

Simulation und Messung des ELF-Tagesganges

ARNFRIED MAGUNIA

Es sind hauptsächlich die in den Tropen stattfindenden Gewitter, die mit ihren Blitzen das elektromagnetische Spektrum von $1 - 10^9$ Hz anregen. Für die Audio-Magnetotellurik mit ihrem Einsatzgebiet von $1 - 10^3$ Hz – dies liegt im *extremely low frequency*-(ELF)-Bereich – sind diese weltweit stattfindenden Blitze die Hauptanregungsquellen.

Die Anregungsquellen der Magnetotellurik und Audiomagnetotellurik unterscheidet sich nicht nur hinsichtlich unterschiedlicher Quellenprozesse und deren räumlicher Ausdehnung – auch das Ausbreitungsverhalten der von ihnen produzierten elektromagnetischen Felder zeigt verschiedene Ausprägungen. Die Ausbreitung elektromagnetischer Felder läßt sich für Perioden $T > 15$ Minuten als Diffusionsvorgang von der Ionosphäre bis in das Erdinnere beschreiben. Kürzerperiodische Felder breiten sich als Wellen aus. Die Felder im Bereich der Audiomagnetotellurik jedoch werden als Radiowellen extrem tiefer Frequenzen zwischen der im Gegensatz zur troposphärischen Luft relativ gut leitfähigen Erdoberfläche und der Ionosphäre geführt und diffundieren dann in das Erdinnere. In meiner Arbeit wurde die Ausbreitung solcher Felder betrachtet und Hinweise auf mögliche Auswirkungen gesucht, die ein tageszeitabhängiges Anregungsspektrum auf die Stabilität von AMT-Sondierungen hat [MAGUNIA, 1993].

Es soll hier ein einfaches räumlich-zeitliches Modell der weltweiten Gewitteraktivität vorgestellt und des weiteren beschrieben werden, wie sich im Verlaufe eines Tages die Anregung im ELF-Bereich ändert. Des weiteren soll auf die Ausbreitung elektromagnetischer Felder im irdischen Wellenleiter im ELF-Bereich eingegangen werden, insbesondere, weshalb es genügt, zu dessen Beschreibung nur die TM_0 -Mode zu verwenden. Abschließend werden die Daten zweier ganztägiger Registrierungen gezeigt.

Ein einfaches räumlich-zeitliches Modell der weltweiten Gewittertätigkeit

Die synoptische Meteorologie liefert zunächst keine genaueren Daten zur Gewitteraktivität: sie kennt nur den sogenannten *Gewittertag* - ein Tag, an dem mindestens ein Gewitter gehört und gesehen wurde. Zur Simulation der ELF-Anregung wird jedoch eine Abschätzung der globalen räumlichen und zeitlichen Verteilung der Blitzrate benötigt.

BROOKS [1925] trug als erster alle vorhandenen Untersuchungen regionaler Gewitterzahlen zusammen um eine globale Karte der Gewittererwartung zu erstellen. Er leitete aus der von MARRIOTT [1908] berichteten Blitzanzahl eines Gewitters und der zusätzlichen Überlegung, welche Fläche von einem gewöhnlichen Gewitter im Laufe seiner aktiven Phase überdeckt wird, das weltweite, gleichzeitige Auftreten von etwa 1800 Gewittern und 100 Blitzen pro Sekunde ab. Diese anhand einer empirischen Untersuchung ermittelten Schätzwerte sind bis heute größenordnungsmäßig gültig. WHIPPLE [1929], sowie WHIPPLE und SCRASE [1936], leiteten aus Registrierungen des vertikalen elektrischen Feldes und den Ergebnissen von BROOKS eine geschätzte Kurve der weltweiten Gewitteraktivität ab. Sie gibt die Variation der von Gewittern bedeckten Erdoberfläche im Laufe eines Tages bezogen auf die Weltzeit (UT, *universal time*) an. Sie ist eine stark vereinfachte Darstellung der allgemeinen Gewittertätigkeit und wird – bis heute – immer wieder zitiert [z.B. in SCHREIER, 1984]. Es gibt in der Literatur keine genauere oder gültigere Kurve. Langfristige Untersuchungen liefern Ergebnisse, die allenfalls qualitativ übereinstimmen, wohingegen bei Beobachtungen über kurze Zeiträume erhebliche Abweichungen auftreten [z.B. OGAWA, TANAKA AND YASUHARA, 1969; CLAYTON AND POLK, 1977; DOLEZALEK, 1972].

Der Ausgangspunkt für ein räumliches Modell war eine Weltkarte der mittleren Anzahl der Gewittertage pro 10000 km² und Jahr. Sie wurde von der WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION aus langjährigen Beobachtungsdaten in den 50er Jahren zusammengetragen [z.B. in ISRAËL, 1961].

Angaben zur globalen Verteilung von Blitzen beruhen auf VLF-Sferic-Empfang [z.B. KEMP, 1971; HEYDT UND FRISIUS, 1974; VOLLAND, 1983; INGMANN *et al.*, 1985], Untersuchung im Bereich der SCHUMANN-Resonanzen [z.B. HOLZER AND DEAL, 1956; OGAWA, TANAKA AND YASUHARA, 1969; CLAYTON AND POLK, 1977] oder Satelliten-Observationen [z.B. ORVILLE AND SPENCER, 1979]. CLAYTON und POLK leiteten aus ihren Beobachtungen eine Blitzanzahl ab, die in der Größenordnung von etwa 200 s⁻¹ lag. Allgemein akzeptiert wird, daß zwischen 100 und 200 Blitze pro Sekunde weltweit stattfinden.

Andere empirische Untersuchungen von PRENTICE [1977] fanden einen Zusammenhang zwischen der Anzahl der Gewittertage einer Region und der mittleren Blitzdichte innerhalb dieser Region (siehe Bild neben Tab. 1).

Zum Aufbau des Modells

Zunächst wurde die Karte der Gewittertage vereinfacht: Als gewitterwirksame Fläche wurde das Gebiet zwischen 65° n.B. und 50° s.B. betrachtet und in ein Netz von 1° × 1°-Facetten zerlegt. Anschließend wurden die verschiedenen Gewittererwartungsstufen in fünf Blitzdichtestufen eingeteilt (Abb. 1). Das Produkt aus der breitenabhängigen Fläche F_ϕ einer 1° × 1°-Facette und der

Stufe	Anteil an gewitteraktiver Fläche	Gewittertage pro Jahr	arithm. Mittel Gewittertage	Blitzdichte B_{Stufe}
0	~31.3%	1-10	5.5	0.55
1	~47.0%	10-30	20.0	3.25
2	~12.0%	30-60	45.0	8.88
3	~8.3%	60-120	90.0	42.0
4	~1.4%	120-200	160.0	200.0

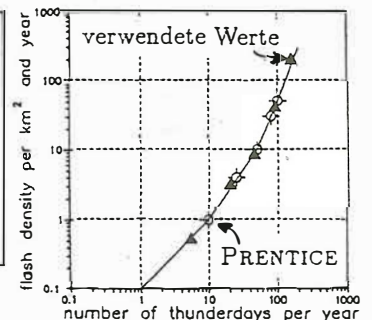


Tabelle 1: Abstufung der Gewittererwartung und der Blitzdichten

Blitzdichtestufe B_{Stufe} summiert über die gesammte gewitteraktive Fläche - und bezogen auf eine Sekunde - ergibt etwa 125 Blitze pro Sekunde weltweit:

$$k \cdot \sum_{\lambda=-180^\circ}^{180^\circ} \sum_{\varphi=-50^\circ}^{65^\circ} B_{Stufe}(\lambda, \varphi) \cdot F_\varphi \approx 125 \text{ s}^{-1} \quad (1)$$

Das Auftreten eines Gewitters - und seine Aktivität - hängt auch von der lokalen Tageszeit ab. Die Erwärmung troposphärischer Luftmassen geschieht durch Sonneneinstrahlung vom Boden her. Dadurch kann es bei hochreichend feuchtilablen Luftschichten zu einer Destabilisierung und infolge dessen zu starker Konvektion kommen.

Die Elektrifizierung und Ladungstrennung in einer Gewitterzelle ist bis heute noch nicht vollständig geklärt: Aber ein wesentlicher Aspekt scheint die Übertragung von Ladungen bei Kollisionen von Eis, Graupel und Regentropfen zu spielen. Dies sind stark temperaturabhängige Vorgänge [VOLLAND, 1984; UMAN, 1987; WILLIAMS, 1989].

