

Vorwort

Der vorliegende Band enthält Ausarbeitungen von Vorträgen, die während des 10. Kolloquiums der Arbeitsgruppe "Elektromagnetische Tiefenforschung" des Forschungskollegiums Physik des Erdkörpers (FKPE) gehalten worden sind. Tagungsort war wie bereits 1974 das Evangelische Freizeitenheim in Grafrath (Oberbayern).

In der überwiegenden Zahl von Vorträgen des Kolloquiums wurde über Ergebnisse von Geländemessungen berichtet. Die vielen Ergebnisse der Magnetotellurik und der erdmagnetischen Tiefenson-dierung aus den einzelnen Gebieten der Bundesrepublik Deutsch-land und ihrer Nachbarstaaten fügen sich zunehmend zu einem ein-heitlichen Bild von der räumlichen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im tieferen Untergrund Zentraleuropas zusammen. Die räumliche Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit scheint - vor allem im Bereich der tieferen Erdkruste - eng mit der Verteilung der variskischen Großstrukturen in Zentraleuropa korreliert zu sein. So ist zunehmend sicher, daß in der tieferen Erdkruste unter dem Saxothuringikum und unter dem Rhenoharzynikum (z.B. unter dem Rheinischen Schiefergebirge) eine Zone erhöhter elektrischer Leit-fähigkeit existiert, die unter dem Moldanubikum fehlt oder zumindest nur geringmächtig ist. Tiefe und integrierte Leitfähigkeit der Zone erhöhter Leitfähigkeit in der tieferen Erdkruste scheinen sich innerhalb der einzelnen variskischen Großstrukturen - aber vor allem an den Grenzen zwischen den Großstrukturen - deutlich zu ändern. Dabei ist nach den derzeitigen Meßergebnissen die late-rale Variation der integrierten Leitfähigkeit an der Grenze Molda-nubikum/Saxothuringikum weniger kompliziert als an der Grenze Saxothuringikum/Rhenoharzynikum. In der tieferen Erdkruste exi-stieren wahrscheinlich auch leitfähige Strukturen mit rheinischer Streichrichtung, z.B. am Ostrand des Rheinischen Schiefergebirges am Übergang zur Hessischen Senke und in deren nördlicher Fortsetz-ung unter dem Leinegraben. Es wird in den nächsten Jahren für die Arbeitsgruppe eine reizvolle Aufgabe sein, die Verteilung der elek-trischen Leitfähigkeit in größerer Tiefe unter Zentraleuropa und deren Korrelation mit den bekannten Großstrukturen immer besser zu verstehen. Eine teilweise schwierige Aufgabe wird es dabei sein

zu erkennen, in welchen Gebieten eine laterale Änderung der integrierten Leitfähigkeit in der Erdkruste tatsächlich existiert und wo sie wegen der lokalen Verzerrung des induzierten elektrischen Feldes nahe der Erdoberfläche nur vorgetäuscht wird. Auch zu diesem für eine befriedigende Interpretation der Geländemeßdaten so hinderlichen Problem gab es auf dem Kolloquium einige Vorträge.

Um die regionale Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im tieferen Untergrund Zentraleuropas möglichst gut verstehen zu können, ist es notwendig, daß die Meßergebnisse der einzelnen Arbeitsgruppen aus den verschiedenen Teilgebieten Zentraleuropas gemeinsam und einheitlich dargestellt und interpretiert werden können. Das setzt voraus, daß sich die einzelnen Arbeitsgruppen auf eine einheitliche Darstellung der Meßergebnisse in den Veröffentlichungen - zusätzlich zu der in der Arbeitsgruppe üblichen Darstellung - einigen. Auch sollten in allen Arbeiten die (geographischen) Koordinaten der Meßorte angegeben sein.

Während des Kolloquiums in Grafrath wurden 51 Vorträge und Kurzvorträge gehalten. Dies sind etwas mehr Vorträge als in Berlin-Lichtenrade (1980) und deutlich mehr als in allen früheren Kolloquien. Bei der großen Zahl von Vorträgen kam die Diskussion diesmal - trotz unseres Versuchs, genügend Zeit dafür freizuhalten - zu kurz. Da die Aufteilung der zur Verfügung stehenden Zeit auf Vorträge und Diskussionen bei den beiden letzten Treffen allgemein Anklang fand, sollten wir uns für das nächste Kolloquium frühzeitig einen befriedigenden Kompromiß ausdenken.

Die große Zahl von Vorträgen und der lebhafte Verlauf des Treffens zeigten, daß die Freude am gegenseitigen Berichten und Zuhören auch beim 10. Kolloquium der Arbeitsgruppe noch nicht nachgelassen hat. Solange die Entwicklung beim Verständnis der Meßmethoden, der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund und deren Korrelation mit der Verteilung anderer physikalischer Parameter, der Temperatur und von Strukturen so lebhaft ist wie bisher, wird auch das Interesse an der Durchführung dieses Kolloquiums weiter anhalten.

A. Berktold

M. BEBLO

Johann von Lamont's Vermessung von Bayern 1849, 1850 und 1852-55

Ein Betrag zu "Naturwissenschaftliche Erforschung des Königreichs Bayern"

Ziel der Exkursion zum Kolloquium war das Geophysikalische Observatorium in Fürstenfeldbruck.

Das Observatorium hat eine wechselvolle Geschichte, die ich hier in der Kürze nicht im Detail erläutern kann.

Ich möchte nur kurz einiges Wesentliche aus den wissenschaftlichen Arbeiten des Gründers des heutigen Observatoriums Fürstenfeldbruck berichten, Schwerpunkte im Leben von Dr. Johann von Lamont, geboren am 13. Dezember 1805 in Braemar, Schottland, gestorben am 6. August 1879 in München.

Es wäre weit gefehlt in Lamont nur den Erdmagnetiker zu sehen.

Im Laufe seiner Amtszeit bestimmte er über 80 000 Sternpositionen, beobachtete Mars und Uranus, Doppelsterne und Sternhaufen. Er war ein emsiger Mitarbeiter bei geodätischen Arbeiten der europäischen Gradmessung und ein bedeutender Meteorologe seiner Zeit. Last not least war er zumindest in Bayern der erste "Magnetotelluriker" und bestimmte so nebenbei die Mächtigkeit der gutleitenden Molassesedimente unter München.

Da viele seiner Forschungen Neuland waren, gab es dazu auch kein oder nur sehr dürftiges Instrumentarium. Es ist Lamont's großer Verdienst, daß er sich zeitlebens der Geräteentwicklung widmete und hierin bahnbrechendes leistete. Dies ist umsomehr zu bewundern, da er dies alles auf eigene Kosten inzierte und durchführte. Den größten Raum seiner Dienstwohnung richtete er als Feinmechaniker-Werkstatt ein und beschäftigte dort solange zwei Mechaniker aus eigenen Mitteln, bis der Staat 1849 moralisch gezwungen war, diese Kosten zu übernehmen.

Zwischen 1835 und 1845 war das Interesse für die Erscheinungen des Erdmagnetismus und die Verteilung des Magnetfeldes auf der Erdoberfläche in allen naturwissenschaftlichen Kreisen auf das Lebhafteste erregt und die Erforschung der hier vorliegenden Naturgesetze gewissermaßen zur wissenschaftlichen Tagesordnung erhoben worden. C.F. Gauss hatte damals nicht nur die Theorie des Erdmagnetismus entwickelt, sondern auch die dazu notwendigen Instrumente und Beobachtungsmethoden geschaffen. Zur Gewinnung eines ausgedehnten Beobachtungsmaterials gründete Gauss 1835 zusammen mit Weber den Magnetischen Verein. Gleichzeitig benutzte A. von Humboldt sein internationales Ansehen und seine zahlreichen Verbindungen, um bei Regierungen sowie gelehrten Gesellschaften die notwendigen finanziellen Mittel für die Errichtung ständiger Observatorien zu erhalten, sowie Gelder zur Durchführung wissenschaftlicher Expeditionen zum Studium des Erdmagnetfeldes einzuwerben.

Im Juni 1839 erging von der Royal Society an Lamont die Aufforderung, durch Gründung eines magnetischen Observatoriums in München auch Bayern an den großen internationalen wissenschaftlichen Unternehmungen zu beteiligen. Nach der Zustimmung von König Ludwig I., sowie dem Kronprinzen Maximilian, der auch später als König stets ein besonderes Interesse an den magnetischen Arbeiten hatte, begann Lamont 1840 mit seinen Observatoriumsmessungen. Das Observatorium gehörte zuerst zur königlich bayerischen Sternwarte, dann zur Bayerischen Akademie der Wissenschaften. Bedingt durch die magnetischen Störungen der Umgebung, mußte das Observatorium erst nach Maisach, später nach Fürstenfeldbruck verlegt werden. Seit 1938 ist das Observatorium Teil des Institutes für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig Maximilians Universität München.

Nachdem Lamont die Entwicklung der Observatoriumstechnik zu einem vorläufigen Abschluß gebracht hatte, widmete er sich der zweiten Hauptaufgabe eines Observators, der Untersuchung der Verteilung des Erdmagnetfeldes auf der Erdoberfläche.

In einem Vorantrag vom 27. März 1849 an die Akademie der Wissenschaften begründete er die notwendigen magnetischen Untersuchungen:

"Die magnetische Kraft äußert sich an jedem Punkt der Erdoberfläche, was Richtung und Stärke betrifft, verschieden. Außerdem findet von Jahr zu Jahr eine langsame fortschreitende Änderung statt. Die Gesetze dieser beiden Hauptphänomene sind erst zu erforschen, und zu diesem Zweck ist es zunächst nötig, daß man für den gegenwärtigen Zeitpunkt die Richtung und Kraft des Erdmagnetismus an möglichst vielen Punkten genau bestimme..."

Nach der Ablieferung eines umfangreichen Forschungsantrages am 28. Mai 1849, erhält er auf königlichen Beschluß vom 18. August 1849 jährlich 300 Gulden zur Durchführung der ersten erdmagnetischen Landesvermessung Bayerns. Für die Feldarbeiten, die Lamont 1849, 1850 und von 1852-55 durchführte, benutzte er jeweils etwa acht bis zwölf Wochen seines Jahresurlaubes. Er bestimmte die erdmagnetischen Elemente in Bayern an etwa 250 Punkten. Lamont führte alle Arbeiten selbst aus, einen ständigen Gehilfen hatte er nicht. Es ist nicht mehr bekannt, wie er die Fahrten zu den einzelnen Punkten durchführte. Lamont beschränkte sich nicht nur auf Messungen in der Ebene, sondern versuchte auch einen Topographieeffekt zu ermitteln. Hierzu bestieg er eine Reihe von Bergen, z.B. den Wendelstein oder den Gaisberg bei Salzburg.

Am 2. Juli 1853 erbietet sich Lamont, nachdem ihm aus Geldmangel die Einstellung der laufenden Messungen befohlen worden war, diese auf eigene Kosten trotzdem durchzuführen. Dies wird ihm zwar gestattet, aber die Rückzahlung nicht in Aussicht gestellt. Lamont hat aber Glück, denn mit Schreiben vom 6. Mai 1854 werden ihm nicht nur seine Auslagen des Vorjahres erstattet, sondern auch seine Kosten der Druckvorbereitung des ersten Teiles der Messungen rückerstattet. Durch zusätzliche finanzielle Mittel wird dann der Druck endgültig gesichert.

Im Herbst 1854 erscheint Teil 1 "Magnetische Ortsbestimmungen ausgeführt an verschiedenen Punkten des Königreichs Bayern und an einigen auswärtigen Stationen."

Teil 2 der "Magnetischen Ortsbestimmungen..." erscheint 1856.

Außer in Tabellen wurden die Ergebnisse auch in Karten veröffentlicht. In diesen Karten wurden die Isolinien eines magnetischen Elementes nicht in Absolutwerten, wie heute üblich, sondern in Werten gleicher Abweichung von München angegeben.

Die Bayerische Vermessung war einmalig und ist mustergültig für alle späteren Vermessungen, auch in anderen Ländern geblieben.

1982 wurde eine erdmagnetische Neuvermessung der Bundesrepublik Deutschland durchgeführt. Der Bereich nördlich Trier-Koblenz-Kassel wurde vom Observatorium Wingst vermessen, vom Observatorium Fürstfeldbruck wurde der süd-deutsche Raum bearbeitet. Die Messung 1982 kann man zumindest für den bayrischen Bereich als Wiederholungsmessung der Lamont'schen Regionalvermessung bezeichnen.

In der Vorrede zu Teil 2 der "Magnetischen Ortsbestimmungen..." schreibt Lamont:

"Jedes neue Untersuchungsfeld gewinnt in dem Maasse, als die Erforschung fortschreitet, ein anderes Ansehen. Auch der Erdmagnetismus liefert hierfür einen Beleg. Als ich im Jahre 1849 den Verlauf der magnetischen Curven auf der Oberfläche Bayerns näher zu bestimmen anfang, hatte ich übereinstimmend mit den sonst von den Physikern ausgesprochenen Ansichten die Idee, dass in der Tiefe der Erde die Kraft sich befinde, welche im Wesentlichen die Richtung und Intensität, wie sie von unsern Magneten angedeutet werden, bedingt, dass aber unmittelbar unter der Erdoberfläche verschiedene Stoffe gelagert seien, wodurch die Hauptkraft modificiert wird. Dieser Idee zufolge erwartete ich bald da, bald dort Störungen zu finden, deren Wirkungskreis unregelmässig begrenzt und auf einen kleinen Bezirk eingeschlossen wäre.

Hierin habe ich mich völlig getäuscht. Die Abweichungen, welche in den magnetischen Curven sich darstellten, deuteten auf entfernt liegende Ursachen hin; der Übergang zeigte sich allmählig und die nähere Betrachtung der Gestalt der Krümmungen mit den eben erwähnten Umständen zusammengehalten, führte mich zu dem Schlusse, dass die Erdkruste keine magnetischen Stoffe von ausgedehnterem Wirkungskreise enthalte, vielmehr jene Krümmungen dem Erdkerne, und zwar den unregelmässigen Erhöhungen und Vertiefungen desselben zugeschrieben werden müssen. Die magnetischen Curven repräsentieren die Oberfläche des Erdkerns.

Durch diese Auffassung hat die magnetische Untersuchung ein neues Interesse gewonnen, und die von mir angedeuteten Beziehungen zur Bodenwärme und Geognosie, so wie die weiteren Untersuchungen, die auf der Hypothese begründet werden können, lassen, wie ich glaube, den Erdmagnetismus als Grundlage einer höchst wichtigen und jetzt erst in der Ausbildung begriffenen Disciplin - der Physik der Erde - erscheinen".

Literatur:

- Burmeister, F.: Johann von Lamont und das Erdmagnetische Observatorium in München. Vortrag 110-jährige Bestehen des Observatoriums, 8. Juli 1950, Unveröffentl. Manuskript
- Lamont, J.: Magnetische Ortsbestimmung ausgeführt an verschiedenen Punkten des Königreichs Bayern und an einigen auswärtigen Stationen.
I. Teil, Franz Seraph Hübschmann-Verlag, München 1854
II. Teil, Franz Seraph Hübschmann-Verlag, München 1856
- Lamont, J.: Magnetische Karten von Deutschland und Bayern, München 1854
- Orff, C. von: Johann von Lamont. Akad. Buchdruckerei F. Straub, München, 1882
- Wienert, K.: 125 Jahre erdmagnetischer Beobachtungen in München, Maisach und Fürstenfeldbruck. In: Zum 125 jährigen Bestehen der Observatorien München-Maisach-Fürstenfeldbruck. Geoph. Obs. Fürstenfeldbruck, München 1966
- Ausführlicher Schriftwechsel zur "Naturwissenschaftlichen Erforschung des Königreichs Bayern (1849-1856)." Unveröffentl. Unterlagen des Obs. Fürstenfeldbruck

U. SCHMUCKER

Elektromagnetische Übertragungsfunktionen für tagesperiodische Variationen

1. Einleitung

Variationen des erdmagnetischen Feldes, die sich Tag für Tag an einem festen Ort in ähnlicher Form wiederholen, heißen S-Variationen, an ruhigen Tagen Sq-Variationen. S bedeutet solar, q "quiet". Damit wird auf ihren Ursprung verwiesen: die Wellenstrahlung der Sonne. Ihre äußeren Quellen sind ausgedehnte ionosphärische Stromwirbel, die sich auf der Tagseite scheinbar mit der Sonne über die Erdoberfläche von Ost nach West bewegen. In Wirklichkeit dreht sich die Erde unter räumlich durch den Sonnenstand fixierten Quellen hinweg. Doch für Induktionsrechnungen sind beide Betrachtungsweisen gleichwertig. Wichtig für das folgende ist nur, daß S-Variationen fast reine Funktionen der Ortszeit $T = t + \lambda$ sind, wenn t die Weltzeit und λ die geographische Länge des Beobachtungsortes bezeichnen.

Ist $S(T, \theta, \lambda)$ die S-Variation irgendeiner Feldkomponente zum Zeitpunkt T an einem Ort der Länge λ und der geographischen Poldistanz θ ($= 90^\circ - \text{geogr. Breite}$) und werden die Zeiten t und T in Winkelmaß gemessen ($2\pi = 1$ Sonnentag), so lautet die Fourier-Darstellung von S-Variationen in Ortszeit mit $\omega_m = 2\pi m / \text{Tag}$

$$S(T, \theta, \lambda) = \tilde{S}_0(\theta, \lambda) + \sum_{m=1}^M \tilde{S}(\omega_m, \theta, \lambda) e^{imT}, \quad (1)$$

wobei der Realteil der rechten Seite zu nehmen ist: $\text{Re}\{\tilde{S} e^{imT}\} = \text{Re}\{\tilde{S}\} \cos mT - \text{Im}\{\tilde{S}\} \sin mT$. Die komplexe Fourier-Amplitude \tilde{S} ist erfahrungsgemäß im wesentlichen eine Funktion von θ und nur geringfügig von λ abhängig. Das Absolutglied \tilde{S}_0 ist zwar für die richtige globale Darstellung von S wichtig, da die Abweichungen vom Bezugsniveau um Mitternacht im Tagesmittel keineswegs verschwinden. Doch die fehlende Zeitabhängigkeit macht eine Berücksichtigung für Induktionsrechnungen überflüssig. Im folgenden wird daher \tilde{S}_0 weggelassen, und da die Grundschwingung mit $\omega_1 = 2\pi / \text{Tag}$ und die Oberschwingungen $m = 2, 3, 4$ den zeitlichen Verlauf von S-Variationen genügend genau beschreiben, wird $M = 4$ gesetzt.

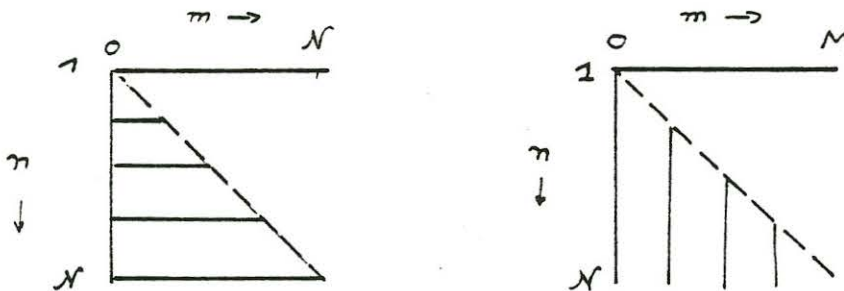
Diesem Periodenbereich von 24 bis 6 Stunden entsprechen Eindringtiefen in den Erdmantel zwischen 300 und 700 km. Dies ist zumindest das Ergebnis von Analysen magnetischer Beobachtungen auf Kontinenten. Die Eindringtiefen erweisen sich als ziemlich einheitlich. Induktionsanomalien sind zwar bekannt (etwa in Norddeutschland und an Küsten), doch sie sind viel weniger ausgeprägt als bei schnellen Variationen. Tellurische S-Variationen werden beobachtet, doch ist ihre Analyse zum Zweck einer magnetotellurischen Bestimmung der Eindringtiefe eine Aufgabe für sich. Zum einen kann die Impedanz nicht für die S-Harmonischen selbst, sondern nur für das spektrale Kontinuum zwischen ihnen tensoriell bestimmt werden. Zum zweiten sind wegen der genannten großen Eindringtiefen ausgeprägte Anomalien (oder "Verzerrungen") des tellurischen Feldes fast unvermeidbar und müssen in Korrekturen berücksichtigt werden.

Der folgende Beitrag behandelt ausschließlich aus rein magnetischen Beobachtungen abgeleitete Übertragungsfunktionen für die Induktion durch S-Variationen und ihre Aussagen zur Leitfähigkeit in großen Tiefen. Sie werden in verschiedener Form in Abschnitt 3 für ein gemäß Abschnitt 2 nach Kugelfunktionen entwickeltes Oberflächenfeld eingeführt. Abschnitt 4 erläutert Methoden ihrer Bestimmung, Abschnitt 5 faßt das Ergebnis solcher Bestimmungen zusammen. Ihre Darstellung durch scheinbare Widerstände wird in Abschnitt 6 ergänzt durch solche, die sich aus der Analyse von Dst-Variationen und DP-Variationen ergeben, woraus sich Widerstandsmodelle für den gesamten Erdmantel bis etwa 1000 km Tiefe ableiten.

2. Kugelfunktionsentwicklung von S-Variationen in Ortszeit

Es seien (r, θ, λ) geozentrische Koordinaten, $r = R_E$ der Erdradius. Im quellenfreien Raum, der die Erdoberfläche einschließt, ist das Magnetfeld der S-Variationen ein Potentialfeld: $\underline{B} = -\text{grad } V$ (\underline{B} : magnetische Kraftflußdichte). Das Potential V besteht aus den Anteilen E und I , die sich auf das Oberflächenfeld äußeren (E) und inneren (I) Ursprungs beziehen. Zur Entwicklung von $V = E + I$ nach Kugelfunktionen wird die übliche

Reihenfolge der Summationen über den Grad n und die Ordnung l nach dem folgenden Schema vertauscht:



Für einen Zeitpunkt t in Weltzeit lautet dann die Entwicklung des äußeren Potentialanteils in komplexer Schreibweise

$$E(t, r, \theta, \lambda) = \sum_{m=1}^4 \sum_{l=-M}^M \sum_{n=l}^M \epsilon_n^l(\omega_m) \cdot \left(\frac{r}{R_E}\right)^n P_n^l(\cos\theta) e^{i(mt+\lambda\lambda)} \quad (2)$$

wobei wiederum der Realteil der rechten Seite zu nehmen ist.

Diese Darstellung wird durch eine Transformation auf Ortszeit $T = t + \lambda$ auf eine S-Variationen angepasste Form gebracht. Schreibt man die zweite Summe gliedweise für $l = m$, $l = m+1$, $l = m-1$ bis $l = +M$ und $l = -M$, so wird die Potentialentwicklung in Ortszeit für den äußeren Anteil

$$\begin{aligned} E(T, r, \theta, \lambda) = & R_E \sum_{m=1}^4 \left\{ \sum_{n=m}^M \epsilon_n^m(\omega_m) \left(\frac{r}{R_E}\right)^n P_n^m(\cos\theta) \right. \\ & + e^{i\lambda} \sum_{n=m+1}^M \epsilon_n^{m+1}(\omega_m) \left(\frac{r}{R_E}\right)^n P_n^{m+1}(\cos\theta) \\ & \left. + e^{-i\lambda} \sum_{n=m-1}^M \epsilon_n^{m-1}(\omega_m) \left(\frac{r}{R_E}\right)^n P_n^{m-1}(\cos\theta) + \dots \right\} e^{imT} \quad (3) \end{aligned}$$

und für den inneren Anteil

$$\begin{aligned} I(T, r, \theta, \lambda) = & R_E \sum_{m=1}^4 \left\{ \sum_{n=m}^M L_n^m(\omega_m) \left(\frac{R_E}{r}\right)^{n+1} P_n^m(\cos\theta) \right. \\ & \left. + e^{i\lambda} \sum_{n=m+1}^M L_n^{m+1}(\omega_m) \left(\frac{R_E}{r}\right)^{n+1} P_n^{m+1}(\cos\theta) + \dots \right\} e^{imT}. \end{aligned}$$

Die transformierte Darstellung besitzt den entscheidenden Vorteil, daß ihre ersten, von λ unabhängigen Terme den dominierenden, nur von Ortszeit abhängigen Anteil enthalten. Die nächstfolgenden Summen ergeben Feldanteile, die mit $\exp(\pm i\lambda)$ längs eines Breitenkreises moduliert sind. Dies trägt dem Umstand Rechnung, daß S-Variationen in komplizierter Weise von geographischen und geomagnetischen Koordinaten abhängen, woraus sich eine gewisse Längenabhängigkeit von S-Variationen in Ortszeit ergibt.

Die Entwicklungskoeffizienten ϵ_n^l und c_n^l des äußeren und inneren Anteils lassen sich in bekannter Weise aus der Kugelfunktionsentwicklung der Fourieramplituden der horizontalen und vertikalen S-Variationen ableiten. Die erste grundlegende Analyse dieser Art wurde von Chapman (1919) durchgeführt. Er betrachtete S-Variationen als reine Funktionen der Ortszeit. Er fand, daß während der äquinoxialen Monate (März-April, September-Oktober), wenn die Quellen symmetrisch zum Äquator sind, jeweils der zweite Koeffizient mit $n = m+1$ zur Darstellung der Breitenabhängigkeit von S-Variationen genügt. Benkova (1940) nahm weitere Terme hinzu und bemerkte, daß die Ortszeit-Koeffizienten ϵ_{m+3}^m den zweitgrößten Beitrag liefern. Winch (1980) hat dieses Ergebnis bestätigt, zumindest für $m = 1$ und 2 , und aus der Sq-Theorie erklärt.

In den neuen umfassenden Analysen durch Malin (1973) und Winch (1980) wurden die S-Variationen in Weltzeit entwickelt mit dem Nachteil, daß die von der Ortszeit abhängigen Feldanteile für jede Frequenz auf zwei Koeffizienten aufgeteilt wurden, nämlich auf die mit $P_n^m e^{im\lambda}$ und $P_n^m e^{-im\lambda}$. In der zur Anwendung des Z:Y Verfahrens notwendigen Entwicklung der Horizontalkomponenten wurde die erste Summierung maximal bis $M = m+3$ ausgeführt und die beiden nächsten bis maximal $M = m+2$, so daß maximal 10 Koeffizienten für jede Frequenz bestimmt werden müssen.

3. Übertragungsfunktionen für S-Variationen

Sie beschreiben als Funktionen der Frequenz ω solche linearen Zusammenhänge zwischen Feldkomponenten und Potentialanteilen von S-Variationen, die durch die Induktion und damit durch die Leitfähigkeit im Erdkörper bestimmt werden. Für S-Variationen beziehen sie sich auf die diskreten Frequenzen ω_m in (1).

Um Übertragungsfunktionen im Einklang mit den Maxwell'schen Gleichungen einführen zu können, muß für ein festes ω das Potential des äußeren induzierenden Feldes eine definierte räumliche Struktur besitzen, im einfachsten Fall durch eine einzige elementare Kugelflächenfunktion

$$Y_n^\ell(\omega_m) = \epsilon_n^\ell(\omega_m) P_n^\ell(\cos\theta) e^{i\ell\lambda} \quad (5)$$

auf der Erdoberfläche dargestellt werden. Das zugehörige, auf Induktion beruhende innere Potential setzt sich aus vielen solchen Elementarpotentialen zusammen, deren Koeffizienten jeweils für sich in einem linearen Zusammenhang zu dem Koeffizienten $\epsilon_n^{\ell,m}$ des äußeren Elementarpotentials stehen. Die Bestimmung der zugehörigen Übertragungsfunktionen aus Beobachtungen ist praktisch unmöglich, da sich die inneren Beiträge von mehreren äußeren Elementarpotentialen überlagern. Folgende Einschränkung hat zu brauchbaren Ergebnissen geführt:

Es sei angenommen, daß es ein mittleres inneres Feld gibt, das zu einem lateral-homogenen Erdmodell gehört. Dann wird durch ein äußeres Elementarpotential jeweils nur ein einziges inneres Elementarpotential induziert mit der gleichen Kugelflächenfunktion. Der lineare Zusammenhang beschränkt sich damit auf die beiden Potentialkoeffizienten ϵ_n^ℓ und ι_n^ℓ , und zwar unabhängig von der Ordnung ℓ . Dies ergibt sich aus der Forderung, daß für eine radialsymmetrische Erde ihre Beziehung zueinander nicht von einer speziellen Wahl der Koordinaten abhängen darf. Die Definitionsgleichung der Übertragungsfunktion Q zwischen dem inneren und äußeren Potentialkoeffizienten für ein radialsymmetrisches Erdmodell, eine vorgegebene Frequenz, einen Grad n und alle Ordnungen $\ell = 0, 1, 2, \dots, n$ der Kugelfunktionen $P_n^\ell(\cos\theta) \exp(i\ell\lambda)$ ist

$$\tau_n^{\ell}(\omega_m) = Q_n(\omega_m) \cdot \epsilon_n^{\ell}(\omega_m). \quad (6)$$

Im Falle eines aus vielen Elementarpotentialen zusammengesetzten Oberflächenfeldes setzt die Bestimmung der $Q_n(\omega_m)$ voraus, daß sie durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen voneinander getrennt worden sind. Ist dagegen das Oberflächenfeld für jede Frequenz durch eine einzige elementare Kugelflächenfunktion zumindest näherungsweise gegeben, ist dies nicht notwendig und man kann $Q_n(\omega_m)$ aus dem beobachteten Feld an einem einzigen Ort ableiten. Für die Summe der äußeren und inneren Elementarpotentiale gilt dann in der Schreibweise von Gl.(3) und (4)

$$V(T, r, \theta, \lambda) = R_E \sum_m \left\{ \epsilon_n^m \left(\frac{r}{R_E}\right)^n + i_n^m \left(\frac{R_E}{r}\right)^{n+1} \right\} P_n^m(\cos\theta) e^{imT}.$$

Daraus ergibt sich für die komplexen Fourier-Amplituden der Feldkomponenten des Oberflächenfeldes ($r=R_E$) in Ortszeit

$$\tilde{B}_\vartheta(\omega_m) = -\tau_n^m(\omega_m) \frac{dP_n^m}{d\vartheta} \quad \text{mit} \quad \tau_n^{\ell} = \epsilon_n^{\ell} + \iota_n^{\ell}$$

$$\sin\vartheta \tilde{B}_\lambda(\omega_m) = -im \tau_n^m(\omega_m) P_n^m \quad \text{mit} \quad \frac{\partial}{\partial \lambda} = \frac{\partial}{\partial T} \quad (7)$$

$$\tilde{B}_r(\omega_m) = \left\{ -n \epsilon_n^m(\omega_m) + [n+1] \iota_n^m \right\} P_n^m.$$

Um \tilde{B}_r wie \tilde{B}_θ und \tilde{B}_λ in einfacher Form auf die Koeffizientensumme τ_n^{ℓ} beziehen zu können, wird die Übertragungsfunktion

$$C_n(\omega_n) = \frac{R_E}{n+1} \frac{1 - \frac{n+1}{n} Q_n(\omega_n)}{1 + Q_n(\omega_n)} \quad (8)$$

eingeführt. Einsetzen in (T) ergibt

$$\tilde{B}_r = -n(n+1) \frac{C_n}{R_E} \tau_n^m P_n^m. \quad (9)$$

Die in Gl.(8) eingeführte Übertragungsfunktion, eine die Eindringtiefe charakterisierende Länge, hat eine direkte Beziehung zur Impedanz desjenigen Oberflächenfeldes, dessen magnetisches Potential durch Gl.(6) gegeben ist. Es gilt

$$E_{\theta} = -i\omega C_n(\omega_n) B_{\lambda} \quad , \quad E_{\lambda} = i\omega C_n(\omega_n) B_{\theta} \quad . \quad (10)$$

Zu beachten ist das asymptotische Verhalten von C_n . Ist sein Absolutwert der Eindringtiefe klein im Vergleich zu $R_E/(n+1)$, so nähert sich $C_n(\omega_n)$ einem vom Grad n unabhängigen Grenzwert:

$$C_n(\omega_n) \rightarrow C_0(\omega_n) \quad \text{für} \quad |C_n|(n+1)/R_E \rightarrow 0. \quad (11)$$

Der Index "0" soll anzeigen, daß $i\omega C_0$ die Impedanz quasi-homogener Felder über geschichteten Halbräumen ist, deren Wellenzahl im k -Bereich formal Null gesetzt wurde.

4. Bestimmung der Übertragungsfunktionen aus Beobachtungen

(1) Potential-Methode: Sie liefert die in Gl.(6) eingeführte Übertragungsfunktion $Q_n(\omega_m)$. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, daß die Entwicklung des Oberflächenfeldes nach Kugelfunktionen die Trennung der Potentiale äußeren und inneren Ursprungs ohne jede Hypothese erlaubt. Ihr Nachteil liegt in der notwendigen Einbeziehung der Radialkomponente \tilde{B}_r . Diese ist aber von lokalen Anomalien des inneren Anteils, insbesondere den Küsten- und Inselanomalien, mehr betroffen als die Tangentialkomponenten \tilde{B}_{θ} und \tilde{B}_{λ} . Eine richtige Wiedergabe von \tilde{B}_r durch Kugelfunktionen würde also eine Entwicklung bis zu sehr hohen Graden und Ordnungen erfordern, was angesichts der verfügbaren Daten von etwa 100 weltweit verteilten Observatorien nicht möglich ist. Dies zwingt zur Einführung eines radial-symmetrischen Erdmodells, um so jeden "inneren" Potentialkoeffizienten i_n^{ℓ} für sich auf einen "äußeren" Koeffizienten ε_n^{ℓ} gleichen Grades und gleicher Ordnung beziehen zu können.

Es zeigt sich, daß mit dieser Einschränkung für jede Frequenz jeweils nur die größten Koeffizienten mit $n = m+1$ und $\ell = m$ zu widerspruchsfreien Q_n -Werten führen. Sie sind in Tabelle 1 nach

verschiedenen Analysen zusammengestellt. Alle Koeffizienten mit gleichem n müßten ja für eine vorgegebene Frequenz ω_m identische Q_n -Werte liefern. Auch die Verträglichkeit der Q_n unterschiedlicher Grade mit einem radial-symmetrischen Erdmodell läßt sich prüfen, indem man sie nach Gl.(8) in Eindringtiefen C_n umwandelt. Diese sollten für eine vorgegebene Frequenz näherungsweise unabhängig von n sein und dem asymptotischen Wert C_0 entsprechen.

Beides ist in den besten verfügbaren Analysen auch nicht näherungsweise der Fall, wie dies am Beispiel der Malin'schen Analyse (1973) für die Frequenz ω_2 gezeigt wird. Malin hat ihr globales Oberflächenfeld durch eine Reihe mit 18 Entwicklungskoeffizienten dargestellt, die getrennt nach innerem und äußerem Anteil in seiner Tabelle A1 (S.586) unter $p=2$ zusammengestellt sind. Die Analyse wurde für S-Variationen in Weltzeit durchgeführt. Der jeweils erste Wert bezieht sich auf $P_n^l \cos l\lambda$, der zweite auf $P_n^l \sin l\lambda$.

n	l	$E_n^l(\omega_2)$	$Q_n(\omega_2)$	$C_n(\omega_2)$ in km
1	1	.117 - i .207	.288 + .105i	997 - 601i
		-.217 - .148i	.096 - .102i	- *)
2	1	-.062 + i .036	-.154 + 1.041i	-
		-.037 + i .048	.208 - 1.756i	-
2	2	.019 + i .098	.866 + i .465	-
		.154 + i .089	.155 - i .021	-
3	1	.031 + i .079	.307 - i .703	-
		.093 - i .071	.330 - i .145	-
3	2	-.634 + i .009	.355 + i .112	601 - 225i
		.031 + i .555	.459 + i .124	405 - 215i

*) $|Q_n| > \frac{n}{n+1}$ oder $\arg\{Q_n\}$ nicht zwischen 0 und $\pi/2$

3	3	$-.077 + i .051$	$1.190 - i .126$	-
		$.127 + i .033$	$-.020 + i .066$	-
4	1	$-.047 - i .027$	$-.322 - i .143$	-
		$-.041 + i .073$	$-.187 + i .552$	-
4	2	$.058 + i .023$	$-.374 + i .248$	-
		$.009 + i .077$	$.777 + i .130$	12 - 117 i
4	3	$.003 - i .031$	$.370 - i 1.158$	-
		$-.048 + i .00$	$-.604 - i .604$	-

Wie schon bemerkt, erhält man sinnvolle Übertragungsfunktionen Q_n und C_n nur für $l = 2$ und $n = 3$, also für denjenigen Teil der S-Variationen, der eine reine Funktion der Ortszeit ist und dessen Quellen symmetrisch zum Äquator liegen ($n-l$:ungerade). In Malin's Analyse fehlen die Koeffizienten für $l = 2$ und $n = 2+3 = 5$, die vermutlich die zweitgrößten gewesen wären.

Die wesentliche Ursache dafür, daß sich für die übrigen, relativ kleinen Koeffizienten keine konsistenten Übertragungsfunktionen ergeben, ist vermutlich ihre zu ungenaue Bestimmung, die außerdem von der speziellen Lage der gewählten Observatorien abhängen könnte. Über den möglichen Einfluß von lateralen Leitfähigkeitsänderungen, insbesondere der Weltmeere, läßt sich aber aufgrund dieser Analyse nicht mehr sagen, als schon Price (1963) festgestellt hat: daß nämlich der innere Anteil von S-Variationen immer dann am größten ist, wenn sich die Zentren der äußeren Stromsysteme über dem Meer befinden. Doch ist dies eine von den zumeist festländischen Observatorien extrapolierte Aussage.

Insgesamt vermitteln die mit der Potentialmethode gewonnenen Ergebnisse den Eindruck, daß Entwicklungen nach einer steigenden Zahl von Kugelfunktionen nicht zu einer verbesserten Bestim-

mung der Übertragungsfunktionen führen. Vielmehr wird es darauf ankommen, die Zahl der zu bestimmenden Übertragungsfunktionen entscheidend zu reduzieren oder auf Entwicklungen nach Kugelfunktionen ganz zu verzichten, wie in der Z:H und Z:H' Methode, oder sie auf die Tangentialkomponenten zu beschränken, wie in der Z:Y Methode. Diese Methoden führen nicht auf globalgültige sondern auf lokale und regionale Übertragungsfunktionen. Sie beschränken so die Voraussetzung einer radial-symmetrischen Erde auf einen kleinen Ausschnitt, dessen laterale Ausdehnung durch den Betrag von $C_n(\omega_m)$ angegeben wird.

Z:H Verfahren: Es liefert die Eindringtiefe $C_{m+1}(\omega_m)$ unter der Annahme, daß S-Variationen eine reine Funktion der Ortszeit sind und daß die Breitenabhängigkeit ihre Fourier-Amplituden durch eine Kugelfunktion, nämlich durch $P_{m+1}^m(\cos\theta)$ darstellbar ist. Die Bestimmungsgleichungen für C_{m+1} aus den Radial- und Tangentialkomponenten in der Ko-Breite θ ergeben sich aus (7) und (9) für die Frequenz ω_m zu

$$\tilde{B}_r = \frac{C_{m+1}}{R_E} (m+1)(m+2) \frac{\sin\theta \cos\theta}{m \cos^2\theta - \sin^2\theta} \tilde{B}_\theta \quad (12)$$

$$\tilde{B}_r = \frac{C_{m+1}}{R_E} (m+1)(m+2) \sin\theta / \sin\theta \cdot \tilde{B}_\lambda ,$$

wobei man noch - um identische Ergebnisse mit \tilde{B}_θ und \tilde{B}_λ zu erhalten - besondere "Sq-effektive" Koordinaten einführen kann. Einzelheiten sind im Protokollband zum ersten Grafrath-Kolloquium zu finden (Schmucker, 1974), mit dieser Methode gewonnene Eindringtiefen in Tabelle 2.

Wenn auch dieses im Vergleich zur Potentialmethode einfache Verfahren stabile und konsistente Schätzwerte der Eindringtiefen für S-Variationen erbrachte, so erwies sich die Einbeziehung der Tangentialkomponenten an nur einem Ort als ungünstig, um eine "fehlerfreie" rechte Seite für eine Regressionsanalyse zur Bestimmung von $C_n(\omega_m)$ zu erhalten. Es wurden daher zwei neue Methoden entwickelt, bei denen die Eingabe-Variable auf der rechten Seite aus den Tangentialkomponenten an vielen Orten hervorgeht.

Z:Y Verfahren: Es liefert den asymptotischen Wert $C_0(\omega_m)$ der Übertragungsfunktionen $C_n(\omega_m)$. Die Beschränkung auf eine einzige Kugelfunktion wie bei der Z:H Methode entfällt, indem vorausgesetzt wird, daß für alle im äußeren Feld einer Frequenz enthaltenen Kugelfunktionen die Ungleichung $|C_n|(n+1)/R_E \ll 1$ gilt. Schreibt man die Fourier-Amplitude des nicht-separierten Potentials in Ortszeit für ω_m und $r = R_E$ als Summe von Kugelflächenfunktionen,

$$\tilde{V}(\omega_m, R_E, \theta, \lambda) = R_E \sum_{n=m-1}^M Y_n(\omega_m, \theta, \lambda) \quad (13)$$

so gilt nach Gl.(3) und (4)

$$Y_{m-1} = \tau_{m-1}^{m-1} e^{-i\lambda} P_{m-1}^{m-1}$$

$$Y_m = \tau_m^{m-1} e^{-i\lambda} P_m^{m-1} + \tau_m^m$$

$$Y_{m+1} = \tau_{m+1}^{m-1} e^{-i\lambda} P_{m+1}^{m-1} + \tau_{m+1}^m P_{m+1}^m + \tau_{m+1}^{m+1} e^{i\lambda} P_{m+1}^{m+1}$$

usw.,

wenn τ_n^l wie in Gl.(7) die Summe der äußeren und inneren Koeffizienten darstellt. Die Gleichungen (7) und (9) erhalten mit (13) die erweiterte Form

$$\begin{aligned} \tilde{B}_\theta &= - \sum_{m-1}^N \frac{\partial Y_n}{\partial \theta} , \quad \sin\theta \tilde{B}_\lambda = - \sum_{m-1}^N \frac{\partial Y_n}{\partial \lambda} \\ \tilde{B}_r &= - \sum_{m-1}^N n(n+1) \frac{C_n}{R_E} Y_n . \end{aligned} \quad (14)$$

Einsetzen von $C_0(\omega_m)$ für $C_n(\omega_m)$ als gemeinsamen, asymptotischen Wert der Übertragungsfunktionen für alle Gerade n ergibt die Grundgleichung des Z:Y Verfahrens:

$$\tilde{B}_r(\omega_m, \theta, \lambda) = - \frac{C_0(\omega_m)}{R_E} \sum_{n=m-1}^M n(n+1) Y_n(\omega_m, \theta, \lambda) . \quad (15)$$

Die Y_n sind dabei für den vorgegebenen Ort (θ, λ) aus (13) mit den nicht-separierten Koeffizienten τ_n^l abzuleiten, die ihrerseits durch eine Kugelfunktionsentwicklung von \tilde{B}_θ und \tilde{B}_λ gewonnen worden sind. Die Notwendigkeit einer entsprechenden Entwicklung von \tilde{B}_r entfällt. Die entscheidenden Schwächen der Potential-

methode (Kugelfunktionsentwicklung von B_r) und des Z:H Verfahrens (Beschränkung auf eine Kugelfunktion) werden vermieden.

Z:H' oder Gradienten-Verfahren: Es liefert wiederum den asymptotischen Wert $C_o(\omega_m)$ der Übertragungsfunktionen $C_n(\omega_m)$. Die Ausgangsgleichung erhält man, indem die Impedanz-Beziehungen (10) mit C_o für C_n zur Berechnung von $\partial E_\theta / \partial \lambda$ und $\partial E_\lambda / \partial \theta$ in

$$-i\omega \tilde{B}_r = \text{rot}_r \underline{E} = \frac{1}{r \sin\theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin\theta E_\lambda) - \frac{\partial E_\theta}{\partial \theta} \right\}$$

benutzt werden, wobei C_o als Konstante behandelt wird. Es ergibt sich

$$\tilde{B}_r = - \frac{C_o(\omega_m)}{R_E} \left\{ \frac{\partial B_\theta}{\partial \theta} + \cot\theta B_\theta + \frac{\partial \tilde{B}_\lambda}{\partial \lambda} + i m \tilde{B}_\lambda \right\}, \quad (16)$$

wenn man bei der Differentiation nach λ den Zeitfaktor $\exp(imT) = \exp(i\{mt + m\lambda\})$ der Fourier-Amplituden in Ortszeit berücksichtigt. Die Gradienten der Tangentialkomponenten werden durch Differenzieren von Polynomdarstellungen für \tilde{B}_θ und \tilde{B}_λ in einem ausgewählten Gebiet gewonnen,

$$\tilde{B}_\theta(\omega_m, \theta, \lambda) = a_0 + a_1\theta + a_2\lambda + a_3\theta^2 + a_4\lambda^2 + a_5\theta\lambda$$

$$\sin\theta \tilde{B}_\lambda(\omega_m, \theta, \lambda) = b_0 + b_1\theta + b_2\lambda + b_3\theta^2 + b_4\lambda^2 + b_5\theta\lambda,$$

also aus
$$\frac{\partial \tilde{B}_\theta}{\partial \theta} = a_1 + 2a_3\theta + a_5\lambda$$

$$\frac{\partial \tilde{B}_\lambda}{\partial \lambda} = b_2 + 2b_4\lambda + b_5\theta.$$

Dabei ist wegen $\text{rot}_r \underline{B} = 0$ die Beziehung $\partial(\sin\theta B_\lambda) / \partial \theta = \partial B_\theta / \partial \lambda$ zu beachten, die Gleichheit von b_1 und a_2 , $2b_3$ und a_5 , b_5 und $2a_4$ verlangt.

5. Ergebnisse

Tabelle 1 enthält die nach der Potential-Methode bestimmten Übertragungsfunktionen $Q_n(\omega_m)$ mit $n = m+1$. Chapman (1919) hat seine Analyse der äquinoktialen Monate 1902 und 1905 mit 26 Observatorien in Ortszeit durchgeführt, Malin (1973) und Winch (1981) mit 100 und 130 Observatorien in Weltzeit mit den genannten Nachteilen. Malin benutzte als Eingabedaten die Fourier-Amplituden der mittleren S-Variationen, die von Gupta und Chapman (1968) für das IGJ 1957/58 berechnet wurden, Winch von ihm selbst berechnete Fourier-Amplituden für 1964/65. Beide haben alle Tage des Jahres mit Ausnahme der fünf D-Tage jedes Monats einbezogen.

Fainbergs (1983) Analyse beruht gleichfalls auf den S-Variationen von 1958 und stützt sich auf die Beobachtungen an 75 Observatorien. Einzelheiten seiner Analyse sind nicht bekannt. Sie erfolgte iterativ, indem schrittweise Observatorien mit anomalen S-Variationen ausgeschieden werden.

In der letzten Spalte sind zum Vergleich nach dem Z:Y-Verfahren bestimmte Übertragungsfunktionen für europäische Observatorien angegeben. Die $C_o(\omega_m)$ -Werte wurden dazu nach Gl.(8) in $Q_n(\omega_m)$ -Werte mit $n = m+1$ umgerechnet:

$$Q_n = \frac{n}{n+1} \frac{1 - (n+1)C_o/R_E}{1 + n C_o/R_E} .$$

Die angegebenen Fehler beziehen sich jeweils auf den Betrag von Q_n . Die vergleichsweise großen Fehler bei den von Winch bestimmten Übertragungsfunktionen sind dadurch zu erklären, daß er Daten aus einem Sonnenflecken-Minimum mit entsprechend reduzierten S-Variationen analysiert hat.

Die Zahl der Kugelfunktionen, die in den einzelnen Analysen zur Darstellung des globalen Feldes benutzt werden, ist durchaus unterschiedlich. Chapman beschränkte sich auf die Anpassung eines einzelnen Terms für jede Frequenz, Malin und Winch verwendeten bis zu zwanzig Termen pro Frequenz, die Z:Y Analyse bis zu zehn Terme. Bedenkt man diese großen Unterschiede in der Durchführung der Analyse, die Verschiedenheit der Ausgangsdaten, der benutzten Observatorien und der Bestimmungsmethoden,

so ist die Übereinstimmung der Q-Werte in Tabelle 1 innerhalb der Fehlergrenzen, soweit sie bekannt sind, bemerkenswert.

Sie zeigt, daß die Grundannahme einer lateral-homogenen Erde zutrifft, zumindest für die Kontinente, und daß der innere Anteil von S-Variationen hier eine deutliche Phasenverschiebung gegenüber dem äußeren Anteil aufweist. Dies bedeutet, daß der Erdmantel auf S-Variationen keineswegs wie ein idealer Leiter wirkt wie im Fall von Dst Variationen, wenn auch für die Grundperiode ($m=1$) eine deutliche Reduzierung der Phase erkennbar ist. Die mittlere Leitfähigkeit des Mantels ist vielmehr aus den Phasen von Q bestimmbar und liegt zwischen 30 und 50 Ωm , wie noch gezeigt wird.

Gewisse Q-Werte fallen heraus. So sind etwa für $m=4$ die Realteile bei Chapman und Fainberg zu klein, bei Winch zu groß. Für $m=3$ ist die Übereinstimmung am besten (bis auf Winchs Realteil), für $m=2$ ist bei Fainberg der Imaginärteil und beim Z:Y Verfahren der Realteil zu klein. Bei der Grundperiode ist der Imaginärteil und damit die Phase von Q relativ unsicher.

Tabelle 2 enthält Bestimmungen der komplexen Eindringtiefen $C_n(\omega_m)$ oder ihres asymptotischen Wertes $C_o(\omega_m)$ nach jedem der drei in Abschnitt 4 genannten Verfahren. Die jeweilige Ausgangsgleichung (12), (15) und (16) wurde dabei im Sinne einer univariaten Regressionsanalyse mit den mittleren Fourier-Amplituden von S-Variationen an zwölf europäischen Stationen ausgewertet, wobei Observatorien in weniger als 55° Breite und in möglichst großer Entfernung zum Atlantik ausgewählt wurden: Die örtlichen Vertikalkomponenten $Z (= -B_r)$ wurden als fehlerbehaftete Variable der linken Seite behandelt, die Fourier-Amplituden von $H(B_\theta, B_\lambda)$, Y und H' als fehlerfreie rechte Seiten. Die verwandten Fourier-Amplituden entstammen, wie in Malins Analyse, den Gupta-Chapman Tabellen (1968), beziehen sich also auf die mittleren S-Variationen des IGJ 1957/58.

Bei der Entwicklung des Tangentialfeldes nach Kugelfunktionen und Polynomen wurden sechs weitere Observatorien hinzugenommen, die zwar anomale Z-Variationen aber offensichtlich wenig gestörte H-Variationen besitzen.

Zum Vergleich enthält Tabelle 2 nach Gl.(8) umgerechnete Q_n -Werte aus Malins Analyse. Somit enthält Tabelle 2 mit vier unterschiedlichen Methoden aus dem gleichen Datensatz gewonnene C-Werte. Die Fehler beziehen sich wieder auf den Betrag.

Signifikant abweichende Werte liefert nur die Z:H Methode. Auffallend ist insbesondere ihr großer Imaginärteil für $m=2$, der sich als Artefakt dieses zu sehr vereinfachten Bestimmungsverfahrens erweist. Sonst liegt die Übereinstimmung im Bereich der Fehlergrenzen. Insbesondere passen die nach dem Z:Y und nach dem Z:H' Verfahren gewonnenen C_o -Werte gut zusammen. Für regionale Untersuchungen ist daher eine Entwicklung nach Kugelfunktionen nicht notwendig und das Gradientenverfahren ausreichend.

Tabelle 2 zeigt, daß die Eindringtiefen $z_o(\omega_m) = \text{Re}\{C_o(\omega_m)\}$ von 350 km für die vierte Oberschwingung $m=4$ bis zu über 700 km für die Grundschiwingung $m=1$ fortschreitet. Abb.1 stellt die zugehörigen scheinbaren spez. Widerstände und Phasen zusammen, Tabelle 3 enthält sie speziell für das Z:Y und Potentialverfahren.

Bei den Darstellungen ist eine mehr oder weniger stetige Abnahme des scheinbaren spez. Widerstandes ρ_a von etwa 65 Ωm auf rund 50 Ωm mit wachsender Periode zu entnehmen, was gut zu dem beobachteten Phasenwinkel um 60 Grd. paßt. In der Nähe der Grundperiode, also in einer Tiefe zwischen 700 und 800 km, wird der Abfall von ρ_a stärker und die Phase rückt entsprechend näher an ihren asymptotischen Wert von 90 Grad heran.

Eine gewisse Unsicherheit besteht für die Periodenabhängigkeit der Phase. Nach dem Potentialverfahren nimmt sie monoton mit zunehmender Periode ab, entsprechend einer monotonen Abnahme des in-situ Widerstandes mit der Tiefe. Das Z:Y Verfahren ergibt ein schwach ausgeprägtes Phasenminimum für $m=3$, also für eine Periode von 8 Stunden und eine Eindringtiefe von $z^* = 400$ km. Wäre es signifikant, so würde es bedeuten, daß der in-situ Widerstand in dieser Tiefe ein Maximum durchläuft.

6. Die Strukturierung des kontinentalen Mantels bis 1000 km Tiefe

In Abb.2 und Tabelle 4 werden die Eindringtiefen z^* , scheinbaren Widerstände und Phasen der Impedanz gemeinsam für DP-Variationen, S-Variationen und Dst-Variationen dargestellt. Sie ergeben ein fortlaufendes Tiefenprofil von $z^* = 110$ km für eine Periode von 15 Minuten bis 1000 km für eine Periode von 25 Tagen. Die Herkunft der Daten ist aber sehr unterschiedlich. Die C_0 -Werte für DP-Variationen sind aus einer Anwendung des Gradientenverfahrens von Jones (1982) auf PEJ Felder in Skandinavien und sind hier nur teilweise wiedergegeben. Die C_0 -Werte für S-Variationen entstammen der hier beschriebenen Analyse nach dem Z:Y-Verfahren mit europäischen Observatorien, die C_0 -Werte für Dst-Variationen einer früheren Analyse nach dem Z:Y-Verfahren mit weltweit verteilten Observatorien (Schmucker, 1979). In jedem Fall betreffen die tabellierten Werte mehr die Mantelstruktur unter Kontinenten als unter den Ozeanen.

Obwohl die räumliche Struktur der induzierenden Felder sehr unterschiedlich ist und diese bei magnetischen (im Gegensatz zu magnetotellurischen) Verfahren voll in die Ableitung der Übertragungsfunktionen eingeht, passen die drei Segmente des scheinbaren Widerstandsprofils gut zusammen. Nur bei den kürzesten Dst-Perioden, gewonnen aus einer Analyse von Einzelstürmen mit einer unsicheren Abtrennung der S-Variationen, ergeben sich gewisse Unstimmigkeiten mit dem C_0 -Wert der Grundperiode von S-Variationen. Außerdem fehlen in dem Übergangsbereich - zwischen der kürzesten S-Periode und der längsten DP-Periode - Bestimmungen von C_0 , die den zu fordernden Widerstandsanstieg zwischen $z^* = 210$ km und $z^* = 365$ km belegen könnten.

Schließt man einen Einfluß systematischer Fehler aus, interpretiert man also die in Abb.2 dargestellten $\rho^*(z^*)$ -Wertepaare innerhalb ihrer statistischen Fehler (95% Vertrauensbereich für DP, jeweils 68% für S und Dst), so ergibt sich folgende sichtbare Strukturierung des kontinentalen Mantels: Offensichtlich ist folgende Zweiteilung: Bis $z^* = 600$ km liegt ρ^* oberhalb von $10 \Omega\text{m}$, ab $z^* = 800$ km unter $1 \Omega\text{m}$. Der Übergang zwischen beiden Bereichen ist gut belegt und muß sehr steil verlaufen. Hinzu kommen zwei Details:

(1) Die Phase scheint im Dst-Segment bei einer Periode von 8 Tagen ein Maximum zu durchlaufen, welches allerdings fast in den Fehlergrenzen verschwindet. Außerdem ist die Zunahme der Eindringtiefe gerade in diesem Periodenbereich auffallend gering. Beides deutet darauf hin, daß der Übergang von dem hochohmigen oberen Mantel zu dem gutleitenden unteren Mantel über eine noch besser leitende dünne Grenzsicht in 800-900 km Tiefe verläuft.

(2) Die schwach signifikante Abnahme in ρ^* von 48 Ωm für die dritte auf 34 Ωm für die vierte S-Oberschwingung könnte sich zu kürzeren Perioden hin fortsetzen und so den Anschluß zu den DP-Werten herstellen, die mit $\rho^* = 10 \Omega\text{m}$ in 210 km Tiefe beginnen. Es würde ein Widerstandsminimum in der genannten Tiefe anzeigen mit einem gutbelegten Widerstandsanstieg zu kürzeren Perioden und geringeren Eindringtiefen hin. Doch es fehlt ein überzeugender Anschluß der beiden Segmente. Außerdem ist das ρ^* -Minimum dort, wo dieser Anschluß mit magnetotellurischen Sondierungen hergestellt wird, nicht nachweisbar. Dies gilt etwa für die in dem Beitrag von E. Steveling zu diesem Band beschriebene Sondierung bei Göttingen.

Abb.3 überträgt diese aus dem $\rho^*(z^*)$ -Profil erschlossene Strukturierung auf Mehrschichtenmodelle, wie sie sich aus der Anwendung des Ψ -Algorithmus auf die in Tabelle 4 enthaltenen C_0 -Werte ergeben. Die Modellparameter sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Der hier angegebene Anpassungsparameter ϵ bezieht sich auf den rms Anpassungsfehler der logarithmischen Übertragungsfunktion

$$y(\omega_m) = \ln \{ i \omega_m \mu_0 C_0 (\omega_m)^2 / \rho_0 \} = \ln \rho_a / \rho_0 + 2i \left(\frac{\pi}{4} - \phi \right) ,$$

gibt also ungefähr den relativen Anpassungsfehler von ρ_a an oder den Anpassungsfehler der Phase in Bogenmaß.

Die Zahl der Schichten ist so gewählt, daß ϵ dem mittleren relativen Fehler der eingegebenen ρ_a -Werte entspricht. Die errechneten Schichtwidestände ρ_m sind das Ergebnis einer reinen Ausgleichsrechnung ohne Glättung über Modellparameter bei der Lösung der Normalgleichungen. Die angegebenen Schichtdicken d_m sind als reine Rechengrößen aus den Schichtparametern $d_m = \sqrt{\rho_0 / \rho_m}$ d_m bester Anpassung abgeleitet worden ($\rho_0 = 1 \Omega\text{m}$).

Das Ergebnis der Modellrechnung ist folgendes: Ohne Hinzunahme der DP-Werte genügt ein 3-Schichtenmodell mit monoton abnehmenden Widerständen zur Interpretation der S und Dst Daten innerhalb ihrer Fehlergrenzen. Der gute Leiter in 200-400 km Tiefe erweist sich in einem 4-Schichtenmodell als gerade noch auflösbar. Mit den DP-Werten erhält man die erwartete Strukturierung im oberen Mantel mit einem guten Leiter in 200-300 km Tiefe.

Literatur:

- Benkova, N.P.: Spherical harmonic analysis of the Sq variations, May-August 1933. Terr. Magn. Atmosph. Elec. 45, 425, 1940
- Chapman, S.: The solar and lunar diurnal variations. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 218, 1, 1919
- Fainberg, E.B.: Global geomagnetic sounding. Preprint No. 50 Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio-wave Propagation IZMIRAN, Academy of Sciences, Moskau, 1983
- Gupta, J.C. and S. Chapman: Manual of the coefficients of the first four harmonics of the solar and lunar daily variations computed from IGY/C and certain other data. Manuscript 68-110. National Center of Atmospheric Research, Boulder/Colorado, 1968
- Jones, A.G.: Geomagnetic induction studies in Scandinavia. J. Geophys. 48, 181, 1980
- Malin, S.R.C.: Worldwide distribution of geomagnetic tides. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 274, 551, 1973
- Price, A.T. and G.A. Wilkins: New method for the analysis of geomagnetic fields and their application to the Sq field of 1932-1933. Philos. Trans. R. Soc. Lond., Ser.A, 256, 31-98, 1963
- Schmucker, U.: Erdmagnetische Tiefensondierung mit langperiodischen Variationen. Protokoll Kolloquium "Erdmagnetische Tiefensondierung", Grafrath (Hrsg. A. Berktold), Institut für Geophysik, Univ. München, 313, 1974

Schmucker, U.: Erdmagnetische Variationen und die elektrische Leitfähigkeit in tieferen Schichten der Erde. Sitzungsbericht und Mitteilungen Braunschweigische Wiss. Gesellschaft, Sonderheft 4, 45, 1979

Winch, D.F.: Spherical harmonic analysis of geomagnetic tides, 1964-1965. Phil. Trans. Roy. Soc. London A 303, 1, 1981

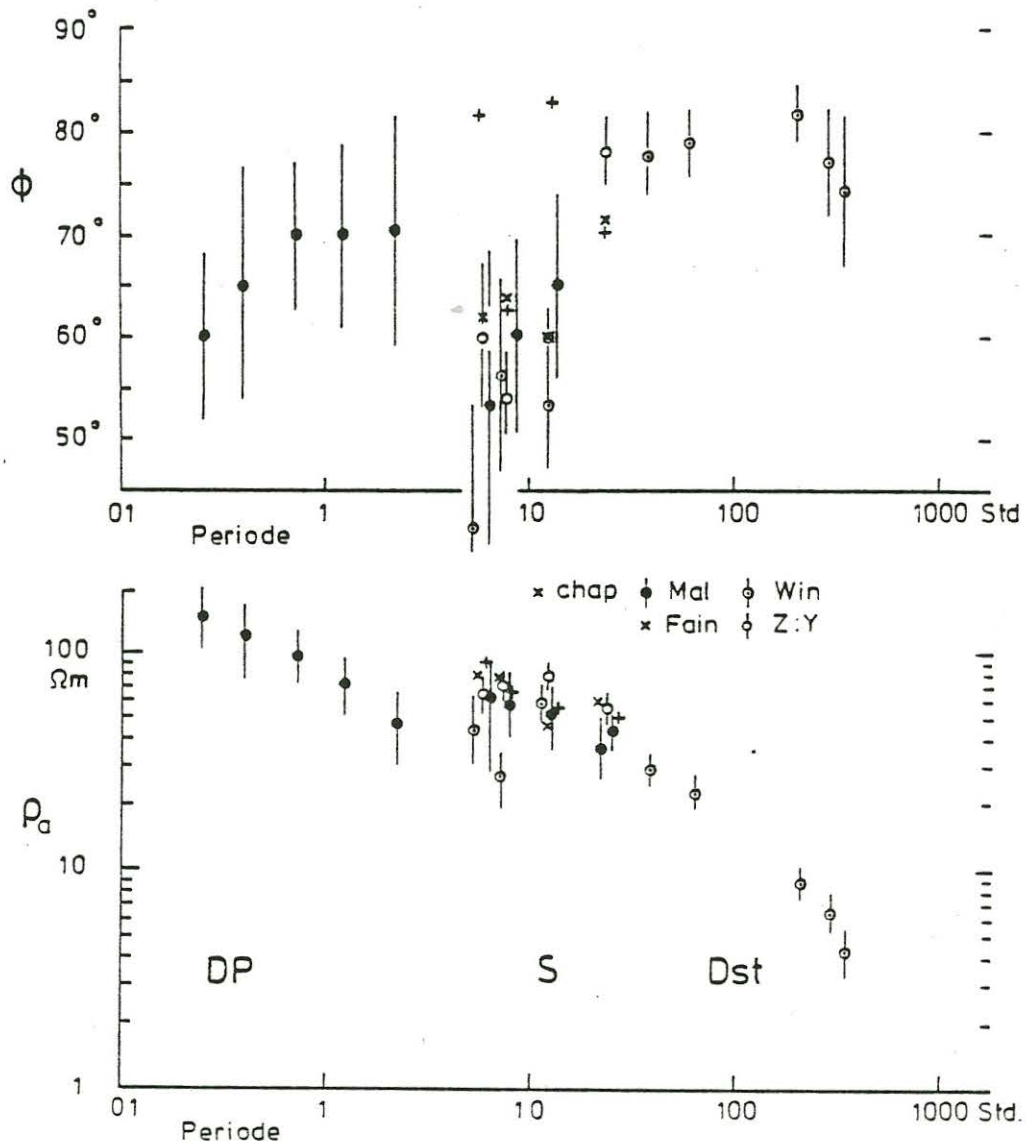


Abb.1: Scheinbare Widerstände ρ_a und Phasen ϕ der Impedanz für die in Tabelle 1 zusammengestellten Übertragungsfunktionen Q_n für S-Variationen. Sie werden ergänzt durch entsprechende Schätzwerte aus den Analysen von Dst und DP Variationen in Skandinavien (s. Text).

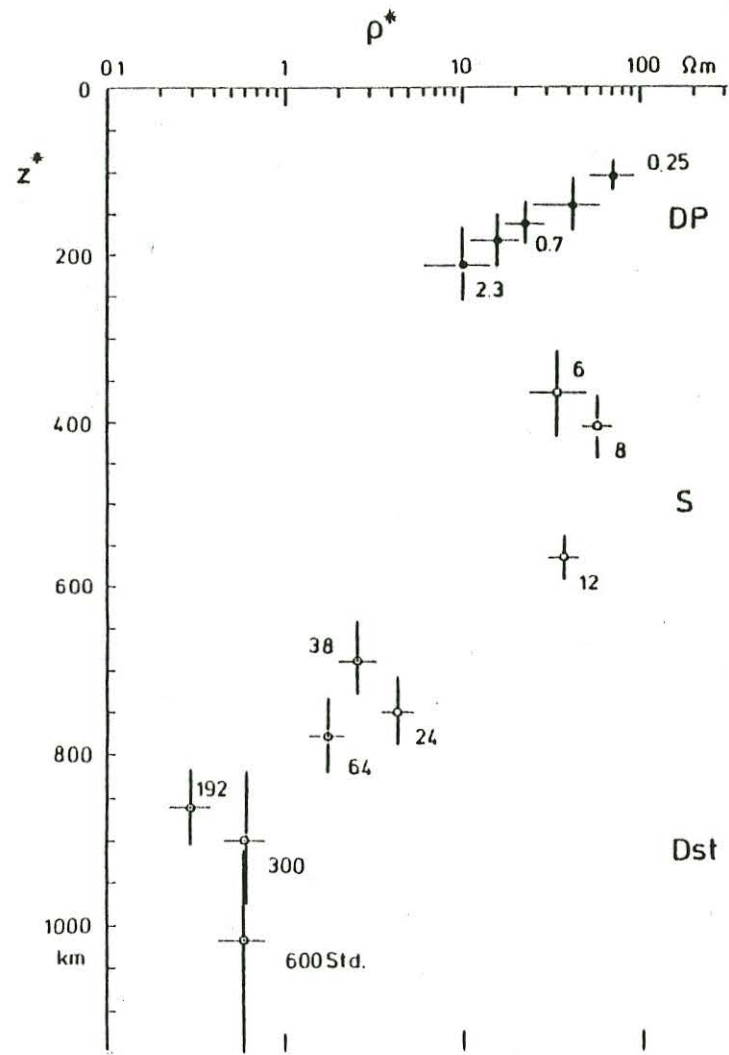


Abb.2: Scheinbare Widerstände ρ als Funktion der Tiefe z für die in Tabelle 4 ausgewählten Analysen.

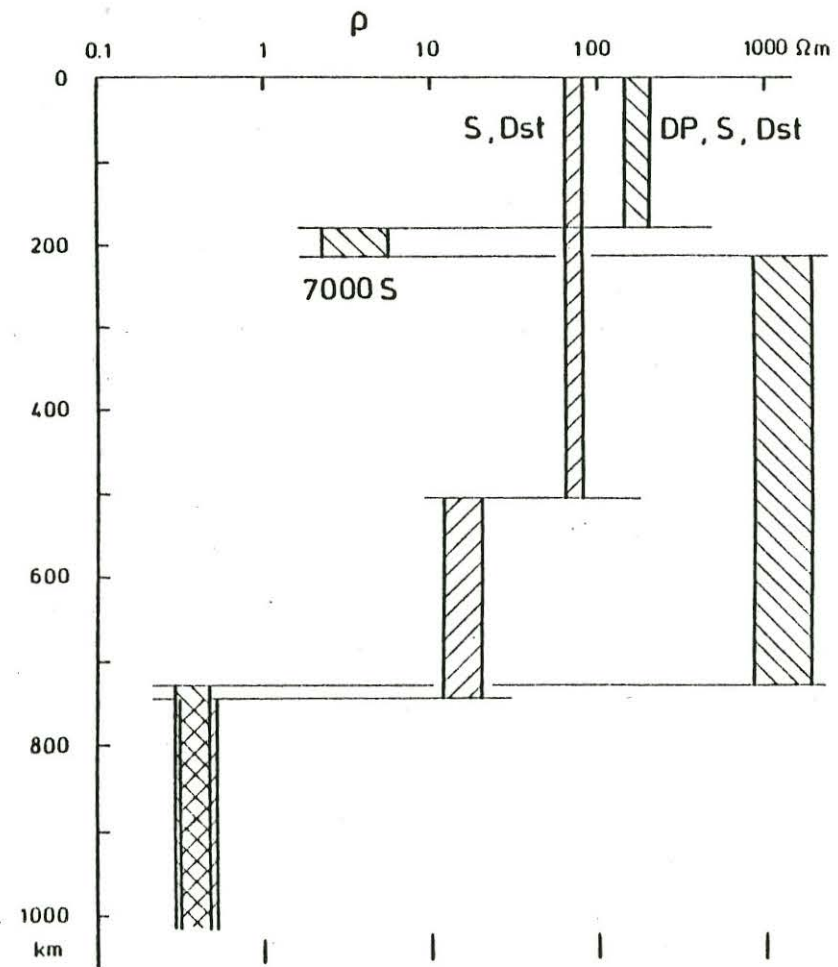


Abb.3: Modelle zur Deutung der in Tabelle 4 und Abb.2 zusammengestellten Übertragungsfunktionen. Das 3-Schichtmodell bezieht sich auf S und Dst-Variationen allein, das 4-Schichtmodell auf eine gemeinsame Deutung von DP-Variationen in Skandinavien und S-Dst-Variationen in Europa südlich 55° Breite.

Tabelle 1

Übertragungsfunktion $Q_n(\omega_m)$ zwischen Potentialkoeffizienten
des inneren und äußeren Anteils für S-Variationen in Ortszeit
und Kugelfunktion P_{m+1}^m
 (Werte x 100)

	Chapman	Malin	Winch	Fainberg	Z:Y
m=4	36+18i	42+22i ±15	51+26i ±13	32+ 5i	40+18i ±3
3	38+15i	42+16i ± 7	53+14i ± 5	39+15i	40+21i ±2
2	44+14i	41+12i ± 6	42+19i ± 5	40+ 3i	36+16i ±1
1	34+ 9i	37+ 0i ± 6	39- 1i ± 5	34+ 9i	35+ 5i ±1

Tabelle 2

Übertragungsfunktionen $C_n(\omega_m)$ und $C_o(\omega_m)$ für regionale Radial-
komponente B_r von S-Variationen in Europa. Einheit: 1 km

	Z:H	Z:Y	Z:H'	Q_n -Malin
m=4	290-260i ±30	365-215i ±50	350-230i ±30	330-250i ±110
3	330-365i ±30	405-295i ±35	400-280i ±30	400-230i ± 80
2	495-470i ±35	565-320i ±25	575-280i ±30	490-225i ± 90
1	575-275i ±60	750-155i ±35	730-100i ±80	685- 0i ±175

Tabelle 3

Scheinbare spez. Widerstände und Phasen der Impedanz für S-Variationen. Einheiten 1 Ωm, 1 Grad

	Q_n - Malin			C_o - Z:Y		
	ρ_a	ρ	ϕ	ρ_a	ρ	ϕ
m=4	63±34	45±25	53±15	66±15	34±8	60±7
3	59±20	29± 9	60± 9	69±10	48±7	54±4
2	53±17	19± 6	65± 9	77± 6	37±3	60±2
1	43±22	0±	90±15	54± 5	4.4±0.4	78±3

$$\rho_a = \omega_m \mu_o |C_o|^2$$

$$\phi = 90 \text{ Grd} + \arg \{C_o\}$$

$$\rho = \begin{cases} 2 \rho_a \cos^2 \phi & \phi \geq \pi/4 \\ \frac{1}{2} \rho_a / \sin^2 \phi & \phi < \pi/4 \end{cases}$$

Tabelle 5

Modelle zur Interpretation der Übertragungsfunktionen in

Tabelle 4. Einheiten: 1 km, 1 Ωm

Daten		S, Dst (9)	S, Dst (9)	DP, S, Dst (14)
Schichtparameter d_o		60.0	27.5	14.0
Mittlerer Datenfehler δy		0.120	0.120	0.154
Anpassungsfehler ϵ		0.134	0.126	0.192
Schichtwiderstände ρ_m	m=1	71±7	112±46	173±28
	2	16±4	15±18	4.0±1.8
	3	0.42±0.10	158±94	1380±502
	4		0.37±0.10	0.38±0.08

Schichtdicke: $d_m = d_o \sqrt{\rho_m / \rho_o}$ mit $\rho_o = 1 \text{ Ωm}$

Tabelle 4

Eindringtiefen $C_o(\omega_m)$, scheinbarer spez. Widerstände und
Phasen der Impedanz für DP-Variationen, S-Variationen und
Dst-Variationen. Einheiten 1 km, 1 Ω m, 1 Grad

	C_o	ρ_a	ρ^*	ϕ	
DP	0.25	110- 65i \pm 15	146 \pm 39	72 \pm 19	60 \pm 8
	0.41	140- 60i \pm 30	122 \pm 48	42 \pm 17	65 \pm 11
	0.69	160- 60i \pm 22	96 \pm 24	23 \pm 6	70 \pm 7
	1.14	180- 65i \pm 30	70 \pm 22	16 \pm 5	70 \pm 9
	2.28	210- 70i \pm 40	46 \pm 17	10 \pm 4	71 \pm 11
S	6	365-215i \pm 50	66 \pm 15	34 \pm 8	60 \pm 7
	8	405-295i \pm 35	69 \pm 10	48 \pm 7	54 \pm 4
	12	565-320i \pm 25	77 \pm 6	37 \pm 3	60 \pm 2
	24	750-155i \pm 35	54 \pm 5	4.4 \pm 0.4	78 \pm 3
Dst	38	690-150i \pm 40	28 \pm 3	2.6 \pm 0.3	77.7 \pm 3.2
	64	780-160i \pm 40	22 \pm 2	1.8 \pm 0.2	78.4 \pm 2.9
	192 (8 Tge)	860-120i \pm	8.6 \pm 0.8	0.3 \pm 0.03	82.0 \pm 2.6
	300 (12.5 Tge)	900-200i \pm	6.2 \pm 1.1	0.6 \pm 0.1	77.5 \pm 5.0
	600 (25 Tge)	1020-290i \pm 130	4.1 \pm 1.0	0.6 \pm 0.2	74.1 \pm 7.0

U. Schmucker

EM Übertragungsfunktionen aus Beobachtungen mit mehreren gleichzeitig registrierenden Stationen

Wird die Übertragungsfunktion zwischen den Fourier-Transformierten von Zeitreihen gesucht, so verlangt die Durchführung einer Ausgleichsrechnung, daß eine von ihnen zur fehlerbehafteten Ausgabe und die anderen zu fehlerfreien Eingaben erklärt werden. Enthalten auch die Eingaben nicht-korrelierbare Anteile, so ergeben sich systematische Fehler. Sind im univariaten Fall etwa E_1 und B_1 tellurische und magnetische Variationen am Ort "1" und wird E_1 als fehlerbehaftete Ausgabe gewählt, so gilt

$$E_1 = Z_1 B_1 + \delta E_1, \quad Z_1^{(0)} = [E_1 B_1^*] / [\bar{B}_1 B_1^*]. \quad (1)$$

Jeder nicht-korrelierte Anteil δB_1 bewirkt eine systematische Unterschätzung von $|Z_1|$, da sich das power Spektrum im Nenner um $[\delta B_1 \delta B_1^*]$ vergrößert.

Durch magnetische Beobachtungen B_2 mit einem zweiten Gerät am gleichen Ort oder in einer gewissen Entfernung - Variationen und Pulsationen sind in mittleren Breiten über viele 100 km gut korreliert! - lassen sich solche Fehlschätzungen vermeiden oder zumindest verringern. Zunächst wird die Übertragungsfunktion $A = (1+h_H)^{-1}$ eingeführt, die B_1 mit B_2 verbindet:

$$B_1 = A B_2 + \delta B_1, \quad A = [B_1 B_2^*] / [B_2 B_2^*]. \quad (2)$$

In der "remote reference" Methode wird nun E_1 mit B_2 korreliert:

$E_1 = Z_1' B_2 + \delta E_1$ mit $Z_1' = [E_1 B_2^*] / [B_2 B_2^*]$. Aus $Z_1 A = Z_1'$ folgt in

$$Z_1^{(1)} = Z_1' / A = [E_1 B_2^*] / [B_2 B_1^*]$$

eine Bestimmungsgleichung für Z_1 , die nur noch Kreuzspektren enthält. Damit wird der neue Schätzwert frei von systematischen Fehlern, doch es addieren sich jetzt die statistischen Fehler der Kreuzspektren im Zähler und Nenner, so daß die Bestimmung insgesamt ungenauer wird.

Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, die zusätzlichen magnetischen Beobachtungen an einem zweiten Ort wie folgt zu nutzen:

Die Eingabe B_1 wird durch Mittelwertbildung von statistischen Fehlern so gut es geht befreit. Hierzu wird B_2 mittels der explizit bestimmten Übertragungsfunktion A auf B_1 umgerechnet, ein mittleres $\bar{B}_1 = (B_1 + A B_2)/2$ bestimmt und aus ihm mit E_1 ein Schätzwert

$$z_1^{(2)} = [E_1 \bar{B}_1^*] / [B_1 B_1^*]$$

abgeleitet, der die Genauigkeit von $z_1^{(0)}$ hat und zugleich wie $z_1^{(1)}$ zumindest reduzierte systematische Fehler haben sollte.

Dieses Verfahren läßt sich auf bivariate Ansätze erweitern. Ebenso können in ähnlicher Form auch die statistischen Fehler von E_1 unterdrückt werden, wenn gleichzeitige tellurische Variationen an mehreren Orten vorliegen.

P. NEURIEDER

Belege für eine nach Nordosten abtauchende Konduktosphäre
in Mitteleuropa aus langperiodischen Magnetotellurikmessungen

Aus der langperiodischen (1h-24h) und kurzperiodischen (20sek-5500sek) Vermessung des elektromagnetischen Variationsfeldes im Jahre 1982 an insgesamt 22 Stationen (Abb.1) lassen sich Aussagen über die räumliche Struktur der elektrischen Leitfähigkeit im Oberen Erdmantel Mitteleuropas ableiten.

Die Auswertung des Z/D-Verhältnisses in Sq-effektiven Koordinaten (Schmucker, 1974) von 40 magnetisch ungestörten Tagen (davon 30 äquinocial) an den Observatorien Wingst, Dourbes, Fürstenfeldbruck und Niemegek führt zunächst auf eine regionale induktive Skalenlänge C_n für die Sq-Harmonischen bei 1 - 4 cpd (Tab.1). Bei den scheinbaren Eindringtiefen $Re(C_n) = z^*$ für 1 cpd ist eine systematische Abnahme von N nach S zu beobachten; gleiches gilt für die näherungsweise spezifischen Widerstände \underline{g}^* .

Durch die Erdmagnetische Tiefensondierung mit einer 240-tägigen Registrierung der Komponenten H, D und Z mit einer spektralen Auflösung von 0.1 cpd (Abb.2a) wird eine Kartierung von Betrag und Phase des Z/H'-Verhältnisses (H' max.korrellierter Horizontalvektor zu Z) im Sq-Kontinuum möglich. Das Niveau der Betragskurven (Abb.2b) steigt im Periodenbereich von 20000 - 30000 sek von S nach N hin an. Das Betragsniveau (bei 4-5 cpd) ist für Wingst nur noch wenig ausgeprägt und bestärkt die Vorstellung von einer unter Wingst bereits wesentlich tieferen gut leitfähigen Schicht im Oberen Mantel.

Die magnetotellurische Auswertung beschränkt sich auf Pulsations- und Sq-Kontinuum. Eine tellurische Analyse kann nach zwei Ansätzen erfolgen:

$$a) \quad \underline{Z} = \underline{Z}_n \underline{V} = \begin{pmatrix} D(A+C) & D(B-1) \\ D(B+1) & D(A-C) \end{pmatrix} \quad \text{oder}$$

$$b) \quad \underline{Z} = \underline{AZ}_n = \begin{pmatrix} -A_{xy} & A_{xx} \\ -A_{yy} & A_{yx} \end{pmatrix} \quad \underline{A} \text{ tellurische} \\ \text{Verzerrungs-} \\ \text{matrix}$$

Üblicherweise wird b) benutzt, wenn sich mit den Kriterien

minimaler und maximaler Kohärenz oder nach Optimierung nach Swift eindeutige Fälle für EPOLA und HPOLA ergeben, a) dagegen, wenn bei minimaler Schiefe des Impedanztensors (Cox et al., 1980) die skalare Größe Z_{nD} extrahiert werden soll, weil die Trennung nach Schwingungsmoden zweifelhaft ist. In beiden Fällen muß Z_n (aus C_n) bekannt sein, um die Verzerrungsparameter in \underline{A} bzw. \underline{V} zu bestimmen. Die Ergebnisse aus beiden Ansätzen zeigen (Tab. 2 und Abb. 3), daß im Mittel und im Rahmen des Meßfehlers \underline{A} nur zwei nichtverschwindende und reelle Elemente in der Hauptdiagonale besitzt und \underline{V} ebenfalls die Stromverzerrung durch eine im Verhältnis zur Eindringtiefe dünne Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit beschreibt. Im Oberen Mantel gibt es also in Tiefen um 300 - 500 km keine drastischen großräumigen lateralen Leitfähigkeitskontraste; eine eindimensionale Interpretation ist noch möglich.

Zur Interpretation werden $g^*(z^*)$ -Funktionen und die loglineare Transformation des ψ -Algorithmus' (direkte Inversion, Schmucker, 1974) herangezogen. Das Auflösungsvermögen dieses Verfahrens wird durch die vorgegebene Frequenzraasterung der Eingangsdaten sowie die Konstanz eines sogenannten "Schichtparameters" beschränkt. Aus der gemessenen $g^*(z^*)$ -Funktion der Station HON und der $g^*(z^*)$ -Funktion aus dem besten Rohmodell (Abb. 4a) wird deutlich, daß ein wenig mächtiger guter Leiter in etwa 100 km Tiefe im Oberen Mantel nicht aufgelöst wird. Nach der geomagnetischen Eichung (Division mit dem aus \underline{Z} und C_n bestimmten Tellurikparameter D) entstehen deshalb für Pulsations- und Sq-Daten Endmodelle, die nicht ineinander übergehen (Abb. 4b). Besonders deutlich wird dies am Beispiel des mitteleuropäischen Modells (Abb. 5), wo sich im Gültigkeitsbereich beider Modellteile in 100 km Tiefe die Widerstände um etwa 1 Dekade unterscheiden. Die Existenz einer dünnen gut leitenden Schicht im Oberen Mantel ist damit nur indirekt nachgewiesen. Die Endmodelle der Stationen ARN, GRF, ERL und HON vergleicht Abb. 6 mit früheren Ergebnissen. Die Obergrenze der Konduktosphäre im Tiefenbereich um 400 km fällt auch nach E hin in größere Tiefen ab, betrachtet man die Endmodelle für ARN, HON und GRF. An der Station ERL wird erst in ca. 580 km Tiefe ein guter Leiter erkannt, was u.U. auf einen Zusammenhang des tertiären

Vulkanismus' der Region mit den petrologischen Verhältnissen im Oberen Mantel hinweist.

Der Befund einer elektrischen Großstruktur des Oberen Mantels unter Mitteleuropa - eines Abtauchens einer Konduktosphäre von SW nach NE - wird u.a. durch die Ergebnisse von Fainberg & Berdichevsky (1977) für scheinbare Eindringtiefen z^* (bei 1 cpd) und die Resultate von Porstendorfer & Göthe (1977) für σ_s -Werte bei $T=10000$ sek unterstützt. Letztere postulieren aus ihren Untersuchungen einen guten Leiter in einer Tiefe von 400 km unter Mitteleuropa, der unter den Baltischen Schild hinein bis auf 1000 km abtaucht und im Alpenbogen in Tiefen kleiner als 100 km zu finden sei. Beide Autorengruppen sehen eine Korrelation zwischen der aufsteigenden Konduktosphäre im Oberen Mantel und einer etwa SE-NW streichenden Wärmefluß-anomalie (Hurtig & Oelsner, 1975), ohne damit allerdings Vorstellungen über geodynamische Prozesse zu verknüpfen.

Gerade der Zusammenhang mit einer großräumigen Wärmeflußanomalie legt nahe, die elektrische Großstruktur unter dem Aspekt einer tektonogenetischen Altersabfolge von Lithosphäre und Asthenosphäre unter Mitteleuropa zu deuten. So mag die nach Nordosten abtauchende Konduktosphäre ein Hinweis sein auf den typischen Übergang von kontinentalen Mantelbereichen unter alten Schilden über den Mantel unter den jungen Kontinentalbereichen Mesoeuropas bis hin zu einem noch fast ozeanischen Mantel im Gebiet des alpiden Orogens.

Literatur:

Schmucker, U.: Ermagnetische Tiefensondierung mit langperiodischen Variationen. ET Grafrath, 1974

Cox, C.S., J.H. Filloux, D.I. Gough, J.C. Larsen, K.A. Poehls, R.P. von Herzen and R. Winter: Atlantic Lithospheric Sounding.

In: Electromagnetic Induction in the Earth and Moon.
U. Schmucker (Ed.), Center for Academic Publications,
Japan/Tokyo, 1980.

Fainberg, E.B. and M.N. Berdichevsky: Deep Magnetovariation Profiling With The Method of Derivatives. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 12 (1-3), 377-391, 1977

Porstendorfer, G. and W. Göthe: Maps Of Apparent Specificical Resistivities For Different Period Ranges For Europe And Their Interpretation. ebenda, 117-122

Hurtig, E. and C. Oelsner: Heat flow, subsurface temperature, geothermal models in Europe and tectonic implications. IUGG-Congress, Grenoble, 1975

Keller, G.V.: Electrical Studies of the Crust and the Upper Mantle. In: Geophys. Monogr. 14, J.G. Heacock (Ed.), American Geophysical Union, Washington D.C., 1971

Richards, M.L., U. Schmucker and E. Steveling: Magnetic variations and magnetotelluric studies in Rheingraben and Schwarzwald. ET Berlin, 1980

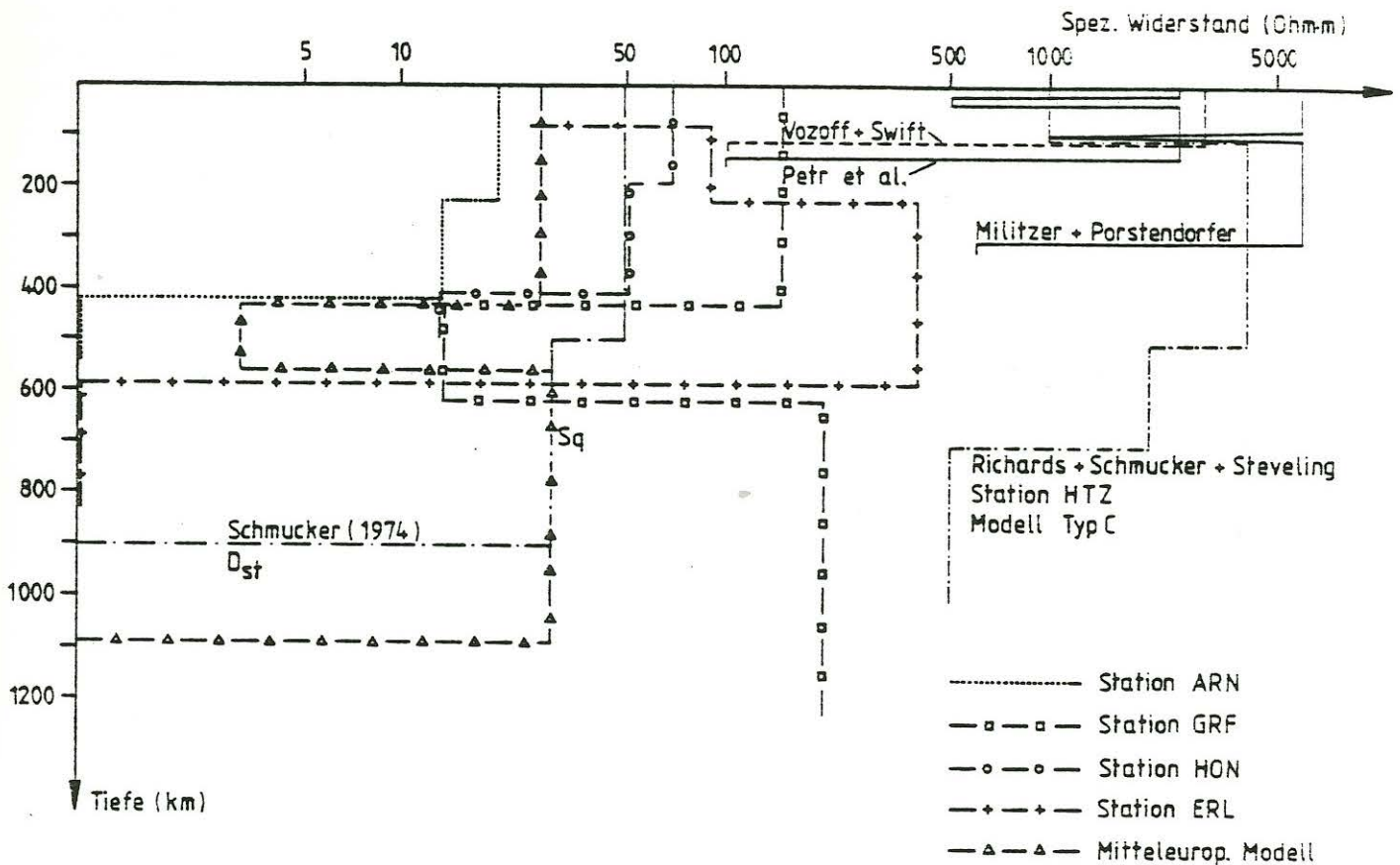


Abb. 6: Zusammenstellung der gefundenen Endmodelle für ARN, GRF, HON, ERL sowie einer für Mitteleuropa repräsentativen Widerstands-Tiefen-Funktion und Gegenüberstellung mit Ergebnissen von Vozoff & Swift, Petr et al., Militzer & Porstendorfer (nach Keller, 1971), Richards, Schmucker & Steveling (1980) und Schmucker (1974, "kontinentales Sc-Modell" mit D_{st} -Daten ergänzt).

Die Modelle für ARN und HON wurden aus der EPOLA-Impedanz abgeleitet, die für GRF, ERL und Mitteleuropa aus der nach Cox et al. (1980) extrahierten skalaren Impedanz Z_n abgeleitet.

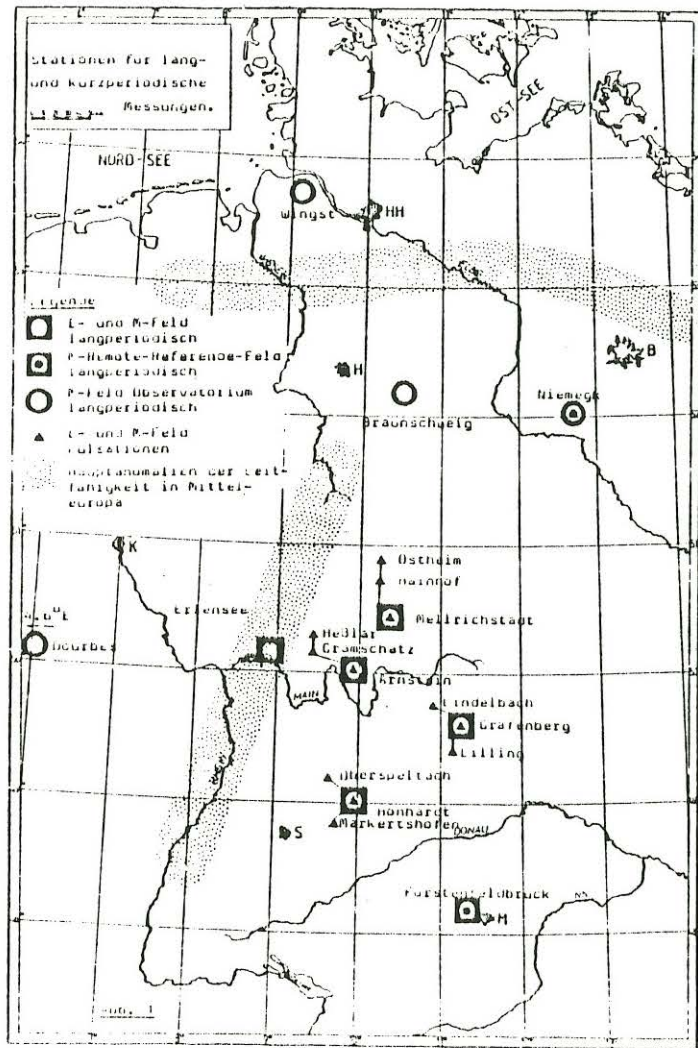


Abb.1: Stationen der Feldmessungen im Jahr 1982.

Quelle, Station	Indukt. Skalenl. C_n			Phase φ (Altgrad)	Q_s $\omega \mu_0 C ^2$ (Ohm)	g^* $2 \cos^2 \varphi Q_s$ (Ohm)	
	Re(C_n)	Im(C_n)	dC_n				
Schmucker 1983	1	775	-225	50	74	60	9
	2	550	-300	25	61	72	33
	13 europ.	425	-275	25	57	70	41
	Observat.	4	350	-225	50	57	63
Observat. WIN, FFB, NIE & DOU 0.75 cpd HP	1	469	-280	52	59	27	14
	2	410	-324	40	52	50	38
	3	356	-282	30	52	57	43
	4	349	-331	58	47	84	78
Observat. WIN, FFB, NIE & DOU ohne HP	1	595	-360	76	59	44	23
	2	437	-208	52	65	43	15
	3	428	-322	36	53	77	56
	4	207	-426	53	26	82	132
Observat. WIN 0.75 cpd HP	1	522	-545	124	44	52	54
	2	520	-267	106	63	62	26
	3	480	-255	75	62	81	36
	4	489	-312	129	57	123	73
Observat. DOU 0.75 cpd HP	1	440	-163	83	70	20	5
	2	341	-372	69	43	47	50
	3	248	-290	54	41	40	46
	4	288	-154	95	62	39	17
Observat. NIE 0.75 cpd HP	1	472	-305	106	57	29	17
	2	389	-299	79	53	44	32
	3	344	-293	55	50	56	46
	4	271	-412	122	33	89	125
Observat. FFB 0.75 cpd HP	1	438	-80	83	80	22	1
	2	374	-362	55	46	50	48
	3	361	-290	51	51	36	29
	4	311	-471	102	33	117	165

Tab.1: Regionale induktive Skalenlänge C_n in verschiedenen Ableitungen und ein Vergleich mit n -Werten von Schmucker (mündl. Mitt., 1983).

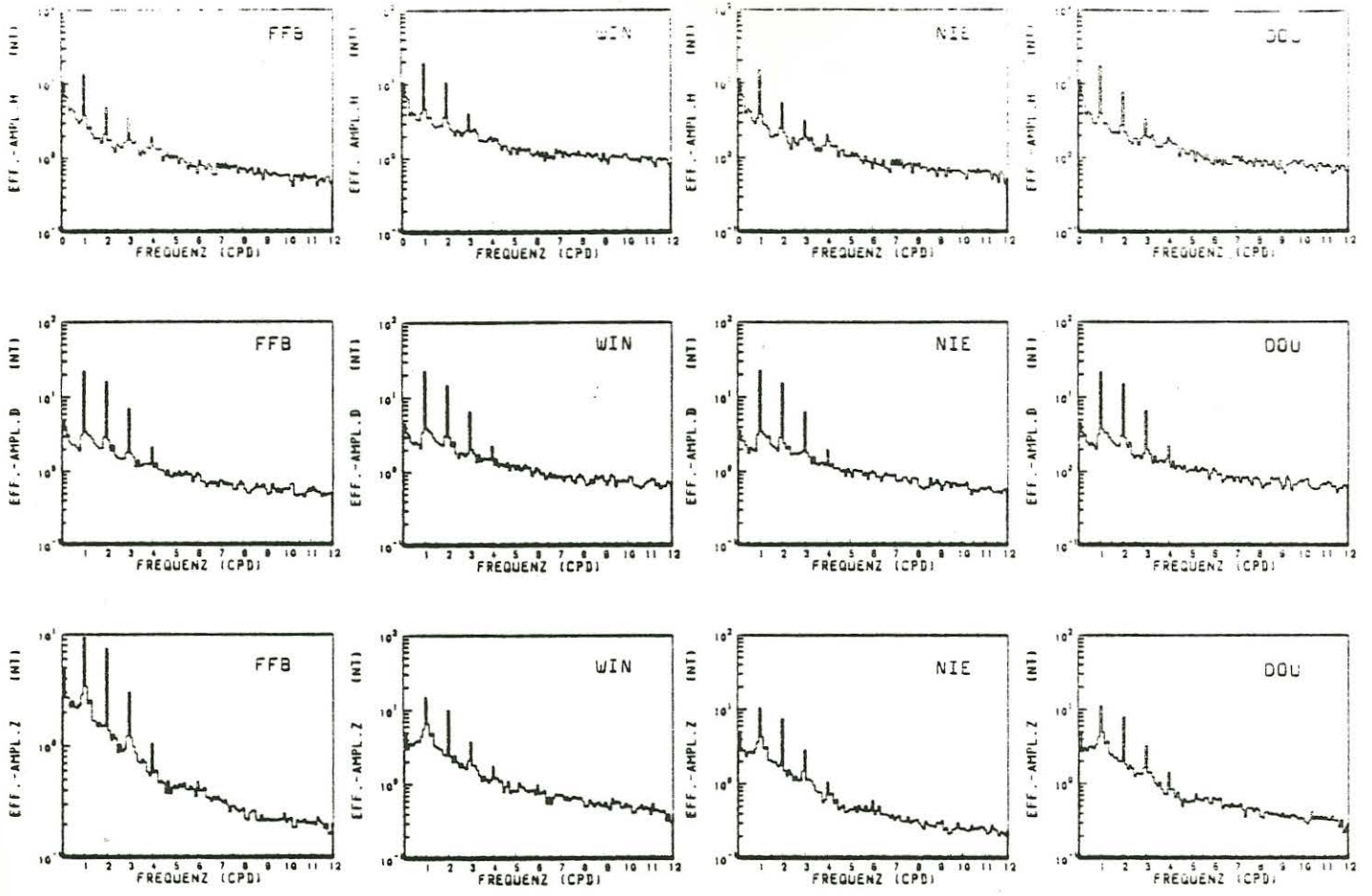


Abb.2a: Effektiv-Spektrum einer (oben) 240-tägigen Registrierung des Magnetfeldes an den Observatorien FFB, WIN, NIE und DOU. Zeit: Febr.-Sept. 1982 Auflösung 0.1 cpd bei $v_{eff}=48$.

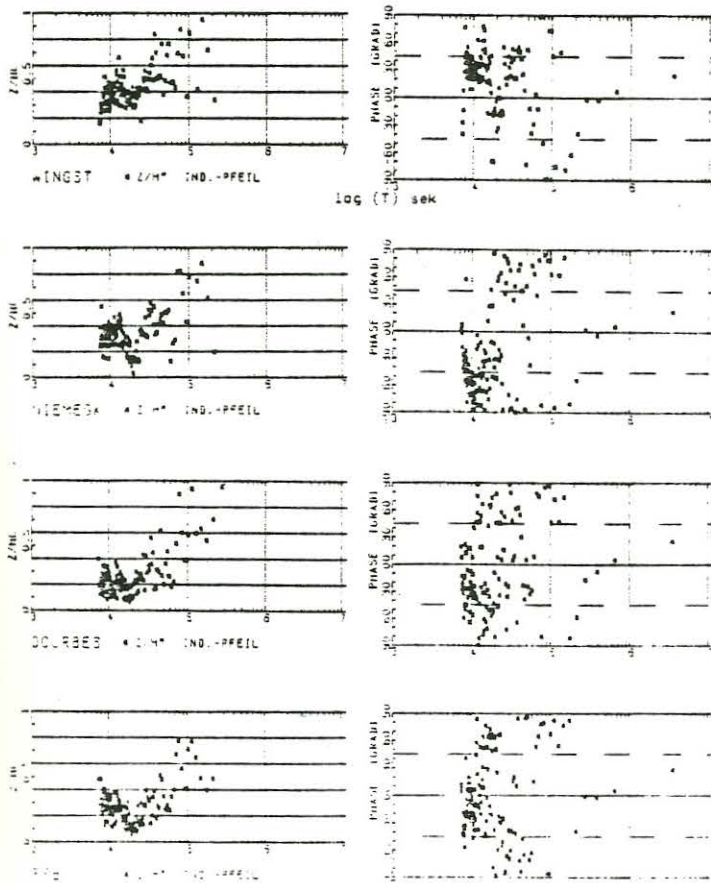


Abb.2b: Betrag und Phase von Z/H' als Auswertungsergebnis der 240-Tage-Registrierung mit der Erdmagnetischen Tiefensondierung im S_q -Kontinuum.

Station Freq.	(cpd)	A_{xx}		A_{xy}		A_{yx}		A_{yy}		Realteil		
		Real	Imag.	Real	Imag.	Real	Imag.	Real	Imag.	A	B	C
		Fehler		Fehler		Fehler		Fehler				
ERL	1	0.39 0.18	0.11	0.09 0.04	-0.02	-0.03 0.05	0.04	-0.16 0.17	0.13	-0.22	-0.42	0.11
	2	0.48 0.19	0.09	0.18 0.17	0.12	-0.09 0.14	-0.08	-0.26 0.10	-0.04	-0.36	-0.22	0.12
	3	2.17 0.67	3.04	1.23 0.38	1.72	-1.22 0.38	-2.50	-2.02 0.63	-2.90	-0.59	-0.04	0.0
	4	0.86 0.22	1.58	0.52 0.14	-1.57	-0.49 0.13	1.42	-0.86 0.22	1.42	-0.59	0.0	0.02
GRF	1	4.27 1.92	1.81	3.38 1.52	4.05	-2.72 1.72	-1.81	-3.35 1.51	-3.91	-0.80	-0.12	0.09
	2	3.15 1.23	0.85	1.57 0.61	-0.57	-1.57 0.61	-0.57	-1.60 0.65	-0.85	-0.66	-0.33	0.0
	3	2.40 0.74	-0.64	0.54 0.37	-0.32	-0.51 0.46	0.36	-0.78 0.34	-0.34	-0.33	-0.51	0.01
	4	1.81 0.47	-0.03	0.47 0.12	0.09	-0.22 0.06	0.02	-0.49 0.13	-0.05	-0.30	-0.57	0.11
ARN	1	3.36 1.51	3.50	0.85 0.78	2.22	-0.46 0.61	0.66	-1.80 0.81	0.27	-0.25	-0.30	0.08
	2	2.22 0.87	0.22	0.31 0.52	0.18	-0.17 0.67	0.64	-0.90 0.35	-0.18	-0.15	-0.42	0.05
	3	4.52 1.76	2.77	1.72 0.67	-1.75	-0.61 0.19	2.90	-1.79 0.56	2.92	-0.37	-0.43	0.18
	4	2.74 0.33	0.33	0.13 0.13	-0.15	-0.13 0.15	0.15	-0.15 0.33	0.33	-0.09	-0.90	0.0
HON	1	3.25 1.46	-0.40	0.09 0.44	0.02	-0.25 0.41	-0.09	-0.84 0.38	-1.10	-0.08	-0.60	0.04
	2	6.18 2.41	-2.72	3.06 1.19	-2.62	-3.18 1.24	2.61	-4.90 1.91	1.93	-0.56	-0.12	-0.01
	3	2.10 0.65	-0.08	0.11 0.13	0.0	-0.05 0.12	0.01	-0.40 0.32	0.18	-0.06	-0.68	0.0
	4	3.46 0.35	-0.31	0.35 0.18	-0.18	-0.57 0.09	0.09	-0.68 0.66	0.66	-0.22	-0.67	-0.01
Mittel	1	2.82 1.46	1.26	1.10 1.60	1.58	-0.87 1.10	-0.30	-1.54 1.38	-1.15	-0.45	-0.29	0.05
	2	3.01 2.07	-0.39	1.28 1.20	-0.72	-1.25 1.31	0.65	-1.92 1.79	0.22	-0.51	-0.22	0.01
	3	2.80 1.00	1.27	0.90 0.60	-0.09	-0.60 0.42	0.19	-1.25 0.74	0.04	-0.37	-0.38	0.07
	4	2.22 0.98	0.39	0.37 0.45	-0.45	-0.35 0.40	0.42	-0.55 0.42	0.59	-0.26	-0.60	0.01

Tab.2: Die Elemente der tellurischen Verzerrungsmatrix \underline{A} und daraus abgeleitete Realteile für A, B und C aus \underline{V} für 1 - 4 cpd.

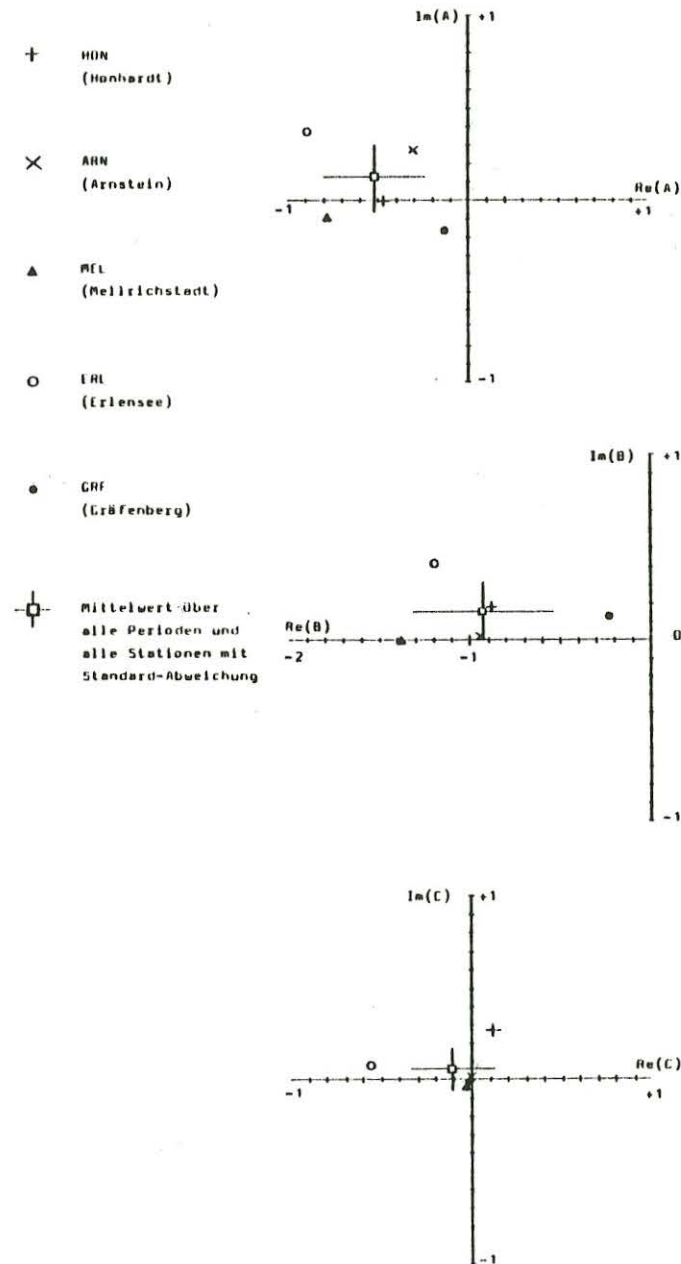


Abb.3: Die Elemente der Matrix \underline{V} gemittelt über alle 12 Sq-Harmonischen im Kontinuum.

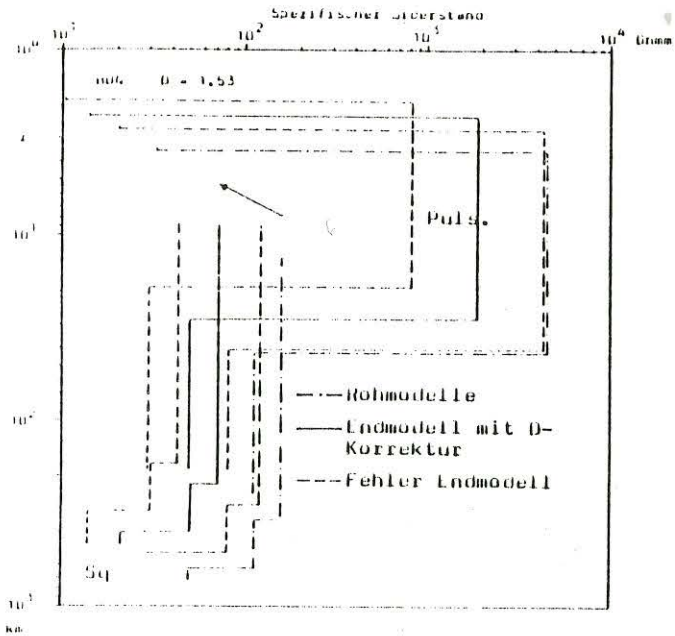
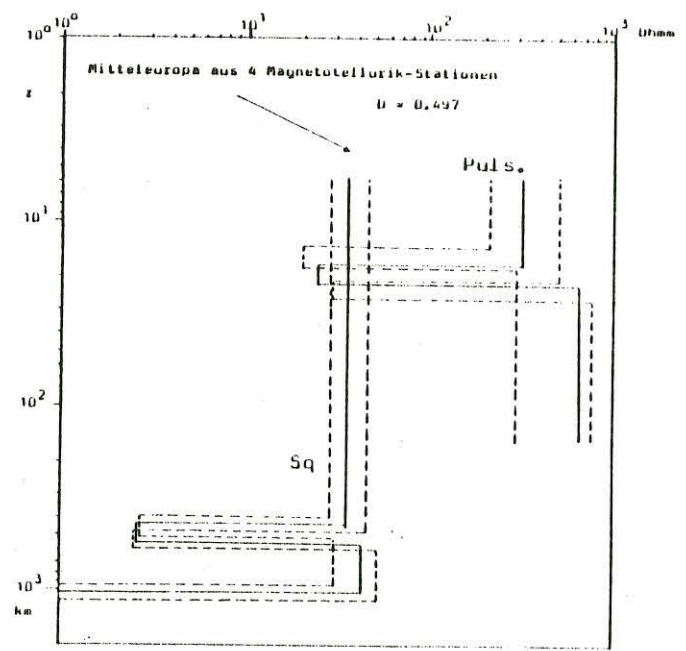
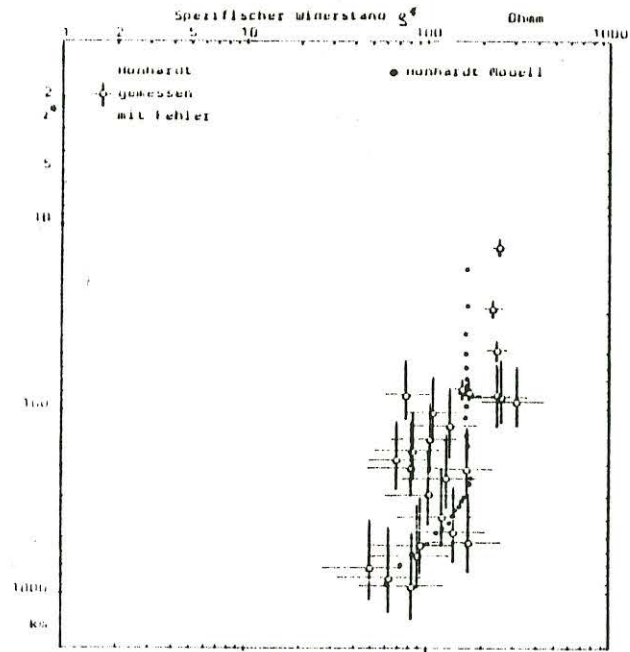


Abb.4a (links oben): $g^*(z^*)$ -Funktionen aus Daten und Modell für die Station HON

Abb.4b (links unten): Geomagnetische Eichung nach Inversion der Daten (HON)

Abb. 5 (rechts oben): Das Endmodell für Mitteleuropa Pulsations- und Sq-Modelle gehen nicht ineinander über.

A. Berktold, P. Regner

Zur Vertikalkomponente der erdmagnetischen Variationen im
Bereich der variskischen Großstrukturen Mitteleuropas

Die Ergebnisse werden z.Z. ausführlich an anderer Stelle veröffentlicht. Hier wird nur eine Zusammenstellung einiger Ergebnisse gebracht.

Aus den Meßergebnissen der erdmagnetischen Tiefensondierung und der Magnetotellurik in der Bundesrepublik Deutschland und ihrer Nachbarstaaten läßt sich u.a. folgendes ableiten:

Zusätzlich zu der mit den regionalen leitfähigen Strukturen im Deckgebirge korrelierten Vertikalkomponente der erdmagnetischen Variationen existiert in Zentraleuropa eine Vertikalkomponente, die mit den variskischen Großstrukturen Zentraleuropas - vor allem mit den Grenzen zwischen den Großstrukturen - korreliert werden kann. Das Maximum der aus der regional beobachtbaren Vertikalkomponente bestimmten Übertragungsfunktionen liegt im Periodenbereich von ca. 700-1100 s. Der Realteil dieser Übertragungsfunktionen hat nahe der Grenze Saxothuringikum/Moldanubikum einen Wert von fast 0.40. Die aus der regional beobachtbaren Vertikalkomponente berechneten Induktionspfeile (Realpfeile) zeigen im Süddeutschen Dreieck etwa in Richtung SE. Sie stehen damit etwa senkrecht auf der Streichrichtung der Grenze Moldanubikum/Saxothuringikum. Als Ursache für die regional beobachtbare Vertikalkomponente (mit einer Südtendenz der Induktionspfeile) wird eine Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit in der tieferen Erdkruste unter dem Saxothuringikum angenommen. Diese leitfähige Zone keilt nahe der Grenze Saxothuringikum/Moldanubikum nach S aus. Im Moldanubikum existiert die leitfähige Schicht nicht oder sie ist nur geringmächtig. Es ist wahrscheinlich, aber derzeit nicht beweisbar, daß die südliche Begrenzung der leitfähigen Zone in der tieferen Erdkruste mit der Grenze Saxothuringikum/Moldanubikum identisch ist. Die integrierte Leitfähigkeit der leitfähigen Zone in der tieferen Erdkruste nimmt vom Süd- zum Nordrand des Saxothuringikums vermutlich zu. Die laterale Variation der integrierten Leitfähigkeit in der tieferen Erdkruste ist an der Grenze Moldanubikum/Saxothuringikum weniger kompliziert als an der Grenze Saxothuringikum/Rhenoharzynikum. Längs dieser Grenze muß man mindestens 3 Teilgebiete unterscheiden: Die Südgrenze des Rheinischen Schiefergebirges, den Bereich der Hes-

sischen Senke sowie das Gebiet der Mitteldeutschen Schwelle zwischen Böhmischer Masse und Harz. Am Südrand des Rheinischen Schiefergebirges zeigen die Realpfeile im Periodenbereich von ca. 200-1100 s etwa nach Norden, also zum Schiefergebirge hin (Die Induktionspfeile zeigen auch am Ost- und Nordrand des Schiefergebirges zum Schiefergebirge hin; siehe dazu weiter unten.). Vom Südrand des Rheinischen Schiefergebirges nach S drehen die Induktionspfeile wieder in Südrichtung. Südlich des Rheinischen Schiefergebirges ändert sich die integrierte Leitfähigkeit in der tieferen Erdkruste nach S deutlich stärker als dies weiter im Osten östlich der Hessischen Senke der Fall ist. Ursache dafür könnte sein, daß das Saxothuringikum östlich der Hessischen Senke breiter ist als südlich des Rheinischen Schiefergebirges. Im Bereich der Hessischen Senke überlagern sich vermutlich die Wirkungen von 2 tieferliegenden leitfähigen Strukturen. Am östlichen Rand des Rheinischen Schiefergebirges zeigen die Realpfeile im obengenannten Periodenbereich etwa in Richtung Westen, also zum Schiefergebirge hin. Da die Induktionspfeile auch am nördlichen Rand zum Schiefergebirge hinzeigen, muß in dem das Schiefergebirge umrahmenden Gebiet die integrierte Leitfähigkeit (an den einzelnen Rändern möglicherweise in unterschiedlicher Tiefe) größer sein als im Rand-nahen Bereich des Schiefergebirges. Es fällt auf, daß die Amplitude der Vertikalkomponente am westlichen Rand der Hessischen Senke, also am Übergang zum Rheinischen Schiefergebirge, größer ist als am östlichen Rand. Dort ist auch die Richtung der Induktionspfeile nicht sehr einheitlich. Im Bereich des Vogelsberges sowie nordöstlich davon kreuzen sich in größerer Tiefe die obengenannte rheinisch streichende leitfähige Struktur und die Grenze Saxothuringikum/Rhenohherzynikum. Der Effekt der letztgenannten Grenze ist im Bereich der Hessischen Senke nicht so stark ausgeprägt wie am Südrand des Rheinischen Schiefergebirges. Östlich der Hessischen Senke - im Gebiet der Mitteldeutschen Schwelle zwischen der Böhmischen Masse und dem Harz - scheint die laterale Variation der integrierten Leitfähigkeit in größerer Tiefe einfacher zu sein als im Bereich der Hessischen Senke und südlich des Rheinischen Schiefergebirges. Die Induktionspfeile zeigen dort im Periodenbereich der Auswertungen (ca. 6-40 min) an allen Meßorten in etwa nach Süden. Die Amplitude der Vertikalkomponente nimmt von ihrem Maximum an der Erbdorfer Linie nach Norden langsam ab. Sie hat ein Minimum etwa im Bereich des 51. Breitengrades und nimmt von dort nach Norden zum Norddeutschen Sedimentbecken wieder zu.

H. Dittus, U. Teufel, A. Berktold

Messungen mit den Methoden der Audio-Magnetotellurik, Magnetotellurik und Erdmagnetischen Tiefensondierung längs eines NS-Profiles über den Alpennordrand vom Waginger See bis zur Reiteralpe

Zwischen Juni und November 1982 wurde entlang eines NS-Profiles über den Alpennordrand Ostbayerns mit den Verfahren der Magnetotellurik (MT), Audio-Magnetotellurik (AMT) und der Erdmagnetischen Tiefensondierung (ETS) registriert. MT und ETS wurden jeweils an 16 Orten im Periodenbereich von 4 s bis über 1000 s gemessen. Mit der AMT wurde an 23 Orten im Periodenbereich von 1/1000 s (1 kHz) bis ca. 0.3 s registriert. Die Geländemessungen der AMT wurden von Dr. G. Fischer und Dr. P. Schnegg vom Observatoire Cantonal in Neuchatel/Schweiz durchgeführt. Im Periodenbereich von 0.3 s bis 4 s standen keine Geländemessungen zur Verfügung. Die Lage der Stationen ist aus Abb. 1 zu ersehen. Die Symbole in Abb. 1 haben die folgende Bedeutung :
○ - MT und ETS; × - AMT; ⊗ - AMT, MT und ETS; △ - Tellurik.

Zu folgenden Fragen sollten die Geländemessungen Aussagen ermöglichen:
-Wie weit nach Süden liegen unter den kalkalpinen Einheiten Molassesedimente?
-Wie mächtig sind sie?
-In welcher Tiefe liegen sie?

Um dies zu beantworten sind elektromagnetische Verfahren günstig, da gutleitfähige Gesteine (Molasse, Flysch, Helvetikum) zwischen zwei geringleitfähigen Gesteinseinheiten (kalkalpine Einheiten im Hangenden und kristallines Grundgebirge im Liegenden) liegen. Die Leitfähigkeitsstruktur am Alpennordrand kann als nahezu zweidimensional angesehen werden, was für die Interpretation von Vorteil ist.

Im folgenden werden die Meßergebnisse kurz vorgestellt. (Eine detaillierte Darstellung der Ergebnisse und der verwendeten Methoden befindet sich in : DITTUS 1983, TEUFEL 1983.)

Bei den Messungen der MT und ETS waren gleichzeitig 5 Apparaturen im Einsatz. Eine der 5 Apparaturen war ständig an der Basisstation LAW aufgebaut. Die übrigen 4 Apparaturen wurden nach einer Standzeit von jeweils 7-10 Tagen an einen neuen Meßort umgebaut. Alle 5 Apparaturen wurden zeitgleich betrieben. Dadurch konnten zusätzliche wichtige Auswertergebnisse erhalten werden. Auch konnte versucht werden, mit Hilfe des Remote-Reference-Verfahrens die Qualität der Auswertergebnisse zu verbessern. Die Qualität der Meßdaten wird entscheidend von der Stärke der technischen Störfelder am jeweiligen Meßort bestimmt. An der überwiegenden Zahl der Meßorte waren die technischen Störfelder für Perioden größer als 10 s kleiner als die natürlichen elektrischen und magnetischen Variationen. Nur an wenigen Meßorten waren die technischen Störfelder größer als die natürlichen elektrischen und magnetischen Felder. Insgesamt zeigte sich, daß der überwiegende Teil der technischen Störfelder lokal begrenzt ist und sich hauptsächlich in den elektrischen Feldern bemerkbar macht.

I. Die Vorzugsrichtung des induzierten elektrischen Feldes

Die Vorzugsrichtung des induzierten elektrischen Feldes hängt an den einzelnen Stationen unterschiedlich von der Periode ab. An den beiden nördlichsten Stationen TET und ZEL existiert für Perioden kleiner als etwa 50 s und an der Station REU für Perioden kleiner als etwa 70 s keine Vorzugsrichtung des induzierten elektrischen Feldes. Dagegen existiert sie an den nach Süden anschließenden Stationen für die kurzen Perioden kleiner als 50-70 s. Aus diesen Ergebnissen kann man schließen, daß die Richtung der im Molassetrog induzierten Ströme für Perioden kleiner als etwa 50 s noch nicht durch den Molassetrog als zweidimensionaler Struktur beeinflusst wird (und damit mehr von der Richtung des induzierenden Magnetfeldes abhängt), während sie für Perioden größer als etwa 70 s überwiegend durch den Molassetrog als zweidimensionaler Struktur bestimmt ist. Man erkennt dieses Verhalten auch gut an den Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes in Abb. 3.

Für Perioden größer als 70 s ist die Vorzugsrichtung an den meisten Stationen unabhängig von der Periode. Diese Vorzugsrichtung für Perioden größer als 70 s wurde in Abb. 2 eingetragen. Die Vorzugsrichtungen an den Stationen SEZ, PFA und RAM sind - wie eine spektrale Zerlegung der elektrischen Felder ergab - stark durch technische Störströme verfälscht. Sie wurden deshalb in Abb. 2 nicht eingezeichnet.

Man erkennt an Abb. 2, daß die Vorzugsrichtungen im nördlichsten Teil des Profils etwa mit der Streichrichtung des Molassetroges übereinstimmen und daß sie etwa von der Station JOB nach S langsam in eine Richtung senkrecht zum Streichen des Molassetroges drehen. Daß sich diese Drehung entlang eines größeren Teils des Profils (JOB-SWA) vollzieht, kann als zusätzlicher Hinweis auf den relativ stetig nach S an Mächtigkeit abnehmenden guten Leiter, der unter den schlechtleitenden Kalken liegt, gedeutet werden. An den Stationen LAW und BIA wird eine periodenunabhängige Vorzugsrichtung von etwa N10W beobachtet. An diesen beiden Stationen sind aus der Vorzugsrichtung und deren Periodenabhängigkeit keine Hinweise auf unterlagernde gutleitfähige Sedimente zu erkennen.

II. Ergebnisse der MT und AMT

Die Auswertergebnisse der MT sind nicht für alle 16 Stationen gleich befriedigend. Insbesondere an den Stationen SEZ und PFA waren die technischen Störströme zu groß, um befriedigende Ergebnisse zu erhalten. Auch an den Stationen TET, ZWI, MAI und RAM waren die Ergebnisse - insbesondere die Phasenkurven - nicht optimal. Auch die Ergebnisse der AMT waren an einigen Stationen durch technische Störströme verfälscht. Die Auswertungen zeigten jedoch, daß der größte Teil der Störströme nur lokal begrenzt vorkommt.

Die Ergebnisse der MT und AMT werden nicht getrennt besprochen. Es hat sich gezeigt, daß sich die Ergebnisse beider Verfahren in einer gemeinsamen Darstellung besonders gut verstehen lassen. Dazu wurden in Abb. 3 die Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes von beiden Verfahren für 12 Stationen als Funktion der Periode dargestellt. Die Kurven $\varrho_{s\parallel}$ (Symbol "o" bzw. "y") wurden für jede Station aus der Komponente des elektrischen Feldes in Vorzugsrichtung und der damit maximal korrelierten Komponente des magnetischen Feldes berechnet. Umgekehrt wurden die Kurven $\varrho_{s\perp}$ aus der Komponente des elektrischen Feldes senkrecht zur Vorzugsrichtung und der damit maximal korrelierten Magnetfeldkomponente berechnet.

Die ϱ_s -Kurven in Abb.3 können in 3 Gruppen aufgeteilt werden:

1. die Kurven der Stationen BRO/TET, GEI/ZEL, REU und ADL
2. die Kurven der Stationen ZWI, MAI, HOE, OJE, SWA und RAM
3. die Kurven der Stationen LAW und BIA .

Abb.1

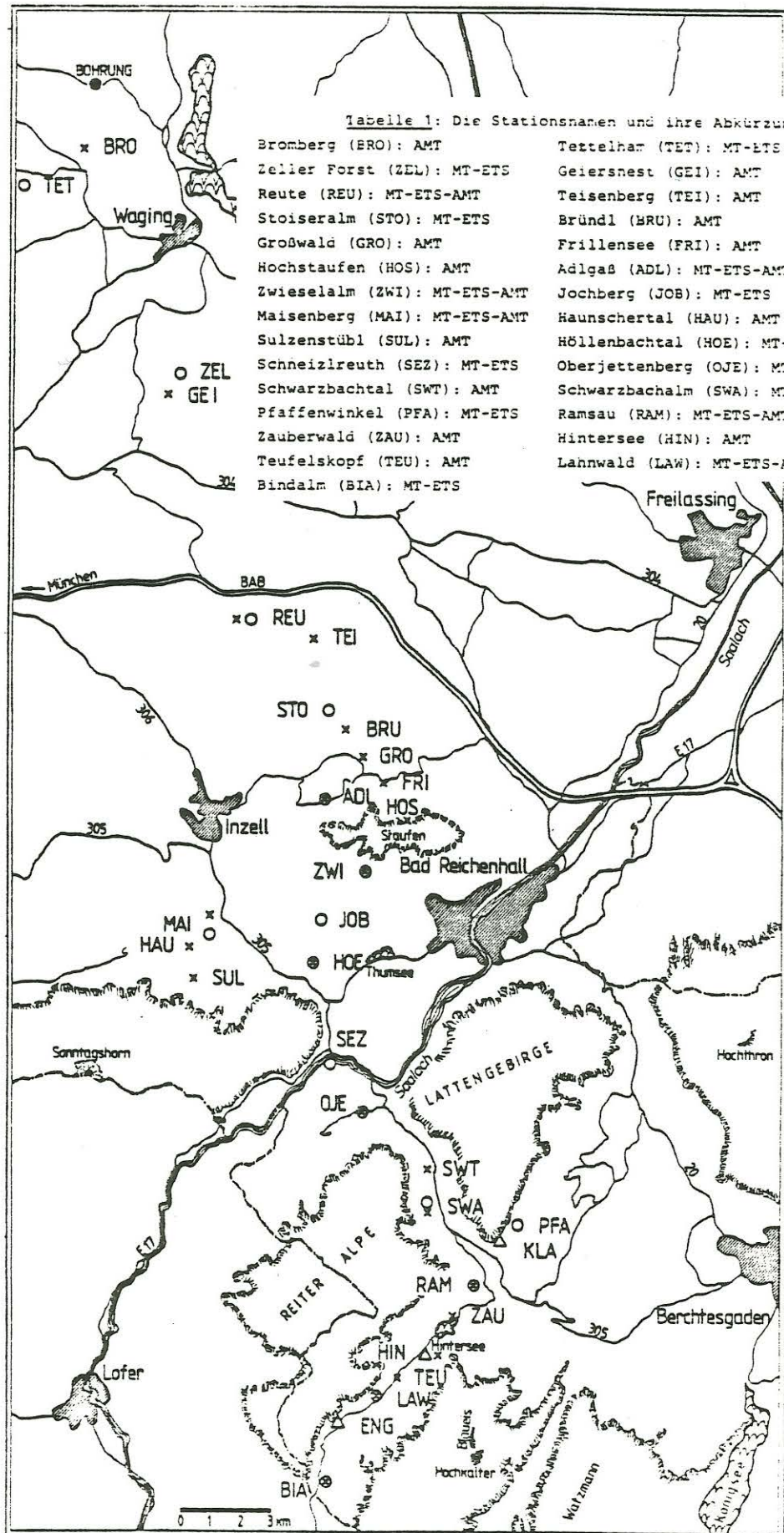


Tabella 1: Die Stationsnamen und ihre Abkürzungen.

Bromberg (ERO): AMT	Tettelhar (TET): MT-ETS
Zeller Forst (ZEL): MT-ETS	Geiersnest (GEI): AMT
Reute (REU): MT-ETS-AMT	Teisenberg (TEI): AMT
Stoiseralm (STO): MT-ETS	Bründl (BRU): AMT
Großwald (GRO): AMT	Frillensee (FRI): AMT
Hochstaufern (HOS): AMT	Adlgaß (ADL): MT-ETS-AMT
Zwieselalm (ZWI): MT-ETS-AMT	Jochberg (JOB): MT-ETS
Maisenberg (MAI): MT-ETS-AMT	Haunschertal (HAU): AMT
Sulzenstübl (SUL): AMT	Höllnbachtal (HOE): MT-ETS-AMT
Schneizlreuth (SEZ): MT-ETS	Oberjettenberg (OJE): MT-ETS-AMT
Schwarzbachtal (SWT): AMT	Schwarzbachalm (SWA): MT-ETS-AMT
Pfaffenwinkel (PFA): MT-ETS	Ramsau (RAM): MT-ETS-AMT
Zauberwald (ZAU): AMT	Hintersee (HIN): AMT
Teufelskopf (TEU): AMT	Lahnwald (LAW): MT-ETS-AMT
Bindalm (BIA): MT-ETS	

Abb. 2

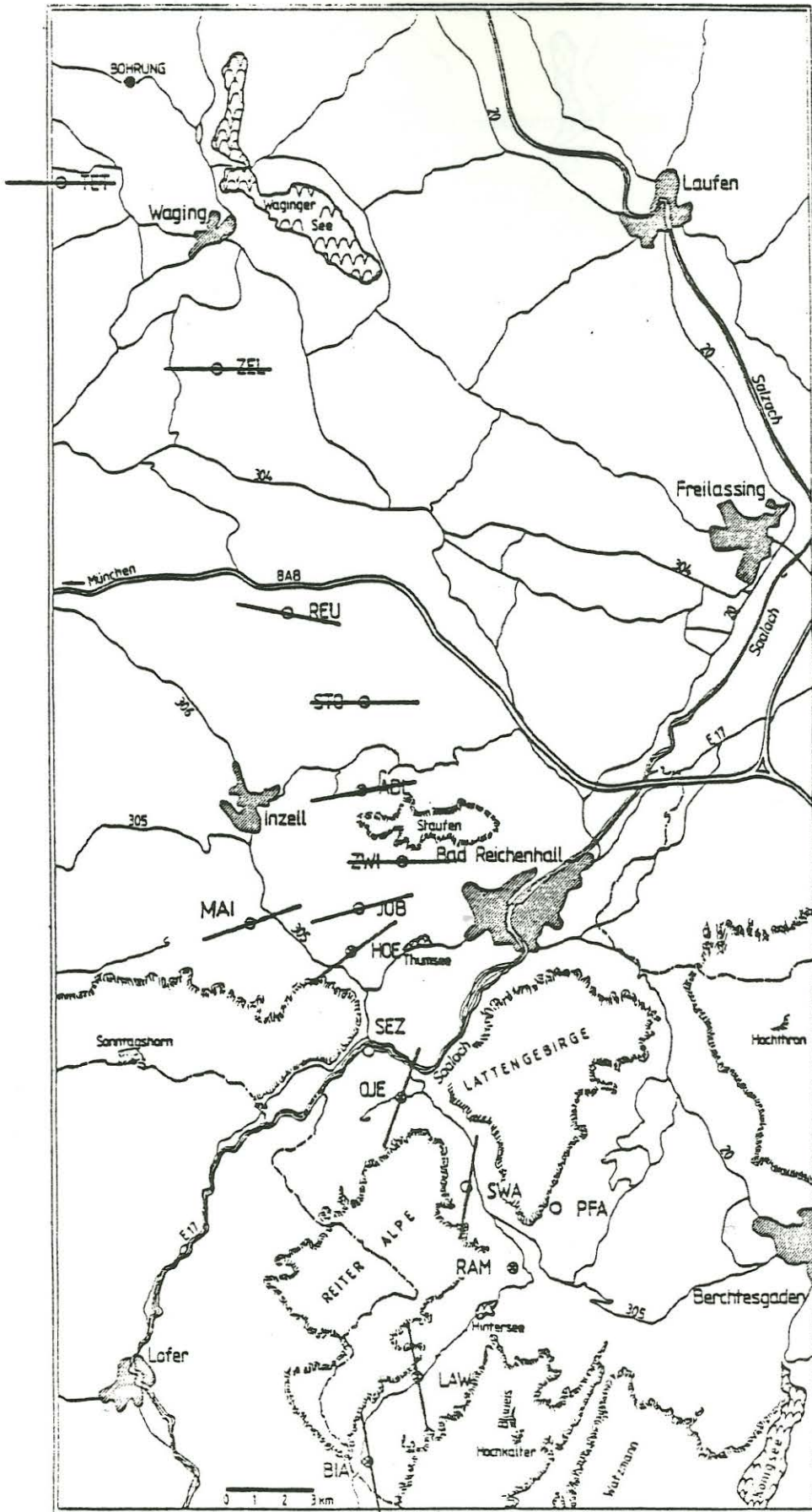
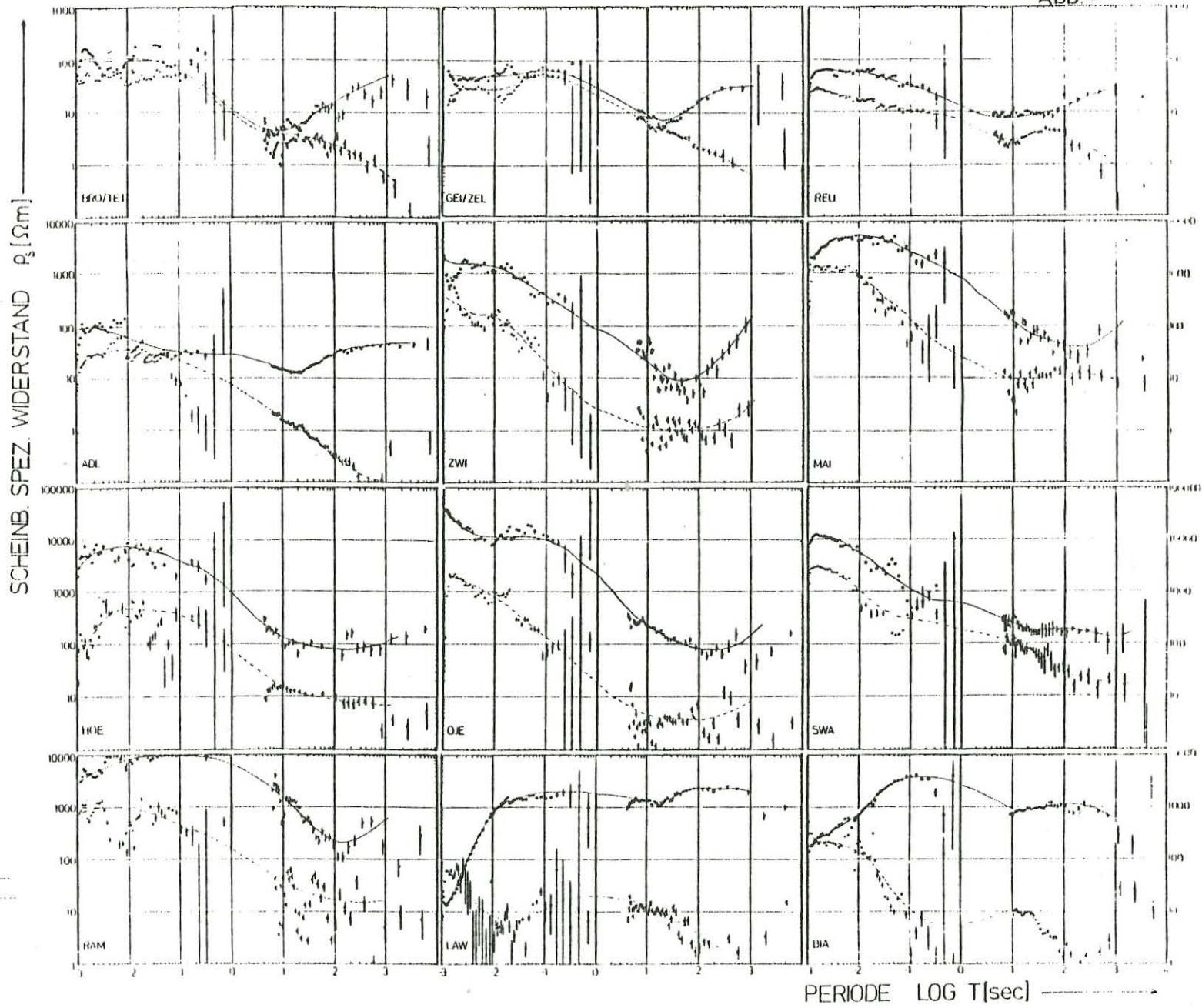


Abb 3

MT-AMT
 ρ_s -Kurven



Zur ersten Gruppe gehören die nördlichsten Stationen, die auf Molassesedimenten oder auf Flysch standen. Mit der AMT wurden für die gutleitfähigen Sedimente im oberen Bereich der Deckschicht spezifische Widerstände zwischen 50 und 100 Ohmm gemessen. Diese Werte sind höher als erwartet. Der spezifische Widerstand nimmt mit zunehmender Periode auf Werte kleiner als etwa 10 Ohmm ab (bei Perioden um 10 s). Daraus folgt, daß der spezifische Widerstand in der sedimentären Deckschicht von oben nach unten abnimmt. Dies könnte z.B. dadurch verursacht sein, daß die elektrische Leitfähigkeit der Porenwässer wegen zunehmender Ionenkonzentration mit der Tiefe schneller zunimmt als das Porenvolumen abnimmt. Im Periodenbereich von 1/1000 s bis etwa 10 s sind die $\rho_{s\parallel}$ - und $\rho_{s\perp}$ -Kurven an der jeweiligen Station nahezu gleich. Dies bedeutet, daß sich die Zweidimensionalität des Molassetrogos bei Perioden kleiner als etwa 10 s noch nicht bemerkbar macht. Erst bei Perioden größer als etwa 10 s beginnen die Kurven $\rho_{s\parallel}$ (Fall der E-Polarisation) und $\rho_{s\perp}$ (Fall der B-Polarisation) wegen des zunehmenden Einflusses der Zweidimensionalität des Molassetrogos zu divergieren. An der Station TET beginnen die ρ_s -Kurven bei Perioden um 10 s zu divergieren während sie an der Station REU erst bei Perioden um 80 s divergieren. Dies deutet auf eine Mächtigkeitzunahme der gutleitfähigen Sedimente von TET nach REU hin. An der Station ADL wird das Divergieren der beiden Kurven schon bei Perioden kleiner als 1 s beobachtet. Dies ist voraussichtlich durch die laterale Variation der Leitfähigkeit am nahen Nordrand der Kalkalpen verursacht. Die Werte des scheinbaren spezifischen Widerstandes im Bereich des Kurvenminimums sind an der Station TET am kleinsten (um 5 Ohmm) und nehmen nach S bis zur Station ADL (> 10 Ohmm) stetig zu. Dadurch wird das Kurvenminimum von TET nach ADL weniger ausgeprägt. Diese Zunahme des scheinbaren spezifischen Widerstandes von TET nach ADL ist durch die Zunahme des spezifischen Widerstandes von den Molassesedimenten zum Flysch verursacht.

Von der Station ZWI nach S ändert sich das Erscheinungsbild der ρ_s -Kurven. Die Station ZWI stand am Südabhang des Hochstaufen. Sie war die nördlichste Station auf den Kalken des Tirolikums. Von der Station ZWI bis zur Station RAM haben die $\rho_{s\parallel}(T)$ und $\rho_{s\perp}(T)$ - Kurven an der einzelnen Station, aber auch von Station zu Station, eine ähnliche Form. Wegen des höheren spezifischen Widerstandes der Kalke des Tirolikums beginnen alle Kurven bei Werten von 1000 -10000 Ohmm. An allen Station nimmt der scheinbare spezifische Widerstand mit zunehmender Periode ab. Wegen des hohen Widerstandes der Deckschicht ist diese Abnahme deutlicher als im Molassetrog. Alle ρ_s -Kurven dieser Stationsgruppe zeigen ein mehr oder weniger ausgeprägtes Minimum, das durch die unterlagernden gutleitfähigen Sedimente bedingt ist. An der Station ZWI ist dieses Minimum bei Perioden um 30-40 s. Der spezifische Widerstand im Bereich des Minimums ist dabei 10 Ohmm für $\rho_{s\parallel}$ und 1 Ohmm für $\rho_{s\perp}$. Die ρ_s -Werte im Bereich des Minimums werden dabei von der Station ZWI zur Station RAM immer größer. An der Station RAM ist $\rho_{s\parallel}$ z.B. etwa 200 Ohmm. Zudem verschiebt sich das Minimum von N nach S zu immer längeren Perioden. Die Zunahme des scheinbaren spezifischen Widerstandes von N nach S sowie die Wanderung des Kurvenminimums zu längeren Perioden sind eine Folge der stetigen Abnahme der Mächtigkeit der unterlagernden gutleitfähigen Sedimente bei gleichzeitiger Zunahme der Mächtigkeit des auflagernden Kalkalpines.

Südlich der Station RAM ändert sich der Kurventyp nochmals deutlich. An den Stationen LAW und BIA sind im entscheidenden Periodenbereich keine Minima der ρ_s -Kurven mehr zu erkennen. Beide Stationen zeigen schon bei recht kurzen Perioden eine starke Polarisation des induzierten Feldes. Die Änderung der Kurvenform von RAM nach LAW und BIA spricht für ein Auskeilen der gutleitfähigen Sedimente südlich der Station RAM.

III. Erdmagnetische Tiefensondierung

Bei den Ergebnissen der Erdmagnetischen Tiefensondierung sollen zunächst die Übertragungsfunktionen zwischen den Horizontalkomponenten des Magnetfeldes an Wander- und Basisstation besprochen werden. Diese Übertragungsfunktion wurde in einem nach der Methode der minimalen/maximalen Kohärenz gedrehten Koordinatensystem berechnet. Der dabei an allen Stationen gefundene Drehwinkel von N10W/S10E (an der Station Bia E10N/W10S), sowie seine Unabhängigkeit von der Periode ist ein deutlicher Hinweis auf die Zweidimensionalität der Leitfähigkeitsstruktur am Alpennordrand.

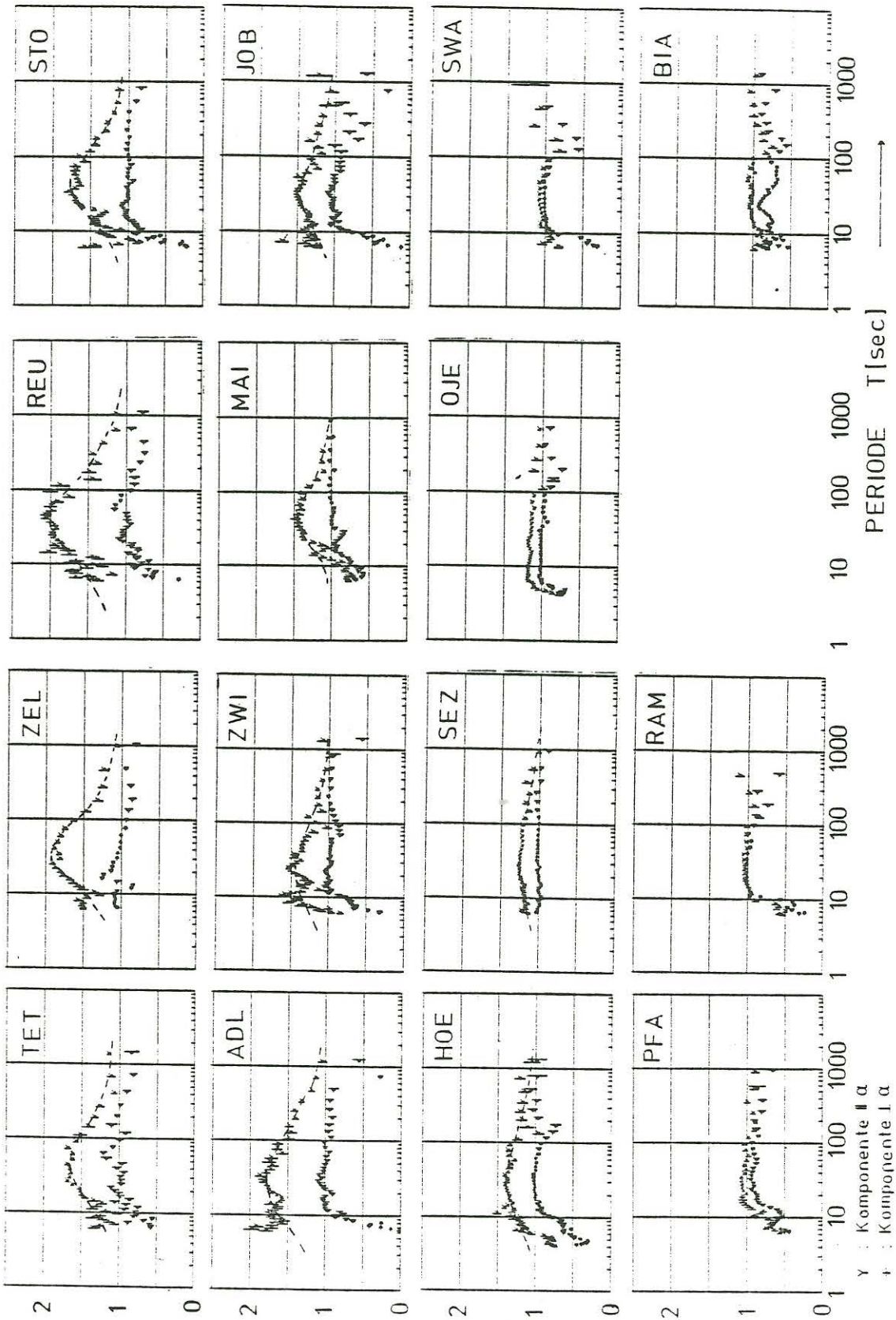
Der Betrag dieser Übertragungsfunktion ist in Abb. 4 dargestellt. (H' bezeichnet das "gesamte" gemessene horizontale Magnetfeld in der Richtung N10E, D' ist senkrecht dazu.) Wäre der Alpennordrand eine ideale zweidimensionale Struktur, sollte $D'w/D'b$ an allen Stationen unabhängig von der Periode sein und sollte den Wert 1 haben. Man erkennt aus Abb. 4 daß dies fast überall der Fall ist. Abweichungen davon werden meist für Perioden kleiner 10-20 s beobachtet. Dieses "Zusammenbrechen" der Kurven $D'w/D'b$ (wie auch $H'w/H'b$) rührt von der Art der Fehlerzuteilung im Auswertalgorithmus her. Besonders deutlich sieht man diesen Effekt an den Diagrammen der Stationen OJE und RAM. In mehreren Diagrammen erkennt man zudem eine erhöhte Streuung der Ergebnisse bei Perioden um 150-200 s (z.B. an den Stationen HOE, OJE und SWA). Dieser Effekt wurde in einem Gerätetyp durch nicht optimale Anpassung der Aufnahme Kanäle für länger- und kürzerperiodische Variationen verursacht. Sieht man von den beiden bekannten Fehlerquellen ab, dann wurde die Periodenunabhängigkeit von $D'w/D'b$ sowie sein Wert gleich 1 wie erwartet erhalten.

Anders als $D'w/D'b$ zeigt $H'w/H'b$ an den meisten Stationen eine deutliche Abhängigkeit von der Periode. Die Periodenabhängigkeit ist an den nördlichsten Stationen am größten, sie nimmt nach S stetig ab und fehlt südlich der Station HOE. Der Wert von $H'w/H'b$ im Maximum der Kurven ist ein Maß für die integrierte Stromdichte in der Umgebung der jeweiligen Station (integriert über den anomal induzierten Strom). Der maximale Wert von $H'w/H'b$ wurde an der Station REU erhalten. Daraus folgt, daß unter der Station REU (oder nahe der Station) die integrierte Stromdichte des anomalen Stromsystems und damit auch die bis zur Basis der gutleitfähigen Sedimente integrierte Leitfähigkeit am größten ist. Von der Station REU nimmt der Maximalwert von $H'w/H'b$ sowohl nach N wie auch nach S ab. Daraus folgt, daß auch die integrierte Leitfähigkeit von REU nach N und S abnimmt. Unter der Voraussetzung, daß die elektrische Leitfähigkeit in einer gewissen Umgebung der Station REU in den Molassesedimenten in lateraler Richtung nur wenig variiert, kann man aus obigen Ergebnissen schließen, daß die gutleitfähigen Sedimente etwa unter der Station REU am mächtigsten sind und daß ihre Mächtigkeit sowohl nach N wie nach S abnimmt. Die Periodenabhängigkeit und das Maximum von $H'w/H'b$ nimmt von der Station REU nach S nur stetig ab. Daraus kann auf eine eher stetige als sprunghafte Abnahme der integrierten Leitfähigkeit nach S geschlossen werden.

Als nächstes wird die Übertragungsfunktion zwischen der Vertikalkomponente und den Horizontalkomponenten des Magnetfeldes an einem Ort diskutiert. Diese Übertragungsfunktionen lassen sich sowohl in Betrag und Phase wie auch als Real- bzw. Imaginärteil von Induktionpfeilen darstellen. In Abb. 5 ist der Realpfeil dargestellt. Dabei sind die Ergebnisse für die nördlichste Station TET links oben und für die südlichste Station BIA rechts unten angegeben. Sieht man von den Induktionpfeilen mit Perioden kleiner als etwa 20 s ab,

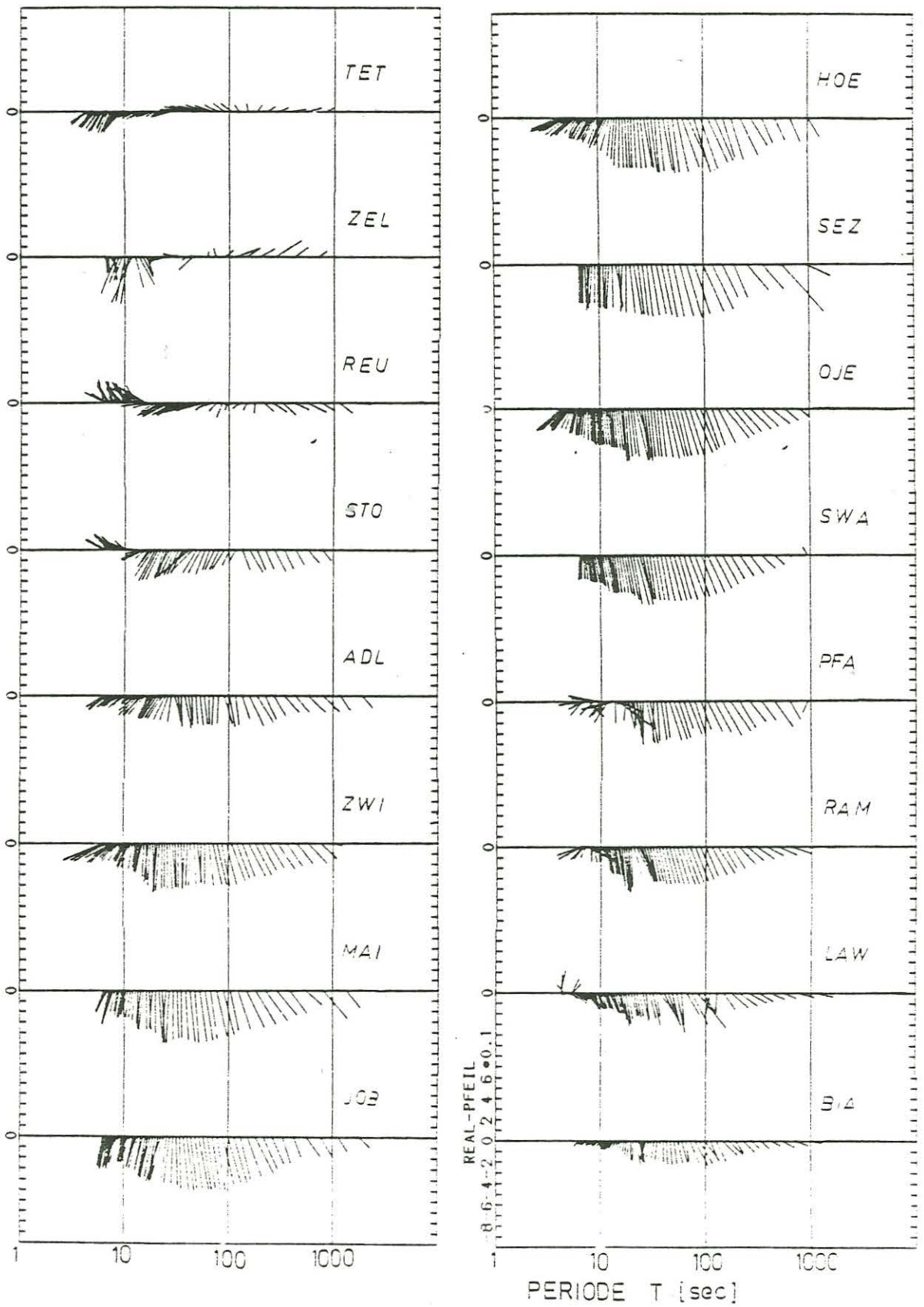
H'_w / H'_b bzw. D'_w / D'_b (Betrag)

Abb. 4



Realpfeil

Abb. 5



so fällt zunächst auf, daß die Induktionspfeile an den meisten Stationen etwa in die gleiche Richtung zeigen. Dies ist die Richtung S10E. Die Richtung der Induktionspfeile ist - vor allem an den Stationen mit den längsten Induktionspfeilen - nahezu unabhängig von der Periode. Beide Ergebnisse besagen, daß in einer gewissen Umgebung des Profils ein anomal induziertes Stromsystem existiert, das in guter Näherung zweidimensional ist und das etwa E10N/W10S gerichtet ist. Es ist naheliegend, darin die in den gutleitfähigen Sedimenten des Molassetroges einschließlich der Sedimente unter den Kalkalpen anomal induzierten Ströme zu sehen, die parallel zur mittleren Streichrichtung des Alpennordrandes fließen. Man erkennt weiter, daß die Induktionspfeile an der Station REU und an allen südlich davon gelegenen Stationen etwa in Richtung S zeigen während sie an den beiden nördlichsten Stationen ZEL und TET eher in Richtung N zeigen. Dieses Umklappen der Induktionspfeile bedeutet, daß zwischen den Stationen REU und ZEL das Gebiet mit der größten integrierten Leitfähigkeit liegt (integriert bis zur Basis der gutleitfähigen Sedimente). Die integrierte Leitfähigkeit muß von diesem Gebiet nach N und nach S abnehmen. Nimmt man (wie oben) an, daß in einer gewissen Umgebung der Stationen REU und ZEL die laterale Variation der Leitfähigkeit innerhalb der einzelnen Molasseschichten gering ist, dann muß der Molassetrog zwischen den Stationen REU und ZEL am mächtigsten sein. An den Stationen TET, ZEL und REU, nahe dem tiefsten Trogteil sind die Induktionspfeile kurz und ihre Richtung ist nicht sehr ausgeprägt. Dies ist nahe der Mittellinie einer zweidimensionalen Struktur zu erwarten. Von der Station REU nach S nimmt die Länge der Induktionspfeile zunächst zu. Wegen des günstigeren Verhältnisses zwischen Nutz- und Störsignal nimmt auch die Stabilität der Richtung der Induktionspfeile zu. Die Induktionspfeile sind im Bereich der Stationen MAI, JOB und HOE am längsten. Von diesen Stationen nach S nimmt die Länge der Induktionspfeile wieder stetig ab. Diese Ergebnisse besagen zum einen, daß im Bereich der Stationen MAI, JOB und HOE die bis zur Basis der gutleitfähigen Sedimente integrierte Leitfähigkeit von N nach S am stärksten abnehmen muß. Andererseits sieht man, daß die Länge der Induktionspfeile zwischen den Stationen REU und BIA nur langsam zu- und wieder abnimmt. Dies bedeutet, daß eher mit einer kontinuierlichen als mit einer sprunghaften Abnahme der integrierten Leitfähigkeit von N nach S zu rechnen ist. An den meisten Stationen hängt die Länge der Induktionspfeile deutlich von der Periode ab. Die Induktionspfeile sind im Periodenbereich von etwa 40-70 s am längsten und ihre Länge nimmt zu kürzeren wie zu längeren Perioden ab. Von Perioden von etwa 10-20 s zu kürzeren Perioden hin nimmt die Streuung von Länge und Richtung der Induktionspfeile entlang des Profils zu. Dies ist zum einen durch technische Störströme und zum anderen durch dreidimensionale Strukturen nahe der Erdoberfläche bedingt.

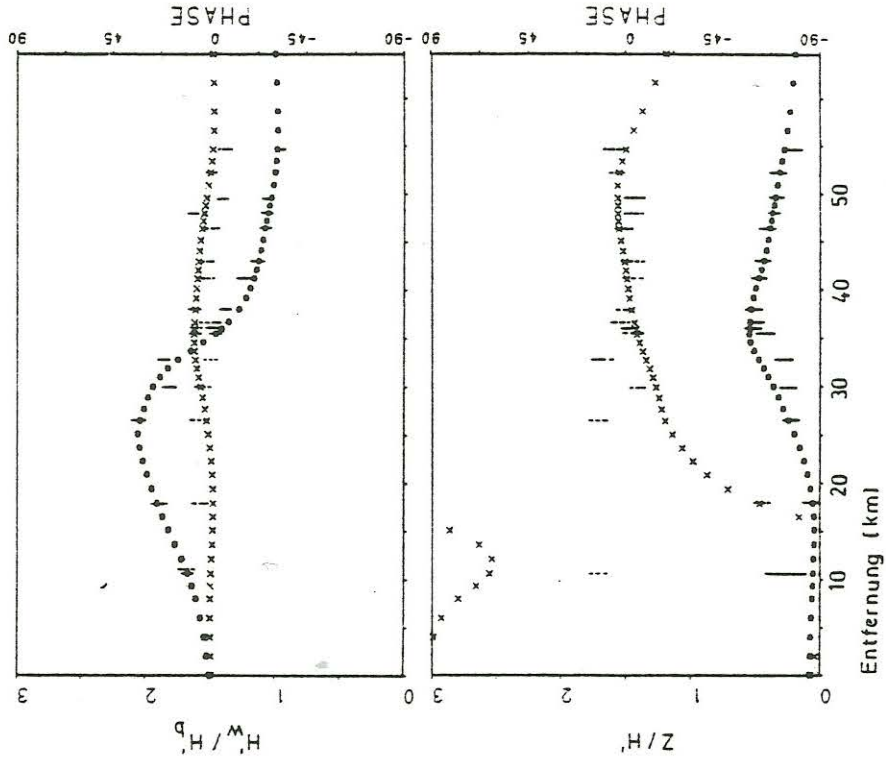
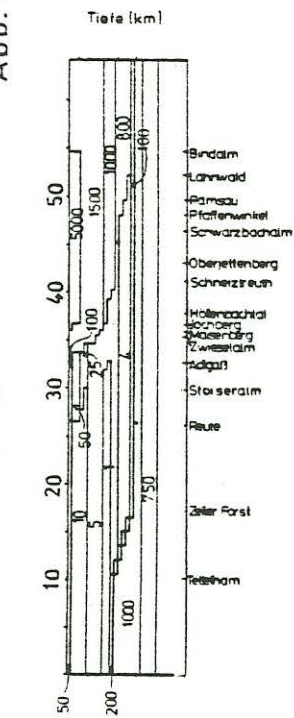
IV. Modellrechnungen

Zur weiteren Interpretation der Meßergebnisse wurden zweidimensionale Modelle berechnet. Es wurde versucht, möglichst alle 4 Übertragungsfunktionen ($Z_{||}$, Z_{\perp} , $H'w/H'b$, Z/H') in Betrag, Phase und Periodenabhängigkeit zu erklären. Dabei zeigte sich, daß manche Modelle die Ergebnisse der MT gut erklären, die der ETS dagegen weniger gut (und umgekehrt). Das im folgenden vorgestellte "vorläufige Endmodell" stellt einen Kompromiß hinsichtlich der Anpassung aller Parameter dar. Dies ist noch nicht in allen Teilbereichen des Profils gleich befriedigend gelungen.

In Abb. 6 sind die Ergebnisse der Modellrechnungen zusammen mit den Meßergebnissen und ihren Fehlern für die Periode $T = 40$ s dargestellt.

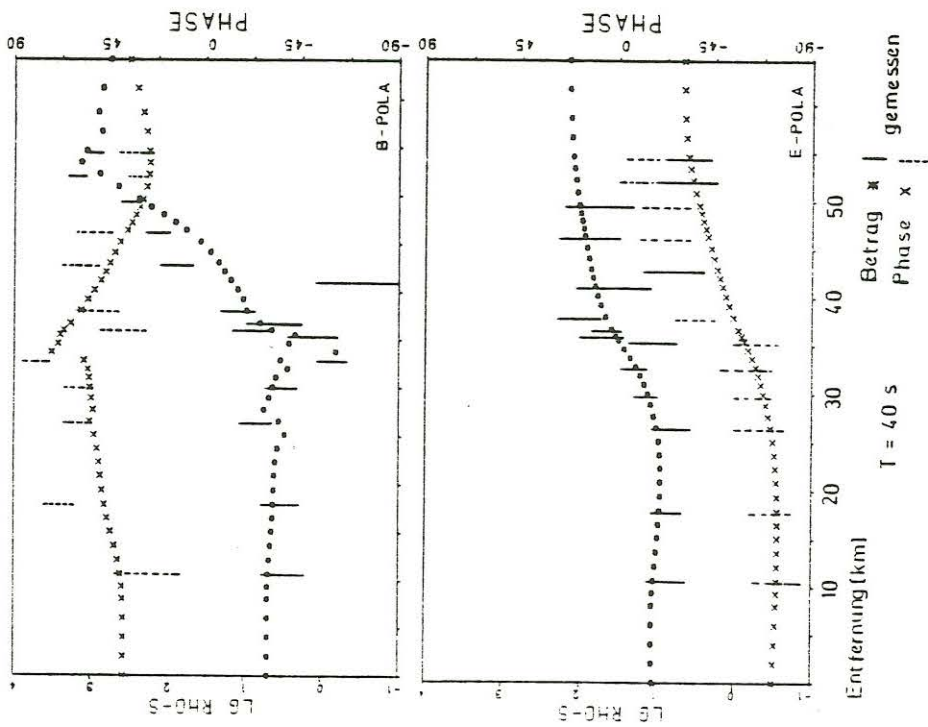
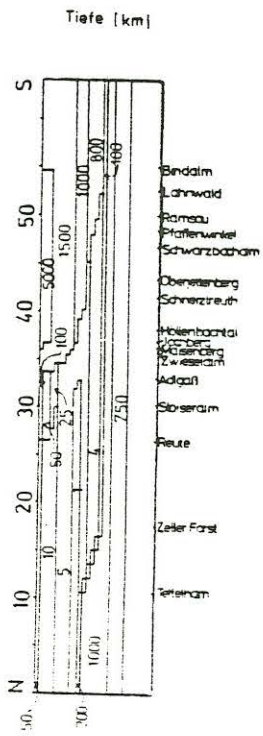
MODELL 1

Abb. 6



T = 40 s

MODELL 1



T = 40 s

Betrag x | gemessen
Phase x |

Literatur:

- Angenheister, G.; A. Berktold; K.-P. Sengpiel : Die zeitlichen Variationen des erdelektrischen Feldes, beobachtet längs eines NS-Profiles vom Kristallin des Bayerischen Waldes durch das Alpenvorland bis zum Nordrand der Alpen. Bayer. Akad. d. Wiss., Math.-Naturw. Klasse, Sonderdruck 7, München 1965
- Berktold, A.; M. Beblo; K. Kemmerle : On the Distribution of the Conductivity below the Eastern Alps. Geol. Rdsch. 65, S.715-732, Stuttgart 1976
- Dittus, H. : Magnetotellurik in Südostbayern. Diplomarb. am Inst. f. A. u. A. Geophysik d. Univ. München, 1983
- Freimoser, M. : Zur Stratigraphie, Sedimentpetrographie und Faziesentwicklung der Südostbayerischen Flyschzone und des Ultrahelvetikums zwischen Bergen, Obb. und Salzburg. Geologica Bavarica 66, S. 7-91, München 1973
- Herm, D. : Das Lattengebirge - geologisch gesehen. Jb. Verein zum Schutz der Bergwelt, S. 107-126, München 1981
- Kemmerle, K. : Magnetotellurik am Alpennordrand mit Diskussion der lokalen Effekte und Darstellung einer Einzeleffektauswertung. Diss. Fak. f. Geow. Univ. München, 1977
- Teufel, U. : Erdmagnetische Tiefensondierung am Alpennordrand. Diplomarb. am Inst. f. A. u. A. Geophysik d. Univ. München, 1983

T. Blümecke

AMT Untersuchungen in Nordbayern

Im Rahmen der Voruntersuchungen zum kontinentalen Tiefbohrprojekt (KTB) wurden im Herbst 1982 audiomagnetotellurische (AMT) Messungen im Bereich der Münchberger Gneismasse (MüMa) durchgeführt.

Ein zentrales Interesse besteht an der Beantwortung der Frage, ob vertikale- oder horizontale tektonische Ereignisse den Bau der kontinentalen Kruste prägen.

Die Existenz und Lagerung der Münchberger Masse spielt in diesem Zusammenhang eine ausgezeichnete Rolle, da für sie zwei Modelle entwickelt wurden, die im Wesentlichen diese beiden Mechanismen unterscheiden (BEHR et al., 1980).

Das erste Modell sieht die MüMa als aufgestiegenen Tiefenkörper an, der am Ort seiner Entstehung liegenblieb, während das zweite Modell die MüMa als über große Entfernungen hinweg von Süden, vermutlich von der Erbdorfer Linie, her transportiert betrachtet.

Beide Modelle müssen deutlich verschiedene Verteilungen der Leitfähigkeit besitzen.

Wird die MüMa als allochton angesehen, so muß sie auf nur schwach metamorphisierten Wildflysch-Sedimenten des bayerischen Unterkarbons aufgelagert sein, die sich durch einen geringeren spezifischen Widerstand ($< 500 \text{ Ohm} \cdot \text{m}$) auszeichnen. Damit müßte die Leitfähigkeit unterhalb der Gneismasse deutlich zunehmen.

Die geologische Struktur im Übergangsbereich zwischen dem Saxothuringikum und der moldanubischen Region zeigt Abbildung 1. In Abbildung 2 ist das Modell einer Horizontal-Tektonisch geprägten MüMa dargestellt.

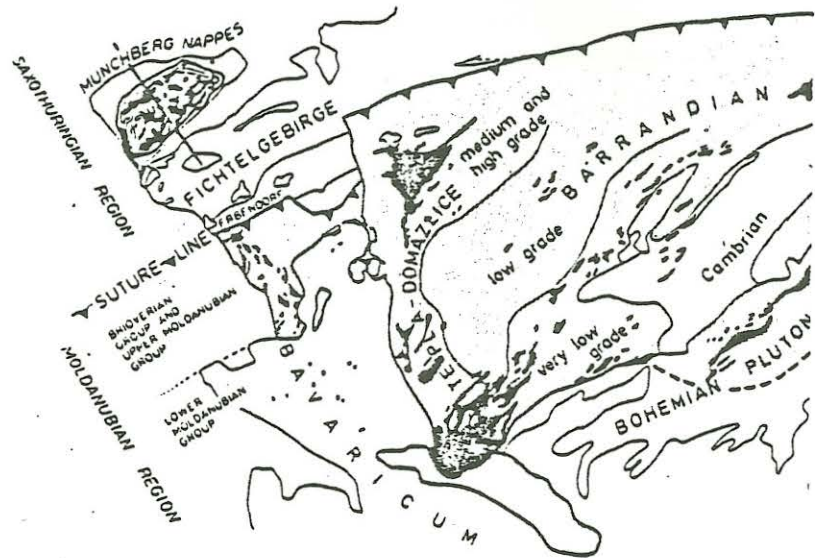


Abbildung 1: Die geologische Struktur im Übergangsbereich zwischen Saxothuringikum und moldanubischer Region.

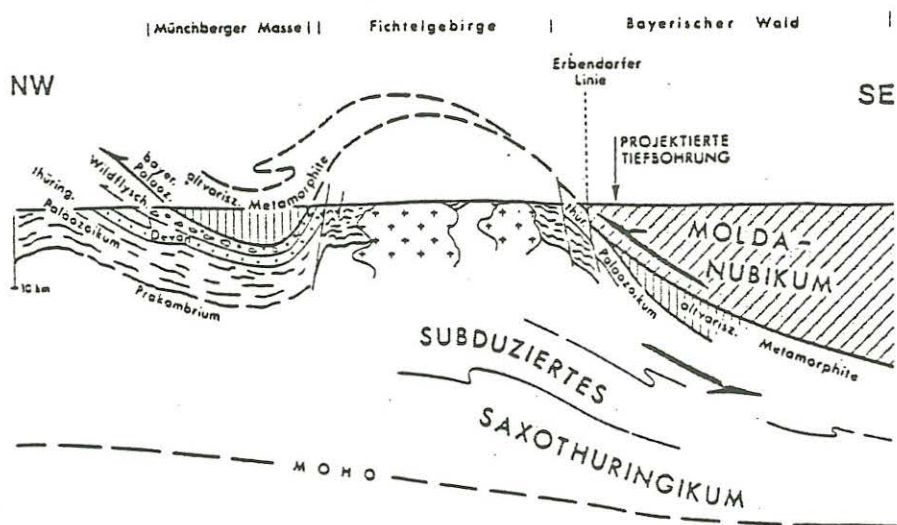


Abbildung 2: Modell der horizontalen Tektonik der Münchberger Gneissmasse

Zur Untersuchung der Leitfähigkeit wurde die Methode der Audiomagnetotellurik (AMT) verwandt, da diese aufgrund des benutzten Frequenzbereichs (1000 Hz bis 1 Hz) für die erforderlichen Untersuchungstiefen (< 10 km) geeignet ist und ein schnelles Vorgehen ermöglicht.

Es wurden 40 Messpunkte auf einem Profil vermessen, das sich vom Frankenwald im NW über die MüMa hinweg nach SE bis in das Fichtelgebirge erstreckt.

Die Messungen wurden von Herrn Dr. G. Fischer, Herrn Dr. P. A. Schnegg und Herrn Oulevay (Neuchatel) durchgeführt. Die Lage der Messpunkte ist in Abbildung 3 eingetragen.

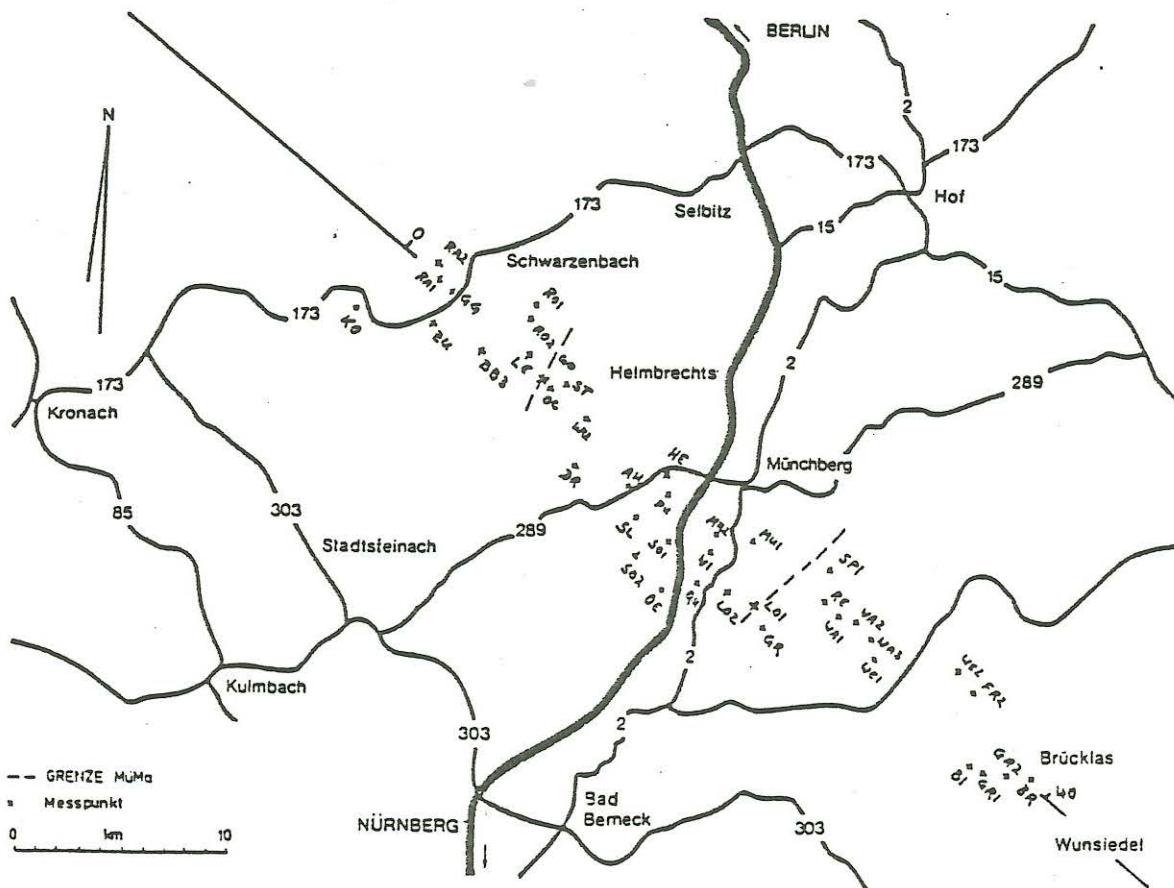


Abbildung 3: Die Lage der AMT-Messpunkte

Als Messergebnisse standen die am Observatoire Cantonale in Neuchatel aus den Felddaten berechneten Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes (Rhos) und der Phasen (Phi) in Abhängigkeit von der Periode (T) zur Verfügung. Abbildung 4 zeigt als Beispiel die Messergebnisse einer weitgehend ungestörten Station (FR) und einer stark gestörten Station (ST).

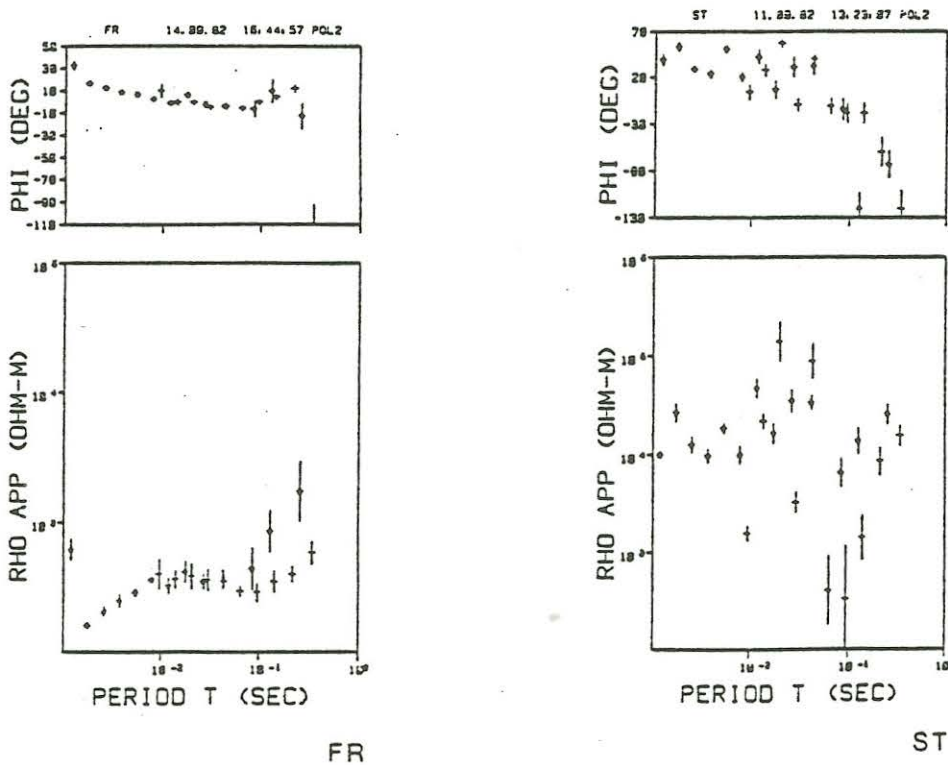


Abbildung 4: Beispiele der Messergebnisse einer ungestörten Station (FR) und einer stark gestörten Station (ST).

Die Interpretationsansätze waren zunächst größtenteils erfolglos, da der überwiegende Teil der Sondierungen von Störungen geprägt war und Steigungen der Rhos-Kurve von $m > 1$ aufwiesen, was durch Nahfeldwirkungen und dreidimensionale Strukturen erklärt werden kann, mit den vorhandenen Mitteln aber nicht zufriedenstellend interpretierbar ist.

Zudem war durch die Menge der vorhandenen Registrierungen die Notwendigkeit gegeben, einen schnelleren, vereinfachten Weg der Auswertung zu begehen.

Hierbei wurden zunächst die Berdichevski-Drehinvarianten aus den Ergebnissen der E- und H- Polarisationen gebildet (BERDICHEVSKI et al., 1976).

$$\rho_s(T) = \sqrt{\rho_{xy}(T) \cdot \rho_{yx}(T)}$$

$$\varphi(T) = \frac{\varphi_{xy}(T) + \varphi_{yx}(T)}{2}$$

Die Berdichevski-Invariante

Die daraus resultierenden, gemittelten Kurven wurden mit der Bostick-Transformation (BOSTICK, 1977) in Widerstands-Tiefen Modelle umgerechnet.

Die Bostick-Transformation wurde gewählt, weil sie es zulässt, zu einem Modell zu gelangen, ohne die aus den Messungen stammenden Phasenwerte zu berücksichtigen. Dies war bei den vorliegenden Messergebnissen wichtig, da die Phasenwerte überwiegend stark streuten (vgl. WEIDELT et al., 1980).

$$\rho(h) = \rho_s(T) \frac{d \log T + d \log \rho_s}{d \log T - d \log \rho_s} = \rho_s(T) \frac{1 + m(T)}{1 - m(T)}$$

$$h = \sqrt{\frac{T \cdot \rho_s}{2\pi \mu_0}}$$

Die Bostick-Transformation

Innerhalb des Transformations-Programmes werden aus der Spline-geglätteten Rhos-Kurve Phasenwerte berechnet, die theoretisch zu der jeweiligen Rhos-Kurve gehören.

Die Übereinstimmungen bzw. Unterschiede dieser berechneten Phasenwerte und der gemessenen erlauben eine qualitative Abschätzung der Konsistenz der Daten.

In Abbildung 5 sind die verschiedenen Auswertestadien exemplarisch aufgetragen. Da die Apparatur des Observatoire Cantonale Neuchatel zwei Abtastraten benutzt, existieren für jede Polarisation zwei Signaturen, die jeweils die hochfrequente- (high) und niederfrequente (low) Digitalisierungsfrequenz repräsentieren.

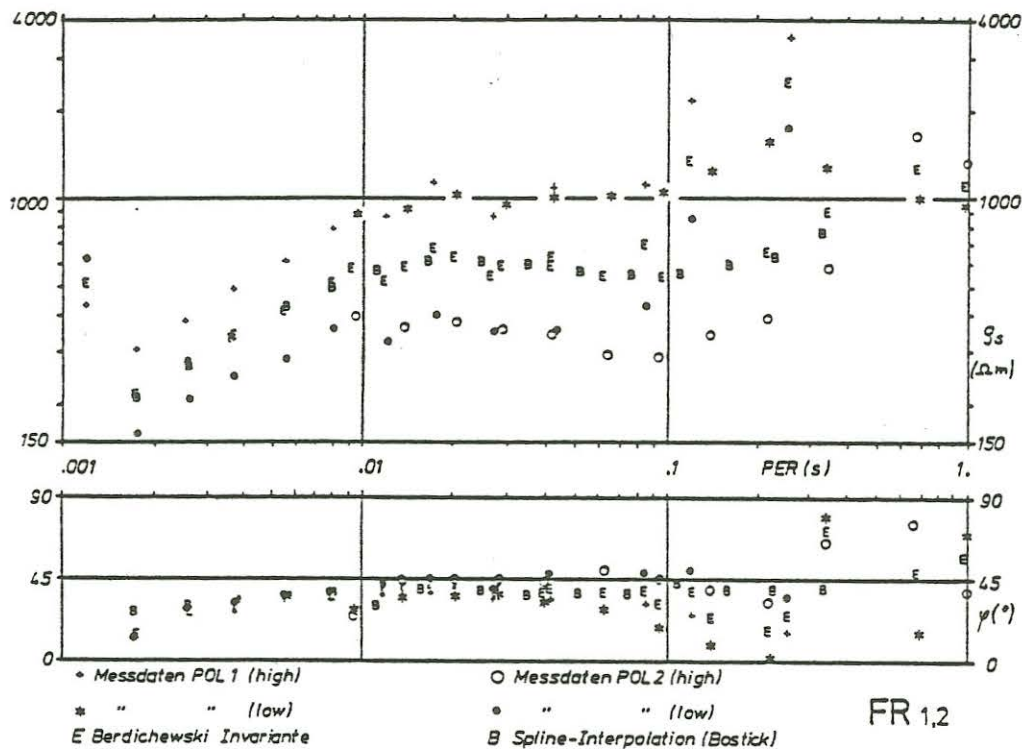


Abbildung 5: Die Messergebnisse, die Berdichevski-Invariante und die geglätteten Werte der Bostick-Transformation

Besonderes Augenmerk verdient hier die weitgehend hervorragende Übereinstimmung der gemessenen mit den theoretisch bestimmten Phasenwerten, die sich erst im niederfrequenten Bereich, bei einem übersteilen Ansteigen der Rhos-Werte verringert.

Die Ergebnisse der Bostick-Transformationen einiger Stationen sind in Abbildung 6 wiedergegeben. Die Widerstands-Tiefenverteilung der Stationen auf der MüMa (AH, SL, QU, LO1) zeichnen sich alle durch ein deutliches Minimum der Widerstände in 1-2 km Tiefe aus (20-100 Ohm*m), wobei die Tiefe von NW nach SE zunimmt. Dieser leitende Horizont wird als Teil des bayerischen Unterkarbons angesehen.

Die Station RO2 befindet sich im Frankenwald. Hier nimmt der Widerstand von geringen Werten (150 Ohm*m) einer leitfähigen Deckschicht aus mit der Tiefe zu (3000 Ohm*m).

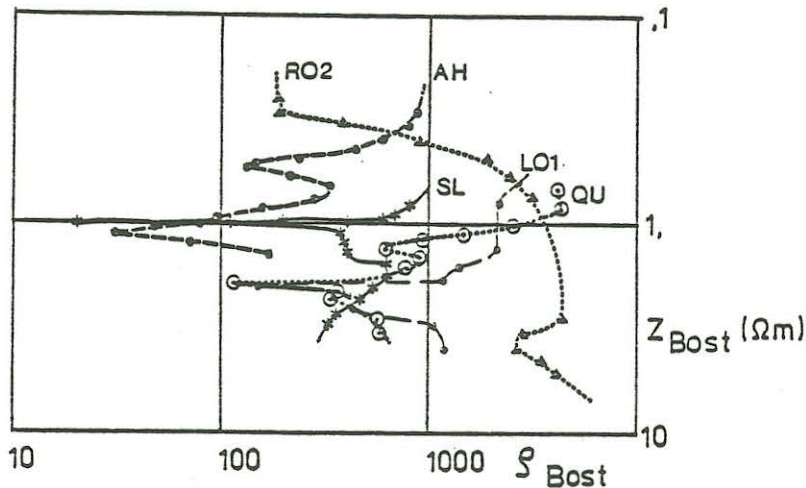


Abbildung 6: Die Widerstands-Tiefenverteilungen der Bostick-Transformationen.

Abbildung 7 enthält in der obersten Zeile die Darstellungen der Messergebnisse beider Polarisierungen der Registrierstationen. Die zweite Zeile stellt die jeweiligen Berdichevski Drehinvarianten dar. Die darunter befindlichen Blockdiagramme teilen die Ergebnisse der Bostick-Transformationen in nieder- und hochohmiges Material (z.B. gering metamorphe Sedimentite < 500 Ohm*m und kristalline Gesteine > 1000 Ohm*m ein.

Hierbei zeigt sich, daß eine leitfähige, im Frankenwald oberflächennahe, Schicht sich in einer Tiefe von 1-2 km unter der Münchberger Gneismasse fortsetzt. Ein entsprechendes, einfaches Modell ist im unteren Teil der Abbildung wiedergegeben.

Die Untersuchung der Leitfähigkeit im Bereich der Münchberger Gneismasse ergab wesentliche Hinweise für einen großräumigen Horizontaltransport im Übergangsbereich zwischen dem Saxothuringikum und der moldanubischen Region.

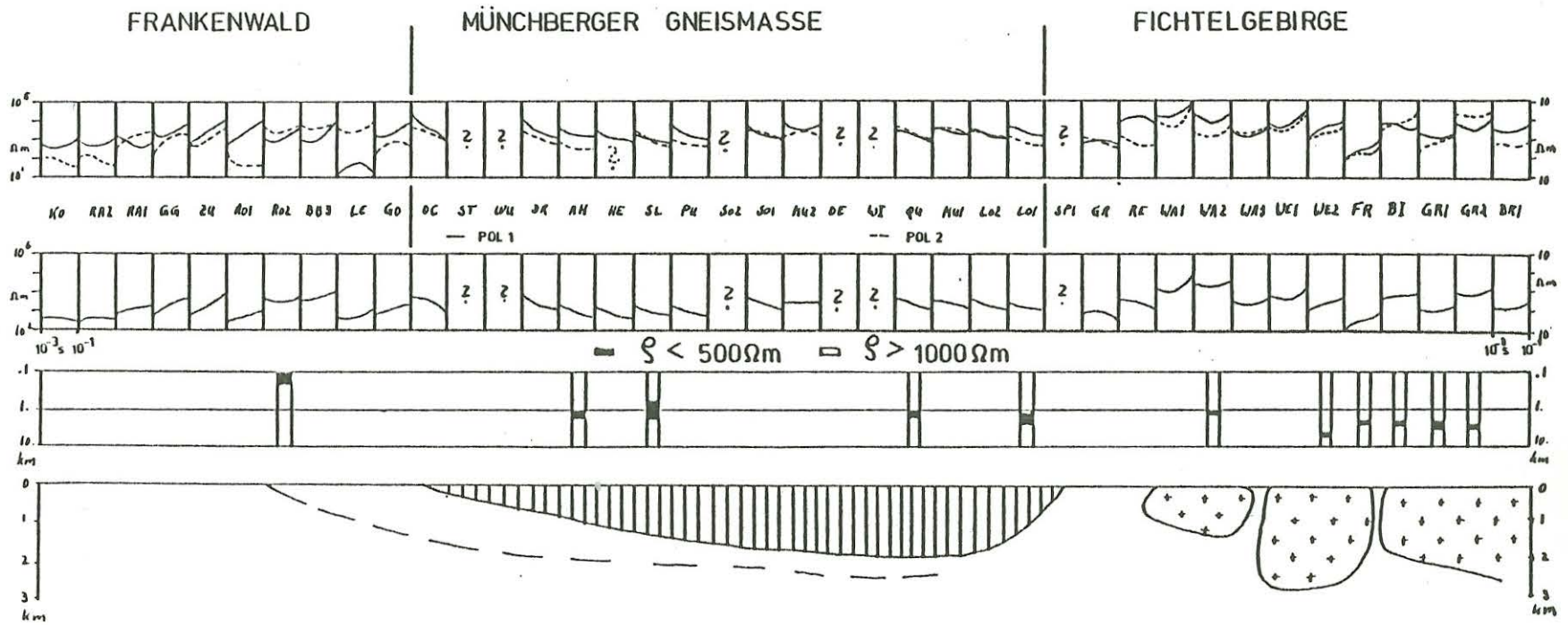


Abbildung 7; Die Ergebnisse der AMT-Untersuchung im Bereich der Münchberger Gneismasse.

Bei der Bearbeitung der Daten entstanden besondere Schwierigkeiten durch den großen Störanteil in den Messungen der passiven Audio-Magnetotellurik.

Eine Zusammenfassung beider Polarisierungen durch die Berdichevski-Invariante verbesserte die Datenqualität im Hinblick auf die den Auswerteverfahren zugrundeliegenden physikalischen Modellvorstellungen.

Die aus den für die Bostick-Transformation geglätteten Daten berechneten Phasenwerte erwiesen sich im Vergleich zu den gemessenen Phasen als gutes Hilfsmittel zur qualitativen Abschätzung der Datenkonsistenz.

Literatur

- Behr, H.J., W.Engel, W.Franke "Münchberger Gneismasse und Bayerischer Wald"; Guide to Excursion; International Conference: The Effect of Deformation on Rocks, Göttingen, 1980
- Berdichevski, M.N. and V.I. Dmitriev
"Interpretation of MTS Curves";
Geoelectric and Geothermal Studies; KAPG
Geophysical Monographs, Akad.Kiado,
Budapest, 1976
- Bostick, F.X., "A Simple Almost Exact Method of MT Analysis"; Workshop on Electrical Methodes in Geothermal Research; U.S. Geological Survey, Contract No. 14080001-8-359, 1977
- Weidelt, P., W. Müller, W. Losecke, K. Knödel
"Die Bostick-Transformation"; Protokoll
Elektromagnetische Tiefenforschung, Berlin, 1980

T. Blümecke

MT Untersuchungen zur Tiefbohrlokation Oberpfalz

Die Erbindorfer Linie wird als Grenze zwischen dem Saxothuringikum im Norden und der moldanubischen Region in Süden diskutiert (vgl. z.B. FRANKE et al., 1983).

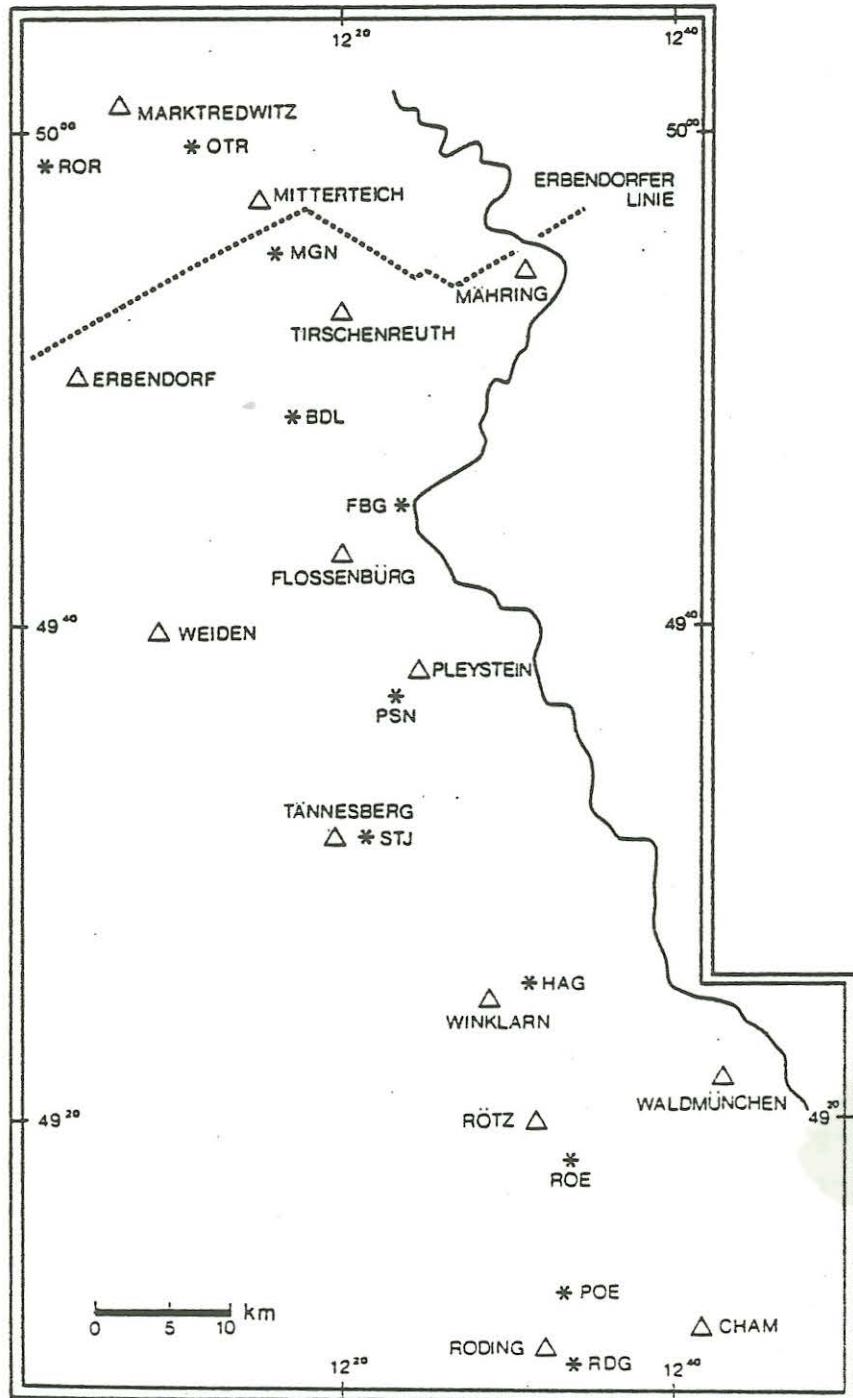


Abbildung 1: Lage der Messpunkte

Sie soll die Nahtlinie einer Kollision der eurasischen Platte mit der afrikanischen Platte im Altpaläozoikum darstellen.

Für eine dieser Kollision vorausgegangene Subduktion gibt es Indizien, die zur Zeit untersucht werden (STEIN, pers. Mitt.)

Im Sommer 1983 wurden im Oberpfälzer Wald magnetotellurische Messungen durchgeführt, die die Strukturen der Verteilung der Leitfähigkeit in diesem Übergangsbereich untersuchen sollten. Eine Übersicht über die Verteilung der Messpunkte vermittelt Abbildung 1.

Bereits bei der Durchsicht der Messschriebe wurde eine Unterscheidung zwischen den nördlichen und den südlichen Stationen auffällig: Die Signalamplituden vergleichbarer Ereignisse sind im Norden deutlich größer als im Süden, was auf eine erhöhte intergrierte Leitfähigkeit im nördlichen Profilteil hinweist (Abbildung 2).

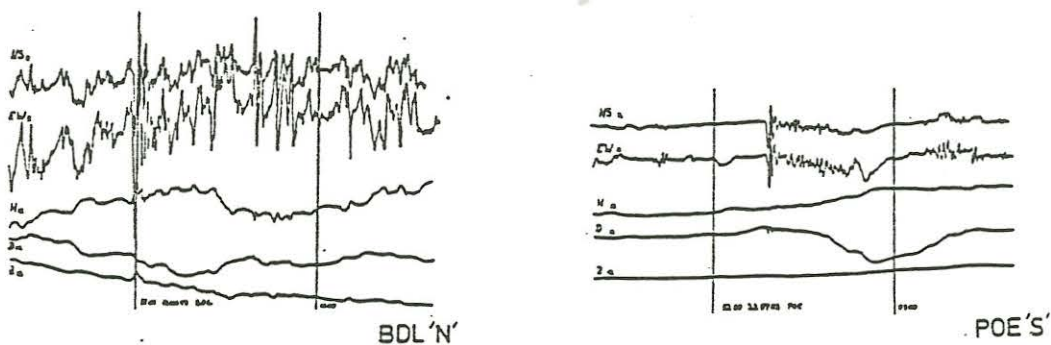


Abbildung 2: Vergleich der Messsignale nördlich und südlich der Erbendorfer Linie

Die ausgewerteten Messdaten (Abbildung 3) unterstützen diesen Eindruck. Bei der Station OTR, die sich im Saxothuringikum befindet und die nördliche Begrenzung des Profils repräsentiert, beobachtet man starke Anisotropien zwischen den beiden Polarisationsrichtungen, die nach Süden hin über die hier exemplarisch dargestellte Station STJ hinweg bis zur Station POE abnehmen.

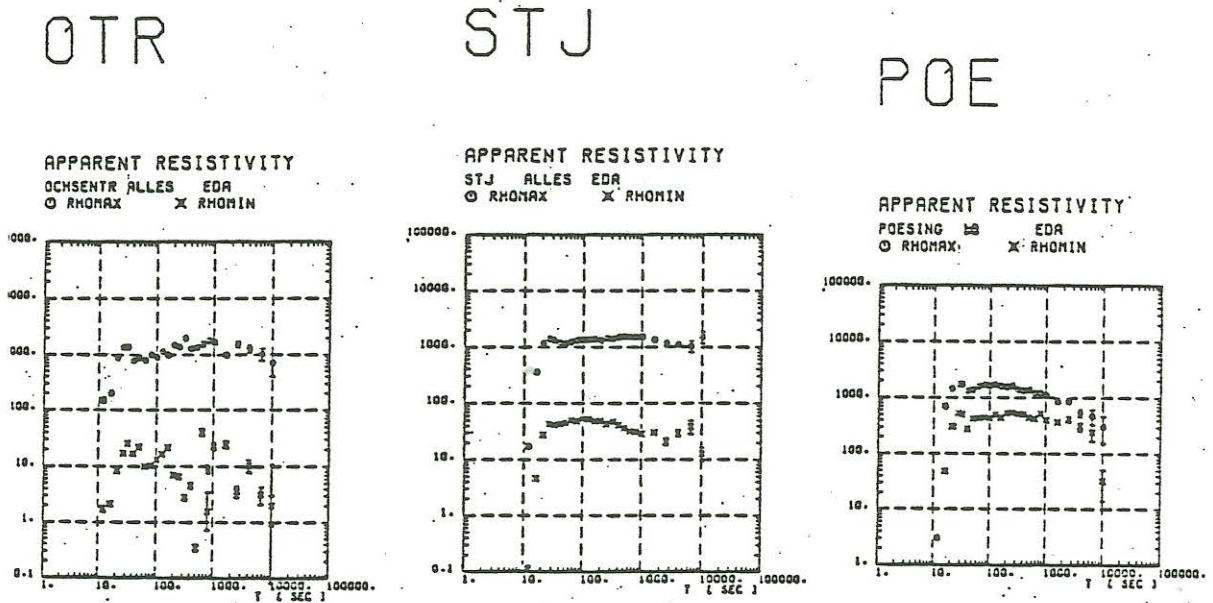


Abbildung 3: Die Berechneten Messdaten einiger Stationen

In Abbildung 4 ist ein Pseudo-Tiefenbild der Verhältnisse der Beträge der vertikalen- und horizontalen Magnetfeldintensitäten in Abhängigkeit von den Perioden dargestellt, dessen Maximalwerte ebenfalls unter dem Bereich der Erbdorfer Linie liegen.

Die geomagnetischen Induktionspfeile und die Vorzugsrichtungen des erdelektrischen Feldes sind in Abbildung 5 eingetragen.

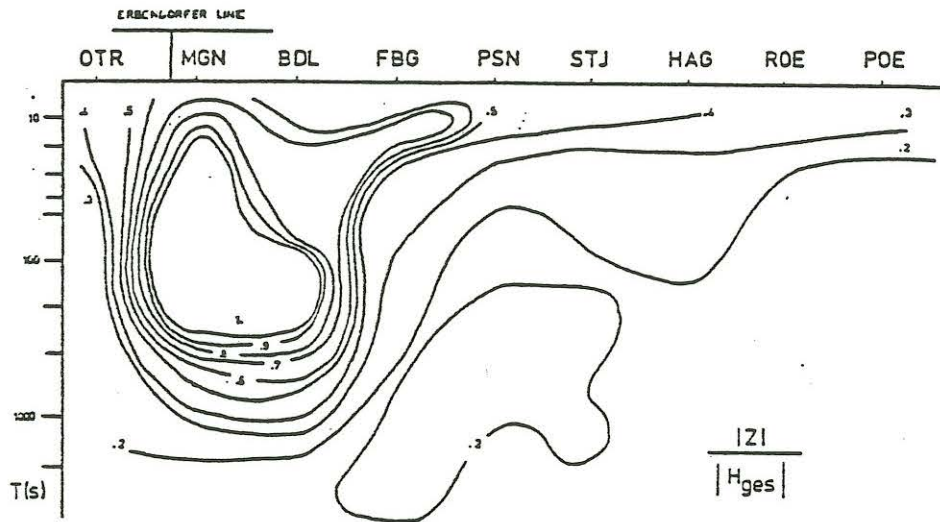


Abbildung 4: Pseudo - Tiefendarstellung

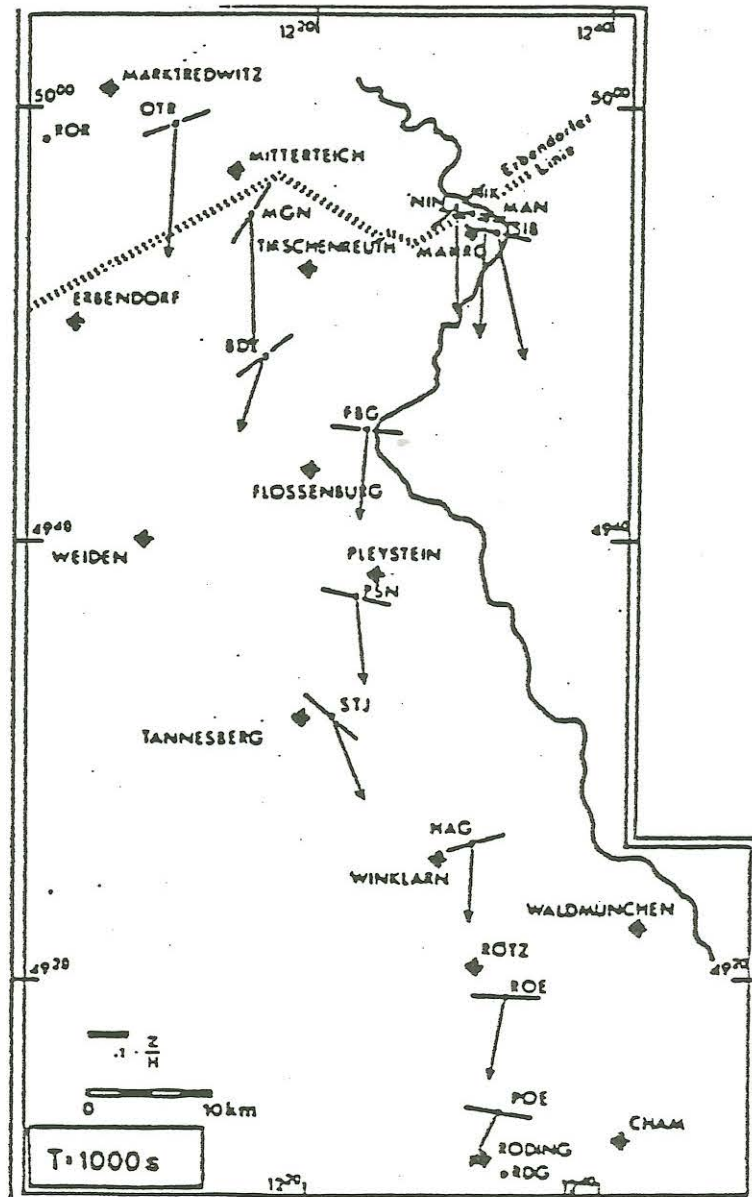


Abbildung 5: Geomagnetische Induktionspfeile

Die Länge der Induktionspfeile nimmt sülich der Erbindorfer Linie ab, was einer verringerten lateralen Änderung des elektrischen Widerstandes entspricht. Im Bereich der Erbindorfer Linie erreichen die Induktionspfeile ihre größten Längen, was große Gradienten des zeitlich variierenden Erdmagnetfeldes zur Ursache haben muß und auf starke, laterale Änderungen der Leitfähigkeit hinweist.

Die integrierte Leitfähigkeit im Nordabschnitt ist höher als im Süden. Dieser Wechsel kann großräumig verfolgt werden und wird mit der Grenze zwischen Saxothuringikum und moldanubischer Region korreliert (vgl. z.B. Berktold, 1984).

Die geringe Breite der Übergangszone (10-15 km) zwischen den langen und den kurzen Induktionspfeilen läßt den Schluß zu, daß die laterale Änderung des elektrischen Widerstandes in den obersten 15 km der Kruste erfolgen muß.

Die Tatsache, daß die Richtungen der E- und H- Felder in den meisten Fällen nicht senkrecht zueinander stehen, legte die Vermutung nahe, daß die Daten von oberflächennahen Gleichstromverzerrungen beeinflusst sind.

Zur Entzerrung der tellurischen Daten wurde die von LARSEN (1977) beschriebene Methode verwendet. Hierbei wird ein eindimensionales Induktionsmodell angenommen, während die tellurischen Ströme durch eine dreidimensionale Gleichstromverzerrung geringer Mächtigkeit beeinflusst werden (Abbildung 6).

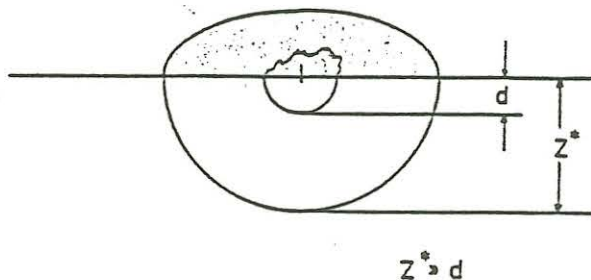


Abbildung 6: Modell einer eindimensionalen Induktion und dreidimensionaler Gleichstromverzerrung (nach LARSEN, 1977)

Führt man einen Verzerrungstensor ein, so lassen sich die Verzerrungselemente A, B, und C nach Gl.1 berechnen.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} = Z(T) \cdot D \cdot \begin{pmatrix} A+C & -1+B \\ 1+B & A-C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} A &= (Z_{xx} + Z_{yy}) / (Z_{xy} - Z_{yx}) \\ B &= -(Z_{xy} + Z_{yx}) / (Z_{xy} - Z_{yx}) \\ C &= (Z_{xx} - Z_{yy}) / (Z_{xy} - Z_{yx}) \end{aligned} \quad \text{GL.1}$$

Für den Fall, daß das Modell zutreffend ist, müssen A, B, und C real und periodenunabhängig sein. Da Messdaten für gewöhnlich nicht dem Idealfall der theoretischen Voraussetzungen entsprechen, ist zu fordern, daß die Imaginärteile in jedem Fall minimal sein sollen.

Abbildung 7 zeigt das Element A des Verzerrungstensors einer Station, die die Modellbedingungen erfüllt (HAG) und einer weiteren (MGN), bei der dies nicht der Fall ist in der komplexen Zahlenebene.

Bei der ersten (HAG) sind die Imaginärteile klein und periodenunabhängig, während sie bei der Station MGN sehr groß werden.

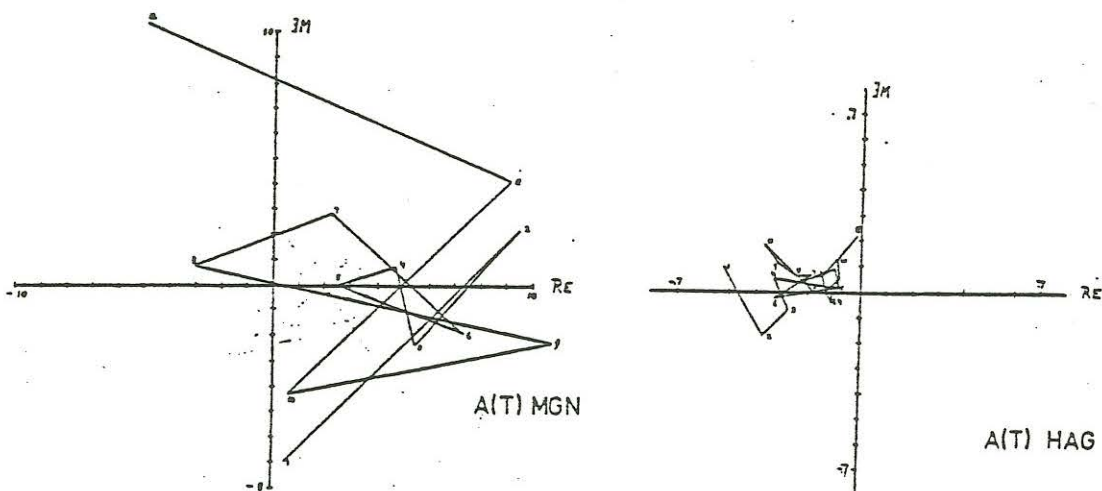


Abbildung 7: Der Verzerrungsparameter A einer dem Modell entsprechenden Station (HAG) und einer dem Modell nicht entsprechenden Station (MGN)

Abbildung 8 enthält die Mittelwerte der Verzerrungsparameter aller Stationen. es zeigt sich, daß ausnämlich MGN und ROR alle das Modell der eindimensionalen Induktion und der dreidimensionalen Gleichstromverzerrung entsprechen.

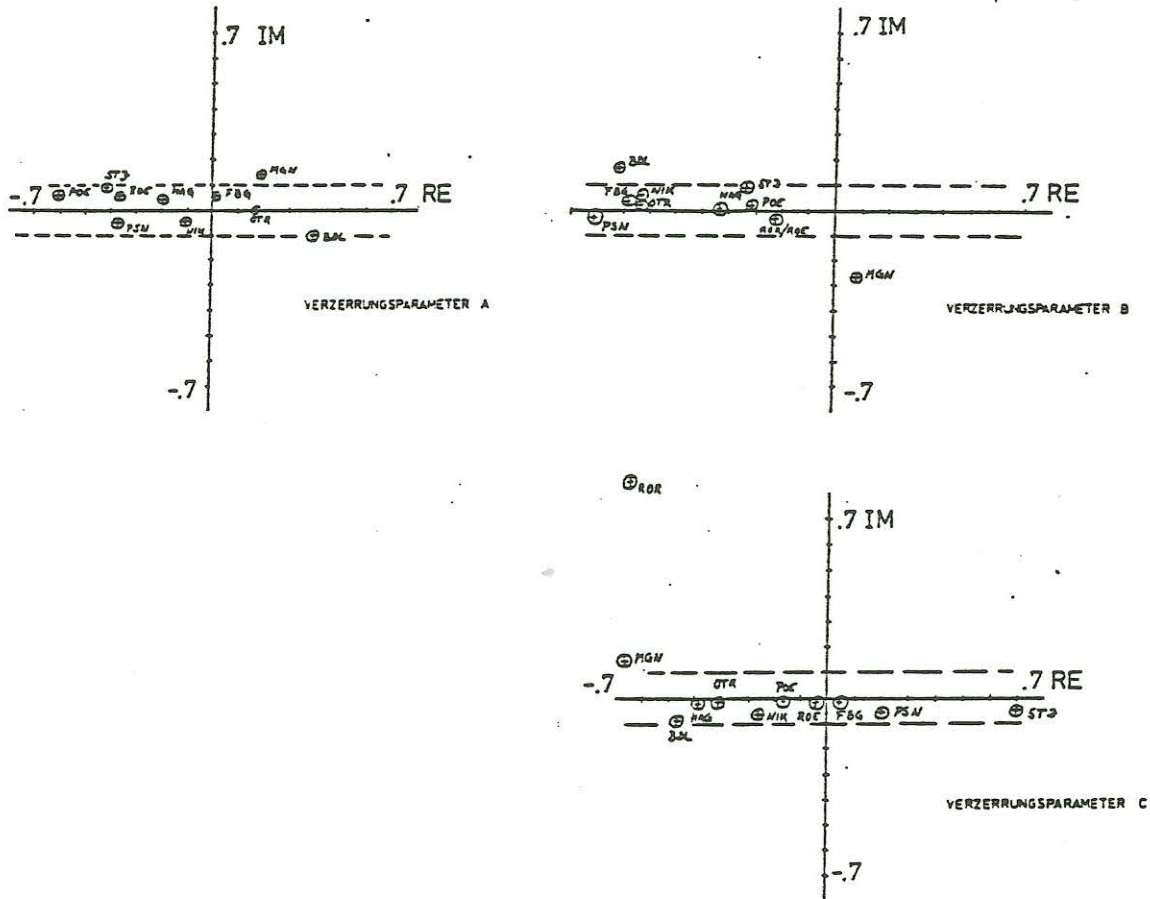


Abbildung 8: Mittelwerte der Verzerrungsparameter

$$\begin{aligned} Z_{xx} &= (A+C) \cdot Z(T) \cdot D \\ Z_{xy} &= (-1+B) \cdot Z(T) \cdot D \\ Z_{yx} &= (-1+B) \cdot Z(T) \cdot D \\ Z_{yy} &= (A-C) \cdot Z(T) \cdot D \end{aligned}$$

GL.2

$$Z(T) \cdot D = \frac{Z_{xx}}{A+C} = \frac{Z_{xy}}{1+B} = \frac{Z_{yx}}{-1+B} = \frac{Z_{yy}}{A-C}$$

Nach Gl.2 lassen sich die Verzerrungen der Messdaten korrigieren, und man erhält das Produkt der eindimensionalen Impedanz Z und des Parameters D.

Eine mittlere $Z(T) \cdot D$ - Kurve wurde jeweils für die Stationen des Saxothuringikums und des Moldanubikums berechnet, indem die Kurven $Z(T) \cdot D_i$ (i : Stationsindex) nach der Methode der kleinsten Quadrate durch variieren der D "ineinandergeschieben" wurden.

Der Faktor D läßt sich nur durch zusätzliche Informationen bestimmen. Im Rahmen der Auswertung wurde das D der beiden gemittelten Kurven so variiert, daß die $Rhos(T)$ für $T=10000$ Sekunden mit dem Wert der globalen $Rhos$ -Kurve ($100 \text{ Ohm} \cdot \text{m}$) von ROKITYANSKY (1982) übereinstimmten.

Die mittlere Messkurve für das Saxothuringikum zeigt Abbildung 9 zusammen mit dem daraus gewonnenen Modell. Analog dazu sind die Werte und das Modell des moldanubischen Bereichs in Abbildung 10 wiedergegeben. Den strukturellen Unterschied beider Komplexe zeigt Abbildung 11.

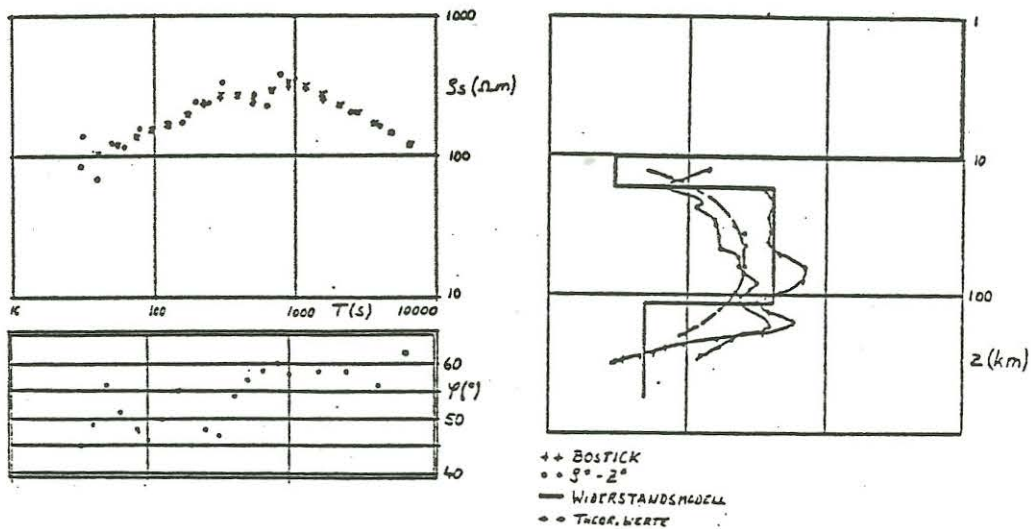


Abbildung 9: Gemittelte Daten und Modelle des Saxothuringikums

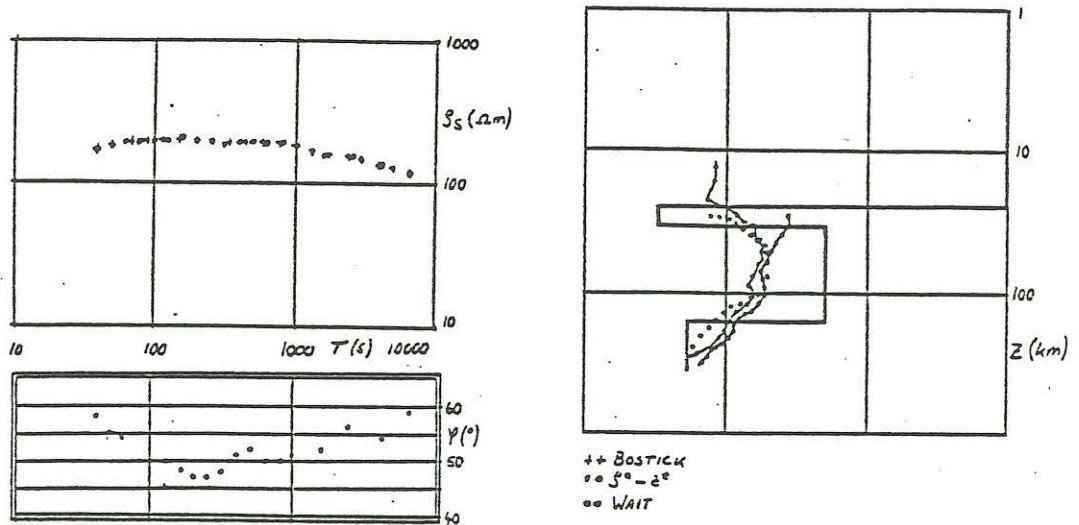


Abbildung 10: Gemittelte Daten und Modelle der moldanubischen Region

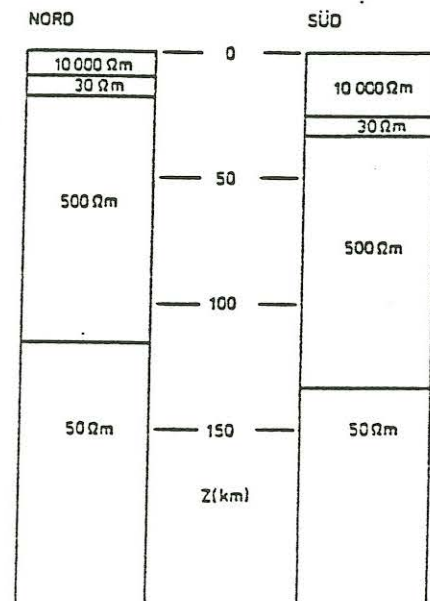


Abbildung 11: Strukturelle Unterschiede zwischen Saxothuringikum und Moldanubikum

Literatur

- BerktoId, A. "Zur Vertikalkomponente der erdmagnetischen Variationen im Bereich der variskischen Groß-Strukturen Mitteleuropas"; Protokoll Elektromagnetische Tiefenforschung, Grafrath 1984
- Franke, W., K.Weber Status Bericht zum KTB der BRD, Zielgebiet Oberpfalz, 1983
- Larsen, "Removal of Local Surface Conductivity Effects from Low Frequency Mantle Response Curves"; Acta Geodaet., Geophys. et Montanist.Acad.Sci.Hung. Tomus, 1977
- Rokityansky "Geoelectromagnetic Investigation of the Earth's Crust and Mantle"; Springer, 1982

Chr. Büchter

Vergleichende Untersuchung magnetotellurischer Tiefensondierungen und elektrischer Bohrlochmessungen an der Tiefbohrung Münsterland 1

Für einen Vergleich zwischen den Ergebnissen einer gut untersuchten Tiefbohrung und der Magnetotellurik wurden im Jahre 1982 unmittelbar an der ehemaligen Bohrstelle der Bohrung Münsterland 1 sowie in der näheren Umgebung an fünf Meßpunkten magnetotellurische Messungen durchgeführt (Abb. 1). Fünf Meßpunkte wurden ausgewählt, um mögliche lokale Verzerrungen besser erkennen zu können.

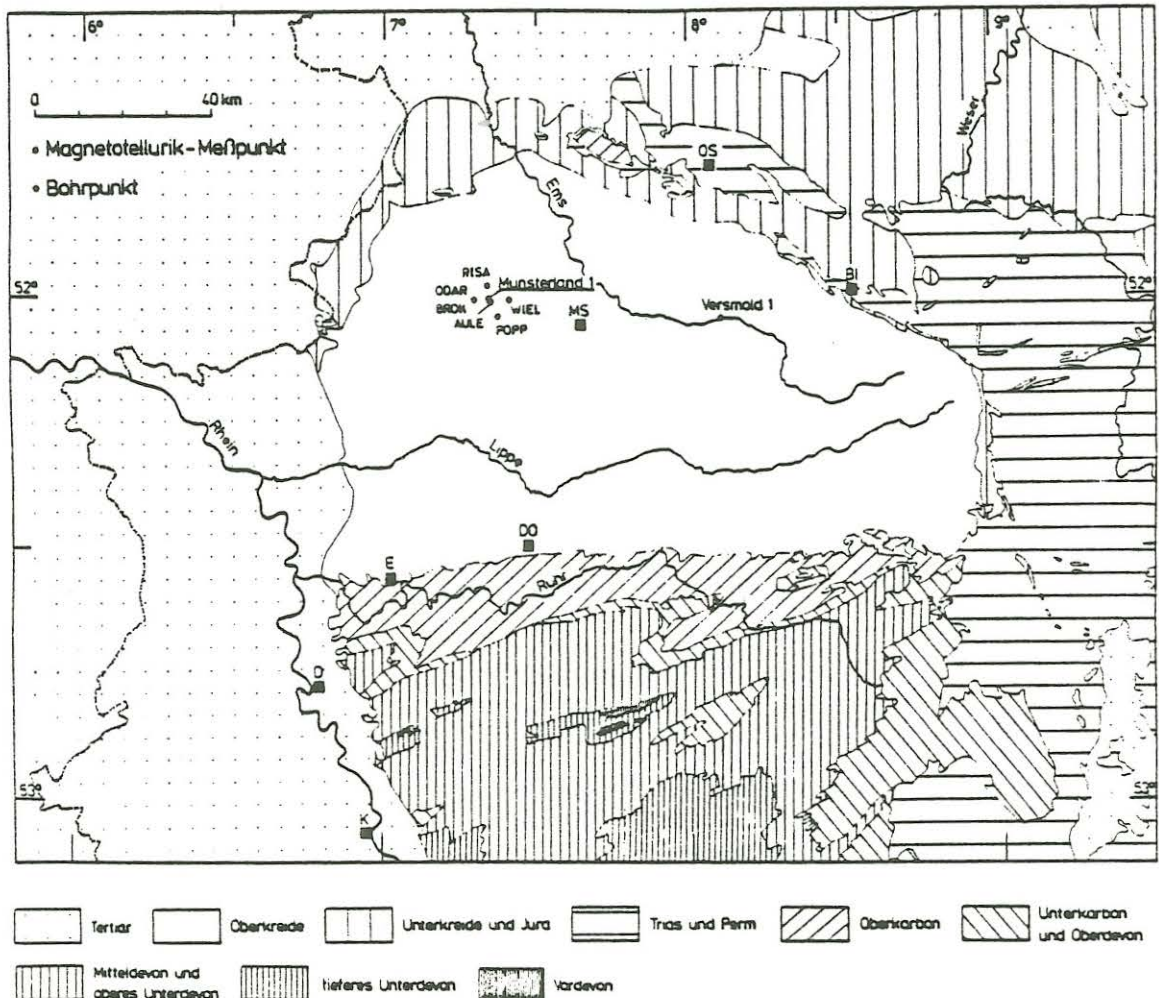


Abb 1: Lage der Bohrung Münsterland 1 und der Magnetotellurik-Meßpunkte (Geologie nach: Deutscher Planungsatlas, 1976)

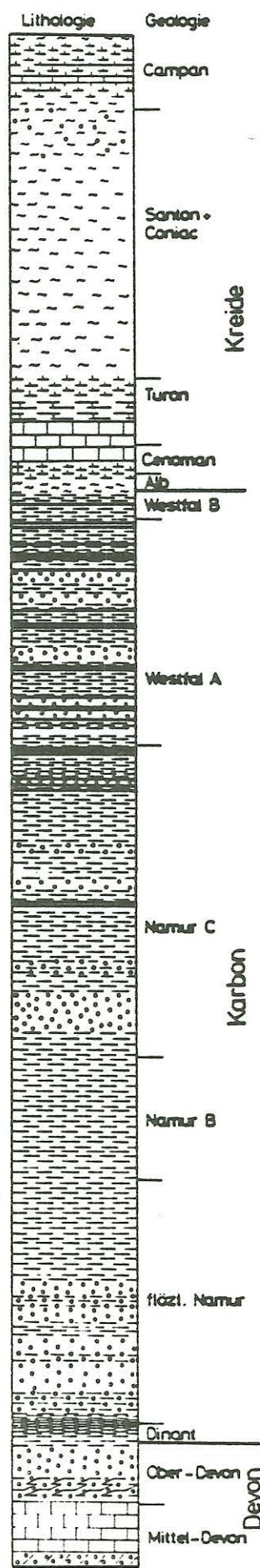
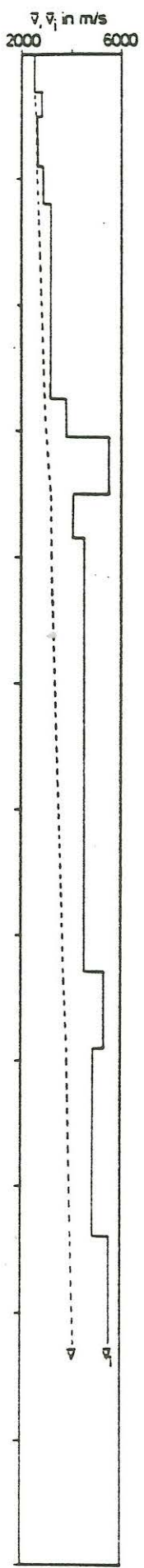
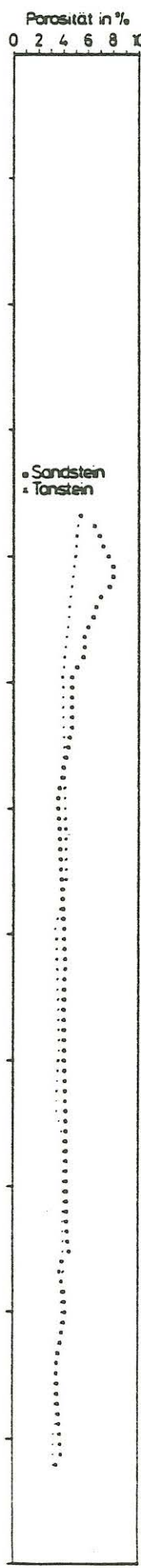
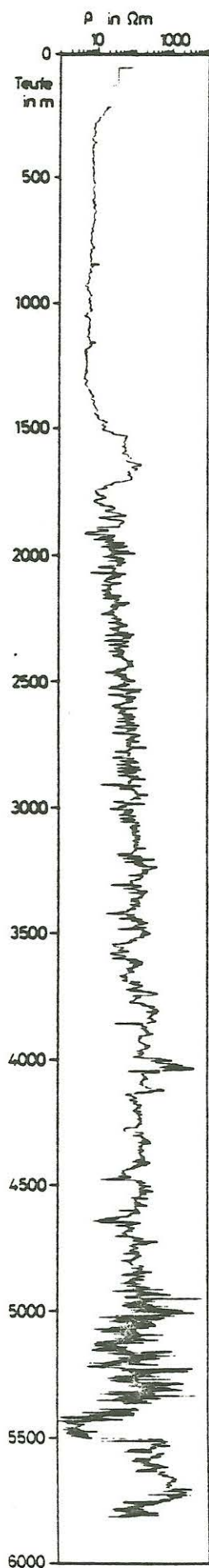
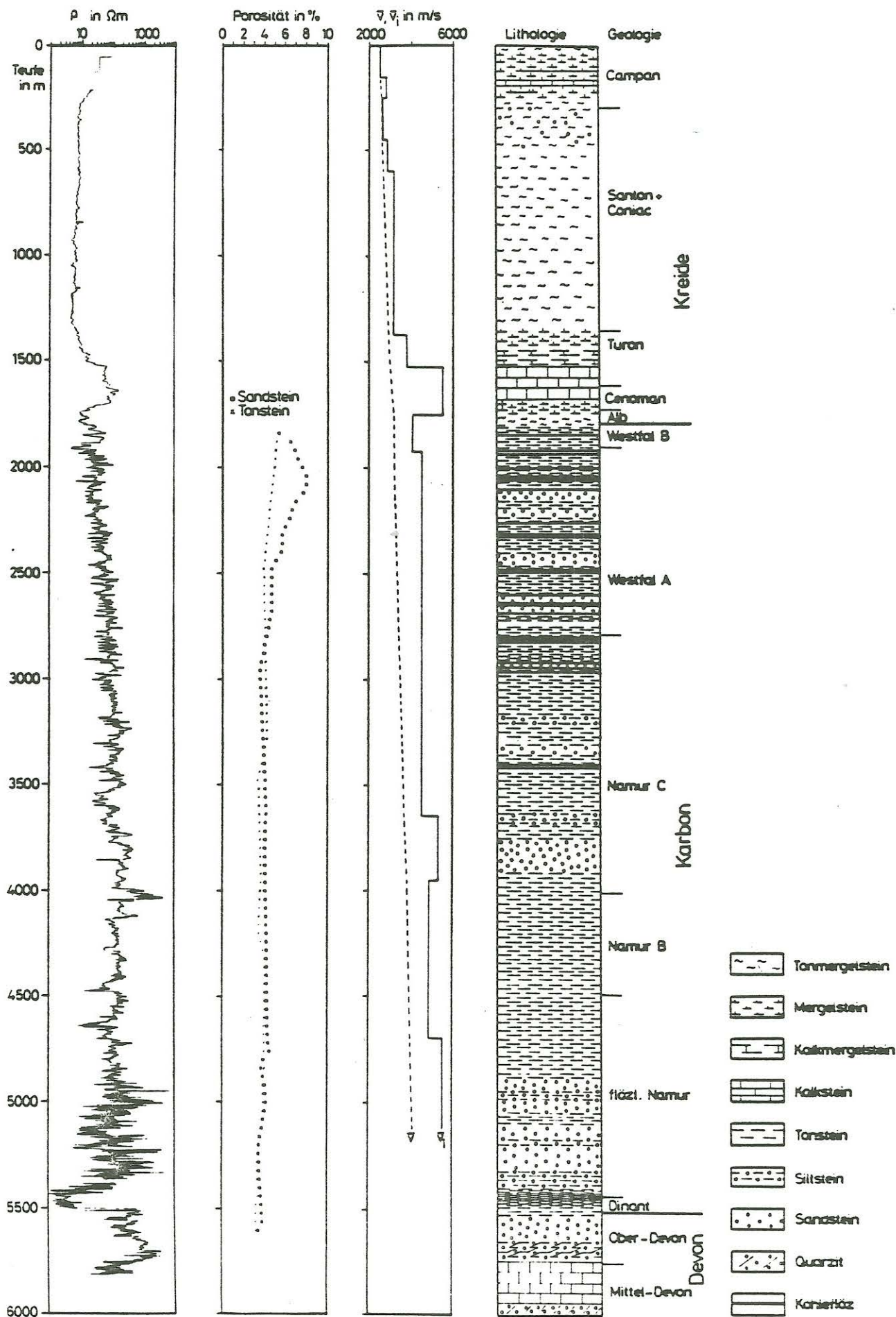
Die Bohrung selbst liegt ungefähr im Zentrum des Münsterschen Kreidebeckens, die Kreide erreicht hier eine Mächtigkeit von fast 2 km. Die unter der Kreide in größerer Tiefe folgenden Schichten des Karbons und des Devons streichen im Rheinischen Schiefergebirge nach Süden aus. Wichtig ist im Ebbesattel ein Vorkommen von Ordoviz als ältestem Teil der Schichtenfolge. Die Bohrung Münsterland 1 ist nicht nur - wie die Bohrung Versmold 1 ca. 50 km östlich - wegen der erreichten Endteufe von fast 6 km von Bedeutung, sondern mehr noch wegen der Tatsache, daß von dieser Bohrung ein fast vollständiges Profil der Widerstandsverteilung vorliegt. Ein Vergleich der mit der Lateralen bzw. dem Laterolog gemessenen Werte der elektrischen Längsleitfähigkeit mit den entsprechenden Ergebnissen der Magnetotellurik bot sich also an.










Die Ergebnisse der elektrischen Bohrlochmeßverfahren sind in Abb. 2 dargestellt, in den oberen 200 m sind sie ergänzt durch ein Geoelektrik-Modell (Blohm, pers. Mitt.). Der Verlauf des spezifischen Widerstandes mit der Tiefe läßt sich vereinfachend folgendermaßen charakterisieren: Nach nahezu konstanten Werten, die der Kreideformation zuzuordnen sind, nimmt der spezifische Widerstand mit zunehmender Tiefe - bei z. T. starker Wechsellagerung - allmählich zu, zeigt aber als Besonderheit im Tiefenbereich von ca. 5,5 km eine starke Abnahme bis auf Werte von nur noch 3 Ω m. Diese rd. 100 m mächtige Schicht, die stratigraphisch im wesentlichen dem Unterkarbon entspricht, wurde auch an der Bohrung Versmold 1 nachgewiesen (vgl. Jödicke et al., 1982).

Die Porosität (Abb. 2), die im allgemeinen für die elektrische Leitfähigkeit von wesentlicher Bedeutung ist, zeigt keinerlei Erhöhung in diesem Tiefenbereich, sondern bleibt annähernd konstant bzw. nimmt mit zunehmender Tiefe leicht ab.

Abb. 2: Ergebnisse der Bohrung Münsterland 1 (Hesemann, 1963)
(nächste Seite)

- Digitalisierte spezifische Widerstandswerte der Lateralen und des Laterologs
- Porositäten von Sandstein- und Tonsteinproben
- Intervallgeschwindigkeit \bar{v}_i und Durchschnittsgeschwindigkeit \bar{v} der P-Wellen
- Lithologie und Geologie



-  Tonmergelstein
-  Mergelstein
-  Kalkmergelstein
-  Kalkstein
-  Tonstein
-  Siltstein
-  Sandstein
-  Quarzit
-  Kohlentöz

Die seismische Geschwindigkeit steigt im Mittel mit zunehmender Tiefe kontinuierlich an - dies alles entspricht der mit der Tiefe zunehmenden Kompaktion der Gesteins.

Lithologisch bestehen die Kreideschichten im wesentlichen aus Tonmergelstein, während das Oberkarbon aus einer Wechsellagerung von Sand-, Silt- und Tonsteinen mit eingelagerten Kohleflözen vor allem im Westfal A zusammengesetzt ist. Der auffällige Horizont im Unterkarbon besteht hauptsächlich aus sehr dunklen Alaunschiefern. Die Bohrung wurde im Massenkalk (Mitteldevon) eingestellt.

Für einen späteren Vergleich mit den Schichtmodellen der Magnetotellurik wurde das Widerstandsprofil der Bohrung digitalisiert und schrittweise zu einem vereinfachten Widerstandstiefenmodell zusammengefaßt (Büchter, 1983).

Als erster Schritt der magnetotellurischen Auswertung wurden Übertragungsfunktionen, d.h. ρ_s - und Phasenkurven berechnet. Als Beispiel zeigt Abb. 3 Ergebnisse der Station WIEL. Es handelt sich hier um die aus der Drehinvarianten des Impedanztensors berechneten ρ_s - und ϕ -Werte. Zusätzlich eingezeichnet sind jeweils die theoretischen ρ_s - und Phasenkurven, die sich aus den im unteren Teil der Abbildung gezeigten Modellen ergeben, die mit Hilfe des ψ -Algorithmus (Schmucker, 1974) für 3-, 4-, 5-, und 6-Schichten berechnet wurden.

