und $z = -R$ gehen und deren Mittelpunkte um den Betrag $d = R/\operatorname{tg} \mu$ auf der y -Achse aus dem Koordinatennullpunkt verschoben sind. Für den Fall, dass $\mu = \frac{\pi}{2} - \Delta\mu$, wobei $\Delta\mu \ll 1$, wird die Distanz s in Fig. 3.13 ungefähr $\Delta\mu R$ und der Winkel zwischen der Normalen im Punkt $z = +R$ und der Kreistangente $\simeq \Delta\mu$.

Die Feldlinien sind die orthogonalen Trajektorien der Potentiallinien und ebenfalls Kreise, nämlich die sogenannten Apollonischen Kreise, die durch die Bedingung $\rho_1/\rho_2 = \text{konstant}$ dargestellt werden können.

In der Umgebung der Schlitzes kann ebenfalls aus (3.69) der Verlauf der Potentiallinien erhalten werden. Dazu lösen wir (3.69) nach $z = r e^{j\varphi}$ auf:

$$z = r e^{j\varphi} = R \sqrt{\frac{1 + j \operatorname{tg} \frac{l\varphi_0}{4} \sin \omega}{1 - j \operatorname{tg} \frac{l\varphi_0}{4} \sin \omega}} \quad (3.72)$$

Da $\operatorname{tg} \frac{l\varphi_0}{4} \ll 1$, ist in der Umgebung des Spaltes $\operatorname{tg} \frac{l\varphi_0}{4} \sin \omega \ll 1$, sodass sich (3.72) auf

$$z = R + j \frac{R \varphi_0}{2} \sin \omega \quad (3.73)$$

vereinfacht. Nun entwickeln wir $\sin \omega$ in Real- und Imaginärteil, nämlich

$$\sin \omega = \sin(\mu + j\nu) = \sin \mu \cosh \nu + j \cos \mu \sinh \nu$$

und setzen in (3.73) Imaginär- und Realteil gleich. Dann resultieren die beiden Beziehungen

$$x - R = -\frac{R \varphi_0}{2} \cos \mu \sinh \nu \quad (3.74)$$

$$\text{und} \quad y = \frac{R \varphi_0}{2} \sin \mu \cosh \nu \quad , \quad (3.75)$$

aus welchen man sehr einfach die folgenden zwei Gleichungen ableiten kann:

$$\left(\frac{y}{\sin \mu}\right)^2 - \left(\frac{x - R}{\cos \mu}\right)^2 = \left(\frac{R \varphi_0}{2}\right)^2 \quad (3.76)$$

$$\text{und} \quad \left(\frac{y}{\cosh \nu}\right)^2 + \left(\frac{x - R}{\sinh \nu}\right)^2 = \left(\frac{R \varphi_0}{2}\right)^2 \quad . \quad (3.77)$$

(3.76) stellt konfokale Hyperbeln mit μ als Parameter und den Spalträndern als Brennpunkte dar. Diese Hyperbeln sind gleichzeitig Potentiallinien vom Potential $V = \mu U_{0l}/\pi$. Die Feldlinien sind durch (3.77) gegeben und sind die zu (3.76) orthogonalen und konfokalen Ellipsen (Fig. 3.14).

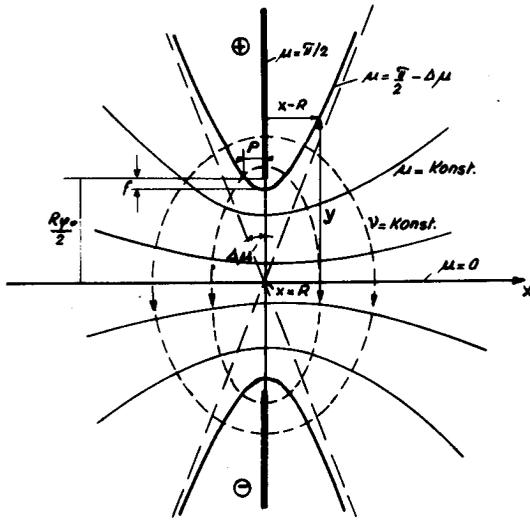


Fig. 3.14. Potential- und Feldlinien im schmalen Spalt.

Nun wollen wir noch im Hinblick auf den nächsten Abschnitt eine nahe an der unendlich dünnen Elektrode $\mu = \pi/2$ liegende Potentiallinie $\mu = \frac{\pi}{2} - \Delta\mu$, wo $\Delta\mu \ll 1$, genauer betrachten. Man beachte, dass nun $\sin \mu \approx 1 - (\Delta\mu^2/2)$ und $\cos \mu \approx \Delta\mu$ sind. Für den Fokalabstand f (Fig. 3.14) findet man $f \approx \Delta\mu^2 R \varphi_0/4$, und der Halbparameter der Hyperbel wird $p \approx 2f$, d.h. die Hyperbel ist beinahe eine Parabel. Der Winkel, den die Hyperbelasymptote mit der Normalen zur x -Achse bildet, beträgt ungefähr $\Delta\mu$, ein Wert, der in Fig. 3.13 auch als Schnittwinkel der kreisförmigen Potentiallinien mit der Zylinderoberfläche erhalten wurde.

Diese Beziehungen geben uns ein gutes Bild von der Geometrie der Elektroden für den Fall, dass deren Konturen durch die Potentiallinie $\mu = \frac{\pi}{2} - \Delta\mu$ mit $\Delta\mu \ll 1$ gegeben sind.

3.2.3.3. Die Verluste der Leitung.

Die Dämpfungskonstante α einer Lecherleitung berechnet sich aus den Leitungsverlusten P_v pro Längeneinheit und der von der Leitung transportierten Wirkleistung P_w wie folgt:

$$\alpha = \frac{P_v}{2P_w} \quad (3.78)$$

Im Folgenden betrachten wir nur die ohmschen Verluste in den Leitern, nicht aber diejenigen in einem die Leitung einbettenden Dielektrikum. Das ist keine wesentliche Einschränkung, da die Leitungsumgebung normalerweise aus Luft besteht.

Für die transportierte Leistung gilt bei Kenntnis des Wellenwiderstandes Z_{0l} und der an der Leitung liegenden Spitzenspannung U_{0l} die Formel

$$P_w = \frac{U_{0l}^2}{2 Z_{0l}} \quad (3.79)$$

Für kleine Spalten und $\Delta\mu = 0$ wird der Wellenwiderstand Z_{0l} durch Gl. (3.59) beschrieben. Ein endlicher, aber kleiner Wert von $\Delta\mu$ verändert Z_{0l} nur unwesentlich, weshalb er hier nicht mitberücksichtigt wird.

Bei der Berechnung der Verluste gehen wir, wie das bei solchen Rechnungen üblich ist, so vor, dass vorerst der Verlauf der Feldstärke auf dem Antennenzylinder unter der Annahme unendlich grosser Leitfähigkeit des Metalls berechnet wird.

Unter 3.2.3 wurde das Feld auf dem Antennenzylinder berechnet und dabei gefunden, dass die Feldstärke am Rand des Spaltes unendlich gross wird. Eine solche Unendlichkeitsstelle könnte zu elektrischen Ueberschlägen führen, und ausserdem würden die Stromwärmeverluste an diesen Stellen des Antennenzylinders sehr gross werden. Aus diesen Gründen verwenden wir die im letzten Abschnitt berechnete neue Elektrodenkontur, die der Potentiallinie $\mu = \frac{\pi}{2} - \Delta\mu$, wo $\Delta\mu \ll 1$ ist, folgt. Das Feld auf dieser neuen Elektrode wird der Abrundungen wegen keine Unendlichkeitsstellen mehr aufweisen, wie in der folgenden Rechnung gezeigt wird.

Der Absolutwert der Feldstärke in der z -Ebene berechnet sich aus dem bekannten Wert (homogenes Feld) in der ω -Ebene gemäss Gl. (3.63). Nach (3.73) erhalten wir für

$$\frac{dz}{d\omega} = j \frac{R \varphi_0}{2} \cos \omega = \frac{R \varphi_0}{2} \left[\sin \mu \sinh \nu + j \cos \mu \cosh \nu \right]$$

und für

$$\left| \frac{dz}{d\omega} \right| = \frac{R \varphi_0}{2} \sqrt{\sinh^2 \nu + \cos^2 \mu} \approx \frac{R \varphi_0}{2} \sqrt{\sinh^2 \nu + \Delta\mu^2},$$

sodass mit $|E|_{\omega} \approx U_{0l}/\pi = R \varphi_0 E_{0l}/\pi$ die gesuchte Feldstärke senkrecht zur

neuen Elektrode

$$|E|_z = \frac{2 E_{0l}}{\pi \sqrt{\sinh^2 v + \Delta\mu^2}} \quad \text{wird.}$$

Nach (3.74) können wir aber schreiben: $\sinh v = -\frac{2(x-R)}{\Delta\mu R \varphi_0}$, wodurch wir erhalten:

$$|E|_z = \frac{2 E_{0l}}{\pi \Delta\mu \sqrt{1 + \kappa^2}} \quad (3.80)$$

$$\text{wo} \quad \kappa = \frac{2(x-R)}{\Delta\mu^2 R \varphi_0} \quad (3.81)$$

Wenn wir $\Delta\mu$ konstant lassen, so gibt uns (3.80) den Wert des senkrecht auf der Kontur $\mu = \frac{\pi}{2} - \Delta\mu$ stehenden Feldes in Funktion der Koordinate κ resp. x . Für $x = R$ hat das Feld den maximalen Wert $|E|_{z \max} = 2 E_{0l} / \pi \Delta\mu$, ist also nicht mehr unendlich. Mit wachsender Entfernung vom Spalt, für $|x-R| > 0$, nimmt die Feldstärke sehr schnell ab.

Nachdem das Feld auf dem Antennenzylinder unter der Voraussetzung unendlich guter Leitfähigkeit des Metalls berechnet worden ist, wird nun angenommen, dass dieses Feld auch bei verlustbehaftetem Leiter vorhanden sei. Der Verluste wegen besteht nun aber noch eine kleine Tangentialkomponente E_t des elektrischen Feldes auf dem Zylinder selbst. Die Impedanz der Leiteroberfläche ist aus der Theorie des Skin-Effektes bekannt und beträgt

$$\eta = \frac{E_t}{H_t} = (1 + j) \sqrt{\frac{\pi \mu_c f}{g_c}} \quad (3.82)$$

wo H_t = Magnetfeld auf der Leiteroberfläche

$\mu_c = \mu_0 \mu_{cr}$ = Permeabilität des Leiters

f = Frequenz in Hz

g_c = Leitfähigkeit des Metalls (für Kupfer ist $g_c = 5,8 \cdot 10^5 \frac{A}{V \text{cm}}$).

Die ohmsche Verlustleistung erhält man aus der senkrecht zur Leiteroberfläche gerichteten Komponente des Realteils des komplexen Poynting Vektors $\frac{1}{2} (E \times H^*)$ durch Integration über die ganze Leiteroberfläche, nämlich:

$$P_v = \frac{1}{2} \text{Re} \int E_t \cdot H_t^* df. \quad (3.83)$$

Da aber $E_t = \eta H_t$, und wir P_v pro Einheitslänge in z-Richtung zu nehmen haben, wird

$$P_v = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \eta \int_c H_t H_t^* ds = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \eta \int_c |H_t|^2 ds$$

$$P_v = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\eta \mu_c f}{g_c}} \int_c |H_t|^2 ds \quad (3.84)$$

Dabei ist das Linienintegral in einer Ebene senkrecht zur Leiterachse längs der ganzen Elektrodenkontur zu erstrecken. Wir legen der Verlustrechnung immer noch die Schlitz- Lecherleitung zu Grunde, auf der sich eine Welle in axialer Richtung mit Lichtgeschwindigkeit ausdehnt. Dann lässt sich nämlich die tangential auf der Leiteroberfläche liegende Magnetfeldkomponente H_t durch die senkrecht zum Leiter stehende elektrische Normalkomponente E_n darstellen. Nach (3.40) sind für $k_3 = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ die Wellenimpedanzen in axialer Richtung $E_r/H_\varphi = -E_\varphi/H_r = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$, was für den leeren Raum einen Wert von $120\pi = 377$ Ohm ergibt. Es ist einfach zu zeigen, dass auch die Beziehung $E_n/H_t = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ gilt, womit dann (3.84) folgendermassen geschrieben werden kann:

$$P_v = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\eta \mu_c f}{g_c}} \left(\frac{\epsilon}{\mu} \right) \int_c |E_n|^2 ds. \quad (3.85)$$

Das Integral ist über die 2l-Leiter der Lecherleitung zu erstrecken, insbesondere über die 4l an den Spalten liegenden Elektrodenkanten.

