

B. FLUCHE

"Magnetotellurik und Tiefensondierung in der Hessischen Senke"

Im Rahmen meiner Diplomarbeit habe ich im Jahre 1981 entlang eines 100 km langen Profils an sieben Stationen Messungen des erd-elektrischen und erdmagnetischen Feldes durchgeführt. Die genauen Standorte und Bezeichnungen dieser Stationen zeigt Abb.1:

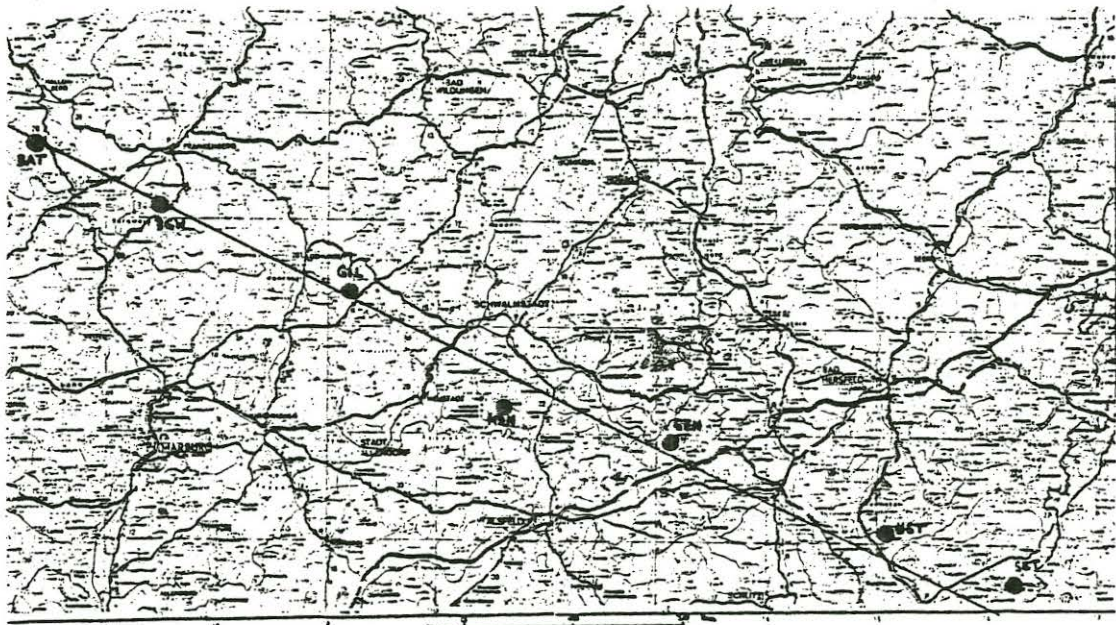


Abb.1: Meßprofil in der Hessischen Senke

Zur Geologie an den einzelnen Stationen:

- BAT: Liegt am Ostrand des Sauerlands, Vorkommen von Tonschiefer und Grauwacke mit Einschlüssen von Zechstein (Karbon)
- BGW-UST: Vorkommen von Sand- und Tonstein sowie Konglom. (Trias)
Bei MZH größeres Gebiet von LÖB und LÖBLEHM (Quartär)
außerdem vulkanische Einsprengsel (Basalt, wahrsch. Ausläufer vom Vogelsberg)
- SET: Liegt in der Rhön, Vorkommen von Kalk-, Mergel- und Sandstein, außerdem Tonstein und Quarzit (Trias), wenige Basalteinsprengsel.

Das erdmagnetische Feld wurde mit Induktionsmagnetometern und Fluxgates registriert, davon wurden Pulsationen im Periodenbereich zwischen 12s und 600s und Variationen mit Perioden von 12 min bis 5 h ausgewertet. Das elektrische Feld wurde an allen Stationen und für alle Perioden mit FILLOUX'schen Ag-AgCl-Sonden und tellurischen Verstärkern registriert.

Aufgezeichnet wurde mit einer digitalen Kassettenaufzeichnungsapparatur KAP (RICHARDS et al., 1980). Die Taktrate Δt betrug bei der Aufzeichnung von Pulsationen 4s, bei Variationen 30s. Pulsationen wurden bei allen Stationen registriert, Variationen nur bei BGW und SET.

Der erste Abschnitt der Meßkampagne von April bis Mai 1981 bestand aus Registrierungen an den Stationen BAT-MZH, da man hoffte, bereits entlang dieses Profils eine deutliche Änderung der Leitfähigkeitsstruktur des Untergrundes zu messen. Aus den Daten wurden Übertragungsfunktionen zwischen

- a) dem anomalen Vertikalfeld und dem normalen Horizontalfeld
 - b) dem anomalen und dem normalen Horizontalfeld
 - c) dem tellurischen und dem normalen Horizontalfeld
- nach dem Göttinger Analyseverfahren (SCHMUCKER, 1978) bestimmt:

