

M.L. RICHARDS, U. SCHMUCKER, E. STEVELING

"Entzerrung der Impedanzkurven von magnetotellurischen Messungen in der Schwäbischen Alb"

In den Jahren 1978 und 1979 wurden Messungen zur erdmagnetischen Tiefensondierung und Magnetotellurik in der Schwäbischen Alb durchgeführt, um die Struktur der elektrischen Leitfähigkeit in der Umgebung der geothermischen Anomalie Urach zu untersuchen. Die Lage der Registrierorte geht aus Abb.1 hervor.

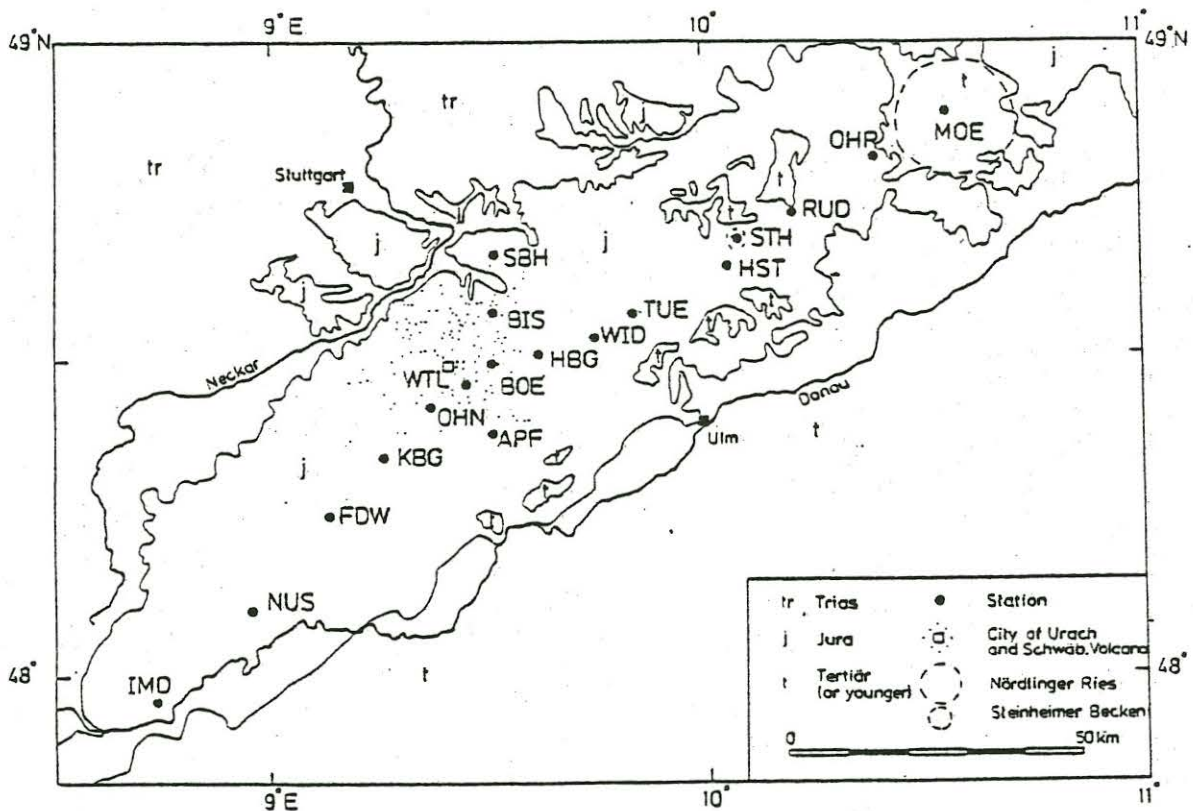


Abb.1: Vereinfachte geologische Karte der Schwäbischen Alb mit Angabe der Registrierorte (aus: RICHARDS et al., 1982).

Der Gang der Datenanalyse wird bei RICHARDS et al., (1982) beschrieben. Als ausgezeichnetes Koordinatensystem minimaler Schiefe und maximaler Anisotropie der magnetotellurischen Impedanz ergibt sich ziemlich einheitlich für alle Stationen und Perioden ein um 32° gegen geographisch Nord nach Westen gedrehtes System (rotierte Nordrichtung $N' = N32^\circ W$, rotierte Ostrichtung $E' = N58^\circ E$). In diesen Koordinaten erweisen sich auch die magnetischen Übertragungsfunktionen als näherungsweise 2-dimensional, und zwar so, daß nur in der neuen Ostrichtung linear polarisierte magnetische Variationen ein anomales magnetisches Variationsfeld liefern. Die auf dem

Meßprofil angetroffene Leitfähigkeitsverteilung besteht aus langgestreckten Strukturen von SE nach NW, also senkrecht zum Verlauf der Schwäbischen Alb. In diesem Sinne sollen die Tensorelemente $Z_{N'E'}$ als Impedanzen für E-Polarisation und $Z_{E'N'}$ als Impedanzen für H-Polarisation betrachtet werden.

Um einen Überblick über Eindringtiefen und Widerstände zu erhalten, werden die Impedanzen als komplexe Funktionen der Periode T in scheinbare Widerstände $\rho^*(T)$ als Funktion der Tiefe $z^*(T)$ übertragen:

$$\begin{aligned} Z_{N'E'}/i\omega &= C(T) = g(T) - ih(T) \\ \rho_a(T) &= \omega\mu_0 [g(T)^2 + h(T)^2] \\ \operatorname{tg}\phi(T) &= g/h \\ z^*(T) &= g(T) \end{aligned}$$

