

Charakteristika des Quellenfeldes im unteren ELF-Bereich

Am Institut für Geophysik der Universität Göttingen wurde ein Messgerät zur Aufzeichnung elektromagnetischer Feldgrößen im Frequenzbereich von 0.1 - 20 Hz entwickelt. Gegenüber den herkömmlichen Geräten aus dem Bereich der Audio-magnetotellurik bietet es die folgenden Vorteile:

- Direkte Registrierung unverteilter Zeitreihen, deren Länge nur durch das Speichermedium begrenzt ist,
- Auflösung der Magnetfeldmessungen unter Berücksichtigung des ohmschen Widerstandes der Spule und des Verstärkerrauschens von $70 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz und $4 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 10 Hz,
- 8-kanalige Aufzeichnung mit 16-bit Genauigkeit bei einem Dynamikbereich von 16 dB,
- Steuerung des Gerätes über das externe Zeitsignal DCF77 mit einem relativen Fehler $< 10^{-8}$,
- Modularer Aufbau für eine Messbereichserweiterung.

Mit der zur Zeit vorhandenen Induktionsspule wurden zwei erste Testmessungen durchgeführt:

- 10-tägige Registrierung der H-Komponente in Göttingen
- mehrtägige Registrierung der Komponenten H,D und Z bei Silberborn im Solling ca. 30 km westlich von Göttingen entfernt.

Da die Ionosphäre grob gesprochen einen Tiefpassfilter für elektromagnetische Wellen bei 1 Hertz darstellt, wird der untere „Extremely-Low-Frequency“ Bereich durch Quellen bestimmt, die sich zwischen Erde und Ionosphäre befinden. Aus der Beobachtung der lufelektrischen Vertikalkomponente weiß man, daß es sich im wesentlichen um Entladungsvorgänge im Zusammenhang mit kontinentalen, tropischen Gewittern handelt. Die Blitzentladungen im kugelschalenförmigen Hohlraum Erde-Ionosphäre führen zu einem ausbreitungsfähigen tangentialmagnetischem Wellenfeld, während der tangential- elektrische Anteil sehr stark gedämpft wird. Die auftretenden Resonanzen dieses Hohlraumresonators werden als Schumannresonanzen bezeichnet und sind im Frequenzbereich von 5 - 70 Hz beobachtbar (Balsler und Wagner 1960 [1]). Die kontinuierlichen Aufzeichnungen werden mit einer Abtastrate von 100 Hz durchgeführt und vor der Fouriertransformation in Zeitsegmente von 15 Minuten Länge unterteilt. Diese Rohspektren sind mit einem gleitenden Mittel der Bandbreite 66 mHz und einer Verschiebung von 33 mHz geglättet. Abbildung 1 zeigt die gemittelten Spektren der H-Komponente beider Testmessungen. In dem Spektrum aus Silberborn sind deutlich die ersten drei Resonanzen bei 8, 14 und 20 Hz zu sehen, während in beiden Messgebieten die 16.66 Hz der deutschen Bundesbahn dominieren. Im Göttinger Spektrum sind

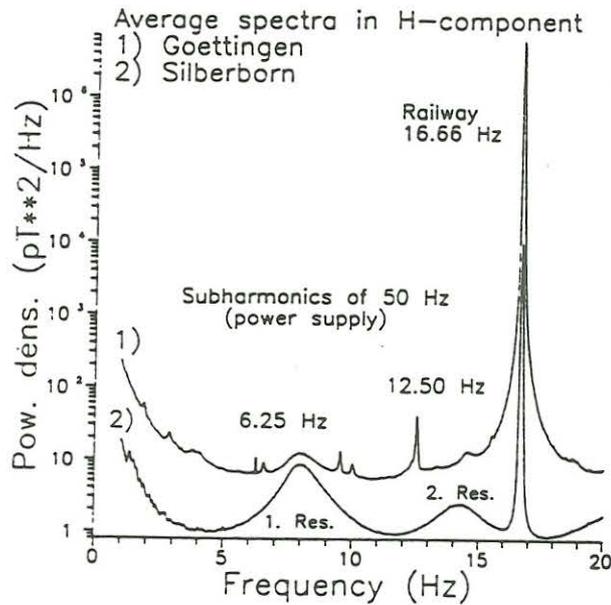


Abbildung 1

außerdem subharmonische des Versorgungsnetzes zu erkennen, die durch technische Geräte mit Phasenanschnittsteuerung entstehen. Es treten weitere Störungen unbekannter Herkunft auf, die sich alle durch drei Eigenschaften charakterisieren lassen:

- sie treten immer zu denselben Frequenzen auf,
- ihre spektrale Breite beträgt rund 20 mHz,
- ihre spektrale Energie und das zeitliche auftreten sind nicht vorhersagbar.

Im übrigen liegt das durch anthropogene Störungen hervorgerufene Rauschniveau in Göttingen sehr viel höher, so daß die zweite und dritte Resonanz nicht beobachtbar sind und keine Aussagen über Eigenschaften des natürlichen Quellenfeldes zulassen. Eine Sonderstellung nimmt der „Ultra-Low-Frequency“ Bereich von 1 - 5 Hz ein, da ionosphärische Störungen in diesen Frequenzen zu erkennen sind und somit das Übergangsbereich von externer zu interner Anregung darstellt.

Nach einer Tiefpassfilterung mit einer Grenzfrequenz von 16 Hz und Berücksichtigung der Resonanzkurve des Magnetfeldsensors können Zeitreihen dargestellt werden. Zu Zeiten mittlerer Anregung sind kontinuierlich Schwebungspakete zu beobachten, die von einzelnen Effekten überlagert werden (siehe Abbildung 2). Sie sind charakterisiert durch einen plötzlichen, starken Anstieg der Feldgröße und einem exponentiellen Einschwingvorgang. Da der Effekt nicht von höherfrequenten Schwingungen überlagert ist, spricht man von einem „quiet-burst“, der durch einen ausgezeichnet starken Entladungsvorgang zu Stande gekommen ist (Ogawa 1966 [4]).