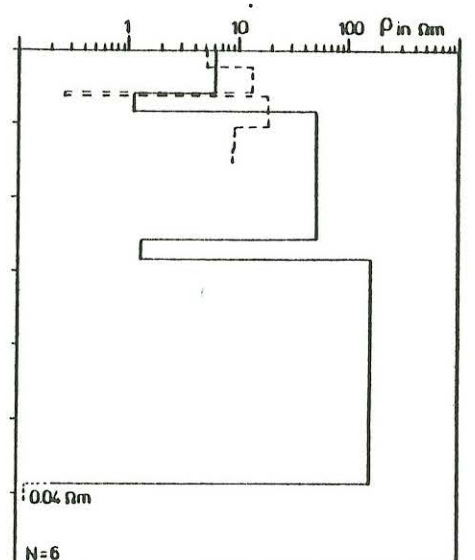
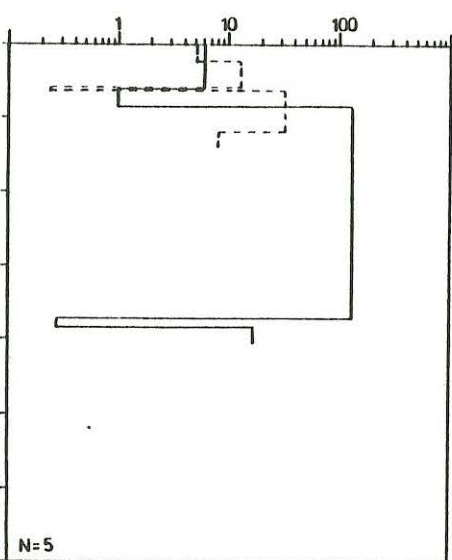
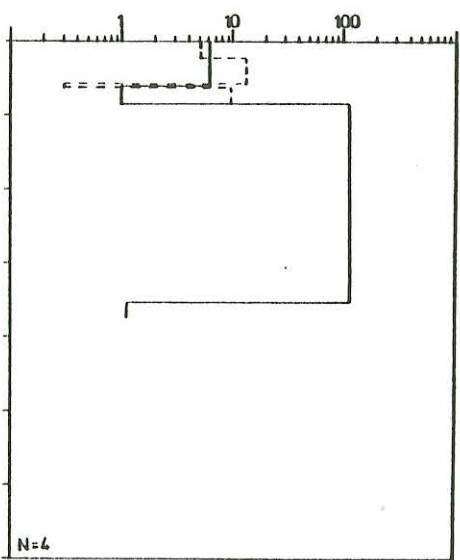
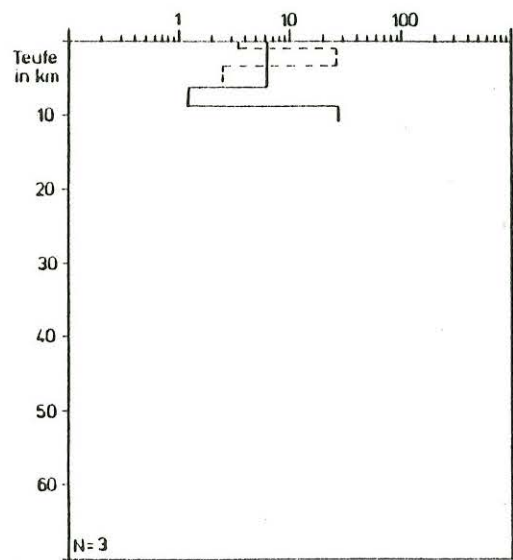
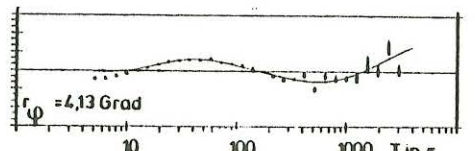
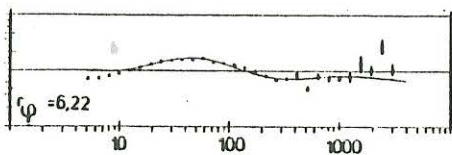
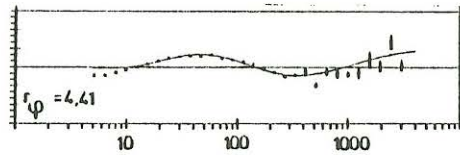
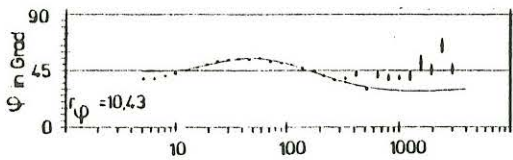
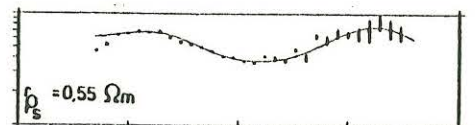
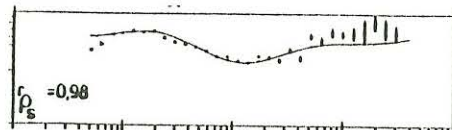
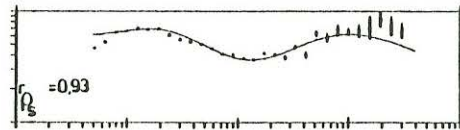
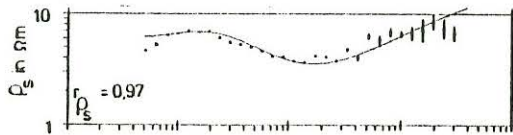
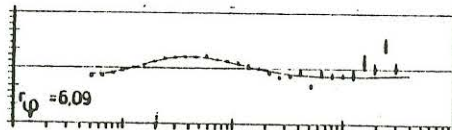
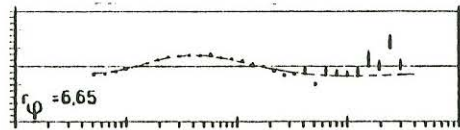
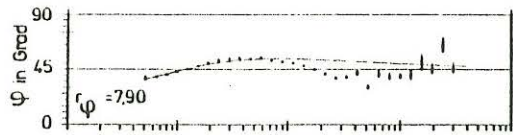
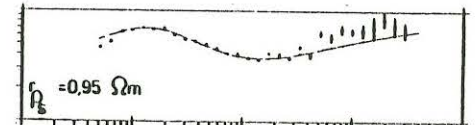
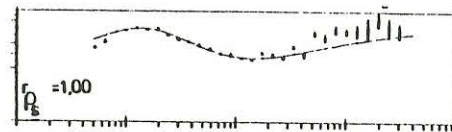
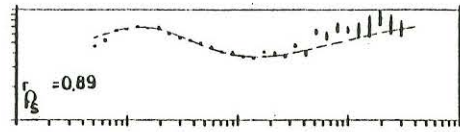
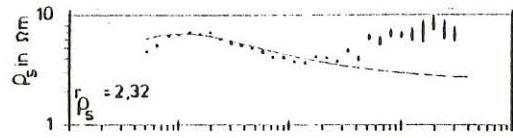
Etwas kompliziert ist dieses Bild dadurch, daß sich zwei unterschiedliche Modellfamilien ergeben. Bei den gestrichelten Modellen wird eine recht gute Anpassung im kurzperiodischen Bereich

Abb. 3: Modellrechnung für die Station WIEL für N=3 bis N=6 Schichten (nächste Seite), von oben nach unten:

ρ_s - und ϕ -Werte; gestrichelte Linien: Modellkurven für $D_0 \approx 2.2$ km, r mittlerer Anpassungsfehler zwischen ρ_s - bzw. mittleren Phasenwerten und zugehörigen Werten der Modellkurven,

ρ_s - und ϕ -Werte wie oben, durchgezogene Linien: Modellkurven für $D_0 \approx 6$ km,

Ergebnis der eindimensionalen Modellrechnung nach Schmucker (1974), gestrichelte Linie: Modelle für $D_0 \approx 2.2$ km; durchgezogene Linien: Modelle für $D_0 \approx 6$ km



erreicht, dabei ist jedoch die Anpassung im langperiodischen Bereich schlecht, bei den durchgezogenen Modellen ist es gerade umgekehrt. Die zugehörigen Modelle umfassen dementsprechend unterschiedliche Tiefenbereiche. Wichtig ist jedoch, daß zwischen 5 und 10 km bei allen Modellen mit mehr als drei Schichten ein guter Leiter auftritt, dessen integrierte Leitfähigkeit in allen diesen Modellen annähernd gleich ist.

Um die Unterschiede der Modelltypen zu verdeutlichen, sind in Abb. 4 verschiedene Modellfehler dargestellt.

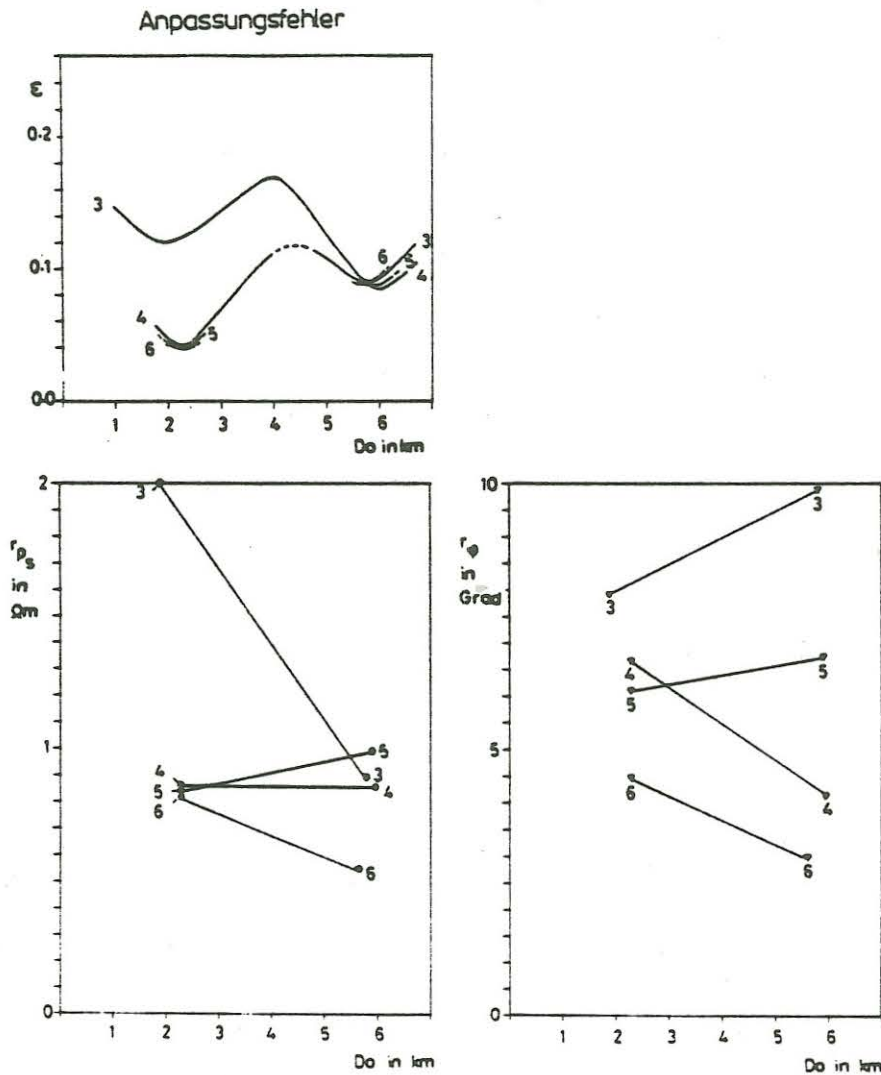


Abb. 4: Anpassungsfehler aufgetragen gegen den Schichtparameter D_0 für 3-6-Schichtenfälle für die Station WIEL (oben) sowie Anpassungsfehler r_p und r_ϕ aufgetragen gegen den Schichtparameter D_0 für 3-6-Schichten-Modelle nach Schmucker (unten)

Im oberen Teil der Abbildung zeigt der Verlauf des Anpassungsfehlers ϵ der modifizierten Impedanz, wie sich bei vorgegebener Zahl von Schichten die Anpassung zwischen Modell und gemessenen Daten ändert, wenn der Schichtparameter D_0 systematisch variiert wird. Der Schichtparameter ist das für alle Schichten konstante Verhältnis von Schichtdicke zur Wurzel aus dem spezifischen Widerstand, der hier noch normiert ist auf den Mittelwert der gemessenen ρ_s -Werte. Üblicherweise wird dasjenige Modell mit kleinstem ϵ als "Endmodell" gewählt. Die Abbildung zeigt nun, daß zwei Anpassungsminima und somit, wie erwähnt, zwei Modellgruppen für jede Schichtzahl auftreten - eine mit "kleinem" und eine mit "großem" D_0 .

Betrachtet man dazu die Anpassungsfehler in ρ_s und Phase (unterer Teil der Abb. 4), so zeigt sich, daß ganz offensichtlich der 6-Schichtenfall mit dem großen D_0 zu der besten Anpassung führt. Das ließ sich auch schon in Abb. 2 erkennen. Die Anpassung im kurzperiodischen Bereich bleibt jedoch unbefriedigend. Gerade in geringen Tiefen sollte die Modellaussage aber optimal sein, da hier ja der Vergleich mit dem Laterolog von Wichtigkeit ist.

Es wurde deshalb zusätzlich die Inversion nach Eichler (1980) durchgeführt, die keine Einschränkung durch einen konstanten Schichtparameter erfordert. Zunächst wurden Modelle ohne Startnäherung berechnet (Abb. 5, linker Teil). Hier bleibt aber vor allem die Phasen Anpassung schlecht. Wie die beiden anderen Modelle (Mitte und rechter Teil der Abb. 5) mit ihrer Datenanpassung zeigen, bleibt das Problem der unterschiedlichen Tiefenauflösung bestehen, wenn die beiden Schmuckermodelle (punktiert eingezeichnet) als Startmodelle eingegeben werden. Es gibt also wiederum jeweils ein Modell mit sehr guter Datenanpassung im kurzperiodischen und schlechter Datenanpassung im langperiodischen Bereich und umgekehrt.

Dies führt schließlich zu der Überlegung, ein Endmodell durch "Aneinanderhängen" der beiden Modelltypen zu erhalten. Abb. 6 (linker Teil) zeigt das Ergebnis eines solchen Versuchs mit den beiden "Schmucker"-Modellen (vgl. Abb. 2).

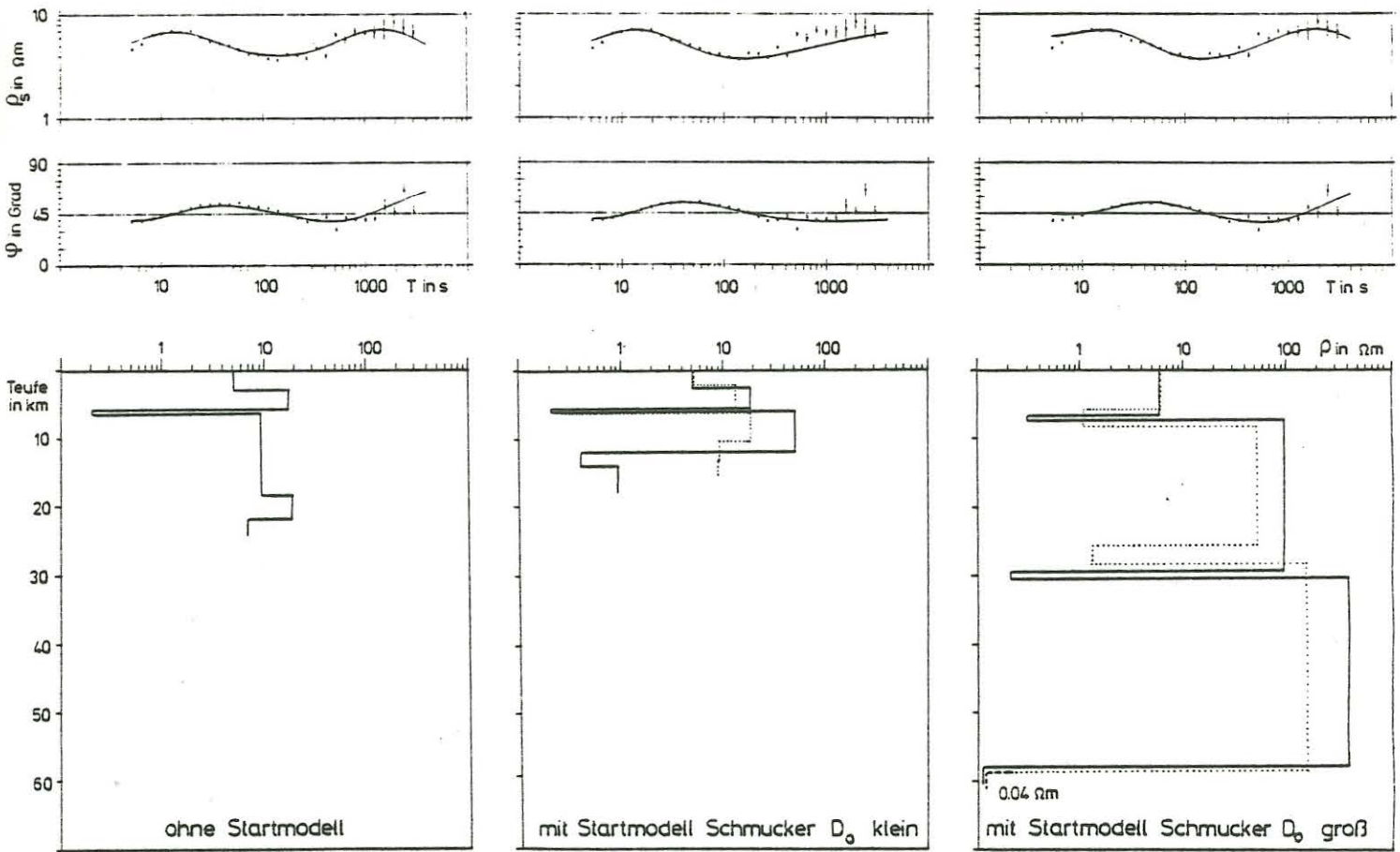
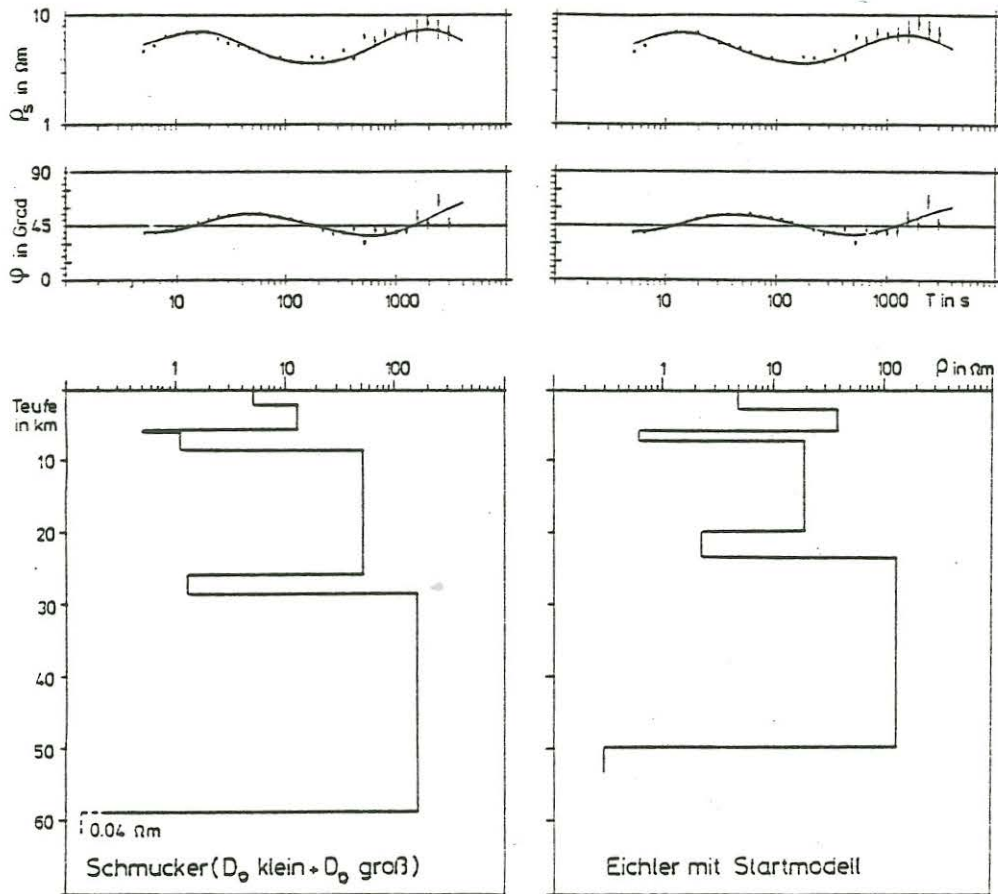


Abb. 5: Station WIEL, oben : ρ_s -, ϕ -Werte, durchgezogene Linien: Modellkurven, berechnet aus den unten dargestellten Modellen
 unten: Ergebnisse der Inversion nach Eichler (1980), punktierte Linien: Startmodelle nach Schmucker (1974)

Zum Erreichen der nun recht guten Anpassung ist einiger Aufwand nach der "trial and error"-Methode erforderlich. Dieses "Schmucker-Endmodell" diente dann als Startmodell für das "Eichler-Endmodell" mit sieben Schichten, mit dem die Anpassung sogar noch weiter verbessert werden kann (Abb. 6, rechter Teil). Wegen der hohen Zahl von Schichten und der daraus folgenden unzureichenden numerischen Stabilität ist es übrigens sowohl beim ψ -Algorithmus als auch bei der Eichler-Inversion nicht möglich, solche Endergebnisse unmittelbar zu erreichen.

Gerade das Verfahren von Eichler braucht bei einer hohen Zahl von Schichten eine bereits sehr gute Startnäherung (vgl. Abb. 5).



Endmodelle

Abb. 6: Station WIEL

links: Kombiniertes Schmucker-Modell ("Endmodell-Schmucker") und Datenanpassung der daraus berechneten Modellkurve
rechts: "Eichler-Endmodell" (Schmucker-Endmodell als Startmodell) und Datenanpassung der daraus berechneten Modellkurve

Die hier dargestellten Überlegungen gelten für die anderen 4 MT-Meßpunkte ganz entsprechend. Abb. 7 zeigt die 6-Schichten-Fälle für alle 5 Stationen nach Schmucker. Übereinstimmend zeigt sich immer derselbe Modelltypus für "Schichtparameter groß" und

"Schichtparameter" klein. Die Station RISA scheint - bei ähnlicher Struktur des Modells - etwas herauszufallen: Die Tiefenlage der beiden guten Leiter ist offenbar zu größeren Tiefen hin verzerrt. Alle hier gezeigten Modelle können wiederum zu einem "Endmodell Schmucker" und einem "Endmodell Eichler" wie im ausführlich diskutierten Beispiel kombiniert werden.

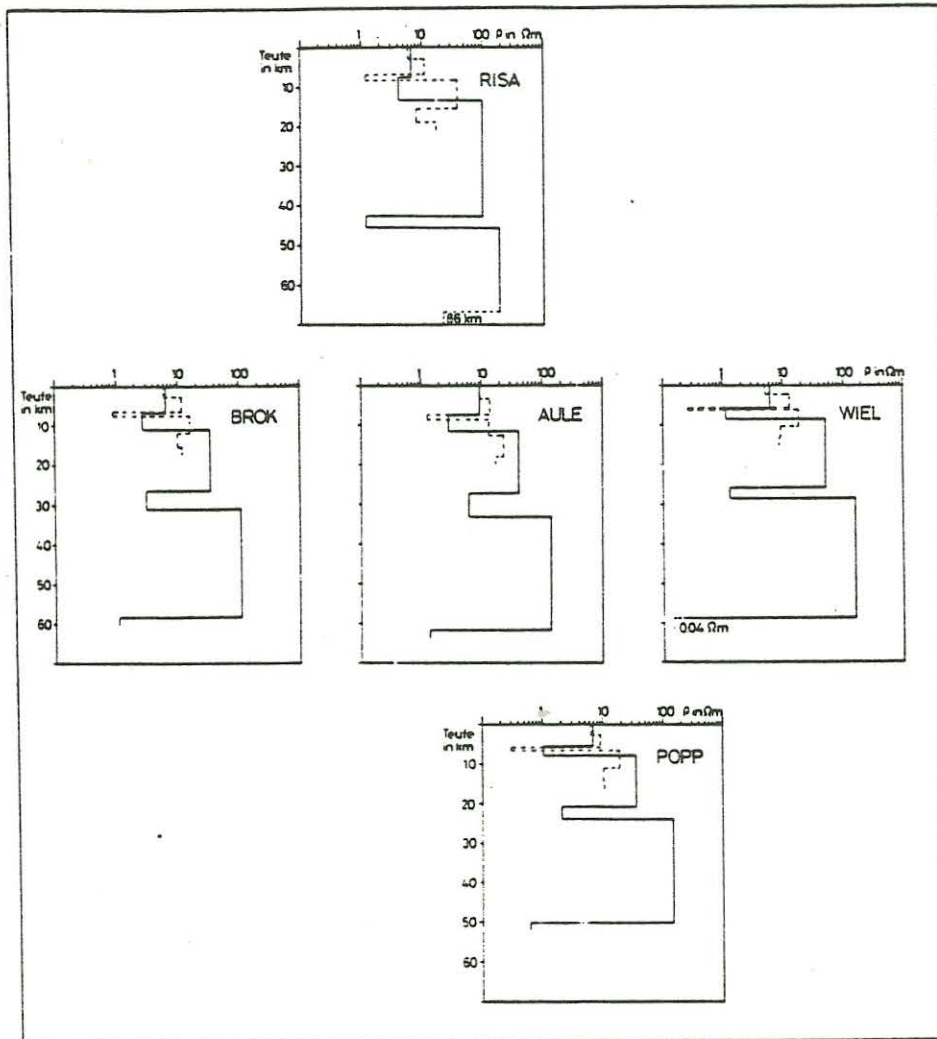


Abb. 7: Modellrechnung für alle Stationen (Drehinvariante):
6-Schichtenmodelle nach Schmucker (1974)
durchgezogene Linien: Modelle für $D_0 \approx 6$ km
gestrichelte Linien: Modelle für $D_0 \approx 2,2$ km

Anhand von Abb. 8 soll schließlich die Frage geklärt werden, welche Bedeutung die Wahl der Drehinvarianten für das Modell hat. Dazu wurden alle Rechnungen, die bisher gezeigt worden sind, auch für jede der auf Hauptachsen gedrehten Komponenten, d.h. für den Fall der E- und der B-Polarisation, durchgeführt.

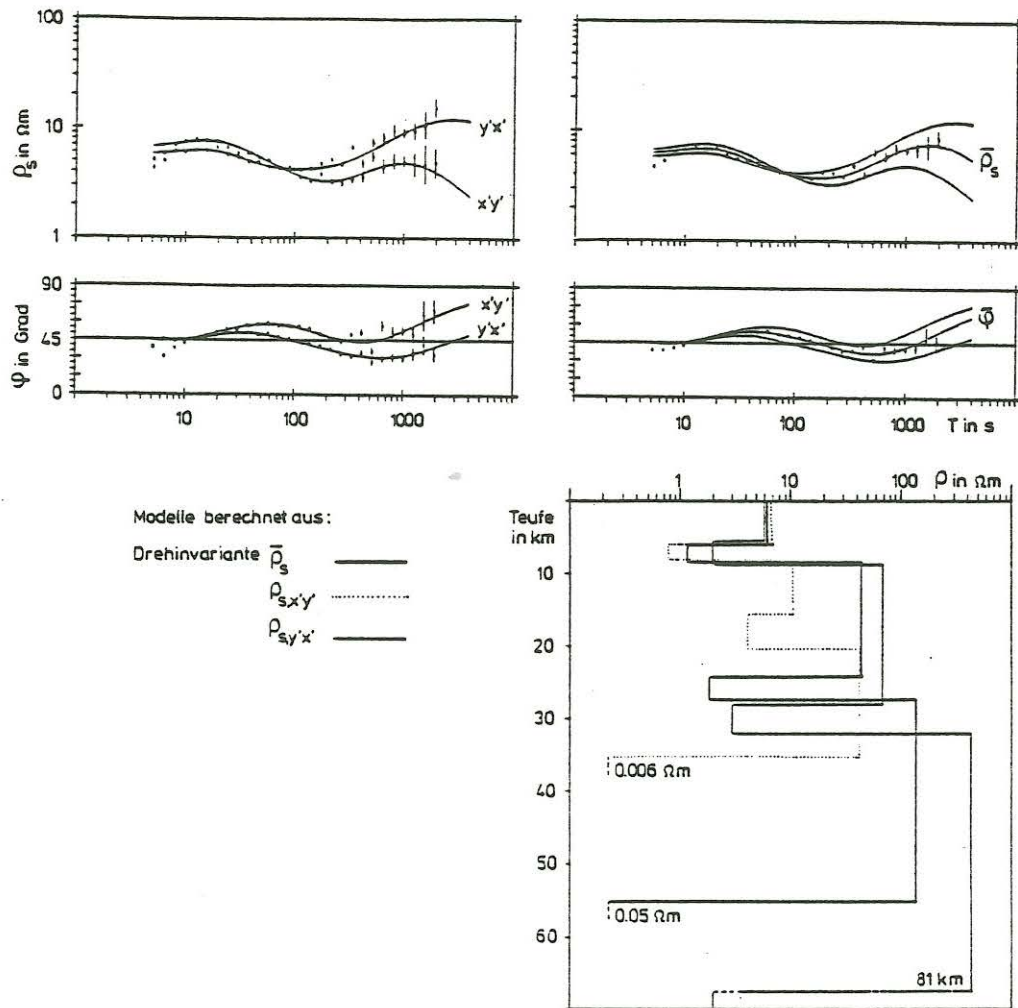


Abb. 8: Station WIEL

oben links: ρ_s - und Phasenwerte der gedrehten Nebendiagonalelemente des Impedanztensors, durchgezogene Linien: Modellkurven

oben rechts: ρ_s - und mittlere Phasenwerte, durchgezogene Linien: Modellkurve zu ρ_s -, ϕ -Werten, und Modellkurven wie oben links

unten rechts: Ergebnisse der eindimensionalen Inversionsrechnungen (Schichtenmodelle) nach Schmucker (1974)

Als Beispiel ausgewählt wurde jeweils das 6-Schichten-Schmucker-Modell. Im linken oberen Teil der Abbildung ist die zugehörige Datenanpassung zu erkennen, im rechten oberen Teil ist noch einmal die Drehinvariante zusammen mit den Modellkurven der gedrehten Komponenten dargestellt. Es zeigt sich, daß alle Kurven eine ähnliche Form haben und relativ nah beieinander liegen. Das spiegelt sich in den zugehörigen Modellen wieder: Tiefenlage und Mächtigkeit des guten Leiters zwischen 5-10 km Tiefe bleiben praktisch für alle drei Fälle identisch. Der gute Leiter in der mittleren bis unteren Kruste tritt in allen Modellen auf, wenn auch in unterschiedlicher Tiefe. Dies gilt auch für den gut leitenden Halbraum. Die somit sehr sicher belegte Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit zwischen 5-10 km Tiefe sei abschließend anhand Abb. 9 diskutiert.

Dargestellt sind zwei MT-Modelle aus der Umgebung der Bohrung Münsterland 1 und Versmold 1. Für das MT-Modell "Münsterland 1" wurde das "Endmodell Eichler" (vgl. Abb. 6) ausgewählt, das Modell "Versmold" stammt von Jödicke et al. (1982). Die Interpretation der Daten in Form eines geologischen Schnitts ist zwischen die beiden Modelle eingefügt. Der Interpretation liegen Ergebnisse aus den Bohrungen, aus der Seismik, Magnetik und der MT zugrunde.

In das MT-Modell "Münsterland 1" wurde das vereinfachte Schichtenmodell der Lateralen bzw. des Laterologs eingezeichnet. Die Übereinstimmung zwischen dem MT-Modell und den Bohrlochergebnissen kann als recht gut bezeichnet werden. Insbesondere erfaßt das MT-Modell, das sich hierbei im wesentlichen auf die Anpassung bei kürzesten Perioden stützt, den mittleren spezifischen Widerstand der Kreideschichten sehr genau. Der gutleitende Horizont des Unterkarbons fällt gerade mit der Oberkante des guten Leiters der MT zusammen, hat aber nach den Ergebnissen des Laterologs eine zu geringe integrierte Leitfähigkeit, als daß er den guten Leiter der MT ausreichend erklären könnte. Von Jödicke et al. (1982) wurden deshalb in größerer Tiefe Schichten des Kambro-Ordoviziums angenommen, die zur hohen integrierten Leitfähigkeit dieses Leiters (mindestens 1400 S an der Bohrung Münsterland 1, 500-1000 S an der Bohrung Versmold) beitragen sollten.

Messungen des spezifischen Widerstandes von Gesteinsproben der Bohrung Münsterland 1 aus 5415 m Tiefe (Gerigk, 1984) erbrachten

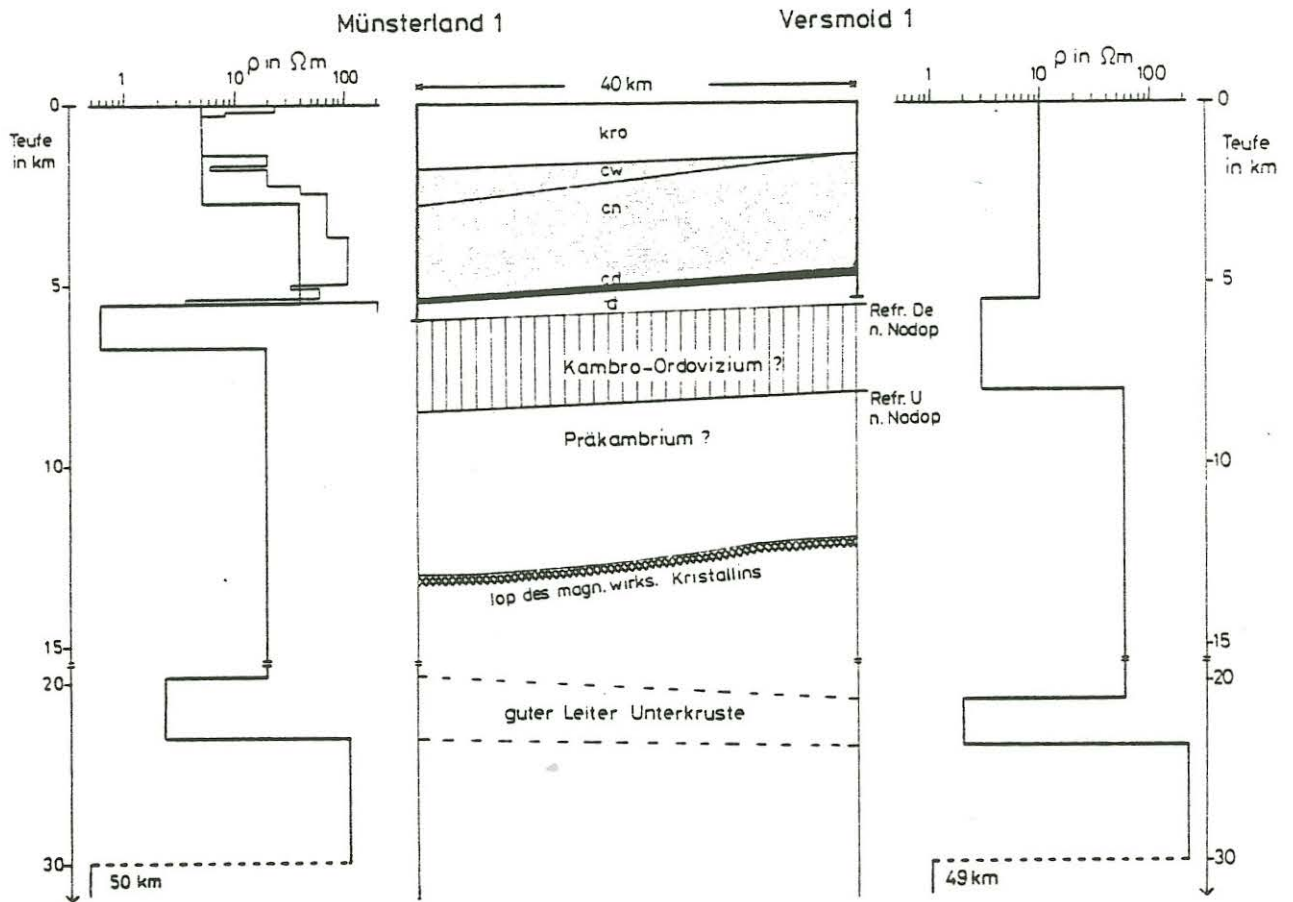


Abb. 9: links: Magnetotellurikmodell aus der Umgebung der Bohrung Münsterland 1 (vgl. Abb.6), dünn durchgezogene Linie: Schichtenmodell der Längsleitfähigkeiten der elektrischen Bohrlochmessungen
rechts: Nach Schmucker berechnetes Magnetotellurikmodell an der Bohrung Versmold 1 (Jödicke et al., 1982)
Mitte: geologisches Modell (siehe Text)

jedoch extrem niedrige Werte von 0,2-0,3 Ωm . Wenn das gesamte Unterkarbon derartig niedrige spezifische Widerstände aufweisen würde (was in deutlichem Gegensatz zum Laterolog stehen würde!), dann ist es vielleicht nicht völlig ausgeschlossen, den guten Leiter der Magnetotellurik allein durch das hochleitende Schichtenpaket im Karbon zu erklären.

Unterhalb des guten Leiters der MT in 5-8 km Tiefe stellt sich eine Erhöhung des spezifischen Widerstandes ein. Die zugehörige Tiefenlage zeichnet offenbar den Verlauf des seismischen Basements (nach Nodop (1971) der Top des Präkambriums) nach. Darunter

folgt der Top des magnetisch wirksamen Kristallins nach Hahn et al. (1976). In noch größerer Tiefe zeigen die bisherigen Ergebnisse der MT im Münsterland einen zweiten guten Leiter im Bereich der mittleren bis unteren Kruste, sowie einen gut leitenden Halbraum in größerer Tiefe. Der Nachweis der zweiten gut leitenden Zone konnte jedoch an der Bohrung Münsterland 1 nur bei einer sehr genauen Datenanpassung bei den längsten ausgewerteten Perioden erbracht werden, da die gut leitenden Sedimente des Münsterlandes den tieferen Untergrund elektrisch weitgehend abschirmen.

Literaturverzeichnis:

- Büchter, Chr: Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Bereich der Bohrung Münsterland 1: ein Vergleich zwischen magnetotellurischen Untersuchungen, elektrischen Bohrlochmessungen, geoelektrischen Tiefensondierungen sowie Messungen der Leitfähigkeit an Gesteinsproben, Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Universität Münster, 1983
- Deutscher Planungsatlas, 1(8): Geologie, 3 Kt. 1:500 000 m. Erl. Hrsg. Akad. Raumforsch. u. Landesplanung, Hannover, 1976
- Eichler, K.: Inversion eindimensionaler Magnetotellurik-Daten mit Hilfe eines Optimierungsverfahrens, Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Universität Münster, 1980
- Gerigk, R.: Impedanzmessungen an Locker- und Festgesteinen zur Ermittlung von geophysikalisch relevanten Parametern im Frequenzbereich von 10 Hz - 100 MHz, Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Universität Münster, 1984
- Hahn, A., Kind, E.G., Mishra, D.C.: Depth Estimation of Magnetic Sources by means of Fourier Amplitude Spectra, Geophys. Prosp., 24(2): 287-308, The Hague, 1976
- Hesemann, L. (Hrsg.): Die Aufschlußbohrung Münsterland 1, Fortschr. Geol. Rheinld. u. Westf., 11, Krefeld, 1963
- Jödicke, H., Keil, M., Blohm, E.-K., Wagenitz, V.: Magnetotellurische und geoelektrische Untersuchungen im Gebiet der Anomalie von Soest-Erwitte und ihre Bedeutung für die stratigraphische Einstufung des prädevonischen Konduktors im Untergrund Nordwestdeutschlands, Fortschr. Geol. Rheinld. u. Westf., 30: 363-403, Krefeld, 1982
- Nodop, I.: Tiefenrefraktionsseismischer Befund im Profil Versmold-Lübbecke-Nienburg, Fortschr. Geol. Rheinld. u. Westf., 18: 411-422, Krefeld, 1971
- Schmucker, U.: Erdmagnetische Tiefensondierung mit langperiodischen Variationen, in: Berkold, A. (Hrsg.): Protokoll über das Kolloquium "Erdmagnetische Tiefensondierung" Grafrath, Bayern vom 11.-13. März, München, 1974

G. Bejarano-Gerke und H. Jödicke

Magnetotellurik im Münsterland und am Niederrhein

Im Frühjahr 1983 wurden magnetotellurische Messungen auf einem Profil vorgenommen, das vom linken Niederrhein zur Bohrung Münsterland 1 (Meßpunkt RISA) und von dort zur Bohrung Versmold 1 (Meßpunkt DACK) führt (s. Abb. 1). Anknüpfend an Untersuchungen von Knödel et al. (1978), Jödicke et al. (1982) und Büchter (1984), die im Bereich der genannten Bohrungen in ca. 5 - 8 km Tiefe die Existenz eines guten Leiters nachweisen konnten, hatten diese Messungen folgende Ziele:

- Der gute Leiter sollte zwischen beiden Bohrungen verfolgt, seine Tiefenlage und integrierte Leitfähigkeit möglichst genau bestimmt werden.
- Es sollte geklärt werden, wie weit sich der gute Leiter nach Westen fortsetzt. Damit könnte der möglicherweise ursächliche Zusammenhang zwischen dem Auftreten des guten Leiters und der Verbreitung der zumindest gebietsweise extrem hochleitenden "Kulm" - Fazies im Unterkarbon (vgl. z.B. Büchter, 1984)

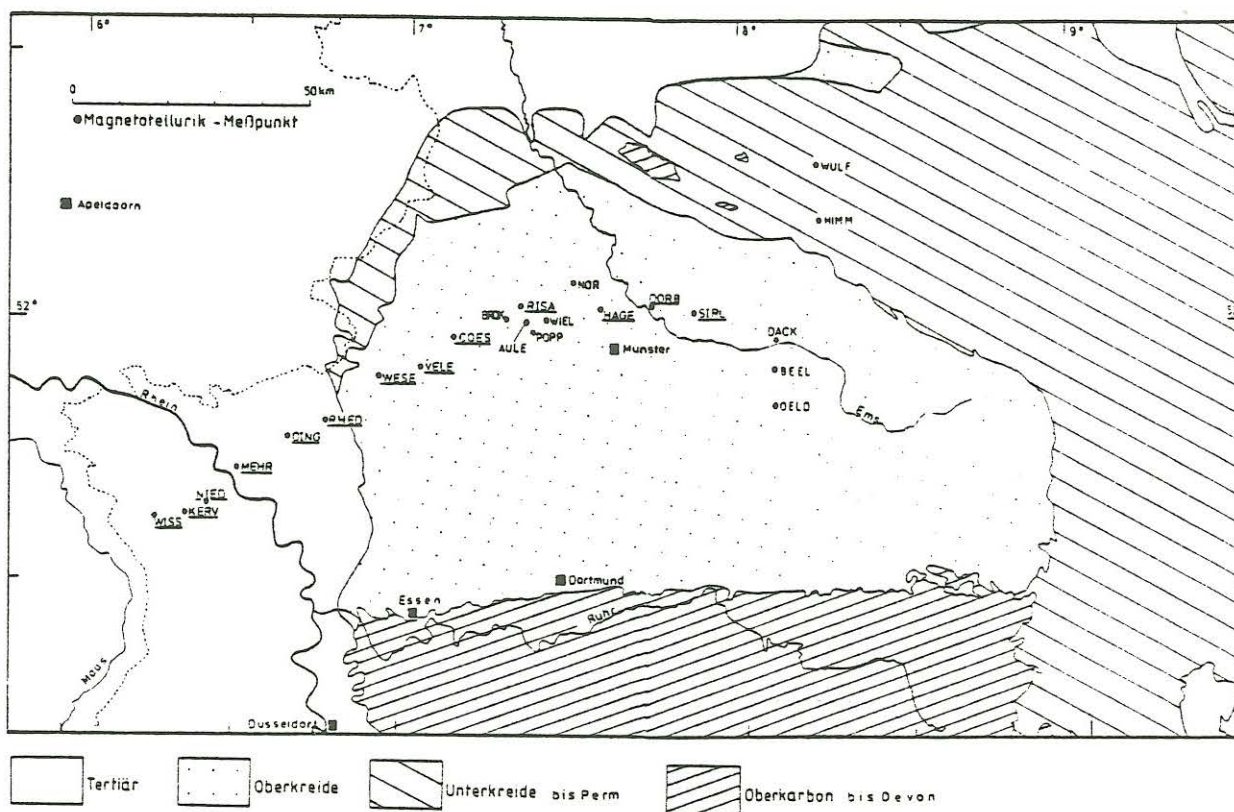


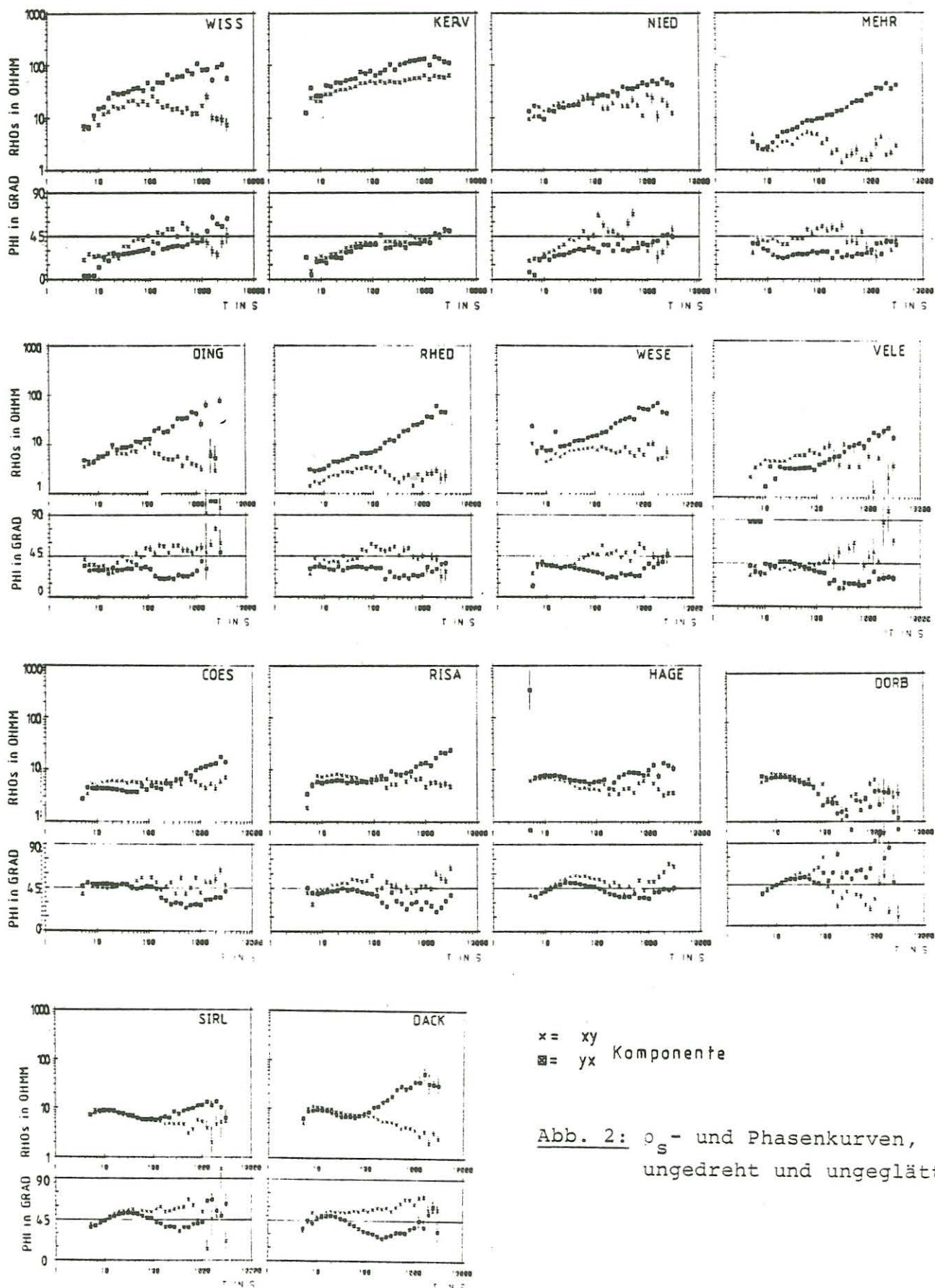
Abb. 1: Lageplan, Meßpunkte des Profils unterstrichen. Weitere Meßpunkte vgl. Jödicke et al. (1982) und Büchter (1984)

überprüft werden, da am Rhein die "Kulm" - Fazies von der vermutlich hochohmigen "Kohlenkalk" - Fazies abgelöst wird (Paproth and Zimmerle, 1980). Die Existenz des guten Leiters über diese Grenze hinaus würde zum Beispiel einen solchen Zusammenhang als eher unwahrscheinlich erscheinen lassen.

- Wegen der unterschiedlichen Mächtigkeit junger, gutleitender Sedimente im West- und Ostteil des Profils, wegen des erwähnten Fazieswechsels und des Erreichens des Randbereichs des Niederrhein-Grabens im Westen wurden zweidimensionale Effekte erwartet, die mit Hilfe zweidimensionaler Modellrechnung untersucht werden sollten.

Als erstes Ergebnis sind in Abb. 2 die ungeglätteten und ungedrehten ρ_s - und Phasenkurven aller 14 Stationen dargestellt. Sie lassen sich anhand einfacher Unterscheidungsmerkmale zu drei Gruppen zusammenfassen: Die Stationen VELE - DACK im zentralen Münsterland zeichnen sich durch ein Minimum in den ρ_s -Kurven zwischen 50 und 100 s aus und können z.T. in guter Näherung eindimensional interpretiert werden. Bei den Stationen MEHR - WESE im westlichen Münsterland tritt mit zunehmender Periodendauer eine deutlich zunehmende Anisotropie auf. Die Stationen WISS - NIED westlich des Rheins unterscheiden sich schließlich durch ihre insgesamt erhöhten scheinbaren spezifischen Widerstände und ihre Kurvenform von den übrigen Stationen des Profils. Diese Untergliederung wird noch etwas deutlicher bei dem Vergleich der aus der Drehinvarianten $\bar{z} = (z_{xy} - z_{yx})/2$ berechneten mittleren ρ_s - und Phasenkurven (vgl. Abb. 6) oder nach der Drehung der Übertragungstensoren auf ihr Hauptachsensystem.

Die für Modellrechnungen wesentliche Frage, wie die Nebendiagonalelemente des Tensors nach der Drehung dem Fall der E-Polarisation bzw. dem Fall der B-Polarisation zugeordnet werden können, wurde anhand der Orientierungen der Hauptachsensysteme, anhand eines Vergleichs der Kurven entlang des Profils und anhand der Richtungen der Induktionspfeile untersucht. Dabei zeigte sich, daß die Hauptachsen der Übertragungstensoren der Stationen WISS - COES weitgehend parallel bzw. senkrecht zum Verlauf des Profils ausgerichtet sind. In Abb. 3 ist dies am Beispiel der Periode $T = 100$ s dargestellt, die Drehwinkel sind bis auf den Bereich sehr kurzer Perioden kaum periodenabhängig. Die Orientierung dieses Profilabschnitts war parallel zur variszischen Streich-



richtung gewählt worden, der größte Teil der tektonischen Störungen in diesem Gebiet verläuft wiederum senkrecht dazu. Bei der Gruppe der Stationen RISA - DACK tritt ein anderes Richtungssystem auf (herzynisch ?), das in diesem Zusammenhang aber keine größere Rolle spielt, da die Stationen näherungsweise eindimensional interpretiert werden können.

Nach der Drehung haben die Komponenten parallel zur Profilrichtung und die Komponenten senkrecht dazu bei benachbarten Stationen jeweils große Ähnlichkeit ("aufsteigender" bzw. "absteigender" Typ). Keine der Gruppen zeichnet sich durch eine besonders auffallende laterale Stetigkeit oder Unstetigkeit aus, was die Annahme eines der beiden Fälle "E-Polarisation" oder "B-Polarisation" hätte als gerechtfertigt erscheinen lassen. Für eine solche Festlegung wurde deshalb das Verhalten der Induktionspfeile (Abb. 4) hinzugezogen, die im Fall einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsverteilung senkrecht zu den Leitfähigkeitsgrenzen stehen. Die Richtungen der Pfeile der Stationen östlich des Rheins sind z.T. extrem stark periodenabhängig und überdies zum Teil verhältnismäßig klein, im Einklang mit obigem Befund einer angenähert eindimensionalen Leitfähigkeitsverteilung im zentralen Münsterland. Dagegen zeigen die Pfeile der Stationen WISS - NIED westlich des Rheins praktisch unabhängig von der Periode nahezu senkrecht zum Verlauf des Profils. Entscheidend ist, daß bei WISS - NIED damit insbesondere die Richtungen der Realpfeile jeweils mit der Richtung der zugehörigen Hauptachsensysteme senkrecht zum Profilverlauf sehr gut übereinstimmen. Es darf deshalb angenommen werden, daß hier die Tensorkomponenten parallel zum Verlauf des MT-Profiles den Fall der E-Polarisation darstellen. Die Zuordnung der Komponenten der anderen Stationen zur E- bzw. B-Polarisation erfolgt dann anhand der Ähnlichkeit der Kurvenformen. Der ursprünglich angenommene WSW-ENE-Leitfähigkeitsgradient ist somit offenbar von geringerer Bedeutung als ein Gradient, der vermutlich in engem Zusammenhang mit dem Nordrand des Variszikums steht. Eine zweidimensionale Bearbeitung der Daten ist deshalb nicht möglich.

Die weitere Interpretation der Ergebnisse beschränkt sich aus diesem Grund auf eindimensionale Modellrechnungen. Sie wurden durchgeführt mit den Daten der E-Polarisation und der Drehinvarianten, um möglichst gute Näherungen für die Leitfähigkeitsverteilung zu erhalten. Angewendet wurde hierzu der ψ - Algorithmus

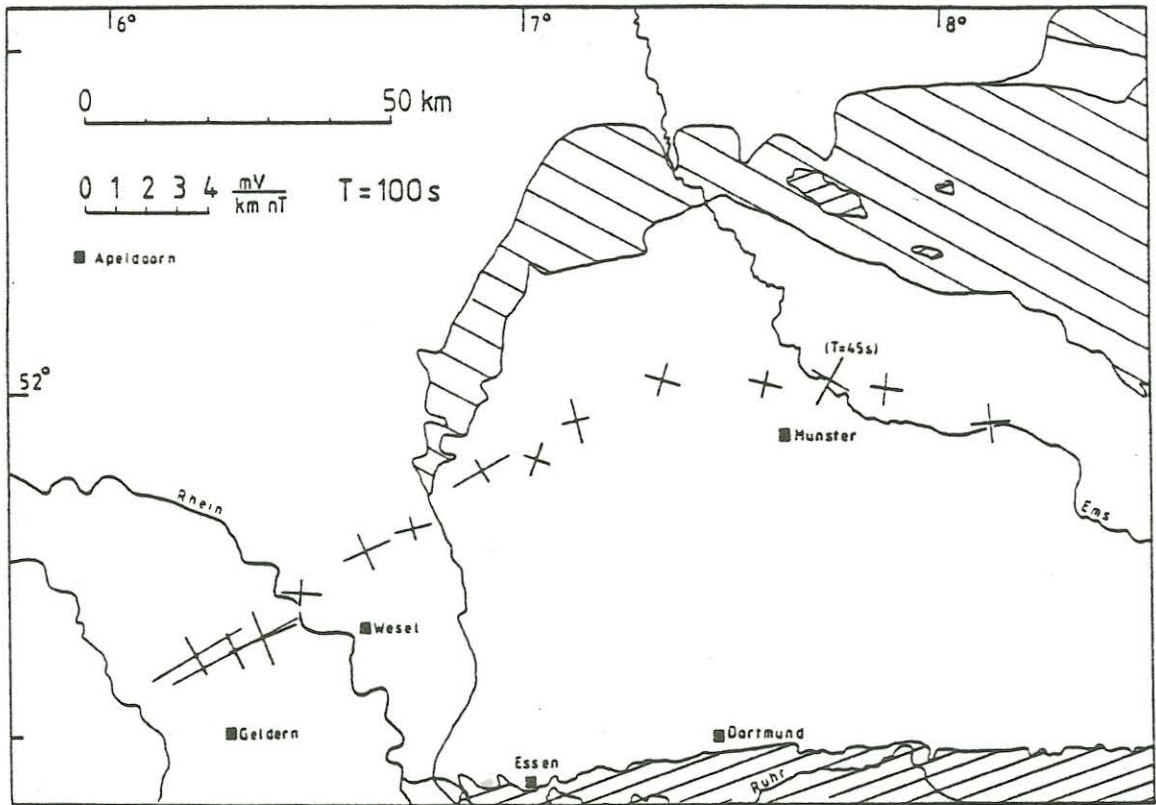


Abb. 3: Beträge der Nebendiagonalelemente nach Drehung des Übertragungstensors auf sein Hauptachsensystem, $T = 100$ s

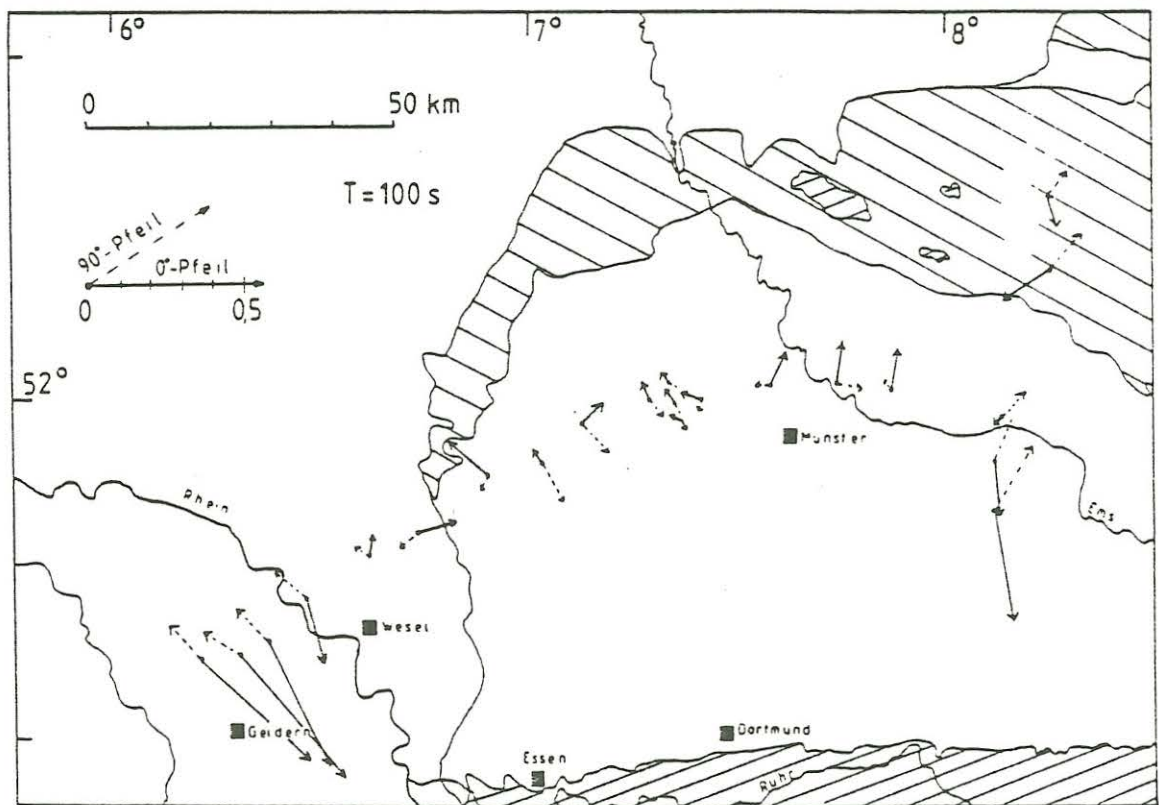


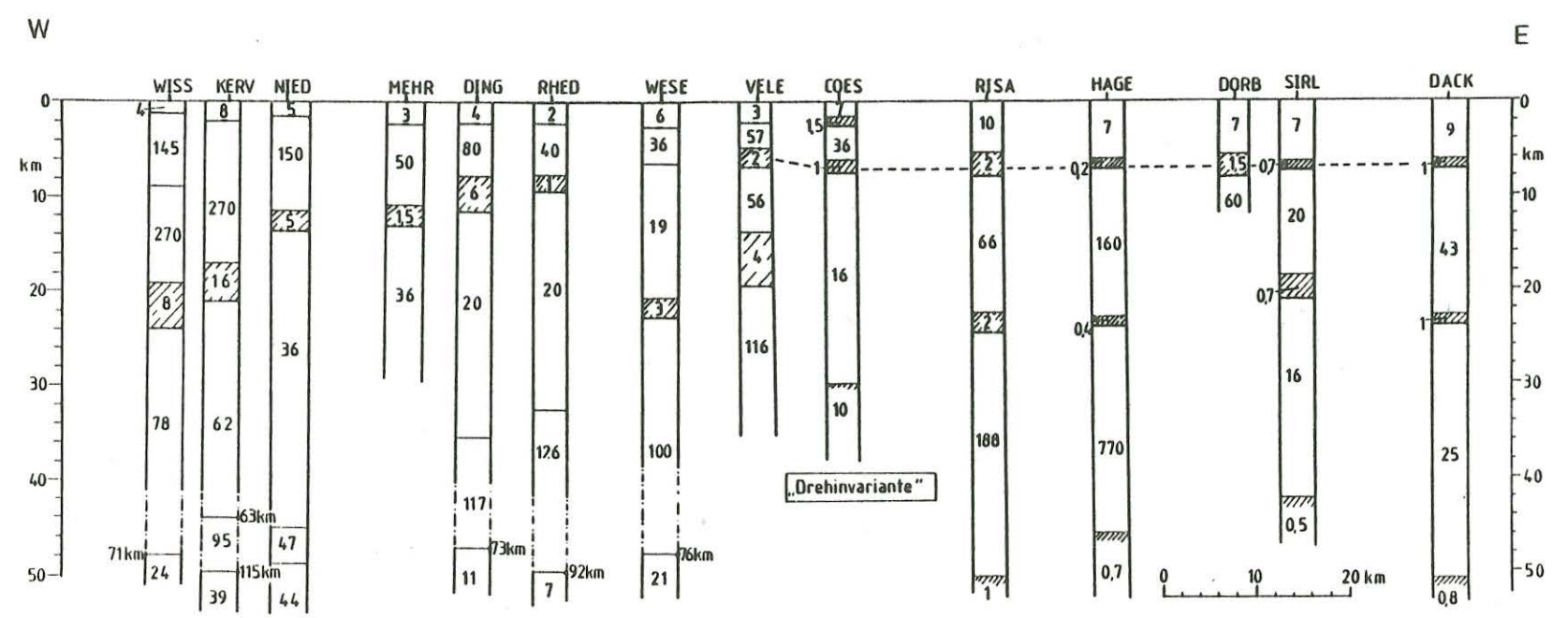
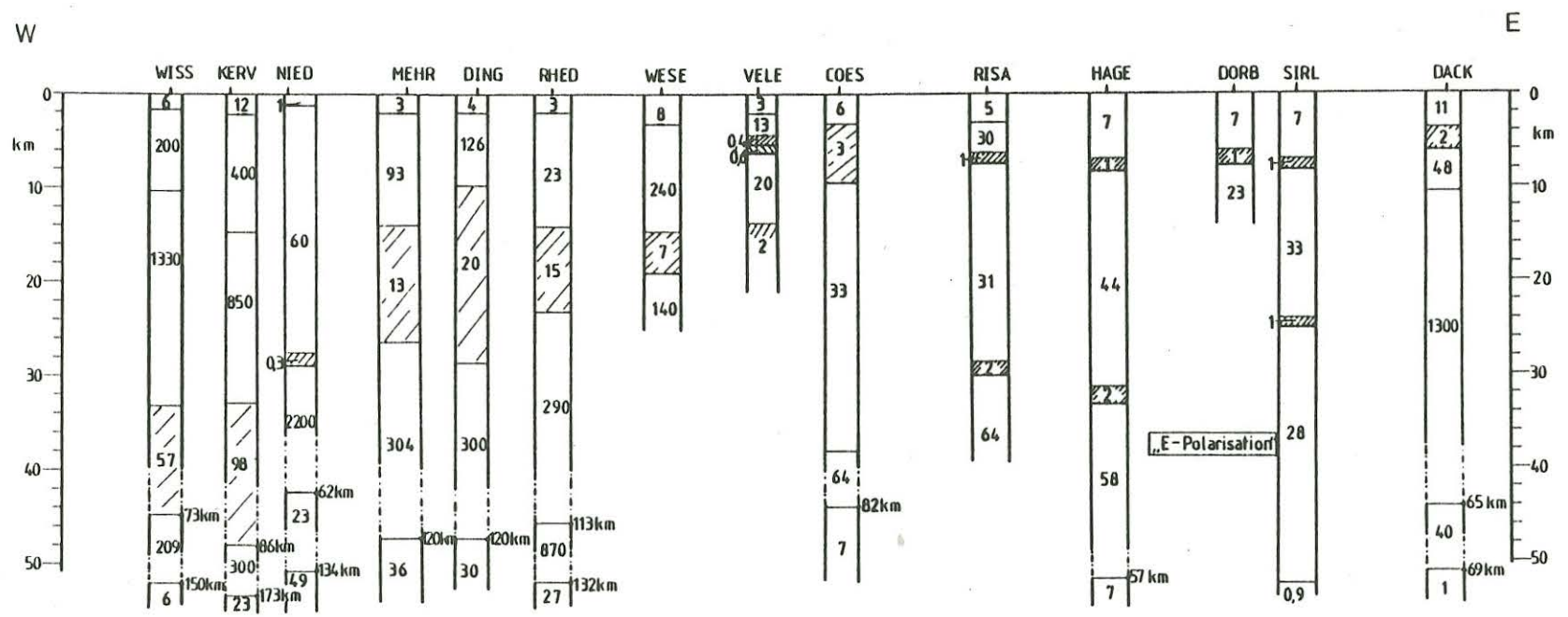
Abb. 4: Induktionspfeile, $T = 100$ s

von Schmucker (1974) sowie das Inversionsverfahren von Eichler (1980). Die mit dem Ergebnis des ψ - Algorithmus als Startmodell berechneten "besten" Modelle der Eichler-Inversion (vgl. Bejarano-Gerke, 1984) sind in Abb. 5 dargestellt. Wie Abb. 6 zeigt, konnte in allen Fällen eine recht gute Anpassung der gemessenen Daten durch die zu diesen Modellen gehörenden theoretischen ρ_s - und Phasenkurven erreicht werden. Die "Eichler-Modelle" unterscheiden sich bei den Meßpunkten MEHR - DACK nur wenig von den zugehörigen "Schmucker-Startmodellen", während an den Punkten WISS - NIED nur mit dem Eichler-Verfahren eine befriedigende Anpassung auch bei den langen Perioden erreicht werden konnte.

Das wesentliche Ergebnis der Modellrechnungen ist der sehr sichere Nachweis eines guten Leiters zwischen den Bohrungen Münsterland 1 (RISA) und Versmold 1 (DACK). Er tritt in der Tiefe von 5 - 8 km nicht nur in den hier vorgestellten Modellen der Drehinvarianten und der E-Polarisation, sondern auch bei den Modellen der B-Polarisation auf, wie Büchter (1984) schon für die Station WIEL zeigen konnte. Die Tiefenlage dieses Leiters, der sich in Richtung WSW offenbar bis VELE, d.h. bis zu einer Entfernung von ca. 20 km von der Bohrung Münsterland 1 verfolgen läßt, ist besonders bei Auswertung der Drehinvarianten sehr konstant (das Modell von COES könnte allerdings durch lokale Gleichstromeffekte verzerrt sein, die Folge guter und schlechter Leiter scheint zu geringeren Tiefen verschoben zu sein).

Die Modelle der Drehinvarianten und z.T. der E-Polarisation zeigen zwischen WESE und DACK in Tiefen \gtrsim 20 km eine zweite gutleitende Zone. Obwohl eine befriedigende Anpassung der ρ_s - und besonders der Phasenwerte bei langen Perioden erst nach Einführung dieser Schicht erreicht wird, muß ihre Existenz als unsicher gelten, da bei langen Perioden Anisotropie und Datenunsicherheit zunehmen. Es kommt hinzu, daß ein guter Leiter in dieser Tiefe bei der vorliegenden Leitfähigkeitsverteilung nicht als zweites Minimum in der ρ_s -Kurve (und damit "für jedermann sichtbar") in Erscheinung treten würde. Andererseits wäre eine Erhöhung der Leitfähigkeit in der unteren Kruste nicht ungewöhnlich, sie würde dem im Rheinischen Schiefergebirge an vielen Meßpunkten nachgewiesenen "Guten Leiter Unterkruste" (vgl. Jödicke et al., 1983) entsprechen.

Abb. 5: 1D-Modelle aus "Drehinvariante" und "E-Polarisation"



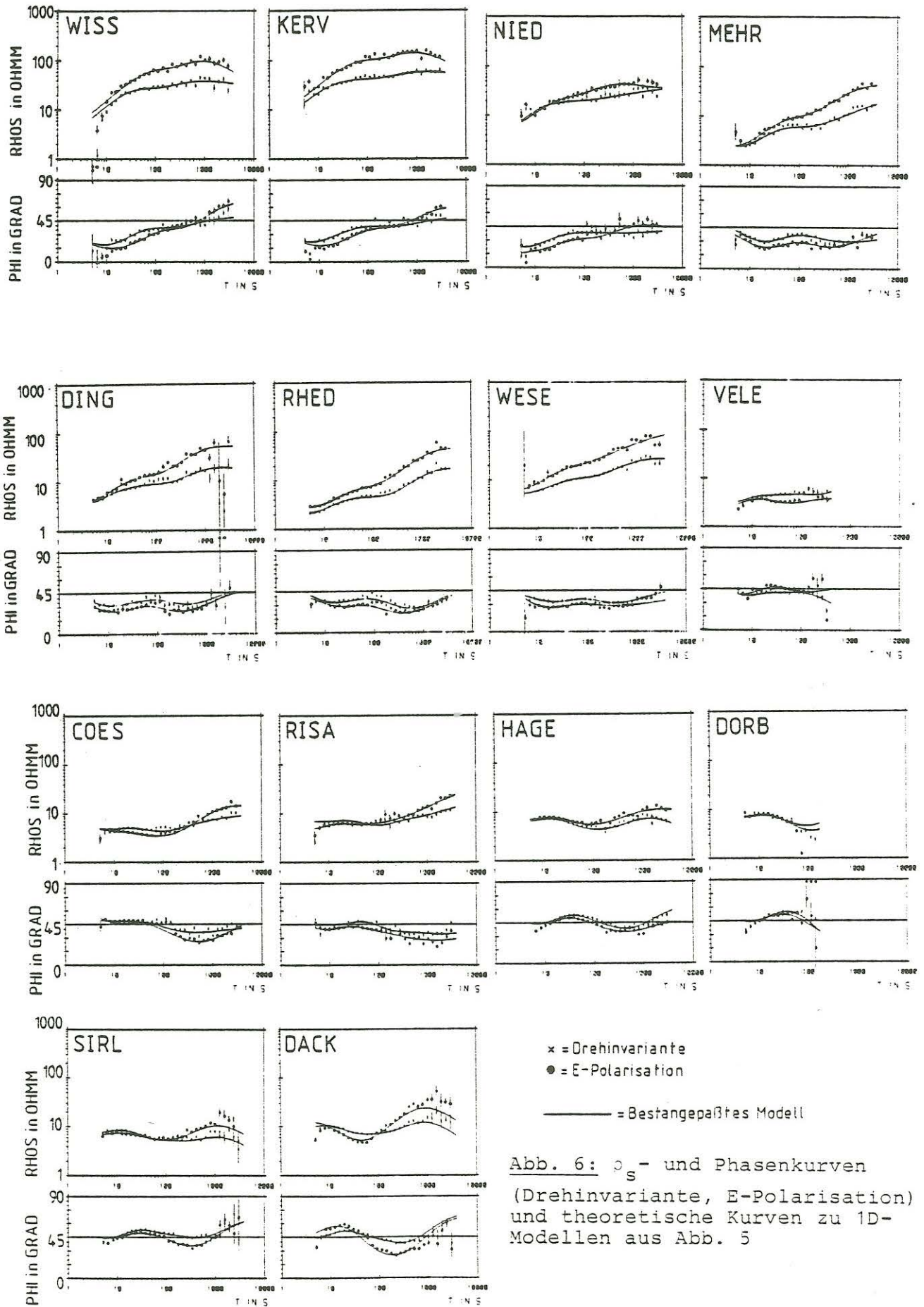


Abb. 6: ρ_s - und Phasenkurven (Drehinvariante, E-Polarisation) und theoretische Kurven zu 1D-Modellen aus Abb. 5

Weiter nach Westen vergrößern sich die Unterschiede zwischen den Modellen der E-Polarisation und der Drehinvarianten entsprechend der Zunahme der Anisotropie. Eine Erhöhung der Leitfähigkeit im Bereich der mittleren bis unteren Kurste kann aufgrund der Modelle der Stationen NIED - RHED als sicher angenommen werden, eine genaue Angabe der Tiefenlage des guten Leiters ist aber nicht möglich.

Für die abschließende Interpretation der Leitfähigkeitsverteilung entlang des Profils wird deshalb nur der Tiefenbereich bis 10 km betrachtet. Von besonderer Bedeutung ist hier das Auftreten des guten Leiters zwischen 5 und 8 km im zentralen Münsterland, was in einem eindeutigen Zusammenhang mit der Faziesverteilung zur Zeit des Unterkarbons gesehen werden kann: Das zentrale Münsterland gehört zum Bereich des ehemaligen "Kulm" - Beckens mit pyrit- und kohlenstoffreichen Schwarzschiefern (vgl. Jödicke, 1984), während das Gebiet westlich des Rheins mit seinen - von der gutleitenden Deckschicht abgesehen - recht hohen spezifischen Widerständen zu einem Bereich gehört, der über einen langen Zeitraum in der Erdgeschichte Schwellen- oder Schelfregion war. Zur Zeit des Unterkarbons war dieses Gebiet Teil der "Kohlenkalk-Plattform" (vgl. Paproth and Zimmerle, 1980).

Die integrierte Leitfähigkeit des guten Leiters erreicht nach allen Modellen des ψ - Algorithmus und der Eichler-Inversion bei Auswertung der ρ_s - und Phasenkurven der E-Polarisation, der B-Polarisation und der Drehinvarianten Werte um 1000 S oder sogar erheblich mehr. Sie können nach bisheriger Kenntnis nur schwerlich allein durch die zwar sehr niederohmige, aber nur geringmächtige Schichtenfolge der "Hangenden Alaunschiefer" und des Unterkarbons mit ca. 60 m leitfähigem Anteil erklärt werden, da hierzu ein mittlerer spezifischer Widerstand von maximal 0,04 Ω m erforderlich wäre. Es wird deshalb angenommen (vgl. Jödicke et al., 1982; Büchter, 1984), daß tiefer gelegene, von Bohrungen bisher nicht erfaßte Schichten, vorzugsweise des Kambro-Ordoviziums, zu der gesamten integrierten Leitfähigkeit beitragen. Diese altpaläozoischen Schichten werden an der Bohrung Versmold 1 von Nodop (1971) aufgrund von Ergebnissen der Refraktionsseismik im Tiefenbereich 6 - 8 km und damit in der Tiefenlage des guten Leiters erwartet. Westlich des Rheins,

wo sie wiederum nach Ergebnissen der Refraktionsseismik von Plein et al. (1982) in der Tiefe von 3 - 7 km vermutet werden, sind sie jedoch hochohmig (vgl. Abb. 5). Das bedeutet, daß entweder im Unterkarbon die erforderliche extrem hohe Leitfähigkeit vorliegt, womit der gute Leiter durch eine einzige Schicht erklärt wäre, oder aber es tritt - in genauer Analogie zur paläogeographischen Situation im Unterkarbon - auch in den tiefer gelegenen, als gutleitend angenommenen Schichten nach Westen eine Abnahme der Leitfähigkeit aufgrund eines entsprechenden Wechsels von Faziesbereichen ein. Anhand der vorliegenden magnetotellurischen Ergebnisse ist es (auch wenn bei den meisten Modellen der "Schwerpunkt" des guten Leiters tiefer liegt als die zumindest an den Bohrpunkten bekannte Tiefenlage des Unterkarbons !) ohne genaue Kenntnis, wie groß die in situ - Leitfähigkeit des Unterkarbons und damit sein Anteil an der integrierten Leitfähigkeit tatsächlich ist, bei Beachtung aller Fehlermöglichkeiten, wie z.B. das Fehlen kurzperiodischer ($T < 5s$), aber auch langperiodischer ($T > 3000 s$) Daten bei der Modellrechnung, nicht möglich, zwischen beiden Fällen zu unterscheiden.

Literatur: (Weitere Lit.-Angaben vgl. Bächter (1984))

Bejarano-Gerke, G.: Magnetotellurische Messungen entlang eines Profils zwischen Niederrhein und Ostwestfalen durch das zentrale Münsterland und ihre Interpretation durch eindimensionale Modelle. Dipl.-Arb. Inst. f. Geophys., Univ. Münster, 1984.

Bächter, Chr.: Vergleichende Untersuchung magnetotellurischer Tiefensondierungen und elektrischer Bohrlochmessungen an der Tiefbohrung Münsterland 1. S. 79 in diesem Band.

Jödicke, H.: Zur Deutung magnetotellurisch nachgewiesener guter Leiter im tieferen Untergrund Nordwestdeutschlands.

Jödicke, H., Untiedt, J., Olgemann, W., Schulte, L., and Wagenitz, V.: Electrical Conductivity Structure of the Crust and Upper Mantle Beneath the Rhenish Massif. In: K. Fuchs et al. (eds.) Plateau Uplift, 288-302, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 1983.

Knödel, K., Losecke, W. und Müller, W.: Magnetotellurische Messungen auf einem Profil zwischen Versmold und Nienburg. In: Haak, V. und Homilius, J. (Hrsg.). Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Neustadt/W. vom 11.-13. April 1978: 57-65, Berlin und Hannover, 1978.

Paproth, E. and Zimmerle, W.: Stratigraphic position, petrographic, and depositional environment of phosphorites from the Federal Republic of Germany. Meded. Rijks Geol. Dienst, 32-11 : 81-95, Heerlen, 1980.

Plein, E., Dörholt, W. und Greiner, G.: Das Krefelder Gewölbe in der Niederrheinischen Bucht - Teil einer großen Horizontalverschiebungszone ? Fortschr. Geol. Rheinld. u. Westf., 30 : 15-29, Krefeld, 1982.

M. Grinat

Untersuchungen an magnetotellurisch stark gestörten Stationen am Nordwestrand des Rheinischen Schiefergebirges unter Verwendung des Remote-Reference-Verfahrens

Im Rahmen des Kontinentalen Tiefbohrprogramms der Bundesrepublik Deutschland (KTB) ist das Hohe Venn am nordwestlichen Rand des Rheinischen Schiefergebirges (vgl. Abb. 1) einer der ursprünglich vier möglichen Standorte für eine übertiefe Bohrung gewesen. Als Vorstudie wurden in den Jahren 1982 - 84 geologische, geophysikalische und lagerstättenkundliche Untersuchungen am Südostrand des Hohen Venns durchgeführt (vgl. Walter und Wohlenberg, 1983). Zu den geophysikalischen Voruntersuchungen gehörte auch eine elektromagnetische Erkundung, die mit Hilfe der Verfahren der Geoelektrik, der Aktiven Audiomagnetotellurik und der Magnetotellurik ein Modell für die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in diesem Gebiet liefern sollte.

Im folgenden sollen die bisherigen Ergebnisse der Magnetotellurik dargestellt werden. Auf eine Darstellung der Ziele einer übertiefen Bohrung am Nordrand des Rheinischen Schiefergebirges wird verzichtet; eine Interpretation der berechneten Impedanztensoren steht noch aus.

Aus magnetotellurischen Messungen in der Eifel (Schulte, 1979; Lohr, 1982) war bekannt, daß die elektrischen und magnetischen Felder im beobachteten Periodenbereich dort großräumig stark gestört sind. Bei eigenen Testmessungen im Hohen Venn zeigte sich, daß die Störfeldamplituden im elektrischen Feld teilweise sogar im Bereich der Signalgröße lagen. Daher wurde von vornherein auf das Vermessen eines Profils über das Hohe Venn verzichtet und stattdessen das Schwergewicht auf den Versuch gelegt, durch Anwendung der "Remote Reference" - Technik (Gamble et al., 1979) die zu erwartenden "schlechten" Ergebnisse zu verbessern. Dazu wurden zeitgleiche Registrierungen an der Station KONZ (nahe der Forschungsbohrung Konzen 1 (vgl. Walter et al., 1983)) am Südostrand des Hohen Venns und an der Münsteraner Dauerstation RISA durchgeführt (vgl. Abb. 1). Als weitere Referenzstationen mit unterschiedlichen Entfernungen zu KONZ dienten zusätzlich die Stationen KALT und SIMM sowie bei einer zweiten Aufstellung GILL und WISS.

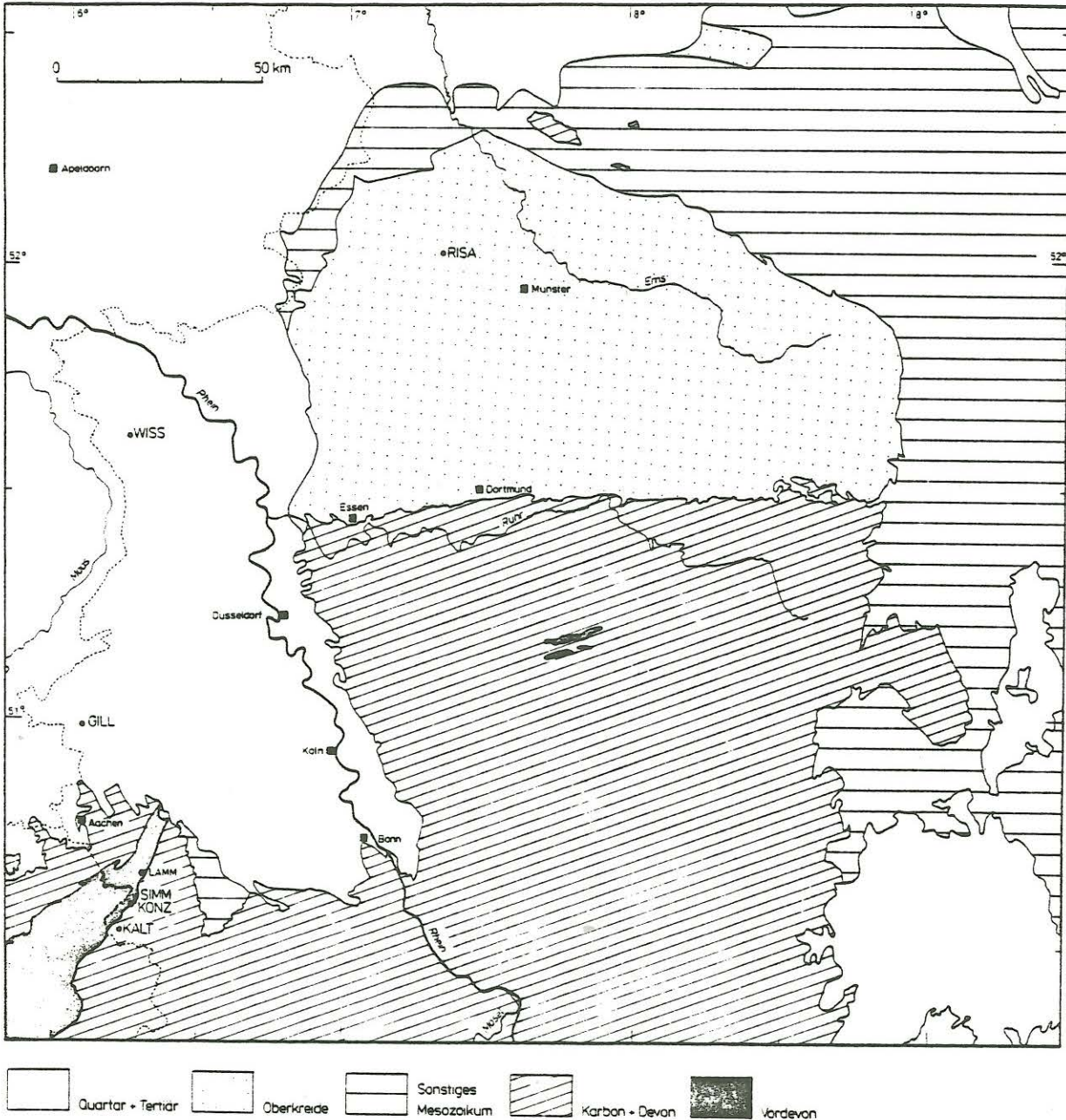


Abb. 1: Lage der Magnetotellurik-Meßpunkte (Geologie nach Deutscher Planungsatlas, 1976)

Abb. 2 vermittelt anhand zeitgleicher Registrierungen der Stationen KONZ, GILL, WISS und RISA einen Eindruck von der Qualität der Daten. Die Stationen WISS und RISA - etwa 90 km voneinander entfernt - können sowohl in den E- als auch in den \dot{B} -Kanälen im wesentlichen miteinander korreliert werden, obwohl bei beiden Stationen insbesondere im elektrischen Feld zeitweilig Störungen auftreten. Im Vergleich dazu zeigen die Stationen

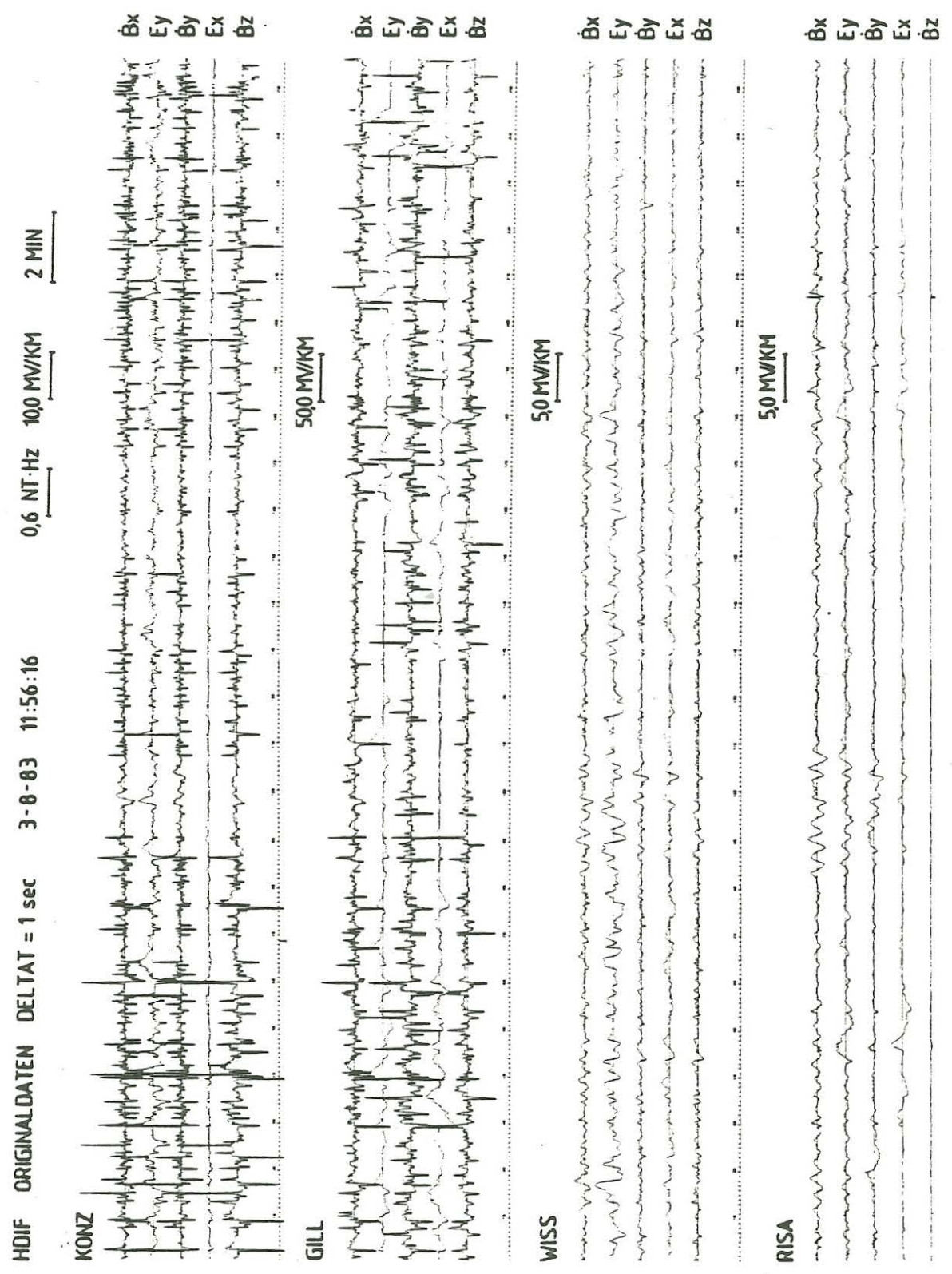


Abb. 2: Beispiel für eine zeitgleiche Registrierung der vier Stationen KONZ, GILL, WISS und RISA

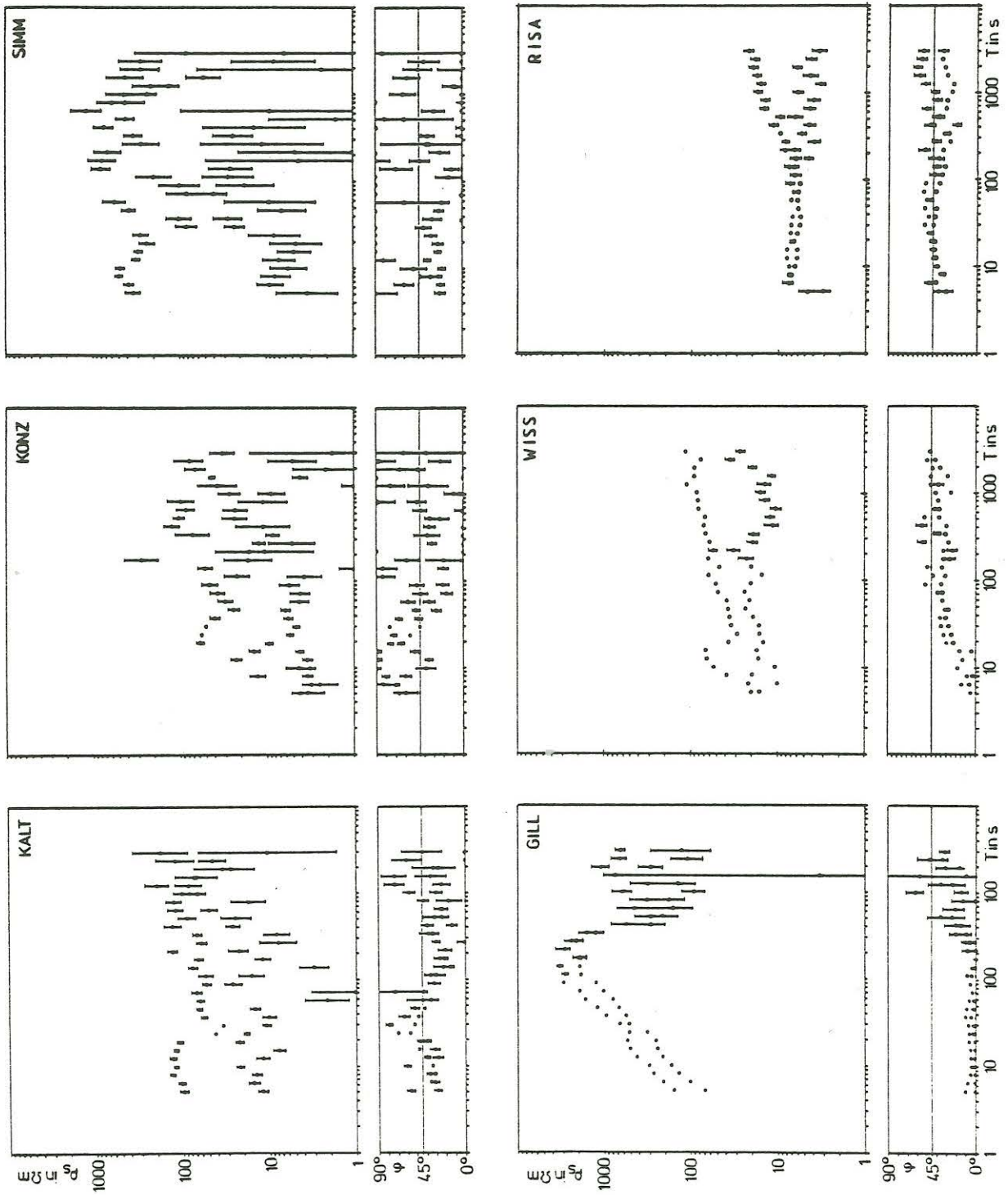


Abb. 3: Ergebnis der Einzeleffektauswertung; dargestellt sind die ungedrehten xy - (\bullet) und yx -Komponenten (\circ) aller sechs Stationen

GILL und KONZ sehr starke Störungen sowohl im E- als auch im \dot{B} -Feld. Eine Korrelation mit den Daten von WISS oder RISA ist nur dann möglich, wenn starke Signale auftreten, wie beispielsweise ca. 12 min. nach Beginn der Registrierung. Auffällig ist, daß das elektrische Feld bei GILL fast fünfmal so groß ist wie bei KONZ und die beiden E-Kanäle etwa die gleiche Größenordnung haben. Im Gegensatz dazu steht das sehr große \dot{B}_z - Feld. Die Daten der Stationen KALT und SIMM entsprechen im wesentlichen denen von KONZ.

Im ersten Schritt der Auswertung wurden alle Daten, d.h. auch die stark gestörten, mit dem in Münster üblichen Verfahren der Einzeleffektauswertung bearbeitet (vgl. Jödicke, 1978). Abb. 3 zeigt als Ergebnis die ungedrehten xy- und yx-Komponenten des scheinbaren spezifischen Widerstandes und die dazugehörigen Phasenkurven aller sechs Stationen. Wie erwartet, sind die Meßpunkte KALT, KONZ und SIMM aus dem Hohen Venn stark gestört. Demgegenüber zeigt die Station GILL eine sehr glatte ρ_s -Kurve mit einem auffälligen, fast linearen Anstieg bis zu einer Periode von etwa 200 Sekunden, obwohl die Daten aufgrund der starken Störungen im E- und B-Feld (vgl. Abb. 2) ähnlich wie in KONZ eine sehr viel stärker gestörte Kurve erwarten ließen. Die Station WISS liefert trotz ihrer Lage in der industriell stark genutzten Niederrheinischen Bucht eine auswertbare, wenig gestörte Kurve. RISA ist eine für das zentrale Münsterland typische Station mit verhältnismäßig wenig Störungen (vgl. Abb. 2) und dementsprechend wenig streuenden ρ_s - und Phasenwerten (vgl. auch Büchter, 1984; Bejarano-Gerke und Jödicke, 1984).

Mit diesem Vergleich der Ergebnisse zeigt sich, daß das Verfahren der Einzeleffektauswertung, obschon es ausdrücklich nur solche Registrierabschnitte in die Auswertung einbezieht, die ein hohes Signal/Rausch - Verhältnis aufweisen, nicht für alle Stationen ausreichend gute Ergebnisse liefert. Daher sollen Verfahren vorgestellt werden, die in diesen Fällen zu einer verbesserten Schätzung des Impedanztensors führen. Mit diesen Verfahren soll insbesondere zunächst geklärt werden, ob der trotz gestörter Zeitspuren auffällig glatte, fast fehlerfreie Verlauf der ρ_s - und Phasenkurve bei GILL reell ist.

GILL

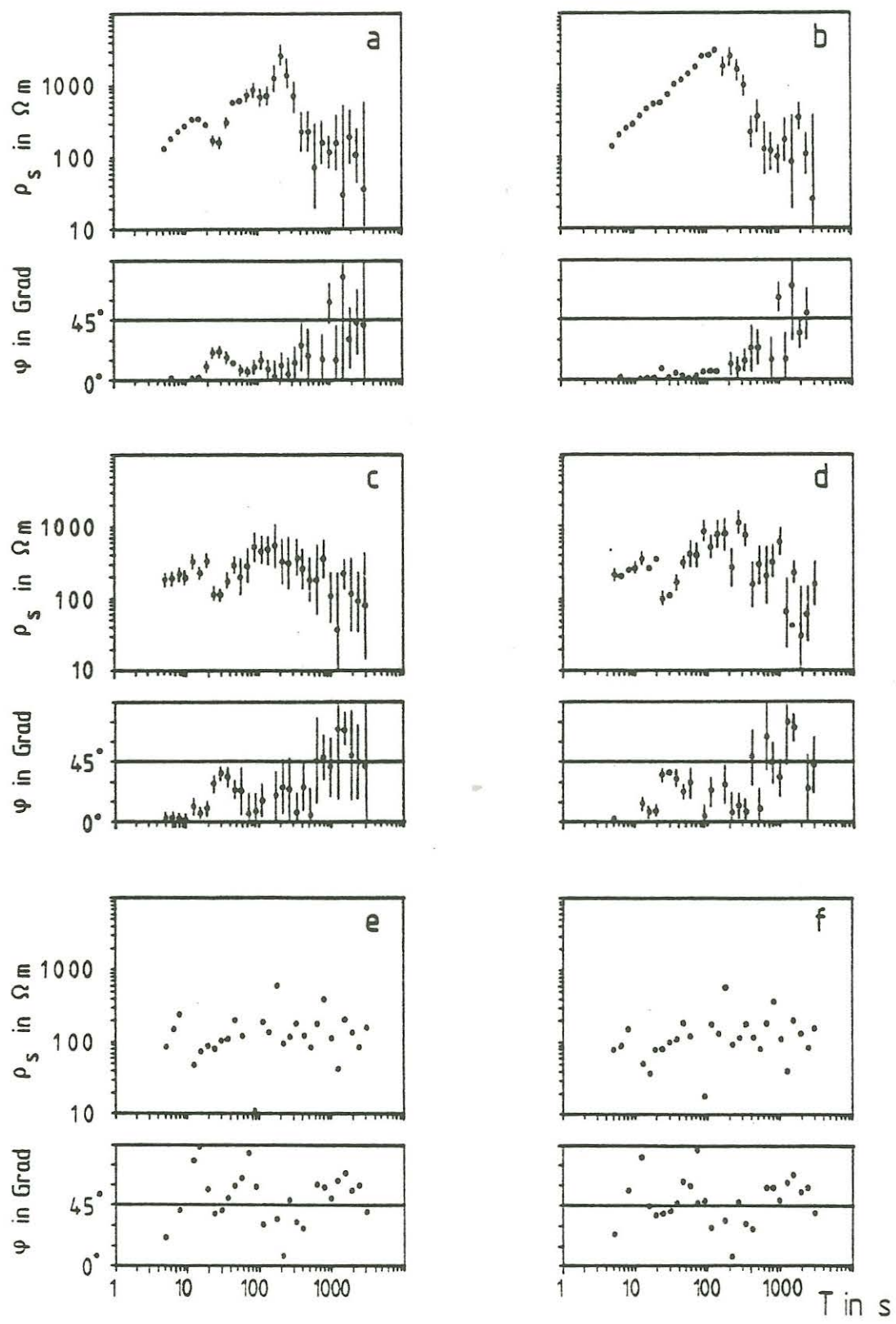


Abb. 4 (gegenüberliegende Seite): Verschiedene Schritte der Auswertung am Beispiel der yx-Komponenten der Station GILL:

- a) Einzeleffektauswertung
- b) zusätzlich Kohärenzverbesserung
- c) Auswahl der Effekte an der Referenzstation RISA
- d) zusätzlich Kohärenzverbesserung
- e) Remote-Reference mit Referenzstation RISA
- f) Remote-Reference mit den 20 stärksten Effekten der Referenzstation RISA

Abb. 4a zeigt für GILL als Ausgangspunkt das Ergebnis der Einzeleffektauswertung, jetzt für die Einzellösung "minimaler Fehler in E_y ", das sich ergibt, wenn alle nach diesem Verfahren ausgewählten Effekte berücksichtigt werden. Es versteht sich von selbst, daß bei stark gestörten Spuren (vgl. Abb. 2) nicht ohne weiteres beurteilt werden kann, ob bei den ausgewählten Effekten Nutzsignale oder Störsignale überwiegen. Treten in dem gewählten Beispiel "minimaler Fehler in E_y " inkohärente Störsignale in E_y auf, dann werden die berechneten Werte der Impedanz zwar streuen, aber sie werden unverzerrt sein. Treten gleichzeitig inkohärente Störsignale in den B-Kanälen auf, dann werden die berechneten Werte systematisch zu klein sein, d.h. einen "bias" aufweisen. Sind schließlich kohärente Störsignale vorhanden, so wird die berechnete Impedanz zusammengesetzt sein aus der "wahren" Impedanz und einer Störimpedanz.

Eine Verbesserung - d.h. eine Verminderung des bias und der Streuung - kann häufig erreicht werden durch Anwendung des "Kohärenzkriteriums" (Jödicke, 1978) auf den Ausgangsdatensatz. Für das Ergebnis in Abb. 4b sind schrittweise diejenigen 20% der Einzeleffekte, die die multiple Kohärenz am meisten verschlechtern, weggelassen worden. Das hat zur Folge, daß das auffällige Minimum der ρ_s -Kurve um 30 Sekunden fast völlig verschwindet, die ρ_s -Kurve bis etwa 200 Sekunden sehr glatt wird und mit fast 45° ansteigt. Bei größeren Perioden fällt sie steil ab. Der Verlauf der Phasenwerte paßt zu dieser ρ_s -Kurve.

Stehen zeitgleich registrierte Daten einer wenig gestörten Referenzstation - wie z.B. RISA - zur Verfügung, kann eine Auswertung in der Weise vorgenommen werden, daß die Festlegung bzw. Auswahl von Einzeleffekten anhand der ungestörten Daten der Referenzstation erfolgt. Die vollständige Einzeleffektauswahl wird also an der Referenzstation durchgeführt und anschließend zeitgleich auf die Basisstation übertragen. Es ist anzunehmen, daß ein so

gewonnener Datensatz mehr Nutzsignalanteil enthält als der oben verwendete, da bei den ungestörten Daten klar erkennbar ist, wann erhöhte magnetische Aktivität vorliegt. Auf den so gewonnenen Datensatz kann man dann wiederum das Kohärenzkriterium anwenden. Das Ergebnis dieses Verfahrens für die Basisstation GILL mit der Referenzstation RISA, dargestellt in Abb. 4c und 4d, ist überraschend. Im Vergleich zu Abb. 4b treten im kurzperiodischen Teil größere Streuungen auf, und der steile Anstieg der ρ_{syx} - Kurve zwischen fünf und 200 s ist verschwunden. Auch durch Anwenden des Kohärenzkriteriums läßt sich die zunächst als "Verbesserung" bezeichnete Form der Kurve 4b nicht reproduzieren.

Da den ρ_s - und Phasenwerten in Abb. 4c und d durch die Art der Auswahl eindeutig Datensätze mit erhöhtem Signal/Rausch-Verhältnis zugrundeliegen, können die unterschiedlichen Ergebnisse in Abb. 4a und b nur dadurch erklärt werden, daß dort offenbar der Einfluß von Störsignalen überwiegt. Wie der sehr glatte Verlauf der ρ_s - und Phasenkurve in Abb. 4b zeigt, müssen die Störsignale in den E- und \dot{B} -Kanälen zwischen 5 und 200 s sogar hochgradig kohärent sein, was aus den Originalregistrierungen (vgl. Abb. 2) nicht unmittelbar hervorgeht. Sichtbar wird dies jedoch, wenn die \dot{B} -Kanäle integriert werden (vgl. Abb. 5; alle Spuren sind hier zusätzlich bandpaßgefiltert). Die Zeitreihen sehen nun keineswegs mehr gestört aus wie in Abb. 2. Die fehlende Möglichkeit, Signal und Störung zu unterscheiden, führt also zu den Ergebnissen von Abb. 4a und b.

Hiermit wird auch verständlich, warum das Minimum in der ρ_s - Kurve um 30 s in Abb. 4a bei Anwendung des Kohärenzkriteriums verschwindet: In diesem Periodenbereich (pc3!) tritt im allgemeinen ein relatives Maximum in den Amplituden der Nutzsignale auf. Das Minimum in der ρ_s -Kurve (Abb. 4a) dürfte demnach durch einen relativ großen Nutzsignalanteil bedingt sein. Dieser Nutzsignalanteil bewirkt offensichtlich eine Minderung der multiplen Kohärenz, die nach den o.g. Überlegungen bei GILL im wesentlichen durch die hochgradig kohärenten Störsignale bestimmt wird. Bei einer "Verbesserung" der Kohärenz werden somit gerade die Effekte mit überwiegendem Nutzsignalanteil eliminiert.

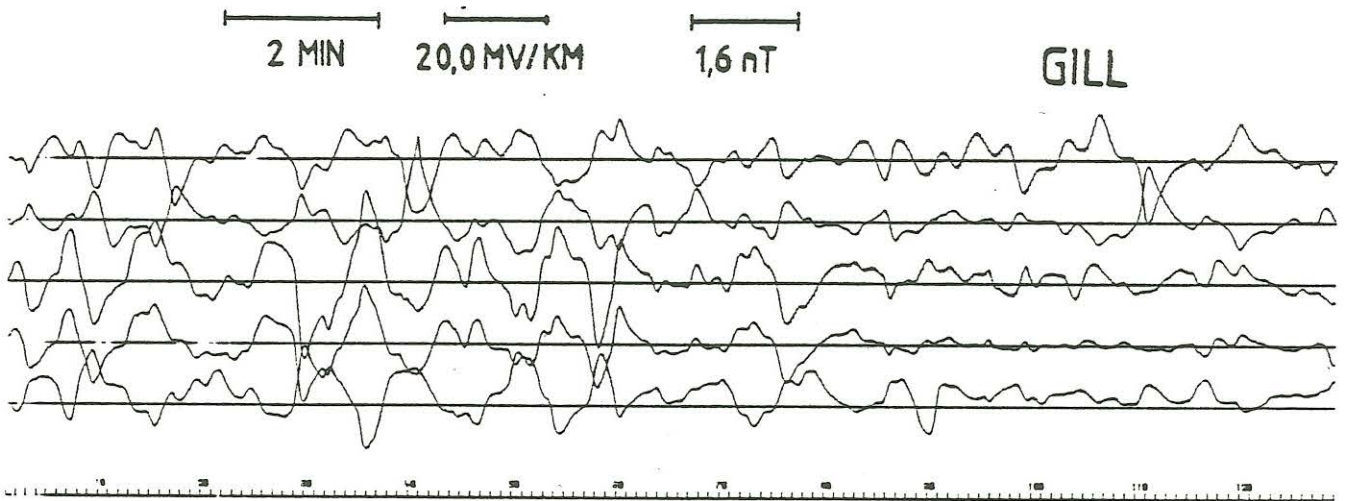


Abb. 5: Erster Teil der in Abb. 2 dargestellten Zeitspuren der Station GILL - bandpaßgefiltert und Magnetfeldkomponenten integriert

Der Schritt von der Festlegung von Einzeleffekten anhand der Daten einer ungestörten Referenzstation zum "Remote Reference" - Verfahren ist jetzt nur noch klein, da die jeweiligen Datensätze unmittelbar für die "Remote Reference" - Technik verwendet werden können. Als Referenz dienen im allgemeinen die Horizontalkomponenten des Magnetfeldes der "Remote"-Station. Im Beispiel der Z_{xx} -Komponente mit "minimalem Fehler in E" (vgl. z.B. Scheelke, 1972)

$$Z_{xx} = \frac{[E_x H_x^*] [H_y H_y^*] - [E_x H_y^*] [H_y H_x^*]}{[H_x H_x^*] [H_y H_y^*] - [H_x H_y^*] [H_y H_x^*]}$$

gilt nun (vgl. Gamble et al., 1979):

$$Z_{xx} = \frac{[E_x H_{xr}^*] [H_y H_{yr}^*] - [E_x H_{yr}^*] [H_y H_{xr}^*]}{[H_x H_{xr}^*] [H_y H_{yr}^*] - [H_x H_{yr}^*] [H_y H_{xr}^*]}$$

wobei der Index r die entsprechenden Komponenten der Referenzstation bezeichnet.

Für die Station GILL ergibt das "Remote Reference" - Verfahren, für das bisher noch keine Fehlergrößen berechnet wurden, mit

KONZ

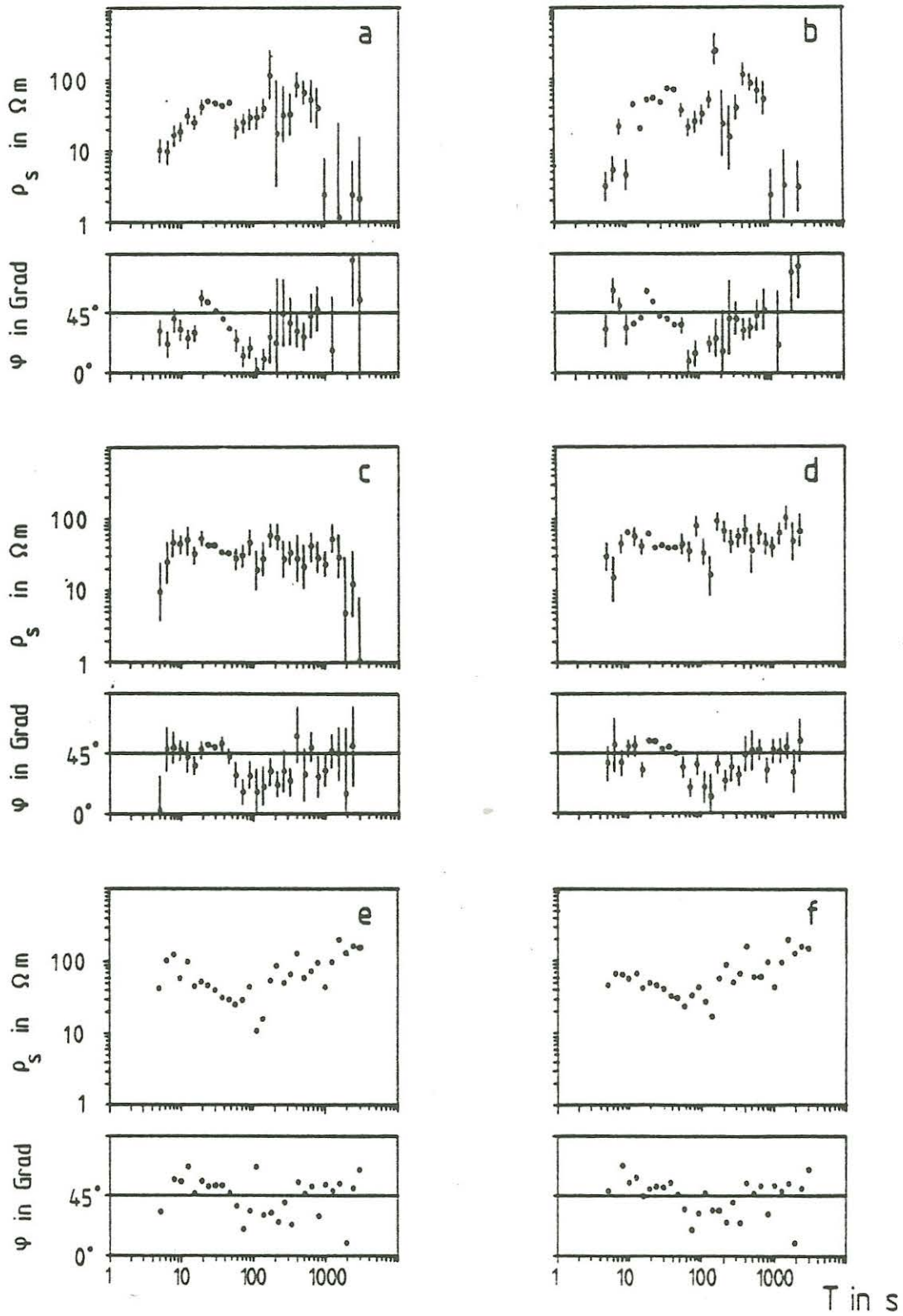


Abb. 6: Verschiedene Schritte der Auswertung für die ungedrehten yx-Komponenten der Station KONZ (vgl. Abb. 4)

Referenzstation RISA folgendes Ergebnis (Abb. 4e): Die ρ_s -Werte sind im Periodenbereich zwischen 10 und 200 s um mehr als eine Zehnerpotenz kleiner als die Ausgangsdaten (Abb. 4a). Die Phase streut zwischen 0 und 90° , dafür kann derzeit keine Erklärung gegeben werden. Der Gleichlauf der beiden Stationen war bei einer Zeitabweichung $< 0,1$ s nach einer Woche Standzeit ausreichend gut. Obwohl die Qualität der Daten für eine weitergehende Auswertung nicht ausreicht, kann doch gezeigt werden, daß der Einfluß der extrem starken und kohärenten Störsignale deutlich gemindert werden kann.

Abb. 4f zeigt schließlich das Ergebnis eines Versuchs, die Daten aus Abb. 4e mit Hilfe des Kriteriums "Anregungsstärke" weiter zu verbessern. Ausgewählt für das "Remote Reference"-Verfahren wurden nur die 20 Einzeleffekte, die die stärkste magnetische Anregung in RISA aufwiesen, um das Signal/Rausch-Verhältnis zu erhöhen. Eine Verbesserung der ρ_s - oder Phasenkurven konnte jedoch nicht erreicht werden.

Vorrangiges Ziel der Untersuchungen ist der Versuch, einen möglichst unverzerrten Impedanztensor für die Station KONZ an der Südostflanke des Hohen Venns zu bestimmen. Dazu wurden dieselben Auswerteschritte (vgl. Abb. 6) durchgeführt wie für GILL. Ein Vergleich von Abb. 6a ("alle Einzeleffekte verwendet") und Abb. 6e ("Remote Reference") zeigt wieder eine starke Veränderung in der Form der ρ_s -Kurve. Sie kann in diesem Fall hauptsächlich dadurch erklärt werden, daß die ρ_s -Werte in Abb. 6a einen großen "bias" aufweisen, d.h. wegen des Auftretens von Fehlern in den B-Kanälen bei dem Ansatz "minimaler Fehler in E" zu kleinen Werten hin verzerrt sind. Das zeigen die Ergebnisse der anderen Ansätze "minimaler Fehler in B_x bzw. B_y ". Demgegenüber ist das Ergebnis der "Remote Reference"-Auswertung nach Gamble et al. (1979) weitgehend biasfrei. Eine Ausnahme bilden die ρ_s -Werte aus dem Periodenbereich um 30 s, die bei allen Verfahren (Abb. 6a-f) ein sehr stabiles Ergebnis und in den Fällen, in denen die Streuung berechnet wurde, auch eine sehr geringe Streuung liefern. Die Phasen zeigen nach Anwenden des "Remote Reference"-Verfahrens keine weitere Verbesserung, sind aber erheblich besser als im Fall GILL.

Die schrittweise Verbesserung von Abb. 6c nach d noch ohne "Remote Reference" - Technik und dann weiterhin bis 6e und f mit dem "Remote Reference" - Verfahren zeigt, daß der erhöhte Aufwand aufgrund einer jeweils zeitgleich registrierenden Referenzstation sehr lohnend gewesen ist. Es bleibt zu untersuchen, ob eine "Remote"-Station in geringerer Entfernung von der betreffenden Basisstation zu einer weiteren Verbesserung der Übertragungsfunktionen, insbesondere der Phasen, führen kann.

Literatur:

Bejarano-Gerke, G., H. Jödicke: "Magnetotellurik im Münsterland und am Niederrhein", S. 93 in diesem Band.

Büchter, Chr.: "Vergleichende Untersuchungen magnetotellurischer Tiefensondierungen und elektrischer Bohrlochmessungen an der Tiefbohrung Münsterland 1", S. 79 in diesem Band.

Deutscher Planungsatlas, Band I: Nordrhein-Westfalen. Geologie. Hrsg.: Akademie für Raumforschung und Landesplanung in Zusammenarbeit mit dem Ministerpräsidenten des Landes Nordrhein-Westfalen - Landesplanungsbehörde, Düsseldorf. Hannover, 1976.

Gamble, T.D., W.M. Goubau, J. Clarke: "Magnetotellurics with a remote magnetic reference", Geophysics 44, S. 53-68, 1979.

Jödicke, H.: "Auswertungsverfahren Münster", V. Haak und J. Homilius (Hrsg.): Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Neustadt/Weinstraße, S. 147-154, 1978.

Lohr, U.: Ergebnisse magnetotellurischer Messungen im Gebiet des Laacher Sees. Diss. Techn. Univ. Braunschweig, 1982.

Scheelke, I.: Magnetotellurische Messungen im Rheingraben und ihre Deutung mit zweidimensionalen Modellen. Diss. Techn. Univ. Braunschweig, 1972.

Schulte, L.: "Magnetotellurik-Messungen entlang eines Profils von der Eifel bis in die Pfalz", V. Haak und J. Homilius (Hrsg.): Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Berlin-Lichtenrade, S. 39-46, 1980.

Walter, R., J. Wohlenberg: Kontinentales Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland. Zielgebiet Hohes Venn. Statusbericht, 1983.

E. STEVELING

Magnetotellurische Langzeitregistrierungen in Deppoldshausen bei Göttingen

Die Meßstation Deppoldshausen (DEP) liegt ca. 7 km nordöstlich von Göttingen in einer Waldlichtung auf einem Muschelkalkplateau (geogr. 51°35,5'N/9°59,5'E). Um Magnetotellurik-Apparaturen unter Feldbedingungen zu testen und neue Mitarbeiter mit den Geräten vertraut zu machen, werden seit 1976 an dieser Stelle immer wieder magnetotellurische Sondierungen durchgeführt, so daß von hier das umfangreichste Registriermaterial des Göttinger Raumes vorliegt.

Solaranlage

Zusätzlich wurde von Januar bis November 1983 in Deppoldshausen die Stromversorgung einer Magnetotellurik-Apparatur mit Solaranlagen getestet. Die äußeren Bedingungen waren nicht ganz ideal, da die Solarpaneele bei tiefstehender Sonne in den Schatten des Hochwaldes gerieten. Die am Institut für Geophysik in Göttingen mit einem Sonnenscheinautographen nach Campbell-Stoker gemessene monatliche Sonnenscheindauer zeigt, daß das Jahr 1983 im Vergleich zum Mittelwert nicht ungewöhnlich sonnig war (Tabelle 1).

	Jan	Feb	März	Apr	Mai	Juni	Juli	Aug	Sept	Okt	Nov
d (1983)	0,06	2,0	1,8	2,9	2,8	6,1	7,0	6,1	3,7	2,5	1,8 h
\bar{d} (1891-1930)	1,6	2,5	3,5	5,1	6,8	6,6	6,1	5,7	4,3	3,1	1,6 h

Tabelle 1: Mittlere tägliche Sonnenscheindauer d in Stunden für Göttingen im Jahr 1983 und gemittelt über die Jahre 1891-1930 (\bar{d} aus: Klimakunde des Deutschen Reiches, Bd. II, Berlin 1939)

Jede der beiden parallelgeschalteten Solaranlagen besteht aus einem Solarpanel mit integriertem Spannungsregler (Siemens SFH 140-36R) und 2 Pufferbatterien (VARTA bloc Vb615). Bei voller Sonneneinstrahlung hat jede Anlage 33 W elektrische Leistung

bei einer Ausgangsspannung von ca. 12V DC. Die Pufferbatterien sind Bleiakкумуляtoren, haben eine Kapazität von 40 Ah, werden bei Sonnenschein von den Solarpanelen nachgeladen und übernehmen in den Zeiten ohne Sonnenschein die Stromversorgung. Die Solarpaneele wurden ungefähr nach Süden ausgerichtet, und mit einem Winkel von ca. 50° gegen die Horizontale geneigt aufgestellt.

Ein EDA-Fluxgatemagnetometer, 2 Tellurikverstärker und eine digitale Kassettenaufzeichnungsapparatur mit einer mittleren Leistungsaufnahme von etwa 3 W waren an die beiden Solaranlagen angeschlossen. Neben den 3 erdmagnetischen und 2 erd-elektrischen Komponenten wurden die Temperaturen im Fluxgatesensor und in der Fluxgate-Elektronikbox sowie die Batteriespannung registriert. Außerdem wurde in Abständen von 1 - 3 Wochen die Dichte der Schwefelsäure in den Akkumulatoren gemessen.

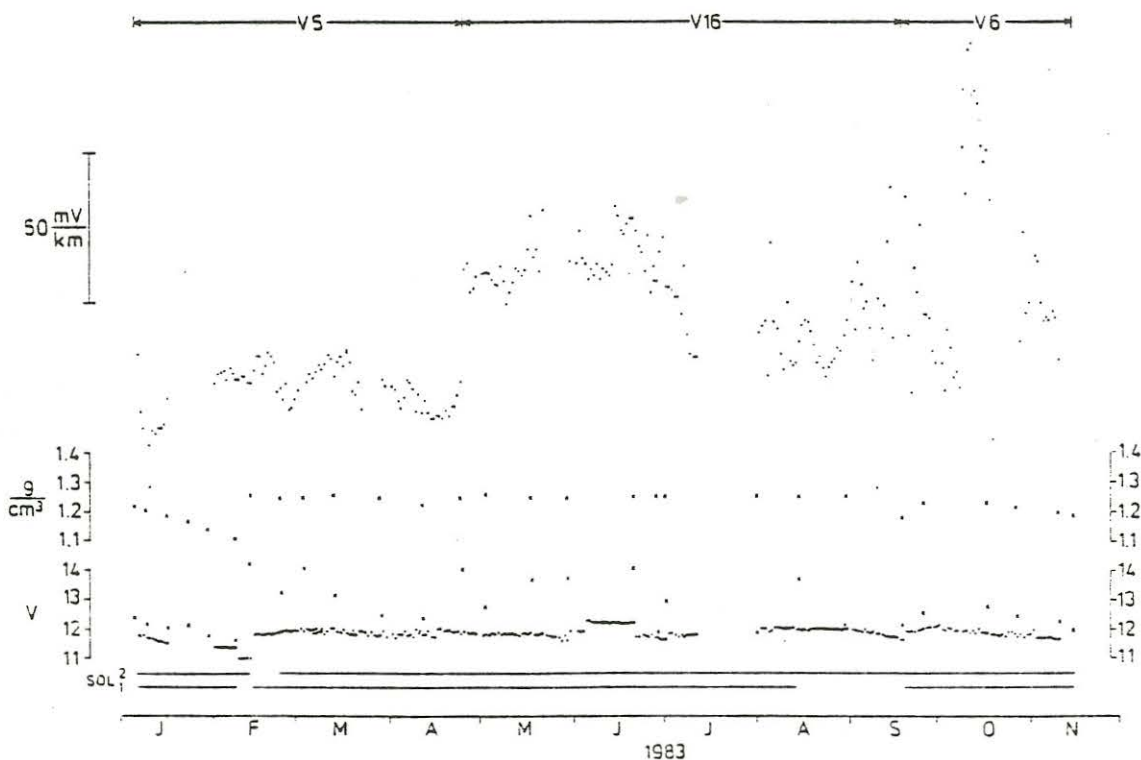


Abb. 1: Elektrische Spannung, Säuredichte der Akkumulatoren und Stabilität eines Tellurik-Verstärkers während eines Tests der Solaranlagen SOL1 und SOL2 in Deppoldshausen.

Einige Ergebnisse dieser Langzeitbeobachtungen sind in Abb. 1 zusammengestellt. Über der Zeitskala von Januar bis November 1983 ist angegeben, welche der beiden Solaranlagen SOL1 und SOL2 angeschlossen war. Darüber folgen dann die Batteriespannung, die Säuredichte und die auf die Sondeneingangsspannung umgerechneten Signale der EW-Tellurikverstärker V5, V16 bzw. V6. Alle aus Registrierungen abgeleiteten Ergebnisse sind Stundenmittelwerte um Mitternacht.

