

# Der Mond als passiver Reflektor

Physikalische Grundlagen von EME-Funkverbindungen

Dr. Volker Grassmann, DF5AI

(C) Volker Grassmann. 2002

Erstausgabe: Oktober 1994

Überarbeitete und ergänzte Ausgabe: Juli 2002

Text, Abbildungen und sonstige Informationen wurden mit größter Sorgfalt erarbeitet. Der Autor kann jedoch für eventuell verbliebene fehlerhafte Angaben und deren Folgen weder eine juristische Verantwortung noch irgendeine Haftung übernehmen.

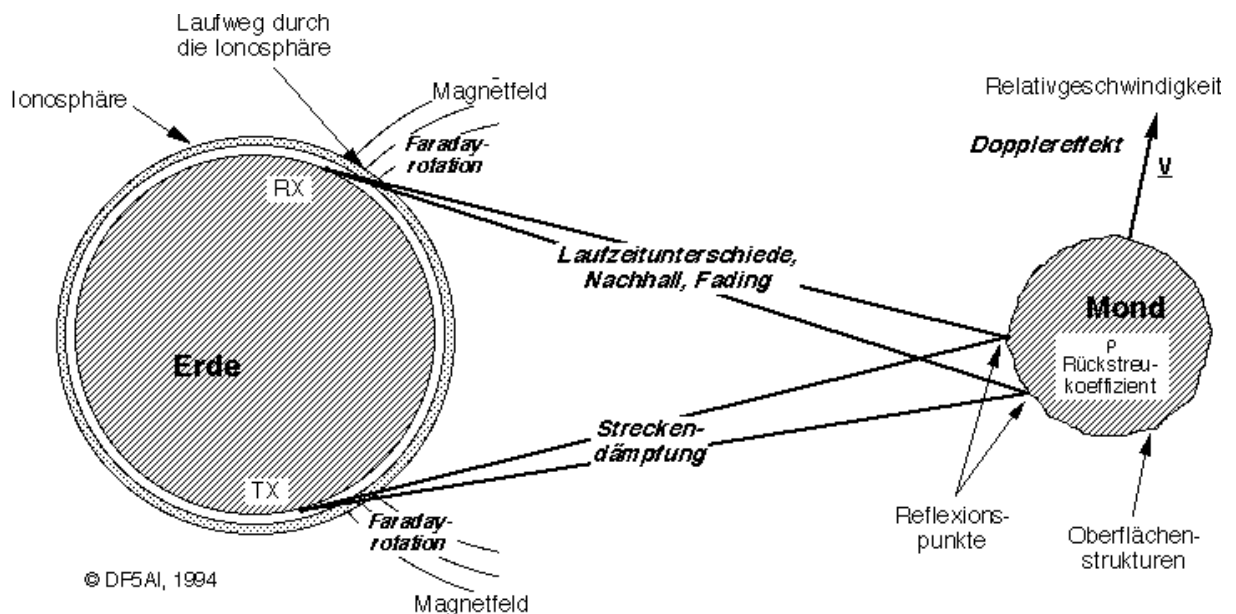
Alle Rechte vorbehalten. Der Nachdruck ist ohne schriftliche Genehmigung des Autors untersagt.

## 1. Einleitung

Die ersten Radarechos vom Mond wurden 1946 von DEWITT und STODOLA beobachtet, [1], im wissenschaftliche Interesse standen Mondechos jedoch vor allem in den sechziger Jahren. Zur Vorbereitung der Mondlandung erhoffte man durch Radarmethoden Aufschluß über die Oberflächen- und Materialbeschaffenheit des Erdtrabanten zu gewinnen. Die Mondsonden und bemannten Weltraumflüge der Apollomissionen sowie die Verfügbarkeit von Kommunikationssatelliten haben das funktechnische Interesse am Mond jedoch geringer werden lassen. Heute wird der Mond zu Meß- oder Kalibrationszwecken verwendet, [5], und die Geodäsie nutzt die von den Apollomissionen 11, 14 und 15 ausgesetzten Laserreflektoren für Entfernungsmessungen, siehe z.B. [8]. Funkamateure nutzen den Mond seit mehreren Jahrzehnten als passiven Reflektor, um interkontinentale Funkverbindungen im VHF-/SHF-Bereich zu verwirklichen. Dieser Aufsatz diskutiert die physikalischen Grundlagen von Erde-Mond-Erde-Verbindungen (EME).

## 2. Physikalische Einflüsse auf EME-Verbindungen

**Abbildung 1** zeigt in stark vereinfachter Form die verschiedenen physikalischen Einflüsse und Effekte, die bei Erde-Mond-Erde-Verbindungen (EME) wirksam werden.



**Abbildung 1. Physikalische Effekte bei EME-Verbindungen.**

Vom Sender TX werden die Radiowellen in Richtung Mond abgestrahlt, die zunächst das vom erdmagnetischen Feld durchsetzte ionosphärische Plasma durchlaufen. Im Falle von linear polarisierten elektromagnetischen Wellen findet hierbei eine Drehung der Polarisationssebene statt (FARADAY-Rotation).

Der Mond stellt sich als irregulärer Streukörper dar, wobei nur ein Bruchteil der sichtbaren Mondscheibe zum reflektierten Funksignal beiträgt. Die geometrische Tiefe des Mondes ruft ein „Nachhallen“ hervor, d.h. sehr kurze Radarimpulse erscheinen beim Empfang zeitlich gedehnt. Die Relativbewegung zwischen der Erde und dem Mond bewirkt eine Dopplerverschiebung des Empfangssignals, die Rotationsbewegung des Mondes ruft eine Dopplerverbreiterung des Echospektrums hervor.

