



GEOFORSCHUNGSZENTRUM POTSDAM
STIFTUNG DES ÖFFENTLICHEN RECHTS

Scientific Technical Report

ISSN 1610-0956

Ute Weckmann

**Entwicklung eines Verfahrens
zur Abbildung
krustaler Leitfähigkeitsstrukturen
anhand von
Magnetotellurikdaten aus Namibia**

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
im Fachbereich Geowissenschaften
an der
Freien Universität Berlin

Erster Gutachter: Prof. Dr. Volker Haak
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Serge A. Shapiro

Datum der Prüfung: 01.02.2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Motivation	1
2	Zum Verständnis komplizierter Leitfähigkeitsverteilungen	5
2.1	Elektromagnetische Tiefensondierung	5
2.2	Eigenschaften des Impedanztensors	8
2.2.1	Homogener und geschichteter Halbraum	9
2.2.2	2D-Leitfähigkeitsverteilung	9
2.2.3	3D-Leitfähigkeitsverteilung	12
3	Geologische Einordnung des Messgebiets	13
3.1	Die Damara Orogenese	14
3.2	Die Öffnung des Südatlantik	16
3.3	Leitfähigkeitsverteilungen im Süden Afrikas	16
4	3D Effekte in den Daten aus Namibia	19
4.1	Datengewinnung	19
4.2	Processing der MT Daten	22
4.3	Besonderheiten der Übertragungsfunktionen aus Namibia	24
4.4	Dimensionalitätsuntersuchung des Messgebiets	28
4.5	Rotationswinkel und Tensordekomposition	31
4.6	Die magnetischen Übertragungsfunktionen	33
4.7	Vergleich der Namibia Daten mit bekannten Datensätzen	36
5	Abbildungsmethoden	39
5.1	EGGERS' Eigenstate Analysis	41
5.2	LATORRACA Singular Value Decomposition	43
5.3	Propagation Number Analysis (PNA)	45
5.3.1	Einfluß von verzerrenden, oberflächennahen Strukturen auf die <i>PNA</i>	50
5.3.2	Einfluß von fehlerbehafteten Impedanzen auf die <i>PNA</i>	51
5.4	Vergleich der Abbildungsmethoden	52
5.5	Verwendung von Invarianten	55

6	Anwendung der Abbildungsmethoden	56
6.1	Die Abbildung eines 2D Untergrundes durch Ellipsen	56
6.2	Anwendung der Darstellungsmethoden auf die Daten aus Namibia	62
6.3	Diskussion	70
7	Modellierung der 3D Effekte	72
7.1	Die Ringstruktur im Norden des Messgebiets	73
7.2	Modellierung der 3D Effekte im zentralen Bereich	85
7.3	Die Leitfähigkeitsverteilung südlich der WF/OL	91
7.4	Diskussion	92
8	Zusammenfassung	96
9	Summary	100
A	Anhang	104
A.1	Hat ρ_a Tensoreigenschaften?	104
A.2	Ist γ ein Tensor?	105
A.3	Gesteine sedimentären Ursprungs	107
A.4	Aufspaltung einer Leitfähigkeitsverteilung durch die PNA	108
A.5	Übertragungsfunktionen	111

Abbildungsverzeichnis

3.1	Pan-Afrikanische Strukturen auf dem afrikanischen und südamerikanischen Kontinent (aus Porada [1979]).	13
3.2	Darstellung der tektono-stratigraphischen Zonen des Damara Gürtels . . .	14
3.3	Magmatische Gangschwärme und der Hochleitfähigkeitsgürtel im Damara Belt	15
3.4	Auf einer vereinfachten Karte der Oberflächengeologie sind die Stationen aus den ORYX-Messungen 1999 dargestellt.	17
4.1	Stationskarte der MT Messungen von 1998 und 1999	20
4.2	Stationskarte der ORYX-Messkampagne	21
4.3	Aufbau einer 5-Komponenten-MT-Station	22
4.4	Beispiel elektromagnetischer Zeitreihen von 5 synchronisierten Stationen	23
4.5	Nebendiagonalelemente dreier Stationen des Datensatzes	25
4.6	Hauptdiagonalelemente dreier Stationen des Hauptprofils	26
4.7	Pseudosektion (xy-Komponente) des Hauptprofils	27
4.8	Pseudosektion (yx-Komponente) des Hauptprofils	28
4.9	Darstellung der Skewwerte aller Stationen des Hauptprofils	29
4.10	Univariate Kohärenzen der Stationen 063, 085 und 094	30
4.11	Rotationswinkel nach BAHN und SWIFT des Hauptprofils	31
4.12	<i>Multisite-multifrequency decomposition</i> für das Hauptprofil	32
4.13	Induktionspfeile für die Frequenzen $128Hz$, $1Hz$ und $0.002Hz$	34
4.14	Zusammenfassende Darstellung der leitfähigen Strukturen abgeleitet aus den Induktionspfeilen	36
5.1	Skizze der Ellipsen nach der <i>PNA</i>	49
5.2	Verzerrung der Ellipse nach der <i>PNA</i>	51
5.3	Darstellung der „Fehlerbalken“ für die Ellipsen nach der <i>PNA</i>	52
5.4	Vergleich LATORRACA- und EGGERS-Ellipsen anhand eines synthetischen Impedanzensors	54
5.5	Ellipse nach der <i>PNA</i> für synthetischen Impedanztensor	55
6.1	2D-Modell	57
6.2	EGGERS' <i>Eigenstate</i> Ellipsen über einer 2D Leitfähigkeitsverteilung . . .	58
6.3	LATORRACA SVD Ellipsen über einer 2D Leitfähigkeitsverteilung	59

6.4	Widerstandsellipsen über einer 2D Leitfähigkeitsverteilung	60
6.5	Anwendung der EGGERS Eigenwert-Analyse auf den Namibia Datensatz	62
6.6	Anwendung der LATORRACA SVD auf den Namibia Datensatz	63
6.7	Anwendung der PNA auf den Namibia Datensatz	65
6.8	Widerstandsellipsen der Namibia Daten für $90.5Hz$ und $90.5s$	66
6.9	Tiefenzuordnung der Widerstandsellipsen des Hauptprofils	67
6.10	Darstellung der Widerstandsellipsen für $90.5Hz$, $5.6Hz$ und $0.011Hz$ mit ihren „Fehlerbalken“	68
6.11	Pseudosektion der LaTorraca Skew	70
7.1	3D-Modell eines gut leitenden Rings in einem schlecht leitenden Halbraum	73
7.2	Modellphasen über 90° für lange Perioden aufgrund eines gut leitenden Rings	74
7.3	ρ_a - und Phasenkurven für das Modell des leitfähigen Rings	75
7.4	Widerstandsellipsen für das Ring-Modell	76
7.5	LATORRACA Ellipsen für das Ring-Modell	77
7.6	LATORRACA Skew für Station 2 über dem leitenden Ring	78
7.7	EGGERS Ellipsen für das Ring-Modell	79
7.8	3D-Modell einer leitfähigen Schachtel im schlecht leitenden Halbraum . .	80
7.9	Modellphasen für $0.01Hz$ für einen gut leitenden Ring mit Boden	81
7.10	Widerstandsellipsen für $10Hz$ und $21.7s$ über der gut leitenden Schachtel	82
7.11	3D-Modell eines gut leitenden Kastens im schlecht leitenden Halbraum .	83
7.12	Modellphasen für $0.01Hz$ für einen gut leitenden Block	84
7.13	Widerstandsellipsen für $10Hz$ über einem gut leitenden Block	84
7.14	Anisotropes 2D-Modell	85
7.15	Übertragungsfunktionen von Station D über dem anisotropen Block . . .	86
7.16	Widerstandsellipsen für das anisotrope 2D-Modell	87
7.17	Induktionspfeile von drei Stationen über dem anisotropen Modell	89
7.18	Flächenhafte Darstellung der Realpfeile für $500s$	90
7.19	2D-Inversionsmodell des Bereichs südlich der WF/OL	92
7.20	2D-Inversionsmodell der gesamten Traverse	93
7.21	Zusammenstellung der leitfähigen Strukturen des Messgebiets	95
A.1	Überprüfung der Tensoreigenschaften	106
A.2	Leitfähigkeitstensor im geographischen Koordinatensystem	108

Tabellenverzeichnis

1	Verwendete Variablen	vi
2.1	Betrag und Winkel des Induktionspfeils nach WIESE	8
A.1	Stratigraphische Abfolge der Gesteine sedimentären Ursprungs	107

Nomenklatur

Physikalische Einheiten sind im SI-System angegeben.

Zeitabhängige Größen sind mit Kleinbuchstaben $x(t)$ bezeichnet, die FOURIER-Transformierte mit Großbuchstaben $X(\omega)$.

Sei $z = Re(z) + iIm(z)$, dann bedeutet z^* die konjugiert komplexe Zahl:
 $z^* = Re(z) - iIm(z)$, mit i als der imaginären Einheit.

Um Vektoren, Matrizen und Tensoren voneinander zu unterscheiden, sind Vektoren fett dargestellt (**A**), Matrizen mit einem Dach versehen (\widehat{B}) und Tensoren doppelt unterstrichen (C).

\widehat{A}^T stellt die transponierte Matrix $\widehat{A}_{ij}^T = \widehat{A}_{ji}$ dar.

In der hier vorliegenden Arbeit werden die Bezeichnungen „Frequenzbereich“ und „Periodenbereich“ als Synonyme verwendet: Um Frequenzangaben mit unübersichtliche Dezimalzahlen < 1 zu vermeiden, bezeichne ich den Bereich von Frequenzen $> 1Hz$ im allgemeinen als Frequenz-, den $< 1Hz$ oder $1s$ als Periodenbereich.

Grundgrößen und Symbole

B	magnetische Flussdichte [$T = \frac{Vs}{m^2}$]
D	Verschiebungsdichte [$\frac{C}{m^2}$]
δ	Skintiefe [m]
δ_{ij}	Kronecker-Symbol, $\delta_{ij} = 1$, falls $i = j$, $\delta_{ij} = 0$, falls $i \neq j$
E	elektrische Feldstärke [$\frac{V}{m}$]
ϵ_0	Permittivität des Vakuums $8.85 \cdot 10^{-12} [\frac{As}{Vm}]$
ϵ_r	relative Permittivität
ϵ	$= \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$
η	phasensensitive Skew nach BAHN
f	Frequenz [Hz]
γ	Ausbreitungszahl [$\frac{1}{m}$]
H	magnetische Feldstärke [$\frac{A}{m}$]
j	Stromstärke [A]
k	komplexe Wellenzahl [$\frac{1}{m}$]
μ_0	magnetische Permeabilität $4\pi \cdot 10^{-7} [\frac{Vs}{Am}]$
μ_r	relative Permeabilitätszahl
μ	$= \mu_0 \cdot \mu_r$
ω	Kreisfrequenz [Hz]
ϕ	Phase der Impedanz [$^\circ$]
r_u^2	quadratische Kohärenz
ρ	spezifischer elektrischer Widerstand [Ωm]
ρ_a	scheinbarer spezifischer Widerstand [Ωm]
σ	elektrische Leitfähigkeit [$\frac{1}{\Omega m}$]
t	Zeit [s]
T	Periode [s]
T	magnetische Übertragungsfunktion
$[X ^2]$	Autospektrum
$[XY^*]$	Kreuzspektrum
\underline{Z}	Übertragungsfunktion oder Impedanz [$\frac{V}{mT}$]
∇	NABLA-Operator
Δ	LAPLACE-Operator

Tabelle 1: Verwendete Variablen

Kapitel 1

Einführung und Motivation

Die Erde ist ein heterogener Körper. Mit unterschiedlichen geophysikalischen Methoden versuchen wir, zu Aussagen über dessen Struktur und Materialbestand in der Tiefe zu kommen. Unabhängig davon, welche geophysikalische Methode dazu verwendet wird, existieren ähnliche Probleme: Um in einem bestimmten Gebiet die Lithosphäre oder den oberen Erdmantel mit Methoden der Oberflächengeophysik zu erforschen, ist idealerweise eine flächenhafte, enge Überdeckung mit Messpunkten notwendig. Aus Kosten- und Zeitgründen beschränken wir uns dabei oft auf ein Messprofil oder einzelne Stationen. Aufgrund dieser Messanordnung liegt es nahe, die Daten mit 1D- oder 2D-Ersatzmodellen zu interpretieren. Andererseits impliziert zum Beispiel eine zweidimensionale Auswertung eines Profils, dass sich Gesteinsparameter nur mit der Tiefe und über das Profil hin verändern, sich aber senkrecht zum Profil unendlich erstrecken. Diese Vereinfachung liefert dann sinnvolle Ergebnisse, wenn das Messprofil senkrecht zu einer geologisch streichenden Struktur angelegt ist, von der wir erwarten, dass sie auch die geophysikalischen Daten dominiert. Normalerweise beinhalten Messdaten aber immer Informationen von einem in alle Richtungen inhomogenen Untergrund. Es ist daher unerlässlich, nach Parametern oder Anzeichen zu suchen, die Auskunft darüber geben, ob eine zweidimensionale Näherung sinnvoll ist.

Sowohl in der Magnetotellurik (MT) als auch in der Seismik wird eine Interpretation der Daten mit 2D-Modellen zur Zeit am häufigsten verwendet. Hierfür stehen neben Vorwärtsmodellierungsprogrammen gute Inversionsalgorithmen zu Verfügung. Bei einer Modellrechnung sucht man nach einer numerischen Lösung von Differentialgleichungen, die die physikalischen Zusammenhänge beschreiben. Nach der Lösung des sogenannten Vorwärtsproblems schließt sich im allgemeinen eine manuelle oder automatische Veränderung des Modells an. Wiederholt man dieses Procedere solange, bis bestimmte Abbruchkriterien erfüllt sind, so ist dies eine iterative Inversion. Obwohl letztere bei großen Datensätzen sehr rechenintensiv ist, stellen sie einen enormen Fortschritt gegenüber einer Vorwärtsmodellierung dar. Trotzdem muss man berücksichtigen, dass eine diskrete Lösung nur eine Näherung des tatsächlichen (geo-)physikalischen Problems sein kann. Sollen jedoch 3D Effekte in den Daten erklärt werden, gestaltet sich die Interpretation als sehr mühselig. Da zur Zeit noch keine verlässlichen 3D-Inversionen zur Verfügung

stehen, beschränkt sich die Vorwärtsmodellierung aufgrund der vielen freien Modellparameter zumeist auf einfache Modellstudien. Hilfreich dabei ist es, a priori Informationen, zum Beispiel aus der Geologie, zur Modellfindung zu verwenden. Da aber oft nur Informationen über die Oberflächengeologie vorliegen, ist unklar, wie sich Strukturen in die Tiefe fortsetzen. Wünschenswert wäre es, durch eine direkte Transformation der Messdaten ein flächenhaftes Abbild von den jeweiligen Gesteinsparametern in unterschiedlichen Tiefen zu bekommen. Unerlässlich für jede dreidimensionale Interpretation ist natürlich eine genügend hohe Stationsdichte.

Mit Hilfe der MT erhalten wir Aussagen über die Leitfähigkeiten der Gesteine, die wiederum von anderen physikalischen Eigenschaften wie Porosität, Fluidgehalt, Vernetzung, etc. abhängen. Die Methode basiert auf Messungen von Variationen der magnetischen und elektrischen Felder an der Erdoberfläche. Diese natürlichen Wechselfelder entstehen durch Blitzentladung sowie iono- und magnetosphärische Stromsysteme. Sie dringen induktiv in den leitfähigen Untergrund ein und induzieren dort wiederum magnetische Felder und Ströme, bzw. elektrische Felder. Die Theorie, die auf CAGNIARD [1953] und TIKHONOV [1950] zurückgeht, setzt einen linearen Zusammenhang zwischen diesen Feldern voraus. Er läßt sich durch den Impedanztensor ausdrücken, der vier komplexwertige Elemente besitzt (2×2 -Tensor). Diese werden in Form von scheinbaren spezifischen Widerständen und Phasen dargestellt. „Scheinbar“ wird der Widerstand deshalb genannt, weil er frequenz- und richtungsabhängig ist und nur für einen homogenen Untergrund den wahren Widerstand angibt.

Bei einem geschichteten Untergrund (1D) muß der scheinbare spezifische Widerstand transformiert werden, um eine Leitfähigkeits-Tiefen-Verteilung zu erhalten. Etwa 20 Jahre nach der Einführung der Magnetotellurik boten die Bostick-Transformation [Bostick, 1977] und die $\rho^* - z^*$ -Transformation [Schmucker, 1970] die Möglichkeit einer solchen Transformation. Diese Verfahren basieren auf einfachen Ersatzmodellen (*substitute conductors*) von perfekt leitenden über perfekt isolierenden Schichten.

Für einen Untergrund mit regionaler Streichrichtung (2D) ergeben sich zwei scheinbare spezifische Widerstandswerte: senkrecht und parallel zur Streichrichtung. Eine Interpretation der MT-Daten mit einem Leitfähigkeits-Tiefenmodell erfolgt normalerweise über Modellrechnungen. In der Magnetotellurik stehen mittlerweile neben Vorwärtsmodellierungsprogrammen mehrere Inversionsalgorithmen zur Verfügung. Diese sind zwar rechen- und zeitaufwendig, doch umgeht man damit eine langwierige Modellsuche. Häufig finden die Messungen in einer geologischen Umgebung statt, in der eine zweidimensionale regionale Streichrichtung zu erwarten ist. Durch kleine - in Bezug auf den jeweiligen Induktionsraum - oberflächennahe Inhomogenitäten können die Messergebnisse zusätzlich verzerrt sein. Der Impedanztensor scheint dadurch dreidimensional zu sein, obwohl ein regional zweidimensionaler Untergrund dominiert. Mittels Dekompositionsmethoden (wie zum Beispiel Groom & Bailey [1989]) kann der regionale 2D-Impedanztensor durch Abspaltung einer Verzerrungsmatrix bis auf einen Skalierungsfak-

tor wieder hergestellt werden.

Wenn eine regionale Struktur mit der kleinräumigen Inhomogenität induktiv gekoppelt ist oder so starke Leitfähigkeitskontraste vorhanden sind, die den Strom bündeln, liegt ein dreidimensionaler Untergrund vor. Für die daraus resultierenden Impedanztensoren schlägt erwartungsgemäß eine Tensordekomposition fehl. Zur Interpretation der MT-Daten stehen im 3D Fall, wie schon erwähnt, nur Vorwärtsmodellrechnungen zu Verfügung. Eine Anpassung erfolgt im trial and error Verfahren und ist aufgrund der Komplexität und der vielen Modellparameter nur auf vereinfachende Modellstudien beschränkt. Eine direkte Abbildung der MT-Messgrößen gestaltet sich als schwierig, da der Impedanztensor eine aus vier komplexen Zahlen bestehende Größe ist. Eine Transformation in scheinbare spezifische Widerstände, die eine physikalisch intuitive Größe darstellen, resultiert in immerhin noch vier reellen Größen. Diese vier Widerstände hängen aber vom gewählten Koordinatensystem ab. Es gilt also, ein Koordinatensystem zu suchen, in dem sich die Widerstände in zwei signifikante parallel und senkrecht zum regionalen Streichen eines Leitfähigkeitskontrasts aufteilen lassen. Im 3D Fall ist dieses Koordinatensystem nicht bestimmbar.

Diese Arbeit beschäftigt sich vor allem mit einem neuen Verfahren zur Abbildung von Leitfähigkeitsstrukturen. Mit der *Propagation Number Analysis (PNA)*, die auf einen mathematischen Formalismus von Reilly [1979] zurück geht und die im Rahmen dieser Arbeit in einen physikalischen Kontext dargestellt wird, ist es möglich, die gesamte Tensor-Information in eine Widerstandsellipse zu transformieren. Sie gibt im übertragenen Sinn die Vorzugsrichtung der Ströme an und liefert somit ein Abbild der Leitfähigkeitsverteilung. Die graphische Präsentation fand bislang für transiente elektromagnetische Messungen Verwendung [Caldwell & Bibby, 1998], um einen wahren¹ Widerstandstensor darzustellen. Die Widerstandsellipsen ergeben aufgrund von Geometrie und Farbkodierung flächenhaft ein Bild, in dem leitfähige Strukturen auch ohne Kenntnisse der MT-Theorie erkennbar sind. Die dadurch gewonnenen Informationen lassen sich direkt mit der Geologie vergleichen oder für eine Modellierung nutzen.

Das Verfahren der *PNA* eignet sich besonders für die Auswertung und Interpretation von MT-Daten, aus Gebieten mit komplizierter Leitfähigkeitsverteilung, wie es im Untersuchungsgebiet von Namibia der Fall ist.

Bislang waren zwei weitere Methoden in der MT bekannt, um aus Impedanztensoren Hauptachsen von magnetischen und elektrischen Feldern zu berechnen und graphisch darzustellen: die EGGERS *Eigenstate Analysis* [Eggers, 1982] sowie die LATORRACA *Singular Value Decomposition* [LaTorraca et al., 1986]. Diese Verfahren, die vor etwa 20 Jahren entwickelt wurden, sind durch die Dekompositionsmethoden, basierend auf einer Verzerrungsmatrix, in den Hintergrund gedrängt worden. Ihre Resultate lassen sich ebenfalls als Ellipsen darstellen, weshalb sie mit den Ellipsen der *PNA* verglichen werden können.

Die MT-Messungen fanden im Rahmen der vom GFZ finanzierten ORYX-Messkam-

¹Im Sinne eines Tensors mit allen Tensoreigenschaften

pagne² 1999 in Namibia statt. Die meisten der insgesamt 77 Stationen befinden sich auf zwei 18km langen Profilen senkrecht über die Waterberg Fault / Omaruru Lineament (WF/OL). Die WF/OL ist eine große Scherzone im Damara Orogen, die die *Central Zone* in zwei tektono-stratigraphische Einheiten unterteilt [Miller, 1983]. Auf beiden Profilen sind magnetotellurische zusammen mit reflexionsseismischen Messungen mit einem für die MT sehr engen Stationsabstand von 500m, bzw. 2000m, durchgeführt worden. 15 Stationen befinden sich westlich und östlich der Profile, um eine flächenhafte Überdeckung des Messgebiets zu gewährleisten. Eingebettet ist dieses 18km lange Profil in eine über 200km lange MT-Traverse über den Damara Belt in einem Gebiet, das von VAN ZIJL & DE BEER [de Beer *et al.*, 1982] in den siebziger Jahren aus erdmagnetischen Tiefensondierungen und Schlumberger-Messungen als Gürtel hoher elektrischer Leitfähigkeiten (*high conductivity belt*) ausgewiesen wurde. Neben der Magnetotellurik und Seismik fanden in den letzten Jahren noch mehrere geologisch-petrologische [z.B. Raab, 2001], gravimetrische [z.B. Stewart *et al.*, 2000] und aeromagnetische [z.B. Lord *et al.*, 1996] Messungen in Namibia statt. Das Land bietet für geowissenschaftliche Untersuchungen optimale Bedingungen. Es ist dünn besiedelt und dadurch praktisch frei von künstlichen Störungen. Außerdem sind in diesem ariden Gebiet zahlreiche geologische Aufschlüsse vorhanden. Die MT-Ergebnisse zeichnen sich durch eine hohe Datenqualität über den gesamten registrierten Frequenzbereich aus. Dennoch zeigen die Resultate der WF/OL-Detailstudie starke Verzerrungen in den Übertragungsfunktionen. Da Geräteeffekte auszuschließen und die anomalen Effekte durch den engen Stationsabstand gut aufgelöst sind, werden sie auf einen komplizierten 3D Untergrund zurückgeführt. Die starken 3D Effekte äußern sich in Phasenwerten, die den zu erwartenden Quadranten zwischen 0° und 90° verlassen und in einem voll besetzten Impedanztensor, bei dem allerdings ein Element für Perioden > 10s schlecht bestimmt ist.

Die Namibia Daten zeigen, dass eine 2D Interpretation in der Nähe der WF/OL wahrscheinlich nur für hohe Frequenzen, also oberflächennah, gerechtfertigt ist. Gängige Dekompositionsverfahren zur Entzerrung des Impedanztensors schlagen fehl. Für eine Interpretation dieses komplizierten Datensatzes sind neue Abbildungsmethoden notwendig, die im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt wurden. Sie werden auf MT-Ergebnisse aus Namibia und auf 3D-Modelle angewendet. Anhand der Abbildung der räumlichen Widerstandsverteilung, bzw. einer damit verbundenen Vorzugsrichtung von Strömen, ist es möglich, einige Effekte in der näheren Umgebung der Scherzone zu modellieren und diese mit den geologischen Gegebenheiten zu diskutieren.

²ORYX: Omaruru Geophysical Experiment

Kapitel 2

Zum Verständnis komplizierter Leitfähigkeitsverteilungen

Für das physikalische Verständnis der elektromagnetischen Tiefensondierung sollen an dieser Stelle zunächst die Grundlagen vorgestellt werden. Besonders bei der Herleitung der in der Magnetotellurik (MT) verwendeten Diffusionsgleichungen werden eine Reihe Annahmen vorausgesetzt. Basierend auf der Theorie der MAXWELL-Gleichung verknüpft der Impedanztensor die elektrischen und magnetischen Felder linear miteinander. Da er alle Informationen über die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund beinhaltet, widmet sich ein Teil dieses Kapitels den Eigenschaften des Impedanzensors.

2.1 Elektromagnetische Tiefensondierung

Die Theorie für Induktionsvorgänge basiert auf den MAXWELL-Gleichungen, die im Frequenzbereich folgende Form annehmen:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mathbf{B} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\mathbf{D} + \mathbf{j} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_{el} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

Zusätzlich gelten die Materialgleichungen:

$$\mathbf{B} = \mu_0\mu_r\mathbf{H} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0\epsilon_r\mathbf{E}$$

und das Ohmsche Gesetz für isotrope und homogene Leiter:

$$\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E} \quad (2.6)$$

\mathbf{E} steht für das elektrische Feld in $[\frac{V}{m}]$, \mathbf{H} für das magnetische Feld in $[\frac{A}{m}]$, \mathbf{B} für die magnetische Flussdichte in $[T]$, \mathbf{D} für die Verschiebungsdichte in $[\frac{C}{m^2}]$ und \mathbf{j} für die Stromdichte in $[\frac{A}{m^2}]$. Diese als auch die übrigen verwendeten Variablen sind in der Tabelle auf Seite (vi) zusammengefaßt.

Die in den nächsten Abschnitten beschriebenen Annahmen werden in der MT zur Herleitung der Diffusionsgleichungen hinzugezogen:

- Die Quellen der elektromagnetischen Felder befinden sich außerhalb des Untergrundes.
- Die relative magnetische Permeabilität μ_r und die relative Permittivität ϵ_r werden hier als konstant, isotrop und frequenzunabhängig (nicht dispersiv) angenommen.
- Da für die im Untergrund befindlichen Gesteine die Permeabilität klein ist, wird die magnetische Permeabilität $\mu = \mu_0$ des Vakuums angenommen.

Unter Verwendung der Materialgleichungen (2.5) und des Ohmschen Gesetzes (2.6) vereinfachen sich die MAXWELL-Gleichungen zu:¹

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} - i\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad .$$

Der Term $\sigma\mathbf{E}$ in Gleichung (2.8) beschreibt den Leitungsstrom, während der Term $-i\omega\epsilon\mathbf{E}$ den Anteil des Verschiebungsstroms wiedergibt. Das Verhältnis zwischen Leitungs- und Verschiebungsstrom ist demnach $\frac{\omega\epsilon}{\sigma} \simeq \frac{\rho \cdot f}{2} \cdot 10^{-10}$. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Frequenzen zwischen $1000Hz$ und $0.001Hz$, sowie für die für die Erde üblichen Widerstände von $1\Omega m - 1000\Omega m$ kann der Verschiebungsstrom vernachlässigt werden [Kaufman & Keller, 1981].

Die Anwendung eines weiteren Rotationsoperators auf die Gleichung (2.8) liefert die Diffusionsgleichung für das Magnetfeld.

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{H}) = \sigma\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0\sigma i\omega\mathbf{B} \quad (2.9)$$

Im kartesischen Koordinatensystem gilt die Vektoridentität $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2\mathbf{A}$. Aus der Divergenzfreiheit von \mathbf{B} ergibt sich die Diffusionsgleichung als partielle Differentialgleichungen 2. Ordnung im quasi-homogenen Fall als:

$$\nabla^2\mathbf{H} = \Delta\mathbf{H} = k^2\mathbf{H} \quad (2.10)$$

mit der komplexen Wellenzahl $k = \sqrt{\mu_0\sigma i\omega}$.

Für das elektrische Feld läßt sich auf ähnliche Weise eine Diffusionsgleichung aufstellen.

¹ $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ gilt nur im homogenen oder geschichteten Medium.

Die Diffusionsgleichungen beschreiben die Ausbreitung von elektrischen und magnetischen Feldern als Diffusion in einem homogenen Medium mit der Leitfähigkeit σ . Die komplexe Wellenzahl k steht mit der Skintiefe δ in folgendem Zusammenhang:

$$k = \frac{1+i}{\delta} \quad (2.11)$$

Unter der Annahme eines homogenen Untergrundes läßt sich hieraus die Eindringtiefe elektromagnetischer Wellen mit

$$\delta \approx \frac{1}{2} \sqrt{\rho T} \quad [km] \quad (2.12)$$

abschätzen.

Die magnetotellurische Impedanz berechnet sich aus dem Quotienten aus elektrischem und magnetischem Feld.

$$Z(\omega) = \frac{E(\omega)}{H(\omega)} \quad \text{mit} \quad E \perp H \quad (2.13)$$

Dieser lineare Zusammenhang zwischen horizontalem elektrischem und magnetischem Feld verallgemeinert sich für dreidimensionale Felder zu einem Ansatz, für den eine horizontale E-Feldkomponente linear mit den beiden Magnetfeldkomponenten verknüpft ist:²

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \underline{\underline{Z}} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Der komplexe Impedanztensor³ kann in den physikalisch aussagekräftigeren, scheinbaren spezifischen Widerstand ρ_a und die Phase umgerechnet werden:

$$\rho_{a,ij} = \frac{\mu_0}{2\pi f} |Z_{ij}|^2 \quad (2.15)$$

$$\phi_{ij} = \arctan \left(\frac{\text{Im}(Z_{ij})}{\text{Re}(Z_{ij})} \right) \quad \text{mit} \quad i, j = x, y \quad (2.16)$$

Für jedes komplexe Impedanzensorelement erhält man nun eine scheinbare spezifische Widerstands- sowie eine Phasenkomponente. Sie lassen sich aber nicht mehr zu einem Widerstands- und Phasentensor zusammensetzen, da durch die Bildung des Betragsquadrates aufgrund der Dreiecksungleichung die Tensoreigenschaften verloren gegangen sind⁴.

²Da in der MT das elektrische Feld \mathbf{E} und die magnetische Induktion \mathbf{B} gemessen werden, bezeichne ich im folgenden die Impedanz als Verhältnis dieser beiden Felder. Durch die Materialgleichungen besteht die in Gleichung (2.5) angegebene Beziehung zwischen magnetischem Feld und magnetischer Induktion.

³Die Frequenzabhängigkeit des Impedanztensors sowie aller abgeleiteten Größen ist im Folgenden nicht mehr explizit angegeben.

⁴Anhand eines 2D-Tensors soll diese Problematik in Anhang A1 erläutert werden.

Analog zu dem Impedanztensor definiert man die magnetischen Übertragungsfunktionen zwischen den beiden horizontalen und dem vertikalen Magnetfeld:

$$B_z = T_x B_x + T_y B_y \quad (2.17)$$

Die anschauliche Darstellung dieser Übertragungsfunktionen erfolgt durch Induktionspfeile. Ihre Berechnung ist in Tabelle 6 zusammengefaßt.

Realpfeil		Imaginärpfeil	
Betrag	Winkel	Betrag	Winkel
$\sqrt{Re(T_x)^2 + Re(T_y)^2}$	$\arctan\left(\frac{Re(T_y)}{Re(T_x)}\right)$	$\sqrt{Im(T_x)^2 + Im(T_y)^2}$	$\arctan\left(\frac{Im(T_y)}{Im(T_x)}\right)$

Tabelle 2.1: Betrag und Winkel des Induktionspfeils nach WIESE

In der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten WIESE-Konvention [Wiese, 1962] zeigen die Realpfeile von gutleitenden Strukturen weg.

2.2 Eigenschaften des Impedanztensors

Von der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund hängt ab, welche Form der Impedanztensor annimmt. Der Impedanztensor und die darin enthaltene Dimensionalitätsinformation sind von großer Bedeutung, da die frequenzabhängige Übertragungsfunktion mit Modellrechnungen in ein Leitfähigkeits-Tiefenmodell überführt werden muß. Zur Verfügung stehen 1D-Inversions- und 1D-Vorwärtsmodellierungsalgorithmen, die wenig rechenaufwendig sind, da die Leitfähigkeit nur mit der Tiefe variiert. Mittlerweile sind neben 2D-Vorwärtsmodellierungsprogrammen [Wannamaker, 1990] auch sehr gute und effiziente 2D-Inversionsalgorithmen [Rodi & Mackie, 2001] vorhanden. Um 3D-Leitfähigkeitsmodelle zu erhalten, können zur Zeit nur Vorwärtsrechnungen [Mackie *et al.*, 1993] durchgeführt werden. Aufgrund der Komplexität und der unüberschaubar vielen freien Modellparameter sind hierbei oft nur vereinfachende Modellstudien möglich. Diese Probleme und die damit verbundene enorme Rechenleistung und -zeit erklären, dass zur Zeit keine effizienten 3D-Inversionsalgorithmen vorhanden sind. Aus diesem Grund werden momentan fast standardmäßig 2D-Inversionen zur Auswertung der MT-Ergebnisse eingesetzt. Um zu entscheiden, ob eine zweidimensionale Interpretation der MT Ergebnisse gerechtfertigt ist, sind Parameter nötig, mit denen die Dimensionalität der Felder und damit in der Regel auch des Untergrundes anhand der Impedanztensors abgeschätzt werden kann. Oft verzerren oberflächennahe, kleinräumige Inhomogenitäten eine ansonsten regionale 2D-Leitfähigkeitsstruktur. Eine wichtige Größe in diesem Zusammenhang ist die regionale Streichrichtung.

Im Folgenden werden unterschiedliche Leitfähigkeitsverteilungen zusammen mit ihrem Einfluß auf den Impedanztensor und anderer MT-Parameter untersucht.

2.2.1 Homogener und geschichteter Halbraum

Im homogenen ($\sigma = \text{const.}$) sowie im geschichteten ($\sigma = \sigma(z)$) Halbraum sind lediglich die beiden Nebendiagonalelemente Z_{xy} und Z_{yx} des Impedanztensors besetzt, die Hauptdiagonalelemente Z_{xx} und Z_{yy} sind Null. Da es keine lateralen Leitfähigkeitsänderungen gibt, gilt: $Z_{xy} = -Z_{yx}$.

Für den homogenen Untergrund gibt der scheinbare spezifische Widerstand den wahren Widerstand an. Die Phasenwerte liegen bei 45° [Kaufman & Keller, 1981]. Die Impedanztensorelemente für den geschichteten Halbraum sind im Gegensatz zum homogenen Halbraum frequenzabhängig.

Bei einer 1D-Leitfähigkeitsverteilung existiert keine interne vertikale Magnetfeldkomponente, weshalb $T_x = T_y = 0$ ist.

2.2.2 2D-Leitfähigkeitsverteilung

Für eine 2D-Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes gelte $\sigma = \sigma(y, z)$, was bedeutet, dass Leitfähigkeitskontraste in x-Richtung streichen. In diesem Fall entkoppeln die Maxwell-Gleichungen in zwei unabhängige Polarisierungen. Ist das magnetische Feld parallel zur Streichrichtung polarisiert, spricht man von der B-Polarisation oder auch der TM-Mode⁵. Das zugehörige elektrische Feld ist senkrecht zum Kontrast orientiert. Mit der E-Polarisation, bzw. TE-Mode⁶, ist ein elektrisches Feld parallel zur Streichrichtung gemeint.

TE-Mode	TM-Mode
$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -i\omega B_y$	$\frac{\partial B_x}{\partial z} = \mu_0 \sigma E_y$
$\frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega B_z$	$-\frac{\partial B_x}{\partial y} = \mu_0 \sigma E_z$
$\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_0 \sigma E_x$	$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega B_x$

Die Tabelle oben impliziert außerdem, dass auch für eine 2D-Leitfähigkeitsverteilung nur die Nebendiagonalelemente Z_{xy} und Z_{yx} des Impedanztensors besetzt sind, während die Hauptdiagonalelemente Z_{xx} und Z_{yy} verschwinden. In der TM-Mode tritt keine magnetische Vertikalkomponente auf, was bedeutet, dass die magnetische Übertragungsfunktion T_x parallel zum Streichen des Kontrastes Null ist. Der Realteil der daraus berechneten Induktionspfeile weist in der WIESE-Konvention senkrecht vom guten Leiter weg, der Imaginärteil ist abhängig vom Periodenbereich⁷ parallel, bzw. antiparallel, zu ihm ausge-

⁵tangential magnetisch bezüglich der elektrischen Streichrichtung

⁶tangential elektrisch bezüglich der elektrischen Streichrichtung

⁷In der hier vorliegenden Arbeit werden die Bezeichnungen „Frequenzbereich“ und „Periodenbereich“ wahlweise verwendet: Um Frequenzangaben mit unübersichtliche Dezimalzahlen < 1 zu vermeiden, bezeichne ich den Bereich von Frequenzen $> 1\text{Hz}$ im allgemeinen als Frequenz-, den $< 1\text{Hz}$ oder 1s als

richtet.

Die beschriebenen Vereinfachungen gelten jedoch nur, wenn das Messkoordinatensystem senkrecht, bzw. parallel, zu der Streichrichtung des Leitfähigkeitskontrasts ausgerichtet ist. Dies ist im allgemeinen nicht der Fall, so dass der Impedanztensor trotz eines 2D-Untergrundes voll besetzt ist. Durch Rotation um den Winkel α kann der Tensor in das gewünschte Koordinatensystem überführt werden. Für den rotierten Tensor gilt dann:

$$\underline{\underline{Z'}} = \hat{R} \underline{\underline{Z}} \hat{R}^T \quad (2.18)$$

mit

$$\hat{R} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

als Drehmatrix und \hat{R}^T als der Transponierten von \hat{R} .

Zur Bestimmung des Rotationswinkels α nach SWIFT [1967] muss die Summe der Betragsquadrate der Hauptdiagonalelemente minimiert werden. Der dabei ermittelte Winkel wird auch als Swiftwinkel α_s bezeichnet. Ein grundsätzlicher Nachteil dieser Methode ist die Sensibilität gegenüber kleinräumigen, oberflächennahen Inhomogenitäten. Sie verursachen eine Ladungsanhäufung, die ein statisches elektrisches Feld zur Folge hat. Dieses frequenzunabhängige Feld tritt mit dem induzierten elektrischen Feld in Wechselwirkung. Neben dem Rotationswinkel wird die Schiefe (Skew) des Impedanztensors als Dimensionsabschätzung verwendet. Sie ist ein rotationsinvariantes Maß für die Abweichung des Tensors von der 1D-/2D-Struktur, bei der wie beschrieben die Hauptdiagonalelemente Null sind:

$$\kappa = \frac{|Z_{xx} + Z_{yy}|}{|Z_{yx} - Z_{xy}|} \quad (2.20)$$

Ein empirischer Grenzwert von $\kappa \geq 0.2$ ist mit einem 1D- oder 2D-Untergrund inkompatibel.

Um regionale Streichrichtungen auch bei Vorhandensein von lokalen verzerrenden Inhomogenitäten zu erhalten, stehen unterschiedliche Dekompositionsverfahren zur Verfügung, die sich seit den letzten 20 Jahren enorm weiterentwickelt haben.

Schon Ende der siebziger Jahre hat sich LARSEN [1977] mit der Entfernung von oberflächennahen, lokalen Effekten aus langperiodischen Daten beschäftigt. Dazu wird eine reelle Verzerrungsmatrix \hat{C} vom gemessenen Impedanztensor $\underline{\underline{Z}}^{meas}$, der zudem rotiert sein kann, abgespalten:

$$\underline{\underline{Z}}^{meas} = \hat{R} \cdot \hat{C} \cdot \underline{\underline{Z}} \cdot \hat{R}^T \quad (2.21)$$

Diese Idee wurde in den folgenden Jahren unter anderem von BAHR [1988] aufgegriffen. Er setzt voraus, dass ein statisches elektrisches Feld sich durch eine reelle Matrix ausdrücken läßt, die mit dem 2D-Impedanztensor multipliziert ist.

$$\underline{\underline{Z}}^{meas} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ Z_{yx} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{12}Z_{yx} & a_{11}Z_{xy} \\ a_{22}Z_{yx} & a_{21}Z_{xy} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Da in den Spalten des verzerrten Tensors jeweils die Impedanz parallel und senkrecht zum Streichen Z_{xy} und Z_{yx} steht, müssen die Phasen beider Spaltenelemente gleich sein. Wenn nun dem gemessenen Impedanztensor tatsächlich eine regionale 2D-Struktur zugrunde liegt, er aber in einem beliebigen Winkel zum Streichen registriert worden ist, so wird der Winkel α_b ermittelt, bei dem die Phasengleichheit der Spaltenelemente wieder hergestellt ist. Der durch diesen analytischen Ansatz ermittelte Winkel wird auch phasensensitiver Rotationswinkel genannt und gilt als robust gegenüber kleinräumigen Inhomogenitäten. Neben dem Rotationswinkel hat BAHR auch eine phasensensitive Skew η eingeführt. Der Grenzwert, bei dem eine 2D Interpretation der Daten gerechtfertigt ist, ist ebenfalls empirisch und liegt bei $\eta \approx 0.3$ [Bahr, 1991].

Kurze Zeit zuvor entwickelten GROOM & BAILEY [1989] ein numerisches Verfahren, das grundsätzlich vergleichbar mit dem BAHR'schen Ansatz ist [Smith, 1995]. Hierbei wird die Verzerrungsmatrix \hat{C} weiter in 3 Matrizen und eine skalare Größe zerlegt:

$$\hat{C} = g \cdot \hat{S} \cdot \hat{T} \cdot \hat{A} \quad (2.23)$$

mit g als einem skalaren Verstärkungsfaktor, \hat{S} als *shear*-Tensor, \hat{T} als *twist*-Tensor und \hat{A} als Anisotropie-Matrix. Sowohl die Anisotropie als auch der Verstärkungsfaktor können durch die Entzerrung nicht aufgelöst werden [Groom & Bailey, 1989]. Bei einer Dekomposition werden neben der regionalen Streichrichtung die genannten Parameter durch Lösung eines nichtlinearen Gleichungssystems mit der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Eine Dekomposition gilt dann als erfolgreich, wenn über den gewählten Periodenbereich die Skalare *Twist* und *Shear*, aus denen die gleichnamigen Tensoren gebildet werden, nahezu konstant sind [Echternacht, 1998]. Diese Frequenzunabhängigkeit ist eine wesentliche Voraussetzung der Dekomposition.

Obwohl die Berechnung des regionalen Streichwinkels mittels des numerischen Verfahrens nach GROOM & BAILEY zu Instabilitäten neigt, hat es einen Vorteil gegenüber der BAHR'schen Methode: Das numerische Verfahren kann für mehrere Frequenzen und/oder Stationen zusammen verwendet werden. MCNEICE & JONES [2001] haben diese Dekomposition zu einer „multisite - multifrequency decomposition“ erweitert. Dabei können mehrere Frequenzen von einer oder mehreren Stationen zusammen analysiert werden, da davon auszugehen ist, dass sie die Information gleicher regionaler Streichrichtung beinhalten. Der Einfluß von verrauschten Einzeldaten läßt sich dadurch verringern und die numerische Stabilität erhöhen.

Während die genannten Dekompositionsverfahren nur die elektrische Verzerrung untersuchen, so gibt es auch mehrere Ansätze, dies auf magnetische Verzerrungen zu übertragen.

Eine lokale Inhomogenität verzerrt das elektrische Feld, was auch ein anomales magnetisches Feld zur Folge hat. Ritter & Banks [1998] betrachten dabei die magnetischen Übertragungsfunktionen und kombinieren die Zerlegung der gemessenen magnetischen Vertikalkomponente mit einer *Hypothetical Event Analysis*. Um dieses Verfahren anzuwenden, müssen die magnetischen Übertragungsfunktionen eines Stationsnetzes zur Verfügung stehen.

Eine kombinierte tellurische und magnetische Dekomposition bieten CHAVE & SMITH [1994] an. Im wesentlichen wird ein der tellurischen Verzerrung ähnlicher Ansatz verwendet [Smith, 1997], der zusammen mit der tellurischen Verzerrung den gemessenen Impedanztensor wie folgt zerlegt:

$$\underline{\underline{Z}}^{meas} = \hat{\underline{\underline{C}}}\underline{\underline{Z}} - \underline{\underline{Z}}^{meas}\hat{\underline{\underline{D}}}\underline{\underline{Z}} \quad (2.24)$$

mit $\hat{\underline{\underline{C}}}$ als tellurischer und $\hat{\underline{\underline{D}}}$ als magnetischer Verzerrungsmatrix. $\underline{\underline{Z}}$ stellt den 2D-Impedanztensor dar.

Während CHAVE & SMITH [1994] die Existenz von galvanisch-verzerrten Magnetfeldern anhand zweier unterschiedlicher Datensätze aufzeigen, demonstrieren AGARWAL & WEAVER [2000] mit Modellstudien eine untergeordnete Rolle von magnetischen Verzerrungen.

In der Zusammenfassung der wichtigsten Dekompositionsverfahren sind die sogenannten „mathematischen Dekompositionsverfahren“ bislang unberücksichtigt geblieben. Mit ihnen beschäftigt sich diese Arbeit ausführlicher in Kapitel 5.

2.2.3 3D-Leitfähigkeitsverteilung

Eine regionale 3D-Leitfähigkeitsverteilung liegt dann vor, wenn nicht nur lokale Inhomogenitäten in einem regionalen 2D-Untergrund eingebettet sind, sondern diese Anomalien großräumig und vor allem auch induktiv wirksam sind. In diesem Fall sind alle Impedanzensorelemente besetzt und Dekompositionsverfahren schlagen fehl, da die Annahme einer regionalen 2D-Struktur nicht erfüllt ist. Jedoch stellt es sich oft als schwierig dar, zwischen starker Verzerrung durch lokale Inhomogenitäten in einem 2D-Untergrund, was sich wieder auf ein Dekompositionsproblem zurückführen lassen würde, und einem großräumigen 3D-Untergrund zu unterscheiden.

Kapitel 3

Geologische Einordnung des Messgebiets

Namibia befindet sich im Süden des afrikanischen Kontinents an einem passiven Kontinentalrand. In seiner geologischen Entwicklung wurde es im wesentlichen durch zwei Prozesse geprägt: durch die pan-afrikanische Orogenese im späten Proterozoikum bis zum frühen Paläozoikum und durch den Zerfall des gebildeten Superkontinents Gondwana in der frühen Kreidezeit.

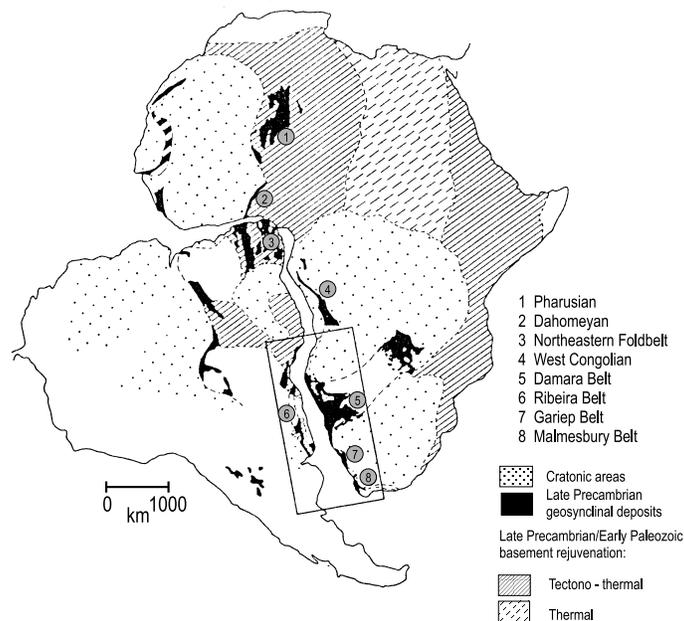


Abbildung 3.1: Pan-Afrikanische Strukturen auf dem afrikanischen und südamerikanischen Kontinent (aus Porada [1979]).

3.1 Die Damara Orogenese

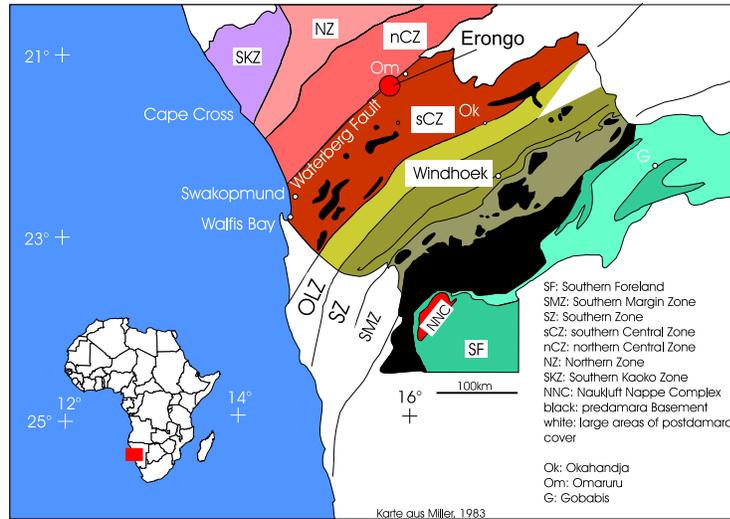


Abbildung 3.2: Der Damara Gürtel ist in eine Vielzahl tektono-stratigraphischer Zonen unterteilt, die sich durch die Mächtigkeit der Riftsedimente und im Metamorphosegrad unterscheiden.

Die pan-afrikanische Orogenese vor 800 bis 500 Millionen Jahren hatte die Bildung einer großen Zahl von *Mobile Belts* zur Folge. Abbildung 3.1 zeigt die pan-afrikanischen Orogene sowie ihre Fortsetzungen auf dem südamerikanischen Kontinent. Das Damara-Orogen in Namibia wird dem *Mobile Belt*, der sich von der Atlantikküste im Westen bis weit ins Innere von Afrika erstreckt, zugeordnet. Er findet in Südamerika seine Fortsetzung im Ribeira-Gürtel. Das Orogen (siehe Abb. 3.2) teilt sich in den Kaoko-Gürtel im Norden Namibias, der küstenparallel verläuft, und in den Damara-Gürtel, der sich NO-SW streichend in das Landesinnere erstreckt und wahrscheinlich mit dem Zambesi-Gürtel in Zimbabwe und Zambia in Verbindung steht [Porada, 1983]. Im Süden begrenzt der Kalahari Kraton, im Norden der Kongo Kraton den Damara Gürtel. Porada [1979] geht davon aus, dass entlang des Damara Gürtels Rifting eingesetzt hat, was eine Separation der Kontinente sowie die Bildung eines Proto-Südatlantik zu Folge hatte. Dabei wurden Sedimente in Gräben abgelagert. Eine anschließende, westwärts gerichtete Subduktion führte zur Schließung des Ozeans sowie zur Deformation und Metamorphose der abgelagerten Sedimente. Die Stratigraphie ist ausführlich bei Miller [1983] beschrieben. Im Anhang A3 befindet sich eine Tabelle der stratigraphischen Abfolge aus de Kock [1985]. Auf dem mittel- bis jungproterozoischen Basement, das vorwiegend aus Gneisen besteht, lagern klastische Folgen (Nosib Gruppe), Karbonate, wie Marmore (Karibib Formation), und Pelite (Kuiseb Formation). Während der Deformation kam es zur lokalen Aufwölbung der Gesteinsfolgen. Die anschließende Erosion ließ an der Erdoberfläche ringartige Strukturen zurück. Abbildung 3.4 zeigt eine solche im Norden des westlichen Profils. Sie

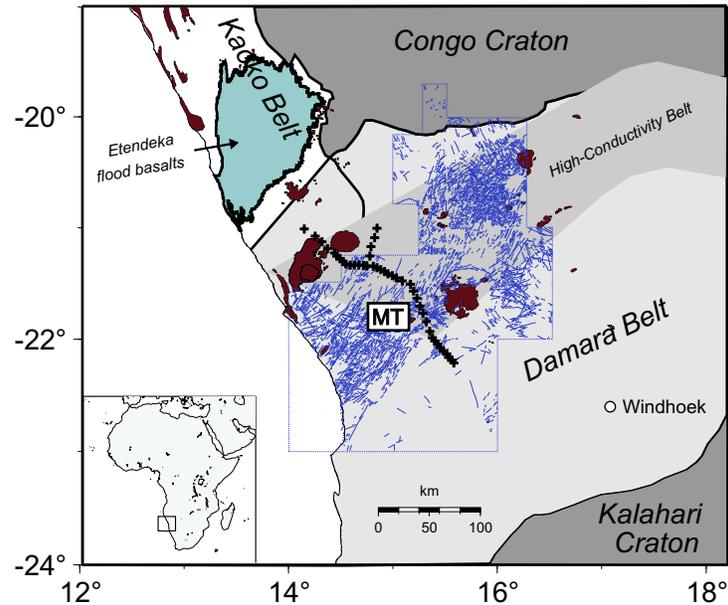


Abbildung 3.3: Das über 200km lange MT Profil befindet sich im Damara Gürtel und überquert die magmatischen Gangenschwärme (blau) sowie den von de Beer *et al.* [1982] postulierten Hochleitfähigkeitsgürtel (siehe Text).

besteht aus einem Kern von klastischen Gesteinen, umringt von Marmoren und Schiefen. Der starke Dichteunterschied begünstigt die Platznahme von syn- und postorogenen Graniten zwischen Basement und den Metasedimenten. Die Deformation und Aufwölbung sowie die anschließende Erosion führten insgesamt zu einer komplexen Oberflächengeologie.

Der bis zu 400km breite Damara Gürtel unterteilt sich in eine Vielzahl von tektonostratigraphischen Zonen (siehe auch Abb. 4.1). Sie unterscheiden sich durch die Mächtigkeit der Riftsedimente sowie durch den Metamorphosegrad. Die Zonen sind durch tiefreichende, steil stehende Scherzonen unterteilt [Daly, 1986, 1989]. Die wichtigsten sind die Autseib Fault, das Okahandja Lineament und die Waterberg Fault, die nach Westen hin in das Omaruru Lineament übergeht. Wahrscheinlich fanden entlang dieser Bahnen Bewegungen in der Damara Zeit vor 750-600 Millionen Jahren statt [Miller, 1983]. Die Strukturen kontrollierten die Sedimentablagerungen während des Rifting. Sie wurden im Mesozoikum teilweise reaktiviert.

Abbildung 3.4 zeigt die Lage der ORYX-Messstationen über die WF/OL auf einer vereinfachten geologischen Karte. Im wesentlichen stehen an der Erdoberfläche Gesteine an, die den Damara Sequenzen zugeordnet werden. Bezüglich ihrer Leitfähigkeit ist keine Unterscheidung der unterschiedlichen Damara Formationen zu erwarten: Die anstehenden Gesteine im Messgebiet besitzen eine äußerst schlechte Leitfähigkeit. Eine Ausnahme bilden die Marmore der Karibib Formation (blau), die sich unter anderem um die Ringstruktur im Norden des Profils befinden. Sie weisen eine hohe Konzentration von

Graphit auf, wodurch das Gestein eine hohe Leitfähigkeit bekommt, falls der Graphit leitend verbunden ist.

3.2 Die Öffnung des Südatlantik

In der frühen Kreidezeit setzte der Zerfall des gebildeten Superkontinents Gondwana mit der Öffnung des Südatlantik ein. Sie erfolgte entlang des küstenparallel verlaufenden Kaoko-Orogens und war wahrscheinlich durch den Tristan da Cunha-Mantelplume beeinflusst [O'Connor & le Roex, 1992]. Das Aufbrechen des Südatlantik war von intensivem Magmatismus begleitet. Die in Abbildung 3.2 eingezeichneten Etendeka-Flutbasalte entstanden, als das kontinentale Rifting von Süden her bis zum Kaoko Belt vorgedrungen war. Sie gehören zu einer damit verbundenen Phase starker magmatischer und tektonischer Aktivität, die sich weit ins Landesinnere erstreckt hat. So intrudierten zu dieser Zeit die großen magmatischen Ringkomplexe, wie Messum, Brandberg, Erongo und Cape Cross. Reaktivierte alte pan-afrikanische Strukturen kontrollierten wahrscheinlich diese Prozesse [Miller, 1983]. In Zusammenhang mit der krustalen Dehnung stehen die in Abbildung 3.3 blau eingezeichneten Gangschwärme. Diese vorwiegend mafischen Gänge verlaufen bis auf wenige Ausnahmen parallel zu den pan-afrikanischen Strukturen des Damara Orogens.

3.3 Leitfähigkeitsverteilungen im Süden Afrikas

Das über 200km lange MT Profil liegt im Damara Gürtel. Im Norden befindet es sich noch in der *Northern Zone*, die durch die Autseib Fault von der *Central Zone* getrennt ist. Nach Süden setzt sich die Traverse bis fast an das Okahandja Lineament fort. Die *Central Zone* wird von der *Waterberg Fault / Omaruru Lineament (WF/OL)* in eine südliche und nördliche Zone unterteilt. In Abbildung 3.3 ist zusätzlich ein Hochleitfähigkeitsgürtel eingezeichnet. Er wurde von de Beer *et al.* [1982] aus Magnetometerarray-Vermessungen und Schlumberger-Sondierungen in den sechziger und siebziger Jahren interpretiert. Der in einer Tiefe von einigen Kilometern gelegene, gute Leiter befindet sich im Norden des Damara Gürtels und streicht bis zur namibianischen Grenze Botswanas nordostwärts, nach Osten setzt er sich in Ost-West-Richtung fort. Dieser Hochleitfähigkeitsgürtel wird von der langen Damara-Traverse ebenfalls überquert.

Trotz mehrerer geophysikalischer Experimente in und vor der Küste Namibias, wurden nach de Beer *et al.* [1982] keine weiteren elektrischen oder elektromagnetischen Messungen durchgeführt. In den letzten fünfzehn Jahren fanden dagegen einige magnetotellurische Untersuchungen in Zimbabwe statt. Der dort verlaufende Zambesi Gürtel soll nach Porada [1983] mit dem Damara Gürtel in Verbindung stehen. Losecke *et al.* [1988] studierten mit langperiodischen MT-Messungen entlang NS-verlaufender Profile das Untere Zambesi Becken. Mit 2D-Modellrechnungen fanden sie eine oberflächennahe, gut

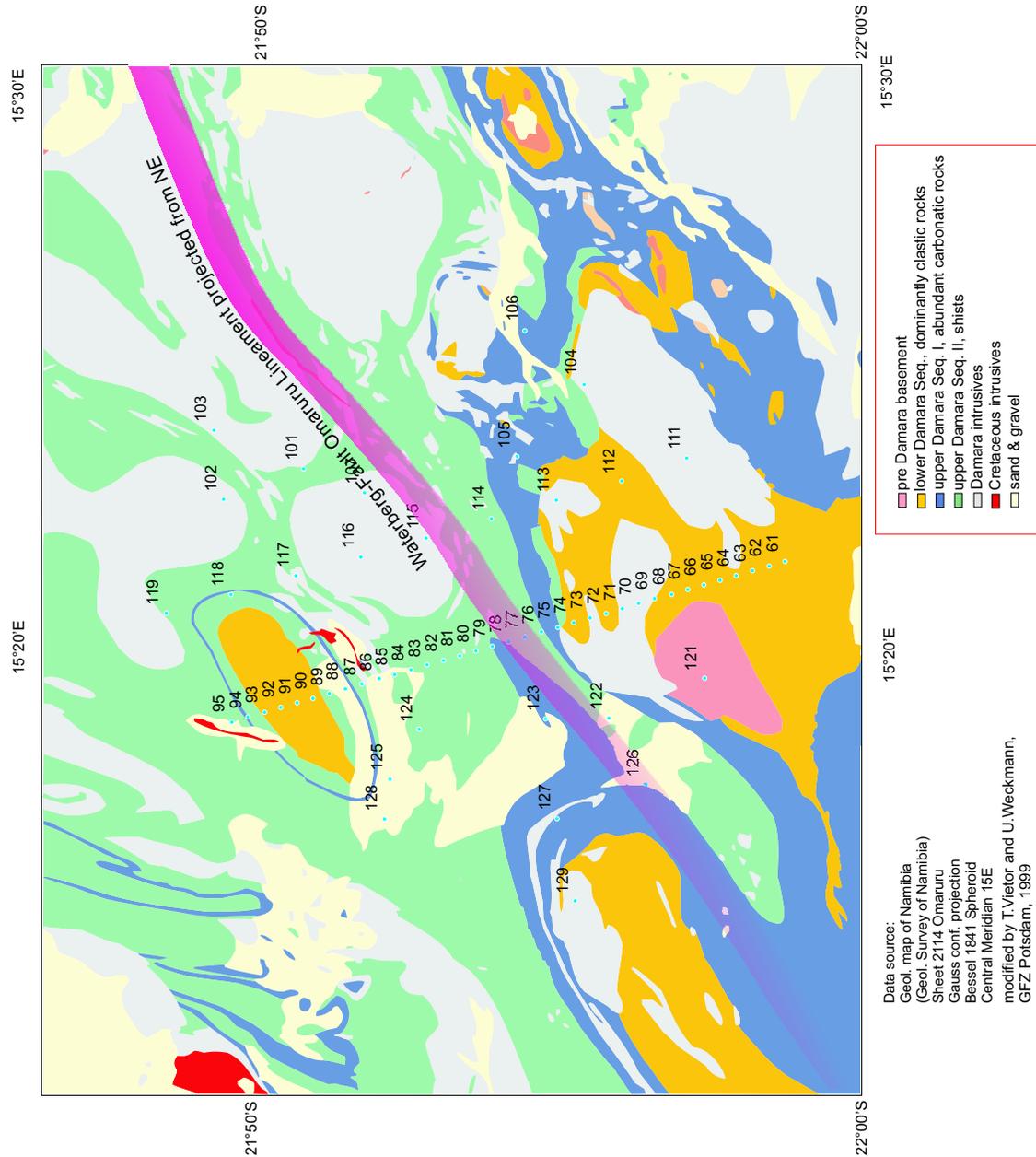


Abbildung 3.4: Auf einer vereinfachten Karte der Oberflächengeologie sind die Stationen aus den ORYX-Messungen 1999 dargestellt.

leitfähige Zone sowie eine hochleitfähige mittlere bis untere Kruste. Auch bei den Untersuchungen des Mana Pool Beckens in Zimbabwe mit hochfrequenter Magnetotellurik [Whaler & Zengeni, 1993] wurde ein großer Leitfähigkeitskontrast zwischen dem Kraton und dem Becken beobachtet. Um Aussagen über die Leitfähigkeiten im Mana Pool Becken machen zu können, folgten einige Jahre später langperiodische MT-Messungen

[Bailey *et al.*, 2000]. Dabei ergaben sich unter dem Mana Pool Becken sehr geringe Widerstände, jedoch scheinen diese nicht durch eine so großräumige Anomalie wie die von de Beer *et al.* [1982] postulierte Leitfähigkeitszone erzeugt zu sein.

Kapitel 4

3D Effekte in den Daten aus Namibia

Dieses Kapitel widmet sich vor allem der starken 3D Effekte, die in den Namibia-Daten zu beobachten sind. Bevor ich jedoch die Besonderheiten dieses Datensatzes beschreibe, möchte ich auf die kurz auf die Rohdaten und deren Gewinnung eingehen.

4.1 Datengewinnung

Der Schwerpunkt der ORYX-Messungen¹ von 1999 ist die Detailstudie der Waterberg Fault/Omaruru Lineaments (WF/OL). Im MT-Datensatz, der im Vorjahr auf dem damals etwa 150km langen Profil registriert wurde, zeigte sich ein Richtungswechsel der Induktionspfeile über der WF/OL. Die WF/OL befand sich allerdings im Randbereich des damaligen Profils, so dass detaillierte Aussagen zur Leitfähigkeitsstruktur dieser Faultzone nicht möglich waren. Aus diesem Grund wurden 1999 zwei 18km lange Profile über die WF/OL gelegt, die sowohl mit Reflexionsseismik als auch mit der Magnetotellurik vermessen wurden. Abbildung 4.1 zeigt eine Stationskarte beider Experimente. Die lange Damara-Traverse verläuft Nordwest-Südost, entlang der magmatischen Intrusionen Brandberg und Erongo und über die beiden Scherzonen Autseib Fault und WF/OL. Diese stellen die Grenzen zwischen den tektono-stratigraphischen Einheiten *Northern Zone*, *northern Central Zone* und *southern Central Zone* dar [Miller, 1983]. Die nicht ausgefüllten Dreiecke kennzeichnen die Messpunkte aus dem Jahr 1998, die schwarzen Dreiecke die des ORYX-Experimentes sowie einer weiteren Verdichtung der Messstationen entlang des Omaruru Flusses, da dieser Bereich in den Daten von 1998 anomale Leitfähigkeiten zeigte. Zusätzlich befinden sich 9 Stationen mit 5km Stationsabstand in südlicher Verlängerung der Damara-Traverse (siehe Abb. 4.1). Der Bereich des weißen Kastens ist in Abbildung 4.2 vergrößert dargestellt.

Für den reflexionsseismischen Teil des ORYX-Experiments wurden Signale an Geophonen im Abstand von 100m registriert, während der Schusspunktabstand 500m betrug. Die schwarzen Kreise des Profils 1 stellen die Schusspunkte dar, an denen ebenfalls MT-Daten mit einem Stationsabstand von 500m registriert wurden. Die MT-Stationen des Profil 2

¹ORYX: Omaruru Geophysical Experiment

befinden sich im Abstand von $2000m$, das heißt an jedem vierten Schusspunkt. Die Lokationen des 2. Profils, die nur Seismik-Schusspunkte waren, sind auf der Karte mit nicht ausgefüllten Kreisen gekennzeichnet. Zieht man die für die MT sonst üblichen Stationsabstände von einigen wenigen bis einigen zehn Kilometer in Betracht, so liegt mit den ORYX-Messungen ein sehr dicht vermessener Datensatz vor. 16 Stationen im Osten und Westen der beiden Profile gewährleisten außerdem eine gewisse flächenhafte Überdeckung des Gebiets.

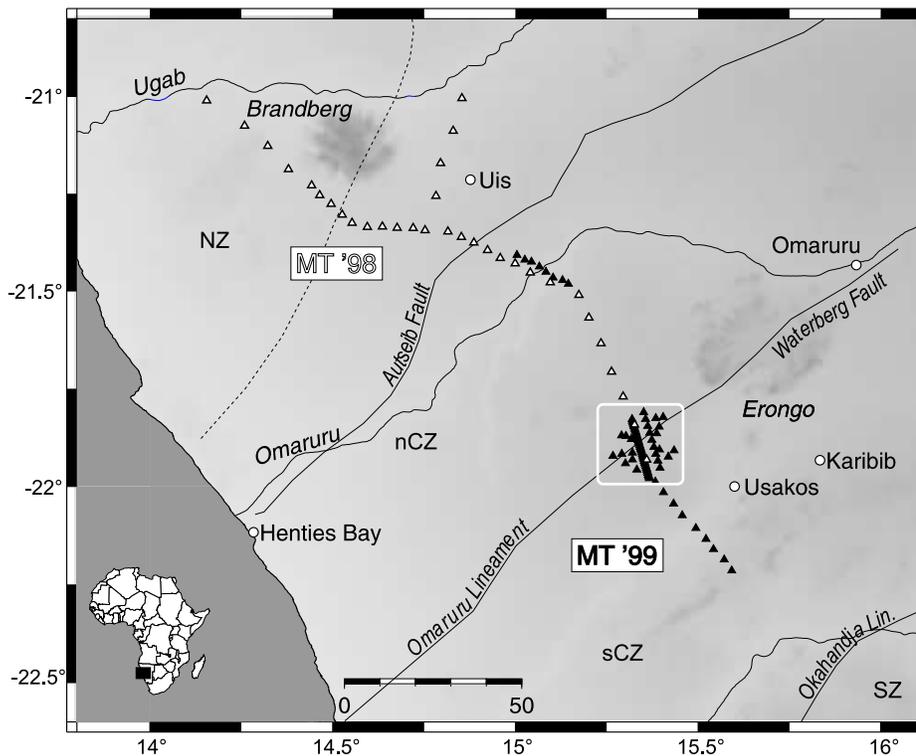


Abbildung 4.1: Anordnung der 107 MT Stationen aus den Messungen von 1998 (weiße Dreiecke) und 1999 (schwarze Dreiecke). Das über $200km$ lange Profil verläuft entlang der magmatischen Intrusionen Brandberg und Erongo und überquert den Omaruru Fluß, die Autseib und die Waterberg Fault / Omaruru Lineament. (NZ = Northern Zone, nCZ = northern Central Zone, sCZ = southern Central Zone, SZ = Southern Zone)

Abbildung 4.3 zeigt einen für die MT typischen Stationsaufbau. Die elektrischen Feldvariationen werden mit Nord-Süd und Ost-West ausgerichteten Elektrodenpaaren, E_x und E_y , erfaßt. Die horizontalen Spulen zur Registrierung des Magnetfelds sind nach Norden (B_x) und Osten (B_y) orientiert, während das vertikale Magnetfeld mit einer senkrecht stehenden Spule (B_z) gemessen wird. Zur Messung der Magnetfelder in einem breiten Frequenzbereich von $1000Hz - 0.001Hz$ wurden die Induktionsspulenmagnetometer MFS05 der Firma Metronix verwendet. Die vom GFZ entwickelten, unpolarisierbaren Ag/AgCl-

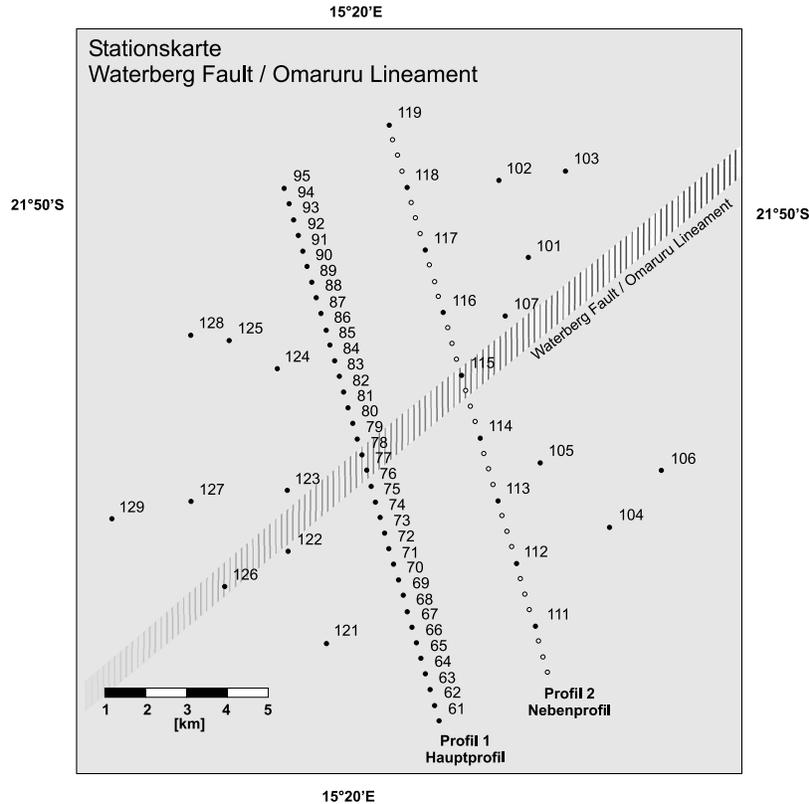


Abbildung 4.2: Stationskarte des ORYX-Experiments, eine Detailvermessung von Waterberg Fault / Omaruru Lineament. Schwarze Kreise kennzeichnen die MT-Stationen, weiß ausgefüllte Kreise auf Profil 2 zeigen die seismischen Schusspunkte, die nicht von der MT vermessen worden sind.

Elektroden dienten zur Erfassung der elektrischen Potentialdifferenzen.

Die analogen Signale der Sensoren sind mit S.P.A.M. MkIII - Apparaturen, einer Entwicklung von G. Dawes an der Universität in Edinburgh, in einem breiten Frequenzbereich von $1000\text{Hz} - 0.001\text{Hz}$ aufgezeichnet worden [Ritter *et al.*, 1998]. Auf eine detaillierte Beschreibung des Messgeräts möchte ich hier verzichten und verweise auf die Arbeiten von Ritter [1995], Nascimento [1997], Ritter *et al.* [1996] and Weckmann [1999]. Insgesamt 6 dieser Messapparaturen standen für die ORYX-Feldmessungen zur Verfügung. Da die Geräte über GPS synchronisiert sind, ist eine Auswertung der Daten mit *Remote Reference Processing*² [Ritter *et al.*, 1998, und Zitate darin] möglich. Die Messzeiten der einzelnen Stationen betragen zwischen 24h und 48h.

²Beim Remote Reference Processing wird eine entfernte Referenzstation genutzt, um unkorreliertes Rauschen zu eliminieren.

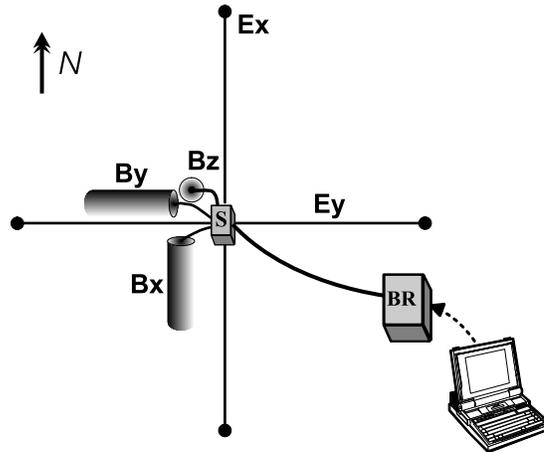


Abbildung 4.3: Aufbau einer 5-Komponenten-MT-Station mit der S.P.A.M. bestehend aus einer *Sensor Box* (S) und einer kombinierten *Base / Remote Box* (BR).

4.2 Processing der MT Daten

Für das Processing der MT Daten wurde das Programmpaket EMERALD [Ritter, 1995, Ritter *et al.*, 1998] verwendet. Die einzelnen Programme sind bei Weckmann [1999] detailliert beschrieben. Generell werden Daten in der MT im Frequenzbereich prozessiert, das heißt, die registrierten Zeitreihen werden in kürzere Zeitsegmente³ unterteilt und mit einer Fourier Transformation in den Frequenzbereich überführt. Zur Berechnung der Übertragungsfunktionen (siehe Gl. 2.14) dieser Segmente verwendet man eine bivariate, lineare Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, in die Auto- und Kreuzspektren aller Kanäle eingehen. Um eine gemittelte Übertragungsfunktion aus allen Events zu erhalten, wird ein Auswerte-Algorithmus basierend auf robuster Statistik nach Junge [1990] verwendet. Diese robuste Statistik reduziert den Einfluß von extremen Ausreißern in einem iterativen Prozess. Im Vergleich zu der Mittelung nach der Methode der kleinsten Quadrate liefert das robuste Processing auch beim Vorhandensein von Störungen stabilere Schätzungen der Übertragungsfunktionen. Liegt jedoch keine Normalverteilung der Einzelspektren vor, wie es für dieses Verfahren Voraussetzung ist, oder ist die Anzahl der gestörten Spektren über 50% [Junge, 1993], können diese nicht wirkungsvoll unterdrückt werden.

Schlecht bestimmte Übertragungsfunktionen sind häufig in dem als *dead band* bekannten Periodenbereich (bei etwa 10s) zu beobachten. Aufgrund von geringer und streuender, natürlicher elektromagnetischer Energie in diesem Bereich kommt es zu einem schlechteren Signal / Rausch-Verhältnis. Verringert sich zusätzlich durch verhältnismäßig kurze Standzeiten von 24 Stunden die Anzahl der Einzelspektren, aus denen die Übertragungsfunktion berechnet wird, so können schlecht bestimmte Übertragungsfunktionen die Folge sein.

³Die Zeitsegmente werden auch mit (Einzel-)Effekt oder *Event* bezeichnet. Ebenso wird der Begriff „Einzelspektren“ für die aus den Segmenten berechneten Spektren verwendet.

Eine Verlängerung der Registrierdauer ermöglicht auch für diesen Periodenbereich stabilere Schätzwerte, jedoch muss diese häufig, um den nötigen Messfortschritt zu erreichen, eingeschränkt werden.

Die MT-Daten in Namibia sind generell von hoher Qualität und zeigen keine erkennbaren künstlichen Störungen durch Stromleitungen, Industrie oder Sendeanlagen, wie sie in Mitteleuropa typisch sind. Abbildung 4.4 zeigt ein Beispiel von Zeitreihen an 5 Stationen in einem schmalen Periodenband von $16s - 32s$. Die horizontalen Magnetfelder besitzen augenscheinlich eine hohe Korrelation und scheinen rauschfrei zu sein. Die elektrischen Felder sowie das vertikale Magnetfeld sind unter den Stationen vergleichbar, zeigen jedoch Unterschiede, die auf lokale Leitfähigkeitsänderungen zurückzuführen sind.

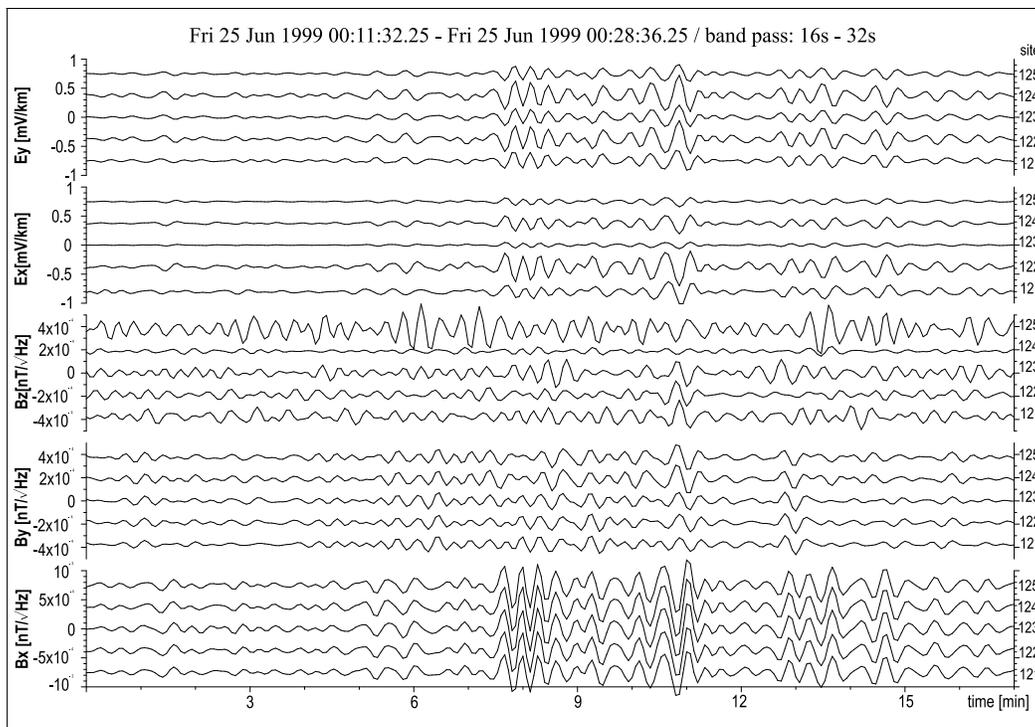


Abbildung 4.4: Die Zeitreihen im Periodenbereich $16s - 32s$ von fünf zeitgleich registrierten Stationen zeigen eine hohe Korrelation der horizontalen Komponenten untereinander. Das vertikale Magnetfeld weist stärkere Unterschiede zwischen den Stationen auf, was durch den Untergrund hervorgerufen wird. Im wesentlichen scheinen die Zeitreihen abgesehen von B_z an Station 125 (schlecht eingegrabene vertikale Spule wegen Granit) ungestört zu sein.

Um den oben beschriebenen Einfluß der kurzen Registrierdauer auf die Übertragungsfunktionen zu langen Perioden zu verringern, sind die Daten in schmale Periodenbänder gefiltert worden. Dies gewährleistet, dass eventuelle Störungen, die in einem bestimmten Periodenbereich auftreten, lediglich auf ein schmales Periodenband beschränkt bleiben

und nicht durch die Transformation in den Frequenzbereich auf benachbarte Perioden verschmiert werden. Obwohl die Namibia-Daten keine starken künstlichen Störungen enthalten, ist es sinnvoll sicherzustellen, dass die Einzelspektren einer Normalverteilung gehorchen und keine extremen Ausreißer vorhanden sind. Zur Datenbearbeitung vor der robusten Auswertung wurden die langperiodischen Daten im Frequenzbereich mit dem Programm SEL4ROB selektiert [Weckmann, 1999]. Dieses Programm ermöglicht die Darstellung und Vorselektion im Frequenzbereich nach 9 verschiedenen MT-Parametern, wie zum Beispiel Energie der einzelnen Kanäle, Kohärenzen und Übertragungsfunktionen. Die Namibia-Daten wurden mit einem Kohärenz-Kriterium bearbeitet, was ein Standardverfahren im MT-Datenprocessing ist [z.B. Egbert & Livelybrooks, 1996]. In einem Periodenbereich über mehrere Dekaden gibt es keinen allgemeingültigen Grenzwert, wie er in automatischen Auswerteverfahren verwendet wird. Durch das Selektionsprogramm wurde der Grenzwert an die jeweilige Datenqualität angepaßt und in den meisten Fällen bei etwa 0.8 angesetzt.

Zusätzlich wurden Einzeleffekte, deren Spektren eine zu hohe oder zu geringe Energiedichte im Vergleich zu den übrigen Effekten besaßen, für die weitere Auswertung entfernt.

4.3 Besonderheiten der Übertragungsfunktionen aus Namibia

Das Ergebnis des Datenprocessings ist der frequenzabhängige Impedanztensor, aus dem für jede Station scheinbare spezifische Widerstände ρ_a und die Phasen ϕ berechnet werden. Alle vier Impedanzensorelemente werden getrennt voneinander in ρ_a und Phase transformiert und über der Periodenachse aufgetragen. Das für den Impedanztensor gewählte Koordinatensystem überträgt sich dabei auf ρ_a und ϕ . Der Übersichtlichkeit wegen werden Phasenkurven der Nebendiagonalelemente in den Quadranten zwischen 0° und 90° gespiegelt.

Aufgrund der großen Datenmenge möchte ich an dieser Stelle anhand von drei verschiedenen Stationen charakteristische Widerstands- und Phasenverläufe des ORYX-Datensatzes beschreiben. Die ρ_a - und Phasenkurven sowohl für die beiden Neben- als auch für die Hauptdiagonalelemente aller Stationen sind im Anhang **A5** abgebildet.

Station 063⁴ im Süden des Hauptprofils ist exemplarisch für die meisten südlichen Stationen (061-073). Die beiden Nebendiagonalelemente, die bei einem 1D- oder 2D-Untergrund im richtigen Koordinatensystem dominieren, zeigen einen glatten und ungestörten Kurvenverlauf. Die scheinbare spezifische Widerstandskurve deutet oberflächennah eine leitfähigere Zone an, die gefolgt ist von hohen Widerständen. Zu längeren Perioden, also größeren Eindringtiefen, beobachten wir einen Abfall der Widerstände um etwa 3 Dekaden. Die Phasenkurven beschreiben ein ähnliches Verhalten, sie sind $< 45^\circ$ für kurze und $> 45^\circ$ für lange Perioden, was einer Abfolge von gutem - schlechtem - gutem Leiter entspricht. Station 085 befindet sich in der Mitte des Hauptprofils und steht für die

⁴Zur genauen Lage der Stationen siehe Abbildung 4.2.

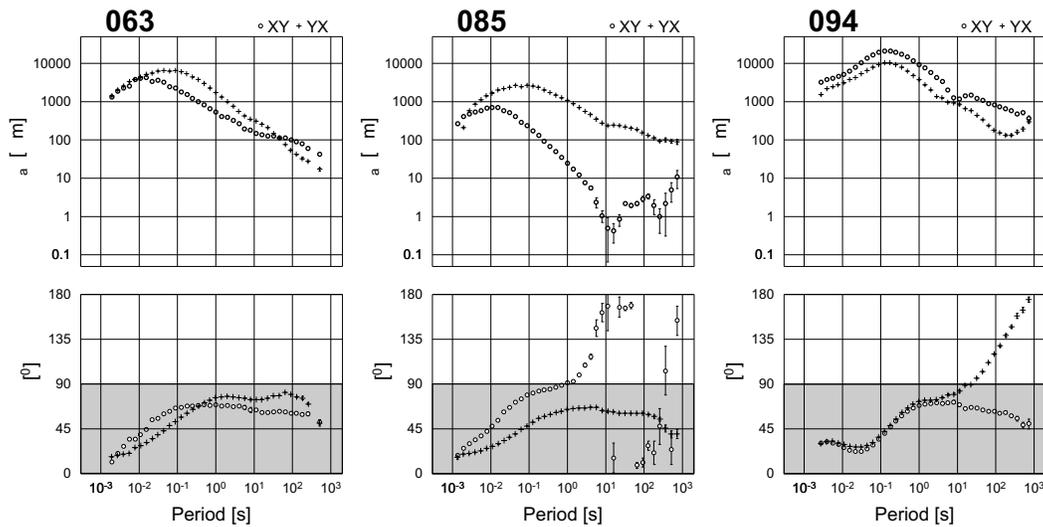


Abbildung 4.5: Die beiden Nebendiagonalelemente einer südlichen (063), einer zentralen (085) und einer nördlichen Station (094) verdeutlichen die drei unterschiedlichen Typen von Widerstands- und Phasenkurven des Namibia Datensatzes. Im Gegensatz zu der Station 063 ist bei 085 eine Komponente nicht aufgelöst und an Station 094 verläßt die Phasenkurve den Quadranten zwischen $0 - 90^\circ$.

Stationen in der Nähe, bzw. etwas nördlich der WF/OL. Die yx -Komponente der ρ_a - und Phasenkurve ist vergleichbar von Qualität und Verlauf mit denen der Station 063. Die xy -Komponente des Widerstands zeigt jedoch einen noch steileren Abfall zu längeren Perioden. Ab 5s liegen die Widerstandswerte bei etwa $1\Omega m$ und beginnen zu noch längeren Perioden hin zu streuen. Die Phasenwerte verlassen den normalen Quadranten von $0^\circ - 90^\circ$, wobei sie ab einer Periode von etwa 5s ebenfalls streuen. Dieser Effekt ist nicht nur an Station 085 zu beobachten, sondern tritt im gesamten zentralen Bereich des Messgebiets auf. Eine Betrachtung aller Stationen über das gesamte Profil folgt am Ende dieses Abschnitts.

Im Norden des Profils beobachten wir an Station 094, dass ρ_a und Phase beider Nebendiagonalelemente eine glatte, ungestörte Kurve ergeben. Lediglich im Bereich des *dead band* ist die xy -Komponente trotz versuchten *Remote Reference* und robusten Processings mit *Bias* behaftet. Grundsätzlich sind die scheinbaren spezifischen Widerstandskurven beider Komponenten hochohmiger, und auch der Abfall zu langen Perioden hin ist nicht so stark ausgeprägt. Dadurch, dass zu kurzen Perioden beide Kurven nicht zusammenlaufen, kann eine *static shift* Verzerrung vorliegen. Dies tritt dann auf, wenn sich Ladungen an einer kleinen, oberflächennahen Inhomogenität ansammeln und aufgrund ihres elektrischen Feldes das regionale elektrische Feld verzerren.

Während die Phasen der xy -Komponente im Quadranten zwischen $0^\circ - 90^\circ$ liegen, verlassen die Phasenwerte der yx -Komponente bei dieser Station den Quadranten und durchqueren den 2. Quadranten stetig.

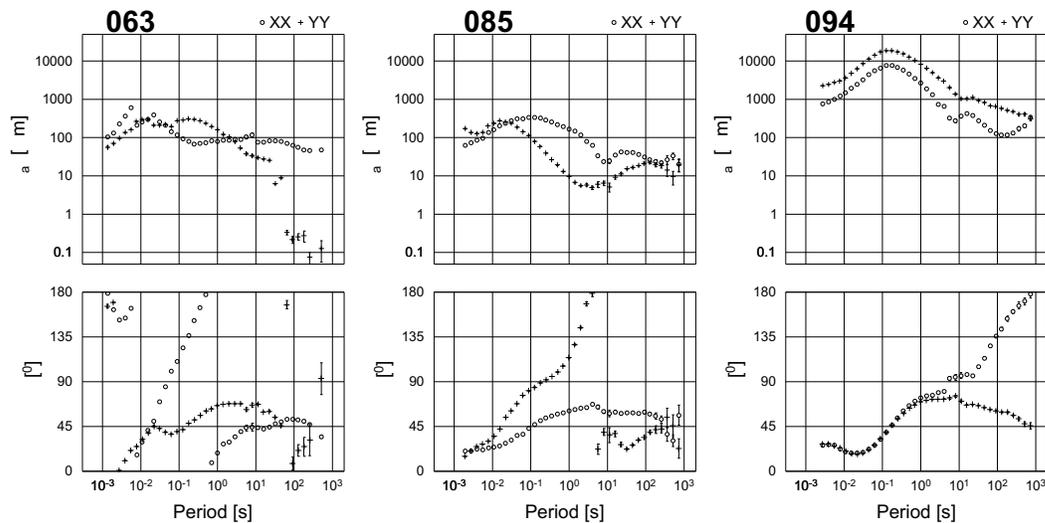


Abbildung 4.6: Für die gleichen Stationen wie in Abb. 4.5 sind die Hauptdiagonalen als scheinbare spezifische Widerstände und Phasen dargestellt. Für die Stationen 063 und 085 ergeben sich unwesentlich kleinere Widerstände als für ihre Nebendiagonalelemente. Station 094 jedoch besitzt Hauptdiagonalelemente in der gleichen Größenordnung wie die Nebendiagonalen.

Bislang sind nur die Nebendiagonalelemente betrachtet worden. Sie sind dominant, wenn ein 1D- oder 2D-Untergrund gegeben ist und bei letzterem das Koordinatensystem, in dem der Impedanztensor betrachtet wird, entsprechend der Streichrichtung orientiert ist. Im 3D-Fall verschwinden die Hauptdiagonalelemente nicht (siehe Kapitel 2). Anders als für die Nebendiagonalelemente gibt es für die Phasen keinen zu erwartenden Quadranten. Abbildung 4.6 zeigt die beiden Hauptdiagonalelemente der drei Beispielstationen. Auffällig für die Namibia-Daten ist, dass die Elemente der Hauptdiagonalen für die südliche (063) als auch für die zentrale Station (085) nur unwesentlich kleiner als die der Nebendiagonalen sind. Für Station 094 sind sie sogar in der gleichen Größenordnung. Bei einem Profil senkrecht zur WF/OL wären bei einer dominierenden, regionalen 2D Struktur kleine, beziehungsweise verschwindende, Hauptdiagonalelemente zu erwarten.

Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigen Pseudosektionen von ρ_a und ϕ der beiden Nebendiagonalkomponenten aller Stationen des Hauptprofils. In dieser Darstellung werden die scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen aller Stationen über der Periode abgetragen. Es wird deutlich, dass die zuvor beschriebenen Effekte der Nebendiagonalelemente keine „Ausreißer“ sind. Die Pseudosektion des scheinbaren spezifischen Widerstands (Abb. 4.7 oben) der xy-Komponente⁵ verdeutlicht, dass unter einem oberflächennahen

⁵Der Impedanztensoren sind nach geographisch Nord rotiert.

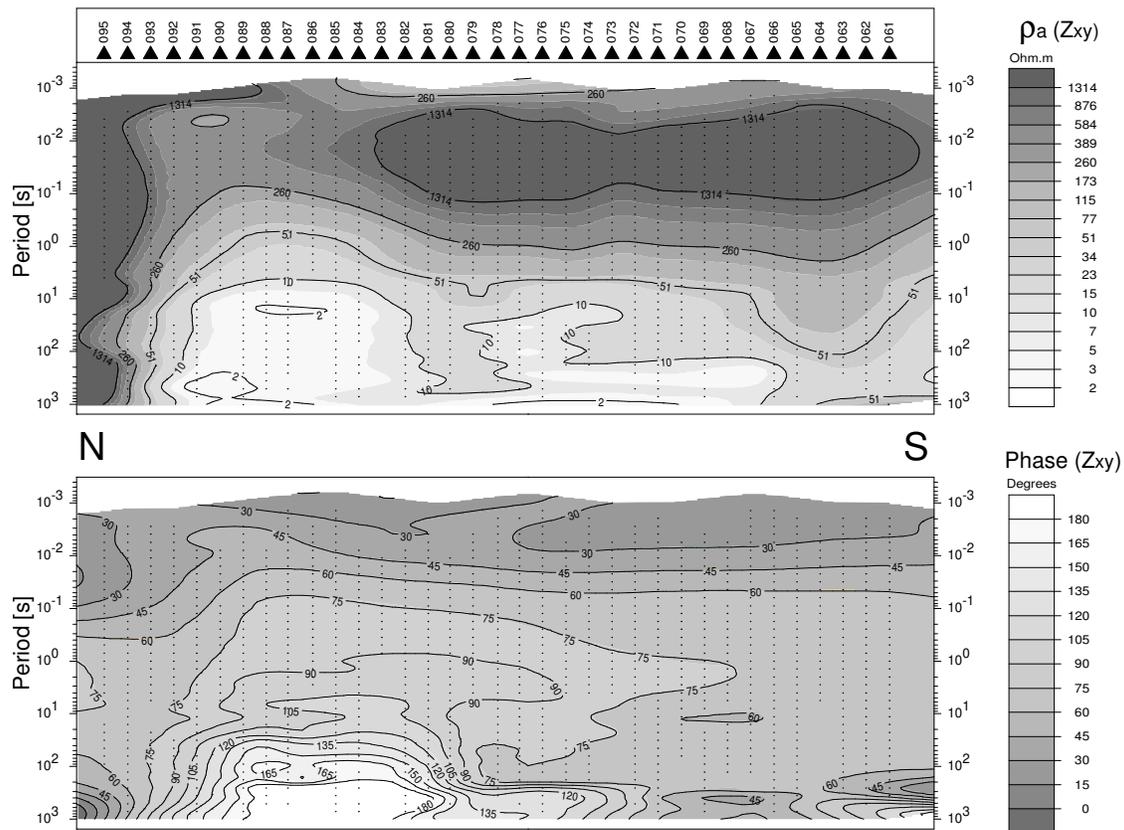


Abbildung 4.7: Pseudosektion des scheinbaren, spezifischen Widerstands und der Phase (xy-Komponente) aller Stationen des Hauptprofils: Besonders in der Darstellung der Phasen wird die Unterteilung des Messgebiets in Bereiche südlich und nördlich der WF/OL deutlich. Die Dreiecke geben die Lage der Messstationen an.

schlechten Leiter eine gutleitende Struktur folgt. Die Pseudosektion der Phasen in Abb. 4.7 unten zeigt stärkere Unterschiede über dem Profil. Die Phasen der Stationen im Süden (061-074) liegen auch zu langen Perioden im normalen Quadranten zwischen $0^\circ - 90^\circ$. Die zentralen Stationen (075-092) sind durch Phasen über 90° für lange Perioden gekennzeichnet. Da in dieser Darstellung keine Fehler berücksichtigt sind, läßt sich nur in den extrem kleinen Widerständen erkennen, dass diese Komponente streut, beziehungsweise nicht aufgelöst ist. Die nördlichen Stationen (093-095) zeigen in dieser Komponente kein auffälliges Verhalten.

In den Pseudosektionen der xy-Komponente (Abbildung 4.8) läßt sich eine Unterteilung aufgrund von ähnlichem Verhalten in Widerstand und Phase zwischen den südlichen und zentralen Stationen nicht so eindeutig treffen. In den scheinbaren spezifischen Widerständen ist bis auf den nördlichen Bereich eine schlecht leitende Zone über einer gut leitenden zu beobachten. Im Norden scheint diese schlecht leitende Zone von einer besser leitenden Struktur durchtrennt zu sein. Die Phasen sind für die Stationen recht einheitlich, nur die

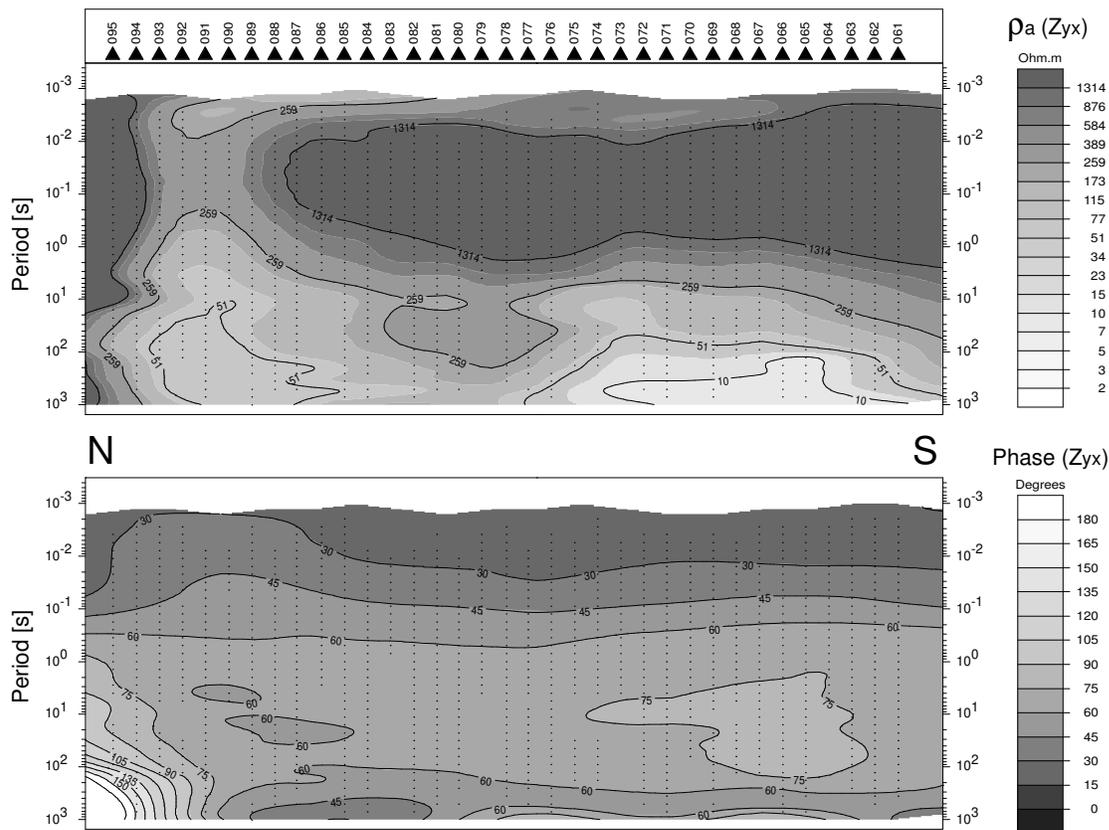


Abbildung 4.8: Die Pseudosektion der yx-Komponente läßt die Zweiteilung über der WF/OL nicht erkennen. Lediglich die nördlichen Stationen zeigen Phasen über 90° .

Stationen 092 - 095 im Norden zeigen Phasen über 90° für lange Perioden.

4.4 Dimensionalitätsuntersuchung des Messgebiets

Die scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen des Namibia-Datensatzes weisen Effekte auf, die entweder von einem komplizierten 3D-Untergrund oder von Noise und fehlerhaften Geräten herrühren könnten. Wie schon beschrieben, sind in den registrierten Zeitreihen keine Anzeichen für künstliche Störungen. Auch die Selektion im Frequenzbereich hat gezeigt, dass nur ein geringer Einfluß von natürlichem Rauschen besteht. Die Messapparatur und die Sensoren scheinen für die beschriebenen Effekte auch nicht verantwortlich zu sein: Die S.P.A.M und die verwendeten Sensoren sind seit langer Zeit im Einsatz und haben sich als verlässlich erwiesen. Auch eine Auswertung nach Einsatzort und -zeit der Messgeräte und Sensoren zeigt, dass das anomale Verhalten der Messlokation nicht bestimmten Geräten zuzuordnen ist (vergleiche auch Abbildungen 4.7 und 4.8).

Aus diesem Grund sind Geräteeffekte auszuschließen. Dies bedeutet, dass die anomalen Effekte ihre Ursache im Untergrund haben müssen.

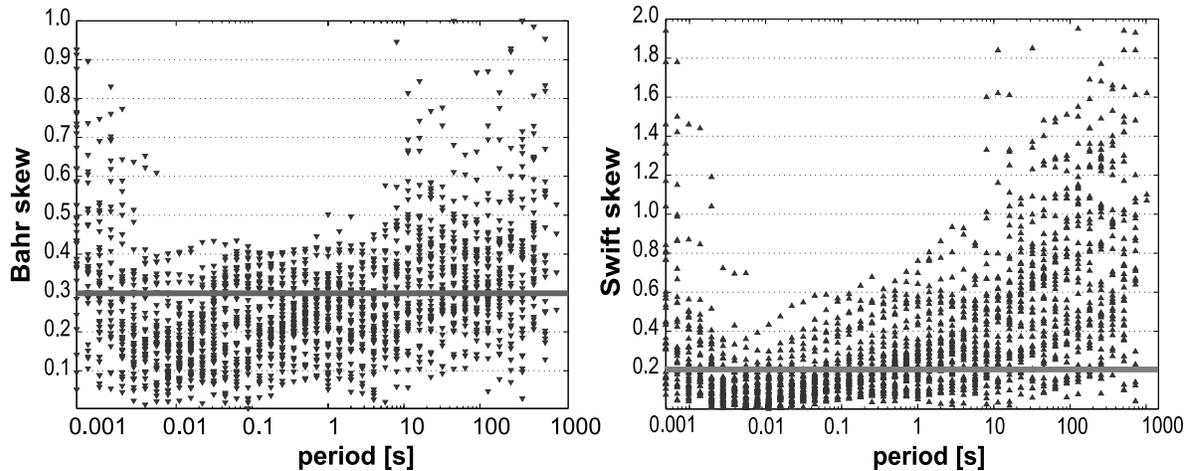


Abbildung 4.9: Die Skewwerte nach BAHR und SWIFT liegen ab einer Periode von 10Hz für viele Stationen des Hauptprofils über dem empirischen Grenzwert von 0.2, bzw. 0.3. Besonders zu langen Perioden hin lassen sich diese Daten nicht durch ein 1D- oder 2D-Modell erklären.

Um die Dimensionalität des Impedanzensors und somit auch des Untergrundes abschätzen zu können, wird in der MT die Skew (vergleiche Kapitel 2) verwendet. Diese Größe ist eine Invariante, also eine vom Koordinatensystem unabhängige Größe. Abbildung 4.9 zeigt die Skewwerte nach SWIFT und die phasensensitive Skew nach BAHR. Dabei sind die Werte aller Stationen des Hauptprofils über der Periode dargestellt. Zur Abschätzung der Dimensionalität gibt es empirische Grenzwerte, ab denen die Daten nicht durch ein 1D- oder 2D-Modell erklärt werden können. Der Umkehrschluss, dass eine 3D-Leitfähigkeitsverteilung zwangsläufig hohe Skewwerte zur Folge hat, gilt nicht. Die Grenzwerte liegen für die Skew nach BAHR bei etwa 0.3, für die nach SWIFT bei 0.2. Beide sind in den Abbildungen durch eine graue Linie gekennzeichnet.

Die gemeinsame Darstellung der Skew für alle Stationen des Hauptprofils veranschaulicht, dass nur wenige Stationen über den gesamten Periodenbereich Werte unter dem jeweiligen Grenzwert haben. Ab Perioden von 0.1s liegen für die Skew nach SWIFT der Großteil der Stationen über dem Grenzwert, während dies für die Skew nach BAHR erst für Perioden ab 10s zu beobachten ist. Anhand der Skewwerte wird deutlich, dass der Untergrund zumindest für lange Perioden stark dreidimensional sein muss.

Eine andere Größe der MT, die normalerweise in Zusammenhang mit der Datenanalyse von Bedeutung ist, scheint geeignet, Hinweise für komplizierte Leitfähigkeitsverteilungen im Untergrund zu geben: die univariate Kohärenz. Sie wird normalerweise verwendet, um

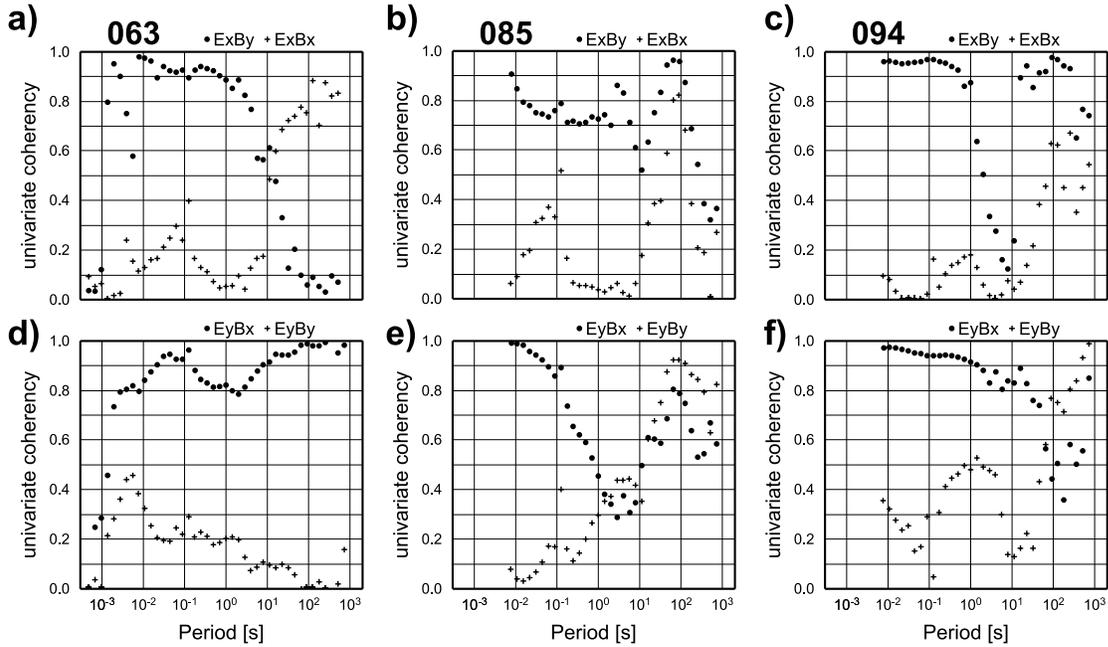


Abbildung 4.10: An allen Stationen ist zu beobachten, dass die univariaten Kohärenzen zwischen einer parallelen elektrischen und magnetischen Komponente für lange Perioden groß sind.

bei der statistischen Datenanalyse Signal und Rauschen zu trennen (Kohärenzkriterium). Univariete Kohärenzen zwischen einem elektrischen und einem magnetischen Feld berechnen sich nach folgender Formel, wobei das elektrische Feld dem Eingangs- und das magnetische Feld dem Ausgangskanal zugeordnet wird.

$$r_u^2 = \frac{|[XY^*]|^2}{[XX^*] \cdot [YY^*]} \quad , \quad (4.1)$$

mit X als Eingangskanal, Y als Ausgangskanal. $[XY^*]$ bezeichnet das Kreuzspektrum und $[XX^*]$, $[YY^*]$ die beiden Autospektren.

Aus den Maxwell-Gleichungen, die die Zusammenhänge zwischen elektrischen und magnetischen Feldern beschreiben, folgt, dass magnetische Felder zu ihnen senkrecht stehende, elektrische Felder induzieren und umgekehrt. Aus diesem Grund nehmen wir an, dass orthogonale elektrische und magnetische Komponenten hohe Kohärenzen besitzen, parallele dagegen sehr kleine. Genau dieses Verhalten spiegeln die Kohärenzen für $E_y B_x$ an Station 063 (Abb. 4.10 d) und für $E_x B_y$ an Station 094 (Abb. 4.10 c) wieder. Häufig beobachtet man ein Einbrechen der Kohärenzen bei etwa 10s aufgrund des schlechteren Signal / Rausch-Verhältnisses im *dead band*.

Die Kohärenzen für E_x von Station 063 (Abb. 4.10 a) zeigen allerdings ein ungewöhnliches Verhalten: Für kurze Perioden sehen wir die erwartete hohe Korrelation zwischen orthogonalen Komponenten, aber ab 5s wird diese Abhängigkeit stetig geringer. Gleich-

zeitig steigt die Kohärenz zwischen parallelen Komponenten E_x und B_x . Dieses Verhalten ist auch an Station 085 (Abb. 4.10 b) zu beobachten. Zusätzlich zu diesem Effekt zeigt sich bei dieser Station ein größeres Streuen der Werte, bedingt durch eine kürzere Registrierdauer. Trotzdem wird auch an dieser Station eine hohe Kohärenz $E_x B_x$ zwischen parallelen Feldern für lange Perioden deutlich.

An Station 094 zeigt die Kohärenz $E_y B_y$ ein anomales Verhalten.

Vergleicht man für jede Station die Feldkomponenten, bei denen ein anomales Verhalten in den Kohärenzen zu beobachten ist, mit den jeweiligen ρ_a und Phasenkurven dieser Komponenten, so fällt auf, dass streuende oder nicht aufgelöste Widerstände oder Phasen mit fehlender Kohärenz zusammenhängen.

4.5 Rotationswinkel und Tensordekomposition

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass aufgrund der großen Hauptdiagonalelemente des Impedanztensors sowie der hohen Skewwerte und des anomalen Kohärenzverhaltens im Messgebiet eine 3D-Leitfähigkeitsverteilung vorliegen muss. Es stellt sich nun die Frage, ob es ein geeignetes Koordinatensystem gibt, in dem die 3D-Effekte verschwinden oder geringer werden. Weiterhin könnten kleine, oberflächennahe Inhomogenitäten den Impedanztensor verzerrt haben, deren Einfluß mit Hilfe eines Dekompositionsverfahrens eliminiert werden kann.

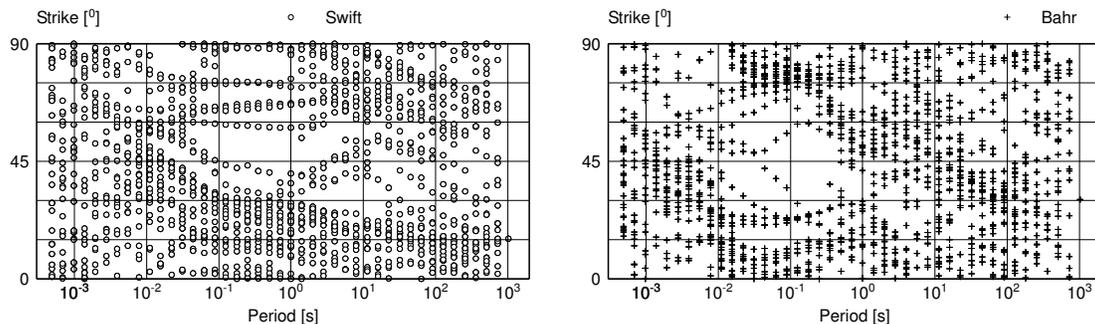


Abbildung 4.11: Die Rotationswinkel nach Bahr (rechts) und Swift (links) verdeutlichen, dass es für die Daten des Hauptprofils keine ausgeprägte Streichrichtung gibt.

Zunächst möchte ich die aus den Impedanztensoren berechneten Rotationswinkel nach Bahr und Swift vorstellen. Abbildung 4.11 zeigt eine Übersicht der Rotationswinkel des gesamten Periodenbereichs für alle Stationen des Hauptprofils. Sie verdeutlicht, dass sich mit beiden Methoden kein einheitlicher Winkel finden läßt. Der phasensensitive Rotationswinkel soll von kleinräumigen Inhomogenitäten weniger beeinflusst sein und eine regionale Streichrichtung anzeigen (siehe Kap. 2). Dies ist jedoch im Vergleich mit dem

Rotationswinkel nach SWIFT nicht zu beobachten. Vielmehr wird deutlich, dass die berechneten Rotationswinkel nach BAHR sich von dem SWIFT'schen unterscheiden, aber trotzdem weder über die Frequenzachse noch für die Mehrzahl der Stationen ein konsistentes Streichen anzeigen. Um zu untersuchen, ob sich für Untergruppen der Stationen ein einheitlicher Winkel finden lässt, werden die südlichen (061-073), zentralen (074-084) und nördlichen Stationen (085-095) des Hauptprofils zusammengefasst. Auch für diese getrennte Untersuchung ergab sich aber kein einheitlicher Rotationswinkel für die Untergruppen, weshalb auf eine Abbildung verzichtet wird.

Die Idee, Stationen in Untergruppen zusammen zu fassen, greifen McNeice & Jones [2001] auf. Sie wenden eine Groom & Bailey Dekomposition (Inversion) auf mehrere Stations- und Frequenzbänder an. Dadurch soll einerseits eine höhere numerische Stabilität erreicht werden [McNeice & Jones, 2001], andererseits erwartet man bei Vorhandensein einer regionalen Streichrichtung, dass sie auch an mehreren Stationen und Frequenzen sichtbar wird.

Für diese *multisite-multifrequency decomposition* sind die Stationen des Hauptprofils in drei Untergruppen zusammengefasst. Für jeweils vier Frequenzen werden gemeinsame Werte für *strike*, *twist* und *shear* berechnet. Grundsätzlich sind bei der GB Dekomposition *twist* und *shear* als frequenzunabhängig vorausgesetzt (vergleiche hierzu Abschnitt 2.2.2). Ein Frequenzabhängigkeit dagegen deutet auf eine nicht erfolgreiche Entzerrung hin. Abbildung 4.12 verdeutlicht, dass eine Entzerrung und damit auch eine Bestimmung einer regionalen Streichrichtung für den Datensatz fehl schlägt. Lediglich die südliche (061 - 074) und die zentrale (075 - 084) Stationsgruppe zeigen zu kurzen Perioden von $500\text{Hz} - 1\text{Hz}$ annähernd konstante *twist*- und *shear* Werte mit einem Streichwinkel von 0° an. In Anbetracht der 90° -Vielseitigkeit scheint dies in etwa mit der Streichrichtung

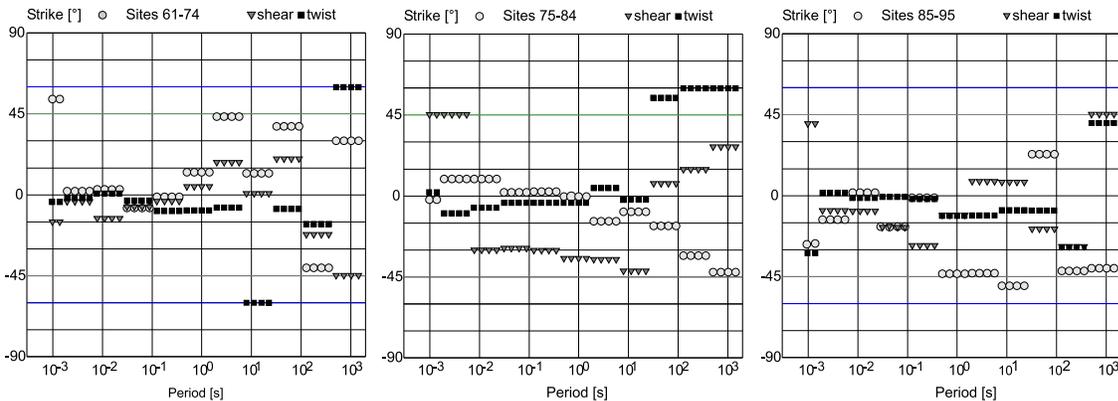


Abbildung 4.12: Für die *multisite-multifrequency decomposition* wurden die Stationen des Hauptprofils in drei Untergruppen aufgeteilt und jeweils 4 Frequenzen zusammengefasst. Für jede Untergruppe sind die Streichrichtung als auch *twist* und *shear* in Abhängigkeit von der Periode dargestellt. Da *twist* und *shear* nicht frequenzunabhängig sind, sind die Voraussetzungen für eine GB Dekomposition nicht gegeben.

der WF/OL übereinzustimmen. Zu langen Perioden hin streuen alle Parameter über einen großen Winkelbereich, was aber nur bedeutet, dass die Tensordekomposition für diesen Periodenbereich nicht funktioniert.

Zusammenfassend betrachtet, scheint weder anhand der Rotationswinkel nach SWIFT und BAHR noch durch eine Tensordekomposition eine konsistente regionale Streichrichtung vorzuliegen. Dadurch, dass sich in den Messdaten keine einheitliche Streichrichtung zeigt, gibt es auch kein Koordinatensystem, in dem die beobachteten 3D-Effekte verschwinden.

4.6 Die magnetischen Übertragungsfunktionen

Besonders für die Frage nach Streichrichtungen von Leitfähigkeitsanomalien ist die Darstellung der magnetischen Übertragungsfunktionen in Form von Induktionspfeilen hilfreich. An dieser Stelle möchte ich mich auf eine Darstellung der Induktionspfeile für drei Frequenzen beschränken, um die wesentlichen Anomalien zu erläutern. Die Induktionspfeile zu allen Stationen sind im Anhang **A5** abgebildet.

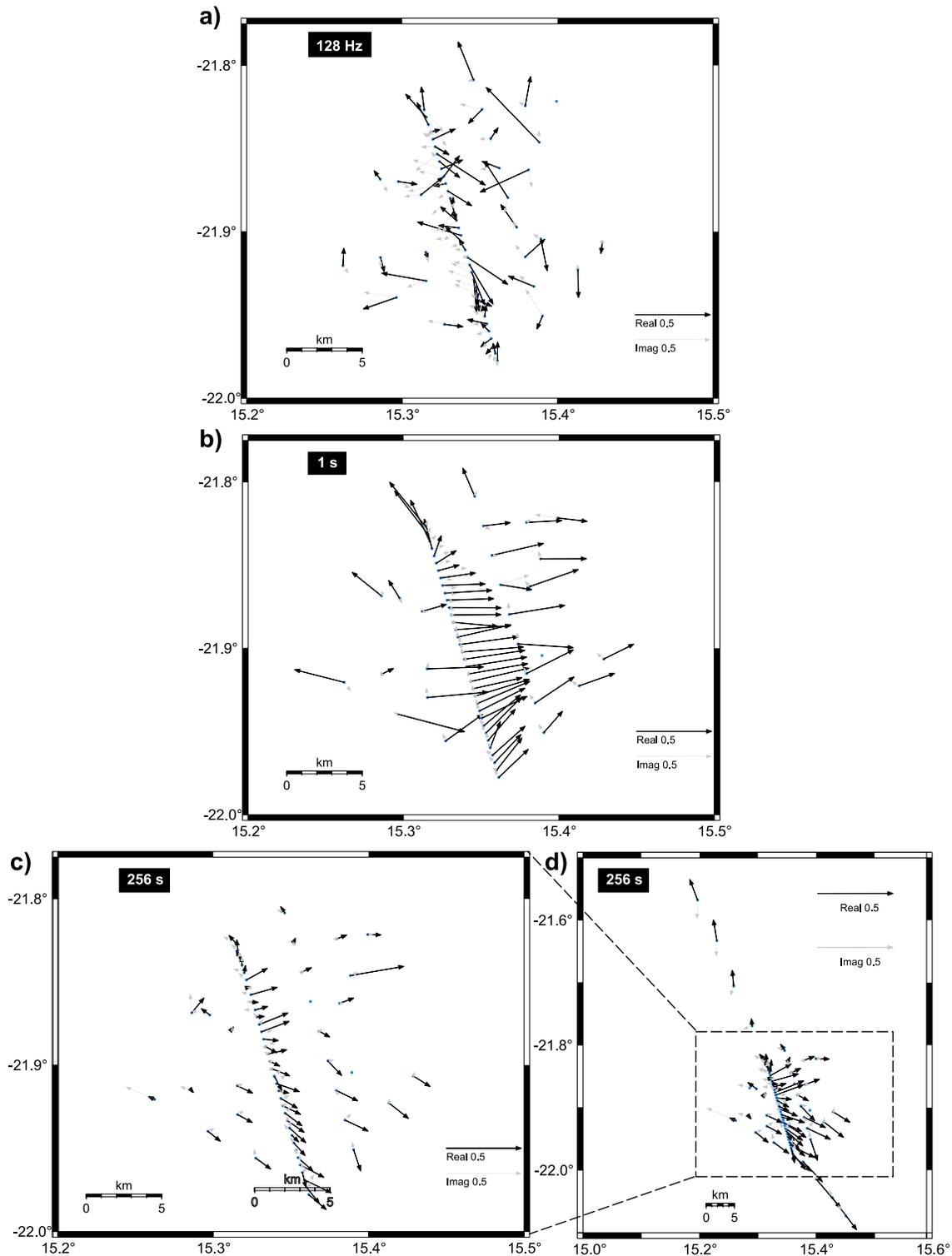


Abbildung 4.13: Die Induktionspfeile für 128Hz (a) sind im wesentlichen durch kleinräumige Inhomogenitäten beeinflusst. Für eine Periode von 1s (b) ist ein lateraler Leitfähigkeitskontrast westlich und parallel zu den Profilen angedeutet. Zu langen Perioden, z.B. 512s (c), kann man eine über etwa 10km ausgedehnte Anomalie nördlich der WF/OL erkennen. Deutlicher bildet sie sich ab, wenn einige Stationen in Fortsetzung der dichten Profile hinzugezogen werden (d).

Die Induktionspfeile sind in der WIESE Konvention dargestellt (vergleiche Tabelle 6, Seite 8) und zeigen somit in der Regel vom guten Leiter weg. Für 128Hz in Abbildung 4.13 a) streuen die Realpfeile (schwarz), was durch oberflächennahe, lokale Heterogenitäten verursacht sein kann. Trotzdem ist eine Umkehr der Realpfeile im Bereich der WF/OL zu beobachten. Bei einer reinen 2D-Struktur würden die Imaginärpfeile parallel oder antiparallel zu den Realpfeilen stehen. Die Imaginärpfeile (grau), die durch das Abweichen von der Parallelität, bzw. Antiparallelität, zu den Realpfeilen keine 2D-Struktur andeuten, weisen somit ebenfalls auf kleinräumige Anomalien hin. In einem mittleren Periodenbereich um 1s (Abbildung 4.13 b) ist von einem Leitfähigkeitskontrast an der Stelle der WF/OL nichts zu sehen, statt dessen deutet die Mehrzahl der Realpfeile von einer gut leitenden Struktur im Westen unseres Messgebiets weg, die nahezu parallel zu den Profilen verlaufen würde. Bei langen Perioden (512s) (Abbildung 4.13 c und d) ist immer noch eine Ostkomponente in den Realpfeilen zu beobachten, die aber von einem Leitfähigkeitskontrast nördlich der WF/OL überlagert ist. Diese Anomalie wird besonders deutlich, wenn man einige Stationen der langen Traverse im Süden und Norden hinzuzieht.

In Abbildung 4.14 sind die markantesten Leitfähigkeitsanomalien, die sich in den Induktionspfeilen andeuten, als Cartoon zusammengestellt. In unterschiedlichen Farben sind die Induktionspfeile, die durch Richtungsänderung eine Anomalie abbilden, zusammen mit einer Skizze des dazu passenden Verlaufs der Anomalie eingezeichnet. Zusätzlich ist der Frequenzbereich angegeben, in dem ihr Einfluß zu beobachten ist.

Im Norden des Messgebiets (in Blau dargestellt) zeigt sich eine Anomalie, die mit Teilen der Ringstruktur aus graphitisierten Marmoren zusammenfällt (siehe hierzu Abschnitt 3.1). Induktionspfeile einiger weiterer Stationen deuten einen geschlossenen Ring an, der im Cartoon mit einem Band aus Fragezeichen eingezeichnet ist. Doch scheinen in diesem Gebiet lokale, kleinräumige Heterogenitäten dieser Struktur überlagert zu sein, so dass die Induktionspfeile am südlichen und östlichen Rand der Ringstruktur diese nicht eindeutig abbilden. Die karbonatische Ringstruktur ist zumindest in Teilen in einem breiten Frequenzbereich von 128Hz bis 0.005Hz zu erkennen. Ebenfalls sehr oberflächennah zeigt sich eine gutleitende Anomalie (rot) in einem Frequenzbereich von 128Hz bis 4Hz , die sich im Bereich der WF/OL (vergleiche Abb. 3.4) befindet. In einem überlappenden Frequenzbereich von 16Hz bis 0.005Hz ist eine weitere Anomalie (grün) im Westen des Messgebiets wirksam. Diese Anomalie verläuft annähernd in Nord-Süd-Richtung und erzeugt die ostwärts gerichteten Induktionspfeile im mittleren Frequenzbereich. Zu tiefen Frequenzen, also ab ca 0.011Hz , ist eine breite leitfähige Struktur in der nördlichen Hälfte des Messgebiets zu erkennen. Nördlich von ihr weisen die Induktionspfeile nach Norden, südlich von ihr nach Süden. Dieses Verhalten würde einer Ost-West-streichenden Anomalie entsprechen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, dass die Realpfeile und die Imaginärpfeile im Messgebiet eine komplizierte Leitfähigkeitsverteilung andeuten. Die insgesamt vier markanten Anomalien zeigen sich in zum Teil überlappenden Frequenzbereichen. Die Induktionspfeile zeigen eine Überlagerung von mehreren Anomalien. Der hier diskutierte Cartoon

stellt also nur eine Vereinfachung der Anomalien im Messgebiet dar.

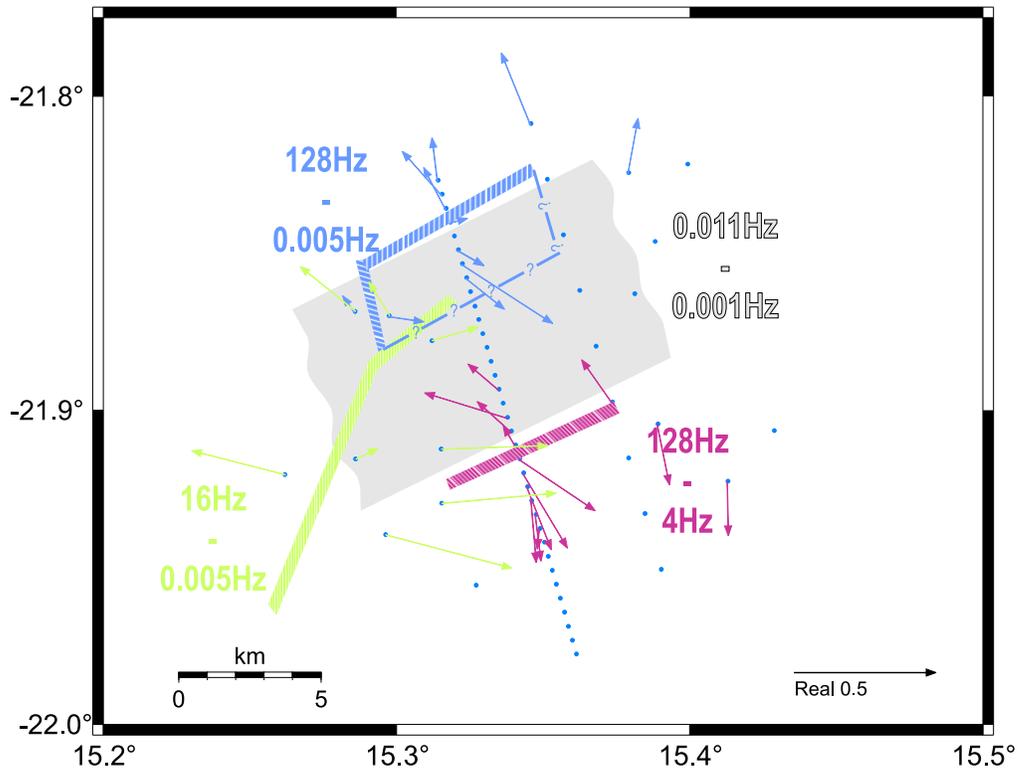


Abbildung 4.14: Vereinfachende Darstellung der leitfähigen Strukturen abgeleitet aus den Induktionspfeilen. In den dazu angegebenen Frequenzbereichen haben die jeweiligen Anomalien wesentlichen Einfluß auf die Induktionspfeile. Die graue Zone entspricht einer Anomalie, die für die langen Perioden unter Berücksichtigung der Stationen der langen Traverse im Norden und Süden zu einem deutlichen Richtungswechsel der Realpfeile führt.

4.7 Vergleich der Namibia Daten mit bekannten Datensätzen

Die MT-Übertragungsfunktionen im Bereich der WF/OL zeichnen sich durch drei große und ein kleines, bzw. schwer bestimmbares, Impedanzensorelement, Phasen über 90° und eine starke Abhängigkeit zueinander paralleler elektrischer und magnetischer Feldkomponenten aus. Da für diese Effekte künstliche Störungen oder Gerätefehler nicht in Frage kommen, müssen sie von einer komplizierten Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund herrühren und können als starke 3D Induktionseffekte betrachtet werden. Diese Annahme unterstützen auch die Induktionspfeile. Eine Analyse der Streichrichtungen und

eine GB Dekomposition ergeben demzufolge keine konsistente regionale Streichrichtung. Oft wurden MT-Daten zur Auswertung in einen zweidimensionalen Zusammenhang gebracht, obwohl genügend starke Anzeichen auf eine 3D-Umgebung hinweisen. Um eine bessere Abschätzung der Dimensionalität des Untergrundes zu erhalten, hat Bahr [1991] verschiedene Verzerrungsklassen auf der Basis von Parametern, die durch die Dekomposition gefundenen wurden, eingeführt. Eine Zuordnung in diese Klassen ist nicht immer eindeutig und liefert für eine 3D-Interpretation der Namibia-Daten keine wesentlichen zusätzlichen Erkenntnisse.

Besonders in der letzten Zeit beschäftigen sich viele Veröffentlichungen mit 3D-Effekten und ihrer Interpretation. Oft versteckt sich dahinter jedoch wieder eine 2D-Interpretation. Als Indikator für einen dreidimensionalen Impedanztensor dienen vor allem hohe Skewwerte [Garcia *et al.*, 1999]. Nach einer erfolgreichen GB Dekomposition werden anschließend die Daten mit 2D-Modellen interpretiert. Auch Simpson [2000] beschreibt 3D-Effekte in Daten aus Kenia. Ein 3D-Vorwärtsmodell aus drei 2D-Strukturen, die zueinander senkrechte Streichrichtungen besitzen, paßt die Induktionspfeile sowie die Phasen- und ρ_a -Kurven der Nebendiagonalen einiger Stationen des Kenia-Datensatzes an. Dabei bleiben die Hauptdiagonalelemente, die im 3D-Fall nicht vernachlässigbar sind, unberücksichtigt.

Ledo *et al.* [2000] verwendet 3D-Modelle zur Interpretation der MT-Daten aus den Pyrenäen. Dies wird vor allem für die Modellierung eines Datensatzes von flächenhaft verteilten Stationen benötigt, ohne dass starke 3D-Effekte in den Daten präsentiert werden. Das Modell basiert auf geologischen a priori Informationen und früheren 2D Modellen, paßt aber nur einige Stationen des Datensatzes an.

Grundsätzlich zeigen bislang nur wenige Datensätze extreme 3D Effekte, wie Phasenwerte über 90° [Tauber *et al.*, 2001, Lezaeta & Haak, 2001, Lezaeta, 2001]. Bei Tauber *et al.* [2001], zum Beispiel, läßt sich ein passendes Koordinatensystem finden, in dem die Phasenkurven den jeweiligen Quadranten nicht verlassen. Lezaeta & Haak [2001] stellen Indikatoren für die induktive Kopplung strombündelnder Leitfähigkeitsanomalien vor. Mit einem sogenannten *Channelling*-Modell versuchen sie, die in den Anden beobachteten Phasen über 90° zu erklären.

Auch Pomposiello *et al.* [1998] beschreiben starke 3D-Effekte, die sich in zwei nicht bestimmbareren Impedanzensorelementen äußern. Für Stationen mit diesem Verhalten wird lediglich das unbeeinflusste Nebendiagonalelement zur Interpretation verwendet. Zur Erklärung der schlecht bestimmten Komponenten nehmen Pomposiello *et al.* [1998] eine starke Bündelung von Strömen an.

Zusammenfassend betrachtet beschäftigen sich vermehrt Arbeiten mit 3D-Effekten in den MT-Daten. Trotzdem zeigen sie die Schwierigkeiten auf, 3D-Effekte umfassend zu interpretieren. Oft beschränken sich die Arbeiten auf eine Beschreibung der Effekte, die an einigen Stationen eines großräumig verteilten Datensatzes auftreten. Bei einer regionalen Interpretation der Leitfähigkeitsstruktur bleiben die von den 3D-Effekten betroffenen Stationen meistens unberücksichtigt, oder es werden nur einzelne Größen wie die Realpfeile oder die Nebendiagonalelemente angepaßt.

Der hier vorliegende Namibia-Datensatz bietet aufgrund des sehr dichten Stationsabstands eine gute Auflösung der 3D-Effekte und eignet sich für eine detaillierte Betrachtung der gesamten Information der Übertragungsfunktionen mit Hilfe von Abbildungsmethoden, die im folgenden vorgestellt werden.

Kapitel 5

Abbildungsmethoden

Im vorangegangenen Kapitel sind die Impedanztensoren, also die MT-Ergebnisse, als scheinbare spezifische Widerstände ρ_a und Phasen ϕ dargestellt worden. Bei der Berechnung von ρ_a und Phase (siehe Gleichungen (2.15) und (2.16)) wird das Betragsquadrat sowie der Arcustangens gebildet. Die Tensoreigenschaften der Eingangsgröße gehen dabei wie in Kapitel 2 beschrieben verloren (siehe auch Anhang **A1**). Aus dem komplexen rotationsinvarianten Impedanztensor ergeben sich acht Größen (vier scheinbare spezifische Widerstands- und vier Phasenkomponenten), die nun von dem jeweilig gewählten Koordinatensystem abhängen. Obwohl wir eine physikalisch anschauliche Größe - nämlich den Widerstand - erhalten haben, müssen jetzt mindestens vier Größen in einem sinnvoll gewählten Koordinatensystem dargestellt werden. Dieses Problem vereinfacht sich, wenn unser Impedanztensor annähernd ein- oder zweidimensional ist und eine Streichrichtung existiert. Bei einem voll besetzten 3D-Tensor liefert diese Darstellung keine intuitiv auswertbare Information über die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund.

Die Leitfähigkeit ist der Gesteinsparameter, der mit der Magnetotellurik erfaßt wird. Es ist also durchaus wünschenswert, die Leitfähigkeit, bzw. ihr Inverses, den Widerstand, darzustellen. Es gibt einige wenige Transformationen, um MT-Ergebnisse direkt in eine Leitfähigkeits-Tiefen-Aussage zu überführen. Dazu zählen die BOSTICK-Transformation [Bostick, 1977] und die $\rho^* - z^*$ Transformation von Schmucker [1970]. Sie setzen jedoch einen geschichteten Untergrund voraus, so dass sie einer komplizierten Leitfähigkeitsverteilung nicht gerecht werden.

Eine grundsätzlich andere Art der Abbildung wird von Zhdanov *et al.* [1996] und Zhdanov & Traynin [1997], vorgeschlagen. Sie verwenden eine elektromagnetische Migration, um eine gegebene Leitfähigkeitsverteilung in einer Sektion abzubilden. Sie testen diese Methode an synthetischen MT-Daten einer 2D-Anomalie im homogenen Halbraum und ist in der Lage, mit der Migration die Anomalien wieder in der richtigen Tiefe abzubilden. Eine Zuordnung der Leitfähigkeiten ist nur dann möglich, wenn die Umgebungsleitfähigkeit richtig gewählt wird. Die Migration scheint insofern nicht für einen komplizierten Datensatz, wie den aus Namibia, geeignet zu sein.

Aus diesem Grund werden zur Abbildung der Leitfähigkeiten im Untergrund meistens

Modellrechnungen verwendet. Die Möglichkeit der Modellierung der MT-Ergebnisse, sei es als Vorwärtsmodellierung oder Inversion, bedeutet einen enormen Fortschritt. Neben diesem Fortschritt besteht aber auch die Gefahr, die Inversion als *black box* zu verwenden. Die Ergebnisse einer Inversion hängen von unterschiedlichen Parametern ab. Die Stationsdichte hat einen wesentlichen Einfluß darauf, wie genau Strukturen aufgelöst werden. Nach ihr richtet sich auch das Modellgitter, mit dem der Modellraum in einzelne Zellen unterteilt wird. An dieser Stelle ist also schon vorherbestimmt, wie kleinräumig Variationen der Leitfähigkeit im Modell sein können. Ein zweites Problem, das von der Stationsdichte sowie der Profillänge abhängt, besteht darin, dass das Inversionsprogramm Anomalien bevorzugt dahin plaziert, wo keine Daten vorliegen. Die Modelle müssen in Abhängigkeit der anzupassenden Frequenzen nach allen Seiten genügend groß generiert werden, damit keine Randeffekte aufgrund eines zu großen Induktionsraumes auftreten. Somit besitzt jedes Modell einen Randbereich, der nicht mit Messstationen abgedeckt ist. Die meisten Inversionsalgorithmen sind zudem so angelegt, dass die Entstehung für die Anpassung überflüssig erscheinender, bzw. nicht auflösbarer Modellstrukturen unterdrückt wird. Das bedeutet, dass ein durch einen Glättungsparameter beeinflusstes, glattes Leitfähigkeitsmodell entsteht. Diese Einschränkungen spiegeln sich in dem resultierenden Leitfähigkeits-Tiefen-Modell wieder. Auch bei einer 3D-Inversion bleibt die Abhängigkeit des Ergebnisses von den gewählten Modell- und Inversionsparametern bestehen. Abbildungsverfahren ermöglichen eine objektivere Darstellung von leitfähigen Strukturen. Sie stellen lediglich eine Transformation der Ergebnisse dar und sind unabhängig von Zellgrößen oder Glättungsparametern. Trotzdem sind sie in gewisser Weise abhängig vom Abstand der vermessenen Stationen. Ein weniger dichtes Stationsnetz resultiert in einem nicht oder schlecht erkennbaren Abbild der Strukturen. Dies ist vergleichbar mit einem Photo, bei dem große Bereiche verdeckt sind. Das Motiv ist erst dann erkennbar, wenn genügend große Bereiche des Photos sichtbar sind.

In diesem Kapitel möchte ich nun drei Abbildungsverfahren vorstellen und ableiten. Bevor die Dekompositionsverfahren (siehe Kap. 2.2.2) Ende der achtziger Jahre entwickelt wurden und daraufhin weitverbreitet zum Einsatz kamen, gab es im wesentlichen zwei Ansätze, die Eigenwert-Analyse, bzw. die *Singular Value Decomposition*, die mit einer Hauptachsentransformation des Impedanzensors ein optimales Koordinatensystem suchen [Eggers, 1982, LaTorraca *et al.*, 1986]. Die gefundenen Hauptachsen, bzw. ihre Länge, lassen sich durch Ellipsen graphisch in der Fläche darstellen. Dabei sollen die Eigenschaften des Tensors und somit auch Leitfähigkeitsverteilungen wiedergegeben werden.

Eine für die Magnetotellurik neue Abbildungsmethode soll anschließend ausführlich hergeleitet und erläutert werden. Ihre Theorie stammt von Reilly [1979], und ihre Art der Darstellung wurde bislang auf Ergebnisse aus transienten elektromagnetischen Messungen [Caldwell & Bibby, 1998] angewendet. Sie ist vergleichbar mit der in der Festkörperphysik beschriebenen Theorie zur Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem polarisierbaren, leitfähigen und anisotropen Medium. Über einen komplexen „Ausbreitungstensor“ lässt sich ein scheinbarer Widerstandstensor ableiten, der im Gegensatz

zu den scheinbaren spezifischen Widerständen seine Tensor- und somit seine Transformationseigenschaften beibehält. Zur Darstellung dieses Tensors eignen sich ebenfalls Ellipsen.

Die folgenden Abbildungsmethoden stellen keine Inversion der Daten dar, sie transformieren sie lediglich. Jeder Impedanztensor, unabhängig von der zugehörigen Periode wird in eine neue Größe transformiert, sie behält aber ihre Abhängigkeit von der Periode, bzw. der Eindringtiefe. Das bedeutet aber auch, dass unabhängig von den drei hier verwendeten Abbildungsverfahren die Tensorelemente zu langen Perioden die Information eines großen Induktionsraumes beinhalten.

5.1 EGGERS' Eigenstate Analysis

Die weitverbreitete Vorgehensweise, unabhängig von der Dimensionalität des Impedanztensors nach Rotation lediglich die Nebendiagonalelemente auszuwerten, veranlaßte Eggers [1982], physikalisch intuitive Größen zu finden, die die gesamte Tensorinformation beinhalten. Besonders komplizierten Leitfähigkeitsverteilungen scheint dieser Ansatz gerecht zu werden. Grundsätzlich handelt es sich bei der Eigenwert-Analyse jedoch nicht um eine Abbildungsmethode. Allerdings kann der abstrakte, komplexe Impedanztensor so transformiert werden, dass eine direkte Abbildung gut leitfähiger Strukturen möglich wird.

Ausgehend von den MAXWELL-Gleichungen und der Lösung durch den Ebene-Wellen-Ansatz erhält man eine Beziehung senkrecht zueinander stehender magnetischer und elektrischer Felder.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{i\omega\mu}{\sqrt{-\omega^2\mu\epsilon + i\omega\mu\sigma}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Daraus folgt, dass das Skalarprodukt verschwindet:

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (5.2)$$

Diese Beziehung zwischen elektrischen und magnetischen Feldern muß für eine komplizierte Leitfähigkeitsverteilung nicht gegeben sein. Zum Beispiel zeigen Messdaten von einigen Stationen aus Namibia, deren univariate Kohärenzen hoch zwischen parallelen Komponenten sind, dass diese Voraussetzung verletzt ist. Dies impliziert eine starke Einschränkung dieses Verfahrens.

Eine Eigenwert-Analyse ist grundsätzlich nur dann möglich, wenn eine quadratische Matrix vorliegt. Die Eigenvektoren einer Matrix A sind Vektoren, deren Richtungen sich bei einer Abbildung durch die Matrix A nicht ändern, sondern deren Längen lediglich anders skaliert werden. Das würde aber für unsere Impedanzgleichung bedeuten, dass der Eigenvektor des magnetischen Feldes auf ein paralleles elektrisches Feld abgebildet wird. Um der in Gleichung (5.1) beschriebenen Physik gerecht zu werden, ist die von

EGGERS verwendete Eigenwert-Analyse dahingehend modifiziert, dass ein Magnetfeldvektor nicht parallel, sondern senkrecht zu dem E-Feldvektor steht und der Eigenwert also der Übertragungsfunktion zwischen diesen orthogonalen Feldern entspricht.

$$\mathbf{E}^i = \widehat{\Lambda}^i \mathbf{H}^i \quad (5.3)$$

Der Index i steht für die beide Eigenwerte und -vektoren. Weiterhin gilt die in Gleichung (5.2) angegebene Bedingung. Dadurch ergibt sich eine schiefsymmetrische Form der Eigenwertmatrix:

$$\widehat{\Lambda}^i = \begin{pmatrix} 0 & \lambda^i \\ \lambda^i & 0 \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Damit hat die Matrix die gleiche Form wie der Operator, der das elektrische und magnetische Feld einer transversalen elektromagnetischen Welle in einem homogenen Medium verknüpft (siehe Gl. (5.1)). Das Eigenwertproblem läßt sich daraufhin in folgender Notation ansetzen:

$$\mathbf{E}^i = \underline{\underline{Z}} \mathbf{H}^i = \widehat{\Lambda}^i \mathbf{H}^i \quad (5.5)$$

und führt zu

$$(\underline{\underline{Z}} - \widehat{\Lambda}^i) \mathbf{H}^i = 0. \quad (5.6)$$

Für ein nicht-verschwindendes \mathbf{H}^i muß die Determinante von $(\underline{\underline{Z}} - \widehat{\Lambda}^i)$ Null sein. Dies führt zu einer quadratischen Gleichung der Eigenwerte λ^i , die sich folgendermaßen berechnen:

$$\lambda^\pm = \frac{1}{2}(Z_{xy} - Z_{yx}) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(Z_{xy} - Z_{yx})^2 - \det(\underline{\underline{Z}})} \quad (5.7)$$

Zu diesen beiden Eigenwerten lassen sich je zwei elektrische und magnetische Eigenvektoren $(\mathbf{H}^+, \mathbf{E}^+)$ und $(\mathbf{H}^-, \mathbf{E}^-)$ angeben.

$$\mathbf{H}^\pm = \begin{pmatrix} \lambda^\pm - Z_{xy} \\ Z_{xx} \end{pmatrix} \quad \mathbf{E}^\pm = \begin{pmatrix} Z_{xx} \\ Z_{yx} + \lambda^\pm \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Sie beschreiben die Polarisation des elektrischen und magnetischen Feldes. Die beiden Eigenwerte λ^\pm haben nun die Nebendiagonalelemente des Impedanzensors ersetzt. Die „Hauptdiagonalelemente“ von $\widehat{\Lambda}^\pm$ sind Null, was bei einem gemessenen Tensor durch Rotation nicht exakt zu erreichen ist. Fraglich ist jedoch, welche Vorteile es bietet, einen physikalisch dreidimensionalen Tensor mathematisch korrekt in einen zweidimensionalen zu transformieren.

Es läßt sich zeigen, dass aufgrund der gemachten Annahmen der magnetische Eigenvektor senkrecht auf dem elektrischen steht:

$$\mathbf{E}^i = \begin{pmatrix} 0 & \lambda^i \\ -\lambda^i & 0 \end{pmatrix} \mathbf{H}^i = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \lambda^i \mathbf{H}^i = \widehat{R}_{\frac{\pi}{2}} \lambda^i \mathbf{H}^i \quad (5.9)$$

$\widehat{R}_{\frac{\pi}{2}}$ steht für eine Rotation um 90° .

An dieser Stelle möchte ich kurz auf die Eigenschaften der Eigenwerte bei 1D- und 2D-

Impedanztensoren eingehen. Bei den Eigenwerten handelt es sich um eine rotationsinvariante Größe, wie z.B. die Determinante oder $\frac{1}{2}(Z_{xy} - Z_{yx})$. Liegt ein homogener, bzw. geschichteter Untergrund vor, so sind die Nebendiagonalen lediglich mit Z besetzt (siehe Kap. 2.2.1). Wir erhalten dafür nur einen Eigenwert, nämlich Z . Bei einem 2D-Impedanztensor sind die Nebendiagonalen mit der Impedanz senkrecht und parallel zur elektrischen Streichrichtung besetzt. Die beiden Eigenwerte geben diese Impedanzen ebenfalls genau wieder. Im 1D und 2D Fall führt die EGGERS Eigenwert-Analyse zu wahren Impedanzen.

Wir haben nun aus dem Impedanztensor Eigenwerte und Eigenvektoren erhalten, für die wir eine geeignete und intuitive Darstellung benötigen. Am besten eignen sich dazu Ellipsen. Die Eigenschaften dieser Ellipsen möchte ich anhand eines Beispiel-Impedanztensors gemeinsam für alle Abbildungsmethoden am Ende dieses Kapitels erläutern.

5.2 LATORRACA Singular Value Decomposition

Die von EGGERS eingeführte Eigenwert-Analyse bildet den magnetischen Eigenvektor grundsätzlich auf einen orthogonalen, elektrischen Eigenvektor ab. Besonders im Fall komplexer Leitfähigkeitsverteilungen muß diese physikalische Voraussetzung nicht gegeben sein. LATORRACA [1986] unterscheidet deshalb die einfallende elektromagnetische Welle, deren elektrisches und magnetisches Feld orthogonal sind, und das Gesamtfeld, zusammengesetzt aus Primärfeld und einem Sekundärfeld in Abhängigkeit von der Leitfähigkeitsverteilung. Für das Gesamtfeld muss also nicht zwangsläufig die Orthogonalität von elektrischem und magnetischem Feld gelten. Zudem ist die Eigenwert-Analyse besonderen mathematischen Einschränkungen unterworfen. Die *Singular Value Decomposition (SVD)* bietet eine wesentliche Verallgemeinerung, da sie generell auch für nicht-quadratische Matrizen möglich ist.

Grundlage ist auch hier die Abbildung des magnetischen Feldes auf das elektrische mit „Skalierung“ durch den Impedanztensor (siehe Gl. (2.14)). Eine SVD des Impedanztensors $\underline{\underline{Z}}$ liefert je zwei zweikomponentige H-Vektoren \mathbf{h}_1 und \mathbf{h}_2 sowie E-Vektoren \mathbf{e}_1 und \mathbf{e}_2 . Sie sind jeweils orthogonal und normiert, so dass

$$\mathbf{h}_i^* \cdot \mathbf{h}_j = \delta_{ij} \quad \text{und} \quad \mathbf{e}_i^* \cdot \mathbf{e}_j = \delta_{ij} \quad , \quad (5.10)$$

mit $i, j = 1, 2$ und $*$ als dem konjugiert Komplexen gilt. δ_{ij} steht für das Kronecker-Symbol.

Damit läßt sich die Impedanzgleichung (2.14) als

$$\begin{aligned} \underline{\underline{Z}}\mathbf{h}_i &= r_i\mathbf{e}_i \\ \tilde{\underline{\underline{Z}}}\mathbf{e}_i &= r_i\mathbf{h}_i \end{aligned} \quad (5.11)$$

schreiben. $\tilde{\underline{\underline{Z}}}$ steht für die adjungierte (konjugiert komplexe, transponierte) Matrix. Diese Gleichungen beschreiben eine Abbildung von orthogonalen, magnetischen Vektoren auf

orthogonale, elektrische Vektoren und einer Skalierung mit dem Faktor r_i . Im mathematischen Kontext werden die Vektoren \mathbf{h}_i rechte Singulärvektoren und \mathbf{e}_i linke Singulärvektoren genannt. r_i sind die Singulärwerte.

Die Singulärvektoren lassen sich zu Matrizen der Form

$$\hat{U}_H = \begin{pmatrix} h_{1,1} & h_{2,1} \\ h_{1,2} & h_{2,2} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \hat{U}_E = \begin{pmatrix} e_{1,1} & e_{2,1} \\ e_{1,2} & e_{2,2} \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

zusammenfassen. Die Vektoren $\mathbf{h}_1, \mathbf{h}_2$, beziehungsweise $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$, stehen in den Spalten der Matrix. Dann gilt:

$$\tilde{U}_H \hat{U}_H = \hat{I} \quad \text{und} \quad \tilde{U}_E \hat{U}_E = \hat{I} \quad (5.13)$$

mit \hat{I} als der Einheitsmatrix. Die Matrix \hat{R} bezeichnet eine Diagonalmatrix mit den Singulärwerten r_1 und r_2 .

Damit läßt sich Gleichung (5.11) wie folgt schreiben:

$$\underline{\underline{Z}} \hat{U}_H = \hat{U}_E \hat{R} \quad (5.14)$$

$$\tilde{\underline{\underline{Z}}} \hat{U}_E = \hat{U}_H \hat{R} \quad (5.15)$$

Durch eine rechtsseitige Multiplikation von \tilde{U}_H in Gleichung (5.14) erhält man die Darstellung von $\underline{\underline{Z}}$ als Singulärwert-Problem.

$$\underline{\underline{Z}} = \hat{U}_E \hat{R} \tilde{U}_H \quad (5.16)$$

Diese Gleichung hat auf der rechten Seite 10 Parameter, \hat{U}_H und \hat{U}_E mit jeweils 4 und \hat{R} mit 2 Parametern, und auf der linken Seite den Impedanztensor mit 4 komplexen Elementen, das heißt 8 Parametern. Um dieses Missverhältnis zu beheben, führt LATORRACA einen gemeinsamen Phasenfaktor für \mathbf{e}_i und \mathbf{h}_i ein und damit als Folge komplexe Singulärwerte.

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \mu_1 & 0 \\ 0 & \mu_2 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \mu_i = r_i e^{i\theta_i} \quad (5.17)$$

Gleichungen (5.14), (5.15) und (5.16) lassen sich daraufhin transformieren:

$$\underline{\underline{Z}} = \hat{U}_E \hat{M} \quad (5.18)$$

$$\tilde{\underline{\underline{Z}}} = \hat{U}_H \hat{M}^* \quad (5.19)$$

$$\underline{\underline{Z}} = \hat{U}_E \hat{M} \tilde{U}_H \quad (5.20)$$

Als charakteristische Vektoren¹ \hat{U}_H und \hat{U}_E erhält man

$$\hat{U}_H =$$

¹Diese Bezeichnung wird anstelle der Bezeichnung „Singulärvektoren“ verwendet, da durch die Einführung einer Phase Einschränkungen für den Singulärvektor gemacht wurden (siehe [LaTorraca *et al.*, 1986]).

$$\begin{pmatrix} \cos \beta_H \cos \gamma_H - i \sin \beta_H \sin \gamma_H & -\cos \beta_H \sin \gamma_H + i \sin \beta_H \cos \gamma_H \\ \cos \beta_H \sin \gamma_H + i \sin \beta_H \cos \gamma_H & -\cos \beta_H \cos \gamma_H + i \sin \beta_H \sin \gamma_H \end{pmatrix} \quad (5.21)$$

$$\hat{U}_E = \begin{pmatrix} \cos \beta_E \cos \gamma_E - i \sin \beta_E \sin \gamma_E & -\cos \beta_E \sin \gamma_E + i \sin \beta_E \cos \gamma_E \\ \cos \beta_E \sin \gamma_E + i \sin \beta_E \cos \gamma_E & -\cos \beta_E \cos \gamma_E + i \sin \beta_E \sin \gamma_E \end{pmatrix} \quad (5.22)$$

mit

$$\tan 2\gamma_H = (C_{12}^H + C_{21}^H)/(C_{11}^H - C_{22}^H), \quad \sin 2\beta_H = i(C_{12}^H - C_{21}^H)/(r_1^2 - r_2^2) \quad (5.23)$$

$$\tan 2\gamma_E = (C_{12}^E + C_{21}^E)/(C_{11}^E - C_{22}^E), \quad \sin 2\beta_E = i(C_{12}^E - C_{21}^E)/(r_1^2 - r_2^2) \quad (5.24)$$

Hinter den Matrizen \hat{C}^H und \hat{C}^E verbirgt sich das Matrixprodukt $\underline{\underline{ZZ}}$, beziehungsweise $\underline{\underline{Z\tilde{Z}}}$. Die Singulärwerte r_1 und r_2 stehen mit der Matrix \hat{C} in folgender Beziehung

$$\det(\hat{C}) = r_1^2 r_2^2 \quad \text{und} \quad \text{trace}(\hat{C}) = r_1^2 + r_2^2, \quad (5.25)$$

wobei es keine Rolle spielt, ob \hat{C}^H oder \hat{C}^E zur Berechnung verwendet wird.

Wir haben nun je zwei charakteristische Vektorpaare für das magnetische und elektrische Feld erhalten sowie die dazugehörigen Eigenwerte. Ähnlich der Eigenwert-Analyse lassen sich diese Größen als Ellipsen darstellen (siehe Abschnitt 5.4).

5.3 Propagation Number Analysis (PNA)

Die hier vorgestellte *Propagation Number Analysis* basiert auf Überlegungen von Reilly [1979] über die Anisotropie von MT-Tensoren. Anhand eines mathematischen Formalismus überführt er den Impedanztensor in zwei neue Tensoren, den scheinbaren Widerstandstensor und den sogenannten scheinbaren Permittivitätstensor. Weiterhin schlägt er als Darstellung der Tensoren Invarianten vor, die jedoch erst etwa 20 Jahre später auf den gemessenen Widerstandstensor im Rahmen transientser Elektromagnetik (LOTEM) [Caldwell & Bibby, 1998] angewendet wurde. Die Herleitung und Darstellung eines Widerstandstensors ist auch in der Magnetotellurik von großer Bedeutung, da der mit Hilfe der *PNA* berechnete Widerstandstensor durch Invarianten, die unabhängig vom Koordinatensystem sind, dargestellt werden kann. Die in der MT übliche Berechnung der scheinbaren spezifischen Widerstände ist, wie im Anhang gezeigt wird, dazu nicht geeignet. Im Rahmen dieser Arbeit habe ich den mathematischen Formalismus in eine physikalische Beschreibung ebener, elektromagnetischer Wellen überführt. Dies ermöglicht ein leichteres Verständnis dieses Verfahrens auch in Bezug auf seine Einschränkungen für die Magnetotellurik. Zentrale Größe in der physikalischen Formulierung ist die komplexe Ausbreitungszahl, worauf auch der Name, den ich diesem Verfahren gegeben habe, hinweist. Genaugenommen heißt dieser Parameter „Ausbreitungskonstante“ (*propagation*

constant). Da sie aber ein dispersives Verhalten aufweist, scheint der Ausdruck „Konstante“ irreführend. Sie ist im Grunde genommen das Quadrat der mit $\sqrt{-1}$ multiplizierten Wellenzahl. Der Realteil der komplexen Ausbreitungszahl enthält die reelle dielektrische Permittivität ϵ , während der Imaginärteil die reelle Leitfähigkeit σ darstellt. Die Leitfähigkeit wiederum ist das Inverse des spezifischen Widerstandes.

Mit der komplexen Ausbreitungszahl wird im allgemeinen die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen in einem leitfähigen, polarisierbaren und anisotropen Medium beschrieben. Grundlage dafür sind die Maxwell-Gleichungen. Hierbei wird zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Feld eine tensorielle Beziehung angenommen, wie sie auch in der Magnetotellurik durch die Impedanz- $\underline{\underline{Z}}$, bzw. Admittanzgleichung zum Ausdruck kommt (vgl. auch Gl. 2.14).

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \underline{\underline{Z}}^{-1} \mathbf{E} = \underline{\underline{Y}} \mathbf{E} \quad (5.26)$$

beschrieben wird. Ausgeschrieben nimmt die rechte Seite folgende Form an

$$\underline{\underline{Y}} \mathbf{E} = \begin{pmatrix} Y_{xx} E_x + Y_{xy} E_y \\ Y_{yx} E_x + Y_{yy} E_y \end{pmatrix} \quad (5.27)$$

Die Maxwell-Gleichungen lauten unter der Annahme eines zeitlichen periodischen Ansatzes $e^{i\omega t}$ für die elektrischen und magnetischen Felder (siehe Kap. 2):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B} \quad (5.28)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + i\omega \mathbf{D} \quad (5.29)$$

Zusammen mit den Materialgleichungen (2.5) ergibt sich:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mu \mathbf{H} \quad (5.30)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \underline{\underline{\sigma}} \mathbf{E} + i\omega \underline{\underline{\epsilon}} \mathbf{E} \quad (5.31)$$

Wie in Gleichung (5.31) zu erkennen ist, sind sowohl die Leitfähigkeit σ als auch die Permittivität ϵ als Tensoren, das heißt anisotrop angesetzt worden.

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad \underline{\underline{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

Bei Ausrichtung des Koordinatensystems senkrecht und parallel der Anisotropieachsen können alle Elemente bis auf die Hauptdiagonalelemente verschwinden. Zumeist wird aber ein symmetrischer Tensor vorausgesetzt (vgl. [Negi & Saraf, 1989]). Die meisten Medien besitzen eine sehr kleine dielektrische Permittivität, die nur bei elektromagnetischen Wellen sehr hoher Frequenz (Mikrowellenphysik) signifikant wird. In der MT schätzen wir die Größenordnung des Verschiebungsstrom-Terms ab und erkennen, dass

er gegenüber dem Leitungsstrom vernachlässigbar klein ist. Im Folgenden wird der Verschiebungsstromanteil in den Betrachtungen beibehalten und ermöglicht zudem eine generelle Anwendung dieses Verfahrens auch für Messungen in einem Frequenzbereich, der höher ist als der in der MT betrachtete. In den MT-Messungen beobachten wir eine Phasenverschiebung, hervorgerufen durch Heterogenitäten der Leitfähigkeit im Untergrund. Die Frequenzantwort an unserem Messpunkt an der Erdoberfläche zeigt also Dispersionsverhalten. Deshalb ist es durchaus sinnvoll, eine dielektrische Permittivität zuzulassen.

Die Erweiterung der Gleichung (5.31) um den Faktor $i\omega\mu$ ergibt:

$$\begin{aligned} -i\omega\mu\nabla \times \mathbf{H} &= -i\omega\mu(\underline{\underline{\sigma}} + i\omega\underline{\underline{\epsilon}})\mathbf{E} \\ &= -\omega\mu(i\underline{\underline{\sigma}} - \omega\underline{\underline{\epsilon}})\mathbf{E} \\ &= -\underline{\underline{\gamma}}\mathbf{E} \end{aligned} \quad (5.33)$$

Der Tensor $\underline{\underline{\gamma}} = -\omega^2\mu\underline{\underline{\epsilon}} + i\omega\mu\underline{\underline{\sigma}}$ stellt die Ausbreitungszahl dar. Sie ist per Definition das Quadrat der mit $\sqrt{-1}$ multiplizierten, komplexen Wellenzahl k .

Das Magnetfeld \mathbf{H} in Gleichung (5.33) kann nun durch die Admittanzgleichung (5.26) ersetzt werden.

$$-i\omega\nabla \times \underline{\underline{Y}}\mathbf{E} = -\underline{\underline{\gamma}}\mathbf{E} \quad (5.34)$$

Genauso läßt sich \mathbf{H} in Gleichung (5.30) substituieren.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\underline{\underline{Y}}\mathbf{E} \quad (5.35)$$

Zur Lösung dieser Gleichungen wird neben der periodischen Zeitabhängigkeit eine exponentielle Abhängigkeit der elektrischen Felder mit der Tiefe z vorausgesetzt. Dies entspricht formal dem Ansatz für eine ebene elektromagnetische Welle, die sich vertikal fortpflanzt. Hierbei muss aber die reflektierte, nach oben verlaufende Welle unberücksichtigt bleiben, was für einen homogenen, also ungeschichteten, Untergrund zutrifft. Im weiteren ist demnach nur der mit der Tiefe z (positiv nach unten) abklingende Term zu berücksichtigen. Die elektrischen Felder besitzen keine Abhängigkeit in horizontaler Ebene, weshalb auch Ableitungen nach x und y verschwinden. Außerdem werden keine vertikalen Ströme angenommen, weshalb E_z Null ist. Insgesamt setzen wir also nur eine horizontale Anisotropie voraus, da für eine vertikale Anisotropie zwar keine vertikalen Ströme auftreten, aber E_z ungleich Null ist.

Mit den beschriebenen Annahmen ist Gleichung (5.35) equivalent zu folgendem Ausdruck:

$$\nabla \times \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial}{\partial z} E_y \\ \frac{\partial}{\partial z} E_x \\ 0 \end{pmatrix} = -i\omega \begin{pmatrix} Y_{xx}E_x + Y_{xy}E_y \\ Y_{yx}E_x + Y_{yy}E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.36)$$

Alle räumlichen Ableitungen nach x und y verschwinden, so dass auf der linken Seite lediglich die Ableitungen nach z bestehen bleiben.

Wendet man den Rotationsoperator auf Gleichung (5.34) an, bleiben ebenfalls nur die Ableitungen nach z erhalten.

$$i\omega \begin{pmatrix} -\frac{\partial}{\partial z}(Y_{yx}E_x + Y_{yy}E_y) \\ \frac{\partial}{\partial z}(Y_{xx}E_x + Y_{xy}E_y) \\ 0 \end{pmatrix} = -\underline{\underline{\gamma}} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.37)$$

Da wir einen homogenen, horizontal anisotropen Untergrund annehmen, können die Elemente des Admittanztensors keine Funktionen der Tiefe z sein, so dass sie sich wie konstante Faktoren bei der Ableitung verhalten. So gilt beispielsweise $\frac{\partial}{\partial z}(Y_{xy}E_x) = Y_{xy}\frac{\partial}{\partial z}E_x$. Die jeweiligen Ableitungen von E_x und E_y können durch die Komponenten der rechten Seite von Gleichung (5.36) ersetzt werden.

$$-(i\omega)^2 \begin{pmatrix} -Y_{yx}(Y_{yx}E_x + Y_{yy}E_y) + Y_{yy}(Y_{xx}E_x + Y_{xy}E_y) \\ Y_{xx}(Y_{yx}E_x + Y_{yy}E_y) - Y_{xy}(Y_{xx}E_x + Y_{xy}E_y) \\ 0 \end{pmatrix} = -\underline{\underline{\gamma}} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.38)$$

Im folgenden werde ich der Übersichtlichkeit wegen die Gleichungen auf zwei Dimensionen reduzieren, da die z -Komponente verschwindet. Der Vektor auf der linken Seite dieser Gleichung lässt sich zerlegen in eine 2×2 Matrix mit den Elementen des Admittanztensors und dem Vektor des elektrischen Feldes.

$$-\omega^2 \begin{pmatrix} Y_{yy}Y_{xx} - Y_{yx}Y_{yx} & Y_{yy} \cdot (Y_{xy} - Y_{yx}) \\ Y_{xx} \cdot (Y_{yx} - Y_{xy}) & Y_{yy}Y_{xx} - Y_{xy}Y_{xy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \underline{\underline{\gamma}} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (5.39)$$

Der Tensor $\underline{\underline{\gamma}}$ hat demnach folgende Form:

$$\begin{pmatrix} \gamma_{xx} & \gamma_{xy} \\ \gamma_{yx} & \gamma_{yy} \end{pmatrix} = -\omega^2 \begin{pmatrix} Y_{yy}Y_{xx} - Y_{yx}Y_{yx} & Y_{yy} \cdot (Y_{xy} - Y_{yx}) \\ Y_{xx} \cdot (Y_{yx} - Y_{xy}) & Y_{yy}Y_{xx} - Y_{xy}Y_{xy} \end{pmatrix} \quad (5.40)$$

Diese komplexe Größe lässt sich in Real- und Imaginärteil aufspalten, wobei der Realteil eine scheinbare Permittivität und der Imaginärteil eine scheinbare Leitfähigkeit darstellt (siehe Definition von $\underline{\underline{\gamma}}$ Gl. (5.33)). Das Inverse der Leitfähigkeit ist ein spezifischer Widerstand, der sich aus dem Imaginärteil bestimmen lässt.

$$\underline{\underline{\rho}} = \underline{\underline{\sigma}}^{-1} = \frac{\mu\omega}{\underline{\underline{Im}}(\underline{\underline{\gamma}})} \quad (5.41)$$

Im Rahmen dieser Arbeit bleibt der scheinbare Permittivitätstensor unberücksichtigt, da für die Abbildungen eine Transformation der Messdaten in Widerstandstensoren genutzt werden soll.

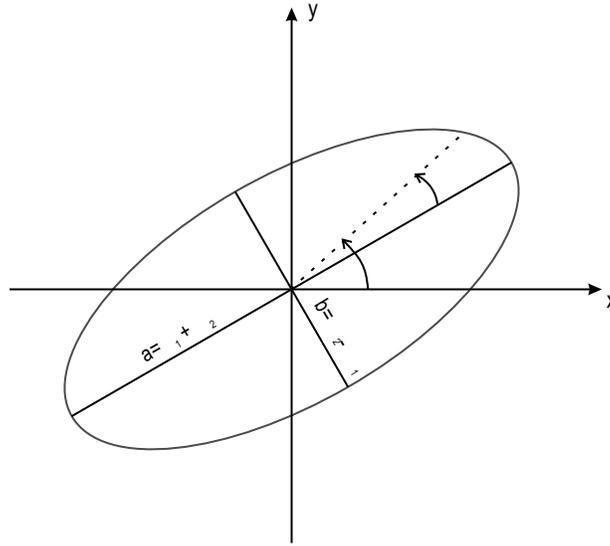


Abbildung 5.1: Die Skizze verdeutlicht, wie ein Tensor durch eine Ellipse abgebildet wird. Die Berechnung der Größen Π_1 und Π_2 , aus denen sich die Länge der Hauptachsen ergibt, sowie α und β , die den Rotationswinkel der Ellipse angeben, sind im Text näher erläutert.

Der durch die *PNA* erhaltene scheinbare spezifische Widerstand $\underline{\rho}$ ist im Gegensatz zum scheinbaren spezifischen Widerstand ρ_a ein 2×2 -Tensor. Für die Überprüfung der Tensor-eigenschaften von $\underline{\rho}$ sei auf den Anhang **A2** verwiesen. Der Imaginärteil eines Tensors, ist wiederum auch ein Tensor, womit auch $\underline{\rho}$ ein Tensor ist.

Durch diese Herleitung ist der Impedanztensor in einen Widerstandstensor überführt worden. Die *PNA* setzt dabei die Information über den komplizierten Untergrund in ein anisotropes Ersatzmodell um. Das bedeutet, dass für jeden Impedanztensor, unabhängig von der zugehörigen Frequenz, ein homogener, horizontal anisotroper Untergrund gesucht wird, der den gleichen Impedanztensor zur Folge hätte. Dabei lassen sich vor allem die Streichrichtungen von leitfähigen Anomalien als Größe und Richtung der Anisotropie ausdrücken. Diese Größen gehen in den Widerstandstensor ein. Mit der *PNA* soll kein Modell einer anisotropen Erdkruste aufgestellt werden, die Anisotropie dient lediglich als Hilfsmittel, um Geometrie und Leitfähigkeit der Anomalien in einem geographischen Koordinatensystem darstellen zu können.

Zu einer anschaulichen graphischen Darstellung von Tensoren können Ellipsen verwendet werden. Tensoren lassen sich als Summe von einem symmetrischen und einem asymmetrischen Anteil schreiben [Bibby, 1986].

$$\underline{\underline{\rho}} = \Pi_1 \begin{pmatrix} \cos(2\alpha) & \sin(2\alpha) \\ \sin(2\alpha) & -\cos(2\alpha) \end{pmatrix} + \Pi_2 \begin{pmatrix} \cos(2\beta) & \sin(2\beta) \\ -\sin(2\beta) & \cos(2\beta) \end{pmatrix} \quad (5.42)$$

mit

$$\begin{aligned}\Pi_1 &= = \frac{1}{2}[(\rho_{xx} - \rho_{yy})^2 + (\rho_{xy} + \rho_{yx})^2]^{\frac{1}{2}} \\ &= [P_1^2 + P_3^2 - P_2^2]^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (5.43)$$

$$\begin{aligned}\Pi_2 &= = \frac{1}{2}[(\rho_{xx} + \rho_{yy})^2 + (\rho_{xy} - \rho_{yx})^2]^{\frac{1}{2}} \\ &= [P_1^2 + P_3^2]^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (5.44)$$

$$\tan(2\alpha) = (\rho_{xy} + \rho_{yx})/(\rho_{xx} - \rho_{yy})\quad (5.45)$$

$$\tan(2\beta) = (\rho_{xy} - \rho_{yx})/(\rho_{xx} + \rho_{yy})\quad (5.46)$$

Die Größen Π_1 , Π_2 , α und β bestehen aus rotationsinvarianten Ausdrücken

$$P_1 = \frac{1}{2}(\rho_{xx} + \rho_{yy}) = \frac{1}{2}\text{trace}(\underline{\underline{\rho}})\quad (5.47)$$

$$P_2 = \frac{1}{2}(\rho_{xx}\rho_{yy} - \rho_{xy}\rho_{yx})^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}[\det(\underline{\underline{\rho}})]^{\frac{1}{2}}\quad (5.48)$$

$$P_3 = \frac{1}{2}(\rho_{xy} - \rho_{yx}),\quad (5.49)$$

die vom jeweiligen Koordinatensystem unabhängig sind. Mit $a = \Pi_1 + \Pi_2$ und $b = \Pi_2 - \Pi_1$ erhält man die beiden Hauptachsen des Tensors, die als Hauptachsen einer Ellipse dargestellt werden können (siehe Abbildung 5.1).

Betrachtet man einen 1D Untergrund, so enthält der γ -Tensor auf den Hauptdiagonalen jeweils die Impedanz Z zum Quadrat. Die graphische Darstellung in Form des scheinbaren Widerstandstensors führt zu einer Sonderform der Ellipse, dem Kreis. Auch für den 2D-Fall im Streichen werden die Nebendiagonalen des γ -Tensors Null, die Hauptdiagonalen sind mit den beiden Impedanzen Z_{\parallel}^2 und Z_{\perp}^2 besetzt. Für den allgemeinen 2D-Fall sowie einen 3D Untergrund ergibt sich ein vollbesetzter Widerstandstensor, der zu einer Ellipse führt, die in Richtung der höheren Leitfähigkeit gestreckt ist.

5.3.1 Einfluß von verzerrenden, oberflächennahen Strukturen auf die PNA

Mit der *Propagation Number Analysis* erhalten wir einen scheinbaren Widerstandstensor, dessen Form und Ausrichtung die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund abbilden soll. In diesem Zusammenhang liegt es nahe, die Auswirkungen einer kleinräumigen, oberflächennahen Anomalie zu betrachten. Diese Art von Anomalien wird vor allem bei den

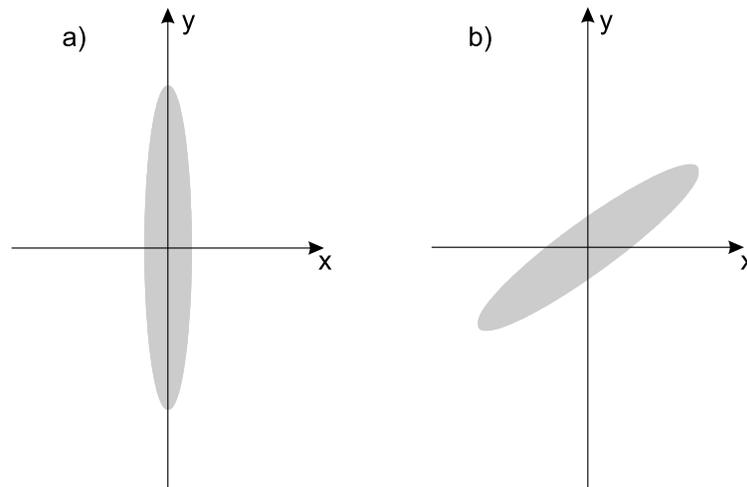


Abbildung 5.2: Ein 2D-Impedanztensor wurde mit einer reellen Verzerrungsmatrix multipliziert. Die Darstellung zeigt die Ellipsen nach der *PNA* für den 2D-Tensor a) ohne und b) mit Verzerrung.

Dekompositionsverfahren vorausgesetzt. Sie lassen sich durch eine reelle, frequenzabhängige Verzerrungsmatrix ausdrücken (siehe Gl. (2.22)). Als Beispieltensor verwende ich den Tensor aus Formel (5.52), für den die Hauptdiagonalelemente Null gesetzt sind.

$$\underline{Z}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1.14 + 0.975i \\ -0.274 - 0.457i & 0 \end{pmatrix} \quad (5.50)$$

wird mit der reellen Verzerrungsmatrix

$$\begin{pmatrix} 0.5 & 1 \\ 2 & 0.25 \end{pmatrix} \quad (5.51)$$

multipliziert. Abbildung 5.2 zeigt links die resultierende Ellipse, deren Hauptachsen am Koordinatensystem ausgerichtet sind. Ein Vergleich mit der rechten Ellipse zeigt, dass der statisch verzerrte Impedanztensor dagegen sowohl die Größe der Ellipse als auch die Richtung beeinflusst. Durch dieses Beispiel wird deutlich, dass der Impedanztensor auch auf kleinräumige Inhomogenitäten reagiert. Dieses Beispiel soll nicht den Eindruck vermitteln, dass bei Vorhandensein kleinräumiger Inhomogenitäten keine aussagekräftigen Ellipsen entstehen. Vielmehr wird die Ellipse in diesem Fall die lokale Verzerrung abbilden. Dies kann dann von Interesse sein, wenn bei einer Modellierung diese Inhomogenitäten als a priori Information berücksichtigt werden sollen.

5.3.2 Einfluß von fehlerbehafteten Impedanzen auf die *PNA*

Für jedes Impedanzensorelement wird nach der statistischen Schätzung ein Fehler angegeben. Um den Einfluß dieses Fehlers, bzw. die Stabilität der Ellipse nach der *PNA*, zu

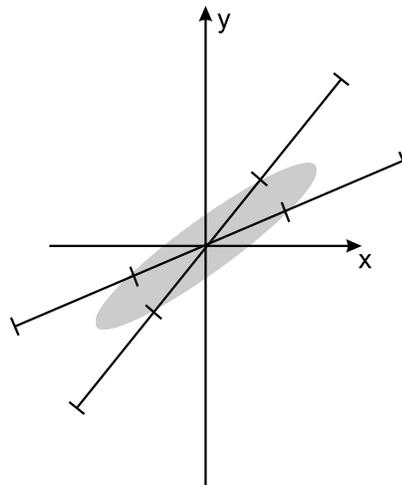


Abbildung 5.3: Darstellung der „Fehlerbalken“ für die Ellipsen nach der *PNA*: Die beiden Linien geben den Bereich an, indem die Hauptachsenrichtung liegen kann. Die Markierungen auf den Linien zeigen die maximale und minimale Länge der Hauptachse.

untersuchen, wähle ich nicht die Methode der Fehlerfortpflanzung. Sie gestaltet sich bei dieser Transformation kompliziert und ist nicht lösbar. Vielmehr berechne ich für jedes Impedanzensorelement 500 Zufallswerte, die sich innerhalb der Fehlergrenzen für dieses Element befinden. Trägt man das Impedanzensorelement mit seinem Fehler in der komplexen Ebene auf, so ergibt sich ein Kreis. In einigen Versuchen hat sich gezeigt, dass bei dem Fehlerbereich, der für diesen Datensatz bei langen Perioden typischen ist, 500 Zufallswerte genügen, um optisch eine gleichmäßige Überdeckung des Fehlerbereichs zu erhalten. Aus den jeweils 500 Zufallswerten für jedes Impedanzensorelement werden die Tensoren zusammengesetzt. Auf die Gesamtmenge an „Daten“² wende ich die *PNA* an und ermittle für jede Ellipse minimale und maximale Längen der Hauptachsen sowie minimale und maximale Winkel zum Koordinatensystem. Diese Abschätzung ist zwar rechenaufwendig, bietet aber eine Alternative zur klassischen Fehlerfortpflanzung.

Zur Darstellung der Fehlerbereiche (siehe Abb. 5.3) verwende ich zwei sich kreuzende Linien über der Ellipse. Sie beschreiben, um welchen Betrag die Richtung der Hauptachse im Rahmen der Datenfehler variieren kann. Die Begrenzungen auf den Linien geben die minimale und maximale Hauptachsenlänge wieder. Auf diese Weise erhält man einen Eindruck wie gut die jeweilige Ellipse nach der *PNA* bestimmt ist.

5.4 Vergleich der Abbildungsmethoden

Um die Eigenwert-Analyse nach EGGERS' und die *SVD* nach LATORRACA zu vergleichen, verwende ich den aus der Literatur [Eggers, 1982, LaTorraca *et al.*, 1986] bekann-

²500 Tensoren für jede Station und jede Frequenz

ten Impedanztensor mit der Form

$$\underline{\underline{Z}} = \begin{pmatrix} 0.097 + 0.208i & 1.140 + 0.957i \\ -0.274 - 0.457i & 0.297 - 0.138i \end{pmatrix}. \quad (5.52)$$

Für beide Methoden lassen sich je zwei magnetische und elektrische Polarisationsellipsen nach den Eigenvektoren aufzeichnen. Die oberen Skizzen in Abbildung 5.4 beziehen sich auf die ersten E- und H-Eigenwerte, die unteren auf die jeweils zweiten. Zuerst möchte ich auf einige geometrische Parameter und Zusammenhänge der EGGERS' Ellipsen eingehen (Abb. 5.4 links). Die Hauptachse des ersten E-Eigenwerts hat die Länge des ersten Eigenwerts. Dementsprechend ist die Hauptachse der zweiten elektrischen Polarisationsellipse mit dem zweiten Eigenwert skaliert. Die Winkel Ψ^+ und Ψ^- gegenüber der x-Achse³ berechnen sich aus den Elementen der jeweiligen Eigenvektoren \mathbf{E}^+ und \mathbf{E}^- :

$$\tan 2\Psi = \frac{2 \cdot \operatorname{Re}(E_x E_y^*)}{|E_x|^2 - |E_y|^2} \quad (5.53)$$

Die dazugehörigen magnetischen Eigenvektoren sind normiert und stehen grundsätzlich senkrecht zu den elektrischen.

Die Ellipsen, die nach den beiden Singulärvektorpaaren der *SVD* berechnet werden (Abb. 5.4 rechts), sind vergleichbar mit denen der Eigenwert-Analyse. Die obere Skizze zeigt die beiden ersten charakteristischen Vektoren. Die Länge der Hauptachse der elektrischen Polarisationsellipse ist auf den ersten Singulärwert r_1 skaliert und ist um den Winkel γ_{E1} gegenüber der x-Achse verdreht. Die Amplitude des magnetischen Feldes ist auf 1 normiert und um den Winkel γ_{H1} gedreht. Im Gegensatz zu den EGGERS' Ellipsen stehen elektrisches und magnetisches Feld nicht zwangsläufig senkrecht aufeinander. Dies ist nur bei bestimmten Leitfähigkeitsgeometrien der Fall. Das zweite Paar charakteristischer Vektoren steht per Definition senkrecht zu dem ersten und ist durch den zweiten Singulärwert skaliert.

Möchte man die Ellipsendarstellung nach EGGERS oder LATORRACA als Abbildungsverfahren verwenden, so zeichnet man diese Ellipsen für eine bestimmte Frequenz oder Tiefe an allen Stationen. Durch die Geometrie der Ellipsen sollen leitfähige Strukturen abgebildet werden. Bei EGGERS' Eigenwert-Analyse stehen elektrisches und magnetisches Feld senkrecht aufeinander. Um komplizierte Leitfähigkeitsstrukturen abzubilden, ist es daher wesentlich sinnvoller, die Ellipsen der beiden elektrischen Eigenvektoren zu verwenden.

Bei der *SVD* stehen per Definition jeweils die beiden elektrischen und magnetischen Felder senkrecht zueinander, jedoch kann ein beliebiger, von der Leitfähigkeitsverteilung abhängiger Winkel zwischen dem E- und H-Feld auftreten. Es genügt also, zu reinen Abbildungszwecken nur das erste charakteristische Vektorpaar zu verwenden. Eine wichtige

³Man beachte, dass die x-Achse in dem für die MT üblichen Koordinatensystem positiv nach Norden zeigt.

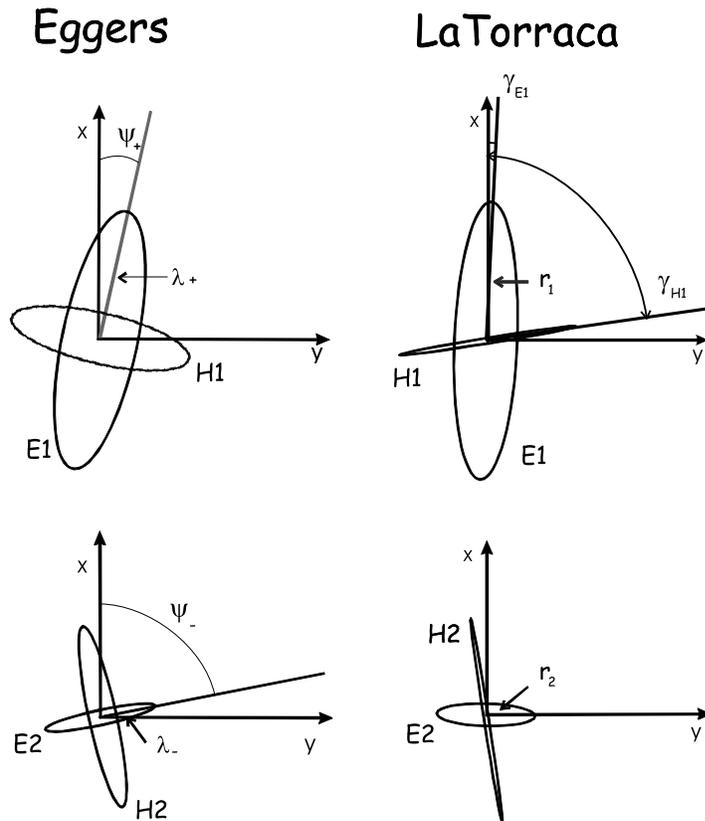


Abbildung 5.4: Darstellung der Eigenvektoren und -werte nach der EGGERS' *Eigenstate Analysis* und LATORRACA *Singular Value Decomposition* für den im Text gegebenen Impedanztensor. Trotz leichter Differenzen zwischen beiden Verfahren ähneln sich die Ellipsen.

Größe bezüglich der Winkel zwischen dem ersten charakteristischen Vektorpaar ist die LATORRACA *Skew*⁴:

$$S = \frac{1}{2}\pi - \gamma_H + \gamma_E \quad (5.54)$$

Sie ist ein Maß für die Abweichung von der Orthogonalität zwischen elektrischem und magnetischem Feld.

Zu dem Impedanztensor aus Gleichung 5.52 wurde auch die dazugehörige Ellipse nach der *PNA* berechnet. Sie ist in Abbildung 5.5 dargestellt. In Ausrichtung und Größe ist sie vergleichbar mit dem ersten Singulärwert E_1 . Im Gegensatz zu den anderen beiden Verfahren haben wir hierbei nur eine Ellipse. Es ist also nicht der Winkel zwischen zwei Ellipsen, der eine wesentliche Rolle spielt.

Zu einer Abbildungsmethode werden alle drei Verfahren jedoch nur bei Anwendung auf

⁴Die Winkel γ_H und γ_E sind nicht zu verwechseln mit der Ausbreitungszahl γ .

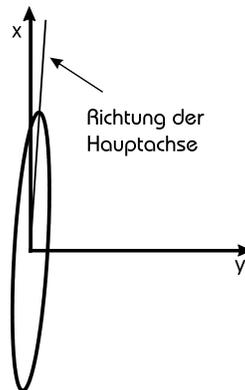


Abbildung 5.5: Für den gleichen Impedanztensor wie in Abbildung 5.4 wurde die Ellipse nach der *PNA* berechnet. Sie ist in ihrer Ausrichtung mit dem ersten elektrischen Eigenwert nach der *SVD* vergleichbar.

einen genügend dicht vermessenen Datensatz. In Kapitel 6 sollen anhand verschiedener 2D- und 3D-Modelle die Vor- und Nachteile dieser Abbildungsverfahren verglichen werden.

5.5 Verwendung von Invarianten

Die hier als *PNA* eingeführte Abbildungsmethode stützt sich auf die Darstellung von Invarianten. Immer dann, wenn wir es in der Geophysik mit den unterschiedlichsten Tensoren zu tun haben, taucht die Berechnung und Darstellung von Invarianten auf. In der Magnetotellurik beschäftigen sich viele Arbeiten über einen langen Zeitraum mit Invarianten des Impedanztensors und ihrer Aussagekraft [Berdichevsky & Dmitriev, 1974, Ranganayaki, 1984, Ingham, 1988, Park & Livelybrooks, 1989, Szarka & Menvielle, 1997, Weaver *et al.*, 2000]. Besonders bei einer komplizierten Leitfähigkeitsverteilung scheinen diese von der Richtung des induzierenden elektromagnetischen Feldes sowie vom gewählten Koordinatensystem unabhängige Parameter wichtige und objektive Informationen des Untergrundes zu besitzen. Die Invarianten des Impedanztensors werden als Ellipsen oder *Mohr'sche Kreise* [Lilley, 1993] in der komplexen Ebene dargestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit berechneten Invarianten beziehen sich jedoch auf den aus der *PNA* resultierenden Widerstandstensor. Im Gegensatz zum Impedanztensor ist der Widerstandstensor eine reelle, physikalisch anschauliche Größe. Die erhaltenen Invarianten eignen sich zur Darstellung in einer Stationskarte, so dass sich durch direkte Zuordnung zur Messlokation ein Abbild des Untergrundes ergibt.

Kapitel 6

Anwendung der Abbildungsmethoden

Im vorangegangenen Kapitel sind drei Abbildungsmethoden vorgestellt worden: die EGGERS' *Eigenstate Analysis*, die LATORRACA *Singular Value Decomposition* und die *Propagation Number Analysis*. Eine Darstellung der Eigenwert-, bzw. Widerstandsellipsen für einen speziellen Impedanztensor hat gezeigt, dass sie grundsätzlich vergleichbare Ergebnisse liefern. Dieser Beispiel-Impedanztensor aus der Literatur hatte jedoch keinen Bezug zu einer bestimmten Leitfähigkeitsverteilung, so dass zwar die Methoden untereinander verglichen, aber keine Eigenschaften der Ellipsen in der Umgebung eines Leitfähigkeitskontrasts untersucht werden konnten. Anhand eines 2D-Modells soll nun das Verhalten der Eigenwert-, bzw. Widerstandsellipsen in Bezug auf eine einfache Leitfähigkeitsverteilung verdeutlicht werden. Um ein intuitives Abbildungsverfahren zu erhalten, ist es notwendig, die physikalische Information in eine graphische umzusetzen. Wichtig wird in diesem Zusammenhang vor allem, wie die Form und Ausrichtung der Ellipsen zu interpretieren sind.

Mit dem Wissen, wie sich die Widerstands- und Polarisations-Ellipsen über einem Leitfähigkeitskontrast verhalten, soll dann die Leitfähigkeitsverteilung über der WF/OL anhand der unterschiedlichen Abbildungsmethoden diskutiert werden. Dazu ist vor allem auch eine Abschätzung der Fehler notwendig.

6.1 Die Abbildung eines 2D Untergrundes durch Ellipsen

Anhand eines 2D Modells und seiner Modellantworten möchte ich nun die unterschiedlichen Abbildungsverfahren miteinander vergleichen. Über dem Modell wird ein synthetisches Stationsnetz verteilt und an diesen Stellen die aus dem Impedanztensor berechneten Ellipsen abgebildet. Anhand der Form und Größe lassen sich wesentliche Eigenschaften der Ellipsen bei einem lateralen Leitfähigkeitskontrast studieren.

Das in Abbildung 6.1 dargestellte 2D-Modell besteht aus zwei aneinander grenzenden Blöcken mit Widerständen von $5\Omega m$ und $1000\Omega m$. Gegenüber der Nordrichtung besitzt der Leitfähigkeitskontrast ein Streichen von 45° . Obwohl es sich eigentlich um ein 2D-Modell handelt, sind die Modellantworten mit dem 3D-Vorwärtsalgorithmus von Mackie

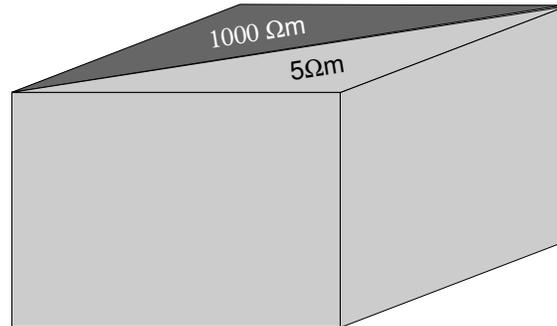


Abbildung 6.1: Zum Testen der unterschiedlichen Abbildungsverfahren wird ein 2D-Modell verwendet, das eine 45° Streichrichtung besitzt

et al. [1993] berechnet worden, um eine flächenhafte Überdeckung zu erhalten. Im folgenden werde ich für drei Frequenzen (100Hz , 1Hz und $0.022\text{Hz} \hat{=} 45\text{s}$) die aus den Impedanztensoren berechneten Ellipsen zeigen. Um durch die 2D-Erweiterung des inneren 3D-Modellblocks Randeffekte ausschließen zu können, werden Stationen in der Mitte des Modells gewählt. Das Modell ist mit einem 200m -Gitter diskretisiert und besitzt eine Tiefenerstreckung von etwa 60km , darunter schließt sich ein 100km mächtiger, homogener Halbraum mit $100\Omega\text{m}$ an. Die dargestellten Stationen haben Abstände von ca. $2\text{km} - 2.5\text{km}$.

Im vorangegangenen Kapitel ist erläutert worden, wie sich aus einem Impedanztensor und seinen Eigenwerten die Form einer Ellipse ergibt (siehe Abbildung 5.4), so dass an dieser Stelle darauf verzichtet wird. Das Zentrum der Ellipse befindet sich an den Lokationen der synthetischen Stationen über dem 2D-Modell.

Abbildung 6.2 (a - c) zeigt das erste Eigenvektorpaar nach der EGGERS' Eigenwert-Analyse. Schwarz stellt die Ellipse des elektrischen, grau die des magnetischen Eigenvektors dar. Das erste Eigenvektorpaar gibt das maximale elektrische Feld an, das bei einer gegebenen Leitfähigkeitsverteilung von einem Einheitsmagnetfeld produziert werden kann. Im 2D Fall entarten offensichtlich die elektrischen und magnetischen Ellipsen zu Linien.

Die elektrischen Ellipsen auf dem schlechtleitenden Viertelraum links oben sind lang und stehen senkrecht auf dem Kontrast. Auf dem guten Leiter rechts unten werden die Ellipsen klein und liegen parallel zum Leitfähigkeitskontakt. Die Größe der Ellipse steht also in Zusammenhang mit der Leitfähigkeit des Untergrundes. Erwartungsgemäß zeigt sich, dass die magnetischen Ellipsen immer senkrecht zu den elektrischen stehen. Betrachtet man die Abbildungen bei längeren Perioden, so ist der Leitfähigkeitskontrast durch die Länge und Richtung der Ellipsenhauptachse erkennbar.

Da die Eigenwerte aus den Impedanztensoren berechnet werden, beinhalten sie eine starke Frequenzabhängigkeit. Aus diesem Grund müssen die Abbildungen je nach Frequenz unterschiedlich skaliert werden. Das bedeutet aber, dass die Größe der Ellipsen keine

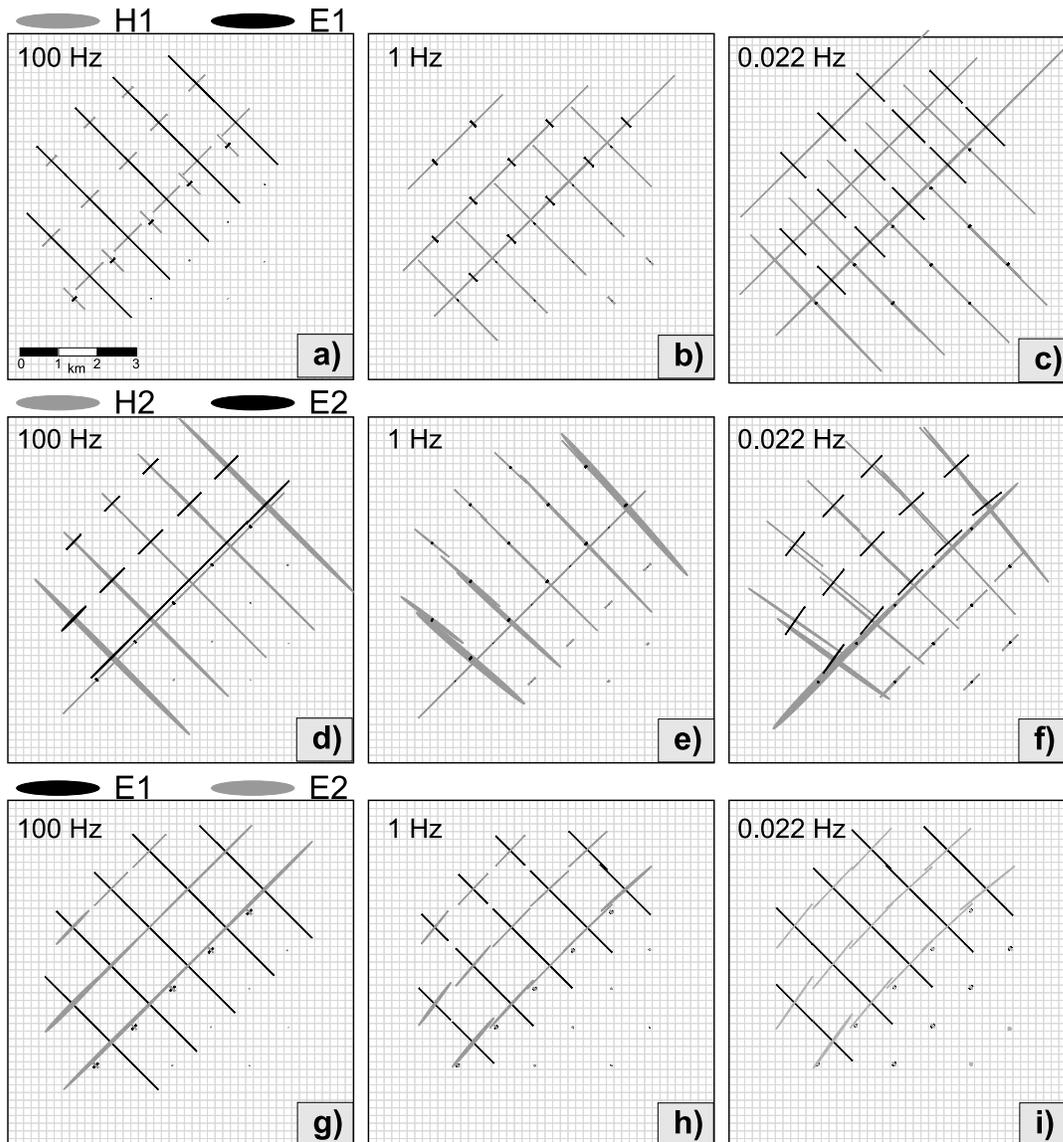


Abbildung 6.2: An jeder Modellstation werden die Eigenwerte nach der EGGERS Eigenwert-Analyse in Form von Ellipsen dargestellt. Die obere Reihe (a - c) zeigt das erste Eigenvektorpaar (elektrisch in schwarz, magnetisch in grau) für drei verschiedene Frequenzen. Der 45° streichende Leitfähigkeitskontrast zeigt sich im Drehen der Ellipsen von senkrecht zum guten Leiter orientiert nach parallel zu ihm verlaufend. Einheitliches Verhalten diesbezüglich zeigen jeweils die Stationen im Dreieck links oben (schlechter Leiter) und rechts unten (guter Leiter). Das zweite Eigenvektorpaar ist in der mittleren Reihe (d - f) dargestellt. Die untere Reihe (g - i) zeigt die beiden elektrischen Polarisationsellipsen jeweils für drei Frequenzen.

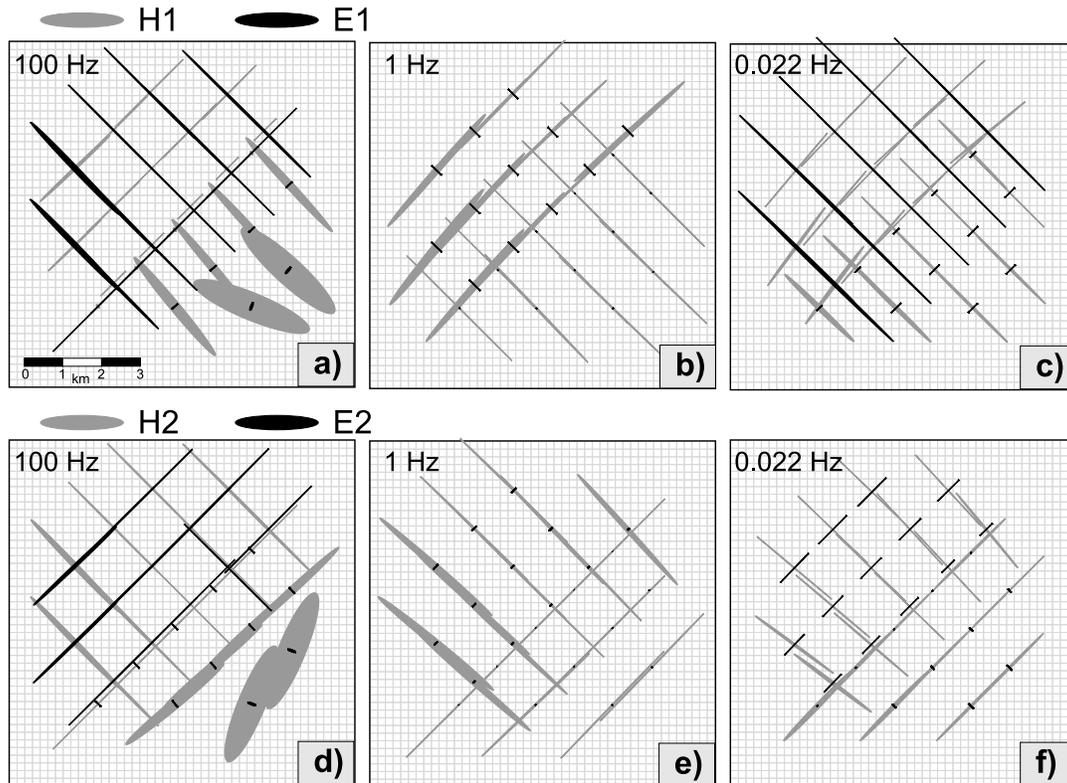


Abbildung 6.3: Für die gleichen Modellstationen und Frequenzen sind die beiden LA-TORRACA SVD Ellipsenpaare dargestellt. Auch sie geben den Leitfähigkeitskontrast wieder und sind in ihren Eigenschaften vergleichbar mit denen aus Abb. 6.2. Für die Frequenz von 100 Hz (a und d) zeigen die Ellipsen an Stationen über dem guten Leiter (Bereich rechts unten) Instabilitäten. Weitere Erläuterungen sind dem Text zu entnehmen.

ausagekräftige Information liefert, wenn die dazugehörige Frequenz unbekannt ist. Außerdem ist es zum Teil aufgrund starker Größendifferenzen nötig, die magnetischen und elektrischen Ellipsen unterschiedlich nachzuskalieren. Die Richtung der Ellipsen, die in diesem Zusammenhang die wichtigere Eigenschaft ist, bleibt durch diese Skalierung unbeeinflusst.

Die Ellipsen sind, da sie aus den Eigenwerten der Impedanztensoren entstehen, nicht mit einer anschaulichen Größe wie dem Widerstand vergleichbar. Man erhält vor allem geometrische Aussagen über eine Leitfähigkeitsverteilung. Geht man jedoch davon aus, dass die beiden Eigenwerte eine maximale und minimale Impedanz wiedergeben, so lassen sich aus ihnen Hauptwiderstände (*principal resistivities*) berechnen [Eggers, 1982].

Die mittlere Reihe (d - f) zeigt das zweite Eigenvektorpaar. Dieses gibt das minimale elektrische Feld, das durch das Einheitsmagnetfeld erzeugt wird, wieder. Im Vergleich zum ersten Eigenvektorpaar stehen die elektrischen und magnetischen Ellipsen, da es

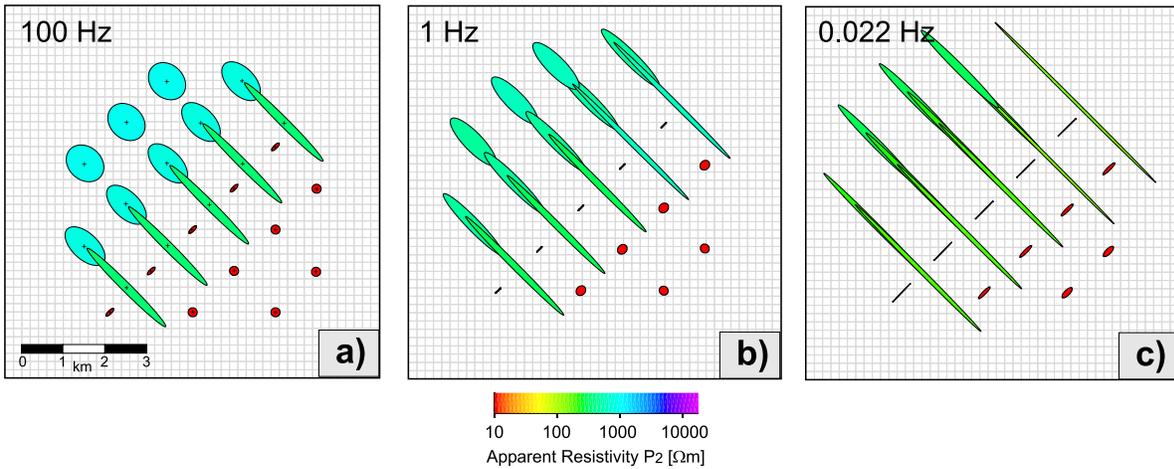


Abbildung 6.4: Die Widerstandsellipsen nach der *Propagation Number Analysis* für das gleiche Stationsnetz ergeben ein Abbild der Leitfähigkeitsverteilung. Farbkodiert ist die Determinante des Widerstandstensors, wodurch eine Zuordnung der Leitfähigkeiten im Untergrund möglich wird.

sich um einen 2D Untergrund handelt, senkrecht zu den ersten. Bei einer komplizierten Leitfähigkeitsverteilung kann das zweite Ellipsenpaar einen beliebigen Winkel zum ersten besitzen. Dagegen stehen die magnetischen und elektrischen Hauptachsen immer rechtwinklig aufeinander. Deshalb ist es sinnvoll, die beiden elektrischen Polarisierungen in einer Darstellung zu zeigen. Dies gibt die untere Reihe in Abbildung 6.2 (g - i) wieder. Wie erwartet, stehen die beiden elektrischen Polarisierungen für den 2D-Untergrund senkrecht aufeinander. Darüber hinaus verliert das Skalierungsproblem bei der Darstellung der beiden elektrischen Ellipsen an Bedeutung.

Zum Vergleich stellt Abbildung 6.3 für dieselben Modellstationen die durch die LATOR-RACA SVD erhaltenen Eigenwerte in Form von Ellipsen dar. Die obere Reihe gibt das erste Paar der charakteristischen elektrischen und magnetischen Vektoren wieder. Grundsätzlich ergeben sie ein ähnliches Bild wie die Ellipsen nach EGGERS. Da es sich bei diesem Modell um eine 2D Leitfähigkeitsverteilung handelt, stehen elektrische und magnetische Ellipsen senkrecht aufeinander. Im Gegensatz zu EGGERS' Ellipsen gilt diese Beziehung nicht per definitionem, sondern ist ein Hinweis für eine 2D-Feldverteilung. Die elektrischen Ellipsen über dem schlechten Leiter sind größer und senkrecht zum Leitfähigkeitskontrast orientiert, während sie auf dem guten Leiter kleiner und parallel zu ihm ausgerichtet sind. Die elektrischen und magnetischen Ellipsen des zweiten Vektorpaars (d - f) sind grundsätzlich senkrecht zu den ersten. Aus diesem Grund bringen die Abbildungen der unteren Reihe keine wesentlichen neuen Informationen bezüglich der Leitfähigkeitsverteilung. Da diese Ellipsen ebenfalls aus den Impedanztensoren hergeleitet sind, sind auch sie stark frequenzabhängig, was eine sinnvolle Skalierung nötig macht. Die beiden hochfrequenten Abbildungen (a und d) zeigen besonders auf dem guten Lei-

ter einige Instabilitäten. Die Ellipsen weichen von der für einen 2D Untergrund üblichen langgestreckten Form ab und haben eine Hauptachse, die nichts mit den gegebenen Leitfähigkeitsverteilung zu tun hat. Auch LaTorraca *et al.* [1986] beschreiben bei ihren Modellrechnungen, dass die Ellipsen für hohe Frequenzen und an Stationen, die nicht direkt über dem Leitfähigkeitskontrast liegen, ein „unregelmäßiges Verhalten“ aufweisen. Zu langen Perioden nimmt dieses Phänomen deutlich ab, während bei der Periode von 45s der Einfluß der 2D-Erweiterungen um den 3D-Modellblock als Abweichung von der Streichrichtung andeutungsweise zu erkennen sind.

Die LATORRACA Skew oder die Abweichung von der Orthogonalität ist für einen 2D Untergrund und für den gesamten betrachteten Periodenbereich Null. Dies ist zu erwarten und gleichbedeutend damit, dass, wie in diesem Beispiel erkennbar ist, die elektrischen und magnetischen Hauptachsen senkrecht aufeinander stehen.

Die Ellipsen, die ich aus der *Propagation Number Analysis* erhalte, stellen im Gegensatz zu den vorherigen Abbildungen eine anschauliche Größe, den Widerstand, dar. Das Inverse des spezifischen Widerstands, die Leitfähigkeit, verknüpft Ströme mit elektrischen Feldern. Die gewonnenen Ellipsen können demzufolge als Feldellipsen bezeichnet werden. Da Felder aber im allgemeinen eher eine abstrakte Größe sind, ist es anschaulicher, bei diesen Ellipsen von Widerstandsellipsen oder Stromellipsen zu sprechen und sie als Indikatoren von Vorzugsrichtungen der Ströme zu verstehen¹. Der Vergleich mit Strömen ist solange sinnvoll, wie wir langgestreckte Ellipsen erhalten, kreisförmige Ellipsen dagegen sind so zu interpretieren, dass es keine Vorzugsrichtung von Strömen gibt.

Während man bei den vorangehend beschriebenen Verfahren jeweils mehrere Abbildungen erhält, so gibt es bei der Darstellung des Widerstandstensors pro Frequenz lediglich eine Abbildung. Sowohl bei der Eigenwert-Analyse als auch bei der *SVD* ergeben sich Vektorpaare, deren Relation zueinander eine wesentliche Rolle spielt. Die Widerstandsellipsen entstehen zwar aus dem Impedanztensor, in den das magnetische und elektrische Feld eingehen, dargestellt wird jedoch nur der Widerstand, bzw. im übertragenen Sinn der damit verbundene Strom. Durch die Farbkodierung der Ellipsen mit der Determinante des Widerstandstensors (siehe Gl. (5.48)) erhält man sofort einen quantitativen Eindruck von den Leitfähigkeiten. Die Fläche jeder einzelnen Ellipse ist auf die Determinante des Widerstandstensors (P_2) normiert, womit gewährleistet ist, dass alle Ellipsen deutlich zu erkennen sind. Sowohl die Ellipsen als auch der Widerstand sind unabhängig vom verwendeten Koordinatensystem, da sie aus Invarianten berechnet werden.

Abbildung 6.4 zeigt die Widerstandsellipsen für das 2D-Modell. Auf dem schlechten Leiter (im Ausschnitt oben links) sind sie auf den guten Leiter zu gerichtet, so wie in der Analogie auch Ströme auf gut leitfähige Bereiche zufließen. Innerhalb eines guten Leiters beobachtet man eine höhere Stromdichte, bzw. Ströme, die diesem Leiter folgen, was sich durch langgestreckte und parallel zur Leitfähigkeitsgrenze ausgerichtete Ellipsen ausdrückt. Die Farbcodes bilden sehr gut die tatsächliche Widerstandsverteilung ab. Dadurch, dass die Widerstandsellipsen in einer Entfernung von ca. 3km zum

¹Dabei sollte man beachten, dass elektrische Felder und Ströme unterschiedlichen Randbedingungen gehorchen.

Kontrast kreisförmig werden, deuten sie lokal eindimensionale Verhältnisse an. Dieses Verhalten kann also dazu benutzt werden, die Erstreckungen von leitfähigen Strukturen abzuschätzen. Erst mit langen Perioden und einem größeren Induktionsraum zeigen auch entferntere Ellipsen den Leitfähigkeitskontrast an.

6.2 Anwendung der Darstellungsmethoden auf die Daten aus Namibia

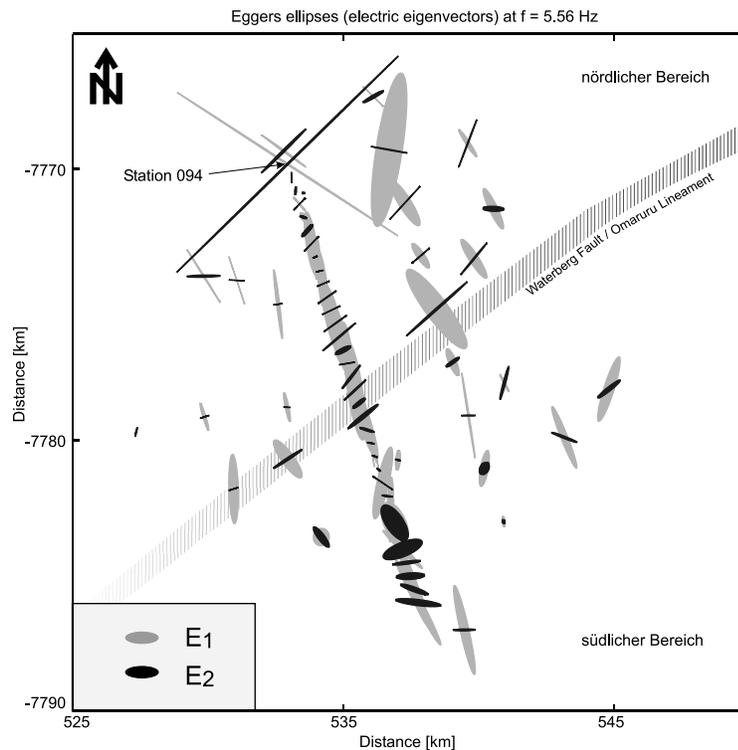


Abbildung 6.5: Die beiden elektrischen Eigenvektoren nach EGGERS geben für die Frequenz 5.6Hz an einigen Stationen die Streichrichtung der WF/OL wieder. Vor allem die ersten elektrischen Eigenwerte (graue Ellipsen) zeigen keine markanten Unterschiede in Ellipsenform und -ausrichtung.

Die Anwendung der Abbildungsverfahren auf eine 2D Leitfähigkeitsanomalie im vorangegangenen Kapitel haben gezeigt, dass es weder bei der Eigenwert-Analyse noch bei der SVD notwendig ist, alle Eigenwerte und -vektoren darzustellen. Beim Verfahren nach LATORRACA werde ich im folgenden auf die Abbildung des zweiten Paares der charakteristischen Vektoren verzichten. Ebenso werde ich für die Methode nach EGGERS lediglich die beiden elektrischen Eigenwerte darstellen.

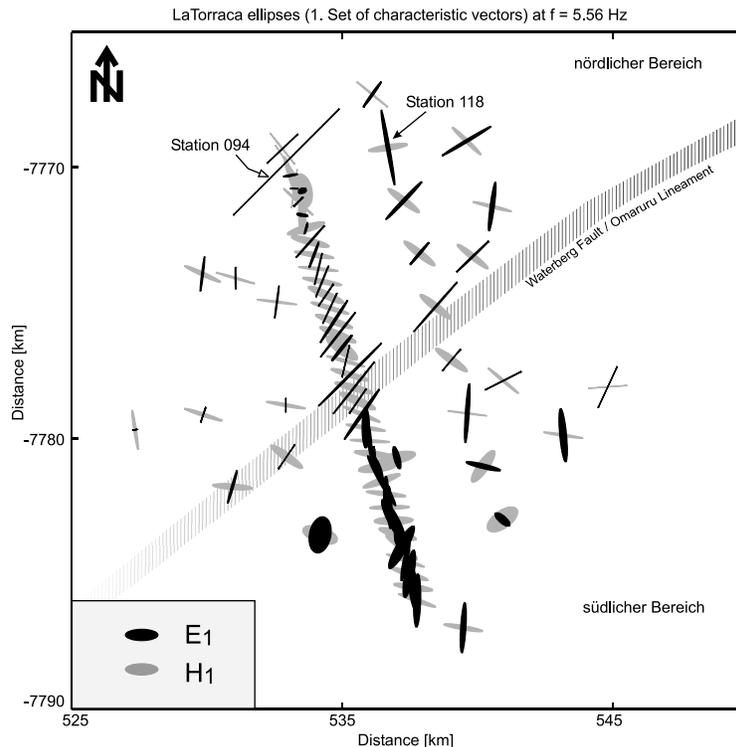


Abbildung 6.6: Für die gleiche Frequenz wie in Abb 6.5 ist das erste Eigenvektorpaar nach der LATORRACA SVD dargestellt. Die WF/OL wird in der Form einer Änderung der Ellipsenausrichtung und Elliptizität des elektrischen Eigenvektors (schwarz) angezeigt.

Abbildung 6.5 zeigt die beiden elektrischen Eigenwerte nach der Eigenwert-Analyse für die Frequenz $f = 5.6\text{Hz}$. Der erste Eindruck dieser Darstellung, die ja ein Abbild der Leitfähigkeitsverteilung liefern soll, ist verwirrend. Abgesehen von einer relativ einheitlichen Streichrichtung von E_2 im mittleren Bereich des Gebiets, läßt sich kaum ein systematischer Zusammenhang zwischen den Ellipsen erkennen. Für einen zweidimensionalen Untergrund beträgt der Winkel zwischen beiden Ellipsen 90° . An fast allen Stationen ist jedoch eine Abweichung davon zu beobachten, was auf 3D Effekte schließen läßt. Die größeren grauen Ellipsen des ersten Eigenvektors geben das maximale E-Feld an. Es ist bis auf wenige Ausnahmen an allen Stationen nach Nordnordwest gerichtet; es lassen sich also keine Unterschiede über der WF/OL erkennen. Anders die schwarzen Ellipsen des zweiten Eigenvektors: In einem mittleren Bereich sind sie langgestreckt und parallel zur Fault ausgerichtet, während es im Süden einige Stationen gibt, an denen auch rundere, schwarze Ellipsen beobachtet werden können. Bis auf diese Ausnahmen sind alle Ellipsen von E_2 im Vergleich zu denen von E_1 recht schmal. Unklar bleibt, welche Strukturen rundere Ellipsen des zweiten elektrischen Eigenvektors verursachen können. Auffällig ist Station 094 (2. Station von Norden auf dem Hauptprofil): Beide elektrischen Eigenwerte sind gleich groß und extrem lang. Dies ist die Station, die sich auf der Ringstruktur

mit graphitisierten Marmoren befindet (vgl. Kapitel 3.1). Besonders an dieser Station wird deutlich, dass zwar grundsätzlich Streichrichtungen durch die Ellipsen nach EGGERS abgebildet werden können (siehe 2D Modell, Kap. 6.1), doch eine Reproduktion von leitfähigen Strukturen mit diesem Abbildungsverfahren nur unbefriedigend möglich ist.

Die charakteristischen Vektoren nach der LATORRACA SVD sind ebenfalls für die Frequenz 5.6Hz in Abbildung 6.6 dargestellt. Der magnetische Vektor (grau) ist auf den Einheitsvektor normiert und somit an allen Stationen gleich lang. Er besitzt, abgesehen von einigen Verzerrungen, eine Ost-West-Ausrichtung. Die Ausrichtung der zugehörigen elektrischen Vektoren ist sensitiv bezüglich der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund. Der nördliche Bereich ab Station 075, bzw. 114 (siehe Abb. 4.2) besitzt eine nahezu einheitliche Streichrichtung der elektrischen Ellipsen. Sie ist parallel zur WF/OL. Im Süden dagegen sind die elektrischen Ellipsen nach Norden ausgerichtet und weisen auf die Fault hin. Das Nebenprofil wie auch die Stationen im Osten zeigen vergleichbare Eigenschaften der Ellipsen. Lediglich im Westen der Profile sind die meisten elektrischen Ellipsen nach Norden ausgerichtet. Geht man davon aus, dass die elektrischen Vektoren im guten Leiter parallel zu diesem orientiert sind, so deutet sich hier - vergleichbar zu den Induktionspfeilen bei $1s$ - eine gut leitende, etwa N-S streichende Struktur im Westen des Messgebiets an (vergleiche 4.13).

Der elektrische charakteristische Vektor an den Stationen 094 und 118 ist sehr lang gestreckt und scheint den Verlauf der Ringstruktur anzugeben. Auffällig ist, dass im Bereich der Ringstruktur die magnetischen Ellipsen im Gegensatz zu einer ansonsten über das gesamte Messgebiet homogenen Ausrichtung stark streuen.

Verglichen mit den Eggers Ellipsen erhalten wir hier einen besseren Eindruck von der Struktur der Leitfähigkeitsanomalien, die somit auch mit der Oberflächengeologie (siehe Abb. 3.4) korrelieren. Eine Einschätzung der tatsächlichen Leitfähigkeiten im Untergrund anhand der Größe der LATORRACA Ellipsen ist nur äußerst begrenzt möglich.

Die durch die PNA berechneten Widerstandsellipsen für 5.56Hz sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Wir erhalten nur eine Ellipse, wodurch sich die Darstellung vereinfacht und ihre Interpretation klarer wird. Ähnlich wie bei den LATORRACA Ellipsen erkennen wir eine deutliche Änderung der Ausrichtung der Ellipsen über der WF/OL. Südlich von ihr erhalten wir etwas rundere, Nord-Süd ausgerichtete Ellipsen. Die Stationen über und nördlich der Fault sind langgestreckt und liegen parallel zu ihr. Besonders deutlich bildet sich die Ringstruktur im Norden ab. An den Stationen 094, 118, 088 und 125 sind Widerstandsellipsen zu beobachten, die sich zu einem Ringstrom „zusammensetzen“ lassen. Für die hier dargestellte Frequenz bildet sich der Ringstrom eher durch die Form als durch die den Ellipsen zugeordnete Leitfähigkeit ab. Dies ist dadurch bedingt, dass die scheinbaren spezifischen Widerstände zu kurzen Perioden hin für alle Stationen recht hoch sind. Jedoch müssen größere Leitfähigkeitskontraste vorhanden sein, damit stark verzerrte Ellipsen entstehen können. Die Farbe der Ellipsen stellt die Invariante P2, also die Determinante, des Widerstandstensors dar. Sie nimmt für diesen Periodenbereich Werte zwischen $100\Omega m$ und $2000\Omega m$ an. Diese hohen Werte entstehen also vor allem

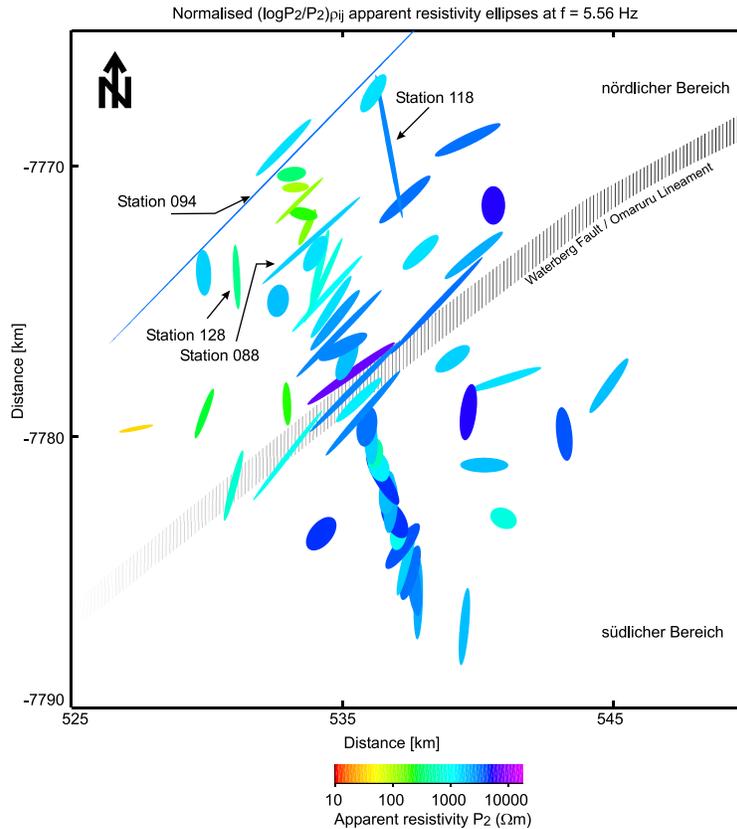


Abbildung 6.7: Für die Frequenz von 5.6Hz sind die Widerstandsellipsen für die Namibia-Stationen dargestellt. Farbkodiert ist die Invariante P_2 (Determinante des Widerstandstensors). Die Ellipsenform ändert sich deutlich über der WF/OL: Südlich erhalten wir rundere Ellipsen, während die langgestreckten Ellipsen im nördlichen Bereich auf eine ausgedehnte anomale Leitfähigkeitsstruktur parallel zur Fault hinweisen.

dadurch, dass drei Elemente des Impedanztensors sehr viel größer als das vierte sind. Vergleichbar mit den LATORRACA Ellipsen sehen wir auch bei den Widerstandsellipsen im Westen der Profile eine Ausrichtung nach Nord-Süd. Ein in diese Richtung verlaufender Leitfähigkeitskontrast hätte demnach nach Osten weisende Induktionspfeile zur Folge.

Vergleicht man die drei Abbildungsmethoden miteinander, so zeigen die Ellipsen nach LATORRACA und der PNA eine deutliche Änderung der Ellipsenform und -richtung über der Waterberg Fault / Omaruru Lineament. Die Ellipsen nach EGGERS zeigen zwar auch Änderungen ihrer Eigenschaften, doch lassen sie sich nur mit Kenntnis der geologischen Strukturen zuordnen und interpretieren. Wünschenswert ist es jedoch, ohne Vorkenntnisse eine Aussage über Leitfähigkeitsverteilungen machen zu können.

Abgesehen von einigen Stationen fällt auf, dass die Widerstands- und die elektrischen LATORRACA Ellipsen große Ähnlichkeiten in ihrer Form und Richtung besitzen. Obwohl

die Widerstandsellipsen und die elektrischen LATORRACA Ellipsen bei den Namibia-Daten ähnliche, strukturelle Merkmale abbilden, ist sowohl die Bedeutung als auch die Darstellung der Widerstandsellipsen anschaulicher als die von magnetischen und elektrischen charakteristischen Vektoren.

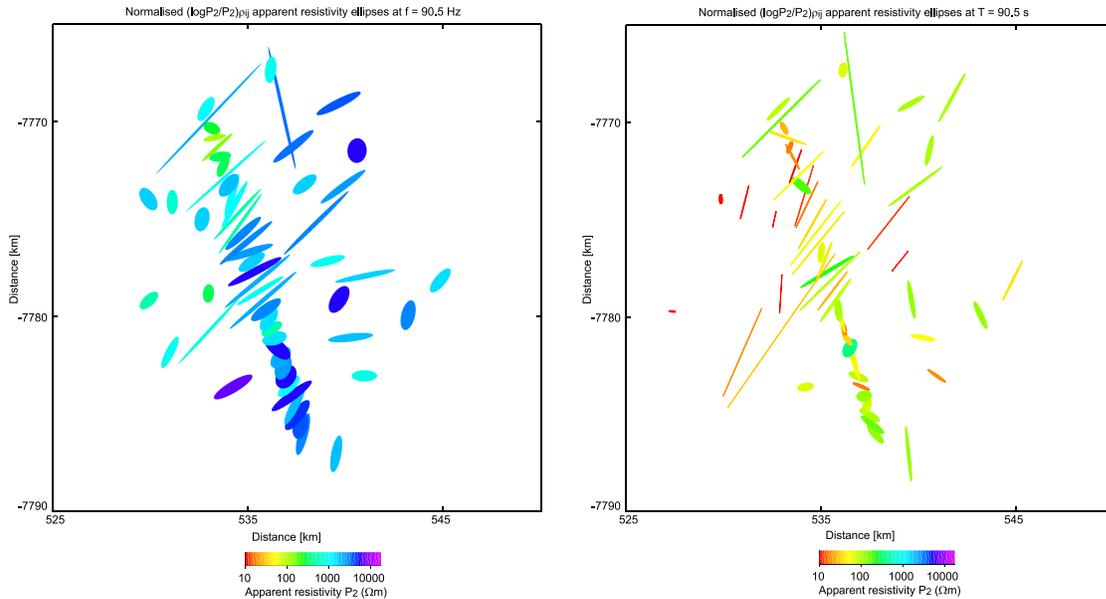


Abbildung 6.8: Die Widerstandsellipsen nach der PNA für eine hohe (90.5 Hz , links) und eine tiefe Frequenz ($90.5\text{ s} = 0.011\text{ Hz}$, rechts) geben ein ähnliches Bild wieder wie in Abb. 6.7. Die Form der Ellipsen bleibt sowohl für die tiefere als auch die höhere Frequenz erhalten. Die Farbkodierung der Determinante des Widerstandstensors macht deutlich, dass hohe Widerstände für kurze Perioden und niedrige für lange Perioden vorherrschen.

In Abbildung 6.8 sind die Widerstandsellipsen sowohl für eine höhere als auch eine niedrigere Frequenz dargestellt. Die Form und Ausrichtung der Ellipsen ähnelt denjenigen in Abbildung 6.7. Für 90.5 Hz (Abb. 6.8 links) beobachten wir über das gesamte Profil höhere Widerstände. Die Ellipsen deuten über und nördlich der WF/OL wieder eine zu ihr parallel verlaufende Vorzugsrichtung der Ströme an. Auch die Ringstruktur im Norden des Messgebiets ist bei dieser hohen Frequenz zu erkennen. Auch für eine lange Periode von 90.5 s bleiben die Eigenschaften der Widerstandsellipsen im wesentlichen erhalten. Trotzdem sind an einigen Stationen deutlich schmalere und längere Ellipsen zu beobachten. Diese Ellipsen befinden sich in der Mitte des Messgebiets und besitzen meistens einen sehr geringen Widerstand. Sie sind bedingt durch die extrem niedrigen Widerstände eines Nebendiagonalelements zu längeren Perioden. An den südlichen Stationen sind - vergleichbar mit den höheren Frequenzen - rundere Ellipsen zu erkennen.

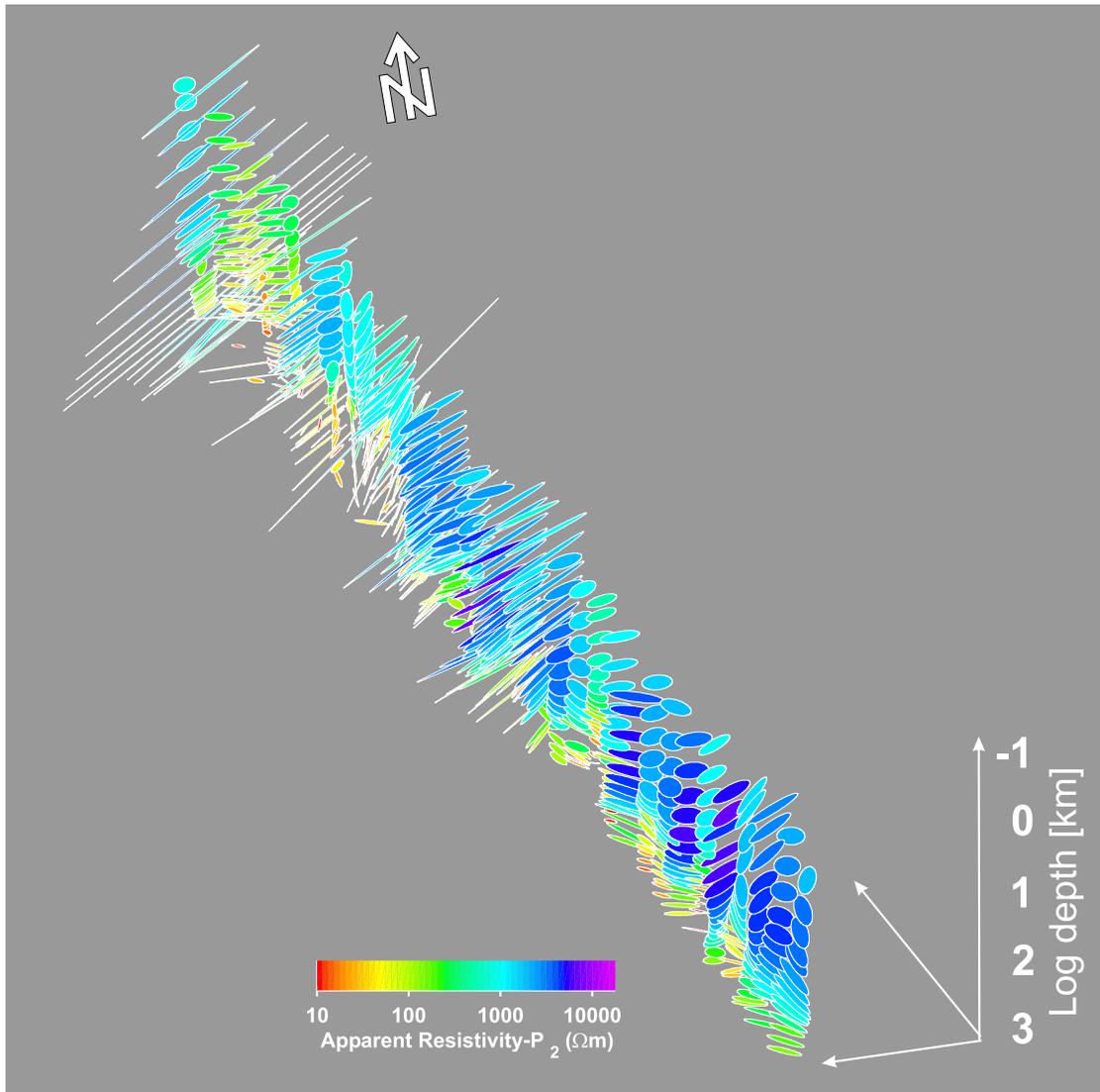


Abbildung 6.9: Für Profil 1 sind die Widerstandsellipsen bezüglich ihrer Bostick-Tiefe dargestellt. Ihre Form setzt sich von der Oberfläche bis in größere Tiefen fort, während die Widerstände zu größeren Tiefen hin geringer werden.

Zusammenfassend zeigt sich, dass die leitfähigen Strukturen im Messgebiet recht oberflächennah sein müssen und sich eventuell bis zu langen Perioden in die Übertragungsfunktionen „durchpausen“. Dies wird vor allem auch in Abbildung 6.9 anhand der Darstellung der Widerstandsellipsen des Hauptprofils bezüglich ihrer Bosticktiefe [Bostick, 1977] deutlich. Um eine grobe Abschätzung der Tiefenlage der Anomalien zu erhalten, wurde aus der zweiten Invariante, also der Determinante, des Widerstandstensors die Bosticktiefe berechnet. Selbst bei Eindringtiefen von wenigen 100m sind die extrem langgestreckten Ellipsen im nördlichen Bereich zu beobachten. Sie setzten sich relativ

Unklar ist bislang, wie signifikant die Widerstandsellipsen die Leitfähigkeitsstrukturen abbilden, das heißt, ob zum Beispiel größere Fehler in den Übertragungsfunktionen zu langen Perioden hin die Größe und die Ausrichtung der Ellipsen beeinflussen. Abbildung 6.10 zeigt die „Fehlerbalken“ (siehe Kapitel 5.3.2) für 90.5Hz links oben, 5.6Hz rechts und 0.011Hz links unten. Bei hohen Frequenzen sind die Impedanzensorelemente sehr gut bestimmt, was sich auch in kleinen Fehlerbereichen der Ellipsen äußert. Die beiden Linien der Fehlerkreuze fallen in der Regel zusammen, und auch die Länge der Ellipsen variiert nicht auffällig. Ein ähnlich gutes Bild ergibt sich für die Frequenz 5.6Hz . Auch hier sind die Fehlerbereiche der Impedanzensorelemente sehr klein und sowohl die Richtung als auch die Länge der Widerstandsellipsen sind bei diesen Frequenzen verlässliche Größen.

Bei 90.5s weisen die Übertragungsfunktionen besonders an Stationen im mittleren Bereich des Messgebiets große Fehlerbalken auf. Dies zeigt sich auch in der Darstellung der Fehlerbereiche für die Widerstandsellipsen (Abbildung 6.10 links unten). Obwohl an einigen Stationen Fehlerbalken über einige Dekaden in den MT-Daten auftreten, bleibt die Richtung der Ellipsen aber erstaunlicherweise gut bestimmt; sie variiert für diese Periode maximal um 10° . Dies läßt darauf schließen, dass trotz fehlerbehafteter Daten die Richtung der Widerstandsellipsen recht gut bestimmt ist. Demgegenüber scheint die Länge der Ellipsenhauptachse stärker auf fehlerbehaftete Daten zu reagieren. Sie kann um bis zu ($\pm 50\%$) variieren. Die runderen Ellipsen südlich der WF/OL scheinen generell sehr gut bestimmt zu sein.

Diese Fehlerbetrachtung zeigt, dass bei fehlerbehafteten Impedanzensorelementen unter Umständen die Stärke eines Leitfähigkeitskontrasts falsch eingeschätzt werden kann; die Geometrie von Leitfähigkeitsanomalien ist dagegen sehr gut bestimmt.

Wie vorangehend beschrieben, ist die Abbildung von Widerstandsellipsen anschaulicher als die der charakteristischen Vektoren nach der LATORRACA SVD. Jedoch erhält man über die nach der SVD berechneten elektrischen und magnetischen „charakteristischen“ Vektoren eine weitere aussagekräftige Größe: die LATORRACA Skew (5.54). Sie gibt die Abweichung von der Orthogonalität der elektrischen und magnetischen Hauptrichtungen an und sollte im 2D-Fall Werte nahe Null annehmen. Abbildung 6.11 zeigt diese Größe als Pseudosektion über dem Hauptprofil. In Rot sind Abweichungen in positive Richtung, in Blau in negative Richtung dargestellt. Positiv ist in diesem Zusammenhang so definiert, dass zwischen magnetischer und elektrischer Hauptachse ein spitzer Winkel liegt, negativ bedeutet dagegen einen stumpfen Winkel. Abgesehen von einigen Ausreißern zeigen die Skewwerte eine Teilung des Profils im Bereich der WF/OL: Südlich davon herrschen negative Werte vor, nördlich positive. Lediglich die Ringstruktur im Norden des Profils besitzt eine negative Abweichung von der Orthogonalität.

Diese Größe scheint ein vergleichbares Verhalten wie die univariaten Kohärenzen zu besitzen (siehe Abb. 4.10). Wenn die parallelen Felder E_x und B_x eine hohe Kohärenz aufweisen, dann äußert sich das in einer negativen LATORRACA Skew. Liegt die hohe Kohärenz zwischen E_y und B_y , so erhalten wir positive Skewwerte. Diese Größe kann für

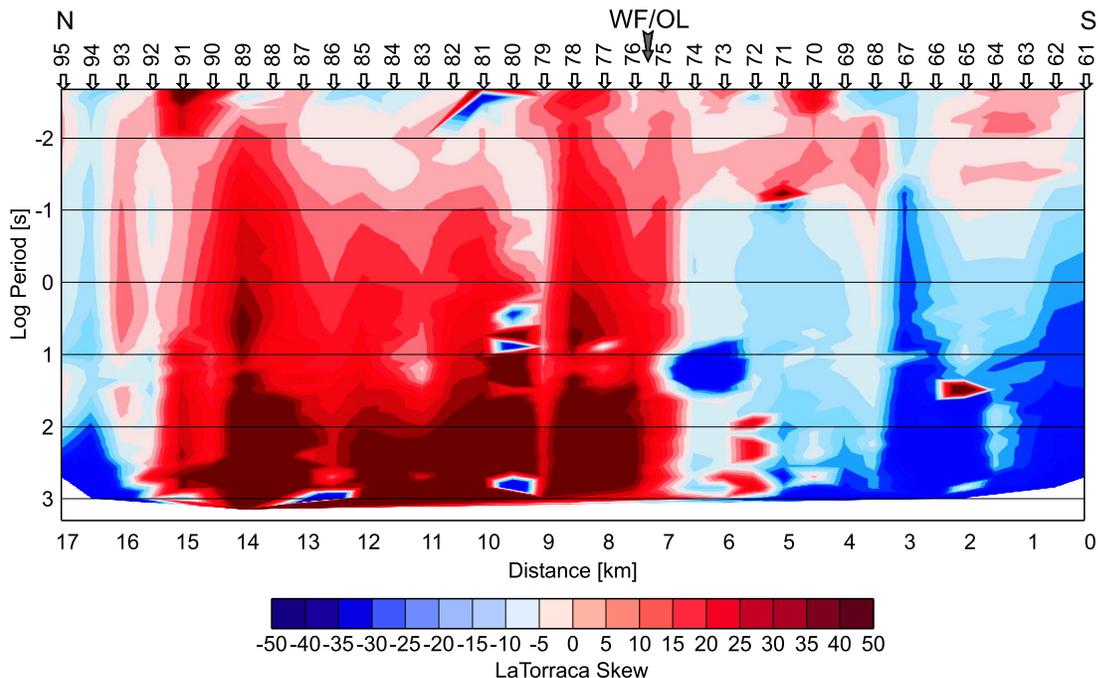


Abbildung 6.11: Die Pseudosektion der LATORRACA Skew des Hauptprofils: Bei langen Perioden ist über dem gesamten Profil eine Abweichung von der Orthogonalität der elektrischen und magnetischen Felder zu beobachten. Über der Fault an Station 74 ändert sich jedoch das Vorzeichen.

einen Vergleich von Messdaten und Modelldaten hilfreich sein. Die univariate Kohärenz ist ein Parameter, den wir durch die statistische Auswertung erhalten. Für Modelldaten liegt er jedoch immer bei 1 und ist somit nicht von Bedeutung. Über die LATORRACA Skew haben wir einen Parameter erhalten, der mit den univariaten Kohärenzen vergleichbar ist und sowohl für Mess- als auch Modelldaten berechnet werden kann.

6.3 Diskussion

Die Anwendung der Abbildungsmethoden auf die Messdaten aus Namibia verdeutlicht, dass alle drei Methoden grundsätzlich in der Lage sind, leitfähige Strukturen im Untergrund abzubilden. Die Eigenwert-Analyse nach EGGERS liefert zuweilen ein Bild, das sich nur schwer interpretieren läßt. Obwohl die Anwendung der Eigenwert-Analyse und der SVD auf einen Beispieltensor oder ein 2D-Modell ähnliche elektrische und magnetische (Eigen-) Vektoren liefert, so unterscheiden sie sich doch stark bei einer Anwendung auf Messdaten mit starken 3D-Effekten. Sowohl die Ellipsen nach LATORRACA als auch die Widerstandsellipsen ergeben ein ähnliches Abbild der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund. Für den Betrachter ist es jedoch einfacher, Größe, Richtung und Farbe einer ein-

zelenen Ellipse anstelle von Größe und Richtung zweier Ellipsen sowie deren Verhältnis untereinander zu interpretieren. Aus diesem Grund sind die Widerstandsellipsen als Abbildungsmethode besser geeignet. Trotzdem zeigt sich deutlich, dass die Ellipsen nur einer bestimmten Leitfähigkeitsverteilung zugeordnet werden können, wenn ein genügend dichtes Stationsnetz vermessen wurde. Die Ausrichtung einer Ellipse an einer einzelnen Station oder von weit entfernten Stationen ergibt keine interpretierbare Information. Dies wird vor allem dann deutlich, wenn man sich das weniger dicht vermessene Nebenprofil betrachtet. Auch ein Stationsabstand von 2000m ist für ein MT Profil heutzutage noch ein relativ geringer Abstand. Eine eindeutige Zuordnung zu leitfähigen Strukturen ist aber schon bei diesem Stationsabstand nur noch schlecht möglich.

Bislang wurden Widerstandsellipsen jeweils für eine Frequenz gezeigt. Durch den Skin-effekt hängen die Eindringtiefen von den vorliegenden Leitfähigkeiten und der Frequenz ab und deshalb handelt es sich bei den flächenhaften Darstellungen keinesfalls um das Abbild einer Leitfähigkeitsverteilung in einer bestimmten Tiefe. Erste Versuche in einer Sektion, die Widerstandsellipsen der Bosticktiefe zuzuordnen, ergeben ein recht komplexes Bild. Trotzdem wird deutlich, dass sich die Form der Ellipsen von der Oberfläche zu größeren Tiefen hin „durchpaust“. Unklar ist in diesem Zusammenhang, ob eine leitfähige Struktur tatsächlich eine solche Tiefenerstreckung besitzt, oder ob die untere Grenze dieser Struktur zu größeren Tiefen hin verwischt wird.

Im Messgebiet scheinen aufgrund der Widerstandsellipsen drei markante Leitfähigkeitsanomalien zu dominieren: Im Norden des Messgebiets zeigt sich, dass die ringförmige Struktur aus graphitisierten Marmoren die Widerstandsellipsen zu einer Art „Ringstrom“ anordnet. Dies ist ein starker Hinweis darauf, dass der Graphit leitend verbunden ist.

Der gesamte Bereich über und nördlich der WF/OL erscheint anomal; es herrscht eine Vorzugsrichtung von Strömen parallel zur Fault. Sowohl die Ringstruktur im Norden als auch die breite anomale Zone im Bereich der Fault sind in den Induktionspfeilen (siehe Kapitel 4.6) zu erkennen.

Kapitel 7

Modellierung der 3D Effekte

Sowohl die Darstellung der Induktionspfeile als auch die Widerstands- und LATORRACA-Ellipsen in Kapitel 4.6 und 6 haben einen Eindruck über die komplizierte Leitfähigkeitsverteilung des Messgebiets vermittelt. Wünschenswert wäre sicherlich, ein 3D-Modell zu finden, das die Messkurven für jeden oder zumindest den Großteil der Messpunkte anpasst. Dass dies für das gesamte Profil nicht möglich ist, verdeutlicht folgende Überlegung:

Das Messgebiet ist in etwa $20\text{km} \times 20\text{km}$ groß und wurde durch das Hauptprofil mit einem Stationsabstand von 500m vermessen. Um mittels hoher Leitfähigkeitskontraste und komplizierter Strukturen 3D-Effekte zu modellieren, benötigt man einen sehr gut diskretisierten Modellraum. Das 3D-Modellierungsprogramm von Mackie *et al.* [1993], das im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, hat horizontal eine maximale Anzahl von 80×80 Modellzellen. Um zu gewährleisten, dass das Modell auch bei starken Leitfähigkeitskontrasten konvergiert, müssen einige Voraussetzungen erfüllt sein: Die Modelle müssen so groß generiert sein, dass die Felder bei langen Perioden abgeklungen sind. Zusätzlich sind Bereiche hoher Leitfähigkeitskontraste feiner zu diskretisieren. Um beide Anforderungen zu erfüllen, würde zur Modellierung des gesamten Messgebiets die maximale Anzahl von 80 Modellzellen nicht ausreichen. Aus diesem Grund können an dieser Stelle nur Modellstudien gemacht werden, um einige grundsätzliche Effekte in den Daten zu erklären. 3D-Effekte lassen sich auch teilweise durch 2D-Modelle mit Anisotropie erklären. Dieser Ansatz soll jedoch nicht dahingehend interpretiert werden, dass die Gesteine des Messgebiets tatsächlich intrinsisch anisotrop sind. Vielmehr dient diese Modellierung als Hilfsmittel, weil eine 3D-Modellierung aufgrund der Leitfähigkeitskontraste, der dichten Messlokationen und der daraus resultierenden großen Modellgitterzahl nahezu unmöglich ist. Zunächst möchte ich anhand eines 3D-Modells die MT-Antwort eines gut leitenden Rings mit den Beobachtungen an den Stationen in der Umgebung der ringförmigen Struktur im Norden des Messgebiets vergleichen.

Ein weiterer Abschnitt widmet sich dem gesamten nördlichen Teil des Messgebiets, bei dem an Stationen in einem Bereich von 10km Phasen über 90° zu langen Perioden beobachtet werden. Der Teil südlich der WF/OL zeigt zwar nur zu langen Perioden 3D-Effekte, doch sind diese durch die innerhalb des großen Induktionsraumes befindlichen

starken Anomalien beeinflusst. Um einen Eindruck von der Leitfähigkeitsverteilung zu erhalten, passe ich für dieses Teilstück die Daten mit einem 2D-Modell an.

7.1 Die Ringstruktur im Norden des Messgebiets

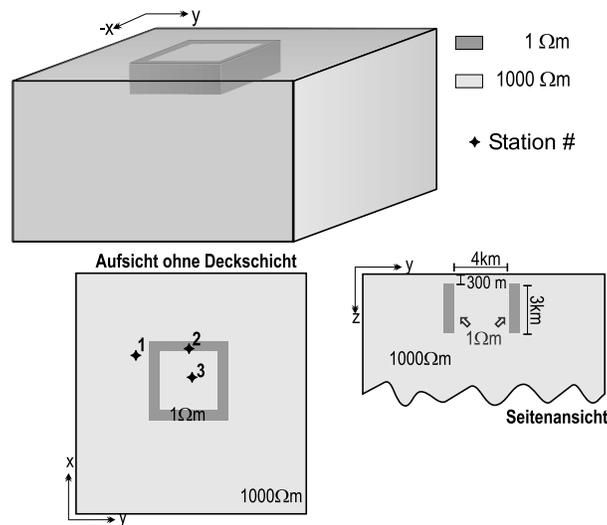


Abbildung 7.1: Das 3D-Modell besteht aus einer gut leitenden, ringförmigen Anomalie ($1\Omega m$) in einem schlecht leitenden Halbraum ($1000\Omega m$). An den eingezeichneten Stationen sind die Modellantworten berechnet worden.

Die Ringstruktur im Norden des Messgebiets wird durch die Induktionspfeile sowie durch die Ellipsen nach der *PNA* und der *SVD* als Leitfähigkeitsanomalie abgebildet. Außerdem sind an Stationen auf, bzw. in der Nähe, dieser Anomalie starke 3D-Effekte, wie sie in Kapitel 4 beschrieben sind, zu beobachten. Ziel ist es, ein Modell zu finden, das Phasen über 90° und vergleichbare Widerstandsellipsen produziert.

Aus der Geologie schließen wir, dass die Ringstruktur durch eine Aufwölbung und anschließende Erosion entstanden ist. Zurück blieb neben anderen Gesteinen der Damara Abfolge unter anderem ein Ring mit Karbonatgesteinen (vgl. Abb. 3.4). Feldproben an verschiedenen Stellen dieser Struktur ergaben, dass die Marmore einen hohen Anteil Graphit enthalten. Messungen der elektrischen Leitfähigkeit durch NOVER (persönliche Mitteilung) an Gesteinsproben von der Erdoberfläche zeigen, dass zwar in den Marmoren Graphit vorhanden, er jedoch durch die Verwitterung nicht über mehr als 3cm verbunden ist. Liegt keine Vernetzung der Graphitbahnen über eine große Distanz vor, so sind sie nicht als gute Leiter zu erkennen. Möglich ist jedoch, dass unter der Verwitterungsschicht eine leitende Verbindung der Graphitbahnen besteht.

Die hier angestellten Überlegungen führen schließlich zu einem Ersatzmodell eines leitfähigen Rings, das in Abbildung 7.1 dargestellt ist. Der Ring besitzt einen Widerstand

von $1\Omega m$ und ist in einen $1000\Omega m$ Halbraum eingebettet. Auch im Inneren befindet sich schlecht leitendes Material. Die Seiten des Kastens sind $500m$ dick und erstrecken sich bis in eine Tiefe von $3000m$. Über der Anomalie befindet sich eine etwa $300m$ mächtige, schlechtleitende Deckschicht. Dieses Modell entspricht näherungsweise der Ringstruktur mit aufliegender Verwitterungsschicht.

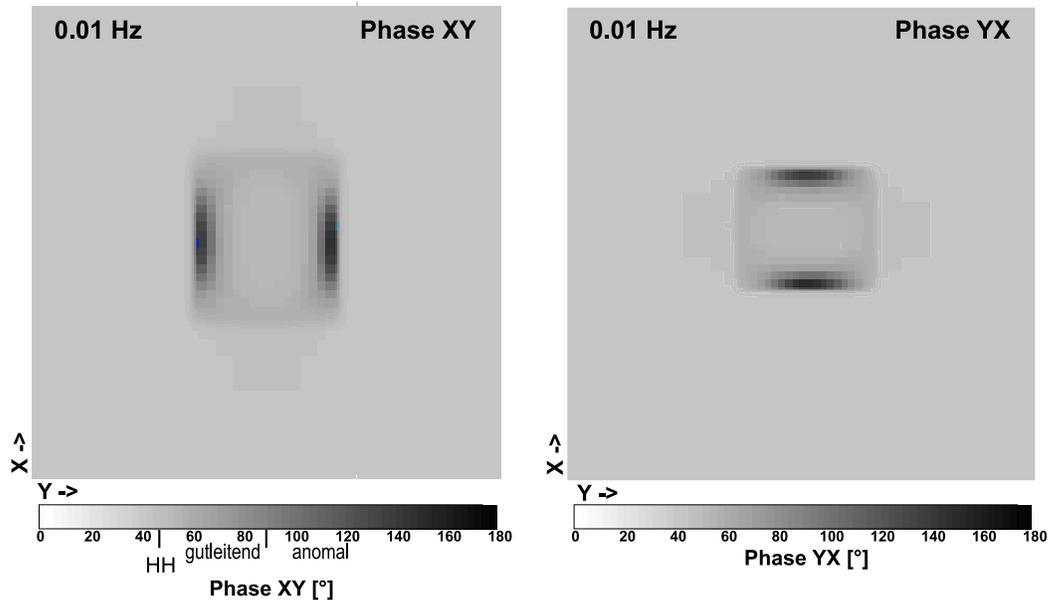


Abbildung 7.2: In einigen Bereichen über dem leitenden Ring befinden sich die Modellphasen der beiden Nebendiagonalelemente in dem für sie unüblichen Quadranten über 90° (HH $\hat{=}$ homogener Halbraum). Dieses anomale Verhalten wird durch ein Bündeln und Ablenken der induzierten Ströme erzeugt.

Um das Phasenverhalten von Stationen über diesem Modell zu untersuchen, sind in Abbildung 7.2 die Phasen der xy- (links) und der yx-Komponente (rechts) für eine Periode von $100s$ dargestellt. Direkt über dem leitenden Ring sind Phasen über 90° zu beobachten. Welche Komponente der Phasen den Quadranten verlässt, hängt von der Polarisation des anregenden Magnetfeldes und des induzierten elektrischen Feldes ab. Ein magnetisches Feld, das in y-Richtung angeregt wurde, erzeugt normalerweise ein elektrisches Feld und Ströme in x-Richtung. Die zugehörige Übertragungsfunktion ist Z_{xy} . Betrachtet man nun die Phasen der xy-Komponente in Abbildung 7.2, so sind an den Seiten des Ringes, die parallel zur x-Achse sind, Phasen über 90° zu erkennen. Eine Erklärung dieser anomalen Phasen liegt im extrem gut leitenden Ring. Die Ströme werden in x-Richtung angeregt und, da sie den Weg des geringsten „Widerstands“ nehmen, im guten Leiter gebündelt und horizontal verbogen. Ein solches Modell bezeichnet man auch als *Channelling-Modell*

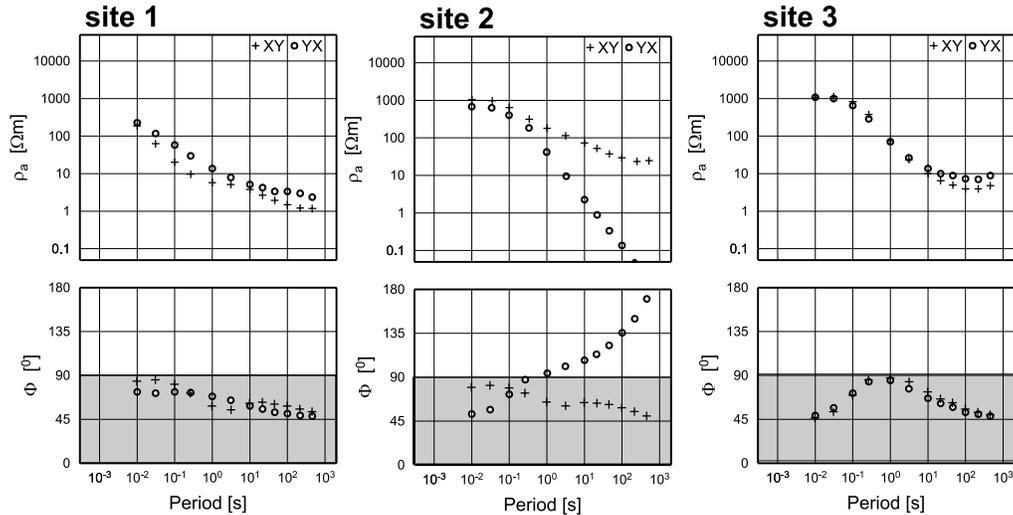


Abbildung 7.3: ρ_a - und Phasenkurven der drei in Abb. 7.1 eingezeichneten Modellstationen. Die Phasen an Station 2 über dem leitfähigen Ring liegen für lange Perioden über 90° .

Abbildung 7.3 zeigt ρ_a - und Phasenkurven an drei Beispielstationen, die in Abbildung 7.1 gekennzeichnet sind. Station 2 über dem Ring zeigt den extremsten Verlauf der scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen. Zu langen Perioden hin fällt die yx-Komponente von ρ_a über einige Dekaden ab. Die dazugehörige Phase verläßt zu langen Perioden hin den Quadranten zwischen 0° und 90° . Auch in der xy-Komponente ist die oberflächennahe, gut leitende Anomalie zu beobachten. Sie äußert sich in einem Abfall der scheinbaren spezifischen Widerstände von $1000\Omega m$ auf $100\Omega m$. Wählt man dagegen eine Modellstation über der in x-Richtung streichenden Anomalieseite, so zeigt nun die xy-Komponente Phasen über 90° und einen steilen Abfall in den Widerständen. Die Orientierung der jeweiligen Ringseite beeinflusst, welche Nebendiagonalkomponente das beschriebene Verhalten zeigt.

An Station 1 außerhalb des Ringes beobachten wir nur einen geringen Einfluß der Anomalie. Station 3 befindet sich innerhalb der Anomalie. Sie besitzt nahezu 1D-Verhalten.

Ein Vergleich mit dem Kurvenverlauf an Stationen im Norden des Messgebiets verdeutlicht, dass der genaue Verlauf der Messdaten durch dieses Modell nicht angepasst wird. Das Ringmodell kann jedoch grundsätzlich die beobachteten Effekte, wie Phasen über 90° , erklären. Verglichen mit Station 094 ist das Modell zwar in der Lage, Phasen über 90° zu produzieren, aber der Verlauf der Widerstandskurven ist nicht sehr gut angepasst. Im Messgebiet befindet sich diese Ringstruktur nicht in einem homogenen Halbraum, vielmehr deuten die Nachbarstationen an, dass der gesamte nördliche Messbereich 3D-Effekte aufweist. Der Ring aus graphitisierten Marmoren ist also höchst wahrscheinlich in eine Umgebung mit komplizierter Leitfähigkeitsverteilung eingebettet, bzw. induktiv

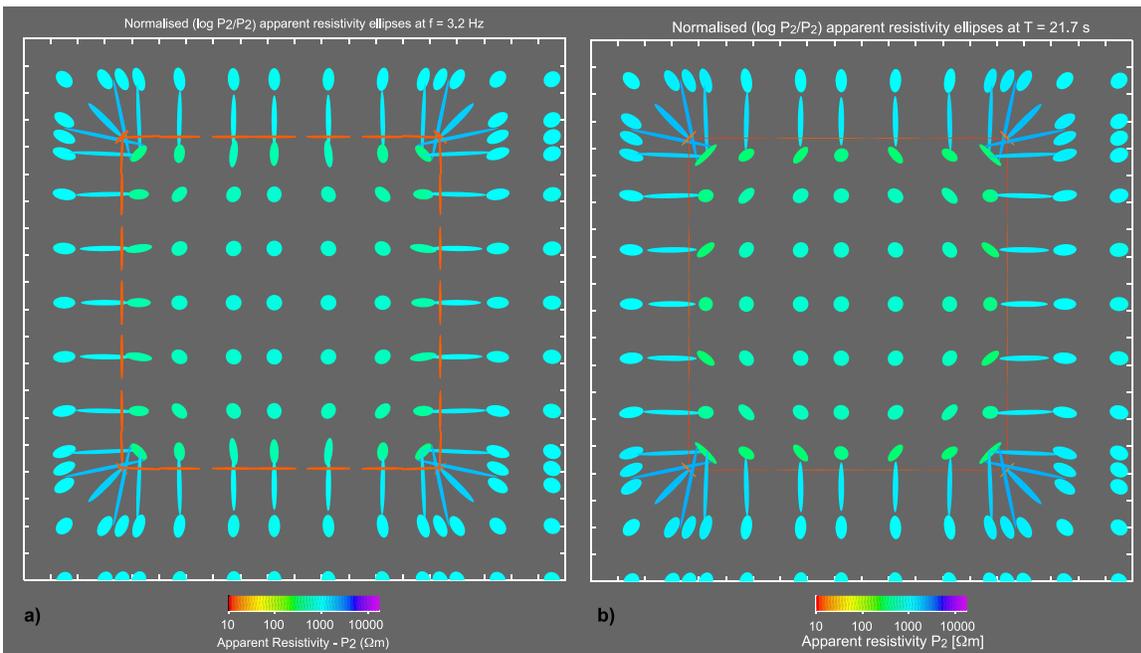


Abbildung 7.4: Anhand der Widerstandsellipsen für 3.2Hz (a) ergibt sich ein gutes Abbild des Modells. Innerhalb der Ringstruktur deuten lang gestreckte Ellipsen einen Ringstrom an. Im Inneren zeigen sich 1D-Verhältnisse. Auch zu längeren Perioden von 21.7s (b) ist die Leitfähigkeitsverteilung bis auf etwas geringere Widerstände vergleichbar.

gekoppelt.

Bei dem Versuch, das hier vorgestellte Modell in eine komplizierten 3D-Umgebung einzubauen, stößt man sofort wieder an die Grenzen der 3D-Modellierung. Das hier verwendete Modellgitter beträgt $80 \times 80 \times 35$ Zellen, was die Möglichkeiten des Modellierungsprogramms zumindest in horizontaler Richtung ausschöpft. Damit das Ring-Modell konvergiert, ist eine sehr feine Diskretisierung des Modellraums nötig: Der Ring ist mit Gitterzellen von 50m Länge diskretisiert. Durch mehrere Modellrechnungen hat sich gezeigt, dass für eine Zellenlänge von mehr als 100m über der Anomalie entweder die Modellrechnung nicht konvergiert oder aber die Übertragungsfunktionen an Modellstationen nicht stetig sind.

Dadurch, dass zur Erklärung der Messdaten (Phasen $> 90^\circ$) in der Umgebung der Ringstruktur ebenfalls fein diskretisierte, strombündelnde Anomalien nötig wären, lässt sich im Rahmen der Möglichkeiten kein geeignetes und zugleich konvergierendes Modell finden. Grundsätzliche Effekte wie das Phasenverhalten lassen sich studieren und vergleichen. Weiterhin macht dieses Modell deutlich, dass eine oberflächennahe Anomalie, die in der Lage ist, Ströme zu bündeln und umzulenken, die markantesten Effekte in den scheinbaren, spezifischen Widerständen und Phasen bei langen Perioden, das heißt

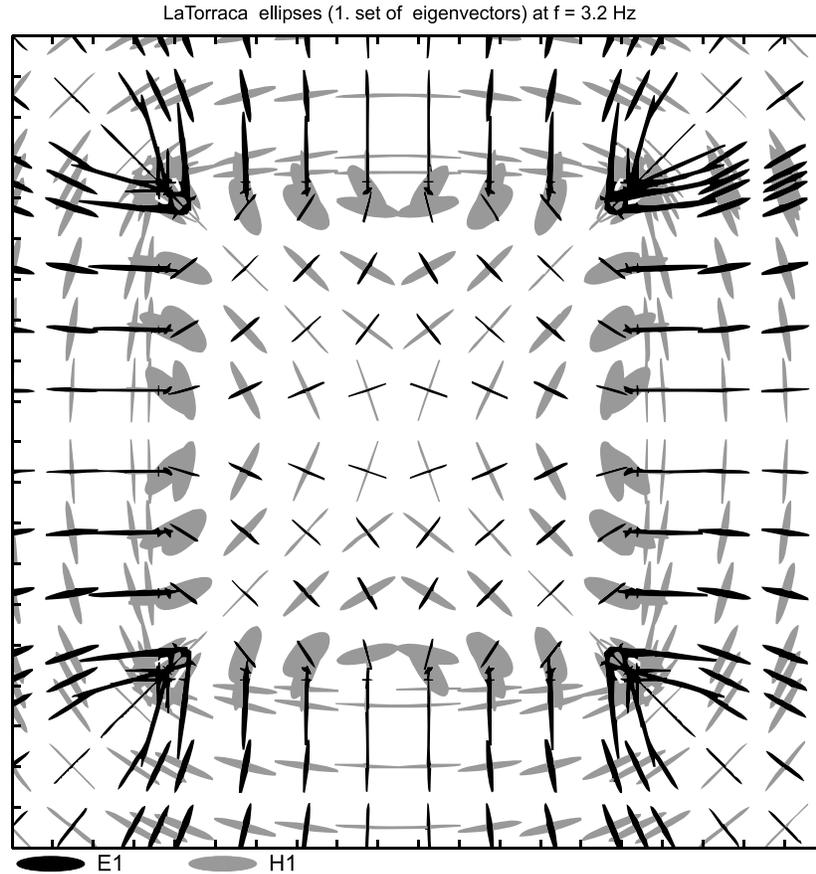


Abbildung 7.5: LATORRACA Ellipsen für das Ringmodell bei 3.2 Hz . Sie geben zwar die Geometrie des Modells wieder, doch aufgrund der gemeinsamen Darstellung von magnetischen und elektrischen Ellipsen verliert die Abbildung an Übersichtlichkeit.

großen Eindringtiefen, hat. Dieses Verhalten muss besonders bei langperiodischen MT-Messkampagnen mit großem Stationsabstand berücksichtigt werden. Befindet sich eine Station auf einer solchen Struktur und liegen nur langperiodische Messdaten vor, dann besteht die Gefahr, Effekte in diesem Periodenbereich fälschlicherweise als tiefe Anomalien zu interpretieren.

Im folgenden soll nun das Ring-Modell mit den im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Abbildungsmethoden abgebildet werden. Dazu wird über dem gut leitenden Ring ein Modellstationsnetz verteilt, dessen Übertragungsfunktionen für die Berechnung der jeweiligen Ellipsen verwendet werden.

Abbildung 7.4 zeigt die Widerstandsellipsen für eine Frequenz von 3.2 Hz . Sehr deutlich ist der leitfähige Ring durch rote, lang gestreckte Ellipsen abgebildet. Sie geben den in der Struktur fließenden Kreisstrom wieder. Außerhalb der Anomalie sind die Widerstandsellipsen senkrecht zur Anomalie ausgerichtet. Innerhalb beobachtet man dagegen

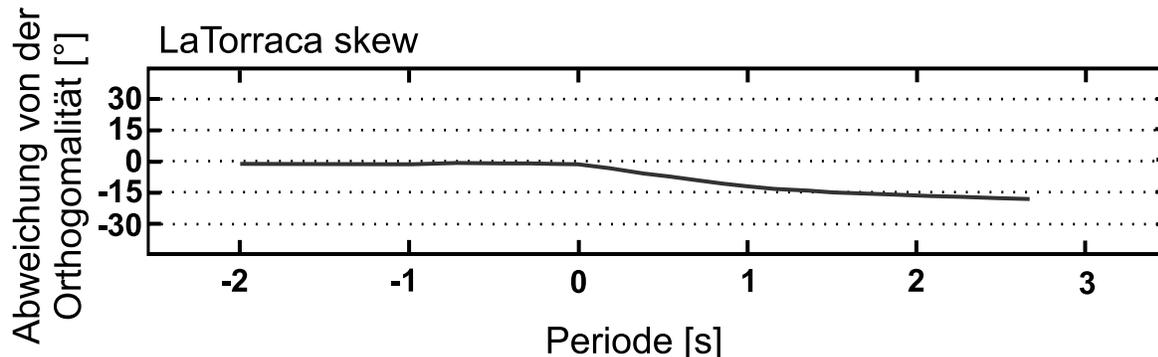


Abbildung 7.6: LATORRACA Skew für Station 2 über dem leitenden Ring: Zu langen Perioden zeigt sich ein Abweichung von der Orthogonalität zwischen magnetischer und elektrischer Hauptachse um 15°

runde Ellipsen, die eigentlich Hinweis für einen 1D-Feldverteilung sind. Die Übertragungsfunktionen an Stationen innerhalb des gut leitenden Kreises scheinen also von der sie umgebenden 3D-Struktur nahezu unbeeinflusst. Insgesamt kann man durch die Widerstandsellipsen die ursprüngliche Leitfähigkeitsverteilung gut reproduzieren. Dadurch, dass nur die Ellipsen von Stationen in unmittelbarer Nähe zur Anomalie eine stärkere Elliptizität aufweisen, lassen sich die Geometrie und die laterale Ausdehnung der gut leitenden Bereiche realistisch abschätzen. Mit Hilfe der Farbkodierung gibt diese Darstellung ebenfalls die Widerstände der Anomalie und der Umgebung ungefähr wieder.