Ab Anfang Januar ist zu erkennen, daß die registrierte Batteriespannung (dichte Folge von Punkten) und die am Tage vorgenommenen Einzelmessungen der Batteriespannung (Kreuze unmittelbar darüber) ständig abnehmen. Noch besser ist die Abnahme der Batterieladung am Verlauf der Säuredichte zu beobachten. Offenbar konnten die Solarpaneele im Januar die Stromversorgung noch nicht sicherstellen, so daß Mitte Februar zunächst die Batterien von SOL1 und dann jene von SOL2 mit einem Ladegerät nachgeladen werden mußten. Von diesem Zeitpunkt an war dann kein weiteres externes Nachladen erforderlich, d.h. die Solaranlagen arbeiteten wartungsfrei bis Mitte November.

Als beste Indikatoren für den Ladezustand der Batterien erwiesen sich die Mitternachtswerte der Spannung und die Säuredichte. Wie nicht anders zu erwarten, werden Einzelmessungen der Batteriespannung am Tage zu sehr durch die angeschlossenen Solarpaneele verfälscht. Der Versatz der Batteriespannung im Juni ist durch einen Ausfall des Fluxgatemagnetometers zu erklären. Ab Mitte August wurde versucht, mit nur einer Solaranlage zu registrieren. Der anschließend beobachtete Spannungsabfall ließ es dann aber als ratsam erscheinen, die zweite Anlage Mitte September wieder zuzuschalten.

Die Punktwolke oben in Abb. 1 zeigt die Stabilität von 3 Tellurikverstärkern V5, V16 und V6. Die Bandbreite der Schwankungen bei V5 beträgt auf den Eingang bezogen etwa 20 mV/km und ist durchaus zufriedenstellend, wenn man berücksichtigt, daß natürliche Variationen nicht eliminiert wurden. V16 ist anfangs ebenso gut, doch ab Anfang Juli nimmt die Streuung zu, und

sie wird dann auch durch den Einsatz von V6 eher noch größer. Es wird vermutet, daß diese Verschlechterung durch allmähliche Korrosion der Tellurikkabelstecker verursacht wurde.

Magnetotellurik

Für die im folgenden dargestellten Ergebnisse wurden ausschließlich digitale Aufzeichnungen der in Tabelle 2 zusammengestellten Zeiten berücksichtigt.

Gruppe	Zeitintervall	Magnetometer	Tellurikverstärker
1a	25.10.-22.12.1978	Fluxgate 950	V3, V4
2a	6. 1.-18. 5.1983	" 3356	V5, V6, V12, V16
3a {	18. 5.-21. 6.1983	" 793	V12, V16
	21. 6.-15.11.1983	951	V6, V12, V16
1b	15.11.- 2.12.1978	Induktion 5	V5, V6
2b	26.10.-30.10.1981	" 4	V3, V4
3b	21. 6.- 6. 7.1983	" 4	V23, V24

Tabelle 2: Ausgewertete Meßzeiten der Station Deppoldshausen

Aus dem Registriermaterial wurden die besten 140 Variationsintervalle (Fluxgatemagnetometer) und 159 Pulsationsintervalle (Induktionsmagnetometer) ausgewählt. Die Gesamtlänge der unterschiedlich langen Zeitintervalle betrug für Variationen etwa 1200 Stunden und für Pulsationen etwa 35 Stunden. Ausgewertet wurde nach dem von SCHMUCKER (1978) angegebenen Verfahren.

Die summierten Fourier-Produkte wurden bei den Variationen mit Parzenfenstern im Frequenzabstand $\Delta f = 0.125, 0.25, 0.50, 1.0, 2.0$ cph und bei den Pulsationen im Abstand $\Delta f = 0.1, 0.2, 0.4, 0.8, 1.6$ cpm geglättet. Frequenzabstand und Fensterbreite waren identisch. Für die weitere Auswertung benutzt wurden im allgemeinen die Frequenzen $3\Delta f$ und $4\Delta f$, also insgesamt etwa 20 Frequenzen.

Unter Berücksichtigung aller ausgewählten Effekte wurden die beiden $\rho^*(z^*)$ -Kurven in Abb. 2 berechnet. Der Bereich 9.4-300s stammt aus der Pulsations-, der Bereich 450-14400s aus der

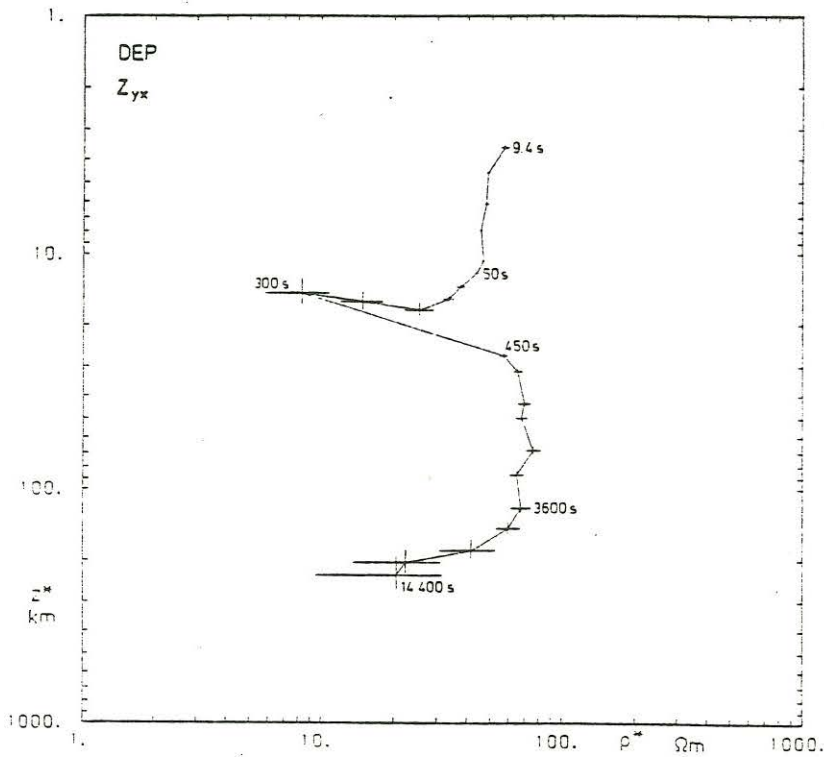
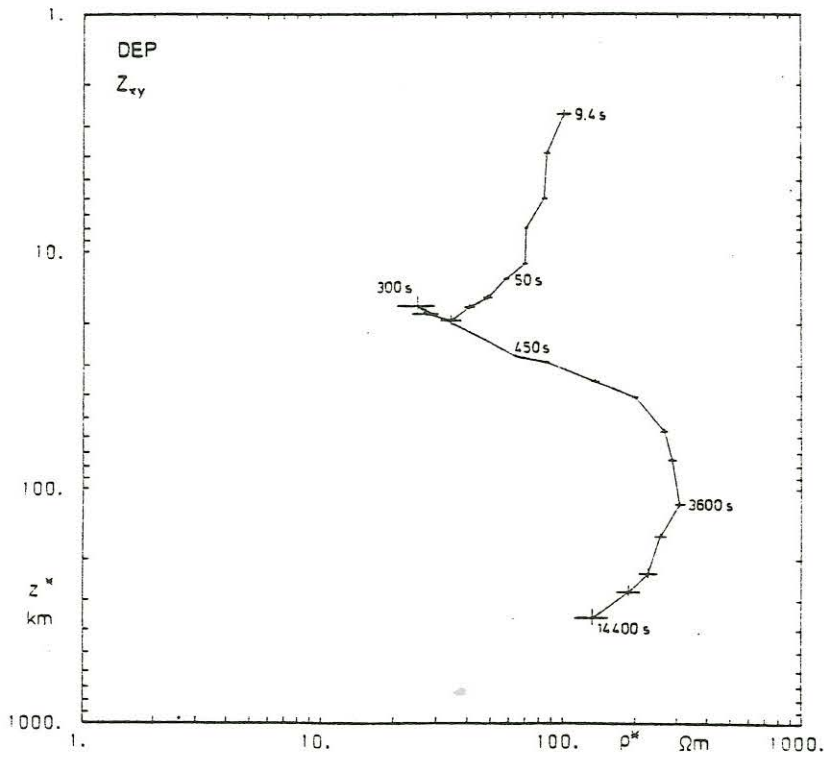


Abb. 2: Aus 140 Variations- und 159 Pulsationsintervallen für die beiden Nebendiagonalelemente Z_{xy} und Z_{yx} des Impedanztensors berechnete $\rho^*(z^*)$ -Verteilungen.

Variations-Analyse. Die überwiegend sehr kleinen Fehlerbalken, die zunächst für ein gutes Ergebnis sprechen, sind in erster Linie auf die hohe Anzahl von Freiheitsgraden, z.B. $\nu = 15153$ für $T = 9.4s$, zurückzuführen. Auf jeden Fall unbefriedigend ist der schlechte Anschluß der Kurven von $T = 300s$ nach $T = 450s$, also der Übergangsbereich Pulsationen-Variationen.

Um die Ursache dieser Diskrepanz zu untersuchen, wurde das gesamte Datenmaterial, wie in Tabelle 2 angegeben, in 3 Gruppen unterteilt und getrennt analysiert. Die Folge waren drei $\rho^*(z^*)$ -Kurven, die sich insbesondere im Pulsationsbereich sehr viel stärker voneinander unterschieden, als auf Grund der berechneten Fehler zulässig war.

Die weiteren Untersuchungen zeigten, daß die Kohärenz zwischen den elektrischen und magnetischen Feldern einen wesentlichen Einfluß auf die Größe der berechneten magnetotellurischen Größen hat. Um Datengruppen mit gleicher Anzahl von Freiheitsgraden untereinander vergleichen zu können, wurden deshalb die Pulsationseffekte auf 58 Gruppen mit einer aufsummierten Zeitreihenlänge von je 30 Minuten und die Variationseffekte auf 48 Gruppen zu je 24 Stunden verteilt und wiederum gruppenweise analysiert. Man erhält so aus den Pulsationen 2×58 und aus den Variationen 2×48 frequenzabhängige komplexe Eindringtiefen C .

Für die Z_{xy} -Impedanz und 5 Frequenzen ist $Re(C)$ als Funktion der Kohärenz Coh in Abb. 3 dargestellt. Bei 1.0 und 2.0 cph liegt die Kohärenz aller 48 Gruppen über 0.95, ein Indiz dafür, daß die Übertragungsfunktionen für diese Frequenzen immer gut bestimmbar sind. Bei den 3 übrigen Frequenzen kommen häufig Gruppen mit niedriger Kohärenz vor. Wichtig ist dabei, daß mit fallender Kohärenz eine mehr oder weniger deutliche Tendenz zu einer unterschätzten Eindringtiefe C zu beobachten ist. Die Ursache für diesen systematischen Fehler liegt wohl darin, daß bei der Berechnung der Übertragungsfunktionen das Magnetfeld nicht immer als rauschfrei angenommen werden darf.

Das Signal-Rausch-Verhältnis des Magnetfeldes ist für Pulsationen vergleichsweise niedrig, so daß die Gefahr einer Unterschätzung von C dort besonders groß ist.

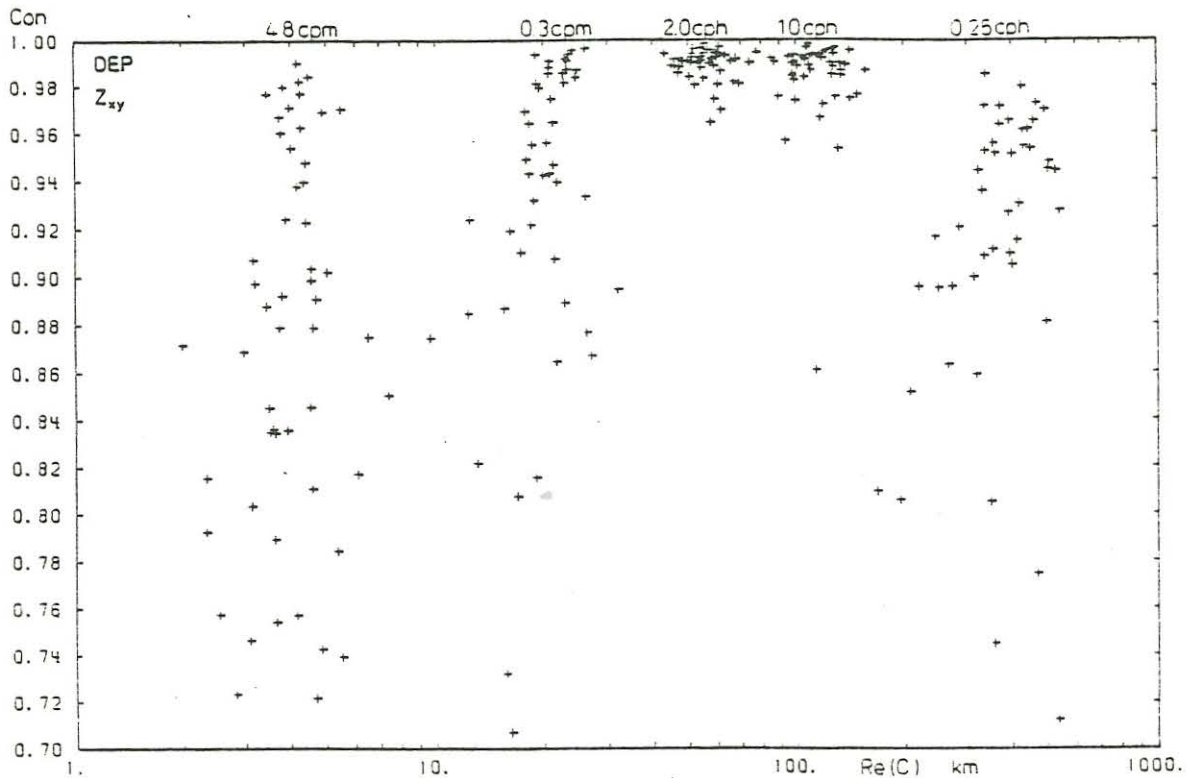


Abb. 3: Aus Z_{xy} berechneter Realteil der Eindringtiefe C als Funktion der Kohärenz Coh für verschiedene Frequenzen.

Um eine Verbesserung der Übertragungsfunktionen zu erreichen, wurden nun für jede Frequenz die magnetotellurischen Größen nach der Kohärenz sortiert, und zwar unabhängig für Z_{xy} und Z_{yx} . Die $\rho^*(z^*)$ -Bestimmungen für die 10 Gruppen mit der höchsten Kohärenz innerhalb der 21 Frequenzen, d.h. 210 (ρ^*, z^*) -Punkte, sind sowohl für Z_{xy} als auch für Z_{yx} in Abb. 4 dargestellt. Gemessen an der geringen Anzahl von Effekten innerhalb jeder Gruppe ist die Streuung der Punkte nicht groß.

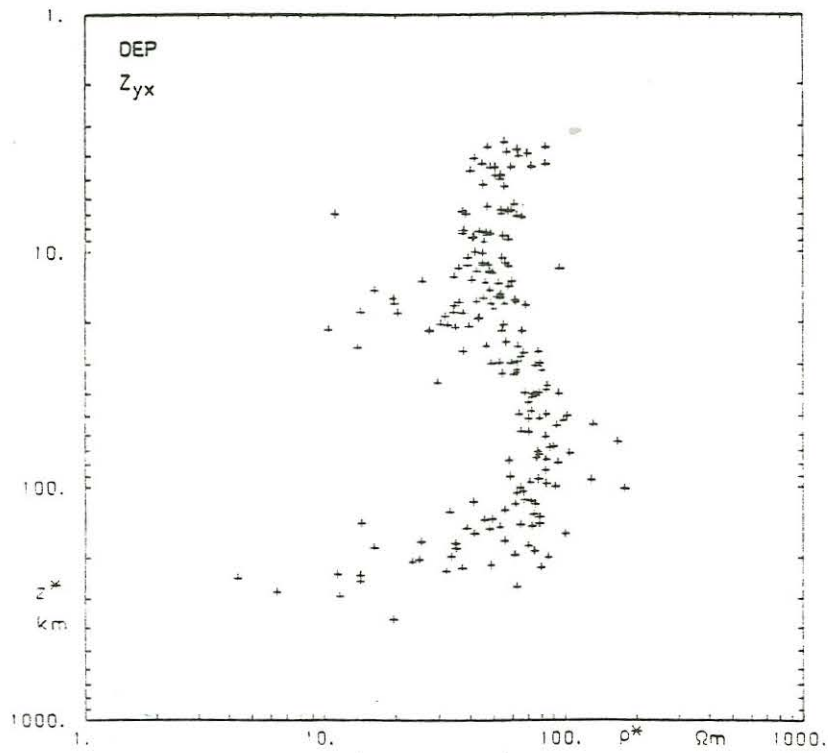
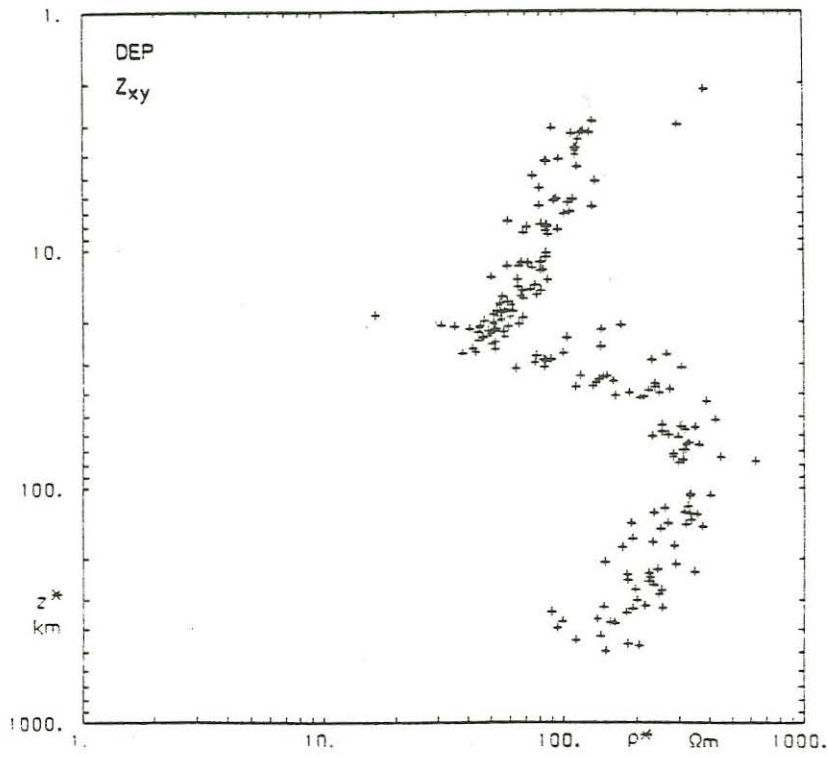


Abb. 4: $\rho^*(z^*)$ -Werte der jeweils 10 Gruppen mit der höchsten Kohärenz für insgesamt 21 Frequenzen.

In einem letzten Schritt wurden nun innerhalb der jeweils 10 Gruppen (wiederum getrennt für jede der 21 Frequenzen) jene Einzeleffekte zusammengefaßt, die gleichzeitig in den bisher getrennten Z_{xy} - und Z_{yx} -Gruppen vertreten waren. Nur diese Effekte wurden in eine abschließende Analyse eingebracht. Die Mittelung erfolgt also über eine Aufsummierung der Spektren und weicht daher von einer Mittelung der Punkte in Abb. 4 ab.

Einige Ergebnisse dieser Analyse sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Zusätzlich aufgelistet sind die ergänzenden Resultate einer Sq-Analyse, die aus - in Tabelle 2 nicht erfaßten Registrierungen - von JUNGE (1982) gemacht wurden. Die aus den Tabellenwerten berechneten $\rho^*(z^*)$ -Kurven sind in Abb. 5 wiedergegeben. Entscheidend verbessert sind diese Kurven im Vergleich zu jenen in Abb. 2 im Bereich der langperiodischen Pulsationen bis 300s. Da die verbesserten ρ^* - und z^* -Werte aus einer wesentlich geringeren Anzahl von Effekten berechnet wurden, sind entsprechend der kleineren Anzahl von Freiheitsgraden die Fehlerbereiche größer, aber wohl auch realistischer geworden. Die von JUNGE (1982) aus Sq-Analysen berechneten Werte im Periodenbereich 15709-57600s schließen gut an die langperiodischen Variationen an.

Etwas kritisch ist immer noch der Übergangsbereich Pulsationen-Variationen. Gerade dort, bei $z^* \approx 20$ km, muß zur Deutung der Kurven ein guter Leiter angenommen werden. Die Tendenz der kurzperiodischen Variationsergebnisse auf den aus Pulsationen ermittelten (ρ^*, z^*) -Punkt für 300s ist eindeutig. Es wäre jedoch wünschenswert zu zeigen, daß die aus Pulsationen mit Perioden $T > 300$ s ermittelten Widerstände zunehmen, und so eine bessere Überlappung von Pulsationen und Variationen erreicht wird.

T (s)	Z_{xy}							Z_{yx}						
	Re (C) (km)	-Im (C) (km)	ΔC (km)	ρ_a (Ωm)	$\Delta \rho_a$ (Ωm^2)	ϕ (grd)	$\Delta \phi$ (grd)	Re (C) (km)	-Im (C) (km)	ΔC (km)	ρ_a (Ωm)	$\Delta \rho_a$ (Ωm^2)	ϕ (grd)	$\Delta \phi$ (grd)
9,4	3,08	6,03	0,11	38,7	1,2	27,1	0,9	3,98	5,58	0,11	39,5	1,3	35,5	0,9
12,5	3,98	7,40	0,12	44,6	1,3	28,3	0,8	4,68	5,97	0,10	36,3	0,9	38,1	0,7
18,8	6,39	9,47	0,22	55,0	2,1	34,0	1,1	6,62	8,19	0,12	46,8	1,0	39,0	0,6
25,0	8,10	10,6	0,33	56,4	2,8	37,3	1,4	8,47	9,31	0,19	50,0	1,5	42,3	0,9
37,5	11,7	13,6	0,4	68,2	3,0	40,7	1,3	11,6	11,4	0,4	55,5	2,9	45,4	1,5
50,0	13,6	14,4	0,6	61,9	4,0	43,3	1,9	13,1	12,7	0,6	52,3	3,4	45,9	1,9
75,0	16,6	16,9	0,5	58,9	2,7	44,5	1,3	15,7	15,8	0,6	52,4	2,7	44,9	1,5
100	20,1	19,4	0,9	61,8	4,0	46,1	1,9	17,4	18,7	1,2	51,7	4,9	42,9	2,7
150	23,3	21,2	2,3	52,2	7,5	47,8	4,1	19,3	19,2	3,3	38,9	9,5	45,2	7,0
200	23,1	24,8	1,9	45,2	5,2	43,0	3,3	21,0	21,0	2,5	34,7	5,8	45,0	4,8
300	24,0	30,3	2,6	39,4	5,2	38,4	3,8	21,7	23,8	4,5	27,3	7,6	42,3	8,0
600	26,6	50,1	0,7	42,3	1,0	27,9	0,7	30,1	45,0	0,9	38,5	1,3	33,8	1,0
900	32,9	73,1	1,1	56,4	1,5	24,2	0,8	40,0	61,3	1,3	47,0	1,6	33,1	1,0
1200	37,7	94,0	1,2	67,4	1,6	21,9	0,7	52,5	72,1	2,2	52,4	2,5	36,1	1,4
1800	56,4	134	2,0	93,0	2,5	22,8	0,8	68,5	94,5	3,7	59,7	3,8	36,0	1,8
2400	78,5	171	4,1	116	5	24,7	1,3	85,7	109	6	63,4	5,4	38,1	2,5
3600	115	219	6,8	134	7	27,7	1,6	126	122	10	67,6	7,7	45,8	3,3
4800	156	264	10	155	10	30,5	1,8	146	140	12	67,2	8,0	46,1	3,4
7200	252	293	16	163	14	40,7	2,4	236	171	35	93,2	22,6	54,0	6,9
9600	320	330	25	176	19	44,1	3,1	285	131	53	82,2	27,8	65,3	9,7
14400	407	323	55	148	31	51,6	6,1	231	167	77	44,6	24,1	54,2	15,5
11520	231	397	56	144	35	30,2	6,9	197	167	67	45,5	23,5	49,7	14,8
13292	317	480	64	197	44	33,4	6,3	216	194	66	50,0	22,7	48,0	13,0
15709	348	339	63	119	31	45,7	7,5	245	222	55	55,0	18,3	47,8	9,5
19200	490	393	65	162	34	51,3	5,9	254	197	69	42,5	18,3	52,1	12,3
24686	538	342	77	130	32	57,6	7,0	308	228	72	46,9	17,5	53,5	10,7
34560	567	271	110	90,1	32	64,4	10,0	429	179	124	49,4	26,4	67,3	15,3
57600	775	324	228	96,6	53	67,3	15,6	452	124	225	30,1	28,9	74,7	27,5

Tabelle 3: Komplexe Eindringtiefen C, scheinbare Widerstände ρ_a und Phasen ϕ mit Angabe der Fehler für Deppoldshausen. Pulsationen 9,4-300 s; Variationen 600-14400 s; Sq-Analyse (JUNGE) 11520-57600 s. Hauptdiagonalelemente siehe im Anhang, Tabelle 4.

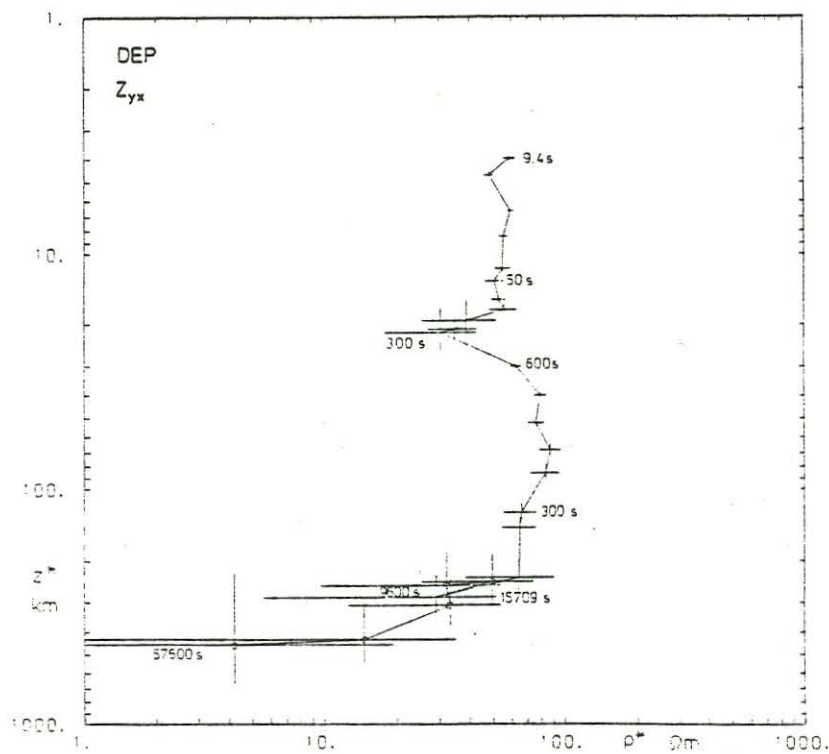
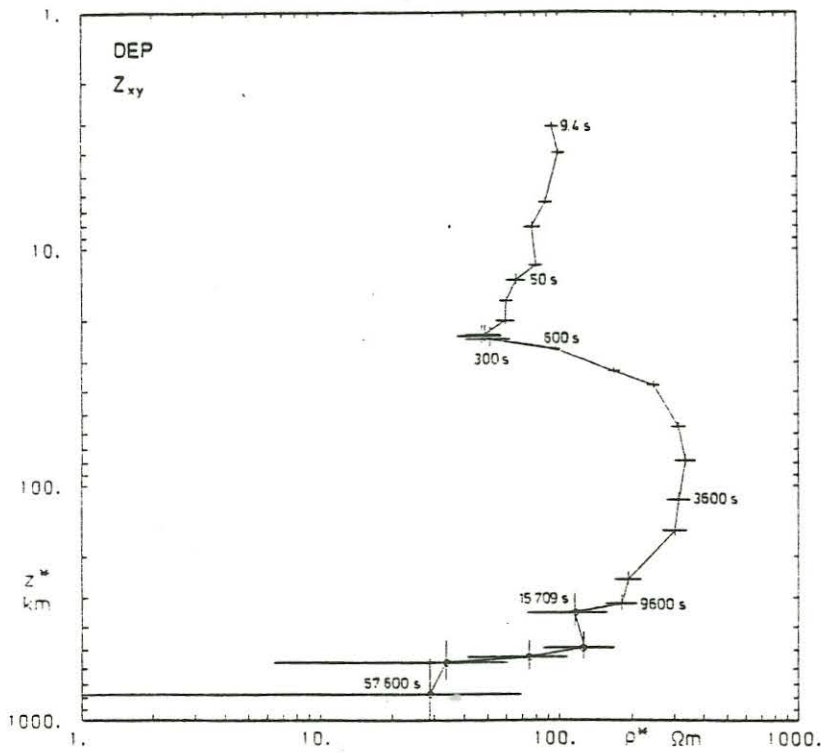


Abb. 5: $\rho^*(z^*)$ -Kurven ermittelt aus Effekten mit der höchsten Kohärenz zwischen elektrischem und magnetischem Feld. Die mit einem Kreis gekennzeichneten Punkte wurden von JUNGE (1982) aus einer Sq-Analyse bestimmt.

Den Herren X. Kong und B. Tezkan danke ich für das überlassene Registriermaterial, Herrn A. Junge für die noch nicht veröffentlichten Sq-Analysenergebnisse.

Literatur:

SCHMUCKER, U.: Auswertungsverfahren Göttingen, Protokoll Kolloquium "Erdmagnetische Tiefenforschung", Neustadt 1978, 163-188.

JUNGE, A.: 150 Tage Langzeitregistrierung bei Göttingen und Augsburg. Protokoll "Erdmagnetische Tiefenforschung", Neustadt 1982, 61-72.

Anhang

T (s)	Z_{xx}			Z_{yy}		
	Re(C) (km)	-Im(C) (km)	ΔC (km)	Re(C) (km)	-Im(C) (km)	ΔC (km)
9,4	-1,06	-0,794	0,150	0,240	2,03	0,079
12,5	-1,16	-0,241	0,117	0,820	2,69	0,102
18,8	-2,04	-0,262	0,162	0,912	3,51	0,155
25,0	-2,50	0,306	0,208	1,52	4,30	0,30
37,5	-2,52	1,50	0,37	2,10	6,36	0,45
50,0	-2,20	1,62	0,82	2,96	7,83	0,46
75,0	-2,52	3,83	0,70	4,41	10,2	0,44
100	-1,36	6,00	1,34	6,05	12,8	0,82
150	4,07	8,30	4,67	8,00	16,0	1,60
200	0,60	8,17	3,21	9,56	18,3	1,48
300	2,83	9,19	5,13	11,2	22,6	2,2
600	0,64	15,1	1,17	15,0	36,1	0,5
900	-1,75	22,7	1,91	20,5	50,9	0,7
1200	4,39	33,0	2,75	24,0	63,8	0,9
1800	5,81	48,1	4,70	36,7	90,6	1,5
2400	16,4	61,2	6,8	50,9	114	3,6
3600	38,5	70,3	12,9	74,3	142	5,3
4800	49,6	92,3	16,7	103	172	7
7200	102	127	29	177	213	19
9600	119	71,3	56,1	210	234	24
14400	59,1	48,4	87,8	260	224	48
11520	98,8	110	71,0	143	303	52
13292	97,5	117	74,7	173	402	56
15709	80,5	167	65,3	241	210	53
19200	124	174	85	325	207	53
24686	167	142	83	389	142	68
34560	171	93	131	431	135	104
57600	221	94	228	543	162	225

Tabelle 4: Komplexe Eindringtiefe C für die Hauptdiagonalelemente der Impedanz. Periodenintervalle wie in Tabelle 3.

U. Schmucker

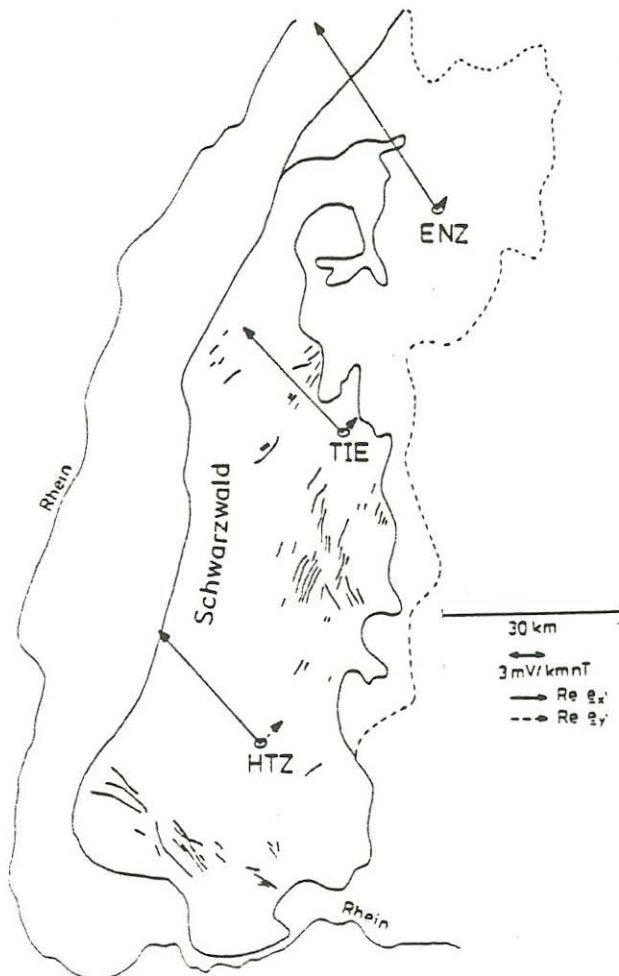
Tellurische Vektoren im Schwarzwald

Über erste magnetotellurische Sondierungen im Schwarzwald durch das Göttinger Institut ist von Richards et al. 1981 berichtet worden. Damals sah es so aus, als ob das tellurische Feld ganz durch örtliche Gegebenheiten bestimmt wäre - wie man es für ein hochohmiges Kristallin erwartet. Eine Neubearbeitung der Daten hat ergeben, daß sich das tellurische Feld an allen Schwarzwaldstationen überraschend einheitlich darstellt.

Abb.1 zeigt die tellurischen Vektoren für eine Periode von 100 Sekunden, und zwar für die Realteile der jeweiligen Impedanzen:

$$\underline{e}_x = z_{xx} \hat{x} + z_{yx} \hat{y} \quad , \quad \underline{e}_y = z_{xy} \hat{x} + z_{yy} \hat{y} ;$$

\hat{x} und \hat{y} sind Einheitsvektoren in gedrehten (x,y) Koordinaten mit der x-Achse in 43° Nord über Ost. Die tellurischen Vektoren



geben die Richtung und Stärke des tellurischen Feldes an, hier für den phasengleichen Anteil, wenn das Magnetfeld in x und y-Richtung linear polarisiert ist. Der Drehwinkel ist wie üblich so gewählt worden, daß die tellurischen Vektoren möglichst senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes stehen.

Man entnimmt der Abb.1 unmittelbar eine große, aber einheitliche Richtungsabhängigkeit. Durchfließen die weiträumig induzierten Ströme den Schwarzwald in nordwestlicher Richtung, ist das

Abb.1

zugehörige tellurische Feld fünf- bis zehnfach stärker als wenn die Ströme senkrecht dazu in nordöstlicher Richtung fließen. Die Stromrichtung erweist sich für die genannte Polarisation als stabil und periodenunabhängig, scheint also keineswegs irgendwelche örtlichen Strukturen widerszuspiegeln. Zumindest gilt dies für die gezeigten Stationen Enzklösterle im Nord-schwarzwald, Tiefenbach im mittleren Schwarzwald und Hinterzarten im südlichen Hochschwarzwald. Möglicherweise besteht ein Zusammenhang mit den gleichfalls gezeigten Strukturlinien im Kristallin. Offensichtlich wird aber diese einheitliche Richtungsabhängigkeit des tellurischen Feldes weder durch Form des Schwarzwaldkristallins im Ganzen noch durch den Verlauf des Rheingrabens bestimmt.

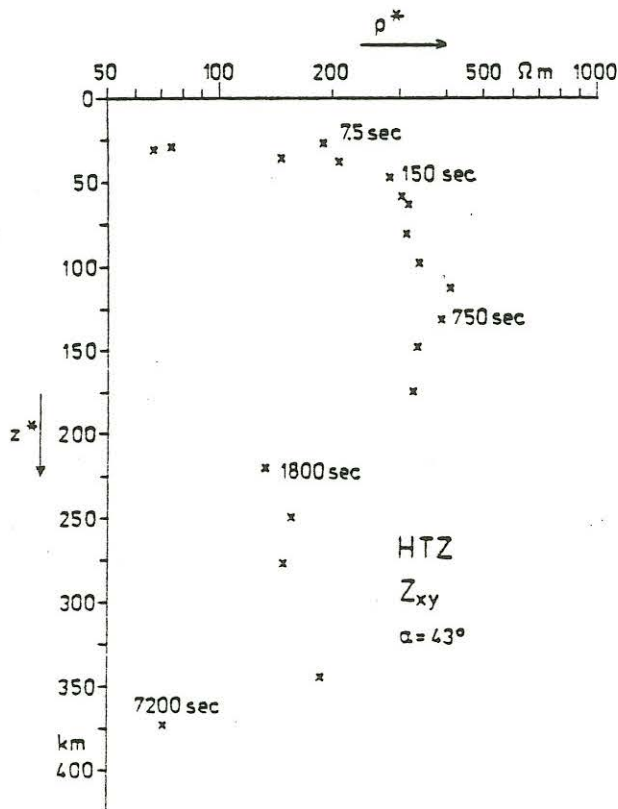


Abb. 2

Abb. 2 zeigt für Hinterzarten eine Transformation des Z_{xy} -Tensorelements in ein $\rho^*(z^*)$ -Diagramm. Die Darstellung betrifft also den kurzen tellurischen Vektor \underline{e}_y . Da sich für die längeren Perioden akzeptable Eindringtiefen ergeben, kann die gewählte Polarisationsrichtung als diejenige der E-Polarisation angesehen werden. Es würde bedeuten, daß die extrem hohe Anisotropie der Impedanz durch einen extrem hochohmigen Streifen bewirkt wird, der von Südwest nach Nordost den Schwarzwald durchzieht.

Bei einer solch starken Richtungsabhängigkeit des tellurischen Feldes stellt sich die Frage, wie man den Elementen des Impedanztensors Informationen über die Phase des Normalanteils der Impedanz entnehmen kann. Mit diesem Normalanteil ist eine skalare Impedanz gemeint, die dem von allen lateralen Inhomogeni-

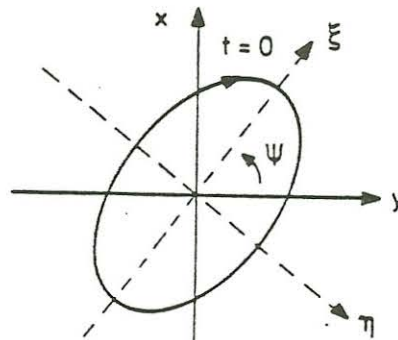
täten befreiten Untergrund zugehört. Da lokale Anomalien bei genügend langen Perioden die Phase der weiträumig induzierten Ströme kaum verändert, ist also irgendwie die Phase des Normalanteils in denjenigen der vier Tensorelemente enthalten. Kennt man die Phase als Funktion der Periode, so ist sie einer scheinbaren Widerstandskurve völlig gleichwertig, wenn man von einer Skalierung des Widerstandes absieht.

Eine repräsentative Phase läßt sich auf verschiedenen Wegen gewinnen: (1) aus den Phasen der Tensorelemente Z_{xy} , Z_{yx} oder $Z_{xy} - Z_{yx}$; (2) aus dem Längenverhältnis der tellurischen Vektoren für den phasengleichen und phasenverschobenen Anteil, so daß auch die Phasen von Z_{xx} und Z_{yy} einbezogen werden. Hier wird ein drittes Verfahren vorgeschlagen, das auf der Konstruktion der tellurischen Ellipsen für die beiden Polarisationsrichtungen beruht. Es wird am Beispiel der Polarisation des Magnetfeldes in x-Richtung beschrieben:

Die zugehörigen Tensorelemente Z_{xx} und Z_{yx} lassen sich deuten als linear-polarisierte tellurische Variationen in x und y-Richtung:

$$E_x = a_x \cos(\omega t + \delta_x) \quad , \quad E_y = a_y \cos(\omega t + \delta_y) \quad .$$

Ihre Überlagerung ergibt eine elliptisch polarisierte Schwingung



Real- und Imaginärteile von Z_{xx} und Z_{yx} werden so übertragen in die vier Bestimmungsstücke der tellurischen Ellipse: die beiden Hauptachsen a_ξ und a_η , den Richtungswinkel ψ der Hauptachse und den Zeitpunkt $t=0$ beim Durchlauf des tellurischen Vektors auf der Ellipse. Die Hauptachsenrichtung ergibt sich aus

$$\operatorname{tg} 2\psi = \operatorname{tg} 2\alpha \cdot \cos(\delta_y - \delta_x) \quad \text{mit} \quad \operatorname{tg} \alpha = a_x/a_y \quad \text{und} \\ \text{mit} \quad -45^\circ < \psi \leq 45^\circ \quad .$$

Man transformiert nun E_x und E_y auf die Hauptachsen-Koordinaten und erhält wiederum zwei linear-polarisierte Schwingungen

$$E_{\xi} = \cos\psi E_x + \sin\psi E_y, \quad E_{\eta} = \cos\psi E_y - \sin\psi E_x,$$

deren Phasendifferenz aber nun 90 Grad beträgt:

$$E_{\xi} = a_{\xi} \cos(\omega t + \delta) \quad , \quad E_{\eta} = a_{\eta} \sin(\omega t \pm \delta)$$

Die tellurische Ellipse für die Polarisation des Magnetfeldes in y-Richtung ergibt einen zweiten Phasenwinkel für die Schwingungen in Hauptachsenrichtung. Damit ist die Phaseninformation der vier Tensorelemente in zwei Phasen $\pm 90^\circ$ übertragen, was möglicherweise die Suche nach der Phase des Normalanteils erleichtert.

Literatur

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

Erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen im Gebiet des mitteleuropäischen Riftsystems. Forschungsbericht T 81 - III. Institut für Geophysik Göttingen, 1981

G. FISCHER

Eine Neuinterpretation der Nordpyrenäischen magnetischen Anomalie

Die Nordpyrenäische Magnetische Anomalie ist schon Ziel vieler Untersuchungen gewesen. Zur Erklärung der Beobachtungen sind z.T. recht komplizierte Mechanismen vorgeschlagen worden. Mosnier und Planson (1982) haben im Sommer 1981, mit Ihrer bekannten Methode des differentiellen magnetischen Sondierungen (Babour und Mosnier 1977), dieses Gebiet erneut eingehend untersucht. Aus den neuen Daten lässt sich das anomale Horizontalfeld $H_a(t)$, und somit auch die Verteilung des anomalen Stromes $I(t)$, genau kartieren. Es stellt heraus dass diese Kartierung auf einen wohlbegrenzten gut leitenden Kanal hindeutet. Zeitlich ist der anomale Strom dem lokalen elektrischen Feld $E(t)$ in Kanalrichtung streng proportional. Dieses lokale elektrische Feld ist seinerseits identisch mit der weiträumigen Feldkomponente in gleicher Richtung zwischen den Küsten der Biskaya und des Mittelmeres (das weiträumige Feld wurde mittels Telephonleitungen direkt gemessen). Das anomale magnetische Feld $H_a(t)$ zerfällt also in ein Produkt von Ortsfunktion $R(\underline{r})$ und einer Zeitfunktion $T(t)$, wie das von Mosnier und seinen Mitarbeitern schon oft beobachtet und vermerkt wurde (siehe z.B. Babour und Mosnier 1979, 1980).

Die Beobachtungen von Mosnier und Planson (1982) lassen sich alle ohne Schwierigkeiten als Induktion in einer zwei-dimensionalen Struktur mit einem gut-leitenden Graben begrenzten Querschnitts erklären. Aus dem Verhältnis der Spektralkomponenten des elektrischen Feldes, $E(\omega)$, und des normalen magnetischen Feldes, $H_n(\omega)$, erhält man die Impedanz der Matrix, von welcher sich Schichtmächtigkeiten und spezifische Widerstände dessen geschichteten Struktur ableiten lassen (10^2 bis $10^4 \Omega m$). Dagegen liefert das zeitunabhängige Verhältnis der beiden Zeitfunktionen $H_a(t)$ - hier also das anomale Magnetfeld - und $E(t)$, die oben erwähnte Ortsfunktion $R(\underline{r})$, welche von der Geometrie des Stromführenden Kanals und seines spezifischen Widerstandes ρ_K abhängt. Da die Geometrie von der Feldverteilung des anomalen Feldes $H_a(t)$ näherungsweise abgeschätzt werden kann, lässt sich ρ_K zu etwa $1 \Omega m$ bestimmen, in gutem Einklang mit direkten AMT und geoelektrischen Messungen von

Dupis, Benderitter und Théra (persönliche Mitteilung).

Die Messungen von Babour und Mosnier (1979, 1980) am Rheingraben können in ähnlicher Weise verstanden werden.

Eine ausführlichere Fassung dieser Arbeit ist vor kurzem in Annales Geophysicae erschienen (Fischer 1984).

Literatur:

Babour K. and Mosnier J.: Differential geomagnetic sounding.- Geophysics, 42, 66-76, 1977.

Babour K. and Mosnier J.: Differential geomagnetic sounding in the Rhinegraben.- Geophys. J. Roy. astr. Soc., 58, 135-144, 1979.

Babour K. and Mosnier J.: Direct determination of the characteristics of the currents responsible for the geomagnetic anomaly of the Rhinegraben.- Geophys. J. Roy. astr. Soc., 60, 327-331, 1980.

Fischer G.: The North Pyrenean magnetic anomaly re-examined.- Annales Geophysicae, 2, 181-186, 1984.

Mosnier J. and Planson F.: Observation and interpretation of channelling occurrences in France. Oral presentation at Discussion Meeting on the Electrical Conductivity of the Earth.- Roy. Astr. Soc. London, Feb. 12, 1982.

P.-A. SCHNEGG, B.V. LE QUANG UND G. FISCHER

AMT Untersuchung einer Verwerfung unter der Molasse im Kanton Waadt

Die als "décrochement de Pontarlier" bekannte grössere Verwerfung, die sich durch den Faltenjura über Pontarlier bis zum Genfersee erstreckt, ist auch Ursprung vieler sekundärer Risse, die sich seitlich ausbreiten. Ein gutes Beispiel dafür sind zwei Verwerfungen im Kalk unter der Molasse bei Yverdon. Die Brüche in der Tiefe bilden ein karstisches Gefüge, in welchem warmes Wasser fliesst. In Yverdon-les-Bains herrschen günstige Verhältnisse, die eine Nutzung der natürlichen Thermalwasser erlauben. Ein weiteres Paar paralleler Risse zieht von Vallorbe nach La Sarraz und verschwindet unter der Molasse des Jorat, nord-östlich von Lausanne. Bis zum Mormont, etwas sud-östlich von La Sarraz, sind diese zwei Verwerfungen gut sichtbar, denn sie geben zu einem symmetrischen Kalk-Horst anlass. Bei La Sarraz befindet sich ein kompliziertes Gefüge von Risse und Brücke. Die zwei Verwerfungen werden etwas abgelenkt und tauchen unter einer recht dicken Molasse-Decke ab. Deren Richtung ist im SE noch teilweise seismisch belegt und die Dicke der Molasse-Decke wird auf etwa 200 m geschätzt, aber die Struktur im Zusammenhang mit den zwei Verwerfungen ist nicht genau bekannt. Wir möchten versuchen ob mit der AMT-Methode in dieser Hinsicht etwas gewonnen werden kann. Es soll hier jedoch betont werden, dass die vorgeführten Messergebnisse, sowie deren Auswertung, erst als "vorläufig" betrachtet werden dürfen. Dies erklärt auch den sehr primitiven Stand unserer derzeitigen Interpretation.

Auf einem Profil quer zu den beiden Verwerfungen ist eine Reihe von AMT Sondierungen angelegt worden, wie das auf Fig. 1 angedeutet ist. Stationen wie 1, 2 und 12 erwiesen sich dabei als auffallend isotrop, wie es aus Fig. 2 ersichtlich ist. Dies verleitete auf den Schluss, dass die SW-Verwerfung höchstens einen kleinen vertikalen Abriss aufweist. An den Stationen 6, 9 und 10 wurde auch wieder isotropes Verhalten beobachtet, wie aus Fig. 3 zu sehen. Erst die Stationen 4, 7, 8 und 11 zeigten eine wohlausgebildete Anisotropie, laut Fig. 4, und eine etwas schwächere war auch bei den Stationen 3 und 5 zu sehen. Dieses Verhalten deutet auf eine

vertikale Versetzung an der Stelle der SE-Verwerfung. Der Betrag der Versetzung wird bestimmt aus 1-D Modellisationen der Daten isotroper Stationen beiderseits der SE-Verwerfung, wie das in den Fig. 5 und 6 gezeigt wird. Dies führt auf die Werte, welche zur Herstellung des Profils von Fig. 1 benutzt wurden. Diese Figur deutet also auf eine Struktur die recht verschieden ist von einem Symmetrischen Kalk-Horst zwischen den beiden Verwerfungen, wie das nord-westlich von La Sarraz der Fall ist.

Ueber diese Arbeit soll später anderswo eingehend berichtet werden.

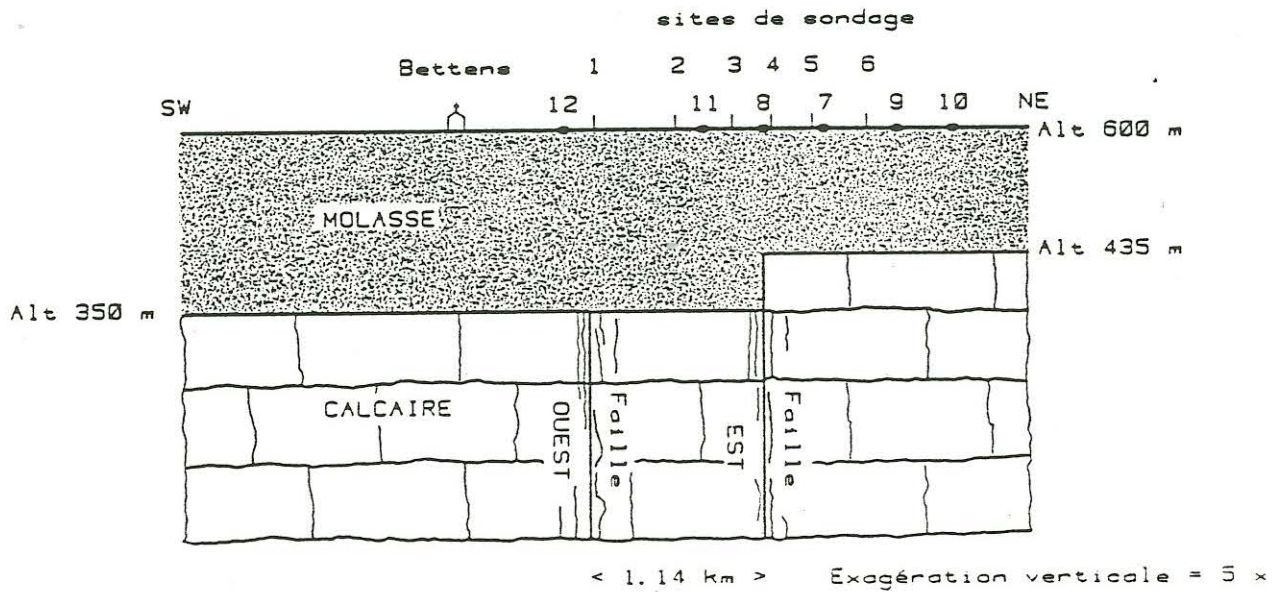


FIG. 1

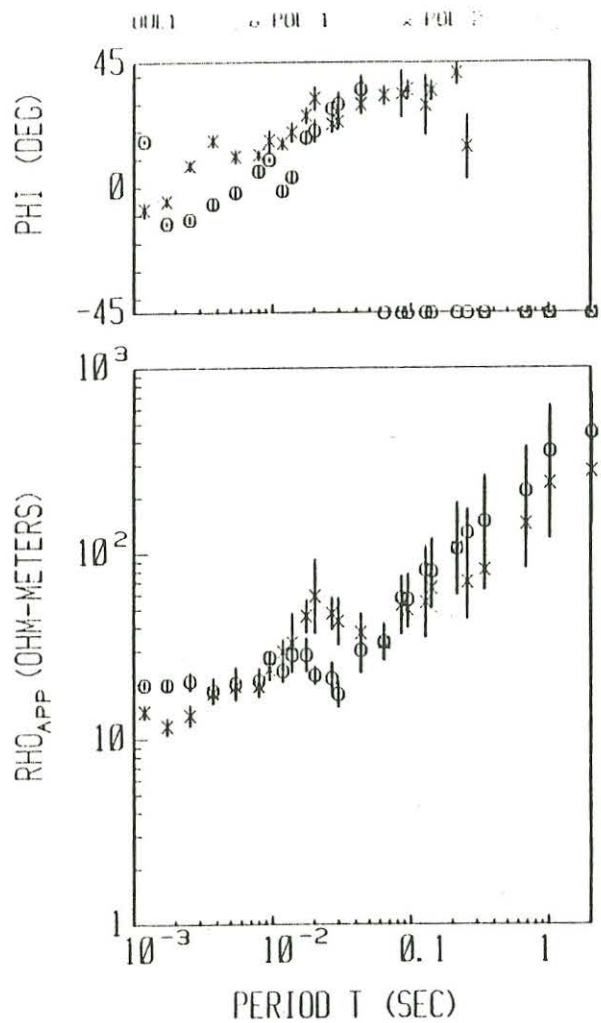


FIG. 2

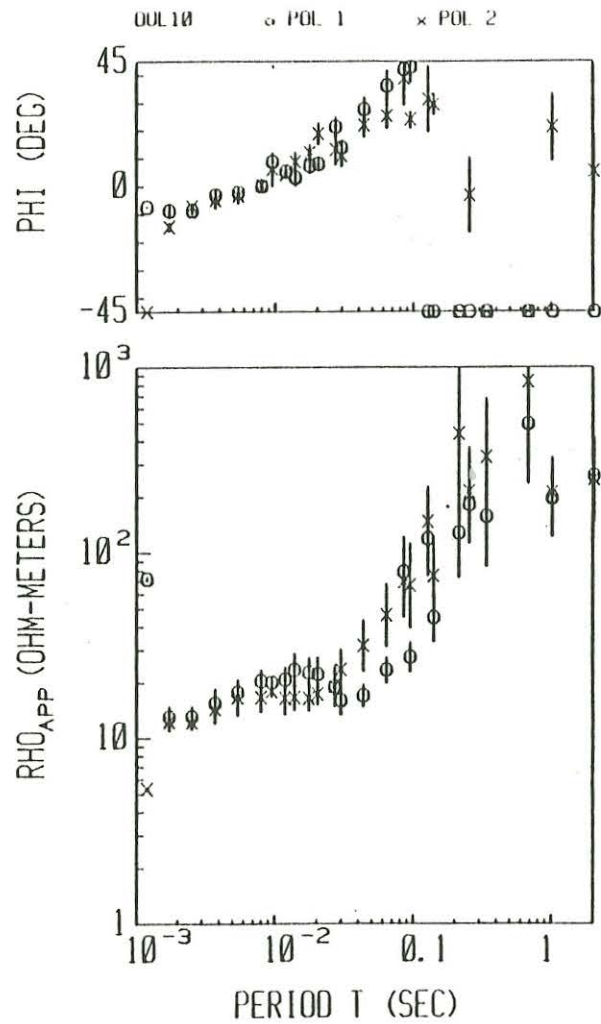


FIG. 3

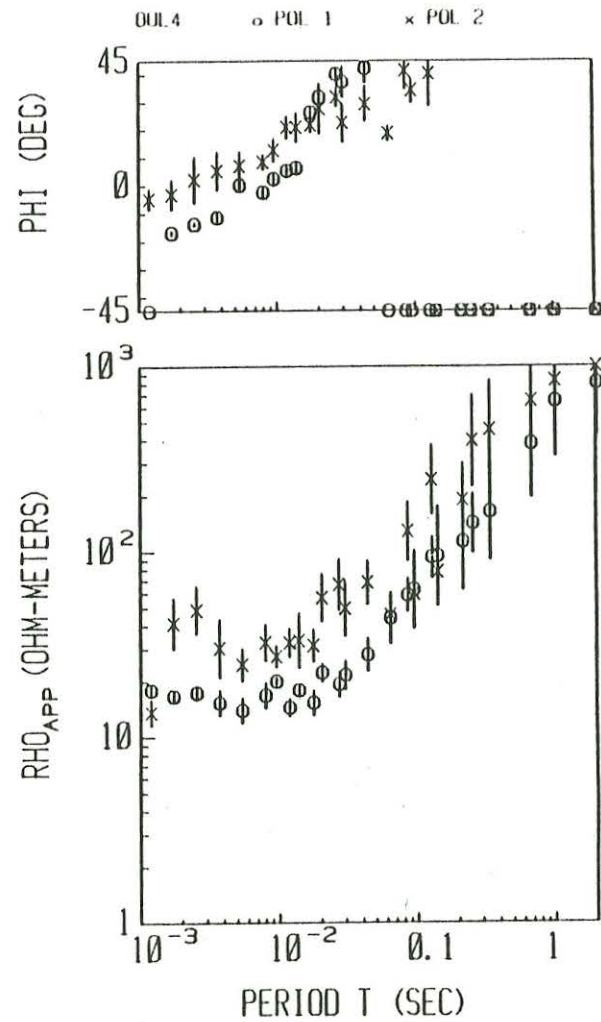


FIG. 4

OUL1, POL 1, 2-LAYER, EPS-R=0.131

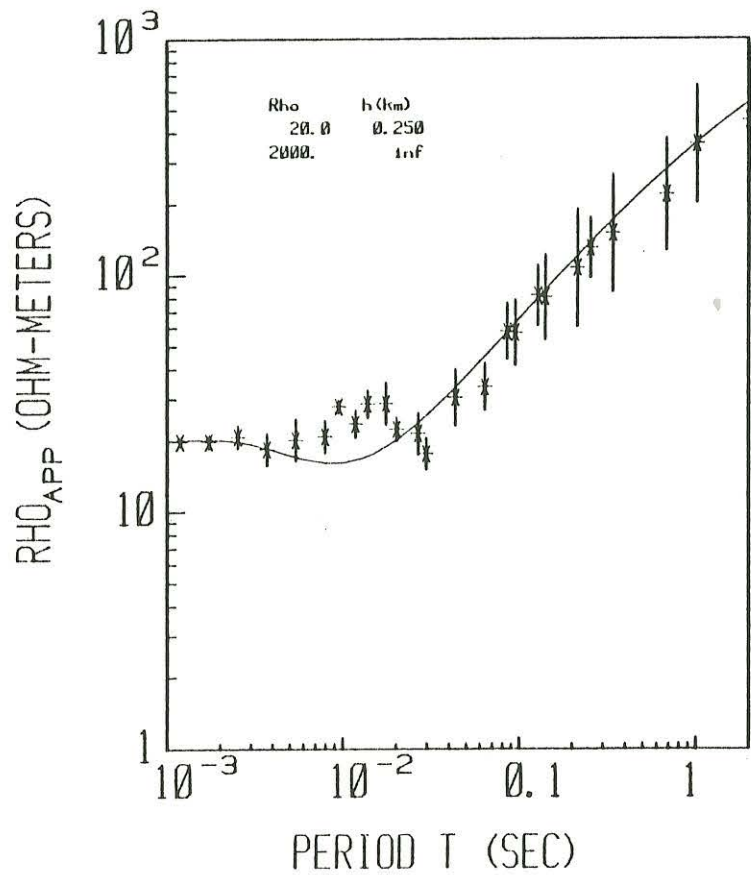
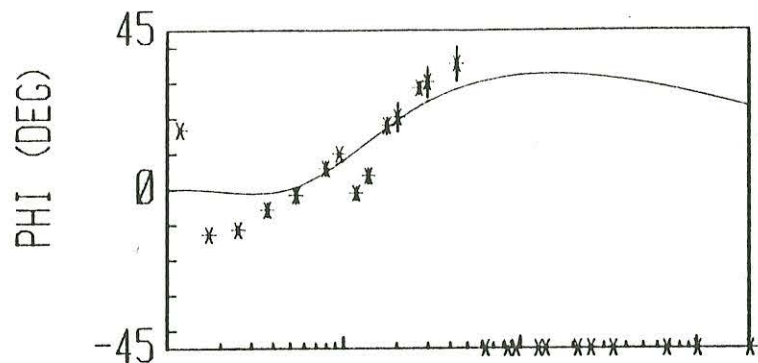


FIG. 5

OUL6, POL 2, 2-LAYER, EPS-R=0.0866

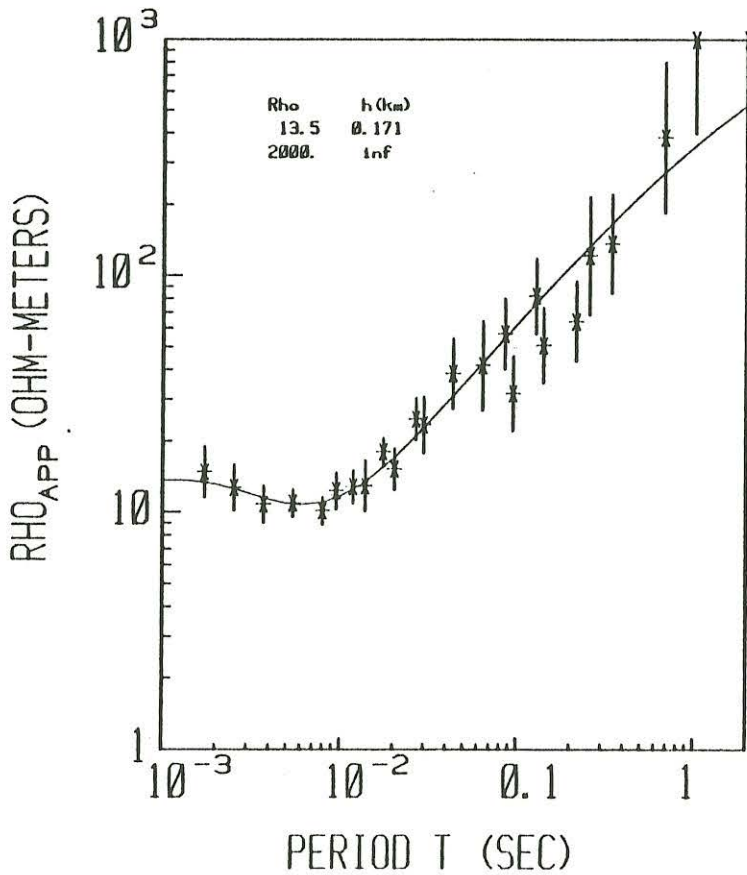
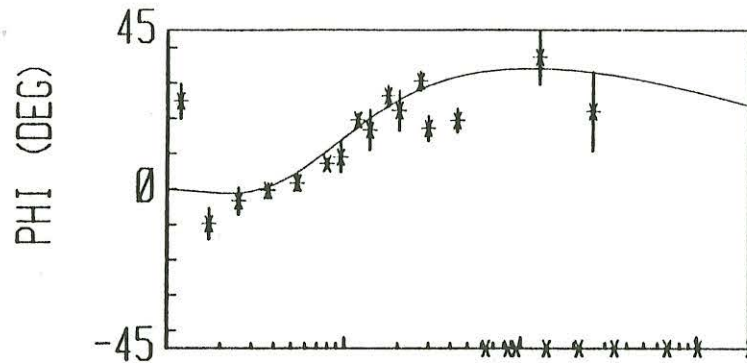


FIG. 6

A. JUNGE

Einige Ausführungen zu Messungen tellurischer Felder mit Hilfe einer Erdgasleitung

Es ist seit längerem bekannt, daß erdmagnetische Variationen den elektrischen Zustand von Erdgasleitungen beeinflussen (s.a. Campbell, 1980). Am Beispiel eines 1-2m unter der Oberfläche vergrabenen, 101 km langen Segments der Ruhrgas-Leitung RG 26 in der Oberpfalz zwischen Waidhaus und Nürnberg (Abb. 2) soll die Möglichkeit einer großräumigen magnetotellurischen Tiefensondierung aufgezeigt werden.

Im Winter 1982/83 wurde zusammen mit den Komponenten der magnetischen und tellurischen Variationen H , D , Z , E_N , E_E als zusätzliche Meßgröße das Bohr/Boden-Potential U_R , welches zwischen dem gegenüber dem umgebenen Erdreich elektrisch isolierten Rohrmantel und einer in unmittelbarer Nähe vergrabenen $Cu/CuSO_4$ -Elektrode abgegriffen wird (Abb. 1 Mitte), an drei verschiedenen Orten längs der Leitung kontinuierlich aufgezeichnet. Die Station GSB lag über jurassischen Sedimenten, VOH und WAI im Kristallin des Oberpfälzer Waldes (Abb. 2); bei Nürnberg und Waidhaus befanden sich elektrische Trennstellen (Abb. 1, links), wobei für einen Zeitraum von 6 Wochen die Trennstelle in Waidhaus überbrückt und dadurch die Leitung etwa 50 km in den Bereich der CSSR hinein elektrisch verlängert wurde.

Der Registrierausschnitt in Abb. 3 zeigt einen ssc mit Variationen von mehreren 100 nT in H und D . Die Schwankungen von U_R in GSB sind sehr gut mit der zeitlichen Ableitung von H korreliert und betragen mehrere Volt, während in WAI U_R sehr klein bleibt (veränderter Maßstab!) und sich GSB gegenüber eine Phasenumkehr andeutet. Die Nord-Süd-Komponente E_N des tellurischen Feldes übertrifft in ihren Variationen deutlich die Ost-West-Komponente E_E .

In der Analyse werden Perioden zwischen 6 min und 1 h untersucht. Direkte Induktion im Rohrmantel darf deshalb trotz

des geringen spezifischen Widerstandes des Stahlrohrmantels, $\rho \sim 0,18 \cdot 10^{-6} \Omega \text{m}$, vernachlässigt werden. Bei perfekter Isolierung gegen das umgebende Erdreich entspricht der Rohrmantel einer Äquipotentialfläche im tellurischen Feld. Abb. 4 zeigt den Potentialverlauf über homogenem Untergrund längs der Leitung bei magnetischer Anregung in Nord-Richtung. Schwankungen von U_R spiegeln demnach tellurische Variationen wieder, wobei Amplitude und Phase von U_R vom Ort y und der Länge l der Rohrleitung abhängen. So sollte zwischen zwei Punkten beiderseits des Knotenpunktes P eine Phasenumkehr von 180° im zeitlichen Verlauf von U_R erscheinen. Wird die Rohrleitung elektrisch verlängert, wandert P in Richtung der überbrückten Trennstelle. Für die verschiedenen Rohrlängen l_1 und l_2 tritt dann an einem Ort l_0 nahe P die gleiche Phasenumkehr auf.

Unter der Voraussetzung einer linearen Abhängigkeit zwischen U_R und den zeitlichen Ableitungen von H und D wird im Frequenzbereich ein bivariater Ansatz unternommen,

$$U_R(f, y) = \alpha(f, y)H(f) + \beta(f, y)D(f) + \delta U_R(f) \quad (1)$$

mit δU_R als unkorreliertem Anteil von U_R ; das anregende Magnetfeld zeigte sich im Meßgebiet räumlich homogen, so daß auf eine Ortsabhängigkeit verzichtet wird. D erwies sich als nicht korreliert mit U_R , so daß auf die Übertragungsfunktion β nicht näher eingegangen wird. In Abb. 5 ist α für die Station WAI im Frequenzbereich zwischen 1 und 10 cph in der komplexen Ebene aufgetragen. Die Punkte beziehen sich auf die Registrierperiode mit, die Kreuze auf den Zeitraum ohne elektrische Verlängerung der Rohrleitung. Die für jede Frequenz klar erkennbare 180° -Phasenverschiebung (Spiegelung am Ursprung des Koordinatenkreuzes) wird, ebenso wie die unterschiedlichen Amplituden, auf eine Verschiebung des Knotenpunktes (Abb. 4) zurückgeführt.

Das Modell der Rohrleitung als Äquipotentialfläche läßt die Berechnung eines mittleren tellurischen Feldes $\bar{E}_{y_1,2}(f)$ zwischen zwei Orten y_1 und y_2 , an denen U_R gemessen wurde, zu:

$$\bar{E}_{y_1,2}(f) = [U_R(f, y_1) - U_R(f, y_2)] / [y_1 - y_2] \quad (2)$$

Der Vergleich von (1) und (2) mit dem üblichen Ansatz für das tellurische Feld,

$$E_y(f) = Z_{yx}(f)H(f) + Z_{yy}(f)D(f) \quad (3)$$

ergibt

$$\bar{Z}_{yx_{1,2}}(f) = [\alpha(f, y_1) - \alpha(f, y_2)] / [y_1 - y_2] \quad (4)$$

als neue Möglichkeit, Schätzwerte einer mittleren Impedanz $\bar{Z}_{yx_{1,2}}$ zwischen y_1 und y_2 zu bestimmen.

Abb. 6 gibt eine Übersicht über die zwischen den jeweiligen Stationen nach (4) ermittelten Impedanzen unter Berücksichtigung der zwei verschieden langen Rohrleitungssegmente. Bei perfekter Isolierung der Leitung sollte die Impedanz zwischen zwei Orten unabhängig von der Rohrlänge sein! Jedoch nimmt \bar{Z}_{yx} zwischen VOH und WAI nach Zuschalten der CSSR-Leitung sowohl für Imaginär- als auch Realteil ab, für \bar{Z}_{yx} zwischen GSB und VOH tritt der umgekehrte Effekt auf. Während die zum Teil negativen Werte nicht erklärt werden können, wird die Abnahme der Impedanz zwischen VOH und WAI auf zusätzliche Fehlstellen in der Rohrisolierung östlich der Trennstelle und den daraus resultierenden höheren Leckstrom zurückgeführt. In diesem Fall entspricht die Rohrleitung nur näherungsweise einer Äquipotentialfläche und aus (2) wird eine Ungleichung. Tatsächlich wurden in VOH gemäß der Anordnung in Abb. 1 (Mitte) Stromschwankungen bis zu 50 A gemessen.

Die beobachtete Phasenumkehr in WAI ermutigte jedoch auf der Grundlage des Modells der Äquipotentialfläche zu einer $\beta^* - z^*$ -Darstellung der Impedanz im Frequenzbereich zwischen 1 und 10 cph nach Schmucker (1979) in Abb. 7. Für ihre Berechnung nach (4) wurden dabei die Übertragungsfunktionen der Stationen GSB und WAI bei zugeschalteter CSSR-Leitung verwendet. Ein deutlicher Anstieg des scheinbaren spezifischen Widerstandes von 20 bis 60 Ωm mit abnehmender Tiefe zwischen 110 und 100 km

wird fortgesetzt von einer stabilen Zone mit $50-60 \Omega\text{m}$ bis zu einer Tiefe von 60 km. Ausführlichere Untersuchungen müssen klären, ob diese, zunächst vernünftig scheinenden Ergebnisse für regionale magnetotellurische Studien verwertbar sind.

Literatur:

Campbell, W.H.: Observation of electric currents in the Alaska oil pipeline resulting from auroral electrojet current sources, Geophys. J.R. Astron. Soc. 61, 437-449, 1980

Schmucker, U.: Erdmagnetische Variationen und die elektrische Leitfähigkeit in tieferen Schichten der Erde, Sitzungsberichte der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft (Hg. K.H. Olsen), Sonderheft 4: Beiträge zur Geowissenschaft, 1979

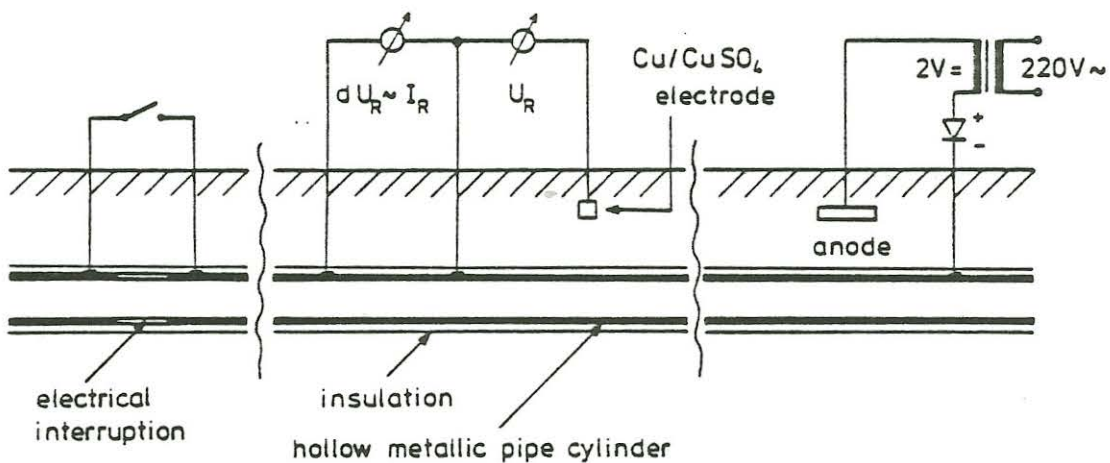


Abb. 1: Prinzip des kathodischen Korrosionsschutzes (rechts), Messung des Rohr/Boden-Potentials U_R und des Rohrstroms I_R (mitte), sowie Überbrückung der elektrischen Trennstelle (links).

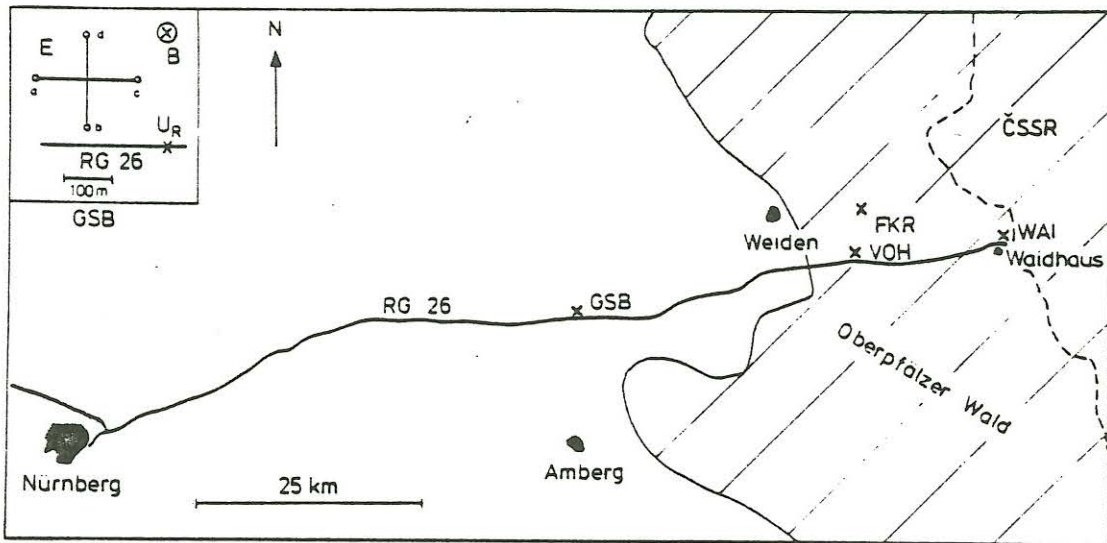


Abb. 2: Lage der Meßstationen entlang der Ruhrgasleitung RG 26 sowie Anordnung der Meßapparaturen im Gelände bei GSB (links oben) mit B Magnetfeldsensor, E (a, b, c, d) Tellurikelektroden, U_R Rohr/Boden-Potential). Schraffiert: Paläozokikum des Oberpfälzer Waldes, weiß: mesozoische Sedimente.

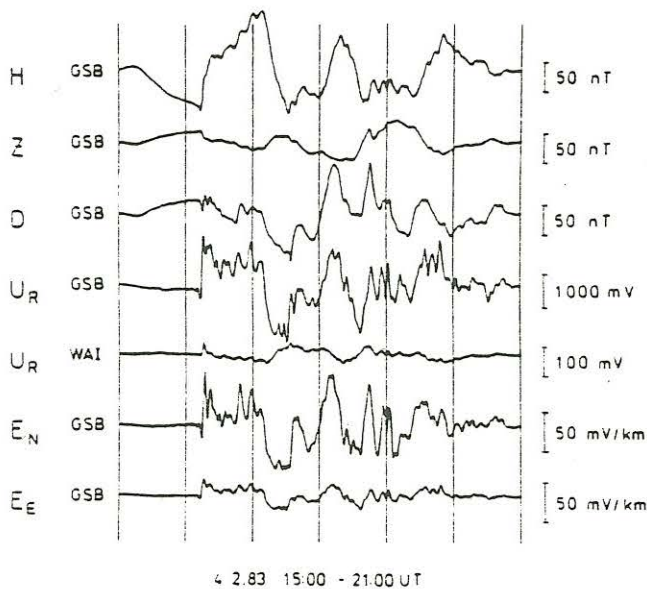


Abb. 3: Ein ssc am 4. Feb. 1983 um 16.14 UT für die Stationen WAI und GSB. H, D, Z: Komponenten des erdmagnetischen Feldes, U_R : Rohr/Boden-Potential, E_N , E_E : Komponenten des tellurischen Feldes. Der Abstand zwischen zwei Zeitmarken beträgt 1 h.

Abb. 4: Potentialverlauf bei magnetischer Anregung in N-Richtung über einem homogenen Halbraum. Die Variationen von U_R werden allein durch U_S bestimmt. Verschieden lange Leitungsegmente l_1 und l_2 ergeben unterschiedliche Potentialdifferenzen U_R .

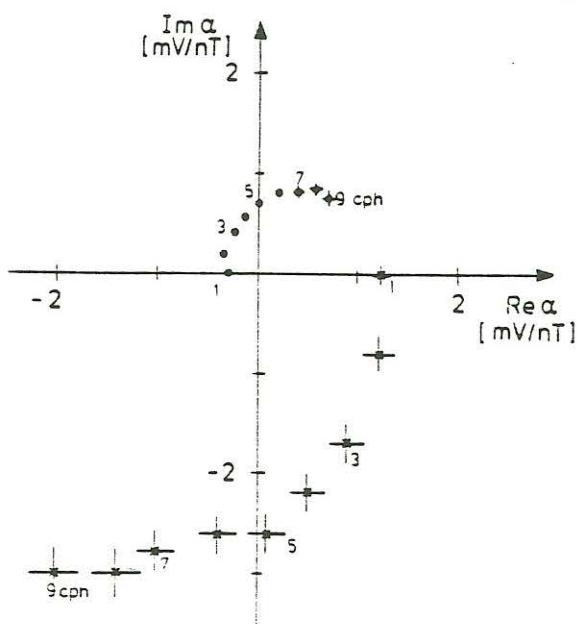
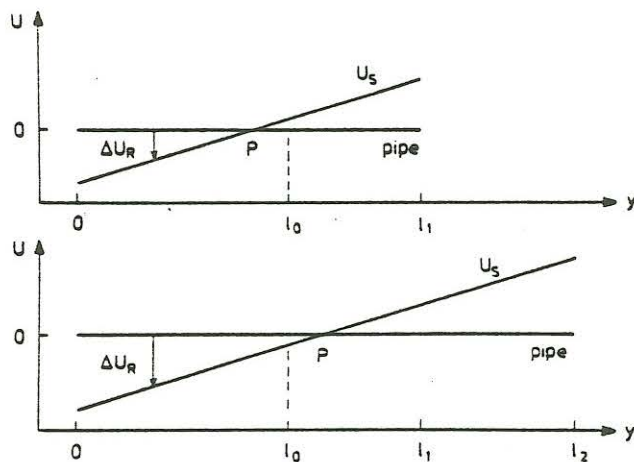


Abb. 5: 180° -Phasenverschiebung der Übertragungsfunktion α (1) an der Station WAI für Frequenzen von 1 - 9 cph, aufgetragen in der komplexen Ebene. Punkte mit, Kreuze ohne elektrische Verlängerung in die CSSR.

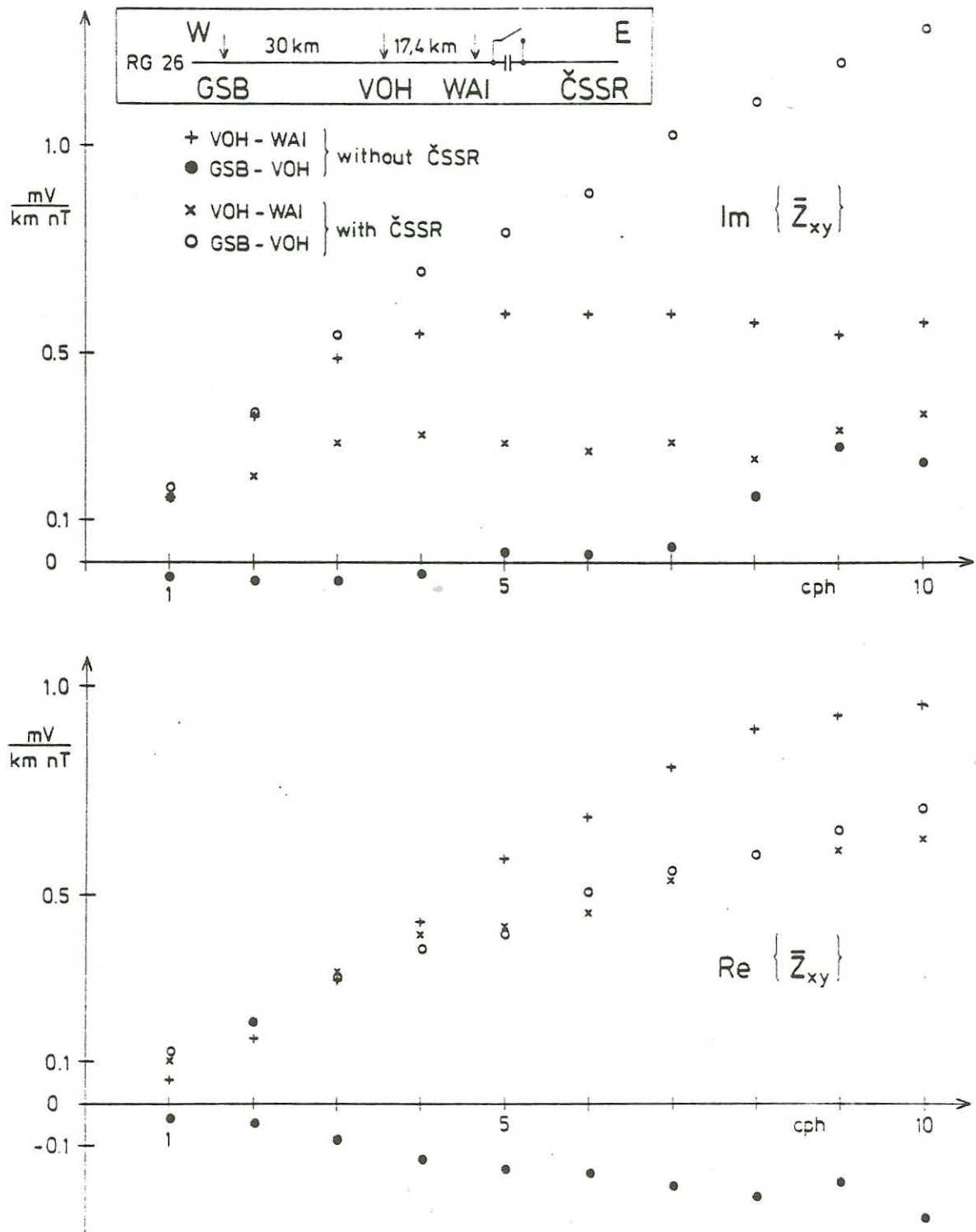


Abb. 6: Real- und Imaginärteil der mittleren Impedanz \bar{Z}_{xy} nach (4) mit und ohne zugeschalteter CSSR-Leitung zwischen den Stationen GSB und VOH bzw. VOH und WAI für Frequenzen von 1-10 cph.

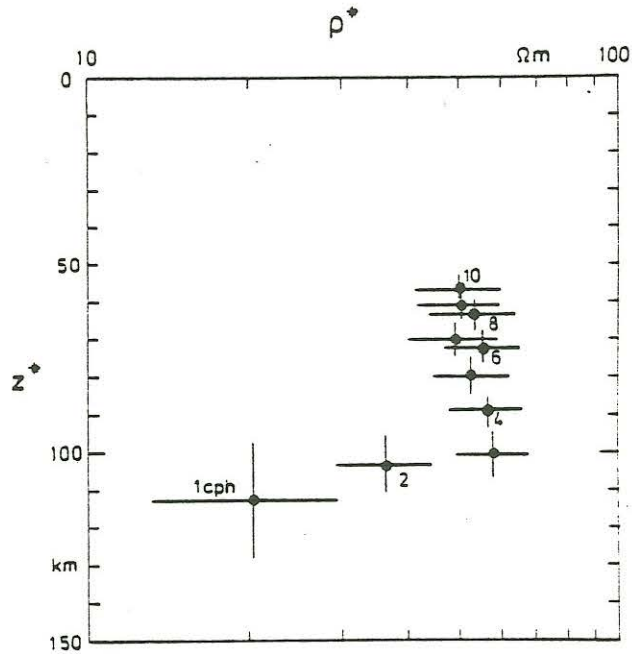


Abb. 7: Komplexe Eindringtiefen für den Frequenzbereich von 1 - 10 cph, berechnet nach (4) aus Übertragungsfunktionen an den Stationen GSB und WAI bei zugeschalteter CSSR-Leitung.

B. Tezkan

Einfluß von Graphitgängen auf EM Sondierungen mit Pulsationen
im südöstlichen Bayerischen Wald

Im November und Dezember 1983 sind magnetotellurische Messungen im südöstlichen Bayerischen Wald durchgeführt worden. Das Meßgebiet liegt ca. 20 km von Passau entfernt. Es sind 3 Stationen in ungefähr 2.5 km Entfernung aufgebaut und Pulsationen des elektrischen und magnetischen Feldes registriert worden. Registriert wurde mit einer digitalen Kassettenaufzeichnungsapparatur KAP. (Richards et al., 1980). Die Taktrate war 2 sec. In Abb.1 ist die Geologie des Meßgebietes und die Lage der Stationen dargestellt.

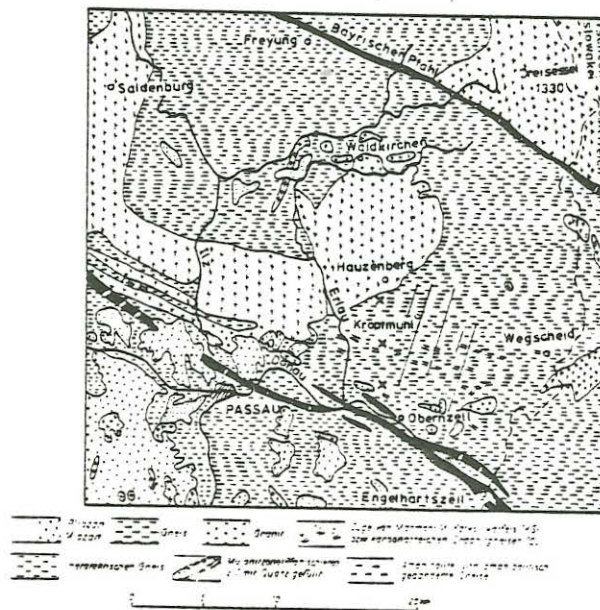


Abb.1: Geologische Übersichtskarte des Meßgebietes, aus Meiser und Teuscher (1965), mit Angabe der Meßstationen von Süden nach Norden:

- x Rackling
- x Schaibing
- x Jahrdorf

Am geologischen Aufbau des Meßgebietes sind vorwiegend kristalline Gesteine beteiligt. In diesen Gesteinen sind Marmor-Amphibolit- und Graphitgneis-Züge eingelagert. Das ganze Gebiet ist stark tektonisch beansprucht und in mehrere Faltensysteme gegliedert. Nach

den geologischen Kartierungen streichen die Faltenachsen im Meßgebiet in E-W und die Störungszonen in N-S-Richtung.

Im Meßgebiet wurde von der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR) eine flächenhafte aerogeophysikalische Detailvermessung durchgeführt (Sengpiel et al., 1979). Ziel war es, die mögliche Fortsetzung der Graphitlagerstätte in Kropfmühl (siehe Abb.1) zu untersuchen. Von der BGR wurden auch auf den Anomalien, die mit der Hubschrauberelektromagnetik festgestellt worden sind, auch am Boden Nachfolgemessungen durchgeführt, um die Einzelanomalien zu überprüfen. Der deutliche Leitfähigkeitskontrast zwischen Graphit und Gneis oder Granit war eine ideale Voraussetzung für geoelektrische und elektromagnetische Vermessungen von oberflächennahen Schichten.

Die südlichste Station, Rackling, ist direkt auf der Leitfähigkeitsanomalie, die mit der Hubschrauberelektromagnetik festgestellt worden ist, aufgebaut. Hier liegen die niedrigsten scheinbaren Widerstände nach der Hubschrauberelektromagnetik-karte bei 1 Ω m. Die zweite Station ist zwischen zwei solchen Leitfähigkeitsanomalien und die nördlichste außerhalb der Anomalie aufgebaut worden. Die nördlichste Station war eigentlich als Normalstation gedacht. Es ist für jede Station eine 3-er Anordnung verwendet worden, der Abstand der Telluriksonden betrug immer unter 50 m, um die geologischen Randeffekte zu vermeiden. Bei Rackling sind vorher Geoelektrikmessungen durchgeführt worden, daher ist bekannt, daß ca 200 m von der Station entfernt eine oberflächennahe Verwerfung existiert.

Abb.2 zeigt eine gleichzeitige Registrierung an 3 Stationen. Der Effekt ist 6 min. lang und ist mit einer Abschneideperiode von 20 sec tiefpaßgefiltert, danach ist ihm ein cos-Fenster überlagert worden. Die Reihenfolge der Stationen entspricht dem Profilverlauf von Süden nach Norden. Im Magnetfeld ist gar kein Unterschied zwischen den Stationen festzustellen, aber die E-Felder unterscheiden sich stark. Die kleinsten E-Felder wurden auf der Leitfähigkeitsanomalie, die mit der Hubschrauberelektromagnetik festgestellt worden sind, registriert und nach Norden nehmen sie zu. Dies zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen den beiden Methoden.

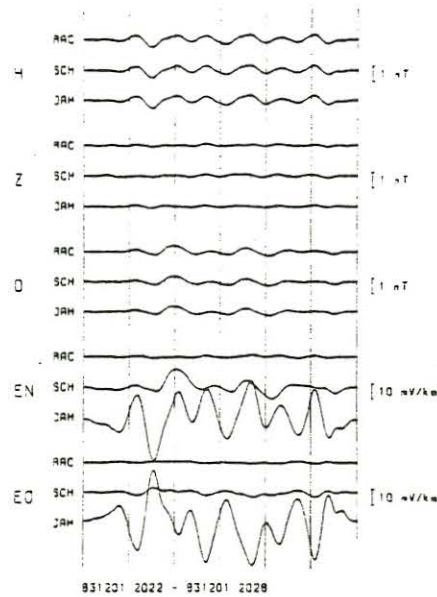


Abb.2: Gleichzeitige Registrierungen von magnetischen und tellurischen Pulsationen an 3 Stationen. Abstand zwischen den Zeitmarken ist 1 min.

Die Analyse der Effekte ist nach einem von Schmucker (1978) vorgeschlagenen Verfahren durchgeführt worden. Sie ist nicht auf eine Normalstation bezogen worden, weil die magnetischen Pulsationen an 3 Stationen nahezu übereinstimmen. Die Ergebnisse der Analyse werden als komplexe Übertragungsfunktion vorgestellt. Auf den Abb. 3a und 3b sind die E-Felder durch tellurische Vektoren in rotierten Koordinaten dargestellt. Es ist bekannt, daß der durch

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ D \end{pmatrix} \quad (1)$$

definierte Impedanztensor \underline{Z} einer 2-D Leitfähigkeitsanomalie sich durch Rotation um einen Winkel α so in \underline{Z}' überführen läßt, daß die Summe der Hauptdiagonalelemente verschwindet. Die mit

$$A = \frac{|Z'_{xy}|}{|Z'_{yx}|} \quad (2)$$

definierte Anisotropie kann große Werte nehmen, wenn die oberflächennahe Schicht schlechtleitend, aber mit gutleitenden Einlagerungen durchzogen ist, wie es im Bayerischen Wald der Fall ist. In diesem Fall kann durch die Koordinatentransformation ein Tensor-element erheblich verkleinert und ein anderes entsprechend ver-

größert werden, während die Fehler der Übertragungsfunktionen nur geringfügig erhöht werden. Die Fehlerbestimmung wird genauer, wenn man zuerst die Koordinatentransformation durchführt und dann die Übertragungsfunktionen bestimmt. Dazu wird zunächst ein nicht rotierter Impedanztensor errechnet und nur zur Bestimmung des Drehwinkels (z.B. nach der von Swift angegebenen Bedingung) genutzt. Die geglätteten Spektren werden danach an das durch α bestimmte Koordinatensystem überführt (Bahr, 1981).

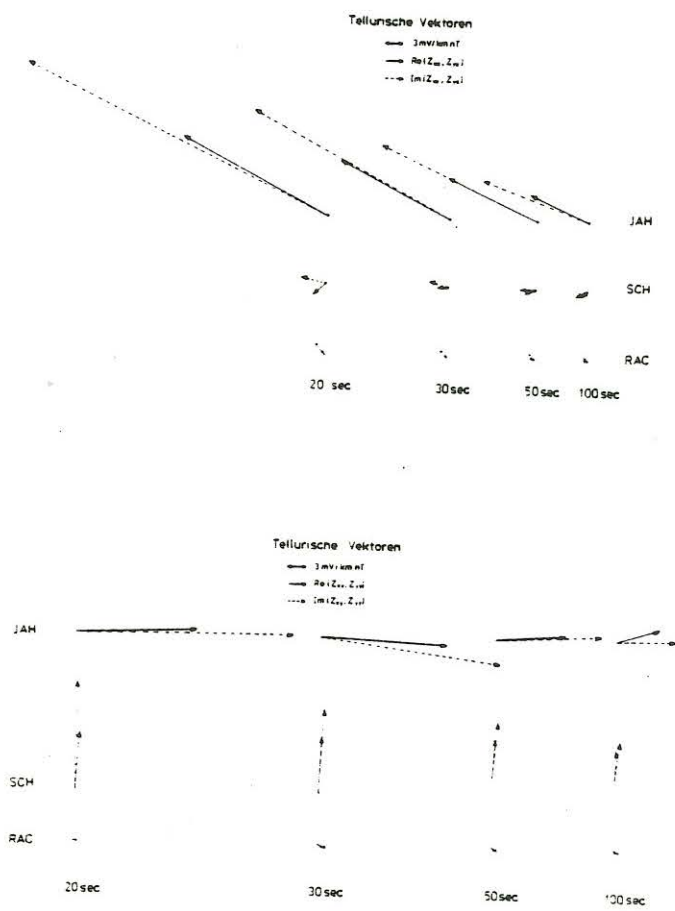


Abb.3a,3b: Tellurische Vektoren in rotierten Koordinaten: Impedanz und Richtung des mit der magnetisch-Nord-Komponente (3a) und mit der magnetisch-Ost-Komponente (3b) korrelierten Feldes.

Bei den Stationen Jahrdorf und Rackling ist auch nach der Rotation eines der Hauptdiagonalelemente mit den Nebendiagonalelementen vergleichbar. Der Rotationswinkel ist für die Station Schaibing für jede Periode ungefähr 14° , und dieser Winkel wurde für alle Stationen als Rotationswinkel angewandt. Im Idealfall sollten die Pfeile in Abb.3a nach Westen und in Abb.3b nach Norden zeigen, und bei 1- und 2-D-Verhältnissen sollten sie senkrecht aufeinander stehen. Man sieht, daß bei Jahrdorf und Rackling diese Bedingungen nicht

erfüllt sind. Der durch

$$S = \frac{|Z_{xx} + Z_{yy}|}{|Z_{xy} - Z_{yx}|} \quad (3)$$

definierte Skewnesskoeffizient liegt hier über 0,6, es ist für diese Stationen keine 2-D Auswertung möglich.

In Abb.4 sind die Induktionspfeile dargestellt, die nach

$$Z = (Z_H \ Z_D) \begin{pmatrix} H \\ D \end{pmatrix} \quad (4)$$

gewonnen wurden. Hier sind H, D, Z die frequenzabhängigen Fourier-transformierten der Komponenten des Magnetfeldes. Bei Anwesenheit einer 2-D Anomalie stehen die Pfeile senkrecht zur Streichrichtung der Anomalie und zeigen vom guten Leiter weg. Die Pfeile der 3 Stationen sind ungefähr gleich lang und zeigen nach Nordwesten, man erwartet also eine SW-NO streichende Anomalie. Bei Schaibing und Jahrdorf ändert sich die Richtung der Pfeile nicht, bei Rackling ist die Richtung periodenabhängig, d.h. je kleiner die Periode ist, desto besser ist die Übereinstimmung mit der Streichrichtung der mit der Hubschrauberelektromagnetik gefundenen Leitfähigkeitsanomalie.

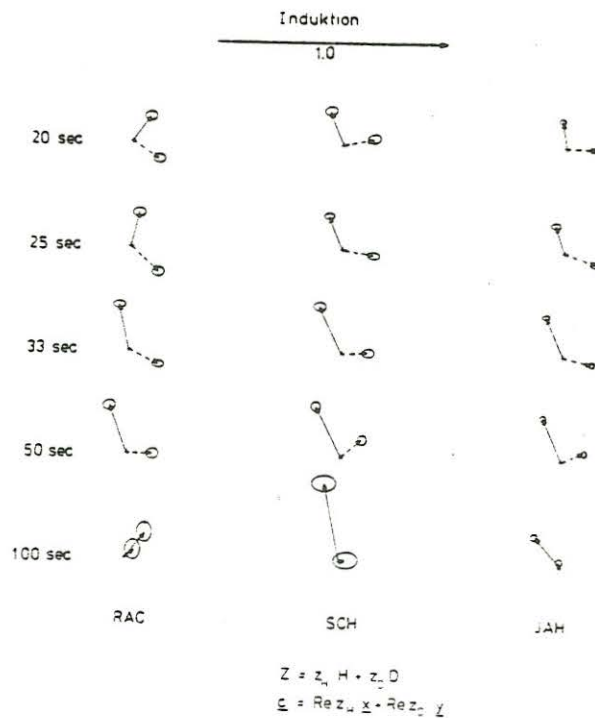


Abb.4: Induktionspfeile für 4 Perioden

Als nächster Schritt wurden aus Z_{xy} und Z_{yx} $\rho^*(z^*)$ Kurven berechnet. Da die E-W-Richtung im Hinblick auf die Hubschrauber-elektromagnetik als Streichrichtung für eine Leitfähigkeitsanomalie angenommen wurde, wurde Z_{xy} mit H und Z_{yx} mit E-Polarisation identifiziert. In Abb.5 sind die $\rho^*(z^*)$ Kurven für 3 Stationen dargestellt.

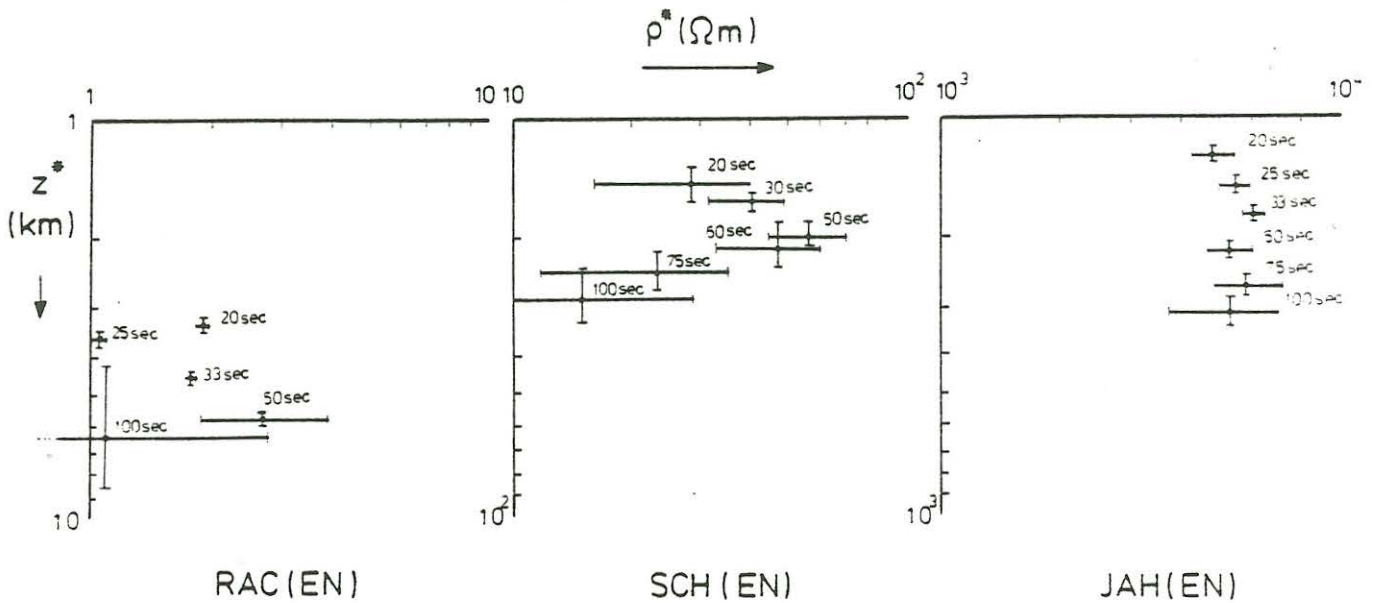


Abb.5: $\rho^*(z^*)$ Kurven für E-Polarisation

Man sieht, daß im Meßgebiet auf einer Länge von 2.5 km ein großer scheinbarer Widerstandsunterschied (fast eine Dekade) und natürlich parallel dazu große Eindringtiefenunterschiede existieren. Man erhält kleine Widerstände und kleine Eindringtiefen bei der Station Rackling, nach Norden vergrößern sich die Widerstände. Beispielsweise ist für die Periode 20s der scheinbare Widerstand bei Rackling ungefähr 2 Ωm und die Eindringtiefe 3 km, hingegen bei Schaibing 30 Ωm und 15 km und bei Jahrdorf 8000 Ωm und 120 km. Die Zahlen stimmen natürlich nicht, der Grund dafür können oberflächennahe Leitfähigkeitsanomalien sein, die das elektrische Feld in seiner Stärke und Richtung verändern. Allerdings läßt sich die Phase der Impedanz der drei Stationen gemeinsam interpretieren: Sie ist größer als 45° und steigt mit zunehmender Eindringtiefe.

Mit dem $\rho^*(z^*)$ Verfahren wird dieses Verhalten der Phase mit dem Modell einer nicht-leitenden Deckschicht über einem Halbraum erklärt. Die Abbildungen zeigen aber klar, daß wir mit unseren Perioden die obersten 8-10 km der Kristallinschichten nicht auflösen können, die Eindringtiefen sind dazu zu groß. -

Bekannterweise erweisen sich für eine 1-D Interpretation die Felder der E-Polarisation als günstiger, da das elektrische Feld parallel zur Streichrichtung der Anomalie gleichförmiger ist (Richards et al., 1980.) Als nächster Schritt soll für die mittlere Station ein 1-D Modell berechnet werden, in Abb.6 ist es dargestellt worden.

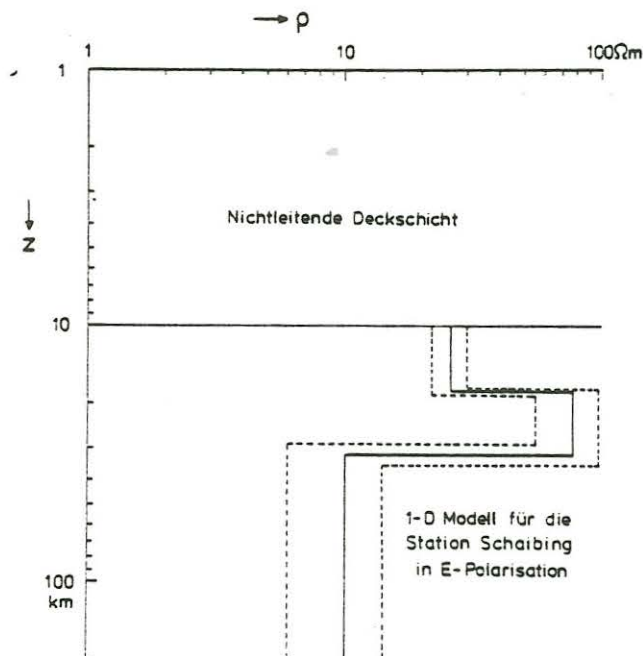


Abb.6: 1-D Modell für die Station Schaibing

Das Modell ist mit dem Schmucker'schen Psi Algorithmus berechnet worden. Man kann dieses erweitern und speziell für die mittlere Station ein 2-D Modell ausrechnen. Die Modellvorstellung wäre diese: oben ein Gebiet niedriger Leitfähigkeit mit leitenden Einlagerungen, deren Breite und Mächtigkeit kleiner als die umliegende Schicht sein wird. Sie sollen den anomalen Bereichen der Hubschrauberelektromagnetik-Karte entsprechen. Die ersten Versuche sind schon gemacht worden. Ich halte es aber nicht für sinnvoll, für eine Station ein 2-D Modell vorzustellen.

Literatur:

Bahr, K.: Erdmagnetische und magnetotellurische Messungen am Harzrand und ihre Deutung durch ein zweidimensionales Leitfähigkeitsmodell.-Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Universität Göttingen, 1981.

Fluche, B.: Magnetotellurik und Tiefensondierung in der Hessischen Senke.-Protokoll Erdmagnetische Tiefenforschung, Neustadt/Weinstraße, 21-26, 1982.

Meiser, P., E.O. Teuscher: Das Feld Götting-Ranna, geologisch-geophysikalische Kartierung eines Graphitvorkommens im Passauer Wald.- Geologica Bavarica, 55, 34-52, 1965.

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 E6D/317-77-11, Brüssel, 1980.

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

Sengpiel, K.-P., H.J. Rehli und W. Weinelt: Hubschrauber-Geophysik im Gebiet Erlau-Kropfmühl, östlich von Passau, Teil I: Electromagnetic-B6R/NLFB, Archiv-Nr. 82701, Hannover, 1979.

K. BAHR

Ein Beitrag zur Entzerrung des Impedanztensors

In diesem Aufsatz wird ein Verfahren beschrieben, den magnetotellurischen Impedanztensor, wenn er unabhängig vom Koordinatensystem auf allen vier Elementen besetzt ist, durch ein Zusammenwirken von lokalen und großräumigen Leitfähigkeitskontrasten zu erklären. Damit wird für einen Meßpunkt im Hunsrück ein 2D-Leitfähigkeitsmodell gefunden, das die gesamte im Impedanztensor enthaltene Information berücksichtigt und mit Daten anderer Stationen in diesem Gebiet verträglich ist.

Es ist bereits mehreren Autoren gelungen, durch Abspaltung einer frequenzunabhängigen Verzerrungsmatrix die zum geschichteten Halbraum gehörende normale Impedanz Z_n bis auf einen Faktor zu bestimmen. Weil dieser Faktor periodenunabhängig ist, kann er prinzipiell durch eine Untersuchung des Periodenbereichs der 1. bis 4. Sq-Harmonischen (Junge 1982), für den Z_n aus rein magnetischen Verfahren bekannt ist, gefunden werden. Bei Larsen (1977) und Richards et al. (1982) beschreibt die Verzerrungsmatrix den Einfluß von Inhomogenitäten innerhalb einer dünnen Schicht auf das elektrische und das magnetische Oberflächenfeld. Allerdings beschränken sich die Verfahren auf Impedanzen mit Eindringtiefen, die die Mächtigkeit der dünnen Schicht übersteigen; und für den geschichteten Halbraum unter der dünnen Schicht wird eine normale Impedanz abgeleitet. Dies verlangt aber, daß - zumindest bei langen Perioden - alle Elemente des Impedanztensors die gleiche Phase haben.

Bei der Auswertung magnetotellurischer Sondierungen im Südharz (1980 - 82) und Hunsrück (1982 - 84) hatte ich Impedanztensoren zu interpretieren, deren Elemente bei allen Perioden unterschiedliche Phasen haben und die stark verzerrt sind mit Schiefen über 0.5. Nun paßt die Geologie der genannten Meßgebiete auch nicht zu den angenommenen Voraussetzungen: Dies sind keine 'dünnen Schichten', sondern ausgedehnte und ausgestreckte Blöcke niedriger Leitfähigkeit, deren Mächtigkeit etwa der Ein-

dringtiefe der kürzesten benutzten Periode (12s) entsprechen mag. Wie viele Autoren bemerkt haben, kann gerade in hochohmigen Gebieten durch mögliche gut-leitende Einlagerungen die gemessene Impedanz verzerrt sein - im Sinne einer i.a. überall besetzten, näherungsweise reellen Verzerrungsmatrix, wenn die Eindringtiefe die Ausdehnung der Einlagerungen (Talfüllungen, etc.) übersteigt. Die Ausdehnung der Blöcke selber ist aber - zumindest ab einer gewissen Periode - kleiner als die Eindringtiefe; und die Annahme eines lateral homogenen, geschichteten Halbraumes ist nicht mehr angemessen. Für meine Meßpunkte im Harz und Hunsrück bedeutet dies, daß sich in Entfernungen von 10 - 30 km mächtige gut-leitende Strukturen befanden: nördliches und südliches Harzvorland bzw. der nördlichste Teil des Oberrheingrabens mit dem Nahe-Unterlauf.

Das Verhältnis dieser Entfernungen zur Ausdehnung der Blöcke Harz, Hunsrück (~ 100 km) wiederum erlaubt, die Leitfähigkeitskontraste als zweidimensionale Anomalien aufzufassen. Damit ist das Modell ausreichend beschrieben: Wir sehen die Impedanzen $Z_{||}$ und Z_{\perp} von E- und H-Polarisation einer großräumigen 2D-Anomalie (sie sei im folgenden als 'regional' bezeichnet), in Betrag und Richtung verzerrt durch kleinräumige, oberflächennahe Einlagerungen ('lokale' Anomalien). Es sind z w e i Impedanzen mit unterschiedlichen Phasen aus dem Impedanztensor abzuleiten.

Mit \underline{Z}_n als normaler Tensor-Impedanz und \underline{A} als Verzerrungsmatrix ist der Impedanztensor im durch die Streichrichtung der regionalen Anomalie gegebenen Koordinatensystem

$$\underline{Z}' = \underline{A} \underline{Z}_n = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_{\perp} \\ Z_{||} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{12} Z_{||} & a_{11} Z_{\perp} \\ a_{22} Z_{||} & a_{21} Z_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

die gesuchten zwei Phasen der Impedanz tauchen in den beiden Spalten des Impedanztensors auf. Real- und Imaginär-Pfeil der 'tellurischen Vektoren' $\underline{e}_x = a_{12} Z_{||} \hat{x} + a_{22} Z_{||} \hat{y}$ und $\underline{e}_y = a_{11} Z_{\perp} \hat{x} + a_{21} Z_{\perp} \hat{y}$ sind genau parallel, aber verdreht, d.h. $a_{12} \neq 0$, $a_{21} \neq 0$.

In einem beliebigen, etwa durch die Auslagen gegebenen Koordinatensystem werden alle Elemente des Impedanztensors Mischungen von $Z_{||}$ und Z_{\perp} enthalten und deshalb jedes eine andere Phase (vgl.

Abb. 1). Es ist dann ein Drehwinkel α zu suchen, für den der transformierte Tensor die einfache Form (1) annimmt. Mit den Bezeichnungen

$S_1 = Z_{xx} + Z_{yy}$, $D_2 = Z_{xy} - Z_{yx}$, $S_2 = Z_{xy} + Z_{yx}$, $D_1 = Z_{xx} - Z_{yy}$,
lautet die Bedingung, daß die beiden zu \underline{e}_x gehörenden Elemente Z'_{xx} und Z'_{yx} des rotierten Impedanztensors die gleiche Phase haben sollen (S_1 und D_2 sind rotationsinvariant):

$$\frac{\operatorname{Re} Z'_{xx}}{\operatorname{Re} Z'_{yx}} = \frac{\operatorname{Re}(S_1 + \bar{c}D_1 + \bar{s}S_2)}{\operatorname{Re}(-D_2 - \bar{s}D_1 + \bar{c}S_2)} = \frac{\operatorname{Im}(S_1 + \bar{c}D_1 + \bar{s}S_2)}{\operatorname{Im}(-D_2 - \bar{s}D_1 + \bar{c}S_2)} \quad \text{mit} \quad \begin{aligned} \bar{s} &= \sin(2\alpha) \\ \bar{c} &= \cos(2\alpha) \end{aligned} \quad (2)$$

Im folgenden seien die die Phasenunterschiede zwischen je zwei Impedanzsummen und -differenzen bezeichnenden Größen mit

$$S_1 * S_2 = \operatorname{Re}(S_1) \cdot \operatorname{Im}(S_2) - \operatorname{Im}(S_1) \cdot \operatorname{Re}(S_2) = -\operatorname{Re}(S_1 \cdot i \cdot S_2) = S_1^2 \cdot \operatorname{Im}(\mathcal{G}),$$

$$\mathcal{G} = \frac{S_2}{D_1} \quad (3)$$

($D_1 * D_2$, $S_1 * S_2$ etc. entsprechend)

abgekürzt. Die Bedingung (2) führt auf die analytische Lösung

$$\operatorname{tg} \alpha_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{B+C}{B-C} + \left(\frac{A}{B-C}\right)^2} - \frac{A}{B-C}$$

$$\begin{aligned} \text{mit } A &= S_1 * D_1 + S_2 * D_2 \\ B &= S_1 * S_2 - D_1 * D_2 \\ C &= D_1 * S_2 - S_1 * D_2 \end{aligned} \quad (4)$$

Wenn der Impedanztensor im 'richtigen' Koordinatensystem exakt durch die Form (1) beschrieben wird, sollte $\alpha_2 = \alpha_1 \pm 90^\circ$ sein: Mit

$$T_{90} = \begin{pmatrix} \cos 90^\circ & \sin 90^\circ \\ -\sin 90^\circ & \cos 90^\circ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

ist

$$T_{90} \begin{pmatrix} a_{12} Z_{||} & a_{11} Z_{\perp} \\ a_{22} Z_{||} & a_{21} Z_{\perp} \end{pmatrix} T_{90}^T = \begin{pmatrix} a_{21} Z_{\perp} & -a_{22} Z_{||} \\ -a_{11} Z_{\perp} & a_{12} Z_{||} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

d.h. nach dieser Drehung besitzt \underline{e}_x die Phase, die vorher zu \underline{e}_y gehörte, und umgekehrt. Mit den Bezeichnungen von (4) folgt aus $\cot(\alpha_1 - \alpha_2) = 0$

$$\frac{B+C}{B-C} = 1 \text{ und } C = 0.$$

C ist rotationsinvariant: S_1 und D_2 sind dies sowieso ($|S_1| / |D_2|$ ist die 'Schiefe des Impedanztensors', im folgenden als 'alte Schiefe' bezeichnet), und für die rotierten Summen und Differenzen

$$S_2' = -\bar{s}D_1 + \bar{c}S_2 \text{ und } D_1' = \bar{c}D_1 + \bar{s}S_2$$

gilt mit der Rechenvorschrift (3)

$$\begin{aligned} D_1' * S_2' &= \operatorname{Re}(\bar{c}D_1 + \bar{s}S_2) \cdot \operatorname{Im}(-\bar{s}D_1 + \bar{c}S_2) - \operatorname{Im}(\bar{c}D_1 + \bar{s}S_2) \cdot \operatorname{Re}(-\bar{s}D_1 + \bar{c}S_2) = \\ &(\bar{c}^2 + \bar{s}^2) \cdot \operatorname{Re}(D_1) \cdot \operatorname{Im}(S_2) - (\bar{c}^2 + \bar{s}^2) \cdot \operatorname{Im}(D_1) \cdot \operatorname{Re}(S_2) = D_1 * S_2. \end{aligned}$$

Unabhängig vom gewählten Koordinatensystem verschwindet C, wenn die regionale Leitfähigkeitsverteilung zweidimensional ist. Es ist naheliegend, die alte Schiefe $\chi = |S_1| / |D_2|$ in zwei ebenfalls dreihinvariante Größen

$$\lambda = \frac{\sqrt{C}}{|D_2|}, \quad \mu = \frac{\sqrt{C}}{|S_1|}, \quad \chi = \frac{\lambda}{\mu} \quad (6)$$

aufzuspalten. $\lambda = \mu \cdot \chi$ ist die Schiefe des von lokalen Verzerrungen befreiten Impedanztensors, $(1-\mu)\chi$ ist ein Maß für die durch die lokale Anomalie allein verursachte Verzerrung. Für $\chi < 0.3$ ergeben die Hilfsgrößen λ, μ keinen Sinn, weil ihre Berechnung nach (2) und (4) nicht-verschwindende Hauptdiagonalelemente des Impedanztensors voraussetzt, deren Phasen ausgewertet werden. Für $\lambda < 0.3$ ist der Impedanztensor in guter Näherung mit einer regionalen 2-D-Leitfähigkeitsverteilung interpretierbar. Ich habe C, λ und μ für 5 'schiefe' Stationen berechnet, bei 4 von ihnen ist $\lambda \ll 1$ und die Schiefe im wesentlichen lokal bedingt (alle Schiefe-Kenngrößen für $T = 1$ min):

Station	geogr. Koord.	χ	μ	λ
BAT (Sauerland)	51°4'N, 8°38'E	0.40	0.62	0.25
JAH (Bayr. Wald)	48°39'N, 13°39'E	0.91	0.09	0.08
DAL (Hunsrück-Südrand)	49°54'N, 07°44'E	1.14	0.48	0.54
WAL (Südharz)	51°42'N, 10°35'E	0.61	0.26	0.16
TEL (Südharz)	51°38'N, 10°32'E	1.09	0.07	0.08

Grundsätzlich kann, wenn $\chi > 0.3$, aber $\lambda < 0.3$, ausgehend von (4) ein Koordinatensystem, dessen eine Achse mit dem Streichen der regionalen Anomalie zusammenfällt und in dem der Impedanztensor die Form (1) hat, auf verschiedenen Wegen gefunden werden.

Methode a: Für $\lambda < 0.1$ kann in (4) $C = 0$ gesetzt werden:

$$\alpha = \arctan \sqrt{1 + (A/B)^2} - A/B \quad (7)$$

Die Auswertung von (4) oder (7) verlangt die Kenntnis der Phasen aller vier Impedanztensorelemente. Zufällige Datenfehler können den Wert von λ verändern. Ist - entweder durch Datenfehler oder wegen Abweichungen von der 2D-Geometrie - $\lambda \neq 0$, so ist $\alpha_1 - \alpha_2 \neq 90^\circ$. Dies sei am Beispiel der Station WAL ($\lambda = 0.16$) erläutert, deren Phasen in ihrer Abhängigkeit vom gewählten Koordinatensystem in Abb. 1 dargestellt sind: Bei $\alpha_2' = 45^\circ$ ($\alpha_2 = \alpha_2' - 90^\circ$) stimmen die Phasen ϕ_{xy} und ϕ_{yy} der zu \hat{e}_y gehörenden Impedanzen überein, die beiden anderen aber überhaupt nicht. Bei $\alpha_1 = 60^\circ$ sind die zu \underline{e}_x gehörenden Phasen genau, die beiden anderen nahezu identisch.

Methode b: Es ist naheliegend, für WAL das durch α_1 gegebene Koordinatensystem zu benutzen, in dem die Phasen des im Bereich $30^\circ < \alpha < 70^\circ$ 'drehanfälligeren' tellurischen Vektors \underline{e}_x übereinstimmen - dies wird im allgemeinen derjenige mit den dem Betrage nach kleineren Impedanzen sein.