Die in Richtung des Empfangsortes RX zurückgestreuten Beiträge stellen insgesamt ein kompliziertes „Wellengemisch“, was sich u.a. durch ausgeprägte Schwunderscheinungen bemerkbar macht. Die zur Erde zurückgestreuten Wellen durchlaufen die Ionosphäre ein weiteres Mal, womit linear polarisierte Wellen eine erneute FARADAY-Rotation erfahren. Schließlich haben die Radiowellen eine Strecke von der Länge der doppelten Mondentfernung zurückgelegt und durch die Streckendämpfung eine erhebliche Dämpfung erfahren.

Alle physikalischen Einflüsse stellen zeitlich variable Phänomene dar, dadurch besitzen Mondechos eine hohe zeitliche Variabilität. Bekannterweise kann sich die Empfangsfeldstärke in Sekundenbruchteilen signifikant ändern<sup>1</sup>, es müssen aber auch langfristige Veränderungen aufgrund der Mondbewegung berücksichtigt werden. Die unterschiedliche Streckendämpfung zwischen Erdnähe und Erdferne stellt letztlich eine langfristige Variation der Empfangsfeldstärke dar.

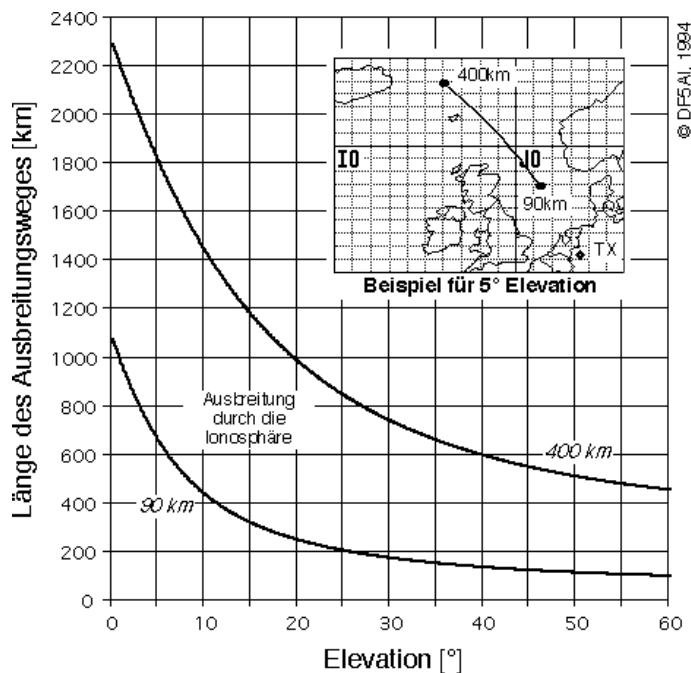
### 3. Der Laufweg durch die Ionosphäre

Bei Mondechoversuchen durchheilen die elektromagnetischen Wellen zweimal die Ionosphäre. Zum Zwecke einer einfachen geometrischen Untersuchung wird die detaillierte Struktur der Ionosphäre im Folgenden vernachlässigt. Vereinfachend werde das Höhenintervall zwischen 90 und 400km als „Ionosphäre“ bezeichnet, womit die Unterkante der E-Region und die obere F-Region eingeschlossen werden.

**Abbildung 2** zeigt die Länge des Ausbreitungsweges vom Sendeort bis zum Höhenniveau von 90 km bzw. 400 km in Abhängigkeit von der Elevation. Zunächst vergegenwärtige man sich den einfachen Fall der senkrechten Abstrahlung (90° Elevation). Die Länge des Ausbreitungsweges durch die Ionosphäre ist in diesem Fall mit der „Ionosphärenhöhe“ identisch und nimmt daher den kleinsten Wert von 310 km an. Mit abnehmender Elevation muß die elektromagnetische Welle einen zunehmend längeren Weg zurücklegen, bevor das Höhenniveau von 90km bzw. 400km erreicht wird. Bei 5° Elevation hat die Radiowelle beispielsweise 700 km zurückgelegt, bevor sie in die Ionosphäre eindringt und erst nach 1800km Laufweg wird die Ionosphäre wieder verlassen. Typischerweise liegt bei den EME-Verbindungen mit horizontnahe Mond daher ein Ausbreitungsweg innerhalb der Ionosphäre von mehr als 1000 km vor.

---

<sup>1</sup> Vor allem auf vergleichsweise niedrigen Frequenzen zeigt der Feldstärkeverlauf der Mondechos markante Spitzenwerte. Beim Empfang von Mondechos auf 50 MHz (W7HAH, 12.11.94) glaubte der Autor beispielsweise zunächst an Meteorreflexionen aus dem europäischen Raum, da die Feldstärke-Bursts große Ähnlichkeit zu Meteorscatter-Signalen aufwiesen.



