



universität
wien

DIPLOMARBEIT

Titel der Diplomarbeit

3D-Modellrechnung der Karststrukturen des Ox Bel Ha
Höhlensystems zur Methodenevaluierung – Aeroelektromagnetik

angestrebter akademischer Grad

Magister der Naturwissenschaften (Mag. rer.nat.)

Verfasser:	David Ottowitz
Matrikel-Nummer:	0302433
Studienrichtung:	A 416 Geophysik
Betreuer:	Ao. Univ. Prof. Dr. B. Meurers, Universität Wien

Wien, November 2009

Zusammenfassung

Die 3D-Modellrechnung stellt in der Elektromagnetik ein wichtiges Werkzeug für die Analyse und Interpretation von gemessenen EM-Anomalien über unbekanntem Störkörpern dar. Durch den Vergleich von theoretisch berechneten und gemessenen Daten lassen sich Abschätzungen über bestimmte Störkörpereigenschaften treffen, die für die weitere Dateninterpretation von großer Bedeutung sind. Im Falle von Karstgebieten handelt es sich bei den Störkörpern, die die EM-Anomalien verursachen, vorwiegend um wassergefüllte Höhlen. Diese haben einen großen Einfluss auf den Grundwasserhaushalt des Gebietes, das sie durchziehen. Für eine exakte Modellierung von Karstgrundwassersystemen sind daher Informationen über die Eigenschaften von wassergefüllten Höhlen sehr wichtig.

Das Ziel des internationalen Forschungsprojektes „Hydrogeophysical methods for integrated water resource modelling of the Sian Ka’an biosphere reserve, Quintana Roo, Mexico“ ist, die Genauigkeit der Modellierung der Grundwassersysteme dieser Karstregion, auf Basis von genaueren und umfangreicheren Eingangsdaten, zu verbessern. Einen Teil dieser Eingangsdaten soll das FWF Projekt „XPLORE“ (LN524-N10), mittels innovativer geophysikalischer Methoden, liefern. Darin enthalten sind auch Aeroelektromagnetik-Messungen, die sowohl generelle Informationen über den Untergrund als auch spezielle Informationen über vorhandene Karsthöhlen geben sollen. Den Ausgangspunkt für diese Diplomarbeit stellt die Tatsache dar, dass noch keinerlei Erfahrungswerte über den Einfluss von wassergefüllten Karsthöhlen auf das verwendete EM-Messsystem vorhanden waren. Das Ziel war es nun mittels 3D-Modellrechnung diesen Einfluss zu bestimmen. Im Speziellen werden die Abhängigkeiten des EM-Messsignals von verschiedenen Höhleneigenschaften (Größe, Tiefe, spezifische elektrische Leitfähigkeit, etc.) analysiert.

Durch die besonderen Eigenschaften der Störkörper, die in dieser Arbeit von Interesse sind (sehr große laterale Ausdehnung, große spezifische elektrische

Leitfähigkeit, etc.), werden durch verschiedene Tests Randbedingungen (max. Größe des Störkörpers, min. Diskretisierung, etc.) bestimmt, unter deren Einhaltung eine optimale Approximation realer Verhältnisse angenommen werden kann. Um die Richtigkeit der erhaltenen Ergebnisse bei 3D-Modellrechnungen in der Elektromagnetik zu gewährleisten, ist dieser Arbeitsschritt stets notwendig.

Der Hauptteil dieser Diplomarbeit bezieht sich auf die Analyse von theoretisch berechneten EM-Daten vieler verschiedener Modelle, die sich vor allem bezüglich des höhlenähnlichen Störkörpers voneinander unterscheiden. Neben dem Vergleich der Messsignale einer salzwassergefüllten und einer süßwassergefüllten Höhle, werden noch die Abhängigkeiten der Messwerte von der Größe und der Tiefe der Höhle betrachtet. Weiters wird der Einfluss einer stark leitfähigen Oberflächenschicht untersucht, der in der Realität in Küstennähe durch den Einfluss des Meerwassers zustande kommt. Aufgrund von Beobachtungen von Höhlentauchern, wonach Höhlen gelegentlich vom Salzwasser-Süßwasserhorizont durchzogen sind, wird auch dieser Spezialfall in einem eigenen Abschnitt behandelt. Darin ist vor allem die Wechselwirkung zwischen den beiden Höhlenteilen (Süßwasser und Salzwasser) von Interesse.

Eines von vielen Ergebnissen, die aus der Gesamtheit dieser Untersuchungen hervorgehen, ist, dass süßwassergefüllte Höhlen nur bei sehr großen Dimensionen einen nennenswerten Einfluss (> 1 ppm) auf das EM-Messsystem haben. Des Weiteren zeigt sich, dass die Größenzunahme der Höhlen durchaus das erwartete Ergebnis, der Vergrößerung der beobachteten EM-Anomalien, verursacht, wenn auch bei den Messwerten der salzwassergefüllten Höhlen einige Besonderheiten auftreten. Die Untersuchung der Tiefenabhängigkeit liefert als Ergebnis, die rasche Abnahme der EM-Anomalien (speziell bei höheren Frequenzen) bei größer werdender Tiefe der Höhle. Hervorzuheben ist hier vor allem der Fall der Höhle im Salzwasser, wo durch die hohe elektrische Leitfähigkeit des Mediums oberhalb der Höhle (salzwassergesättigte Untergrundschicht) bereits bei relativ geringen Tiefen (bei höheren Frequenzen [7190 Hz und 28850 Hz]) kaum noch höhlenbedingte EM-Anomalien zu beobachten sind. Folglich kann angenommen werden, dass in der Realität von Höhlen, die sich weit unter dem Süßwasser-Salzwasserhorizont befinden kaum ein Einfluss auf das Messsystem zu erwarten

ist. Dies führt dazu, dass auch eine stark leitfähige Oberflächenschicht eine Abschwächung der höhlenbedingten EM-Anomalien zur Folge hat. Da aber dieser Fall ausschließlich in Küstennähe beobachtet wird, wo sich die Höhlen in geringen Tiefen befinden, ist trotz Vorhandensein dieser Oberflächenschicht mit nennenswerten EM-Anomalien zu rechnen. Die abschließenden Untersuchungen, bezüglich der Wechselwirkung zwischen salzwasser- und süßwassergefüllten Höhlenteilen, zeigen deutlich einen abschwächenden Effekt auf die resultierende EM-Anomalie, der auf die Wechselwirkung der beiden Höhlenteile zurückzuführen ist.

Alles in allem liefern diese Ergebnisse Basisinformationen über die Abhängigkeit von EM-Messwerten bezüglich verschiedener physikalischer und geometrischer Eigenschaften von höhlenähnlichen Störkörpern.

Die Betrachtung und Analyse realer Messdaten aus dem Gebiet, an das die Modellrechnung angepasst wurde, zeigt welche EM-Anomalien in der Realität über teilweise bekannten Karststrukturen gemessen werden. Der abschließende qualitative Vergleich der theoretisch berechneten mit den gemessenen Daten liefert sowohl Übereinstimmungen als auch klare Differenzen zwischen den beobachteten Charakteristiken. Hervorzuheben ist hierbei vor allem die Tatsache, dass in den gemessenen Daten wesentlich größere EM-Anomalien beobachtet werden, als in den theoretisch berechneten Daten (auch bei der Annahme maximaler Störkörpergrößen). Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass in der Realität nicht nur die wassergefüllte Höhle allein für den beobachteten Messeffekt verantwortlich ist, sondern noch zusätzlich das umgebende Medium durch Zerklüftung (größere elektrische Leitfähigkeit) einen entscheidenden Beitrag liefert. Deutliche Parallelen zwischen den theoretisch berechneten und den gemessenen Daten zeigen sich vor allem in der Sensibilität einzelner Messkomponenten (3200 Hz-inphase und 7190 Hz-inphase) bezüglich vorhandener Höhlen.

Schlussendlich zeigt dieser qualitative Vergleich inwiefern die theoretischen Modellvorstellungen von den komplexen, realen Untergrundverhältnissen abweichen und in welche Richtung die Modellvorstellungen zu verbessern sind.

Dies liefert grundlegende Informationen für die weitere Auswertung und Interpretation der Messdaten.

Abstract

3D modelling acts as an essential tool in electromagnetics (EM), in particular for the analysis and interpretation of recorded anomalies over unknown formations. The comparison between computed and recorded data paves the way for estimates concerning the properties of the discovered anomalies. Such information is crucial for further data interpretation. In the case of karst landscapes, EM anomalies are predominately caused by water-filled caves, which play an important role in the local groundwater balance. Exact modelling of karst groundwater systems thus demands additional information about the properties of water-logged caves.

The project „Hydrogeophysical methods for integrated water resource modelling of the Sian Ka’an biosphere reserve, Quintana Roo, Mexico“ is an international research program with the aim of improving the accuracy of groundwater system modelling in karst regions. One requirement for this task is a more complete and accurate dataset than was available up to now. Parts of the input data are to be acquired during the FWF project „XPLORE“ (LN524-N10), using innovative geophysical prospecting methods. This includes aero-electromagnetic surveys, which are to yield general information about the underground, as well as more detailed knowledge about existing karst caves. The motivation behind this thesis is the fact that there is no experience regarding effects of water-logged caves on the employed EM acquisition system. Hence the goal was to determine the influence of such caves with the help of 3D modelling, with a particular focus on the EM signal’s dependence on various properties e.g. cave size, depth, electrical conductivity, etc. In order to ensure the validity of results from 3D modelling, it is necessary to define certain boundary conditions (e.g. maximum size of the anomaly, minimum sample intervals) within which the approximation can be assumed to be optimal. These conditions are determined through a series of tests using those properties which are of interest and relevance in the study (e.g. great lateral extent, high electrical conductivity).

The main part of this thesis deals with the analysis of EM data computed from numerous different models, which differ in the cave-like anomaly they all

incorporate. Besides evaluating the difference between salt water- and fresh water-saturated caves, we also took a look at the effect of size and depth of caves on EM signals. A further point of investigation was the highly conductive surface layer which is found in coastal areas due to the sea (salt water). On grounds of observations by cave divers, who occasionally come across freshwater/salt water interfaces in caves, we dealt with this special case in a separate part of the study, paying particular attention to interactions between the two water sections in the cave.

One of the many conclusions drawn from our computational results is that freshwater-logged caves only produce a noticeable effect (>1 ppm) on EM measurements when they are of considerable size. Furthermore, the expected increase in EM anomaly when increasing the size of the cave was confirmed, despite certain peculiarities that occur when working with salt water caves. Investigating the dependence of EM signals on cave depth yielded rapidly decaying signal strength with increasing depth, especially for higher frequencies. Particular mention should go to the salt water scenario, where the high conductivity of the medium above the cave (due to salt water saturation) makes it difficult to observe the cave-related EM anomaly even at shallow depths (using high frequencies of 7190 Hz and 28850 Hz). Thus one can assume that caves located far below the fresh/salt water interface would barely have an influence on the measurement system in the field, as would caves with highly conductive overlying layers. Given that salt water saturation is only pertinent in coastal areas, however, where caves tend to be found at shallower depths, one can expect to observe considerable anomalies despite the highly conductive surface layers which weaken the signal. The final part of the investigation concerning interactions between fresh water- and salt water-logged sections in caves clearly showed that EM anomalies had been weakened.

Examining measured field data, which was acquired in a karst region on the basis of which the 3D model was created, showed what anomalies really look like when recorded over known underground structures. A qualitative comparison between theoretical computations and physically measured data produced consistencies, as well as apparent dissimilarities. One important finding was that all recorded data

had noticeably larger anomalies than the computed data, even under the assumption of maximum structure size. This could be explained through the fact that in real situations, it is not only the water-filled caves which contribute towards the measurement, but also the surrounding material and its fissures (great electrical conductivity). Clear similarities occur between computed and measured data in terms of sensitivity of the components (3200 Hz inphase and 7190 Hz inphase). Conclusively, the qualitative comparison reveals how the results from theoretical modelling diverge from the complex, real underground situation and what steps should be taken to improve the model. The subsequently acquired information is vital for further analyses and interpretations of the recorded data.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	v
Inhaltsverzeichnis	a
1. Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Zielsetzung	2
2. Elektromagnetik	4
2.1 Einleitung	4
2.2 Theoretische Grundlagen	7
2.2.1 Von den Maxwell'schen Gleichungen zur Diffusionsgleichung	7
2.2.2 Dämpfung und Skintiefe.....	12
2.2.3 Gesteinsphysikalische Parameter.....	14
2.2.3.1 Magnetische Permeabilität	15
2.2.3.2 Dielektrizitätskonstante	15
2.2.3.3 Spezifische elektrische Leitfähigkeit	16
2.2.4 EM – Feld eines magnetischen Dipols über einem geschichteten bzw. homogenen Halbraum.....	18
2.2.5 Wechselwirkung eines Störkörpers mit dem Quellfeld	25
3. EM – Modellrechnung	34
3.1 Einführung	34
3.2 Grundlagen zur Integralmethode	36
3.3 Beschreibungen der verwendeten Programme	38
3.3.1 AEM – Code (Version 2.2 © AKP Group 1994-1998)	38
3.3.2 Emigma 7.5 (PetRos EiKon Incorporated, 2003).....	41
3.4 Schwierigkeiten und Einschränkungen bei der praktischen Anwendung	43
3.4.1 Verifizierung der Berechnung für den 1D-Fall	44
3.4.2 Diskretisierung und Größe des Störkörpers.....	45

3.4.3	Einfluss der Eindringtiefe	54
4.	Rahmenbedingungen für die praktische Modellrechnung	62
5.	Praktische Modellrechnung und Bewertung der Ergebnisse	67
5.1	Vergleiche zwischen Störkörpern in der Süßwasser- bzw. Salzwasserschicht.	68
5.2	Vergleiche zwischen verschiedenen Störkörpergrößen.....	72
5.3	Vergleiche verschiedener Störkörpertiefen	82
5.4	Einfluss einer elektrisch leitfähigen Oberflächenschicht	89
5.5	Störkörper am Salzwasser- Süßwasserhorizont.....	92
6.	Vergleich von realen und theoretischen Daten	97
6.1	Darstellung der Messdaten des gesamten Messgebietes	97
6.2	Anomalien über bekannten Höhlenstrukturen	101
6.3	Anomalien über bekannten Cenoten.....	111
7.	Schlussfolgerungen	118
	Danksagung.....	I
	Abbildungsverzeichnis	II
	Tabellenverzeichnis	V
	Literaturverzeichnis	VI
	Lebenslauf	XIII

1. Einleitung

1.1 Motivation

Karstgebiete bedecken etwa 12% der Landmasse unseres Planeten und spielen durch ihre hydrologischen Eigenschaften eine entscheidende Rolle in der Wasserversorgung. Durch die großen Fließgeschwindigkeiten, die Karstgrundwässer auszeichnen, reagieren diese Systeme besonders empfindlich auf Umweltverschmutzung.

Um Karstsysteme effizient schützen zu können bedarf es gezielter Methoden, die die nötigen Informationen für genaue Grund- und Oberflächenwassermodelle liefern. Diese Modelle liefern die Basis für die Definition von Wasserschutzgebieten.

Das Ziel des internationalen Forschungsprojektes „Hydrogeophysical methods for integrated water resource modelling of the Sian Ka’an biosphere reserve, Quintana Roo, Mexico“ ist, die Genauigkeit der Modellierung der Grundwassersysteme dieser Karstregion zu verbessern. Obwohl die Methode der Modellierung von Grundwassersystemen sehr ausgereift ist, sind die Ergebnisse in vielen Fällen nicht zufriedenstellend. Dies liegt zumeist an den ungenauen und lückenhaften Eingangsinformationen. Um diese zu verbessern bedarf es der Neu- bzw. Weiterentwicklung von Methoden, die die notwendigen, hochauflösenden Eingangsinformationen liefern. Die Aufgabe des FWF Projektes „XPLORE“ (L524-N10), dass mit dem internationalen Forschungsprojekt in Kooperation steht, ist es, mit innovativen geophysikalischen Methoden genau diese Eingangsdaten zu liefern.

Um eine erste Abschätzung der Effizienz und der Durchführbarkeit von geophysikalischen Methoden im entsprechenden Umfeld zu erhalten, wurden von der Geophysik Abteilung der Geologischen Bundesanstalt im März 2006 erste Vorerkundungen (Goelektrik, Boden- und Aeroelektromagnetik) im Naturschutzgebiet Sian Ka’an und der unmittelbaren Umgebung durchgeführt. Die Unzugänglichkeit des Interessensgebietes aufgrund von dichtem

Pflanzenbewuchs und die Notwendigkeit von großflächigen Informationen für die Grundwassermodellierung, verleiht den Aero-EM Messungen das größte Potenzial für die vorliegende Fragestellung. Die Ergebnisse von Aero-EM Messungen liefern flächenhafte Verteilungen vom spezifischen elektrischen Widerstand des Untergrundes. Unterstützt durch bodengeophysikalische Messungen lässt sich dieser Parameter in eine flächenhafte Verteilung des Wassergehaltes des Untergrundes überführen, der eine wichtige Eingangsinformation für die Grundwassermodellierung darstellt. Die speziellen Eigenschaften des Interessensgebietes (sehr geringe Topographie, sehr seichte Karststrukturen, zum Teil erforschte Höhlenstrukturen) stellen optimale Voraussetzungen für die Durchführung von Aero-EM Messungen dar. Vor allem die zum Teil vorhandenen Höhlenkarten aus dem Messgebiet liefern eine optimale Referenz für die Interpretation der Messergebnisse.

Die im Frühling 2007 durchgeführten Aero-EM Messungen stellen die Grundlage für diese Diplomarbeit dar. Da keine Erfahrungswerte über die Wechselwirkung des Messsystems mit den vorliegenden Karststrukturen vorhanden sind, ist es kaum möglich über gemessene EM-Anomalien auf die verursachenden Untergrundstrukturen zu schließen. Die Aufgabe dieser Diplomarbeit ist es, mittels 3D-Modellrechnung, die Sensibilität des EM-Messsystems auf vorliegende Karststrukturen zu untersuchen. Die Konstruktion von Untergrundmodellen basiert einerseits auf Informationen aus der Literatur und andererseits auf den Ergebnissen der bodengeophysikalischen Vorerkundungen. Die Karststrukturen (Höhlen) werden in der Modellrechnung mittels langgestreckten, viereckigen Prismen angenähert.

1.2 Zielsetzung

Das Ziel der Diplomarbeit ist es, durch den Vergleich berechneter Messwerte (mittels 3D-Modellrechnung) unterschiedlicher Modelle, die allgemeinen Abhängigkeiten zwischen Messwerten und Modellparametern zu bestimmen. Im Weiteren sollen die so gewonnen Informationen unterstützend in den Prozess der Auswertung sowie den der Interpretation von Messergebnissen einfließen. In

einem ersten Schritt werden in dieser Arbeit die theoretisch berechneten mit den realen Messwerten verglichen, um erste Aussagen über die Parameter der real vorhandenen Untergrundstrukturen treffen zu können. Das angestrebte Ziel ist, dass die durchgeführten Untersuchungen dazu beitragen, die Interpretation von Messergebnissen dahingehend zu verbessern, dass der Informationsgehalt der Messungen für die vorliegende Fragestellung der Karstgrundwassermodellierung vergrößert wird.

2. Elektromagnetik

2.1 Einleitung

Erste elektromagnetische Messverfahren zur Untergrunderkundung wurden in den 20er Jahren des 20. Jahrhunderts parallel in den skandinavischen Ländern, den USA und Kanada entwickelt. Die Anfänge beschränkten sich auf die Auffindung von massiven Erzkörpern, die durch ihren starken Kontrast der elektrischen Leitfähigkeit zum umgebenden Gestein bereits mit damaliger Technik gut detektierbar waren.

Etwa 30 Jahre später wurden die weiterentwickelten Methoden zum ersten Mal mit Flugzeugen verwendet. Dieser Übergang von bodengeophysikalischen zu airborne Methoden verlieh der Weiterentwicklung einen massiven Aufschwung, da nun in kurzer Zeit und auf einfache Art und Weise große Gebiete kartiert werden konnten. Speziell die Rohstoffindustrie profitierte von dieser neuen, einfachen und preisgünstigen Messmethode und forcierte ihrerseits die Weiterentwicklung verschiedenster Messsysteme (für Boden- und Airbornemessungen).

Heute existieren kaum in einem Gebiet der Geophysik so viele unterschiedliche Messmethoden und Messverfahren, wie in der Elektromagnetik. Die prinzipiell, zugrundeliegende Messmethodik bezieht sich bei allen Messverfahren auf die Wechselwirkung von elektromagnetischen Feldern (Wellen) mit einem Medium, bestimmter elektrischer, dielektrischer und magnetischer Eigenschaften. Bei der überwiegenden Anzahl der Verfahren ist die elektrische Leitfähigkeit bei weitem der wichtigste Parameter. Die Wechselwirkung von alternierenden elektrischen- bzw. magnetischen Feldern mit einem elektrisch leitfähigen Medium erzeugt seinerseits ein entsprechendes Feld (magnetisch oder elektrisch), welches von den zuvor genannten Eigenschaften des Mediums abhängig ist. Ziel dieser Messverfahren ist es, über die Stärke der elektrischen oder magnetischen Felder, die bei der Wechselwirkung entstanden sind, Aussagen vor allem über die elektrischen Eigenschaften des verursachenden Mediums zu erhalten.

Um die Vielzahl der verschiedenen Messverfahren zu überblicken ist eine kategorische Einteilung wichtig. In Abbildung 1 soll eine grobe Einteilung veranschaulicht werden, die nur die Grundprinzipien der verschiedenen Messverfahren berücksichtigt. Ähnliche, zum Teil genauere Kategorisierungen mit genauen Bezeichnungen der einzelnen Verfahren sind in der Literatur zu finden (vgl. z.B. [1] SWIFT, 1987).

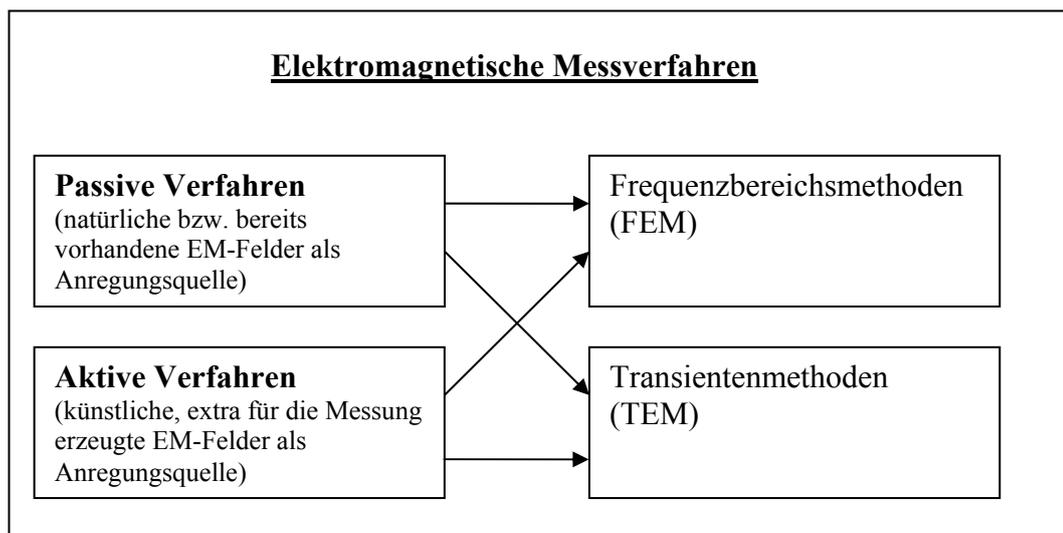


Abbildung 1: Prinzipielle Gliederung der EM -Messverfahren

Als erstes erfolgt die Unterteilung in passive und aktive Verfahren. Passive Verfahren verwenden für die Anregung natürlich vorhandene elektromagnetische Felder, die z.B. von der hohen Atmosphäre, von Blitzen oder von Sendern erzeugt werden. Bei diesen Messungen ist lediglich ein Aufnehmer (Receiver), zumeist in Form einer Spule, notwendig, der das gewünschte Signal aufzeichnet. Im Gegensatz dazu ist bei den aktiven Verfahren im Messsystem zusätzlich noch ein Transmitter inkludiert, der das benötigte Feld zur Anregung erzeugt. Alle Methoden lassen sich grundsätzlich noch in Frequenzbereichsmethoden und Transientenmethoden unterteilen. Der grundlegende Unterschied zwischen FEM und TEM besteht in der Form der Anregung. Bei den FEM Methoden erfolgt die Anregung mit einem harmonischen Signal, bei den TEM Methoden hingegen mit zeitlich begrenzten Impulsen. Der Nachteil bei den FEM Verfahren ist, dass die Messung während der Anregung erfolgt und sich somit das sogenannte Primärfeld

(Feld der Anregung) und das Sekundärfeld (Feld erzeugt durch die Wechselwirkung von Primärfeld und Untergrund) überlagern. Bei den TEM Methoden entfällt diese Problematik, jedoch ist die exakte mathematische Beschreibung der auftretenden physikalischen Effekte weitaus komplexer als im Fall der harmonischen Anregung.

In beiden Fällen (FEM und TEM – aktive Verfahren) werden die jeweiligen Messmethoden noch in solche mit galvanischer oder induktiver Einspeisung des Feldes zur Anregung unterschieden. Der klare Vorteil liegt hier bei den induktiven Methoden, da diese keinen direkten Kontakt zum Untergrund benötigen. Weiters können die Messmethoden noch nach der Wahl des Empfängers unterteilt werden.

Die vielen möglichen Unterteilungen zeigen die Vielzahl an unterschiedlichen Messmethoden, die im Laufe der Zeit entwickelt wurden.

Die airborne EM-Messungen auf die sich diese Diplomarbeit bezieht lassen sich in die aktiven Frequenzverfahren mit induktiver Ankopplung einordnen. Eine schematische Darstellung der allgemeinen Funktionsweise solcher Systeme erfolgt in Abbildung 2.

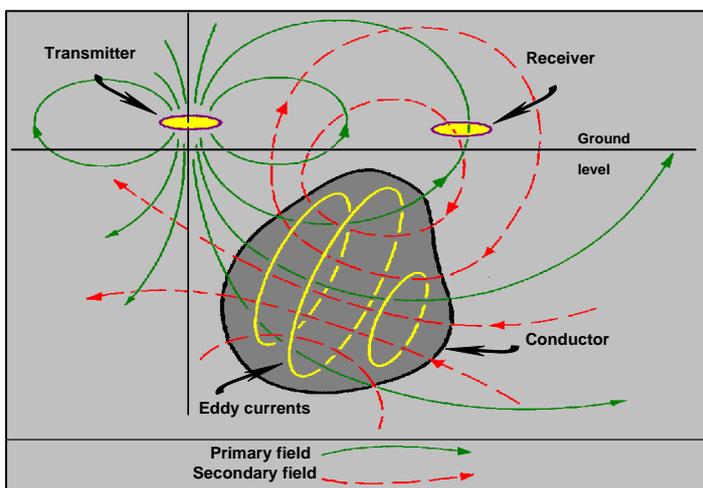


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Funktionsweise (Abbildung aus [2] MARESCOT, 2005)

Die Aufgabe des Transmitters übernimmt eine Spule, die durch das Anlegen eines elektrischen Wechselstroms ein alternierendes Magnetfeld (Primärfeld) erzeugt.

Dieses Magnetfeld induziert in einem elektrisch leitfähigen Körper Kreisströme, die ihrerseits ein Magnetfeld erzeugen (Sekundärfeld). Wie Abbildung 2 zeigt, wird die Überlagerung von Primär- und Sekundärfeld mittels einer Receiverspule aufgenommen. Das Sekundärfeld beinhaltet nun unter anderem Informationen über die elektrische Leitfähigkeit des Untergrundes (Störkörpers in Abbildung 2). Eine genauere Beschreibung der Funktionsweise erfolgt in Kapitel 4. Werden solche Messungen entlang von Profilen oder flächenhaft durchgeführt, können räumliche Verteilungen der elektrischen Leitfähigkeit erstellt werden.

Das Anwendungsgebiet der airborne Elektromagnetik hat sich von der anfänglichen Kartierung von Erzlagerstätten enorm vergrößert und reicht heute von Kartierungen der Verwitterungsschicht (z.B. [3] SUPPER et al., 2008) über Grundwasseruntersuchungen (z.B. [4] SENGPIEL, 1990) bis zur Bestimmung von Salzwasserintrusionen in Küstenregionen (z.B. [5] SIEMON et al., 2001 und [6] FITTERMANN und DESZCZ-PAN, 2001). Dieser Fortschritt ist, wie auch in anderen Bereichen der Geophysik, vor allem auf die Verbesserung der Messgenauigkeit und der Auswertemethoden, infolge der enormen Entwicklungen in der Mikroelektronik zurückzuführen.

2.2 Theoretische Grundlagen

2.2.1 Von den Maxwell'schen Gleichungen zur Diffusionsgleichung

Die Maxwell'schen Gleichungen beschreiben die grundsätzlichen Zusammenhänge zwischen elektrischen und magnetischen Feldern und stellen somit die Grundlage der Elektromagnetik dar. Dadurch sind sie auch immer Ausgangspunkt bei der theoretischen Beschreibung dieser physikalischen Phänomene. Hinzu kommen noch Gleichungen, die die speziellen Eigenschaften von Materie in Bezug auf elektrische und magnetische Felder beschreiben.

Die Maxwell'schen Gleichungen in ihrer differentiellen Form lauten:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad 2.1$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad 2.2$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad 2.3$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad 2.4$$

Hier wurden die allgemeinen Gleichungen, die im Vakuum gelten, bereits mit den folgenden Materialgleichungen verknüpft:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad 2.5$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad 2.6$$

\vec{D} ... dielektrische Verschiebungsdichte [C/m²]

\vec{E} ... elektrische Feldstärke [V/m]

ϵ ... Dielektrizitätskonstante [As/Vm] ($\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$)

ϵ_0 ... elektrische Feldkonstante ($\epsilon_0 = 8.854187 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$)

ϵ_r ... relative Dielektrizitätskonstante (Materialeigenschaft)

ρ ... Ladungsdichte [C/m³]

\vec{B} ... magnetische Flussdichte [T]

\vec{H} ... magnetische Feldstärke [A/m]

μ ... Permeabilität des Materials [Vs/Am] ($\mu = \mu_0 \mu_r$)

μ_0 ... magnetische Feldkonstante [$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$]

μ_r ... relative Permeabilität

\vec{j} ... elektrische Stromdichte [A/m²]

∇ ... Nabla Operator $\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$

Eine weitere wichtige Gleichung stellt, mittels der Materialeigenschaft der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit, den Zusammenhang zwischen elektrischer Feldstärke und der elektrischen Stromdichte her.

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad 2.7$$

In den Gleichungen 2.5 bis 2.7 wurden die Materialeigenschaften (ϵ , μ , σ) stark vereinfacht als skalare Größen eingeführt. Im Allgemeinen sind die Materialeigenschaften durch Tensoren zweiter Stufe darzustellen, dessen reale und auch imaginäre Komponenten keineswegs konstant sind, sondern eine ganze Reihe von komplizierten Abhängigkeiten zeigen ([7] WARD und HOHMANN, 1987).

Die Vereinfachung zu skalaren Größen setzt Homogenität, Isotropie, Linearität und die Unabhängigkeit von jeglichen äußerlichen Einflüssen (Zeit, Temperatur, Druck,...) des Mediums voraus.

Durch die Anwendung der Rotation ($\nabla \times (\dots)$) auf die Gleichungen 2.2 und 2.4 und das Einsetzen der Gleichungen 2.5 bis 2.7 ergeben sich folgende zwei Ausdrücke ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) + \nabla \times \left(\frac{\partial}{\partial t} (\mu \vec{H}) \right) = 0 \quad 2.8$$

und

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) - \nabla \times \left(\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon \vec{E}) \right) = \nabla \times (\sigma \vec{E}) \quad 2.9$$

Unter den Voraussetzungen, dass die Materialeigenschaften nicht zeit- bzw. frequenzabhängig sind, können sie vor die zeitlichen Ableitungen in den Gleichungen 2.8 und 2.9 gesetzt werden. Weiters können die Positionen zwischen dem Rotationsoperator und den zeitlichen Ableitungen, unter der Annahme, dass die Felder \vec{E} und \vec{H} stückweise stetig sind und deren erste und zweite Ableitung existiert, vertauscht werden. Durch diese Umformung können die entstandenen

Ausdrücke $(\nabla \times \vec{E})$ und $(\nabla \times \vec{H})$ durch die Gleichungen 2.2 und 2.4 ersetzt werden. Dies führt nach einfachen Umformungen zu ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad \mathbf{2.10}$$

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad \mathbf{2.11}$$

Schließlich führt die Anwendung der Vektoridentität $\nabla \times \nabla \times \vec{a} = \nabla \nabla \cdot \vec{a} - \nabla^2 \vec{a}$, und die Tatsache, dass im ladungsfreien Raum $\nabla \cdot \vec{E} = 0$ und $\nabla \cdot \vec{H} = 0$ gilt zu folgenden Gleichungen ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad \mathbf{2.12}$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - \mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0 \quad \mathbf{2.13}$$

Diese zwei Gleichungen sind bis auf die Größe \vec{H} bzw. \vec{E} identisch und stellen Wellengleichungen für die jeweiligen Felder im Zeitbereich dar. Die dazu äquivalenten Gleichungen im Frequenzbereich, die man durch Anwendung der Fouriertransformation erhält, lauten ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\nabla^2 \vec{E}_F + (\mu\epsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega) \vec{E}_F = 0 \quad \mathbf{2.14}$$

$$\nabla^2 \vec{H}_F + (\mu\epsilon\omega^2 - i\mu\sigma\omega) \vec{H}_F = 0 \quad \mathbf{2.15}$$

Die Gleichungen im Frequenzbereich werden als Helmholtzgleichungen bezeichnet (\vec{H}_F bzw. \vec{E}_F stehen für die Fouriertransformierten von \vec{H} bzw. \vec{E}).

Der Vergleich der beiden Terme in den Klammern (Gleichung 2.14 bzw. 2.15) zeigt, bei Verwendung von Werten für die Materialeigenschaften eines durchschnittlichen Untergrundes und einer Frequenz die kleiner ist als 10^5 Hz, ein deutliches Überwiegen des zweiten Terms. Physikalisch bedeutet dies nichts anderes, als das Überwiegen von elektrischen Leitungsströmen über die elektrischen Verschiebungsströme. Somit ist unter diesen Annahmen der erste Term in der Klammer der Gleichungen 2.14 und 2.15 zu vernachlässigen ([7] WARD und HOHMANN, 1987).

$$\nabla^2 \vec{E}_F - i\mu\sigma\omega\vec{E}_F = 0 \quad 2.16$$

$$\nabla^2 \vec{H}_F - i\mu\sigma\omega\vec{H}_F = 0 \quad 2.17$$

Die Gleichungen 2.16 und 2.17 stellen Diffusionsgleichungen im Frequenzbereich dar. Diese Gleichungen sind die Basis für alle EM-Verfahren, die elektromagnetische Wellen mit niedrigen Frequenzen (kleiner als 10^5 Hz) verwenden.

Im Gegensatz dazu wird bei den Verfahren, die mit hochfrequenten elektromagnetischen Wellen arbeiten (z.B. GPR (engl. „ground penetrating radar“)) jeweils der zweite Term in den Gleichungen 2.14 und 2.15 vernachlässigt. Die beiden resultierenden Gleichungen beschreiben die ungedämpfte Wellenausbreitung, da der Dämpfungsterm vernachlässigt wurde. Damit in der Realität diese Annahme erfüllt ist muss die spezifische elektrische Leitfähigkeit des Mediums sehr gering sein. Dies stellt auch die grundlegende Einschränkung dieser Verfahren dar.

2.2.2 Dämpfung und Skintiefe

Durch Betrachtung von elementaren Lösungen der Gleichungen 2.16 und 2.17 können grundsätzliche Eigenschaften der hier vorliegenden Wellenausbreitung beschrieben werden. Für die diversen elektromagnetischen Verfahren sind Lösungen für zwei grundsätzliche Fälle von Interesse ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

- (1) für ein zeitlich periodisches E- bzw. H-Feld ($e^{i\omega t}$ - Abhängigkeit)
- (2) für einen Impuls des E- bzw. H-Feldes an einer bestimmten Stelle im Raum

Der erste Ansatz entspricht den elektromagnetischen Frequenzverfahren, die mit konstanter, zeitlich periodischer Anregung ein Wellenfeld erzeugen und über dessen Verhalten Rückschlüsse auf das umgebende Medium erhalten. Der zweite Ansatz wird mit den elektromagnetischen Transientenverfahren verwirklicht, welche über das Abklingverhalten eines kurzen elektromagnetischen Impulses Informationen über das umgebende Medium beziehen. Dieser Ansatz wird hier nicht näher betrachtet, da in dieser Diplomarbeit nur das elektromagnetische Frequenzverfahren von Bedeutung ist.

Bei Betrachtung nur einer Raumdimension (z-Komponente) erhält man für den ersten Ansatz folgende allgemeine Lösungen im Zeitbereich ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\vec{E} = \vec{E}_0^+ \cdot e^{-i(kz - \omega t)} + \vec{E}_0^- \cdot e^{i(kz + \omega t)} \quad \mathbf{2.18}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0^+ \cdot e^{-i(kz - \omega t)} + \vec{H}_0^- \cdot e^{i(kz + \omega t)} \quad \mathbf{2.19}$$

Die zwei Terme auf der rechten Seite der Gleichungen 2.18 und 2.19 beschreiben die Wellenausbreitung in positiver z-Richtung bzw. in negativer z-Richtung. Bei zukünftigen Betrachtungen wird immer nur der Anteil der sich in positiver z-Richtung ausbreitet berücksichtigt. Die Variable k entspricht einer komplexen Wellenzahl, die einen Realteil α und einen Imaginärteil β besitzt ($k = \alpha + i\beta$). α

und β sind reelle Größen und werden allgemein folgendermaßen dargestellt ([8] STRATTON, 1941):

$$\alpha = \omega \sqrt{\left\{ \frac{\mu\varepsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} + 1 \right] \right\}} \quad 2.20$$

$$\beta = \omega \sqrt{\left\{ \frac{\mu\varepsilon}{2} \left[\left(1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 \omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \right\}} \quad 2.21$$

Im Falle der Dominanz von elektrischen Leitungsströmen gegenüber den Verschiebungsströmen (EM-Verfahren bei niedrigen Frequenzen) vereinfachen sich die Ausdrücke zu ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\alpha = \beta = \sqrt{\left(\frac{\omega \mu \sigma}{2} \right)} \quad 2.22$$

Unter Berücksichtigung der unidirektionalen Lösung (Ausbreitung nur in positiver z-Richtung) erhält man durch Einsetzen von α und β in die Gleichungen 2.18 und 2.19 ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\vec{E} = \vec{E}_0^+ \cdot e^{-i\alpha z} e^{-\beta z} e^{i\omega t} \quad 2.23$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0^+ \cdot e^{-i\alpha z} e^{-\beta z} e^{i\omega t} \quad 2.24$$

Diese Lösung liefert grundlegende Informationen zu den Eigenschaften der Wellenausbreitung. Die Terme $e^{-i\alpha z}$ und $e^{-i\omega t}$ beschreiben die periodische Änderung des jeweiligen Feldes im Raum (z-Richtung) bzw. in der Zeit (t). Dies stellt die allgemeine Definition von Wellen dar. Da es sich bei β um eine reelle Variable handelt, ist auch der Term $e^{-\beta z}$ reell. Bei größer werdendem Wert für z

wird nun der Term immer kleiner – dies entspricht einer Dämpfung. An dieser Stelle wird eine in der Elektromagnetik häufig verwendete Größe eingeführt, die sogenannte Skintiefe (δ). Sie ist definiert als die Tiefe, bei welcher die elektromagnetische Welle auf den 1/e ten Teil gedämpft wurde ([7] WARD und HOHMANN, 1987).

$$\delta = \sqrt{\left(\frac{2}{\omega\mu\sigma}\right)} \quad 2.25$$

Zumeist wird diese Gleichung durch Einsetzen der magnetischen Permeabilität des Vakuums und der Kreisfrequenz ($\omega = 2\pi f$) wie folgt dargestellt ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\delta = 503 \sqrt{\left(\frac{1}{f\sigma}\right)} \quad 2.26$$

Mit Hilfe dieser Gleichung können praktische Abschätzungen getroffen werden bis in welche Tiefen nennenswerte Amplitudenanteile der elektromagnetischen Welle vordringen. Die Frequenzabhängigkeit der Skintiefe liefert die Möglichkeit durch Frequenzänderungen unterschiedliche Eindringtiefen zu erreichen, was in vielen elektromagnetischen Messverfahren Anwendung findet (Frequenzverfahren). Der Zusammenhang zwischen Eindringtiefe und spezifischer elektrischer Leitfähigkeit macht klar, dass je leitfähiger ein Medium ist, desto stärker ist die Dämpfung der elektromagnetischen Welle. Es zeigt deutlich die Einschränkungen der elektromagnetischen Verfahren, speziell bei stark leitfähigen Untergrundverhältnissen.

2.2.3 Gesteinsphysikalische Parameter

Die Ausführungen in den vorangegangenen Punkten zeigen, dass folgende 3 Materialeigenschaften die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen beeinflussen:

- Magnetische Permeabilität (μ)
- Dielektrizitätskonstante (ϵ)
- spezifische elektrische Leitfähigkeit (σ) (der Kehrwert entspricht dem spezifischen elektrischen Widerstand ρ)

2.2.3.1 Magnetische Permeabilität

Die magnetische Permeabilität stellt die Beziehung zwischen magnetischer Flussdichte und magnetischer Feldstärke in einem vorhandenen Medium her (Gleichung 2.6). Wenn kein Medium vorhanden ist (in Vakuum bzw. auch in Luft) vereinfacht sich der Zusammenhang indem die Permeabilität durch die magnetische Feldkonstante ersetzt wird (siehe Abschnitt 2.2.1). Da die meisten krustenbildenden Mineralien dia- oder paramagnetisch sind ($\mu_r \approx 1$, $\mu = \mu_0 \mu_r$), weisen sie in der magnetischen Permeabilität so gut wie keinen Unterschied zum Vakuum auf. Daher ist dieser Parameter in der Elektromagnetik eher von geringer Bedeutung und wird zumeist mit dem Wert für Vakuum ersetzt (siehe Gleichung 2.25 und 2.26). Nur in seltenen Fällen, wenn Gesteinsformationen eine hohe Konzentration an ferromagnetischen Mineralien (z.B. Magnetit) aufweisen, muss ein anderer Wert für μ in Betracht gezogen werden.

2.2.3.2 Dielektrizitätskonstante

Die physikalische Grundlage für die Dielektrizitätskonstante stellt die elektrische Polarisation dar. Das Anlegen eines elektrischen Feldes bewirkt, dass sich in einem dielektrischen Medium Elektronen, Atomkerne und polare Moleküle aus der ursprünglichen in eine neue, dem äußeren Feld entsprechende, Gleichgewichtslage bewegen. Dies führt im Medium zu einer Abschwächung des äußeren elektrischen Feldes durch das entgegengesetzt gerichtete dielektrische Feld. Diese Beziehung wird in Gleichung 2.5 beschrieben. Darin wird der Zusammenhang zwischen elektrischen Feld und dielektrischer Verschiebung mittels Dielektrizitätskonstante hergestellt. Ähnlich der magnetischen Permeabilität geht die Dielektrizitätskonstante bei Abwesenheit von Materie (Vakuum bzw. auch Luft) in die elektrische Feldkonstante über

($\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$). Die relative Dielektrizitätskonstante (ϵ_r), die üblicherweise in der Literatur angegeben wird, hat in dem Fall den Wert 1. Typische Werte für ϵ_r von trockenen Gesteinen bewegen sich zwischen 3.5 und 19 ([9] TELFORD et al., 1990). Massiven Einfluss auf den Wert hat der Wassergehalt von Gesteinen, da Wasser eine relative Dielektrizitätskonstante von etwa 81 aufweist ([9] TELFORD et al., 1990).

In der Elektromagnetik (vor allem bei niedrigen Frequenzen) nimmt die dielektrische Eigenschaft der Gesteine eine untergeordnete Rolle ein. Wie in Abschnitt 2.2.1. gezeigt wurde, kann ihr Einfluss bei den entsprechenden Frequenzen, die in den meisten Verfahren der Elektromagnetik verwendet werden, vernachlässigt werden (Ausnahme GPR).

2.2.3.3 Spezifische elektrische Leitfähigkeit

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit σ ist in der Elektromagnetik die wichtigste Materialeigenschaft. Sie stellt mittels Ohmschen Gesetz den Zusammenhang zwischen elektrischer Stromdichte und elektrischer Feldstärke her. Zumeist wird sie vereinfacht als skalare Größe behandelt. Dies setzt Isotropie des Mediums voraus, was nur für eine Minderheit der vorkommenden Materialien gültig ist. Im Allgemeinen sind sie bezüglich dieser Materialeigenschaft anisotrop, wodurch die spezifische elektrische Leitfähigkeit durch einen Tensor zweiter Stufe zu beschreiben ist. Weiters besteht eine Abhängigkeit von Temperatur, Druck und anderen äußeren Faktoren ([10] KELLER, 1987).

In vielen Fällen wird der Kehrwert von σ verwendet, der als spezifischer elektrischer Widerstand bezeichnet wird. Er ist wie folgt definiert ([9] TELFORD et al., 1990):

$$\rho = R \cdot \frac{A}{L} \qquad 2.27$$

R ist der elektrische Widerstand (in Ohm) eines zylindrischen Körpers der Querschnittsfläche A (in m²) und der Länge L (in m).

Neben der metallischen Leitfähigkeit, wo der elektrische Strom durch sich frei bewegende Elektronen verursacht wird, spielt bei den Erdmaterialien vor allem die sogenannte elektrolytische Leitfähigkeit eine wesentliche Rolle. Hier wird der elektrische Stromfluss durch bewegliche Ionen in Flüssigkeiten hervorgerufen. Da trockene Gesteine sehr schlechte elektrische Leiter sind, ist dieser Mechanismus maßgeblich für die beobachteten spezifischen elektrischen Widerstände des Untergrundes verantwortlich. Zur Berechnung von spezifischen elektrischen Widerständen von Gesteinsformationen wird die empirische Formel von Archie ([11] ARCHIE, 1942) herangezogen. Sie stellt den Zusammenhang zwischen Porosität, Sättigung und spezifischen elektrischen Widerstand der Porenflüssigkeit zum spezifischen elektrischen Widerstand der Formation her.

$$\rho_e = a\phi^{-m}S^{-n}\rho_w \quad \mathbf{2.28}$$

ρ_e ... spezifischer elektrischer Widerstand der Formation

ρ_w ... spezifischer elektrischer Widerstand der Porenflüssigkeit (zumeist Wasser)

ϕ ... Porosität

S... Sättigung (Anteil des Porenvolumens das mit Flüssigkeit gefüllt ist)

a, m, n... empirisch bestimmte Konstanten

Gültigkeit hat diese Beziehung nur unter den Annahmen, dass die festen Bestandteile der Formation keinerlei elektrische Leitfähigkeit besitzen und dass keine Tonmineralien vorhanden sind. Falls diese Annahmen nicht zutreffen wird die Zusammensetzung des spezifischen elektrischen Widerstandes einer Formation wesentlich komplexer. Weiterführende Angaben dazu finden sich in der Literatur z.B. [10] KELLER (1987).

In der folgenden Tabelle sind Wertebereiche des spezifischen elektrischen Widerstandes für einige Gesteins- und Sedimenttypen angegeben.

Tabelle 1: Spezifische elektrische Widerstände von Gesteinen und Sedimenten (nach [9] TELFORD et al., 1990)

Gesteinstyp	spezifischer elektrischer Widerstand [Ohmm]
Granit	$4.5 \cdot 10^3$ (feucht) - $1.3 \cdot 10^6$ (trocken)
Gneis	$6.8 \cdot 10^4$ (feucht) - $3 \cdot 10^6$ (trocken)
Kalkstein	50 - 10^7
Sandstein	1 - $6.4 \cdot 10^8$
Konglomerate	$2 \cdot 10^3$ - 10^4
Ton	1 - 100
Sand	4 - 800

2.2.4 EM – Feld eines magnetischen Dipols über einem geschichteten bzw. homogenen Halbraum

Das Interesse für die Beschreibung des EM-Feldes eines magnetischen Dipols über einem Halbraum ist dadurch gegeben, da das für diese Diplomarbeit relevante Messsystem genau diese physikalischen Eigenschaften aufweist. Die Rolle des Transmitters übernimmt eine Spule deren Radius im Vergleich zu anderen geometrischen Größen (z.B. Distanz zum Receiver, Distanz zum Halbraum,...) klein ist. Diese Beziehung erlaubt es die Transmitterspule mittels magnetischen Dipols anzunähern.

In Abschnitt 2.2.1 wurden die homogenen Maxwell'schen Gleichungen, die für den quellenfreien Raum gelten, betrachtet. Für den allgemeinen Fall, dass Quellen vorhanden sind gehen die ursprünglich homogenen Maxwell'schen Gleichungen in die entsprechenden inhomogenen Formen über. Die Lösung dieser Gleichungen ist wesentlich schwieriger und komplexer. In [7] WARD und HOHMANN (1987) wird gezeigt, dass durch die Aufspaltung des E- bzw. H-Feldes in einen Anteil der von magnetischen Quellen und einen der von elektrischen Quellen herrührt, Vektorpotenziale eingeführt werden können, die die weiteren Betrachtungen wesentlich erleichtern. Es ist in vielen Bereichen gängige Methode Vektorfelder über die entsprechende Beziehung mittels Potenzialfeldern darzustellen, da das Rechnen mit Potenzialen im Allgemeinen wesentlich leichter ist.

Die Eigenschaften der Vektorpotenziale sind so gewählt, dass man über bestimmte Umformungen und Kombinationen von Gleichungen (ähnlich zu Abschnitt 2.2.1) zu einer inhomogenen Helmholtzgleichung in den Vektorpotenzialen kommt ([7] WARD und HOHMANN, 1987). Auf der rechten Seite der beiden Gleichungen stehen nun jeweils die entsprechenden Quellströme der Vektorpotenziale (vgl. zu Gleichung 2.14 und 2.15 in Abschnitt 2.2.1).

Unter der Annahme, dass nur ein Quellentyp (magnetisch oder elektrisch) vorhanden ist gelten folgende Beziehungen zwischen den Vektorpotenzialen und dem E- bzw. H-Feld im Frequenzbereich ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

elektrische Quellen	magnetische Quellen	
$\vec{E}_e = -\hat{z}\vec{A} + \frac{1}{\hat{y}}\nabla(\nabla\cdot\vec{A})$	$\vec{E}_m = -\nabla\times\vec{F}$	2.29

$\vec{H}_e = \nabla\times\vec{A}$	$\vec{H}_m = -\hat{y}\vec{F} + \frac{1}{\hat{z}}\nabla(\nabla\cdot\vec{F})$	2.30
-----------------------------------	---	-------------

$\hat{z} = i\mu\omega$	\vec{A} ... Vektorpotenzial
------------------------	-------------------------------

$\hat{y} = \sigma + i\epsilon\omega$	\vec{F} ... Vektorpotenzial
--------------------------------------	-------------------------------

Die Subskripts „e“ bzw. „m“ stehen für die Art der jeweiligen Quelle. Die Art der Quelle bezieht sich hier nicht auf den Transmitter des betrachteten Messsystems, sondern auf die elektrischen- und magnetischen Ströme, die durch das angeregte EM-Feld entstehen, d. h. das EM-Feld eines magnetischen Dipols kann sowohl magnetische als auch elektrische Quellen besitzen. Daher wird das E- bzw. H-Feld im Allgemeinen durch die Kombination der Vektorpotenziale \vec{A} und \vec{F} beschrieben. Bestimmte Symmetrieeigenschaften des Transmitters können dazu führen, dass lediglich eines der beiden Vektorpotenziale zu berücksichtigen ist.

Dieser Umstand führt dazu, dass für den Fall des vertikalen magnetischen Dipols nur \vec{F} von Bedeutung ist. Durch die besonderen Symmetrieeigenschaften des Problems existiert nur die Vertikalkomponente (F_z) des Vektorpotenzials \vec{F} .

Die Voraussetzung für die Beschreibung des Feldes eines vertikalen magnetischen Dipols, der sich in der Höhe $z = -h$ über einem geschichteten Halbraum befindet, ist, dass die Lösung (F_z) folgende Gleichung erfüllen muss (F entspricht F_z) ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\nabla^2 F + k_0^2 F = -\hat{z} m \delta(x) \delta(y) \delta(z+h) \quad \mathbf{2.31}$$

$k_0^2 = -\hat{z}_0 \hat{y}_0 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \dots$ das Subskript „0“ bezieht sich auf die Eigenschaften des

Vakuums (allgemein gilt: $k_n^2 = -\hat{z}_n \hat{y}_n = \omega^2 \mu_n \epsilon_n - i\omega \mu_n \sigma_n$)

$x, y \dots$ horizontale Koordinaten des Dipols

$m \dots$ Betrag des magnetischen Dipolmoments

$\delta(x) \dots$ Dirac Funktion

Das EM-Feld eines vertikalen magnetischen Dipols ist oberhalb eines geschichteten Mediums ein TE-Feld. TE (engl. „transversale electric mode“) bedeutet, dass das E-Feld normal auf die z -Achse steht und somit keine z -Komponente existiert. Parallel dazu ist der TM mode (engl. „transversale magnetic mode“) so definiert, dass die z -Komponente des H-Feldes verschwindet. Beide Fälle haben den Vorteil, dass die Vektorpotenziale \vec{F} und \vec{A} jeweils nur durch ihre Vertikalkomponenten zu ersetzen sind. Weitere Details zu den Eigenschaften von \vec{F} , \vec{A} , TE mode und TM mode finden sich in [7] WARD und HOHMANN (1987).

Die allgemeine Lösung für F bei einem Transmitter, der ein TE-Feld erzeugt lautet ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$F = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F_p e^{-u_0 h} \left(e^{-u_0 z} + r_{TE} e^{u_0 z} \right) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad \mathbf{2.32}$$

$F_p \dots$ Potenzial des Quellfeldes (abhängig von der Art des Transmitters)

$$u_0 = \left(k_x^2 + k_y^2 - k_0^2 \right)^{1/2}$$

$$r_{\text{TE}} = \frac{Y_0 - Y_1^*}{Y_0 + Y_1^*} \dots \text{ Reflexionskoeffizient für die TE-Komponente } \left(Y_0 = \frac{\hat{u}_0}{Z_0} \right)$$

Das berechnete Potenzial in Gleichung 2.32 setzt sich formal zusammen aus einem Anteil der direkt vom Transmitter herrührt ($F_p e^{-u_0 h} (e^{-u_0 z})$) und einem Anteil der durch die Wechselwirkung mit dem geschichteten Halbraum entsteht ($F_p e^{-u_0 h} (r_{\text{TE}} e^{u_0 z})$). Der Reflexionskoeffizient der TE-Komponente wird durch die sogenannten Flächenübertragungskoeffizienten Y_m (engl. „surface admittance“) aufgebaut. Das Subskript „m“ steht hier für die entsprechende Schicht. Die Werte von Y_1^* bis Y_N^* werden gemäß folgender Formeln rekursiv, beginnend mit der letzten (N ten) Schicht, berechnet ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$\begin{aligned} Y_1^* &= Y_1 \frac{Y_2^* + Y_1 \tanh(u_1 h_1)}{Y_1 + Y_2^* \tanh(u_1 h_1)} \\ Y_n^* &= Y_n \frac{Y_{n+1}^* + Y_n \tanh(u_n h_n)}{Y_n + Y_{n+1}^* \tanh(u_n h_n)} \\ Y_N^* &= Y_N \end{aligned} \quad \mathbf{2.33}$$

Der Ausdruck für das Potenzial F_p eines vertikalen magnetischen Dipols lautet ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$F_p = \frac{\hat{z}_0 m}{2u_0} \quad \mathbf{2.34}$$

Einsetzen in die allgemeine Lösung ergibt einen Ausdruck der mittels Hankeltransformation folgendes Zwischenresultat ergibt ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$F(\rho, z) = \frac{\hat{z}_0 m}{4\pi} \int_0^{\infty} \left[e^{-u_0(z+h)} + r_{TE} e^{u_0(z-h)} \right] \frac{\lambda}{u_0} J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.35$$

$$\lambda = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$$

$$\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$$

J_0 ... Besselfunktion 0ter Ordnung

Dies stellt einen Ausdruck für das entsprechende Potenzial (F) in Zylinderkoordinaten dar. Um die gewünschten Komponenten des E-Feldes bzw. des H-Feldes zu berechnen, wird Gleichung (2.29) bzw. (2.30) angewendet.

Symmetriebedingt existieren nur eine E-Feld Komponente (E_ϕ) und zwei H-Feld Komponenten (H_ρ, H_z). Die folgenden Gleichungen liefern eine vollständige Beschreibung des magnetischen und elektrischen Feldes oberhalb eines geschichteten Halbraumes, verursacht durch einen vertikalen magnetischen Dipol in der Höhe $z = -h$ ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$E_\phi = -\frac{\hat{z}_0 m}{4\pi} \int_0^{\infty} \left[e^{-u_0(z+h)} + r_{TE} e^{u_0(z-h)} \right] \frac{\lambda^2}{u_0} J_1(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.36$$

$$H_\rho = \frac{m}{4\pi} \int_0^{\infty} \left[e^{-u_0(z+h)} - r_{TE} e^{u_0(z-h)} \right] \lambda^2 J_1(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.37$$

J_1 ... Besselfunktion 1ter Ordnung

$$H_z = \frac{m}{4\pi} \int_0^{\infty} \left[e^{-u_0(z+h)} - r_{TE} e^{u_0(z-h)} \right] \frac{\lambda^3}{u_0} J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.38$$

Diese Ausdrücke können nur mittels numerischer Integration berechnet werden und stellen die Basis für 1D Modellrechnungen über geschichteten Halbräumen dar. Da in den meisten Fällen die magnetische Permeabilität des Untergrundes

gleich der des Vakuums angenommen wird, vereinfacht sich der Ausdruck von r_{TE} zu ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$r_{TE} = \frac{\lambda - u_1^*}{\lambda + u_1^*} \quad 2.39$$

$$u_n^* = \frac{u_{n+1}^* + u_n \tanh(u_n h_n)}{u_n + u_{n+1}^* \tanh(u_n h_n)} \quad 2.40$$

$$u_N^* = u_N$$

u_1^* wird mit Gleichung 2.40 rekursiv berechnet (vgl. Gleichung 2.33).

Weitere Vereinfachungen der Ausdrücke 2.36 bis 2.38 ergeben sich dadurch, dass in der Elektromagnetik relativ niedrige Frequenzen verwendet werden (siehe ([7] WARD und HOHMANN, 1987).

Eine analytische Lösung für das E- bzw. H-Feld existiert nur unter den Annahmen, dass niedrige Frequenzen verwendet werden (quasi statische Approximation, $k_0 = 0$), dass sich der Transmitter (vertikaler magnetischer Dipol) und der Receiver auf der Halbraumfläche befinden und dass es sich um einen homogenen Halbraum handelt.

Die hier relevante Messsonde verfügt neben dem vertikalen magnetischen Dipol auch noch einen horizontalen magnetischen Dipol als Quelle. Dieser ist in Flugrichtung (x) gerichtet. In [7] WARD und HOHMANN (1987) wird dieser Fall nach denselben Prinzipien abgehandelt. Dabei ist zu beachten, dass durch die hier gegebene Symmetrie sowohl das Potenzial A (TM-mode) als auch das Potenzial F (TE-mode) berücksichtigt werden müssen (allgemeiner Fall).

$$A(\rho, z) = -\frac{k_0^2}{4\pi} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty \left[e^{-u_0(z+h)} + r_{TM} e^{u_0(z-h)} \right] \frac{1}{\lambda u_0} J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.41$$

$$F(\rho, z) = -\frac{\hat{z}_0 m}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[e^{-u_0(z+h)} + r_{TE} e^{u_0(z-h)} \right] \frac{1}{\lambda} J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.42$$

$$r_{TM} = \frac{Z_0 - Z_1^*}{Z_0 + Z_1^*} \dots \text{ Reflexionskoeffizient für die TM - Komponente } \left(Z_0 = \frac{\hat{u}_0}{\hat{y}_0} \right)$$

Die Zusammensetzung des Reflexionskoeffizienten für die TM-Komponente ist identisch zur TE-Komponente, nur das Y_n (Y_n^*) durch Z_n (Z_n^*) (engl. „surface impedance“) ersetzt wird. Z_1^* wird nach denselben Formeln wie Y_1^* (1.33) rekursiv berechnet, wobei natürlich Y durch Z zu ersetzen ist.

Die gewünschten E- bzw. H-Feld Komponenten ergeben sich aus 2.41 und 2.42 durch die Anwendung der Gleichungen 2.29 und 2.30. Die vollständigen Ausdrücke sind in [12] DEY und WARD (1970) gegeben.

Durch Berücksichtigung der quasi statischen Approximation ($k_0 = 0$) verschwindet der Ausdruck für das Potenzial A. Da für die meisten Anwendungen nur das magnetische Feld von Bedeutung ist, werden hier nur diese Feldkomponenten in kartesischen Koordinaten angegeben ([7] WARD und HOHMANN, 1987):

$$H_x = \frac{m}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^\infty \left[e^{-\lambda(z+h)} - r_{TE} e^{\lambda(z-h)} \right] J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.43$$

$$H_y = \frac{m}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \int_0^\infty \left[e^{-\lambda(z+h)} - r_{TE} e^{\lambda(z-h)} \right] J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.44$$

$$H_z = \frac{m}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[e^{-\lambda(z+h)} - r_{TE} e^{\lambda(z-h)} \right] \lambda J_0(\lambda \rho) d\lambda \quad 2.45$$

Mit diesen Gleichungen lässt sich, unter Berücksichtigung der Annahmen, das magnetische Feld oberhalb des geschichteten Halbraums, verursacht von einem horizontalen magnetischen Dipol in der Höhe $z = -h$, durch numerische

Integration berechnen. Ähnlich wie zuvor können die Ausdrücke 2.43 bis 2.45 durch spezielle Annahmen noch vereinfacht werden. Eine analytische Lösung existiert auch hier nur unter denselben Bedingungen wie beim zuvor betrachteten Fall des vertikalen magnetischen Dipols.

Diese Ausführungen liefern alle notwendigen Gleichungen um mittels numerischer Integration das gewünschte magnetische Feld, verursacht durch den Transmitter und den geschichteten Halbraum, an der Stelle des Receivers des Messensors zu berechnen.

2.2.5 Wechselwirkung eines Störkörpers mit dem Quellfeld

In diesem Abschnitt sollen physikalische Effekte beschrieben werden, die beim Vorhandensein einer Inhomogenität der elektrischen Leitfähigkeit (Störkörper), im Beisein eines entsprechenden Quellfeldes auftreten. Die Abhandlung wird in diesem Abschnitt weniger theoretisch als im vorhergegangenen gehalten und soll einen Übergang zu praktischen Anwendungen liefern.

Die Grundlage für alle folgenden Betrachtungen stellt die Leiterkreistheorie dar. Darin wird der Störkörper als einfache Spule mit dem elektrischen Widerstand R und der Induktivität L betrachtet. Das Messsystem wird wie üblich durch eine Transmitter- und eine Receiverspule dargestellt. Durch einen periodisch zeitabhängigen Stromfluss (I_1) in der Transmitterspule wird ein alternierendes Magnetfeld (Primärfeld) erzeugt, das einerseits in der Receiverspule eine entsprechende Spannung induziert und andererseits auch in der Spule, die den leitfähigen Störkörper symbolisiert, eine Spannung und damit verbunden einen Stromfluss (I_2) erzeugt. Dieser Stromfluss erzeugt seinerseits ein magnetisches Feld (Sekundärfeld), welches ebenfalls in der Receiverspule eine Spannung induziert. Einen schematischen Aufbau der Zusammenhänge zeigt Abbildung 3.

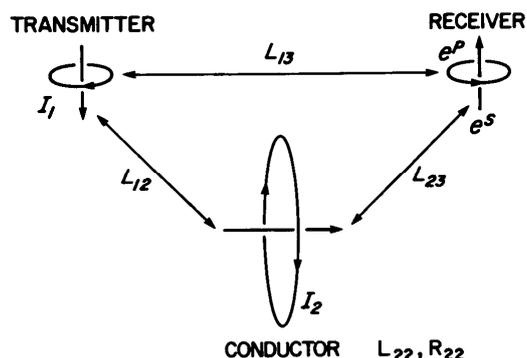


Abbildung 3: Kopplung des EM-Systems mit einer Spule (Abbildung aus [13] WEST und MACNAE, 1991)

Die Spannungen aus Primär- und Sekundärfeld lassen sich folgendermaßen definieren ([13] WEST und MACNAE, 1991):

$$e_s = -i\omega L_{23} I_2 \quad 2.46$$

$$e_p = -i\omega L_{13} I_1 \quad 2.47$$

e_s, e_p ... Induzierte Spannungen (Sekundärfeld, Primärfeld)

L_{23}, L_{13} ... Gegeninduktivitäten (Störkörper – Receiver, Transmitter – Receiver)

I_1, I_2 ... Stromflüsse (Transmitter, Störkörper)

Der Strom im Störkörper lässt sich mit dem Strom im Transmitter wie folgt ausdrücken ([13] WEST und MACNAE, 1991):

$$I_2 = \frac{-i\omega L_{12} I_1}{R_{22} + i\omega L_{22}} \quad 2.48$$

Der Nenner der rechten Seite stellt die Impedanz der Spule im Untergrund dar (elektrischer Widerstand R_{22} und Induktivität L_{22}). In der Praxis ist zumeist das Verhältnis von Sekundär- zu Primärspannung von Interesse. Durch Kombination der Gleichungen 2.46 bis 2.48 folgt ([13] WEST und MACNAE, 1991):

$$\frac{e_s}{e_p} = - \left(\frac{L_{12}L_{23}}{L_{22}L_{13}} \right) \left(\frac{i\omega\tau}{1+i\omega\tau} \right) \quad 2.49$$

$$\tau = \frac{L_{22}}{R_{22}} \dots \text{Zeitkonstante}$$

Der zweite Term dieser Gleichung ist lediglich abhängig von der Frequenz und von den Eigenschaften der Spule, die den Störkörper symbolisiert und ist damit unabhängig von geometrischen Größen und würde sich bei der Bewegung des Messsystems nicht ändern. Im Gegensatz dazu stecken im ersten Term alle erforderlichen geometrischen Informationen, um das betrachtete Problem zu beschreiben. Der zweite Term wird häufig als Responsefunktion bezeichnet mit dem Responseparameter Q ($Q = \omega\tau$). Die prinzipiellen Eigenschaften der Responsefunktion, die auch für komplexere Annahmen gültig sind, werden mittels Abbildung 4 diskutiert.

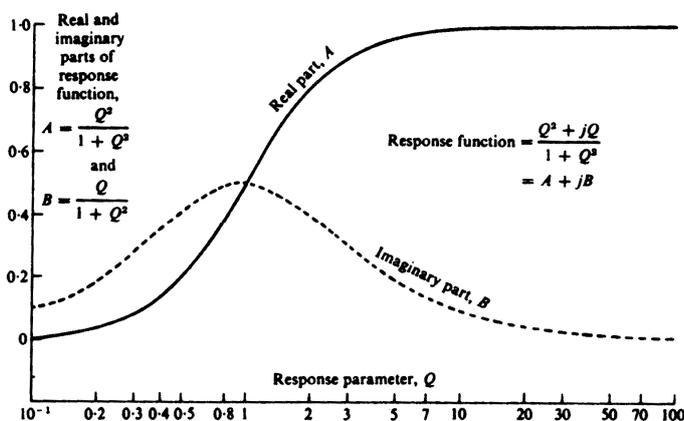


Abbildung 4: Real- und Imaginärteil der Responsefunktion (Abbildung aus [9] TELFORD et al., 1990)

Die Abbildung zeigt den Real- und Imaginärteil der Responsefunktion in Abhängigkeit vom Responseparameter. Bei kleinen Werten von Q sind sowohl der Real- als auch der Imaginärteil klein. Das entspricht dem sogenannten resistiven Limit, das bei sehr hohen elektrischen Widerständen auftritt. Beim Wert $Q=1$ hat der Imaginärteil sein Maximum. Beide Anteile sind an dieser Stelle gleich groß. Bei größer werdendem Responseparameter strebt der Imaginärteil

gegen Null, während sich der Realteil dem Wert 1 nähert. Dieser Bereich wird als induktives Limit bezeichnet und tritt bei geringen elektrischen Widerständen auf. Die Betrachtung der Phasendifferenz zwischen Primärfeld und Sekundärfeld zeigt, dass sie bei kleinen Werten von Q (resistives Limit) 90° beträgt und sich kontinuierlich den 180° bei großen Werten von Q (induktives Limit) nähert.

Es zeigt sich, dass bereits durch die einfachen Eigenschaften der Responsefunktion praktische Informationen über die Leitfähigkeit erhalten werden können.

Der Übergang von einer einfachen Spule, die den Störkörper symbolisiert, zu einem wahren 3 dimensional Körper mit einer bestimmten elektrischen Leitfähigkeit liefert einen approximativen Ausdruck, der der Gleichung 2.49 durchaus ähnlich ist. Um die Signalantwort eines elektrisch leitfähigen Körpers berechnen zu können, ist einerseits die Kenntnis des Feldes an der Stelle des Störkörpers (verursacht durch den Transmitter) und das resultierende sekundäre Feld (verursacht durch den Störkörper) an der Stelle des Receivers notwendig. Unter den Annahmen, dass sich das Feld an der Stelle des Störkörpers nur durch den Wert an einem repräsentativen Punkt darstellen lässt (kleiner Störkörper im Verhältnis zur Distanz zum Messsystem) und dass die Richtungen der vorhandenen und durch den Störkörper entstehenden Magnetfelder bekannt sind, lässt sich folgender approximativer Ausdruck formulieren ([13] WEST und MACNAE, 1991):

$$\frac{e_s}{e_p} = \frac{H_r^s}{H_r^p} = \left[\frac{G_{rb}^{Hm} G_{bt}^{Hm}}{G_{rt}^{Hm}} \right] \times \left[\frac{V}{1-N} \right] \left[\frac{i\gamma}{1+i\gamma} \right] \quad 2.50$$

$\gamma \approx \sigma_b \mu_0 a b \dots$ eine Art Responseparameter (vgl. Gleichung 2.49)

N ... Depolarisationsfaktor

V ... Volumen des Körpers

$$H_j = G_{jk}^{Hm} m_k$$

Der Parameter γ setzt sich aus der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit, der magnetischen Permeabilität, der geometrischen Konstanten des Störkörpers und der Kreisfrequenz zusammen. Der Wert des Depolarisationsfaktors ist abhängig von der Form des Störkörpers und bewegt sich zwischen 0 und 1. Die einzelnen Faktoren G , stellen skalare Funktionen dar, die den Zusammenhang zwischen dem induzierten Moment an der Stelle „k“ und dem resultierenden magnetischen Feld an der Stelle „j“ herstellen. In Gleichung 2.50 sind die Subskripts wie folgt definiert: r – Position des Receivers, b – Position des Störkörpers und t – Position des Transmitters. Das „Hm“ steht für die Überführung eines Moments in ein Magnetfeld. Alle Terme der Gleichung 2.50 lassen sich numerisch lösen. Somit erhält man die Signalantwort eines EM-Messsystems über einem hinreichend kleinen, elektrisch leitfähigen Störkörper, der von Vakuum oder nicht leitfähiger Materie umgeben ist. Der Fall, dass die Annahme eines hinreichend kleinen Störkörpers nicht gegeben ist, ist der vorangegangenen Ausführung ähnlich und wird in [13] WEST und MACNAE (1991) genau behandelt.

Befindet sich der Störkörper in einem elektrisch leitfähigen Medium, treten zusätzlich zu den bereits erwähnten induzierten Kreisströmen noch sogenannte galvanisch induzierte Ströme auf, die ein zusätzliches, sekundäres Magnetfeld erzeugen. Die galvanisch induzierten Ströme werden durch die im elektrisch leitfähigen Halbraum fließenden Ströme durch Depolarisationseffekte erzeugt. In Abbildung 5 werden das magnetische Feld eines Transmitters (vertikaler magnetischer Dipol) und die im Störkörper induzierten Ströme mit den entsprechenden Sekundärfeldern schematisch dargestellt.

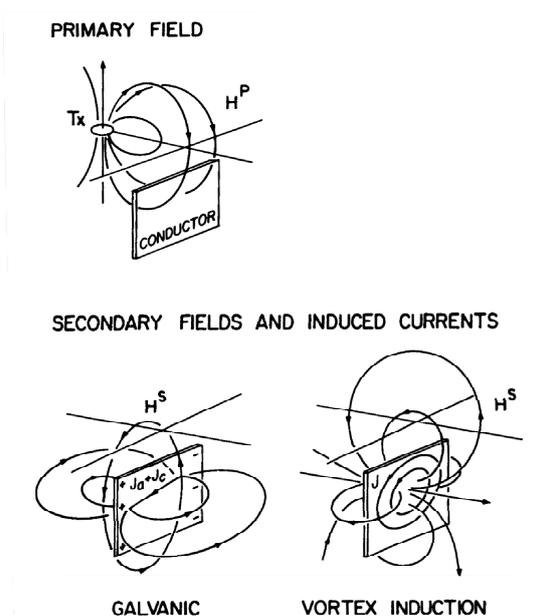


Abbildung 5: Darstellung der beiden Induktionsarten bei vorhandenem Primärfeld (Abbildung aus [13] WEST und MACNAE, 1991)

Die galvanisch induzierten Ströme werden mittels folgender Gleichung mit dem elektrischen Feld im Halbraum bzw. dem dazugehörigen Stromfluss dargestellt ([13] WEST und MACNAE, 1991):

$$J_a = \frac{\kappa_\sigma \sigma_h E^P}{(1 + N\kappa_\sigma)} = \frac{\alpha}{(1 + \alpha)} \frac{J^P}{N} \quad 2.51$$

$$\kappa_\sigma = \left(\frac{\sigma_b}{\sigma_h} - 1 \right) \dots \text{sogenannte relative Ohmsche Suszeptibilität}$$

σ_h, σ_b ... spezifische elektrische Leitfähigkeiten von Halbraum und Störkörper

N ... Depolarisationsfaktor bezogen auf die Richtung von J^P

E^P ... elektrisches Feld im Halbraum

$\alpha = \kappa_\sigma N$... engl. „channeling number“

J^P ... Stromfluss im Halbraum

Zu beachten ist, dass der Stromfluss J_a einen zusätzlichen Stromfluss darstellt, der durch die Präsenz des Störkörpers bzw. durch seinen Leitfähigkeitskontrast zum

umgebenden Medium auftritt. Der gesamte Stromfluss im Störkörper ergibt sich aus der Summe von J_a und dem Stromfluss der ohne Vorhandensein des Störkörpers fließen würde. Die relative Ohmsche Suszeptibilität beschreibt den spezifischen Leitfähigkeitskontrast zwischen Halbraum und Störkörper. Die Größe α fasst geometrische und physikalische Eigenschaften des Störkörpers zusammen.

Der Stromfluss J_a wird durch Multiplikation mit dem Volumen des Störkörpers zu einem elektrischen Dipolmoment (j_b) umgerechnet. Mit einer entsprechenden skalaren Funktion G wird das magnetische Feld an der Stelle des Receivers, verursacht durch das elektrische Dipolmoment an der Stelle des Störkörpers, berechnet ([13] WEST und MACNAE, 1991):

$$H_r^s = G_{rb}^{Hj} j_b \quad 2.52$$

Das Verhältnis von Sekundärspannung zu Primärspannung in der Spule des Receivers für den Beitrag des galvanisch induzierten Stromflusses lässt sich dann wie folgt schreiben ([13] WEST und MACNAE, 1991):

$$\left(\frac{e_s}{e_p} \right)_{\text{galv}} = T_{\text{oh}} \left\{ \left(\frac{G_{rb}^{Hj} G_{bt}^{\text{Em}}}{G_{rt}^{\text{Hm}}} \right) \times \left(\frac{i \sigma_h \mu \omega V}{N} \right) \left(\frac{\alpha}{1 + \alpha} \right) \right\} \quad 2.53$$

T_{oh} ... Transmissionsfilterfaktor

G_{bt}^{Em} ... skalare Funktion, die das E-Feld an der Stelle des Störkörpers darstellt, verursacht durch einen magnetischen Dipol an der Stelle des Transmitters

Der Faktor T_{oh} stellt einen Tiefpassfilter dar, der den Effekt des leitfähigen Mediums zwischen Messsystem und Störkörper berücksichtigt (frequenzabhängige Phasenverschiebung und Dämpfung).

Die Kombination der Gleichungen 2.50 und 2.53 liefert die vollständige Signalantwort des Störkörpers. Wird zusätzlich noch die Wirkung des leitfähigen homogenen oder geschichteten Halbraums berücksichtigt, erhält man einen

approximativen Ausdruck, der alle auftretenden Effekte einschließt ([13] WEST und MACNAE, 1991):

$$\frac{H^s}{H^p} = \frac{e^s}{e^p} = T_{oh}(\beta_{oh}) \left\{ \left[\left(\frac{G_{rb}^{Hj} V G_{bt}^{Em}}{G_{rt}^{Hm} N^g I^2} \right) \times \left(\frac{\alpha}{1+\alpha} \right) i\beta_h \right] - \left[\left(\frac{G_{rb}^{Hm} V G_{bt}^{Hm}}{G_{rt}^{Hm} (1-N^i)} \right) \times \left(\frac{i\gamma}{1+i\gamma} \right) \right] \right\} + A_{oh} R_{oh}(\beta_{oh})$$

2.54

$\alpha = \kappa_\sigma N^g$... genormte „channeling number“ des Störkörpers

$\beta_{oh} = \sigma_{oh} \mu \omega l d$... Responseparameter der Überlagerungsschicht

$\beta_h = \sigma_h \mu \omega l^2$... Responseparameter des Halbraumes

$\gamma = \omega \tau_b$... genormter, induktiver Responseparameter des Störkörpers

$\sigma_{oh} = \frac{(\sigma_0 h + \sigma_h (d-h))}{d}$... Charakterisierung der Überdeckungsschicht

d ... Tiefe zum Störkörper

h ... Mächtigkeit der leitfähigen Überlagerungsschicht

l ... horizontale Dimension des EM-Systems und des Störkörpers

Die Parameter α , β_{oh} , β_h und γ beschreiben als dimensionslose Größen die physikalischen Eigenschaften des Modells. Die beiden Depolarisationsfaktoren N , die in Gleichung 2.54 vorkommen beziehen sich einerseits auf die galvanische Induktion von Strömen (^g) und andererseits auf die normale Induktion (ⁱ). Ihr Wert kann sich durchaus unterscheiden und hängt von der Form des Störkörpers und der jeweiligen Richtung des induzierenden Feldes ab. Der letzte Term der Gleichung 2.54 berücksichtigt die Signalantwort des leitfähigen Mediums, das den Störkörper umgibt.

Zu beachten ist, dass Gleichung 2.54 nur dann korrekte Resultate liefert, wenn die induzierenden Felder im Bereich des gesamten Störkörpers konstant sind. Zur Bestimmung der induzierten Ströme wird nämlich jeweils nur ein Wert der jeweiligen Felder an einem repräsentativen Punkt im Störkörper bestimmt. Also müssen die entsprechenden Felder im Bereich des Störkörpers hinreichend

homogen sein. Dies schränkt die geometrischen und physikalischen Eigenschaften des Modells stark ein, d.h. die Größe des Störkörpers sollte in Kombination mit der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit der Umgebung so gewählt werden, dass die Felder im Bereich des gesamten Störkörpers nahezu konstant sind. Im nächsten Kapitel werden Methoden für die 3D Modellrechnung beschrieben, die diese Einschränkungen zum Teil beseitigen.

Zu erwähnen ist noch, dass in Gleichung 2.54 offensichtlich auftretende Wechselwirkungen zwischen herkömmlich induzierten und galvanisch induzierten Strömen sowie zwischen diesen eben genannten und den Strömen im umgebenden Medium vernachlässigt wurden. In [14] WEST und EDWARDS (1985) wird gezeigt, dass diese Wechselwirkungen nur in sehr seltenen Fällen einen nennenswerten Effekt bewirken. Dieses Erkenntnis ist für die Modellrechnung sehr wichtig, da dadurch weitere komplizierte Zusammenhänge entfallen.

3. EM – Modellrechnung

3.1 Einführung

In allen geophysikalischen Methoden haben Auswerteverfahren (z.B. Modellrechnungen) in den letzten Jahrzehnten aufgrund steigender Rechenkapazität von Computern eine enorme Entwicklung vollzogen. So auch in der Elektromagnetik, die durch ihre Komplexität besonders vom Fortschritt profitiert hat.

Es existieren verschiedene Methoden der Modellrechnung, angepasst an die jeweiligen geometrischen Eigenschaften des Modells. Die einfachste Form stellt die Berechnung der Signalantwort eines EM-Messsystems über einem homogenen bzw. geschichteten Halbraum dar, wobei die Schichtung horizontal sein muss. Dieser 1D Fall wird mit den Gleichungen, die in Abschnitt 2.2.4 gegeben sind, mittels numerischer Integration berechnet. Im Vergleich dazu sind Lösungsmethoden für 2D und 3D Fälle, ausgenommen für einfache geometrische Körper, weitaus komplizierter. Da sich diese Diplomarbeit ausschließlich mit der 3D Modellrechnung befasst, beziehen sich alle folgenden Betrachtungen auf 3 dimensionale Probleme.

Ausgangspunkt für alle numerischen Lösungsverfahren sind die entsprechenden inhomogenen Maxwellschen Gleichungen. Ziel ist es, durch die Approximation der Differential- bzw. Integraloperatoren, die Ausgangsgleichung in eine Matrixgleichung zu überführen und diese zu lösen. Dafür existieren 3 grundsätzlich unterschiedliche Ansätze.

Der erste und wahrscheinlich am häufigsten verwendete Ansatz bedient sich der Finiten-Differenzen Methode ([15] AVDEEV, 2005). Hier werden die spezifische elektrische Leitfähigkeit, die EM-Felder und die differentiellen Maxwellschen-Gleichungen mittels entsprechender Finiten-Differenzen Operatoren in einem 3 dimensional Grid vereinfacht dargestellt ([15] AVDEEV, 2005). Dies führt zu einem linearen Gleichungssystem, das zu lösen ist. Der große Vorteil dieses Ansatzes ist die relativ leichte numerische Implementierung, im Vergleich zu anderen Verfahren ([15] AVDEEV, 2005). Da die Berechnung für alle

Schnittpunkte des 3D Netzwerkes, das sich über den gesamten Modellraum erstreckt, durchzuführen ist, ist sie sehr umfangreich und nimmt selbst mit heutiger Rechenkapazität bei etwas größeren Modellen viel Zeit in Anspruch.

Ein weiterer Ansatz basiert auf dem Konzept der Finiten-Elemente Methode. Hier werden die EM-Felder oder die entsprechenden Potenziale in einfache Funktionen zerlegt. Die Koeffizienten der erhaltenen Funktionen werden mit der Galerkin Methode berechnet ([15] AVDEEV, 2005). Dies führt wiederum zu einem linearen Gleichungssystem, das es zu lösen gilt. Der große Vorteil dieser Methode, komplizierte geometrische Störkörper relativ genau behandeln zu können, wird durch die aufwändige Konstruktion der finiten Elemente großteils zunichte gemacht ([15] AVDEEV, 2005). Daher wird dieser Ansatz auch eher seltener verwendet.

Der dritte Ansatz bedient sich der Lösung von Integralgleichungen. Da sich beide, für diese Diplomarbeit, verwendeten Programme, dieses Ansatzes bedienen, wird er im nächsten Abschnitt genauer behandelt. Der große Vorteil, der vor allem bei 3D Modellrechnungen zum Tragen kommt, ist, dass die entsprechenden EM-Felder nur im Volumen des Störkörpers berechnet werden müssen ([16] HOHMANN, 1987). Also wird nur der Störkörper (im 3D Fall) in ein 3D Netzwerk zerlegt, wo daraufhin die Berechnung an entsprechenden Punkten vollzogen wird. Trotz der etwas aufwendigeren mathematischen Abhandlung ist der Rechenaufwand dieser Methode, verglichen mit den anderen beiden, wesentlich geringer.

Die Aufgaben der 3D Modellrechnung in der Elektromagnetik sind vielfältig und reichen von Berechnungen, die Informationen für Neuentwicklungen von Messsystemen liefern bis zur quantitativen Analyse von ausgewählten Anomalien entlang von Profilen ([17] PALACKY und WEST, 1991). Das angestrebte Ziel ist es, eine 3D Inversion von EM Daten zu ermöglichen. Zuverlässige 1D Inversionsalgorithmen werden schon seit längerem verwendet, nicht zuletzt dadurch, weil die Vorwärtsrechnung in diesen Fällen relativ einfach ist (Abschnitt 2.2.4). Die große Schwierigkeit eine zuverlässige 3D Inversion für EM Daten zu entwickeln besteht zum einen Teil im enormen Datenvolumen von EM

Messungen (vor allem airborne Messungen) und zum anderen, entscheidenden Teil in der unzureichenden Ausgereiftheit der 3D Modellrechnung. Das Problem hierbei ist nicht die Genauigkeit einzelner Modellrechnungen, sondern die Tatsache, dass die Eingangsparameter (der Algorithmen) sehr sensibel auf Modelländerungen reagieren und somit direkt die Genauigkeit beeinflussen. Die automatische Adaption der korrekten Eingangsparameter für das jeweilige Modell ist sehr schwer realisierbar. Die Abhängigkeit der Genauigkeit von den Eingangseinstellungen wird in Abschnitt 3.4 genauer behandelt.

3.2 Grundlagen zur Integralmethode

Den Ausgangspunkt für die Integralmethode stellt die Umformung der Maxwell'schen Gleichungen in eine Fredholm-Integralgleichung zweiter Art für das elektrische Feld dar. Die Schritte bis zur gewünschten Integralgleichung sind in [16] HOHMANN (1987) genau beschrieben. Die Gleichung in ihrer kontinuierlichen Form lautet ([16] HOHMANN, 1987):

$$\vec{E}(\mathbf{r}) = \vec{E}_p(\mathbf{r}) + \int_V \vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \sigma_a \vec{E}(\mathbf{r}') dV' \quad 3.1$$

\vec{E}_p ... elektrisches Primärfeld im homogenen bzw. geschichteten Halbraum

$\vec{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$... tensorielle Greensche Funktion

$\sigma_a = \sigma_b - \sigma_h$... spez. el. Leitfähigkeitsdifferenz zwischen Störkörper und Halbraummedium

Die Lösung der Gleichung 3.1 liefert eine Verteilung des elektrischen Feldes über den gesamten Modellraum. Das Volumenintegral bezieht sich nur auf den Störkörper, da es außerhalb davon immer den Wert 0 hat (wegen $\sigma_a = 0$). Die tensorielle Greensche Funktion liefert den Zusammenhang zwischen dem auftretenden elektrischen Strom (engl. „scattering current“) an der Stelle \mathbf{r}' und dem daraus resultierenden elektrischen Feld an der Stelle \mathbf{r} . Da der erste Term in Gleichung (3.1) mit den Formeln für den homogenen bzw. geschichteten

Halbraum (Abschnitt 2.2.4) berechnet werden kann, ist für die gesamte numerische Berechnung lediglich die Diskretisierung des Störkörpers notwendig. Diese Tatsache stellt den entscheidenden Vorteil dieser Methode gegenüber den FD (Finite Differenzen) bzw. FE (Finite Elemente) Methoden dar.

Die Einteilung des Störkörpers in N gleich große, kubische Zellen liefert die diskrete Form der Gleichung 3.1 ([16] HOHMANN, 1987):

$$\vec{E}(\mathbf{r}) = \vec{E}_p(\mathbf{r}) + \sum_{n=1}^N \int_{V_n} \overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV' \cdot \vec{J}_s^n \quad 3.2$$

$\vec{J}_s^n = \sigma_a \vec{E}(\mathbf{r}_n)$... Stromfluss in der n-ten Zelle (engl. „scattering current“)

Eine entscheidende Annahme an dieser Stelle ist (wie man in Gleichung 3.2 sieht), dass \vec{J}_s in einzelnen Zellen konstant sein muss. Dies hat weitreichende Folgen, so ist dadurch bereits ein Kriterium für die maximale Größe von kubischen Zellen eines Störkörpers definiert.

Durch Integration über $\overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ (numerisch ([18] MEYER, 1976) oder analytisch ([19] HOHMANN, 1975)) geht Gleichung 3.2 in folgendes Endresultat über ([16] HOHMANN, 1987):

$$\frac{1}{\sigma_a} \vec{J}_s(\mathbf{r}) = \vec{E}_p(\mathbf{r}) + \sum_{n=1}^N \overline{\overline{\Gamma}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n) \cdot \vec{J}_s^n \quad 3.3$$

$\overline{\overline{\Gamma}}$ ist die integrierte tensorielle Greensche Funktion für ein kleines Volumen des Stromflusses (vgl. [16] HOHMANN, 1987).

Der Lösungsvorgang der Gleichung 3.3 erfolgt iterativ, bis zu einem Punkt, wo zwischen den einzelnen Iterationen hinreichend kleine Änderung von $\vec{J}_s(\mathbf{r})$ auftreten. Da Konvergenz im Allgemeinen erst nach sehr vielen Iterationsschritten auftritt, existieren verschiedene Methoden, die mittels Vorbedingungen die Konvergenz beschleunigen z.B. MIDM (engl. „modified iterative-dissipative

method“) [20] SINGER und FAINBERG (1995). Andere Verbesserungen beziehen sich auf die exaktere Beschreibung der auftretenden physikalischen Phänomene. In [16] HOHMANN (1987) wird z.B. gezeigt, dass durch das Verteilen von Ladungen auf größere Bereiche, die sich eigentlich rein rechnerisch an den Grenzen zwischen den kubischen Zellen akkumulieren (vgl. [15] AVDEEV, 2005), bereits enorme Verbesserungen erzielt werden können. Weiters kann die Einteilung des Störkörpers in rechteckige Prismen (statt Würfel) bei bestimmten Störkörperformen zu genaueren Ergebnisse führen ([21] WANNAMAKER et al., 1984).

Die Weiterentwicklung von alten bzw. Entwicklung von neuen Algorithmen zur 3D Modellrechnung ist vor allem darauf fokussiert dass einerseits eine genauere Approximation der Maxwellschen Gleichungen mit gröberer Diskretisierung erreicht wird und dass andererseits durch Vorbedingungen der Iterationsprozess schneller konvergiert (vgl. [15] AVDEEV, 2005).

3.3 Beschreibungen der verwendeten Programme

3.3.1 AEM – Code (Version 2.2 © AKP Group 1994-1998)

Dieses nichtkommerzielle Programm bzw. Software – Code wurde von der AKP Group (Avdeev, Kusvshinov und Pankratov, Geoelektromagnetisches Forschungsinstitut, russische Akademie der Wissenschaft) entwickelt. Der Geologischen Bundesanstalt wurde eine Version zur Verfügung gestellt, die speziell auf airborne Messungen abgestimmt ist.

Der verwendete Algorithmus stellt eine komplette Lösung der Integralgleichung 3.1 im Frequenzbereich dar. Entscheidend beim Lösungsweg ist die Einführung einer Hilfsfunktion χ , die eine Lösung der modifizierten Integralgleichung darstellt. Diese Gleichung (in χ), kann in eine Neumann Reihe expandiert werden, deren Terme leicht berechnet werden können. Es kann gezeigt werden, dass die Reihe immer konvergent ist, also nach einer endlichen Anzahl von Termen eine beliebig genaue Lösung liefert ([22] AVDEEV et al., 1997). Das gewünschte

elektrische Feld im Störkörper resultiert aus dem Zusammenhang mit χ . Weiters wird der zugehörige elektrische Strom berechnet und ausgehend davon das gewünschte magnetische Feld an der Stelle des EM-Aufnehmers. Um die gesamte Signalantwort des Untergrundes (Halbraum und Störkörper) zu erhalten, wird noch der Wert des magnetischen Feldes für den homogenen bzw. geschichteten Halbraum addiert. Dies sollte nur eine kurze, qualitative Beschreibung des Berechnungsschemas dieses Programms darstellen. Eine genaue mathematische Abhandlung findet sich in [22] AVDEEV et al. (1997). Darin wird neben den technischen Systemanforderungen auch die Anwendung anhand von einfachen Beispielen besprochen.

Der Vergleich mit anderen Lösungsmethoden (Integralgleichung und Finite Differenzen) zeigt sehr gute Übereinstimmung der Resultate, bei erheblich geringerem Rechenaufwand ([22] AVDEEV et al., 1997, ([23] AVDEEV et al., 1998 und [24] AVDEEV, 2006). Der große Vorteil dieser Methode ist, dass es sich im Gegensatz zu anderen nicht um ein approximatives Verfahren handelt. Bei den approximativen Lösungsverfahren (z.B. [25] TORRES-VERDIN und HABASHY, 1994, [26] ZHDANOV und FANG, 1996) kommt es zu einigen massiven Einschränkungen, z.B. darf der Leitfähigkeitskontrast zwischen Störkörper und umgebenden Medium bestimmte Werte nicht überschreiten. Das numerische Lösungsverfahren des AEM-Codes ist für beliebige Frequenzen (Leitungsströme und Verschiebungsströme werden berücksichtigt) und Leitfähigkeitskontraste gültig und kann zusätzlich noch auf anisotrope Modelle angewendet werden ([22] AVDEEV et al., 1997, [23] AVDEEV et al., 1998).

Da das Programm über keine Benutzeroberfläche verfügt, werden Einstellungen und Parameterdefinitionen in zwei eigens dafür vorgesehenen Textdateien durchgeführt. Die Berechnung der Signalantwort erfolgt linienförmig über dem definierten Modellraum mit dem entsprechend definierten Messsystem. Dieses setzt sich aus zwei magnetischen Dipolen (Transmitter und Receiver) beliebiger Orientierung zusammen. Die Berechnung am Receiver erfolgt immer für alle Orientierungen des magnetischen Dipols (x, y, z), bei fixer Orientierung des Transmitters (entweder x, y oder z). Die berechneten Werte entlang der zuvor definierten Linie werden in einer Textdatei zusammengefasst. Es werden folgende

Werte in Real- und Imaginärteil in der Einheit ppm (engl. „parts per million“) angegeben:

- (1) Totales magnetisches Feld (Primär- und Sekundärfeld) weniger Primärfeld im Vakuum
- (2) Totales magnetisches Feld (Primär- und Sekundärfeld) weniger Sekundärfeld des Halbraumes
- (3) Totales magnetisches Feld (Primär- und Sekundärfeld)

Der relevante Wert, der bei den meisten airborne EM-Systemen gemessen wird, ist der Erste. In der Praxis wird dieser Wert so verwirklicht, dass im Messsystem eine zusätzliche Spule (engl. „bucking coil“) vorhanden ist, die exakt das Primärfeld mit umgekehrter Polarität an der Receiverspule erzeugt und somit das Primärfeld an dieser Stelle auslöscht.

Der Modellraum setzt sich aus einem homogenen bzw. horizontal geschichteten Halbraum und wahlweise aus einem oder mehreren Störkörpern zusammen. Der Störkörper kann beliebige geometrische Formen annehmen, die eine bestimmte Größe (abhängig von der Diskretisierung) nicht überschreiten dürfen. Der Störkörper wird seinerseits in rechteckige Prismen diskretisiert, deren Seitenlänge in z-Richtung mit der Tiefe variieren kann. In x- und y-Richtung sind die Seitenlängen der Prismen über den gesamten Störkörper konstant. Entscheidender Punkt ist, dass die elektrische Leitfähigkeit zwischen den Prismen, die den Störkörper zusammensetzen, variiert werden kann, wodurch die Konstruktion von Störkörpern beliebiger geometrischer Form erst möglich wird.

Die Wahl der Diskretisierung eines bestimmten Störkörpers stellt die schwierigste Aufgabe bei der praktischen Anwendung dar. Wie in Abschnitt 3.2 gezeigt wurde, muss sie fein genug sein damit gewährleistet ist, dass der Stromfluss in einzelnen Prismen konstant ist. Trifft dies nicht zu (zu grobe Diskretisierung) kommt es zu ungenauen Lösungen. Um solche Fehler zu vermeiden, wird ein bestimmtes Modell mit verschiedenen, immer feiner werdenden Diskretisierungen gerechnet, deren Ergebnisse ab einer ausreichend feinen Einteilung des Störkörpers konvergieren. Dies ist im Prinzip die einzige verlässliche Vorgehensweise, die

genaue Lösungen liefert. Eine genauere Behandlung dieser und anderer Schwierigkeiten bei der praktischen Anwendung erfolgt in Abschnitt 3.4.

3.3.2 Emigma 7.5 (PetRos EiKon Incorporated, 2003)

Emigma 7.5 ist ein kommerzielles Programm zur Bearbeitung, Interpretation und Darstellung von geophysikalischen Daten. Die Anwendungen umfassen die Gebiete der Elektromagnetik, Magnetik, Geoelektrik und Gravimetrie.

Für die Elektromagnetik ergeben sich neben der 3D Modellrechnung noch andere Anwendungsmöglichkeiten, wie z.B. die 1D Inversion von EM Daten.

Bei der 3D Modellrechnung gibt es die Möglichkeit zwischen vielen verschiedenen Messkonfigurationen zu wählen, sodass sich im Prinzip alle wichtigen EM Messungen simulieren lassen. Die Simulationsplattform beinhaltet 3 Rechenalgorithmen, die an bestimmte geometrische und physikalische Eigenschaften des Modells angepasst sind. Außerdem besteht die Möglichkeit bei Vorhandensein mehrerer Störkörper zwischen unterschiedlichen Formen der gegenseitigen Wechselwirkung zu wählen.

Der Ausgangspunkt für alle 3 Algorithmen ist auch hier die Integralgleichung 3.1 im Frequenzbereich. Dadurch, dass es sich hier um eine kommerzielle Software handelt, bleibt der Einblick in die genaue Funktionsweise zum Teil verwehrt. Informationen dazu finden sich in verschiedenen Artikeln, die die prinzipiellen Hintergründe des Lösungsweges beschreiben.

Die Lösung der Integralgleichung erfolgt hier im weitesten Sinne mit Hilfe der sogenannten Born und Rytov Approximationen. Diese Approximationen werden an das hier auftretende Problem angepasst bzw. weiterentwickelt und als LN (engl. „Localized-Non-Linear“) Approximation bezeichnet. Das gewünschte elektrische Feld im Störkörper wird hierbei durch das elektrische Feld im umgebenden Medium, multipliziert mit dem sogenannten „scattering“ Operator, bestimmt. Dieser Operator beinhaltet sämtliche geometrische und physikalische Parameter des Störkörpers, sowie die Frequenz des Primärfeldes und beschreibt im Prinzip die Auswirkung des Störkörpers auf das ursprünglich im umgebenden

Medium vorhandene elektrische Feld. Die genaue mathematische Beschreibung des Operators und des gesamten Lösungsweges wird in [27] HABASHY et al. (1993) beschrieben. Hierin wird auch gezeigt welche Vereinfachungen diese Methode beinhaltet, womit es als ein approximatives Lösungsverfahren bezeichnet werden kann. Vorteil des Verfahrens ist der geringe Zeitaufwand im Vergleich zu exakten Lösungsverfahren. Durch die getroffenen Vereinfachungen kommt es jedoch zu einigen Einschränkungen, die bei der praktischen Anwendung unbedingt berücksichtigt werden müssen.

Die wohl wichtigste Einschränkung bezieht sich auf die Größe des Störkörpers. Da die Einschränkung von der Form des Störkörpers, der Frequenz und anderen Parametern abhängt, kann keine zulässige absolute Größe angegeben werden. Der Grund für diese Einschränkungen wird in [27] HABASHY et al. (1993) genau beschrieben, und lässt sich damit grob erklären, dass der Hauptbeitrag zum berechneten Feld im Störkörper von Regionen nahe der Oberfläche herrührt – wird der Störkörper nun größer verändert sich das Verhältnis zwischen diesen Regionen nahe der Oberfläche und dem Gesamtvolumen und somit wird die Berechnung fehlerbehaftet. Zu beachten ist, dass das Erhöhen der Frequenz denselben Effekt hat wie das Vergrößern des Störkörpers, da durch die verstärkte Dämpfung das Feld nur in Regionen nahe der Oberfläche vordringt.

Eine weitere entscheidende Einschränkung ist, dass der Leitfähigkeitskontrast zwischen umgebendem Medium und Störkörper nicht zu groß sein darf. Überschreitet der Kontrast den Wert 20, können Fehler in der Größenordnung von 20% auftreten ([27] HABASHY et al., 1993). Es ist nicht bekannt in wiefern dieser Fehler auch von der Form des Störkörpers abhängt und womöglich bei bestimmten Formen größere Kontraste zulässig sind.

Da die LN Approximation vorwiegend Felder, die von galvanischen Effekten herrühren berücksichtigt, kann es vor allem bei induktiven Messsystemen (z.B. magnetischer Dipol) zu fehlerhaften Berechnungen kommen ([28] PETROS EIKON, 2004, [29] MURRAY, 1997). Dieses Problem wird in der Simulationsplattform durch den ILN (engl. „Inductive-Localized-Non-Linear“)“

Algorithmus behoben, der mittels ILN-Approximation zusätzlich induktive Effekte berücksichtigt ([29] MURRAY, 1997).

Beide Algorithmen lassen sich auf verschiedene Störkörperformen anwenden. Die einfachste Störkörperform stellt hier ein viereckiges Prisma dar. Komplizierte geometrische Formen können mit einem beigefügten Programm konstruiert werden. In dieser Diplomarbeit werden ausschließlich viereckige Prismen als Störkörper verwendet.

Der Vollständigkeit halber sei auch noch der dritte verfügbare Rechenalgorithmus erwähnt, der für plattenförmige Störkörper konzipiert ist und hier keine Verwendung findet.

In allen drei Algorithmen sind, bei Vorhandensein mehrerer Störkörper, verschiedene Wechselwirkungstypen verfügbar. Diese Option wird in dieser Arbeit in Abschnitt 5.5 verwendet.

Die Anwendung des Programms wird durch die vorhandene Benutzeroberfläche und diverse Visualisierungsmöglichkeiten (im Vergleich zum AEM-Code) deutlich erleichtert. Das bereits zuvor erwähnte Problem mit der korrekten Diskretisierung ist auch bei diesem Programm zu beachten. Zusätzlich müssen hier noch die zuvor erwähnten Einschränkungen bezüglich Größe und Leitfähigkeitskontrast bei der praktischen Anwendung berücksichtigt werden.

Im Großen und Ganzen ist die Arbeit mit diesem Programm wesentlich praktischer und nicht zuletzt wegen des approximativen Lösungsverfahrens wesentlich schneller. Trotzdem ist es, vor allem wegen den auftretenden Einschränkungen, immer wieder wichtig die Genauigkeit der Berechnungen mit anderen Programmen an repräsentativen Modellen zu prüfen.

3.4 Schwierigkeiten und Einschränkungen bei der praktischen Anwendung

In diesem Abschnitt wird zuerst die Berechnung der beiden Programme über einem geschichteten Halbraum mit der eines herkömmlichen 1D

Modellierungsprogramms verglichen. Danach werden Probleme der Diskretisierung und der Größe des Störkörpers behandelt. Zuletzt wird der Effekt der Eindringtiefe, speziell bei hohen Frequenzen, betrachtet. Die Betrachtungen werden vor allem an Modellen bzw. Störkörpern durchgeführt, deren Eigenschaften den späteren Modellen (Kapitel 5) sehr ähnlich sind. Dadurch werden wichtige Erfahrungswerte gewonnen und es können Grenzen in den Modelleigenschaften definiert werden, die die Genauigkeit und Stabilität der späteren Modellrechnungen deutlich erhöhen.

3.4.1 Verifizierung der Berechnung für den 1D-Fall

Den Ausgangspunkt stellt das in Abbildung 6 dargestellte Modell eines geschichteten Halbraumes dar.

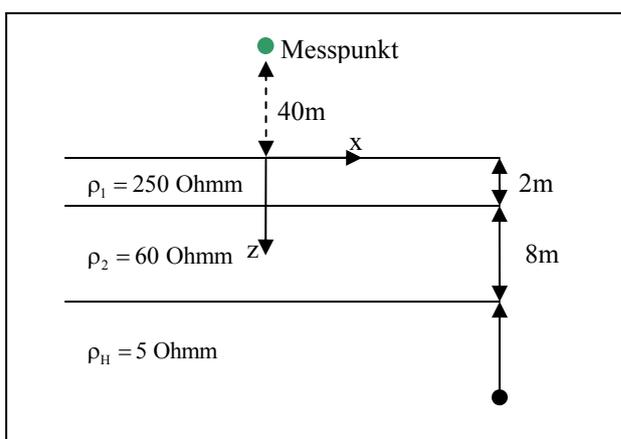


Abbildung 6: Modell des geschichteten Halbraumes

Die Berechnung wurde mit beiden vorgestellten Programmen und einem 1D Modellierungsprogramm nach [30] WAIT (1982) durchgeführt. Das dafür definierte Messsystem setzt sich aus zwei in z-Richtung orientierten magnetischen Dipolen, die 5 m voneinander entfernt sind, zusammen. Diese Anordnung wird als vertikal koplunar bezeichnet. Die Anregung am Transmitter erfolgt mit einer Frequenz von 7190 Hz.

Die Ergebnisse der drei Berechnungen werden in Tabelle 2 zusammengefasst.

Tabelle 2: Berechnete Signalantworten über dem geschichteten Halbraum

Em-Komponente	1D Programm	Emigma	AEM-Code
Inphase [ppm]	165.28	165.22	165.30
Outphase [ppm]	64.86	64.88	64.88

Die berechneten Werte zeigen sowohl in der inphase- als auch in der outphase-Komponente sehr gute Übereinstimmung. Abweichungen treten erst an der zweiten Dezimalstelle auf. Damit ist gezeigt, dass beide Programme für diesen 1D-Fall übereinstimmende Werte liefern.

Weiters wurde noch überprüft ob der Einfluss des Störkörpers bei großer Entfernung zum Messsystem (außerhalb des Einflussbereichs) verschwindet. Das erwartete Ergebnis, dass in hinreichender Entfernung vom Störkörper (unabhängig von dessen Eigenschaften) nur der Einfluss des geschichteten Halbraumes beobachtet wird, wurde bestätigt.

3.4.2 Diskretisierung und Größe des Störkörpers

Als erstes muss festgehalten werden, dass die Anzahl der Prismen, in die der Störkörper bei der Diskretisierung aufgeteilt wird, bei beiden Programmen limitiert ist. Daraus ergibt sich eine Limitation der Größe des Störkörpers, da die Diskretisierung nicht zu grob werden darf.

Die prinzipiellen Störkörperformen, die in dieser Arbeit von Interesse sind, sollen langgestreckte Höhlen simulieren und werden daher mit viereckigen Prismen mit großer Ausdehnung in y-Richtung dargestellt. Das Ziel ist es nun, unter den gegebenen Einschränkungen Störkörper zu konstruieren, die die langgestreckten Höhlen (näherungsweise 2D Störkörper) geometrisch gut repräsentieren und die zusätzlich ausreichend fein diskretisiert sind.

Der erste Schritt zu korrekten Berechnungen führt über die Abschätzung einer ausreichend feinen Diskretisierung. Im Handbuch des Programms Emigma ([28] PETROS EIKON, 2004), wird darauf hingewiesen, dass zuverlässige Ergebnisse nur dann zu erwarten sind, wenn ein Konvergenztest der berechneten Werte

bezüglich der Diskretisierung durchgeführt wird. Die übliche Vorgehensweise ist wie folgt:

- Konstruktion eines Modells (physikalische Eigenschaften des Halbraumes, physikalische und geometrische Eigenschaften des Störkörpers)
- mehrere Berechnungen mit immer feiner werdender Diskretisierung
- Vergleich der Ergebnisse
- Wahl der Diskretisierung, bei der Konvergenz der Messwerte auftritt

Die Vorgehensweise wird im Folgenden an einem einfachen Beispiel mit dem Programm Emigma 7.5 demonstriert. Das dafür verwendete Messsystem wird an das an der Geologischen Bundesanstalt verwendete angepasst. Die entsprechenden Parameter werden in Tabelle 3 aufgelistet. Zusätzlich sind in Abbildung 7 die beiden verwendeten Spulenkonfigurationen dargestellt.

Tabelle 3: Parameter des Messsystems

	Frequenz [Hz]	Konfiguration	Abstand (Tx-Rx) [m]
Messwert 1 (f1)	340	vertikal koplanar	4.53
Messwert 2 (f2)	3200	horizontal koaxial	4.53
Messwert 3 (f3)	7190	vertikal koplanar	4.49
Messwert 4 (f4)	28850	horizontal koaxial	4.66

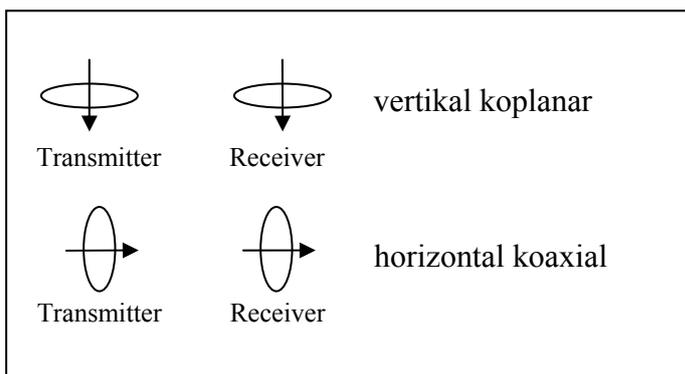


Abbildung 7: Verwendete Konfigurationen

Der Ausgangspunkt für die Berechnung ist das Modell, das in Abbildung 8 schematisch dargestellt wird.

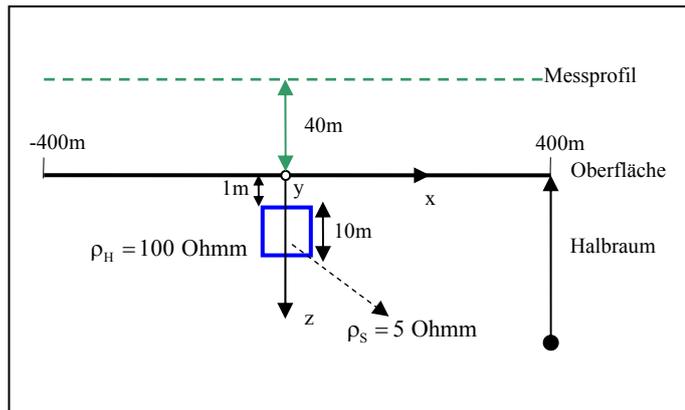


Abbildung 8: Schematische Darstellung des Modells

Der in Abbildung 8 dargestellte Störkörper beschreibt ein viereckiges Prisma, das sich vom Nullpunkt des Koordinatensystems jeweils 50 m in positiver und negativer y-Richtung erstreckt. Das Messprofil verläuft in einer Höhe von 40 m über der Halbraumoberfläche parallel zur x-Achse und exakt in der Mitte des Störkörpers (also $y = 0$).

Die Diskretisierung des Störkörpers kann in alle drei Koordinatenrichtungen unterschiedlich eingestellt werden. Die optimale Zerteilung des Körpers wird bestimmt, indem, beginnend mit der x-Richtung, für alle Koordinatenrichtungen die Anzahl der Prismen solange erhöht wird, bis bei den Ergebnissen Konvergenz auftritt.

Um den Effekt der feiner werdenden Diskretisierung in den Ergebnissen deutlich zu machen, wird bei der ersten Berechnung der Störkörper im ganzen als Prisma verwendet (nur ein Berechnungspunkt für den gesamten Störkörper). Bei der weiteren Vorgehensweise wird die Anzahl der Prismen in x-Richtung von mal zu mal in den Schritten 2, 5, 10, und 20 erhöht. Abbildung 9 zeigt die Ergebnisse der dritten Messfrequenz (7190 Hz) der insgesamt 5 Berechnungen.

An dieser Stelle muss angemerkt werden, dass für alle Berechnungen, die mit dem Programm Emigma 7.5 durchgeführt wurden, der LN-Algorithmus (siehe Abschnitt 3.3.2) verwendet wurde. Im Handbuch des Programms ([28] PETROS EIKON, 2004) wird darauf hingewiesen, dass bei der Verwendung von magnetischen Dipolen als Transmitter, der ILN-Algorithmus zu verwenden ist. Ausführliche Untersuchungen an verschiedenen Modellen, die in dieser Arbeit

verwendet werden, haben aber ergeben, dass vernachlässigbar kleine Unterschiede in den Ergebnissen der beiden Algorithmen auftreten. Da die Berechnung mit dem LN-Algorithmus wesentlich schneller ist, wird im Folgenden ausschließlich dieser verwendet.

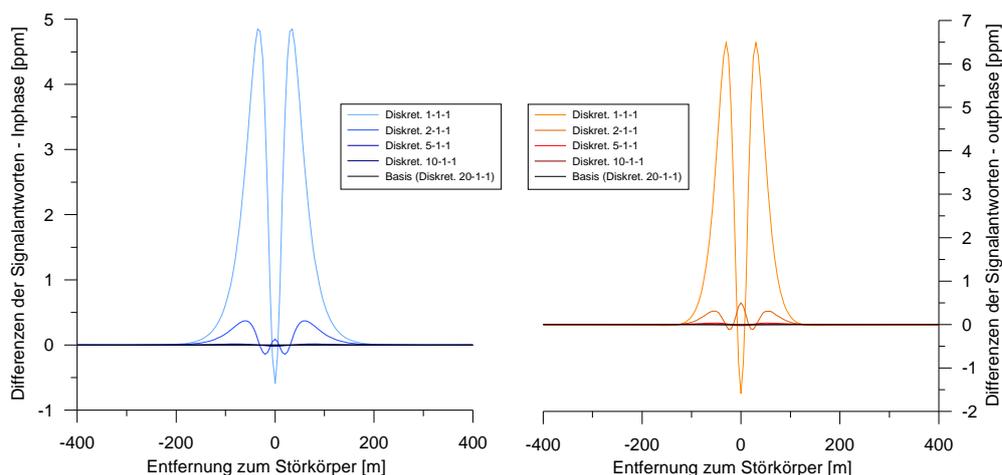


Abbildung 9: Differenz der Signalantworten für unterschiedliche Diskretisierung in Bezug auf die Diskretisierung 20-1-1 (7190 Hz)

In Abbildung 9 sind der Real- und Imaginärteil der Berechnungen, die zumeist als inphase- und outphase-Komponenten bezeichnet werden, als Differenz zur höchsten, verwendeten Diskretisierung (20-1-1, Basis) in Bezug zur Entfernung vom Störkörper dargestellt. Es zeigt sich, dass die Abweichung der Werte nur für die ersten zwei Diskretisierungen (1-1-1 bzw. 2-1-1) nennenswert ist. Die folgenden Kurven zeigen nahezu keine Abweichung von der maximalen Diskretisierung (Basis). Ab diesem Bereich ist somit ausreichende Diskretisierung in x-Richtung erreicht. Die Ergebnisse der anderen Frequenzen zeigen keinen nennenswerten Unterschied in ihrer Charakteristik. Die Schlussfolgerung daraus ist, dass in x-Richtung die Einteilung des Störkörpers in 10 Prismen mit Sicherheit ausreichend ist. Als nächstes wird die Einteilung des Störkörpers in y-Richtung verändert. Ausgangspunkt dafür ist der in x-Richtung korrekt diskretisierte Störkörper (also Einteilung in 10 Prismen). Diese Berechnungen zeigen bereits ab einer Anzahl von 4 Prismen Konvergenz. Ähnlich verläuft die Untersuchung der Diskretisierung in z-Richtung. In diesem Fall ist sogar die Einteilung in 2 Prismen ausreichend. Bei diesem langgestreckten Störkörper kommt der Diskretisierung in

x-Richtung scheinbar die größte Bedeutung zu. Es wird angenommen, dass dies durch die Messprofilrichtung zustande kommt. Insgesamt ergibt sich für die korrekte Diskretisierung eine Anzahl von 80 Prismen in die der Störkörper eingeteilt werden muss.

Ausführliche Untersuchungen an verschiedenen Modellen haben eine Abhängigkeit der Diskretisierung von der spezifischen elektrischen Leitfähigkeit des Störkörpers ergeben. Aus theoretischen Betrachtungen ist diese Abhängigkeit leicht zu erklären. Da die Dämpfung des elektromagnetischen Feldes direkt mit der elektrischen Leitfähigkeit zusammenhängt (Abschnitt 2.2.2), wird das alternierende magnetische Feld des Transmitters auf einer bestimmten Strecke im Störkörper umso stärker abgeschwächt desto größer die spezifische elektrische Leitfähigkeit ist. Diese verstärkte Inhomogenität hat schlussendlich eine direkte Auswirkung auf die Gleichmäßigkeit des Stromflusses im Störkörper, was sich wiederum direkt auf die Diskretisierung auswirkt (vgl. Abschnitt 3.2). Es wird angenommen, dass aus diesem Grund bei größeren Leitfähigkeiten erst bei feinerer Diskretisierung, im Vergleich zum vorigen Beispiel, Konvergenz auftritt. Diese Überlegungen lassen den Schluss zu, dass die Diskretisierung auch frequenzabhängig sein sollte, da die Dämpfung frequenzabhängig ist. Untersuchungen in diese Richtung haben zwar diese Abhängigkeit bestätigt, sie ist jedoch wesentlich schwächer als jene der elektrischen Leitfähigkeit. Diese Frequenzabhängigkeit wird bei den Konvergenzuntersuchungen dadurch berücksichtigt, dass die Diskretisierung einfach an die Ergebnisse der höchsten Frequenz (28850 Hz) angepasst wird und somit für alle anderen Frequenzen ohnehin ausreicht.

Die beschriebene Vorgehensweise verdeutlicht den enormen Aufwand bei ausführlichen Modellrechnungen, da bei Parameteränderungen stets die Konvergenz der Ergebnisse geprüft werden sollte.

Der nächste wichtige Punkt bezieht sich auf die Störkörpergröße bzw. dessen Ausdehnung in y-Richtung. Wie bereits erwähnt ist das Ziel, eine Ausdehnung zu finden, die für das Messsystem nahezu den 2D-Fall repräsentiert. Wegen der

zuvor angesprochenen Einschränkung bei der Diskretisierung (eingeschränkte Anzahl an Prismen) ist es nicht ratsam, den Störkörper beliebig lang in y -Richtung zu machen. Deshalb sollte geprüft werden, wie groß der Einflussbereich auf das Messsystem ist, um die Ausdehnung des Störkörpers optimal wählen zu können. Wegen der Einschränkung der Störkörpergröße, die durch die Problematik der Diskretisierung zustande kommt, konnte für die Bestimmung der Störkörperausdehnung in y -Richtung, ab welcher von den Rändern kein Einfluss mehr auf das Messsystem vorhanden ist, nicht die triviale Vorgehensweise einer kontinuierlichen Vergrößerung in y -Richtung bis zur Konvergenz der berechneten Messwerten verwendet werden. Die alternative Vorgehensweise dafür wird im Folgenden beschrieben.

Den Ausgangspunkt für die Bestimmung des Einflussbereiches liefert das Modell aus Abbildung 8, nur mit dem Unterschied, dass die spezifischen elektrischen Widerstände vom Halbraum und Störkörper auf 200 bzw. 20 Ohmm verändert wurden, um die Betrachtungen für durchschnittliche Widerstandswerte durchzuführen. Durch die Verschiebung des Messprofils in y -Richtung wird die Entfernung zum Störkörper bestimmt, ab der nur mehr ein vernachlässigbarer Effekt vom Störkörper wahrnehmbar ist. Die Vorgehensweise ist in Abbildung 10, in Form einer Darstellung in Vogelperspektive (über den Messprofilen), verdeutlicht.

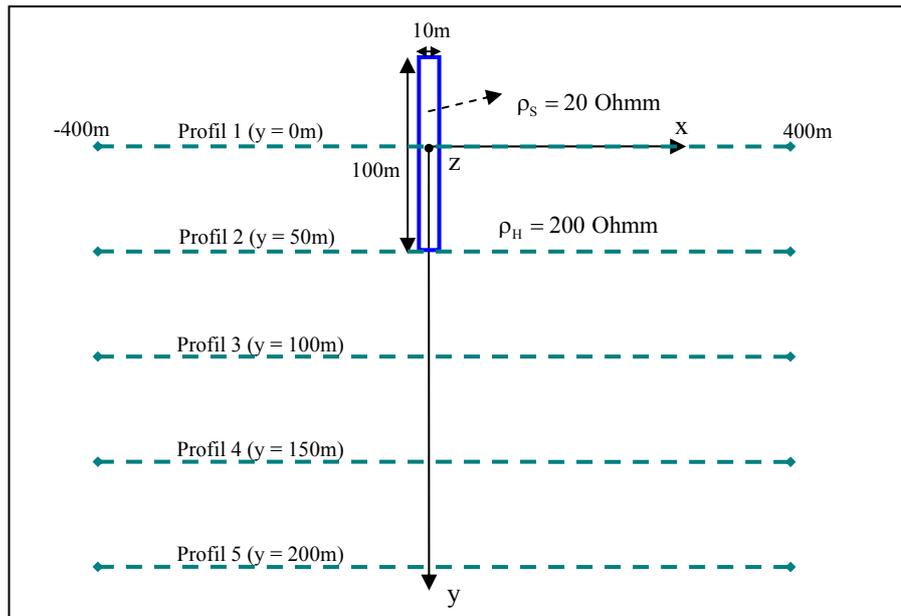


Abbildung 10: Aufsicht des Modells

Die Höhe des Messniveaus über der Halbraumoberfläche beträgt einheitlich 40 m. Abbildung 11 zeigt das Ergebnis der 3ten Frequenz (7190 Hz) für die verschiedenen Profile.

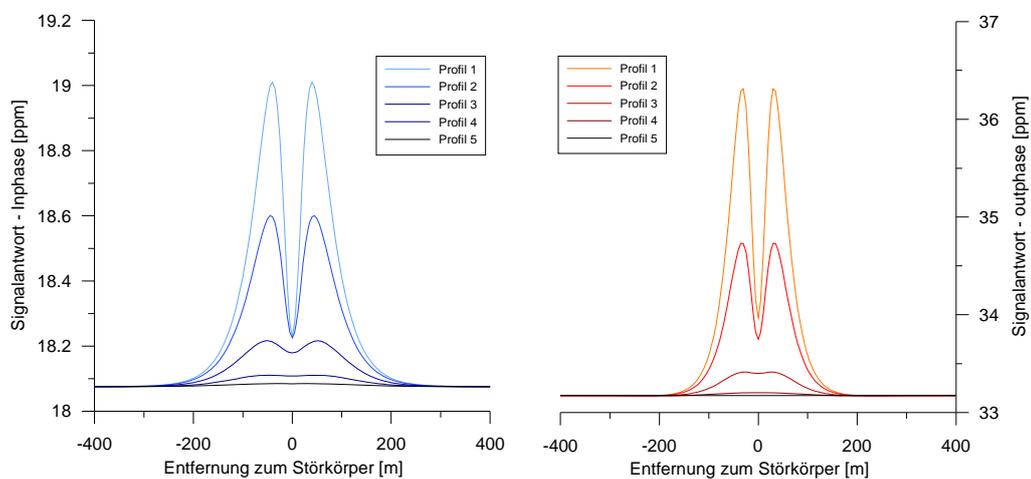


Abbildung 11: 7190 Hz Signalantwort für die verschiedenen Profile

Die relativ geringe elektrische Leitfähigkeit des Störkörpers (im Vergleich zum vorigen Beispiel) bewirkt insgesamt eine wesentlich schwächere Anomalie. Deutlich zu sehen ist die Abnahme des Störkörpereinflusses für Profile mit größer werdendem Abstand. Die Anomalie der Signalantwort von Profil 5 (150 m

Entfernung zum Rand des Störkörpers) ist im Prinzip nicht mehr vorhanden. Auch bei Profil 4 ist der Einfluss auf die Signalantwort, selbst bei der outphase-Komponente, die im vorliegenden Fall eine höhere Sensibilität aufweist, verschwindend klein. Die Werte der anderen Frequenzen zeigen eine ähnliche Charakteristik.

Unter Berücksichtigung dieses Beispiels ist anzunehmen, dass ein 300 m langer Störkörper, der in der Mitte vom Messprofil gekreuzt wird (150 m Entfernung zum Anfang bzw. Ende des Störkörpers), in guter Approximation einem 2D-Fall entspricht.

Um diese Annahme zu untermauern wird eine zweite Berechnung für ein elektrisch leitfähigeres Modell (siehe Abbildung 10) durchgeführt. Der umgebende homogene Halbraum hat in diesem Fall einen spezifischen elektrischen Widerstand von 5 Ohmm und der Störkörper von 0.2 Ohmm. Der Leitfähigkeitskontrast von 1:25 ist für den Rechenalgorithmus, der vom Programm Emigma 7.5 verwendet wird, bereits sehr hoch und kann zu Fehlern von über 20% führen ([27] HABASHY et al., 1993). Zur Kontrolle wurde anhand dieses Modells auch eine Berechnung mit dem AEM-Code durchgeführt. Der Vergleich zeigte eine zufriedenstellende Übereinstimmung, die die Zulässigkeit des verwendeten Leitfähigkeitskontrastes für das kommerzielle Programm für dieses Modell bestätigt.