Somit steuert der Temperaturtagesgang im wesentlichen die Gewitteraktivität: Über Land ist sie maximal am lokalen Nachmittag wegen der größtmöglichen Bodenerwärmung und minimal in den frühen Morgenstunden.

Es wurde bei dem Simulationsmodell eine Variation der örtlichen Gewitterwahrscheinlichkeit mit der Lokalzeit angenommen, wie es die folgende Kurve (Abb. 2) zeigt: Die Fläche unter dieser Tagesgangkurve wurde auf Eins normiert, in 48 halbstündige Zeitintervalle t unterteilt und jedem Zeitintervall t ein Gewichtungswert G_t zugewiesen.

Die Wahrscheinlichkeit P des Auftretens eines Blitzes in einer bestimmten $1^\circ \times 1^\circ$ -Facette mit den geographischen Koordinaten (λ, ϕ) innerhalb einer Sekunde zum Zeitintervall t ergibt sich als Produkt der Blitzdichtestufe B_{Stufe} , der breitenabhängigen Facettenfläche F_ϕ und der lokalzeitlichen Gewitterwahrscheinlichkeit G_t sowie einem Faktor d zur Umrechnung in Sekunden:

$$P(\lambda, \phi, t) = B_{Stufe}(\lambda, \phi) \cdot F_\phi \cdot G_t \cdot d \quad (2)$$

Mit Hilfe eines Zufallsgenerators wurde für jede der Facetten die Wahrscheinlichkeit P mit einer Zufallszahl $0 \leq \zeta \leq 1$ verglichen. Galt $\zeta < P$, so wurden die geographischen Koordinaten (λ, ϕ) als Quellkoordinaten zum Zeitintervall t abgespeichert.

Es resultierte eine Variation der Blitzanzahl zwischen 6000 und 12 000 Blitzen pro fiktiver Beobachtungsdauer von 72 Sekunden (Abb. 3). Sie verteilten sich – bezogen auf eine Beobachtungsdauer von einer Sekunde – für die Uhrzeiten 3^h , 10^h , 16^h und 23^h – wie es die vier Teilbilder in Abbildung 4 zeigen: Die Wanderung der Hauptgewitteraktivität von Ost nach West über den Globus wird deutlich.

Feldausbreitung

Nachdem die Positionen der Quellen bestimmt worden sind, wird im zweiten Schritt der Simulation der Feldstärkebeitrag jeder einzelnen Quelle an einem fiktiven Beobachtungsort (50° n.B., 8° ö.L.; Aschaffenburg) berechnet. Dabei mußten folgende Idealisierungen vorgenommen werden:

- Statt der in Wirklichkeit komplexen Entladungsfolgen der Wolke-Erde-Blitze wurden die starken Return-Strokes als vertikale elektrische HERTZ-Dipole vereinfacht.
- Die Dipolstärke wurde normiert.
- Es wird die isotrope Feldausbreitung zwischen zwei konzentrischen, ideal leitfähigen Kugelsphären – dies ist der irdische Wellenleiter – betrachtet, weil die troposphärische Luft eine um 10 Größenordnungen kleinere elektrische Leitfähigkeit als die Erdoberfläche oder die ionosphärische D-Schicht in ca. 80 km Höhe besitzt.
- Das elektromagnetische Feld wird bei seiner Ausbreitung als sogenannte TM_0 -Mode beschrieben. Die TM_0 -Mode ist ab einer Quellenentfernung $\theta > 5^\circ$ in dem betrachteten Frequenzbereich die dominante Mode.

Was heißt hier “TM“?

Mit TM-Polarisation wird ein elektromagnetisches Feld bezeichnet, dessen Magnetfeldvektor nur *transversal* zur *Ausbreitungsebene* – in ihr liegen der Wellenzahlvektor der einfallenden und der reflektierten Welle – orientiert ist (Abb. 5). Die Tabelle 2 zeigt, daß dieser Polarisationszustand in der Literatur unterschiedlich bezeichnet wird. Der Sachverhalt wird noch uneinheitlicher, wenn der

Terminus	Orientierung	Bezugsebene
TM-Polarisation	<i>transversal-magnetisch</i>	Ausbreitungsebene
TM-Polarisation	<i>tangential-magnetisch</i>	Trennfläche
E-Polarisation	<i>elektrisch-parallel</i>	Ausbreitungsebene

Tabelle 2: Verschiedene Bezeichnungen desselben Polarisationszustandes

Begriff der *Mode* wörtlich mit einer Polarisation gleichgesetzt wird:

Mode \neq Polarisation !

Was ist eine Mode ?

Eine Mode ist eine selbstkonsistente Feldkonfiguration, die sich in einem Wellenleiter aufbauen kann. Ein Beispiel hierfür ist der idealisierte ebene Wellenleiter (Abb. 6): Er besteht aus zwei planparallelen, durch Luft getrennten, ideal leitfähigen Grenzflächen, die sich in einem kartesischen Koordinatensystem über die x - y -Ebene erstrecken. Die eine Fläche liegt im Punkt $z = 0$ (*Erdoberfläche*) und die andere im Punkt $z = h$ (*Ionosphäre*). Das elektromagnetische Feld muß die Randbedingungen an den Wellenleiterwänden erfüllen. Das Verhältnis aus einfallendem und reflektiertem Feldanteil – also der Reflexionskoeffizient – ist in diesem Fall winkelunabhängig und identisch 1.

In großer Entfernung von einer Quelle breitet sich die Kugelwelle wie eine ebene Welle aus; es kommt zur Interferenz bei der Ausbreitung im Wellenleiter.

Ausbreitungsfähig sind nur solche Wellen, deren Einfallswinkel ϑ der *Grundgleichung der Moden-Theorie* [BUDDEN, 1961] gehorchen:

$$R_G(\vartheta) \cdot R_I(\vartheta) \cdot \exp(2ikh \cos \vartheta) = 1 = \exp(2in\pi) \quad (3)$$

Diese Bedingungsgleichung kann bei gegebenen Reflexionskoeffizienten $R_G(\vartheta)$ und $R_I(\vartheta)$ der beiden Wellenleiterwänden nur unter diskreten Winkeln $\vartheta = \vartheta_n$ – die aber auch komplex sein können – erfüllt werden.

Jedem n ist eine Mode, d.h. die Superposition mindestens zweier, sich unter dem selben Winkel ϑ_n ausbreitender, sich gegenseitig überschneidender, gleichphasiger, ebener Wellen zugeordnet, die den Randbedingungen in Phase, Amplitude und Ausbreitungsrichtung genügen. Es können sich nur Felder ausbreiten, deren Amplitudenänderungen mit der Höhe h des Wellenleiters eine *ganzzahlige* Anzahl n von Halbzyklen beschreiben (Abb. 7 für das Beispiel der TM-Moden [aus BUDDEN, 1961]).

Bei der *ungedämpften* TM_2 -Mode im Wellenleiter sind die E_z - und die H_y -Variationen phasengleich und um 90° phasenverschoben zur E_x -Komponente. Bei der *gedämpften* TM-Mode sind die E_x - und die E_z -Komponente in Phase und um 90° phasenverschoben zur H_y -Komponente. In diesem Fall ist der Sinus des Einfallswinkels ϑ_n komplexwertig.

Es gibt *keine* TE_0 -(*transversal-elektrisch*)-Mode, denn dann wäre $E_y = 0$ über die gesamte Wellenleiterhöhe hinweg – somit würde keine elektromagnetische Feldausbreitung stattfinden.

Da i.a. der Winkel ϑ_n komplex ist, kann eine Aufspaltung der dann ebenfalls komplexwertigen Winkelfunktionen vorgenommen werden. Der Realteil vom $\sin \vartheta_n$ ist umgekehrt proportional zur Phasengeschwindigkeit $v_{ph|n}$ der n -ten Mode

$$\Re(\sin \vartheta_n) = \frac{c}{v_{ph|n}} \quad (4)$$

und der Imaginärteil von $\sin \vartheta_n$ proportional zur Dämpfungsrate α_n (in Dezibel pro 1000 km):

$$\alpha_n = 2.895 \cdot 10^{-2} \cdot \omega \cdot \Im(\sin \vartheta_n) \quad (5)$$

Die Dämpfung nimmt mit der Moden-Zahl n zu. Die Geometrie des Wellenleiters gibt für jede höhere Moden-Zahl als die der Grundmode 0 eine Mindestfrequenz vor, ab der sich diese Mode ausbilden kann. Frequenzen unterhalb dieser *Abschneidefrequenz* werden besonders stark gedämpft.

