

Gaston FISCHER

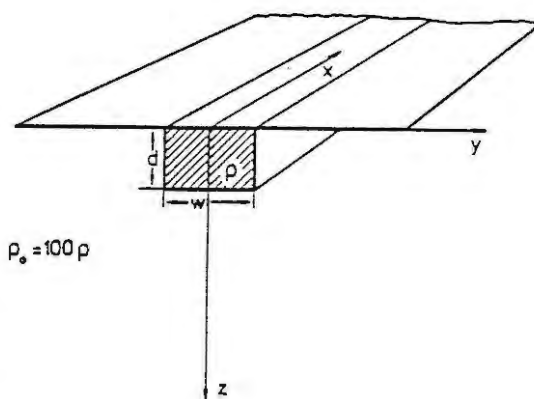
Ein topographischer Effekt bei MT, AMT und VLF Messungen

Ueber einem gutleitenden schmalen Graben, in flachem Gelände, zeichnen sich elektromagnetische Sondierungen durch eine wohlbekannte Anomalie aus. Dies versteht sich an Hand von Fig. 1 sehr leicht. Bei E-Polarisation bleibt das elektrische Feld E über dem schmalen Graben fast unverändert (Kontinuität des tangentialen E-Feldes). Das magnetische Feld H, dagegen, wird durch den erhöhten Strom im Graben leicht angehoben (siehe z.B. Fischer 1985), bleibt aber meistens von der gleichen Grössenordnung wie das Feld  $H_0$  über der ungestörten Matrix. Somit bleibt auch der scheinbare Widerstand  $\rho_E$  über dem Graben von der gleichen Grössenordnung wie über der einbettenden Matrix, also

$$\rho_E = 0.2 T |E/H|^2 \approx \rho_0 \quad , \quad (1)$$

wo T für die Periode steht.

Fig. 1. Querschnitt durch ein gutleitendes rechteckiges Grabenmodell, mit horizontaler Oberfläche. Der Graben soll schmal sein. Dies bedeutet, dass die Breite w höchstens von der selben Grösse ist wie die Eindringtiefe in Grabenmaterial, und also viel kleiner als die Eindringtiefe in der Matrix [siehe Gl.(4)].



Ganz anders sind die Verhältnisse bei der H-Polarisation. Hier ist bekanntlich H über dem Graben konstant. Andererseits wird bei einem schmalen Graben das Strombild kaum verzerrt: die Stromlinien fliessen praktisch horizontal durch den Graben. Da jedoch der spezifische Widerstand des Grabens sehr niedrig ist, bedarf es für den gleichen Strom wie in der Matrix nur eines kleinen Feldes:

$$E_0/\rho_0 \approx E/\rho \quad (2)$$

Für den scheinbaren Widerstand  $\rho_H$  bewirkt die Verminderung des elektrischen Feldes einen noch grösseren Abfall des spezifischen Widerstandes  $\rho_H$ :

$$\rho_H = 0.2 T |E/H|^2 \approx 0.2 T |E_0/H_0|^2 (\rho/\rho_0)^2 \ll \rho_0 \quad (3)$$

Beispiele dieses Verhaltens haben wir im langperiodischen MT-Fall (Fischer 1984) sowie bei den kurzen VLF-Perioden diskutiert (Fischer et al. 1983).