In Abbildung 12 sind die Ergebnisse der 3ten Frequenz (7190 Hz) für das stark leitfähige Modell (Abbildung 10) dargestellt.

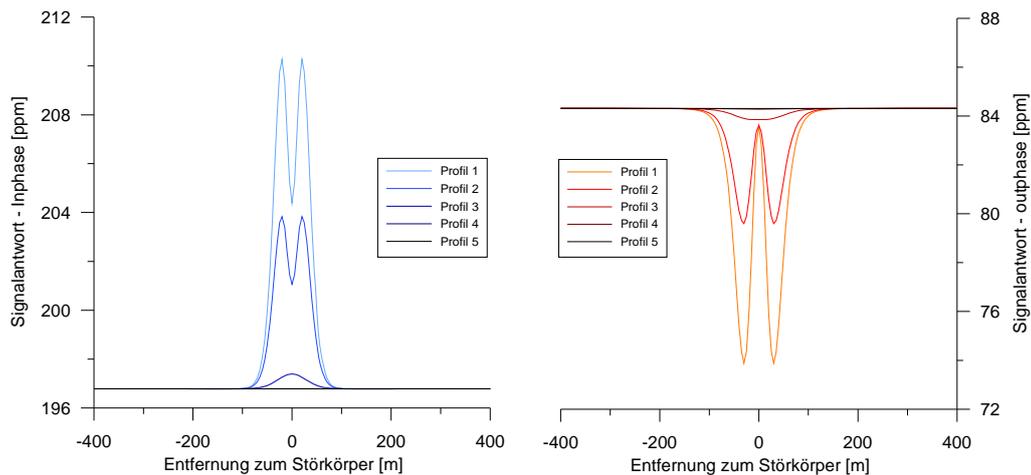


Abbildung 12: 7190 Hz Signalantwort für die verschiedenen Profile (stark leitfähiger Fall)

Die Charakteristik der Ergebnisse aus Abbildung 12 ist mit denen aus Abbildung 11 durchaus vergleichbar. Auch hier zeigt sich kaum ein Messeffekt bei den Profilen 4 und 5. Zu beachten ist, dass im vorliegenden Fall die absoluten Werte des Störkörpereinflusses bei den am weitesten entfernten Profilen wesentlich größer sind, als im schlecht leitfähigen Fall. Verglichen mit der Größe der Anomalie, die direkt über dem Störkörper zustande kommt, sind die Werte aber auch hier vernachlässigbar. Eine Eigenheit des Ergebnisses aus Abbildung 12 ist die Umkehrung des Anomaliebildes in der outphase-Komponente im Vergleich zum schlecht leitfähigen Fall. Untersuchungen an verschiedenen Modellen haben gezeigt, dass es bei steigender elektrischer Leitfähigkeit des Modellraumes bzw. des Störkörpers vor allem bei höheren Frequenzen zu dieser Umkehrung der Anomalie in der outphase-Komponente kommt. Der Effekt selber wurde keiner genaueren Betrachtung unterzogen.

Aus den vorliegenden Ergebnissen kann zusammenfassend festgehalten werden, dass die minimale Länge des Störkörpers, um bei den vorhandenen Einschränkungen (Diskretisierung) für das Messsystem den 2D-Fall anzunähern, etwa 300 m beträgt.

3.4.3 Einfluss der Eindringtiefe

Als ein Maß für die Eindringtiefe kann die Skintiefe herangezogen werden. Diese ist dadurch definiert, dass an ihrer Stelle das ursprüngliche Feld auf den $1/e$ ten Teil abgeklungen ist und stellt somit ein Maß für die Dämpfung dar (siehe Abschnitt 2.2.2). Bezogen auf die vorliegende Betrachtungsweise spielt die Dämpfung in zweierlei Hinsicht eine wichtige Rolle. Einerseits ist der Einfluss einer leitfähigen und somit stark dämpfenden Schicht über dem Störkörper zu untersuchen und andererseits ist die Dämpfung des elektromagnetischen Feldes innerhalb eines stark leitfähigen Störkörpers selber zu betrachten.

Der erste Effekt wird anhand eines einfachen Beispielen untersucht und soll verdeutlichen, wie wichtig die Abschätzung von Skintiefen für sinnvolle Berechnungen ist. In Abbildung 13 ist das für die folgenden Berechnungen verwendete Modell schematisch dargestellt.

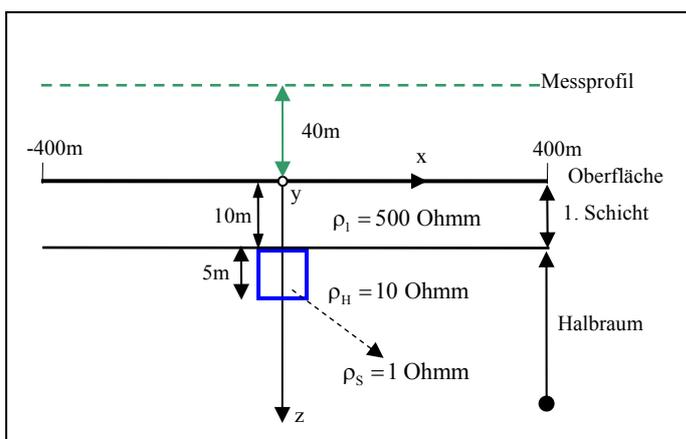


Abbildung 13: Schematische Darstellung des Modells

Die Ausdehnung des Störkörpers in y -Richtung beträgt 300 m. Die erste Schicht bzw. deren Eigenschaften spielen eine entscheidende Rolle für die Dämpfung. Wird nun der spezifische elektrische Widerstand dieser Schicht verringert, so verringert sich auch die Stärke des Primärfeldes an der Stelle des Störkörpers was eine schwächere Signalantwort des Störkörpers bewirkt.

Abbildung 14 zeigt die Ergebnisse für 3 verschiedene spezifische elektrische Widerstände der ersten Schicht. Dargestellt wird erneut das Ergebnis der 3ten

Frequenz (7190 Hz), wobei der Einfluss des geschichteten Halbraumes subtrahiert wurde, d.h. dass die Darstellung nur den Effekt des Störkörpers repräsentiert.

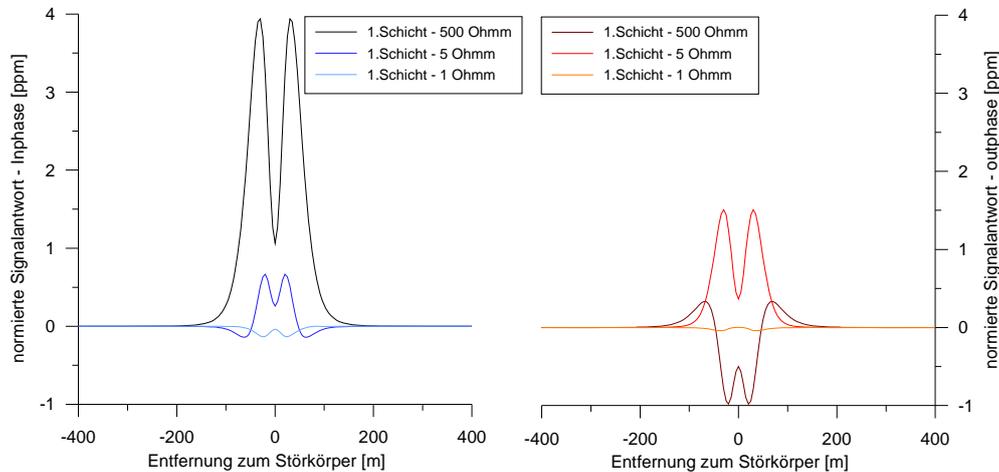


Abbildung 14: Normierte Signalantworten der 3ten Frequenz (7190 Hz)

In Abbildung 14 wird vor allem in der inphase-Komponente die Amplitudenabnahme der Anomalie deutlich sichtbar. Die Anomalie in der outphase-Komponente zeigt zwar ebenfalls eine Amplitudenabnahme, das Verhalten ist jedoch undeutlicher, da es zu der zuvor angesprochenen Vorzeichenumkehr kommt (Abschnitt 3.4.2). Für ein Medium, das die jeweiligen Eigenschaften der ersten Schicht aufweist, ergeben sich folgende Skintiefen für die Frequenzen von 3200 Hz, 7190 Hz und 28850 Hz:

Tabelle 4: Skintiefen für die 2te, 3te und 4te Frequenz für verschiedene spezifische elektrische Widerstände (wobei $\mu=\mu_0$ gilt, d.h. magnetische Permeabilität des Vakuums, was für die meisten Gesteine näherungsweise zutrifft)

spez. elektr. Widerstand	Skintiefe für 3200 Hz	Skintiefe für 7190 Hz	Skintiefe für 28850 Hz
500 Ohmm	140.70 m	93.85m	46.85 m
5 Ohmm	14.10 m	9.39 m	4.68 m
1 Ohmm	6.29 m	4.20 m	2.10 m

Die parallele Betrachtung der Skintiefen aus Tabelle 4 und den Ergebnissen in Abbildung 14, verdeutlicht die Abhängigkeit der Signalantwort des Störkörpers vom spezifischen elektrischen Widerstand der überlagernden Schicht. Liegt die

Störkörperoberkante deutlich unter der Skintiefe, ist mit sehr geringen bzw. vernachlässigbaren Einfluss des Störkörpers auf das Messsignal zu rechnen.

Diese These wird durch die Betrachtung der Ergebnisse der 2ten (3200 Hz) und 4ten Frequenz (28850 Hz) sowie der zugehörigen Skintiefen bestätigt. In Abbildung 15 sind die Ergebnisse dieser beiden Frequenzen dargestellt.

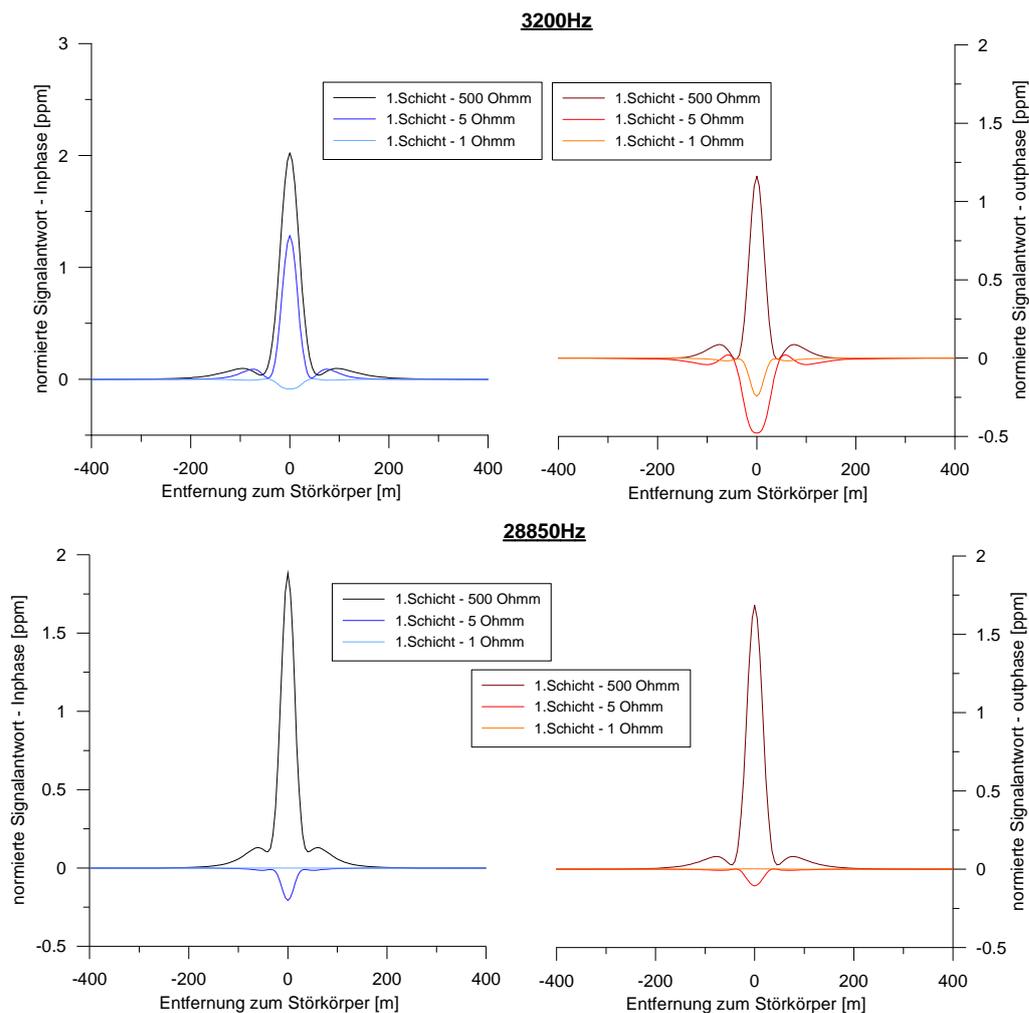


Abbildung 15: Normierte Signalantworten der 2ten und 4ten Frequenzen

Die prinzipielle Signalform in Abbildung 15 unterscheidet sich von der aus Abbildung 14 deshalb, da bei der 2ten und 4ten Frequenz (3200 und 28850 Hz) eine andere Messkonfiguration verwendet wird (vgl. Abschnitt 3.4.2, Tabelle 3). Die Ergebnisse der 2ten Frequenz (3200 Hz) zeigen vor allem in der inphase-Komponente, dass eine bedeutende Abnahme der Amplitude der Anomalie erst ab

einem spezifischen elektrischen Widerstand der ersten Schicht von 1 Ohmm erfolgt. Bei 5 Ohmm ist die Abnahme der Anomalie (in der inphase-Komponente) noch relativ klein. Auch bei dieser Frequenz zeigt die outphase-Komponente ein weniger klares Bild, doch nimmt auch hier die Amplitude der Anomalie mit größer werdender Leitfähigkeit der ersten Schicht ab. Der Vergleich mit den entsprechenden Skintiefen aus Tabelle 4 bestätigt die zuvor für die Ergebnisse der 3ten Frequenz (7190 Hz) getroffene Annahme.

Die Ergebnisse der höchsten Frequenz (28850 Hz) zeigen lediglich für den Fall des hohen elektrischen Widerstandes der ersten Schicht einen nennenswerten Messeffekt über dem Störkörper. Die Betrachtung der entsprechenden Skintiefen für diese Frequenz erklärt diesen Umstand. Die Ergebnisse der niedrigsten Frequenz (340 Hz) wurden hier nicht dargestellt, da in dem Fall so große Skintiefen auftreten, dass der hier angesprochene Effekt nicht vorhanden ist.

Zu beachten ist, dass die Folgerung bezüglich Skintiefe und Störkörperoberkante nur für hier verwendete Störkörpergrößen gültig ist, da bei sehr großen Körpern durchaus noch bei größeren Tiefen ein nennenswerter Einfluss auf das Messsignal auftreten kann. Trotzdem liefert die Betrachtung der Skintiefen vorab eine gute Abschätzung über die Grenzen, in denen sich die Modellparameter bewegen sollten, um praktisch relevante Ergebnisse zu liefern. So ist es auf diese Weise möglich, bei ausführlichen Modellrechnungen vorab die Modellanzahl auf praktisch relevante Modelle zu reduzieren.

Der zweite Effekt, der von der Skintiefe herrührt, bezieht sich direkt auf den Störkörper und wird durch die Dämpfung des Primärfeldes im Störkörper selber verursacht. Bei verschiedenen Untersuchungen wurde festgestellt, dass bei einer hohen elektrischen Leitfähigkeit des Störkörpers in Kombination mit hohen Frequenzen (also geringe Skintiefe) bei einer Veränderung der Störkörpergröße in z-Richtung keine entsprechenden Änderungen des Messsignals beobachtet werden. Dieser Effekt wird anhand der Ergebnisse vom Modell in Abbildung 16 analysiert.

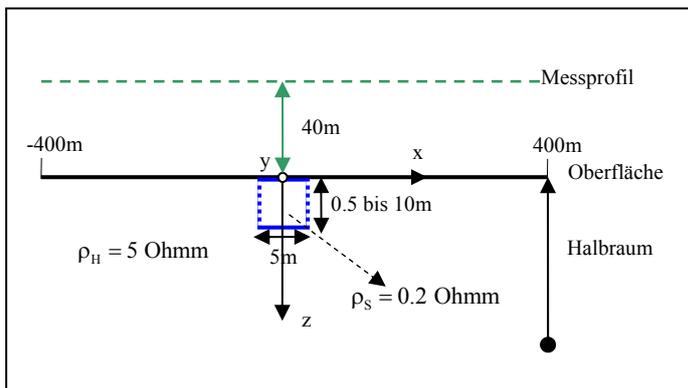


Abbildung 16: Schematische Darstellung des Modells

Die Ausdehnung des Störkörpers in y-Richtung beträgt 300 m. Die folgenden Berechnungen werden für unterschiedliche Ausdehnungen des Störkörpers in vertikaler Richtung durchgeführt, wobei die Störkörperoberkante stets unverändert an der Oberfläche bleibt. Das Ziel ist, zu zeigen, wie die Signalantworten der verschiedenen Frequenzen von der Mächtigkeit des Störkörpers in z-Richtung abhängen.

Abbildung 17 zeigt die Ergebnisse der niedrigsten Frequenz für folgende Mächtigkeiten des Störkörpers in z-Richtung: 10 m, 7 m, 5 m, 3 m, 2 m, 1 m und 0.5 m.

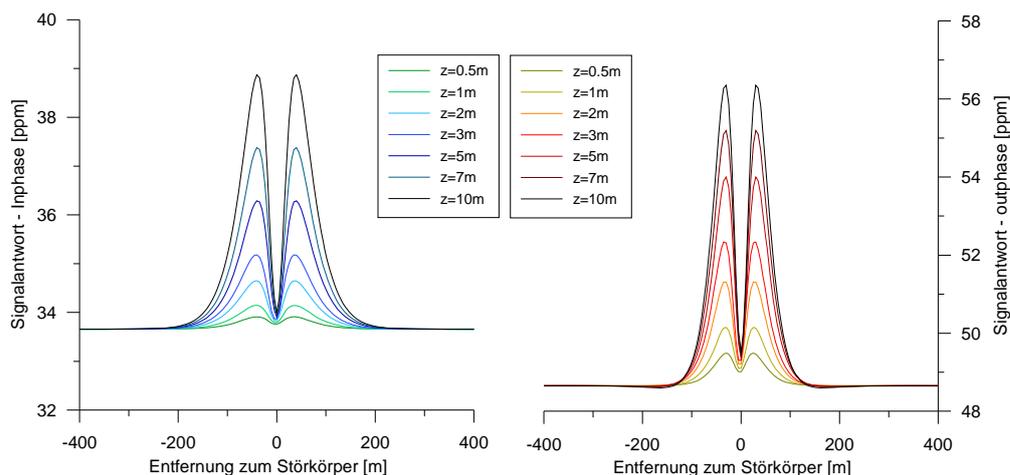


Abbildung 17: 340 Hz Signalantworten für verschiedene Störkörper

Die Ergebnisse in Abbildung 17 zeigen mit größer werdender Mächtigkeit des Störkörpers eine stetige Zunahme der Amplitude der Anomalie. Die Frequenz von

340 Hz bewirkt im Medium des Störkörpers (0.2 Ohmm) eine Skintiefe von etwa 8.6 m. Es ist ersichtlich, dass die maximal angenommene Ausdehnung des Störkörpers in z-Richtung (10 m) in etwa der berechneten Skintiefe entspricht, wodurch der zuvor angesprochene Effekt in diesem Fall nicht auftritt. Im Vergleich dazu zeigen die Ergebnisse der 3ten Frequenz (7190 Hz), bei der die Skintiefe im Medium des Störkörpers nur etwa 1.9 m beträgt, durch den wesentlich stärkeren Einfluss der Dämpfung des EM-Signals ein deutlich anderes Bild (Abbildung 18).

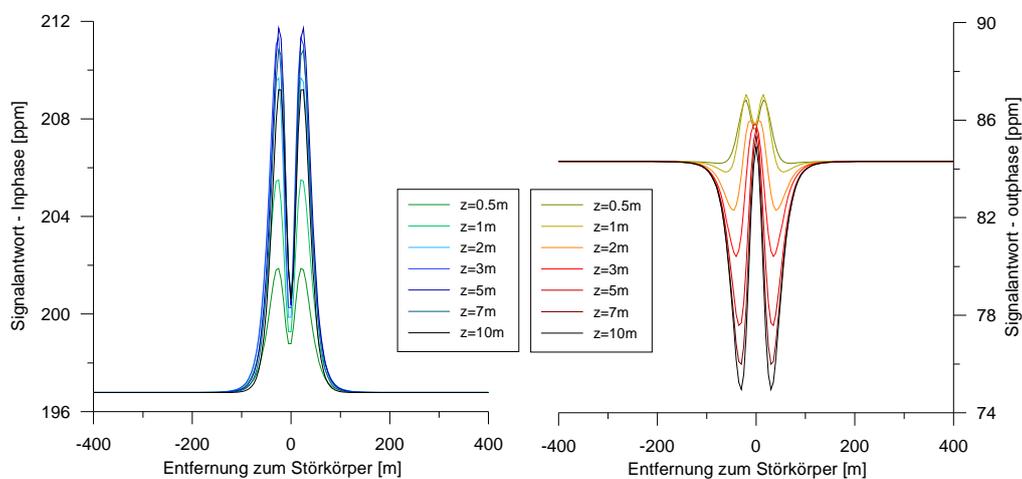


Abbildung 18: 7190 Hz Signalantworten für verschiedene Störkörper

In der inphase-Komponente ist zu erkennen, dass die Größe der Anomalie für den Fall $z = 10$ m und $z = 2$ m beinahe identisch ist. Weiters ist für die Störkörpermächtigkeiten $z = 3$ m bis $z = 7$ m lediglich eine größtenteils überlappende Kurvenschar zu erkennen. Es liegt nahe zu behaupten, dass für die inphase-Komponente, für einen Störkörper dessen Ausdehnung in z-Richtung etwa der Skintiefe entspricht, eine Art „Sättigungseffekt“ auftritt, d.h. die Anomalie bleibt trotz Vergrößerung des Störkörpers in z-Richtung nahezu konstant. Die outphase-Komponente zeigt einen anderen Effekt, nämlich die Umkehr des Vorzeichens der Anomalie bei $z = 2$ m (\approx Skintiefe). Die Ergebnisse der anderen Frequenzen zeigen ein ähnliches Bild. Um den Zusammenhang dieses „Sättigungseffektes“ mit der Skintiefe für die 2te, 3te und 4te Frequenz zu verdeutlichen, werden in Abbildung 19 die Anomalie-maxima der jeweiligen

inphase-Komponenten in Abhängigkeit von der Mächtigkeit in z-Richtung dargestellt.

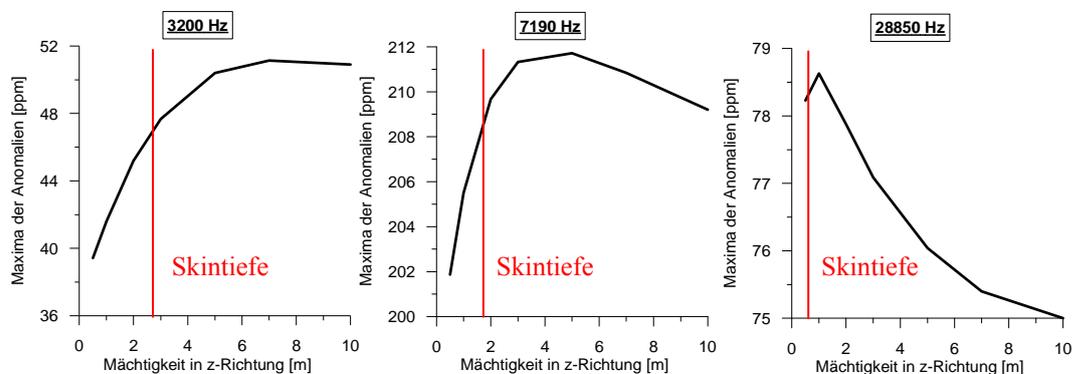


Abbildung 19: Sättigungseffekt der inphase-Komponente

Die Kurven der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz) zeigen bei Mächtigkeiten, die sich unter der Skintiefe befinden eine nahezu lineare Zunahme der Maxima der Anomalie. Wird die Mächtigkeit deutlich größer als die Skintiefe, zeigen die Kurven aus Abbildung 19 einen Bereich in dem die Werte nahezu konstant bleiben, bis sie schließlich bei größeren Mächtigkeiten wieder abnehmen. Vor allem bei der höchsten Frequenz erfolgt die Abnahme der Maxima der Anomalie sehr schnell und der Bereich in dem Konstanz herrscht ist so schmal, dass er in Abbildung 19 lediglich als Maximum auftritt. Der Hintergrund dieser Abnahme lässt sich schwer erklären, da es aus logischen Betrachtungen kaum vorstellbar ist, dass in der Realität die Signalantwort eines Störkörpers abnimmt, wenn dessen Mächtigkeit einen bestimmten Wert überschreitet. Es wird also angenommen, dass es sich hierbei um Effekte handelt, die von Ungenauigkeiten der Berechnung herrühren. Zusätzliche Berechnungen für das gegebene Modell mit dem AEM-Code haben keine wesentlichen Unterschiede gezeigt, wodurch zumindest der Sättigungseffekt in der inphase-Komponente und die Umkehrung des Vorzeichens der Anomalie in der outphase-Komponente bestätigt sind. Die Herkunft des Effektes der Amplitudenabnahme bleibt trotz zusätzlicher Berechnungen mit dem AEM-Code ungeklärt.

Weitere Berechnungen an Modellen mit anderen physikalischen Eigenschaften (vor allem geringere elektrische Leitfähigkeit des Störkörpers) haben den Zusammenhang zwischen Skintiefe und den genannten Effekten bestätigt.

Die Schlussfolgerung aus diesen Untersuchungen liefert keine klaren Einschränkungen für die Anwendung, da die Zusammenhänge nicht restlos geklärt werden konnten. Eine wichtige Erkenntnis lässt sich daraus dennoch ableiten, nämlich, dass die Berechnung von Signalantworten für hochleitfähige Störkörper bei hohen Frequenzen problematisch ist. Dies schließt eine Berechnung solcher Fälle nicht aus, sondern soll lediglich auf die möglichen Verfälschungen hinweisen, die dabei auftreten können.

Für die praktische Anwendung der Programme ergibt sich aus diesem Abschnitt die Schlussfolgerung, dass bei großen elektrischen Leitfähigkeiten in Kombination mit hohen Frequenzen manche Modelle womöglich ungenaue Ergebnisse liefern. Daher ist die Skintiefe bei der Konstruktion von Modellen ein stets zu berücksichtigender Parameter, um praktisch relevante (ausreichende Amplitude der Anomalie) bzw. korrekte Ergebnisse zu gewährleisten.

4. Rahmenbedingungen für die praktische Modellrechnung

Zur Konstruktion von realistischen Modellen sind grundlegende geologische und hydrologische Informationen aus dem Interessensgebiet von großer Bedeutung. Diese Informationen können zum einen Teil der vorhandenen Literatur entnommen werden und zum anderen Teil sind für die Informationsbeschaffung auch Voruntersuchungen notwendig.

Das Gebiet, an das die Modelle in dieser Arbeit angepasst werden sollen, befindet sich südlich der Stadt Tulum auf der Halbinsel Yucatan in Mexiko (siehe Abbildung 20).

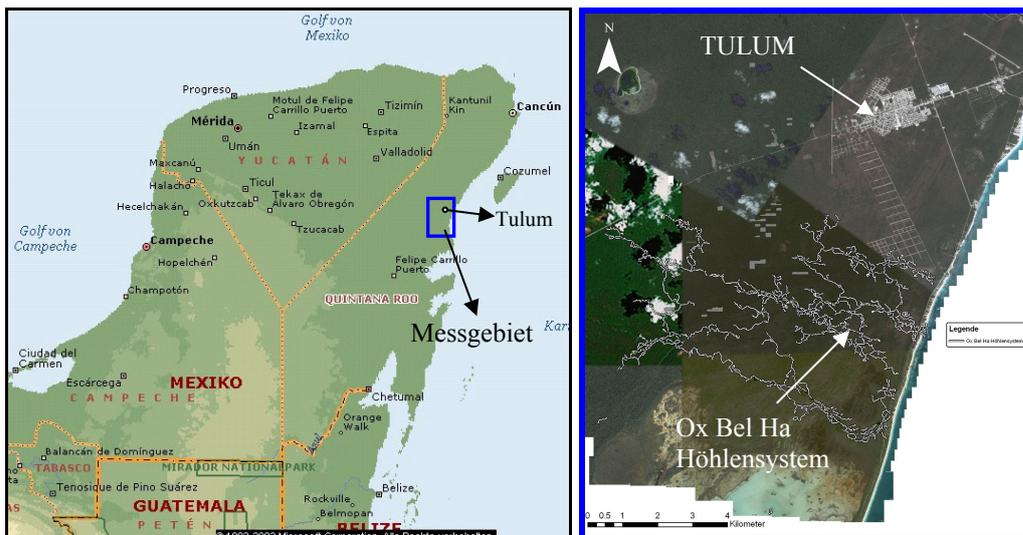


Abbildung 20: Geografische Karte der Halbinsel Yucatan (©1993-2003 Microsoft Encarta Weltatlas) mit eingezeichnetem Messgebiet und eine detaillierte Darstellung des Messgebietes mit Höhlensystem (Hintergrund entnommen aus Google Earth 2008, die Karten des Höhlensystems wurden zur Verfügung gestellt von Quintana Roo Speleological survey, 2006)

Es erstreckt sich am Rand des Sian Ka'an Naturschutzgebiet, welches 1987 zum Weltnaturerbe erklärt wurde. Das Hauptaugenmerk liegt auf dem Ox Bel Ha Höhlensystem, dessen Strukturen, durch die jahrelange Arbeit von Höhlentauchern, bereits gut bekannt und kartiert sind. Die vorhandenen

Höhlendaten wurden im Rahmen der Kooperation mit den dort forschenden Institutionen zur Verfügung gestellt ([31] COKE und SUTTON, 1993 und [32] GEO & CINDAQ, 2003). Diese Informationen sind einerseits für die Modellrechnung von großer Bedeutung, da die Modelle sehr gut an reale Verhältnisse angepasst werden können und andererseits spielen sie bei der Auswertung realer Messdaten eine wichtige Rolle, da die Charakteristik der realen Messsignale über bekannten Höhlen studiert und mit berechneten Werten verglichen werden kann.

Die gesamte Halbinsel Yucatan stellt eine riesige Kalksteinplattform dar, daher ist der Untergrund auch im Messgebiet ausschließlich aus Kalkstein aufgebaut, der die bekannten Karsterscheinungen (Höhlen, wassergefüllte Einbrüche (Cenoten), ...) erst möglich macht. Durch die Nähe zur Küste sind die Poren und Hohlräume im Untergrund je nach Tiefe mit Süßwasser, Brackwasser oder Salzwasser gefüllt ([33] BEDDOWS, 2004), was einen entscheidenden Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften des Untergrundes hat (vgl. dazu Gleichung von Archie aus Abschnitt 2.2.3.3). Eine ausführliche Behandlung der geologischen und hydrologischen Verhältnisse der gesamten Halbinsel Yucatan liefert die Dissertation von Patricia Anne Beddows ([33] BEDDOWS, 2004). Die darin beschriebenen Untersuchungen liefern wichtige Informationen für die Konstruktion eines groben Leitfähigkeitsmodells des Untergrundes. Dafür sind folgende Parameter von Bedeutung:

- die Anzahl der Schichten mit unterschiedlichen elektrischen Eigenschaften
- die elektrischen Eigenschaften der Schichten
- die Mächtigkeiten der Schichten

Diese Parameter liefern die Geoelektrikmessungen, die im Rahmen von Voruntersuchungen im März 2006 durchgeführt wurden. Die Interpretation dieser Messungen ergab, dass der Untergrund prinzipiell in drei unterschiedliche Schichten zu gliedern ist ([34] SUPPER et al., 2009). Die erste, oberflächennahe Schicht besteht aus Kalkstein und verwittertem Kalkstein, dessen Porenräume großteils mit Luft gefüllt sind. Dementsprechend hoch ist der spezifische elektrische Widerstand dieser Schicht und bewegt sich im Bereich von 250 bis

1000 Ohmm ([34] SUPPER et al., 2009). Die Poren in der zweiten Schicht sind mit Süß- bzw. Brackwasser gefüllt, wodurch der spezifische elektrische Widerstand deutlich abnimmt und sich je nach Porosität zwischen 50 und 300 Ohmm bewegt ([34] SUPPER et al., 2009). Die dritte Schicht, die gleichzeitig den unendlich ausgedehnten Halbraum repräsentiert, zeichnet sich dadurch aus, dass die Poren mit Salzwasser gefüllt sind. Der spezifische elektrische Widerstand dieser Schicht variiert zwischen 4 und 15 Ohmm ([34] SUPPER et al., 2009). Weiters wurden mit zusätzlichen Messungen die spezifischen elektrischen Widerstände der auftretenden Wässer bestimmt. Das Salzwasser hat den einheitlichen Wert von 0.2 Ohmm und das Brackwasser bewegt sich zwischen 3 und 5 Ohmm ([34] SUPPER et al., 2009). Reines Süßwasser ist in Küstennähe kaum vorhanden, trotzdem werden der Vollständigkeit halber im folgenden Kapitel Modelle betrachtet in denen der Störkörper süßwassergefüllte Höhlen repräsentiert, die einen spezifischen elektrischen Widerstand von 20 Ohmm aufweisen. Dieser Wert ist beliebig gewählt und bewegt sich im Wertebereich, der von verschiedenen Quellen für natürliches Süßwasser angegeben wird (z.B. [9] TELFORD et al., 1990)

Da mehrere Geoelektrikmessungen mit unterschiedlichen Distanzen zur Küste durchgeführt wurden, zeigte sich auch eine allgemein übliche Abhängigkeit der Schichtmächtigkeiten von der Distanz zur Küste (vgl. [33] BEDDOWS, 2004). In den Arbeiten von Beddows ([33] BEDDOWS, 2004) und Neuman ([35] NEUMAN, 2006) wird diese Abhängigkeit sehr detailliert untersucht. Auf der Basis dieser Untersuchungen werden realistische Schichtmächtigkeiten der Modelle in unterschiedlichen Distanzen zur Küste bestimmt. Da sich das Messgebiet von der Küste bis etwa 12 km landeinwärts erstreckt, werden in kontinuierlichen Abständen zur Küste aus den vorliegenden Informationen (Voruntersuchungen und Literatur) entsprechende geschichtete Halbräume konstruiert. In Abbildung 21 wird der Verlauf der unterschiedlichen Schichten in Abhängigkeit von der Distanz zur Küste dargestellt.

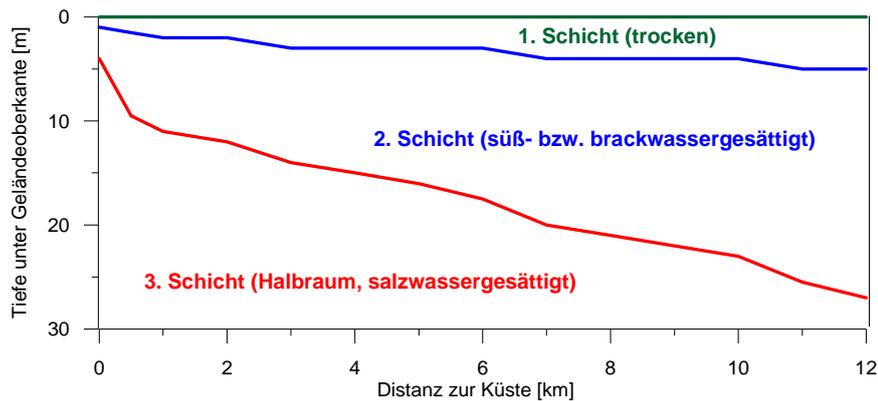


Abbildung 21: Untergrundmodell in Abhängigkeit von der Distanz zur Küste (nach [33] BEDDOWS, 2004 und [35] NEUMAN, 2006)

Dieses Untergrundmodell mit den elektrischen Eigenschaften, die aus den Voruntersuchungen hervorgehen, bildet die Basis für die praktische Modellrechnung. Da sich nur horizontal geschichtete Halbräume für die EM Modellrechnung eignen, muss an dieser Stelle die Einschränkung getroffen werden, dass bei den Berechnungen eine Reduzierung auf einen horizontal geschichteten Halbraum erfolgt, der der entsprechend gewählten Distanz zur Küste entspricht. Diese Einschränkung stellt unter der Berücksichtigung des relativ kleinen Einflussbereiches des Messsystems und den eher großräumigen Änderungen des geschichteten Halbraumes keine maßgebliche Vereinfachung realer Verhältnisse dar. Es wird also jeder Distanz zur Küste, ein der Abbildung 21 entsprechender horizontal geschichteter Halbraum zugeordnet. Durch die große Variation der Eigenschaften dieser Halbräume (von der Küste bis 12km landeinwärts) ergibt sich die Notwendigkeit die Störkörpereinflüsse auf Messsignale für verschiedene Distanzen zur Küste zu untersuchen, um möglichst gute Erkenntnisse über die vorkommenden Fälle zu erhalten.

Die elektrischen Eigenschaften der Störkörper, die für die Modellrechnung verwendet werden, werden durch die jeweils umgebende Schicht bestimmt, d.h. dass ein Störkörper in der dritten Schicht die elektrischen Eigenschaften von Salzwasser und in der zweiten Schicht die entsprechenden Eigenschaften von Süß- bzw. Brackwasser hat. Die optimale Störkörperform für die Simulation von langgestreckten Höhlen wurde bereits im vorangegangenen Kapitel definiert und wird auch in dieser Form verwendet.

Damit sind die Eigenschaften des Modellraumes, der für die Berechnungen verwendet wird, ausreichend beschrieben.

Für die Simulation von EM Messungen sind noch Informationen zum verwendeten Messsystem notwendig. Der Messsensor, der an der Geologischen Bundesanstalt verwendet wird, ist ein modifizierter Geotech- „Bird“ mit einer Länge von 5.6 m und einem Gewicht von ca. 140 kg. Der Sensor wird, an einem 30 m langen Kabel hängend, mit einem Hubschrauber in einem möglichst konstanten Abstand zur Erdoberfläche geführt. Die angestrebte Messhöhe liegt im Bereich von 30 bis 50 m über Grund. Im „Bird“ befinden sich die entsprechenden Transmitter- und Receiverspulen sowie die in Abschnitt 3.3.1 angesprochenen „bucking“ Spulen, deren Feld das Primärfeld an den Receiverspulen kompensiert. Die Eigenschaften der einzelnen Transmitter-Receiver Spulenpaare sind in Tabelle 3: Parameter des Messsystems gegeben, woraus sich ein entsprechendes Messsystem für die Modellrechnung definieren lässt. Eine ausführliche Beschreibung des Messsystems und dessen Funktionsweise findet sich im Artikel [36] MOTSCHKA (2001).

Mit den Informationen aus diesem Kapitel sind die Rahmenbedingungen für ausführliche Modellrechnungen zur Analyse des Einflusses von höhlenförmigen Störkörpern auf EM Messsignale geschaffen.

5. Praktische Modellrechnung und Bewertung der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden verschiedene, realitätsnahe Modelle konstruiert und die dazu berechneten Messwerte analysiert. Ausgangspunkt dafür sind die im letzten Kapitel definierten Rahmenbedingungen bezüglich geschichteten Halbraum und Störkörper. Aus verschiedenen Quellen ist bekannt ([33] BEDDOWS, 2004, [35] NEUMAN, 2006), dass die realen Karsthöhlen vor allem in der unmittelbaren Nähe des Salzwasser- Süßwasserhorizontes (Halokline) auftreten. Der Grund dafür sind verstärkte Lösungsvorgänge, die durch diese Grenzschicht verursacht werden ([33] BEDDOWS, 2004, S. 34). Daher werden im Folgenden vor allem Modelle betrachtet, die dieser Tatsache entsprechen.

Den Anfang macht der Vergleich zwischen dem Messeffekt einer Süßwasserhöhle und einer Salzwasserhöhle, wobei im Fall der Süßwasserhöhle auch die Abhängigkeit der Ergebnisse von den elektrischen Eigenschaften der Umgebung und des Störkörpers betrachtet wird. Im Weiteren wird der Einfluss der Störkörpergröße analysiert, wobei hier die Probleme, die in Abschnitt 3.4.3 beschrieben wurden, berücksichtigt werden müssen. Danach werden Modelle betrachtet, bei denen sich die Störkörper (Süßwasser und Salzwasser) jeweils vom Salzwasser- Süßwasserhorizont entfernen, d.h. dass der Einfluss der Tiefe im Blickpunkt steht. Die darauf folgenden Betrachtungen beziehen sich auf den Einfluss einer dünnen Oberflächenschicht mit sehr hoher elektrischer Leitfähigkeit. Dieser Fall wird teilweise in unmittelbarer Küstennähe beobachtet. Der letzte Punkt behandelt Modelle, bei denen der Störkörper genau in der Mitte vom Salzwasser- Süßwasserhorizont durchzogen wird. Diese spezielle Betrachtung bezieht sich auf Beobachtungen von Höhlentauchern, wonach der untere Teil der Höhle mit Salzwasser und der obere Teil mit Süßwasser bzw. Brackwasser gefüllt ist.

Die folgenden Berechnungen werden, bis auf den Fall mit der stark leitfähigen Schicht an der Oberfläche und die vom Salzwasser- Süßwasserhorizont durchzogene Höhle, für geschichtete Halbraummodelle in 3 verschiedenen

Distanzen zur Küste (0.5 km, 6 km und 12 km) durchgeführt. Damit soll der Einfluss der Distanz zur Küste und somit der Tiefe der Halokline auf die Messsignale verdeutlicht werden.

