

O.Krysiak

Tensorielle CSAMT

Zwei wesentliche Aufgabenstellungen zur Auswertung von CSAMT-Daten, die in der Oberpfalz im Rahmen der KTB-Umfelderkundung gewonnen wurden, waren zum einen die **Datenaufbereitung durch Tensorordnung (I)**, um stabilere ρ_s - und Phasenkurven zur 1D-Interpretation zu erhalten, und zum andern die **Analyse der Induktionspfeile (II)** zur örtlichen Zuordnung lateraler Inhomogenitäten.

I

Bedingt durch die Abstrahlcharakteristik eines horizontalen elektrischen Dipols über homogenem Grund (Abb.1) – die wichtigen Abhängigkeiten entsprechen denen des geschichteten Halbraumes –, ist die Güte einer Sondierungskurve von der Dipolanregung bezüglich des Empfangsortes abhängig. Um sowohl eine gute $\rho_{r\psi}$ - als auch $\rho_{\psi r}$ -Sondierungskurve zu erhalten, werden zwei orthogonale Dipolanregungen verwendet, die von den vier möglichen Meßkurven in der Regel zwei auswertbare Kurven liefern. Station 1 (Münchsgrün) als Beispiel zeigt (Abb.3) aufgrund ihrer Lage nördlich vom Dipol bei NS-Anregung eine gute $\rho_{r\psi}$ - und eine schlechte $\rho_{\psi r}$ -Komponente; bei EW-Anregung sieht es umgekehrt aus.

Komp.	Nahfeld	Fernfeld
E_r	$\frac{\hat{D}}{\pi R^3} \rho \cos \psi$	$\frac{\hat{D}}{2\pi R^3} \rho \cos \psi$
E_ψ	$\frac{\hat{D}}{2\pi R^3} \rho \sin \psi$	$\frac{\hat{D}}{\pi R^3} \rho \sin \psi$

Komp.	Nahfeld	Fernfeld
H_r	$-\frac{\hat{D}}{4\pi R^2} \sin \psi$	$-\frac{\hat{D}}{\pi R^3 \sqrt{i\omega\mu_0}} \sqrt{\rho} \sin \psi$
H_ψ	$\frac{\hat{D}}{4\pi R^2} \cos \psi$	$\frac{\hat{D}}{2\pi R^3 \sqrt{i\omega\mu_0}} \sqrt{\rho} \cos \psi$

R = Abstand Sender-Empfänger \hat{D} = Strommoment

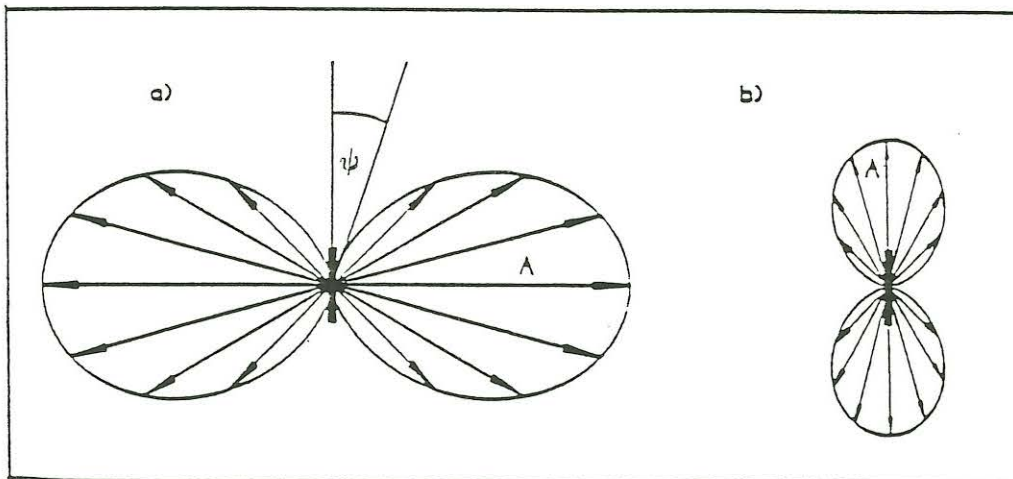


Abbildung 1: Abstrahlcharakteristik eines horizontalen elektrischen Dipols im Fernfeld: a) E_ψ -Komponente b) E_r -Komponente – darüber Tabelle der Komponenten

Eine bisher ungekoppelte Auswertung der Sondierungskurven begründete sich mit der Annahme der 1D-Struktur des Untergrundes, bei der die Hauptdiagonalelemente des Impedanztensors im