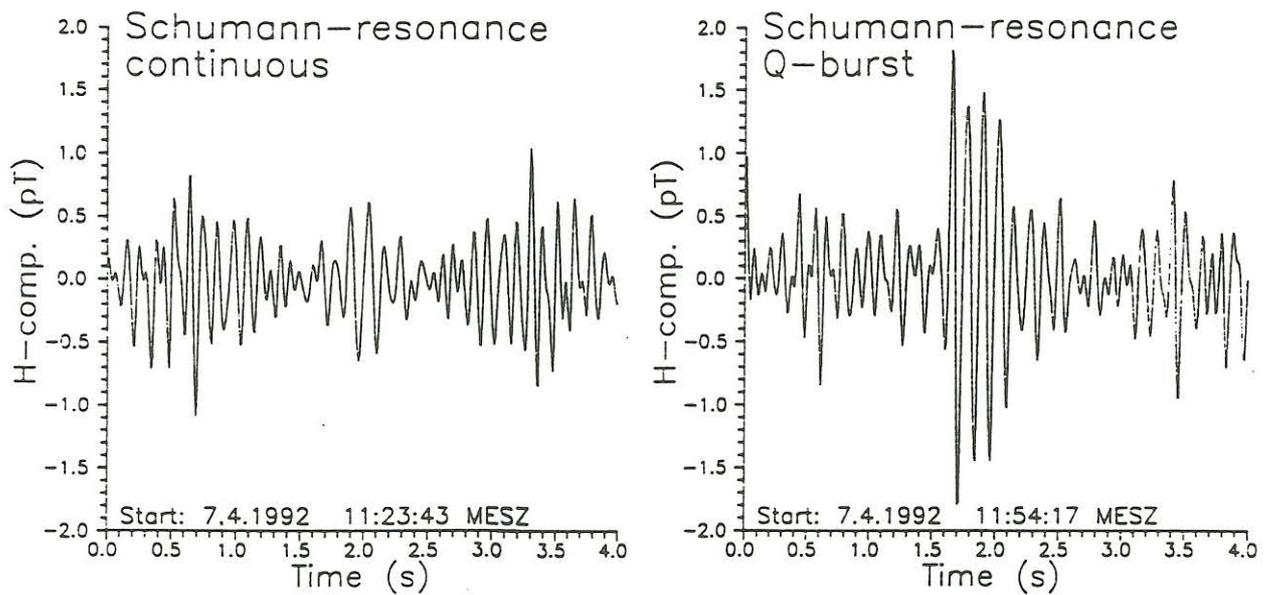


Abbildung 2

Auf Grund der beobachteten Dämpfung muß bei einer qualitativen Beschreibung der Schumannresonanzen die Dissipation des Hohlraumresonators berücksichtigt werden. Eine sehr prägnante Darstellung ist von Greifinger und Greifinger 1978 [3] entwickelt und von Sentman 1990 [5] für sphärische Polarkoordinaten gegeben worden. Neben der Gültigkeit der Maxwellgleichungen für transversale Wellen

$$\underline{\partial} \times \underline{H} = \partial_t \underline{D} \quad , \quad \underline{\partial} \cdot \underline{B} = 0$$

und den üblichen Voraussetzungen der Elektrodynamik

$$|\underline{E}|, |\underline{B}| \sim e^{-i\omega t} \quad , \quad \underline{D} = \epsilon_0 \epsilon \underline{E}$$

wird davon ausgegangen, daß ein rein tangential magnetisches Quellenfeld vorliegt

$$\underline{B} = \underbrace{\underline{\partial} \times \underline{r} T}_{TM} + \underbrace{\underline{\partial} \times \underline{\partial} \times \underline{r} P}_{TE=0},$$

wobei T und P das skalare toroidale, bzw. poloidale Potential darstellen. Mit dem üblichen Ansatz eines Vektorpotentials für das Magnetfeld und einem skalaren Potential für das elektrische Feld erhält man eine gekoppelte Differentialgleichung der Form

$$\rightsquigarrow \underline{\partial} \times \underline{\partial} \times \underline{A} = k^2 \epsilon (\underline{A} + \frac{i}{\omega} \underline{\partial} \psi).$$

Da das Vektorpotential der TM-Mode nur eine Radialkomponente besitzt

$$\underline{A} = A_r \underline{\hat{e}}_r,$$

lassen sich die Potentiale in sphärischen Polarkoordinaten ausdrücken

$$A_r = A_r(r)Y_l^m(\vartheta, \varphi) \quad , \quad \psi = \psi(r)Y_l^m(\vartheta, \varphi).$$

Nach zweifacher Ausführung der Rotation ergibt sich

$$1) \quad \partial_r \psi = i\omega \left[1 - \frac{l(l+1)}{k^2 r^2 \epsilon} \right] A_r(r)$$

und durch Bildung der Divergenz mit anschließender Lorentzgleichung

$$\underline{E} = -\underline{\partial}\psi - \underline{\partial}_t \underline{A}$$

erhält man schließlich eine lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung für das skalare Potential

$$2) \quad r^2 \partial_r^2 \psi + 2r \partial_r \psi + (k^2 r^2 \epsilon - l(l+1))\psi = 0.$$

Um die Gleichungen 1) und 2) für die skalaren Potentiale zu lösen und den Ausbreitungsparameter ω bestimmen zu können wird nun ein möglichst realistisches Modell zu Grunde gelegt, das die wesentlichen physikalischen Eigenschaften des Hohlraumresonators festlegt. Dazu wird das Gebiet in 4 Bereiche geteilt (siehe Abbildung 3):