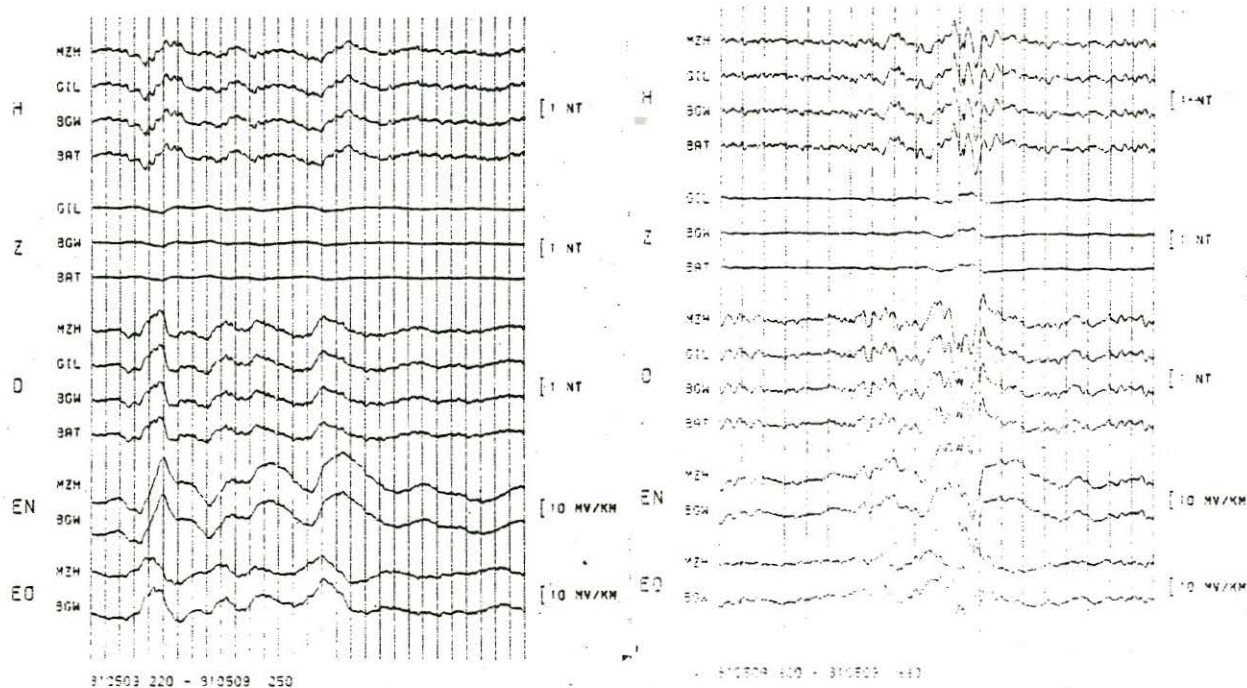


Abb.2: Zwei Effekte in B und E an den Stationen der Frühjahrskampagne

An den in Abb.2 gezeigten Effekten sieht man schon, daß sich die Stationen in Bezug auf das Magnetfeld kaum merklich unterscheiden. Allenfalls bei der D-Komponente läßt sich eine leichte Zunahme in Richtung Senkenmitte feststellen. Aus diesem Grunde wurde das Profil in südöstliche Richtung verlängert (Abb.1) und die Kampagne von Ende Juli bis Mitte September 1981 mit Messungen an den neuen Stationen GZN, UST und SET bei erneuter Mitregistrierung von MZH fortgesetzt.

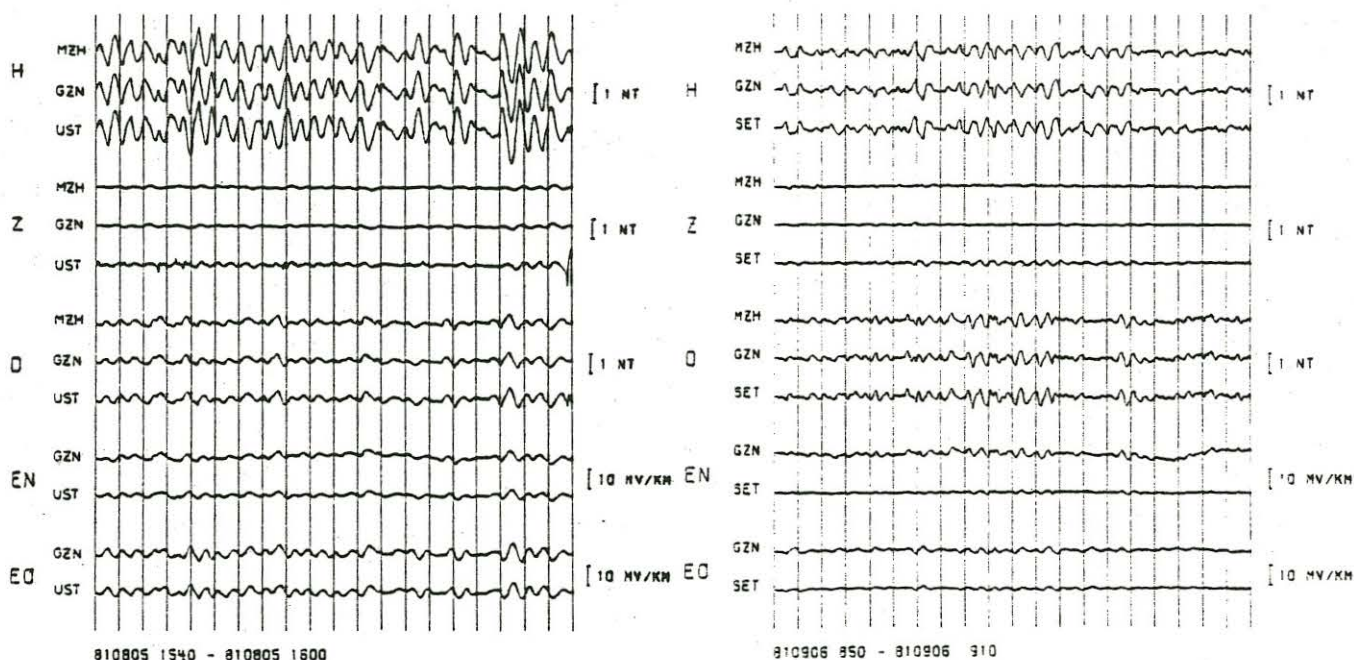


Abb.3: Zwei Effekte der Sommerkampagne

Interessanterweise zeigt sich in SE-Richtung eine merkliche Zunahme von H und Z sowie eine deutliche Abnahme des E-Feldes. Besonders deutlich wird dies, wenn man die Fluxgaterregistrierungen hinzunimmt. Sie zeigen an den beiden Stationen für best. Perioden einen gegenphasigen Verlauf von Z: (siehe Abb.4)

Bei den Pulsationsregistrierungen wurde MZH als Normalstation gewählt und damit die Übertragungsfunktionen zwischen dem normalen und dem anomalen Magnetfeld nach dem SCHMUCKERSchen Analyseverfahren bestimmt. Dazu einige Betrachtungen:

Der eben erwähnte Zusammenhang läßt sich ausdrücken:

$$\begin{pmatrix} H_a \\ D_a \\ Z_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_H & h_D \\ d_H & d_D \\ z_H & z_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_n \\ D_n \end{pmatrix} \quad (1) \quad \underline{B}_a = \underline{B} - \underline{B}_n$$