(r, ψ)-System verschwinden. Denn für zwei Dipole, die einen Winkel $\psi_1 - \psi_2$ bilden, gilt unter Verwendung von obiger Tabelle:

$$E_{r_1} = E_{r_0} \cos \psi_1 = Z_{rr} H_{r_0} \sin \psi_1 + Z_{r\psi} H_{\psi_0} \cos \psi_1 \quad (1)$$

$$E_{r_2} = E_{r_0} \cos \psi_2 = Z_{rr} H_{r_0} \sin \psi_2 + Z_{r\psi} H_{\psi_0} \cos \psi_2 \quad (2)$$

$$E_{\psi_1} = E_{\psi_0} \sin \psi_1 = Z_{\psi r} H_{r_0} \sin \psi_1 + Z_{\psi\psi} H_{\psi_0} \cos \psi_1 \quad (3)$$

$$E_{\psi_2} = E_{\psi_0} \sin \psi_2 = Z_{\psi r} H_{r_0} \sin \psi_2 + Z_{\psi\psi} H_{\psi_0} \cos \psi_2 \quad (4)$$

Als Ergebnis erhält man die Komponenten des Impedanztensors

$$Z_{rr} = \frac{E_{r_0} H_{\psi_0} (\cos \psi_2 \cos \psi_1 - \cos \psi_1 \cos \psi_2)}{H_{r_0} H_{\psi_0} (\sin \psi_2 \cos \psi_1 - \sin \psi_1 \cos \psi_2)} = 0 \quad (5)$$

$$Z_{r\psi} = \frac{E_{r_0} H_{r_0} \sin(\psi_2 - \psi_1)}{H_{r_0} H_{\psi_0} \sin(\psi_2 - \psi_1)} = \frac{E_{r_0}}{H_{\psi_0}} \quad (6)$$

$$Z_{\psi r} = \frac{E_{\psi_0} H_{\psi_0} \sin(\psi_2 - \psi_1)}{H_{r_0} H_{\psi_0} \sin(\psi_2 - \psi_1)} = -\frac{E_{\psi_0}}{H_{r_0}} \quad (7)$$

$$Z_{\psi\psi} = \frac{E_{\psi_0} H_{r_0} (\cos \psi_2 \cos \psi_1 - \cos \psi_1 \cos \psi_2)}{H_{r_0} H_{\psi_0} (\sin \psi_2 \cos \psi_1 - \sin \psi_1 \cos \psi_2)} = 0 \quad (8)$$

$$\underline{\underline{Z}}_{(r\psi)} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{r\psi} \\ Z_{\psi r} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z \\ -Z & 0 \end{pmatrix} \quad \text{im Fernfeld}$$

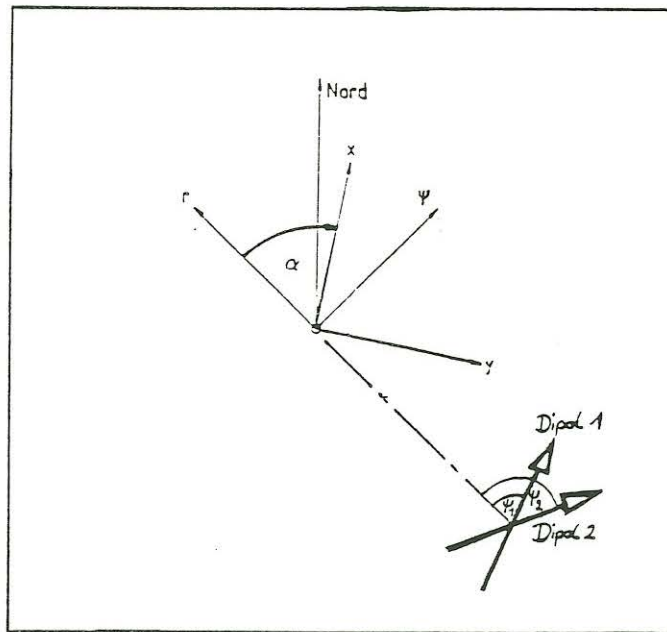


Abbildung 2: Definitionen des Winkels α für die Transformation in das (r, ψ)-Koordinatensystem sowie der Winkel ψ_1 und ψ_2 der beiden Dipole

Im Nahfeld spalten die beiden ρ_s -Kurven auf und die Impedanzen der Nebendiagonalen sind folglich ungleich. Da bei lateral inhomogener Leitfähigkeitsverteilung die Hauptdiagonalelemente jedoch nicht verschwinden, werden statt der bisherigen Drehung der gemessenen E- und H-Felder um den Winkel α vom gemessenen in das (r, ψ)-System des Senders (Abb.2) jetzt die

beiden unabhängigen Dipolanregungen zur vollständigen Berechnung des Impedanztensors \underline{Z} benutzt und dieser Tensor mit Hilfe der Drehmatrix \underline{D} und ihrer Inversen \underline{D}^{-1} gedreht.

$$\begin{pmatrix} F_r \\ F_\psi \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}}_{\underline{D}} \begin{pmatrix} F_x \\ F_y \end{pmatrix} \quad \text{Vektordrehung} \quad (9)$$

$$\underline{Z}_{(xy)} \xrightarrow{\underline{D} \underline{Z} \underline{D}^{-1}} \underline{Z}_{(r\psi)} \quad \text{Tensordrehung} \quad (10)$$

$\underline{F} = (F_x, F_y)$ entspricht dabei dem horizontalen E-oder H-Feld. Die Auswirkung bei Verwendung beider Polarisationen sei anhand der Determinante des Gleichungssystems erklärt.

$$\left. \begin{aligned} E_{x_1} &= Z_{xx}H_{x_1} + Z_{xy}H_{y_1} \\ E_{x_2} &= Z_{xx}H_{x_2} + Z_{xy}H_{y_2} \end{aligned} \right\} \text{ Determinante } \Delta = H_{x_1}H_{y_2} - H_{y_1}H_{x_2}$$

Die Determinante ist für zwei linear unabhängige Messungen nie Null, das Gleichungssystem kann also gelöst werden. Nimmt man zwei um etwa 90° gedrehte Dipole an und ist beispielsweise bei der ersten Messung ein starkes Signal der H_{x_1} -Komponente vorhanden, so wird bei der zweiten Dipolanregung das H_{y_2} -Signal von guter Qualität sein. Der Term $H_{x_1}H_{y_2}$ trägt in diesem Fall wesentlich zur Bestimmung des Gleichungssystems bei, während das Produkt $H_{x_2}H_{y_1}$ nur marginal berücksichtigt wird. Sind die beiden Produkte von gleicher Größe, weist eines von beiden eine Vorzeichenumkehr vor, so daß summiert wird und die Behauptung des ersten Satzes erfüllt ist.

Jede Komponente des Impedanztensors setzt sich demnach aus einer Superposition der dazu notwendigen H- und E-Feldkomponenten beider Anregungen zusammen, gewichtet mit der Signalstärke, was auch in etwa der Güte der Signale entsprechen dürfte, da bei großen Amplituden das Signal-Rauschverhältnis besser ist. Dies bedeutet, daß sich im Impedanztensor die starken/guten Komponenten durchpausen. Die volle Berücksichtigung des Impedanztensors liefert nach einem Vergleich aller Stationen mit den aufbereiteten Meßdaten der Vektordrehung meist etwas bessere Ergebnisse, wobei die sendestarke Sondierungskurve sehr deutlich die Form dieser Alternativkurve prägt. Meist ist der Lohn eine etwas glattere Kurve wie im Falle Münchsgrün, die zu besseren und stabileren Modellen führt. Da es keines zusätzlichen Meßaufwandes bedarf und die Tensorberechnung sich im Rahmen hält, scheint dieser geringe Aufwand zum Erlangen besserer Daten lohnenswert. Abb.3c zeigt beispielhaft diese Auswirkung auf die Sondierungskurve von Station 1.

II

Der Wunsch bei der Untersuchung lateraler Inhomogenitäten nach einer Größe, die abhängig vom Dipolstandort, jedoch unabhängig von der Polarisation der verwendeten Dipole und somit von der Richtungsvariation des erzeugten Magnetfeldes der 1D-Struktur ist, führt auf die magnetische Übertragungsfunktion \underline{X} , deren Komponenten häufig vektoriell als Induktionspfeile dargestellt werden:

$$H_z = A \cdot H_r + B \cdot H_\psi \quad H_z = \underline{X}^T \underline{H}_t \quad (11)$$

Sie verknüpft das vertikale Magnetfeld mit den beiden horizontalen Komponenten, wozu jedoch - analog zur Berechnung des Impedanztensors - zwei linear unabhängige Messungen notwendig sind, um beide Koeffizienten A und B bestimmen zu können. Die folgende Tabelle zeigt, daß

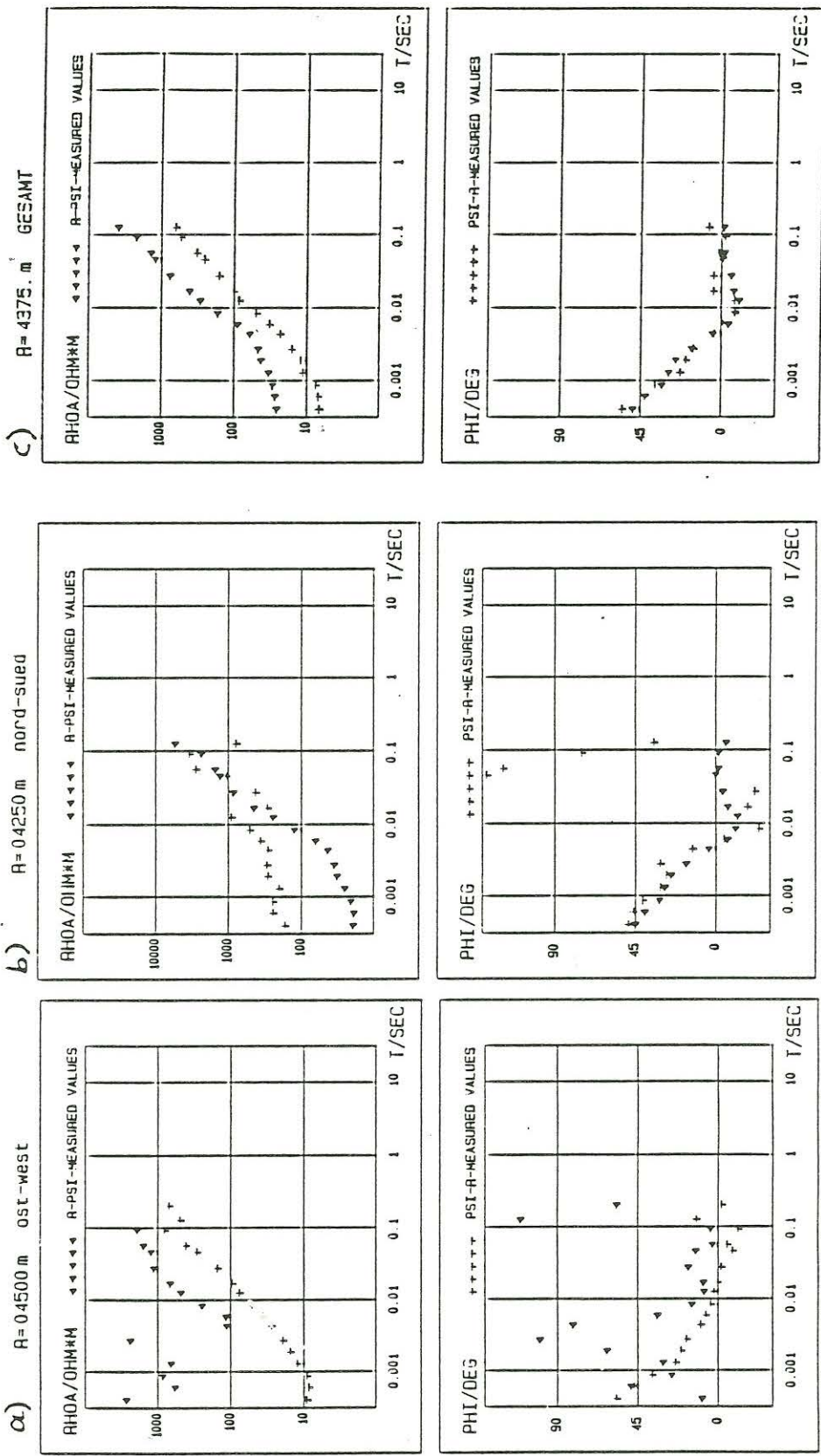


Abbildung 3: Station Münchsgrün a)+ b): Die Abstrahlcharakteristik des Dipols ist verantwortlich für jeweils eine schlechte Sondierungskurve pro Dipolanregung c): Bessere Kurven durch tensorgedrehte Daten

Komponente	Nahfeld	Fernfeld
H_r	$\sim -\frac{1}{R^2} \sin \psi$	$\sim -\frac{1}{R^3} \sin \psi$
H_ψ	$\sim \frac{1}{R^2} \cos \psi$	$\sim \frac{1}{R^3} \cos \psi$
H_z	$\sim \frac{1}{R^2} \sin \psi$	$\sim \frac{1}{R^4} \sin \psi$

im Fall eines geschichteten Halbraumes aufgrund der winkelabhängigen Abstrahlcharakteristik B verschwindet, da H_z und H_r die gleiche Winkelabhängigkeit besitzen und H_ψ dazu orthogonal ist. Der Betrag von A variiert zwischen 0 und 1, je nachdem ob sich der Empfänger im Fern-oder Nahfeld befindet. Damit läßt sich ein anomaler Bereich

1. örtlich auflösen

- da R und Azimut der Quelle variabel sind und durch Leitfähigkeitsinhomogenitäten zusätzliche H_z -Anteile auftreten.
- B zeigt nur dann Werte $\neq 0$, wenn Abweichungen von der 1D-Struktur des Untergrundes auftreten.

2. tiefenmäßig erfassen

- $|A|$ steigt von sehr kleinen Werten nahe 0 bei hohen Frequenzen (Fernfeld) bis hin zu $|A| = 1$ im Nahfeld an bei geschichtetem Halbraum. Abweichungen davon weisen auf einen inhomogenen Bereich hin. Im extremen Nahfeld ist $A = -1$.
- B zeigt wiederum nur Werte $\neq 0$, falls eine Störzone existiert.

Besonders die Korrelation zwischen H_z und H_ψ , die ein sensibles Maß für Abweichungen vom 1D-Fall ist, kann dazu verhelfen, Ort und Tiefe eines Störkörpers zu erkunden.

Resultate - Station 1

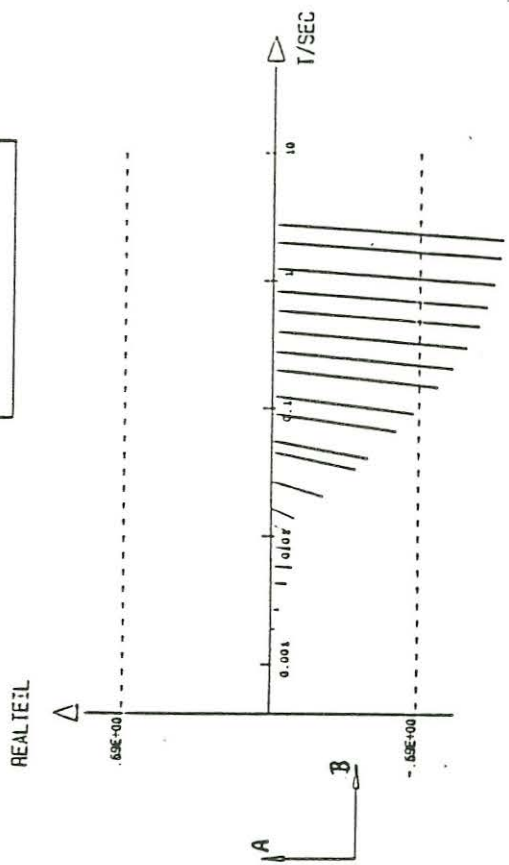
Bei Station 1 zeigt das $r\psi$ -Inversionsergebnis die zweite Schicht als extrem schlechten, dünnen Leiter, eine Struktur, die nach aller Erfahrung eigentlich gar nicht hätte aufgelöst werden können (Abb.4c+d). Anfängliche Vermutungen, durch eine Beibehaltung des Leitwertes $\tau = \sigma \cdot d$ der zweiten Schicht der $r\psi$ -Komponente und einer Veränderung von σ_2 zu einer besseren Leitfähigkeit hin eine Anpassung an das Untergrundmodell der ψr -Kurve zu erhalten, erwiesen sich als erfolglos; die Anpassung an die Sondierungskurve verschlechterte sich erheblich. Zudem zeigen die Induktionspfeile in dem entsprechenden Frequenzbereich vor ihrem Nahfeldanstieg (ca.100 Hz) starke A- und B-Anteile, die auf einen eingelagerten guten Leiter im NE oder einen schlechten Leiter im SW hinweisen (Abb.4a).

Synthetische Daten lieferten für einen zwischen den beiden Inversionsergebnissen der ψr - und der $r\psi$ -Kurve gemittelten 3-Schichtfall ohne Anomalie Induktionspfeile, die als Vergleich dienen sollten zwischen einem ungestörten 1D-Fall und den Meßdaten bei gleichem Untergrundmodell und gleicher Konfiguration Sender-Empfänger (Abb.4b), um Abweichungen - hervorgerufen durch laterale Inhomogenitäten - erkennen zu können.