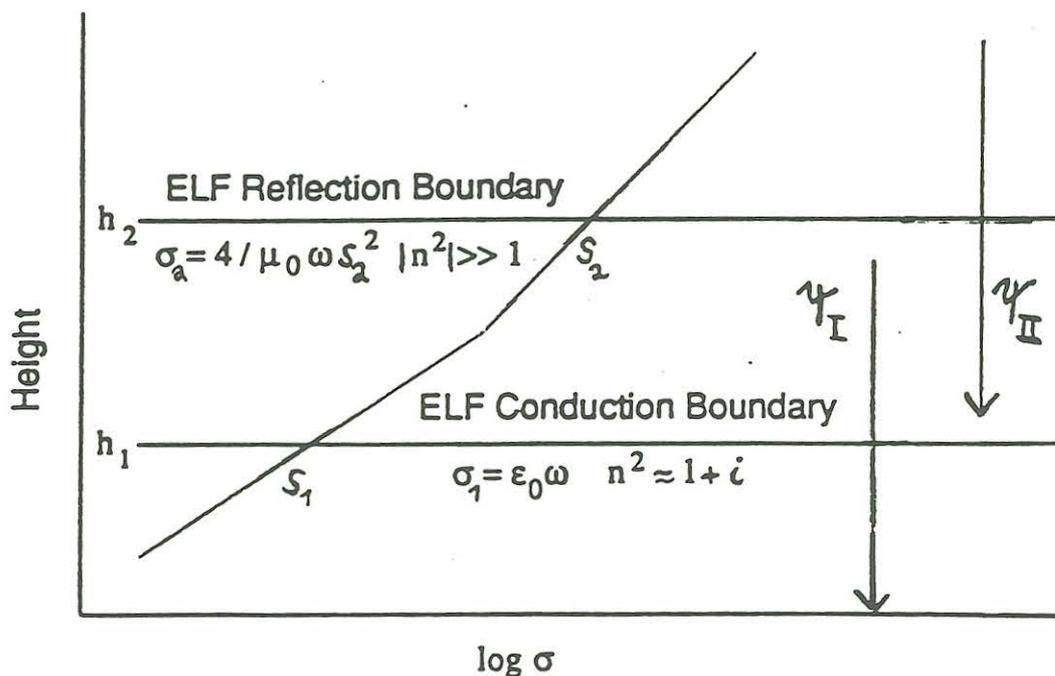


Abbildung 3

- in der Erde wird ein idealer Leiter angenommen,

- in der Luft wird auf Grund fehlender Leitfähigkeit die Gültigkeit einer Schwingungsgleichung

$$\underline{\partial^2 F} = \frac{1}{c^2} \underline{\partial_t^2 F}$$

für die Feldgrößen angenommen,

- in der Höhe h_1 erreichen die Leitfähigkeiten so große Werte, daß Leitungs- und Verschiebungsstrom eine ähnliche Größenordnung erhalten,
- im Bereich erhöhter Leitfähigkeiten wird die Gültigkeit einer Diffusionsgleichung

$$\underline{\partial^2 F} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \underline{\partial_t F}$$

für die Feldgrößen angenommen,

- an der oberen Grenzschicht h_2 wird die Leitfähigkeit so groß, daß es zur Reflexion der Wellen kommt.

In beiden Bereichen wird ein exponentiell ansteigendes Leitfähigkeitsprofil festgelegt

$$\sigma(z) = \begin{cases} \sigma_1 e^{(z-h_1)/s_1} & \wedge \quad 0 < z \ll h_2 \\ \sigma_2 e^{(z-h_2)/s_2} & \wedge \quad h_1 \ll z \ll \infty \end{cases}, \quad s_1, s_2 \ll h_1, h_2$$

mit den Skalenhöhen s_1 und s_2 , die das Abklingen der Leitfähigkeit beschreiben. Damit ist der Brechungsindex eine Funktion der Höhe geworden

$$n^2 = 1 + \frac{i\sigma(z)}{\epsilon_0\omega}, \quad \mu = 1$$

und man erhält eine Lösung für den Bereich I durch Integration der Gleichung 1)

$$\begin{aligned} \psi &= i\omega A_r(r) \int_0^z \left[1 - \frac{l(l+1)}{k^2 a^2 n(z')^2} \right] dz' \\ &= i\omega A_r(r) \left[z - \frac{l(l+1)}{k^2 a^2} \left(h_1 - i\frac{\pi}{2} s_1 - s_1 \ln \{ 1 - ie^{-(z-h_1)/s_1} \} \right) \right], \end{aligned}$$

wobei a der Radius der Erde ist. Für den Übergangsbereich zu den hohen Leitfähigkeiten ergibt sich somit als Lösung

$$\psi_I = i\omega A_r(r) \left(z - \frac{l(l+1)}{k^2 a^2} (h_1 - i\frac{\pi}{2} s_1) \right) \quad \wedge \quad z \gg h_1.$$

Für den Bereich II reduziert sich die Differentialgleichung 2) zu

$$\partial_r^2 \psi + \frac{2}{r} \partial_r \psi + k^2 n^2 \psi = 0 \quad \wedge \quad |n^2| \gg 1.$$

Mit der Variablensubstitution

$$r \rightarrow x = e^{(z-h_2)/2s_2 + i\pi/4}$$

ist dies eine Besselsche Differentialgleichung der Ordnung Null

$$\partial_x^2 \psi + \frac{1}{x} \partial_x \psi + \psi = 0,$$

die durch die Hankelfunktionen erster Art gelöst wird. Unter Berücksichtigung von Termen erster Ordnung lassen sie sich approximieren gemäß

$$\psi = i \frac{2}{\pi} \ln x \quad \wedge \quad z \ll h_2$$

$$\leadsto \psi_{II} = \frac{i}{\pi s_2} (z - h_2 - i \frac{\pi}{2} s_2).$$

Mit Hilfe dieser Lösung kann $A_r(r)$ aus der Lösung für den Raum I eliminiert werden, denn aus 1) folgt

$$\partial_r \psi = i \omega A_r(r) \quad \wedge \quad |n^2| \gg 1$$

und aus der Lösung für Raum II

$$\partial_r \psi_{II} = \frac{i}{\pi s_2} \quad \leadsto \quad A_r(r) = \frac{1}{\omega \pi s_2}.$$

Durch Gleichsetzen der Lösungen im Überlappungsgebiet

$$\psi_I = \psi_{II}$$

ergibt sich für den Ausbreitungsparameter

$$\omega^2 = \underbrace{l(l+1)}_{\omega_i^2} \frac{c^2}{a^2} \frac{h_1 - i\pi s_1/2}{h_2 + i\pi s_2/2}.$$

Unter Berücksichtigung von Termen erster Ordnung der Wurzelfunktion ergibt sich

$$\omega = \omega_l \sqrt{\frac{h_1}{h_2}} \left[1 - i \frac{\pi}{4} \left(\frac{s_1}{h_1} + \frac{s_2}{h_2} \right) \right],$$

wobei ω_l die klassische Lösung des Problems für eine ideal leitende Ionosphäre darstellt. Mit dem Realteil wird hier die Frequenz der Schwingung beschrieben

$$\omega = \omega_l \sqrt{\frac{h_1}{h_2}}$$

und mit dem Imaginärteil die Dämpfung

$$\beta = \frac{\pi \omega_l}{4} \sqrt{\frac{h_1}{h_2}} \left(\frac{s_1}{h_1} + \frac{s_2}{h_2} \right).$$

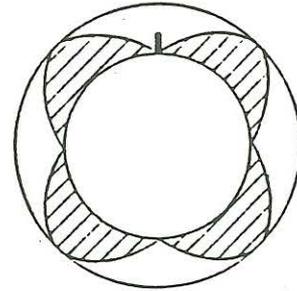
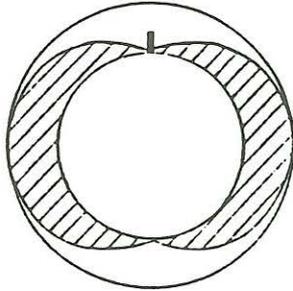
Durch die Lösung ist auch das Vektorpotential bestimmt und man erhält daraus das Magnetfeld gemäß

$$\underline{B}^I = \underline{\partial} \times \underline{A} = \frac{1}{a} \left(i \frac{m}{\sin \vartheta} Y_l^m \underline{\hat{e}}_\vartheta - \partial_\vartheta Y_l^m \underline{\hat{e}}_\varphi \right)$$

Für den kugelsymmetrischen Resonator sind nur die zonalen Moden mit $m = 0$ von Bedeutung, so daß sich für die ersten beiden Resonanzen die folgende Feldstärkeverteilung ergibt

$$\underline{B}_1^I = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sin \vartheta \hat{e}_\varphi$$

$$\underline{B}_2^I = \frac{3}{2a} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \sin 2\vartheta \hat{e}_\varphi$$



Zunächst soll die Anregung durch die Weltgewitteraktivität genauer betrachtet werden. Abbildung 4 zeigt das über die gesamte Meßdauer gemittelte Spektrum

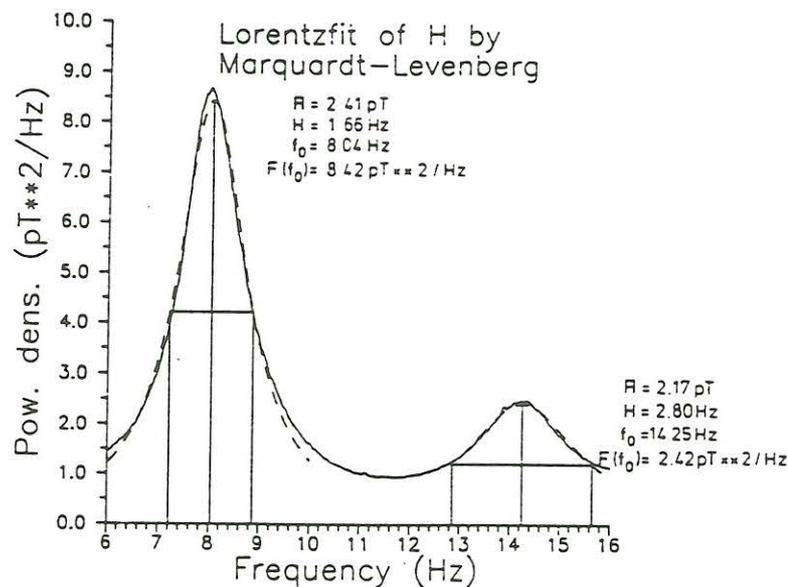


Abbildung 4

der H-Komponente. Vergleicht man die beiden Resonanzlinien, so erkennt man, daß die erste Resonanz zwar eine sehr viel größere spektrale Energie hat, aber auch eine sehr viel geringere Halbwertsbreite. Legt man im Zeitbereich das Modell einer exponentiell gedämpften Schwingung

$$F(t) = Ae^{-(\beta+i\omega_0)t}$$

zu Grunde, so ist klar, daß bei der Fouriertransformierten (die oft als Lorentzlinie bezeichnet wird)

$$|\tilde{F}(\omega)|^2 = A^2 \frac{1}{\beta^2 + (\omega - \omega_0)^2}$$

die Energiedichte nicht die Feldamplituden wiedergibt, sondern durch die Dämpfung verfälscht wird