Es ist darauf hinzuweisen, dass alle präsentierten Ergebnisse mit dem Programm Emigma 7.5 berechnet wurden, da dieses sowohl in der Rechengeschwindigkeit als auch in der Handhabung dem nichtkommerziellen AEM-Code überlegen ist. Da es sich beim kommerziellen Rechenalgorithmus um eine approximative Lösung handelt (vgl. Abschnitt 3.3.2), wurde trotzdem aus Kontrollgründen in vielen Fällen die entsprechende Berechnung auch mit dem AEM-Code durchgeführt.

5.1 Vergleiche zwischen Störkörpern in der Süßwasser- bzw. Salzwasserschicht

Den Ausgangspunkt für die folgenden Berechnungen stellen die Modelle für 3 verschiedene Distanzen zur Küste aus Abbildung 22 dar.

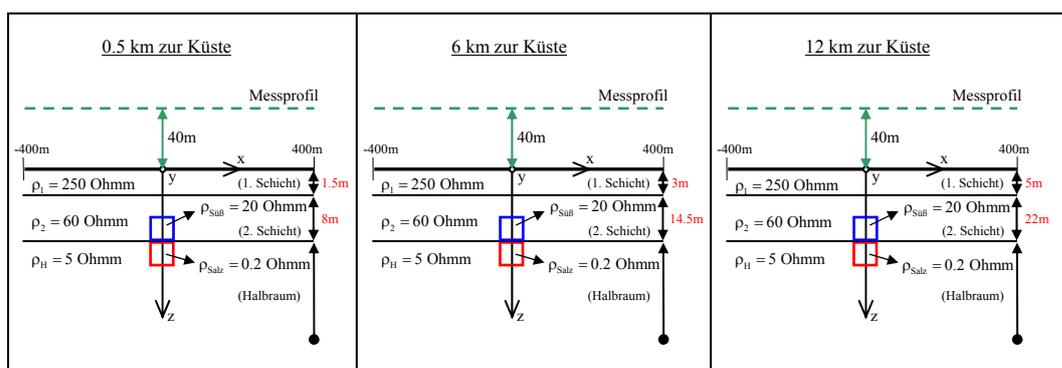


Abbildung 22: Modelle für verschiedene Distanzen zur Küste

Alle Störkörper haben eine einheitliche Seitenlänge von 5 m in x- und z-Richtung. Die Ausdehnung in y-Richtung beträgt 300 m. Die Berechnungen werden selbstverständlich separat für den Süßwasser- bzw. Salzwasser-Störkörper durchgeführt. Die Ergebnisse aller Frequenzen des küstennahen Falles (0.5 km Entfernung zur Küste) sind in Abbildung 23 dargestellt.

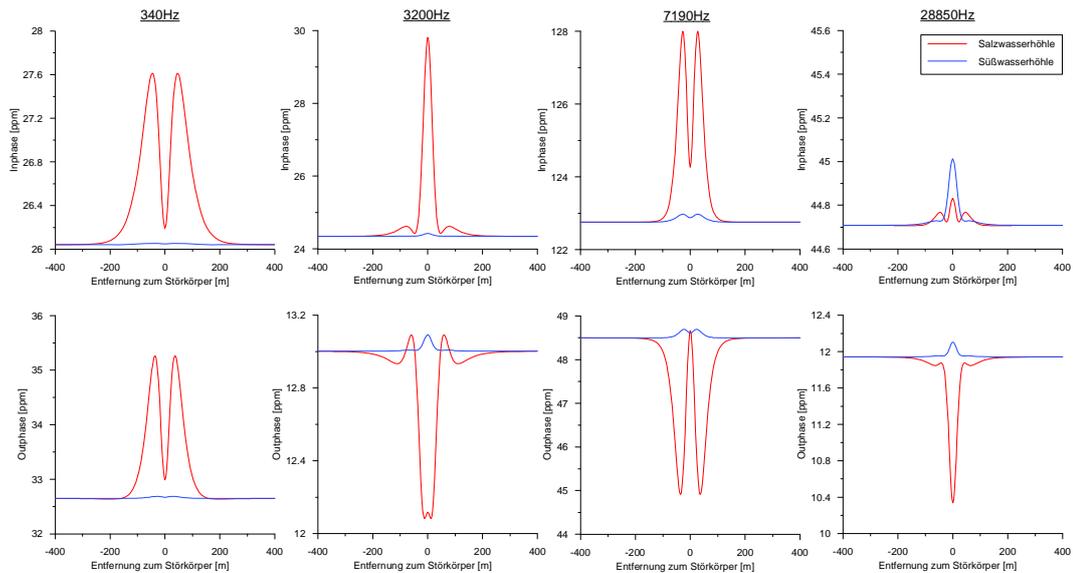


Abbildung 23: Signalantworten aller Frequenzen für eine Süßwasser- bzw. Salzwasserhöhle (inphase- und outphase-Komponenten), küstennaher Fall

Der direkte Vergleich der Signalantworten der Salzwasser- und Süßwasserhöhle in Abbildung 23 zeigt in allen Frequenzen eine deutlich stärkere Amplitude im Fall der Salzwasserhöhle. Die Ausnahme bildet hier die inphase-Komponente der höchsten Frequenz (28850 Hz), wo die Anomalie für die Süßwasserhöhle größer ist. Da die auftretenden Anomalien in dieser Komponente kaum 0.3 ppm erreichen, sind sie vernachlässigbar klein und entziehen sich daher einer sinnvollen Interpretation. Deutlich hervorzuheben sind die inphase-Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz), die für die Salzwasserhöhle eine Anomalie von etwas mehr als 5 ppm zeigen. Auch beide Komponenten der niedrigsten Frequenz (340 Hz) liefern eine nennenswerte Anomalie von etwa 1.5 bzw. 2.5 ppm. Bei realen Messungen ist eine Auflösung von deutlich weniger als einem ppm kaum zu erreichen. Aus diesem Grund sind die Anomalien, die in Abbildung 23 deutlich weniger als 1ppm betragen, von geringer praktischer Bedeutung. Deutlich zu sehen ist, dass die Anomalien für die Süßwasserhöhle selbst in den sensibleren Frequenzen (3200 und 7190 Hz) kaum den Wert von 0.2 ppm überschreiten. Für reale Messungen wäre die beschriebene Süßwasserhöhle also nicht wahrnehmbar. Die Betrachtung der Ergebnisse der anderen Modelle (6 km und 12 km Entfernung zur Küste) zeigt erwartungsgemäß die gleiche Charakteristik. Der einzige Unterschied besteht darin, dass durch die größeren

Tiefen der Höhlen die Amplituden der Anomalien allgemein abnehmen. Diese Amplitudenabnahme ist für den Fall jener Salzwasserhöhlen, die nach Abbildung 23 nennenswerte Anomalien liefern, in Tabelle 5 zusammengefasst dargestellt.

Tabelle 5: Maximalamplituden der Anomalien für die Salzwasserhöhle der Modelle aus Abbildung 22

EM - Komponenten	0.5 km zur Küste Maximalamplitude [ppm]	6 km zur Küste Maximalampl. [ppm]	12 km zur Küste Maximalampl. [ppm]
340Hz in	1.57	1.07	0.70
340Hz out	2.62	1.54	0.87
3200Hz in	5.47	2.81	1.34
3200Hz out	1.01	0.90	0.69
7190Hz in	5.24	2.27	0.84
7190Hz out	3.76	2.22	1.29
28850Hz in	0.13	0.27	0.22
28850Hz out	1.60	0.65	0.14

Die Werte in roter Farbe sind größer als 1 ppm. Dies soll verdeutlichen, wie für den betrachteten Fall die Anzahl der EM-Komponenten, die ausreichend große Anomalien liefern, mit der Distanz zur Küste abnimmt. Die detaillierte Betrachtung aller Werte in Tabelle 5 zeigt (bis auf die inphase-Komponente der höchsten Frequenz (28850 Hz)) eine kontinuierliche Abnahme der Maximalamplitude der Anomalie mit größer werdender Distanz zur Küste.

Für reale Messungen ist also anzunehmen, dass sich in größeren Entfernungen zur Küste salzwassergefüllte Höhlen (durch ihre größere Tiefe) in den Messdaten wesentlich schwächer abbilden als in Küstennähe.

Der behandelte Fall mit der Höhle in Süßwasser stellt vom spezifischen elektrischen Widerstandskontrast ein extremes, eher unrealistisches Beispiel dar, da das angenommene Süßwasser einen spezifischen elektrischen Widerstand von 20 Ohmm hat und die mit dieser Flüssigkeit gesättigte Schicht (zweite Schicht) lediglich den von 60 Ohmm. Um dieses Verhältnis der spezifischen elektrischen Widerstände zu erreichen, müsste die zweite Schicht eine extrem hohe Porosität aufweisen (vgl. dazu Gleichung von Archie aus Abschnitt 2.2.3.3). Im Folgenden

werden die Modelle aus Abbildung 22 leicht verändert, damit sie, vor allem bezüglich der Süßwasserhöhle, eher den realen Verhältnissen entsprechen. Der spezifische elektrische Widerstand der zweiten Schicht wird auf 100 Ohmm angehoben, gleichzeitig erhält die Süßwasserhöhle elektrische Eigenschaften, die dem dort üblichen Brackwasser (5 Ohmm) entsprechen. Die berechneten Ergebnisse dieses leicht veränderten Modells werden mit denen der ursprünglichen Modelle (Abbildung 22) verglichen. Die Maximalamplituden aller Komponenten sind in Tabelle 6 zusammengefasst.

Tabelle 6: Vergleich der Maximalamplituden des alten (Süßwasser-Fall) und neuen Modells (Brackwasser-Fall)

EM - Komponenten	0.5 km zur Küste Maximalamplitude [ppm]		12 km zur Küste Maximalamplitude [ppm]	
	Altes M.	Neues M.	Altes M.	Neues M.
340Hz in	0.01	0.05	0.006	0.03
340Hz out	0.04	0.17	0.01	0.06
3200Hz in	0.08	0.47	0.03	0.15
3200Hz out	0.09	0.50	0.02	0.10
7190Hz in	0.22	1.00	0.06	0.29
7190Hz out	0.20	0.81	0.02	0.12
28850Hz in	0.30	1.68	0.05	0.30
28850Hz out	0.16	0.55	0.03	0.15

Die Ergebnisse in Tabelle 6 verdeutlichen die allgemein geringe Wirkung von Süß- (im alten Modell) bzw. Brackwasserhöhlen (im neuen Modell) auf das Messsignal. Es ist zu sehen, dass von allen Werten lediglich 2 die Marke von 1 ppm überschreiten bzw. erreichen (werte in blauer Farbe). Die Maximalamplituden des neuen Modells sind wie erwartet deutlich stärker, praktisch relevante Werte werden trotzdem nur in Küstennähe erreicht, wo die Tiefe der Höhle (im behandelten Fall) klein genug ist. Ein interessanter Punkt ergibt sich beim Vergleich der Ergebnisse aus Tabelle 6 mit Tabelle 5. Die Komponenten mit der größten Sensibilität verschieben sich für die Betrachtungen des Süß- bzw. Brackwasser-Falles zu höheren Frequenzen. In Tabelle 6 sind die Werte bei der höchsten Frequenz (28850 Hz) durchgehend am größten (bis auf die

outphase-Komponente des neuen Modells in Küstennähe). Diese Charakteristik lässt sich mit den Überlegungen bezüglich der Eindringtiefe aus Abschnitt 3.4.3 leicht erklären.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass ein deutlicher Einfluss auf das Messsignal lediglich von den salzwassergefüllten Höhlen herrührt. Süßwasser- bzw. Brackwasserhöhlen verursachen nur in bestimmten Fällen (z.B. geringe Tiefe) nennenswerte Anomalien im Messsignal. Durch das Abtauchen des Salzwasser- Süßwasserhorizontes landeinwärts und die Kopplung der Höhlen an diesen Horizont, ist in den berechneten Messwerten zusätzlich eine Abhängigkeit der Maximalamplituden von der Distanz zur Küste vorhanden.

5.2 Vergleiche zwischen verschiedenen Störkörpergrößen

Die Größenänderung des Störkörpers wird nur in x- und z-Richtung angenommen. Die Ausdehnung in y-Richtung bleibt konstant bei 300 m. Der Störkörper bleibt auch in diesem Abschnitt an den Salzwasser- Süßwasserhorizont gekoppelt.

Als erstes wird der Einfluss einer Größenänderung für den Fall einer Süßwasserhöhle betrachtet. Dafür werden die in Abbildung 24 schematisch dargestellten Modelle verwendet.

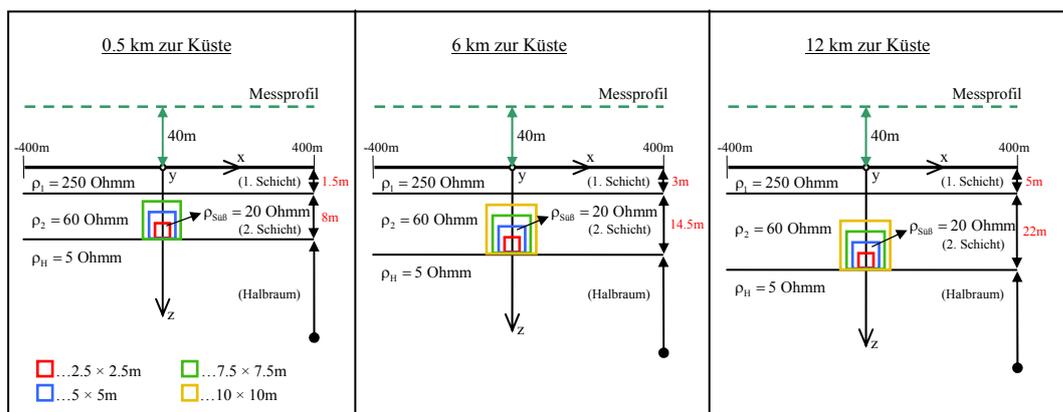


Abbildung 24: Modelle mit verschiedenen Störkörpergrößen (Süßwasser) in 3 Distanzen zur Küste

Die Höhlen variieren in ihrer Größe zwischen 2.5×2.5 m und 10×10 m. Beim Modell in Küstennähe (0.5 km zur Küste) wird die 10×10 m Höhle nicht betrachtet, da sie über die süßwassergesättigte Schicht hinausragen würde. Die Ergebnisse aller EM-Komponenten für die mittlere Distanz zur Küste (6 km) sind in Abbildung 25 dargestellt.

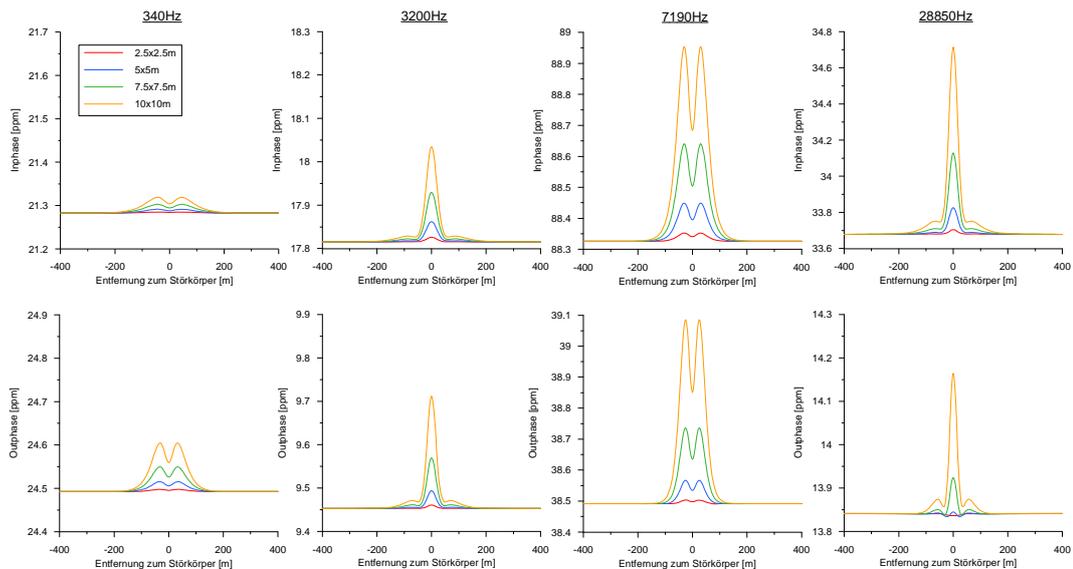


Abbildung 25: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpergrößen (in 6 km Entfernung zur Küste)

Die y-Achse ist einheitlich auf den Wert 0.5 ppm skaliert. Die Ausnahme bilden die Darstellungen der Komponenten der 3ten Frequenz (7190 Hz) sowie der inphase-Komponente der 4ten Frequenz (28850 Hz). Die aus dem Rahmen fallenden Komponenten weisen stärkere Anomalien auf. Diese Skalierung lässt einen einfachen optischen Vergleich zwischen den einzelnen Komponenten in Abbildung 25 zu.

Prinzipiell zeigt sich, wie zu erwarten, eine starke Abhängigkeit der Anomalien von der Größe des Störkörpers. Die Maximalamplituden erhöhen sich bei einer Verdoppelung der Seitenlängen in x- und z-Richtung um das 4 bis 8fache. Aus dieser Abschätzung ist die outphase-Komponente der höchsten Frequenz auszuschließen, da ihr Verhalten einem anderen Muster folgt. Deutlich zu sehen ist, dass selbst bei der größten, betrachteten Höhle, die Maximalamplituden der Anomalien nur in den Komponenten der 3ten und 4ten Frequenz (7190 und 28850

Hz) praktisch relevante Werte liefern. Diese Charakteristik ist wie im vorigen Abschnitt auf die unterschiedlichen Eindringtiefen zurückzuführen. Die beiden höheren Frequenzen weisen für den vorliegenden Fall, durch ihre entsprechenden Eindringtiefen, einfach größere Sensibilität bezüglich des Störkörpers auf.

Die Ergebnisse für das dritte Modell aus Abbildung 24 (12 km Distanz zur Küste) zeigen durch die größere Tiefe zu den Störkörpern wesentlich schwächere Anomalien (Abbildung 26). Die y-Achsen in Abbildung 26 haben keine einheitliche Skalierung.

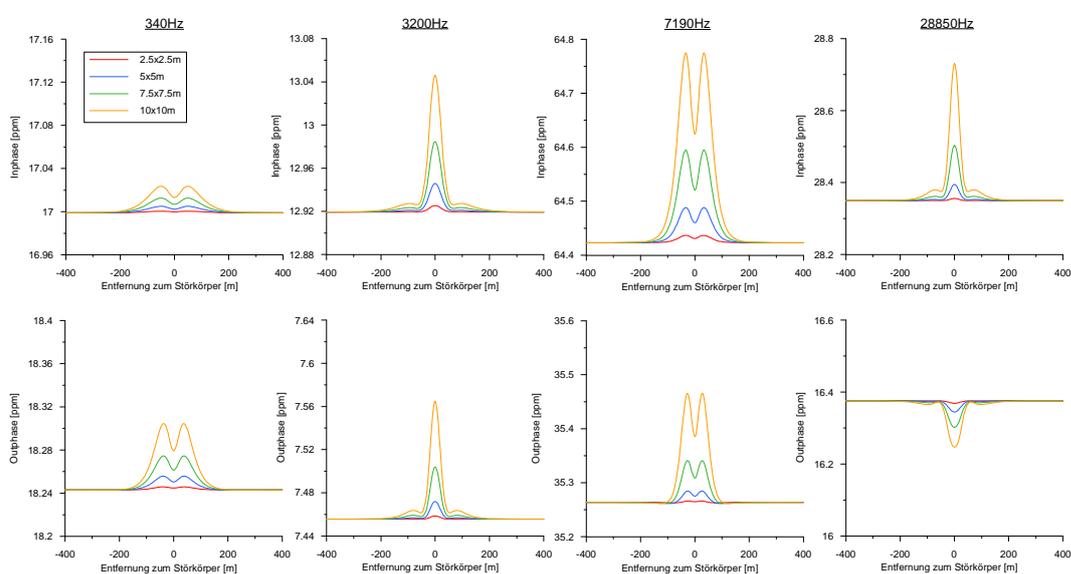


Abbildung 26: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpergrößen (in 12 km Entfernung zur Küste)

Die größte Sensibilität weisen auch hier die Komponenten der 3ten und 4ten Frequenz (7190 und 28850 Hz) auf, wobei die Maximalamplituden (inphase-Komponenten) kaum den Wert von 0.4 ppm erreichen. Daraus lässt sich schließen, dass in diesem Fall die Süßwasserhöhle noch wesentlich größer sein muss, um einen nennenswerten Einfluss (≈ 1 ppm) auf das Messsignal zu erzeugen.

Die Analyse der Maximalamplituden des küsten nahen Falles (0.5 km Distanz zur Küste) erfolgt in Tabelle 7, wo die entsprechenden Werte zusammengefasst werden.

Tabelle 7: Vergleich der Maximalamplituden für verschiedene Störkörpergrößen im küstennahen Fall (0.5 km Entfernung zur Küste)

EM - Komponenten	0.5 km zur Küste Maximalamplitude [ppm]		
	2.5 × 2.5 m	5 × 5 m	7.5 × 7.5 m
340Hz in	0.003	0.01	0.03
340Hz out	0.009	0.04	0.10
3200Hz in	0.02	0.08	0.19
3200Hz out	0.02	0.09	0.25
7190Hz in	0.05	0.22	0.54
7190Hz out	0.03	0.20	0.61
28850Hz in	0.06	0.30	0.86
28850Hz out	0.02	0.16	0.65

In Tabelle 7 ist zu erkennen, dass nur für die größte, betrachtete Höhle in der 4ten Frequenz (28850 Hz) eine nennenswerte Anomalie auftritt (Wert in blauer Farbe). Obwohl sich die Höhle in diesem Fall in sehr geringer Tiefe befindet, ist ihre Wirkung auf das Messsignal sehr gering. Also ist eine Süßwasserhöhle, mit den hier gewählten Eigenschaften, selbst in Küstennähe (geringe Tiefe) in der Realität kaum detektierbar.

Im vorangegangenen Abschnitt wurden die Eigenschaften der zweiten (süßwassergesättigten) Schicht und der Süßwasserhöhle verändert, wodurch wesentlich stärkere Anomalien erreicht wurden (vgl. Tabelle 6). Wird diese Änderung auf den hier vorliegenden Fall übertragen, ist ebenfalls mit einer enormen Vergrößerung der Anomalien zu rechnen. Eine grobe Abschätzung für die Werte aus Tabelle 6 zeigt, dass sich bei den meisten Komponenten die Maximalamplitude etwa verfünffacht hat. Die Ergebnisse des veränderten Modells (Abbildung 24) für den küstennahen Fall sind in Tabelle 8 dargestellt.

Tabelle 8: Vergleich der Maximalamplituden für verschiedene Störkörpergrößen im küstennahen Fall (0.5 km Entfernung zur Küste) – verändertes Modell (zweite Schicht = 100 Ohmm, Störkörper = 5 Ohmm)

EM - Komponenten	0.5 km zur Küste Maximalamplitude [ppm]		
	2.5 × 2.5 m	5 × 5 m	7.5 × 7.5 m
340Hz in	0.01	0.05	0.13
340Hz out	0.04	0.17	0.43
3200Hz in	0.11	0.47	1.18
3200Hz out	0.10	0.50	1.32
7190Hz in	0.22	1.01	2.59
7190Hz out	0.16	0.81	2.18
28850Hz in	0.33	1.68	4.32
28850Hz out	0.10	0.55	1.43

Die Werte in Tabelle 8: Vergleich der Maximalamplituden für verschiedene Störkörpergrößen im küstennahen Fall (0.5 km Entfernung zur Küste) – verändertes Modell (zweite Schicht = 100 Ohmm, Störkörper = 5 Ohmm) zeigen wie erwartet einen deutlichen Anstieg der Maximalamplituden im Vergleich zu denen in Tabelle 7. Bereits die 5×5 m Höhle verursacht in zwei Komponenten eine Anomalie von mehr als 1 ppm. Die größte Höhle (7.5×7.5 m) zeigt nur in den Komponenten der niedrigsten Frequenz keinen nennenswerten Messeffekt. Die Veränderung der Modellparameter bewirkt also, dass bereits eine Höhle des Querschnittes 5×5 m in der Realität detektierbar sein sollte. In größeren Entfernungen zur Küste, wo sich die Höhlen in größerer Tiefe befinden ist anzunehmen, dass zumindest Höhlen ab einem Querschnitt von 7.5×7.5 m in den Messwerten nennenswerte Anomalien verursachen müssten.

Eine wichtige Schlussfolgerung aus den vorangegangenen Betrachtungen ist, dass eine reine Süßwasserhöhle ($\rho = 20$ Ohmm) sehr groß sein muss, um eine praktisch relevante Anomalie im Messsignal zu erzeugen. Der Querschnitt der Höhle sollte mindestens 10×10 m betragen, wobei diese Mindestgröße bei größeren Entfernungen zur Küste (größer als 4 km) erhöht werden muss. Der leicht veränderte Fall der Süßwasserhöhle (zweite Schicht = 100 Ohmm und Störkörper = 5 Ohmm), der einem Brackwasser-Fall entspricht (vgl. Abschnitt

5.1), verursacht im Allgemeinen wesentlich stärkere Anomalien, was dazu führt, dass sich die Mindestgröße der detektierbaren Höhle klarerweise verkleinert. Nichts desto trotz sollte selbst in diesem Fall die Höhle im küstennahen Bereich einen Mindestquerschnitt von 5×5 m haben und in größeren Entfernung zur Küste einen von 7.5×7.5 , um nennenswerte Anomalien in den Messsignalen zu erzeugen. Die Berechnungen zeigen praktisch kaum relevante Anomalien für kleinere Höhlen.

Als nächstes wird der Einfluss der Größenänderung für den Fall der Salzwasserhöhle betrachtet. Hierbei ist durch die hohe elektrische Leitfähigkeit des Störkörpers (Salzwasser) der in Abschnitt 3.4.3 besprochene Effekt zu berücksichtigen. Dieser kann dazu führen, dass speziell die Ergebnisse der höchsten Frequenz (28850 Hz) bei etwas größeren Störkörpern mit Vorbehalt zu betrachten sind.

Ausgangspunkt für die folgenden Berechnungen sind die Modelle aus Abbildung 27.

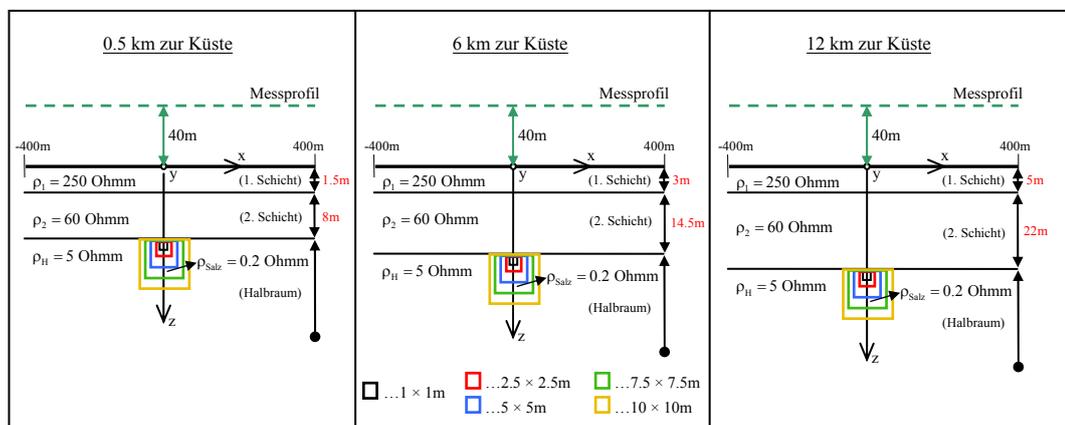


Abbildung 27: Modelle mit verschiedenen Störkörpergrößen (Salzwasser) in 3 Distanzen zur Küste

Der Querschnitt der verschiedenen Störkörper variiert von 1×1 m bis 10×10 m. In Abbildung 28 sind alle berechneten EM-Komponenten für den Fall der mittleren Distanz zur Küste (6 km) dargestellt.

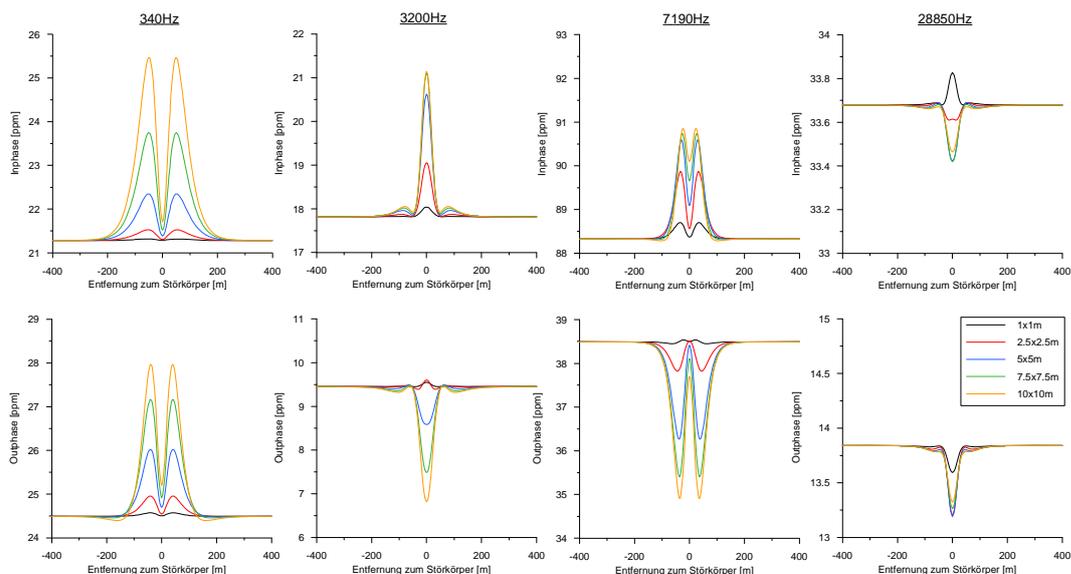


Abbildung 28: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpergrößen (in 6 km Entfernung zur Küste)

Bis auf die y-Achse der Komponenten der höchsten Frequenz, sind alle auf den Wertebereich von 5 ppm skaliert, wodurch der optische Vergleich der Anomalien der verschiedenen Komponenten erleichtert wird.

Auf den ersten Blick ist zu erkennen, dass im Gegensatz zu den Süßwasserhöhlen in diesem Fall die Anomalien speziell in der niedrigsten Frequenz sehr groß sind. Hingegen ist der Einfluss auf die Komponenten der höchsten Frequenz verhältnismäßig klein. Die Komponenten der niedrigsten Frequenz zeigen eine kontinuierliche Vergrößerung der Anomalie mit größer werdendem Störkörper. Bereits ab der zweiten Frequenz (3200 Hz) tritt der in Abschnitt 3.4.3 beschriebene Effekt auf, der daran zu erkennen ist, dass es in der inphase-Komponente ab einer bestimmten Störkörpergröße bzw. Störkörperausdehnung in z-Richtung zu keiner Vergrößerung der Anomalie mehr kommt. In der outphase-Komponente kommt es im Bereich der konstanten inphase-Komponente zu einer Vorzeichenumkehrung der Anomalie. Wie in Abbildung 28 zu sehen ist, folgen die Komponenten der höchsten Frequenz dieser Systematik nicht. Bei den sehr kleinen Anomalien, die bei dieser Frequenz auftreten (die y-Achse ist auf 2 ppm skaliert) und den aus Abschnitt 3.4.3 bekannten Effekten sollten diese beiden Komponenten eher mit Skepsis betrachtet werden.

Im Vergleich zu den zuvor betrachteten Süßwasserhöhlen zeigt sich hier eine wesentlich andere Abhängigkeit des Messsignals von der Störkörpergröße. Die Vergrößerung des Störkörpers bewirkt hier (relativ gesehen) eine wesentlich schwächere Zunahme der Maximalamplitude der Anomalie, als im Süßwasserfall (vgl. Abbildung 25). Durch den generell wesentlich stärkeren Einfluss der Salzwasserhöhle auf das Messsignal, ist die Größe ab der die Salzwasserhöhle detektierbar ist wesentlich kleiner. In Abbildung 28 liefert die Höhle mit dem Querschnitt von 2.5×2.5 m in der inphase-Komponente der 3ten Frequenz (7190 Hz) bereits eine Anomalie von etwa 1.6 ppm. Lediglich die Anomalien der kleinsten Höhle (1×1 m) zeigen für keine der 8 Komponenten nennenswerte Größen.

In Tabelle 9 werden die Ergebnisse der restlichen Berechnungen (0.5 und 12 km Distanz zur Küste) zusammengefasst.

Tabelle 9: Vergleich der Maximalamplituden verschiedener Störkörpergrößen in 0.5 und 12 km Entfernung zur Küste

EM-Komponenten	0.5 km zur Küste Maximalamplituden [ppm]					12 km zur Küste Maximalamplituden [ppm]				
	1.	2.	3.	4.	5.	1.	2.	3.	4.	5.
340Hz in	0.05	0.35	1.57	3.70	6.35	0.03	0.17	0.70	1.59	2.67
340Hz out	0.14	0.79	2.63	4.64	6.16	0.05	0.26	0.87	1.52	1.98
3200Hz in	0.40	2.28	5.47	6.62	6.85	0.12	0.63	1.34	1.49	1.46
3200Hz out	0.24	0.68	1.01	2.86	4.03	0.03	0.07	0.69	1.29	1.63
7190Hz in	0.73	3.25	5.24	5.79	6.16	0.18	0.65	0.84	0.89	0.97
7190Hz out	0.24	0.97	3.76	5.24	6.20	0.05	0.48	1.29	1.70	1.93
28850Hz in	0.57	0.51	0.13	0.06	0.06	0.02	0.16	0.22	0.21	0.18
28850Hz out	0.36	1.40	1.60	0.25	1.27	0.11	0.18	0.14	0.12	0.11

1... 1 × 1m Höhle

3... 5 × 5m Höhle

5... 10 × 10m Höhle

2... 2.5 × 2.5m Höhle

4... 7.5 × 7.5m Höhle

Alle Werte in roter Farbe in Tabelle 9 sind größer als 1 ppm. Auf den ersten Blick ist der bereits bekannte Effekt der Abnahme der Maximalamplituden mit der Entfernung zur Küste deutlich zu erkennen.

Die Komponenten der ersten Frequenz (340 Hz) zeigen für beide Fälle, wie in Abbildung 28, eine kontinuierliche Zunahme der Maximalamplituden mit größer werdendem Störkörper. Im küstennahen Fall ergeben sich in diesen Komponenten praktisch relevante Werte erst bei einem Störkörperquerschnitt von 5×5 m. Mit Ausnahme der Maximalamplituden für den größten Störkörper, zeigt die outphase-Komponente durchgehend größere Werte. Im zweiten Fall (12 km Distanz zur Küste) zeigt erst ein Störkörper von 7.5×7.5 m einen nennenswerten Einfluss auf die Komponenten der ersten Frequenz (340 Hz). Dies ist auf die größere Tiefe des Störkörpers zurückzuführen. Auffallend ist, dass zwischen den beiden Fällen der Unterschied in den Maximalamplituden der outphase-Komponente wesentlich größer ist als bei der inphase-Komponente. Daraus könnte eine größere Tiefensensibilität der outphase-Komponente dieser Frequenz abgeleitet werden.

Die Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz) zeigen in den inphase-Komponenten in beiden Fällen den bereits angesprochenen „Sättigungseffekt“. Die Maximalamplituden nehmen etwa bis zur dritten Höhlengröße (5×5 m) massiv zu und bleiben bei weiterer Größenzunahme ungefähr konstant. Die outphase-Komponenten zeigen zwar eine schwächere Zunahme, diese erfolgt jedoch einigermaßen kontinuierlich über den gesamten Größenbereich der Höhlen. Vor allem für den küstennahen Bereich ist auffallend, dass die inphase-Komponenten speziell für die kleinen Höhlen (1×1 m bis 5×5 m) wesentlich stärkere Anomalien liefern, als die outphase-Komponenten (Zellen mit hellblauem Hintergrund in Tabelle 9). Für die 2te Frequenz (3200 Hz) lässt sich diese Charakteristik sogar auf die 7.5×7.5 m Höhle ausweiten. Bei der Betrachtung der Maximalamplituden in Abbildung 28 zeigt sich vor allem für die 2.5×2.5 m und 5×5 m Höhle (rote und blaue Kurve) ein ähnliches Bild. Werden die Differenzen zwischen den inphase- und outphase-Komponenten aus Abbildung 28 mit denen aus Tabelle 9 (0.5 km Distanz zur Küste) verglichen, ist dessen deutliche Abnahme zu erkennen. Verdeutlicht wird dieser Trend durch die Werte des zweiten Falles in Tabelle 9 (12 km Distanz zur Küste), wo diese Unterschiede nur noch in den Komponenten der zweiten Frequenz teilweise vorhanden sind. Diese Charakteristik lässt den Schluss zu, dass die inphase-

Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz) die größte Sensibilität bezüglich kleinerer Höhlen bis zu einer bestimmten Entfernung (etwa 8 km) zur Küste haben. Bei den größeren Höhlen bzw. in größeren Entfernungen zur Küste liefern dann die outphase-Komponenten ähnliche Werte für die Maximalamplituden. Die Bestimmung der minimalen Größe der Höhle, die mit den Komponenten dieser beiden Frequenzen (3200 und 7190 Hz) noch detektierbar ist, zeigt, dass Höhlen mit dem Querschnitt von 2.5×2.5 m noch einen nennenswerten Einfluss (≈ 1 ppm) haben (0.5 und 6 km Distanz zur Küste). Im zweiten Fall (12 km Distanz zur Küste) ist mit praktisch relevanten Anomalien erst ab einem Höhlenquerschnitt von 5×5 m zu rechnen. Nichts desto trotz ist es zulässig zu behaupten, dass in einem weiten Bereich (zumindest im Bereich von 0 bis 6km Distanz zur Küste) mit den Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz) salzwassergefüllte Höhlen mit einem Querschnitt von 2.5×2.5 m detektierbar sind.

Die Komponenten der 4ten Frequenz (28850 Hz) zeigen lediglich im küstennahen Bereich nennenswerte Maximalamplituden und dies nur in der outphase-Komponente. Die Schwankungen in den Werten (vor allem der outphase-Komponente) lassen keine Erkennung einer eindeutigen Systematik zu.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Abhängigkeit des Messsignals von der Höhlengröße zwischen dem Süßwasser- und dem Salzwasser-Fall durchaus verschieden ist. Im Salzwasser-Fall muss, speziell bei höheren Frequenzen, mit komplexeren Abhängigkeiten gerechnet werden. Durch den wesentlich stärkeren Einfluss der Salzwasserhöhle auf das Messsignal lassen sich deutlich kleinere Höhlen detektieren, als im Süßwasser-Fall.

5.3 Vergleiche verschiedener Störkörpertiefen

In diesem Kapitel werden Fälle betrachtet, bei denen sich der Störkörper vom Süßwasser- Salzwasserhorizont (Halokline) entfernt, d.h. es wird im Prinzip die Abhängigkeit des Messsignals von der Tiefe der Höhle untersucht. Wiederum ist der Fall der Süßwasserhöhle und der Salzwasserhöhle separat zu betrachten.

Da die Süßwasserhöhlen bekanntlich sehr kleine, zum Teil unbedeutende Anomalien liefern, wird hier die Abhängigkeit nur an einem Modell (6 km Distanz zur Küste) gezeigt. Die Berechnungen werden für das Modell in Abbildung 29 für verschiedene Tiefen der Süßwasserhöhle durchgeführt.

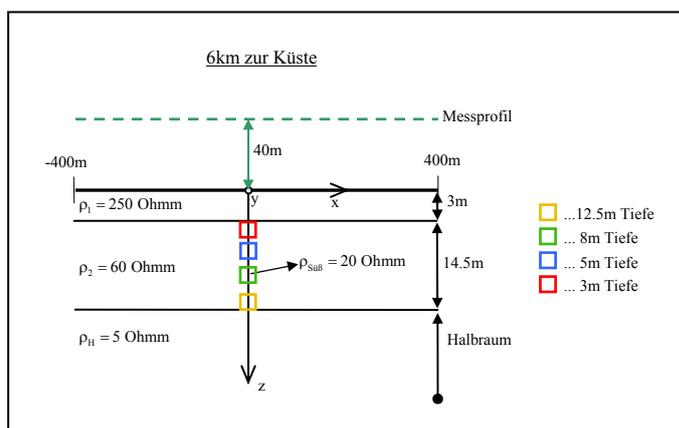


Abbildung 29: Modell mit verschiedenen Störkörpertiefen

Die Störkörper in Abbildung 29 haben eine Seitenlänge von 5 m in x- und z-Richtung, die Ausdehnung in y-Richtung beträgt 300 m. Die Tiefenangabe bezieht sich auf die Distanz von der Oberfläche bis zur Störkörperoberkante. Die Ergebnisse aller Komponenten der verschiedenen Störkörpertiefen sind in Abbildung 30 dargestellt.