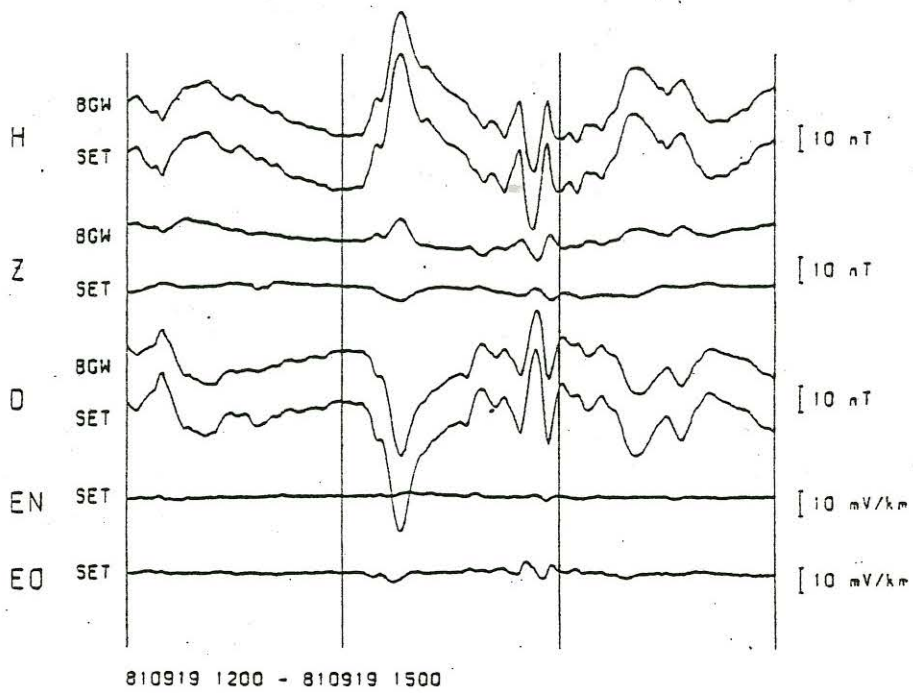
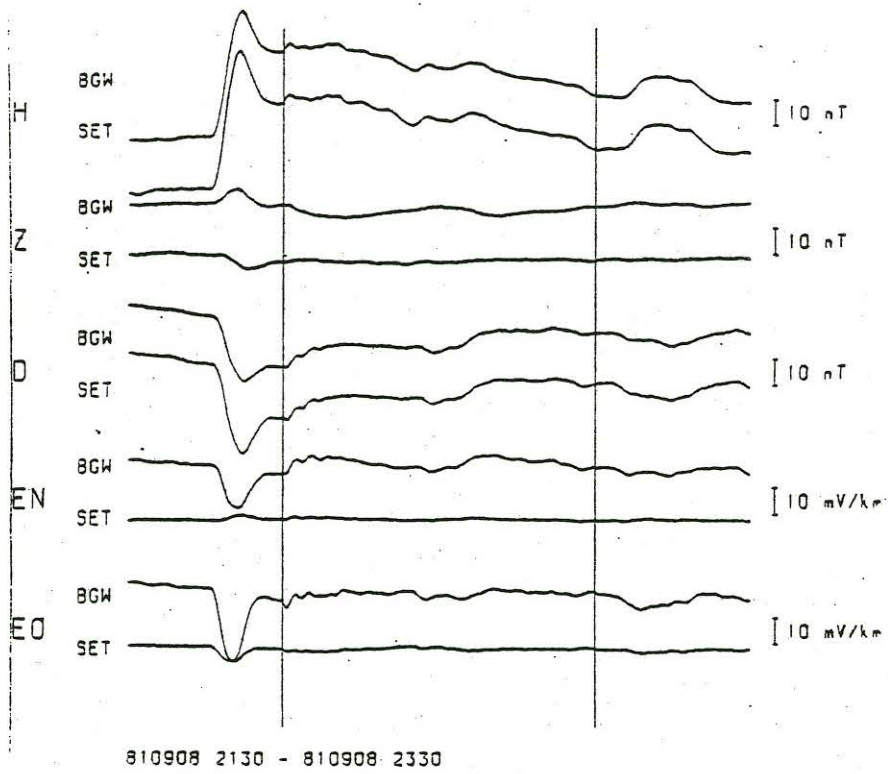
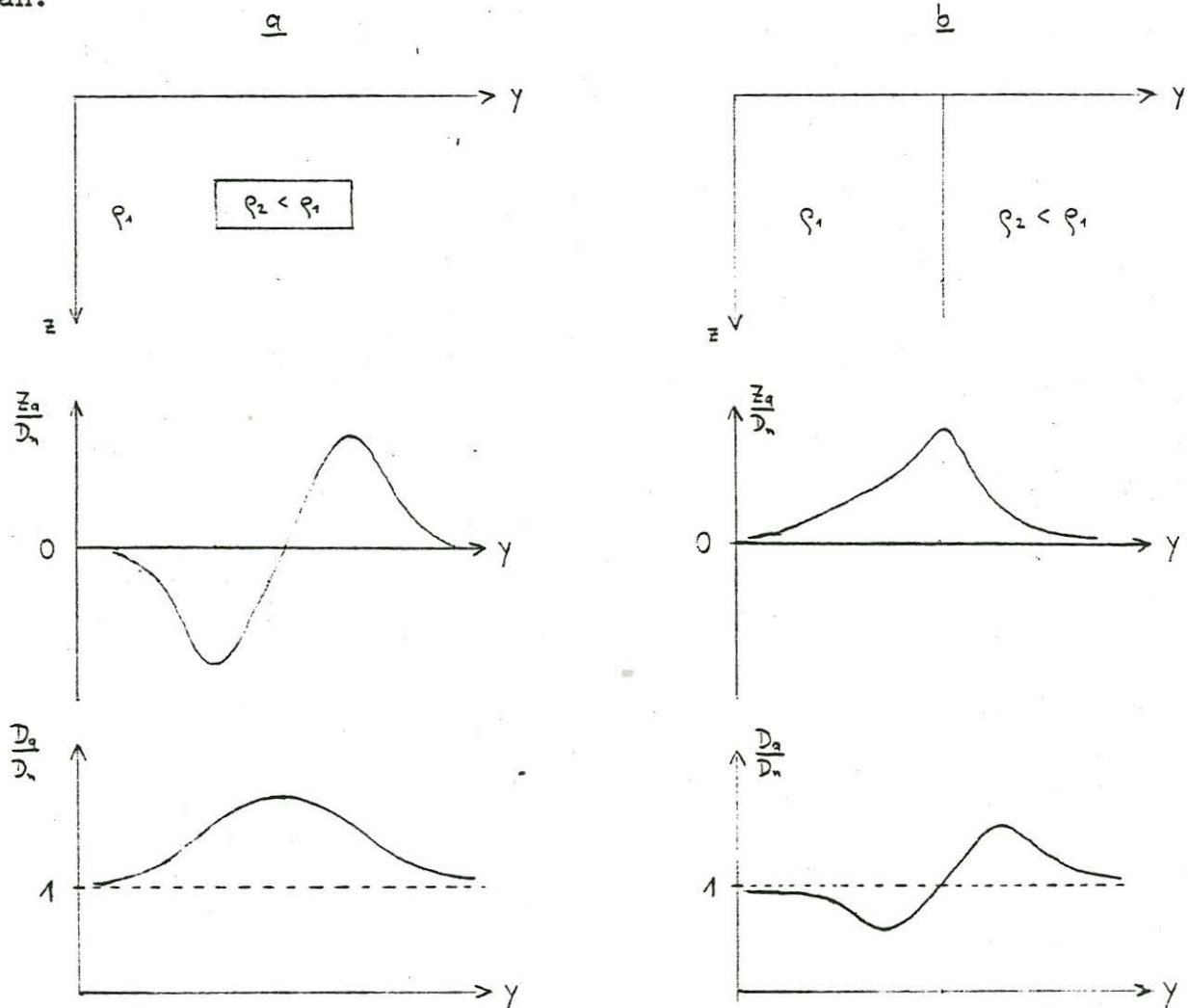


