

DIE KTB-GEOBATTERIEN UNTER DEM ASPEKT EINES NETZWERKMODELLS ZUR ABSCHÄTZUNG DES BEITRAGS DER ELEKTRONISCHEN LEITFÄHIGKEIT ZUR GESAMTLEITFÄHIGKEIT

J. Bigalke, Institut für Physikalische und Theoretische Chemie,
Johann Wolfgang Goethe-Universität, Marie-Curie-Str. 11, D-60439 Frankfurt am Main

1. Einleitung

Die Untersuchungen zur elektrischen Leitfähigkeit im KTB-Umfeld geben Anlaß zur Schlußfolgerung, daß dort ein Netzwerk von hoch leitfähigen Komponenten existiert, das in eine gering leitfähigen Gesteinsmatrix eingefügt ist:

1. Eine statistische Auswertung Magnetotellurischer (MT) Messungen in der Zone Erbdorf-Vohenstrauß (ZEV) zeigen, daß bei hohen Widerständen hohe Anisotropien der Leitfähigkeit auftreten. Es besteht dort ein funktionaler Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Leitfähigkeitsanisotropie (Bahr, 1993).
2. Die Existenz von Eigenpotentialanomalien im KTB-Umfeld (Stoll, 1989) deuten im Rahmen des Geobatterie-Modells auf ausgedehnte *elektronisch* leitende Strukturen hin (Bigalke und Grabner, 1993). Darüber hinaus wurden KTB-HB-Bohrkerne erbohrt, die durchgängig verbundene Graphitbahnen mit Längen der Größenordnung Meter aufweisen (Winter, 1993).
3. Es besteht zwischen KTB-VB und HB eine hydraulische Verbindung, die auf ausgedehnte Kluftsysteme von mehreren hundert Metern schließen läßt (Kessels et al., 1993).

Eine quantitative Aussage darüber, welche Bedeutung dem jeweiligen Leitfähigkeitsmechanismus (ionisch/elektronisch) zukommt, ist bisher nur in Ansätzen gegeben (Bahr, 1993). Dies hat seine Ursache darin, daß Gleichstromsondierungen und MT-Messungen prinzipiell nicht zwischen ionischer und elektronischer Leitfähigkeit unterscheiden können. Daher wird im Folgenden versucht, basierend auf einem Netzwerk-Konzept (vgl. Kap. 4) eine statistische Analyse von Leitfähigkeitsdaten durchzuführen und in Beziehung zu Eigenpotentialdaten zu setzen, um Aussagen über Struktur und Mechanismus der Leitfähigkeit zu erhalten.

Bahr (1993) beschreibt die Leitfähigkeit in der ZEV durch ein Modell eingebetteter Widerstands-Netzwerke. Die aus MT-Feldmessungen zugänglichen Parameter, die in dieses Modell eingehen, sind Leitfähigkeit und Anisotropie der Leitfähigkeit (s. Kap. 8). Daraus kann das Mischungsverhältnis zwischen der hoch leitfähigen und der gering leitfähigen Komponente bestimmt werden sowie die *Wahrscheinlichkeit* p , daß ein Widerstand im Netzwerk geschlossen ist. Dabei ist die zwischen der Leitfähigkeit des Netzwerks und der Wahrscheinlichkeit p vermittelnde Größe die *Konnektivität* C , die ein Maß für die Verbundenheit der hoch leitfähigen Komponente in der gering leitfähigen Matrix darstellt. C kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen (vgl. Kap. 3). Die im Folgenden durchgeführten Überlegungen dienen dem Ziel, das Geobatteriemodell in das Widerstands-Netzwerkmodell einzubinden. Dabei ist folgender Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit und dem Eigenpotential wesentlich:

Liegt lokal eine hohe Konnektivität der hoch leitfähigen Komponente vor, d.h., ist der Wert von C nahe 1, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß sich dort ein über größere Distanzen durchgehend verbundener Leiter befindet. Handelt es bei der hoch leitfähigen Komponente um einen Elektronenleiter, dann bedeutet dies eine *hohe Wahrscheinlichkeit für die Existenz von Eigenpotentialanomalien* in dem betrachteten Gebiet. Dies wird durch die Beobachtung gestützt, daß die Eigenpotentialanomalien mit Gebieten stark erhöhter Leitfähigkeit korrelieren (Haak et al., 1991). Umgekehrt läßt sich die Konnektivität der Elektronenleiter aus deren Anzahl und Ausdehnung über Eigenpotentialmessungen bestimmen (vgl. Kap. 9). Durch einen Vergleich mit den aus den MT-Messungen gewonnenen Daten soll der Anteil der elektronischen Leitfähigkeit zur Gesamtleitfähigkeit abgeschätzt werden (vgl. Kap. 10).

