Audiomagnetotellurische Tiefensondierungen in Nordost-Afrika

vorgelegt von
Diplom-Physiker
Heinrich Brasse
aus Iserlohn

Vom Fachbereich Bergbau und Geowissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuß:
Vorsitzender: Prof. Dr. K. Germann
Berichter: Prof. Dr. H. Burkhardt
Berichter: Prof. Dr. U. Schmucker

Tag der mündlichen Prüfung: 06.01.1993

Berlin 1993
D 83

Inhaltsverzeichnis

Seite

1 Einleitung 1

2 Grundlagen 4

2.1 Grundgleichungen der Magnetotellurik und ihre Anwendbarkeit bei hohen Frequenzen 4

2.2 Erdmagnetische Tiefensondierung 16

2.3 Interpretation magnetotellurischer Sondierungen 20

2.3.1 Einfache Widerstands-Tiefen-Funktionen und Pseudotiefen-Profile 20

2.3.2 Zur Verzerrung der magnetotellurischen Impedanz 24

2.3.3 1D-Modellrechnung 29

2.3.4 Gemeinsame Inversion audiomagnetotellurischer und gleichstromgeoelektrischer Daten 30

2.3.5 2D-Modellrechnung 31

3 Quellen und Ausbreitung magnetotellurischer Signale im Audiofrequenzbereich 32

3.1 Zur Entstehung von Atmospherics 33

3.2 Der Hohlleiter Erde/Ionosphäre 38

3.3 Sonstige Signale natürlichen Ursprungs 47

3.4 Künstliche Störungen 50

4 Aufzeichnung und Analyse audiomagnetotellurischer Variationen 54

4.1 Konzeption der Audiomagnetotellurik-Apparatur 54

4.2 Datenanalyse 59

4.3 Zeitgleiche Registrierung mit zwei Stationen 65

5 Untersuchung audiomagnetotellurischer Felder 73

5.1 Spektrale Charakteristik von AMT-Signalen 73

5.2 Zur Zeitabhängigkeit audiomagnetotellurischer Variationen 79

5.3 Das Spektrum der Schumann-Resonanzen 88

5.4 Polarisationseigenschaften 92

6 Einige Bemerkungen zur Datenqualität im AMT-Bereich 97

6.1 Eine typische Breitbandregistrierung in ungestörten Gebieten ... 98

6.2 Einfluß der verschiedenen Varianten der Ausgleichsrechnung ... 104

6.3 Ergebnisse zur Remote Reference-Analyse von AMT-Daten 113

7 Testmessungen an Bohrungen und Vergleich mit anderen geoelektrischen Verfahren 115

7.1 Die Bohrung Umm Hilal (Qaab-Depression) 115

7.2 Die Bohrung El Maghad 124

7.3 AMT, DCR und HLEM an der Bohrung Azaza 133

8 Audiomagnetotellurik im Es Safya-Becken, NW-Sudan 141

8.1 Tektonisch/geologische Einordnung des Es Safya-Beckens und Aufgabenstellung 144

8.2 Charakteristische AMT-Sondierungen und Übersichtsprofile 148

8.3 Detailuntersuchung an der östlichen Randstörung 167

8.4 Zusammenstellung der Ergebnisse 181

9 Zusammenfassung und Ausblick 183

A Anhang 186

A.1 Übertragungsfunktionen der Induktionsspulenmagnetometer 186

A.2 Übertragungsfunktionen der Verstärkereinheit 188

A.3 Bestimmung der Digitalisierungsverzögerung 190

A.4 Messung vertikaler elektrischer Felder 191

A.5 Überprüfung des Geräterauschens 194

Literaturverzeichnis 197

Glossar 216

Danksagung, Lebenslauf

1 Einleitung

Die Magnetotellurik ist ein geophysikalisches Verfahren, welches über die Aufzeichnung natürlicher erdmagnetischer und erdelektrischer (tellurischer) Variationen eine Aussage über die Leitfähigkeitsverteilung im Erdinnern erlaubt. Die zeitlichen Schwankungen des Erdmagnetfeldes werden in einem weiten Periodenbereich beobachtet. Dabei haben Variationen mit Periodenlängen über $T \approx 0.3$ s ihre Ursache überwiegend - mit Ausnahme der Säkularvariation - in der solaren Wellen- und Partikelstrahlung und ihrer Wechselwirkung mit der Ionosphäre/Magnetosphäre. Die Variationen im hochfrequenten Bereich über 3 Hz werden dagegen hauptsächlich durch die Abstrahlung elektromagnetischer Wellen von Blitzentladungen hervorgerufen. Diese können genähert als Dipolstrahlung aufgefaßt werden, die sich im Hohlleiter Erde/Ionospäre ausbreitet. Der Hauptanteil der Weltgewittertätigkeit und damit der Blitzaktivität ist an die Regionen der innertropischen Konvergenz (ITC) gebunden.

Eine Voraussetzung der magnetotellurischen Methode ist die Forderung der Quasihomogenität bzw. der Unabhängigkeit von der räumlichen Struktur des anregenden Feldes, welche nur im Fernfeld des Dipols erfüllt ist und einen gewissen Mindestabstand des Meßortes von den Quellen voraussetzt. Weiterhin wird angenommen, daß keine ausgeprägte Vorzugsrichtung des primären Feldes existiert und Aufladungseffekte im Untergrund vernachlässigt werden können - Bedingungen, die für den Frequenzbereich der Audiomagnetotellurik (AMT, $f > 3$ Hz) nicht immer als gegeben angesehen werden können. Eine weitere Forderung betrifft die zur Erdoberfläche tangential-elektrische Polarisation des anregenden Feldes; im Hohleiter Erde/Ionosphäre breitet sich dagegen bevorzugt die tangential-magnetische Mode aus.

Magnetotellurische Tiefensondierungen im längerperiodischen Bereich werden seit den grundlegenden Arbeiten von Tikhonov (1950) und Cagniard (1953) durchgeführt. Hochfrequente, audiomagnetotellurische Untersuchungen konnten jedoch erst seit den siebziger Jahren mit Erfolg vorgenommen werden (vgl. z. B. Strangway et al. 1973), was insbesondere durch die schnelle Entwicklung der Digitaltechnik ermöglicht wurde. Als besondere Erschwernis in besiedelten Gebieten stellt sich oftmals die Überlagerung der natürlichen Variationen durch technische Störfelder dar.

Der AMT verwandte Methoden sind das - heute nur noch selten eingesetzte - AFMAG-Verfahren[1] (Ward 1959), welches als Kippwinkel-Methode ebenfalls die natürliche elektromagnetische Strahlung im Frequenzbereich von einigen hundert Hz ausnutzt, das die Strahlung von Sendern zur Unterseeboot-Navigation verwendende VLF-R-Verfahren (s. Eberle 1977) sowie die Aktive Audiomagnetotellurik[2] (vgl. Otten 1984 und Schnegg & Fischer 1984).

---

[1] für Audiofrequency Magnetic Fields

[2] abgekürzt AAMT oder CSAMT (Controlled Source AMT)

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Möglichkeiten und Grenzen der Audiomagnetotellurik anhand von Fallbeispielen aus der Ostsahara in ungestörten Gebieten darzustellen. Zusätzlich wurden auch Versuche zur erdmagnetischen Tiefensondierung unternommen, wobei die Vertikalkomponente des erdmagnetischen Feldes in Relation zu den Horizontalkomponenten gesetzt wird. Weiterhin wird versucht, die Voraussetzung der Quasihomogenität für den Frequenzbereich der AMT mit Hilfe simultaner Registrierungen an mehreren Meßstationen (im Sinne einer räumlichen Korrelierbarkeit) zu überprüfen und möglichst allgemeingültige Aussagen über die raum-zeitliche Struktur des anregenden Variationsfeldes zu treffen. Dies geschieht insbesondere auch durch den Vergleich mit Messungen aus Mitteleuropa, wo hinsichtlich der Stärke der künstlichen Störfelder oft ganz andere, schwierigere Bedingungen herrschen.

Die theoretischen Grundlagen des magnetotellurischen Verfahrens werden im einführenden Kapitel 2 vor allem unter dem Gesichtspunkt erörtert, ob ihre Voraussetzungen auch für den Frequenzbereich der AMT erfüllt sind. Weiterhin wird die Methode der erdmagnetischen Tiefensondierung beschrieben, die wichtige zusätzliche Informationen über den Untergrund liefert, im Audiofrequenzbereich aber schwierig zu realisieren ist. Ein Abriß über die Interpretationsmöglichkeiten magnetotellurischer Sondierungen beschließt dieses Kapitel.

Im 3. Kapitel wird näher auf die Quellen der audiomagnetotellurischen Signale und ihre Ausbreitung im Hohlleiter Erde/Ionosphäre eingegangen sowie die Herkunft technischer Störsignale geschildert. Dies geschieht auch anhand von Registrierbeispielen, die in Deutschland und in der Ostsahara aufgezeichnet wurden.

Das 4. Kapitel befaßt sich mit der Analyse audiomagnetotellurischer Variationen, wobei zunächst auf ihre Aufzeichnung und die instrumentellen Anforderungen eingegangen wird. Einen größeren Raum nimmt die Darstellung der zeitgleichen Registrierung mit zwei AMT-Stationen ein, wodurch zum einen das Remote Reference-Verfahren - das unter bestimmten Bedingungen eine verbesserte Schätzung der Übertragungsfunktionen erlaubt - und zum anderen die Bestimmung anomaler Felder bei der Untersuchung von Leitfähigkeitsanomalien ermöglicht wird.

Im 5. Kapitel werden die audiomagnetotellurischen Felder hinsichtlich ihres spektralen Energiegehalts, ihrer Abhängigkeit von Beobachtungszeit und -ort sowie ihrer Polarisationseigenschaften untersucht. Den Schumann-Resonanzen - niederfrequente, stehende Wellen im Hohlleiter Erde/Ionosphäre - ist dabei ein eigener Abschnitt vorbehalten.

In besiedelten Gebieten werden die natürlichen Signale oftmals von solch starken künstlichen Störungen überlagert, daß eine zuverlässige Schätzung der audiomagnetotellurischen Übertragungsfunktionen über einen kontinuierlichen Frequenzbereich häufig unmöglich ist. Das gilt insbesondere für hochohmige Kristallingebiete. Die Datenqualität wird darüber hinaus stark vom Beobachtungszeitpunkt beeinflußt; in einigen Frequenzbereichen sind aufgrund geringer Anregung auch unter wenig gestörten Bedingungen nur

schwer stabile Übertragungsfunktionen zu bestimmen. Diese Zusammenhänge bilden den Gegenstand des 6. Kapitels.

Abschließend werden die Einsatzmöglichkeiten der AMT anhand einer Fallstudie aus dem Nordsudan diskutiert, die im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 69 "Geowissenschaftliche Probleme in ariden Gebieten" entstand. Die Aufgabenstellung für die Magnetotellurik bestand im wesentlichen darin, Aussagen über die Struktur und Tiefenerstreckung von Sedimentbecken und ggf. über ihr Grundwasserpotential zu treffen (vgl. Burkhardt et al. 1987, 1990). Hier wurden für die Audiomagnetotellurik in vielfacher Hinsicht ideale Bedingungen angetroffen. Aufgrund der äußerst geringen Besiedlungsdichte sind die Meßgebiete völlig frei von künstlichen Störeinflüssen, was sich in einer bemerkenswert hohen Datenqualität äußert.

Zunächst werden im 7. Kapitel vergleichende AMT- und Geoelektrik-Sondierungen an Bohrungen im Sudan vorgestellt, um einen Eindruck davon zu bekommen, mit welcher Zuverlässigkeit Parameter wie die Tiefe des Aquifers und des Grundgebirges aufgelöst werden können. Im 8. Kapitel werden schließlich die umfangreichen Untersuchungen im Es Safya-Becken (Provinz Nord-Kordofan) dargestellt. Sie demonstrieren, daß die audiomagnetotellurische Methode sehr geeignet ist, eine erste Übersicht über die Struktur des Untergrundes auch in ausgedehnteren Gebieten zu liefern.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die theoretischen Grundlagen der Audiomagnetotellurik (AMT) insoweit dargestellt werden, wie es zum Verständnis der folgenden Kapitel erforderlich erscheint. Für eine ausführliche Beschreibung sei hier auf die Literatur verwiesen, z. B. Schmucker & Weidelt (1975), Rokityansky (1982) und Ward & Hohmann (1988). Durch den höheren Frequenzbereich von $f > 1\,\mathrm{Hz}$ und den unterschiedlichen Anregungsmodus gegenüber der niederfrequenten Magnetotellurik ($f < 1\,\mathrm{Hz}$) ergeben sich Besonderheiten, auf die etwas näher eingegangen wird. Die Frage nach der Struktur des Quellenfeldes - natürlichen und technischen Ursprungs - soll dabei erst im 3. Kapitel untersucht werden.

Weiterhin werden die Erdmagnetische Tiefensondierung, deren meßtechnische Realisierung im Audiofrequenzbereich häufig auf Schwierigkeiten stößt, sowie die Interpretation audiomagnetotellurischer Sondierungen behandelt. Eine besondere Rolle spielt dabei die Verzerrung der magnetotellurischen Übertragungsfunktionen durch oberflächennahe Inhomogenitäten der elektrischen Leitfähigkeit, die auch für den Frequenzbereich der AMT eine wesentliche Einschränkung der Interpretierbarkeit bedeutet. Eine kurze Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit angewandten Verfahren zur ein- und zweidimensionalen Modellrechnung beschließt dieses Kapitel.

2.1 Grundgleichungen der Magnetotellurik und ihre Anwendbarkeit bei hohen Frequenzen

Ausgangspunkt der Betrachtungen bilden die Maxwellschen Gleichungen für ruhende Medien, die hier in differenzieller Form im SI-Maßsystem dargestellt sind:

$$\nabla \times \underline{H} = \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} + \underline{J} \qquad \nabla \times \underline{E} = -\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} \qquad (2.1,\ 2.2)$$

$$\nabla \cdot \underline{B} = 0 \qquad \nabla \cdot \underline{D} = q \quad . \qquad (2.3,\ 2.4)$$

Dabei bedeuten B die magnetische Induktionsflußdichte, H und E die magnetische bzw. elektrische Feldstärke, J die elektrische (Leitungs-) Stromdichte, D die elektrische Verschiebung und q die Ladungsdichte.

Für isotrope, normal polarisierbare und normal magnetisierbare (also z. B. nicht ferroelektrische oder -magnetische) Medien gelten die Beziehungen:

$$\underline{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \underline{E} \qquad \underline{B} = \mu \mu_0 \underline{H} \qquad (2.5,\ 2.6)$$

sowie das Ohmsche Gesetz:

$$\underline{J} = \sigma \underline{E} \ . \tag{2.7}$$

Es bedeuten ε die relative Dielektrizitätskonstante, μ die relative Permeabilität, ε_0 die Influenzkonstante, μ_0 die Induktionskonstante und σ die elektrische Leitfähigkeit mit $\rho = 1/\sigma$ als spezifischem elektrischen Widerstand. Die relative Permeabilität sei im Folgenden stets mit $\mu = 1$ angenommen, eine Näherung, die für die meisten in Frage kommenden Materialien gut erfüllt ist (Keller & Frischknecht 1966). Mit den Gleichungen (2.5-2.7) folgt aus (2.1):

$$\nabla \times \underline{B} = \mu_0 (\sigma \underline{E} + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}) \tag{2.1a}$$

Es seien zunächst ebene, harmonische, elektromagnetische Wellen mit dem Ansatz

$$E \sim e^{i(\omega t - \underline{k}\hat{\underline{r}})} \ , \quad B \sim e^{i(\omega t - \underline{k}\underline{r})} \ , \tag{2.8}$$

angenommen, wobei ω die Kreisfrequenz, $\underline{k}$ den Wellenzahlvektor und $\underline{r}$ den Ortsvektor in Ausbreitungsrichtung bezeichnen. Damit folgt:

$$\nabla \times \underline{B} = \mu_0 (\sigma + i \omega \varepsilon \varepsilon_0) \underline{E} \ . \tag{2.1b}$$

Weiterhin sei die Betrachtung zunächst auf ein homogenes Medium beschränkt; es sollen keine Gradienten der Materialgrößen σ und ε und keine freien Ladungen auftreten. Dann erhält man für $\underline{E}$ und $\underline{B}$ die allgemeine Wellengleichung, die z. B. für das elektrische Feld lautet:

$$\Delta \underline{E} = \mu_0 \left(i \omega \sigma \underline{E} - \varepsilon \varepsilon_0 \omega^2 \underline{E} \right) \ . \tag{2.9}$$

Es ist nun zu untersuchen, ob bei gegebener Frequenz $f = \omega/2\pi$ die Wellenausbreitung in einem Medium ohne Verluste - d. h. bestimmt durch den Verschiebungsstrom J_V, entsprechend dem zweiten Summanden in (2.9) - oder dissipativ als Diffusionsprozeß - d. h. dominiert durch den Leitungsstrom J_L, entsprechend dem ersten Term in (2.9) - erfolgt.

Im Falle der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Vakuum mit $\sigma = 0$ sowie $\varepsilon = 1$ vereinfacht sich Gleichung (2.9) zu:

$$\Delta \underline{E} = - k_0^2 \underline{E} = - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \underline{E} \tag{2.10}$$

mit der Wellenzahl:

$$k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = \omega / c_0 = 2 \pi / \lambda_0 \ . \tag{2.11}$$

Dabei ist c_0 die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit und λ_0 die Wellenlänge.
Im Vakuum wird ein magnetisches Wirbelfeld allein durch die Verschiebungsstromdichte

$$\underline{J}_V = \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} = \varepsilon_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = i\,\omega\,\varepsilon_0\,\underline{E} \qquad (2.12)$$

hervorgerufen.

In Materie wird der Anteil des Verschiebungsstromes J_V an der Gesamtstromdichte durch den Wert der relativen Dielektrizitätskonstante ε, der Leitfähigkeit σ und der Frequenz ω bestimmt. Er kann nach Gleichung (2.1b) venachlässigt werden, wenn die Relaxationszeit τ_0 - d. h. die mittlere Zerfallszeit freier elektrischer Ladungen im betrachteten Volumen (Becker 1974) - klein gegen die Schwingungsdauer ist:

$$\omega \ll \sigma / \varepsilon\,\varepsilon_0 = 1/\tau_0 \quad \text{oder} \qquad (2.13a)$$

$$a = \frac{J_L}{J_V} = 1.8 \times 10^{10}\,\frac{\sigma}{\varepsilon\,f} \gg 1\ , \qquad (2.13b)$$

wobei $\varepsilon_0 = 8.8543 \times 10^{-12}$ As/Vm eingesetzt und f in [Hz], σ in [S/m] gemessen ist.

Der Luftraum zwischen Erde und Ionosphäre ist mit $\sigma \approx 10^{-14}$ S/m ein sehr schlechter elektrischer Leiter (Volland 1968). Der Leitungsstrom spielt somit für die Wellenausbreitung in der Atmosphäre wegen $\tau_0 \approx 10^3$ s mit $\varepsilon = 1$ bei den hier betrachteten Frequenzen nur eine untergeordnete Rolle.

Für die Wellenausbreitung in der Erde ist nun zu fragen, ob die einfachen Materialbeziehungen (2.5) und (2.7) ihre Gültigkeit behalten oder ob dynamische, d. h. frequenzabhängige und komplexe Werte (Becker & Sauter 1973) für σ und ε einzusetzen sind.

Die Frequenzabhängigkeit der Parameter σ und ε für Gesteine wird in der Magnetotellurik i. allg. vernachlässigt, was bei Frequenzen von $f < 1$ Hz in den meisten Fällen als gerechtfertigt erscheint (Rokityansky 1982). Für höhere Frequenzen muß jedoch mit komplizierten, komplexwertigen Funktionen $\sigma(f)$ bzw. $\varepsilon(f)$ gerechnet werden. Die bei Olhoeft (1986) aufgeführten Beispiele für Sandstein und Basalt lassen allerdings erst bei $f \approx 10^3 - 10^4$ Hz eine starke Frequenzabhängigkeit von σ erkennen (für Granit jedoch schon ab $f \approx 10^2$ Hz). Die Gültigkeit der Gleichung (2.5) hängt davon ab, ob Polarisationseffekte des Gesteins vernachlässigt werden können. Es muß jedoch im Frequenzbereich der AMT mit Induzierter Polarisation (Bertin & Loeb 1976) gerechnet werden. In den Arbeitsgebieten in der Ostsahara wurden von Radic (1990) auch IP-Messungen durchgeführt, die nur sehr geringe Polarisationseffekte zeigten. Die Überprüfung dieses Sachverhalts sollte eigentlich zu jeder AMT-Sondierung gehören, was allerdings in der Praxis einen wesentlich höheren Meßaufwand erfordert.

Im Folgenden wird daher auch für die Audiomagnetotellurik mit der (reellen) Gleichstromleitfähigkeit σ_0 gerechnet und die Gültigkeit von (2.5) vorausgesetzt. An-

dernfalls ist die Gleichung (2.9) nur sinnvoll für einzelne zeitliche Fourierkomponenten der elektromagnetischen Feldgrößen.

Um den Einfluß des Verschiebungsstromes bei Induktionsvorgängen im Erdinnern zu klären, erscheint hier für eine Maximalabschätzung der Wert von $\varepsilon \approx 20$, wie er bei trockenen ultrabasischen Gesteinen erreicht wird, als ausreichend (vgl. Beblo 1982). Bei einer angenommenen Leitfähigkeit von $\sigma = 10^{-5}$ S/m müßte also nach (2.13) und Abb. 2.1 gelten: $f \ll 10^4$ Hz. Das aber bedeutet, daß für die höchste hier untersuchte Sondie-

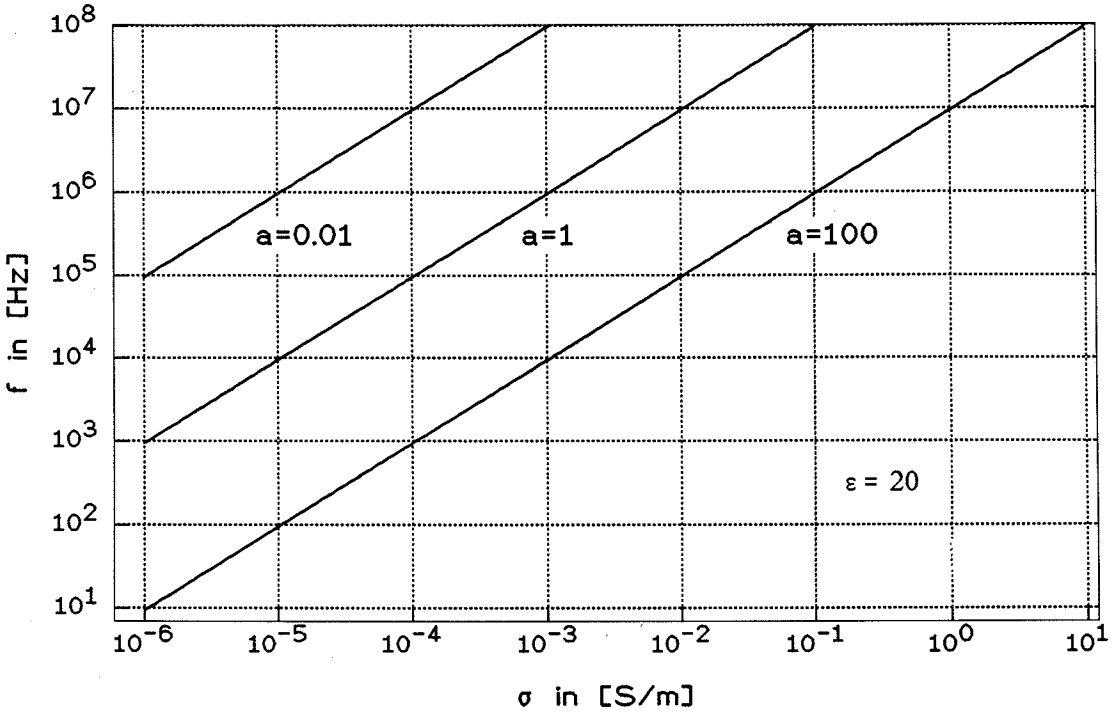


Abb. 2.1: Verhältnis a = Leitungsstrom/Verschiebungsstrom in Abhängigkeit von Leitfähigkeit σ und Frequenz f bei einer relativen Dielektrizität von ε = 20.

rungsfrequenz von 10^4 Hz der Verschiebungsstrom in der gleichen Größenordnung wie der Leitungsstrom liegt[1]. Allerdings fanden praktisch alle audiomagnetotellurischen Messungen im Rahmen dieser Arbeit unter weniger extremen geologischen Randbedingungen (d. h. überwiegend in Sedimentbecken) statt; auch wurde meistens nur der Frequenzbereich bis 10^3 Hz ausgenutzt, so daß der Anteil des Verschiebungsstromes als deutlich unter 1% liegend angenommen und somit vernachlässigt werden konnte (vgl. Kapitel 7 und 8). Die Ausbreitung des elektromagnetischen Feldes erfolgt unter diesen Bedingungen "quasistationär".

Für einen homogenen Untergrund gelangt man somit unter Berücksichtigung der vorherigen Ausführungen und Gl. (2.9) zu der homogenen Helmholtz-Gleichung:

---

[1] Daraus folgt, daß bei VLF-R-Messungen ($f \approx$ 15-25 kHz) z.B. auf hochohmigen präkambrischen Schilden die nachfolgenden Überlegungen nur eingeschränkt gültig sein können (vgl. dazu auch Eberle (1977) und die Ausführungen auf S. 10 ff).

$$\Delta \underline{E} = -k^2 \underline{E} \quad \text{mit} \tag{2.14}$$

$$k^2 = -i\omega\mu_0\sigma \quad . \tag{2.15}$$

Dabei kann k formal wie in (2.10, 2.11) als nunmehr komplexe "Wellenzahl" aufgefaßt werden. Für senkrecht einfallende ebene Wellen in kartesischen Koordinaten (x, y, z), wobei der Einheitsvektor $\hat{\underline{z}}$ positiv nach unten zeigt, ist E = E(z) (mit $E = E_x$ bzw. $E = E_y$) und die Lösung von (2.14) lautet:

$$E = E_1 e^{kz} + E_2 e^{-kz} \quad .$$

Für eine allgemeine, nichthomogene Feldkonfiguration ist E = E(x, y, z) und (2.14) wird gelöst durch Separation der Variablen (Price 1962, Patra & Mallick 1980):

$$E(x,y,z) = F_{xy}(x,y)\, F_z(z) \quad ,$$

wobei $F_{xy}(x,y)$ und $F_z(z)$ den Gleichungen

$$\frac{\partial^2 F_z}{\partial z^2} = (\nu^2 - k^2)\, F_z = -K^2 F_z \quad \text{und} \tag{2.14a}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) F_{xy} = -\nu^2 F_{xy} \tag{2.14b}$$

genügen. Die Lösung von (2.14a) ist gleichlautend mit dem Fall der ebenen Wellen, wobei aber jetzt k durch K zu ersetzen ist. Die laterale Modulation des Feldes ist in der Wellenzahl $\underline{\nu} = (\nu_x, \nu_y)$ enthalten. Für ebene Wellen ist $\nu = 0$ (s. jedoch S. 12).

Gleichung (2.14) beschreibt die Diffusion des elektromagnetischen Feldes in den Untergrund mit der Eindringtiefe δ ("Skintiefe"), in der die Amplitude um den Faktor 1/e abgeklungen ist:

$$\delta = \left(\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}\right)^{1/2} \tag{2.16}$$

oder (wenn f in [Hz] und ρ in [Ωm] gemessen werden):

$$\delta \approx 0.5\sqrt{\rho/f} \quad [\text{km}] \quad . \tag{2.16a}$$

Bei Vernachlässigung von $\partial D/\partial t$ in Gl. (2.1) ist $\underline{J}$ divergenzfrei. Treten Gradienten $\nabla\sigma$ der elektrischen Leitfähigkeit auf, so ist $\nabla \cdot \underline{E} = -(1/\sigma\, \underline{E} \cdot \nabla\sigma)$. Gl. (2.14) ist dann - für elektrisches und magnetisches Feld getrennt - zu ergänzen:

$$\Delta \underline{E} - i\omega\mu_0\sigma\underline{E} = \nabla\left(\underline{E} \cdot \frac{1}{\sigma}\nabla\sigma\right) \tag{2.14a}$$

$$\Delta \underline{B} - i\omega\mu_0\sigma\underline{B} = -\frac{1}{\sigma}\nabla\sigma \times (\nabla \times \underline{B}) \quad . \qquad (2.14b)$$

Für $\nabla\sigma = 0$ (den Fall des gebietsweise homogenen Untergrunds) bzw. $\underline{E} \cdot \nabla\sigma = 0$ (geschichteter Halbraum) oder $\nabla\sigma \times (\nabla \times \underline{B}) = 0$ gilt wieder die Beziehung (2.14). Der letztere Fall entspricht der E-Polarisation in einem Untergrund mit zweidimensionaler Leitfähigkeitsverteilung, d. h. das $\underline{E}$-Feld ist parallel zu den Leitfähigkeitsgrenzen gerichtet (s. weiter unten). An den Grenzflächen zweier Medien sind die Tangentialkomponenten von $\underline{E}$ und $\underline{B}$ (letztere bei Vernachlässigung von Oberflächenströmen) sowie die Normalkomponente von $\underline{B}$ stetig.

Es soll an dieser Stelle im Vorgriff zu Kapitel 3 auf die Polarisationsrichtungen des elektromagnetischen Feldes eingegangen werden, da hier eine wichtige Unterscheidung zwischen langperiodischer und Audio-Magnetotellurik zu beachten ist. Die Leitfähigkeit des Untergrundes sei nur eine Funktion der Tiefe: $\sigma = \sigma(z)$; der Luftraum $z < 0$ werde als Nichtleiter aufgefaßt. Dann lassen sich die Felder durch zwei Moden darstellen, die auf die - skalaren - Debey-Potentiale Φ^e und Φ^m zurückzuführen sind (Berdichevsky & Zhdanov 1984):

$$\underline{E}^t = \nabla \times (\Phi^m \hat{\underline{z}}) \qquad \underline{B}^p = \frac{1}{i\omega} \nabla \times \nabla \times (\Phi^m \hat{\underline{z}})$$

$$\underline{E}^p = \frac{1}{\sigma} \nabla \times \nabla \times (\Phi^e \hat{\underline{z}}) \qquad \underline{B}^t = \nabla \times (\Phi^e \hat{\underline{z}})$$

Das resultierende elektromagnetische Feld erhält man als Superposition von toroidalen und poloidalen Anteilen:

$$\underline{E} = \underline{E}^t + \underline{E}^p \qquad \underline{B} = \underline{B}^t + \underline{B}^p \quad , \qquad (2.17)$$

die jeweils der Helmholtz-Gleichung genügen. Die Mode $\{\underline{E}^t, \underline{B}^p\}$ enthält keine elektrische Vertikalkomponente (magnetische oder TE-Mode von tangential elektrisch), das elektrische Feld ist parallel zu den Ebenen σ = const. gerichtet. Die Ankopplung eines externen Feldes an das leitfähige Erdinnere erfolgt rein induktiv. Demgegenüber enthält die Mode $\{\underline{E}^p, \underline{B}^t\}$ (elektrische oder TM-Mode von tangential magnetisch) keine magnetische Vertikalkomponente; die Ankopplung erfolgt "galvanisch" (über Verschiebungsströme). Im Nichtleiter außerhalb der Quellen verschwindet das zu Φ^e gehörende Magnetfeld: $B^e = 0$ (vgl. Weaver 1973). Als einziger Nachweis eines primären TM-Feldes dient somit die elektrische Vertikalkomponente E_z. Sie induziert Ladungen auf der Erdoberfläche; entsprechend fließen vertikale Ströme im Erdinnern, die allerdings in der Größenordnung von Verschiebungsströmen liegen (Price 1950, Weaver 1973).

Die Ankopplung eines relevanten TM-Feldanteils kann allerdings nur erfolgen, wenn die Untergrundleitfähigkeit nicht um Größenordnungen von der Leitfähigkeit des Luft-

raumes abweicht, wie es unter "normalen" geologischen Verhältnissen der Fall ist. Jedoch würde eine hochohmige Deckschicht - wie sie in ariden Gebieten häufig angetroffen und in vielen geoelektrischen Sondierungen erkennbar wird (vgl. S. 6 und Kap. 7) und in der überdies das tellurische Feld gemessen wird -, ein internes TM-Feld ermöglichen. Die Trennung von TE- und TM-Anteilen erfordert die Messung des luftelektrischen Feldes $E_z(z<0)$ und des Feldes $E_z(z=+0)$ in der Deckschicht, wobei zusätzlich der Einfluß eventueller lateraler Leitfähigkeitsvariationen zu bestimmen ist (s. auch weiter unten und Anhang).

Die meisten experimentellen Untersuchungen deuten darauf hin, daß das Quellenfeld der langperiodischen Magnetotellurik ausschließlich TE-polarisiert ist[2] (Berdichevsky & Zhdanov 1984). Für den Frequenzbereich der Audiomagnetotellurik bis etwa 3 Hz muß jedoch davon ausgegangen werden, daß aufgrund der Ausbreitungsbedingungen im Hohlleiter Erde/Ionosphäre die TM-Mode dominant ist.

Aus dem Verhältnis von zueinander senkrechten, an der Erdoberfläche gemessenen Feldkomponenten erhält man im Frequenzbereich Übertragungsfunktionen C^m und C^e für die magnetische und die elektrische Mode:

$$E_x^m = i\,\omega\, C^m\, B_y^m \qquad B_z^m = i\,\nu_x\, C^m\, B_x^m \qquad (2.18a,b)$$

$$B_y^e = \mu_0\,\sigma\, C^e\, E_x^e \qquad E_z^e = i\,\nu_x\, C^e\, E_x^e \quad . \qquad (2.18c,d)$$

Entsprechende Beziehungen gelten für die anderen Komponenten. C^m und C^e können als induktive Skalenlängen des Diffusionsprozesses aufgefaßt werden; dabei gibt

$$z^* = \mathrm{Re}\, C^m \qquad (2.18e)$$

die Schwerpunktstiefe des induzierten Stromsystems wieder (Schmucker 1970). Für den homogenen Halbraum ist $z^* = \delta/2$. Aus ihnen lassen sich Impedanzen Z^m und Z^e berechnen zu (vgl. Schmucker 1971):

$$Z^m = i\,\omega\, C^m \quad , \quad Z^e = \frac{1}{\mu_0\,\sigma\, C^e} \qquad (2.19a,b)$$

Die Übertragungsfunktionen werden in der Magnetotellurik durch Messung der horizontalen Feldgrößen von $\underline{E}$ und $\underline{B}$, in der elektromagnetischen Tiefensondierung durch Messung von B_z und B_x bzw. B_y an der Erdoberfläche $z = 0$ bestimmt. Da nach den obigen Ausführungen und Gl. (2.18c) B^e im Nichtleiter und damit wegen der Stetigkeitsbedingungen auch für $z = 0$ verschwindet, liefert die Magnetotellurik nur dann eine

---

[2] Allerdings beschreiben Chetaiev et al. (1975) Beobachtungen, in denen das luftelektrische Vertikalfeld E_z von Pulsationen mit Horizontalkomponenten von $\underline{E}$ und $\underline{B}$ korreliert ist.

korrekte Schätzung der Übertragungsfunktion C, wenn die Ankopplung eines - nur über die luftelektrische Vertikalkomponente $E_z^e \neq 0$ zu quantifizierenden - TM-Anteils des Primärfeldes ausgeschlossen werden kann. Andernfalls würde der (aus den Beobachtungen nicht zu erschließende) Anteil $E_x^e \neq 0$ zu einer "verzerrten" Übertragungsfunktion C führen. Demgegenüber liefert die erdmagnetische Tiefensondierung - bei Kenntnis der Wellenzahlstruktur $\underline{\nu}(\underline{r})$ - eine korrekte Schätzung von C .

Der Einfluß des TM-Anteils bei audiomagnetotellurischen Messungen kann in dieser Arbeit nicht geklärt werden. Es wird hier *angenommen*, daß er keinen wesentlichen Einfluß auf die in den späteren Kapiteln dargestellten Resultate hat, da diese sich - im Rahmen der Meßgenauigkeit - durch den üblichen TE-Ansatz erklären lassen. Im quasihomogenen Fall (s. weiter unten) ist keine Annahme über die Modenstruktur notwendig.

Die laterale Wellenzahlstruktur $\underline{\nu}(\underline{r})$ des anregenden Feldes geht implizit auch in die Bestimmung von C^m nach (2.18a) ein. Eine verzerrungsfreie Schätzung erhält man bei Annahme ebener Wellen[3] durch den Übergang $\nu \to 0$. Die Impedanz Z der TE–Mode (auf den Zusatz m wird nun verzichtet) ist dann nur eine Funktion der Frequenz und der Leitfähigkeit:

$$Z = \frac{E_x(\omega)}{B_y(\omega)} = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{(-i\,\omega\,\mu_o\,\sigma)^{1/2}} \qquad (2.20)$$

Der spezifische Widerstand eines homogenen Halbraums und die Phase der Impedanz berechnen sich zu:

$$\rho(\omega) = \frac{\mu_o}{\omega}\,|Z(\omega)|^2 \qquad (2.21a)$$

$$\varphi(\omega) = \arg(Z(\omega)) = \arctan\left(\frac{\mathrm{Im}\,E_x(\omega)}{\mathrm{Re}\,B_y(\omega)}\right) \qquad (2.21b)$$

Für diesen Fall ist die Phase konstant $\varphi = \pi/4$.

Aus den Gleichungen (2.19, 2.20) folgt [(mV/km)/nT) = km/s] als Maßeinheit der Impedanz. Die obige Definition für Z ist in der Magnetotellurik allgemein üblich; in der Literatur zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen wird allerdings meistens die Größe $\zeta = E/H$ als Impedanz bezeichnet und erhält damit die Dimension eines Wellenwiderstandes, gemessen in [Ω].

Die einfachen Beziehungen zur Berechnung der Impedanz bleiben auch dann gültig, wenn statt ebener Wellen nur ein "quasihomogenes" Feld angenommen wird, das die Bedingung

$$\nu\,|C| \ll 1 \quad \text{oder} \quad \nu \ll |k| \qquad (2.22)$$

---

[3] Es sei angemerkt, daß das Induktionsproblem für $\nu \equiv 0$ nicht lösbar ist (Weaver 1973). Der Übergang $\nu \to 0$ erfolgt rein formal (siehe Gl. (2.22)). Für diesen Fall ist C^m mit der Methode der erdmagnetischen Tiefensondierung nach (2.18b) nicht zu bestimmen (vgl. Abschnitt 2.2).

erfüllt, die Eindringtiefe also klein gegen die "laterale Wellenlänge" $2\pi/\nu$ ist (vgl. Price 1962, Kaufmann & Keller 1980). Dimitriev & Berdichevsky (1979) dehnen die Anwendbarkeit auf Felder aus, die auch innerhalb kleinerer Raumgebiete - linear - variieren dürfen.

In allen anderen Fällen ist die Kenntnis der Wellenzahlstruktur $\underline{\nu}(\omega)$ des anregenden Feldes notwendig. Sie ist aufgrund der Vielzahl der Quellen und ihrer Verteilung jedoch nur in Einzelfällen - z. B. bei Sq-Variationen (Schmucker & Weidelt 1975) - direkt zu bestimmen. Für die in Kapitel 3 zu behandelnden Schumann-Resonanzen (stehenden Wellen im Hohlleiter Erde/Ionosphäre) können Wellenzahlen

$$\nu_n = n/r_E = n \cdot 1.57 \times 10^{-4}\,\mathrm{km}^{-1}\,, \qquad n = 1, 2, \ldots$$

angenommen werden, wobei r_E den Erdradius bezeichnet. Eine Maximalabschätzung mit $\sigma = 10^{-4}$ S/m für einen homogenen Untergrund und $f \approx 8$ Hz für $n = 1$ liefert $|C| \approx 4$ km; die strenge Voraussetzung (2.22) ist somit erfüllt. Auf die Frage der Quasihomogenität bei allgemeiner Anregung im AMT-Bereich soll in den späteren Kapiteln eingegangen werden.

Geht man vom Fall eines homogenen Halbraums mit σ = const. zum geschichteten Halbraum mit $\sigma = \sigma(z)$ über, so wird mit Gleichung (2.21a) ein scheinbarer spezifischer Widerstand ρ_a - üblicherweise nicht als Funktion der Frequenz, sondern der Periode T dargestellt - bestimmt:

$$\rho_a(T) = 0.2\,T\,|Z(T)|^2\,, \tag{2.23}$$

wobei T in [s] und Z in [(mV/km)/nT)] gemessen werden. Die Phase φ der Impedanz kann nun die Werte $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ annehmen.

Für den geschichteten Halbraum mit $n = 1, \ldots N-1$ Schichten der Dicke h_n und der Leitfähigkeit σ_n über dem homogenem Substratum der Leitfähigkeit σ_N in der Tiefe z_N läßt sich die an der Oberfläche gemessene Übertragungsfunktion $C(z=0)$ über eine Rekursionsformel berechnen (Wait 1953, Schmucker 1971):

$$C_n = \frac{C_{n+1} K_n + \varkappa_n \tanh(h_n K_n)}{K_n \{\varkappa_n + C_{n+1} K_n \tanh(h_n K_n)\}} \tag{2.24}$$

mit $K_n^2 = (\nu^2 - k_n^2)$. Dabei ist $\varkappa_n = 1$ für die TE-Mode und $\varkappa_n = \sigma_n/\sigma_{n+1}$ für die TM-Mode. Für das homogene Substratum gilt (Schmucker 1971):

$$C^e = C^m = K_N^{-1} \tag{2.24a}$$

Für ein quasihomogenes Feld sind die scheinbaren Widerstände und Phasen der TE- bzw. TM-Mode identisch. Ist diese Bedingung verletzt, spalten $\rho_a(T)$ und $\varphi(T)$ wie in Abb. 2.2 dargestellt in zwei gegenläufige Äste auf (vgl. auch Rokityansky 1982).

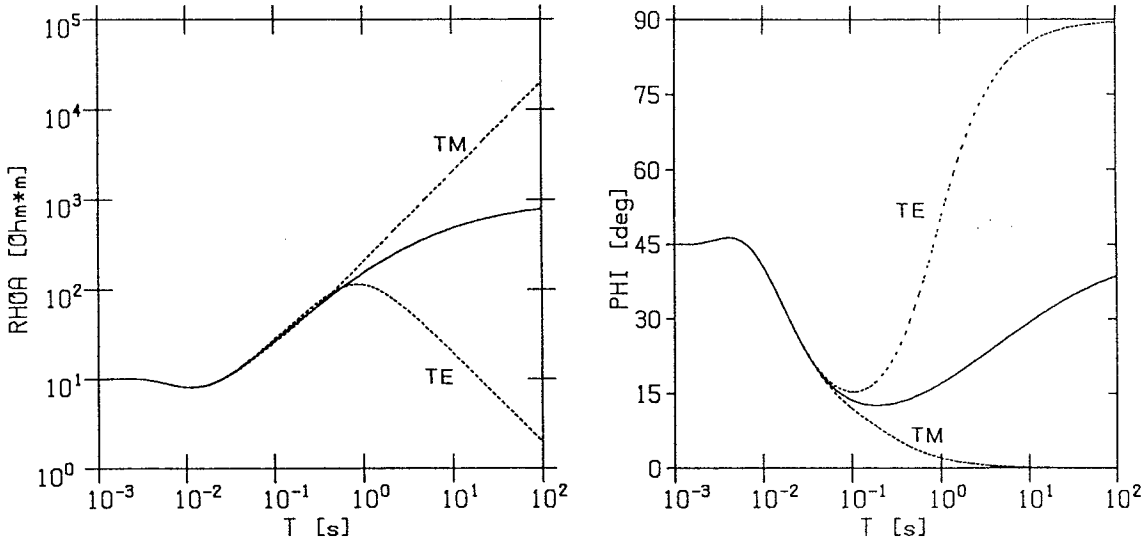


Abb. 2.2: $\rho_a(T)$ und $\varphi(T)$ für ein Zweischichtmodell (ρ_1 = 10 Ωm, ρ_2 = 1000 Ωm, h = 200 m) und für die laterale Wellenzahl ν = 0 (durchgezogene Linien) bzw. ν = 0.0002 m^{-1} (gestrichelt). Im Nahfeld spalten die Kurven auf; TE- und TM-Mode haben einen entgegengesetzten Verlauf.

Die Gleichung (2.24) bildet die Grundlage der Modellrechnungen für eindimensionale Leitfähigkeitsverteilungen (vgl. Abschnitt 2.3.3). Scheinbarer Widerstand und Phase sind für diesen Fall durch Dispersionsbeziehungen verknüpft (Weidelt 1972):

$$\varphi(\omega) = \frac{\pi}{4} - \frac{\omega}{\pi} \fint_0^\infty \frac{1}{x^2 - \omega^2} \log\left(\frac{\rho_a(x)}{\rho(0)}\right) dx \quad , \qquad (2.25)$$

wobei $\fint$ das Cauchy'sche Hauptwertintegral kennzeichnet. Daraus folgt:

$$\varphi(T) \approx \frac{\pi}{4}\left(1 + \frac{d \log \rho_a(T)}{d \log T}\right). \qquad (2.25a)$$

Die Phase läßt sich somit aus der Steigung der doppelt-logarithmisch aufgetragenen $\rho_a(T)$-Kurve vorhersagen (vgl. auch Abschnitt 2.3.1).

Weiterhin ist im Falle des geschichteten Halbraums keine Vertikalkomponente B_z des magnetischen Feldes an der Erdoberfläche z = 0 beobachtbar, da sich innerer und äußerer Anteil gemäß der Lenzschen Regel aufheben.

Sind die beiden Grundvoraussetzungen - d. h. die Leitfähigkeit σ sei nur eine Funktion der Tiefe z und das Feld sei quasihomogen - nicht erfüllt, geht Gleichung (2.20) über in die tensorielle Beziehung:

$$\underline{E}(\omega) = \underline{\underline{Z}}(\omega)\, \underline{B}(\omega) \qquad \text{oder} \qquad (2.26)$$

mit dem Impedanztensor $\underline{\underline{Z}}$:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} \quad . \tag{2.27}$$

Im 1D-Fall ist $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ und $Z_{xy} = -Z_{yx}$.

Die vollständige Bestimmung der komplexwertigen Tensorelemente Z_{ij} durch Messung der Feldgrößen $\underline{E}$ und $\underline{B}$ über einen möglichst breiten - durch die Aufgabenstellung vorgegebenen - Frequenzbereich ist ein wesentliches Ziel der magnetotellurischen Methode (s. Kapitel 4).

Laterale Leitfähigkeitsänderungen lassen sich durch Addition eines anomalen Anteils σ_a zur normalen, nur von der Tiefe abhängigen Leitfähigkeit σ_n beschreiben:

$$\sigma(x, y, z) = \sigma_n(z) + \sigma_a(x, y, z) \quad . \tag{2.28}$$

Für eine rein zweidimensionale Verteilung (z. B. $\sigma = \sigma(x, z)$) erhält man bei entsprechender Wahl des Koordinatensystems zwei entkoppelte Gleichungssysteme - wie zuvor für das Quellenfeld - , in denen das Sekundärfeld entweder TE- oder TM-polarisiert ist (E- bzw. B-Polarisation):

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \mu_0 \sigma E_y \qquad \frac{\partial B_y}{\partial x} = \mu_0 \sigma E_z \tag{2.29a,d}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\dot{B}_z \qquad \frac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_0 \sigma E_x \tag{2.29b,e}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\dot{B}_x \qquad \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\dot{B}_y \tag{2.29c,f}$$

Dabei entsprechen die Gleichungen auf der linken Seite der E-Polarisation, auf der rechten der B-Polarisation.

Vertikale E-Felder nach Gl. (2.29d) sind z. B. von Bahr (1985, 1988) in der oberflächennahen Schicht gemessen und weitgehend durch ein zweidimensionales Modell erklärt worden. Wie bereits auf den Seiten 10 ff. erwähnt, muß dieser 2D-Anteil bei der Idenfikation von TM-Quellenfeldern berücksichtigt werden.

Für eine zweidimensionale Leitfähigkeitsverteilung läßt sich der gemessene Impedanztensor $\underline{\underline{Z}}$ stets durch Drehung um einen Winkel α so transformieren, daß die Hauptdiagonalelemente verschwinden (Swift 1967):

$$\underline{\underline{Z}}' = \underline{\underline{T}}\ \underline{\underline{Z}}\ \underline{\underline{T}}^T \tag{2.30}$$

mit

$$\underline{\underline{Z}}' = \begin{pmatrix} 0 & Z_{x'y'} \\ Z_{y'x'} & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \underline{\underline{T}} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} \quad .$$

Aus den Elementen von $\underline{\underline{Z}}$ lassen sich rotationsinvariante Größen ableiten (vgl. Rokityanski 1982):

$$Z_1 = Z_{xx} Z_{yy} - Z_{xy} Z_{yx} = Z_{det}^2$$

$$Z_2 = Z_{xx} + Z_{yy} \qquad (2.31a\text{-}c)$$

$$Z_3 = Z_{xy} - Z_{yx} = 2 Z_m ,$$

wobei Z_{det} als Determinante oder effektive Impedanz (vgl. Ranganayaki 1984), Z_m als Mittelwert der Impedanz (Berdichevsky 1968) bezeichnet wird.

Da in der Praxis die Hauptdiagonalelemente durch Drehung von $\underline{\underline{Z}}$ niemals exakt verschwinden, führte Swift (1967) zur Berechnung des Drehwinkels α die Bedingung

$$| Z_{x'y'} |^2 + | Z_{y'x'} |^2 = \text{Min !} \qquad (2.32)$$

ein; daraus läßt sich α bestimmen durch:

$$\alpha = \frac{1}{4} \arctan \left(\frac{2 \operatorname{Re} [(Z_{xy} + Z_{yx}) (Z_{xx} - Z_{yy})]}{| Z_{xx} - Z_{yy} |^2 - | Z_{xy} + Z_{yx} |^2} \right) \qquad (2.33)$$

Haak (1972) berechnet den Drehwinkel α mit der Methode der minimalen Kohärenz zwischen zwei zueinander senkrechten Komponenten des tellurischen Feldes.

Als Maß für die Abweichung von einer idealen 2D-Struktur gilt die Schiefe des Impedanztensors (Skew):

$$S = \frac{| Z_2 |}{| Z_1 |} . \qquad (2.34)$$

Nach Reitmayr (1974) kann der Untergrund als zweidimensional angenähert werden, wenn $S < 0.6$ ist, nach Untersuchungen von Bahr (1990) muß jedoch schon bei $S > 0.1$ mit 3D- bzw. anderen Verzerrungseffekten gerechnet werden. Die "Anisotropie"

$$A = \frac{| Z_{x'y'} |}{| Z_{y'x'} |} \qquad (2.35)$$

gibt einen Hinweis auf die Größe eines lateralen Leitfähigkeitskontrastes.

Der in (2.35) definierten Größe steht eine ebenfalls als Anisotropie bezeichnete Gesteinseigenschaft gegenüber, die den Unterschied zwischen longitudinaler und transversaler Leitfähigkeit z. B. bei Feinschichtung sedimentärer Ablagerungen angibt (Grant & West 1965, Keller & Frischknecht 1966). Der Koeffizient

$$\eta = \sqrt{\rho_T / \rho_L} \qquad (2.36)$$

kann weder durch geoelektrische noch durch magnetotellurische Sondierungen allein, sondern nur durch gemeinsame Anwendung beider Verfahren bestimmt werden (Jupp & Vozoff 1977). Durch die der Geoelektrik (bei großen Auslagen) vergleichbaren Eindringtiefe wird damit der AMT eine weitere Anwendung eröffnet (vgl. Abschnitt 2.3.4).

Die Darstellung einer magnetotellurischen Sondierung durch scheinbaren spezifischen Widerstand und Phase berücksichtigt nur die Nebendiagonalelemente von $\underline{\underline{Z}}$. Schmucker und Wiens (1980) definieren tellurische Vektoren, in denen auch die Hauptdiagonalelemente zur Berechnung herangezogen werden:

$$\underline{e}_x = Z_{xx}\,\hat{\underline{x}} + Z_{yx}\,\hat{\underline{y}} \tag{2.37a}$$

$$\underline{e}_y = Z_{xy}\,\hat{\underline{x}} + Z_{yy}\,\hat{\underline{y}} \quad . \tag{2.37b}$$

Sie werden üblicherweise für Real- und Imaginärteil als Funktion der Periode aufgetragen. Dabei beschreibt $\underline{e}_x$ das von B_x und $\underline{e}_y$ das von B_y induzierte tellurische Feld. Für eindimensionalen Untergrund ($Z_{xx} = Z_{yy} = 0$, $Z_{xy} = -Z_{yx}$) zeigt $\underline{e}_x$ nach Westen und $\underline{e}_y$ nach Norden (vgl. Tezkan 1986).

In der Praxis liegt meist eine komplizierte Leitfähigkeitsverteilung vor, wobei die räumliche Ausdehnung der Anomalie - im Vergleich zur Schwerpunktstiefe z* - von erheblicher Bedeutung ist. Die zweidimensionale Interpretation von Magnetotellurik-Daten wird im übernächsten Abschnitt behandelt. Auf eine dreidimensionale Interpretation kann im Rahmen dieses Textes nicht eingegangen werden.

2.2 Erdmagnetische Tiefensondierung

Laterale Leitfähigkeitskontraste im Bereich der Eindringtiefe bewirken, daß sich primäres und sekundäres magnetisches Vertikalfeld an der Erdoberfläche nicht mehr wie im eindimensionalen Fall kompensieren. Die Vertikalkomponente B_z dient somit als Indikator für 2D- oder 3D-Anomalien; darüber hinaus kann mit ihrer Hilfe eine eventuelle Gleichstromverzerrung der magnetotellurischen Sondierung erkannt werden (s. nächsten Abschnitt).

Für die hier betrachtete quasihomogene Näherung läßt sich aus Messungen des Magnetfeldes - bis auf die Gradientensondierungen (siehe unten) - allein keine Abschätzung der Übertragungsfunktionen Z oder C gewinnen. Statt dessen werden Verhältnisse B_z/B_x bzw. B_z/B_y in der Form von Induktionspfeilen dargestellt (Parkinson 1959, Wiese 1962). Sind B_x, B_y und B_z die gemessenen Magnetfeldkomponenten an einer Station mit

$$B_x = B_{nx} + B_{ax}\ , \quad B_y = B_{ny} + B_{ay}\ , \quad B_z = B_{az}\ ,$$

wobei wie im vorherigen Abschnitt der Index "n" normale, der Index "a" anomale Anteile bezeichnet, so werden aus der linearen Beziehung

$$B_z(\omega) = T_1(\omega)\, B_x(\omega) + T_2(\omega)\, B_y(\omega) \tag{2.38}$$

Real- und Imaginärpfeile ("In-phase"- bzw. "Out-of-phase"-Pfeile) bestimmt zu:

$$\underline{P}(\omega) = \mathrm{Re}\,(T_1(\omega))\,\hat{\underline{x}} + \mathrm{Re}\,(T_2(\omega))\,\hat{\underline{y}} \tag{2.39a}$$

$$\underline{Q}(\omega) = \mathrm{Im}\,(T_1(\omega))\,\hat{\underline{x}} + \mathrm{Im}\,(T_2(\omega))\,\hat{\underline{y}} \tag{2.39b}$$

mit den Einheitsvektoren $\hat{\underline{x}}$ und $\hat{\underline{y}}$ (Schmucker 1970). Sie beschreiben eine Projektion von $\underline{B}$ in die xy-Ebene[4]. Die Größen $\underline{P}$ und $\underline{Q}$ sind hier zwar wie Vektoren geschrieben, es ist jedoch umstritten, ob sie auch als solche aufgefaßt werden können (vgl. Weaver 1990)[5]. In dieser Arbeit werden sie durchgehend als Induktions*pfeile* bezeichnet.

Der Realpfeil $\underline{P}$ zeigt dabei von einem guten Leiter (dem Gebiet der höchsten anomalen Stromdichte) weg. Bei einer rein zweidimensionalen Anomalie ist der Imaginärpfeil $\underline{Q}$ bei hohen Frequenzen antiparallel (aufgrund der Selbstinduktion) und bei niedrigen Frequenzen parallel zu $\underline{P}$ gerichtet (vgl. Teufel 1986, Agarwal & Dosso 1990). Für dreidimensionale Leitfähigkeitsverteilungen gilt diese einfache Beziehung nicht mehr. Die Induktionspfeile geben somit - ähnlich wie die tellurischen Vektoren aus Abschnitt 2.1 - Hinweise auf die Leitfähigkeitsstruktur im Untergrund.

In Abb. 2.3a-c auf den nächsten Seiten sind die Verhältnisse für ein exemplarisches 2D-Modell aufgetragen, das als "Startmodell" zur Interpretation von Daten aus dem Nordsudan diente (vgl. nächsten Abschnitt und Kap. 8).

Die obigen Ausführungen gelten für Messungen an einer einzelnen Station. Erdmagnetische Tiefensondierung im weiteren Sinne (Bartels 1957) umfaßt aber auch die gleichzeitige Registrierung der magnetischen Feldkomponenten an verschiedenen Meßpunkten, womit dann komplexe, frequenzabhängige Übertragungsfunktionen W_{ij} mit

$$\underline{B}^w(\omega) = \underline{\underline{W}}(\omega)\, \underline{B}^b(\omega) \tag{2.40}$$

oder ausgeschrieben:

$$\begin{pmatrix} B_x^w \\ B_y^w \\ B_z^w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_{xx} & W_{xy} \\ W_{yx} & W_{yy} \\ W_{zx} & W_{zy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x^b \\ B_y^b \\ B_z^b \end{pmatrix} \tag{2.40a}$$

---

[4] Die Übertragungsfunktionen (T_1, T_2) werden in der angelsächsischen Literatur häufig "Tipper" genannt (Vozoff 1972).

[5] Bei induktiv gekoppelten Anomalien können die lokalen Induktionspfeile an verschiedenen Orten nicht addiert werden (s. auch Siemon 1991).

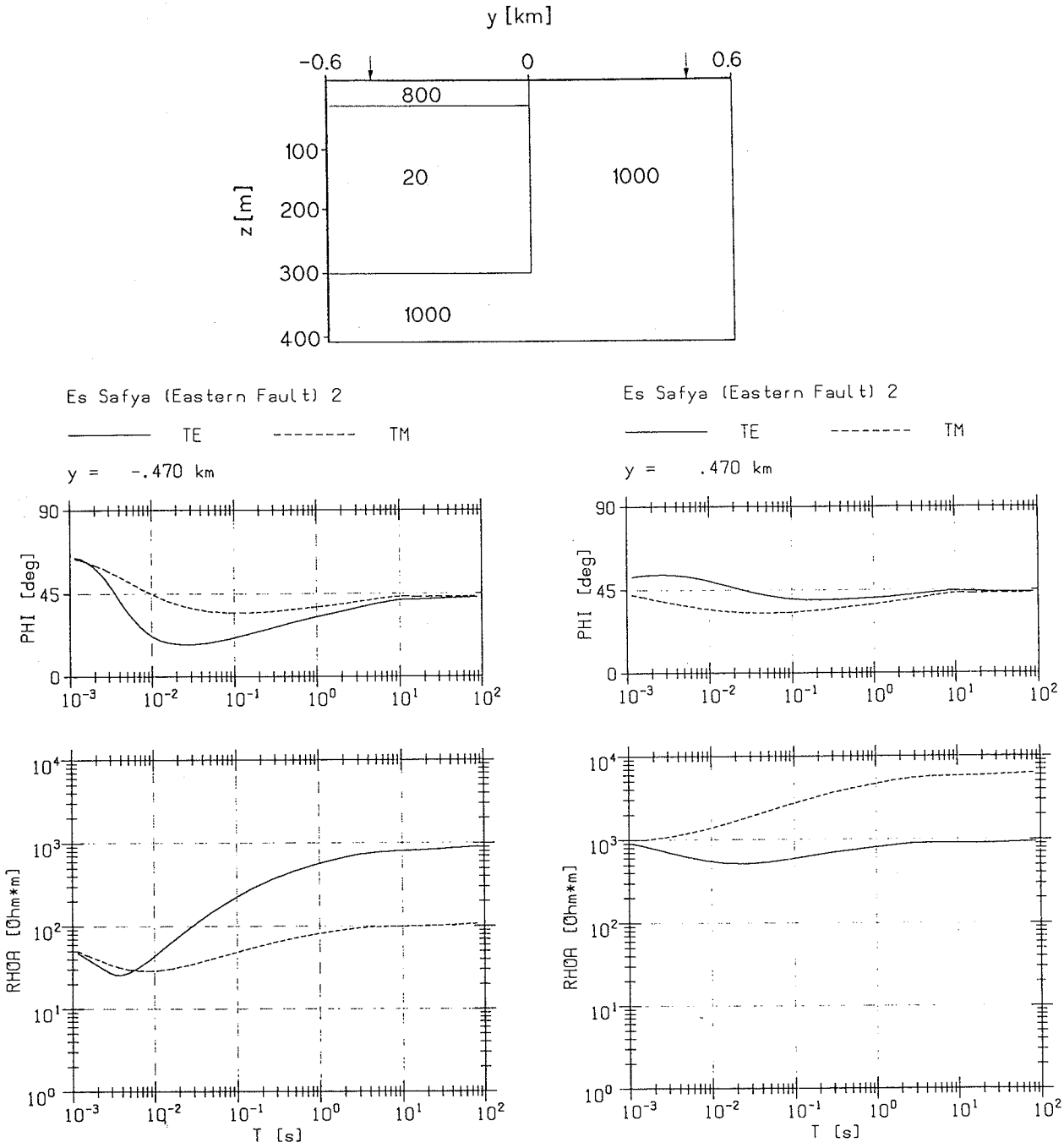
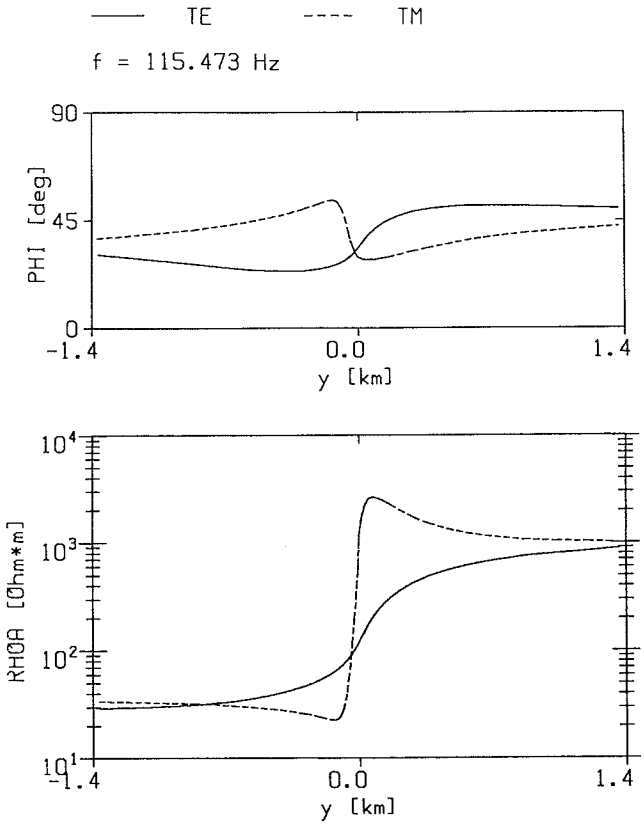


Abb. 2.3a: Modell zur Illustration der Verhältnisse an einer zweidimensionalen Struktur (senkrechter Kontakt Grundgebirge-grundwasserführende Sedimente mit schlecht leitender Überdeckung, spez. Widerstände in [Ωm]). Es diente als Ausgangsmodell für die in Kapitel 8 beschriebene Anomalie aus dem Es Safya-Becken im Nordsudan. Unten: $\rho_a(T)$ und $\varphi(T)$ für die TE- und TM-Mode an zwei ausgewählten Punkten (im oberen Bild durch Pfeile markiert).

gebildet werden können; w und b bezeichnen dabei die Felder an Wander- und Basisstation. Bezieht man die Differenzfelder (B_x^w - B_x^b), usw. auf die Horizontalkomponenten an der Basisstation, erhält man den sog. Perturbationstensor, dessen Elemente wiederum in Form von Perturbationspfeilen dargestellt werden können (Schmucker 1970).



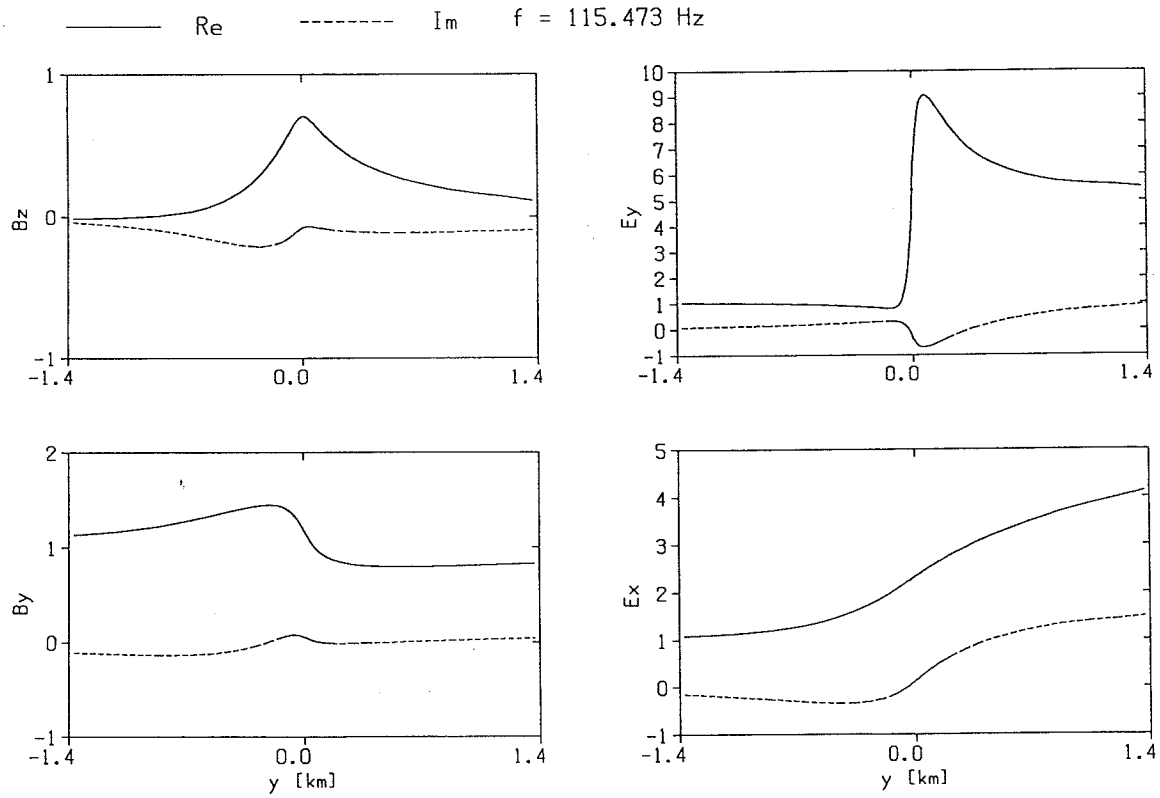


Abb. 2.3b (oben): $\rho_a(T)$ und $\varphi(T)$ als Funktion des Abstandes vom vertikalen Kontakt in Abb. 2.3a.

Abb. 2.3c (unten): Auf den linken Modellrand (y = -100 km) normierte Felder als Funktion des Abstandes: B_z, B_y (links), E_y, E_x (rechts)

Die Berechnung der Übertragungsfunktionen W_{ij} bildet auch die Grundlage des Remote Reference-Verfahrens (s. Kap. 4) zur Abschätzung des Impedanztensors. Gleichzeitige Registrierungen an mindestens zwei Meßpunkten sind im Frequenzbereich der Audiomagnetotellurik aufgrund technischer Schwierigkeiten bisher nur selten realisiert worden. Die Versuche, die dazu im Rahmen dieser Arbeit unternommen wurden, sind in den Kapiteln 5 und 6 beschrieben.

Es existieren noch weitere Verfahren, aus den gemessenen erdmagnetischen Variationen auf die Leitfähigkeitsverteilung des Untergrunds zu schließen, von denen aber hier nur noch die vertikale und die horizontale Gradientensondierung Erwähnung finden sollen. Bei ersterer wird der Skineffekt - etwa durch gleichzeitige Messung in einem Bohrloch oder Bergwerk und an der Erdoberfläche - direkt beobachtet und die Übertragungsfunktion Z berechnet zu (Schmucker 1986, Steveling et al. 1990, Spitzer 1991):

$$Z = \frac{\partial B_x / \partial z}{\mu_0 \sigma(0) B_x} \quad . \tag{2.41a}$$

Voraussetzung ist die Kenntnis der Leitfähigkeit $\sigma(0)$ zwischen Meßpunkt in der Tiefe und der Erdoberfläche. Für das horizontale Gradientenverfahren ist die Bestimmung der Größen $\partial B_x/\partial x$ und $\partial B_y/\partial y$ erforderlich:

$$Z = i \omega B_z \Big/ \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) \quad . \tag{2.42b}$$

Die anderen Verfahren - z. B. die Trennung der Felder in innere und äußere Anteile (Lahiri & Price 1939) - sind auf quasihomogene Felder nicht anwendbar; sie werden daher an dieser Stelle nicht weiter vorgestellt.

2.3 Interpretation magnetotellurischer Sondierungen

2.3.1 Einfache Widerstands-Tiefen-Funktionen

Aus den Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes $\rho_a(T)$ und der Phase $\varphi(T)$ lassen sich erste Abschätzungen der Widerstands-Tiefen-Verteilung gewinnen, ohne daß eine Inversion oder Modellierung der Daten durchgeführt werden muß. Die $\rho^*(z^*)$-Transformation (Schmucker 1970, 1985, Weidelt et al. 1980) verknüpft die Schwerpunktstiefe z^* mit dem modifizierten scheinbaren Widerstand ρ^*:

$$\rho^* = \begin{cases} \rho_a(T) / (2 \sin^2 \varphi(T)) \; ; & \varphi \leq \pi/4 \\ 2 \rho_a(T) \cos^2 \varphi(T) \; ; & \varphi \geq \pi/4 \end{cases} \tag{2.42a}$$

$$z^* = \left(\frac{T\,\rho_a(T)}{2\,\pi\,\mu_o}\right)^{1/2} \sin\varphi(T) \quad . \tag{2.42b}$$

Da ρ_a und φ in die Bestimmung von $\rho^*(z^*)$ eingehen, ist die "Glattheit" dieser Transformation zugleich ein Maß für die Konsistenz der Daten.

Alternativ kann die Bostick-Transformation $\rho_B(z_B)$ verwendet werden (Bostick 1977, s. auch Weidelt et al. 1980):

$$\rho_B = \rho_a(T)\,\frac{1 + m(T)}{1 - m(T)} \tag{2.43a}$$

$$z_B = \left(\frac{T\,\rho_a(T)}{2\,\pi\,\mu_o}\right)^{1/2} \tag{2.43b}$$

mit

$$m(T) = \frac{d\log\rho_a(T)}{d\log T} \quad .$$

Statt der Phase geht somit die Steigung der doppelt-logarithmisch aufgetragenen $\rho_a(T)$-Kurve in die Bestimmung von ρ_B ein. Aufgrund der Dispersionsbeziehungen (2.25) läßt sich (2.43a) auch schreiben (Weidelt et al. 1980):

$$\rho_B \approx \rho_a(T)\left(\frac{\pi}{2\,\varphi(T)} - 1\right) \quad . \tag{2.43c}$$

In dieser Arbeit wird meistens die $\rho^*(z^*)$-Transformation angewandt, während der Bostick-Transformation insbesondere dann der Vorzug gegeben wird, wenn keine zuverlässige Phaseninformation zur Verfügung steht. Gutleitende Schichten werden von beiden Verfahren besser wiedergegeben als schlechte Leiter. Ein Vergleich dieser und anderer Verfahren ist bei Schmucker (1987) zu finden.

Bei den Untersuchungen in der Ostsahara wurde häufig ein einfacher Zweischicht-Fall mit einer gutleitenden Deckschicht (Aquifer) über einem hochohmigen Grundgebirge angetroffen (vgl. Kap. 7 und Abb. 2.4). Für diesen Fall geben beide Verfahren die Widerstands-Tiefen-Verteilung häufig unrichtig wieder (Weidelt et al. 1980). Eine erste Abschätzung der Basementtiefe h, die ohne Modellierung auskommt, läßt sich gewinnen, wenn - z. B. durch begleitende geoelektrische oder VLF-R-Messungen - der Widerstand ρ_1 der Deckschicht bekannt ist (siehe auch Schmucker & Weidelt 1975). Für einen Widerstandskontrast $\rho_2/\rho_1 \rightarrow \infty$ geht die Steigung der $\log\rho_a(\log T)$-Kurve $m \rightarrow 1$. Der Leitwert τ_1 der Deckschicht berechnet sich dann zu:

$$\tau_1 = \left(\frac{T(P)}{2\,\pi\,\mu_o\,\rho_a(P)}\right)^{1/2} \tag{2.44}$$

Dabei bezeichnet P einen Punkt auf dem ansteigenden Teil der Widerstandskurve. Die Dicke der Deckschicht folgt damit aus:

$$h = \tau_1 \rho_1 \quad . \tag{2.45}$$

In der Praxis ist die Voraussetzung eines unendlichen Leitfähigkeitskontrastes zwar niemals erfüllt, dennoch liefern (2.44) und (2.45) erste Anhaltspunkte. Ein Beispiel für die obigen Ausführungen zeigt Abb. 2.4. Eine Modellierung von VLF-R-Daten ergab ρ_1 = 3.9 Ωm für die Deckschicht, womit ein Leitwert von τ_1 = 8.94 S folgt. Die Tiefe des Grundgebirges berechnet sich damit zu h = 34 m. Eine eindimensionale Modellierung (vgl. Abschnitt 2.3.3) der Invariante Z_1 ergab h = 25 m; in Abb. 2.4 ist auch der Modell-Response als durchgezogene Kurve aufgetragen. Das Verfahren liefert somit die richtige Größenordnung. Eine genauere Abschätzung ist nicht zu erwarten, da die

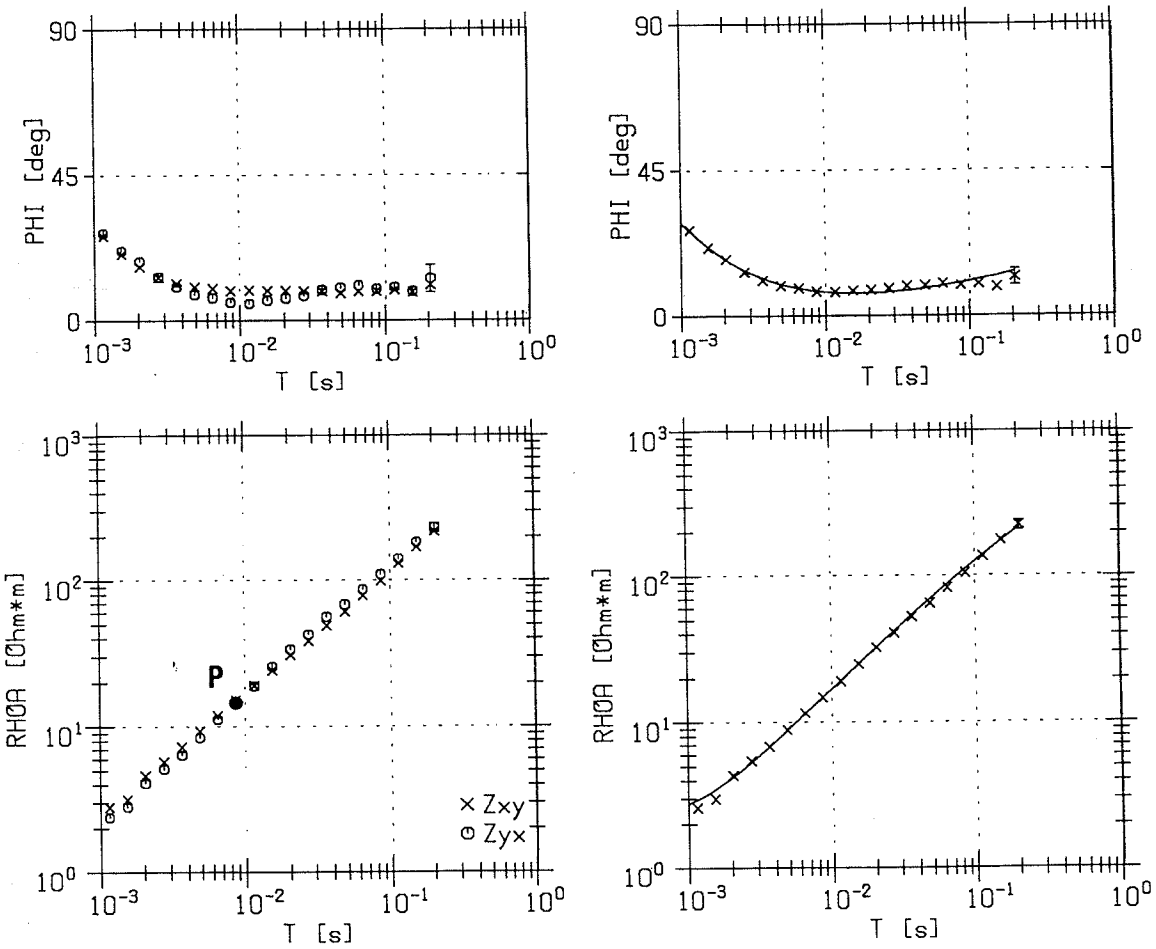


Abb. 2.4: Links: Scheinbarer spez. Widerstand und Phase an der Station Bir Takhlis in Südägypten. Es bedeuten: × Z_{xy} und o Z_{yx}. Abschätzung der Basementtiefe aus dem ansteigenden Teil der $\rho_a(T)$-Kurve am Punkt P.
Rechts: Response aus eindimensionaler Modellrechrechnung (Invariante Z_1).

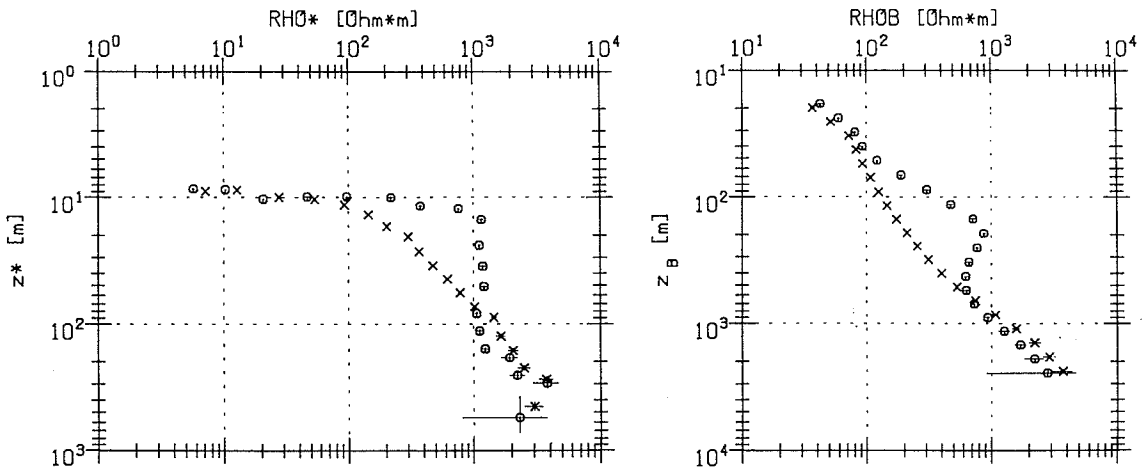


Abb. 2.5: Links: $\rho^*(z^*)$, rechts: $\rho_B(z_B)$ für die Daten aus Abb. 2.4

Steigung naturgemäß <1 ist.

Für die gleiche Station sind in Abb. 2.5 zum Vergleich die $\rho^*(z^*)$- und die $\rho_B(z_B)$-Transformierten aufgetragen. Aufgrund der Phaseninformation gibt $\rho^*(z^*)$ die abrupte Widerstandsänderung zwischen Aquifer und Basement sehr gut wieder, während in der $\rho_B(z_B)$-Darstellung - entsprechend dem Verlauf von $\rho_a(T)$ - ein kontinuierlicher Übergang zu beobachten ist. Wegen $z = z_B \sin\varphi$ sind die zu gleichen Perioden gehörenden Tiefen der $\rho^*(z^*)$-Transformation kleiner. Der unterschiedliche Verlauf der Kurven für die beiden Polarisationen verdeutlicht auch, daß die Untergrundverhältnisse keineswegs rein eindimensional sind, wie es die $\rho_a(T)/\varphi(T)$ - Darstellung zunächst nahelegt.

Bei den Untersuchungen von Sedimentbecken im Nordsudan (vgl. Bussert et al. 1990) wurde häufig auch der konträre Fall einer schlecht leitenden Deckschicht (meist trockener Sand-/Siltstein) über einem tiefliegenden, gespannten und sehr gutleitfähigen Aquifer angetroffen. Bei unendlichem Widerstandskontrast ginge hier die Steigung m der $\log \rho_a$ ($\log T$)-Kurve —> -1. Die Tiefe h des guten Leiters ist dann direkt durch $\rho_a(P)$ und T(P) gegeben, wenn P einen Punkt auf der abfallenden Widerstandskurve kennzeichnet (vgl. Schmucker & Weidelt 1975):

$$h = \left(\frac{T(P)\,\rho_a(P)}{2\,\pi\,\mu_o} \right)^{1/2} . \qquad (2.45a)$$

Ein Beispiel für diese Abschätzung gibt Abb. 2.6.

Eine unmittelbar anschauliche Darstellung der Leitfähigkeitsverhältnisse im Untergrund (bei nicht eindimensionaler Verteilung) erfolgt mit Hilfe von Pseudotiefen-Profilen, wobei die gemessenen Daten entlang eines Profils als Funktion der Frequenz resp. Periode in Form von Isolinien aufgetragen werden. Dabei können ρ_a und φ (als Invarianten oder in beiden Polarisationsrichtungen, so eine Trennung möglich ist) als auch

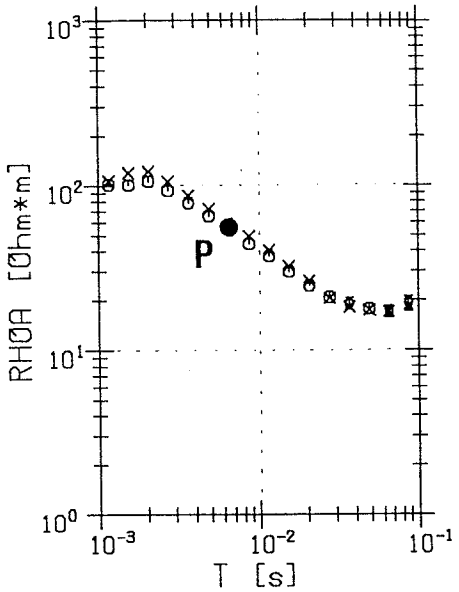


Abb. 2.6: Abschätzung der Tiefe eines guten Leiters aus dem Abfall der Widerstandskurve am Punkt P. Ausschnitt aus einer Sondierungskurve aus dem Es Safya-Becken im Nordsudan (diese Sondierung wird vollständig im 8. Kapitel behandelt). Für den Punkt P (bei f = 154 Hz) ergibt sich die Tiefe des guten Leiters mit h = 217 m. Dieser Wert liegt größenordnungsmäßig im richtigen Bereich; bei den 1D- und 2D-Modellierungen (s. Kap. 8) wurden etwa 180 m bestimmt.

Skew und andere strukturempfindliche Parameter verwendet werden. Ranganayaki (1984) empfiehlt die Auftragung der aus der Invarianten Z_1 (Determinante von $\underline{\underline{Z}}$) abgeleiteten Größen insbesondere zur Erkennung gutleitender Einlagerungen. Pseudotiefen-Profile werden auch in dieser Arbeit an den Anfang der Untersuchungen von Leitfähigkeitsanomalien gesetzt (Kap. 8).

2.3.2 Zur Verzerrung der magnetotellurischen Impedanz

In den Abschnitten 2.1 und 2.2 wurde bereits auf zweidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen eingegangen. Grundsätzlich kann *jede* (untergrundbedingte) Abweichung von 1D-Verhältnissen als Verzerrung der Impedanz bezeichnet werden. Eine besondere Rolle spielen dabei jedoch kleinräumige, oberflächennahe Leitfähigkeitsanomalien, die sich in einer "Gleichstromverzerrung" ("static shift" in der angelsächsischen, "S-Effekt" in der sowjetischen Literatur genannt) äußern. Darunter wird ein reeller (d. h. phasenkonstanter) Anteil der Impedanztensorelemente verstanden, der sich bei langen Perioden (bis zu $T \to \infty$) in einer Parallelverschiebung der $\rho_a(T)$- bzw. $\rho^*(z^*)$-Kurven äußert und zu einer erheblichen Fehlinterpretation der Daten führen kann. Das Problem liegt dabei in der Identifizierung der verzerrten Daten und in einer sauberen Trennung der Anteile von verschiedenen Anomalien, die innerhalb des Induktionsraumes (Haak 1978) liegen können; es bildet einen wichtigen Gegenstand aktueller Forschung in der Magnetotellurik (vgl. den Review-Artikel von Jiracek 1990).

Nach Berdichevsky et al. (1976) können Leitfähigkeitsanomalien in galvanische und induktive aufgeteilt werden. Bei der kurzen Beschreibung von 2D-Anomalien in den vorherigen Abschnitten tauchte diese Unterscheidung nur implizit in Abb. 2.3 auf.

Entscheidend ist das Verhältnis aus Eindringtiefe zu Anomalieabmessungen bei einer bestimmten Sondierungsfrequenz. Dementsprechend unterscheidet Schmucker (1970) zwischen tiefen und oberflächennahen Anomalien. Während induktive (tiefe) Anomalien durch das Auftreten von Wirbelströmen mit einem entsprechenden anomalen Magnetfeld beschrieben werden, wird ein galvanischer Effekt durch das Auftreten von Überschußladungen an den Begrenzungen des relativ zur Eindringtiefe oberflächennahen, anomal leitenden Körpers durch das normale elektrische Feld verursacht, der sich nur im E-Feld äußert, also kein anomales Magnetfeld erzeugt. Die Aufzeichnung der magnetischen Vertikalkomponente erlaubt somit die Identifizierung einer Gleichstromverzerrung. Dieser Effekt ist bis zu Perioden $T \rightarrow \infty$ beobachtbar, insbesondere also auch bei DC-geoelektrischen Messungen (vgl. Radic 1992).

Daß diese Art der Verzerrung auch eine bedeutende Rolle für den Frequenzbereich der Audiomagnetotellurik spielt, verdeutlicht Abb. 2.7. Während einer Meßkampagne im Nordsudan (Bussert et al. 1990) wurden AMT-Sondierungen auf Profilen über ein tiefes Sedimentbecken durchgeführt, in dem - wie in dem Beispiel auf S. 23 - über einem tiefliegenden Aquifer trockener, sehr schlecht leitfähiger, kretazischer Sandstein liegt. Darüber konnte sich unmittelbar an der Oberfläche - bedingt durch sporadische Regenfälle während unregelmäßiger Regenzeiten - ein schütterer Bewuchs von Buschwerk ausbilden, der eine gewisse Feuchte speicherte und damit zu höherer Leitfähigkeit führte.

Die zunächst durchgeführte Sondierung (Abb. 2.7a) zeigt eine ausgeprägte Parallelverschiebung der $\rho_a(T)$-Kurven, die zugehörigen Phasen sind jedoch identisch. Eine um etwa 45 m versetzte Sondenanordnung (Abb. 2.7c) ergab das in Abb. 2.7b dargestellte Ergebnis; die Verzerrung erscheint deutlich verringert. Dies korrespondiert mit VLF-R-Messungen, die - bei einer Sondierungsfrequenz von 25 kHz - an allen Sonden $\rho_a \approx 60\,\Omega m$ ergaben; lediglich an den Sonden 8 und 9 wurde $160\,\Omega m$ gemessen.

Ein weiteres Beispiel aus dem NW-Sudan, in dem eine gutleitende, oberflächennahe Einlagerung mit einem anderen Verfahren identifiziert werden konnte, zeigt Abb. 2.8. Insbesondere am Verlauf der Phasenkurven ist der Übergang einer "echten" 2D-Anomalie in eine Gleichstromverzerrung deutlich zu erkennen (Aufspaltung von φ_{xy} und φ_{yx} für hohe, Zusammenfallen beider Phasen für niedrige Frequenzen). Die untere ρ_a-Kurve (mit o gekennzeichnet) weicht völlig von den in diesem Meßgebiet üblicherweise erhaltenen Sondierungsergebnissen ab (Kap. 8). Eine geoelektrische Drehsondierung (nach Wenner mit Sonden/Elektrodenabstand a = 15 m) zeigte ebenfalls niedrigere spezifische Widerstände in NW/SE-Richtung (Abb. 2.8a); vermutlich wird die Anomalie durch eine ältere Abflußrinne, die heute von Sand überdeckt ist, verursacht. Solche Abflußrinnen, die sich in der Landschaft häufig durch unterschiedlichen Pflanzenbewuchs auszeichnen, wurden bei den Meßkampagnen im Sudan häufig angetroffen (s. Kap. 8, vgl. auch Burkhardt et al. 1990, Niederleithinger 1990).

Diese Beispiele deuten bereits an, daß prinzipiell die Korrektur eines Static Shift

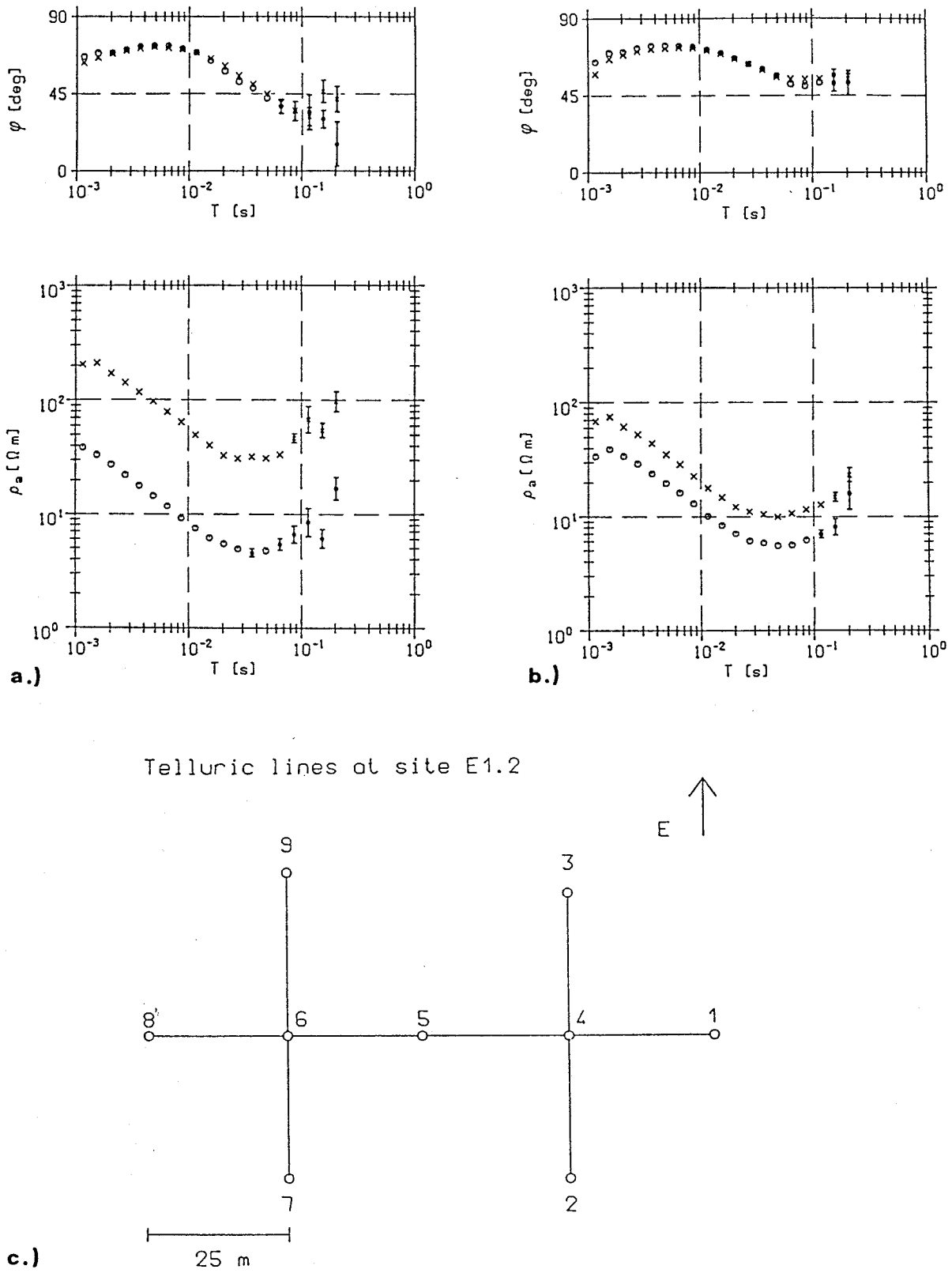


Abb. 2.7: Beispiel zur Verzerrung der magnetotellurischen Impedanz aus dem Humar-Becken (Nordsudan): a) Sondierung mit der Sondenkonfiguration (5-7-8-9) und b) mit der Konfiguration (1-2-5-3), dargestellt in c). × Z_{xy}, o Z_{yx}.

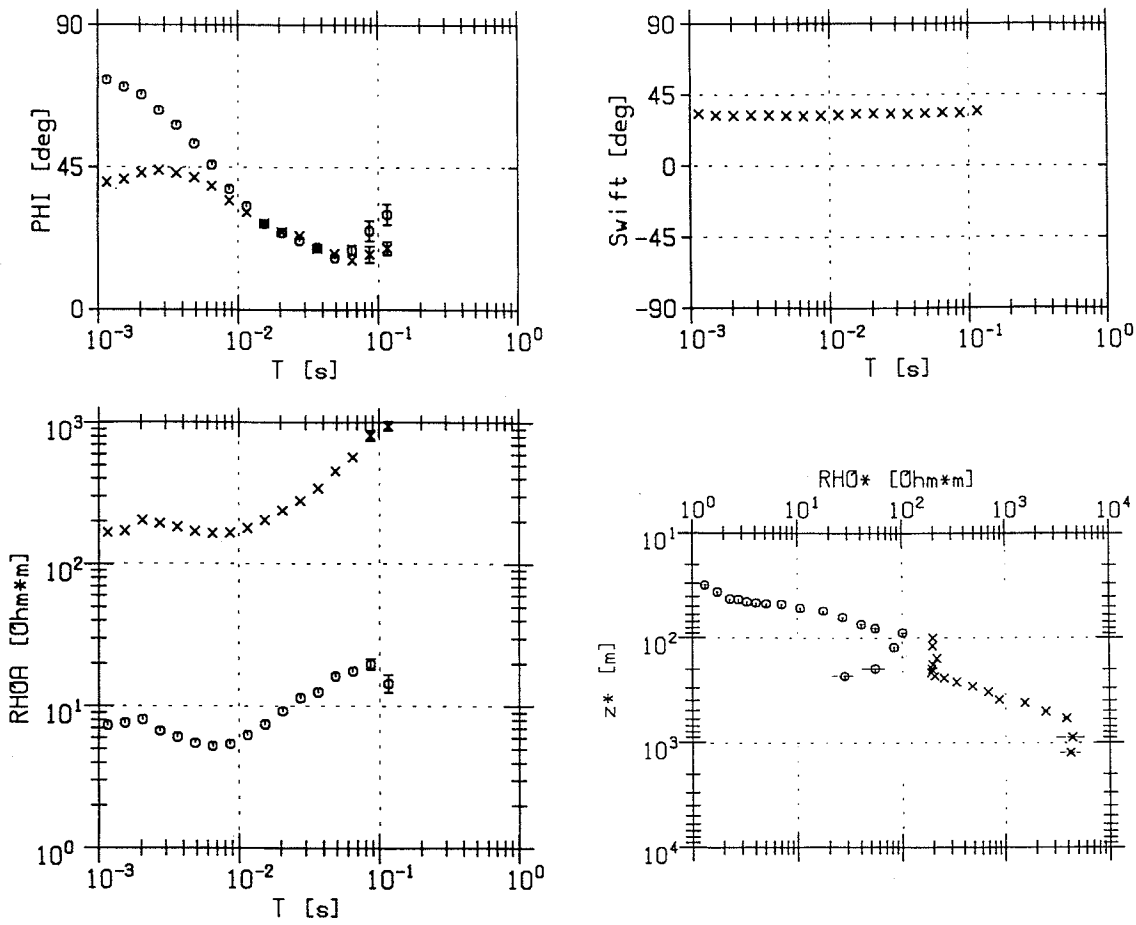


Abb. 2.8: Links: Beispiel der Sondierung W2 aus dem NW-Sudan, die den Übergang einer 2D-Anomalie bei hohen Frequenzen zu einer verzerrten 1D-Struktur zeigt (× Z_{xy}, o Z_{yx} in um den mittleren Swift-Winkel α = 32.4° gedrehten Koordinaten). Rechts oben: Swift-Winkel, rechts unten: $\rho^*(z^*)$-Transformation.

mit Hilfe von zusätzlichen Informationen, häufig gewonnen aus anderen geophysikalischen Methoden, erfolgen kann. Bahr (1985) korrigiert verzerrte Sondierungen mit Hilfe von geoelektrischen und VLF-R-Messungen. Die Modellierung invarianter Impedanzen gibt dagegen die Verhältnisse im Untergrund oft unrichtig wieder (vgl. Groom & Bailey 1989), wie auch aus Abb. 2.7 unmittelbar hervorgeht. Larsen (1977) identifiziert für langperiodische magnetotellurische Registrierungen den Verzerrungsanteil durch Vergleich mit den aus globalen Beobachtungen als bekannt angenommenen Widerstandswerten des oberen Erdmantels. Für audiomagnetotellurische Daten fehlt jedoch häufig der Anschluß zu langen Perioden. Da oberflächennahe Inhomogenitäten zumeist eine zufällige Verteilung haben, kann eine Korrektur auch durch statistische Mittelung erfolgen, wenn eine ausreichende Menge an Datenmaterial aus dem Meßgebiet vorliegt (Berdichevsky et al. 1980). Das von Bostick (1986) vorgeschlagene, "EMAP" genannte Verfahren einer räumlichen Filterung basiert auf einer Messung des elektrischen Fel-

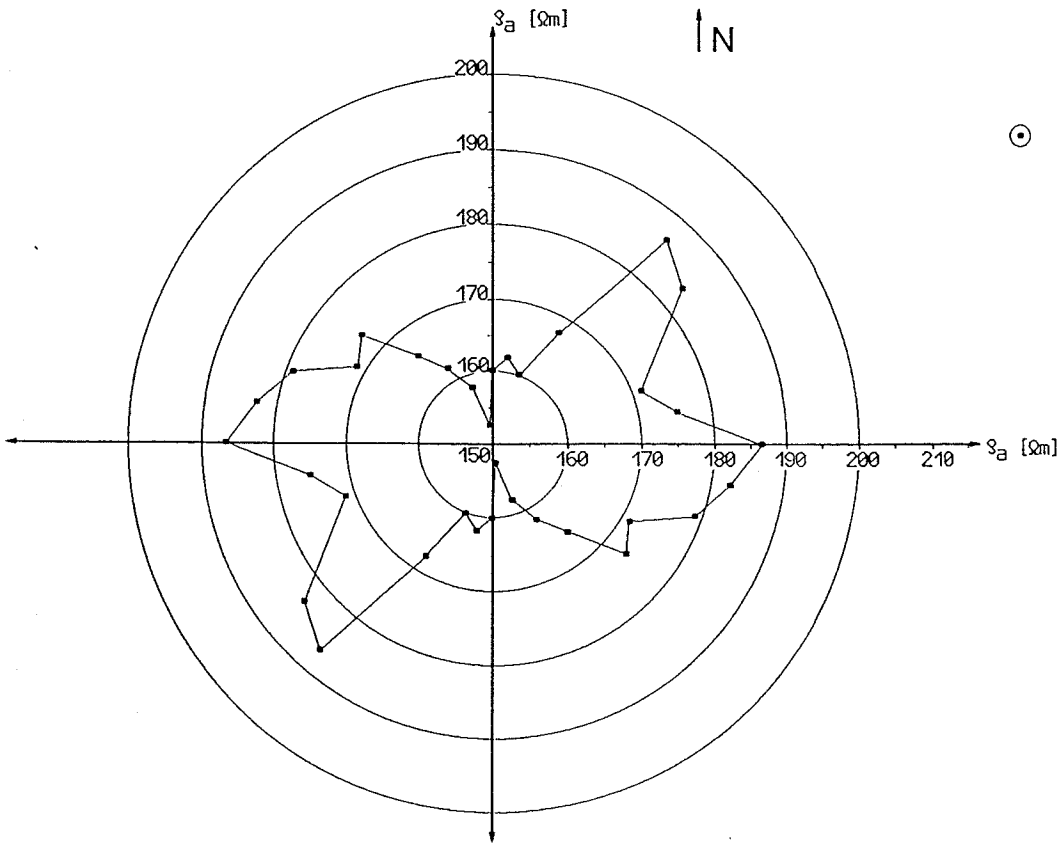


Abb. 2.8a: Drehsondierung (Wenner-Anordnung mit a = 15 m) am Punkt W2.

des entlang von Profilen, ist jedoch sehr aufwendig in Meßanordnung und -analyse (vgl. auch Torres-Verdin & Bostick 1992). Bahr (1991) entwickelte eine Darstellung in sieben Verzerrungsklassen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde hauptsächlich durch die Anwendung anderer geophysikalischer Verfahren versucht, den Einfluß der Verzerrungen auf die Widerstands-Tiefen-Interpretation zu umgehen. Einige Male konnte auch durch Verlegen der Meßanordnung eine "verzerrungsfreiere" Lokation gefunden werden. Da AMT-Sondierungen sehr viel schneller als MT-Sondierungen erfolgen können, wurde in den betreffenden Meßgebieten meistens eine große Zahl von Messungen durchgeführt; dadurch konnten häufig einzelne, verzerrte Kurven erkannt und - wenn nicht korrigierbar - von der Interpretation ausgeschlossen werden.

2.3.3 1D-Modellrechnung

Zur Berechnung und Anpassung eindimensionaler Modelle an die Daten stand ein Programm zur Verfügung, das bei Fischer & Schnegg (1980), Fischer et al. (1981) und Fischer & Le Quang (1981, 1982) ausführlich beschrieben ist.

Minimiert wird das Residuum ε - von Fischer et al. (1981) "Standardabweichung" genannt - zwischen gemessenen und berechneten Impedanzen für N Datenpunkte:

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\varepsilon_\rho^2 + \varepsilon_\varphi^2 \right]^{1/2} \tag{2.46}$$

mit

$$\varepsilon_\rho = \left[\frac{1}{4N} \sum_{i=1}^{N} w_{\rho i} \left\{ \ln \frac{\rho_{ac}(T_i)}{\rho_{am}(T_i)} \right\}^2 \right]^{1/2} \tag{2.46a}$$

$$\varepsilon_\varphi = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} w_{\varphi i} \left\{ \varphi_c(T_i) - \varphi_m(T_i) \right\}^2 \right]^{1/2} \tag{2.46b}$$

und den Gewichten $w_{\rho i}$ und $w_{\varphi i}$; die Indizes m bzw. c bezeichnen gemessene bzw. berechnete Werte für ρ_a und φ. Ein Wert von $\varepsilon_\varphi = 0.1$ bzw. $\varepsilon_\rho = 0.1$ korrespondiert mit einem mittleren Fehler $\Delta\varphi = 5.7^o$ für die Phasen bzw. einem mittleren Faktor 1.22 (d. h. einem relativen Fehler von 22 %) für die Widerstände ρ_a. Die φ- und ρ_a-Fehler werden in dem von Schnegg (pers. Mitteilung) überlassenen C-Programm separat berechnet. Anders als in dem von Schmucker (1974) vorgestellten Inversionsprogramm ("Ψ-Algorithmus") werden allerdings keine Auflösungsgrenzen für die Schichtparameter h_i und ρ_i bestimmt. Das benutzte Programm ist keine Inversion im strengen Sinne, da es die Eingabe eines u. U. gewichteten Startmodells verlangt. Zur Bestimmung des absoluten Minimums der Funktionen ε_ρ und ε_φ wird ein Suchalgorithmus verwendet, der an der Universität von Neuchâtel entwickelt wurde (s. Fischer & Le Quang 1981). Er arbeitet recht effektiv; für einen 3-Schichtfall bei 35 Datenpunkten etwa kann das Endmodell üblicherweise nach 500-1000 Iterationen gefunden werden, was einer Rechenzeit von etwa 1 min auf einem üblichen 32 Bit-Kleinrechner entspricht.

Magnetotellurische Daten sind nur in seltenen Fällen mit einem eindimensionalen Modell zu erklären. Dies gilt auch für die Audiomagnetotellurik, wenn auch viele Sondierungen insbesondere aus Sedimentbecken, die im Rahmen dieser Arbeit in der Ostsahara gewonnen wurden, eine "Beinahe-" 1D-Struktur des Untergrundes nahelegten (vgl. Abb. 2.3 und 2.7 sowie einige Beispiele in Kap. 7). Eine 1D-Modellierung z. B. der Invarianten Z_1 oder Z_3 bzw. der TE- oder TM-Impedanzen aus Abschnitt 2.1 in Zusammenhang mit strukturellen Parametern wie Skew und Swift-Winkel sowie die Darstellung von tellurischen Vektoren und Induktionspfeilen liefert jedoch erste Hinweise für eine weitergehende Interpretation.

2.3.4 Gemeinsame Inversion audiomagnetotellurischer und gleichstrom-geoelektrischer Daten

Für höhere Frequenzen sind die Eindringtiefen der AMT denen von geoelektrischen Schlumberger-Sondierungen bei längeren Auslagen der Stromelektroden vergleichbar. Es liegt daher nahe, die Daten beider Verfahren nicht nur gemeinsam nach separater Auswertung zu interpretieren, sondern eine gemeinsame Modellrechnung/Inversion der Datensätze zu versuchen. Dazu stand ein Programm von Vozoff & Jupp (1975) zur Verfügung, es wurde im Rahmen einer Diplom-Arbeit (Kalberkamp 1989) auf dem Großrechner der TU Berlin implementiert. Es erlaubt neben der separaten oder gemeinsamen Inversion der Datensätze beider Verfahren ebenfalls die Bestimmung des in Gl. (2.36) definierten Anisotropie-Parameters η für die jeweiligen Schichten.

Für die gemeinsame Inversion umfaßt der Datenvektor $\underline{d} = (d_1, \ldots d_M)^T$ des zu lösenden Problems

$$\underline{d} = \underline{\underline{G}}\,\underline{x} \quad \longleftrightarrow \quad \underline{x} = \underline{\underline{H}}\,\underline{d} \tag{2.47}$$

die scheinbaren spez. Widerstände der MT *und* Geoelektrik sowie die Phasen der MT. In (2.47) ist $\underline{x} = (x_1, \ldots x_N)^T$ der Parameter-Vektor des Modells (d. h. die Logarithmen der Schichtdicken und Widerstände $\log h_i$ bzw. $\log \rho_i$), $\underline{\underline{G}}$ die linearisierte Jacobi-Matrix (Jupp & Vozoff 1975) und $\underline{\underline{H}}$ die verallgemeinerte Inverse. Für $\underline{\underline{G}}$ wird eine Eigenwertzerlegung mit $\underline{\Lambda}^T = (\lambda_1, \ldots \lambda_N)$ durchgeführt. Kleine Eigenwerte λ_i - die eine Instabilität der Inversion bewirken - werden in der Weise bewichtet, daß zunächst das übliche Marquardt-Verfahren (Marquardt 1963) bis zum Erreichen des Minimums der Fehlerfunktion (die etwa die Form von (2.46) hat), angewandt wird. Sodann werden Eigenwerte mit $\lambda_i < \alpha$, einem vorzugebenden Schwellenwert, der für weitere Iterationsschritte sukzessive erniedrigt wird, nicht mehr berücksichtigt, d. h. "unwichtige" Modellparameter werden verworfen (Jupp & Vozoff 1975).

Die gemeinsame Inversion kann die Anzahl der unwichtigen Parameter verringern, da sich beide Verfahren in gewissem Sinne komplementär verhalten. In einer magnetotellurischen Sondierung werden gutleitende - auch dünne - Schichten meist sehr gut, hochohmige Schichten dagegen nur schlecht aufgelöst, während eine geoelektrische Sondierung beide Fälle - solange die Leitfähigkeitskontraste nicht zu groß werden - etwa gleich auflöst. Bei dünnen Schichten geht jedoch nur das das Produkt $\sigma \cdot h$ bzw. $\rho \cdot h$ aus Leitfähigkeit/Widerstand und Schichtdicke in die Modellantwort ein.

Anders als im 1D-Programm des vorherigen Abschnittes können hier auch die Anpassungsfehler für einzelne Datenpunkte sowie die Auflösungsgrenzen der Modellparameter ausgegeben werden. Weiterhin werden die Eigenwerte λ_i und Eigenvektoren der Jacobi-Matrix ausgedruckt.

Das Programm wurde für einen IBM-kompatiblen PC umgeschrieben, die Rechenzeit auf einem AT 386 beträgt etwa 1 min für ein 6-Schichtmodell mit 19 Frequenzen

und 20 Geoelektrikwerten.

Es sei bereits an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß die gemeinsame Inversion nur dann erfolgreich sein kann, wenn tatsächlich von einer eindimensionalen Leitfähigkeitsstruktur des Untergrunds ausgegangen werden kann bzw. verzerrende Effekte oberflächennaher Anomalien genau bekannt sind (z. B. durch zusätzliche Kartierung, Drehsondierung etc.). Dazu sollten auch die Auslagenrichtungen der Geoelektrik denen der MT entsprechen. Weiterhin sollte eine ausreichende Überlappung der Eindringtiefen beider Verfahren gewährleistet sein; dies gilt insbesondere für die Schätzung der Anisotropie, die gewissermaßen einen Parameter zweiter Ordnung darstellt (vgl. auch die Beispiele in Jensen 1985, Kalberkamp 1989).

2.3.5 2D-Modellrechnung

Zur zweidimensionalen (Vorwärts-) Modellrechnung wure ein Programm von Wannamaker et al. (1987) angewendet. Es beruht auf der Methode der Finiten Elemente (vgl. z. B. Coggon 1971, Huebner & Thornton 1982, Hohmann 1989), wobei der Untergrund durch ein Gitter rechteckiger Elemente diskretisiert wird, die wiederum aus 4 Dreiecken zusammengesetzt sind; diesen wird jeweils ein Leitfähigkeitswert σ_i zugeordnet. Damit wird es auch relativ einfach möglich, geneigte Schichtgrenzen und insb. auch Topographie zu modellieren (Wannamaker et al. 1986)[6]. Um Schwierigkeiten mit numerischen Ungenauigkeiten insbesondere bei längeren Perioden zu umgehen, wird nur mit sekundären Feldern gerechnet (Wannamaker et al. 1987).

Die berechneten Feldgrößen werden jeweils auf den linken Modellrand außerhalb des anomalen Bereichs (in genügendem Abstand Δy) bezogen. Für die TE-Lösung sind 10 Elementreihen im Luftraum vorgesehen. Die Ausgabe umfaßt neben den Impedanzen auch die anomalen Felder. Zur anschaulichen Darstellung wurde ein Plotprogramm erstellt, das erlaubt, die berechneten Felder bzw. Widerstände und Phasen als Funktion des Abstandes, der Frequenz und als Pseudotiefenbild $F(\Delta y, f)$ aufzutragen. Das 2D-Programm wurde von Rath (pers. Mitteilung) für IBM-kompatible PC umgeschrieben. Der Rechenzeitaufwand auf einem AT 386 beträgt etwa 1 h für ein Modell mit 60×40 Gitterpunkten bei 10 Frequenzen. In der Erprobungsphase wurden die Ergebnisse mit analytischen Lösungen (d'Erceville und Kunetz 1961) verglichen. Der Einfluß von Gittergrößen, Topographie usw. wurde im Rahmen einer Diplomarbeit (Schütt 1992) getestet.

---

[6] Diese Möglichkeit erfordert jedoch die Eingabe eines Widerstandskodes für jedes Dreieckselement und - je nach Neigung der Trennflächen - eine umständliche Diskretisierung des Modells. Sie wurde daher nachträglich wählbar ausgeführt.

3 Quellen und Ausbreitung magnetotellurischer Signale im Audiofrequenzbereich

Die im Rahmen dieser Arbeit interessierenden Frequenzen lassen sich grob in drei Bereiche einteilen:

- VLF ("very low frequency", 3 kHz < f < 30 kHz)
- ELF ("extremely low frequency", ≈ 3 Hz < f < 3 kHz)
- ULF ("ultra low frequency", f < 3 Hz),

wobei die Bezeichnungen aus der Radiotechnik entlehnt sind (Volland 1968); für den Anwendungsbereich der Magnetotellurik handelt es sich um sehr hohe Frequenzen[1]. Einen qualitativen Überblick über das zu erwartende Spektrum gibt Abb. 3.1.

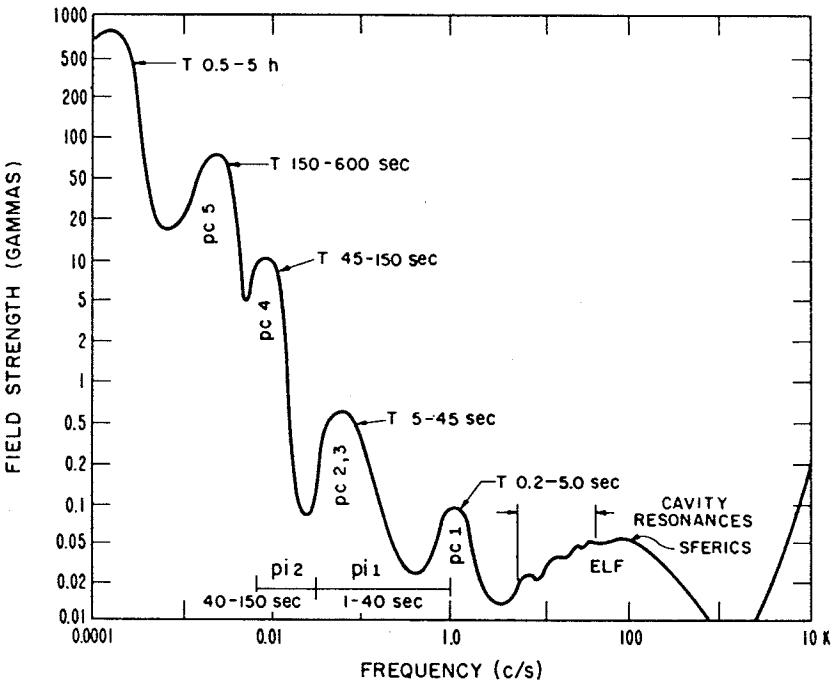


Abb. 3.1: Das Amplitudenpektrum der natürlichen erdmagnetischen Variationen für den Frequenzbereich 10^{-4} - 10^{4} Hz (nach Campbell 1966).

Die natürlichen zeitlichen Variationen des erdmagnetischen Feldes im Frequenzbereich f > 3 Hz sind im wesentlichen auf die Abstrahlung elektromagnetischer Wellen von Gewitterblitzen zurückzuführen. Die mittlere globale Blitzhäufigkeit beträgt etwa 100/s (Keller & Frischknecht 1966) mit deutlichen regionalen Maxima in den Tropen, so daß mit

---

[1] Der Begriff "Audiomagnetotellurik", der eigentlich auf die "hörbaren" Frequenzen hinweist, wird in dieser Arbeit gelegentlich etwas undifferenziert für den gesamten Frequenzbereich zwischen 0.05 Hz und 10 kHz verwandt. Gerechtfertigt erscheint dies unter dem Gesichtspunkt der sehr unterschiedlichen Technik der Datenaufnahme gegenüber dem anschließenden, langperiodischen Bereich (vgl. Kap. 4), welche die AMT als spezielle Methode ausweist. In der Radiotechnik umfaßt der ELF-Bereich nur die Frequenzen 300 Hz < f < 3 kHz. Die Unterscheidung zu ULF-Wellen bezieht sich hier jedoch auf die Signalquellen, die für Frequenzen kleiner als etwa 3-7 Hz außerhalb der Erdatmosphäre zu suchen sind (vgl. Campbell 1967).

einer ständigen Anregung - ohne Berücksichtigung tages- und jahreszeitlicher Abhängigkeiten - für eine audiomagnetotellurische Sondierung gerechnet werden kann. Die "Atmospherics" (oder kurz "Sferics") genannten Signale überdecken einen weiten Frequenzbereich von etwa 1 Hz bis über 10^{10} Hz (Pierce 1977). Sie sind auf ihrem Ausbreitungsweg im Hohlleiter, der durch Erde und Ionosphäre gebildet wird, starken spektralen Modifikationen - Absorption und Dispersion - unterworfen. Die Schilderung dieser Vorgänge, soweit sie für die Durchführung audiomagnetotellurischer Sondierungen relevant sind, bildet den Gegenstand der ersten beiden Abschnitte dieses Kapitels. Für ein detaillierteres Studium sei hier auf die umfangreiche Literatur verwiesen (z. B. Budden 1961a und 1961b, Volland 1968 und 1984, Wait 1972, Galejs 1972, Al'pert 1974, Uman 1987).

Ein Teil der von Blitzen abgestrahlten Energie kann die Ionosphäre durchdringen und breitet sich entlang der Feldlinien des Erdmagnetfeldes aus; sie wird am konjugierten Punkt als "Whistler" empfangen. Von Bedeutung sind weiterhin kurzperiodische Pulsationen, die zusammen mit sonstigen natürlichen Quellsignalen der Audiomagnetotellurik im 3. Abschnitt kurz geschildert werden sollen. Störsignale technischen Ursprungs können eine AMT-Sondierung in besiedelten Gebieten erheblich beeinträchtigen oder sogar unmöglich machen; auf einige Aspekte wird im 4. Abschnitt eingegangen.

3.1 Zur Entstehung von Atmospherics

Aufgrund von starken Temperaturgradienten in der Atmosphäre bilden sich Gewitterwolken (Typ Cumulo-Nimbus), in denen sich negative Ladungen mit $Q \approx 40\,C$ am unteren Rand, positive Ladungen derselben Größenordnung am oberen Rand anhäufen. Entsprechend bildet sich eine Ladungsverteilung an der Erdoberfläche unterhalb der Wolke aus. Außerdem können sich bei Feldstärken von $E > 2\,kV/m$ zwischen Wolkenunterkante und Erdoberfläche positive Ionen von letzterer ablösen und aufsteigen (s. Abb. 3.2)[2]. Der Vorgang der Ladungstrennung in Wolken ist bis heute nicht vollständig erklärt und soll an dieser Stelle nicht weiter betrachtet werden. Erreicht die elektrische Feldstärke zwischen den unterschiedlichen Wolkengebieten Werte von $E > 400\,kV/m$, kann ein Ladungsausgleich über Blitzentladungen stattfinden.

Der Blitzverlauf gliedert sich in mehrere Etappen, die vom menschlichen Auge zumeist nicht wahrgenommen werden können; er ist in Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Zunächst entwickelt sich ein sog. "Stepped-Leader", eine Vorentladung, die in Stufen einen Ionisationskanal von der Wolke zur Erdoberfläche aufbaut. Die Gesamtstromstärke beträgt etwa 100 A bei einer Zeitdauer von ≈20 ms. Die Hauptentladung ("Return-Stroke") von der Erdoberfläche zur Wolke verläuft entlang dieses Ionisationskanals; es

---

[2] Die Ausführungen über die Phänomenologie der Blitzentladungen sind im wesentlichen den Bänden von Volland (1984) und Uman (1987) entnommen.

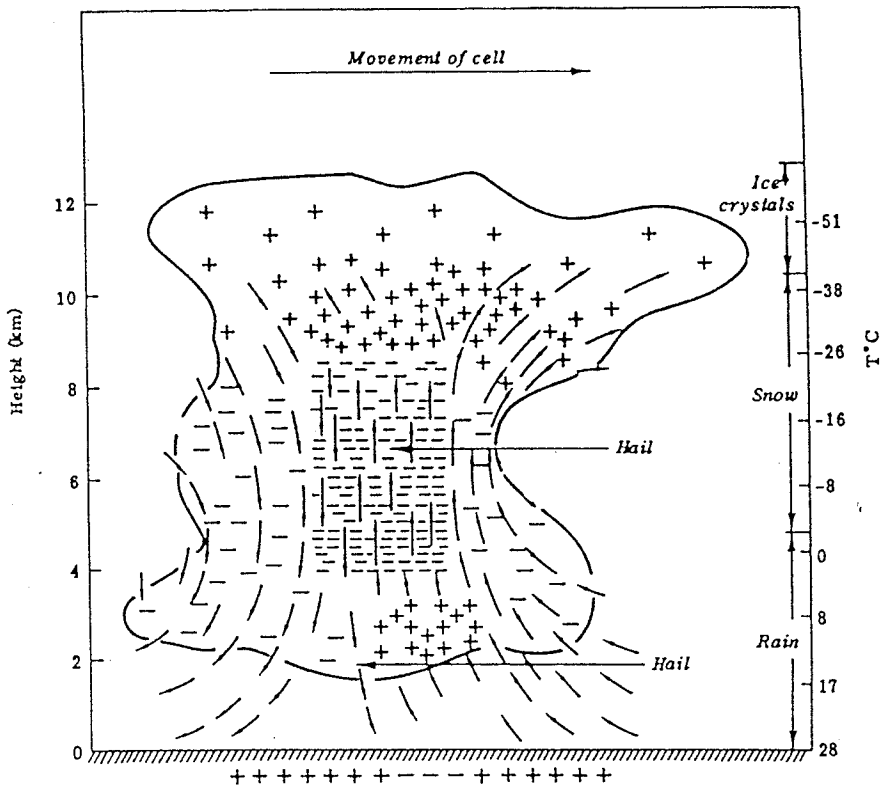


Abb. 3.2: Schematische Ladungsverteilung in einer Gewitterwolke (Volland 1984).

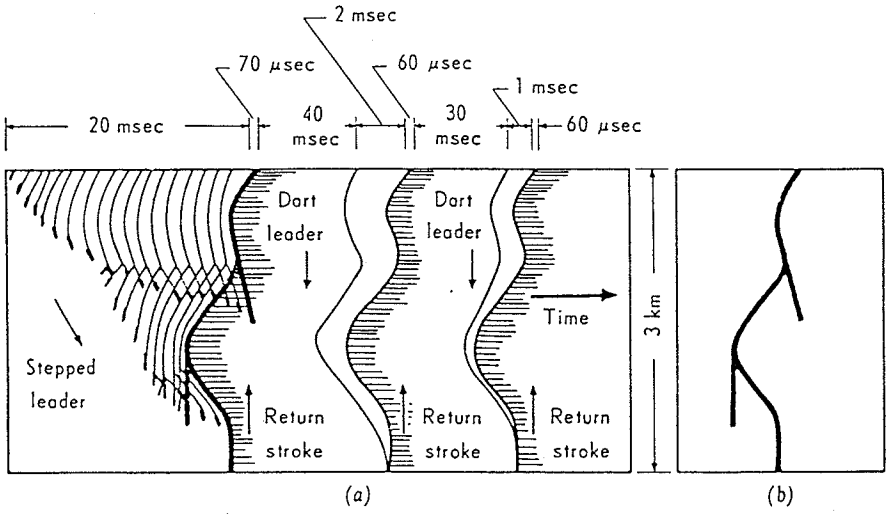


Abb. 3.3: Links: Schematischer Ablauf eines Wolke/Erde-Blitzes, wie er mit einer Kamera mit bewegtem Film aufgezeichnet wird. Rechts: Derselbe Vorgang bei ruhendem Film (Uman 1969).

werden Stromstärken von bis zu 100 kA bei einer Zeitdauer von ≈100 µs erreicht. Die Hauptentladung ist auch verantwortlich für die stärkste Abstrahlung im optischen Bereich. Meist reicht ein Return-Stroke zum vollständigen Ladungsausgleich nicht aus; durchschnittlich werden 2-3 weitere Hauptentladungen (die vom menschlichen Auge u. U. als Flackern wahrgenommen werden können) mit einem vorhergehenden "Dart-Lea-

der" beobachtet; ihre Maximalzahl kann jedoch bis zu 26 betragen. Zwischen Return-Stroke und Dart-Leader werden sog. "J-" und "K-Prozesse" als zusätzliche Ausgleichsentladungen innerhalb der Wolke beobachtet. Häufig fließt nach einem Return- Stroke innerhalb des Leitfähigkeitskanals ein Folgestrom ("continuing current") mit einer Stromstärke in der Größenordnung von 100 A bei einer Zeitdauer von ≈ 0.1 s.

Der oben beschriebene Blitzablauf ist nur eine (allerdings die am besten erforschte) von mehreren Möglichkeiten; insbesondere kann die Vorentladung auch von erhöhten Gegenständen auf der Erdoberfläche ihren Ausgang nehmen. Zahlenmäßig am häufigsten, allerdings meist schwächer durch das Fehlen ausgeprägter Return-Strokes, sind reine Wolkenblitze; das Verhältnis zu Wolke/Erde-Blitzen beträgt durchschnittlich etwa 3 in mittleren und 5-10 in tropischen Breiten (Prentice 1977).

Die kurze Schilderung der verwickelten Prozesse einer Blitzentladung deutet bereits an, daß auch das ausgestrahlte Spektrum elektromagnetischer Energie eine vielschichtige Charakteristik aufweist. Die für den Frequenzbereich der Audiomagnetotellurik ($f \leq 10$ kHz) bedeutsamste Einzelentladung ist der Return-Stroke, der seine maximale Energie entsprechend seiner Impulsdauer bei etwa 5-10 kHz abstrahlt. Für den schwächeren Stepped-Leader liegt diese Frequenz zum Teil erheblich höher (vgl. Abb. 3.4).

Die Gewitteraktivität auf der Erde ist stark orts-, jahreszeit- und ortszeitabhängig. Ihre Zentren mit bis zu 200 Gewittertagen im Jahr befinden sich in der Zone der innertropischen Konvergenz (ITC), d. h. im tropischen Amerika und Afrika sowie in der

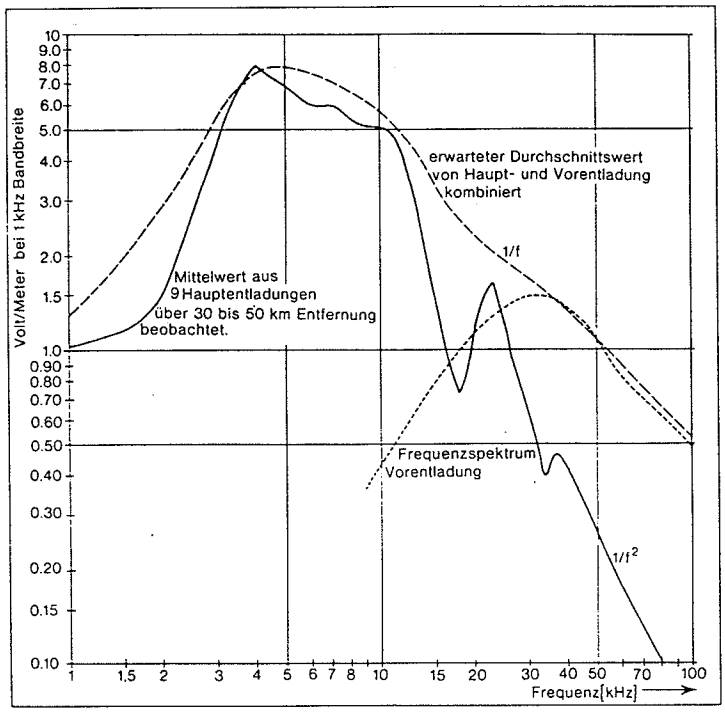


Abb. 3.4: Spektrum der elektrischen Feldvariationen einer Blitzfolge, gemessen in einer Entfernung von 1.6 km (Watt & Maxwell 1957, entnommen aus König 1987).

Region des malayischen Archipels (vgl. Keller & Frischknecht 1966). Aufgrund der dann stärksten Konvektion treten die meisten Gewitter in festländischen tropischen und subtropischen Breiten am lokalen Nachmittag während der Regenzeit auf. Entsprechend verläuft der tageszeitliche Gang der Blitzrate (Prentice 1977). Die Tagesvariationen von Gewittern über den Ozeanen können demgegenüber vernachlässigt werden (Israel 1961). In mittleren Breiten treten Gewitter zumeist im Sommer, vereinzelt auch im Winter in Verbindung mit Kaltfronten auf. In Abb. 3.5 ist der Tagesgang der "Gewittererwartung" für die einzelnen Kontinente und die gesamte Erde aufgetragen.

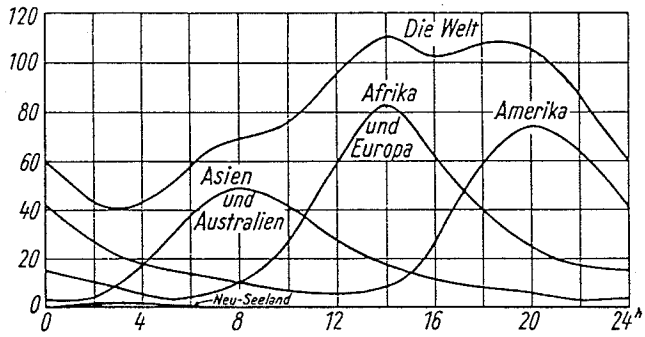


Abb. 3.5: Tagesgang der Gewittererwartung für einzelne Kontinente und gesamte Erde (in Weltzeit). Aufgetragen ist die von Gewitterzentren bedeckte Fläche in 10^4 km^2 (Israel 1961).

Für audiomagnetotellurische Messungen im ELF-Bereich ist somit - ohne Berücksichtigung der tageszeitlichen Variationen der Ausbreitungsverhältnisse - am lokalen Nachmittag bzw. frühen Abend (in Weltzeit) mit dem größten Nutzsignal/Rausch-Verhältnis zu rechnen.

Um die Ausstrahlung elektromagnetischer Energie eines Blitzes zu beschreiben, wird der Blitzkanal durch einen vertikalen bzw. horizontalen elektrischen Dipol mit dem Moment $M = M_0 (t - r/c_0) = Q\,ds$ mit der retardierten Zeit $(t - r/c_0)$ ersetzt, wobei die Längenausdehnung ds klein gegenüber der Wellenlänge $\lambda = 2\pi/k_0 = 2\pi c_0/\omega$ sein soll; Q ist die Summe der Ladungen, $\underline{r}$ kennzeichnet den Radiusvektor. Die Felder werden zweckmäßig durch den Hertzschen Vektor $\underline{\Pi}$ beschrieben (Budden 1961b):

$$\underline{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \underline{\Pi}}{\partial t^2} + \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla (\nabla \cdot \underline{\Pi}) \qquad (3.1a)$$

$$\underline{H} = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \underline{\Pi} \quad , \qquad (3.1b)$$

wobei der Zeitfaktor $\exp(i\omega t)$ weggelassen ist. Für einen vertikalen Dipol hat $\underline{\Pi}$ nur eine Vertikalkomponente:

$$\Pi_z = \frac{M_0}{4\pi r} \exp(-i k_0 r) \quad , \qquad (3.1c)$$

In kartesischen Koordinaten ist dann:

$$E_x = \frac{1}{\varepsilon_o}\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial x \partial z} \qquad E_y = \frac{1}{\varepsilon_o}\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial y \partial z} \qquad E_z = \mu_o \omega^2 \Pi_z + \frac{1}{\varepsilon_o}\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2}$$

$$H_x = i\omega \frac{\partial \Pi_z}{\partial y} \qquad H_y = -i\omega \frac{\partial \Pi_z}{\partial x} \qquad H_z = 0 \quad . \qquad (3.2a\text{-}f)$$

Das magnetische Feld ist somit tangential zur Erdoberfläche gerichtet (TM-Mode). Umgekehrt erzeugt ein horizontaler elektrischer Dipol sowohl TE- als auch TM-Wellen. In Kugelkoordinaten (r, ϑ, φ) lauten die Feldkomponenten ausgeschrieben für den vertikalen Dipol:

$$E_r = \frac{M}{2\pi\varepsilon_o} \sin\vartheta \left\{ \frac{1}{r^3} + \frac{i\omega}{c_o r^2} \right\} \qquad (3.3a)$$

$$E_\vartheta = \frac{M}{4\pi\varepsilon_o} \cos\vartheta \left\{ \frac{1}{r^3} + \frac{i\omega}{c_o r^2} - \frac{\omega^2}{c_o^2 r} \right\} \qquad (3.3b)$$

$$H_\varphi = \frac{M}{4\pi\varepsilon_o \zeta_o} \cos\vartheta \left\{ \frac{i\omega}{c_o r^2} - \frac{\omega^2}{c_o^2 r} \right\} \qquad (3.3c)$$

$$E_\varphi = H_r = H_\vartheta = 0 \qquad (3.3d)$$

mit $\zeta_o = (\mu_o/\varepsilon_o)^{-1/2}$ als Wellenwiderstand des Vakuums. Im Fernfeld gilt:

$$k_o r \gg 1 \quad \text{oder} \quad r \gg \frac{\lambda_o}{2\pi} = \frac{c_o}{\omega} \quad . \qquad (3.4)$$

Hier dominiert die Strahlungskomponente, die mit r^{-1} abfällt; das Feld verhält sich wie eine Kugelwelle. Die Annahme eines Fernfeldes bedingt also für Frequenzen von f = 1 kHz (10 Hz) einen Abstand $r \gg 50$ km (5000 km) von den Quellen. Das beobachtete Feld enthält damit in den meisten Fällen sowohl Anteile des Strahlungs- als auch des Übergangsterms ($\sim r^{-2}$). Im Nahfeld - das mit r^{-3} abfällt - spielt praktisch nur das elektrische Feld eine Rolle.

Für audiomagnetotellurische Sondierungen muß k_o lediglich wesentlich kleiner als die "Wellenzahl" $|k|$ des leitenden Untergrunds nach Gl. (2.15) sein, um der Bedingung der Quasihomogenität des Feldes zu genügen (s. Kap. 2 und die ausführliche Darstellung in Kaufmann & Keller 1980). Eine Maximalabschätzung für den Frequenzbereich der Atmospherics mit f = 3 Hz und $\sigma = 10^{-5}$ S/m liefert $|k|^{-1} \approx 65$ km. Unter "normalen" Bedingungen werden somit die natürlichen Quellen immer weit genug entfernt sein, um mit der quasihomogenen Näherung rechnen zu können. Dies gilt m. E. auch für den Frequenzbereich der Pulsationen. Bedeutsam wird die Quellenentfernung allerdings für die im nächsten Abschnitt zu behandelnden, technisch bedingten Störsignale.

Die weltweite Gewitteraktivität ist über die oben beschriebenen Phänomene hinaus

verantwortlich für einen (quasistatischen) globalen elektrischen Kreislauf zwischen Erde und Ionosphäre, wobei die vertikale Stromdichte in Schönwettergebieten (fernab von Gewitterzentren) eine Größe von $J_z \approx 2 \times 10^{-12}\,A/m^2$ erreicht (Volland 1984). Entsprechend wird an der Erdoberfläche ein vertikales, nach unten gerichtetes elektrisches Feld von $E_z \approx 100\,V/m$ gemessen. Ermöglicht wird dieser globale Stromkreislauf durch die - mit $\sigma_L \approx 10^{-14}$ S/m an der Erdoberfläche - zwar sehr geringe, aber nicht verschwindende Leitfähigkeit des Luftraumes.

Das lokale, luftelektrische Feld ist tageszeitlichen Variationen unterworfen und stark abhängig von Wasserdampfgehalt und sonstigen atmosphärischen Bedingungen, insbesondere dem Aerosoleintrag in besiedelten Gebieten. Sie erschweren die Messung eines eventuell mit geomagnetischen Pulsationen korrelierbaren elektrischen Wechselfeldes $E_z(t)$ an der Erdoberfläche, welches dem "statischen" Feld überlagert ist (vgl. z. B. Pinterowitsch 1979). Im Frequenzbereich der Atmospherics ($f > 3$ Hz) spielen die atmosphärisch bedingten Schwankungen jedoch nur eine untergeordnete Rolle. In der Tat sind Atmospherics meistens über die luftelektrische Vertikalkomponente beobachtet worden. Wie bereits im 2. Kapitel erwähnt, liefern solche Messungen den entscheidenden Hinweis auf die Polarisation des primären Feldes (siehe auch Anhang).

3.2 Der Hohlleiter Erde/Ionosphäre

Verglichen mit Hohl- oder Wellenleitern[3] für technische Anwendungen zeichnet sich der durch Erde und Ionosphäre gebildete Hohlleiter durch eine wesentlich geringere elektrische Leitfähigkeit der überdies stark unterschiedlichen Wände aus. Für die Erde können Werte von $\sigma_E \approx 4 \ldots 10^{-4}$ S/m angenommen werden, während für die Ionosphärenschichten - abhängig von Tageszeit und Höhe - σ_I im Bereich von etwa $10^{-4} \ldots 10^{-6}$ S/m liegt (Kertz 1971). Aufgrund des großen Leitfähigkeitskontrastes zum Luftraum (an der Erdoberfläche beträgt $\sigma_L \approx 10^{-14}$ S/m), kann trotzdem von einem Hohlleiter gesprochen werden. Die Erdoberfläche bildet für lange elektromagnetische Wellen eine scharfe Begrenzung, an der sie gemäß den Fresnelschen Formeln (s. Galejs 1972) reflektiert werden:

$$R^m = \frac{\cos\vartheta - \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta}}{\cos\vartheta + \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta}} \tag{3.5a}$$

$$R^e = \frac{n^2\cos\vartheta - \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta}}{n^2\cos\vartheta + \sqrt{n^2 - \sin^2\vartheta}} \tag{3.5b}$$

---

[3] Ein Hohlleiter ist, wie das System Erde/Ionosphäre, nach allen Seiten abgeschlossen, während ein Wellenleiter nur über die Deckflächen definiert ist (Jackson 1983).

Dabei sind R^e und R^m die Reflexionsfaktoren für elektrische (TM-polarisierte) bzw. magnetische (TE-polarisierte) Wellen, ϑ der Einfallswinkel und n der Brechungsindex, welcher für den Luftraum gleich 1 gesetzt ist. Ein Teil der Energie dringt in den Erdboden ein (und bildet damit die Grundlage der magnetotellurischen Methode). Die Ionosphäre hat demgegenüber keine scharfe Begrenzung.

Die unterste, nur auf der Tagesseite der Erde vorhandene Ionosphärenschicht mit einer mittleren Höhe von $h \approx 60$ km und einer Elektronendichte $n_e < 10^3\,cm^{-3}$ wird als D-Schicht bezeichnet (Kertz 1971). Elektromagnetische Wellen können sich in der Ionosphäre nur dann ausbreiten, wenn ihre Frequenz größer als die Plasmafrequenz f_p ist (s. Volland 1968):

$$f^2 \geq f_p^2 = 80.8\, n_e \,, \qquad (3.6)$$

mit f in [kHz], n_e in [cm^{-3}]. In der D-Schicht werden somit Wellen mit Frequenzen kleiner als $f_p \approx 300$ kHz i. allg. reflektiert. Auf der Nachtseite wird ihre Rolle von der in $h > 100$ km gelegenen sporadischen E-Schicht und der F- (F_1- bzw. F_2-) Schicht (mit $n_e \approx 10^5 - 10^6\,cm^{-3}$) übernommen. Bei den hier betrachteten Wellenlängen von $\lambda >$ 30 km spielen demgegenüber troposphärische Inversionschichten keine Rolle.

Um die Untersuchung der Ausbreitungsvorgänge zu vereinfachen, wird zunächst eine isotrope, homogene und scharf begrenzte Ersatzionosphäre (Volland 1968) mit effektiver Höhe h, Dielektrizität ε und skalarer Leitfähigkeit σ eingeführt. Als einfachster, aber grundsätzliche Verhältnisse bereits richtig beschreibender Fall, sei ein ebener Wellenleiter mit unendlich ausgedehnten Wänden angenommen[4]. Wie im zweiten Kapitel seien ebene Wellen vorausgesetzt. Da für die hier betrachteten niedrigen Frequenzen ($f < 10$ kHz) die Dimension des Wellenleiters mit der Wellenlänge vergleichbar ist, liefert die wellenoptische Lösung (Modentheorie) des Problems eine exaktere Beschreibung für große Ausbreitungsentfernungen - in denen die Bodenwelle vernachlässigt werden kann - als die strahlenoptische (Volland 1968)[5].

Die fundamentalen Eigenschaften eines Wellenleiters lassen sich durch das Konzept zweier sich kreuzender, auf- bzw. absteigender Wellen (Abb. 3.6, dort mit U_i bzw. D_i bezeichnet) erklären.

Es ist nun allen Wellenleitern eigentümlich, daß ausbreitungsfähige Felder einer Eigenwertgleichung gehorchen müssen (Jackson 1983), die eine Einschränkung möglicher Werte von Einfallswinkeln ϑ bedeutet. Sind R_E und R_I die Reflexionsfaktoren an Erde und Ionosphäre, lautet diese "Modengleichung" für den in Abb. 3.6 aufgetragenen Fall (Budden 1961b):

---

[4] Grenzfall für $h/r_E \to 0$ oder $r_E \to \infty$, wenn r_E den Erdradius bezeichnet.

[5] Es sei angemerkt, daß sich einige der nachfolgenden Überlegungen auch auf akustische Wellenleiter (z. B. Flüstergallerien) übertragen lassen (Budden 1961b).

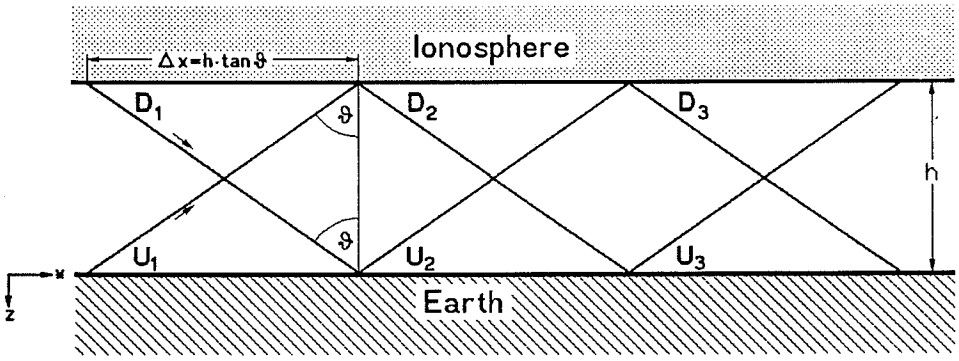


Abb. 3.6 : Geometrie eines ebenen Wellenleiters (nach Galejs 1972).

$$R_I R_E \exp(2ikh\cos\vartheta) = 1 . \tag{3.7}$$

Sie wird gelöst durch einen diskreten Satz von Eigenwerten $\vartheta = \vartheta_q$:

$$2ikh\cos\vartheta_q = 2\pi i q \quad \text{oder}$$

$$\cos\vartheta_q = \frac{\pi q}{kh} \quad \text{mit} \quad q = 0, 1, 2, \ldots \tag{3.8}$$

Besitzen die Wände eine unendliche Leitfähigkeit $\sigma \rightarrow \infty$, gilt $|n| \rightarrow \infty$ und damit nach (3.5a,b) $R^e \rightarrow 1$ für TM-Wellen sowie $R^m \rightarrow -1$ für TE-Wellen. Für die niedrigste Mode mit $q = 0$ entsprechend $\cos\vartheta_q = 0$, in der es keine vertikalen Feldvariationen gibt, existiert dann wegen der Randbedingungen

$$\underline{\hat{n}} \times \underline{E} = 0 \qquad \underline{\hat{n}} \cdot \underline{B} = 0 \quad , \tag{3.9}$$

wobei $\underline{\hat{n}}$ den normalen Einheitsvektor auf eine der Grenzflächen bedeutet, keine Lösung für magnetische Wellen; nur die TM-Mode kann sich ausbreiten (siehe auch Wait 1972). Für höhere Terme mit $q > 0$ existiert eine kritische Frequenz f_c ("cutoff frequency") mit $\cos\vartheta_q = 1$, unterhalb derer eine Ausbreitung der TE-Mode unmöglich ist. In diesem Fall wäre $\cos\vartheta_q > 1$ und die Phasengeschwindigkeit v_{ph} unendlich (Galejs 1972). Für $q = 1$ folgt:

$$\cos\vartheta_1 = \frac{\pi}{kh}$$

und, wenn man als mittlere Höhe $h = 100$ km ansetzt:

$$f_{c1} = 1.5 \text{ kHz} . \tag{3.10}$$

Im zentralen Frequenzband der Audiomagnetotellurik (ELF) existiert also in einem idealen Wellenleiter nur die Mode $q = 0$ mit ausschließlich TM-polarisierten Signalen. In Abb. 3.7 ist die Höhenabhängigkeit der einzelnen Feldstärkekomponenten für die

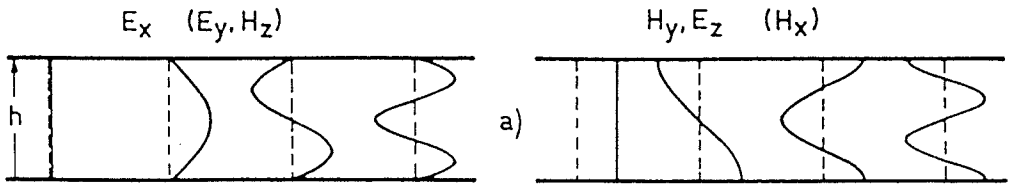


Abb. 3.7: Höhenprofil der Feldstärkekomponenten der niedrigsten Moden in einem Wellenleiter mit ideal leitenden Wänden (|R| = 1). Links: TE-, rechts: TM-Wellen (Volland 1968)

ersten Moden aufgetragen.

Eine solche Polarisierung der elektromagnetischen Wellen entspricht nun weder den in Kap. 2 dargelegten Annahmen der Magnetotellurik noch den in späteren Kapiteln dargestellten Beobachtungen, die zumindest auf einen gewissen, ohne die Messung der luftelektrischen Vertikalkomponente nicht näher quantifizierbaren TE-Anteil des induzierenden Feldes hinweisen. Die mögliche Ausbreitung der TE-Mode in allerdings stark gedämpfter Form (vgl. weiter unten) ergibt sich zum einen aus der endlichen Leitfähigkeit der Wände des Wellenleiters und der daraus folgenden Modifikation der Randbedingungen (3.9), zum anderen aus einer Modenkopplung, die bei Reflexion an einer anisotropen Ionosphäre auftritt. Die Anisotropie der (nun tensoriellen) ionosphärischen Leitfähigkeit wird durch das Erdmagnetfeld bewirkt, wobei zwischen Werten σ_0 parallel und σ_P (Pedersen-Leitfähigkeit) senkrecht zur Feldrichtung unterschieden werden muß; σ_0 entspricht dabei dem Wert ohne äußeres Feld. Als dritter Term kommt die Hall-Leitfähigkeit σ_H hinzu (s. Rokityansky 1982). Die effektive oder Cowling-Leitfähigkeit $\sigma_e = \sigma_P + \sigma_H^2/\sigma_P$ ist am geomagnetischen Äquator stark erhöht und bildet die Ursache für den Äquatorialen Elektrojet (EEJ), einem stark gebündelten ionosphärischen Stromsystem, das eine NS-Polarisierung der längerperiodischen erdmagnetischen Variationen nach sich zieht (vgl. Kertz 1971). Abb. 3.8 zeigt die Höhenabhängigeit der unterschiedlichen Leitfähigkeiten.

Statt mit den Reflexionsfaktoren nach (3.5a,b) muß nun mit einer Reflexionsmatrix

$$\underline{\underline{R}} = \begin{pmatrix} {}_{\parallel}R_{\parallel} & {}_{\perp}R_{\parallel} \\ {}_{\parallel}R_{\perp} & {}_{\perp}R_{\perp} \end{pmatrix} \tag{3.11}$$

gerechnet werden. ${}_{\parallel}R_{\parallel}$ und ${}_{\perp}R_{\perp}$ entsprechen dabei den in (3.5a,b) definierten Reflexionsfaktoren, während die Konversionsfaktoren ${}_{\perp}R_{\parallel}$ und ${}_{\parallel}R_{\perp}$ die Umwandlung einer vertikal in eine horizontal polarisierte Welle und umgekehrt beschreiben; das resultierende Feld wird damit eine Superposition beider Moden (Budden 1961b). Der vorangestellte Index in (3.11) gibt dabei die Richtung des einfallenden, der nachgestellte Index die Richtung des reflektierten elektrischen Feldvektors ($\parallel$ = parallel, $\perp$ = senkrecht) in

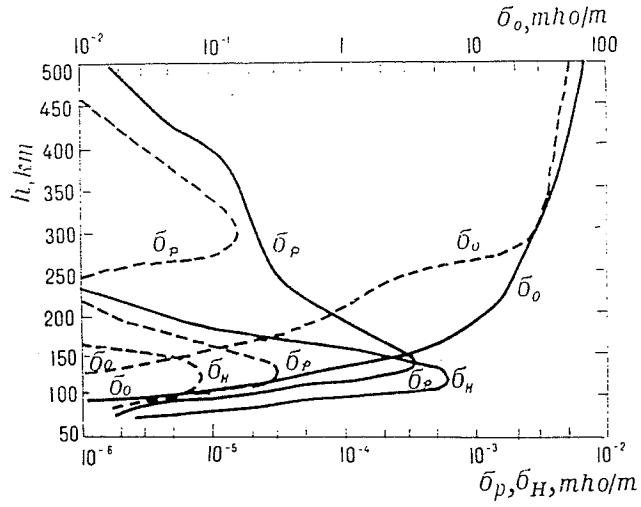


Abb. 3.8: Höhenabhängigkeit der ionosphärischen Leitfähigkeiten (mittags: durchgezogen, nachts: gestrichelt) in mittleren Breiten (Rokityansky 1982).

Bezug zur Einfallsebene an. Eine ähnliche Modenkopplung gilt auch für die Reflexion an der "anisotropen" Erdoberfläche (bedingt z. B. durch den Übergang Land/Meer).

Zur exakten Darstellung des Problems der Dipolstrahlung in der Modentheorie wird das Potential in eine Reihe entwickelt; für Zylindergeometrie sind die Summationsglieder Hankelfunktionen mit ganzzahligem Index, für Kugelgeometrie erhält man eine Summation über zonale Kugelfunktionen und Hankel- bzw. Besselfunktionen mit ungeradzahligem Index (Sommerfeld 1978). Die Radialkomponente Π_r des Hertzschen Vektors eines vertikalen elektrischen Dipols[6] im Punkt $(r_s, 0, 0)$ mit $r_E < r_s < r+h$ - in Kugelkordinaten (r, ϑ, φ) und nach Trennung der Variablen für azimutale bzw. radiale Feldvariationen - lautet dann im letzteren Fall:

$$\Pi_r(r,\vartheta) = \frac{iM}{r\,r_s\,k_o} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)\,\Theta_n(\vartheta)\,R_n(r) \qquad (3.12)$$

mit:

$$\Theta_n(\vartheta) = P_n(\cos\vartheta)$$

$$R_n(r) = \begin{cases} \zeta_n(k_o r_s)\,\Psi_n(k_o r) & \text{für } r_s \geq r \\ \zeta_n(k_o r)\,\Psi_n(k_o r_s) & \text{für } r_s \leq r \end{cases}$$

Dabei sind ζ_n und Ψ_n sphärische Hankel- bzw. Besselfunktionen mit halbzahligem Index (n+1/2):

---

[6] Ein horizontaler Dipol (und damit die Mehrzahl der reinen Wolkenblitze) strahlt im Fernfeld etwa im Verhältnis k_o/k_E (k_E = Wellenzahl im Erdboden nach Gl. (2.15)) schwächer als ein vertikaler Dipol. Sein Einfluß kann daher in erster Näherung vernachlässigt werden (Volland 1968).

$$\zeta_n(x) = \sqrt{\frac{x\pi}{2}}\, H^{(2)}_{n+1/2}(x) \qquad \Psi_n(x) = \sqrt{\frac{x\pi}{2}}\, J_{n+1/2}(x)$$

und $P_n(\cos\vartheta)$ Legendre-Polynome der Ordnung n. Die einzelnen Summenglieder werden Moden genannt. Für die Beschreibung der Ausbreitung im Wellenleiter ist in (3.12) ein Korrekturterm $A_n(r)$ anzufügen (Volland 1968, Galejs 1972); er enthält Funktionen der Reflexionsfaktoren für Erde und Ionosphäre und wiederum sphärische Hankel- bzw. Besselfunktionen. Aus Gl. (3.12) werden dann die Komponenten von $\underline{E}$ und $\underline{H}$ wie in Abschnitt 3.1 (in Kugelkoordinaten) bestimmt. Die Lösung von (3.12) in Verbindung mit $A_n(r)$ ist außerordentlich kompliziert; sie wird üblicherweise durch Approximationen für verschiedene Quellenentfernungen erreicht. Die so erhaltenen Resultate sollen nur summarisch dargestellt werden; für detailliertere Betrachtungen muß an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen werden (z. B. Volland 1968, Galejs 1972 und Wait 1972).

Eine Blitzentladung stellt eine impulsförmige Quelle elektromagnetischer Energie, verteilt auf ein breites Spektrum, dar. Für jede Fourierkomponente gelten dann die oben erwähnten Feldbeziehungen. Die Aufgabe besteht nun darin, die Impulsantwort für das Ausbreitungsmedium - den Hohlleiter Erde/Ionosphäre - zu finden. Sie führt zu einer spezifischen Signalform für unterschiedliche Ausbreitungsentfernungen, wie sie z. B. bei Budden (1961b) und Al'pert (1974) theoretisch berechnet sind.

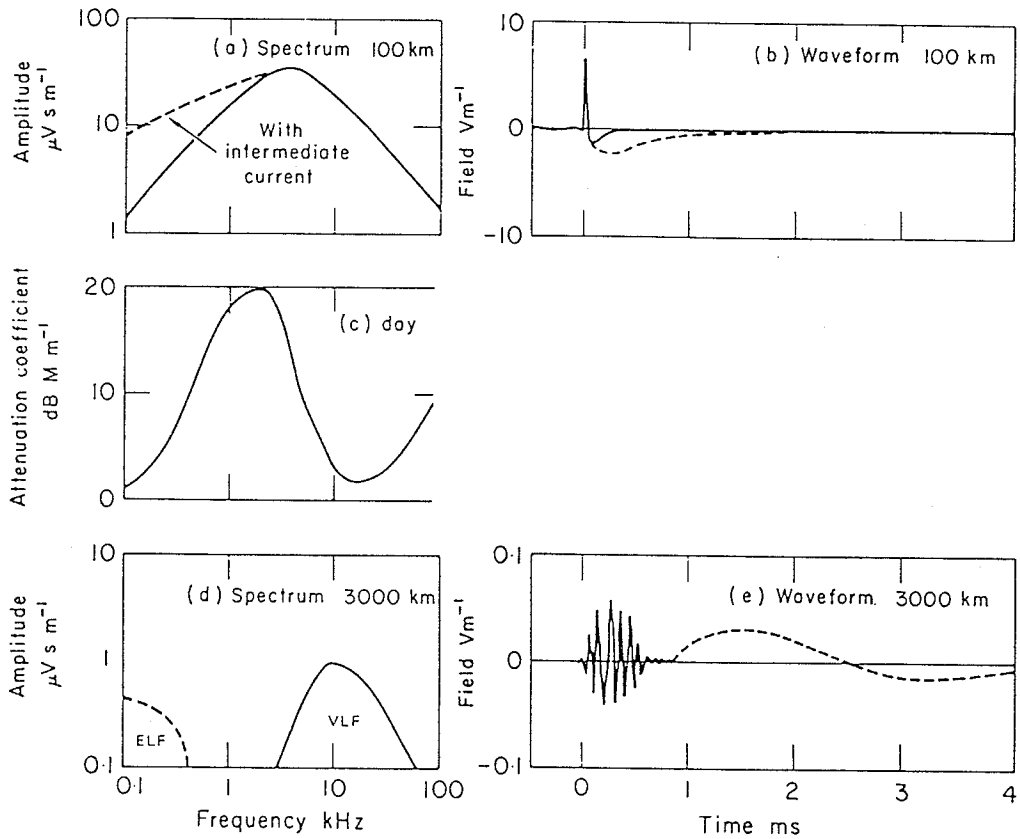


Abb. 3.9: Schematische Darstellung der Spektren und Signalformen von Atmospherics im Abstand von 100 km bzw. 3000 km von der Quelle. Mitte: Dämpfungskoeffizient für Tagesausbreitung in dB/10³ km (Pierce 1977).

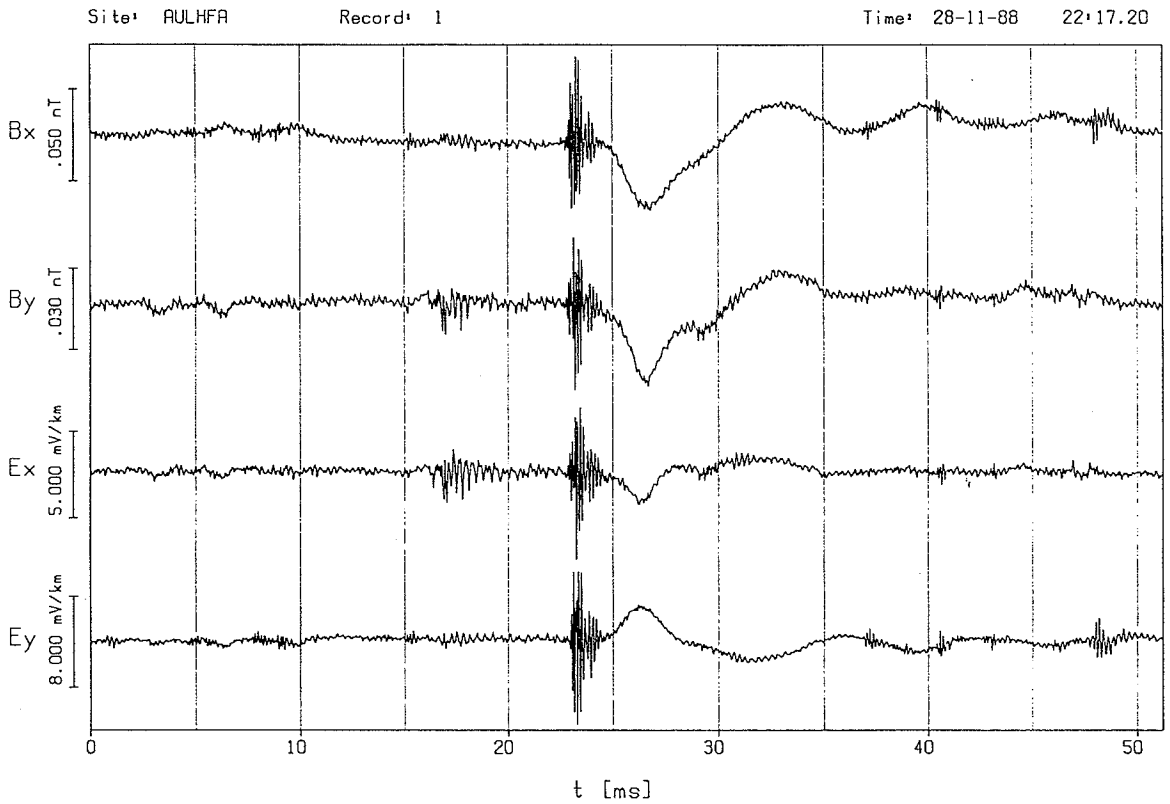
Entscheidenden Einfluß auf Signalform und Feldstärke hat die endliche Leitfähigkeit der Hohlleiterwände; sie führt zu einer frequenzabhängigen Dämpfung, wie sie in Abb. 3.9 auf der vorherigen Seite dargestellt ist. Sie nimmt bei etwa 2-3 kHz ihre größten Werte an, so daß in diesem Bereich mit dem ungünstigsten Signal/Rausch-Verhältnis zu rechnen ist, worauf noch in späteren Kapiteln eingegangen wird. Sie führt auch zu einer Dispersion der ausgestrahlten Welle, die sich in einem "slow-tail" äußern kann, wie er im unteren Teil von Abb. 3.9 zu erkennen ist (Pierce 1977, vgl. auch Campbell 1967). Nachts ist die Dämpfung wegen der geringeren Leitfähigkeit und Höhe der reflektierenden F- bzw. sporadischen E-Schicht gegenüber der dann verschwindenden D-Schicht im allgemeinen geringer (Galejs 1972, s. auch Abb. 3.8). Abb. 3.10 zeigt typische Zeitreihen eigener, hochfrequenter Messungen aus dem Nordsudan, die im oberen Beispiel ebenfalls einen charakteristischen "slow-tail sferic" zeigen.

Am Antipodenpunkt der Blitzentladung kann eine Vergrößerung der Feldamplituden beobachtet werden, die auf die Überlagerung von Wellen, die sich entlang des Großkreises in entgegengesetzter Richtung ausbreiten, zurückgeführt wird (Wait 1972). Durch die unterschiedliche Charakteristik entlang des Ausbreitungsweges (Land-/Seeweg, Tag/Nacht) ist das Reziprozitätsprinzip jedoch häufig verletzt. Darüber hinaus führt die Richtung des Erdmagnetfeldes dazu, das sich in Ost/West-Richtung ausbreitende Wellen stärker gedämpft werden als ostwärts laufende (Al'pert 1974).

In dem abgeschlossenen System Erde/Ionosphäre können sich wie in einem Hohlraumresonator stehende elektromagnetische Wellen ausbilden, wenn ihre Wellenlänge mit den Dimensionen des Ausbreitungsraumes (d. h. dem Umfang der Erde) vergleichbar ist. Solche "Schumann-Resonanzen" sind von Schumann (1952) vorhergesagt, dann von Schumann & König (1954) beobachtet und von Balser & Wagner (1960) erstmals genau vermessen worden. Ihre Ursache ist wiederum in der langwelligen Strahlung von Gewitterblitzen zu suchen, doch können nach Abbas (1968) auch hydromagnetische Wellen magnetosphärischen Ursprungs einen Anregungsbeitrag liefern.

Eine einfache Abschätzung ohne Berücksichtigung der Erdkrümmung ergibt mit $\lambda_1 = 2\pi r_E = 40.000\,\text{km}$ und $f_1 = c_0/\lambda_1$ die Frequenz der Grundschwingung zu $f_1 = 7.5\,\text{Hz}$. Für einen sphärischen Hohlleiter mit $h/r_E \ll 1$ lassen sich die Feldkomponenten nach dem zuvor gesagten als Reihenentwicklungen nach Legendre-Polynomen $P_n(\cos\vartheta)$ darstellen. Der Term $P_0 = 1$ liefert dabei die statische Komponente; die Amplitudenverteilung für die beiden nächsten Resonanzen ist exemplarisch in Abb. 3.11 (übernächste Seite) dargestellt. Die azimutale Abhängigkeit lautet für TM- und TE-Felder (Galejs 1972):

$$
\begin{aligned}
E_{rn} &\sim P_n(x) & E_{\varphi n} &\sim \frac{\partial}{\partial\vartheta} P_n(x) \\
E_{\vartheta n} &\sim \frac{\partial}{\partial\vartheta} P_n(x) & H_{rn} &\sim P_n(x) \\
H_{\varphi n} &\sim \frac{\partial}{\partial\vartheta} P_n(x) \Big|_{TM} & H_{\vartheta n} &\sim \frac{\partial}{\partial\vartheta} P_n(x) \Big|_{TE}
\end{aligned}
\qquad (3.13)
$$



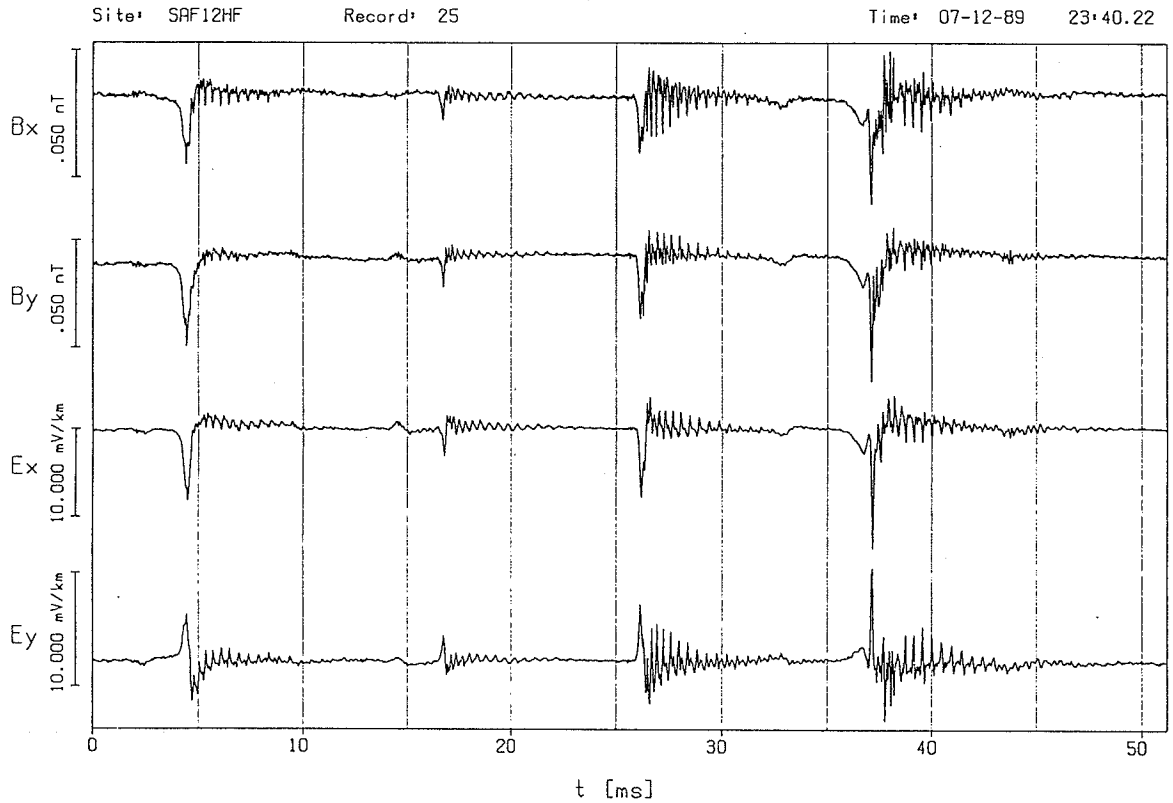


Abb. 3.10: Beispiele typischer Atmospherics, aufgezeichnet jeweils in den Abendstunden (Ortszeit) im Nordsudan für die horizontalen magnetischen und tellurischen Feldkomponenten. Abtastfrequenz f_s = 20 kHz. Im oberen Beispiel ist deutlich ein "slow-tail" zu erkennen.

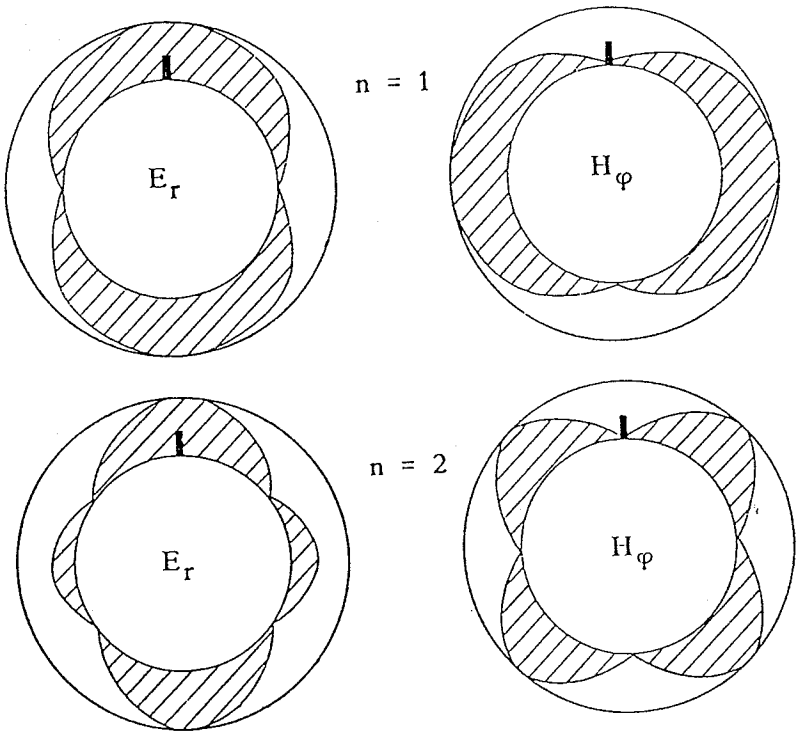


Abb. 3.11: Schematische Amplitudenverteilung für die ersten beiden Schumann-Resonanzen, angeregt von einem vertikalen Dipol (Galejs 1972).

mit $x = \cos\vartheta$. Für einen Hohlleiter mit ideal leitenden Wänden berechnen sich die Resonanzfrequenzen nach Balser & Wagner (1960) zu:

$$f_n = f_1 \sqrt{\frac{n(n+1)}{2}} \tag{3.14}$$

mit f_1 = 10.6 Hz. Die gemessen Resonanzfrequenzen liegen aufgrund der Dämpfung durch die endlich leitfähigen Wände deutlich niedriger (Balser & Wagner (1960)):

$$f_1, \ldots f_5 \approx 7.8,\ 14.1,\ 20.3,\ 26.4,\ 32.5\,\text{Hz}$$

Die Dämpfung äußert sich auch in niedrigen Werten der Resonanzgüte Q (d. h. dem Verhältnis aus Resonanzfrequenz f_n und Halbwertsbreite $\Delta_{0.5} f_n$); sie beträgt etwa Q = 4 für die Grundschwingung (Galejs 1964). Resonanzen mit $n > 5$ sind selten beobachtet worden. Eine sehr genaue Untersuchung führten Larsen & Egeland (1968) durch; sie bestimmten 11 Resonanzlinien. Die Schumann-Resonanzen weisen einen der Weltgewittertätigkeit entsprechenden zeitlichen Gang auf; sie variieren ebenfalls in Abhängkeit von Tages- bzw. Jahreszeit (Galejs 1965). Weiterhin kann der Einfall von Röntgenstrahlung während solarer Eruptionen, der eine starke Erhöhung der Elektronendichte in der D-Schicht bewirkt, eine Verschiebung der Resonanzfrequenzen sowie allgemein eine Verringerung der ionosphärischen Dämpfung nach sich ziehen (Mögel-Dellinger-Effekt,

vgl. Kertz 1971)[7].

Schumann-Resonanzen sind häufig nicht unmittelbar in den Zeitreihen dieser Arbeit (wobei meist mit einer Abtastrate von f_s = 2 kHz aufgezeichnet wurde) zu erkennen, sondern werden meist von Signalen anderer Periodendauer überlagert (s. Abb. 3.12 oben und die Beispiele in den späteren Kapiteln). Mit einer niedrigeren Abtastrate von f_s = 200 Hz registrierte und mit einem Tiefpaß ($f_{3\,dB}$ = 10 Hz) gefilterte Zeitreihen (Abb. 3.12 unten) zeigen jedoch die 1. Resonanz bei 8 Hz deutlich; der schwebungsartige Verlauf läßt sich durch die Superposition zweier entgegengesetzt umlaufender Wellen geringfügig unterschiedlicher Frequenz und Phasengeschwindigkeit aufgrund der verschiedenen Ausbreitungswege auf der Tag- bzw. Nachtseite erklären. Dieser Effekt wird auch "Mode Splitting" genannt (s. z. B. Galejs 1972, Ogawa et al. 1979, Bliokh et al. 1980, Beamish & Tzanis 1986). Auf die spektrale Charakteristik und Polarisationseigenschaften der Schumann-Resonanzen eigener Messungen wird im 5. Kapitel detaillierter eingegangen. Die schwebungsähnlichen Wellenformen in Abb. 3.12 haben eine Zeitdauer von etwa 1 s und damit ihre Ursache vermutlich in der Überlagerung einer Vielzahl von Blitzentladungen.

3.3 Sonstige Signale natürlichen Ursprungs

Von geringerer Bedeutung - und in den Aufzeichnungen selten zu identifizieren - ist eine Vielzahl von Variationen im ELF-/VLF-Bereich, die an dieser Stelle nur kurz Erwähnung finden sollen. Sie treten sporadischer als Atmospherics auf und haben deshalb für eine audiomagnetotellurische Sondierung nur eine untergeordnete Bedeutung. Für detailliertere Beschreibungen muß an dieser Stelle auf die Literatur verwiesen werden.

Wie bereits erwähnt, kann ein Teil der von Blitzen ausgestrahlten Energie die Ionosphäre durchdringen und sich entlang der Feldlinien des Erdmagnetfeldes als Whistler zum konjugierten Punkt ausbreiten. Sie sind kürzlich (Kelley et al. 1990) bei Raketenexperimenten in der Ionosphäre direkt beobachtet und mit Blitzentladungen korreliert worden. Sie unterliegen entlang des Ausbreitungsweges einer starken Dispersion und besitzen eine typische Frequenz/Zeit-Abhängigkeit der Form $t \sim 1/f^2$; die Amplitudenmaxima liegen überwiegend im VLF-Bereich, doch sind mitunter Frequenzen bis 300 Hz gemessen worden (Helliwell 1965). Sie treten vorwiegend nachts wegen der dann fehlenden, absorbierenden D-Schicht auf und können an den konjugierten Punkten wiederholt reflektiert werden. Das Auftreten von Whistlern ist überdies

[7] Ähnliche Beobachtungen wurden nach Kernexplosionen gemacht, die in der Zeit des Kalten Krieges in der hohen Troposphäre durchgeführt wurden und einen "Elektromagnetischen Puls (EMP)" bewirkten (Kahalas 1965, Kahalas & Newmann 1965).

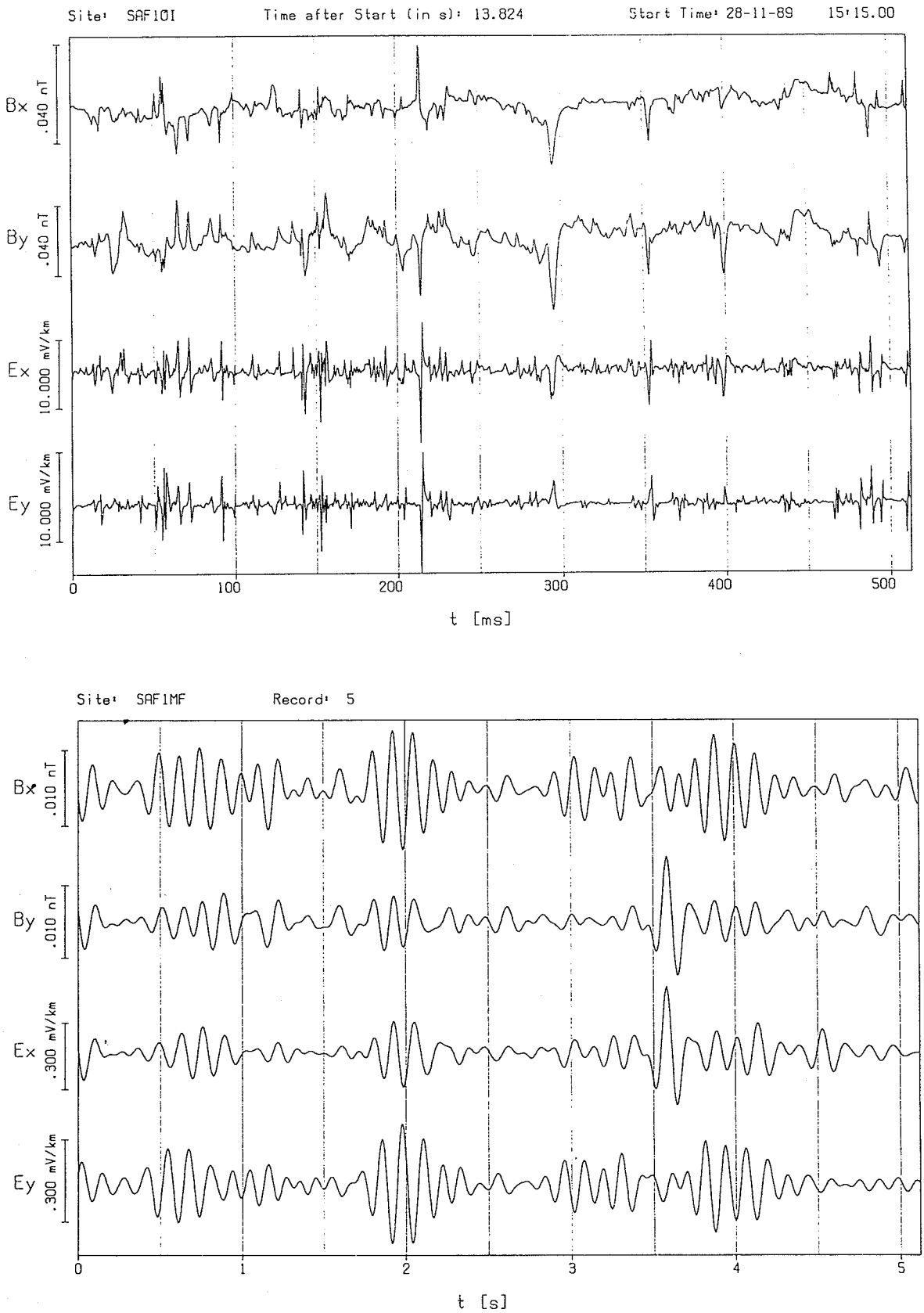


Abb. 3.12: Typische audiomagnetotellurische Zeitreihen aus dem Nordsudan, Abtastrate f_s = 2 kHz (oben). Tiefpaßgefilterte (3 dB-Grenze 10 Hz) Zeitreihen an der gleichen Station (unten) zeigen den schwebungsartigen Charakter der 1. Schumann-Resonanz durch Superposition von Wellen geringfügig verschiedener Frequenz (Sampling-Frequenz f_s = 200 Hz).

stark von der geomagnetischen Breite abhängig; das Maximum liegt in mittleren Breiten, während sie am geomagnetischen Äquator kaum beobachtet werden (Helliwell 1965).

Die sog. "VLF-Emissionen" sind magnetosphärischen Ursprungs (Wechselwirkung von energiereichen Elektronen und Ionen mit dem Magnetosphärenplasma) und ebenfalls stark dispersiv. Für die wegen ihres Frequenz/Zeit-Verlaufs "Chorus" genannte Kategorie von Emissionen wird Cyclotron-Resonanz, für die mit "Hiss" bezeichnete dagegen Cerenkov-Strahlung als Ursache angenommen (Volland 1984). Der Hiss-Typ wird auch im ELF-Bereich beobachtet. Andere ELF-Variationen mit dem Namen "lions roar" breiten sich entlang der Feldlinien in der neutralen Zone (Cusp) zur Erde aus und sind mit Substorms - Baystörungen - gekoppelt (Volland 1984). Einen Überblick über die große Vielfalt der Erscheinungen gibt Shawhan (1979).

Im langperiodischen Bereich der natürlichen erdmagnetischen Variationen ($T > 0.2$ s) schließen Pulsationen an die Atmospherics an. Eine Klassifikation ist z. B. bei Saito (1978) zu finden. Sie werden üblicherweise in quasiperiodische pc- (von "pulsation" und "continuous") und irreguläre pi-Pulsationen und weiter nach Periodenlänge (bis $T = 600$ s) in pc1-pc6 bzw. pi1-pi3 unterteilt.

Allen Pulsationen im hier interessierenden Periodenbereich bis $T \approx 20$ s ist gemeinsam, daß sie hauptsächlich in mittleren und polaren Breiten auftreten; in tropischen Breiten sind sie nur mit wesentlich geringerer Amplitude zu beobachten (Campbell 1967). Dies bestätigte sich auch bei Messungen in der Ostsahara (Kap. 5ff) und führte häufig zu einer erheblich geringeren Datenqualität als im ELF-Bereich.

Pc1-Pulsationen vom Typ pp ("pearl pulsations") mit Periodenlängen von 0.2 s - 5 s treten vorwiegend nach erdmagnetischen Stürmen in der Form von Wellenpaketen mit zunehmender Frequenz auf. Sie werden durch Cyclotron-Resonanz in der magnetosphärischen Äquatorregion erzeugt und breiten sich entlang der Feldlinien des erdmagnetischen Feldes aus (Volland 1984). Pc2- und pc3-Pulsationen ($5\,s < T < 45\,s$) werden als hydromagnetische Resonanzschwingungen des Magnetosphärenplasmas entlang der Dipolfeldlinien gedeutet (Siebert 1965); ihre Periodenlänge nimmt mit wachsender geomagnetischen Breite zu (Voelker 1963). Sie treten vorwiegend in den Morgen- und Mittagsstunden auf. Ein Registrierbeispiel zeigt Abb. 3.13.

In der Nähe des magnetischen Äquators ist das magnetische Variationsfeld von längerperiodischen Pulsationen, wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, fast linear NS-polarisiert (Haak 1978). Obwohl der magnetische Äquator während der in dieser Arbeit beschriebenen Messungen im südlichen Sudan und damit nur etwa $\Delta\varphi = 5^{o}$ entfernt vom Meßgebiet verlief, konnte eine solche Vorzugsrichtung bei pc2/pc3-Pulsationen nicht beobachtet werden (s. auch Kap. 5).

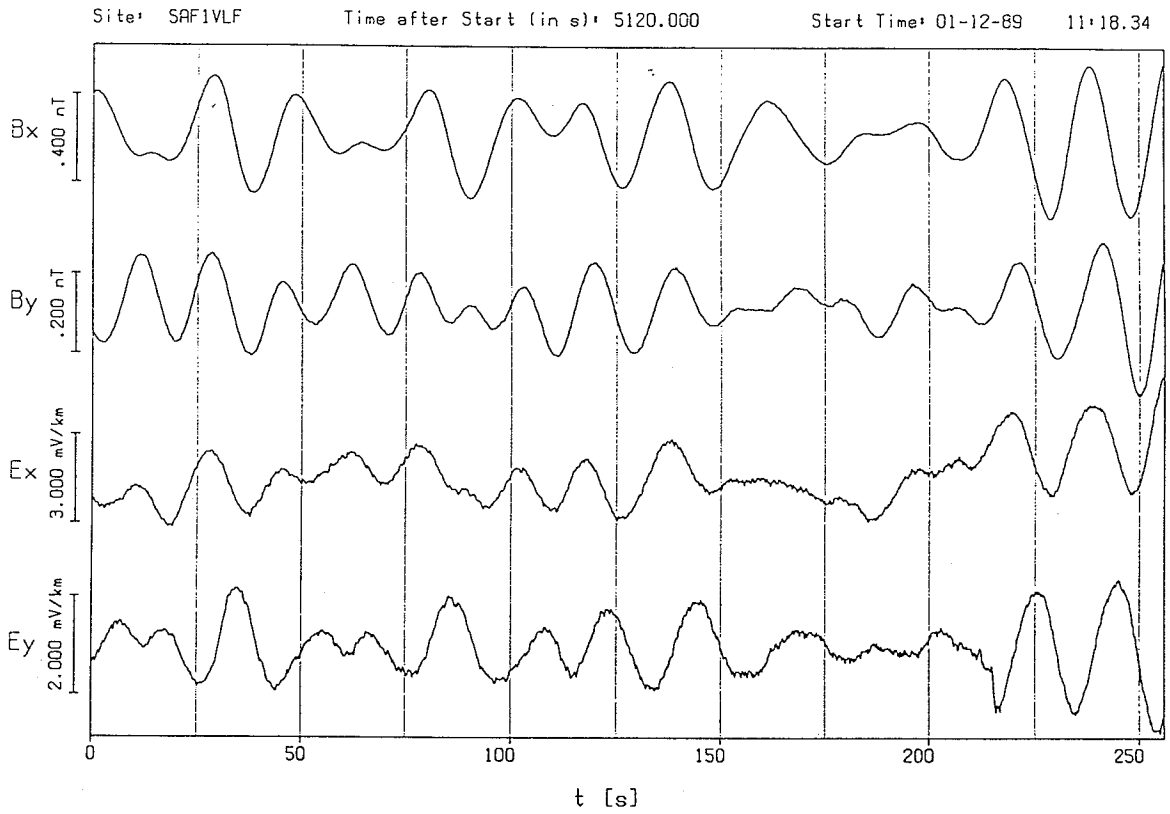


Abb. 3.13: Pc3-Pulsationen, aufgezeichnet im NW-Sudan.

3.4 Künstliche Störungen

In dicht besiedelten Gebieten wie Mitteleuropa werden die natürlichen erdmagnetischen Variationen zumeist von Störsignalen technischer Herkunft überlagert. Häufig sind ihre Amplituden um ein Vielfaches größer als die natürlichen Feldschwankungen, was zu einer erheblichen Erschwernis bei der Analyse und Interpretation der Daten führen kann. Sie führen insbesondere dann zu verzerrten magnetotellurischen Übertragungsfunktionen, wenn der Abstand ihrer Quellen vom Meßort nicht der Quasihomogenitätsbedingung $|k|\, r \gg 1$ genügt; diese erfordert beispielsweise für eine Frequenz von $f = 50$ Hz und eine Leitfähigkeit von $\sigma = 10^{-2}$ S/m einen Abstand $r \gg 500$ m. Künstliche Felder sind überdies häufig stark polarisiert, dies kann - selbst wenn die Fernfeldbedingung erfüllt ist - zu einer instabilen Schätzung des Impedanztensors führen.

Die häufig stärkste Störquelle stellt das Hochspannungs-Versorgungsnetz mit einer Grundfrequenz von 50 Hz (in Nordamerika 60 Hz) dar. Meist wird auch eine Vielzahl von Harmonischen beobachtet, wobei die ungeradzahligen Vielfachen überwiegen. Sie haben ihre Ursache darin, daß - zumeist auf Verbraucherseite - Transformatoren bei zu

kleiner Dimensionierung bzw. bei kurzzeitiger Überlast im nichtlinearen Teil ihrer Kennlinien betrieben werden. Da sich die Hysteresekurve $B = f(H)$ als Polynom von Potenzen der Ordnung $n = 1, 3, 5, \ldots$ darstellen läßt, werden auch nur ungeradzahlige Oberwellen erzeugt, die dann in das Netz rückgekoppelt werden (vgl. Dittus 1986).

Geradzahlige Harmonische werden hauptsächlich an Gleichrichteranlagen erzeugt. Dies gilt besonders für den Betrieb des elektrischen Bahnnetzes (Grundfrequenz $16^{2/3}$ Hz), wobei die Wechselströme in den Lokomotiven gleichgerichtet werden. Ein Registrierbeispiel für starke $16^{2/3}$ Hz- und überlagerte 50 Hz-Störungen, welche die natürlichen Atmospherics bei weitem überwiegen, zeigt Abb. 3.14 (oben). Weniger bedeutsam - da erheblich schwächer - ist dagegen der Telefon-Läutstrom mit einer Frequenz von etwa 25 Hz (König 1987). Von Wehmeier (pers. Mitteilung) wurden auch Subharmonische der Netzfrequenz bei 6.25 Hz bzw. 12.5 Hz in der unmittelbaren Umgebung von Göttingen aufgezeichnet. Sie entstehen an elektrischen Maschinen, die nach dem Prinzip der Phasenanschnittsteuerung arbeiten (Giersch et al. 1991, Müller 1984). Im Rahmen dieser Arbeit wurden sie jedoch nie beobachtet.

Ein Teil der Energie von Oberwellen kann sich - analog zu Whistlern - entlang der erdmagnetischen Feldlinien zum konjugierten Punkt ausbreiten ("power line harmonic radiation", Volland (1984)). Von geringer Bedeutung für den hier untersuchten Frequenzbereich sind VLF-Sender ($f \approx 15 - 25$ kHz); ihre Strahlung - die ggf. zu einer Übersteuerung der Eingangsstufen im Analogteil der Aufzeichnungseinheit führen kann - ist jedoch durch entsprechende Filter leicht zu unterdrücken. Allerdings arbeiten die Zeitzeichensender des OMEGA-Systems bei Frequenzen etwas oberhalb von 10 kHz (Bonanomi 1983) und erfordern u. U. steile Tiefpaßfilter. Eine Störquelle bilden auch amplitudenmodulierte LF-Sender; die ausgelegten Tellurik-Kabel wirken dabei als Antennen. Da die Audiofrequenzen an Halbleiterschichten in den Verstärkereingangsstufen demoduliert werden können, ist im Eingang der Tellurik-Kanäle entsprechend ein *passiver* Tiefpaß vorzuschalten (siehe Kap. 4).

Störsignale mit quasi-monochromatischer spektraler Charakteristik lassen sich verhältnismäßig leicht im Analogteil der Apparaturen bzw. während der Datenanalyse aus dem Spektrum entfernen (siehe Kap. 4). Erheblich problematischer zu behandeln sind jedoch impulsartige Störungen, wie sie von Einschaltvorgängen, Lastschwankungen oder dem Betrieb von elektrischen Gleichstrombahnen herrühren. Sie spielen weit über den in dieser Arbeit untersuchten Bereich hinaus auch eine Rolle in der langperiodischen Magnetotellurik und sind häufig über große Entfernungen zu beobachten (vgl. Teufel 1986). Dies gilt auch für Taktimpulse, wie sie zur Überprüfung des kathodischen Korrosionsschutzes an Erdgasleitungen eingespeist werden (Brasse & Junge 1984a,b). Eine extrem gestörte Registrierung aus der Oberpfalz nahe der Fränkischen Linie ist in Abb. 3.14 (unten) dargestellt; sie zeigt vor allem in den magnetischen Kanälen die Einstrahlung eines - während einer mobilen, militärischen Übung eingesetzten - Radars, das nach dem Impulsverfahren arbeitet (Baur 1985). Die charakteristische, allmähliche Zu-

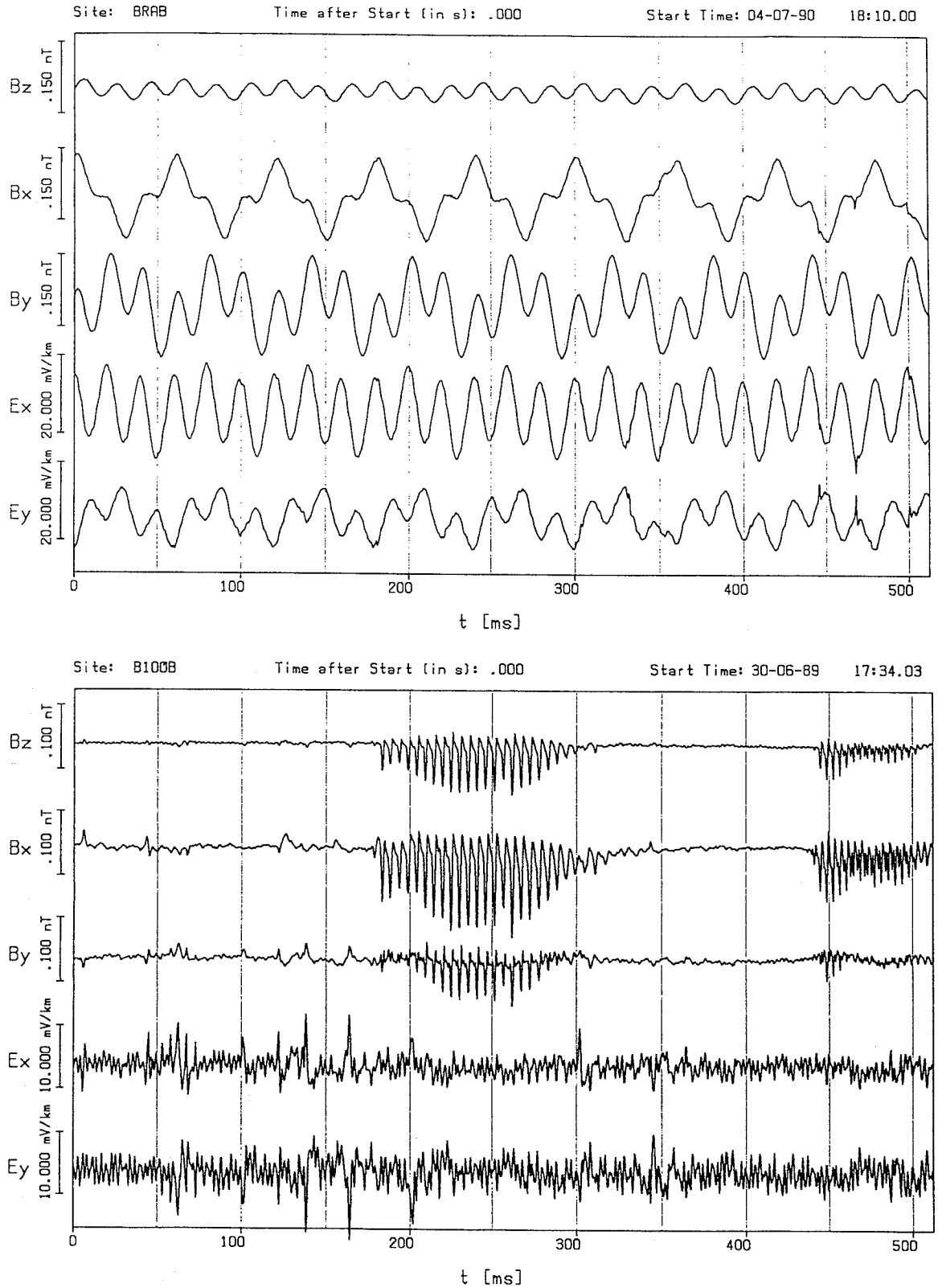


Abb. 3.14: Registrierbeispiel für eine Station im Bramwald bei Göttingen, in etwa 10 km Entfernung von der Bundesbahn-Neubaustrecke Hannover-Würzburg (oben). Beipiel einer Radar-Einstreuung an einer Station in der Oberpfalz (unten).

und Abnahme der Signale beschreibt die Rotation der Antenne. Es werden hier nicht die eigentlichen Radarwellen abgebildet (die Frequenzen liegen im GHz-Bereich), sondern die einzelnen Impulse, die üblicherweise mit einer Impulsfolgefrequenz $f_p > 100$ Hz abgestrahlt werden (vgl. Baur 1985)[8].

Daß diese Radarimpulse im elektrischen Feld fast nicht zu erkennen sind, hängt vermutlich mit der überwiegend tangential-magnetischen Polarisation der Wellen zusammen, die nicht an den Untergrund ankoppeln. Die Vertikalkomponente B_z erklärt sich dann aus der inhomogenen Feldstruktur, d. h. die Nahfeldbedingung ist nicht erfüllt.

Eine Störquelle natürlicher Art bildet der - in der Passatregion fast ständig wehende und heftige - Wind, welcher über die Bewegung der Magnetometer im Erdmagnetfeld Variationen vortäuscht. Dies kann nur durch sorgfältiges Eingraben der Sensoren - oft auch der Zuleitungen - vermieden werden, was allerdings auf anstehendem Gestein zu erheblichen Problemen insbesondere für die Registrierung der Vertikalkomponente führen kann. Bei direktem Windeinfluß liegen die betroffenen Frequenzen im Bereich von einigen Hz, in Waldgebieten z. B. Mitteleuropas durch Baum- und Wurzelbewegungen jedoch darunter. Hier ist dann ein entsprechender Abstand von einigen Metern von den Bäumen vorzusehen.

In den späteren Kapiteln soll untersucht werden, inwieweit gestörte AMT-Aufzeichnungen noch zu stabilen Übertragungsfunktionen führen können. Es sei jedoch bereits an dieser Stelle erwähnt, daß die Anwendung des audiomagnetotellurischen Verfahrens in unmittelbarer Nähe von Siedlungen oder Überlandleitungen unmöglich ist und eine noch strengere Auswahl der Meßstandorte als in der langperiodischen Magnetotellurik erforderlich macht. Die im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 69 durchgeführten Untersuchungen in der Ostsahara boten jedoch die Gelegenheit, das völlig ungestörte audiomagnetotellurische Feld zu studieren.

---

[8] Ganz ähnliche Signalformen wurden auch in der Umgebung des britischen Militärflughafens Gatow am Stadtrand von Berlin beobachtet.

4 Aufzeichnung und Analyse audiomagnetotellurischer Variationen

In diesem Kapitel soll die Vorgehensweise geschildert werden, nach der möglichst genaue Schätzwerte der audiomagnetotellurischen Übertragungsfunktionen $\underline{Z}$, $\underline{W}$ und (T_x, T_y) sowie anderer Parameter aus Kapitel 2 gewonnen werden können. Dazu wird zunächst die Konzeption der im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Apparatur geschildert. Die Analyse der Daten folgt im wesentlichen den Methoden, wie sie auch in der längerperiodischen Magnetotellurik angewandt werden, d. h. nach einer Vorbehandlung der Daten im Zeitbereich wird die statistische Frequenzanalyse zur Bestimmung der Übertragungsfunktionen angewandt. Auf die Besonderheiten, die sich aufgrund des höheren Frequenzbereiches ergeben, wird dabei etwas ausführlicher eingegangen. Schließlich gelang es, mit Hilfe einer zweiten Apparatur "zeitgleiche" Messungen an verschiedenen Stationen durchzuführen, womit sich auch für die Audiomagnetotellurik die Möglichkeit zur Bestimmung anomaler Felder (Kap. 2) ergibt. Gleiches gilt für das Remote Reference-Verfahren, das eine verbesserte Schätzung der lokalen Impedanzen liefern kann.

4.1 Konzeption der Audiomagnetotellurik-Apparatur

Die seit 1985 am Institut für Angewandte Geophysik der TU Berlin eingesetzte Audiomagnetotellurik-Apparatur wurde am Observatoire Cantonal in Neuchâtel (Schweiz) entwickelt (Schnegg & Fischer 1980, Schnegg et al. 1980). Sie war zunächst für den Frequenzbereich 4 Hz - 1 kHz zur Untersuchung hydrogeologischer und lokaler tektonischer Probleme in Süd-Ägypten für Erkundungstiefen bis etwa 500 m konzipiert (Burkhardt et al. 1987). Um auch Aussagen über Aquiferoberflächen und eine gemeinsame Interpretation mit geoelektrischen Sondierungen liefern zu können, wurde der Frequenzbereich auf $\approx$ 10 kHz erweitert (Kalberkamp 1989). Die Verlagerung des Arbeitsschwerpunktes zu tieferen Beckenstrukturen im Nordsudan (Burkhardt et al. 1990) machte eine langperiodische Erweiterung - analog dem in Neuchâtel vorhandenen Gerät - notwendig, so daß nunmehr auch Pulsationen bis zu $T \approx 20$ s aufgezeichnet werden können.

In einem weiteren Schritt konnte schließlich eine zweite Apparatur für den eigentlichen AMT-Frequenzbereich (4 Hz - 1 kHz) am Institut für Angewandte Geophysik gebaut werden, die voll kompatibel und in wesentlichen Komponenten baugleich zur bereits bestehenden Anlage ist. Dabei wurden auch einige Verbesserungen (z. B. eine Festplatte als Datenträger) angebracht.

Die sukzessive Erweiterung der Apparatur - bedingt durch gewandelte Anforderun-

gen und durch Erfahrungen während der Geländearbeit - brachte es mit sich, daß sie nicht in allen Komponenten modular und damit flexibel aufgebaut werden konnte. Daher wird zum Zeitpunkt des Werdens dieses Textes an einem Neuaufbau insbesondere der Vorverstärkereinheit gearbeitet; weiterhin wird z. Zt. auch das zweite Gerät auf den vollen Frequenzbereich umgestellt.

Die Komponenten der Anlage können grob folgendermaßen eingeteilt werden:

- Sensoren für das erdmagnetische und das tellurische Feld
- Analogelektronik
- Digitale Processing- und Steuereinheit
- Peripherie (Stromversorgung, Triggereinheiten usw.).

Diese unterschiedlichen Einheiten sollen nun kurz beschrieben werden.

Als Sensoren für das tellurische Feld kommen $Cu/CuSO_4$-Sonden, die vom Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt am Main hergestellt wurden (Winter 1988), zur Anwendung. Sie erwiesen sich bei Geländemessungen sowohl in Deutschland als auch in der Sahara als völlig ausreichend hinsichtlich Eigenpotential und Driftverhalten für den Periodenbereich bis 20 s, so daß auf aufwendigere Konstruktionen wie Ag/AgCl- oder $Pb/PbCl_2$-Sonden (Hempfling 1977, Petiau & Dupis 1980) verzichtet werden konnte. Im hochfrequenten Bereich können ohne weiteres Messing- oder Edelstahlstäbe eingesetzt werden; aufgrund ihres Driftverhaltens für Perioden $T \gtrsim 1$s und einer hohen Eigenpotentialdifferenz bei trockenem Wüstenboden werden sie allerdings nicht weiter verwendet.

Es wurde grundsätzlich eine sternförmige Anordnung der Sonden mit Auslagenweiten von meist 4×25 m gewählt, da sie die Eigenschaften (z. B. Gleichtaktunterdrükkung) der Eingangs-Differenzverstärker besser ausnutzt als eine L-förmige Auslage. Dies trifft insbesondere bei hochohmigen Wüstenböden zu (vgl. Kap. 6).

Zur Messung der erdmagnetischen Feldvariationen dienen Induktionsspulenmagnetometer der Fa. ECA (Frankreich), wobei für den hochfrequenten Bereich das Modell CM 216 E, für den niederfrequenten Bereich der Typ CM 11 E verwendet werden. Durch Zu- bzw. Abschaltung verschiedener Windungsbereiche über einen externen Impuls werden im Magnetometer CM 216 E zwei Frequenzbereiche realisiert: 4 Hz - 1 kHz und 40 Hz - 4 kHz. Das Modell CM 11 E umfaßt den Bereich 0.01 Hz - 100 Hz. Neben einer großen Rauscharmut zeichnen sich die Geräte durch eine lineare Übertragungsfunktion ohne Resonanzspitzen aus, was durch zusätzliche Rückkopplungswindungen erreicht wird (Clerc 1971, Andrieux et al. 1974). Am Ausgang liegen damit Spannungen als Funktion der Induktion B und nicht deren Ableitung $\partial B/\partial t$ vor. Die Empfindlichkeit beträgt jeweils $a \approx 50$ mV/nT. Die Übertragungscharakteristik und das Rauschverhalten lassen auch noch Messungen über die oben angegebenen Frequenzbereiche hinaus zu. Die Magnetometer wurden wiederholt am Centre Geophysique Garchy (Frankreich) kalibriert; dabei zeigte sich neben einer hervorragenden zeitlichen Konstanz der elektrischen Eigenschaften auch die weitgehende Übereinstimmung verschiedener Magneto-

technischen Störfrequenzen $16^{2/3}$, 50 und 150 Hz. Filter hoher Unterdrückungsgüte $Q = f_n/\Delta f$ (herauszufilternde Frequenz f_n, 3 dB-Bandbreite Δf) sind schwierig abzugleichen und empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen, so daß in der hier besprochenen Apparatur nur eine Güte von Q = 10 gewählt wurde. Wiederholte Kalibrierungen zeigten eine hervorragende zeitliche Konstanz und Übereinstimmung der einzelnen Kanäle (siehe auch Anhang). Die Bandsperren entfernen somit nicht den gesamten Anteil der Störungen, sondern bewirken eine Niveauanpassung an das ungestörte Signal. In unbesiedelten oder schwach gestörten Gebieten sind sie nicht notwendig; sie wurden daher nachträglich schaltbar ausgeführt.

Die letzte Stufe vor der Analog/Digital-Wandlung bilden Antialias-Tiefpässe für den AMT-Bereich bis 1 kHz. Um in der Auswahl der Frequenzbänder flexibler zu sein, wurden sie nachträglich umschaltbar ausgeführt und Alternativfilter für 8 kHz (Kalberkamp 1989), 100 Hz und 1 Hz aufgebaut.

Kern der Digitaleinheit ist ein 16 Bit-Mikroprozessor MC 68.000. Neben der eigentlichen Signalverarbeitung steuert er über einen VME-Bus (Fa. ELTEC Elektronik, Mainz) die Umschaltung der Frequenzbereiche und die A/D-Wandlung. Am Digitalteil wurden diverse Veränderungen vorgenommen: Der Speicher wurde auf 2 MByte RAM erhöht, als Datenträger dient nun eine Festplatte (40 MByte) anstelle von Disketten. Für den Einsatz in wüstenhaften Regionen ist zum Schutz vor Staub eine Folientastatur erforderlich.

Der Analog/Digital-Wandler besitzt eine Auflösung von 12 Bit. Der Eingangsspannungsbereich beträgt $-5\,V \leq U_E \leq 5\,V$, die Digitalisierung erfolgt also in Schritten von $\Delta U \approx 2.44$ mV. Mit der angegebenen Konversionszeit von typisch 7 µs ließe sich eine maximale Abtastrate von $f_s > 100$ kHz erreichen. Die 5 gleichzeitig anliegenden Signale für E_x, E_y, B_x, B_y und B_z werden allerdings über einen Multiplexer auf den A/D-Wandler geführt, so daß bei hohen Frequenzen eine deutliche Zeitverschiebung zwischen den einzelnen Kanälen auftritt, die sich wiederum in einer linear von der Frequenz abhängigen Phasenverschiebung $\Delta\varphi = a_\varphi f$ äußert. Sie wurde zum einen durch ein "Untersampling" (s. Anhang) und zum anderen mit Hilfe eines Programms von Ritter (1988) bestimmt und geht ebenfalls in die Geräte-Korrekturfunktion ein. Bei einer Abtastfrequenz von $f_s = 2$ kHz und f = 1 kHz beträgt sie beispielsweise $\Delta\varphi = 13.0^o$ zwischen zwei nacheinander abgetasteten Kanälen.

Als großer Nachteil der digitalen Einheit kann das verwendete Betriebssystem CP/M-68K bezeichnet werden. Es entspricht nicht mehr dem Stand der Technik und ist insbesondere mit keinem sonst verbreiteten System kompatibel, so daß auch die Portierung von Programmen nur eingeschränkt möglich ist. Auch verfügt die verwendete Programmiersprache "C" unter CP/M-68K über keine nennenswerten Bibliotheksroutinen. Erst kürzlich konnte die Möglichkeit geschaffen werden, die Daten über eine parallele Schnittstelle auf einen IBM-kompatiblen PC zu übertragen, auf dem dann auch andere Programmpakete lauffähig sind (siehe z. B. Abschnitt 6.4)

Die Stromversorgung der Apparatur erfolgt über 2 × 12 V-Akkumulatoren mit je 120 Ah Kapazität; die Stromaufnahme beträgt etwa 5.5 A. Für den Einsatz in der Ostsahara wurde ein Solargenerator der Fa. ARCO (heute SIEMENS) fest auf dem Dach des Meßwagens installiert. Er besteht aus 4 Paneelen mit je 50 Watt Leistung; die Anlage wird über einen Laderegler angeschlossen. Damit konnte vollständig auf die Mitnahme eines zunächst notwendigen Generators verzichtet werden.

4.2 Datenanalyse

Die Aufgabe der Datenanalyse besteht in der Bestimmung von linearen und als zeitunabhängig angenommenen Operatoren (Übertragungsfunktionen), welche die Eingabedaten $x(t)$ bzw. $y(t)$ - sie repräsentieren z. B. die horizontalen Magnetfeldkomponenten - mit der Ausgabe $z(t)$ - z. B. eine der horizontalen tellurischen Feldkomponenten oder die magnetische Vertikalkomponente - verknüpfen. Dabei werden $x(t)$ und $y(t)$ als voneinander unabhängige, fehlerfreie stochastische Prozesse aufgefaßt. Im Frequenzbereich ist dann das bivariate Problem

$$Z(f) = A(f)\,X(f) + B(f)\,Y(f) + \delta Z(f) \qquad (4.1)$$

mit $X(f)$, $Y(f)$ und $Z(f)$ als Fouriertransformierte der einzelnen Feldgrößen zu lösen. Mit $\delta Z(f)$ ist ein nicht-linearkorrelierbarer (Rausch-) Anteil von $Z(f)$ bezeichnet; $A(f)$ und $B(f)$ sind die gesuchten, komplexwertigen Übertragungsfunktionen (z. B. die Impedanzen). Die Analyse wird üblicherweise im Frequenzbereich durchgeführt; Untersuchungen im Zeitbereich sind bei Schmucker (1978) für spezielle Fälle beschrieben.

Die digitalisierten Signale der einzelnen Kanäle liegen als Blöcke von je $N = 1024+n'$ Werten im Speicher des Rechners vor. Entsprechend dem Speicherinhalt einer Diskette können somit etwa 90 Zeitreihensätze während einer Registrierung aufgezeichnet werden. Die Größe n' bezeichnet die notwendige Verlängerung der Zeitreihen für die gleich zu besprechende Kammfilterung; sie kann Werte $n' = 120$ oder $n' = 400$ annehmen. Von Schnegg (pers. Mitteilung) wurde das Aufzeichnungsprogramm in der Weise modifiziert, daß es die Registrierung zusammenhängender Intervalle (bis maximal 90 × N Werte je Kanal) erlaubt. Jeder Aufzeichnung ist ein Block ("Header") vorangestellt, der Informationen zur Registrierung wie Verstärkungsfaktoren, Länge der Auslagen für das tellurische Feld usw. enthält.

Die Vorbehandlung der Daten im Zeitbereich folgt im wesentlichen den in der längerperiodischen Magnetotellurik üblichen Verfahren (vgl. dazu z. B. Schmucker 1978); sie dient dem "Prewhitening", d. h. dem Entfernen von Trends und Spitzen aus dem Spektrum, um es dem eines weißen Rauschens möglichst anzugleichen. Zur Unterdrükkung von Randeffekten durch die endliche Zeitreihenlänge wird hier die Tukey-Fenster-

funktion (Harris 1978) angewendet. Der Gleichspannungsanteil sowie unerwünschte Trends werden durch ein rekursives Hochpaß-Filter (Shanks 1967) entfernt. Grundsätzlich werden alle numerischen Operationen in gleicher Weise auf alle zu analysierenden Kanäle angewandt, so daß der relative Amplituden- bzw. Phasengang erhalten bleibt. Dies ist in besonderem Maße erforderlich für ein optional anwendbares Kammfilter, welches im Zeitbereich die Unterdrückung von störenden monochromatischen Störsignalen (z. B. $16^{2/3}$ Hz und 50 Hz) sowie gleichzeitig deren Oberwellen erlaubt (Schnegg & Fischer 1980, dort "delay-line filter" genannt). Es wird realisiert durch die nichtrekursive Differenzengleichung (Azizi 1983):

$$y(k) = x(k) - x(k - n') \quad , \quad k = 0, 1, \ldots N-1 \qquad (4.2)$$

mit der Übertragungsfunktion:

$$H(f) = 1 - \exp(-i 2 \pi n' f) \quad , \qquad (4.3)$$

welche in Abb. 4.2 aufgetragen ist.

Die Anwendung eines solchen Filters stellt einen schweren Eingriff in die Zeitreihen dar. Es werden nicht nur die unerwünschten Störfrequenzen unterdrückt; auch für unmittelbar benachbarte Spektrallinien ist $|H(f)|$ sehr klein. Harmonische großer Ord-

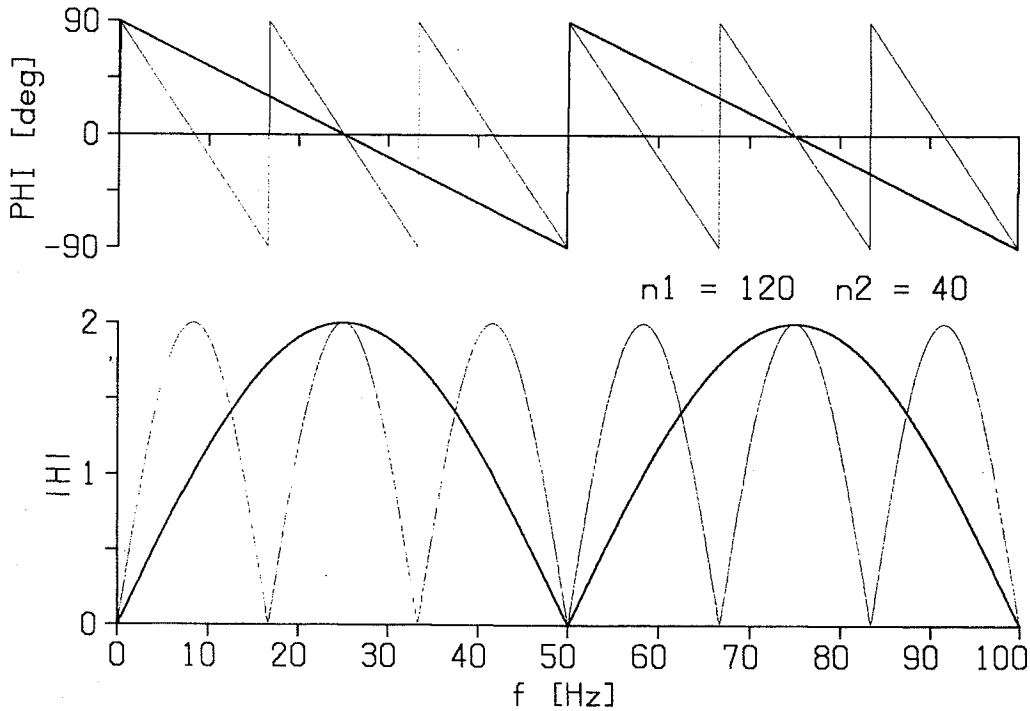


Abb. 4.2: Übertragungsfunktion des Kammfilters zur Unterdrückung der Frequenzen $16^{2/3}$Hz ($n' = 120$) und 50 Hz ($n' = 40$) sowie ihrer Oberwellen bei einer Abtastrate von $f_s = 2$ kHz und $N = 1024+n'$.

nung haben jedoch meist nur einen wenig verzerrenden Einfluß auf eine audiomagnetotellurische Sondierung: zum einen wird bei hohen Frequenzen über viele benachbarte Frequenzen gemittelt (große Anzahl von Freiheitsgraden, s. weiter unten), zum anderen ist dann meist auch für technische Störfelder die Fernfeldforderung erfüllt (vgl. Kap. 6). Demzufolge wurde dieses Filter nur dann verwendet, wenn anderweitig keine "glatten" Übertragungsfunktionen zu erzielen waren (s. später). Es stellt allerdings ein sehr effektives, weil wenig rechenzeitintensives "Werkzeug" dar (vgl. Abb. 4.3).

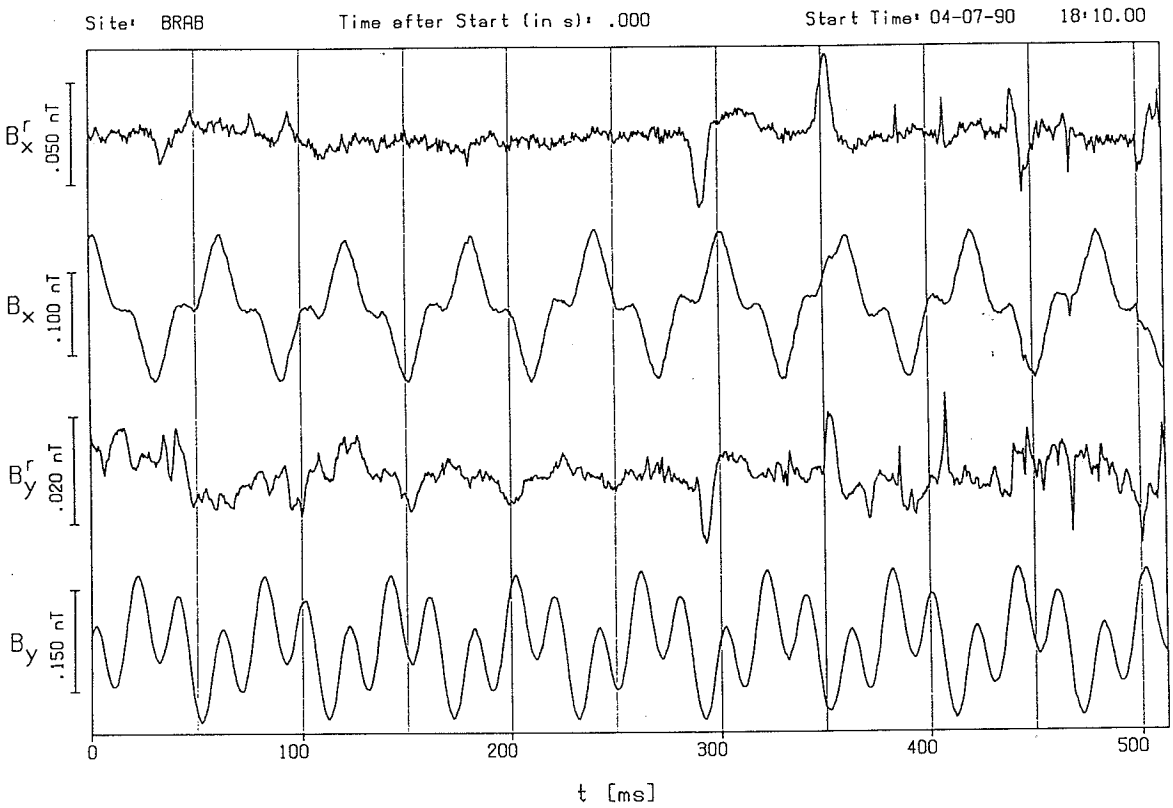


Abb. 4.3: Wirkung des Kammfilters (n' = 120) auf die Zeitreihen von Abb. 3.14. Die gefilterten Zeitreihen sind mit einem hochgestellten r gekennzeichnet.

Eine manuelle Auswahl einzelner Effekte, wie in der längerperiodischen Magnetotellurik üblich, wird nicht durchgeführt. Sie ist - abgesehen vom Fall impulsartiger technischer Störungen - für den ELF—Bereich wenig sinnvoll, da die Zeitreihen meist keine ausgeprägten Phasen starker bzw. schwacher Aktivität aufweisen. Ein Kriterium bildet jedoch die eventuelle Übersteuerung der einzelnen Kanäle; Registrierintervalle, in denen ein Kanal eine Ausgangsspannung von ± 5 V (entsprechend der Dynamik des A/D-Wandlers) aufweist, werden bei der Analyse nicht berücksichtigt.

Der weitere Gang der Analyse besteht zunächst in der Transformation der so vorbehandelten Daten in den Frequenzbereich, was mit einem Algorithmus der schnellen Fouriertransformation (FFT) erreicht wird, der die simultane Berechnung für zwei

reellwertige Zeitreihen erlaubt (Brigham 1985, Press et al. 1988). Anschließend werden Schätzwerte für die quadratischen (Auto- und Kreuz-) Spektren der jeweiligen Zeitreihen berechnet. Die so erhaltenen Spektren werden nun gemittelt, und zwar einmal durch Zusammenfassen von Fourierkoeffizienten zu Frequenzbändern mit der Mittenfrequenz f_k (für die Übertragungsfunktionen bestimmt werden sollen) und der Breite Δf, zum anderen durch Stapelung über verschiedene Effekte.

Eine Multiplikation der Rohspektralwerte z. B. mit einer 1/f-Prewhitening-Funktion, die gelegentlich in der längerperiodischen Magnetotellurik durchgeführt wird (Volbers 1990), ist in der Audiomagneotellurik nicht sinnvoll, da hier nicht - wie etwa bei Pulsationen - ein starkes Anwachsen der Feldstärken mit zunehmender Periode über größere Frequenzbereiche zu beobachten ist (s. nächstes Kapitel).

Die Berechnung von Schätzwerten $\hat{A}$ und $\hat{B}$ der Übertragungsfunktionen aus (4.1) erfolgt - über eine bivariate, lineare Ausgleichsrechnung - durch Minimierung der gemittelten Summe der Fehlerquadrate

$$\langle \delta Z \, \delta Z^* \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \delta Z_i \, \delta Z_i^* = \text{Min!} \qquad (4.4)$$

(mit Z^* = konjugiert Komplex zu Z) nach der Methode der kleinsten Quadrate (Sims et al. 1971):

$$\hat{A} = \frac{\langle ZX^* \rangle \langle YY^* \rangle - \langle ZY^* \rangle \langle YX^* \rangle}{\langle XX^* \rangle \langle YY^* \rangle - \langle XY^* \rangle \langle YX^* \rangle} \qquad (4.5a)$$

$$\hat{B} = \frac{\langle ZY^* \rangle \langle XX^* \rangle - \langle ZX^* \rangle \langle XY^* \rangle}{\langle XX^* \rangle \langle YY^* \rangle - \langle XY^* \rangle \langle YX^* \rangle} \; . \qquad (4.5b)$$

Die Methode der kleinsten Quadrate führt jedoch nur dann zu unverzerrten Schätzwerten, wenn eine Normalverteilung von δZ angenommen werden kann (s. auch den Abschnitt über "robuste" Schätzverfahren in Kap. 6)

In der längerperiodischen Magnetotellurik werden meistens B_x und B_y als fehlerfreie Eingangsdaten angenommen; für die Audiomagnetotellurik führte allerdings häufig der Ansatz fehlerfreier Daten im elektrischen Feld bzw. eine zyklische Vertauschung der Variablen in den Gl. (4.5) und anschließende Mittelung zu stabileren Resultaten (vgl. Sims et al. 1971, Gundel 1977). Die Begründung ist darin zu suchen, daß im langperiodischen Bereich eher die tellurischen Sonden, im hochfrequenten Bereich eher die Magnetfeldsensoren die primäre Rauschquelle darstellen. Auf Einzelheiten soll im 6. Kapitel näher eingegangen werden[1].

Die Eingangsprozesse X und Y in Gl. (4.1) sind als reale Meßgrößen naturgemäß immer mit einem Rauschanteil δX bzw. δY behaftet, der dem Signalanteil X_s bzw. Y_s

---

[1] Der Ansatz fehlerfreier Daten im magnetischen bzw. elektrischen Feld wird auch als "Minimierung des Fehlers in E" bzw. "Minimierung des Fehlers in B" bezeichnet.

überlagert ist:

$$X = X_s + \delta X \qquad Y = Y_s + \delta Y \quad . \tag{4.6}$$

Damit wird das Kreuzspektrum (vgl. Rokityansky 1982):

$$\langle X Y^* \rangle = \langle X_s Y_s^* \rangle + \langle X_s \, \delta Y^* \rangle + \langle \delta X \, Y_s^* \rangle + \langle \delta X \, \delta Y^* \rangle \, . \tag{4.7}$$

Für nicht korreliertes Rauschen gehen die gemischten Signal/Rauschterme gegen Null. Für Autopowerspektren (X = Y) verschwindet jedoch $\langle \delta X \, \delta X^* \rangle$ nicht; die Übertragungsfunktionen A bzw. B werden systematisch verzerrt. Als eine Möglichkeit der Abhilfe wurde bereits die gewichtete Mittelung über verschiedene Fehleransätze erwähnt. Eine weitere Möglichkeit stellt das Remote Reference-Verfahren dar, das gar keine Autopowerspektren verwendet (vgl. nächsten Abschnitt).

Eine weitere Glättung der Spektren - etwa mit einem Parzen-Filter, wie in der längerperiodischen Magnetotellurik üblich (Schmucker 1978) - erfolgt zumindest im Gelände-Analyseprogramm nicht. Sie ist im ELF-Bereich kaum erforderlich, da das Spektrum - evtl. nach der Anwendung des beschriebenen Kammfilters - keine Spitzen mehr enthält und bis auf kleinere Trends innerhalb der jeweiligen Frequenzbänder dem eines weißen Spektrums bereits sehr ähnlich ist (s. Kap. 5 und 6).

Die multiple quadratische Kohärenz oder Vorhersagekohärenz γ_p^2 mit

$$\gamma_p^2 = \frac{\hat{A} \langle X Z^* \rangle + \hat{B} \langle Y Z^* \rangle}{\langle Z Z^* \rangle} = \frac{\langle Z_p Z_p^* \rangle}{\langle Z Z^* \rangle} \tag{4.8}$$

gibt an, in welchem Maße das System durch das bivariate, lineare Modell beschrieben werden kann; $\varepsilon^2 = 1 - \gamma_p^2$ ist das Residuum, d. h. der nicht korrelierte Anteil an der Gesamtenergie des Ausgabeprozesses. Die einfache (univariate) Kohärenz zwischen den Eingabeprozessen x und y berechnet sich zu:

$$\gamma_{xy}^2 = \frac{\langle X Y^* \rangle \langle Y X^* \rangle}{\langle X X^* \rangle \langle Y Y^* \rangle} \quad . \tag{4.9}$$

Für $\gamma_{xy}^2 = 1$ wird der Nenner in den Bestimmungsgleichungen (4.5a,b) identisch Null; das bivariate Problem geht in ein univariates über. Dies bedeutet z. B., daß bei stark korrelierten Magnetfeldkomponenten (B_x, B_y) keine stabile Abschätzung der Übertragungsfunktionen nach (4.5a,b) möglich ist.

Die Kohärenzen nach (4.8) und (4.9) werden für kleine Freiheitsgrade ν (d. h. die Anzahl der unabhängigen Fourierkoeffizienten) überschätzt (Bendat & Piersol 1971). Benignus (1969) empfiehlt die empirisch ermittelte Korrektur (vgl. auch Watermann 1984):

$$\gamma^2 - \tilde{\gamma}^2 = \frac{4}{\nu} (1 - \gamma^2) \tag{4.10}$$

für $\nu \geq 8$; $\tilde{\gamma}^2$ ist die unverzerrte Kohärenz.

Eine Effektauswahl (d. h. die Nichtberücksichtigung "verrauschter" Registrierabschnitte) könnte über das Kohärenzkriterium erfolgen, indem nur Effekte mit $\gamma_p^2 > \alpha$, einem willkürlich vorzugebenden Schwellenwert, in die Auswertung eingehen. Dieses Kriterium versagt jedoch bei kohärentem Rauschen, wie es technischen Störungen häufig eigentümlich ist, und wird daher in dieser Arbeit nicht verwendet (s. auch Kap. 5). Schnegg (pers. Mitteilung) wählt Effekte durch ein Kriterium aus, nach dem die $\rho_a(T)$-Kurven möglichst glatt sein sollen:

$$S_\rho = \sum_{k=1}^{K-1} \left(\log \rho_a^k - \log \rho_a^{k+1} \right) = \text{Min !} \qquad (4.11)$$

mit K = Anzahl der Frequenzbänder. Dieses Kriterium erwies sich häufig als sehr effektiv; allerdings kann es u. U. zur schlechteren Auflösung dünner Schichten führen[2]. Eine - in der Praxis meist nur geringfügige - Verbesserung von (4.11) konnte durch Einbeziehung der Phasenwerte und gewichtete Mittelung erreicht werden:

$$S = S_\rho + S_\varphi = S_\rho + w_\varphi \sum_{k=1}^{K-1} \left(\varphi^k - \varphi^{k+1} \right) \qquad (4.12)$$

mit dem Gewichtsfaktor w_φ (s. Kap. 6).

In den letzten Jahren haben sog. "robuste" Verfahren (siehe z. B. Hampel 1980, Larsen 1989) an Bedeutung erlangt, die bei der Schätzung z. B. der Impedanztensorelemente davon ausgehen, daß "Ausreißer" in den Übertragungsfunktionen einer anderen (in der Regel unbekannt bleibenden) Verteilung unterliegen als der für ungestörte Daten angenommenen Normalverteilung. Dabei werden zur Minimierung der Residuen δZ Gewichte eingeführt, die z. B. Funktionen der Vorhersagekohärenz γ_P^2 oder des "Energiegehalts" $\langle X X^* \rangle$ bzw. $\langle Y Y^* \rangle$ sein können (vgl. Junge 1990). Martinez (1988) benutzt als Kriterium die Abweichung vom "am häufigsten geschätzten Wert" M der Übertragungsfunktionen ("M-Fitting" oder "most frequent value fitting", vgl. auch Ritter 1988). Das Verfahren von Junge (1990) wurde auch im Rahmen dieser Arbeit auf in unterschiedlichem Grade gestörte AMT-Daten angewandt; darauf wird im 6. Kapitel näher eingegangen. Wie aus dem Begriff "Ausreißer" hervorgeht, sind solche Verfahren dann sinnvoll anzuwenden, wenn einzelne Registrierintervalle bzw. gewisse Abschnitte des gesamten Spektrums gestört sind. Bei allgemein schlechter Datenqualität (bedingt z. B. durch Geräterauschen, geringe Anregung über das gesamte Registrierintervall) liefern sie naturgemäß keine Verbesserung.

---

[2] Gegen diese Effektselektion ist darüber hinaus einzuwenden, daß sie statistisch voneinander unabhängige Größen - die zu den einzelnen Frequenzbändern mit der Frequenz f_k gehörenden Spektren - miteinander verknüpft.

4.3 Zeitgleiche Registrierung mit zwei Stationen

Wie bereits erwähnt, gehen im Remote Reference-Verfahren (Gamble et al. 1979) keine Autopowerspektren in die Schätzung von A und B ein; erreicht wird dies durch eine gleichzeitige Aufzeichnung des horizontalen Magnetfeldes $\underline{B}_r$ an einer Referenzstation. Es wird vorausgesetzt, daß eine lineare, zeitunabhängige Übertragungsfunktion $\underline{\underline{W}}$ zwischen Basis- und Referenzstation existiert mit:

$$\underline{B} = \underline{\underline{W}}\,\underline{B}_r \tag{4.13}$$

(vgl. auch Gl. (2.40)), deren Elemente sich ebenso wie diejenigen des Impedanztensors $\underline{\underline{Z}}$ nach (4.5a,b) bestimmen lassen. Diese Voraussetzung ist gleichbedeutend mit bestimmten Annahmen über das Quellenfeld, die in Kap. 5 näher untersucht werden sollen.

Die Elemente des Impedanztensors berechnen sich nun wiederum wie in Gl. (4.5a, b). Beispielsweise lautet die Beziehung für Z_{xy} ausgeschrieben (s. Gamble et al. 1979):

$$Z^r_{xy} = \frac{\langle E_x B^*_{yr}\rangle \langle B_x B^*_{xr}\rangle - \langle E_x B^*_{xr}\rangle \langle B_x B^*_{yr}\rangle}{\langle B_x B^*_{xr}\rangle \langle B_y B^*_{yr}\rangle - \langle B_x B^*_{yr}\rangle \langle B_y B^*_{xr}\rangle} \quad . \tag{4.14}$$

Ersichtlich geht die Lösung für $W_{xx} = W_{yy} = 1$, $W_{xy} = W_{yx} = 0$ (d. h. die Kohärenz zwischen den Feldern an Wander- und Basisstation ist gleich 1) über in den Fall der Auswertung an einer Einzelstation; das Verfahren würde damit also keine Verbesserung der Schätzwerte von $\underline{\underline{Z}}$ bringen[3].

Darüber hinaus liefert dieses Verfahren nur dann eine Verbesserung gegenüber der Einzelstations-Auswertung, wenn die Rauschanteile an beiden Stationen nicht miteinander korreliert sind (Larsen 1989). Sind beide Stationen "weit genug" voneinander entfernt, sollten keine korrelierten Störungen zwischen ihnen beobachtbar sein und damit der verzerrende Einfluß auf die Bestimmung von $\underline{\underline{Z}}$ vermieden werden können. Wie bereits erwähnt, ist diese Annahme allerdings in dicht besiedelten Gebieten häufig nicht zutreffend.

Für den Frequenzbereich der Audiomagnetotellurik bis f = 1 kHz sind solche zeitgleichen Messungen bisher nicht realisiert worden. In Zusammenarbeit mit dem Observatoire Cantonal de Neuchâtel sind dazu erste Versuche unternommen worden, die dann auf Meßkampagnen in der Oberpfalz und der Ostsahara vertieft wurden. Überdies sollten derartige Messungen die Bestimmung anomaler Magnetfelder bei der Untersuchung von Leitfähigkeitsanomalien sowie Aussagen zur räumlichen Kohärenz des anregenden

---

[3] Die Fehlerrechnung für das Remote Reference-Verfahren ist insofern problematisch, als nicht klar ist, worauf sich die Vertrauensbereiche beziehen, da die Felder B_{xr} und B_{yr} an der Referenzstation und damit auch die Übertragungsfunktionen W_{xy} etc. nicht als fehlerfrei angenommen werden können (vgl. Pedersen 1982).

Feldes ermöglichen.

Als wesentliches Problem stellte sich die genaue zeitliche Synchronisierung der beiden Apparaturen dar. Eine ungenaue Synchronisierung äußert sich in einer Phasenverschiebung zwischen den sich entsprechenden Komponenten des Feldes (also etwa B_x und B_{xr}) an Basis- und Wanderstation. Bei einer Frequenz von f = 1 kHz bzw. einer Periodenlänge von T = 1 ms bedeutet ein "akzeptierbarer" Fehler im Phasengang von $\Delta\varphi = \varphi(B_x) - \varphi(B_{xr}) = \pm 1^o$ eine zu fordernde Genauigkeit von $\Delta t \approx 2.8\,\mu s$, was mit den vorhandenen Mitteln nicht zu erfüllen war. Die Synchronisierung erfolgte bei den Messungen in Deutschland über DCF 77-Zeitzeichenempfänger der Fa. HOPF-Elektronik; in der Sahara, wo diese Signale nicht mehr zu empfangen waren, wurden beide Stationen mit Hilfe von UKW-Funkgeräten, die fest in den Meßfahrzeugen installiert waren, getriggert. Dabei ist zu beachten, daß - bedingt durch die Laufzeit elektromagnetischer Wellen - bei einer Entfernung von z. B. 30 km bereits eine Zeitverschiebung zwischen beiden Stationen von $\Delta t = 100\,\mu s$ entsprechend einer Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = 36^o$ bei einer Sondierungsfreuenz von f = 1 kHz auftritt.

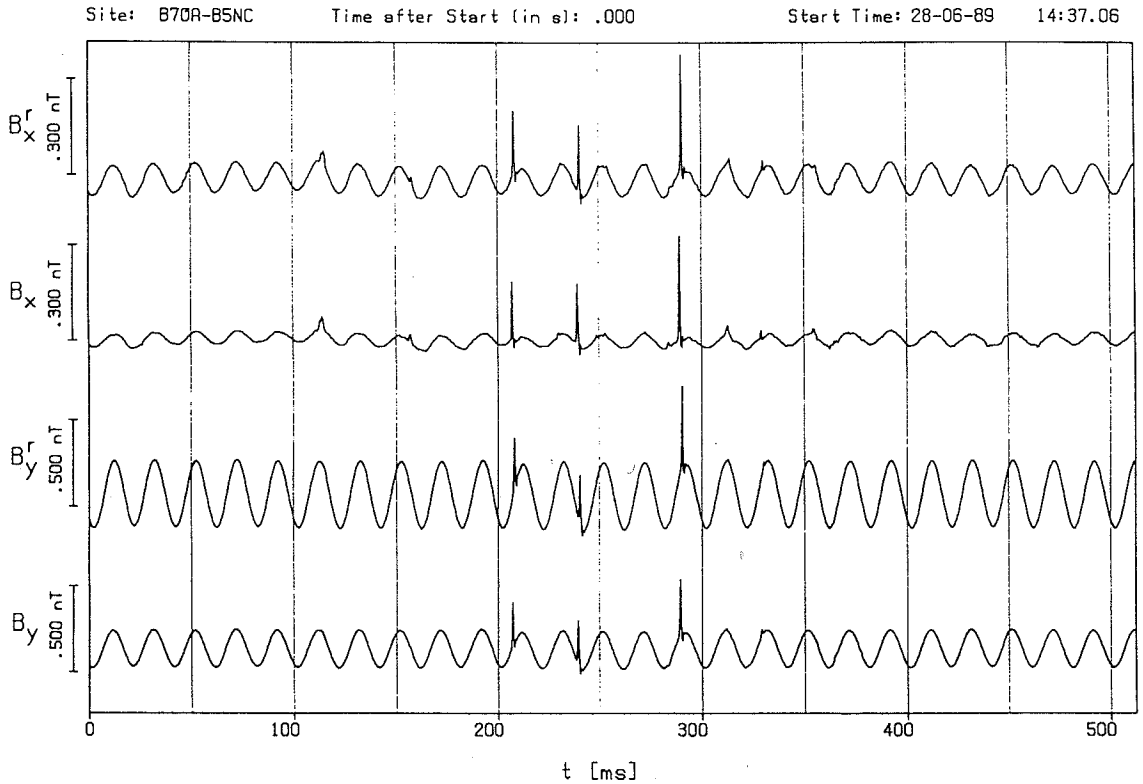
Auf diese Weise konnte nur eine Synchronisationsgenauigkeit von einigen ms erreicht werden. Dieser Fehler bezieht sich allerdings nur auf die Startzeit der Registrierungen, ein unterschiedlicher zeitlicher Gang während der Aufzeichnung (etwa bedingt durch Ungenauigkeiten der steuernden Timer-Bausteine) konnte bei Labormessungen nicht festgestellt werden. Das gewählte Registrierintervall ist für den AMT-Bereich lediglich ≈ 37 s lang, was bei einer Abtastrate von $f_s = 2$ kHz einer Datenmenge von 72 × 1024 Werten bei 5 Kanälen entspricht. Im längerperiodischen Bereich (entsprechend einem Registrierintervall von mehreren Stunden) ist jedoch eine - in Labormessungen ermittelte und als linear interpolierte - Gangkorrektur anzubringen. Dafür entfällt hier das Problem der Synchronisierung.

Da der zeitliche Fehler zwischen beiden Stationen lediglich die gemeinsame Startzeit betrifft, kann der entstehende Phasenfehler $\Delta\varphi$ leicht korrigiert werden. Unter der Voraussetzung einer quasihomogenen Anregung und eines identischen Untergrundes an beiden Stationen ist $\Delta\varphi$ eine lineare Funktion der Frequenz:

$$\Delta\varphi(f) = a f + b , \qquad (4.15)$$

wobei der Koeffizient a durch lineare Regression bestimmt wird. Bei einem angenommenen Fehler von z. B. $\Delta t = 1$ ms ist $a = 0.36^o/\text{Hz}$. Die Bestimmung einer Ausgleichsgeraden wird erschwert, wenn - wie unter realen Meßbedingungen fast immer - die Leitfähigkeitsverteilungen im Untergrund beider Stationen verschieden sind und wenn stark streuende Daten vorliegen. Im Idealfall sollte die Konstante b = 0 sein.

Strenggenommen ist dieses Verfahren allerdings nur anwendbar, wenn eine feste Phasenbeziehung zwischen zwei Meßorten besteht, wie es z. B. bei den Schumann-Resonanzen als stehenden Wellen oder bei einer unidirektionalen Anregung angenommen



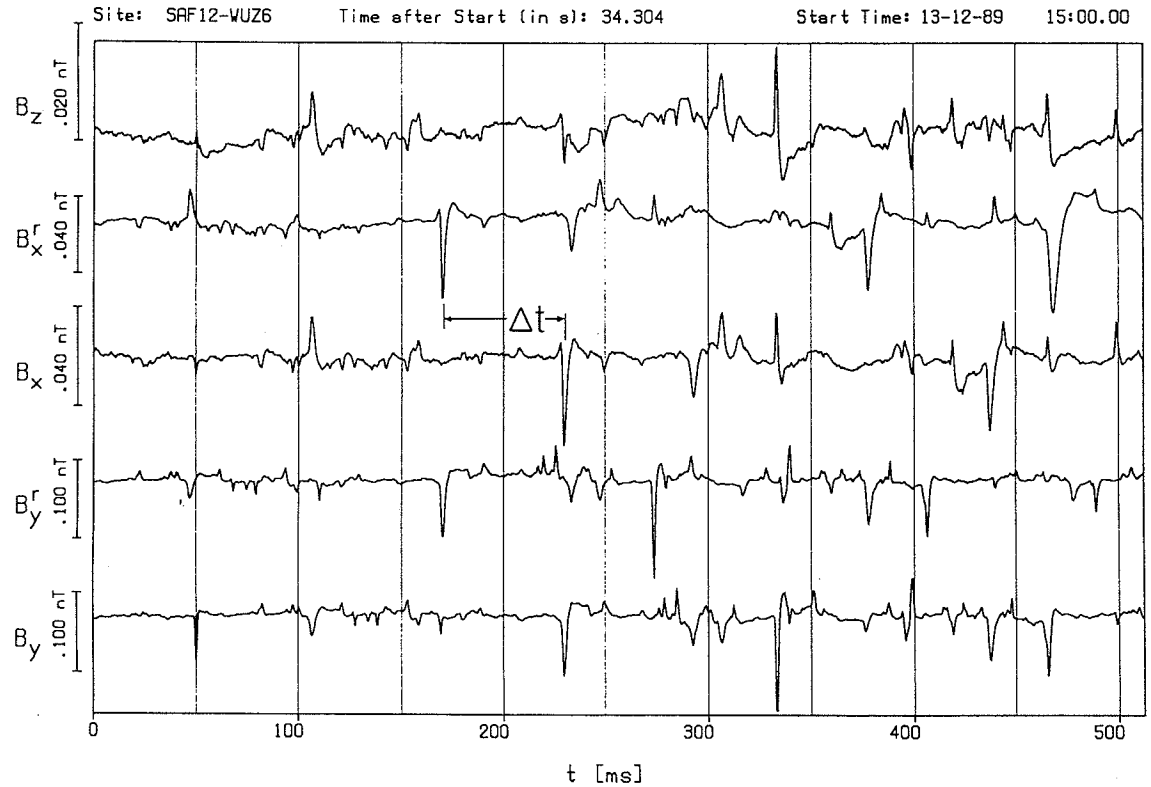


Abb. 4.4a (oben): Zeitreihen der magnetischen Horizontalkomponenten an den Stationen B7 (B_x, B_y) und B5 (B_{xr}, B_{yr}) in der Oberpfalz. Die Zeitreihen an B 5 sind um ≈ 1 ms gegenüber B 7 verschoben.

Abb. 4.4b (unten): Ungestörte AMT-Zeitreihen (magnetische Horizontalfelder) aus der Ostsahara. In SAF 12 zusätzlich Registrierung der Vertikalkomponente. Entfernung von WUZ 6 ≈ 25 km. Verschiebung ≈ 55.5 ms.

werden kann. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, ist die letztere Annahme bei einzelnen Ereignissen (Blitzen) fast immer erfüllt. Im zeitlichen Mittel gilt dies nicht mehr und die Bestimmung der Koeffizienten nach (4.15) wird u. U. stark fehlerbehaftet bzw. ganz unstabil.

Zur Illustration der Vorgehensweise seien in Abb. 4.4a und 4.4b zwei Registrierbeispiele aus der Oberpfalz und der Ostsahara gezeigt. Die Stationen B 5 und B 7 in der Oberpfalz lagen etwa 1 km voneinander entfernt auf mesozoischen Sedimenten (Oberkreide) westlich der Fränkischen Linie, die Synchronisierung erfolgte über den Sender DCF 77. Die Notchfilter wurden zu dieser Messung ausgeschaltet, daher wird die Aufzeichnung von 50 Hz-Signalen dominiert, denen Atmospherics überlagert sind. Die Station B 7 lag dabei unmittelbar neben einer Geländestufe, die vermutlich für einen 2D-Effekt in der magnetotellurischen Registrierung verantwortlich ist (s. Leonhardt 1987 und Schulte 1990).

Beide magnetischen Horizontalkomponenten (B_x, B_{xr}) und (B_y, B_{yr}) - das gleiche gilt für das hier nicht gezeigte tellurische Feld - sind außerordentlich gut miteinander korreliert (Abb. 4.5a), das Differenz-Phasenspektrum zeigt jedoch die den Originaldaten zunächst nicht unmittelbar zu entnehmende zeitliche Verschiebung zwischen Basis- und Wanderstation bei hohen Frequenzen (Abb. 4.5b). Mit Hilfe der Kreuzkorrelation (Press et al. 1989) zwischen den Zeitreihen x(t) und y(t):

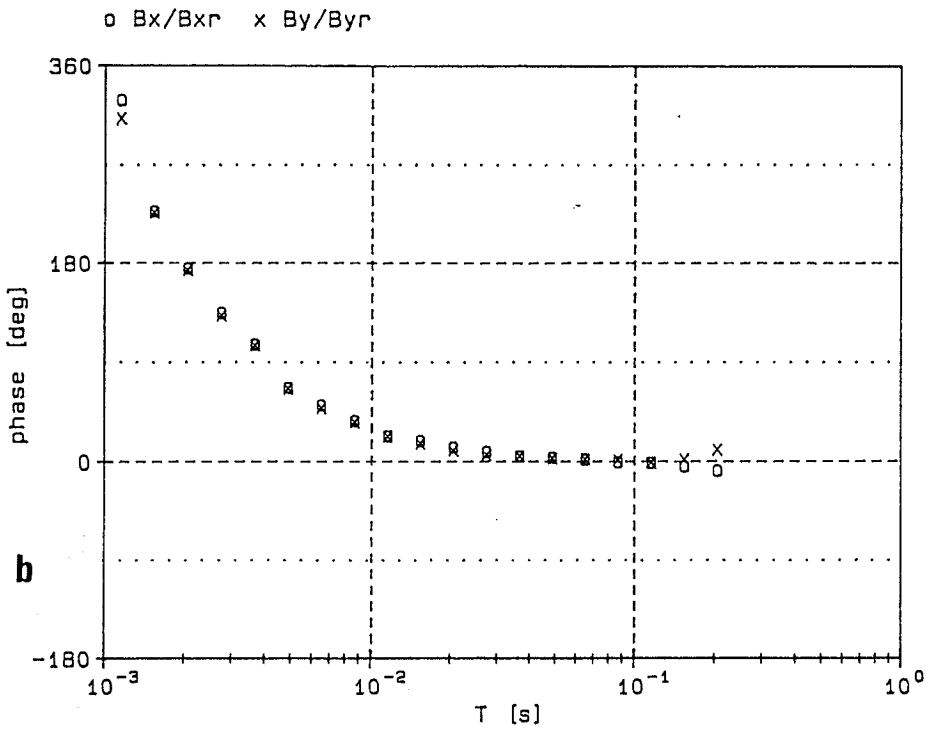
$$\Gamma^L_{xy} = \sum_{k=0}^{N-1} x_{L+k} y_k \qquad (4.16)$$

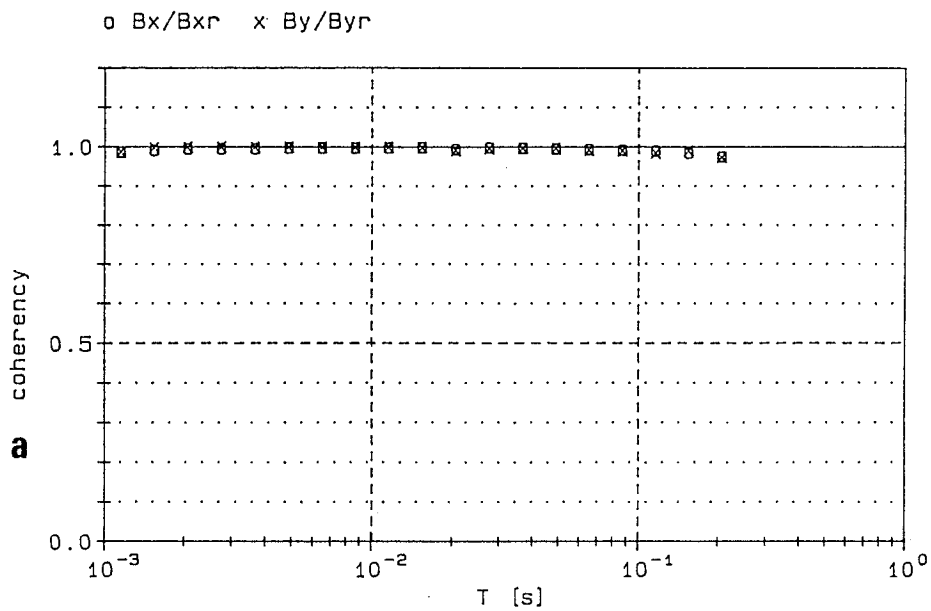
(mit L = lag, Verschiebung) wird zunächst der Versatz eine Zeitreihe gegenüber der Referenz (z. B. B_x und B_{xr}) grob bis auf den Digitalisierungsabstand Δt_s genau ermittelt. Ist der Versatz größer als N = Anzahl Datenpunkte eines Registrierintervalls (ein in der Praxis kaum vorkommender Fall), wird der Datensatz einer Station im Speicher des Rechners soweit verschoben, daß korrelierte, AMT-Signalen eigentümliche Spitzen der beiden Zeitreihensätze aufeinander zu liegen kommen. Ein noch vorhandener, linearer Phasengang kann nun durch Bestimmung des Faktors a für jede Richtung - wie oben beschrieben - entfernt werden (Abb. 4.5c). Er berechnet sich in diesem Fall zu:

$$a_x = (0.366 \pm 0.005)^\circ/\text{Hz} \quad \text{für} \quad B_x/B_{xr} \quad \text{und}$$
$$a_y = (0.366 \pm 0.003)^\circ/\text{Hz} \quad \text{"} \quad B_y/B_{yr}\,.$$

Die Kreuzkorrelation für dieses Beispiel ist in Abb. 4.6a dargestellt.

Das Verfahren arbeitet auch dann noch, wenn wie in Abb. 4.4b die Zeitreihensätze einen sehr großen zeitlichen Versatz aufweisen. Hierbei handelt es sich um die Stationen SAF 12 und WUZ 6 aus dem Nordsudan (s. Kap. 7), die etwa 25 km voneinander entfernt lagen. Eine Funktriggerung war über diese Entfernung nicht mehr möglich; statt dessen wurden die - ungenaueren - internen Echtzeit-Uhren der Mikrocomputer benutzt, was die sehr große Verschiebung von $\Delta t \approx 55.5$ ms, erhalten aus der Kreuzkorrelation (Abb. 4.6b), erklärt. Nach Abzug dieser Vorkorrektur (Abb. 4.7b) wurden die





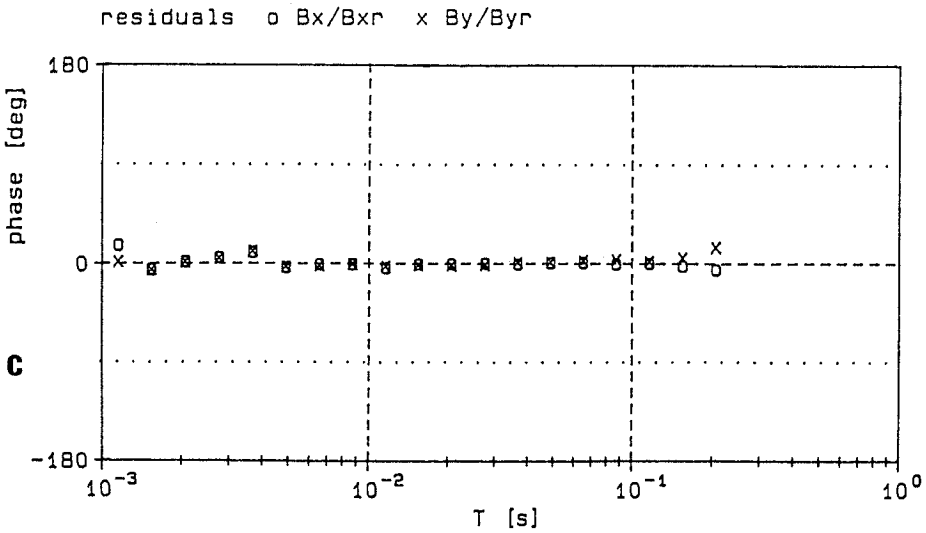
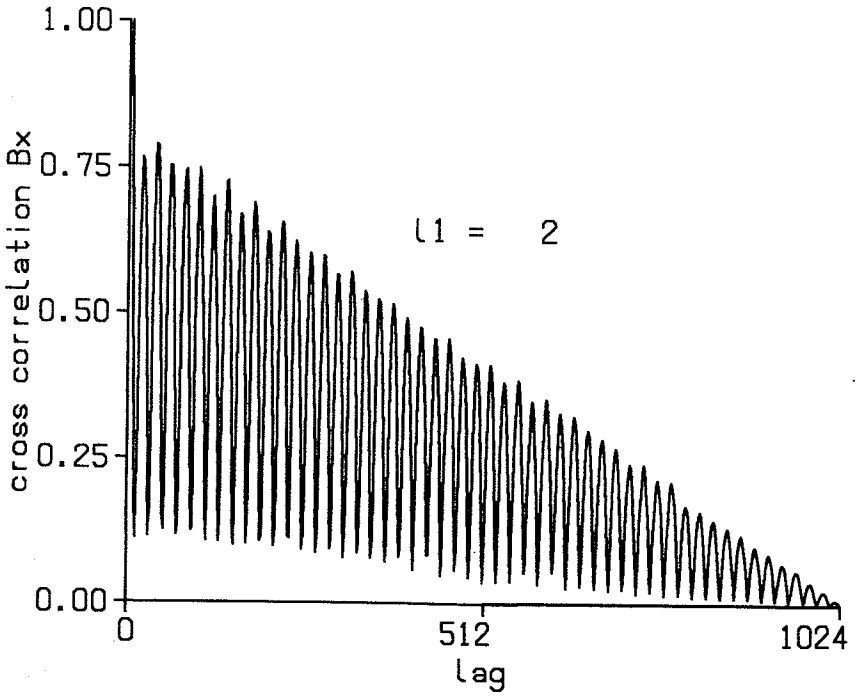


Abb. 4.5: (a) Univariate Kohärenzen zwischen den magnetischen Horizontalkomponenten an den Oberpfalzstationen B 7 (B_x/B_y) und B 5 (B_{xr}/B_{yr}).

(b) Phasendifferenz $\Delta\varphi$ der Zeitreihen an B 7 und B 5 mit Versatz der Startzeit um $\Delta t \approx 1$ ms.

(c) $\Delta\varphi$ nach Abzug der Ausgleichsgeraden (s. Text).



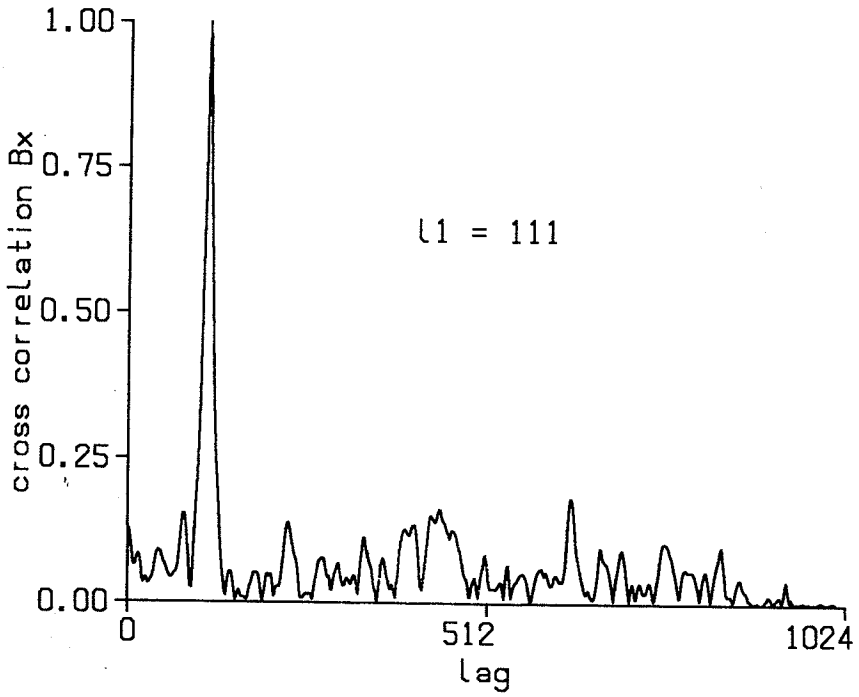
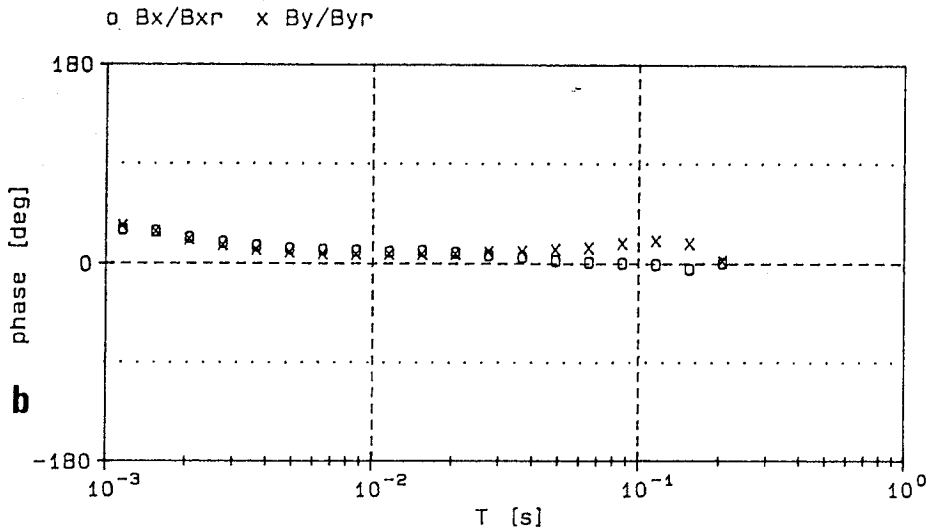
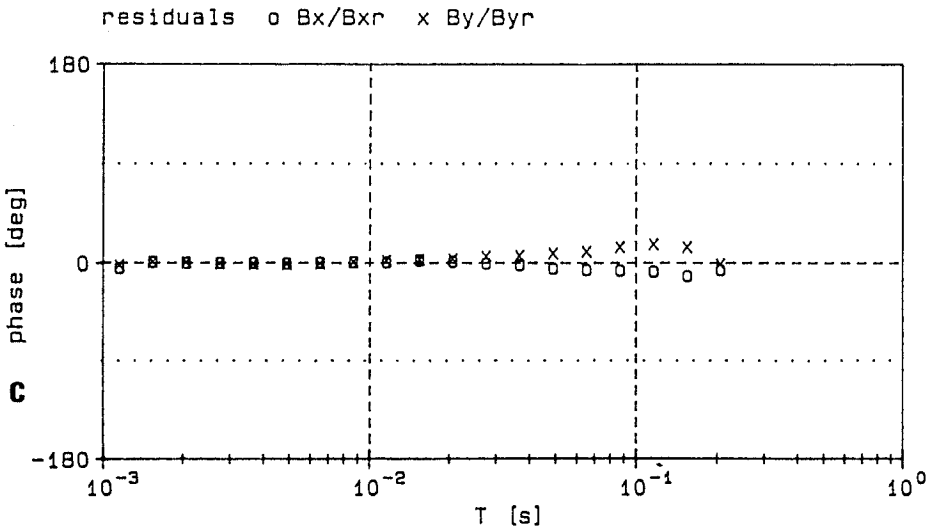


Abb. 4.6a (oben): Normierte Kreuzkorrelation der magnetischen Nordkomponenten an den Stationen B 5 und B 7. Der oszillierende Character und langsame Abfall für große Lags ist durch die quasi-sinusförmigen Schwingungen bedingt (Abb. 4.4). Der Versatz beträgt L = 2 Punkte, d. h. 1 ms.

Abb. 4.6a (unten): Normierte Kreuzkorrelation der magnetischen Nordkomponenten an den Stationen SAF 12 und WUZ 6 mit L = 111 Punkten, d. h. 55.5 ms.





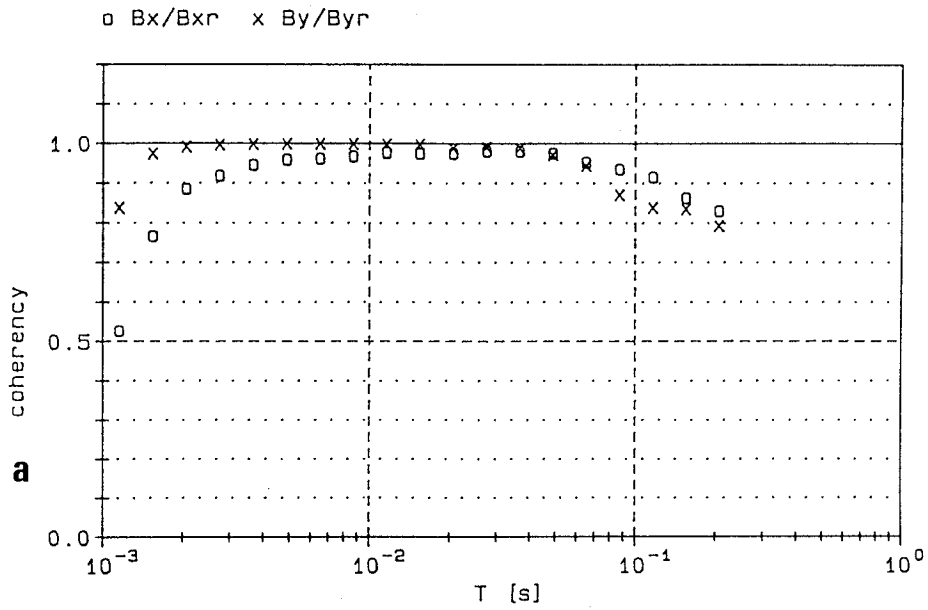


Abb. 4.7: (a) Univariate Kohärenzen zwischen den magnetischen Horizontalkomponenten an den Oberpfalzstationen SAF 12 (B_x/B_y) und WUZ 6 (B_{xr}/B_{yr}).

(b) Phasendifferenz $\Delta\varphi$ der Zeitreihen an SAF 12 und WUZ 6 nach Vorkorrektur der Startzeit um Δt = 55.5 ms.

(c) $\Delta\varphi$ nach Abzug der Ausgleichsgeraden.

Koeffizienten für B_x und B_y bestimmt zu:

$$a_x = (0.0377 \pm 0.0007)^o/Hz \quad \text{für} \quad B_x/B_{xr} \quad \text{und}$$
$$a_y = (0.0329 \pm 0.0008)^o/Hz \quad \text{"} \quad B_y/B_{yr} \; .$$

Die so korrigierte Phasenbeziehung ist in Abb. 4.7c aufgetragen

Erkennbar sind die audiomagnetotellurischen Signale auch über einen größeren räumlichen Abstand sehr gut miteinander korreliert (Abb. 4.7a). Die spektrale Charakteristik von Atmospherics - d. h. das häufige Auftreten hochfrequenter Spitzen, die von einzelnen, näheren Gewittern herrühren (vgl. das vorherige Kapitel) - erleichtert in einem solchen, extremen Fall das Verschieben der Zeitreihen. Ähnlich dem vorherigen Beispiel lag die Basisstation SAF 12 an einer Leitfähigkeitsanomalie. Hier wurde auch die magnetische Vertikalkomponente B_z aufgezeichnet (Abb. 4.4b). Die großen Amplituden von B_z werden erklärt durch eine auch an der Oberfläche sichtbare tektonische Störung (s. Kap. 8). Wie erwähnt, ist hier das Verfahren zur Bestimmung der Phasenkorrektur für hohe Frequenzen nur eingeschränkt anwendbar.

5 Untersuchung audiomagnetotellurischer Felder

In diesem Kapitel sollen die in der Audiomagnetotellurik gemessenen Felder hinsichtlich ihrer spektralen Eigenschaften, ihrer Abhängigkeit von Beobachtungszeitpunkt und -ort und ihrer Polarisationsrichtung untersucht werden. Da Meßdaten sowohl aus den völlig ungestörten Gebieten der Ostsahara als auch aus Mitteleuropa - wo die natürlichen Signale stets von Störfeldern technischen Ursprungs überlagert sind - vorliegen, sollen die außerordentlich großen Unterschiede dieser Beobachtungsorte dargestellt und Hinweise auf die Durchführbarkeit von AMT-Messungen unter den verschiedenen Bedingungen geliefert werden. Das Schwergewicht liegt dabei auf Untersuchungen im Frequenzbereich $f > 1\,Hz$ (s. auch die Anmerkung auf S. 32)

Am Beginn steht die Beschreibung typischer Spektren audiomagnetotellurischer Zeitreihen, ihrer Variation im Laufe eines Beobachtungsintervalls und - erhalten aus Langzeitmessungen - ihres Tagesgangs. Der spektralen Auflösung der Schumann-Resonanzen ist dabei ein eigener Abschnitt vorbehalten. Polarisationsuntersuchungen wurden hauptsächlich im Zeitbereich durchgeführt; sie sind im vierten Abschnitt beschrieben. Am Schluß des Kapitels werden Ergebnisse der Untersuchungen zur räumlichen Struktur und Kohärenz der Felder, die mit zwei gleichzeitig registrierenden Apparaturen an getrennten Meßpunkten aufgezeichnet wurden, vorgestellt.

5.1 Spektrale Charakteristik von AMT-Signalen

Es sollen zunächst charakteristische Leistungsdichte-Spektren für den im Rahmen dieser Arbeit wichtigsten Frequenzbereich $\approx 2\,Hz < f < 1\,kHz$ der Audiomagnetotellurik dargestellt werden. Die quadratischen Spektren wurden gewählt, da sich Spitzen und Trends im Vergleich zu Amplitudenspektren besser herausheben. Fast alle in diesem Abschnitt untersuchten Sondierungen wurden über einem Untergrund mit nahezu eindimensionaler Leitfähigkeitsverteilung durchgeführt. In der quasihomogenen Näherung - diese gilt, wie in Kap. 3 erwähnt, nur bedingt für künstliche Störungen - ist somit das gemessene horizontale Magnetfeld gleich dem Zweifachen des Primärfeldes (d. h. $B_{gesamt} = 2\,B_{primär}$, vgl. Kaufman & Keller 1981).

In Abb. 5.1 sind die aus 71 vorliegenden Zeitreihen der Komponenten B_x, B_y, E_x und E_y gemittelten, als typisch für Gebiete ohne technische Störeinflüsse anzusehenden Leistungsdichte-Spektren einer Station aus dem Es Safya-Becken im Nordwest-Sudan (s. Kap. 8) in doppelt-logarithmischer Form aufgetragen. Zeitreihen zu dieser Registrierung sind bereits in Abb. 3.12 auf S. 47 dargestellt. Die Notchfilter waren zu dieser Messung - wie bei allen Sondierungen im Sudan - abgeschaltet.

Als wichtigstes Merkmal ist der starke Energieabfall zu hohen Frequenzen zu er-

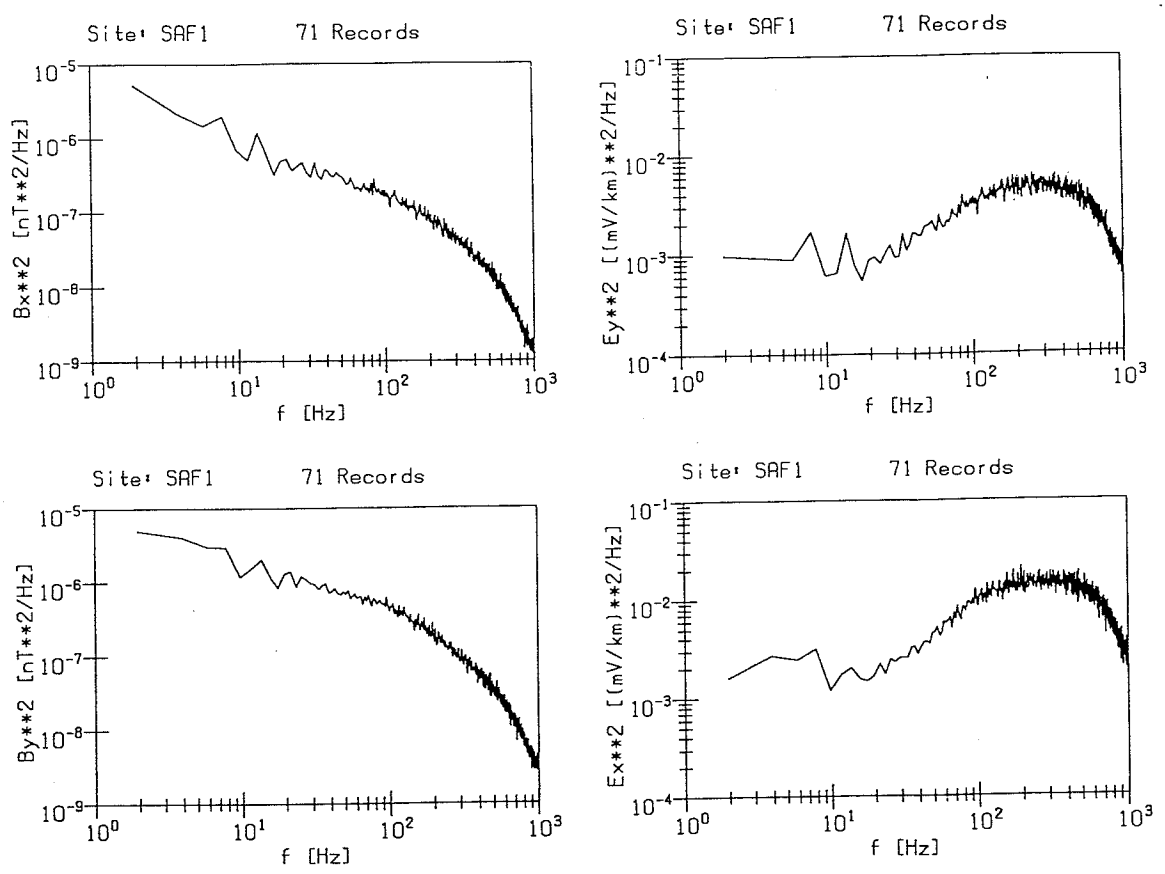


Abb. 5.1: Leistungsdichte-Spektren der magnetischen (links) und tellurischen (rechts) Horizontalkomponenten im Frequenzbereich 2 Hz < f < 1 kHz an der Station SAF 1 (NW-Sudan), gemittelt über die Rohspektren von 71 Zeitreihen.

kennen. Dies korrespondiert mit dem im dritten Kapitel beschriebenen Dämpfungsmaximum des Hohlleiters Erde/Ionosphäre, das bei etwa 2-3 kHz auftritt, und bedeutet eine oftmals schlechte Datenqualität in diesem Bereich (s. Kap. 6). Der unterschiedliche Verlauf der magnetischen und tellurischen Spektren wird durch die Leitfähigkeitsverhältnisse im Untergrund bestimmt: An dieser Station liegt ein sehr guter Leiter (Aquifer) unter einer etwa 180 m dicken, schlechtleitenden Deckschicht.

Die maximale empfangene Energie liegt bei Frequenzen kleiner als einige hundert Hz. Die Schumann-Resonanzen sind nur schwach ausgeprägt und wegen des Frequenzabstandes $\Delta f = f_s/N = 1.953$ Hz (mit der Abtastrate $f_s = 2$ kHz und N = 1024 Werten) nur unvollständig aufgelöst. Die genauere Untersuchung dieses Frequenzbereiches wird im übernächsten Abschnitt erfolgen.

Ein ganz anderes Bild vermittelt Abb. 5.2, die ebenfalls gemittelte Spektren aus dem Bramwald - einem Buntsandsteinrücken westlich des Leinetals bei Göttingen - zeigt. Auch zu dieser Registrierung (siehe Abb. 3.14 auf S. 51) waren die Notchfilter ausgeschaltet; dementsprechend dominieren die Netzfrequenz von f = 50 Hz und die "Eisenbahnfrequenz" von $f = 16^{2/3}$ Hz sowie einige Oberwellen (vgl. dazu Abb. 5.13b auf S. 83). Zu erkennen ist aber auch - wie in Abb. 5.1 - der Abfall der Energie zu kurzen Perioden. Einzelheiten wie die Schumann-Resonanzen sind hier nicht zu erkennen. Die

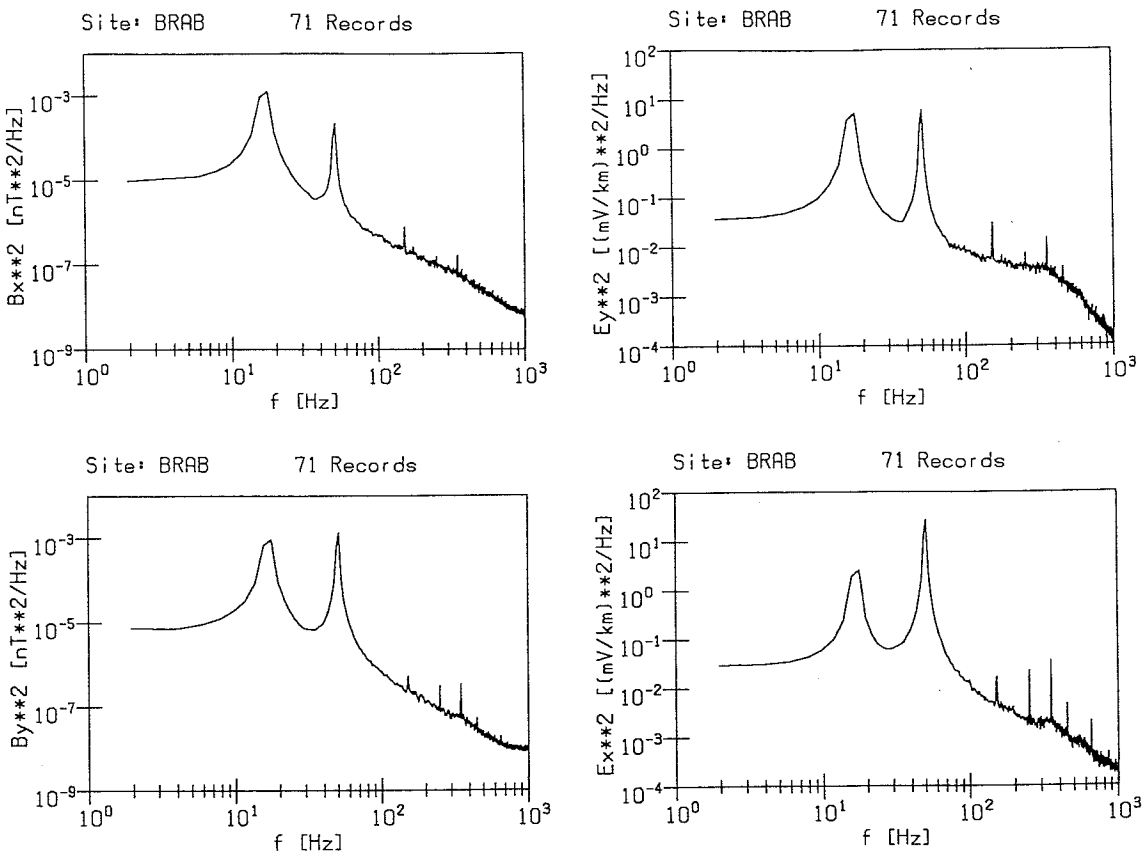


Abb. 5.2: Gemittelte Leistungsdichte-Spektren an einer Station im Bramwald bei Göttingen mit ausgeschalteten Notchfiltern.

spektrale Breite der 50 Hz- und $16^{2/3}$ Hz-Schwingungen ist auf die Zeitreihenlänge von 512 ms für die FFT zurückzuführen; sie sind damit kein ganzzahliges Vielfaches der Grundfrequenz.

Für eine weitere Aufzeichnung wurden die Notchfilter zugeschaltet (Abb. 5.3, hier - wie in den folgenden Abbildungen - wird nur noch eine magnetische mit der zugehörigen tellurischen Komponente gezeigt). Die Grundschwingungen von $16^{2/3}$ Hz und 50 Hz sowie die Oberwelle bei 150 Hz sind nun unterdrückt; statt dessen führen die Notchfilter zu einem Einbruch des Spektrums um teilweise mehr als eine Größenordnung. Die höhe-

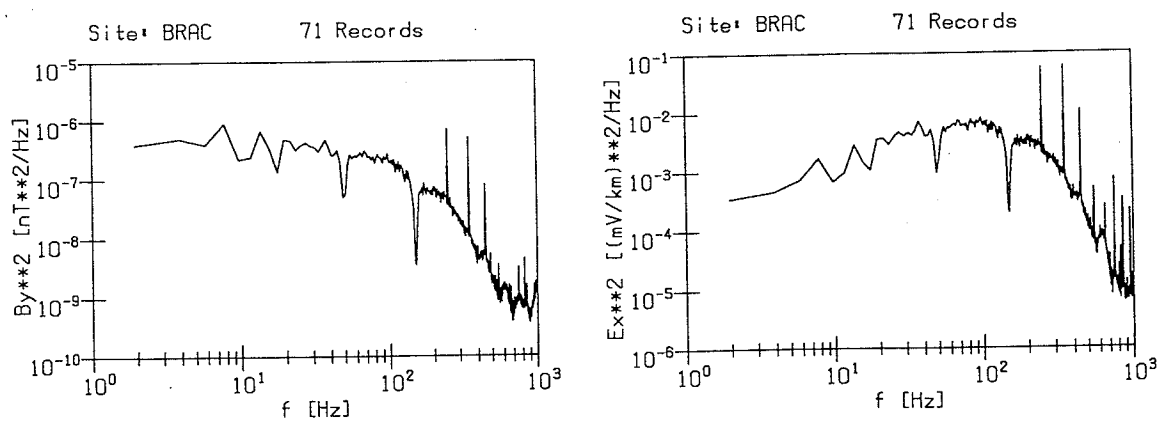


Abb. 5.3: Spektren von B_y (links) und E_x (rechts) an der Bramwald-Station mit eingeschalteten Notchfiltern.

ren, ungeradzahligen Harmonischen von 50 Hz sowie auch die ersten Schumann-Resonanzen treten jetzt deutlich hervor. Besonders in der elektrischen Nordkomponente (E_x) dominieren die Oberwellen bis hin zu 950 Hz; sie sind weniger ausgeprägt in der magnetischen Ostkomponente (B_y). Mit Hilfe des im 4. Kapitel beschriebenen Kammfilters können sie vollständig aus dem Spektrum entfernt werden. Bemerkenswerterweise sind keine Oberwellen der $16^{2/3}$ Hz-Linie zu beobachten. Diese Station - die nächsten Ortschaften liegen einige km entfernt) kann für mitteleuropäische Verhältnisse als nur mäßig gestört angesehen werden.

Ein wiederum anderes Bild zeigt sich an der Station B 5 - auf Sedimenten der Oberkreide - nahe der Fränkischen Linie in der Oberpfalz (Abb. 5.4). Die Leistungsdichte der 50 Hz-Schwingung liegt mehr als 3 Größenordnungen über dem natürlichen Rauschniveau der Atmospherics. Offenbar tritt hier keine Überlast im umgebenden Leitungsnetz auf, so daß damit auch keine Oberwellen der Grundschwingung von 50 Hz zu beobachten sind! In diesem Teil Nordbayerns sind die Eisenbahnen nicht elektrifiziert; das Störspektrum kann tatsächlich als monochromatisch aufgefaßt werden. Die weitere Bearbeitung der Daten dieser Aufzeichnung wird zeigen (Kap. 6), daß diese 50 Hz-Einstreuung für die Qualität der magnetotellurischen Sondierungskurve nicht ins Gewicht fällt.

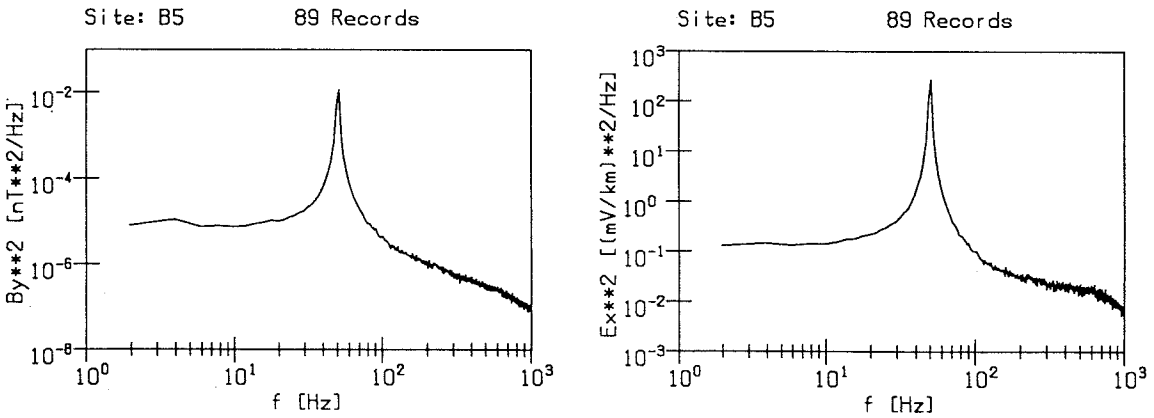


Abb. 5.4: Spektren an der Station B 5 (Oberpfalz) mit ausgeschalteten Notchfiltern.

Im Gegensatz zu den vorhergegangenen Beispielen zeigt Abb. 5.5 das Spektrum einer extrem gestörten Registrierung, entsprechend den Zeitreihen in Abb. 3.12 auf S. 51. Die dort bereits erwähnten Radarimpulse führen zu sehr breiten Maxima im Magnetfeld, die im elektrischen Feld nicht zu beobachten sind. Es sei angemerkt, daß in diesem Frequenzbereich naturgemäß nur die einzelnen Pulse des rotierenden Radars registriert werden können und nicht die - im Mikrowellenbereich liegende - eigentliche Radarstrahlung. Die Station B 10 lag östlich der Fränkischen Linie auf einer vermuteten kristallinen Überschiebungsdecke (Zone Erbendorf-Vohenstrauß) und damit als einzige der in diesem Abschnitt aufgeführten auf einem Untergrund mit nicht eindimensionaler

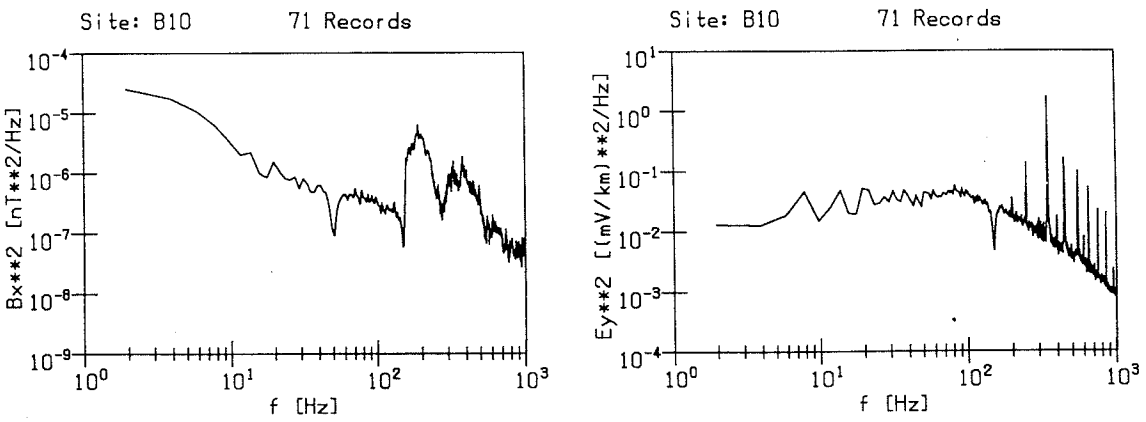


Abb. 5.5: Von Radareinstreuung (ab f ≈ 120 Hz) dominierte Spektren an der Oberpfalzstation B 10.

Leitfähigkeitsverteilung.

In Abb. 5.6 ist schließlich dargestellt, daß die Amplituden der Oberwellen mit zunehmender Ordnung u. U. kaum abnehmen. Es handelt sich um die Station KTB 3, dem Ort der späteren KTB-Hauptbohrung in der Oberpfalz bei Windisch-Eschenbach. Die Frequenzachse ist in diesem Beispiel linear aufgetragen.

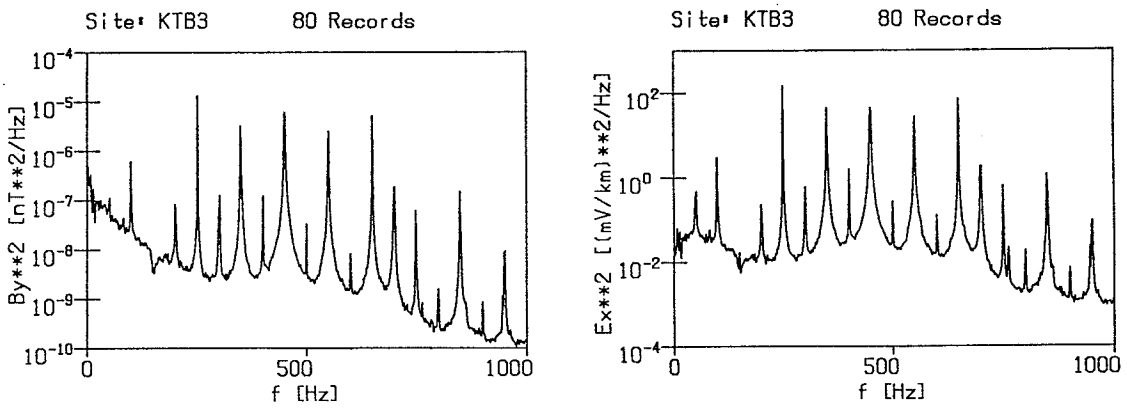


Abb. 5.6: Starke Oberwellen an der Station KTB 3 (Oberpfalz). Die Frequenzachse ist zur besseren Übersicht linear dargestellt.

Der Frequenzbereich f > 1 kHz bereitet für die Bestimmung stabiler magnetotellurischer Übertragungsfunktionen wegen des schon erwähnten Dämpfungsmaximums bei 2-3 kHz erhebliche Schwierigkeiten. Dieses entsprechende Minimum der Anregung ist in Abb. 5.7 deutlich ausgeprägt; es handelt sich um Spektren der in Abb. 3.10 auf S. 44 dargestellten, mit f_s = 20 kHz abgetasteten Zeitreihen der Station SAF 1 im NW-Sudan. Für höhere Frequenzen ist der Wiederanstieg der Energie - entsprechend dem in Kap. 3 erwähnten Absorptionsminimum des Hohlleiters Erde/Ionosphäre bei 10 kHz und dem bei der gleichen Frequenz liegenden Abstrahlungsmaximum von Return-Strokes - deutlich zu erkennen.

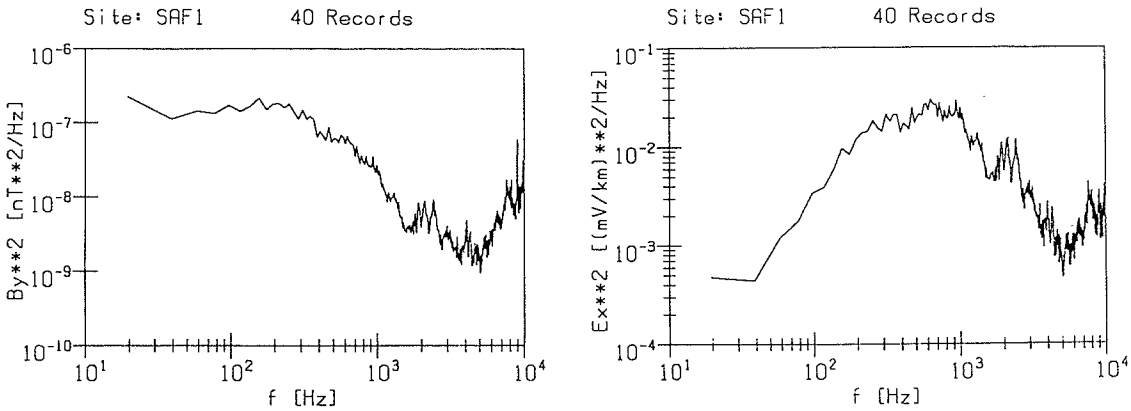


Abb 5.7: Leistungsdichte-Spektren für den hochfrequenten Bereich bis f = 10 kHz an der Station SAF 1 (NW-Sudan).

Für den Frequenzbereich f < 10 Hz ist ein exemplarisches Spektrum - wiederum von der Station SAF 1 - in Abb. 5.8 gezeigt. Deutlich wird der starke Anstieg zu pc 2/pc 3-Pulsationen jenseits des breiten Anregungsminimums bei etwa 3 Hz. Pc 1-Pulsationen sind nicht zu erkennen, wohl aber die erste Schumann-Resonanz bei ≈ 8 Hz. Die Breite

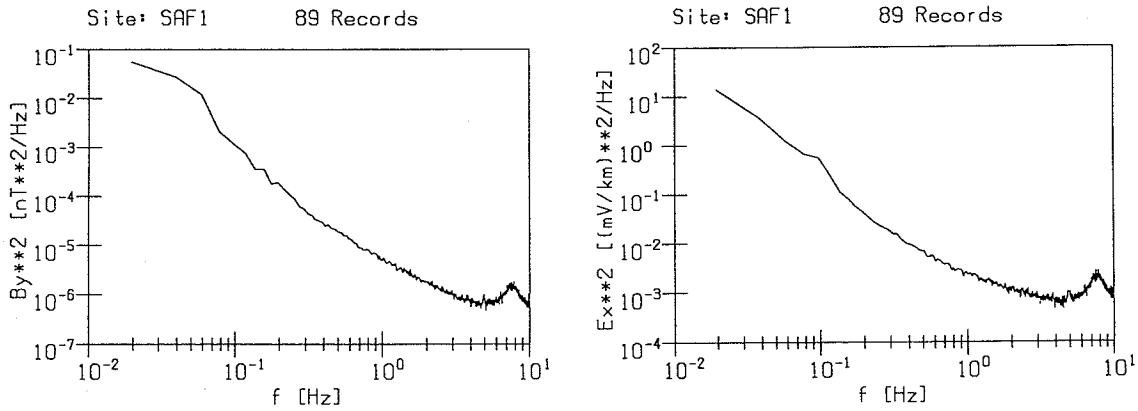


Abb. 5.8: Das langperiodische Spektrum für SAF 1.

dieser Resonanz ist offensichtlich bedingt durch die Überlagerung vieler Einzelschwingungen unterschiedlicher Frequenz während des Registrierabschnitts von insgesamt 36 s (vgl. Abschnitt 5.3). Die spektralen Eigenschaften in diesem Periodenbereich sind für Meßgebiete in Mitteleuropa - bis auf größere Pulsationsamplituden - sehr ähnlich und darum hier nicht mehr gesondert aufgeführt.

Abb. 5.9 zeigt das aus den verschiedenen Registrierintervallen zusammengesetzte Spektrum an der Station SAF 1. Die kleineren Versätze zwischen den Frequenzbereichen rühren daher, das die Registrierungen zu unterschiedlichen Zeiten stattfanden. Die Zeitabhängigkeit audiomagnetotellurischer Variationen ist Gegenstand des nächsten Abschnitts.

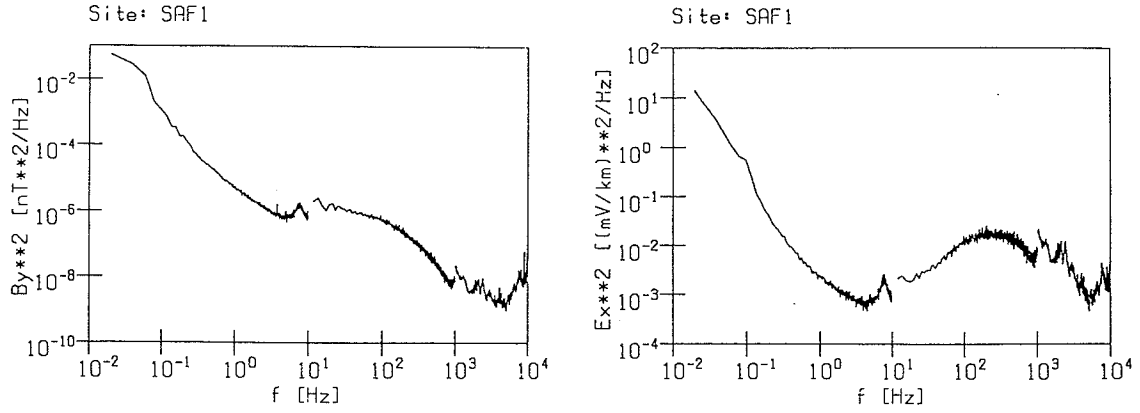


Abb. 5.9: Spektrenmontage der einzelnen Frequenzbereiche für die Station SAF 1.

5.2 Zur Zeitabhängigkeit audiomagnetotellurischer Variationen

Nach den in Kap. 3 beschriebenen Entstehungs- und Ausbreitungsmechanismen sollten die Variationen im Audiofrequenzbereich stark in Abhängigkeit vom Beobachtungszeitraum schwanken, und zwar sowohl hinsichtlich ihrer Polarisation als auch insbesondere in Bezug auf die spektrale Energie. Daß letztere bereits innerhalb des Gesamt-Registrierintervalls (von weniger als t_{ges} = 1 min Länge) erheblich variiert, wird aus Abb. 5.10 deutlich, in der die über alle Frequenzen gemittelte Leistungsdichte für jeden Effekt (d. h. einer Zeitreihe mit N = 1024 Punkten $\hat{=}$ 512 ms), normiert auf das Maximum, aufgetragen ist. Dargestellt sind hier nur die magnetischen Horizontalfelder an der Station SAF 1. Die Maxima in beiden Komponenten sind augenscheinlich nicht

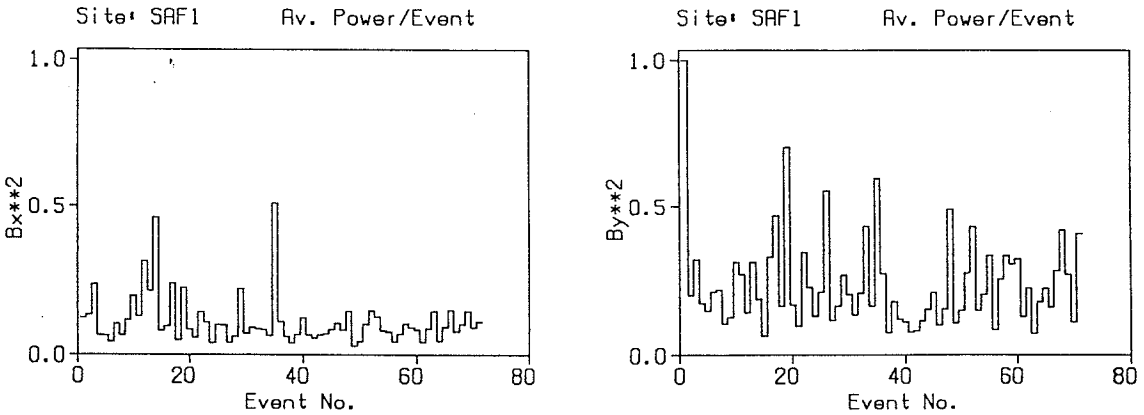


Abb. 5.10: Über alle Frequenzen gemittelte, auf das Maximum Max (B_x, B_y) normierte Leistungsdichtespektren für jeden Effekt (Zeitreihe) in SAF 1. Länge des gesamten Registrierintervalls t_{ges} = 71 × 512 ms ≈ 36.4 s.

miteinander korreliert. Die Ostkomponente ist fast stets größer als die Nordkomponente. Es wird Gegenstand des nächsten Kapitels sein, zu prüfen, inwieweit die geschätzten Übertragungsfunktionen von der Anregungsenergie abhängen.

Wählt man eine ähnliche Darstellung, nun jedoch für einzelne Frequenzbänder, zeigt sich wiederum die Dominanz der Ostkomponente für fast jede Zeitreihe. Die Mittenfrequenzen für die in Abb. 5.11 aufgetragenen Bänder sind f_k = 8.66, 86.6 und 866.0 Hz. Das Band mif f_k = 8.66 Hz umfaßt dabei insbesondere die 1. Schumann-Resonanz. Wie aus Abb. 5.11 ersichtlich wird, liegen die Maxima der Anregung für die ein-

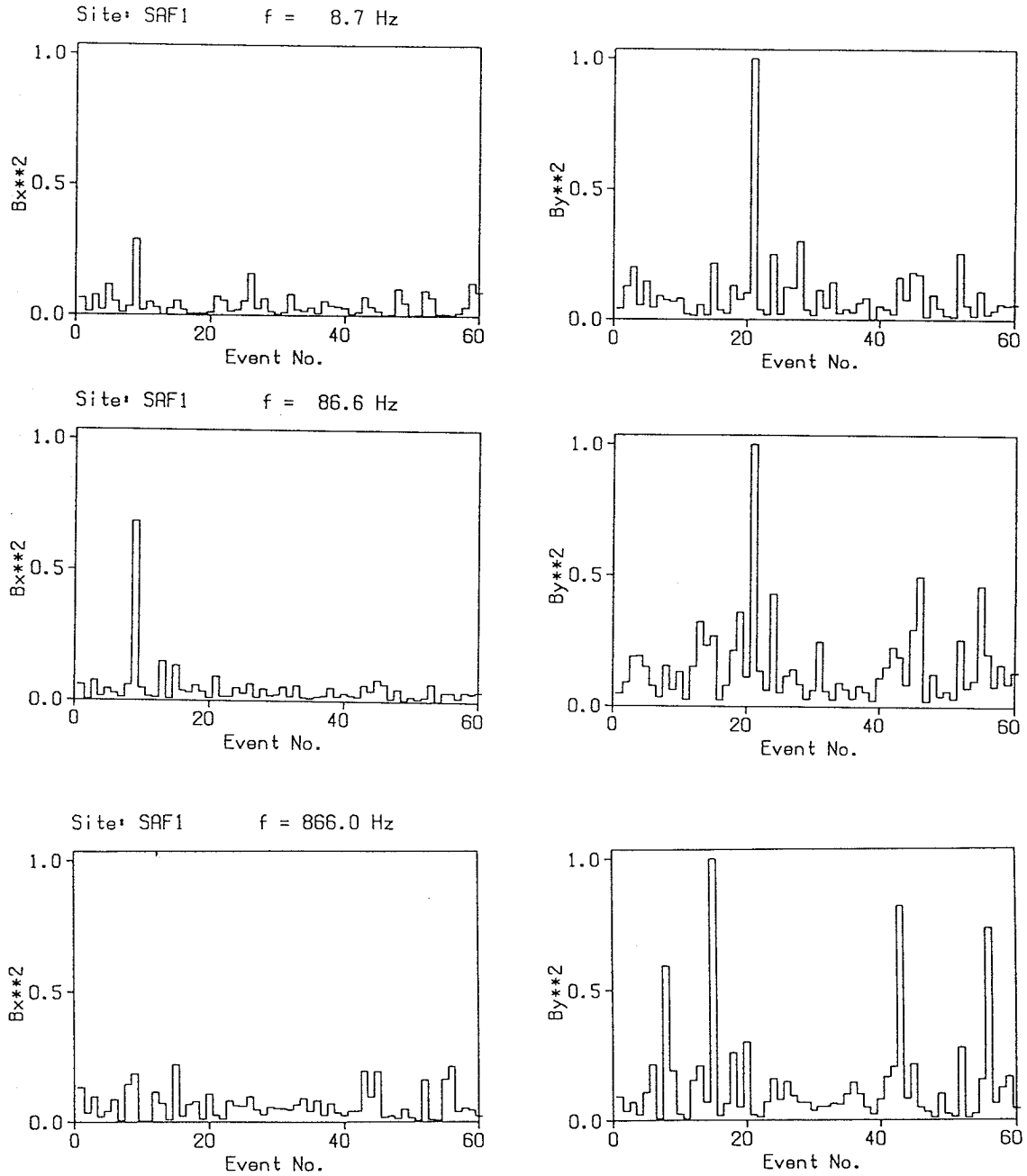


Abb. 5.11: Normierte Leistungsdichtespektren in Abhängigkeit von der Zeit für Frequenzbänder mit den Mittenfrequenzen f_k = 8.66 (Bandbreite $\Delta f \approx 4$ Hz), f_k = 86.6 ($\Delta f \approx 23$ Hz) und f_k = 866.0 Hz ($\Delta f \approx 248$ Hz) in SAF1.

zelnen Frequenzbereiche bei unterschiedlichen Zeiten; dies gilt insbesondere für die niedrigen Frequenzen. Die Erklärung könnte darin liegen, daß die Schumann-Resonanzen ein globales Phänomen darstellen, ihre Quellen somit auch weit entfernt vom Meßort liegen können. Die höherfrequenten Anteile rühren dagegen überwiegend von näheren Quellen (etwa im tropischen Westafrika) her. Darauf soll in einem späteren Abschnitt gesondert eingegangen werden.

Für die Bramwaldstation ergibt sich ein ganz anderes Bild: Abb. 5.12 zeigt die fast kontinuierliche Zunahme der Energie mit der Zeit, die vermutlich auf das Herannahen eines Zuges zurückgeführt werden kann, wie Abb. 5.13 nahelegt. Hier ist die Leistungsdichte für das Frequenzband mit der Mittenfrequenz f_k = 15.4 Hz (welches auch die "Eisenbahnfrequenz" f = $16^{2/3}$ Hz umfaßt) dargestellt. Allerdings ist nun B_x im Gegensatz zu Abb. 5.12 die größere Komponente.

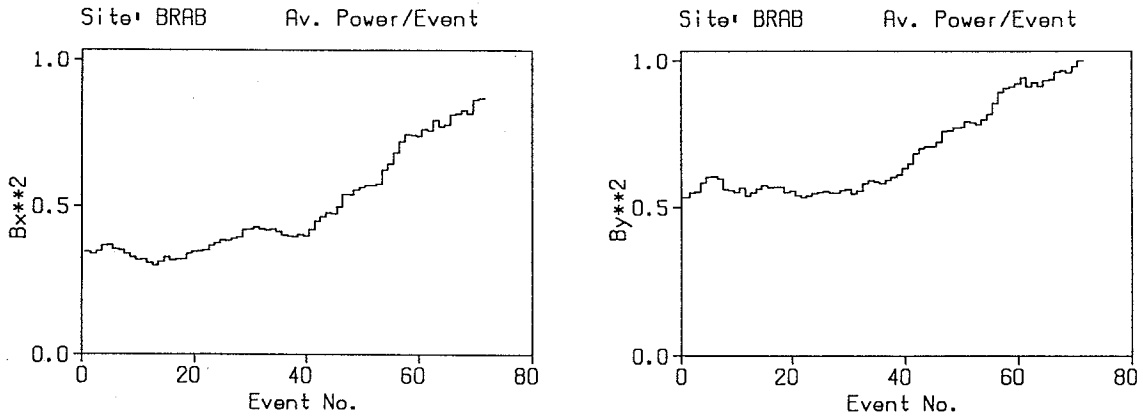


Abb. 5.12: Zeitabhängigkeit der normierten, gemittelten Spektren für die Bramwaldstation, t_{ges} = 36.4 s.

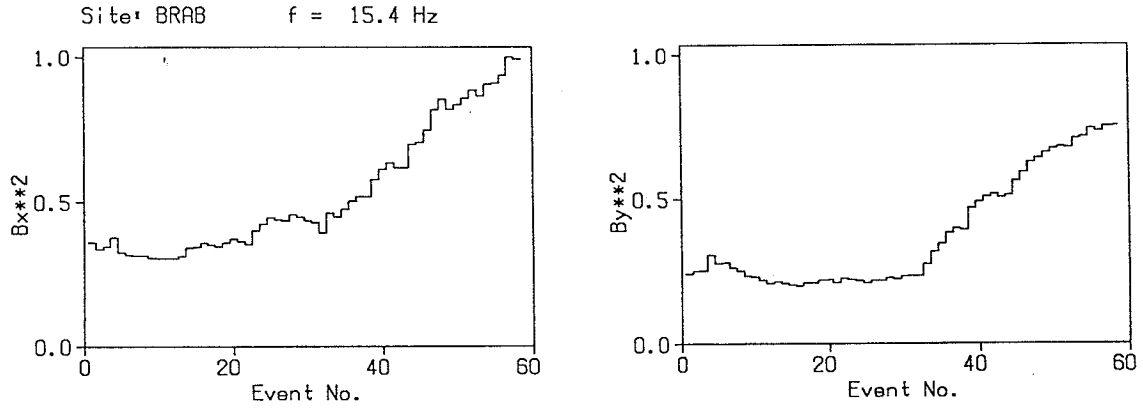


Abb. 5.13: Zeitabhängigkeit der Spektren für das Frequenzband mit f_k = 15.4 Hz ($\Delta f \approx$ 7.8 Hz) an der Bramwaldstation.

Besonders deutlich wird die zeitliche Variation der $16^{2/3}$ Hz-Linie, wenn man wie in Abb. 5.13a einen Ausschnitt aus dem Leistungsdichtespektrum als Funktion der Frequenz für alle aufeinanderfolgenden Registrierintervalle aufträgt. Für den Frequenzbereich f ≈ 4 - 100 Hz sind die Spektren jeweils auf das Maximum der gesamten Regi-

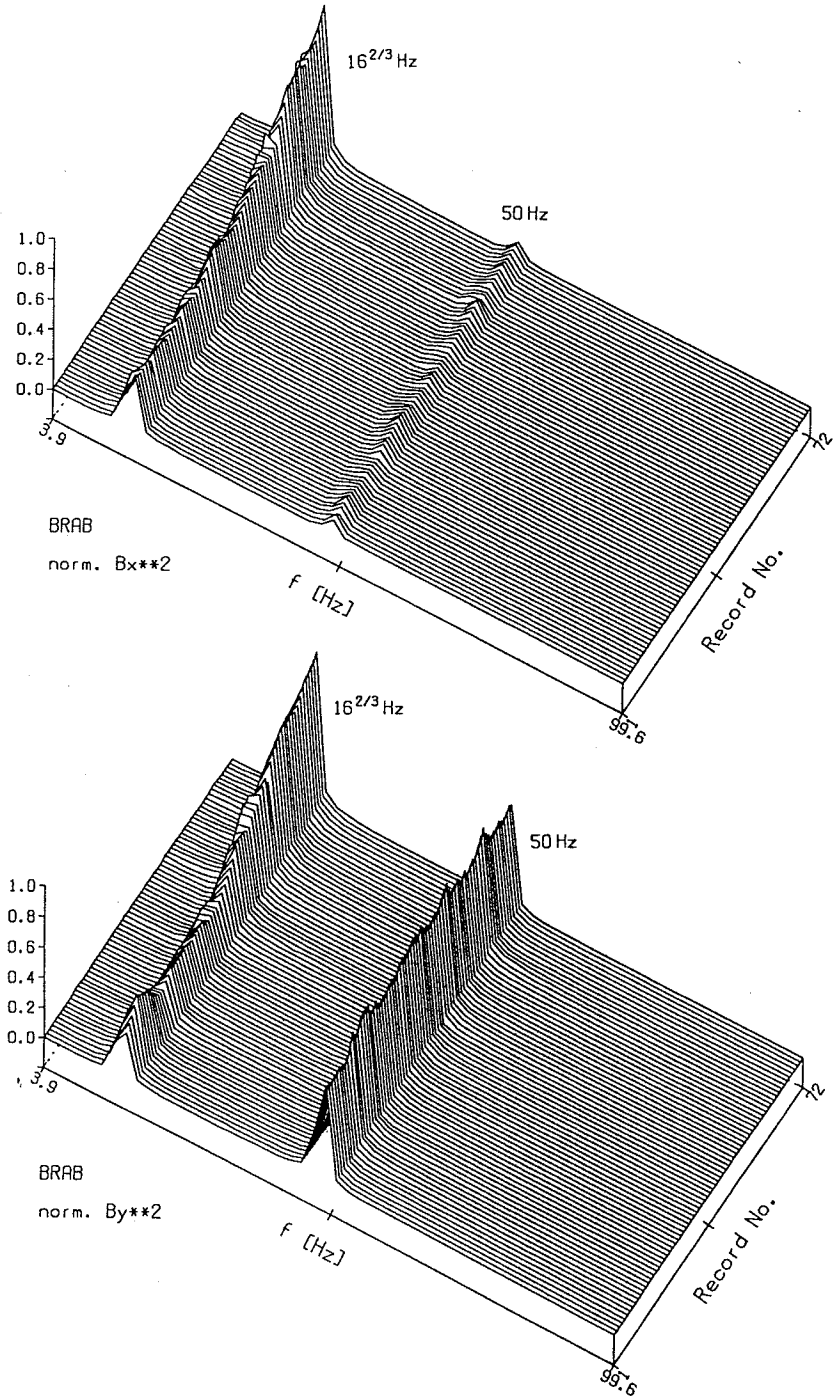


Abb. 5.13a: Normierte Leistungsdichte-Spektren von B_x und B_y als Funktion der Frequenz (f ≈ 4 - 100 Hz) für alle 72 Registrierintervalle (d. h. t ≈ 37 s) an der Bramstation.

strierzeit (t_{ges} = 36.9 s) normiert. Die beiden "Störlinien" bei f = $16^{2/3}$ Hz bzw. 50 Hz dominieren so vollständig, daß z. B. die Schumann-Resonanzen zu keinem Zeitpunkt erkennbar werden.

Die zeitliche Variabilität und Stärke der höheren Oberwellen kommt in Abb. 5.13b zum Ausdruck; hier sind die normierten Spektren von f ≈ 3.9 - 660 Hz an der Oberpfalzstation KTB 3 aufgetragen (der begrenzte Speicherplatz auf einem PC erlaubt nicht die Darstellung des gesamten Spektrums). Die starken Schwankungen der 50 Hz-Harmonischen sind vermutlich auf das Zu- und Abschalten unterschiedlicher Verbraucher zurückzuführen. Aufgrund der eingeschalteten Notchfilter ist in einigen Registrierungen noch Anregung im Bereich der Schumann-Resonanzen zu erkennen.

Um den Einfluß der Tageszeit auf die gemessenen Atmospherics abzuschätzen, wurden mehrmals ganztägige Registrierungen in der Weise durchgeführt, daß zu jeder vollen Stunde 40 Zeitreihensätze aufgezeichnet wurden. Der Umfang dieser Stichprobe ist natürlich sehr begrenzt; eine längere Betriebsdauer ist mit der verwendeten Appara-

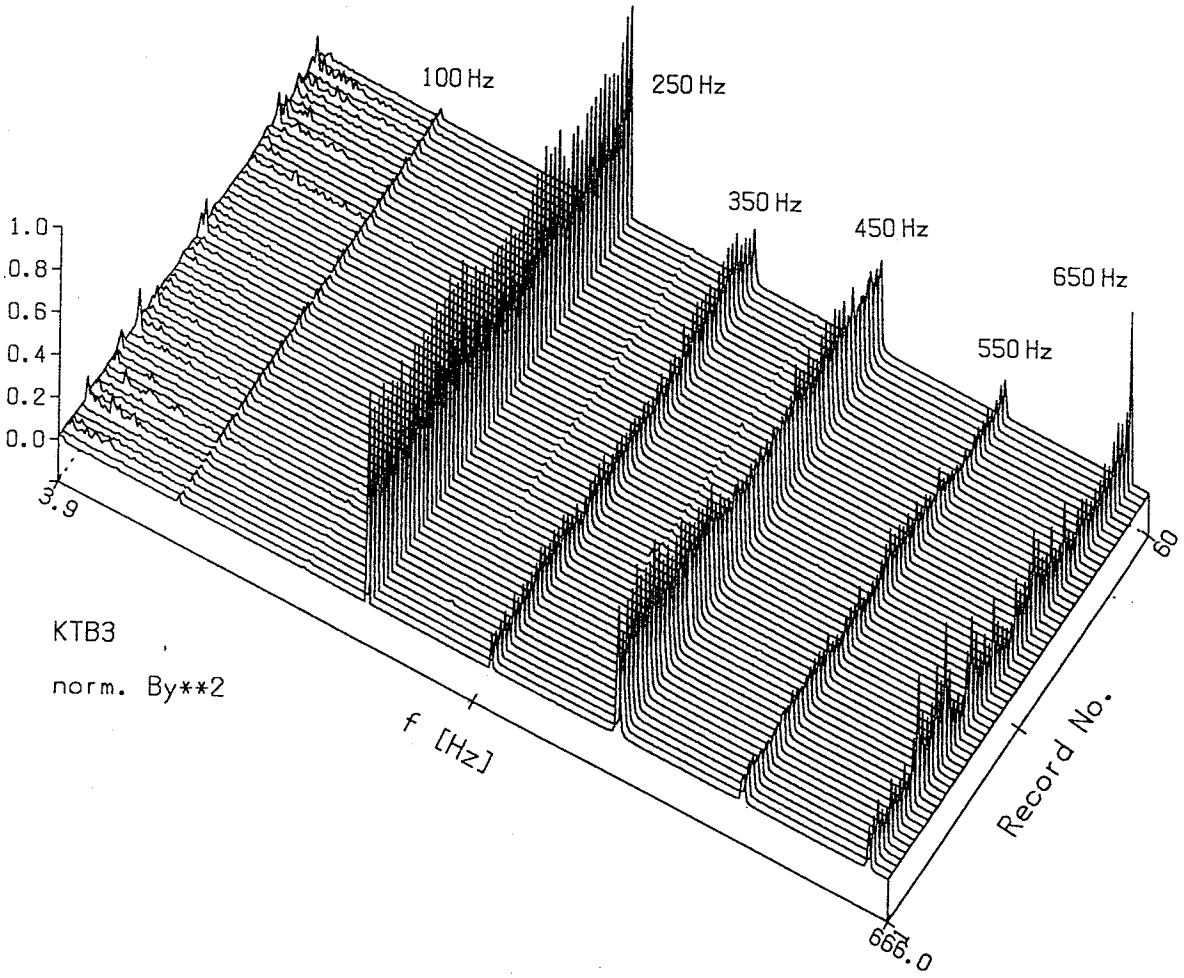


Abb. 5.13b: Oberwellen in den normierten Leistungsdichte-Spektren von B_x und B_y als Funktion der Frequenz (f ≈ 3.9 - 660 Hz) für 60 Registrierintervalle (d. h. t ≈ 31 s) an der Oberpfalzstation KTB 3.

tur aufgrund ihrer hohen Stromaufnahme nicht möglich. Dennoch können einige interessante Schlußfolgerungen gezogen werden und die Darstellungen im 3. Kapitel bestätigt bzw. ergänzt werden.

Abb. 5.14 auf der nächsten Seite zeigt zwei Beispiele aus der Ostsahara, wobei diesmal mittlere Amplituden gegen die Lokalzeit (d. h. UT+2 h) aufgetragen sind. Das obere Teilbild wurde aus Daten, aufgezeichnet Ende November 1986 an der unbewohnten Oase Bir Takhlis in SW-Ägypten, gewonnen, das untere wurde aus Registrierungen Anfang Februar 1988 etwa 20 km vom 6. Nil-Katarakt (Sabaloka-Schlucht N' Khartoum) zusammengestellt. Beide Male ergibt sich das Maximum der Anregung um 23 Uhr in der jeweils wesentlich stärkeren Ostkomponente. In den frühen Morgenstunden sinkt die Anregung stark ab; am Nachmittag steigt sie wieder an. Im zweiten Fall erfolgt dieser Anstieg etwas später.

Die Deutung dieser Zeitabhängigkeit[1] ergibt sich aus der weltweiten Verteilung der Gewitterzentren und den Eigenschaften des Hohlleiters Erde/Ionosphäre (vgl. Kap. 3). Die späten Abendstunden in Nordost-Afrika entsprechen dem lokalen Nachmittag - dem Zeitpunkt der stärksten thermischen Konvektion und damit der stärksten Gewittertätigkeit - im Amazonasbecken in Südamerika; dort herrscht darüber hinaus Regenzeit im Nordwinter. Der Ausbreitungsweg verläuft überwiegend auf der Nachtseite der Erde, dort ist die Dämpfung im allgemeinen am geringsten. Während der frühen Morgenstunden in Nordost-Afrika ist lokaler Nachmittag in einem anderen Gewitterzentrum, der malayischen Inselwelt bzw. Nordaustralien/Melanesien. Da jedoch der Ausbreitungsweg diesmal auf der Tagesseite verläuft, ist wegen der dann stärkeren Absorption die Anregung minimal. Die starken Schwankungen der Intensität in der magnetischen Ostkomponente finden somit eine Erklärung. Für die Nordkomponente würde man ein ausgeprägtes Maximum während des späten, lokalen Nachmittags (Gewitter im Kongo-Bekken bzw. im südlichen Afrika) erwarten. Sein Fehlen ist vermutlich damit zu begründen, das auch hier der Ausbreitungsweg über die Tagesseite verläuft.

Dieser beschriebene Tagesgang der Aktivität, der in ähnlicher Form auch in Mitteleuropa - das nur etwa 20° weiter westlich liegt - zu beobachten ist, hat entscheidenden Einfluß auf die Qualität einer audiomagnetotellurischen Sondierung. Die günstigste Beobachtungszeit wäre somit nachts, die ungünstigste am frühen Morgen. Darauf soll im nächsten Kapitel noch einmal eingegangen werden. Für andere geographische Längen (z. B. in den Amerikas) ergeben sich natürlich andere zeitliche Zusammenhänge. In technisch gestörten Gebieten ist mit einem Anregungsmaximum - das u. U. zu hoher Datenqualität der Sondierung führen kann, wenn der Abstand der "Störquellen" der Fernfeldforderung genügt - während des Tages zu rechnen.

Da der zeitliche Gang der Aktivität bereits innerhalb eines Registrierintervalls für

---

[1] Der Unterschied in der Anregungsstärke - insbesondere die starke Aktivität in den Nachtstunden - ist für den Beobachter an einem Oszilloskop unmittelbar zu erfahren.

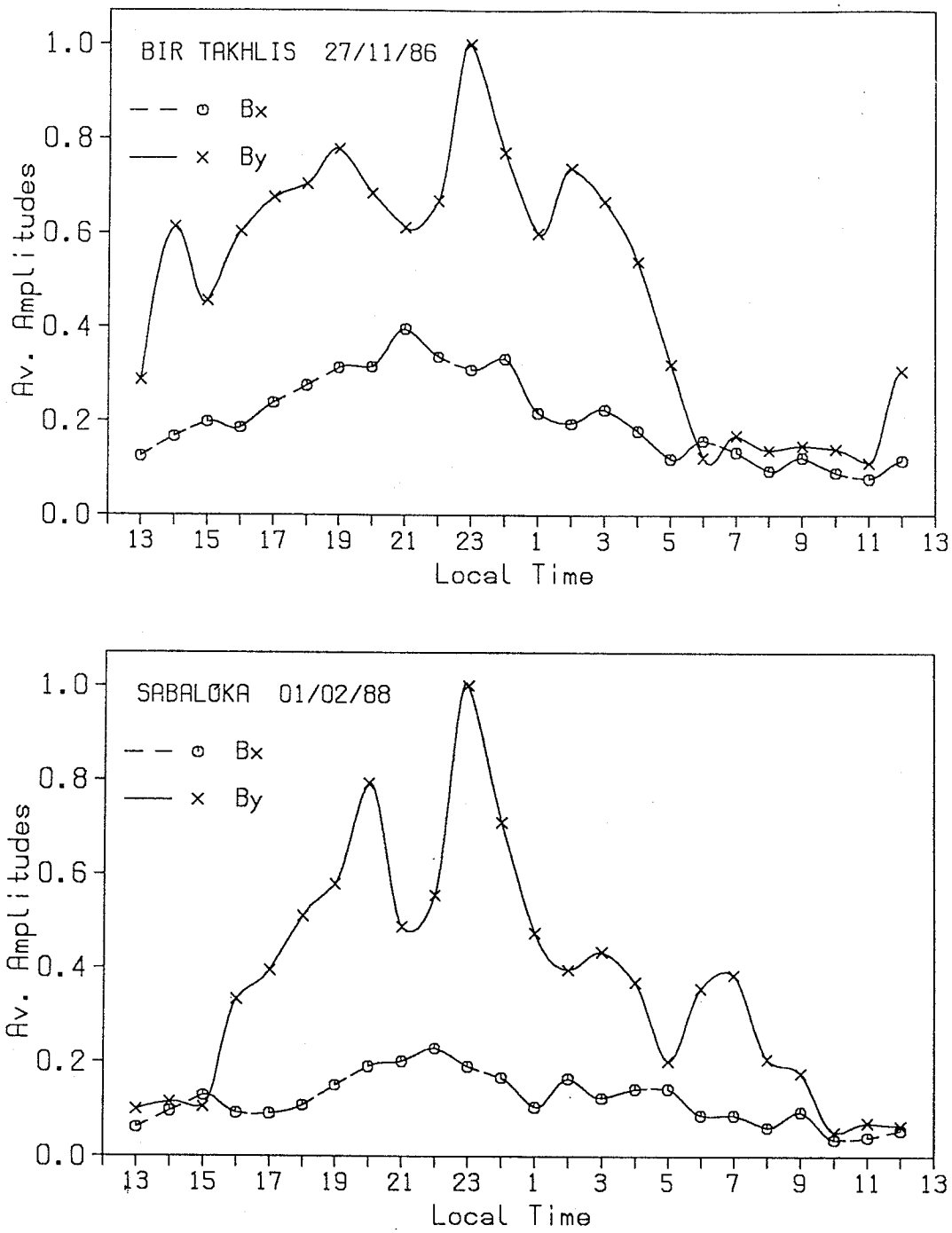


Abb. 5.14: Mittlere, auf das Maximum normierte Amplituden an den Stationen Bir Takhlis (oben) und Sabaloka (unten) in Abhängigkeit von der Lokalzeit. Die Mittelung erfolgte jeweils über alle Frequenzen und die Powerspektren aller Zeitreihen.

die verschiedenen Frequenzbereiche unterschiedlich verläuft, soll nun der Tagesgang - beruhend auf dem Datenmaterial, das die Grundlage für die Abb. 5.14 bildete - in den einzelnen Frequenzbändern untersucht werden. In Abb. 5.15 sind exemplarisch die Leistungsdichtespektren für B_x und B_y in Bir Takhlis aufgetragen, und zwar für die Lokalzeiten 6:00, 12:00, 18:00 und 24:00 Uhr.

5.3 Das Spektrum der Schumann-Resonanzen

In den Spektrendarstellungen des Abschnittes 5.1 sind die Schumann-Resonanzen nur schlecht aufgelöst (bei den Registrierungen mit der Abtastrate f_s = 2 kHz) oder unvollständig (d. h. nur die 1. Resonanz bei Registrierungen mit f_s = 20 Hz) zu erkennen. Eine Tiefpaß-Filterung und Dezimierung (etwa um den Faktor 10) würde im ersten Fall den Datenumfang erheblich vermindern. Daher wurden an einigen Stationen auch Zeitreihen mit einer Abtastrate von f_s = 200 Hz (mit entsprechenden analogen Tiefpässen, s. Kap. 4) aufgezeichnet, was darüber hinaus eine genauere Analyse des Überlappungsbereiches bei f = 10 Hz ermöglichte (Kap. 6).

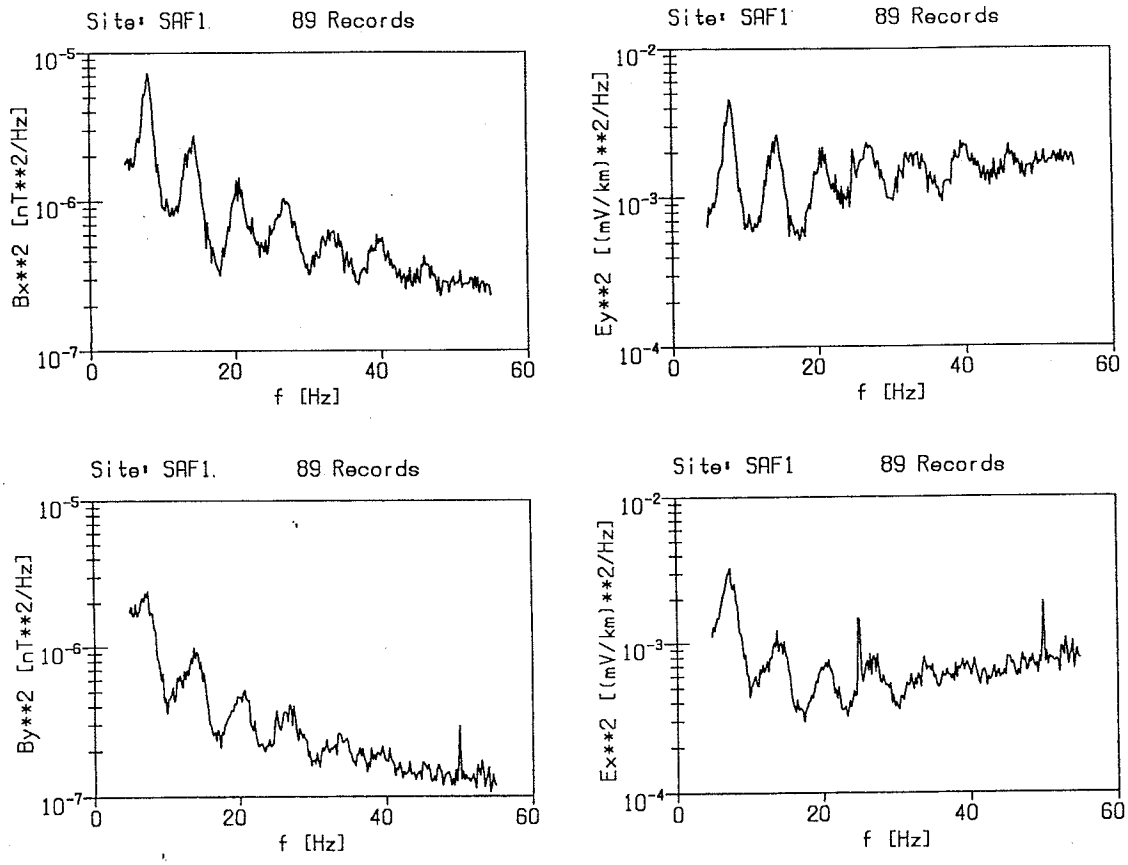


Abb. 5.16: Mittlere Leistungsdichte-Spektren an der Station SAF 1 (f_s =200 Hz), die von Schumann-Resonanzen dominiert werden.

In Abb. 5.16 (Registrierung aus dem Sudan) sind die Schumann-Resonanzen nun deutlich zu erkennen. In allen Kanälen ist die 1. Resonanz dominierend; in B_x (entsprechend E_y) sind 7 Resonanzen hervorgehoben, in der B_y- bzw. E_x-Komponente dagegen nur 5 deutlich ausgeprägt. Der spektrale Peak bei 50 Hz in B_y (E_x) stammt vermutlich von einem in etwa 1 km östlich aufgestellten Generator zum Betrieb der gleichzeitig arbeitenden seismischen Geräte. Bei der dritten Schumann-Resonanz in B_x (E_y) deutet sich eine schwache Feinstruktur (d. h. hier Aufspaltung in zwei Linien) an. Dieser Effekt geht jedoch durch die Mittelung (hier über einen Zeitabschnitt von ca. 7.6 min)

weitgehend verloren.

Zum Vergleich sind in Abb. 5.17 die gemittelten Spektren der Bramwaldstation aufgetragen. Deutlich heben sich hier nur die ersten drei Schumann-Resonanzen hervor. Die Wirkungsweise der Notchfilter ($16^{2/3}$ Hz und 50 Hz) ist in diesem Beispiel gut zu erkennen: Jede Filterstufe ist aus zwei Filtern aufgebaut, deren Kerbfrequenz jeweils geringfügig unterhalb bzw. oberhalb der Frequenzen f = $16^{2/3}$ Hz, 50 Hz und 150 Hz liegt. Damit ist eine ausreichende Unterdrückung auch bei Frequenzschwankungen (bedingt z. B. durch Überlast) gewährleistet.

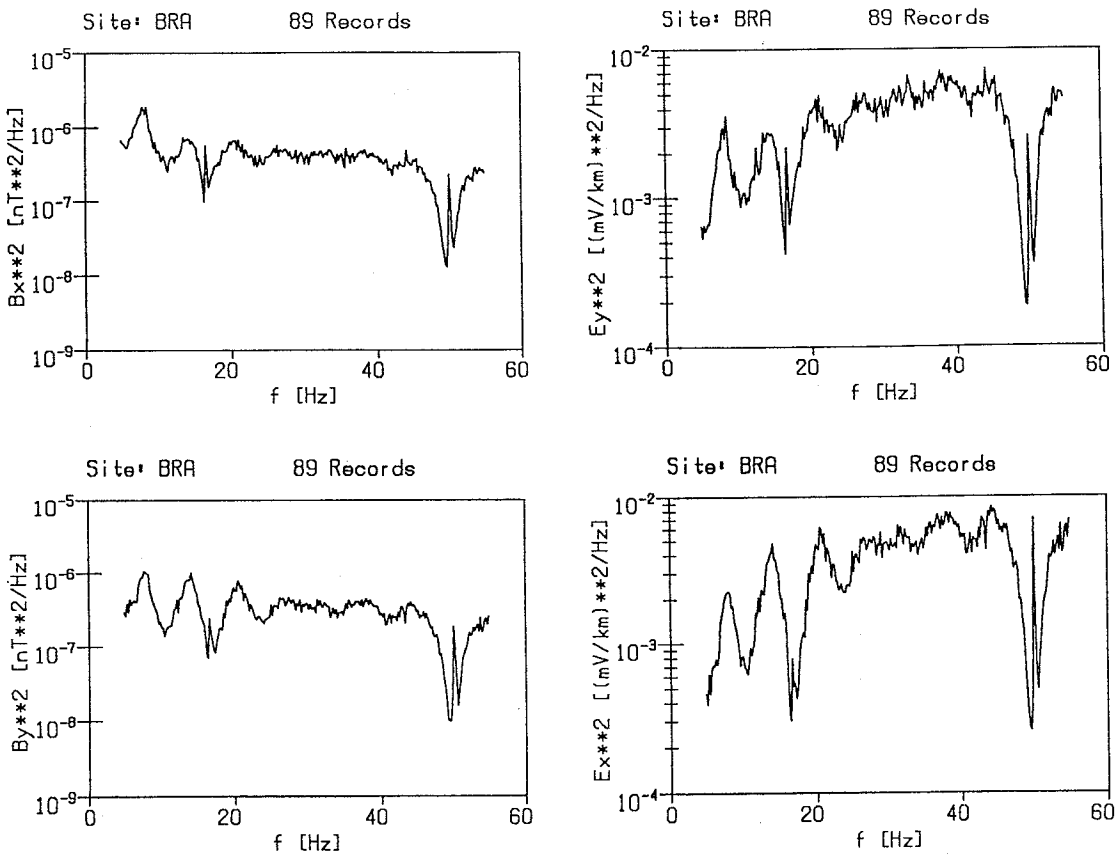


Abb. 5.17: Spektren von Zeitreihen an der Bramwald-Station (f_s = 200 Hz).

Die gesamte Registrierzeit betrug für diese Beispiele (89 Zeitreihen) t_{ges} = 7.6 min. In Abb. 5.18 ist die starke Variation der Anregung im Bereich der Schumann-Resonanzen (insbesondere der Ostkomponente) während dieser Zeitspanne sichtbar; hier sind wie im vorherigen Abschnitt die Leistungsdichte-Spektren - normiert auf das Maximum während des gesamten Zeitintervalls - als Funktion von Frequenz und Zeit (d. h. fortlaufende Nummer der Intervalle zu je 1024 Punkten) für die Station SAF 1 aufgetragen. Für die Bramwaldstation ergibt sich ein ähnliches Bild (Abb. 5.19). Dargestellt ist jeweils der Bereich der ersten vier Resonanzen (f = 5 - 30 Hz).

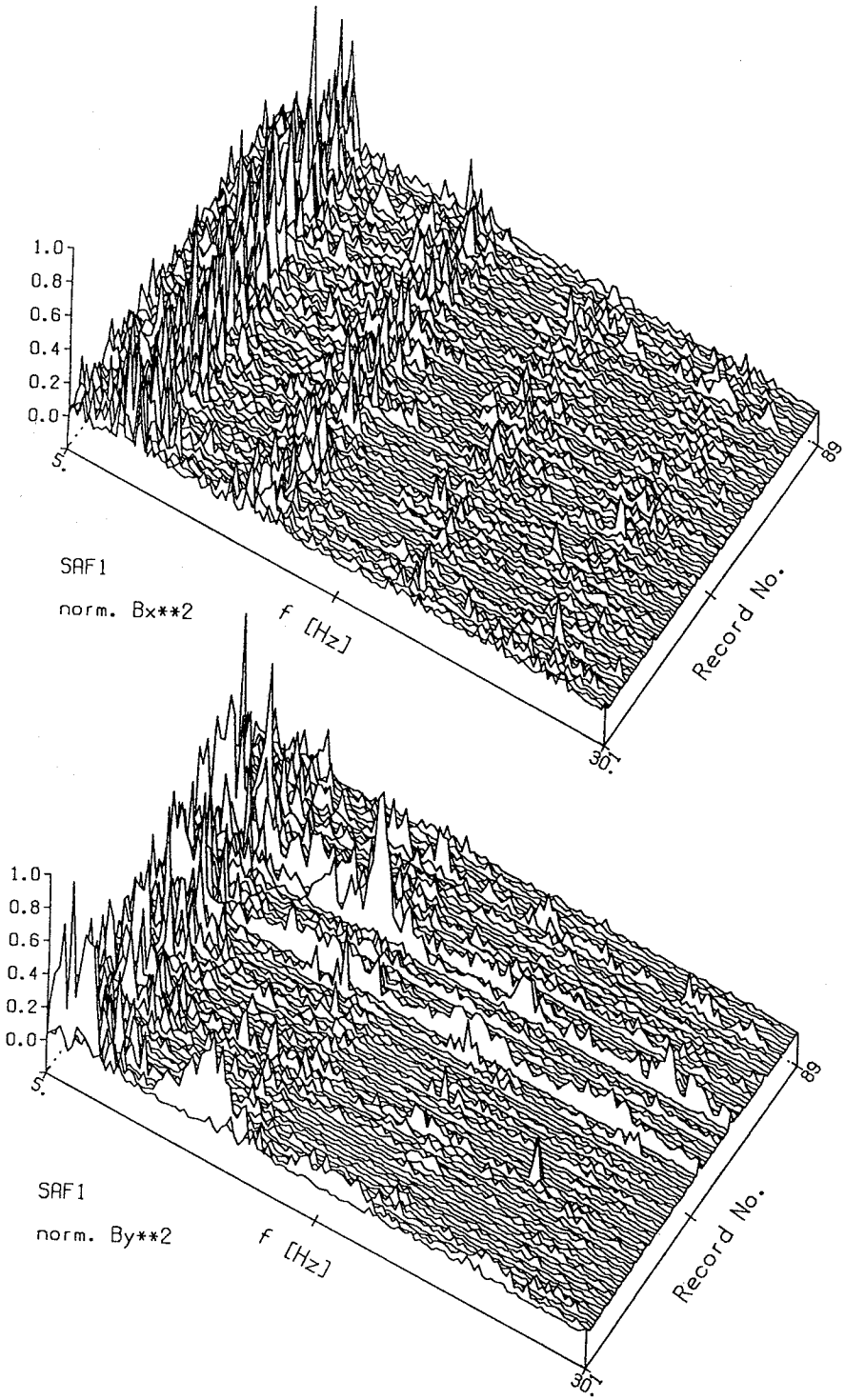


Abb. 5.18: Normierte Leistungsdichte-Spektren von B_x und B_y als Funktion der Frequenz (f = 5 - 30 Hz) für alle 89 Registrierintervalle an der Station SAF 1.

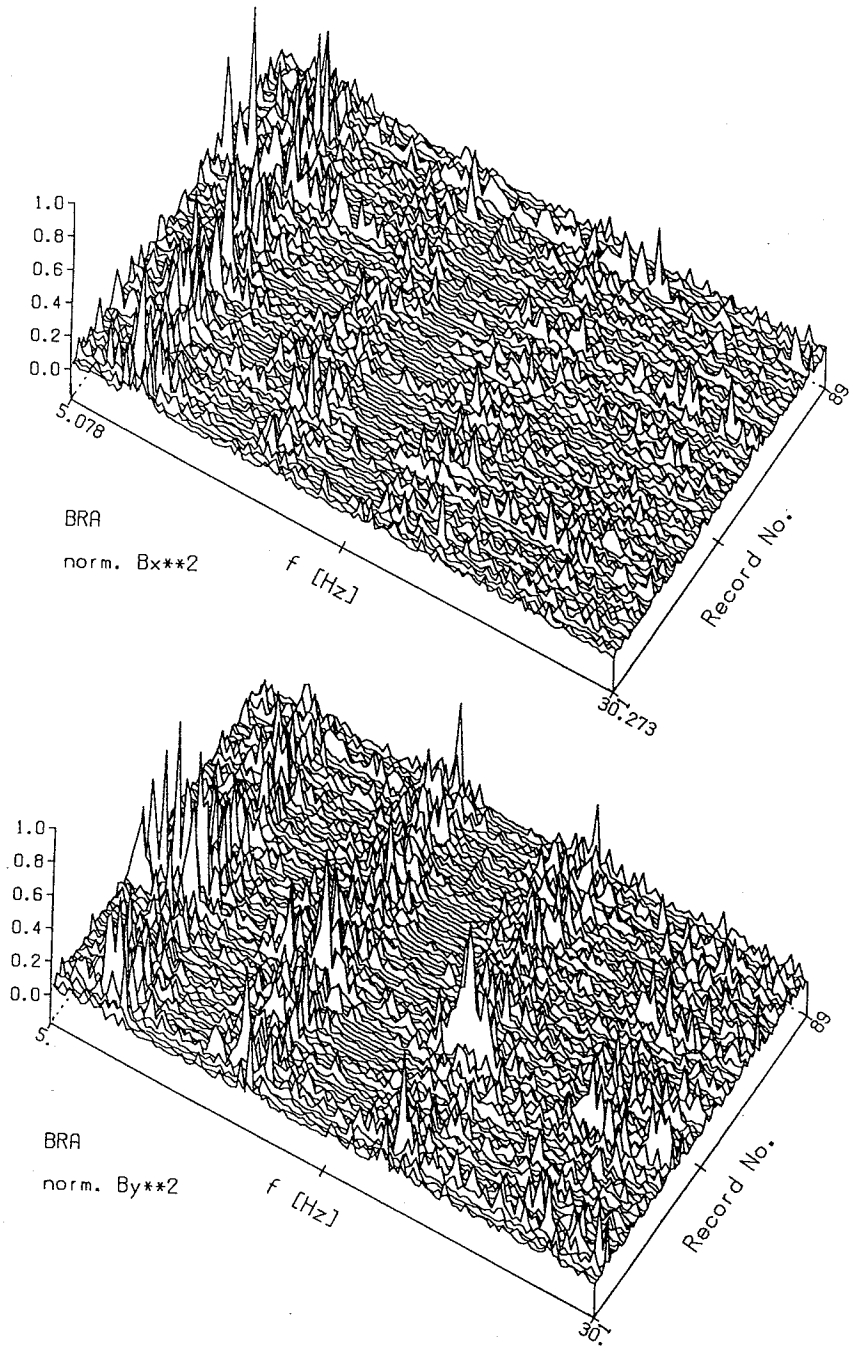


Abb. 5.19: Normierte Leistungsdichte-Spektren von B_x und B_y als Funktion der Frequenz (f = 5 - 30 Hz) für alle 89 Registrierintervalle an der Bramwaldstation.

5.4 Polarisationseigenschaften

Die Polarisation audiomagnetotellurischer Signale wird zunächst in einfacher und unmittelbar anschaulicher Weise in der Form von Hodogrammen im Zeitbereich dargestellt, wobei die Spitzen der Vektoren $\underline{B}_h = (B_x(t), B_y(t))$ und $\underline{E}_h = (E_x(t), E_y(t))$ in der horizontalen Ebene (NS, EW) aufgetragen werden (vgl. Tzanis & Beamish 1986). Als typisches Beispiel für ungestörte Verhältnisse zeigt Abb. 5.20 Hodogramme - jeweils normiert auf das Maximum von (B_x, B_y) bzw. (E_x, E_y) - von Zeitreihen an der Sudan-Station SAF 1 (vgl. Abb. 3.12), die von einzelnen starken Atmosferics (mit 1, 2 und 3 gekennzeichnet) unterschiedlicher Polarisationsrichtung dominiert wird. Die Richtungen der schwächeren Atmosferics ("Hintergrundrauschen") erscheinen demgegenüber gleichverteilt. Wie bereits erwähnt, kann an dieser Station eine 1 D-Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes für den AMT-Frequenzbereich angenommen werden. Daher bilden die Vektoren $\underline{E}_h$ und $\underline{B}_h$ zu jedem Zeitpunkt einen Winkel von $\approx 90^o$.

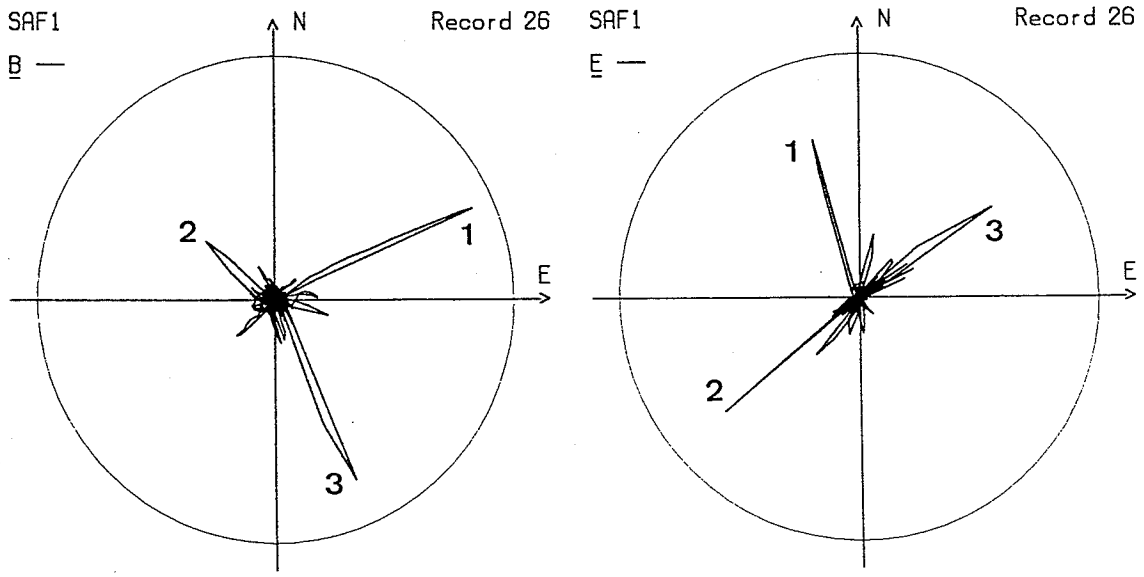


Abb. 5.20: Typisches Hodogramm der horizontalen Vektoren $\underline{B}_h$ (links) und $\underline{E}_h$ (rechts) von ungestörten Zeitreihen aus dem Sudan (SAF 1, s. Abb. 3.12), auf das Maximum normiert. Zeitintervall Δt = 512 ms.

Aus einer solchen Hodogramm-Darstellung kann u. U. auch unmittelbar die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes entnommen werden, wie aus Abb. 5.21 hervorgeht. Hier ist ein typisches Hodogramm für die in Kap. 2 beschriebene Station W 2 aufgetragen; bei beliebiger Polarisation des Magnetfeldes schwingt das $\underline{E}_h$-Feld nur in einer durch die Streichrichtung der Anomalie vorgegebenen Ebene.

Ein ganz anderes Bild ergibt sich für harmonische Störsignale technischen Ursprungs, wie es in Abb. 5.22 am Beispiel der Station B 5 dargestellt ist. Die Anregung ist durch die 50 Hz-Linie dominiert und quasi unidirektional. Der Untergrund ist hier

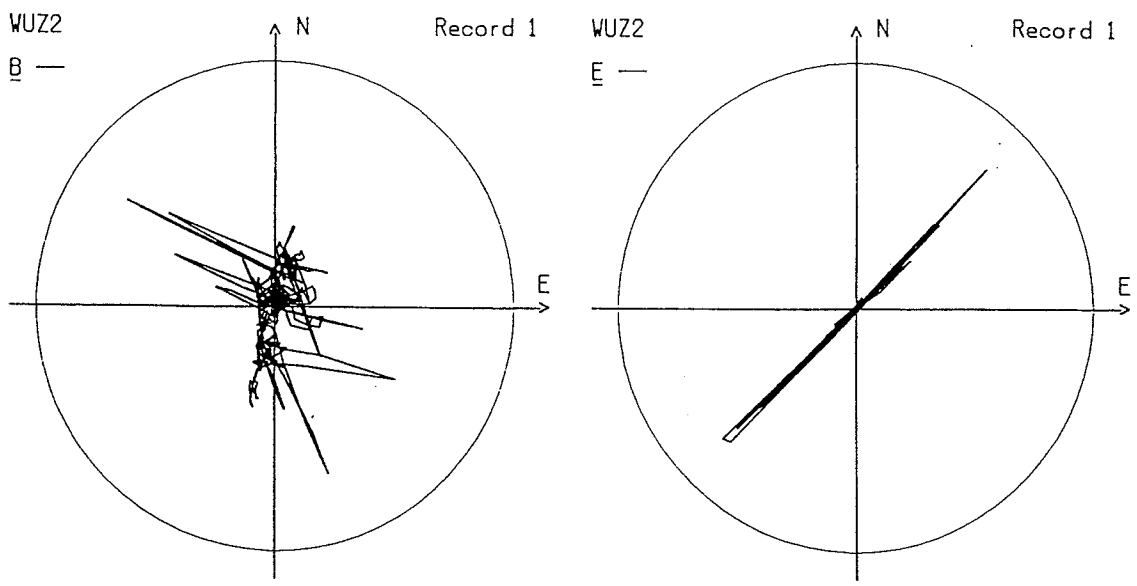


Abb. 5.21: Typisches Hodogramm an der 2D-Station W2, Δt = 512 ms.

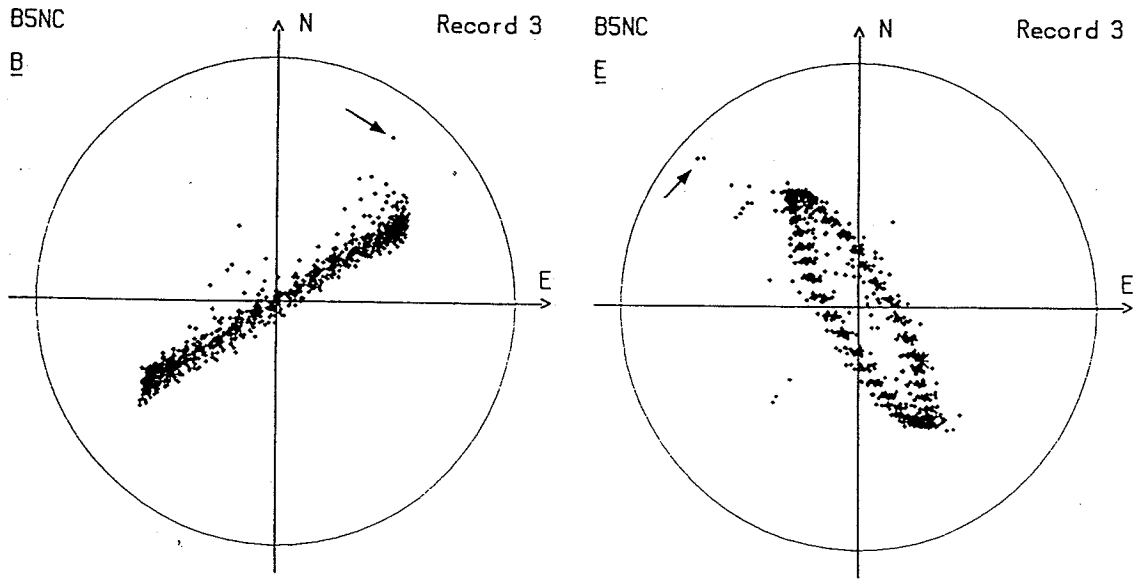


Abb. 5.22: Hodogramm an der Station B5 nahe der Fränkischen Linie, Δt = 512 ms.

elektrisch ebenfalls nicht homogen (Einfluß der etwa N335°E streichenden Fränkischen Linie); dies führt zu einer elliptischen Polarisation des elektrischen Feldes. Ein starker Atmospheric ist mit einem Pfeil markiert.

Schließlich ist in Abb. 5.23 - hier nur für das Magnetfeld - für vier Zeitfenster im Abstand von ≈2.5 s die Überlagerung der Bundesbahn-Signale ($16^{2/3}$ Hz) mit den 50 Hz-Netzanteilen im Bramwald aufgetragen, diese führt zu wechselnden Interferenz-

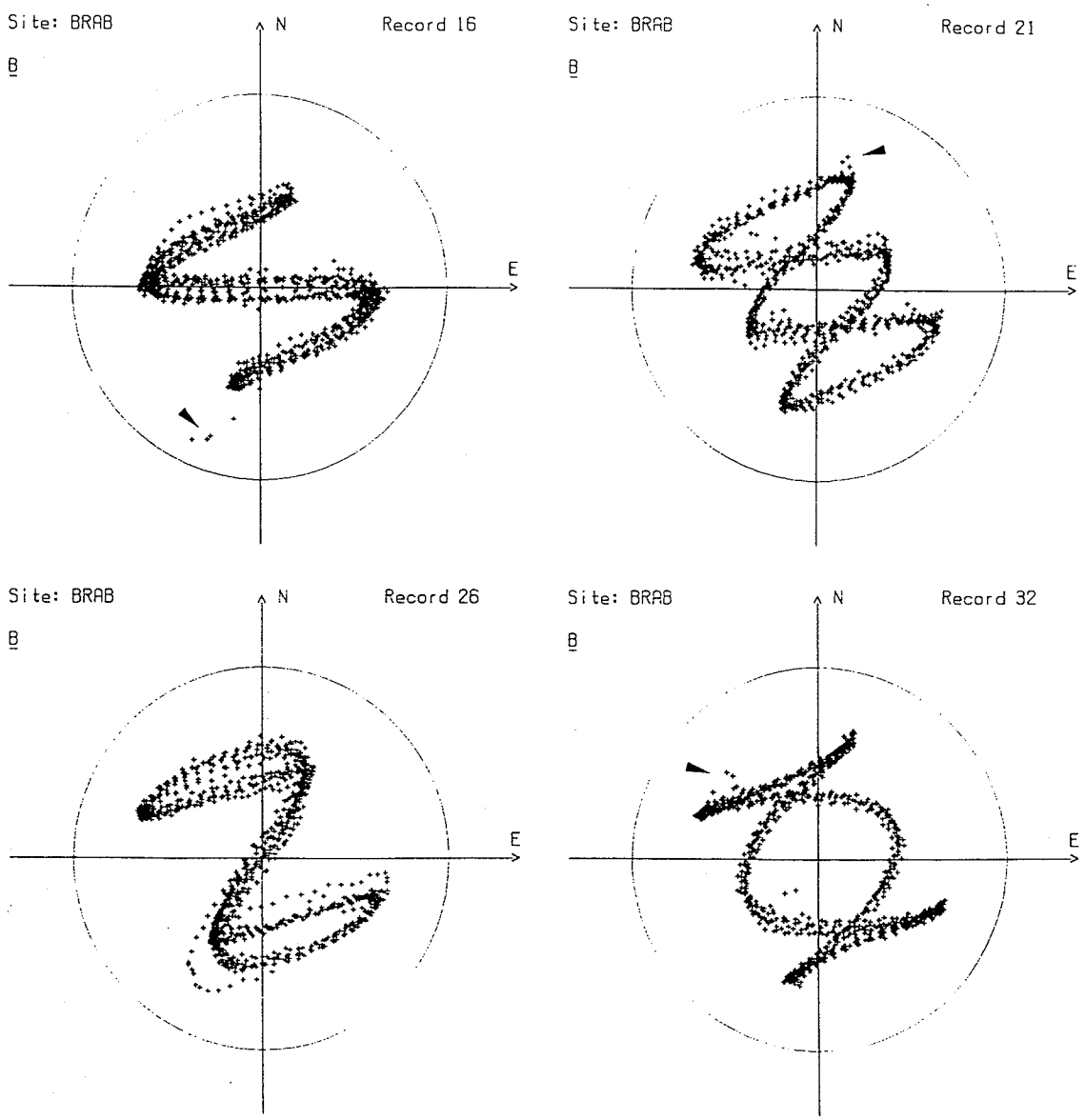


Abb. 5.23 (unten): Hodogramme für die Bramwaldstation (nur Magnetfeld) für 4 Zeitsegmente (jeweils Δt = 512 ms) im Abstand von je $\approx$ 2.5 s.

mustern, die im Laufe der Zeit immer wiederkehren. Wiederum führen starke Atmospherics zu einer Abweichung von diesen regelmäßigen Figuren (in Abb. 5.23 mit einem Pfeil gekennzeichnet).

Eine starke lineare Polarisierung des anregenden Feldes führt zu einer instabilen Schätzung der Impedanztensorelemente in der Magnetotellurik. Da die vorherigen Darstellungen keine Aussagen zu den Verhältnissen in den einzelnen Frequenzbändern erlauben, werden die Polarisationsparameter aus der Spektralmatrix

$$\underline{\underline{S}} = \begin{pmatrix} S_{xx} & S_{xy} \\ S_{yx} & S_{yy} \end{pmatrix} \tag{5.1}$$

mit $S_{ab} = S_{ab}(f) = \langle A(f)\, B^*(f) \rangle$ bestimmt (vgl. Fowler et al. 1967, Jones 1979); dabei stehen die S_{ab} für die gemittelten Power- bzw. Kreuzspektren der Komponenten des $\underline{B}$- bzw. $\underline{E}$-Feldes nach Kap. 4. Damit ergibt sich für den Polarisationsgrad R:

$$R = \left(1 - \frac{4 \det \underline{\underline{S}}}{\mathrm{Spur}^2\, \underline{\underline{S}}}\right)^{1/2} , \tag{5.2}$$

den Polarisationswinkel ϑ:

$$\vartheta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2\, \mathrm{Re}\, S_{xy}}{S_{xx} - S_{yy}}\right) \tag{5.3}$$

und die Elliptizität $\varepsilon = \tan \beta$ mit

$$\beta = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{2\, \mathrm{Im}\, S_{xy}}{\left((S_{xx} - S_{yy})^2 + 4\, S_{xy}\, S_{yx}\right)^{1/2}}\right) . \tag{5.4}$$

Diese Parameter und zusätzlich die univariaten Kohärenzen zwischen B_x und B_y bzw. E_x und E_y nach Gl. (4.9) sind in Abb. 5.24 für die Station B 5 exemplarisch dargestellt für alle 90 aufgezeichneten Zeitreihen. Diese Station wurde gewählt, weil im Hodogramm das $\underline{B}_h$-Feld linear polarisiert erscheint, was - wie Abb. 5.24 deutlich zeigt - nur für das dominierende 50 Hz-Frequenzband bei allen Effekten zutrifft. Ansonsten sind die Polarisationsparameter weit gestreut; dies gilt auch für die einfache Kohärenz zwischen den Feldkomponenten. Ein solches Bild ist typisch für AMT-Sondierungen; daher soll an dieser Stelle auf weitere Darstellungen verzichtet werden.

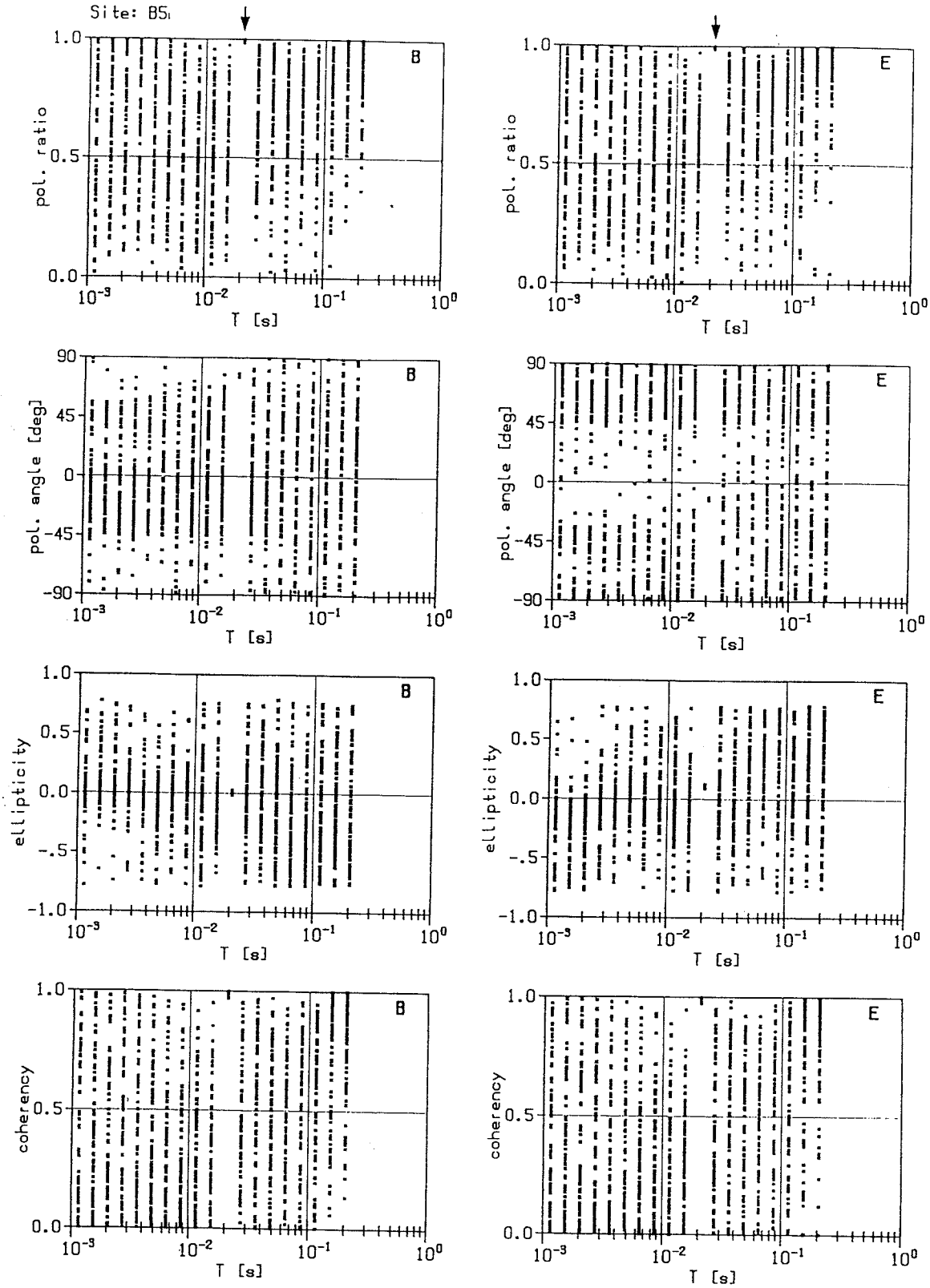


Abb. 5.24: Polarisationswinkel, -grad, Elliptizität und multiple Kohärenz, geordnet nach Frequenzbändern, für jeden Zeitreihensatz an der Station B 5. Links: Magnetfeld, rechts: tellurisches Feld, Pfeil: Band mit der Mittenfrequenz $f \approx 50$ Hz.

6 Einige Bemerkungen zur Datenqualität im AMT-Bereich

Wie in den früheren Kapiteln bereits erwähnt, hängt die Qualität der audiomagnetotellurischen Sondierungen - als deren Maß sich z. B. die die Größe der Fehlerbalken von $\rho_a(T)$ und $\varphi(T)$, die multiplen Kohärenzen oder auch die Streuung benachbarter Werte im Frequenzbereich betrachten lassen - u. U. entscheidend von der Anregungsenergie, von Störeinflüssen, von Meßort und -zeit ab. Dieses gilt insbesondere für dichtbesiedelte Gebiete, in denen üblicherweise - wie in Mitteleuropa - ein hohes Niveau künstlicher Störungen beobachtet wird.

Während einer Meßkampagne sollte gelegentlich das Geräterauschen überprüft werden. Dies ist im Anhang anhand von Daten an der schon mehrmals erwähnten Sudan-Station SAF 1 dargestellt.

Von welch hoher Datenqualität audiomagnetotellurische Sondierungen gegebenenfalls sein können, demonstriert Abb. 6.1 für die Station Bir Takhlis in SW Ägypten. Die Fehler sind zumeist kleiner als die Datensymbole (und daher nicht eingezeichnet). Die über alle Effekte gemittelten Kohärenzen liegen - bis auf die Frequenzbereichsränder - nahe bei 1. Die Sondierungsqualität an dieser Station war auch kaum vom Tagesgang der Anregungsenergie (s. Abb. 5.30) beeinflußt. Bei derart hochwertigem Datenmaterial ergeben sich praktisch keine Unterschiede in der Bestimmung der Übertragungsfunktio-

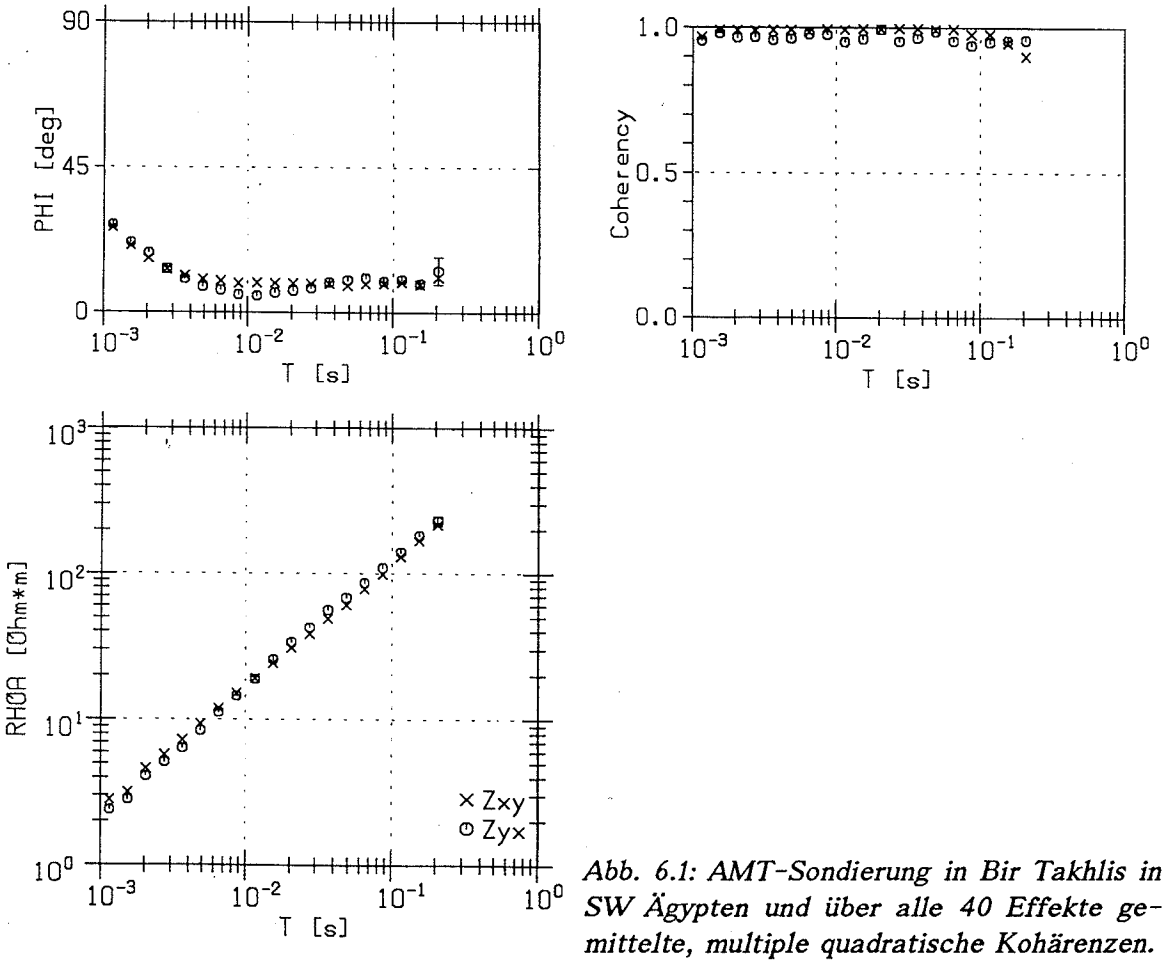


Abb. 6.1: AMT-Sondierung in Bir Takhlis in SW Ägypten und über alle 40 Effekte gemittelte, multiple quadratische Kohärenzen.

nen, wenn man verschiedene Processing-Optionen (wie in Kap. 4 und in den nächsten Abschnitten geschildert) anwendet. Bezüglich der Leitfähigkeitsverteilung spiegeln die $\rho_a(T)$- und $\varphi(T)$-Kurven den extremen Widerstandkonstrast zwischen sehr gut leitfähigem Aquifer (versalzenes Grundwasser in der Oase Bir Takhlis) und schlecht leitendem, flach liegenden Grundgebirge wider (s. Burkhardt et al. 1990).

Natürlich erreichen die meisten AMT-Sondierungen - zumindest außerhalb des zentralen Frequenzbandes 4 Hz < f < 1 kHz - üblicherweise nicht diese hohe Qualität. In diesem Kapitel sollen daher nun einige weniger "gute" Sondierungen und die dabei auftretenden Probleme bei der Schätzung stabiler Übertragungsfunktionen vorgestellt werden.

6.1 Eine typische Breitbandregistrierung in ungestörten Gebieten

Die in Abb. 6.2 aufgetragene Sondierung an der Station SAF 1 umfaßt den gesamten zur Verfügung stehenden Frequenzbereich 10 kHz > f > 0.05 Hz und weist hinsichtlich der Datenqualität typische Merkmale für AMT-Registrierungen in von künstlichen Feldern freien Gebieten auf. Eine geologische Einordnung der Daten wird dabei erst im 8. Kapitel erfolgen; hier interessiert zunächst nur die Datenqualität, daher sind sie - und alle weiteren dieses Kapitels - in nicht rotierten Koordinaten dargestellt.

Wie in Abschnitt 4.1 ausgeführt, erfolgt die Aufzeichnung der Zeitreihen in drei Frequenzbereichen (in Abb. 6.2 mit 1, 2 und 3 gekennzeichnet). Die Datenqualität folgt unmittelbar den spektralen Charakteristiken, wie sie in Abb. 4.16 aufgetragen sind. Im zentralen AMT-Band (Bereich 2 in Abb. 6.2: 1 kHz > f > 4 Hz) ist die Streung der ρ_a- und φ-Werte aufgrund der hohen Anregungsenergie sehr gering. Dies gilt auch noch für den hochfrequenten Teil des langperiodischen Bandes 3 (10 Hz > f > 0.05 Hz), jedoch ist die Überlappung insbesondere in den Phasen nicht immer befriedigend. Hier wurde den Ergebnissen aus Frequenzband 3 der Vorzug gegeben, da die Anzahl der Freiheitsgrade - aufgrund der wesentlich längeren Aufzeichnungsdauer und der Vielzahl von Frequenzen, die in die Zusammenfassung zu Mittenfrequenzen eingehen (s. Kap. 4) - erheblich größer ist.

Offensichtlich ist jedoch auch die Registrierzeit für den Bereich bis etwa f = 20 Hz im Band 2 nicht ausreichend, da insbesondere die Phasen noch eine größere Streuung aufweisen. Dies ist zwar nicht stets so - bei stärkerer Anregung können sich durchaus stabile Übertragungsfunktionen wie in Abb. 6.1 gewinnen lassen -, dennoch wäre eine Neukonzipierung der Apparatur sinnvoll, wobei die Überlappung dann bei etwa f = 20 Hz beginnen müßte. Dies bedeutet eine höhere Abtastrate und auch einen Verlust an Datenumfang bei längeren Perioden, was jedoch nicht als gravierend empfunden wird, da die Aufzeichnungsdauer für den langperiodischen Teil des Bandes 3 auch in der gegenwärtigen Gerätekonzeption viel zu gering ist: Für Perioden T > 3 s lassen sich überhaupt

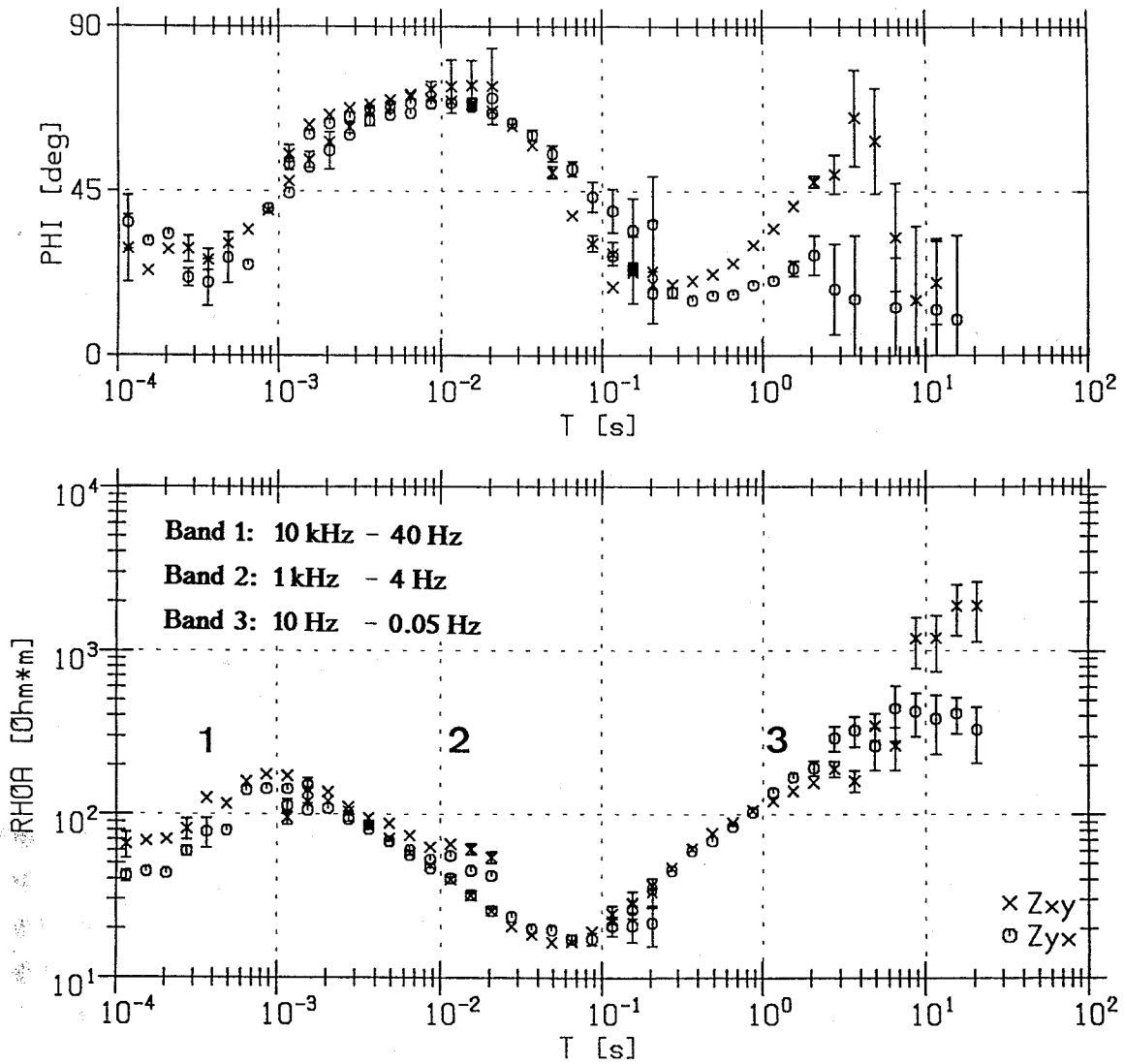


Abb. 6.2: AMT-Sondierung über den gesamten zur Verfügung stehenden Frequenzbereich in ungedrehten Koordinaten.

keine stabilen Übertragungsfunktionen gewinnen, was wiederum am auffälligsten in den Phasen zum Ausdruck kommt. Zwar beobachtet man ein Ansteigen der Anregungsenergie zu den pc2/pc3-Pulsationen (Abb. 4.16), doch bleibt die Anzahl der Freiheitsgrade viel zu gering, selbst wenn man die Stapelung über mehrere Zeitreihensätze (von je etwa 70 min Dauer) durchführt.

Abhilfe könnte u. U. die Remote Reference-Technik schaffen. Die entsprechenden Apparaturerweiterungen für das Frequenzband 3 sind jedoch noch nicht vollständig geschaffen, so daß noch keine Ergebnisse in diese Arbeit eingehen können. Vermutlich wird aber erst eine wesentlich längere Standdauer (etwa 1-2 Tage) dieses Problem lösen können. Dies ist mit der vorhandenen Apparatur wegen des hohen Strombedarfs jedoch nur eingeschränkt zu leisten (zur Zeit wird an einer Laptop-Version des Aufzeichnungssystems gearbeitet). Möglicherweise ist in diesem kritischen Bereich nur eine "konventionelle" Registriermethode (d. h. nicht "On-line"-Verarbeitung) erfolgverspre-

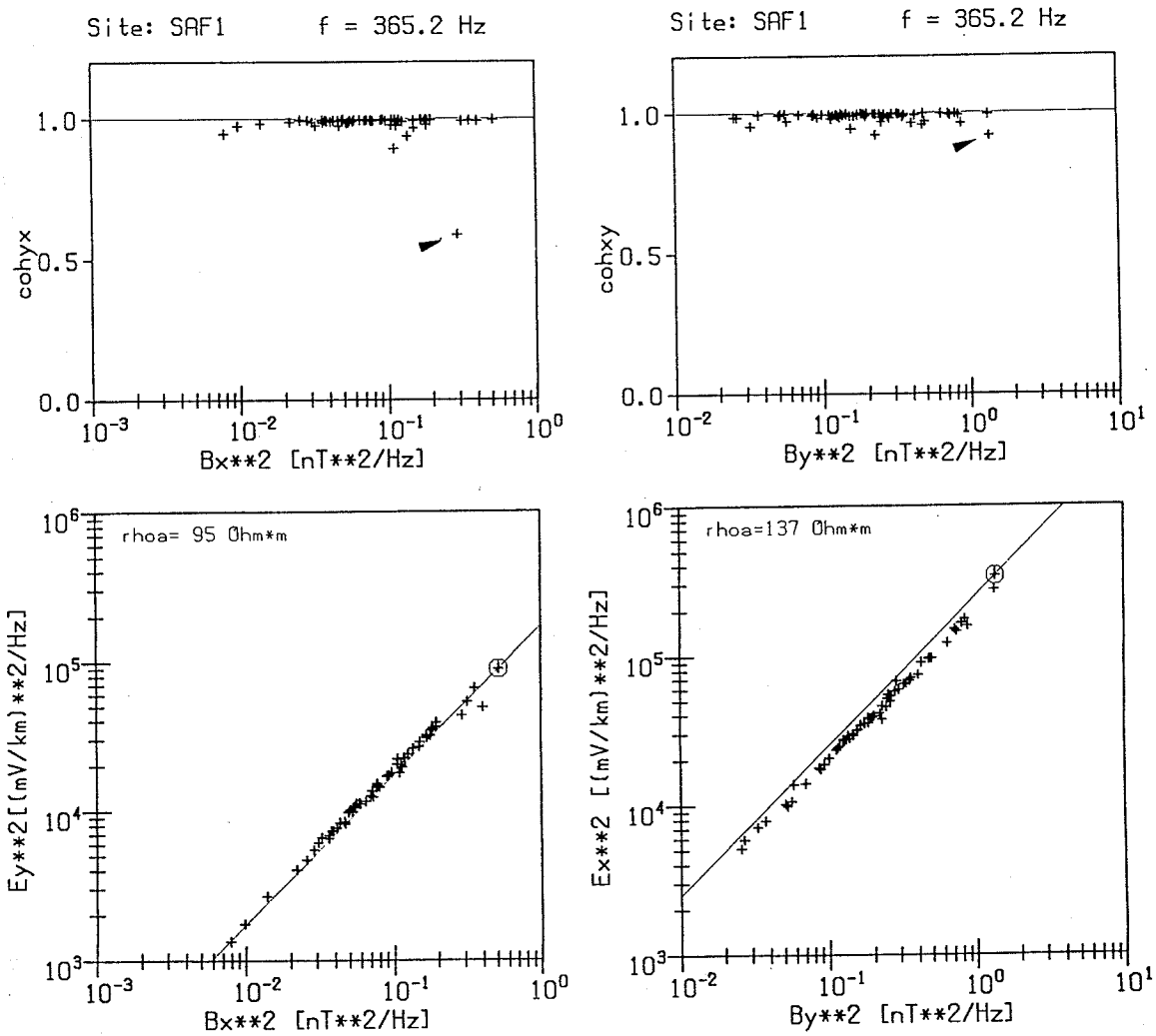


Abb. 6.4: Verteilung der Powerspektren der E-Felder in Abhängigkeit von den Powerspektren der B-Felder (unten) an der (quasi) 1D-Station SAF1 für jeden der insgesamt 60 Effekte (mit + gekennzeichnet). Oben: Univariate, quadratische Kohärenzen für jeden Effekt. Frequenzband mit f ≈ 365 Hz.

die Daten stärker streuten).

Führt man die Messung zu einer ungünstigeren Uhrzeit (etwa am frühen Morgen) mit geringerer natürlicher Anregung durch, so ergibt sich ein typischer Zusammenhang wie in Abb. 6.5 (links), wobei hier eine Wiederholungsmessung in SAF1 dargestellt ist. Fast alle Werte E_y^2/B_x^2 liegen unterhalb der durch $E_y^2(B_{x,max}^2)$ definierten Geraden, die Kohärenzen streuen sehr viel stärker und liegen für die schwächsten Effekte bei $\gamma < 0.5$. Auch hier wird deutlich, daß der stärkste Effekt nicht unbedingt die beste Abschätzung liefert, die Kohärenz liegt nur geringfügig über $\gamma = 0.5$. Obwohl diese Gerade daher sicherlich zu hoch liegt, zeigt jedoch der systematische Abfall von E_y^2 für kleine B_x^2 ein Überwiegen des Rauschens im magnetischen Feld (Rauschgrenze der Magnetometer) an, womit hier der Ansatz MFB zu wählen wäre.

Ein derartiges Überwiegen des Rauschens in den B-Kanälen bei hohen Frequenzen war charakteristisch für die meisten AMT-Messungen im zentralen Band 2, die im Rah-

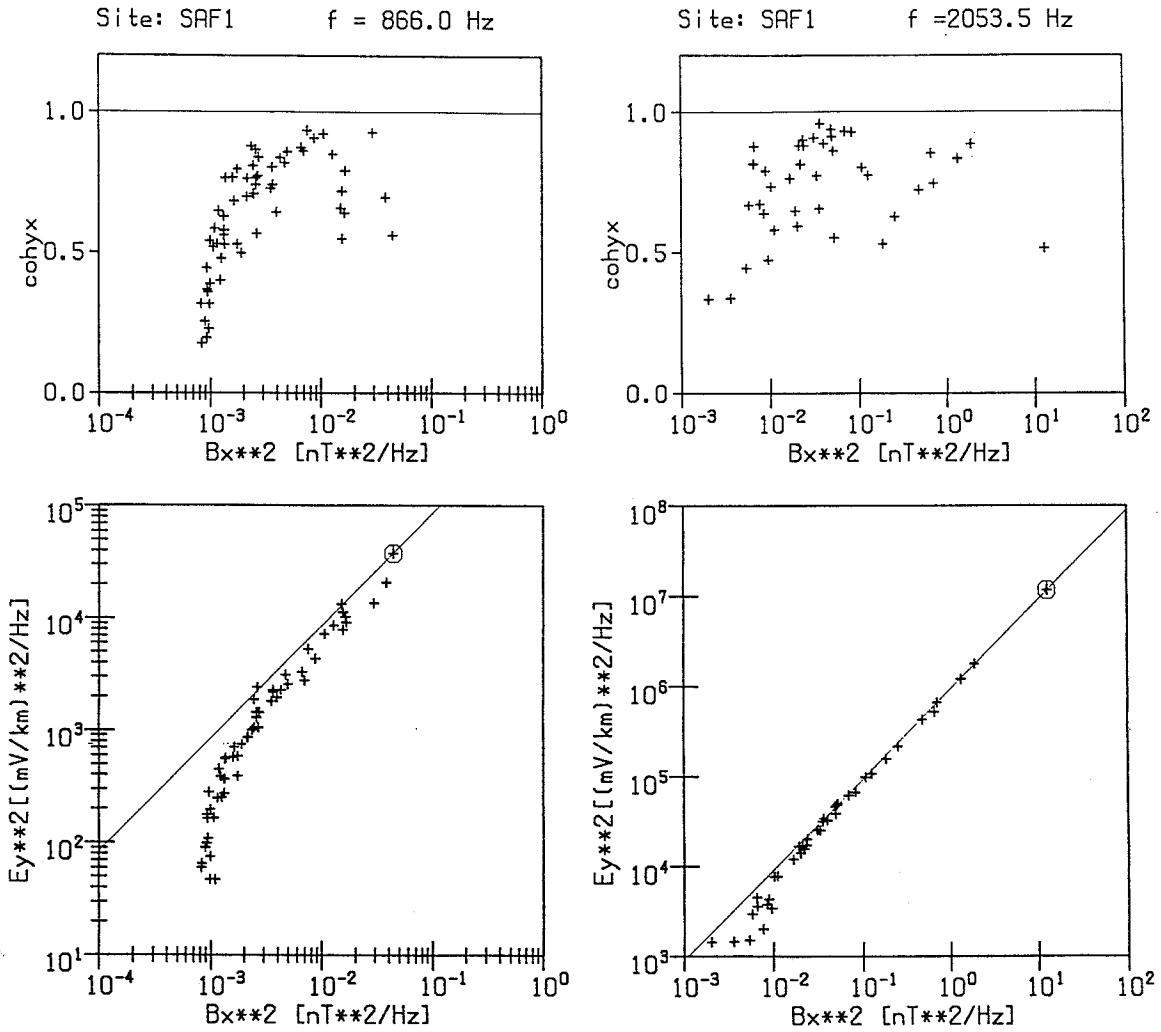


Abb. 6.5: $E^2(B^2)$-Zusammenhang für eine ungünstigere Registrierzeit (morgens) in SAF1 bei f ≈ 866 Hz (Frequenzband 2, links). Rechts: Spektren im "Anregungsloch" bei f ≈ 2 kHz im Band 3. Oben: Zugehörige Kohärenzen.

men dieser Arbeit durchgeführt wurden.

In ähnlicher Weise muß auch im Frequenzband 1 von einer Dominanz des Rauschens im Magnetfeld ausgegangen werden. Wiederum liefert der höchstenergetische Effekt nur eine kleine Kohärenz (Abb. 6.5 rechts).

Schließlich demonstriert Abb. 6.6 die Streuung der Daten im LF-Bereich (hier f ≈ 0.09 Hz, nur für E_y, B_x aufgetragen). Da bei dieser Frequenz entsprechend Abb. 6.2 keine 1D-Leitfähigkeitsverteilung mehr vorliegt, sind die Spektren vorher um den Swift-Winkel $\alpha_s(f) \approx -45^o$ gedreht worden. Für diesen Frequenzbereich ist meist das Rauschen in den tellurischen Kanälen dominierend (siehe Anhang).

Das Sondierungs-Ergebnis in Abb. 6.2 wurde für die Bänder 1 und 2 mit dem Fehleransatz MFB, für das 3. Band jedoch mit dem Ansatz MFE erhalten. Die Unterschiede waren (m. E. bis auf Band 3) jedoch nicht sehr groß. Der Effekt dieser unterschiedlichen Auswertemethoden sei daher exemplarisch mit einer wesentlich schlechteren Datenqualität an einer Station aus Deutschland demonstriert.

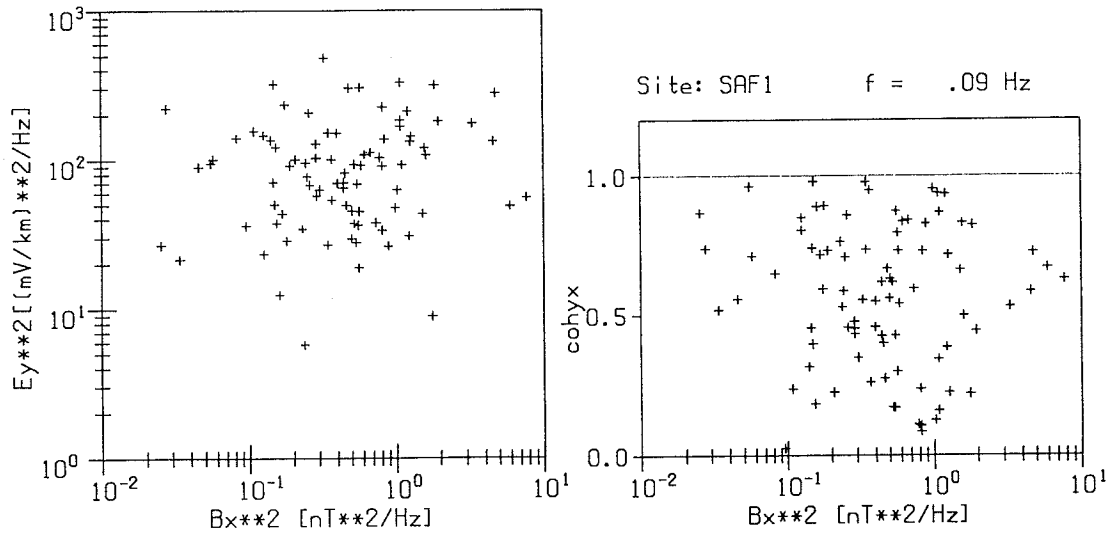


Abb. 6.6: $E^2(B^2)$-Zusammenhang für die Frequenz f = 0.09 Hz in SAF 1.

6.2 Einfluß der verschiedenen Varianten der Ausgleichsrechnung

Aus den vorherigen Ausführungen ging hervor, daß in der Audiomagnetotellurik der Ansatz "Minimierung der Fehler in B" (MFB) bei der Ausgleichsrechnung zur Schätzung der Übertragungsfunktionen oft zu stabileren und vertrauenswürdigeren Ergebnissen führt als die in der längerperiodischen Magnetotellurik übliche "Minimierung der Fehler in E" (MFE). Dies sei anhand des Datensatzes an der Station B 10 in der Oberpfalz demonstriert, der von Radareinstreuungen dominiert wird (vgl. die Darstellung der Zeitreihen und Spektren im 3. und 5. Kapitel). Er ist insofern nicht repräsentativ, als es sich hinsichtlich der Datenqualität um den schlechtesten handelt, der jemals vom Autor gemessen wurde, zeigt jedoch den Einfluß der verschiedenen Processing-Varianten besonders klar.

Die außerordentlich schlechte Datenqualität in B 10 wird deutlich (Abb. 6.7), wenn man die Spektren (hier bei der besonders "betroffenen" Frequenz von f ≈ 154 Hz) mit denen an der gleichzeitigen Registrierung in B 7 (in etwa 5 km Entfernung SW' von B 10 jenseits der Fränkischen Linie) vergleicht. Die Radarstörungen sind hier nicht mehr zu erkennen, dementsprechend ist die Streuung von $E^2(B^2)$ gering und die Kohärenzen sind hoch. Die mittleren multiplen Kohärenzen für das gesamte Frequenzband sind in Abb. 6.8 aufgetragen. Die Geraden durch $E_x^2(B_{y,max}^2)$ sind nicht mehr eingezeichnet.

In Abb. 6.9 auf S. 107 (oben links) ist zunächst der Ansatz MFE gezeigt. Vor allem im Frequenzbereich f > 130 Hz streuen ρ_a- und Phasenwerte erheblich, die ρ_a-Werte dabei teilweise über zwei Dekaden bei grober Unterschätzung der scheinbaren spez. Widerstände. Dabei wurden die Spektren über alle Effekte gemittelt, wobei als Ausschluß-Kriterium lediglich die eventuelle Übersteuerung (s. Kap. 4) diente. Dies führte zu einer Gesamtanzahl von 68 in die Auswertung eingehenden Zeitreihen.

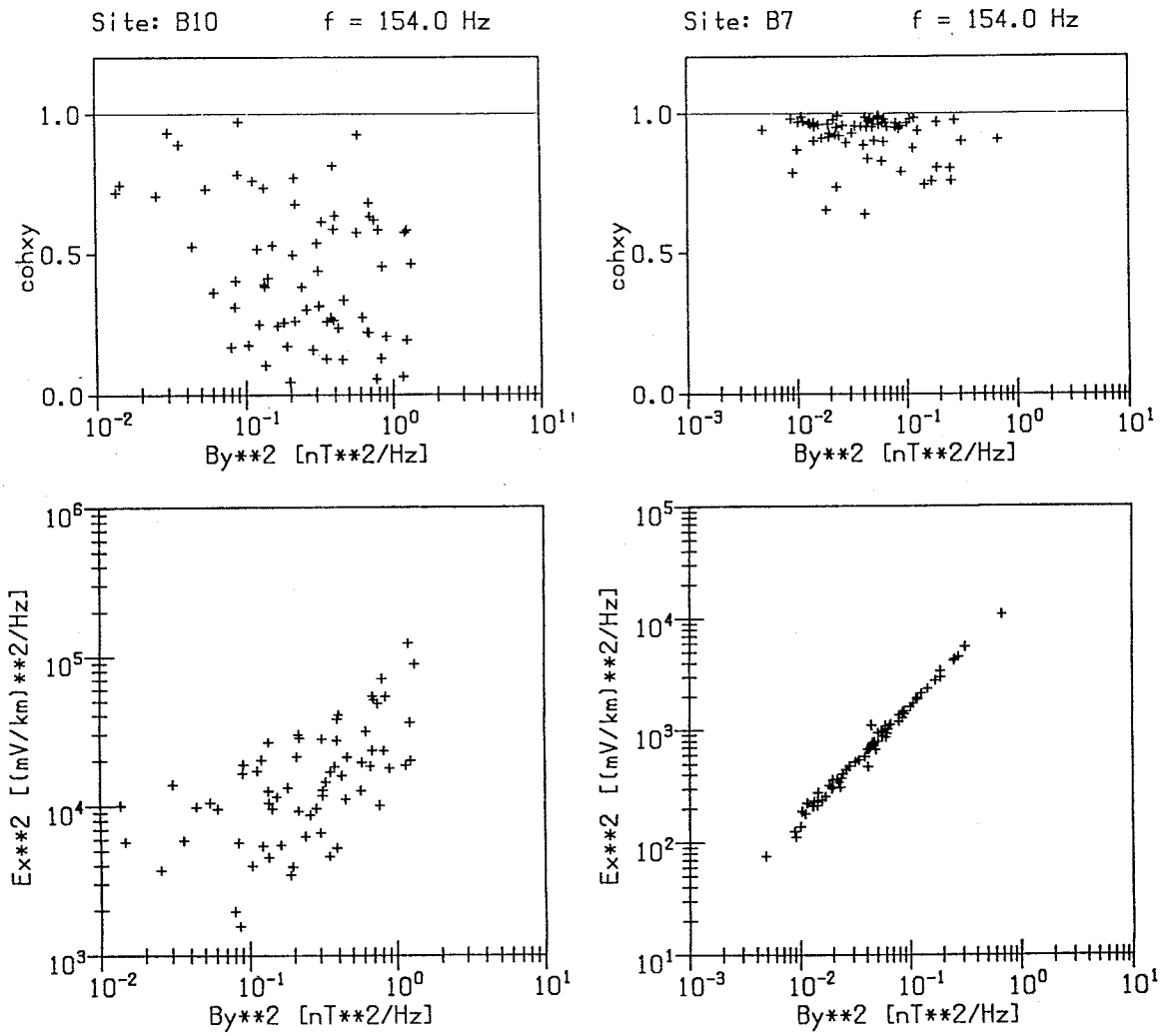


Abb. 6.7: Vergleich der Spektren für f = 154 Hz an den Stationen B 10 und der gleichzeitig aufgezeichneten Station B 7 mit entsprechenden Kohärenzen.

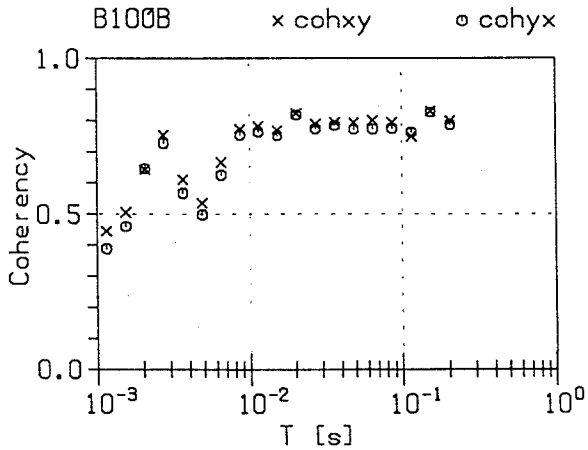


Abb. 6.8: Mittlere multiple Kohärenzen in B 10.

Verwendet man den Ansatz MFB, so ergibt sich eine erhebliche Verbesserung der Impedanzschätzung; die ρ_a-Werte streuen geringer, sind aber offensichtlich immer noch zu niedrig (übersteiler Abfall) für die kürzesten Perioden (s. Abb. 6.9 oben rechts). Die Fehlergrenzen sind immer noch sehr groß. Bei den längsten Perioden ist nun eine Ver-

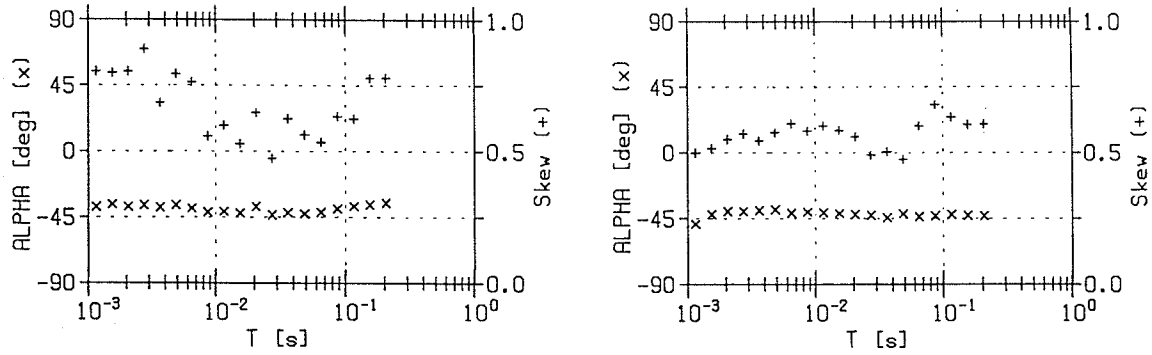


Abb. 6.10: Swift-Winkel α_s und Skew in B 10 für verschiedene Processing-Verfahren (s. Text).

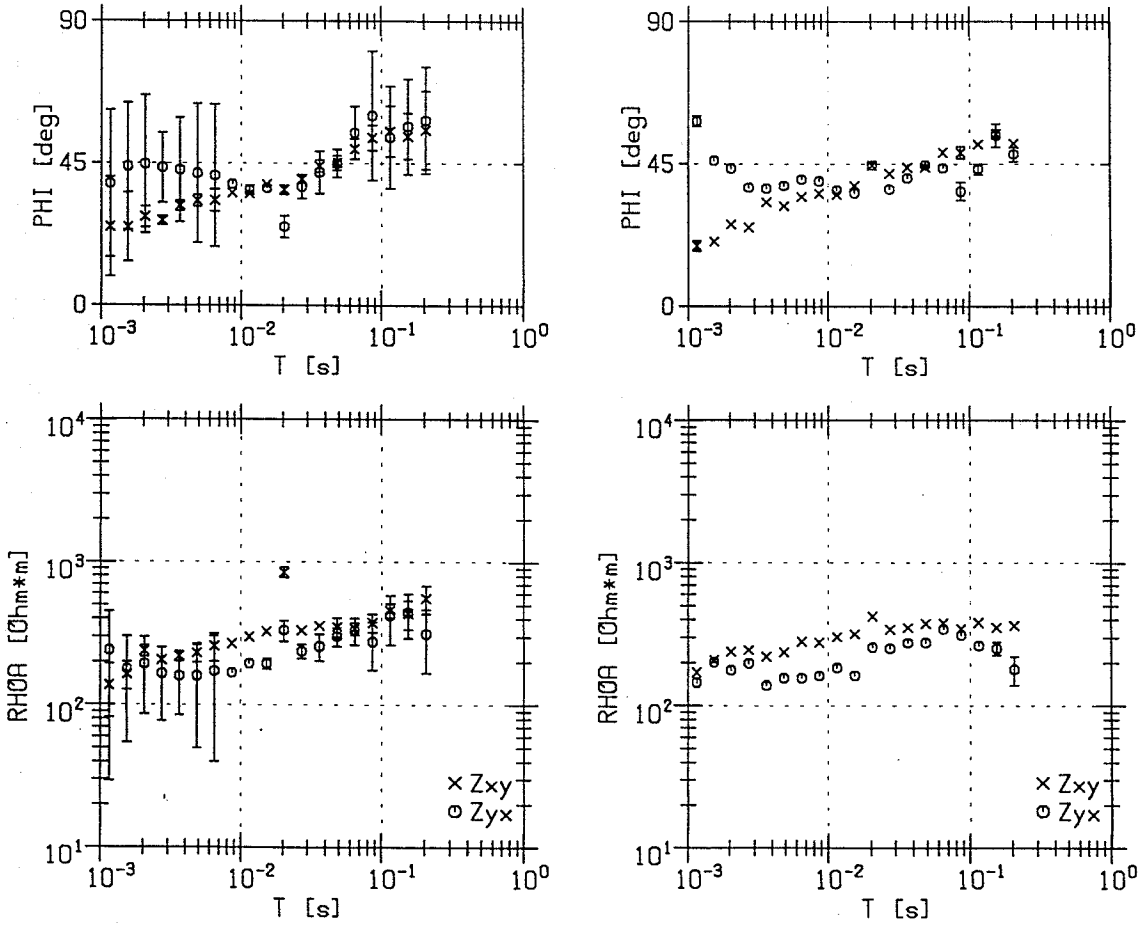


Abb. 6.11: Auswertung in B 10 nach dem Remote Reference-Verfahren mit der Referenz-Station B 7 (links) und nach manueller Effektauswahl (rechts).

stände in B 10 denen im Umfeld (an weiteren Stationen zu anderen Zeiten) gemessenen Werten sehr nahekommen.

Die Anwendung des Remote Reference-Verfahrens bringt gegenüber der selektiv gestapelten Auswertung in Abb. 6.9 keine Verbesserung. Auch hier sind die Fehler bei hohen Frequenzen sehr groß (Abb. 6.11 links). Als Referenz wurde - wie erwähnt - die

Station B 7 betrieben. Der ausführlicheren Schilderung der Anwendung der Remote Reference-Technik in der AMT ist dabei der nächste Abschnitt vorbehalten.

Wählt man ungestörte Effekte manuell aus (ein in der langperiodischen MT übliches Verfahren), so lassen sich insgesamt 5 Zeitreihen finden, die nicht von Radarsignalen "kontaminiert" erscheinen. Eine Analyse, die nur diese Effekte berücksichtigt, liefert das Ergebnis in Abb. 6.11 (rechts). Aufgrund der wesentlich kleineren Fehlerbalken erscheint diese Auswertung zunächst optisch besser als die vorigen, man erkennt jedoch größere Sprünge vor allem in $\rho_{a,yx}$.

Aufgrund der Erfahrung mit Zeitreihen an verschiedenen Stationen (insbesondere auch solchen ohne künstliche Störfelder) scheint eine manuelle Effektauswahl grundsätzlich kein für audiomagnetotellurische Daten adäquates Verfahren zu sein (es ist überdies wesentlich zeitaufwendiger). Der Grund hierfür ergibt sich aus den Darstellungen im 3. Kapitel: Längere Zeitabschnitte (> einige hundert ms) ohne Atmospherics treten praktisch nie auf.

Ein weiterer Versuch der Analyse bestand darin, nur Effekte mit geringer Varianz im Magnetfeld auszuwählen, um damit die hochenergetischen Radarsignale von der Interpretation auszuschließen. Wiederum ließ sich keine Verbesserung der Auswertung erzielen, auf eine Darstellung wird daher verzichtet.

In Kapitel 4 wurden bereits kurz robuste Verfahren zur Analyse von magnetotellurischen Daten erwähnt. Von A. Junge (Univ. Göttingen) wurde ein Progammpaket zur Verfügung gestellt, das nach geringfügigen Modifikationen auch auf das Berliner AMT-Datenformat angewendet werden konnte. Es erlaubte zunächst nur die Processing-Variante MFE, wurde dann jedoch von Junge (pers. Mitteilung) und außerdem Krokowski (1992) für das Processing "Minimierung der Fehler im magnetischen Feld" erweitert. Dieses Programm wurde auf die Daten in B 10 angewendet, darüber hinaus auch auf weitere Datensätze, um eine Kontrolle der eigenen Auswertungsmethodik zu erhalten. Ein ausführlicher Vergleich beider zur Verfügung stehenden Analyse-Programme ist von Krokowski (1992) erstellt worden. Die Ergebnisse dieses Abschnitts beruhen auf der aktualisierten Version von Junge.

An dieser Stelle können die zugrundeliegenden Prinzipien dieses Verfahrens nur kurz skizziert werden (vgl. dazu Junge 1990, 1993, in Vorb.). Die Analyse besteht aus zwei Schritten, wobei zunächst ein im Vergleich zu Gleichung (4.4) modifiziertes Residuum $\varepsilon_i = \langle \delta Z' \, \delta Z'^{*} \rangle_i$, welches den Energiegehalt und die einfache Kohärenz der unabhängigen Größen (also z. B. B_x und B_y) berücksichtigt, minimiert wird. Für jeden Einzeleffekt i werden die Übertragungsfunktionen iterativ berechnet; die Iterationsschritte j erfolgen dabei über Gewichte $q_{i,j} = (s_{i,j}/\varepsilon_i)^2$ für $\varepsilon_i > s_{i,j}$ mit einer vorzugebenden Schranke $s_{i,j}$ (und $q_{i,j} = 1$ für $\varepsilon_i \leq s_{i,j}$).

Im zweiten Schritt werden dann die Übertragungsfunktionen $\hat{A}$ und $\hat{B}$ aus allen Effekten berechnet. Auf diese Weise werden Ausreißer der abhängigen Variablen Z erkannt und durch vorhergesagte Werte aus den "globalen" Übertragungsfunktionen er-

setzt. Dies geschieht wiederum iterativ über Einführung von Gewichten $w_{i,j}$ und Vorgabe einer Schranke $s_{i,j}$ wie im ersten Analyseschritt. Es wurde bereits erwähnt, daß auf diese Weise eine Konvergenz gegen die "Ausreißer" erfolgen kann, wenn der Umfang des gestörten Datenmaterials den des ungestörten überschreitet, die robuste Auswertung also in diesem Fall versagen muß.

Für "gute" Daten ergibt sich praktisch kein Unterschied in der Schätzung der Übertragungsfunktionen zwischen den unterschiedlichen Programmen, weshalb auf eine explizite Darstellung verzichtet wird.

Für die Station B 10 ist zu vermuten, daß die robuste Analyse kaum eine Verbesserung bringen kann, da der weitaus größte Teil der Zeitreihen von den Radareinstreuungen überlagert ist und damit nicht mehr von "Ausreißern" im eigentlichen Sinne gesprochen werden kann. In der Tat zeigt Abb. 6.12 (rechts, Ansatz MFB) enorm große Fehler im hochfrequenten Bereich, wiederum hauptsächlich in der Z_{yx}-Komponente. Die Mittelwerte von $\rho_a(T)$ und $\varphi(T)$ selbst liegen in der gleichen Größenordnung wie die Ergebnisse des Standard-Processings. Die Anwendung eines "Energie-Auswahlkriteriums"

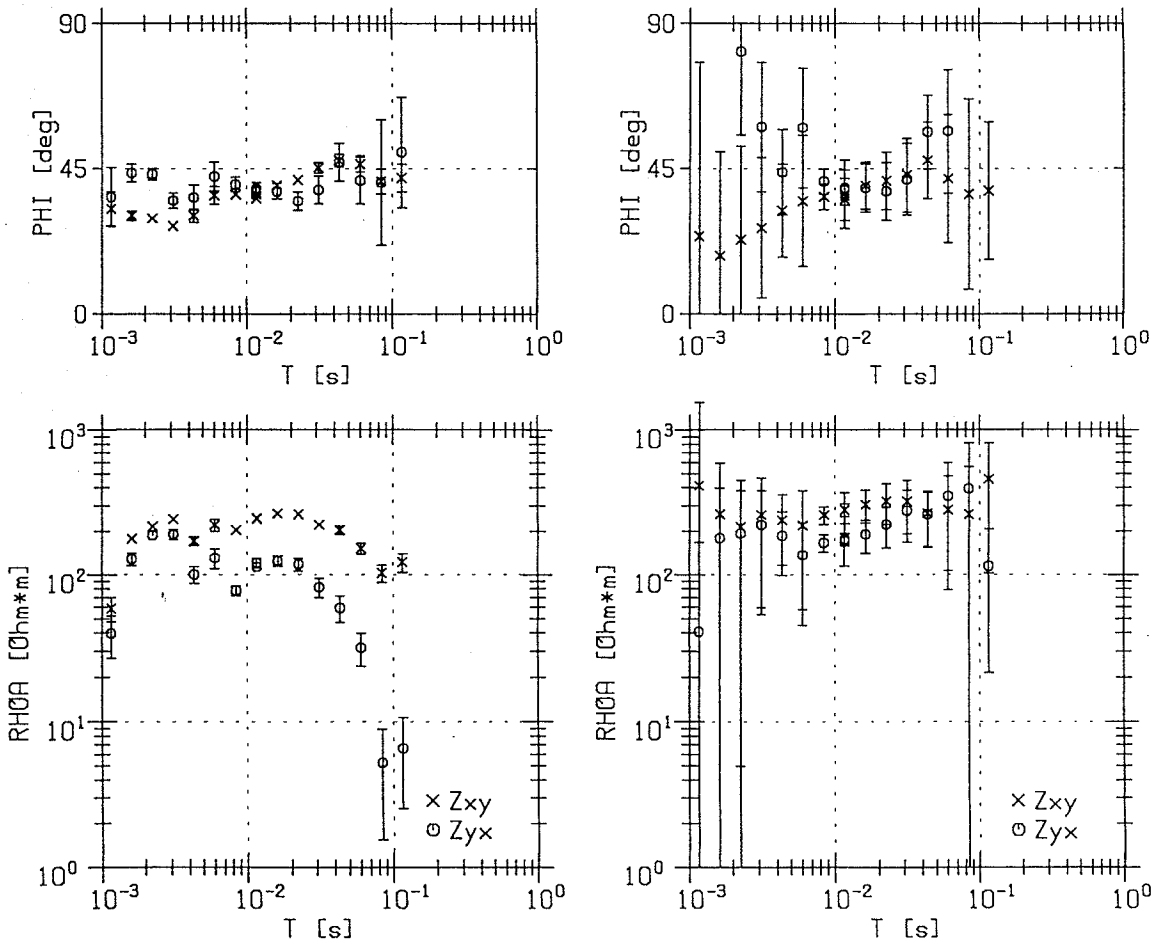


Abb. 6.12: Robuste Analyse der B 10-Daten. Links mit Ansatz MFE und Auswahl von Effekten mit kleiner Varianz, rechts für den Ansatz MFB mit allen Effekten. Aus programmtechnischen Gründen sind hier nur 7 Frequenzbänder/Dekade aufgetragen.

(Auswahl von Effekten kleiner Varianz) brachte ebenfalls keine Verkleinerung der Fehler.

Der Ansatz MFE führte bei Berücksichtigung aller Effekte zu einer ähnlich drastischen Fehlschätzung der Übertragungsfunktionen wie das Standard-Processing. Merkwürdigerweise erhält man jedoch eine recht gute Schätzung, wenn man nur wenige Effekte (mit der geringsten Varianz) heranzieht (Abb. 6.12 links). Offenbar ist bei dieser Effektauswahl der störende Einfluß des Radars in den B-Kanälen weitgehend ausgeschaltet, die "übrigbleibende" Anregung im Magnetfeld aber immer noch groß gegenüber dem Rauschniveau der Magnetometer, so daß das E-Feld als das gestörtere angesehen werden muß. Dies erklärt auch das Versagen der Effektselektion für den MFB-Ansatz.

Es sei hier noch ein weiterer Datensatz behandelt; dabei handelt es sich um die Zeitreihen an der Bramwaldstation bei Göttingen, die als mäßig gestört - durch $16^{2/3}$ Hz- und 50 Hz-Einstreuung - betrachtet werden kann (vgl. dazu Abb. 3.14 und Abb. 5.2). Das Ergebnis der Analyse mit dem Ansatz MFB (Abb. 6.13 links) zeigt einen Einbruch in $\rho_a(T)$ und stärker streuende Phasen bei Frequenzen um 20 Hz - 10 Hz, der auf die Eisenbahn zurückgeführt wird (es sei an die Breite des spektralen Peaks bei f = $16^{2/3}$ Hz in Abb. 5.2 erinnert!). Demgegenüber ist die Netzstörung bei f = 50 Hz wesentlich geringer und kaum noch als Ausreißer zu erkennen; vermutlich gilt hier eher die Fernfeldbedingung $k \cdot r \ll 1$ aufgrund der 3-fach höheren Frequenz.

Werden die Zeitreihen nun mit dem Kammfilter aus Kap. 4 gefiltert, ist die Streuung bei $16^{2/3}$ Hz sowohl in $\rho_a(T)$ als auch in $\varphi(T)$ erheblich geringer und bei 50 Hz ist der Kurvenverlauf völlig glatt (Abb. 6.13 Mitte). Erkauft wird diese Verbesserung jedoch mit einer etwas schlechteren Qualität der Schätzungen bei hohen Frequenzen: Wie schon in B 10 stellen die Oberwellen den größten Teil der Anregungsenergie. In Abb. 6.13 (rechts) ist schließlich das Ergebnis der robusten Analyse aufgetragen. Das Ergebnis ist sehr ähnlich dem vorherigen, mit geringeren Fehlern in den Phasen und Widerständen bei längeren, aber größeren (bei ebenfalls stärkerer Streung) für die kurzen Perioden. Die scheinbaren spez. Widerstände liegen geringfügig unter denen für das "normale" Processing.

Zusammenfassend kann das Ergebnis des Vergleichs der beiden Analyse-Programme als zufriedenstellend bezeichnet werden. Im Sinne "glatterer" Kurven und insbesondere der Handhabung bietet das standardmäßig benutzte Programm Vorteile, eine genauere Analyse der Datenstruktur ist dagegen mit dem Programm zur robusten Auswertung möglich.

In den von künstlichen Feldern freien Gebieten der Ostsahara stellt sich das Problem verrauschter Daten nur an den Frequenzbereichsrändern, vor allem in den Bändern 1 und 3. Fast alle in dieser Arbeit aufgeführten Impedanzen der Bänder 1 und 2 sind mit dem Ansatz MFB, gelegentlich mit selektiver Stapelung, gerechnet worden. Für das LF-Band 3 muß der Ansatz MFE gewählt werden. Bei den längsten Perioden ($T > 5$ s) versagten jedoch alle Analyse-Verfahren aufgrund der viel zu geringen Anzahl von Frei-

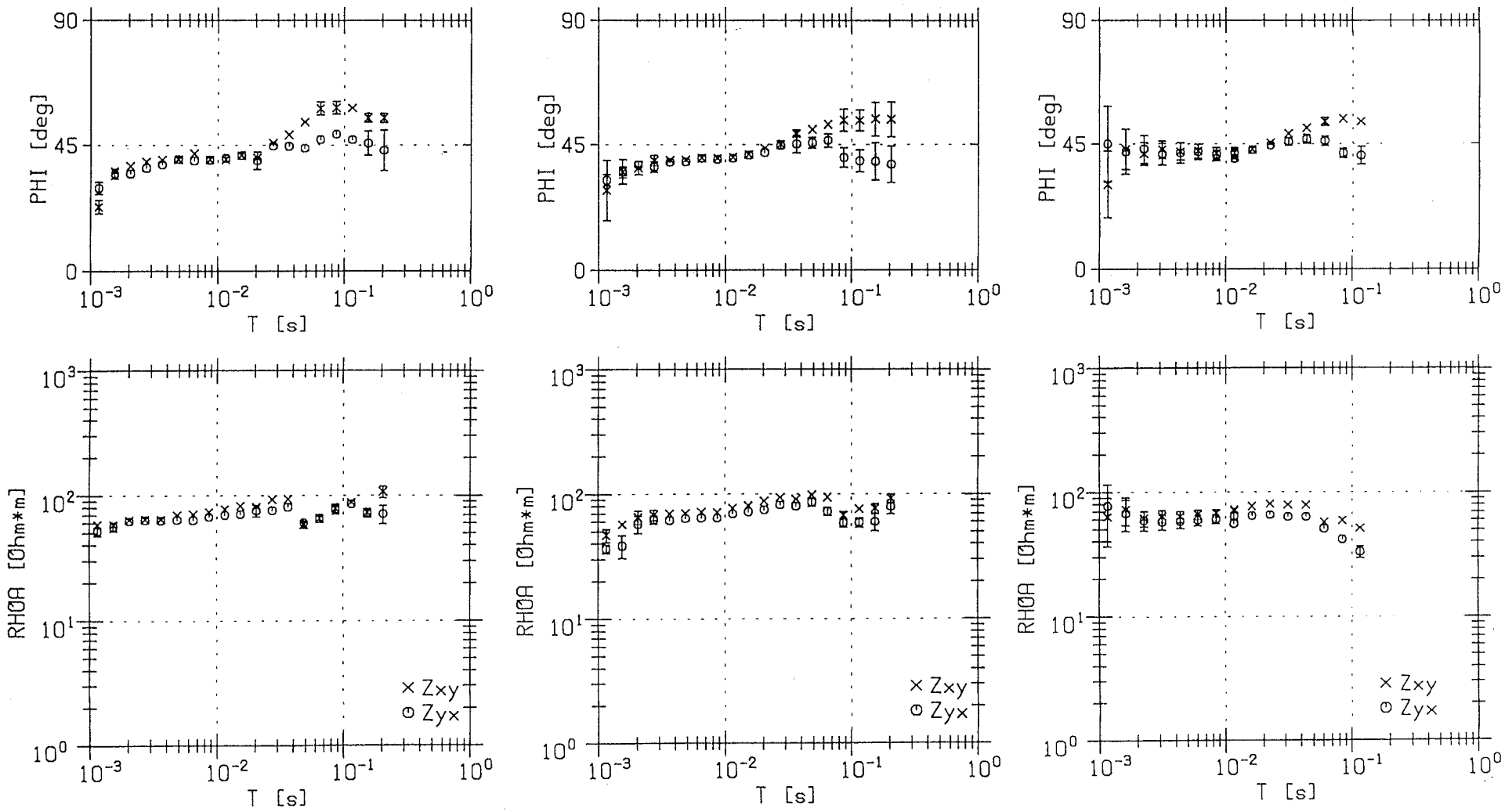


Abb. 6.13: Analyse der Bramwald-Daten, links ohne, in der Mitte mit Kammfilterung. Rechts robuste Analyse der gefilterten Daten.

heitsgraden und der oftmals zu geringen Anregung im Vergleich zum Rauschniveau der Apparaturkomponenten. Hier ist das robuste Programm vielleicht "ehrlicher" in dem Sinne, als das Kriterium der selektiven Stapelung grundsätzlich glattere $\rho_a(T)$-"Kurven" produziert, die jedoch bei Ansehen der Phasen (wie in Abb. 6.2) nicht als tatsächlicher magnetotellurischer Zusammenhang aufgefaßt werden können.

6.3 Ergebnisse zur Remote Reference-Analyse von AMT-Daten

Bei der Beschreibung der Analyse der Übertragungsfunktionen an der Oberpfalz-Station B 10 war bereits ein Beispiel für die Anwendung des Remote Reference-Verfahrens angegeben worden. Die Darstellungen im 5. Kapitel zeigten, daß AMT-Zeitreihen auch an weiter auseinander liegenden Stationen noch eine sehr hohe räumliche Kohärenz aufweisen, wenn nicht - wie in B 10 und der Referenz B 7 - ganz andere "Störer" wirksam werden. Wie im 4. Kapitel ausgeführt, wird bei Kohärenzen nahe 1 zwischen den Magnetfeldern an Basis- und Remote-Station die Analyse äquivalent zur Auswertung ohne Referenzstation; das Remote Reference-Verfahren kann in diesem Fall keine Verbesserung der Impedanzabschätzung leisten.

Dies sei an zwei Stationen - zum einen aus der Ostsahara, zum anderen aus der Oberpfalz - demonstriert. In Abb. 6.14a sind $\rho_a(T)$ und $\varphi(T)$ für die Station WUZ 6 im Es Safya-Becken (NW-Sudan) aufgetragen, links mit dem üblichen, rechts mit Remote Reference-Processing. Als Remote-Station diente SAF 12 in etwa 25 km Entfernung. Zeitreihen dazu sind bereits in Abb. 4.4, die Übertragungsfuntionen resp. Kohärenzen für die Magnetfelder in Abb. 4.7 dargestellt worden. Die beiden Analyse-Methoden liefern nahezu identische Ergebnisse, lediglich bei den längsten Perioden scheint die Remote Reference-Technik etwas glattere Phasen zu liefern. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist in diesem Periodenbereich jedoch sehr gering.

Das zweite Beispiel (Abb. 6.14b) umfaßt die Station B 5 in der Oberpfalz mit der Referenz B 7 (vgl. die Zeitreihen und Übertragungsfuntionen/Kohärenzen in Abb. 4.4 bzw. Abb. 4.5). Auch hier sind die Ergebnisse beider Analysen praktisch identisch. Wie im vorherigen Abschnitt anhand der Bramwald-Messungen geschildert, ist auch hier der Einfluß der - die Zeitreihen völlig dominierenden - 50 Hz-"Störung" sehr gering.

Es wurden bei den AMT-Messungen im Rahmen dieser Arbeit keine Datensätze gefunden, bei denen sich die Remote Reference-Technik der normalen Ein-Stations-Analyse als überlegen erwiesen hätte. Dies soll hier nicht auf alle möglichen Fälle von audiomagnetotellurischen Zeitreihen verallgemeinert werden. Insbesondere wäre es möglich, daß bei nicht extrem gestörten Signalen - wie in B 10 - eine Verbesserung der Impedanzschätzung erzielt werden könnte. Angesichts des hohen meßtechnischen Aufwands sollte jedoch der Betrieb einer zweiten Apparatur (es sei denn, man zielt auf die räumliche Struktur der Felder ab!) überlegt werden.

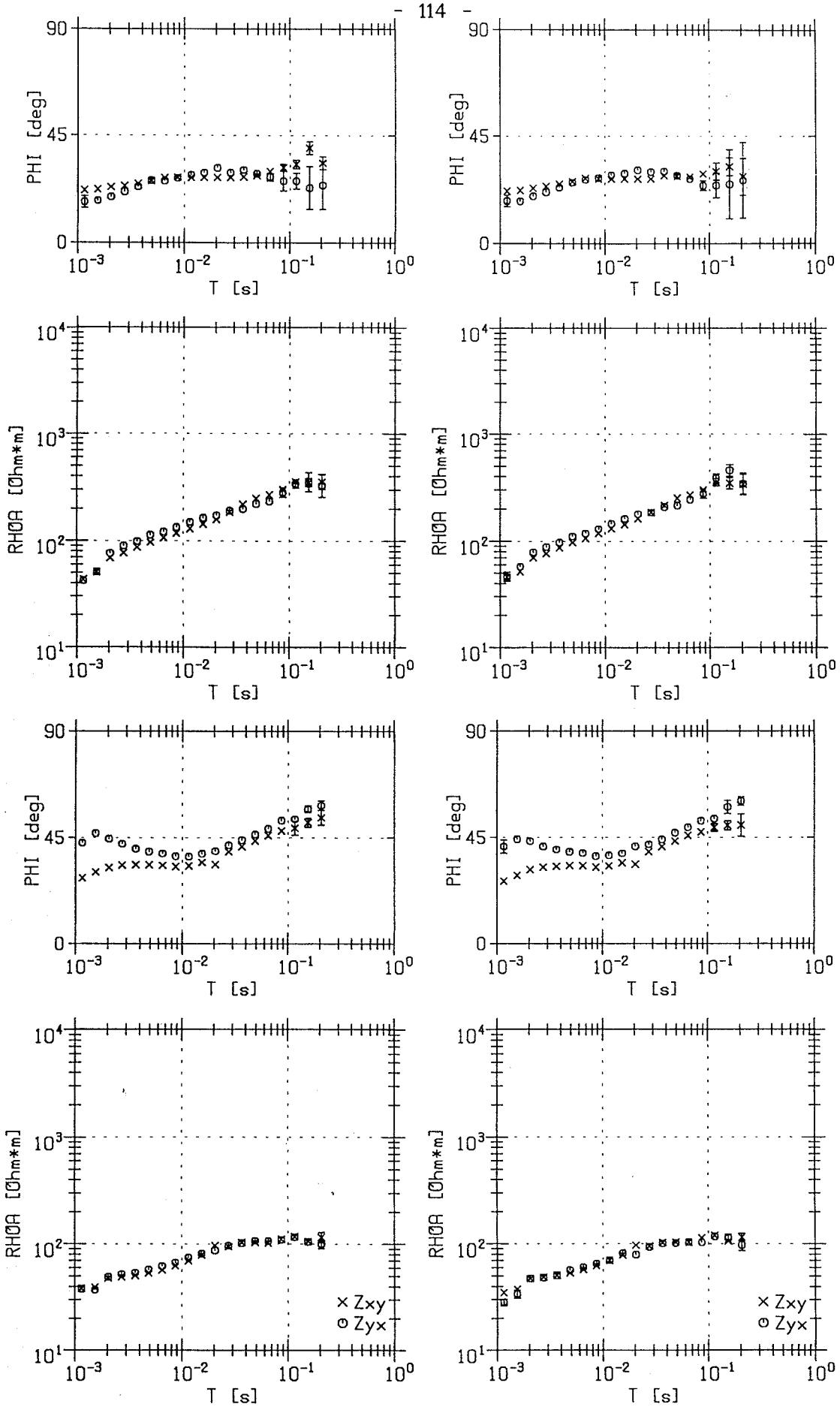


Abb. 6.14a (oben): Remote Reference-Analyse (rechts) im Vergleich zur normalen Ein-Stations-Auswertung (links) für die Messung in WUZ 6 (Sudan).

Abb. 6.14b (unten): Desgleichen für die Oberpfalz-Messung in B 5.

7 Testmessungen an Bohrungen und Vergleich mit anderen geoelektrischen Verfahren

In diesem Kapitel werden AMT-Testsondierungen an Bohrungen im Sudan vorgestellt, die als eine Art "Kalibrierung" der Methode dienen sollten und deren Leitfähigkeits-Tiefen-Profile als charakteristisch für die jeweiligen Arbeitsgebiete angesehen werden können. An diesen Punkten wurden auch gleichstrom-geoelektrische Messungen durchgeführt. Es handelt sich um die Lokationen Umm Hilal (Qaab-Depression bei Dongola), El Maghad (Es Safya-Becken, Nord-Kordofan) und Azaza (Gedaref, etwa 400 km SE' von Khartoum). An der Bohrung Azaza wurde zusätzlich eine elektromagnetische Frequenzsondierung - Horizontal Loop Electromagnetics (HLEM) - durchgeführt, was einen interessanten Vergleich der verschiedenen Verfahren ermöglichte. In El Maghad standen auch refraktionsseismische Daten zur Verfügung.

7.1 Die Bohrung Umm Hilal (Qaab-Depression)

Im Januar 1988 wurde eine Meßkampagne im Raum Dongola (Nordsudan) durchgeführt, die eine Bestimmung des Grundwasser/Flur-Abstandes sowie der Basementtiefen entlang eines Profils von Dongola zur etwa 25 km westlich gelegenen Qaab-Depression (s. Abb. 8.1 auf S. 141) zum Ziel hatte (vgl. Kheir 1986, Burkhardt et al. 1990, Thorweihe et al. 1990). Damit sollte ein Beitrag zur Klärung der Interaktion von Nilwasser und Nubischem Aquifer[1] geliefert werden. In diesem Gebiet waren zuvor bereits geophysikalische und geologische Untersuchungen von BONIFICA Geoexpert, einer italienischen Consulting-Firma, durchgeführt und u. a. eine Bohrung in der Qaab-Depression nahe der Siedlung Umm Hilal abgeteuft worden (BONIFICA 1986). Dies bot die Gelegenheit eines Vergleichs der audiomagnetotellurischen Tiefensondierungen mit den Bohrergebnissen. In etwa 500m Entfernung wurde auch eine gleichstrom-geolelektrische Messung (mit der Apparatur GGA 30, Bodenseewerke, Überlingen) in Form einer Schlumberger-Sondierung von Wackerle (pers. Mitteilung) ausgeführt.

Abb. 7.1 zeigt zunächst scheinbare spezifische Widerstände und Phasen der AMT für beide Polarisationsrichtungen (ungedreht bei NS- bzw. EW-Auslage) an dieser Station. Aus ihnen läßt sich auf eine eindimensionale Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes schließen. Dies korrespondiert mit stark streuenden Swift-Winkeln für die unterschiedlichen Frequenzbänder. Die Skewfaktoren liegen bis auf die Randfrequenzen im Bereich < 0.1.

---

[1] Der Begriff "Nubischer Aquifer" bezeichnet dabei den gesamten ostsaharischen Grundwasserleiter etwa zwischen dem Wadi Howar im Sudan und der Qattara-Senke in Ägypten; er umfaßt weiterhin den Osten Libyens und den Nordosten des Tschad (vgl. Klitzsch 1984, Hesse et al. 1987).

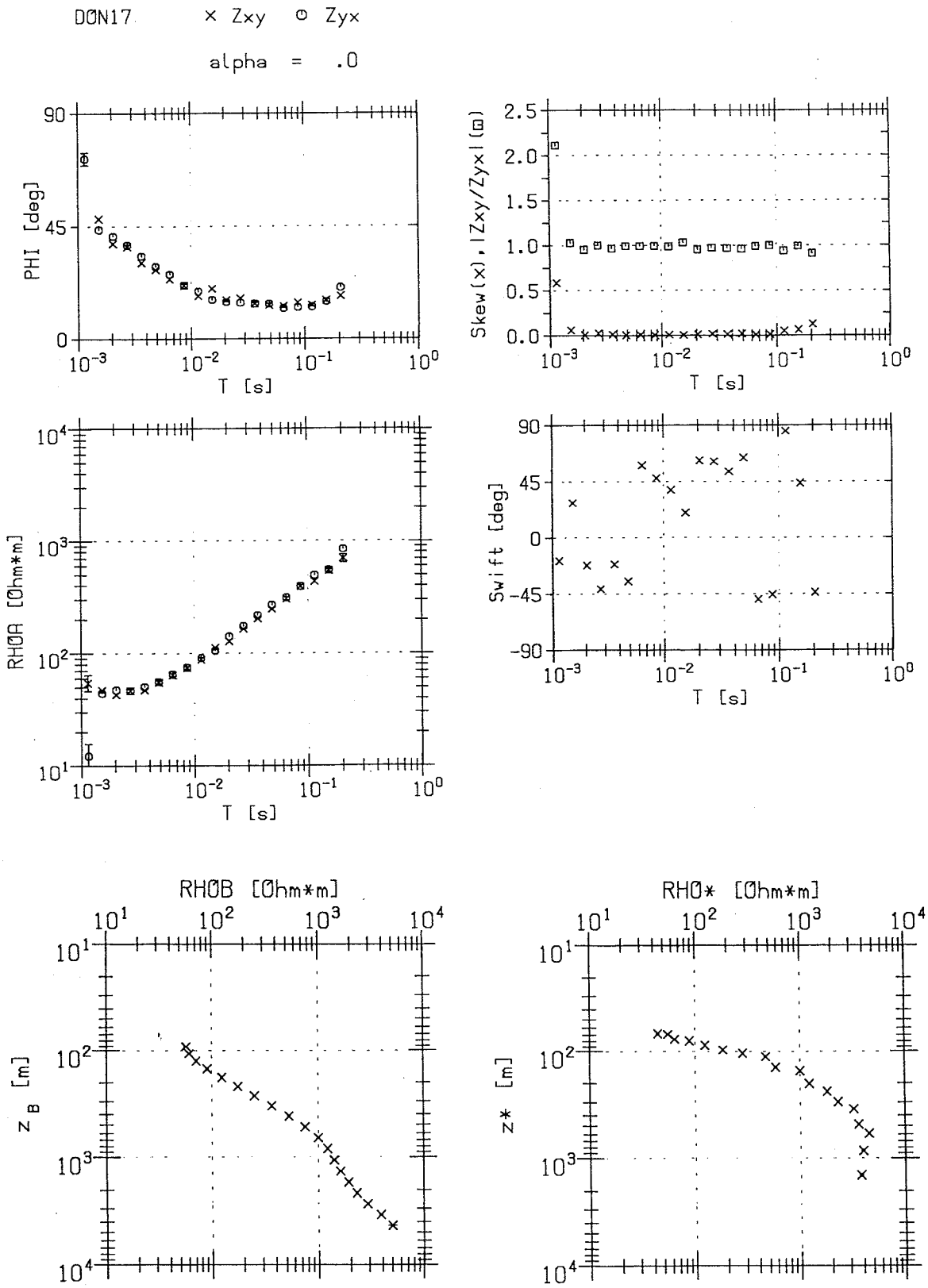


Abb.7.1 (oben): Scheinbare spez. Widerstände und Phasen an der Station DON 17 nahe der Siedlung Umm Hilal in der Qaab-Depression, Nord-Sudan (links). Swift-Winkel, Anisotropie und Skew (rechts).

Abb. 7.2 (unten): ρ (z*)- und Bostick-Transformation für die Invariante Z_1.*

Aufgrund des eindimensionalen Charakters kann für die weitere Interpretation eine Invariante (hier Z_1 als Determinante von $\underline{\underline{Z}}$, s. Kap. 2) verwendet werden. In Abb. 7.2 ist rechts die $\rho^*(z^*)$- und links die Bostick-Transformation aufgetragen. Wie schon bei dem Beispiel im 2. Kapitel gibt auch hier die Bostick-Transformation eine kontinuierliche Widerstandsänderung zwischen Sedimenten und Basement wieder, während die $\rho^*(z^*)$-Näherung - wie auch $\rho_a(T)$ - einen Zweischichtfall nahelegt.

Die von BONIFICA Geoexpert (1986) bis auf 190 m abgeteufte Bohrung erbrachte die in Abb. 7.3 (links) dargestellten lithologische Ergebnisse. Der Grundwasserspiegel wurde piezometrisch mit 1.2 m bestimmt. Das granitische Basement wirkt als Grundwassersperre; es wurde in einer Tiefe von z = 186 m erbohrt und ist bis z = 189.5 m stark verwittert. Die Sedimente sind ober- bzw. unterkretazischen Alters[2]; sie zeichnen sich insbesondere in den oberen Bereichen durch Wechsellagerung feiner Schichten von Sand-, Silt- und Tonstein aus. Ein Widerstands-Log stand leider nicht zur Verfügung.

In früheren Arbeitsgebieten in Ägypten war stets ein geringer Grundwasser/Flur-Abstand - z. B. in Oasen - mit sehr niedrigen spez. Widerständen (teilweise < 1 Ωm) der oberen Schichten verbunden (Burkhardt et al. 1987), was auf den hohen Verdunstungsgrad und damit Salzanreicherung zurückgeführt wurde. Dieses ist in der Qaab-Depression offensichtlich nicht der Fall. Die Ursache hierfür ist unklar; eine mögliche Erklärung könnte in einer hohen Strömungsgeschwindigkeit des Grundwassers liegen, wozu allerdings kein Datenmaterial vorliegt.

Es wurde zunächst ein einfaches Zweischicht-Modell des Untergrundes mit Hilfe des in Kap. 2 beschriebenen Algorithmus und freien Modellparametern ρ_1, h_1, ρ_2 an die $\rho_a(T)$- bzw. $\varphi(T)$-Werte angepaßt. Dabei ergab sich der spez. Widerstand der Deckschicht zu ρ_1 = 56 Ωm und die Tiefe des Grundgebirges zu h_1 = 223 m. Der spez. Widerstand des Basements beträgt ρ_2 = 3900 Ωm. Dieser Wert kann natürlich nur als Maß für die Größenordnung verstanden werden, da die $\rho_a(T)$-Kurve noch im ansteigenden Teil endet. Die Tiefe des schlechten Leiters wird somit um ≈ 20 % überschätzt. Die Anpassung der Modellantwort an die Daten ist in Abb. 7.4a wiedergegeben; der Anpassungsfehler (s. Kap. 1) beträgt ε = 0.024. Bei diesem und den weiteren Modellen wurden die Randfrequenzen bei f = 4.86 Hz und f = 866 Hz nicht berücksichtigt.

In einem zweiten Schritt wurde der Parameter h_1 = 186 m festgehalten; die entsprechende Anpassung (globaler Fehler ε = 0.034) ist etwas schlechter als im ersten Fall; sie ist in Abb. 7.4b aufgetragen. Für die spez. Widerstände ergeben sich nun die Werte ρ_1 = 48 Ωm und ρ_2 = 2960 Ωm.

In Abb. 7.5 ist zum Vergleich die Gleichstrom-geoelektrische Sondierung (DCR)

---

[2] Die Sandsteinschichten NO-Afrikas wurden früher und oft auch noch heute pauschal als "Nubischer Sandstein" bezeichnet. Tatsächlich lassen sie sich jedoch in mehr als 20 Formationen unterteilen, deren Alter von kambrisch bis paleozän reicht (Klitzsch 1990). Der alte, eigentlich nicht zulässige Begriff wird in dieser Arbeit weiterverwendet, wenn die Stratigraphie bei der Diskussion der Ergebnisse keine Rolle spielt.

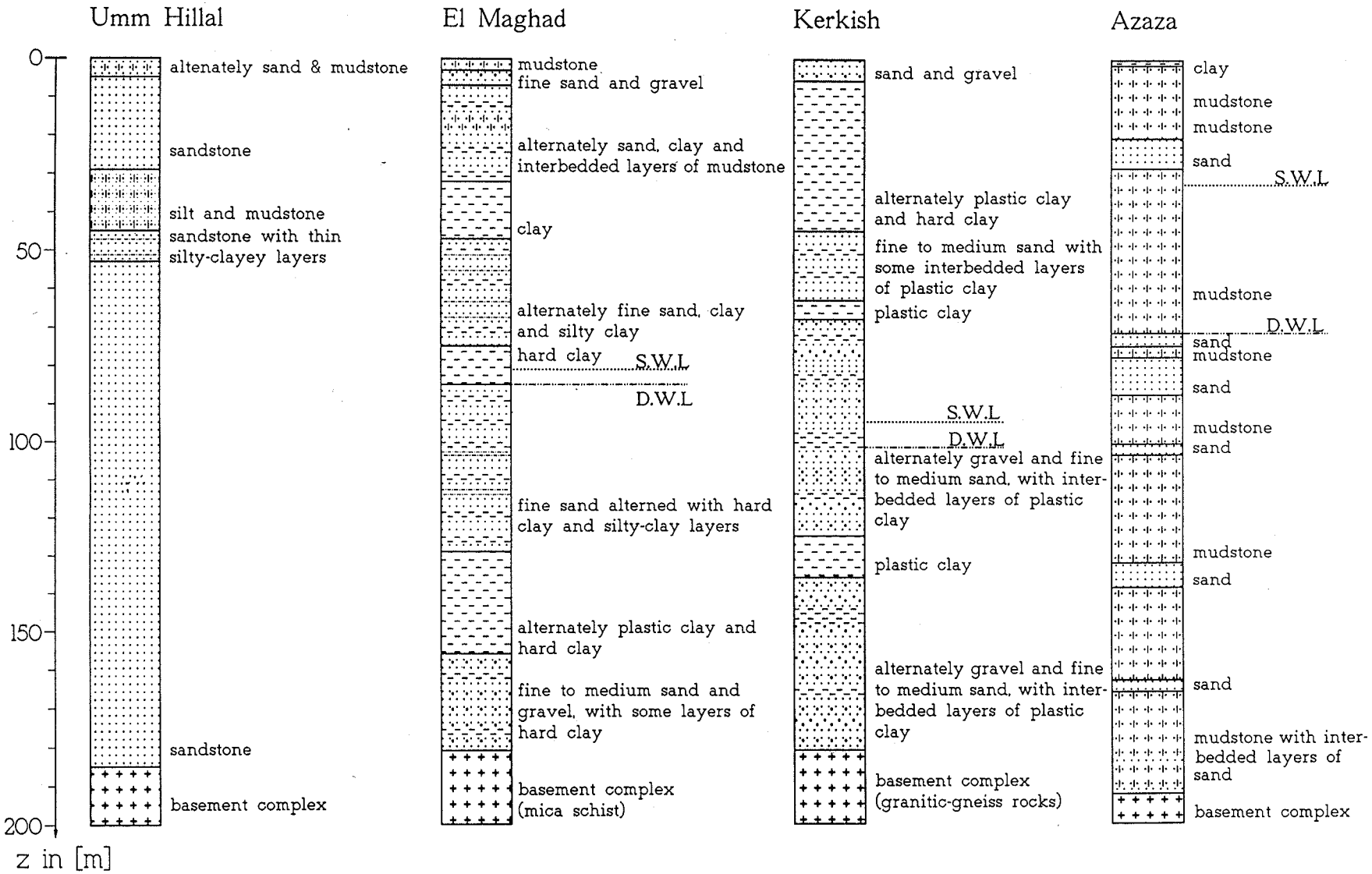


Abb. 7.3: Lithologie der in diesem Kapitel behandelten Bohrungen und der Bohrung Kerkish (s. Kap. 8) im Sudan. SWL = static water level (Statischer Grundwasserspiegel), DWL = dynamic water level (Dynamischer Grundwasserspiegel).

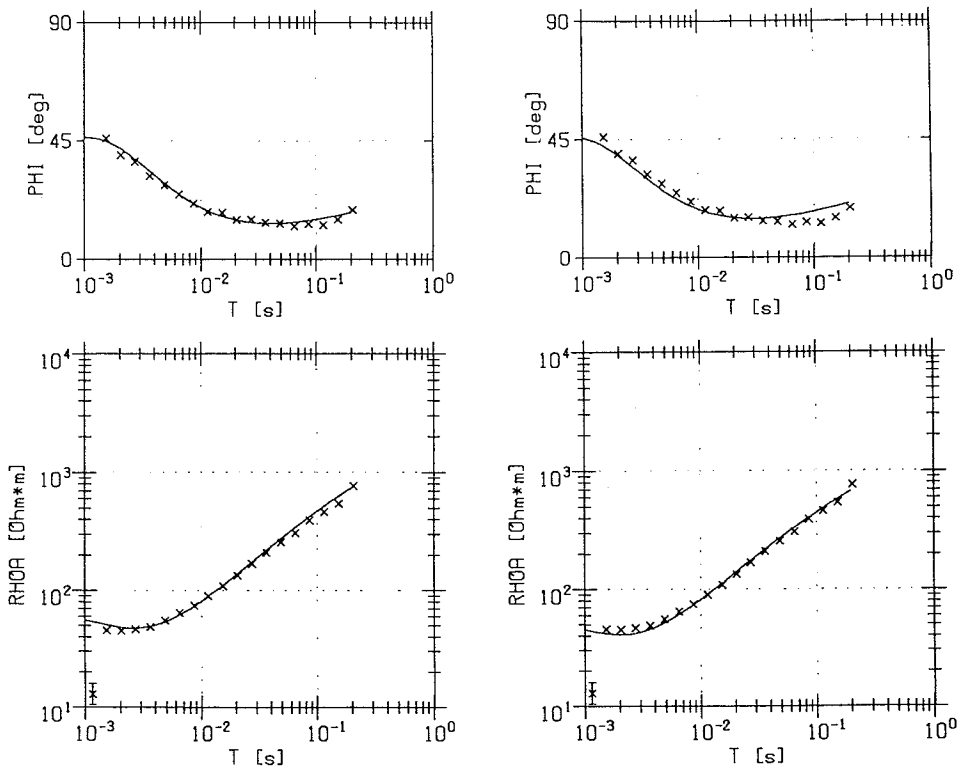


Abb 7.4a (links): $\rho_a(T)$ und $\varphi(T)$ der Invariante Z_1 für DON 17. Modellantwort eines Zweischicht-Modells mit freien Parametern.

Abb. 7.4b (rechts): Zweischicht-Modell, h_1 = 186 m festgehalten.

aufgetragen. Der maximale Elektrodenabstand betrug L/2 = 1000 m bei einer NS gerichteten Auslage in etwa 500 m Entfernung von der Bohrung. Die Daten wurden sowohl mit einem kommerziellen Programmpaket (RESIX-IP der Fa. INTERPEX, Golden, Colorado) als auch mit Hilfe eines Programms, das Evolutionstechniken zur Modellanpassung verwendet (Barleben 1989), ausgewertet. Die Ergebnisse beider Programme waren identisch; ersteres wurde jedoch bevorzugt, da es eine genauere Fehleranalyse und die Berechnung äquivalenter Modelle erlaubt. Es arbeitet nach der Methode der "Ridge-Regression" (Inman 1975), einem modifizierten Verfahren der verallgemeinerten Matrix-Inversion (vgl. Marquardt 1963, 1970). Insbesondere kann die Auflösung einzelner Parameter (Schichtdicke und -widerstand) über eine Auflösungsmatrix $\underline{\underline{R}} = \underline{\underline{G}}\,\underline{\underline{H}}$ (s. Abschnitt 2.3.4 und Inman et al. 1973, Inman 1975) ausgegeben werden. Sie ist symmetrisch und gibt ein Maß der linearen Abhängigkeit zwischen den Parametern $\rho_{i\,(i=1,n)}$ und $h_{j\,(j=1,n-1)}$ an. Große Werte von R_{ij} (d. h. nahe 1) für $i \neq j$ können z. B. bedeuten, daß für eine Schicht nur der Leitwert - nicht jedoch die einzelnen Parameter h_j bzw. ρ_i unabhängig voneinander - aufgelöst wird[3]. Dies führt dann zu einer großen Anzahl äquivalenter Modelle, die ebenfalls - innerhalb vorzugebener Fehlergrenzen - eine mögliche

---

[3] Im Benutzermanual der INTERPEX-Programme wird die Auflösungsmatrix $\underline{\underline{R}}$ fälschlich mit der Korrelationsmatrix $\underline{\underline{C}}$ gleichgesetzt. Letztere enthält die Kovarianzen $\mathrm{Cov}(P_i\,P_j)$ der Parameter P_i bzw. P_j und ist daher auf der Hauptdiagonalen mit Einsen besetzt (vgl. Inman 1975).

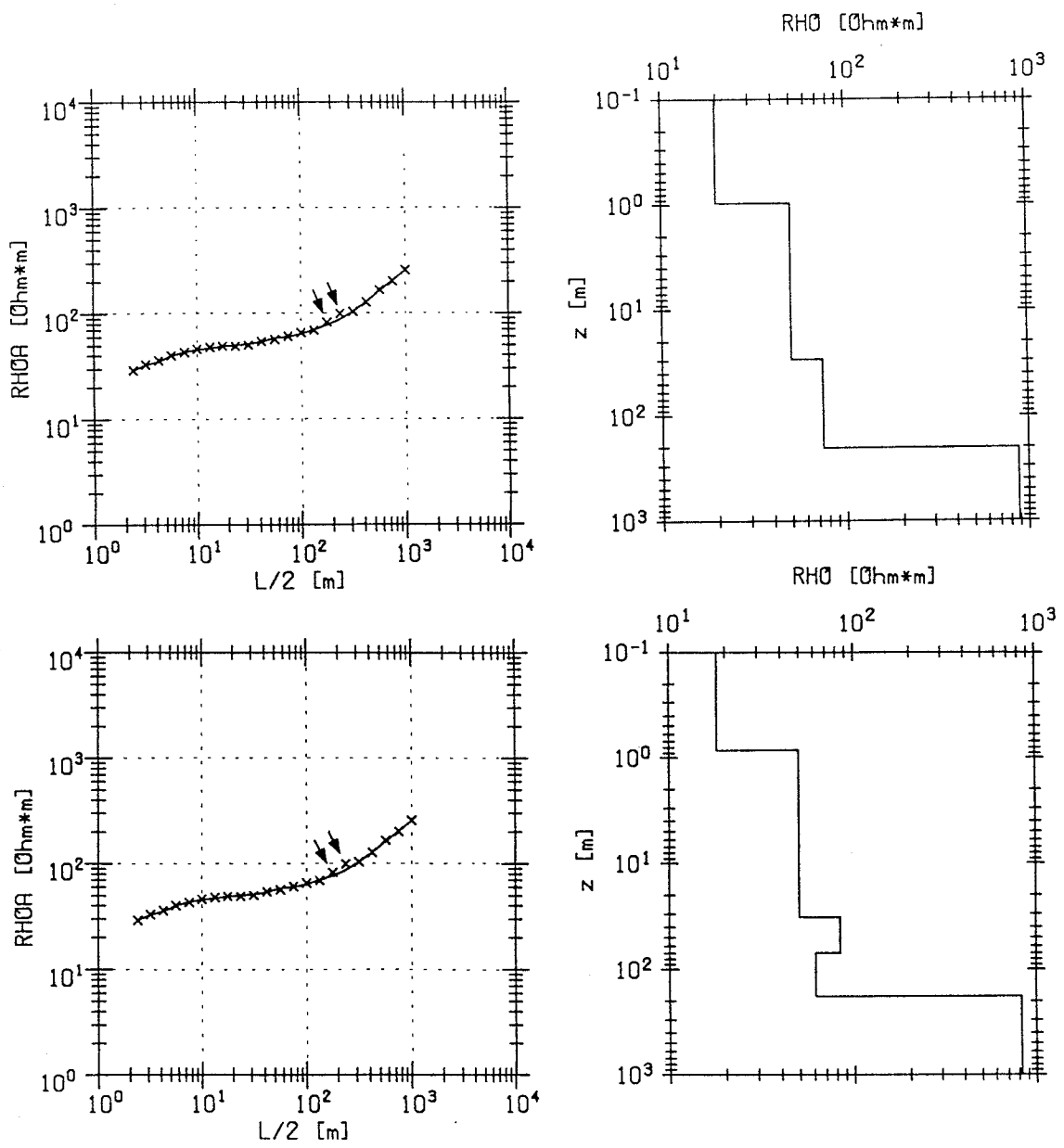


Abb. 7.5a: Geoelektrische Sondierung in Umm Hilal und Response eines Vierschichtmodells (oben) sowie eines Fünfschichtmodells (unten).

Lösung des linearisierten Problems darstellen.

Das Vierschichtmodell in Abb. 7.5a (oben) lieferte eine hervorragende Anpassung (Fehler ε = 1.285 %) an die Daten. Dabei wurden die mit Pfeilen gekennzeichneten Daten mit 0 bewichtet, d. h. sie gingen als (leichte) Ausreißer nicht in die Inversion ein. Der abschließende schlechte Leiter - als Basement zu identifizieren - beginnt in einer Tiefe von z = 202 m.

Die Anpassung eines Fünfschichtmodells (Abb. 7.5a unten) ergibt nur eine geringfügige Verbesserung (ε = 1.230 %). In Bezug auf die Tiefenabschätzung des Grundgebirges liefert es jedoch eine Verbesserung mit z = 179.1 m (Bohrung: z = 186 m). Weiterhin erscheint nun über dem Grundgebirge eine etwas besser leitende Schicht mit ρ_4 = 62 Ωm, ein Wert, welcher näher an den Ergebnissen der Magnetotellurik liegt.

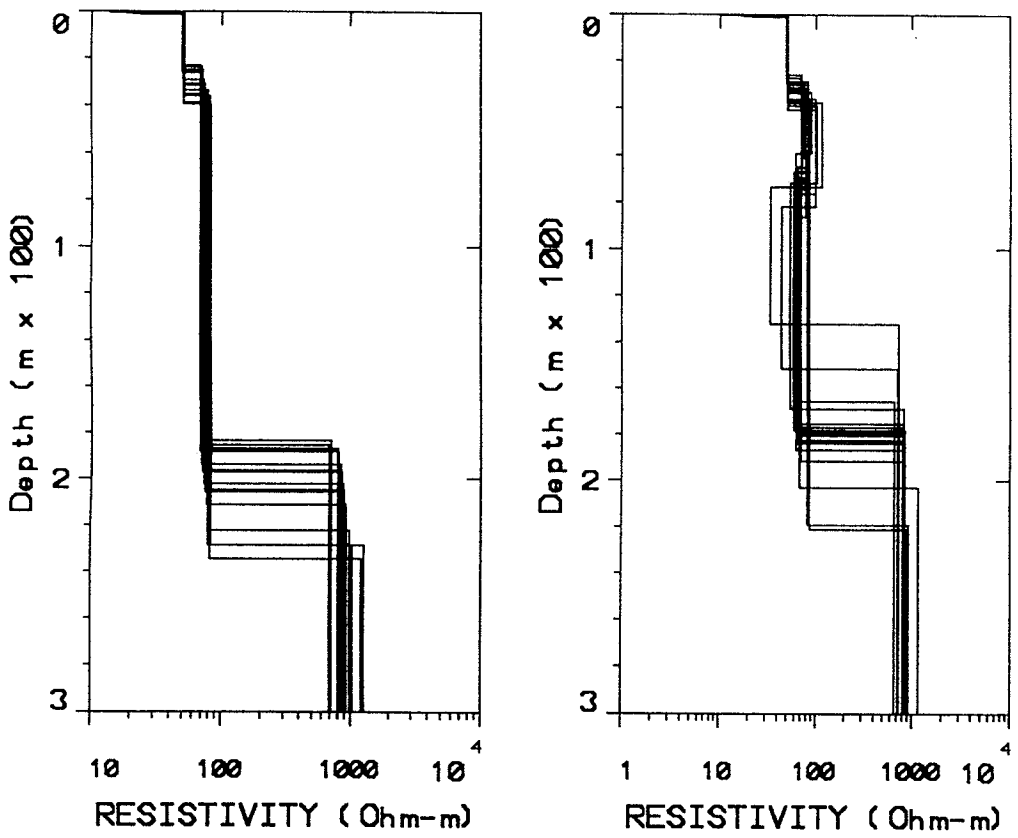


Abb. 7.5b: Äquivalente Modelle der Schlumberger-Sondierung in Umm Hilal für 4 Schichten (links) bzw. 5 Schichten (rechts). Die Plots sind direkt aus dem Programm RESIX-IP erstellt; es erlaubt nur eine lineare Skalierung der Tiefenachse.

Betrachtet man die jeweils mit einem zulässigen Anpassungsfehler von ε = 1.5 % berechneten äquivalenten Modelle (Abb. 7.5b), so fällt insbesondere die Unbestimmtheit bzgl. der Grundgebirgstiefe auf. Sie ist besonders groß beim Fünfschichtmodell, was nicht verwundert, da für die darüberliegende besser leitende Zwischenschicht lediglich der Leitwert h_4/ρ_4 aufgelöst ist. Dies wird auch aus der Auflösungsmatrix deutlich, die für diesen Fall lautet:

	ρ_1	ρ_2	ρ_3	ρ_4	ρ_5	h_1	h_2	h_3	h_4
ρ_1	0.70								
ρ_2	-0.01	1.00							
ρ_3	-0.01	0.00	0.74						
ρ_4	-0.01	0.00	0.18	**0.67**					
ρ_5	0.00	0.00	0.00	-0.07	0.71				
h_1	-0.38	-0.02	-0.01	-0.01	-0.01	0.51			
h_2	-0.03	-0.01	-0.25	0.09	-0.04	-0.06	0.62		
h_3	0.00	0.00	0.17	-0.02	-0.05	-0.01	0.08	0.11	
h_4	0.00	0.00	0.16	**-0.34**	-0.14	0.00	0.12	0.20	**0.55**

Die zu ρ_4 und h_4 gehörenden Werte von R_{ij} sind fett gedruckt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur eine Hälfte der (symmetrischen) Matrix aufgetragen.

Layer	Resistivity H. [Ohm*m]	Resistivity V.	Thickness [m]	Depth [m]
1	19.9	17.4	1.0	0.0
2	67.1	38.6	65.7	1.0
3	37.2	316.8	94.7	66.7
4	1616.4	4172.4	1962.3	161.4
5	7093.7	3265.8	—	2123.7

Err DCR = 2.2% Err AMT = 3.9%

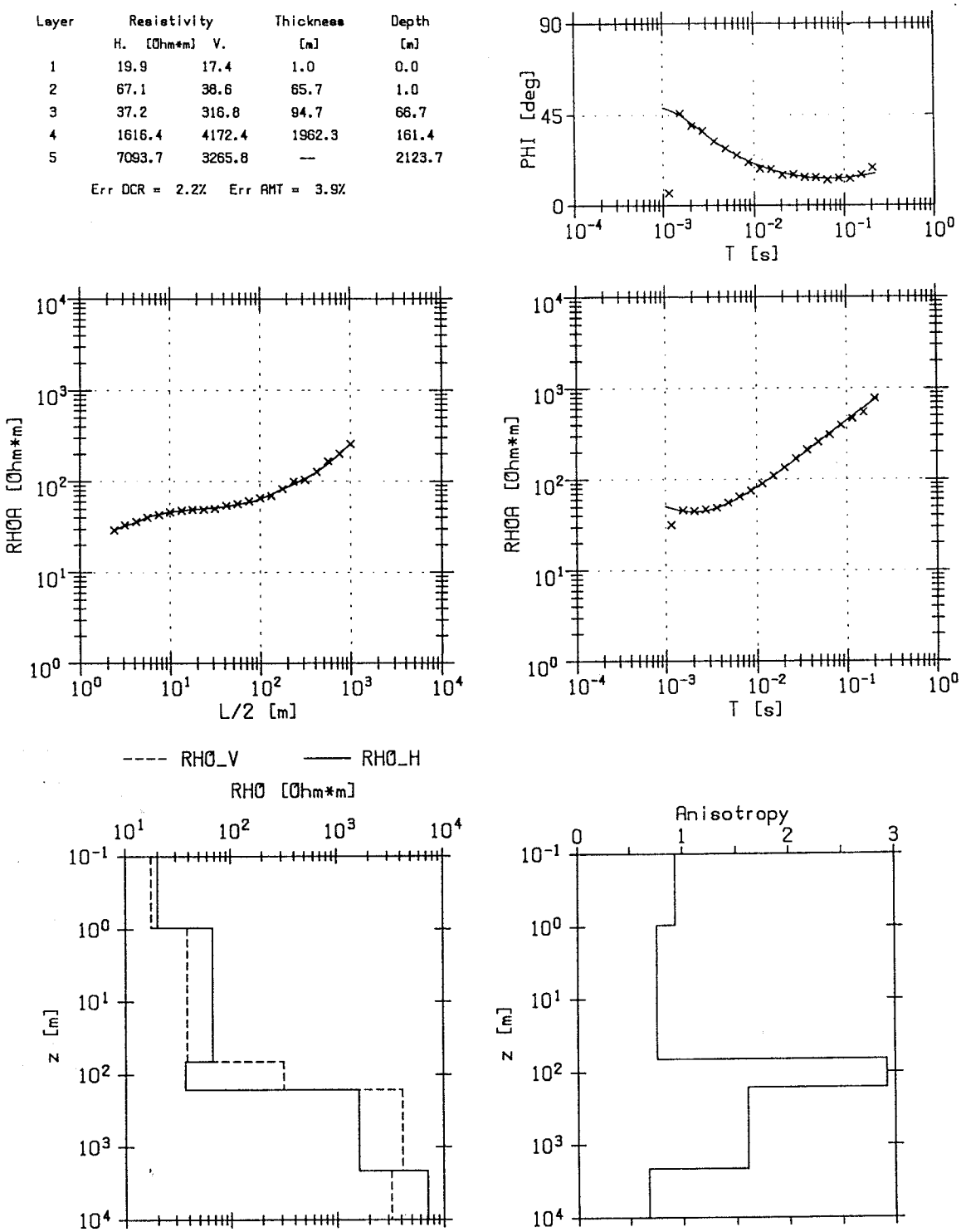


Abb. 7.6: Gemeinsame Inversion der AMT- und Geoelektrikdaten aus Umm Hilal mit Anisotropie. Oben Modellresponse, unten Widerstandsverteilung (ρ_V, ρ_h) und Anisotropiefaktor η.

Mit Hilfe der gemeinsamen Inversion von AMT- und Geoelektrikdaten (s. Kap. 1) wurde nun versucht, insbesondere die Unsicherheit bzgl. der Grundgebirgstiefe aufzuheben. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Abb. 7.6 für ein Fünfschichtmodell dargestellt, wobei eine Anisotropie der Schichten ($\rho_v/\rho_h \neq 0$) der Schichten zugelassen wurde.

Bei beiden Datensätzen wurden die gleichen Punkte zur gemeinsamen Inversion mit 0 bewichtet wie bei der Einzelinversion; als Startmodell diente das obige "Endmodell" der Geoelektrik. Zunächst fällt auf, daß die Anpassung tatsächlich gut gelingt: $\varepsilon = 2.2\,\%$ (DCR) und $\varepsilon = 3.9\,\%$ (AMT). Die berechnete Tiefe des Grundgebirges ist allerdings mit $z = 161.4$ m zu gering; die letzte Schicht (beginnend in $z > 2$ km) liegt jenseits des Auflösungsvermögens beider Verfahren. Für diese Schicht wird auch ein unmöglicher Anisotropiefaktor von $\eta < 1$ bestimmt. Die Sicherheit in der Bestimmung dieses Parameters hängt entscheidend von der Überlappung der Eindringtiefen beider Verfahren ab (vgl. Kalberkamp 1989); diese ist jedoch für die langen Perioden der AMT nicht mehr gegeben. Gleiches gilt für die kurzen Auslagen der Geoelektrik, so daß die Angabe eines Anisotropiekoeffizienten auch für die oberen Schichten sinnlos ist.

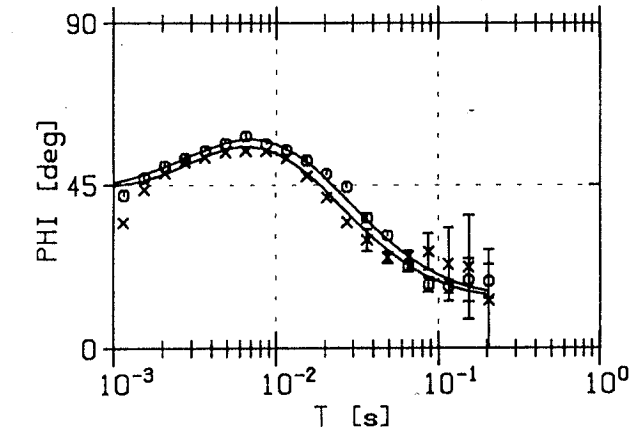
Für die 3. und 4. Schicht liegt η jedoch in einer realistischen Größenordnung: $\eta_3 = 2.92$ und $\eta_4 = 1.61$. Keller & Frischknecht (1966) geben typische Werte von $1.4 < \eta < 4$ für feingeschichtete Sedimente an. Eine solche Feinschichtung steht in Übereinstimmung mit den geologischen Befunden: Der Nubische Sandstein ist kontinentalen, lakustrischen bzw. fluviatilen Ursprungs (vgl. z. B. Wycisk 1990) und weist an Aufschlüssen eine ausgeprägte Feinschichtung auf.

Weitere Modellrechnungen führten zu einer erheblich schlechteren Anpassung; dies gilt insbesondere auch für den Fünfschichtfall ohne Anisotropie. Die Zulassung anisotroper Leitfähigkeit ist notwendig, um überhaupt zu einem Leitfähigkeitsmodell zu gelangen, das in etwa in Übereinstimmung mit den Bohrergebnissen steht.

7.2 Die Bohrung El Maghad

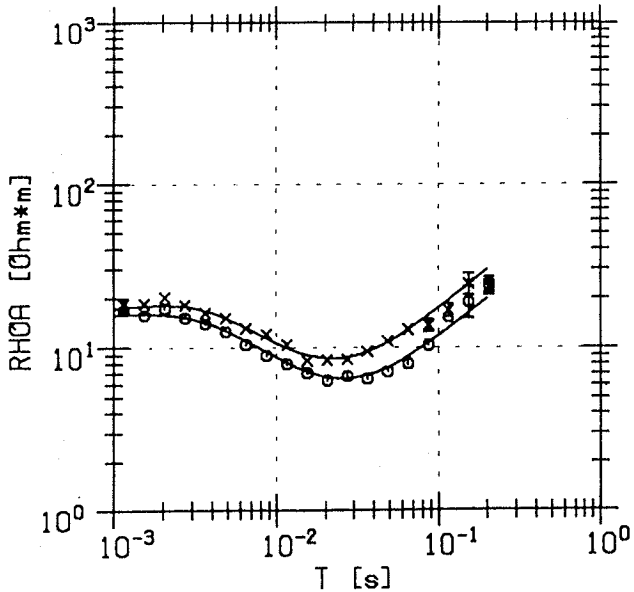
Die Bohrung El Maghad befindet sich im Es Safya-Becken (Nord-Kordofan), das Gegenstand detaillierterer audiomagnetotellurischer Untersuchungen war, die in Kap. 8 beschrieben sind. Sie wurde von der Fa. AQUATER (1988) bis auf eine Tiefe von 205 m abgeteuft und dient heute als Wasserstelle für die einheimische, halbnomadisch lebende Bevölkerung im Wadi Maghad. Die lithologische Beschreibung erfolgte erheblich genauer als in der Bohrung Umm Hilal; überdies standen Gamma-, SP- sowie Widerstandslogs (16"- und 64"-Normal) zur Verfügung.

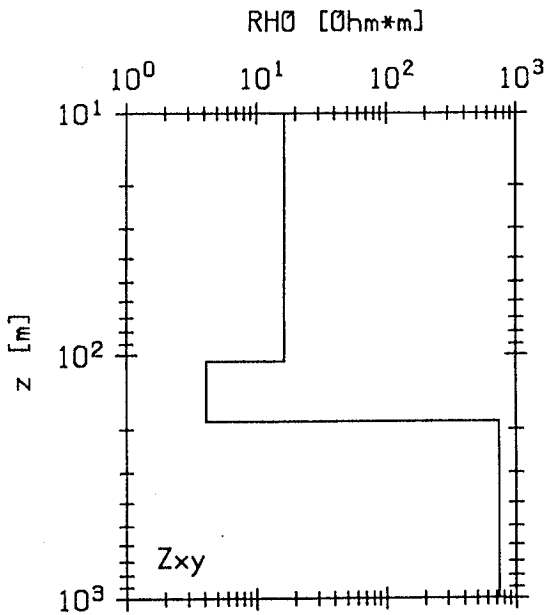
Die AMT-Sondierung ist in Abb. 7.7 in rotierten Koordinaten ($\alpha = -30^{\circ}$, s. unten) dargestellt. Anders als im vorherigen Abschnitt kann die Leitfähigkeitsverteilung des Untergrunds nun nicht mehr uneingeschränkt als eindimensional betrachtet werden, wenn auch die Unterschiede zwischen beiden Polarisationsrichtungen relativ gering sind. Der Drehwinkel nach Swift variiert zwischen $\alpha_s \approx -30^{\circ}$ für hohe und $\alpha_s \approx 0^{\circ}$ für niedrige Frequenzen. Aufgrund der regionalen geologischen Streichrichtungen in diesem Gebiet (s. Kap. 8) kann $Z_{x'y'}$ mit der E-, $Z_{y'x'}$ mit der B-Polarisation identifiziert



Layer	d [m]	RHO [Ohm*m]
1	106.2	16.4
2	79.4	4.1
3		729.9

Layer	d [m]	RHO [Ohm*m]
1	86.3	14.6
2	90.2	3.5
3		477.1





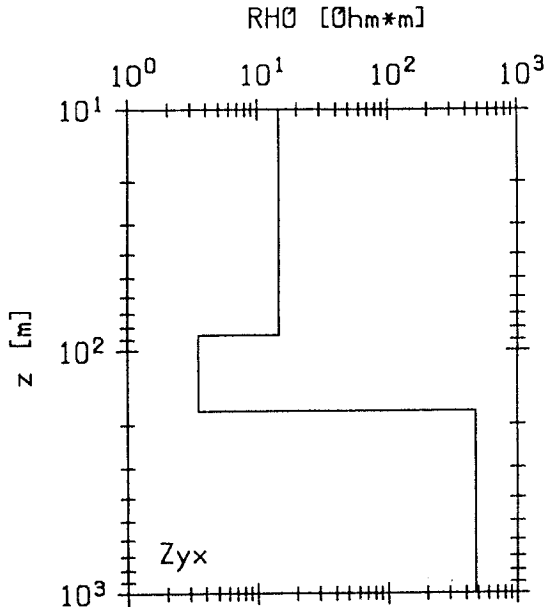
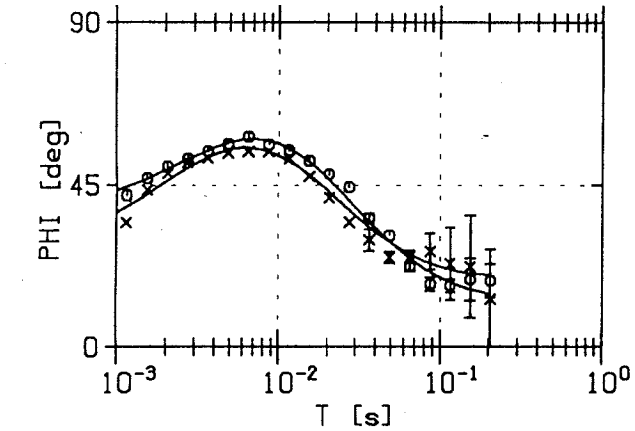
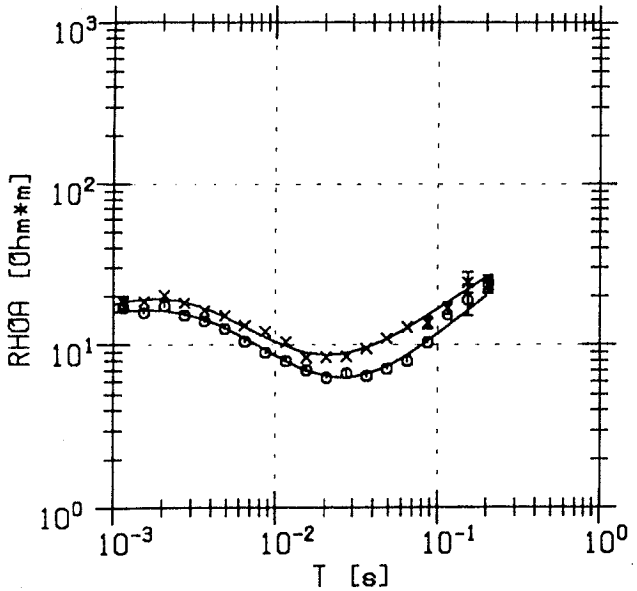


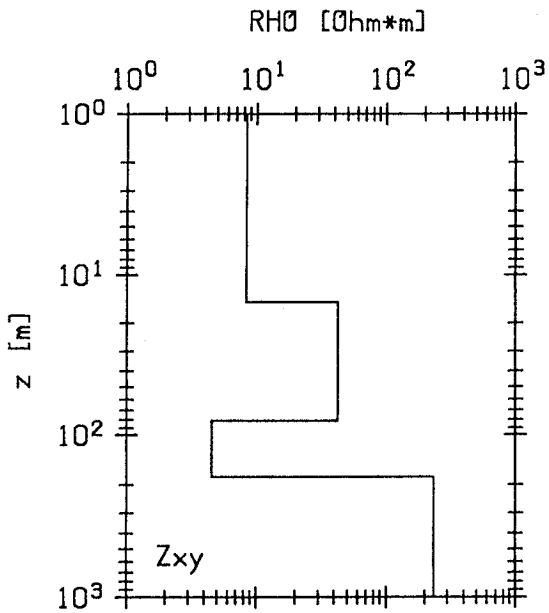
Abb. 7.8b: Dreischichtmodelle und Modellantwort an der Station MAG 8 für die Polarisationen Z_{xy} und Z_{yx}.



Layer	d[m]	RHO [Ohm*m]
1	14.8	8.3
2	67.2	42.7
3	97.3	4.6
4		234.6

Layer	d[m]	RHO [Ohm*m]
1	8.8	10.4
2	72.6	17.0
3	94.3	3.5
4		625.5





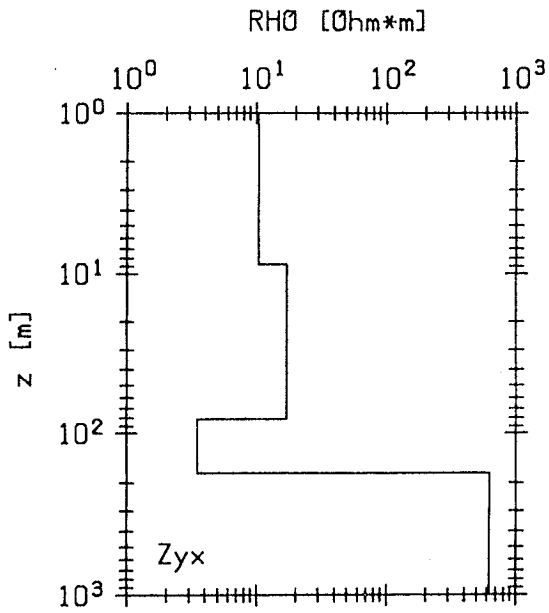


Abb. 7.8c: 4-Schichtmodelle und Modellantwort an der Station MAG 8 für die Polarisationen Z_{xy} und Z_{yx}.

Naturgemäß ist nur der dynamische Spiegel in AMT-Sondierungen als Leitfähigkeitsgrenze zu erkennen.

Gespanntes Grundwasser ist ein weit verbreitetes Phänomen in Nordkordofan, wie aus den Berichten zu vielen Bohrungen von AQUATER (1988) hervorgeht. Die maximale Differenz zwischen DWL und SWL wurde mit ≈ 20 m nahe der Ortschaft Hamrat el Wuz angetroffen. In anderen Gebieten des Sudan scheint diese Differenz jedoch weitaus größer zu sein: So wurde im Humar-Becken südlich des Wadi El Milk mit Hilfe geoelektrischer und audiomagnetotellurischer Messungen des SFB 69 ein Grundwasser-Flur-Abstand von etwa 400 m abgeschätzt; das ist ca. 200 m unter der - allerdings aus regionalen Karten interpolierten - Druckfläche (s. Kheir 1986, Bussert et al. 1990, Thorweihe et al. 1990). Das Humar-Becken ist mit ≈ 4 km jedoch erheblich tiefer als das hier und in Kap. 8 behandelte Es Safya-Becken. Diesem für die Wasserversorgung der lokalen Bevölkerung bedeutenden Befund soll in Kap. 8 weiter nachgegangen werden.

Die Lithologie der Bohrung El Maghad (erhalten aus einer Bohrklein-Analyse) weist in allen Tiefen eine starke Wechsellagerung von Sandstein-, Siltstein- und Tonschichten auf, die sich aufgrund ihrer jeweils geringen Mächtigkeiten in den AMT-Sondierungen jedoch nicht auflösen läßt. Auch die Widerstandslogs (16"- und 64"-Normal-Elektrodenkonfiguration, vgl. Telford et al. 1990) lassen sich mit dieser Feinschichtung nur bedingt korrelieren. Am auffälligsten (s. Abb 7.9) sind zwei hochohmige Schichten ($\rho \approx$ 400 Ωm) in 50 m bzw. 72 m Tiefe mit je etwa 5 m Mächtigkeit, die von Siltstein gebil-

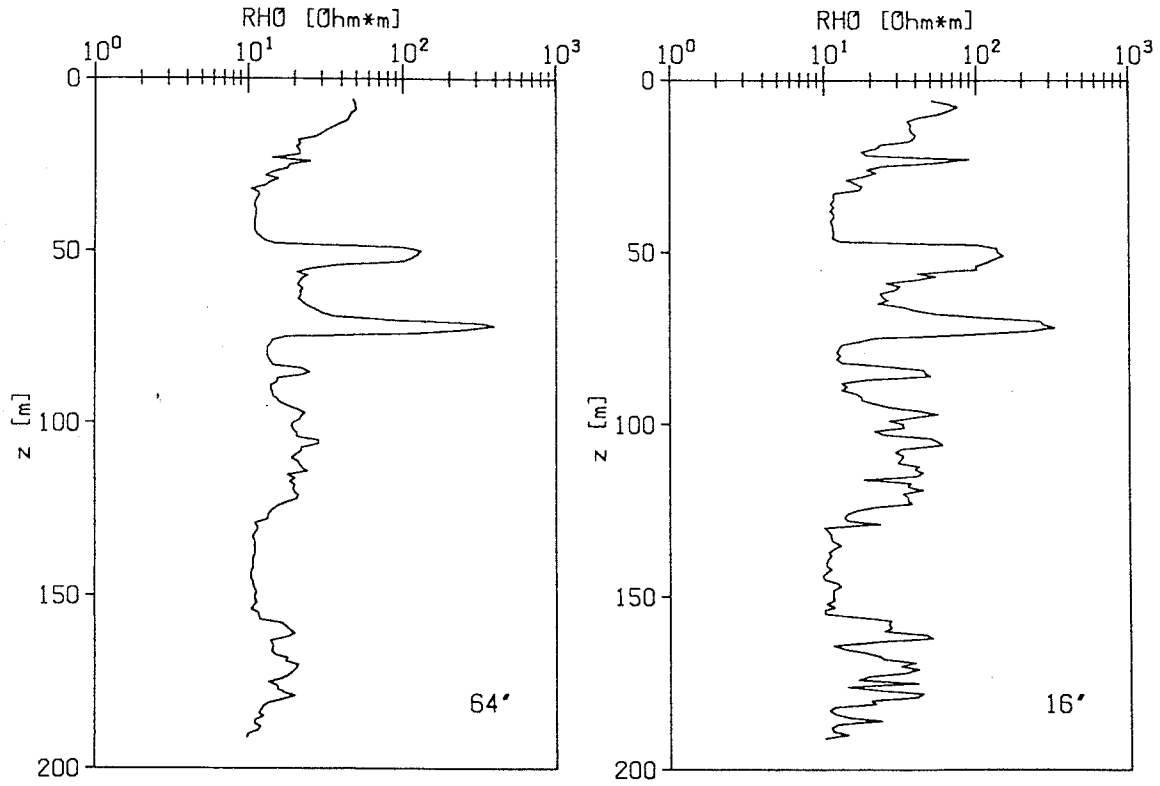


Abb. 7.9: Widerstandslogs (16"- und 64"-Normal) an der Bohrung El Maghad, digitalisiert aus dem Bohrbericht von AQUATER (1988).

det werden. Ansonsten liegen die Werte zwischen etwa 9 Ωm und 30 Ωm. Die Oberkante des Basements äußert sich nicht in einem eigentlich zu erwartenden Sprung von $\rho(z)$, was vermutlich auf die Verwitterung zurückzuführen ist.

Offensichtlich werden diese Ergebnisse jedoch im wesentlichen durch die Spülflüssigkeit und ihr Eindringen in das umgebende Gestein bestimmt. Da die Schichtpakete oberhalb des Grundwasserspiegels unter den gegebenen Klimaverhältnissen weitgehend trocken sein müssen, wäre ein wesentlich höherer spez. Widerstand zu erwarten. Dies trifft nur für die erwähnten Siltsteinschichten zu, in die die Bohrspülung nicht oder nur wenig eindringen kann.

Gamma- und SP-Log liefern hier für die geoelektrische Interpretation keine neuen Informationen; sie sind daher nicht graphisch dargestellt. Erwartungsgemäß ist die γ-Zählrate mit den Tonschichten korreliert und dort am größten. Im SP-Log sind überhaupt keine ausgeprägten Anomalien zu erkennen; das Eigenpotential liegt in der Größenordnung von $-25\,mV \approx U_{sp} \approx -80\,mV$.

Die geoelektrische Schlumberger-Sondierung (Abb. 7.10a) wurde an gleicher Stelle mit einer Auslagenweite bis L/2 = 750 m - Richtung N325°E entsprechend dem refraktionsseismischen Profil (s. weiter unten) - durchgeführt. Für L/2 = 1000 m waren die Sondenspannungen zu gering und streuten stark, so daß kein vertrauenswürdiger Meßwert erhalten werden konnte.

Die Ergebnisse der Modellierung in Abb. 7.10 wurden wiederum mit dem Programm RESIX-IP erzielt. Das Modell mit 4 Schichten lieferte einen Anpassungsfehler von 5.4 %, das 5-Schichtmodell einen Fehler von 5.1 %. Die Tiefe des Grundwasserleiters wird im ersten Fall mit 72.2 m, im zweiten mit 67.0 m bestimmt mit spez. Widerständen von ρ = 21 Ωm bzw. ρ = 20 Ωm. Diese Widerstände sind sicherlich zu hoch; die maximale Elektrodenauslage ist mit L/2 = 750 m zur Erfassung des Aquifers zu gering.

Auffällig ist in beiden Modellen ein sehr schlechter Leiter mit ρ = 1208 Ωm bzw. ρ = 1455 Ωm in Tiefen von z = 14 m bzw. z = 19.2 m und Schichtdicken von h = 58.1 m bzw. h = 47.8 m. Er ist in der AMT-Sondierung nicht zu erkennen und auch im Vergleich zum Widerstandslog als zu mächtig anzusehen. Eine Modellierung mit festgehaltenen Schichtparametern entsprechend dem Widerstands-Log führte zu keinen befriedigenden Ergebnissen. Die schlechte Auflösung der Tiefe der unteren gutleitenden Schicht geht aus den äquivalenten Modellen (mit einer vorgegebenen Fehlergrenze von ε = 6 %) in Abb. 7.10b (S. 131) hervor: Die Schwankungsbreite liegt zwischen z = 40 m und z = 105 m! Gut aufgelöst ist bei diesem Kurventyp lediglich der Querwiderstand $\rho \cdot h$.

Leider konnte aus zeitlichen Gründen keine Kreuz-Sondierung durchgeführt werden, um den Einfluß lateraler Inhomogenitäten festzustellen. Wie bereits bei der Beschreibung der AMT erwähnt, sind diese sicherlich vorhanden, äußern sich dort jedoch nur geringfügig. Auch zuvor durchgeführte VLF-R-Messungen (mit dem Gerät GEONICS EM-16) an verschiedenen Punkten im Umfeld der Station ergaben durchgehend scheinbare spez. Widerstände von $\rho_a \approx 10 - 15\,\Omega m$ bei Phasen um $\varphi \approx 45°$, sie korrespondieren damit trotz der wesentlich höheren Frequenz eher mit den AMT- als mit den

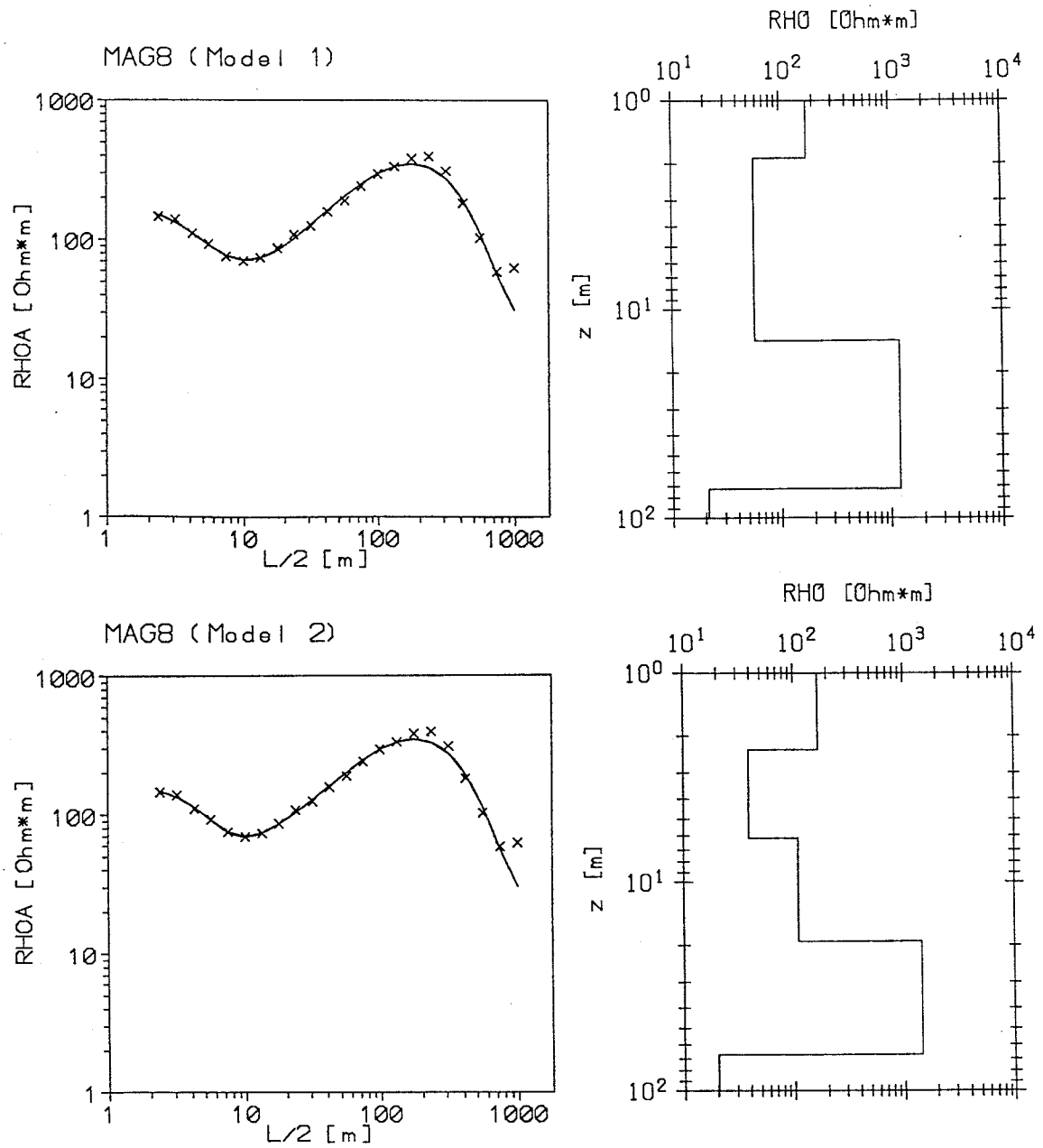


Abb. 7.10a: Schlumberger-Sondierung an der Bohrung El Maghad mit Anpassung eines 4-Schichtmodells (oben) und eines 5-Schichtmodells (unten).

DCR-Ergebnissen. Es konnte allerdings nur der Sender ICV (Rom, f = 20.27 kHz) empfangen werden; der Empfang anderer Sender war unzureichend[4].

Die Diskussion der Geoelektrik-Daten läßt bereits vermuten, daß auch die Anpassung eines gemeinsamen Modells mit der AMT Schwierigkeiten bereitet. Dies ist anhand mehrerer Modelle mit und ohne Anisotropie versucht worden. In Abb. 7.11 sind die

---

[4] Das Arbeitsgebiet im Sudan liegt sehr weit entfernt von allen VLF-Sendern. Meist war nur die Feldstärke der Sender GBR und GBZ (Großbritannien) ausreichend, die jedoch während der El Maghad-Messungen auch nicht zu empfangen waren.

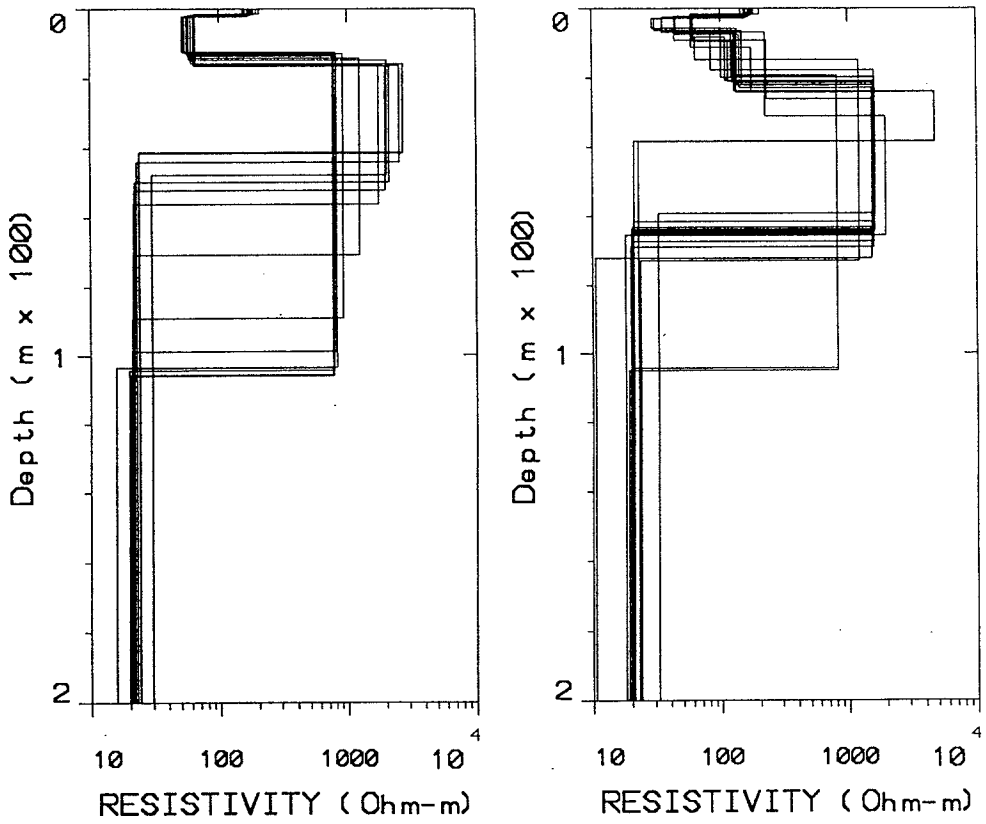


Abb. 7.10b: Äquivalente Modelle der Schlumberger-Sondierung in El Maghad für 4 Schichten (links) bzw. 5 Schichten (rechts).

Ergebnisse der Modellrechnungen mit 6 Schichten (inkl. Anisotropie) dargestellt. Die Anpassung der Magnetotellurik-Daten insbesondere im hochfrequenten Bereich ist sehr schlecht (ε = 12.7 %). Das Basement wird in einer Tiefe von z = 240 m gefunden - was erstaunlich gut mit den seismischen Ergebnissen (s. weiter unten) übereinstimmt -, der gute Leiter bereits in einer Tiefe von z = 24.5 m. Hinsichtlich dieser Tiefenlagen unterschieden sich die Ergebnisse nicht, wenn keine Anisotropie zugelassen wurde; auf eine explizite Darstellung wird daher verzichtet. Die Werte für η liegen zwischen 1.25 und 2.5. Angesichts der Fehlanpassung bei hohen Frequenzen kann das Ergebnis der gemeinsamen Inversion nur als äußerst unbefriedigend bezeichnet werden. Auch Modelle mit anderer Schichtanzahl lieferten keine verbesserten Resultate.

In Abb. 7.11 ist bei L/2 $\approx$ 50 - 70 m eine leichte Oszillation der DCR-Modellkurve zu erkennen. Dies ist offensichtlich auf einen Fehler im Geoelektrik-Teil des verwendeten Programms zurückzuführen, der nur bei diesem Datensatz (zu hoher Widerstandskontrast?) auftrat, und zwar auch dann, wenn man die DCR-Daten separat modellierte. Um Fehlinterpretationen auszuschließen, wurden die Ergebnisse mit einem neuentwickelten Programm zur gemeinsamen Inversion (Barleben, pers. Mitteilung) kontrolliert. Dieses zeigte die erwähnte Oszillation nicht; die Resultate bzgl. der Widerstands-Tiefen-Verteilung waren jedoch im wesentlichen identisch und sind daher nicht mehr dargestellt.

MAG8 (AMT) MAG8 (DCR)

Joint Inversion DCR/AMT (Anisotropy)

Layer	Realstivity H. [Ohm*m]	Realstivity V.	Thickness [m]	Depth [m]
1	142.1	181.9	2.1	0.0
2	30.3	40.1	3.0	2.1
3	72.0	192.5	9.2	5.1
4	1348.9	6716.2	10.3	14.2
5	8.2	19.5	215.7	24.5
6	276.1	985.1	—	240.2

Err DCR = 5.4% Err AMT = 12.7%

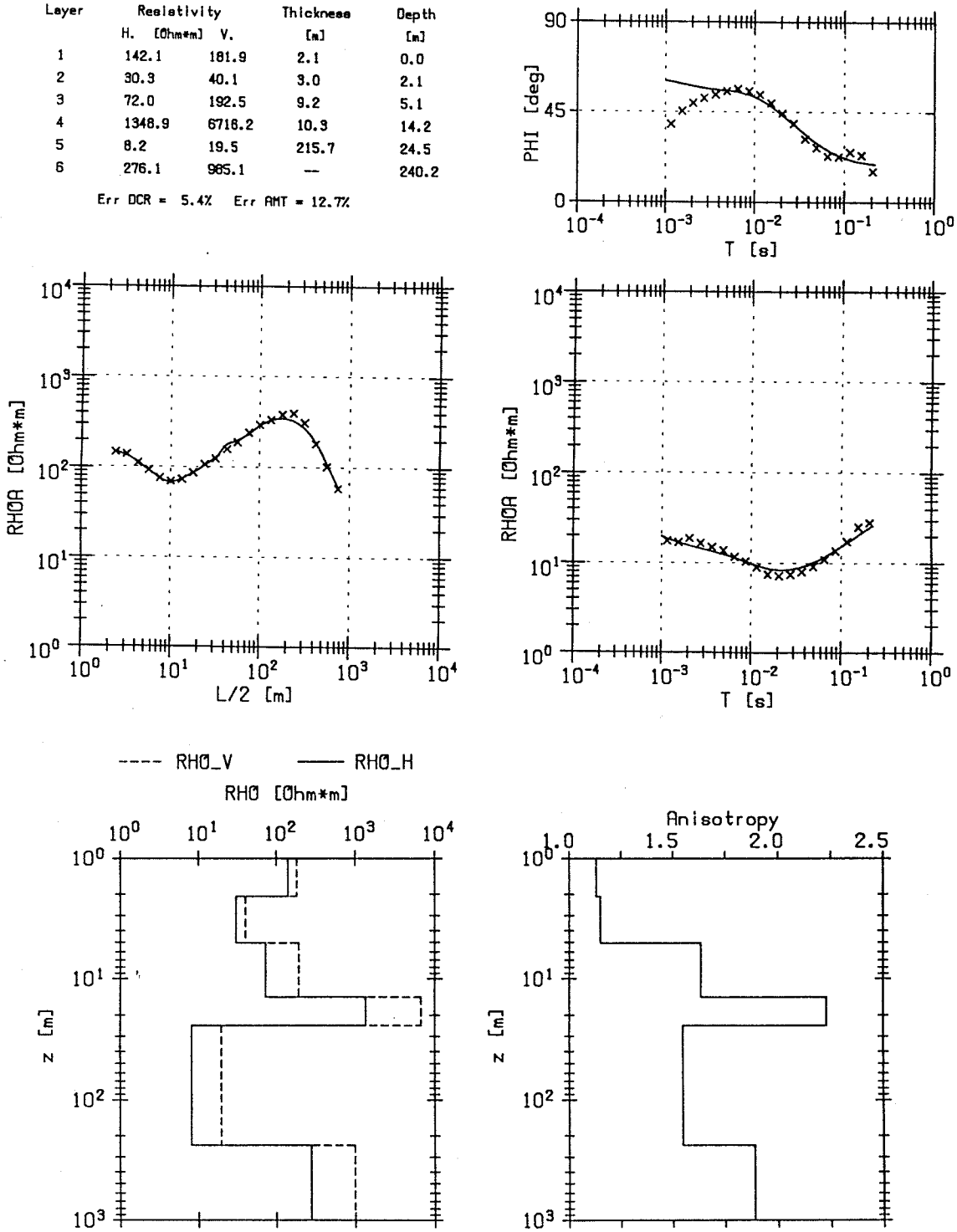


Abb. 7.11: Gemeinsame Inversion von AMT- und DCR-Daten an der Bohrung El Maghad mit Anisotropie.

Abschließend sei noch kurz das Ergebnis refraktionsseismischer Messungen geschildert (Schuster, pers. Mitteilung). Sie wurden mit einem Gerät (SEAMEX 85) der Fa. WBK (heute DMT, Bochum) durchgeführt, die auf dem Konzept von Remote-Stationen basiert, die jeweils die Signale zweier Geophone aufzeichnen und an die eigentliche Meßwerterfassungs-Apparatur weiterleiten. Als seismische Quelle diente ein Fallgewicht mit einer Masse von lediglich 100 kg. Aufgrund der geringen Anregungsenergie und der starken Absorption durch die oberflächennahen Sandschichten (s. Burkhardt et al. 1987, 1990) war die Datenqualität bei großen Auslagen allerdings sehr schlecht. Daher konnte das Grundgebirge nur über Weitwinkel-Reflexionen aufgelöst werden, seine Tiefe wurde mit $z \approx 240$ m abgeschätzt (Schuster, pers. Mitteilung). Dies korrespondiert insofern mit den Bohrergebnissen, als darin das Basement bis in die Endteufe von 205 m als stark verwittert beschrieben wird. Die Reflexionen rühren damit offensichtlich vom verfestigten, nicht zerklüfteten Grundgebirge her. Die Oberkante des Aquifers in Sandstein kann mit seismischen Methoden naturgemäß nicht aufgelöst werden. Als mittlere seismische Geschwindigkeit (P-Wellen) des über dem Basement liegenden Sedimentpakets wurde ein für Sandsteine charakteristischer Wert von $v_p = 2200$ m/s bestimmt.

7.3 AMT, DCR und HLEM an der Bohrung Azaza

Die Bohrung Azaza liegt etwa 20 km nördlich der Stadt Gedaref in der gleichnamigen Provinz etwa 400 km südöstlich von Khartoum. Die AMT-Untersuchungen wurden im Rahmen eines Grundwassererkundungs-Projekts der Geological Research Authority of the Sudan (GRAS) durchgeführt und dienten der Absicherung geoelektrischer Messungen in diesem Gebiet. Die Vergleichsmesssungen an der Bohrung sind hier nur deshalb aufgenommen, weil gleichzeitig elektromagnetische Messungen nach dem HLEM-Verfahren (Horizontal Loop Electromagnetics) unternommen wurden (gemeinsam mit Abubakr al Khogali, GRAS) und so ein Vergleich mit dieser Methode möglich wurde.

In diesem Arbeitsgebiet waren die natürlichen Variationen auch von 50 Hz-Signalen und Oberwellen überlagert, die von einer EW-verlaufenden Überlandleitung 10 km im Süden der Station herrührten; sie waren jedoch ohne Einfluß auf die Datenqualität. Da die Sondierung an einem Vormittag (im Anregungsminimum, s. Kap. 3 und 4) durchgeführt wurde, streuten die Daten etwas stärker als in den vorangegangenen Beispielen. Wiederum ließ sich ein 1D-Untergrundmodell aus ihnen ableiten. Abb. 7.12a zeigt daher gleich die Modellierung der Invariante Z_1 für ein Modell mit 3 Schichten. Es lieferte einen Anpassungsfehler von $\varepsilon = 0.0297$; die zu den beiden niedrigsten bzw. höchsten Frequenzen gehörenden Daten wurden bei der Inversion nicht berücksichtigt. Ein guter Leiter ($\rho_2 = 6.5\,\Omega$m) erscheint unter einer Deckschicht in 46.6 m Tiefe. Als dritte Schicht wird ein schlechter Leiter ($\rho_3 = 2279\,\Omega$m), beginnend in einer Tiefe von 96.4 m,

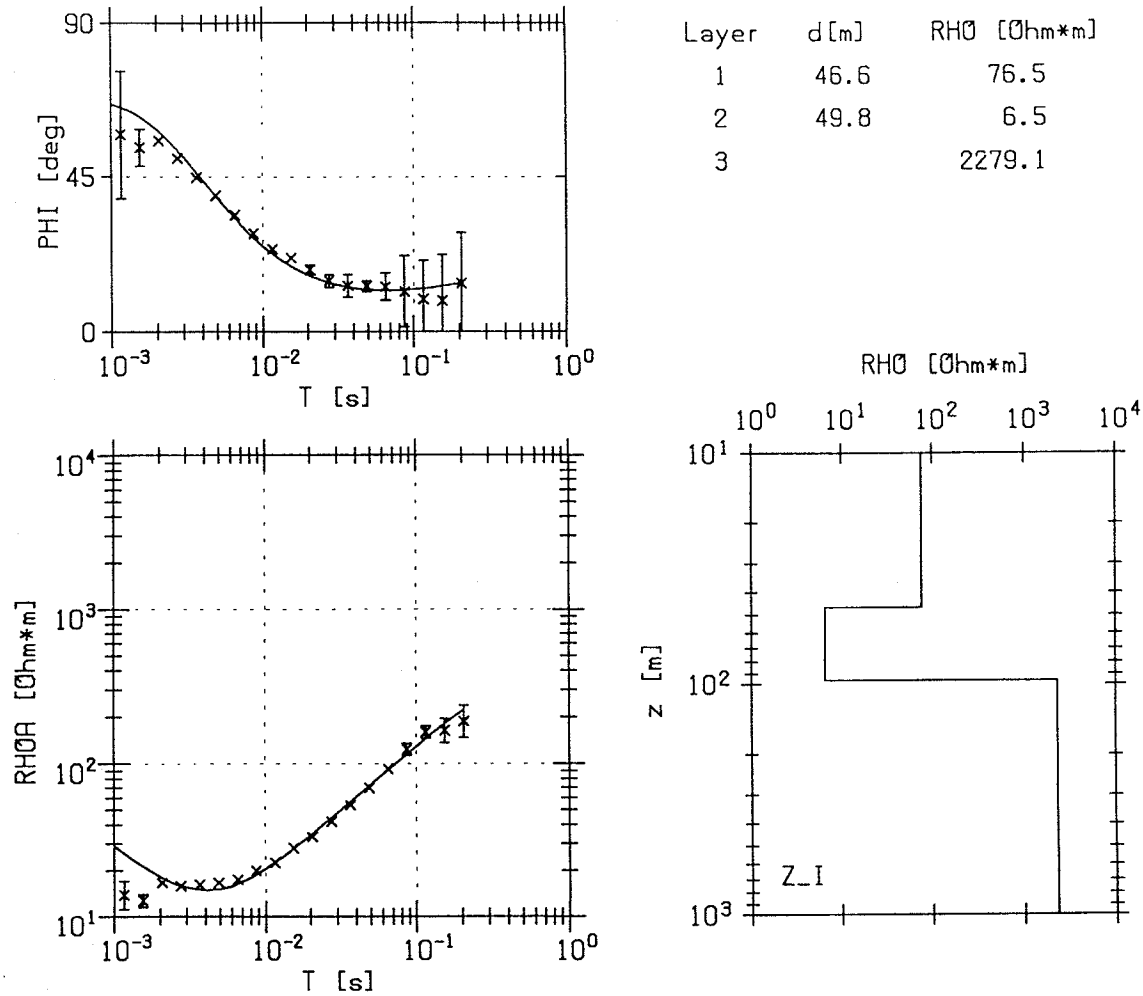


Abb. 7.12a: Modellierung von AMT-Daten an der Station AZA nahe der Bohrung Azaza (Gedaref), Invariante Z_1, mit einem Dreischichtmodell.

modelliert. Diesen würde man ohne weitere Informationen als Basement ansehen. Jedoch wurde in der Bohrung Azaza, die bis etwa 200 m abgeteuft wurde, das Grundgebirge erst in 193 m erreicht (Abb 7.3). Die Tiefe des guten Leiters ($z \approx 47$ m) liegt innerhalb des Tonsteins. Der Aquifer (dynamischer Wasserspiegel) wurde in der Bohrung bei $z = 70$ m an der Grenze Tonstein/Sandstein angetroffen; er wird durch den Tonstein gespannt. Der statische Grundwasserspiegel liegt bei $z = 33.5$ m.

Ein spez. Widerstand von $\rho > 2000\ \Omega$m läßt sich durch wassergesättigten Sandstein jedoch nicht erklären. Es wurde daher versucht, durch Einführen einer weiteren Schicht die Anpassung zu verbessern und ein realistisches Modell auch für den Aquifer zu finden. Dies gelingt teilweise wie in Abb. 7.12b dargestellt. Der Anpassungsfehler beträgt nun $\varepsilon = 0.0198$. Die Tiefe des guten Leiters wird mit 37 m berechnet, für die dritte Schicht erhält man einen Wert von $\rho_3 = 469\ \Omega$m in einer Tiefe von $z = 87$ m. Es ist jedoch anzumerken, daß die Magnetotellurik ein Modell wie in Abb. 7.12b (schlechter Leiter unter schlechtem Leiter) nur schlecht auflösen kann. Die Grundgebirgstiefe von $z = 919$ m ist auf jeden Fall jenseits des Auflösungsvermögens der AMT in diesem Fre-

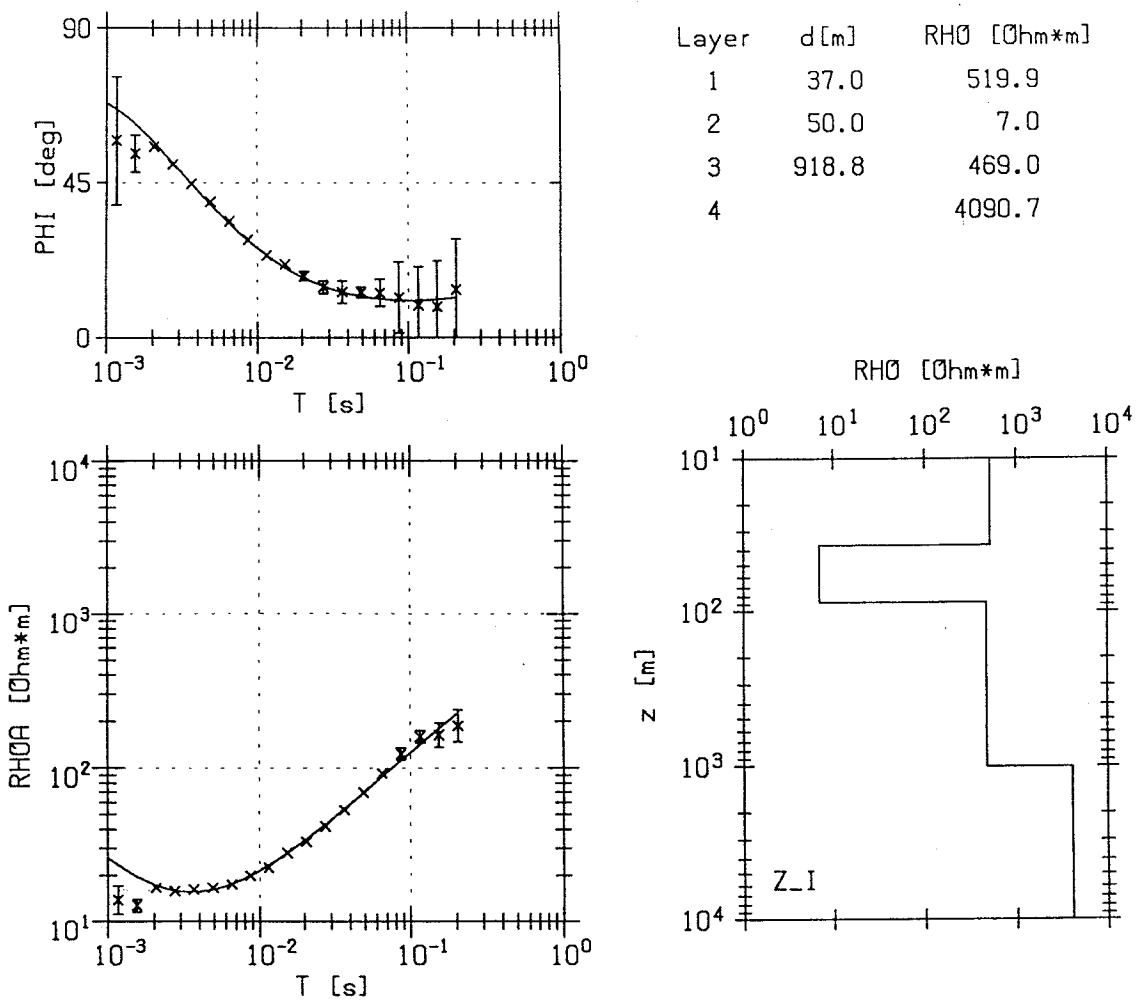


Abb. 7.12b: Modellierung mit einem Vierschichtmodell.

quenzbereich.

Auch die Tiefe des guten Leiters ist nur durch wenige Daten bei hohen Frequenzen gestützt. Es wurde daher - im Rahmen von Slingram-Kartierungsarbeiten im Umfeld der Bohrung - auch eine Frequenzsondierung mit einem elektromagnetischen Meßsystem (APEX MAXMIN I-9) durchgeführt, das mit horizontalen Spulen als Sender bzw. Empfänger arbeitet. Die einstellbaren Frequenzen reichen von f = 110 Hz bis f = 14080 Hz; der Sender/Empfänger-Abstand betrug L = 100 m. Die Meßdaten werden als Inphase- und Quadraturwerte (0°- bzw. 90°-Phase), gemessen in % des Primärfeldes, an Zeigerinstrumenten abgelesen. Die Darstellung der Meßwerte erfolgt üblicherweise als Funktion der dimensionslosen Induktionszahl ("response parameter", vgl. Palacky 1991)

$$\Theta = \mu_o \omega \sigma L^2 \quad , \qquad (7.1)$$

- wobei für σ die Leitfähigkeit der Deckschicht einzusetzen ist -, oder als Argand-Diagramm mit Real- und Imaginärteil als Koordinatenachsen (vgl. Patra & Mallick 1980).

Zur Interpretation stand das Programm EMIX-MM der Fa. INTERPEX zur Verfü-

gung, das ähnlich wie das Geoelektrik-Programm RESIX-IP (s. Abschnitt 7.1) mit der Methode der Ridge-Regression (Inman 1975) arbeitet. In Abb. 7.13a sind die Daten (als Funktion von Θ und als Argand-Diagramm) zusammen mit der Antwort eines Vierschichtmodells aufgetragen; die Induktionszahlen ergeben sich aus dem spez. Widerstand ρ_1 = 40.5 Ωm der Deckschicht. Der Anpassungsfehler beträgt ε = 1.093 %. In Abb. 7.13b sind das berechnete Untergrundmodell und äquivalente Modelle (für die Fehlergrenze ε = 1.2 %) dargestellt.

Der bereits von der Magnetotellurik vorhergesagte gute Leiter in einer Tiefe von z ≈ 40 m wird in diesem Modell mit ρ_3 = 4.7 Ωm und z = 39.9 m bestätigt. Die Auflösungsmatrix lautet:

ρ_1	1.00						
ρ_2	0.00	0.00					
ρ_3	0.00	-0.01	0.85				
ρ_4	0.00	0.00	0.00	0.04			
h_1	-0.01	0.00	0.07	0.00	0.89		
h_2	0.03	0.04	-0.09	0.00	0.24	0.44	
h_3	0.00	-0.02	-0.19	-0.11	0.09	-0.11	0.72
	ρ_1	ρ_2	ρ_3	ρ_4	h_1	h_2	h_3

Sie läßt erkennen, daß die Parameter ρ_3 (R_{33} = 0.85), h_1 (R_{55} = 0.89) und h_3 (R_{77} = 0.72) am besten aufgelöst sind. Erwartungsgemäß ist der Widerstand ρ_4 nicht aufgelöst; dies gilt jedoch auch für ρ_2.

Es wurden auch Zwei- und Dreischichtmodelle für diese Sondierung berechnet; sie ergaben jedoch eine zum Teil erheblich schlechtere Anpassung und sind hier nicht weiter aufgeführt.

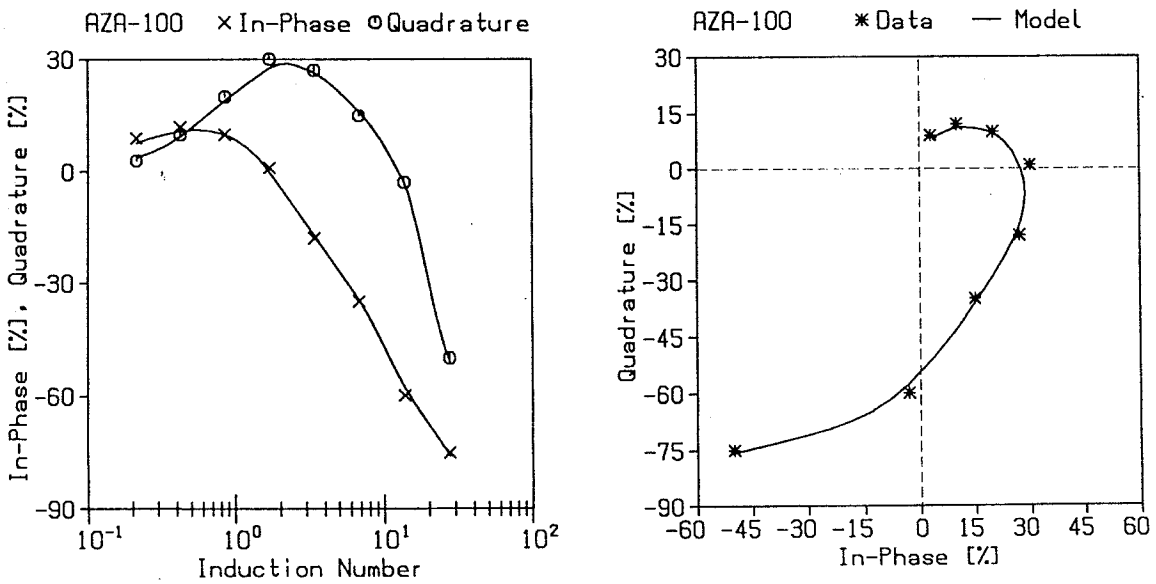


Abb. 7.13a: HLEM-Daten und Modellantwort an der Station AZA als Funktion der Induktionszahl (links) und in einem Argand-Diagramm (rechts).

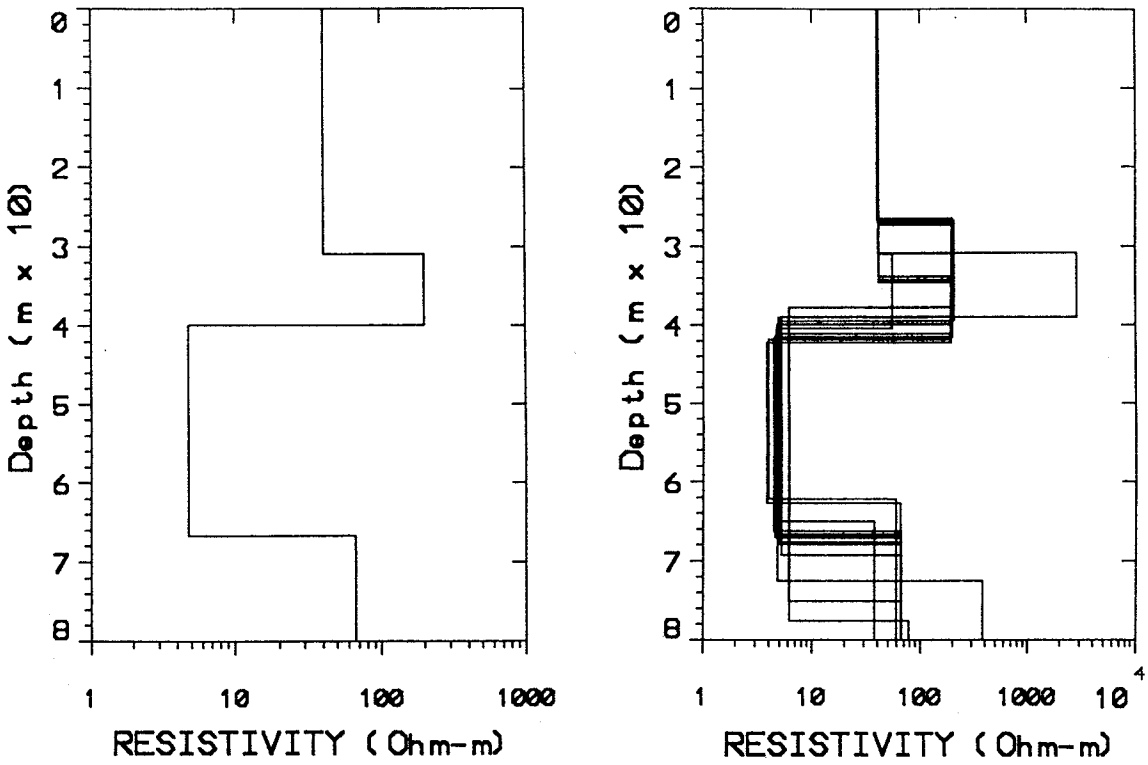


Abb 7.13b: Vierschicht-Leitfähigkeitsmodell und äquivalente Modelle für die Daten in Abb. 7.13a an der Station AZA.

Von der Partnerorganisation GRAS (Geological Research Authority of the Sudan) des SFB 69 wurde eine Schlumberger-Kreuzsondierung mit einer Apparatur der Fa. OYO an der Station AZA durchgeführt und zur Verfügung gestellt (Fadol Osman Mustafa, pers. Mitteilung). Sie war nahezu identisch mit der in Abb. 7.14 aufgetragenen Messung; es soll daher an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen werden. Die beste Anpassung (ε = 2.9 %) wurde mit einem 7-Schichtmodell erzielt. Es zeigt wiederum einen sehr guten Leiter (ρ_6 = 6.5 Ωm) in einer Tiefe von z = 38.3 m. Aus der (hier nicht extra aufgeführten) Auflösungsmatrix geht jedoch hervor, daß für diese Schicht lediglich der Leitwert $\tau_6 = h_6/\rho_6$ aufgelöst ist ($R_{6\,12}$ = -0.49 bzw. $R_{12\,6}$ = 0.49). Der abschließende schlechte Leiter beginnt in z = 91.5 m.

Mit allen Verfahren wurde die Tiefe des guten Leiters übereinstimmend mit z ≈ 38 - 40 m berechnet. Diese Leitfähigkeitsgrenze liegt innerhalb des Tonsteins, der bei z = 21.4 m beginnt, und etwas unterhalb der Grundwasser-Druckfläche (z = 33.5 m). Offensichtlich ist der Tonstein, der nicht mehr von Zwischenlagerungen aus Sand bzw. Sandstein unterbrochen ist, von unten, d. h. der Aquiferoberkante, bis in diese Tiefe durchfeuchtet (ohne einen Grundwassertransport ermöglichen zu können) und daher elektrisch gut leitend.

Bemerkenswert an den Ergebnissen von AMT, HLEM und auch Geoelektrik ist, daß die tieferen Sedimentschichten an dieser Station als *schlechte* Leiter erscheinen. Dies war in keinem anderen Meßgebiet im Sudan der Fall und erschwert die Abschätzung ei-

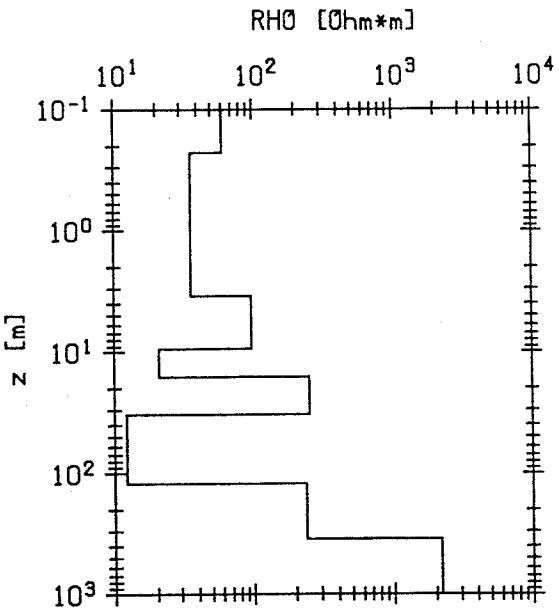
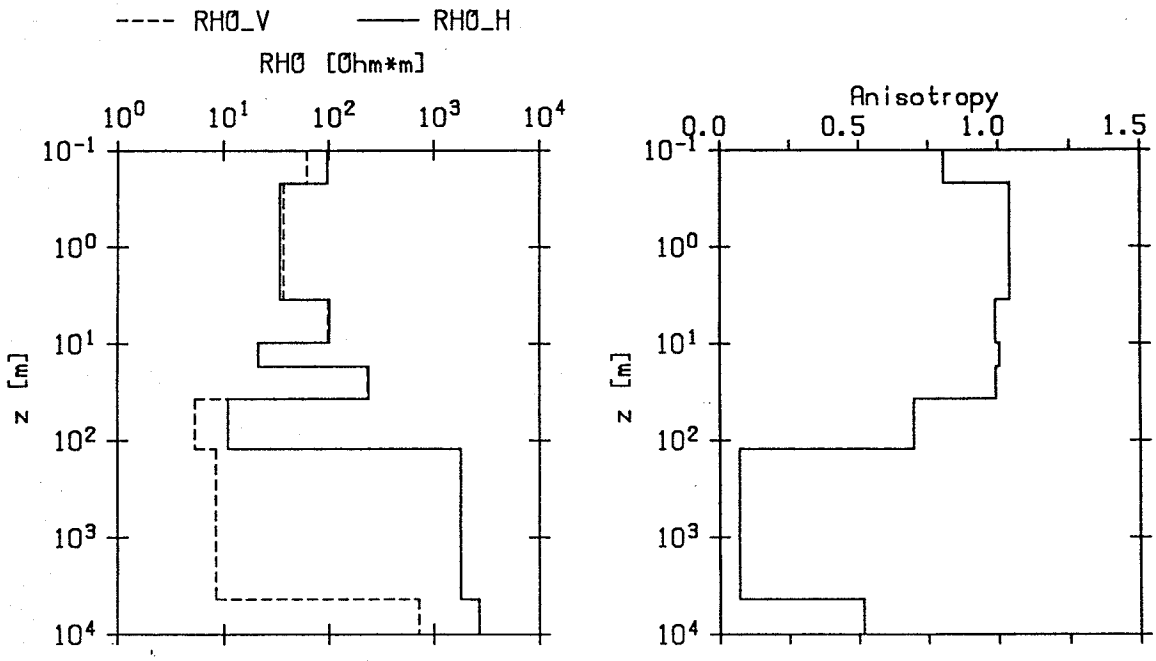


Abb. 7.15c: $\rho(z)$ für das gemeinsame Modell ohne Anisotropie (links) und mit Anisotropie (unten links) sowie $\eta(z)$ (unten rechts).



Anisotropie nun nicht mögliche Werte $\eta < 1$ an. In Abb. 7.15c sind die so erhaltenen Verteilungen von $\rho(z)$ und $\eta(z)$ aufgetragen.

Dieses Ergebnis belegt noch einmal, daß die Einbeziehung anisotroper Schichtung bei der gemeinsamen Inversion oft nur von geringem Aussagewert ist. Dies gilt zumindest für die in diesem Kapitel untersuchten Fälle. Trotz der hohen Datenqualität war das Auffinden gemeinsamer Modelle, die in Übereinstimmung mit den Bohrungen stehen, schwierig. Offensichtlich reichen kleine laterale, zunächst nicht relevant erscheinende Leitfähigkeitsanomalien aus (so in MAG 8), um eine vertrauenswürdige Interpretation zu erschweren oder gar unmöglich zu machen.

8 Audiomagnetotellurik im Es Safya-Becken, NW-Sudan

In diesem abschließenden Kapitel soll die Anwendung der audiomagnetotellurischen Methode anhand eines Beipiels aus dem Es Safya-Becken (Provinz Nord-Kordofan, Sudan) dargestellt werden. Die Untersuchungen fanden im November/Dezember 1989 sowie im Oktober/November 1991 im Rahmen des Sonderforschungsbereichs (SFB) 69 "Geowissenschaftliche Probleme in ariden Gebieten" statt.

Zu den Hauptaufgaben des SFB 69 zählt die Erforschung kratonaler Bereiche in Trockengebieten und ihre Einbeziehung in globaltektonische Ereignisse sowie ihres Grundwasserhaushalts (Klitzsch 1987). Arbeitsgebiete sind die extrem ariden Landschaften der Ostsahara in SW-Ägypten und NW-Sudan sowie ihrer Randgebiete, wo die jährliche Niederschlagsmengen den Wert von 1 mm häufig nicht überschreiten (Schiffers 1973). Das Teilprojekt E 5 (Geophysik) beschäftigt sich zum einen mit spezifischen hydrogeologischen Fragestellungen, insbesondere der Erkundung des Grundwasserflurabstandes und der Aquifermächtigkeit, zum anderen mit dem Bau von Becken-/Grabenstrukturen, die im Nordsudan mehrere km Tiefe erreichen können (vgl. Bussert et al. 1990). Die bisherigen Arbeitsgebiete sind in Abb. 8.1 dargestellt.

Die eingesetzten geophysikalischen Methoden umfaßten zunächst Gravimetrie/ Magnetik, Seismik und Geoelektrik. Zur Lösung der spezifischen Probleme hinsichtlich Datenaufnahme und Interpretation wurden umfangreiche methodische Untersuchungen vorgenommen; dazu gehören die Anwendung geostatistischer Methoden für die Potentialverfahren (Schulz-Ohlberg 1987), neue Filtertechniken und Auswertemethoden in der Refraktionsseismik (Kalkbrenner 1989, Seisa 1991) und die Entwicklung einer Wechselstrom-Geoelektrikapparatur (Radic 1992). Um die verfahrensbedingt eingeschränkten Erkundungstiefen der Geoelektrik und Seismik (hier dient ein Fallgewicht als seismische Quelle) zu erhöhen, wurde 1984 die Audiomagnetotellurik als zusätzliches Verfahren eingeführt (Burkhardt et al. 1987). Die Untersuchungen der AMT dienten vornehmlich zur Abschätzung der Tiefenlage des Grundgebirges, der Aquifermächtigkeiten und der Ermittlung von Streichrichtungen an tektonischen Störungszonen. Die Interpretation erfolgte dabei möglichst zusammen mit den anderen Verfahren, insbesondere der Geoelektrik (Burkhardt et al. 1990).

Die Organisation der Messungen in den kaum erschlossenen Gebieten der Ostsahara[1] erforderte einen erheblichen logistischen Aufwand; die Meßkampagnen, die von den Hauptstädten Kairo und Khartoum ihren Ausgang nahmen, hatten jeweils Expeditionscharakter. Sie wurden mit logistischer Hilfeleistung der Kooperationspartner General Petroleum Company of Egypt (GPC) bzw. Geological Research Authority of the

---

[1] Die systematische Erforschung der Libyschen Wüste, wie die zentralen und trockensten Teile der Ostsahara auch genannt werden, begann etwa zu Anfang dieses Jahrhunderts. Eine sehr anschauliche Schilderung der Schwierigkeiten der frühen Fahrzeugexpeditionen ist in dem leider vergriffenen Buch von Almasy (1939) zu finden.

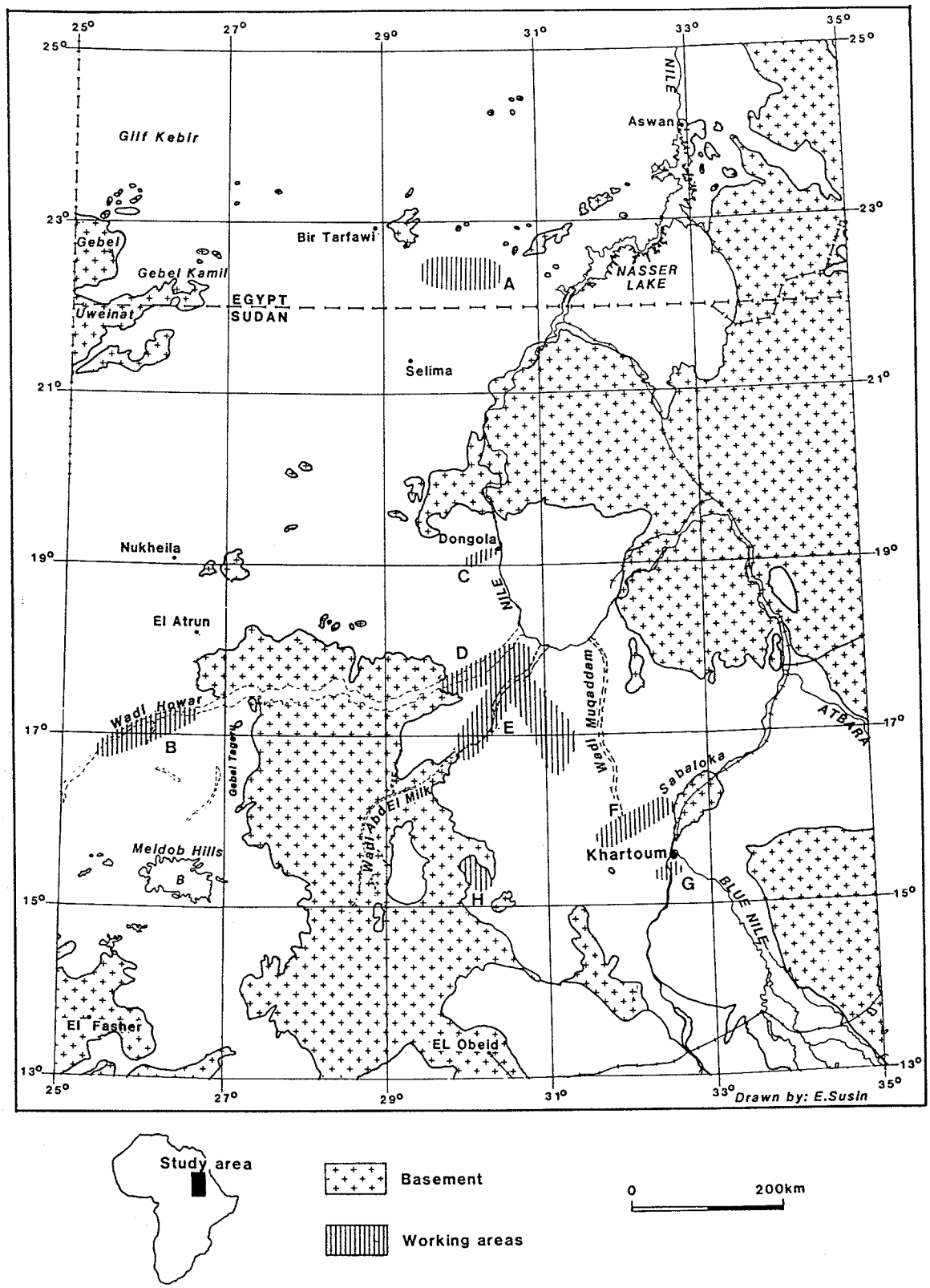


Abb. 8.1: Lage der Arbeitsgebiete (A-H) des Teilprojekts Geophysik in NO-Afrika. Das Es Safya-Becken ist mit H gekennzeichnet. Eingetragen sind ebenfalls die größeren, an der Oberfläche aufgeschlossenen Basementeinheiten.

Sudan (GRAS) durchgeführt. Die Geländeeinsätze hatten nach einer Vorbereitungszeit in Kairo bzw. Khartoum von mindestens einer Woche im allgemeinen eine Dauer von 4-5 Wochen, so daß wegen der Anfahrtszeit von einigen Tagen und der notwendigen Erkundung des Gebietes jeweils nur etwa 3 Wochen für die eigentlichen Messungen zur Verfügung standen.

Die Navigation und Orientierung im Gelände erfolgte mit Hilfe von Satellitenbild-Karten (Landsat-MSS) und vorläufigen, aus diesen entstandenen topographischen Arbeitsblättern (worksheets) im Maßstab 1:250.000 (List et al. 1987, Meißner et al. 1990). Beide Kartengrundlagen waren jedoch nicht entzerrt, was insbesondere an den Rändern zu Positionierungsfehlern von bis zu 5 km führen kann. Relative Entfernungsbestimmungen wurden für kurze Profile mit Maßbändern, für längere Profile mit den Tachometern mehrerer Geländefahrzeuge vorgenommen und auf einen deutlich erkennbaren Punkt im Landschaftsbild (z. B. Inselberg) bezogen. Auf der letzten Expedition stand auch ein GPS-Empfänger[2] (Typ MAGELLAN) zur Verfügung, der in gewissem Rahmen eine Korrektur der Angaben in den Arbeitsblättern ermöglichte. Obwohl meist die Signale von 4 Satelliten gleichzeitig empfangen werden konnten, war eine zuverlässige Höhenbestimmung mit diesem System nicht möglich (Fehler $\Delta h \approx \pm 30$ m). Während früherer Einsätze wurden die Höhen barometrisch bestimmt. Die relativen Höhenunterschiede entlang der längeren Profile waren jedoch meist gering (< 50 m), so daß sie für die Magnetotellurik keine Bedeutung haben.

Da keine zuverlässigen Angaben zur Deklination verfügbar waren, wurde sie über eine Kugelfunktionssynthese des erdmagnetischen Hauptfeldes (Brasse 1981) aus verschiedenen Modellen für die Epoche 1990.00 und die geographischen Koordinaten des Dorfes Hamrat el Wuz[3] (Breite $\varphi \approx 15^{o}$, östliche Länge $\lambda \approx 30^{o}$) bestimmt. Für das Modell IGRF 85[4] (Barraclough 1988) ergab sich $D = 1.37^{o}$, für das IGRF 90 (IAGA working group V-8 1991) $D = 1.14^{o}$. Diese Abweichung war für die Navigation vernachlässigbar; sie liegt nur geringfügig über den Kompaßablesefehlern. Auch für die magnetotellurischen Sondierungen wurde daraufhin nicht zwischen geographischen und geomagnetischen Richtungen unterschieden.

In diesem Kapitel werden nach einer Skizzierung der geologischen Fragestellung im Es Safya-Becken (Arbeitsgebiet H in Abb. 8.1) zunächst AMT-Übersichtsprofile beschrieben. Den Schluß des Kapitels bildet die Detailuntersuchung einer an der Oberfläche aufgeschlossenen Randstörung, die sehr gut die Möglichkeiten einer audiomagnetotellurischen Sondierung in von künstlichen Feldern freien Gebieten erkennen läßt.

---

[2] von Global Positioning System

[3] gesprochen Hamrat el Wis. Die lat. Schreibweise arabischer Namen ist den o. g. Worksheets entnommen, wobei deren Ortsangaben oft auf alten, meist britischen Karten und diese wiederum auf frühen Expeditionsberichten beruhen.

[4] von International Geomagnetic Reference Field

8.1 Tektonisch/geologische Einordnung des Es Safya-Beckens und Aufgabenstellung

Bis etwa Mitte der achtziger Jahre galt die Zentralafrikanische Scherzone (Central African Fault Zone, CAFZ) - eine breite, spätproterozoische lithosphärische Schwächezone, die sich von Kamerun bis Nordkordofan und vermutlich bis zu den Red Sea Hills im Sudan erstreckt (Fairhead 1988, Schandelmeier & Pudlo 1990) - als nördliche Begrenzung für die sudanesischen Rift-Systeme (Browne et al. 1985), die als Halbgräben ausgebildet sind und in Einzelfällen eine Tiefe von mehr als 12 km erreichen (Jorgensen & Bosworth 1989, Mann 1989). Ergebnisse der Kohlenwasserstoffexploration (Reynolds, pers. Mitteilung) und auch eigene Arbeiten (vgl. Bussert et al. 1990) konnten jedoch die Existenz von bis zu 4 km tiefen Sedimentbecken nördlich dieser Linie belegen, so daß heute die Wadi el Milk-Fault (WMF) als nördlichster Arm der CAFZ angesehen wird (vgl. Abb. 8.2 und Schandelmeier & Pudlo 1990). Im Nordkordofan-Block verläuft weiterhin die breite, im wesentlichen N75°E streichende Umm Badr Scherzone (UBSZ); ihr Alter konnte bisher nicht genau angegeben werden (vermutlich Spät-Panafrican, vgl. Schandelmeier & Richter 1991). Der Bewegungssinn dieser großen Blattverschiebungen ist jeweils dextral.

Die Zentralafrikanische Scherzone wurde in der Kreide und im frühen Tertiär reaktiviert und führte - durch Umsetzung von Scher- in Extensionsstress - zur Ausbildung der sudanesischen Gräben (vgl. Wycisk et al. 1990), deren Streichrichtung überwiegend senkrecht zur CAFZ, d. h. NW-SE verläuft. Die Erforschung dieser Gräben und ihre tektonische Einbettung ist eines der Hauptarbeitsgebiete des SFB 69. Da das geophysikalische Instrumentarium des Teilprojekts E 5 nur bedingt Aussagetiefen >1 km zuließ, wurde ein in seiner Tiefenerstreckung noch unbekanntes, aber als relativ flach vermutetes Becken am Rande des Nordkordofan-Grundgebirgsblockes unmittelbar nördlich der CAFZ ausgewählt und detaillierter - mit den Methoden der Seismik, AMT und Geoelektrik - untersucht. Insbesondere sollten Strukturmerkmale erkundet werden, die als charakteristisch für die größeren Grabensysteme angesehen werden können (Halbgräben mit wechselnder Hauptrandstörung, zentrale Akkomodationszonen, usw.).

Das Untersuchungsgebiet ist Teil des Ostsahara- oder Nilkratons; die ältesten Krustensegmente (Spät-Archaikum) sind am Jebel Uweinat im Dreiländereck Libyen/Ägypten/Sudan aufgeschlossen (Harms et al. 1990). Die größten Teile des aufgeschlossenen präkambrischen Grundgebirges sind - so auch im Nordkordofan-Block - entweder früh- bis mittel- bzw. spätproterozoischen Alters. Im Spätproterozoikum/Frühphanerozoikum wurde das gesamte Gebiet von der panafrikanischen Orogenese (950 - 500 Ma) erfaßt (s. Petters 1991). In weiten Bereichen ist der Ostsahara-Kraton von zumeist kontinentalen, phanerozoischen (überwiegend kretazischen) Sedimenten bedeckt ("Nubischer Sandstein", s. Fußnote auf S. 117).

In der vorläufigen geologischen Karte des Es Safya-Beckens, die auf der Interpre-

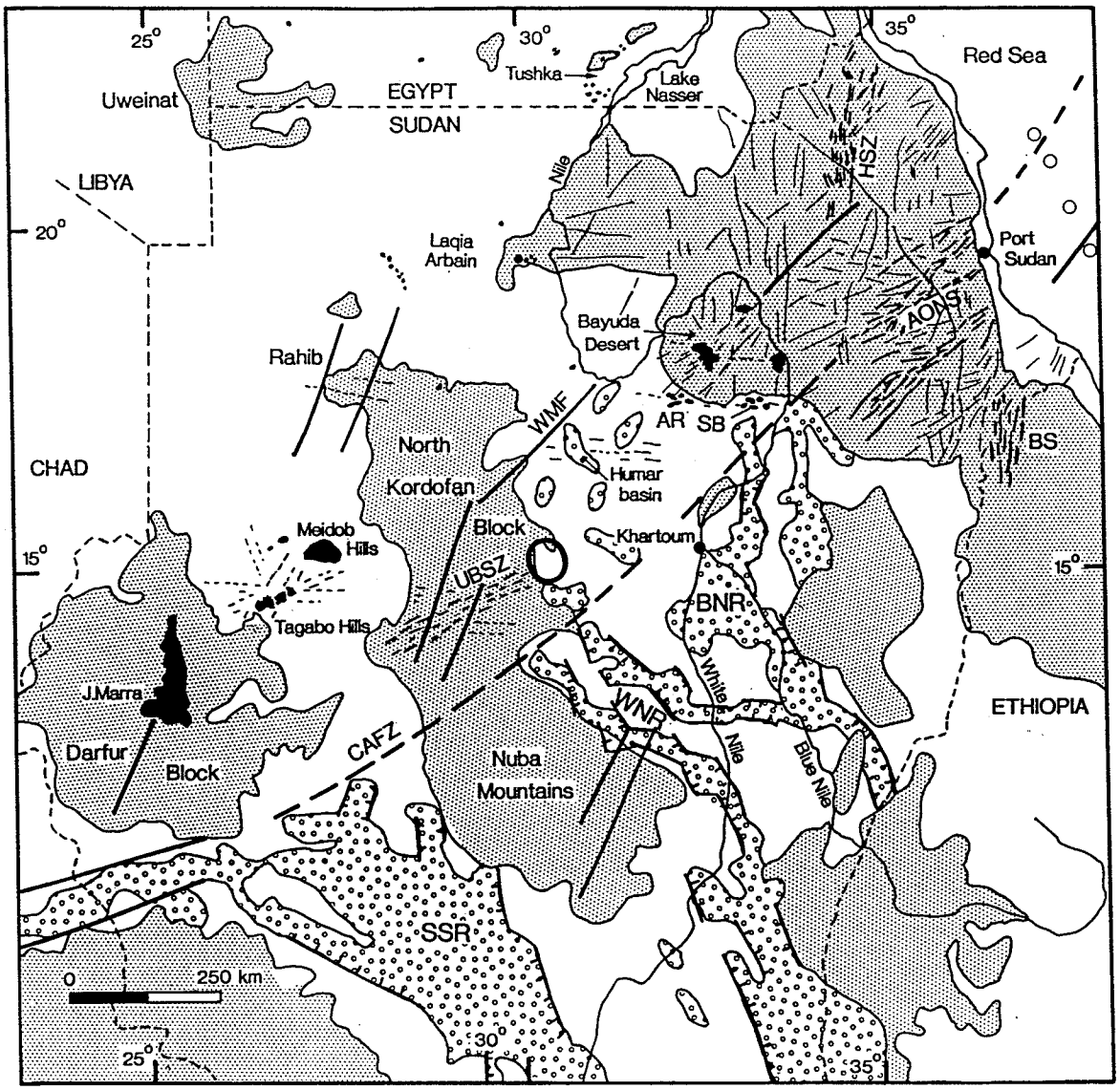


Abb. 8.2: Der Verlauf der Zentralafrikanischen Scherzone (CAFZ) und die bekannten Sedimentbecken im Sudan (Schandelmeier & Pudlo 1990). Die Lage des Es Safya-Beckens ist mit **O** *gekennzeichnet.*

tation von Satellitenbildern und auf Kartierungsarbeiten von Fiedler-Volmer (pers. Mitteilung) beruht, ist das Basement nicht weiter differenziert (Abb. 8.3). Es setzt sich überwiegend aus Granitgneisen und geschieferten Quarz/Feldspat-Gneisen mit gelegentlichen Vorkommen von Amphibolit, Quarzit und Marmor zusammen.

Als markante Störung erscheint die sinistrale Sodiri-Scherzone (SSZ) im Westen des Meßgebietes; sie zweigt etwa in Höhe der Ortschaft Sodiri von der CAFZ in Richtung auf die WMF ab. Das K/Ar-Alter von Gesteinsproben der SSZ wurde mit 240 - 216 Ma (Trias) bestimmt (Schandelmeier & Richter 1991). Die SSZ streicht etwa N35°E und ist deutlich als etwa 200 km lange Kette von Einzelbergen auf Satellitenbildern und im Gelände auszumachen. Östlich des Beckens verläuft unter gleichem Streichen eine ebenfalls sinistrale Scherzone, die in dieser Arbeit Abu Harr-Scherzone (AHSZ) genannt

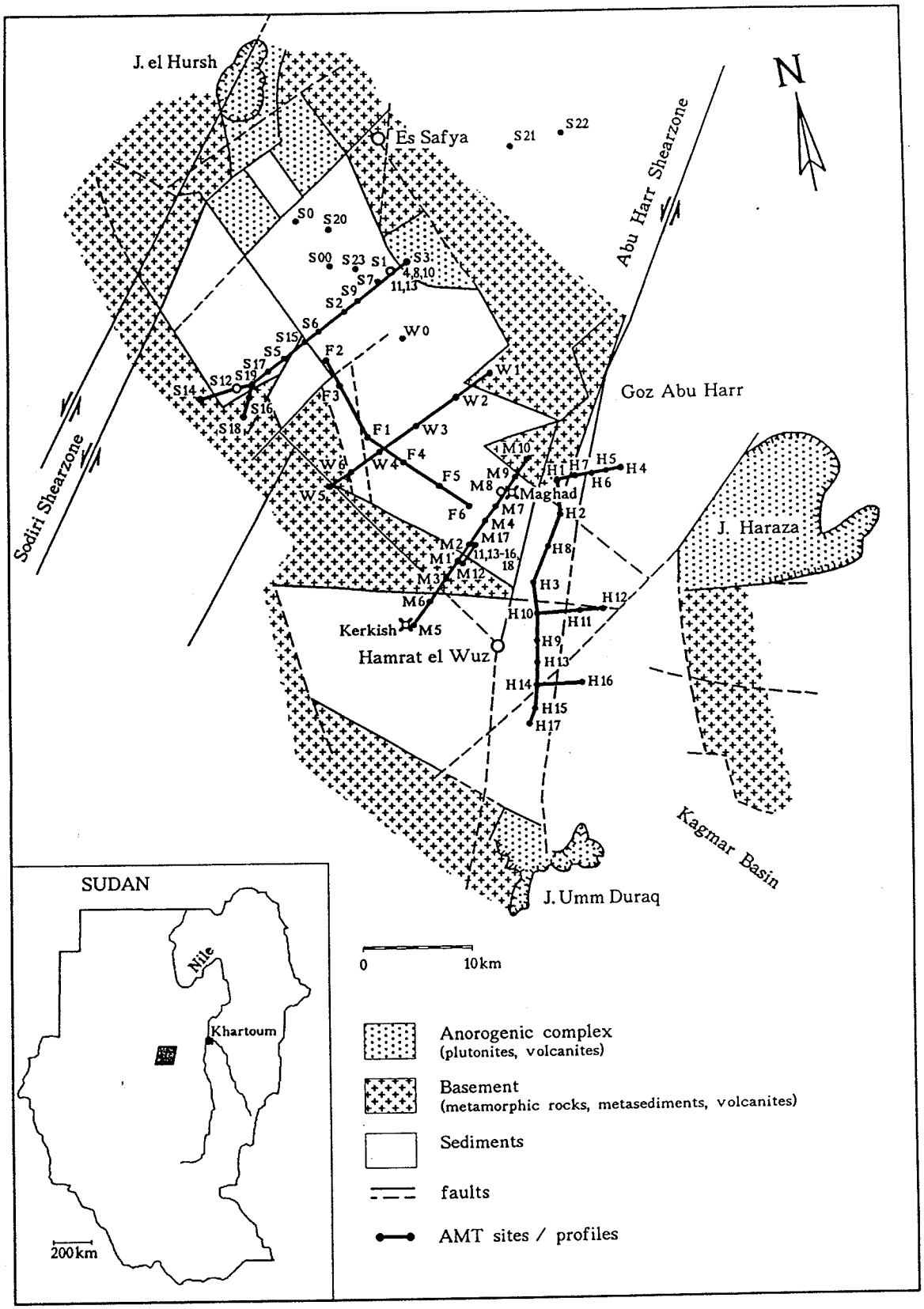


Abb. 8.3: Vorläufige geologische Übersichtskarte des Es Safya-Beckens mit Hauptstörungen und Lage der magnetotellurischen Profile. Die Sedimente sind nicht differenziert, das Kristallin ist in anorogene Komplexe und präkambrisches Basement unterteilt. Weitere Erläuterungen s. Text.

wird. Sie ist allerdings weniger auffällig als die SSZ und im Satellitenbild insbesondere am Verlauf von Trockentälern (Wadis) zu erkennen. Der sinistrale Bewegungssinn wurde von Fiedler-Volmer (pers. Mitteilung) an Harnischflächen rekonstruiert. Beide Störungszonen werden hier als ursächlich für die Bildung des Es Safya-Beckens als Pull Apart-Struktur (s. Bussert et al. 1990, Eisbacher 1991) angesehen.

In der Trias (K/Ar-Alter etwa 221 Ma) sind außerdem mehrere anorogene Ringkomplexe intrudiert, die überwiegend aus alkalischen Graniten und Syeniten aufgebaut sind (vgl. Vail 1985, Schandelmeier & Richter 1991); prominente Beispiele sind der Jebel El Hursh und der Jebel Haraza. In der Umgebung der Zwillingsberge Jebel Marf'a Ibiyat (am Ostrand des Profils S in Abb. 8.3) sind die Syenite von Gabbros umgeben.

Die Sedimente des Es Safya-Beckens sind - wie aus den Bohrungen El Maghad und Kerkish (s. Abb. 7.3 auf S. 118) hervorgeht - unter- bzw. oberkretazischen Alters. Die Aufschlußverhältnisse sind jedoch häufig sehr schlecht, da große Gebiete des Beckens mit Sand bedeckt sind. Der anstehende Sandstein im Norden und Osten ist zumeist von Wüstenlack überzogen. Im Osten zieht der Altdünengürtel des Goz Abu Harr (Paläo-Seifdünen mit Streichrichtung entsprechend dem NO-Passat) bis in das Arbeitsgebiet am Fuß des Jebel Haraza.

Ziel der audiomagnetotellurischen Sondierungen war zunächst die Abschätzung der Basementtiefen innerhalb des Beckens. Weiterhin sollten - in Verbindung mit den seismischen Messungen - prominente Randstörungen insbesondere in Hinblick auf ihr Einfallen untersucht werden. Eine weitere Fragestellung betraf die Aquifermächtigkeiten. Wie bereits in Kap. 7 erwähnt, ist das Grundwasser im Arbeitsgebiet zumeist gespannt; als Aquicluden wirken - häufig nur geringmächtige - Tonschichten (s. Abb. 7.2). Eine Grundwasserneubildung erfolgt im nördlichen Sudan aufgrund des Niederschlagsdefizits nicht oder kann als unbedeutend angesehen werden (vgl. Sonntag & Christmann 1987). Regionale Modellstudien belegen einen Grundwasserzustrom aus den feuchteren Bergregionen des südlichen und westlichen Sudan (vgl. Hesse et al. 1987).

Aufgrund des geringen Niederschlags sind die Sedimente oberhalb der Grundwasseroberfläche trocken und daher elektrisch schlecht leitend (s. die in Kap. 7 und weiter unten dargestellten AMT-Sondierungen). Der Aquifer erscheint daher - insbesondere bei höherem Tonanteil - als sehr guter Leiter, der nach unten wiederum von einem schlechten elektrischen Leiter (dem Grundgebirge) begrenzt wird. Liegt der Aquifer in einer der Eindringtiefe entsprechenden Tiefe, kann er somit durch audiomagnetotellurische Messungen erkannt werden. Dies gilt jedoch nur für den dynamischen Grundwasserspiegel (s. Kap. 7); die Bestimmung der Grundwasserdruckfläche (Matthess & Ubell 1983) kann nur in Bohrungen erfolgen.

Aus der geologischen Karte ergibt sich die Lage der magnetotellurischen Meßpunkte, wobei drei Profile quer zur Streichrichtung der Grabenstruktur angelegt wurden (in Abb. 8.3 mit den Anfangsbuchstaben S, W und M gekennzeichnet). Die Randstörungen im östlichen Teil des Profils S und im mittleren Teil des Profils M wurden dabei detail-

lierter mit mehreren Stationen in engem Abstand untersucht. Weiterhin wurden Sondierungen in der Grabenachse entlang versetzer Profile durchgeführt, um auf eventuelle Basementhochlagen bzw. Akkomodationszonen schließen zu können. Die Punkte beginnend mit dem Buchstaben H dienten zur Klärung eines eventuellen Versatzbetrages an der AHSZ und der Anbindung des Es Safya-Beckens an das Kagmar-Becken im Süden des Jebel Haraza, wo durch reflexionsseismische Untersuchungen eine Basementtiefe von 3 - 4 km bestimmt wurde (Reynolds, pers. Mitteilung). Schließlich wurden die Sondierungen S 20 und S 23 zur Erkundung einer vermuteten Reliefumkehr in der nördlichen Grabenmitte durchgeführt; die Sondierungen S 21 und S 22 dienten der Klärung der Anbindung des Nordkordofan-Blocks an den westlichen Teil des Nord-Khartoum-Beckens.

Es sei an dieser Stelle betont, daß die geophysikalischen Untersuchungen aus logistischen Gründen zeitgleich zur genaueren geologischen Geländeaufnahme erfolgten oder ihr sogar vorauseilten. Das hatte zur Konsequenz, daß einzelne Stationen nicht "optimal" in Bezug auf ihre tektonisch/geologische Stellung aufgebaut werden konnten. Andererseits konnten aus den AMT-Daten schon während der Meßkampagne Hinweise zur geologischen Einordnung bestimmter Beckenbereiche gegeben werden.

8.2 Charakteristische AMT-Sondierungen und Übersichtsprofile

Die AMT-Sondierungen, die während der Meßkampagne im Nov./Dez. 1989 durchgeführt wurden, ließen für den zentralen Bereich des Es Safya-Beckens zumindest im Frequenzbereich 1 kHz > f > 4 Hz fast stets auf eine nahezu eindimensionale Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes schließen. Von den wenigen Ausnahmen wurde bereits die Sondierung an der Station W 2 in Kapitel 2 diskutiert, die den verzerrenden Einfluß einer Abflußrinne aus der vergangenen Regenzeit zeigt. Während der zweiten Kampagne im Okt./Nov. 1991 waren dagegen sehr viel mehr Sondierungen durch derartige Verzerrungen beeinflußt - die Messungen fanden unmittelbar nach der sehr ergiebigen Regenzeit 1991 statt.

In Kap. 6 (Abb. 6.2) wurde bereits eine typische AMT-Sondierung für den gesamten zur Verfügung stehenden Frequenzbereich 10^4 Hz > f > 0.05 Hz an der Station SAF 1 ($\hat{=}$ S 1 in Abb. 8.3) vorgestellt. Bemerkungen zur Datenqualität in den einzelnen Frequenzbereichen wurden bereits dort gemacht, so daß auf weitere Erörterungen in diesem Kapitel verzichtet werden kann. In Abb. 8.4a sind daher gleich die zugehörigen $\rho^*(z^*)$- und Bostick-Transformierten aufgetragen, wobei die längsten Perioden (ab T $\approx$ 3 s) weggelassen sind, weil ihre Fehlerbereiche mehrere Dekaden umfaßten und keine sinnvolle Interpretation erlaubten.

In beiden Teilbildern erscheint ein sehr guter Leiter mit ρ^* bzw. ρ_B < 10 Ωm in einer Tiefe von etwa 200 m; seine hohe Leitfähigkeit ist wahrscheinlich auf höhere Ton-

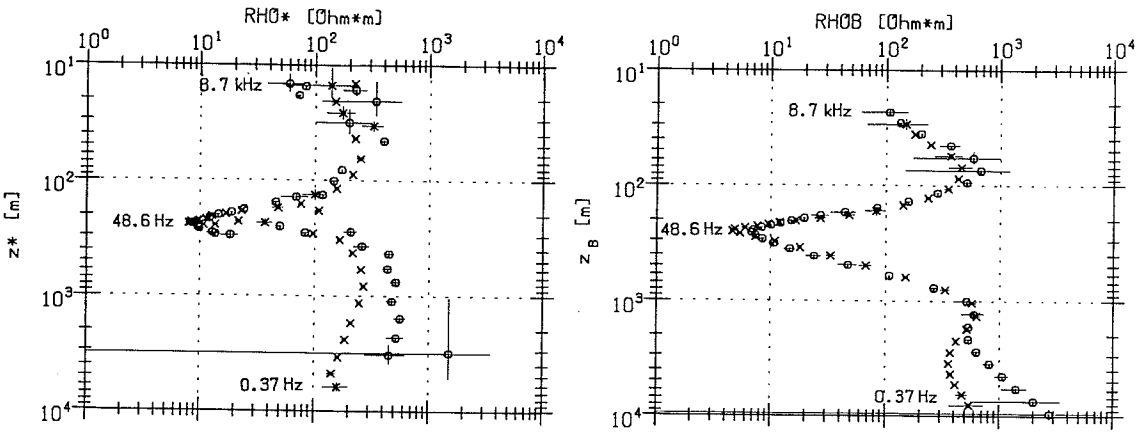


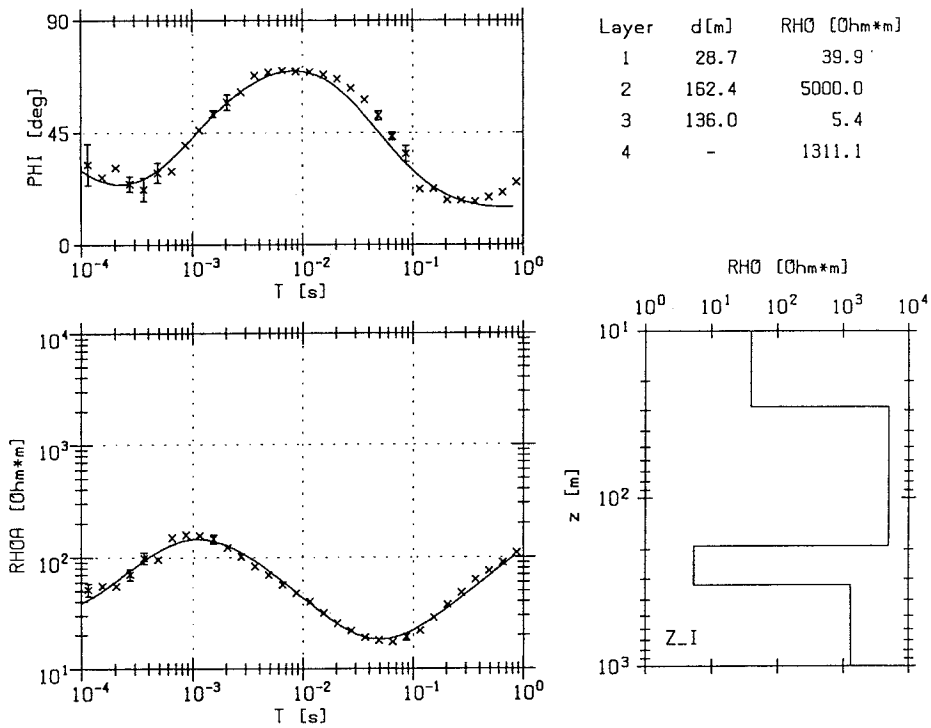
Abb. 8.4a: Typische Sondierung im zentralen Bereich des Es Safya-Beckens, hier ρ(z*)- (links) und Bostick-Transformation (rechts) an der Station SAF 1.*

anteile zurückzuführen, wie sie in der Bohrung El Maghad (s. Kap. 7) angetroffen wurden. Er liegt unter einer hochohmigen Schicht, die wie bei der Beschreibung der Station MAG 8 mit einem trockenen Sand-/Siltstein in Verbindung gebracht wird. Durch die Erweiterung des Frequenzbereiches bis zu f = 10 kHz war es möglich, auch noch einen darüberliegenden, geringmächtigen besseren Leiter aufzulösen. Er hängt vermutlich mit dem tieferen Eindringen von Niederschlag während der Regenzeit zusammen. Das Grundgebirge bildet den abschließenden schlechten Leiter.

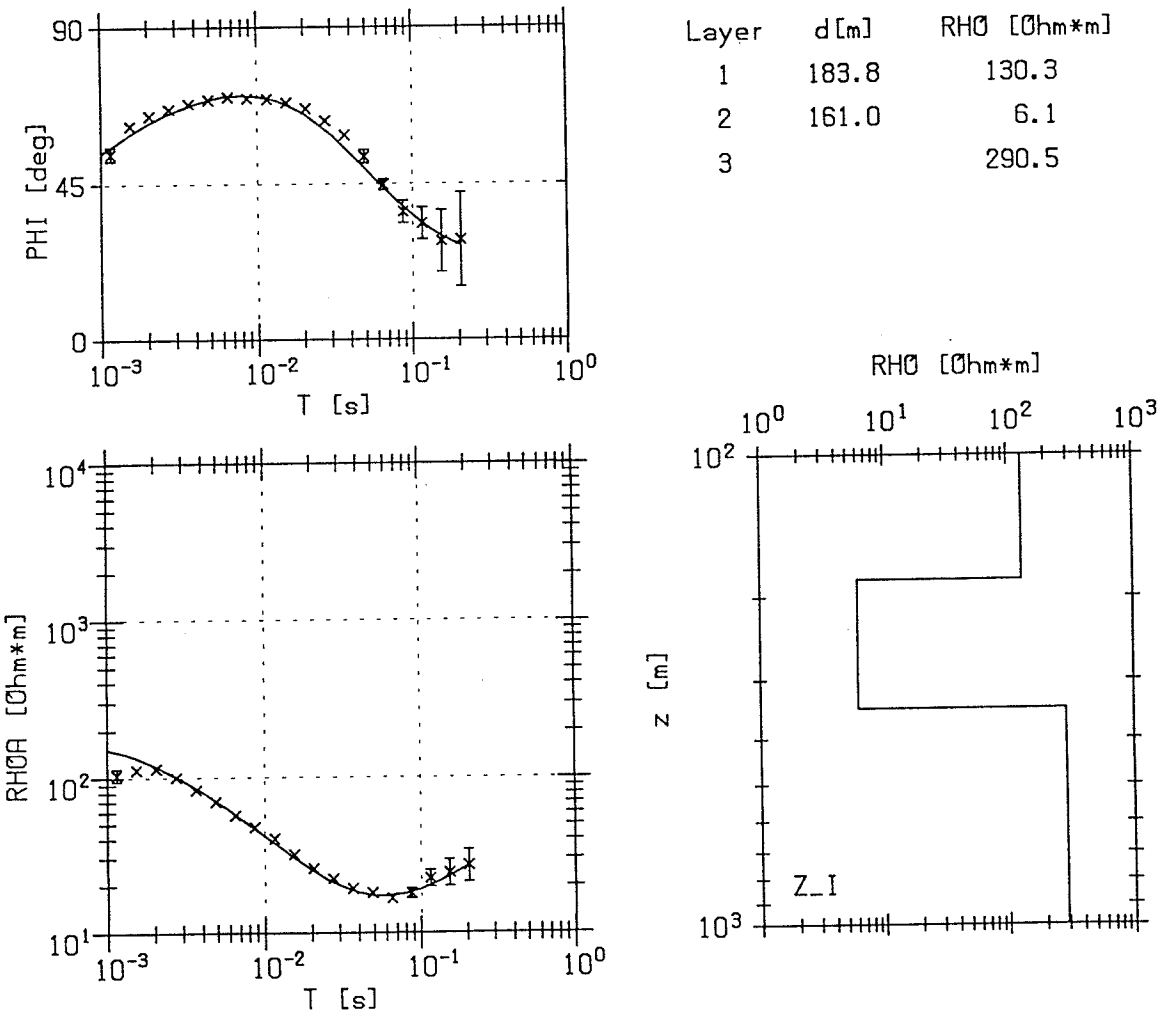
Wie bereits erwähnt, wurde der hochfrequente Bereich nur selten zusätzlich aufgezeichnet, da hier nur in den Nachtstunden stabilere Übertragungsfunktionen zu bestimmen waren. Damit war meist keine Aussage über die - eventuell besserleitenden - oberflächennahen Schichten möglich.

Ziele der Untersuchungen waren jedoch der Aquifer und das Grundgebirge; sie waren normalerweise bereits im Standard-Frequenzband 4 Hz < f < 1 kHz auflösbar. Der Einfluß des schlechtleitenden Grundgebirges (das als tiefste Struktur aufgelöst werden sollte) ist bereits bei Frequenzen um 4 - 10 Hz insbesondere in den Phasen deutlich zu erkennen. Somit konnte meist auf die langperiodischen Messungen verzichtet werden; sie wurden immer dann ergänzend durchgeführt, wenn das Basement im zentralen AMT-Band nicht klar erkennbar war. Die charakteristische Struktur der Sondierungskurven im Beckenbereich spiegelte nun im allgemeinen einen Dreischichtfall wider: schlechtleitender, trockener Sandstein / gutleitfähiger Aquifer / hochohmiges Basement.

Im Periodenbereich T > 1 s spalten die beiden Polarisationen auf, was vermutlich auf den Einfluß der in 1.1 km Entfernung NE′ liegenden Randstörung zurückgeht. Daher sind die Daten auch nur bis T = 1 s interpretiert worden. In Abb. 8.4b ist das Ergebnis der 1D-Modellrechnung für die Invariante Z_1 aufgetragen. Unter der schlecht leitenden zweiten Schicht (ρ ≫ 1000 Ωm) liegt ein sehr guter Leiter (ρ ≈ 5 - 6 Ωm) in einer Tiefe von z ≈ 190 m, die Basementoberkante wird mit z ≈ 330 m bestimmt; der Anpassungsfehler beträgt ε = 0.023.



Layer	d[m]	RHO [Ohm*m]
1	28.7	39.9
2	162.4	5000.0
3	136.0	5.4
4	-	1311.1



Layer	d[m]	RHO [Ohm*m]
1	183.8	130.3
2	161.0	6.1
3		290.5

Abb. 8.4b (oben): Ergebnis der 1D-Modellierung der Invariante Z_1 in SAF 1.

Abb. 8.4c (unten): Ergebnisse der Modellrechnung in SAF 1, wenn nur das zentrale Frequenzband der AMT verwendet wird.

Berücksichtigt man in der Inversion nur das zentrale AMT-Band, so wird der Widerstand des oberen schlechten Leiters mit $\rho \approx 130\,\Omega m$ als zu niedrig bestimmt (Abb. 8.4c). An den Zieltiefen für Aquifer und Grundgebirge ändert sich jedoch nur wenig. Ein spezifischer Widerstand von $\rho_a \approx 100\,\Omega m$ bei Phasen um $\varphi \approx 45^o$ wurde auch mit der VLF-R-Methode gemessen (Sender GBR, Großbritannien, f = 16.0 kHz). Wie in Kap. 7 bei der Beschreibung der Daten aus MAG 8, liefern also die elektromagnetischen Verfahren nur einen eingeschränkten Hinweis auf extrem hohe Widerstände - die auf das Fehlen von Wasser hindeuten - der oberen Schichten.

Es wurde daher auch an dieser Station eine geoelektrische Schlumbergersondierung durchgeführt. Die Ausgangsspannung (max. 360 V) der verwendeten Geoelektrikapparatur GGA 30 (Bodenseewerke) reichte leider nicht aus, um stabile Meßdaten für Elektrodenauslagen von L/2 > 200 m zu erhalten. Abb. 8.4d zeigt das Ergebnis der Modellrechnungen für einen Vierschichtfall: Unter der ersten hochohmigen Schicht, die mit einer Dicke von h_1 = 1.3 m die aufliegende Sandschicht widerspiegelt, liegt ein ebenfalls geringmächtiger besserer Leiter, auf welchen dann hochohmigere Schichten folgen; dabei wird für die untere Schicht eine Tiefe von $z \approx 25$ m und ein spez. Widerstand von $\rho \approx 4000\,\Omega m$ berechnet. Der (relativ) gute Leiter ist wahrscheinlich - wie bereits bei der AMT erwähnt - bedingt durch eingedrungene Feuchte während der Regenzeit.

Eine gemeinsame Inversion führte leider nicht zu zufriedenstellenden Ergebnissen. Der Überlappungsbereich ist aufgrund der geringen Auslagenweite der Geoelektrik zu gering. Da die AMT-Rechnung für Tiefen z < 30 m eine bis um den Faktor 13 höhere Leitfähigkeit bestimmt, ist ein gemeinsames Modell nur mit Zulassung anisotroper Schichtung möglich, wobei für die oberen Schichten viel zu hohe Werte von $\eta > 20$ erhalten werden. Bezüglich der Aquifer- und Basementtiefen werden jedoch ähnliche Werte wie bei der AMT-Einzelinversion berechnet (s. Abb. 8.4e).

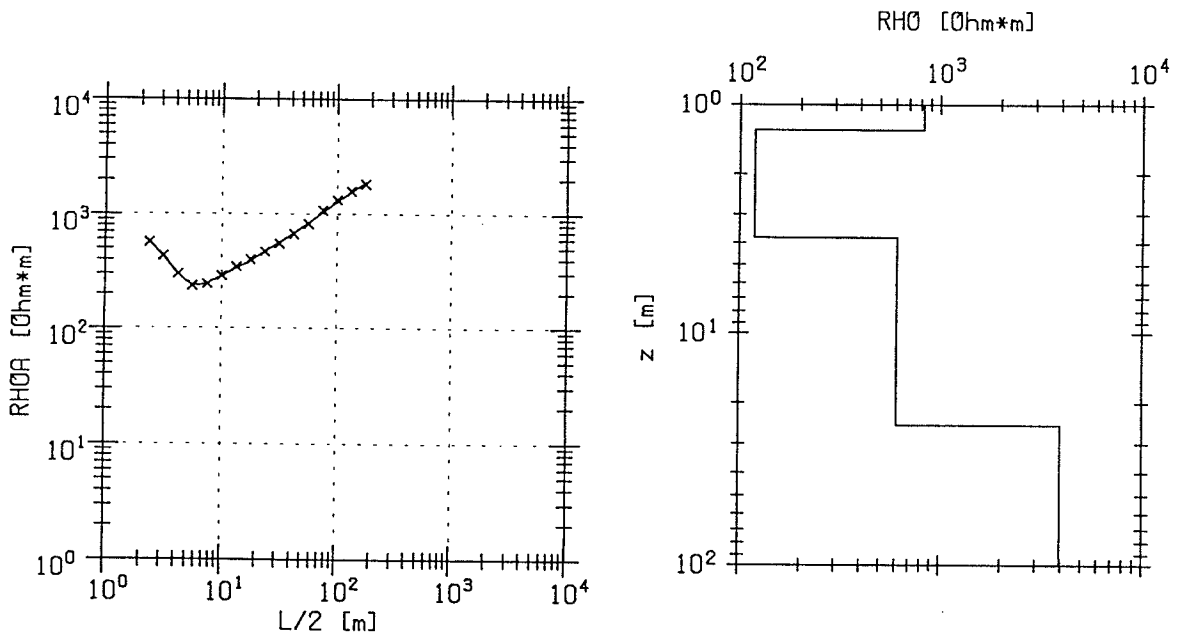
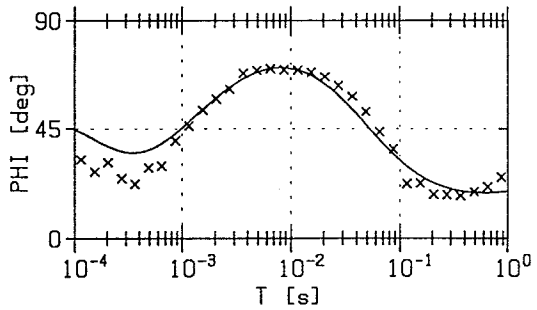


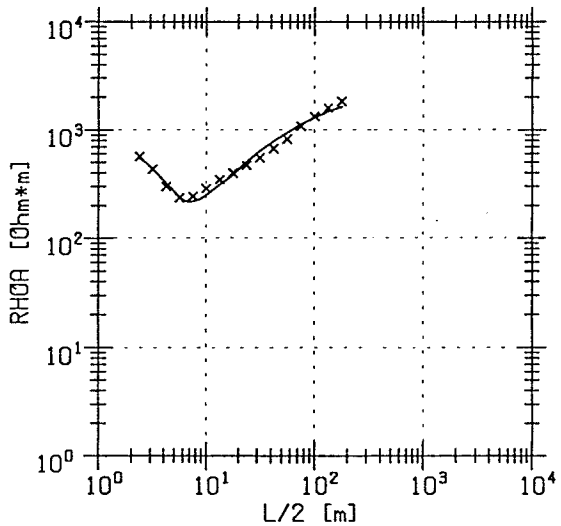
Abb. 8.4d: Inversion von DCR-Daten in SAF 1.

SAF1 (AMT) SAF1 (DCR)
Joint Inversion DCR/AMT (Anisotropy)

Layer	Resistivity H. [Ohm*m]	Resistivity V.	Thickness [m]	Depth [m]
1	515.5	858.0	1.3	0.0
2	62.2	118.7	2.1	1.3
3	76.5	58494.7	63.8	3.5
4	2095.1	27067.8	130.6	67.3
5	4.7	5.6	116.6	197.9
6	636.2	645.2	—	314.4

Err DCR = 9.5% Err AMT = 9.0%





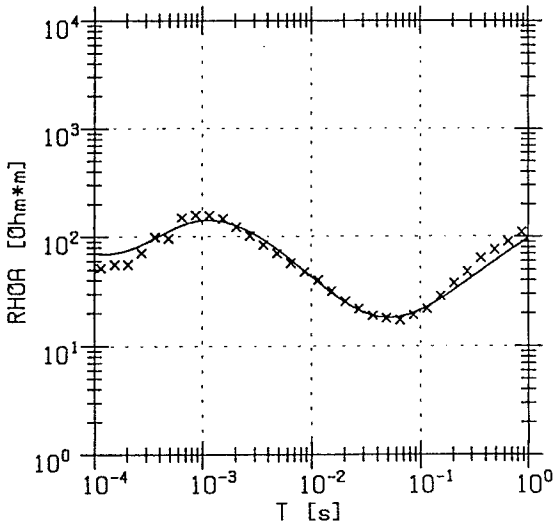
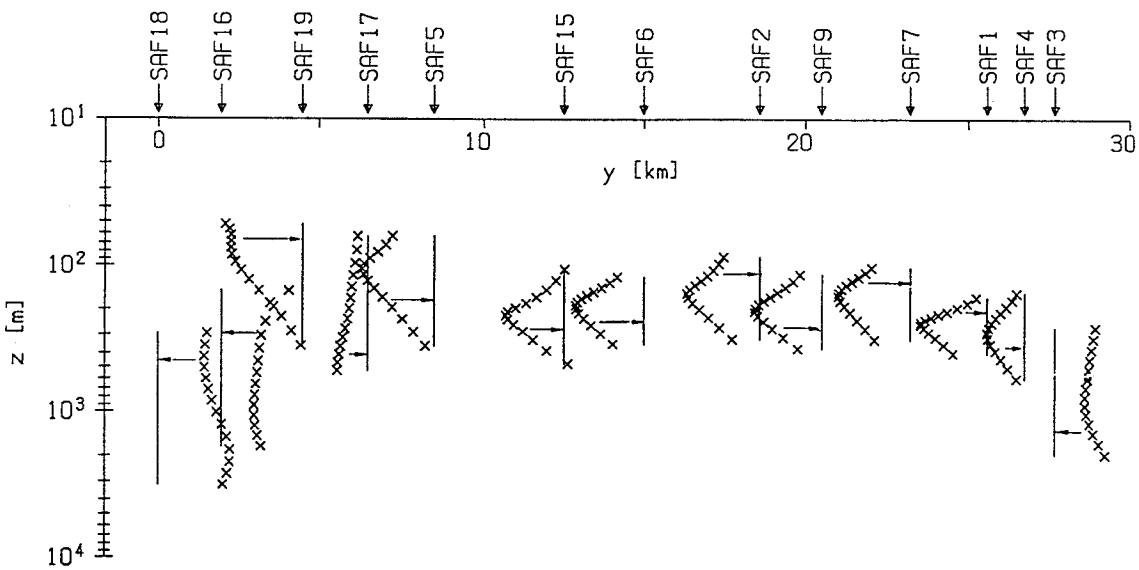


Abb. 8.4e: Gemeinsame Inversion von AMT- und DCR-Daten in SAF 1.

Ähnliche Widerstands/Tiefen-Verteilungen ergaben sich auch für die anderen Stationen im Beckeninneren entlang des nördlichen Profils S. Die Resultate sind in Form von Bostick-Transformationen und Balkendiagrammen in Abb. 8.5a und Abb. 8.5b dargestellt. Besonders deutlich ist in Abb. 8.5a der Aquifer als guter Leiter im östlichen Teil des Profils (innerhalb des Beckens) zu erkennen. In Bezug auf die Tiefe des Grundgebirges unterscheiden sich die einzelnen Stationen nur wenig; die tiefste Stelle des Beckens scheint an der Station SAF 15 in der Nähe des Wadi Figeigh mit etwas über 400 m zu liegen. Westlich dieses Wadis ist der Widerstand der Deckschicht deutlich verringert und bei SAF 19 ist keine hochohmige Schicht an der Oberfläche mehr zu erkennen. Es wird vermutet, daß das während der Regenzeiten im Wadi Figeigh nach Süden abfließende Wasser weiträumig in die oberflächennahen Schichten eindringt[5].

---

[5] Trotz der geringen jährlichen Niederschlagsmenge in diesem Gebiet (< 100 mm/a) können derartige Wadis während und nach der Regenzeit erhebliche Wassermengen abführen und für Fahrzeuge unpassierbar werden. Daher ist eine Meßkampagne auch nur während der Trockenzeit möglich.



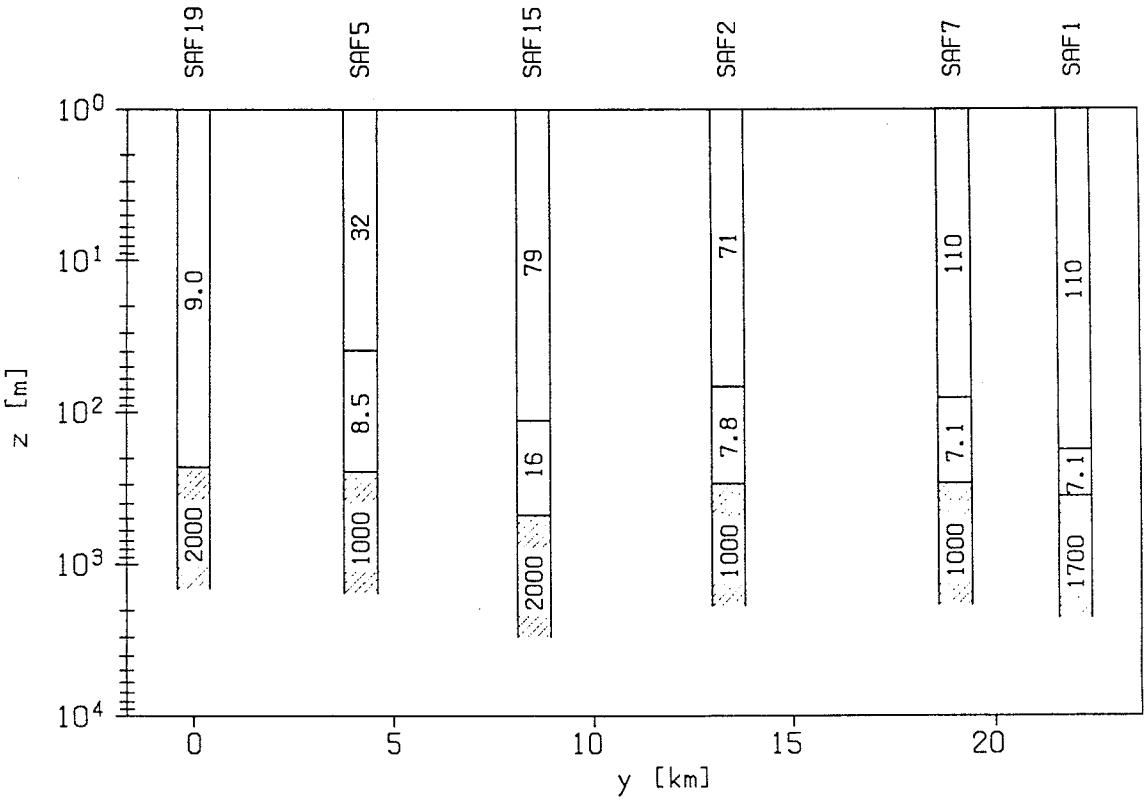


Abb. 8.5a (oben): Bostick-Transformierte entlang des Profils S. Die senkrechten Hilfslinien markieren einen spez. Widerstand von ρ = 100 Ωm, die Werte von ρ_B sind darauf bezogen.

Abb. 8.5b (unten): 1D-Modelle für die Sedimentstationen im mittleren Teil des nördlichen Querprofils S.

Während der Ostteil des Profils ganz von Flugsanden bedeckt ist, kann im Westteil bereits von einer bodenartigen Beschaffenheit gesprochen werden. Topographisch liegt der Osten des Profils nach Barometermessungen geringfügig höher (etwa 20 m).

Von den Stationen im Sedimentbereich sei hier noch die Sondierung SAF 12 gezeigt (Abb. 8.6), die etwas nördlich des Profils S an dessen Westrand aufgebaut wurde. Das Satellitenbild weist in diesem Gebiet - das sich bereits westlich der Hauptrandstörung befindet - eine andere Färbung (d. h. dunklere Brauntöne) auf als im zentralen Beckenbereich; die mangelhaften Aufschlußverhältnisse ließen eine geologische Einordnung nicht zu. Wie aus der Sondierung hervorgeht, ist die Sedimentauflage tatsächlich sehr gering; eine Modellierung ergab eine Schichtdicke von etwa 20-40 m für den oberflächennahen guten Leiter. Die Aufspaltung der beiden Polarisationen ist vermutlich auf nahegelegene, an der Oberfläche zu erkennende und E-W streichende Störungen zurückzuführen. Der Swift-Winkel liegt etwa bei $\alpha = -5^{o}$ für alle Frequenzen.

Die Ergebnisse der erdmagnetischen Tiefensondierung entsprechen denen der Magnetotellurik. In Abb. 8.7 sind die Induktionspfeile aufgetragen; die Beträge der Realpfeile nehmen Werte von max. $P \approx 0.32$ bei Frequenzen von etwa 100 Hz an und zeigen

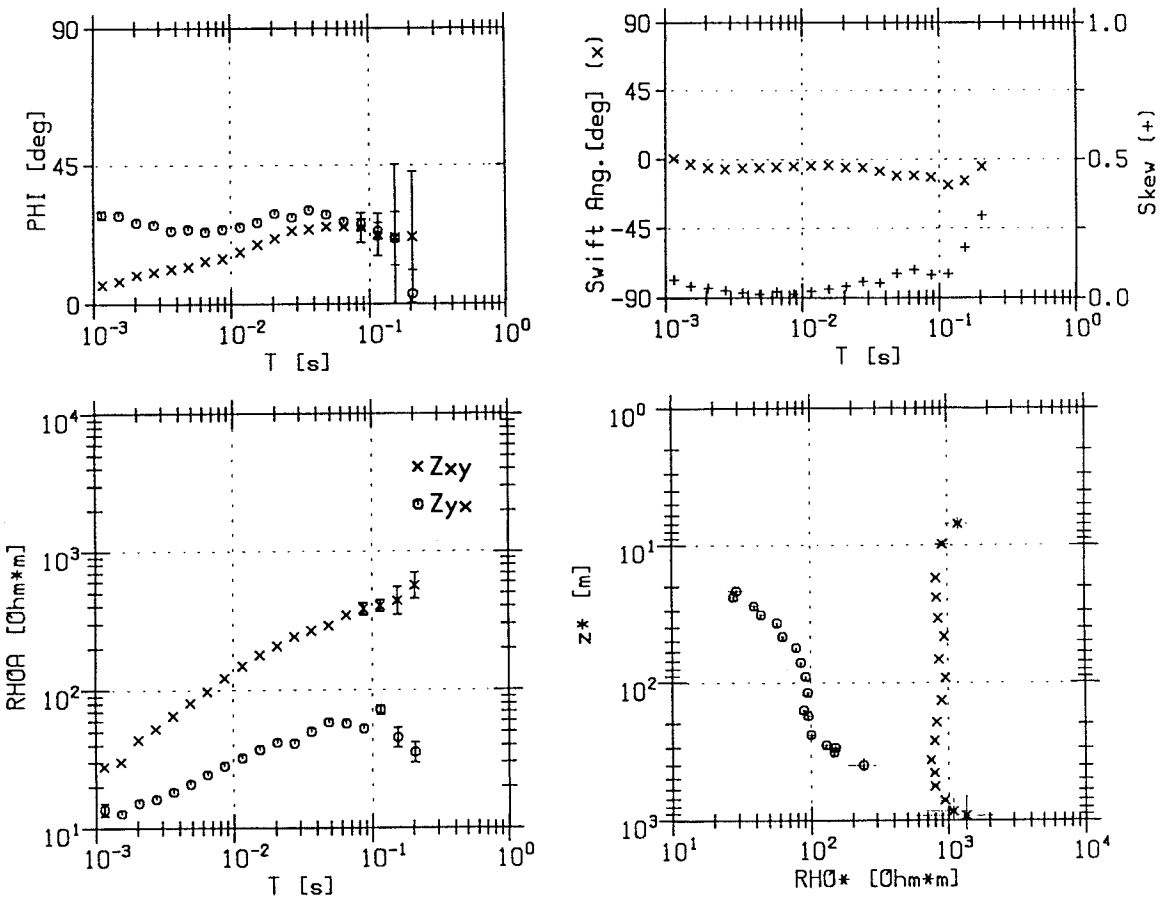


Abb. 8.6: AMT an der Station SAF 12. Koordinatenachsen um $\alpha_s = -5^{o}$ rotiert.

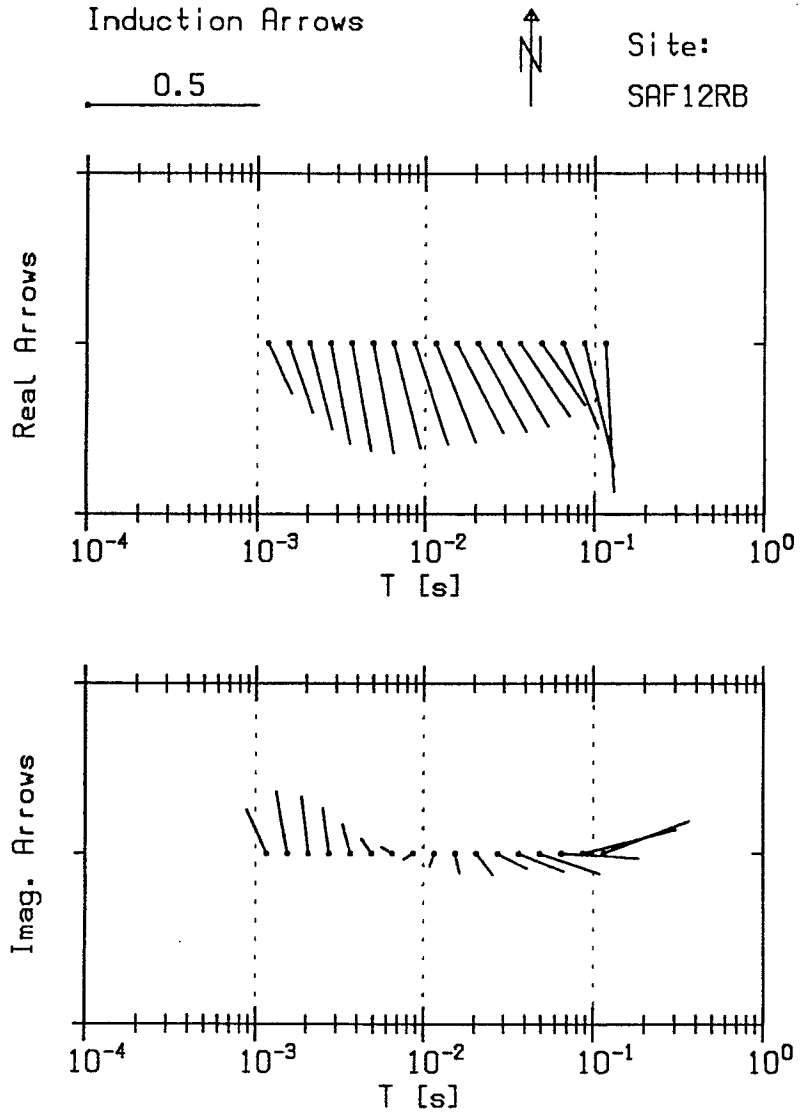


Abb. 8.7: Induktionspfeile an der Station SAF 12, oben Real-, unten Imaginärteil.

in südliche Richtung von den besser leitenden Sedimenten im Norden weg. Für längere Perioden drehen sie allmählich auf SE, jedoch ist für die längsten Perioden keine zuverlässige Übertragungsfunktion zu gewinnen. Dies liegt - wie bereits in früheren Kapiteln angedeutet - im heftigen, ständig wehenden Wind begründet. Obwohl die B_z-Spule vollständig eingegraben war, führte Treibsand offensichtlich zu Bodenerschütterungen, deren Einfluß die erdmagnetischen Variationen überlagerte. Da das langperiodische Induktionsspulenmagnetometer durch einen Temperaturschaden für die Dauer des gesamten Einsatzes unbrauchbar geworden war, konnten auch keine Daten mit längerer Registrierzeit im Frequenzband von 10 Hz - 1 Hz gewonnen werden.

Die Imaginärpfeile sind antiparallel bzw. parallel zu den Realpfeilen gerichtet und klappen bei f ≈ 100 Hz um, was dem Maximum der Realteile entspricht. Natürlich gilt hinsichtlich der Datenqualität für lange Perioden ebenfalls das im vorherigen Absatz Gesagte.

Aufgrund der schwierigen Untergrundverhältnisse im Meßgebiet - entweder lockerer Sand oder anstehendes Gestein - war das notwendige komplette Vergraben der Magnetometer (sie sind mit Anschlüssen etwa 1.2 m lang) leider nur an wenigen Stellen möglich. Es mußte daher darauf verzichtet werden, die B_z-Komponente an allen Stationen aufzuzeichnen. Erfolgreich war dies außer in SAF 12 noch an mehreren Stellen nahe der östlichen Randstörung des Beckens (s. nächsten Abschnitt).

Überraschend war der $\rho_a(T)$- und $\varphi(T)$-Verlauf an den Stationen im Kristallin, von denen in Abb. 8.8 die Sondierung in SAF 3 exemplarisch aufgetragen ist. Sie ist die östlichste des Profils S und liegt etwa 1.2 km von der Randstörung entfernt auf einer syenitischen Intrusion (im vorherigen Abschnitt mit "anorogener Komplex" bezeichnet). Die spezifischen Widerstände liegen erstaunlich niedrig bei einigen hundert Ωm. Dies war an allen Kristallinstationen im Meßgebiet der Fall und unterscheidet sich markant von Werten weit über 1000 Ωm, wie sie z. B. in deutschen Kristallingebieten angetroffen werden (etwa in der Oberpfalz, vgl. Brasse et al. 1988). Die Ursache könnte in einer starken, tiefreichenden Verwitterung liegen, wie sie auch von Schuster (pers. Mitteilung) seismisch erfaßt wurde, und die das Eindringen von Feuchte ermöglicht.

Die beiden Polarisationsrichtungen in SAF 3 weichen nicht sehr stark voneinander ab. Allerdings gab es auch Stationen auf dem Grundgebirge, an denen eine sehr große

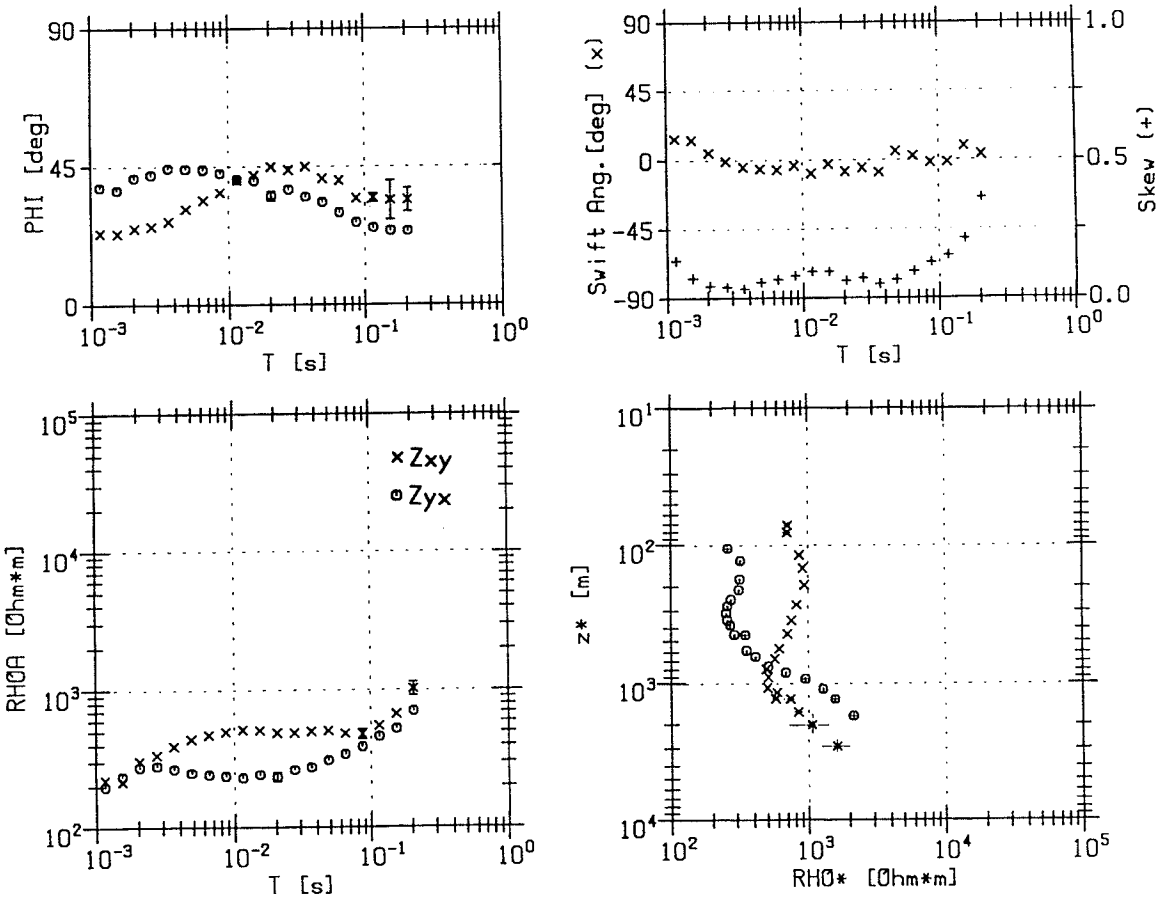


Abb. 8.8: AMT an der Station SAF 3 auf dem Kristallin.

"Anisotropie" $A = |Z_{x'y'}/Z_{y'x'}|$ beobachtet wurde, was ebenfalls auf starke Zerklüftung zurückgeführt wird.

Einen unmittelbar anschaulichen Überblick über die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund entlang der Profile erhält man durch Darstellung der Daten in Form von Pseudosektionen, wie sie Abb. 8.9 als Isolinienbild für das nördliche Profil S zeigt. Als Abzisse ist der Abstand der Stationen vom westlichen Profilrand aufgetragen, als Ordinate die Frequenz. Parameter sind zunächst die aus der Invarianten Z_1 gewonnenen scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen.

Sehr auffällig ist die abrupte Widerstandsänderung an den Hauptrandstörungen. Sie wurde am östlichen Rand, der sich als deutlich sichtbares Lineament durch die Land-

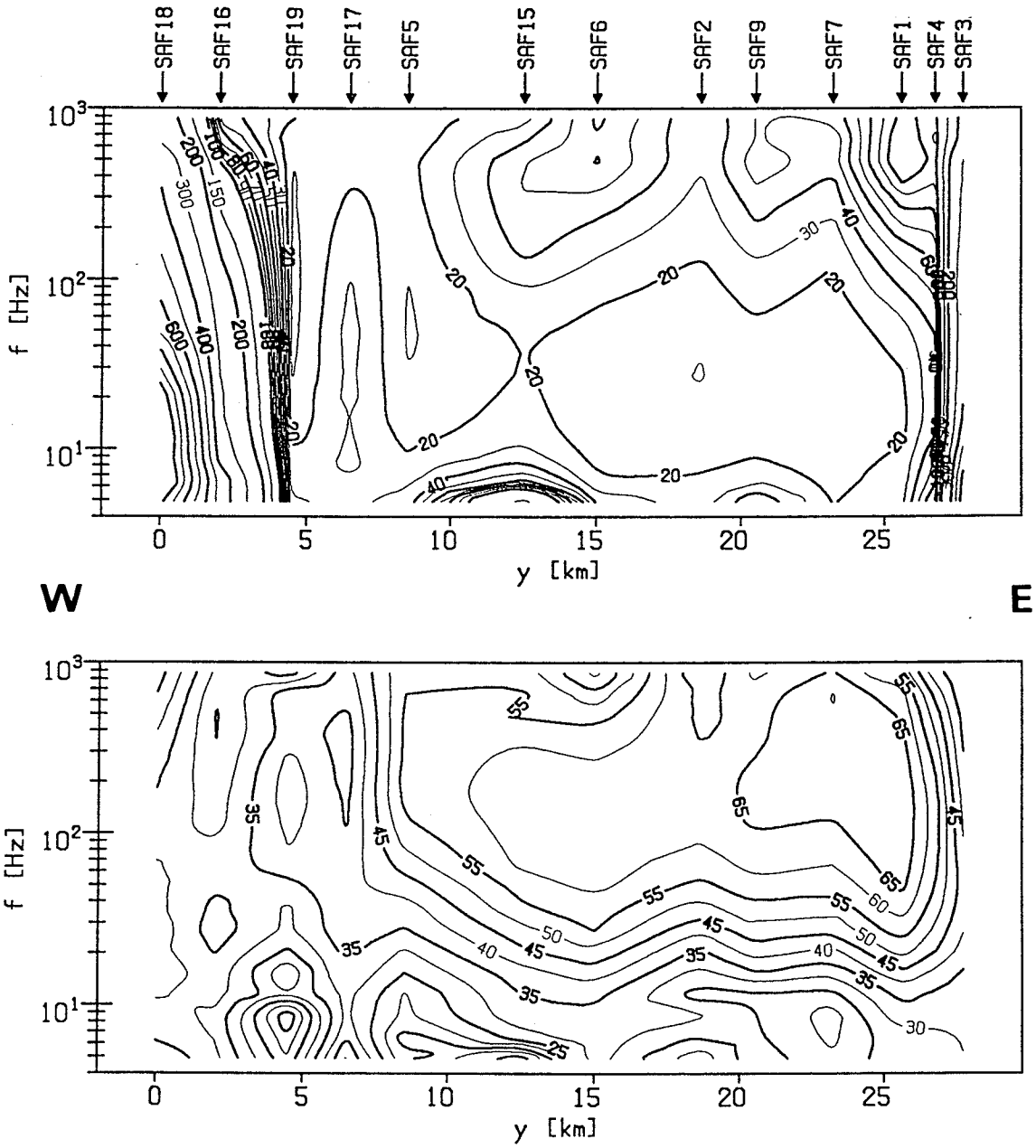


Abb. 8.9: Pseudotiefensektionen für die Invarianten der scheinbaren spezifischen Widerstände (oben) und Phasen (unten) des nördlichen Querprofils S.

schaft zieht (s. nächsten Abschnitt), aufgrund der höheren Stationsdichte besser erfaßt als am westlichen, wo die Grenze Sediment/Basement[6] von Sand überdeckt war und nur durch Interpolation von benachbarten Grundgebirgsaufschlüssen festgelegt werden konnte. Innerhalb des Beckens sind keine größeren Variationen der Widerstände zu beobachten; allerdings erkennt man auch hier das - schon bei der Vorstellung der 1D-Rechnungen erwähnte - Fehlen der hochohmigen Deckschicht im westlichen Bereich.

Die untere Begrenzung der Sedimentschichten durch das Grundgebirge deutet sich im Widerstandsplot nur schwach an (wegen f_{min} = 4.8 Hz). Wie im 2. Kapitel ausgeführt, eilt jedoch die Phase als Funktion der Periodenlänge den scheinbaren spez. Widerständen voraus, daher ist diese Grenze (d. h. der Übergang von $\varphi > 45^o$ zu $\varphi < 45^o$) im Phasendiagramm sehr deutlich bei Frequenzen um $f \approx 15$ Hz zu erkennen.

Die laterale Ausdehnung des Beckens scheint im Phasenplot kleiner zu sein als im Widerstandsbild. Grund dafür ist die fehlende hochohmige Deckschicht an SAF 5 und SAF 19 im Bereich des Wadi Figeigh, so daß hier kein darunter liegender guter Leiter Phasen über 45° bewirkt.

Die Darstellung der Invarianten in den Pseudosektionen bedeutet immer eine Mittelung, so daß u. U. Leitfähigkeitsstrukturen als zu stark geglättet nicht in Erscheinung treten. Sinnvoller wäre evtl. die Auftragung der zur E- bzw. B-Polarisation gehörenden Parameter. Dabei ergibt sich jedoch die Frage, welche Drehwinkel α für das gesamte Profil (d. h. 13 Stationen) angesetzt werden sollen, da diese für die Meßpunkte in den Randbereichen stark variierten und keinesfalls immer mit den geologisch vorgegebenen Hauptstreichrichtungen übereinstimmten. Dieses wird im nächsten Abschnitt noch ausführlicher dargestellt. Für die Pseudosektionen in Abb. 8.10 sind die Impedanzen um den Winkel $\alpha = -25^o$ gedreht worden, was etwa der Streichrichtung ($\approx$ N155^o) der beiden Randstörungen senkrecht zum nördlichen Profil entspricht. Mit der B-Polarisation werden daher - willkürlich! - die Impedanzen $Z_{y'x'}$, mit der E-Polarisation die Impedanzen $Z_{x'y'}$ identifiziert.

Gegenüber der Invarianten sind in Abb. 8.10 jedoch keine wesentlichen neuen Informationen enthalten. Die Beckenstruktur wird gleichermaßen deutlich; bei den höchsten und niedrigsten Frequenzen streuen die Daten aufgrund der schlechteren Datenqualität an einigen Stationen etwas mehr, was sich in einer Anhäufung von Isolinien (z. B. bei y = 5 km in der Phase) äußert. Dieser Effekt wird in den Invarianten-Pseudosektionen eher herausgemittelt.

Auch die Ergebnisse an den anderen auf Profilen angeordneten Stationen sind in Form von Pseudosektionen der invarianten $\rho_a(f)$ und $\varphi(f)$ auf den nächsten Seiten aufgetragen. Abb. 8.11 zeigt zunächst das Profil M (nach der Bohrung El Maghad). Es ver-

---

[6] In diesem und dem folgenden Abschnitt wird das Kristallin nicht immer zwischen Grundgebirge (Präkambrium) und den mesozoischen Intrusionen unterschieden, wenn es in Bezug auf die elektr. Leitfähigkeit nur auf die Abgrenzung zum Sediment ankommt.

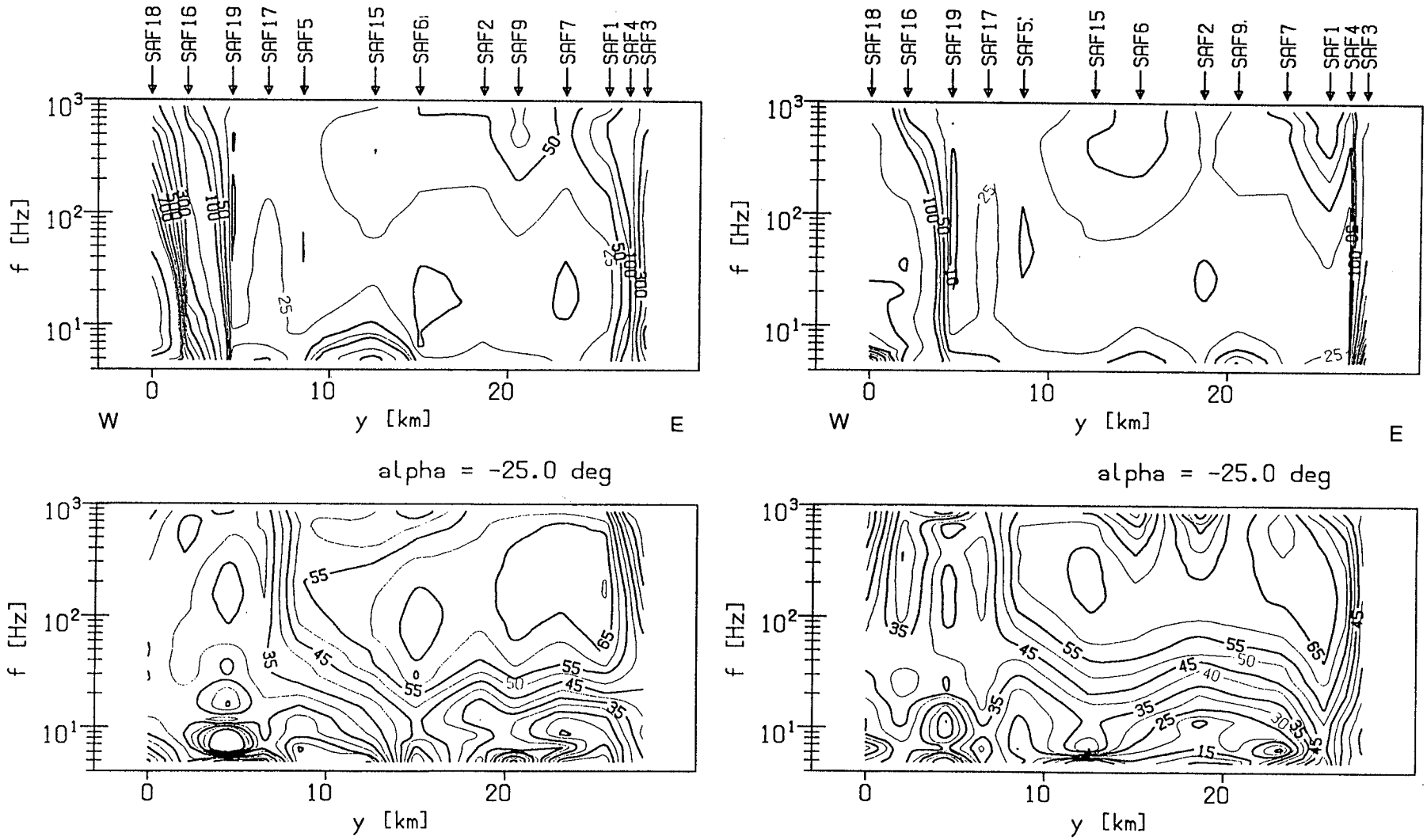


Abb. 8.10: ρ_a- und φ-Pseudosektionen für E- (links) und B-Polarisation (rechts) für das Profil S.

dient insofern besondere Beachtung, als das Becken hier erheblich schmaler als im Norden ist und durch eine markante westliche Störung (etwa bei MAG 11, y ≈ 7 km) begrenzt wird. Sie wird von herausgehobenen Sandsteinen in Form einer N115°E streichenden Hügelkette gebildet und markiert zugleich eine kleine Geländestufe (Δz ≈ 5m). Die Oberflächenbeschaffenheit auf beiden Seiten unterscheidet sich erheblich: Im NE herrscht eine mächtige, gelb-rötliche Sandschicht vor, während im tieferliegenden SW von einem grau-weißen, stärker verfestigten Boden gesprochen werden kann. Es könnte sich dabei um tonige Verwitterungsprodukte des Grundgebirges handeln. Eine genauere Bodenanalyse steht allerdings noch aus. In den magnetotellurischen Sondierungen manifestiert sich hier eine dünne (h ≈ 30 m), sehr gutleitfähige Schicht mit Widerstän-

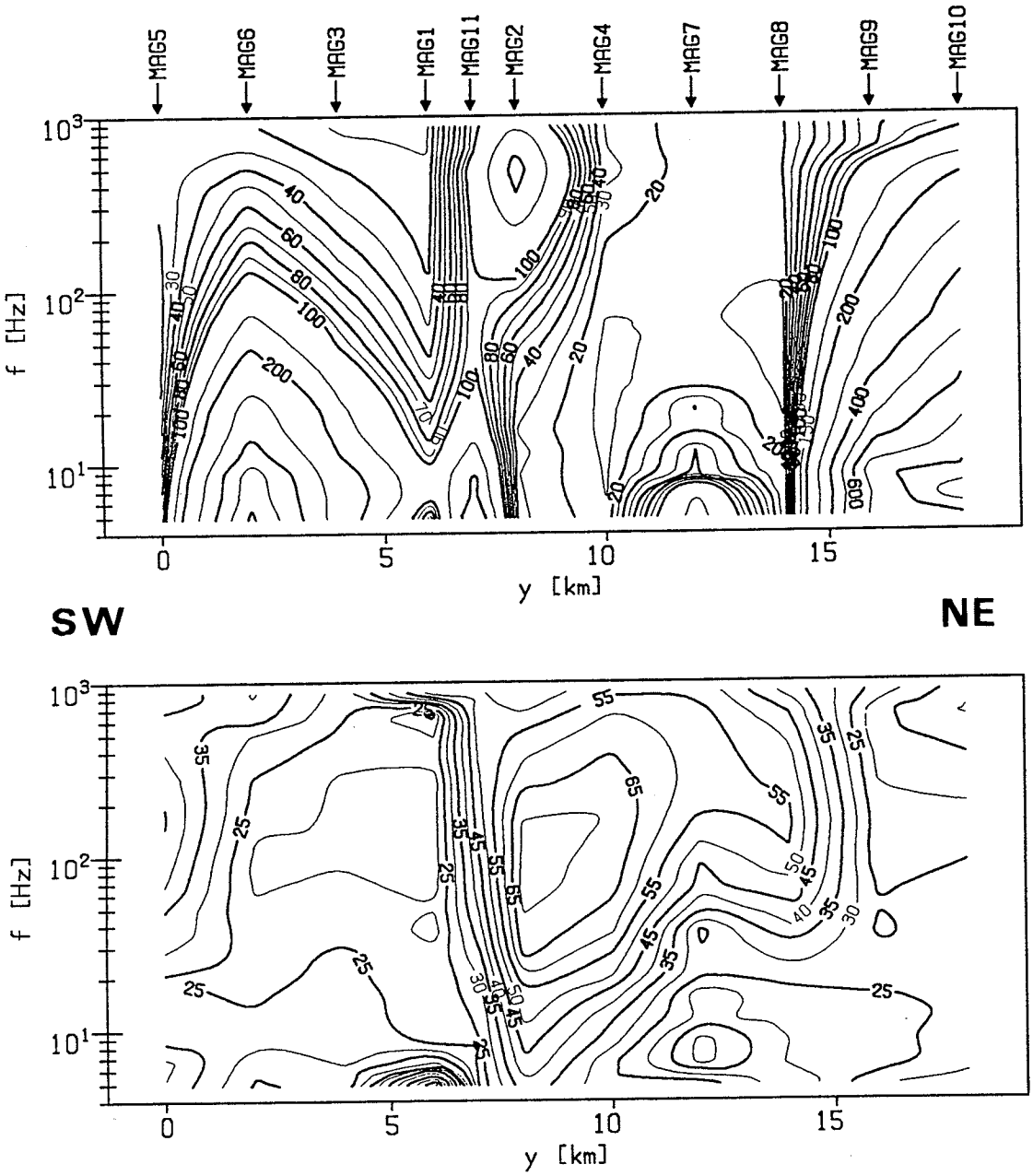


Abb. 8.11: Pseudosektionen (Invarianten) zum südlichen Querprofil M.

den von $\rho < 10\,\Omega m$ über einem sehr schlechten Leiter. Dies korrespondiert mit den seismischen Ergebnissen, nach denen sich ein Refraktor mit $v_p \approx 5400$ m/s in ebenfalls etwa 30 m Tiefe befindet. Der darüberliegenden Schicht wird dagegen nur eine für unverfestigte Gesteine typische Geschwindigkeit von $v_p \approx 1200$ m/s zugeordnet (Schuster, pers. Mitteilung). In der geologischen Karte (Abb. 8.3) ist an dieser Stelle (im Umfeld der Station MAG 1 ≙ M 1) eine Basementsignatur eingetragen.

Über diese Störung wurden detailliertere AMT-Messungen etwa 500 m südlich des Hauptprofils M durchgeführt, da hier die - allerdings nur maximal 10 m hohe, aber dennoch mit Fahrzeugen nicht passierbare - Hügelkette unterbrochen war. Die Station MAG 11 wurde nur wenige Meter NE′ der Störung aufgebaut; das Resultat dieser Sondierung zeigt Abb. 8.12. Die Swift-Winkel ($\alpha_s(f) \approx 15^o - 25^o$) korrespondieren mit der Streichrichtung der Hügelkette. Die Komponente $Z_{x'y'}$ in Abb. 8.12 entspricht damit der B-Polarisation; die zugehörige $\rho^*(z^*)$-Transformierte zeigt den für das Sedimentbecken typischen Verlauf mit einem guten Leiter unter einer hochohmigen Deckschicht, während in der E-Polarisation ($Z_{x'y'}$) der bereits geschilderte Übergang eines oberflächennahen guten Leiters zum Grundgebirge beobachtet wird.

Da der gute Leiter für $Z_{x'y'}$ lediglich Werte von etwa $\rho^* = 100\,\Omega m$ erreicht, wird vermutet, daß die Station MAG 11 bereits "außerhalb" - d. h. SW′ - des eigentlichen

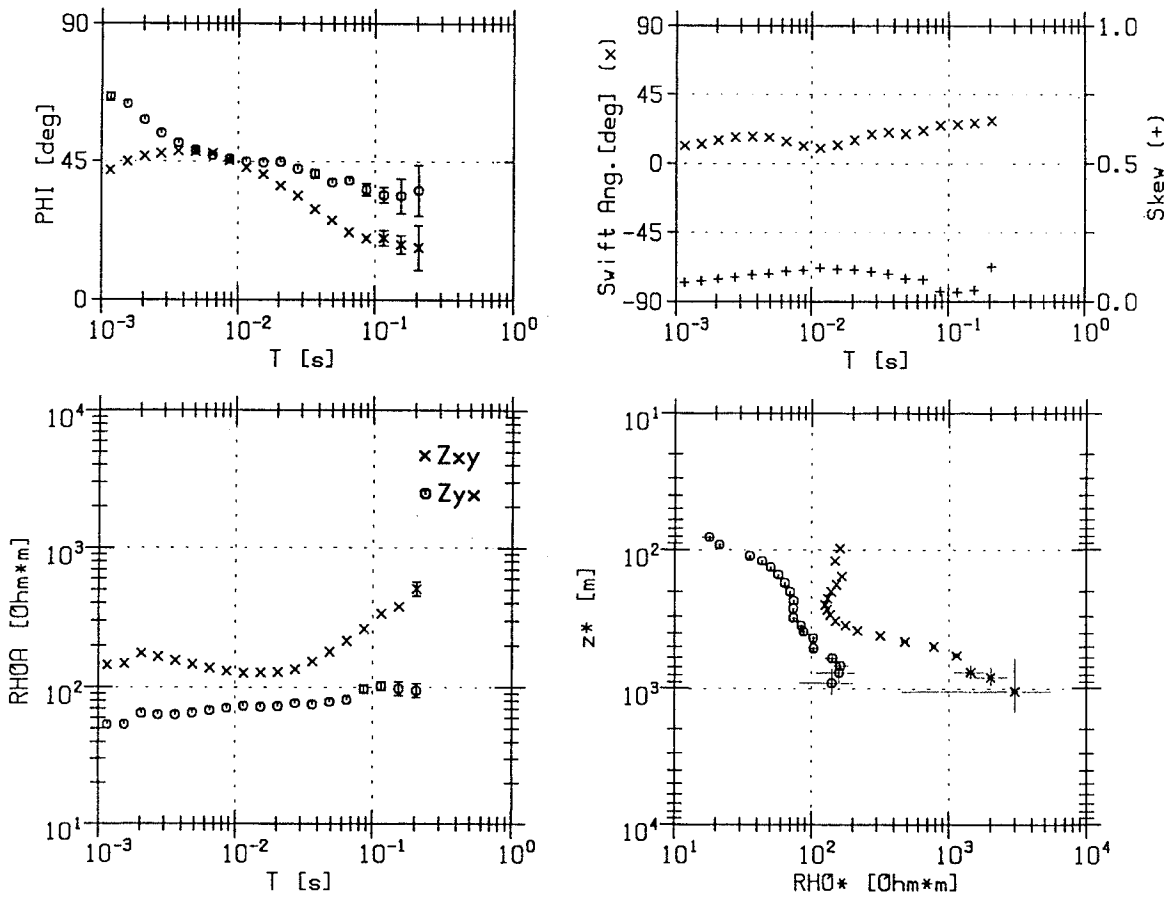


Abb. 8.12: AMT an der Station MAG 11 auf der vermuteten südwestlichen Randstörung etwa 500 m S′ des Profils M (in gedrehten Koordinaten).

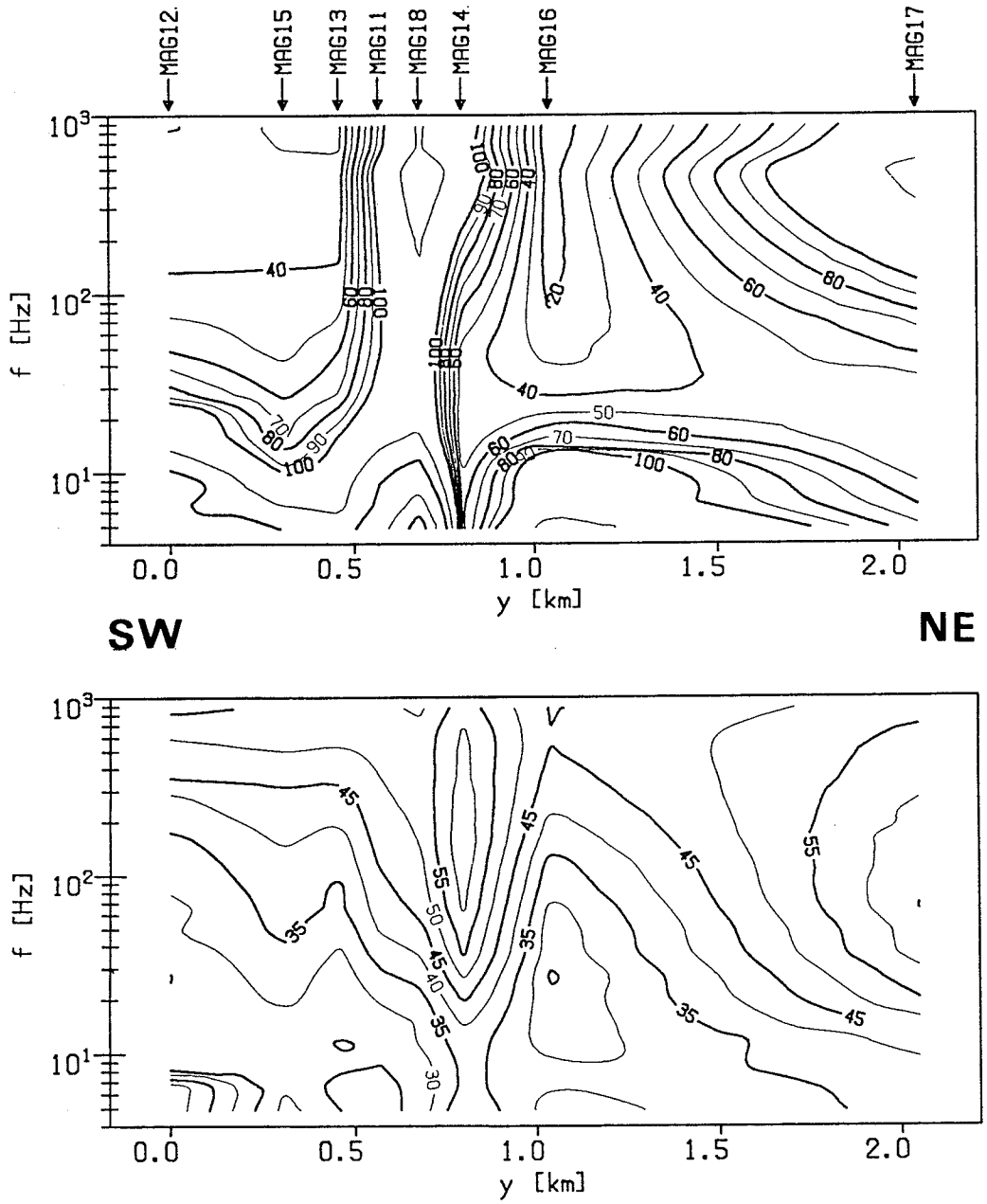


Abb. 8.13: Pseudosektionen (Invarianten) an der westlichen Randstörung (S' des Profils M).

Beckens liegt. Dies wird durch die Pseudo-Tiefenprofile (Abb. 8.13) bestätigt.

Anders als an Profil S im Norden scheint das Grundgebirge im Osten des Profils M flach einzufallen. Die größten Sedimentmächtigkeiten mit h ≈ 300 m - 400 m liegen hier offensichtlich unmittelbar NE' der zuvor beschriebenen Randstörung. NE' der Bohrung El Maghad (mit einer Basementtiefe von z = 180 m) liegt die Station MAG 9, an der eine Tiefe von z ≈ 100 m modelliert wurde. Die Sondierung MAG 10 wurde demgegenüber auf anstehendem Grundgebirge durchgeführt und zeigt eine entsprechende Widerstandsverteilung. Genauer wurde dieser Randbereich von refraktionsseismischen Messungen er-

faßt; sie deuten auf ein allmähliches Abfallen des Grundgebirges nach SW hin (Schuster, pers. Mitteilung). In diesem Gebiet scheint der Beckenrand damit eher als Flexur denn als Verwerfung mit großen vertikalen Versatzbeträgen ausgebildet zu sein, was die im vorherigen Abschnitt vermutete Halbgraben-Struktur belegt.

Entlang des Profils F (in einigen km E' des Wadi Figeigh) wurden einige AMT-Sondierungen durchgeführt, um einen Überblick über eventuelle Basement-Undulationen in der Längsachse des Beckens zu gewinnen (s. die Invarianten-Pseudosektion in Abb. 8.14a). Im Bereich der Stationen FIG 1 und FIG 4 scheint sich eine Basementhochlage zu befinden, während im Norden und Süden wiederum die üblichen Tiefen von 300 m - 400 m modelliert werden. In FIG 1 und FIG 4 fehlt auch die hochohmige Überdeckung.

Ein weiteres Übersichts-Querprofil ist in Abb. 8.3 mit W bezeichnet. Aufgrund des größeren Punktabstandes erscheinen die Randstörungen nicht so scharf wie im nördlichen Profil (s. Abb. 8.14b). Ansonsten sind ähnliche Strukturen und daraus abgeleitete Grundgebirgstiefen zu beobachten wie im Norden des Beckens. Dieses Profil umfaßt allerdings die schon im 2. Kapitel beschriebene Sediment-Station W 2, die durch extreme Gleichstromverzerrung gekennzeichnet ist; ihr Einfluß auf das Isolinienbild wird durch die Mittelwertbildung der Invarianten stark geglättet.

In Abschnitt 8.2 wurde erwähnt, daß sinistrale Bewegungen an der Abu Harr-Scherzone (AHSZ) wie an der Sodiri-Scherzone (SSZ) im Westen zur Ausbildung des Es Safya-Beckens führten. Während die SSZ im Basement verläuft, liegt die AHSZ im Osten des Arbeitsgebiets jedoch häufig unter alluvialen Wadisedimenten bzw. Altdünen (Goz Abu Harr) verborgen. Es war daher unklar, ob es sich um eine reine Blattverschiebung handeln würde oder ob auch mit Abschiebungstektonik gerechnet werden müßte. Östlich der AHSZ scheitert eine geologische Aufnahme, da der Goz Abu Harr bis zum Jebel Haraza und darüber hinaus reicht.

Es wurden daher magnetotellurische Übersichtsmessungen entlang des Profils HARAZA 1 (s. Abb. 8.3) an 5 Stationen (H 1, H 4 - H 7) durchgeführt, die jeweils etwa 4 km auseinander lagen. Sie zeigten weitgehend 1D-Verhältnisse, daher werden hier auch nur Pseudosektionen (Abb. 8.15b) mitgeteilt. Die AHSZ verläuft etwa im Bereich der Station HAR 7 ≙ H 7. Entlang des Profils sind keine wesentlichen Leitfähigkeitsvariationen zu erkennen (bis auf geringe in HAR 6). Das Basement befindet sich in geringer Tiefe (30 m - 50 m) unter den besser leitenden Sanddünen. Diese gute Leitfähigkeit ist wieder auf die vorangegangene Regenzeit zurückzuführen - die Dünen waren von einer schütteren Grasvegetation bedeckt, die im Herbst/Winter 1991 außerordentlich großen Kamelherden als Weide diente[7].

Zumindest in diesem Teil des Arbeitsgebiets ist die AHSZ somit keine Leitfähigkeitsgrenze, die Oberkante des Grundgebirges verläuft ohne größere Undulationen bis

---

[7] Kamele (richtiger Dromedare) waren mitunter ein Problem für die Geländekampagnen (Kabelverbiß!). Gleiches gilt auch für nachtaktive Nager (z.B. Wüstenspringmäuse) und ebenfalls nachtaktive Fenneks. Unbeobachtet liegende Kabel waren daher unbedingt einzugraben.

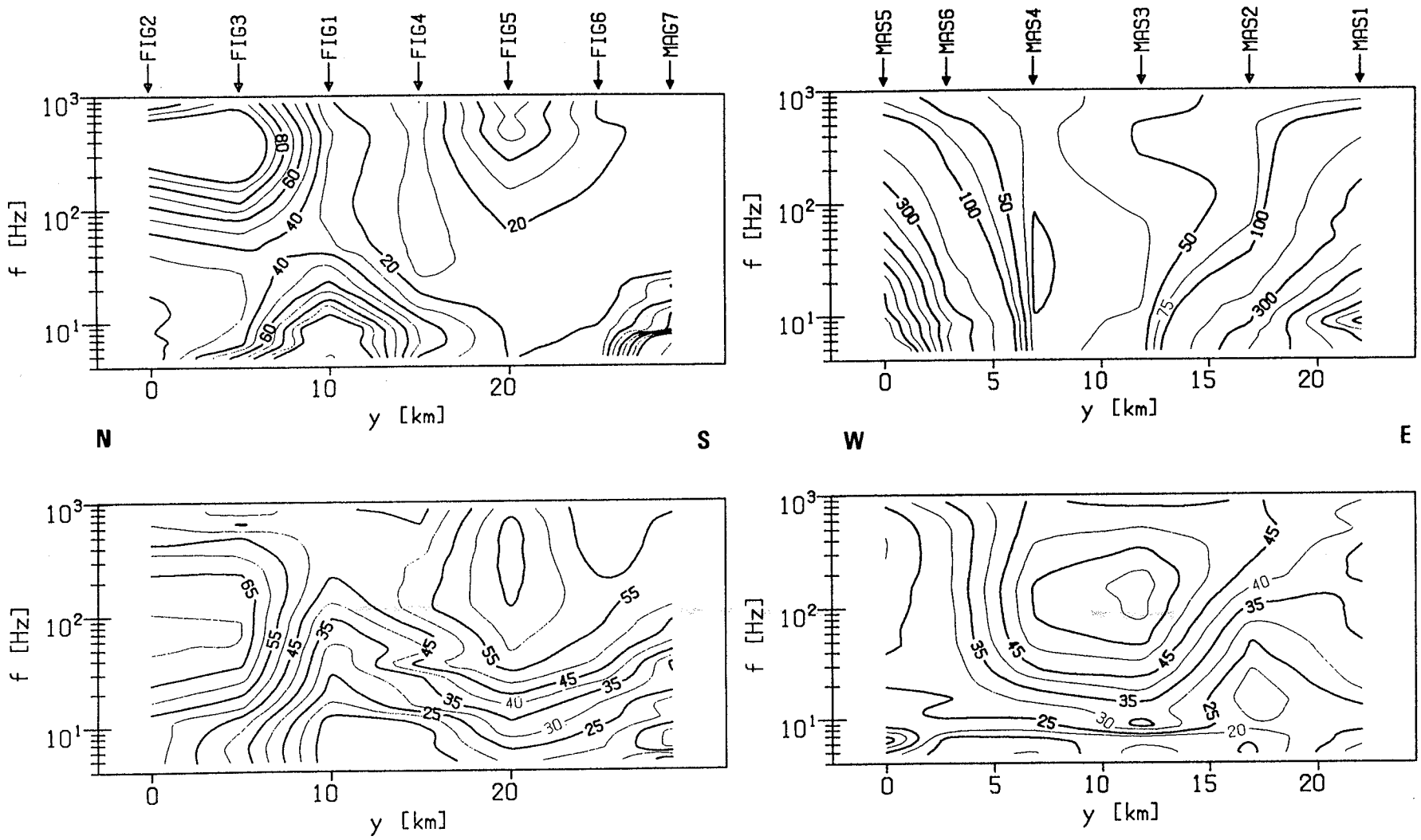


Abb. 8.14a (links): Pseudosektionen der invarianten ρ_a und φ entlang des Profils F.

Abb. 8.14b (rechts): Pseudosektionen für das Profil W.

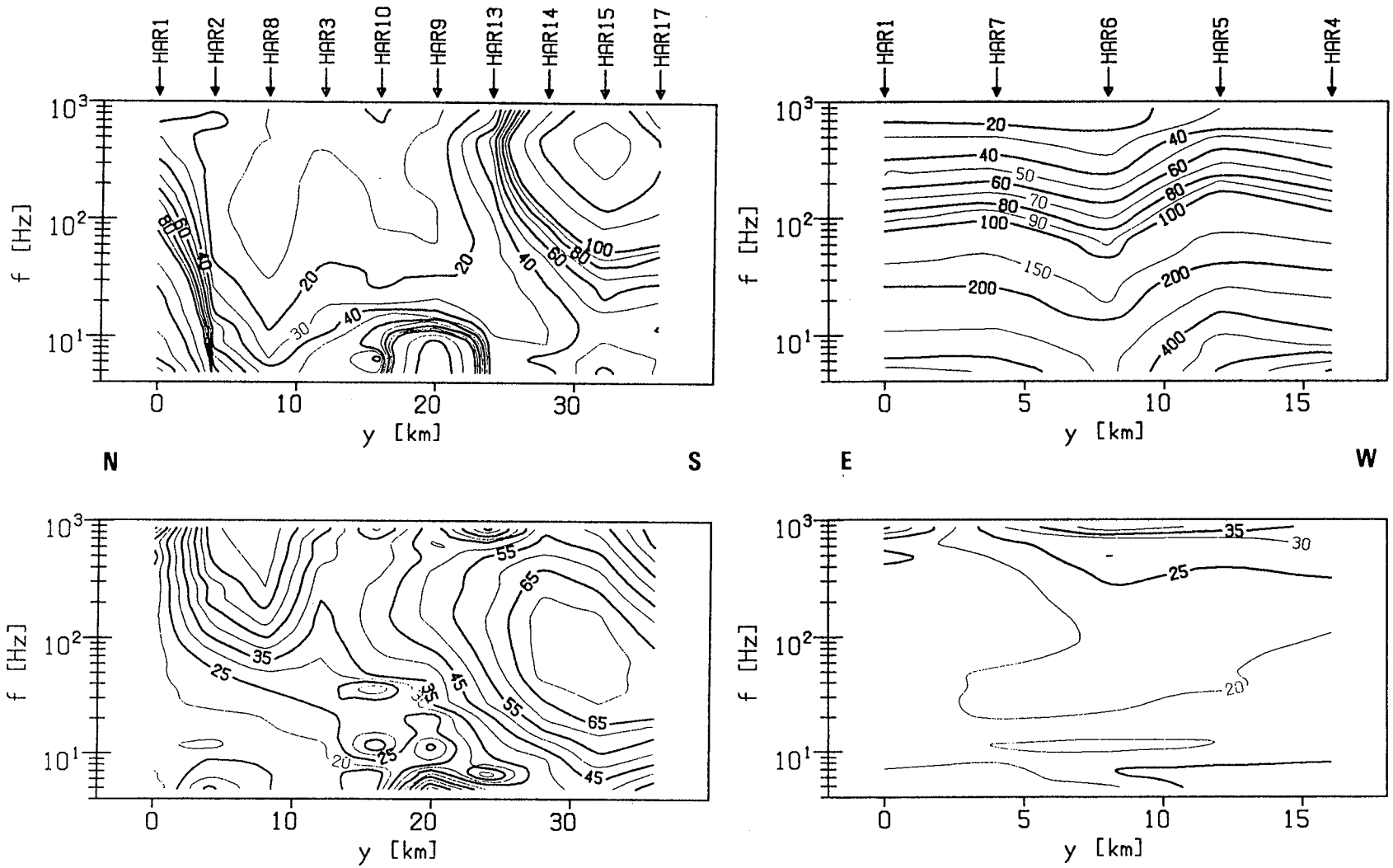


Abb. 8.15a (links): Pseudosektionen der invarianten $\rho_a(f)$ und $\varphi(f)$ entlang des Profils HARAZA 1.

Abb. 8.15b (rechts): Pseudosektionen für das Profils HARAZA 2.

zum Jebel Haraza.

Die Verlängerung des Profils F mußte wegen der Beckengeometrie weiter nach Osten verlegt werden; die zusammenfassenden Pseuodosektionen sind in Abb. 8.15a aufgetragen. Es beginnt im Norden mit der Station H 1 auf den Paläodünen des Goz Abu Harr, wo das Basement wie ausgeführt in geringer Tiefe liegt, und geht dann in die südlichen Ausläufer des Es Safya-Beckens über - hier werden wiederum durchschnittlich 300 m Sedimentmächtigkeiten modelliert. Bis zur Station HAR 13 fehlt der schlechte Leiter nahe der Erdoberfläche, da das Profil durch das weite Umfeld der Senke von Hamrat el Wuz gelegt wurde, in welche das Wadi Maghad mit seinen alluvialen Sedimenten mündet. Die Punkte HAR 13 - HAR 17 liegen topographisch leicht erhöht auf einem weiteren Altdünengürtel, der sich bis zum Fuß des Jebel Umm Duraq zieht. Die - hier nicht gezeigte - Station HAR 16 befand sich etwa 5 km E′ von HAR 15; die Sondierungskurven an diesen beiden Punkten entsprachen sich. In HAR 17 ist der Anschluß an das auslaufende Kagmar-Becken erreicht; eine Modellierung ergab Grundgebirgstiefen von z ≈ 500 m, was in guter Übereinstimmung mit den schon erwähnten reflexionsseismischen Untersuchungen der Fa. SUN OIL steht (Reynolds, pers. Mitteilung).

Abschließend seien noch einige Bemerkungen zu den nicht auf Profilen angelegten Stationen S 0, S 00 sowie S 20-23 (Abb. 8.3) gemacht. Die Sondierungen in S 0 und S 00 belegen ein allmähliches Absinken der Basementoberkante von NW nach SE: in S 0 wurden etwa 100 m, in S 00 etwa 150 m Sedimentmächtigkeit modelliert. Die von Fiedler-Volmer (pers. Mitteilung) vermutete Reliefumkehr und damit Hochlage des Basements im Bereich des Kerkera-Plateaus, welches sich ≈ 20 m über das Umland im Bereich der Stationen S 20 und S 23 erhebt, kommt in den AMT-Sondierungen nicht zum Ausdruck, da sie etwa gleiche Resultate wie die westlich benachbarten Punkte S 0 und S 00 lieferten. Die Durchführung der Messungen gestaltete sich hier als außerordentlich schwierig, da die Stationen direkt auf anstehendem Nubischen Sandstein fast ohne Sandbedeckung aufgebaut werden mußten.

Das Grundgebirge im Osten des Es Safya-Beckens ist auf etwa 20 km Breite aufgeschlossen; daran schließt sich ein weites, mit kretazischen Sedimenten bedecktes Gebiet an, das gelegentlich als Nord-Khartoum-Graben bezeichnet und als Fortsetzung des Blue Nile Rift (= BNR in Abb. 8.2) interpretiert wurde (Burkhardt et al. 1990). Die Stationen S 21 und S 22 sollten Hinweise darauf geben, ob der Übergang abrupt im Sinne eines starken Basementversatzes erfolgt oder ob das Grundgebirge allmählich nach NE abtaucht. Die AMT-Messungen belegen die letztere Vermutung. Die Station S 21 befand sich wenig E′ der auch im Satellitenbild markanten Störung. Obwohl die Sondierungen stark verzerrt waren, können hier Grundgebirgstiefen >100 m ausgeschlossen werden. Für die 5 km weiter östlich liegende Station S 22 wurden Sedimentmächtigkeiten von etwa 200 m interpretiert.

Anhand der Ergebnisse der insgesamt 72 AMT-Sondierungen kann somit ein relativ detailliertes Bild der Untergrund-Leitfähigkeitsverhältnisse und damit der geologischen

Strukturen im Gebiet des Es Safya-Beckens entworfen werden. Für die zusammenfassende Interpretation sei an dieser Stelle auf Abschnitt 8.4 verwiesen.

8.3 Detailuntersuchungen an der östlichen Randstörung

Im Osten des Profils S (Abb. 8.3) ist der Übergang Nubischer Sandstein/syenitische Intrusion als über mehrere km unter N155°E streichendes Lineament besonders markant ausgebildet (s. Abb. 8.16). An dieser Störung sind die kretazischen Sandsteine herausgehoben und leicht nach SW überkippt. Dies deutet eher auf eine Überschiebungs- denn auf eine Abschiebungstektonik hin. Da der Pluton vor der Sedimentationsphase auskristallisiert ist (Trias vs. Unter- bzw. Oberkreide), muß eine spätere, kretazische oder tertiäre Krustenbewegung als Ursache angenommen werden. Tatsächlich muß von solchen Bewegungen - meist Reaktivierungen von paläozoischen oder noch früheren Scherzonen - in Nordkordofan ausgegangen werden (vgl. Schandelmeier & Pudlo 1990, Schandelmeier & Richter 1991). Eine genauere Rekonstruktion dieses Sachverhaltes kann allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht geleistet werden und muß der weiteren geologischen/tektonischen Forschung vorbehalten bleiben.

Das Profil S wurde rechtwinklig zu dieser Störung angelegt; wie Abb. 8.16 illustriert, ist sie mit keinen nennenswerten topographischen Erhebungen verbunden (die erwähnten überkippten Sandsteine reichen maximal 50 cm über die Umgebung heraus). In etwa 500 m Entfernung N' des Profils befinden sich bis 30 m hohe Erhebungen am Ostrand der Störung, die eine charakteristische Wollsackverwitterung zeigen (Abb. 8.17).

Es stellte sich nun die Frage, ob das vermutete übersteile Einfallen dieser Störung auch magnetotellurisch und seismisch nachgewiesen werden könnte. Daher wurde das Profil S hier um einige Stationen verdichtet und zusätzlich ein VLF-R-Übersichtsprofil vermessen. Desgleichen wurde eine seismische Detailaufnahme durchgeführt (Schuster, pers. Mitteilung).

Abb. 8.18 zeigt zunächst wieder die Darstellung der AMT-Sondierungen in Form von Pseudo-Tiefenprofilen der invarianten spezifischen Widerstände und Phasen (die Stationen SAF 1, 3 und 4 sind auch in Abb. 8.9 enthalten). Der Kontakt Sediment/Kristallin an der Station SAF 4, die direkt auf der sichtbaren Störung angelegt wurde, kommt sowohl in $\rho_a(f)$ als auch in $\varphi(f)$ deutlich zum Ausdruck. Das Phasenbild suggeriert ein leicht übersteiles Einfallen, während in $\rho_a(f)$ eher ein senkrechter Kontakt angedeutet scheint. Offensichtlich muß die Verwerfung als breitere Störungszone betrachtet werden, mit einer Ausdehnung mindestens bis SAF 11 (180 m NE' von SAF 4). Überraschend ist innerhalb der Intrusion ein guter Leiter zwischen SAF 8 und SAF 3 angedeutet, wo die Phasen Werte von geringfügig über 45° erreichen. Wie bereits bei der

Abb. 8.16: Am östlichen Rand des Es Safya-Beckens bilden herausgehobene Sandsteine stellenweise ein deutlich erkennbares Lineament. Blickrichtung nach Süden.

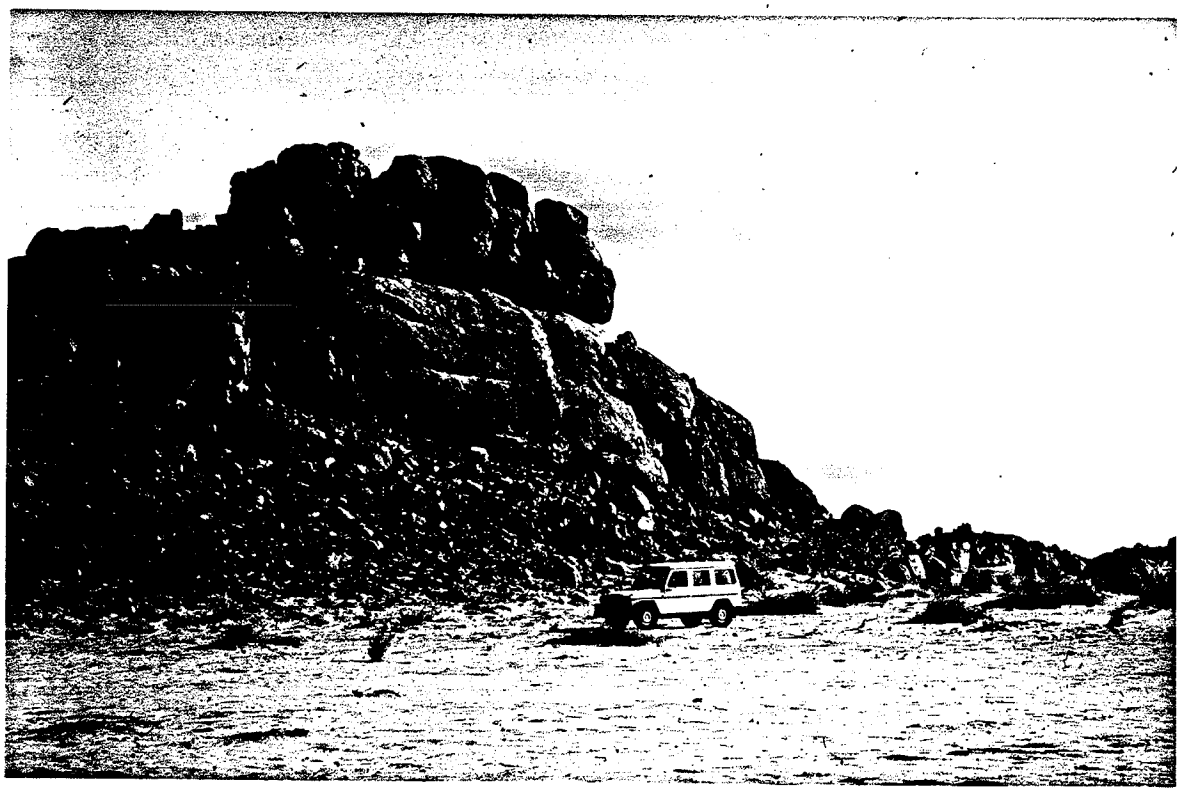


Abb. 8.17: Nördlich der Stelle in Abb. 8.16 wird die Randstörung von stark verwitterten Syeniten gebildet.

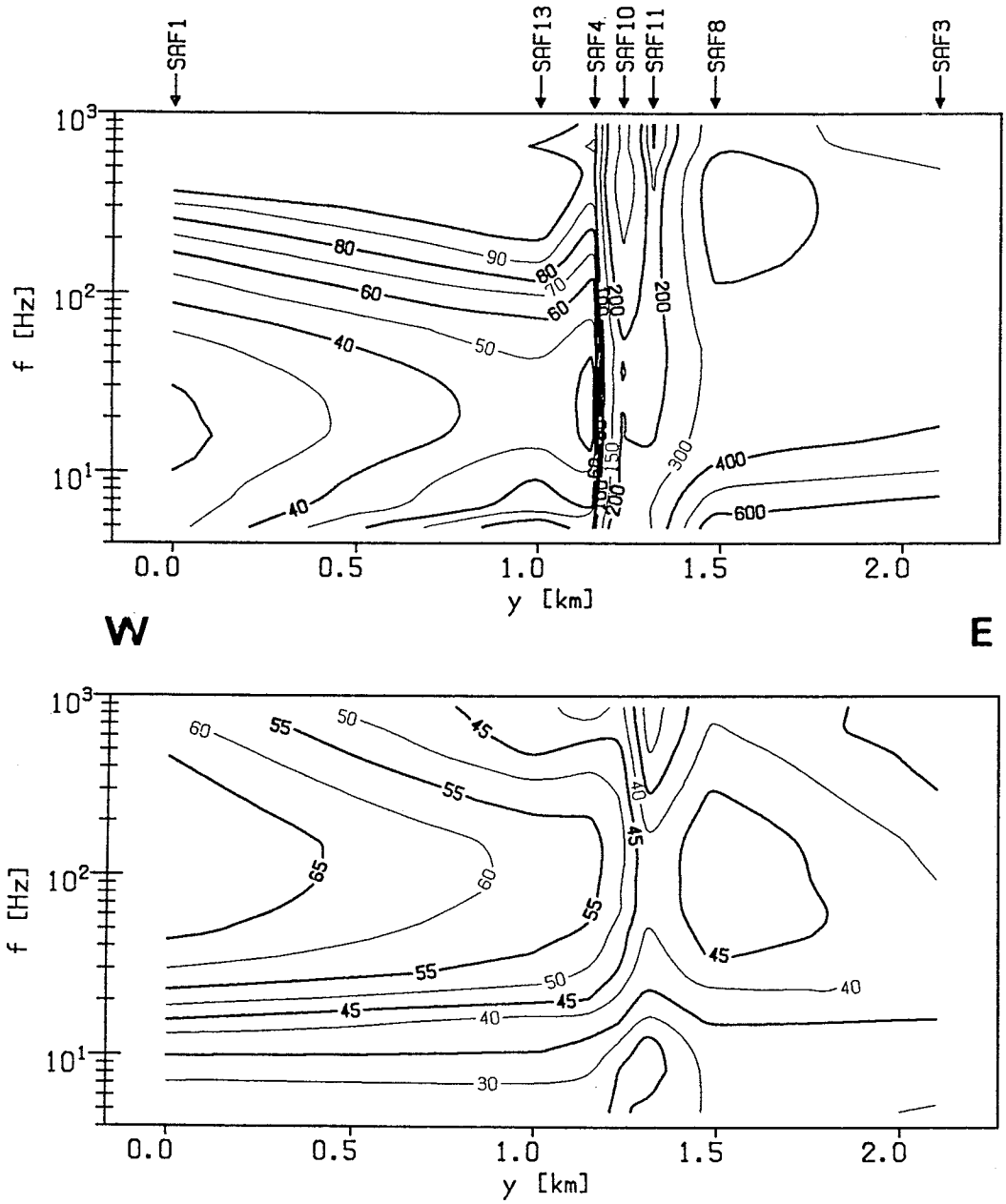


Abb. 8.18: Pseudotiefensektionen der invarianten Widerstände und Phasen für das detailliertere Profil am östlichen Grabenrand.

Beschreibung der Station SAF 3 im vorherigen Abschnitt erwähnt, erreichen die scheinbaren Widerstände insgesamt nicht die hohen Werte, die man für Kristallingebiete erwarten würde.

In Abb. 8.19 ist die Sondierung SAF 4 in um den Swift-Winkel $\alpha_s(f)$ gedrehten Koordinaten aufgetragen. Bemerkenswert ist die hervorragende Übereinstimmung des mittleren Swift-Winkels $\overline{\alpha}_s = -24.2^o$ mit der Streichrichtung der Störung (N155°E). Daher werden die Impedanzen $Z_{x'y'}$ der E-Polarisation, die $Z_{y'x'}$ der B-Polarisation zugeordnet. Der Skew ist < 0.1 für alle Frequenzen bis auf die höchste.

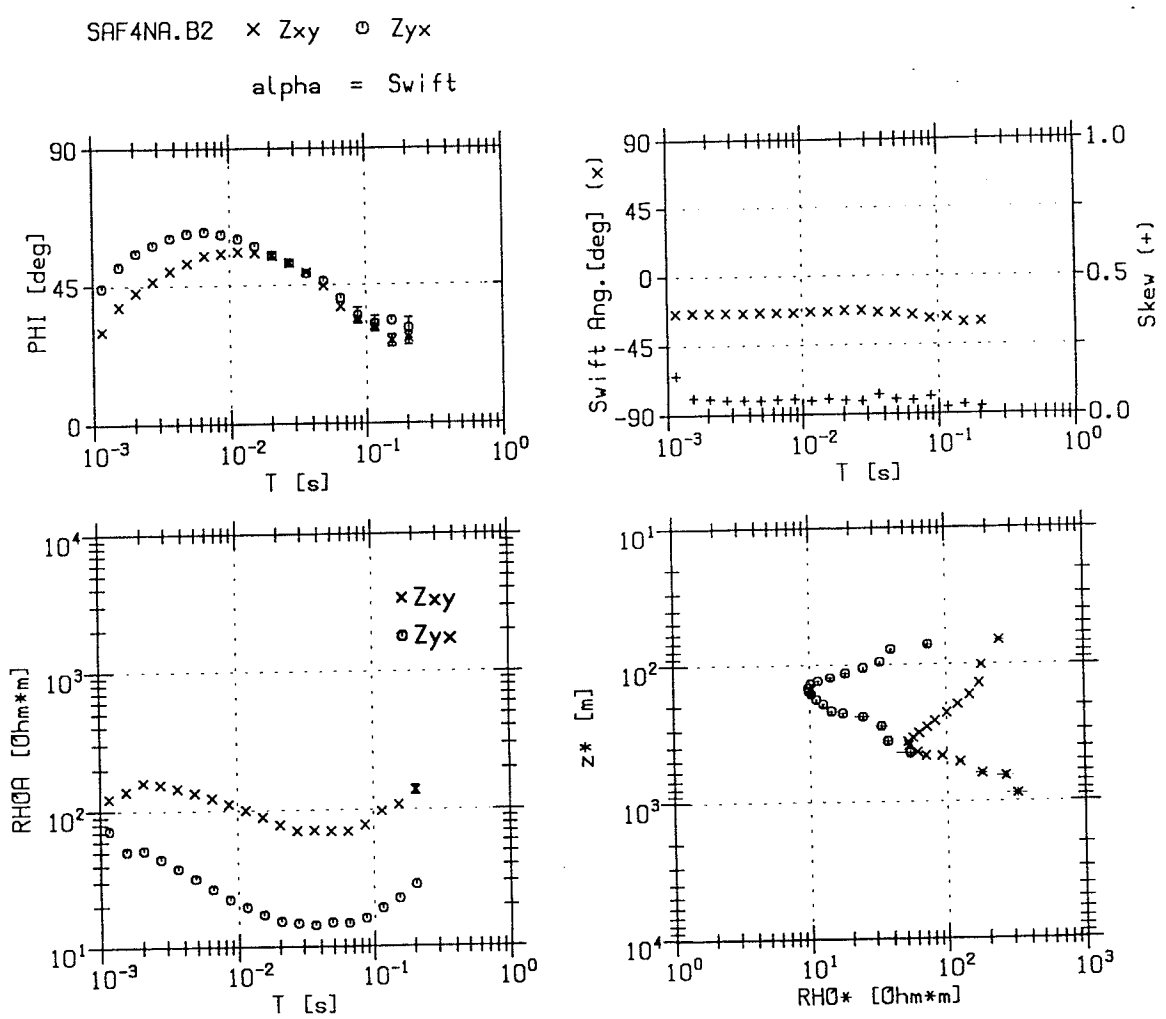


Abb. 8.19: AMT-Sondierung SAF 4 unmittelbar an der östlichen Randstörung. Koordinatensystem um den mittleren Swift-Winkel (-24.2°) gedreht.

Trägt man die Impedanzen in Form von tellurischen Vektoren (s. Abb. 8.20) auf, so wird ebenfalls der 2D-Charakter der Anomalie deutlich. Die Richtungen der reellen und imaginären Vektoren unterscheiden sich nicht oder nur geringfügig; $\underline{e}_{x'}$ und $\underline{e}_{y'}$ stehen senkrecht aufeinander, wobei $\underline{e}_{y'}$ (also der Anteil des $\underline{E}$-Feldes, der von $B_{y'}$ induziert wird) in Streichrichtung der Anomalie liegt.

In einer Entfernung von 150 m SW' (genauer unter 245°) von der Randstörung wurde die Station SAF 13 auf sedimentärem Untergrund aufgebaut (Abb. 8.21). Entsprechend verlaufen die Sondierungskurven ähnlich wie z. B. in SAF 1, allerdings werden jetzt nicht mehr die hohen Leitfähigkeiten des Aquifers wie im Beckeninneren erreicht; ρ^* liegt hierfür in der Größenordung von 30 Ωm. Wie erwartet, macht sich der Einfluß der nahen Leitfähigkeitsgrenze Sediment/Kristallin in einer Aufspaltung der $\rho_a(T)$- und $\varphi(T)$-Kurven für E- und B-Polarisation bemerkbar. Der Skew ist sehr klein und meist deutlich < 0.1.

Allerdings entsprechen die Swiftwinkel $\alpha_s(f)$, die im Mittel bei etwa -45° liegen, nicht der regionalen geologischen Streichrichtung, wie sie durch die Randverwerfung vorgegeben ist. Es wird vermutet, daß sie durch den Einfluß kleiner, oberflächennaher Leitfähigkeits-Inhomogenitäten - wie sie beispielsweise durch Akkumulation von

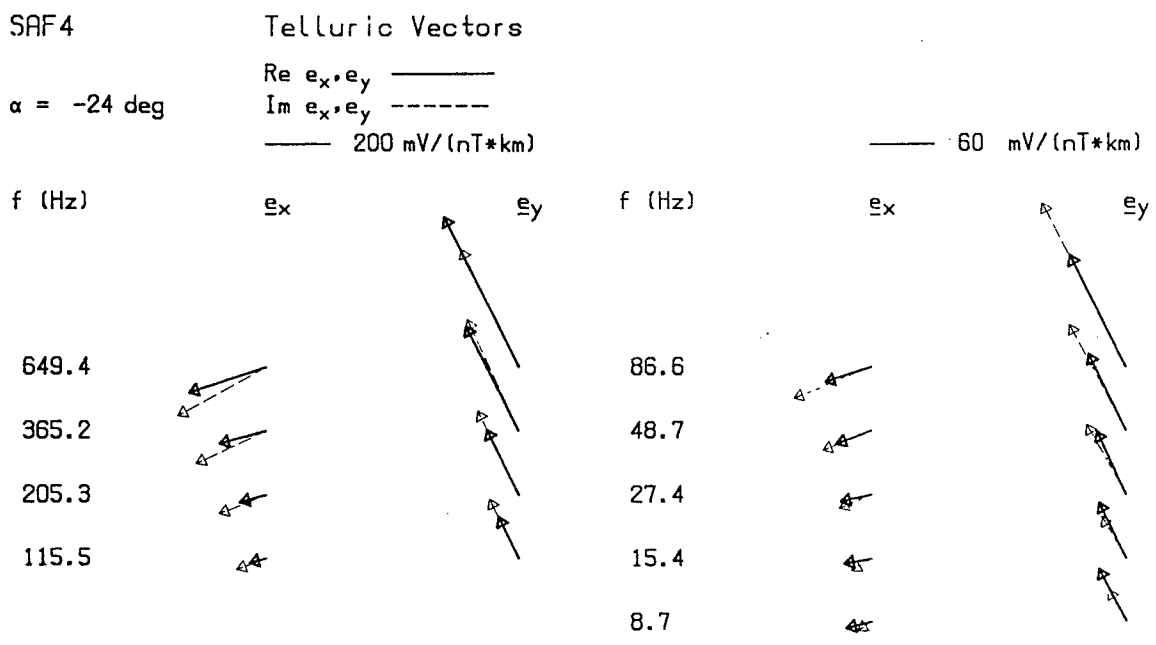


Abb. 8.20: Tellurische Vektoren in SAF 4, aufgetragen für jede zweite Frequenz. Für die kleinen Frequenzen ist aus Übersichtlichkeitsgründen eine andere Skalierung gewählt.

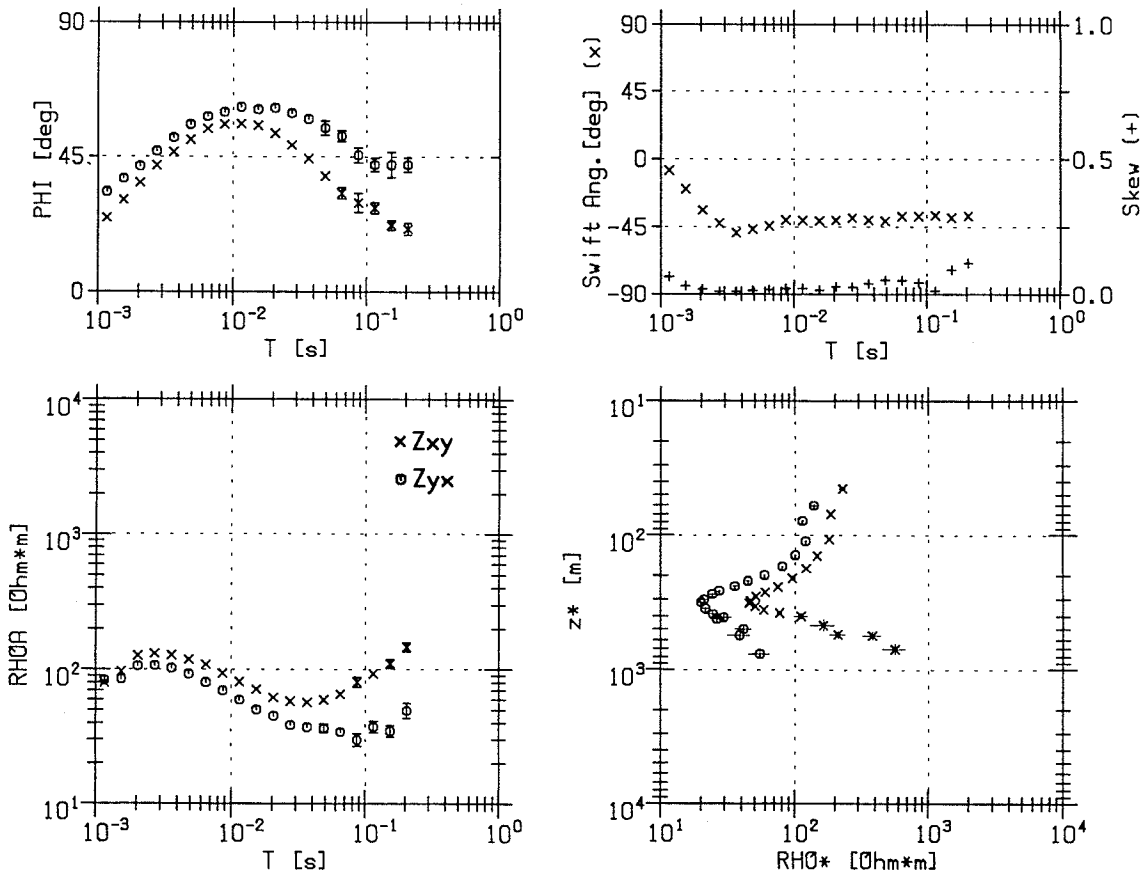


Abb. 8.21: AMT-Sondierung SAF 13 (150 m SW' von SAF 4) auf dem Sediment.

Feuchte durch Pflanzenbewuchs (hier niedrige Dornakazien) zustande kommen können - verzerrt sind. Diese Verzerrung scheint sich im wesentlichen auf die falsch bestimmten Winkel zu beschränken, da ρ^* und insbesondere z^* für den Aquifer in einer "vernünftigen", d. h. im weiteren Umfeld von SAF 13 stets angetroffenen Größenordung liegen.

Eine solche Verzerrung entspricht in der Terminologie von Bahr (1988, 1990) einer "lokalen 3D-Anomalie über einer regionalen 2D-Struktur"; die Begriffe lokal und regional sind dabei in Bezug zur Eindringtiefe als Skalenlänge zu verstehen. Für diesen Fall definiert Bahr (1990) einen regionalen Streichwinkel - hier α_r genannt -, der sich aus den Kombinationen der Impedanztensorelemente

$$S_1 = Z_{xx} + Z_{yy}\,, \quad S_2 = Z_{xy} + Z_{yx}\,,$$
$$D_1 = Z_{xx} - Z_{yy}\,, \quad D_2 = Z_{xy} + Z_{yx}$$

ergibt zu:

$$\alpha_r = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{\mathrm{Im}\,(S_2 S_1^*) - \mathrm{Im}\,(D_2 D_1^*)}{\mathrm{Im}\,(D_1 S_1^*) - \mathrm{Im}\,(D_2 S_2^*)} \right) . \qquad (8.1)$$

Er ist dann eine realistische Abschätzung der regionalen Streichrichtung, wenn der modifizierte, regionale Skew $S_r = 0$ oder sehr klein ist, wobei S_r bestimmt wird aus:

$$S_r = \frac{1}{|D_2|} \left| \mathrm{Im}\,(S_2 D_1^*) - \mathrm{Im}\,(D_2 S_1^*) \right|^{1/2} . \qquad (8.2)$$

Wie Abb. 8.21a zeigt, führt eine solche Korrektur des Rotationswinkels an der Station SAF 13 zu einer etwas besseren Anpassung (d. h. im Mittel um 5-10°) an die geologische Streichrichtung; insbesondere bei hohen Frequenzen verläuft $\alpha_r(f)$ glatter als $\alpha_s(f)$. Allerdings ist die Bedingung $S_r \approx 0$ nur für wenige Frequenzen erfüllt, teilweise nimmt S_r Werte von ≈ 0.25 an. Offensichtlich beschreibt das gewählte Verzerrungsmodell die Realität nur unzureichend; auf kompliziertere Modelle kann im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr eingegangen werden. Es sei jedoch betont, daß die Werte von $\rho_a(T)$ für kurze Perioden nur wenig von den mittleren Werten an den anderen Stationen im Beckeninneren abweichen.

Der bei der Vorstellung der Pseudosektion erwähnte gute Leiter im Kristallin ist in der $\rho^*(z^*)$-Darstellung der Station SAF 8 (Abb. 8.22) gut in der Komponente $Z_{x'y'}$ zu erkennen. Im Unterschied zu den Station SAF 4 und SAF 13 (letztere mit geringen Verzerrungen) kann hier aber nicht mehr uneingeschränkt eine 2D-Leitfähigkeitsverteilung angenommen werden: der Skewfaktor nimmt für $f < 100$ Hz Werte von $S > 0.25$ an. Auch der Swiftwinkel (ebenso der hier nicht gezeigte modifizierte Drehwinkel α_r) entspricht - wie in SAF 13 - nicht der Streichrichtung der großen Randverwerfung; er liegt für hohe Frequenzen geringfügig unter 0° und streut für kleinere Frequenzen erheblich.

Die fehlende Übereinstimmung mit der regionalen geologischen Hauptstreichrichtung (bei einer Entfernung von lediglich 330 m von der Randstörung) liegt hier vermut-

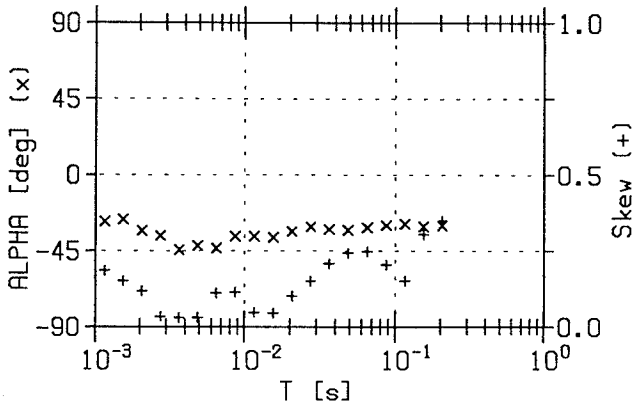


Abb. 8.21a: Regionaler Skew und Rotationswinkel an der Station SAF 13.

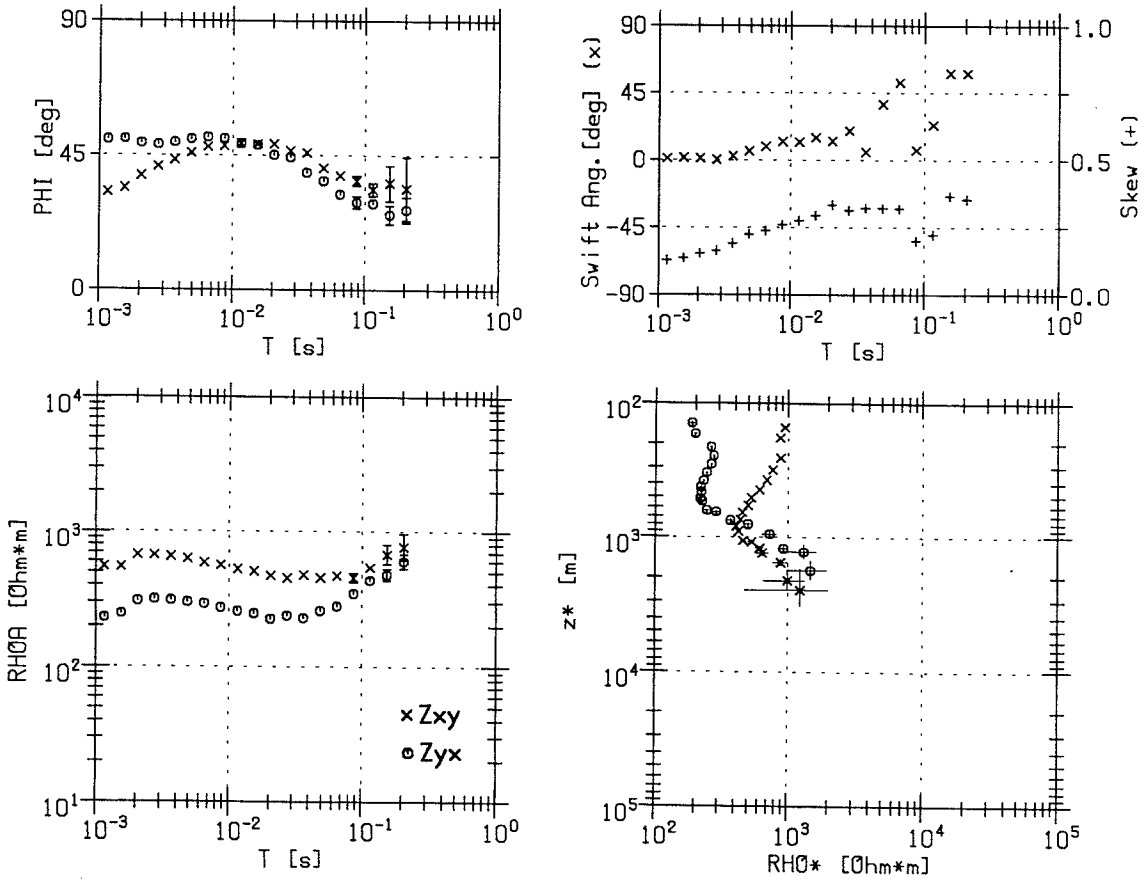


Abb. 8.22: AMT-Sondierung SAF 8 (330 m NE' von SAF 4) auf dem Kristallin.

lich in der Heterogenität des Kristallinkomplexes begründet. An der Oberfläche sind häufig gangartige Strukturen mit stark variierender Streichrichtung aufgeschlossen; an Klüften kann Niederschlag aus der Regenzeit eindringen und den spez. Widerstand signifikant erhöhen. Die gute Leitfähigkeit in einer Tiefe von z ≈ 500 m - 1 km (!) kann

jedoch hierdurch nicht erklärt werden. Eventuell deutet sich hier die bereits postulierte Überschiebung des Kristallins über den Nubischen Sandstein an. Eine weitere Diskussion dieses Befundes soll bei der Vorstellung der 2D-Modellrechnungen weiter unten erfolgen.

In SAF 4 und SAF 10 (90 m NE' der sichtbaren Störung) konnte auch die erdmagnetische Vertikalkomponente aufgezeichnet werden. In Abb. 8.23 sind die Induktionspfeile aufgetragen. Im Vergleich zu den Ergebnissen in SAF 1, die in Abb. 8.23 ebenfalls dargestellt sind, ist die Induktionsanomalie an der Verwerfung deutlich ausgeprägt. Sowohl Real- als auch Imaginärpfeile an beiden Stationen erreichen Maximalbeträge von ≈ 0.5; die Realpfeile zeigen im tieffrequenten Bereich unter $\alpha \approx 20^{o}$-25° vom guten Leiter, dem Aquifer im Sedimentbecken weg, die Imaginärpfeile sind antiparallel dazu ausgerichtet. Die Schwerpunktstiefe der Induktionsanomalie ist auch bei Frequenzen von $f \approx 10$ Hz noch nicht erreicht, da die Beträge der Realpfeile für kleine Frequenzen noch zunehmen und auch kein Umklappen der Imaginärpfeile zu beobachten ist. Aus den im vorherigen Abschnitt geschilderten Gründen war leider keine B_z-Registrierung im LF-Band möglich.

Für hohe Frequenzen zeigen die Realpfeile an beiden Stationen unter $\approx 225^{o}$ nach Südosten. Dies belegt die hochohmige Deckschicht (eigentlich 2. Schicht, s. Abschnitt 8.2) im Sedimentbecken und gleichzeitig den Charakter der Randverwerfung als breite, teilweise besser leitende Störzone, wie sie sich bereits in der Pseudosektion (Abb. 8.18) andeutete. Bei $f \approx 300$ Hz klappen die Realpfeile dann in nordöstliche Richtung um.

Die Ergebnisse der Erdmagnetischen Tiefensondierung an der Station SAF 1 belegen noch einmal die 1D-Leitfähigkeitsverteilung im Beckeninneren. Die Vertikalkomponente war so klein, daß sie überhaupt nur bei den stärksten Effekten in den Zeitreihen erkennbar war. Entsprechend liegen die Beträge der Übertragungsfunktion bei Werten um 0.01 oder darunter.

Schließlich wurde noch ein VLF-R-Übersichtsprofil (Sender GBR, f = 16.0 kHz, Punktabstand 50 m) über die Störung gelegt. Die Empfangsfeldstärken waren jedoch so schwach, daß keine Phaseninformation zu erhalten war. Daher sind in Abb. 8.24 auch nur die scheinbaren spez. Widerstände aufgetragen. Sie deuten wiederum auf eine breite Störungszone mit stark oszillierenden ρ_a-Werten hin.

Es wurde nun versucht, die Daten der sieben Stationen im Umfeld der Randverwerfung mit einem zweidimensionalen Modell zu erklären. Die vorherige Diskussion der Ergebnisse an den einzelnen Stationen deutet bereits an, daß dies wegen der sicherlich komplizierteren Struktur insbesondere im Kristallin-Komplex nur unvollständig gelingen kann und zumindest dort eigentlich ein 3D-Modell zugrunde gelegt werden müßte.

Die Wahl der Leitfähigkeitsverteilung am linken Rand ergibt sich aus den 1D-Modellen in SAF 1, die hier als Normalstation aufgefaßt werden kann:

$\rho_1 = 130\ \Omega m$, $\rho_2 = 7\ \Omega m$, $\rho_3 = 1000\ \Omega m$,

$h_1 = 190$ m, $h_2 = 140$ m .

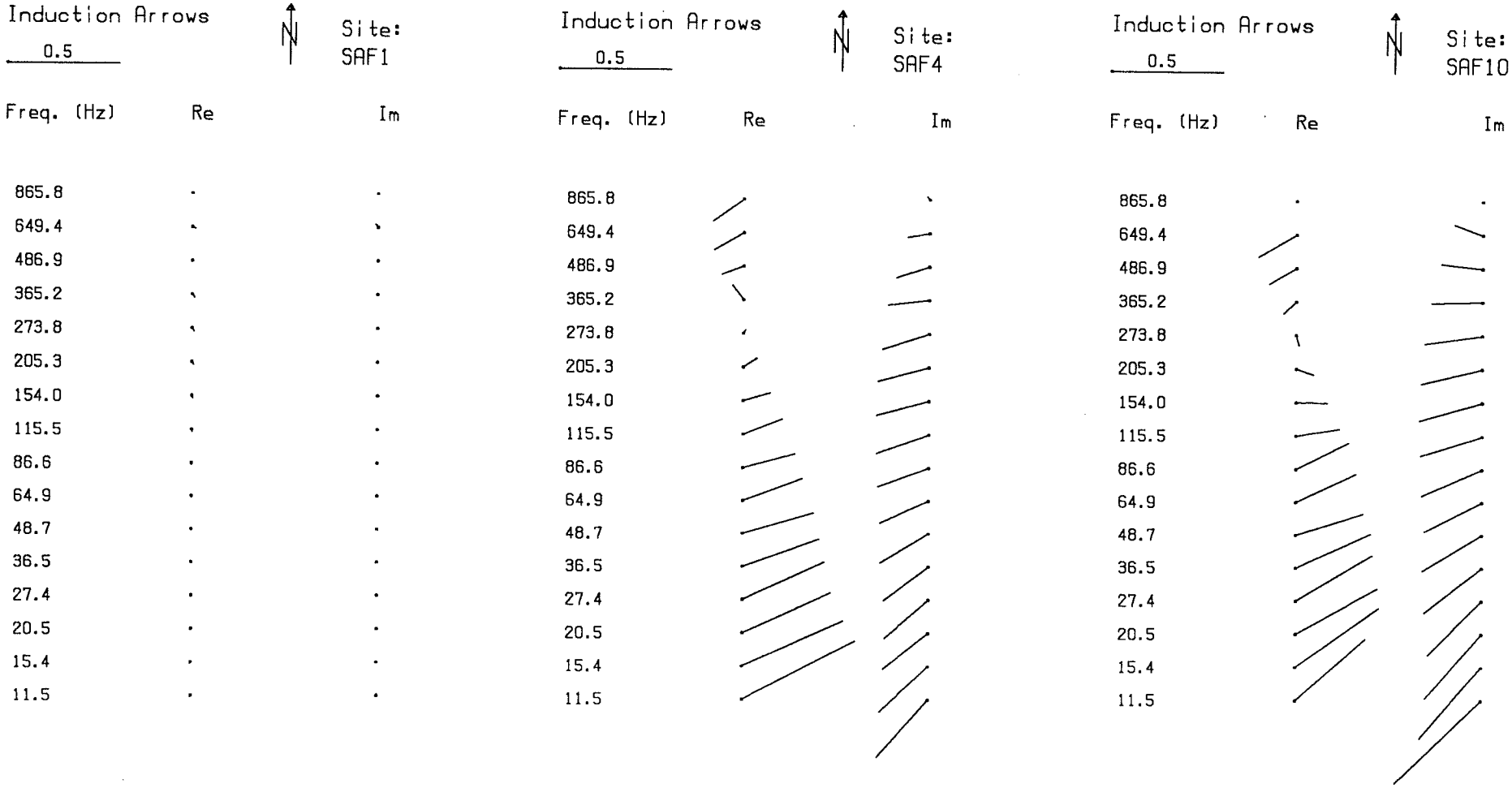


Abb. 8.23: Induktionspfeile an den Stationen SAF 1, 4 und 10.

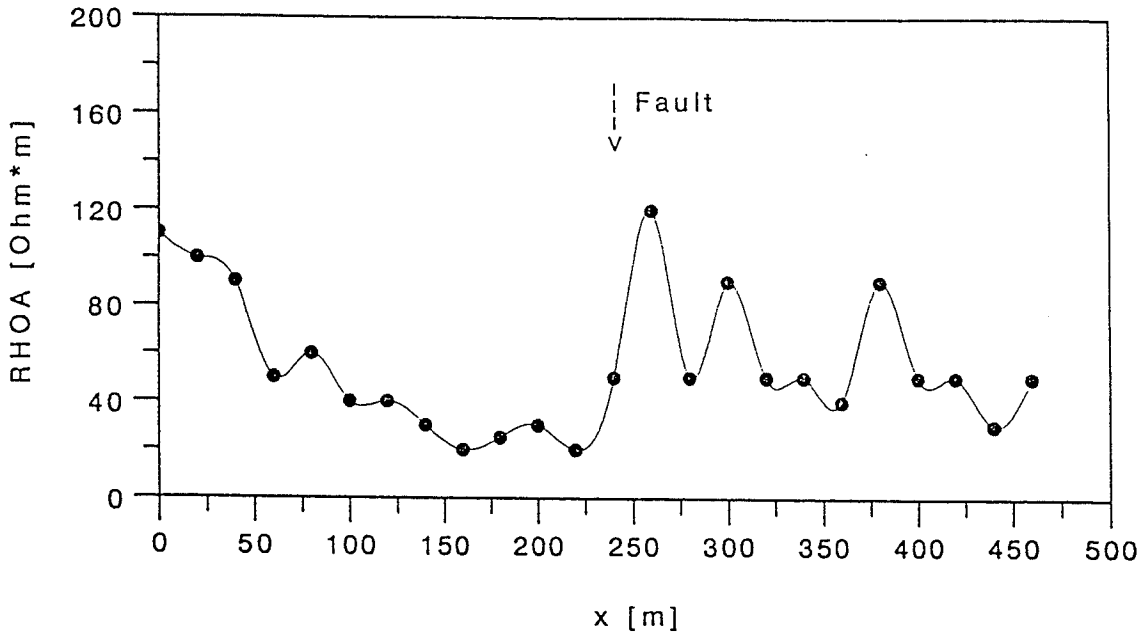


Abb. 8.24: VLF-R-Übersichtsprofil über die Randstörung (nur ρ_a).

In einigen Modell-Läufen wurde noch - entsprechend den Ausführungen zu SAF 1 - eine dünne, besser leitende Schicht (ρ_o = 30 Ωm) über den ersten schlechten Leiter gelegt. Die Anpassung dieses Modells an die Daten entspricht natürlich den 1D-Modellantworten (die Randstörung ist in der ausreichenden Entfernung von 1.1 km und bei Frequenzen f > 10 Hz nicht bemerkbar); es mußte im Verlauf der Modellierungen nicht mehr verändert werden.

Das Modell wurde anfangs in zwei Viertelräume (mit der Randstörung als Grenze zwischen beiden) aufgeteilt. Für den rechten Rand wurde zunächst eine Schichtung entsprechend dem linken Rand, nur mit wesentlich höheren Widerständen angesetzt, so daß sich eine grobe Erklärung der Daten in SAF 3, der äußersten östlichen Station, ergab.

Die weitere Vorgehenweise kann auf zwei Wegen erfolgen: die schrittweise Anpassung einzelner Stationen anhand der jeweiligen $\rho_a(T)$- und $\varphi(T)$-Kurven oder aller Stationen des Profils mit Hilfe von Pseudosektionen (E-, B-Polarisation bzw. Invarianten) für Modell-Response und Daten. Hier wurden beide Möglichkeiten miteinander kombiniert.

Ein Ergebnis dieser Modellrechnungen zeigt Abb. 8.25, wobei auch die gewählte Diskretisierung des Modells erkennbar ist. Es wurde ein Gitter von 80 × 40 Elementen (Rechtecken) in y- bzw. z-Richtung zugrunde gelegt, wovon hier nur der zentrale Bereich dargestellt ist.

Der Übergang Sediment/Grundgebirge ist hier als etwa 100 m breite, senkrecht einfallende und gutleitfähige Störungszone (ρ = 50 Ωm) aufgetragen. Sie muß als sehr tiefreichend bis in das Grundgebirge hinein modelliert werden; dieses könnte einen Hinweis auf die zuvor erwähnte Überschiebung geben (Zerüttungszone?). Das oberflä-

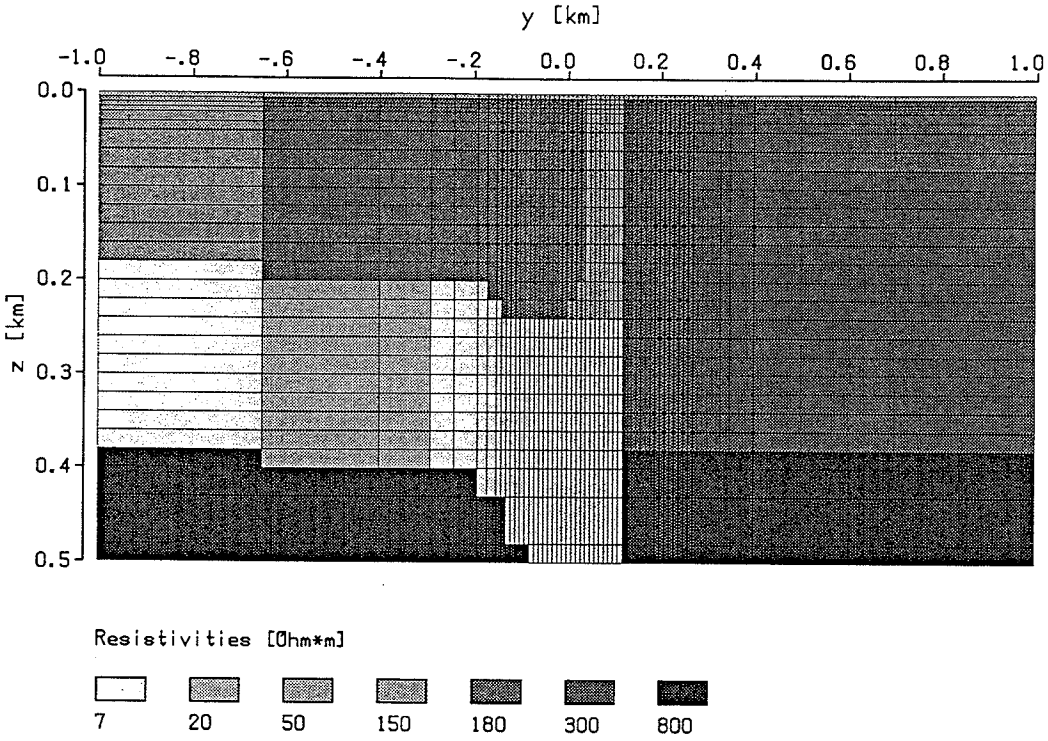


Abb. 8.25: Mittlerer Bereich des 2D-Leitfähigkeitsmodells für die östliche Randstörung in zweifacher Überhöhung.

chennähere Basement ist mit ρ = 300 Ωm, das tieferliegende mit ρ = 800 Ωm angesetzt.

Bei der Beschreibung der einzelnen Sondierungskurven (auf den Seiten 167 und 172) wurde innerhalb des Grundgebirges ein guter Leiter vermutet. Dieser kann jedoch allein durch den Kontakt guter/schlechter Leiter erklärt werden, wie die Pseudosektionen der TE-Phasen in Abb. 8.26 verdeutlichen, in der der Response des obigen 2D-Modells mit den Daten verglichen wird (mit y (SAF 1) = 0.0 km und y (SAF 3) = 2.1 km). Dazu sind die Impedanzen aller 7 Stationen auf dem Profil in die regionale Streichrichtung (d. h. um $\alpha = -24^{o}$) gedreht worden. Dieses Vorgehen ist insofern problematisch, als für die Kristallin-Stationen - zumindest bei längeren Perioden - eher von einer 3D-Verteilung der Leitfähigkeit ausgegangen werden muß und der 2D-Ansatz nur angenähert als realistisch betrachtet werden kann. Dies gilt insbesondere für die auf den Seiten 172 f. beschriebene Sondierung in SAF 8.

An dieser Station muß überdies von einer starken lokalen Verzerrung ausgegangen werden; die Werte von $\rho_{a,xy}$ liegen mit ≈ 700 Ωm bei hohen Frequenzen etwa um einen Faktor 2 - 2.5 über dem üblichen Niveau. Es ist nicht gelungen, diese vermutete Verzerrung zu korrigieren, da hier keine sonstigen Informationen (etwa durch geoelektrische Kartierungen) zur Verfügung standen. Die Phasen passen jedoch in das Bild der benachbarten Stationen, so daß die Leitfähigkeitsverteilung in Abb. 8.25 als grob richtig angenommen werden kann. Es wurde auch an dieser Station eine Analyse der regionalen

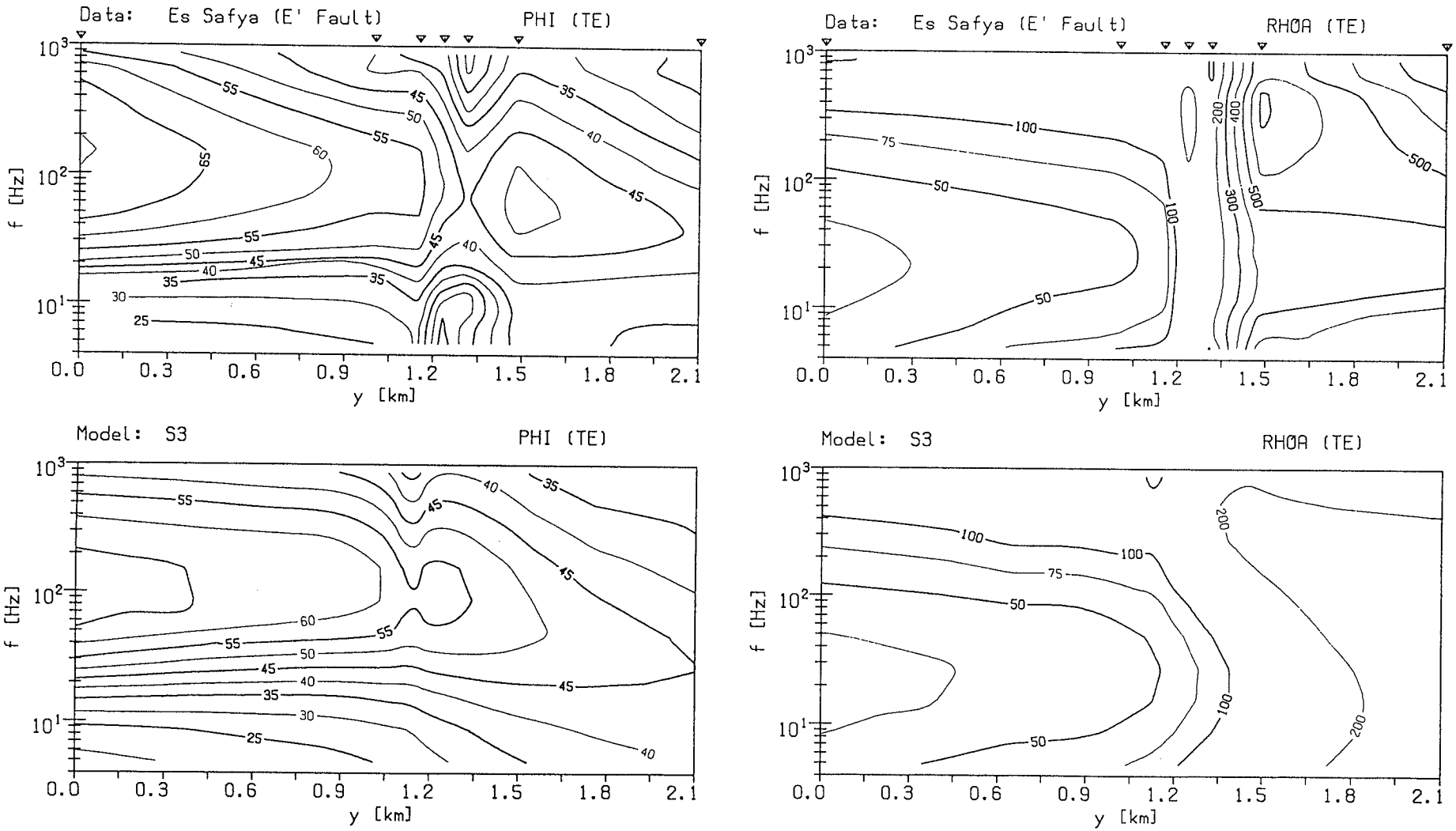


Abb. 8.26: Vergleich von Modell-Response und Daten für die TE-Mode (links φ, rechts ρ_a).

Streichrichtungen nach der Methode von Bahr vorgenommen (s. S. 172). Die Werte von α_r liegen danach wiederum im "richtigen" Bereich von $-20^o > \alpha_r > -30^o$.

Die verzerrte Station SAF 8 führt auch zu einer drastischen Fehlanpassung der 2D-Modellantwort (insbesondere für ρ_a) sowohl in der TE- als auch der TM-Mode (in Abb. 8.26 nicht gezeigt) im Bereich des Kristallins. Die modellierten Phasen spiegeln die Daten dagegen sehr viel besser wider.

Die Daten der Sedimentstationen sind recht gut angepaßt, wie auch Abb. 8.27 für die Daten in SAF 4 demonstriert. Wie erwähnt, wurde SAF 4 unmittelbar SW' der überkippten Sandsteine an der Randstörung aufgebaut. Der schlechte Leiter beginnt jedoch erst etwa 80 m weiter NE' davon.

Schließlich ist in Abb. 8.28 eine Pseudosektion der normierten Real- bzw. Imaginärteile der berechneten magnetischen Vertikalkomponente B_z aufgetragen. Die Lokationen der Sondierungen SAF 4 und SAF 10 sind durch Pfeile markiert. Sowohl der Nulldurchgang der Realpfeile (vgl. Abb. 8.23) bei $f \approx 200 - 300$ Hz als auch die Beträge von Real- und Imaginärpfeilen liegen in der richtigen Größenordnung. Dagegen kann die kleine (quasi nicht vorhandene) Vertikalkomponente in SAF 1 nicht erklärt werden; sie sollte bei tiefen Frequenzen nach Abb. 8.28 Werte von 0.2 erreichen und damit auf jeden Fall meßbar sein. Eine Fehlfunktion des B_z-Magnetometers scheint ausgeschlossen, da sich einzlne, sehr starke Atmosferics deutlich aus dem Rauschniveau heraushoben.

Die Frage des Einfallwinkels der großen Randstörung kann hier insoweit beantwortet werden, als ein flaches Einfallen nach SW (d. h. nach links in Abb. 8.25) eine wesentlich schlechtere Modellanpassung lieferte und somit ausgeschlossen werden kann. Das Einfallen konnte in Übereinstimmung mit den Daten nur als nahezu senkrecht oder geringfügig überkippt (bis maximal 60° NE) modelliert werden. Innerhalb dieses Winkelbereichs waren die Unterschiede in der Modellanpassung jedoch nur gering und lagen

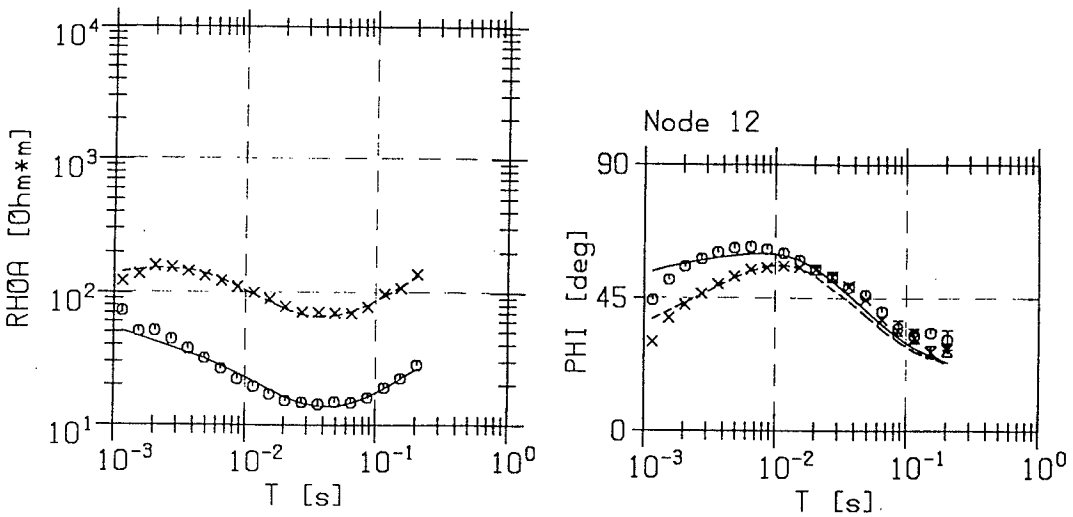


Abb. 8.27: Anpassung der Daten in SAF 4 (× TE, o TM).

jenseits des Auflösungsvermögens in Bezug auf den Stationsabstand bzw. Frequenzbereich.

Die aus den oberflächengeologischen Befunden hergeleitete Annahme einer Überschiebungstektonik kann somit durch die Magnetotellurik zusätzlich gestützt werden. Zumindest belegt die Interpretation der Daten ein fast senkrechtes bis übersteiles Einfallen der Randstörung im Bereich der magmatischen Intrusion. Der tatsächliche Einfallwinkel kann allerdings nicht genauer eingegrenzt werden. Hierzu und auch zur Klärung des guten Leiters im Basement wären weitere Messungen in einem größeren Periodenbereich und mit kleinerem Stationsabstand erforderlich.

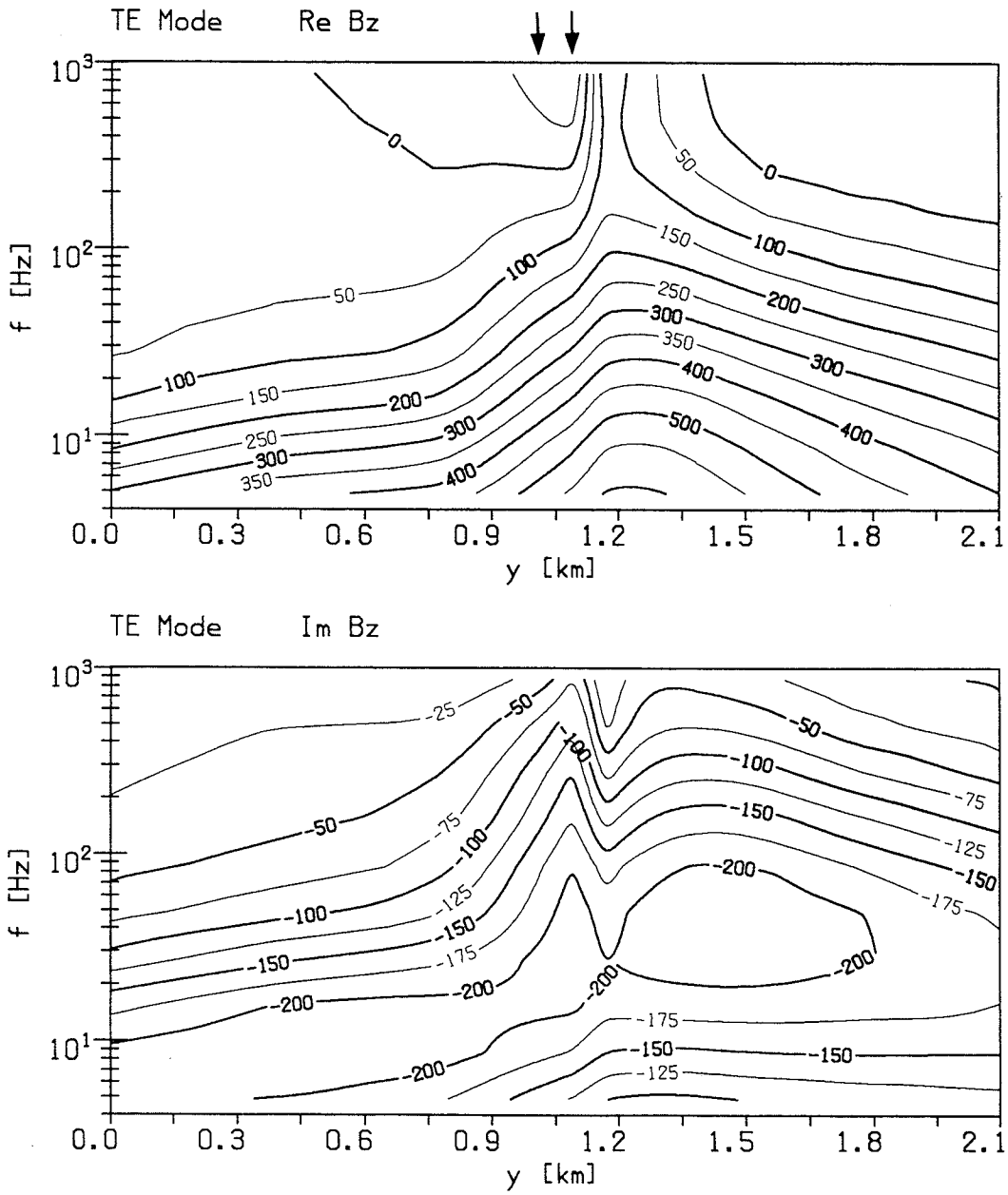


Abb. 8.28: Berechnete magnetische Vertikalkomponente B_z (normiert) für das 2D-Modell aus Abb. 8.25. Oben Real-, unten Imaginärteil. Die Zahlenwerte sind - bedingt durch das verwendete Plotprogramm - durch 1000 zu dividieren.

8.4 Zusammenstellung der Ergebnisse

Die Interpretationsergebnisse der AMT-Daten bzgl. der Sedimentmächtigkeiten im Es Safya-Becken sind in stark vereinfachter und schematisierter Form und unter Einbeziehung der geologischen Rahmensituation sowie der Bohrungen in Kerkish und El Maghad in Abb. 8.29 zusammenfassend dargestellt. Die Obergrenze des - gespannten - Hauptaquifers ist nicht aufgetragen. Sie liegt in weiten Teilen des Beckens im Tiefenbereich zwischen etwa 100 m und 180 m, wobei im Bereich der großen Wadis (Figeigh und Maghad) auch höhere Stockwerke vorkommen können.

Die Sedimente im Beckeninneren erreichen überall Mächtigkeiten von etwa 400 m. An den Rändern fällt das Basement zumeist flach ein - besonders im Gebiet des Goz Abu Harr und im NW (in Abb. 8.29 nicht gezeigt) -, während im NE Hinweise für eine Überschiebungstektonik im Bereich einer magmatischen Intrusion gefunden werden. Im Süden geht das Es Safya-Becken in das wesentlich tiefere Kagmar-Becken über.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Interpretationsergebnisse sollen nicht als endgültig betrachtet werden. Insbesondere sind weitere 2D-Rechnungen - die wegen des außerordentlich großen Datenumfangs bisher nicht durchgeführt werden konnten - zumindest an den Randbereichen des Es Safya-Beckens notwendig.

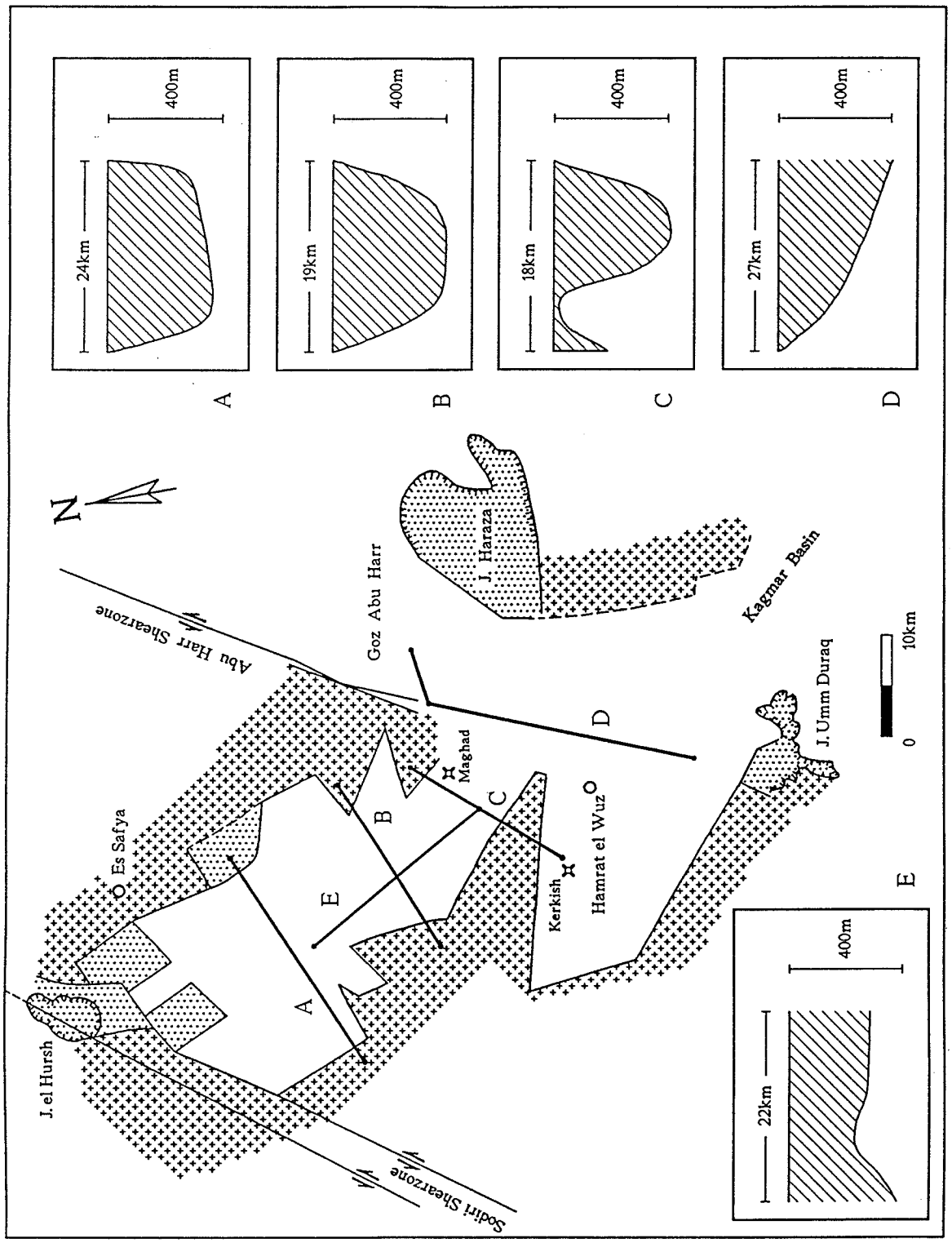


Abb. 8.29: Schematische Tiefenschnitte durch das Es Safya-Becken entlang der Profile (vgl. Abb. 8.3) in starker Überhöhung. Schraffiert: Sedimentfüllung nach der Interpretation der AMT-Daten.

Zusammenfassung Dissertation H. Brasse (1993)

Ziel dieser Arbeit war die Anwendung der Methode der Audiomagnetotellurischen Tiefensondierung (AMT) zur Klärung hydrogeologischer und tektonischer Fragestellungen in den Trockengebieten Nordost-Afrikas. Die AMT erlaubt Aussagen über die Leitfähigkeitsverteilung der obersten Erdkruste durch Beobachtung des zeitlich veränderlichen erdmagnetischen und erdelektrischen Variationsfeldes (mit Periodenlängen $T < 1\,s$) an der Erdoberfläche. Sie wird am Institut für Angewandte Geophysik der TU Berlin im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 69 "Geowissenschaftliche Probleme in ariden Gebieten" seit 1984 eingesetzt. Da zu diesem Zeitpunkt noch wenig über das magnetotellurische Quellenfeld im Periodenbereich $T < 1\,s$ bekannt war, wurden dazu umfangreiche Untersuchungen in Ägypten/Sudan und auch bei Testmessungen in Deutschland durchgeführt.

Die theoretische Behandlung der AMT als Diffusionsprozeß entspricht der längerperiodischen Magnetotellurik ($T > 1\,s$), jedoch kann bei hohen Frequenzen und schlecht leitendem Untergrund der Einfluß des Verschiebungsstromes u. U. nicht mehr vernachlässigt werden. Unter ungünstigen Bedingungen gilt dies auch für Aufladungseffekte im Erdboden.

Im Gegensatz zur längerperiodischen Magnetotellurik (mit Periodenlängen $T > 1\,s$) ist das natürliche Variationsfeld der AMT ($T < 1\,s$) atmosphärischen Ursprungs und geht auf die Abstrahlung elektromagnetischer Wellen bei Blitzentladungen zurück. Im Hohlleiter Erde/Ionosphäre breiten sich vornehmlich zur Erdoberfläche tangential-magnetisch polarisierte Wellen aus (TM-Mode). Dies konnte auch durch eigene Messungen des vertikalen luft- bzw. bodenelektrischen Feldes gezeigt werden. Der TE-Anteil des Quellenfeldes wird für Frequenzen von $f < 1.5\,kHz$ stark gedämpft, entlang des Ausbreitungsweges findet jedoch - durch Modenkopplung an der anisotropen Ionosphäre/Erdoberfläche - eine partielle Umwandlung des TM-Feldes in ein TE-Feld statt. Dagegen wird für den langperiodischen Bereich von einer ausschließlichen Ausbreitung der TE-Mode ausgegangen.

Werden die Übertragungsfunktionen in Form von periodenabhängigen scheinbaren spezifischen Widerständen und Phasen aufgetragen, so wird die Trennung von TE- bzw. TM–Anteilen bedeutsam, wenn das Gesamtfeld nicht mehr der Bedingung der Quasihomogenität genügt, d. h. Nahfeldeffekte nicht vernachlässigt werden können. Dies ist im allgemeinen jedoch nur für technische Störfelder der Fall, da die natürlichen Quellen audiomagnetotellurischer Signale meist in genügender Entfernung vom Meßort liegen.

Das natürliche Variationsfeld der Audiomagnetotellurik zeigt eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Tageszeit mit maximalen Amplituden in den lokalen Abendstunden; dies gilt zumindest während der Trockenzeit in Nordafrika und spiegelt die weltweite Verteilung der Gewitterzentren und die ionosphärische Dämpfung wieder. Als markante spektrale Charakteristika heben sich die Schumann-Resonanzen bei $f \approx 8\,Hz - 50\,Hz$ und zwei Anregungsminima bei $f \approx 1\,Hz$ resp. $f \approx 2\,kHz$ hervor. Die große räumliche Kohärenz der natürlichen AMT-Felder konnte durch den Betrieb zweier gleichzeitig registrierender Stationen bestätigt werden. Einzelne Effekte zeigen eine starke lineare

Polarisierung, im zeitlichen Mittel kann jedoch von einer ausreichenden Streuung der Polarisationsrichtungen ausgegangen werden.

In besiedelten Gebieten sind die natürlichen Signale meist von z. T. erheblich stärkeren technischen Störfeldern überlagert, die ihre Ursache in öffentlichen Stromversorgungsnetzen, elektrischen Eisenbahnen und unregelmäßigen Schaltvorgängen haben. Diese künstlichen Störungen können eine audiomagnetotellurische Sondierung erheblich beeinträchtigen oder gar unmöglich machen. Quasimonochrome Störschwingungen sind dabei verhältnismaßig leicht durch analoge und/oder digitale Kerbfilter aus dem Spektrum zu entfernen.

Die Qualität audiomagnetotellurischer Sondierungen spiegelt diese spektrale Amplitudenabhängikeit und das Störniveau wider. Im hochfrequenten Bereich ist - zumindest bei der hier verwendeten Apparatur - in der Ausgleichsrechnung zur Schätzung der Übertragungsfunktionen eher das Magnetfeld als das rauschbehaftete anzunehmen. Im zentralen Frequenzband der AMT (etwa 4 Hz < f < 1 kHz) ist die Datenqualität - bis auf Meßstandorte in unmittelbarer Nähe von technischen Einrichtungen - üblicherweise sehr hoch. Dies gilt nicht mehr für das hochfrequente Band (f > 1 kHz) und den Bereich der pc2/pc3-Pulsationen; für letztere ist die verwendete Apparatur nur bedingt geeignet, da sie aufgrund ihres hohen Stromverbrauchs keine längeren Standzeiten ermöglicht.

Durch den zeitgleichen Betrieb einer neuaufgebauten, zweiten Apparatur konnten auch Versuche zur Remote Reference-Technik - zunächst nur im zentralen AMT-Band - unternommen werden. Sie führten jedoch zu keiner Verbesserung der Impedanzschätzungen im Vergleich zur normalen Auswertung der AMT-Daten an einer Station.

Die zu bearbeitenden Fragestellungen in Nordost-Afrika umfaßten hauptsächlich die Tiefe des Grundgebirges und des Aquifers in Sedimentbecken, wobei neben der AMT auch seismische und geoelektrische Verfahren eingesetzt wurden. Während verschiedener Geländeeinsätze im Sudan wurden auch Testmessungen an Bohrungen unternommen, die auf jeweils etwa 200 m abgeteuft waren. Die AMT-Modellrechnungen standen meist in sehr guter Übereinstimmung mit den Bohrergebnissen hinsichtlich der Tiefenlage von Grundgebirgs- bzw. Aquiferoberfläche. Die gemeinsame Inversion mit Geoelektrik-Daten bereitete jedoch erhebliche Schwierigkeiten, was vermutlich auf laterale Inhomogenitäten im Untergrund zurückzuführen ist, die allerdings in den Sondierungen nicht unmittelbar zu erkennen sind. Oft war eine gemeinsame Modellfindung nur möglich, indem eine Anisotropie der Sedimentschichten bzgl. lateraler und transversaler Leitfähigkeit zugelassen wurde. Sie hat ihre Ursache in den Ablagerungsbedingungen der überwiegend fluviatilen oder lakustrischen Sand-, Silt- und Tonsteine.

Von den verschiedenen Gebieten, die seit 1984 magnetotellurisch untersucht wurden, war das bis dahin unerforschte Es Safya-Becken in Nordkordofan (NW-Sudan) besonders für audiomagnetotellurische Messungen geeignet, da es nur Sedimentmächtigkeiten von < 500 m aufweist und aufgrund seiner räumlichen Ausdehnung (ca. 20 km × 80 km) im Rahmen von zwei Meßkampagnen auch detaillierter bearbeitet werden konnte. Die kretazischen Sedimente werden an fast allen Seiten von präkambrischem Grundgebirge bzw. mesozoischen Intrusionen begrenzt, im Süden gehen sie allerdings in das wesentlich tiefere Kagmar-Becken über.

Audiomagnetotellurische Tiefensondierungen wurden an insgesamt 72 Stationen (in Form von Transversal- und Longitudinalprofilen angelegt) durchgeführt. Aufgrund der geringen Tiefenlage des Grundgebirges war meist die Aufzeichnung im zentralen AMT-Frequenzband (4 Hz < f < 1 kHz) ausreichend, langperiodische Messungen waren nur in Einzelfällen zur Absicherung bei unklarem Basement-Response erforderlich. Die übliche (meist eindimensional geschichtete) Leitfähigkeitsverteilung im Beckeninneren war ein Dreischichtfall: schlecht leitfähige Deckschicht (quasi wasserfreies Sediment) - durch hohe Tonanteile gut leitender Aquifer - schlecht leitendes Grundgebirge. Die durchschnittlichen Sedimentmächtigkeiten liegen bei etwa 300 - 400 m, die Tiefe des - gespannten - Grundwasserspiegels kann bis zu 180 m betragen.

An einigen Randstörungen scheint der Kontakt Sediment/Basement übersteil einzufallen, was durch geologischen Befund und zweidimensionale MT-Modellrechnung nahe gelegt wird. Offensichtlich setzte nach Öffnung des Grabens - bedingt durch laterale Bewegungen an regionalen Scherzonen - in der Oberkreide (Tertiär?) eine Kompressionsbewegung ein, die zu Überschiebungen führte.

Die Audiomagnetotellurik hat sich im Rahmen der Untersuchungen in Nordost-Afrika als sehr geeignetes Verfahren erwiesen, um relativ schnell einen Überblick über die Leitfähigkeitsverteilung der obersten Erdkruste auch in ausgedehnteren Gebieten zu erhalten. Wünschenswert ist eine Verbesserung der Datenqualität bei sehr kurzen Perioden und im Bereich der Pulsationen, was nur durch erhebliche Modifikation der Apparaturkomponenten möglich sein wird. Ein lohnender Gegenstand der weiteren Forschung ist sicherlich die genauere Kenntnis der Struktur des anregenden Feldes; dies gilt auch hinsichtlich der gemeinsamen Messung und Interpretion von AMT und anderen geoelektrischen Verfahren.

Anhang

A.1 Übertragungsfunktionen der Induktionsspulenmagnetometer

Die Eichung der Induktionsspulenmagnetometer erfolgte am Centre Geophysique Garchy (Frankreich), dessen Einrichtungen freundlicherweise von Dr. G. Clerc zur Verfügung gestellt wurden. Dabei werden etwa 3 m lange Eichspulen zur Erzeugung eines in der Spulenmitte möglichst homogen Magnetfeldes benutzt. Die Meßwertaufnahme erfolgte mit Hilfe eines SOLARTRON-Funktionsgenerators (Fa. SCHLUMBERGER). Im folgenden sind einige Eichkurven exemplarisch dargestellt.

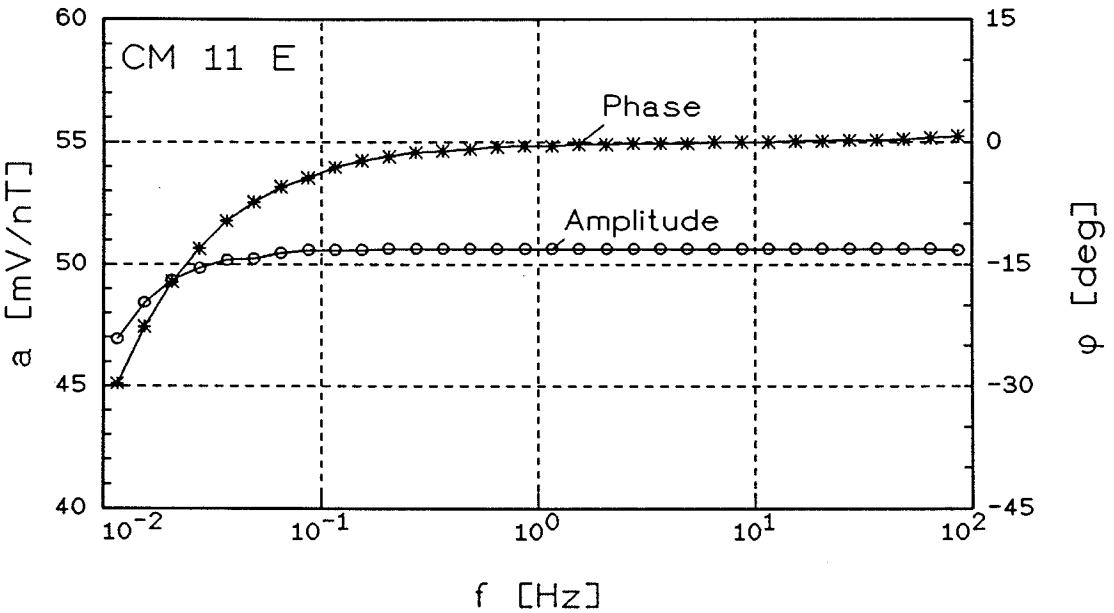


Abb. A.1: Eichkurven für das Induktionsspulenmagnetometer CM 11 E. Frequenzbereich 0.01 Hz < f < 100 Hz. Die Messung erfolgte bei den Mittenfrequenzen für die spätere Berechnung der magnetotellurischen Übertragungsfunktionen.

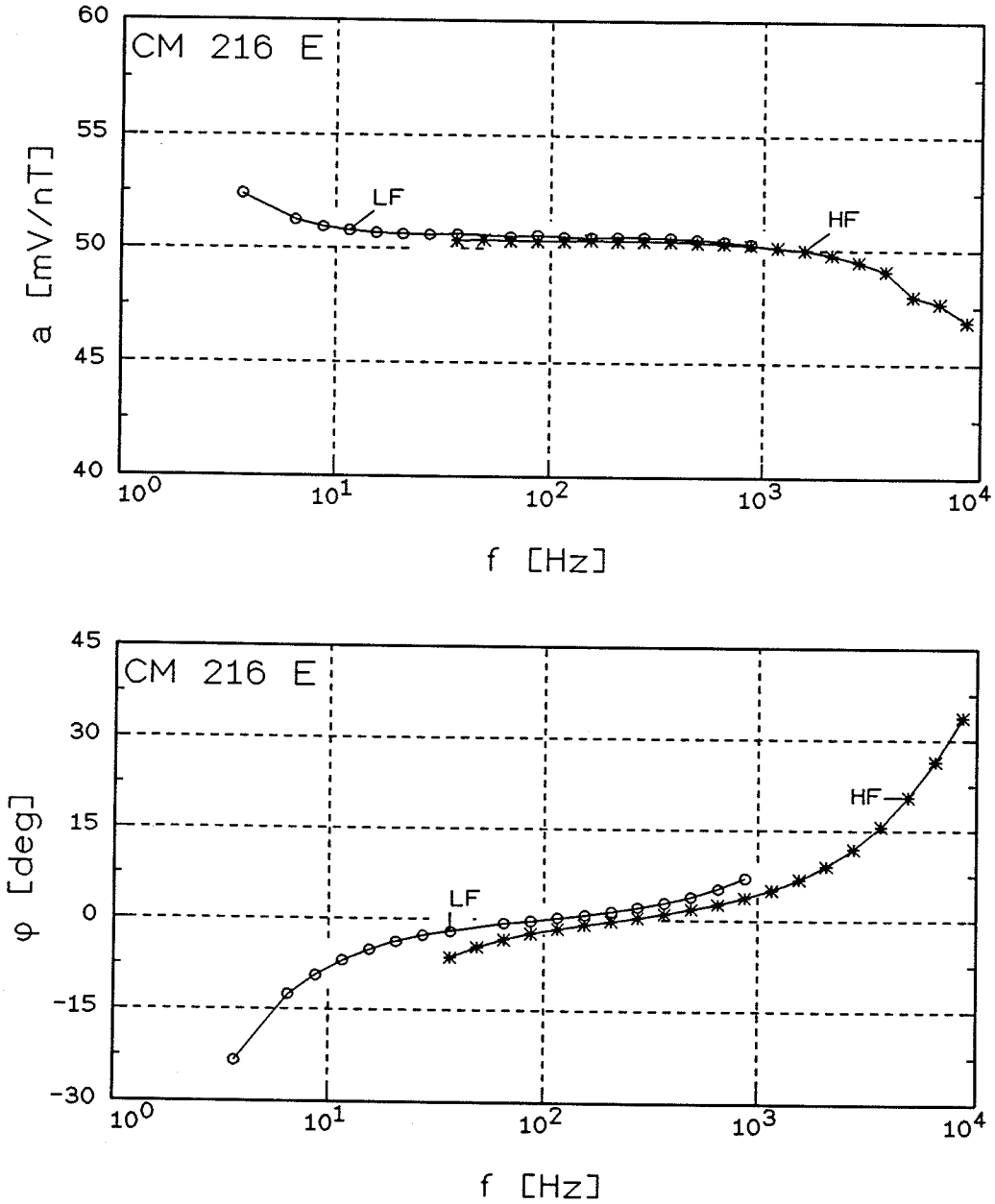


Abb. A.2: Exemplarische Amplituden- (oben) und Phaseneichkurven (unten) für das Induktionsspulenmagnetometer CM 216 E.
Frequenzbereiche: 4 Hz < f < 1 kHz, 40 Hz < f < 10 kHz.

