

# Sensitivitätsberechnung für TEM Daten im Zeitbereich unter Verwendung des Reziprozitätsgesetzes

T. Schneider, A. Hördt

## 1 Einleitung

Der Zeitaufwand bei der Inversion von 3D Leitfähigkeitsstrukturen ist für TEM Daten enorm. Die Bestimmung der Sensitivitätsmatrix stellt hierbei den für die gesamte Inversion entscheidenden Zeitfaktor dar. Durch Anwendung des Reziprozitätsgesetzes, welches das Austauschen von Sende- und Empfangsfunktion von Transmitter und Receiver erlaubt, ist es möglich, die Anzahl der bei der Sensitivitätsbestimmung anfallenden Vorwärtsrechnungen drastisch zu reduzieren und somit eine enorme zeitliche Beschleunigung zu erreichen. Für das am Institut für Geophysik an der Universität Köln angewendete Messverfahren LOTEM („Long-Offset Transient Electromagnetics“) existieren schon seit vielen Jahren eindimensionale Inversionsprogramme und werden häufig zur Interpretation verwendet (z.B. bei *Commer* [1999] für die OCCAM-Joint-Inversion von LOTEM und MT-Daten); ein 2D-Inversionsprogramm wurde in den letzten Jahren im Rahmen einer Diplomarbeit für LOTEM entwickelt (*Petrat* [1996]). Eine routinemäßige Anwendung ist wegen des enormen zeitlichen Rechenaufwandes (typische Größenordnung von mehreren Tagen Rechenzeit) mit diesem Programm, welches Sensitivitäten nach der klassischen *Perturbationsmethode* bestimmt, allerdings nicht zu realisieren. Nach dieser Methode durchgeführte Sensitivitätsberechnungen sind sehr zeitaufwendig und nicht sehr effizient, da sich die Anzahl der für die Berechnung benötigten Modellierungen nach der Anzahl der verwendeten Blöcke richtet.

Bei der im Folgenden dargestellten *Konvolutionsmethode* zur Berechnung der Sensitivitäten unter Verwendung des Reziprozitätsgesetzes richtet sich die Anzahl der Vorwärtsrechnungen nach der Anzahl der verwendeten Empfänger, so dass sich beim Vergleich mit der Perturbationsmethode für den zeitlichen Rechenaufwand ein Beschleunigungsfaktor von  $B/E$  bei Aufteilung des Untergrunds in  $B$  Blöcke und  $E$  Empfänger ergibt.

Diese Art der Sensitivitätsberechnung ist im *Frequenzbereich* schon für viele EM-Verfahren erfolgt. *Sasaki* [1989] hat zur Optimierung einer 2D Joint-Inversion von MT- und Geoelektrikdaten das Reziprozitätsgesetz angewendet, um eine schnellere Berechnung der zeitlichen Ableitungen von MT-Antworten zu erreichen. *de Lugao und Wannamaker* [1996] zeigen für MT-Daten, dass sich das Reziprozitätsgesetz zur Bestimmung exakter Sensitivitäten eignet und eine sehr effektive Berechnung der Sensitivitätsmatrix ermöglicht. Im Zeitbereich sind entsprechende Sensitivitätsberechnungen für TEM in diesem Rahmen noch nicht erfolgt. Erste Berechnungen von Sensitivitäten nach der Konvolutionsmethode für LOTEM *direkt im Zeitbereich* unter Verwendung des Reziprozitätsgesetzes wurden von *Hördt* [1998] durchgeführt. Die im vorliegenden Artikel dargestellten 2D und 3D Sensitivitäten wurden auf gleiche Berechnungsweise ermittelt. Im Unterschied zu *Hördt* [1998] wurden Sensitivitäten jedoch für beliebige Punkte im Untergrund bestimmt, bei welchen nicht nur die senderparallelen x-Feldkomponenten, sondern auch die y- und z-Komponenten einen Beitrag zur Sensitivitätsberechnung liefern.

## 2 Theorie

Für die Herleitung einer Formel zur Sensitivitätsberechnung nach der Konvolutionsmethode sei ein elektrischer Sender am Ursprung und ein am Ort  $\mathbf{r}$  befindlicher Empfänger an der Oberfläche betrachtet (Abbildung 1).

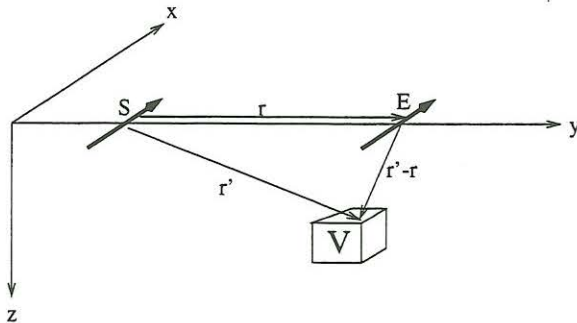


Abbildung 1: Ein Empfänger E befindet sich im Abstand  $r$  vom Sender S an der Oberfläche eines Halbraumes der Leitfähigkeit  $\sigma(x, y, z)$ . Im Abstand  $r'$  vom Sender ist ein besser leitender Block mit Volumen  $V$  und Leitfähigkeit  $\sigma'$  im Halbraum eingebracht.

Nach Einschalten eines Stromes am Sendedipol resultiert ein anomaler Stromfluss innerhalb des Störkörpers mit Volumen  $V$ , welcher eine geringfügig erhöhte Leitfähigkeit  $\sigma'$  im Vergleich zur Hintergrundleitfähigkeit aufweist. Das elektrische Feld am Ort des Empfängers berechnet sich aus der Summe von ungestörtem Primärfeld  $\mathbf{E}_p$  (Hintergrundmodell ohne Störkörper) und dem Störfeld  $\mathbf{E}_s$ , welches durch die anomale Stromdichte  $\mathbf{J}_a$  innerhalb von  $V$  auf Grund der Leitfähigkeitsdifferenz  $\sigma_a = \sigma' - \sigma$  hervorgerufen wird *Hohmann* [1988]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t) + \underbrace{\int_V \int_0^t \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t - t') \sigma_a(\mathbf{r}') \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') dt' dV'}_{\mathbf{E}_s} \quad (1)$$

Die Elemente des Greenschen Tensors  $\tilde{\mathbf{G}}$  verknüpfen den Stromfluss bei  $\mathbf{r}'$  innerhalb von  $V$  mit dem elektrischen Feld an der Halbraumgrenze bei  $\mathbf{r}$  unter Berücksichtigung der Grenzfläche Luft-Erde. Die Elemente  $G_{ij}$  des Greenschen Tensors können bestimmt werden, indem man den anomalen Stromfluss in  $V$  durch einen dort angebrachten elektrischen Sendedipol mit Einheitsmoment simuliert und die sich am Ort  $\mathbf{r}$  ergebende *Impulsantwort* berechnet. So plaziert man z.B. für die Berechnung von  $G_{xy}$  einen elektrischen Sendedipol in  $x$ -Richtung bei  $\mathbf{r}'$  und bestimmt die elektrische Impulsantwort  $\frac{\partial E_y^x(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)}{\partial t}$  in  $y$ -Richtung. Durch entsprechende Ausrichtung des Senders und Empfängers können alle Elemente  $G_{ij}$  bestimmt werden (*Weidelt* [1975]).

Durch Anwendung des Reziprozitätsgesetzes, d.h. durch das Vertauschen von Send- und Empfangsfunktion, ist es möglich, mit einer einzigen Vorwärtsrechnung sämtliche Greenschen Funktionen im gesamten Halbraum für einen Empfänger zu bestimmen. Hiermit ergibt sich ein bedeutender Zeitgewinn für die Sensitivitätsberechnung. Die Abhängigkeit der Modellierungsanzahl richtet sich nun nicht mehr nach der Anzahl der Blöcke (wie bei der Perturbationsmethode), sondern nach der Anzahl der verwendeten Empfänger.

Die Sensitivitäten  $\mathbf{S}$  sind durch die partiellen Ableitungen der Felder nach der Leitfähigkeit  $\sigma$  gegeben ( $\mathbf{S} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \sigma} \approx \frac{\Delta \mathbf{E}}{\Delta \sigma} = \frac{\Delta \mathbf{E}}{\sigma_a}$ ). Somit kann bei der Herleitung einer Formel für die Bestimmung von Sensitivitäten die Leitfähigkeitsdifferenz  $\sigma_a$  als sehr klein angenommen werden. Hierdurch kann die *Bornsche Näherung* (*Jackson* [1975]) angewendet werden, welche es erlaubt, das totale elektrische Feld  $\mathbf{E}$  innerhalb von  $V$  durch das Primärfeld  $\mathbf{E}_p$  anzunähern. Bei hinreichend kleinem Volumen  $V$  kann sowohl  $\sigma$  als auch das elektrische Feld als konstant innerhalb von  $V$  angenommen werden. Somit kann nach Integration über

das Volumen sowohl  $\sigma_a$  als auch  $V$  in Gleichung (1) vor das Integral gezogen werden und durch Umformung ergibt sich:

$$\frac{\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{E}_p(\mathbf{r}, t)}{V\sigma_a(\mathbf{r}')} = \int_0^t \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t - t') \mathbf{E}_p(\mathbf{r}', t') dt'. \quad (2)$$

Für  $\sigma_a \rightarrow 0$  folgt für die Bestimmung der Sensitivität  $\mathbf{S}$  :

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \frac{1}{V} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial \sigma(\mathbf{r}')} = \int_0^t \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t - t') \mathbf{E}_p(\mathbf{r}', t') dt', \quad (3)$$

bzw. durch Formulierung mit Hilfe des Faltungsoperators  $*$ :

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) * \mathbf{E}_p(\mathbf{r}', t). \quad (4)$$

Somit ergeben sich bei Verwendung der Konvolutionsmethode nach Formel (3) bzw. (4) die Sensitivitäten eines Empfängers am Ort  $\mathbf{r}$  bezüglich einer minimalen Leitfähigkeitsänderung innerhalb eines infinitesimalen Volumens am Ort  $\mathbf{r}'$  durch Konvolution von  $\tilde{\mathbf{G}}$  mit dem primären elektrischen Feld am Ort  $\mathbf{r}'$ .

$\mathbf{E}_p$  sowie die Impulsantworten zur Bestimmung des Greenschen Tensors wurden für die in diesem Artikel dargestellten Ergebnisse mit dem 3D Modellierungsprogramm MAXWELL von *Druskin und Knizhnerman* [1988] berechnet.

### 3 Ergebnisse der Sensitivitätsberechnung

Im Folgenden werden Sensitivitätsverläufe, welche nach der Konvolutionsmethode berechnet wurden, für die senderparallele elektrische Feldkomponente ( $E_x$ ) sowie für die Zeitableitung des vertikalen magnetischen<sup>1</sup> Feldes ( $\dot{H}_z$ ) analysiert. Von besonderem Interesse hierbei ist das unterschiedliche Verhalten von 3D und 2D Sensitivitäten.

Betrachtet man für einen Empfänger den Einfluss einer *einzelnen, endlichen* Zelle auf den Messwert, spricht man von **3D** Sensitivität. Möchte man hingegen den Einfluss einer entsprechenden Zelle untersuchen, welche in einer Dimension als unendlich ausgedehnt betrachtet werden kann, spricht man von **2D** Sensitivität.

#### 3.1 Unterschied zwischen 2D und 3D Sensitivitäten

Die Berechnung der Sensitivitäten nach Formel 3 liefert „Sensitivitätsdichten“. Eine Volumenabhängigkeit der Sensitivität ergibt sich durch Integration der Sensitivitätswerte über ein gewähltes Zellvolumen. 2D Sensitivitäten können bestimmt werden, indem man einzelne Zellen, welche sich auf 3D Sensitivitätswerte beziehen, in einer Richtung (hier in Senderrichtung) aneinanderreihet; die entsprechende 2D Sensitivität ergibt sich durch Aufintegration der 3D Sensitivitätswerte über alle Zellen in Senderrichtung.

Zur Veranschaulichung der 3D bzw. 2D Sensitivitätsberechnung zeigt Abbildung 2 die räumliche Anordnung einzelner Zellen im Untergrund in Bezug auf Sender und Empfänger.

<sup>1</sup>Zur Berechnung der Sensitivitäten eines elektrischen Senders und magnetischen Empfängers wird der Tensor  $\tilde{\mathbf{G}}$  für die magnetischen Impulsantworten bestimmt (siehe *Hördt* [1998]).

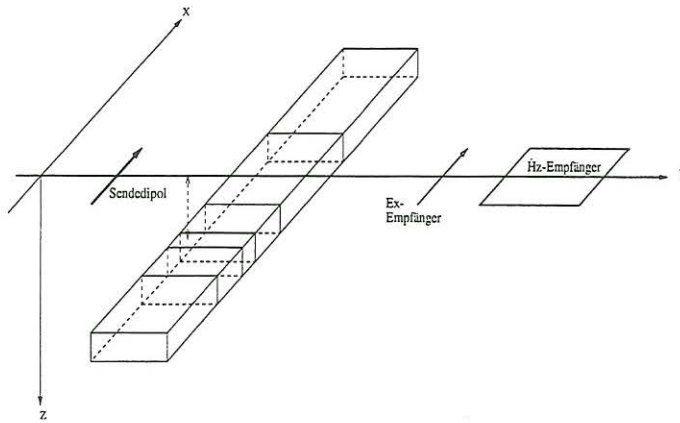


Abbildung 2: Sender-Empfänger-Geometrie bezüglich der Sensitivitäten einzelner Zellen. Die Empfänger ( $E_x$  bzw.  $\dot{H}_z$ ) befinden sich in der Äquatorebene des Senders, die aneinandergereihten Zellen im Untergrund erstrecken sich in Senderrichtung.

Abbildung 3 zeigt für einen Sender-Empfängerabstand von 2500 m für Blöcke in 300 m Tiefe und 1000 m Senderabstand in y-Richtung (äquatoriale Anordnung entsprechend Abbildung 2) das Sensitivitätsverhalten für einen  $E_x$ -Empfänger in Abhängigkeit von der Blocklänge für einen homogenen Halbraum von 50  $\Omega m$ .

Bei diskreter Vergrößerung des Blockes nähert sich die zugehörige Sensitivitätskurve einer Grenzkurve, welche das 2D Verhalten charakterisiert. Der Kurvenverlauf für einen Block von 3500 m Länge (gepunktete Linie) unterscheidet sich fast nicht von dem eines 25 km langen Blockes (durchgezogene Linie). Für diese Konfiguration ist also schon ab ca. 3500 m Blocklänge das 2D Sensitivitätsverhalten erreicht.

Für die Auswertung von Messdaten bedeutet dies, dass ab einer bestimmten Länge  $l$  (hier 3500 m) ein unendlich ausgedehnter Block und ein endlich ausgedehnter Block der Länge  $l$  nicht voneinander unterschieden werden können.

Das zeitliche Verhalten der Sensitivitäten zeigt deutliche Unterschiede im Kurvenverlauf

Die Größe der einzelnen Zellen ist durch das für die Berechnung der elektromagnetischen Felder gewählte Finite-Differenzen Gitter bestimmt. Bei der Integration der Sensitivitäten über mehrere Zellen in x-Richtung ergibt sich eine *endliche* Blockgröße<sup>2</sup>, ab welcher eine weitere Ausdehnung in x-Richtung zu keiner weiteren Änderung des Sensitivitätswertes führt, d.h. das 2D Sensitivitätsverhalten ist erreicht. Diese Blocklänge hängt von dem betrachteten Untergrundmodell, der Zeit, der Blocklage und der Sender-Empfängerkonfiguration ab (Schneider [2000]).

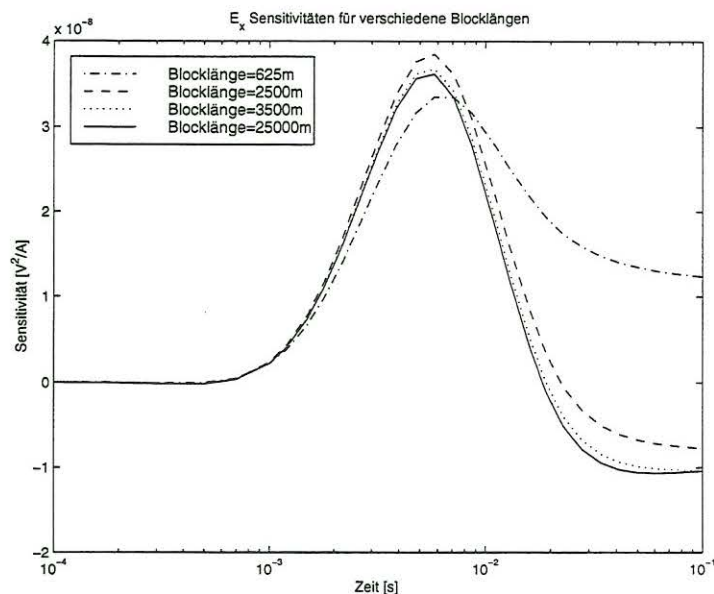


Abbildung 3: Einfluss der Blockausdehnung auf das Sensitivitätsverhalten der  $E_x$ -Komponente. Die einzelnen Kurven beziehen sich auf Blöcke mit unterschiedlicher Ausdehnung in Senderrichtung. Sie liegen zentriert zur yz-Ebene. Der Blockquerschnitt in der yz-Ebene beträgt jeweils 300 m · 150 m.

<sup>2</sup>Ein *Block* soll im Folgenden mehrere nebeneinanderliegende *Zellen* bezeichnen, welche zu einer gemeinsamen, großen Zelle zusammengefasst werden.

für die verschiedenen Blöcke. Zu späteren Zeiten (in Abbildung 3 ab ca.  $2 \cdot 10^{-2} s$ ) zeigen die Graphen für Blocklängen ab  $2500 m$  Länge einen Vorzeichenwechsel, während der Sensitivitätsverlauf für einen kleineren Block (hier  $625 m$ ) für alle Zeiten positive Werte aufweist. Dieses unterschiedliche Verhalten wird im Folgenden näher erläutert.

### 3.2 3D $E_x$ -Sensitivitäten

Zur Darstellung des großen, dynamischen Wertebereichs der Sensitivitäten wurde eine logarithmische Graustufenskala gewählt. Sensitivitätswerte, welche betraglich größer als ein fest gewählter Schwellenwert  $\tau$  sind, werden unter Berücksichtigung des Vorzeichens durch eine Skalierungsfunktion logarithmiert, Sensitivitätswerte, welche betraglich kleiner oder gleich dem Schwellenwert sind, werden linear dargestellt.

Bei einem Schwellenwert von  $\tau = 10^{-15}$  entspricht ein Wert der Graustufenskala von  $+2$  einem Sensitivitätswert von  $\tau \cdot 10^{Skalenwert} = 10^{-15} \cdot 10^{+2} = 10^{-13}$ , ein Skalenwert von  $-2$  entspricht einen Sensitivitätswert von  $-(10^{-15} \cdot 10^{+2}) = -10^{-13}$ .

#### Zeitliche Abhängigkeit der 3D $E_x$ -Sensitivitäten

Abbildung 4 zeigt den 3D Sensitivitätsverlauf, welcher sich auf Zellen bezieht, deren Mittelpunkte sich genau unterhalb der Sender-Empfänger-Verbindungsline in der  $yz$ -Ebene befinden. Durch diese Anordnung gehen nur die  $x$ -Komponenten der Felder in die Sensitivitätsbestimmung ein, da die entsprechenden Felder für die  $y$ - und  $z$ -Komponenten in der  $yz$ -Ebene Null sind. Die Blockausdehnung in Senderrichtung beträgt  $40 m$ . Deutlich zu erkennen ist die symmetrische Struktur der Sensitivitätskonturen zu allen Zeiten. Die Symmetrieachse wird vom Schnitt der Betrachtungsebene ( $yz$ -Ebene) mit derjenigen Ebene, welche senkrecht zur Verbindungsline Sender-Empfänger verläuft und diese in ihrem Mittelpunkt schneidet, gebildet. Das symmetrische Verhalten ist eine direkte Folge des Reziprozitätsgesetzes.