2. Leitfähigkeit eines Zweikomponenten-Systems

Der Ansatz zur Berechnung der effektiven Leitfähigkeit σ_{eff} eines Zweikomponentensystems wurde von Hashin und Shtrikman (1962) aus einem Variationsprinzip entwickelt. Dieses ermöglicht die Ermittlung einer oberen Grenze (σ_{max}) der effektiven Leitfähigkeit. Diese ergibt sich zu

$$\sigma_{eff} \leq \sigma_{max} = \sigma_m + \frac{1 - \beta}{\frac{1}{\sigma_s - \sigma_m} + \frac{\beta}{3\sigma_m}} = \sigma_m + \frac{3\sigma_m(\sigma_s - \sigma_m)(1 - \beta)}{3\sigma_m + \beta(\sigma_s - \sigma_m)}, \quad (1)$$

wobei σ_m die Leitfähigkeit der hoch leitfähigen Komponente, σ_s die der gering leitfähigen Komponente und β das Mischungsverhältnis aus hoch leitfähiger und gering leitfähiger Komponente darstellt. Für $\beta=1$ bzw. $\beta=0$ folgt $\sigma_{eff} = \sigma_m$ bzw. $\sigma_{eff} = \sigma_s$. Ist nun β viel kleiner als 1, dann vereinfacht sich der Nenner im zweiten Summanden von Gl. (1) zu $3\sigma_m$ und man erhält

$$\sigma_{max} = \beta\sigma_m + (1 - \beta)\sigma_s \approx \beta\sigma_m + \sigma_s, \quad (2)$$

wobei der Term $\beta\sigma_s$ vernachlässigt wurde. Aus Gl. 2 kann nun die maximale Leitfähigkeit eines Zweikomponenten-Systems mit dem Mischungsverhältnis β errechnet werden.

3. Konnektivität

Die tatsächliche Leitfähigkeit σ_{eff} des Systems hängt von der Verbundenheit der hoch leitfähigen Komponente ab. Daher muß Gl. (2) um die Größe *Konnektivität* C erweitert werden. Die Leitfähigkeit eines Netzwerkes der Konnektivität 1 wird dabei mit der oberen Grenze des Ansatzes von Hashin und Shtrikman identifiziert. Ist $C=1$, dann gilt $\sigma_{eff} = \sigma_{max}$; ist $C=0$, dann gilt $\sigma_{eff} = \sigma_s$. Dies führt zu folgender Gleichung zur Berechnung der effektiven Leitfähigkeit:

$$\sigma_{eff} = \beta\sigma_m C + \sigma_s. \quad (3)$$

Es wird also eine lineare Beziehung zwischen effektiver Leitfähigkeit und Konnektivität angenommen. Gl. (3) wird im Folgenden mit einem Netzwerkmodell in Verbindung gebracht, wobei die zentrale Aufgabe darin besteht, ein Maß für die Konnektivität C des Netzwerkes zu ermitteln.

4. Das Netzwerkmodell

Die *Ausdehnung* z_0 eines Leiters ist die maximale Teufe, bis zu der das Leiterstück durchgehend elektrisch verbunden ist. Das Geobatteriemodell ermöglicht die Bestimmung dieses Parameters für elektronisch leitende Strukturen. Zur Berücksichtigung dieses Parameters im Rahmen eines Netzwerkmodells wird ein Gitter betrachtet (s. Abb. 1). Ein schwarzes Kästchen in diesem Gitter stellt eine Verbindung durch die hoch leitfähige Komponente dar. Die Wahrscheinlichkeit für eine Verbindung sei p . Dann ist die Konnektivität gegeben durch die Wahrscheinlichkeit, daß eine von oben nach unten durchgehend verbundene Struktur existiert. Die exakte analytische Berechnung der Konnektivität $C(p)$ des in Abb. 1 dargestellten 13×13 -Netzwerkes würde zu Polynomen vom Grad $n^*n = 169$ führen. Da solche Berechnungen mit erheblichen numerischen Schwierigkeiten verbunden sind, wird im Folgenden ein analytischer Ausdruck entwickelt, der die problemlose Bestimmung der Konnektivität von großen Netzwerken in guter Näherung ermöglichen soll.

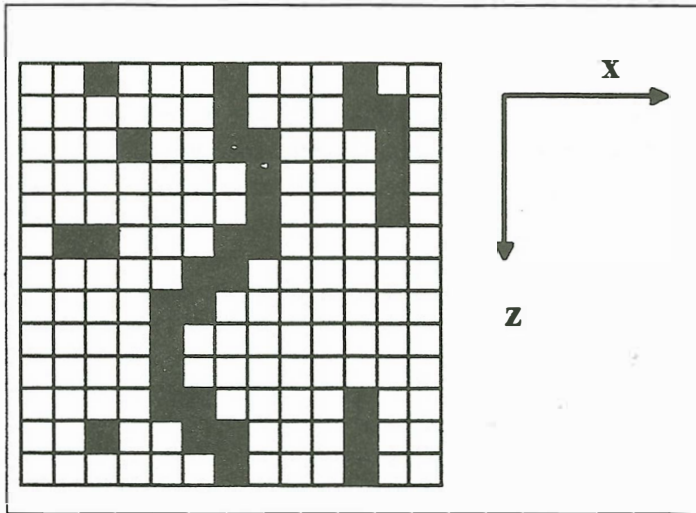
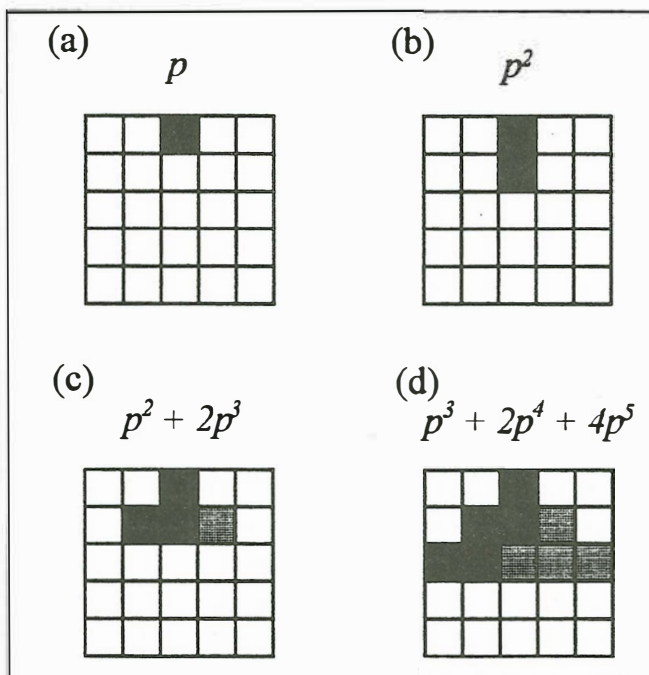


Abb. 1: Gitter als Netzwerkmodell. Ein schwarzes Kästchen in diesem Gitter stellt eine Verbindung durch die hoch leitfähige Komponente dar.

Zur Herleitung betrachte man Abb. 2a. Die Wahrscheinlichkeit für eine Verbindung durch das mittlere Kästchen an der 'Oberfläche' ist p . Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer senkrecht einfallenden Struktur der Ausdehnung $z_0=2$ ist p^2 (vgl. Abb. 2b). Rechnet man hierzu noch die beiden Möglichkeiten der lateralen Ausdehnung mit der Wahrscheinlichkeit p^3 hinzu, so kommt man auf $p^2 + 2p^3$ (vgl. Abb. 2c). Für $z_0=3$ folgt entsprechend ein Polynom vom Grad 5 (Abb. 2d). Allgemein gilt für $z_0=n$

$$g_n(p) = p^n \sum_{i=1}^n (2p)^{i-1} \quad (4)$$



Daß der Ausdruck (4) keine Formulierung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer leitenden Verbindung sein kann, erkennt man daran, daß $g_n(p)$ Werte größer Eins annehmen kann. Ungeachtet dessen stellt Gl. (4) näherungsweise ein Maß für die Konnektivität dar, wenn $g_n(p)$ auf $g_n(p=1)$ normiert wird. Damit errechnet sich die Konnektivität aus dem Quotienten $g_n(p) / g_n(1)$.

Abb. 2: Unterschiedliche Konfigurationen im Gitter-Netzwerk. Die grau unterlegten Kästchen deuten alternative Verbindungsmöglichkeiten an.

Berücksichtigt man zusätzlich die Länge der durchgehend verbundenen Struktur, dann muß jeder Summand in (4) durch einen Faktor

$$c_i = \frac{1}{1 + \frac{i-1}{n}} \quad (5)$$

gewichtet werden. Also resultiert als Konnektivitätsmaß die Gleichung

$$C_n(p) = \frac{g_n^*(p)}{g_n^*(1)}, \text{ wobei } g_n^*(p) = p^n \sum_{i=1}^n c_i (2p)^{i-1} = p^n \sum_{i=1}^n \frac{(2p)^{i-1}}{1 + \frac{i-1}{n}} \text{ ist.} \quad (6)$$

Abb. 3 zeigt die Konnektivität C in Abhängigkeit von p für verschiedene n .

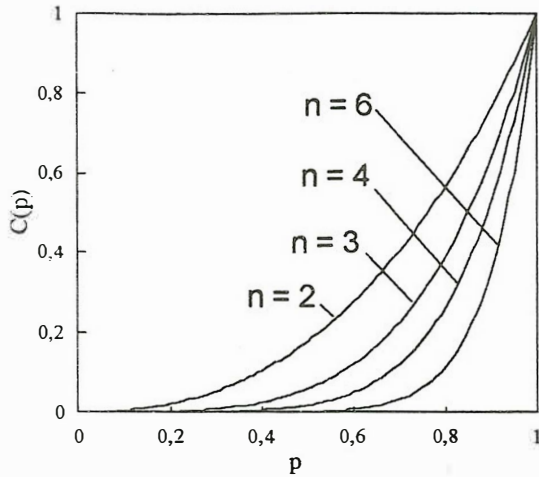


Abb. 3: Konnektivität C in Abhängigkeit von p nach Gl. (6).

5. Renormierung

Die Funktion $C_n(p)$ hängt sehr stark von der Größe des Gitters - also n - ab (vgl. Abb. 3). Die Ursache liegt darin, daß C keine skaleninvariante Größe darstellt (Bahr, 1993). Daher ist es erforderlich, C zu renormieren. Im Gitter-Netzwerk wird dies durch $p \rightarrow p^{\frac{1}{n}}$ realisiert. Das renormierte Konnektivitätsmaß lautet somit

$$C(p; n) = C_n(p^{1/n}). \quad (7)$$

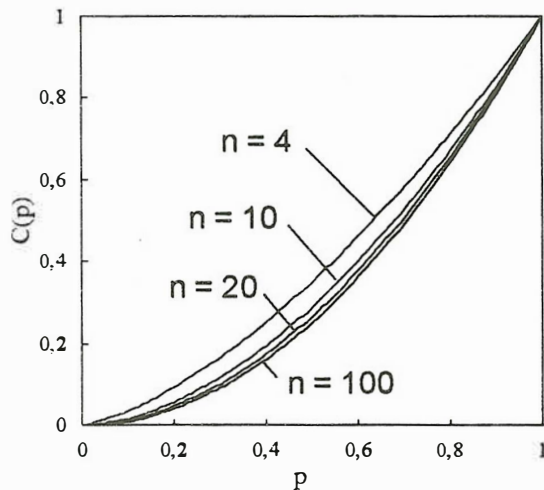


Abb. 4 zeigt die renormierten Konnektivitäten für verschiedene n . Es fällt auf, daß für alle n größer 20 die renormierten Konnektivitäten sich kaum unterscheiden.

