

K. BAHR

### Ein Beitrag zur Entzerrung des Impedanztensors

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

ist

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

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

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

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

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

gilt mit der Rechenvorschrift (3)

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

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

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

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

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

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

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

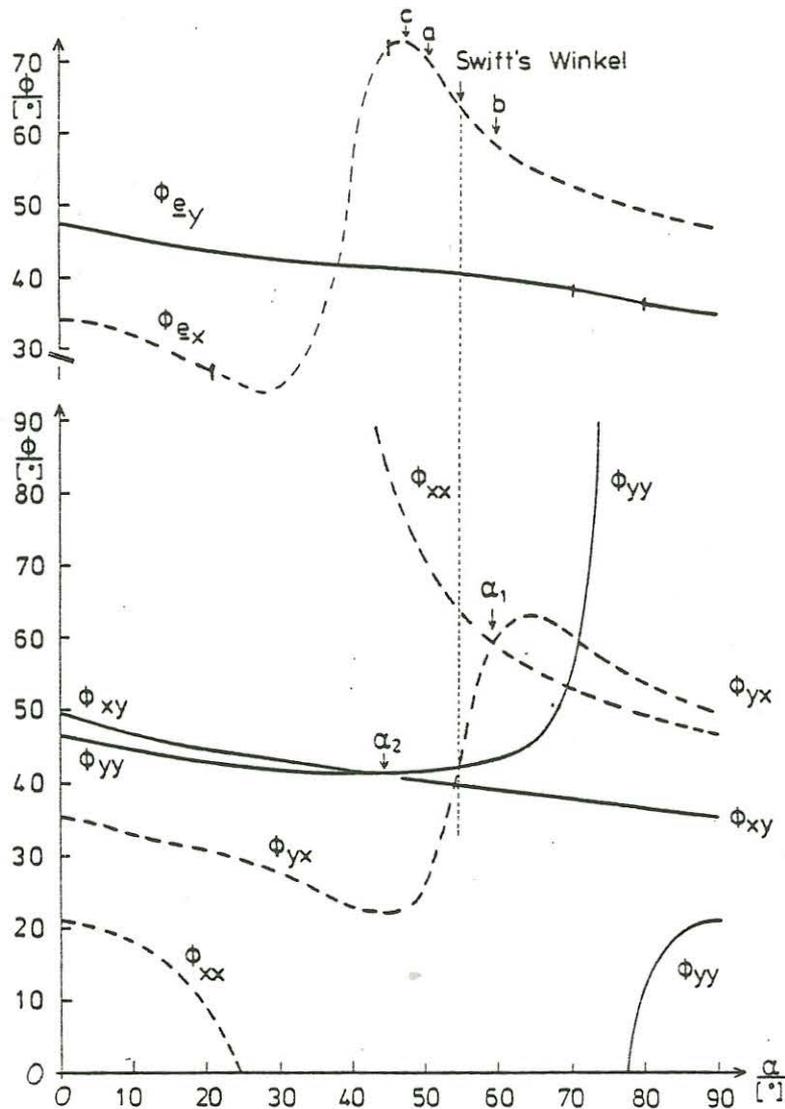
$$\alpha = \arctan \sqrt{1 + (A/B)^2} - A/B \quad (7)$$

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

Methode b: Es ist naheliegend, für WAL das durch  $\alpha_1$  gegebene Koordinatensystem zu benutzen, in dem die Phasen des im Bereich  $30^\circ < \alpha < 70^\circ$  'drehanfälligeren' tellurischen Vektors  $\hat{e}_x$  übereinstimmen - dies wird im allgemeinen derjenige mit den dem Betrage nach kleineren Impedanzen sein.

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

$$\phi_{\hat{e}_x} = \arctan \frac{(\text{Im}Z_{xx})^2 + (\text{Im}Z_{yx})^2}{(\text{Re}Z_{xx})^2 + (\text{Re}Z_{yx})^2} \quad (\phi_{\hat{e}_y} \text{ entsprechend}), (8)$$