Methode c: Eine Glättung verrauschter Daten kann durch den Übergang von 4 auf 2 Phasen erreicht werden, indem nur noch die Phase der tellurischen Vektoren, definiert durch

$$\phi_{e_x} = \arctan \frac{(\text{Im}Z_{xx})^2 + (\text{Im}Z_{yx})^2}{(\text{Re}Z_{xx})^2 + (\text{Re}Z_{yx})^2} \quad (\phi_{e_y} \text{ entsprechend}), (8)$$

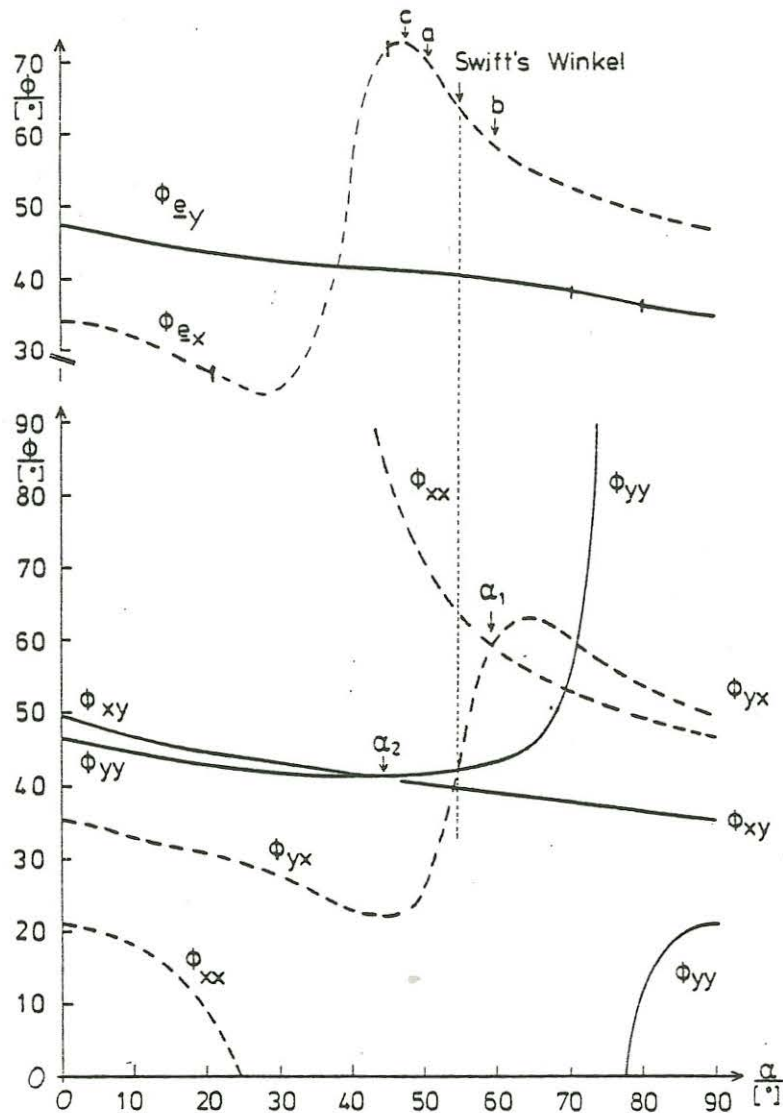


Abb. 1: Phasen der Impedanztensorelemente und Phasen der 'tellurischen Vektoren' nach (8) von WAL, $T = 1 \text{ min.}$, bei schrittweiser Koordinatentransformation. Bei $\alpha = 90^\circ$ ist $Z_{xx} = (18.6 + i19.6)$, $Z_{xy} = (19.9 + i14.0)$, $Z_{yx} = (-7.9 - i19.2)$, $Z_{yy} = (-5.2 - i12.0) \text{ mV/km}\cdot\text{nT}$. Für Winkelintervalle um 75° bzw. 35° sind die Impedanzen der Hauptdiagonalelemente mit ihren Vertrauensbereichen vergleichbar und haben negative Phasen, die Berechnung einer Phase nach (8) ist dann nicht sinnvoll (dünne Linien). Sonst gilt immer $\Delta Z/|Z| < 0.1$ ($\beta = 68\%$ Irrtumswahrscheinlichkeit) und $\Delta \phi < 5^\circ$; die Fehler aller Phasen sind kleiner als die angegebenen Unterschiede zwischen ϕ_{ex} und ϕ_{ey} . Weitere Erklärung im Text. Darstellung aller Impedanzen für zwei Koordinatensysteme im Anhang.

ausgewertet wird. Ähnlich wie bei b) hat man zunächst denjenigen tellurischen Vektor zu suchen, dessen Phase durch die Rotation stärker verändert wird, etwa e_x , und dann

$$\phi_{e_x}(\alpha) = \max \text{ oder } \phi_{e_x}(\alpha) = \min$$

zu verlangen. Für WAL ist ein Aufsuchen des Minimums nicht sinnvoll, weil für den zugehörigen Winkel negative Phasen auftreten. Im allgemeinen wird eine a-priori-Information über die zu erwartende Phase gebraucht.

Methode d: Formal verschwindet die Schiefe χ , wenn nur das elektrische Feld verdreht wird, denn durch den Übergang

$$\underline{z}'' = \begin{pmatrix} \cos\gamma & \sin\gamma \\ -\sin\gamma & \cos\gamma \end{pmatrix} \cdot \underline{z} = \underline{T}_\gamma \underline{z} \quad (9a)$$

werden auch die gegenüber Koordinatentransformationen invarianten Größen S_1 und D_2 verändert, und es gilt

$$\frac{\operatorname{Re}S_1}{\operatorname{Re}D_2} = \frac{\operatorname{Im}S_1}{\operatorname{Im}D_2} = \tan\gamma = \chi \Leftrightarrow \operatorname{Re}(S_1'') = \operatorname{Im}(S_1'') = 0 \quad (9b)$$

Die Anwendung von (9) verlangt, daß S_1 und D_2 die gleiche Phase haben, und γ kann in diesem Fall einfach eine Dejustierung der Auslagen oder des Magnetometers sein (Cox et al., 1980). Diese Möglichkeit kann nicht unterschieden werden von dem Fall, daß in (1) ein tellurischer Vektor dominiert: $(a_{11}^2 + a_{21}^2) \gg (a_{12}^2 + a_{22}^2)$. Dann bestimmt Z_1 die Phase von S_1 und D_2 , und durch $\chi = \tan\gamma = a_{11}/a_{21}$ ist die lokale Verdrehung dieses Vektors beschrieben. Es ist aber keine lokale Anomalie vorstellbar, die die zu beiden Anregungsrichtungen gehörenden E-Felder um den gleichen Winkel verdreht.

Die mit den Methoden a, b und c gefundenen Drehwinkel für WAL sind in Abb. 1 markiert. Man findet innerhalb eines schmalen Winkelintervalls $47^\circ < \alpha < 59^\circ$ die Phasen $\phi_{e_y} = 40^\circ$ und $\phi_{e_x} \approx 60^\circ - 72^\circ$ für $T = 1$ min. Swift's Kriterium ergibt $\alpha = 55^\circ$ und nach (8) ähnliche Phasen. Werden aber in diesem Koordinatensystem nur die Nebendiagonalelemente ausgewertet, so erhält man $\phi_{x_y} \approx \phi_{y_x} \approx 40^\circ$, die an den 'kürzeren' tellurischen Vektor gebundene Phase geht in der Verzerrung unter.

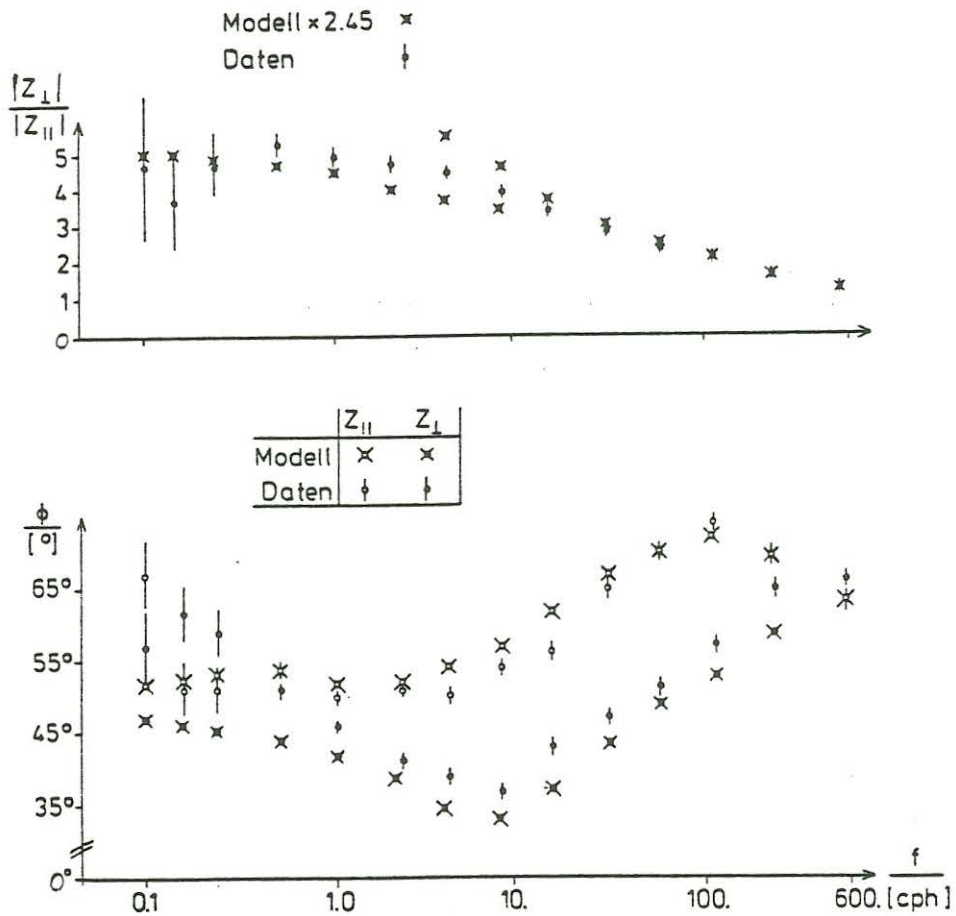


Abb. 2: Frequenzgang der 2 Phasen und der Anisotropie von LAU: Gemessene Werte und mit dem in Abb. 3 gezeigten Modell erzeugte Werte. Benutzt wurden Rechnerprogramme 'Inhomogene Schicht' von Schmucker für E- und H-Polarisation.

Abschließend sollen für einen Meßpunkt die beiden gemessenen Phasen durch ein 2D-Leitfähigkeitsmodell erklärt werden. Dazu wurde LAU (Laubach) im Hunsrück gewählt, weil von dort MT-Daten für den weiten Periodenbereich 65 - 10 h sowie gleichzeitige magnetische Registrierungen an 5 Stationen längs eines LAU einschließenden Profils vorliegen. Der Impedanztensor von LAU ist lokal verzerrt, aber die Nebendiagonalelemente der Verzerrungsmatrix sind klein. Der Frequenzgang der beiden Phasen stimmt - soweit sich die untersuchten Periodenbereiche decken - recht gut mit demjenigen von WAL und einer weiteren Südharz-Station TEL (beide nach (7) ausgewertet) überein; vermutlich wegen der eingangs angedeuteten Ähnlichkeit des geologischen Umfelds beider Meßgebiete.

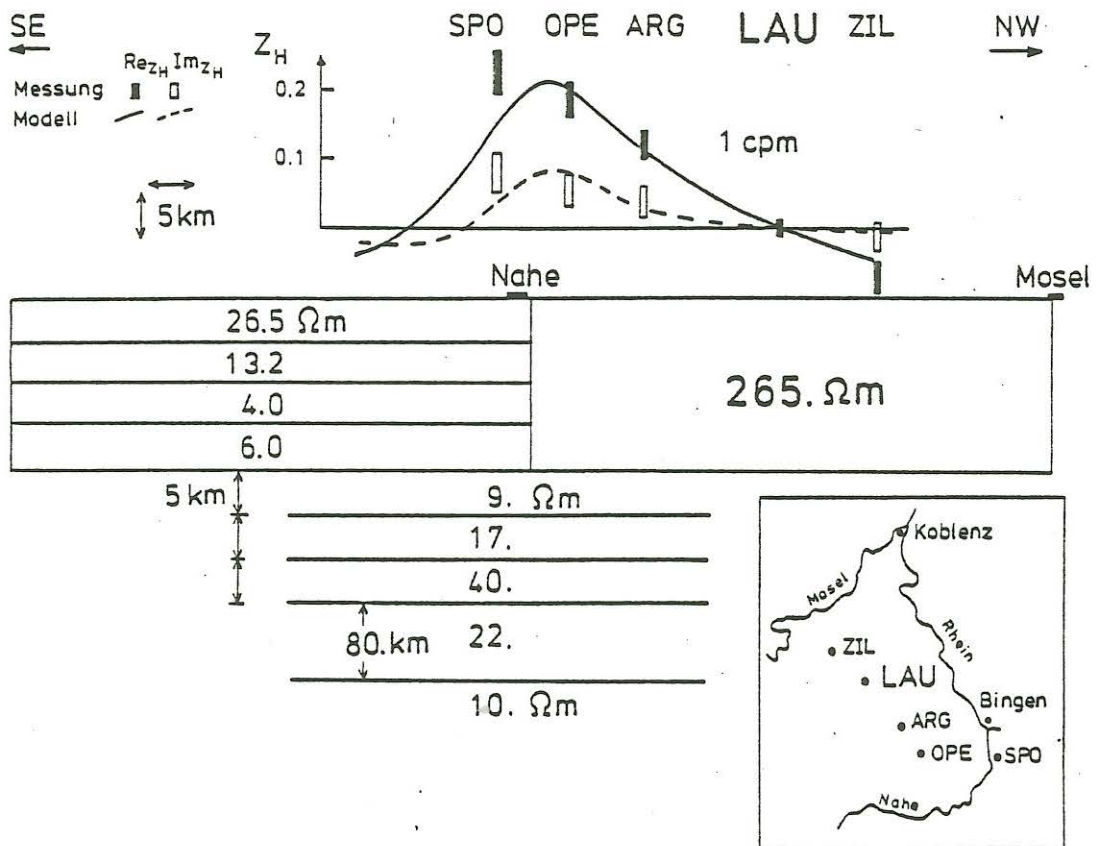


Abb. 3: Zweidimensionales vereinfachtes Modell der Widerstandsverteilung in einem Südost-Nordwest verlaufenden Vertikalschnitt durch den nördlichen Oberrheingraben und den Hunsrück. Der rechte Block und die lateral homogenen Schichten ab 20 km Tiefe sind aus MT-Messungen in LAU (6s - 10h), der linke Block (bis 20 km) aus MT-Messungen bei Sponsheim am Nahe-Unterlauf (6s - 10min) abgeleitet worden. Zusätzlich eingetragen sind mit dem Modell erzeugte und an 5 Stationen gemessene Übertragungsfunktionen Z_H des anomalen magnetischen Vertikalfeldes, bezogen auf LAU als Normalstation und für $T=1$ min., mit denen das Modell unabhängig von lokalen Verzerrungen des tellurischen Feldes kontrolliert werden kann.

In Abb. 2 ist außer den Phasen auch der Frequenzgang der Anisotropie dargestellt. Nach Abspaltung einer periodenunabhängigen Verzerrungsmatrix muß er ebenfalls durch das Modell der regionalen Leitfähigkeitsverteilung erklärt werden, während die absolute Größe der Anisotropie durch lokale Verzerrung mitbestimmt wird. Alle eingezeichneten Modell-Größen wurden mit dem in Abb. 3 gezeigten Modell erzeugt. Feld- und Modelldaten zeigen übereinstimmend:

- 1) Nahezu gleiche Phasen und korrigierte (s.u.) Anisotropie ≈ 1 , also 'eindimensionale Verhältnisse' bei $f = 600$ cph.
- 2) Phase (H-Pol.) $<$ Phase (E-Pol.) und Anisotropie > 1 für längere Perioden; der 'gute Leiter' unter dem Hunsrück wirkt als Fortsetzung des 'gut-leitenden' Viertelraumes und läßt, obwohl der Meßpunkt sich auf dem 'schlecht-leitenden' Viertelraum befindet, die Phase der H-Polarisation im Frequenzbereich 1 - 10 cph unter 45° sinken.

Im Periodenbereich von Sq sind die Phasen nur unsicher bestimmt und die Modellvorstellung ist vermutlich nicht mehr zutreffend. Die Anisotropie, auf die es im folgenden ankommt, geht nicht wieder auf den Ausgangswert für eindimensionale Verhältnisse zurück.

Die Verzerrungsmatrix

$$A_{\text{LAU}} = \begin{pmatrix} 0.8 & 0 \\ 0 & 1.95 \end{pmatrix}$$

wird durch Anschluß an den Periodenbereich von Sq gewonnen: Als wesentlich für den Phasenunterschied wird die SW-NE streichende Kante zwischen Hunsrück und Nahetal/Oberrheingraben angesehen. Bei $f = 3.5$ cpd ergibt die Analyse des tellurischen Feldes im Kontinuum zwischen den Sq-Harmonischen (Junge, 1980) als Impedanz der E-Polarisation $Z_{\parallel} = (0.046+i0.055)\text{mV/km}\cdot\text{nT}$ und als Schwerpunkttiefe $z^* = 216$ km, also etwas weniger als die von Schmucker (1979) mit dem Z/H-Verfahren bestimmten Schwerpunkttiefen $z_3^* = 350$ km und $z_4^* = 280$ km für die 3. und 4. Harmonische des Sq-Ganges. Anders ist es bei Z_{\perp} : Obwohl die Modellvorstellung bereits die Verdoppelung der Impedanz der H-Polarisation gegenüber der E-Polarisation verlangt, kommt bei $f = 3.5$ cpd $Z_{\perp} = (0.12+i0.21)\text{mV/km}\cdot\text{nT}$ noch darüber hinaus zu groß heraus; durch Mittlung über die Meßwerte für $f = 2.5, 3.5, 4.5$ cpd ergibt sich $a_{22} = 1.95$ und als Korrekturfaktor der Anisotropie (Abb. 2) $a_{22}/a_{11} = 2.45$.

Das in Abb. 3 gezeigte und erklärte Modell reproduziert das Verhältnis Z_{\perp}/Z_{\parallel} der entzerrten Impedanzen für alle Perioden und die Phasen, soweit sie genau genug bestimmt sind. Es sei noch

daraufhingewiesen, daß synthetische und gemessene Impedanzen noch für $f = 0.5$ cph (Schwerpunkttiefe $z^* = 100$ km) einen Phasenunterschied zwischen Z_{\perp} und Z_{\parallel} zeigen, obgleich das Modell unterhalb von 20 km Tiefe keine lateralen Leitfähigkeitskontraste mehr enthält.

Ich danke B.H. Jacobsen für wertvolle Hinweise und B. Fluche, H. Jödicke und B. Tezkan für die Überlassung verzerrter, aber gut bestimmter Impedanztensoren.

Literaturverzeichnis

Cox, C.S., J.H. Filloux, D.I. Gough, J.C. Larsen, K.A. Poehls, R.P. Von Herten und R. Winter: Atlantic lithosphere sounding.- J. Geomagn. Geoelectr., Suppl. I, 13-32, 1980.

Junge, A.: 150 Tage Langzeitregistrierung bei Göttingen und Augsburg.- Protokoll Elektromagnetische Tiefenforschung, Neustadt/Weinstraße, 61-72, 1982.

Larsen, J.C.: Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves.- Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung. 12, 183-186, 1977.

Richards, M.L., U. Schmucker und E. Steveling: Entzerrung der Impedanzkurven von magnetotellurischen Messungen in der Schwäbischen Alb.- Protokoll Elektromagnetische Tiefenforschung, Neustadt/Weinstraße, 27-40, 1982.

Schmucker, U.: Erdmagnetische Variationen und die elektrische Leitfähigkeit in tieferen Schichten der Erde.- Sitzungsberichte und Mitteilungen der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft, Sonderheft 4, Goltze-Verlag, 45-102, 1979.

Anhang

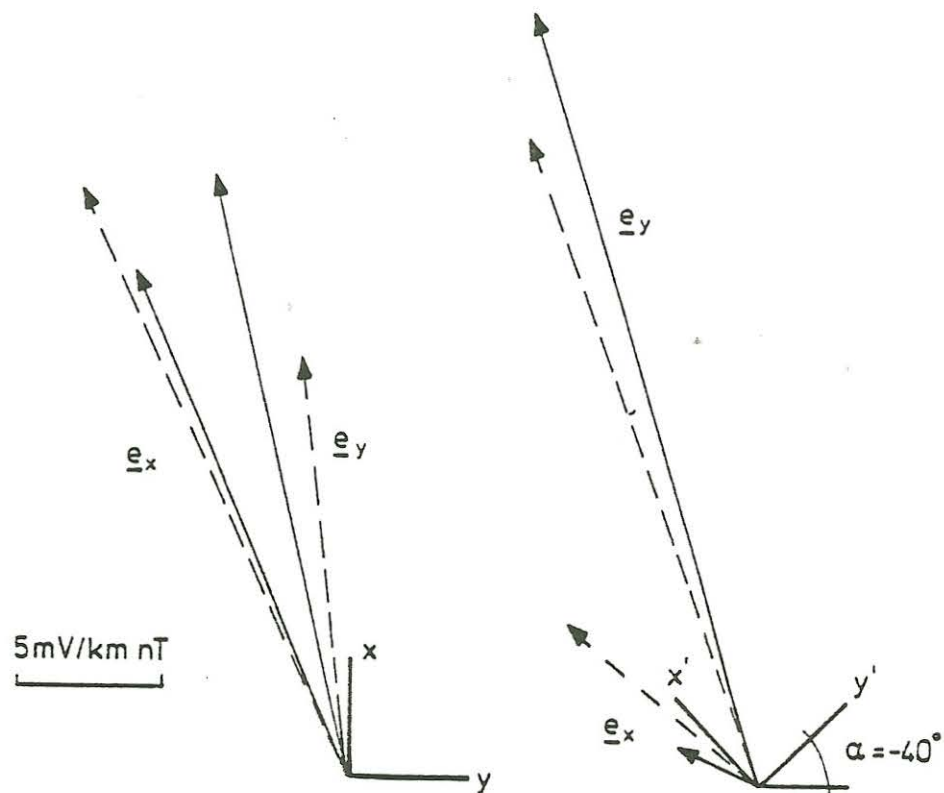


Abb. 4: 'Tellurische Vektoren' \underline{e}_x und \underline{e}_y von WAL für $T = 1$ min. Links bei $\alpha = -90^\circ$ oder $\alpha = 90^\circ$. Rechts bei $\alpha = -90^\circ + 50^\circ = -40^\circ$ (Entzerrung nach Methode a).

P. NEURIEDER

Zum Einsatz digitaler FIR-Filter mit linearer Phase
in der elektromagnetischen Tiefenforschung

Bei der Datenaufbereitung für die Auswertung elektromagnetischer Verfahren mit spektralanalytischen Methoden oder im Zeitbereich fällt häufig das Problem des Filterns zu ganz speziellen Zwecken an. Der dazu notwendige Aufwand beim Filter-Entwurf bringt aber leider oft große zeitliche Verzögerungen mit sich.

Im folgenden wird ein allgemein zugängliches, einfaches und verständliches Entwurfs-Verfahren vorgestellt, mit dem für einen breiten Anwendungsbereich sehr flexible Lösungen möglich sind.

FIR-Filter sind nicht-rekursive digitale Filter mit endlicher Impulsantwortlänge (finite impulse response). Gegenüber den Rekursivfiltern haben FIR-Filter den Vorteil, die Phase des Signals nicht linear zu verzerren. FIR-Filter sind darüber hinaus stets stabil, aufwendige Stabilitätsuntersuchungen deshalb entbehrlich (Fischer & Friedsam, 1977, S.2).

Für das Design eindimensionaler FIR-Filter stehen verschiedene Methoden zur Verfügung; viele von ihnen benötigen eine abschließende Optimierung der Impulsantwort unter Einsatz des Remez-Algorithmus' (Mc Clellan, 1979).

Ein Entwurfs-Algorithmus von Rabiner, Mc Gonagal & Paul (1979) hat den Vorteil einer geschlossenen Form und bedarf keiner abschließenden Optimierung. Diese sogenannte Fenster-Methode geht von einem Zeitfenster $w(n)$ für $0 < n < N-1$ aus. Die ideale Impulsantwort $h(n)$ (für $-\infty < n < +\infty$) ist die Fouriertransformierte der idealen Frequenzantwort des Filters. Das benutzte FIR-Filter hat dann die Form:

$$g(n) = \begin{cases} w(n) \cdot h(n) & \text{für } 0 < n < N-1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Als Zeitfenster sind sowohl einfache Rechteck-, Dreieck-, Hamming- oder Hanning-Fenster möglich als auch kompliziertere wie Kaiser-, Chebyshev- oder verallgemeinerte Hamming-Fenster. Der Entwurf kann für Tiefpaß(TP)-, Hochpaß(HP)-, Bandpaß(BP)- oder Bandstop-Filter durchgeführt werden. Zwei Fenstertypen verdienen erfahrungsgemäß besondere Beachtung:

1. Mit dem Kaiser-Fenster

$$w(n) = \begin{cases} \frac{I_0(\beta \sqrt{1 - \frac{4n^2}{(N-1)^2}})}{I_0(\beta)} & \text{für } N \text{ ungerade} \\ \frac{I_0(\beta \sqrt{1 - \frac{4(n+0.5)^2}{(N-1)^2}})}{I_0(\beta)} & \text{für } N \text{ gerade} \end{cases}$$

kann für Abdämpfungswerte der Stopbänder $\delta_p \approx 20$ dB eine optimal kurze Operatorlänge N im Zeitbereich erwartet werden ($\beta = f(\delta_p)$; I_0 : Besselfunktion 0-ter Ordnung).

2. Chebyshev-Fenster werden als inverse diskrete Fouriertransformationen des Chebyshev-Polynoms an N äquidistanten Frequenzen am Einheitskreis erzielt. Sie lassen sich unter großer Flexibilität auch in den hoch- und niederfrequenten Grenzbereichen für die sehr speziellen Abtrennungsverfahren der Sq-Variationen von den z.T. aperiodischen D_{St} -Störungen verwenden.

Von den 3 Entwurfs-Parametern Filterlänge (N), Abschwächungsfaktor (δ_p) und Übergangs-Bandbreite (Δf_n) bestimmen je zwei vorgegebene den dritten.

Ist $f_n = f/f_s$ die auf die Nyquist-Frequenz f_s normalisierte Frequenz f , so können 3 Fälle unterschieden werden:

a) Vorgabe von δ_p und Δf_n

$$N \geq 1 + \frac{\operatorname{arccosh}((1+\delta_p)/\delta_p)}{\operatorname{arccosh}(1/(\cos(\pi \Delta f_n)))}$$

b) Vorgabe von N und δ_p

$$\Delta f_n = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{1}{\cosh(\operatorname{arccosh}((1+\delta_p)/\delta_p)/(N-1))}\right)$$

c) Vorgabe von N und Δf_n

$$\delta_p = \frac{1}{\cosh((N-1) \operatorname{arccosh}(\frac{1}{\cos(\pi \Delta f_n)}))} - 1$$

Anwendungsbeispiele für einen FIR-TP zur Entfernung kurzperiodischer Störungen aus einer Pulsationsregistrierung zeigen Abb. 1 und 4; für einen FIR-TP zur Abtrennung und

Isolierung des D_{St} -Kontinuums vom hochfrequenteren Spektrum Abb. 2 und 3. Die Filterung im Zeitbereich dauerte an einer CDC Cyber 175 im ersten Fall für 22096 Punkte 61 cpu-sek, im zweiten Fall für 5808 Punkte 56 cpu-sek. Der Entwurf der beiden Filter nahm etwa 1 Stunde interaktiven Dialogs in Anspruch. Für mehrmalige Anwendung der Filter empfiehlt sich jedoch die Multiplikation des Signal-Amplitudenspektrums mit der Amplituden-Durchlaßcharakteristik, was die Rechenzeit um etwa zwei Größenordnungen vermindert. (bei Berücksichtigung von 2 FFT's zur Hin- und Rücktransformation um etwa den Faktor 5).

Weitere Anwendungen der vorgestellten FIR-Filter finden sich u.a. bei Regner (1983), der damit Sq-Harmonische vom Bayspektrum abtrennte und bei Neurieder (1984), wo ein FIR-HP zur Abtrennung der D_{St} -Störungen vom Sq-Spektrum vorgenommen wurde.

Literatur:

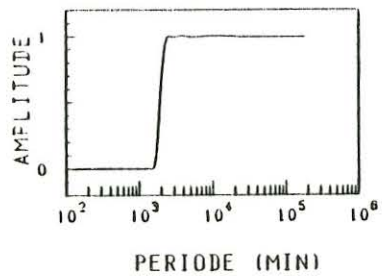
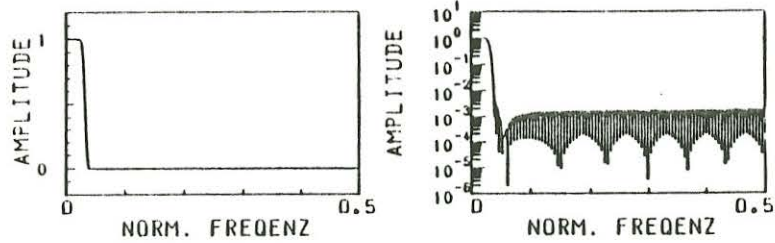
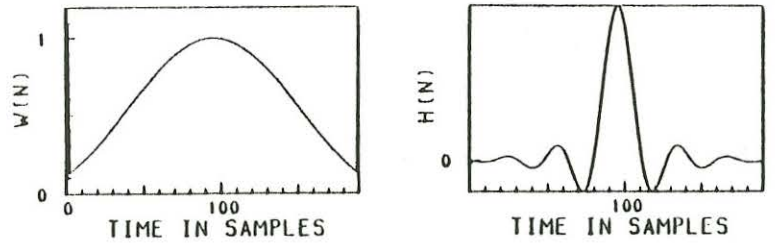
Fischer, E.U. und Friedsam, H.: Optimales Design digitaler FIR-Filter mit linearer Phase. Mitt.Inst.f.Theoret.Geod. Univ.Bonn, Nr. 53, Bonn, 1977.

Mc Clellan, J.H.: FIR-Filter Design and Synthesis. In: Programs for Digital Signal Processing. IEEE Press, N.Y., 1979.

Rabiner, L.R., C.A. Mc Gonegal and D. Paul: FIR Window Filter Design Program - WINDOW. ebenda.

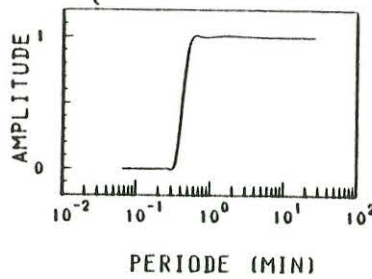
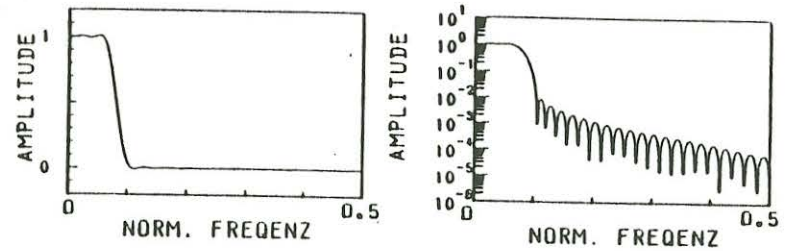
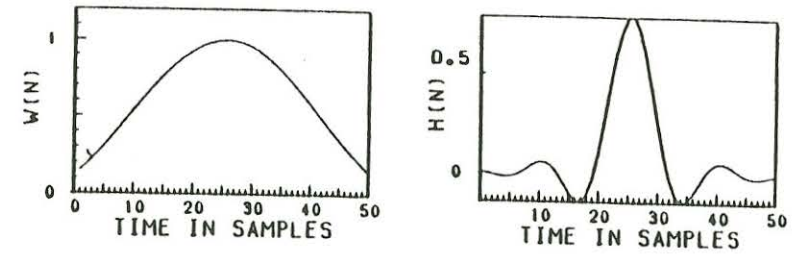
Regner, P.: Neuauswertung der Messungen erdmagnetischer Variationen entlang zweier Profile vom Main bis zu den Alpen. Dipl.Arb.Inst.f.Allg.u.Angew.Geophysik Univ. München, 1983.

Neurieder, P.: Die elektrische Leitfähigkeit des Oberen Mantels unter Mitteleuropa, abgeleitet aus langperiodisch variierenden, natürlichen elektromagnetischen Wechselfeldern. Diss.Fak.Geowiss.Univ.München, 1984.



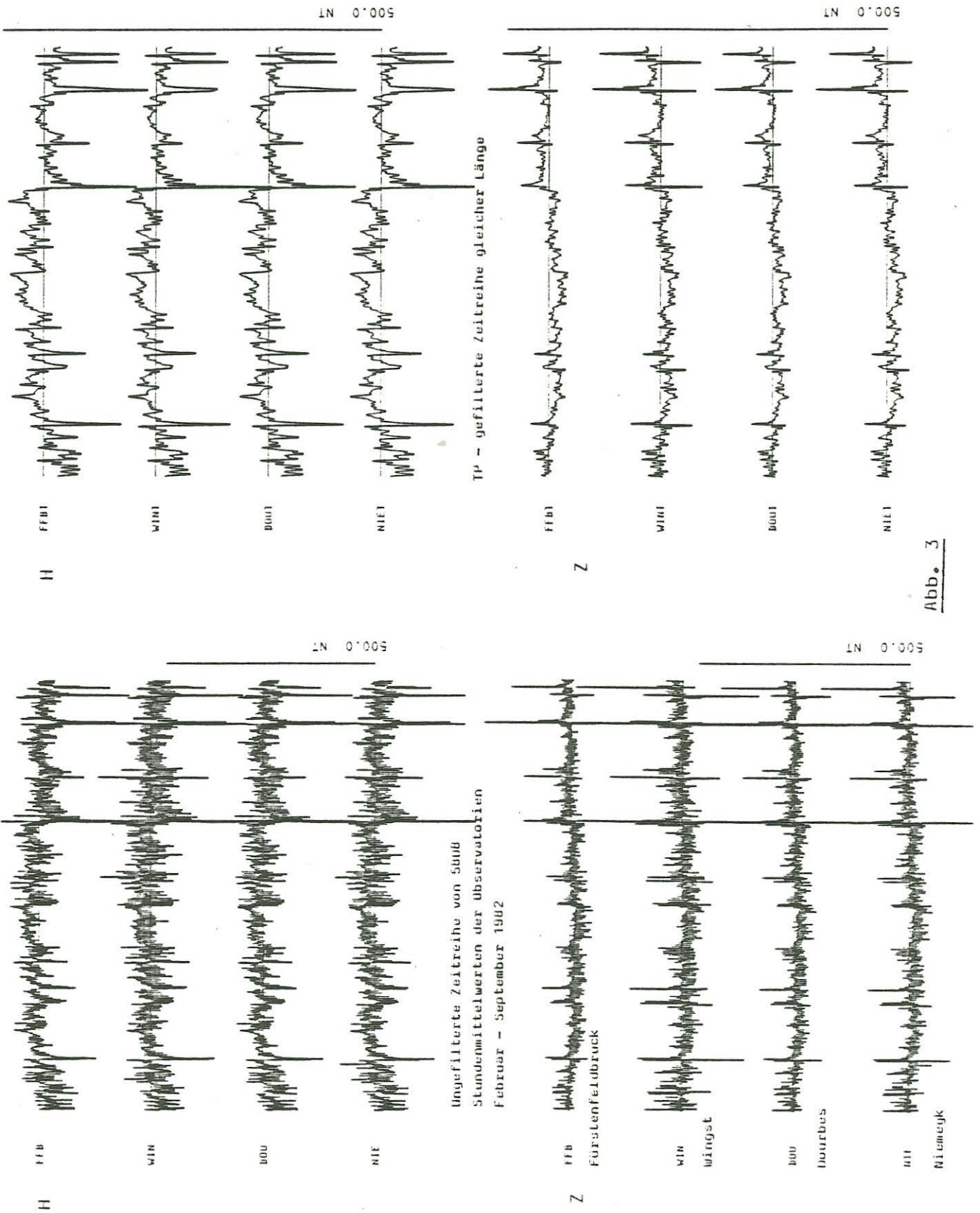
Filtercharakteristik:
 TP (0.75 cpd) Chebyshev
 Dämpfung - 47.2 dB
 Filterlänge 190 Punkte
 Flanke 1.08 - 1.75 d

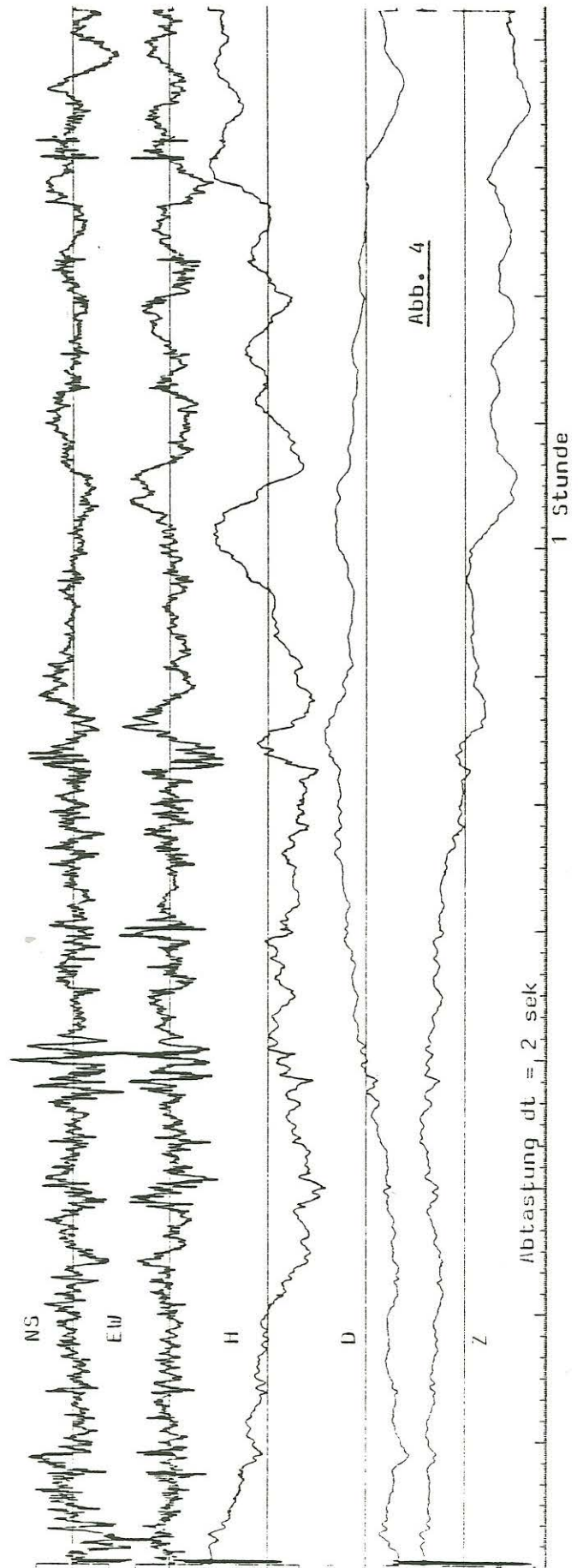
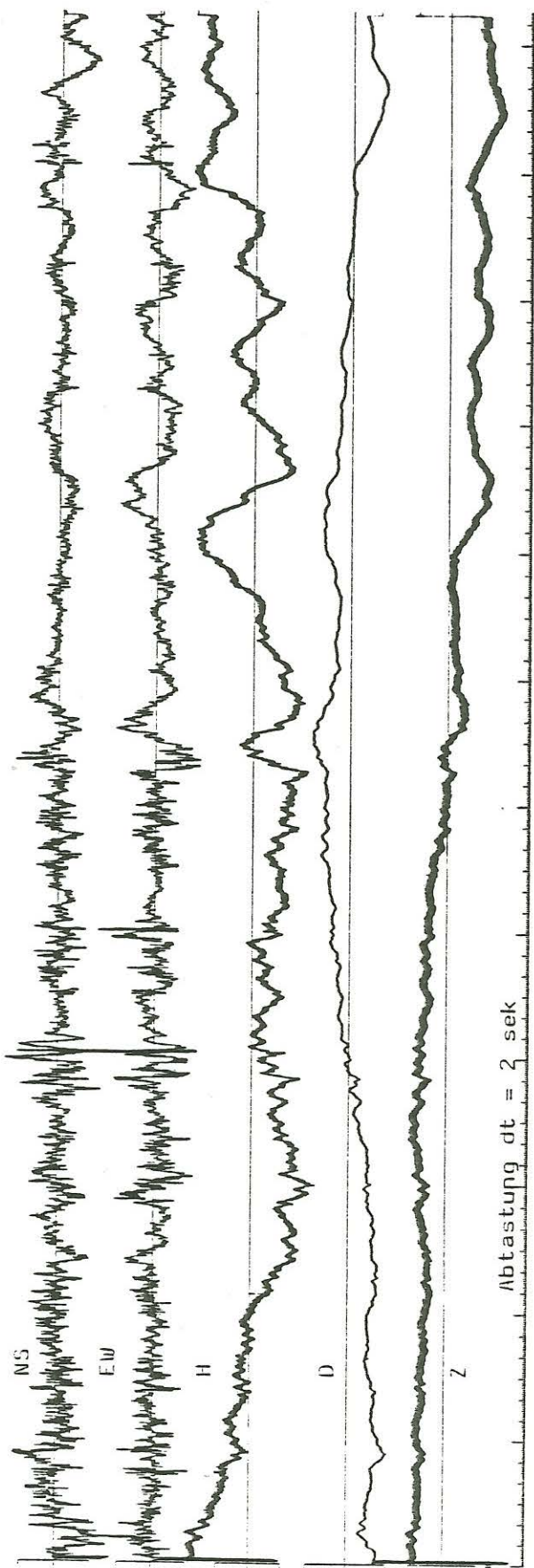
Abb. 2 FIR-TP zur Isolierung des D_{St} -Kontinuums
 Filter-Charakteristika
 $W(N)$ Fenster-Funktion; $H(N)$ Impulsantwort
 Durchlaß-Kurven in verschiedener Darstellung
 (Filterungsbeispiel in Abb. 3)



Filtercharakteristik:
 TP (0.04 Hz) Kaiser
 Dämpfung - 40 dB
 Filterlänge 50 Punkte
 Flanke 22.8 - 44.3 sek

Abb. 1 FIR-TP-Filter zur Entfernung kurzperiodischer Störungen
 Filter-Charakteristika
 $W(N)$ Fenster-Funktion; $H(N)$ Impulsantwort
 Durchlaß-Kurven in verschiedener Darstellung
 (Filterungsbeispiel in Abb. 4)





H. RODEMANN, W. LOSECKE, W. MÜLLER, K. KNÖDEL, J.M. DA COSTA*

Arbeiten der BGR - MT - Gruppe

Im folgenden wird ein kurzer Überblick ohne Anspruch auf Vollständigkeit über Arbeiten gegeben, die in den letzten Jahren durchgeführt worden sind.

A) Apparative Verbesserungen

- Umstellung der MT-Apparatur auf Remote-Reference im Periodenbereich 0.2 - 10 000 sec.
- 2. Station erlaubt Messungen im Bereich 250 Hz - 10 000 sec.
- Eichung und Least-Squares-Bestimmung von Filterkoeffizienten, s. Abb. 1.
- Bestimmung von Temperatureffekten, Temperaturregistrierung zur Korrektur:
 - der Temperaturempfindlichkeit der Induktionsspulen
 - der Temperaturabhängigkeit einiger Filter (1 - 10 Hz)
 - des $H_0 \cdot \frac{d\mu_{eff}}{dt}$ - Terms (Gleichfeldanteil • Änderung von μ_{eff})
- von Thermospannungen
- Änderungen am Rechnersystem der 1. Anlage für ein Processing im Gelände.

B) MT-Messungen

- Gebiet Nienburg - Versmold - Lippstadt (Niedersächsisches Tektogen), s. Abb. 5, im März 1984 abgeschlossen.
- Ostholstein (Profil etwa Schwarzenbek - Fehmarn), 22 Punkte, Anfang Mai 1984 abgeschlossen.

C) Verbesserung des Processing

- Vereinheitlichung Single - Remote (Beschleunigung des Processing)
- verbesserte Filterkorrekturen
- Datenselektion

* INPE, CNPq Brasilien

- Fehlerrechnung für Single und Remote und für alle Komponenten der Bostick - Lösung, verschiedene Möglichkeiten der Gewichtung.
- Bestimmung von Signal-zu-Rausch-Verhältnissen.

Processing-Ergebnisse für Remote-Reference werden in den Abbildungen 2a - d und 3a - d gezeigt, in Abbildung 4 werden Ergebnisse mit Fehlerbalken dargestellt.

FITTING OF FILTER COEFFICIENTS TO MEASURED TRANSFER FUNCTIONS

MEASUREMENT DATE & TIME: 25.11.80 -

SYSTEM: AMT COMPONENT: HX FILTER: .2-10

NUMBER OF MEASUREMENTS: 14 TEMP(DEG): - COMMENT: 0

AMPLIFICATION OR SENSITIVITY: -10.09

HIGHPASS: 1 CORNER-FREQUENCY: .09966

NUMBER OF NOTCHES: 0

INDUCTION COIL CALIBR.: 0 CALIBR. RESISTANCE(OHM): 0

NUMBER OF FIXED(!).LOWPASS PAIRS: 0

TOTAL NUMBER OF LOWPASS PAIRS: 2

NUMBER OF LOWPASS PAIRS TO BE FITTED: 2

FITTING METHOD (LAGR.=1,LEAST SQUARES=2,OLD C.=3,THEOR.=4): 2

RESULTING POLYNOMIAL COEFF., CORNER FREQU. & DAMPING COEFF.

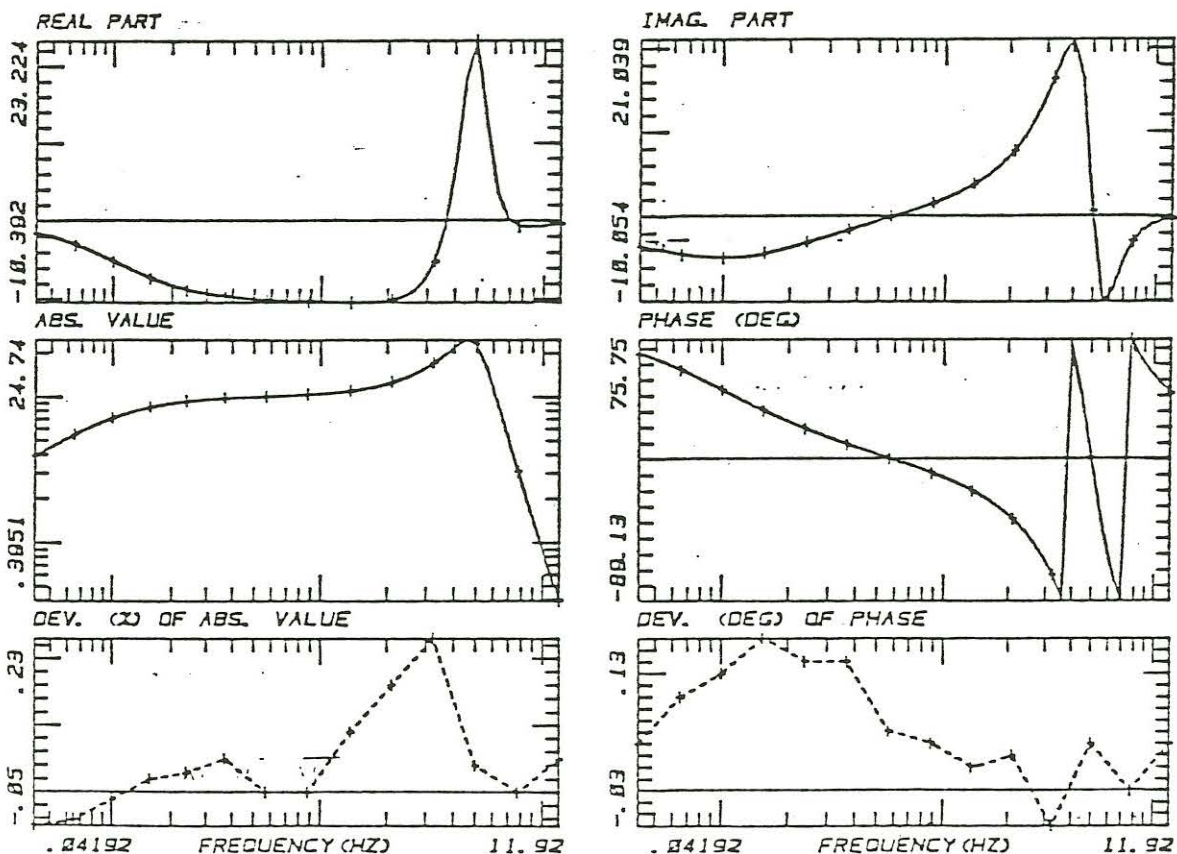
NR. 1 A: -.097088 B: .30048 F0(HZ): 5.0217 AD: 1.1164

NR. 2 A: 1.5884E-03 B: -.012005 F0(HZ): 4.9965 AD: .39057

MEASURED TRANSFER FUNCTIONS AND DEV. FROM FITTING T. FUNCTIONS

FREQ. (HZ)	REAL	IMAG	DEV. (%)	DEV(DEG)
.04192	-1.559	-3.587	-.05	.04
.06474	-3.076	-4.554	-.04	.08
.1	-5.205	-4.902	-.01	.1
.1544	-7.329	-4.285	.02	.13
.2385	-8.848	-2.991	.03	.11
.3684	-9.696	-1.515	.05	.11
.569	-10.112	-.018	0	.05
.8788	-10.315	1.622	0	.04
1.357	-10.392	3.852	.09	.02
2.096	-9.995	7.789	.16	.03
3.237	-5.111	16.448	.23	-.03
5	23.224	.574	.04	.04
7.722	-.748	-2.945	0	0
11.92	-.296	-.262	.05	.04

COMMENT ON FIT: A LAGRANGE FIT YIELDED ABOUT THE SAME
 COMMENT ON FIT: A FURTHER IMPROVEMENT IS UNNECESSARY



HERE A NEGATIVE AMPL. HAD TO BE USED AS THE FITTING IS SENSITIVE TO 180 DEG SHIFT

Abb. 1 Bandpass - Least Squares - Anpassung der Tiefpässe

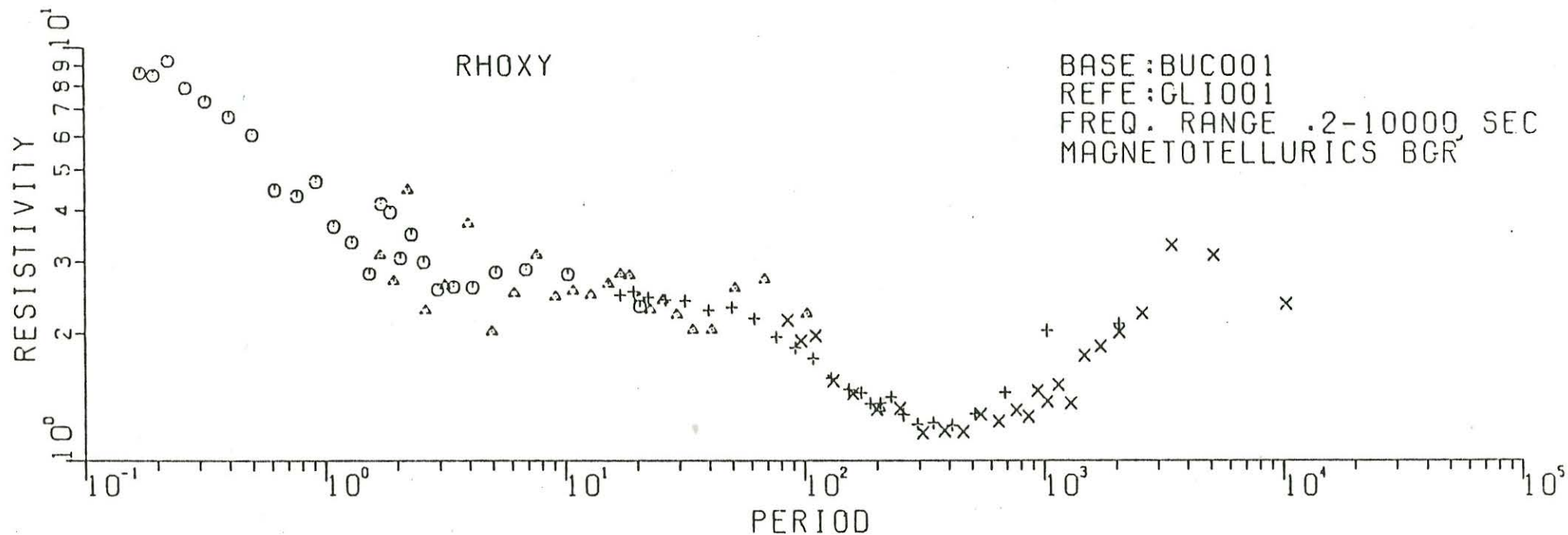


Abb.2a: Processing-Ergebnis der Station BUC. Reference-Station:GLI. Die Abb. zeigt den scheinbaren Widerstand ρ_{xy} in einer Zusammenstellung der vier überlappenden Periodenbereiche 0.2 - 10 sec (O), 2 - 100 sec (Δ), 20 - 1000 sec (+) und 200 - 10 000 sec (X). Diese Symbole werden auch in den folgenden Abbildungen verwendet. Die Abb. 2a-d zeigen ein Beispiel für ein gutes Processing-Ergebnis mit relativ geringer Streuung der Punkte und guter Übereinstimmung in Überlappungsbereichen. Die größere Streuung im Bereich 1 - 10 sec ist auf eine geringe Signalstärke zurückzuführen, die dort bei den meisten Messungen auftrat.

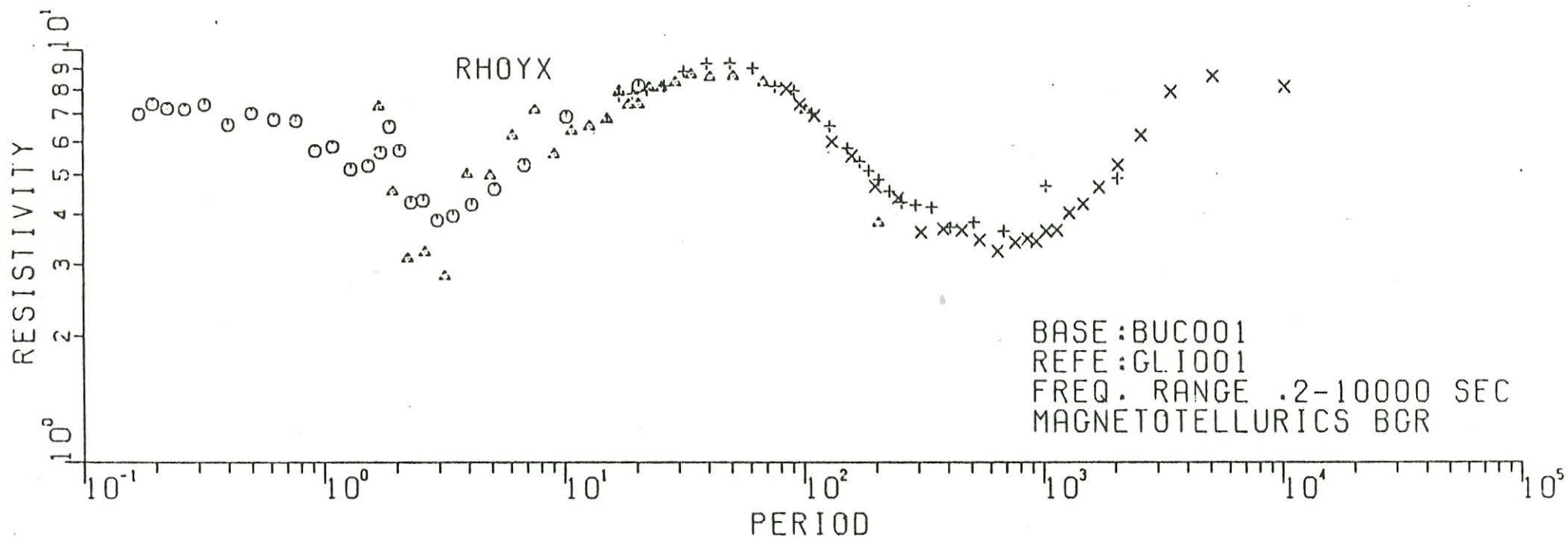


Abb.2b: Scheinbarer Widerstand ρ_{yx} für die Station BUC. Auch hier ist die Kurve relativ glatt bis auf den Bereich 1 - 10 sec.

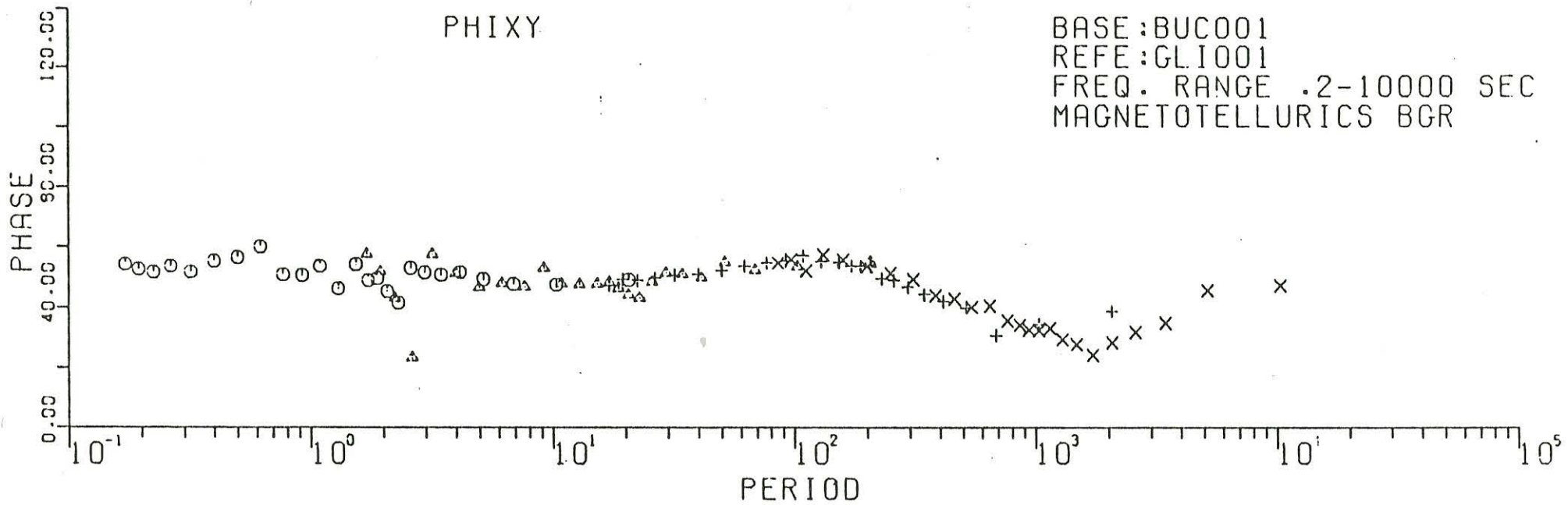


Abb.2c: Phasenkurve φ_{xy} für die Station BUC. Beispiel für ein gutes Processing-Ergebnis.

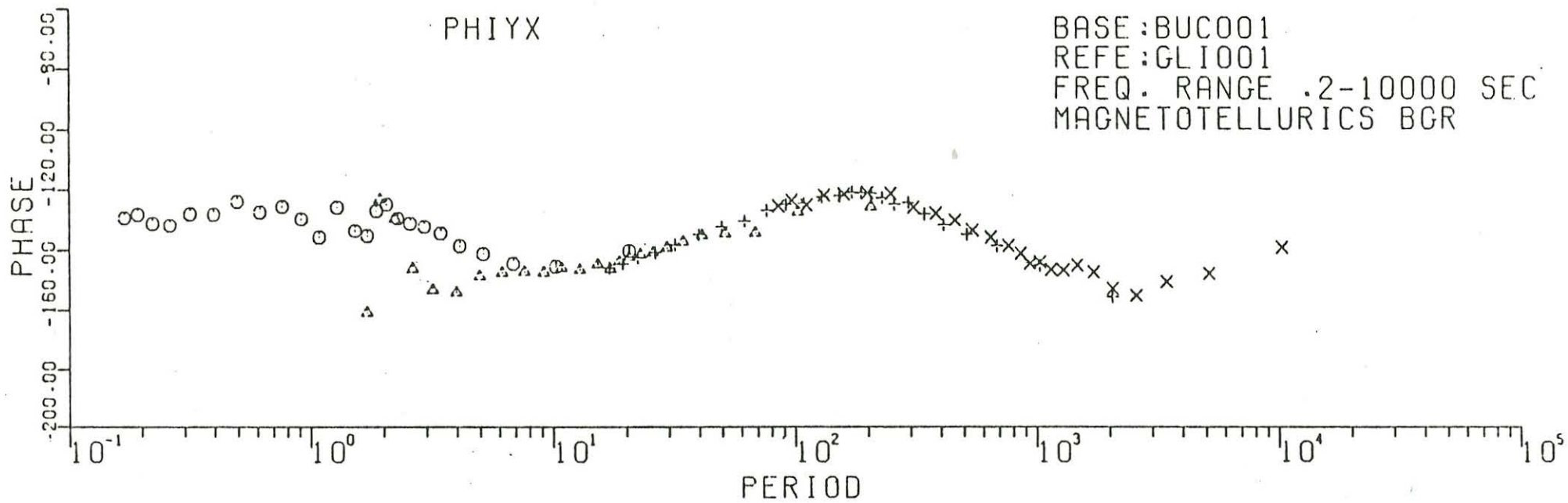


Abb.2d: Phasenkurve φ_{yx} für die Station BUC. Ein sehr glatter Verlauf außer im Bereich 1.- 10 sec.

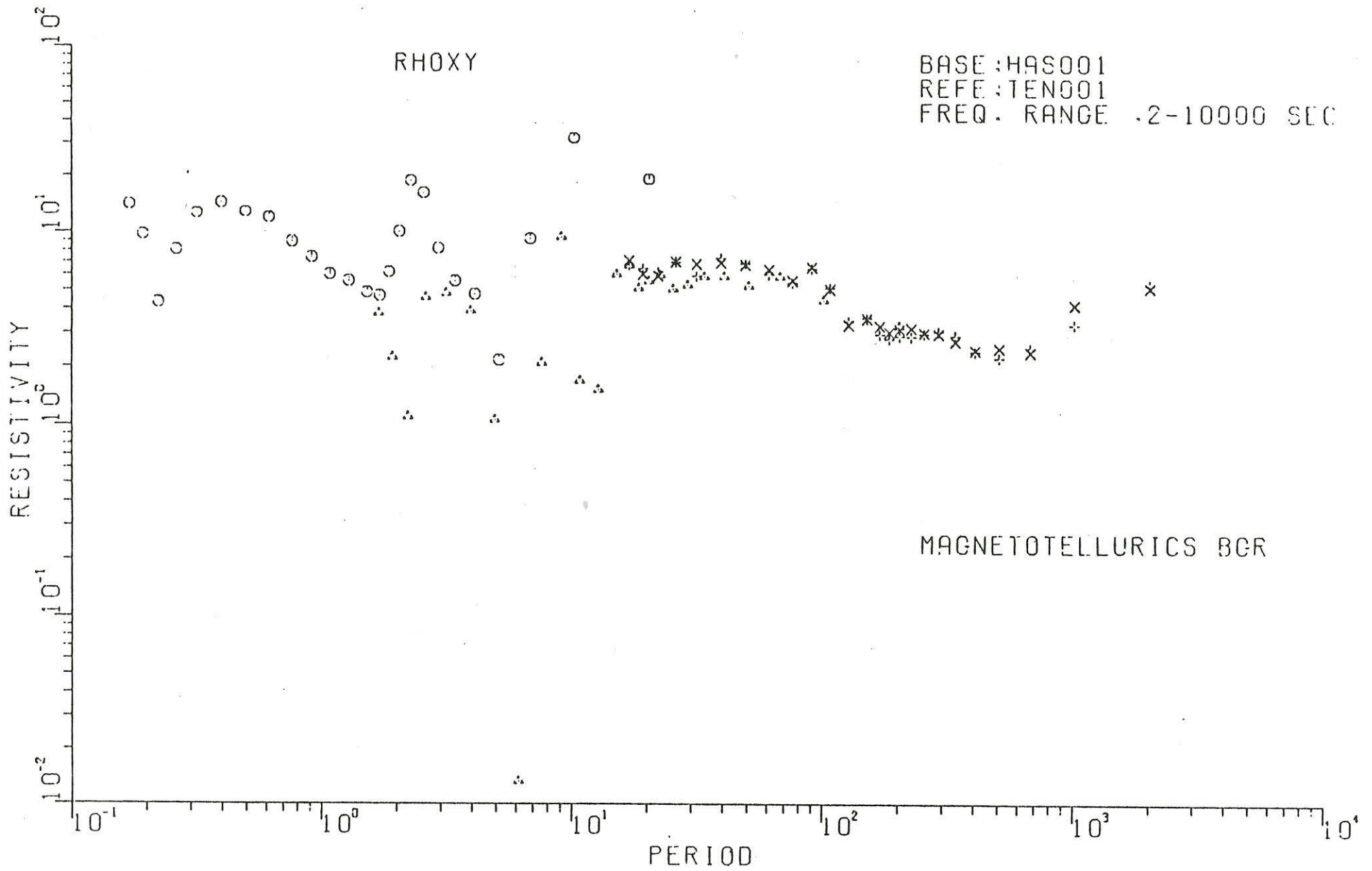


Abb.3a: Scheinbarer Widerstand ρ_{xy} für die Station HAS, Diskussion s. Abb.3b.

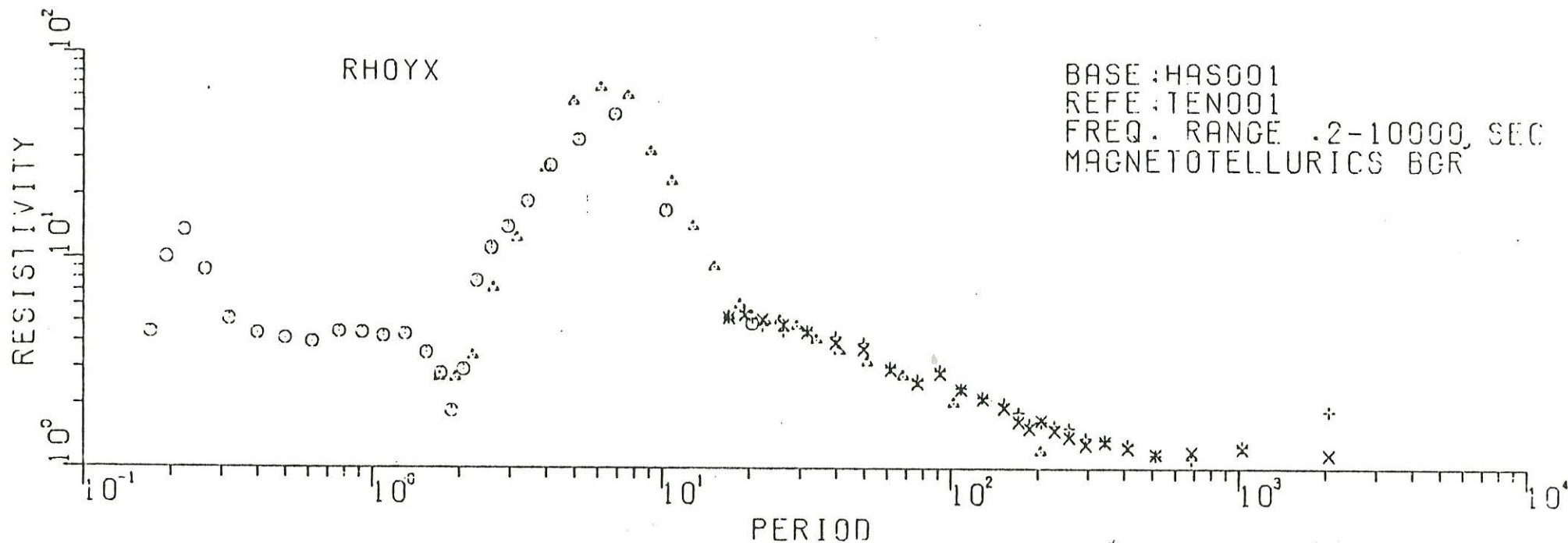


Abb.3b: Scheinbarer Widerstand \mathcal{S}_{yx} für die Station HAS, Reference-Station TEN. Es wurde in den Bereichen 0.2 - 10 sec (O), 2 - 100 sec (Δ), und 20 - 1000 sec (gleichzeitig Induktions- spule (X) und Förstersonde (+)) gemessen. Die Abb. 3a-d zeigen ein Beispiel für schlechte Processing-Ergebnisse: Im Bereich 1 - 20 sec zeigt \mathcal{S}_{xy} sehr große Streuungen, ebenso φ_{xy} (s. Abb.3c), dagegen sind \mathcal{S}_{yx} und φ_{yx} (s. Abb.3d) relativ glatt, weisen jedoch übersteile Anstiege auf. Die Effekte können möglicherweise durch eine Mischung aus kohärentem Rauschen erklärt werden. Deshalb soll versucht werden, durch Vergrößerung der Distanz Basis-Reference-Station den kohärenten Rauschanteil zu vermindern.

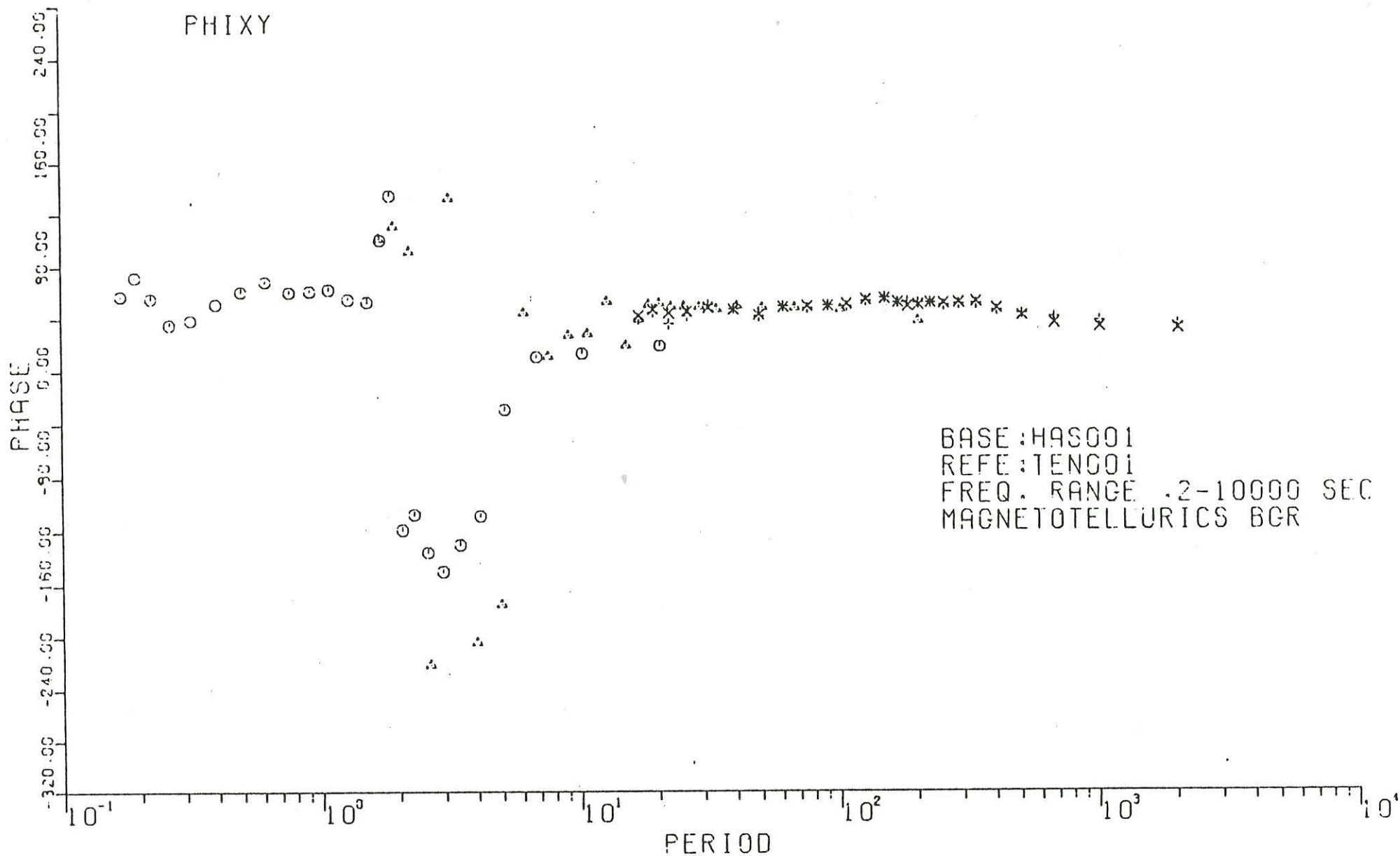


Abb.3c: Phase φ_{xy} für die Station HAS mit stark streuendem Bereich 1 - 20 sec.

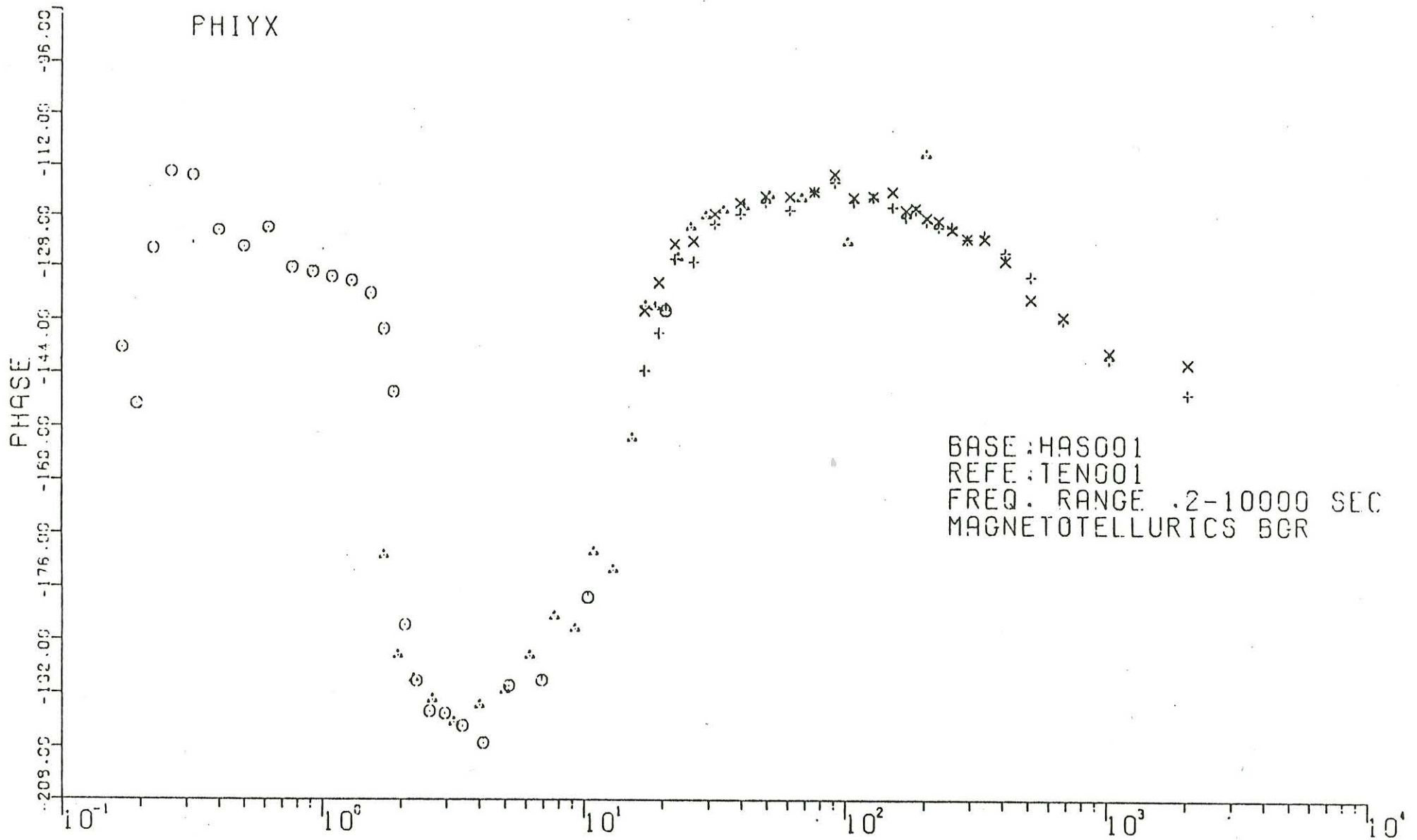


Abb.3d: Phase φ_{yx} , Station HAS mit zwar glattem, aber anomalem Verlauf im Bereich 1 - 20 sec, s. Diskussion v. Abb.3b.

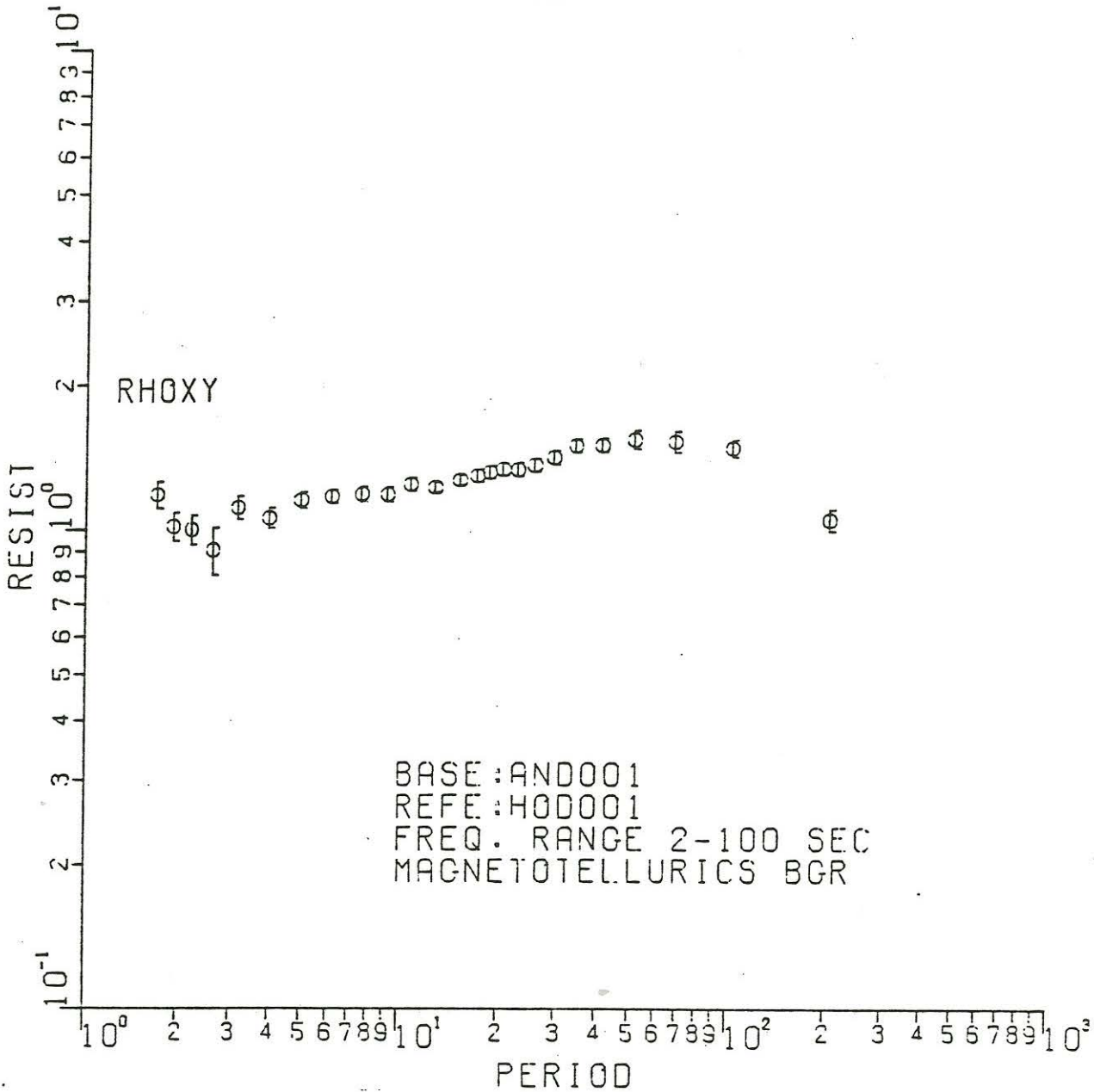


Abb.4: Ergebnis eines Remote-Processing-Laufes mit Fehlerbalken. Station: AND, Reference: H00. Die S_{xy} -Fehler wurden für eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 32% berechnet, entsprechend einer Standardabweichung. Die Fehler sind klein, weil die Datenqualität, besonders in diesem Periodenbereich, relativ gut ist und eine große Datenmenge (1472 Records à 128 Samples) verwendet wurde.

Liebig V., Schreier G.

Aufbau einer mikroprozessor-gesteuerten, mobilen Audio-Magnetotellurik Apparatur

Im letzten Jahr wurde am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München eine Audio-Magnetotellurik Meßanlage entwickelt und als Prototyp gebaut.

Das Konzept bei der Entwicklung der AMT-Apparatur war es, eine möglichst große Flexibilität in der Anwendung zu gewährleisten und sich Optionen für weitere Methoden der Messung offen zu halten.

Deshalb wurde der analoge Teil der Meßelektronik so ausgelegt, daß sämtliche Schalter, Filter und Verstärker über einen Mikroprozessor softwaremäßig zu schalten sind.

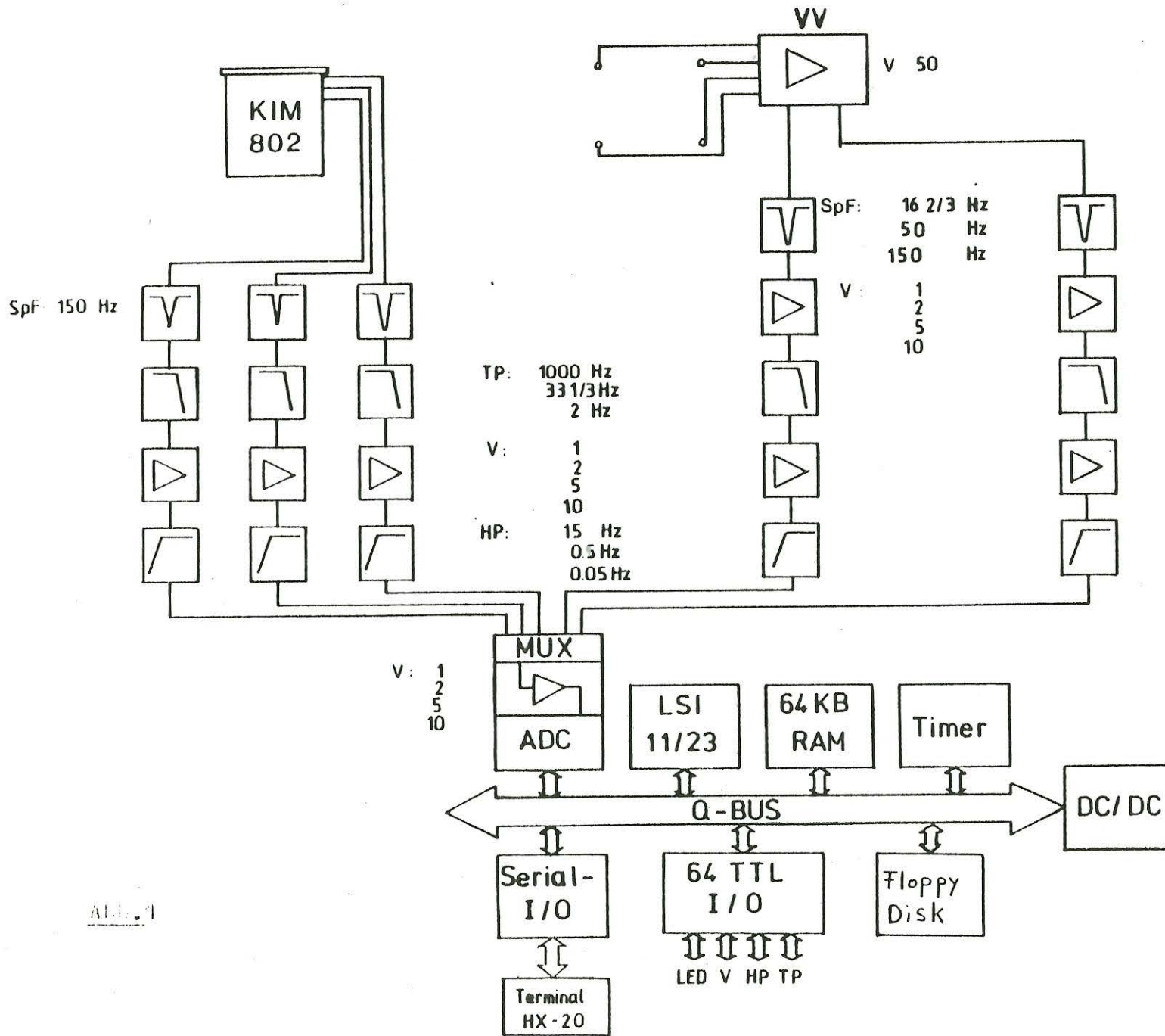
Abb. 1 zeigt das Blockdiagramm der Apparatur. Im oberen Teil ist die analoge Elektronik zu sehen, während im unteren Teil der Rechner mit seiner digitalen Peripherie dargestellt ist.

Die analoge Elektronik wurde für elektrisches Feld und Magnetfeld unterschiedlich realisiert, da im verwendeten Induktionsspulenmagnetometer bereits Vorverstärker und Notch-Filter für $16^{2/3}$ Hz und 50 Hz integriert sind. Diese Komponenten mußten für das E-Feld noch erstellt werden, wobei bei den Vorverstärkern auf gute Rausch- und Drifteigenschaften geachtet wurde. Für jeden der fünf Meßkanäle (E-Feld: NS, EW; Magnetfeld: H, D, Z) existieren daher zuschaltbare Sperrfilter für $16^{2/3}$ Hz, 50 Hz und 150 Hz, um Störungen von Bahn und Netzleitungen zu verringern.

Es wird bandbegrenzt gemessen, um starke Signale außerhalb des Meßbereichs zu unterdrücken. Dazu stehen vierpolige Tiefpaß- und zweipolige Hochpaßfilter mit Butterworth-Charakteristik zur Verfügung. Alle Filter sind zwischen drei Frequenzen umschaltbar (s.Abb.1 u.2).

Mehrere Verstärkerstufen ermöglichen eine große Dynamik der Apparatur. Als Mikrorechner wird eine batteriegespeiste, mobile Version der LSI 11/23 von Digital Equipment verwendet. In der kompakten Gehäusebox sind neben sämtlichen Interfacekarten auch zwei $5\frac{1}{4}$ " Floppy-Disk Laufwerke integriert, die jeweils für Disketten mit einer Kapazität von 500 kByte geeignet sind. Alle Programme laufen unter dem Betriebssystem RT-11.

Als Eingabeeinheit dient ein HX-20 Mikrocomputer der Firma Epson. dieses portable Gerät besitzt eine kleine LCD-Anzeige und eine Stan-



ALL.1

ardtastatur sowie einen kleinen Drucker, über den die Meßergebnisse ausgegeben werden können.

Für die Erfassung der magnetotellurischen Daten sind drei Zusatzkarten im LSI-System integriert:

- TTL-Interface: Mit logischen Pegeln werden über Programmparameter die Band-Filter (Hoch-, Tiefpass) und die Notch-Filter geschaltet. Dynamisch werden die Verstärker vom Programm über das TTL-Interface geschaltet.

- Clock: Quarzreferenz zur Triggerung der Digitalisierungsfrequenz.

- Analog/Digital Wandler (ADC): 12 Bit Wandler mit Multiplexer. 5 Kanäle gemultiplext digitalisiert.

Folgende Darstellung verdeutlicht die drei Frequenzbänder, in denen digitalisiert werden kann.

	Band 1	Band 2	Band 3
Frequenzintervalle	1 kHz - 15 Hz	33 1/3 Hz - 0.5 Hz	2 Hz - 0.05 Hz
Digitalisierungsfrequenz	3.125 kHz	133 1/3 Hz	8 Hz
Anzahl der digitalisierten Punkte	512	512	512
Gesamtdauer	0.16 sec	3.48 sec	64 sec

Abb. 2

Während der Analog-Digital-Wandlung wird softwaremäßig überprüft, ob der anstehende Wert eine Übersteuerung der Verstärker verursachte. Ist dies der Fall, so wird die Wandlung abgebrochen und der entsprechende Verstärker dieses Kanals wird per Programm um eine Stufe heruntergeregelt.

Anschließend wird eine neue Wandlung versucht. Durch einen weiteren Regelmechanismus wird dieser Datensatz auf seine spektrale Energie geprüft. Liegt diese unter einem Minimum, so werden die Verstärker per Programm heraufgeschaltet. Somit wird ein Satz übersteuerungsfreier Daten erzeugt, die optimal die Dynamik des AD-Wandlers ausnutzen. Die Verstärker werden dabei in einem Bereich von 1-1000-facher Verstärkung geregelt.

Programme, die zur Steuerung der Analog/Digital-Wandlung und zur Schaltung der Verstärker dienen, sowie einige mathematische Routinen sind in Assembler (Maschinensprache) geschrieben. Alle anderen Routinen sind in Fortran realisiert.

AMT - PROGRAMM

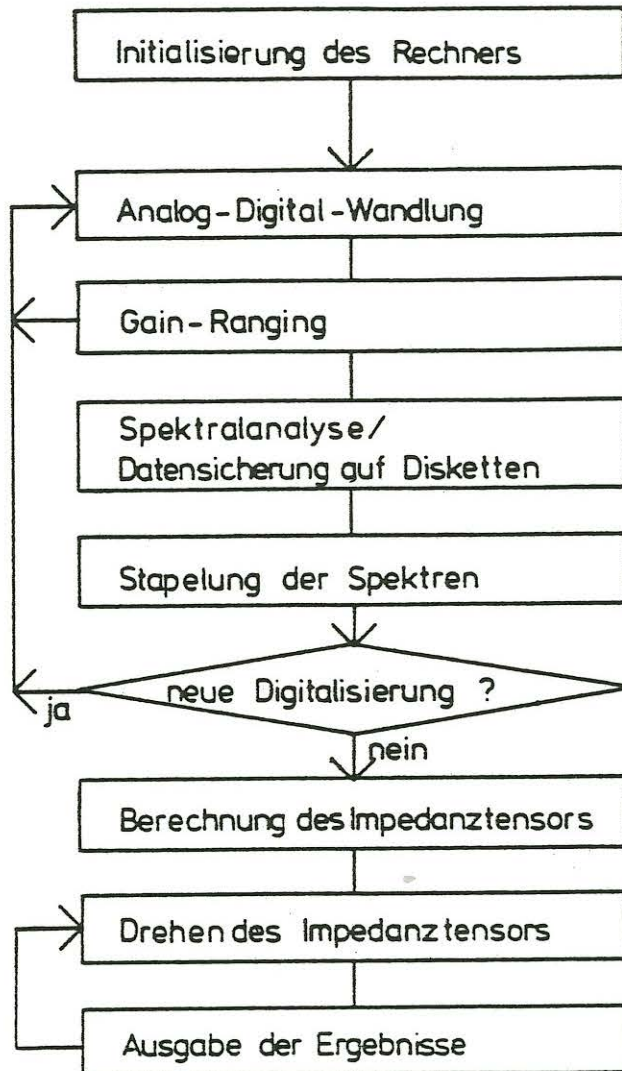


Abb. 3 Software-Diagramm

Um die berechneten Daten schließlich auf dem eingebauten Drucker des HX-20 als Kurve ausgeben zu können, werden diese mit einem Basic Programm im HX-20 aufbereitet.

Abb. 3 gibt ein schematisiertes Flußdiagramm des AMT-Meß- und Auswerteprogramms wieder.

Das Programm wird initialisiert durch Eingabe von Parametern über die Tastatur des HX-20. Größen wie "Frequenzband", "Auslagelänge", "Notchfilter", "Ort" etc. werden interaktiv abgefragt. Zeit und Datum werden dem Rechner von einem batteriegepufferten Zeitmodul mitgeteilt. Diese Statusinformationen werden vor jedem Datenblock mit auf Diskette aufgezeichnet.

Das Programm schaltet nun den Analogteil der Apparatur nach den eingegebenen Spezifikationen. Nachdem man sich von der Qualität des Signals (Oszilloskop) und der Funktion der Analogelektronik überzeugt hat, wird mit der Analog/Digital-Wandlung im gewünschten Frequenzband begonnen. Dabei werden die Verstärker mit dem oben beschriebenen Regelmechanismus eingestellt.

Parallel zur Aufzeichnung der gemessenen Daten auf Diskette wird von jedem Kanal eine schnelle Fourier Transformation (FFT) durchgeführt. Die Fourierkoeffizienten werden mit der Übertragungsfunktion der Apparatur (variabel für die Frequenzbänder, abhängig von den geschalteten Notch-Filtern) korrigiert. Aus ihnen werden für die horizontalen Komponenten von Magnet- und E-Feld alle Autopower- und Crosspowerspektren, jeweils gemittelt über 16 Frequenzbereiche des Frequenzbandes, errechnet. Weiter ermittelt das Programm die Parameter der Schwingungsellipse von E- und H-Feld (Lage der großen Halbachse) für mehrere Frequenzen. Mit diesen Parametern wird über die Messung eine Statistik geführt.

Zur Erhöhung der Freiheitsgrade wird zur Zeit über die Spektren aufeinanderfolgender Messungen gestapelt. Weitere Versuche mit der AMT-Apparatur werden zeigen, ob eine Stapelung über die aus den Spektren berechneten Impedanztensorelemente andere, eventuell stabilere Ergebnisse liefern wird.

Auf Grund der Stapelung entscheidet das Programm, ob eine weitere Digitalisierung vorgenommen werden soll. Dabei wird die Schwankung der Stapelung auf einen Schwellwert hin überprüft. Unterschreitet die Schwankung den frei definierbaren Schwellwert, so wird zur Auswertung der Daten verzweigt.

Der Benutzer der Apparatur kann aber auch als Startparameter einen maximalen Wert für die Anzahl der Stapelungen eingeben oder die Digi-

alisierung mit einem Schalter abbrechen.

Aus den gestapelten Spektralwerten werden dann die Tensorelemente und deren Fehler, sowie Swiftwinkel und Skewness errechnet.

Im Gelände hat man die Möglichkeit, eine vorläufige Kurve des scheinbaren spezifischen Widerstandes zu erzeugen. Dafür werden die Schätzwerte der Tensoren entweder um die Swiftwinkel oder um, vom Benutzer frei einzugebende Winkel gedreht. Die Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes für E- und H-Polarisation sowie der Phasen werden zusammen mit der Skewness, dem Swiftwinkel und den Ellipsenparametern als kleiner Ausdruck auf dem HX-20 ausgegeben.

Der Impedanztensor kann anschließend um einen neuen Winkel gedreht werden.

Neben einer guten Datenqualität durch die Dynamikanpassung der Verstärker hat das geschilderte Meßverfahren den Vorteil, daß bereits im Gelände erste Tests auf die Güte der Daten und die Dimensionalität der vermessenen Struktur erfolgen können. Für eine entgeltliche Auswertung stehen die Daten auf Diskette zur Verfügung.

Literatur:

Liebig V.: Entwicklung und Aufbau einer Audio-Magnetotellurik Meßapparatur mit Mikrocomputersteuerung, Diplomarbeit, München, 1983

Schreier G.: Entwicklung eines Programm-Systems zur digitalen Verarbeitung Audio-Magneto-Tellurischer Signale im Gelände, Diplomarbeit, München, 1983

Gunter Schreier

Anmerkungen über die Quellen magneto-tellurischer Signale
im Audio-Frequenz-Bereich

Im Anschluß an den Artikel über die Entwicklung einer mobilen AMT-Apparatur (Liebig, 1983; Schreier, 1983) sollen im Nachfolgenden einige Bemerkungen zu der Signalcharakteristik im AMT-Bereich gemacht werden. Untersuchungen zur Signalstatistik werden einen wesentlichen Teil des AMT-Messprogrammes darstellen.

Quellen des Audio-Signals

Der Spektralbereich, in dem man audio-magneto-tellurische Messungen durchführt, erstreckt sich von einigen Sekunden bis einige kHz. Fig. 1 gibt einen Überblick über das elektromagnetische Spektrum in diesem Peridenbereich. Drei Bereiche sind in diesem Spektrum hervorzuheben.

- Im langperiodischen ULF-Bereich die Pulsationen, bei AMT-Messungen besonders wichtig die p_{cl} und p_{il}-Pulsationen.
- Bis ca. 100 Hz ein Ansteigen der Energie mit Hohlraumresonanzen (Schuman-Resonanzen).
- Bis 3 kHz der ELF-"slow tail" der Atmospherics.

Bei den Pulsationen mit ihren zeit- und frequenzabhängigen Charakteristiken sei an dieser Stelle auf entsprechende Literatur verwiesen. Interessant sind die Amplitudenmaxima im Spektrum bis einige Hertz. Diese Spitzen rühren von elektromagnetischen Resonanzschwingungen des kugelförmigen Hohlleiters Erde-Ionosphäre her. Ihr Grundmodus läßt sich leicht abschätzen:

$$\text{Grundfrequenz} = \text{Lichtgeschwindigkeit/Erdumfang} = \text{ca. } 7.5 \text{ Hz}$$

Der tatsächliche Grundmodus dieser elektromagnetischen Eigenresonanzen wird bei 7.8 Hz beobachtet. Bedingt durch die kugelförmige Gestalt des Hohlleiters errechnen sich die weiteren Moden zu:

$$f_n = f_1 \sqrt{n(n+1)/2} \cdot \sqrt{(Q-1)/Q}$$

(Pierce, 1977)

Wobei Q eine Dämpfungskonstante darstellt, die im wesentlichen durch die endliche Leitfähigkeit der Erde und der Ionosphäre bestimmt ist. Gut zu beobachten sind die ersten 5 Schuman-Moden. Alle weiteren Moden gehen im kontinuierlichen Spektrum der ULF-Anteile der Atmospherics unter (Balser et al. 1960).

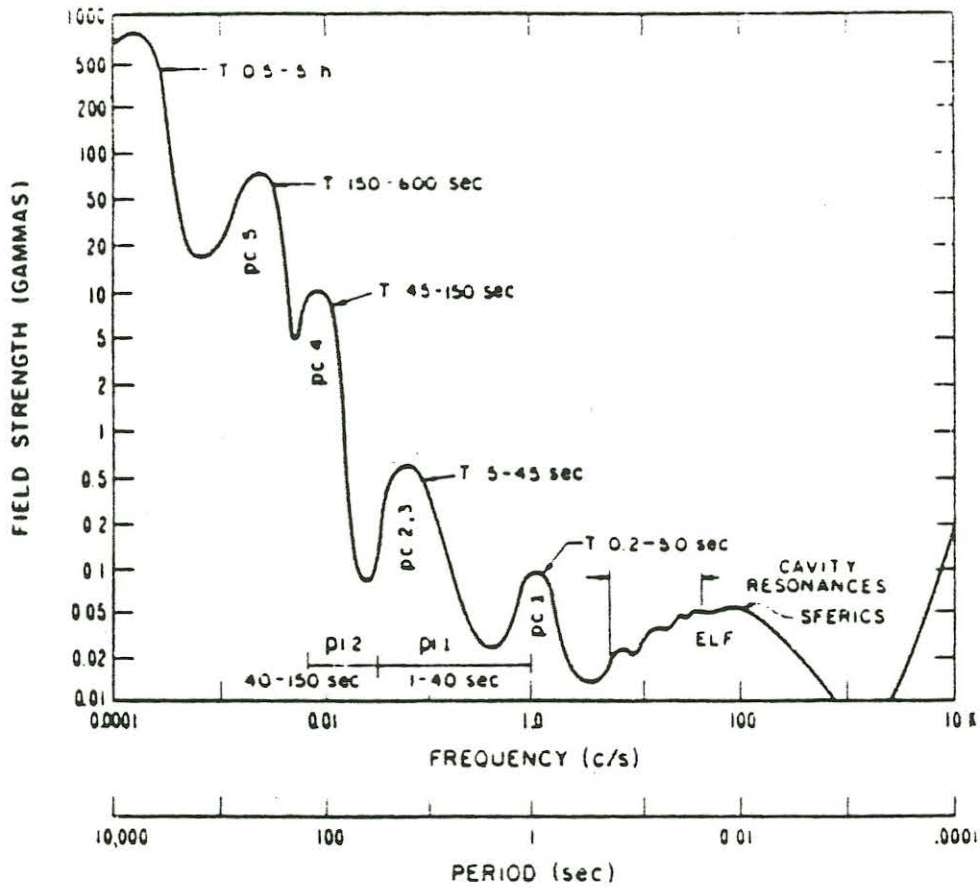


Fig. 1: Spektrum geomagnetischer Schwankungen (Campbell, 1966)

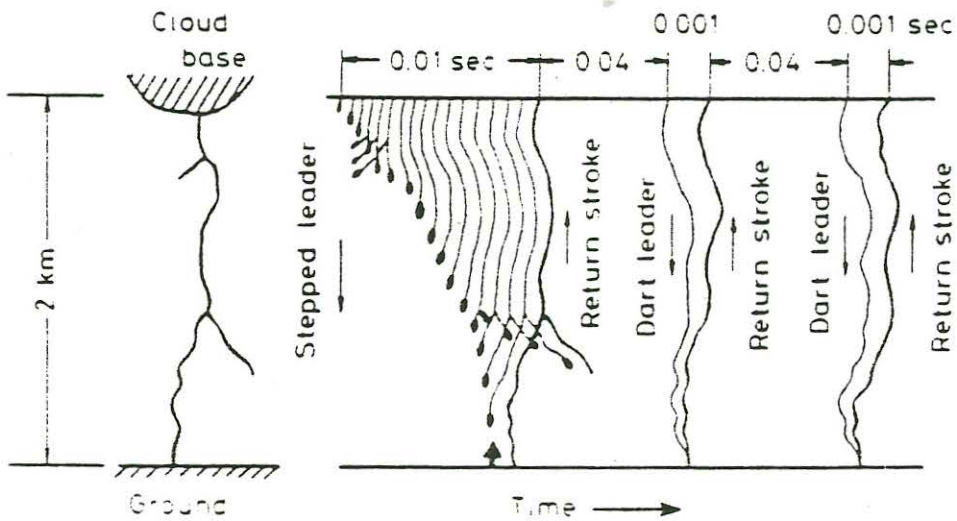


Fig. 2: Entladung eines Erdblitzes. Links: feststehende Kamera, rechts: bewegter Film (Magono, 1980)

Die wichtigste Quelle elektromagnetischer Energie im Bereich 10 Hz - 10 kHz stellen die Atmosphericics dar.

Die Charakteristik des Spektrums in diesem Bereich läßt sich verstehen, wenn man die zeitliche Abfolge einer atmosphärischen Entladung betrachtet (Fig. 2). Als Beispiel sei ein Wolke-Erde-Blitz gewählt.

Wird bei einer atmosphärischen Potentialdifferenz die Durchbruchfeldstärke überschritten, so bildet sich zuerst eine schrittweise Vorentladung aus ("stepped leader"). Jede dieser Vorentladungen schreitet mit ca. 1/3 der Lichtgeschwindigkeit voran und kommt nach ca. 30-100 m zum Stillstand. Nach ca. 0.0001 sec erfolgt eine weitere Vorentladung, die sich im alten Entladungskanal ausbreitet und daraufhin diesen Kanal ein weiteres Stück verlängert. Erst die letzte Vorentladung erreicht mit einer Stromstärke von 1000 A den Boden.

Nun erfolgt die Hauptentladung ("return stroke"). Sie breitet sich 10 mal schneller als die Vorentladung aus und ist durch 10fach größere Ströme als diese gekennzeichnet. Mit ihr ist auch die sichtbare Leuchterscheinung des Blitzes verbunden.

Ist durch diese Hauptentladung noch kein vollständiger Ladungsausgleich zwischen Wolke und Erde hergestellt, so kann sich der Entladungsvorgang wiederholen. Da ein Ionisierungskanal aber schon vorhanden ist, tritt anstatt der schrittweisen Vorentladung eine kontinuierliche Entladung ("dart leader") auf. Bei typischen Blitzen sind 3-4 Nachentladungen zu beobachten.

Entsprechend der Dauer und der Verteilung der Energie bei den einzelnen Stufen der Blitzentladung ist die Abstrahlung elektromagnetischer Energie bei Blitzen zu verstehen. Vereinfacht läßt sich ein Blitz als vertikale elektrische Dipol-Antenne deuten (Volland, 1968). Nach dem Fouriertheorem ist die abgestrahlte Energie eines Blitzdipols über ein unendliches Frequenzband verschmiert. Die Frequenz, bei der am meisten Energie abgestrahlt wird ergibt sich :

$$f_{\max} = 1/T$$

Wobei T die Impulsdauer der Blitzentladung ist.

Die mittlere Dauer dieser Vorentladung beträgt 10^{-6} sec. Elektromagnetische Energie wird deshalb vor allem im Bereich um 1 MHz abgestrahlt.

Die längere Hauptentladung hingegen strahlt im Bereich von 5 kHz Energie ab (Pierce, 1977). Da bei der Hauptentladung 10fach höhere Ströme fließen, ist der Betrag der abgestrahlten Energie auch 10fach größer als bei der Vorentladung.

Berücksichtigen muß man auch den Unterschied zwischen Wolke-Erde-Blitzen - wie oben beschrieben - und Wolke-Wolke-Blitzen. Letztere sind gekennzeichnet durch das Fehlen einer ausgeprägten Hauptentladung. Das Verhältnis der Häufigkeit von Wolke-Wolke-Blitzen zu Wolke-Erde-Blitzen beträgt 1.5 für gemäßigte Regionen und 6-9 für tropische Regionen (Prentice, 1977).

Die stärkste Einzelquelle elektromagnetischer Strahlung ist menschlichen Ursprungs: Eine thermonukleare Explosion in der hohen Atmosphäre. Der ausgesandte elektromagnetische Puls (EMP) besitzt im Fernfeld eine ähnliche Frequenzcharakteristik wie die Abstrahlung einer Hauptentladung (Kahalas, 1965; Price, 1977).

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im Hohlleiter Erde - Ionosphäre kann durch zwei Modelle beschrieben werden. Beim "Moden"-Modell werden einzelne Glieder einer Reihe berechnet, die den Hertzschen Vektor der elektromagnetischen Welle beschreibt. Das "Moden"-Modell gilt vor allem für Frequenzen kleiner als 30 kHz und für Abstände vom Sender größer als 1000 km (Volland, 1968). Für höhere Frequenzen ist das strahlenoptische Modell vorzuziehen (Pierce, 1977). Hier werden die strahlengeometrischen Wege eines Wellenstrahls vom Sender zum Empfänger verfolgt.

Für die zeitliche Variation der Ausbreitung besonders langer Wellen im ULF-Bereich ist das Verhalten der Ionosphärenschichten verantwortlich. Wellen mit Frequenzen kleiner als 80 Hz werden fast vollständig von der nur auf der Tagseite der Erde existierenden D-Schicht in ca. 60 km Höhe reflektiert.

Frequenzen im KW-Bereich werden von dieser Schicht stark abgeschwächt. Nachts bildet sich wegen fehlender solarer Strahlung keine D-Schicht. Kurz-Wellen können sich nun ungehindert ausbreiten - wie auch Lang- und Längst-Wellen - und werden von höheren Ionosphärenschichten reflektiert.

Eine starke Zunahme der Lang- und Längstwellenaktivität ist bei einem Ausbruch solarer Röntgenstrahlung zu beobachten. Bei diesem "Mögel-Dellinger-Effekt" wird die Ladungsträgerdichte in der D-Schicht kurzzeitig erhöht; diese reflektiert dann Wellen im VLF- und LF-Bereich besser als unter normalen Bedingungen.

Die Ausbreitung der Atmospherics ist ein frequenzabhängiger Vorgang. Dabei werden vor allem niedrige Frequenzen bei ihrem Weg durch die Atmosphäre stark spektral verschmiert. Dispersion und Absorption der elektromagnetischen Wellen sind für unterschiedliche Moden des "Moden"-Modells verschieden. An der Grenze zwischen der nullten Mode (0.3 Hz - 3 kHz) und der ersten Mode (3 - 30 kHz) ist ein starkes Absorptionsband vorhanden (siehe auch Fig. 1).

Die Phasengeschwindigkeit in der ersten Mode ist größer als die Lichtgeschwindigkeit und steigt leicht mit abnehmender Frequenz an. In der nullten Mode fällt die Phasengeschwindigkeit stark mit abnehmender Frequenz. Beides hat zur Folge, daß die ELF-Komponente der VLF-Komponente zeitlich nachhinkt. In der angelsächsischen Literatur wird vom "ELF-slow tail" gesprochen (Campbell, 1967).

Die zeitliche und geographische Verteilung der Quellen der Atmospherics

Fig. 3 zeigt die mittlere jährliche Anzahl der Tage mit Gewittern in ihrer geographischen Verteilung. Deutlich sind in den tropischen Bereichen drei große Gewitteraktivitätszentren zu erkennen:

- Mittelamerika und der Regenwald Südamerikas
- Afrikanischer Regenwald
- Ostasiatischer Regenwald und Java



Fig. 3: Isolinien der mittleren jährlichen Anzahl der Tage mit Gewitter. Schraffiert sind die Gebiete mit über 100 Tagen Gewitter im Jahr. (Keller, Frischknecht, 1966)

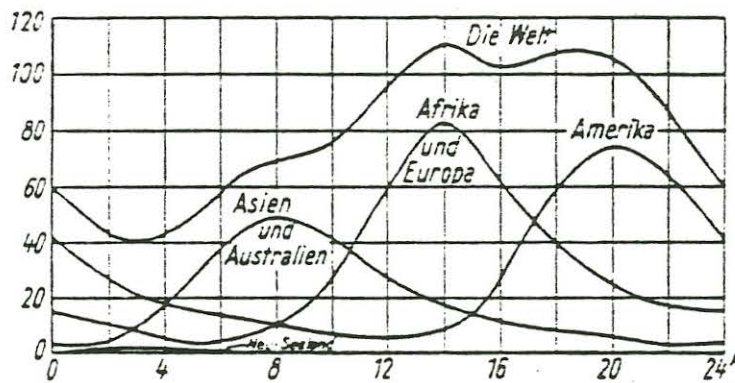


Fig. 4: Tagesgang der Gewitter-"Erwartung" für die einzelnen Kontinente und das gesamte Festland. Aufgetragen ist die Größe der zum betreffenden Zeitpunkt von Gewittern bedeckten Fläche in 10 km, geordnet nach GMT. (Israel, 1961)

Zusätzlich sind tropische Gewitter auch mit einer größeren Anzahl von Blitzen verbunden als Gewitter in gemäßigten Zonen. Für ein Gewitter mittleren Ausmaßes in den Tropen sind durchschnittlich 200 Blitze pro Stunde zu erwarten; 85% davon sind Wolke-Wolke-Blitze (Prentice, 1977). Insgesamt wird mit 100 Blitzen pro Sekunde auf der gesamten Erde gerechnet (Volland, 1968).

für AMT-Messungen kommen vor allen Signale aus den Aktivitätszentren der tropischen Regionen zum Tragen (Keller, Frischknecht, 1966).

Die zeitliche Variation der Gewitter in den Tropen und subtropischen Gebieten ist für die tageszeitliche Änderung der Signalstärke elektromagnetischer Wellen im Audio-Frequenz-Bereich in den mittleren Breiten bestimmend.

In den tropischen Gebieten ist mit einem Maximum der Blitzaktivität um ca. 15-16 Uhr Ortszeit zu rechnen. Dementsprechend stellt sich der Tagesgang der Weltgewittererwartung in Fig. 4, aufgespalten in kontinentale Anteile, dar. Die drei Maxima in Fig. 4 lassen sich gut mit den drei großen Aktivitätszentren in Fig. 3 korrelieren.

Messungen von Atmosphericics, sowohl in ihrer Häufigkeit pro Zeit als auch bezüglich ihrer Einfallrichtungen wurden von verschiedenen Autoren vorgenommen (Volland, 1968; Israel, 1961; Pierce, 1977).

Ward et al. (1966) beobachtete eine tägliche Variation der Einfallrichtung elektromagnetischer Wellen im Bereich 150-510 Hz von bis zu 90 Grad. Auch zeigte sich, daß das Signal im Frühling um ca. 20dB stärker war als im Winter. Ward et al. führen dies zurück auf die Wanderung der tropischen Gewitterzentren während des Nordwinters und damit auf die größere Entfernung dieser Aktivitätszentren vom Messgebiet in Kalifornien.

Auch für die Schuman-Resonanzen sind Vergleiche zwischen der Einfallrichtung des Signals und der Weltgewitterstatistik gemacht worden (Balser et al., 1962; Galejs, 1965; Rycroft, 1965).

Durch das Fehlen der D-Schicht auf der Nachtseite der Erde sind die Amplituden der Schuman-Moden nachts kleiner als tagsüber.

Die drei Maxima in Fig. 4 sind von Balser et al. auch bei den Amplituden der Schuman-Resonanzen, entsprechend der Weltgewittererwartung, beobachtet worden. Rycroft postulierte aus Messungen der Schuman-Resonanzen wegen der kugelförmigen Symmetrie des Hohlleiters eine Darstellung der Moden mittels Kugelfunktionsentwicklung. Eine azimutale Feinstruktur im Spektrum wurde ebenfalls von ihm beobachtet!

Für AMT-Messungen wurden am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München von Dittus (1983) erste Untersuchungen über die Streuung des Azimuts bei elektromagnetischen Wellen bis in den Bereich 1 kHz durchgeführt.

Da nur wenige Stationen unter diesem Gesichtspunkt ausgewertet wurden, und keine Langzeitstatistik durchgeführt wurde, waren keine eindeutigen Korrelationen mit der Weltgewitterstatistik zu beobachten. Dennoch ist auch bei Kurzzeitmessungen eine Anhäufung der Einfallrichtungen für verschiedene Frequenzen um einen Richtungsazimut festgestellt worden.

Mit der neuen AMT-Apparatur soll schon im Gelände eine erste Auswertung der Streuung der Einfallrichtungen des elektromagnetischen Signals versucht werden. Bei der weiteren Arbeit mit der AMT-Apparatur soll eine gründliche Analyse des Signals, verbunden mit einer Langzeitstatistik, die für die magnetotellurischen Messungen wichtige Frage nach dem Verhalten des anregenden Signals klären helfen.

LITERATUR :

- Balser, M.; Wagner, C. A. : Observations of earth - ionosphere cavity resonances, Nature, Vol. 188, S. 638-641, 1960
- Balser, M.; Wagner, C. A. : Diurnal Power Variations of the Earth-Ionosphere Cavity - Modes and their Relationship to Worldwide Thunderstorm Activity, J. Geophys. Res., Vol. 67, No. 2, S. 619-625, 1962
- Dittus, H.-J. : Magnetotellurik in Südostbayern, Dipl.-Arbeit, Inst. f. Geophys. Univ. München, 1983
- Galejs, J. : Schuman Resonances, Journ. of. Res. Nat. Bureau of Standards, Vol. 69D, No. 8, 1965
- Israel, H. : Atmosphärische Elektrizität, Teil II, Leipzig 1961
- Kahalas, S. L. : Excitation of ELF-Electromagnetic Waves in the Earth - Ionosphere Cavity by High - Altitude Nuclear Detonation. J. Geophys. Res., Vol. 70, No. 15, S. 3587-3595, 1965
- Keller, G. V.; Frischknecht, F. C. : Electrical Methods in Geophysical Prospecting, Oxford, 1966
- Liebig, V. : Entwicklung und Aufbau einer Audio-Magnetotellurik Messapparatur mit Mikroprozessorsteuerung, Dipl.-Arbeit, Inst. f. Geophys. Univ. München, 1984
- Magono, C. : Thunderstorms, Elsevier, Amsterdam, 1980
- Pierce, E. T. : Atmospherics and Radio Noise, in: Lightning, Herausgeber: Gold, R. K. , Bd. I, Academic Press, London, 1977
- Prentice, S. A. : Frequency of Lightning discharges, in: Lightning, Herausgeber: Gold, R. K. , Bd. I, Academic Press, London, 1977
- Rycroft, M. J. : Resonances of the Earth - Ionosphere Cavity Observed at Cambridge, England, Jour. of Res. Nat. Bureau of Standards, Vol. 69D, No. 8, 1965
- Schreier, G. : Entwicklung eines Programm-Systems zur digitalen Verarbeitung audio-magneto-tellurischer Signale im Gelände, Dipl.-Arbeit , Inst. f. Geophys. Univ. München, 1984
- Volland, H. : Die Ausbreitung langer Wellen, Braunschweig, 1968
- Ward, S. H.; AFMAG - Applications and Limitations, Geophysics, Vol. 45 No. 11, S. 1659-1666, 1980

M. BEBLO

Die neuen Magnetometer des Observatoriums Fürstenfeldbruck

Viele Jahre wurde am Observatorium Fürstenfeldbruck vergebens versucht, mit Förstersonden die zeitlichen Variationen des Erdmagnetfeldes in der international üblichen Observatoriumsqualität permanent vektoriell zu beobachten. Mit Hilfe der Förstersonden sollten digitale Minuten- und Stundenwerte nach IAGA-Empfehlungen gewonnen werden.

Dieses Ziel wurde vor allem aus folgenden Gründen nicht erreicht:
Ungenügende Langzeitkonstanz der Sonderelektronik, häufige Nullpunktssprünge, starke Temperaturabhängigkeit von Sonden und Elektronik, unzureichende Stabilität der elektronischen Erdfeldkompensationseinrichtung.

Im Gegensatz dazu besitzen die klassischen Magnetometer "frei schwingender Magnet am Faden" hervorragende Langzeitkonstanz und Stabilität. Ihr Nachteil ist jedoch die übliche photographische Registrierung, welche die Bearbeitung der Daten durch nachträgliche Hand-Digitalisierung sehr stark behindert. Vielfach wurde bereits in der Vergangenheit versucht, mit optoelektronischen Schaltungen die photographische Registrierung durch eine elektrische zu ersetzen, was jedoch nahezu immer am der unzulänglichen Elektronik scheiterte. Heutzutage sind jedoch hochwertige elektronische Bauteile billig erhältlich, sodaß ein erneuter Versuch nicht aussichtslos erschien.

Als Meßsensoren wurden vorhandene Horizontalmagnetometer klassischer Bauart für H und D, sowie eine Schneidenwaage zur Registrierung der Vertikalkomponente Z benutzt (Wienert, 1965).

Das D-Variometer ist konventionell, der Faden nicht tordiert.

Das H-Variometer ist mit vier Kompensationsmagneten nach Freiberg und Kertz (1960) ausgerüstet. Nach der Idee von Fanselau (1953) wurde das Kompensationssystem so gedreht, daß die Resultierende aus Kompensationssystem und Erdfeld die Größe von H hat und genau Ost-West liegt. Der Aufhängefaden ist dadurch also auch beim H-Variometer torsionslos.

Als Z-Variometer wird eine Schneidenwaage (Godhavn-Waage nach La Cour (1930)) eingesetzt.

Die Variometer wurden jeweils ergänzt mit einer Opto-Elektronik und Helmholtz-Kompensationsspulen.

Die neu gebaute Elektronik (Goder, 1984) wirkt als PD-Regler, sodaß, zur Vermeidung der Anregung der Systeme in der Eigenfrequenz, zusätzliche Dämpfungssysteme eingebaut werden mußten.

Prinzipieller Aufbau (siehe hierzu Abb. 1 und Abb. 2):

Über einen Spiegel am Magnetsystem wird ein Lichtstrahl auf eine Doppelphotodiode (Siemens BPX 48, Spaltbreite 9/100 mm) projiziert. Der abgebildete Lichtstrahl ist etwas breiter als der Spalt, so daß er beide lichtempfindlichen Flächen gleichmäßig beleuchtet. Dadurch ist der Photostrom aus beiden Hälften gleich, der Spannungsausgang eines nachgeschalteten Differenzverstärkers gleich Null.

Bei einer Änderung des Erdmagnetfeldes wird der Lichtzeiger etwas weiter auf eine lichtempfindliche Seite der Diode ausgelenkt, hier wird ein stärkerer Photostrom als auf der anderen Seite erzeugt, der Spannungsausgang des Differenzverstärkers ist ungleich Null. Über einen nachgeschalteten Regelkreis werden Kompensationsspulen derart angesteuert, daß ein zur Auslenkung des Magneten proportionaler Strom solch ein magnetisches Gegenfeld aufbaut, daß der Meßmagnet auf den Nullpunkt zurückgezogen wird. Der Meßmagnet wird also durch die Kompensationsspulen immer in der Ruhelage gehalten. Die eigentliche Schwierigkeit liegt nur darin, dieses permanent schwingende träge System mechanisch und elektronisch so zu bedämpfen, daß einerseits keine Anregung in der Eigenfrequenz erfolgt, andererseits das Übertragungsspektrum möglichst groß ist.