Abb. 4: Darstellung der renormierten Konnektivität für verschiedene n .

Daher läßt sich eine von n unabhängige Konnektivität mit

$$C(p; n) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} C(p) \quad (8)$$

definieren. Für die unten beschriebenen Berechnungen hat sich $n = 60$ als günstiger Wert herausgestellt.

6. Anisotropie

Es ist nicht zwingend, daß die Wahrscheinlichkeit für eine Verbindung in x-Richtung gleich derjenigen für die y-Richtung ist. Es kann beispielsweise p_y systematisch größer als p_x sein. In diesem Fall muß Gl. (6) modifiziert werden. Für die Konnektivität des anisotropen Netzwerks resultiert

$$C_n(p_x, p_y) = \frac{g_n^*(p_x, p_y)}{g_n^*(1, 1)}, \text{ wobei } g_n^*(p_x, p_y) = p_y^n \sum_{i=1}^n \frac{(2p_x)^{i-1}}{1 + \frac{i-1}{n}} \text{ ist.} \quad (9)$$

Auch im anisotropen Netzwerk wird analog zu Gl. (8) eine Renormierung der Wahrscheinlichkeit durchgeführt:

$$C(p_x, p_y; n) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} C(p_x, p_y) . \quad (10)$$

Die im Folgenden beschriebenen Modellrechnungen und Interpretationen basieren auf der Annahme, daß eine an der Erdoberfläche in der xy-Ebene beobachtete Anisotropie Rückschlüsse auf die Anisotropie in der xz-Ebene ermöglicht. Dazu betrachtet man eine steil einfallende, hoch leitfähige Störungszone, die in y-Richtung streicht (Abb. 5).

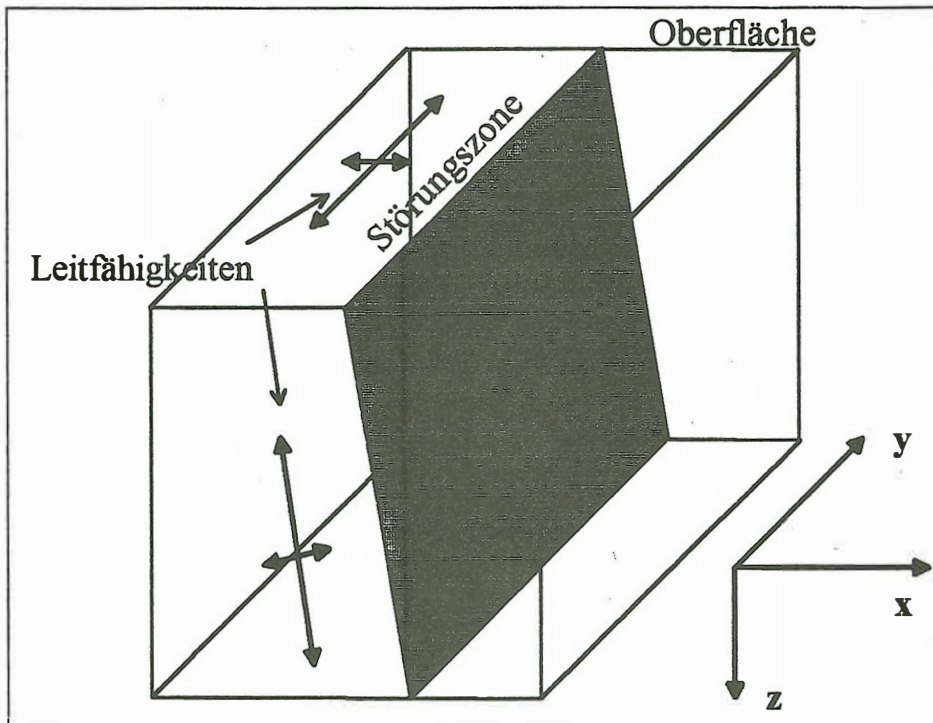


Abb. 5: Anisotropie in der xy- und xz-Ebene unter Annahme einer steil einfallenden, hoch leitfähigen Störungszone.

Die Leitfähigkeit σ_x einer solchen Struktur in x-Richtung ist geringer als die Leitfähigkeit σ_y oder σ_z . Der Anisotropiequotient A der Leitfähigkeit errechnet sich hier aus $A_{xy} = \sigma_y / \sigma_x$ bzw. $A_{xz} = \sigma_z / \sigma_x$. Nun gilt im Fall eines senkrecht einfallenden Elektronenleiters $\sigma_y = \sigma_z$ und damit $A_{xy} = A_{xz}$. Die Anisotropiewerte sind auch dann noch nahezu identisch, wenn der Leiter unter einem großen Winkel zur xy-Ebene, also nahezu senkrecht einfällt. Unter diesen Voraussetzungen gilt also

$$A_{xy} = A_{xz} . \quad (11)$$

Dieser Zusammenhang ist offensichtlich auch dann richtig, wenn mehrere parallel angeordnete Störungszone betrachtet werden.