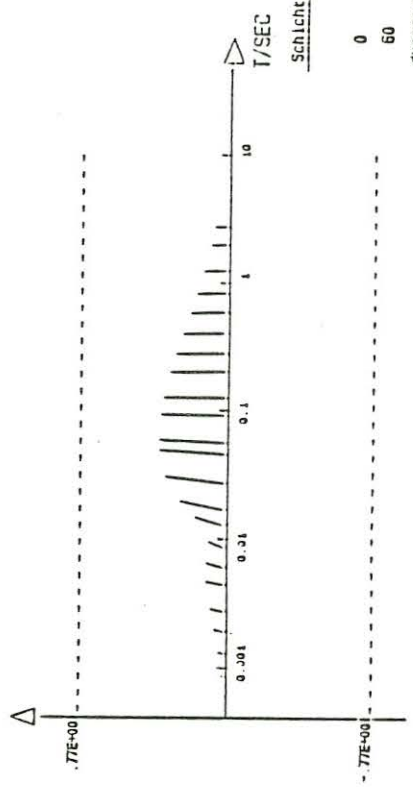
Mit einem Dünnschichtprogramm von Herrn Weidelt wurde nun versucht, durch eingelagerte Störkörper die synthetischen Daten an die Meßdaten anzupassen. Nachdem die Annahme eines

a)

IND. PFEILE
SHZ5.PUB
DATENFELD: 1, 3
LX, LY



IMAG. TEIL

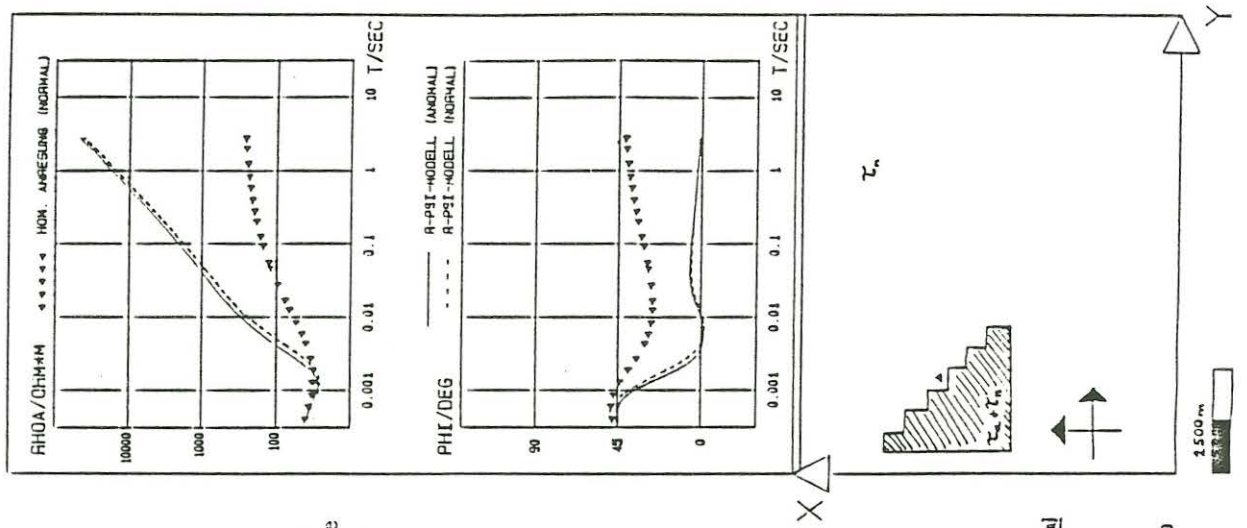


b)

Erläuterungen:

- ◀ Cagniard-Fall
- 3-Schicht-Fall ohne Anomalie
- 3-Schicht-Fall mit Anomalie

▲ Empfangsort



Schichtung [m]	Widerstand (Ohm/m)
0 - 60	40
60 - 80	10000
duenne Schicht TAUN= 2.00 TAUW=-1.90	
80 - 110	10000
110 - ∞	300

Abbildung 4: a) Gemessener Real- und Imaginärteil der Induktionspfeile der Station 1 b) Synthetisch erzeugte Induktionspfeile für ein gemittelten 3-Schichtfall für Station 1 ohne Anomalie c+d) Widerstands-Tiefenprofil der $r\psi$ - bzw. ψ_r -Meßdateninversion (mit Grenzmodellkurven)