A.2 Übertragungsfunktionen der Verstärkereinheit

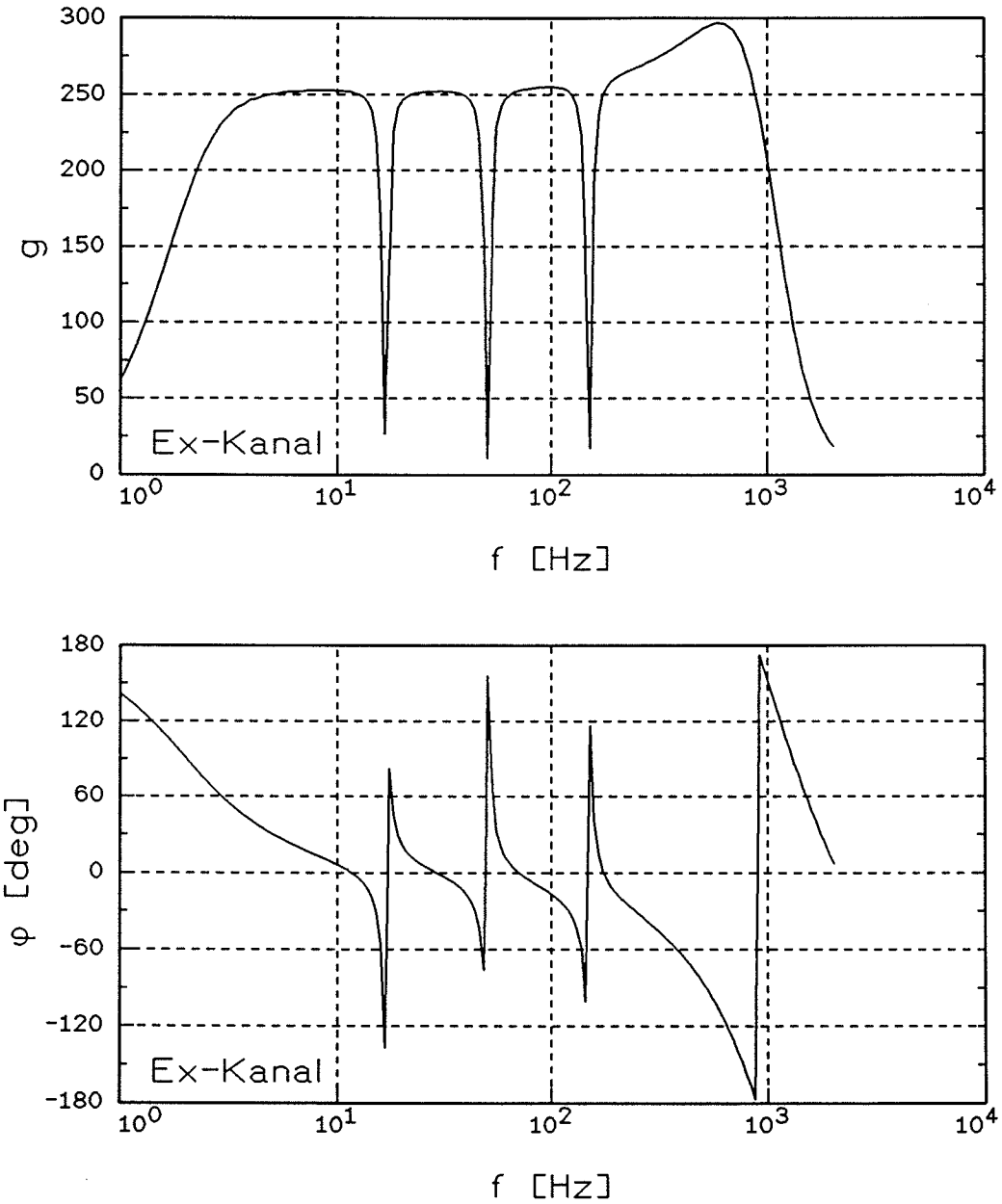


Abb. A.3: Exemplarische Übertragungsfunktionen für den AMT-Verstärker im Frequenzbereich 1 Hz < f < 2 kHz. Deutlich erkennbar sind die Notchfilter bei f = $16^{2/3}$, 50 und 150 Hz. Aufgrund des gewählten Eichfrequenzabstandes von Δf = 0.9 Hz erscheint die Filterfunktion bei den jeweiligen Sperrfrequenzen nicht identisch. Die Polstellen entfallen bei ausgeschalteten Kerbfiltern. Der Phasenverlauf für f > 900 Hz ist wegen der gewählten φ-Achse in den oberen Quadranten gespiegelt. Die Messung wurde am Institut für Geophysik der TU Braunschweig durchgeführt.

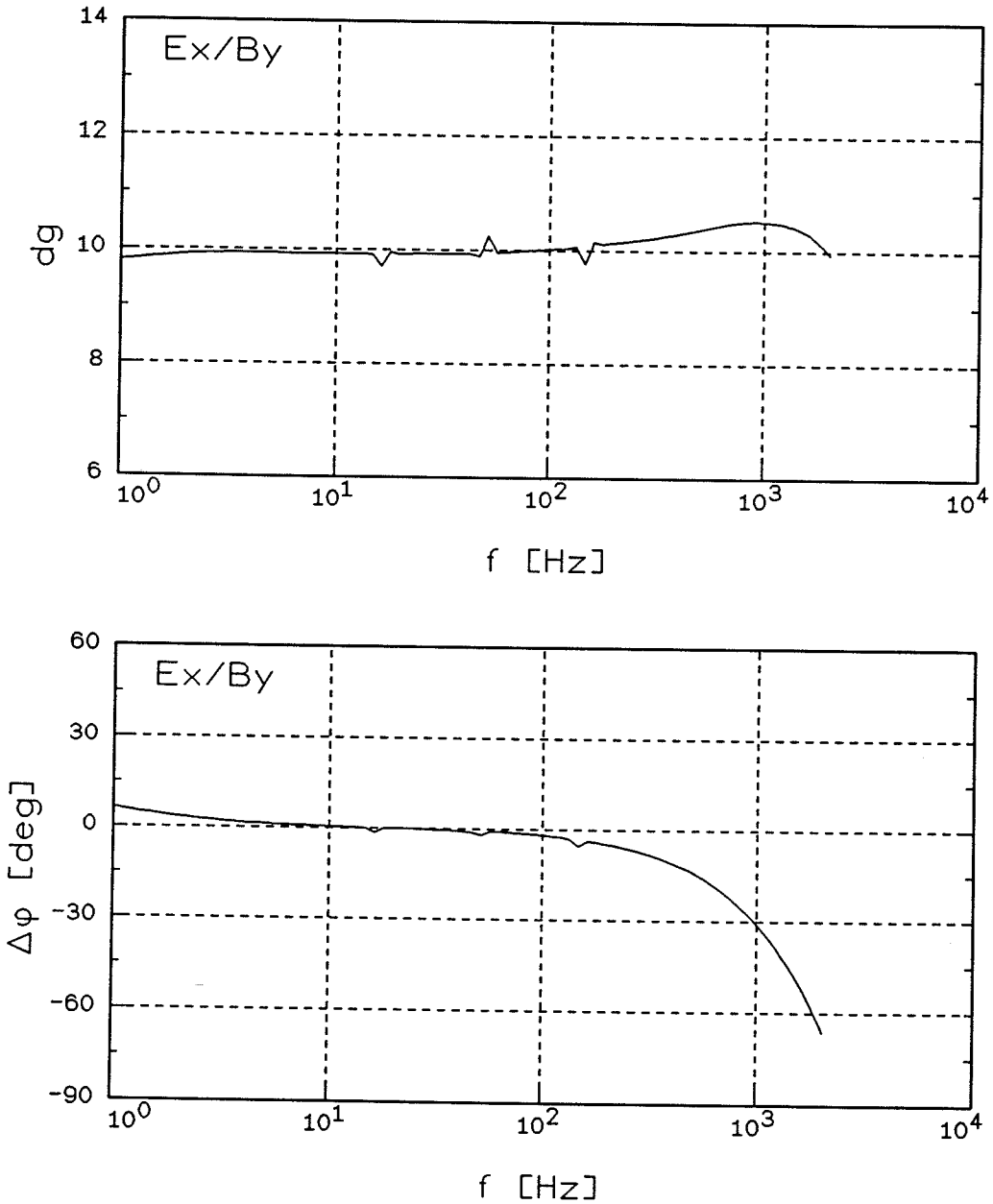


Abb. A.4: Vergleich der Verstärker-Übertragungsfunktionen von E- und B-Kanälen bei eingeschalteten Notchfiltern. Oben: Verhältnis der Verstärkung $dg = g_E/g_B$. Unten: Differenz der Phasen $\Delta\varphi = \varphi_E - \varphi_B$. Bei hohen Frequenzen ist der Einfluß des nur in den Tellurik-Kanälen vorhandenen "Radiofilters" zu erkennen.

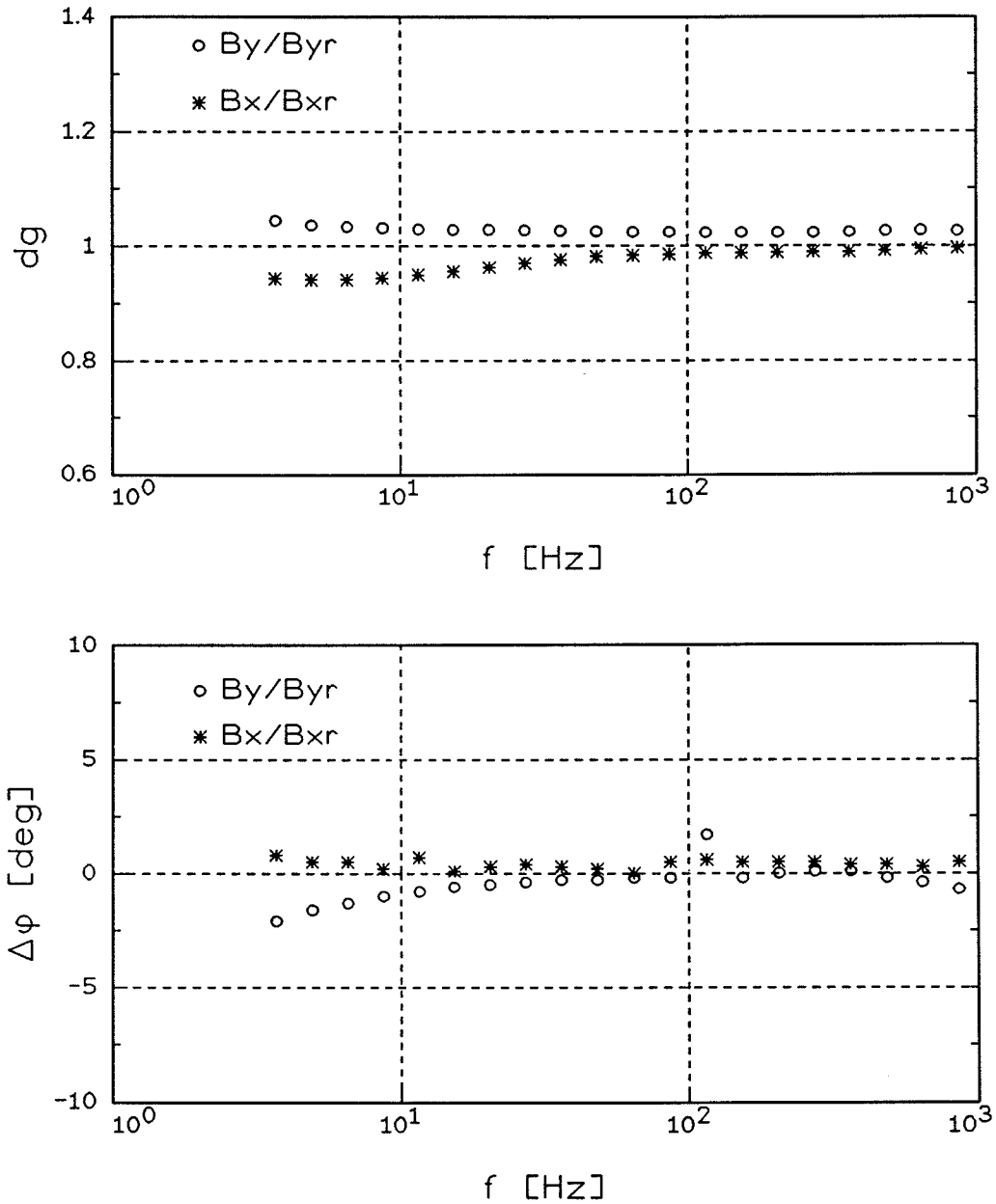


Abb. A.5: Vergleich der Übertragungsfunktionen - erhalten aus Labormessungen - der beiden AMT-Apparaturen untereinander, hier für die Magnetfeldkanäle dargestellt. Sie geht als Korrektur in die Berechnung von $\underline{\underline{W}}$ (Kap. 4) ein. Die relativen Abweichungen der verschiedenen Magnetometer untereinander liegen über den gesamten Frequenzbereich bei unter 0.5% und sind nicht extra aufgeführt. Der "Ausreißer" für $\Delta\varphi_y$ bei f = 115 Hz ist vermutlich auf einen Meßfehler zurückzuführen.

A.3 Bestimmung der Digitalisierungsverzögerung

Die Digitalisierungsverzögerung Δt_d bei Frequenzen, die im im Bereich der Konversionsfrequenz des A/D-Wandlers liegen, kann zum einen durch Spektralanalyse digitalisierter Sinusschwingungen berechnet werden, zum anderen nach dem in Abb. 9.6 dargestellten Verfahren. Dabei wurde ein Signal mit einer Frequenz $f = f_{Ny} + \Delta f$ knapp oberhalb der Nyquist-Frequenz f_{Ny} an allen Kanälen angelegt. Aufgrund von Aliasing entsteht dann eine Schwebung durch die Superposition der Originalschwingung mit der "Alias-Schwingung" mit der Periode $t_s = 1/2\,\Delta f$. Die Digitalisierungsverzögerung kann dann gemäß Abb. 9.6 direkt abgelesen werden.

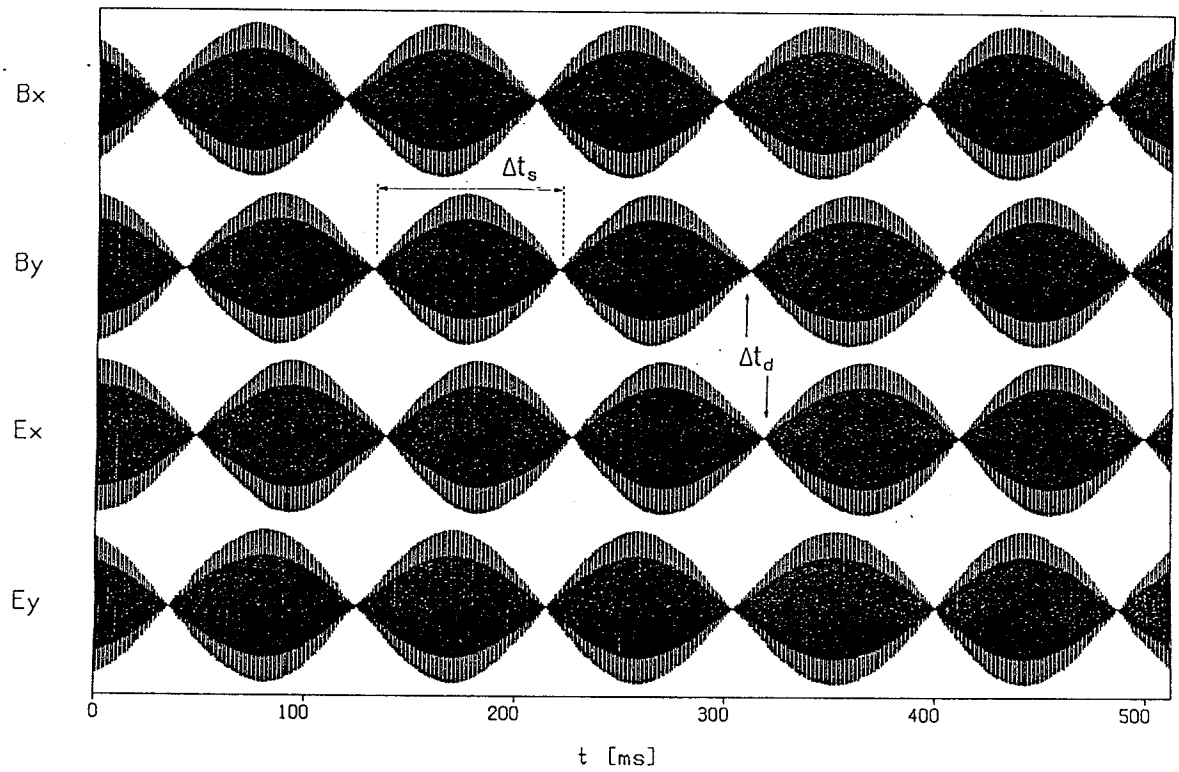


Abb. A.6: Schwebungsfiguren durch Unterabtastung einer Schwingung der Frequenz $f = 1.005$ kHz bei einer Nyquist-Frequenz von $f_{Ny} = 1$ kHz.

A.4 Messung vertikaler elektrischer Felder

Im August 1991 wurden im Bramwald bei Göttingen (gemeinsam mit A. Junge, Univ. Göttingen) erstmals vertikale elektrische Felder sowohl in der Luft als auch im Erdboden gemessen, um Aussagen über die Polarisation des anregenden Feldes (TE oder TM) und eine eventuell mögliche Ankopplung der TM-Mode machen zu können. Für das vertikale Feld im Erdboden wurden zwei tellurische Sonden mit einem Abstand von Δh_e = 0.8 m übereinander vergraben. Als Sensor für das luftelektrische Vertikalfeld E_z^L wurde eine h = 1.8 m lange Stabantenne (Monopol) aus Kupfer benutzt, an deren Spitze eine Kugel zum Schutz gegen Koronaentladungen angebracht ist. Als Gegengewicht diente eine etwa 2 m^2 große, geerdete Metallplatte.

Die elektrische Feldstärke E_z^L berechnet sich aus der gemessenen Spannung U und der effektiven Antennenhöhe h_{eff}:

$$E_z^L = U/h_{eff} \quad , \qquad \text{(A.1)}$$

wobei $h_{eff} \approx h/2$ für $h \ll \lambda$ gesetzt werden kann (Heydt 1982).

Die Aufzeichnung der Vertikalfelder erfolgte mit der zeitgleich getriggerten Referenzstation, wobei die normalen Tellurik-Kanäle benutzt wurden. Dies bedeutet jedoch eine Fehlanpassung des Eingangsverstärkers (mit einem Eingangswiderstand von lediglich 1 MΩ) an die Antenne, so daß die resultierende Spannung viel zu klein ist und die Registrierung (Abb. A.7) nur qualitativen Charakter hat. Aufgrund der kleinen Eingangssignale sowohl im E_z^L- als auch E_z^E-Kanal sind die Zeitreihen sehr verrauscht. Dennoch ist für einen starken Atmospheric eine sehr gute Korrelation zwischen den vertikalen und horizontalen Feldern zu beobachten. Auffällig ist, daß E_z^E mehr als doppelt so groß wie die horizontalen tellurischen Felder ist. Die Leitfähigkeitsstruktur des Untergrunds kann dabei als nahezu eindimensional aufgefaßt werden, so daß sich derart starke Vertikalfelder nicht durch 2D-Effekte erklären lassen. VLF-R-Messungen an dieser Station ergaben scheinbare spezifische Widerstände von $\rho_a \approx 50\ \Omega m$ für Frequenzen von 16 bzw. 19 kHz. Die $\rho_a(T)$- und $\varphi(T)$-Kurven der AMT zu dieser Station sind im 6. Kapitel aufgetragen.

In gleicher Weise wurden vertikale elektrische Felder im NW-Sudan während einer Meßkampagne im November 1991 beobachtet (Abb. A.8 auf der übernächsten Seite). Die Station (MAG 8) ist im 7. Kapitel beschrieben; die Leitfähigkeitsverhältnisse im Untergrund können ebenfalls als nahezu eindimensional aufgefaßt werden. Entsprechend ist die Vertikalkomponente des Magnetfeldes sehr klein. Abb. A.8 läßt eine wechselnde Modenstruktur des anregenden Feldes vermuten, da nur für einige der beobachteten Atmospherics korrelierte vertikale E-Felder auftreten (mit 3 und 4 gekennzeichnet). Andere Atmospherics (z. B. Effekte 1 und 2) sind im vertikalen Feld nicht zu beobachten. Trägt man wie im 5. Kapitel die Felder als Hodogramm auf, wird deutlich, daß

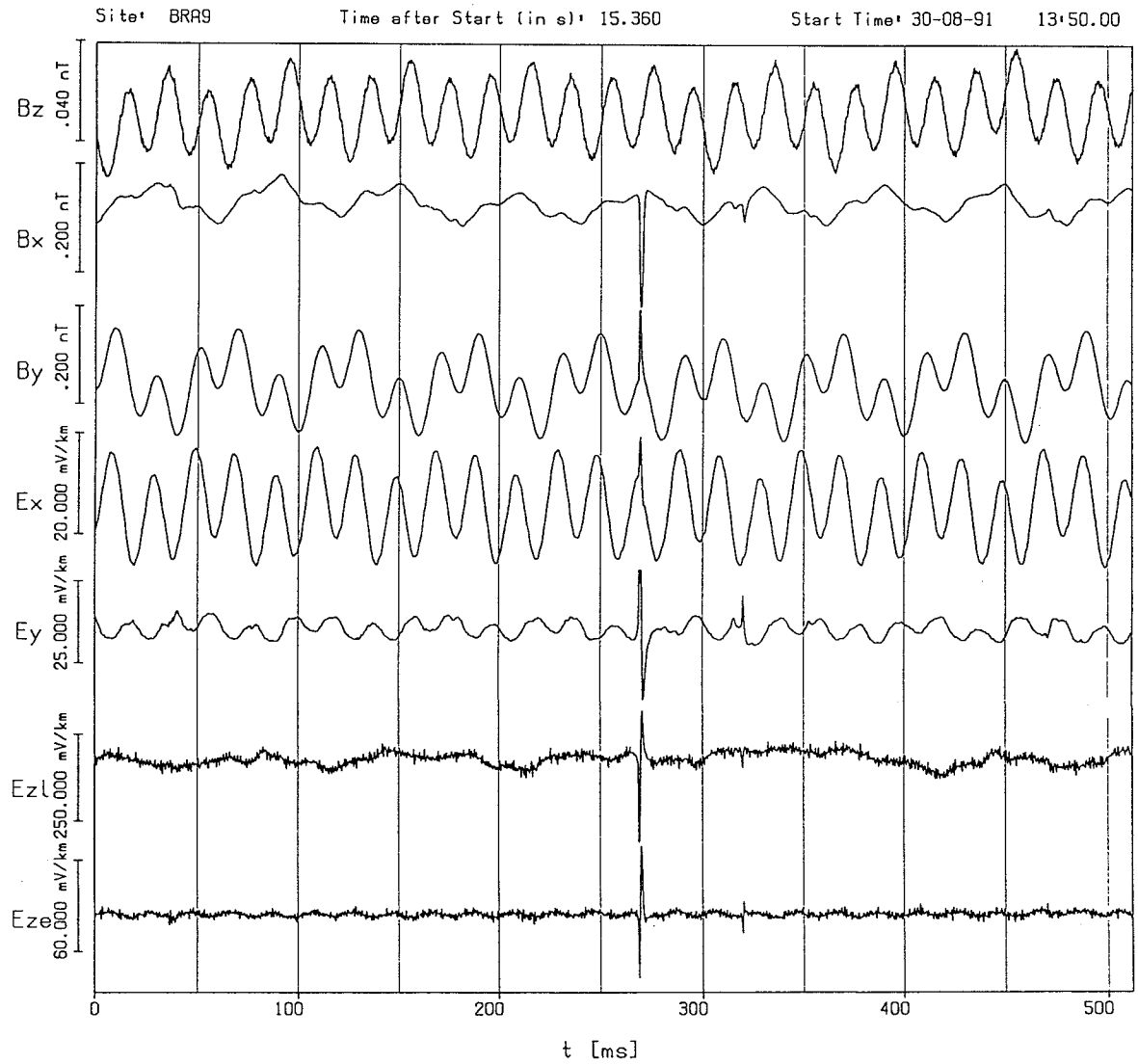


Abb. A.7: Aufzeichnung audiomagnetotellurischer Variationen (f_s = 2 kHz) an einer Station im Bramwald mit gleichzeitiger Registrierung des elektrischen Vertikalfeldes im Erdboden (E_z^E, unterste Zeitreihe) und in der Luft (E_z^L, zweite Zeitreihe von unten). Für E_z^L sind die Amplituden wegen der falschen Anpassung des Eingangsverstärkers nicht realistisch.

die Effekte 3 und 4 von einem Gewitter in südöstlicher Richtung, die Effekte 1 und 2 von einem Gewitter in südlicher Richtung herrühren (Abb. A.8). Auffällig sind wiederum die mit den elektrischen Horizontalfeldern vergleichbaren Amplituden des bodenelektrischen Feldes, was auf eine gute Ankopplung der TM-Mode - bedingt durch einen oberflächennahen schlechten Leiter (s. Kap. 8) - hindeuten könnte.

An der Erdoberfläche sollte das vertikale E-Feld der TM-Mode um den Betrag

$$\Gamma = \left| \frac{E_z^L}{E_z^E} \right| = \frac{\sigma_E}{\varepsilon_L \, \varepsilon_o \, \omega} \qquad \text{(A.2)}$$

springen, wenn der Verschiebungsstrom in der Erde und der Leitungsstrom in der Luft vernachlässigt werden (s. auch Kap. 2). Für eine Maximalabschätzung mit ω = 10 kHz,

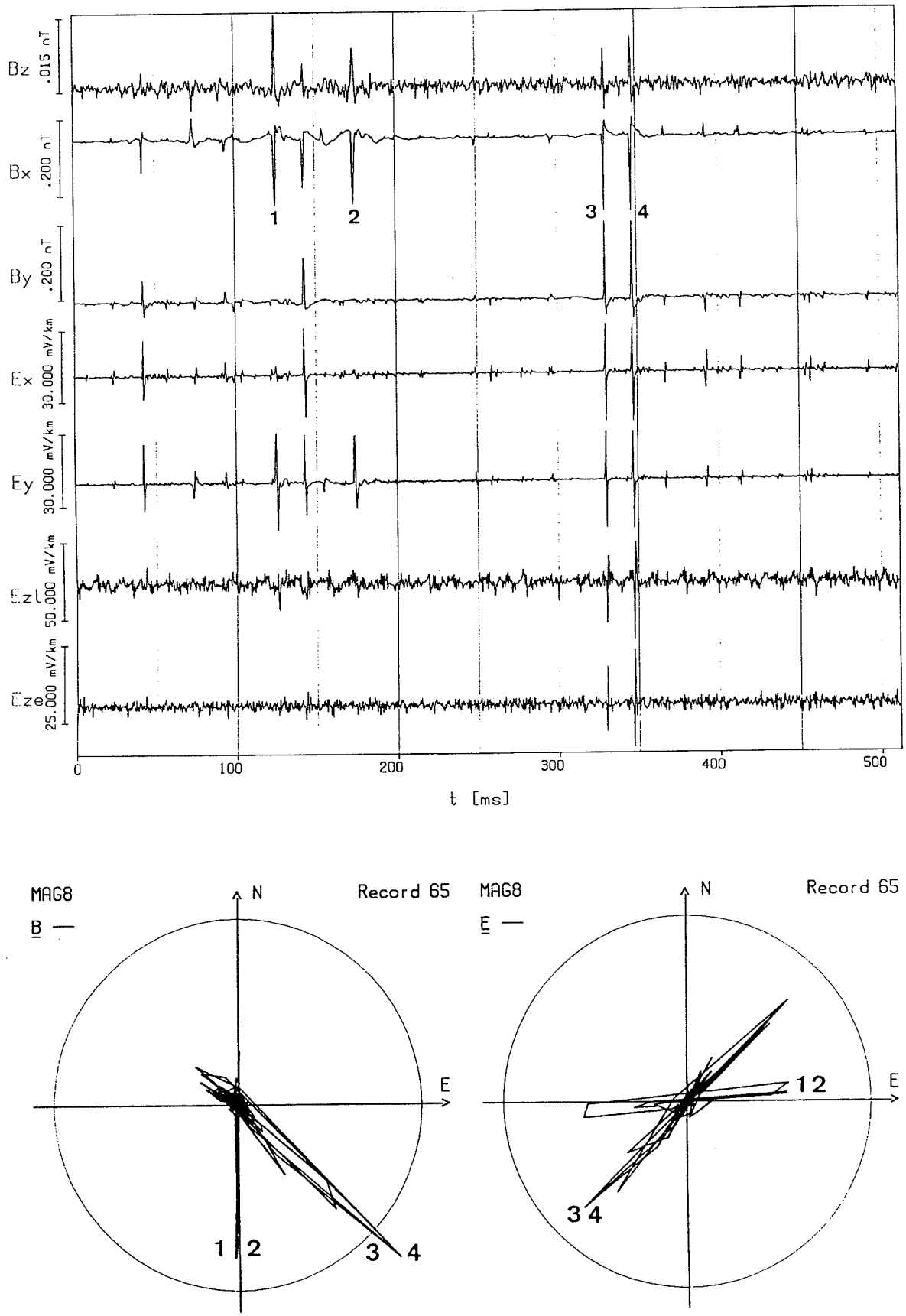


Abb. A.8: Aufzeichnung audiomagnetotellurischer Variationen (f_s = 2 kHz) zusammen mit vertikalen luft- und bodenelektrischen Feldern an der Station MAG 8 im NW-Sudan. Unten Hodogramm der Horizontalfelder.

$\sigma_E = 10^{-3}$ S/m und $\varepsilon_L \approx 1$ folgt damit ein Verhältnis $\Gamma \approx 10^4$. Das beobachtete Verhältnis ist dagegen nur $\Gamma \approx 2$ (MAG 8) bzw. $\Gamma \approx 4$ (Bramwald). Wie erwähnt, sind die E_z^L-Amplituden jedoch sicherlich zu klein gemessen. Es erscheint lohnenswert, diesen Zusammenhängen mit verbesserter Meßtechnik weiter nachzugehen.

A.5 Überprüfung des Geräterauschens

Grundsätzlich gilt auch in von künstlichen Feldern freien Gebieten wie der Ostsahara, daß die Stärke der Nutzsignale nicht erheblich kleiner als der Rauschpegel der Instrumente sein sollte. Daß dies nicht immer für jeden Frequenzbereich der verwendeten Apparatur zutrifft, verdeutlicht Abb. A.9. Hierzu wurde durch parallele Anordnung von je zwei Magnetfeldsensoren bzw. Tellurik-Auslagen an einer Station im Sudan (SAF 1) das Verhältnis von korrelierten zu unkorrelierten Signalanteilen bestimmt. Ist γ_{12} die univariate Kohärenz nach Gl. (4.9) zwischen den parallelen Kanälen 1 und 2, so erhält man das Rausch/Signal-Verhältnis zu:

$$N/S = \frac{1 - \gamma_{12}}{\gamma_{12}} \quad . \qquad \text{(A.3)}$$

Ersichtlich liegt dieses Verhältnis für den hochfrequenten Bereich (1 kHz > f > 4 Hz) sehr nahe bei Null, so daß hier mit einer hohen Qualität der Sondierung gerechnet werden kann. Für den niederfrequenten Bereich (10 Hz < f < 0.05 Hz) gilt dies jedoch nur für die höchsten Frequenzen; insbesondere im tellurischen Feld liegt der Rauschanteil für einige Frequenzen deutlich über 1. Hier wirkt sich offenbar die zu geringe zeitliche Stabilität der $Cu/CuSO_4$-Sonden negativ aus. Bei den längsten Perioden nimmt das Verhältnis aufgrund stärkerer Anregung (pc 2/pc 3-Pulsationen) wieder ab. Der frequenzabhängige Verlauf der Anregungsstärke entspricht dabei den im 5. Kapitel dargestellten Spektren zur Station SAF 1.

Ähnliche Untersuchungen wurden auch von Lange (1989) mit der AMT-Apparatur der Universität Münster - die bis auf die Magnetometer baugleich mit den Berliner Anlagen ist (Hantusch 1988) - in Deutschland durchgeführt, wobei sich eine ähnliche Charakteristik zeigte. Die Ergebnisse zeigen, daß das Rauschverhalten der Apparaturkomponenten meist - bis u. U. auf die Tellurik-Sonden bei längeren Perioden - bei "normaler" Anregungsstärke als völlig ausreichend betrachtet werden kann.

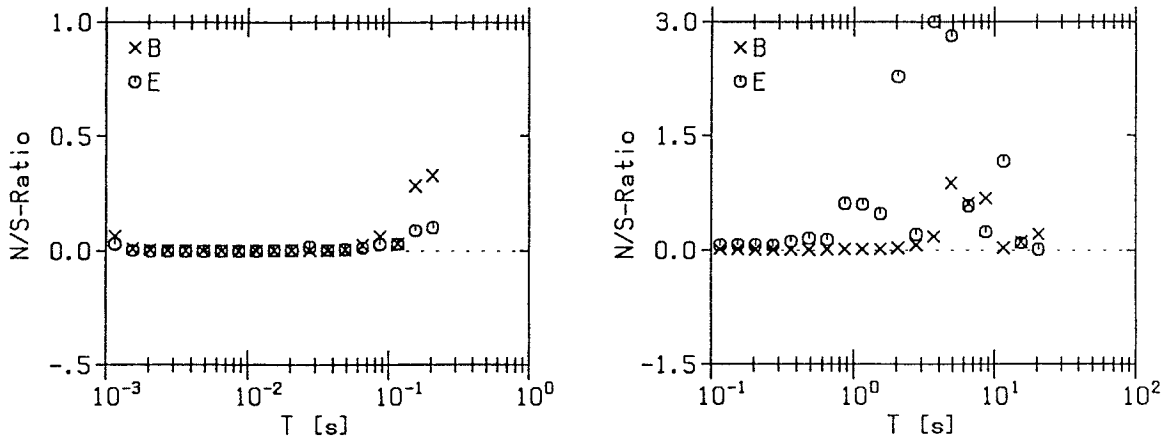


Abb. A.9: Über jeweils 90 Zeitreihen gemitteltes Rausch/Signal-Verhältnis für B- und E-Felder im HF-Bereich (links) bzw. LF-Bereich (rechts). Man beachte die unterschiedliche Ordinateneinteilung.

Literaturverzeichnis

Abbas, M. (1968) : Hydromagnetic wave propagation and excitation of Schumann resonances, Planet. Space Sci., **16**, 831-844.

Agarwal, A.K. & Dosso, H.W. (1990): On the behaviour of the induction arrows over a buried conductive plate - a numerical model study, Phys. Earth and Planet. Int., **60**, 265-277.

Almasy, L.E. (1939): Unbekannte Sahara, Brockhaus, Leipzig.

Al'pert, Ya. L. (1974): Radio wave propagation and the ionosphere, Vol. 2, Consultants Bureau, New York.

Andrieux, P., Clerc, G. & Tort, P. (1974): Capteur magnetometrique triaxial pour la prospection magnetotellurique artificielle entre 4 Hz et 4 kHz, Revue de Physique Applique, **9**, 757-759.

AQUATER (1989): Rural water supply in North Kordofan Province, Final Report, Rome.

Azizi, S.A. (1981): Entwurf und Realisierung digitaler Filter, Verlag R. Oldenbourg, München, Wien.

Bahr, K. (1983): Joint Interpretation of Magnetotelluric and Geomagnetic Data Local Telluric Distortions, J. Geomag. Geoelectr., **35**, 555-566.

Bahr, K. (1985): Magnetotellurische Messung des elektrischen Widerstandes der Erdkruste und des oberen Mantels in Gebieten mit lokalen und regionalen Leitfähigkeitsanomalien, Diss. Univ. Göttingen.

Bahr, K. (1988): Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local distortion, J. Geophys., **62**, 119-127.

Bahr, K. (1991): Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types, Phys. Earth. Planet. Int., **66**, 24-38.

Balser, M. & Wagner, C. (1960): Observations of earth-ionosphere cavity resonances, Nature, **188**, 638-641.

Barleben, T. (1989): Anwendung von Evolutionsstrategien zur Inversion geoelektrischer Daten, Dipl.-Arbeit Institut für Angewandte Geophysik, TU Berlin.

Baur, E. (1985): Einführung in die Radartechnik, Teubner, Stuttgart.

Beamish, D. (1986): Geoelectric structural dimensions from magnetotelluric data: Methods of estimation, old and new, Geophysics, Vol. **51**, No. 6, 1298-1309.

Beamish, D. & Tzanis, A. (1986): High resolution spectral characteristics of the Earth-ionosphere cavity resonances, J. Atmos. Terr. Phys., **48**, 187-203.

Beblo, M. (1982): Die Dielektrizitätskonstante ε_r der Minerale und Gesteine, in: Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Neue Serie, V1b (Hg. G. Angenheister), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York.

Becker, R. & Sauter, F. (1973): Theorie der Elektrizität, Band 1, Teubner, Stuttgart.

Becker, K.-D. (1974): Ausbreitung elektromagnetischer Wellen, Springer-Verlag, Berlin.

Bendat, J.S. & Piersol, A.G. (1971): Random Data: Analysis and Measurement Procedures, Wiley-Interscience, New York.

Benignus, V.A. (1969): Estimation of the Coherence Spectrum and its Confidence Interval Using the Fast Fourier Transform, IEEE Trans. Audio and Electroacoustics, Vol. **AU-17**, No. 2, 145-150.

Berdichevsky, M.N. & Zhdanov, M.S. (1984): Advanced Theory of Deep Geomagnetic Sounding, Elsevier, Amsterdam.

Berdichevsky, M.N. & Dimitriev, V.I. (1976): Basic principles of interpretation of magnetotelluric sounding curves, in: Geoelectric and Geothermal Studies, Akademia Kiado, Budapest.

Berdichevsky, M.N. & Dimitriev, V.I. (1976): Distortion of magnetic and electrical fields by near-surface lateral inhomogenities, Acta Geod., Geophys. et Mont. Acad. Sci. Hung., **11** (3-4), 447-483.

Berdichevsky, M.N., Vanyan L.L. & Dimitriev, V.I. (1989): Methods used in the U.S.S.R. to reduce near-surface inhomogeneity effects on deep magnetotelluric sounding, Phys. Earth and Plan. Inter. , **53**, 194-206.

Bernau, R., Darbyshire, D.P.F., Franz, G., Harms, U., Huth, A., Mansour, N., Pasteels, P. & Schandelmeier, H. (1987): Petrology, geochemistry and structural development of the Bir Safsaf-Aswan uplift, Southern Egypt, Journal of African Earth Sciences, Vol. **6**, No. 1, 79-90.

Bertin, J. & Loeb, J. (1976): Experimental and Theoretical Aspects of Induced Polarization, Vol. 1 & 2, Geoexploration Monographs, Gebrüder Bornträger, Berlin.

Bliokh, H., Nikolaenko, A.P. & Filippov, Yu.F. (1980) : Schumann resonances in the Earth-ionosphere cavity (ed. D. Llanwyn-Jones), IEE Electromagnetic Wave Series 9, P. Peregrinus Ltd., Stevenage.

Börner, F. (1991): Untersuchungen zur komplexen elektrischen Leitfähigkeit von Gesteinen im Frequenzbereich 1 mHz bis 10 Khz, Diss. Bergakademie Freiberg.

Bostick, F.X. Jr. (1977): A simple almost exact method of MT-analysis, Workshop on electrical methods in geothermal exploration, US Geol. Survey, Contract 140800001-8-359.

Bonanomi, J.A. (1983): Batteriebetriebene Funkuhren, in: Funkuhren, R. Oldenbourg Verlag, München, Wien.

Brasse, H. (1981): Untersuchung des regionalen erdmagnetischen Feldes im Bereich des Unterwerra-Sattels in Nordhessen, Dipl.-Arbeit Inst. für Geophysik, Universität Göttingen.

Brasse, H. & Junge, A. (1984a): The influence of geomagnetic variations on pipelines and an application for large-scale magnetotelluric depth sounding, J. Geophys., **55**, 31-36.

Brasse, H. & Junge, A. (1984b): Einfluß erdmagnetischer Variationen auf den kathodischen Schutz von Rohrleitungen, gwf Gas/Erdgas, 125 Jahrg., **4**, 194-201.

Brasse, H. (1988): Audiomagnetotellurische Untersuchungen in von künstlichen Feldern freien Gebieten in Südägypten und Nordsudan, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Königstein/Taunus, 217-232.

Brasse, H., Fischer, G., Leonhardt, F. & Schnegg, P.-A. (1988): Magnetotellurische Untersuchungen an der Fränkischen Linie und im Umfeld der KTB-Lokation, KTB-Report **88-12**, 111-128.

Brasse, H. (1990): "Zeitgleiche" Registrierung audiomagnetotellurischer Variationen mit zwei Stationen, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg, 313-326.

Brewitt-Taylor, C.R. & Weaver, J.T. (1976): On the finite difference solution of two-dimensional induction problems, Geophys. J. R. astr. Soc, **47**, 375-396.

Brigham, E.O. (1985): FFT: Schnelle Fourier-Transformation, R. Oldenbourg Verlag, München-Wien.

Browne, S.E. & Fairhead, J.D. (1983): Gravity study of the Central African rift system: A model of continental disruption. 1. The Ngaoundere and Abu Gabra rifts, Tectonophysics, **94**, 187-203.

Budden, K.G. (1961a): Radio waves in the ionosphere, University Press, Cambridge.

Budden, K.G. (1961b): The wave-guide mode theory of wave propagation, Logos Press, London.

Burkhardt, H., Brasse, H., Fiedler-Volmer, R., Kalkbrenner, M., Radic, T. & Schulz-Ohlberg, J. (1987): Geophysical investigations in SW Egypt and NW Sudan, Berliner Geowiss. Abh. (A), **75.3** (eds. E. Klitzsch & E. Schrank), Berlin.

Burkhardt, H., Brasse, H., Fiedler-Volmer, R., Haußmann, U., Kalkbrenner, K. & Radic, T. (1990): The application of seismic, magnetotelluric and geoelectric methods for tectonic and hydrogeological problems in SW Egypt and NW Sudan, Berliner Geowiss. Abh. (A), **120.1** (eds. E. Klitzsch & E. Schrank), Berlin.

Bussert, R. & Reynolds P.O. (1989): Strukturelle und sedimentologische Entwicklung ausgewählter Grabenstrukturen im Zentralsudan, Geol. Paläont. Mitt. Innsbruck, **16**, 15.

Bussert, R., Brasse, H., Radic, T. & Reynolds, P.-O. (1990): Sedimentation and structural style of a rift-structure in northern Sudan: The Humar Basin, Berliner Geowiss. Abh. (A), **120.1** (eds. E. Klitzsch & E. Schrank), Berlin.

Cagniard, L. (1953): Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting, Geophysics, Vol. **18**, No. 3, 605-635.

Campbell, W.H. (1960): Natural Electromagnetic Energy below the ELF Range, J. Res. Nat. Bureau of Standards, Vol. **64D**, No. 4.

Campbell, W.H. (1966): A review of the equatorial studies of rapid fluctuations in the earth's magnetic field, Ann. Geophys., **22**, 492-501.

Chetaiev, D.N., Fedorov, E.N., Krylov, S.M., Lependin, V.P., Morghounov, V.A., Troitskaya, V.A. & Zybin, K.Y. (1975): On the vertical electric component of the geomagnetic pulsation field, Planet. Space Sci., Vol. **23**, 311-314.

Clarke, J., Gamble, T.D., Goubeau, W.M., Koch, R.H. and Miracky, R.F. (1983): Remote-reference magnetotellurics: equipment and procedures, Geophys. Prosp., **31**, 149-170.

Clarke, J. (1983): Geophysical application of squids, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-**19**, No. 3.

Clerc, G. (1971): Contribution a l'optimisation des capteurs a induction destines a la mesure des variations du champ magnetique terrestre (10^{-3} a 10^{4} Hz), these de docteur-ingenieur (physique), Faculte des Sciences de Paris (C.N.R.S. AO 5912).

Danyian, M.A. & Peeples, W.J. (1985): Application of Rayleigh-FFT technique to three-dimensional magnetotelluric interpretation, Ann. Geophys., **4**, B, 441-456.

Dawson, T.W., Weaver, J.T. & Raval, U. (1982): B-polarization induction in two generalized thin sheets at the surface of a conducting half-space, Geophys. J. R. astr. Soc., **69**, 209-234.

Dimitriev, V.L. & Berdichevsky, M.N. (1979): The Fundamental Model of Magnetotelluric Sounding, Proc. IEEE, **67-7**, 1034-1044.

Dittus, H. (1986): Methoden der Registrierung und Datenverarbeitung für das Prospektions-Verfahren "Passive Audio-Magnetotellurik", Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München.

Eberle, D. (1977): Die Induktion durch künstliche elektromagnetische Längstwellen (15-25 kHz) - Anwendung in der Prospektionsgeophysik unter Berücksichtigung des Einflusses der Erdoberflächenform und technischer Leitungsnetze, Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München.

Eggers, D.E. (1982): An Eigenstate Formulation of the Magnetotelluric Impedance Tensor, Geophysics, Vol. **47**, No. 8, 1204-1214.

Eisbacher, G.H. (1991): Einführung in die Tektonik, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart.

d'Erceville, I. & Kunetz, G. (1962): The Effect of a Fault on the Earth's Natural Electromagnetic Field, Geophysics, **27**, 666-676.

Fainberg, E.B. & Singer, B.S. (1987): The influence of surface inhomogeneities on deep electromagnetic soundings of the Earth, Geophys. J. R. astr. Soc., **90**, 61-73.

Fairhead, J.D. (1988): Mesozoic plate tectonic reconstructions of the South Atlantic Ocean: The role of the West and Central African rift system, Tectonophysics, **155**, 181-191.

Fischer, B. (1983): Zeit- und Frequenzvergleiche, in: Funkuhren, R. Oldenbourg Verlag, München-Wien.

Fischer, G. (1979): Electromagnetic indution effects at an ocean coast, Proc. IEEE, Vol. **67**, No 7, 1050-1060.

Fischer, G. (1980): Ein eindimensionales magnetotellurisches Umkehrverfahren, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Berlin-Lichtenrade, 231-242.

Fischer, G. & Schnegg, P.A. (1980): The dispersion relations of the magnetotelluric response and their incidence on the inversion problem, Geophys. J. R. astr. Soc., **62**, 661-674.

Fischer, G., Schnegg, P.A., Peguiron, M. & Le Quang, B.V. (1981): An analytic one-dimensional magnetotelluric inversion scheme, Geophys. J. R. astr. Soc., **67**, 257-278.

Fischer, G. & Le Quang, B.V. (1981): Topography and minimization of the standard deviation in one-dimensional magnetotelluric modelling, Geophys. J. R. astr. Soc., **67**, 279-292.

Fischer, G. & Le Quang, B.V. (1982): Parameter trade-off in one-dimensional magnetotelluric modelling, J. Geophys., **51**, 206-215.

Fischer, G. (1982): Magnetotelluric observational techniques on land, Geophys. Surveys, **4**, 373-393.

Fischer, G. (1983): Current channeling, the consequences for electromagnetic sounding, Geophys. Res. Letters, Vol. **10**, No. 12, 1152-1155.

Fischer, G., Le Quang, B.V. & Müller I. (1983): Vlf ground surveys, a powerful tool for the study of shallow two-dimensional structures, Geophys. Prosp., **31**, 977-991.

Fischer, G. (1984): The North Pyrenean magnetic anomaly re-examined, Annales Geophys., **2**, 181-186.

Fischer, G. (1985): Some remarks on the behavior of the magnetotelluric phase, Geophys. Prosp., **33**, No.5, 716-722.

Fischer, G., Weaver J.T. (1986): Theoretical investication of the ocean-coast effect at a passiv continental margin, Phys. Earth and Plant. Inter., 42, 246-254.

Fischer, G. (1986): Ein topographischer Effekt bei MT, AMT und VLF Messungen, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Bergisch-Gladbach.

Fischer, G. & Schnegg, P.A., Ji Ma, Müller I., Burkhard M. (1987): Etude VLF du remplissage de la Vallee de Gastern (Alpes Bernoises, Suisse), Elogae Geol. Helvetiae, 80, 773-787.

Fowler, R.A., Kotick, B.J. & Elliot, R.D. (1967): Polarization analysis of naturally and artificially induced geomagnetic micropulsations, J. Geophys. Res., **72**, 2871-2883.

Fluche, B. (1983): Geomagnetic and magnetotelluric measurements in the 'Hessische Senke' (Hessian Rift), J. Geomag. Geoelectr., **35**, 693-705.

Füllekrug, M. (1991): Das komplex-exponentielle Verfahren im Vergleich mit anderen Methoden zur Zeitreihenanalyse, Dipl.-Arbeit Institut für Geophysik, Univ. Göttingen.

Fujii, T., Komori, H. & Honkura, Y. (1989): A portable ELF-MT system for shallow resistivity sounding, Phys. Earth and Plan. Inter., **53**, 270-277.

Gabriel, B. (1986): Die östliche Libysche Wüste im Jungquartär, Berliner geographische Studien, Band **19** (Hg. B. Hoffmeister und F. Voss), Berlin.

Galejs, J. (1964): Terrestrial extremely-low-frequency Propagation, in: Natural electromagnetic phenomena (ed. D.F. Bleil), Plenum Press, N.Y.

Galejs, J. (1972): Terrestrial Propagation of Long Electromagnetic Waves, Pergamon Press, Elmsford, N.Y.

Gamble, T.D., Goubeau, W.M. and Clarke, J. (1979): Magnetotellurics with a remote magnetic reference, Geophysics, Vol. **44**, 53-68.

Giersch, Harthus & Vogelsang (1991): Elektrische Maschinen, Teubner, Stuttgart.

Golde, R.H. (1977): Lightning, Vol. 1, Academic Press, London-New York-San Francisco.

Goldstein, M.A. & Strangway, W. (1975): Audio-frequency Magnetotellurics with a grounded Electric Dipol Source, Geophysics, Vol. **40**, No. 4, 669-683.

Goubeau, W.M., Gamble, T.D. & Clarke, J. (1978): Magnetotelluric data analysis: removal of bias, Geophysics, Vol. **43**, 53-68.

Grant, F.S. & West, G.F. (1965): Interpretation Theory in Applied Geophysics, McGraw-Hill, New York.

Greifinger, C. & Greifinger, P. (1979): On the ionospheric parameters which govern high-latitude ELF propagation in the earth-ionosphere waveguide, Radio Science, Vol. **14**, No. 5, 889-895.

Groom, R.W. & Bailey, R.C. (1989): Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion, J. Geophys. Res., Vol. **94**, No B2, 1913-1925.

Haak, V. (1972): Magnetotellutik: Bestimmung der Übertragungsfunktion in Gebieten mit lateralen Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit, Zeitschrift f. Geophysik, **38**, 85-102.

Haak, V. (1978): Interpretations-Verfahren für die Magnetotellurik unter besonderer Berücksichtung lateral variierender elektrischer Leitfähigkeit im Erdinnern und eines räumlich inhomogenen induzierenden Magnetfeldes, Bayer. Akad. d. Wiss., Math.-nat. Klasse, Abhandl. Neue Folge, Heft **158**, München.

Haak, V. & Giese, P. (1986): Subduction induced petrological processes as inferred from magnetotelluric, seismological and seismic observations in N-Chile and S-Bolivia, Berl. Geowiss. Abh., **66**, 231-246, Berlin.

Hampel, F. (1980): Robuste Schätzungen: Ein Anwendungsorientierter Überblick, Biometrical Journal, Vol. **22**, Nr. 1, 3-21.

Harms, U., Schandelmeier, H. & Darbyshire, D.P.F. (1990): Pan-African reworked early/middle Proterozoic crust in NE Africa west of the Nile: Sr and Nd isotope evidence, Journal of the Geological Society, London, Vol. **147**, 859-872.

Harris, F.J. (1978): On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform, Proc. of the IEEE, Vol. **66**, No. 1.

Harth, W. (1982): Theory of low frequency wave propagation, in: CRC Handbook of Atmospherics, Vol. 2 (ed. H. Volland), pp. 133-202, CRC Press, Boca Raton, Florida.

Hattingh, M. (1989): The use of data-adaptive filtering for noise removal on magnetotelluric data, Phys. Earth and Plan. Inter., **53**, 239-254.

Heard, G.J., Dosso, H.W., Nienaber, W. & Lokken, J.E. (1985): Laboratory analogue modelling of the Schumann Resonance source field, Physics Earth and Planet. Int., **39**, 178-181.

Helliwell, R.A. (1965): Whistlers and Related Ionospheric Phenomena, Stanford University Press, Stanford, California.

Hempfling, R. (1977): Beobachtung und Auswertung tagesperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes in der Umgebung von Göttingen, Diss. Univ. Göttingen.

Hermance, J.F. (1973) : Processing of magnetotelluric data, Phys. Earth Planet. Inter., 7, 349-346.

Hermance, J.F. & Thayer, R.E. (1975): The Telluric-Magnetotelluric Method, Geophysics, Vol. **40**, No. 4, 664-668.

Hermance, J.F., Lusi, S., Slocum, W., Neumann, G.A. & Green Jr., A.W. (1989): A high-density remote reference magnetic variation profile in the Pacific northwest of North America, Phys. Earth and Plan. Inter., **53**, 305-319.

Heydt, G. (1982): Instrumentation, in: CRC Handbook of Atmosferics (ed. H. Volland), CRC Press, Boca Raton, Florida, 203-256.

Hobbs, B.A. (1975): Analytical solutions to global and local problems of electromagnetic induction in the earth, Phys. Earth and Plan. Int., **10**, 250-261.

Holtham, P.M. & McAskill B.J. (1987): The spatial coherence of Schumann activity in the polar cap, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. **50**, No. 2, 83-92.

Hohmann, G.W. (1989): Numerical Modeling for Electromagnetic Methods of Geophysics, in: Investigations in Geophysics, Vol. 3 (ed. M.N. Nabighian), Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, Oklahoma.

Hutton, V.R.S., Gough, D.I., Dawes, G.J.K. & Travassos, J. (1987): Magnetotelluric soundings in the Canadian Rocky Mountains, Geophys. J. R. astr. Soc., **90**, 245-263.

IAGA working group V-8 (1992): International Geomagnetic Reference Field, 1991 revision, Geophys. J. Int., **108**, 945-946.

Ingmann, P., Schaefer, J., Volland, H., Schmolder, M., Manes, A. (1985): Remote sensing of thunderstorm activity by means of VLF sferics, PAGEOPH, **123**, 155-170.

Inman, J.R., Ryu, J. & Ward, S.H. (1973): Resistivity inversion, Geophysics, **38**, 1088-1108.

Inman, J.R. (1975): Resistivity inversion with ridge regression, Geophysics, **40**, 798-817.

Israel, H. (1961): Atmosphärische Elektrizität, Bd. II, Akad. Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig.

Jackson, J.D. (1983): Klassische Elektrodynamik, 2. Auflage (dt. Ausgabe), de Gruyter, Berlin, New York.

Jenkins, G.M. & Watts, D.G. (1968): Spectral Analysis and it's Application, Holden Day, San Francisco.

Jensen, U. (1985): Gemeinsame Interpretation magnetotellurischer und geoelektrischer Sondierungen über horizontal gelagerten Sedimenten, Dipl.-Arbeit Institut für Geophysik der Universität Göttingen.

Jiracek, G.R. (1990): Near-Surface and Topographic Distortions in Electromagnetic Induction, Surveys in Geophysics, Vol. **11**, Nos. 2-3, 163-204.

Jödicke, H. (1985): A large selfpotential anomaly at the SE flank of the Stavelot-Venn anticline originating from Metaanthracite bearing black shales at the Salm/Revin boundary, N. Jb. Geol. Palaeont. Abh., **171**, 1-3, 387-402.

Jödicke, H., Keil, M., Blohm, E.-K. & Wagenitz, V. (1982): Magnetotellurische und geoelektrische Untersuchungen im Gebiet der magnetischen Anomalie von Soest-Erwitte und ihre Bedeutung für die stratigraphische Einstufung des prädevonischen Konduktors im Untergrund NW-Deutschlands, Fortschr. Geol. Rheinld. u. Westf., **30**, 363-403.

Jödicke, H. & Grinat, M. (1985): Magnetotelluric measurements at the SE flank of the Stavelot-Venn anticline using the remote reference technique, N. Jb. Geol. Palaeont. Abh., **171**, 1-3, 425-440.

Jödicke, H., Untiedt, J., Olgemann, W., Schulte, L. & Wagenitz, V. (1983): Elektrical conductivity structure of the crust and upper mantle beneath the Rhenish Massif, Plateau Uplift, (eds K. Fuchs et al.), Springer-Verlag Berlin-Heidelberg.

Jödicke, H. & Untiedt, J. (1987): Untersuchung von Fehlerquellen und Verbesserung des Verfahrens bei der Bestimmung des Impedanztensors in der Magnetotellurik, Abschlußbericht zum DFG-Forschungsvorhaben Un 29/19, Institut für Geophysik, Univ. Münster.

Jödicke, H. (1991): Zonen hoher elektrischer Krustenleitfähigkeit im Rhenoherzynikum und seinem nördlichen Vorland, Diss. Univ. Münster.

Jones, A.G. (1977): Geomagnetic Induction Studies in Northern Scotland, Ph.D. thesis Univ. of Edinburgh.

Jones, A.G. (1979): On the Difference Between Polarisation and Coherence, J. Geophys., **45**, 223-229.

Jones, A.G. (1983): The problem of current channelling: a critical review, Geophys. Surveys, **6**, 79-122.

Jones, A.G. (1988): Static shift of magnetotelluric data and its removal in a sedimentary basin enviroment, Geophysics, Vol. **53**, No 7, 967-978.

Jones, D.L., Kemp, D.T. (1970) : Experimental and theoretical observations of transient excitation of Schumann resonances, J. Atmos. Terr. Phys., **32**, 1095-1108.

Jones, F.W. (1970): Electromagnetic Induction in a Non-Horizontally Stratified Two-Layered Conductor, Geophys. J. R. astr. Soc., **22**, 17-28.

Jones, F.W. & Price, T. (1970): The perturbations of alternating geomagnetic fields by conductivity anomalies, Geophys. J. R. astr. Soc., **20**, 317-334.

Jones, F.W. & Pascoe, L.J. (1971): A general computer program to determine the perturbation of alternating electric currernts in a two-dimensional model of a region of uniform conductivity with an embedded inhomogeneity, Geophys. J. R. astr. Soc., **24**, 3-30.

Jones, F.W. (1973): Induction in laterally non-uniform conductors: Theory and numerical models, Physics of the Earth and Plan. Int., **7**, 282-293.

Jorgensen, G.J. & Bosworth, W. (1989): Gravity modeling in the Central African Rift System, Sudan: rift geometries and tectonic significance, Journal of African Earth Sciences, Vol. **8**, Nos. 2/3/4, 283-306.

Junge, A. (1988): Analytical presentation of statistically estimated magnetotelluric transfer functions by a set of polynomials, J. Geophys., **62**, 193-197.

Junge, A. (1990): Robuste Schätzung bivariater Übertragungsfunktionen, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg, 75-86.

Junge, A. (1993, in Vorb.): Beobachtung, Auswertung und Interpretation zeitlicher Variationen des natürlichen erdelektrischen Feldes, Habil. math.-nat. Fachb., Universität Göttingen.

Jupp, D.L.B. & Vozoff, K. (1975): Stable Iterative Methods for the Inversion of Geophysical Data, Geophys. J. R. astr. Soc., **42**, 957-976.

Jupp, D.L.B. & Vozoff, K. (1977): Resolving Anisotropy in Layered Media by Joint Inversion, Geophys. Prosp., **25**, 460-470.

Kahalas, S.L. & Newmann, P. (1965): Interpretation of Early Magnetic Transients caused by High-Altitude Nuclear Detonation, J. Res. Nat. Bureau of Standards, Vol. **69D**, No. 8.

Kahalas, S.L. (1965): Excitation of ELF-Electromagnetic Waves in the Earth-Ionosphere Cavity by High-Altitude Nuclear Detonation, J. Geophys. Res., **70**, No. 15, 3587-3595.

Kalberkamp, U. (1989): Erweiterung des Meßbereichs einer Audiomagnetotellurik-Apparatur für hohe Frequenzen und gemeinsame Interpretation magnetotellurischer und geoelektrischer Daten, Dipl.-Arbeit, Institut für Angewandte Geophysik, Technische Univ. Berlin.

Kao, D.W. & Rankin, D. (1977): Enhancement of signal-to-noise ratio in magneto-telluric data, Geophysics, Vol. **42**, No. 1, 103-110.

Kaufman, A.A. & Keller, G.V. (1981): The magnetotelluric sounding method, Elsevier, Amsterdam.

Keller, G.V. & Frischknecht, F.C. (1966): Electrical Methods in Geophysical Prospecting, Pergamon Press, Oxford.

Keller, G.V. (1971) : Natural-field and controlled-source in electromagnetic exploration, Geoexploration, **9**, 99-147.

Kelley, M.C. & Ding, J.G. (1990): Intense ionospheric electric and magnetic field pulses generated by lightning, Geophys. Res. Let., Vol. **17**, No. 12, 2221-2224.

Kemp, D.T. (1971) : The global location of large lightning discharges from single station observations of ELF disturbances in the Earth-ionosphere cavity, J. Atmos. Terr. Phys., **33**, 919-928.

Kemp, D.T. & Jones, D.L. (1971) : A new technique for the analysis of transient ELF electromagnetic disturbances within the Earth-ionosphere cavity, J. Atmos. Terr. Phys., **33**, 567-572.

Kertz, W. (1971): Einführung in die Geophysik, Bd. 2, BI-Hochschultaschenbücher, Mannheim, Wien, Zürich.

Kheir, O.M. (1986): Hydrogeology of Dongola Area, Northern Sudan, Berliner Geowiss. Abh. , (A), **75**, Berlin.

Kisak, E. & Silvester, P. (1975): A finite-element program package for magnetotelluric modelling, Computer Physics Communications, **10**, 421-433.

Klitzsch, E. (1984): Vorwort zu: Research in Egypt and Sudan, Berliner geowiss. Abh. (A), **50** (eds. E. Klitzsch & E. Schrank), Berlin.

Klitzsch, E. (1987): Vorwort zu: Research in Egypt and Sudan, Berliner geowiss. Abh. (A), **75.1** (eds. E. Klitzsch & E. Schrank), Berlin.

Klitzsch, E. (1990): Paleogeographical development and correlation of Continental Strata (former Nubian Sandstone) in northeast Africa, J. African Earth Sc., Vol. **10**, No. 1/2, 199-213.

Kodera, K., Gendrin, R., De Villedary, C. (1977) : Complex representation of a polarized signal and its application to the analysis of ULF waves, J. Geophys. Res., **82**, 1245-1255.

König, H.L. (1959): Atmospherics geringster Frequenzen, Zeitschrift für Angewandte Physik, Bd. **11**, 264-274.

König, H.L. (1987): Wetterfühligkeit, Feldkräfte, Wünschelruteneffekt, Verlag Moos & Partner, München.

Krokowski, C. (1992): Anwendung robuster Verfahren zur Bestimmung der magnetotellurischen Impedanz, Dipl.-Arbeit Inst. für Angewandte Geophysik, TU Berlin.

Kulhanek, O. (1976): Introduction to digital filtering in geophysics, Elsevier, Amsterdam.

Kunetz, G. (1972): Processing and Interpretation of Magnetotelluric Soundings, Geophysics, Vol. **37**, 1005-1021.

Labson, V.F., Becker, A., Morrison, H.F. & Conti, U. (1985): Geophysical exploration with audiofrequency natural magnetic fields, Geophysics, Vol. **50**, No. 4, 656-664.

Lahiri, B.N. & Price, T. (1939): Electromagnetic induction in non-uniform conductors, and the determination of the conductivity of the Earth from terrestrial magnetic variations, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A **237**, 509-540.

Larsen, J.C. (1977): Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves, Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. Tomus, 12, 183-186.

Larsen, J.C. (1989): Transfer functions: smooth robust estimates by least-squares and remote reference methods, Geophys. J. Int., **99**, 645-664.

Larsen, T.R. & Egeland, A. (1968): Fine Structure of the Earth-Ionosphere Cavity Resonances, J. Geophys. Res., Vol. **73**, No. 15, 4986-4989.

LaTorraca, G.A., Madden, T.R. & Korringa, J. (1986): An analysis of the magneto-telluric impedance for three-dimensional conductivity structures, Geophysics, Vol. **51**, No. 9, 1819-1829.

Lee, S., McMechan, G.A. & Aiken C.L.V. (1987): Phase-field imaging: The electromagnetic equivalent of seismic migration, Geophysics, Vol. **52**, No 5, 678-693.

Madden, T. & Thomson, W. (1965) : Low-frequency electromagnetic oscillations of the Earth-ionosphere cavity, Rev. Geophys., **3**, 211-254.

Mann, D.C. (1989): Thick-skin and Thin-skin Detachment Faults in Continental Sudanese Rift Basins, Journal of African Earth Scienes, Vol. **8**, Nos. 2/3/4, 307-322.

Marple, S.L. (1987): Digital spectral analysis with applications, Prentice Hall, Englewood Cliffs, N. J.

Marquardt, D.W. (1963): An algorithm for least squares estimation of nonlinear parameters, J. Soc. Indust. Appl. Math., Vol. **11**, 431-441.

Marquardt, D.W. (1970): Generalized inverses, ridge regression, biased linear estimation and nonlinear estimation, Technometrics, Vol. **12**, 591-612.

Martinez, M.M. (1988): Grundlagen neuerer Inversionsmethoden und ihre Anwendung auf 1-D Inversion in der Magnetotellurik, Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Königstein.

Matsushita, S. & Campbell, W.H. (1967): Physics of Geomagnetic Phenomena, Academic Press, New York.

Matthess, G. & Ubell, K. (1983): Lehrbuch der Hydrogeologie, Bd. 1, Gebr. Bornträger, Berlin, Stuttgart.

McCarrick, M.J. (1990): Excitation of ELF waves in the Schumann resonance range by modulated HF heating of the polar electrojet, Radio Science, Vol. **25**, Nr. 6, 1291-1298.

Meissner, B., Rippke, U. & Christ, F. (1990): Topographic and thematic map approach Sudan 1:250.000, Berliner geowiss. Abh. (A), **120.1** (eds. E. Klitzsch & E. Schrank), 351-374.

Meyer, J. (1965): Die magneto-tellurische Tiefensondierung und ihr erdmagnetisches Analogon, Koll. Erdmagnet. Tiefensondierung

Meyer-Delius., H. (1933): Die Oberwellen der Gleichspannung und des primären Netzstromes in Gleichrichteranlagen, Elektrotechnische Zeitschrift, Ausgabe A, VDE-Verlag, Berlin.

Meyers Physik-Lexikon (1973): Bibliographisches Institut, Mannheim/Wien/Zürich.

Militzer, H. & Weber, F. (1985): Angewandte Geophysik, Band 2, Springer-Verlag, Wien-New York.

Müller, C. (1984): Elektrische Maschinen, VEB-Verlag Technik, Berlin.

Müller, W. (1977): Inversion by Simultaneous Fitting of Apparent Resistivity and Phase Angle, Acta Geod., Geophys. et Mont. Acad. Sci. Hung., **12**.

Mula, H.G. (1972): A geophysical survey of Jebel Aulia region, MSc. thesis, University of Khartoum.

Nagy, R.M., Ghuma, M.A. & Rogers, J.J.W. (1976): A crustal suture and lineament in North Africa, Tectonophysics, **31**, T67-T72.

Niederleithinger, E. (1990): Zweidimensionale Modellrechnungen zur Untersuchung oberflächennaher Inhomogenitäten in der Geoelektrik, Dipl.-Arbeit Institut für Angewandte Geophysik, Technische Universität Berlin.

Ogawa, T., Kozai, K., Kawamoto, H., Yasuhara, M. & Huzita, A. (1979): Schumann resonances observed with a balloon in the stratosphere, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. **41**, 135-142.

Oldenbourg, D. (1990): Inversion of Electromagnetic Data: An Overview of New Techniques, Surveys in Geophysics, Vol. **11**, Nos. 2-3, 231-270.

Olhoeft, G.R. (1986): Electrical properties of rocks and minerals, Short Course Notes, Golden, Colorado.

Otten, J. (1984): Aktive Audiomagnetotellurik, eine Methode zur Bestimmung der L eitfähigkeit des Untergrundes - mit Modellrechnungen und einer Anwendung auf die geothermische Anomalie der Toskana, Diss. Technische Universität Braunschweig.

Pachur, H.-J. & Kröpelin, S. (1987): Wadi Howar: Palaeoclimatic Evidence from an Extinct River System in the Southeastern Sahara, Science, **237**, 298-300.

Pallacky, G.J. (1991): Application of the Multifrequency Horizontal-Loop EM Method in Overburden Investigations, Geophys. Prospecting, **39**, 1061-1082.

Park, S.K. (1985): Distortion of magnetotelluric sounding curves by three- dimensional structures, Geophysics, Vol. **50**, No. 5, 785-797.

Parker, R.L. (1983): The magnetotelluric inverse problem, Geophysical Surveys, **6**, 5-25.

Pascoe, L.J. & Jones, F.W. (1972): Boundary conditions and calculation of surface values for the general two-dimensional electromagnetic induction problem, Geophys. J. R. astr. Soc., **27**, 179-193.

Patella, D. (1987): Tutorial interpretation of magnetotelluric measurements over an electrically dispersive one-dimensional earth, Geophys. Prosp., **35**, 1-11.

Patra, H.P. & Mallick, K. (1980): Geosounding Principles, 2, Elsevier, Amsterdam.

Pedersen, L.B.: Some aspects of magnetotelluric field procedures, Dep. of Solid Earth Physics, Univers. of Uppsala, Box 556, S-751, 22, Uppsala, Sweden.

Pedersen, J. & Hermance, J.F. (1986): Least squares inversion of one-dimensional magnetotelluric data: An assessment of procedures employed by Brown University, Surveys in Geophysics, **8**, 187-231.

Pedersen, L.B. (1982): The magnetotelluric impedance tensor - its random and bias errors, Geophys. Prosp., **30**, 188-210.

Petters, S. W. (1991): Regional Geology of Africa, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1991.

Phillips, W.J. (1984): Resonance Effects in Complex Resistivity Data and their Significance in Mineral Exploration, Trans. Inst. Min. Metall., Section B: Appl. Earth Sc., **93**, 1-11.

Pierce, E.T. (1977): Atmospherics and Radio Noise, in: Lightning, Vol. 1 (ed. R.H. Golde), Academic Press, London-New York-San Francisco.

Polk, C. (1982): Schumann Resonances, in: CRC Handbook of Atmospherics, Vol. 1 (ed. H. Volland), pp. 111-178, CRC Press, Boca Raton, Florida.

Poll, H.E., Weaver, T.J. & Jones, A.G. (1989): Calculations of voltages for magnetotelluric modelling of a region with near-surface inhomogeneities, Phys. Earth and Plan. Inter., **53**, 287-297.

Porstendorfer, G. (1975): Principles of magneto-telluric sounding, Gebr. Bornträger, Berlin-Stuttgart.

Prentice, S.A. (1977): Frequency of Lightning Discharges, in: Lightning, Vol. 1, (ed. R.H. Golde), Academic Press, London-New York-SanFrancisco.

Price, A.T. (1962): The theory of magnetotelluric methods when the source field is considered, J. Geophys. Res., **67**, 1907-1918.

Priestley, M.B. (1981): Spectral analysis and time series, Volume 1, Academic Press, London.

Radic, T. (1990): Auswertung des Skineffekts bei Wechselstromsondierungen zur Korrektur möglicher Gleichstromverzerrungen, Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg, 107-114.

Ranganayaki, R.P. (1984): An interpretive analysis of magnetotelluric data, Geophysics, Vol. 49, No. **10**, 1730-1748.

Reddy, I.K. & Rankin, D. (1973): Magnetotelluric Response of a Two-Dimensional Sloping Contact by the Finite Element Method, Pageoph., **105**, 847-857.

Reddy, I.K., Rankin, D. & Phillips, R.J. (1977): Three-dimensional modelling in magnetotelluric and magnetic variational sounding, Geophys. J. R. astr. Soc., **51**, 313-325.

Ritter, O. (1988): Auswertung von Audiomagnetotellurik-Registrierungen auf der Insel Milos, Dipl.-Arbeit, Institut für Geophysikalische Wissenschaften, Freie Universität Berlin.

Rokityansky, I.I. (1982): Geoelectromagnetic Investigation of the Earth's Crust and Mantle, Springer-Verlag, Berlin.

Rooney, D. (1976): Magnetotelluric Measurements across the Kenyan Rift Valley, Ph. D. thesis Univ. of Edinburgh.

Russel, C.T., Holzer, R.E., Smith, E.J. (1970) : OGO 3 observation of ELF noise in magnetosphere, II. The nature of equatorial noise, J. Geophys. Res., **75**, 755.

Saito, T. (1978): Long-period irregular magnetic pulsations, Pi 3, Space Science Reviews, **21**, 427-467.

Sao, K., Yamashita, M., Tanahashi, S., Jindoh, H. & Ohta, K. (1973): Experimental Investigations of Schumann Resonance Frequencies, J. of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. **35**, 2047ff.

Sao, K. & Jindoh, H. (1974): Real-Time Location of Atmospherics By Single Station Techniques and Preliminary Results, J. of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. **36**, 261-266.

Schandelmeier, H., Richter, A. & Harms, U. (1987): Proterozoic deformation of the East Saharan Craton in Southeast Libya, South Egypt and North Sudan, Tectonophysics, **140**, 233-246.

Schandelmeier, H. & Pudlo, D. (1990): The Central African Fault Zone (CAFZ) in Sudan - a possible continental transform fault, Berliner Geowiss. Abh. (A), **120.1** (eds. E. Klitzsch & E. Schrank), Berlin.

Schandelmeier, H. & Richter, A. (1991): Brittle shear deformation in Northern Kordofan, Sudan: late Carboniferous to Triassic reactivation of Precambrian fault systems, J. of Structural Geology, Vol. **13**, No. 6, 711-720.

Schiffers, H. (Hg.) (1973): Die Sahara und ihre Randgebiete, Bd. 1-3, Weltforum Verlag, München.

Schmucker, U. (1970): An introduction to induction anomalies, J. Geomag. and Geoelec., Vol. **22**, No 1-2, 9-33.

Schmucker, U. (1970): Anomalies of Geomagnetic Variations in the Southwestern United States, Bull. Scripps Institution La Jolla, Univ. of California Press.

Schmucker, U. (1971): Neue Rechenmethoden zur Tiefensondierung, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Rothenberge, 1-39.

Schmucker, U. (1973): Regional Induction Studies: A Review of Methods and Results, Phys. Earth Planet. Int., **7**, 365-378.

Schmucker, U. & Weidelt, P. (1975): Aarhus Lecture Notes.

Schmucker, U. (1978): Auswertungsverfahren Göttingen, Protokoll Koll. Elektomagnetische Tiefenforschung, Neustadt/Weinstrasse, 163-188.

Schmucker, U. (1979): Erdmagnetische Variationen und die elektrische Leitfähigkeit in tieferen Schichten der Erde, Sitzungsberichte und Mitteilungen der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft, Sonderheft 4, Beiträge zur Geowissenschaft, Verlag E. Goltze, Göttingen.

Schmucker, U. & Wiens, U. (1980): Vergleichende erdelektrische Beobachtungen in der Umgebung von Göttingen für Sq und Bays, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Berlin-Lichtenrade, 291-306.

Schmucker, U. (1984): EM Übertragungsfunktionen aus Beobachtungen mit mehreren gleichzeitig registrierenden Stationen, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Grafrath, 35-36.

Schmucker, U. (1987): Substitute Conductors for Electromagnetic Response Estimates, PAGEOPH., Vol. **125**, Nos. 2/3, 341-367.

Schnegg, P.-A. & Fischer, G. (1980): On-line Determination of Apparent Resistivity in Magnetotelluric Soundings, Prot. Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Berlin-Lichtenrade, 173-184.

Schnegg, P.-A., Le Quang, B.V. & Fischer, G. (1980): Management and Processing of MT Data in the Field with a Microprocessor, paper presented at the 5th workshop on Electromagnetic Induction in the Earth and Moon, IAGA working group I-3, Istanbul.

Schnegg, P.-A., Le Quang, B.V., Fischer, G. & Weaver, J.T. (1983): Audio-Magnetotelluric Study of a Structure with a Reverse Fault, J. Geomag. Geoelectr., **35**, 653-671.

Schnegg, P.-A. & Fischer, G. (1984): A new pulsed audiomagnetotelluric technique, J. Geophys., **55**, 191-198.

Schnegg, P.-A., Fischer, G., Le Quang, B.V. & Weaver, J.T. (1986): Investigation of a buried vertical fault with natural and controlled source AMT, Annales Geophysicae, **4**, B, 2, 139-144.

Schnegg, P.-A., Fischer, G., Le Quang, B.V. & Ranieri G. (1987): A magnetotelluric study in the Campidano Graben of Sardinia, J. Geophys., **61**, 30-38.

Schneider, M. (1985): Hydrogeologie des Nubischen Aquifersystems am Südrand des Dahkla-Beckens, Südägypten/Nordsudan, Diss. Technische Universität Berlin.

Schütt, H. (1992): Zweidimensionale Interpretation audiomagnetotellurischer Daten aus der Oberpfalz, Dipl.-Arbeit Institut für Angewandte Geophysik, TU Berlin.

Schulte, T.H. (1990): Untersuchungen zur Vertikalkomponente des erdmagnetischen Feldes im Audiofrequenzbereich, Dipl.-Arbeit Institut für Angewandte Geophysik, TU Berlin.

Schulz-Ohlberg, J. (1989): Die Anwendung geostatistischer Verfahren zur Interpretation von gravimetrischen und magnetischen Felddaten, Diss. Technische Universität Berlin.

Schumann, W.O. (1952): Über die strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosphärenhülle umgeben ist, Z. Naturforschung **72**, 149-154.

Schumann, W.O. & König, H. (1954): Über die Beobachtung von Atmospherics bei geringsten Frequenzen, Naturwiss., **41**, 183-184.

Schwarz, G., Haak, V., Martinez, E. & Bannister, J. (1984): The electrical conductivity of the Andean crust in northern Chile and southern Bolivia as inferred from magnetotelluric measurements, J. Geophys., **55**, 169-178.

Schwarz, G. (1984): Die elektrische Leitfähigkeit in der Toskana und ein daraus abgeleitetes geothermisches Modell - insbesondere für die Anomalie von Travale, Berliner Geowiss. Abh. (B), **8**, Berlin.

Seisa, H.H., (1991): A contribution to the interpretation of shallow refraction seismic data, Diss. Technische Universität Berlin.

Sentman, D.D. (1987): Magnetic elliptical polarization of Schumann resonances, Radio Science, Vol. 22, No. 4, 595-606.

Shanks, J.L. (1967): Recursion filters for digital processing, Geophysics, Vol. **32**, No. 1, 33-51.

Shawhan, S.D. (1979): Magnetospheric plasma waves, in: Solar Systems Plasma Physics, Vol. III (eds. C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti & E.N. Parker, North-Holland, Amsterdam.

Siebert, M. (1965): Zur Theorie erdmagnetischer Pulsationen mit breitenabhängigen Perioden, Mit. Max-Planck-Institut für Aeronomie, Nr. **21**, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York.

Siemon, B. (1991): Ein Interpretationsverfahren für induktiv schwach gekoppelte Leitfähigkeitsanomalien, dargestellt am Beispiel des Salzstockes Wesendorf im Gifhorner Trog, Diss. Universität Göttingen.

Slankis, J.A., Telford, W.M., Becker, A. (1972): 8-Hz telluric and magnetotelluric prospecting, Geophysics, Vol. **37**, 862-878.

Smith, T. & Booker, J.R. (1991): Rapid Inversion of Two- and Three-Dimensional Magnetotelluric Data, J. Geophys. Res., Vol. **96**, No. B3, 3905-3922.

Sommerfeld, A. (1978): Partielle Differentialgleichungen der Physik, Nachdruck der 6. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Frankfurt a. Main.

Sonntag, C. & Christmann, D. (1987): Groundwater evaporation from East-Saharian depressions by means of deuterium and oxygen-18 in soil moisture, in: Research in Egypt and Sudan (eds. E. Klitzsch & E. Schrank), Berliner geowiss. Abh. (A), **75.2**, 385-396, Berlin.

Spitz, S. (1985): The magnetotelluric impedance tensor properties with respect to rotations, Geophysics, Vol. **50**, No. 10, 1610-1617.

Spitzer, K. (1991): Ein triaxiales Magnetometer zur fortlaufenden Registrierung erdmagnetischer Variationen in tiefen Bohrungen - erste Erprobung in der Vorbohrung des Kontinentalen Tiefbohrprogramms, Diss. Universität Göttingen.

Srivastava, S.P. (1965): Method of Interpretation of Magnetotelluric Data when the Source Field is considered, J. Geophys. Res., **70**, No. 4, 945-954.

Sternberg, B.K., Washburne, J.C. & Pellerin, L. (1988): Correction for the static shift in magnetotelluric using transient electromagnetic soundings, Geophysics, Vol. **53**, No 11, 1459-1468.

Steveling, E. (1984): Magnetotellurische Langzeitregistrierungen in Deppoldshausen bei Göttingen, Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Grafrath, published in: Developments in Geophys. Expl. Methods-5, Applied Science Publ., Univ. of Toronto.

Steveling, E., Spitzer, M. & Leven, M. (1990): Messungen mit dem Göttinger Bohrlochmagnetometer zur vertikalen Gradientensondierung in der KTB-Oberpfalz Vorbohrung, Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschun, Hornburg, 373-384.

Strangway, D.W., Swift, C.M. & Holmer, R.C. (1973): The Application of Audio-frequency Magnetotellurics (AMT) to Mineral Exploration, Geophysics, Vol. **38**, No. 6, 1159-1175.

Strangway, D.W. (1975): Audiofrequency Magnetotelluric (AMT) sounding, publ. in "Developments in Geophys. Expl. Methods", Applied Science Publ., Univ. of Toronto.

Sule, P.O. & Hutton, V.R.S. (1986) : A broad-band magnetotelluric study in southeastern Scotland. Data acquisition, analysis and one-dimensional modelling, Annales Geophysicae, **4**, B, 2, 145-156.

Sumner, J.S. (1976): Principles of Induced Polarization for Geophysical Exploration, Elsevier, Amsterdam-Oxford-New York.

Sutarno, D. & Vozoff, K. (1991): Phase-smoothed robust M-estimation of magnetotelluric impedance functions, Geophysics, Vol. **56**, No. 12, 1999-2007.

Telford, W.M. (1977) : Characteristics of audio and sub-audio telluric signals, Geophys. Prosp., **25**, 321-333.

Telford, W.M., Geldart, L.P. & Sheriff, R.E. (1990): Applied Geophysics, 2nd edition, Cambridge University Press, Cambridge.

Teufel, U. (1986): Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in der Erdkruste unter dem Schwarzwald, ein Beispiel für Möglichkeiten und Grenzen der Interpretation von Audio-Magnetotellurik, Magnetotellurik, Erdmagnetischer Tiefensondierung, Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München.

Tezkan, B. (1986): Erdmagnetische und magnetotellurische Untersuchungen auf den hochohmigen Kristallinstrukturen des Hochschwarzwaldes und des Bayerischen Waldes bei Passau, Diss. Univ. Göttingen.

Tezkan, B. (1988): Electromagnetic sounding experiments in the Schwarzwald central gneiss massif, J. Geophys., **62**, 109-118.

Thorweihe, U., Wycisk, P., Sonntag, C, Schulz-Bödeker, K.-U., Radic, T. & Brasse, H. (1990): Studies on Aquifer Properties in the Dongola Area, Berliner Geowiss. Abh. (A), **120.1** (eds. E. Klitzsch & E.Schrank), Berlin.

Tietze, U. & Schenk, C. (1985): Halbleiter-Schaltungstechnik, 7. Aufl., Springer-Verlag, Berlin.

Tikhonov, A.N. (1950): On determining electrical characteristics of the deep layers of Earth's crust (in Russian), Dokl. Akad. Nauk. SSSR **73**, 295-297.

Ting, S.C. & Hohmann, G.W. (1981): Integral equation modeling of three-dimensional magnetotelluric response, Geophysics, Vol. **46**, No. 2, 182-197.

Torres-Verdin, C. & Bostick, F.X. (1992): Principles of spatial surface electric field filtering in magnetotellurics: Electromagnetic array profiling (EMAP), Geophysics, Vol. **57**, No. 4, 603-622.

Tran, A. & Polk, C. (1979): Schumann resonances and electrical conductivity of the atmosphere and lower ionosphere- 1. Effects of conductivity at various altitudes on resonance frequencies and attenuation, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. **41**, 1241-1248.

Travassos, J.M. & Beamish, D. (1988): Magnetotelluric data processing - a case study, Geophys. J., **93**, 377-391.

Tzanis, A. & Beamish, D. (1986): Time domain polarization analysis of Schumann resonance waveforms, J. Atmos. Terr. Phys., Vol. **49**, No. 3, 217-229.

Tzanis, A. & Beamish, D. (1986): Observations of the polarization properties of sferic waveforms, GRG Internal Report 86/13, British Geological Survey, Edinburgh.

Tzanis, A. & Beamish, D. (1987): Audiomagnetotelluric sounding using the Schumann resonances, J. Geoph., **61**, 97-109.

Uman, M.A. (1969): Lightning, McGraw-Hill, New York.

Uman, M.A. (1987): The lightning discharge, Academic Press, Orlando.

Vail, J.R. (1985): Alkaline ring complexes in Sudan, Journal of African Earth Sciences, Vol. **3**, No. 1/2, 51-59.

Voelker, H. (1962): Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen, Diss. Universität Göttingen.

Volbers, R. (1986): Einzeleffektauswertung, Statistische Frequenzanalyse und Remote-Reference-Technik: Ein Vergleich an verschieden stark gestörten Magnetotellurik-Daten eines Profils vom Münsterland zum Ostsauerland, Dipl.-Arbeit Institut für Geophysik, Univ. Münster.

Volbers, R. (1990): Magnetotellurik und erdmagnetische Tiefensondierung entlang des reflexionsseismischen Profils DEKORP 2-Nord, Diss. Universität Münster.

Volland, H. (1967): Die Ausbreitung langer Wellen, Vieweg, Braunschweig.

Volland, H. (1984): Atmospheric electrodynamics, Springer-Verlag, Berlin.

Vozoff, K. (1972): The Magnetotelluric Method in the Exploration of Sedimentary Basins, Geophysics, Vol. **37**, No. 1, 98-141.

Vozoff, K. & Jupp, D.L.B. (1975): Joint Inversion of Geophysical Data, Geophys. J. R. astr. Soc., **42**, 977-991.

Vozoff, K., (1980): Electromagnetic Methods in Applied Geophysics, Geophys. Surveys **4**, 9-29.

Vozoff, K. (1982): On state of the art of magnetotelluric methods, Proceedings of the International Symposium on Applied Geophysics in Tropical Regions, Belem-Brazil, (eds. J.S. Lourenco and L. Rijo), Brazilian Geophysical Society (SBGf).

Wagenitz, V. (1982): Tellurisch-magnetotellurische Untersuchungen zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit in der oberen Kruste im Bereich der Anomalie von Bramsche und des niedersächsischen Tektogens, Diss. Univ. Münster.

Wait, J.R. (1953): Propagation of radio waves over a stratified ground, Geophysics, Vol. **18**, 416-422.

Wait, J.R. (1954): On the relation between telluric currents and the earth's magnetic field, Geophysics, **19**, 281-289.

Wait, J.R. (1962): Theory of Magneto-Telluric Fields, J. of the National Bureau of Standards-D, Radio Propagation, **66D**, 509-541.

Wait, J.R. (1972): Electromagnetic Waves in Stratified Media, 2nd ed., Pergamon Press, Elmsford, N.Y.

Wannamaker, P.E., Stodt, J.A. & Rijo, L. (1986): Two-dimensional topographic responses in magnetotelluric models using finite elements, Geophysics, Vol. **51**, No. 11, 2131-2144.

Wannamaker, P.E., Stodt, J.A. & Rijo, L. (1987): A stable finite element solution for two-dimensional modelling, Geophys. J. R. astr. Soc., **88**, 277-296.

Ward, S.H. (1959): AFMAG - airborne and ground, Geophysics, **24**, 761-789.

Ward, S.H. (1983): Controlled Source Electrical Methods for Deep Exploration, Geophys. Surveys, **6**, 137-152.

Ward, S.H. & Hohmann, G.W. (1988): Electromagnetic Theory for Geophysical Applications, in: Investigations in Geophysics, Vol. 3 (ed. M.N. Nabighian), Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, Oklahoma.

Weaver, J.T. (1973): Induction in a Layered Plane Earth by uniform and non-uniform sources, Phys. Earth Planet. Int., **7**, 266-281.

Weaver, J.T. & Brewitt-Taylor, C.R. (1978): Improved boundary conditions for the numerical solution of E-polarization problems in geomagnetic induction, Geophys. J. R. astr. Soc., **54**, 309-317.

Weaver, J.T., Le Quang, B.V. & Fischer, G. (1985/86): A comparison of analytical and numerical results for a 2-D control model in electromagnetic induction
- I. B-polarization calculations, Geophys. J. R. astr. Soc., **82**, 263-277.
- II. E-polarization calculations, Geophys. J. R. astr. Soc., **87**, 917-948.

Weaver, J.T. (1990): On the Addition of Induction Vectors, Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung (Hg. V. Haak & V. Homilius), Hornburg.

Weidelt, P. (1972): The inverse problem of geomagnetic induction, Zeitschrift für Geophysik, Band **38**, 257-289.

Weidelt, P. (1975): Electromagnetic induction in three-dimensional structures, J. Geophys., **41**, 85-109.

Weidelt, P., Müller, W., Losecke, W. & Knödel, K. (1980): Die Bostick-Transformation, Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Berlin-Lichtenrade, 227-229.

Wiese, H. (1962): Geomagnetische Tiefentellurik Teil II: Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetischen Variationen, Pageoph., **52**, 83-103.

Wight, D.E. (1980): Cascade Decimation - a Technique for Real Time Estimation of Power Spectra, Proc. IEEE Intern. Conference on Acoustic Speech and Signal Processing, 626-629.

Winter, H., Aulbach, E. & Stoll, J. (1988): Kupfer-Kupfersulfatsonden für Eigenpotential und magnetotellurische Messungen, Prot. Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Königstein/Taunaus, 349-350.

Word, D.R., Smith, H.W. & Bostick, F.X. (1971): Crustal Investigations by the Magnetotelluric Tensor Impedance Method, in: The Structure and Physical Properties of the Earth's Crust (ed. J.G. Heacock), Geophysical Monograph 14, Am. Geophys. Union, Washington, D.C.

Zhang, P., Roberts, R.G. & Pedersen, L.B. (1987): Magnetotelluric Strike Rules, Geophysics, Vol. **52**, No. 3, 267-278.

Glossar

Alle Maßeinheiten sind im SI-System angegeben.
Vektoren sind einfach, Tensoren (Matrizen) doppelt unterstrichen.
Zeitangaben beziehen sich - bis auf einige Angaben in Kap. 3 - immer auf die jeweilige Lokalzeit des Meßgebietes, für die Ostsahara somit UT + 2 Stunden.
Wenn nicht ausdrücklich anders erwähnt, wird ein kartesisches Koordinatensystem (x, y, z) verwendet, wobei $\underline{x}$ positiv nach Norden, $\underline{y}$ nach Osten und $\underline{z}$ nach unten weist.

$\hat{\underline{x}}$, $\hat{\underline{y}}$, $\hat{\underline{z}}$, $\hat{\underline{r}}$	Einheitsvektoren
r, ϑ, φ	Kugelkoordinaten
$\underline{B} = (B_x, B_y, B_z)$	Magnetische Induktionsflußdichte [nT = 10^{-9} Vs/m^2]
$\underline{E} = (E_x, E_y, (E_z))$	Elektrische Feldstärke [mV/km = 10^{-6} V/m]
$\underline{H}$	Magnetische Feldstärke [A/m]
$\underline{D}$	Verschiebungsdichte [As/m^2]
σ	Elektrische Leitfähigkeit [S/m]
τ	Integrierte Leitfähigkeit, Leitwert [S = mho]
$\rho = 1/\sigma$	Spezifischer Widerstand [Ωm]
ρ_a	Scheinbarer spezifischer Widerstand [Ωm]
J	Elektrische Stromdichte [A/m^2]
μ_o	Induktionskonstante (= 1.2566×10^{-6} Vs/Am)
μ	Relative Permeabilität
ε_o	Influenzkonstante (= 8.8542×10^{-12} As/Vm)
ε	Relative Dielektrizität
c_o	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ($\approx 3 \times 10^8$ m/s)
ζ	Impedanz in der elektromagnetischen Wellentheorie: $\zeta = E/H$ [Ω]
$\underline{\underline{Z}}$, Z	Impedanztensor, Impedanz der Magnetotellurik: $Z = E/B$ [(mV/km)/nT = 10^3 m/s]
Z_{xy}, Z_{xx}, Z_{yx}, Z_{yy}	Elemente von $\underline{\underline{Z}}$
$\varphi = \arg(Z)$	Phase der Impedanz
$\underline{\underline{T}}$	Rotationsmatrix
α	Rotationswinkel
x', y'	Rotierte Koordinaten
$\underline{e}_x$, $\underline{e}_y$	Tellurische Vektoren
T	Periodenlänge [s]
$\omega = 2\pi/T$	Kreisfrequenz [Hz]
$f = \omega/2\pi$	Frequenz [Hz]
λ	Wellenlänge [m]

k, ν	Wellenzahl [1/m]
δ	Skintiefe [m]
$\underline{\Pi}$	Hertzscher Vektor
$C = Z/i\omega$	induktive Skalenlänge
$z^* = \mathrm{Re}\ C$	Schwerpunktstiefe der induzierten Ströme
ρ^*	modifizierter scheinbarer spez. Widerstand
$\underline{\underline{W}}$	Übertragungsfunktion ($\underline{B}_{lokal} = \underline{\underline{W}}\ \underline{B}_{basis}$)
T_x, T_y	Übertragungsfunktionen B_x, $B_y \rightarrow B_z$
γ	Kohärenz
γ_p	Vorhersagekohärenz
B_x^*	Konjugiert Komplex zu B_x
$\underline{\underline{A}}^T$	Transponierte der Matrix $\underline{\underline{A}}$
ULF	"ultra low frequency", $f < 3$ Hz
ELF	"extremely low frequency", ≈ 3 Hz $< f < 3$ kHz
VLF	"very low frequency", 3 kHz $< f <$ 30 kHz
DWL	Dynamischer Wasserspiegel
SWL	Statischer Wasserspiegel
R	Reflexionsfaktor (Kap. 4: Ohmscher Widerstand)
ϑ	Reflexionswinkel im Wellenleiter
$\underline{\underline{R}}$	Reflexionsmatrix (Kap. 7: Korrelationsmatrix)
B-Pol., E-Pol.	B-Polarisation, E-Polarisation
$\underline{P}$	Realpfeil
$\underline{Q}$	Imaginärpfeil
TM, TE	Transversal-magnetisch, transversal-elektrisch
$\langle B_x B_x^* \rangle = \sum_{i=1}^{n} B_{xi} B_{xi}^*$	Summenkonvention

Deutsche Übersetzung einiger der im Text vorkommenden arabischen Begriffe:

Jebel - Berg, Gebirge

Bir - Brunnen

Wadi - Trockental

Goz (auch Qoz) - Altdüne

Barchan - Sicheldüne, Wanderdüne

Danksagung

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. H. Burkhardt, der die Audiomagnetotellurik am Institut für Angewandte Geophysik initiiert und diese Arbeit stets unterstützt und kritisch gefördert hat.

Prof. Dr. U. Schmucker danke ich dafür, daß er auch nach meinem Weggang aus Göttingen immer ein Ansprechpartner geblieben ist und als Berichter für diese Arbeit zur Verfügung stand. Seine Ideen und kritischen Anmerkungen haben mir sehr geholfen.

Danken möchte ich auch Prof. Dr. J. Behrens, der während eines Brasilienaufenthaltes mein Interesse an einer Mitarbeit im Sonderforschungsbereich 69 geweckt hat.

Die Audiomagnetotellurik wurde - begleitend zu dieser Arbeit - als neues Arbeitsgebiet am Institut für Angewandte Geophysik aufgebaut. Dies wäre ohne die Hilfe zahlreicher Kollegen gar nicht möglich gewesen. Insbesondere die Durchführung der sehr aufwendigen Meßkampagnen in der Ostsahara erforderte von allen Beteiligten einen hohen Einsatz unter oftmals schwierigen Bedingungen. Dazu gehörten vor allem die studentischen Hilfskräfte des Teilprojekts "Geophysik" im Sonderforschungsbereich 69. Ihnen sei ebenso gedankt wie den Kollegen von der Geological Research Authority of the Sudan (GRAS) und der General Petroleum Company of Egypt (GPC), die wesentlich zum Gelingen der Expeditionen in die Wüste beitrugen. T. Radic und K. Schuster danke ich für die vielen fruchtbaren Diskussionen, R. Fiedler-Volmer für die geologische Unterstützung im Gelände.

Mein besonderer Dank gilt Dr. P.-A. Schnegg vom Observatoire Cantonal de Neuchâtel, auf den die Konzeption der Audiomagnetotellurik-Apparaturen zurückgeht und der stets hilfreich bei den mannigfach auftretenden Problemen zur Seite stand.

Dank gebührt auch den früheren Studenten F. Leonhardt, U. Kalberkamp, Th. Schulte, C. Krokowski und H. Schütt, die stets einsatzfreudig die Meßkampagnen begleiteten und mit ihren Diplom-Arbeiten einen wesentlichen Anteil an der Weiterentwicklung der Methode am Institut für Angewandte Geophysik hatten.

Bei V. Rath von der FU Berlin bedanke ich mich für die Implementation des 2D-Programms, bei Dr. A. Junge (Univ. Göttingen), der auch diese Arbeit korrekturgelesen hat, für die Überlassung seines Programms zur robusten Schätzung der MT-Parameter. Dr. G. Clerc stellte mir die Einrichtungen am Centre Geophysique Garchy (Frankreich) zur Kalibrierung der Magnetometer zur Verfügung. Die Eichung der Verstärker erfolgte am Institut für Geophysik der TU Braunschweig; die Möglichkeit dazu gaben mir C. Drews und H.M. Maurer. O. Ritter baute den Analogteil der Referenzstation zusammen.

Last but not least bedanke ich mich für die konstruktive Zusammenarbeit bei M. Schmarsow und U. Schenkluhn, die die vielen anfallenden, mitunter diffizilen, mechanischen Arbeiten in der Werkstatt des Instituts durchführten. E. Susin und B. Troschke fertigten einige der Zeichnungen an. U. Cramer danke ich für die Hilfestellung bei den Verwaltungsaufgaben.

Die Arbeit wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 69 "Geowissenschaftliche Probleme in ariden Gebieten", gefördert von der Deutschen Forschungsgemeinschaft, durchgeführt.

Lebenslauf

1.6.1953	geboren in Iserlohn (Nordrhein-Westfalen) als Sohn von Walter Brasse und Johanna Brasse, geb. Heimann
1960-64	Volksschule Hennen, Kreis Iserlohn
1964-71	Märkisches Gymnasium Iserlohn
Mai 1971	Abitur
1973-77	Studium der Physik an der Universität Marburg
März 1976	Vordiplom
1977-81	Studium der Physik an der Universität Göttingen
Nov. 1981	Diplom-Prüfung in Physik
1982	Hospitation im GTZ-Projekt "Universitätskooperation Universidade Federal do Para/Technische Universität Berlin" am Nucleo de Ciencias Geofisicas e Geologicas in Belem, Brasilien
1982-83	Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Forschungsprojekt "Einfluß erdmagnetischer Variationen auf den kathodischen Schutz von Gasleitungen" bei der Ruhrgas AG, Essen
seit 11.7.1984	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Geophysik der Technischen Universität Berlin im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 69 "Geowissenschaftliche Probleme in ariden Gebieten", Teilprojekt Geophysik
seit Nov. 1990	Mitarbeit im GTZ-Projekt "Das polymetallische Erzpotential des Haya-Terrane (Red Sea Hills, Sudan) - metallogenetische Studien und verwandte Explorationskriterien", Teilbereich Elektromagnetik.