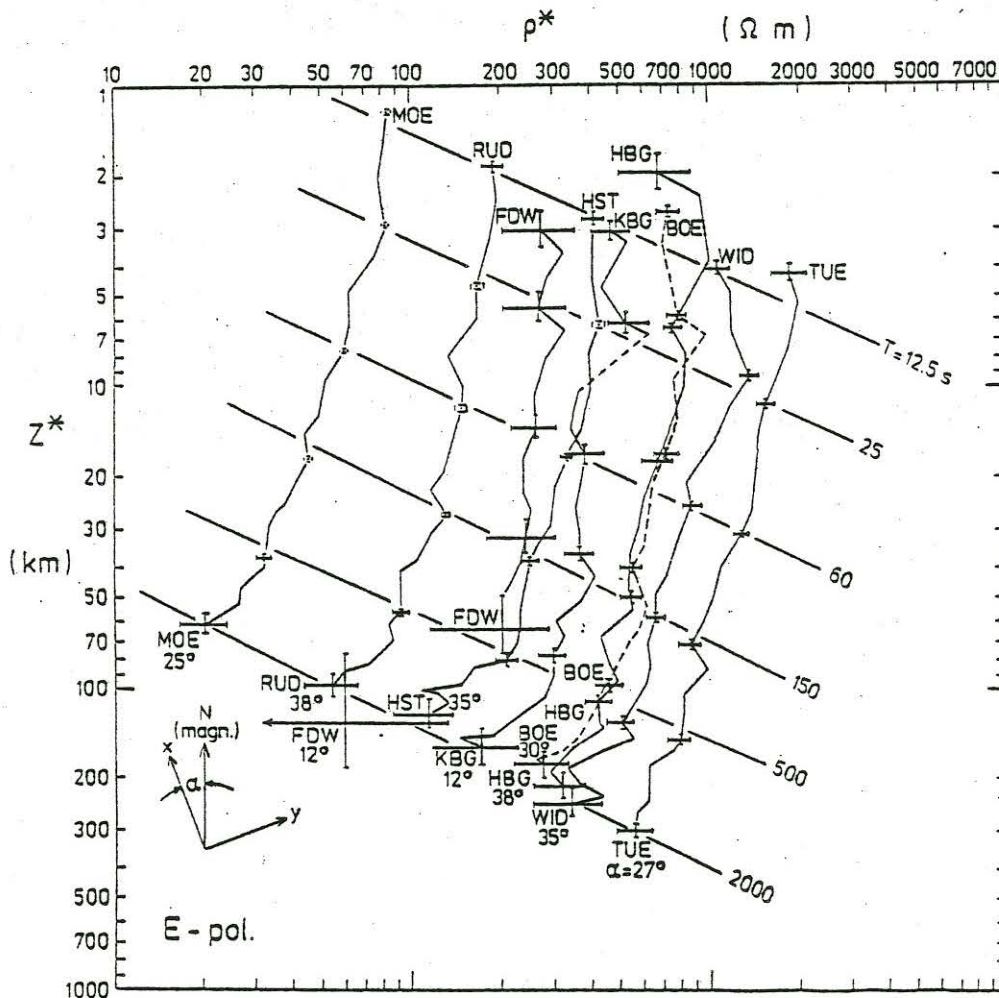


Abb.2: Scheinbarer Widerstand ρ^* als Funktion der Tiefe z^* für verschiedene Stationen mit Angabe des Rotationswinkels α nach Swift.

An den untersuchten Stationen ist (mit Ausnahme der langen Perioden) $h > g$. Dann gilt für den scheinbaren Widerstand ρ^* und die integrierte Leitfähigkeit τ einer gutleitenden Deckschicht:

$$\rho^*(T) = \rho_a / 2 \sin^2 \phi$$

$$\tau(T) = (h-g) / \rho_a .$$

Abb.2 zeigt die $\rho^*(z^*)$ -Darstellung für E-Polarisation an neun Stationen des Profils. Fast von der Erdoberfläche bis tief in den Mantel hinein nimmt an allen Stationen der Widerstand einheitlich mit zunehmender Tiefe ab. Irgendwelche gutleitenden Zwischenschichten, etwa im Grenzbereich Kruste-Mantel, fehlen.

Für die 10 Stationen mit magnetotellurischen Daten wurde eine eindimensionale Inversion der Daten mit dem von SCHMUCKER (1974) angegebenen Algorithmus durchgeführt. Eingegeben wurden, mit Ausnahme der Stationen IMD, FDW und KBG, die logarithmischen Impedanzen für die E-Polarisation in rotierten Koordinaten und die mit dem $\rho^*(z^*)$ -Verfahren ermittelten integrierten Leitfähigkeiten τ einer dünnen Deckschicht.

Die so berechneten Schichtmodelle sind längs des Profils in Abb.3 zusammengestellt. Im Rahmen der untersuchten Perioden und Fehlergrenzen war eine Unterteilung in maximal 3 Schichten möglich. Mit Ausnahme von IMD sind alle Modelle vom gleichen Typus. Einer oberen Schicht mit mittleren Widerstandswerten ($\pm 100 \text{ Ohm} \cdot \text{m}$) folgt eine schlechter leitende Schicht und abschließend wieder ein besserer Leiter. Es gibt keine Hinweise auf eine gutleitende Zwischenschicht. Das Gebiet um BOE (Schwäbischer Vulkan) fällt nicht durch anomale Widerstandswerte auf. Ein besonders hochohmiges Gebiet liegt nordöstlich des Vulkangebiets bei TUE.

Im oberen Kasten sind die integrierten Leitfähigkeiten τ in Siemens angegeben. Mit 10 Siemens wird das kleinste τ bei TUE und die höchste integrierte Leitfähigkeit 200 Siemens im Nördlinger Ries (MOE) erreicht.

Die aneinandergereihten eindimensionalen Modelle zeigen auch im Tiefenbereich 50-100 km starke laterale Widerstandsänderungen. Da man erwarten sollte, daß in diesen Tiefen die Widerstandsverteilung unter der Schwäbischen Alb homogener sein sollte, kann man eine Verfälschung der Impedanzen durch oberflächennahe Verzerrungen vermuten.

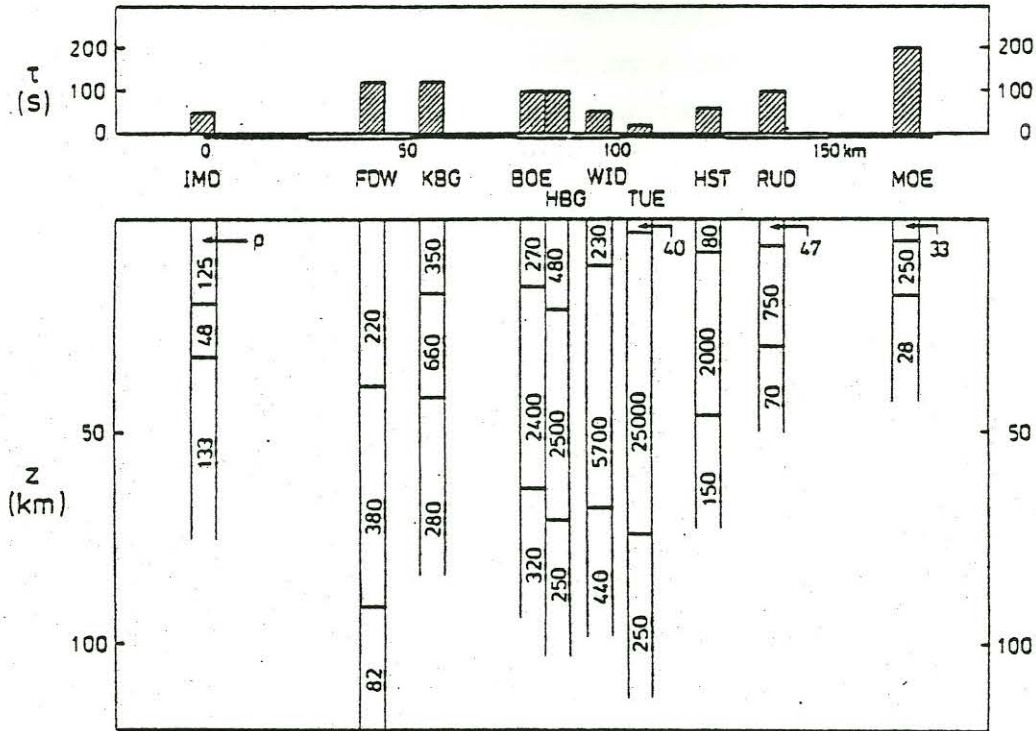


Abb.3: Aneinandergereihte eindimensionale Widerstandsmodelle ermittelt aus einer Inversion für E-Polarisation. Die integrierten Leitfähigkeiten τ im oberen Kasten stammen aus der $\rho^*(z^*)$ -Bestimmung. Die Werte im Widerstandsmodell haben die Einheit Ωm .

Diese Vermutung wird stark durch den Verlauf der $\rho^*(z^*)$ -Kurven in Abb.2 unterstützt. In der gewählten doppelt-logarithmischen Darstellung scheinen die Kurven parallel zueinander verschoben zu sein. Punkte gleicher Periode lassen sich näherungsweise durch Geraden verbinden, so daß die eingezeichnete Schar von Parallelen entsteht. Dies bedeutet folgendes: Die sehr unterschiedlichen Eindringtiefen $C(T)$ einer Periode lassen sich durch einen für alle Perioden etwa gleichen Faktor A ineinander überführen. Sei also $C_N(T)$ die komplexe Eindringtiefe einer zur Norm gewählten Station, so gilt für die Eindringtiefe $C(T)$ einer anderen Station (Subskript m)

$$C_m(T) = A \cdot C_N(T),$$

und falls A reell ist:

$$g_m(T) = A \cdot g_N(T) \text{ und } h_m(T) = A \cdot h_N(T).$$

Trägt man in diesem speziellen Fall $\log g$ gegen $\log h$ auf, so liegen für eine gewählte Periode T die Wertepaare $(\log g, \log h)$ aller Stationen auf einer unter 45° geneigten Geraden. Wie Abb.4 am Beispiel von $T=1000s$ zeigt, ist dies auch tatsächlich näherungsweise der Fall.

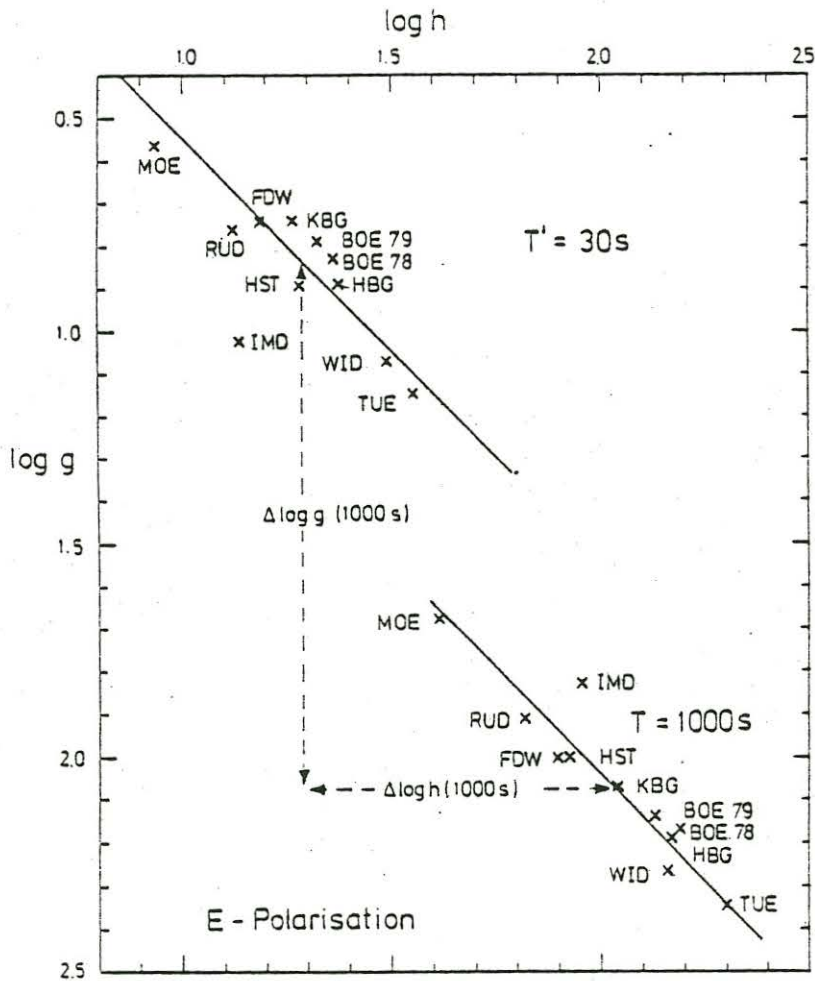


Abb.4: Logarithmen von Real- und Imaginärteil der beobachteten Eindringtiefen $C = g - i \cdot h$ für 2 Perioden. Durch die gestrichelt gezeichneten Verschiebungsbeträge $\Delta \log g$ (1000s) und $\Delta \log h$ (1000s) wird der Unterschied der normalen Eindringtiefen für $T = 1000s$ und $T' = 30s$ angezeigt.

Für eine zweite Periode T' (in Abb.4 ist $T' = 30s$) sollten dann die Stationen in gleicher Anordnung auf einer parallel verschobenen Geraden liegen mit identischen Verschiebungsbeträgen

$$\Delta \log g (T, T') = \log [g_m(T)] - \log [g_m(T')]$$

$$\Delta \log h (T, T') = \log [h_m(T)] - \log [h_m(T')]$$

für alle Stationen. Für das Beispiel in Abb.4 ist:

$$\Delta \log g (1000s, 30s) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \{ \log [g_m(1000s)] - \log [g_m(30s)] \} = 1,23 \pm 0,09$$

$$\Delta \log h (1000s, 30s) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \{ \log [h_m(1000s)] - \log [h_m(30s)] \} = 0,73 \pm 0,06$$

Dabei ist $M = 10$ die Anzahl der Stationen. IMD scheint ein Sonderfall zu sein und wurde nicht berücksichtigt. Die kleinen rms-Fehler

sind ein Zeichen dafür, daß die Stationen auf beiden 45°-Geraden in nahezu gleicher Anordnung liegen.

Diese als stationsunabhängig gefundenen Verschiebungsbeträge deuten wir als Verschiebungsbeträge der "normalen" Eindringtiefe

$$C_n(T) = Z_n(T)/i\omega = g_n(T) - ih_n(T).$$

Wir gehen dabei von den linearen Ansätzen aus, durch die in guter Näherung nicht nur die beobachteten Feldkomponenten verbunden werden dürfen (z.B. $E_x = Z_{xx} B_x + Z_{xy} B_y$), sondern auch deren normale und anomale Anteile. Die Übertragungsfunktionen, die diese Beziehungen herstellen, schreiben wir so:

$$E_x = a_{11} E_{nx} + a_{12} E_{ny}, \quad E_{ny} = a_{21} E_{nx} + a_{22} E_{ny}$$

$$B_x = (1+h_H)B_{nx} + h_D B_{ny}, \quad B_{ny} = d_D B_{nx} + (1+d_D)B_{ny}.$$

Die Komponenten des Normalfeldes beziehen sich auf einen geschichteten Untergrund mit der Eindringtiefe C_n ; es gilt also

$$E_{nx} = Z_n B_{ny}, \quad E_{ny} = -Z_n B_{nx}.$$

Um nun die Normalanteile des Magnetfeldes durch die beobachteten Felder ausdrücken zu können, bilden wir die Kehrmatrix

$$\begin{pmatrix} 1+h_H & h_D \\ d_H & 1+d_D \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{R} \begin{pmatrix} 1+d_D & h_D \\ -d_H & 1+h_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-h'_H & -h'_D \\ -d'_H & 1-d'_D \end{pmatrix}$$

mit $R = (1+h_H)(1+d_D) - h_D d_H$ und $h'_H \approx h_H$, $h'_D \approx h_D$, ... für schwache Anomalien $h_H, h_D, \dots \ll 1$. Dann ist

$$B_{nx} = (1-h'_H) B_x - h'_D B_y, \quad B_{ny} = -d'_H B_x + (1-d'_D) B_y.$$

und somit etwa

$$E_x = -Z_n \{a_{11} d'_H + a_{12} (1-h'_H)\} B_y + Z_n \{a_{11} (1-d'_D) + a_{12} h'_D\} B_x.$$

Die aus den Beobachtungen nach dem Ansatz

$$E_x = Z_{xx} B_x + Z_{xy} B_y$$

abgeleiteten Impedanzen erhalten die Form

$$Z_{xx} = -Z_n \cdot \{a_{11} d'_H + a_{12} (1 - h'_H)\}$$

$$Z_{xy} = Z_n \cdot \{a_{11} (1 - d'_D) + a_{12} h'_D\}$$

mit entsprechenden Ausdrücken für die Impedanzen Z_{yx} und Z_{yy} . Die 3-Dimensionalität von Anomalien wird durch nichtverschwindende Übertragungsfunktionen a_{12} (a_{21}) und d_H , h_D ausgedrückt, sie ist also in unserer Formulierung voll berücksichtigt.

In den Impedanzen aller Stationen ist für eine gewählte Periode T die normale Impedanz $Z_n(T)$ als gemeinsamer Faktor enthalten, in ihren logarithmischen Impedanzen als gemeinsamer Summand. Betrachten wir daher entsprechend unseren Beobachtungen die Übertragungsfunktionen a_{11} , a_{12} , h'_H usw. als reell und periodenunabhängig, so ist

$$\log \{g_m(T)\} = \log \{g_n(T)\} + \log \{A_m\},$$

mit

$$A_m = a_{11} (1 - d'_D) + a_{12} h'_D$$

als Verzerrungskoeffizient für die Station m .

Die Verschiebungsbeträge

$$\begin{aligned} \Delta \log \{g(T, T')\} &= \log \{g_m(T)\} - \log \{g_m(T')\} \\ &= \log \{g_n(T)\} - \log \{g_n(T')\} \end{aligned}$$

mit einem entsprechenden Ausdruck für h_m werden also ausschließlich durch die Periodenabhängigkeit der normalen Impedanz bestimmt und sind so, wie beobachtet, für alle Stationen etwa gleich. Wäre also die normale Impedanz für eine Periode bekannt, so könnte man mit Hilfe dieser Verschiebungsbeträge die gesamte normale Impedanzkurve rekonstruieren, d.h. die beobachteten Impedanzen bezüglich ihrer durch laterale Inhomogenitäten bedingten Anteile entzerren. Die Verschiebungsbeträge $\Delta \log g(T)$ und $\Delta \log h(T)$ wurden für 8 Perioden T zwischen 7.5s und 2000s, bezogen auf die Gerade für $T' = 30s$, bestimmt und als Kurve 'relativ' in Abb.5 dargestellt. Der Bezug auf die Gerade für $T' = 30s$ ist völlig willkürlich. Die Kurve darf daher in der $(\Delta \log g, \Delta \log h)$ -Ebene um die Beträge $\Delta \log g_n$ bzw. $\Delta \log h_n$ zur 'normal'-Kurve parallel verschoben werden. Für die Schwäbische Alb wurde die Verschiebung

$$\Delta \log g_n = 0.94$$

$$\Delta \log h_n = 1.37$$

gewählt. Der Grund für gerade diese Verschiebung wird in Zusammenhang mit der 2-dimensionalen Modellrechnung deutlich werden.

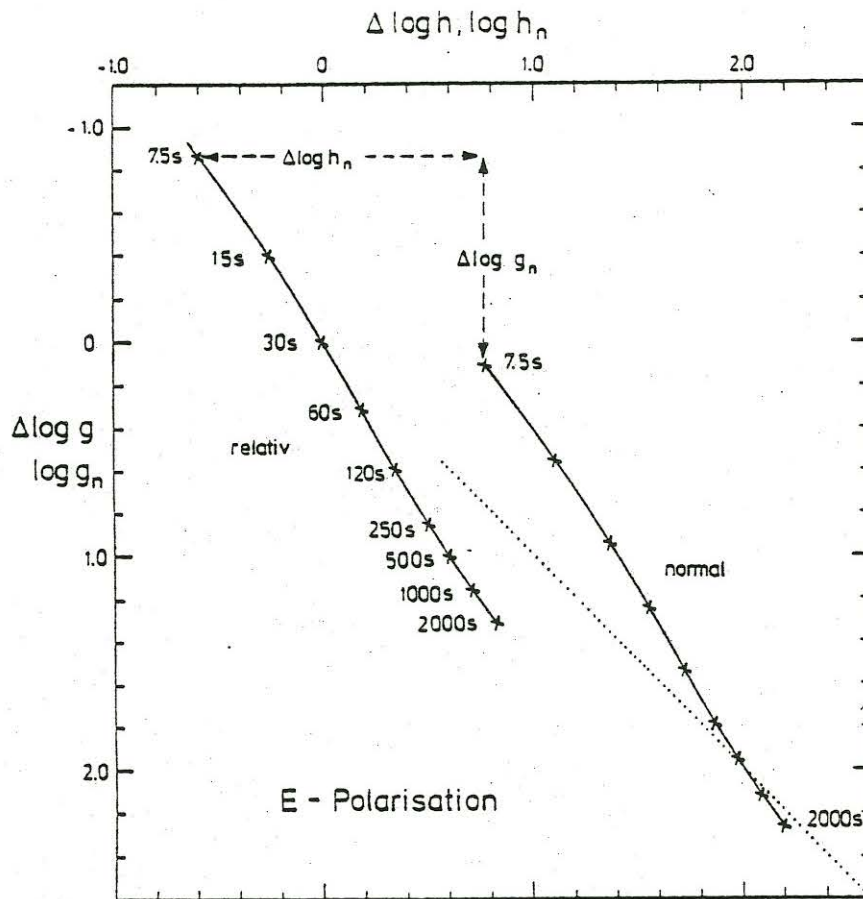


Abb.5: Die mit 'relativ' gekennzeichnete Kurve ist eine Darstellung der nach dem Muster in Abb.4 ermittelten Verschiebungsbeträge ($\Delta \log g, \Delta \log h$) für 8 Perioden T bezogen auf $T' = 30s$. Durch Parallelverschiebung um $\Delta \log g_n$ und $\Delta \log h_n$ wird daraus die Kurve 'normal'.

Durch Interpolation längs der Normalkurve in Abb.5 werden für alle 25 Perioden der Analyse von 7.5s bis 2000s Normalwerte ($\log g_n, \log h_n$) festgelegt. Nun werden durch Differenzbildung

$$\Delta \log g_s(T) = \log g_n(T) - \log g_s(T)$$

$$\Delta \log h_s(T) = \log h_n(T) - \log h_s(T)$$

die gemessenen ($\log g_s, \log h_s$) der einzelnen Stationen miteinander verglichen. Die Periodenabhängigkeit von $\Delta \log g_s$ ist in Abb.6 wiedergegeben. Die Kurven für $\Delta \log h_s$ (ohne Abb.) sehen ähnlich aus. Wenn sich die Impedanzen der einzelnen Stationen nur wegen einer Verzerrung unterscheiden würden, müssten die $\Delta \log g_s$ (und auch $\Delta \log h_s$) periodenunabhängig sein. Näherungsweise scheint das am ehesten für die langen Perioden zu gelten. Deshalb wurden die $\Delta \log g_s$ und $\Delta \log h_s$ für die 4 Perioden $T \geq 1000s$ gemittelt und als Verzerrung $\overline{\Delta \log g_s}$ und $\overline{\Delta \log h_s}$ in Abb.7 längs des Profils dargestellt.

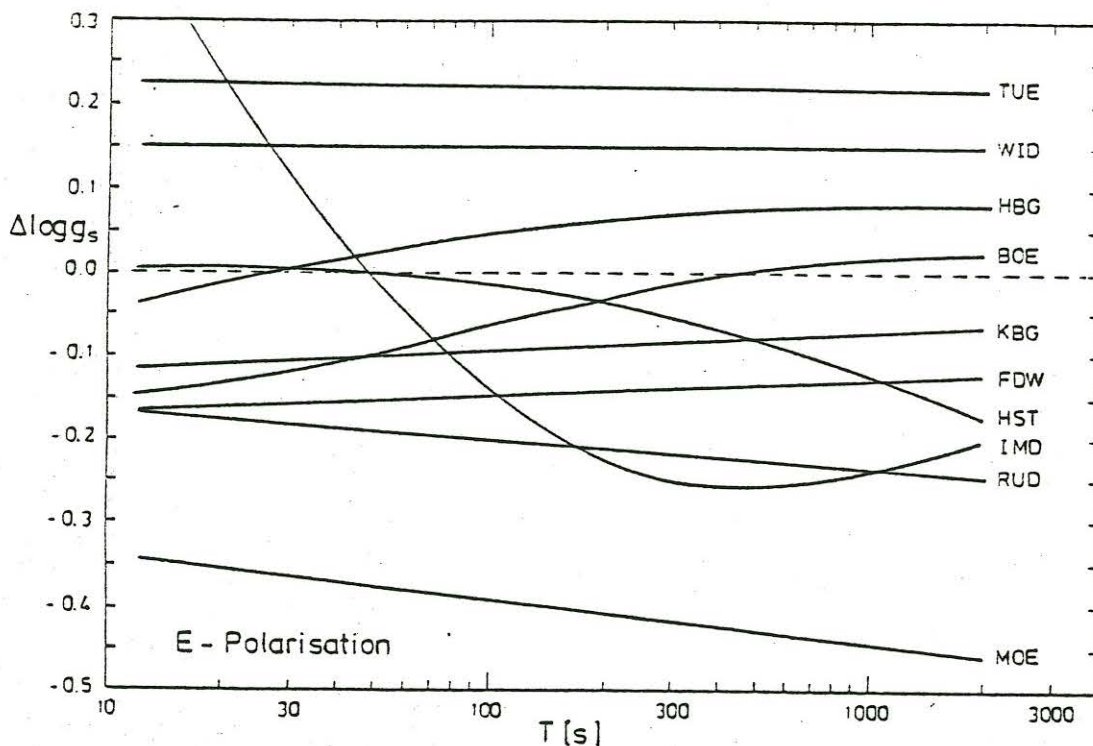


Abb.6: Verzerrung von $\log g_s$ als Funktion der Periode T für alle Stationen. In Wirklichkeit sind die Kurven nicht so glatt. Um eine bessere Übersichtlichkeit zu erzielen, wurden die Meßpunkte nicht eingezeichnet und nur der Trend durch die Punktwolken wiedergegeben.

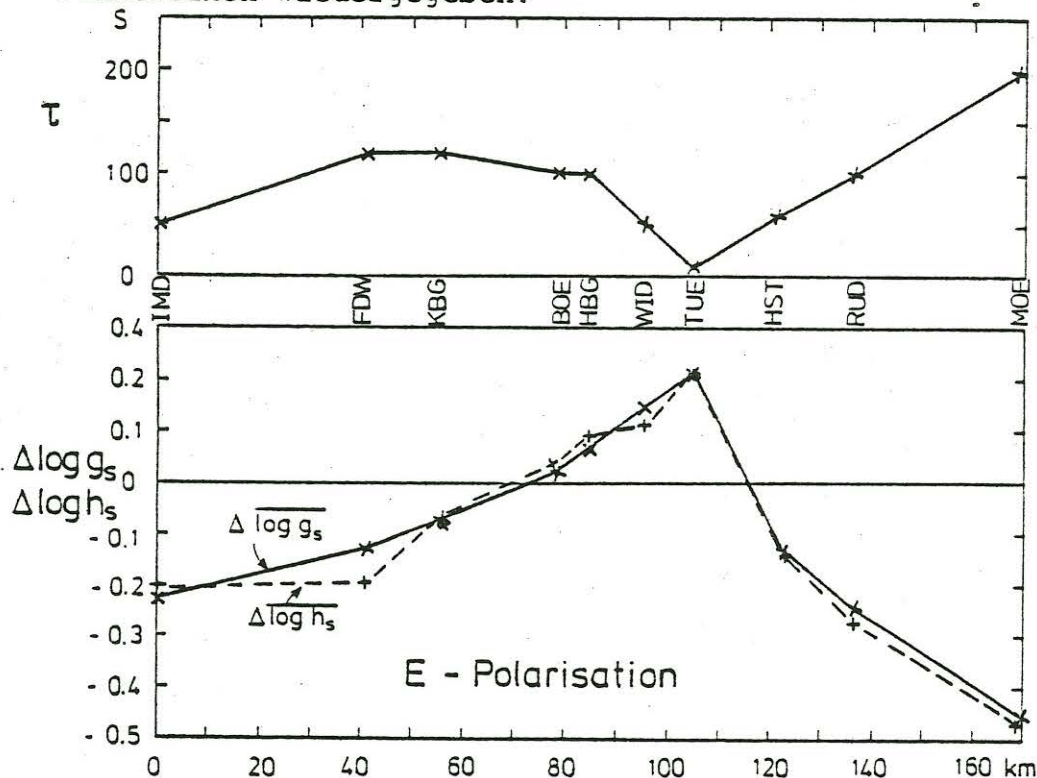


Abb.7: Verzerrung der gemessenen $\log g_s$ und $\log h_s$ längs des Profils (unten). Darüber die aus dem $\rho^*(z^*)$ -Verfahren ermittelte integrierte Leitfähigkeit τ .

Die Verzerrung der komplexen Eindringtiefe $C = g - ih$ ist an allen Stationen im Real- und Imaginärteil nahezu gleich, also ist A reell. Auch in dieser Hinsicht ist also die in Abb.5 dargestellte Normierung gut gewählt. Die größte positive Verzerrung wird in TUE, die größte negative in MOE und die geringste in BOE beobachtet. Die Verzerrung scheint mit der integrierten Leitfähigkeit τ einer dünnen gutleitenden Deckschicht zusammenzuhängen. Wie Abb.7 im Vergleich zur Darstellung von τ in Abb.3 zeigt, verlaufen τ und die Verzerrung weitgehend antiparallel. Dies gibt aber nur die allgemeine Erfahrung wieder, daß die Verzerrung des tellurischen Feldes in Gebieten mit schlechter Leitfähigkeit der Deckschichten besonders groß ist. Die in Abb.7 gezeigten Verzerrungskoeffizienten werden sich keinesfalls nur auf 2-dimensionale, sondern ganz allgemein auf 3-dimensionale lokale Oberflächenstrukturen der Leitfähigkeit beziehen.

Wir kommen jetzt zur Berücksichtigung der Verzerrung in der 2-dimensionalen Modellrechnung. Das nach vielen Versuchen bisher beste Widerstandsmodell ist in Abb.8 wiedergegeben. Es besteht aus einer 1,5 km mächtigen, relativ gutleitenden und inhomogenen Deckschicht mit darunterliegenden 3 homogenen Schichten und einem abschließenden Halbraum. Etwa bei Profilkilometer 75 liegt die Forschungsbohrung Urach. Die Modell-Widerstände bis in 3 km Tiefe stimmen hier gut mit den Widerstandsmessungen in der Bohrung überein. Mit dem Modell wurde versucht, die berechneten Übertragungsfunktionen für das anomale horizontale Magnetfeld möglichst gut an die gemessenen anzupassen. Wie Abb.8 zeigt, liegen die Meßpunkte im Frequenzbereich 9.6 bis 384 cph (375 bis 9.4s) meistens dicht bei den Kurven, die Anpassung ist verhältnismäßig gut.

Wie gut kann nun dieses aus Daten der erdmagnetischen Tiefenson-dierung abgeleitete Modell auch die Ergebnisse der Magnetotellurik erklären? Dazu wurden in E-Polarisation für das Modell in Abb.8 Real- und Imaginärteil der komplexen Eindringtiefe $C = g - ih$ berechnet. In Abb.9 werden die Realteile von Rechnung und Messung und in Abb.10 die Imaginärteile miteinander verglichen. In den oberen Bildhälften sind die unkorrigierten gemessenen g_s bzw. h_s für 5 Frequenzen als gestrichelte Linien dargestellt. Das Modell kann nur ungefähr das mittlere Niveau der als durchgezogene Linien gezeichneten Eindringtiefen erklären. In der Profilmitte werden zu große Eindringtiefen, an den Rändern zu kleine Eindringtiefen beobachtet.

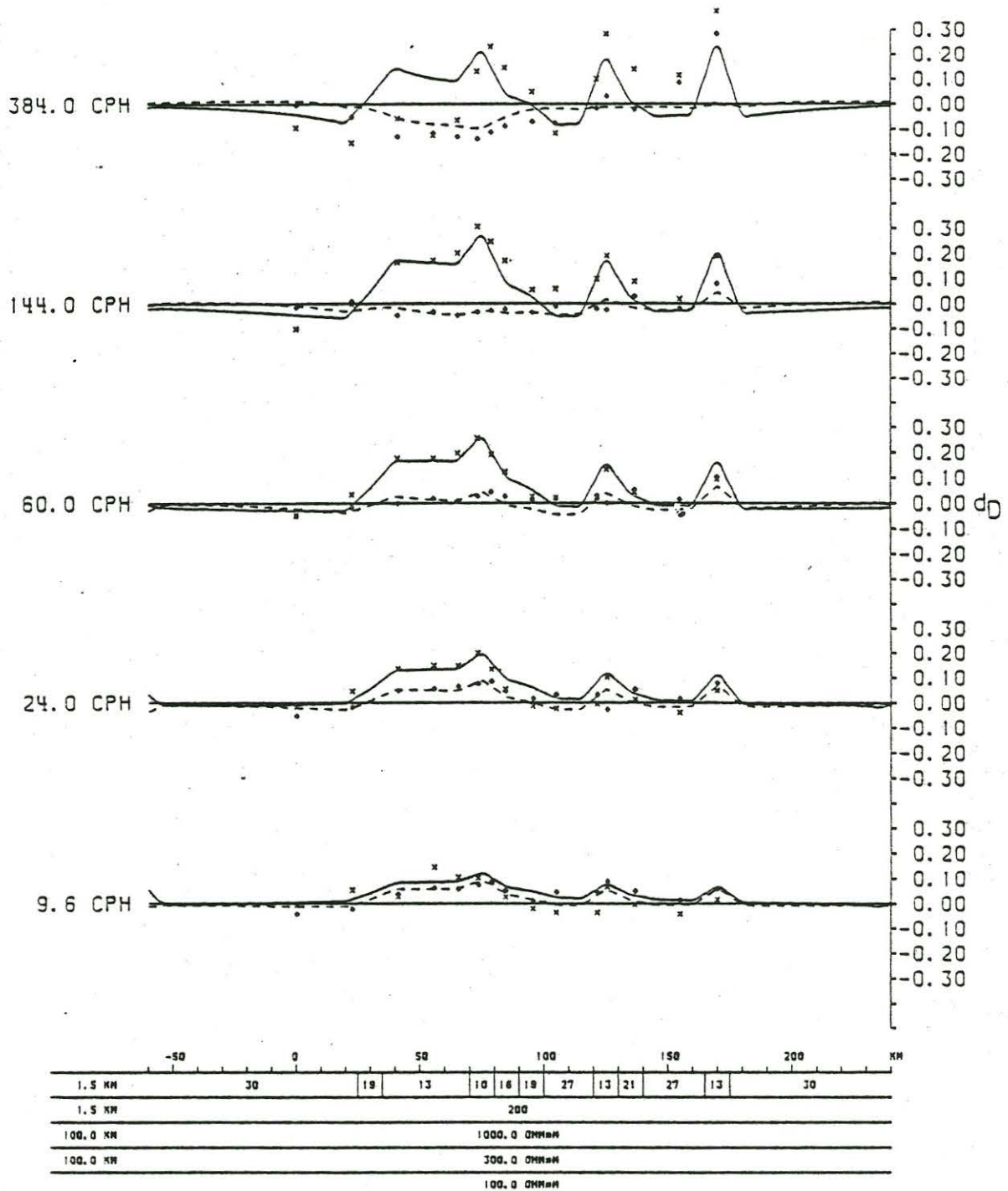


Abb.8: 2-dim. Widerstandsmodell in Streichrichtung der Schwäbischen Alb von SW (links) nach NE (rechts). Profilkilometer 0 gibt die Lage von IMD (vgl. Abb.1) an. Darüber sind die aus dem Modell berechneten anomalen horizontalen Übertragungsfunktionen des Magnetfeldes für 5 Frequenzen aufgetragen (ausgezogene Linien Realteil, gestrichelt Imaginärteil). Als Kreuze bzw. Rauten sind die gemessenen Übertragungsfunktionen angegeben.

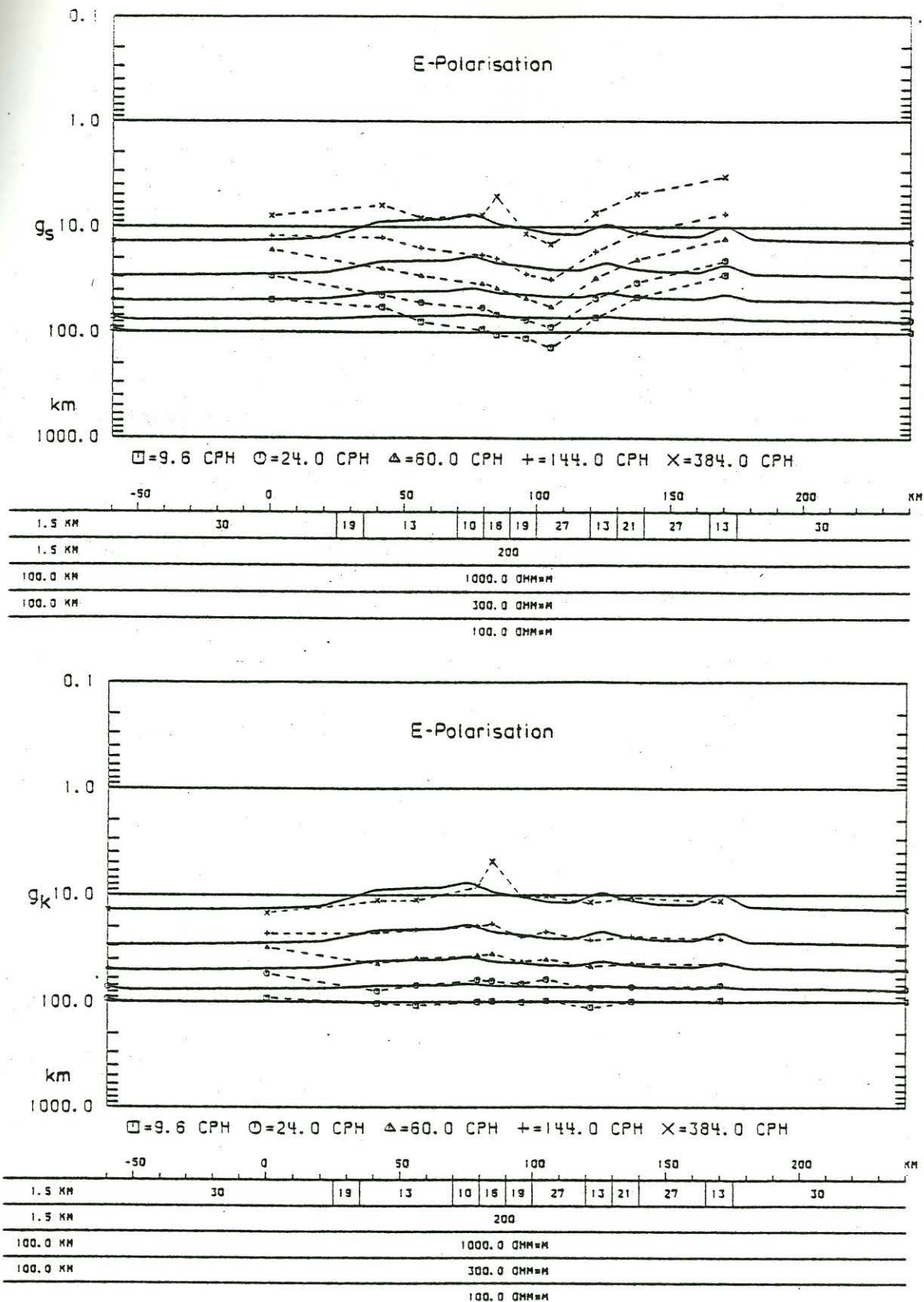


Abb.9: Gleiches Modell und gleiche Frequenzen wie in Abb.8. Verglichen wird der aus dem Modell berechnete Realteil der komplexen Eindringtiefe C (ausgezogene Linien) mit dem gemessenen (gestrichelte Linien). Im oberen Bildteil sind die Messungen unkorrigiert, im unteren wurde die Verzerrung berücksichtigt.

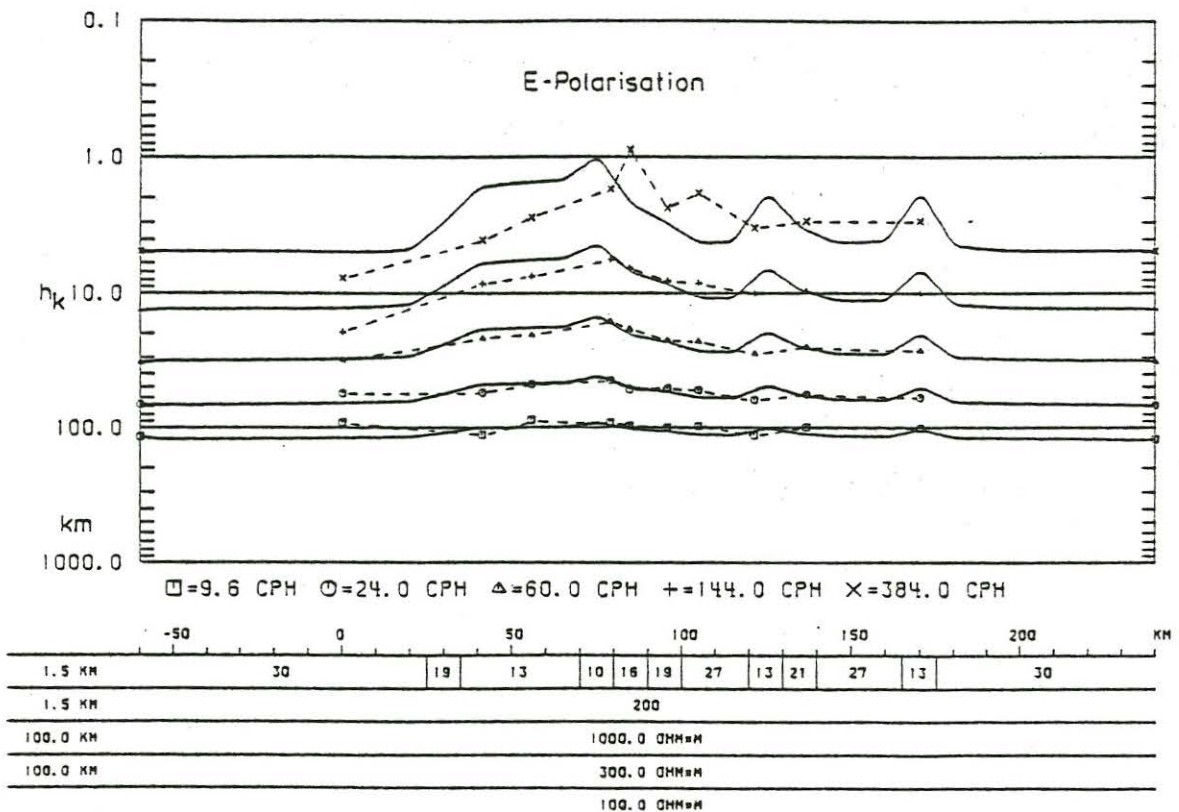
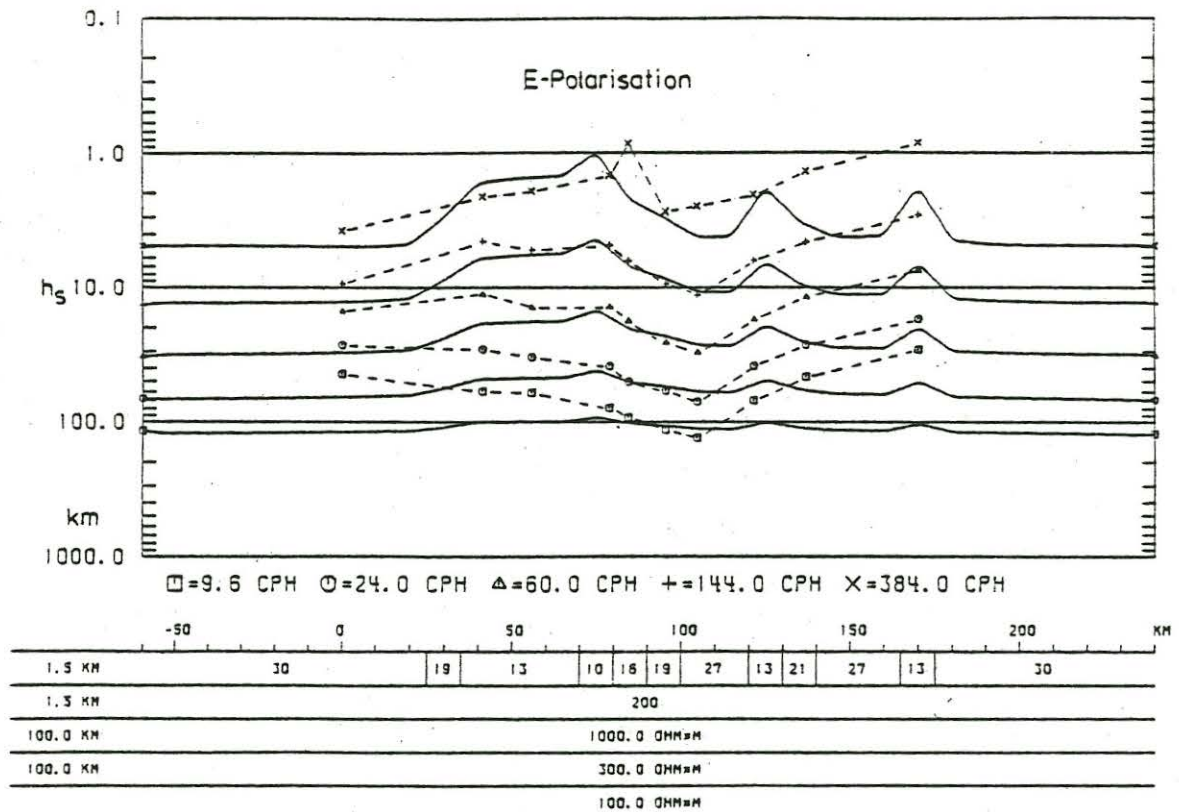


Abb.10: Gleiches Modell und gleiche Frequenzen wie in Abb.8. Statt des Realteils von C (Abb.9) wird hier der Imaginärteil von C zwischen Modell und Messung verglichen.

In den unteren Bildhälften sind nun die in Abb.7 dargestellten Verzerrungen berücksichtigt worden:

$$\log g_k(T) = \log g_s(T) - \overline{\Delta \log g_s}$$

$$\log h_k(T) = \log h_s(T) - \overline{\Delta \log h_s}$$

Hier kann nun auch erklärt werden, wie die Parallelverschiebung zur Normalkurve in Abb.5 gewählt wurde. Die Werte $\Delta \log g_n$ und $\Delta \log h_n$ wurden so festgelegt, daß für die Frequenz 9.6 cph die Niveaus von g_k und h_k in den Abb.9 und 10 möglichst gut mit der Modellrechnung übereinstimmen.

Die Entzerrung bewirkt, daß für diese tiefste Frequenz einheitlich für alle Stationen Eindringtiefen (Real- und Imaginärteil) um 100 km erreicht werden. Aber auch für die höheren Frequenzen ist die Modellanpassung nach der Entzerrung wesentlich besser geworden.

Das Modell kann also nun das beobachtete anomale horizontale Magnetfeld und die Impedanzen für E-Polarisation erklären. Eine ausreichende Anpassung des beobachteten vertikalen Magnetfeldes durch das Modell ist dagegen nicht gelungen. Gearbeitet wird noch an einer Entzerrung der Impedanzen für die H-Polarisation.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung unserer Messungen in der Schwäbischen Alb (Schm 101/8, 9). Weitere Einzelheiten über die Auswertung unserer Daten können dem Abschlußbericht zu diesem Vorhaben entnommen werden.

Literatur:

Richards, M.L., U. Schmucker and E. Steveling: Electrical Conductivity in the Urach Geothermal Area, A Geomagnetic Induction Study Using Pulsations. In: The Urach Geothermal Project, Edition R. Haanel, p. 301-311, Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 1982.

Schmucker, U.: Erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen mit langperiodischen Variationen. Protokoll Kolloquium "Erdmagnetische Tiefensondierung", Grafrath/Bayern, p. 313-342, 1974.