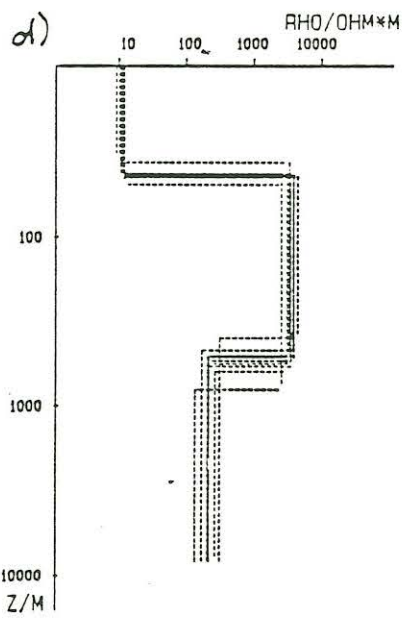
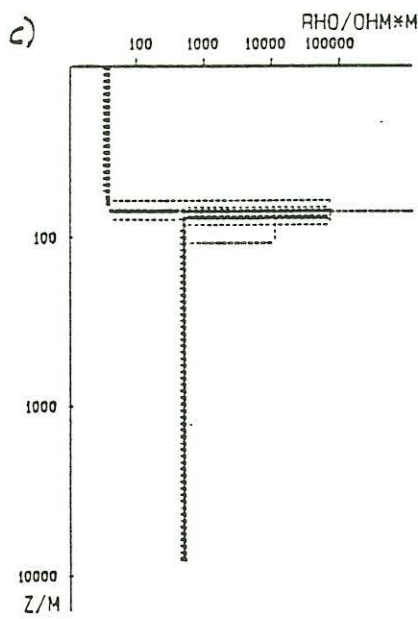
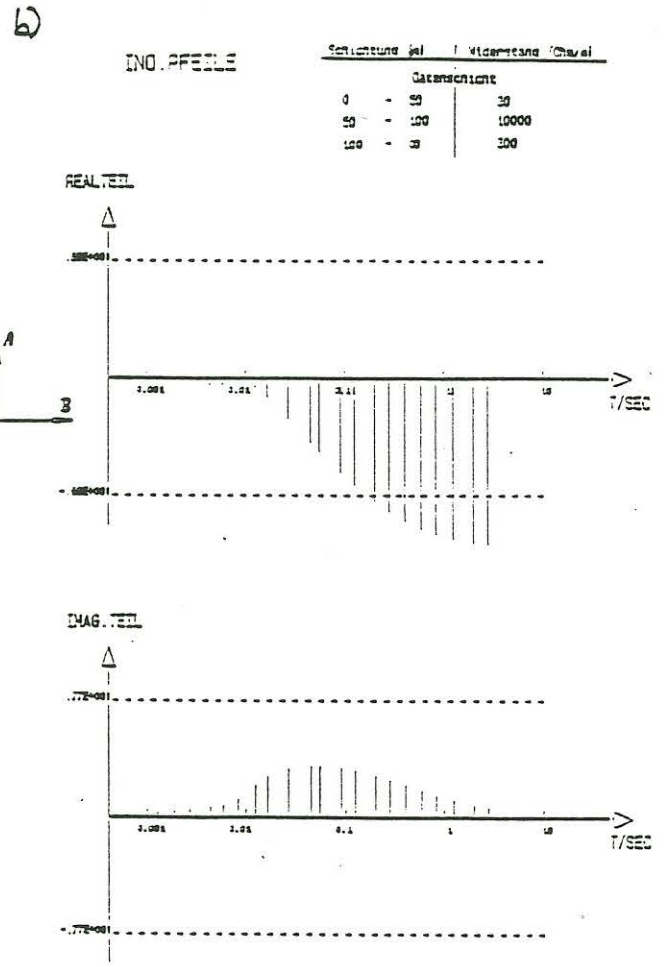
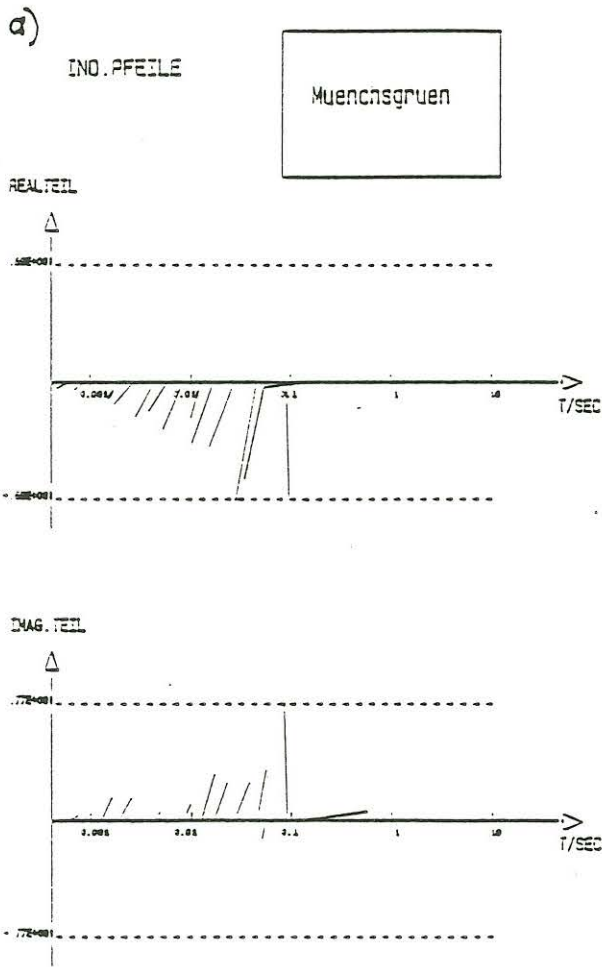