Abb.4: Zwei Fluxgate-Effekte

Dies soll an zwei Beispielen erläutert werden. Für einen homogenen Halbraum bzw. einen geschichteten Leiter, wo der spez. Widerstand ρ nur von der Tiefe z abhängt, ändert sich das Magnetfeld, auf eine Referenzstation bezogen, nicht. So ist (1) für zwei- bzw. dreidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen von Bedeutung. Nehmen wir an, wir hätten einen langgestreckten guten Leiter in NS-Richtung innerhalb eines schlecht leitenden Mediums. Im zweiten Fall nehmen wir eine ebenfalls in NS-Richtung verlaufende Leitfähigkeitsgrenze an.



Das bedeutet, daß bei (1) nur d_D und z_D von Null verschieden sind. Für das anomale Horizontalfeld gilt:

$$\begin{pmatrix} H_a \\ D_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_H & h_D \\ d_H & d_D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_n \\ D_n \end{pmatrix} \quad (1a)$$

Fällt die Streichrichtung nicht mit der NS- bzw. EW-Richtung zusammen, so verschwindet keines der Elemente des sog. Perturbations-tensors. Im 2-D-Fall lassen sich durch Rotation des Perturbations-tensors alle Elemente bis auf eines der Hauptdiagonalelemente zum Verschwinden bringen. Darüber später mehr!

Außerdem wurden an jeder Station die Impedanztensoren bestimmt, die gegeben sind durch:

$$\begin{pmatrix} E_N \\ E_O \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_n \\ D_n \end{pmatrix} \quad (2)$$

Abb.5 und 6 zeigen für die drei ausgewählten Perioden 5 min, 60s und 20s den Verlauf von (1) und (2) entlang des Profils:

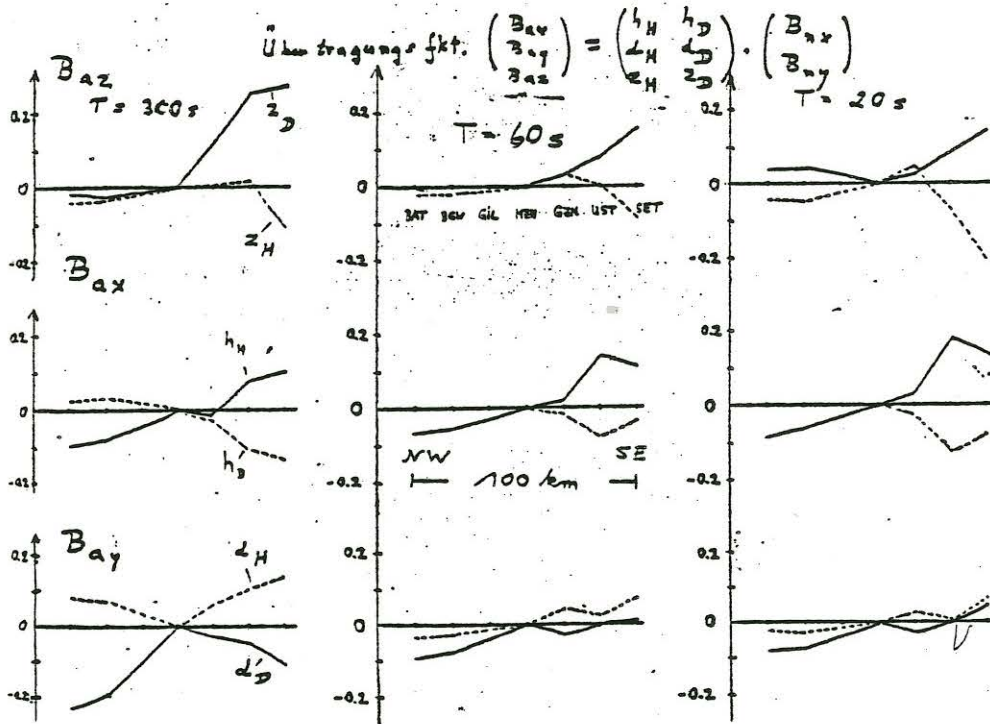


Abb.5: Verlauf des anomalen Magnetfeldes

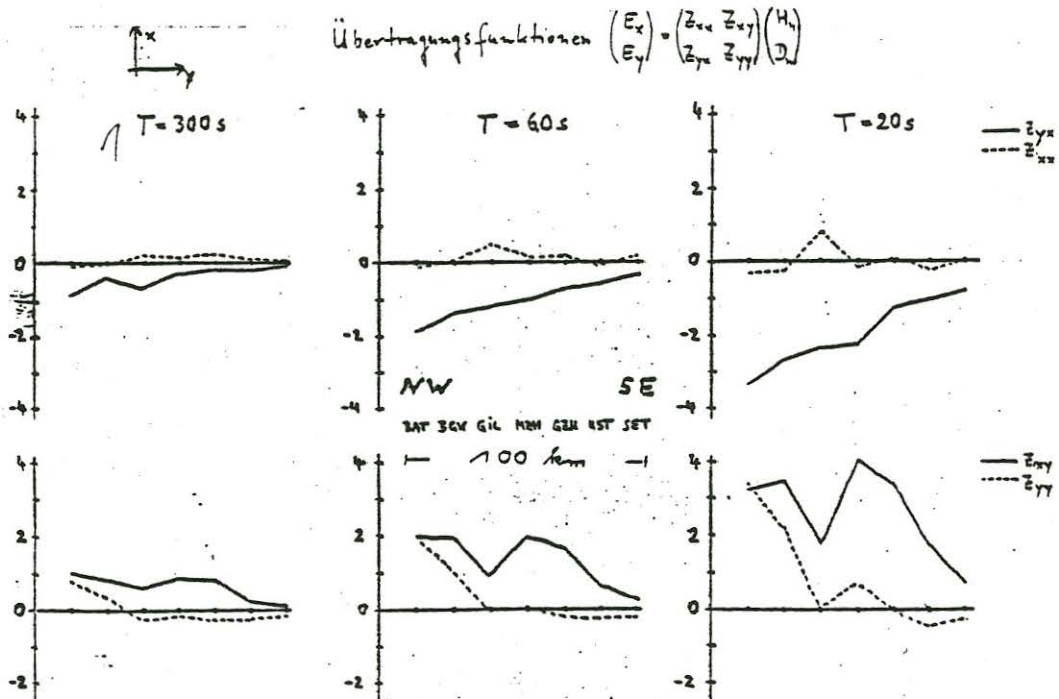


Abb.6: Verlauf der tellurischen Impedanz

Mit Z_{xy} und Z_{yx} wurde eine eindimensionale Inversion nach dem SCHMUCKERSchen ψ -Algorithmus durchgeführt. Abb.7 zeigt für einen angenommenen 3-Schichten-Fall die ermittelten spez. Widerstände ρ als Funktion der Tiefe z . Interessant ist, daß man einen guten Leiter im Untergrund unter einer relativ schlecht leitenden ersten Schicht sowohl für die H-Polarisation als auch für die E-Polarisation findet. (siehe Abb.7)

Abschließend wurde versucht, die gemessenen Daten mit Hilfe eines zweidimensionalen Modells zu reproduzieren. Dieser Versuch war trotz etlicher Versuche erfolglos. Zur vollständigen Interpretation ist eine zweidimensionale Leitfähigkeitsstruktur, wie man sie in einem Graben erwartet, nicht ausreichend. Da außerdem das elektrische Feld wahrscheinlich lokalen Verzerrungen unterworfen war, waren die nach dem SWIFT-Kriterium errechneten Winkel für eine Vorzugsrichtung sicher irreführend. Abb.8 zeigt einen Versuch, die gemessenen Daten zweidimensional zu interpretieren.

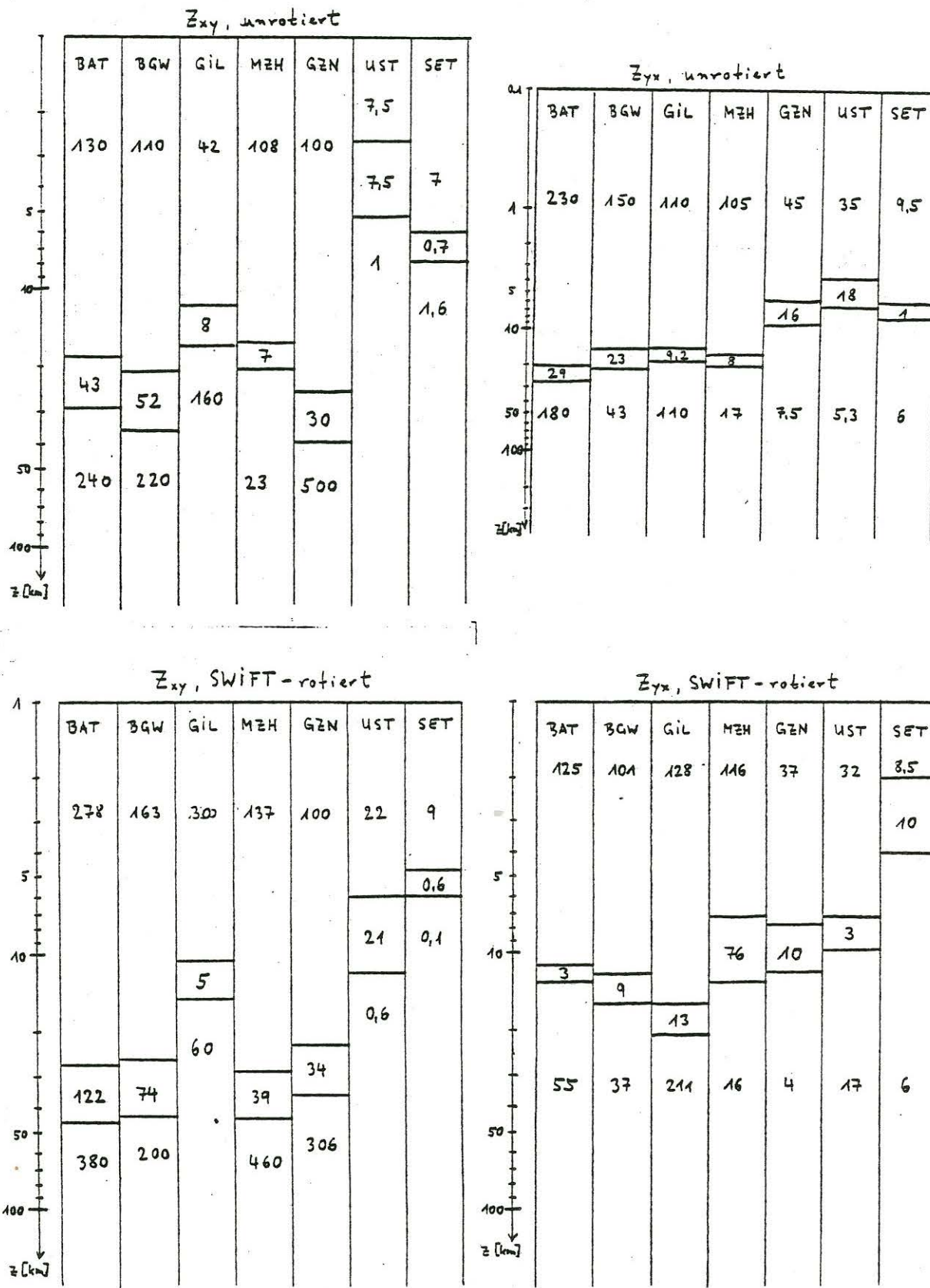


Abb.7: Eindimensionale Inversionsmodelle für H- und E-Polarisation
 Zahlen: spez. Widerstände in Ωm