Längs der Elektrodenkontur

$$y = \frac{R \varphi_0}{2} \left(1 - \frac{\Delta \mu^2}{2} \right) \sqrt{1 + (\Delta \mu x)^2}, \quad (3.86)$$

welche aus (3.76) und (3.81) erhalten wird, herrscht die Feldstärke $|E_n| = |E|_z$ von Gl. (3.80). Das Linienelement ds berechnet sich nach der Formel $ds = \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx$ zu

$$ds = \sqrt{\frac{1 + x^2}{1 + x^2 \Delta \mu^2}} dx = \frac{\Delta \mu^2 R \varphi_0}{2} \sqrt{\frac{1 + x^2}{1 + x^2 \Delta \mu^2}} dx. \quad (3.87)$$

Die Elektrode wird nur in der Umgebung des Spaltes durch (3.86) genügend genau beschrieben. Da aber der weitaus grösste Anteil für das Integral (3.85) von den Verlusten an den Elektrodenkanten herrührt, ist es zulässig (3.86) zu

benützen, und weil $|E_n|$ in einiger Entfernung vom Spalt auf sehr kleine Werte fällt, dehnen wir die Integrationsgrenze von (3.85) für κ auf Unendlich aus, ohne einen grossen Fehler zu begehen. Somit wird (3.85):

$$P_v = \frac{81}{\pi^2} \sqrt{\frac{\pi \mu_c f}{\epsilon_c}} \left(\frac{\epsilon}{\mu}\right) \frac{U_{01}^2}{R \varphi_0} \int_0^{\infty} \frac{d\kappa}{\sqrt{(1+\kappa^2)(1+\kappa^2 \Delta\mu^2)}} \quad (3.88)$$

Nach Dwight [39, Formel 780,1] ist das Integral ein vollständiges elliptisches erster Gattung $K(\sqrt{1-\Delta\mu^2})$, welches für $\Delta\mu \ll 1$ auch durch $\ln \frac{4}{\Delta\mu}$ ausgedrückt werden kann. Somit wird der Leistungsverlust pro Längeneinheit:

$$P_v = \left(\frac{\epsilon}{\mu}\right) \frac{81 U_{01}^2}{\pi^2 R \varphi_0} \sqrt{\frac{\pi \mu_c f}{\epsilon_c}} \ln \frac{4}{\Delta\mu} \quad (3.89)$$

Und die Dämpfungskonstante (3.78) der Lecherleitung wird für Luftdielektrikum

$$\alpha_1 = \frac{1}{60\pi^2 R \varphi_0} \sqrt{\frac{\pi \mu_c f}{\epsilon_c}} \frac{\ln \frac{4}{\Delta\mu}}{\ln \frac{8}{1\varphi_0}}, \quad (3.90)$$

$$\text{wo } \Delta\mu \ll 1$$

$$\text{und } \frac{1\varphi_0}{4} \ll 1.$$

Ein grosser Spalt $R\varphi_0$ und eine starke Abrundung der Kanten ($\Delta\mu$ nicht zu klein) verkleinern also den Verlust der Leitung.

In Tabelle 3.1 ist die Dämpfungskonstante α_1 für folgenden Spezialfall angegeben:

Betriebsfrequenz	$f = 300 \text{ MHz}$
Kupferzylinder mit	$R = 7,96 \text{ cm (} kR = 0,5 \text{)}$
Spaltbreite	$\varphi_0 = 0,1 (5,7^\circ)$
Abrundungsparameter	$\Delta\mu = 0,1$

Tab. 3. 1. Dämpfungskonstanten für Vielschlitz-Lecherleitungen.

l	1	2	3	4	5	6	7	8
$\alpha_1 \left[\frac{10^{-5}}{\text{cm}} \right]$	0,807	0,958	1,076	1,179	1,275	1,364	1,451	1,535
$\alpha_1 \left[\frac{\text{db}}{\text{Km}} \right]$	3,50	4,15	5,28	5,13	5,55	5,93	6,31	6,67

Die Dämpfung einer solchen Lecherleitung ist, verglichen mit üblichen Koaxialkabeln (α_1 ca. 150 db/km), sehr gering, was des hier angenommenen grossen Zylinderdurchmessers (ca. 16 cm) und der Luftisolation wegen auch ohne weiteres verständlich ist.

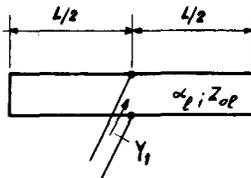
3.2.3.4. Der Schlitzzylinder als Resonanzkreis.

Schliessen wir die Zylinderschlitz-Lecherleitung in einem Abstand von $L = \lambda_0/2$ beidseitig kurz und speisen das Gebilde in der Mitte, so wirkt die Anordnung als Parallelschwingkreis, der auf eine Frequenz von $f_0 = c/\lambda_0$ abgestimmt ist. Es werden dabei eine Strahlung der Schlitzte und Randeffekte an den kurzgeschlossenen Enden der Leitung vernachlässigt. Der Einfluss dieser beiden Effekte wird umso kleiner, je grösser das Verhältnis von Leitungslänge L zu Zylinderdurchmesser $2R$ wird.

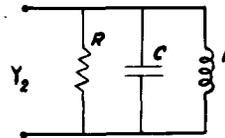
Im Folgenden wollen wir die kurzgeschlossene und in der Mitte gespeiste Lecherleitung der Länge L und den Leitungsconstanten Z_{0l} und α_1 vergleichen mit einem einfachen RLC Parallelschwingkreis (Fig. 3.15).

Nach der Leitungstheorie berechnet sich die Admittanz Y_1 von Fig. 3.15a zu:

$$Y_1 = \frac{2}{Z_{0l}} \operatorname{ctgh} \left(j \frac{2\pi}{\lambda} + \alpha_1 \right) \frac{L}{2} \quad (3.91)$$



a)



b)

Fig. 3.15. Vergleich von kurzgeschlossener Lecherleitung a) mit Parallelschwingkreis b).

Mit $\lambda = c/f$, $L = \lambda_0/2 = c/2f_0$ und $f - f_0 = \Delta f$ wird

$$Y_1 = \frac{2}{Z_{0l}} \operatorname{ctgh} \left[\frac{\alpha_1 \lambda_0}{4} + j \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \frac{\Delta f}{f_0} \right) \right].$$

Wir wollen uns auf kleine relative Frequenzverstimungen beschränken und geringe Verluste voraussetzen, d.h. $\Delta f/f_0 \ll 1$ und $\alpha_1 \lambda_0 \ll 1$. Dann erhalten wir für Y_1 die Näherung:

$$Y_1 \approx \frac{\alpha_1 \lambda_0}{2 Z_{0l}} + j \frac{\pi}{Z_{0l}} \frac{\Delta f}{f_0}. \quad (3.92)$$

Der komplexe Leitwert des Parallelschwingkreises Fig. 3.15b wird für kleine Abweichungen $\Delta f = f - f_0$ von der Resonanzfrequenz $f_0 = 1/2\pi\sqrt{LC}$ in erster Näherung:

$$Y_2 \approx \frac{1}{R} + j 4\pi C \Delta f. \quad (3.93)$$

Durch Vergleich von (3.92) mit (3.93) können wir die kurzgeschlossene Leitung von Fig. 3.15a durch einen Parallelschwingkreis Fig. 3.15b darstellen mit einem Resonanzwiderstand

$$R = \frac{2 Z_{0l}}{\alpha_1 \lambda_0} \quad (3.94)$$

und einer äquivalenten Kapazität

$$C = \frac{1}{4 Z_{0l} f_0} = \frac{\lambda_0}{4} C_{0l}, \quad (3.95)$$

wo C_{0l} nach (3.57) die Leitungskapazität pro Längeneinheit bedeutet.

Für den Gütefaktor Q des Schlitzresonators finden wir unter Benutzung von (3.94) und (3.95):

$$Q = 2\pi f_0 CR = \frac{\pi}{\alpha_1 \lambda_0}. \quad (3.96)$$

Q kann durch Verkleinerung von α_1 sehr hoch getrieben werden. Die Breite B der Resonanzkurve zwischen den Punkten halber Leistung ist dann entsprechend

$$B = \frac{f_0}{Q} \quad (3.97)$$

sehr klein. Mit denselben Werten, die für Tab. 3.1 verwendet wurden, erhalten wir mit $l = 1$ eine Güte von $Q = 3893$ und eine Bandbreite von 77 kHz.

Die betrachtete kurzgeschlossene Lecherleitung soll im Folgenden in erster Linie die Funktion einer Antenne ausüben. Wie wir unter 3.2.6 noch sehen werden, äussert sich die Ausstrahlung von Energie in den freien Raum durch das Erscheinen eines zusätzlichen reellen Widerstandes parallel zu den Antennenklemmen, also parallel zu R . Dieser neue Widerstand ist der Strahlungswiderstand R_g der Antenne. Im Interesse eines möglichst guten Antennenwirkungsgrades muss der Strahlungswiderstand viel kleiner als der in (3.94) angegebene Resonanzwiderstand R sein, der durch die Verluste bestimmt ist.

3.2.4. Das Fernfeld der Antenne (Strahlungsdiagramm).

In Gl. (3.52) ist das Feld E_φ ausserhalb des Antennenzyllinders angegeben worden, wobei die noch fehlenden Koeffizienten a_n in 3.2.3.1 berechnet wurden.

Wir wollen nun (3.52) für den Fall des Fernfeldes spezialisieren, also für $r \gg R$. Das Argument $k_1 r$ der Hankel'schen Funktion $H_{nl}^{(2) \prime}$ ist bei Beachtung gewisser Vorsichtsmassnahmen stets viel grösser als nl , weshalb die asymptotische Entwicklung dieser Funktion verwendet werden darf: (Für Näherungen, wie auch Beziehungen zwischen Zylinderfunktionen wird hier und im Folgenden auf Jahnke, Emde [34] verwiesen.).

$$H_{nl}^{(2) \prime}(k_1 r) = e^{j(2nl-1)\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{2}{\pi k_1 r}} e^{-jk_1 r} \quad (3.98)$$

für $k_1 r \gg nl$.

Da $k_1 = \sqrt{k^2 - k_3^2}$, muss darauf geachtet werden, dass der Integrationsweg für das Integral (3.52) unter Umgehung der Punkte $+k$ und $-k$ durch die komplexe k_3 -Ebene geführt wird, ansonst k_1 an diesen Stellen Null und die Näherung (3.98) nicht mehr gelten würde. Der Ausdruck (3.52) schreibt sich nun unter Benützung von (3.98) :

$$E_\varphi = \frac{1}{\pi k} \sqrt{\frac{2}{\pi r}} e^{-j\frac{\pi}{4}} \sum_{n=1,3,5}^{\infty} a_n \cos nl\varphi e^{jn\frac{\pi}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k_3) e^{-j[k_3 z + r \sqrt{k^2 - k_3^2}]} dk_3 \quad (3.99).$$

$$\text{wo } F(k_3) = \frac{1}{\sqrt{4(k^2 - k_3^2)^2} H_{nl}^{(2)}[\sqrt{k^2 - k_3^2} R]} \frac{\cos \frac{\pi k_3}{2k}}{1 - (\frac{k_3}{k})^2} \quad (3.100)$$

Führen wir nun noch Kugelkoordinaten ρ , ϑ und φ ein (Fig. 3.16) mit $r = \rho \sin \vartheta$ und $z = \rho \cos \vartheta$, so wird der Exponent des Integranden von (3.99)

$$\phi(k_3) = -j \rho (k_3 \cos \vartheta + \sin \vartheta \sqrt{k^2 - k_3^2}) \quad (3.101)$$

und damit das Integral

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} F(k_3) e^{\phi(k_3)} dk_3 \quad (3.102)$$

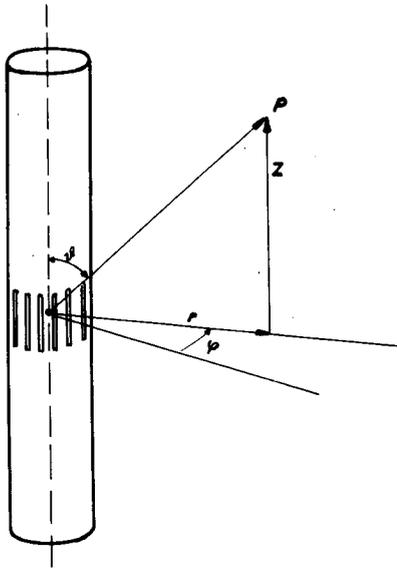


Fig. 3.16. Uebergang von Zylinder auf Kugelkoordinaten.