Registriert wird der den zeitlichen Schwankungen des Magnetfeldes proportionale Kompensationsstrom.

In Fürstfeldbruck werden mit diesen Systemen derzeit gleichzeitig sehr lange Perioden und Pulsationen bis 1 Hz (pcl) registriert.

Abbildung 3 zeigt als Beispiel die Übertragungscharakteristik des H-Systems. Da die Eigenfrequenz der Systeme nahe bei 1 Hz liegt muß für die Pulsationen hier ein sehr scharfes Tiefpassfilter angelegt werden.

Derzeitig werden folgende Periodenbereiche beobachtet:

Variationen $\infty > T > 3 \text{ min}$ kein HP TP 40 dB/Dekade

Pulsationen $300 > T > 1 \text{ sec}$ HP 20 dB/Dekade TP 140 dB/Dekade

Die Qualität eines Magnetometers speziell für lange Perioden zeigt sich in seiner Langzeitkonstanz, d.h. Basis Konstanz.

Abbildung 4 zeigt dies für die bisher vorliegenden Messungen im Jahr 1984. Verglichen werden die Basiswerte des neuen Systemes "Lehner-System" mit dem Hauptsystem des Observatoriums, dem "Schulze-System". Die Basis Konstanz des neuen Systems ist absolut vergleichbar zu der des Hauptsystemes, sieht man von gewissen Störungen ab, welche durch die derzeit noch laufende Testphase bedingt sind, ab. Die starke Temperaturabhängigkeit der Magnetometer (H, Z) kann durch "magnetische" Temperaturkompensation mit magnetischen Materialien wie z.B. Thermopen, Thermaloy (umgekehrter TK wie die Magneten) deutlich verringert werden. Versuche hierzu werden momentan durchgeführt.

Das neue System ist an die Rechenanlage des Observatoriums angeschlossen. Derzeit werden bereits digitale Minuten- und Stundenwerte erzeugt.

Das hier kurz beschriebene neue Magnetometersystem ist ohne sehr großen Aufwand erweiterbar zu einer Geländeapparatur für die Magnetotellurik und Erdmagnetische Tiefensondierung. Derzeit wird ein erster Gelände-Prototyp gebaut.

Literatur:

La Cour, D.: La Balance de Godhavn. Danske Meteorologiske Institut, Communications Magnetiques, etc., Publication No. 8, Copenhagen, 1930.

Fanslau, G.: Über das magnetisch kompensierte Horizontalintensitätsvariometer. Ann. d. Hydr. 17, S. 73-75, 1953.

Freiberg, Ch., Kertz, W.: Anordnung von Stabmagneten zur Erzeugung homogener Feldbereiche. Ztschr. f. Geophys. 26, S. 227-235, 1960.

Goder, M.: Bau und Einsatz einer opto-elektronischen Meßanlage zur Registrierung der Variationen des Erdmagnetfeldes in drei Komponenten am Geophysikalischen Observatorium Fürstenfeldbruck. Diplomarbeit, Inst. f. Allgem. u. Angew. Geophysik, Univ. München, 1984.

Wienert, K.: Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen im Jahre 1964. Geophysikalisches Observatorium Fürstenfeldbruck, Serie A, Nr. 7, 1965.

H - System ungefiltert

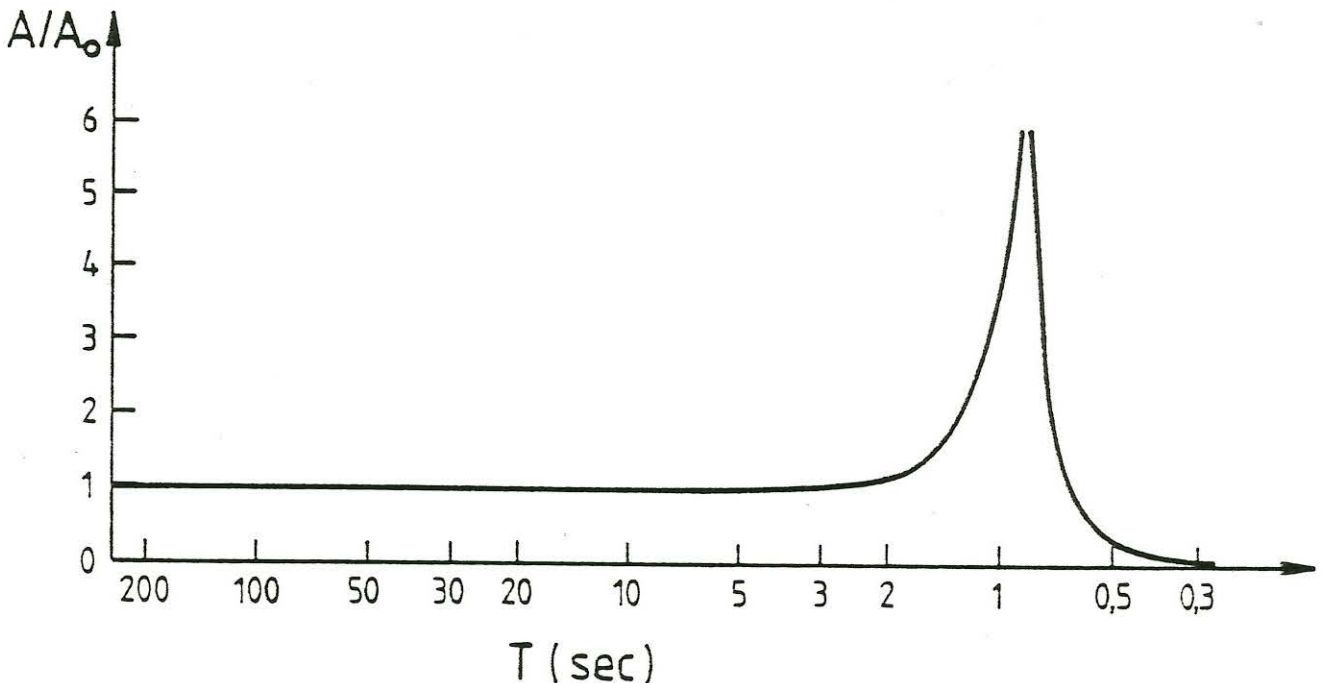
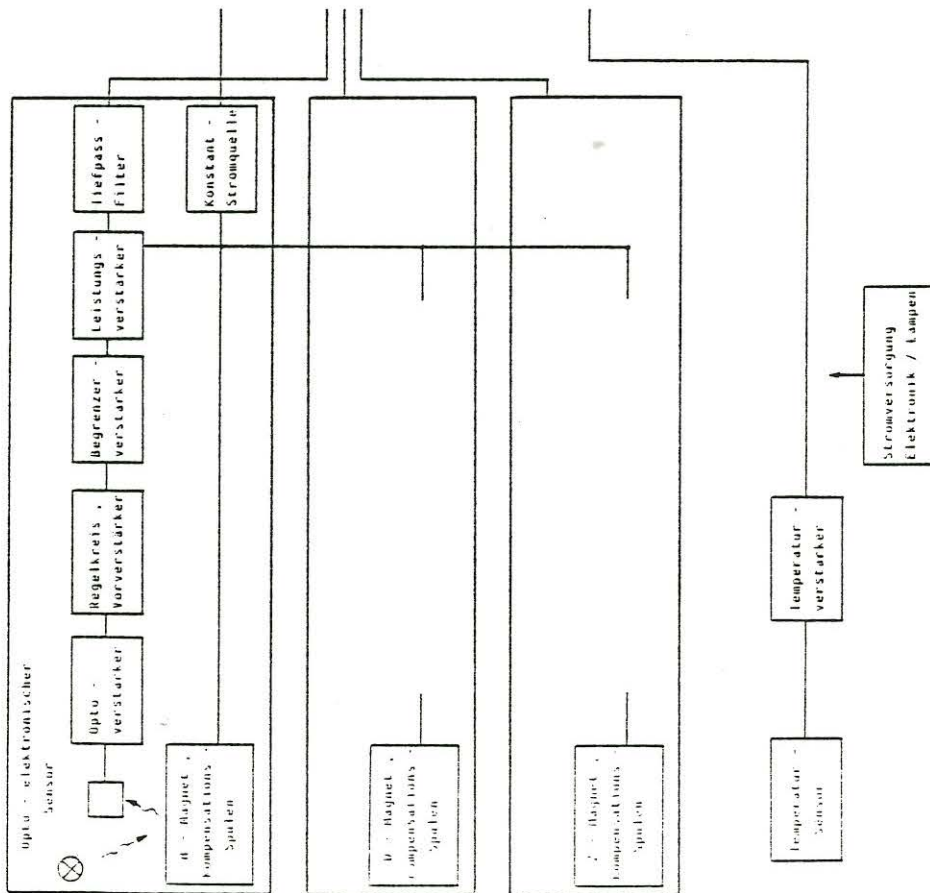


Abbildung 3

Aufbau der Opto - elektronischen Heilanlage zur Magnetfeldregistrierung

Heilhaus



200 m Leitung

Hauptgebäude

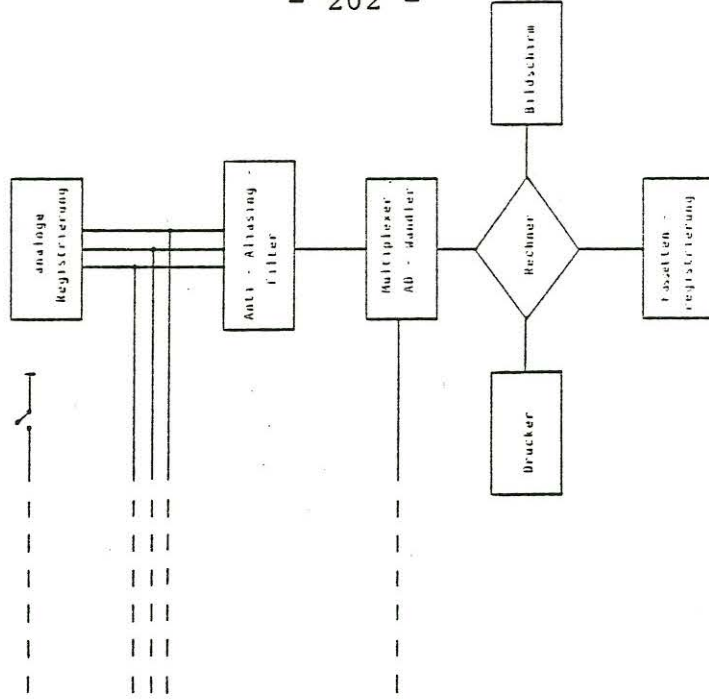


Abbildung 1

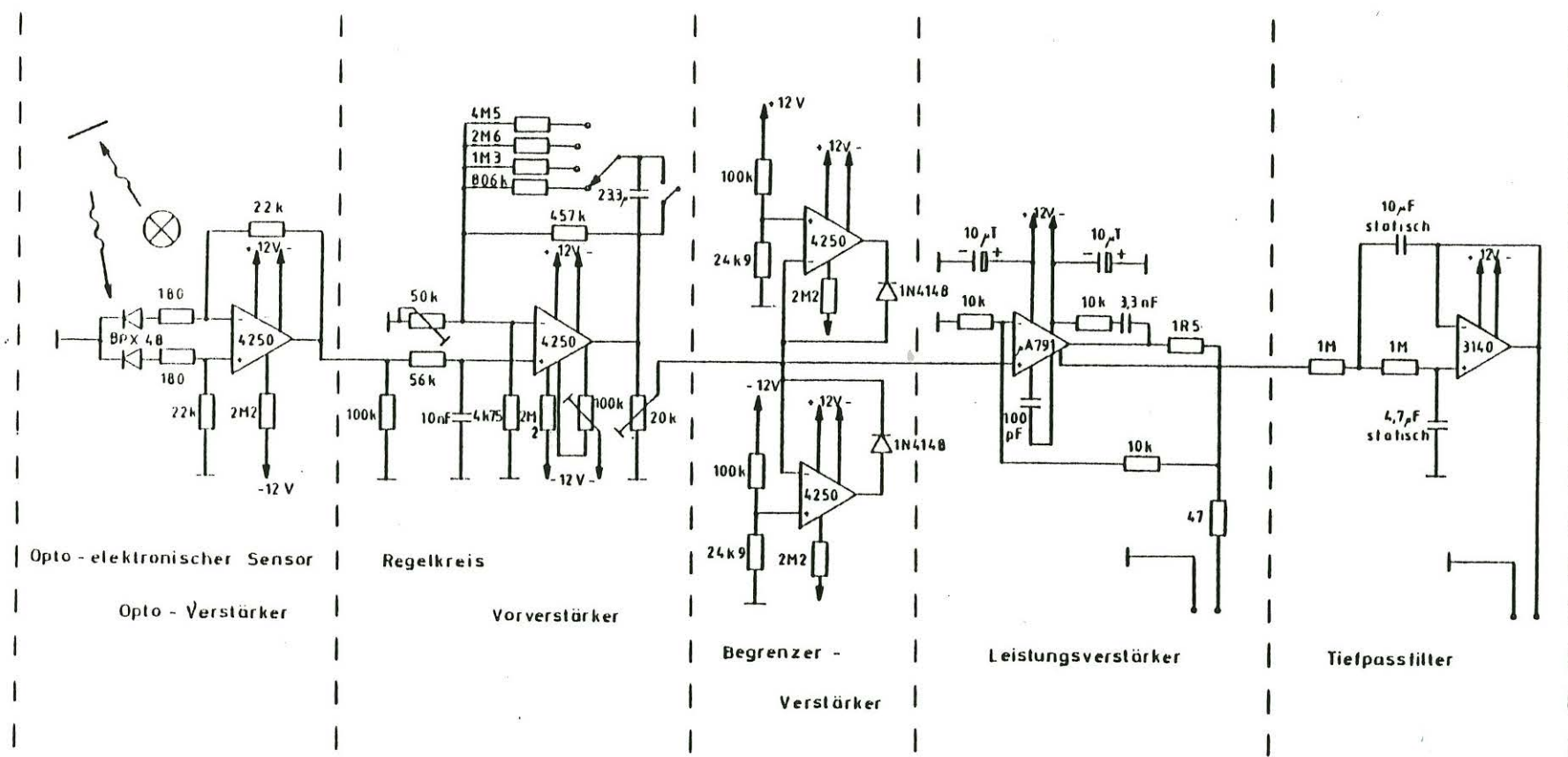


Abbildung 2

1984

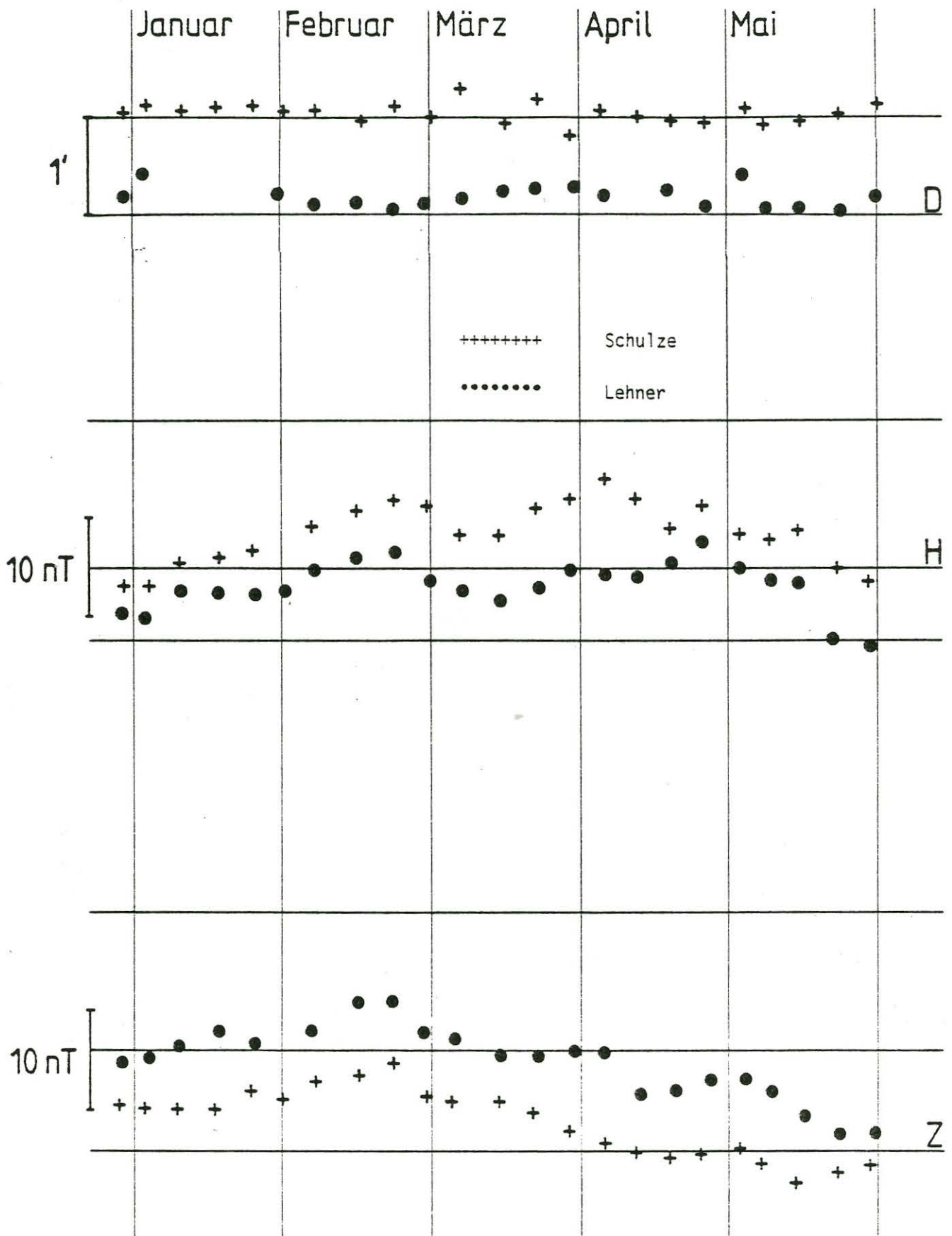


Abbildung 4

P. WEIDELT

Extremalmodelle für die integrierte Leitfähigkeit

Das magnetotellurische Umkehrproblem ist instabil, so daß sich zu einem Datensatz mehrere befriedigende Modelle konstruieren lassen. Dies wird sehr anschaulich an der COPROD-Studie von Jones (1980) illustriert. Zwei Lösungswege bieten sich als Ausweg an: Entweder wird das Problem stabilisiert, indem man bekannte oder vermutete Eigenschaften der Leitfähigkeitsverteilung in Form von Nebenbedingungen berücksichtigt oder man versucht, geophysikalisch interessante Eigenschaften zu isolieren, die allen mit den Daten verträglichen Modellen gemeinsam sind. Die Lösung des zweiten Problems kann man im Prinzip dadurch versuchen, daß man entweder mit der Monte Carlo Methode den Raum der zulässigen Modelle zu erforschen versucht, oder daß man direkt das Modell zu konstruieren versucht, in dem die gesuchte geophysikalisch interessante Eigenschaft ihren Extremwert annimmt. Feste Grundlagen für Die Monte Carlo Methode als Hilfsmittel zur Lösung geophysikalischer Umkehraufgaben wurden von Anderssen und Seneta (1971, 1972) gelegt, während die Methode der Extremalmodelle im wesentlichen von Parker (1972, 1974, 1975) entwickelt wurde. Als erste Anwendung dieser Methode auf das magnetotellurische Umkehrproblem bestimmt Parker (1982) aus einem vorgegebenen Datensatz dasjenige Modell, das einen idealen Leiter in der geringstmöglichen Tiefe aufweist: Das Leitfähigkeitsmodell ist dann oberhalb dieser Tiefe eindeutig, aber unterhalb dieser Tiefe völlig beliebig.

Jeder endliche Satz von Impedanzen erlaubt keine Festlegung von Schranken für die Leitfähigkeit in einer vorgegebenen Tiefe z : In der Tiefe z kannentweder eine dünne isolierende Schicht oder eine dünne Schicht mit unbegrenzter Leitfähigkeit aber endlichem Leitwert liegen. Dagegen werden im allgemeinen räumliche Mittelwerte der Leitfähigkeit durch die Daten beschränkt. Dies wurde in Einzelheiten von Oldenburg (1983) gezeigt. Die Existenz von Schranken für Leitfähigkeitsmittelwerte, oder noch einfacher für die Leitwertfunktion

$$S(z) = \int_0^z \sigma(s) ds$$

ist ein Ausdruck der Tatsache, daß das Umkehrproblem für $S(z)$ korrekt gestellt ("well-posed") ist (V.I. Dmitriev, pers. Mitt.).

Wir befassen uns im folgenden mit der Konstruktion von Schranken für Leitfähigkeitsmittelwerten unter Berücksichtigung von a priori Schranken σ_- und σ_+ für $\sigma(z)$, so daß $\sigma_- \leq \sigma(z) \leq \sigma_+$ in $0 \leq z \leq \infty$. Im Gegensatz zu dem pragmatischen Ansatz von Oldenburg (1983), der seine approximative Methode auf viele Frequenzen anwendet und auch noch Beobachtungsfehler berücksichtigt, beschränken wir uns im folgenden auf die Konstruktion der exakten Extremalmodelle für wenige Frequenzen. Nur im Zusammenhang mit der COPROD-Studie werden kurz approximative Extremalmodelle für eine Vielzahl von Frequenzen betrachtet.

1. Notwendige Bedingungen für Extremalmodelle

Unter der Annahme von SI-Einheiten, dem Zeitfaktor $e^{i\omega t}$ und Vernachlässigung des Verschiebungsstromes reduzieren sich die Maxwell'schen Gleichungen für eine 1-D Leitfähigkeitsverteilung $\sigma(z)$ und ein quasihomogenes induzierendes Magnetfeld in y-Richtung auf

$$E_x'(z, \omega) = -i\omega\mu_0 H_y(z, \omega), \quad H_y(z, \omega) = -\sigma(z) E_x(z, \omega) \quad (1.1)$$

oder nach Elimination von H_y

$$f''(z, \omega) = i\omega\mu_0 \sigma(z) f(z, \omega) \quad (1.2)$$

mit $f(z, \omega) = E_x(z, \omega)$. Im folgenden wird die Schmuckersche Übertragungsfunktion c verwendet, deren theoretischer Wert für $\sigma(z)$ und M Frequenzen ω_j , $j = 1, \dots, M$ definiert ist durch

$$c_j[\sigma] = \frac{E_x(a, \omega_j)}{i\omega_j \mu_0 H_x(a, \omega_j)} = - \frac{f(a, \omega_j)}{f'(a, \omega_j)}, \quad (1.3)$$

wobei f eine Lösung von (1.2) mit $f' \rightarrow 0$ für $z \rightarrow \infty$ ist. Den Funktionalen $c_j[\sigma]$ entsprechen die M komplexen Daten c_j , die zunächst als fehlerfrei angenommen seien. Das Interpretationsproblem besteht dann darin, zumindest ein Modell $\sigma(z)$ zu finden, so daß $c_j[\sigma] = c_j$, $j = 1, \dots, M$. Wenn keine Gefahr zur Verwechslung von Funktionalen und Daten besteht, wird $[\sigma]$ fortgelassen.

Innerhalb der Klasse der mit den Daten konsistenten Modelle sind wir an jenen beiden Modellen interessiert, die für einen vorgegebenen Tiefenbereich $z_1 \leq z \leq z_2$ den Leitfähigkeitsmittelwert

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \sigma(z) dz \quad (1.4)$$

maximieren und minimieren. Wenn zusätzlich der Bereich der erlaubten Leitfähigkeiten noch durch σ_- und σ_+ beschränkt wird, stellt sich das folgende nichtlineare Programmierproblem:

Minimiere

$$Q = \int_0^{\infty} w(z) \sigma(z) dz \quad (1.5)$$

mit

$$w(z) = \begin{cases} 0, & 0 < z < z_1 \\ \frac{1}{z_2 - z_1}, & z_1 < z < z_2, \quad Q = \bar{\sigma}_{\min} \\ \frac{-1}{z_2 - z_1}, & z_1 < z < z_2, \quad Q = -\bar{\sigma}_{\max} \\ 0, & z > z_2 \end{cases} \quad (1.6)$$

mit den Nebenbedingungen

$$C_j[\sigma] - C_j = 0, \quad j = 1, \dots, M \quad (1.7)$$

und

$$0 \leq \sigma_- \leq \sigma(z) \leq \sigma_+ \leq \infty. \quad (1.8)$$

Die Lagrange-Funktion des Problems ist

$$\begin{aligned} L[\sigma] = & \int_0^{\infty} w(z) \sigma(z) dz + \operatorname{Re} \sum_{j=1}^M \lambda_j \{ C_j[\sigma] - C_j \} - \\ & - \int_0^{\infty} [\mu_+(z) \{ \sigma_+ - \sigma(z) \} + \mu_-(z) \{ \sigma(z) - \sigma_- \}] dz. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Die M komplexen Lagrangeschen Multiplikatoren λ_j berücksichtigen die Nebenbedingungen in Gleichheitsform, während die beiden nicht-negativen Funktionen $\mu_-(z)$ und $\mu_+(z)$ als verallgemeinerte Lagrangesche Multiplikatoren für die Erfül-

lung der Nebenbedingungen in Ungleichheitsform sorgen und die folgenden Eigenschaften besitzen:

$$\begin{aligned} \mu_-(z) = 0, \sigma(z) > \sigma_-, & \quad \mu_+(z) = 0, \sigma(z) \leq \sigma_+ \\ \mu_-(z) \geq 0, \sigma(z) = \sigma_-, & \quad \mu_+(z) \geq 0, \sigma(z) = \sigma_+ \end{aligned} \quad (1.10)$$

(z.B. Pearson, 1974, p. 1113). Die nur formal eingeführten Lagrangeschen Multiplikatoren λ_j beschreiben die Empfindlichkeit des Zielfunktional $Q[\sigma]$ gegenüber Änderungen in den Daten $c_j = g_j - h_j$ (z.B. Pearson, 1974, p.1118)

$$R \lambda_j = - \frac{\partial Q}{\partial g_j}, \quad \lambda_j = - \frac{\partial Q}{\partial h_j} \quad (1.11)$$

Auch $\mu_+(z)$ und $\mu_-(z)$ lassen sich als Maße für die Empfindlichkeit von Q gegenüber Änderungen von σ_+ und σ_- deuten: Ändert man diese Größen zwischen z und $z + \Delta z$ ab zu σ_+^1 und σ_-^1 und ist $\Delta \sigma_2 = (\sigma_2^1 - \sigma_2) \cdot \Delta z$, so ergibt sich im Grenzfall $\Delta z \rightarrow 0$

$$\mu_+(z) = - \frac{\partial Q}{\partial \sigma_+}, \quad \mu_-(z) = + \frac{\partial Q}{\partial \sigma_-} \quad (1.12)$$

Dies bedeutet, daß sich Q nicht ändert, wenn diese Nebenbedingungen im Punkt z nicht wirksam sind und daß sich Q nicht vergrößert (verkleinert), wenn σ_+ (σ_-) anwächst. Diese Ergebnisse waren natürlich zu erwarten.

Als notwendige Bedingung für ein Extremum von $Q[\sigma]$ muß die erste Variation von L nach σ verschwinden. Dies ergibt

$$W(z) + R \sum \lambda_j F_j(z) + \mu_+(z) - \mu_-(z) = 0 \quad (1.13)$$

wobei $F_j(z)$ die Fréchet-Ableitung des Funktionals $c_j[\sigma]$ ist und gegeben ist durch

$$\delta c_j[\sigma] = \int_0^{\infty} F_j(z) \delta \sigma(z) dz \quad (1.14)$$

mit

$$F_j(z) = - (W_j \mu_0 f_j^2(z)) \quad (1.15)$$

(z.B. Parker, 1977), wobei $f(z)$ mit $f'(0) = 1$ und $f'(z) \rightarrow 0$

für $z \rightarrow \infty$. Die Funktion F_j erfüllt die Dgl.

$$F_j''' = 4i\omega_j \mu_0 F_j' (F_j F_j)' \quad (1.16)$$

Nimmt man nun an, daß in einem Intervall $a \leq z \leq b$, das entweder ganz innerhalb oder ganz außerhalb $z_1 \leq z \leq z_2$ gelegen sei, $\sigma(z)$ weder sein Minimum σ_- noch sein Maximum σ_+ annimmt, d.h., $\sigma_- \leq \sigma(z) \leq \sigma_+$, so ist nach (1.10) $\mu_-(z) = \mu_+(z) = 0$ und (1.13) lautet

$$w(z) + \operatorname{Re} \sum_{j=1}^M \lambda_j F_j(z) = 0, \quad a \leq z \leq b. \quad (1.17)$$

Diese Gleichung jedoch hat nur die triviale Lösung $\lambda_j = 0$, $j = 1, \dots, M$ falls $w(z) = 0$, und keine Lösung für $w(z) \neq 0$. Intuitiv ist dies klar, da eine endliche Zahl von "oszillierenden" Funktionen $\operatorname{Re} F_j(z)$ und $\operatorname{Im} F_j(z)$ durch lineare Kombination keine "Konstante" $w(z)$ ergeben können. Der exakte Beweis sei hier unterdrückt. Als wichtige Konsequenz kann $\sigma(z)$ in Extremalmodellen nur die Leitfähigkeitswerte σ_- und σ_+ annehmen. Definiert man eine "Entscheidungsfunktion" $D(z)$ durch

$$D(z) = w(z) + \operatorname{Re} \sum_{j=1}^M \lambda_j F_j(z), \quad (1.18)$$

so bestehen die Extremalmodelle aus einer Folge von Schichten mit den alternierenden Leitfähigkeiten σ_- und σ_+ und es gilt

$$\left. \begin{array}{l} \sigma(z) = \sigma_+ \\ \sigma(z) = \sigma_- \end{array} \right\} \text{für } D(z) \left\{ \begin{array}{l} \leq 0 \\ \geq 0 \end{array} \right. \quad (1.19)$$

Grenzflächen treten auf, wenn $D(z)$ sein Vorzeichen wechselt. Dies ist ein nichtlineares Problem, da $D(z)$ nichtlinear von der Lage der Schichtgrenzen abhängt. Erschwert wird das Problem auch dadurch, daß keine Aussage über die Anzahl der Schichten gemacht wird.

Im Spezialfall $\sigma_+ = \infty$ schrumpfen die Schichten mit $\sigma(z) = \sigma_+$ zu dünnen Schichten zusammen. $D(z)$ ist dann überall nicht-negativ, kann aber an den Stellen der dünnen Schichten diskontinuierliche Steigungen aufweisen.

2. Ergebnisse

Ohne auf die Rechnungen im einzelnen einzugehen sollen hier nur einige Ergebnisse vorgesteelt werden. Der Einfachheit halber beschränken wir uns auch auf Extremalmodelle für die integrierte Leitfähigkeit,

$$S(z_2) = \int_0^{z_2} \sigma(s) ds.$$

a) $\sigma_- = 0, \sigma_+ = \infty$:

In diesem Fall wird keine a priori Information vorausgesetzt. Die Extremalmodelle sind einfach eine Folge dünner Schichten. Fig. 1 zeigt die Struktur der Modelle S_{\max} und S_{\min} für eine Frequenz ω . Die Beobachtungsdaten sind

$$c = g - ih = |c| e^{-i\psi}.$$

Für kleines z_2 besteht das Extremalmodell für S_{\max} aus einer dünnen Schicht im Niveau $z = z_2 - 0$ und aus einem idealen Leiter in größerer Tiefe. Wenn $z_2/|c|$ einen von ψ abhängigen Grenzwert überschreitet (ausgezogene Kurve links unten), tritt noch eine dritte Schicht an der Oberfläche $z = 0$ hinzu. Bei $z_2 = |c| \sec \psi$ wird $S_{\max}(z_2) = \infty$. Die "Schwerpunktstiefe" der induzierten Ströme ist z^* . Wenn die Leitfähigkeitsverteilung nicht nur aus einer dünnen Schicht besteht, müssen Leiter ober- und unterhalb von z^* liegen. $S_{\min}(z_2)$ verschwindet für $z_2 \leq g$, weil dann die Daten durch eine einzige Schicht im Niveau $z = g = z^*$ erklärt werden können. Für $z_2 > g$ tritt noch eine Schicht bei $z = 0$ hinzu. Wenn z_2 einen Grenzwert (obere rechte Kurve) überschreitet, bewegt sich diese Schicht abwärts und erreicht für $z_2 \rightarrow \infty$ das Niveau z^* .

Die zugehörigen Grenzkurven für $S(z_2)$ sind in Fig. 2 wiedergegeben. In den schattierten Bereichen müssen alle Modelle liegen, die mit dem 2-Daten-Problem verträglich sind. S (Abszisse) wurde normiert durch den Leitwert $\sigma_a |c|$. Dabei ist $\sigma_a = 1/\rho_a$ die scheinbare Leitfähigkeit und $\rho_a = \omega \mu_0 |c|^2$. Die zulässigen Bereiche verschmälern sich für $\psi \rightarrow 0$ und $\psi \rightarrow 90^\circ$, weil in diesen Grenzfällen zu den Daten nur ein Modell gehört: Für $\psi = 0$ ein idealer Leiter in der Tiefe $z = |c|$ und für $\psi = 90^\circ$ eine dünne Schicht mit dem Leitwert $1/(\omega \mu_0 |c|)$ an der Erdoberfläche.

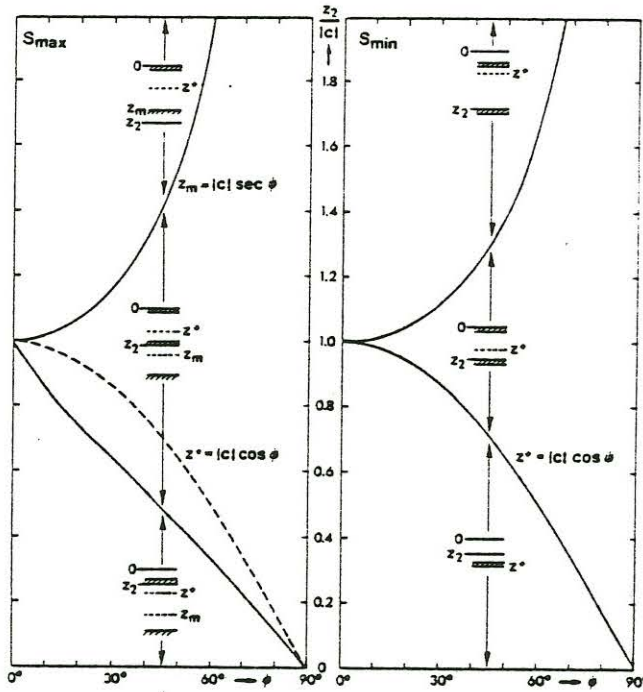


Fig. 1:
Struktur der Ex-
tremalmodelle für
eine Frequenz

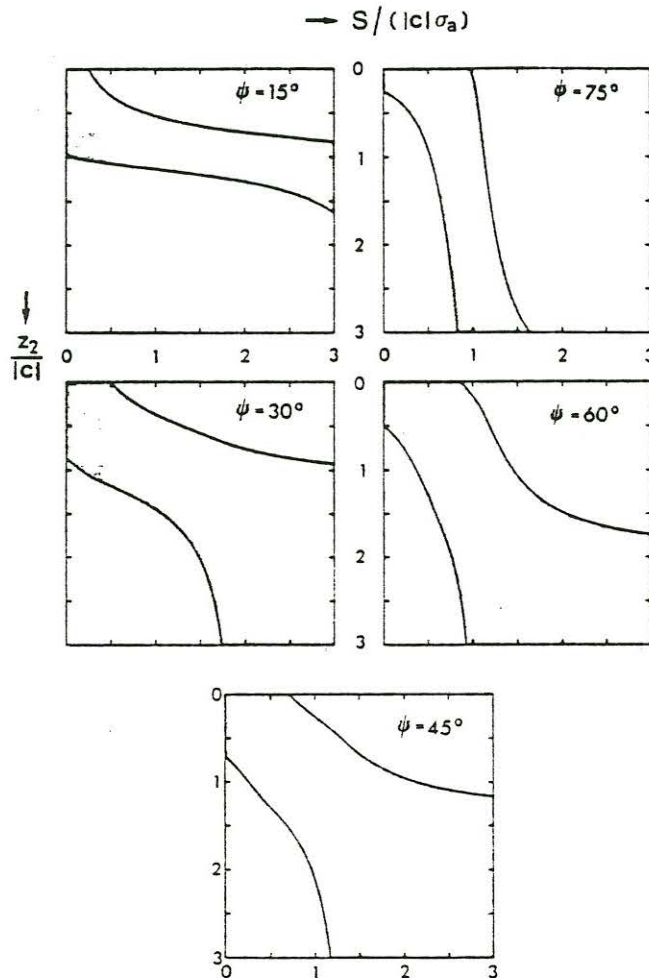


Fig. 2:
Schranken für $S(z_2)$
für eine Frequenz

Im folgenden Beispiel werden Extremalmodelle für reale Daten mit zwei Frequenzen gezeigt. Der Datensatz besteht aus den Übertragungsfunktionen für die erste und vierte Sq-Harmonische mit Zahlenwerten repräsentativ für Europa:

$$1 \text{ cpd: } c_1 = (575 - i260) \text{ km}$$

$$4 \text{ cpd: } c_2 = (290 - i275) \text{ km}$$

Fig. 3 zeigt die Tiefe z der dünnen Schichten (Abszisse) als Funktion von z_2 (Ordinate). Diese Abbildung vermittelt eine Vorstellung von den Nichtlinearitäten des Problems: Auftauchen neuer Schichten bei $z = 0$, das Zusammenwachsen von Schichten mit idealen Leitern (mit zusätzlicher Markierung) sowie das Verschwinden und Wiederkehren von Leitern im Unendlichen.

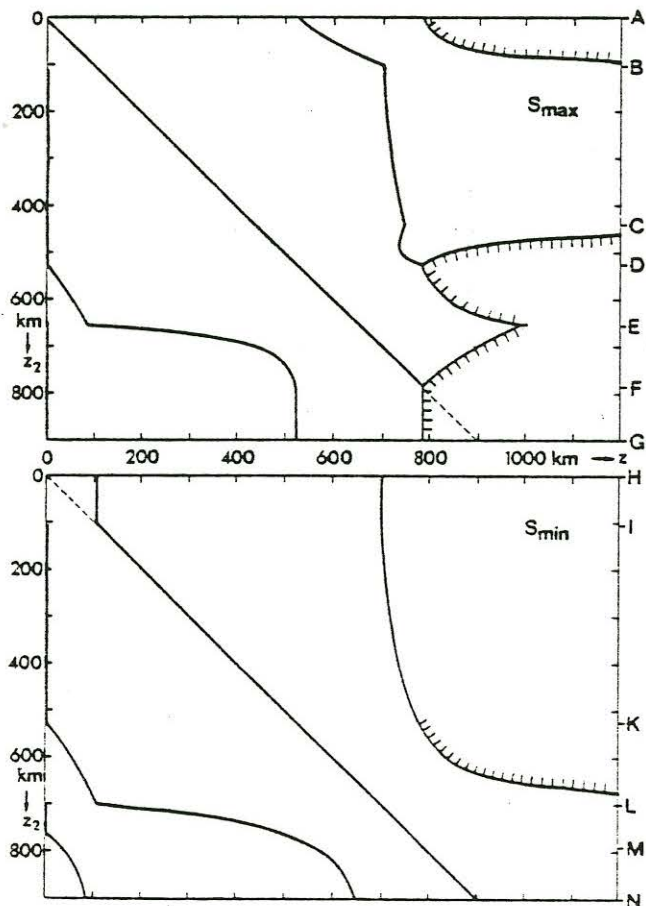


Fig. 3:

Die Lage der leitenden Schichten für die 2-Frequenz-Extremalmodelle

Die resultierenden Grenzkurven für $S(z_2)$ gibt Fig. 4 wieder. Hier sind auch die Grenzkurven für die beiden Frequenzen getrennt dargestellt. Es zeigt sich, daß die gleichzeitige Betrachtung der beiden Frequenzen insbesondere die untere Schranke S_{\min} stark anhebt, während die obere Schranke S_{\max} nur geringfügig abgesenkt wird verglichen mit der Kurve, die jeweils aus dem kleineren Wert für S_{\max} bei Einzelfrequenzauswertung entsteht.

Das nächste Beispiel nimmt Bezug auf die COPROD-Studie von Jones (1980). Gestrichelt dargestellt sind in Fig. 5 die $S(z_2)$ -Funktionen der diversen Interpreten sowie die Grenzkurven, die sich bei Ein-

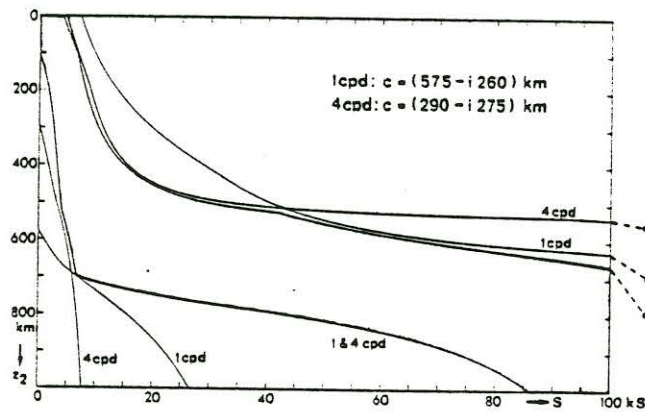


Fig. 4: Schranken für $S(z_2)$ aus zwei S_q -Harmonischen bei Einzelfrequenz- und Zweifrequenzauswertung

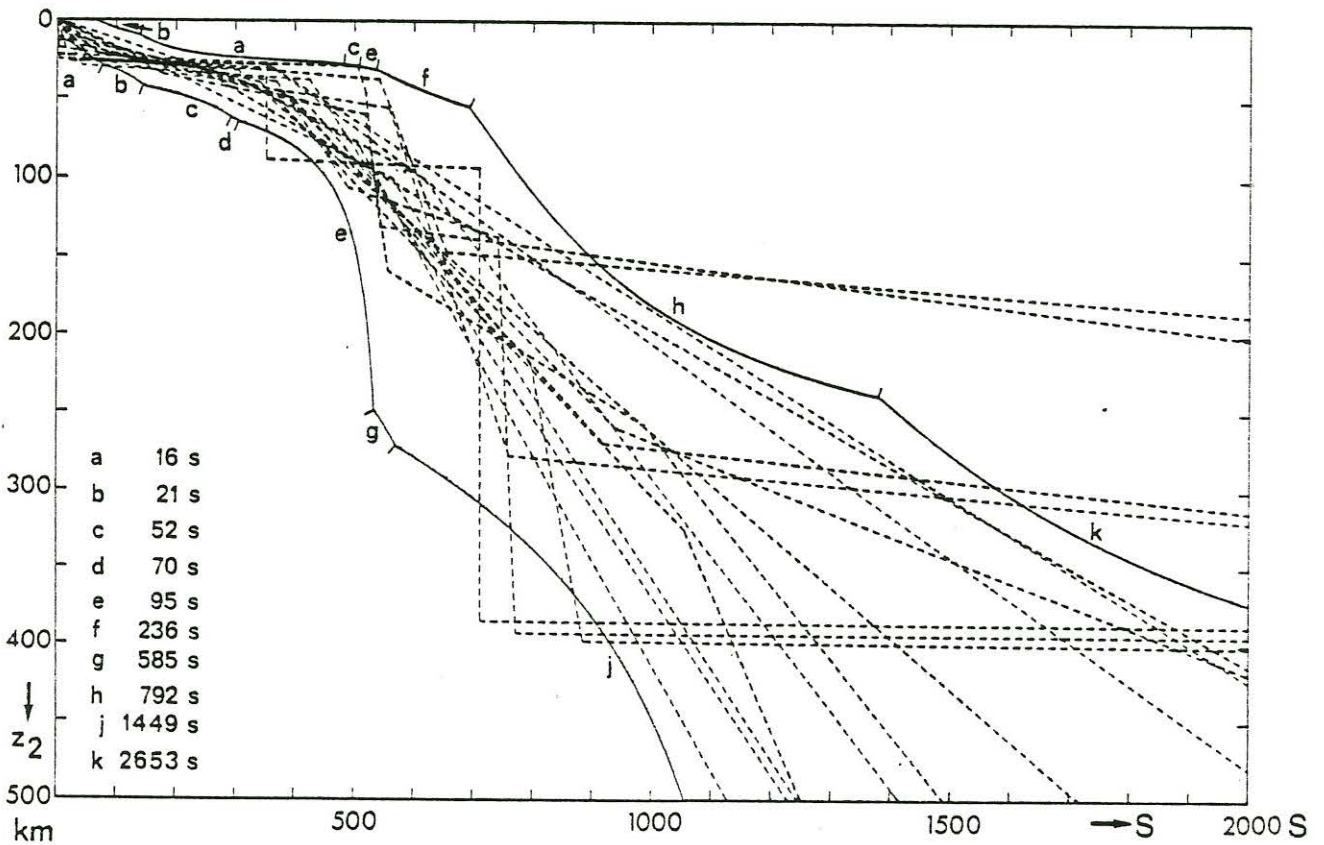


Fig. 5: $S(z_2)$ -Funktionen für verschiedene Interpretationen der COPROD-Daten sowie Schranken aus Einzelfrequenzauswertung

zelfreuzenzauswertung ergeben, wenn für jedes z_2 jeweils der kleinste der resultierenden S_{\max} -Werte und der größte der resultierenden S_{\min} -Werte genommen wird. Im Fall guter Daten ist diese Eingrenzung sehr konservativ. Im vorliegenden Fall eines sehr mittelmäßigen Datensatzes füllen die Modelle den ihnen zur Verfügung gestellten Raum voll aus.

b) $\underline{\sigma_- = 0, \sigma_+ < \infty}$:

Fig. 6 zeigt, wie sich Fig. 2 modifiziert, wenn man $\sigma(z)$ durch σ_+ nach oben begrenzt. σ_+ läßt sich solange verringern, bis man für S_{\min} und S_{\max} dieselben Modelle erhält. Dies sind einfache Zwei- oder Dreischicht Modelle. Diese Fälle sind durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Für $\psi = 45^\circ$ ist die Struktur einiger repräsentativer Leitfähigkeitsmodelle in Fig. 7 dargestellt. Links ist für $\sigma_+ = \infty$ nur die Lage der Leiter angegeben. Die Ähnlichkeit der Modelle für $\sigma_+ = \infty$ und $\sigma_+ = 4 \sigma_a$ ist noch leicht zu erkennen. Für $\sigma_+ = \sigma_a$ wäre das Modell für S_{\max} der homogene Halbraum. Deshalb ist eine kleine Abweichung davon gewählt worden. Im Grenzfall $\sigma_+ = 0.84 \sigma_a$ reduzieren sich die Modelle von S_{\min} und S_{\max} auf ein Zweischichtmodell bestehend aus einer Schicht mit der Mächtigkeit $2.21 |c|$ und einem Isolator darunter.

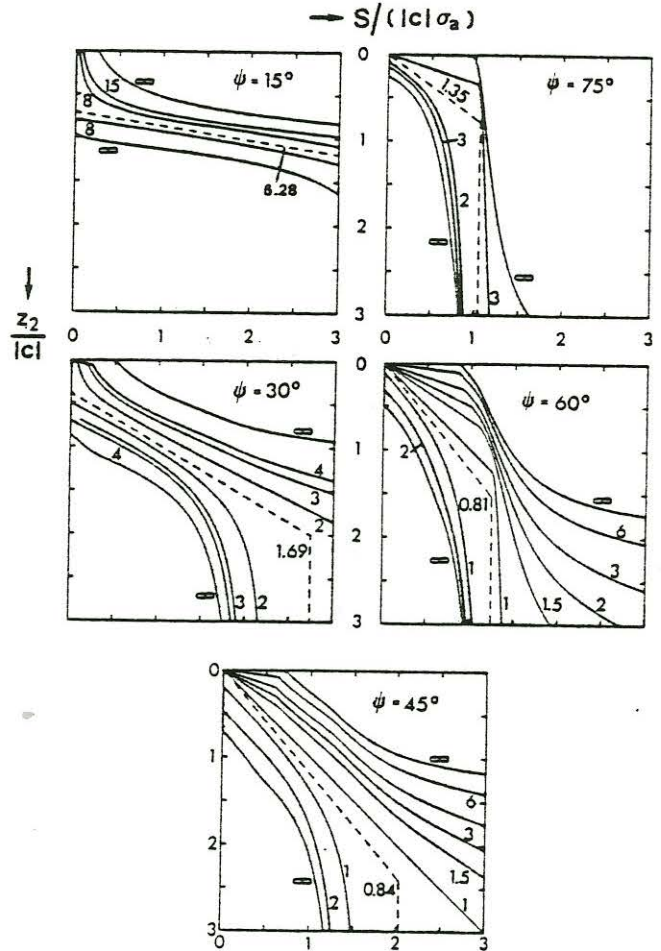


Fig. 6: Schranken für $S(z_2)$ für Begrenzung der Leitfähigkeit nach oben. Die Zahlen an den Kurven geben σ_+ in Einheiten von σ_a an.

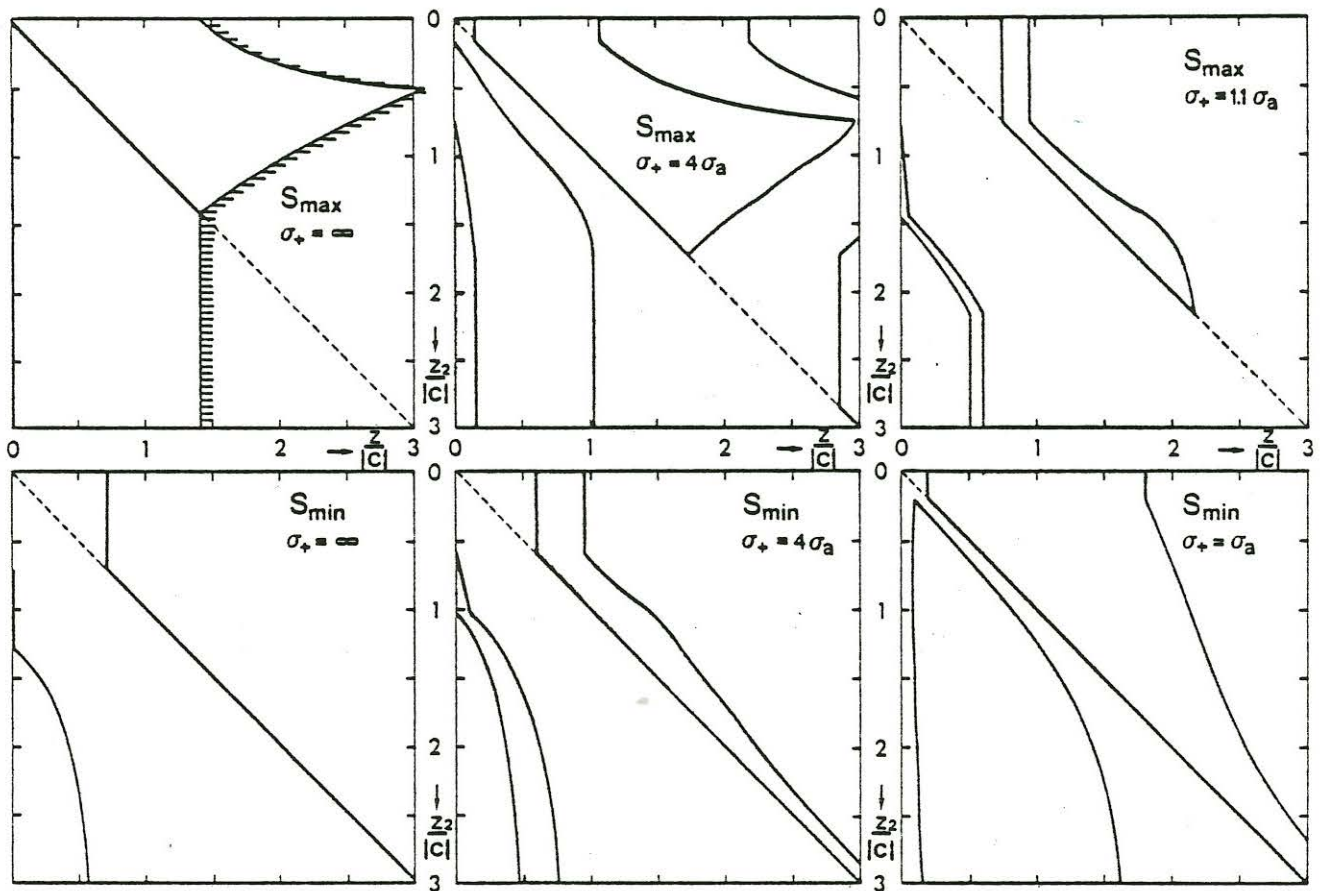


Fig. 7: Struktur der Extremalmodelle für $\psi = 45^\circ$ und verschiedene Werte für σ_+ . Die Gebiete mit $\sigma(z) = \sigma_+$ sind schattiert.

Literatur:

Anderssen, R.S. and Seneta, E.: A simple statistical estimation procedure for Monte Carlo Inversion in geophysics.-Pure Appl. Geophys., 91, 5-13, 1971.

Anderssen, R.S. and Seneta, E.: A simple statistical estimation procedure for Monte Carlo Inversion in geophysics. II: Efficiency and Hempel's paradox.-Pure Appl. Geophys., 96, 5-14, 1972.

Jones, A.G.: Report on the COPROD study. Paper read at the "Fifth Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth and Moon", Istanbul, August 18-23, 1980.

Oldenburg, D.W.: Funnel functions in linear and non-linear appraisal.-J. Geophys. Res., 88, 7387-7398, 1983.

Parker, R.L.: Inverse theory with grossly inadequate data.-Geophys. J. R.Astron. Soc., 29, 123-138, 1972.

Parker, R.L.: Best bounds on density and depth from gravity data.-Geophysics, 39, 644-649, 1974.

Parker, R.L.: The theory of ideal bodies for gravity interpretation.-Geophys. J. R. Astron. Soc., 42, 315-334, 1975.

Parker, R.L.: The existence of a region inaccessible to magnetotelluric sounding.-Geophys. J. R. Astron. Soc., 68, 165-170, 1982.

Pearson, C.E. Ed.: Handbook of Applied Mathematics.-New York: Van Nostrand Reinhold Co. 1974.

P. WEIDELT

Impedanzungleichungen für diskrete Frequenzen

Für eine eindimensionale Leitfähigkeitsverteilung läßt sich die Frequenzabhängigkeit der Schmuckerschen Übertragungsfunktion $c(\omega)$ darstellen durch

$$c(\omega) = a_0 + \int_0^{\infty} \frac{a(\lambda) d\lambda}{\lambda + i\omega}, \quad a_0 \geq 0, \quad a(\lambda) \geq 0 \quad (1)$$

(Weidelt 1972, Parker 1980). Dies führt dazu, daß reale Daten bezüglich ihrer Frequenzabhängigkeit Konsistenzrelationen erfüllen müssen, um durch (1) darstellbar zu sein. Einige dieser Konsistenzbeziehungen wurden von Weidelt (1972) angegeben. Es sei $c = g - i h$ und $c'(\omega) = dc/d\omega$. Dann lassen sich die dortigen Ungleichungen (2.33a,b) und (2.34a,b) auch schreiben

$$|c'| \leq h/\omega, \quad |(wc)'| \leq g, \quad (2a,b)$$

$$|c' + \omega c''| \leq h/\omega, \quad |(wc)'' + \omega (wc)'''| \leq g. \quad (3a,b)$$

Diese Ungleichungen verlangen Ableitungen nach der Frequenz, die an verrauschten Meßdaten meist nur unsicher durchführbar ist. Es zeigt sich jedoch, daß für die obigen Ungleichungen Versionen existieren, die nur diskrete Frequenzen benutzen.

α) Es seien ω_1 und ω_2 zwei verschiedene Frequenzen. Dann lauten die Analoga von (2a,b) für diskrete Frequenzen

$$\left| \frac{c_2 - c_1}{\omega_2 - \omega_1} \right| \leq \left(\frac{h_1 h_2}{\omega_1 \omega_2} \right)^{1/2}, \quad \left| \frac{\omega_2 c_2 - \omega_1 c_1}{\omega_2 - \omega_1} \right| \leq (g_1 g_2)^{1/2}. \quad (4a,b)$$

β) Es seien ω_1, ω_2 und ω_3 drei äquidistante Frequenzen mit $\omega_1 = \omega_2 - \Delta, \omega_3 = \omega_2 + \Delta$ (z.B. drei aufeinanderfolgende Harmonische). Dann lauten die diskreten Versionen von (3a,b)

$$\left| \frac{c_3 - c_1}{2\Delta} + \omega_2 \frac{c_3 - 2c_2 + c_1}{\Delta^2} \right| \leq \left(\frac{h_1 h_3}{\omega_1 \omega_3} \right)^{1/2}, \quad (5a)$$

$$\left| \frac{\omega_3 c_3 - \omega_1 c_1}{2\Delta} + \omega_2 \frac{\omega_3 c_3 - 2\omega_2 c_2 + \omega_1 c_1}{\Delta^2} \right| \leq (g_1 g_3)^{1/2}. \quad (5b)$$

Benutzt wurden die Abkürzungen $c_m = c(\omega_m)$, etc. Die Beweise ergeben sich einfach durch Einsetzen von (1). So erhält man

z.B. für die komplizierteste Ungleichung (5b)

$$A := \frac{\omega_2 c_3 - \omega_1 c_1}{2\Delta} + \omega_2 \frac{\omega_3 c_3 - 2\omega_2 c_2 + \omega_1 c_1}{\Delta^2} = Q_0 + \int_0^\infty \frac{\lambda(2-i\omega_1) a(\lambda) d\lambda}{(\lambda+i\omega_1)(\lambda+i\omega_2)(\lambda+i\omega_3)}$$

$$|A| \leq Q_0 + \int_0^\infty \frac{\lambda a(\lambda) d\lambda}{|(\lambda+i\omega_1)(\lambda+i\omega_3)|} = Q_0 + \int_0^\infty \frac{\lambda a(\lambda) d\lambda}{(\lambda^2+\omega_1^2)^{1/2} (\lambda^2+\omega_3^2)^{1/2}}$$

Mit der Schwarzischen Ungleichung für das Funktionspaar

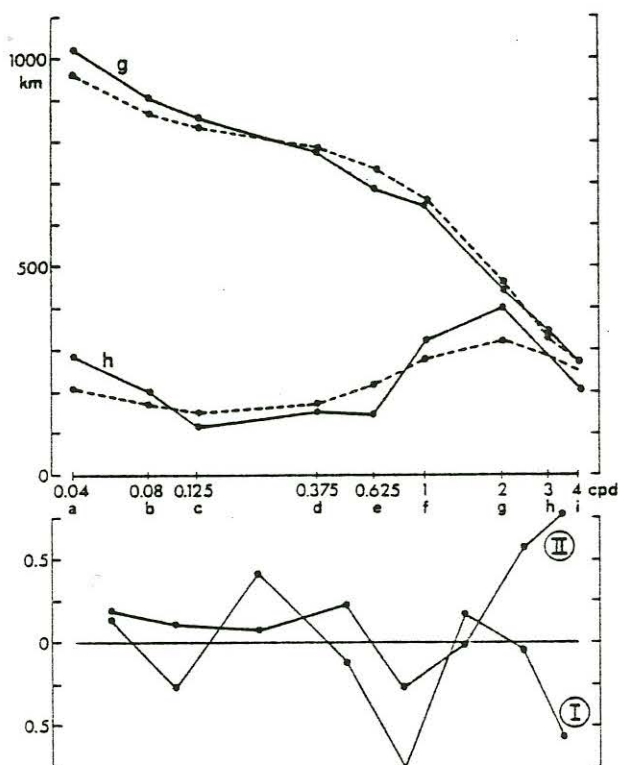
$$\left(\frac{\lambda a}{\lambda^2+\omega_1^2}\right)^{1/2} \quad \text{und} \quad \left(\frac{\lambda a}{\lambda^2+\omega_3^2}\right)^{1/2}$$

und der Ungleichung für das geometrische und arithmetische Mittel folgt daraus

$$|A|^2 \leq \left[Q_0 + \int_0^\infty \frac{\lambda a(\lambda) d\lambda}{\lambda^2+\omega_1^2} \right] \cdot \left[Q_0 + \int_0^\infty \frac{\lambda a(\lambda) d\lambda}{\lambda^2+\omega_3^2} \right] = g_1 g_3.$$

Wenn $a_0 = 0$ ist, gilt in (4a,b) und (5a,b) das Gleichheitszeichen, wenn $a(\lambda)$ nur aus einer δ -Funktion besteht. Wenn jedoch $a_0 > 0$ ist, gilt in (4b) und (5b) das Gleichheitszeichen nur für $c(\omega) = a_0$.
Im Fall $\omega_1 = 0, \omega_2 = \omega$ lautet (4b) : $|c(\omega)|^2 \leq g(\omega)g(0)$.

Das nebenstehende Beispiel zeigt eine Anwendung von (4a,b) auf langperiodische Daten von Schmucker, die sich durch diesen Test als leicht inkonsistent erweisen. Getestet wurden jeweils aufeinanderfolgende Frequenzen. Am Fuß der Abbildung ist das Testergebnis wiedergegeben, wenn mit (4a,b) jede Frequenz gegen jede andere getestet wird. Die Schärfe des Tests scheint mit dem Frequenzabstand abzunehmen.- Gestrichelt eingetragen ist die nach Parker (1980) gewonnene bestmögliche Anpassung durch ein 1D-Modell.



$$\textcircled{I} = 1 - \left| \frac{c_2 - c_1}{w_2 - w_1} \right| \left/ \left(\frac{h_1 h_2}{w_1 w_2} \right)^{1/2} \right. \quad \textcircled{II} = 1 - \left| \frac{w_2 c_2 - w_1 c_1}{w_2 - w_1} \right| \left/ (g_1 g_2)^{1/2} \right.$$

	a	b	c	d	e	f	g	h
b	+							
c	-	-						
d	+	+	+					
e	+	+	+	+				
f	+	+	+	+	-			
g	+	+	+	+	+	+		
h	+	+	+	+	+	+	+	
i	+	+	+	+	+	+	+	-

	a	b	c	d	e	f	g	h
b	+							
c	+	+						
d	+	+	+					
e	+	+	+	+				
f	+	+	+	+	-			
g	+	+	+	+	+	+		
h	+	+	+	+	+	+	+	
i	+	+	+	+	+	+	+	+

Literatur:

Parker, R.L.: The inverse problem of electromagnetic induction: Existence and construction of solutions based on incomplete data.- J. Geophys. Res., 85, 4421-4428, 1980.

Weidelt, P.: The inverse problem of geomagnetic induction.- Z.f. Geophy., 38, 257-289, 1972.

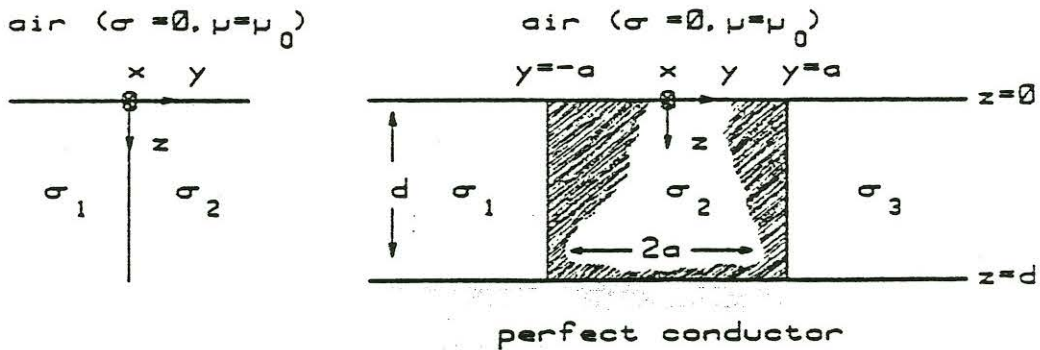
J.T. WEAVER, B.V. LE QUANG AND G. FISCHER

Remarks on the comparison of analytical and numerical model calculations

Many programs now exist for computing numerically the electromagnetic response of two-dimensional conductivity structures in the Earth to an external, time-varying magnetic source. In most cases, as in this paper, the magnetic source is assumed to be uniform, horizontal and harmonic in time with period $T = 2\pi/\omega$. A comparison of the numerical results given by these methods applied to several pre-assigned models is currently being organised by Professor M.S. Zhdanov of Moscow under the project name COMMEMI.

At the Observatoire Cantonal we believe that in addition to making this numerical comparison it is desirable, if not essential, to develop some simple "control models" for which analytic solutions are available. Any numerical procedure should at least be shown to give acceptable agreement with these analytic solutions before being subjected to a comparison with other numerical methods. After all, if three different computer programs happen to give three different sets of results for any of the proposed numerical models in the COMMEMI project then there is no knowing which of these programs is the most accurate unless analytic control solutions are also available.

To our knowledge the only detailed investigation of this nature to have been undertaken previously is described in the Diplomarbeit of Klügel (1976). In that work the results given by the finite difference program of Dr. W. Müller (see Losecke and Müller, 1975) were compared with the classical H-polarisation solution obtained by d'Erceville and Kunetz (1962) for the two-plate model - actually Klügel took the thickness of the plates to be several skin-depths so that he was effectively considering the quarter-space model shown in Fig. 1a. The corresponding finite difference calculations for an E-polarisation field were compared with what can be called a "quasi-analytic" solution of the two-plate model based on a method of successive approximations first proposed by Weidelt (1966).



(a)

(b)

Fig. 1

In our opinion the "control model" shown in Fig. 1b is a somewhat better one to use for the following reasons:

- (i) It includes such well-known models as the dike ($\sigma_1 = \sigma_3$), the vertical fault ($\sigma_2 = \sigma_3$), and the quarter-space ($\sigma_2 = \sigma_3$, $d \rightarrow \infty$) as special cases.
- (ii) The effect of both high and low conductivity contrasts can be examined in the same model by choosing (say) $\sigma_2/\sigma_1 \geq 10$, $1 < \sigma_2/\sigma_3 < 5$.
- (iii) Programs which can only handle "anomalous" regions of finite horizontal extent embedded in a "normal" one-dimensional structure can also be tested by putting $\sigma_1 = \sigma_3$ in the control model.
- (iv) With $\sigma_1 < \sigma_2 < \sigma_3$ (or $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$), and a chosen small so that $2a = h$, where h is the node separation in the numerical grid, the control model can be used to check the accuracy of the numerical solution for a model in which the conductivity changes gradually from one value (σ_1) to the next (σ_3) over a transition zone comprising three successive cells - normally only simple conductivity contrasts can be considered.
- (v) The perfect conductor at finite depth d provides a clean cut-

off to the numerical model and permits the use of a reasonably small grid (with consequent savings in CPU time) when testing programs against the control model.

A similar model, called the "segmented overburden" by Wait (1982), in which the basement is a perfect insulator rather than a perfect conductor, has been solved analytically for H-polarisation induction by Wait and Spies (1974). A closed solution is possible in this polarisation because the spatial part of the magnetic field external to the Earth is then uniform and horizontal everywhere, thus providing the simple boundary condition $B_x(y,0) = B_0$ (const) on the surface $z = 0$. The H-polarisation solution for the control model shown in Fig. 1b can be obtained in a similar manner by making the appropriate change of boundary condition at $z = d$ to account for the perfect conductor. The solution for the magnetic field (with a time factor $\exp(i\omega t)$ understood and the permeability taken as μ_0 everywhere) is then found to be

$$B_x(y,z) = \begin{cases} B_1 & (y < -a) \\ B_2 & (|y| \leq a) \\ B_3 & (y > a) \end{cases}$$

where for $i = 1,2,3$

$$\frac{B_i}{B_0} = \frac{\cosh[(d-z)\alpha_i\sqrt{i}]}{\cosh(d\alpha_i\sqrt{i})} + \sum_{m=0}^{\infty} F_m^{(i)}(y) \sin(k_m z) \quad (1)$$

with

$$\alpha_i = \sqrt{\omega\mu_0\sigma_i}, \quad k_m = (2m+1)\pi/2d, \quad \gamma_m^{(i)} = \sqrt{k_m^2 + i\alpha_i^2},$$

and

$$\begin{aligned} F_m^{(1)}(y) &= \beta_m^{(1)} A_m^{(1)} e^{\gamma_m^{(1)}(a+y)}, \\ F_m^{(3)}(y) &= \beta_m^{(3)} A_m^{(3)} e^{\gamma_m^{(3)}(a-y)}, \\ F_m^{(2)}(y) &= (A_m^{(1)} - C_m^{(1)}) e^{\gamma_m^{(2)}(a+y)} + (A_m^{(3)} - C_m^{(3)}) e^{\gamma_m^{(2)}(a-y)}. \end{aligned}$$

Here we have defined for $i = 1,3$

$$A_m^{(i)} = \{2e^{-2a\gamma_m^{(2)}} \bar{K}_m^{(i)} - [1 + \frac{\bar{\beta}_m^{(i)}}{\beta_m^{(i)}} + (1 - \frac{\bar{\beta}_m^{(i)}}{\beta_m^{(i)}}) e^{-4a\gamma_m^{(2)}}] K_m^{(i)}\} / D_m,$$

$$C_m^{(i)} = \{ (1 - \beta_m^{(i)}) e^{-2a\gamma_m^{(2)}} \bar{K}_m^{(i)} - (1 + \bar{\beta}_m^{(i)}) K_m^{(i)} \} / D_m ,$$

where

$$\beta_m^{(i)} = \frac{\gamma_m^{(2)} / \sigma_2}{\gamma_m^{(i)} / \sigma_i} , \quad K_m^{(i)} = \frac{2ik_m (\alpha_2^2 - \alpha_i^2)}{\{\gamma_m^{(2)} \gamma_m^{(i)}\}^2} ,$$

$$\bar{\beta}_m^{(i)} = \beta_m^{(1)} \beta_m^{(3)} / \beta_m^{(i)} , \quad \bar{K}_m^{(i)} = K_m^{(1)} K_m^{(3)} / K_m^{(i)} ,$$

and

$$D_m = (1 + \beta_m^{(1)}) (1 + \beta_m^{(3)}) - (1 - \beta_m^{(1)}) (1 - \beta_m^{(3)}) e^{-4a\gamma_m^{(2)}} .$$

The derived field components E_y and E_z can be obtained from (1) by differentiation according to Maxwell's equations.

The field values given by this analytic solution for the model parameters $\sigma_1 = 0.1$ S/m, $\sigma_2 = 1.0$ S/m, $\sigma_3 = 0.5$ S/m, $a = 10$ km, $d = 50$ km, $T = 300$ s have been compared with the corresponding numerical results given by (i) the finite difference program of Brewitt-Taylor and Weaver (1976) together with some (unpublished) improvements in the method for calculating the derived fields and (ii) the finite element program of Kisak and Silvester (1975). It should be noted that the skin-depths in the three regions from left to right are respectively 27.6 km, 8.7 km and 12.3 km so that the width of the central segment is only just over two skin-depths while the thickness of the left segment is under two skin-depths. For the finite difference calculation we used a 35 x 16 grid with nodes at the points $y = -130, -110, -90, -80, -70, -61, -52, -43, -34, -25, -19, -15, -12, -10, -8.5, -7, -5, -2.5, 0, 2.5, 5, 7, 8.5, 10, 12, 15, 18, 22, 26, 30, 34, 38, 43, 50$ and 60 km, and $z = 0, 1.5, 3, 5, 7.5, 10, 12.5, 15, 17.5, 20, 24, 28, 32, 40, 45$ and 50 km. For the application of the finite element program the region $z \geq 0, -130 \text{ km} < y < 60 \text{ km}$ was divided into the triangular elements shown in Fig. 2 (N.B. this figure also shows a strip in the air region $z < 0$ divided into the triangular elements used for E-polarisation calculations). The CPU time required for these calculations was 50 s with the finite difference program and 90 s with the finite element program, on a VAX-780 computer.

FINITE ELEMENT - KISAK SILVESTER - E POL 300 SEC

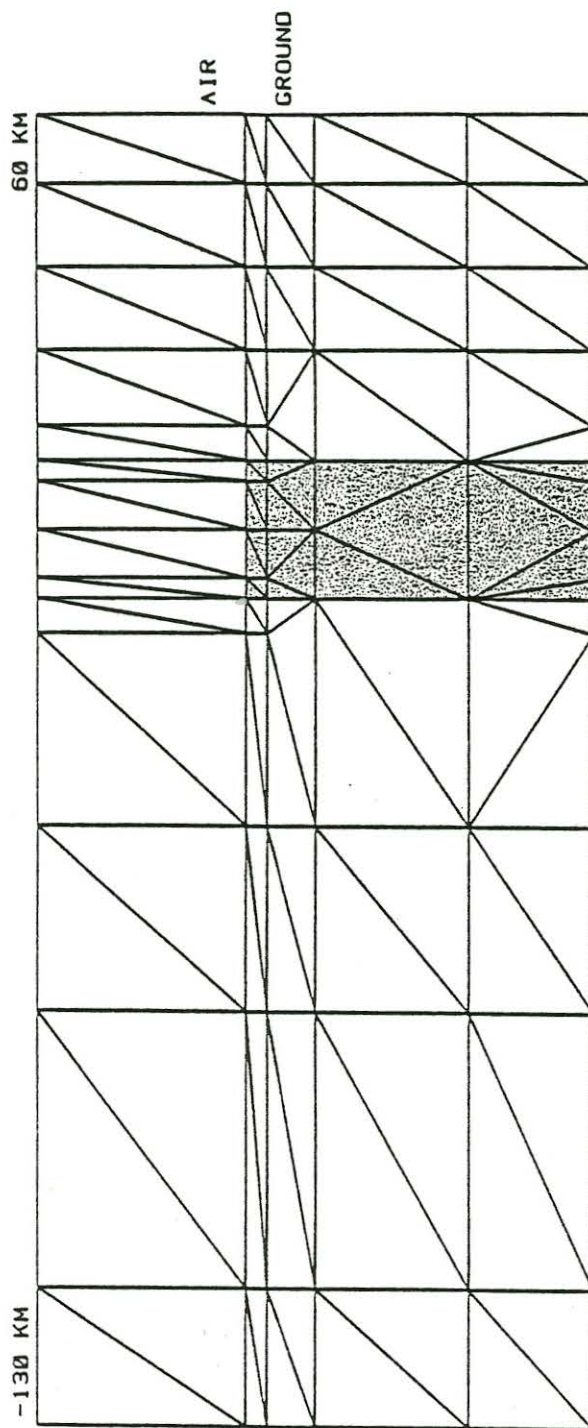


Fig. 2

Fig. 3 compares the variation of the real and imaginary parts of the horizontal electric field E_y (normalised by B_0) across the surface of the conductor. A visual inspection of the graphs indicates that the agreement between the finite difference calculations and the analytic solution is excellent. In fact the errors were limited to the range 1% - 4%. The finite element calculations are not quite so satisfactory. The field values for $y > -10$ km are in reasonably good agreement with the analytic results, but some discrepancies occur over the region of least conductivity $y < -10$ km. The variation of the field there is less smooth and errors greater than 10% are present.

The close agreement between the finite difference and analytic solutions displayed in Fig. 3 is all the more remarkable because E_y is a derived field, i.e. it is obtained from B_x , the component actually calculated in the finite difference method, by a process which is equivalent to numerical differentiation. In order to compare values of B_x (and also values of the other electric field component E_z), it is necessary to go to the interior of the conductor. In Fig. 4 the variations of B_x , E_y and E_z along the plane $z = 15$ km are depicted. This time only the finite difference results are plotted alongside the analytic solutions because it is not possible, without modifying the program, to obtain fields inside the conductor using the finite element program supplied by Kisak and Silvester. Once again excellent agreement between the analytical and numerical results is obtained.

Unfortunately it is not possible to find a similar analytic solution of the control model for an E-polarisation field. This is because no similar boundary condition corresponding to $B_x(y,0) = B_0$ exists on the surface of the conductor in E-polarisation. The method of successive approximations proposed by Weidelt (1966) and developed by Klügel (1976,1977) and Rodemann (1978), is based on the more complicated boundary condition

$$B_y(y,0) = B_0 - K B_z(y,0) \quad (2)$$

where K is the Kertz operator (or negative Hilbert transform) defined by

B-POL

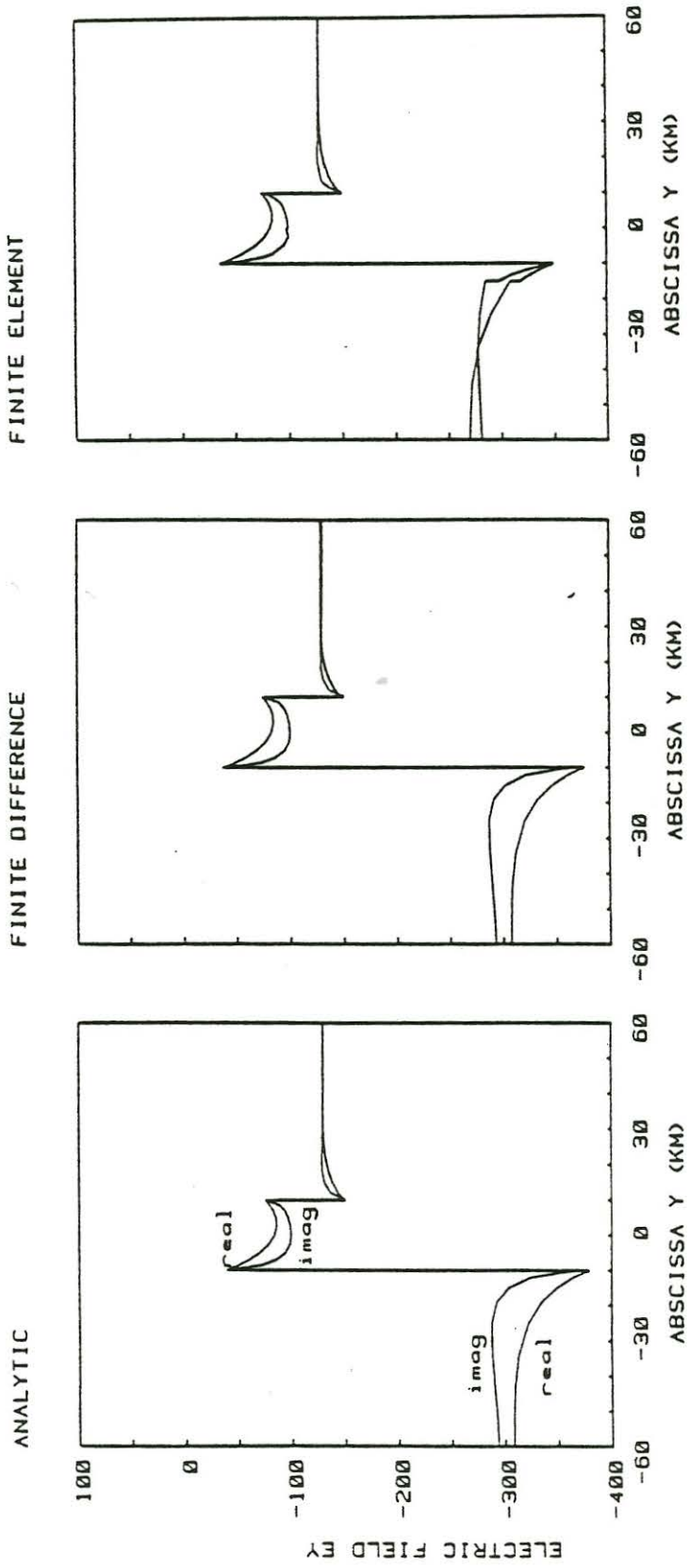


Fig. 3

B-POL
FIELDS AT Z = 15 KM

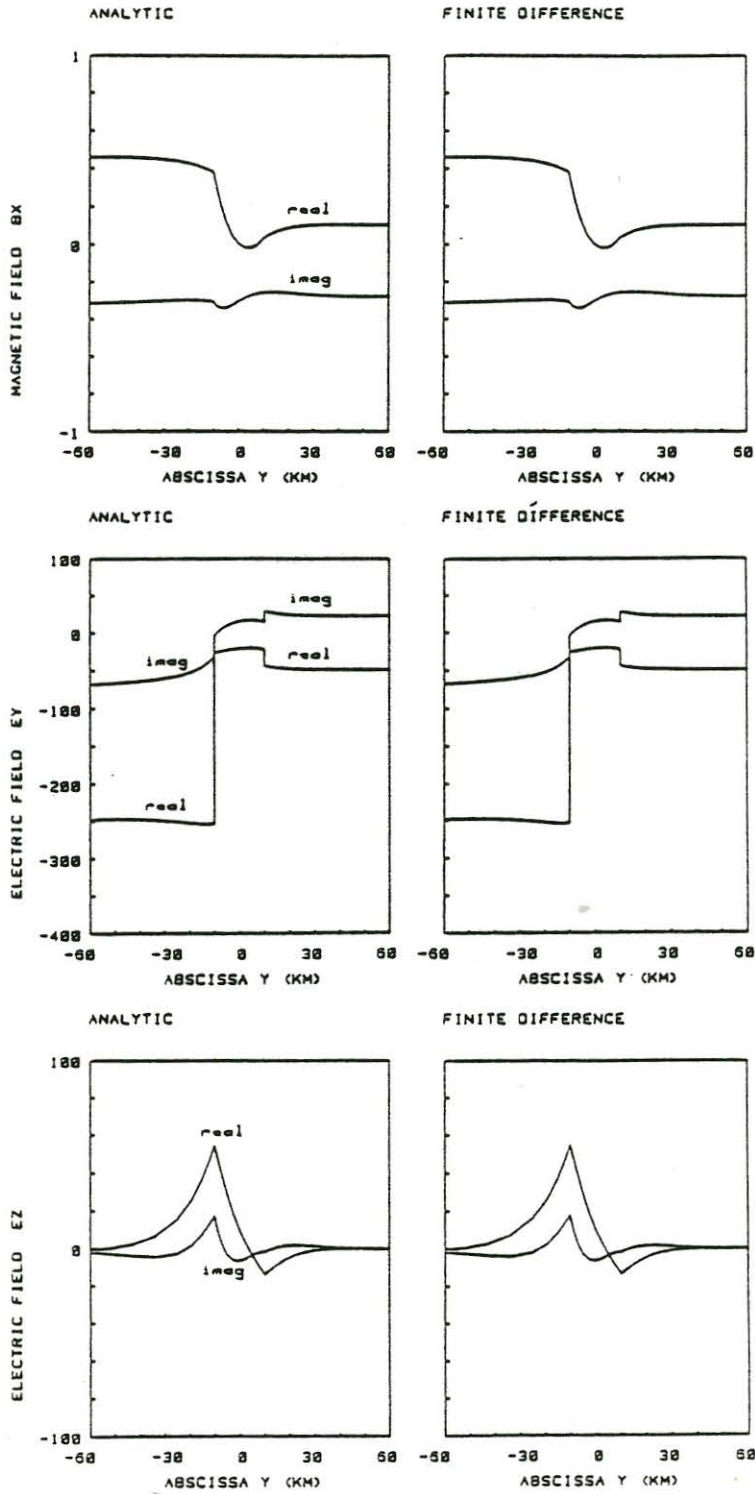


Fig. 4

$$Kf(y) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(\eta)}{y-\eta} d\eta .$$

Now B_z can be related to B_y by a formula of the type

$$B_z(y,0) = - \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(y,v) B_y(v,0) dv ,$$

where the kernel Γ is a function that can be calculated analytically for the control model in question. In conjunction with (2) this leads to Weidelt's scheme

$$B_y^{[0]}(y,0) = B_o , \quad (3)$$

$$B_y^{[N+1]}(y,0) = B_o + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\eta}{y-\eta} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\eta,v) B_y^{[N]}(v,0) dv , \quad (4)$$

which gives $B_y(y,0) = \lim_{N \rightarrow \infty} B_y^{[N]}(y,0)$ provided that this sequence converges.

If we define

$$\Delta^{[N]}(y) = B^{[N]}(y,0) - B^{[N-1]}(y,0)$$

then the scheme can be recast in the form

$$\Delta^{[0]}(y) = B_o , \quad (5)$$

$$\Delta^{[N+1]}(y) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\eta}{y-\eta} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\eta,v) \Delta^{[N]}(v) dv , \quad (6)$$

with

$$B_y(y,0) = \sum_{N=0}^{\infty} \Delta^{[N]}(y) \quad (7)$$

if this sum converges. The form of the scheme defined by (5), (6) and (7) is the method of successive approximations proposed independently by Mann (1970). Once $B_y(y,0)$ has been found the other components can be calculated with the aid of the appropriate Green's functions.

We have actually chosen to proceed with the iteration in a somewhat different manner. It turns out that

$$h(y) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\eta}{y-\eta} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\eta, v) dv = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma(\eta, v)}{y-\eta} d\eta \quad (8)$$

can be evaluated analytically in terms of the exponential integral function so that we may write

$$B_y^{[1]}(y, 0) = B_o \{1 + h(y)\} . \quad (9)$$

for the first approximation to the horizontal magnetic field. In fact for the special cases of the two-plate ($\sigma_2 = \sigma_3, y' = y + a$) and quarter-space ($\sigma_2 = \sigma_3, y' = y + a, d \rightarrow \infty$) models, (9) reduces to the analytic solutions found by Treumann (1970) and Weaver and Thomson (1972) respectively. If we now add and subtract $h(y)B_y^{[N]}(y, 0)$ on the right side of (4), using the integral expression on the right of (8) for the term subtracted, and then interchange the order of integration in the repeated integral in (4), we obtain for $N \geq 1$

$$B_y^{[N+1]}(y, 0) = B_o + h(y)B_y^{[N]}(y, 0) + \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(v, y) \{B_y^{[N]}(v, 0) - B_y^{[N]}(y, 0)\} dv \quad (10)$$

where

$$\Xi(v, y) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma(\eta, v)}{y-\eta} d\eta , \quad (11)$$

which can be evaluated analytically (again in terms of the exponential integral) for the particular control model under investigation. The subtraction of magnetic fields in the integral in equation (10) effectively removes a logarithmic singularity in the integrand at $v = y$ that would otherwise obtain. Equations (9) and (10) define the iteration scheme we use.

The actual derivation of the analytic expression for evaluation of (11), and the handling of the integral operator in (10) involves a considerable amount of complicated algebra, which it is not our intention to reproduce here. Work is currently in progress on the completion of the computer program to compute $B_y(y, 0)$ by this method.

Even though the analytic control solutions are not yet available we have undertaken a preliminary comparison of the E-polarisation finite difference and finite element calculations for the same model (Fig. 1b). Since asymptotic boundary conditions (Weaver and Brewitt-Taylor, 1978) can be used in the finite difference method, ten fewer nodes were needed in the horizontal direction (the points actually used are the same as those listed previously from $y = -61$ km to $y = 30$ km inclusive), but the grid had to be extended upwards into the air region with additional nodes at $z = -1.5, -3, -5, -8, -12, -17, -25, -37, -50$ and -65 km, making the total dimensions of the grid 25×26 . For the finite element calculations the triangulation of the entire region as shown in Fig. 2 was used. Only one strip of triangular elements in the air is shown. The program of Kisak and Silvester automatically adds identical strips above it to cover the region $z < 0$. In our calculations a total of three such strips were specified, each of thickness 30 km or approximately 1 skin-depth of the left segment in the conductivity plate. Fig. 5 depicts the variation of the real and imaginary parts of the horizontal electric field E_x across the surface of the conductor as given by the finite difference and the finite element calculations. Very good agreement, especially in the real parts, between the two methods is observed for $y < 0$, but the two sets of curves begin to diverge as y increases through positive values. The same phenomenon can be seen in the corresponding variations of the horizontal magnetic field B_y shown in Fig. 6. The general agreement between the calculated values of the vertical magnetic field B_z , also shown in Fig. 5, is not so close and in fact the finite element curve fails to reproduce the cusp-like variation at the boundary $y = \pm 10$ km. However as $|y| \rightarrow \infty$ both sets of curves are converging to zero as required.

In order to examine the differences in E_x for positive y in more detail the calculations were repeated on a much larger grid extending from $y = -700$ km to $y = +700$ km and for a larger conductivity contrast obtained by putting $\sigma_3 = 0.001$ S/m. Figs. 7(a) and (b) show that as $y \rightarrow \infty$, E_x tends to quite different values

FINITE DIFFERENCE _____
FINITE ELEMENT - - - - -

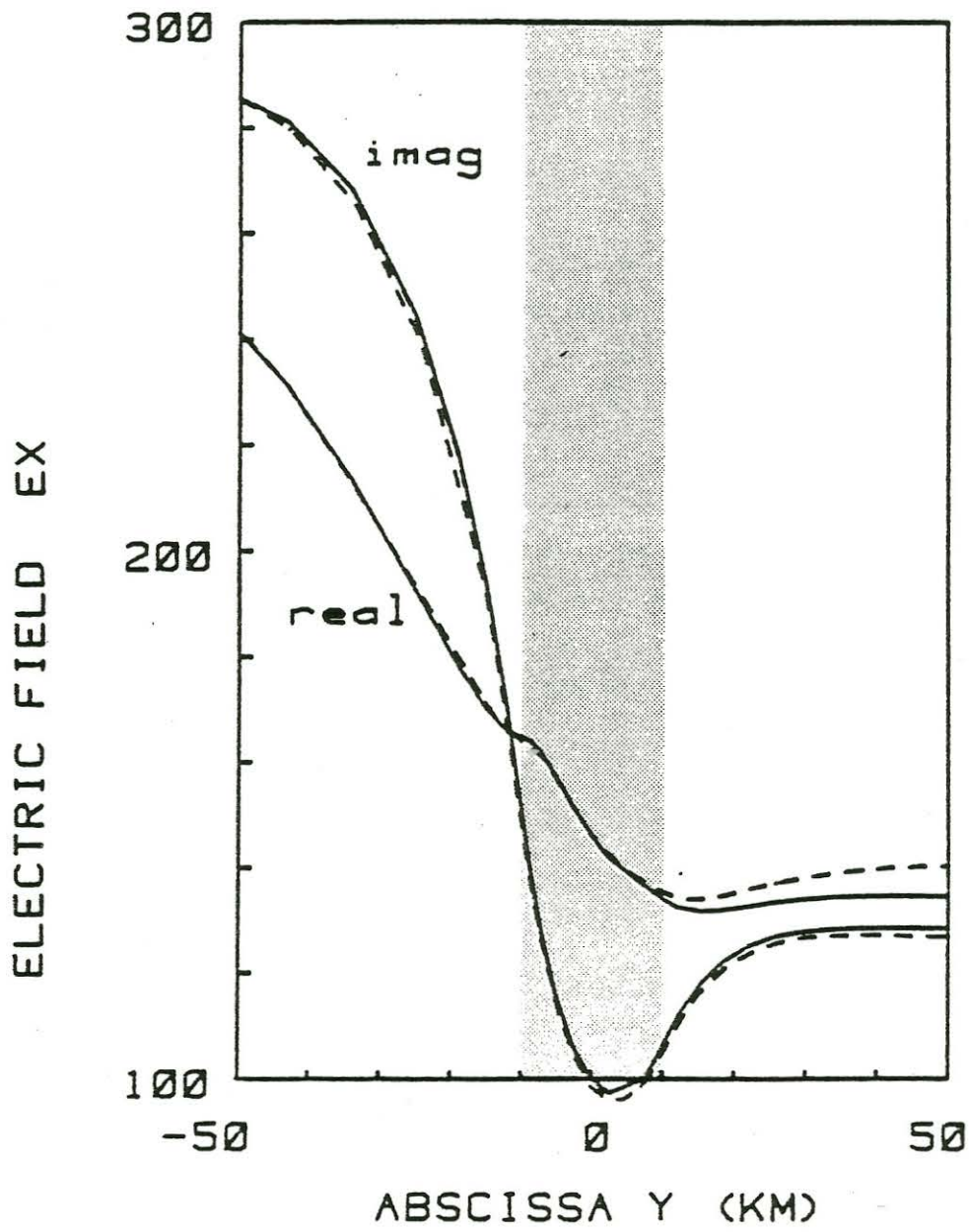


Fig. 5

E-POL

FINITE DIFFERENCE —

FINITE ELEMENT - - -

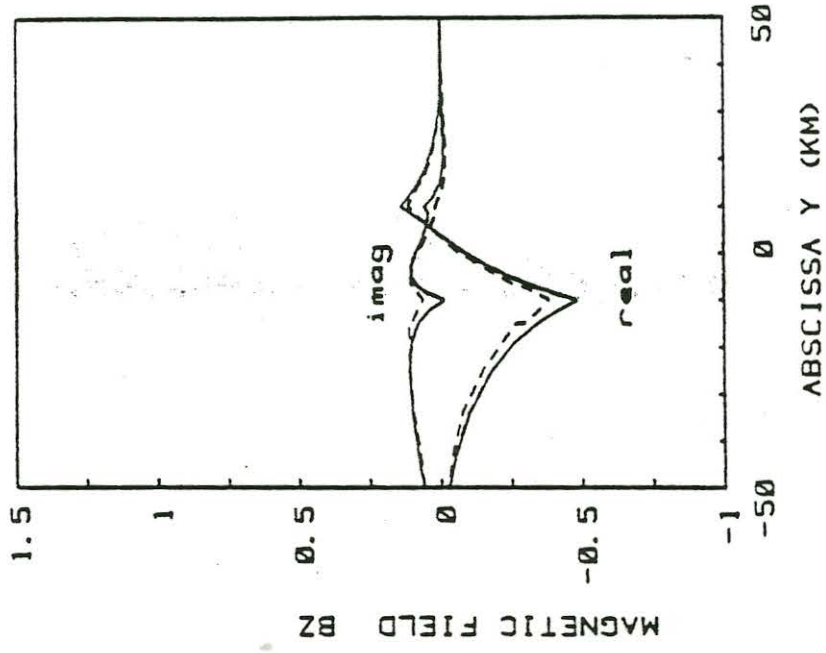
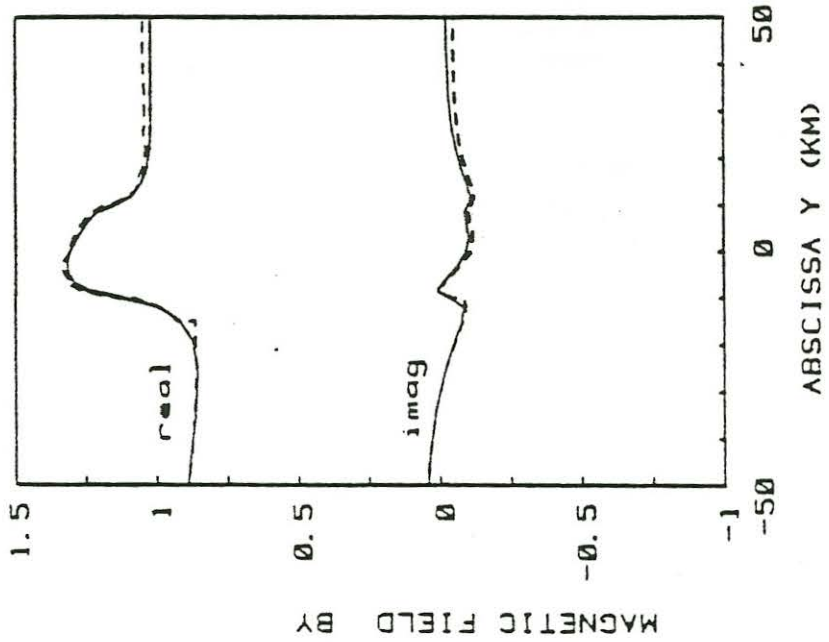
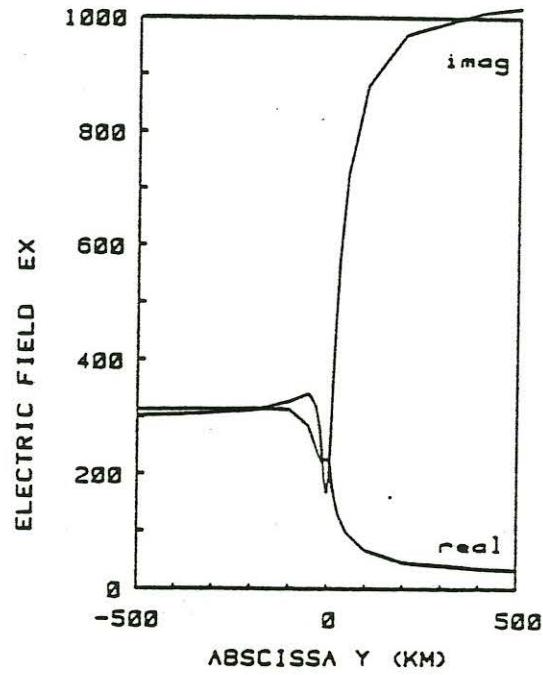


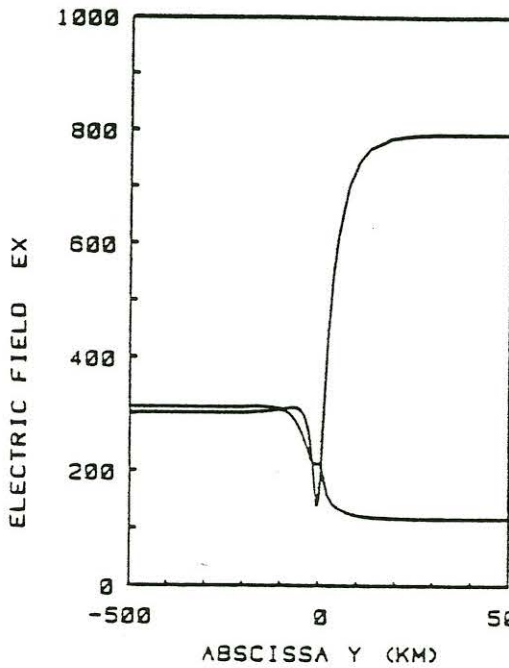
Fig. 5

E-POL
ELECTRIC FIELD EX

(a) FINITE DIFFERENCE



(b) THIN AIR STRIP
FINITE ELEMENT



(c) THICK AIR STRIP
FINITE ELEMENT

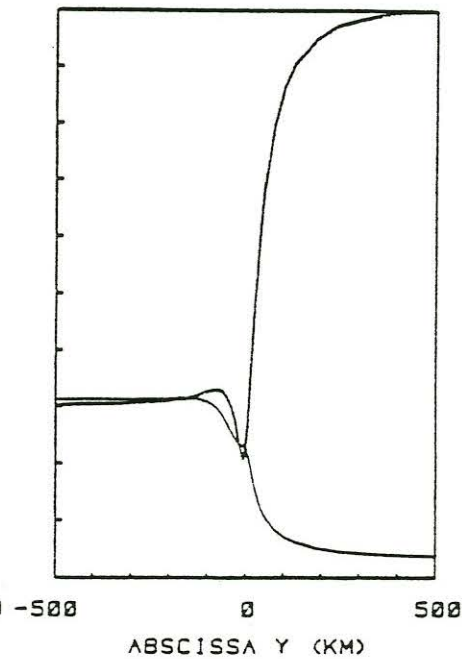


Fig. 7

depending on whether the finite difference or the finite element method is used, the discrepancy being as much as 20%. We attribute this error to the fact that Kisak and Silvester make the (false) assumption that E_x is constant across the top of their grid whereas at height h it should in fact change smoothly from its (one-dimensional) value $i\omega B_0 [\tanh(d\alpha_1\sqrt{i})/\alpha_1\sqrt{i} - h]$ on the left hand side to $i\omega B_0 [\tanh(d\alpha_3\sqrt{i})/\alpha_3\sqrt{i} - h]$ on the right. Only if $\sigma_1 = \sigma_3$ or if h is very large (so that it dominates $\tanh(d\alpha_1\sqrt{i})/\alpha_1\sqrt{i}$ and $\tanh(d\alpha_3\sqrt{i})/\alpha_3\sqrt{i}$) will the assumed condition of constant E_x be approximately valid. Similar errors are found for y large and positive in the values of B_y calculated by the finite element method but they tend to cancel out when the field ratio E_x/B_y is taken, so that the program still gives reasonably accurate values of apparent resistivity and phase on the right hand edge of the model. It is clear, therefore, that apparent resistivity is not a reliable indicator of the accuracy of a numerical method; it is important that actual field values are used when comparing the accuracy of different modelling programs.

Finally, the finite element calculations were repeated with the top of the grid at a sufficiently great height h that Kisak and Silvester's assumed boundary condition there is approximately fulfilled. This was done by taking the thickness of each strip of triangular elements in the air to be 300 km rather than 30 km, i.e. about 1 skin-depth of the right rather than the left segment. It can be seen from Fig. 7c that this does indeed correct the value of E_x on the right but only at the expense of introducing numerical inaccuracies near the centre of the grid caused by underflow. This arises because with such a thick strip the triangular elements near $y = 0$ - where the density of horizontal points is greatest - become extremely thin and elongated. As a result the minimum in the curve for $\text{Im } E_x$ at $y = 0$ is shifted by about 15%, while the effect on the magnetic fields (not shown here) is even more serious with fictitious bumps appearing on the curves depicting the variation near the origin.

We conclude that the finite element program of Kisak and Silvester cannot cope with models which have different one-dimensional

structures at $y = \pm\infty$. The finite difference program of Brewitt-Taylor and Weaver appears to be quite reliable in such cases, but we must wait for the completion of our investigation of the quasi-analytic solution before we can estimate its accuracy in E-polarisation calculations with confidence.

References:

- Brewitt-Taylor, C.R. and Weaver, J.T., 1976. On the finite difference solution of two-dimensional induction problems, *Geophys. J. R. astr. Soc.* 47, 375-396.
- d'Erceville, I. and Kunetz, G., 1962. Some observations regarding naturally occurring electromagnetic fields in applied geophysics, *Geophysics* 27, 651-665.
- Kisak, E. and Silvester, P., 1975. A finite element program package for magnetotelluric modelling, *Comp. Phys. Comm.*, 10, 421-433.
- Klügel, M., 1976. Berechnung der elektromagnetischen Induktion in zwei Halbplatten zur Anwendung in der Magnetotellurik und erdmagnetischen Tiefensondierung, Diplomarbeit, Braunschweig, Techn. Univ., Inst. Geophys. Meteorol. .
- Klügel, M., 1977. Induction in plates with two-dimensional conductivity distribution, *Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung.* 12, 267-273.
- Losecke, W. and Müller, W., 1975. Two-dimensional magnetotelluric model calculations for overhanging, high resistivity structures, *J. Geophys.*, 41, 311-319.
- Mann, J.E., 1970. A perturbation technique for solving boundary value problems arising in the electrodynamics of conducting bodies, *Appl. Sci. Res.* 22, 113-126.
- Rodemann, H., 1978. Elektromagnetische Induktion in einer leitfähigen Platte mit eingelagertem vertikalem, endlichem Zylinder, Dissertation, Braunschweig, Techn. Univ., Inst. Geophys. Meteorol. (Gamma 30, pp. 188).

Treumann, R., 1970. Electromagnetic induction problem in plates with two-dimensional conductivity distribution: II. Approximate method and solutions, *Geomagn. Aeronom.* 10, 464-472.

Wait, J.R., 1982. *Geo-electromagnetism*, Academic Press, New York, pp. 197-201.

Wait, J.R. and Spies, K.P., 1974. Magneto-telluric fields for a segmented overburden, *J. Geomag. Geoelectr.* 26, 449-458.

Weaver, J.T. and Brewitt-Taylor, C.R., 1978. Improved boundary conditions for the numerical solution of E-polarisation problems in geomagnetic induction, *Geophys. J.R. astr. Soc.* 54, 309-317.

Weaver, J.T. and Thomson, D.W., 1972. Induction in a non-uniform conducting half-space by an external line current, *Geophys. J.R. astr. Soc.*, 28, 163-185.

Weidelt, P., 1966. Modellrechnungen zur Deutung der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie als oberflächennahe Leitfähigkeitsänderung, Diplomarbeit, Univ. Göttingen.

Acknowledgments:

This work was supported by grants from the Swiss Natural Sciences Foundation and the Geophysical Commission of the Academy of Natural Sciences. It was undertaken while one of us (J. T. W.) was spending a 6-month leave from the University of Victoria (B. C., Canada) at the Observatoire Cantonal de Neuchâtel.

Financial support from the Swiss Natural Sciences Foundation and the Canton of Neuchâtel, which made this stay possible, is gratefully acknowledged. J. T. W. would also like to thank Gaston Fischer and his colleagues for their very kind hospitality during his visit.

G. FISCHER

Some remarks on the behaviour of the magnetotelluric phase

I. Introduction

For many of those working with the MT, AMT, or VLF sounding techniques the behaviour of the phase remains somewhat mysterious (cf., e. g., Fischer et al. 1983), even though it can be deduced from theory and its observed response is often used with advantage when field data are inverted. Two simple questions may serve to illustrate the elusiveness of the phase response in electromagnetic sounding:

- 1) When a monochromatic electromagnetic (EM) plane wave is incident from vacuum on a uniform good conductor, it is well known that the phase of the electric field $E(\omega)$ is ahead of the phase of the magnetic field $H(\omega)$ by 45° at the interface. However, far above the surface of the conductor, in the postulated vacuum half-space, the electric phase is leading by 90° , as suggested by Fig. 1. Can this be understood ?
- 2) If the uniform good conductor is replaced by a two-layer structure, everyone knows that the phase lead of E will usually differ from 45° . If the top layer is a better conductor than the bottom half-space ($\rho_1 < \rho_2$) and its thickness h is less than its skin-depth δ_1 , then the phase will drop below 45° . If the bottom layer is the better conductor the phase will exceed 45° . Can this behaviour be explained in simple terms ?

In what follows we propose to look into these two questions with the hope of providing answers which are conceptually easy to understand, thereby also clarifying the behaviour of the EM fields in the vicinity of the interface between conductor and vacuum.

II. The Phase in the Medium of Incidence

Let us assume a uniform or layered conductor in the half-space of positive z coordinates. At the $z = 0$ interface the ratio of electric to magnetic fields is given by the surface impedance $Z(\omega)$, which for a uniform conductor of resistivity ρ reduces to

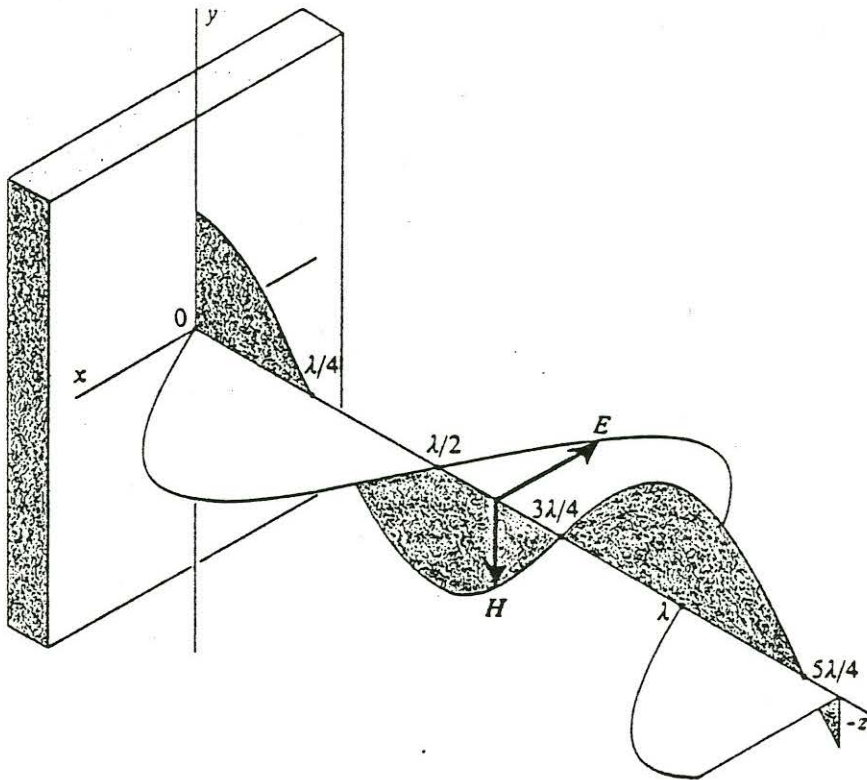


Fig. 1. Standing-wave pattern resulting from the reflection of an electromagnetic wave at the surface of a good conductor. The nodes of E and H are spaced $\lambda/4$ apart as shown. (This figure is reproduced from Lorrain and Corson 1970)

$$E(\omega)/H(\omega) = Z(\omega) = \sqrt{\omega \mu_0 \rho} \exp(i\pi/4) \quad . \quad (1)$$

For a layered conductor $Z(\omega)$ can be expressed in terms of an apparent resistivity $\rho_a(\omega)$ and a phase $\psi(\omega)$ between 0 and 90° [with the assumed time-dependence of $\exp(+i\omega t)$]:

$$Z(\omega) = \sqrt{\omega \mu_0 \rho_a(\omega)} \exp[i\psi(\omega)] \quad . \quad (2)$$

For a uniform or layered conductor we can make the usual assumption that the magnetic field $H(\omega)$ is uniform over the conductor in the entire volume $0 < -z \ll \lambda$, where λ is the vacuum wavelength. Under these conditions the electric field gradient is independent of the conductor and from Maxwell's equations is found to be (cf. Fischer 1983):

$$\frac{\partial E(z, \omega)}{\partial z} = -i\omega \mu_0 H(\omega) \quad , \quad z < 0 \quad . \quad (3)$$

Above the surface of the conductor, i.e. for $z < 0$, the electric

field is therefore given by

$$E(\omega) = H(\omega) [Z(\omega) - i\omega\mu_0 z] \quad , \quad 0 \leq -z \ll \lambda \quad . \quad (4)$$

It is easily seen from this equation that the phase of $E(\omega)$ switches from $\psi(\omega)$ for $z = 0$ to $+90^\circ$ for large values of $-z$. For a uniform conductor in particular it is easy to give an analytical expression, because $Z(\omega)$ is related to the classical skin-depth $\delta = \delta(\omega)$:

$$Z(\omega) = \frac{1+i}{2} \omega\mu_0 \sqrt{2\rho/\omega\mu_0} = \frac{1+i}{2} \omega\mu_0 \delta(\omega) \quad . \quad (5)$$

Equation (4) thus takes the form

$$E(z, \omega) = \omega\mu_0 H(\omega) [\delta + i(\delta - 2z)] \quad , \quad z \leq 0 \quad . \quad (6)$$

The behaviour of the phase is therefore

$$\psi(z, \omega) = \text{arc tan} [1 - 2z/\delta(\omega)] \quad , \quad z \leq 0 \quad . \quad (7)$$

As can be seen, the phase varies fairly quickly as one moves away from the surface of incidence:

for $z = -\delta/2$,	$\psi = 63.4^\circ$,	
for $z = -\delta$,	$\psi = 71.6^\circ$,	(8)
for $z = -3\delta$,	$\psi = 81.9^\circ$.	

The behaviour of phase and modulus of $E(z, \omega)$ could play a role when sounding at high frequencies, as for example in airborne VLF soundings.

A further consequence of equation (4), which we believe is worthy of attention, concerns the methods of two- and three-dimensional (2-D) and (3-D) modelling. Over a 1-D structure and for a given primary excitation, characterized entirely by its magnetic surface field $H(\omega)$, the response $E(\omega) = Z(\omega) \cdot H(\omega)$ will be different for different layerings. Since the vertical gradient depends only on $H(\omega)$ the fields $E(z, \omega)$ at any height $-z \ll \lambda$ over the surface of incidence will exhibit the same difference. To render boundary conditions more tractable most modelling methods work with structures which, at large distances from a geological accident, taper off toward simple 1-D layering. If this layering is different in different directions it cannot be assumed that the electric field is uniform at the top boundary. Taking the example of a 2-D structure, if

the model is different at the left- and right-hand limits it is incorrect to postulate a uniform electric field at the upper border, as some modelling programmes do (cf., e.g., Kisak and Silvester 1975). This point will receive further attention in a paper by Weaver et al. (1984).

III. The E-Polarization Phase over a Graben Structure

The behaviour of the phase at the top of a graben under E-polarization excitation bears some resemblance to its behaviour at the top of a two-layer structure, but is conceptually simpler to understand. This is the reason for looking first at this situation.

If we assume that the graben width and depth are small against its own skin-depth $\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu_0}$, an E-polarization electric field over the graben cross-section will be almost identical with the field amplitude $E(\omega)$ over the unperturbed matrix surface, for reasons of continuity of the tangential field components. If the graben is a good conductor, as suggested in Fig. 2, it will carry a much larger current density than the adjacent matrix areas. The small graben will therefore carry an excess current ΔI which we can easily estimate:

$$\Delta I \approx E(\omega) wd[1/\rho - 1/\rho_0] \approx E(\omega) wd/\rho \quad . \quad (9)$$

The extra current creates an anomalous magnetic field vortex around the graben. This anomalous field $H_a(\omega)$ can be estimated crudely by considering the graben as a simple conducting wire (a more exact treatment is unwarranted as it would merely distract from the present argument). At the top of the graben center the anomalous field is therefore of the order of (cf. Lorrain and Corson 1970)

$$H_a(\omega) \approx \Delta I/\pi d \approx (\omega/\pi\rho) E(\omega) \quad . \quad (10)$$

The important point is that the anomalous magnetic field $H_a(\omega)$ is strictly proportional to the electric field $E(\omega)$. Whereas over the matrix, away from the graben, the surface impedance $Z_m(\omega)$ is given by the ratio of the normal fields [cf. equation (1)],

$$Z_m(\omega) = E(\omega)/H(\omega) = \sqrt{i\omega\mu_0\rho_0} \quad , \quad (11)$$

and has thus a phase of 45° , the same ratio over the graben center

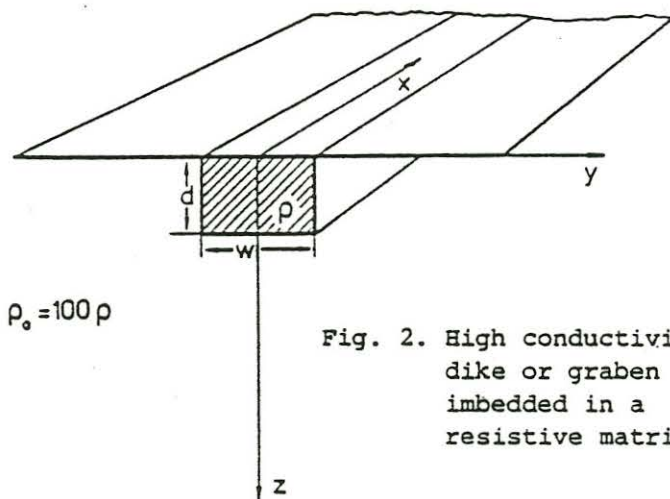


Fig. 2. High conductivity dike or graben imbedded in a resistive matrix.

is given by an expression of the form

$$Z_g(\omega) \cong \frac{E(\omega)}{H(\omega) + H_a(\omega)} \cong \frac{E(\omega)}{H(\omega) + \alpha E(\omega)} \quad (12)$$

where α is a real positive constant. Clearly, adding to the denominator a quantity proportional to the numerator always reduces the argument of $Z_g(\omega)$. In fact with $\alpha \rightarrow \infty$ the argument of $Z_g(\omega)$ would totally vanish.

This chain of arguments can obviously be reversed when the graben is more resistive than the matrix. The reduction of current in the graben will correspond to an effective negative anomalous magnetic field vortex. Over the graben top an equation like (12) will again apply, but with a real negative α , leading therefore to an argument for $Z_g(\omega)$ which will be larger than 45° . This E-polarization response of the graben is neatly confirmed by the field measurements and model calculations of Fischer et al. (1983).

IV. Behaviour of the Phase over a Two-Layer Structure

Let us now consider a structure consisting of a basement of resistivity ρ_0 covered with a thin overburden of much lower resistivity ρ . We shall assume the overburden to be thin against its proper skin-depth, but shall see later that this requirement can be greatly relaxed. At the top of the basement the relation between electric and magnetic fields, respectively $E_b(\omega)$ and $H_b(\omega)$, is identical with equation (11):

$$Z_b(\omega) = E_b(\omega)/H_b(\omega) = \sqrt{i\omega\mu_0\rho_0} \quad (13)$$

While $E_b(\omega)$ still leads $H_b(\omega)$ by 45° , it must be pointed out that $H_b(\omega)$ refers to the magnetic field at the top of the basement; in general it will have a phase which is different from the field $H_t(\omega)$ at the top of the structure. Since the overburden is thin the electric field at the top face, $E_t(\omega)$, is not much different from the field at the bottom face, $E_b(\omega)$, again for reasons of continuity. However, because of its low resistivity the overburden carries a large current density and therefore an extra current ΔI in phase with the electric field. This current ΔI creates a large horizontal magnetic field vortex around the top and bottom faces of the overburden. Consequently, at the top of the overburden the surface impedance $Z_t(\omega)$ will be strongly influenced by this anomalous extra magnetic field $H_a(\omega) \approx \alpha E_b(\omega) \approx \alpha E_t(\omega)$, with α a real positive constant:

$$Z_t(\omega) = \frac{E_t(\omega)}{H_t(\omega)} \approx \frac{E_b(\omega)}{H_b(\omega) + \alpha E_b(\omega)} \quad (14)$$

Here again the denominator is increased by a quantity which has the same argument as the numerator and the phase of $Z_t(\omega)$ is therefore diminished below the 45° of the uniform basement.

Conversely, in a thin overburden which is more resistive than the basement conductor the current is depressed by subtraction of an amount in phase with the electric field. This pushes the phase above the 45° value.

The range of top layer thicknesses h for which the reasoning we have given applies depends on the resistivity ρ of the overburden. While our argument can be understood best when the overburden thickness is much smaller than the overburden skin-depth, this restriction is far less severe. As is well known (cf., e.g., Keller and Frischknecht 1966), the phase relationships we have explained extend to low frequencies $\omega/2\pi$, or large periods T , from the last cross-over point given by

$$h/\delta(\omega) \leq \pi/2 \quad (15)$$

V. Conclusions

The behaviour of the electromagnetic phase in the medium of incidence over a good conductor has been analyzed. We have shown how the phase returns from its surface value to the characteristic standing wave phaseshift of 90° over a distance of a few skin-depths of the conductor, much shorter than the length of the incident wave. At the surface of a graben or of a two-layer conductor it has been shown that in both situations the basement can be looked upon as the matrix. If the graben or the overburden is a better conductor it will carry an extra current density in phase with the electric field, thus giving rise to an additional magnetic field also in phase with the electric field. This drives the argument of the surface impedance toward smaller values. For a more resistive graben or overburden the current is depressed, corresponding to a reduction of the surface magnetic field by an amount in phase with the electric field. This effect drives the phase of the impedance to values above the characteristic 45° of a uniform conductor.

Acknowledgments

This work was supported by grants from the Swiss Natural Sciences Foundation and the Geophysical Commission of the Academy of Natural Sciences. The author is very grateful to Prof. J.T. Weaver for several useful suggestions.

References:

- Fischer G., Le Quang B.V. and Müller I.: VLF ground survey, a powerful tool for the study of shallow two-dimensional structures. *Geophysical Prospecting*, 31, 977-991, 1983.
- Fischer G.: Current channelling, the consequences for electromagnetic soundings. *Geophysical Research Letters*, 10, 1152-1155, 1983.
- Keller G.V. and Frischknecht F.C.: *Electrical methods in geophysical prospecting*. Pergamon Press, Oxford, 1966.
- Kisak E. and Silvester P.: A finite element program package for magnetotelluric modelling. *Computer Physics Communications*, 10, 421-433, 1975.

Lorrain P. and Corson D.: Electromagnetic Fields and Waves.
W.H. Freeman & Co., San Francisco, 1970.

Weaver J.T., Le Quang B.V. and Fischer G.: Remarks on the
comparison of analytical and numerical model calculations.
In diesem Protokollband, 1984.

H. RODEMANN

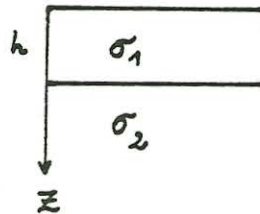
MT-2-Schicht-Umkehrung

Ausgangspunkt der folgenden Rechnung war die Frage, ob die Zweischicht-Formel in der Magnetotellurik in geschlossener Form nach den drei Modellparametern σ_1 , σ_2 und h (Leitfähigkeiten und Mächtigkeit der ersten Schicht) aufgelöst werden kann, s. Skizze.

Im folgenden wird gezeigt, daß dies möglich ist, wenn die Impedanzen (oder \mathcal{G}_s und Phase) für drei verschiedene Frequenzen vorliegen, die nicht voneinander unabhängig sind.