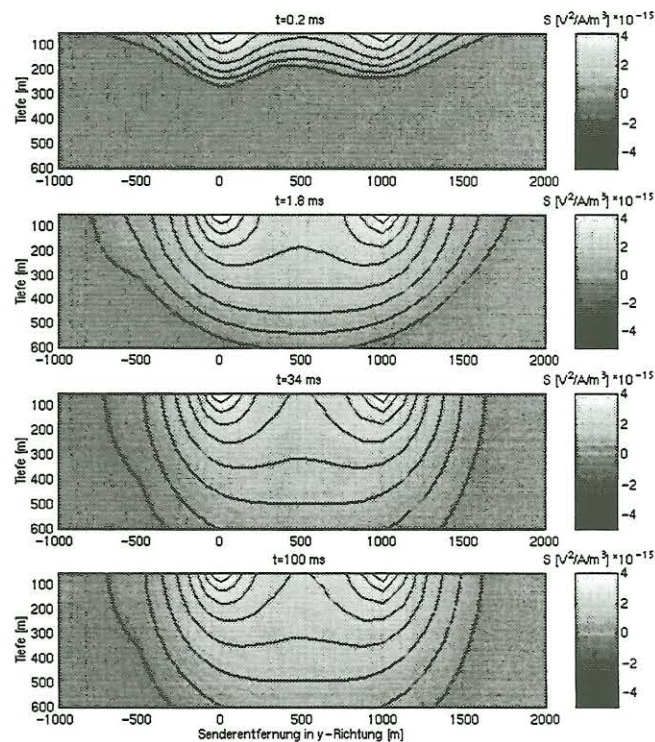


Abbildung 4: 3D  $E_x$ -Sensitivitäten für verschiedene Zeitpunkte. Der Sendedipol befindet sich bei  $0 m$ , der  $E_x$ -Empfänger befindet sich bei  $1000 m$  (äquatoriale Anordnung).

Zu frühen Zeiten ( $t = 0.2 ms$ ) beschränkt sich der Bereich erhöhter Sensitivitäten auf die oberflächennahen Regionen. Mit fortschreitender Zeit breiten sich die elektromagnetischen

schen Felder vom Sender weg aus und diffundieren in die Tiefe. Dies hat zur Folge, dass zu späteren Zeiten erhöhte Sensitivitätswerte auch in größeren Tiefen auftreten. Die Maxima konzentrieren sich zu allen Zeiten auf die Nähe des Senders und des Empfängers. Demnach ist zu allen Zeiten der Untergrundbereich in Sender- bzw. Empfängernähe in den Messdaten stark vertreten. Die Amplitudenabnahme von Sensitivitätswerten bei Entfernung vom Sender bzw. Empfänger ist deutlich ausgeprägt.

Ab einem bestimmten Zeitpunkt ändert sich das Gesamtbild mit fortschreitender Zeit nicht mehr. Zwischen den Konturen zum Zeitpunkt  $t = 34 \text{ ms}$  und  $t = 100 \text{ ms}$  in Abbildung 4 ist kein Unterschied zu erkennen. Dieser Zeitpunkt ist bestimmt durch das Erreichen des Gleichstromfalles, ab welchem die elektromagnetischen Felder stationär bleiben.

### 3D $E_x$ -Sensitivitäten in Abhängigkeit der x-Entfernung zur yz-Ebene

Verschiebt man die betrachteten Zellen aus der yz-Ebene in Senderrichtung, was der Integrationsrichtung für die 2D Betrachtung entspricht, ergibt sich ein von Abbildung 4 deutlich abweichender 3D Sensitivitätsverlauf. 3D Sensitivitäten, welche sich auf Zellen beziehen, die sich in bestimmter x-Entfernung zur yz-Ebene befinden, zeigen positive oder negative Werte in Abhängigkeit von der x-Entfernung (Abbildung 5).

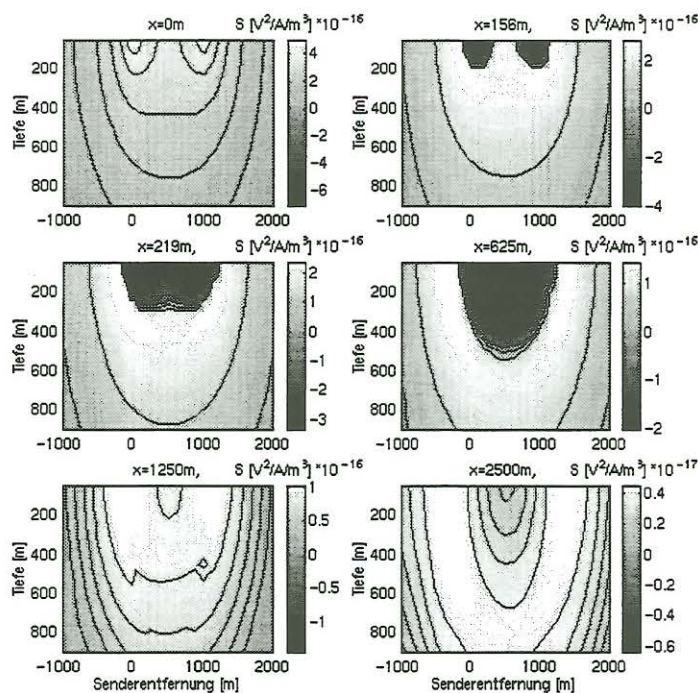


Abbildung 5: 3D  $E_x$ -Sensitivitäten zum Zeitpunkt  $t = 100 \text{ ms}$  für verschiedene x-Abstände der betrachteten Zellen zur yz-Ebene. Ein Abstand von  $x = 0 \text{ m}$  bedeutet, die Zellen befinden sich direkt unterhalb der Verbindungslinie Sender-Empfänger. Der Sendedipol befindet sich bei  $0 \text{ m}$ , der  $E_x$ -Empfänger befindet sich bei  $y = 1000 \text{ m}$  (äquatoriale Anordnung.)

In positiven Sensitivitätsbereichen führt eine Erhöhung der Leitfähigkeiten eines Blockes zu einer Erniedrigung des Messwertbetrags – im Gegensatz zu den negativen Sensitivitätsbereichen, wo eine Leitfähigkeitserhöhung zu einer Messwertbetragerhöhung führt.

Durch das Verschieben der Zellen aus der yz-Ebene macht sich nun der Einfluss der y- und z-Feldkomponenten bei der Sensitivitätsbestimmung bemerkbar (Schneider [2000]). Befinden sich die Zellen in einem x-Abstand von mehr als  $150 \text{ m}$  zur yz-Ebene, treten negative Bereiche zwischen Sender und Empfänger auf (Abbildung 5 rechts oben und Mitte). Betrachtet man von der yz-Ebene noch weiter entfernte Zellen, weisen die Sensitivitäten wieder ausschließlich positive Werte auf (Abbildung 5 unten).

### 3.3 2D $E_x$ -Sensitivitäten

Für Inversionsrechnungen ist man bestrebt, die Zahl der Parameter gering zu halten. Dieses kann bei der Sensitivitätsbetrachtung durch Reduktion des Untergrundes auf zwei Dimensionen erreicht werden, indem man alle Sensitivitätswerte in einer Dimension aufintegriert (siehe Kapitel 3.1). Im Unterschied zur 3D Betrachtung beziehen sich die 2D Sensitivitäten auf Blöcke, welche in Senderrichtung als unendlich ausgedehnt betrachtet werden können.

#### 2D $E_x$ -Sensitivitäten in Abhängigkeit vom Sender-Empfängerabstand

Das Gesamtbild der 2D Sensitivitätskonturen (Abbildung 6) weist deutliche Ähnlichkeit zu den in Abbildung 4 dargestellten 3D Sensitivitätskonturen auf (für den gleichen homogenen Halbraum von  $50 \Omega m$  und die gleiche Sender-Empfängerkonfiguration).

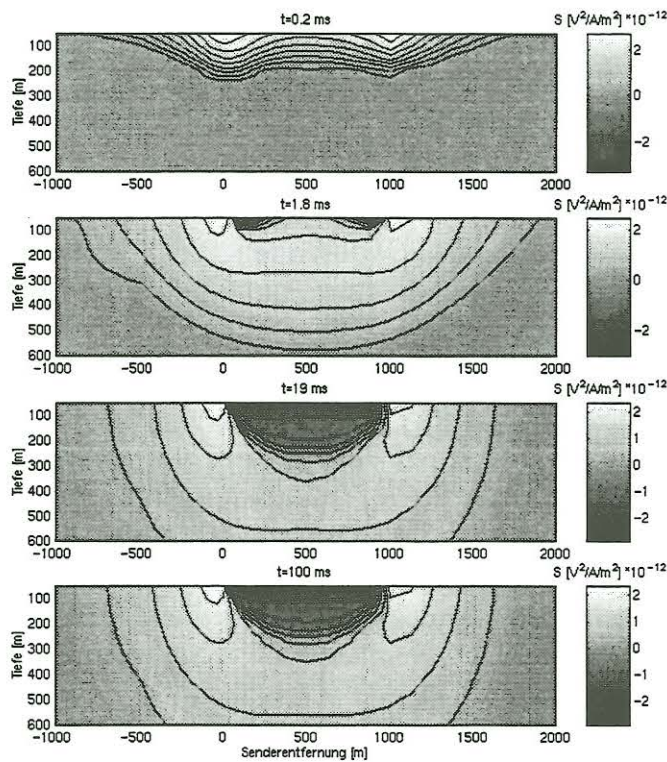


Abbildung 6: 2D  $E_x$ -Sensitivitäten für verschiedene Zeitpunkte. Der Sendedipol befindet sich bei  $0 m$ , der  $E_x$ -Empfänger befindet sich bei  $1000 m$  (äquatoriale Anordnung).

Der Symmetriecharakter ist dabei zu allen Zeitpunkten gewahrt. Das Auftreten negativer Sensitivitätsbereiche bei der zweidimensionalen Betrachtung ist ein Effekt der Aufintegration der Sensitivitätswerte in  $x$ -Richtung, bei welcher sich der Einfluss der  $y$ - und  $z$ -Feldkomponenten bemerkbar macht.

Der Vergleich der 3D und 2D Sensitivitäten zeigt, dass sich deutliche Unterschiede im Sensitivitätsverhalten ergeben können.

Zu frühen Zeiten ist das Gesamtbild hinsichtlich der Sensitivitätsverteilung vergleichbar mit dem 3D-Verhalten in Abbildung 4. Die Amplitude der 2D Sensitivitätswerte ist im Vergleich zu den 3D Sensitivitäten durch das wesentlich größere Blockvolumen deutlich größer.

Bei Betrachtung der 2D Sensitivitäten zu späteren Zeiten treten jedoch deutliche Unterschiede zum entsprechenden 3D Verhalten auf. Auffallend ist der Bereich negativer Sensitivitäten zwischen Sender und Empfänger, der sich ab einem gewissen Zeitpunkt ausbildet und mit fortschreitender Zeit vergrößert.

## 4 Sensitivitäten der magnetischen Felder

Das zeitliche Verhalten der  $\dot{H}_z$ -Sensitivitäten (Abbildung 7 und 8) erweist sich als wesentlich komplexer im Vergleich zu entsprechenden  $E_x$ -Sensitivitäten. Deswegen wurden zur Darstellung engere Zeitfenster gewählt als zur Darstellung des zeitlichen Verhaltens der  $E_x$ -Sensitivitäten.

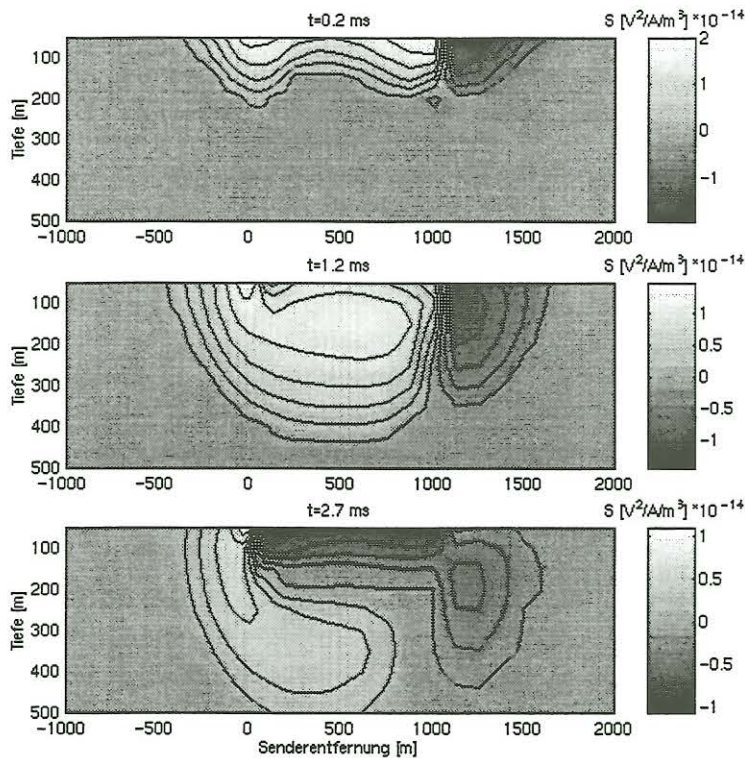


Abbildung 7: 2D  $\dot{H}_z$ -Sensitivitäten für verschiedene Zeitpunkte. Der Sendedipol befindet sich bei  $0\text{ m}$ , der  $\dot{H}_z$ -Empfänger befindet sich bei  $1000\text{ m}$  (äquatoriale Anordnung).

Die Bereiche positiver und negativer Sensitivität in der Umgebung des Empfängers ergeben zu späten Zeiten (Abbildung 8,  $t = 75\text{ ms}$ ) einen Verlauf, welcher nahezu spiegelverkehrt erscheint zu dem Verlauf früherer Zeiten. Der zu frühen Zeiten positive Bereich am Sender verschiebt sich immer mehr in größere Tiefenbereiche und zieht negative Sensitivitätswerte nach sich. Entsprechend bewegt sich der Bereich negativer Sensitivitäten in Empfängernähe in die Tiefe und wird durch positive Sensitivitätswerte in geringeren Tiefen verdrängt.

Im Unterschied zu den Sensitivitäten der  $E_x$ -Komponente zeigt sich, dass für die  $\dot{H}_z$ -Komponente positive und negative Sensitivitätswerte zu *allen* Zeiten auftreten und nicht auf einen bestimmten Untergrundbereich beschränkt bleiben.

Mit fortschreitender Zeit nimmt die Amplitude der Sensitivitäten stark ab. Deshalb erstreckt sich in Abbildung 7 und 8 für jedes Zeitfenster die Graustufenskala über einen unterschiedlichen Wertebereich, um Kontraste möglichst gut darstellen zu können. Es fällt auf, dass zu keinem Zeitpunkt eine symmetrische Struktur der Sensitivitätskonturen wie bei den elektrischen Feldern gegeben ist. Direkt unterhalb der Empfängerspule bei  $1000\text{ m}$  findet ein Vorzeichenwechsel der Sensitivität in Abhängigkeit der  $y$ -Entfernung zu allen Zeiten statt.



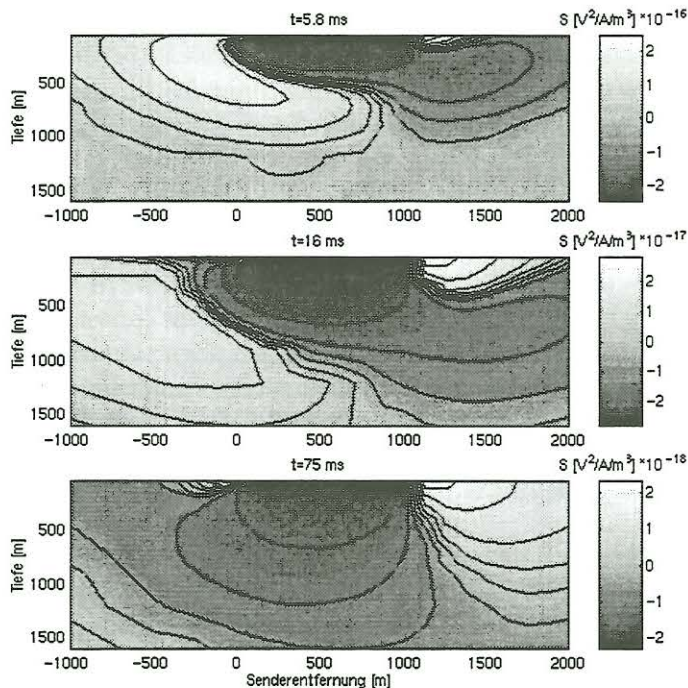


Abbildung 8: 2D  $\dot{H}_z$ -Sensitivitäten für verschiedene Zeitpunkte. Der Tiefenbereich ist größer gewählt als in Abbildung 7.

## 5 Zusammenfassung

Bei der Berechnung von Sensitivitäten nach der Konvolutionsmethode unter Anwendung des Reziprozitätsgesetzes ergibt sich ein enormer Rechenzeitgewinn gegenüber der klassischen Perturbationsmethode. Je größer die Anzahl der Modellparameter, desto effektiver ist die Berechnung mit der Konvolutionsmethode. Im Allgemeinen übersteigt die Modellparameteranzahl  $N_{Mp}$  die Zahl der Empfänger  $N_E$  bei weitem (Sasaki [1989]). Das Verhältnis  $\frac{N_{Mp}}{N_E}$  bestimmt die zeitliche Beschleunigung, welche sich bei Verwendung der Konvolutionsmethode gegenüber der Perturbationsmethode ergibt.

Bei Berechnung der Sensitivitäten nach der Perturbationsmethode muss die Aufteilung des Untergrundes in einzelne Blöcke möglichst sparsam vorgenommen werden, um die Modellparameteranzahl so gering wie möglich zu halten. Diese Einschränkung ist bei der Konvolutionsmethode durch die Unabhängigkeit von der Modellparameteranzahl nicht mehr gefordert.

Der Vergleich von 3D und 2D Sensitivitäten in Kapitel 3 zeigt den Einfluss der Blockausdehnung auf den Sensitivitätswert:

Es können sich in Abhängigkeit der Blockausdehnung für ein gleiches Untergrundmodell und die gleiche Sender-Empfängerkonfiguration sehr unterschiedliche Sensitivitätskonturen ergeben.

Die Analyse von Sensitivitätskonturen hat gezeigt, dass es in bestimmten Untergrundbereichen zu einer Vorzeichenumkehr der Sensitivitätswerte kommen kann. Bei der betrachteten äquatorialen Sender-Empfängeranordnung zeichnet sich für die 2D  $\dot{H}_z$ -Komponente mit fortschreitender Zeit ein Vorzeichenwechsel in fast allen Untergrundbereichen ab, für

Aus dem Sensitivitätsverhalten im Bereich einer magnetischen Empfängerspule kann man somit eine wichtige Konsequenz für Feldmessungen ziehen:

Blöcke, welche sich direkt unterhalb eines magnetischen Empfängers befinden, können nicht aufgelöst werden, da die entsprechenden Sensitivitäten verschwindend gering sind (Petrat [1996]). Für einen elektrischen Empfänger hingegen wird man ein deutliches Signal des Blockes in den Messdaten erwarten, da der Bereich unterhalb des Empfängers maximale Sensitivitätswerte aufweist (siehe Abbildung 6).

die 2D  $E_x$ -Komponente hingegen ist ein Vorzeichenwechsel nur in einem eng begrenzten Bereich zwischen Sender und Empfänger zu erkennen.

Die gezeigten Sensitivitätskonturen belegen den großen Einfluss auf die Messwertbildung der Untergrundbereiche in Sender- und Empfängernähe. In diesen Bereichen treten zu allen Zeiten betragsliche Sensitivitätsmaxima auf. Ein Störkörper, welcher sich in Sender- oder Empfängernähe befindet, kann also zu einer deutlichen Messwertänderung führen – in Abhängigkeit seiner Größe und Leitfähigkeitsdifferenz zum Hintergrundmodell.

Dank der rasanten Computerentwicklung der letzten Jahre wird es bei Verwendung zeitlich optimierter Berechnungsalgorithmen zur Sensitivitätsbestimmung in naher Zukunft möglich sein, selbst 3D Inversionen von EM-Daten auf einem PC zu realisieren (Sasaki [1999]).

## Literatur

- Commer, M., Ein spezielles Verfahren der eindimensionalen kombinierten Inversion von Long-Offset Transient Electromagnetic (LOTEM)- und Magnetotellurik (MT)-Daten, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, 1999.
- de Lugao, P. und P. Wannamaker, Calculating the two-dimensional magnetotelluric Jacobian in finite elements using reciprocity, *Geophys. J. Int.*, 127, 806–810, 1996.
- Druskin, V. L. und L. A. Knizhnerman, A spectral semi-discrete method for the numerical solution of 3D-nonstationary problems in electrical prospecting, *Physics of the solid Earth*, 24, 641–648, 1988.
- Hohmann, G. W., Numerical modeling for electromagnetic methods of geophysics, in *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, herausgegeben von M. N. Nabighian, Bd. 1, chapter 5, 313–363, Soc. Expl. Geophys., 1988.
- Hördt, A., Calculation of electromagnetic sensitivities in the time domain, *Geophys. J. Int.*, 133, 713–720, 1998.
- Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., 2. Auflage, 1975.
- Petrat, L., Zweidimensionale Inversion von Long Offset Transient Electromagnetics-Daten, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Januar 1996.
- Sasaki, Y., Two-dimensional joint inversion of magnetotelluric and dipole-dipole resistivity data, *Geophysics*, 54, (2), 254–262, 1989.
- Sasaki, Y., 3-D inversion of electrical and electromagnetic data on PCs, in *Second International Symposium on Three-Dimensional Electromagnetics*, 128–131, University of Utah, 1999.
- Schneider, T., Zeitlich optimierte Sensitivitätsberechnung für Long-Offset Transient Electromagnetics (LOTEM) unter Verwendung des Reziprozitätsgesetzes, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, 2000.
- Weidelt, P., Electromagnetic Induction in Three-Dimensional Structures, *J. Geophys.*, 41, 85–109, 1975.