In diesem Integral ist $F(k_3)$ für $r \gg R$ eine sich langsam mit k_3 ändernde Funktion im Gegensatz zur Exponentialfunktion $e^{\phi(k_3)}$. Aus diesem Grund kann zur Lösung des Integrals die sogenannte Sattelpunktmethode verwendet werden [40] [41] [42]. Das Extremum des Exponenten ϕ , das ein Sattelpunkt

(Pass) ist, berechnet sich aus $d\phi/dk_3 = 0$ für unseren speziellen Fall zu $k_{3S} = k \cos \vartheta$. Es ist günstig, den Integrationsweg längs der Falllinie über den Pass zu führen, da die Integration dann auf die nächste Umgebung des Passes beschränkt werden kann. Die Voraussetzung, dass der Integrationsweg nicht über den Punkt $k_3 = k$ führe, ist also im grossen und ganzen erfüllt, ausgenommen an der Stelle $\vartheta = 0$, was aber die Rechnung nicht zu stören vermag. Der langsam sich ändernde Term $F(k_3)$ darf nun durch den Wert im Sattelpunkt $F(k_{3S})$ ersetzt und vor das Integral gezogen werden. Der Exponent ϕ wird um den Sattelpunkt in eine Taylorreihe entwickelt, die nach dem quadratischen Glied abgebrochen wird. Da $\phi'(k_{3S}) = 0$, erhalten wir:

$$\phi(k_3) \simeq \phi(k_{3S}) + \frac{1}{2} \phi''(k_{3S}) (k_3 - k_{3S})^2.$$

Damit wird (3.102), wenn wir die neuen Integrationsgrenzen ohne grossen Fehler auf \pm Unendlich ausdehnen:

$$I \simeq F(k_{3S}) e^{\phi(k_{3S})} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{1}{2} \phi''(k_{3S}) (k_3 - k_{3S})^2} dk_3,$$

oder
$$I \simeq F(k_{3S}) e^{\phi(k_{3S})} \sqrt{\frac{2\pi}{-\phi''(k_{3S})}}. \quad (3.103)$$

Mit $\phi(k_{3S}) = -jk\varrho$ und $\phi''(k_{3S}) = \frac{-j\varrho}{k \sin^2 \vartheta}$ wird schliesslich in unserem Fall

$$I = \frac{1}{H_{nl}^{(2)'}(kR \sin \vartheta)} \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta)}{(\sin \vartheta)^{3/2}} \sqrt{\frac{2\pi}{\varrho}} e^{-j(k\varrho - \frac{\pi}{4})}. \quad (3.104)$$

Somit kennen wir auch den Verlauf von E_φ im Fernfeld, wenn wir (3.104) in (3.99) einsetzen:

$$E_\varphi = \frac{2}{\pi k \varrho} e^{-jk\varrho} \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta)}{\sin^2 \vartheta} \sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{a_n e^{j\frac{\pi}{2} nl} \cos nl \varphi}{H_{nl}^{(2)'}(kR \sin \vartheta)} \quad (3.105)$$

Wenn man berücksichtigt, dass (3.105) noch mit $e^{j\omega t}$ multipliziert werden müsste, so stellt der Ausdruck $e^{j(\omega t - k\varrho)}/\varrho$ eine nach auswärts laufende Kugelwelle dar, und der Rest der Formel beschreibt das Strahlungsdiagramm in φ - und ϑ -Richtung. Durch das Integral I konnten wir also die durch die

Fourierreihe und das Fourierintegral gegebene doppelt unendliche Anzahl Wellenmodi vom Zylindertyp in eine einfachere Reihe von Kugelwellen überführen, die im Folgenden noch weiter vereinfacht werden kann. Für den Fall schmaler Schlitze $l\varphi_0/2 \ll 1$ sind nach (3.67) die ersten Koeffizienten a_1, a_2, a_3 etc. praktisch gleich gross und haben den Wert $2l\varphi_0 E_{01}/\sqrt{\pi} = 2l U_{01}/\sqrt{\pi}R$. Man kann dann (3.105) auch schreiben:

$$E_\varphi = \frac{4 U_{01}}{\sqrt{\pi}^2} \frac{e^{-jk\zeta}}{\zeta} e^{j\frac{\sqrt{\pi}}{2}l} \frac{\cos(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \cos\vartheta)}{\sin\vartheta} \frac{1}{kR \sin\vartheta H_1^{(2)'}(kR \sin\vartheta)} \left\{ \cos 1\varphi + \frac{H_1^{(2)'}(kR \sin\vartheta)}{H_{31}^{(2)'}(kR \sin\vartheta)} e^{j\sqrt{\pi}l} \cos 31\varphi + \frac{H_1^{(2)'}(kR \sin\vartheta)}{H_{51}^{(2)'}(kR \sin\vartheta)} e^{j2\sqrt{\pi}l} \cos 51\varphi + \dots \right\} \quad (3.106)$$

Eine genauere Untersuchung des Verlaufes der Hankel'schen Funktionen führt nun auf das wichtige Ergebnis, dass für $l \gg 1$ und $kR \sin\vartheta < 2l$ oder unabhängig von l für $kR \sin\vartheta \ll 1$ alle Glieder in der Reihe ausser dem ersten verschwindend klein werden. Dies sei im Spezialfall $kR \sin\vartheta \ll 1$ kurz gezeigt. Unter dieser Voraussetzung dürfen wir die folgende Näherung für die Hankel'schen Funktionen verwenden:

$$H_1^{(2)'}(z) \simeq -j \frac{1!}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{z}\right)^{1+1} \quad (3.107)$$

Für grosse Werte von l drücken wir $l!$ durch die Stirling'sche Formel aus: $l! \simeq \sqrt{2\pi l} \left(\frac{l}{e}\right)^l$, sodass der Quotient

$$\frac{H_1^{(2)'}(kR \sin\vartheta)}{H_{31}^{(2)'}(kR \sin\vartheta)} \simeq \frac{1}{\sqrt{3} 3^l} \left(\frac{e kR \sin\vartheta}{6l} \right)^{2l} \ll 1 \text{ wird.}$$

Das Fernfeld schreibt sich demnach in der einfachen Form:

$$E_\varphi = \frac{4 U_{01}}{\sqrt{\pi}^2} \frac{e^{-jk\zeta}}{\zeta} e^{j\frac{\sqrt{\pi}}{2}l} \frac{\cos(\frac{\sqrt{\pi}}{2} \cos\vartheta)}{\sin\vartheta} W_1(kR \sin\vartheta) \cos l\varphi, \quad (3.108)$$

$$\text{wo } W_1(kR \sin\vartheta) = \frac{1}{kR \sin\vartheta H_1^{(2)'}(kR \sin\vartheta)} \quad (3.109)$$

Gl. (3.108) stellt eine Kugelwelle dar mit der sehr einfachen Abhängigkeit $\cos l\varphi$ in φ -Richtung und einer etwas komplizierteren in ϑ -Richtung. Der Ausdruck $\cos(\frac{\pi}{2} \cos\vartheta)/\sin\vartheta$ ist das Strahlungsdiagramm eines in der z-Achse stehenden $\lambda/2$ Dipols und W_1 beschreibt die durch die 2l-Schlitze bewirkte zusätzliche Energiekonzentration in ϑ -Richtung. Ein Strahlungsdiagramm vom Typus $\cos l\varphi$ ist aber gerade für unsere Gleitweganlage sehr gut brauchbar. Zu den unter Teil I und 3.1 angegebenen Methoden zur Erzeugung von Strahlungsdiagrammen des Typs $\cos l\varphi$ resp. $\sin l\varphi$ gesellt sich also noch eine dritte. Nach (3.108) ist auch eine eindeutige Beziehung zwischen Fernfeld-Phase und Amplitude und der Speisespannung U_{0l} vorhanden. Durch W_1 wird uns Auskunft gegeben über die Stärke des Feldes in Funktion des Antennenradius R. Weiter ist bemerkenswert, dass das Feld unabhängig ist vom genauen Verlauf des Spaltfeldes in φ -Richtung. Es spielt nur die am Spalt liegende Spannung U_{0l} oder die mittlere Spaltfeldstärke E_{0l} eine Rolle. Die Grösse des Spaltes erscheint in der Formel überhaupt nicht. Wenn zwar der Spalt allzu gross wird, so gilt die verwendete Näherung für a_1 nicht mehr, und man muss sich an den exakten Wert (3.68) halten. Danach wird das Fernfeld durch einen grösseren Spalt vermindert. Man kann diese auf den ersten Blick erstaunliche Tatsache bei Betrachtung der Feldlinien für kleine und grosse Spalten leicht verstehen (Fig. 3.17).

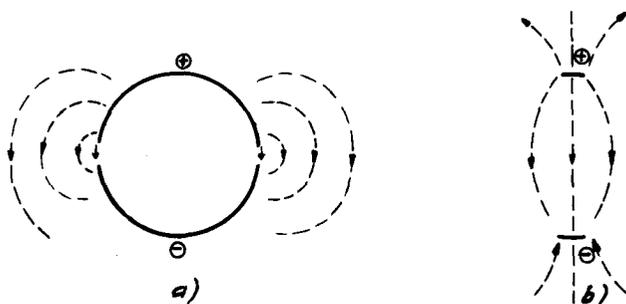


Fig. 3.17. Feldbilder einer Zylinderschlitzantenne ($l = 1$) mit
a) kleinem und b) grossem Spalt.

In Fig. 3.17a ist die vorherrschende Richtung des elektrischen Feldes von oben nach unten. Bei den grossen Spalten von Fig. 3.17b ist das Feld zwischen den Elektroden auch von oben nach unten gerichtet. es besteht jedoch ein sehr starkes, entgegengesetzt gerichtetes äusseres Feld, das die Abstrahlung ins

Fernfeld vermindert. Im Hinblick auf eine möglichst gute Abstrahlung soll deshalb die Schlitzbreite klein gehalten werden.

Die Details des Spaltfeldes wirken sich nur auf die höheren Wellenharmonischen aus, die wohl im Nahfeld eine grosse Rolle spielen, aber praktisch nicht in die Ferne abgestrahlt werden. Im Nahfeld bilden die unendlich vielen Wellenharmonischen das Blindfeld. Das Nahfeld in Reihendarstellung könnte aus Gl. (3.52) durch Spezialisierung der Hankel'schen Funktionen für kleine Argumente erhalten werden. Da wir aber unter 3.2.3 das Nahfeld für kleine Zylinderdurchmesser mit der Methode der konformen Abbildungen berechnet haben, wollen wir diese Darstellungsart nicht weiter verfolgen.

Für $kR \sin \vartheta \ll 1$, d.h. für kleine Antennenzyklerradien $R \ll \lambda/2\pi$ oder für $\vartheta \ll 1$ schreibt sich

$$W_1 = \frac{j^\pi}{(1-1)! 2^1} (kR \sin \vartheta)^1, \quad (3.110)$$

womit (3.108) wird:

$$E_\varphi = \frac{4 U_{0l}}{\pi(1-1)!} \left(\frac{kR}{2}\right)^1 \frac{e^{-j[k\varphi - \frac{\pi}{2}(1+1)]}}{\rho} \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta)}{\sin \vartheta} \sin^1 \vartheta \cos l\varphi. \quad (3.111)$$

W_1 enthält den Ausdruck $\sin^1 \vartheta$, der eine mit 1 wachsende Konzentration der Strahlung auf das Gebiet um $\vartheta = \pi/2$ bewirkt. Die Halbwertsbreite in ϑ -Richtung ($\varphi = 0$) beträgt für grosse 1 ungefähr $1,53/\sqrt{l}$. Es ist deshalb anzunehmen, dass der Gewinn einer solchen Antenne mit der Zahl der Schlitze ansteigt, was unter 3.2.5 genau gezeigt wird. Weiter lässt W_1 ein starkes Absinken der Feldstärke für grosse 1 und $kR \ll 1$ bei fester Spaltspannung U_{0l} erkennen. Dieser Abfall kann ohne weiteres derart sein, dass von einer brauchbaren Abstrahlung überhaupt nicht mehr die Rede sein kann. Das Antennenfeld ist dann praktisch nur noch ein am Zylinder haftendes Blindfeld mit äusserst kleiner Strahlungswirkung. Man kann auch sagen, die Antenne sei eine resonante Lecherleitung mit geringem Strahlungsverlust und dementsprechend hohem Gütefaktor. Die Strahlungscharakteristik dieses Resonators ist dabei durch (3.111) gegeben.

Es ist klar, dass solche Betriebsbedingungen für eine Antenne, die strahlen soll, unerwünscht sind. Eine bessere Abstrahlung erhält man bei grösseren Antennendurchmessern, d.h. wenn kR in die Grössenordnung von 1 kommt. Dann kann aber W_1 nicht mehr wie in (3.110) approximiert werden, vielmehr

muss die exakte Beziehung (3.108) benützt werden. Leider ist die Funktion $H_1^{(2)'}(z)$ nicht tabelliert, sodass wir sie durch bekannte Zylinderfunktionen ausdrücken müssen. Aus der Theorie der Besselfunktionen kennen wir folgenden Beziehungen [34]:

$$H_1^{(2)'}(z) = -\frac{1}{z} H_1^{(2)}(z) + H_{1-1}^{(2)}(z)$$

und $H_1^{(2)}(z) = J_1(z) - j N_1(z)$, sodass

$$H_1^{(2)'}(z) = \left[J_{1-1}(z) - \frac{1}{z} J_1(z) \right] - j \left[N_{1-1}(z) - \frac{1}{z} N_1(z) \right].$$

Da $z = kR \sin \psi$ eine reelle Grösse ist, sind auch die Funktionen J und N reell, und der uns interessierende Absolutwert von $H_1^{(2)'}(z)$ wird:

$$\left| H_1^{(2)'}(z) \right| = \sqrt{\left[J_{1-1}(z) - \frac{1}{z} J_1(z) \right]^2 + \left[N_{1-1}(z) - \frac{1}{z} N_1(z) \right]^2}, \quad (3.112)$$

sodass auch $|W_1|$ berechnet werden kann. Die Besselfunktionen erster Art $J_1(z)$ sind bis zur Ordnung $l = 135$ tabelliert [43], die Neumann'schen aber nur bis zur Ordnung $l = 20$ [44]. Da wir uns auch für sehr grosse Werte von l (bis $l = 80$) interessieren, muss $N_1(z)$ für diese hohen Ordnungen besonders berechnet werden. Weil wir für $|W_1|$ nur approximative Werte benötigen, genügt eine Näherung für $N_1(z)$. Am besten eignen sich die Watson'schen Formeln [34], die durch Anwendung der Sattelpunktmethode auf die Integraldarstellung der Neumann'schen Funktionen erhalten wurden. Es ist für $z \gg 1$:

$$N_1(z) \simeq \frac{w}{3} \left[\mathcal{J}(y) \sin \varphi - \mathcal{Y}(y) \cos \varphi \right], \quad (3.113)$$

wo $w = \sqrt{\left(\frac{z}{l}\right)^2 - 1}$

$$y = \frac{1}{3} w^3$$

$$\varphi = l \left(w - \frac{w^3}{3} - \operatorname{arctg} w \right)$$

$$\mathcal{J}(y) = J_{\frac{1}{3}}(y) + J_{\frac{1}{3}}(y)$$

$$\mathcal{Y}(y) = \sqrt{3} \left[J_{-\frac{1}{3}}(y) - J_{\frac{1}{3}}(y) \right].$$

Die Bessel'schen Funktionen J von der Ordnung $1/3$ und $-1/3$ sind für die Argumente $0 \leq y \leq 25$ tabelliert [45].