Die Ausgangsgleichung für die Impedanz $Z_{xy}(\omega) = Z(\omega)$ lautet:

$$Z(\omega) = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma_1}} \cdot \frac{1 + R \cdot F(\omega)}{1 - R \cdot F(\omega)} \quad (1)$$



mit

$$R = \frac{\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}}{\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}} ; F(\omega) = e^{-2\sqrt{i\omega\sigma_1\mu} \cdot h}$$

Für die 3 Frequenzen $\omega_j = 2\pi f_j ; j=1..3$ wird zur Abkürzung gesetzt:

$$Z_j = Z(\omega_j) ; q_j = \sqrt{\omega_j} ; W_j = Z_j / q_j ; F_j = F(\omega_j)$$

Aus (1) werden die Größen $\sqrt{\sigma_1}$ und R eliminiert, so daß $\sqrt{\sigma_1} \cdot h$ bestimmt werden kann.

Durch Kombination je zweier Frequenzen folgt:

$$(W_2 - W_1) F_1 F_2 R^2 + (W_2 + W_1) (F_2 - F_1) R - (W_2 - W_1) = 0 \quad (2)$$

und

$$(W_3 - W_1) F_1 F_3 R^2 + (W_3 + W_1) (F_3 - F_1) R - (W_3 - W_1) = 0 \quad (3)$$

Die Kombination von (2) und (3) ergibt für R den Ausdruck

$$R = \frac{(F_3 - F_2) \Delta_{31} \Delta_{21}}{F_3 (F_2 - F_1) \Delta_{31} - F_2 (F_3 - F_1) \Delta_{21}} \quad (4)$$

mit

$$\Delta_{21} = \frac{W_2 - W_1}{W_2 + W_1} ; \Delta_{31} = \frac{W_3 - W_1}{W_3 + W_1}$$

Einsetzen in (2) ergibt eine Gleichung, die nur noch die Unbekannte $\sqrt{\sigma_1} \cdot h$ in Form von Produkten

$$F_1^{n_1} F_2^{n_2} F_3^{-n_3} = \left(e^{-2\sqrt{i\omega} \cdot \frac{h}{q_1}} \right)^{n_1 q_1 + n_2 q_2 + n_3 q_3} ; n_1 + n_2 + n_3 = 3$$

enthält:

$$A (F_1^2 F_2 + F_2 F_3^2) + B (F_1 F_2^2 + F_1 F_3^2) + \\ + C (F_1^2 F_3 + F_2^2 F_3) - 2 (A+B+C) F_1 F_2 F_3 = 0 \quad (5)$$

mit $A = T_3 - T_4$; $B = T_1 - T_3$; $C = T_3 - T_2$;
 $T_1 = \Delta_{21}^2 \Delta_{31}^2$; $T_2 = \Delta_{31}^2$; $T_3 = \Delta_{21} \Delta_{31}$; $T_4 = \Delta_{21}^2$.

Mit $q_2 = q_1 (1+f)$; $q_3 = q_1 (1+Qf)$ (5a)

gilt $F_1^{m_1} F_2^{m_2} F_3^{m_3} = F_1^{3+f(m_2+Qm_3)}$

Sei $G = F_1^f$, so folgt aus (5) (5b)

$$A (G^{2Q} + 1) + B (G^{2Q-1} + G) + C (G^{Q+1} + G^{Q-1}) - 2 (A+B+C) G^Q = 0$$

Dies ist ein symmetrisches Polynom $2Q$ -ten Grades in G , sofern Q ganzzahlig ist. Es ist geschlossen lösbar f. $Q = 2, 3, 4$ u. $-1, -2, -3$.

Die Werte $Q = -1, -2$ und -3 führen bis auf eine Vertauschung der Frequenzen auf die gleichen Ergebnisse wie $Q = 2, 3$ und 4 . Dies gilt auch für negative f -Werte, so daß die Bedingungen $f > 0$, $Q > 0$ die Allgemeinheit nicht einschränken ($Q = 0$ und $Q = 1$ bewirken, daß je zwei Frequenzen zusammenfallen).

Division von (6) durch G^Q ergibt die Form

$$A (G^Q + G^{-Q}) + B (G^{Q-1} + G^{-(Q-1)}) + C (G + G^{-1}) - 2 (A+B+C) = 0 \quad (6a)$$

(6a) wird nicht verändert, wenn G durch $G' = \frac{1}{G}$ ersetzt wird. Also ist mit G auch G' eine Lösung von (6a).

Die $2Q$ Lösungen zerfallen also in Q Paare G_{2i-1} und $G_{2i} = \frac{1}{G_{2i-1}}$ mit $i = 1 \dots Q$, so daß entsprechend dem Vieta-Satz (6) darstellbar ist durch

$$\prod_{i=1}^Q (G^2 - S_i G + 1) = 0 \quad (7)$$

mit

$$S_i = G_{2i-1} + G_{2i} = G_{2i-1} + \frac{1}{G_{2i-1}} \quad (8)$$

Bei gegebenem S_i ergeben sich die G aus

$$G_{2i-1}^2 - S_i G_{2i-1} + 1 = 0 \text{ zu } G_{2i-1}, G_{2i} = \frac{1}{2} (S_i \pm \sqrt{S_i^2 - 4}) \quad (9)$$

Die Darstellung (7) läßt sich verwenden, um durch Koeffizientenvergleich (6) zu lösen. Dies gilt besonders für $Q = 4$, während bei Falle $Q = 2$ und 3 einfacher lösbar sind. Ausmultiplizieren von (7) und setzen von $S_4 = 2$ wegen der verschwindenden Koeffizientensumme, die auf $G_7 = G_8 = 1$ als triviale Lösungen schließen läßt, führt auf

$$(G^8+1) - (2+S_1+S_2+S_3) \cdot (G^7+G) + (4+S_1S_2+S_1S_3+S_2S_3+2(S_1+S_2+S_3))(G^6+G^2) - (6+3(S_1+S_2+S_3)+2(S_1S_2+S_1S_3+S_2S_3)+S_1S_2S_3) \cdot (G^5+G^3) + (6+4(S_1+S_2+S_3)+2(S_1S_2+S_1S_3+S_2S_3)+2S_1S_2S_3) \cdot G^4 = 0 \quad (10)$$

Vergleich mit (6) führt auf das Gleichungssystem

$$2 + S_1 + S_2 + S_3 = -\frac{B}{A} \quad (11a)$$

$$4 + 2(S_1 + S_2 + S_3) + S_1S_2 + S_1S_3 + S_2S_3 = 0 \quad (11b)$$

$$6 + 3(S_1 + S_2 + S_3) + 2(S_1S_2 + S_1S_3 + S_2S_3) + S_1S_2S_3 = -\frac{C}{A} \quad (11c)$$

für die drei Unbekannten S_1 , S_2 und S_3 , aus denen die G 's mit (9) berechenbar sind.

Nach Eliminierung von

$$S_3 = -\frac{1}{S_1S_2} \left(\frac{B}{A} + \frac{C}{A} \right) \quad (12)$$

und Substitution

$$P = S_1S_2; T = S_1 + S_2 \quad \text{mit} \quad S_{1,2} = \frac{1}{2} \left(T \pm \sqrt{T^2 - 4P} \right) \quad (13)$$

ergibt sich

$$P^3 - 2\frac{B}{A} \cdot P^2 + (2 + \frac{B}{A}) \left(\frac{B}{A} + \frac{C}{A} \right) \cdot P - \left(\frac{B}{A} + \frac{C}{A} \right)^2 = 0 \quad (14a)$$

und

$$T = -\left(2 + \frac{B}{A}\right) + \frac{1}{P} \left(\frac{B}{A} + \frac{C}{A} \right) \quad (14b)$$

Die kubische Gleichung in P (14a) ist analytisch lösbar (s. Bronstein & Semendjajew, 1975).

Die Werte für die G 's ergeben sich über (14b) und die beiden Wurzelausdrücke (13) und (9).

Der Fall $Q = 2$ läßt sich analog behandeln, Division von (6) durch den Faktor $G^2 - 2G + 1$ führt ebenso schnell zum Ziel: Aus

$$A(G^4+1) + (B+C)(G^3+G) - 2(A+B+C)G^2 = 0$$

folgt durch Division:

$$AG^2 + (2A+B+C)G + A = 0 \quad (15)$$

Ein Vergleich mit (9) führt auf

$$S_1 = -\left(2 + \frac{B}{A} + \frac{C}{A}\right) \quad \text{und}$$

$$G_{1,2} = \frac{1}{2} \left(-\left(2 + \frac{B}{A} + \frac{C}{A}\right) \pm \sqrt{\left(2 + \frac{B}{A} + \frac{C}{A}\right)^2 - 4} \right)$$

Im Falle $Q = 3$ mit (6):

$$A(G^6+1) + B(G^5+G) + C(G^4+G^2) - 2(A+B+C)G^2 = 0$$

führt die Division durch $G^2 - 2G + 1$ auf

$$\tilde{A}(G^4+1) + \tilde{B}(G^3+G) + \tilde{C}G^2 = 0 \quad (16)$$

mit

$$\tilde{A} = A; \tilde{B} = B + 2A; \tilde{C} = 3A + 2B + C$$

(16) ist lösbar mit

$$S_{1,2} = \frac{1}{2\tilde{A}} \left(-\tilde{B} \pm \sqrt{\tilde{B}^2 - 4\tilde{A}\tilde{C} + 8\tilde{A}^2} \right) \quad \text{und (9),} \quad (17a)$$

vgl. (Bronstein & Semendjajew, 1975, p. 119).

Das gleiche Ergebnis erhält man analog zu (10). Hierbei ergibt sich für S_1 und S_2 das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} 2 + S_1 + S_2 &= 2 + T = -B/A \\ 3 + 2(S_1 + S_2) + S_1 S_2 &= 3 + 2T + P = C/A \end{aligned}$$

vgl. (13), mit

$$\begin{aligned} T &= -(2 + B/A), \quad P = 1 + B/A + C/A \quad \text{und} \\ S_{1,2} &= \frac{1}{2} \left(-(2 + B/A) \pm \sqrt{(2 + B/A)^2 - 4(1 + B/A + C/A)} \right) \end{aligned} \quad (17b)$$

Diese Lösung ist mit (17a) identisch.

In allen drei Fällen, $Q = 2, 3$ und 4 ergeben sich Werte für den gesuchten Ausdruck $\sqrt{\sigma_1} \cdot h$, (vgl. (1) und (5b)), aus

$$V = \sqrt{\sigma_1} \cdot h = -\frac{\log G}{\sqrt{2}(1+i)\sqrt{\mu w_1} \cdot f} \quad (18)$$

Bei idealen Daten muß für $\sqrt{\sigma_1} \cdot h$ ein positiv-reeller Wert resultieren. Dieses Kriterium kann dazu verwendet werden, aus mehreren G 's das richtige auszuwählen, bzw. bei realen Daten, z.B. mit der relativen Größe des Imaginärteils, ein Maß für die Abweichung von idealen 2-Schicht-Daten zu definieren. Mit G bzw. $V = \sqrt{\sigma_1} \cdot h$ sind auch F_1, F_2 und F_3 bekannt, so daß im zweiten Schritt

$$R = \frac{\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}}{\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}} \quad \text{aus (4) berechnet werden kann.}$$

Hieraus folgt der Leitfähigkeitsquotient

$$Q_L = \frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \left(\frac{1+R}{1-R} \right)^2 \quad (19)$$

und mit (1) die Leitfähigkeit σ_1 ;

z.B. mit $j = 1$:

$$\sigma_1 = \frac{i\mu}{W_1^2} \cdot \left(\frac{1+RF_1}{1-RF_1} \right)^2$$

über Q und V sind damit auch σ_2 und h zu berechnen:

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_1}{Q_L} \quad ; \quad h = \frac{V}{\sqrt{\sigma_1}}$$

In der Regel werden für die drei gesuchten Modellparameter σ_1, σ_2 und h komplexe Werte resultieren. Diese sechs reellen Größen entsprechen den sechs Eingabedaten: 3 Real- und 3 Imaginärteile der Impedanzen.

Zusätzlich zur Größe der Imaginärteile lassen sich Kriterien zur Abweichung von idealen 2-Schicht-Daten angeben: σ_1 kann nach (20) auch mit $j = 2$ oder 3

berechnet werden, für die Berechnung von R können statt (4) auch andere Gleichungen verwendet werden, die durch andere Kombination der 3 Frequenzen folgen, vgl. (2) und (3).

Hierdurch ergeben sich für σ_1 , σ_2 und σ_3 "Punktwolken", deren Ausdehnung als Maß für die Unsicherheit der berechneten Werte dienen kann.

Im folgenden werden einige Anwendungsbeispiele gezeigt. Tab. 1 zeigt eine Reihe möglicher Frequenzverhältnisse, in Abhängigkeit von den Parametern Q und f

	f = 1	f = 0.1	f = 5
Q	$f_1 : f_2 : f_3$	$f_1 : f_2 : f_3$	$f_1 : f_2 : f_3$
2	1 : 4 : 9	100 : 121 : 144	1 : 36 : 121
3	1 : 4 : 16	100 : 121 : 169	1 : 36 : 196
4	1 : 4 : 25	100 : 121 : 196	1 : 36 : 441

Tab. 1

Allgemein gilt $f_1 : f_2 : f_3 = 1 : (1 + f)^2 : (1 + Qf)^2$

Die Beispiele zeigen, daß mit Q und f eine große Anzahl von Frequenzverhältnissen gewählt werden kann.

Die Umkehrung synthetischer 2-Schicht-Daten wird in Tab. 2 gezeigt. Für jedes Frequenztripel ist die Bedingung $\sqrt{f_2} = \frac{1}{2}(\sqrt{f_1} + \sqrt{f_3})$ entsprechend $Q = 2$ erfüllt.

2-SCHICHT-UMKEHRUNG

SCHICHT 1 WIDERST.(OHM*M) 1 DICKE(M) 3
 SCHICHT 2 WIDERST.(OHM*M) 1000
 FMIN(HZ) 10000 FMAX(HZ) 1000000 Z. D. SCHRITTE 10

NR.	FREQU	RHOS	FHI	RBO	ZBO	R1	R2	H
1	10000	1.48	15.04	14.31	4.34	0	0	0
2	40000	.76	38.17	.76	1.57	1	1000	0
3	90000	.91	46.27	.55	1.13	1	1000	0
4	160000	1	45.91	.87	.89	1	1000	0
5	250000	1.01	45.09	1.05	.72	1	1000	0
6	360000	1	44.94	1.03	.59	1	999.96	0
7	490000	1	44.98	1	.51	1	1000.1	0
8	640000	1	45	1	.44	1	999.88	0
9	810000	1	45	1	.4	1	1002	0
10	1000000	1	45	1	.36	0	0	0

Tab. 2

Die Tabelle zeigt die synthetischen Werte für ρ_s und φ , β und Z der Bostik-Inversion und die berechneten Modellparameter ρ_1 , ρ_2 und h in SI-Einheiten. Es wurde ein Beispiel mit dem hohen Leitfähigkeitskontrast 1 : 1000, am hochfrequenten Ende der ρ_s -Kurve gewählt, um die Genauigkeit der Umkehrung zu zeigen.

Tab. 3 zeigt den Effekt einer statistischen Verfälschung der synthetischen Daten (Realteil und Imaginärteil der Impedanzen getrennt) um maximal 1%.

2-SCHICHT-UMKEHRUNG

SCHICHT 1 WIDERST.(OHM*MM) 100 DICKE(M) 3000
 SCHICHT 2 WIDERST.(OHM*MM) 5
 FMIN(HZ) 1E-03 FMAX(HZ) 100 Z. D. SCHRITTE 10
 MAX. VERFAELSCHUNG D. IMPEDANZEN 1 %

NR.	FR/HZ	RS/OHM*MM	PHI/GRAD	RB/OHM*MM	ZB/M	R1/OHM*MM	R2/OHM*MM	H/M
1	0	5.86	49.2	5	27254	0	0	0
2	1.3	87.43	63.14	28.32	2921	99.71	5.12	2990.51
3	5.05	116.88	47.23	144.07	1712	99.66	4.82	2996.44
4	11.25	103.09	43.99	134.24	1077	100.05	6.93	2851.84
5	19.91	99.29	44.71	100.95	795	103.81	135.75	1676.29
6	31.02	99.69	45.03	96.9	638	100.71	103.95	745.03
7	44.59	100.01	45.03	99.38	533	99.05	219.66	3110.91
8	60.6	100.02	45	100.21	457	100.17	91.82	367.88
9	79.07	100	45	100.09	400	100.32	54.41	2461.25
10	100	100	45	99.99	356	0	0	0

Tab. 3

Für Frequenzen kleiner als 20 Hz wirkt sich die Verfälschung relativ wenig auf die Ergebnisse der Umkehrung aus, danach ergeben sich erhebliche Fehler für ρ_2 und h . Dies liegt daran, daß sich bei höheren Frequenzen ρ_s und φ nur noch wenig ändern, so daß die in die Rechnung eingehenden Differenzen von $\frac{\partial \rho_s}{\partial \omega}$ durch die Verfälschung der Impedanzen stark beeinflußt werden. Die relativ hohe Fehlerabhängigkeit hat damit zu tun, daß mit wenigen Daten versucht wird, eine genaue Aussage über die Lage einer Diskontinuität zu machen. Wenn die benutzten Frequenzen jedoch im mittleren Bereich der ρ_s -Kurve und nicht zu dicht nebeneinander liegen, und die Daten eventuell zuvor geglättet werden, dann lassen sich auch bei wesentlich höheren Impedanz-Verfälschungen brauchbare Ergebnisse erzielen.

Eine Umkehrung unverfälschter synthetischer 3-Schicht-Daten zeigen die Tab. 4 und 5.

2-SCHICHT-UMKEHRUNG

SCHICHT 1 WIDERST.(OHM*M) 100 DICKE(M) 100
 SCHICHT 2 WIDERST.(OHM*M) 1000 DICKE(M) 300
 SCHICHT 3 WIDERST.(OHM*M) 100
 FMIN(HZ) 100 FMAX(HZ) 12100 Z. D. SCHRITTE 11

NR.	FR/HZ	RS/OHM*M	PHI/GRAD	RB/OHM*M	ZB/M	R1/OHM*M	R2/OHM*M	H/M
1	100	210.48	47.84	156.68	516	0	0	0
2	400	198.5	35.66	363.2	251	132.06	483.18	204.85
3	900	140.91	31.13	432.3	141	137.27	1030.69	146.54
4	1600	106.19	32.87	270.37	92	125.42	1536.4	127.85
5	2500	91.18	36.92	145.48	68	114.95	1950.37	118.98
6	3600	87.08	40.82	91.7	55	107.38	2180.46	113.19
7	4900	83.27	43.56	71.81	48	102.76	2167.29	109.1
8	6400	91.44	45.09	67.42	43	100.52	1955.57	106.18
9	8100	94.76	45.73	70.76	38	99.78	1664.12	104.03
10	10000	97.4	45.85	77.71	35	99.73	1396.14	102.41
11	12100	99.14	45.72	85.57	32	0	0	0

Tab. 4

FMIN(HZ) 1 FMAX(HZ) 121 Z. D. SCHRITTE 11

NR.	FR/HZ	RS/OHM*M	PHI/GRAD	RB/OHM*M	ZB/M	R1/OHM*M	R2/OHM*M	H/M
1	1	111.25	47.65	100.11	3754	0	0	0
2	4	123.35	49.52	100.79	1976	209.44	99.86	523.39
3	9	135.97	50.74	102.4	1383	207.73	99.37	535.81
4	16	148.77	51.39	105.16	1085	207.31	98.36	547.01
5	25	161.4	51.56	109.3	904	208.11	96.71	555.43
6	36	173.51	51.35	115	781	210.07	94.33	559.42
7	49	184.75	50.8	122.46	691	213.11	91.23	557.42
8	64	194.82	50	131.83	621	217.06	87.46	548.44
9	81	203.46	48.99	143.22	564	221.67	83.17	532.36
10	100	210.48	47.84	156.68	516	226.61	78.51	510.08
11	121	215.77	46.58	172.2	475	0	0	0

Tab. 5

Tab. 4 zeigt den hochfrequenten Teil der ϱ_3 -Kurve. Die Umkehrung ergibt mit guter Näherung (bei hoher Frequenz) die beiden Modellparameter ϱ_1 und h . ϱ_2 besitzt eine geringere Genauigkeit, die sich durch Erhöhung der Maximal-Frequenz verbessern läßt. Der niederfrequente Kurven-Teil ist in Tab. 5 wiedergegeben. Mit fallender Frequenz wird der Modellparameter $\varrho_3 = 100 \Omega m$ durch den 2-Schicht-Parameter ϱ_2 zunehmend genau angenähert. Der Parameter h gibt nur relativ ungenau die Summe der beiden Deckschichtmächtigkeiten $h_1 + h_2 = 400 m$ wieder. Der 2-Schicht-Parameter ϱ_1 stellt ein Mittel zwischen den beiden Deckschichtwiderständen dar.

Das Beispiel zeigt, daß eine Auswertung von Dreischichtdaten mit der 2-Schicht-Umkehrung die Modellparameter mit recht guter Genauigkeit wiedergibt, die Dicke der zweiten Schicht nur ungenau.

Die Auswertung von 3- und z.T. von Mehrschicht-Daten ist also möglich, aber, besonders bei verfälschten Daten, problematisch.

Die dargestellten Ergebnisse wurden auf den Commodore-Rechnern CBM 3032 und C-64 berechnet.

Der Rechenaufwand ist klein: Für $Q = 2$ sind ca. 35 Fortran-Zeilen erforderlich, die CDC-Cyber 172 benötigt für eine Umkehrung ca. 2 msec. CPU, der C-64 ca. 1 sec.

Im Programm wurde abweichend vom dargestellten Rechengang für die Größen V , R und σ direkt nach Berechnung der Absolutbetrag verwendet. Der Unterschied ist gering.

Literatur

I.N. BRONSTEIN & K.A. SEMENDJAJEW, Taschenbuch der Mathematik, 15. Aufl.,
Zürich, 1975

W. Janoth

Transformation magnetotellurischer Meßdaten in die Form von Seismogrammen

1 Untersuchung des Vorwärtsproblems

Den Ausgangspunkt für die folgenden Betrachtungen bilden die Gleichungen

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} - \sigma \mu \frac{\partial E_x}{\partial t} + \epsilon \mu \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \quad \text{Wellengleichung} \quad (3-1)$$

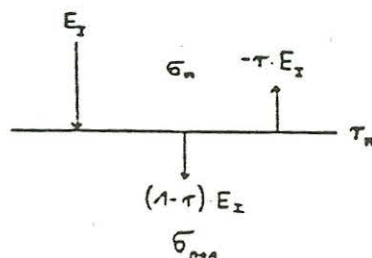
$$E_x = E_0 \cdot e^{i\omega t - \alpha z} \quad \text{Lösungsansatz} \quad (3-2)$$

$$\alpha = \frac{1 + i \sin(\omega)}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\sigma \mu \cdot |\omega|} \quad \text{Wellenzahl} \quad (3-3)$$

$$\tau_{n-d} = \frac{\sqrt{\sigma_{n-d}} - \sqrt{\sigma_n}}{\sqrt{\sigma_{n-d}} + \sqrt{\sigma_n}} \quad \text{Reflexionskoeffizient} \quad (3-4)$$

Die erste Gleichung beschreibt die Ausbreitung einer ebenen elektromagnetischen Welle in einer eindimensionalen Leitfähigkeitsstruktur, also in einem homogen planparallel geschichteten Medium. Der Lösungsansatz erfüllt mit der Wellenzahl α die Differentialgleichung. Darin enthalten ist die übliche Näherung, daß $|\sigma \mu \omega| \gg |\epsilon \mu \omega^2|$ ist.

Aus der Randbedingung, daß sowohl das elektrische wie auch das magnetische Feld stetig durch eine Grenzfläche hindurchgehen muß, läßt sich für zwei aufeinanderfolgende Schichten unterschiedlicher Leitfähigkeit ein Reflexionskoeffizient definieren.



E_i : einfallende Welle
 $-r_n E_i$: reflektierte Welle
 $t_n E_i = (1-r_n) E_i$: transmittierte Welle

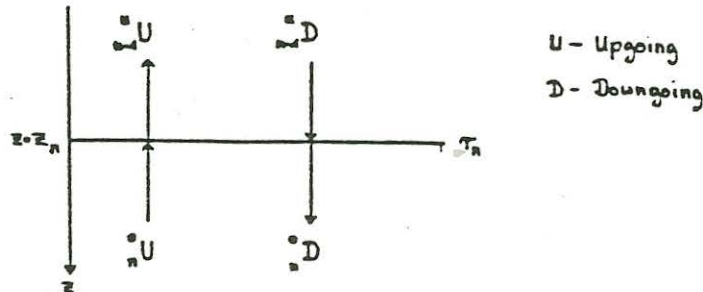
Abb. 3-1: Skizze zur Herleitung des Reflexionskoeffizienten

Unter Berücksichtigung des magnetischen Feldvektors ergibt sich für $\mu = \mu_0$ der Reflexionskoeffizient (Gl. 3-4).

Zur weiteren Behandlung werden die gleichen Abkürzungen eingeführt, wie sie auch zur Berechnung einfacher synthetischer Seismogramme benutzt werden. Um die Gesamtübertragungsfunktion eines Schichtsystems zu bestimmen, müssen zwei Fälle betrachtet werden:

1. Übergang einer Welle von einer Schicht auf die nächste
2. Verhalten einer Welle bei der Propagation durch eine homogene Schicht.

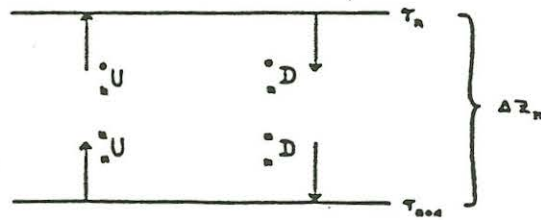
Eine Grenzfläche in der Tiefe z_n werde durch den Reflexionskoeffizienten r_n charakterisiert. Das Wellengeschehen direkt an der Grenzfläche wird dann durch die vier der Skizze zu entnehmenden Anteile bestimmt und durch die darunterstehende Matrixbeziehung vollständig beschrieben.



$$\begin{pmatrix} U_n^u \\ D_n^u \\ U_n^d \\ D_n^d \end{pmatrix} = \frac{1}{1 - r_n} \begin{pmatrix} 1 & -r_n \\ -r_n & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_n^u \\ D_n^d \end{pmatrix}$$

Abb. 3-2: Grenzflächenverhalten der Welle

Durch eine entsprechende Beziehung läßt sich das Verhalten der Welle bei der Propagation durch eine homogene Schicht der Mächtigkeit Δz_n beschreiben, die von zwei Grenzflächen mit den Reflexionskoeffizienten r_n und r_{n+1} gebildet wird.



$$\begin{pmatrix} \overset{\circ}{U} \\ \overset{\circ}{D} \end{pmatrix} = e^{\alpha \Delta z_n} \begin{pmatrix} e^{-2\alpha \Delta z_n} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overset{\circ}{U} \\ \overset{\circ}{D} \end{pmatrix}$$

Abb. 3-3: Propagation der Welle durch eine homogene Schicht

Der entscheidende Schritt ist nun die Zusammenfassung der schicht-abhängigen Parameter der Exponentialfunktion zu einer Konstanten, die für jede Schicht eines Schichtsystems gelten soll:

$$\sqrt{\epsilon_n \mu_n} \cdot \Delta z_n = k = \text{const.}$$

Damit wird eine komplexe Variable ξ definiert, nach deren Potenzen die Sondierungskurve entwickelt werden soll:

$$\xi = e^{-(1 + i \text{sgn}(\omega)) \sqrt{2 \cdot |\omega|} k}$$

Die Koeffizienten dieser Potenzreihe werden dabei ausschließlich aus Produkten und Summen der Reflexionskoeffizienten gebildet und beinhalten somit die gesamte Information über den Untergrund.

Zur Bestimmung der Gesamtübertragungsfunktion wird gemäß untenstehender Skizze ein System von N Schichten aufgebaut. Durch Verschachteln der vorher bestimmten Matrizenbeziehungen erhält man das gesuchte Gleichungssystem mit der gesamten Übertragungsfunktion.

$$\begin{pmatrix} \overset{\circ}{U} \\ \overset{\circ}{D} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}^{-1} \frac{\xi^{-\alpha s N}}{\prod_{i=1}^N (1 - \tau_i)} \begin{pmatrix} \xi^M \cdot N_n(\xi^{-1}) & N_n(\xi) \\ -\xi^M \cdot M_n(\xi^{-1}) & M_n(\xi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \overset{\circ}{U} \\ \overset{\circ}{D} \end{pmatrix} \quad (3-5)$$

Die Funktionen N_N und M_N mit dem Argument ξ bzw. ξ^{-1} sind Polynome der oben definierten komplexen Variablen, die sich über Rekursionsgleichungen berechnen lassen und als einzig schichtungsabhängige Parameter die Reflexionskoeffizienten enthalten.

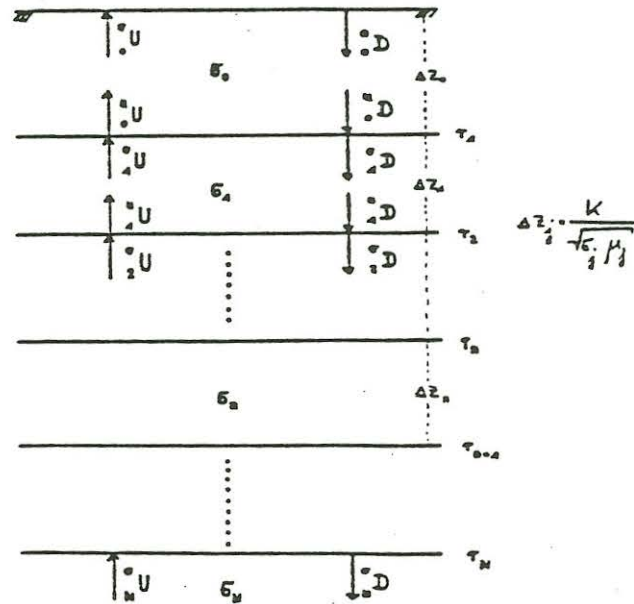


Abb. 3-4: Schichtsystem

Der Grad N korrespondiert mit der Anzahl der Reflexionskoeffizienten, von denen beliebig viele auch 0 sein können.

Rekursionsgleichungen

$$N_{n+1}(\xi^{-1}) = N_n(\xi^{-1}) - \tau_{n+1} \cdot \xi^{-(n+1)} \cdot N_n(\xi)$$

$$N_{n+1}(\xi) = N_n(\xi) - \tau_{n+1} \cdot \xi^{+(n+1)} \cdot N_n(\xi^{-1})$$

$$M_{n+1}(\xi^{-1}) = M_n(\xi^{-1}) + \tau_{n+1} \cdot \xi^{-(n+1)} \cdot M_n(\xi)$$

$$M_{n+1}(\xi) = M_n(\xi) + \tau_{n+1} \cdot \xi^{+(n+1)} \cdot M_n(\xi^{-1})$$

mit $N_0 = M_0 = 1$

(3-6)

Unter Berücksichtigung der physikalischen Gegebenheiten nimmt das etwas unübersichtliche Gleichungssystem eine einfache Gestalt an:

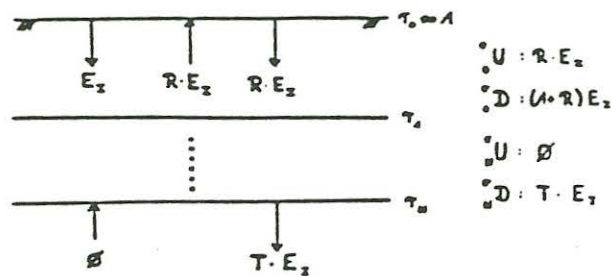


Abb. 3-5: Skizze zur Bestimmung der reflektierten Antwort

⇒ Reflexionsantwort des planparallel geschichteten Mediums

$$\boxed{1 + 2 \cdot R = \frac{N_N(\xi)}{M_N(\xi)} = \sum_{v=0}^{\infty} c_v \xi^v} \quad (3-7)$$

Der gesamt abwärts laufende Anteil ist $(1 + 2R) E_i$, der aufwärtslaufende ist $R E_i$, der transmittierte Teil ist $T \cdot E_i$. U_N ist unter Voraussetzung eines abschließenden homogenen Halbraumes identisch Null.

Der Zusammenhang der Reflexionsantwort $1 + 2R$ mit der Sondierungskurve lautet:

$$S_a = S_0 \cdot \left| \frac{N_N(\xi)}{M_N(\xi)} \right|^2 \quad \Phi = \frac{\pi}{4} + \text{ATAN} \left[\frac{\text{Im} \left(\frac{N_N(\xi)}{M_N(\xi)} \right)}{\text{Re} \left(\frac{N_N(\xi)}{M_N(\xi)} \right)} \right] \quad (3-8)$$

Auf diesen Beziehungen basieren die erstellten Programme zur Berechnung theoretischer Sondierungskurven.

2 Darstellung der Meßkurven als Reihenentwicklung

Werden die Koeffizienten der Reihenentwicklung $(1 + 2R)$ gegen ganzzahlige Vielfache der Schichtkonstanten k aufgetragen, so erhält man die angestrebte Seismogrammmform.

Zur Veranschaulichung sei ein 2-Schichtfall vorgegeben:

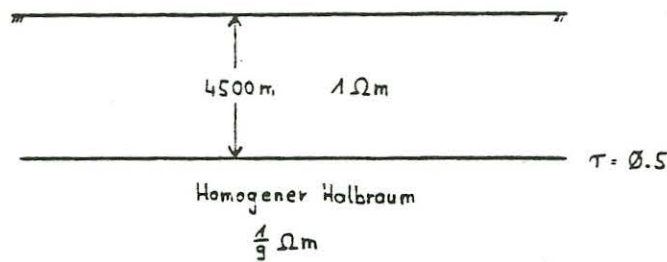


Abb. 3-6

Für eine Schichtkonstante von $k = 1$ ergibt sich ein Δz von 900 m, d.h. die vorgegebene Schichtmächtigkeit von 4500 m wird durch Stapelung von 5 Schichten der Mächtigkeit Δz erhalten: die Reflexionskoeffizienten r_1, \dots, r_4 sind identisch Null. Der erste Reflexionskoeffizient ungleich Null (r_5) liegt somit an der Position $5 \cdot k$, wie auch in untenstehender Abb. 3-7 ersichtlich ist. Das entgegengesetzte Vorzeichen kennzeichnet den Phasensprung um π , der bei Reflexion am leitfähigeren Medium auftritt. An den Stellen $n \cdot 5 \cdot k$ erscheinen jeweils die n -ten Multiplen.

Die zugehörige Kurve des scheinbaren spezifischen Widerstandes ϱ_a berechnet sich aus der Gleichung

$$\varrho_a(\tau) = \varrho_0 \cdot \left| \frac{1 - 0.5 \cdot \xi(\tau)^5}{1 + 0.5 \cdot \xi(\tau)^5} \right|^2 \quad (3-9)$$

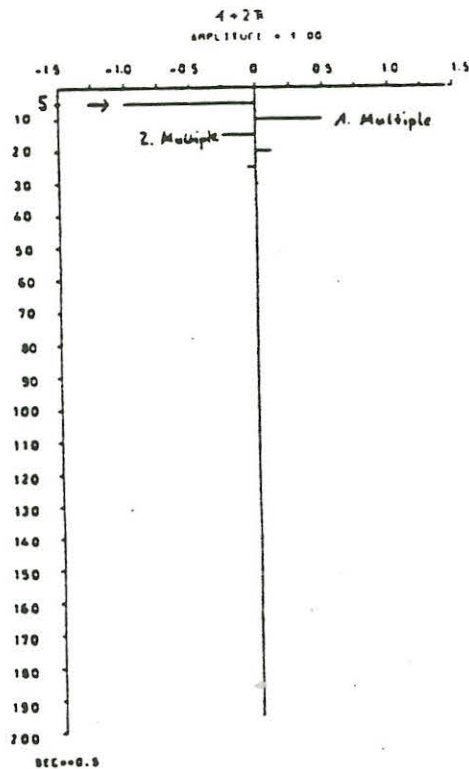


Abb. 3-7: Reflektierte Antwort des 2-Schichtfalles gemäß Abb. 3-6

3 Interpretation der Reihenentwicklung - Modellberechnung aus der Koeffizientenfolge

Die Rückgewinnung des Modells aus der Reflexionsaufreihung erfolgt rekursiv (nachdem die Primärreflexionen bestimmt sind) nach folgenden Gleichungen:

$$\sigma_{n+1} = \sigma_n \cdot \left(\frac{1 + \tau_n}{1 - \tau_n} \right)^2 \quad (3-10)$$

$$\Delta z_n = \frac{K \cdot (1 - \tau_n)}{\sqrt{\sigma_n} (1 + \tau_n)} \quad (3-11)$$

4 Berechnung der Reflexionsantwort aus theoretischen Sondierungskurven

Zur Berechnung der Reflexionsantwort $1 + 2R$ aus einer Sondierungskurve bietet sich die Lösung eines linearen Gleichungssystems an:

$$\underline{y} = \underline{A} \cdot \underline{c} \quad \begin{array}{l} \underline{y} : \text{Meßwertvektor} \\ \underline{c} : \text{gesuchter Koeffizienten-} \\ \quad \text{vektor} \end{array} \quad (3-12)$$

Die Elemente der Matrix A sind dabei wie folgt aufgebaut:

$$a_{n,m} = e^{-(1+isgn(\omega))nmkq} \quad , \quad (3-13)$$

k - Schichtkonstante

q - Faktor, der die benötigten Stützwerte festlegt.

Somit würde sich der gesuchte Koeffizientenvektor zu

$$\underline{c} = \underline{A}^{-1} \cdot \underline{y} \quad (3-14)$$

ergeben.

Die Praxis hat jedoch gezeigt, daß sich dieses Gleichungssystem auf diese Weise nicht lösen läßt.

Aus diesem Grund wurde ein least-mean-square-Ansatz gewählt, mit dem sich die gesuchten Koeffizienten auf folgende Weise bestimmen lassen:

$$\underline{c} = [\text{Re}(\overline{\underline{A}\underline{A}}) + \lambda \cdot \underline{E}]^{-1} \cdot \text{Re}(\underline{A} \cdot \overline{\underline{y}}) \quad (3-15)$$

Die in den eckigen Klammern stehende Matrix braucht nur einmal berechnet zu werden, da sie keine schichtabhängigen Parameter enthält.

5 Lösung des linearen Gleichungssystems

Die Matrix in Gleichung (3-15) wurde auf der Rechenzentrumsanlage (TR 440) der TU Clausthal bis zum Grad $N = 200$ invertiert. Eine weitere Erhöhung des Systemgrades war aufgrund zu geringer Kernspeicherkapazität nicht möglich.

Als Inversionsverfahren wurde ein iterativer Algorithmus benutzt, der, von der Inversen des Grades n ausgehend, unter hinzufügen einer Zeile und Spalte die Inverse des Grades $n+1$ berechnet. Der Stabilisierungsterm $\lambda \cdot E$ in Gleichung (3-15) ist zur Lösung derart großer Gleichungssysteme unbedingt erforderlich.

Die im folgenden vorgestellten Entwicklungen verschiedener 2- und 3-Schichtfälle basieren auf der invertierten 200×200 Matrix.

6 Anwendung auf theoretische Messdaten

Im Folgenden wurde das Verfahren exemplarisch auf den bereits in Abb. 3-6/7 vorgestellten 2-Schichtfall und auf 3-Schichtfälle verschiedenen Typs angewandt.

Der Vergleich von Abb. 3-7 mit Abb. 3-8 zeigt, daß der Reflexionskoeffizient exakt (bzgl. seines numerischen Wertes und seiner Lage in der Seismogrammdarstellung) zurückgewonnen wurde, woraus eine genaue Rückgewinnung des Modells folgt.

Zur Überprüfung der Position des "Ersteinsatzes" wurde eine weitere Entwicklung mit einer Schichtkonstanten von $k=0.2$ durchgeführt (Abb. 3-9), die das Ergebnis von Abb. 3-7 bestätigt. Der Betrag des Reflexionskoeffizienten läßt sich unter Berücksichtigung des Normierungsfaktors (5.22) und Integration über den breiten Einsatz wiedergewinnen.

Die Abbildungen 3-10 bis 3-15 zeigen entwickelte 3-Schichtfälle, denen die Modelle nach Tabelle 3/I entsprechen:

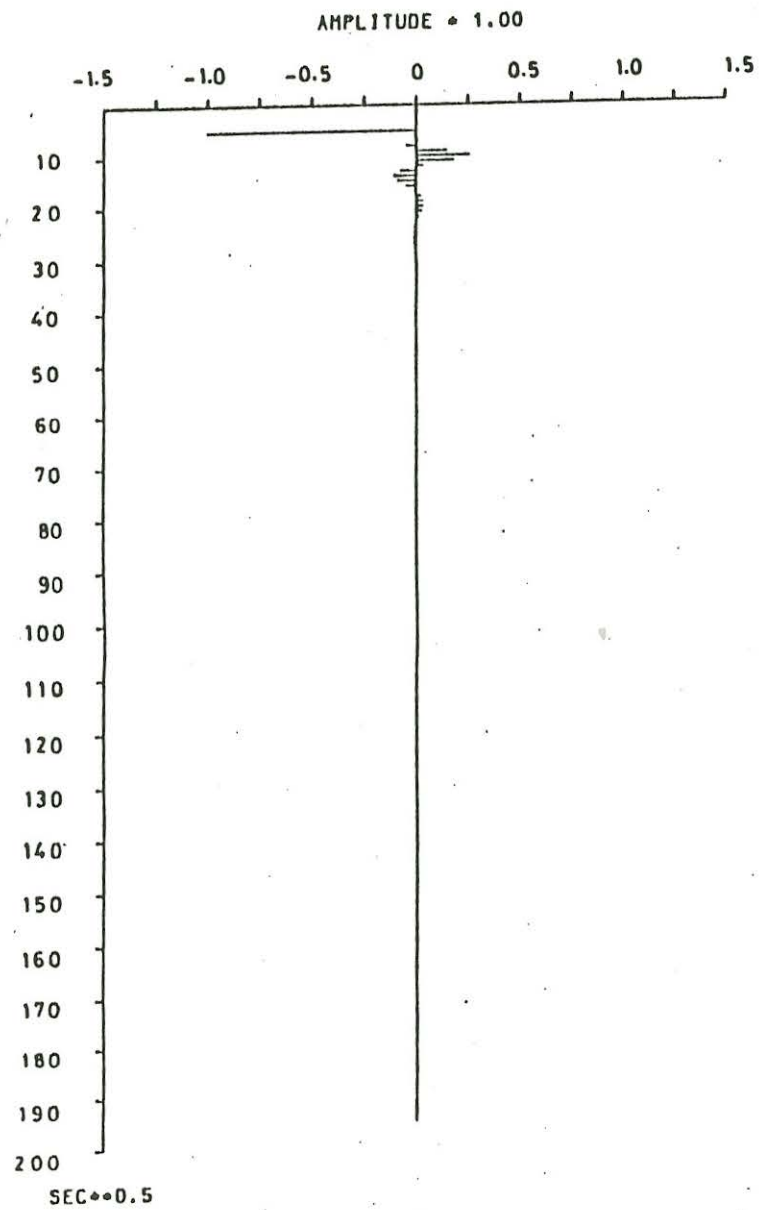


Abb. 3-7: Entwickelte Reihe

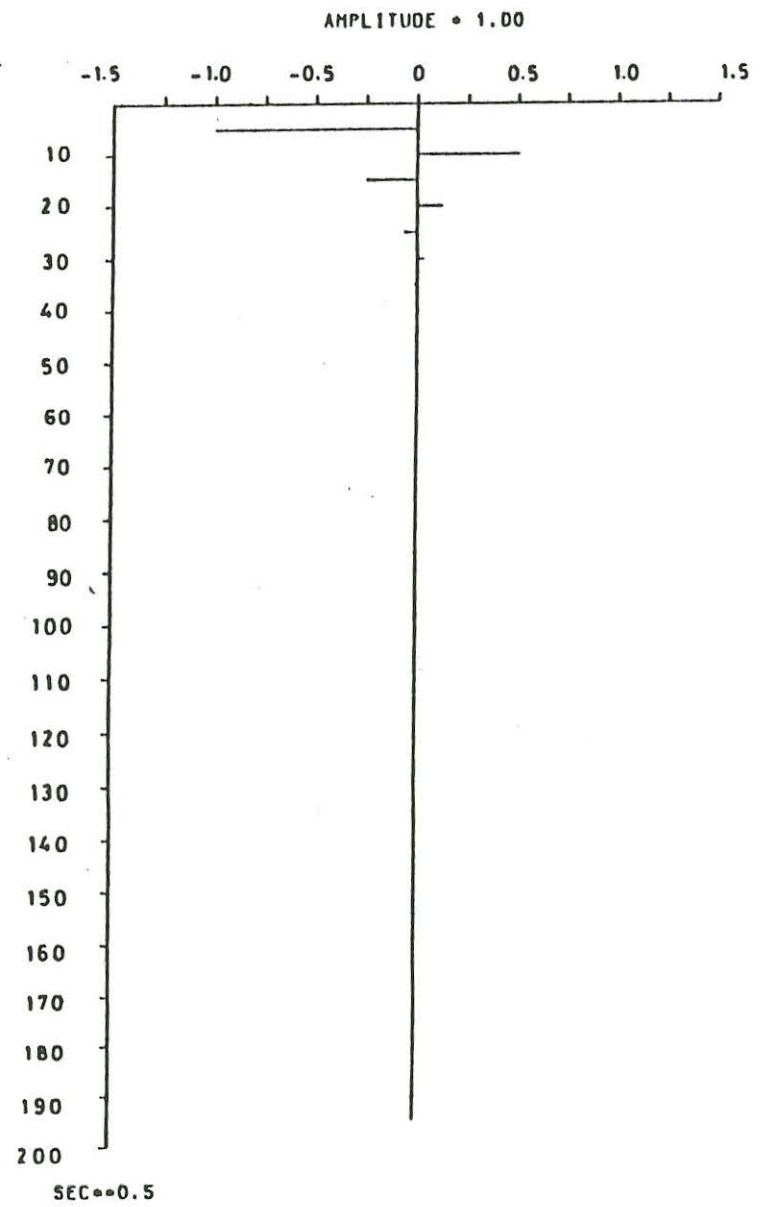


Abb. 3-8: Theoretische Reihe

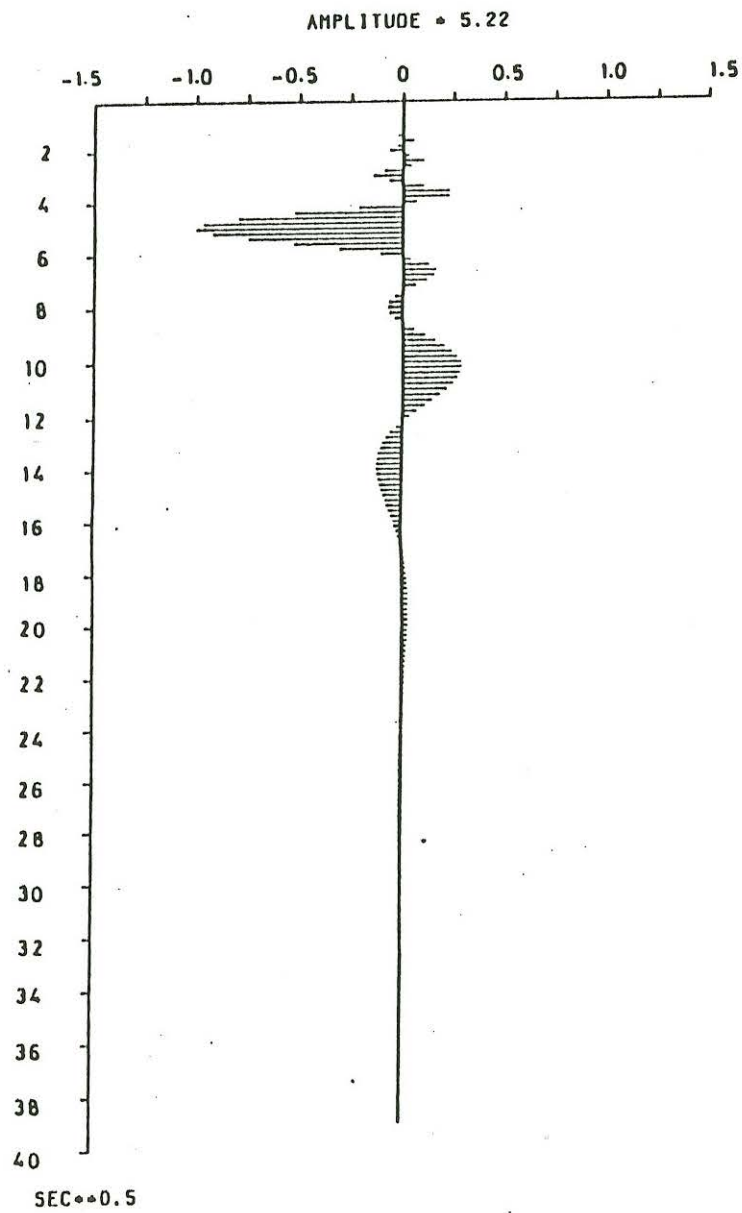


Abb. 3-9: Gespreizte Entwicklung
zu Abb. 3-8

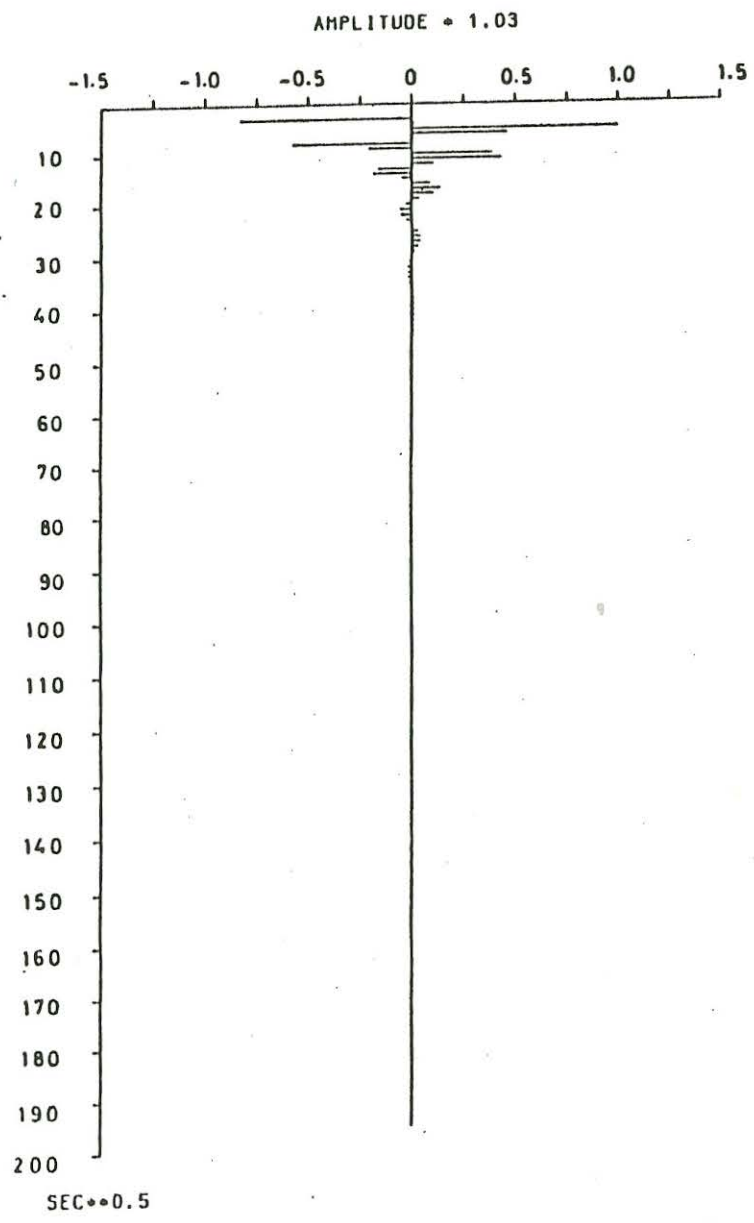


Abb. 3-10: Entwickelte Reihe

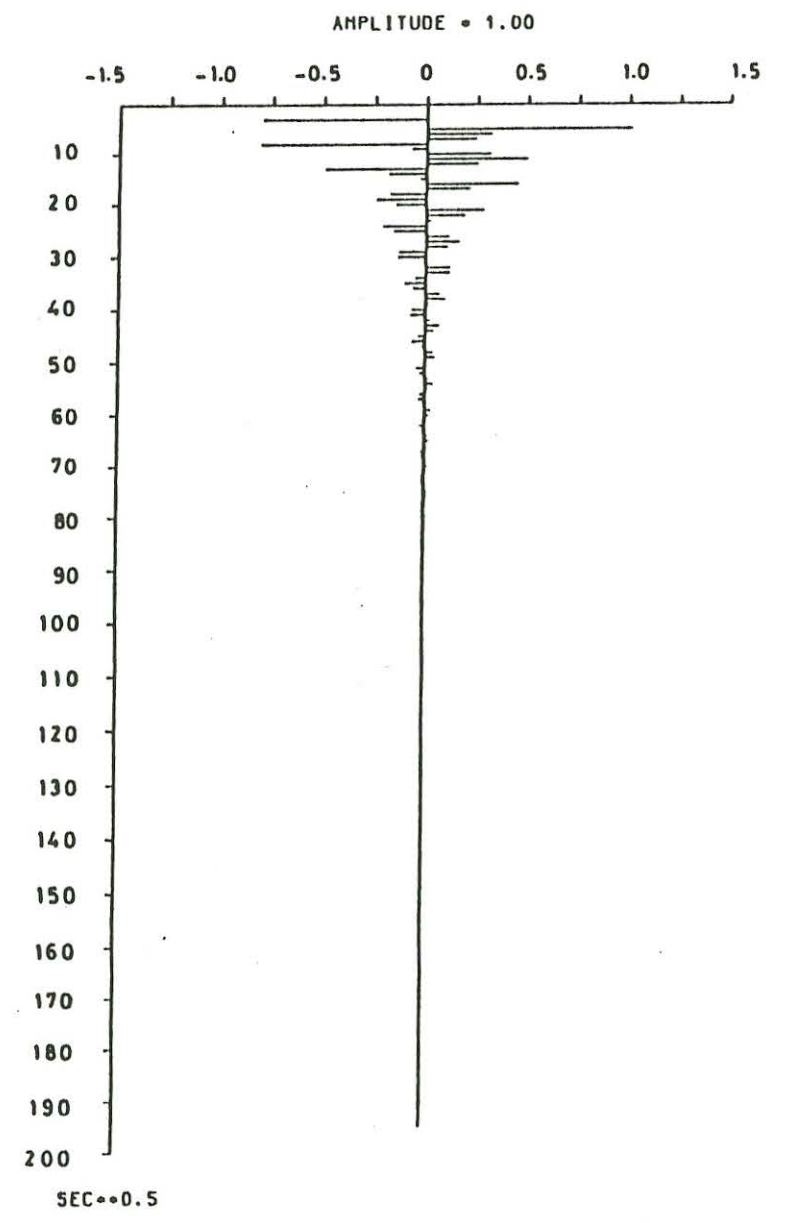


Abb. 3-11: Theoretische Reihe

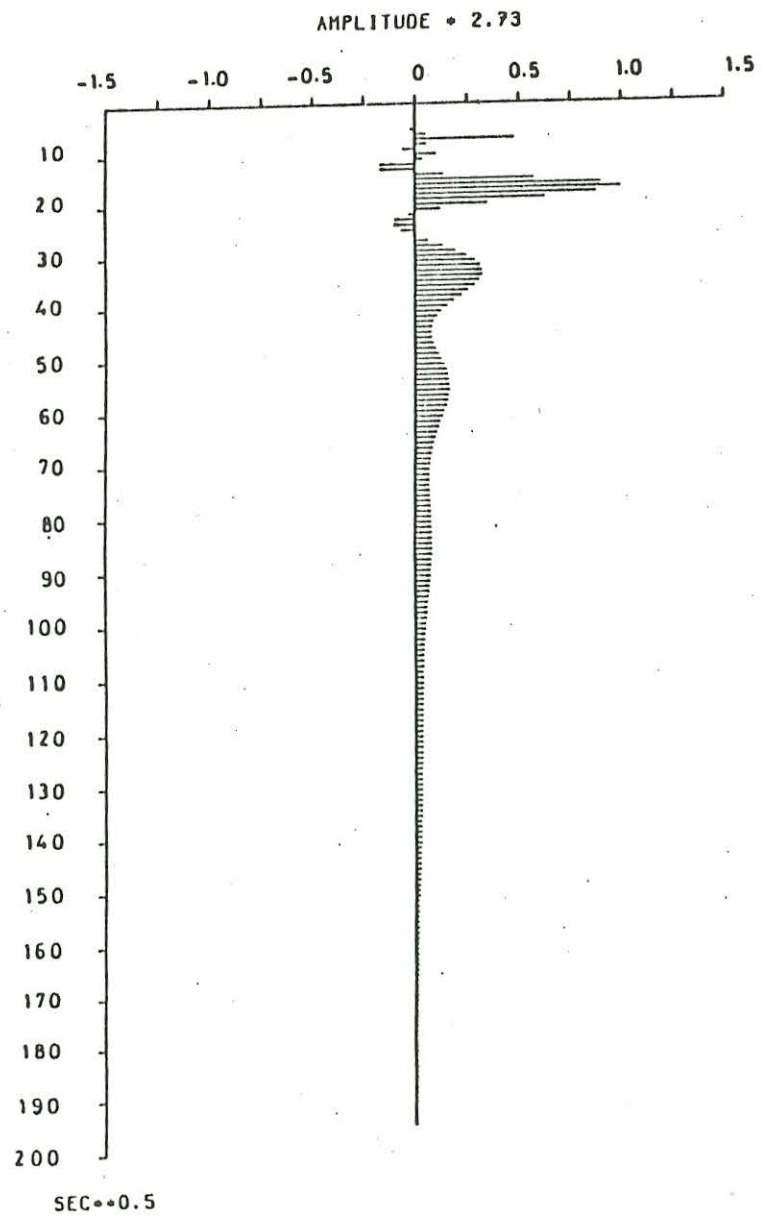


Abb. 3-12: Entwickelte Reihe

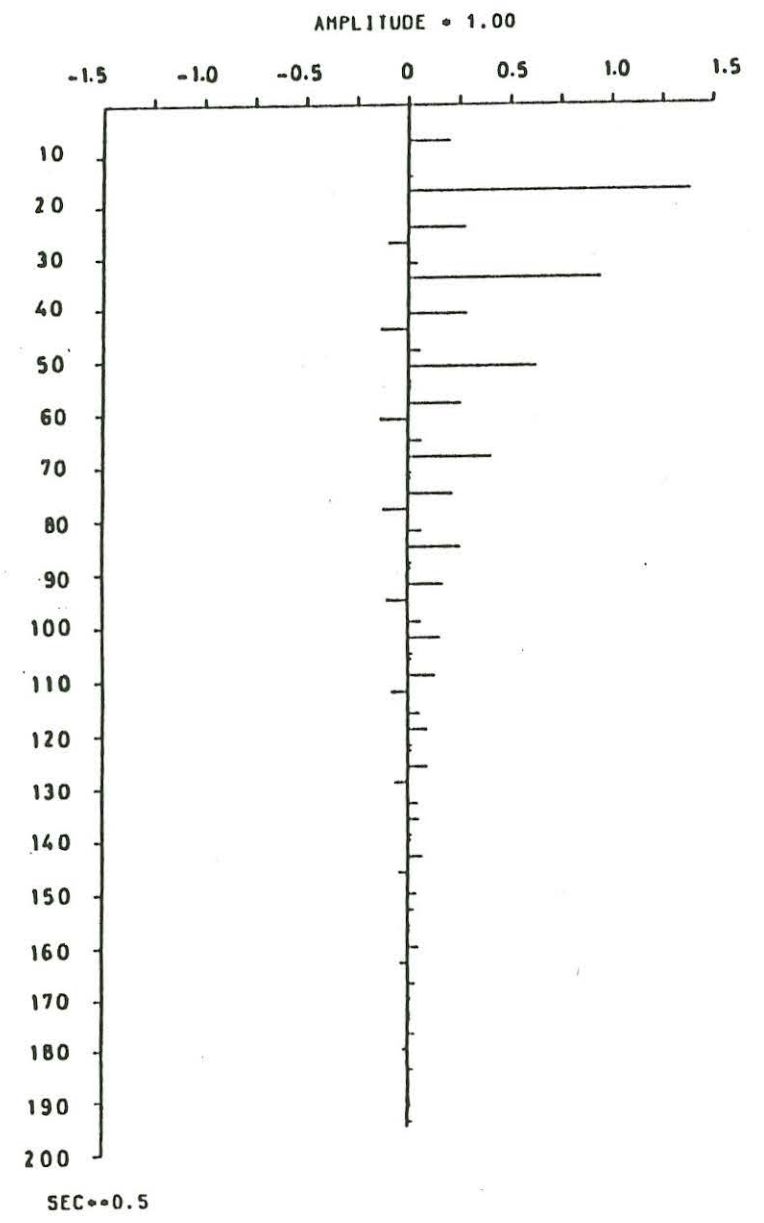


Abb. 3-13: Theoretische Reihe

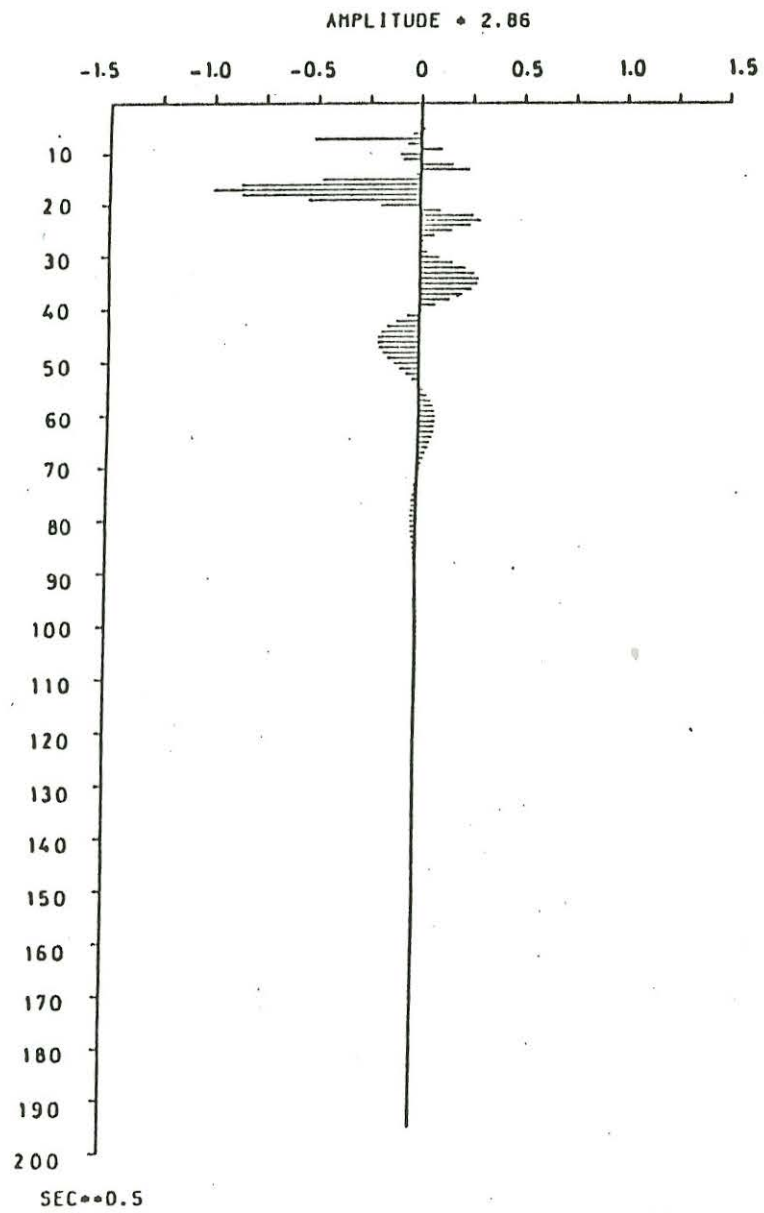


Abb. 3-14: Entwickelte Reihe

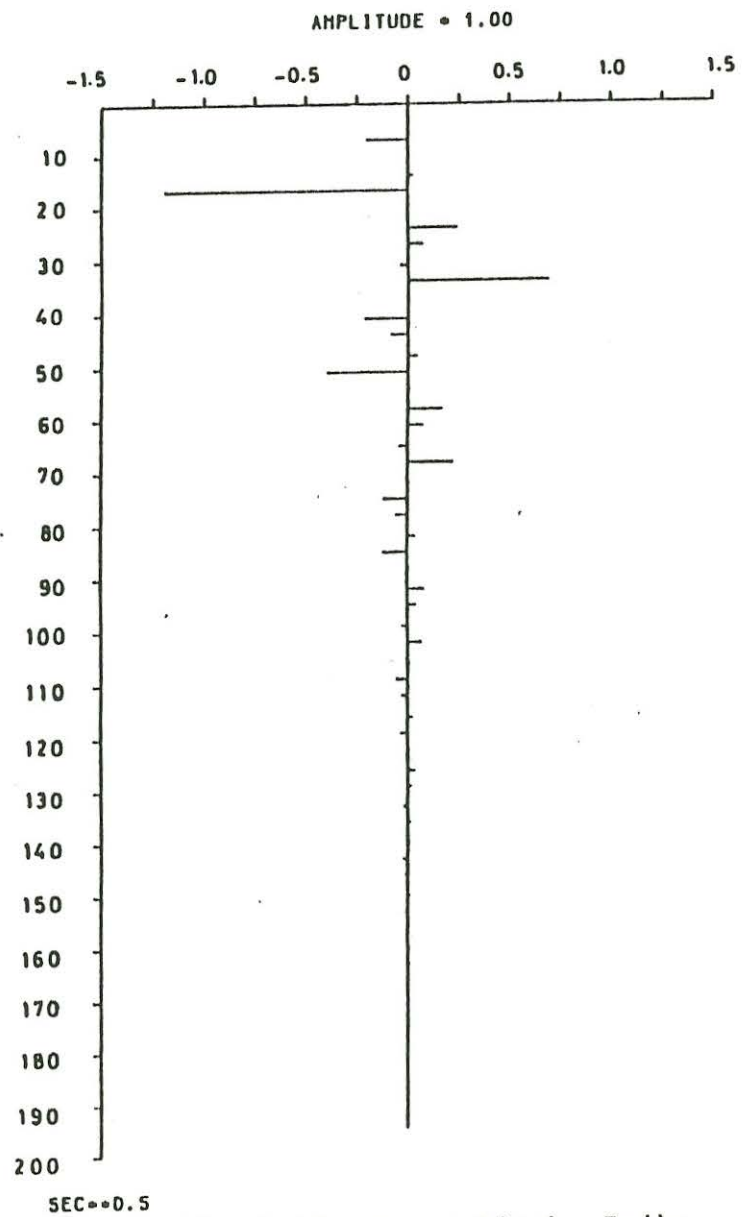


Abb. 3-15: Theoretische Reihe

Abb.:	$\Delta z_i / m$	ξ_i / Ohmm	k
3-10	$\Delta z_1 - 2700$	$\xi_1 - 1.00$	1
3-11	$\Delta z_2 - 1900$	$\xi_2 - 0.18$	
	HH	$\xi_3 - 1.10$	
3-12	$\Delta z_1 - 6250$	$\xi_1 - 1.00$	1
3-13	$\Delta z_2 - 10900$	$\xi_2 - 1.50$	
	HH	$\xi_3 - 48.0$	
3-14	$\Delta z_1 - 5400$	$\xi_1 - 1.00$	1
3-15	$\Delta z_2 - 8000$	$\xi_2 - 0.67$	
	HH	$\xi_3 - 0.04$	

Tab. 3/I :
Modellparameter der nachfolgenden Beispiele

HH - Homogener Halbraum

Zu den Entwicklungsergebnissen läßt sich allgemein feststellen, daß die Positionen der Einsätze sehr genau zu bestimmen sind. Im Falle der Abb. 3-10/11 ist es auch gelungen, die Reflexionskoeffizienten betragsmäßig sehr genau zurückzugewinnen.

7. Ergebnisse

Nach dem bisherigen Stand der Untersuchungen ist es möglich, die Entwicklungen theoretischer Meßdaten in einer Genauigkeit zu erhalten, die in jedem Fall ausreicht, die Tiefe der ersten Schichtgrenze zu bestimmen. In einigen Fällen war aber auch eine vollständige Rückgewinnung des Ausgangsmodelles möglich.

Literatur:

- G. Kunetz Processing and Interpretation of Magnetotelluric Soundings
Geophysics, Vol. 37, No.6, p. 1005-1021
- E. Scaraniec Fundamental Functions for Horizontally Stratified Earth
Geophysical Prospecting, Vol. 24, No.3, p. 528
Towards Unification of Geophysical Problems for Horizontally Stratified Media
Geophysical Prospecting, Vol. 27, No.3, p. 1979

K. - M. Strack

Transient Elektromagnetische Tiefensondierungen mit Anwendungsbeispielen der Kohlenwasserstoffexploration

Die Transient Elektromagnetische Tiefensondierungsmethode wird in der Sowjetunion seit den 60er Jahren auf die Probleme der Erdölprospektion angewandt (Spies, 1983). In der westlichen Welt, wo diese Methode mit "Time Domain ElectroMagnetics" (TDEM) bezeichnet wird, ist sie noch nicht sehr verbreitet. Erfolgreiche Messungen sind in den USA (Kaufman und Keller, 1983), Island (Tulinius, 1981), Taiwan (When et al., 1983) und Australien (Strack, 1984) durchgeführt worden.

Im folgenden möchte ich einen kurzen Überblick über die TDEM-Methode und deren Auswerteprinzipien geben. Die Anwendung auf die Erdölprospektion ist abschließend anhand von Fallstudien in Colorado und Australien dargestellt.

Physikalischer Hintergrund:

Bei der TDEM Methode handelt es sich wie bei der TEM Methode, die eine seit langem anerkannte Methode bei der Erzexploration ist, um eine zeitliche Diffusion von Induktionsströmen. In Abbildung 1 ist dieser Diffusionsprozeß mit Hilfe von "Smoke Rings" dargestellt (Nabighian, 1979; Spies, 1980). Auf der Erdoberfläche eines homogenen Halbraumes befindet sich ein magnetischer Dipolsender in Form einer horizontalen Spule, die von Gleichstrom durchflossen wird. Dieser Gleichstrom wird zum Zeitpunkt, $t = 0$, abgeschaltet und resultierend werden horizontale Induktionsströme (Lenzsche Regel) in dem Erdboden induziert. Diese Induktionsströme breiten sich mit fortschreitender Zeit in der Tiefe und lateral aus. In Abbildung 1 sind die Isolinien der elektrischen Feldstärke für vier Zeitpunkte t_i nach dem Abschalten des Sendestroms gezeigt. Die Zentren des maximalen induzierten Stromes befinden sich senkrecht zu den "Augen" der "Smoke Rings". Anhand dieser "Smoke Rings" kann man sich die zeitliche Ausbreitung der Induktionsströme veranschaulichen. Für größere Eindringtiefen (1 - 5 km) ist es jedoch praktischer

einen elektrischen geerdeten Dipole als Sender und eine Induktionsspule als Empfänger zu benutzen. Die entsprechende Feldkonfiguration der Meßapparatur ist in Abbildung 2 gezeigt. Für einen horizontal geschichteten Halbraum können die Maxwellgleichungen für die elektromagnetischen Felder gelöst werden. Die zeitliche Änderung des vertikalen Magnetfeldes ist:

$$H_z(t) = \frac{IL}{2\pi^2} \int_0^\infty \operatorname{Re} \left[\frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty \frac{g}{N_0 + \frac{N_1}{R_1}} J_0(gr) dg \frac{\cos(\omega t)}{i\omega} \right] d\omega \quad (1)$$

Hierbei ist

- I = Sendestrom
- L = Länge des Sendedipoles
- y, r = Koordinaten der Empfangsstation
- J₀ = Besselfunktion
- N₀, N₁, R₁ = rekursive Koeffizienten, die die geoelektrischen Parameter der Schichten enthalten.

Mit bekanntem Magnetfeld H_z(t) läßt sich direkt die Spannung, die mit der Induktionsspule gemessen wird, ausrechnen. Um die Meßdaten in einer Form darzustellen, die die Veränderung der geoelektrischen Parameter enthält, wird die Definition des scheinbaren Widerstandes benutzt. Hierbei ist der scheinbare Widerstand eine Normierung der Meßspannung auf die über einem homogenen Halbraum gemessene Spannung. Leider läßt sich jedoch die Spannung für einen homogenen Halbraum nicht für alle Zeiten eindeutig nach dem Widerstand auflösen (Stoyer und Strack, 1984); daher benutzt man die zeitlichen Grenzwerte der Halbraumspannung und erhält somit die "early time" und "late time" Formeln des scheinbaren Widerstandes.

$$\rho_a \text{ E.T.} = \frac{2\pi r^5}{3M_0 A y} V(\tau)_m \quad (2)$$

$$\rho_a \text{ L.T.} = \left(\frac{M_0 A y}{40\pi \sqrt{\pi}} \right)^{2/3} \left(\frac{\mu_0}{t} \right)^{5/3} \left(\frac{1}{V(\tau)_m} \right)^{2/3} \quad (3)$$

Hierbei ist $V_m(t)$ die gemessene Spannung, μ_0 die magnetische Feldkonstante und A die Empfängerspulenfläche. Die "early time" scheinbare Widerstandsformel ist äquivalent zu der Hochfrequenzasymptote bei der Frequenzbereichspondierung, wenn im Fernfeld gemessen wird: $|Kr| \gg 1$, $K = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma}$. Die "late time" Scheinbare Widerstandsformel entspricht jedoch nur dem dritten Term in der Reihenentwicklung für die Niedrigfrequenzasymptote. Das heißt der erste Term, das Primärfeld, und der zweite, der proportional zum Primärfeld ist, entfallen ganz bei Zeitbereichsmessungen, was ein wesentlicher Vorteil gegenüber den Frequenzbereichspondierungen ist, da die komplizierte Primärfeldkompensation entfällt.

Datenerfassung:

Unter Berücksichtigung obiger Überlegungen kann eine Feldapparatur gebaut werden. Das entsprechende Blockdiagramm für den Sender und Empfänger ist in Abbildung 3 gezeigt. Mittels eines Drehstromgenerators und den entsprechenden Gleichrichterbrücken wird ein Gleichstrom erzeugt der durch Schütze umgepolt wird. Resultierend ist ein in den Boden injizierter Rechteckstrom. Die Rampe des Umpolvorganges ist maximal 20 msec lang. Hierdurch bedingt können die Widerstände der oberflächennahen Schichten (100-300m je nach Widerstand) nicht mit dieser Apparatur aufgelöst werden. Der praktische Beweis, ob dies ein Vorteil oder Nachteil ist, steht im Moment noch aus, da sich Sender mit großem Dipolmoment und kurzen Abschaltzeiten noch in der Entwicklungsphase befinden. (Stoyer, 1984, pers. Mitteilung). Der Empfänger besteht aus einer Induktionsspule, einem Analogteil und einer digitalen Datenerfassungsapparatur. Eine genauere Beschreibung der Empfangsapparatur kann bei Strack (1981), Ibrahim (1982) und Strack (1984) gefunden werden und soll hier nicht wiederholt werden. Als wichtigstes Entwurfskriterium ist zu beachten, daß die Impulsantwort im Zeitbereich minimal ist, um eine Dekonvolution effektiv durchführen zu können.

Datenverarbeitung und Interpretation:

Ein wichtiger Teil der Datenverarbeitung, das Stapeln, findet in direktem Anschluß an die Messung noch an dem Meßpunkt statt. Als Stapelalgorithmus wird ein selektiver, statistischer Algorithmus benutzt, der den Vorteil hat, daß er das Signal-zu-Rausch Verhältnis gegenüber dem normalen Mittelwertstapeln stark verbessert, wenn industrielles (nicht weißes Gaußsches) Rauschen vorliegt. Ein Beispiel hierfür ist in Abbildung 4 gezeigt. Der obige Transient in der Abbildung ist das Resultat von normalem Mittelwertstapeln der Daten, wohingegen der untere Transient aus dem selektiven Stapeln resultiert (Walker et al., 1982; Stoyer and Strack, 1984; Strack, 1984). Die Funktion des selektiven Stapelns kann anhand von Abbildung 5 veranschaulicht werden. Zuerst wird der ~~eri~~-te Datenpunkt aller n Zeitreihen (Transienten) nach der Amplitude geordnet. Die niedrigsten und höchsten Amplituden repräsentieren nicht statistische, industrielle Signalanteile. Ein empirisch ermittelter Prozentsatz wird am oberen und unteren Ende der Amplitudenskala abgezogen (umrandete x in der Abbildung) und von den verbleibenden Datenpunkten wird ein vorläufiger Mittelwert und Standardabweichung berechnet, die dann als Auswahlkriterium für die tatsächlichen Daten dienen. Dieser Prozeß wird für jeden einzelnen Punkt der Zeitreihen (Transienten) durchgeführt und als Resultat erhält man den gestapelten Transient. Nach der üblichen "onset" und "DC-level" Kontrolle wird dann die Systemresponse des Signals der Dekonvolution unterzogen. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 6 gezeigt. Der obere Transient ist der selektiv gestapelte Transient, der untere der gleiche nach der Anwendung eines Dekonvolutionsfilters. Der Vorteil dieses speziell für Transienten entwickelten Dekonvolutionsfilters im Zeitbereich ist die Wiederherstellung der Anfangsamplitude und das Glätten der Daten (LaCoste, 1982; Ioup und Ioup, 1983; Stoyer und Strack, 1984). Frequenzbereich-Dekonvolution verstärkt üblicherweise das Rauschen und ist daher unzulänglich (Strack et al., 1982). Nach der Dekonvolution werden die Daten mit einem zeitvariablen, rekursiven Filter geglättet, was besonders wichtig für spätere Zeiten (late times) ist. Letzlich werden die "early time" und "late time" scheinbare

Widerstandskurven berechnet, wobei die oben erwähnten Gleichungen (2) und (3) benutzt werden. Diese Kurven bilden dann die Grundlage für die Interpretation wie Pseudoprofile und Inversionsrechnungen. Für die Exploration in sedimentären Becken hat sich bisher die eindimensionale Inversion als zuverlässiger als die Pseudoprofile herausgestellt. In dem Inversionsprogramm werden die scheinbaren Widerstände in normierte Spannungen umgewandelt, die dann exakt zu einem geschichteten Erdmodell mit den zugehörigen Widerständen und Schichtmächtigkeiten invertiert werden können.

Beispiel 1: Geologische Kalibrierung im Denver Becken:

Im November 1981 wurden mehrere Testmessungen im Denver Becken durchgeführt. Die Geologie des Beckens ist durch circa eintausend "well logs" und eine großen Anzahl geophysikalischer Messungen (Harthill, 1967) bekannt. Eine neu entwickelte TDEM Apparatur sollte anhand einer Messung über dieser bekannten Geologie kalibriert werden.

Das Messgebiet liegt in der Nähe der Colorado School of Mines Test Area im Nordosten des amerikanischen Bundesstaates Colorado. Die genaue Location des Empfängers ist durch das X in Abbildung 7 gegeben. Diese Location wurde ausgewählt, da es sich dort um einen Ausbiß des Pierre Shale handelt, welches die Berücksichtigung der variablen Deckschicht (Layer 1 in Abbildung 8) entfallen läßt. Die zweite Schicht besteht aus circa 1600 m mächtigen Pierre Shale (an dem Meßpunkt) und die dritte aus circa 400 m Schieferen und dem Dakotasandstein, der an mehreren Stellen öltragend ist. Die vierte und fünfte Schicht in Abbildung 8 besteht aus einer hochresistiven Kombination von Gneissen und Graniten. Alle Schichten sind im Bereich der CSM Test Area von gleichem Widerstand mit nur geringfügigen lateralen Veränderungen (Harthill, 1967). Von dem geologischen Profil in Abbildung 8 ist dann ein geoelektrisches Modell im Drei-Schicht-Fall abgeleitet worden. Von diesem Modell wurden synthetische "early time" and "late time" Scheinbare Widerstandskurven errechnet (durchgezogene Linien in Abbildung 9). Die Meßdaten der Feldmessungen wurden unter Berücksichtigung oben beschriebener Prinzipien

weiterverarbeitet und sind durch die Punkte in Abbildung 9 dargestellt. Der Anpassungsfehler zwischen den Felddaten und der synthetischen Kurve ist kleiner als 3%. Hiermit war die neue TDEM Apparatur erfolgreich geologisch kalibriert.

Beispiel 2: Testmessungen im Sydney Becken, Australien:

Im Oktober 1983 wurde eine neuentwickelte TDEM Apparatur (Australischer Prototyp) im Sydney-Becken getestet. Das Sydney-Becken besteht hauptsächlich aus deltaischen Sedimenten mit Kohleablagerungen. Unterhalb von ca. 1 km tertiärer Sande und Schiefer befinden sich die Kohleflöze und die Sande und Schiefer des Perm. Die Tiefe des Beckens wird nach Aeromagnetischen Messungen mit circa 3500 m angenommen.

An acht Meßpunkten wurden in knapp zwei Tagen 320 Transiente gemessen und gestapelt. Die Resultate des selektiven Stapelns sind in Abbildung 10 gezeigt. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis wird von Station 6 bis 8 wesentlich schlechter, da die Messungen während eines starken Gewitters durchgeführt wurden. Bei der Inversion gab es nach mehreren Versuchen nur ein geoelektrisches Modell, welches für alle Stationen als Anfangsmodell für die Inversion benutzt werden konnte. Dieses Modell bestand aus vier Schichten. Die erste und dritte Schicht ist 1 km dick mit einem Widerstand von 25-50 Ohm m. Die zweite und vierte Schicht sind gut leitend mit 1 Ohm m Widerstand und 200 m Schichtmächtigkeit bei der zweiten Schicht. Anfangs wurden die erste und dritte Schicht mit den Sanden und Schiefen des Tertiär bzw. des Perm korreliert. Die zweite Schicht konnte die Kohleflöze des Perm simulieren. Der Widerstand der vierten Schicht war anfangs fraglich und wurde den Stabilitätsbedingungen des Inversionsalgorithmus zugeschrieben. Erst viel später stellte sich heraus, daß auch diese Schicht mit weiteren Kohleflözen korreliert werden konnte.

Im Anschluß an die geoelektrische Interpretation wurden die seismischen, aeromagnetischen und geologischen Daten benutzt, um die TDEM Ergebnisse mit der Becken-Geologie zu korrelieren (Strack, 1984). Dieser Korrelationsversuch ist in Abbildung 11 dargestellt. Die linke Spalte repräsentiert die statistisch gemittel-

ten Inversionsergebnisse der TDEM Messungen. Die korrespondierende Geologie ist in der mittleren Spalte beschrieben. In der rechten Spalte sind die Seismik- und Aeromagnetikinterpretationen des Bureau of Mineral Resources (Mayne et al., 1974) auf das Messgebiet übertragen worden. Bemerkenswert ist die gute Korrelation der unteren Grenze der zweiten Schicht (Illawarra Kohleflöze) mit 1150 Metern bei der TDEM Interpretation und 1190 Metern bei der Seismik. Der Horizont in circa 2500 Metern Tiefe, die Greta Kohleflöze, läßt sich wohl auch noch mit der Seismik korrelieren, ist jedoch fraglich, da das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu späteren Zeiten relativ klein wurde. Weitere Messungen sind notwendig um diesen Horizont und die Tiefe des Beckens zu bestimmen. Von Bohrlochmessungen in 10 km Entfernung vom Testgebiet ist nur sehr wenig Information zu gewinnen aufgrund der komplizierten Geologie. Die obere Schicht liefert einen mittleren Widerstandswert von 41 Ohm m bei den Bohrlochmessungen (Strack, 1984), die TDEM Messungen jedoch nur 32 ± 10 Ohm m. Wenn man die große Entfernung zwischen Meßgebiet und Bohrloch berücksichtigt, ist diese Übereinstimmung noch relativ gut. Weiterhin wurde bei den Bohrungen festgestellt, daß der obere Teil der Illawarra Kohleflöze sehr sandig ist, was das Nichtübereinstimmen der ersten Schichtgrenze zwischen Seismik und TDEM erklärt. Das heißt, der Widerstandskontakt ist im oberen Teil der Kohleflöze noch nicht groß genug, um sich bei den TDEM Messungen als Schichtgrenze bemerkbar zu machen.

Zusammenfassung:

Obwohl die TDEM Tiefensondierungsmethode eine noch sehr junge Methode ist, sind jedoch schon erstaunliche Ergebnisse mit ihr erzielt worden. Das liegt hauptsächlich an der digitalen Datenverarbeitung und der numerischen Interpretation. In Colorado wurde die Methode über bekannter Geologie mit produzierenden Kohlenwasserstoffvorkommen erfolgreich kalibriert. In Australien gaben selbst die ersten Testmessungen mit einer Prototypapparatur schon vielversprechende Ergebnisse.

Für die Zukunft gibt es sicherlich noch eine Menge Verbesserungen, hauptsächlich auf dem Gebiet der Interpretation, wobei man sicherlich bald zu mehreren Dimensionen bei der Modellrechnung übergehen sollte.

Literatur:

- Harthill, N., 1968, The CSM test area for electrical surveying methods, Geophysics 33(4), 675-78.
- Ibrahim, K.E., 1982, A time-domain electromagnetic survey of Cochetopa Hills and Alkali Springs, Sagauche, South-Central Colorado, M.Sc. thesis, Colorado School of Mines, Golden, Colorado, 191pp.
- Ioup, G.E. and Ioup, J.W., (1983), Iterative deconvolution, Geophysics 48, 1278-1290.
- Kaufman, A.A., 1978, Resolving capabilities of the inductive methods of electroprospecting, Geophysics 43, 1392-1398.
- Kaufman, A.A. and Keller, G.V., 1983, Frequency and Transient Soundings, Elsevier, 685pp.
- LaCoste, L.J.B., 1982, Deconvolution by successive approximation, Geophysics 47, 1724-1730.
- Mayne, S.J., Nicholas, E., Bigg-Wither, A.L., Rasidi, J.S. and Raine, M.J., 1974, Geology of the Sydney Basin - A review, BMR Bulletin 149, Australian Publishing Service, 229pp.
- Nabighian, M.N., 1979, A quasi-static transient response of a conducting half-space - An approximate representation, Geophysics 44(10), 1706-21.
- Spies, B.R., 1980, The application of the transient electromagnetic method in Australian conditions field examples and model studies, Ph. D. thesis, Macquarie University, Australia, 223pp.
- Spies, BR. 1983, Recent developments in the use of surface electrical methods for oil and gas exploration in the Soviet Union, Geophysics 48(8), 1102-1113.
- Stoyer, C.H., 1984, pers. communication.
- Stoyer, C.H., Strack, K.-M., 1984, The deep transient electromagnetic sounding technique, paper presented at the 46th EAEG meeting in London, paper 401.
- Strack, K.-M., 1981, A method for the determination of sandstones using a variable state approach, M. Sc. Thesis T-2476, Colorado School of Mines, Golden, 162pp.
- Strack, K.-M., Ibrahim, A.W., Keller, G.V. and Stoyer, C.H. (1982), A method for the determination of the thermal conductivity of sandstones using a variable state approach, Geophysical Prospecting 30, 454-469.
- Strack, K.-M., 1984, The deep transient electromagnetic sounding technique: First field test in Australia, Exploration Geophysics, Bull. Aust. Soc. Explor. Geophys. 15 (4) (in print).
- Strack, K.-M., Tasci, M.T., Harthill, N., 1984, Exploration with the deep time-domain EM sounding method in the United States and Australia, paper presented at the 46th EAEG meeting in London, paper 404.
- Tulinus, H., 1980, Time-domain electromagnetic survey in Krafla, Iceland, M. S. Thesis T-2325, Colorado School of Mines, Golden, Colorado, 73pp.
- Walker, R.C., Harthill, N., Strack, K.-M., Lee, D.S., 1982, Sensitivity analysis for transient electromagnetic sounding inversions, paper presented at the 52nd Annual Meeting, Society of Exploration Geophysicists, paper NS.8.
- Whan, W.J., Chan, Y.C., Keller, G.V., 1983, Time Domain Electromagnetic Surveys at the Chin Swei Geothermal Field, Republic of China, paper presented at the 53rd Annual Meeting, Society of Exploration Geophysicists, paper GT4.

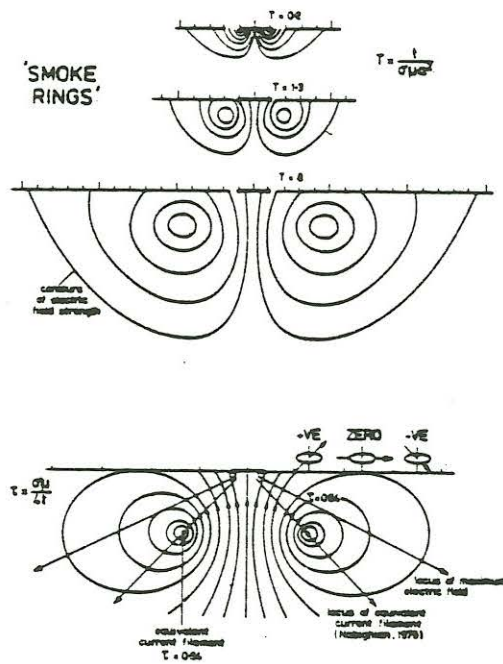


Abbildung 1: 'Smoke Ring' System, welches durch das Abschalten des Stromes eines magnetischen Dipolsender aufgebaut wird. Dieses System breitet sich mit fortschreitender Zeit in die Tiefe und zur Seite aus. (nach Spies, 1980)

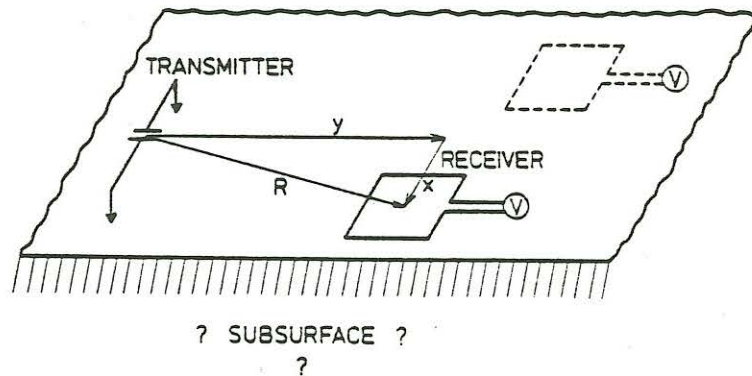


Abbildung 2: Typischer Feldaufbau einer TDEM Apparatur

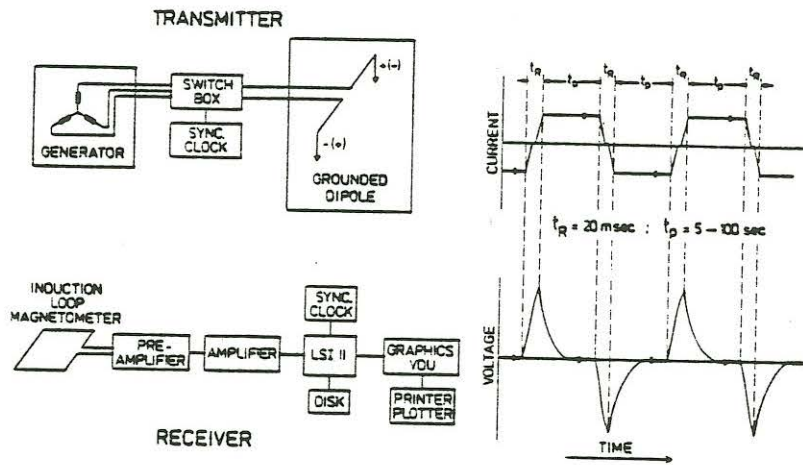


Abbildung 3: Blockdiagramm des Sende- und Empfangsteiles einer TDEM Apparatur mit den zugehörigen Strom- bzw. Spannungssignalen (nach Stoyer und Strack, 1984)

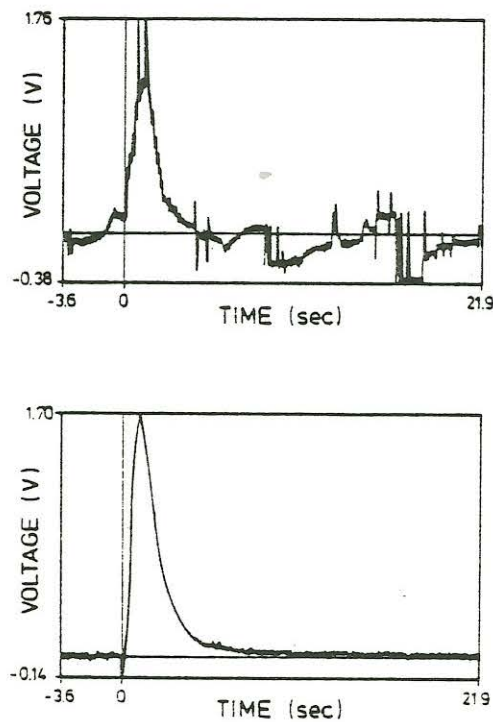


Abbildung 4: Beispiel zweier Stapelalgorithmen für dieselben Meßdaten. Der obere Transient resultiert aus einem Mittelwertstapelalgorithmus, der untere aus einem selektiven Stapelalgorithmus (nach Walker et al., 1982)

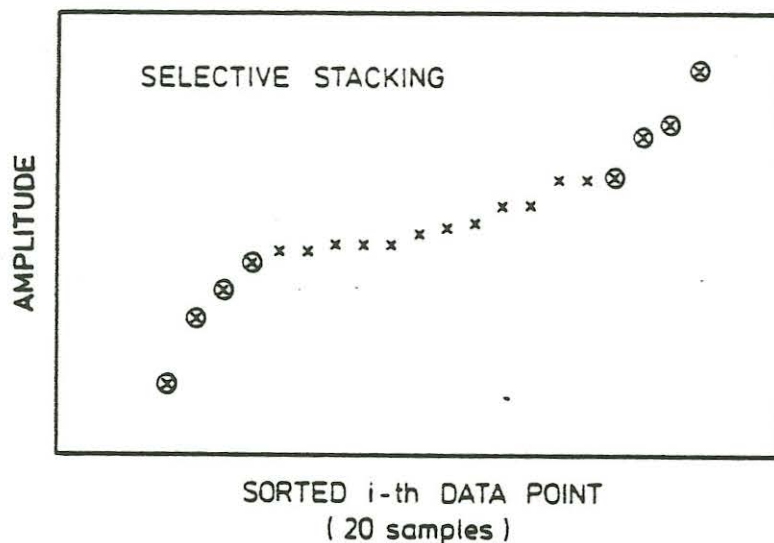


Abbildung 5: Amplitudenverteilung nach der Größe sortiert. Die umrandeten x repräsentieren nicht gaussisch verteiltes Rauschen

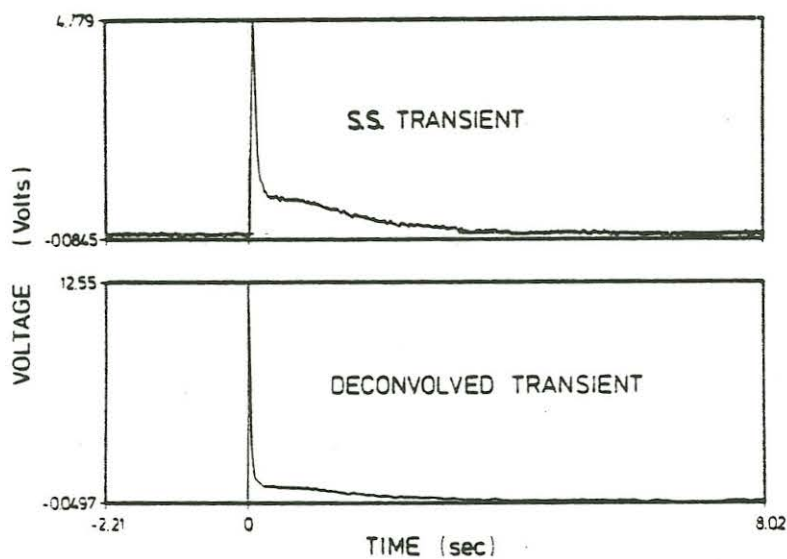


Abbildung 6: Einfluß des Dekonvolutionsfilters auf die Meßdaten. Obiger Transient stellt die selektiv gestapelten Daten dar, unterer die gleichen Daten nachdem sie mit einem iterativen Dekonvolutionsalgorithmus gefiltert wurden (nach Stoyer und Strack, 1984)

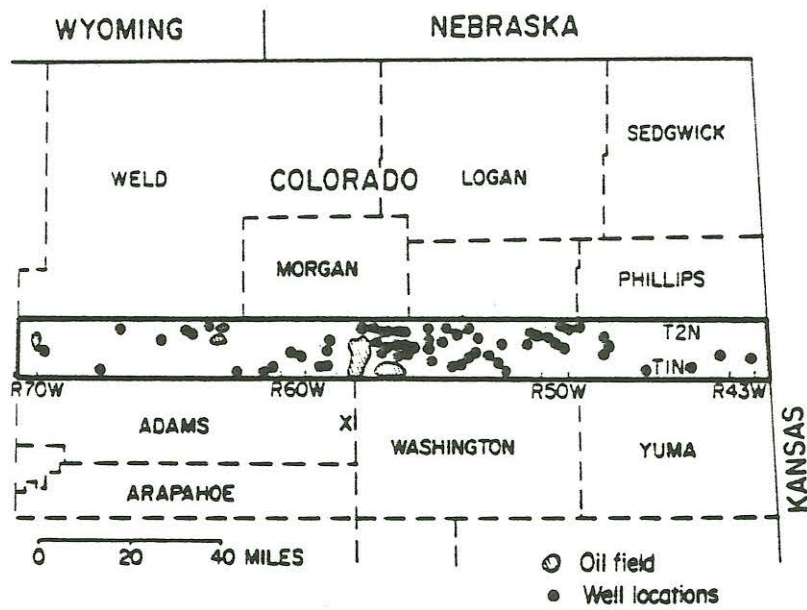


Abbildung 7: Locationskarte des Colorado School of Mines Testgebietes (umrandet) und der TDEM Meßpunkte (x). (nach Strack et al., 1984)

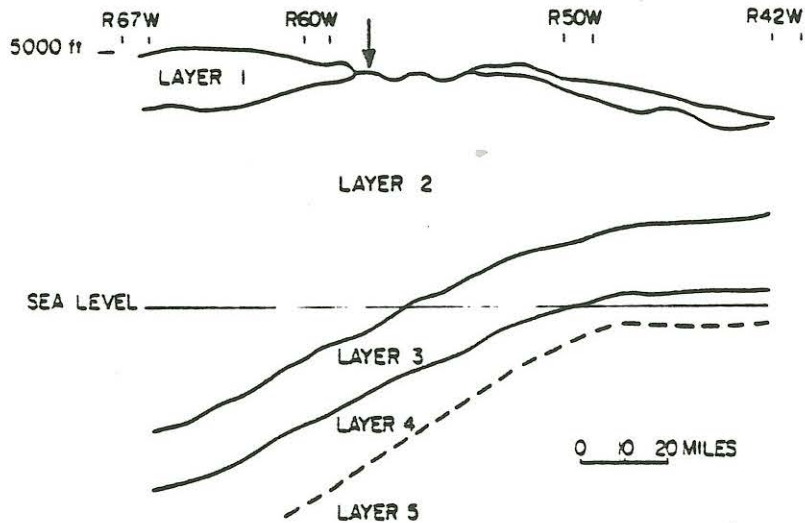


Abbildung 8: Geologisches Tiefenprofil des CSM Testgebietes. Der Pfeil kennzeichnet die Projektion des TDEM Meßpunktes auf das Profil (nach Strack et al., 1984)

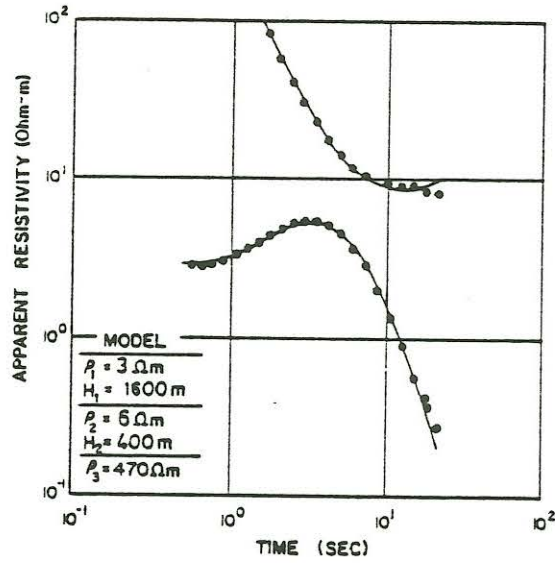


Abbildung 9: Synthetische "early time" und "late time" scheinbare Widerstandskurven (durchgezogene Linien) und die der Meßdaten (Punkte). (nach Strack et al., 1984)

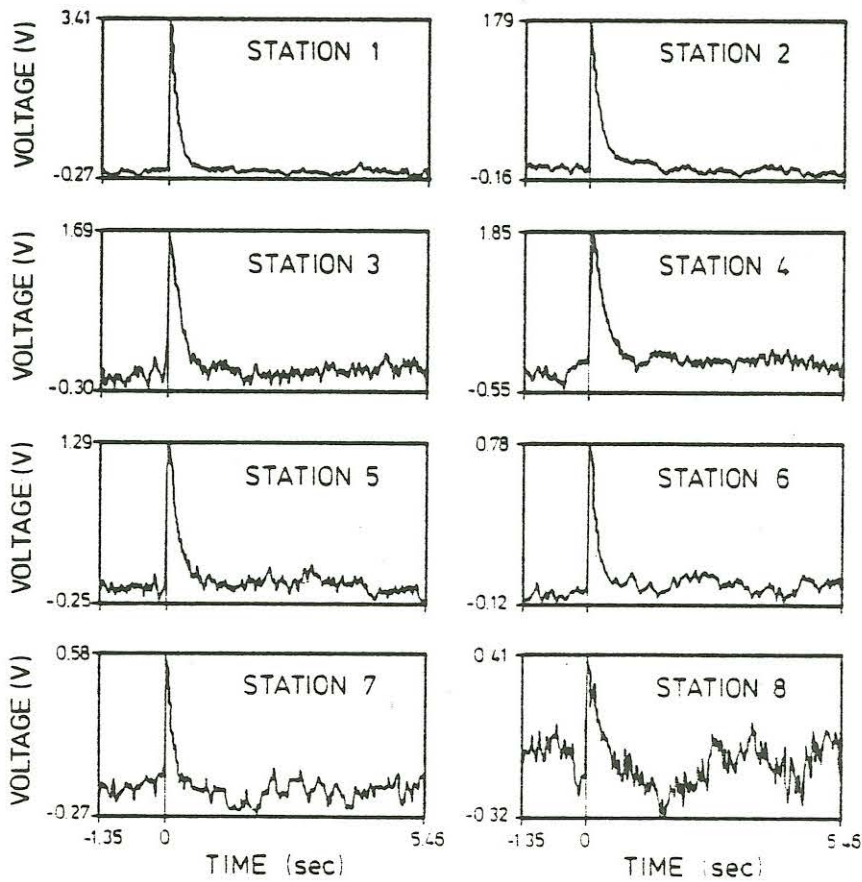


Abbildung 10: Selektiv gestapelte Meßdaten der Sydney Messung für Stationen 1 bis 8. (nach Strack, 1984)

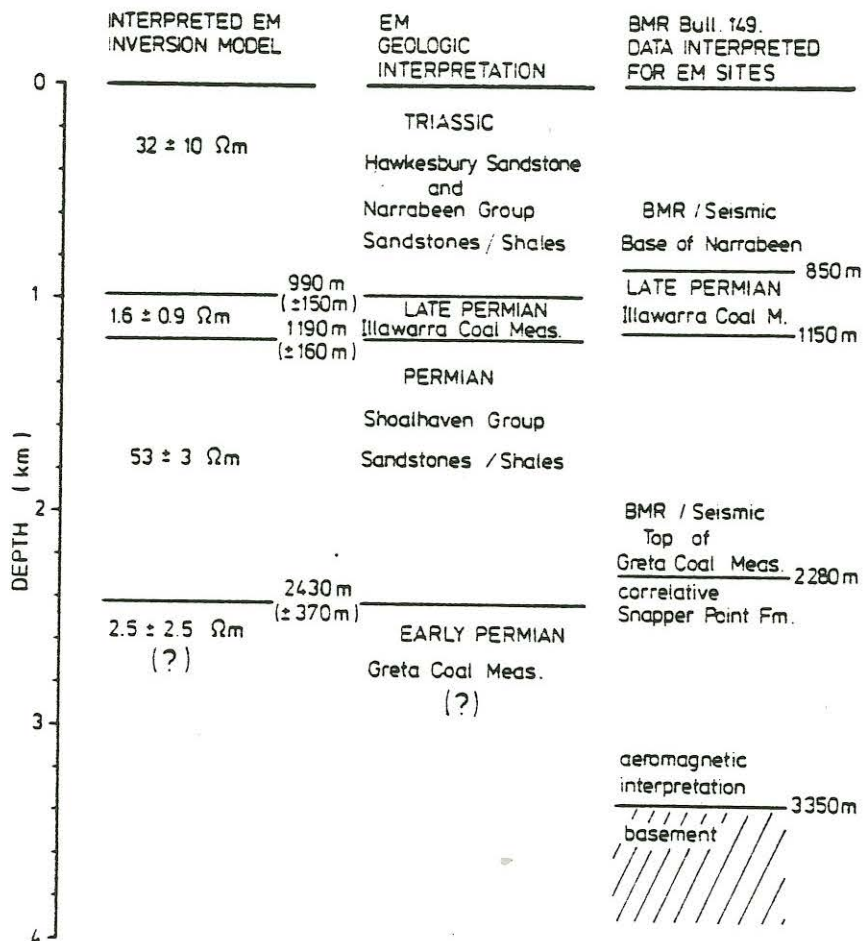


Abbildung 11: Graphische Darstellung der Korrelation zwischen den TDEM Messungen (links), der Geologie des Sydney Beckens (Mitte), und der Seismik und Aeromagnetik Interpretation (rechts). (nach Strack, 1984)

F. KUHNKE

E-Feld-Messungen über hochohmigen Untergrund

Bei allen elektromagnetischen Sondierungsverfahren ist es u.a. nötig, das elektrische Feld an der Erdoberfläche zu messen. Dies geschieht in der Regel mittels unpolarisierbarer Sonden (Kalomel, Kupfersulfat) oder einfach durch Edelstahl-Erdspieße, die in gewünschter Orientierung und Distanz in galvanischen Kontakt zum Erdreich gebracht werden, Abb. 1. Diese bewährte Methode wird scheinbar hinfällig, wenn das Substrat keine hinreichende Leitfähigkeit mehr aufweist.

Als Randbedingung an den Grenzflächen zweier verschiedener Medien ist aber bekannt, daß die Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes sich an eben dieser Grenzfläche stetig aneinander anschließen. Es müßte deshalb möglich sein, solche E-Feld-Messungen auch im Luftraum, mit einem direkt am Boden liegenden, nicht geerdeten Kabel durchzuführen, Abb. 2. Das wäre für magnetotellurische Messungen über oder auf Eis, z.B. in der Antarktis von großer Bedeutung.

Die mit dieser Art der E-Feld-Messung verbundenen Probleme sind m.E. überwiegend meßtechnischer Art. So muß der Eingang des Instrumentes extrem hochohmig sein und zusätzlich über eine geringe Eingangskapazität verfügen. Auch Kapazitäts- und Ableitungsbeläge der Kabelauslage spielen sicher eine große Rolle.

Nicht zu unterschätzen sind aber sicher auch meteorologische Einflüsse: Niederschläge, Schwankungen der Luftelektrizität o.ä.

Neben der heftigen, mit vielen Einwänden gespickten Diskussion über diese Art der E-Feld-Messung erhoffe ich mir Antworten zu den Fragen:

- Wer hat mit solchen, nicht geerdeten, Meßauslagen bereits praktische Erfahrungen gemacht und kann entsprechende Hinweise geben?
- Wem sind solche Messungen (auch vergleichender Art) aus der Literatur bekannt und kann Zitate benennen?

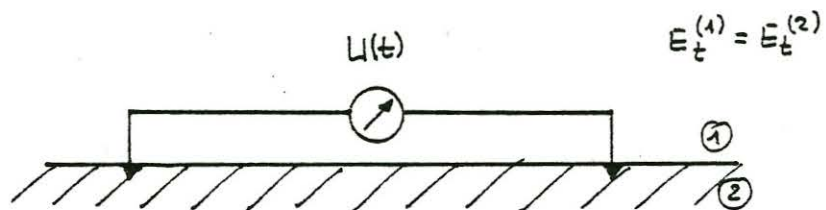


Abb. 1 E-Feld-Messung herkömmlicher Art mit geerdeten Sonden an der Grenzfläche Boden-Luft.

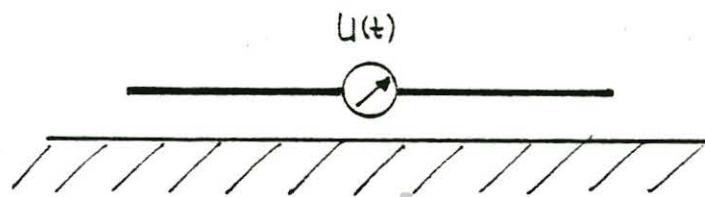


Abb. 2 E-Feld-Messung ohne geerdete Sonden (Vorschlag); sollte zu gleichen Resultaten wie Abb. 1 führen.

F. KUHNKE

Geoelektrische Ortung künstlicher Rißflächen im Untergrund

Über die Ortung künstlicher Rißflächen im Untergrund von der Erdoberfläche aus wurde schon bei früheren Kolloquien (Neustadt 78, Berlin 80) berichtet. Damals standen mehr theoretische und meßtechnische Probleme im Vordergrund. Heute, nach Ablauf des Projektes, sollen diesem Kreise, gewissermaßen abschließend, die Ergebnisse einiger Feldmessungen vorgetragen werden.

Das Projekt ordnete sich ein in die vom BMFT unterstützte alternative Energieforschung, speziell die der Extraktion von Erdwärme aus heißem trockenem Gestein (engl. hot dry rock). Hierzu wurde in Falkenberg (Oberpfalz) auf kristallinem Untergrund ein von mehreren Projektpartnern genutztes Testgelände eingerichtet. An mehreren Flachbohrungen (Maximalteufe bis Ende 1983: 300 m) wurden eine Vielzahl hydraulischer Versuche zum Brechen von Gestein, dem Fließverhalten durch diese Bruchzonen etc. durchgeführt. Unsere Aufgabe bestand darin, das Azimut der sehr wahrscheinlich vertikal stehenden, hydraulisch erzeugten Risse von der Erdoberfläche aus zu bestimmen.

Die ursprüngliche Projektkonzeption sah in einer Phase II eine Vertiefung der Bohrungen um ein Vielfaches vor. Die zwangsläufig größere Teufe der Risse hätte aber sehr schwache, kaum detektierbare Felder an der Erdoberfläche zur Folge gehabt. Deshalb wurde bei unseren theoretischen Vorarbeiten schon bald eine Wechselstromanwendung favorisiert. Diese würde es erlauben die schwachen Signale der sehr tief gelegenen Inhomogenität aus dem technischen und tellurischen Störnebel herauszufiltern.

Nach einigen zeitraubenden Wechselstrom-Feldmessungen mit nur einem Lock-in-Verstärker, gleich nach dem Abteufen der Zentralbohrung HB4a, Abb. 1, mußte dieses Verfahren zurückgestellt werden. Es zeigte sich nämlich, daß für die Erfassung der kleinen Feldänderungen quasi Sofortaufnahmen der Potentialverhältnisse um das zentrale Bohrloch nötig wären. Diese hätten für eine vernünftige Winkelauflösung von unter 10 Grad aber wenigstens 30, eher mehr, solcher Meßverstärker erfordert; eine unerschwingliche Investition.

Gleichzeitig rückte das Verteufen der Bohrungen in weite Ferne. Alle Versuche und Messungen würden also weiterhin an den bestehenden Flachbohrungen vorgenommen werden.

Es lag deshalb nahe, weitere Messungen doch mit Gleichstrom durchzuführen. Hierfür konnte ein recht einfaches, rechnergesteuertes Akquisitionssystem aufgebaut werden. Mit einer handvoll Relais wurde zunächst eine solche Anlage für 64 Meßstellen erstellt. Die 64 Meßwerte konnten hiermit in knapp einer Minute erfaßt werden. Durch diese außerordentliche Steigerung der Meßgeschwindigkeit waren nun auch zeitliche Veränderungen der Potentiale im Minutenbereich detektierbar.

Mit dieser Anlage wurden begleitende Messungen während verschiedener Rißöffnungen mit unterschiedlichen Medien: Süßwasser, Luft, Salzwasser (Falkenberg, Oktober 82), einer Rißerzeugung (Bad Abbach, Mai 83) und bei einer Rißerweiterung (Falkenberg, August 83) durchgeführt. Die Ergebnisse sollen hier anhand einiger Abbildungen knapp dargestellt werden.

Im Gegensatz zu der Wechselstrommessung (April 1979) am gerade erstellten Bohrloch, also ohne jeden Riß, Abb. 1 (vergl. auch KUHNKE 1982), zeigte bereits die erste Gleichstrommessung am nunmehr bestehenden Rißsystem im Falkenberger Testgelände (Oktober 82) eine ausgeprägte Leitfähigkeitsanisotropie. Sie markiert sich durch zwei oppositionelle Minima der an der Erdoberfläche gemessenen Radialkomponente des elektrischen Feldes: Abb. 2. Dargestellt ist die auf den Speisestrom normierte SONDENSspannung entlang des Doppelkreisprofils ($r_1, r_2 = 50, 75$ m) über den Meßpunktnummern; etwa im Norden mit MP1 beginnend aus insgesamt 26 Messungen. Der räumlichen Tiefe entspricht die zeitliche Abfolge der einzelnen Messungen.

Die Minima bei MP21 und MP51 deuten auf einen guten Leiter, sehr wahrscheinlich den wassergefüllten Riß, hin und fallen exakt mit der seismisch bestimmten Rißrichtung von 110 Grad zusammen, LEYDECKER 1980.

Diese Messungen wurden während einer zweiten Druckluftinjektion in das Rißsystem gemacht; unterscheiden sich aber von Messungen während der Süß- oder Salzwasserinjektionen an den Vortagen quantitativ fast nicht, qualitativ, also hinsichtlich der Kontur, überhaupt nicht. Der Abbildung können wir, von dem erklärlichen Sprung bei MP8 (NB2) abgesehen, auch eine weitgehende Konstanz der Potentialverteilung um die Bohrung entnehmen.

Die Erhaltungsneigung der Potentialverteilung bestand für alle Messungen während des gesamten Experimentierzeitraumes!

Auch bei einer Rißerweiterung (August 83) wurde der bekannte Verlauf der Potentialdifferenzen wieder vorgefunden, Abb. 3. Hier sind alle Messungen mit ihren Streuungen aufgetragen. Durch

die verstärkte Wasserinjektion kam es jedoch zu Veränderungen des Rißsystems: Neben die bisher vorhandenen zwei Minima traten zwei weitere bei MP27 und MP49. Besonders die zeitliche Entwicklung beim Erstgenannten deutet hier auf eine Systemerweiterung hin. Trägt man die Änderungen der Potentialdifferenzen gegenüber dem gleitenden Mittel aller vorangegangenen Meßwerte eines MPes auf, zeigt sich der Rißdurchbruch besonders plastisch, Abb. 4.

Zusammenfassend darf man sagen:

- Bei hydraulisch neu eröffneten Rissen kann, sofern bestimmte Randbedingungen für Rißtiefe, - weite und Injektionsvolumen eingehalten werden, die azimutale Ortung dieses Risses von der Erdoberfläche aus vorgenommen werden. Als experimentelle Verifikationen dafür dürfen die Messungen in Falkenberg und Bad Abbach gelten; über Letztere konnten wegen der Kürze der verfügbaren Zeit nicht mehr vorgetragen werden.
- Das einmal vorhandene Rißsystem führt zu einer dauerhaften elektrischen `Anisotropie` des Untergrundes und manifestiert sich durch eine ausgeprägte Kontur des auf konzentrischen Kreisen um die Injektionsbohrung gemessenen elektrischen Feldes. Diese Kontur blieb hier im Falkenberger Experimentierfeld unbeeinflusst von verschiedenen Injektionsmedien, Salz-, Süßwasser und Luft; sie blieb sogar über einen Zeitraum von zehn Monaten qualitativ und quantitativ erhalten.
- Ist das die Frac-Bohrung umgebende Gelände zugänglich und können die bekannten Randbedingungen eingehalten werden, bietet das untersuchte geoelektrische Verfahren neben der Seismik eine besonders preiswerte Ortungsmethode. Es wäre wünschenswert, sie auch weiterhin bei möglichst vielen Frac-Jobs einzusetzen. Nicht unerwähnt bleiben darf die Empfindlichkeit des Verfahrens für oberflächennahe Effekte besonders in Sonden-nähe. Dazu gehören der Aufbau anderer Experimente, das Verlegen von Stromversorgungskabeln, Fahrzeugbewegungen auch Wasseraustritt u. dergl. .
- Die Auswertung der Ergebnisse könnte, sofern ein entsprechender Kleinrechner zur Verfügung stünde der neben der Datenakquisition zeitgleich auch deren Verarbeitung übernehmen kann, in einer bescheidenen Form bereits im Felde erfolgen. Auf diese Weise ließen sich Störungen bzw. störende Beeinflussungen des Systems schneller erkennen und beheben.

Abschließend noch ein Hinweis: Gemeinsam mit den Ergebnissen der anderen Projektpartner im Experimentierfeld Falkenberg sollen

sämtliche Ergebnisse dieses Forschungsvorhabens in einem Sammelband veröffentlicht werden.

Literatur

LEYDECKER G., Seismische Ortung hydraulisch erzeugter Brüche im Geothermik Frac Projekt Falkenberg, BGR Publikation, Archiv-Nr.: 86 549, März 1981.

KUHNKE F., Die Ortung künstlicher Rißflächen im Untergrund nach der Mise à la Masse - Methode mit Gleich- und Wechselstrom, Diss. Naturwiss. Fakultät TU-Braunschweig, 1982.

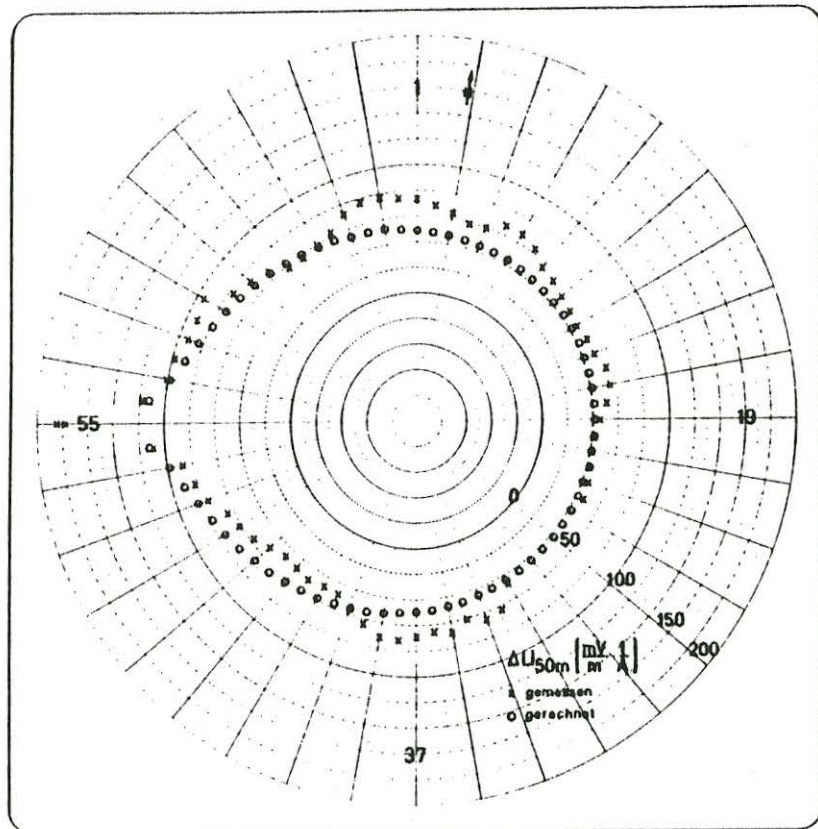


Abb. 1 Wechselstrommessung (April 79) um die gerade erstellte Bohrung HB4a: Meßwerte (x), errechnete Werte (o). Es sind hier keine auffälligen Anisotropien der Leitfähigkeit zu erkennen. Die größeren Meßwerte im Westen sind eine Folge der stärkeren Kopplung von Meß- und Stromkreis; hier verläuft das Kabel zur Gegenelektrode; vergl. auch KUHNKE 1982.