**Abbildung 2. Laufweg der Radiowellen in die Ionosphäre.**

Die Landkarte in **Abbildung 2** zeigt als Beispiel einen Sender im QTH-Kennerfeld JO31, welcher den Mond in nordwestlicher Richtung bei 5° Elevation anvisiert. Dies Beispiel ist repräsentativ für EME-Versuche bei untergehendem Mond mit hoher positiver Deklination (Funkverbindungen von Europa zur Westküste Nordamerikas). Man erkennt, dass die Radiowellen über der nördlichen Nordsee in die untere Ionosphäre eintreten und erst östlich von Island den Weg durch die Ionosphäre beenden. Die Funksignale durchqueren somit die polare Ionosphäre, womit sich möglicherweise die von vielen Funkamateuren mitgeteilte Beobachtung erklärt, dass Nordlichter und Aurora-Funkbedingungen einen ungünstigen Einfluß auf EME-Verbindungen ausüben.

#### 4. Die FARADAY-Rotation

Der wichtigste Einfluß, der bei EME-Funkverbindungen durch die Ionosphäre hervorgerufen wird, ist die sogenannte FARADAY-Rotation linear polarisierter elektromagnetischer Wellen. Eine ebene Welle im verlustfreien Medium erfährt während des infinitesimalen Laufweges  $dx$  eine Änderung des Phasenwinkels von  $d\theta = \beta dx$ , wobei die Phasenkonstante  $\beta = 2\pi/\lambda = \omega \cdot n/c$  ist ( $\lambda$  ist die Wellenlänge,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $n$  die Brechzahl und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit).

Jede linear polarisierte Welle kann mathematisch als Summe einer rechts- und linkszirkularpolarisierten Welle gleicher Amplitude dargestellt werden. In einem ionisierten Medium bei Anwesenheit eines Magnetfeldes ermittelt man unterschiedliche Brechzahlen  $n$  für die rechts- und linksdrehende Welle. Die FARADAY-Rotation läßt sich daher als Aufspaltung der linear polarisierten Welle in die beschriebenen zwei Teilwellen deuten, die in der Ionosphäre ein jeweils geringfügig unterschiedliches Ausbreitungsmedium vorfin-

den. Beim Austritt aus der Ionosphäre kombinieren sich die beiden Teilwellen wieder zu einer linear polarisierten Welle, aufgrund des Brechzahlunterschiedes  $\Delta n$  schwingt der elektrische Feldvektor der resultierenden Welle aber nun in einer anderen Ebene.

Man kann zeigen, dass sich unter diesen Voraussetzungen der Phasenwinkel gemäß  $d\theta = dx \cdot \omega \cdot \Delta n / (2c)$  ändert. Die detaillierte Berechnung der FARADAY-Rotation erfolgt durch Einsetzen eines geeigneten Ausdrucks für  $\Delta n$  und anschließender Integration des Ausdrucks.

Verläuft der Ausbreitungsweg nahezu parallel zum erdmagnetischen Feld, erhält man den Drehwinkel  $\theta_L$ , welcher den sogenannten *quasi-longitudinalen Fall* beschreibt, d.h.

$$(1) \quad \theta_L = \frac{e^3 \lambda^2}{8\pi^2 c^3 \varepsilon_0 m^2} \int_0^x N B \cos \phi \, dx \quad (\text{rad}).$$

Dabei sind  $e$  die Elektronenladung,  $m$  die Elektronenmasse,  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante,  $N$  die Elektronendichte,  $B$  die Flußdichte des erdmagnetischen Feldes,  $\phi$  der klein angenommene Winkel zwischen Ausbreitungs- und Magnetfeldrichtung und  $x$  die Länge des Ausbreitungsweges innerhalb der Ionosphäre, [3].

Im *quasi-transversalen Fall* erfolgt die Wellenausbreitung nahezu senkrecht ( $\phi$  nahe  $90^\circ$ ) zum erdmagnetischen Feld. Der Drehwinkel ermittelt sich dann zu ([3]):

$$(2) \quad \theta_T = \frac{e^4 \lambda^3}{32\pi^3 c^4 \varepsilon_0 m^3} \int_0^x N B^2 \sin^2 \phi \, dx \quad (\text{rad}).$$

Man beachte, dass der Drehwinkel im quasi-longitudinalen Fall umgekehrt proportional zum Quadrat der Frequenz ist ( $\theta_L \propto 1/f^2$ ), im quasi-transversalen Fall jedoch umgekehrt proportional zur dritten Potenz der Frequenz ( $\theta_T \propto 1/f^3$ ). Den longitudinalen Fall findet man angenähert nur an Polen vor, während der transversale Fall am Äquator angewendet werden kann. In der Praxis ist jedoch keiner der Fälle auf ideale Weise erfüllt. Die praktische Anwendung der Gleichungen wird auch dadurch erschwert, dass entlang des Ausbreitungsweges über die Elektronendichte integriert werden muß, d.h. es sind Kenntnisse über die horizontale und vertikale Elektronendichteverteilung notwendig. Dennoch lassen sich an den Gleichungen einige qualitative Aussagen ablesen:

Ein detaillierter Vergleich des longitudinalen mit dem transversalen Fall führt beispielsweise zu dem Ergebnis, dass der FARADAY-Effekt an den Polen wesentlich stärker ist als am Äquator. Bei einer Frequenz von 100 MHz ist das Verhältnis von der Größenordnung 100, [3], der gesamte Drehwinkel beträgt im longitudinalen Fall größenordnungsmäßig  $4\pi$ , d.h. zwei vollständige Drehungen der Polarisationssebene, [4]. Betrachtet man das erdmagnetische Feld in Stärke und Richtung näherungsweise als konstant entlang des Ausbreitungsweges in der Ionosphäre, so kann man in den Gleichungen die Größe  $B$  und die jeweilige Winkelfunktion vor das Integral ziehen. Die verbleibende Integration über  $N$  liefert dann den sogenannten „integralen Elektroneninhalt“ der Ionosphäre entlang des Ausbreitungsweges. Damit läßt sich die zeitliche Änderung des FARADAY-Effektes deuten, die bei EME-Verbindungen zu einem relativ langfristigen und tiefen Polarisationsfading führt. Die Polarisationssebene ändert sich, wenn sich die Ionisation vor allem in der E- und F-Region entlang der Verbindungslinien Sendeantenne-Mond-Empfangsantenne signifikant verändert. Dies kann durch dynamische Vorgänge in der

Ionosphäre oder/und durch die Nachführung der Antennen hervorgerufen werden, wenn dadurch unterschiedliche Ionosphärenbereiche „durchleuchtet“ werden, siehe hierzu nochmals das Beispiel in **Abbildung 2**.

## 5. Berechnung der EME-Funkstrecke

### 5.1. Radargleichung

Die sogenannte Radargleichung beschreibt die vom Mond rückgestreute Empfangsleistung  $P_e$  als

$$(3) \quad P_e = P_s G_s A_e \frac{\sigma}{(4\pi d^2)^2},$$

dabei ist  $P_s$  die Sendeleistung,  $G_s$  der Sendeantennengewinn (als dimensionsloser Faktor),  $A_e$  die Apertur der Empfangsantenne,  $d$  die Mondentfernung und  $\sigma$  der Rückstreuquerschnitt des Mondes. Das Verhältnis aus Sende- und Empfangsleistung definiert die Streckendämpfung, [4],

$$(4) \quad L_{Rad} = \frac{P_s}{P_e}.$$

Ersetzt man die Antennenapertur  $A_e$  durch den Antennengewinn  $G_e = 4\pi A_e / \lambda^2$  und die Radarwellenlänge  $\lambda$  durch die Frequenz  $f = c/\lambda$ , so erhält man für die Streckendämpfung

$$(5) \quad \frac{l_{Rad}}{\text{dB}} = 103.4 + 40 \cdot \lg\left(\frac{d}{\text{km}}\right) + 20 \cdot \lg\left(\frac{f}{\text{MHz}}\right) - \frac{g_s}{\text{dBi}} - \frac{g_e}{\text{dBi}} - 10 \cdot \lg \sigma,$$

wobei  $l_{Rad} = 10 \cdot \lg L_{Rad}$  und  $g_{s,e} = 10 \cdot \lg G_{s,e}$ .

### 5.2. Signal-/Rauschabstand

Im logarithmischen Maß mit  $p_{s,e} = 10 \cdot \lg P_{s,e}$  ergibt sich aus Gl. (4) die Beziehung  $p_e = p_s - l_{Rad}$ , d.h. die Empfangsleistung entspricht der um die Streckendämpfung reduzierten Sendeleistung. Zur Ermittlung des Signal/Rauschabstandes  $R$  muß diese mit der von der Empfangsanlage erzeugten Rauschleistung

$$(6) \quad P_r = N \cdot K_B \cdot T \cdot B$$

verglichen werden ( $N$  ist die dimensionslose Rauschzahl,  $K_B$  die Boltzmannsche Konstante,  $T$  die Umgebungstemperatur und  $B$  die Empfangsbandbreite). Aus der Definition

des Signal/Rauschabstandes  $R = P_e / P_r$  ergibt sich in logarithmischer Schreibweise  $p_e = r + p_r$ , wobei die Abkürzungen  $r = 10 \cdot \lg R$  und  $p_r = 10 \cdot \lg P_r$  verwendet werden. Die Auswertung der Gleichsetzung  $p_s - l_{Rad} = r + p_r$  ergibt dann für den in Dezibel gemessenen Signal/Rauschabstand:

$$(7) \quad \frac{r}{\text{dB}} = 100.5 - 10 \cdot \lg NB - 40 \cdot \lg \left( \frac{d}{\text{km}} \right) - 20 \cdot \lg \left( \frac{f}{\text{MHz}} \right) + \frac{P_s}{\text{dBW}} + \frac{g_s}{\text{dBi}} + \frac{g_e}{\text{dBi}} + 10 \cdot \lg \sigma.$$

### 5.3. Radarrückstreuquerschnitt des Mondes

Den Radarrückstreuquerschnitt  $\sigma$  des Mondes setzt man üblicherweise mit der geometrischen Fläche  $\pi \cdot R_M^2$  der sichtbaren Mondscheibe in Beziehung ( $R_M$  ist der Mondradius von 1739km), d.h.

$$(8) \quad \sigma = g \rho \pi R_M^2,$$

dabei ist  $\rho$  der Reflektionskoeffizient und  $g$  die von der Oberflächenbeschaffenheit abhängige Direktivität (im Falle einer glatten Kugeloberfläche ist  $g=1$ ), [2]. In [2] werden die von verschiedenen Autoren gemessenen Werte des Produktes  $g \cdot \rho$  diskutiert, welche zwischen 0.05 und 0.1 ermittelt wurden. Die in den Wellenlängenbereichen von 33cm bis 3m getätigten Messungen zeigen dabei übrigens keine systematische Variation als Funktion der Wellenlänge, [2]. In diesem Aufsatz wird der Wert

$$(9) \quad g \cdot \rho = 0.074 \pm 0.01$$

verwendet, der in [2] als die bisher zuverlässigste Messung bezeichnet wird. Im Bereich der optischen Wellenlängen erhält man übrigens den erheblich abweichenden Wert von 0.57.

