

H.-M. Maurer

Das Nahfeld eines horizontalen elektrischen Dipols an der Grenze eines homogenen Halbraums

Das Koordinatensystem sind Zylinderkoordinaten (r, ψ, z) mit dem Ursprung in der Mitte des Sendedipols, z zeigt positiv in den Halbraum hinein. Die Länge des Sendedipols dx sei klein gegenüber R , dem Abstand Sender-Empfänger. Die Definition der Geometrie zeigt Abb. 1.

Die Feldkomponenten eines horizontalen elektrischen Dipols an der Grenze eines homogenen Halbraums für die beiden Grenzfälle $R/|C| \gg 1$ (Fernfeld) und $R/|C| \ll 1$ (Nahfeld) zeigt die Tabelle. Dabei ist C die Schumuckersche Übertragungsfunktion; für den homogenen Halbraum ist $1/|C| = \sqrt{\omega\mu_0/\rho}$.

Näherungen für die Feldkomponenten eines horizontalen elektrischen Dipols über homogenem Halbraum:

- $D = I \cdot dx$ Dipolmoment (Strom · Länge)
- ρ spezifischer Widerstand
- R Entfernung Sender-Empfänger
- ψ Winkel zwischen Dipolachse und Verbindungslinie S-E
- $T = 2\pi/\omega$ Periodendauer der Schwingungen

Kompon.	Nahfeld	Fernfeld
E_r	$\frac{D}{\pi R^3} \rho \cos \psi$	$\frac{D}{2\pi R^3} \rho \cos \psi$
E_ψ	$\frac{D}{2\pi R^3} \rho \sin \psi$	$\frac{D}{\pi R^3} \rho \sin \psi$
H_r	$-\frac{D}{4\pi R^2} \sin \psi$	$-\frac{D}{\pi \sqrt{i\omega\mu_0} R^3} \sqrt{\rho} \sin \psi$
H_ψ	$\frac{D}{4\pi R^2} \cos \psi$	$\frac{D}{2\pi \sqrt{i\omega\mu_0} R^3} \sqrt{\rho} \cos \psi$
H_z	$\frac{D}{4\pi R^2} \sin \psi$	$\frac{3D}{2\pi i\omega\mu_0 R^4} \rho \sin \psi$

Die Entfernungsabhängigkeit ist im Fernfeld für die Horizontal-komponenten R^{-3} , für H_z R^{-4} ; im Nahfeld für die E-Komponenten R^{-3} und die H-Komponenten R^{-2} . Die H-Komponenten sind im Nahfeld unabhängig vom Widerstand des Untergrundes. Der Übergang Fernfeld-Nahfeld läßt sich auch bei geschichtetem Leiter daran erkennen, daß das Verhältnis H_z/H_r auf 1 ansteigt.

Die Impedanz Z , der scheinbare spezifische Widerstand ϱ_s und die Phase ϕ sind folgendermaßen definiert:

$$Z := \frac{E_r}{H_\psi} = - \frac{E_\psi}{H_r} \quad \varrho_s := \frac{1}{\omega \mu_0} |Z|^2 \quad \phi := \arg(Z)$$

Fernfeld:

$$\frac{E_r}{H_\psi} = \frac{D \varrho \cos \psi}{2 \pi R^3} \frac{2 \pi \sqrt{i \omega \mu_0} R^3}{D \sqrt{\varrho} \cos \psi} = \sqrt{i \omega \mu_0 \varrho} = \sqrt{\omega \mu_0 \varrho} e^{i \frac{\pi}{4}}$$

$$\frac{E_\psi}{H_r} = - \frac{D \varrho \sin \psi}{\pi R^3} \frac{\pi \sqrt{i \omega \mu_0} R^3}{D \sqrt{\varrho} \sin \psi} = - \sqrt{i \omega \mu_0 \varrho} = \sqrt{\omega \mu_0 \varrho} e^{i \frac{5}{4} \pi}$$

Damit ist $\varrho_s = \varrho$ und $\phi = 45^\circ$. ϱ_s ist also unabhängig von R und T .

Nahfeld:

$$\frac{E_r}{H_\psi} = \frac{D \varrho \cos \psi}{\pi R^3} \frac{4 \pi R^2}{D \cos \psi} = \frac{4 \varrho}{R}$$

$$\frac{E_\psi}{H_r} = - \frac{D \varrho \sin \psi}{2 \pi R^3} \frac{4 \pi R^2}{D \sin \psi} = - \frac{2 \varrho}{R}$$

Die ϱ_s -Kurve spaltet in 2 Äste auf:

$$\varrho_{sT\psi} = \frac{8 \varrho^2}{\pi \mu_0 R^2} T$$

$$\varrho_{s\psi T} = \frac{2 \varrho^2}{\pi \mu_0 R^2} T$$

$\varrho_{sT\psi}$ und $\varrho_{s\psi T}$ sind proportional T und proportional R^{-2} . Bei der doppeltlogarithmischen Auftragung von $\varrho_s(T)$ ergibt das einen 45° Anstieg. Z ist reell, also $\phi = 0$. Der Aufspaltungsfaktor zwischen $\varrho_{sT\psi}$ und $\varrho_{s\psi T}$ ist 4. Die Fernfeldnäherung gilt für $\text{Re } C < 1/12 \cdot R$, die Nahfeldnäherung für $\text{Re } C > 2 \cdot R$. Eine Halbraummodellkurve zeigt Abb.2.

Die Abbildungen 3 und 4 zeigen 2-Schicht-Modellkurven mit abfallendem und ansteigendem Widerstandskontrast. Liegt der Übergangsbereich Fernfeld-Nahfeld gerade dort, wo auch die Cagniard-Kurve (gepunktet) anfängt, auf den Widerstandskontrast zu reagieren, wird der Aufspaltungsfaktor größer für niederohmiges Liegendes und kleiner für hochohmiges Liegendes. Informationen über Leitfähigkeitsänderungen im Untergrund sind nur im Fernfeldteil und im Übergangsbereich der Kurven enthalten. Die maximale Aussagetiefe ergibt sich empirisch etwa als $0.7 \cdot R$.

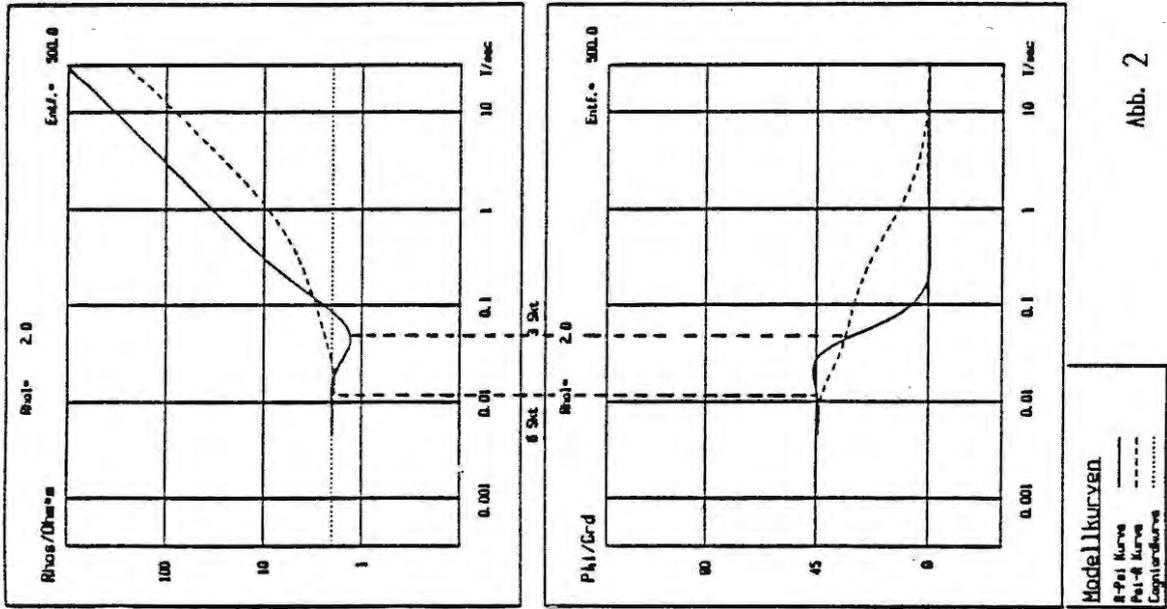
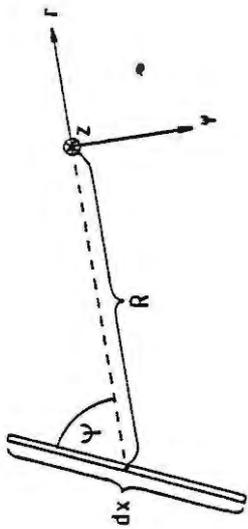


Abb. 2

Beginn des Nahfeldes bei 6 Skintiefen



$\psi = \infty$

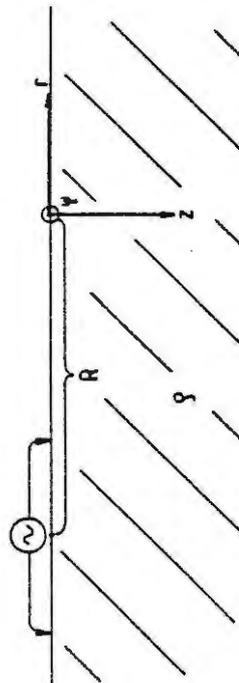


Abb. 1: Geometrie von Sender und Empfänger

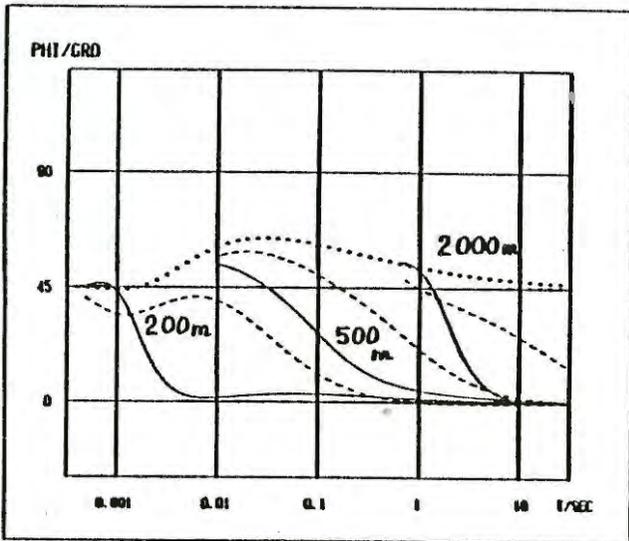
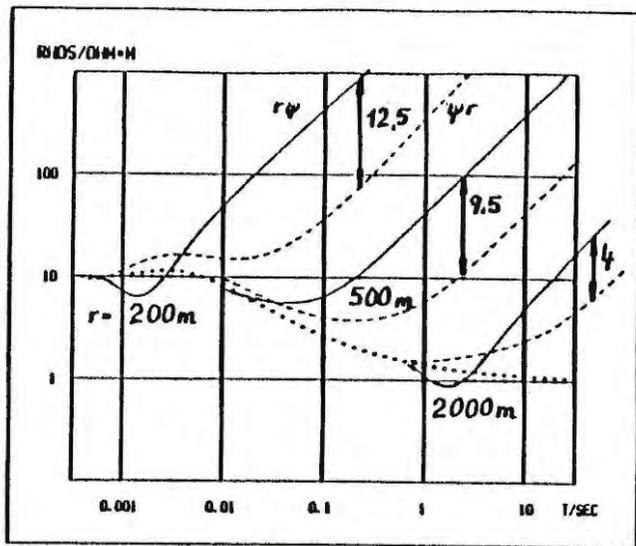


Abb.3

AAMT-Modellkurven, Zweischichtfall
 Modell: $\varrho_1 = 10 \Omega m$, Unterkante bei 100m
 $\varrho_2 = 1 \Omega m$
 Parameter $r = 200m, 500m, 2000m$

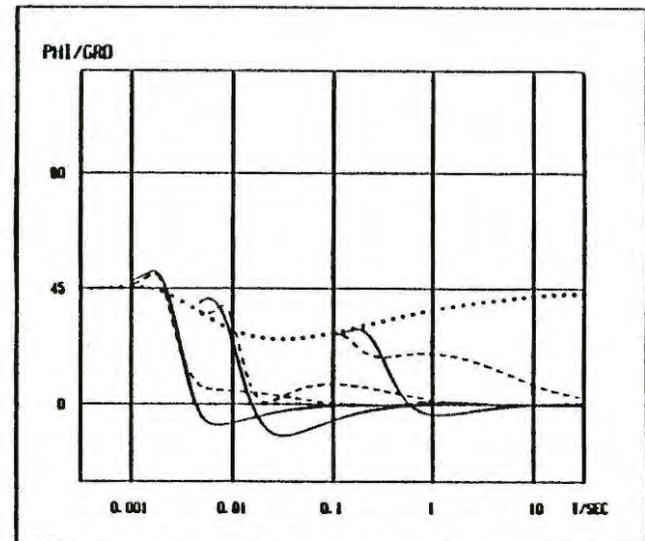
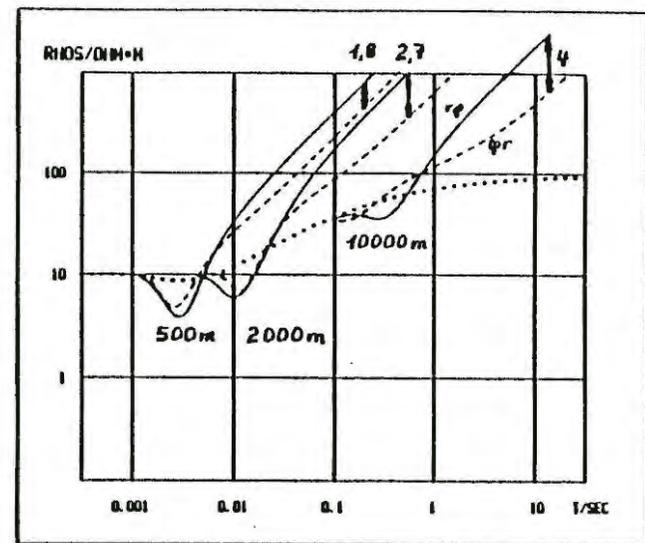


Abb.4

AAMT-Modellkurven, Zweischichtfall
 Modell: $\varrho_1 = 10 \Omega m$, Unterkante bei 100m
 $\varrho_2 = 100 \Omega m$
 Parameter $r = 500m, 2000m, 10000m$