$$|\tilde{F}(\omega_0)|^2 = \frac{A^2}{\beta^2},$$

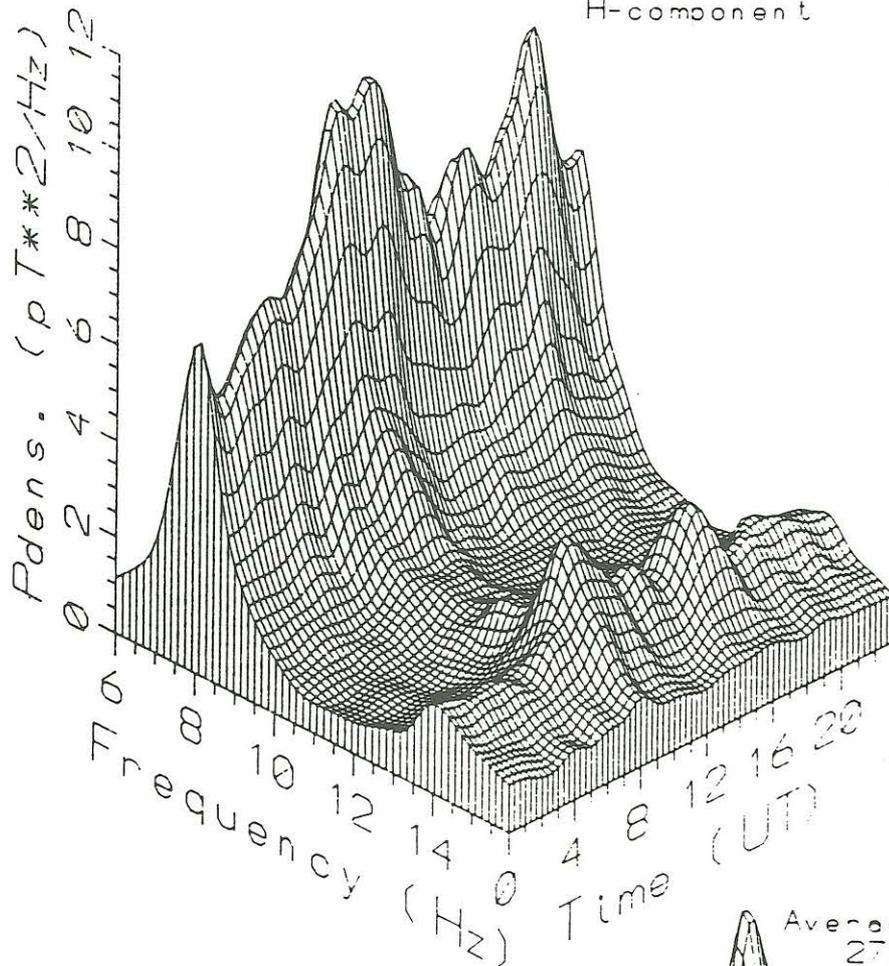
während die Dämpfung direkt aus der Halbwertsbreite abgelesen werden kann

$$|\tilde{F}(\omega_0 - \omega = \beta)|^2 = \frac{1}{2} \frac{A^2}{\beta^2} = \frac{1}{2} |\tilde{F}(\omega_0)|^2.$$

Die Parameter A, β und ω eines solchen nicht-linearen Modells lassen sich durch die Anpassung der Lorentzlinie mit einer Methode der kleinsten Quadrate wie dem Marquardt-Levenberg Verfahren bestimmen. Der Kurvenfit ist für die erste und zweite Resonanz im Frequenzbereich von 6 - 10 Hz bzw. 13 - 16 Hz durchgeführt worden und ist in Abbildung 4 gestrichelt dargestellt. Es ist dann ersichtlich, daß die zu den Resonanzen gehörigen Feldamplituden die gleich Größenordnung haben. Die Dämpfung der zweiten Resonanz ist dagegen doppelt so groß wie die der ersten, was durch eine entsprechend höhere Anzahl an Reflexionen an der Ionosphäre hervorgerufen wird.

Als nächstes stellt sich die Frage, ob der Tagesgang der beiden Resonanzen mit der Weltgewitteraktivität in Einklang gebracht werden kann. In den Registrierungen der Komponenten H und D war ein mehrtägiger Trend in den spektralen Energien der beiden Resonanzen zu beobachten, so daß die gesamte Meßdauer zur Ableitung dynamischer Spektren benutzt wurde (siehe Abbildung 5 auf Seite 9). Zunächst fällt auf, daß in beiden Komponenten das Rauschen zwischen den Resonanzen den gleichen Tagesgang hat, wie die Resonanzen selbst. Die Quellen des Rauschens spiegeln damit auch die Weltgewitteraktivität wieder, auch wenn die Dynamik nicht so ausgeprägt ist, wie bei den Schumannresonanzen. In der H-Komponente ist ein deutlicher Unterschied in der relativen Größe vom 15:00 und 20:00 UT Maximum beim Wechsel von der ersten zur zweiten Resonanz zu beobachten. Das ist nur mit der Winkelabhängigkeit der Feldstärke zu erklären. In der D-Komponente ist dieser Effekt nicht zu sehen, da das Maximum um 15:00 UT sehr stark ausgeprägt ist. Die eigentlich überraschende Feststellung ist jedoch, daß die Maxima in beiden Komponenten zu verschiedenen Tageszeiten zu finden sind. In der H-Komponente um 8:00 und 20:00 UT, in der D-Komponente um 5:00 und 15:00 UT. Die Richtungsabhängigkeit der elektromagnetischen Wellen ist offenbar ein viel wichtigerer Effekt als die Feldstärkeverteilung über der Erde und muß bei einer qualitativen Betrachtung der Schumannresonanzen berücksichtigt werden. Während die D-Komponente die Gewitteraktivität von Australien und Afrika wiedergibt, ist in der H-Komponente hauptsächlich der Anteil von Asien und Südamerika zu beobachten. Um daraus eine erste Weltgewitterkurve abzuleiten, eignet sich vornehmlich die H-Komponente, da sie nicht vom starken Afrika-Maximum dominiert wird. Außerdem hat sich eine Mittelung über das ungestörte Frequenzband von 6 - 16 Hz als sinnvoll herausgestellt (siehe Abbildung 6). Es scheint daher möglich unter Berücksichtigung der Richtungsabhängigkeit und Feldstärkeverteilung eine Größe abzuleiten, die die elektromagnetische Anregung im unteren ELF-Bereich charakterisiert. Für die Ableitung einer solchen