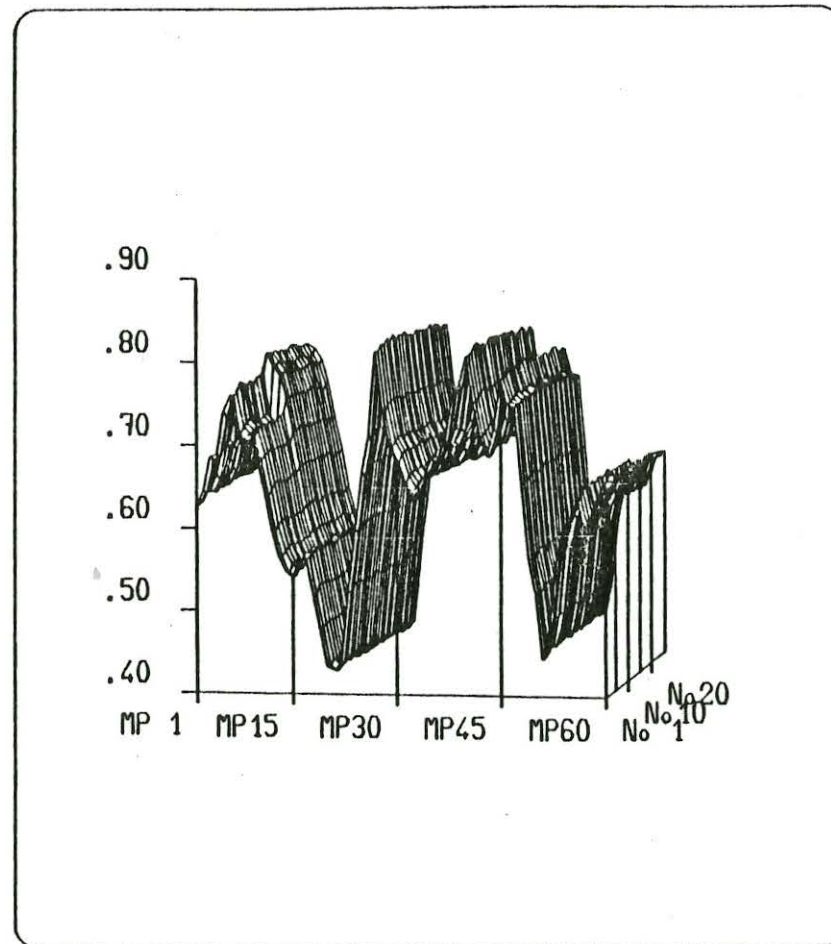
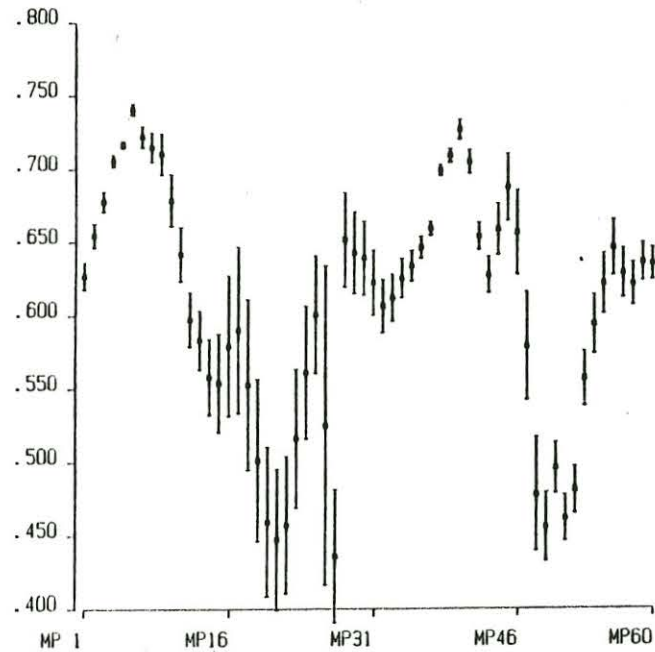


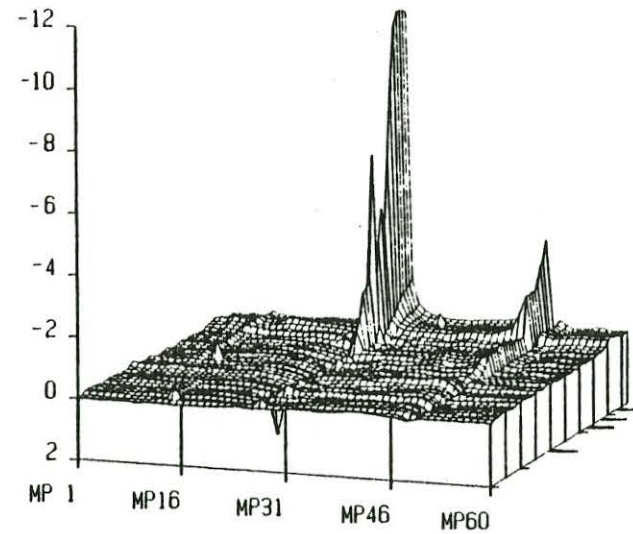
Abb. 2 82OCT14/GEOEL - Falkenberg: Normierte Fremdpotentialdifferenzen über dem abgewickelten Kreisprofil. Einspeisung: Bohrung HB4a; Status: Zweite Druckluftinjektion. Messungen No. 10, 11, ..., 26 und 31, ..., 39. Der Sprung im Bereich der MPe 7 und 8 nach 11 Messungen korreliert mit dem Anschluß eines Stromversorgungskabels an ein Meßfahrzeug einer weiteren Experimentatorengruppe bei Nebenbohrung NB2.



83AUG19/GEDEL - Falkenberg
Mittelwerte und Streuungen
Fremdpotentialdifferenzen [V]
auf dem Innenkreis

IGM

Abb. 3 83AUG19/GEDEL - Falkenberg: Mittelwerte und Streuungen, wie vor, aller 121 Messungen der Fremdpotentialdifferenzen auf dem Innenkreis. Die Geometrie des Aufbaues ist mit der der Abb. 2 identisch.



83AUG19/GEDEL
Innenkreis No. 34 - 82
% Abweichungen vom GM

IGM

Abb. 4 Zusammenschau der Abweichungen der Sondenspannungen aus den Messungen No. 34 - 82 des Innenkreises vom gleitenden Mittelwert der jeweils vorangegangenen eines Meßpunktes. Die Rißerweiterung in Richtung MP 27 ist deutlich zu erkennen.

Joachim Philipp

Vermessung einer Leitfähigkeitsanomalie
mit der VLF-Resistivity- Methode

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurde im Frühjahr und Sommer 1983 im Bereich der Erbdorfer Linie mit der VLF-Resistivity-Methode und einem Horizontal-Loop-System (Slingram) eine bisher unbekannte Leitfähigkeitsanomalie entdeckt.

Die VLF-Resistivity-Methode stellt einen hochfrequenten Spezialfall der Magnetotellurik dar, wobei das elektromagnetische Feld von Sendern zur Kommunikation mit U-Booten erzeugt wird. Die Frequenzen liegen je nach Sendestation zwischen 15 und 25 kHz. Der im Meßgebiet verwendete Sender (GBR) arbeitet mit einer Frequenz von 16 kHz. Aufgrund der großen Entfernung zwischen Meßort und Sendestation kann das elektromagnetische Feld als homogen betrachtet werden.

Im weiteren Verlauf der Arbeiten wurde die Zone erhöhter spezifischer Leitfähigkeit mit der VLF-Resistivity-Methode kartiert. Die Meßdaten wurden nach dem ρ^* - z^* -Verfahren (SCHMUCKER & WEIDELT, 1975) und nach einem Algorithmus zur Zweischichteninversion ausgewertet.

Ein Isoanomalienplan der nach dem ρ^* - z^* -Verfahren gewonnenen ρ^* -Werte ist in Abb. 1 dargestellt. Das Meßgebiet liegt ca. 1000 m westlich der St. Nikolaus-Kapelle bei Mähring (nördliche Oberpfalz).

Mit dem VLF-Resistivity-Gerät werden direkt die Werte für den scheinbaren spezifischen Widerstand ρ_s und den Phasenwinkel φ gemessen. Es gilt:

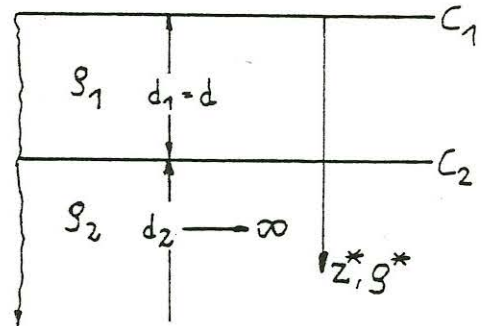
$$(1) \quad \rho_s = (E_x/H_y)^2 / (\omega \mu_0)$$

$$(2) \quad \varphi = \arctan(\text{Im}(E_x/H_y) / \text{Re}(E_x/H_y))$$

Die Übertragungsfunktion C ergibt sich zu:

$$(3) \quad C = Z / (i\omega \mu_0) = E_x / (i\omega \mu_0 H_y) \quad Z = \text{Impedanz}$$

Für die Auswertung der Meßdaten wurde von dem Zweischichtenfall ausgegangen, d.h.: ein homogener Halbraum mit dem spezifischen Widerstand ϱ_2 und eine Deckschicht der Mächtigkeit d und mit dem spezifischen Widerstand ϱ_1 . Die Übertragungsfunktion C für den Zweischichtenfall ergibt sich nach den Gleichungen 4 und 6 zu:



$$(7) \quad C = \frac{k_1/k_2 + \tanh(k_1 d)}{k_1(1 + k_1/k_2 \tanh(k_1 d))}$$

Im Bereich der Leitfähigkeitsanomalie liegen alle Phasenwerte über 45° , d.h.: $\varrho_1 > \varrho_2$.

Vernachlässigt man in Gleichung 7 den spezifischen Widerstand der Deckschicht ϱ_1 und setzt seinen Wert gleich Unendlich, so ergibt sich durch Taylor-Entwicklung und Bildung des Grenzüberganges:

$$(8) \quad C = \lim_{\varrho_1 \rightarrow \infty} \frac{k_1/k_2 + k_1 d}{k_1(1 + k_1/k_2 \cdot k_1 d)} = 1/k_2 + d$$

Gleichung 8 führt zu dem ϱ^* - z^* -Verfahren (SCHMUCKER, 1975)

Der Tiefe z^* wird der spezifische Widerstand ϱ^* zugeordnet, wobei z^* die Schwerpunktstiefe des induzierten Stromsystems ist (WEIDELT, 1972).

Für den oben skizzierten Zweischichtenfall stellt der Wert ϱ^* den Widerstand des Substratums ϱ_2 dar. Außerdem läßt sich aus Gleichung 8 die Deckschichtmächtigkeit d , in Verbindung mit dem ϱ^* - z^* -Verfahren d^* genannt, bestimmen.

Die Werte der drei Größen ϱ^* , z^* , d^* lassen sich nach den folgenden Gleichungen bestimmen.

$$(9) \quad \varrho^* = 2\varrho_s \cos^2 \varphi$$

$$(10) \quad z^* = (\varrho_s / \omega \mu_0)^{0.5} \sin \varphi$$

$$(11) \quad d^* = (\varrho_s / \omega \mu_0)^{0.5} (\sin \varphi - \cos \varphi)$$

Eine vollständige Auflösung der Gleichung 7 ohne Vernachlässigung des spezifischen Widerstandes der Deckschicht ρ_1 führt zu einem Algorithmus zur Zweischichteninversion (GRISSEMAN & REITMAYR, 1978), bei dessen Anwendung die Deckschichtmächtigkeit d und der spezifische Widerstand des Substrats ρ_2 exakt bestimmt werden. Es muß allerdings der Wert des spezifischen Widerstandes der Deckschicht vorgegeben werden. Für $\rho_1 \gg \rho_2$ bzw. $\rho_1 \gg \rho_s$ konvergiert die Zweischichteninversion gegen das $\rho^*-z^*(-d^*)$ -Verfahren. Der Algorithmus zur Zweischichteninversion ist in Abbildung 2 wiedergegeben.

$$\begin{aligned}
 \rho_s & \text{ - scheinbarer Widerstand in } [\Omega\text{m}] \\
 \varphi & \text{ - Phasenwinkel in } [^\circ] \\
 \rho_1 & \text{ - spezifischer Widerstand der Deckschicht in } [\Omega\text{m}] \\
 f & \text{ - Frequenz des verwendeten VLF-Senders in } [\text{Hz}] \\
 \omega & = 2\pi f \\
 k & = \rho_s / \rho_1 \\
 R & = k^{0.5} \cos(45^\circ - \varphi) \\
 \text{für } \varphi > 45^\circ: & \quad A = +[(k + 1 - 2R)/(k + 1 + 2R)]^{0.5} \\
 \text{für } \varphi < 45^\circ: & \quad A = -[(k + 1 - 2R)/(k + 1 + 2R)]^{0.5} \\
 \alpha & = \arccos[R - 1 + A^2(R + 1)/(2AR)] \\
 L & = Ae^{-\alpha} \quad (L < 1!) \\
 d & = \alpha / (2\omega\mu_0/\rho_1)^{0.5} \quad \text{- Deckschichtmächtigkeit in } [m] \\
 \rho_2 & = [(1 + L)/(1 - L)]^2 \rho_1 \quad \text{- spezifischer Widerstand des} \\
 & \quad \text{Substrats in } [\Omega\text{m}]
 \end{aligned}$$

Abb. 2: Algorithmus zur Zweischichteninversion

Um einen allgemeinen Vergleich der beiden vorgestellten Auswerteverfahren zu ermöglichen, wurden zwei Diagramme erstellt, mit dessen Hilfe sich die Werte ρ_2 und d aus den Meßwerten ρ_s und φ und dem vorgegebenen Wert ρ_1 bestimmen lassen. Die Diagramme sind gültig für $\rho_s = 1 \Omega\text{m}$ und eine Frequenz f von 16 kHz.

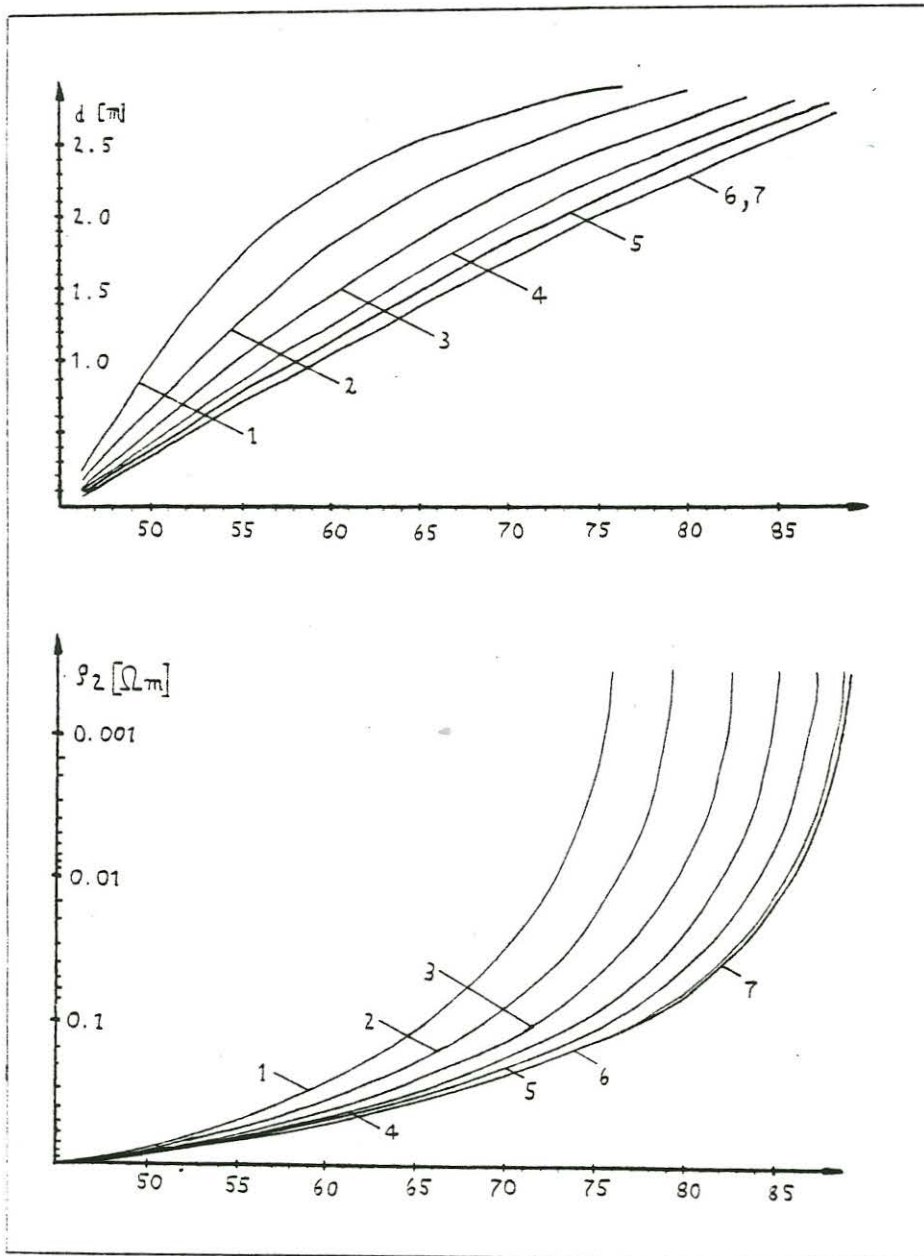


Abb. 3: Diagramme zur Bestimmung der Deckschichtmächtigkeit und des spezifischen Widerstandes des Substratums. Es bedeuten:

- | | |
|------------------------------|--------------------|
| 1: $g_1 = 1.5 g_s$ | 2: $g_1 = 2 g_s$ |
| 3: $g_1 = 3 g_s$ | 4: $g_1 = 5 g_s$ |
| 5: $g_1 = 10 g_s$ | 6: $g_1 = 100 g_s$ |
| 7: $g_1 = \infty (g^*, d^*)$ | |

Aus dem g^* - z^* -Verfahren folgen die beiden Proportionalitäten:

(12) $d^* \sim \sqrt{g^*}$ und (13) $g^* \sim g_s^*$

welche in guter Näherung auch für die Zweischichteninversion gelten. Für die Anwendung der Interpretationsdiagramme folgt damit:

$$(14) \quad d = d(\rho_s = 1\Omega m) \sqrt{\rho_s / \Omega m}$$

$$(15) \quad \rho_2 = \rho_2(\rho_2 = 1\Omega m) \cdot \rho_s / \Omega m$$

Für die Bestimmung der Deckschichtmächtigkeit d muß noch eine Frequenzkorrektur durchgeführt werden, weil das Diagramm nur für eine Frequenz von 16 kHz (Sender GBR) gültig ist. Bei Verwendung einer anderen Frequenz f muß der ermittelte Wert für die Deckschichtmächtigkeit d mit dem Faktor " $(16\text{kHz}/f)^{0.5}$ " multipliziert werden.

Aus den Diagrammen in Abbildung 3 wird ersichtlich, daß in bestimmten Bereichen (geringer Leitfähigkeitskontrast ρ_1/ρ_s , hoher Phasenwinkel φ) die Werte ρ^* und d^* deutlich von den exakt mit dem Algorithmus zur Zweischichteninversion ermittelten Werten ρ_2 bzw. d abweichen.

Aus dem oberen Diagramm erkennt man, daß mit wachsender Deckschichtmächtigkeit d der Phasenwinkel φ ansteigt. Dies hat zur Folge, daß die Differenz zwischen ρ^* und ρ_2 zunimmt (vgl.: unteres Diagramm).

Generell ist festzustellen, daß mit wachsendem Kontrast ρ_1/ρ_s die Differenzen zwischen ρ^* und ρ_2 bzw. d^* und d sich verringern. Bei einem Deckschichtwiderstand von über dem hundertfachen des scheinbaren Widerstandes ist kaum noch eine Abweichung festzustellen.

Bei der Auswertung der Meßdaten wurden für die einzelnen Meßprofile die Werte ρ^*, d^*, z^* und für verschiedene Werte des Deckschichtwiderstandes ρ_1 die Werte ρ_2 und d aufgetragen. Da der spezifische Widerstand der Deckschicht ρ_1 nicht bekannt ist, kann auf diese Weise zumindest eine "Bandbreite" abgeschätzt werden, in der die Deckschichtmächtigkeit bzw. der Widerstand des Substratums liegen.

Als Beispiele sind in Abbildung 4 die verschiedenen Daten des Meßprofiles Nik 5 (vgl. Abb.1) wiedergegeben.

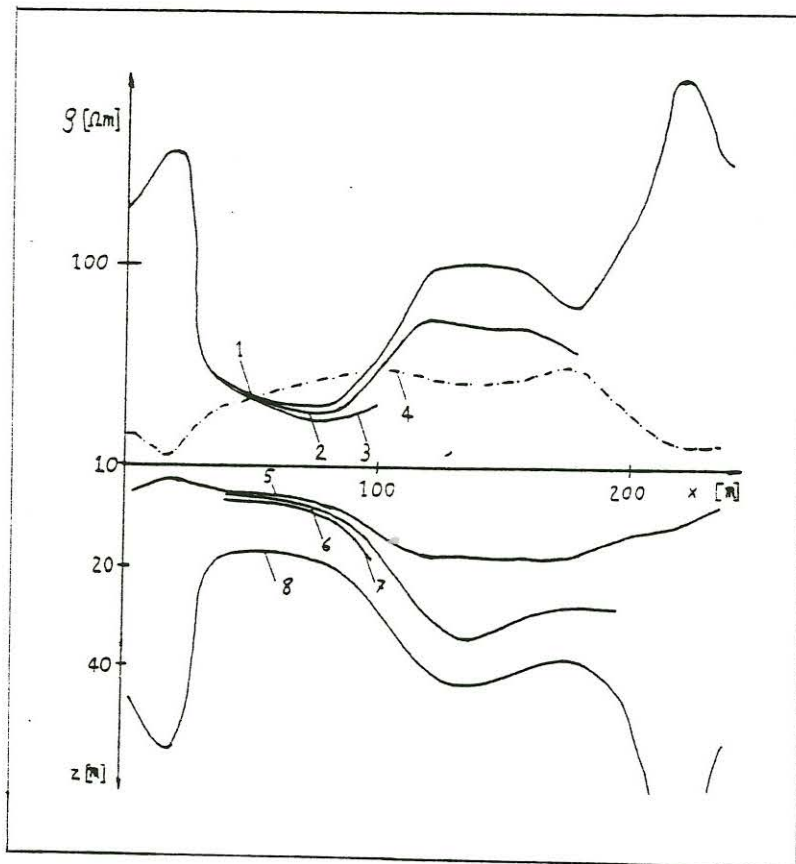


Abb. 4: VLF-Resistivity-Profil Nik 5. Es bedeuten:

- | | |
|---------------------------|---------------------------|
| 1: g^* | 2: $g_2(g_1=400\Omega m)$ |
| 3: $g_2(g_1=200\Omega m)$ | 4: ρ |
| 5: d^* | 6: $d(g_1=400\Omega m)$ |
| 7: $d(g_1=200\Omega m)$ | 8: z^* |

Wie in Abbildung 4 zu erkennen ist, weichen die Werte sowohl für die Deckschichtmächtigkeit d als auch für den Widerstand des Substratums g_2 zum Teil erheblich voneinander ab. Nur im Bereich der niedrigsten Werte für den scheinbaren spezifischen Widerstand sind die Abweichungen nicht sehr groß.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß für Phasenwinkel über 45° (wie im Beispiel) die Werte g^* bzw. d^* nur angenähert die tatsächlichen Verhältnisse beschreiben. Der Wert des spezifischen Widerstandes des Substratums g_2 ist niedriger als g^* und die Deckschichtmächtigkeit d ist größer als d^* . Um die Werte g_2 und d exakt zu bestimmen, ist es erforderlich, den spezifischen Widerstand der Deckschicht g_1 zu bestimmen, was nur mit Hilfe von zusätzlichen Messungen, zum Beispiel mit einer höheren Frequenz oder mit einer Gleichstromanordnung möglich ist. Zusätzlich Widerstandsmessungen (Tiefensondierungen) sind auch deshalb sinnvoll, um entscheiden zu können, ob die vorliegenden geologischen Verhältnisse sich überhaupt durch den Zweischichtenfall darstellen lassen.

Literaturverzeichnis

- GEONICS, Ltd: Operating Manual for EM-16 VLF, Geological Survey Paper 76-25, 1979a. Operating Manual for EM-16R VLF-Resistivity Meter 1979b. VLF-Mapping of Geological Structure, Telford et al., 1977.
- GRISSEMANN, Ch.; REITMAYR, G.: VLF-Magnetotellurics in Ore Exploration in Structural Geology, presented at the 48. International Meeting of the Society of Exploration Geophysicists in San Francisco, 1978.
- HAAK, V.: Berechnung von induzierten, elektrischen und magnetischen Feldern in Modellen mit zweidimensional verteilter Leitfähigkeit, Protokoll Kolloquium Erdmagnetische Tiefensondierung, Grafrath, 1974.
- HAAK, V.; HOMILIUS, J.: Protokoll über das Kolloquium "ELEKTROMAGNETISCHE TIEFENFORSCHUNG" in Neustadt/Weinstraße, 1982.
- PORSTENDORFER, G.: Principles of Megneto-Telluric Prospecting, Geopublication Associates, Geoexploration Monographseries 1 No. 5, Eds. G. Kunetz, D.S. Parasnis, Gebrüder Bornträger, Berlin, Stuttgart, 1975.
- REITMAYR, G.: Elektromagnetische Induktion im Erdinneren, studiert am Rheingraben, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität, München, 1974.
- SCHMUCKER, U.; WEIDELT, P.: Elektromagnetic Induction in the Earth, Lectures-Notes, Aarhus, 1975.
- TREFZER, S.: Geoelektrische Prospektion in der südlichen Kreuzeckgruppe/Kärten und der Einfluß der Topographie auf das Magnetfeld elektromagnetischer Langwellen. Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 1983.

T. Radić

Konzept und Erprobung einer μP gesteuerten IP - Apparatur

Die Frage nach der Polarisierbarkeit eines Gesteins ist gleichbedeutend mit der nach dessen komplexem spezifischen Widerstand im Frequenzbereich. 11 Frequenzen genügen dabei, das nicht sehr detailreiche Widerstandsspektrum zwischen 0.1 und 10 Hz zu erfassen. Mit der Wahl des Frequenzbereichsverfahrens ist es möglich, die gesamte Sendeenergie nacheinander auf jede Frequenz zu konzentrieren.

Für eine 4 - Pol - Sondenanordnung und dem nebenstehenden Meßprinzip ist eine

$\rho_s(f)$ - Bestimmung möglich:

$$\rho_s(f) = K \cdot R^* \cdot U_U(f) / U_I(f)$$

K : Geometriefaktor

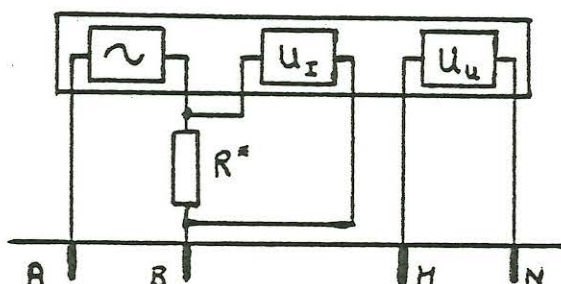


Abb.1

Um den IP - Effekt gut erfassen zu können, müssen Phasendifferenzen zwischen $U(f)$ und $I(f)$ von $\sim 0.1^\circ$ und Änderungen des Betrages von $\rho_s(f)$ von $< 0.5\%$ aufgelöst werden.

Die bisherigen rein analogen IP - Meßgeräte können diesen Anforderungen aus verschiedenen Gründen kaum gerecht werden. Durch Verwendung von Analog/Digital - Wandlern in Verbindung mit einem Microcomputer ist es möglich, die Probleme teilweise zu umgehen, oder sie zumindest in numerische zu transformieren, wie die der Noiseverminderung.

Die Signalform $i(t_i)$ ist in einer Wertetabelle (eine Periode mit 256 Werten je 8-Bit) enthalten. Werden die Tabellenwerte nacheinander und wiederholt in gleichen Abständen Δt über einen A/D - Wandler ausgegeben und nach Bedarf verstärkt, so entsteht ein kontinuierliches monofrequentes Signal. Die Frequenz ist dabei nur von Δt abhängig.

Zeitgleich wird mit zwei identischen A/D - Wandlern $U_U(t)$ und $U_I(t)$ digitalisiert. Die komplexen Frequenzgangunterschiede beider Wandler werden vom Programm korrigiert.

Somit ist auch keine absolute Eichung der A/D - Wandler nötig, da nur das Spannungsverhältnis $U_U(f)/U_I(f)$ von Interesse ist.

Der von den Alias - Filtern nicht restlos beseitigte 50 Hz Noise wird numerisch und realtime herausgefiltert:

$$U(t) = U(t)_{50\text{Hz}} + U(t+T/2)_{50\text{Hz}} \quad T: \text{Periode des 50 Hz Noise}$$

Die bereinigten Zeitreihen können dann mit einer Methode nach Kertz (Haak, 1968) ausgewertet werden. Für zwei gleichfrequente Zeitreihen liefert diese Methode im Endergebnis den Betrag von U_U/U_I und die Phasendifferenz. Die Ergebnisse werden anschließend ausgedruckt.

Die Verstärkung ist digital regelbar und wird vom μP automatisch bestimmt. Gleiches gilt für die Beseitigung des Gleichspannungsanteils, der das Nutzsignal überlagert.

Der gesamte Meßvorgang kann auf einem Oszillographen (X-Y-Darstellung) mitverfolgt werden, was eine Fehlererkennung erheblich erleichtert. Dazu werden die digitalisierten und gefilterten Meßwerte wieder in analoge zurückverwandelt.

Ergebnisse:

Zur Erprobung wurden eine Reihe von künstlichen und natürlichen Proben in einem sandgefüllten Trog untersucht. Der spezifische Widerstand des feuchten Sandes lag bei $\sim 200 \Omega\text{m}$. Es wurden kleine, nicht polarisierbare CuSO_4 -Sonden verwendet. Abb.2 zeigt ein typisches Profil über einem handstückgroßen, mit seiner Oberseite 3 cm tiefen, Pyrit. Gut erfaßt wird auch der geometrisch bedingte negative IP- Effekt, hier durch die geringe laterale Erstreckung des Störkörpers verursacht.

Bei graphitischen Proben konnte eine starke Abhängigkeit des Widerstandsspektrums vom Graphitgehalt nachgewiesen werden. Dabei wandert das im Phasenspektrum auftretende Maximum mit steigendem Graphitgehalt von hohen Frequenzen zu niedrigeren. Ähnliches gilt auch für sulfidische Vererzungen (Abb.3 und 4). Hierbei scheinen Struktur und Textur des Gesteins eine bedeutendere Rolle zu spielen als das Material selbst.

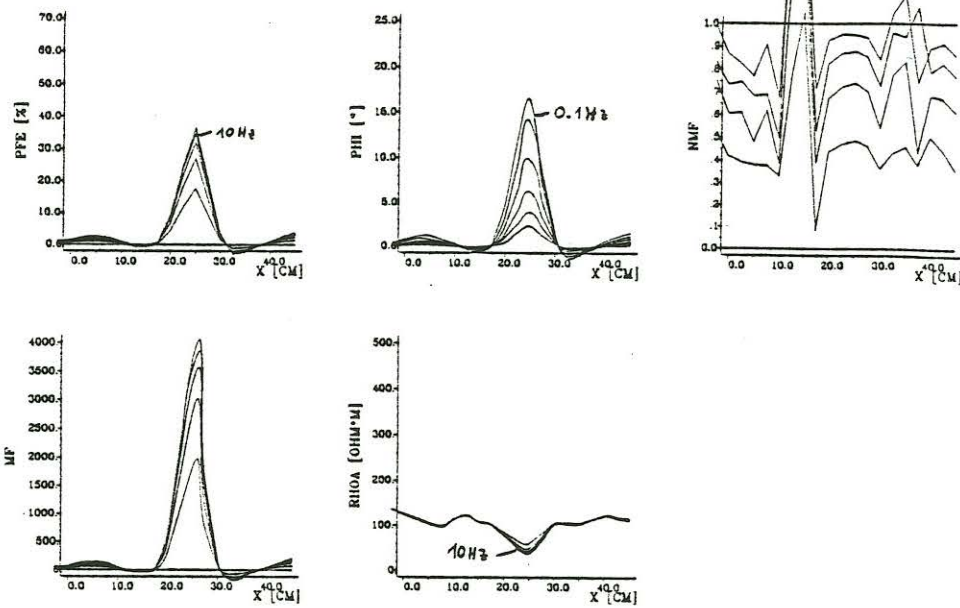


Abb. 2 Profil über einen Pyrit (im Trog)

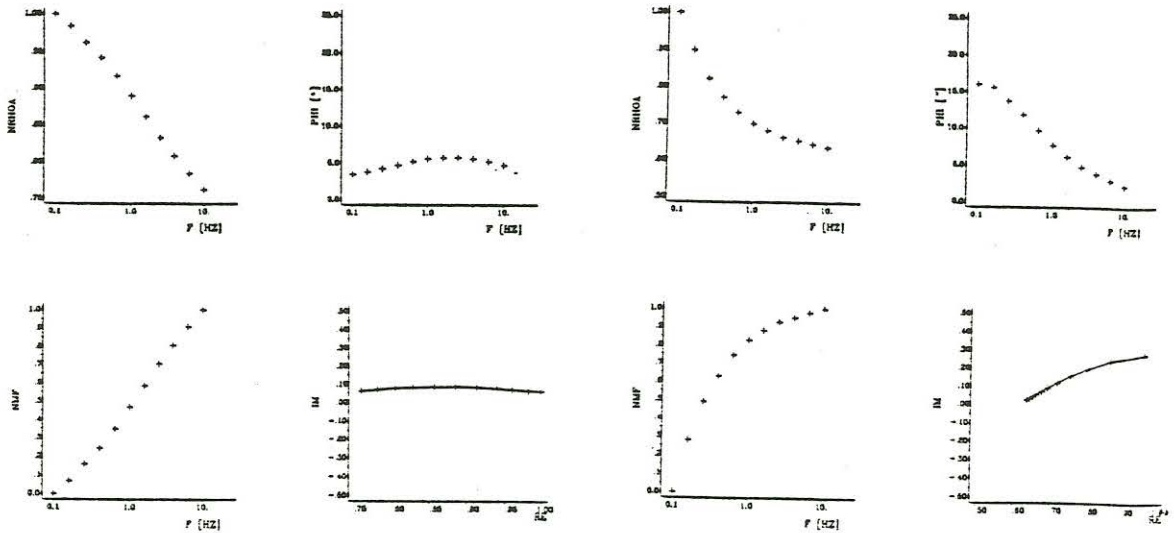


Abb. 3.5.3 Inv.No. 1476, Pyrit und Magnetkies,
Kaveltroa Strassa (Schweden), Dichte: 1.5 gcm^{-3}
Masse: 1.11 kg, Maße: 12 / 9 / 5.5 cm, Messung:
quer

Abb. 3.5.21 Inv.No. - , großer Pyrit

Abb. 3/4 Spektren von zwei Pyriten: links geringe, rechts
höhere Dichte

Graphit und massives Sulfid können daher nur dann unterschieden werden, wenn Gesetzmäßigkeiten gefunden werden können, die die Vielfalt der möglichen Erscheinungsformen einer Lagerstätte nachhaltig einschränken.

Zwischen der Phasenverschiebung $\bar{\varphi}$, gemittelt über alle Frequenzen, und dem Frequenzeffekt besteht ein linearer Zusammenhang:

$\bar{\varphi}$		FE	
1°	≅	4%	Trog
1°	≅	5%	Gelände

Die größten bisher gemessenen Phasenverschiebungen und Frequenzeffekte sind:

$\bar{\varphi}$		FE	
12°	≅	48%	Trog
5°	≅	25%	Gelände (bisher wenige Messungen)

Abb. 5 gibt die Ergebnisse der Messungen an einem anisotropen Erz wieder. Dabei wurde die Sonden-Elektroden-Konfiguration aus einer Lage parallel zur optisch sichtbaren Regelung jeweils um 15° gedreht und $\varrho_s(f, \varphi)$ bestimmt. Es zeigte sich, daß die Anisotropie des IP - Effekts 10-fach größer ist als die von ϱ_s . Das Spektrum ändert zudem seinen Charakter.

Die bisherigen Geländemessungen bestätigen die Modellmessungen gut. So konnten auch hier die Materialabhängigkeit in den Spektren entlang von Profilen und die typischen Nebenminima bei Vererzungen mit geringer lateraler Erstreckung nachgewiesen werden. Auffälligster Unterschied zu den Modellmessungen ist, daß die im Gelände gewonnenen Spektren deutlich sanftere Kurvenverläufe aufweisen, was durch die bei großen Auslagen auftretende Überlagerung verschiedener Gesteinspektren verursacht wird.

Zur Auswertung der Spektren wurde eine Kurvenanpassung mit der Warburg - Gleichung (Pelton, 1978) vorgenommen, aus der 4 Parameter gewonnen werden können:

$$\varrho(f) = \varrho_0 \cdot (1 - m(1 - 1/(1 + (i \cdot f \cdot \tau)^c)))$$

ρ_0 : spezifischer Widerstand für $f = 0$ Hz

m : Chargeability

τ : } Materialeigenschaften
 c : }

Die Gleichung erwies sich als gut geeignet, die bisher beobachtete Vielfalt der Kurvenformen anzupassen.

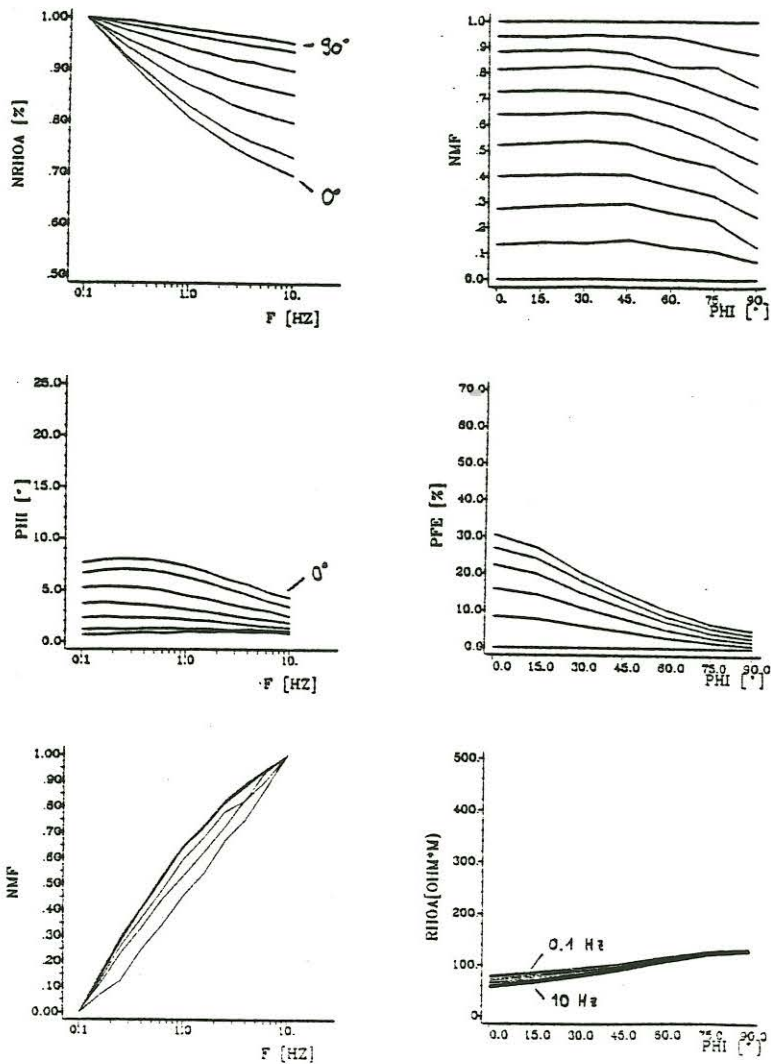


Abb. 5 Der komplexe Widerstand $\rho_s(f)$ - bestimmt mit einer um verschiedene Winkel zur optisch sichtbaren Regelung der Probe gedrehten Wenneranordnung.

links : Spektren von Betrag und Phase bei verschiedenen Drehwinkeln (durchgezogene Linien).

rechts: PFE und ρ_s als Funktion des Drehwinkels bei verschiedenen Frequenzen.

Nachbemerkung zu den Abbildungen:

"Prozentualer Frequenzeffekt"

$$\text{PFE} = 100 \cdot (\varrho_s(0.1 \text{ Hz}) - \varrho_s(10 \text{ Hz})) / \varrho_s(0.1 \text{ Hz})$$

Die Widerstandsabnahme zwischen der niedrigsten und der höchsten verwendeten Frequenz ist ein Maß für die Stärke des IP - Effekts. Wird statt der höchsten Frequenz eine niedrigere verwendet, so läßt sich die Abhängigkeit des Frequenzeffekts von der Frequenz untersuchen.

"Metallfaktor"

$$\text{MF} = 2 \cdot \pi \cdot 10^3 \text{ PFE} / \varrho_s(0.1 \text{ Hz})$$

Der MF dient der Unterscheidung gutleitender (z.B. vererzter) und schlechtleitender Materialien mit gleichem FE.

$$\text{NMF} = (\varrho_s(0.1 \text{ Hz}) - \varrho_s(f)) / (\varrho_s(0.1 \text{ Hz}) - \varrho_s(10 \text{ Hz}))$$

Die Normierung von $\varrho_s(f)$ auf das Intervall (0,1) ermöglicht es, das Spektrum eines polarisierbaren Materials unabhängig vom Abstand Probe - Sondenordnung zu untersuchen.

Literatur

- Bertin, J. Experimental and Theoretical Aspects of Induced
Loeb, J. Polarisation, Vol.1, Gebr. Bornträger, Berlin,
 Stuttgart, 1976.
- Haak, V. Beschreibung und Anwendung von Verfahren zur
 Auswertung von Registrierungen des induzierten
 erdelektrischen Feldes längs eines Profils durch
 die West-Hälfte des Oberrhein-Grabens (Dipl.
 Arbeit), München, 1968.
- Pelton, W.H. Mineral Discrimination and Removal of Induced
 Coupling with Multifrequency IP, Geophysics,
 43, 588-609, 1978.
- Radić, T. Bau und Programmierung eines mikrocomputerge-
 steuerten digitalen Meßgeräts zur Bestimmung

des komplexen Gesteinswiderstandes durch induzierte Polarisation und dessen Erprobung im sandgefüllten Trog, Diplomarbeit FU - Berlin, 1984.

- Seidel, U. Entwicklung und Erprobung einer mikroprozessor-gesteuerten Meßapparatur zur Untersuchung der Induzierten Polarisation im Frequenzbereich sowie vergleichende Geländemessungen, Diplomarbeit FU - Berlin, 1984.
- Sumner, J.S. Principles of Induced Polarization for Geophysical Exploration, Elsevier Scientific Publishing Company, Oxford, 1976.
- Wait, J.R. Complex Conductivity of Disseminated Spheroidal Ore Grains, Gerlands Beiträge zur Geophysik, 92, 49-69, Leipzig, 1983.
- Wong, J. An Electrochemical Model of the Induced-Polarization Phenomenon in Disseminated Sulfid Ores, Geophysics, 44, 1245-1265, 1979.
- Wong, J.,
Strangway, D.W. Induced Polarization in Disseminated Sulfide Ores Containing Elongated Mineralization, Geophysics, 46, 1258-1268, 1981.
- Zonge, K.L.,
Wynn, J.C. Recent Advances and Applications in Complex Resistivity Measurements, Geophysics, 40, 851-864, 1975.

U.Seidel

Feldmessungen mit einer mikrocomputer gesteuerten Apparatur zur Messung der Induzierten Polarisation

Die IP-Messung im Frequenzbereich bietet den Vorteil, unmittelbar den komplexen scheinbaren Widerstand des Untergrundes zu bestimmen. Die am Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin entwickelte, mikrocomputergesteuerte Apparatur benutzt hierzu elf monofrequente Schwingungen mit Frequenzen von 0.1 bis 1. Hz.

Für die Feldmessungen wurde die Schlumberger-Anordnung benutzt, da sie es zuläßt, vorhandene Software zur Interpretation zu benutzen (KOEFOED, 1979). In der Auswertung werden den Schichten neben ihrem spezifischen Widerstand ein Frequenzeffekt, ein Metallfaktor und ein Phasenwinkel zugeordnet.

Diese Parameter wurden in einer Anzahl von Geländemessungen für verschiedene geologische Einheiten untersucht. Der lineare Zusammenhang zwischen Phasenwinkel und Frequenzeffekt, den BERTIN und LOEB (1976) aus ihren Laborergebnissen postulierten, bestätigte sich.

Nach einigen Testmessungen in Berlin wurden die Messungen im Oberpfälzer Wald und im Fichtelgebirge unter dem Aspekt durchgeführt, die Möglichkeiten der IP im Bezug auf die verschiedensten Gesteine erkennen zu lassen.

Geologisch ist dieses Gebiet im Süden von der moldanubischen Region und im Norden von den Graniten des Fichtelgebirges begrenzt (Abbildung 1). Die orogenen Vorgänge, die zur Entstehung der hier typischen Gesteine beigetragen haben, sind z.T. der assyrischen Phase (570. Mill. Jahre) zuzuordnen (Arzberger Serie). Die tektonische und metamorphe Prägung des Altpaläozoikums fand während der variscischen Orogenese statt (vgl. STETTNER, 1980).

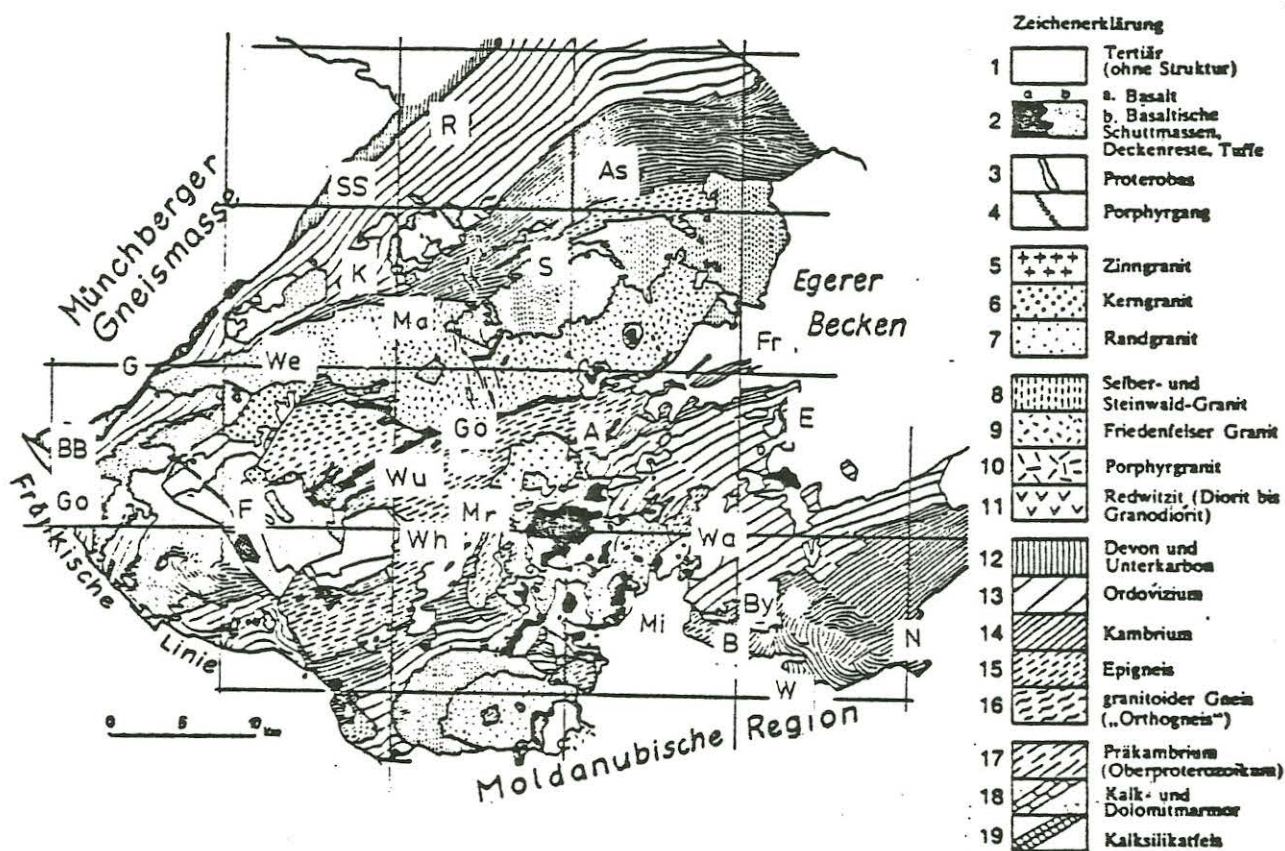


Abbildung 1 Geologische Übersicht des Fichtelgebirges mit Steinwald und dem Waldsassener Schiefergebirge (STETTNER, 1980)

Orte:

A: Arzberg
 As: Asch
 BB: Bad Berneck
 E: Eger
 F: Fichtelgebirge
 Fr: Franzensbad
 G: Gefrees
 Go: Goldkronach
 K: Kirchenlamitz
 Ma: Markt-leuthen
 Mr: Marktredwitz
 Mi: Mitterteich
 R: Rehau
 SS: Schwarzenbach/Saale
 S: Selb
 Wa: Waldsassen
 We: Weißenstadt
 Wu: Wunsiedel

Messpunkte:

By: Bayerland
 B: Birkenstaude
 Gö: Göpfersgrün
 N: Nikolauskapelle
 W: Wondreb
 Wh: Waldershof

Großtektonisch gesehen hat hier die Kollision der afrikanischen- mit der eurasischen Platte stattgefunden. In diesem Zusammenhang wird eine vorhergehende Schließung eines Ozeans, bei der ozeanische Kruste subduziert wurde, diskutiert (STEIN, pers. Mitt.). Im Norden ist das Gebiet durch das Aufdringen der Fichtelgebirgsgranite zusätzlich kontaktmetamorph beeinflusst.

Diese bewegte Vergangenheit des Gebietes führt zu dem Vorkommen überwiegend polyphas deformierter, unterschiedlich metamorpher Gesteine und den damit verbundenen, typischen Lagerstätten (Pyrit, Graphit, u.s.w.).

Die Messung Birkenstaude wurde etwa 1 km östlich der Ortschaft Großensees im Landkreis Tirschenreuth durchgeführt. Die Lokation hatte sich bei Eigenpotentialmessungen durch eine starke Anomalie, in deren Maximum Gradienten bis zu 300 mV/100 m auftraten, ausgezeichnet.

Sie liegt im Bereich einer Störung, an der präkambrische Sedimente im Südwesten gegen kambrische im Nordosten versetzt sind, auf der nordwestlichen Flanke einer großräumigen Faltenstruktur. Das Präkambrium wird überwiegend von Glimmerschiefern aufgebaut (Abbildung 1).

Die Auslagen $L/2$ hatten an diesem Messpunkt eine Richtung von 340 Grad und wurden bis zu 100 m mit sechs Punkten pro Dekade vermessen.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 2 dargestellt. Die Rhos-Kurve liegt bereits am Anfang bei relativ hohen scheinbaren spezifischen Widerständen. Bei einem $L/2$ von 10 m prägt sich ein flaches Zwischenminimum aus, das bei 30 m von einem deutlichen Maximum und einem anschließenden steilen Abfallen gefolgt wird.

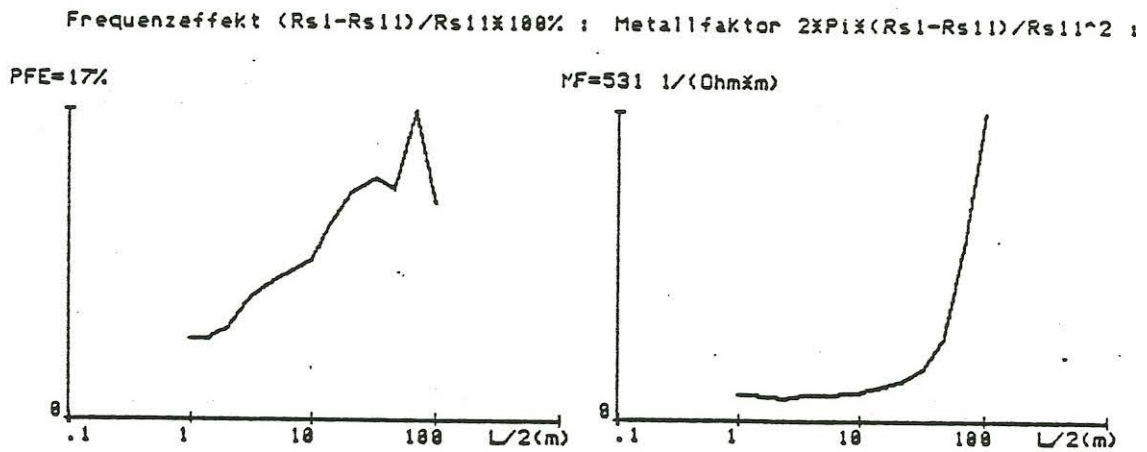
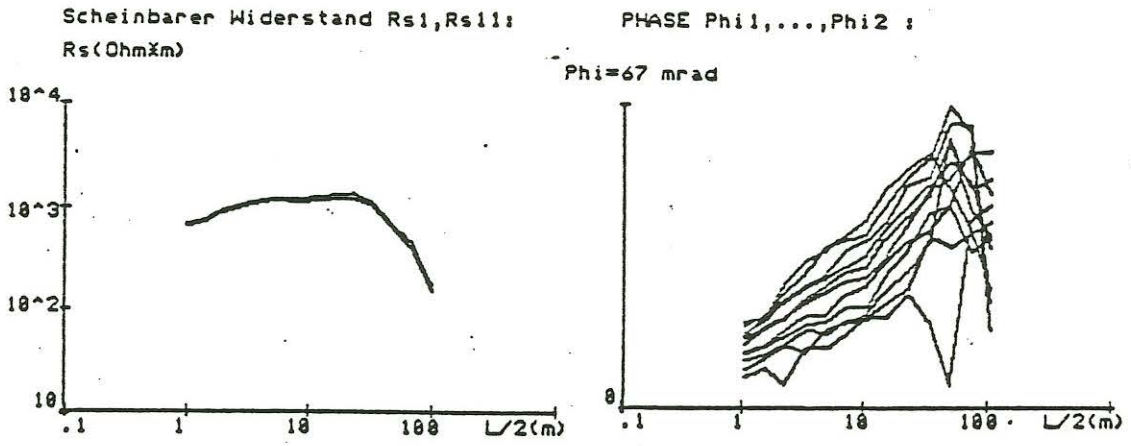


Abbildung 2 Messergebnisse Birkenstaude

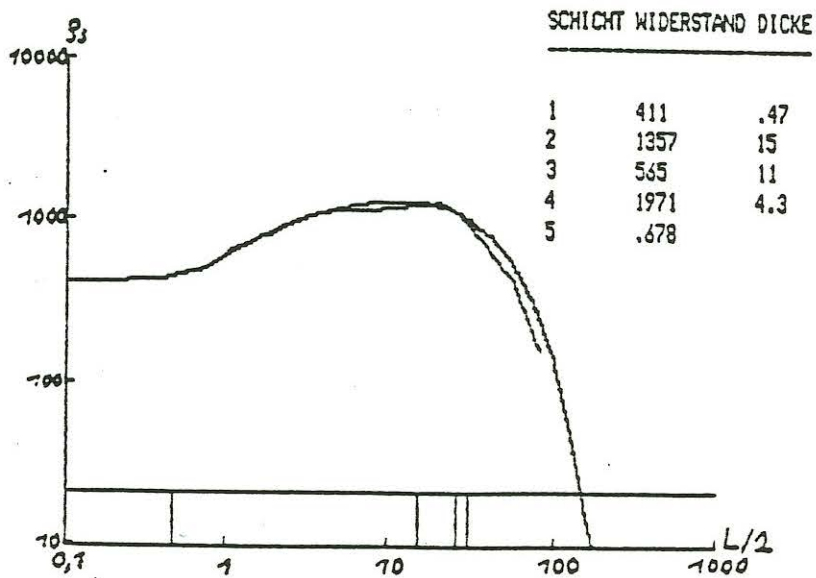


Abbildung 3 Modellrechnung Birkenstaude

Die Werte des Frequenzeffektes steigen zunächst an, erreichen bei einem $L/2$ von 3 m ein relatives Maximum und bei 68 m ihren Maximalwert. Das Verhalten der Phasenkurve unterstreicht diesen Verlauf.

Abbildung 3 zeigt das mit den Koefoed-Algorithmen erstellte Modell der Verteilung der spezifischen Widerstände in der Tiefe.

Die oberste, circa einen halben Meter mächtige Schicht hat einen spezifischen Widerstand von 411 Ohm*m. Sie wird als Verwitterungsschicht der quarzitisch-phyllitischen Gesteine gedeutet und zeigt einen geringen Polarisierungseffekt. Es folgt eine hochohmige Schicht (1357 Ohm*m) von 15 m Mächtigkeit, entsprechend einem gering verwitterten quarzitischen Material, daß von einer 11 m dicken, durch ihre größere Permeabilität leitfähigeren glimmerschieferigen Schicht unterlagert wird (565 Ohm*m), die sich als nur gering polarisierbar darstellt.

Die folgende, hochohmige Schicht (1971 Ohm*m, 4.3 m) erreicht relativ hohe Werte für den Frequenzeffekt (15%). Da diese Schicht von ihrem spezifischen Widerstand her, sowie aufgrund der geologischen Verhältnisse einem massiven, phyllitischen Gestein entsprechen sollte, steht der hohe Frequenzeffekt im scheinbaren Widerspruch dazu. Eine Erklärungsmöglichkeit bietet sich, wenn man eine an kleine Klüfte gebundene, sekundäre Vererzung annimmt.

Die gut leitende Schicht, die das Modell nach unten hin abschließt, zeigt einen Frequenzeffekt von bis zu 17%. Der gleichzeitig sehr geringe spezifische Widerstand von unter einem Ohm*m und der starke Anstieg des Metallfaktors bei gleichzeitigem Fallen der Phasenwerte muß man als Eindringen in die Randzone einer Vererzung deuten, die an die Störungszone gebunden ist und das hohe Eigenpotential erklärt.

Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die durchgeführten Messungen und deren Interpretationsergebnisse. Auffällig ist, daß die Schichten, die als Sande, Tone und Waldboden angesprochen wurden ein breites Spektrum von Widerstands- Frequenzeffekt- Metallfaktor- und Phasenwerten überstreichen.

Dieses Verhalten ist wenig erstaunlich, wenn man sich verdeutlicht, daß es sich hier um sehr oberflächennahe Schichten handelt, die sehr verschiedene Zusammensetzungen, Porenvolumen und Grade der Verwitterung aufweisen und in ihrem Wassergehalt große Unterschiede aufweisen können. Da der Anteil der Mineralisation und des Porenwassers maßgeblich für die Polarisierbarkeit und den Widerstand einer Schicht sind, entsteht eine breite Fächerung der Werte. Dennoch sind Frequenzeffekte über 10% in diesen Schichten selten. Die Metallfaktoren liegen zwischen 5 und 20 Siemens und die Phase überstreicht den Bereich von 5 bis 20 Milliradian.

Eine zweite, auffällige Gruppierung besteht aus Materialien, die einen relativ geringen spezifischen Widerstand aufweisen, dabei einen erhöhten Metallfaktor um einige hundert Siemens und eine Phase von um 20 Milliradian haben. Ihre Frequenzeffekte liegen bei 10% .

Die Gesteinsansprache dieser Gruppe weist sie als mineralreiche, oft wasser- und/oder erzführende, tonige/sandige Schichten aus.

Die dritte und die vierte Gruppe sind weniger auffällig. Sie enthalten Materialien mittlerer bis schlechter Leitfähigkeit, die einen Polarisierungseffekt von 6-13% haben und sich lediglich in ihren Widerständen unterscheiden. Hier handelt es sich um stark verwitterte, durchwässerte Gesteine in der dritten, und um feste, gering verwitterte, schwach durchwässerte Gesteine in der vierten Gruppe.

In den Tabellen 2.1 bis 2.4 sind diese Gruppierungen aus Tabelle 1 aufgelistet. Die Identifizierung geschieht über die Gesteinsnummer in der ersten Spalte der Tabelle und über die Modell- und Schichtnummern in deren zweiten Spalte (8.2 bedeutet also Modell 8: Bayerland; Schicht 2).

Gruppe I stellt die verschiedenen Boden- und Gesteinstypen der oberen Verwitterungsschicht dar, die in ihrem Verhalten überwiegend vom Porenvolumen und dessen Füllung bestimmt ist.

Auffällig sind lediglich die hohen Widerstände der Gesteine 1 und 4. Sie wurden als stark verwitterte Glimmerschiefer und Sand angesprochen. Da sich beide Gesteine ansonsten nicht in diese Gruppe einordnen, ist anzunehmen, daß sie wasserarm sind.

Gruppe II faßt die Materialeigenschaften zusammen, die auf eine Vererzung hinweisen. Die spezifischen Widerstände sind relativ niedrig, der Frequenzeffekt ist deutlich, der Metallfaktor erreicht hier maximale Werte und die Phasen sind vergleichsweise hoch.

Auffällig verhält sich das Material in 12. Hier treten bei vernachlässigbar geringer Phase (4 mrad) und sehr geringem spezifischen Widerstand kein Frequenzeffekt und kein Metallfaktor auf, d.h. die Schicht ist nicht polarisierbar. Sie wurde als sedimentierte, dünne Lage angereicherten Eisenoxys interpretiert. Es ist anzunehmen, daß in dieser Lage der Frequenzeffekt durch die Wirkung des Induktionseffektes (WYNN, 1974) kompensiert wird.

Gruppe III beherbergt Materialien mittlerer Leitfähigkeit und Polarisierbarkeit, die einen erhöhten Metallfaktor aufweisen. In ihr befinden sich Verwitterungsprodukte tieferer Bodenlagen, die vom Porenwasser geprägte Eigenschaften aufweisen, in denen jedoch im Gegensatz zur Gruppe I die mineralen Bestandteile nicht in so starkem Maße ausgewaschen sind.

Messung	Schicht	Rho	PFE	MF	Phi	Gestein
1. Lankwitz	1	X 98	7.2	434	25	Humus, feucht
	2	X 170	9.5	452	31	Sand, gut durchfeuchtet
	3	X 4	40.0	11947	172	Betonfundament
	4	X 9999	29.0	4127	25	Sand, trocken
2. Galow	1		200	3.5	135	11 gefrorener Ackerboden
	2		10	9.5	924	0 Ton, mineralisiert
	3		886	4.2	236	40 Sand, wasserarm
	4		47	10.0	430	35 Tone/Sande, Wasser
3. Birkenstaude	1		411	4.3	40	12 Quarz.-phyl. Verwilt.
	2		1357	7.1	40	24 Quarzit, geklüftet
	3		565	9.2	50	30 Glimmerschiefer, verw.
	4		1971	13.0	87	37 Phyllit, geklüftet
	5		.7	17.0	531	67 Fe-Vererzung
4. Nik-Hord	1		170	2.0	76	7 Humus, feucht
	2		500	4.0	92	7 Gneise, stark verwilt.
	3		139	5.0	200	9 Gneise, verw., Wasser
5. Gölfersgrün	1		170	3.0	104	11 Hangschutt, feucht
	2		50	3.5	245	11 graph. Marmor, verw.
	3		116	0.0	505	10 graph. Marmor
6. Mondreb	1		400	4.0	44	13 Maldboden, feucht
	2		700	9.5	64	19 Sand, feucht
	3		200	12.0	241	40 eisenhaltiges Geröll
	4		900	13.0	175	43 Sand
	5		260	9.0	149	34 Grundwasserleiter
7. Maldershof	1		212	4.0	36	13 Maldboden, feucht
	2		1160	3.0	27	13 Sand, wasserarm
	3		504	5.0	40	17 Kaolin
	4	X 36500	12.0	69	33	== Randeffekt ==
	5	X 1660	21.0	77	30	== Randeffekt ==
8. Bayerland	1		322	3.3	35	11 Sand, Geröll, mineral.
	2		1	0.0	0	4 Fe O, wasserf. Sch.
	3		1450	1.3	00	6 Glimmerschiefer
	4		2.4	10.0	373	13 Magnetkies
	5		0802	1.6	41	31 Quarzbank

Tabelle 1 Erläuterungen s. Text

Gruppe I; Elemente der obersten Verwitterungsschichten, meist Wasser-führend; Geringer IP-Effekt;

Nr. Gestein	Rhoa	PFE	MF	Phi	Ansprache
1	8.3	1450	1.3	83	4 stark verwitterter Glimmersch.
2	4.1	170	2.0	76	7 Humus, feucht
3	5.1	170	3.0	104	11 Hangschutt, Sande, feucht
4	7.2	1160	3.0	27	13 Sand
5	0.1	322	3.3	35	11 Sand, Geröll, feucht
6	2.1	200	3.5	135	11 gefrorener Ackerboden
7	7.1	212	4.0	36	13 Maldboden
8	6.1	600	4.0	44	13 Maldboden
9	4.2	500	4.0	92	7 stark verwitterte Gneise
10	3.1	411	4.3	40	12 Quarz. phyllitische Verwilt. Sch.
11	7.3	504	5.0	46	17 Kaolin

Gruppe II; Leitende Horizonte meist hohen IP-Effektes und Metallfaktor

Nr. Gestein	Rhoa	PFE	MF	Phi	Ansprache
12	0.2	1.0	0.0	0	4 sedimentierte, dünne Eisenschicht
13	5.2	50.0	3.5	245	11 stark verw. graphitischer Marmor
14	2.2	10.0	9.5	924	0 tonig-sandig, wasserreiche Lage
15	2.4	47.0	10.0	430	35 tonig-sandig, wasserreiche Lage
16	0.4	2.4	10.0	373	13 Magnetkies
17	3.5	.7	17.0	531	67 Eisen-Vererzung

Gruppe III; Materialien mittlerer Leitfähigkeit, mittlerer Polarisierbarkeit und erhöhten Metallfaktors;

Nr. Gestein	Rhoa	PFE	MF	Phi	Ansprache
18	4.3	139	5.0	200	0 verwitterte Gneise
19	5.3	116	0.0	505	10 verwitterter graphitischer Marmor
20	6.5	260	9.0	149	34 tonig-sandige, wasserreiche Lage
21	6.3	200	12.0	241	40 eisenhaltiges Geröll, Wasser

Gruppe IV; Gesteine geringer Leitfähigkeit

Nr. Gestein	Rhoa	PFE	MF	Phi	Ansprache
22	0.5	0082	1.6	41	31 Quarzit
23	6.2	006	6.2	236	40 Sand
24	3.2	1357	7.1	40	24 stark verwitterter Quarzit
25	3.3	565	9.2	50	30 stark verwitterter Glimmersch.
26	6.2	700	9.5	64	19 Sand
27	4.4	900	13.0	175	43 Sand
28	3.4	1971	13.0	87	37 stark verw. phyllitisches Gestein

Tabelle 2.1 bis 2.4 Aufteilung der Gesteine in bestimmte Gruppen

In Gruppe IV ist zusammengefasst, was sich einer Einordnung in die ersten drei Gruppen entzog. Auffällig ist die häufige Nennung des Sandes, was jedoch erklärlich ist, da Sand ein Sammelbegriff für eine Vielzahl von Sedimenten ist, unter dem sehr unterschiedliche physikalische Eigenschaften vertreten sind.

BERTIN und LOEB (1976) beschreiben einen linearen Zusammenhang zwischen dem prozentualen Frequenzeffekt (PFE) und der Phase (Φ) bei Labormessungen zur induzierten Polarisation im Frequenzbereich.

Abbildung 4 zeigt eine entsprechende Darstellung, die aus den im Gelände gewonnenen Untersuchungsdaten erstellt wurde. Die Nummerierung der Punkte entspricht der in den Tabellen 2.1 bis 2.4 eingeführten. Die römischen Zahlen bezeichnen den Mittelwert der jeweiligen Gruppe. Die eingetragene Gerade der linearen Regression ergab einen Korrelationskoeffizienten von 0.75.

In Abbildung 5 wurde versucht, einen Zusammenhang zwischen dem spezifischen Widerstand einer Schicht und dem bei der Messung aufgetretenen Phasenwinkel zu finden. Dabei zeigte es sich, daß die Elemente der einzelnen Gruppen in bestimmten Bereichen gehäuft voneinander getrennt auftreten. Die eingezeichneten Begrenzungen deuten an, daß das Auftreten von Polarisationseffekten an geringe bis mittlere spezifische Widerstände gebunden ist und mit der Zunahme des Widerstandes das Auftreten großer Phasenwinkel unwahrscheinlicher wird.

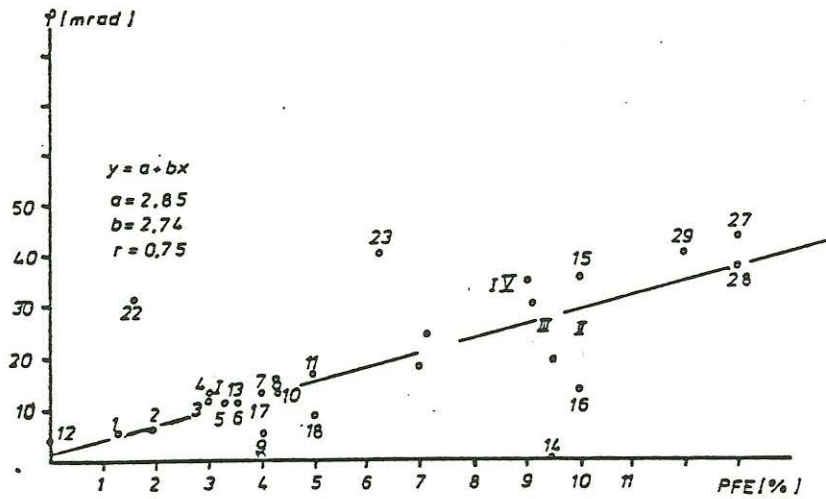


Abbildung 4 Linearer Zusammenhang zwischen Frequenzeffekt und Phase (vgl. BERTIN et al.1976; RADIC, 1984).

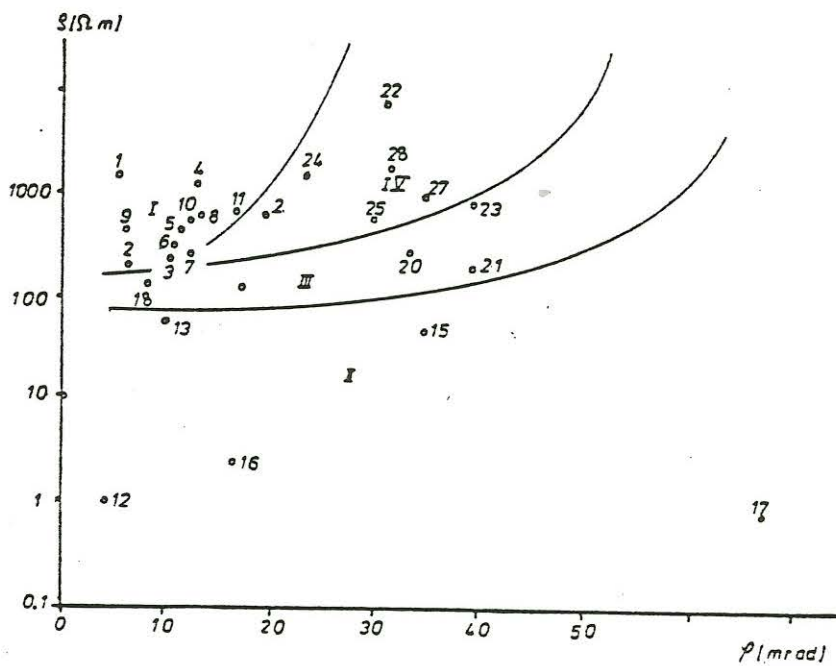


Abbildung 5 Zusammenhang zwischen der Phasenverschiebung (Polarisierbarkeit) und dem spezifischen Widerstand

Literatur

- Bertin, P., J. Loeb "Experimental and Theoretical Aspects of Induced Polarisation"; Vol. 1+2; Geoexploration Monographs, Ser.1, No.7; Gebr. Bornträger, 1976
- Haunschild, H. und H. Jertz "Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern"; Bayer. Geol. Landesamt, München 1981
- Koefoed, O. "Resistivity Sounding Measurements", Geosounding Principles I, Elsevier, 1979
- Radic, T. "Bau und Programmierung eines mikrocomputer gesteuerten, digitalen Messgerätes zur Bestimmung des komplexen Gesteinswiderstandes durch induzierte Polarisation und dessen Erprobung im Sandgefüllten Trog Diplomarbeit am Inst. für Geoph. Wiss. FU Berlin, 1984
- Seidel, U. "Entwicklung und Erprobung einer mikroprozessorgesteuerten Messapparatur zur Untersuchung der Induzierten Polarisation im Frequenzbereich sowie vergleichende Geländemessungen"; Diplomarbeit am Inst. für Geoph. Wiss. FU Berlin, 1984
- Stettner, G. "Zum geologischen Aufbau des Fichtelgebirges" Aufschluss, Bd. 31, 391-403, Heidelberg, 1980
- Wynn, J.C. "Electromagnetic Coupling in IP", Dissertation, University of Arizona, Tucson, 1974

Karl-Heinz Eigner*

VOM MENSCHEN GESCHAFFENE ERDELEKTRISCHE UND ERDMAGNETISCHE STÖRFELDER BEI METHODEN DER ELEKTROMAGNETISCHEN TIEFENFORSCHUNG (EIGENPOTENTIAL; TELLURIK; MAGNETOTELLURIK UND ERDMAGNETISCHE TIEFENSONDIERUNG IM VLF-, AUDIO-UND STANDARD-FREQUENZBEREICH; TRANSIENTES MAGNETFELD; GEOELEKTRISCHE TIEFENSONDIERUNG) UND IM OBSERVATORIUMSBETRIEB - STUDIE

Verschiedene Methoden der Elektromagnetischen Tiefenforschung verwenden verschiedene Nutzsignale. Dabei sind dem jeweiligen Nutzsignal überlagerte Störungen bei der Registrierung möglichst klein zu halten bzw. bei der Auswertung der Daten zu berücksichtigen.

Auch die künstlichen, von Menschen geschaffenen Störfelder verfälschen die Information der Nutzfelder (z. B. das natürliche erdelektrische und erdmagnetische Feld). Es scheint, daß - trotz Kenntnis der durch Stationsaufbau, Meßgerät, Datentransport, Datenlagerung sowie Datenverarbeitung bedingten Verfälschung der Ergebnisse, trotz Kenntnis der für störungsarme Aufzeichnungen notwendigen verfeinerten Meßtechnik und trotz theoretischer Fortschritte (siehe zu diesem Themenkreis bei den in der Überschrift zitierten Methoden z. B. VANYAN 1967; DEPPERMAN 1968; EBERLE 1977; NEURIEDER 1980 a, KRÖGER 1981, ROKITYANSKY 1982; CLARKE u. a. 1983, FISCHER 1982, SCHNEGG und FISCHER 1983) - der Ursache für die zum Teil schlechte Reproduzierbarkeit von Resultaten nicht im gewünschten Maße Rechnung getragen werden kann, da die Existenz von künstlichen Störungen nicht immer in den Registrierungen bemerkt wird oder nur selten intensiv untersucht ist. Insbesondere die Erdbebenvorhersage (LIENERT u. a. 1979, McPHERRON u. a. 1979) und der Observatoriumsbetrieb (siehe unten) werden in Zukunft diesbezüglich detailliertere Informationen benötigen.

Diese Studie beabsichtigt, weit verstreute Beiträge der geophysikalischen Literatur, welche sich mit den künstlichen, von Menschen geschaffenen, signalabhängigen elektromagnetischen Felder beschäftigen, für eine noch ausstehende Arbeit zusammenzutragen und zu sichten. Vollständigkeit konnte sicherlich nicht erzielt werden. Anlaß für diese Recherche waren die weiter unten beschriebenen Störungen im Erdmagnetischen Observatorium Fürstenfeldbruck, welche in Zukunft voraussichtlich noch häufiger vorkommen werden und den Betrieb einschränken. - Eine ausführliche Diskussion der im erstellten Literaturverzeichnis gesammelten Werke wird in dieser Studie nicht angestrebt. Einige Aspekte werden allerdings angeschnitten. - Die Aufsätze und Veröffentlichungen des Literaturverzeichnisses sind hauptsächlich "isolierte" oder mehr oder minder umfassende, "abschließende" Arbeiten. Unter "abschließen-

* Jetzt: Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut (DGFI)
I. Abteilung: Theoretische Geodäsie
Marstallplatz 8, D-8000 München 22

Diese Studie wurde angefertigt am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität, Theresienstraße 41/4, D-8000 München 2.

der" Arbeit soll hier eine Veröffentlichung verstanden werden, die frühere Veröffentlichungen mit verarbeitet. Auf diese zeitlich früheren Veröffentlichungen wird an dieser Stelle nicht konsequent eingegangen. Ausdrücklich sei deshalb auch auf die Literaturangaben im aufgelisteten Literaturverzeichnis hingewiesen. - Kurze Äußerungen in einer Reihe von geophysikalischen Veröffentlichungen fließen in den folgenden Text ein. Diese Veröffentlichungen wurden allerdings nicht in das Literaturverzeichnis aufgenommen. - Elektrotechnische Literatur mit einer Fülle von Informationen über Feld-Erzeugung, -Transport, -Charakteristiken und -"Verbrauch" wird - dies würde den vorgegebenen Rahmen sprengen! - an dieser Stelle i. a. nicht angegeben (siehe z. B. IEEE Transactions on Power, Apparatus and Systems oder on Electrical Insulations, IEE Proceedings oder ETZ - dort werden insbesondere auch Erdungsfragen intensiv behandelt). Es empfiehlt sich in jedem Fall, die elektrotechnische Literatur einzusehen, zumal die Grenze zwischen Geophysik und Elektrotechnik oft fließend ist!

Eine Durchsicht der vorhandenen Literatur ergibt, daß im englischsprachigen Raum - vielleicht im Gegensatz zum französisch- und deutschsprachigen Einzugsgebiet - eine Vielzahl von Synonymen für Störströme oder elektromagnetische Störfelder künstlicher (bzw. natürlicher) Art benutzt wird. Neben allgemeinen Formulierungen für von Menschen geschaffene, künstliche, technische, industrielle oder "kulturelle" Störungen und Verzerrungen verwendet die Geophysik und Elektrotechnik unter anderem folgende Begriffe, wobei häufigere Bezeichnungen unterstrichen sind, in der französischen Sprache: courants vagabonds, courants telluriques d'origine artificielle, courants (électriques) artificielles; in der englischen Sprache: stray (earth) currents, erratic currents, parasitic currents, ambient currents, leakage currents, electrical leakage, fault currents, eddy currents, artificial parasitics bzw. (industrial) interference, errant electric fields; in der deutschen Sprache: vagabundierende Ströme, parasitäre Ströme, Leckströme, Erdschlußströme, Rückströme. Diese Liste vermittelt einen Eindruck von der Namensvielfalt, aber auch Namensparallelität zwischen den Sprachen. Erörterungen von Störungen sind in der Literatur oftmals auch unter den Namen der Verursacher zu finden.

Wodurch werden Störströme bzw. elektromagnetische Störfelder hervorgerufen? Nach WARD (1983) sind aktive und passive Verursacher unterscheidbar. Aktive Störungsquellen sind hierbei insbesondere Spannungs- und Telephonleitungen sowie elektrifizierte Eisenbahnen. Die Quellen sind induktiv und galvanisch - über Leckstellen oder Erdungspunkte; also ungewollt oder gewollt - an die Umgebung angekoppelt. Im Audiomagnetotellurik- bzw. VLF-R-Frequenzbereich ist gegebenenfalls auch mit einer kapazitiven Kopplung zu rechnen (EBERLE 1977). Die aktiven Quellen verursachen in passiven Anlagen, d. h. in Zäunen, Rohrleitungen, Spannungs- und Telephonleitungen, Schienen oder anderen leitfähigen Konstruktionen, Störströme und somit auch Störmagnetfelder. Eine Zusammenfassung der in der Literatur genannten aktiven Störungsverursacher ergibt:

- Stromnetze allgemein (Kommunikation, technische Nutzung inklusive Korrosionsschutz) mit dazugehörigen Systemteilen (Elektrizitätswerke, Umspannungsanlagen)
ohne der wegen ihrer Bedeutung selbständigen Gruppen
- (elektrifizierte) Eisenbahnen

- Bergwerke und Produktionsstätten der Rohstoffveredelung (z. B. Raffinerien, Werke zur Aluminium-Herstellung durch Schmelzelektrolyse)
- Sender elektromagnetischer Wellen (Navigation, (Unterwasser-)Kommunikation).

Verwendet werden Gleichstrom und niederfrequenter Wechselstrom (in der Regel 16 2/3, 50 oder 60 Hz; Ausnahme siehe z. B. BEBLO 1974 - weitere Informationen zum kathodischen Korrosionsschutz siehe z. B. v. BAECKMANN und SCHENK (1980)). Strukturen des Erduntergrundes konnten nicht immer - vor allem in der "Nähe" (siehe unten) von komplizierten Integralquellen wie Städte oder Industriegebiete - zufriedenstellend untersucht werden; die Registrierung des elektrischen Feldes ist meistens sensitiver gegen Störungen als die Registrierung des Magnetfeldes.

Erweiteres Wissen über künstliche Störungen könnte eventuell nicht nur eine bessere Elimination derselben bei Registrierung und Datenanalyse herbeiführen, sondern auch Ansätze zu ihrer Nutzung unterstützen.

FRÖHLICH (1971) stellt eine Methode zur Trennung von vagabundierenden Strömen und natürlich induzierten Strömen bei der Registrierung vor.

Die Idee, vagabundierende Ströme bei der Erkundung des Erduntergrundes hinzuzuziehen, taucht erstmalig in der Literatur bei KISHINOUE (1951) auf, der - Ausgangspunkt waren Eigenpotential-Messungen - gewisse Zusammenhänge zwischen den Potentialgradienten der vagabundierenden Ströme und geologischen Gesteinsgrenzen vermutete (PORSTENDORFER 1961 a) (siehe auch HOOGERVORST 1979). PORSTENDORFER (1961 a, 1961 b) berichteten von der Gleichwertigkeit tellurischer und vagabundierender Ströme bei der Prospektion (siehe auch HOOGERVORST 1979). Das heißt auch, daß Störströme wie natürlich induzierte Ströme linear polarisiert sein können (PORSTENDORFER 1954, 1961 a, 1961 b; HOOGERVORST 1975; WAGENITZ u. a. 1978; BAYER 1981; BERKTOLD u. a. 1983). PORSTENDORFER (1961 a) weist auf andere, ihm bekannte Versuche zur Ausnutzung vagabundierender Ströme, welche im "Ostblock" stattfanden, hin (und zitiert eine zusammenfassende Darstellung der Quellen vagabundierender Ströme aus dem Jahre 1924 (GIROUSSE 1924)). KAMENETSKAYA und YAKUBOVSKIY (1957) (erwähnt in KOVALEVSKIY 1961) experimentierten ebenfalls mit durch elektrifizierte Eisenbahnen verursachten Störungen. In diesem Zusammenhang ist die Beobachtung von HOOGERVORST (1979) neben der von KOVALEVSKIY u. a. (1961) (und KISHINOUE 1951 ?) von Interesse, daß die bevorzugte Richtung der Störströme und somit die Störstrom-Einspeisung in den Erdboden kaum von der Bewegung des fahrenden Zuges abhängt, also örtlich (nicht zeitlich) konstant ist! Die Schienen scheinen allenfalls abschnittsweise als Linienelektrode zu fungieren (Linienelektrode-Theorie z. B. in PARASNIS 1965; OLLENDORF 1969). Ob veränderliche Wetterverhältnisse hierbei Berücksichtigung fanden, ist unklar. - EBERLE (1977) gebraucht durch leitfähige Kommunikations- und Versorgungseinrichtungen verursachte Anomalien zur Findung dieser Anlagen bei der ihrerseits mit künstlichen elektromagnetischen Längswellen arbeitenden VLF-Methode. - Die Methode, (Hoch-)Spannungsleitungen als Geoelektrik-Instrument zu verwenden, kann als erprobt angesehen werden (siehe z. B. BLOHM und HOMILIUS 1980); auf sie wurde in dieser Studie nicht weiter eingegangen. - Andere Beispiele zur Nutzung von Störungen, die somit zum Nutzsignal werden, sind weiter unten bei der Erörterung der induktiven Wirkung von Hochspannungsleitungen gegeben.

Die Größe der Fläche, auf der Störungen nachgewiesen werden, muß in Abhängigkeit von der lokalen und regionalen Geologie und dem spezifischen Widerstand der beteiligten Formationen gesehen werden. Nach OLLENDORF (1969) haben wechselstrombedingte Erdstrom-Störungen ferner eine gegenüber gleichstrombedingte Erdstrom-Störungen merklich kleinere Reichweite. Fast in allen gesammelten Werken sind zur Entfernung Störungsquelle - gestörter (bzw. störungsfreier) Meßort Hinweise gegeben (z. B. MICHALKE 1904; ARNOLD 1937; DUPOUY 1950; LENGNING 1958; PORSTENDORFER 1961 a; NOVYSH 1964; Briefverkehr LEATON - MEYER - ANGENHEISTER 1971 (mündliche Mitteilung Prof. ANGENHEISTER); HOOGERVORST 1979; CLARKE u. a. 1983; YANAGIHARA 1977; HEIKKA u. a. 1983 bzw. VELIKHOV u. a. 1983). Eine der weiteren Entfernungsangaben stammt von BERDICHEVSKIY (1965), der für ein hochohmiges Grundgebirge in geringen Tiefen Störströme in 70 - 100 km Distanz von der Leckstelle als oft berichtet erwähnt. HEIKKA u. a. 1983 bzw. VELIKHOV u. a. 1983 registrierten unter ähnlichen geologischen Bedingungen in 400 km Entfernung von einem starken künstlichen Generator Störströme. Spektren von gestörten elektrischen Feldern findet man bei HOOVER u. a. (1978) und MICHEEL und HENTE (1978). Störspannungen von 1 V/km scheinen nicht selten zu sein (z. B. PORSTENDORFER 1961 a). Zur Registrierung der Potentialdifferenz von Störungen reichen gewöhnlich nur wenige Meter lange Meßstrecken aus. BERDICHEVSKIY (1965) empfiehlt das Installieren der Potentialdifferenz-Meßstrecken 1 - 1,5 km von induktiv wirkenden Spannungsleitungen entfernt, um deren Einfluß auszuschalten (siehe auch HOOVER u. a. 1978; CLARKE u. a. 1983).

Bei (Hoch-)Spannungsleitungen ist sowohl mit galvanischen Strömen (Rückströme über (Mast/)Erdboden bzw. Schiene/Erdboden) als auch mit Störmagnetfeldern zu rechnen. Letztere wirken entweder direkt oder über induzierte Störströme auf Vorrichtungen zur Beobachtung des Magnetfeldes (CHAPMAN und BARTELS 1940; SAPYZHAK und VANYAN 1978; BILICHENKO u. a. 1979; SMITH u. a. 1981; McCOLLOR u. a. 1983; VOHRA u. a. 1983). OLLENDORF (1969), ein Referenzwerk für viele in dieser Studie angeschnittenen Probleme, gibt ausführlich berechnete Beispiele der galvanischen Kopplung. MACHCZYNSKI (1982) präsentiert galvanische und induktive Kopplung bei wechselstrombetriebenen Eisenbahnen unter vereinfachenden Annahmen.

SMITH u. a. (1981) und McCOLLOR u. a. (1983) nutzen die Oberschwingungen von Hochspannungsleitungen (Wechselfelder) bei Erdmagnetfeld-Beobachtungen zur Erkundung der Erdleitfähigkeit. SMITH u. a. registrierten hierbei noch bei 7 kHz Oberschwingungen. Nachweise von Oberschwingungen und Grundschwingungen sind auch in DUPIS u. a. (1974), MICHEEL und HENTE (1978), NEURIEDER (1980 b) und CLARKE u. a. (1983) dokumentiert. (Nach z. B. HOOVER u. a. (1978) oder CLARKE u. a. (1983) sind bei Wechselfeldern im Gegensatz zu Gleichfeldern die ungeradzahligen Oberschwingungen stärker ausgebildet als die geradzahligen. Der VDEW Arbeitskreis "PERTURBATION" (1979) und BRAUNER (1981) geben z. B. einen Überblick über die Erzeugung und Berechnung der Oberschwingungsverhältnisse in deutschen Stromversorgungsnetzen. Z. B. KIMBARK (1971) oder MARINO u. a. (1983) ist die Generierung von Harmonischen durch Konverter zu entnehmen.) - MICHEEL (1980) berichtet von der Ausnutzung der Netzfrequenz und dazugehöriger Oberwellen bei Audiomagnetotellurik-Messungen (siehe auch HOOVER u. a. 1978). Man läuft aber Gefahr, inhomogene Anregungen, also Störungen, zu benutzen (KRÖGER 1980 a, 1980 b, 1981).

Bei der Vierpunkt-Geoelektrik sind die Sondenspannungen des aufgeprägten Feldes von künstlichen (neben natürlichen) Störspannungen beeinflusst (z. B. HOOGERVORST 1975; DEPPERMAN 1968). DEPPERMAN (1968) (siehe auch FRÖHLICH 1965) beschreibt eine Prozedur, durch die diese Störspannungen merklich reduziert werden können. Da die Stromstärke der zugehörigen Störströme in der Regel nicht zeitlich konstant ist, gelingt die Elimination nicht gänzlich. DEPPERMAN gibt in derselben Veröffentlichung auch ein Verfahren an, mit dem es möglich ist, den Einfluß vagabundierender Ströme (neben natürlichen Störströmen) bei einer zeitlich linearen Änderung der Störspannung gänzlich zu beseitigen. Eine Kurzfassung der DEPPERMANschen Methodik ist in KOEFOED (1979) zu finden. GRÄSSL und JACOBS (1967) verweisen auf die Eliminierung von Stör-"Eigenpotentialen" durch Kompensation. FRÖHLICH (1971) veröffentlicht eine Methode, bei der die Beseitigung von Störströmen bei der Vierpunkt-Geoelektrik durch gleichzeitige Beobachtung der Störstrom-Potentiale auf einer Äquipotentiallinie des künstlich erzeugten Feldes erfolgt (siehe auch KOEFOED 1979). Das Verfahren sei insbesondere für Gebiete geeignet, die von vagabundierenden Strömen stark verseucht sind. HOOGERVORST (1979) teilt eine Technik mit, welche ebenfalls zwei Hilfssonden benötigt. Es wird vorausgesetzt, daß die Störungen sowohl am eigentlichen Meßort sowie am Hilfs-Meßort gleichermaßen vorhanden sind. BERKTOLD (Diskussionsbeitrag zu FRÖHLICH 1965) schlägt vor, die Elektrodenstrecke senkrecht zu einer eventuell vorhandenen Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes aufzubauen, um Störeinflüsse zu vermindern. (Auf die Äquivalenz natürlicher und vagabundierender Ströme wurde in dieser Studie bereits hingewiesen.) Die geologischen und meßtechnischen Voraussetzungen hierzu dürften nicht immer gegeben sein.

Geophysikalische Observatorien beschäftigen sich unter anderem mit der Beobachtung natürlicher erdelektrischer und erdmagnetischer Felder. Bei deren Störung blieb oftmals nur das Ausweichen auf (noch) relativ störungsarme Areale. So mußten auch observatoriumsmäßige Registrierungen im Raume Münchens von München-Bogenhausen nach Maisach (Hilfsobservatorium) und schließlich nach Fürstenfeldbruck verlegt werden, wo nun seit 1939 natürliche erdmagnetische (bisweilen auch erdelektrische) Felder registriert werden (ANGENHEISTER u. a. 1966; "Jahrbuch", Serie A, Nr. 1 - 8 (1959 - 1966); "Jahrbuch", Serie A, Nr. 9 - 25 (1967 - 1983); Schriftverkehr "Bogenhausen" (1897 - 1926)). Den soeben genannten Veröffentlichungen sind eine Reihe von Hauptstörungseinflüssen entnehmbar. Sie werden kurz - in Ergänzung und Erweiterung der bisher genannten Beiträge - besprochen, da sie teilweise zu einer nicht unerheblichen Beeinflussung des laufenden Meßbetriebes führten bzw. noch führen. Neben der mit den Jahren zunehmenden allgemeinen Verseuchung durch vagabundierende Ströme wurde 1964 festgestellt, daß Störströme eine enge Korrelation zu den täglichen Leistungskurven der Versorgungsbetriebe der Stadtwerke Fürstenfeldbruck (Stromversorgungssystem der Stadt Fürstenfeldbruck und Umgebung) und somit zu Strom-Großabnehmern (Großverzinkerei Schörg, mündliche Mitteilung Dr. KORSCHUNOW) aufweisen (ANGENHEISTER u. a. 1966; "Jahrbuch" Nr. 7 - 8 (1965 - 1966)). Schaltstöße in den Umspannungsanlagen seien für die Störströme verantwortlich. Unter Hinzuziehung einer Mü-Metall-Apparatur, bei der die kurzperiodische Unruhe in der Amplitude klein ist, war es möglich, die Störungen vagabundierender Ströme von den natürlichen, induzierten Pulsationen und Variationen zu unterscheiden. September 1968 wurde eine neue Störungsquelle identifiziert ("Jahrbuch" Nr. 11 (1969)). In der Nähe des Obser-

vatoriums wurde der Fahrbetrieb einer Vorortstrecke der Bahn (heutige S-Bahn) begonnen, die mit $16 \frac{2}{3}$ Hz und 15 kV betrieben wurde und die 30 Jahre störungsfrei gebliebene Normalregistrierung des Observatoriums durch eine kurzzeitige Versetzung der Z-Spur bei vereisten, starke Funkenbildung verursachenden Oberleitungen der Bahn störte. Die empfindlichen Schnellregistrierungen erdmagnetischer Pulsationen und die Erdstromregistrierungen blieben nicht unverschont und waren durch Impulsfolgen von 0,5 - 3 Minuten Dauer gestört. Auch heute sind diese Registrierungen noch gestört (mündliche Mitteilung Dr. BEBLO). Die Verwendung von $16 \frac{2}{3}$ Hz liegt weit unterhalb der Auflösung und Resonanz der Apparaturen. (PORSTENDORFER (1961 a) erwähnt eine Arbeit, welche hochfrequente Galvanometer (400 Hz) verwendete.) Ein Gleichrichter-Effekt im Erdboden war folglich eine denkbare Erklärung für Erdstrom-Störungen. In Gemeinschaftsarbeit des Bundesbahn-Zentralamtes München, des Instituts für Angewandte Geophysik der Universität München und des Geophysikalischen Observatoriums Fürstenfeldbruck der Universität München wurden im Juni 1970 zwei Versuchsserien zur Untersuchung der Störungen durchgeführt ("Jahrbuch Nr. 13 (1971)). In einem Bericht an das Bundesbahn-Zentralamt München hatten Prof. ANGENHEISTER und Dr. HAAK vom Institut für Angewandte Geophysik die vorläufigen Ergebnisse der durchgeführten Experimente dargestellt. Eine Gleichrichter-Wirkung des Untergrundes konnte im Untersuchungsgebiet nicht in Verbindung mit dem Betrieb der Bahn bewiesen werden (mündliche Mitteilung Prof. ANGENHEISTER). Allerdings spricht das Resultat noch nicht grundsätzlich gegen eine mögliche Gleichrichter-Wirkung des Untergrundes bei anderen Verteilungen der elektrischen Leitfähigkeit als sie im Untersuchungsgebiet vorliegen. Im November 1971 mußte im Observatorium eine weitere markante Störung in der Erdstrom-Registrierung zur Kenntnis genommen werden. Eine neue Stromspeisung in das allgemeine Versorgungsnetz über eine neue Umspannanlage wurde als Verursacher vermutet. "Leider" konnte dies nicht bestätigt werden ("Jahrbuch" Nr. 14 - 15 (1972 - 1973)). Störungen im Jahr 1984 scheinen mit dem Flugbetrieb des nahen Fliegerhorstes korreliert zu sein (mündliche Mitteilung Dr. Beblo).

Ich danke den Herren Prof. Dr. N. Petersen, Dr. A. J. Berktold, Dipl.-Geophys. A. Junge, Dr. A. Korschunow, Dipl.-Ing. H. J. Micheel und Dr. P. Neurieder sowie insbesondere Prof. Dr. G. Angenheister und Dr. M. Beblo für Hinweise.

LITERATURVERZEICHNIS

Angenheister G., Wienert K., Korschunow A. und Förtsch O.: Zum 125jährigen Bestehen der Observatorien München-Maisach-Fürstenfeldbruck. Geophysikalisches Observatorium Fürstenfeldbruck der Ludwig-Maximilians-Universität München, München 1966.

Arnold G.: Fehlerquellen bei der Messung von Erdströmen in kurzen Leitungen, untersucht im Taunus-Observatorium. Gerlands Beiträge zur Geophysik 49, 140 - 164, 1937.

Baeckmann W. v. und Schenk W.: Handbuch des kathodischen Korrosionsschutzes. Verlag Chemie, Weinheim 1980.

Bayer F.: Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Gebiet der geothermischen Anomalie von Travale-Radicondoli, Toskana, untersucht mit einer Methode der Vierpunkt-Geoelektrik und Auswertung technischer Störströme desselben Gebietes. Diplomarbeit am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München, München 1981.

Beblo M.: Die elektrische Leitfähigkeit unter den Ostalpen, abgeleitet aus magnetotellurischen Messungen längs eines Profiles vom Alpen-nordrand bis zu den Hohen Tauern. Dissertation der Fakultät für Geowissenschaften der Ludwig-Maximilians-Universität München, München 1974.

Berdichevskiy M.N.: Electrical prospecting with the telluric current method (translated and edited by G.V. Keller). Quaterly of the Colorado School of Mines 60, 124 - 125, 1965.

Berktoold A.J., Dittus, H.J., Eigner K.-H., Teufel U.: Investigation of the geothermal anomaly of Travale/Tuscany by telluric, magnetotelluric and geomagnetic deep sounding measurements. Third International Seminar (Results of EC research and demonstration projects in the field of geothermal energy) of the Commission of the European Communities, 578 - 587, 1983.

Bilichenko S.V., Dreyzin Yu.A., Zotov A.V., Kozlov A.N., Murashov B.P., Pushchayev P.P., Sizov Yu.P., Turbin R.I., and Chmyrev V.M.: Observation of artificial geomagnetic disturbances at distances of 500 - 700 km from the source in the "Khibiny" geophysical experiment. Geomagnetism and Aeronomy 19, 514 - 515, 1979.

- Blohm E.-K. und Homilius J.: Stand der geoelektrischen Tiefensondierung. Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Berlin-Lichtenrade, 1.4. - 3.4.1980, 111 - 131. Herausgegeben von V. Haak (Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin) und J. Homilius (Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung).
- Brauner G.: Berechnung der Oberschwingungsverteilung in Netzen. Technische Mitteilungen AEG-Telefunken 71, 154 - 159, 1981.
- Chapman S. und Bartels J.: Geomagnetism. Clarendon Press, Oxford 1940.
- Clarke J., Gamble T.D., Goubau W.M., Koch R.H. and Miracky R.F.: Remote-reference magnetotellurics: equipment and procedures. Geophysical Prospecting 31, 149 - 170, 1983.
- Deppermann K.: Zur Eliminierung der Störspannungen bei geoelektrischen Widerstandsmessungen. Geologisches Jahrbuch 85, 901 - 918, 1968
- Dupis A., Iliceto V. and Norinelli A.: First magnetotelluric measurements on Larderello site. Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata XVI, 137 - 152, 1974.
- Dupouy G.: Perturbation du champ magnétique terrestre et des courants telluriques par les chemins de fer électrifiés. Annales de Géophysique 6, 18 - 50, 1950.
- Eberle D.: Die Induktion durch künstliche elektromagnetische Längswellen (15 - 25 kHz) - Anwendung in der Prospektionsgeophysik unter Berücksichtigung des Einflusses der Erdoberfläche und technischer Leitungsnetze. Dissertation der Fakultät für Geowissenschaften der Ludwig-Maximilian-Universität München, München 1977.
- Fischer G.: Magnetotelluric observational techniques on land. Geophysical Surveys 4, 373 - 393, 1982.
- Fröhlich R.: Potentialmessung eines künstlich aufgeprägten Feldes geringer Intensität bei Anwesenheit eines Störfeldes großer Intensität. Protokoll über das Symposium "Erdmagnetische Tiefensondierung" in Goslar, 30.9. - 2.10.1965, 81 - 92. Herausgegeben von H.-G. Scheube (Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Hochschule Braunschweig).
- The influence of industrial stray currents on the measurements of earth potentials and their elimination. Geophysical Prospecting XIX, 118 - 132, 1971.

- Girousse G.: Courants telluriques d'origine artificielle, in: *Traité d'électricité atmosphérique et tellurique*, 499 - 526. Comité français de géodésie et de géophysique publications de la 6^e section (publié sous la direction de E. Mathias), Paris 1924.
- Grässl S. und Jacobs F.: Einige Probleme der geoelektrischen Erkundung in Braunkohlegebieten. *Geophysik und Geologie* 10, 84 - 93, 1967.
- Heikka J., Zhamaletdinov A., Demidova T. and Hjelt S.E.: MHD-test registrations in northern Finland (abstract). *IAGA Bulletin* No. 48, 125, Hamburg 1983.
- Hoogervorst G.H.T.C.: Fundamental noise affecting signal-to-noise ratio of resistivity surveys. *Geophysical Prospecting* 23, 380 - 390, 1975.
- Geological information from fluctuating earth-currents. *Geophysical Prospecting* 27, 214 - 232, 1979.
- Hoover D.B., Long C.L., and Senterfit R.M.: Some results from audiomagnetotelluric investigations in geothermal areas. *Geophysics* 43, 1501 - 1514, 1978.
- "Jahrbuch": Serie A, Nr. 1 - 8 (1959 - 1966); Geophysikalisches Observatorium der Universität München.
- Serie A, Nr. 9 - 25 (1967 - 1983); Münchner Universitätsschriften, Veröffentlichungen des Geophysikalischen Observatoriums der Ludwig-Maximilians-Universität München.
- Kimbark E.W.: *Direct current transmission*, vol. I. Wiley, New York 1971.
- Kishinouye F.: Notes on stray earth currents. *Bulletin of the Earthquake Research Institute Tokyo University* 29, 449 - 555, 1951.
- Koefoed O.: *Geosounding Principles*, 1. Elsevier Publishing Company, Amsterdam 1979.
- Kovalevskiy I.V., Mikerina N.V., Novysh V.V. and Gorodnicheva O.P.: Distribution of the earth currents from an electrified railroad in the southern Urals. *Geomagnetism and Aeronomy* I, 723 - 726, 1961.

Kröger P.: Zeitsynchrone Magnetotellurik auf einem 60-km-Profil zur Erkundung lokaler technischer Störfelder. Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Berlin-Lichtenrade, 1.4. - 3.4.1980 a, 185 - 194. Herausgegeben von V. Haak (Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin) und J. Homilius (Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung).

Korrelierte Störungen im elektrischen und magnetischen Feld als Ursache für Bias-Fehler im Magnetotellurik-Impedanztensor. Dito, außer 1980 b, 195 - 196 statt 1980 a, 185 - 194.

Der Magnetotellurik-Impedanztensor bei lokal gestörten Meßgrößen. Dissertation der Fakultät für Maschinenbau und Elektrotechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, Braunschweig 1981.

Lengning K.: Die Erdstromapparatur am Observatorium in Niemeck, in: Jahrbuch 1955 des Adolf-Schmidt-Observatoriums für Erdmagnetismus in Niemeck, 160 - 165. Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Geomagnetisches Institut Potsdam, Akademie-Verlag, Berlin 1958.

Lienert B.R., Whitcomb J.H. and Phillips R.J.: Long term variations in magnetotelluric apparent resistivities near the San Andreas fault (abstract). IAGA Bulletin No. 43, 110, Canberra 1979.

Machczynski W.: Currents and potentials in earth return circuits exposed to alternating current electric railways. IEE Proc. 129, Pt. B, 279 - 288, 1982.

Marino P., Picardi C. and Russo A.: AC characteristics in AC/DC/DC conversion. IEE Proc. 130, Pt. B, 201 - 206, 1983.

McCollor D.C., Watanable T., Slawson W.F. and Shier R.M.: An e.m. method for earth resistivity measurements using power line harmonic fields. Journal of Geomagnetism and Geoelectricity 35, 221 - 244, 1983.

McPherron R.L., Searls C., Jackson D.D., Davis P.M. and Coleman P.J. jr.: Spectral characteristics of noise in proton magnetometer measurements for earthquake prediction (abstract). IAGA Bulletin No. 43, 107, Canberra 1979.

Michalke C.: Die vagabundierenden Ströme elektrischer Bahnen. Vieweg-Verlag, Braunschweig 1904.

- Micheel H.J.: Eine Audiomagnetotellurik-Meßapparatur (1 Hz - 20 kHz) und erste Ergebnisse der Datenanalyse. Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Berlin-Lichtenrade, 1.4. - 3.4.1980, 161 - 172. Herausgegeben von V. Haak (Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin) und J. Homilius (Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung).
- Micheel H.J. und Hente B.: Untersuchungen zur Audiomagnetotellurik. Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Neustadt/Weinstraße, 11.4 - 13.4.1978, 127 - 132. Herausgegeben von V. Haak (Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin) und J. Homilius (Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung).
- Neurieder P.: Digitale Datenverarbeitung in der Magnetotellurik und ihre Anwendung auf Geländemessungen. Diplomarbeit am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München, München 1980 a.
- Geräteeinflüsse bei der digitalen Meßwerterfassung in der MT und ihre Auswirkung auf die Morphologie der Rho-S- und Phasenkurven. Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Berlin-Lichtenrade, 1.4. - 3.4.1980, 149 - 155. Herausgegeben von V. Haak (Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin) und J. Homilius (Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung).
- Novysh V.V., Gorodnicheva O.P. and Mikerine N.V.: Observations of earth currents in Shatsk. Geomagnetism and Aeronomy IV, 150 - 155, 1964.
- Ollendorf F.: Erdströme. Birkhäuser Verlag, Stuttgart 1969.
- Parasnis D.S.: Theory and practice of electric potential and resistivity prospecting using linear current electrodes. Geoprospection 3, 1 - 69, 1965.
- Porstendorfer G.: Tellurik, Grundlagen und Anwendungen. Freiburger Forschungshefte C16, 1954.
- Tellurik, Grundlagen, Meßtechnik und neue Einsatzmöglichkeiten. Freiburger Forschungshefte C107, 1961 a.
- Versuche zur Ausnutzung vagabundierender Ströme in der geophysikalischen Prospektion. Geophysical Prospecting IX, 128 - 143, 1961 b.
- Rokityansky I.I.: Geoelectromagnetic investigation of the earth's crust and mantle. Springer, Berlin 1982.

Sapyzhak Ya.S. and Vanyan L.L.: On the deep EM-sounding using electro-transmission lines (abstract). Fourth workshop on electromagnetic induction in the earth and moon, Murnau, September 7 - 13, 1978.

Schnegg P.-A. and Fischer G.: A new pulsed audio magnetotelluric technique. IAGA Bulletin No. 48, 125, Hamburg 1983.

Schriftverkehr "Bogenhausen": Elektrische Straßenbahnen und erdmagnetisches Observatorium. Erdmagnetisches Observatorium in München-Bogenhausen, 1897 - 1926, unveröffentlicht.

Smith A.J., Yearby K.H. and Kaiser T.R.: Measurement of ELF/VLF wavefields near to electrical power transmission lines in Newfoundland due to the flow of currents at harmonics of 60 Hz (abstract). IAGA-Konferenz, Edinburgh 1981.

Vanyan L.L.: Electromagnetic depth sounding (translated by G.V. Keller). A special research report, New York 1967.

VDEW-Arbeitskreis "PERTURBATION": Überblick über die Oberschwingungsverhältnisse in öffentlichen Stromversorgungsnetzen. Elektrizitätswirtschaft 78, 1008 - 1017, 1979.

Velikhov E.P., Gorbunov G.I., Volkov Yu.M., Vanyan L.L., Demidova T.A., Zhamaletdinov A.A., Hjelt S.E., Heikka J. and Piirainen R.: Deep electromagnetic sounding in Finland (abstract). IAGA Bulletin No. 48, 133, Hamburg 1983.

Vohra D.R., Hall D.H., Shafai L., Taranawecy M.Z., Abdul Atta O. and Woodford D.A.: Deep electromagnetic sounding in Manitoba (abstract). 45th Meeting of the European Association of Exploration Geophysicists in Oslo, 14. - 17.6.1983, 50.

Wagenitz V., Keil M., Schulte L. und Jödicke H.: Automatische Magnetotellurik-Meßstation EMF 772 μP : Bisherige Erfahrungen. Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Neustadt/Weinstraße, 11.4. - 13.4.1978, 121 - 125. Herausgegeben von V. Haak (Institut für Geophysikalische Wissenschaften der Freien Universität Berlin) und J. Homilius (Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung).

Ward S.H.: Controlled source electrical methods for deep exploration. Geophysical Surveys 6, 137 - 152, 1983.

Yanagihara K.: Magnetic field disturbance produced by electric railway. Geophysical Magazine 38, 17 - 35, 1977.

H. Jödicke

"Zur Deutung magnetotellurisch nachgewiesener guter Leiter im tieferen Untergrund Nordwestdeutschlands"

Das wesentliche Ergebnis magnetotellurischer Untersuchungen im Münsterland ist der gesicherte Nachweis eines guten Leiters im Tiefenbereich zwischen 5 und 8 km mit einer integrierten Leitfähigkeit zwischen 1000 und 2000 S (vgl. Büchter, 1984; Bejarano-Gerke und Jödicke, 1984). Es liegt nahe, diesen guten Leiter in engerem Zusammenhang mit dem guten Leiter zu sehen, der überall im tieferen Untergrund des Norddeutschen Flachlandes gefunden worden ist, dort nach Norden gleichsinnig mit der zunehmenden Sedimentmächtigkeit in größere Tiefe abtaucht und eine integrierte Leitfähigkeit bis zu 5000 S erreicht (Losecke et al., 1979; Jödicke, 1980).

Im Münsterland ergibt sich wegen der Nähe der MT-Messungen zu den Tiefbohrungen Münsterland 1 und Versmold 1 (vgl. Büchter, 1984) die Möglichkeit einer stratigraphischen Einstufung für den guten Leiter. Von Bedeutung hierbei ist ein extrem gutleitender Horizont in ca. 5 km Tiefe, der vom Laterolog der Bohrungen erfaßt wurde und den "Hangenden Alaunschiefern" im tiefsten Oberkarbon und dem Unterkarbon zuzuordnen ist. Seine Mächtigkeit beträgt zwischen 60 und 100 m. Messungen des spezifischen Widerstandes an Bohrkernen aus den "Hangenden Alaunschiefern" der Bohrung Münsterland 1 ergaben für getrocknete wie für wassergesättigte Proben Werte zwischen 0,2 und 0,3 Ωm . Zwischen 10 Hz und 1 MHz war keine wesentliche Frequenzabhängigkeit des spezifischen Widerstandes zu erkennen. Es darf deshalb hier bereits vermutet werden, daß die hohe Leitfähigkeit dieser Proben vorwiegend auf Elektronenleitung beruht.

Solche gutleitenden Gesteinsschichten sollten sich natürlich auch dort, wo sie an der Erdoberfläche austreichen, durch auffällige Anomalien der elektrischen Leitfähigkeit bemerkbar machen. In der Tat konnten markante Anomalien durch Hubschrauber-Elektromagnetik im Gebiet Warstein - Brilon am Nordostrand des Rheinischen Schiefergebirges immer gerade dort nachgewiesen werden, wo das Unterkarbon zutage tritt oder in geringer Tiefe ansteht (Sengpiel, 1983). Derartige Bereiche zeichnen sich zugleich durch das Auftreten von starken Eigenpotential-Anomalien aus (Reitmayr, 1977). Eigene Untersuchungen nördlich des Warsteiner Sattels konnten diesen Zusammenhang sehr gut bestätigen. Eigenpotentialmessungen ergaben Werte

bis zu -700 mV und lassen die Existenz von 2 - 3 einzelnen, jeweils offenbar geringmächtigen gutleitenden Schichten erkennen. Eine dieser Schichten konnte bisher auch mit der Schlumberger-Geoelektrik erfaßt werden (die Untersuchungen sind hier noch nicht abgeschlossen). Ihr spezifischer Widerstand beträgt 0,5 Ω m bei einer Mächtigkeit von 6,5 m. Slingram - Messungen bestätigten die Ergebnisse des Eigenpotentialverfahrens bis in kleinste Einzelheiten im Verlauf der Anomalien.

Das Auftreten von Eigenpotentialanomalien hat besondere Bedeutung für den Versuch, die hohe integrierte Leitfähigkeit des guten Leiters der Magnetotellurik im tieferen Untergrund Nordwestdeutschlands zu erklären. Nach Sato and Mooney (1960) treten solche Anomalien nämlich dann auf, wenn ein schrägeinfallender extrem guter Leiter, d.h. im allgemeinen ein Elektronenleiter, als "Brücke" für einen Elektronenaustausch zwischen Bereichen mit unterschiedlichem Redox - Potential dient (üblicherweise kann oberflächennah mit Oxidationsvorgängen, unterhalb des Grundwasserspiegels mit Reduktionsvorgängen gerechnet werden). Der Elektronenleiter selbst braucht an den elektrochemischen Vorgängen gar nicht unmittelbar beteiligt zu sein, bestimmt aber nach Sato and Mooney (1960) die maximale Größe des zu beobachtenden Eigenpotentials. Wegen der Größe der Anomalien kommen im Warsteiner Gebiet demnach praktisch nur Pyrit oder Anthrazit/Graphit als Ursache in Frage. Anschliffe und Aufnahmen mit dem Rasterelektronenmikroskop bestätigen diese Schlussfolgerung: In den Schwarzschiefern des Unterkarbons tritt synsedimentär gebildeter Pyrit in Form von sog. Framboiden, lagenweise angereichert in großen Mengen auf, Zwischenräume werden immer wieder von hochinkohlter organischer Substanz überbrückt, so daß augenscheinlich durchgehende elektrische Leiterbahnen vorhanden sind.

Die organische Substanz in den unterkarbonischen Schwarzschiefern hat im Bereich der Bohrung Münsterland 1 und im Warsteiner Raum das Stadium von Metaanthrazit erreicht (Teichmüller et al., 1979). Untersuchungen an Kohlen haben gezeigt, daß bereits Anthrazit mit einem spezifischen Widerstand bis zu 0,001 Ω m (Parkhomenko, 1967) sehr gut leitend sein kann. Um hohe Leitfähigkeiten zu erklären, ist also keineswegs immer die Existenz von "echtem" Graphit erforderlich. Ein Rückschluß auf die Gesamtleitfähigkeit eines

Gesteins, das feinverteilte hochinkohlte Substanz enthält, ist aber nicht generell möglich, sondern hängt im wesentlichen von der Art der Verteilung der gutleitenden Substanz ab. Es kann aber angenommen werden, daß bei höherer Inkohlung des gleichen Gesteins aufgrund größerer Versenkungstiefe oder höherer thermischer Beanspruchung auch die Gesamtleitfähigkeit zunimmt, womit die teilweise höhere integrierte Leitfähigkeit des guten Leiters im Untergrund Norddeutschlands von der Tendenz her zu erklären wäre.

Grundsätzlich fraglich ist jedoch, wegen nicht ausreichenden Kernmaterials, wie hoch der Anteil des Unterkarbons an der integrierten Leitfähigkeit des guten Leiters ist, bzw. ob allein das Unterkarbon den guten Leiter bereits erklären könnte. Nach Ziegler (1982) ist zu erwarten, daß die im zentralen Münsterland gutleitende "Kulm"-Fazies des Unterkarbons nach Norden in die schlechtleitende "Kohlenkalk"-Fazies übergeht. Ein solcher Wechsel liegt auch im westlichen Münsterland vor (vgl. Bejarano-Gerke und Jödicke, 1984). Während dort zugleich der gute Leiter aufhört zu existieren, ist der gute Leiter in Norddeutschland bis zur Nordseeküste nachweisbar. Wegen der großen Sedimentmächtigkeit ist jedoch eine Angabe, wo sich der Fazieswechsel vollzieht, kaum möglich. Ungeachtet dieser "offenen Fragen" ist aber anzunehmen, daß Schichten mit einem ähnlichen Leitungsmechanismus wie im Unterkarbon in größerer Tiefe, die von Bohrungen bisher nicht erfaßt worden sind, zur integrierten Leitfähigkeit des guten Leiters im Münsterland beitragen und in Norddeutschland möglicherweise allein Ursache des guten Leiters sind. Diese Schichten müssen älter sein als Mitteldevon, da sowohl in der Bohrung Münsterland 1 als auch in der Bohrung Versmold 1 hochohmiges Mitteldevon noch erbohrt worden ist. In Frage kommen vor allem Schichten des Kambro-Ordoviziums (vgl. Jödicke et al., 1982).

Diese Annahme stützt sich vor allem auf die Überlegung, daß ein mittlerer spezifischer Widerstand $< 0,05 \Omega\text{m}$ für die gesamte Schichtenfolge des Unterkarbons, der erforderlich wäre, um die hohe integrierte Leitfähigkeit zu erklären, wohl unrealistisch ist. Auch zeigen die Modelle der Magnetotellurik, daß der "Schwerpunkt" des guten Leiters im Münsterland im allgemeinen in größerer Tiefe liegt als das Unterkarbon (vgl. Büchter, 1984; Bejarano-Gerke und Jödicke, 1984). Der Nachweis schließlich von kohlenstoffreichen,

extrem gutleitenden Schwarzschiefern im Grenzbereich Kambrium und Ordovizium an der Südostflanke des Hohen Venns (Jödicke, in Vorb.), d.h. in einem Gebiet der Nordeifel, in dem diese Schichten großräumig aufgeschlossen sind, zeigt, daß in nicht zu großer Entfernung von Nordwestdeutschland im Altpaläozoikum gute Leiter tatsächlich auftreten. An der Erdoberfläche machen sie sich - das macht die Analogie zu den Schichten des Unterkarbons deutlich - durch starke Eigenpotentialanomalien bemerkbar.

Literatur

- Bejarano-Gerke, G. und Jödicke, H. (1984): Magnetotellurik im Münsterland und am Niederrhein. - S.93 - 102. in diesem Band.
- Büchter, Chr. (1984): Vergleichende Untersuchung magnetotellurischer und elektrischer Bohrlochmessungen an der Tiefbohrung Münsterland 1. S. 79 - 92. in diesem Band.
- Jödicke, H. (1980): Magnetotellurik Norddeutschland - Versuch einer Interpretation. - In: V. Haak und J. Homilius (Hrsg.): Protokoll über das Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung" in Berlin-Lichtenrade vom 1.-3. April 1980: 271-288; Berlin und Hannover.
- Jödicke, H., Keil, M., Blohm, E.-K. und 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 Nordwestdeutschlands. - Fortschr. Geol. Rheinld. u. Westf., 30: 363-403; Krefeld.
- Losecke, W., Knödel, K., and Müller, W. (1979): The conductivity distribution in the North German sedimentary basin derived from widely spaced areal magnetotelluric measurements. - Geophys. J.R. astr. Soc., 58: 169-179; Oxford.
- Parkhomenko, E.I. (1967): Electrical Properties of Rocks. - Plenum Press, New York.
- Reitmayer, G. (1977): Bericht über geophysikalische Messungen im Projekt "Rhenohercynikum". - Archiv BGR, Hannover.
- Sato, M. and Mooney, H.M. (1960): The electrochemical mechanism of sulfide self-potentials. - Geophysics, 25, No. 1: 226-249.
- Sengpiel, K.-P. (1983): Resistivity/depth mapping with airborne electromagnetic survey data. - Geophysics, 48: 181-196.
- Teichmüller, M., Teichmüller, R. und Weber, K. (1979): Inkohlung und Illit-Kristallinität - Vergleichende Untersuchungen im Mesozoikum und Paläozoikum von Westfalen. - Fortschr. Geol. Rheinld. u. Westf., 27: 201-276; Krefeld.
- Ziegler, P.A. (1982): Geological Atlas of Western and Central Europe. - Shell Internationale Petroleum Maatschappij B.V.