Die LATORRACA Ellipsen in Abbildung 7.5 lassen die Geometrie des Modells ebenfalls erkennen. Wir beobachten an Stationen direkt über dem leitfähigen Ring elektrische Ellipsen, die seinem Verlauf folgen. Obwohl auch für das Ringmodell die Ellipsen des ersten elektrischen Eigenwerts nach LATORRACA und die Widerstandsellipsen große Ähnlichkeit besitzen, wird deutlich, dass die gemeinsame Abbildung der magnetischen und elektrischen Ellipsen sehr unübersichtlich sein kann.

Stellt man jedoch die Abweichung von der Orthogonalität zwischen elektrischer und magnetischer Hauptachse (LATORRACA Skew) für Station 2 (siehe Abb. 7.1) dar, so ist eine Abweichung um über 15° zu langen Perioden zu beobachten. In den Messdaten zeigen sich zwar viel höhere Werte der LATORRACA Skew (siehe Abb. 4.9), aber immerhin besitzen Stationen über dem leitenden Ring ein ähnliches Verhalten.

Zuletzt möchte ich die EGGERS Eigenwert-Analyse auf die Modelldaten anwenden. Abbildung 7.7 zeigt die beiden elektrischen Polarisationsellipsen. Im Vergleich zu den Widerstands- und LATORRACA-Ellipsen erhalten wir diesmal kein Abbild der Leitfähigkeitsstruktur mit all seinen Symmetrieachsen. Das vorgegebene Ringmodell besitzt je eine Symmetrieachse parallel zur x- und y-Achse sowie die beiden Winkelhalbierenden. Diese Symmetrieachsen sind auch in den beiden zuvor beschriebenen Verfahren zu

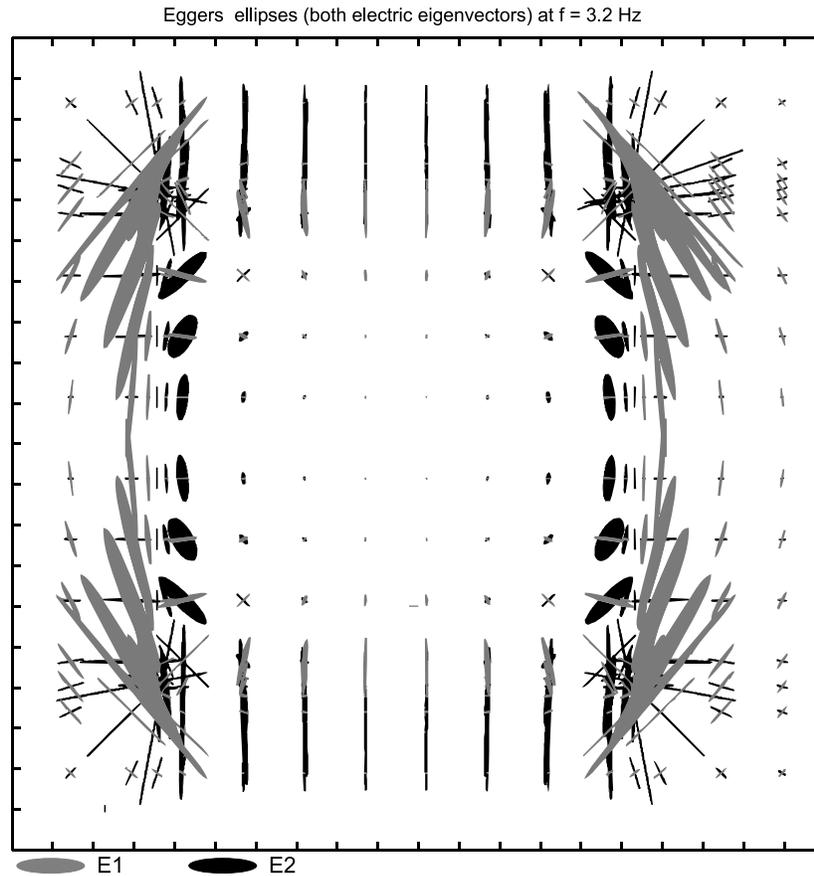


Abbildung 7.7: Die beiden elektrischen Eigenwert-Ellipsen nach EGGERS über dem Ringmodell zeigen für die Frequenz von 3.2 Hz ein undurchsichtiges Verhalten: Obwohl das Ringmodell vier Symmetrieachsen besitzt, lassen die Ellipsen auf eine Leitfähigkeitsverteilung mit lediglich einer Symmetrieachse schließen.

erkennen. Das Abbild der EGGERS-Ellipsen besitzt aber völlig unterschiedliche Nord-Süd und Ost-West verlaufende Symmetrieachsen. Das Fehlen zweier Symmetrieachsen erschwert die Erkennbarkeit der Leitfähigkeitsverteilung enorm, besonders ist sie ja im Gegensatz zu dieser Modellstudie a priori nicht bekannt. Unklar bleibt vor allem, weshalb die Ellipsen des ersten Eigenwerts an den Nord-Süd verlaufenden Kanten so viel stärker ausgeprägt sind.

An diesem Modell wird deutlich, dass die Ellipsen nach EGGERS auf eine bestimmte Leitfähigkeitsverteilung reagieren und für manche Bereiche auch die erwartete Ausrichtung besitzen. Jedoch ist es nicht möglich, von den Ellipsen auf die zugrunde liegenden Strukturen der Leitfähigkeit zu schließen.

Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, dass mit dem Modell eines leitfähigen Rings Phasen über 90° erzeugt werden können. Es war inspiriert von der Kenntnis

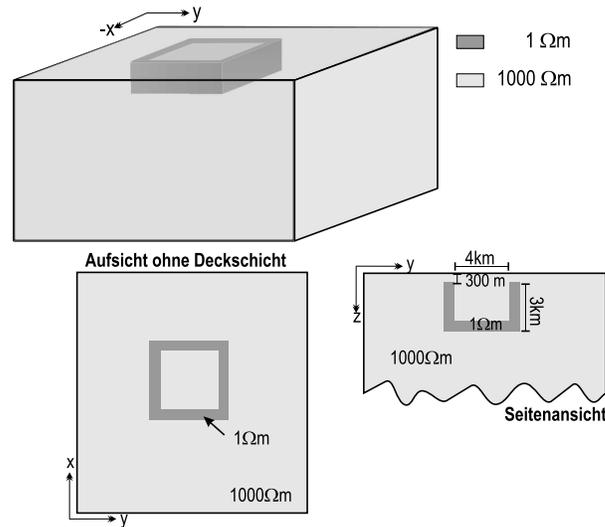


Abbildung 7.8: Das 3D-Modell besteht aus einer sehr gut leitenden Schachtel mit Boden ($1\Omega m$) in einem Halbraum mit ($1000\Omega m$) Widerstand. Auch innerhalb der Schachtel befindet sich schlecht leitendes Material.

über die geologischen Gegebenheiten, nämlich der Ringstruktur im Norden des Messgebiets, und durch die Widerstandsellipsen, die einen Ringstrom in diesem Bereich in den Messdaten angezeigt haben. Weitere, hier nicht näher dargestellte Studien mit einem Ringmodell zeigen, dass Phasen über 90° , die vergleichbar mit denen an Station 094 sind, nur erzeugt werden können, wenn die Geometrie des Modells in gewissen Grenzen liegt. Die schlechtleitende Deckschicht von $1000\Omega m$ über der Ringstruktur kann zwischen $250m$ und $500m$ variieren. Die Mächtigkeit des leitenden Rings darf bei einem gleichbleibenden Leitfähigkeitskontrast zwischen $2.5km$ und $5.5km$ liegen. Verändert man Durchmesser, die Seitendicke oder den Leitfähigkeitskontrast, ergibt sich, dass bei einer signifikanten Erhöhung des Kontrastes das Modell nicht mehr konvergiert. Möglich ist allerdings, gleichzeitig die Leitfähigkeit des Rings zu erhöhen und dafür die Seitendicke geringer zu wählen (oder umgekehrt), so dass der Leitwert gleich bleibt. Generell ist bei allen Geometrien eine gute Diskretisierung dieses Modells nötig, um eine numerische Stabilität zu erreichen.

Es stellt sich nun noch die Frage, welche Variationen des Ringmodells auch zu Phasen über 90° führen. Dazu möchte ich zunächst ein Ringmodell vorstellen, das einen leitenden Boden besitzt. Im folgenden bezeichne ich dieses Modell als Schachtelmodell. Es ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Alle Dimensionen des zuvor gezeigten Ringmodells (Abb. 7.1) wurden beibehalten, lediglich in einer Tiefe von $3km$ ist die unterste Schicht durch einen leitfähigen Boden ($1000\Omega m$) ersetzt.

Um das Verhalten der Phasen über dem Modell für lange Perioden zu verdeutlichen, stelle ich für die Periode von $100s$ die Phasen beider Nebendiagonalelemente dar (Abb. 7.9).

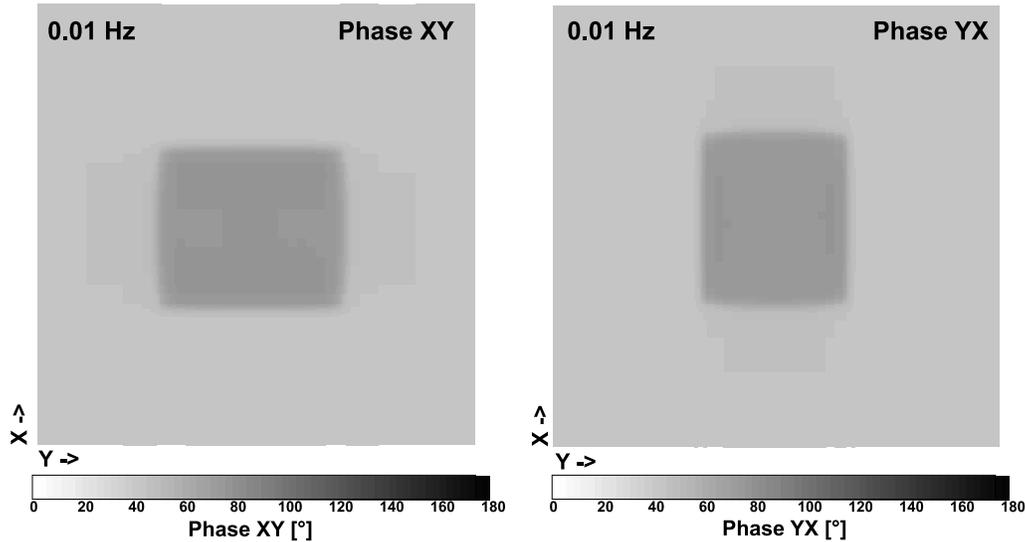


Abbildung 7.9: Im Gegensatz zu Abb. 7.2 sind für das Schachtelmodell keine Phasen über 90° für lange Perioden zu beobachten. Der leitende Boden des Modells bildet sich durch hohe Phasen im Vergleich zu der Umgebung ab.

Während die kurzen Perioden vergleichbar mit denen des Ringmodells (Abb. 7.4) sind, beobachten wir bei $21.7s$, dass die Phasen zwar recht hoch sind, aber innerhalb des Quadranten von $0^\circ - 90^\circ$ liegen. Der Boden der leitfähigen Schachtel bildet sich durch hohe Phasenwerte im Vergleich zu der Umgebung ab.

Die Abbildung des Modells mit den Stromellipsen (Abb. 7.10) macht den Unterschied deutlich: Für eine Frequenz von $3.2Hz$ deuten die Stromellipsen vergleichbar mit Abb. 7.4 eine ringförmige Leitfähigkeitsverteilung an. Sie zeigt sich in einem Ring hellgrüner Ellipsen. Auffällig ist, dass diese Ellipsen im Vergleich zur Umgebung eine geringere Elliptizität und Leitfähigkeit besitzen. Auf beiden Seiten des Kontrasts stehen die Ellipsen erwartungsgemäß senkrecht. Betrachtet man dagegen die *PNA* Ergebnisse für eine längere Periode von $21.7s$, so ist der Ring verschwunden und durch ein Rechteck mit roten, runden Ellipsen ersetzt. Das Rechteck ist durch langgestreckte Ellipsen gegenüber der schlechtleitenden Umgebung abgegrenzt. Diese entsprechen den leitfähigen Seiten der Schachtel.

Zuletzt möchte ich das im Rahmen der Dekompositionsmethoden häufig verwendete Blockmodell vorstellen (Abb. 7.11). Es besitzt die gleichen Dimensionen wie das Schachtelmodell und ist mit gut leitendem Material von ($1\Omega m$) gefüllt. Es stellt also in Bezug auf die langen Perioden eine oberflächennahe, kleinräumige Inhomogenität dar, an der Ladungsansammlungen auftreten können. Um zu verdeutlichen, dass solch ein Modell keine Phasen über 90° produziert, sind in Abbildung 7.12 die Phasen der Nebendiagonalelemente für eine Periode von $100s$ dargestellt. Dies ist die Frequenz, bei der in Abbildung 7.2 an-

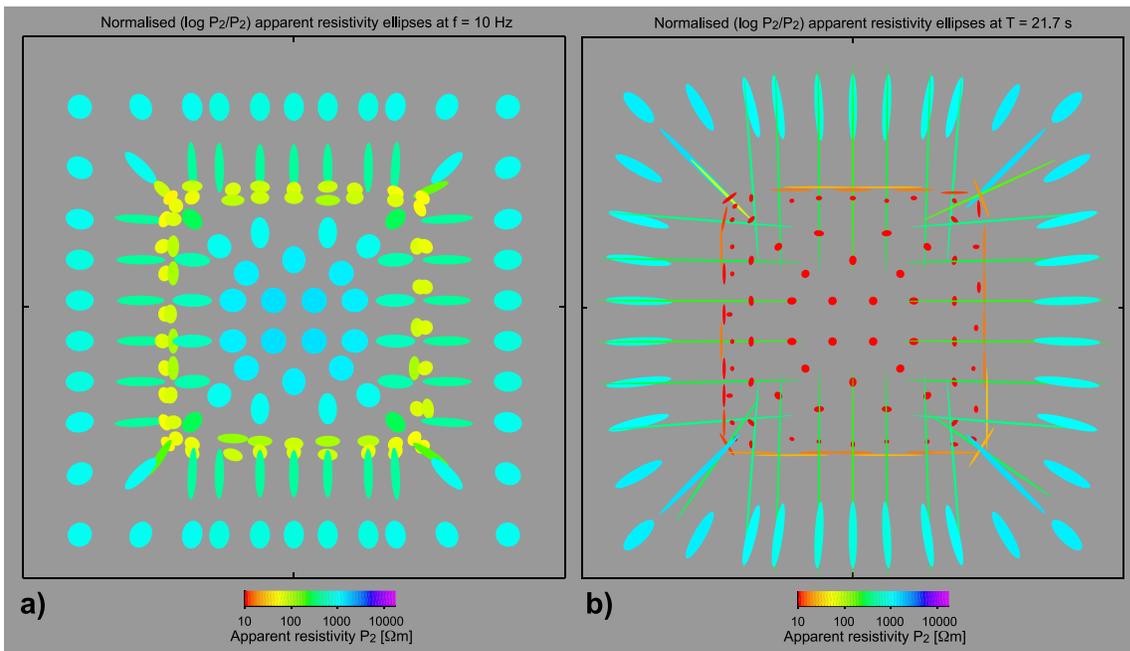


Abbildung 7.10: Widerstandsellipsen für a) 10Hz und b) 21.7s über der schachtelförmigen Anomalie: Für hohe Frequenzen (a) deutet sich ein leitfähiger Ring durch hellgrüne Ellipsen an. Zu längeren Perioden (b) wird der Einfluß des gut leitenden Bodens durch rote, runde Ellipsen deutlich. Zusätzlich produzieren die leitenden Seiten der Schachtel stark gestreckte Ellipsen direkt am Leitfähigkeitskontrast zur Umgebung.

omale Phasen zu beobachten sind. Für ein Blockmodell entstehen zwar hohe Phasenwerte für lange Perioden, sie verlassen aber nicht den Quadranten. Dass ein solches Modell auch nicht die beobachteten Widerstandsellipsen reproduzieren kann, zeigt Abbildung 7.13. Für eine Frequenz von 3.2Hz ist ein gut leitendes Rechteck durch hellgrüne Ellipsen abgebildet. Diese Ellipsen sind über dem Block nahe dem Kontrast parallel orientiert und werden zur Mitte hin schnell rund. Dieses Verhalten unterscheidet sich deutlich von dem der leitenden Schachtel. Außerhalb des Rechtecks stehen die Widerstandsellipsen senkrecht zu dem Kontrast.

Vergleicht man nun die Widerstandsellipsen der hier vorgestellten drei Modelle mit den beobachteten Widerstandsellipsen des Namibia-Datensatzes, so läßt sich folgern, dass die Ringstruktur im Norden aus einem leitend verbundenen Band bestehen muss. Um die beobachteten Ellipsen und Phasen zu langen Perioden erklären zu können, darf die Unterkante dieses Ringes nicht leitend verbunden sein. Außerdem zeigen die Ergebnisse des Blockmodells, dass die beobachteten 3D-Effekte nicht von kleinen Heterogenitäten erzeugt werden, wie sie für die Dekompositionsmethoden vorausgesetzt werden. Das könnte auch der Grund dafür sein, dass die auf die Daten angewendete GB Dekomposition nicht erfolgreich eingesetzt werden konnte. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass

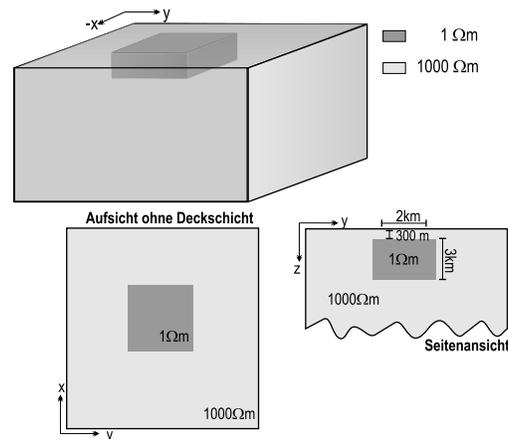


Abbildung 7.11: Dieses 3D-Modell ist das „klassische“ *static shift*- oder Dekompositionsmodell. Ein gut leitender Block ($1\Omega m$) befindet sich in einer schlecht leitenden Umgebung ($1000\Omega m$).

durch die 3D-Modellstudien die exakten Kurvenverläufe nicht modelliert werden können. Ein geometrisches Ringmodell entspricht bestimmt nicht den natürlichen geologischen Gegebenheiten. Trotzdem zeigen diese Studien, welche Modellklassen grundsätzlich die beobachteten 3D-Effekte erzeugen können. Angaben über Dimension und Leitfähigkeiten des Rings ist mit Vorsicht zu begegnen: Dadurch, dass die modellierte Anomalie stark vereinfacht ist, ist es wahrscheinlich, dass zusätzlich noch andere Leitfähigkeitsverteilungen in der Umgebung existieren, die induktiv mit der Ringstruktur gekoppelt sind und die 3D-Effekte verstärken¹.

¹Siehe hierzu Lezaeta & Haak [2001], die eine induktive Kopplung zweier leitfähiger Strukturen als mögliche Ursache für 3D-Effekte annehmen.

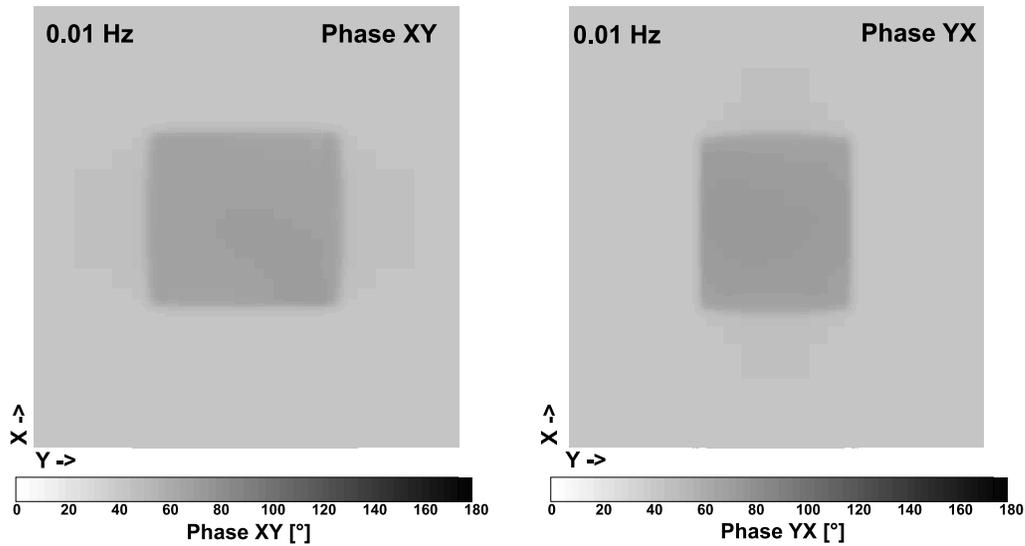


Abbildung 7.12: Für das Modell mit dem leitenden Block befinden sich die Modellphasen der beiden Nebendiagonalelemente im Quadranten von 0° bis 90° .

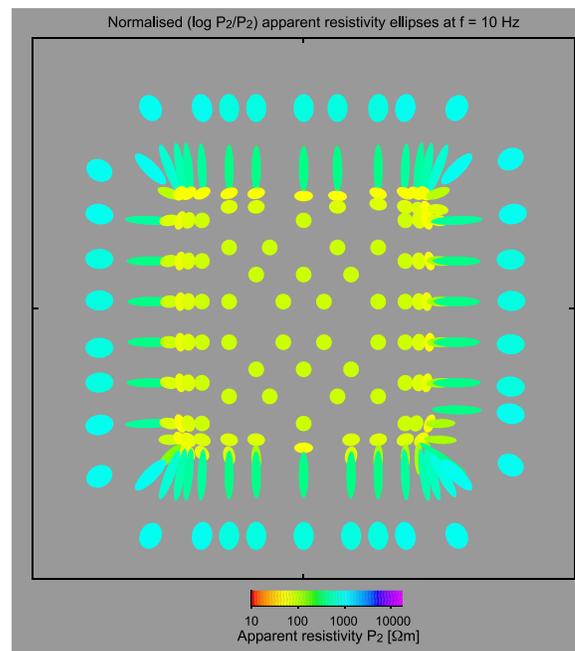


Abbildung 7.13: Widerstandsellipsen für 10Hz über dem leitenden Block: Er grenzt sich durch hellgrüne Ellipsen von dem schlechtleitenden Umfeld ab. Extrem langgestreckte Ellipsen wie bei den beiden vorigen Modellen sind nicht zu beobachten.

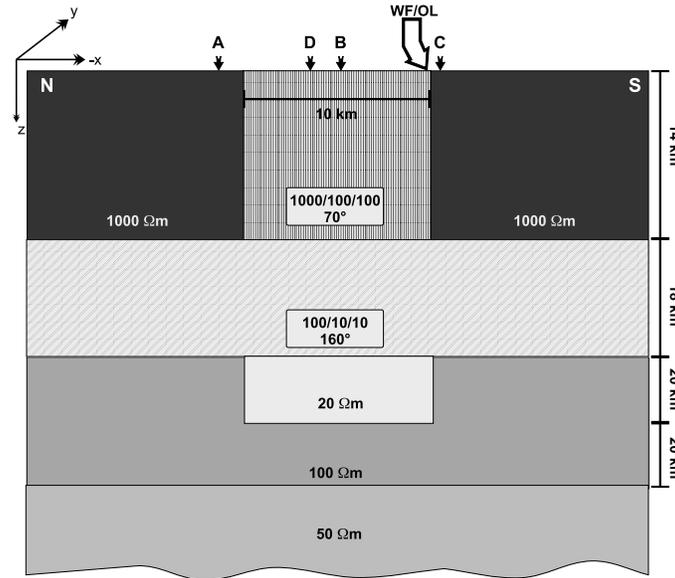


Abbildung 7.14: Das anisotrope 2D-Modell für den nördlichen und zentralen Bereich (Stationen 074-088) besteht aus einem anisotropen Block, der 14km mächtig ist und bis an die Erdoberfläche reicht, umgeben von zwei schlecht leitenden Viertelblöcken ($1000\Omega m$). Darunter schließt sich eine weitere anisotrope Schicht von 18km Mächtigkeit an. In der nächsten Schicht von $100\Omega m$ befindet sich direkt unter dem anisotropen oberflächennahen Block ein guter Leiter von $20\Omega m$. Das Modell wird von einem $50\Omega m$ Halbraum abgeschlossen.

7.2 Modellierung der 3D Effekte im zentralen Bereich

Im zentralen und nördlichen Bereich des Messgebiets beobachten wir Phasen, die den Quadranten verlassen. Die Modellstudien im vorangegangenen Abschnitt machen aber deutlich, dass Phasen über 90° bei einem Ringmodell in einem lateral stark begrenzten Gebiet auftreten. Um über einen Bereich von 10km ein solches Phasenverhalten zu erzeugen, müssen andere leitfähige Strukturen vorliegen. Die Widerstandsellipsen geben hierfür einen guten Hinweis: Im Messgebiet nördlich der WF/OL (Station 074-088) beobachten wir parallel zur Fault orientierte, langgestreckte Ellipsen. Parallele Ellipsen entstehen, wie die Modellstudien gezeigt haben, in der Nähe eines Leitfähigkeitskontrasts über dem schlechten Leiter (siehe z.B. Abb. 7.11). Ein solcher Kontrast könnte für das Messgebiet entweder im Westen oder im Osten der Profile liegen. Eine weitere Möglichkeit ist ein Modell mit leitfähigen Lamellen, die parallel zur Fault ausgerichtet sind. Eine solche Leitfähigkeitsverteilung entspräche einer Makro-Anisotropie. Diese für einen großen Bereich mit einem 3D-Modell zu modellieren, würde wieder einen sehr fein diskretisierten Modellraum erfordern. Besitzen die leitenden Lamellen zusätzlich einen Winkel zu der Gitterausrichtung, lassen sich keine glatten Strukturen generieren, sondern sie entarten zu stufenförmigen Bändern. An ihren Ecken sind erfahrungsgemäß unstetige

Übertragungsfunktionen zu beobachten. Um diese Problematik zu umgehen, verwende ich ein anisotropes 2D-Modell. Mit dem 2D-Vorwärtsmodellierungsprogramm von Pek & Verner ist es möglich, intrinsische Anisotropie in alle drei Raumrichtungen vorzugeben. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf die Arbeit von Pek & Verner [1997] verwiesen. Das 2D-Modell, das als Skizze in Abbildung 7.14 dargestellt ist, ist so angelegt, dass es in Profilrichtung verläuft. Die WF/OL ist um 70° im Uhrzeigersinn gegenüber der dem Profil (x -, bzw. Nord-Achse) gedreht. In der obersten Schicht befindet sich ein anisotroper Block, der bis an die Oberfläche reicht. Seine laterale Erstreckung ist vergleichbar mit der Breite des Gebiets, in dem fault-parallele, langgestreckte Widerstandsellipsen und ein Richtungswechsel in den Induktionspfeilen zu beobachten ist. Die Widerstände der anisotropen Schicht betragen in x -Richtung $100\Omega m$, in y -Richtung $1000\Omega m$ und vertikal $100\Omega m$. Die horizontale Anisotropie ist um 70° im Uhrzeigersinn gedreht, so dass die Richtung der höheren Leitfähigkeit parallel zur WF/OL verläuft. Rechts und links des $10km$ breiten anisotropen Blocks befindet sich je ein schlechtleitender Viertelraum von $1000\Omega m$. Ab einer Tiefe von $14km$ schließt sich eine $18km$ mächtige anisotrope Schicht mit $10\Omega m$ in x -, $100\Omega m$ in y - und $10\Omega m$ in z -Richtung an. Unter dieser Schicht liegt direkt unterhalb des oberflächennahen anisotropen Blocks eine mit $20\Omega m$ gut leitende Anomalie, eingebettet in eine $20km$ mächtige Schicht. Das Modell schließt mit einem $50\Omega m$ Halbraum.

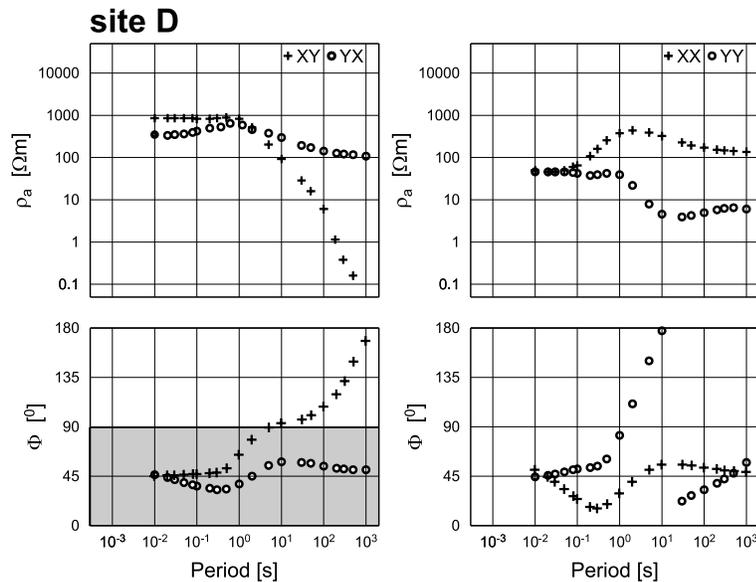


Abbildung 7.15: Die Übertragungsfunktionen über dem anisotropen Block haben über die gesamten $10km$, abgesehen von den Rändern, die gleiche Form. Station D zeigt die scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen für beide Haupt- (rechts) und Nebendiagonalelemente (links). Vergleichbar ist dieses Ergebnis mit dem von Station 085 des Namibia-Datensatzes (vgl. Abb. 4.5 und 4.6).

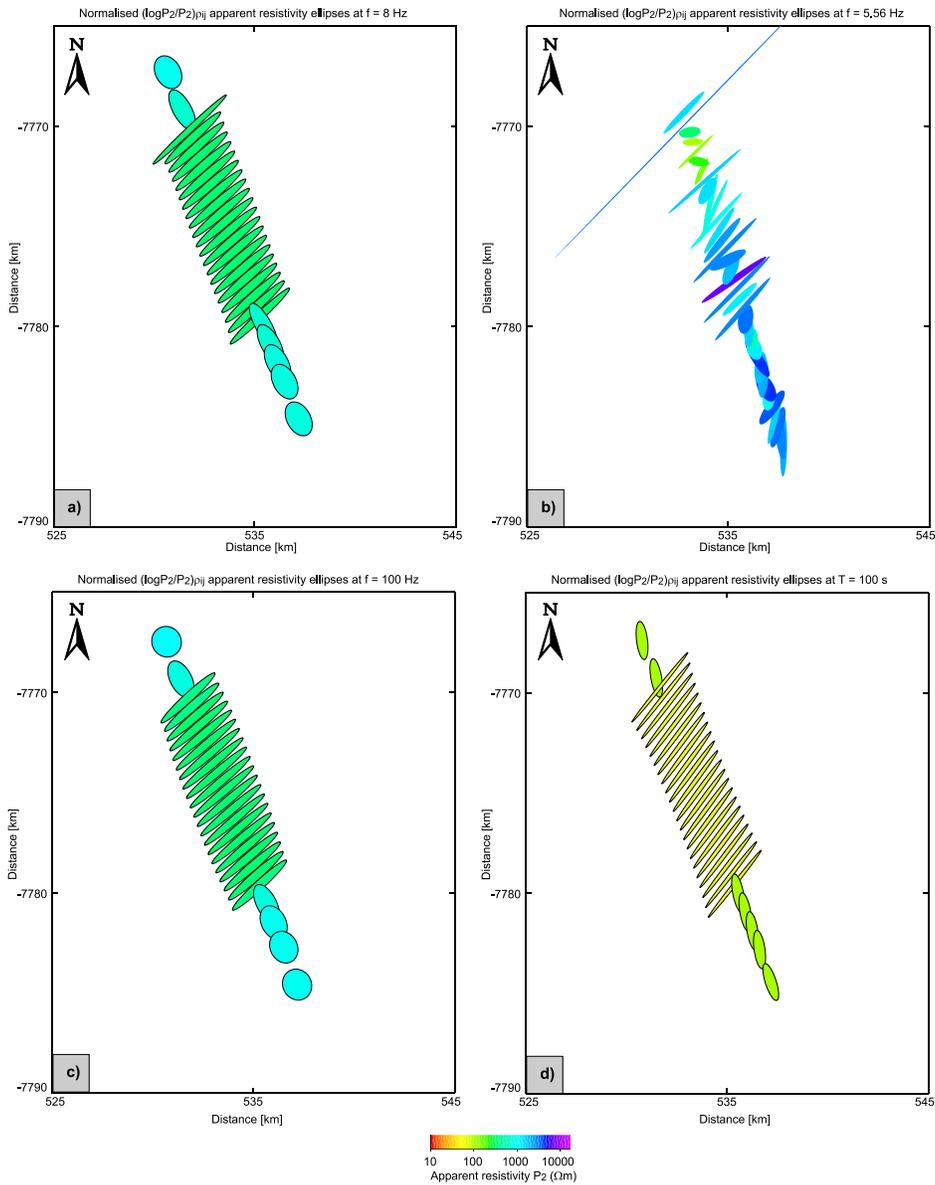


Abbildung 7.16: Die Widerstandsellipsen für das anisotrope 2D-Modell (siehe Abb. 7.14) wurden für vier Frequenzen berechnet: a) 8Hz , c) 100Hz und d) 0.01Hz , bzw. 100s . Zum Vergleich sind ebenfalls die Widerstandsellipsen des Hauptprofils für die Frequenz 5.56Hz (b) dargestellt. Die Anisotropierichtung von 70° bezüglich der x-Achse des Modells scheint Ellipsen zu erzeugen, die die gleiche Ausrichtung wie die beobachteten Ellipsen des Hauptprofils besitzen. Bei diesem Winkel handelt es sich um die Streichrichtung der WF/OL. Weitere Erläuterungen im Text.

Im folgenden werden die Modellergebnisse an vier Stationen, die in Abbildung 7.14 ein-

gezeichnet sind, mit den Daten aus Namibia verglichen. Dazu verwende ich die in Kapitel 4.3 beschriebene Station 085, deren Ergebnisse exemplarisch für Stationen des Bereichs nördlich der WF/OL sind.

Abbildung 7.15 zeigt die ρ_a - und Phasenkurven der Neben- und Hauptdiagonalelemente der Modellstation D. Die yx -Komponente des scheinbaren spezifischen Widerstands besitzt einen Kurvenverlauf, der bei etwa $300\Omega m$ zu kurzen Perioden beginnt und bei $1s$ sein Maximum bei ca. $1000\Omega m$ besitzt. Zu langen Perioden ist ein Abfall des Widerstands auf $100\Omega m$ zu beobachten. Die Phasenkurve ist dementsprechend unter 45° bei kurzen Perioden und über 45° bei langen Perioden. Die scheinbaren spezifischen Widerstände der xy -Komponente weisen hingegen einen steilen Abfall auf Werte von unter $0.1\Omega m$ auf. Die dazugehörigen Phasen verlassen den ersten Quadranten zu langen Perioden ab $5s$. Ein Vergleich mit den ρ_a - und Phasenkurven an Station 085 des Namibia-Datensatzes zeigt starke Ähnlichkeit. Zwar ist der genaue Kurvenverlauf durch die Modellstation nicht angepaßt, doch ist das generelle Kurvenverhalten sehr gut wiedergegeben. Die Messdaten zeigen lediglich zu etwas kürzeren Perioden den steilen Abfall sowie Phasen über 90° . Auch die ρ_a - und Phasenkurven der Hauptdiagonalelemente weisen grundsätzlich ein ähnliches Verhalten auf: Die Phasen der yy -Komponente verlassen den ersten Quadranten bei etwa $1s$ und durchqueren den zweiten Quadranten innerhalb der Dekade zwischen $1s$ und $10s$. Zu langen Perioden sind die Phasenwerte anstelle im dritten Quadranten wieder in den ersten Quadranten gespiegelt. Dieses Verhalten ist auch in den Messdaten zu beobachten.

Wendet man die *PNA* auf die synthetischen Ergebnisse an Modellstationen über dem Profil an, so sind auch in den Widerstandsellipsen große Ähnlichkeiten zu erkennen: Abbildung 7.16 zeigt die Widerstandsellipsen der Modellstationen für drei Frequenzen (a, c und d) sowie die der Messstationen des Hauptprofils (b). Für eine Frequenz von $8Hz$ entstehen über dem anisotropen Block entlang der höheren Leitfähigkeit ausgerichtete Ellipsen. Jedoch erhalten wir relativ runde Ellipsen südlich und nördlich dieses Bereichs, die nach Nordnordwest weisen. Die Ellipsen über dem anisotropen Körper besitzen für diese Frequenz eine etwas geringere Leitfähigkeit als die sie umgebenden. Ellipsen mit vergleichbarer Länge und Ausrichtung sind auch an den Messstationen für $5.56Hz$ zu beobachten (Abb. 7.16b). Zu kurzen Perioden (Abb. 7.16 c) sind keine auffälligen Änderungen an den Widerstandsellipsen festzustellen. Zu langen Perioden hingegen werden die Ellipsen langgestreckter und unterscheiden sich deutlich in ihrer Leitfähigkeit von denen der umgebenden Stationen. Dieses Verhalten ist auch zu langen Perioden für die Widerstandsellipsen der Messdaten zu beobachten (vgl Abb. 6.8).

Dieses anisotrope Modell scheint die wesentlichen Eigenschaften der Ergebnisse an Stationen des nördlichen Bereichs gut anzupassen. Um der Frage nachzugehen, welche Strukturen des Modells hierfür notwendig sind, habe ich mehrere Studien durchgeführt, deren Resultate ich hier kurz zusammenfassen möchte. Bei diesen Untersuchungen werden die Anisotropie sowie die Lage, Dimension und Leitfähigkeit der Modellkörper verändert. Um über einen Bereich von $10km$ hinweg Phasen über 90° beobachten zu können,

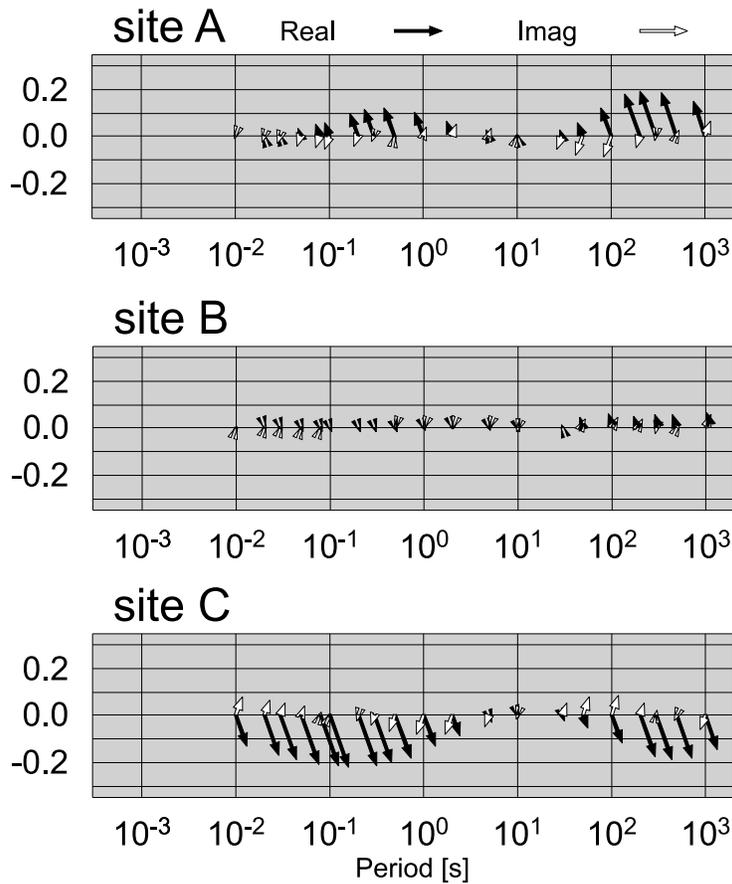


Abbildung 7.17: Induktionspfeile der Stationen A, B und C (siehe Abb. 7.14): Die Stationen nördlich (A) und südlich (C) des anisotropen Blocks besitzen Realpfeile zu kurzen Perioden, die von ihm wegweisen. In einem mittleren Periodenbereich von 5s – 50s sind keine Induktionspfeile zu beobachten, während zu langen Perioden die Induktionspfeile durch den Leitfähigkeitskontrast in 32km Tiefe beeinflusst sind (siehe Abb. 7.14). An einer Station direkt in der Mitte sind verschwindende Induktionspfeile zu beobachten.

muss die Tiefenerstreckung etwa 14km sein. Bei geringeren Mächtigkeiten tritt dieser Effekt nicht auf. Ist dieser Block wesentlich mächtiger als 14km, so verlagert sich der steile Abfall in der einen Widerstandskurve zu wesentlich längeren Perioden. Ebenso ist die tiefere anisotrope Schicht notwendig, um die hohen Phasenwerte zu erzeugen. Die Richtung der höheren Leitfähigkeit muss allerdings nicht unbedingt senkrecht zu der des darüberliegenden Blocks stehen. Allerdings muss sie um mindestens 30° von der ersten abweichen, um Phasen außerhalb des zu erwartenden Quadranten zu erzeugen. Der beste Phasenverlauf im Vergleich zu Station 085 ergab sich bei einer Richtungsdifferenz von 90° . Um lediglich die MT-Ergebnisse anzupassen, ist die 20km mächtige, gutleitende Anomalie in ca. 32km Tiefe nicht nötig. Möchte man mit dem gleichen Modell gleichzeitig die Induktionspfeile zu langen Perioden anpassen, so gelingt dies nur mit der tiefen

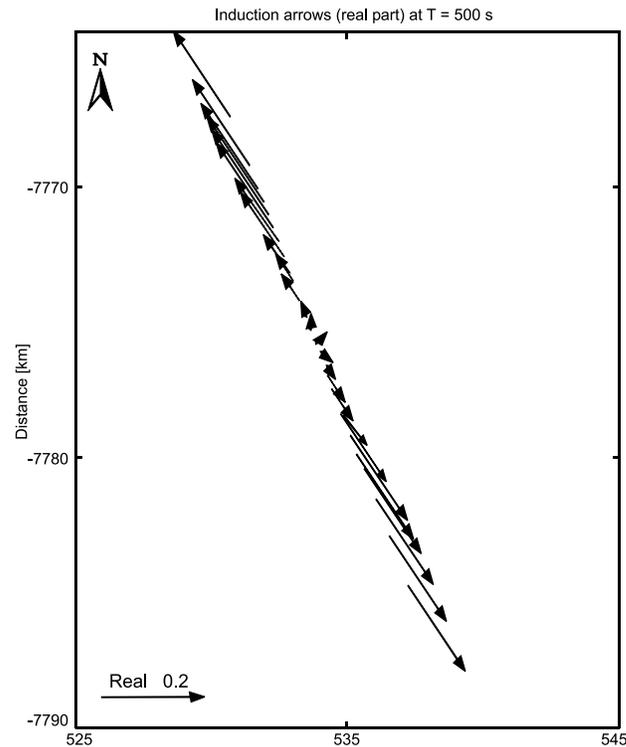


Abbildung 7.18: Eine flächenhafte Darstellung der Realpfeile für eine Periode von 500s macht deutlich, dass nördlich und südlich des zentralen Bereichs nord- und südweisende Pfeile zu beobachten sind. Abbildung 4.13 d) zeigt ein ähnliches Verhalten für die Induktionspfeile im Messgebiet.

Anomalie.

Abbildung 7.17 stellt die Induktionspfeile an drei Modellstationen A, B und C vor (siehe Abb. 7.14). An Station B in der Mitte des anisotropen Blocks sind für den gesamten Periodenbereich die Real- und Imaginärpfeile verschwindend klein. Die Stationen nördlich und südlich des anisotropen Blocks besitzen zu kurzen Perioden Realpfeile, die senkrecht auf diesem Kontrast stehen und in der WIESE Konvention von ihm wegzeigen. In einem Periodenbereich von etwa 5s – 50s werden die Induktionspfeile sehr klein und deuten erst zu noch längeren Perioden hin den tiefen Leitfähigkeitskontrast an. In dem Periodenbereich, in dem die Induktionspfeile verschwinden, ist der Einfluß der anisotropen Schicht in 14km Tiefe, die durch das Fehlen eines lateralen Leitfähigkeitskontrasts keine Pfeile erzeugen kann, zu erkennen. In den Messdaten sind für diesen Periodenbereich ostweisende Pfeile zu beobachten. Diese können mit dem hier verwendeten 2D-Modell nicht erzeugt werden, da hierzu ein Leitfähigkeitskontrast parallel zum Profil nötig wäre. Eine solche Struktur ist mit der gewählten Streichrichtung nicht vereinbar.

Um jedoch die gemessenen Induktionspfeile zu langen Perioden (siehe Abb. 4.13) mit de-

nen des anisotropen Modells besser vergleichen zu können, zeige ich abschließend eine flächenhafte Darstellung der Pfeile (Abbildung 7.18). Ähnlich den gemessenen Realpfeilen weisen die modellierten an Stationen nördlich und südlich der gutleitenden Anomalie von ihr weg.

7.3 Die Leitfähigkeitsverteilung südlich der WF/OL

Südlich der WF/OL haben wir in den Messdaten keine starken 3D-Effekte beobachten können. Auch die Widerstandsellipsen deuten durch ihre fast runde Form eher auf einen geschichteten Halbraum als auf eine komplizierte Leitfähigkeitsverteilung hin. Um dennoch einen Eindruck von den Leitfähigkeiten im Untergrund zu bekommen, verwende ich für die Stationen 061-073 eine 2D-Inversion von Rodi & Mackie [2001] (RLM2DI). An dieser Stelle möchte ich nicht auf die 2D-Inversion im Detail eingehen und verweise auf die Arbeiten von Rodi & Mackie [2001] und Schwalenberg [2000]. Für die Inversion habe ich die ins Profil gedrehten Nebendiagonalelemente verwendet. Abbildung 7.19 zeigt das Inversionsmodell mit einer akzeptablen Anpassung (rms error = 1.4, Fehler in ρ_a 5%, Fehler in der Phase 2%). Für die Modellierung wurde der Modellraum mit 133×84 Zellen diskretisiert und der Regularisierungsparameter $\tau = 10$ gewählt. Die Modellkurven für ρ_a und Phase der Stationen 061-073 sind im Anhang A5 zusammen mit den Messergebnissen dargestellt.

Für die Modellierung wurden Frequenzen von 500Hz bis 0.1Hz berücksichtigt, was also nur Aussagen über die obere Kruste zuläßt. Eine verlässliche Leitfähigkeitsverteilung zu größeren Tiefen kann grundsätzlich nicht erwartet werden, da das angepaßte Teilprofil weniger als 10km lang ist. Um zu gewährleisten, dass die elektromagnetischen Felder innerhalb des Modell zu den Rändern und die Tiefe hin abgeklungen sind, ist ein weitaus größer dimensioniertes Modell nötig. Liegt keine Überdeckung des äußeren Modellraums mit Messstationen vor, verlagert der Inversionsalgorithmus Strukturen, die zur Anpassung der langperiodischen Daten benötigt werden, in diese Bereiche. Aus diesem Grund ist die Tiefenerstreckung des Modells auf 9km begrenzt. Bei der Inversion wurden Effekte durch *static shift* (siehe Kapitel 2.2.2) als freie Parameter mit angepasst, was auch sehr hohe *static shift*-Faktoren an einigen Stationen zur Folge hat.

Das Inversionsmodell stützt im wesentlichen die Vermutung, dass südlich der WF/OL eine einfachere Verteilung der Leitfähigkeit vorliegen muss. Unter einer schlechtleitenden Deckschicht von über $1000\Omega\text{m}$ befindet sich eine ausgedehnte gutleitende Struktur mit Widerständen unter $100\Omega\text{m}$. Zu größerer Tiefe hin wird der Untergrund immer besser leitend. Lediglich Stationen in direkter Nähe der WF/OL zeigen schon deutlich den nach Norden hin beginnenden anomalen Bereich (vgl. Abschnitt 7.2). Dieses Leitfähigkeitsmodell stellt allerdings nur eine Näherung dar, die durchaus nicht vernachlässigbaren Hauptdiagonalelemente bleiben dabei unberücksichtigt.

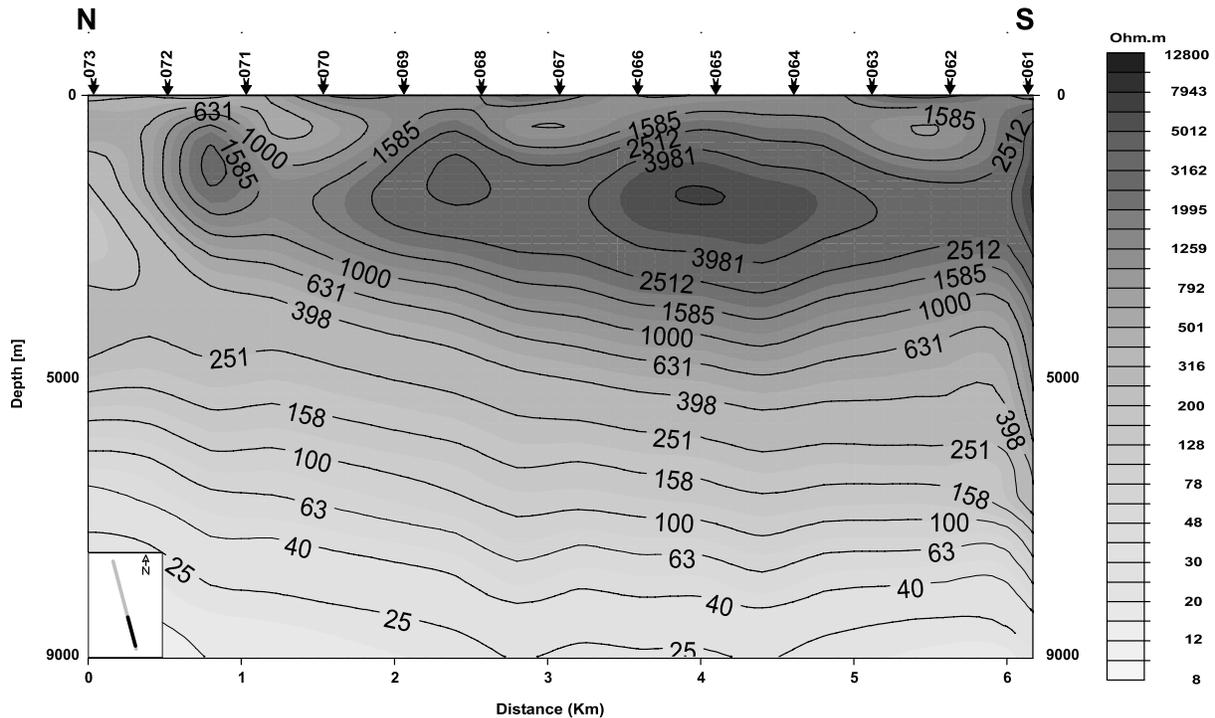


Abbildung 7.19: Um einen Eindruck von der Leitfähigkeitsverteilung südlich der WF/OL zu erhalten, wurden die Ergebnisse der Stationen 061-073, die keine starken 3D-Effekte zeigen, durch ein 2D-Inversionsmodell angepasst. Die Skizze unten links zeigt die Lage der zur Inversion verwendeten Stationen auf dem Hauptprofil. Es ergibt sich im wesentlichen ein geschichteter Halbraum mit Widerständen über $1000\Omega m$ in geringer Tiefe und Widerständen unter $100\Omega m$ in Tiefen größer als $5km$.

7.4 Diskussion

Die in diesem Kapitel beschriebenen Modellstudien führen zwar nicht zu einer hochauflösenden Abbildung der Leitfähigkeitsstruktur im Messgebiet, doch sie liefern wesentliche Erkenntnisse über die WF/OL.

Scherzonen sind häufig leitfähiger als das umgebende Gestein, da sie Fluide, Sulfide oder Graphit enthalten können [Unsworth *et al.*, 1997, Echternacht *et al.*, 1997, ELEKT B Group, 1997, Jones *et al.*, 1992]. Dies impliziert eine subvertikale Leitfähigkeitsanomalie, wie sie zum Beispiel an der San Andreas Fault [Unsworth *et al.*, 1997] oder an der West Fault in Chile [Hoffmann-Rothe, 2002] zu beobachten sind. Ähnlich zeigt sich auch die WF/OL, wenn man die Stationen der langen Traverse interpretiert. Das Inversionsmodell [Ritter, pers. Mitteilung] ist in Abbildung 7.20 dargestellt. Mit einer dichten Vermessung jedoch stellt sich die WF/OL nicht mehr als gutleitende subvertikale Anomalie dar, sondern als die südliche Begrenzung eines anomalen, etwa $10km$ breiten Bereichs. Er ist als anisotroper Block mit einer erhöhten Leitfähigkeit parallel zur WF/OL model-

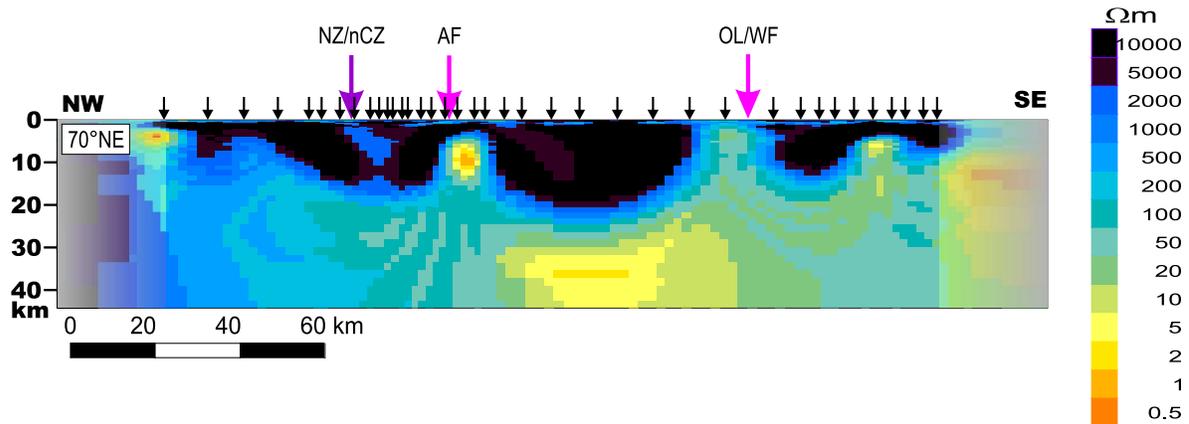


Abbildung 7.20: 2D-Inversionsmodell der gesamten Traverse von RITTER (pers. Mitteilung). Eine der wesentlichen Strukturen dieses Modells der gesamten Erdkruste ist eine sehr gut leitende mittlere Kruste. Außerdem sind oberflächennah schmale, subvertikale, gut leitende Anomalien zu beobachten, die mit großen Scherzonen des Damara Gürtels zusammenfallen.

liert worden. Dies bedeutet jedoch nicht, dass die Gesteine in diesem Gebiet intrinsisch anisotrop sein müssen, wie es durch das 2D-Modellierungsprogramm angenommen wird. Dieses Modell ist vielmehr als Ersatzmodell für eine Makro-Anisotropie zu betrachten [siehe auch Eisel & Haak, 1999]. Trotzdem stellt sich die Frage nach der Ursache der beobachteten Leitfähigkeitsanomalie und weshalb sich eine erhöhte Leitfähigkeit parallel zur WF/OL zeigt. Zuvor habe ich mögliche Leitfähigkeitsmechanismen, die für eine Scherzone in Frage kommen, aufgezeigt. Im Messgebiet wurden beispielsweise Marmore mit einem hohen Graphitanteil gefunden, weshalb anzunehmen ist, dass sie für die Leitfähigkeitsanomalien verantwortlich sind. Da es sich um eine fossile Scherzone handelt, ist eine hydrothermale Alterationszone im Bereich der Fault auszuschließen. Besonders bei Scherprozessen können Rahmenbedingungen herrschen, die zur Entstehung von Graphit beitragen können [Kontny *et al.*, 1997]. Durch weitere Scherbewegungen kann dieser zu dünnen verbundenen Graphitbahnen verschmieren [ELEKTB Group, 1997]. Vorstellbar wären also mit Graphit angereicherte Scherbahnen, die parallel zur WF/OL verlaufen. Es handelt sich somit bei der WF/OL nicht nur um eine separate Scherbahn, sondern um eine ausgedehnte Scherzone mit vielen graphitisierten Scherbahnen. Diese muß zudem mindestens 14km tief reichen, um die beobachteten Phaseneffekte zu erklären. Die Tiefenerstreckung ist vergleichbar mit der der subvertikalen Anomalie im 2D-Inversionsmodell der großen Traverse (Abb 7.20).

Das Anisotropiemodell besitzt in 14km Tiefe eine weitere anisotrope Schicht. Sie ist nötig, um Phasen über 90° zu erzeugen. Eine geologische Interpretation dieser Schicht fällt allerdings schwer. Da ihre Anisotropie ein für das Damara Orogen untypisches Streichen besitzt, bzw. die Streichrichtung nicht aufgelöst werden kann, könnte diese Schicht

eventuell durch ein geändertes Spannungsfeld erzeugt worden sein. Denkbar wäre auch, dass diese anisotrope Schicht eine Abscherungsfläche (*detachment*) widerspiegelt, die bereits zu pan-afrikanischen Zeiten aktiv war und seither (mehrfach) reaktiviert worden sein könnte. Wichtig ist jedoch, dass diese Schicht geringere Widerstände als die sich darüber befindlichen Strukturen besitzt.

Diese erhöhten Leitfähigkeiten ab einer Tiefe von 14km (siehe Abb. 7.14) stimmen gut mit denen des Gesamtmodells überein. Anzunehmen ist jedoch, dass eine isotrope 2D-Modellierung die Leitfähigkeiten in größerer Tiefe etwas überschätzt, wenn zum Beispiel der große Widerstandsabfall, hervorgerufen durch die Anisotropie, mit einem isotropen Modell erklärt werden soll.

Insgesamt gesehen zeigt sich für den Bereich südlich wie auch nördlich der WF/OL, dass die mittlere Kruste gut leitend ist.

Abbildung 7.21 präsentiert in Form eines Cartoons eine Zusammenstellung der leitfähigen Strukturen im Messgebiet. Sie zeigt die Ringstruktur aus graphitisierten Marmoren im Norden als leitfähige Anomalie. Eingebettet ist sie in eine breite, anomale Zone mit erhöhter Leitfähigkeit parallel zur WF/OL, deren Oberflächenlage durch Satellitenaufnahmen bestimmt wurde. Eine weitere, wichtige Struktur ist die im wesentlichen Nord-Süd verlaufende Anomalie im Westen des Messgebiets. Sie ist in den Widerstandsellipsen zu erkennen und wahrscheinlich für die ostweisenden Induktionspfeile verantwortlich. Mit Fragezeichen sind all die Bereiche gekennzeichnet, für die keine klaren Aussagen getroffen werden können. Unklar ist, wie weit sich die anomale Zone nach Osten und Westen weiter fortsetzt. Um diese Frage beantworten zu können, wären weitere Stationen in diesem Gebiet nötig. Aufgrund zu geringer Stationsüberdeckung kann die Anomalie im Westen ebenfalls nicht weiter verfolgt werden. Auch ob sie sich südlich der WF/OL fortsetzt, kann mit dem hier vorliegenden Datensatz nicht geklärt werden.

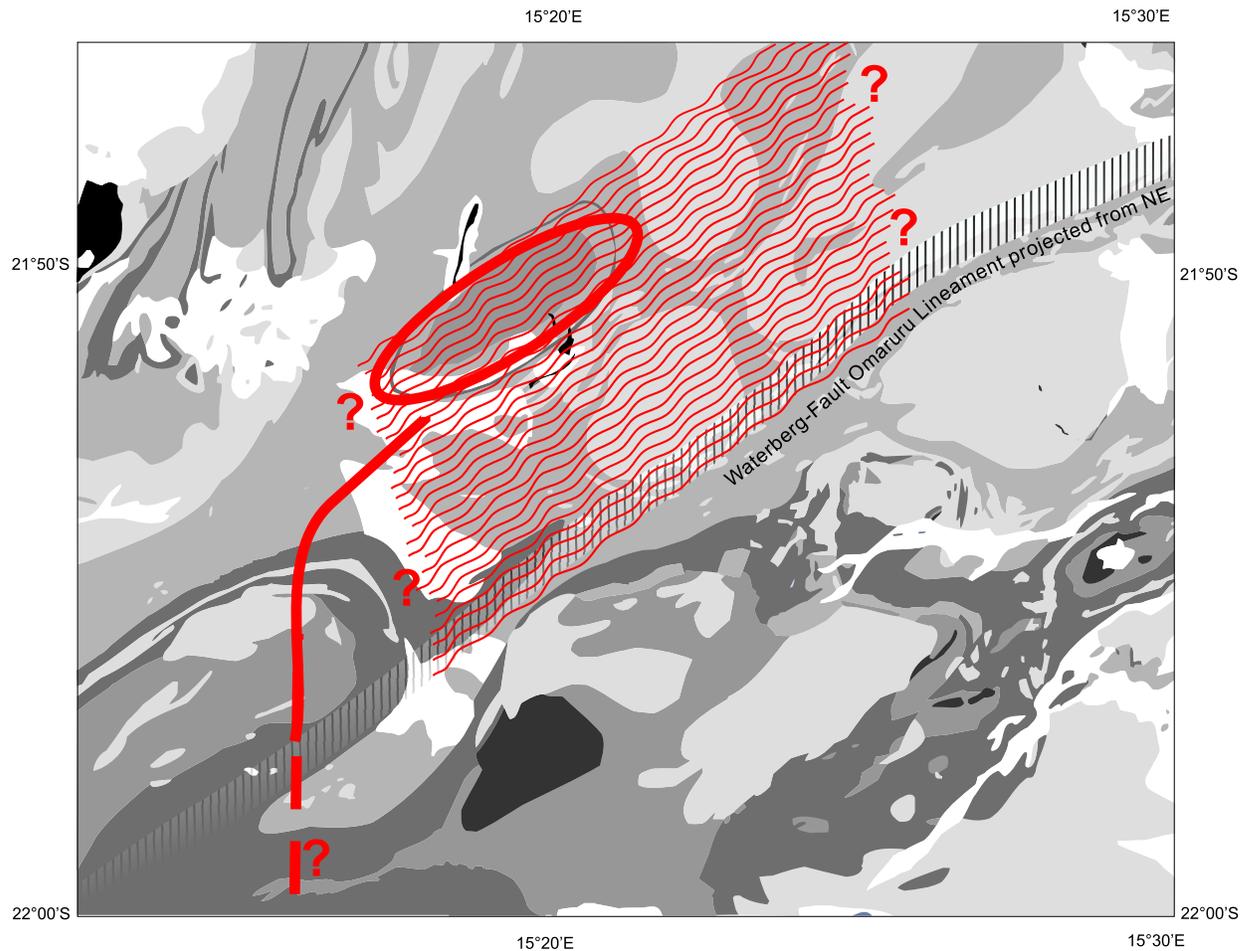


Abbildung 7.21: Zusammenstellung der leitfähigen Strukturen in der Umgebung der WF/OL: Im Norden zeichnet sich eine Ringstruktur mit graphitisierten Marmoren als Anomalie ab. In einem etwa 10km breiten Gebiet nördlich der WF/OL beobachten wir eine erhöhte Leitfähigkeit parallel zur Fault. Diese könnte durch graphitisierte Scherbahnen hervorgerufen werden. Im Westen des Messgebiets verläuft eine vorwiegend Nord-Süd streichende Anomalie. Die Fragezeichen deuten Bereiche an, für die die Stationsdichte nicht ausreicht, um verlässliche Aussagen über den Untergrund zu treffen.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit verschiedenen Abbildungsverfahren zur Interpretation magnetotellurischer Daten. Eine geläufige Methode MT-Daten zu interpretieren, ist die Verwendung von Inversionsrechnungen. Zur Zeit stehen hierfür Algorithmen zur Verfügung, die einen ein- oder zweidimensionalen Untergrund voraussetzen. Das Inversionsergebnis hängt dabei stark von der Dichte der Messstationen, dem verwendeten Gitter und den Regularisierungsparametern ab. Wir erhalten jedoch kein eindeutiges Modell, es wird eine Vielzahl von Modellen geben, die die Daten ausreichend erklären. Liegt aber ein Datensatz vor, der auf einen dreidimensionalen Untergrund hinweist, kann eine 2D-Modellierung unter Umständen nur eine sehr grobe Näherung sein. Grundsätzlich ist der Einsatz einer 3D-Vorwärtsmodellierung möglich. Aber aufgrund der Komplexität und der vielen freien Modellparameter sind oft nur Modellstudien machbar. Das Modellgitter und die zugeordneten Leitfähigkeiten haben einen starken Einfluß auf die Konvergenz der Modellierung, so dass komplizierte Leitfähigkeitsverteilungen oft nicht in dem Maßstab modelliert werden können, wie sie in der Natur zu beobachten sind. Geeignete Abbildungsmethoden bieten die Möglichkeit, Messdaten direkt in eine physikalisch anschauliche Größe umzuwandeln und Koordinatensystem-unabhängig darzustellen.

Angewendet werden die hier vorgestellten Abbildungsverfahren auf den MT-Datensatz aus Namibia, der 1999 mit modernen GPS-gestützten Messgeräten (S.P.A.M. MkIII) registriert wurde. Ziel dieser Messungen war eine Detailstudie einer großen tektonostratigraphischen Grenze des Damara Belt, der Waterberg Fault / Omaruru Lineament (WF/OL), mit 61 Stationen in engem Abstand. Eine Auswertung der Daten zeigt starke 3D-Effekte in diesem Gebiet: Über und nördlich der Fault beobachten wir Phasen über 90° , eine starke Abhängigkeit paralleler elektrischer und magnetischer Feldkomponenten und ein nicht aufgelöstes Nebendiagonalelement. Diese Effekte sind weder auf Gerätefehler noch auf starke künstliche Störungen zurückzuführen. Sie deuten vielmehr auf eine komplizierte Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund hin, die die Ströme und damit auch die elektrischen Felder bündeln und in andere Richtungen umlenken. Die 3D-Effekte sind nicht nur an einzelnen Stationen, sondern über viele Stationen konsistent zu beobachten. Der Einsatz von Dekompositionsverfahren zeigt, dass die hier vorliegenden Verzerrungen nicht dem vorausgesetzten Verzerrungsmodell entsprechen und somit fehlschlagen.

Im Rahmen dieser Arbeit ist eine vor mehr als 20 Jahren entwickelte Idee von REILLY [1979] aufgegriffen worden. Er versucht durch einen mathematischen Formalismus aus dem gemessenen Impedanztensor einen Leitfähigkeitstensor zu entwickeln. Diese mathematische Formulierung ist in eine physikalischen Beschreibung von elektromagnetischen, ebenen Wellen in einem homogenen, horizontal anisotropen Medium überführt worden. Eine wesentliche Rolle spielt dabei die „Ausbreitungskonstante“ in der Wellengleichung, weshalb ich diese Methode als *Propagation Number Analysis (PNA)* bezeichnen möchte. Diese im Rahmen dieser Arbeit ausgearbeitete, neue Formulierung ermöglicht es, die Vorteile, die die *PNA* bietet, sowie die gemachten Einschränkungen zu erkennen. Für jeden Impedanztensor wird mittels *PNA* ein anisotropes Ersatzmodell gesucht. Zur Darstellung des erhaltenen Widerstandstensors eignen sich Ellipsen, die die Vorzugsrichtung von Strömen wiedergeben.

Verglichen wird diese Methode mit zwei Verfahren, die in der MT schon seit längerem bekannt sind - der EGGERS Eigenwert-Analyse und der LATORRACA *Singular Value Decomposition (SVD)* [Eggers, 1982, LaTorraca *et al.*, 1986]. Beide Verfahren spalten den Impedanztensor in seine Hauptachsen auf und erlauben ebenfalls eine Darstellung der Eigenvektoren in der Form von Ellipsen. Bislang wurden die Ergebnisse beider Verfahren anstelle einer Dekomposition mit Verzerrungsmatrix eingesetzt. Ihre Anwendung auf Messdaten ist kaum verbreitet und somit wenig untersucht. Anhand eines einfachen 2D-Modells sowie der Messdaten aus Namibia konnte gezeigt werden, dass sie auch zur Abbildung von Leitfähigkeitsverteilungen geeignet sind.

Alle drei, hier vorgestellten Methoden besitzen jedoch den Nachteil, dass sie eine gegebene Leitfähigkeitsverteilung für eine bestimmte Frequenz abbilden; eine zuverlässige Tiefenzuordnung ist nicht möglich. Als mögliche Tiefenzuordnung wird für die Widerstandsellipsen die Bostick-Tiefe, die aus der Determinante des Widerstandstensors berechnet wird, verwendet. Da dies insbesondere für eine komplizierte 3D-Leitfähigkeitsverteilung problematisch ist, wäre es wünschenswert, ein auch in dieser Hinsicht geeignetes Verfahren zu entwickeln.

Mit Hilfe der Abbildungsmethoden ist es möglich, konkrete Hinweise auf die Leitfähigkeitsverteilung im Messgebiet zu erhalten. Die Anwendung der einzelnen Verfahren auf die Messdaten verdeutlicht weiterhin ihre Vor- und Nachteile. Durch die EGGERS Eigenwert-Ellipsen erhalten wir ein kaum interpretierbares Abbild der Leitfähigkeiten im Messgebiet. Sowohl die Widerstandsellipsen nach der *PNA* als auch die Ellipsen nach der LATORRACA *SVD* ergeben hingegen ein gutes Abbild der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund. Besonders durch die Widerstandsellipsen erhalten wir eine sehr gute Abschätzung der Geometrie und Leitfähigkeiten von Anomalien. Auch wenn die Widerstandsellipsen vergleichbar mit dem ersten elektrischen, charakteristischen Vektor nach der LATORRACA-*SVD* sind, ist die Interpretation von nur einer Ellipse im Vergleich zu zwei Ellipsen nach der *SVD* einfacher. Bei der Verwendung der Abbildungsmethoden wird deutlich, dass die Ellipsen zwar anzeigen ab welcher Frequenz eine Anomalie wirksam ist, die Unterkante der Anomalie ist nicht bestimmbar. Trotz der guten Abbildung von Leitfähigkeitsanomalien stellt die *PNA* keine Alternative zur Modellierung dar, sie ist

als Ergänzung, bzw. zur Modellfindung geeignet. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modelle basieren alle auf den Interpretationen dieser Widerstandsellipsen.

Im Messgebiet wird in der Abbildung der Widerstandsellipsen folgende Leitfähigkeitsverteilung deutlich:

- Südlich der WF/OL scheint im wesentlichen ein geschichteter Untergrund vorzuliegen. Dies deuten eher runde Ellipsen an. Ihre Ausrichtung nach Nordnordost weist auf einen Ost-West verlaufenden Leitfähigkeitskontrast im Bereich der WF/OL hin. Ab einer Tiefe von einigen Kilometern beobachten wir hohe Leitfähigkeiten.
- Über und nördlich der WF/OL zeigen extrem langgestreckte, parallel zur Fault ausgerichtete Ellipsen eine starke Vorzugsrichtung von leitfähigen Strukturen an. Sie sind in einem etwa 10km breiten Bereich zu beobachten.
- Im Norden des Messgebiets sind langgestreckte Ellipsen entlang einer ringförmigen Struktur angeordnet, die im Zusammenhang mit der Aufwölbung während der Damara Orogenese entstanden und anschließend erodiert ist.

Zur Erklärung der oben beschriebenen Leitfähigkeitsanomalien verwende ich 3D- und anisotrope 2D-Modellstudien. Durch ein 3D-Modell mit ringförmiger, gut leitender Anomalie im homogenen Halbraum können die MT-Daten an den nördlichen Stationen zwar nicht exakt angepasst werden, jedoch sind grundsätzliche Aussagen möglich: Um die beobachteten Ellipsen an Stationen in der Nähe der Ringstruktur zu erzeugen, ist ein oberflächennaher, ringförmiger, verbundener Leiter mit einer Tiefenerstreckung von etwa 3km nötig. Über dem gut leitenden Ring sind Phasen über 90° zu beobachten.

Die Phasen $> 90^\circ$ über einem großen Bereich hinweg, können mit einem solchen Modell nicht erklärt werden. Mit einem anisotropen 2D-Ersatzmodell ist es möglich, an den Stationen nördlich der WF/OL die ρ_a - und Phasenkurven sowie die Widerstandsellipsen recht gut anzupassen. Das Modell besitzt einen 10km breiten, anisotropen Block mit einem Widerstand von $100\Omega m$ parallel zur WF/OL und $1000\Omega m$ senkrecht dazu. Phasen, die den Quadranten verlassen, sind in den Modellstudien nur dann über einen 10km breiten Bereich zu beobachten, wenn der Block mindestens 14km mächtig ist. Unter diesem Block ist eine anisotrope Schicht nötig, um den gewünschten Effekt in den Phasen zu erzielen, deren Anisotropie jedoch im Rahmen der Anpassung nicht aufgelöst werden kann. Um mit diesem Modell ebenfalls die Induktionspfeile bei langen Perioden zu erklären, muß in einer Tiefe von 32km direkt unter dem anisotropen, oberflächennahen Block eine gutleitende Struktur vorhanden sein. Darunter schließt sich ein geschichteter Halbraum, mit geringer werdenden Widerständen in größerer Tiefe, an. Eine Nord-Süd-verlaufende Anomalie im Westen des Messgebiets ist in den magnetischen Übertragungsfunktionen, in Form von Ost-weisenden Induktionspfeilen, und den Widerstandsellipsen zu beobachten.

Obwohl der Datensatz aus Namibia kompliziert ist, können wesentliche Aussagen über die WF/OL und ihre Umgebung gemacht werden. Im Gegensatz zu vielen anderen Faults, wie die San Andreas Fault [Unsworth *et al.*, 1997] oder die West Fissure in Chile [Hoffmann-

Rothe, 2002], erscheint die WF/OL nicht als subvertikale, schmale Leitfähigkeitsanomalie sondern als eine etwa 10km breite, anomale Zone. Ein weiterer Unterschied zu beiden anderen Störungszonen ist die Tiefenerstreckung: Während die San Andreas Fault oder die West Fault nur bis in einige Kilometer Tiefe als Leitfähigkeitsanomalie zu erkennen ist, reicht die WF/OL mindestens bis 14km Tiefe, also in die mittlere Erdkruste. Durch die Induktionspfeile haben wir jedoch Hinweise, dass die WF/OL sogar durch die gesamte Kruste reichen könnte. Vergleicht man Leitfähigkeitsmodelle der Damara-Traversal mit den Ergebnissen der Detailstudie, so zeigt sich übereinstimmend die Kruste im Bereich der WF/OL als tektonische Schwächezone. Durch einen genügend dichten Stationsabstand können darüberhinaus in dieser Zone Strukturen aufgelöst werden. So erscheint die WF/OL in der Damara-Traversal ebenfalls als subvertikale Anomalie, die sich durch einen engen Stationsabstand aber als anomale, makro-anisotrope Zone erkennen läßt. Aufgrund einer ungenügenden Überdeckung des Messgebiets östlich und westlich der beiden Profile lassen sich allerdings keine Aussagen darüber machen, wie weit sich die anomale Zone nach Westen und Osten fortsetzt. Dass ein genügend dichtes Stationsnetz äußerst wichtig ist, um die Messdaten mit einiger Sicherheit interpretieren zu können, zeigt der Vergleich der Widerstandsellipsen von Haupt- und Nebenprofil. Auf dem Hauptprofil mit einem Stationsabstand von 500m ist man in der Lage, die Widerstandsellipsen gut zu interpretieren, was bei einem Abstand von 2000m schwer fällt. Ebenso ist die Ringstruktur im Norden des Messgebiets nur durch den engen Stationsabstand aufgelöst worden. Ohne die detaillierten Daten wäre die Gefahr groß, diese Oberflächenanomalie als tiefe Struktur zu interpretieren.

Die Leitfähigkeitsanomalien im Messgebiet sind wahrscheinlich durch Graphit erzeugt. Gesteinsproben zeigen einen hohen Graphitanteil. Die Graphitbahnen sind zwar oberflächennah durch Verwitterung unterbrochen und zeigen keine gute Leitfähigkeit, doch aufgrund der Messergebnisse müssen sie unterhalb der Verwitterungsschicht leitend verbunden sein. Andere Leitfähigkeitsmechanismen (Fluide oder Störungslette), wie sie in Zusammenhang insbesondere mit aktiven Scherzonen auftreten, sind unwahrscheinlich. Da es sich bei der WF/OL um eine fossil angelegte Scherzone handelt, die im Laufe der Zeit reaktiviert wurde, gibt es keine Hinweise auf eine rezente hydrothermale Alterationszone.

Kapitel 9

Summary

This PhD thesis deals with different imaging methods for interpretation of magnetotelluric data. Iterative inversion schemes are commonly used for this purpose. Nowadays there are several algorithms available, which assume a one- or two-dimensional subsurface. The results of the inversion strongly depend on site spacing, the applied modelling grid and the regularization parameters. Usually a unique model cannot be expected as the data can be explained by a variety of models. In case of a data set, which indicates a 3D subsurface, a 2D model can only be an oversimplifying approximation. Generally, the usage of a 3D forward modelling algorithm is possible, however, due to the complexity and the huge amount of modelling parameters only simplified modelling studies are feasible. As the modelling grid and its corresponding conductivities have a strong impact on the convergency of the model, complicated anomalies have to be simplified or enlarged by keeping the product of conductivity and thickness of the anomaly. In applying suitable imaging methods, however, we have the possibility to convert MT data directly in a physical property and to show them as co-ordinate system invariants.

The derived imaging methods are applied on MT data from Namibia, which were recorded at 60 sites with GPS based instruments (S.P.A.M. MK III) in 1999. The main purpose of these measurements was a detailed study of the Waterberg Fault / Omaruru Lineament (WF/OL), a major tectono-stratigraphic zone boundary in the Damara Belt. The results show strong 3D effects: Above and north of the fault we observe phases over 90° and a strong correlation of parallel electric and magnetic field components resulting in a poor determination of one off-diagonal impedance component. These effects are certainly not caused by instrument failure or strong cultural noise. They provide indications of a complex conductivity distribution in the subsurface, which results in current channelling and deflection. The described 3D effects are not only observable at one single site but at all sites north of the WF/OL. Decomposition methods indicate that the implied distortion model is not applicable to this data.

In this work I seized an idea of REILLY [1979], who derived a conductivity tensor from the measured impedance tensor using tensor algebra formalism. This mathematical formalism is now converted in a physical description of electromagnetic, plane waves in a homogeneous, horizontally anisotropic media. As the propagation constant plays a decisi-

ve role in the applied wave equations, I called this method *Propagation Number Analysis (PNA)*. This new formulation allows the realization of the advantages and restrictions of the *PNA*. For each impedance tensor we seek for an anisotropic substitute model which generates the same impedance tensor. The obtained apparent resistivity tensors are subsequently displayed in form of ellipses. The direction of the ellipse's major axis indicates the preferred direction of current flow.

The *PNA* is compared with two methods established in the eighties - EGGERS eigenstate analysis and LATORRACA *Singular Value Decomposition (SVD)* [Eggers, 1982, LaTorraca *et al.*, 1986]. Both methods extract the principle axis of the impedance tensor and use ellipses to plot the eigen vectors. So far the eigenstate analysis and the *SVD* are sometimes used as an alternative to a tensor decomposition. However, their application to measured MT data is uncommon and not thoroughly investigated. By means of a simple 2D model and the measured data from Namibia it is possible to show that both methods are suitable for imaging conductivity structure.

For all three imaging methods a reasonable relation to depth remains a problem, as we obtain plots for a particular frequency. In order to overcome this obstacle, I assigned the Bostick depth for the resistivity ellipses, which can be computed from the determinant of the apparent resistivity tensor. As this calculation of depth is problematic for a complicated 3D subsurface, the development of a more suitable method would be desirable.

Nevertheless, the imaging methods can unravel important information about the conductivity distribution in the measuring area. The application of all three methods is discussed in this work. The apparent resistivity ellipses (*PNA*) and the LATORRACA ellipses result in a clear image of the subsurface's conductivity distribution. The EGGERS polarization ellipses provide a hardly interpretable image of conductive anomalies. In particular with the resistivity ellipses we can estimate the geometry and the conductivities of anomalies. Although the resistivity ellipses are comparable to LATORRACA's first electric characteristic vector, the interpretation of a single ellipse is easier than the interpretation of a pair of ellipses. The application of the imaging methods reveals that we can identify the highest frequency which shows the influence of the conductive anomaly, but we are not certain about the maximum depth extend of the anomaly. The imaging methods are therefore most useful as an addition - not an alternative - to data interpretation by modelling. Models derived in this work are based on the interpretation of the apparent resistivity ellipses (*PNA*).

By plotting the apparent resistivity ellipses we make out the following conductive anomalies:

- South of the WF/OL we have indications of a layered subsurface by more circular ellipses. Their orientation in NNE direction corresponds to a N-E striking conductivity contrast close to the WF/OL. Generally, we observe increasing conductivities with depth.
- Above and north of the WF/OL elongated ellipses parallel to the fault indicate enhanced conductivities in this direction. The elongated ellipses are observed in a

10km broad area.

- In the northern part of the measuring area we obtain elongated ellipses arranged around a ring structure of clastic rocks. This ring structure is the result of doming during the Damara orogeny and subsequent erosion.

For the interpretation of the described anomalies I use three-dimensional and anisotropic two-dimensional model studies. With a 3D model of a circular, high conductive anomaly in a homogeneous half space the modelling results do not fit the data in the northern area in every detail, but we can draw some important conclusions: In order to generate the observed ellipses in the vicinity of the ring structure, a shallow, circular anomaly with an depth extension of approximately 3km is necessary. The synthetic results above this anomaly also show phases exceeding 90°.

But this model cannot explain phases over 90° in a broad area. However, the results of an anisotropic 2D model fit the observed apparent resistivity and phase curves and the resistivity ellipses. The model consists of a 10km broad and 14km deep reaching anisotropic block with a resistivity of 100Ωm parallel and 1000Ωm perpendicular to the fault. To generate phases over 90° an additional 18km thick anisotropic layer beneath is required. The direction of enhanced conductivity within this layer cannot be resolved clearly. In order to explain the observed induction arrows with this model as well, a good conductor at a depth of 32km beneath the anisotropic features must be introduced. This anomaly is embedded in a layered half space with increasing conductivities. Both, the induction arrows and the resistivity ellipses, indicate a N-S striking anomaly in the western part of the measuring area.

Although the Namibian data set is very complicated, we obtain important information on the WF/OL and its surrounding area. In contrast to many fault systems, such as the San Andreas Fault [Unsworth *et al.*, 1997] or the West Fault in Chile [Hoffmann-Rothe, 2002], the WF/OL seems not to be related to a narrow, subvertical conductivity anomaly, but to an approximately 10km wide anomalous zone. The WF/OL also differs from both other fault systems in terms of its depth extend: Whereas the San Andreas Fault and the West Fault show enhanced conductivities down to some kilometers depth, the WF/OL reaches down to at least 14km in the middle crust. The induction arrows indicate that the fault zone might reach through the entire Earth's crust. This model of a detailed study across the WF/OL is in agreement with the model of the regional Damara traverse as both consistently reveal the WF/OL as a broad zone of tectonically weakened crust. With a sufficiently dense site spacing we are able to resolve structures within this zone: the WF/OL appears as a subvertical conductivity anomaly in the regional Damara model, whereas the detailed study results in a conductive ring structure embedded in a macro-anisotropic zone. The site spacing in the eastern and western part of the measuring area is too sparse to be certain if this anomalous zone continues further to the west and east. The importance of dense measurements is also shown by the comparison of the dense main profile with the second profile. The main profile with a site spacing of 500m allows a good interpretation of the resistivity ellipses, whereas the image of the second profile

with a site spacing of 2000m lacks clarity. Similarly, the ring structure in the northern part of the area is only resolved because of the dense site spacing. Without this detailed information shallow anomalies might easily be misinterpreted as deep anomalies.

The conductivity anomalies near the WF/OL are likely to be caused by graphite, as rocks sampled in the field show a high content of graphite. The graphite within the examined shallow rock samples appears to be not interconnected and therefore do not produce high conductivities. However, we can conclude from our observations that it has to be interconnected at greater depth beneath the weathering layer to explain the observed high conductivities. Conductivity mechanisms such as fluids or fault gouge, as observed in connection with active fault systems, are unlikely. The WF/OL was reactivated several times in the earth's history. Since the WF/OL is a fossil shear zone now, we have no evidence for a hydrothermal alteration zone.

Anhang A

A.1 Hat ρ_a Tensoreigenschaften?

Wenn ρ_a Tensoreigenschaften haben soll, muss das Transformationsergebnis unabhängig davon sein, ob das Koordinatensystem rotiert wird, oder der „ ρ_a -Tensor“ (siehe ausführlich Anhang A2). Im ersten Schritt soll der Impedanztensor rotiert werden, aus dem sich danach die scheinbaren spezifischen Widerstände berechnen. Der Einfachheit halber gehe ich von einem 2D-Impedanztensor aus, der um den Winkel θ rotiert wird.

$$\begin{aligned}\underline{\underline{Z'}} &= \underline{\underline{R}}\underline{\underline{Z}}\underline{\underline{R}}^\dagger \\ &= \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_\perp \\ Z_\parallel & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Für die einzelnen rotierten Tensorelemente ergibt sich folgender Ausdruck:

$$\begin{aligned}Z'_{xx} &= \frac{1}{2}(Z_\perp + Z_\parallel) \sin(2\theta) \\ Z'_{xy} &= \frac{1}{2}(Z_\perp - Z_\parallel) + \frac{1}{2}(Z_\perp + Z_\parallel) \cos(2\theta) \\ Z'_{yx} &= -\frac{1}{2}(Z_\perp - Z_\parallel) + \frac{1}{2}(Z_\perp + Z_\parallel) \cos(2\theta) \\ Z'_{yy} &= -\frac{1}{2}(Z_\perp + Z_\parallel) \sin(2\theta) \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Aus diesen Tensorelementen wird unter Bildung des Betragsquadrates der scheinbare spezifische Widerstand berechnet. Da der Impedanztensor nun voll besetzt ist, erhalten wir auch vier „ ρ_a -Tensor“-Elemente.

Gehen wir von einem „ ρ_a -Tensor“ aus, ergibt sich eine ähnliche Gleichung, wie wir sie für den Impedanztensor (siehe Gl.(A.1)) verwendet haben.

$$\underline{\underline{\rho'_a}} = \frac{\mu_0}{2\pi f} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & |Z_\perp|^2 \\ |Z_\parallel|^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Die einzelnen „ ρ_a -Tensor“-Elemente besitzen folgende Form:

$$\begin{aligned}
 \rho'_{a,xx} &= \frac{\mu_0}{2\pi f} \left(\frac{1}{2} (|Z_\perp|^2) + |Z_\parallel|^2 \right) \sin(2\theta) \\
 \rho'_{a,xy} &= \frac{\mu_0}{2\pi f} \left(\frac{1}{2} (|Z_\perp|^2 - |Z_\parallel|^2) + \frac{1}{2} (|Z_\perp|^2 + |Z_\parallel|^2) \cos(2\theta) \right) \\
 \rho'_{a,yx} &= \frac{\mu_0}{2\pi f} \left(-\frac{1}{2} (|Z_\perp|^2 - |Z_\parallel|^2) + \frac{1}{2} (|Z_\perp|^2 + |Z_\parallel|^2) \cos(2\theta) \right) \\
 \rho'_{a,yy} &= \frac{\mu_0}{2\pi f} \left(-\frac{1}{2} (|Z_\perp|^2 + |Z_\parallel|^2) \sin(2\theta) \right) .
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Handelt es sich bei ρ_a um einen Tensor, dann müßte gelten:

$$\frac{\mu_0}{2\pi f} |Z'_{ij}|^2 = \rho'_{a,ij} \tag{A.5}$$

mit $i, j = x, y$. Bei $\rho'_{a,ij}$ handelt es sich um einen Summationsterm aus Betragsquadraten von Z_\parallel oder Z_\perp . Es gilt jedoch die Dreiecksungleichung, wonach $|a + b| \leq |a| + |b|$ ist. Somit ist ρ_a im allgemeinen kein Tensor. Dies läßt sich auch für einen voll besetzten Impedanztensor zeigen, was aber aufgrund nicht verschwindender Hauptdiagonalelemente unübersichtlich wird.

A.2 Ist γ ein Tensor?

Eine Matrix ist genau dann ein Tensor, wenn die beiden folgenden Prozeduren zu dem gleichen Ergebnis führen:

- Das Aufstellen des Tensors in einem gegebenen Koordinatensystem und anschließende Transformation in ein zweites Koordinatensystem.
- Transformation der Tensorargumente in das zweite Koordinatensystem und anschließende Aufstellung des Tensors.

Übertragen auf die *propagation number* bedeutet das für die eine Richtung, dass γ einer Rotation unterworfen werden muß, um die Größe in einem zweiten Koordinatensystem darzustellen. Die zweite Richtung besteht darin, den Admittanztensor, der in einem Nord-Ost-Koordinatensystem aufgezeichnet wurde, in das zweite Koordinatensystem zu rotieren und mit den rotierten Größen γ zu berechnen. Um unübersichtliche Terme mit den Additionstheoremen für trigonometrische Funktionen zu vermeiden, benutze ich eine Rotation des Koordinatensystems um 45° , wodurch Sinus und Kosinus den Wert $\frac{1}{\sqrt{2}}$ annehmen. Grundsätzlich kann ein beliebiger Winkel angenommen werden.

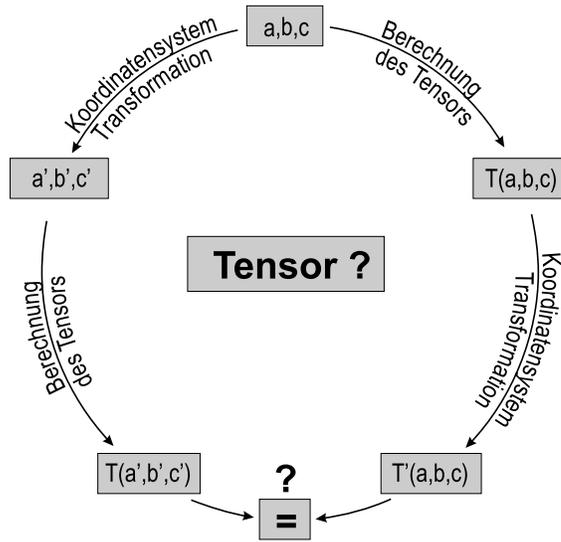


Abbildung A.1: Überprüfung der Tensoreigenschaften: Einer Größe mit den Komponenten a , b und c soll ein Koordinatensystem (x, y, z) zugrunde liegen. Zu zeigen ist, dass $T(a', b', c') = T'(a, b, c)$.

Rotation des Admittanztensors und Berechnung von γ

$$\begin{aligned}
 \underline{\underline{Y'}} &= \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y_{xx} & Y_{xy} \\ Y_{yx} & Y_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(Y_{xx} + Y_{xy} + Y_{yx} + Y_{yy}) & -\frac{1}{2}(Y_{xx} - Y_{xy} + Y_{yx} - Y_{yy}) \\ -\frac{1}{2}(Y_{xx} + Y_{xy} - Y_{yx} - Y_{yy}) & \frac{1}{2}(Y_{xx} - Y_{xy} - Y_{yx} + Y_{yy}) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} Y'_{xx} & Y'_{xy} \\ Y'_{yx} & Y'_{yy} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Mit diesen rotierten Admittanztensorelementen sollen nun die Elemente von γ nach Gl.(5.40) berechnet werden. Exemplarisch führe ich an dieser Stelle das Ergebnis für $\gamma_{x'x'}$ an:

$$\gamma_{x'x'} = \frac{1}{2}(2Y_{xx}Y_{yy} - Y_{xy}^2 - Y_{yx}^2 - Y_{xx}Y_{xy} + Y_{xx}Y_{yx} + Y_{xy}Y_{yy} - Y_{yx}Y_{yy}) \quad (\text{A.6})$$

Rotation von γ

$$\underline{\underline{\gamma'}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \gamma_{xx} & \gamma_{xy} \\ \gamma_{yx} & \gamma_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned}
 &= \begin{pmatrix} \frac{1}{2}(\gamma_{xx} + \gamma_{xy} + \gamma_{yx} + \gamma_{yy}) & -\frac{1}{2}(\gamma_{xx} - \gamma_{xy} + \gamma_{yx} - \gamma_{yy}) \\ -\frac{1}{2}(\gamma_{xx} + \gamma_{xy} - \gamma_{yx} - \gamma_{yy}) & \frac{1}{2}(\gamma_{xx} - \gamma_{xy} - \gamma_{yx} + \gamma_{yy}) \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \gamma'_{xx} & \gamma'_{xy} \\ \gamma'_{yx} & \gamma'_{yy} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

Ausgeschrieben nimmt γ'_{xx} folgende Form an:

$$\gamma'_{xx} = \frac{1}{2}(2Y_{xx}Y_{yy} - Y_{xy}^2 - Y_{yx}^2 - Y_{xx}Y_{xy} + Y_{xx}Y_{yx} + Y_{xy}Y_{yy} - Y_{yx}Y_{yy}) \quad . \quad (A.7)$$

Die beiden Ausdrücke für $\gamma'_{x'x'}$ und γ'_{xx} sind gleich. Da man auch für die anderen Elemente gleiche Ergebnisse erhält, besitzt die *propagation number* γ Tensoreigenschaften.

A.3 Gesteine sedimentären Ursprungs

Abfolge	Gruppe	Untergruppe	Formation	Schichten- glied	Lithologie
Rezente Ablagerungen					Alluvium
Karoo					Sandstein
Damara	Swakop	Khomas	Kuiseb		Quartz-Biotitschiefer mit Kordierit und Granat
				Tinkas	Marmor, Schiefer und Kalksilikate
			Karibib		Dolomitischer und kalzitischer Marmor, Kalksilikate
				Omusema	Ortho-Amphibolit
	Chuoss		Schiefer		
	Nosib		Etusis	Quartzit, Konglomerat, grober Sandstein	
Abbabis Metamorpher Komplex					Quartzit, Kalksilikate, Mamore, Schiefer

Tabelle A.1: Stratigraphische Abfolge der Gesteine sedimentären Ursprungs in der Nähe von Karibib, Namibia, aus de Kock [1985]

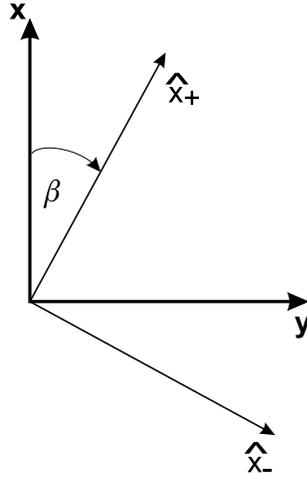


Abbildung A.2: \hat{x}_+ und \hat{x}_- stellen die Einheitsvektoren des Leitfähigkeitstensors dar, der um den Winkel β gegenüber dem geographischen Koordinatensystem gedreht ist.

A.4 Aufspaltung einer Leitfähigkeitsverteilung durch die PNA

Um die Vermutung zu überprüfen, dass die *Propagation Number Analysis* eine Leitfähigkeitsanomalie im gewählten Koordinatensystem richtig darstellt, wird folgender allgemeiner Ansatz verwendet:

Wir nehmen an, dass eine leitfähige Struktur im Untergrund durch einen Leitfähigkeitstensor beschrieben werden kann, dessen Hauptachsen um β gegenüber dem geographischen Koordinatensystem gedreht sind (siehe Abb. A.2). Sind \hat{x}_+ und \hat{x}_- die Einheitsvektoren in Richtung der Hauptachsen des Leitfähigkeitstensors und σ_{\pm} die zugehörigen Leitfähigkeiten, so gilt

$$E_{\pm}(z) = A_{\pm} e^{-k_{\pm} z}, \quad \text{mit} \quad k_{\pm}^2 = i\omega\mu_0\sigma_{\pm} \quad . \quad (\text{A.8})$$

Da die PNA voraussetzt, dass $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$, ergibt sich als räumliche Ableitung von \mathbf{E}

$$\frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} = -k_{\pm} E_{\pm} \quad . \quad (\text{A.9})$$

Berücksichtigt man nun den Winkel β zwischen den Hauptachsen des Leitfähigkeitstensors und dem Koordinatensystem, so läßt sich Gleichung (A.9) schreiben als

$$\begin{aligned} \frac{dE_x}{dz} &= -(k_+ \cos^2 \beta + k_- \sin^2 \beta) E_x - (k_+ - k_-) \sin \beta \cos \beta E_y \\ \frac{dE_y}{dz} &= -(k_+ - k_-) \sin \beta \cos \beta E_x - (k_+ \sin^2 \beta + k_- \cos^2 \beta) E_y \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

Diese Gleichung ist von der Form

$$\frac{dE_x}{dz} = b_{xx}E_x + b_{xy}E_y \quad , \quad \frac{dE_y}{dz} = b_{yx}E_x + b_{yy}E_y \quad , \quad (\text{A.11})$$

wie sie für die PNA vorausgesetzt wird. Ähnliche Überlegungen für einen geschichteten Halbraum würden diese Bedingung nicht erfüllen.

Im weiteren soll gezeigt werden, dass der für die PNA verwendete Algorithmus im Fall eines homogenen, horizontal anisotropen Halbraum für einen beliebig registrierten Admittanztensor die Elemente des wahren Leitfähigkeitstensors erzeugt. Die beiden senkrecht aufeinander stehenden elektrischen Feldkomponenten ergeben sich allgemein aus

$$\begin{aligned} E_1 &= i\omega\mu_0(\sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y) \\ E_2 &= i\omega\mu_0(\sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

mit $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$ sowie E_1 und E_2 als Funktion der Tiefe z . Der Lösungsansatz entspricht dem einer ebenen Welle

$$E_1(z) = A_1 e^{-kz} \quad E_2(z) = A_2 e^{-kz} \quad (\text{A.13})$$

mit der komplexen Wellenzahl $k = \sqrt{i\omega\mu_0\sigma}$. σ ist hierbei als Eigenwert zu bestimmen. Einsetzen von Gl. (A.13) in Gl. (A.12) ergibt

$$\begin{aligned} \sigma A_1 &= \sigma_{xx}A_1 + \sigma_{xy}A_2 \\ \sigma A_2 &= \sigma_{xy}A_1 + \sigma_{yy}A_2 \quad . \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Damit eine Lösung dieses homogenen Systems existiert, muss gelten:

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} \sigma_{xx} - \sigma & \sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} - \sigma \end{vmatrix} &= 0 \\ \Leftrightarrow (\sigma_{xx} - \sigma)(\sigma_{yy} - \sigma) - \sigma_{xy}^2 &= 0 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

$$\Rightarrow \sigma = \sigma_{\pm} = \frac{1}{2}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} \pm \sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + 4\sigma_{xy}^2}) \quad . \quad (\text{A.16})$$

Mit Hilfe des Satzes von Vieta ergibt sich

$$\sigma_+ + \sigma_- = \sigma_{xx} + \sigma_{yy} \quad , \quad \sigma_+ \cdot \sigma_- = \sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}^2 \quad . \quad (\text{A.17})$$

Für alle Lösungen und durch Umformen von Gl. (A.14) gilt

$$\frac{A_2^{\pm}}{A_1^{\pm}} = \frac{\sigma_{\pm} - \sigma_{xx}}{\sigma_{xy}} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{\pm} - \sigma_{yy}} \quad . \quad (\text{A.18})$$

Aus Abbildung A.2 wird deutlich, dass

$$\tan \beta = \frac{\sigma_{\pm} - \sigma_{xx}}{\sigma_{xy}} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{\pm} - \sigma_{yy}} \quad . \quad (\text{A.19})$$

Der Admittanztensor $\underline{\underline{Y}}$ ist definiert als

$$\begin{aligned} B_x &= Y_{xx}E_x + Y_{xy}E_y \\ B_y &= Y_{yx}E_x + Y_{yy}E_y \end{aligned} \quad . \quad (\text{A.20})$$

Zur Berechnung von $\underline{\underline{Y}}$ sind zwei Polarisierungen erforderlich, das bedeutet

- a) $A_j^+ \neq 0$ und $A_j^- = 0$
 b) $A_j^- \neq 0$ und $A_j^+ = 0$ mit $j = x, y$.

Weiterhin gilt nach dem Ampere'schen Gesetz der Maxwell Gleichungen für das magnetische Feld

$$\begin{aligned} B_x^\pm &= \frac{1}{i\omega} \frac{dE_y^\pm}{dz} = -\frac{k^\pm}{i\omega} E_y \\ B_y^\pm &= -\frac{1}{i\omega} \frac{dE_x^\pm}{dz} = \frac{k^\pm}{i\omega} E_x = \sqrt{\frac{\mu_0 \sigma_\pm}{i\omega}} E_x \end{aligned} \quad . \quad (\text{A.21})$$

Mit diesen Gleichungen und mit

$$\underline{\underline{Y}} =: \frac{\sqrt{i\omega\mu_0} \tilde{\underline{\underline{Y}}}}{i\omega} = \sqrt{\frac{\mu_0}{i\omega}} \tilde{\underline{\underline{Y}}} \quad (\text{A.22})$$

lauten die Bestimmungsgleichungen für \tilde{Y}_{xx} und \tilde{Y}_{xy}

$$\begin{aligned} -\sqrt{s_+} A_2^+ &= \tilde{Y}_{xx} A_1^+ + \tilde{Y}_{12} A_2^+ \\ -\sqrt{s_+} A_2^- &= \tilde{Y}_{xx} A_1^- + \tilde{Y}_{12} A_2^- \end{aligned} \quad . \quad (\text{A.23})$$

Unter Berücksichtigung von Gl. (A.18) ist das folgende Gleichungssystem zu lösen.

$$\begin{aligned} -\sqrt{\sigma_+} &= \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_+ - \sigma_{xx}} \tilde{Y}_{xx} + \tilde{Y}_{xy} \\ -\sqrt{\sigma_-} &= \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_- - \sigma_{xx}} \tilde{Y}_{xx} + \tilde{Y}_{xy} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Als Systemdeterminante erhält man

$$\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_+ - \sigma_{xx}} - \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_- - \sigma_{xx}} = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_{xy}} \quad . \quad (\text{A.25})$$

da nach Gl. (A.18) für $j = x, y$ gilt

$$(\sigma_+ - \sigma_{jj})(\sigma_- - \sigma_{jj}) = -\sigma_{xy}^2 \quad . \quad (\text{A.26})$$

Dadurch berechnen sich \tilde{Y}_{xx} und \tilde{Y}_{xy} zu

$$\tilde{Y}_{xx} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sqrt{\sigma_+} + \sqrt{\sigma_-}} \quad , \quad \tilde{Y}_{xy} = -\frac{\sigma_{yy} + \sqrt{\sigma_- \sigma_+}}{\sqrt{\sigma_-} + \sqrt{\sigma_+}} \quad . \quad (\text{A.27})$$

Das Gleichungssystem für die beiden anderen Tensorelemente \tilde{Y}_{21} und \tilde{Y}_{yy} lautet

$$\begin{aligned}\sqrt{s_+} &= \tilde{Y}_{yx} + \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_+ - \sigma_{yy}} \tilde{Y}_{yy} \\ \sqrt{s_-} &= \tilde{Y}_{yx} + \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_- - \sigma_{yy}} \tilde{Y}_{yy}\end{aligned}\quad (\text{A.28})$$

mit den Lösungen

$$\tilde{Y}_{yx} = \frac{\sigma_{xx} + \sqrt{\sigma_- \sigma_+}}{\sqrt{\sigma_-} + \sqrt{\sigma_+}} \quad , \quad \tilde{Y}_{yy} = \frac{\sigma_{xy}}{\sqrt{\sigma_-} + \sqrt{\sigma_+}} \quad . \quad (\text{A.29})$$

Der Admittanztensor ergibt sich daraufhin zu

$$\underline{\underline{Y}} = \frac{\sqrt{\mu_0/(i\omega)}}{\sqrt{\sigma_-} + \sqrt{\sigma_+}} \begin{pmatrix} -\sigma_{xy} & -(\sigma_{yy} + \sqrt{\sigma_+ \sigma_-}) \\ \sigma_{xx} + \sqrt{\sigma_+ \sigma_-} & \sigma_{xy} \end{pmatrix} \quad . \quad (\text{A.30})$$

Mit der Substitution $S_j = \sigma_{jj} + \sqrt{\sigma_+ \sigma_-}$ und Gl. (A.17) läßt sich die Gleichung (A.30) vereinfachen.

$$\underline{\underline{Y}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{i\omega(S_x + S_y)}} \begin{pmatrix} -\sigma_{xy} & -S_y \\ S_x & \sigma_{xy} \end{pmatrix} \quad (\text{A.31})$$

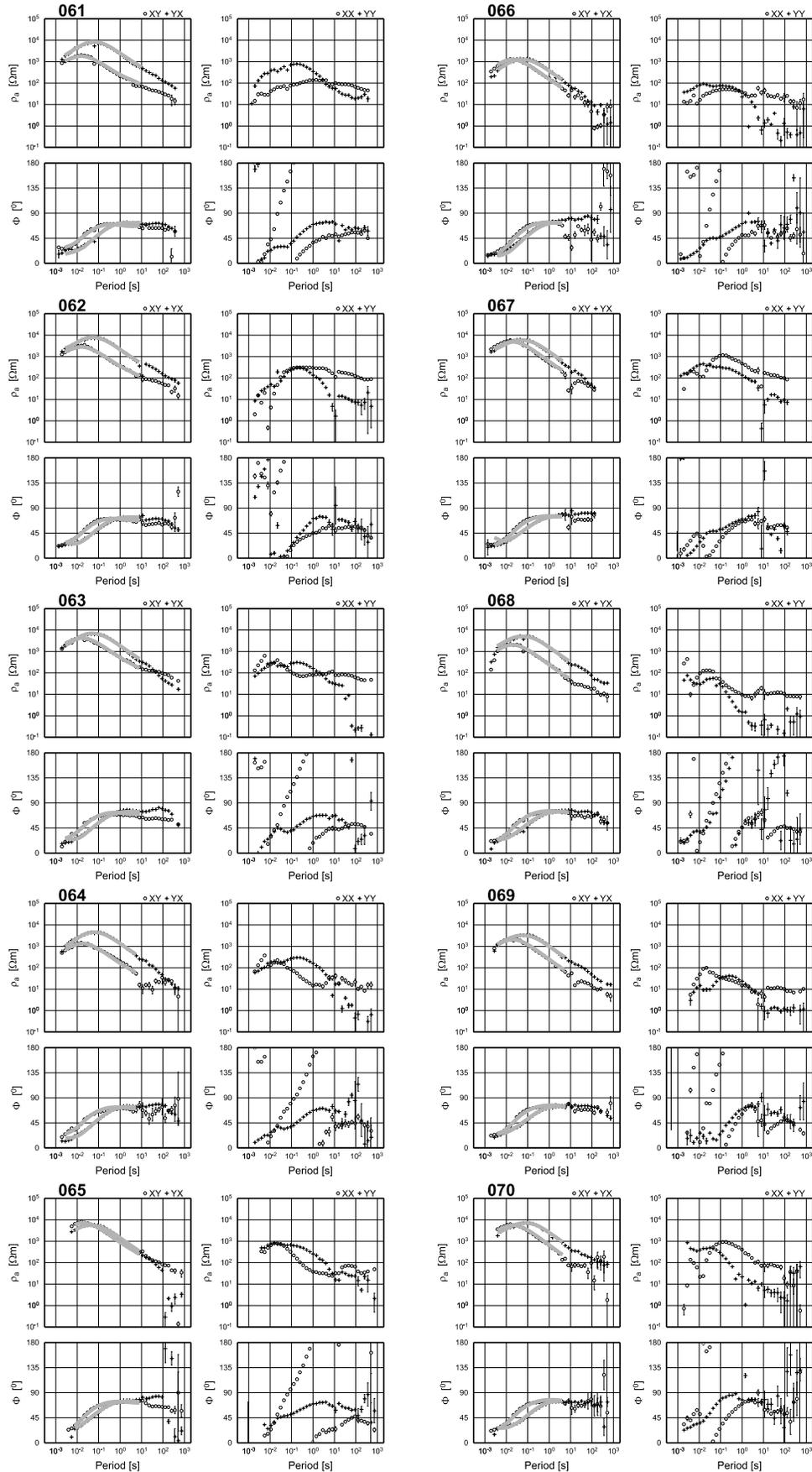
Dieser Ausdruck für den Admittanztensor $\underline{\underline{Y}}$ wird zur Berechnung der Ausbreitungskonstante γ (vergleiche Gl. (5.40)) verwendet. Die einzelnen Tensorelemente von γ nehmen dann folgende Form an.