Average daily variation
5.4. - 10.4.1992
H-component



Average daily variation
27.3. - 1.4.1992
D-component

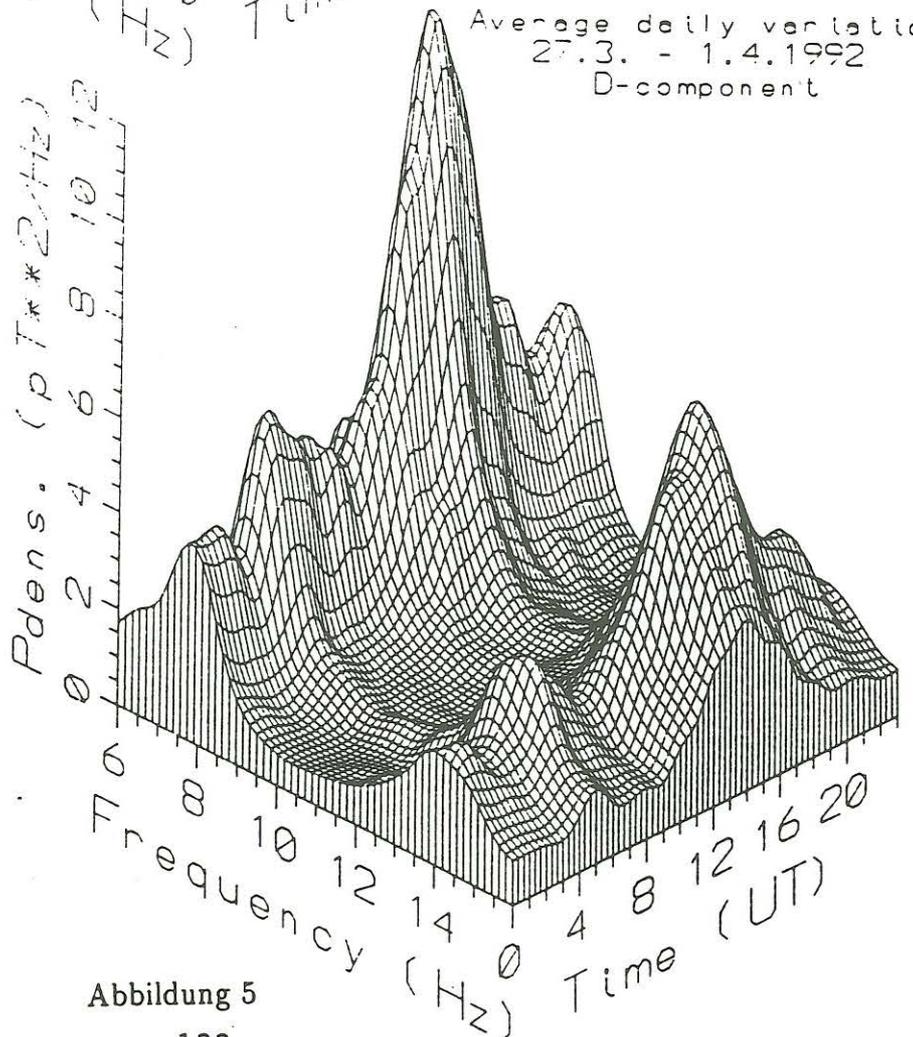


Abbildung 5

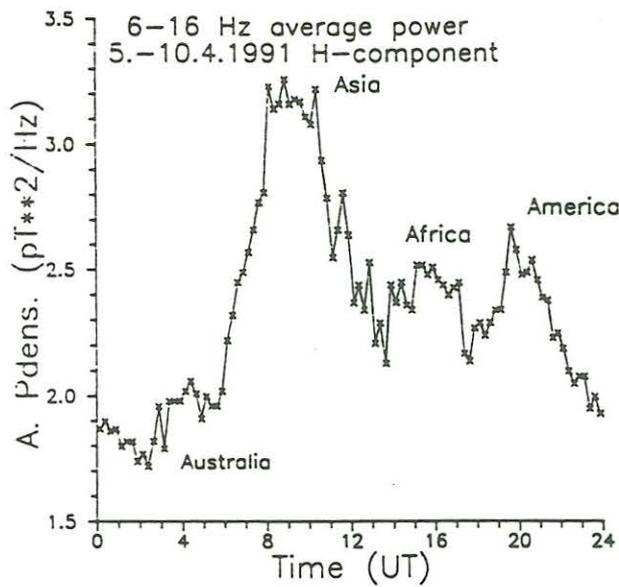


Abbildung 6

„geoelektrischen Kennziffer“ muß zusätzlich die vertikale, luftelektrische Komponente beobachtet werden, die keine Richtungsabhängigkeit aufweist.

Während für die qualitative Beschreibung der Schumannresonanzen allein die TM-Mode herangezogen wurde, sind die ersten beiden Resonanzen auch in der Z-Komponente zu beobachten (siehe Abbildung 7), allerdings mit spektralen En-