Das elektromagnetische Feld ist aus der Summe *aller* Moden zusammengesetzt. Nur: Der Beitrag jeder Mode zum Gesamtfeld ist entfernungsabhängig. In der Nähe einer Quelle werden sehr viele Moden zur Berechnung des Gesamtfeldes gebraucht, aber in größerer Entfernung verlieren die höheren Moden wegen der Dämpfung an Bedeutung und das Feld läßt sich durch nur entsprechend wenige Moden darstellen.

Der sphärische Wellenleiter

Die troposphärische Luft besitzt eine um 10 Größenordnungen kleinere elektrische Leitfähigkeit als die Erdoberfläche oder die ionosphärische D-Schicht in ca. 80 km Höhe. Deshalb kann man die isotrope Feldausbreitung im irdischen Wellenleiter – nämlich zwischen zwei konzentrischen, ideal leitfähigen Kugelsphären – betrachten.

Die folgende Abbildung 8 zeigt die Dämpfungsrate α der ersten 4 Moden aufgetragen gegen die Frequenz. Weil die Wellenlängen im ELF-Bereich sehr viel größer sind im Vergleich zur Wellenleiterhöhe, kann sich nur die TM_0 -Mode ausbreiten. Die Abschneidefrequenz der TM_1 -Mode liegt bei 1500 Hz. Erst bei ca. 3000 Hz ist die Dämpfungsrate der TM_1 -Mode mit derjenigen der Grundmode vergleichbar [GALEJS, 1972].

Feldberechnung

Die Geometrie des Wellenleiters legt die Verwendung von sphärischen Polarkoordinaten (r, θ, ϕ) nahe. Die Quelle ist ein HERTZ-Dipol in der Höhe $r = r_s$ bei $\theta = 0$. Die elektromagnetischen Feldkomponenten sind nur entfernungsabhängig. Es gibt keine (ϕ) -Abhängigkeit, d.h. einige Komponenten verschwinden. Die elektromagnetischen Feldkomponenten werden dann mit einem Potential U beschrieben. Dies ist ein HERTZ-Potential mit nur einer radialen Komponente.

$$E_r = -\frac{1}{r r_s} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} U \right) = \left(k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) (rU) \quad (6)$$

$$E_\theta = \frac{1}{r r_s} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (rU) \quad (7)$$

$$H_\phi = -\frac{k_0^2}{i\omega\mu r_s} \frac{\partial}{\partial \theta} U \quad (8)$$

$$E_\phi = H_r = H_\theta = 0 \quad \text{und} \quad k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \quad (9)$$

Dieses Potential $U = U_q + U_h$ setzt sich aus der Quellenanregung U_q – in Form von Kugelwellen

$$U_q = -\frac{k_0 I ds}{4\pi\omega\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) P_n(\cos \theta) \cdot \begin{cases} j_n(k_0 r) h_n^{(1)}(k_0 r_s) & \text{für } r \leq r_s \\ h_n^{(1)}(k_0 r) j_n(k_0 r_s) & \text{für } r \geq r_s \end{cases} \quad (10)$$

und der homogenen Wellenausbreitung U_h – in Form von Kugelflächenfunktionen – zusammen:

$$U_h = \sum_{n=0}^{\infty} \left[A_n h_n^{(1)}(k_0 r) + B_n j_n(k_0 r) \right] P_n(\cos \theta) \quad (11)$$

Mit Hilfe der sogenannten WATSON-Transformation – um die Reihen in eine schnell-konvergierende Form zu bringen – repräsentiert das Potential U nur noch die dominante TM_0 -Mode [WAIT, 1970; HARTH, 1982]. Es ergibt sich für die horizontale Magnetfeldkomponente H_ϕ folgender Ausdruck:

$$H_\phi = \frac{I ds}{4\pi a \sin \nu\pi} \frac{\partial}{\partial \theta} P_\nu(-\cos \theta) \quad (12)$$

Die in diesem Ausdruck auftauchende Legendre-Funktion komplexen Grades ν besitzt eine Darstellung in Form hypergeometrischer Reihen, sie können rekursiv berechnet werden. Um dabei möglichen kumulierenden Rundungsfehlern vorzubeugen, wurden vier verschiedene Repräsentationen der Reihe, die jeweils auf die eingehenden Parameter bezüglich schneller Konvergenz und hoher Genauigkeit abgestimmt waren, verwendet [JONES AND JOYCE, 1989]. In Anlehnung an die bei den Registrierungen verwendeten Frequenzen, wurden die Legendre-Funktionen für die Frequenzen 8, 21, 38, 92 und 170 Hz berechnet (Abb. 9).

Die komplexe Größe ν soll kurz erläutert werden: Die Moden-Gleichung im Fall des sphärischen Wellenleiters ist im wesentlichen aus sphärischen Besselfunktionen zusammengesetzt. Sie stellt aber auch eine Bedingungsgleichung für die Zahl ν dar. Diese Größe ν ist mit den in θ -Richtung in der Kugelschale zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre wandernden Wellen über die Phasengeschwindigkeit v_{ph} und der Dämpfungsrate α verknüpft (siehe Gln. 4 und 5).

Da die Wellenleiterhöhe h sehr klein relativ zum Erdradius r ist, kann eine *Dünne-Schicht-Approximation* vorgenommen werden und infolge dessen die Besselfunktionen durch Exponential-Funktionen approximiert werden [GALEJS, 1972]. Dann bestimmt sich ν aus der folgenden Gleichung (mit dem Erdradius a):

$$\nu(\nu + 1) = k^2 a^2 \sin^2 \vartheta \quad (13)$$

und in ν ist somit der Ausbreitungseinfluß der elektrischen Parameter der Erdoberfläche und der Ionosphäre enthalten.

Kennt man die frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit und die Dämpfungsrate, so kann hieraus der Ausbreitungsparameter ν bestimmt werden. Dieses ν gibt dann den Grad der komplexwertigen Legendre-Funktion für die jeweilige Frequenz vor.

Ergebnisse der Simulation

Um die Anregung durch alle Blitze, die innerhalb eines Beobachtungszeitraumes stattfanden, für eine bestimmte Frequenz berechnen zu können, brauchte nur über die entsprechende entfernungs-winkelabhängige Legendre-Funktion summiert zu werden. Es wurde somit ein qualitativer Tagesgang simuliert.

Die Teilbilder der Abbildung 10 zeigen die Anregung des horizontalen Magnetfeldes für zwei Frequenzen (8 und 21 Hz). Es wurde eine Zerlegung in eine lokale Nord-(x)- und eine Ost-(y)-Komponente durchgeführt - so war auch registriert worden.

Es zeigt sich, daß sich die x- und y-Komponenten im Tagesverlauf unterschiedlich verhalten: Die x-Komponente verhält sich über alle Frequenzen hinweg recht einheitlich. Ein Maximum wird bei etwa 17^h UT erreicht; das Minimum liegt bei ca. 2^h UT.

Die y-Komponente hingegen zeigt insbesondere bei den ersten beiden Frequenzen eine Verbreiterung des Maximums. Das Minimum liegt etwa bei 5^h UT. Für die höheren Frequenzen gleicht der Verlauf demjenigen der x-Komponente.

Zum besseren Verständnis des Ergebnisses der Simulation kann die Abbildung 11 dienen. Sie zeigt in einer abstandstreuen Projektion die Lage der Hauptgewitterregionen (gerastert) relativ zum Beobachtungsort.

Exemplarisch sind für die Frequenzen 8 Hz und 21 Hz diejenigen Entfernungsbereiche (gepunktet) hervorgehoben, die besonders stark den Beitrag einer dortigen Quelle zum Anregungsspektrum unterstützen können. Für jede Quelle - und bei der Simulation waren das im Schnitt 9000 pro 72 Sekunden fiktiver Beobachtungsdauer - ist deren Richtung und deren Entfernung bekannt. Die Richtung bestimmt, welche der beiden im lokalen kartesischen Beobachtungs-Koordinatensystem liegenden Spulen mehr angeregt wird und der entfernungsabhängige Betrag der Legendre-Funktion gibt die Stärke der Anregung wieder.

Die beiden Registrierungen

Es soll zunächst auf die Anregung der beiden horizontalen Magnetfeldkomponenten aus zwei ganztägigen Registrierungen eingegangen werden.

Die Registrierungen wurden im Oktober 1991 und Mai 1992 an einer Meßlokation im Spessart durchgeführt. Verwendet wurde die AMT-Realtime-Anlage MMS04 des Frankfurter Instituts.

Es wurde jeweils zu Beginn jeder halben Stunde für 72 Sekunden registriert und hieraus die geglätteten und gestapelten Kreuz- und Powerspektren der fünf üblichen Feldkomponenten (E_x ,

E_y, H_x, H_y, H_z) für 12 Zielfrequenzen (6, 8, 11, 21, 15, 38, 57, 75, 92, 123, 170, 240 Hz) berechnet und abgespeichert.

Das Isolinienbild (Abb. 12) zeigt die Stärke einer magnetischen Horizontalkomponente in pT/\sqrt{Hz} in Abhängigkeit von der Zielfrequenz und der Weltzeit an. Meßdaten – im Sinne von Amplitudenspektren – lagen nur an den angedeuteten Rasterpunkten vor. Die dazwischenliegenden Werte wurden interpoliert. Die ungleichmäßige Verteilung tropischer Landmassen entlang des Äquators zeigt sich auch in der Anregung des ELF-Bereiches. Für einen Beobachter in Zentraleuropa ergeben sich im Laufe eines Tages vier verschiedene Anregungsmaxima hauptsächlich innerhalb des SCHUMANN-Bereiches, wo der irdische Wellenleiter wie ein Hohlraumresonator wirkt. Die Quellregionen liegen bei

- Melanesien und Nordaustralien ($\sim 5^h$ UT)
- Malaiischer Archipel ($\sim 8^h$ UT)
- Madagaskar und Afrika ($\sim 10^h - 18^h$ UT)
- Süd- und Mittelamerika ($\sim 19^h - 23^h$ UT)

Für den unteren Frequenzbereich ist der Beitrag der süd- und mittelamerikanischen Gewitterregionen stärker, als derjenige der afrikanischen Region. Bei den höheren Frequenzen fällt die größere entfernungsabhängige Dämpfung stark ins Gewicht, so daß hier ein Maximum gegen $17^h - 20^h$ UT – wenn die meisten Gewitter über Afrika und Südamerika stattfinden – beobachtet wurde.

Die jahreszeitlich bedingte Lage der innertropischen Konvergenzzone beeinflusst den Beitrag eines Aktivitätszentrums ebenfalls: Die vier Hauptgewittergebiete erstrecken sich im wesentlichen in nordwestlich-südöstlicher Richtung. Dies führt zu einer zeitlichen Verschiebung der Maxima der Gewittertätigkeit in Abhängigkeit vom Sonnenstand: nämlich im Oktober (Sonne 14° südl. d. Äquators) früher als im Mai (Sonne 20° nördl. d. Äquators). Der Unterschied beträgt etwa 30 Minuten bis 1,5 Stunden.

Es wurde auch die vertikale Magnetfeldkomponente gemessen und dies zeigt der linke Teil der Abb. 13. Hier ist B_z in fT/\sqrt{Hz} dargestellt.

Die Moden-Theorie sagt nur ein horizontales Magnetfeld voraus. Um festzustellen, ob nun die gemessene vertikale Komponente durch Induktion in einem lateral inhomogenen Untergrund verursacht wurde, oder durch Felder, die sich nicht als TM_0 -Mode ausgebreitet haben, kann die *Methode der bivariaten Analyse linearer Systeme* herangezogen werden:

$$B_z = C_1 \cdot B_x + C_2 \cdot B_y + \Delta B_z \quad (14)$$

Hierzu wird die bivariate, quadratische Kohärenz R_{bi}^2 bestimmt. Mit ihr kann ausgesagt werden, welcher Teil des normierten Autospektrums vom *Ausgangskanal*, dem vertikalen Magnetfeld B_z , aus dem linear bivariaten Ansatz von den beiden als fehlerfrei angenommenen *Eingangskanälen*, den horizontalen Magnetfeldkomponenten B_x und B_y , abgeleitet werden kann. Ein Rauschen ΔB_z wird nur für den Ausgangsprozeß angenommen. Die beiden Übertragungsfunktionen C_1 und C_2 werden aus den gemittelten und geglätteten Kreuz- und Autospektren mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt, wobei die gemittelte Summe der Fehlerquadrate beim Rauschanteil minimiert wird. Ist $R_{bi}^2 = 0$, so ist B_z nicht aus B_x und B_y erklärbar, und bei $R_{bi}^2 = 1$ ist B_z vollständig aus B_x und B_y erklärbar. Die bivariate, quadratische Kohärenz wird jedoch bei einer endlichen Anzahl von Freiheitsgraden systematisch überschätzt und muß korrigiert werden.

Die Abbildungen im rechten Teil von Abbildung 13 zeigen, daß die *korrigierte* bivariate quadratische Kohärenz R_{kor}^2 für beide Meßtage ein überraschend einheitliches Bild gibt. Auffällig ist eine Zweiteilung des Variationsverhaltens entsprechend der Frequenzbereiche: Im SCHUMANN-Bereich – dem Bereich höherer Energie – erreicht die Kohärenz mehr als 0.6 und zu den Hauptaktivitätszeiten mehr als 0.8. Bei den höheren Frequenzen liegt die Kohärenz bei etwa 0.4. Fazit: Die

B_z -Komponente wird im wesentlichen durch induktive Effekte eines lateral inhomogenen Untergrundes durch die horizontalen Magnetfeldkomponenten erzeugt.

Zusammenfassung

Eine qualitative Simulation des ELF-Tagesganges ist machbar !

Nur: Das vorgestellte Modell wurde aus stark gemittelten und verallgemeinerten Annahmen aufgebaut und die durchgeführten Registrierungen stellen nur Stichproben dar. Will man das Modell mit derartigen Registrierungen überprüfen, so hätte ein weitaus größeres Beobachtungsmaterial vorliegen müssen. Auch das Modell könnte verfeinert werden:

- Die *Blitzentladung* ist nicht nur ein vertikaler elektrischer HERTZ-Dipol.
- Die *Aktivität der Blitze* ist abhängig von der geographischen Breite: sie ist am größten im Bereich der Innertropischen Konvergenzzone, wo die Troposphäre am höchsten und die Turbulenzen durch Konvektion am heftigsten sind.
- Es müßte ein *realistisches Ionosphärenmodell* mit höhenabhängiger Leitfähigkeitsänderung und mit einer unterschiedlich ausgeprägten Tag- und Nachtseite herangezogen werden.
- Die *Feldausbreitung* müßte höhere TM- und TE-Moden ebenso, wie Anisotropieeffekte aufgrund der Anwesenheit des Erdmagnetfeldes berücksichtigen.

Literatur

- BROOKS, C.E.P. (1925): The distribution of thunderstorms over the globe. Geophys. Mem., London, III, No. 24, pp 147 - 164
- BUDDEN, K.G. (1961): The waveguide mode theory of wave propagation. Logos Press, London, 1961
- CLAYTON, M. AND POLK, C. (1977): Diurnal variation and absolute intensity of worldwide lightning activity. In: Electrical processes in atmospheres - Proceedings of the 5. Int. Conf. on Atmospheric Electricity, Garmisch Partenkirchen Dolezalek, H. and Reiter (ed.), pp 440 - 449, Steinkopff Verlag, Darmstadt, 1977
- DOLEZALEK, H. (1972): Discussion of the fundamental problem of atmospheric electricity. Pageoph., 100, pp 8 - 43
- GALEJS, J. (1972): Terrestrial propagation of long electromagnetic waves. Pergamon Press, New York, 1972
- HARTH, W. (1982): Theory of low frequency wave propagation. In: Handbook of atmospheric, Vol. 2, Volland, H. (ed.), pp 133 - 202, CRC Press, Boca Raton, Florida, 1982
- HEYDT, G. UND FRISIUS, J. (1974): Zur Bestimmung der geographischen Verteilung der Blitzaktivität aus richtungsabhängigen Beobachtungen der Atmospheric-Aktivität. Meteorolog. Rundsch., 27, pp 118 - 123
- HOLZER, R.E. AND DEAL, O.E. (1956): Low audio frequency electromagnetic signals of natural origin. Nature, 177, pp 536 - 537
- INGMANN, P. SCHAEFER, J., VOLLAND, H., SCHMOLDERS, M., AND MANES, A. (1985): Remote sensing of thunderstorm activity by means of VLF sferics. Pageoph., 123, pp 155 - 170
- ISRAËL, H. (1961): Atmosphärische Elektrizität., Teil I u. II, Akademische Verlagsgesellschaft, Geest u. Porlig KG, Leipzig, 1961
- JONES, D.L. AND JOYCE, G.S. (1989): The computation of ELF radio wave fields in the earth-ionosphere duct. J. Atm. Terr. Phys., 51, pp 233 - 339
- MAGUNIA, A. (1993): Numerische Simulation und Messung der täglichen Variationen des audiomagnetotellurischen Anregungsfeldes. Diplomarbeit, Inst. f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt/M.
- MARRIOTT, W. (1908): Brontometer records at West Norwood, June 4, 1908. Quart. J. Roy. Met. Soc., 34, pp 210 - 212