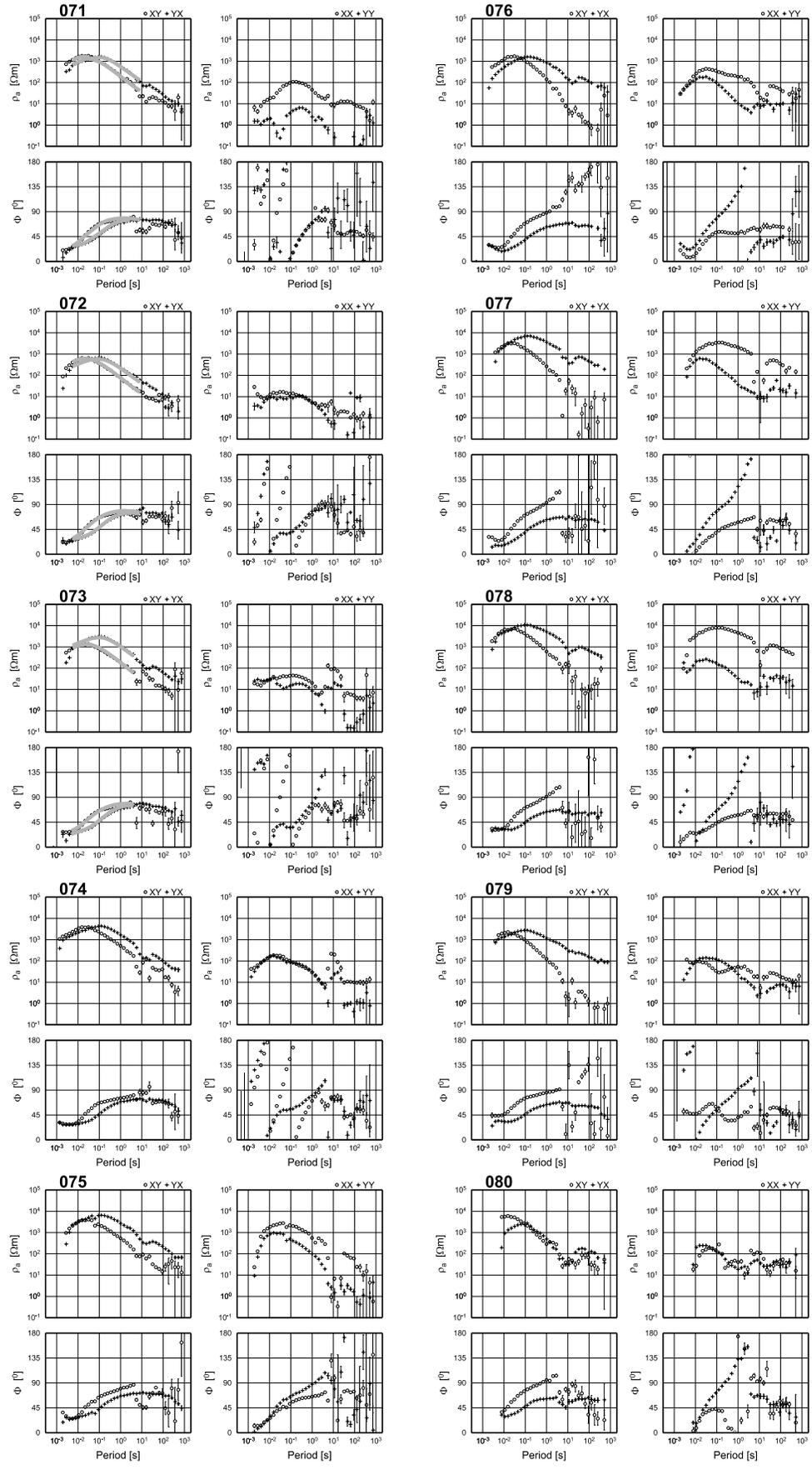
$$\begin{aligned}\gamma_{xx} &= -i\omega\mu_0\sigma_{xx} \\ \gamma_{xy} &= -i\omega\mu_0\sigma_{xy} \\ \gamma_{yx} &= -i\omega\mu_0\sigma_{yx} \\ \gamma_{yy} &= -i\omega\mu_0\sigma_{yy}\end{aligned}\quad (\text{A.32})$$

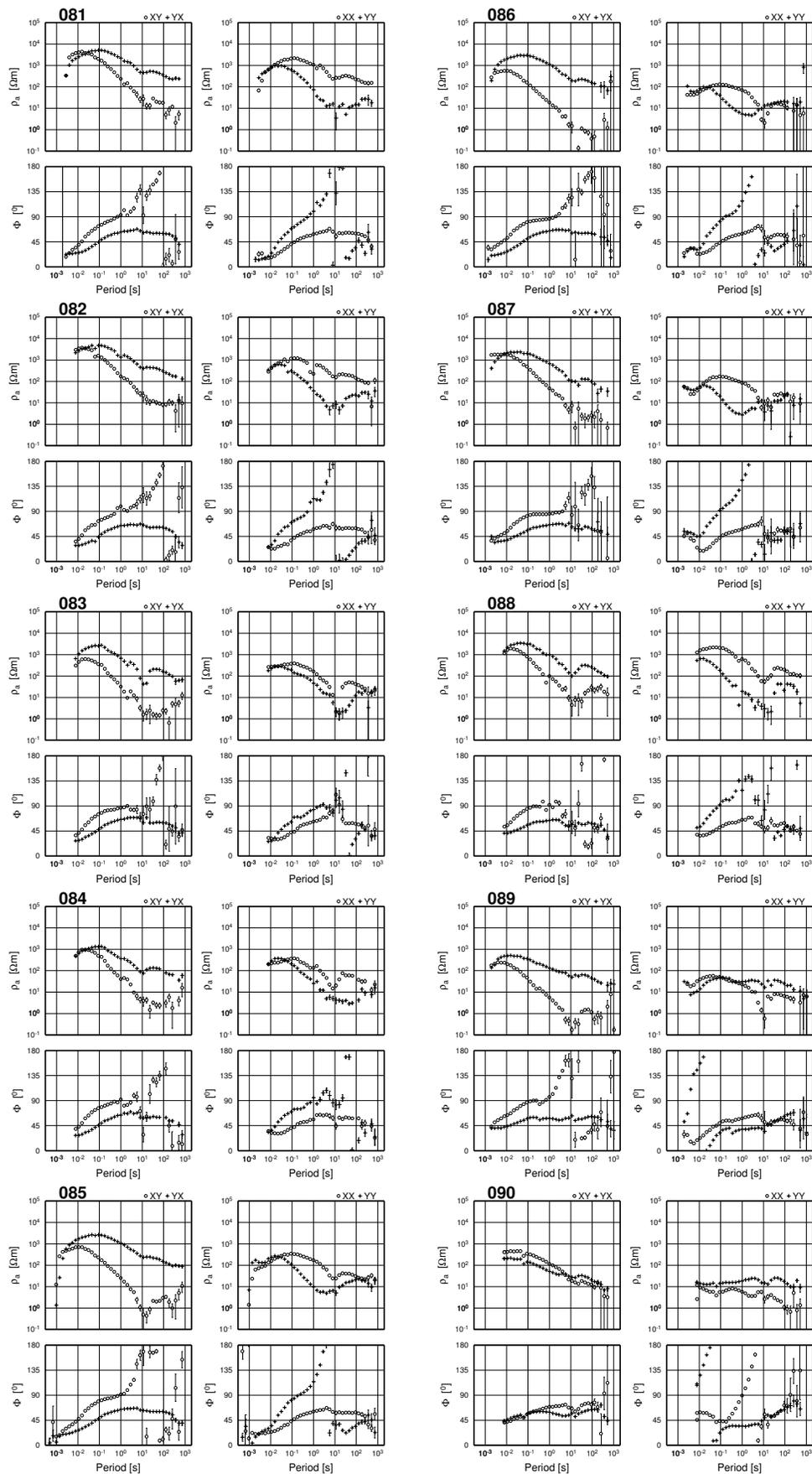
Somit ist gezeigt, dass bei einer beliebigen Anisotropie die Elemente des γ -Tensors die Elemente des Leitfähigkeitstensors wiedergeben.

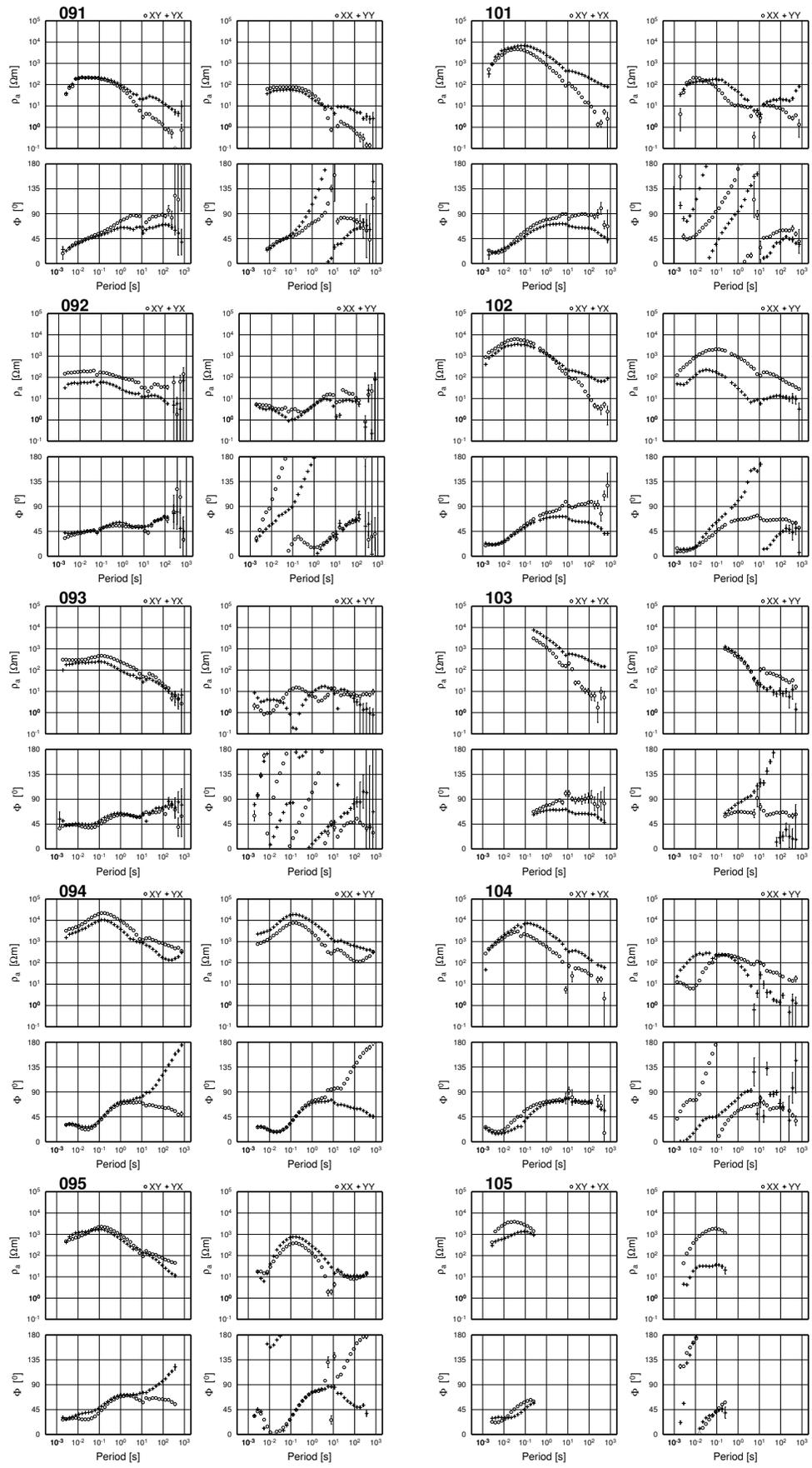
A.5 Übertragungsfunktionen

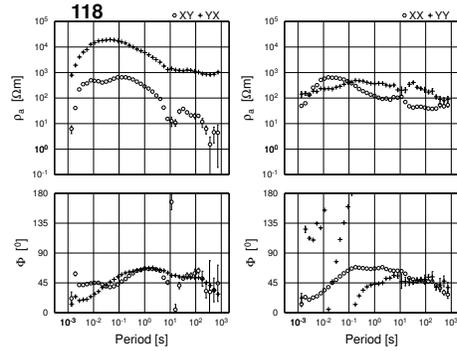
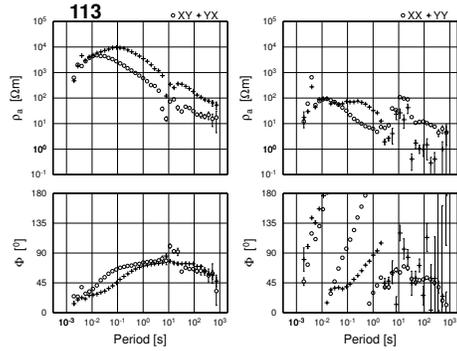
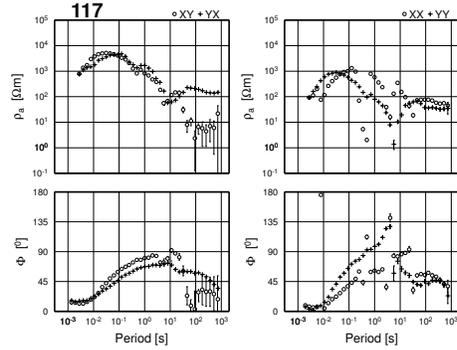
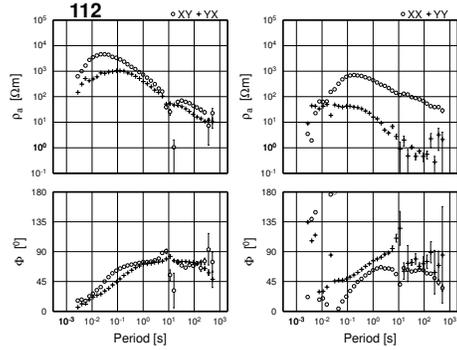
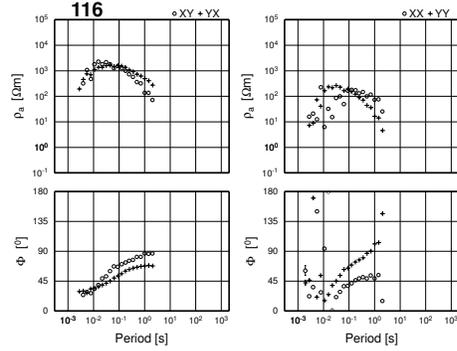
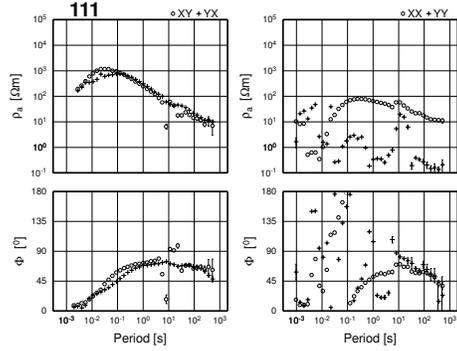
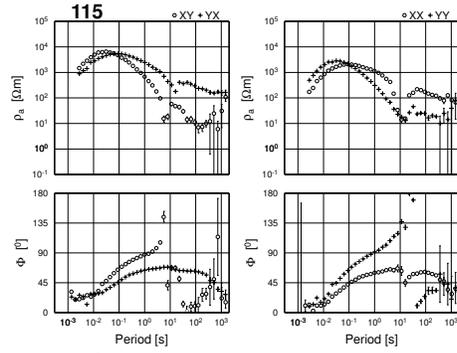
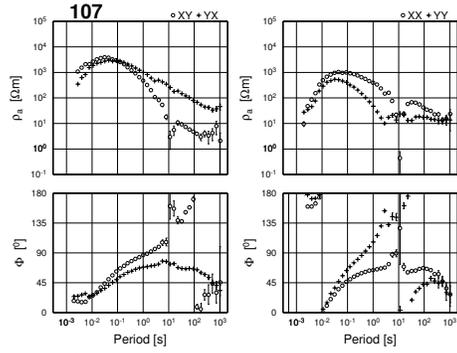
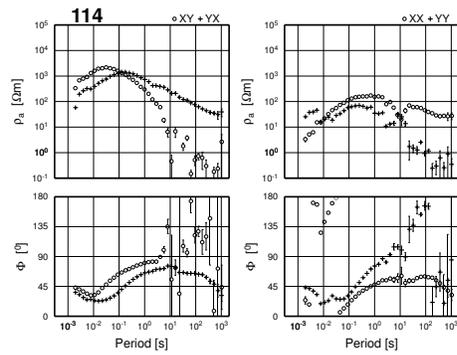
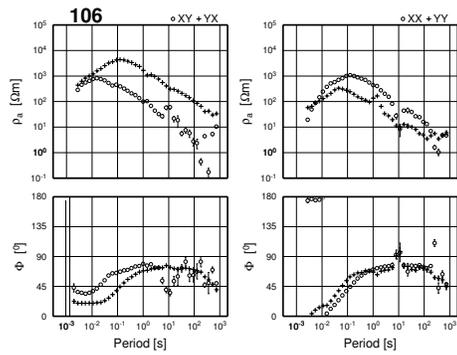
Im folgenden sind die magnetotellurischen Übertragungsfunktionen in Form von ρ_a - und Phasenkurven über der Periode abgebildet. Sie wurden nach geographisch Nord gedreht. Die Graphen für die Stationen 061-073 enthalten zusätzlich die Anpassung durch das in Abschnitt 7.3 beschriebene Inversionsmodell. Die magnetischen Übertragungsfunktionen sind in Form von Induktionspfeilen dargestellt. Die Ordinatenachse entspricht geographisch Nord.

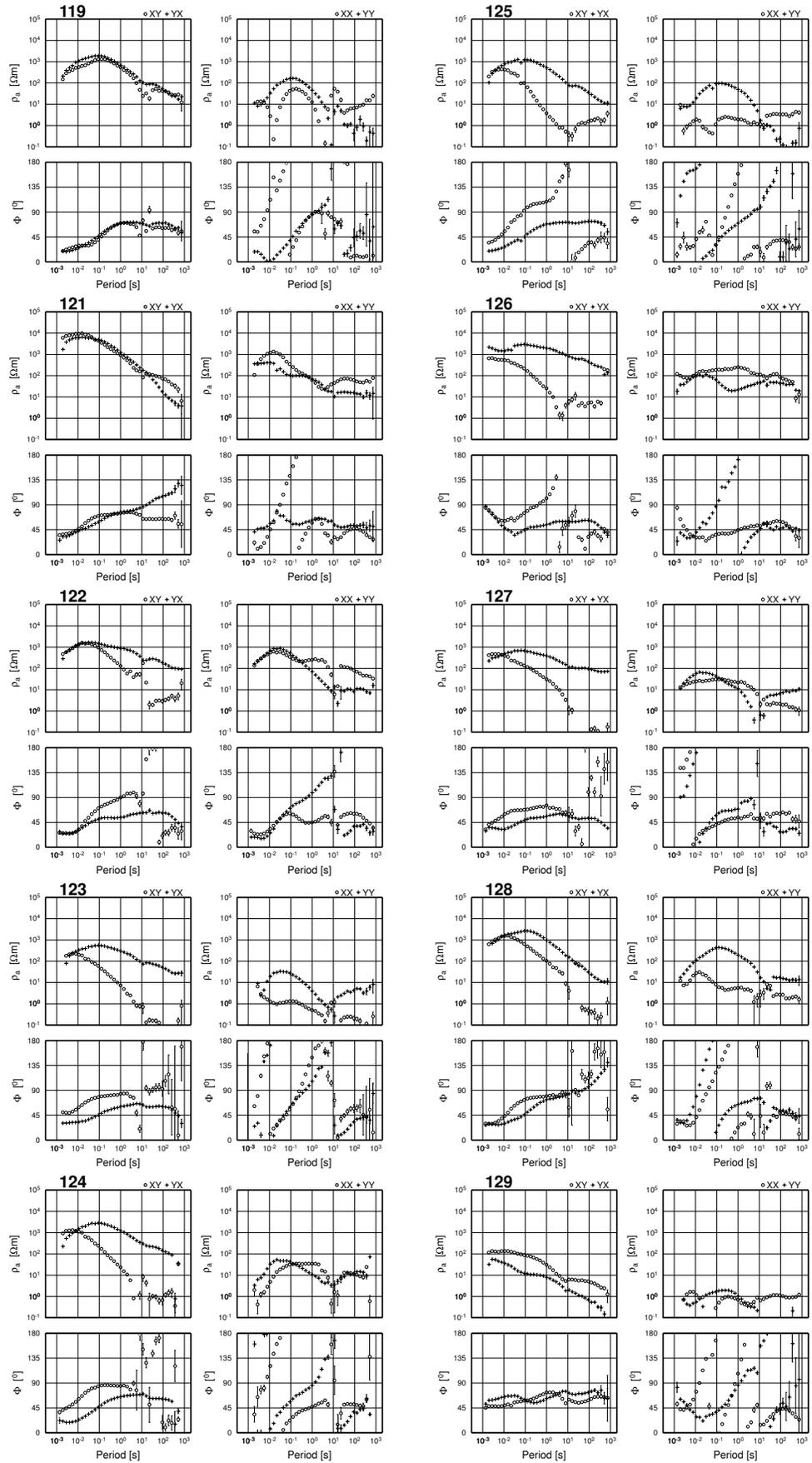


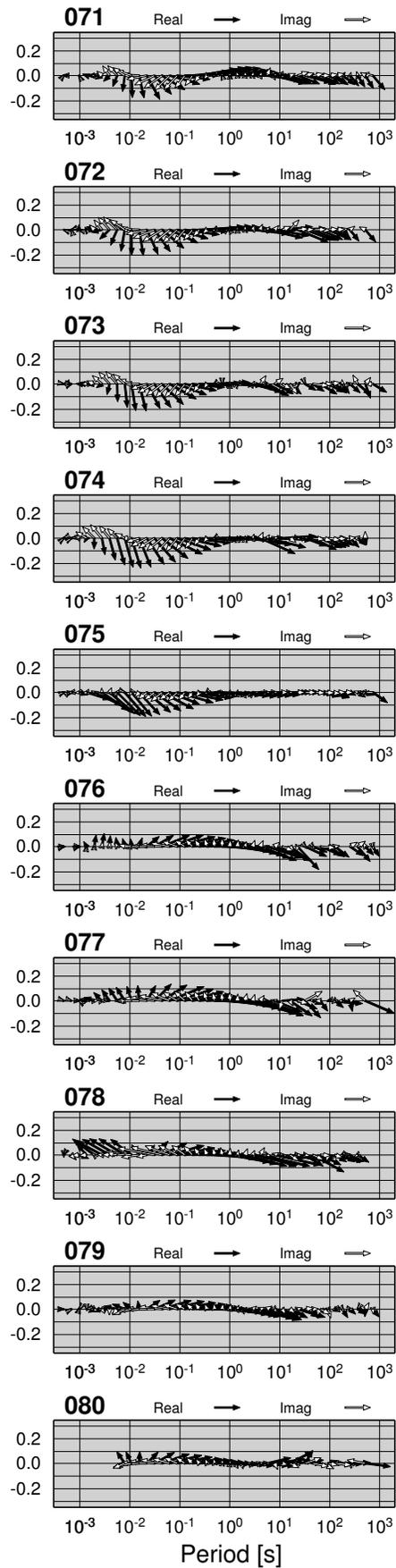
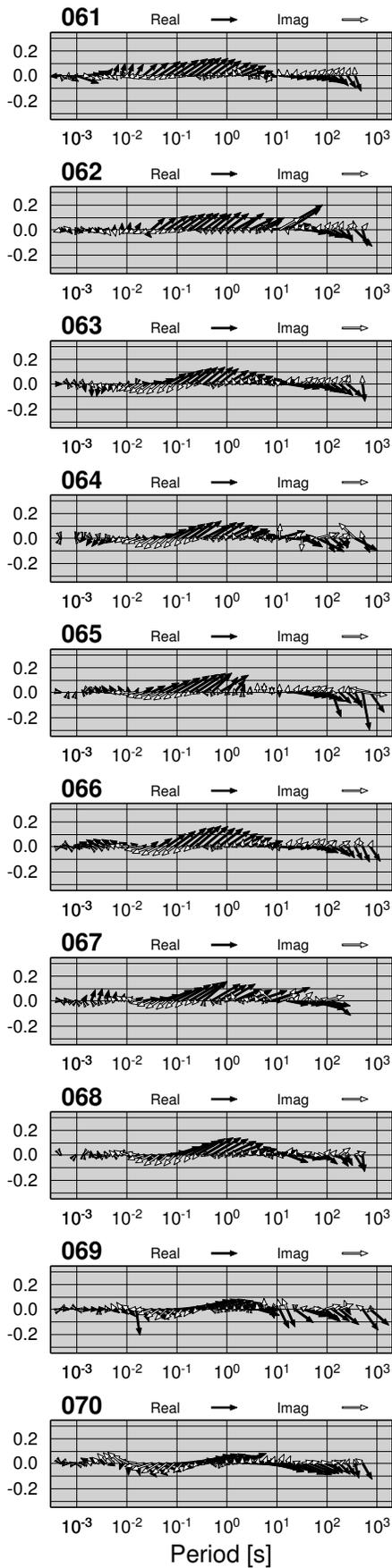


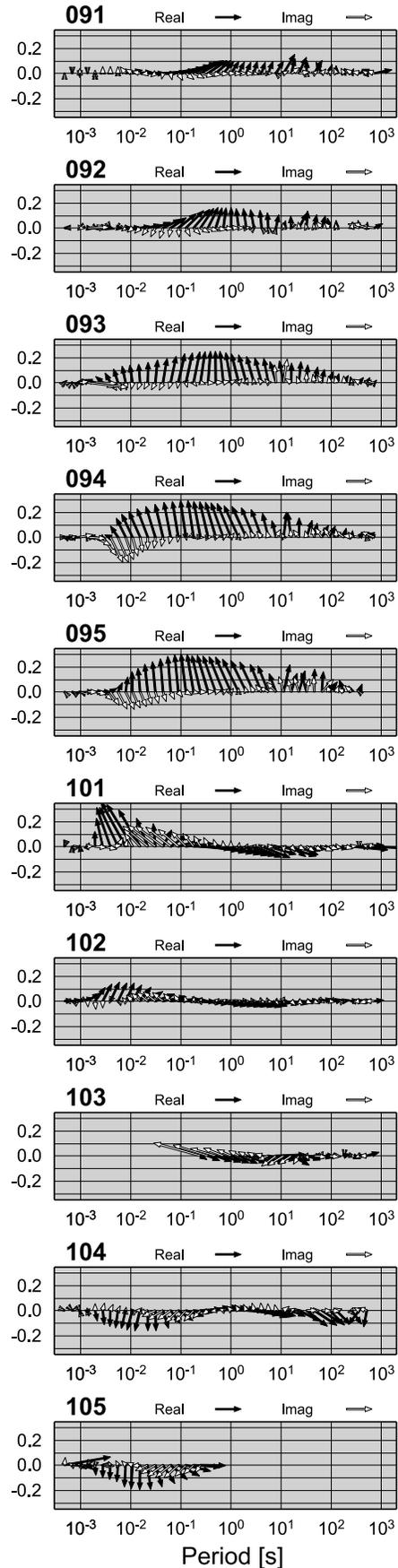
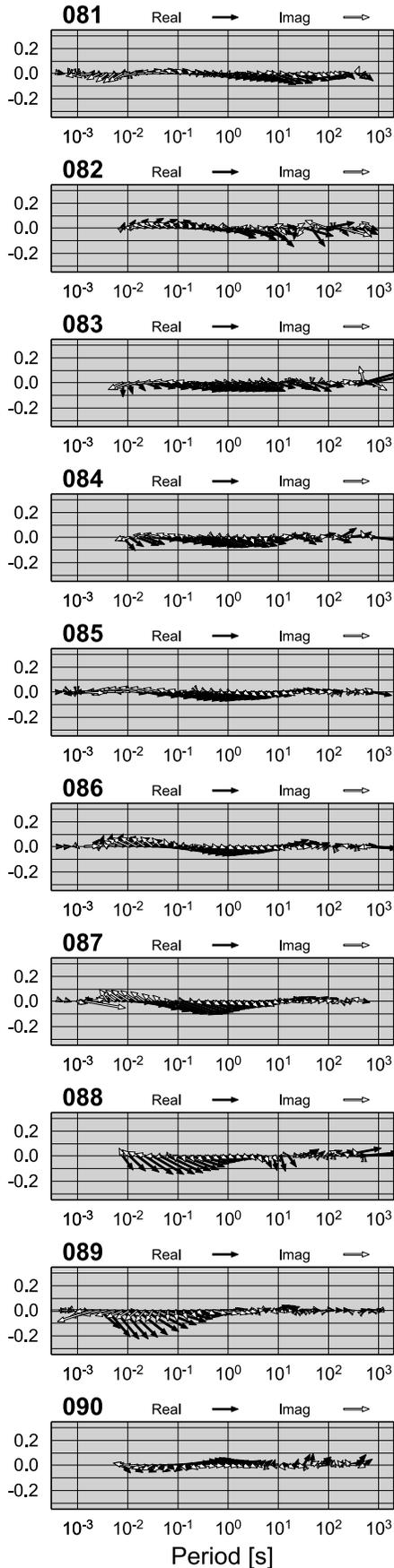


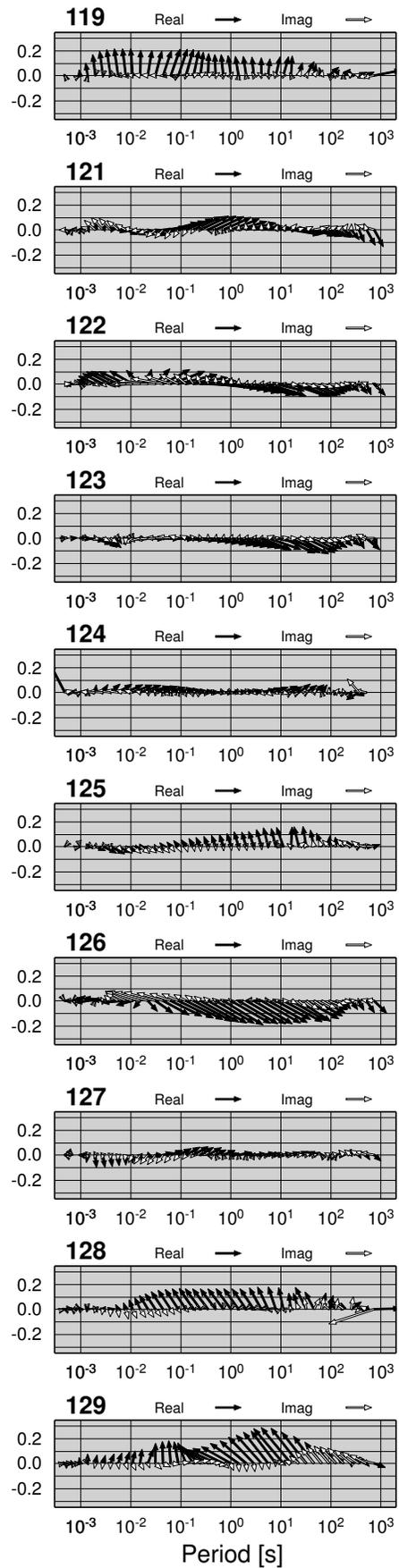
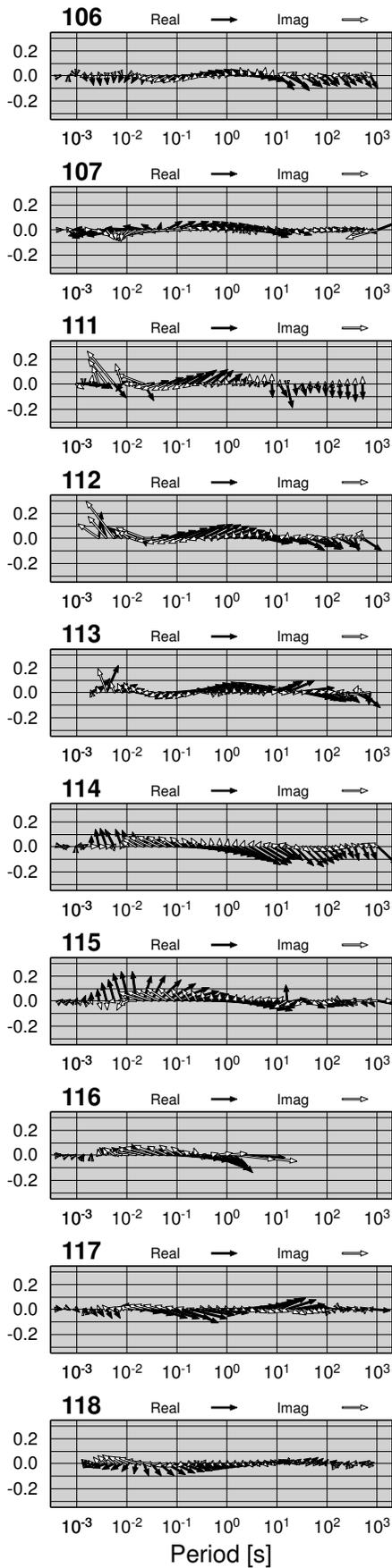












Literaturverzeichnis

- Agarwal, A. K., & Weaver, J. T. 2000. Magnetic distortion of the magnetotelluric tensor: a numerical study. *Earth, Planets and Space*, **52**, 347–353.
- Bahr, K. 1988. Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion. *J. Geophysics*, **62**, 119–127.
- Bahr, K. 1991. geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **66**, 24–38.
- Bailey, D., Whaler, K. A., Zengeni, T., Jones, P. C., & Gwavava, O. 2000. A magnetotelluric model of the Mana Pools Basin, Northern Zimbabwe. *J. Geophys. Res.*, **105**(5), 11185–11202.
- Berdichevsky, M. N., & Dmitriev, V. I. 1974. *Geoelectric and Geothermal Studies*. KAPG Geophysical Monograph, Akademiai Kiado, Budapest. Chap. Basic principles of interpretation of magnetotelluric curves, pages 165–221.
- Bibby, H. M. 1986. Analysis of multiple source bipole-quadripole resistivity surveys using apparent resistivity tensor. *Geophysics*, **51**, 972–983.
- Bostick, F. X. 1977. *Simple almost exact method of MT analysis, presented at the Workshop on Electrical Methods in Geothermal Exploration*. Vol. Contract 14080001-80359. U.S.G.S.
- Cagniard, L. 1953. Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, **18**, 605–645.
- Caldwell, T. G., & Bibby, H. M. 1998. The instantaneous apparent resistivity tensor: a visualization scheme for LOTEM electric field measurements. *Geophys. J. Int.*, **135**, 817–834.
- Chave, A. D., & Smith, J. T. 1994. On electric and magnetic galvanic distortion tensor decompositions. *J. Geophys. Res.*, **66**, 4669–4682.
- Daly, M. C. 1986. Crustal shear zones and thrust belts: their geometry and continuity in Central Africa. *Philosophical Transactions Royal Society London*, **317**, 111–128.

- Daly, M. C. 1989. Rift basin evolution in Africa: the influence of reactivated steep basement shear zones. *Inversion tectonics*, ed. G. D. W. M. A. Cooper, *Geological Society Special Publications*, **44**, 309–334.
- de Beer, J. H., Huyssen, R. M. J., & van Zijl, S. J. V. 1982. Magnetometer array studies and deep Schlumberger soundings in the Damara orogenic belt, South West Africa. *Geophys. J. R. astr.*, **70**, 11–29.
- de Kock, G. S. 1985. Die Geologie van 'n Gebied suidoos van Karibib. *Communs geol. Surv. SW Africa / Namibia*, **1**, 45–55.
- Echternacht, F., Tauber, S., Eisel, M., Brasse, H., Schwarz, G., & Haak, V. 1997. Electromagnetic study of the active continental margin in northern Chile. *Phys. Earth Planet. Inter.*, **102**, 69–87.
- Echternacht, Friedrich. 1998. *Die elektrische Leitfähigkeitsstruktur im Forearc der südlichen Zentralanden bei 20° – 21°, abgeleitet aus magnetotellurischen und geomagnetischen Sondierungen*. Ph.D. thesis, GFZ Potsdam Scientific Technical Report 98/20.
- Egbert, Gary D., & Livelybrooks, Dean W. 1996. Single station magnetotelluric impedance estimation: Coherence weighting and the regression M-estimate. *Geophysics*, **4**(964-970).
- Eggers, D. E. 1982. An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor. *Geophysics*, **47**, 1204–1214.
- Eisel, Markus, & Haak, Volker. 1999. Macro-anisotropy of the electrical conductivity of the crust: a magnetotelluric study of the German Continental Deep Drilling Site (KTB). *Geophys. J. Int.*, **136**, 109–122.
- ELEKTG Group. 1997. KTB and the electrical conductivity of the crust. *J. Geophys. Res.*, **102**, 18289–18305.
- Garcia, X., Ledo, J., & Queralt, P. 1999. 2D inversion of 3D magnetotelluric data: The Kayabe data set. *Earth, Planets and Space*, **51**, 1135–1143.
- Groom, R. W., & Bailey, R. C. 1989. Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in presence of local three-dimensional galvanic distortion. *J. Geophys. Res.*, **94**(B2), 1913–1925.
- Hoffmann-Rothe, Arne. 2002. *Combined structural and magnetotelluric investigation across the West Fault Zone in the northern Chile*. Ph.D. thesis, Universität Potsdam.
- Ingham, M. R. 1988. The use of invariant impedances in magnetotelluric interpretation. *Geophys. J. R. astr.*, **92**, 165–169.

- Jones, A. G., Kurtz, R. D., Boerner, D. E., Craven, J. A., McNeice, G. W., Gough, D. I., DeLaurier, J. M., & Ellis, R. G. 1992. Electromagnetic images of the Fraser River Fault system. *Geology*, **39**, 191–225.
- Junge, A. 1990. *Robuste Schätzung bivariater Übertragungsfunktionen*. Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg (Hrg. V. Haak und H. Homilius).
- Junge, Andreas. 1993. *Induzierte elektrische Felder - neue Beobachtungen in Norddeutschland und im Bramwald*. Habilitationsschrift (unveröffentlicht).
- Kaufman, A. A., & Keller, G. V. 1981. *The Magnetotelluric Sounding Method*. Elsevier Scientific Publishing Company.
- Kontny, A., Friedrich, G., Behr, H. J., de Wall, H., Horn, E. E., Möller, P., & Zulauf, G. 1997. Formation of ore minerals in metamorphic rocks of the German continental deep drilling site (KTB). *J. Geophys. Res.*, **102**(B8), 18323–18336.
- Larsen, J. C. 1977. Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves. *Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. acad. Sci. Hung.*, **12**, 183–186.
- LaTorraca, G. A., Madden, T. R., & Korrington, J. 1986. An analysis of the magnetotelluric impedance for three-dimensional conductivity structures. *Geophysics*, **51**, 1819–1829.
- Ledo, J., Ayala, C., Pous, J., Queralt, P., Marcuello, A., & noz, J. A. Mu2000. New geophysical constraints on the deep structure of the Pyrenees. *Geophys. Res. Letters*, **27**, 1037–1040.
- Lezaeta, P. 2001. *Distortion Analysis and 3D-Modelling of Magnetotelluric Data in the Southern Central Andes*. Ph.D. thesis, Freie Universität Berlin.
- Lezaeta, P., & Haak, V. 2001. Beyond MT Decomposition: Current channelling and Magnetotelluric Phases over 90°. *J. Geophys. Res.*, submitted.
- Lilley, F. E. M. 1993. Magnetotelluric analysis using Mohr circles. *Geophysics*, **58**, 1498–1506.
- Lord, J., Oliver, G. J. H., & Soulsby, J. A. 1996. Landsat MSS imagery of a Lower Cretaceous regional dyke swarm, Damaraland, Namibia: a precursor to the splitting of Western Gondwana. *International Journal of Remote Sensing*, **17**, 2945–2954.
- Losecke, W., Knödel, K., & Müller, W. 1988. *Magnetotelluric survey in the northern Zambezi rift valley of Zimbabwe*. Tech. rept. Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Hannover, Germany.

- Mackie, R. L., Madden, T. R., & Wannamaker, P. E. 1993. Three-dimensional magnetotelluric modelling using difference equations - Theory and comparisons to integral equation solutions. *Geophysics*, **58**, 215–226.
- McNeice, G. W., & Jones, A. G. 2001. Multisite, multifrequency tensor decomposition of magnetotelluric data. *Geophysics*, **66**, 158–173.
- Miller, R. M. 1983. The Pan-African Damara Orogen of South West Africa / Namibia. *Spec. Publ. Geol. Soc. S. Afr.*, **11**, 431–515.
- Nascimento, D. 1997. *Magnetotelluric Instrument Development and Application*. Ph. D. thesis, Univ. of Edinburgh.
- Negi, J. G., & Saraf, P. D. 1989. *Anisotropy in Geoelectromagnetism*. Methods in Geochemistry and Geophysics, vol. 28. Elsevier.
- O'Connor, J. M., & le Roex, A. P. 1992. South Atlantic hot spot-plume systems: 1. Distribution of volcanism in time and space. *Earth Planet. Sci. Let.*, **113**, 343–364.
- Park, S. W., & Livelybrooks, D. W. 1989. Quantitative interpretation of rotationally invariant parameters in magnetotellurics. *Geophysics*, **54**, 1483–1490.
- Pek, Josef, & Verner, Tomáš. 1997. Finite-difference modelling of magnetotelluric fields in two-dimensional anisotropic media. *Geophys. J. Int.*, **128**, 505–521.
- Pomposiello, C., Osella, A., Favetto, A., Sainato, C., Martinelli, P., & Aprea, C. 1998. Current channelling and three-dimensional effects detected from magnetotelluric data from a sedimentary basin in Sierras Pampeanas, Argentina. *Geophys. J. Int.*, **135**, 339–350.
- Porada, H. 1979. The Damara-Ribeira Orogen of the Pan-African-Braziliano cycle in Namibia (southwest Africa) and Brazil as interpreted in terms of continental collision. *Tectonics*, **57**, 237–265–541.
- Porada, H. 1983. Geodynamic Model for the geosynclinal Development of the Damara Orogen, Namibia, South West Africa. *Intracontinental Fold Belt*, ed. H. Martin & F. W. Eder, 503–541.
- Raab, Matthias J. 2001. *The Geomorphic Response of the Passive Continental Margin of Northern Namibia to Gondwana Break-Up and Global Scale Tectonics*. Ph.D. thesis, Institut für Geologie und Dynamik der Lithosphäre der Georg-August-Universität Göttingen.
- Ranganayaki, R. P. 1984. An interpretive analysis of magnetotelluric data. *Geophysics*, **49**, 1730–1748.
- Reilly, W. I. 1979. *Anisotropy tensors in Magnetotelluric application*. Tech. rept. Department of Scientific and Industrial Research, Wellington New Zealand.

- Ritter, O. 1995. *An audiomagnetotelluric investigation of the Southern Upland Fault; novel instrumentation, field procedures and 3D modelling*. Ph. D. thesis, Univ. of Edinburgh.
- Ritter, O., Ritter, P., Dawes, G., & Nascimento, D. 1996. *SPAM Mk-III User Manual*. Internal Publication, Department of Geology and Geophysics, Univ. of Edinburgh.
- Ritter, O., Junge, A., & Dawes, G. J. K. 1998. New equipment and processing for magnetotelluric remote reference observations. *Geophys. J. Int.*, **132**, 535–548.
- Ritter, Patricia, & Banks, Roger. 1998. Separation of local and regional information in distorted GDS response functions by hypothetical event analysis. *Geophys. J. Int.*, **135**, 923–942.
- Rodi, W., & Mackie, R. L. 2001. Nonlinear Conjugate Gradients Algorithm for 2D Magnetotelluric Inversion. *Geophysics*, **66**, 174–187.
- Schmucker, U. 1970. *Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States*. Tech. rept. Bull. of the Scripps Inst. Of Oceanography, Univ. of California, San Diego, La Jolla, California,, University of California Press; Berkeley, Los Angeles, London.
- Schwalenberg, Katrin. 2000. *Die Leitfähigkeitsstruktur der Zentralen Anden bei 21° S - Zweidimensionale Modellstudien und Untersuchungen zur Auflösbarkeit*. Ph.D. thesis, Scientific Technical Report STR00/24, GeoForschungsZentrum Potsdam, Germany.
- Simpson, Fiona. 2000. A three-dimensional electromagnetic model of the southern Kenya Rift: Departure from two dimensionality as a possible consequence of a rotating stress field. *J. Geophys. Res.*, **105**, 19321–19334.
- Smith, J. T. 1995. Understanding telluric distortion matrices. *Geophys. J. Int.*, **122**, 219–226.
- Smith, J. T. 1997. Estimating galvanic-distortion magnetic fields in magnetotellurics. *Geophys. J. Int.*, **130**, 65–72.
- Stewart, J., Watts, A. B., & Bagguley, J. G. 2000. Three-dimensional subsidence analysis and gravity modelling of the continental margin offshore Namibia. *Geophys. J. Int.*, **141**, 724–746.
- Swift, C. 1967. *A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the south western United States*. Ph.D. Thesis, M.I.T. Cambridge, Mass.
- Szarka, L., & Menvielle, M. 1997. Analysis of rotational invariants of the magnetotelluric impedance tensor. *Geophys. J. Int.*, **129**, 133–142.

- Tauber, S., Banks, R., Ritter, O., & Weckmann, U. 2001. A high resolution magnetotelluric survey of the Iapetus Suture Zone in south-west Scotland. *Geophys. J. Int.*, **subm.**
- Tikhonov, A. N. 1950. Determination of the electrical characteristics of the deep strata of the Earth's crust. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **73(2)**, 295pp.
- Unsworth, Martyn J., Malin, Peter E., Egbert, Gary D., & Booker, John R. 1997. Internal structure of the San Andreas fault at Parkfield, California. *Geology*, **25(4)**, 359–362.
- Wannamaker, P. E. 1990. *PW2D - Finite element program for magnetotelluric forward modelling and parameterized inversion of two-dimensional earth resistivity structure*. Tech. rept. University of Utah, Research Institute Earth Science.
- Weaver, J. T., Agarwal, A. K., & Lilley, F. E. M. 2000. Characterization of magnetotelluric tensor in terms of its invariants. *Geophys. J. Int.*, **141**, 321–336.
- Weckmann, U. 1999. *Magnetotellurische Messungen im Nördlichen Spessart*. Diploma thesis, Institut für Meteorologie und Geophysik, Universität Frankfurt a.M.
- Whaler, K. A., & Zengeni, T. G. 1993. An audiofrequency magnetotelluric traverse across the Mana Pool Basin, northern Zimbabwe. *Geophys. J. Int.*, **114**, 673–686.
- Wiese, H. 1962. Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetischen Variationen. *PAGEOPH*, **52**, 83–103.
- Zhdanov, Michael S., & Traynin, Peter. 1997. Migration versus Inversion in Electromagnetic Imaging Technique. *J. Geomag. Geoelect.*, **49**, 1415–1437.
- Zhdanov, Michael S., Traynin, Peter, & Booker, John R. 1996. Underground imaging by frequency-domain electromagnetic migration. *Geophysics*, **61(3)**, 666–682.

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. V. Haak, der diese Arbeit betreut hat. Er besitzt die große Gabe, in Diskussionen mit hilfreichen Impulsen zur Seite zu stehen und trotzdem eigenen Ideen Raum zu lassen. Dafür sowie für die Anregungen, die Ergebnisse in einem größeren wissenschaftlichen Rahmen zu betrachten, möchte ich ihm herzlich danken.

Ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. Oliver Ritter. Als mein „Gegenüber,“ hat er die Entstehung dieser Arbeit intensiv miterlebt und -betreut. Seine Vorschläge und Denkanstöße sowie die Idee, sich mit Abbildungsmethoden zu beschäftigen, haben mir bei der Anfertigung dieser Arbeit wesentlich geholfen. Die vielen Diskussionen lieferten wertvolle Anregungen auch im Hinblick auf das gemeinsame „Studienobjekt“ Namibia.

Meinem „Mitreiter“ und teilweise „Vorreiter“ auf dem Gebiet der Darstellung von Tensoren, Herrn T. Grant Caldwell, möchte ich vor allem für seine langen und hilfreichen Erklärungen auf meine Fragen, für die Überlassung einiger Programme und der internen Veröffentlichung seines neuseeländischen Kollegen Ian Reilly danken.

Für seine Mühe selbst zu vorgerückter Stunde zusammen mir die Theorie und die Gültigkeit des hier verwendeten Abbildungsverfahrens zu ergründen danke ich Herrn Prof. Dr. Peter Weidelt.

Im Rahmen mehrerer Tagungen haben mir viele Kollegen mit ihrem Interesse und ihren Anregungen weitergeholfen. Ihnen allen sowie Dr. Alan Jones, Dr. G. Nover, Dr. Volker Rath und Prof. Dr. Kathy Whaler sei herzlich gedankt.

Ein herzliches Dankeschön geht an Josef Pek, der mir sein anisotropes 2D-Modellierungsprogramm zur Verfügung gestellt hat. Für seine Erläuterungen per email auf dem Gebiet der Modellierung von Anisotropie danke ich ihm.

Für die erlebnisreiche und schöne Zeit in der namibianischen Wüste möchte ich vor allem dem Team der 1999 Kampagne danken: Guido Bengel, Dr. Monika Korte, Dr. Oliver Ritter und Dr. Tim Vietor.

Ich danke Michael Becken, Arne Hoffmann-Rothe, Dr. Stefan Maus, Dr. Oliver Ritter, Dr. Patricia Ritter, Wolfgang Soyer, Dr. Tim Vietor und Jutta Weckmann für ihre Mühe sowie für die Anregungen beim Durchlesen und Korrigieren von Teilen der Arbeit. Bedanken möchte ich mich auch bei Ludger Offerhaus, der mir mit seinen Holländisch-Kenntnissen beim Verstehen eines Papers in Afrikaans geholfen hat.

Der MT-Arbeitsgruppe bestehend aus Elektromagnetikern der FU Berlin, TU Berlin und dem GFZ möchte ich für ihr Interesse und die Ideen im Rahmen unserer Treffen danken.

Für ihre Unterstützung und die nette Zeit im Projektbereich 2.3 am GFZ danke ich allen Mitgliedern und insbesondere den „MT’lern“ Arne Hoffmann-Rothe, Dr. Oliver Ritter, Jan Schmidt, Dr. Katrin Schwalenberg und Heiko Thoss sowie Dr. Martin Rother für seine Hilfe bei Rechner- und Netzwerkproblemen. Ebenso möchte ich den Kollegen aus dem Projektbereich 2.2, Seismische Tiefensondierung, sowie allen Mitgliedern der Namibia-Gruppe unter Dr. Bob Trumbull danken.

Lebenslauf

Name geboren	Ute Weckmann am 23.03.1973 in Wasserlos, heute Alzenau in Ufr.
Schulbildung	
1979 - 1983	Dr.Christian Schreiber-Grundschule Somborn
1983 - 1989	Gymnasiale Mittelstufe der Gesamtschule Frei- gericht
1989 - 1992	Gymnasiale Oberstufe der Gesamtschule Freigericht
Universität	
1992 - 1994	Grundstudium Geophysik (Diplom) an der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frank- furt/Main
Abschluss 1994 - 1999	Diplom-Vorprüfung Hauptstudium Geophysik (Diplom) an der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frank- furt/Main
Abschluss	Diplom-Prüfung
Beruflicher Werdegang	
Februar 1999 - April 1999	Anstellung als wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main
Mai 1999 - Sep. 1999	Anstellung als wissenschaftliche Hilfskraft am GeoForschungsZentrum Potsdam
seit Okt. 1999	Anstellung als wissenschaftliche Hilfskraft (Doktorandin) am GeoForschungsZentrum Potsdam

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig erstellt wurde. Es wurden keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und Zitate als solche kenntlich gemacht.