7. Das anisotrope Netzwerk

Im Netzwerk wird eine Leitfähigkeitsanisotropie σ_y/σ_x durch eine Wahrscheinlichkeitsanisotropie $A_W = p_y/p_x$ erzeugt. Gl. (9) ist der analytische Ausdruck für die Konnektivität eines anisotropen Netzwerks. Es stellt sich nun die Frage, in welcher Weise A_W von $p = p_y$ abhängt. Wichtig ist hierbei die Feststellung, daß in einem Volumenelement, in dem die Konnektivität maximal (d.h. gleich Eins) ist, die Anisotropie der Leitfähigkeit verschwindet (Bahr, 1993). Dies wird durch die MT-Daten aus der ZEV bestätigt: je geringer der Widerstand, um so geringer ist die Anisotropie (vgl. Abb. 7). D.h. ist $p=1$, dann ist $A_W = p_y/p_x = 1$. Nun wird ein Parameter γ eingeführt, der bestimmt, wie stark die Anisotropie im Netzwerk ist. Dabei bedeutet $\gamma=0$, daß keine Anisotropie vorliegt. $\gamma>0$ heißt, das Netzwerk ist anisotrop, wobei die Größe des Anisotropiequotienten monoton in γ sein soll. Dies führt zu einer allgemeinen Wahrscheinlichkeitsanisotropie-Funktion der Struktur

$$A_W = \frac{p_y}{p_x} = 1 + \sum_{i,j=1}^{\infty} k_{ij}(1-p)^i \gamma^j, \quad (12)$$

wobei die k_{ij} freie Parameter darstellen. Für die Abhängigkeit $A_W(p, \gamma)$ wurde hier der einfachste Ansatz gewählt, und zwar $k_{11} = 1$ und $k_{ij} = 0$ für $i, j > 1$. Also folgt

$$A_W = 1 + (1-p)\gamma. \quad (13)$$

Die Leitfähigkeitsanisotropie A_L errechnet sich aus dem Verhältnis von maximaler zu minimaler Leitfähigkeit. Die maximale Leitfähigkeit ergibt sich aus $C(p_z, p_y)$, wobei $p_y = p_z = p$ ist. Die minimale Leitfähigkeit ergibt sich aus $C(p_z, p_x)$ mit $p_x < p_z = p_y$, wobei $p_y = A_W p_x$. Die Leitfähigkeitsanisotropie errechnet sich demnach aus Gl. (4) zu

$$A_L = \frac{\sigma_y}{\sigma_x} = \frac{\beta \sigma_m C(p_z, p_y) + \sigma_s}{\beta \sigma_m C(p_z, p_x) + \sigma_s}. \quad (14)$$

Trägt man A_L gegen den maximalen Widerstand $\rho_{\max} = 1/\sigma_x$ in doppelt logarithmischer Darstellung auf, so erhält man eine nahezu linear ansteigende Funktion, die an der Stelle $1/\sigma_{\max} \approx 1/(\beta \sigma_m)$ beginnt und kurz nach einem Maximum an der Stelle $1/\sigma_{\min} = 1/\sigma_s$ endet: ist die hoch leitfähige Komponente nicht verbunden, dann ist das Medium elektrisch isotrop. Dieser Verlauf ist in Abb. 6 beispielhaft dargestellt.

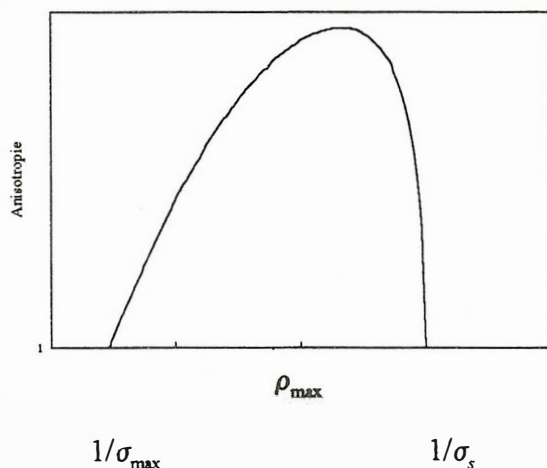


Abb. 6: Leitfähigkeitsanisotropie A_L in Abhängigkeit vom Widerstand in x-Richtung $1/\sigma_x$ in doppelt logarithmischer Darstellung.

8. Anpassung an die MT-Daten

In Abb. 7 ist die Anpassung der theoretischen Kurven an die MT-Daten dargestellt. Es fällt auf, daß zwei Modellkurven - A und B - erforderlich sind. Das deutet auf unterschiedliche Leitfähigkeitsmechanismen hin. Dies wird auch durch die angepaßten Parameter deutlich: $\beta\sigma_m$ ist im Fall B um knapp eine Größenordnung geringer. Demnach besitzt die leitende Komponente in diesem Fall einen wesentlich höheren Widerstand.