Für $z \leq 1$ ist

$$N_1(z) \approx -\frac{v}{\sqrt{3}} e^{-l(v + \frac{v^3}{3} - \text{Artgh } v)} \left[I_{\frac{1}{3}}\left(\frac{2}{3}v^3\right) + I_{-\frac{1}{3}}\left(\frac{2}{3}v^3\right) \right], \quad (3.114)$$

$$\text{wo } v = \sqrt{1 - \left(\frac{z}{1}\right)^2}.$$

Die modifizierten Bessel'schen Funktionen I der Ordnung $1/3$ und $-1/3$ sind im zweiten Band von [45] tabelliert.

Für das Gleitwegproblem benötigen wir Strahlungsdiagramme der Art $\cos 1\varphi$, wobei für die unterste Antenne der Winkel zwischen zwei Nullstellen ca. $22,5^\circ$, d.h. $l = 8$, für die mittlere Antenne $l = 40$ ($4,5^\circ$) und die oberste Antenne $l = 80$ ($2,25^\circ$) sein müssten. Die Grösse l berechnet sich nach (1.1) auch aus der Beziehung

$$l = 2\pi h/\lambda = kh. \quad (3.115)$$

Die Achse der Antennenzylinder müsste für die Verwendung in der Gleitweganlage in die gut leitende Erdoberfläche fallen und senkrecht zur Pistenachse stehen (Fig. 3.18). Es wird dann also nur ein halber Zylinder mit der halben Schlitzzahl l benötigt. Damit die Strahlungscharakteristik direkt auf der Erdoberfläche eine Nullstelle besitzt, muss der erste Schlitz um eine halbe Schlitzteilung $\pi/2l$ über den Boden gehoben werden.

Auf diese Art wird die cosinusförmige Strahlungscharakteristik in eine sinusförmige umgewandelt. Die äquivalenten Strahler für die unterste und die mittlere Gleitwegantenne mit $l = 8$ und 40 Schlitzen könnten durch einen gemeinsamen Schlitzring mit 40 Schlitzen ersetzt werden, der durch eine kombinierte Spannung gespeist werden müsste. Doch ist es einfacher, drei Schlitzringe für $l = 8$, 40 und 80 längs der Achse versetzt auf dem Zylinder anzuordnen. Die gegenseitige Beeinflussung der Antennen ist dann sehr gering. Es muss noch bemerkt werden, dass die ausgesendeten Wellen senkrecht zum Erdboden polarisiert sind, was den jetzigen internationalen Normen für ILS nicht entsprechen würde.

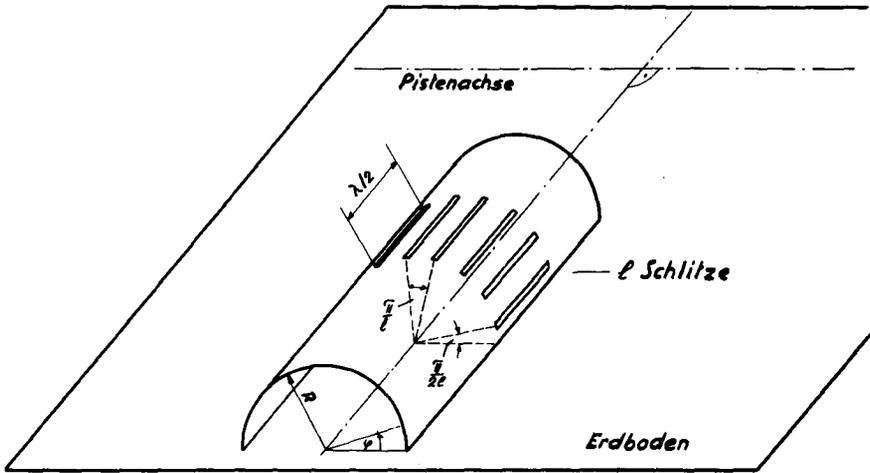


Fig. 3.18 Verwendung einer Schlitzzylinderantenne für die ILS-Gleitweganlage.

Nun wollen wir die für die Güte der Abstrahlung massgebende Grösse $|W_1(kR \sin \psi)|$ (3.109) für die Werte $l = 8, 20, 40$ und 80 in Funktion von $z = kR \sin \psi$ unter Benützung von (3.112) angeben. Die Funktionswerte N_{39} , N_{40} , N_{79} und N_{80} sind mit den Watson'schen Formeln (3.113) und (3.114) berechnet worden und stimmen auf besser als 10% mit den exakten Werten überein, was mit der exakten Formel

$$N_{l-1}(z) = \frac{1}{J_1(z)} \left[\frac{2}{\pi z} + N_l(z) J_{l-1}(z) \right]$$

kontrolliert werden konnte. Als Ergebnis dieser langwierigen Rechnungen sind die Grössen $|W_8|$, $|W_{20}|$, $|W_{40}|$ und $|W_{80}|$ in den Fig. 3.19 und 3.20 graphisch aufgetragen worden. Man erkennt sehr deutlich den starken Abfall der Kurven für $z \ll 1$. Ein Wert in der Nähe von $z = 1$ ist am vorteilhaftesten. Für $z > 21$ muss beachtet werden, dass sich die in (3.108) vernachlässigten Raum-Oberwellen langsam bemerkbar machen. Es müsste dann (3.105) oder (3.106) genauer diskutiert werden.

Der genaue Verlauf des Absolutwertes des Strahlungsdiagrammes in ψ -Richtung kann bei Kenntnis von $|W_1|$ angegeben werden. Das interessanteste

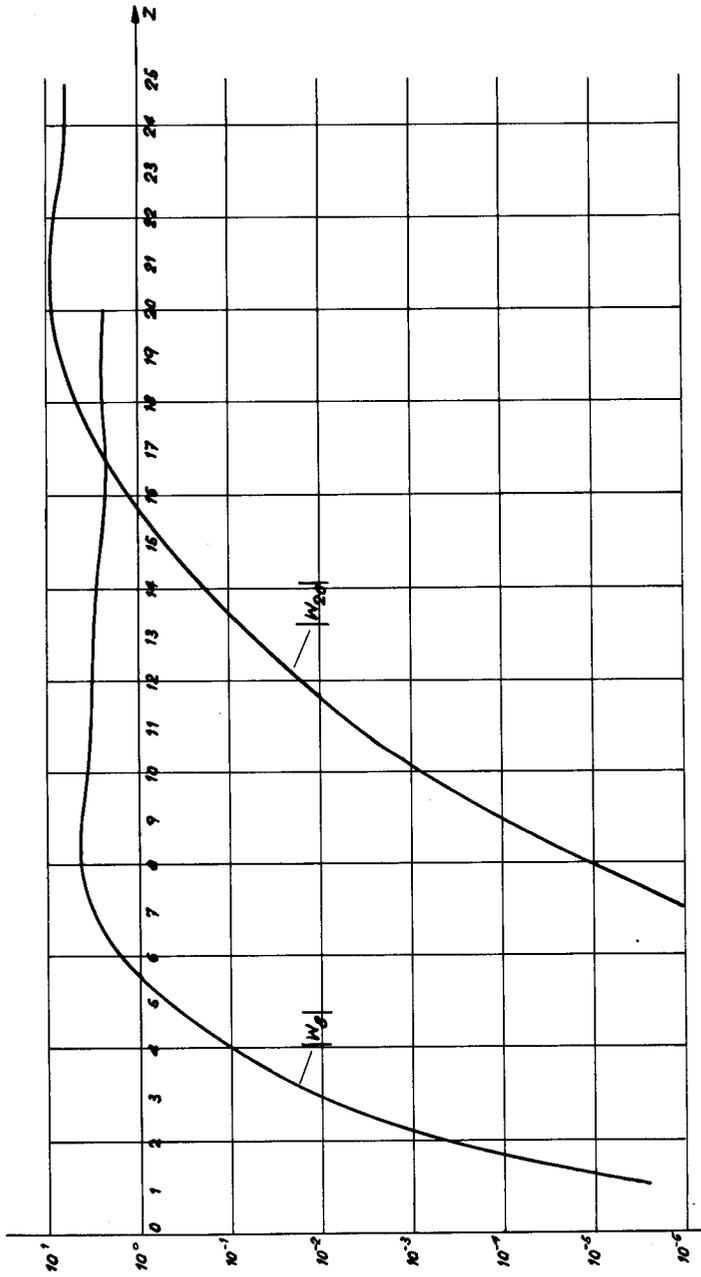


Fig. 3.19. Die Funktionen $|W_8|$ und $|W_{20}|$.

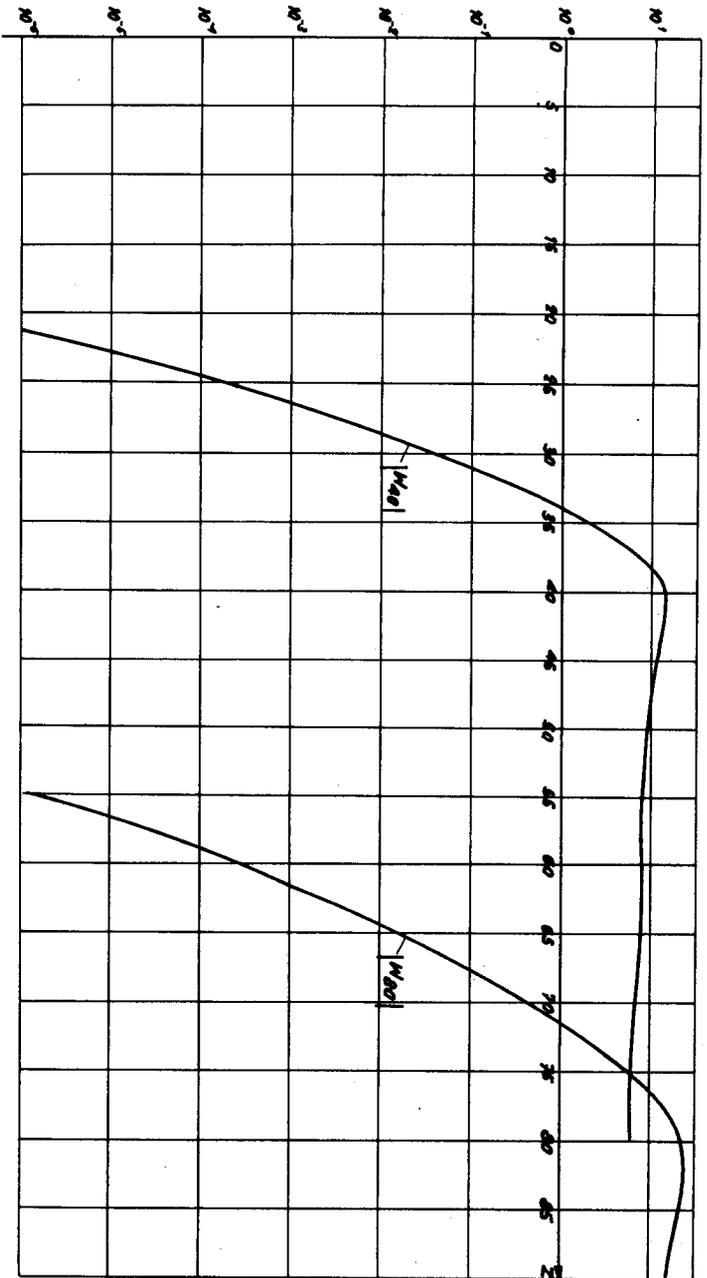


Fig. 3.20. Die Funktionen $|W_{40}|$ und $|W_{80}|$.

Gebiet ist um $\vartheta = 90^\circ$, wo $kR \sin \vartheta \approx kR$. Gegen die Zylinderachse zu wird ϑ immer kleiner und $|W_1|$ fällt stark ab, doch ist der Abfall immer schwächer, je grösser der Zylinderdurchmesser ist. Im Allgemeinen ist deshalb die Energiekonzentration in ϑ -Richtung bei grossen Antennenradien nicht so stark wie bei kleinen Antennen, wo Gl. (3.111) gilt.

Sollte eine Gleitwegantenne nach der Methode des Schlitzzylinders ausgeführt werden, so wird die Grösse der Antenne durch das Strahlungsdiagramm der obersten Antenne festgelegt, wo $l = 80$. Damit noch eine einigermaßen gute Abstrahlung erfolgt, muss $kR \gg 70$ sein. Damit erhalten wir bei einer Wellenlänge von 90 cm einen Antennenradius $R \gg 10$ m, was leider für praktische Zwecke zu gross sein dürfte. Der Vorteil dieser Antenne, beliebig kleine Abmessungen haben zu können, ist also für die Anwendung in der Gleitweganlage nur von theoretischem Interesse.

3.2.4.1. Die Nahzone der Antenne.

Bis jetzt haben wir das Feld sehr weit von der Antenne entfernt, d.h. im Fraunhofer'schen Gebiet, betrachtet. Aber auch bei der Vielschlitzantenne interessiert wieder die Grenze zum Fresnel'schen Nahgebiet, d.h. der Uebergang, wo sich zusammengesetzte Strahlungsdiagramme stark zu ändern beginnen.