$f$ [MHz]	$r$ [dB]	$\Delta$ [dB]
50	$-37.0 - 10 \cdot \lg NB + p_s + g_s + g_e$	+9.2
144	$-46.2 - 10 \cdot \lg NB + p_s + g_s + g_e$	0
432	$-55.8 - 10 \cdot \lg NB + p_s + g_s + g_e$	-9.6
1296	$-65.3 - 10 \cdot \lg NB + p_s + g_s + g_e$	-19.1

**Tabelle 1. Vergleich des Signal-/Rauschabstandes auf vier Amateurfunkbändern.**

Die gewonnenen Ergebnisse sind in **Tabelle 1** für einige ausgewählte Frequenzen und für den Fall des geringsten Abstands zwischen Erde und Mond spezialisiert, wobei die Verhältnisse im 144 MHz Amateurband als Referenz dienen (0 dB). Man erkennt, dass die



Streckendämpfung auf dem 6m-Band um ca. 9 dB geringer ist als auf dem 2m-Band. EME-Verbindungen auf dem 70cm-Band sind gegenüber dem 2m-Band um 9 bis 10 dB stärker bedämpft. Im 23cm-Bereich erhöht sich die Dämpfung im Vergleich zum 2m-Band um 19 dB.

Bei diesem Vergleich werden konstante Antennengewinne und damit zunehmend kleinere Antennenflächen zugrunde gelegt. Der Vergleich ist möglicherweise von größerem praktischen Interesse, wenn man hingegen gleiche geometrische Antennenaperturen annimmt und damit den auf höheren Frequenzen erzielbaren Gewinnzuwachs ebenfalls berücksichtigt. Zu diesem Zweck wird Gl.(7) umgeschrieben zu

$$(10) \quad \frac{r}{\text{dB}} = 100.5 - 10 \cdot \lg NB - 40 \cdot \lg \left( \frac{d}{\text{km}} \right) + 20 \cdot \lg \left( \frac{f}{\text{MHz}} \right) \\ + \frac{P_s}{\text{dBW}} + 10 \cdot \lg \left( \frac{4\pi A_s}{c^2} \right) + 10 \cdot \lg \left( \frac{4\pi A_e}{c^2} \right) + 10 \cdot \lg \sigma$$

Man beachte, dass im Vergleich zur ursprünglichen G. (7) das Vorzeichen des Frequenzterms wechselt, womit sich auch das Vorzeichen in der dritten Spalte der **Tabelle 1** vertauscht. Bei gleichbleibender Antennenapertur liegen demnach gerade umgekehrte Verhältnisse vor, d.h. auf dem 6m-Band sind die Mondechos circa 9 dB schwächer als auf dem 2m-Band, die 70cm-Mondechos sind hingegen 9 bis 10 dB, die 23cm-Mondechos 19 dB stärker als auf dem 2m-Band.

#### 5.4. Bemerkungen

Der Signal/Rauschabstand stellt eine „technische“ Größe dar, welche die Fähigkeit des menschlichen Gehörs bei der Detektion verrauschter Nutzsingnale jedoch unberücksichtigt läßt. Die Auffassungsschwelle für den menschlichen Beobachter liegt daher keineswegs bei einem Signal/Rauschabstand von 0 dB, sondern ist deutlich geringer.<sup>2</sup>

Die Anwendung der Radargleichung nimmt den Sender und den Empfänger im Vakuum an und behandelt den Mond als statischen Rückstreukörper. Die oben diskutierten physikalischen Einflüsse, die schließlich den Mondechos einen dynamischen Charakter verleihen, bleiben in Gl. (7) und (10) freilich unberücksichtigt.

Die in den Gleichungen angegebene Rauschzahl  $N$  beschreibt das gesamte Empfangssystem und beschränkt sich z.B. nicht auf die Rauschzahl des Vorverstärkers (man beachte ferner, dass der Begriff „Rauschzahl“ oftmals in unterschiedlichem Sinne verwandt wird, d.h. sowohl als dimensionsloser Faktor wie auch als Dezibel-Angabe). Die Unter-

<sup>2</sup> In einem Experiment hat der Autor auf Tonband festgehaltene Mondechos verschiedenen Testpersonen zum Abhören präsentiert. Die Telegraphiesignale wurden von UKW-Amateuren ohne Schwierigkeiten identifiziert. Hingegen geben einige nicht mit dem Amateurfunk verbundene Versuchspersonen an, dass sie keinerlei Morsezeichen wahrnehmen können. Eine meßtechnische Auswertung ergab, dass die bei 2.5kHz Bandbreite aufgezeichneten Empfangssignale einen Signal/Rauschabstand von weniger als -15dB aufweisen. Es sei angemerkt, dass der Signalpegel i.a. nicht direkt gemessen werden kann. Pegelmessungen am Empfänger oder anhand von Tonbandaufzeichnungen vermessen nicht das Nutzsignal, sondern die Summe aus Nutzsignal  $S$  und Rauschen  $N$ . Wenn man das Verhältnis der beiden Zustände „Nutzsignal vorhanden“ und „Nutzsignal nicht vorhanden“ bildet, dann ermittelt man daher den Quotienten  $(S + N)/N$ , welcher um 1 größer ist als der eigentlich interessierende Signal/Rauschabstand  $S/N$ .