- OGAWA, T., TANAKA, Y. AND YASUHARA, M. (1969): Schumann resonances and worldwide thunderstorm activity. *J. Geomag. Geoelectr.*, **21**, pp 447 - 452
- ORVILLE, R.E. AND SPENCER, D.W. (1979): Global lightning flash frequency. *Mon. Weather Rev.*, **107**, pp 934 - 943
- PRENTICE, S.A. (1977): Frequency of Lightning discharges. In: *Lightning*, Vol. I, Golde, R.H. (ed.), pp 465 - 496, Academic Press, London, 1977
- SCHREIER, G. (1984): Anmerkungen über die Quellen magneto-tellurischer Signale im Audio-Frequenzbereich. *Kolloquiumsband EM-Tiefenforschung 1984*, pp 191 - 197
- UMAN, M.A. (1987): The lightning discharge. *International Geophysics Series*, Vol. 39, Academic Press, Orlando, 1987
- VOLLAND, H. (1982): *Handbook of atmospheric electricity*, Vol. 1 + 2, CRC Press, Boca Raton, Florida, 1982
- VOLLAND, H. (1983): Registration of thunderstorm centers by automatic atmospheric stations. *J. Geophys. Res.*, **88**, pp 1503 - 1518
- VOLLAND, H. (1984): *Atmospheric electrodynamics*. Springer Verlag, Heidelberg, 1984
- WAIT, J.R. (1970): *Electromagnetic waves in stratified media*. 2. ed., Pergamon Press, Elmsford, New York, 1970
- WHIPPLE, F.J.W. (1929): On the association of the diurnal variation of electric potential gradient in fine weather with the distribution of thunderstorms over the globe. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **55**, pp 1 - 17
- WHIPPLE, F.J.W. AND SCRASE, F.J. (1936): Point discharge in the electric field of the earth. *Geophys. Mem.*, London, VII, No. 68, pp 3 - 20
- WILLIAMS, E.R. (1989a): Das Gewitter als elektrischer Generator. *Spektrum d. Wissenschaft*, 1/1989, pp 80 - 89

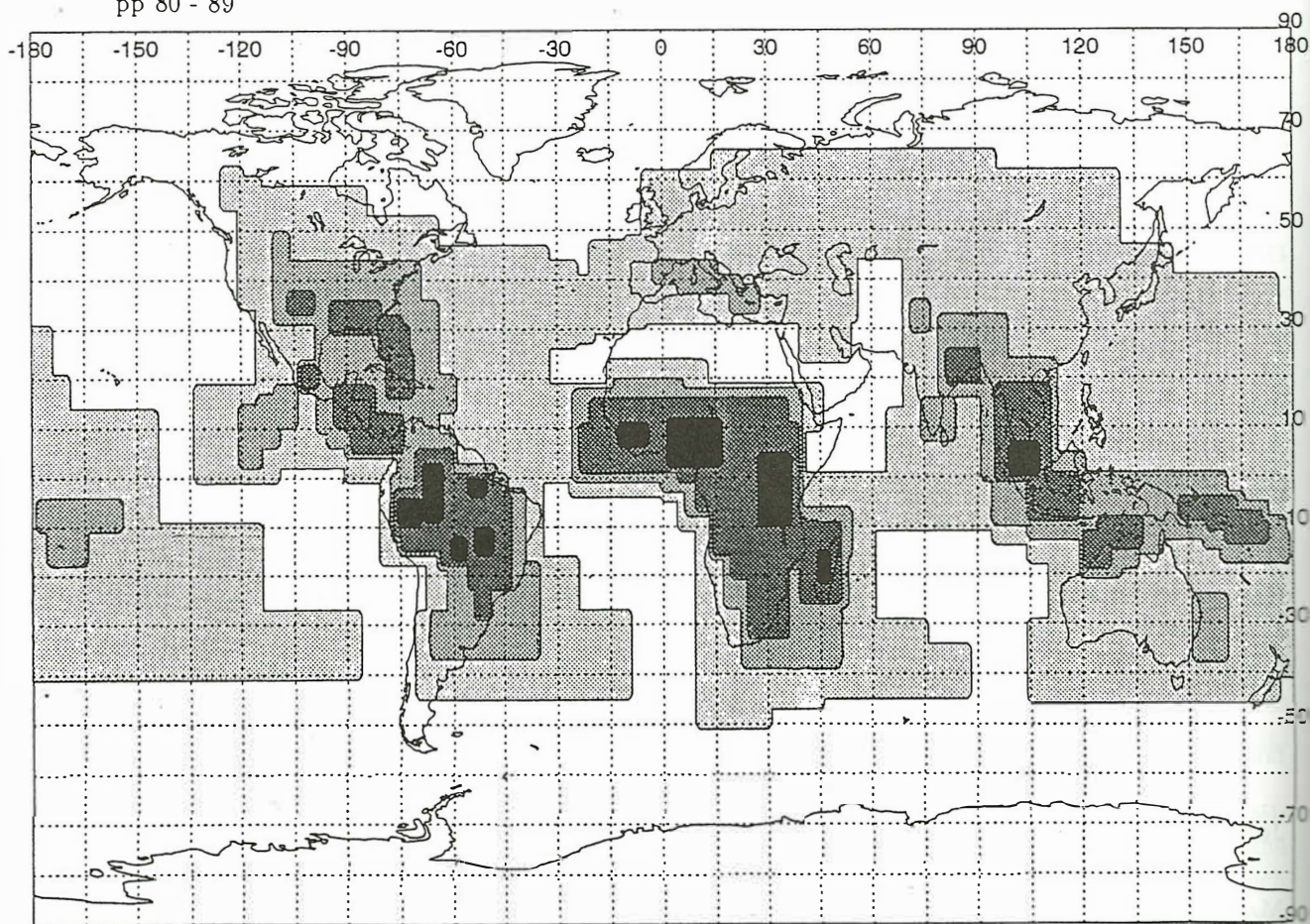


Abbildung 1: Räumliches Blitzdichte-Stufen-Modell

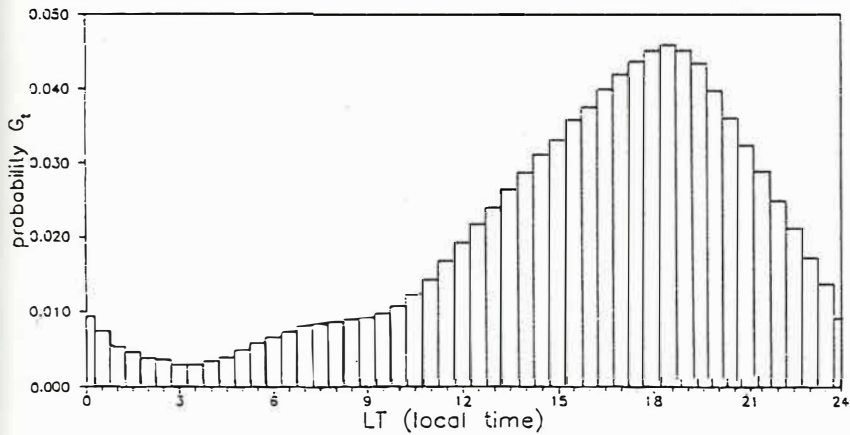


Abbildung 2: Variation der örtlichen Gewitterwahrscheinlichkeit G_t mit der Lokalzeit LT