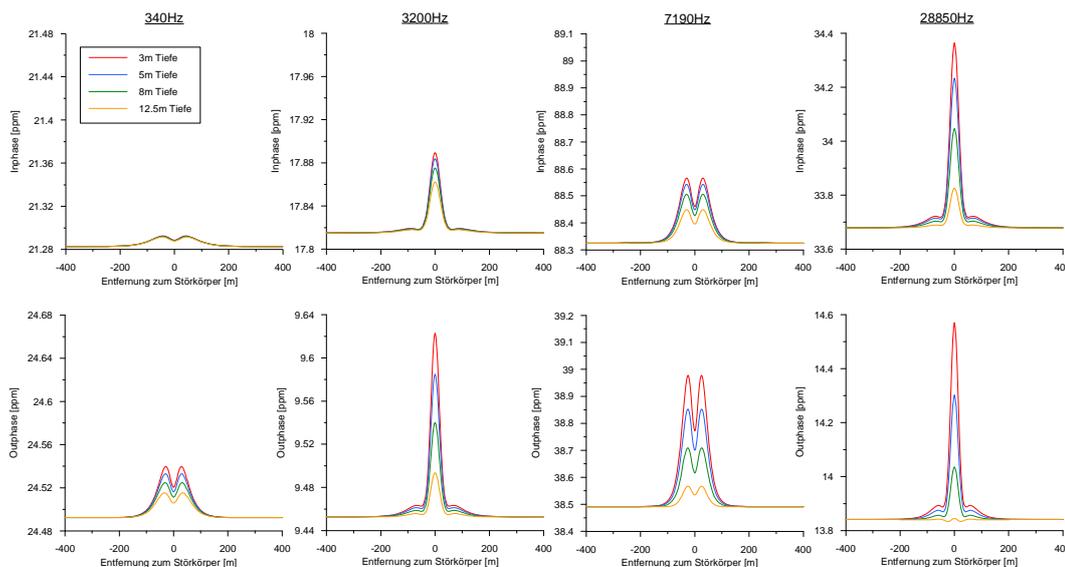


Abbildung 30: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpertiefen (in 6 km Entfernung zur Küste)

Die y-Achse der Komponenten der 1ten und 2ten Frequenz (340 und 3200 Hz) ist auf den Wertebereich von 0.2 ppm skaliert. Die y-Achse der restlichen Komponenten hat den einheitlichen Wertebereich von 0.8 ppm.

Bis auf die inphase-Komponente der niedrigsten Frequenz ist, wie erwartet, eine deutliche Zunahme der Anomalie mit geringer werdender Tiefe zur Störkörperoberkante zu sehen. Generell ist zu erkennen, dass die Unterschiede in den Anomalien in den inphase-Komponenten aller Frequenzen geringer sind als in den outphase-Komponenten. Ein ähnliches Verhalten hat sich auch im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, wo die outphase-Komponenten wesentlich sensibler auf Tiefenänderungen reagiert haben (vgl. Tabelle 8). Zusätzlich ist eine klare Frequenzabhängigkeit in der Sensibilität bezüglich der Störkörpertiefe auszumachen. Diese ist auf die entsprechenden Eindringtiefen der Signale unterschiedlicher Frequenzen zurückzuführen (vgl. Abschnitt 3.4.3). In den Komponenten der höchsten Frequenz zeigen sich mit Abstand die größten Unterschiede zwischen den einzelnen Kurven, d.h. diese Komponenten haben den größten Informationsgehalt bezüglich der Störkörpertiefe. Auch in den Komponenten der 3ten Frequenz (7190 Hz) sowie der outphase-Komponente der 2ten Frequenz (3200 Hz), sind die einzelnen Kurven gut separierbar. Die genaue

Betrachtung der Werte dieser Differenzen zeigt allerdings, dass sie sich weit unter einem ppm befinden.

Abschließend kann gesagt werden, dass zwar eine deutliche Abhängigkeit der Anomalien von der Störkörpertiefe zu erkennen ist, im vorliegenden Fall sind jedoch die Unterschiede im Messsignal einfach zu klein. Die Ergebnisse der vorangegangenen Abschnitte lassen den Schluss zu, dass ein größerer Störkörperquerschnitt bzw. der Brackwasser-Fall durchaus nennenswerte Unterschiede in den Anomalien für verschiedene Störkörpertiefen liefern würde. Somit können in bestimmten Fällen, vor allem aus den Komponenten der 3ten und 4ten Frequenz (7190 und 28850 Hz) Informationen über die Tiefe der Süßwasser- bzw. Brackwasserhöhle gewonnen werden.

Als nächstes wird der Salzwasser-Fall betrachtet, wo die Höhle vom Salzwasser-Süßwasserhorizont in größere Tiefen verlagert wird. Interessant ist in diesem Fall der Einfluss des salzwassergesättigten Mediums (hohe elektrische Leitfähigkeit) zwischen Störkörperoberkante und Salzwasser- Süßwasserhorizont. Die Überlegungen in Abschnitt 3.4.3, bezüglich der Eindringtiefe des Signals, liefern für die folgenden Untersuchungen eine gewisse Einschränkung für praktisch sinnvolle Modelle, d.h. der Störkörper sollte nicht zu tief unter den Salzwasser-Süßwasserhorizont gesetzt werden.

Den Ausgangspunkt für die Berechnungen liefern die Modelle aus Abbildung 31.

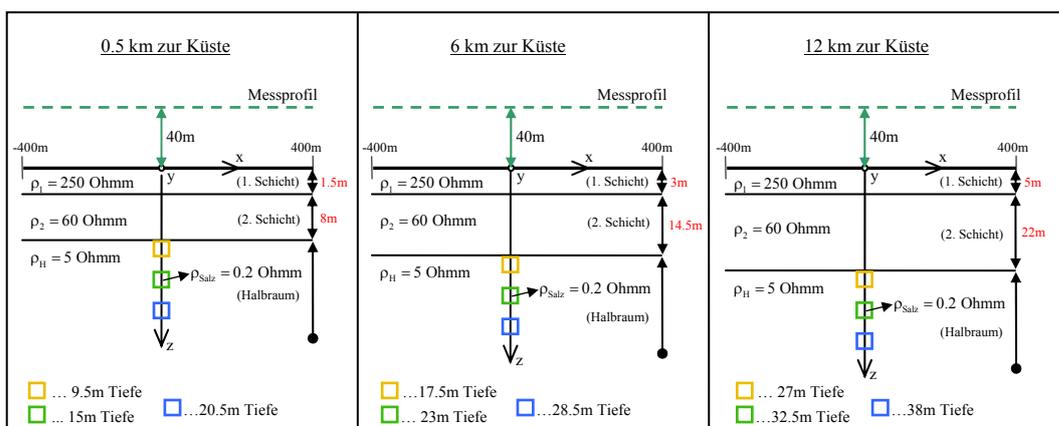


Abbildung 31: Modelle mit verschiedenen Störkörpertiefen (Salzwasser) in 3 Distanzen zur Küste

Der Störkörperquerschnitt in Abbildung 31 beträgt 5×5 m und die Ausdehnung in y-Richtung 300 m. In Abbildung 32 werden alle EM-Komponenten für die drei Störkörpertiefen des mittleren Falles (6 km Distanz zur Küste) dargestellt.

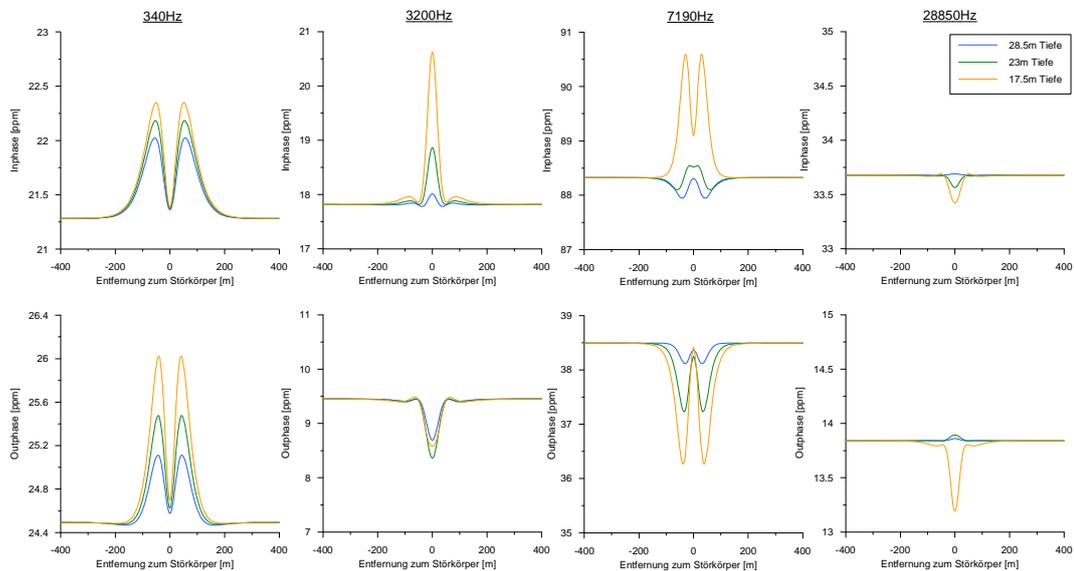


Abbildung 32: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpertiefen (Salzwasser-Fall in 6 km Entfernung zur Küste)

Die y-Achsen der Komponenten der 1ten und 4ten Frequenz (340 und 28850 Hz) haben einen Wertebereich von 2 ppm, die y-Achsen bei den Komponenten der mittleren beiden Frequenzen (3200 und 7190 Hz) einen von 4 ppm.

In Abbildung 32 ist deutlich sichtbar, dass der Effekt der Tiefenabhängigkeit in den inphase-Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz) am stärksten ist. Die Komponenten der höchsten Frequenz liefern, bedingt durch die geringe Eindringtiefe, lediglich für die Höhle in der Tiefe von 17.5m (am Salzwasser- Süßwasserhorizont) eine nennenswerte Anomalie (vor allem in der outphase-Komponente). Der Vergleich mit den Anomalien im Süßwasser-Fall zeigt einen interessanten Unterschied, nämlich die Vorzeichenumkehr der Anomalien in den outphase-Komponenten der 2ten, 3ten und 4ten Frequenz (3200, 7190 und 28850 Hz) sowie der inphase-Komponente der 4ten Frequenz. Der Grund dieser tiefenabhängigen Vorzeichenumkehr ist nicht bekannt. Eine ähnliche Vorzeichenumkehr, die von der Mächtigkeit des Störkörpers in z-Richtung abhängig ist, kommt in den Untersuchungen in Abschnitt 3.4.3 vor.

Die Komponenten der niedrigsten Frequenz zeigen, relativ gesehen, die geringsten Unterschiede in den Anomalien (abgesehen von der outphase-Komponente der 2ten Frequenz (3200 Hz)). Selbst die Höhle in der Tiefe von 28.5 m liefert hier in der inphase-Komponente noch eine Anomalie von etwa 0.75 ppm und in der outphase-Komponente von 0.64 ppm. In der outphase-Komponente hat sich somit die Maximalamplitude der Anomalie von der seichtesten zur tiefsten Höhle etwas mehr als halbiert und in der inphase-Komponente hat sie sich sogar nur um etwa 30% reduziert. Wird die Reduktion der Maximalamplituden von der seichtesten zur tiefsten Höhle bei den Komponenten der höheren Frequenzen betrachtet, so zeigen sich wesentlich stärkere Abnahmen. Diese Charakteristik wird durch die starke Dämpfung der höheren Frequenzen im salzwassergesättigten Medium verursacht. Dies führt dazu, dass Höhlen, die sich deutlich unter dem Salzwasser- Süßwasserhorizont befinden, speziell auf die Komponenten der höheren Frequenzen, kaum einen Einfluss haben. Diesbezüglich ist es sinnvoll, mittels Skintiefenberechnungen Abschätzungen zu treffen, bis zu welcher Störkörpertiefe (unter dem Salzwasser-Süßwasserhorizont) in den Komponenten der entsprechenden Frequenzen mit praktisch relevanten Anomalien zu rechnen ist (vgl. Abschnitt 3.4.3).

In Abbildung 33 und Abbildung 34 werden die Ergebnisse der anderen Berechnungen (0.5 km und 12 km Distanz zur Küste) dargestellt, um zu zeigen, dass die soeben besprochene Charakteristik ausschließlich von der Entfernung der Störkörperoberkante zum Salzwasser- Süßwasserhorizont abhängt und nicht von der absoluten Tiefe des Störkörpers.

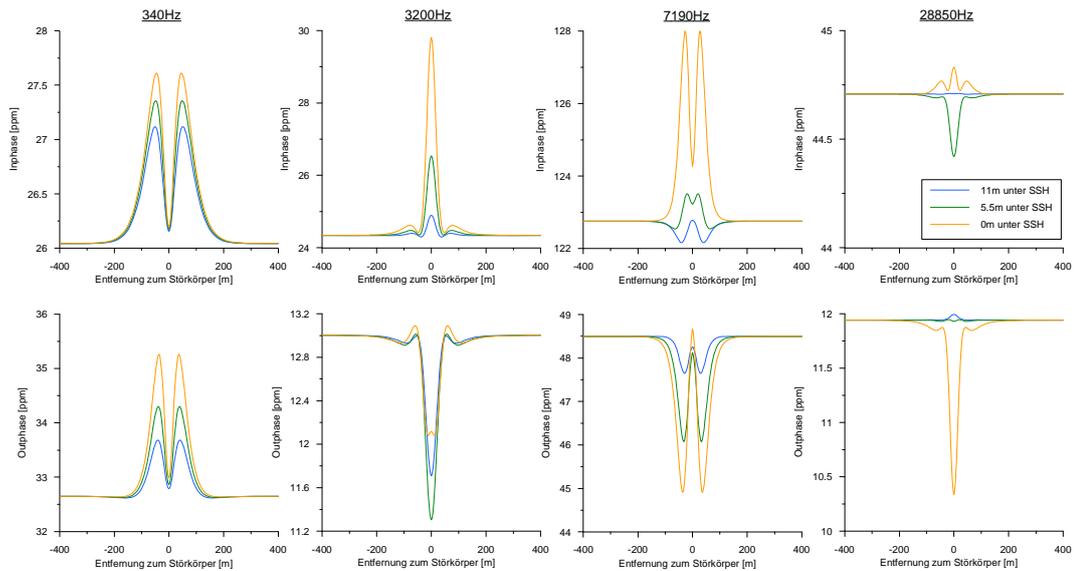


Abbildung 33: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Entfernungen zum Salzwasser- Süßwasserhorizont (SSH) für 0.5 km Distanz zur Küste

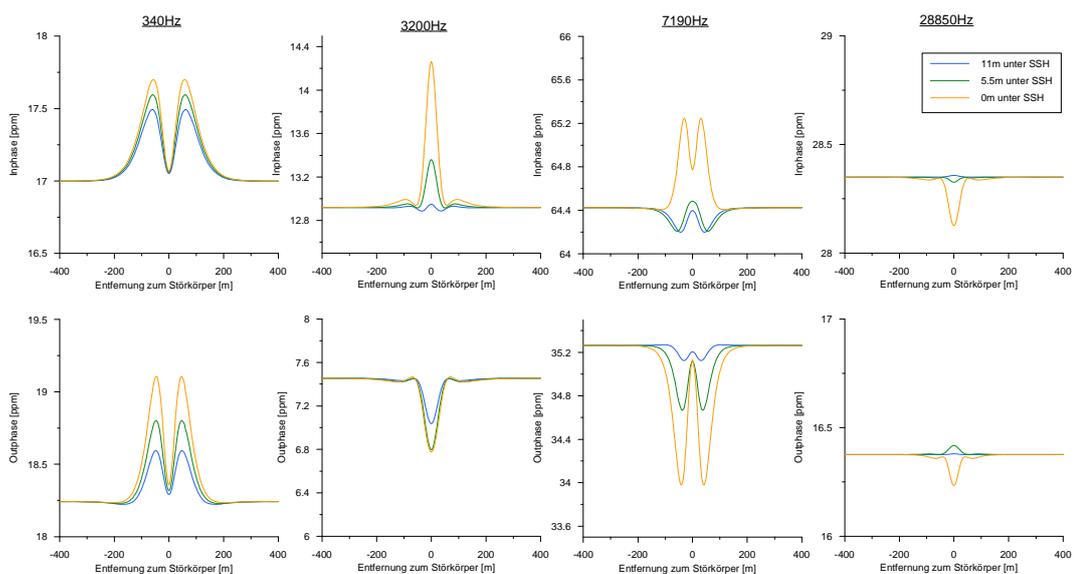


Abbildung 34: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Entfernungen zum Salzwasser- Süßwasserhorizont (SSH) für 12 km Distanz zur Küste

Der Vergleich der Kurven aus Abbildung 33 und Abbildung 34 zeigt bis auf die inphase-Komponente der höchsten Frequenz die gleiche Charakteristik. Durch die wesentlich größere absolute Tiefe des Störkörpers in Abbildung 34 sind natürlich die Amplituden der Anomalien bedeutend kleiner. Um die angesprochene Ähnlichkeit zu verdeutlichen, wird der Rückgang der Maximalamplituden

zwischen der seichtesten und tiefsten Höhlen aus Abbildung 33 bzw. Abbildung 34 in Tabelle 10 miteinander verglichen. Die Abnahme wird in Prozent angegeben und stellt den Rückgang der Maximalamplitude von der seichtesten zur tiefsten Höhle dar.

Tabelle 10: Maximalamplituden und deren Abnahmen für zwei verschiedene Distanzen der Höhlen zum Salzwasser- Süßwasserhorizont in 0.5 und 12 km Entfernung zur Küste

EM – Komponenten	0.5 km zur Küste Maximalampl. [ppm]			12 km zur Küste Maximalampl. [ppm]		
	seicht	tief	Abnahme [%]	seicht	tief	Abnahme [%]
340Hz in	1.57	1.08	31.21	0.70	0.49	30.00
340Hz out	2.63	1.06	59.70	0.87	0.37	57.47
3200Hz in	5.47	0.60	89.03	1.34	0.06	95.52
3200Hz out	1.01	1.29	127.72	0.69	0.42	39.13
7190Hz in	5.24	0.62	88.17	0.84	0.22	73.81
7190Hz out	3.76	0.85	77.39	1.29	0.15	88.37
28850Hz in	0.13	0.01	92.31	0.22	0.01	95.45
28850Hz out	1.60	0.05	96.88	0.14	0.01	92.86

Die prozentuellen Abnahmen der Maximalamplituden stimmen für die beiden Fälle (0.5 und 12 km Entfernung zur Küste) relativ gut überein (vgl. die Spalten mit gelbem Hintergrund in Tabelle 10). Die einzige Ausnahme bildet die outphase-Komponente der 2ten Frequenz (3200 Hz) (hellblauer Hintergrund), die im küstennahen Fall eine Zunahme und im weit entfernten Fall eine Abnahme der Maximalamplitude zeigt. Auch in Abbildung 32 (6 km Distanz zur Küste) liefern die outphase-Komponenten der 2ten Frequenz (3200 Hz) aus unerklärlichen Gründen eine völlig andere Systematik als die übrigen Komponenten. Die Annahme, dass das Verhalten der EM-Komponenten zu einem überwiegenden Teil von der Distanz zum Salzwasser- Süßwasserhorizont abhängt, ist auf der Basis der Ergebnisse in Tabelle 10 dennoch gerechtfertigt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass sich, so wie im vorangegangenen Abschnitt, die Abhängigkeit des Messsignals von der Tiefe der Höhle für den

Süßwasser- und Salzwasser-Fall auch stark unterscheidet und separat betrachtet werden muss. Dieser Unterschied wird vor allem durch den großen Unterschied in den elektrischen Eigenschaften der beiden Schichten verursacht. In der Süßwasserschicht spielt die Dämpfung, für die betrachteten Distanzen, noch nicht die entscheidende Rolle wie in der Salzwasserschicht. Daher nimmt der Einfluss der Salzwasserhöhlen auf das Messsignal mit steigender Entfernung zum Salzwasser- Süßwasserhorizont sehr schnell ab. Folglich sind Höhlen, die sich in einer gewissen Entfernung unter diesem Horizont befinden, nicht mehr detektierbar. Abschließend kann festgehalten werden, dass der Bereich, in dem Salzwasserhöhlen sehr starke Anomalien im Messsignal verursachen, auf die unmittelbare Umgebung des Salzwasser- Süßwasserhorizontes beschränkt ist.

5.4 Einfluss einer elektrisch leitfähigen Oberflächenschicht

Dieser Fall wird nur für Modelle in unmittelbarer Küstennähe betrachtet. Den Ausgangspunkt für die Berechnungen bilden die Modelle in Abbildung 35.

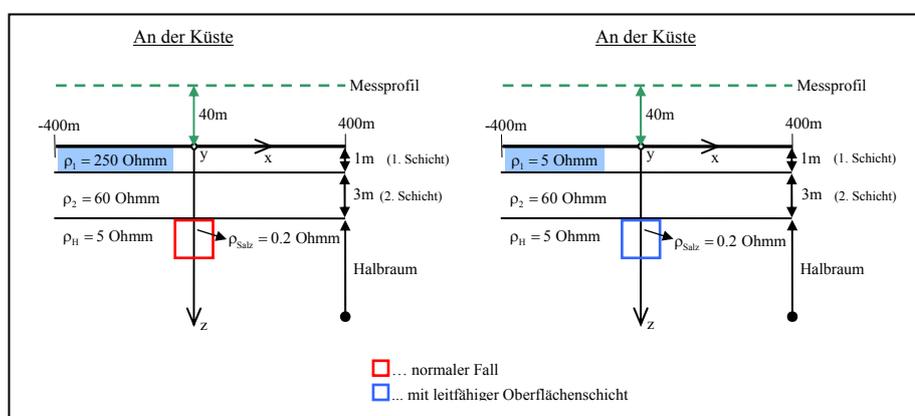


Abbildung 35: Modelle an der Küste ohne und mit leitfähiger Oberflächenschicht

Die Störkörper in Abbildung 35 haben die übliche Ausdehnung in y-Richtung (300 m) und ihr Querschnitt beträgt 5×5 m. Das Modell mit der leitfähigen Oberflächenschicht soll in gewisser Weise zeigen, wie sich die Anomalien im Messsignal verhalten, wenn ein Einfluss vom Meerwasser auf die oberste Schicht (Salzwasserintrusion) vorhanden ist. In Abbildung 36 sind die Differenzen

zwischen den Ergebnissen aller Komponenten dargestellt. Der Einfluss des geschichteten Halbraumes auf das Messsignal wurde bei beiden Ergebnissen durch Subtraktion eliminiert, um den Einfluss des Störkörpers besser vergleichen zu können.

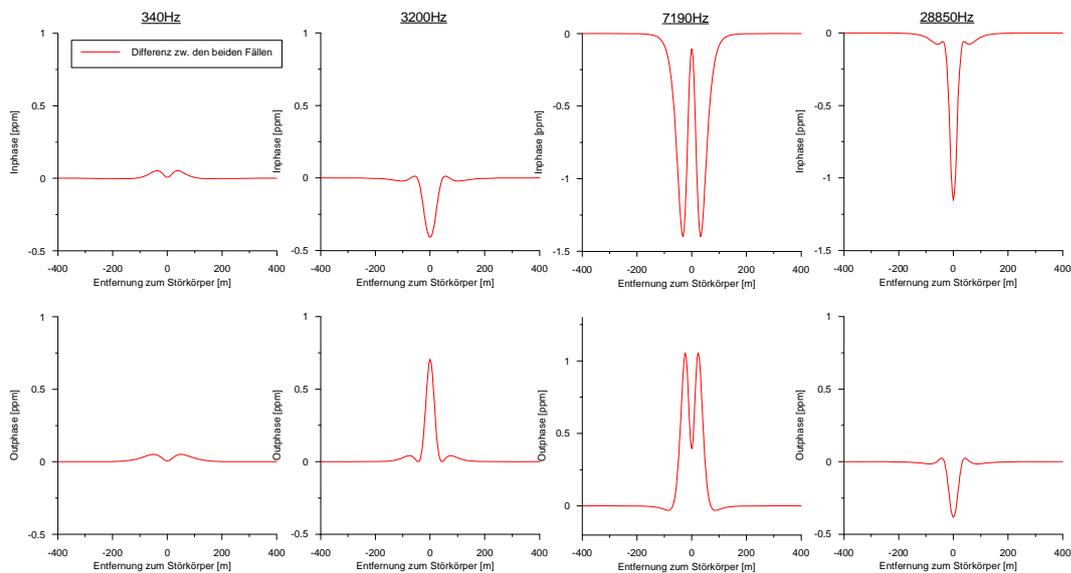


Abbildung 36: Differenz der EM-Komponenten aller Frequenzen zwischen dem normalen Fall und dem Fall der leitfähigen Oberflächenschicht

Die Skalierung der y-Achsen in Abbildung 36 beträgt einheitlich 1.5 ppm. Die Ergebnisse zeigen, dass vor allem in den Komponenten der 3ten und 4ten Frequenz (7190 und 28850 Hz) mit deutlichen Unterschieden in den Messsignalen zu rechnen ist. Mit Ausnahme der outphase-Komponente der 4ten Frequenz (28850 Hz) erreichen die Differenzen Werte von mehr als einem ppm. Die Komponenten der 1ten und 2ten Frequenz (340 und 3200 Hz) zeigen wesentlich geringere Differenzen, d.h. dass der Einfluss der leitfähigen Oberflächenschicht auf diese Komponenten wesentlich schwächer ausfällt. Hervorzuheben sind hierbei vor allem die Komponenten der niedrigsten Frequenz, die Differenzen von maximal 0.05 ppm aufweisen. Alles in allem kann festgehalten werden, dass lediglich die beiden Komponenten der 3ten Frequenz (7190 Hz) und die inphase-Komponente der 4ten Frequenz (28850 Hz) nennenswerte Differenzen in den Messsignalen für die beiden betrachteten Fälle liefern.

Im Folgenden soll gezeigt werden wie die Maximalamplituden der Messsignale von der Mächtigkeit der leitfähigen Oberflächenschicht abhängen. Um die Störkörpertiefe unverändert zu lassen, wird die Mächtigkeit der Oberflächenschicht zu lasten der Mächtigkeit der zweiten Schicht erhöht. Im Extremfall (Mächtigkeit der ersten Schicht gleich 4 m) ergibt sich der Fall des Störkörpers im homogenen Halbraum. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Tabelle 11 zusammengefasst dargestellt.

Tabelle 11: Maximalamplituden für verschiedene Mächtigkeiten der leitfähigen Schicht

EM - Komponenten	Maximalamplituden für versch. Mächtigkeiten [ppm]			
	1 m	2 m	3 m	4 m (hom. Halbraum)
340Hz in	2.15	2.19	2.24	2.28
340Hz out	3.88	3.84	3.80	3.76
3200Hz in	8.56	8.13	7.67	7.21
3200Hz out	1.52	1.94	2.37	2.71
7190Hz in	8.33	7.15	6.06	5.15
7190Hz out	6.17	6.34	6.48	6.48
28850Hz in	0.26	0.72	0.88	0.90
28850Hz out	2.44	1.86	1.38	1.03

In Tabelle 11 zeigen die Maximalamplituden der Komponenten zwei prinzipiell verschiedene Verhaltensweisen. Die eine zeichnet sich durch eine Zunahme (blauer Hintergrund) und die andere (rosa Hintergrund) durch eine Abnahme der Werte aus. Die Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten ist nicht bekannt. Die genaue Betrachtung der Werte zeigt, dass nur in den outphase-Komponenten der 2ten und 4ten Frequenz (3200 und 28850 Hz) sowie der inphase-Komponente der 3ten Frequenz (7190 Hz) praktisch relevante Änderungen (>1 ppm) auftreten.

Die Ergebnisse aus Tabelle 11 zeigen, dass auch für den Fall der maximalen Mächtigkeit der leitfähigen Schicht (leitfähiger, homogener Halbraum) in nahezu allen EM-Komponenten Anomalien, die weit größer als 1 ppm sind, auftreten. Dies lässt den Schluss zu, dass bei realen Messungen in Küstennähe, auch wenn der Einfluss des Meerwassers gegeben ist (der gesamte Untergrund mit

Salzwasser gesättigt), die Höhlen detektierbar sein müssten. Dies gilt natürlich nur für den Fall, dass sie sich in der Tiefe befinden, wo im unbeeinflussten Fall der Salzwasser- Süßwasserhorizont ist. Diese Einschränkung könnte im umgekehrten Fall (Höhlen im realen Messsignal nicht sichtbar) die Annahme zulassen, dass sich die Höhlen in größerer Tiefe befinden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass der Einfluss einer dünnen leitfähigen Oberflächenschicht gering ist, er sich aber mit größer werdender Mächtigkeit (zumindest in einigen Komponenten) verstärkt. Da die erhaltenen Anomalien in allen betrachteten Fällen den Wert von einem ppm deutlich überschreiten, sollten seichte Höhlen in Küstennähe, auch bei Einfluss des Meerwassers auf den Untergrund (hohe elektrische Leitfähigkeit über den Höhlen), detektierbar sein.

5.5 Störkörper am Salzwasser- Süßwasserhorizont

In diesem Kapitel soll der Fall betrachtet werden, wenn der Störkörper genau in der Mitte vom Salzwasser- Süßwasserhorizont durchzogen wird, d.h. dass der obere Teil des Störkörpers mit Süßwasser und der untere Teil mit Salzwasser gefüllt ist. Der Grund für diese Betrachtung sind Beobachtungen von Höhlentauchern, wonach dieser Fall in der Realität relativ häufig auftritt. Die Frage nach dem Unterschied in der Signalantwort zwischen Süß- und Salzwasserhöhle wurde bereits im Abschnitt 5.1 ausführlich beantwortet. Die Schlussfolgerung war, dass bei separater Betrachtung von süßwasser- und salzwassergefüllten Störkörpern der Messeffekt vom ersten in den meisten Fällen zu vernachlässigen ist. Die EM-Simulationsplattform vom Programm Emigma 7.5 bietet die Möglichkeit die Wechselwirkung zwischen mehreren Störkörpern zu berücksichtigen. Dies wird in diesem Kapitel dazu verwendet, um herauszufinden, in wie weit sich die Signalantwort des separat betrachteten Salzwasserteils des Störkörpers verändert, wenn die Wechselwirkung mit dem Süßwasserteil berücksichtigt wird.

Den Ausgangspunkt stellt das Modell in Abbildung 37 dar, das dem Fall der mittleren Entfernung zu Küste (6 km) entspricht. Da die Abhängigkeit des Messsignals von der Distanz zur Küste bereits zur Genüge behandelt wurde, werden hier die Betrachtungen ausschließlich für die mittlere Distanz zur Küste vorgenommen.

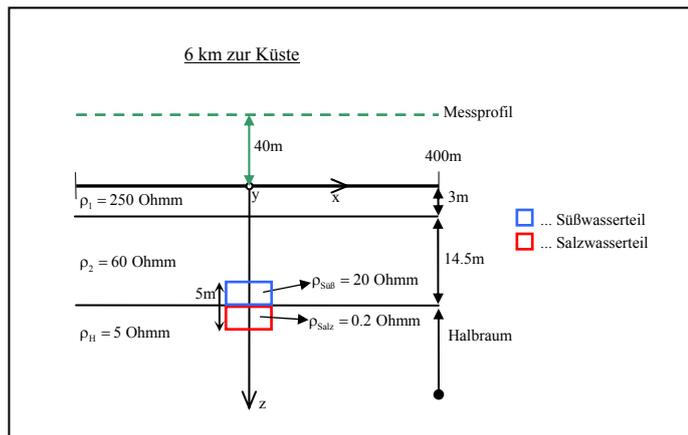


Abbildung 37: Modell einer 5×5 m Höhle am Salzwater- Süßwaterhorizont

Die beiden Störkörper in Abbildung 37 haben eine Ausdehnung in y-Richtung von 300 m. Zwei Berechnungen wurden jeweils separat für den Salzwater- und Süßwateranteil des Störkörpers durchgeführt, um auch die einzelnen Beiträge vergleichen zu können. Das Modell für die dritte Berechnung beinhaltet beide Störkörperteile (wie in Abbildung 37) und die Wechselwirkung wird im Programm mit der Einstellung „near field“ berücksichtigt. Diese Wechselwirkungseinstellung wurde deshalb gewählt, weil sich die beiden Störkörper unmittelbar nebeneinander befinden. Alle Komponenten der drei Berechnungen werden in Abbildung 38 dargestellt.

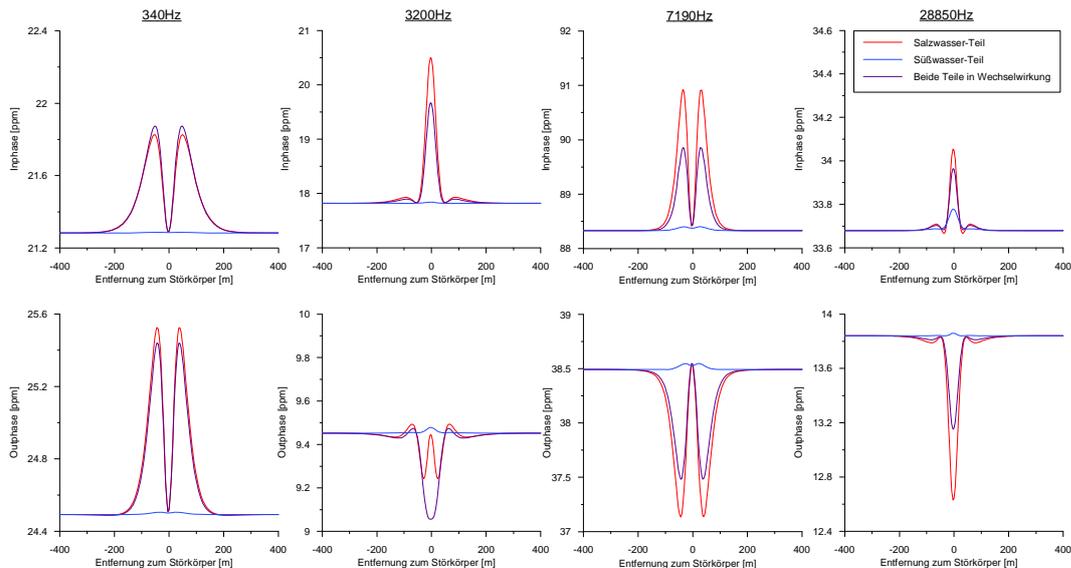


Abbildung 38: EM-Komponenten aller Frequenzen für alle 3 Fälle

Die y-Achsen in Abbildung 38 sind auf keinen einheitlichen Wertebereich skaliert, daher muss beim Vergleich der einzelnen Komponenten stets die jeweilige Skalierung berücksichtigt werden.

Die bereits bekannte Erkenntnis, dass der Einfluss der Süßwasserhöhle auf das Messsignal im Vergleich zum Einfluss der Salzwasserhöhle vernachlässigbar klein ist, ist in Abbildung 38 deutlich zu sehen. Die violette Kurve in Abbildung 38 zeigt die Ergebnisse, bei denen die Wechselwirkung zwischen den beiden Störkörpern berücksichtigt wurde. In allen Komponenten ist eine deutliche Änderung der Anomalien im Vergleich zum Salzwasserteil zu erkennen. Bis auf die inphase-Komponente der 1ten (340 Hz) und die outphase-Komponente der 2ten Frequenz (3200 Hz), bewirkt die Wechselwirkung eine Abnahme der Anomalien. Die stärkste Auswirkung auf die Anomalien zeigt sich in den inphase-Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz) und in der outphase-Komponente der 4ten Frequenz (28850 Hz). Durch die hohe Komplexität der Wechselwirkungen von EM-Feldern ist es kaum möglich dieses Verhalten mit einfachen Erklärungen zu interpretieren. Daher ist es an dieser Stelle sinnvoll lediglich festzuhalten, dass ein recht starker Effekt durch die Wechselwirkung auftritt. Interessant ist der zum Teil recht große Unterschied zwischen der violetten und der roten Kurve in Abbildung 38 vor allem unter dem

Aspekt, dass der separat betrachtete Süßwasserteil des Störkörpers vernachlässigbar kleine Anomalien liefert.

Im Folgenden wird der Süßwasserteil des Modells aus Abbildung 37 in gleicher Weise verändert wie in Abschnitt 5.1. Der spezifische elektrische Widerstand der zweiten Schicht wird auf 100 Ohmm erhöht und der des Störkörpers auf 5 Ohmm gesenkt. Diese Modelländerung soll zeigen, in welcher Weise sich die Wechselwirkung verändert – vor allem ob der Unterschied zwischen den Ergebnissen für den reinen Salzwasserteil und denen mit der berücksichtigten Wechselwirkung größer oder kleiner wird.

Die Ergebnisse aus Abbildung 38 und die für den modifizierten Fall (Brackwasser-Fall) sind zum Vergleich in Tabelle 12 zusammengefasst dargestellt.

Tabelle 12: Vergleich der Maximalamplituden der verschiedenen Fälle

EM - Komponenten	Salzwasser- Süßwasser- Fall Maximalamplituden [ppm]			Salzwasser- Brackwasser- Fall Maximalamplituden [ppm]		
	Süßw. Teil	Salzw. Teil	Wechselw.	Süßw. Teil	Salzw. Teil	Wechselw.
340Hz in	0.01	0.54	0.59	0.02	0.52	0.57
340Hz out	0.01	1.04	0.95	0.06	1.02	0.97
3200Hz in	0.02	2.68	1.85	0.14	2.67	1.94
3200Hz out	0.03	0.25	0.42	0.15	0.24	0.27
7190Hz in	0.07	2.60	1.53	0.32	2.61	1.77
7190Hz out	0.06	1.40	1.07	0.26	1.24	0.82
28850Hz in	0.10	0.39	0.29	0.58	0.66	0.88
28850Hz out	0.02	1.21	0.69	0.16	1.14	0.59

Der Vergleich der Werte in der vierten und siebenten Spalte (Wechselw.) aus Tabelle 12, lässt keinen eindeutigen Schluss zu, wie sich die Veränderung der Modellparameter auf die Wechselwirkung zwischen den Störkörpern auswirkt. Die genaue Betrachtung der auftretenden Änderungen in den Maximalamplituden zeigt sehr geringe Unterschiede. Dies lässt lediglich den einfachen Schluss zu,

dass die Wechselwirkung zwischen den Störkörpern so gut wie unabhängig von den hier vorgenommenen Parameteränderungen ist.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass bei Höhlen, die sich am Salzwasser- Süßwasserhorizont befinden, durchaus mit nennenswerten Wechselwirkungseffekten zwischen den beiden Höhlenteilen zu rechnen ist. Diese Wechselwirkungseffekte führen im Vergleich zur Betrachtung des reinen Salzwasserteiles der Höhle in der Mehrheit der EM-Komponenten zu einer Abnahme der Anomalien. Damit ist anzunehmen, dass eine Höhle am Salzwasserhorizont nicht nur wegen der geringeren Größe des Salzwasserteiles, im Vergleich zu einer vollständig mit Salzwasser gefüllten Höhle, einen schwächeren Messeffekt liefert, sondern auch wegen der Wechselwirkung zwischen den beiden unterschiedlichen Höhlenteilen. Diese Annahme ist natürlich nur unter der Voraussetzung zu sehen, dass die Wechselwirkung, die im Modellierungsprogramm berücksichtigt wurde, einer guten Approximation der Realität entspricht.

6. Vergleich von realen und theoretischen Daten

In diesem Kapitel werden im ersten Unterkapitel die Daten aller Messprofile dargestellt, um zu zeigen, wie gut sich bekannte Höhlensysteme darin abbilden. Weiters wird anhand der Darstellungen die Charakteristik der Daten mit den Ergebnissen aus Kapitel 5 verglichen.

Im zweiten Unterkapitel werden einzelne Abschnitte der Messprofile, die sich über bekannten Höhlenstrukturen befinden, genauer betrachtet. Die auftretenden Anomalien werden bewertet und größenordnungsmäßig mit denen aus Kapitel 5 verglichen.

Abschließend werden noch Messdaten im Bereich von bekannten Cenoten betrachtet und den entsprechenden theoretisch berechneten Daten gegenübergestellt.

6.1 Darstellung der Messdaten des gesamten Messgebietes

Das Messgebiet wurde bereits in Kapitel 4 dargestellt und dessen Eigenschaften kurz beschrieben.

Im Folgenden werden die einzelnen EM-Komponenten für alle Messprofile dargestellt. Zu beachten ist, dass die gemessenen Daten einer empirischen Höhenkorrektur unterzogen wurden, um die Vergleichbarkeit der Daten zwischen den einzelnen Messprofilen zu gewährleisten. Die angewendete Methode ähnelt dem Verfahren, das im Artikel [37] HUANG (2008) beschrieben wird. Es hat zur Folge, dass die Höhenschwankungen des Messensors, die einen starken Einfluss auf die Messwerte haben, minimiert werden und so die resultierenden Anomalien, die in den Daten sichtbar sind, vorwiegend auf die Untergrundeigenschaften zurück zu führen sind. Abbildung 39 zeigt die inphase-Komponenten aller vier Frequenzen für das gesamte Messgebiet, sowie die dort bekannten Karsthöhlen. Das Hintergrundbild, entnommen aus Google Earth (2008), zeigt im westlichen Bereich die Küste und am nördlichen Rand des Messgebietes die Stadt Tulum.

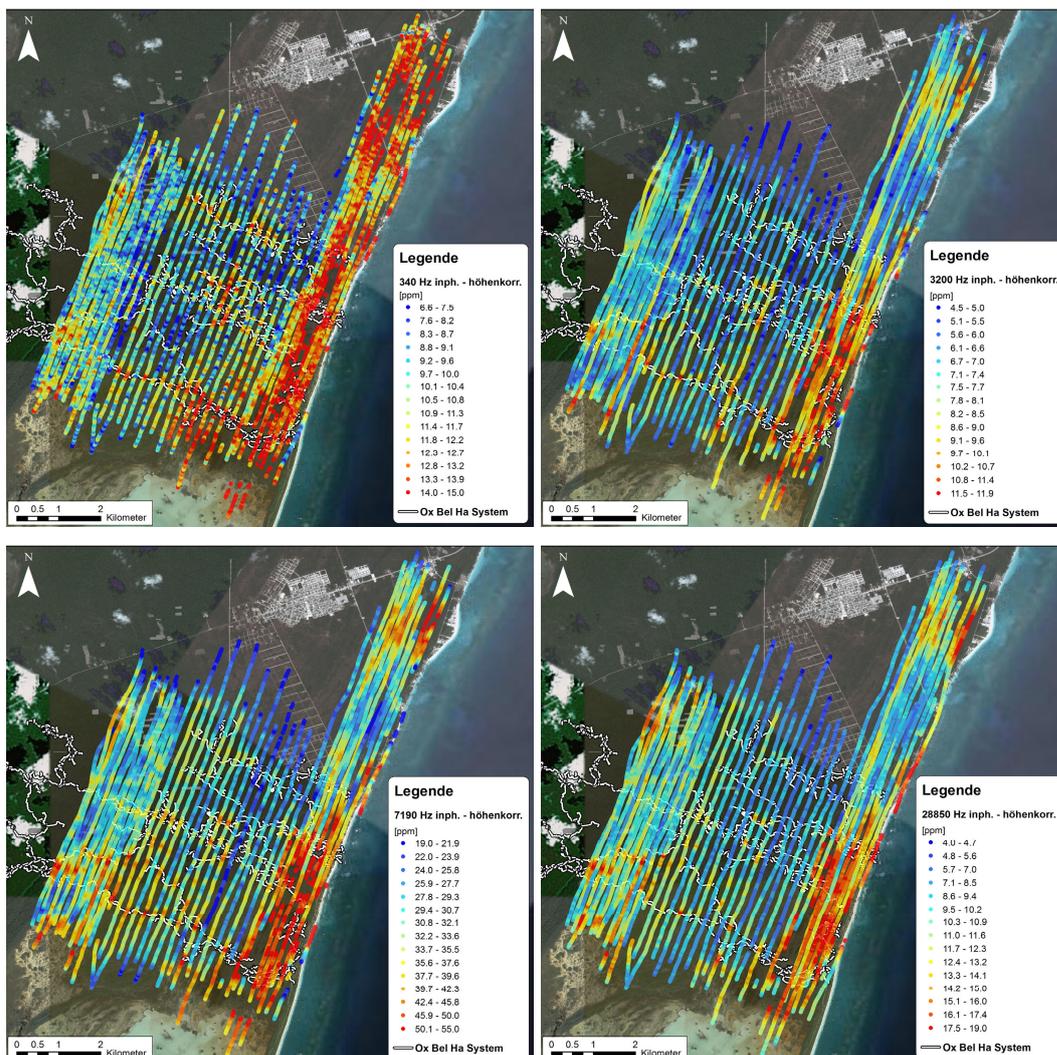


Abbildung 39: Die inphase-Komponenten der vier Frequenzen für das gesamte Messgebiet, sowie die bekannten Höhlen (Hintergrund entnommen aus Google Earth 2008, die Karten des Höhlensystems wurden zur Verfügung gestellt von [31] Quintana Roo Speleological survey, 1993 und [32] GEO & CINDAQ, 2003)

Bis auf die Komponente der höchsten Frequenz, ist in allen Komponenten zum Teil eine gute Korrelation zwischen hohen Messwerten (hellblau bis rot) und den bekannten Höhlen zu erkennen. Die schlechtere Korrelation der Komponente der höchsten Frequenz ist auf die geringe Eindringtiefe zurückzuführen. Eine Eigenschaft, die sich in allen Komponenten, am deutlichsten aber in der Komponente der niedrigsten Frequenz zeigt, ist eine Zone mit generell höheren Messwerten im Bereich der Küste. Diese Zone erstreckt sich im Mittel etwa einen

Kilometer landeinwärts und ist auf den starken Einfluss des Meerwassers auf den Untergrund zurückzuführen.

In Abbildung 40 werden die dazugehörigen outphase-Komponenten der vier Frequenzen dargestellt.

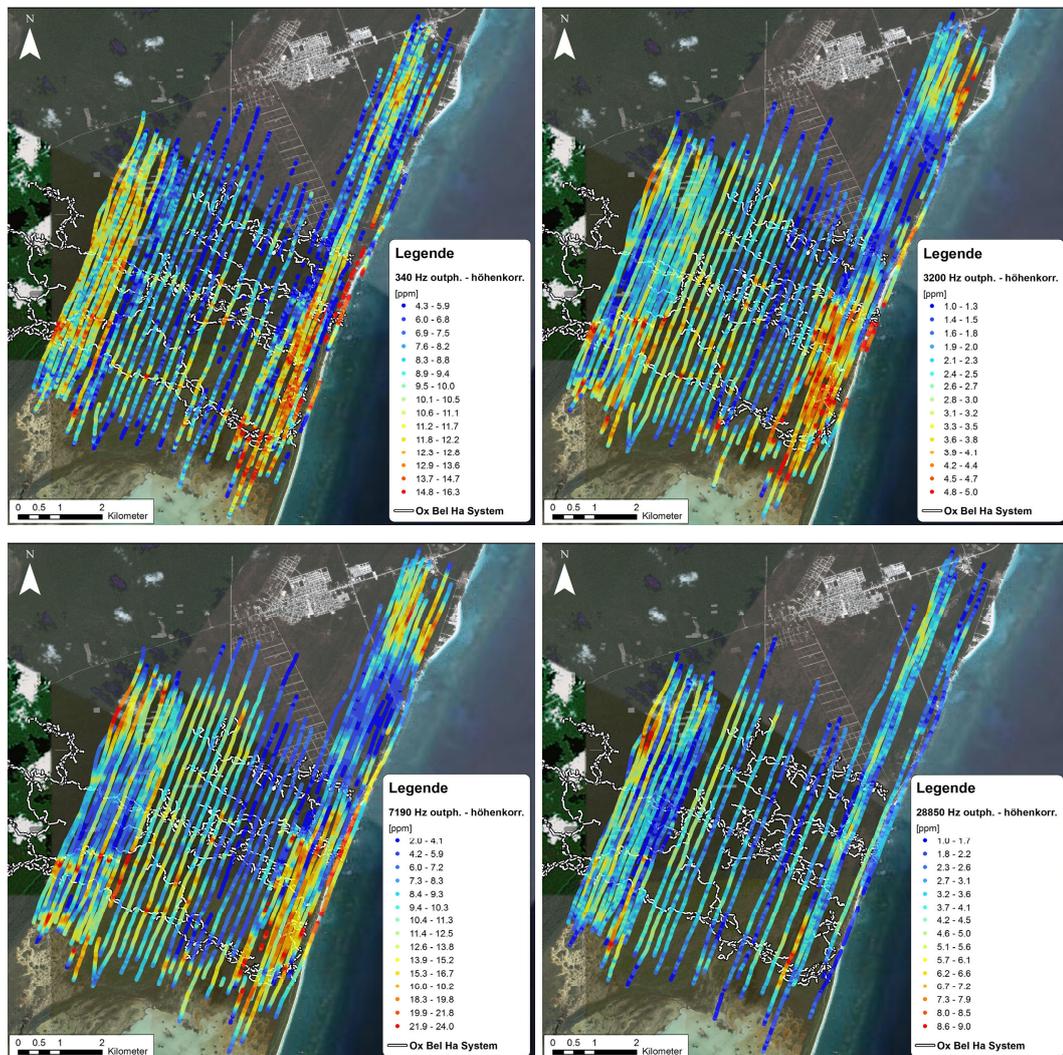


Abbildung 40: Die outphase-Komponenten der vier Frequenzen für das gesamte Messgebiet, sowie die bekannten Höhlen

Auch die outphase-Komponenten aus Abbildung 40 zeigen zum Großteil deutliche, positive Anomalien im Bereich der bekannten Höhlen. Die Ausnahme bildet auch hier die Komponente der höchsten Frequenz. Zusätzlich liefert diese Komponente aufgrund von äußeren Störeinflüssen bei manchen Profilen

unzuverlässige Messwerte, die bei der Darstellung in Abbildung 40 nicht berücksichtigt wurden. Der Vergleich mit den inphase-Komponenten zeigt, dass sich die Höhlenstrukturen dort wesentlich besser abbilden. Auch die angesprochene Zone höherer Messwerte in Küstennähe zeichnet sich in den inphase-Komponenten deutlicher ab.

Der exakte Vergleich der realen Messwerte mit den theoretisch berechneten Werten aus Kapitel 5 lässt sich aufgrund von unterschiedlichen Messsensorhöhen nicht durchführen. Es ist nur ein qualitativer Vergleich zwischen den Messwerten möglich.

Die in den theoretischen Betrachtungen beobachtete Abnahme der Amplitude der Messwerte mit zunehmender Entfernung zur Küste, bestätigt sich in den realen Messdaten für den näheren Bereich an der Küste (bis etwa 3 km landeinwärts). Dieser Bereich zeichnet sich in nahezu allen gemessenen Komponenten durch eine starke Abnahme der Messwerte aus. In größeren Entfernungen zur Küste bestätigt sich der aus den theoretischen Betrachtungen vorhergesagte Trend nicht, was auf eine Abweichung zwischen dem angenommenen Modell und den realen Verhältnissen schließen lässt.

Die Ergebnisse aus Kapitel 5 haben gezeigt, dass sich Höhlen in den inphase-Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz) am deutlichsten abbilden. Diese Erkenntnis bestätigt sich bei der Betrachtung der realen Messdaten aus den Abbildung 39 und Abbildung 40. Auch hier zeichnen sich die bekannten Höhlenstrukturen in diesen Komponenten in Form von Messwertanomalien am deutlichsten ab.

Die Informationen über die bekannten Höhlen beinhalten teilweise auch Angaben über deren Tiefen, wodurch auch ein qualitativer Vergleich der theoretischen und realen Abhängigkeit der Messwerte von der Höhlentiefe erfolgen kann. Die theoretischen Betrachtungen haben wie erwartet eine starke Abnahme der Amplitude der Anomalien mit zunehmender Tiefe der Höhlen gezeigt. Bei großen Tiefen (>20 m) ist, nach den Erkenntnissen aus Kapitel 5, kaum noch mit

nennenswerten Anomalien (etwa 1 ppm) zu rechnen. Dieses Verhalten hat sich bei der genauen Analyse der realen Daten ebenfalls gezeigt.

Weitere Vergleiche zwischen den realen und theoretisch berechneten Messdaten werden in den folgenden zwei Unterkapiteln gezogen, in denen einzelne Anomalien in den Messwerten separat betrachtet werden.

6.2 Anomalien über bekannten Höhlenstrukturen

In diesem Abschnitt werden zuerst ein paar Beispiele von realen Messdaten über bekannten Höhlen gegeben. Die hier verwendeten Messdaten wurden keiner empirischen Höhenkorrektur unterzogen. Um zu gewährleisten, dass die Schwankungen in den betrachteten Messwerten nicht vorwiegend von den Variationen der Messensorhöhe herrühren, wird auf eine möglichst konstante Höhe entlang des betrachteten Profilausschnittes geachtet. Die angeführten Beispiele dienen dem Vergleich mit den theoretischen Ergebnissen aus Kapitel 5. Dieser soll zeigen, ob sich die Charakteristiken und Tendenzen, die in den Daten der theoretischen Betrachtungen aufgetreten sind, auch in den realen Daten wiederfinden.

Das erste Beispiel zeigt einen kleinen Ausschnitt des Profils 36, welches sich in einer Entfernung von etwa 5 km zur Küste befindet. Der Profilausschnitt erstreckt sich über 40 FID-Nummern, was bei entsprechender Fluggeschwindigkeit und Messrate einer Distanz von etwa 1200 m entspricht (Distanz zwischen zwei FID Nummern ist in etwa 30 m). Als FID-Nummern werden die Zahlen bezeichnet, die fortlaufend den Messpunkten entlang des Profils zugeordnet werden. Abbildung 41 zeigt den Lageplan zum Ausschnitt des Profils 36 mit den dazugehörigen Höhlen. In Abbildung 42 werden alle gemessenen EM-Komponenten des besagten Profilausschnittes, wo in einem kleinen Bereich bekannte Höhlenstrukturen gekreuzt werden, dargestellt.

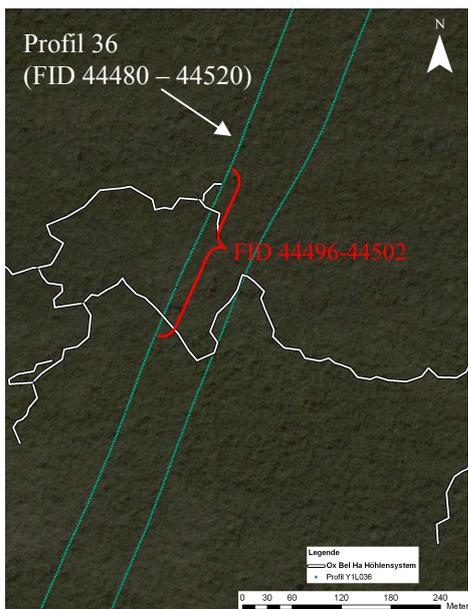


Abbildung 41: Profilausschnitt mit genauer Darstellung des Höhlenverlaufes

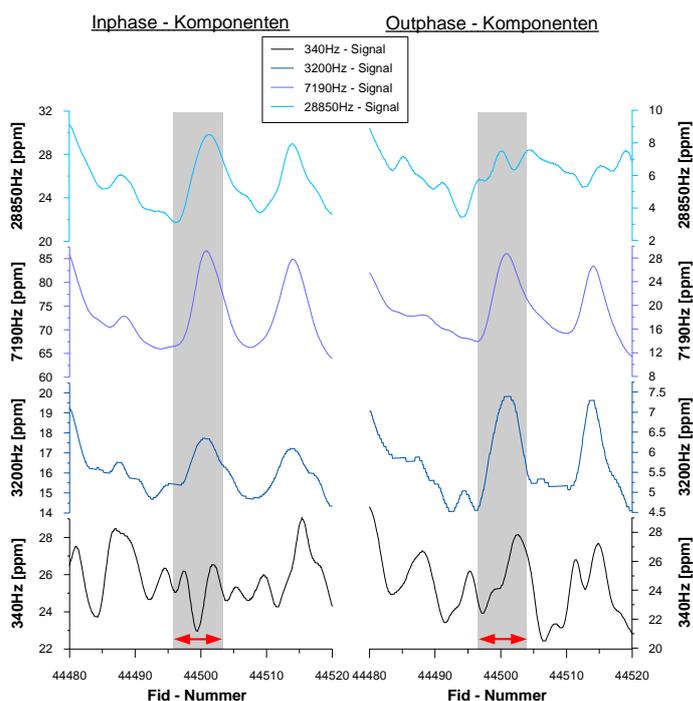


Abbildung 42: Alle EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 44480 – FID 44520) von Profil 36

Die y-Achsen in Abbildung 42 haben keinen einheitlichen Wertebereich, wodurch beim Vergleichen der jeweiligen Komponenten genau auf die Achsenskalierung geachtet werden muss. Es sind jeweils die vier inphase- sowie die vier outphase-

Komponenten untereinander dargestellt. Die roten Pfeile an den beiden x-Achsen bzw. der grau unterlegte Teil symbolisieren den Bereich, in dem das Profil bekannte Höhlenstrukturen kreuzt.

Bis auf die inphase-Komponente der niedrigsten Frequenz, zeigt sich in Abbildung 42 im gekennzeichneten Bereich (roter Pfeil) in allen Komponenten eine mehr oder weniger deutliche, positive Anomalie. Klar hervorzuheben sind die Komponenten der 3ten Frequenz (7190 Hz), die mit Abstand die größte Anomalie im angesprochenen Bereich zeigen. Speziell die Komponenten der niedrigsten Frequenz zeigen sehr starke kurzperiodische Schwankungen, die kaum den Untergrundstrukturen zuzuordnen sind und daher eher (vor allem in der inphase-Komponente) auf Störsignale hindeuten. Die Messwerte aus Abbildung 42 zeigen, neben der Anomalie über den bekannten Höhlenstrukturen, noch eine zusätzliche Anomalie im Bereich der FID-Nummern 44510 – 44520. In diesem Bereich sind allerdings keine Informationen über etwaige Höhlen vorhanden. Die Messwerte deuten auf jeden Fall darauf hin, dass in diesem Bereich eine Widerstands-anomalie im Untergrund vorhanden sein muss.

Generell kann festgehalten werden, dass sich in diesem Beispiel die bekannten Höhlenstrukturen am deutlichsten in den inphase-Komponenten der 3ten und 4ten (7190 und 28850 Hz) sowie der outphase-Komponenten der 1ten und 3ten Frequenz (340 und 7190 Hz) abbilden. Der Vergleich zwischen den inphase- und outphase-Komponenten der einzelnen Frequenzen zeigt, dass die höhlenbedingten Anomalien in den inphase-Komponenten stärker sind.

Das nächste Beispiel zeigt einen Ausschnitt des Profils 55. Dieses erstreckt sich etwa in einer Entfernung von 3 km zur Küste - also wesentlich näher an der Küste als beim vorangegangenen Beispiel. Der Lageplan des Profilausschnittes wird in Abbildung 43 dargestellt. Abbildung 44 zeigt die dazugehörigen EM-Komponenten des Ausschnittes vom Profil 55. Die roten Pfeile bzw. der graue Hintergrund markieren wiederum den Bereich in dem eine bekannte Höhle vom Profil gekreuzt wird.

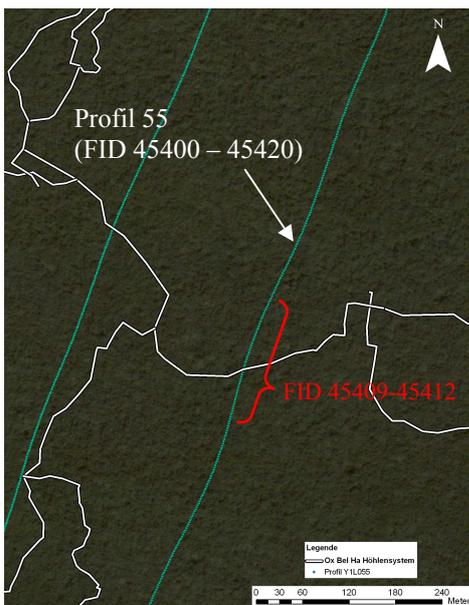


Abbildung 43: Profilausschnitt mit genauer Darstellung des Höhlenverlaufes

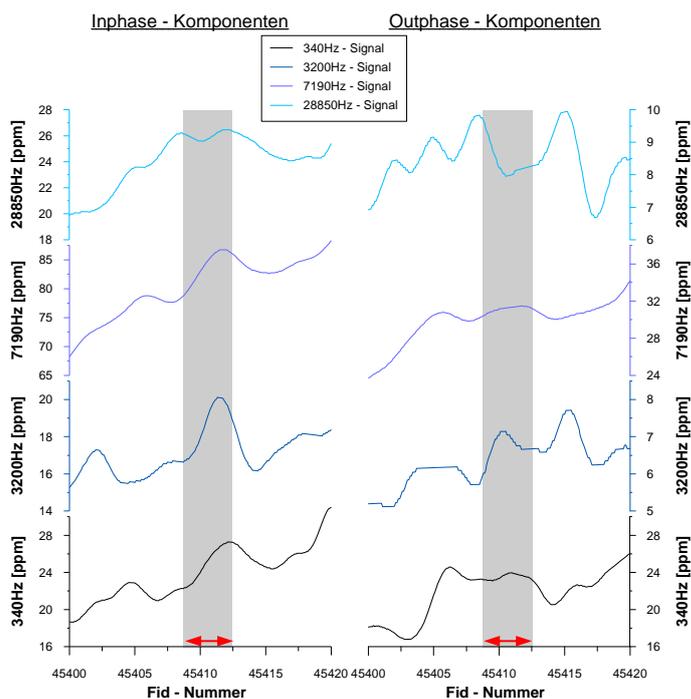


Abbildung 44: EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 45400 – FID 45420) von Profil 55

In Abbildung 44 zeigen sich vor allem in den inphase-Komponenten deutliche positive Anomalien im gekennzeichneten Bereich. Die Maxima der Anomalien befinden sich aber scheinbar nicht direkt über der bekannten Höhle sondern sind

einwenig versetzt. Der Grund dafür könnte die eingeschränkte Genauigkeit mit der die Positionen der Höhlen erfasst sind sein. Laut Angabe der Höhlentaucher bewegen sich die Ungenauigkeiten der Höhlenpositionen im Bereich von ± 10 m. In den outphase-Komponenten hingegen sind die Anomalien kaum zu erkennen. In allen Komponenten ist ein linearer Anstieg der Messwerte vorhanden, der auf die leicht sinkende Höhe des Messsensors im Bereich des Profilausschnittes zurückzuführen ist.

Unter Berücksichtigung der Achsenskalierung zeigt sich, dass in diesem Beispiel die inphase-Komponente der 3ten Frequenz (7190 Hz) bei weitem die stärkste Anomalie über den bekannten Höhlen zeigt. Die entsprechenden Komponenten der 1ten und 2ten Frequenz (340 und 3200 Hz) zeigen deutliche, wenn auch wesentlich schwächere Messwertänderungen. Die inphase-Komponente der höchsten Frequenz zeigt zwar eine erkennbare Anomalie, die jedoch wesentlich breiter als der gekennzeichnete Bereich ist. Die bekannte Höhle ist also auch in diesem Beispiel, wenn auch nicht in allen Komponenten, in den Messwerten deutlich erkennbar.

Das dritte Beispiel liefert einen Profilausschnitt des Profils 78. Dieses befindet sich im Durchschnitt in einer Entfernung von etwa 2 km zur Küste. Abbildung 45 zeigt den Lageplan des Ausschnittes von Profil 78. In Abbildung 46 sind, bis auf die outphase-Komponente der höchsten Frequenz, die im Bereich des Profilabschnittes keine Messwerte liefert, alle Komponenten dargestellt. Zusätzlich wird auch die Messsensorhöhe dargestellt, um den Grund für den starken Messwertanstieg im linken Bereich des Profilausschnittes zu zeigen.

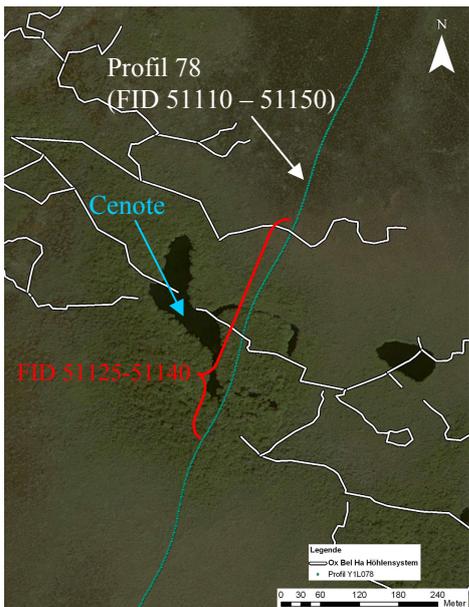


Abbildung 45: Profilausschnitt mit genauer Darstellung des Höhlenverlaufes

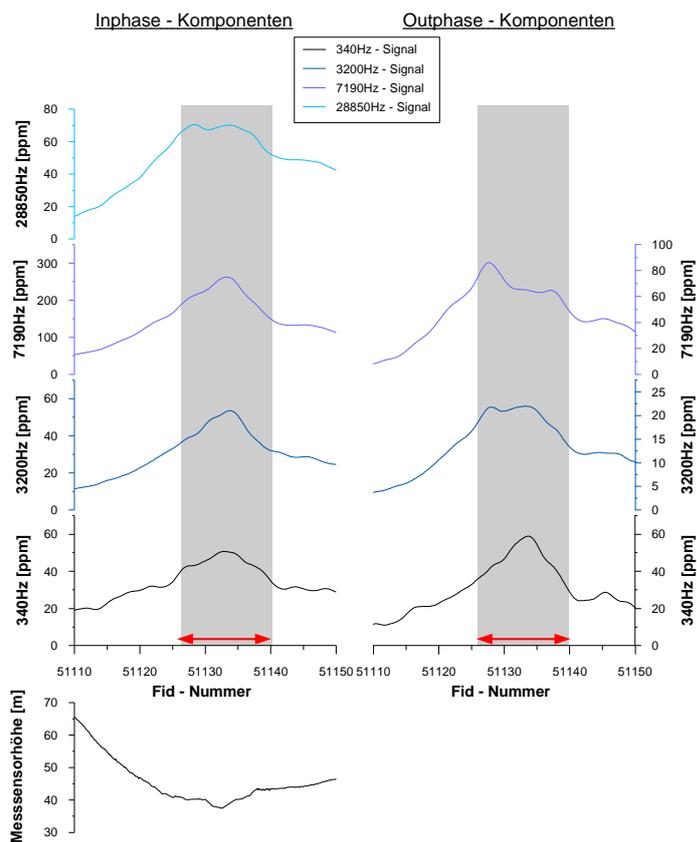


Abbildung 46: EM-Komponenten und Messsensorhöhe des Profilausschnittes (FID 51110 – FID 51150) von Profil 78

In Abbildung 46 ist zu sehen, dass im gekennzeichneten Bereich in allen Komponenten sehr deutliche Anomalien auftreten. Der Anstieg der Messwerte im Bereich der FID-Nummern 51110 bis etwa 51120 (also am Anfang des dargestellten Profilausschnittes) ist allerdings auf die stark sinkende Messsensorhöhe zurückzuführen. Dieser Anstieg ist bei der Betrachtung der höhlenbedingten Anomalie, in dessen Bereich die Messsensorhöhe wieder nahezu konstant ist (siehe Abbildung 46), nicht zu berücksichtigen. Im Lageplan von Abbildung 45 ist zu sehen, dass das Messprofil in unmittelbarer Nähe zu einer großen Cenote verläuft. Im gekennzeichneten Bereich werden an zwei Stellen bekannte Höhlenstrukturen gekreuzt.

Die Messwerte in Abbildung 46 zeigen an den Stellen, wo Höhlen vom Profil gekreuzt werden, keine Besonderheiten. Es ergibt sich vielmehr durch die Gesamtheit der auftretenden Strukturen (Höhlen und Cenote) eine sehr starke und breite Anomalie, die in ihrer Größenordnung mit den zuvor betrachteten Beispielen kaum zu vergleichen ist. Selbst die outphase-Komponente der 2ten Frequenz (3200 Hz), in der sich die angesprochenen Strukturen am schwächsten abbilden, zeigt eine Anomalie von mindestens 10 ppm. Dieser Wert wird in den anderen Komponenten zum Teil deutlich übertroffen. Die stärkste Anomalie zeigt sich, wie bereits in den vorangegangenen Beispielen, in der inphase-Komponente der 3ten Frequenz (7190 Hz). Die Messsignale der 2ten und 3ten Frequenz zeigen in den inphase-Komponenten deutlich stärkere Anomalien als in den outphase-Komponenten. Der Vergleich der Komponenten der niedrigsten Frequenz liefert keine nennenswerten Differenzen in den beiden Anomalien.

Abschließend kann festgehalten werden, dass sich im betrachteten Beispiel die einzelnen, vom Profilabschnitt gekreuzten Höhlen nicht in den Messwerten wiederfinden, da die gesamte vorhandene Untergrundstruktur (Höhlen und Cenote) eine sehr starke Anomalie liefert, die keine Differenzierung in einzelne Beiträge zulässt.

Das letzte Beispiel bezieht sich auf einen Profilausschnitt des Profils 85, das in unmittelbarer Küstennähe verläuft (max. 500 m Entfernung). Auch hier liefert die

outphase-Komponente der höchsten Frequenz keine sinnvollen Messwerte (hoher Messfehler), wodurch sie bei der Darstellung der EM-Komponenten in Abbildung 48 fehlt. In Abbildung 47 ist der Lageplan des Profilausschnittes von Profil 85 dargestellt. Abbildung 48 zeigt die EM-Komponenten mit zwei markierten Bereichen in denen vom Profil Höhlenstrukturen gekreuzt werden.

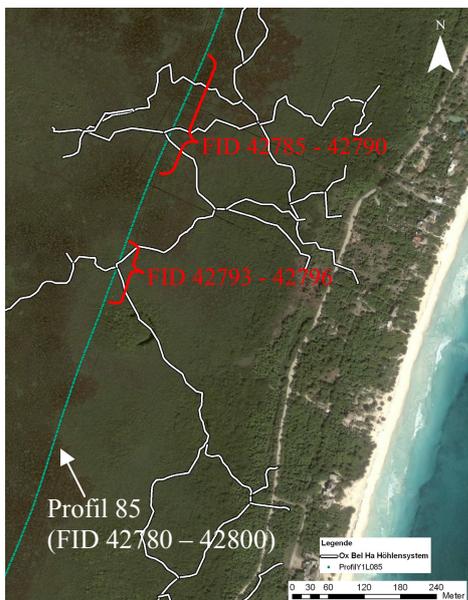


Abbildung 47: Profilausschnitt mit genauer Darstellung des Höhlenverlaufes

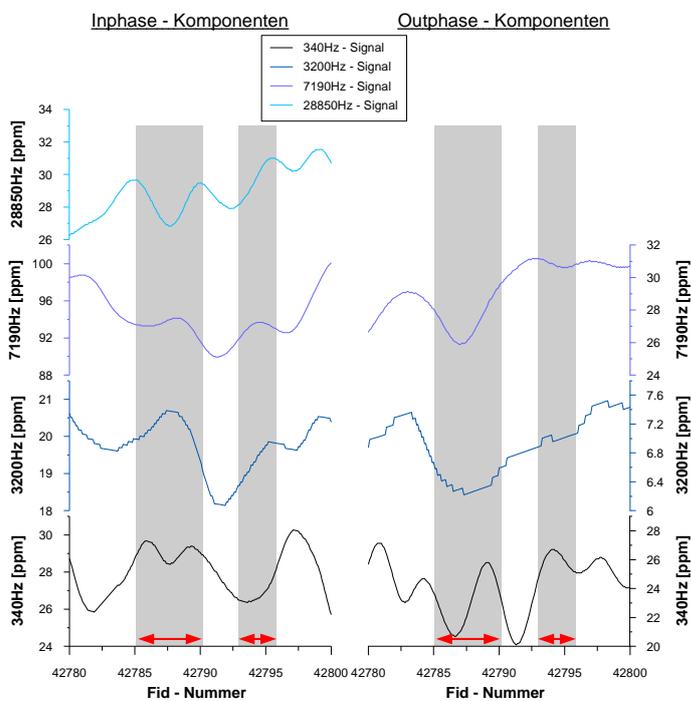


Abbildung 48: EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 42780 – FID 42800) von Profil 85

Aus den Messwerten in Abbildung 48 ist zu entnehmen, dass sich der erste Bereich (FID 42785 – 42790) vor allem in den inphase-Komponenten durch eine mehr oder weniger deutliche Anomalie auszeichnet. Die Berücksichtigung der Achsenskalierung zeigt jedoch, dass es sich speziell in den Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz) um sehr geringe Messwertänderungen handelt. Die outphase-Komponenten liefern lediglich für die 3te Frequenz (7190 Hz) eine eindeutige negative Anomalie. Der zweite gekennzeichnete Bereich (FID 42793 – 42796) zeigt weder in den inphase- noch in den outphase-Komponenten eindeutige Anomalien, die den Schluss auf vorhandene Höhlenstrukturen zulassen würden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass in diesem Beispiel der Einfluss der bekannten Höhlenstrukturen auf die Messwerte sehr gering ist und nur in wenigen EM-Komponenten eindeutige, höhlenbedingte Anomalien wahrnehmbar sind. Zusätzliche Betrachtungen von anderen Profilabschnitten in unmittelbarer Küstennähe haben gezeigt, dass die auftretenden Anomalien über bekannten Höhlenstrukturen generell schwächer sind als in größeren Entfernungen zur Küste. Diese Eigenschaft ist wahrscheinlich auf den erhöhten Einfluss des Meerwassers in diesen Bereichen, der auch bei der Betrachtung des gesamten Messgebietes in Abschnitt 6.1 festgestellt wurde, zurückzuführen.

Die angeführten Beispiele zeigen, dass sich die bekannten Höhlenstrukturen in den meisten Fällen in den Messwerten eindeutig abbilden. Der Versuch, einen genauen Vergleich zwischen den angeführten und den theoretischen Beispielen aus Kapitel 5 herzustellen, erweist sich als sehr schwierig. Der Hauptgrund dafür liegt vor allem in den starken Vereinfachungen bezüglich des Untergrundmodells, die durch die eingeschränkten Möglichkeiten der Modellrechnung vorgegeben sind. Dadurch lassen sich die wesentlich komplexeren, realen Untergrundverhältnisse nur schwer in angemessener Form durch die Modellrechnung annähern. Deshalb ist ein exakter Vergleich der Messwerte (reale und theoretisch berechnete) nicht sinnvoll.

Unter Berücksichtigung dieser Problematik ist lediglich ein Größenordnungsvergleich angemessen. Hierbei zeigt sich, dass die Anomalien, die in den realen Messwerten über bekannten Höhlenstrukturen beobachtet werden, zumeist um ein Vielfaches größer sind, als in den theoretisch berechneten Messwerten, selbst wenn für den Vergleich die Messwerte über den größten verwendeten Störkörpern aus Abschnitt 5.2 verwendet werden. Da die realen Höhlenstrukturen selten einen größeren Querschnitt besitzen, als die größten verwendeten Störkörper in den theoretischen Berechnungen, wird angenommen, dass in der Realität nicht nur die wassergefüllte Höhle allein für die beobachteten Anomalien in den Messwerten verantwortlich ist. Vielmehr ist es wahrscheinlich, dass die Untergrundverhältnisse in einem bestimmten Umgebungsbereich der wassergefüllten Höhle verändert sind (geringerer spezifischer elektrischer Widerstand) und dadurch eine wesentlich größere Schwankung in den Messwerten zustande kommt, als sie von der wassergefüllten Höhle allein zu erwarten wäre. Bei der Konstruktion von realistischen Modellen müsste dieser beeinflusste Bereich mitberücksichtigt werden, was mit den verwendeten Programmen sehr schwer zu realisieren ist.

Die Untersuchungen in Kapitel 5, die die Abhängigkeit der Messwerte von verschiedenen Höhlenparametern (Größe, Tiefe, spezifische elektrische Leitfähigkeit, usw.) bestimmt haben, lassen sich aufgrund von fehlenden bzw. ungenauen geometrischen und elektrischen Eigenschaften, sowie der Komplexität der realen Höhlenstrukturen, nicht mit realen Messergebnissen vergleichen. Die Anzahl der Unbekannten ist für derartige Betrachtungen einfach zu groß.

Der Vergleich der realen und theoretischen Beispiele zeigt neben der angesprochenen Größenordnungsdifferenz aber auch eindeutige grundsätzliche Parallelen. Eine Übereinstimmung zeigt sich in den wesentlich deutlicheren Anomalien bezüglich vorhandener Höhlenstrukturen in den inphase-Komponenten im Vergleich zu den outphase-Komponenten. Weiters erweist sich die inphase-Komponente der 3ten Frequenz (7190 Hz), sowohl in den theoretischen als auch in den realen Messwerten, zumeist als die sensibelste Komponente bezüglich vorhandener Höhlen. Zusätzlich ist auch in beiden Fällen ein generelles Ansteigen der Messwerte (bezogen auf den geschichteten

Halbraum) in Küstennähe zu beobachten, wobei diese Charakteristiken nicht exakt gleich sind.

Abschließend kann festgehalten werden, dass durch die enorme Komplexität der realen Untergrundverhältnisse die Vergleichsmöglichkeiten zwischen realen und theoretischen Messwerten auf Größenordnungen und tendenzielle Charakteristiken beschränkt sind.

6.3 Anomalien über bekannten Cenoten

Dieser Abschnitt ist dem vorangegangenen sehr ähnlich, mit dem Unterschied dass hier Beispiele für Anomalien über bekannten Cenoten behandelt werden. Weiters wird mittels Modellrechnung versucht, der theoretische Einfluss der betrachteten Cenoten (ausschließlich der sichtbare Wasserkörper) zu berechnen. Diese berechneten Messwerte dienen dann dem Vergleich mit den realen Messwerten, womit das Kapitel abgeschlossen wird.

Das erste Beispiel zeigt die Messwerte eines Profilabschnittes, der ganz knapp an einer kleinen Cenote vorbeiführt. Eine genaue Darstellung des Profilausschnittes, der Cenote und der bekannten Höhlenstruktur ist in Abbildung 49 gegeben. In Abbildung 50 folgen die dazugehörigen Messwerte, wobei die outphase-Komponente der höchsten Frequenz wegen stark verrauschten Werten fehlt.

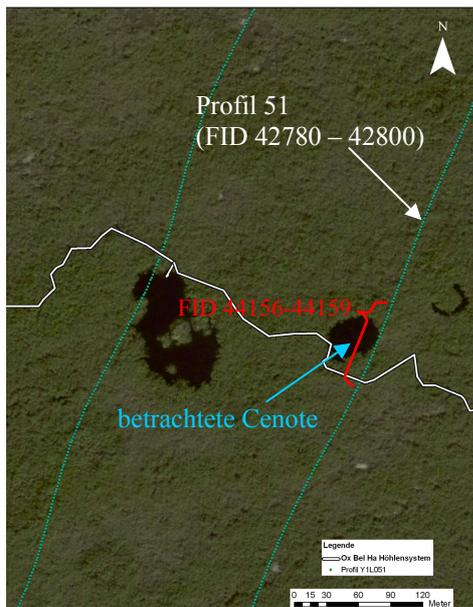


Abbildung 49: Genaue Darstellung des Profilausschnittes von Profil 51 mit Cenote und Höhlensystem

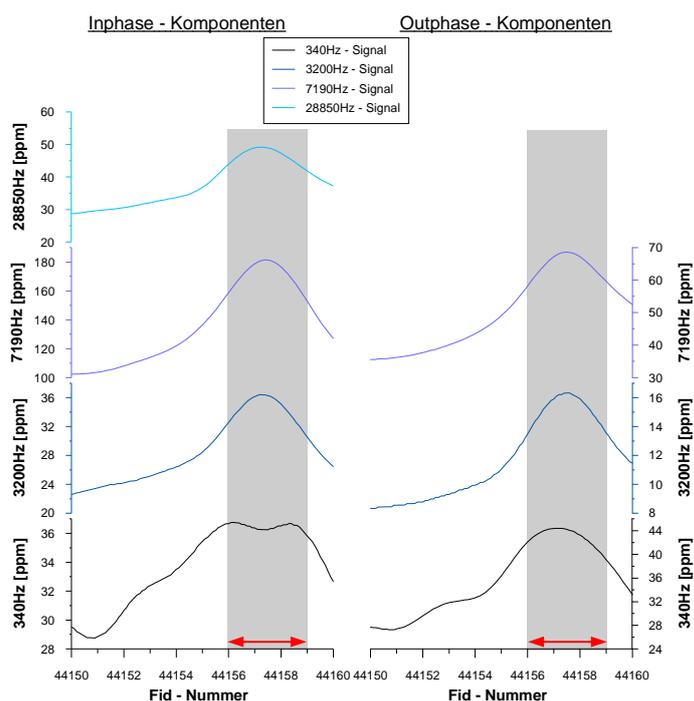


Abbildung 50: EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 44150 – FID 44160) von Profil 51

In allen dargestellten Komponenten zeigt sich im Bereich der Cenote eine sehr deutliche Anomalie. Wie gewohnt reagieren die Komponenten der 3ten Frequenz

(7190 Hz) am sensibelsten auf die Untergrundstruktur. Da es sich um eine oberflächliche Struktur handelt, ist die Anomalie auch in der inphase-Komponente der höchsten Frequenz sehr groß. Die Werte der beobachteten Anomalien bewegen sich von etwa 5 ppm in der outphase-Komponente der 2ten (3200 Hz) bis etwa 60 ppm in der inphase-Komponente der 3ten Frequenz (7190 Hz). Im Großen und Ganzen ist die Wirkung der Cenote in den Messwerten sehr deutlich zu sehen.

Das zweite Beispiel zeigt die Messwerte eines Profilausschnittes über einer länglichen Cenote, die von einer großen Anzahl von Höhlen umgeben ist. Der Lageplan des Abschnittes ist in Abbildung 51 gegeben.

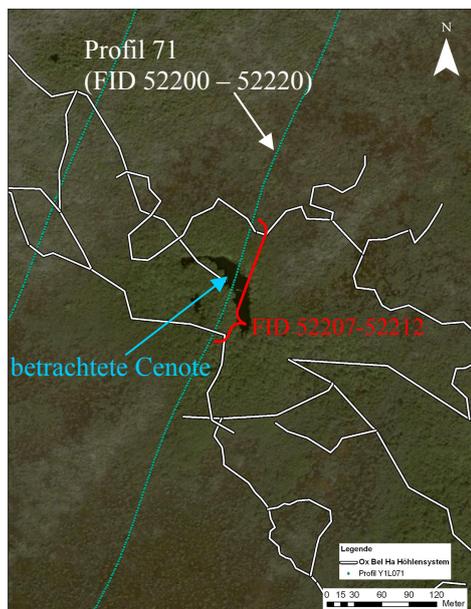


Abbildung 51: Genaue Darstellung des Profilausschnittes von Profil 71 mit Cenote und Höhlensystem

Bei diesem Beispiel ist mit Sicherheit der Einfluss des umfangreichen Höhlennetzes auf die Messwerte groß, wodurch die erhaltene Anomalie mit Sicherheit nicht ausschließlich auf das Vorhandensein der Cenote zurückzuführen ist. Die Messwerte für den Profilausschnitt sind in Abbildung 52 dargestellt, wobei diesmal die outphase-Komponente der 2ten Frequenz (3200 Hz) fehlt.