Zu diesem Zweck benötigen wir eine etwas genauere Approximation der Hankel'schen Funktion $H_{nl}^{(2)'}(k_1 r)$ als in Formel (3.98) angegeben. Die Debye'sche Näherung [34] für $H_{nl}^{(2)}(k_1 r)$, nämlich

$$H_{nl}^{(2)}(k_1 r) = \sqrt{\frac{2}{\pi n l w}} e^{-jnl[w - \arctg w] + j\frac{\pi}{4}},$$

$$\text{wo } w = \sqrt{\left(\frac{k_1 r}{nl}\right)^2 - 1} \gg 0 \text{ ist,}$$

führt hier mit der weiteren aus der Theorie der Bessel-Funktionen bekannten Beziehung

$$H_{nl}^{(2)'}(k_1 r) = -\frac{nl}{k_1 r} H_{nl}^{(2)}(k_1 r) + H_{nl-1}^{(2)}(k_1 r)$$

zum Ziel. Wenn wir die kleinen Grössen $\left(\frac{nl}{k_1 r}\right)^2$ vernachlässigen, resultiert schliesslich die verbesserte Formel

$$H_{nl}^{(2)'}(k_1 r) = e^{j(2nl-1)\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{2}{\pi k_1 r}} e^{-jk_1 r} e^{-j\frac{(nl)^2}{2k_1 r}}, \quad (3.116)$$

die sich im Phasenfaktor $e^{-j\frac{(nl)^2}{2k_1 r}}$ vom Ausdruck (3.98) unterscheidet. Dieser Phasenfaktor ändert sich langsamer als $e^{-jk_1 r}$ (abgesehen von der Stelle $k_3 = k$ oder $\vartheta = 0$) und kann deshalb bei der Ausführung des Integrals I (3.102) in den Ausdruck $F(k_3)$ genommen werden, der vor das Integral gezogen wird. Die für kleine Antennenzylinder gültige Lösung (3.111) wird dann:

$$E_\varphi = \frac{4 U_{01}}{\pi(1-1)!} \left(\frac{kR}{2}\right)^1 \frac{e^{-j[k\varphi - \frac{\pi}{2}(1+1)]}}{\varrho} e^{-j\frac{l^2}{2k\varphi \sin^2 \vartheta}} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta\right)}{\sin \vartheta} \sin^1 \vartheta \cos \varphi. \quad (3.117)$$

Zum Vergleich wollen wir das Strahlungsdiagramm \vec{S} einer einzigen, sich über dem Erdboden befindenden Antenne – wie sie in Teil I verwendet wurde – anschreiben. Wenn wir (1.9) mit $\kappa = 0$ oder einfacher (3.6) mit $N = 1$, $s = h$ und $a_1 = A$ auswerten und anstatt ψ den Winkel φ schreiben, wobei $\varphi \ll 1$, so erhalten wir:

$$\vec{S} = 2 A \sin kh\varphi e^{-j(k\varphi + \frac{kh^2}{2\varphi} - \frac{\pi}{2})}. \quad (3.118)$$

Es seien nun die beiden Strahlungen (3.117) und (3.118) miteinander verglichen, wobei (3.117) in der zur Zylinderachse mittelsenkrechten Ebene betrachtet werde, d.h. $\vartheta = \pi/2$. Durch eine Verdrehung der Schlitze in φ -Richtung um $\pi/2l$ wird in (3.117) aus der cosinusförmigen eine sinusförmige Charakteristik in φ -Richtung. Damit die Absolutwerte der Strahlungsdiagramme gleiche Form haben, muss als erstes, wie schon in (3.115) angegeben, $kh = l$ sein. Dann stimmen aber, wie leicht kontrolliert werden kann, auch die Phasen der beiden Diagramme, abgesehen von unwesentlichen festen Anteilen, genau überein. Wir konstatieren also die erstaunliche Tatsache, dass die Strahlungsdiagramme der zwei grundverschiedenen Antennentypen, die im Fernfeld gleichgesetzt wurden, auch noch bis nahe an die Antennen identisch sind. Die Grenze zwischen Fraunhofer'scher und Fresnel'scher Zone muss deshalb für beide Antennen dieselbe sein, nämlich nach (1.8):

$$\varrho_F = \frac{8h^2}{\lambda} = \frac{2l^2}{\pi^2} \quad (3.119)$$

Die in Teil I gezeigten Verformungen der Strahlungsdiagramme in der Nähe der Antenne treten also unverändert und in gleicher Entfernung bei den analogen, aber mit Vielschlitzantennen realisierten Diagrammen auf. Wenn man die Grenze der Fraunhofer'schen Region nach (1.8) berechnet hätte, so wäre für die Schlitzringantenne ein Wert $\varrho_F = 8R^2/\lambda$ herausgekommen, der beliebig klein hätte werden können. Interessanterweise würde auch mit einer exakten strahlenoptischen Untersuchung analog derjenigen in Abschnitt 3.1 der eben angegebene falsche Wert für ϱ_F herauskommen. Das heisst aber mit andern Worten, dass man bei der Schlitzzylinderantenne bis in grosse Entfernungen nicht mehr strahlenoptisch rechnen darf, wenigstens was die Phase der Strahlung anbelangt. Der Grund liegt darin, dass die von den Schlitzen abgestrahlte Energie vorerst durch eine ziemlich grosse Blindenergiezone dringen muss, in der keine strahlenoptischen Gesetze mehr gelten.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass für ausserordentlich grosse Entfernungen (Fraunhofer-Gebiet) ein Antennendiagramm stets mit Hilfe der strahlenoptischen Gesetze bestimmt werden kann, dass aber diese geometrischen Prinzipien zur Angabe der Grenze gegen das Fresnel'sche Gebiet insbesondere bei Super Gain-Antennen nicht mehr ausreichen. Hier führt nur noch eine exakte, auf die Maxwell'schen Gleichungen sich stützende Behandlung zum Ziel.

Aus dem Verhalten der hier verwendeten Bessel-Funktionen kann auf die Ausdehnung des Gebietes mit vorwiegender Blindenergie geschlossen werden. Die Bessel'schen Funktionen zeichnen sich nämlich bis zum Argument $kr = 1$ durch ihr monoton auf- oder absteigendes Verhalten aus und weisen für $kr > 1$ den oszillatorischen Fernfeldtypus auf. Das heisst aber, dass in einem Gebiet $r \leq 1/k$ hauptsächlich Blindenergie vorhanden ist. Die einfache Lösung von Teil I setzt nun gerade an diese Grenze $h = 1/k$ eine einzige Antenne anstelle der $l = kh$ Schlitze auf einem beliebig kleinen Halbzylinder (Fig. 3.18).

Ebensowenig wie bei der Bestimmung der Grenze der Fraunhofer'schen Zone darf auch bei der Angabe der Grösse der unbedingt notwendigen Ausdehnung der reflektierenden Erdoberfläche (Fig. 3.18) die Strahlenoptik angewendet werden. Die exakte Lösung dieses Problems wäre beim Schlitzzylinder sehr kompliziert, man darf aber wohl aus Analogiegründen sagen, dass der Erdboden über dasselbe Gebiet eben und gut reflektierend sein muss wie für das Antennengebilde von Teil I. Dadurch wird die Hoffnung auf eine Verkleinerung

der notwendigen Reflexionsfläche durch geometrisch kleine Antennen zunichte gemacht. Ähnlich wie schon in Teil I gilt auch hier, dass Gegenstände in der Nähe der Antenne das Strahlungsdiagramm störend beeinflussen. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn die Störung sich im Blindfeld der Antenne, d.h. in einem Abstand $r < 1/k$ befindet. Dann wird nämlich durch den Gegenstand auf mehr oder weniger elektrostatische Art und Weise eine Spiegelbildquelle im Antennenzyylinder induziert, die eine niedrigere Wellenharmonische ($l = \text{klein}$) zur Ausstrahlung anregt. Da aber bei gegebenem Zylinderdurchmesser die Wellentypen mit kleinem l viel besser abgestrahlt werden, kann durch diese Störung die gewünschte Strahlung vollständig überdeckt werden.

Wir wollen hier die Anwendung der Schlitzzylinderantenne auf das Gleitwegproblem nicht mehr weiter verfolgen und im Folgenden noch einige grundsätzliche Probleme der kleinen Antennen hervorheben.

Vorerst sei gezeigt, wie durch Ueberlagerung von Wellenmodi des Typs (3.111) beliebige Strahlungsdiagramme erzeugt werden können oder umgekehrt ein vorgegebenes Richtdiagramm mittels einer Schlitzzylinderantenne synthetisiert werden kann.

3.2.4.2. Möglichkeit der Erzeugung von beliebigen Strahlungsdiagrammen (Richtstrahlantennen).

Nach (3.111) besitzt eine Zylinderschlitzantenne mit $2l$ -Schlitzen, die abwechselungsweise gegenphasig mit derselben Spannung U_{0l} gespeist werden, im Fernfeld eine Abhängigkeit $\cos l\varphi$. Bei Verwendung mehrerer solcher Schlitzringe, die auch zusammenfallen können, gibt sich die Möglichkeit, in der Azimutebene ($\psi = 90^\circ$) ein resultierendes Feld der Form

$$E_{\varphi \text{ tot}} = \sum_l E_{\varphi 0l} \cos l\varphi \quad (3.120)$$

zu erzeugen. Durch Verschieben der Schlitze um eine halbe Teilung $\pi/2l$ können auch Wellen vom Typ $\sin l\varphi$ abgestrahlt werden. Umgekehrt kann ein gewünschtes Strahlungsdiagramm in seine Fourierkomponenten zerlegt und die einzelnen Glieder je durch einen Schlitzring realisiert werden. Wir können also im Prinzip jede beliebige Strahlungscharakteristik mit einer beliebig kleinen Antenne realisieren. Das in der Literatur [29] behandelte Problem, mit einer Antenne von gegebener Abmessung ein optimales Verhältnis von Antennengewinn zu Höhe der Seitenstrahlungslappen zu erhalten, tritt hier gar nicht

in Erscheinung. Ein Optimumproblem kann erst dann auftreten, wenn die Antenne gewissen einschränkenden Voraussetzungen unterworfen wird.

Wir wollen hier explizite den einfachen Fall behandeln, bei welchem im gesamten M Wellenmodi von $l = 1, 2, 3$ bis M mit gleicher Fernfeldamplitude (für $\varphi = 0, \nu = 90^\circ$) $E_{\varphi\infty}$ phasengleich überlagert werden. Nach (3.111) müssen dann die einzelnen Speisespannungen von der Grösse

$$U_{0l} = \frac{\pi}{4} (l-1)! e^{-j\frac{\pi}{2}(l+1)} \left(\frac{2}{kR}\right)^l \left(E_{\varphi\infty} \frac{\rho}{e^{-jk\rho}}\right) \quad (3.121)$$

sein. Der letzte Klammerausdruck ist für alle Wellenmodi gleich gross. Laut Formel müssen die Absolutwerte der Spannung U_{0l} mit der Ordnung l der Welle stark ansteigen. Die Phase von U_{0l} steigt von Ordnung zu Ordnung in Schritten von 90° . Gl. (3.111) schreibt sich nun mit (3.121):

$$E_{\varphi l} = E_{\varphi\infty} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\nu\right)}{\sin\nu} \sin^l\nu \cos l\varphi. \quad (3.122)$$

Die Summation der M Grundwellen ergibt somit:

$$E_{\varphi\text{tot}} = \sum_{l=1,2}^M E_{\varphi l} = E_{\varphi\infty} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos\nu\right)}{\sin\nu} \sum_{l=1,2}^M \sin^l\nu \cos l\varphi. \quad (3.123)$$

In der Azimutalebene wird

$$E_{\varphi\text{tot}}(\nu = 90^\circ) = E_{\varphi\infty} \frac{\cos\frac{M+1}{2}\varphi \sin\frac{M}{2}\varphi}{\sin\frac{\varphi}{2}}. \quad (3.124)$$

Der Verlauf (3.124) ist in Fig. 3.21 aufgezeichnet. Die erste Nullstelle des Diagramms liegt bei einem Winkel von

$$\varphi^* = \frac{\pi}{M+1}. \quad (3.125)$$

Die Strahlungskeule kann also durch Vergrösserung von M beliebig schmal gemacht werden. Der Durchmesser des Antennenzyllinders kommt nicht vor, er kann also beliebig klein sein. Wenn die Schlitze für alle Wellentypen gleichzeitig verwendet werden, benötigt man zur Realisierung des Diagramms von Fig. 3.21 maximal $2M$ Schlitze. Zum Vergleich sei erwähnt, dass eine mit

gleicher Phase und Amplitude gespeiste Dipolgruppe (Broadside-Array) der Länge $2h$ ein ganz ähnliches Strahlungsdiagramm wie (3.124) besitzt, dessen erste Nullstelle bei $\lambda/2h$ liegt. Damit die beiden Antennen die gleiche erste Nullstelle haben, muss

$$kh = M+1 \tag{3.126}$$

sein. Wir sehen auch hier wieder, dass die konventionelle Dipolgruppe eine Ausdehnung haben muss, die bis ungefähr an die Grenze des Nahfeldes der Schlitzantenne ($kr = M$) reicht. Das erste Seitenmaximum unserer Richtstrahlung ist ca. 13,5 db unter dem Hauptmaximum, ein Wert, der auch für den erwähnten Broadside-Array gilt.

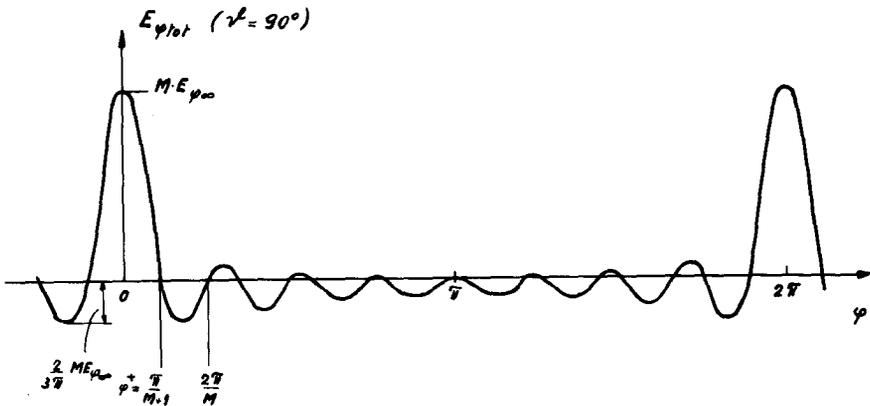


Fig. 3.21. Strahlungsdiagramm für $\nu = 90^\circ$ bei Ueberlagerung von M gleichen Wellenmodi.

Die Energiekonzentration in ν -Richtung ist geringer und nicht beliebig wählbar. Die Halbwertsbreite der Strahlung ist hier in der Grössenordnung von $1.5/\sqrt{M}$.

An einem Beispiel wollen wir noch zeigen, wie die Speisespannungen U_{0l} für eine Richtantenne mit $l = M$ Schlitzringen nach (3.123) in Funktion von l bei festem Antennenradius R verlaufen. Aus (3.121) bilden wir einen relativen Spannungswert

$$U_{0l\text{rel}} = \frac{U_{0l}}{U_{01}} = (l-1)! \left(\frac{2}{kR}\right)^{l-1} e^{-j\frac{\pi}{2}(l-1)} \tag{3.127}$$

In Tabelle 3.2 sind Absolutwert und Phase von (3.127) für den Fall eines dünnen Zylinders, nämlich $kR = 0,5$ oder $R = \lambda/4\pi = 0,08\lambda$ aufgetragen.

Tabelle 3.2 Die Speisespannungen für eine Schlitzzylinder-Richtstrahlantenne.

1	1	2	3	4	5	6	7	8
$ U_{ol\ rel} $	1	4	32	384	6144	122'880	2'949'120	82'575'360
$\angle U_{ol\ rel}^{\circ}$	0	-90	-180	-270	-360	-450	-540	-630
absol. Toleranz	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
relative Toleranz	0,1	0,025	0,0031	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$1,62 \cdot 10^{-5}$	$0,81 \cdot 10^{-6}$	$0,33 \cdot 10^{-7}$	$1,21 \cdot 10^{-9}$

Man sieht an diesem Beispiel deutlich, wie zur Erzeugung von gleichen Feldstärken im Fernfeld die Speisespannungen mit der Ordnung l ausserordentlich stark ansteigen müssen. Bei den Wellenmodi höherer Ordnung wird deshalb der Hauptteil der Speisespannung zum Aufbau eines starken Blindfeldes in der Nähe der Antenne benötigt. Die ausgestrahlte Energie ist dabei ein verschwindend kleiner Bruchteil der Blindenergie. Wie bei der Antenne von Abschnitt 3.1 wird auch hier die Toleranz der Speisespannungen mit höherer Ordnung l ausserordentlich klein. Eine Spannungstoleranz zwischen diametral gegenüberliegenden Schlitzten von einer relativen Einheit führt zur Ausstrahlung des ersten Wellenmodus ($l=1$) in voller Stärke. Deshalb müssen auch bei beliebig hohem l die Speisespannungen $U_{ol\ rel}$ auf z.B. 1/10 Einheit genau eingehalten werden. Was das für einen enormen Einfluss auf die relative Spannungsgenauigkeit hat, ersieht man ebenfalls aus Tab. 3.2. Im Gegensatz dazu stellt die Einhaltung der korrekten Speisephase überhaupt kein Problem dar.

3.2.5. Der Antennengewinn.

Es soll hier der Gewinn der Antennenstrahlung (3.111), verglichen mit einem isotropen Kugelstrahler, berechnet werden. Reduzieren wir vorerst die maximalen Strahlungsintensitäten des isotropen Strahlers und der zu untersuchenden Antenne auf den Wert Eins, so kann der Gewinn g als Verhältnis

der in den ganzen Raum ausgestrahlten Leistungen von Isotropstrahler und Richtstrahler definiert werden:

$$\xi_1 = \frac{A \int \sin^2 \nu^2 d\nu^2 d\varphi}{A \int |E_{\varphi 11}|^2 \sin^2 \nu^2 d\nu^2 d\varphi} = \frac{4\pi}{A \int |E_{\varphi 11}|^2 \sin^2 \nu^2 d\nu^2 d\varphi}, \quad (3.128)$$

$$\text{wo } E_{\varphi 11} = \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \nu^2\right) (\sin \nu^2)^{1-1} \cos l \varphi \quad (3.129)$$

Damit wird

$$\xi_1 = \frac{4\pi}{2\pi \int_0^{\pi/2} \cos^2 l \varphi d\varphi \int_0^{\pi/2} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \nu^2\right) (\sin \nu^2)^{21-1} d\nu^2} =$$

$$\frac{2}{\int_0^{\pi/2} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \nu^2\right) (\sin \nu^2)^{21-1} d\nu^2}$$

Das noch übrig bleibende Integral wird mit $\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos \nu^2\right) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos(\pi \cos \nu^2)$ zu

$$\frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} (\sin \nu^2)^{21-1} d\nu^2 + \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \cos(\pi \cos \nu^2) (\sin \nu^2)^{21-1} d\nu^2.$$

Das erste Integral findet sich in Gröbner, Hofreiter [12, Formel 331,30d] und hat die Lösung

$$\frac{\sqrt{\pi} \Gamma(1)}{4 \Gamma\left(1 + \frac{1}{2}\right)} = \frac{(1-1)! : 2^{21-2} 1!}{(21)!}.$$

Das zweite Integral wird ebenfalls nach [12, Formel 334,58a]

$$\frac{(1-1)!}{2 \sqrt{2}} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1-1} J_{1-\frac{1}{2}}(\pi)$$

Somit wird der Gewinn:

$$\xi_1 = \frac{1}{(1-1)! : 2^{1-3} F_1}, \quad (3.130)$$

$$\text{wo } F_1 = \frac{2^{1-1}!}{(21)!} + \frac{J_{1-\frac{1}{2}}(\pi)}{\sqrt{2\pi}^{1-1}}. \quad (3.131)$$

Die Werte von $J_{1-\frac{1}{2}}(\pi)$ und von g_1 sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

$J_{1-\frac{1}{2}}(\pi)$ wurde erhalten aus $J_{\frac{1}{2}}(\pi) = 0$ und $J_{\frac{3}{2}}(\pi) = \sqrt{2}/\pi$ und der Rekursionsformel [34]

$$J_{1-\frac{1}{2}} = \frac{2l-3}{\pi} J_{(l-1)-\frac{1}{2}} - J_{(l-2)-\frac{1}{2}} .$$

Tabelle 3.3 Der Gewinn der Schlitzzylinder-Grundstrahlungen.

l	1	2	3	4	5	6	7	8	$l \gg \pi$
$J_{1-\frac{1}{2}}(\pi)$	0	0,45015	0,42986	0,23399	0,091517	0,02819	0,007189	0,001577	$\frac{1}{\pi} \left(\frac{\pi}{2l}\right)^l$
F_1	1	0,4346	$9,7464 \cdot 10^{-2}$	$14,860 \cdot 10^{-3}$	$17,225 \cdot 10^{-4}$	$16,1338 \cdot 10^{-5}$	$12,688 \cdot 10^{-6}$	$8,6253 \cdot 10^{-7}$	$\sqrt{2} \left(\frac{\pi}{2l}\right)^l$
g_1	4,00	4,60	5,13	5,60	6,04	6,45	6,84	7,18	$4 \sqrt{\frac{l}{\pi}}$

Der Antennengewinn der Grundstrahlung (3.111) steigt also mit l langsam an. Bei sehr grossen Werten von l kann die Bessel'sche Funktion $J_{1-\frac{1}{2}}(\pi)$ durch eine Näherung dargestellt werden, und der Gain steigt dann $1-\frac{1}{2}$ proportional \sqrt{l} an. Der Grund für den ansteigenden Gewinn liegt in der durch (3.111) gegebenen Strahlungskonzentration um $\nu^2 = \pi/2$.

3.2.5.1. Der Gewinn von Richtstrahlantennen.

Hier soll der Gewinn der unter 3.2.4.2 behandelten Richtantenne vom Strahlungstyp (3.123) berechnet werden. Für den Gain gilt analog (3.128) die Formel:

$$g_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{A \int |E_{\rho\text{tot}l}|^2 \sin^2 \nu^2 d\nu^2 d\varphi} , \quad (3.132)$$

wo $E_{\rho\text{tot}l} = \frac{1}{M} \sum_{i=1,2}^M E_{\rho i l}$ und $E_{\rho i l}$ durch Gl. (3.129) gegeben ist. Bei der Integration verschwinden die Anteile der Doppelprodukte der Summe von $|E_{\rho\text{tot}l}|^2$, sodass sich g_{tot} durch die Werte g_1 von (3.130) sehr einfach ausdrückt:

$$g_{\text{tot}} = \frac{M^2}{\sum_{l=1,2} \frac{1}{g_l}} \quad (3.133)$$

Da $g_1 \geq 4,0$, ist $g_{\text{tot}} \geq 4 M$. In Tabelle 3.4 sind die Antennengewinne der Richtstrahlantennen in Funktion der Anzahl M der Grundwellentypen angegeben.

Tabelle 3.4. Der Gewinn der Schlitzzylinder-Richtstrahlantennen.

M	1	2	3	4	5	6	7	8
g_{tot}	4,00	8,56	13,59	19,03	24,85	31,01	37,49	44,26

3.2.6. Der Strahlungswiderstand der Antenne.

Der Strahlungswiderstand R_{s1} der Schlitzantenne vom Strahlungsgrundtyp (3.111) kann bei Kenntnis der gesamten in die Ferne gelieferten Energie P_1 leicht nach

$$R_{s1} = \frac{U_{01}^2}{2 P_1} \quad (3.134)$$

ermittelt werden. P_1 wird durch Integration der Wirkkomponente S_w des Poynting'schen Vektors über eine grosse Kugel erhalten.

Mit

$$S_w = \frac{1}{2\eta_0} |E_\varphi|^2,$$

wo $\eta_0 = 377$ Ohm, die Impedanz des freien Raumes bedeutet, wird

$$P_1 = \int_A S_w df = \frac{1}{2\eta_0} \int_A |E_\varphi|^2 \rho^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (3.135)$$

Nach (3.111) ist

$$|E_\varphi| = \frac{4 U_{01}}{\pi(1-l)!} \left(\frac{kR}{2}\right)^l \frac{1}{\rho} \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\vartheta\right)}{\sin\vartheta} \sin^l\vartheta \cos l\varphi, \quad (3.136)$$

sodass sich (3.135) schreibt:

$$P_1 = \frac{1}{2\eta_0} \left[\frac{4 U_{01}}{\pi(1-l)!} \left(\frac{kR}{2}\right)^l \right]^2 \int_0^{2\pi} \cos l\varphi d\varphi \int_0^\pi \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos\vartheta\right) \sin^{2l-1}\vartheta d\vartheta.$$

Die Integrale wurden schon bei der Gewinnberechnung unter 3.2.5 angetroffen. Mit den dort gefundenen Lösungen wird

$$P_1 = \frac{U_{01}^2 (kR)^{2l}}{\pi \eta_0 2^{l-2} (l-1)!} F_1 \quad (3.137)$$

Die Grösse F_1 ist in (3.131) definiert und in Tabelle 3.3 aufgetragen.

Wir wollen im Folgenden nur den Strahlungswiderstand R_{s1l} eines einzigen Schlitzes des $2l$ -Spalten enthaltenden Antennenringes betrachten. Selbstverständlich müssen aber stets alle $2l$ -Schlitze gleichzeitig gespeist werden, wobei nur eine Parallelspeisung, z.B. über Doppeldrahtleitungen, möglich ist. Haben die Speiseleitungen vom Schlitz bis zum gemeinsamen Speisepunkt eine gegen die Wellenlänge nicht zu vernachlässigende Länge, so muss R_{s1l} nach Leitungstheorie transformiert werden. Mit (3.134) ist nun

$$R_{s1l} = 2l R_{sl} = \frac{\pi \eta_0 2^{l-2} l!}{(kR)^{2l} F_1} \quad (3.138)$$

In der Tabelle 3.5 ist wiederum für den Spezialfall $kR = 0,5$ ein relativer Strahlungswiderstand R_{s1l}/R_{s1l} , wo $R_{s1l} = 2\pi \eta_0 = 2369$ Ohm ist, für verschiedene Werte von l aufgetragen.

Tabelle 3.5. Strahlungswiderstände der Schlitzzylinder-Grundstrahlungen.

1	1	2	3	4	5	6	7	8	$l \gg \pi$
$\frac{R_{s1l}}{R_{s1l}}$	1	36,81	$3,94 \cdot 10^3$	$8,27 \cdot 10^5$	$2,85 \cdot 10^8$	$1,46 \cdot 10^{11}$	$1,04 \cdot 10^{14}$	$0,98 \cdot 10^{17}$	$\frac{\sqrt{\pi l}}{8} \left(\frac{2l}{ekR}\right)^{2l}$

Man bemerkt aus der Tabelle ein mit der Ordnung l unerhört starkes Ansteigen des Strahlungswiderstandes. Mit Rücksicht auf den Wirkungsgrad der Antenne müssen diese Strahlungswiderstände in einem vernünftigen Verhältnis zum Verlustwiderstand der Antenne stehen. Dieser Punkt wird unter 3.2.7 noch genauer untersucht. Weiter sagt uns (3.138), dass die Spaltbreite auf die abgestrahlte Leistung und den Strahlungswiderstand keinen Einfluss hat, wenigstens solange die Schlitze sehr schmal bleiben. Bei breiten Spalten müsste der exakte Wert von a_1 nach (3.68) benutzt werden, der eine Verklei-

nerung von P_1 und deshalb eine unerwünschte Vergrößerung von R_{s11} ergibt.