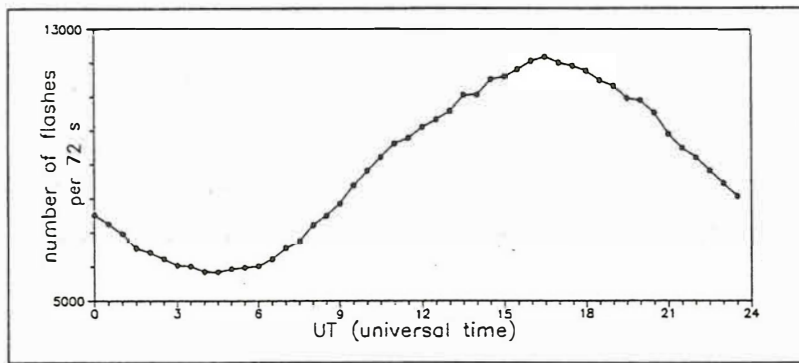


Abbildung 3: Numerisch simulierte Variation der weltweit innerhalb von 72 Sekunden am Beginn jeder halben Stunde stattfindenden Blitze im Laufe eines Tages

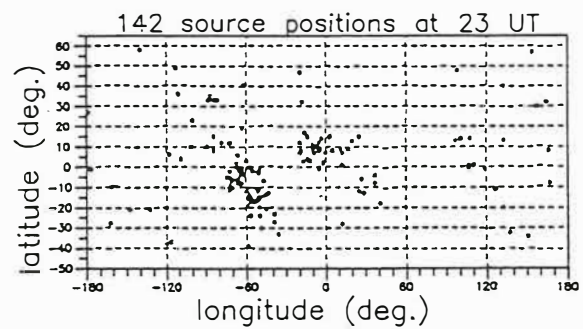
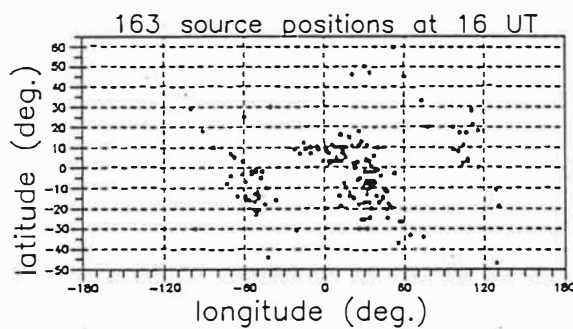
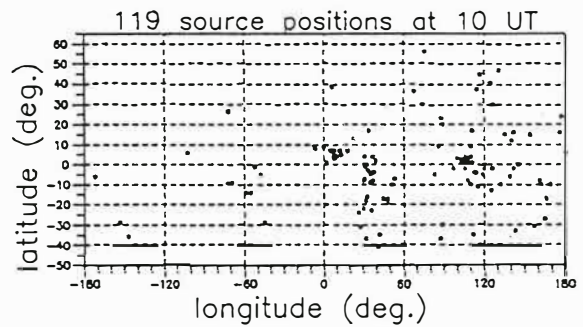
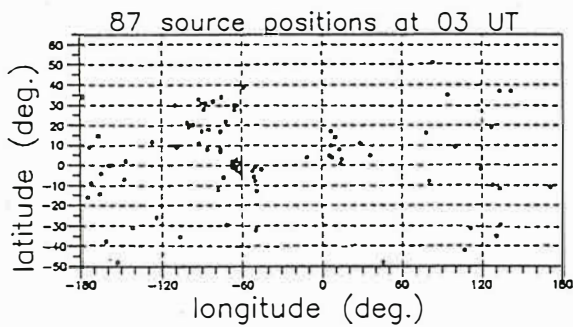


Abbildung 4: Numerisch simulierte Positionen der Blitze innerhalb einer Sekunde, beginnend um 3^h , 10^h , 16^h und 23^h UT