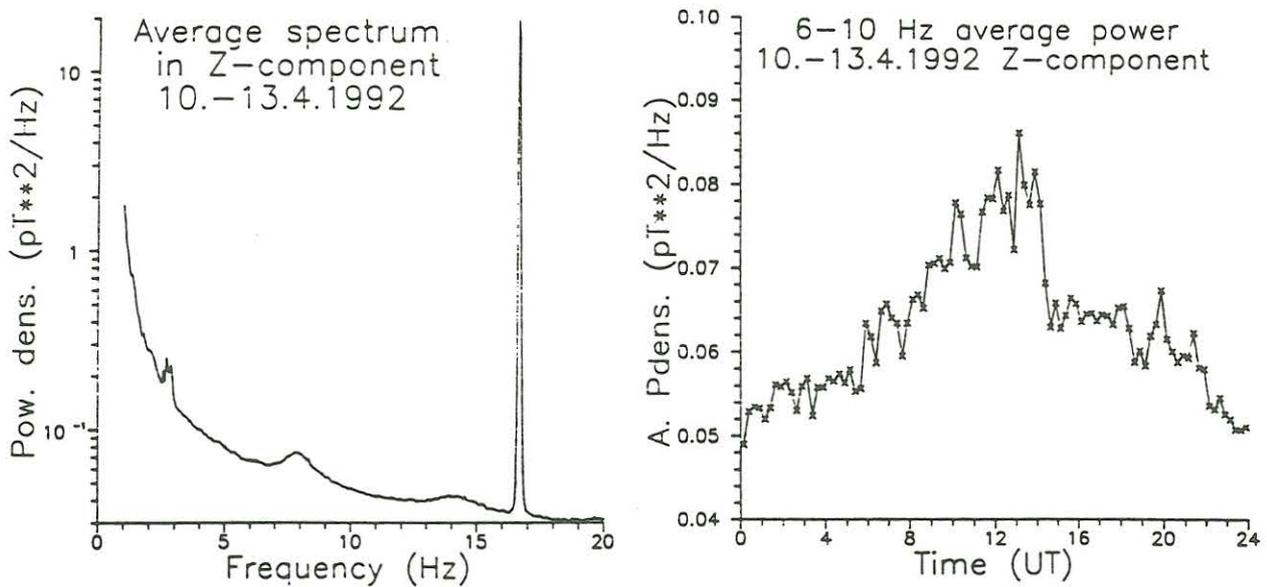


Abbildung 7

ergien von nur 80 fT. Leitet man mit Hilfe des Marquardt-Levenberg Verfahrens die entsprechenden Feldamplituden ab, so sind sie um den Faktor 5 kleiner, als die Komponenten H und D. Zur Nachtzeit verschwinden die Resonanzen im Rauschen dieses Frequenzbereiches und erreichen ihre maximalen Amplituden gegen 14:00 Lokalzeit (siehe Abbildung 7). Dieser ausgeprägte Tagesgang wird zusätzlich von einem mehrtägigen Trend moduliert. Darüberhinaus ist ein starker Abfall der Energie im gesamten Frequenzbereich am 12.4.1992 von 17:00 - 21:00 MESZ beobachtet worden, der den Tagesgang empfindlich störte. Auf Grund dieser Beobachtung kommt ein Temperatureffekt des Magnetfeldsensors als Ursache des Tagesganges nicht in betracht. Eine Erklärung durch lokale Inhomogenitäten der Leitfähigkeit des Untergrundes, die eine anomale Z-Komponente erzeugen würden kommt ebenfalls nicht in betracht, da dann auch die dritte Schumannresonanz erkennbar sein müßte. Vielmehr steht die Vermutung nahe, daß dieser tangential-elektrische Anteil durch eine Modenkonzersion bei der Streuung der elektromagnetischen Wellen an der Ionosphäre entstanden ist. Der beobachtete Abfall im Tagesgang der Z-Komponenten ließe sich dann als Störung in der Längstwellenausbreitung interpretieren, dessen Ursache in diesem Fall aber keine Störung des Erdmagnetfeldes gewesen sein kann. Möglicherweise ist ein Strahlungseffekt die Ursache gewesen.

Ein zweiter Hinweis auf den Einfluß der Ionosphäre auf die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen des unteren ELF-Bereiches ist der mit Hilfe des Marquardt-Levenberg Verfahrens abgeleitete mittlere Tagesgang der Frequenz in der H- und D-Komponente. Die erste und zweite Resonanz zeigen einen starken, spiegelsymmetrischen Tagesgang (siehe Abbildung 8). Während in der H-

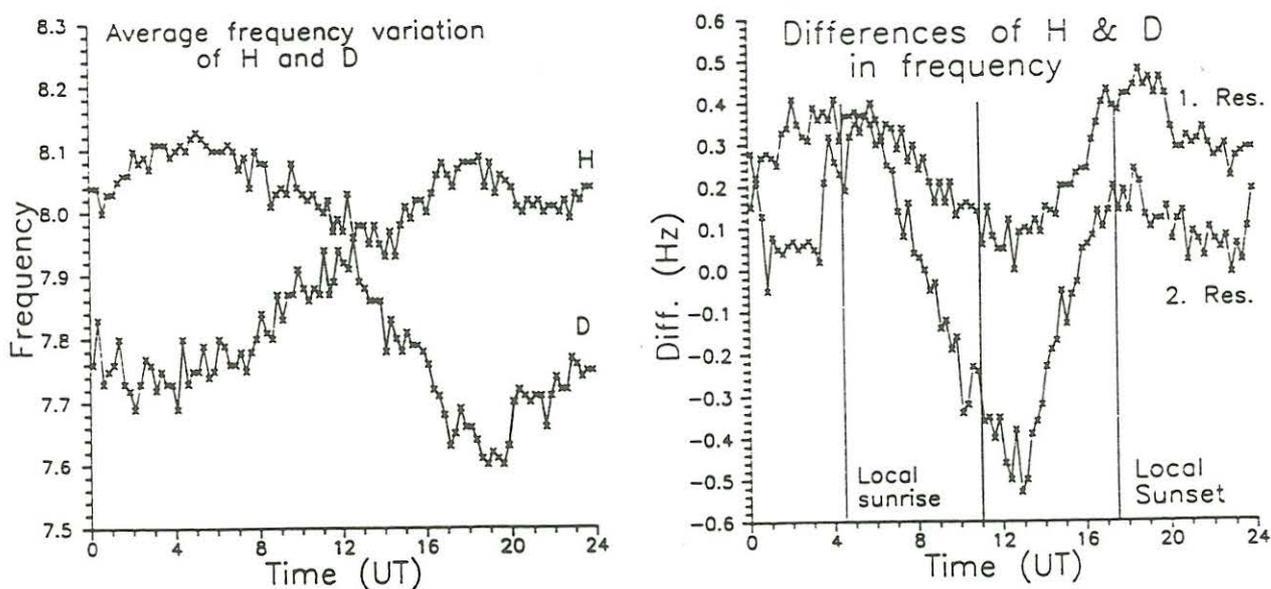


Abbildung 8

Komponente ein Absinken auf 7.95 Hz zu beobachten ist, steigt die D-Komponente auf 7.95 Hz an. Bei der zweiten Resonanz sind die Tagesgänge ineinander verscho-