3.2.7. Impedanz, Gütefaktor, Bandbreite und Wirkungsgrad der Antenne.

Wie wir unter 3.2.3.4 gesehen haben, lässt sich der nicht strahlende Schlitzzylinder als Parallel-Resonanzkreis darstellen. Da nun aber die Schlitze in Wirklichkeit strahlen, muss diese Tatsache im Impedanzersatzschema berücksichtigt werden. Wir wollen uns hier vor allem mit dünnen Antennenzylindern $R \ll L$ befassen, die ein grosses Blindfeld besitzen. In diesem Fall beeinflusst die Energieausstrahlung in erster Linie die Wirkkomponente des Nahfeldes, und das Blindfeld bleibt praktisch dasselbe wie beim Schlitzresonator von 3.2.3.4. Die Ausstrahlung macht sich demnach beim Einzelschlitz nur durch das Erscheinen des Strahlungswiderstandes R_{s11} bemerkbar. Demnach kann das Impedanzersatzschema eines Schlitzes in einem Ring von $2l$ abwechselungsweise gegenphasig gespeisten Schlitzen (Grundstrahlung) angegeben werden (Fig.3.22).

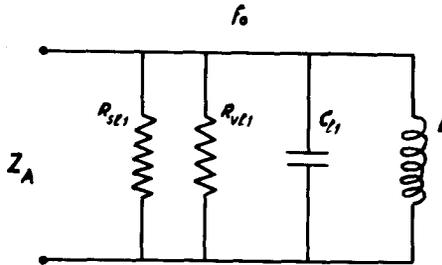


Fig. 3.22. Impedanzersatzschema eines Einzelschlitzes in einem die Grundstrahlung emittierenden Ring von $2l$ Schlitzen.

Die Ersatzschaltung ist wieder ein Parallelresonanzkreis wie in Fig. 3.15b mit dem Unterschied, dass jetzt noch der Strahlungswiderstand parallel zum Kreis geschaltet erscheint. Für kleine Verstimmungen $\Delta f = f - f_0$ wird die Antennenimpedanz ungefähr :

$$Z_A \approx \frac{R_{s11} R_{v11}}{R_{s11} + R_{v11}} - j 4\pi C_{11} \Delta f \left(\frac{R_{s11} R_{v11}}{R_{s11} + R_{v11}} \right)^2, \quad (3.139)$$

$$\text{wo } f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{c}{\lambda_0}$$

$$\lambda_0 = 2L$$

$$C_{11} = \frac{1}{81Z_{01}f_0}$$

$$R_{v11} = \frac{41Z_{01}}{\alpha_1 \lambda_0}$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{60\pi^2 R \varphi_0} \sqrt{\frac{\mu c f_0}{\epsilon_c}} \frac{\ln \frac{4}{\Delta\mu}}{\ln \frac{8}{1\varphi_0}}, \text{ wo } \frac{1\varphi_0}{4} \ll 1 \text{ und } \Delta\mu \ll 1$$

$$Z_{01} = \frac{30\pi^2}{\ln \frac{8}{1\varphi_0}}, \text{ wo } \frac{1\varphi_0}{4} \ll 1$$

$$R_{s11} = \frac{120\pi^2 2^{1-2} 1!}{(kR)^{21} F_1}$$

$$F_1 = \frac{2^1 1!}{(21)!} + \frac{J_1 - \frac{1}{2}(\pi)}{\sqrt{2} \pi^{1-1}}$$

Die angegebenen Formeln gelten für Luftdielektrikum.

Der Gütefaktor Q_1 der Antenne ist deshalb von Interesse, weil daraus die Bandbreite $B_1 = f_0/Q_1$ der Antenne erhalten wird. Es ist

$$Q_1 = 2\pi f_0 C_{11} \frac{R_{s11} R_{v11}}{R_{s11} + R_{v11}} \quad (3.140)$$

Und schliesslich berechnet sich aus der von einem Schlitz abgestrahlten Leistung $P_{w1} = U_{01}^2/2 R_{s11}$ und der im Antennenzyylinder pro Schlitz verlorenen ohmschen Verlustleistung $P_{v1} = U_{01}^2/2 R_{v11}$ der Antennenwirkungsgrad

$$\eta_1 = \frac{P_{w1}}{P_{w1} + P_{v1}} = \frac{1}{1 + \frac{P_{v1}}{P_{w1}}} = \frac{1}{1 + \frac{R_{s11}}{R_{v11}}} \quad (3.141)$$

In Tabelle 3.6 sind einige interessierende Grössen für einen Antennenzylin-
 der aus Kupfer mit $kR = 0,5$, $\varphi_0 = 0,1$, $\Delta\mu = 0,1$ bei einer Frequenz von
 $f_0 = 300$ MHz in Funktion von l aufgetragen. In der letzten Kolonne ist für
 sehr grosse Werte von l die proportionale Abhängigkeit von l , φ_0 , f_0 und R
 angegeben.

Es darf aber nicht vergessen werden, dass diese Gesetzmässigkeit nur für
 $\frac{l\varphi_0}{4} \ll 1$ und $kR = \frac{2\pi R l}{c} \ll 1$ gelten.

Tabelle 3.6. Impedanzwerte, Gütefaktor und Wirkungsgrad der
 Schlitzzyylinder-Grundstrahlungen.

1	1	2	3	4	5	6	7	8	$l \gg \frac{\pi}{\varphi_0}$ prop.
Z_{0l} [Ohm]	87,57	40,13	30,06	24,71	21,36	19,05	17,36	16,07	$1/l \ln \frac{8}{l\varphi_0}$
C_{l1} [pF]	6,17	5,19	4,62	4,22	3,90	3,64	3,43	3,24	$\frac{1}{f_0} \ln \frac{8}{l\varphi_0}$
R_{s1l} [K Ohm]	2,37	87,2	9333	$1,96 \cdot 10^6$	$6,75 \cdot 10^8$	$3,46 \cdot 10^{11}$	$2,46 \cdot 10^{14}$	$2,32 \cdot 10^{17}$	$\sqrt{l} \left(\frac{l}{f_0 R}\right)^{2l}$
R_{v1l} [K Ohm]	335	335	335	335	335	335	335	335	$R\sqrt{f_0}$
Q_1	27,35	679	2809	2648	2451	2290	2154	2036	$R\sqrt{f_0} \ln \frac{8}{l\varphi_0}$
η_1	0,993	0,793	0,035	$1,97 \cdot 10^{-4}$	$4,94 \cdot 10^{-7}$	$0,96 \cdot 10^{-9}$	$1,35 \cdot 10^{-12}$	$1,43 \cdot 10^{-15}$	$\sqrt{R} \left(\frac{f_0 R}{l}\right)^{2l + \frac{1}{2}}$
η_1 [db]	-0,03	-1,01	-14,56	-37,1	-63,1	-90,2	-118,7	-148,5	

Die Tabellenwerte zeigen deutlich, wie das starke Ansteigen des Strahlungs-
 widerstandes verantwortlich ist für den enormen Abfall des Wirkungsgrades mit
 wachsendem l . Der angegebene Wirkungsgrad würde noch kleiner, wenn die
 Verluste in den Zuleitungen und einem Anpassungstransformator mitberück-
 sichtigt würden. Der Gütefaktor der Antenne ist für kleine Werte von l noch
 relativ gering, weil der Strahlungswiderstand den Antennenresonanzkreis
 stark dämpft. Wird aber l immer grösser, so ist nur noch der Verlust-

widerstand der Antenne massgebend, und die Güte Q_1 nimmt wieder langsam ab, nachdem sie bei mittleren Werten von l ein Maximum erreicht hat.

3.2.8. Zusammenfassung.

In Teil III ist die Möglichkeit untersucht worden, mit räumlich beliebig kleinen Antennen vorgegebene Strahlungsdiagramme zu realisieren, wobei auch hier wieder das Gleitwegproblem besondere Beachtung fand.

Unter 3.1 wurde vorerst mit der einfachen Methode der Superposition der Strahlungen von Einzelantennen das Fernfeld berechnet. Es zeigte sich dabei die Möglichkeit, unabhängig von der Grösse der Antenne beliebig scharfe Richtstrahlen zu erzeugen. Von Wichtigkeit ist einzig die Zahl der Einzelstrahler, aus denen die ganze Antenne zusammengesetzt ist. Nachteile dieser sog. Super Gain-Antennen lassen sich schon bei der in 3.1 verwendeten Methode erkennen. So steigen die Antennenströme bei kleiner werdender Antenne zu astronomisch hohen Werten an, wobei aber gleichzeitig die absolute Toleranz dieser Ströme unverändert bleibt. Das hat zur Folge, dass die Genauigkeit der Antennenströme unvorstellbar gross sein muss. Da trotz der hohen Speiseströme keine besonders starke Abstrahlung erfolgt, muss man schliessen, dass um die Antenne herum ein sehr starkes Blindfeld existiert, aus dem aber nur wenig Energie nach aussen abfliesst. Die Hoffnung auf Verkleinerung der Fresnel'schen Nahzone infolge der geringen Antennenhöhe wird ebenfalls nicht erfüllt. Es ist nämlich nicht zulässig, die Grenze zwischen Fresnel'schem und Fraunhofer'schem Gebiet wie in Teil I durch eine reine Laufzeitbedingung zu bestimmen. Die grossen Unterschiede in den Antennenströmen bewirken, dass die Strahlen stärker parallel sein müssen, um Fernfeldverhältnisse anzutreffen, wodurch schliesslich eine massive Vergrösserung des Fresnel'schen Gebietes herauschaut.

Unter 3.2 wurde dann eine zweite Möglichkeit angegeben, Super Gain-Antennen zu realisieren. Mit Hilfe von $2l$ -Schlitzdipolen, die auf dem Umfang eines leitenden Kreiszyinders regelmässig verteilt sind, kann durch einfache, abwechslungsweise gegenphasige Speisung ein $\cos \varphi$ -förmiges Strahlungsdiagramm erzeugt werden. Bei genügend kleinem Zylinderdurchmesser ist die Fernfeldstrahlung auch hier wieder nur von der Zahl der Strahlerelemente abhängig, nicht aber von der Grösse der Antenne. Im Gegensatz zu 3.1 werden beim Schlitzstrahler die Maxwell'schen Gleichungen genau gelöst, wobei als

Randbedingungen auf dem Zylinder zwar elektrostatische Feldverteilungen dienen, die aber bei kleiner werdendem Zylinderdurchmesser immer exakter den wirklichen Verhältnissen entsprechen. Diese Berechnungsmethode gibt uns nun auch Aufschluss über die Vorgänge im Nahfeld der Antenne. So können wir die gesamte komplexe Strahlungsimpedanz der Antenne unter Berücksichtigung der ohmschen Antennenverluste angeben. Für kleine Abweichungen von der Eigenfrequenz der Antenne wird das Ersatzschema dieser Impedanz durch einen einfachen Parallelresonanzkreis dargestellt. Der Blindanteil der Impedanz wird mit kleiner werdendem Zylinderdurchmesser immer grösser, was zur Folge hat, dass der Gütefaktor der Antenne hohe Werte annimmt und die Bandbreite klein wird. Zudem wird die abgestrahlte Leistung im Verhältnis zur Verlustleistung immer geringer und folglich auch der Wirkungsgrad der Antenne. Da die Blindenergie um die Antenne im Fall kleiner Zylinder die Strahlungsenergie bei weitem überwiegt, kann man die Super Gain-Antenne auch als Resonanzkreis betrachten mit zusätzlicher gerichteter Energieausstrahlung. Die Ausdehnung des eigentlichen Nahfeldes der Antenne vergrössert sich proportional der Zahl der Schlitze. Es wurde gezeigt, dass die in Teil I betrachtete Einzelantenne, die dasselbe Strahlungsdiagramm erzeugt, gerade an die Grenze des Nahfeldes zu liegen käme, falls die Achse des Antennenzylinders im Erdboden liegt. Was also mit einer Einzelantenne auf einfache Art und Weise unter Beanspruchung einer gewissen räumlichen Ausdehnung erreicht wird, könnte mit zum Teil prohibitivem Aufwand durch eine beliebig kleine Zylinderschlitzantenne mit einer grossen Anzahl Schlitze realisiert werden.

Bei diesen Schlitzantennen kann die Grenze des Fraunhofer'schen Gebietes nicht rein strahlenoptisch bestimmt werden, es ist vielmehr die exakte Lösung, insbesondere die verwendeten Bessel'schen Funktionen, zu diskutieren. Man erhält das interessante Ergebnis, dass die Grenze des Fraunhofer'schen Gebietes mit der in Teil I für den äquivalenten Einzelstrahler gefundenen übereinstimmt und zwar unabhängig von der Grösse des Antennenzylinders. Im Gebiet zwischen dieser Grenze und der Antenne haben Gegenstände auf das Strahlungsdiagramm einen störenden Einfluss. Dies gilt ganz besonders von Objekten im eigentlichen Nah- oder Blindfeld der Antenne. Im Nahfeld gelten noch mehr oder weniger elektrostatische Gesetze, sodass man leicht die Induktionswirkung eines metallischen Gegenstandes auf die Schlitzspannungen beurteilen kann. Da auch bei dieser Antenne die Speisespannungen und ihre

Genauigkeit sehr gross sein müssen, kann durch solche Induktionen das Strahlungsdiagramm vollständig verändert werden.