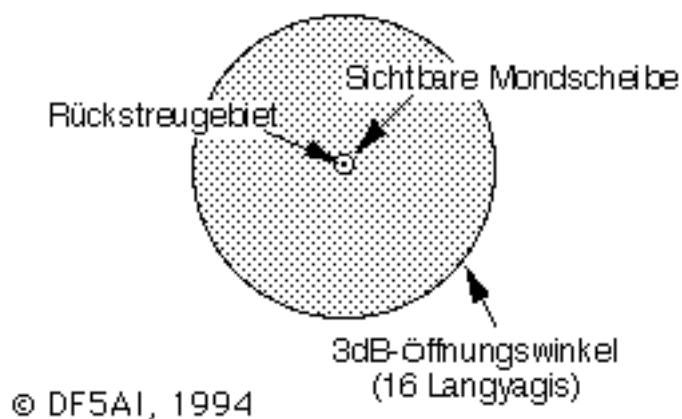
suchung der gesamten Empfangsanlage schließt alle kaskadierten Komponenten (Antenne, Vorverstärker, Ableitungskabel, Empfänger) ein. Die Gesamtrauschzahl berechnet man beispielsweise anhand der Gleichung von Friis, siehe z.B. [3] und [4]. Die Betrachtung muß auch die von der Antenne aufgefangenen Rauschbeiträge berücksichtigen, die das Nutzsignal ebenso maskieren wie das von den elektronischen Komponenten beigetragene Rauschen. Das von der Antenne aufgefangene solare und galaktische Rauschen wird dabei als eine erhöhte „Antennentemperatur“ gedeutet.

## 6. Der Mond als Radarobjekt

### 6.1. Einleitung

Der Mond besitzt einen Durchmesser von 3476 km und befindet sich in circa 60 Erdradien Entfernung. Im Perigäum nähert er sich der Erde auf 356.410 km, im Apogäum beträgt die Distanz 406.740 km, [7]. Die Signallaufzeit schwankt daher zwischen 2.4 s und 2.7 s, der Winkeldurchmesser der sichtbaren Mondscheibe variiert zwischen circa  $0.6^\circ$  (Erdnähe) und  $0.5^\circ$  (Erdferne).

Das Rückstreugebiet auf der Mondoberfläche ist wesentlich kleiner als die sichtbare Mondscheibe und stellt daher für Amateurantennen stets ein punktförmiges Objekt dar. **Abbildung 3** zeigt die ungefähre Größe des Mondes innerhalb der Hauptkeule einer aus sechzehn Yagiantennen bestehenden Antennengruppe. Aus diesem Größenvergleich sollte allerdings nicht die Schlußfolgerung gezogen werden, dass die Aufgabe der Antennennachführung darin bestünde, den Mond innerhalb der Hauptkeule festzuhalten. Das Ausschwenken des Mondes aus dem Zentrum der Antennenkeule hin zu einem 3dB-Punkt würde z.B. beim Empfang der eigenen Mondechos einen erheblichen Signalverlust von 6dB bedeuten.



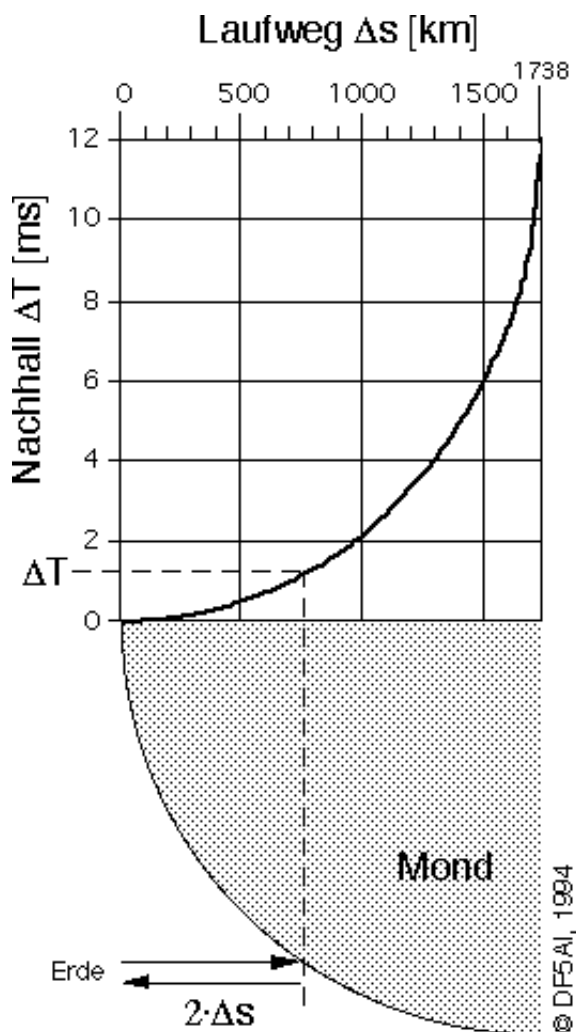
**Abbildung 3. Größenvergleich der Mondscheibe mit dem Öffnungswinkel einer EME-Antennenanlage.**