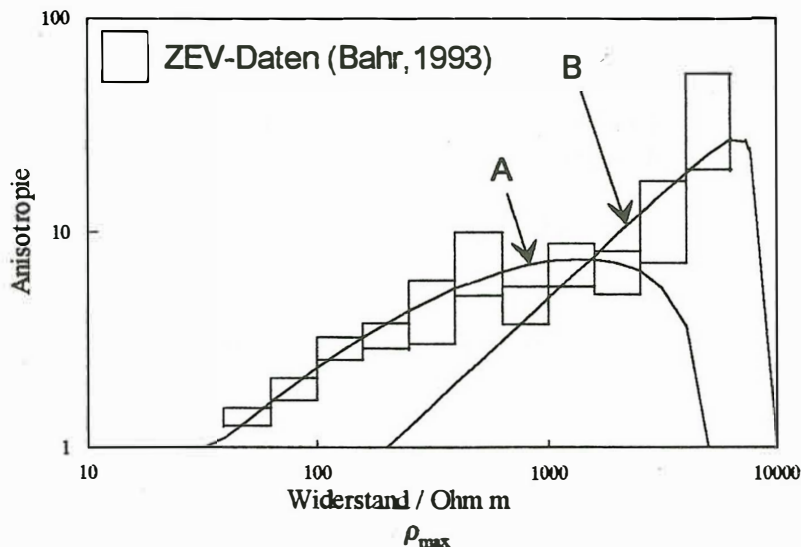


Abb. 7: Anpassung an die MT-Daten aus der ZEV bei 240 Hz. Die Parameter sind
A: $\sigma_s = 2 \cdot 10^{-4}$ S/m,
 $\beta\sigma_m = 2,8 \cdot 10^{-2}$ S/m
(36 Ω m), $\gamma = 15,6$;
B: $\sigma_s = 10^{-4}$ S/m,
 $\beta\sigma_m = 4,9 \cdot 10^{-3}$ S/m
(203 Ω m), $\gamma = 10^3$.

Durch diese Anpassung kann jedem Wert des Widerstandes ρ_{\max} eine Zahl p zugeordnet werden, die Auskunft über die Verbundenheit der hoch leitfähigen Komponente an der Meßlokation erlaubt. Im KTB-Umfeld ist $\rho_{\max} = 300$ Ω m (Leonhardt, 1987). Bei 240 Hz beträgt hier die Eindringtiefe der MT-Messungen 600m. Für die Wahrscheinlichkeit folgt somit $p = 0,74$.

9. Zusammenhang mit den Eigenpotentialanomalien

Der Zusammenhang zwischen dem Gitternetzwerk und dem Elektronenleiter des Geobatteriemodells wird durch Einführung einer Gitterkonstante h hergestellt. Damit erhält das Netzwerk die geometrische Beziehung, die benötigt wird, um eine Beziehung zur Ausdehnung z_0 der Elektronenleiter zu erhalten: jeder Anzahl von k Gitterpunkten, läßt sich eine Strecke hk zuordnen.

Die Berechnung der Wahrscheinlichkeit W , ein Leiterstück der Ausdehnung $z' \geq z_0 = hk$ anzutreffen, ist äquivalent zur Berechnung der Konnektivität mit dem Unterschied, daß die Koeffizienten c_i (vgl. Gl. 6) in Gl. (9) entfallen. Daher folgt

$$W(k, p_x, p_z) = \frac{g_k^*(p_x, p_z)}{g_k^*(1, 1)}, \text{ wobei } g_k^*(p_x, p_z) = p_z^k \sum_{i=1}^k (2p_x)^{i-1} = p_z^k \frac{(2p_x)^k - 1}{2p_x - 1} \text{ ist.} \quad (15)$$

Da die Wahrscheinlichkeiten p in Gl. (12) renormiert werden, ist dies auch zur Berechnung von $W(k, p_x, p_z)$ erforderlich: auch hier wird die Umrechnung $p \rightarrow p^{\frac{1}{n}}$ durchgeführt. Über die Gitterkonstante h ist zu jedem k eine Teufe $z_0 = hk$ bestimmbar. Die Wahrscheinlichkeiten p_x und p_z sind über die Wahrscheinlichkeitsanisotropie A_w miteinander verknüpft. Daher ist W auch durch die Parameter z_0, γ und p darstellbar. Abb. 8 zeigt Verteilungen $W(z_0; \gamma, p)$ parametrisiert nach verschiedenen p für $\gamma = 15$. Die Gitterkonstante wurde $h = 10$ m gewählt. Mit $n = 60$ folgt somit eine maximale Ausdehnung von 600m, die durch das Gitter realisiert wird.