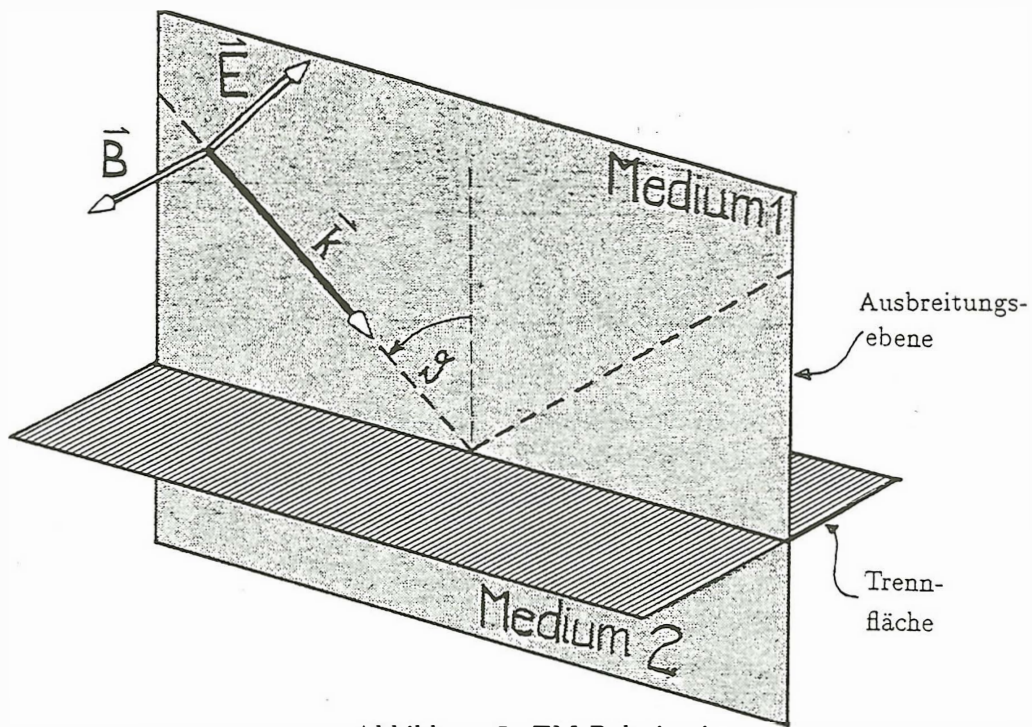


Abbildung 5: TM-Polarisation

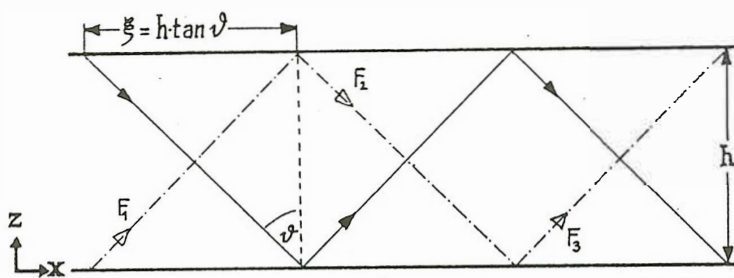


Abbildung 6: Zur Erläuterung der Geometrie des ebenen Wellenleiters

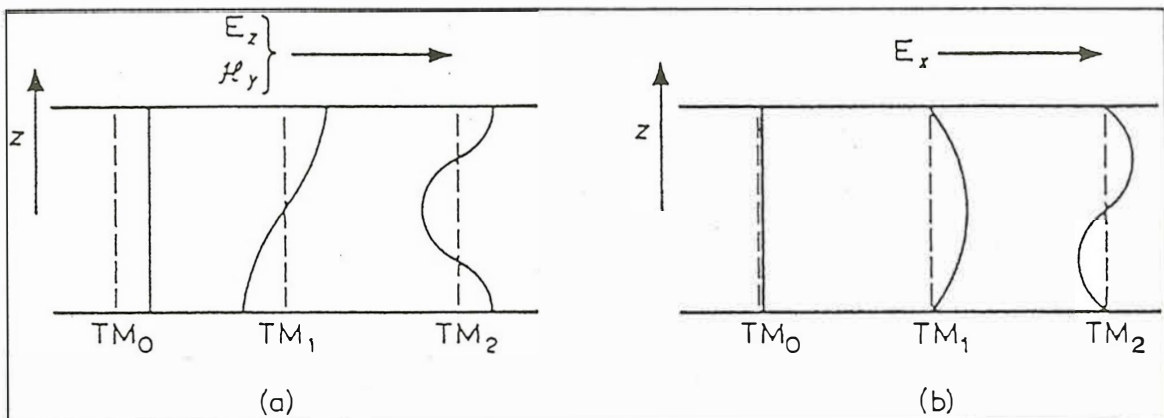


Abbildung 7: TM-Moden im idealisierten, ebenen Wellenleiter

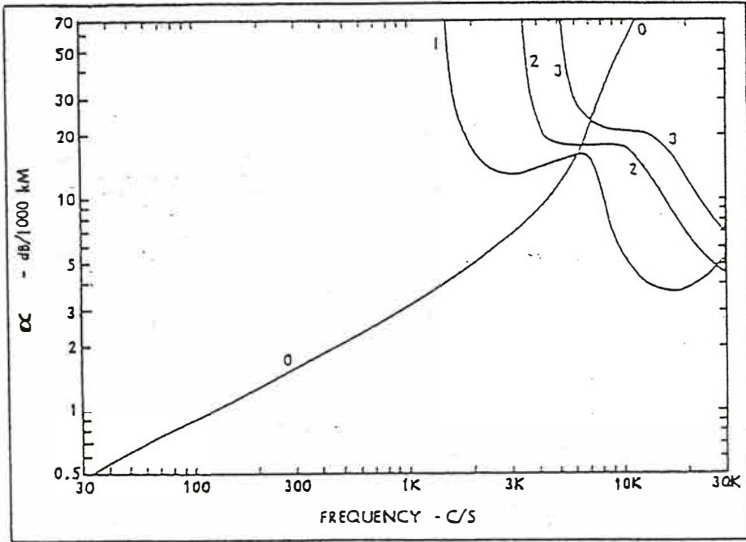
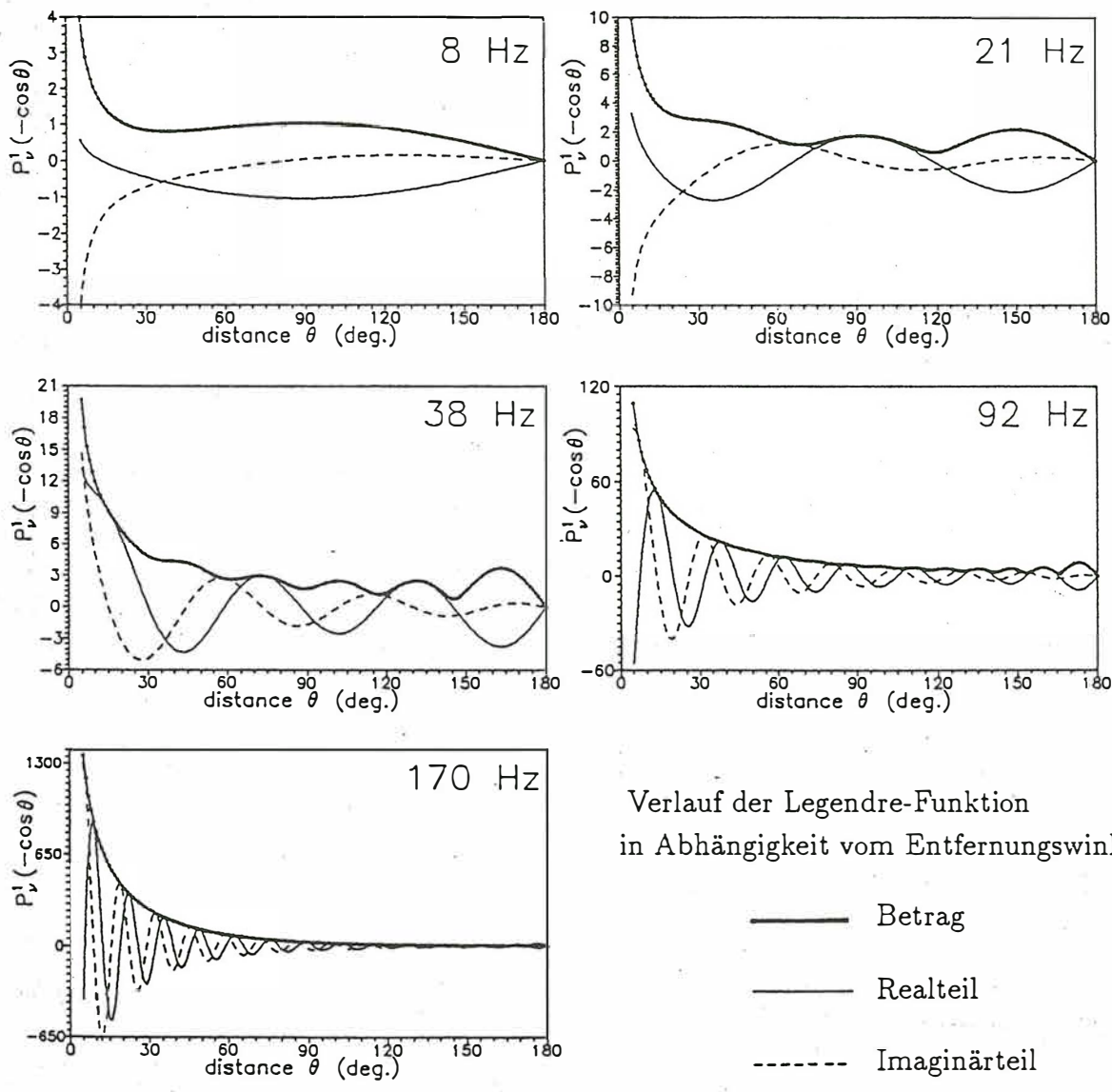


Abbildung 8:
Dämpfungsrate der TM-
Moden bei scharf begrenz-
ter, homogener und is-
otroper Ionosphäre in der
sogenannten Exponential-
bzw. Dünne-Schicht-
Approximation [nach:
GALEJS, 1972]



Verlauf der Legendre-Funktion
in Abhängigkeit vom Entfernungswinkel θ

- Betrag
- - - Realteil
- · · Imaginärteil

Abbildung 9: Berechnete LEGENDRE-Funktionen für 8, 21, 38, 92 und 170 Hz

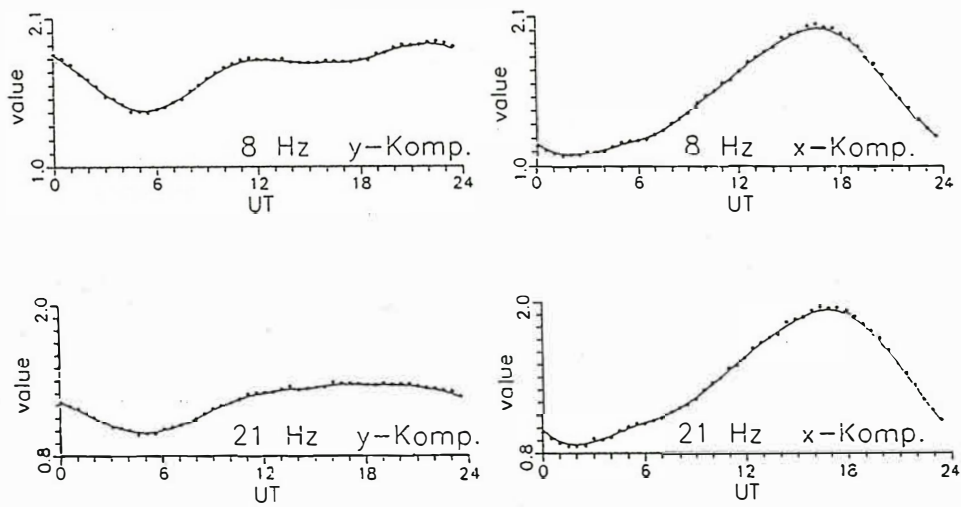


Abbildung 10: Simulierter qualitativer Tagesgang der magnetischen Horizontalkomponenten