Der Mond sollte daher möglichst präzise im Maximum der Antennenkeule gehalten werden, um zusätzliche Übertragungsverluste durch eine Antennenmißweisung zu vermei-

den. Neben einer ausreichenden Genauigkeit der Anzeigeeinstrumente für Azimut und Elevation zählt hierzu auch die Überprüfung der Linearität des Anzeigesystems (insbesondere, wenn die Richtungswerte anhand von Widerstandsbrücken ermittelt werden), eine sorgfältige und regelmäßig wiederholte Kalibrierung der Anzeigen und ein möglichst geringes mechanisches Spiel der Antennenanlage. Schließlich sollte die Antenne während eines EME-Versuches nach einem vorbereiteten Zeitplan nachjustiert werden, da ein willkürliches und gelegentliches Nachführen kaum in der Lage sein wird, den Mond stets innerhalb der gesetzten Schranken zu halten. Schließlich sollte auch das jeweilige Bahnrechnungsprogramm einer kritischen Überprüfung unterzogen werden. Viele Programme im Amateurfunkbereich berechnen den Mondort in nur geringer Genauigkeit beispielsweise weil der Beobachter am Erdzentrum angenommen wird (eine aufwendigere Mondbahnberechnung wird z.B. in [8] angegeben).

## 6.2. Nachhall der Mondechos

Durch die kugelförmige Gestalt des Mondes erfahren die Mondechos unterschiedliche Verzögerungszeiten, denn die am erdnächsten Punkt reflektierten Signalen legen einen kürzeren Ausbreitungsweg zurück als die von der Mondperipherie reflektierten Signale. Die Verzögerung bewirkt ein allmähliches Abklingen eines Echopulses, dieser „Nachhall“ beträgt maximal circa 12 Millisekunden, **Abbildung 4**.



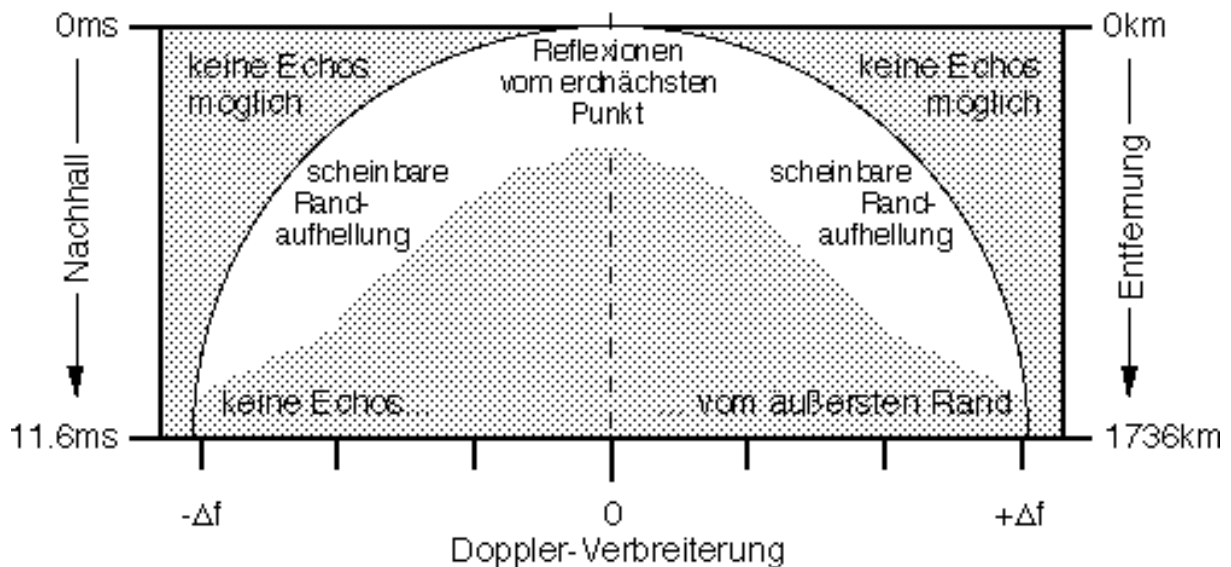
**Abbildung 4.** Nachhall der Mondechos durch die räumliche Tiefe der reflektierenden Mondscheibe.

Der mit Abstand dominierende Anteil am rückgestreuten Signal wird jedoch von einem nur wenige hundert Kilometer durchmessenden Gebiet am erdnächsten Punkt beigesteuert. Aus der Sicht der Funkantenne besitzt der Mond somit einen hellen Zentralpunkt mit abgedunkelten Randgebieten im Gegensatz zum optischen Frequenzbereich, wo der Mond, etwa bei Vollmond, eine vergleichsweise gleichmäßige Flächenhelligkeit aufweist.

Jedoch ist der Mondrand auch im Funkbereich nicht vollständig verdunkelt. Einerseits rufen Mondberge, deren Flanke momentan geeignet gen Erde gerichtet ist, Rückstreuerechos vor, andererseits beobachtet man mit geeigneten Radarmethoden eine zusätzliche Randaufhellung.

### 6.3. Scheinbare Randaufhellung

**Abbildung 5** zeigt die Herkunft der zum Rückstreuerecho beitragenden Komponenten in einem Zeit-/Frequenzdiagramm. Die Zeitachse entspricht dabei der oben diskutierten Nachhalldauer, das Frequenzspektrum beschreibt die durch die Mondrotation hervorgerufene Dopplerverbreiterung des Empfangssignals. Die Abbildung stellt eine schematische Darstellung der in [2] mitgeteilten Radarmessergebnisse dar.