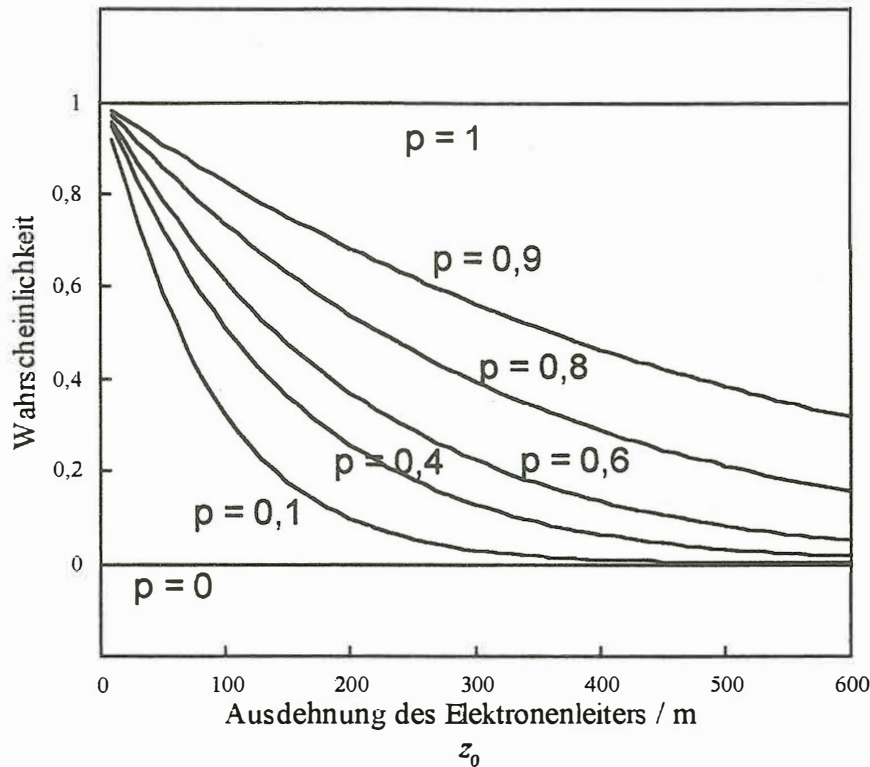


Abb. 8: Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeitsverteilungen $W(z_0)$ von p mit $\gamma = 15$.

Nun läßt sich über die Konnektivitätsfunktion $C(p)$ sowie den Parametern σ_s und $\beta\sigma_m$ jedem p in Abb. 8 eine Leitfähigkeit zuordnen. D.h. zu jedem Leitfähigkeitswert existiert eine Verteilung der durchgehend verbundenen Leiterbahnen gemäß Gl. (15). Die Verteilung der Elektronenleiter kann durch das Geobatteriemodell auch *direkt* aus einer statistischen Auswertung der Eigenpotentialdaten gewonnen werden.

Im Folgenden wird aus der Anzahl der beobachteten Eigenpotentialanomalien in einem Gebiet von 1km^2 die Wahrscheinlichkeit p^* ermittelt, einen durchgehend verbundenen Elektronenleiter

anzutreffen, dessen Ausdehnung größer oder gleich z_0 ist. Dazu wird das in Abb. 9 gekennzeichnete Gebiet in 10 Abschnitte á 100m zerlegt, die senkrecht zum Streichen angeordnet sind.

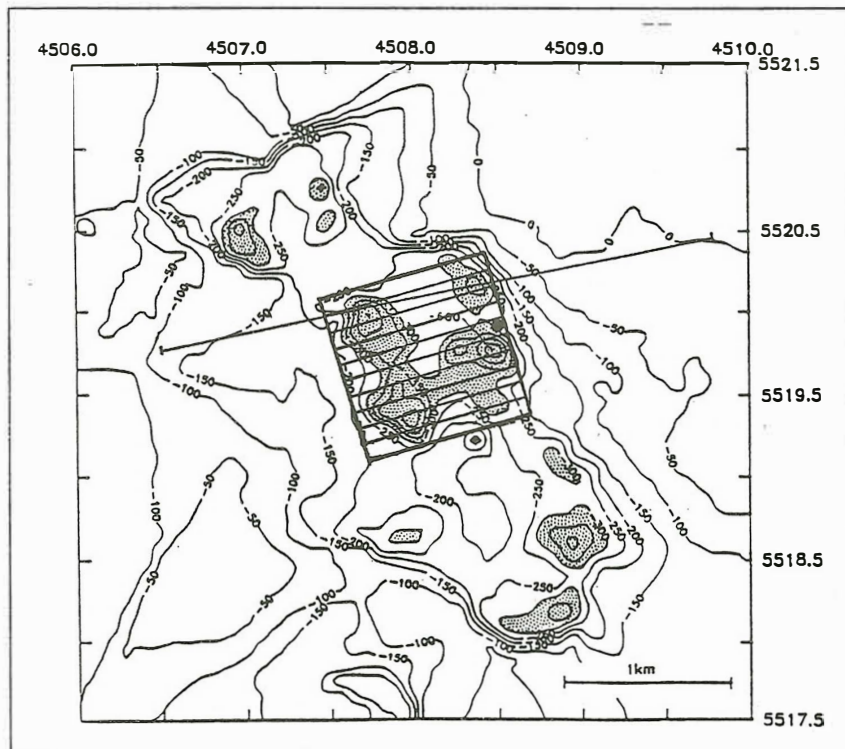
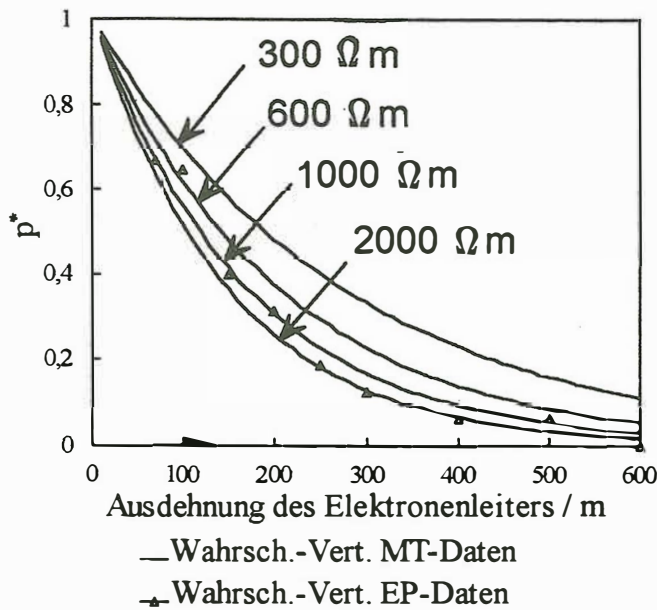


Abb. 9: Eigenpotentialanomalien im KTB-Umfeld (Stoll, 1989).