ben. Bildet man die Differenz der Frequenzen von H und D, so ergeben sich für beide Resonanzen analoge Kurven, die ein Minimum um 14:00 Lokalzeit aufweisen (siehe Abbildung 8). Möglicherweise läßt sich dieser Effekt als Polarisation deuten (Sentman 1989 [6]). Unter Berücksichtigung des Tagesganges der Z-Komponente scheint eine Polarisation durch die Reflexion der Wellen an der Ionosphäre wahrscheinlich. Um einen Strahlungseffekt kann es sich auf Grund der Phasenverschiebung von zwei Stunden gegenüber Sonnenaufgang, Sonnenuntergang und lokalem Mittag nicht handeln.

Ein weiterer Aspekt der Wellenausbreitung ist die Berücksichtigung der inhomogenen Ionisierung auf der Tag- und Nachtseite, im Bereich der Polkappen und der Einfluß des erdmagnetischen Hauptfeldes. Neben den zonalen Moden mit $m = 0$ sind dann auch die tesserale und sektoriellen Kugelfunktionsterme mit $m \neq 0$ zu berücksichtigen. Auf Grund ausführlicher Modellrechnungen wird eine Aufspaltung von 100 - 200 mHz in der ersten Schumannresonanz erwartet (Bliokh et al. 1980 [2]). Da diese Feinstruktur diversen Einflüssen unterliegt ist ihre Erscheinungsbild zeitlich sehr variabel und kann besonders gut zu Zeiten hoher Anregungsenergie beobachtet werden. Die in Abbildung 9 dargestellten Resonanzlinien

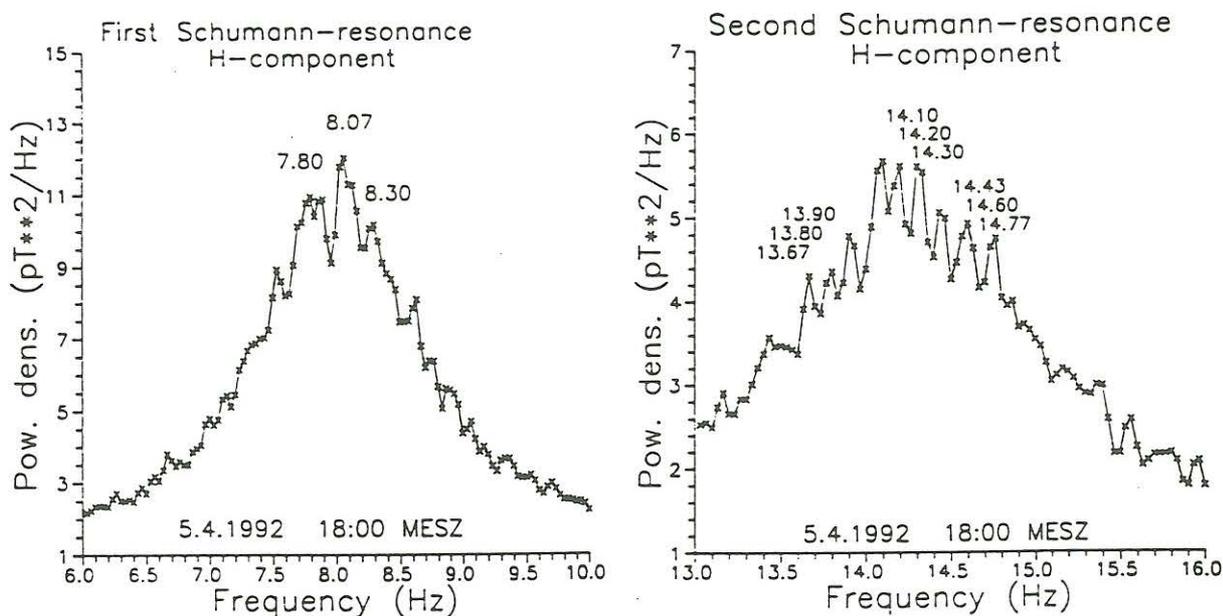


Abbildung 9

sind aus einem Zeitsegment von einer Stunde Länge mit dem Anfangszeitpunkt 18:00 und der oben beschriebenen Glättung hervorgegangen. Neben dieser bekannten Feinstruktur treten entsprechende Effekte auch in der zweiten Resonanz auf. Durch die Unterteilung der Feinstruktur in drei Gruppen zu jeweils drei Maxima scheint eine Überlagerung zweier verschiedener Effekte wahrscheinlich, da sonst eine Aufspaltung in fünf Feinstrukturterme zu erwarten wäre.

Literatur

- [1] M. Balser and C.A. Wagner. Observations of earth-ionosphere cavity resonances. *Nature*, Vol. 188:p. 638, 1960.
- [2] H. Bliokh, A.P. Nikolaenko, and Yu. F. Filippov. *Schumann resonances in the earth-ionosphere cavity in IEE Electromagnetic wave series 8*. P. Peregrinus Ltd., Stevenage, 1980.
- [3] C. Greifinger and P. Greifinger. Approximate method for determining ELF eigenvalues in the earth-ionosphere waveguide. *Radio Science*, Vol. 13:p. 831, 1978.
- [4] T. Ogawa, Y. Tanaka, T. Miura, and M. Yasuhara. Observations of natural ELF and VLF electromagnetic noises by using ball antennas. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 18:443, 1966.
- [5] D.D. Sentman. Approximate Schumann resonance parameters for a two scale-height ionosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, Vol. 52(No. 1):p. 35, 1990.
- [6] D.D. Sentman. Detection of elliptical polarization and mode splitting in discrete Schumann resonance excitation. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, Vol. 51:p. 507, 1989.