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

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

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

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

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

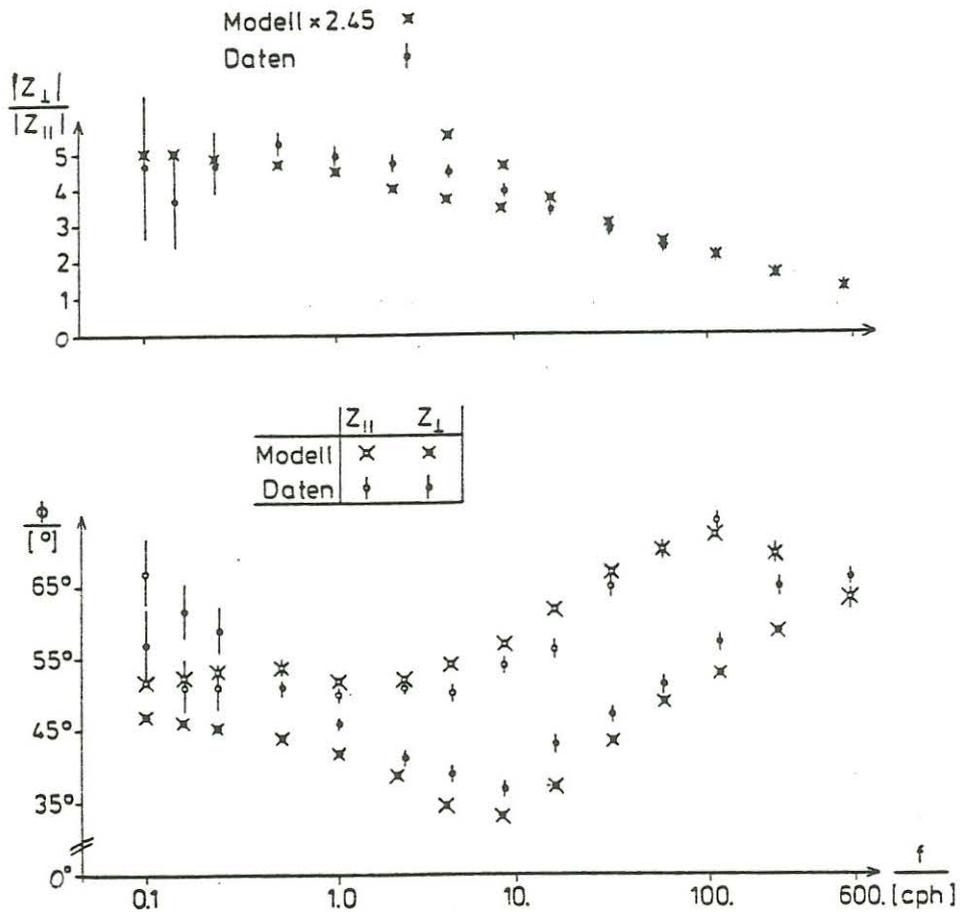
$$\underline{z}'' = \begin{pmatrix} \cos\gamma & \sin\gamma \\ -\sin\gamma & \cos\gamma \end{pmatrix} \cdot \underline{z} = \underline{T}_\gamma \underline{z} \quad (9a)$$