Für jeden dieser Abschnitte wird durch Modellierung der dort befindlichen Eigenpotentialanomalien die Anzahl und Ausdehnung der Elektronenleiter bestimmt. Die resultierende Wahrscheinlichkeit wird über alle 10 Gebiete gemittelt. Die aus den Meßdaten bestimmte Abhängigkeit $W(z_0)$, die in Abb. 10 dargestellt ist, läßt sich mit den entsprechenden Verteilungsfunktionen aus den MT-Daten vergleichen.

Abb. 10: Verteilung der Ausdehnung z_0 in Abhängigkeit vom Widerstand ρ_{max} im Vergleich mit der Verteilung der Ausdehnung der Geobatterien.

10. Ergebnis

Aus Abb. 10 geht hervor, daß die im KTB-Umfeld gewonnenen Eigenpotentialdaten nicht zur Verteilungsfunktion $300 \Omega m$ passen, sondern zu einer Verteilungsfunktion der Größenordnung $1000 \Omega m$. Daraus folgt, daß die Anzahl der durchgehend verbundenen Elektronenleiter und damit deren Konnektivität zu gering ist, um die Gesamtleitfähigkeit im KTB-Umfeld zu erklären. Demzufolge leistet der ionische Leitfähigkeitsmechanismus einen wesentlichen Beitrag zur Gesamtleitfähigkeit im KTB-Umfeld innerhalb der ersten 600m Tiefe. Unter der Annahme, daß der in Kap. 8 bestimmte Parameter $\beta\sigma_m$ für die elektronisch leitenden Minerale im KTB-Umfeld gültig ist, ergibt sich aus der Verteilung der Elektronenleiter ein Widerstand der Größenordnung $1000 \Omega m$. Betrachtet man einerseits die ionisch leitende Gesteinsmatrix einschließlich fluidgefüllter Klüfte und andererseits elektronisch leitende Minerale in Form einer Parallelschaltung von Widerständen, dann setzt sich die Gesamtleitfähigkeit σ_G aus der ionischen Leitfähigkeit σ_i und der elektronischen Leitfähigkeit σ_e zusammen: $\sigma_G = \sigma_i + \sigma_e$. Mit $\sigma_G = 0,0033 \text{ S/m}$ und $\sigma_e = 0,001 \text{ S/m}$ folgt für die Ionenleitfähigkeit $\sigma_i = 0,0023 \text{ S/m}$. Das entspricht einem Widerstand von $430 \Omega m$ - die Ionenleitfähigkeit trägt demnach 2 bis 3 mal mehr als die Elektronenleitfähigkeit zur Gesamtleitfähigkeit im KTB-Umfeld bei. Dieses Ergebnis ist allerdings mit einer großen Unsicherheit behaftet, weil der Parameter $\beta\sigma_m$ für die elektronisch leitende Komponente nur abgeschätzt werden kann.

Literatur

- Bahr, K. (1993): Elektromagnetische Tiefenforschung und Tektonik: Ihre Verknüpfung über die Geometrie von Gemischen. Unveröffentlichte Habilitationsschrift, Inst. für Meteorologie und Geophysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt.
- Bigalke, J.; Grabner, EW. (1992): Electrochemical fundamentals of self-potential anomalies and their application to the situation of the KTB. in: V. Haak, H. Rodemann (Hrsg.), Protokoll über das 14. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Borkheide vom 25.5.-29.5.1992, p. 295
- Haak, V.; Stoll, J.; Winter, H. (1991): Why is the electrical resistivity around the KTB hole so low? Phys. Earth. Planet. Int., 66, p. 12
- Hashin, Z.; Shtrilman, S. (1992): A variational approach to the theory of the effective magnetic permeability of multiphase materials. J. Appl. Phys., 33, p. 3125-3131.
- Kessels, W.; Küick, J. (1993): Hydraulic communication in crystalline rocks between the two boreholes of the Continental Deep Drilling Program in Germany, KTB-Report 93-1, p. 337.
- Leonhardt, F. (1987): Audiomagnetotellurische Untersuchungen in der Oberpfalz. Diplomarbeit, Inst. für Angew. Geophysik, Petrologie und Lagerstättenkunde der TU Berlin.
- Stoll, J. (1989): Messung natürlicher, elektrischer Potentiale in der Nähe steilstehender, leitfähiger Strukturen und deren geophysikalische Interpretation. Diplomarbeit, Inst. für Meteorologie und Geophysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt.
- Winter, H. (1993): Mündl. Mitteilung zum Workshop 'Die elektrische Leitfähigkeit in der Erdkruste' in Frankfurt vom 14.7.-15.7.1993.