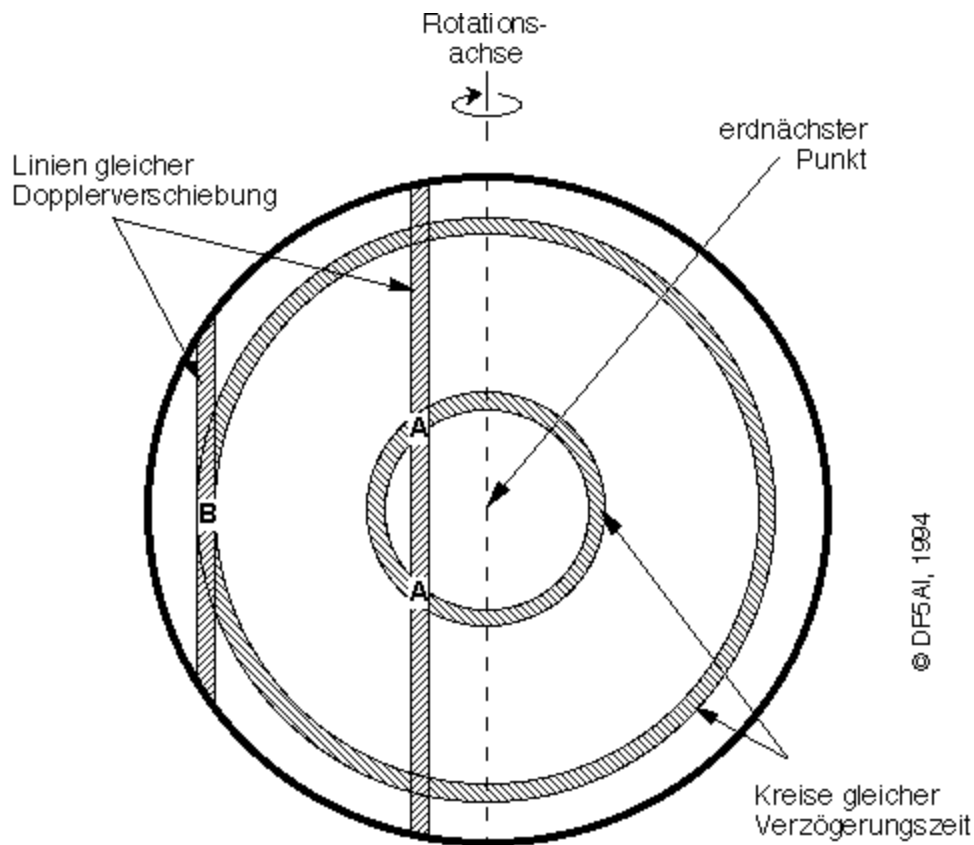


**Abbildung 5. Herkunft der Echobeiträge im Zeit-/Frequenzspektrum, in Anlehnung an „Plate 2“ in [2].**

Die Reflexionen vom erdnächsten Punkt findet man in dieser Darstellung bei einer Dopplerverschiebung und einer Nachhalldauer von jeweils Null. Der äußerste Mondrand wird durch maximale Dopplerverschiebung und maximale Nachhalldauer beschrieben, jedoch werden von der äußeren Peripherie der Mondscheibe keine Mondechos empfangen. Mondechos vergleichsweise hoher Feldstärke findet man jedoch entlang des eingezeichneten Kreisbogens (man beachte, dass der Kreisbogen nicht die Mondscheibe be-

schreibt, sondern die Begrenzung des Wertebereichs von Nachhall und Dopplerverbreiterung).

Die scheinbare Randaufhellung deutet sich aus den Schnittpunkten der Linien gleicher Dopplerverschiebung und den konzentrischen Kreisen gleicher Nachhalldauer, siehe **Abbildung 6**. Die Schnittbereiche vom Typ B besitzen dabei eine wesentlich größere Fläche als die Bereiche vom Typ A und tragen daher besonders zum Nachhall/Doppler-Diagramm bei, [2].



**Abbildung 6. Der Erde zugewandte Mondscheibe mit Konturen gleicher Dopplerverschiebung und gleicher Nachhalldauer, nach [2].**

## 7. Literaturhinweise

- [1] Detection of Radio Signals Reflected from the Moon  
Dewitt, J.H., Stodola, E.K.  
Proceedings of the I.R.E., 229-242, 1949

- 
- [2] The Scattering Properties of the Lunar Surface at Radio Wave Lengths  
Evans, J.V., Pettengill, G.H.  
The Moon, Meteorites and Comets, The University of Chicago Press, 129-161
  
  - [3] Radio Astronomy  
Kraus, J.D.  
McGraw-Hill, 1966
  
  - [4] Wellenausbreitung I, II  
Grosskopf, J.  
Bibliographisches Institut, Mannheim, 1970
  
  - [5] The Moon as a calibration target of convenience for VHF-UHF radar systems  
Mathews, J.D., Breakall, J.K., Sulzer, M.P.  
Radio Science, Vol. 23, No. 1, 1-12, 1988
  
  - [6] Astronomie mit dem Personal Computer  
Montenbruck, O., Pflieger, T.  
Springer-Verlag, 1991
  
  - [7] Meyers Handbuch über das Weltall  
Schaifers, K., Traving, G.  
Bibliographisches Institut, Mannheim, 186, 1973
  
  - [8] Laserentfernungsmessungen zum Mond und zu Satelliten  
Schreiber, U.  
Funktelegramm, 3, 42-43, 1994