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

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

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

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



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

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

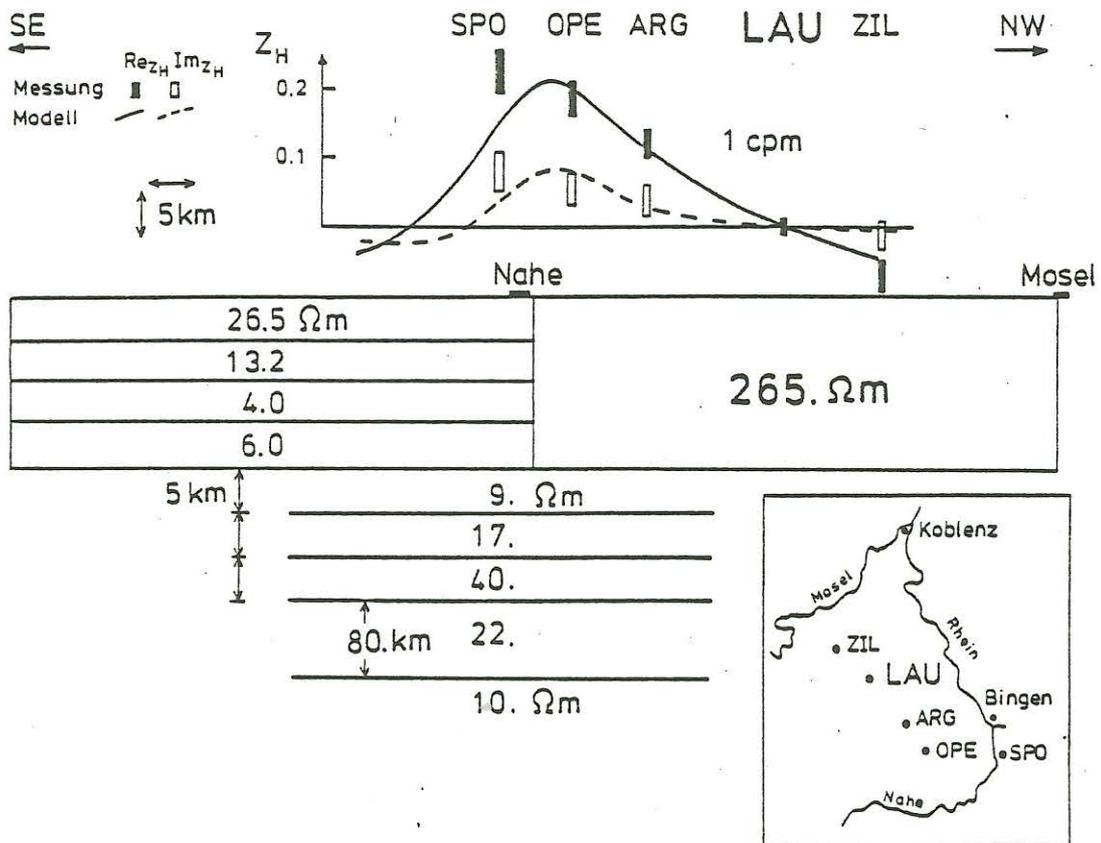


Abb. 3: Zweidimensionales vereinfachtes Modell der Widerstandsverteilung in einem Südost-Nordwest verlaufenden Vertikalschnitt durch den nördlichen Oberrheingraben und den Hunsrück. Der rechte Block und die lateral homogenen Schichten ab 20 km Tiefe sind aus MT-Messungen in LAU (6s - 10h), der linke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

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

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

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

Die Verzerrungsmatrix

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

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

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

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

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

#### Literaturverzeichnis

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

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

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

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

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

Anhang

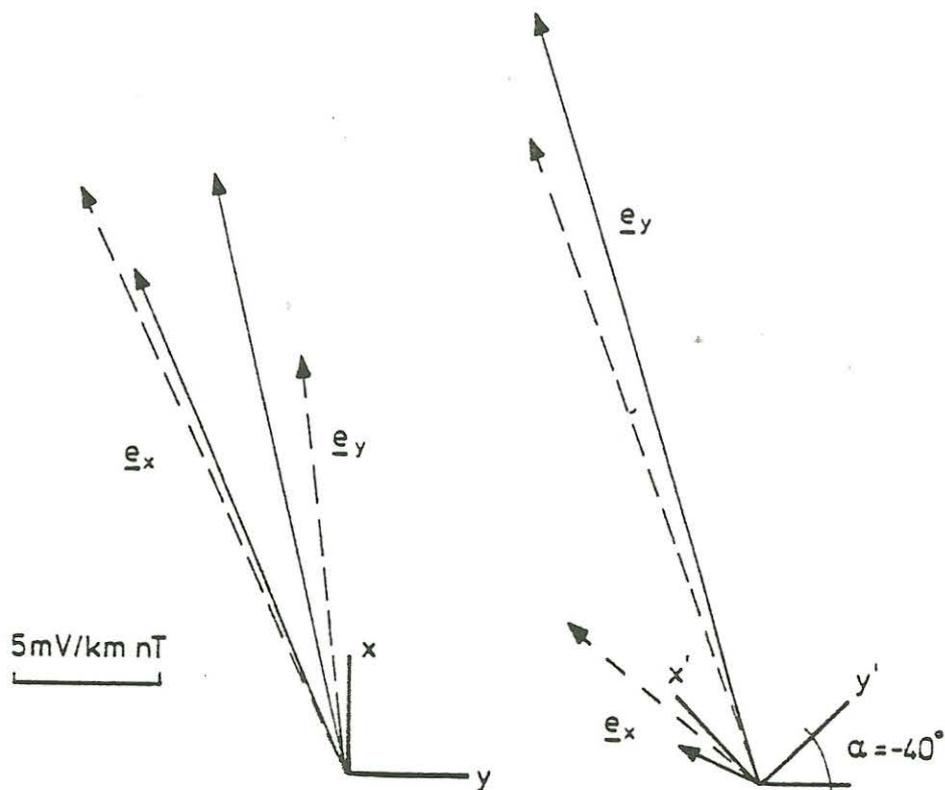


Abb. 4: 'Tellurische Vektoren'  $\underline{e}_x$  und  $\underline{e}_y$  von WAL für  $T = 1$  min. Links bei  $\alpha = -90^\circ$  oder  $\alpha = 90^\circ$ . Rechts bei  $\alpha = -90^\circ + 50^\circ = -40^\circ$  (Entzerrung nach Methode a).