Wenn der Antennenzylinder genügend gross gemacht wird, kann eine sehr wirkungsvolle Abstrahlung erhalten werden, was die genaue Diskussion der verwendeten Bessel'schen Funktionen zeigt. Nur geht dabei der Vorteil der Super Gain-Antennen, ihre Kleinheit, schliesslich verloren.

Für Empfangszwecke auf Mittel- und Langwellen, wo der Antennenwirkungsgrad der meist hohen Empfangsfeldstärken wegen keine grosse Rolle spielt und die Kleinheit der Antenne und ihre Richtwirkung das ausschlaggebende Moment bedeuten, könnte eine Super Gain-Antenne mit Erfolg verwendet werden. Solche Verhältnisse findet man u.a. in der Peiltechnik auf längeren Wellen. Die Rahmenantennen sind dabei das bestbekannte Beispiel. Ihr Strahlungswiderstand und ihr Wirkungsgrad sind sehr gering, und sie werden ihrer geringen Strahlungsdämpfung wegen meist als Induktivitäten in einen Resonanzkreis geschaltet, d.h. die inhärent kleine Bandbreite dieser Antennen schadet hier nicht und hilft sogar mit, die Trennschärfe des Empfängers zu vergrössern.

Zum Empfang von gestörten Mittel- oder Langwellensendern wären Richtantennen mit veränderbaren Nullstellen zur Elimination der Störsender sehr nützlich. Für diesen Zweck würden sich die hier beschriebenen Super-Gain-Antennen sehr gut eignen. Das dürfte auch das aussichtsreichste Anwendungsgebiet für diese Art von Antennen sein.

Literatur - Verzeichnis.

- [1] A.Tatz: Final Engineering Report on Site Reflections on ILS Glide-Slope Facilities. Civil Aeronautics Administration, Report No. 830-2, Oct. 1953.
- [2] B.Beckmann: Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. S. 54. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1940.
- [3] D.E.Kerr: Propagation of Short Radio Waves, M.I.T. Vol. 13, Kapitel 5, McGraw Hill, New York 1951.
- [4] Instruction Book for Glide Path Equipment FT-139. Figuren 2.24 und 2.25.
- [5] S.Pickles: Characteristics and Adjustments of 335-Megacycle Equi-signal Glide Slopes. Electrical Communication, Bd. 27 (1950), Juni, S. 140-151.
- [6] R.C.Davis: Glide Slope Receiver. Electrical Comm. Bd. 29 (1952) September, S. 219-225.
- [7] F.G.Overbury: Airborne Receivers and Test Gear for Instrument Landing Systems. Electrical Comm., Bd. 29 (1952), Juni, S. 122-130.
- [8] H. Meinke: Symmetrierungsschaltungen bei hohen Frequenzen. Fernmeldetech. Zeitschrift, (1948), November, S. 193-199.
- [9] H.T.Budenbohm: Analysis and Performance of Waveguide Hybrid Rings for Microwaves. Bell Syst. Techn. Journal Bd. 27 (1948), Juli, S.473-486.
- [10] C.T.Kohn: The Design of a Radio Frequency Coaxial Resistor. Proc. I.E.E. Part III, Bd. 101 (1954), Januar, S. 48-50.
- [11] A. Sommerfeld: Vorlesungen über theoretische Physik. Bd. IV, Optik, Kapitel 5. Dieterichsche Verlagsbuchhandlung, Wiesbaden 1950.
- [12] W. Gröbner, N.Hofreiter: Integraltafeln, zweiter Teil, Bestimmte Integrale. Springer Verlag, Wien und Innsbruck 1950.
- [13] Instrument Landing System, Operating Instructions. Publication No.15-64 of Sperry Gyroscope Co.Inc.Great Neck, N.J., Dezember 1945.
- [14] An Aircraft Landing System Utilizing Decimetric Waves. ICAO-Circular 19-AN/16, September 1951.
- [15] C.W.Oseen: Die Einsteinsche Nadelstichstrahlung und die Maxwell'schen Gleichungen. Annalen der Physik, Bd.69 (1922), S.202-204.
- [16] H.Chireix: Antennes à rayonnement zénithal réduit. L'onde électrique, Bd. 15 (1936), Juli, S.440-456.
- [17] W.W.Hansen, J.R.Woodyard: A New Principle in Directional Antenna Design. Proc. I.R.E. Bd. 26 (1938), März, S. 333-345.
- [18] K.Fränz: Bemerkungen über die Absorptionsfläche von Richtantennen, Hochfrequenztechnik und Elektroakustik, Bd. 61 (1943), Februar, S.51-53.
- [19] Reid: The Gain of an Idealized Yagi Array. Journ. I.E.E. Part III A, Bd. 93 (1946), S.564.
- [20] S.A.Schelkunoff: A Mathematical Theory of Linear Arrays. Bell.Syst. Techn.Journ., Bd. 22 (1943), Januar S. 80-107.

- [21] C.J.Boukamp, N.G. de Bruijn: The Problem of Optimum Antenna Current Distribution. Philips Res. Rep., Bd.1 (1946), Januar, S. 135-158.
- [22] L. La Paz, G.A.Miller: Optimum Current Distributions on Vertical Antennas. Proc. I.R.E., Bd. 31 (1943), Mai, S. 214-232.
- [23] H.J.Riblet: Note on the Maximum Directivity of an Antenna. Proc. I.R.E., Bd. 36 (1948), Mai, S.620-623.
- [24] R.M.Wilmotte: Note on Practical Limitations in the Directivity of Antennas. Proc. I.R.E., Bd. 36 (1948), Juli, S.878.
- [25] T.T.Taylor: A Discussion of the Maximum Directivity of an Antenna. Proc. I.R.E., Bd. 36 (1948), September, S. 1135.
- [26] L.J.Chu: Physical Limitations of Directive Radiating Systems. Journ. of Appl. Phys., Bd. 19 (1948), Dezember, S. 1163-1175.
- [27] L.J.Chu: Physical Limitations of Directive Radiating Systems. Document No. 153, U.R.S.I.-Generalversammlung Zürich 1950.
- [28] N.Yaru: A Note on Super Gain Antenna Arrays. Proc. I.R.E., Bd.39 (1951), September, S. 1081-1085.
- [29] C.L.Dolph: A Current Distribution for Broadside Arrays Which Optimizes the Relationship Between Beam Width and Side Lobe Level. Proc. I.R.E., Bd. 34 (1946), Juni, S. 335-348.
- [30] H.J.Riblet: Discussion on "A Current Distribution for Broadside Arrays Which Optimizes the Relationship Between Beam Width and Side Lobe Level". Proc. I.R.E., Bd. 35 (1947), Mai, S. 489-492.
- [31] E. Madelung: Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. Dover Publications, New York 1943.
- [32] E.Weber: Electromagnetic Fields, Theory and Applications, Vol. I, Mapping of Fields. J. Wiley, New York 1950.
- [33] A.Hurwitz: Vorlesungen über allgemeine Funktionentheorie und elliptische Funktionen, Springer, Berlin 1929.
- [34] E. Jahnke, F.Emde: Funktionentafeln mit Formeln und Kurven. Dover Publications, New York 1945.
- [35] F.Terman: Radio Engineers Handbook. S. 113. Mc. Graw Hill, New York 1943.
- [36] F.Assadourian, E.Rimai: Simplified Theory of Microstrip Transmission Systems. Proc. I.R.E., Bd.40 (1952), Dezember, S. 1651-1657.
- [37] F.Ollendorf: Potentialfelder der Elektrotechnik. S. 205. Springer, Berlin 1932.
- [38] V.Zworykin et.al.: Electron Optics and the Electron Microscope. S.371. Wiley, New York 1945.
- [39] H.Dwight: Tables of Integrals and other Mathematical Data. Mc.Millan, New York 1953.
- [40] A.Sommerfeld: Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. VI, Partielle Differentialgleichungen der Physik. Kapitel 4. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1948.
- [41] H.Bremmer: Terrestrial Radio Waves. S. 23. Elsevier, Amsterdam 1949.
- [42] S.Silver, W.Saunders: The External Field Produced by a Slot in a In-

finite Circular Cylinder. Journ. of Appl. Phys., Bd. 21 (1950), Februar, S. 153-158.

- [43] The Annales of the Computation Laboratory of Harvard University: Tables of the Bessel Functions of the First Kind of Orders Zero Through One Hundred Thirty Five. Harvard University Press, Cambridge, Massachusetts 1951.
- [44] British Association for the Advancement of Science, Mathematical Tables Vol. X, Bessel Functions Part II, Functions of Positive Integer Order. University Press, Cambridge 1952.
- [45] Tables of Bessel Functions of Fractional Order, Vol. I, II. Columbia University Press, New York 1948.
- [46] International Standards and Recommended Practices Aeronautical Telecommunications. Annex 10 to the Convention on International Civil Aviation. International Civil Aviation Organization (ICAO), Fourth Edition April 1955.

Lebens- und Bildungsgang.

Ich wurde am 4. Januar 1927 in Solothurn geboren. Dort besuchte ich 5 Jahre lang die Primarschule, 4 Jahre das Gymnasium und 3 1/2 Jahre die Oberrealschule der Kantonsschule. Im Herbst 1945 schloss ich die Mittelschulstudien mit der Maturitätsprüfung ab. Anschliessend folgten 8 Semester Studium an der Abteilung für Elektrotechnik an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich mit Diplomabschluss in Hochfrequenztechnik im Frühjahr 1950. Im August 1950 wurde ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochfrequenztechnik der E.T.H. unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. F. Tank eingestellt. Bis anfangs 1954 arbeitete ich im Auftrag der Kriegstechnischen Abteilung an der Planung und Entwicklung verschiedener Uebertragungsanlagen auf dem Mikrowellengebiet. Seit Februar 1954 bin ich von der Studienkommission für Luftfahrt angestellt. Von da an war ich ausser mit einigen Untersuchungen auf dem Gebiete der Radartechnik besonders mit Problemen der Flugzeug-Blindlandung beschäftigt. Diese Arbeiten, die zur Verbesserung der Gleitweganlage im Flughafen Zürich-Kloten führten, sind in der vorliegenden Promotionsarbeit festgehalten nebst weiteren theoretischen Untersuchungen aus dem Gebiete der Antennensynthese.

On the Construction of Antenna Arrays by Prescribed Radiation Patterns.

(Antenna Synthesis).

In the field of radio engineering sometimes appears the problem to construct antenna arrays with prescribed radiation patterns. Radio links for example need a strong concentration of electromagnetic energy. Essential for radar is a low side lobe level and a particular pattern. Energy concentration in the vertical direction is of importance for FM and TV stations. Special antenna patterns are used for airplane blind approach systems and for guidance of military missiles. And sometimes there may arise a demand for an antenna radiation which is very weak in certain prescribed directions. By these means an interference between medium wave stations, working on the same frequency, can be avoided. But also in the field of beam guidance no radiated energy is allowed to fall onto objects whose reflections might interfere with the main beam. It was the last type of problem which initiated the present thesis.

The glide path of the Instrument Landing System (ILS) in the International Airport of Zürich showed a very unsatisfactory behaviour. Instead of being smooth, the glide line was very rough and therefore disagreeable to fly. The radiation patterns of the glide path antennas were distorted in a certain region by interference between the direct waves and others reflected by a hill, thereby leading to the observed deviations in the glide angle.

The first part of the thesis describes a new glide path antenna system. By its use the radiations onto the hill could be avoided. The new equipment which obeys the ICAO regulations now uses three antennas instead of the earlier two and is in continuous use since December 1954 working to full satisfaction.

In the second part of the paper is described a pill-box reflector antenna generating suitable glide path radiation patterns which also avoid the disturbances caused by the abovementioned hill but in contrast to the first solution does not need the conducting ground. It was possible to calculate the near field radiation patterns, thus allowing to avoid reflections from near-by objects. With the standardized (ICAO) glide path wavelength of 90 cm, the reflector diameter should be 58 meters which is unpractically large. If 3 cm waves were used, the described antenna would be the ideal solution for the glide path.

In the third and last part of the thesis an investigation is carried out whether the glide path radiation diagrams could be generated by arbitrarily small antennas, the so called super-gain antennas. These small antennas would be advantageous on airports because they present only a small obstacle for airplanes and there was some hope at the beginning of the work, that the nearzone of the antenna (Fresnel region), where radiation patterns change with distance, would be smaller too. The exact calculations, based on Maxwell's equations, show the possibility of designing extremely small antennas. But there are some severe limitations in their practical use.

The most important results on super-gain antennas are summarized in the following 10 points:

- 1.) The narrowness of the beamwidth increases with the number of antenna elements independent of their spacing.
- 2.) Very high antenna currents or voltages.
- 3.) Unfavorable radiation resistance.
- 4.) In the immediate neighbourhood of the antenna is an unusually high reactive field. The super-gain antenna can thus be considered as a high Q resonator with small and directed radiation.
- 5.) Small frequency bandwidth (High Q).
- 6.) Low radiation efficiency.
- 7.) High accuracy of antenna current distribution.
- 8.) High dimensional accuracy of antenna elements.
- 9.) Grave influence of nearby objects on the radiation diagram.
- 10.) No reduction in the extent of the Fresnel region.

The present paper does not represent a general and comprehensive treatise on the problem of antenna synthesis. Similar to network synthesis there exist a multitude of solutions for a given problem, so that a suitable solution has to be selected more or less intuitively. But nevertheless a certain general insight in the field of antenna synthesis is given by means of the chosen glide path problem and its solutions.