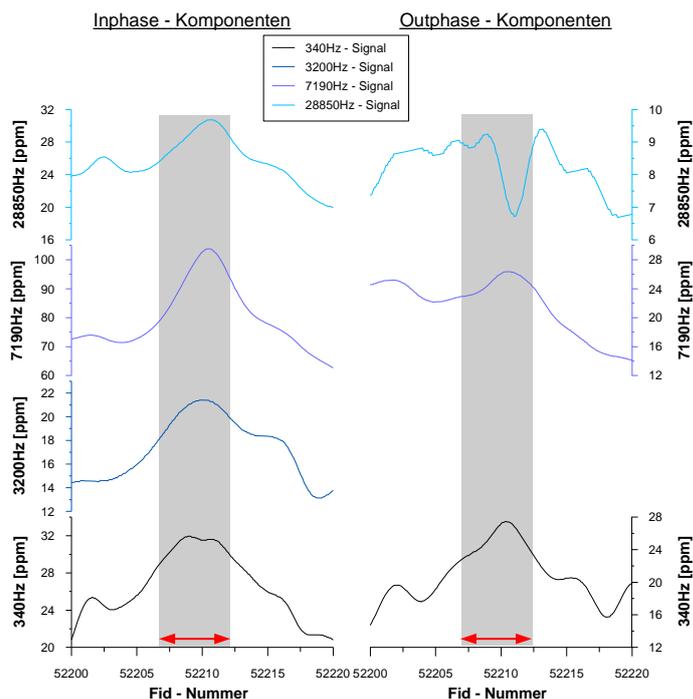


Abbildung 52: EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 52200 – FID 52220) von Profil 71

Auch in diesem Beispiel ist in allen dargestellten EM-Komponenten eine deutliche Anomalie im gekennzeichneten Bereich erkennbar. Lediglich die outphase-Komponente der höchsten Frequenz zeigt eine negativ Anomalie, die aber im Vergleich zu den anderen Komponenten eine vernachlässigbar kleine Amplitude (≈ 2 ppm) aufweist. Die anderen Komponenten weisen im Bereich der Cenote positive Anomalien auf, die wiederum in der inphase-Komponente der 3ten Frequenz (7190 Hz) am stärksten ist. Der Vergleich mit dem vorangegangenen Beispiel zeigt allgemein deutlich schwächere Anomalien. Dies ist auf die, zwar relativ konstante, aber dennoch wesentlich größere Messsensorhöhe als im ersten Beispiel (um etwa 11 m) zurückzuführen. Generell bildet sich die Cenote in den Messwerten sehr gut ab.

Im Folgenden werden zwei Modelle konstruiert, die den realen Verhältnissen der beiden angeführten Beispiele möglichst nahe kommen. Zu betonen ist, dass als Störkörper lediglich die wassergefüllten Cenoten berücksichtigt werden. Die ungefähren Größen der beiden betrachteten Cenoten werden anhand des

vorliegenden Orthofotos abgeschätzt. Die Tiefen bzw. Mächtigkeiten werden über die bekannten Tiefen der Höhlen, die mit den Cenoten verbunden sind, abgeschätzt. Die beiden Beispiele befinden sich in unterschiedlichen Entfernungen zur Küste, daher werden für die Modellkonstruktion unterschiedliche geschichtete Halbräume (gemäß Kapitel 4) verwendet. Weiters wird eine mittlere Messsensorhöhe für die jeweiligen Profilabschnitte (Beispiel 1 und 2) aus den Messdaten berechnet und für die Modellrechnung verwendet.

Schematische Ansichten (parallel zur y-Achse) und Aufsichten (parallel zur z-Achse) der beiden betrachteten Modelle sind in Abbildung 53 dargestellt.

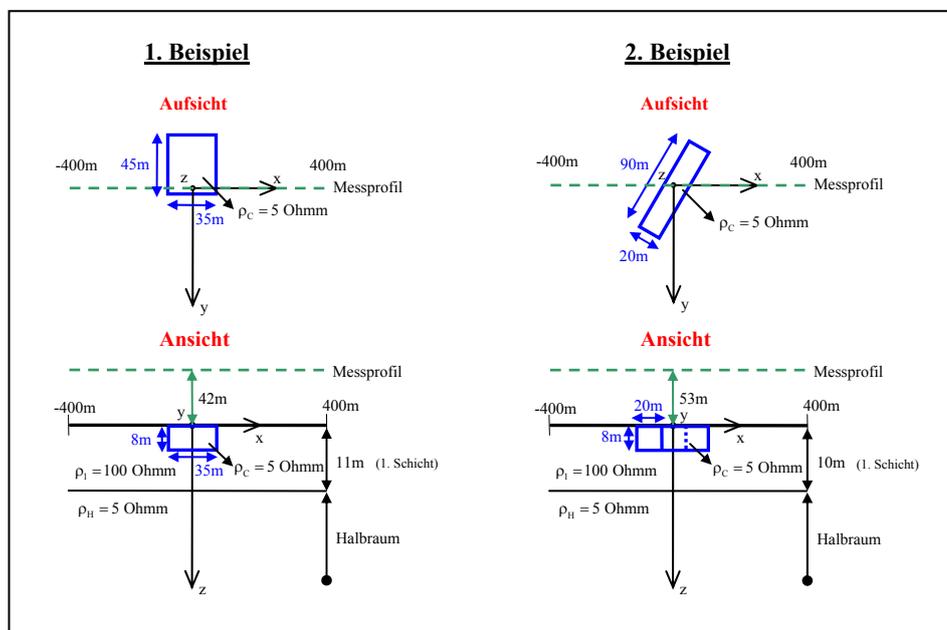


Abbildung 53: Ansicht und Aufsicht der beiden betrachteten Modelle

Die Modellrechnung wurde mit dem Programm EMIGMA 7.5 durchgeführt, wobei bezüglich Diskretisierung die beschriebene Vorgehensweise aus Abschnitt 3.4.2 angewendet wurde. Die Maximalamplituden der auftretenden Anomalien werden in Tabelle 13 zusammengefasst dargestellt.

Tabelle 13: Maximalamplituden aller EM-Komponenten der beiden Beispiele

EM - Komponenten	Maximalamplituden [ppm]	Maximalamplituden [ppm]
	1. Beispiel	2. Beispiel
340Hz in	0.08	0.08
340Hz out	0.40	0.31
3200Hz in	0.67	0.58
3200Hz out	1.10	0.71
7190Hz in	2.35	1.86
7190Hz out	3.32	1.73
28850Hz in	3.95	2.28
28850Hz out	2.78	0.93

In den Ergebnissen aus Tabelle 13 zeigt sich deutlich, dass auch bei den theoretischen Werten die Komponenten der 3ten und 4ten Frequenz (7190 und 28850 Hz) am sensibelsten sind. Trotz des größeren Störkörpers im 2ten Beispiel, sind durch die größere Messsensorhöhe die Anomalien deutlich kleiner als im ersten Beispiel. Auch diese Charakteristik deckt sich recht gut mit jener aus den realen Messwerten. Der exakte Vergleich der Maximalamplituden zwischen realen und berechneten Messwerten zeigt allerdings einen sehr großen Unterschied. Die Anomalien in den theoretisch berechneten Werten sind zum Großteil um eine Größenordnung kleiner, als jene in den realen Messwerten. Es ist klar, dass die Modelle aus Abbildung 53 eine enorme Vereinfachung im Vergleich zu realen Verhältnissen darstellen. Zum Einen wurden die Cenoten mit einfachen Prismen angenähert und zum Anderen wurden die in der Realität vorhandenen Höhlen (in der Umgebung der Cenoten) ignoriert. Trotz dieser starken Vereinfachung der realen Verhältnisse, ist dieser gewaltige Unterschied in den Anomalien überraschend. Dies lässt wiederum den Schluss zu, dass Cenoten in der Realität einen starken Einfluss auf die Untergrundeigenschaften ihrer Umgebung haben und die gemessene Anomalie das Resultat der Cenote und ihrer beeinflussten Umgebung ist. Diese Annahme wird sogar durch die veränderte Vegetation in der Umgebung von Cenoten, die auf einen wesentlich feuchteren Untergrund zurückzuführen ist, untermauert (gut zu sehen in Abbildung 51).

Die Schlussfolgerungen aus dem Vergleich der realen und theoretisch berechneten Messwerte sind ähnlich denen aus Abschnitt 6.2. Es zeigt sich erneut, dass dem

umgebenden Untergrund der großräumigen, wassergefüllten Strukturen ein erheblicher Anteil der Amplitude der gemessenen EM-Anomalien zuzuschreiben ist.

7. Schlussfolgerungen

Die Komplexität der Elektromagnetik hat zur Folge, dass auch elektromagnetische Modellrechnungen an sich kein einfaches Problem darstellen. Insbesondere bei der hier verwendeten Methode der 3D Modellrechnung müssen einige Kriterien berücksichtigt werden, um verlässliche Resultate zu gewährleisten. Die Auswahl dieser Kriterien obliegt dem Benutzer, da sie von den jeweiligen Modellparametern abhängig sind. Die Bestimmung dieser Kriterien stellt bei der Arbeit mit der 3D Modellrechnung immer den ersten Arbeitsschritt dar, indem die Randbedingungen für die Durchführung von korrekten und verlässlichen Berechnungen ermittelt werden.

Dieser Arbeitsschritt wurde in Kapitel 3 behandelt und umfasst die Festlegung der korrekten Diskretisierung und die optimale Länge des Störkörpers. Weiters wurden Effekte bezüglich der Eindringtiefe der EM-Signale behandelt. Nicht alle beobachteten Charakteristiken konnten eindeutig geklärt werden. Trotzdem wurden Kriterien und Randbedingungen bestimmt, unter deren Einhaltung anzunehmen ist, dass die Modellrechnung korrekte Ergebnisse liefert. Durch die parallele Verwendung von zwei unterschiedlichen Programmen wurde die Richtigkeit der Berechnungen noch zusätzlich gestützt. An dieser Stelle sei gesagt, dass dadurch, dass die beiden verwendeten Programme einen ähnlichen Lösungsansatz verwenden, eine einwandfreie Kontrolle bzw. Bestätigung der Berechnungen nur durch ein drittes, auf einem anderen Lösungsansatz basierendes Programm möglich wäre. Ein solches Programm stand im Rahmen dieser Arbeit nicht zur Verfügung, wodurch die Übereinstimmung der berechneten Resultate der beiden verwendeten Programme als Kriterium für deren Richtigkeit zu sehen ist.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass zuverlässige Modellrechnungen (zuverlässig in Bezug auf die Richtigkeit der erhaltenen Ergebnisse) stets mit umfangreichen Vorarbeiten verknüpft sind, die als Ziel die Festlegung von Kriterien und Randbedingungen für die gewünschten Modelle haben. Optimalerweise sollte dieser Arbeitsschritt auch den Vergleich der

Ergebnisse von verschiedenen Programmen (verschieden im Sinn von unterschiedlichen Lösungsansätzen) beinhalten, um die Richtigkeit der Berechnungen zu bestärken. Abschließend sei jedoch gesagt, dass selbst dieser Vergleich, auch bei sehr guter Übereinstimmung der Ergebnisse keine hundertprozentige Sicherheit für die Korrektheit der Berechnungen, im Sinn von exakter Annäherung der Realität, liefert. In diesem Zusammenhang ist es wichtig, stets auf die getroffenen Annahmen, die korrekte Berechnungen gewährleisten sollen, hinzuweisen.

Die 3D Modellrechnung liefert die Möglichkeit, die Ergebnisse vieler verschiedener Modelle zu vergleichen und auf diesem Weg die Reaktion des definierten Messsystems, auf verschiedene Untergrundeigenschaften, zu analysieren. Auf diese Weise können zum Einen Abschätzungen für zukünftige Messungen getroffen werden und zum Anderen können solche Analysen auch für die Auswertung bzw. Interpretation von realen Messergebnissen hilfreich sein.

Dies wurde in Kapitel 5 für das Messgebiet in der Umgebung der Stadt Tulum (Quintana Roo, Mexiko) durchgeführt. In diesem Kapitel wird eine Vielzahl von unterschiedlichen Modellen behandelt, die einen Teil der in der Realität vorkommenden Fälle abdecken sollen. Die Vergleiche der Berechnungen verschiedener Modelle liefern unterschiedliche Abhängigkeiten, die einige interessante und neue Erkenntnisse bringen.

Neben dem Unterschied in den Signalantworten zwischen einer Süß- und einer Salzwasserhöhle, wurden auch die Abhängigkeiten der Signalantwort bezüglich der Höhlengröße, Höhlentiefe und der Entfernung zur Küste (anderer geschichteter Halbraum) untersucht. Zusätzlich wurden der Fall einer leitfähigen Oberflächenschicht und der Fall, dass sich der Süßwasser- Salzwasserhorizont in der Mitte der Höhle befindet, behandelt. Aus den erhaltenen Ergebnissen lassen sich einige interessante Schlüsse ziehen.

Eine wichtige Erkenntnis ist, dass Süß- bzw. Brackwasserhöhlen im Vergleich zu Salzwasserhöhlen verschwindend kleine EM-Anomalien in den Messwerten liefern. Da in den theoretischen Berechnungen die maximalen Amplituden der

Anomalien generell relativ klein sind, kann der Schluss gezogen werden, dass in der Realität süß- bzw. brackwassergefüllte Untergrundstrukturen mit den verwendeten geometrischen Dimensionen kaum detektierbar wären. Somit ist für reale Messungen zu erwarten, dass von kleinen Höhlenstrukturen (in den Größenordnungen, die in den Modellen verwendet wurden) nur im Fall, dass sie mit Salzwasser gefüllt sind, mit nennenswerten Anomalien zu rechnen ist.

Die Abhängigkeit bezüglich der Höhlengröße hat durchaus das erwartete Resultat der starken Zunahme der Anomalien bei größer werdendem Höhlenquerschnitt gezeigt. Interessant dabei ist, dass selbst bei relativ großem Querschnitt der Höhlen sogar in den sensibelsten EM-Komponenten kaum Anomalien von mehr als 5 ppm auftreten. Zusätzlich wurde eine Art Sättigung der Messwerte bei Komponenten höherer Frequenzen mit größer werdendem Querschnitt bzw. Ausdehnung in z-Richtung beobachtet (bei salzwassergefüllten Höhlen), die auf die eingeschränkte Eindringtiefe zurückzuführen ist. Die Größe des Höhlenquerschnittes hat einen starken Einfluss auf die Amplitude der beobachteten EM-Anomalie. Aus den durchgeführten Berechnungen lassen sich Abschätzungen treffen bei welcher Größe der Höhle unter bestimmten Vorraussetzungen (Tiefe der Höhle, spezifischer elektrischer Widerstand der Höhle und des umgebenden Mediums) mit nennenswerten EM-Anomalien zu rechnen ist.

Da die Position der Höhlen in den meisten Betrachtungen in dieser Arbeit an den Süßwasser- Salzwasserhorizont gebunden ist, stellt der Vergleich zwischen Höhlen in verschiedenen Entfernungen zur Küste, durch das Abtauchen des Süßwasser- Salzwasserhorizontes landeinwärts, auch eine Bewertung der Tiefenabhängigkeit dar. Der Vergleich zeigt den erwarteten Effekt der Amplitudenabnahme der EM-Anomalien mit größer werdender Entfernung zur Küste, durch die Tiefenzunahme der an den Süßwasser- Salzwasserhorizont gebundenen Höhlen. Diese Abhängigkeit lässt für reale Messungen den Schluss zu, dass mit größer werdender Entfernung zur Küste Höhlensysteme in den Messdaten zunehmend schwächere EM-Anomalien zeigen sollten und somit schlechter kartiert werden können.

Im Weiteren wurde die Abhängigkeit der EM-Anomalien von der Entfernung der Höhle zum Süßwasser- Salzwasserhorizont untersucht, was der Tiefenabhängigkeit im eigentlichen Sinne entspricht. Diese Betrachtungen sind vor allem bezüglich der Salzwasserhöhle interessant. Durch die sehr hohe spezifische elektrische Leitfähigkeit des umgebenden Mediums verläuft die Abnahme der höhlenbedingten Anomalie mit größerem Abstand zum Süßwasser-Salzwasserhorizont sehr schnell. Dies wird durch die geringe Eindringtiefe des EM-Signals (speziell bei höheren Frequenzen) in das elektrisch hochleitfähige Medium hervorgerufen. Also ist die Kernaussage dieser Betrachtungen, dass bei realen Messungen über Höhlen, die sich relativ weit unter dem Süßwasser-Salzwasserhorizont befinden, kaum ein nennenswertes Messsignal zu erwarten ist. Die Untersuchungen bezüglich der mit Süßwasser gefüllten Höhlen haben, wie erwartet, eine stetige Zunahme der Amplitude der EM-Anomalien für größer werdende Entfernungen zum Süßwasser- Salzwasserhorizont (geringere Tiefe) gezeigt. Für reale Messungen kann besonders in den Komponenten der 3ten und 4ten Frequenz (7190 und 28850 Hz) bei abnehmender Tiefe der Süßwasserhöhle mit signifikant stärker werdenden EM-Anomalien gerechnet werden.

Die durchgeführten Betrachtungen bezüglich einer elektrisch stark leitfähigen Oberflächenschicht haben gezeigt, dass der Einfluss auf die höhlenbedingten Anomalien nur in den Komponenten der niedrigsten Frequenz zu vernachlässigen ist. In den anderen Komponenten hingegen führt das Vorhandensein einer stark leitfähigen Oberflächenschicht zum Teil zu nennenswerten Abschwächungen der EM-Anomalien. In der Realität sollten Höhlen in Küstennähe, wo der Einfluss des Meerwassers mit dem einer leitfähigen Oberflächenschicht vergleichbar ist, dennoch detektierbar sein, da trotz der zu erwartenden Abschwächung mit deutlichen EM-Anomalien zu rechnen ist. Der Grund dafür liegt vor allem in der geringen Tiefe der an den Süßwasser- Salzwasserhorizont gebundenen Höhlen in Küstennähe (maximal 4 m).

Die abschließenden Untersuchungen von Höhlen, die in der Mitte vom Süßwasser- Salzwasserhorizont durchzogen werden, haben gezeigt, dass zumindest in den theoretischen Betrachtungen ein nicht unerheblicher Effekt auf die Messwerte von der Wechselwirkung der beiden Höhlenteile (süßwasser- und

salzwassergefüllt) herrührt. Fraglich ist hierbei nur, ob die höchst komplizierten Wechselwirkungen zwischen den Störkörperteilen durch den Rechenalgorithmus wirklich realitätsgetreu berücksichtigt werden. Daher sollten die unter diesem Punkt erhaltenen Ergebnisse mit Vorbehalt betrachtet werden. Die Berechnungen haben gezeigt, dass nahezu in allen Komponenten durch die Wechselwirkung der beiden Höhlenteile (süßwasser- und salzwassergefüllt) eine deutliche Abschwächung der EM-Anomalie im Vergleich zur Anomalie des reinen Salzwasserteiles zustande kommt.

Ein sehr wichtiger Schluss, der aus allen erwähnten Betrachtungen hervorgeht, ist die Tatsache, dass die inphase-Komponenten im Allgemeinen deutlichere Anomalien bezüglich der höhlenähnlichen Störkörper liefern, als die outphase-Komponenten. Speziell hervorzuheben sind die Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190 Hz), die zumeist die höchste Sensibilität bezüglich des Störkörpers zeigen. Die Gesamtheit der betrachteten und bewerteten Ergebnisse aus diesem Kapitel liefert Basisinformationen über die Abhängigkeit der EM-Messwerte von verschiedenen Störkörpereigenschaften, die auch hinsichtlich realer Messungen von Bedeutung sind.

In Kapitel 6 wurden die realen Messdaten aus dem besagten Messgebiet dargestellt und näher analysiert. Neben der Darstellung der höhenkorrigierten Messdaten des gesamten Messgebietes wurden einzelne Profilabschnitte, die bekannte Höhlenstrukturen bzw. Cenoten kreuzen, genauer betrachtet. Letztendlich wurden die Daten dieser Profilausschnitte mit den theoretisch berechneten Daten aus Kapitel 5 verglichen.

Der wichtigste Schluss, der aus diesem Vergleich gezogen werden kann, ist die Tatsache, dass im Allgemeinen in den realen Messdaten wesentlich stärkere Anomalien als in den theoretisch berechneten Daten auftreten. Der Hauptgrund dürfte darin liegen, dass in der Realität anscheinend nicht die wassergefüllte Höhle bzw. Cenote selbst für den resultierenden Messeffekt verantwortlich ist, sondern noch zusätzlich das umgebende Medium in einem bestimmten Bereich zerklüftet sein muss (größere elektrische Leitfähigkeit), was einen entscheidenden

Beitrag zum beobachteten Messeffekt liefert. Über die genaue Beschaffenheit des Untergrundes in unmittelbarer Umgebung von wassergefüllten Höhlen liegen keine Informationen vor. Daher kann dieser Bereich auch nicht in der Konstruktion von Modellen berücksichtigt werden. Da dem Umgebungsbereich von wassergefüllten Höhlen scheinbar ein großer Einfluss auf das EM-Messsystem zuzuschreiben ist, sollte bei zukünftigen bodengeophysikalischen Messungen dieser genauer untersucht werden (z.B. durch diverse Bohrlochmessungen und Geoelektrik).

Die Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen aus Kapitel 5 lassen sich mit realen Messergebnissen, aufgrund der mangelnden physikalischen und geometrischen Informationen über die realen Höhlenstrukturen, nur qualitativ vergleichen. Dieser Vergleich zeigt, dass sowohl in den theoretischen Berechnungen als auch in der Realität, Höhlen in den inphase-Komponenten wesentlich deutlichere EM-Anomalien liefern als in den outphase-Komponenten. In beiden Betrachtungen (theoretisch und real) sind vor allem die Komponenten der 2ten und 3ten Frequenz (3200 und 7190Hz) hervorzuheben, da sie die größte Sensibilität bezüglich vorhandener Höhlen aufweisen.

Abschließend kann festgehalten werden, dass trotz der Einschränkungen in der Modellkomplexität, die die 3D-Modellrechnung in der Elektromagnetik mit sich bringt, wichtige Erkenntnisse über das Verhalten von EM-Messsignalen über karsthöhlenähnlichen Störkörpern gewonnen wurden. Diese Basisinformationen über die Abhängigkeit von EM-Messsignalen, bezüglich geometrischer und physikalischer Eigenschaften von Karsthöhlen, sind für die weitere Auswertung und Interpretation von realen Messdaten von großer Bedeutung.

Danksagung

Mein größter Dank gilt der Geologischen Bundesanstalt, die mir den Arbeitsplatz und die benötigte Computersoftware für die Anfertigung der Diplomarbeit zur Verfügung gestellt hat. Im Speziellen gilt mein Dank der Fachabteilung Geophysik, die durch das wissenschaftliche Interesse an der Thematik die Diplomarbeit überhaupt erst möglich gemacht hat. Der Dank gilt auch den Mitarbeitern der Abteilung (speziell meinem operativen Betreuer: Mag. Robert Supper), die mich in allen Belangen unterstützt haben.

Die Messungen, deren Daten die Grundlage für diese Diplomarbeit bilden, wurden vom österreichischen Wissenschaftsfond im Rahmen des XPLORE-Projektes (LN 524-N10) und der ETH Zürich finanziert. Weiters wurden finanzielle Mittel zur Verfügung gestellt von der Naturschutzorganisation „The Nature Conservancy“, der technischen Universität von Dänemark, des WWF Dänemark und der UNESCO.

Weiters gilt der Dank der internationalen Gruppe „Grupo de Exploración Ox Bel Ha“ für die Erlaubnis die Höhlenkarten des Ox Bel Ha Höhlensystems verwenden zu dürfen. Die Höhlendaten wurden zur Verfügung gestellt vom Quintana Roo Speleological Survey 2006. Die an der Erforschung des Ox Bel Ha Höhlensystems beteiligten Personen sind: B. Birnbach, S. Bogaerts, F. Devos, C. Le Maillot, S. Meacham, B. Phillips, S. Richards, D. Riordan, S. Schnittger, G. Walten und K. Walten.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mich während des gesamten Studiums in allen möglichen Belangen uneingeschränkt unterstützt haben.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Prinzipielle Gliederung der EM -Messverfahren.....	5
Abbildung 2: Schematische Darstellung der Funktionsweise (Abbildung aus [2] MARESCOT, 2005).....	6
Abbildung 3: Kopplung des EM-Systems mit einer Spule (Abbildung aus [13] WEST und MACNAE, 1991).....	26
Abbildung 4: Real- und Imaginärteil der Responsefunktion (Abbildung aus [9] TELFORD et al., 1990).....	27
Abbildung 5: Darstellung der beiden Induktionsarten bei vorhandenem Primärfeld (Abbildung aus [13] WEST und MACNAE, 1991).....	30
Abbildung 6: Modell des geschichteten Halbraumes	44
Abbildung 7: Verwendete Konfigurationen.....	46
Abbildung 8: Schematische Darstellung des Modells	47
Abbildung 9: Differenz der Signalantworten für unterschiedliche Diskretisierung in Bezug auf die Diskretisierung 20-1-1 (7190 Hz)	48
Abbildung 10: Aufsicht des Modells	51
Abbildung 11: 7190 Hz Signalantwort für die verschiedenen Profile	51
Abbildung 12: 7190 Hz Signalantwort für die verschiedenen Profile (stark leitfähiger Fall)	53
Abbildung 13: Schematische Darstellung des Modells	54
Abbildung 14: Normierte Signalantworten der 3ten Frequenz (7190 Hz).....	55
Abbildung 15: Normierte Signalantworten der 2ten und 4ten Frequenzen	56
Abbildung 16: Schematische Darstellung des Modells	58
Abbildung 17: 340 Hz Signalantworten für verschiedene Störkörper	58
Abbildung 18: 7190 Hz Signalantworten für verschiedene Störkörper	59
Abbildung 19: Sättigungseffekt der inphase-Komponente	60
Abbildung 20: Geografische Karte der Halbinsel Yucatan (©1993-2003 Microsoft Encarta Weltatlas) mit eingezeichneten Messgebiet und eine detaillierte Darstellung des Messgebietes mit Höhlensystem (Hintergrund entnommen aus Google Earth 2008, die Karten des Höhlensystems	

wurden zur Verfügung gestellt von Quintana Roo Speleological survey, 2006)	62
Abbildung 21: Untergrundmodell in Abhängigkeit von der Distanz zur Küste (nach [33] BEDDOWS, 2004 und [35] NEUMAN, 2006).....	65
Abbildung 22: Modelle für verschiedene Distanzen zur Küste	68
Abbildung 23: Signalantworten aller Frequenzen für eine Süßwasser- bzw. Salzwasserhöhle (inphase- und outphase-Komponenten), küstennaher Fall.....	69
Abbildung 24: Modelle mit verschiedenen Störkörpergrößen (Süßwasser) in 3 Distanzen zur Küste	72
Abbildung 25: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpergrößen (in 6 km Entfernung zur Küste)	73
Abbildung 26: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpergrößen (in 12 km Entfernung zur Küste)	74
Abbildung 27: Modelle mit verschiedenen Störkörpergrößen (Salzwasser) in 3 Distanzen zur Küste	77
Abbildung 28: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpergrößen (in 6 km Entfernung zur Küste)	78
Abbildung 29: Modell mit verschiedenen Störkörpertiefen	82
Abbildung 30: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpertiefen (in 6 km Entfernung zur Küste)	83
Abbildung 31: Modelle mit verschiedenen Störkörpertiefen (Salzwasser) in 3 Distanzen zur Küste	84
Abbildung 32: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Störkörpertiefen (Salzwasser-Fall in 6 km Entfernung zur Küste)	85
Abbildung 33: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Entfernungen zum Salzwasser- Süßwasserhorizont (SSH) für 0.5 km Distanz zur Küste	87
Abbildung 34: Signalantworten aller Frequenzen für verschiedene Entfernungen zum Salzwasser- Süßwasserhorizont (SSH) für 12 km Distanz zur Küste	87
Abbildung 35: Modelle an der Küste ohne und mit leitfähiger Oberflächenschicht	89
Abbildung 36: Differenz der EM-Komponenten aller Frequenzen zwischen dem normalen Fall und dem Fall der leitfähigen Oberflächenschicht	90
Abbildung 37: Modell einer 5×5 m Höhle am Salzwasser- Süßwasserhorizont	93

Abbildung 38: EM-Komponenten aller Frequenzen für alle 3 Fälle	94
Abbildung 39: Die inphase-Komponenten der vier Frequenzen für das gesamte Messgebiet, sowie die bekannten Höhlen (Hintergrund entnommen aus Google Earth 2008, die Karten des Höhlensystems wurden zur Verfügung gestellt von [31] Quintana Roo Speleological survey, 1993 und [32] GEO & CINDAQ, 2003)	98
Abbildung 40: Die outphase- Komponenten der vier Frequenzen für das gesamte Messgebiet, sowie die bekannten Höhlen.....	99
Abbildung 41: Profilausschnitt mit genauer Darstellung des Höhlenverlaufes	102
Abbildung 42: Alle EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 44480 – FID 44520) von Profil 36	102
Abbildung 43: Profilausschnitt mit genauer Darstellung des Höhlenverlaufes	104
Abbildung 44: EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 45400 – FID 45420) von Profil 55	104
Abbildung 45: Profilausschnitt mit genauer Darstellung des Höhlenverlaufes	106
Abbildung 46: EM-Komponenten und Messsensorhöhe des Profilausschnittes (FID 51110 – FID 51150) von Profil 78	106
Abbildung 47: Profilausschnitt mit genauer Darstellung des Höhlenverlaufes	108
Abbildung 48: EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 42780 – FID 42800) von Profil 85	108
Abbildung 49: Genaue Darstellung des Profilausschnittes von Profil 51 mit Cenote und Höhlensystem	112
Abbildung 50: EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 44150 – FID 44160) von Profil 51	112
Abbildung 51: Genaue Darstellung des Profilausschnittes von Profil 71 mit Cenote und Höhlensystem	113
Abbildung 52: EM-Komponenten des Profilausschnittes (FID 52200 – FID 52220) von Profil 71	114
Abbildung 53: Ansicht und Aufsicht der beiden betrachteten Modelle.....	115

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Spezifische elektrische Widerstände von Gesteinen und Sedimenten (nach [9] TELFORD et al., 1990)	18
Tabelle 2: Berechnete Signalantworten über dem geschichteten Halbraum	45
Tabelle 3: Parameter des Messsystems	46
Tabelle 4: Skintiefen für die 2te, 3te und 4te Frequenz für verschiedene spezifische elektrische Widerstände (wobei $\mu=\mu_0$ gilt, d.h. magnetische Permeabilität des Vakuums, was für die meisten Gesteine näherungsweise zutrifft)	55
Tabelle 5: Maximalamplituden der Anomalien für die Salzwasserhöhle der Modelle aus Abbildung 22	70
Tabelle 6: Vergleich der Maximalamplituden des alten (Süßwasser-Fall) und neuen Modells (Brackwasser-Fall)	71
Tabelle 7: Vergleich der Maximalamplituden für verschiedene Störkörpergrößen im küstennahen Fall (0.5 km Entfernung zur Küste)	75
Tabelle 8: Vergleich der Maximalamplituden für verschiedene Störkörpergrößen im küstennahen Fall (0.5 km Entfernung zur Küste) – verändertes Modell (zweite Schicht = 100 Ohmm, Störkörper = 5 Ohmm)	76
Tabelle 9: Vergleich der Maximalamplituden verschiedener Störkörpergrößen in 0.5 und 12 km Entfernung zur Küste	79
Tabelle 10: Maximalamplituden und deren Abnahmen für zwei verschiedene Distanzen der Höhlen zum Salzwasser- Süßwasserhorizont in 0.5 und 12 km Entfernung zur Küste	88
Tabelle 11: Maximalamplituden für verschiedene Mächtigkeiten der leitfähigen Schicht	91
Tabelle 12: Vergleich der Maximalamplituden der verschiedenen Fälle	95
Tabelle 13: Maximalamplituden aller EM-Komponenten der beiden Beispiele	116

Literaturverzeichnis

- [1] SWIFT, C. M. Jr. (1987), *Fundamentals of the Electromagnetic Method*. Kapitel 1 in: NABIGHIAN, M. N. (Ed.), *Electromagnetic methods in applied geophysics – Volume 1, Theory*. Tulsa. Society of Exploration Geophysicists. Seite 5-10.

- [2] MARESCOT, L. (2005), *Elektromagnetische Methoden*. Vorlesungsskript von Dr. Laurent Marescot, ETH Zürich.

- [3] SUPPER, R.; MOTSCHKA, K.; WINKLER, E.; JOCHUM, B.; RÖMER, A.; ITA, A.; LÖWENSTEIN, A. (2008), *Geophysikalische Messungen zur Abschätzung der räumlichen Substrat- und Mächtigkeitsvarianz der Verwitterungszone im Projektgebiet BUWELA – Methodenevaluierung*. Teil 2 vom Endbericht des Projektes: Naturgefahrenmanagement BUWELA, Bucklige Welt- Wechselland. Geologische Bundesanstalt, Wien.

- [4] SENGPIEL, K. P. (1990), *Theoretical and practical aspects of ground-water exploration using airborne electromagnetic techniques*. In: Fittermann, D. V., (Ed), *Developments and applications of modern airborne electromagnetic surveys*, US Geological Survey Bulletin 1925, 216p.

- [5] SIEMON, B.; SENGPIEL, K. P.; REHLI, H. J.; RÖTTGER, B.; EBERLE, D. (2001), *Identification of saltwater intrusions and coastal aquifers using the BGR helicopter-borne geophysical system* (extended abstract). First International Conference on saltwater intrusion and coastal aquifers – monitoring, modelling and management. Essaouira, Morocco, April 23-25, 2001.

- [6] FITTERMANN, D. V.; DESZCZ-PAN, M. (2001), *Saltwater intrusion in Everglades National Park, Florida measured by airborne electromagnetic surveys*. First International Conference on saltwater intrusion and coastal aquifers – monitoring, modelling and management. Essaouira, Morocco, April 23-25, 2001.
- [7] WARD, S. H.; HOHMANN, G. W. (1987), *Electromagnetic theory for geophysical applications*. Kapitel 4 in: NABIGHIAN, M. N. (Ed.), *Electromagnetic methods in applied geophysics – Volume 1, Theory*. Tulsa. Society of Exploration Geophysicists. Seite 131-311.
- [8] STRATTON, J. A. (1941), *Electromagnetic theory*. McGraw-Hill Book Co.
- [9] TELFORD, W. M.; GELDART, L. P.; SHERIFF, R. E. (1990), *Applied Geophysics*. Zweite Auflage, Cambridge University Press.
- [10] KELLER, G. V. (1987), *Rock and mineral properties*. Kapitel 4 in: NABIGHIAN, M. N. (Ed.), *Electromagnetic methods in applied geophysics – Volume 1, Theory*. Tulsa. Society of Exploration Geophysicists. Seite 13-51.
- [11] ARCHIE, G. E. (1942), *The electric resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics*. Trans. AIME 146, 54-62.
- [12] DEY, A.; WARD, S. H. (1970), *Inductive sounding of a layered earth with a horizontal magnetic dipole*. Geophysics, 35, S. 660-703.
- [13] WEST, G. F.; MACNAE, J. C. (1991), *Physics of the electromagnetic induction exploration method*. Kapitel 1 in: NABIGHIAN, M. N. (Ed.), *Electromagnetic methods in applied geophysics – Volume 2, Applications, part A and part B*. Tulsa. Society of Exploration Geophysicists. Seite 5-45.

- [14] WEST, G. F.; EDWARDS, R. N. (1985), *A simple parametric model for the electromagnetic response of an anomalous body in a host medium*. Geophysics, 50, S. 242-257.
- [15] AVDEEV, D. B. (2005), *Three-dimensional electromagnetic modelling and inversion from theory to application*. Surveys in Geophysics, 26, S. 767-799.
- [16] HOHMANN, G. W. (1987), *Numerical modeling for electromagnetic methods of geophysics*. Kapitel 5 in: NABIGHIAN, M. N. (Ed.), *Electromagnetic methods in applied geophysics – Volume 1, Theory*. Tulsa. Society of Exploration Geophysicists. Seite 313-363.
- [17] PALACKY, G. J.; WEST, G. F. (1991), *Airborne electromagnetic methods*. Kapitel 10 in: NABIGHIAN, M. N. (Ed.), *Electromagnetic methods in applied geophysics – Volume 2, Applications, part A and part B*. Tulsa. Society of Exploration Geophysicists. Seite 811-879.
- [18] MEYER, W. H. (1976), *Computer modelling of electromagnetic prospecting methods*. Dissertation, Universität von Kalifornien, Berkley.
- [19] HOHMANN, G. W. (1975), *Three-dimensional induced polarisation and electromagnetic modelling*. Geophysics, 40, S. 309-324.
- [20] SINGER, B. Sh.; FAINBERG, E. B. (1995), *Generalization of the iterative-dissipative method for modelling electromagnetic fields in nonuniform media with displacement currents*. Journal Applied Geophysics, 34, S. 41-46.
- [21] WANNAMAKER, P. E.; HOHMANN, G. W.; SAN FILIPO, W. A. (1984), *Electromagnetic modelling of three-dimensional bodies in layered earths using integral equations*. Geophysics, 49, S. 60-74.

- [22] AVDEEV, D. B.; KUVSHINOV, A. V.; PANKRATOV, O. V.; NEWMAN, G. A. (1997), *High performance three-dimensional electromagnetic modelling using modified Neumann series. Wide-band numerical solution and examples*. Journal of Geomagnetism and Geoelectricity, 49, S. 1519-1539.
- [23] AVDEEV, D. B.; KUVSHINOV, A. V.; PANKRATOV, O. V.; NEWMAN, G. A. (1998), *Three-dimensional frequency-domain modelling of airborne electromagnetic responses*. Exploration Geophysics, 29, S. 111-119.
- [24] AVDEEV, D. B. (2006), *3-D EM forward modelling using integral equations*. Kapitel 6 in: ELSEVIER, B. V., Methods in Geochemistry and Geophysics, Volume 40, S 147-159.
- [25] TORRES-VERDIN, C.; HABASHY, T. M. (1994), *Rapid 2.5-D forward modelling and inversion via a new nonlinear scattering approximation*. Radio Science, 29, S. 1051-1079.
- [26] ZHDANOV, M. S.; FANG, S. (1996), *Quasi-linear approximation in 3-D EM modelling*. Geophysics, 61, S. 646-665.
- [27] HABASHY, T. M.; GROOM, R. W.; SPIES, B. R. (1993), *Beyond the Born and Rytov approximations: a nonlinear approach to electromagnetic scattering*. Journal Geophysical Research, 98, S. 1759-1775.
- [28] PETROS EIKON (PetRos EiKon Incorporated) (2004), der Software EMIGMA 7.5 (*3-Delectromagnetic, magnetics, gravity, resistivity/IP, MT/CSAMT. Interpretation platform for comprehensice geophysical imaging,modelling and inversion*) beiliegendes Benutzerhandbuch (aktuelle Version frei erhältlich unter: <http://www.petroseikon.com/resources/docs.php>).

- [29] MURRAY, I. R. (1997), *On extending the localized non-linear approximator to inductive modes*. Extended abstracts, F004, 59th EAGE Conference, Geneva, Switzerland (1997).
- [30] WAIT, J. R. (1982), *Geo- electromagnetism*. Academic Press Inc., S. 121-124
- [31] COKE, J. G.; SUTTON, C. (1993), *Cenote Esqueleto, Tulum, Quintana Roo Mexico*. Quintana Roo Speleological Survey (QRSS). 1993.
- [32] GEO & CINDAQ (2003), *Grupo de Exploración Ox Bel Ha & Centro Investigador del Sistema Acuífero de Quintana Roo* A. C. Karten des Jade Pearl Bereiches des Ox Bel Ha Höhlensystems. Karten erstellt im Dezember 2003.
- [33] BEDDOWS, P. A. (2004), *Groundwater hydrology of an coastal conduit carbonate aquifer: Caribbean coast of the Yucatán Peninsula, México*. Dissertation, School of Geographical Science, Universität von Bristol.
- [34] SUPPER, R.; MOTSCHKA, K.; AHL, A.; BAUER-GOTTWEIN, P.; GONDWE, B.; MEREDIZ ALONSO, G.; RÖMER, A.; OTTOWITZ, D.; KINZELBACH, W. (2009), *Spatial mapping of submerged cave systems by means of airborne electromagnetics: an emerging technology to support protection of endangered karst*. Near Surface Geophysics, 7, S. 613-627.
- [35] NEUMAN, B. (2006), *Modelling concepts for the sustainable management of the Sian Ka'an Biosphere Reserve, Quintana Roo, Mexico*. Diplomarbeit, Technische Universität von Dänemark.

- [36] MOTSCHKA, K. (2001), *Aerogeophysics in Austria*. Bulletin of the Geological Survey of Japan, Volume 52, Nr. 2/3, S. 83-88, Tsukuba, Japan.
- [37] HUANG, H. (2008), *Airborne geophysical data levelling based on line-to-line correlations*. Geophysics, Volume 73, Nr. 3, Mai-Juni 2008, S. F83-F89.

Lebenslauf

PERSÖNLICHE DATEN

David Ottowitz

geboren am 6. April 1984 in Klagenfurt

ledig

Adresse: Herbststraße 44/30-32, 1160 Wien

E-mail: david.ottowitz@geologie.ac.at

SCHULAUSBILDUNG

09/1990 – 07/1994 Volksschule, Maria Elend (Kärnten)

09/1994 – 07/1998 Bundesgymnasium und Bundesrealgymnasium für Slowenen, Klagenfurt (Unterstufe)

09/1998 – 06/2002 Bundesrealgymnasium für Slowenen, Klagenfurt (Oberstufe)
Juni 2002 Reifeprüfung mit ausgezeichnetem Erfolg

HOCHSCHULAUSBILDUNG

10/2003 – 01/2005 Diplomstudium der Meteorologie und Geophysik an der Universität Wien (erster Studienabschnitt)

02/2005 – 12/2009 Diplomstudium der Geophysik an der Universität Wien (zweiter Studienabschnitt)

BERUFSERFAHRUNG

09/2006 – 09/2008 Durchführung geophysikalischer Messungen (Geoelektrik, Bohrlochgeophysik, Elektromagnetik, Magnetik) bei diversen Projekten an der Geologischen Bundesanstalt, Fachabteilung Geophysik sowie Auswertung und Interpretation der Messergebnisse.

11/2008 – Anstellung an der Geologischen Bundesanstalt,
Fachabteilung Geophysik im Rahmen des FWF Projektes
XPLORE: Geophysikalische Messungen in Mexiko,
Evaluierung und Weiterentwicklung der Auswertemethoden
für airborne- Elektromagnetik-Messungen.

KENNTNISSE

EDV Gute Kenntnisse in Microsoft Office (Word, Excel,
PowerPoint, Access), Golden Software (Surfer, Grapher
Didger, Voxler), Res2dInv, EM1DFM;
Anwenderkenntnisse in ArcGIS, Emigma, Matlab;
Basiskenntnisse in SPW;

Fremdsprachen Slowenisch (fließend in Wort und Schrift)
Englisch