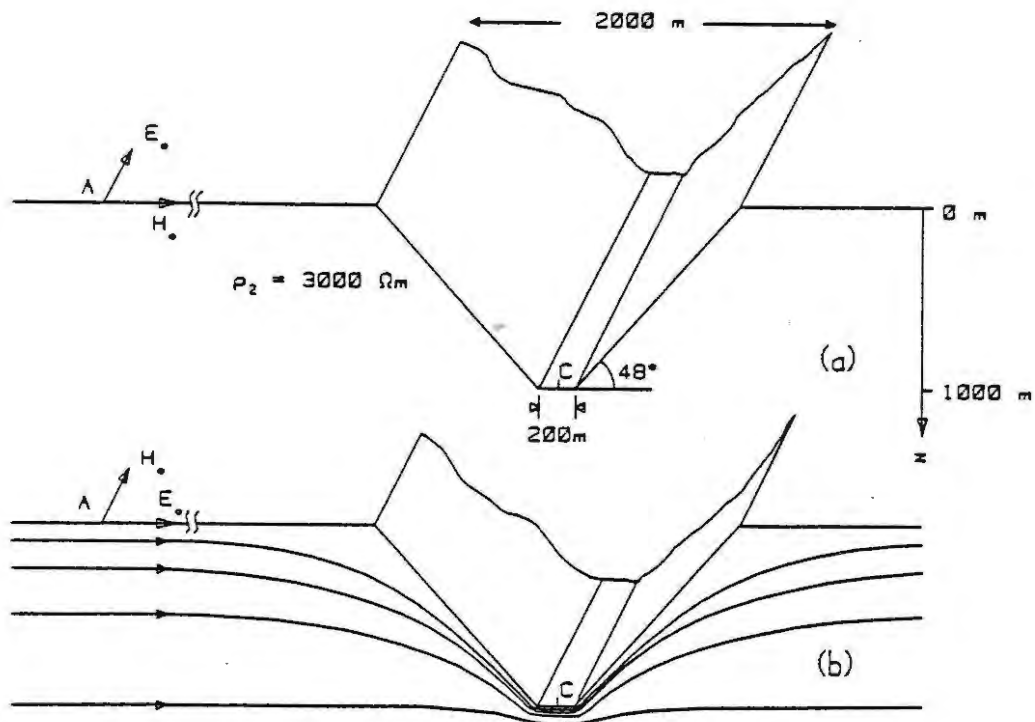


Fig. 2. Querschnitt einer Perspektivdarstellung durch ein enges Tal.

(a) Geometrische Anordnung der Felder bei Induktion mit E-Polarisation.

(b) Feldgeometrie bei H-Polarisation.

In (a) sind die Stromlinien parallel zur Streichrichtung und wurden nicht gezeichnet. In (b) führen die Stromlinien um den Talboden herum, wo sie konzentriert werden und ein hohes elektrisches Feld erzeugen.

In einem engen Alpental haben wir kürzlich eine Anisotropie des spezifischen Widerstandes beobachtet, die gerade entgegengesetzt zu derjenigen steht, die wir soeben geschildert haben (siehe nächster Beitrag von Schnegg et al.). Dieser Effekt lässt sich nur verstehen, wenn wir die Topographie berücksichtigen. Fig. 2(a) stellt einen Schnitt durch das eingekesselte Tal dar. Die angegebenen Abmessungen sind zu vergleichen mit der Eindringtiefe  $\delta_2$  in der ungestörten Matrix,

$$\delta_2 \approx 503.3 \sqrt{\rho_2 T} \quad , \quad (4)$$

wie sie etwa im entfernten Punkt A gemessen würde. Bei den VLF-Frequenzen im Bereich von 16 kHz und mit  $\rho_2 \approx 3000 \Omega\text{m}$ , erhält man für die Eindringtiefe den folgenden Wert:

$$\delta_2 \approx 218 \text{ m} \quad . \quad (5)$$

Im Falle der E-Polarisation, der in Fig. 2(a) geschildert wird, ist das E-Feld zwar stetig, aber im Talboden bei Punkt C ist es sicher viel schwächer als am entfernten Referenzpunkt A. In der Matrix wäre das E-Feld in einer Tiefe von 1000 m um einen Faktor von nahezu 100 gegenüber dem Oberflächenwert abgeschwächt. Im Punkt C gilt wahrscheinlich kein so hoher Faktor, aber die Abschwächung von E ist sicher dennoch sehr stark. Beim H-Feld, dagegen, darf man bei C keine grosse Variation gegenüber A erwarten, denn im Taleinschnitt fließen keine Leitungsströme. Am Talboden beim Punkt C wird man also annehmen müssen, dass

$$\rho_E(C) \ll \rho_2 \quad . \quad (6)$$

Bei der H-Polarisation, die in Fig. 2(b) geschildert wird, müssen alle Stromlinien stetig von der einen Talseite zur anderen hinüber führen, und zwar um den Talboden herum. Dies führt beim Punkt C zu einer stark erhöhten Stromdichte, und also zu einem entsprechend starken elektrischen Feld,

$$E(C) \gg E(A) \quad (7)$$

Das Magnetfeld  $H$  dagegen ist über der Bodenoberfläche konstant, da ja der gesamte Bodenstrom auch konstant ist. Somit muss man erwarten, dass am Punkt  $C$  der scheinbare Widerstand bei der  $H$ -Polarisation sehr hoch liegt:

$$\rho_H \gg \rho_2 \quad (8)$$

Bei gleicher geologischer Streichrichtung erhält man also für die Anisotropie im Talboden [Beziehungen (6) und (8)] genau das entgegengesetzte Verhalten als über dem schmalen gutleitenden Graben im flachen Gelände [Beziehungen (1) und (3)].