Abbildung 5: a) Synthetisch bestangepaßte Induktionspfeile bezüglich Station 1 mit schlechtleitender Anomalie b) Sondierungskurven des bestangepaßten Modells

guten Leiters in NE trotz etwas besserer Induktionspfeile aufgrund der wesentlich schlechter angepaßten Sondierungskurven verworfen wurde, ergab das Modell einer 20 mal schlechterleitenden Störzone in SE in 80 Meter Tiefe die besten Ergebnisse, da auch die theoretischen Sondierungskurven (besonders die $r\psi$ -Kurve) den Meßkurven sehr entsprach (Abb.5). Ein Blick auf die geologische Karte bestätigt das Ergebnis; Station 1 stand im NE einer Fraktion des Falkenberger Granits, der gegenüber den umgebenden, gutleitenden Sedimenten als deutlich schlechter Leiter gesehen werden kann.

Die größeren Abweichungen der Induktionspfeile bezüglich einer geschichteten Struktur bei gutleitender Einlagerung und damit die leichtere Realisierung der Anpassung von Theorie an Meßdaten verwundert nicht, da sich ein guter Leiter grundsätzlich besser durchzeichnet als ein schlechterer. Daher ist es ratsam, ein Ergebnis nicht nur nach den magnetischen Größen, sondern auch anhand der tellurischen Daten zu betrachten, wobei zur Anpassung selbst sich die Induktionspfeile weitaus besser eignen.

Die gemessenen signifikant starken A- und B-Anteile besonders im Frequenzbereich über 500 Hz konnten nicht angepaßt werden, da die schlechte Einlagerung, um Ähnlichkeiten der Theorie mit den Meßdaten zu erlangen, in die schlechtleitende zweite Schicht integriert werden mußte. Eine zu hoch gelagerte Störschicht, die den hochfrequenten Anteilen gerecht werden soll, bewirkt aufgrund der guten Leitfähigkeit der dünnen Schicht, daß der gesamte Strom ab einer bestimmten Frequenz in dieser dünnen Schicht fließt, der Skineffekt verschwindend geringe Anteile des induzierten Stromsystems in den darunterliegenden schlechteren Leiter bringt, und damit zu einer drastischen Verschiebung des Nahfeldanstiegs um mehr als eine Dekade zu niedrigen Frequenzen hin führt. Ein auch vertikal ausgedehnter Störkörper wäre nötig, um speziell die hochfrequenten Abweichungen zwischen Theorie und Messung zu beheben. Erfreulich ist jedoch die gute Übereinstimmung der Ergebnisse der Anpassung auch mit einem Dünnschichtprogramm an die Meßdaten und die Geologie des Gebietes.

Literatur:

- Drews, C.: Ermittlung der Tiefenverteilung der elektrischen Leitfähigkeit in der Oberpfalz mit Hilfe der Aktiven Audiomagnetotellurik, Diplomarbeit, Inst. f. Geophysik u. Meteorologie, TU Braunschweig, 1986
- Lohr, U.: Ergebnisse magnetotellurischer Messungen im Gebiet des Lacher Sees, Dissertation, TU Braunschweig, 1982
- Maurer, H.M.: Ermittlung der Tiefenverteilung der elektrischen Leitfähigkeit im mittleren Kinzigtal mit Hilfe der Aktiven Audiomagnetotellurik, Diplomarbeit, Inst. f. Geophysik u. Meteorologie, TU Braunschweig, 1986
- Maurer, H.M.: Das Nahfeld eines horizontalen elektrischen Dipols an der Grenze eines homogenen Halbraumes, Protokoll des 11. Kolloquiums „elektromagnetische Tiefenforschung“, S.295-300, Lerbach, 1986