2-D - Modell für Hessische Senke (angen. E-Polarisation)

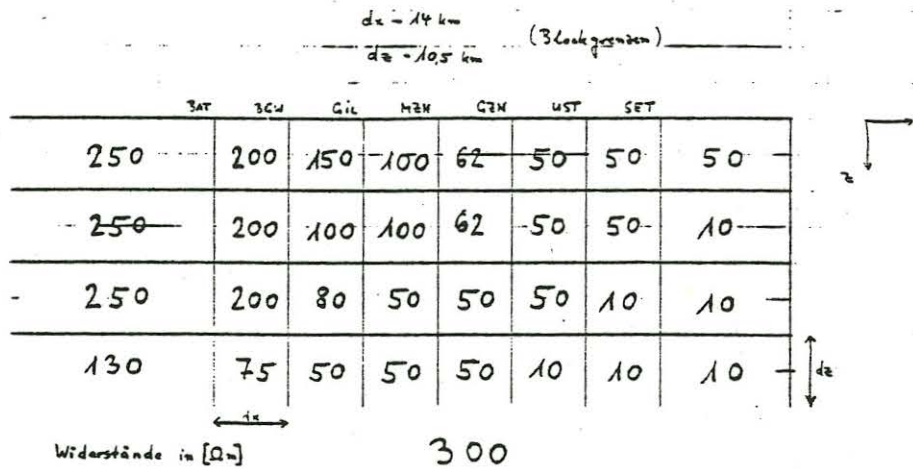


Abb.8: Versuchtes 2-D-Modell

Deshalb wurde ein neuer Weg beschritten, indem ein Kriterium entwickelt wurde, das die Brauchbarkeit von 2-D-Modellen allgemein und natürlich speziell für die Daten aus der Hessischen Senke testet. Dieses soll hier kurz vorgestellt werden:

Nach (1) bzw. (1a) läßt sich für zweidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen ein Winkel α so bestimmen, daß gilt:

$$\begin{pmatrix} H'_a \\ D'_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & d'_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H'_n \\ D'_n \end{pmatrix} \quad (3)$$

Dabei bezeichnet der Strich die Werte in rotierten Koordinaten (x', y') . Diese sind mit den Ausgangskordinaten (x, y) über die Rotationsmatrix \underline{T} verknüpft:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \underline{T} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \text{ mit } \underline{T} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (4)$$

Die Perturbationsmatrix \underline{W}' läßt sich also schreiben

$$\underline{W}' = \underline{T}^{-1} \cdot \underline{W} \cdot \underline{T} \quad (5)$$

Dabei bezeichnet \underline{W} die Perturbationsmatrix in unrotierten Koordinaten. Für die einzelnen Elemente der Matrix \underline{W} erhält man dann:

$$\begin{aligned}
 h'_H &= h_H \cos^2 \alpha + \cos \alpha \sin \alpha (h_D + d_H) + d_D \sin^2 \alpha \\
 d'_H &= d_H \cos^2 \alpha + \cos \alpha \sin \alpha (d_D - h_H) + h_D \sin^2 \alpha \\
 h'_D &= h_D \cos^2 \alpha + \cos \alpha \sin \alpha (d_D - h_H) + d_H \sin^2 \alpha \\
 d'_D &= d_D \cos^2 \alpha - \cos \alpha \sin \alpha (h_D + d_H) + h_H \sin^2 \alpha
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Diese Gleichungen benutzt man dazu, zwei Bedingungen zu formulieren, die für \underline{W}' im 2-D-Fall zutreffen. Diese sind im allgemeinen voneinander unabhängig und lauten (siehe (3)):

$$\begin{aligned}
 \text{a) } & |h'_D|^2 + |d'_H|^2 = \text{min.} \\
 \text{b) } & |h'_H| / |d'_D| = \text{extr.}
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Aus (7) lassen sich analytisch folgende Gleichungen ableiten die wie folgt aussehen:

$$\text{zu a) } \quad \text{tg } 4\alpha = \frac{S_2^* \cdot D_1 + S_2 \cdot D_1^*}{|D_1|^2 - |S_2|^2}
 \tag{8}$$

$$\text{zu b) } \quad A_0 + A_1 \cdot \text{tg} 2\alpha + A_2 \cdot \text{tg}^2 2\alpha - A_3 \text{tg}^3 2\alpha = 0$$

Aus Platzgründen sind hier nur die Endresultate angegeben. Interessenten für eine ausführliche Herleitung verweise ich auf meine Diplomarbeit (Erscheinen vorauss. Ende 1982). Kurze Skizzierung des Lösungsweges: Bildung von $\frac{\partial}{\partial \alpha} (7a, 7b) = 0$ und Umformen mit Hilfe von Additionstheoremen für trigonometrische Funktionen.

Die in (8) bez. Größen und Koeffizienten sind:

$$S_1 = h_H + d_D \quad S_2 = h_D + d_H
 \tag{8a}$$

$$D_1 = h_H - d_D \quad D_2 = h_D - d_H$$

sowie

$$\begin{aligned}
 A_0 &= A^* S_2 + S_2^* A \\
 A_1 &= B^* S_2 + S_2^* B - A^* D_1 - A D_1^* \\
 A_2 &= C^* S_2 + C S_2^* - B^* D_1 - B \cdot D_1^* \\
 A_3 &= C^* D_1 + C D_1^*
 \end{aligned}
 \tag{8b}$$

wobei

$$A = |d_D|^2 \cdot h_H + |h_H|^2 \cdot d_D$$

$$B = \frac{1}{2} \{ (|d_D|^2 - |h_H|^2) \cdot s_2 + d_D (h_H s_2^* + h_H^* s_2) - h_H (d_D s_2^* + d_D^* s_2) \} \quad (8c)$$

$$C = \frac{1}{4} \{ s_1 (|s_1|^2 + |s_2|^2) - s_2 (s_1^* s_2 + s_1 s_2^*) \}$$

Außerdem muß α für (7a) noch die Bedingung erfüllen:

$$(|D_1|^2 - |S_2|^2) \cos 4\alpha + (S_2^* D_1 + S_2 D_1^*) \sin 4\alpha > 0 \quad (9)$$

Je besser die nun aus (7a) + (7b) ermittelten Winkel α übereinstimmen, desto besser ist die Zweidimensionalität erfüllt. Daß dies nur bei den beiden westlichen Stationen für lange Perioden und bei SET für kurze Perioden der Fall ist, zeigt die folgende Abbildung 9:

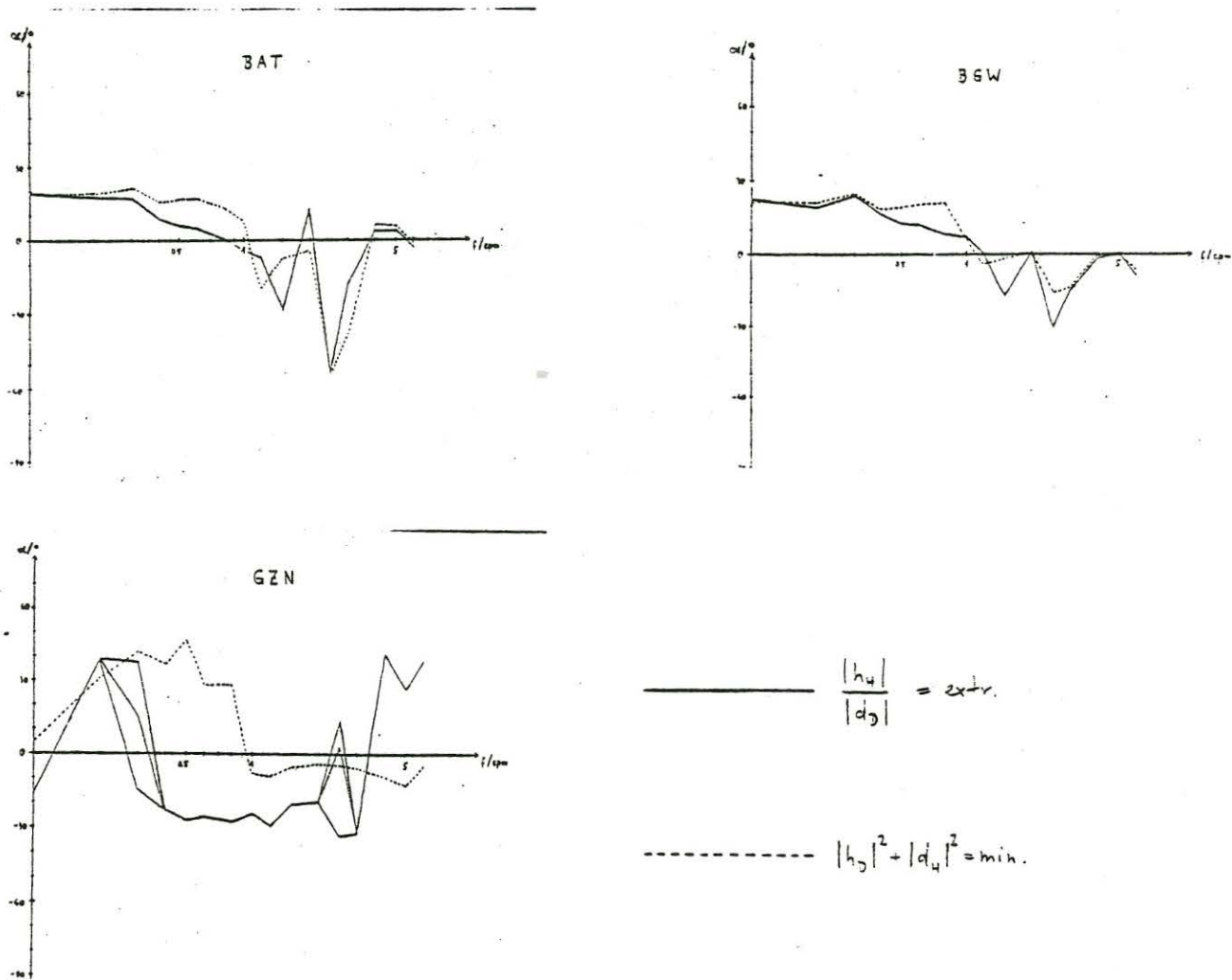
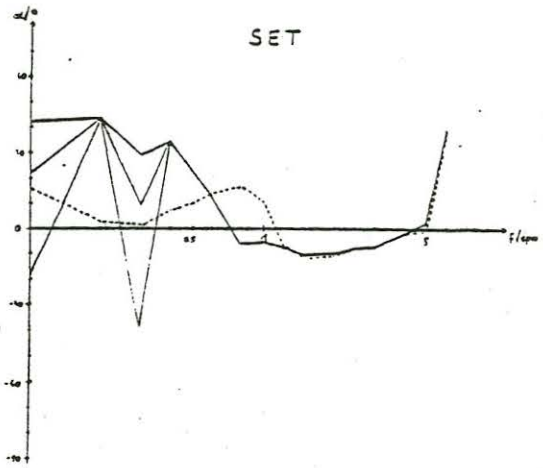
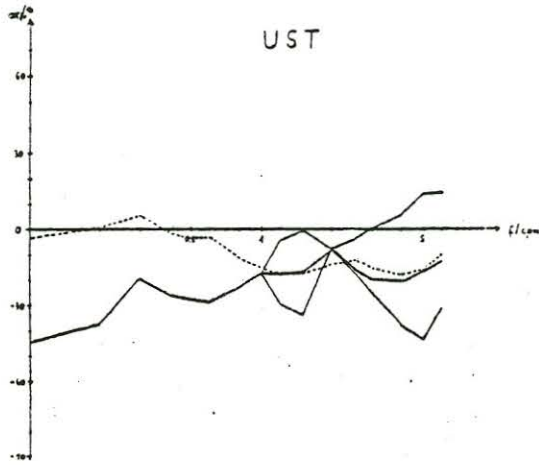


Abb.9: Auswertungsergebnisse für α



Fortsetzung der Abb.9

Analog zum elektrischen Feld kann man auch für das anomale magnetische Horizontalfeld einen Skewness-Koeffizienten S und eine Anisotropie A einführen. Dabei soll erfüllt sein

Struktur	S.	A	
1-D	≈ 0	≈ 1	$S = \frac{ D_2 }{ S_1 }$
2-D	≈ 0	$\neq 1$	$A = \frac{ h_H+1 }{ d_D+1 }$
3-D	deutl. > 0	$\neq 1$	

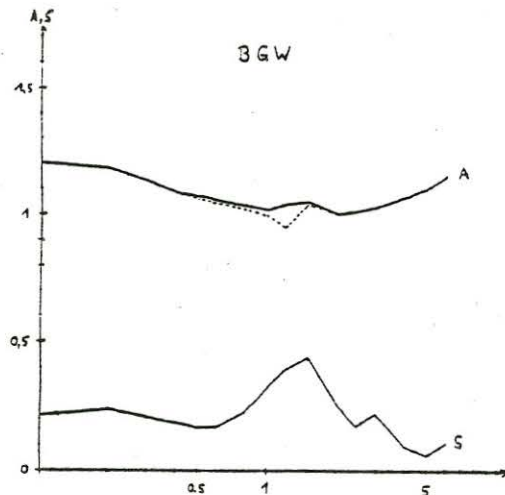
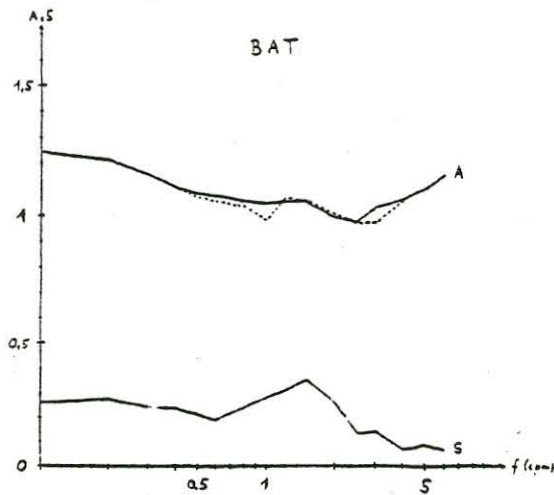
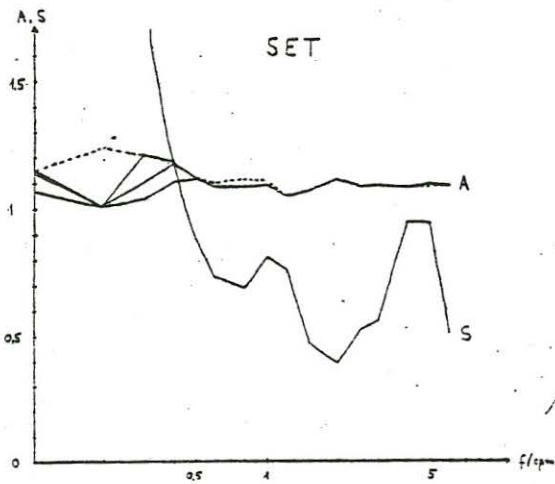
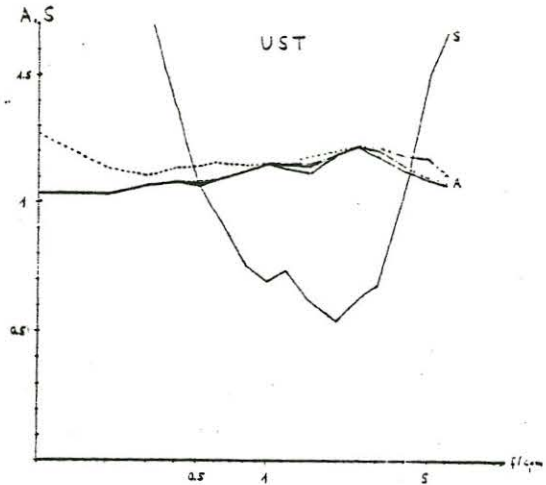
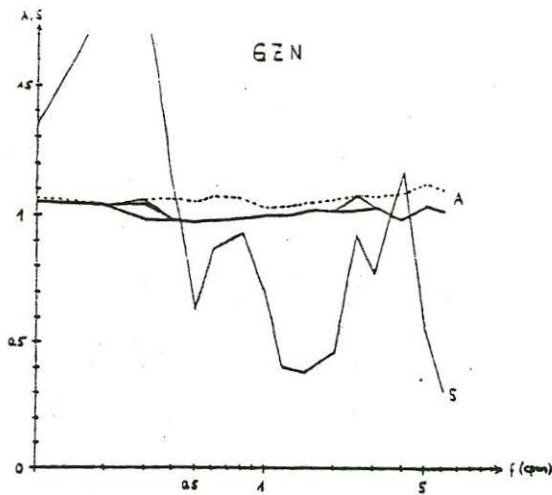


Abb. 10: S und A an allen Stationen



————— $\frac{|h_w|}{|d_y|} = \text{extr.}$

----- $|h_y|^2 + |d_y|^2 = \text{min.}$

Fortsetzung der Abb. 10

Zur Zeit wird noch versucht, weitere Aufschlüsse über die Leitfähigkeitsstruktur der Hessischen Senke mit Hilfe des bei E. STEVELING in diesem Band beschriebenen Entzerrungskriteriums zu gewinnen. Die Untersuchungen sollen demnächst abgeschlossen sein. Fest steht schon jetzt, daß eine 2-D-Interpretation nicht ausreicht, denn die Leitfähigkeitsstruktur ist mehr oder weniger dreidimensional. Sicherlich ist eine wenn auch nicht sehr deutlich ausgeprägte Grabenanomalie von NW nach SE vorhanden. Hinzu kommt offensichtlich aber besonders im südöstlichen Teil des Profils ein möglicherweise als Bogen verlaufender gute Leiter, der die Abnahme des E-Feldes und die hohe Skewness des anomalen H-Feldes erklärt.

Literatur:

Richards, M.L., U. Schmucker, E. Steveling und J. Watermann:

Schlußbericht zum Forschungsprogramm "Erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen im Gebiet des mitteleuropäischen Riftsystems". Kommission der Europäischen Gemeinschaften, 126-76 EGD/317-77-11 EGD, Brüssel, 1980.

Schmucker, U.: Auswertungsverfahren Göttingen. Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Neustadt/Weinstraße, 163-188, 1978.

Schmucker, U. und P. Weidelt: Electromagnetic Induction in the Earth, Lecture Notes, Aarhus, 1975.