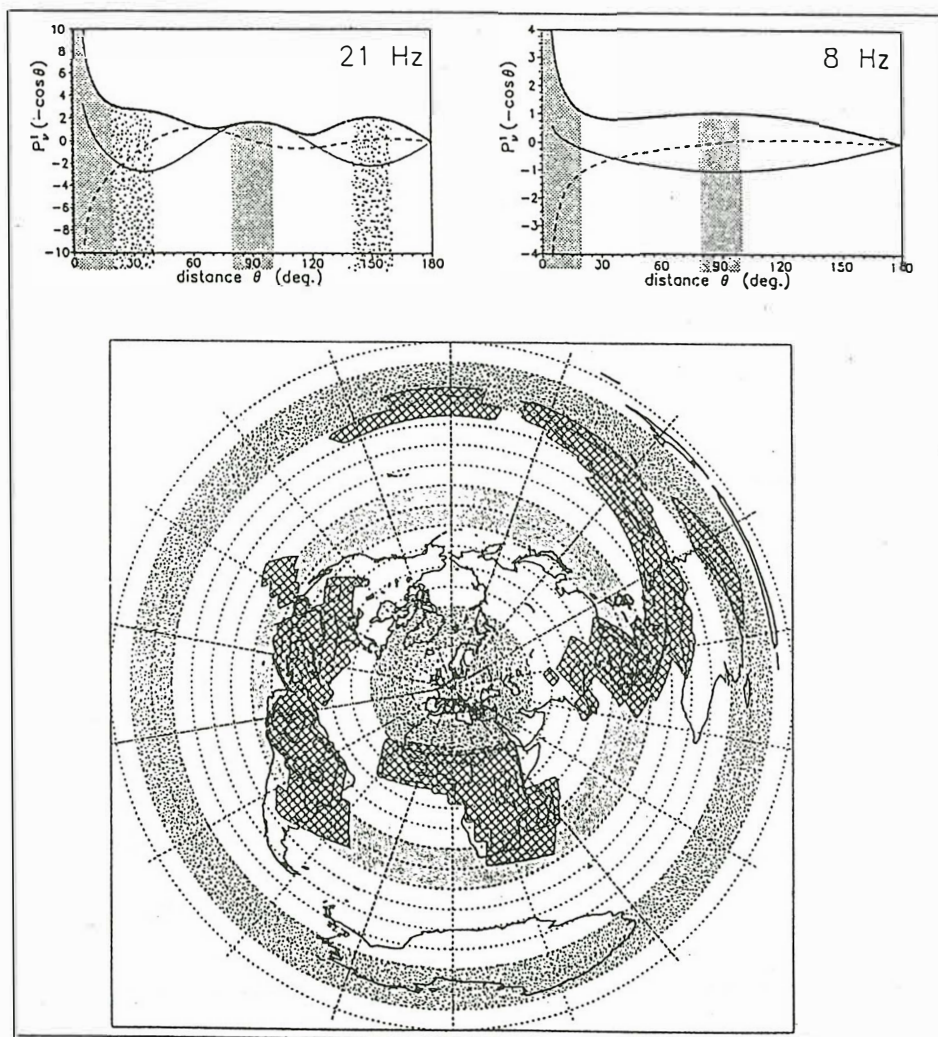
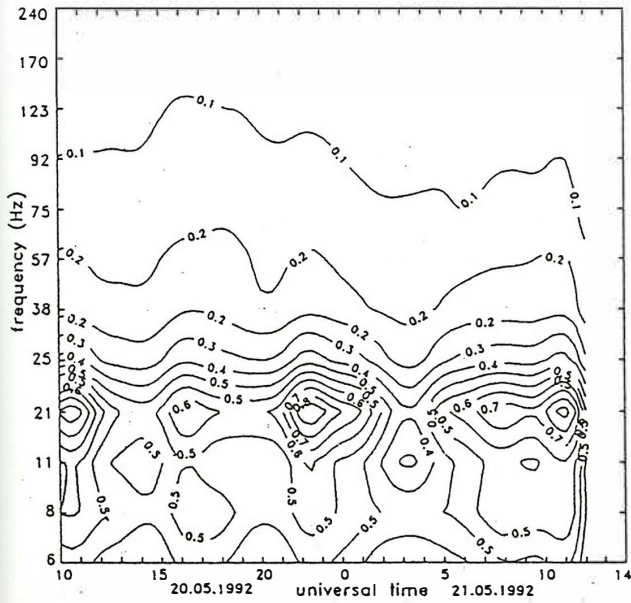


Abbildung 11: Abstandstreuung der Hauptgewitterregionen zum Beobachtungsort und Bereiche erhöhter Anregungsmöglichkeit

B_x (in: pT/Hz^{1/2})



B_y (in: pT/Hz^{1/2})

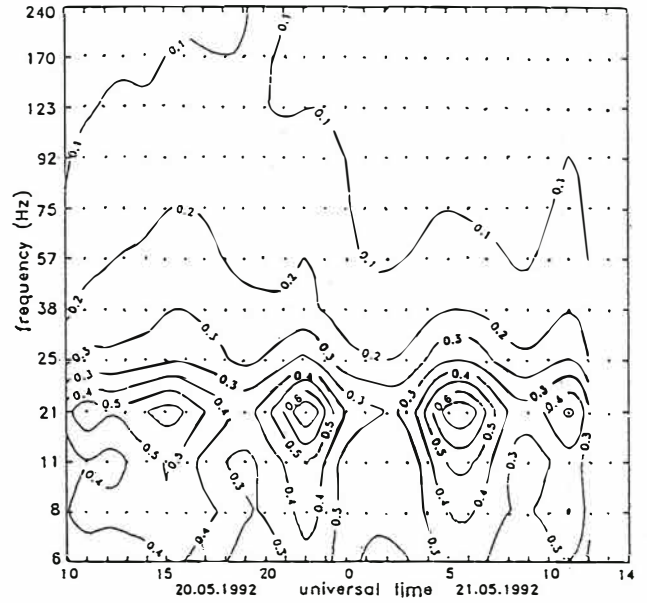
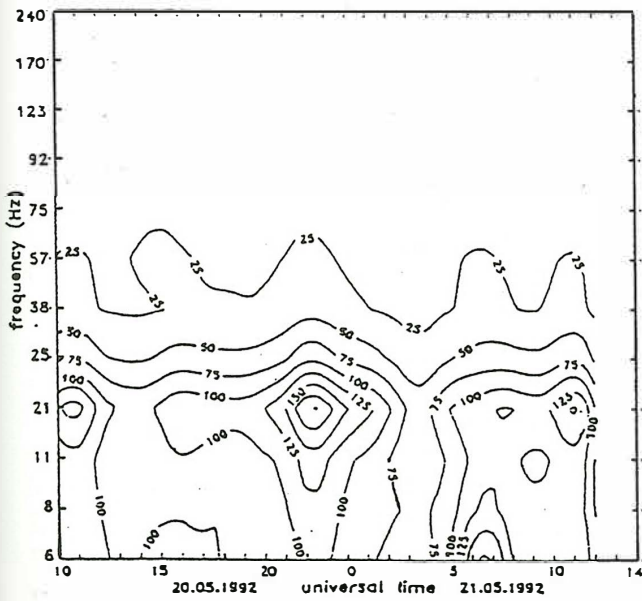


Abbildung 12: Registrierte magnetische Horizontalkomponenten

B_z (in: fT/Hz^{1/2})



korrig. bivar., quad. Kohärenz R_{korr}^2

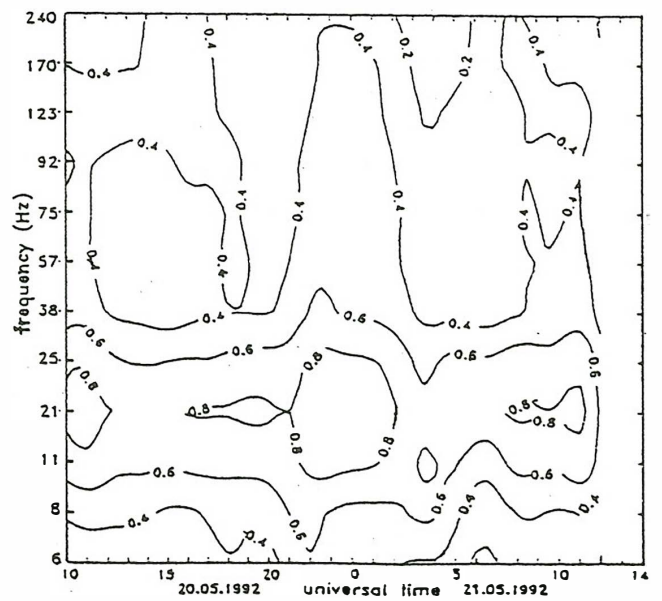


Abbildung 13: Registrierte magnetische Vertikalkomponenten (*links*) und die *korrigierte* bivariate quadratische Kohärenz R_{korr}^2 (*rechts*)