Der Talboden ist jedoch im allgemeinen mit gutleitenden Sedimenten aufgefüllt. Bei der  $E$ -Polarisation hat dies kaum Folgen, da die  $E$ -Feld Komponente stetig verlaufen muss. Die Beziehung (6) bleibt also erhalten. Im Falle der  $H$ -Polarisation wird jedoch  $\rho_H(C)$  laut Fig. 3 um einen Faktor  $(\rho_1/\rho_2)^2$  verkleinert und die Beziehung (8) kann verletzt werden. Was dann noch gilt, ist die folgende Ungleichung,

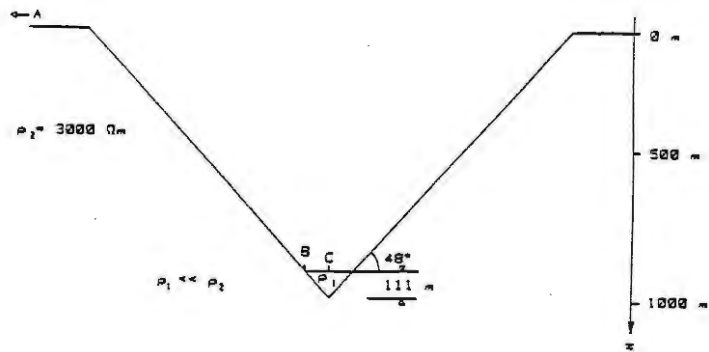


Fig. 3. Querschnitt durch ein enges Tal, dessen Talboden mit gutleitenden Sedimenten (spez. Widerstand  $\rho_1$ ) aufgefüllt ist.

$$\rho_H(C) \gg \rho_2 (\rho_1 / \rho_2)^2 = \rho_1 (\rho_1 / \rho_2) \quad , \quad (9)$$

die darauf deutet, dass  $\rho_H(C)$  wohl von der gleichen Ordnung oder grösser ist als  $\rho_1$ .

Im folgenden Bericht (Fischer et al.) werden Beispiele für diesen topographischen Effekt gebracht, welche die vorausgesagten Anisotropien völlig bestätigen.

Die abgeleiteten Beziehungen sind frequenzabhängig, weil sie von den Dimensionen der Struktur im Masstab der Eindringtiefe  $\delta$  [Gl. (4)] abhängen. Am grössten ist der Effekt wahrscheinlich, wenn der Taleinschnitt mehrere Eindringtiefen beträgt und das Tal eng ist (Talbreite  $\leq \delta$ ). Ist  $\delta$  klein gegenüber der Talbreite, so wird die Anisotropie schwächer, wie das am Beispiel des nächsten Berichtes zu sehen ist. Bei langen Perioden muss erwartet werden, dass die Anisotropie auch zurückgeht. Ganz verschwinden wird sie jedoch nicht, denn bei E-Polarisation bewirkt der Taleinschnitt immer noch

$$\rho_E(C) < \rho_2 \quad . \quad (10)$$

Bei der H-Polarisation werden die obersten Stromlinien weiterhin am Talboden konzentriert, sodass in Abwesenheit von gutleitenden Sedimenten, die folgende Beziehung bestehen bleibt:

$$E(C) > E(A) \quad . \quad (11)$$

Und somit gilt immer noch

$$\rho_H(C) > \rho_2 \quad . \quad (12)$$

Wir sind dabei mittels Modellrechnungen diesen topographischen Effekt quantitativ zu studieren. Diese Rechnungen sollen auch Aufschluss über das Verhalten der Phase liefern.

## Referenzen

Fischer G., Le Quang B.V. und Müller I.: VLF ground surveys, a powerful tool for the study of shallow two-dimensional structures. Geophysical Prospecting, 31, 977-991, 1983.

Fischer G.: The North Pyrenean magnetic anomaly reexamined. Annales Geophysicae, 2, 181-186, 1984. Siehe auch das Protokollband "Grafrath 1984", Seiten 131-132.

Fischer G.: Some remarks on the behavior of the magnetotelluric phase. Geophysical Prospecting, 33, 716-722, 1985. Die gleiche Abhandlung steht auch im Protokollband "Grafrath 1984", Seiten 237-244.

Diese Arbeit wurde unterstützt vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der Wissenschaftlichen Forschung, sowie von der Geophysikalischen Kommission der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft.