

Seismische Untersuchung des Lake
Bosumtwi-Impaktkraters, Ghana



Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

vorgelegt von
Tobias Karp

Kiel 2002

Referent:	<u>Prof. Bernd Milkereit</u>
Korreferent:	<u>Prof. Peter Janle</u>
Tag der mündlichen Prüfung:	<u>17.12.2002</u>
Zum Druck genehmigt:	<u>18.12.2002</u>

gez. W. Depmeier

Dekan

Zusammenfassung

Meteoriteneinschläge (Impakte) haben auf der Erde und den anderen Körpern im Sonnensystem von der geologischen Vergangenheit bis heute eine wichtige Rolle gespielt. Der Impaktprozess an sich ist auf der Erde nicht direkt zu beobachten. Erkenntnisse darüber können aber u.a. aus dem Studium der Impaktstrukturen gewonnen werden. Die vorliegende Arbeit präsentiert Ergebnisse geophysikalischer Untersuchungen des Bosumtwi-Kraters in Ghana. Dieser Krater ist aus einer Reihe von Gründen besonders: Er ist mit einem Durchmesser von 10,5 km und einem Alter von 1 Ma der jüngste große Krater der Erde. Anders als die meisten Krater der Erde repräsentiert er einen Einschlag in „hard rock“, und er besitzt ein Tektitfeld.

Reflexions- und refraktionsseismischer Daten wurden integriert ausgewertet, Abschätzungen der seismischen Güte Q durchgeführt und synthetische Seismogramme berechnet. Daraus ergeben sich Informationen über die unter dem See und den Sedimenten liegende Struktur des Kraters sowie die Eigenschaften der verschiedenen Schichten. Im Zentrum befindet sich ein Zentralberg von knapp 2 km Durchmesser. Er ist bis zu 120 m höher als die ringförmige Mulde, die ihn umgibt. Wegen der niedrigen seismischen P-Wellengeschwindigkeit von 2,8 km/s an der Oberkante der entsprechenden Schicht und niedriger Q -Werte (durchschnittlich ca. 30) wird diese als Brekzienlage interpretiert. In der Schicht selbst sind laterale Geschwindigkeitserhöhungen im Zentrum vorhanden. Das bedeutet, dass sich dort aus größerer Tiefe aufgestiegenes Material befindet. Der Aufstieg wird auf mindestens 800 m geschätzt. Die scheinbare Kratertiefe beträgt 550 m. Die seismischen Geschwindigkeiten nehmen mit der Tiefe zu, das heisst, die Brekzien und das zertrümmerte Gestein werden zunehmend kompaktiert. Ein eindeutiger Kraterboden oder ein Schmelzkörper wird nicht detektiert. Vorläufige Ergebnisse gravimetrischer und magnetischer Untersuchungen zeigen wie auch die seismischen Ergebnisse eine Asymmetrie nördlich und südlich des Zentralbergs. Insbesondere die magnetischen Daten deuten auf einen nördlich gelegenen Schmelzkörper hin. Numerische Modellierungen von Impakten sind z.B. für das Verständnis der Tektitbildung wichtig. Vorläufige Ergebnisse von 2-D Modellierungen reproduzieren den Durchmesser und den Zentralberg des Bosumtwi-Kraters. Die simulierte Tiefe des Kraters ist größer als die gemessene.

Die Bedeckung der Kraterstruktur mit Postimpakt-Sedimenten ist 180 bis 300 m mächtig. Außerhalb eines 2 km weiten zentralen Bereichs verhindern Gasvorkommen in den Sedimenten die Eindringung der seismischen Energie im Steilwinkelbereich. Die P-Wellengeschwindigkeiten sind gering, im Durchschnitt steigen sie von 1,5 bis 1,65 km/s mit der Tiefe an. Die S-Wellengeschwindigkeiten können nur geschätzt werden: Sie sind sehr niedrig in den oberen Metern und steigen mit der Tiefe auf höchstens 900 m/s an.

Der Vergleich der Morphologie mit anderen terrestrischen Impaktstrukturen unterstreicht die Besonderheit des Bosumtwi-Kraters. Seine ausgeprägtere Tie-

fenstruktur ist auf den unerodierten Zustand und das vergleichsweise harte Zielgestein zurückzuführen.

Die seismischen Ergebnisse liefern eine gute Grundlage für die weitere Modellierung der Potentialfelddaten sowie notwendige Informationen für ein in der Planung befindliches Bohrprojekt (ICDP) im Bosumtwi-See.

Abstract

Impact cratering has played an important role on Earth and the other planets during the evolution of the solar system. The impact process can not directly be observed on Earth, but studying impact structures can reveal important information. This study presents results of geophysical investigations of the Lake Bosumtwi impact crater in Ghana. This crater has a diameter of 10.5 km, and with its age of 1 Ma it is one of the youngest large craters on Earth. It is one of a relative few craters formed in „hard rock” rather than in a sedimentary target, and it is the source of a tektite strewn field.

Seismic reflection and refraction data have been interpreted in an integrated approach, seismic quality Q has been estimated and synthetic seismic data have been modelled. The results yield information on the crater structure, which is buried beneath the lake and the postimpact sediments, and on the properties of the different layers. The identified central uplift has a diameter of almost 2 km and a height of more than 100 m above the annular moat. The corresponding layer has a low seismic P-wave velocity (2.8 km/s) and low Q -values (average ca. 30). Therefore, it is interpreted to consist of fall-back breccia. Within this layer P-wave velocity increases laterally towards the central uplift due to denser material that moved upwards from greater depth. The amount of uplift is estimated to be at least 800 m. The apparent crater depth is 550 m. Seismic velocity increases with increasing depth due to compaction and decreasing porosity of breccia and brecciated rocks. The crater floor is not detected and there is no seismic evidence for a melt layer. Preliminary results of gravity and magnetic surveys as well as seismic results show slightly asymmetric anomalies north and south of the central uplift. The magnetic anomaly suggests a melt body north of the center. Numeric modelling of impact cratering is useful to investigate details of the impact process, i.e. melt production or tektite formation. Preliminary 2-D modelling reproduces central uplift and diameter of the Bosumtwi crater. The simulated crater is deeper than the real one.

Postimpact sediments covering the central crater are 180 to 300 m thick. Gas curtains in the shallow sediments prevent seismic energy to image the deeper structure in the margin areas outside a 2 km central part of the lake. P-wave velocities within the sediment column are low, averaging 1.5 km/s at the top to 1.65 km/s at the bottom. S-wave velocity can only be estimated: It is low at the sediment surface, increasing to an estimated maximum of 900 m/s.

The comparison of the Lake Bosumtwi crater with other terrestrial impact structures underlines its unique structure. Its depth dimensions are more distinct due to impact in hard rock and excellent preservation.

The results of the seismic investigations support further modelling of the potential field data and provide important drill site information for the intended drill project under the auspices of the „International Continental Drilling Project” (ICDP).

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Allgemeines über Meteoritenkrater	3
1.2	Bildung und Struktur komplexer Meteoritenkrater	4
1.3	Motivation und Zielsetzung	7
2	Der Bosumtwi-Impaktkrater	9
2.1	Geologie des Einschlaggebietes und Tektite	10
2.2	Morphologie und Struktur des Kraters	12
3	Durchgeführte Messungen	15
3.1	Seismische Messungen	15
3.2	Gravimetrische Messungen	16
3.3	Magnetische Messungen	17
4	Seismische Datenbearbeitung	19
4.1	Datenaufbereitung	19
4.2	Raytracing und Laufzeit-Inversion	24
4.3	Abschätzung der seismischen Güte Q	27
4.4	FD-Modellierung	29
5	Ergebnisse	31
5.1	Seismik	31
5.1.1	Raytracing und Inversion	31
5.1.2	Abschätzung der seismischen Güte Q	39
5.1.3	FD-Modellierungen	44
5.2	Gravimetrie und Magnetik	52
5.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	55
6	Vergleich mit anderen Kratern	57
6.1	Vergleich mit Kratern ähnlicher Größe und ähnlichen Alters	57
6.2	Vergleich mit weiteren Kratern	61

INHALTSVERZEICHNIS

7	Numerische Modellierung des Bosumtwi-Einschlags	67
7.1	Allgemeines über numerische Modellierungen von Impakten	67
7.2	Vorläufige numerische Modellierung eines 10 km Kraters	69
8	Schlussfolgerungen und Ausblick	75
	Literaturverzeichnis	79
A	Methoden	91
A.1	Algorithmus zur Laufzeitinversion	91
A.2	Abschätzung der seismischen Güte Q	92
A.3	FD-Modellierung	94
B	Liste der verwendeten Abkürzungen	99
C	Parameterliste für numerische Impaktmodellierung	101

Kapitel 1

Einleitung

Die vorliegende Arbeit ist Teil eines deutsch-ghanaischen Gemeinschaftsprojekts, das die geophysikalische Untersuchung des Bosumtwi-Impaktkraters in Ghana zum Ziel hat. Dieser Krater weist eine Reihe von Besonderheiten auf. Insbesondere ist er mit 10,5 km Durchmesser und einem Alter von 1,03 Ma der am besten erhaltene große Meteoritenkrater der Erde. Zur Erkundung der unter dem Bosumtwi-See verdeckten tieferen Struktur wurden unter anderem seismische Untersuchungen durchgeführt, deren Ergebnisse hier präsentiert werden.

1.1 Allgemeines über Meteoritenkrater

In den letzten Jahrzehnten hat sich die Erkenntnis etabliert, dass Kollisionen extraterrestrischer Objekte mit der Erde keine exotische Randerscheinung, sondern geologisch durchaus signifikant sind (French, 1968; Dressler *et al.*, 1994; Dressler & Sharpton, 1999). Die Änderung der Sichtweise beruht auf zwei Faktoren: 1. Die Erkundung des Sonnensystems durch intensive Beobachtung und Raumfahrt. 2. Die Möglichkeit der eindeutigen Identifizierung von Meteoriteneinschlägen anhand von schockmetamorphen Erscheinungen in Mineralen und Gesteinen.

Die Beobachtung der Planeten unseres Sonnensystems hat gezeigt, dass Meteoriteneinschläge ein interplanetarer Prozess sind (Taylor, 1992, Kap. 4 und Literaturangaben darin). Die viel größere Anzahl von Kratern vor allem auf dem Mond, aber auch auf den anderen Planeten mit fester Oberfläche, lässt darauf schließen, dass Einschläge auch auf der Erde viel häufiger gewesen sein müssen, als es heute auf den ersten Blick erkennbar ist. Im Laufe der intensivierten Forschung der letzten Jahrzehnte hat sich herausgestellt, dass Impaktkrater häufiger, größer, geologisch komplexer und ökonomisch und biologisch bedeutender sind als früher angenommen. Jedes Jahr werden auf der Erde zwei bis vier Impaktstrukturen neu entdeckt, mehr als 160 Krater sind bis heute identifiziert. Dabei geht es um Hochgeschwindigkeits-Impakte („hyper-velocity impact“), bei denen das Projektil ausreichend groß ist, um in der Atmosphäre nicht von der

Minimalgeschwindigkeit von 11 km/s abgebremst zu werden. Die Größe der entstehenden Krater reicht von einfachen halbkugelförmigen Kratern ab etwa 100 m Durchmesser bis zu komplexen Strukturen mit mehr als 200 km Durchmesser. Neben den geologischen Einflüssen haben Impakte auch ökonomische Bedeutung, da sich in den Kratern so unterschiedliche Produkte wie lokales Baumaterial, Erze, Diamanten, Uran oder Kohlenwasserstoffe finden. Auch auf die Biologie haben Impakte entscheidenden Einfluss ausgeübt. Während der letzten 20 Jahre ist eine große Menge an Erkenntnissen gewonnen worden, die darauf hindeuten, dass das Aussterbeereignis an der Kreide-Tertiär-Grenze vor etwa 65 Ma auf den Einschlag eines rund 10 km großen Asteroiden zurückzuführen ist (Alvarez, 1997, und Literaturangaben darin).

Meteoriteneinschläge stellen aus einer Vielzahl von Gründen einen besonderen Prozess dar. Erstens treten sie in langen geologischen Zeiträumen selten auf. Die menschliche Erfahrung beschränkt sich meist auf kleinere „Sternschnuppen“ oder kleine Meteoriten. Im Vergleich dazu sind Katastrophen wie Erdbeben, Vulkanausbrüche und Überschwemmungen dem Menschen präsenter. Zweitens setzen Impakte eine große Energiemenge frei, die kinetische Energie des Meteoriten, der mit einer Geschwindigkeit > 11 km/s einschlägt. Schon ein wenige Meter großer Körper hat damit soviel Energie wie eine Atombombe. Drittens wird diese Energiemenge während eines kurzen Augenblicks auf nahezu einem Punkt freigesetzt. Damit kann sich innerhalb von Sekunden ein mehrere Kilometer großer Krater bilden, ein 200 km-Krater wie Sudbury entsteht in einigen Minuten. Viertens treten beim Einschlag extreme physikalische Bedingungen auf. Drücke von mehreren hundert GPa an der Stelle des Einschlags sowie bis zu 50 GPa in einer weiteren Umgebung können Temperaturen von über 2000 °C verursachen, die zur sofortigen Aufschmelzung oder Verdampfung von Gestein führen. Fünftens verursachen die extremen physikalischen Bedingungen die Ausbildung einer Schockwelle, die ihrerseits einzigartige Deformationen in Mineralen und Gesteinen hervorruft. Diese schockmetamorphen Veränderungen werden durch keine anderen geologischen Prozesse hervorgerufen und gelten als Nachweis eines Einschlagereignisses.

1.2 Bildung und Struktur komplexer Meteoritenkrater

In der vorliegenden Arbeit wird wiederholt auf die Morphologie komplexer Meteoritenkrater eingegangen. Deshalb werden bereits an dieser Stelle Bildung und Struktur solcher Krater erläutert.

Die Bildung eines Meteoritenkraters kann als eine Art Explosion angesehen werden, bei der die kinetische Energie des Projektils zum Teil für den Aushub des Kraters und zum Teil zur Erhitzung von Projektil und Zielgesteinen verwendet wird. Auf allen planetaren Körpern bilden sich kleinere, sogenannte einfache

Krater und größere, sogenannte komplexe Krater. Der Übergang von der einfachen, halbkugelförmigen Struktur zur komplexen Form erfolgt auf der Erde bei einem Durchmesser von etwa 4 km. Da der Bosumtwi-Krater 10,5 km misst, soll hier kurz die Ausbildung eines komplexen Kraters beschrieben werden (Abb. 1.1). Der gesamte Prozess wird in drei Abschnitte unterteilt: Die Kontakt- und Kompressionsphase, die Aushöhlungsphase und die Modifikationsphase (Melosh, 1989).

Die Kontakt- und Kompressionsphase beginnt bei einem terrestrischen Einschlag mit dem Eintritt des Projektils in die Atmosphäre. Nach dem Auftreffen

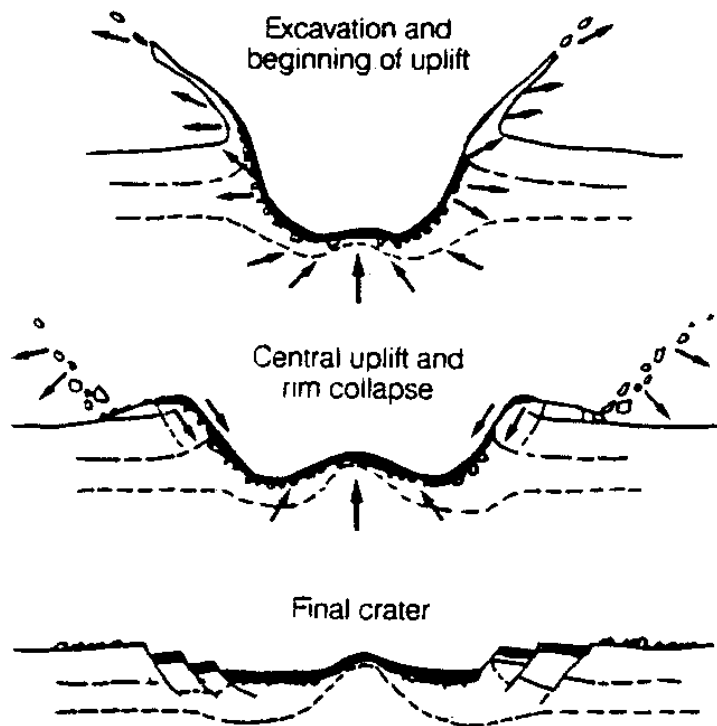


Abbildung 1.1: Die Ausbildung eines komplexen Kraters (Melosh, 1989). Die Abbildungen zeigen die Entstehung des Zentralbergs, der terrassenartigen Rutschungen und der komplexen Kraterform ab der Aushöhlungsphase.

auf der festen Erde verdrängt es Material aus seinem Weg, komprimiert es und beschleunigt es bis zu einem beträchtlichen Teil der Aufschlaggeschwindigkeit. Gleichzeitig wird das Projektil durch den Widerstand des getroffenen Körpers verzögert. An der Grenze zwischen Projektil und getroffener Körper ist die Kompression am größten, von hier aus breitet sich eine Schockwelle in beiden Körpern aus. Die dabei auftretenden Drücke erreichen mehrere hundert GPa und über-

1.2. BILDUNG UND STRUKTUR KOMPLEXER METEORITENKRATER

treffen damit bei weitem die Fließfestigkeit von Projektil und Ziel. Durch die Druckentlastung kommt es zur sofortigen Verdampfung des Projektils sowie zur Aufschmelzung und Verdampfung von Zielgesteinen. Diese Phase ist gekennzeichnet durch hohe Temperaturen, Drücke und Beschleunigungen innerhalb einer Zone von etwa der Größe des Projektils. Nachdem der Hochdruck aus dem Projektil gewichen und es somit verdampft ist, endet die Kontakt- und Kompressionsphase. Sie dauert je nach Projektilgröße, -material und -geschwindigkeit zwischen 1 und 100 ms. Nur für die allergrößten Einschläge dauert sie länger als eine Sekunde.

Die Aushöhlungsphase beginnt direkt im Anschluss an die Kontakt- und Kompressionsphase. Die Schockwelle breitet sich in etwa halbkugelförmig aus und versetzt das Material durch die anschließend einsetzende Schockentlastung in Bewegung. Der sich öffnende Krater ist um ein Vielfaches größer als das Projektil. Das Material wird in einer Art Vorhang herausgeschleudert und bedeckt dann die Umgebung des Kraters. Bereits in dieser Phase beginnt bei komplexen Kratern der Aufstieg des Zentralberges (Abb. 1.1). Am Ende dieser Phase entsteht durch die Aushöhlung der sogenannte transiente Krater. Diese Phase dauert deutlich länger als die erste Phase, mehrere Sekunden bis Minuten.

In der Modifikationsphase wird der Krater aufgrund der Gravitation instabil und bricht zusammen. Die Bewegung der Trümmernmassen nach außen kommt kurzzeitig zum Stillstand, dann können Teile davon wieder die steilen Kraterwände zurückfließen. Bei komplexen Kratern bildet sich die zentrale Aufwölbung aus und an den Kraterwänden entstehen terrassenartige Abstufungen durch Rutschung großer Blöcke. Nach der Modifikationsphase hat der Krater seine endgültige Gestalt angenommen, die generell folgendermaßen beschrieben werden kann (Melosh, 1989): Im Zentrum befindet sich ein aufgewölbter Berg, darum herum eine ringförmige Senke und außen die terrassierte Kraterwand. Bei größeren Kratern befindet sich im Zentrum statt des Berges eine ringförmige Erhebung („peak ring“). Bei noch ausgedehnteren Strukturen treten mehrere dieser Ringe auf, man spricht dann von Multi-Ring-Strukturen. Während der Zentralberg meist aus ursprünglich tiefer gelegenem, aufgestiegenem Material besteht, wird die ringförmige Senke häufig von Trümmergesteinen („fall back breccia“) bedeckt (Abb. 1.2). Die Brekziendecke kann sich auch über den Zentralberg erstrecken. Als „crater floor“, also Kraterboden, wird nicht diese allochthone Brekzie, sondern das darunter liegende, meist ebenfalls zerbrochene autochthone Gestein bezeichnet (Montanari & Koeberl, 2000).

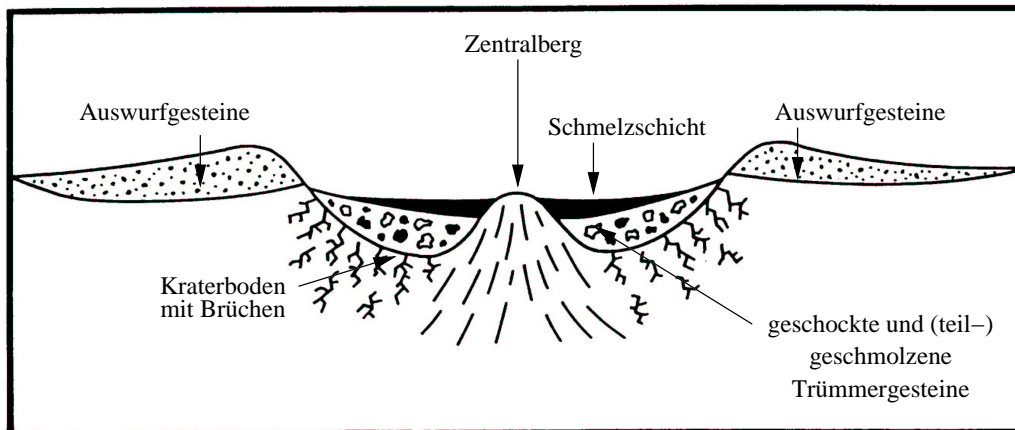


Abbildung 1.2: Vereinfachter schematischer Querschnitt durch einen komplexen Impaktkrater ohne Terrassen (modifiziert nach Montanari & Koeberl, 2000). Um den Zentralberg herum befindet sich eine ringförmige Mulde, die den Kraterboden bildet. Sie ist mit Trümmern und eventuell mit einer Schmelzschicht bedeckt. Die Kraterwand wird aus herausgeschleudertem Material gebildet.

1.3 Motivation und Zielsetzung

Der Bosumtwi-Krater ist aus einer Vielzahl von Gründen ein besonderer Krater. Mit einem Durchmesser von 10,5 km und einem Alter von 1,03 Ma ist er einer der größten jungen Krater auf der Erde. Er ist wegen seines geologisch jungen Alters so gut wie unzerstört und befindet sich in einem relativ gut zugänglichen Gebiet, so dass er die Möglichkeit bietet, einen terrestrischen Einschlagkrater in allen drei Dimensionen in nahezu seinem Originalzustand zu untersuchen. Er ist einer von heute nur drei bekannten Kratern, die ein Tektitfeld besitzen. Er befindet sich in einem Gebiet, das aus metamorphen Gesteinen besteht und wird damit als Einschlag in „hard rock“ angesehen. Das hat Konsequenzen für die Dimensionen des entstehenden Kraters, weil diese auch von der Beschaffenheit, genauer der Stabilität des Zielgesteins abhängen. Im Gegensatz zu vielen anderen Kratern (vgl. Kap. 6) war kein Wasser vorhanden, das Teile der Einschlagenergie hätte absorbieren oder die fertige Kraterform durch Auswaschungen hätte beeinflussen können. Somit repräsentiert der Bosumtwi-Krater einen Einschlag in trockenen „hard rock“, der Impakten auf dem Mond und anderen wasser- bzw. eisfreien Körpern im Sonnensystem vergleichbar ist. Erst später hat sich in dem Krater ein See gebildet. Weder Zu- noch Abflüsse sind vorhanden, so dass dieser See ein abgeschlossenes System darstellt. Die abgelagerten Seesedimente (Postimpakt-Sedimente) speichern hochauflösend Klimainformationen der letzten 1 Ma für

den Bereich des westafrikanischen Monsunregens und die von Dürre geprägte Sahelzone.

Eine Reihe von Untersuchungen hat seit dem frühen 20. Jahrhundert am und im Bosumtwisee stattgefunden (s. Kap. 2). Trotzdem gab es bis vor kurzem keine Erkenntnisse über die tiefere Struktur des Kraters. Die aus der Beobachtung anderer Krater geforderte komplexe Struktur mit dem Zentralberg war nicht nachgewiesen.

Impaktkrater zeigen seismische, gravimetrische und magnetische Anomalien, so dass die entsprechenden geophysikalischen Methoden geeignet sind, die tiefere Struktur des Kraters zu erkunden. Diese Untersuchungen werden seit 1999 in einem deutsch-ghanaischen Gemeinschaftsprojekt durchgeführt. Beteiligt sind auf deutscher Seite die Universitäten Kiel, Frankfurt a.M. und München, auf ghanaischer Seite die Universität Kumasi. Die Bearbeitung und Interpretation der Potentialfelddaten ist in der Hand der Gruppen aus Frankfurt, München und Kumasi. Für die seismische Datenakquisition und -bearbeitung ergab sich die Möglichkeit zu einer Kooperation mit einer US-amerikanischen Gruppe von der Syracuse University, New York. Diese Gruppe untersucht die Postimpakt-Sedimente mit seismischen Methoden und anhand von Sedimentkernen im Hinblick auf paläo-klimatische Fragestellungen. In der vorliegenden Arbeit werden die seismischen Messungen und Ergebnisse dargestellt. Schwerpunkt ist die Bestimmung der Untergrundstruktur sowie gesteinsphysikalischer Parameter mit Hilfe von Standardmethoden. Eine endgültige Verbindung der seismischen Ergebnisse zu den Potentialfeldmessungen kann erst nach deren kompletter Bearbeitung erfolgen.

Eine detaillierte Beschreibung des Lake-Bosumtwi-Kraters wird in Kapitel 2 gegeben. In den Kapiteln 3 und 4 werden die durchgeführten Messungen und die seismische Datenbearbeitung beschrieben. Die Ergebnisse folgen in Kapitel 5, ein Vergleich mit anderen Impaktstrukturen in Kapitel 6. Das Kapitel 7 beinhaltet numerische Modellierungen eines Meteoriteneinschlages, für die die Erkenntnisse aus den geophysikalischen Untersuchungen als Randbedingungen verwendet werden. Eine Schlussbetrachtung folgt in Kapitel 8.

Kapitel 2

Der Bosumtwi-Impaktkrater

Der Bosumtwi-Meteoritenkrater befindet sich in Ghana, Westafrika, auf $6^{\circ}30'$ N und $1^{\circ}25'$ W. Er hat einen Durchmesser von ca. 10,5 km und ist im Innern fast vollständig durch den Bosumtwi-See gefüllt, der einen Durchmesser von etwa 8 km aufweist. Die Kraterwände erheben sich bis zu 300 m über den See. Wegen seines geologisch jungen Alters von 1,07 Ma ist der Krater weder tektonisch zerstört noch erodiert. Wasser hat in der mittelgebirgsähnlichen Region keine Rolle bei der Ausbildung des Kraters gespielt. Zu- und Abflüsse zum See sind nicht vorhanden. Somit ist der Krater nahezu unversehrt erhalten. Ausgiebige saisonale Regenfälle führen lediglich zu starker Verwitterung der Oberflächengesteine.

Durch seine auffällige trichterförmige Struktur war die Entstehung des Bosumtwi-Kraters lange Zeit umstritten. In der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts gab es bereits die Hypothese einer Entstehung durch Meteoriteneinschlag, als das Fehlen vulkanischer Gesteine festgestellt wurde (Mac Laren, 1931). Daneben gab es trotzdem die Meinung, der Krater sei vulkanischen oder kryptovulkanischen Ursprungs (Junner, 1937) sowie die Auffassung, der Trichter sei das Produkt eines Absenkungsprozesses (Kitson, 1916). Der deutsche Geologe Herbert Rohleder konstatierte Ähnlichkeiten zum Nördlinger Ries, das damals auch noch als alter und mittlerweile inaktiver Vulkan gedeutet wurde (Rohleder, 1934). Die Ähnlichkeiten bezogen sich auf die Brekzien bzw. auf die bereits bekannten Suevite aus dem Ries und die bimsähnlichen Agglomerate des Bosumtwi-Kraters. Erst in den 60er Jahren des vorigen Jahrhunderts gab es weiterführende Studien. Dabei wurden Coesit, eine Hochdruckmodifikation von Quarz, und Nickel-reiche Eisenkugeln sowie Baddeleyit, ein Hoch-Temperatur Derivat von Zirkon, in Glaskugeln vom Krater entdeckt (El Goresy, 1966; El Goresy *et al.*, 1968). Auch Suevit, ähnlich dem vom Ries, wurde gefunden (Woodfield, 1966; Moon & Mason, 1967). All diese Entdeckungen stützten die Hypothese von einer Entstehung durch einen Impakt.

2.1 Geologie des Einschlaggebietes und Tektite

Der Bosumtwi-Krater befindet sich in einem Gebiet, das aus 2,1-2,2 Ga alten, partiell metamorphen und kristallinen Gesteinen der Birim-Hauptgruppe besteht. Ausserdem treten in dem Gebiet noch klastische Sedimente der Tarkwa-Gruppe, die als Schuttablagerung der Birim-Gesteine gelten, sowie einige granitische Intrusionen auf (Junner, 1937; Leube *et al.*, 1990). Die in Abb. 2.1 dargestellten Metasedimente der unteren Birim-Gruppe bestehen hauptsächlich aus Grauwacken, Phylliten und Quartziten. Die Birim-Formation streicht in nordost-südwestlicher Richtung und fällt fast vertikal nach Nordwest oder Südost ein. In der Gegend des Kraterwalls treten Störungen auf, die zu Abweichungen von diesen vorherrschenden Streich- und Fallrichtungen führen. Diese Abweichungen stehen vermutlich mit der Kraterbildung in Zusammenhang. Das gilt auch für die Entstehung der jüngeren Gesteine in dem Gebiet, die Sedimente des Bosumtwi-Sees sowie Böden und Brekzien (Jones *et al.*, 1981; Reimold *et al.*, 1998). Die auftretenden Brekzien sind wahrscheinlich teilweise das Produkt von Lateritbildung und sekundären Gesteinsbewegungen, die durch Witterungseinflüsse in topografisch unruhigem Gebiet hervorgerufen werden (Reimold *et al.*, 1998). Die Impaktbrekzien werden aufgrund ihrer Zusammensetzung und Textur in drei Gruppen unterteilt (Jones *et al.*, 1981):

Die erste Gruppe besteht aus einheitlichen Gesteinen, deren Zerstörungsgrad stark variiert. Sie repräsentieren Brekzien, die in situ zerrüttet wurden, ohne dass sie als ganzes transportiert wurden (autochthon). Eine zweite Brekzienart besteht aus mehreren Gesteinskomponenten, die teilweise konsolidiert sind und möglicherweise weiter transportierte Trümmergesteine repräsentieren (allochthon). Die dritte Gruppe, deren Häufigkeit am geringsten ist, besteht aus Suevit, einer Impaktbrekzie mit glasigen oder kristallinen Schmelz-Einschlüssen. Der Suevit repräsentiert durch die Einschlagexplosion ausgeworfenes Material des Zielgebietes mit einer weiten Reihe von schockmetamorphen Erscheinungen. Der Bosumtwi-Suevit tritt in Blöcken bis zu mehreren Metern Größe, aber auch ungleichmäßig verteilt in kleinräumigen Ablagerungen auf, die teilweise von starker Vegetation bedeckt sind (Jones *et al.*, 1981).

Eine Besonderheit des Bosumtwi-Kraters ist, dass er als Quelle eines Tektitfeldes, des Elfenbeinküste-Tektitfeldes, identifiziert wurde. Tektite werden bei Hochgeschwindigkeits-Einschlägen aus Schmelzen von oberflächennahen, vorwiegend sedimentären Gesteinen des Zielgebietes gebildet (Koeberl, 1994). Deshalb stellt sich bei ihrer Entdeckung die Frage nach dem Krater, der gleichzeitig entstanden sein muss. Von den drei Tektitfeldern mit nachgewiesenen Ursprungskratern sind das Moldavit-Streufeld mit dem Nördlinger Ries sowie das Nordamerikanische Streufeld mit dem Chesapeake-Bay-Krater an der Ostküste der USA in Verbindung gebracht worden. Der zum austral-asischen Tektitfeld gehörende Krater ist dagegen noch nicht gefunden. Die Elfenbeinküste-Tektite sind bereits seit 1934 aus einem 40 km² großen Gebiet an der Elfenbeinküste bekannt (Lacroix,

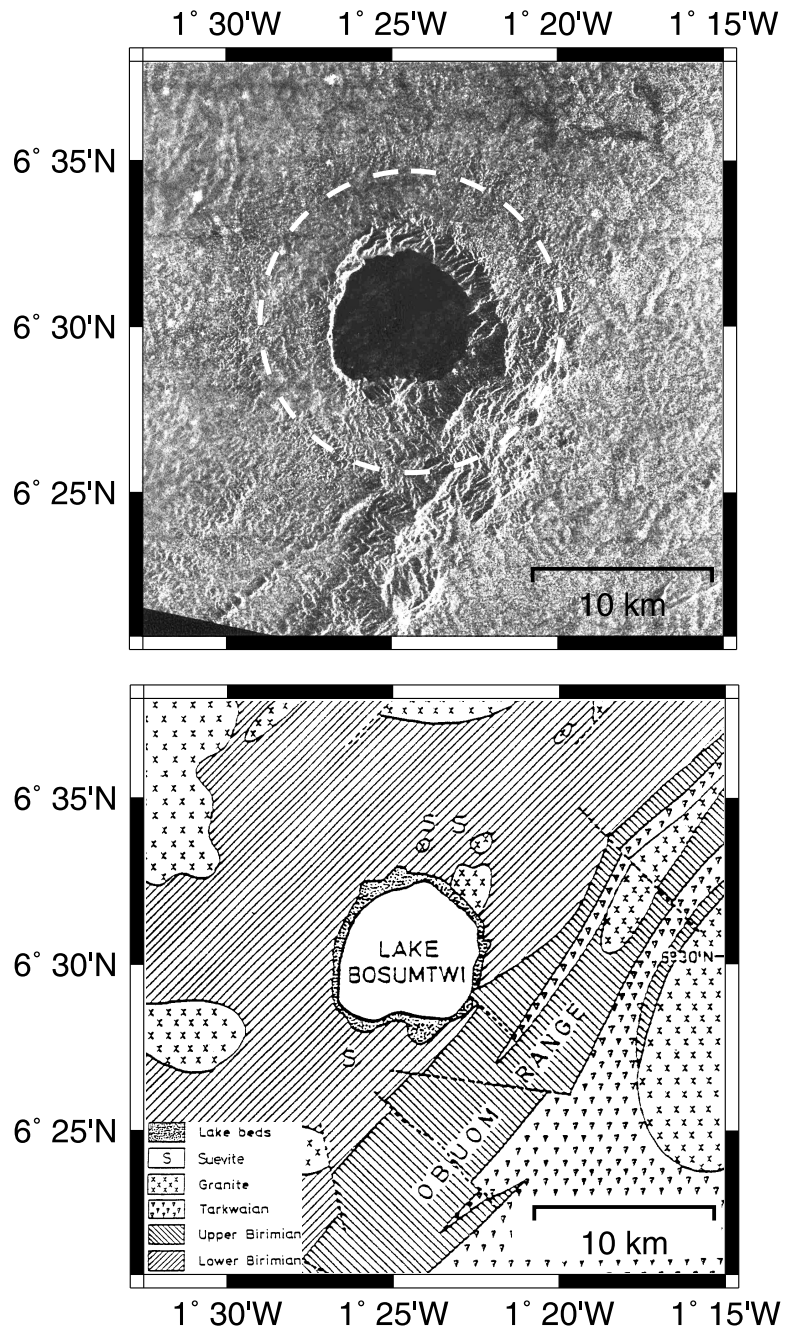


Abbildung 2.1: Radarbild (oben) und Geologie (unten, modifiziert nach Jones et al. 1981) des Bosumtwi-Gebietes.

1934). Später wurden mehr Tektite gefunden (Gentner, 1966) und mit Mikrotektiten in Tiefseekernen aus dem Atlantik vor der westafrikanischen Küste (Glass, 1968) in Verbindung gebracht. Eine Reihe von Untersuchungen widmete sich dem Nachweis, dass der Krater und die Tektite während desselben Ereignisses gebildet wurden. Während das Alter der Tektite und verschiedener Kratergesteine übereinstimmend auf $1,07 \pm 0,05$ Ma datiert werden konnte (Koeberl *et al.*, 1997), ist ein eindeutiger Nachweis des Zusammenhanges durch chemische Zusammensetzung und Isotopenverteilung nicht möglich. Die Häufigkeit des Sauerstoffisotops ^{18}O in den Tektiten stimmt zwar mit den Häufigkeiten der Metasedimente und Granite vom Bosumtwi-Krater überein. Ebenso liegen die Häufigkeiten der Strontium- und Neodymium-Isotopen der Tektite in dem Bereich der Kratergesteine, weisen aber nicht so hohe Schwankungen auf (Koeberl *et al.*, 1998). Das heisst, dass die Tektite zwar durchaus eine Mischung der Bosumtwigesteine repräsentieren könnten, in diesem Fall wären aber die in den Kratergesteinen auftretenden Unterschiede in den Tektiten wegen der Homogenisierung während des Aufschmelzens und Kondensierens nicht mehr vorhanden. Zusammen mit den Altersbestimmungen und umfangreichen Untersuchungen der chemischen Zusammensetzung und Isotopen-Zusammensetzung der Tektite und der Kratergesteine (Schnetzler *et al.*, 1967; Shaw & Wasserburg, 1982), insbesondere auch der suevischen Gläser, gilt es als sicher, dass der Bosumtwi-Krater die Quelle des Elfenbeinküste-Tektitfeldes darstellt.

2.2 Morphologie und Struktur des Kraters

Die Topografie des Bosumtwi Impaktkraters ist in Abb. 2.2 dargestellt. Neben der zentralen Struktur mit dem Kraterwall, dessen Wände sich bis zu 300 m über den See erheben, ist das im Südosten liegende Obuom Gebirge die dominierende Struktur. Um die Kraterwände herum ist besonders im Norden und Nordosten eine ringförmige leichte Absenkung des Gebietes sowie eine zweite ringförmige, weniger hohe Erhebung mit etwa dem doppelten Durchmesser des Kraters zu erkennen. Diese zeigt sich auch auf dem Satelliten-Radarbild (Abb. 2.1), ihre Entstehung ist jedoch unklar.

Meteoritenkrater zeigen geophysikalische Anomalien sowohl bei Potentialfeldmessungen (Gravimetrie, Magnetik) als auch bei seismischen Untersuchungen (Pilkington & Grieve, 1992). Diese sind zwar nicht geeignet, einen Meteoriteneinschlag als Ursache einer verdächtigen Struktur nachzuweisen, aber geophysikalische Messungen können dazu dienen, den im Untergrund verborgenen Teil eines Meteoritenkraters oder komplett vergrabene Strukturen zu untersuchen. Im Falle des Bosumtwi-Kraters handelte es sich bei den ersten geophysikalischen Untersuchungen um aeromagnetische sowie gravimetrische Messungen an Land (Jones *et al.*, 1981). Die gemessene, zentrale magnetische Anomalie wurde als Anzeichen für eine Schicht zurückgefallener Brekzien interpretiert. Die gravimetrischen

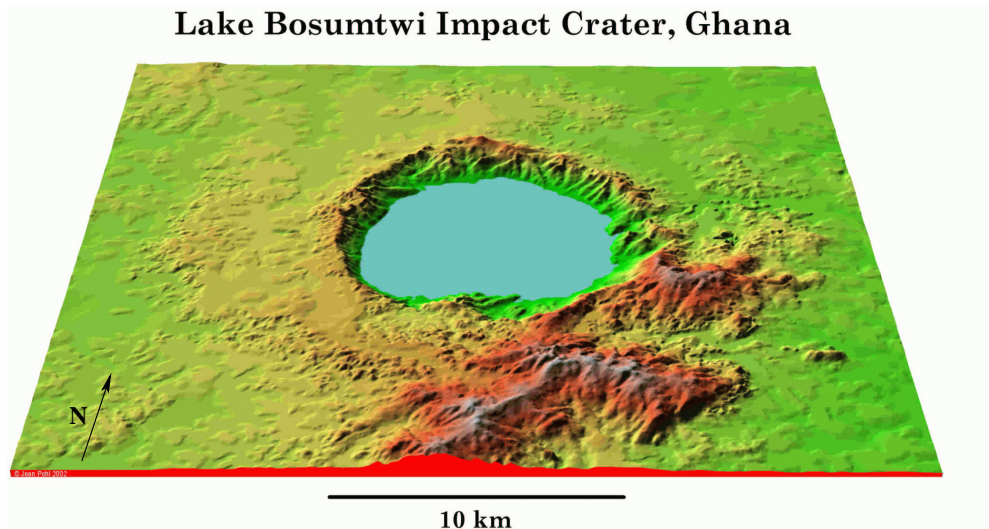


Abbildung 2.2: Die Topografie des Bosumtwi-Kraters aus einem digitalen Geländemodell (zur Verfügung gestellt von J. Pohl, München).

Messungen sind auf das Land beschränkt und erlauben somit keine Rückschlüsse auf die Beschaffenheit des zentralen Untergrundes. Der von Jones vorgeschlagene Querschnitt durch die Kraterstruktur mit dem möglichen Zentralberg, wie ihn Meteoritenkrater auf der Erde bei Durchmessern größer als 4 km zeigen, blieb damit hypothetisch. Ebenso wenig gab es Beweise für die von ihm postulierten Gasablagerungen im See (Jones, 1983).

Eine weitere aeromagnetische Untersuchung fand 1997 in 70 m Flughöhe statt. Eine zentrale Anomalie von ca. 25 nT wurde festgestellt (Plado *et al.*, 2000). Gleichzeitig wurden Gesteinsproben vom Krater magnetisch untersucht. Ein Untergrundmodell zur Erklärung der Anomalie wurde abgeleitet. Der Störkörper, der die Anomalie erzeugt, liegt in Tiefen zwischen 200 m und 600 m unter dem See und weist eine deutlich höhere Magnetisierung auf als die außerhalb des Kraters auftretenden Suevite. Ein solches Modell könnte auch einen Schmelzkörper im zentralen Untergrund erklären.

Als Voruntersuchung für die geplante reflexionsseismische Untersuchung des Kraters fand im Jahr 1999 eine Vermessung mit einem Sedimentecholot statt. Dabei wurde ein CHIRP-System verwendet, das im Frequenzbereich von 4 bis 10 kHz arbeitet (Brooks *et al.*, 2001). Im Zentrum des Sees sind in einem etwa 2 km breiten Bereich bis in eine Tiefe von etwa 40 m unter dem Seeboden sehr deutlich kontinuierliche Reflektoren zu erkennen, während in den Randbereichen Gasvorkommen die Abbildung der Sedimentstrukturen verhindern (Abb. 2.3). Der Seeboden zeigt geringe Änderungen in der Steigung, die möglicherweise niedrigere frühere Wasserstände im See repräsentieren.

2.2. MORPHOLOGIE UND STRUKTUR DES KRATERS

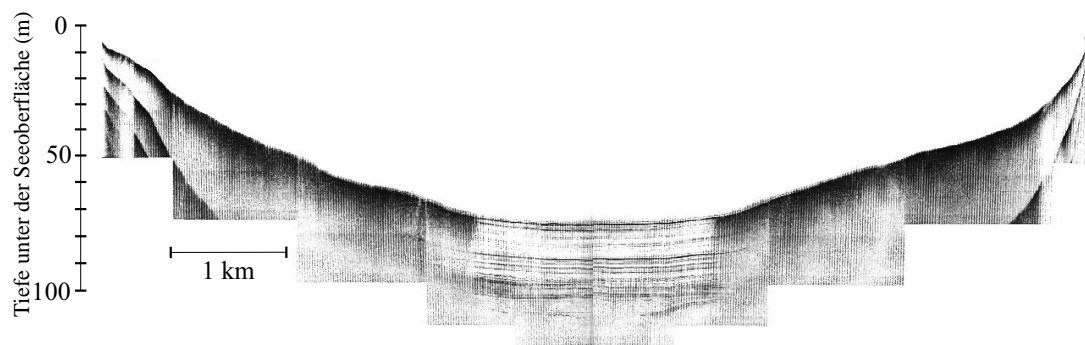


Abbildung 2.3: *Sedimentecholotprofil (zur Verfügung gestellt von C.A. Scholz, Syracuse, USA). Das Profil verläuft in nordwest-südöstlicher Richtung, in etwa so wie das seismische Profil 1 (s. Kap. 3.1, Abb. 3.1). Nur im Zentrum des Sees wird die Schichtung der Sedimente bis in etwa 40 m Tiefe abgebildet. In den Randbereichen gibt es diffuses Signal, das auf gashaltige Sedimente zurückgeführt wird.*

Kapitel 3

Durchgeführte Messungen

3.1 Seismische Messungen

Die Aufnahme der beiden Weitwinkel-Profile (Abb. 3.1) erfolgte während zweier getrennter Messkampagnen 1999 und 2001. Als Quelle wurde jeweils eine 0,85 Li-

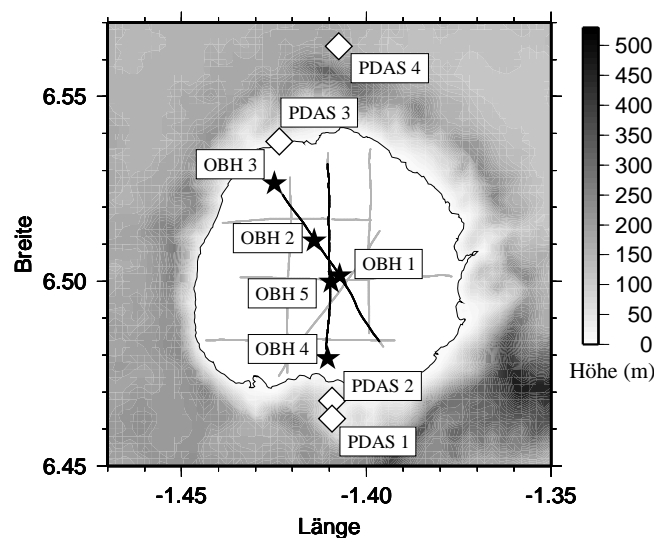


Abbildung 3.1: Lage der MCS-Profile (hellgrau), der Weitwinkelprofile (schwarz) sowie der OBH- (Sterne) und PDAS-Stationen (Quadrate). Das nordwestlich-südöstlich verlaufende OBH-Profil ist Profil 1, das Profil in Nord-Süd-Richtung ist Profil 2. Die Topografie (Höhe in m über dem See) der Umgebung ist in Grautönen unterlegt.

ter Airgun verwendet, die in 2 m Tiefe geschleppt wurde. Auf der Empfängerseite wurden jeweils Ozean-Boden-Hydrophone (OBH) vom Forschungszentrum für marine Geowissenschaften (GEOMAR), Kiel, verwendet. Während der zweiten Messung 2001 kamen zusätzlich PDAS-Landseismometer zum Einsatz.

Profil 1 (1999) verläuft auf einer Länge von etwa 6,5 km in nordwest-südöstlicher Richtung mit den OBH 1, 2 und 3. Das Schussintervall beträgt 10 Sekunden, was einem durchschnittlichen Schusspunktabstand von 20 Metern entspricht. Auf Profil 2 (Nord-Süd) beträgt der durchschnittliche Schusspunktabstand 30 m über eine Distanz von ebenfalls etwa 6,5 km. Dabei wurden die OBH Stationen 4 und 5 sowie die vier PDAS-Seismometer als Empfänger eingesetzt. Wie man anhand der grau unterlegten Topografie und der Höhenlinien in Abb. 3.1 erkennen kann, befinden sich die PDAS-Stationen 1 bis 3 innerhalb, die Station 4 außerhalb des Kraters.

Neben den OBH-Profilen stand für die Auswertung ein Satz von mehrkanaligen reflexionsseismischen Profilen (Scholz *et al.*, 2002) (multichannel seismic, MCS) zur Verfügung. Dabei wurde eine Mini-GI Airgun mit einem Kammervolumen von 0,65 Liter als Quelle verwendet. Als Empfänger diente ein 600 m langer Streamer, mit dem insgesamt acht Profile mit jeweils 24 facher Überdeckung registriert wurden. Zwei dieser Profile sind mit den Weitwinkelprofilen identisch, die anderen sind zusätzlich in Abb. 3.1 zu sehen.

3.2 Gravimetrische Messungen

Die gravimetrischen Messungen wurden in zwei Abschnitten 1999 an Land und 2001 auf dem See durchgeführt. Am Ufer des Bosumtwi-Sees und in der Umgebung außerhalb und innerhalb des Kraters wurden 163 Gravimeterpunkte mit dem LaCoste-Romberg-Gravimeter G 256 des geophysikalischen Instituts München vermessen (Abb. 3.2). Der zeitliche Gang des Gravimeters wurde durch Wiederholungsmessungen an einer Hauptbasis und an Hilfsbasispunkten in Abständen von maximal 2 Stunden bestimmt. Wegen des meist schwer zugänglichen Geländes befinden sich die meisten Messpunkte entlang von Straßen und Wegen. Im südöstlich des Kraters gelegenen Obuom Range Gebirge befinden sich keine Messpunkte.

Im Herbst 2001 wurden auf dem See 17 Profile in Nord-Süd bzw. Ost-West-Richtung mit dem LaCoste-Romberg Air-Sea Gravimeter S-124 des GeoForschungs-Zentrum Potsdam (GFZ) vermessen. Gleichzeitig wurde mit einem handelsüblichen Echolotsystem von Garmin die Seetiefe kartiert, die für die weiteren Korrekturen benötigt wird.

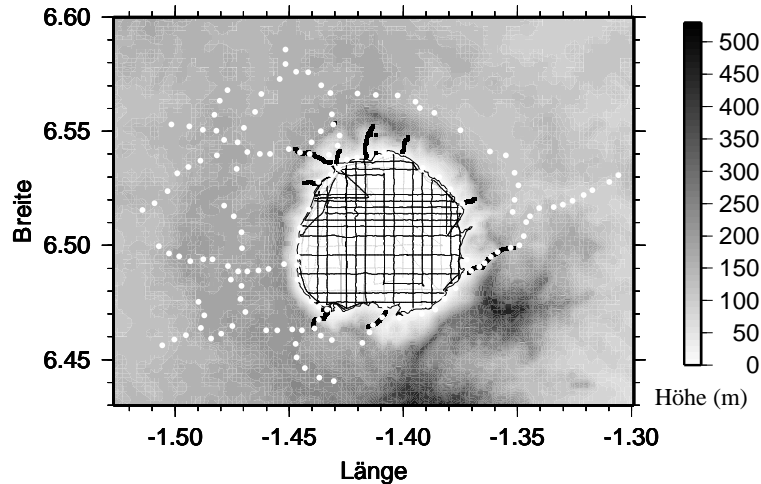


Abbildung 3.2: Gravimetrieprofile (grau) und -messpunkte (weiss) und Magnetikprofile und -messpunkte (schwarz). Die Topografie (Höhe in m über dem See) der Umgebung ist in Grautönen unterlegt.

3.3 Magnetische Messungen

Magnetische Messungen wurden ebenfalls an Land und auf dem See durchgeführt (Abb. 3.2). Dabei kam jeweils ein GEM GSM-19TG3 Magnetometer/Gradiometer zum Einsatz. Gleichzeitig wurden die Tagesvariationen von einer Basisstation am Ufer des Sees registriert. Die bisher vermessenen Profile an Land befinden sich alle innerhalb des Kraters, das Netz von Profilen soll aber noch erweitert werden. Während der Profilmessungen auf dem See wurde zusätzlich die Seetiefe kartiert, um den vorhandenen Bathymetrie-Datensatz zu erweitern. Aus diesem Grund wurden die Profile zwischen die Gravimetrie-Profile gelegt.

In Kombination mit den jeweiligen Messungen an Land ergeben sich großflächige Datensätze sowohl für die Gravimetrie als auch für die Magnetik. Außerdem liegt ein detaillierter bathymetrischer Datensatz vor, der für Korrekturen und Modellierungen herangezogen werden kann (Abb. 3.3).

3.3. MAGNETISCHE MESSUNGEN

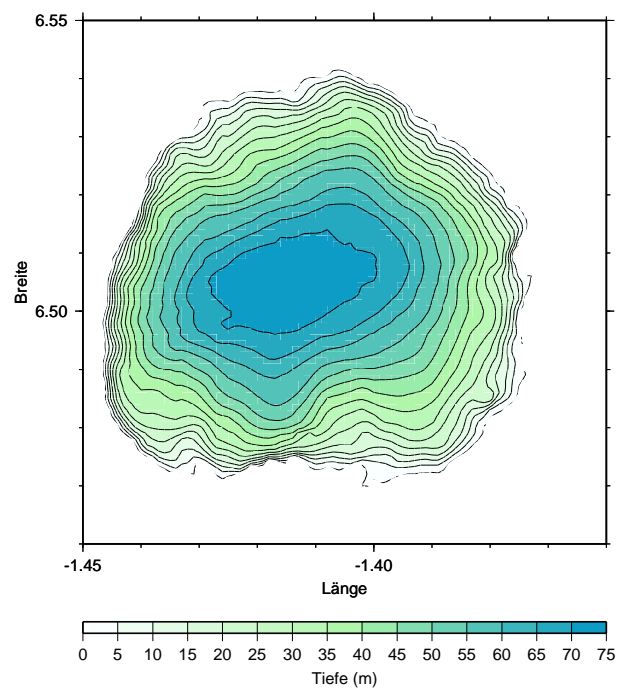


Abbildung 3.3: *Bathymetrie des Bosomtwi-Sees. Die maximale Tiefe beträgt 74 m.*

Kapitel 4

Seismische Datenbearbeitung

4.1 Datenaufbereitung

Für die OBH-Daten von Profil 1 mussten zunächst Schuss-Empfänger Entfernungen aus der Laufzeit der direkten Wasserwelle berechnet werden. Zur Schwächung stark störender Bubble-Schwingungen und zur Herausarbeitung einzelner Einsätze wurden auf alle Weitwinkel-Datensätze außerdem Bandpass Filter, Vorhersage-Dekonvolution und „automatic gain control“ (AGC) angewendet. Zur Darstellung wurde der Bereich vor dem Ersteinsatz auf Null gesetzt (Mute). Für alle Seismogrammdarstellungen gilt, dass negative Offsetwerte Schusspositionen südöstlich (im Falle von Profil 1) bzw. südlich (im Falle von Profil 2) des jeweiligen Empfängers repräsentieren. Entsprechend zeigen positive Offsetwerte an, dass die Schusspositionen nordwestlich (Profil 1) bzw. nördlich (Profil 2) des jeweiligen Empfängers liegen (vgl. Abb. 3.1). Abb. 4.1 zeigt ein Datenbeispiel von OBH 1. Der Ersteinsatz verläuft im positiven Offsetbereich mit einer durchschnittlichen Scheingeschwindigkeit von etwa 3 km/s nicht linear, was bereits als Hinweis auf eine komplexe Untergrundstruktur gewertet werden kann. An der OBH-Position ist bei Laufzeiten von etwa 0.25 s und 0.3 s ein Reflexionseinsatz zu erkennen, weitere Einsätze sind im komplexen Reflexionsmuster nicht eindeutig auszumachen. Im Vergleich dazu erscheint die Datenqualität des zweiten Profils (Abb.4.2) etwas schlechter. Zum einen wurden hier die OBH am Seeboden zur einfacheren und sichereren Bergung mit Seil und Schwimmbojen versehen, was sich in den Rohdaten an tieffrequentem Rauschen widerspiegelt. Desweiteren gab es technische Probleme mit der Druckluft, so dass einerseits der Schusspunktstand größer war, andererseits nicht alle Schüsse mit konstantem Druck abgegeben werden konnten. Trotzdem sind auch in diesem Datensatz die beschriebenen Einsätze deutlich zu erkennen.

Ein Datenbeispiel der gleichzeitig aufgezeichneten Landdaten ist in Abb. 4.3 zu sehen. Der Ersteinsatz hat wiederum eine Scheingeschwindigkeit von etwa 3 km/s, ist aber nicht kontinuierlich als ein Einsatz zu verfolgen, sondern besteht aus drei

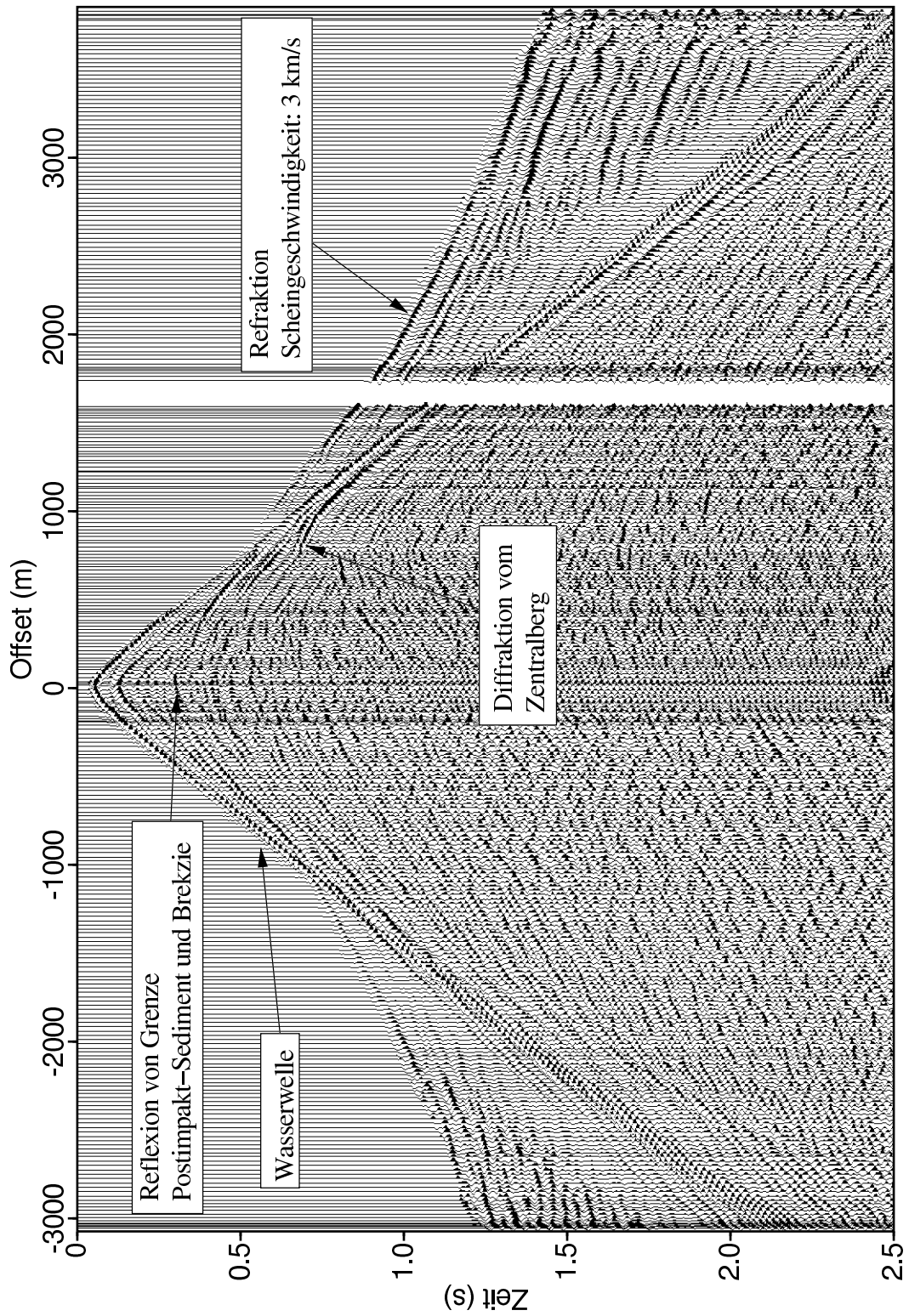


Abbildung 4.1: Datenbeispiel Profil1, OBH 1 (zur Position vgl. Abb. 3.1).

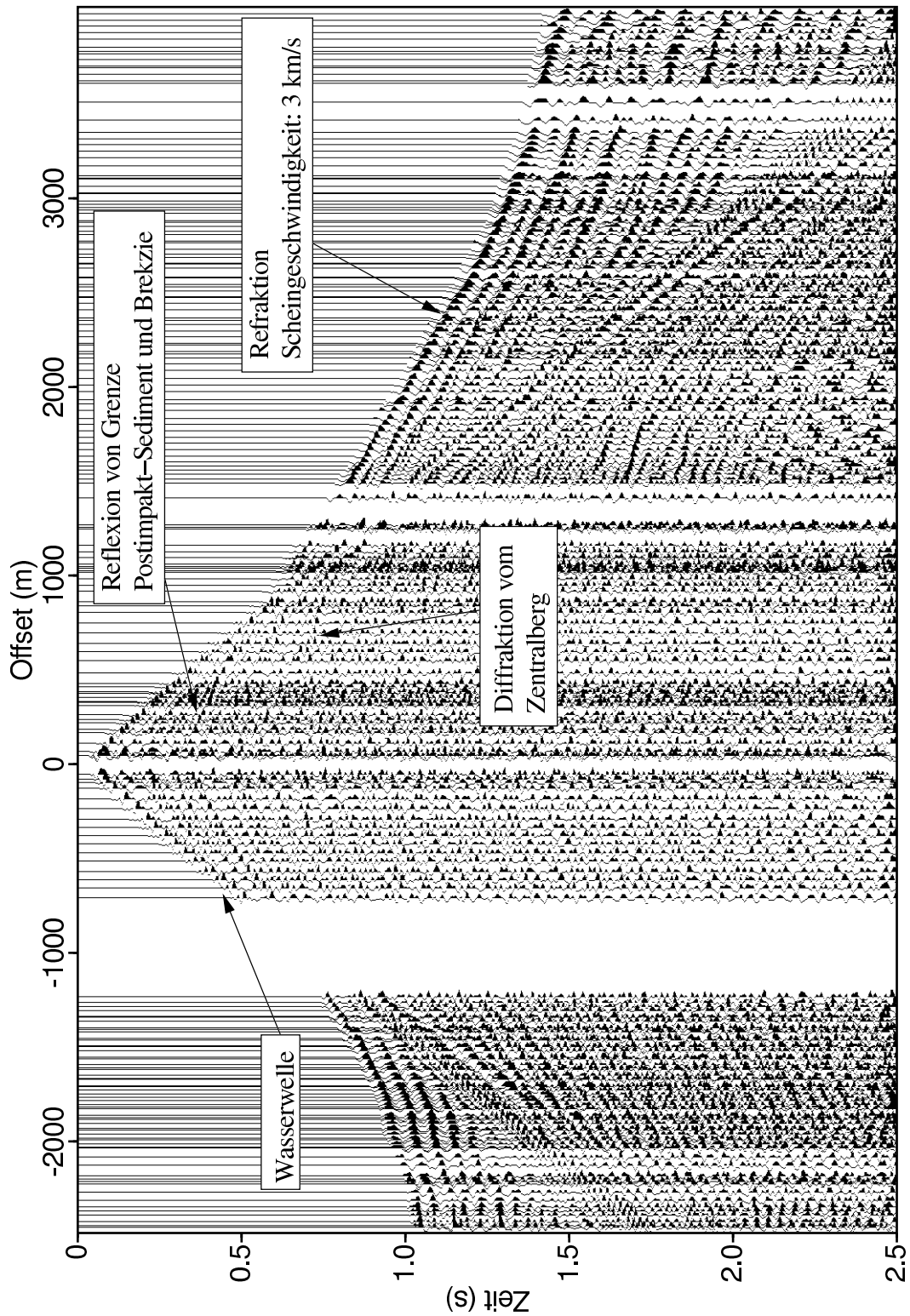


Abbildung 4.2: Datenbeispiel Profil 2, OBH 5 (zur Position vgl. Abb. 3.1).

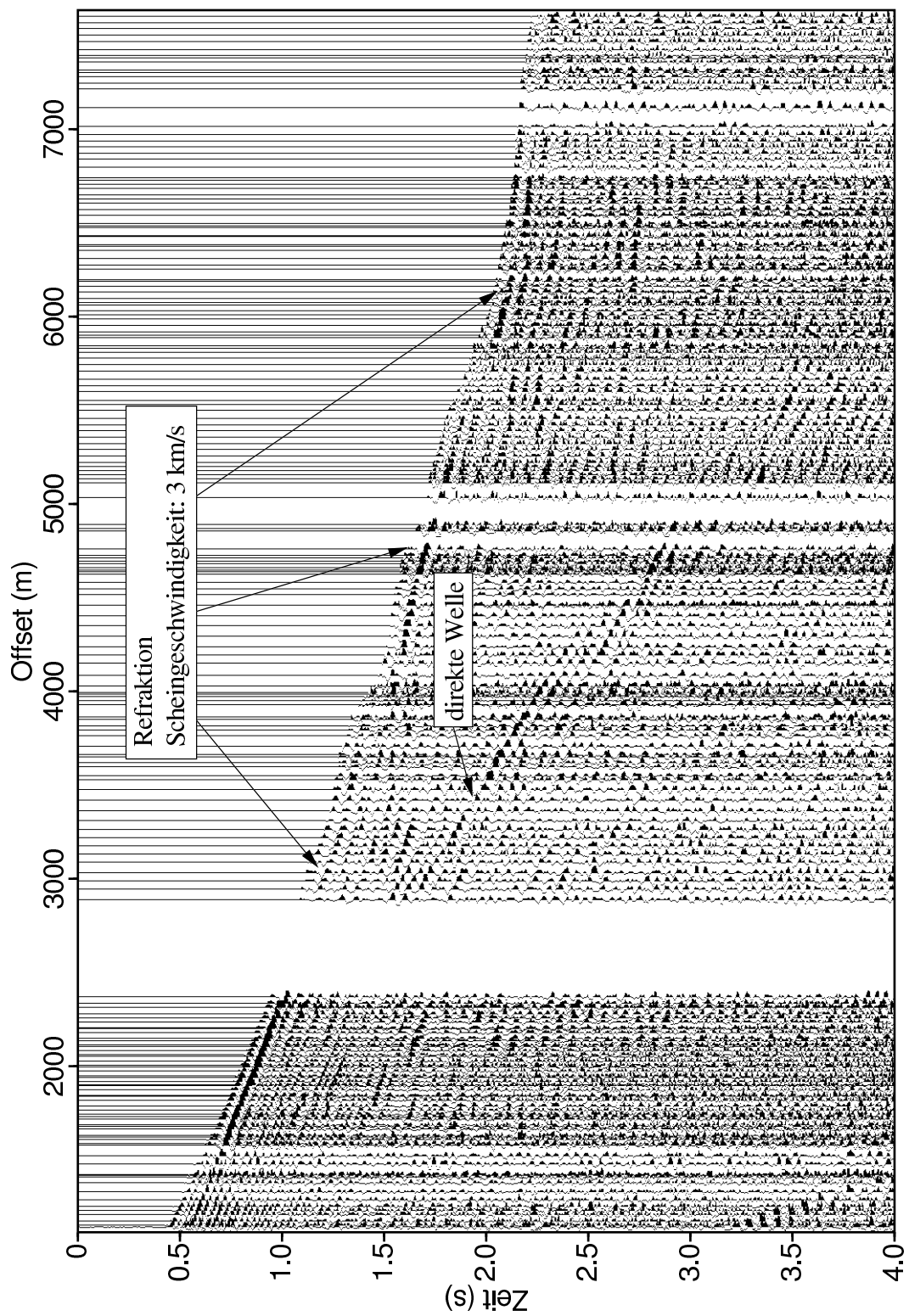


Abbildung 4.3: Datenbeispiel Profil 2, Landstation PDAS 2 (zur Position vgl. Abb. 3.1).

Teilen in den Abschnitten bis 4000 m, zwischen 4000 m und etwa 5800 m und ab 5900 m. Die direkte Welle weist durch den teilweisen Verlauf “an Land” eine etwas über der Wassergeschwindigkeit liegende Scheingeschwindigkeit von knapp 1.6 km/s auf. Die maximale Entfernung zwischen Schuss und Empfänger liegt bei den vier Stationen zwischen 6,7 km und 9,45 km und damit deutlich höher als bei den OBH-Daten.

Die zur Verfügung gestellten MCS Daten waren bereits standardmäßig prozessiert. Im einzelnen wurden Bandpass Filterung, Geschwindigkeitsanalyse, AGC, Stapelung, Dekonvolution (post-stack) und Finite Differenzen Zeitmigration durchgeführt. Das in dieser Arbeit vorgestellte Geschwindigkeits-Tiefen-Modell wurde für die spätere Umrechnung der Laufzeit in Tiefe verwendet (Karp *et al.*, 2002). Das MCS-Profil, das dem OBH-Profil 1 entspricht, ist in Abb. 4.4 zu sehen. Im zentralen Bereich mit guter Signaleindringung (gekennzeichnet durch die vertikalen Linien) zeichnet sich unter den Sedimenten eine aufgewölbte Struktur ab.

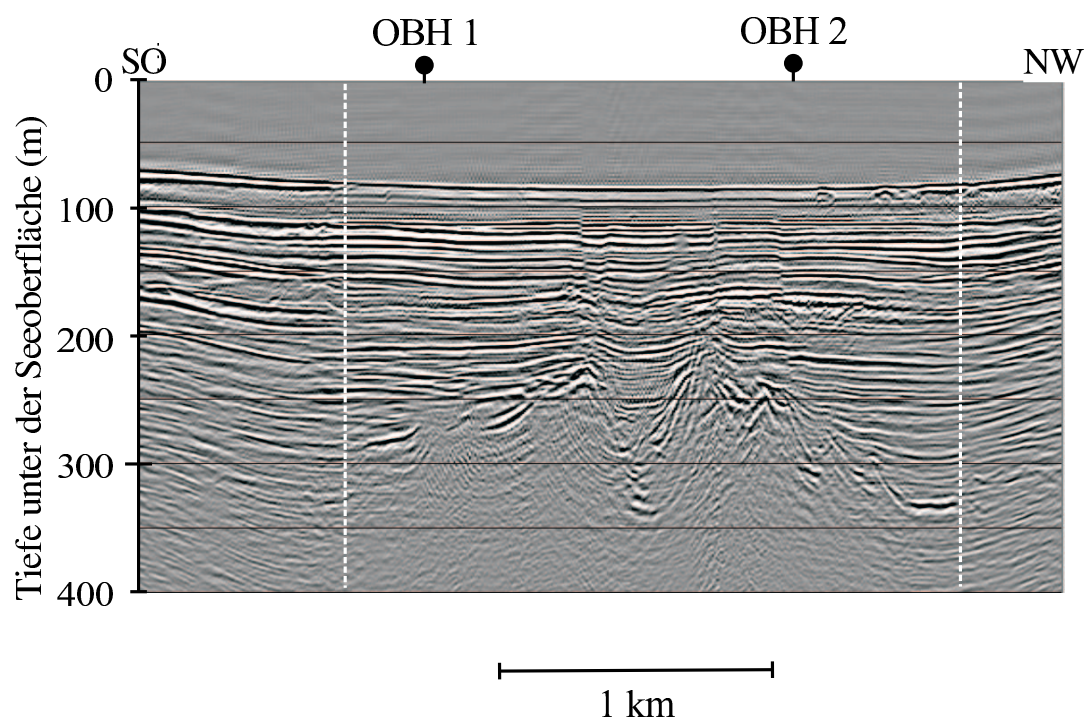


Abbildung 4.4: Reflexionsseismisches Profil nach der Umrechnung von Laufzeit in Tiefe (modifiziert nach Karp *et al.*, 2002). Die Position der OBH 1 und 2 ist eingezeichnet. Die vertikalen Linien markieren den zentralen Bereich mit sehr guter Signalqualität. In den Randbereichen des Sees verhindern Gasvorkommen die Eindringung der seismischen Energie in den Untergrund und damit die Abbildung der Struktur.

4.2 Raytracing und Laufzeit-Inversion

Die Interpretation der Weitwinkel-Profile und der entsprechenden MCS-Daten wurde parallel durchgeführt, um einerseits das bessere Auflösungsvermögen der MCS-Daten und andererseits die größere Reichweite der OBH- und PDAS-Daten auszunutzen. Die Ableitung eines Geschwindigkeits-Tiefen-Modells erfolgte in zwei Schritten (Abb. 4.5). Zuerst wurde mit der Methode des Raytracing ein

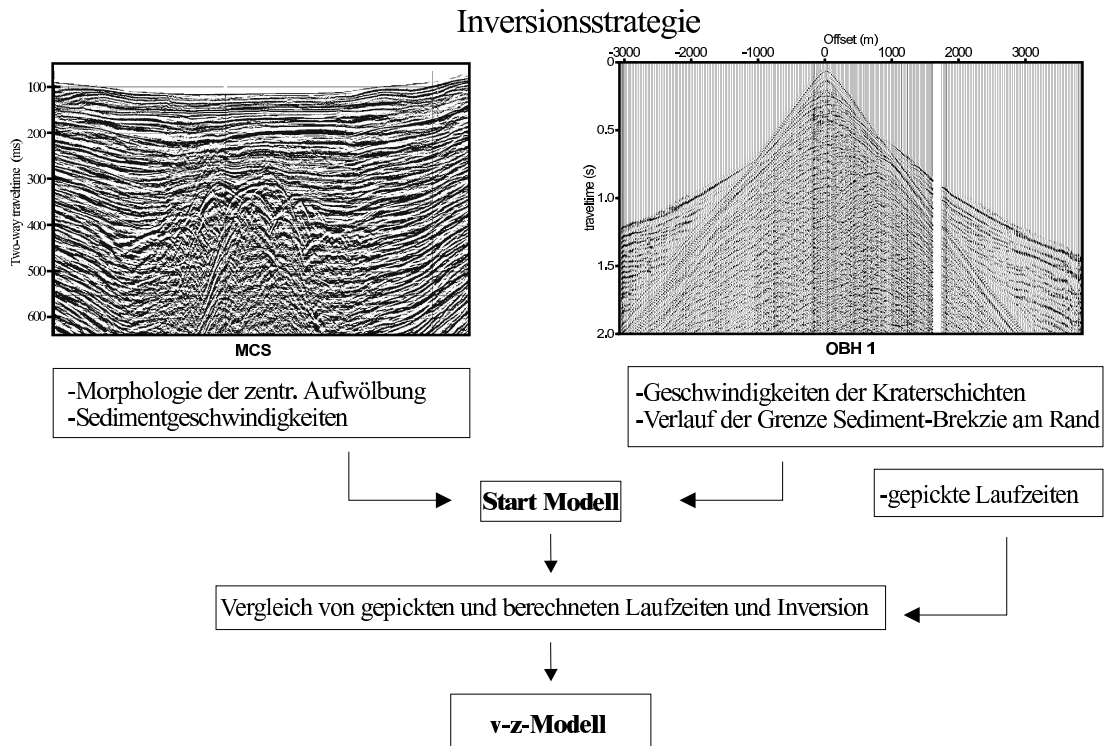


Abbildung 4.5: Strategie bei der Inversion der Weitwinkeldaten. Das Startmodell benötigt Schichtmächtigkeiten und seismische Geschwindigkeiten. Nähere Erläuterungen im Text.

Startmodell getestet, das aus drei Schichten (Wasser, Postimpakt-Sedimente, Kratergestein) bestand. Der Begriff Kratergestein wird hier nicht für Impaktite, sondern zur strukturellen Unterscheidung zwischen Postimpakt-Sedimenten und den zum Krater gehörenden Gesteinen verwendet. Er bezeichnet die oberste Schicht, die strukturell zum Krater gehört, unabhängig von der tatsächlichen Lithologie. Die Grenze zwischen den Postimpakt-Sedimenten und der obersten Kraterschicht wird als „Kratergrenze“ bezeichnet.

Die Position von OBH 1 im Zentrum des Sees wurde für Profil 1 als horizontaler Referenzpunkt gewählt und die Offsetwerte der anderen Seismogramme um die entsprechende Differenz verschoben. Der Ersteinsatz des am Rande liegenden OBH 3 zeigte jedoch eine etwas höhere Scheingeschwindigkeit als die

mittleren OBH, so dass kein einfaches 3-Schicht-Modell gefunden werden konnte. Auch ein 3-Schicht-Modell mit einem konstanten Geschwindigkeitsgradienten in der Kraterschicht konnte nicht angepasst werden, so dass schließlich eine weitere Schicht in das Modell eingefügt werden musste. Somit besteht das Startmodell aus zwei Kraterschichten, die als der eigentliche Kraterboden (Schicht 4) und eine darüberliegende Brekzienschicht (Schicht 3) interpretiert werden, sowie der Sedimentbedeckung (Schicht 2) und dem Wasserkörper (Schicht 1). Die Morphologie der Brekzienschicht im Zentrum und eine Abschätzung der Sedimentgeschwindigkeiten konnten aus den Mehrkanaldaten abgeleitet werden. Die Geschwindigkeiten für die Kraterschichten wurden aus den Weitwinkeldaten abgeleitet, ebenso die Morphologie der Brekzienschicht am Rande des Sees (Abb. 4.5). Für das so durch Schichtmächtigkeiten und -geschwindigkeiten definierte Modell wurden Laufzeiten berechnet und durch Änderung der Modellparameter an die tatsächlich gemessenen Laufzeiten angeglichen.

Im zweiten Schritt ändert der Inversionsalgorithmus (s. Anhang A.1) iterativ die Modellparameter und vergleicht die korrigierten Laufzeiten mit den gemessenen, bis die Differenz minimal wird (Zelt & Smith, 1992). Für Profil 1 konnten 920 gepickte Laufzeitwerte verwendet werden. Da der zentrale Teil von Schicht drei mit den beiden peaks in den Mehrkanaldaten deutlich zu erkennen ist (Abb. 4.4), wurde dieser Teil während der Inversion konstant gehalten. Eine Parameteränderung wurde nur für die Randbereiche der Brekzienschicht, den Kraterboden sowie die Unterkante der Sedimente erlaubt.

Das so gefundene Modell 1 wird in Abschnitt 5.1.1 dargestellt (Abb. 5.1) und ausführlich diskutiert. Die Wurzel aus der mittleren quadratischen Abweichung zwischen gemessenen und synthetischen Laufzeiten, den Laufzeitresiduen, beträgt 25 ms und ist damit so groß wie die Ungenauigkeit beim Picken der Laufzeiten. Wegen der strikt mathematischen Optimierung sind in der Morphologie der Brekzienschicht am Rande des Sees einige Details dargestellt, die eigentlich nicht auflösbar sind. Die detaillierte Geschwindigkeitsverteilung im tieferen Zentrum (Tiefe > 600 m) ist wegen des geringen Geschwindigkeitskontrastes zwischen Schicht 3 und 4 ebenfalls nicht aufzulösen. Dagegen ist die Form der zentralen Erhebung und der darin befindlichen Grabenstruktur aus den höher auflösenden Mehrkanaldaten abgeleitet und somit realistisch. Je nach Startmodell und Inversionsparametern verteilen sich die Laufzeitresiduen unterschiedlich über den Nordwest-Teil des Profils. Die entsprechenden Inversionsergebnisse ergeben dann in diesem Bereich unterschiedliche laterale Geschwindigkeitsvariationen oder Tiefenlagen der Brekzienschicht. Deshalb beträgt die Ungenauigkeit der Tiefenlage der Brekziendecke in diesem Bereich etwa 10%.

Das zweite Profil sollte mit derselben Strategie in ein Geschwindigkeits-Tiefen-Modell überführt werden, da ebenfalls ein Mehrkanal-Profil als Ergänzung zur Verfügung stand. Bei der Erstellung des Startmodells mit den für Profil 1 gefundenen Parametern zeigte sich aber, dass die gepickten Laufzeiten der OBH und der PDAS-Seismogramme nicht mit einem äquivalenten Modell in Einklang ge-

bracht werden konnten. Vor allem die PDAS-Laufzeiten mit den größeren Offsets konnten mit dem 4-Schicht-Modell nicht erklärt werden. Stattdessen wurde ein Modell mit drei Schichten verwendet, die Wasser, Seesedimente und Kratergestein repräsentieren, wobei die Kraterschicht durch eine Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe charakterisiert ist. Eine solche Gradientenschicht ist z.B. aus dem Nördlinger Ries dokumentiert (Ernstson & Pohl, 1977) (ausführlicher Vergleich s. Kap. 6.1). Die oberste Schicht des Kraters besteht aus stark zertrümmertem Material, das mit zunehmender Tiefe immer stärker kompaktiert wird. Durch die abnehmende Porosität nimmt die Geschwindigkeit zu. Da der Geschwindigkeits-Tiefen-Verlauf in den Modellen beider seismischer Profile gleich sein sollte, wurde ein Gradientenmodell gesucht, das auch die Daten von Profil 1 erklärt. Bei den ersten Berechnungen der Laufzeiten und der Analyse der Laufwege zeigte sich, dass die Strahlen im Profil 2 bei Verwendung eines Gradientenmodells Tiefen bis knapp 2 km erreichen. Ein konstanter Geschwindigkeitsgradient erklärte aber schon die Laufzeiten von Profil 1 nicht und konnte folgerichtig auch für Profil 2 bis in noch größere Tiefe nicht ermittelt werden. Deshalb wurde der Geschwindigkeitsgradient in zwei Stufen bestimmt. Zunächst wurde das Modell auf eine Tiefe von 800 m begrenzt. Das entspricht zum einen in etwa der Tiefenlage des Kraterbodens aus Modell 1 und zum anderen der Tiefe, die die modellierten Strahlen erreichen, wenn man nur Offsets bis etwa 3,5 km verwendet, innerhalb derer die Ersteinsätze sehr kontinuierlich und besonders klar zu identifizieren sind (z. B. PDAS 2 in Abb. 4.3). Die Geschwindigkeit im Startmodell betrug 2,8 km/s an der Oberkante und 3,8 km/s an der Unterkante dieser Schicht in 800 m Tiefe. Während der Inversion wurden nur Veränderungen der unteren Grenzgeschwindigkeit zugelassen. Im zweiten Schritt wurde eine weitere Schicht bis 2 km Tiefe hinzugefügt, an deren Oberkante die Geschwindigkeiten gleich denen an der Unterkante der darüberliegenden Schicht gesetzt wurden. Die untere Geschwindigkeit der neuen Schicht wurde auf 5,0 km/s in 2 km Tiefe gesetzt und während der Inversion dann genau bestimmt. Somit wurden faktisch zwei Geschwindigkeitsgradienten bestimmt, ohne dass Geschwindigkeitssprünge auftreten. Mit diesem Verfahren konnten für beide Modelle äquivalente Geschwindigkeits-Tiefen-Modelle abgeleitet werden.

Für die Modellierung und Inversion von Profil 2 konnten nur 735 Laufzeitpicks verwendet werden, obwohl mehr Empfänger als auf Profil 1 zur Verfügung standen. Das liegt zum einen an der geringeren Schusszahl auf diesem Profil, zum anderen an den schwieriger zu identifizierenden Einsätzen. Die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung beträgt 24 ms. Die Ergebnisse werden ausführlich in Abschnitt 5.1.1 diskutiert.

4.3 Abschätzung der seismischen Güte Q

Zur Abschätzung der seismischen Güte Q für die abschließende FD-Modellierung in Kap. 4.4 wurde eine Spektrendivision durchgeführt. Der Ersteinsatz der OBH-Seismogramme wird als in der Gradientenschicht refraktierte Welle interpretiert. Der Unterschied der Amplituden zweier Spuren dieses Ersteinsatzes wird nach einer Korrektur der sphärischen Divergenz im wesentlichen auf die in dieser Schicht vorhandene Dämpfung zurückgeführt. Ebenso wie die Amplituden werden auch die Frequenzspektren $A(f)$ zwischen zwei Spuren in bestimmter Weise gedämpft. Man kann zeigen, dass aus dem Logarithmus des Verhältnisses der Amplitudenspektren $\ln(A_2(f)/A_1(f))$ zweier Spuren die seismische Güte Q berechnet werden kann. Eine Beschreibung der zugrunde liegenden Theorie findet sich in Anhang A.2. Die praktische Umsetzung ist in Abb. 4.6 erläutert.

Ganz oben sind die aus den Spuren ausgeschnittenen Zeitfenster zu sehen, darunter die entsprechenden Frequenzspektren. Da die Anzahl der Frequenz-Samples nach der Fourier-Transformation mit der Anzahl der Samples im gewählten Zeitfenster ansteigt, sollte das Zeitfenster nicht zu kurz gewählt werden, hier 400 ms. Bei einem Abtastintervall von 5 ms, das das Frequenzband auf maximal 100 Hz beschränkt, stehen dann 42 Samples im Frequenzbereich zur Verfügung. Vor dem eigentlichen Einsatz gibt es keine Störsignale, danach wird das Signal mit einem Kosinus-Taper auf 0 abgedämpft. Der Abstand zwischen je zwei untersuchten Spektren beträgt 10 Spuren, was einem Δx von etwa 250 m entspricht. Da der Spurabstand nicht konstant ist, musste jeweils der genaue Wert für das untersuchte Spurpaar berechnet werden. Das dritte Diagramm zeigt den Logarithmus des Amplitudenverhältnisses je zweier Spuren im Abstand Δx in Abhängigkeit von der Frequenz. Diese Kurven werden im folgenden der Einfachheit halber als „Logarithmuskurven“ bezeichnet. Für die Berechnung der Steigung der Logarithmuskurven wurden nur Frequenzen über 3 Hz berücksichtigt. Diese Grenze wird durch den im Hydrophon eingebauten Hochpassfilter vorgegeben (vgl. Anh. A.2). Aus jedem berechneten Steigungswert ergibt sich ein Wert für Q .

Die vom Hydrophon registrierte Amplitude ist außer von Q von weiteren Faktoren abhängig (z. B. sphärische Divergenz, Konversion, Übertragungsfunktion des Empfängers). Außerdem können die Processing-Parameter der Spektrendivision (z. B. Fensterlänge, Spurabstand) das Ergebnis beeinflussen. Diese Zusammenhänge sind im Anhang A.2 erläutert. Es stellte sich heraus, dass das berechnete Q Schwankungen unterliegt, so dass das Verfahren nur zur Abschätzung der seismischen Güte dient.

An den OBH-Stationen 1 und 3 von Profil 1 wurde diese Analyse für den Ersteinsatz durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5.1.2 diskutiert.

4.3. ABSCHÄTZUNG DER SEISMISCHEN GÜTE Q

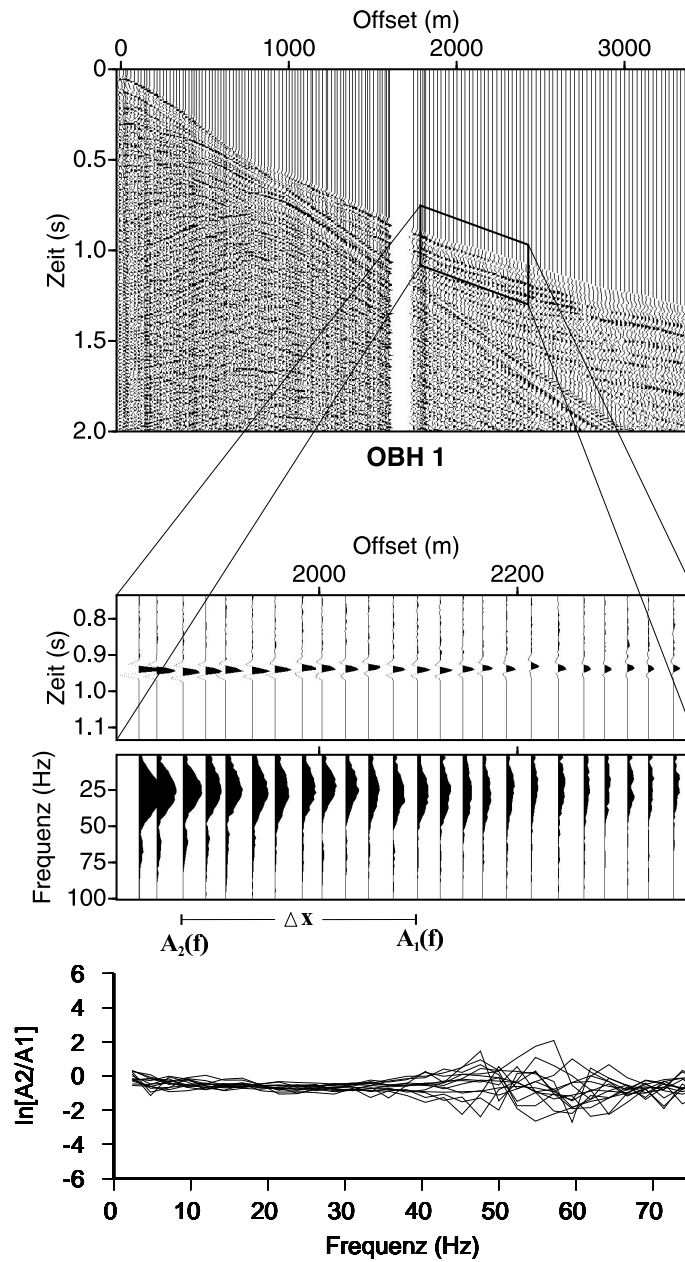


Abbildung 4.6: Prinzip der Spektrendivision zur Bestimmung von Q . Von jeder Spur des zu untersuchenden Einsatzes wird das Frequenzspektrum berechnet. Für einen festen Spurabstand Δx wird dann der logarithmische Quotient der Spektren über der Frequenz aufgetragen. Für jedes Spurpaar ergibt sich im Idealfall eine Gerade, deren Steigung ein Maß für die seismische Güte Q ist.

4.4 FD-Modellierung

Nach der Ableitung des Geschwindigkeits-Tiefen-Modells aus den Laufzeiten sollten in einem weiteren Schritt seismische Modellierungen unter Berücksichtigung wahrer Amplituden durchgeführt werden. Dazu wird die viskoelastische Ausbreitung seismischer Wellen mit Hilfe eines Finite Differenzen (FD) Verfahrens berechnet (Bohlen, 1998). Dieses Verfahren erfordert die Vorgabe eines geologischen Modells auf einem Gitter. Unterschiedliche lithologische Einheiten werden durch unterschiedliche P- und S-Wellengeschwindigkeiten, Dichten und Werte für die seismische Güte parametrisiert. Um den Gitterpunktabstand in dem Modell ausreichend eng zu wählen, ohne den Rechenaufwand für zu viele Punkte unnötig zu erhöhen, muss die kleinste auftretende Wellenlänge abgeschätzt werden, die noch ausreichend aufgelöst werden soll. In dem Datensatz von OBH 3 ist in den empfangernahen Spuren (kleiner 800 m) ein tieffrequenter Einsatz mit einer Geschwindigkeit von etwa 250 m/s zu erkennen (Abb. 4.7). Dieser Einsatz wird als

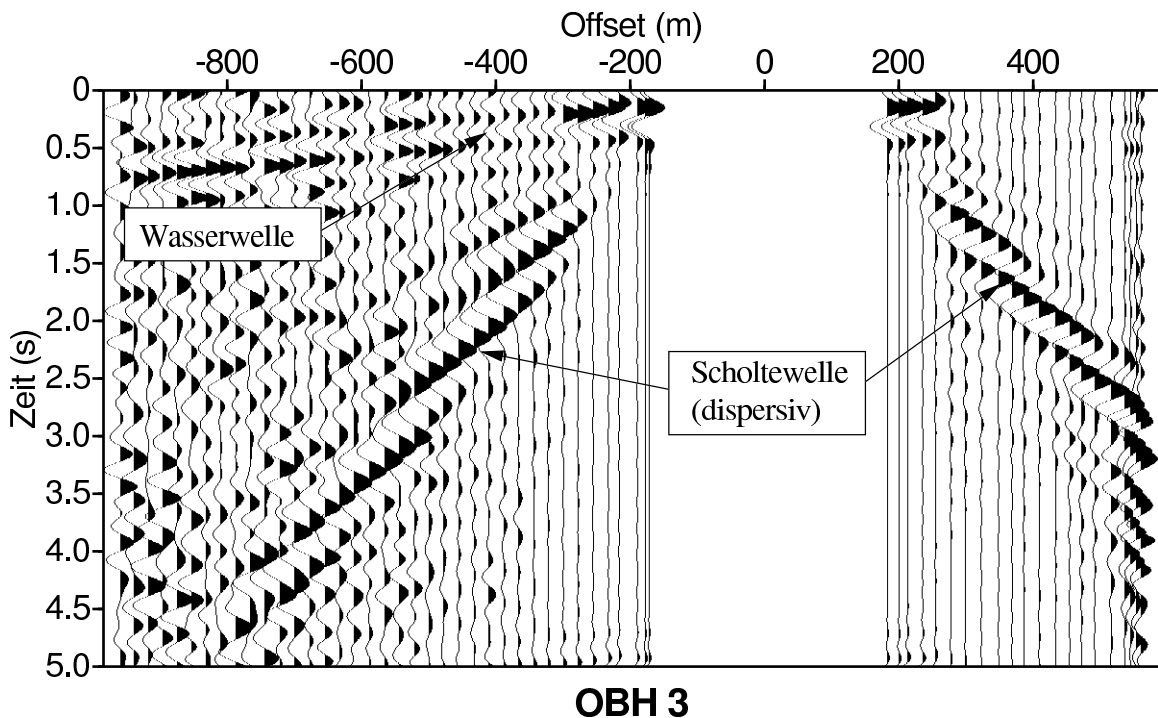


Abbildung 4.7: OBH 3 mit Tiefpassfilterung bis 5 Hz.

Grenzflächenwelle interpretiert, die in der Grenzschicht Wasser-Sediment mit der S-Wellengeschwindigkeit der oberen Sedimentmeter läuft. Solche Scholtewellen werden nur dann aufgezeichnet, wenn Schuss und Empfänger nicht zu weit von der Grenzfläche entfernt sind. Das trifft im Falle der verwendeten OBH nur bei tiefgeschleppter Quelle oder im flachen Wasser wie bei OBH 3 (Wassertiefe < 20m) zu. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Scholtewelle ausbreitet, ist üblicher-

4.4. FD-MODELLIERUNG

weise geringer als die S-Wellengeschwindigkeit, d.h. eine S-Wellengeschwindigkeit von 300 wird als geringste auftretende Geschwindigkeit angenommen. Bei einer maximal angenommenen Hauptfrequenz von 50 Hz ergibt sich die minimale Wellenlänge von 6 m. Um diese mit mindestens vier Stützstellen abtasten zu können, wurde das Gradientenmodell in lateraler (x) und in vertikaler (z) Richtung mit einem Gitterpunktabstand von 1,5 m gerastert.

Für jeden Gitterpunkt müssen P- und S-Wellengeschwindigkeiten v_p und v_s sowie die Dichte ρ und die seismische Güte Q vorgegeben werden. Für v_p wurden die aus der Inversion gewonnenen Geschwindigkeitswerte dem Gitter entsprechend interpoliert. Die Dichte ρ wurde für die Sedimente auf 1400 kg/m^3 gesetzt. Kernloggingdaten einiger Sedimentkerne zeigen, dass die Dichte in den oberen, wassergesättigten Metern mit 1100 kg/m^3 deutlich darunter liegt, dann aber ansteigt (Brooks *et al.*, 2001). Die Dichte der Kraterschicht wurde nach Dichtemessungen an Gesteinsproben (Plado *et al.*, 2000) auf 2000 kg/m^3 festgelegt. Die in Kapitel 4.3 beschriebene Abschätzung der seismischen Güte Q ergibt für die Kraterschicht einen durchschnittlichen Wert von etwa 30 (s. Kap. 5.1.2). Der Q-Wert für diese Schicht wurde für die Modellierung entsprechend auf 30 gesetzt. Da für den Q-Wert des Sedimentpaketes keine Analyse möglich war, wurde er nach einigen Testmodellierungen auf 50 gesetzt.

Die Abschätzung der S-Wellengeschwindigkeit der Postimpakt-Sedimente und die Extraktion des Quellsignals für die Modellierung werden im Anhang A.3 erläutert. Die S-Wellengeschwindigkeit in den Sedimenten und in der Kraterschicht wurde variiert. In Tabelle 4.1 sind die für die Schichten verwendeten Werte zusammengefasst. Die Ergebnisse der FD-Modellierungen werden in Kapitel 5.1.3 dargestellt und diskutiert.

Schicht	v_p (km/s)	v_s (km/s)	ρ (kg/m ³)	Q
Wasser	1,5	0	1,0	10000
Postimpakt-Sedimente	1,6	variabel	1,4	50
Krater	aus Inversion	variabel	2,0	30

Tabelle 4.1: *Tabelle der in der FD-Modellierung verwendeten Parameter.*

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Seismik

5.1.1 Raytracing und Inversion

Die Auflösung der hier präsentierten Modelle ist durch die Messgeometrie beschränkt. Bei durchschnittlichen Schussabständen von 25 m limitiert in erster Linie die begrenzte Anzahl von Empfängern und ihr Abstand zueinander das Auflösungsvermögen. Für das für Profil 1 abgeleitete Vier-Schicht-Modell ist außerdem die Tiefenlage der Grenze zwischen Schicht 3 (Brekzie) und Schicht 4 (Kraterboden) bei einem geringen Geschwindigkeitskontrast nicht auflösbar.

Profil 1 Das für Profil 1 abgeleitete Modell ist in Abb. 5.1 dargestellt (zur Lage des Profils siehe Abb. 3.1). Horizontaler Bezugspunkt ist die Position des zentralen OBH, so dass sich negative und positive Entfernungswerte ergeben. Die zentrale Aufwölbung ist etwa 1,8 km breit und 120 m höher als die Oberkante der Brekzienschicht am Rand. Die zugehörige Schicht hat seismische Geschwindigkeiten zwischen 2,5 km/s und 3,5 km/s, der Durchschnittswert beträgt 3,0 km/s. Aus dieser relativ geringen Geschwindigkeit schließt man, dass es sich um sehr stark zertrümmertes Gestein handelt. Im Zentrum liegt diese Schicht etwa in einer Tiefe von 260 m bis 380 m. Bei einer maximalen Wassertiefe von etwa 80 m ergibt sich eine Mächtigkeit der Seesedimente von 180 m bis 300 m. Die maximale durchschnittliche Sedimentationsrate liegt bei einem Krateralter von 1,07 Ma bei 30 cm/kyr. Die seismischen Geschwindigkeiten in den Sedimenten sind gering, 1,5 km/s bis maximal 1,9 km/s. Sie steigen im Durchschnitt von 1,5 km/s am Seeboden bis auf 1,65 km/s an der Grenze zur Brekzienschicht an. Schicht 4 hat eine Geschwindigkeit von 3,8 km/s und wird als zerbrochenes Gestein des vom Projektil getroffenen Gebietes interpretiert. Die maximale Tiefe, bis zu der diese Brüche auftreten, ist nicht bestimmbar. Da es keinen Geschwindigkeitswert für das vom Einschlag unbeeinflusste Gestein gibt, können keine Geschwindigkeitsanomalien bestimmt werden.

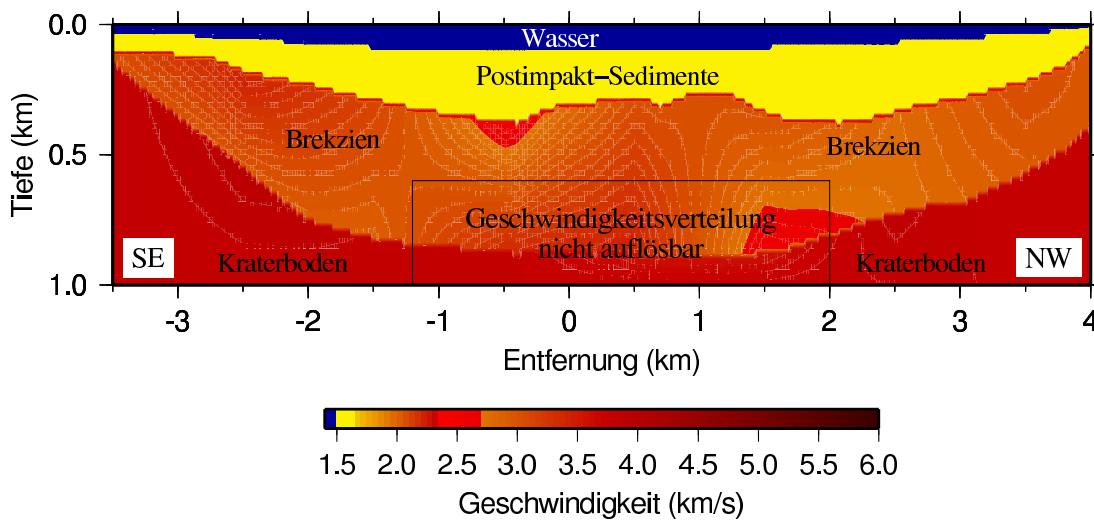


Abbildung 5.1: *Geschwindigkeits-Tiefen-Modell Nr. 1 (Vier-Schicht-Modell), abgeleitet aus Profil 1 (2-fach überhöht). Im zentralen Bereich ist in Tiefen >600 m die Geschwindigkeitsverteilung nicht auflösbar.*

In Analogie zu anderen Impaktstrukturen ist im Bosumtwi-Krater wegen seiner Größe mit einem Zentralberg zu rechnen (vgl. Kap. 1.2). Die Aufwölbung ist meist von einer ringförmigen Senke umgeben, die mit allochthonen Brekzien bedeckt oder gefüllt ist. Die Aufwölbung selbst besteht dagegen aus deformiertem und gebrochenem Gestein, das ursprünglich unterhalb der Einschlagstelle lag, und könnte ihrerseits mit einigen Brekzien bedeckt sein. In diesem Geschwindigkeits-Modell zeigen sich im Zentrum der Schicht 3 im unteren Teil tatsächlich minimal höhere Geschwindigkeiten als bei Entfernungen von 1 km bzw. -1 km. Diese Schwankungen sind aber von geringen Änderungen des Startmodells abhängig und können z. B. durch geringe Tiefenänderungen der Grenzschicht Brekzie-Kraterboden beseitigt werden. Faktisch ist damit keine Geschwindigkeitsänderung im tieferen Zentrum der Schicht 3 auflösbar. Da diese Schicht als Brekziendecke interpretiert wird, sollte auch Schicht 4 eine zentrale Aufwölbung aufweisen. Diese Details sind aber aus den OBH-Daten nicht auflösbar. Die MCS Daten beinhalten ebenfalls keine Information über die Struktur unterhalb der Grenze Sediment-Krater.

Profil 2 Für Profil 2 wurde ein Drei-Schicht-Modell abgeleitet, das in der untersten Schicht einen Geschwindigkeitsgradienten aufweist (Abb. 5.2). Das Profil ist wie Profil 1 horizontal auf die Position des zentralen OBH bezogen. Die P-Wellengeschwindigkeiten betragen im Wasser 1,45 km/s und in den Sedimenten durchschnittlich 1,5 bis 1,65 km/s wie in Modell 1. Der Zentralberg ist auf diesem Profil etwa 1,9 km weit und maximal 110 m hoch. Die Geschwindigkeit nimmt in der untersten Schicht von 2,8 km/s an der Grenze Postimpakt-Sedimente und

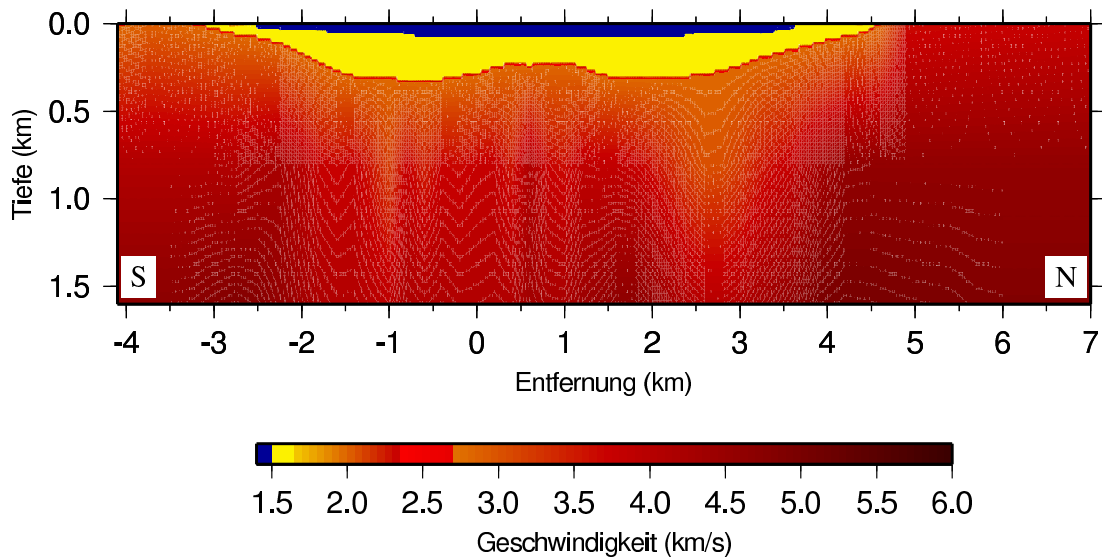


Abbildung 5.2: *Geschwindigkeits-Tiefen-Modell (Gradientenmodell) für Profil 2 (2-fach überhöht).*

Kratergestein bis auf knapp 5 km/s in 1,6 km Tiefe zu. Der größte Geschwindigkeitswert in der maximalen Tiefe von 1,6 km beträgt 5,2 km/s und liegt zwischen Entfernungen von 4,2 km und 5,1 km. Unterhalb des Zentralberges liegt die maximale Geschwindigkeit in dieser Tiefe bei 4,7 km/s, südlich und nördlich davon geht sie bei -1,0 km auf 4,2 km/s sowie bei 2,5 km auf 3,5 km/s zurück. Abb. 5.3 zeigt den Strahlenverlauf und die Anzahl der Strahlen, die durch eine Zelle des Modells (30 x 30 m), verlaufen. Zu erkennen ist, dass nur bei positiven Entfernungswerten die Strahlen tatsächlich die maximale Tiefe von etwa 1,6 km erreichen. Das bedeutet, dass für negative x-Werte eine Aussage über die Geschwindigkeiten nur bis etwa 1,2 km Tiefe möglich ist und die Werte darunter extrapoliert sind. Weiterhin ist zu erkennen, dass die zentrale Zone zwischen -2,0 km und 4,0 km bis in 1,2 km Tiefe sehr gut von Strahlen überdeckt ist. Das bedeutet, dass die Geschwindigkeitserhöhung im tieferen Zentrum sowie die niedrigeren Geschwindigkeiten unmittelbar rechts und links davon tatsächlich auflösbar sind.

Inversionsrechnungen wurden für Startmodelle mit geringfügig unterschiedlichen Geschwindigkeitsgradienten berechnet. Dabei zeigt sich, dass sich für alle Startmodelle die gezeigte Geschwindigkeitserhöhung im tieferen Zentrum ergibt und es sich nicht um einen Nebeneffekt der mathematischen Optimierung handelt. Weiterhin ist festzustellen, dass das hier gezeigte Modell sich durch einmalige Inversion des in Kap. 4.2 beschriebenen Startmodells ergibt und die Wurzel der mittleren quadratischen Laufzeitresiduen gleich der Unsicherheit beim Picken der Laufzeiten ist. Lässt man den Inversionsalgorithmus mehrmals hintereinander das Modell verändern, so werden die lateralen Geschwindigkeitsvariationen an der Unterkante des Modells stärker, da die höheren Geschwindigkeiten unter

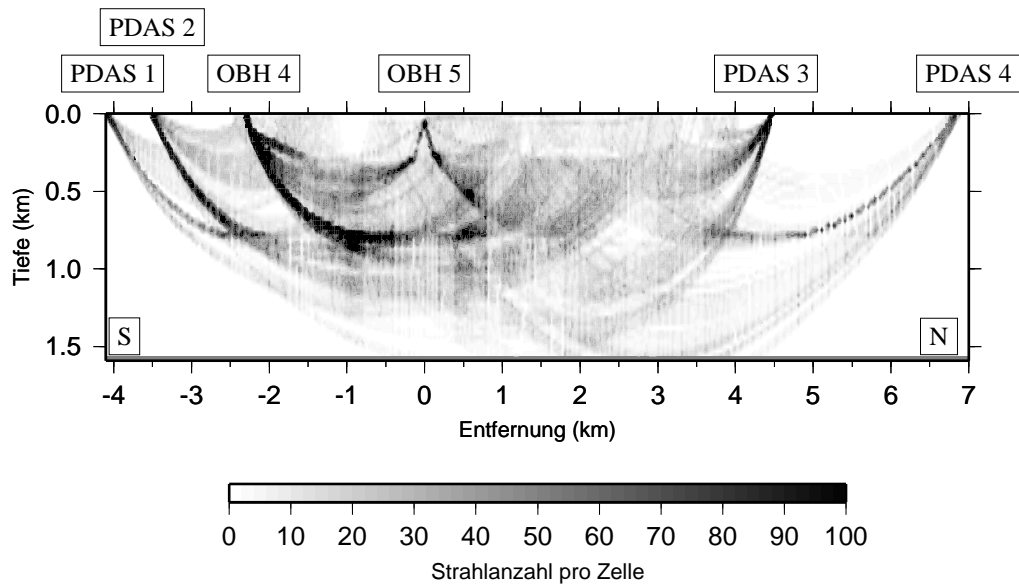


Abbildung 5.3: *Strahlverläufe und Strahldichte für Profil 2. Die Strahldichte bezeichnet die Anzahl der Strahlen, die durch eine Zelle (30 x 30 m) des Modells verlaufen.*

dem Zentralberg weiter ansteigen und die niedrigeren Geschwindigkeitswerte links und rechts davon weiter zurückgehen. Allerdings wird dabei die durchschnittliche Abweichung von den realen Daten, gemessen an den Laufzeitresiduen, nicht geringer, sondern sie bleibt konstant. Somit ist die bis in eine Tiefe von 1,2 km dargestellte laterale Variation der Geschwindigkeiten mit der Erhöhung im Zentrum nachweisbar, ihr genauer Wert allerdings nicht. Da auch genaue Geschwindigkeitswerte von außerhalb des Kraters aus dem unzerstörten Gestein fehlen, sind keine Anomalien zu berechnen und die Tiefe, bis zu der die gefolgerte Zertrümmerung auftritt, ist nicht bestimmbar.

Vergleichende Interpretation Für das zweite Profil wurde mit dem beschriebenen Gradientenmodell eine andere Lösung abgeleitet als zunächst für Profil 1. Da aber beide Profile ein ähnliches Modell ergeben sollten, wurde Profil 1 noch einmal invertiert, wobei ein entsprechend angepasstes Gradientenmodell als Startmodell verwendet wurde. In den Abb. 5.4 und 5.5 ist beispielhaft das gemessene Seismogramm von OBH 3 jeweils mit der berechneten Laufzeitkurve des Ersteinsetzes für beide Modelle dargestellt.

Ein definitiver Unterschied ist in dieser Darstellung auch für die anderen OBH nicht auszumachen. Lediglich die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung ist beim Gradientenmodell mit 27 ms geringfügig höher als beim Vier-Schicht-Modell. Das erste Geschwindigkeits-Tiefen-Modell ist also das einfachste Modell

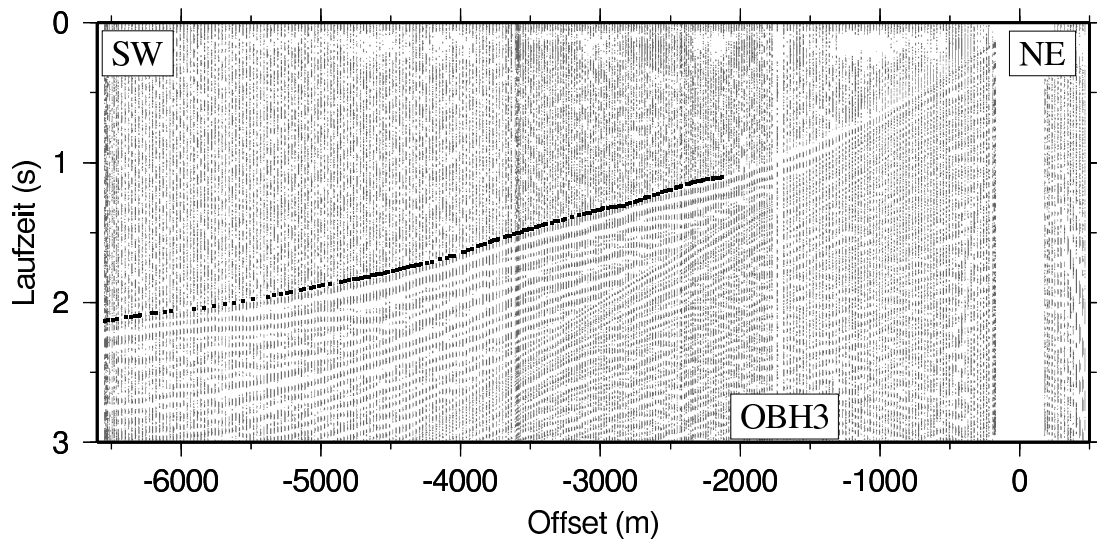


Abbildung 5.4: Seismogramm von OBH 3 mit der modellierten Laufzeitkurve (schwarz) des Ersteinsatzes des Vier-Schicht-Modells.

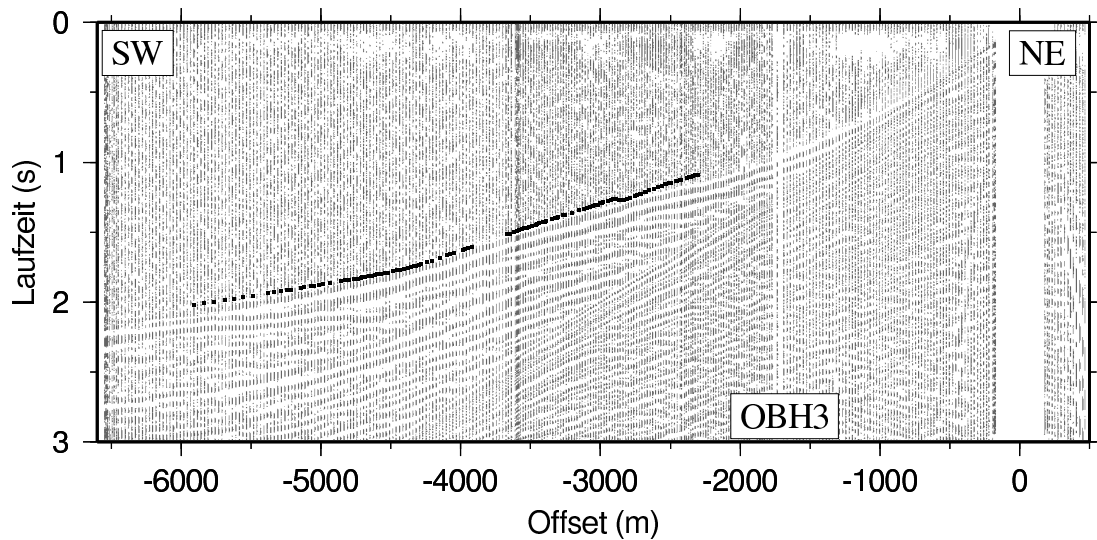


Abbildung 5.5: Seismogramm von OBH 3 mit der modellierten Laufzeitkurve (schwarz) des Ersteinsatzes des Gradientenmodells.

mit den geringsten Abweichungen zwischen gemessenen und synthetischen Laufzeiten. Das zweite Modell erklärt die gemessenen Laufzeiten faktisch genauso gut, benötigt aber ein komplexeres Startmodell mit zwei verschiedenen Gradientenschichten. Es ist offensichtlich nur mit den Informationen aus dem längeren Profil 2 möglich, ein eindeutiges Modell für den tieferen zentralen Teil des Kraters abzuleiten.

Das Ergebnis der zweiten Inversion von Profil 1 ist in Abb. 5.6 dargestellt, zum Vergleich ist darunter der entsprechende Ausschnitt von Profil 2 zu sehen. Die beiden OBH 1 und 5, die jeweils den horizontalen Referenzpunkt der Profile bezeichnen, liegen in etwa derselben Entfernung (~ 600 m) vom Schnittpunkt der Profile (vgl. Abb. 3.1). Dieser ist jeweils mit einem vertikalen weissen Strich markiert. Die Strahlen erreichen im Profil 1 in der Gradientenschicht eine Tiefe von 1,2 km. In beiden Modellen ist jeweils in dem Bereich mit guter Strahlüberdeckung der Verlauf derjenigen Isolinie mit Punkten markiert, die eine Geschwindigkeit von 3,5 km/s kennzeichnet. Das ist die geringste Geschwindigkeit, die im Profil 2 in einer Tiefe von 1,2 km auftritt, in etwa bei $x=2,6$ km. Die Isolinien höherer Geschwindigkeiten verlaufen in etwa parallel, liegen aber bei entsprechenden x -Werten unterhalb des Modells. Die 3,5 km/s-Linie stellt hier keine lithologische Grenzschicht dar, sondern veranschaulicht die Variationen in der Geschwindigkeits-Tiefen-Struktur des Kraters. Die Aufwölbung der Isolinie im Modell von Profil 1 ist schmaler als im Modell von Profil 2. Bezüglich der Aufwölbung der Oberkante von Schicht 3 (Zentralberg) ist sie etwas nach Nordwesten versetzt. Im Gradientenmodell von Profil 2 verläuft die markierte Linie im Zentrum fast horizontal. Die Strahlüberdeckung ist in diesem Profil durch die größere Anzahl von Beobachtungsstationen besser und das Modell als realistischer anzusehen.

Die Isolinie in Profil 2 erreicht im südlichen Teil eine nicht ganz so große Tiefe (1,140 km) wie im nördlichen Teil (1,200 km). Im Gradientenmodell von Profil 1 erreichen die Isolinien der Geschwindigkeit südlich des Zentralberges etwa die gleiche Tiefe wie im Norden.

Unter dem Zentralberg steigt die Isolinie in Modell 2 auf eine Tiefe von 540 m unter dem See auf. Unter der Voraussetzung, dass die Geschwindigkeitskonturlinien in etwa parallel zu den Gesteinsschichten verlaufen, entspricht dies einer Aufwölbung von 600 m. Die niedrigste Geschwindigkeit, die in Abb. 5.2 in einer tatsächlich untersuchten Tiefe von 1,6 km auftritt, ist 3,9 km/s. Die entsprechende Isolinie steigt unter dem Zentralberg auf eine minimale Tiefe von 740 m. Das entspricht einer Aufwölbung von 860 m. Wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben, können die Laufzeiten durch wiederholte Inversion auch in ein Modell überführt werden, in dem der laterale Geschwindigkeitskontrast höher ist als in Abb. 5.2. Unter dieser Bedingung würden auch die Linien gleicher Geschwindigkeit eine entsprechend stärkere Aufwölbung zeigen, so dass der genannte Wert von 600 m als Minimum der Aufwölbung angesehen werden muss.

Im Unterschied zum Vier-Schicht-Modell von Profil 1 ist mit Hilfe des Gra-

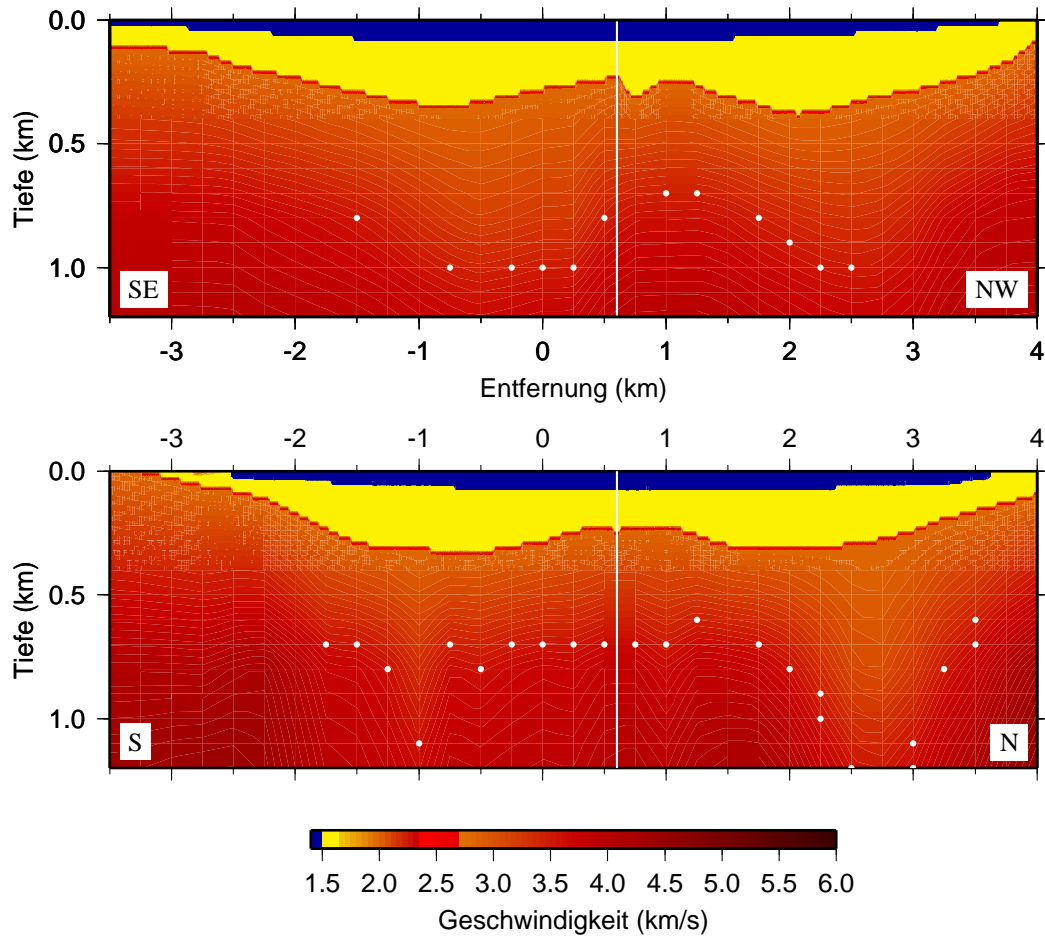


Abbildung 5.6: Gradientenmodell von Profil 1 (oben) und der entsprechende Ausschnitt von Profil 2 (unten). Die vertikalen Linien markieren jeweils den Schnittpunkt der Profile. Die weißen Punkte markieren jeweils die 3,5 km/s Konturlinie.

dientenmodells eine Auflösung der Geschwindigkeitstruktur im tieferen zentralen Bereich möglich. Die zentrale Geschwindigkeitserhöhung wird eindeutig nachgewiesen und als aufgestiegenes Gestein interpretiert. Dieses befand sich ursprünglich unter der unmittelbar nach dem Einschlag entstehenden Aushöhlung (“transient cavity”), die nach einigen Sekunden durch eben diesen Aufstieg sowie das Abrutschen der steilen Flanken zu einem komplexen Krater wird. Um den Zentralberg komplexer Krater herum befindet sich eine ringförmige Senke, die meist durch Trümmergestein bedeckt ist. Dabei handelt es sich um zurückgefallene Auswurfgesteine, Ejekta, die sich ursprünglich in wesentlich geringerer Tiefe befanden als die im Zentralberg angehobenen Schichten (Melosh, 1989). Die relativ geringe Geschwindigkeit an der Oberkante der Kratergesteine (2,8 km/s) wird als Indiz für solch eine allochthone Brekziendecke gewertet, die in diesem Fall nicht nur die Senke, sondern auch den Zentralberg bedeckt. Die niedrigen Geschwindigkeiten rechts und links des Zentralberges reichen bis in große Tiefen. Ob eine bestimmte Geschwindigkeit dabei den Übergang von allochthonen Brekzien zu zerbrochenem, autochthonem Grundgestein markiert, kann nicht geklärt werden. Offensichtlich sind aber in 1,5 km Tiefe noch laterale Geschwindigkeitsvariationen zu erkennen, die darauf hinweisen, dass das Gestein bis mindestens in diese Tiefe von dem Einschlag und den damit verbundenen Prozessen beansprucht worden ist. Untersuchungen des Nördlinger Ries deuten darauf hin, dass diese Zone noch deutlich tiefer reicht (s. Kap. 6).

Morphologie und Topografie Um die Morphologie der Kraterstruktur zu analysieren, werden die Erkenntnisse über die Tiefenlage der Grenzschicht Sediment-Krater mit den Informationen aus dem digitalen Geländemodell (vgl. Abb. 2.2) verknüpft. Abb. 5.7 zeigt die auf Seehöhe skalierte Topografie entlang des verlängerten Profils 1 als schwarze Linie. Links ist das Obuom Gebirge zu sehen,

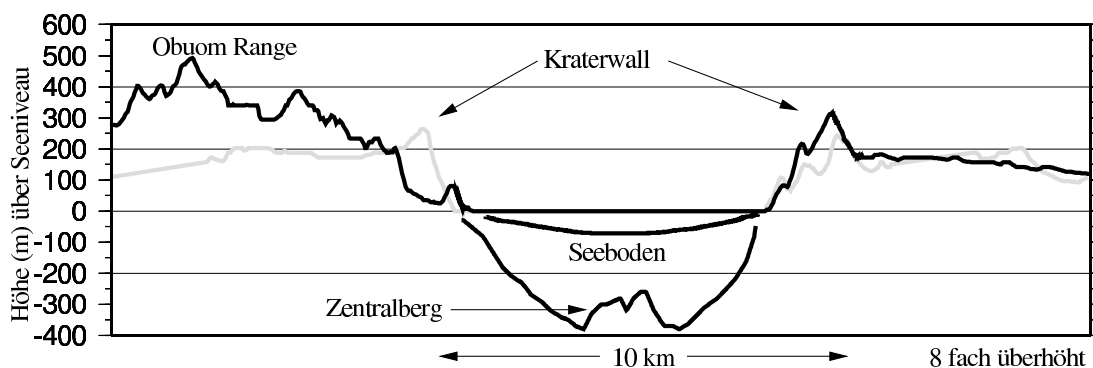


Abbildung 5.7: Verbindung von Tiefenlage der Grenzschicht Sediment-Brekzie unter dem See und topografischem Profil außerhalb des Sees (jeweils schwarze Linie). Die graue Linie markiert einen zentralen Ost-West-Schnitt durch das digitale Geländemodell ohne die Topografie des Obuom-Range-Gebirges.

das die Gestalt des Kraterwalls stark verändert. Deshalb wurde die Topografie entlang eines zentralen Ost-West-Profiles als graue Linie ergänzt. Es ist zu erkennen, dass das topografische Niveau außerhalb des Kraters etwa 150 - 200 m beträgt und dann im Abstand von etwa zwei Krateradien auf ca. 100 m zurückgeht. Das ursprüngliche Niveau liegt bei ca. 150 m. Die scheinbare Kratertiefe ist definiert als Differenz zwischen dem ursprünglichen Niveau und der oberen Grenze der Brekzienschicht (Grieve & Pesonen, 1992) und beträgt hier etwa 550 m. Die empirische Beziehung zwischen Durchmesser D und scheinbarer Tiefe d_a für komplexe Krater lautet (Grieve & Pesonen, 1992): $d_a = 0,15D^{0,43}$. Sie ergibt eine scheinbare Tiefe von 400 m für den Bosumtwi-Krater, wobei erhebliche Unsicherheiten aufgrund der geringen Anzahl untersuchter Strukturen für diese Gleichung eingeräumt werden. Der Wert für den vergleichsweise jungen Bosumtwi-Krater steht deshalb trotz der Abweichung nicht im Widerspruch zu dieser Gleichung. Weiterhin ist für komplexe Krater der sogenannte "structural uplift" SU untersucht worden. Dieser bezeichnet den relativen Aufstieg der tiefsten lithologischen Schicht, die im Zentralberg an der Oberfläche aufgeschlossen ist. Die Beziehung zum Kraterdurchmesser lautet (Grieve & Pilkington, 1996) $SU = 0,086 \cdot D^{1,03}$, wobei alle Angaben in km erfolgen. Für den Bosumtwi-Krater ergibt sich ein "structural uplift" von 970 m. Das ist deutlich mehr als die maximale Aufwölbung der 3,5 km/s-Isolinie in Profil 2. Die maximale Aufwölbung der 3,9 km/s-Isolinie liegt aber in derselben Größenordnung. Diese Isolinien repräsentieren zwar keine lithologische Grenzschicht und erreichen auch nicht die Oberfläche, trotzdem können sie zumindest einen Hinweis auf die Größenordnung des "structural uplift" geben.

5.1.2 Abschätzung der seismischen Güte Q

Abschätzungen der seismischen Güte Q wurden durchgeführt, da sie für die nachfolgenden Modellierungen synthetischer Seismogramme (Kap. 5.1.3) benötigt wird. Die Analyse wurde an den OBH-Stationen 1 und 3 von Profil 1 vorgenommen, an denen die refraktierte Welle als Ersteinsatz gut zu extrahieren ist. Bei OBH 1 wurde der Einsatz sowohl im negativen als auch im positiven Offsetbereich untersucht. Für den positiven Ast von OBH 1 sind die verwendeten Daten in Abb. 5.8 dargestellt. Das verwendete Datenfenster ist oben zu sehen, darunter die entsprechenden Frequenzspektren. Das dritte Diagramm zeigt den Logarithmus des Amplitudenverhältnisses je zweier Spuren im Abstand Δx in Abhängigkeit von der Frequenz, hier „Logarithmuskurven“ genannt. Frequenzen über 75 Hz sind im Signal offensichtlich kaum enthalten, verfälschen jedoch die Berechnung der Steigung. Deshalb ist das verwendete Frequenzspektrum auf den Bereich von 3 bis 75 Hz beschränkt. Aus jedem berechneten Steigungswert ergibt sich ein Wert für Q , in diesem Fall liegt Q zwischen 15 und 84, wobei der Durchschnittswert 27 beträgt. Für den negativen Ast von OBH 1 sind die entsprechenden Daten und Kurven in Abb. 5.9 zu sehen. Es ergeben sich für diesen Offsetbereich etwas

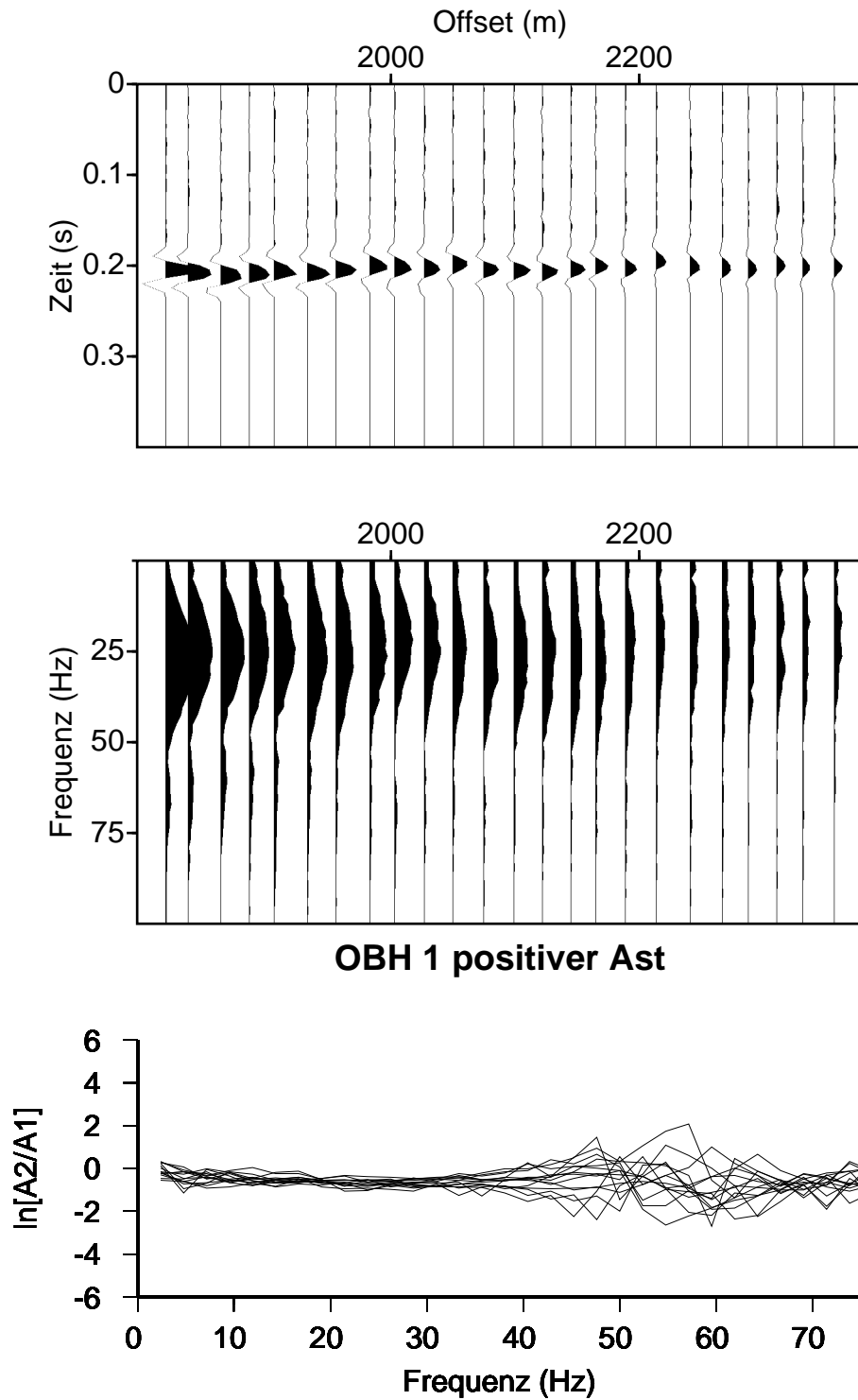


Abbildung 5.8: Q -Abschätzung für OBH 1, positiver Ast. Der durchschnittliche Q -Wert beträgt 27.

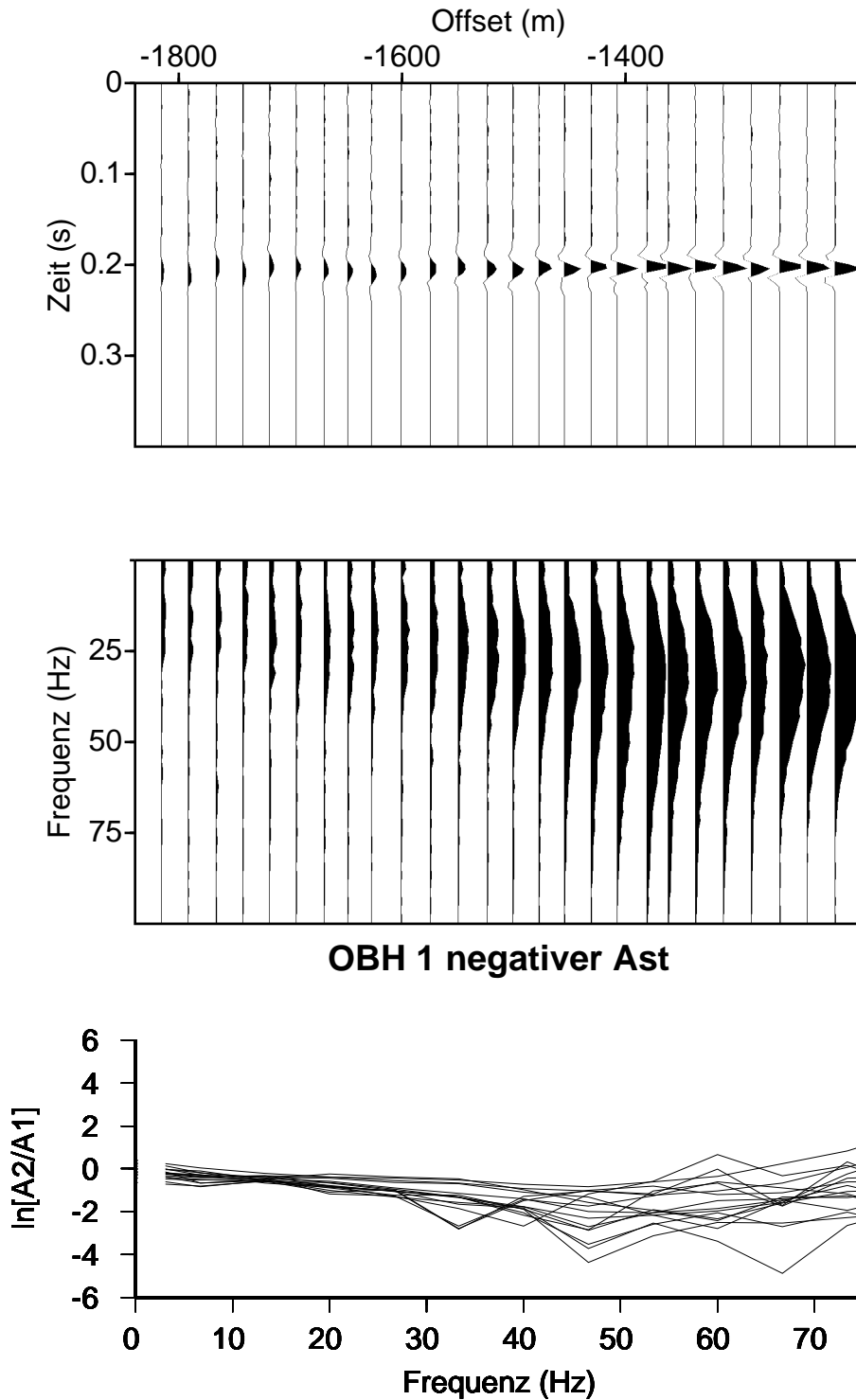


Abbildung 5.9: Q -Abschätzung für OBH 1, negativer Ast. Der durchschnittliche Q -Wert beträgt 13.

geringere Werte für Q zwischen 5 und 28, wobei der Durchschnitt 13 beträgt.

Für OBH 3 wurde ein Fenster mit Spuren gewählt, die einen Schuss-Empfänger-Abstand von etwa 1500 m bis 2200 m abdecken, ähnlich wie für OBH 1. Der zu analysierende Einsatz ist deutlich tieffrequenter (Abb. 5.10), was darauf zurückzuführen ist, dass sich die Position des OBH im Randbereich des Sees befindet, in dem die Post-Impaktsedimente stark gashaltig sind. Da der Ersteinsatz in den anderen Offsetbereichen noch mehr Störungen aufweist, wurden keine weiteren Spuren in die Analyse einbezogen. Das Hauptfrequenzband reicht hier nur bis etwa 25 Hz, aber ein Teil der Spuren weist ein Nebenmaximum bei 30-35 Hz auf. Das sind insbesondere die Spuren (z.B. Offset kleiner als - 2000 m), bei denen schon das Signal im Zeitbereich nicht frei von hochfrequenten Störungen („zackige Signalform“) ist. Zur Abschätzung von Q wurden deshalb nur die Frequenzen von 3 bis 26 Hz verwendet, da in diesem Bereich auch die Logarithmuskurven einen sehr glatten Verlauf zeigen. Es ergeben sich für dieses OBH Q -Werte von 8 bis 53, bei einem Durchschnitt von 23. Diese Werte sind nur als seismische Güte für den entsprechenden Frequenzbereich gültig, trotzdem gleichen sie den Werten von OBH 1, die für ein wesentlich breiteres Frequenzband berechnet wurden. Es zeigt sich also, dass für eine derartige Analyse nur sehr klare ungestörte Einsätze verwendet werden können, sofern das gesamte Frequenzband in die Untersuchung mit einfließen soll. Selbst kleine Störungen wie die in den Daten von OBH 3 verhindern einigermaßen konstante Q -Werte, obwohl die Logarithmuskurvenschar in Abb. 5.10 bis auf die Peaks bei etwa 30 Hz nicht stärker zu streuen scheint als diejenigen von OBH 1 (Abb. 5.8 und 5.9). Tatsächlich sind es aber die Kurven einzelner Spurpaare von OBH 3, die wesentlich größere Schwankungen aufweisen als die einzelnen Kurven von OBH 1, so dass die berechneten Steigungen stark variieren.

Weiterhin ist festzustellen, dass die Ergebnisse neben der Abhängigkeit vom untersuchten Frequenzband teilweise stark auf Änderungen anderer Parameter reagieren, z.B. auf den Abstand zwischen analysiertem Signal und auf 0 gesetzten Samples sowie auf die Länge der dabei gewählten Taper-Funktion. Desweiteren enthält auch die Korrektur der sphärischen Divergenz Ungenauigkeiten, da sie nur anhand eines eindimensionalen Geschwindigkeits-Modells erfolgt. Für eine exakte Korrektur müsste aber der genaue Strahlweg innerhalb des auch lateral variierenden Modells analysiert werden. Somit können die hier genannten Ergebnisse tatsächlich nur als Abschätzung der seismischen Güte dienen. Auf eine Abschätzung der Q Werte für die Seesedimente wurde verzichtet, da die in den Seismogrammen zu erkennenden Reflexionen so stark von anderen Einsätzen und Störungen, insbesondere Bubble, überlagert sind, dass kein reines Signal zu extrahieren ist.

Die erhaltenen Werte von Q sind mit etwa 20-30 sehr gering und für OBH 1 unabhängig vom betrachteten Frequenzband. Für OBH 3 ergeben sich Q -Werte derselben Größenordnung überhaupt nur in einem eng begrenzten Frequenzband von 3 Hz bis 26 Hz. Obwohl sich die Frequenzabhängigkeit der Absorption theo-

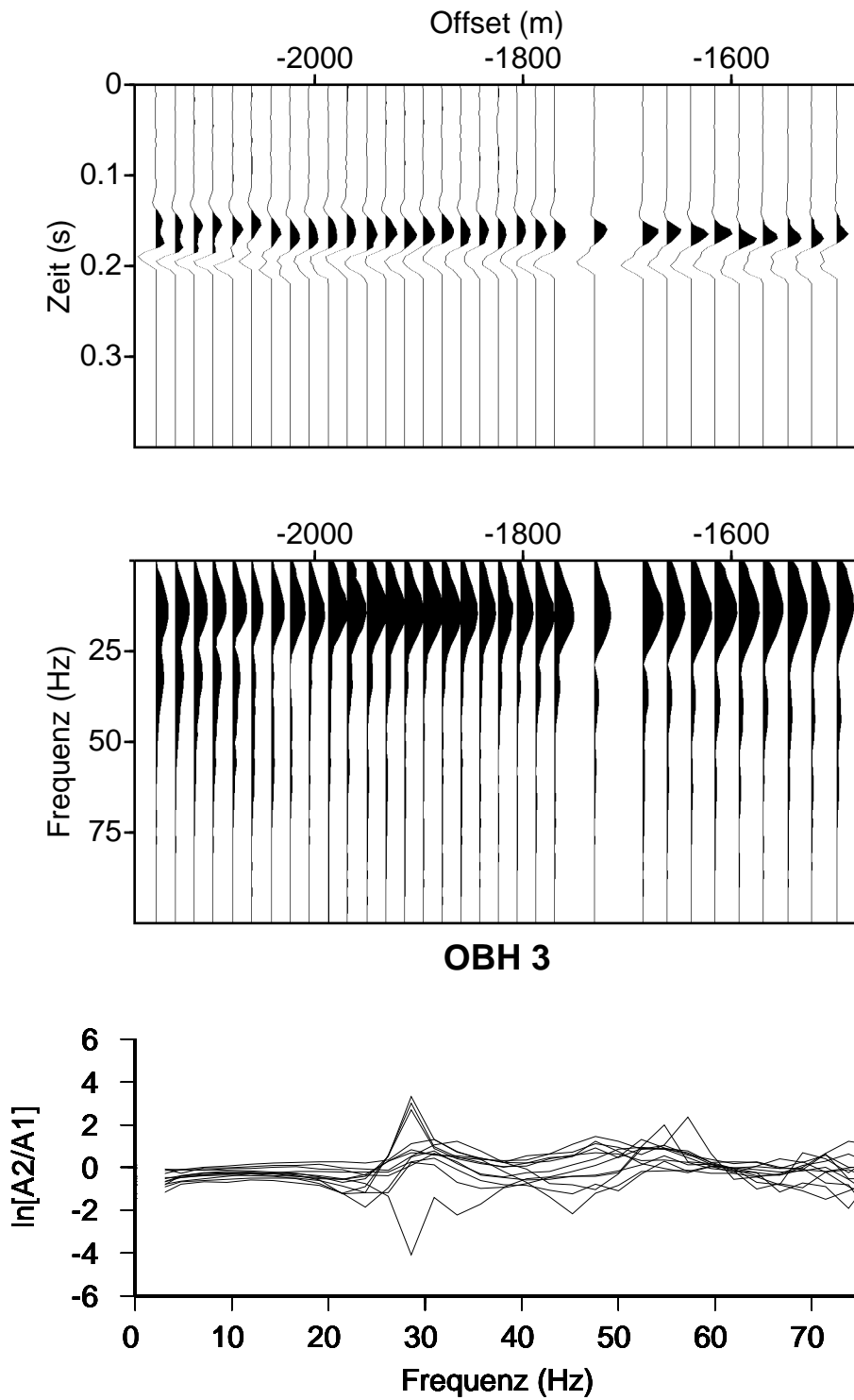


Abbildung 5.10: Q -Abschätzung für OBH 3. Der durchschnittliche Q -Wert beträgt 23.

retisch herleiten lässt, zeigen praktische Messungen, dass die Q-Werte für den begrenzten Frequenzbereich seismischer Untersuchungen (bis 100 Hz) meist konstant sind (Sheriff & Geldart, 1995). Die hier abgeleiteten Werte sind in der Literatur eher für sehr weiche Sedimente oder gashaltige Gesteine zu finden, wogegen kristallines Gestein Werte von 75 und mehr hat (Sheriff & Geldart, 1995). Allerdings sind auch die seismischen Geschwindigkeiten in dieser Schicht sehr gering, und es wird von stark zertrümmertem Gestein ausgegangen, in dem auch die Absorption der seismischen Energie höher und damit Q niedriger ausfällt als im Durchschnitt. Die Inhomogenität der zertrümmerten Schicht könnte auch eine der Ursachen für die Schwankungen der Q-Werte sein. Vergleichbare Messungen von Q an solchen Trümmergesteinen, insbesondere in Meteoritenkratern sind bisher nicht bekannt.

5.1.3 FD-Modellierungen

Für den Vergleich der gemessenen OBH-Seismogramme mit synthetischen Seismogrammen wurde der Datensatz von OBH 1 (Profil 1) ausgewählt, weil die Datenqualität dort besser ist als auf Profil 2. Die FD-Modellierung wurde sowohl für das Vier-Schicht-Modell als auch für das Gradientenmodell durchgeführt. Neben der aus dem entsprechenden Modellen übernommenen P-Wellengeschwindigkeit v_p müssen für jeden Gitterpunkt die S-Wellengeschwindigkeit v_s , die Dichte ρ und die seismische Güte Q vorgegeben werden. Für den Wasserkörper sind $v_p = 1,45$ km/s, $v_s = 0$ km/s, $\rho = 1000$ kg/m³ und $Q = 10000$. Die S-Wellengeschwindigkeiten für die Sedimente wurden zunächst nach der Formel $v_s = v_p/\sqrt{3}$ berechnet. Um die in den realen Daten zu erkennende starke Reflexion von der Grenze Sediment-Brekzie zu modellieren, wurde die S-Wellengeschwindigkeit in der Kraterschicht vergleichsweise gering angesetzt (vgl. Anhang A.3) und nach $v_s = 0,8 \cdot v_p/\sqrt{3}$ berechnet. Q wurde für die Kratergesteine nach den Ergebnissen der Spektralanalyse auf 30 gesetzt. Erste Tests der FD-Modellierungen zeigten die beste Übereinstimmung zwischen synthetischem und gemessenem Seismogramm mit einem Q-Wert von 50 für die Sedimente. Die Dichte ρ beträgt im Sediment 1400 kg/m³, in der Kraterschicht 2000 kg/m³ (vgl. Kap. 4.4). Die Amplitudenstärken der verschiedenen Einsätze bei der Modellierung des Gradienten-Modells zeigen im Vergleich zum Vier-Schicht-Modell eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Die Abb. 5.11 und 5.12 zeigen jeweils das gemessene und das synthetische Seismogramm für das Gradientenmodell im Überblick. Für die Darstellungen wurden die Seismogramme mit AGC-verstärkt, da die Ersteinsätze der refraktierten Wellen sonst im Vergleich zur kaum gedämpften direkten Wasserwelle zu schwach sind. Die Fensterlänge des AGC beträgt 1 s.

Die generelle Form des Seismogramms wird durch die FD-Modellierung gut reproduziert, da ein aus den tatsächlichen Laufzeiten erstelltes Geschwindigkeits-Modell verwendet wurde. Der dominante Einsatz repräsentiert die direkte Wasserwelle mit einer Geschwindigkeit von 1,45 km/s. Desweiteren ist die Reflexi-

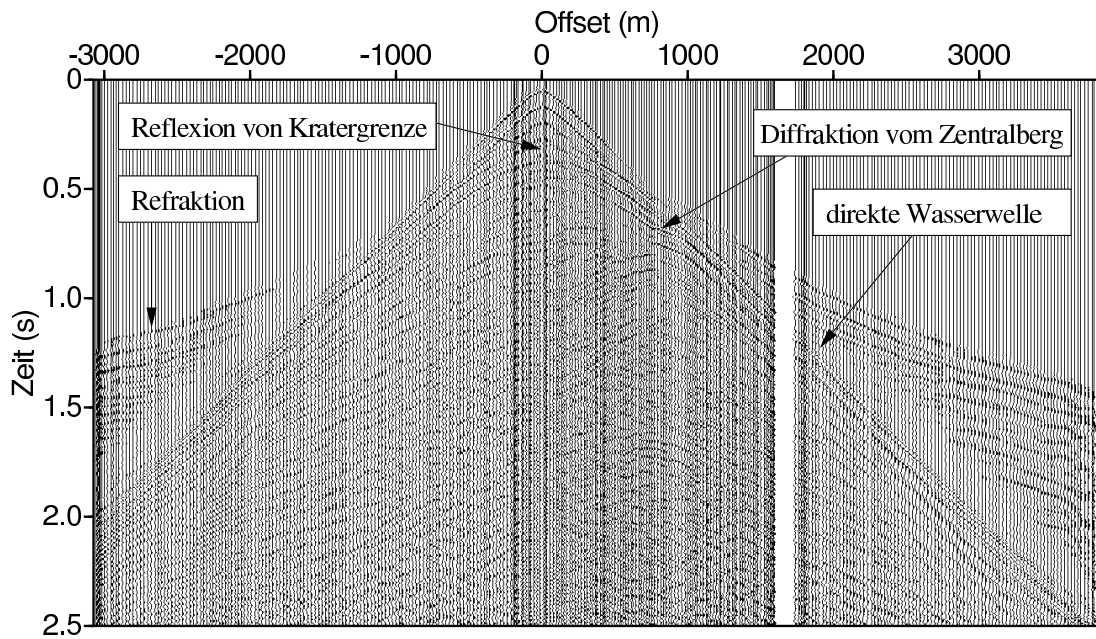


Abbildung 5.11: Verstärktes Seismogramm von OBH 1.

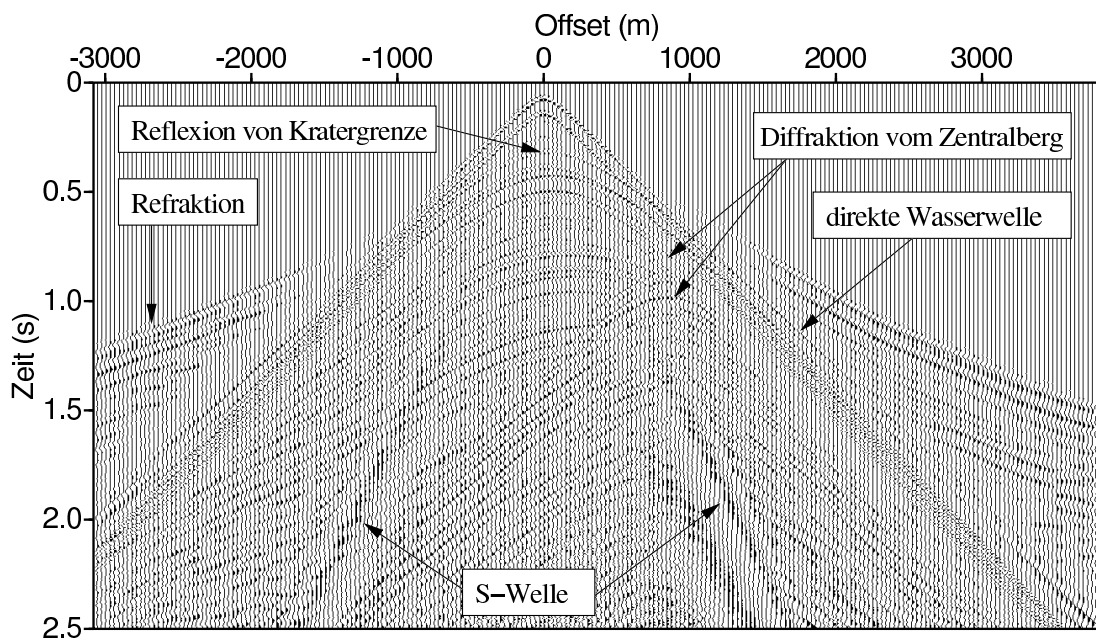


Abbildung 5.12: Verstärktes synthetisches Seismogramm mit $v_s = v_p/\sqrt{3}$ in den Sedimenten. Die primär aufgezeichnete Diffraction vom Zentralberg wird durch das AGC-Fenster geschwächt, die multiple ist deutlicher.

onshyperbel von der Grenze Sediment-Krater zu erkennen sowie ein refraktierter Einsatz, der bei -1100 m bzw. +900 m Offset die Wasserwelle überholt. Bei Offsets zwischen 400 m und 1300 m wird die Reflexion von der Kratergrenze im gemessenen Seismogramm stärker und eine markante Diffraktion vom Zentralberg ist zu sehen (vgl. auch Abb. 4.1). Der reale Datensatz zeigt vor allem in den OBH-nahen Spuren mindestens zwei deutliche Bubble-Reflexionen, eine dritte interferiert mit der Reflexion von der Grenze Sediment-Krater. In den synthetischen Daten erscheint dagegen die Reflexion von der Grenzschicht Sediment-Kratergestein etwas deutlicher, da nur ein Bubble vorhanden ist. Die Amplituden des Ersteinsatzes sind in den modellierten Daten über den gesamten Offsetbereich gleichförmiger. Zu beachten ist, dass in der Modellierung nur eine zweidimensionale Wellenausbreitung berechnet wird. Das heißt, dass das geometrische Spreading einen weniger starken Amplitudenrückgang erzeugt als in der Realität. Dieser Effekt führt insbesondere bei längeren Laufwegen, d.h. bei großen Offsets, zu zu starken Amplituden. Eine nachträgliche Korrektur dieser Abweichung im Spreading ist mit Hilfe einer lateralen Filterung möglich (Bohlen, 1998). Dies gilt aber nur für eindimensionale Verteilung der Modellparameter. Für komplexere Modelle wie in diesem Fall müssten 3-D Modellierungen durchgeführt werden, die bei der gegebenen Modellgröße aber zu rechenzeitintensiv sind. Beschränkt man sich wie hier auf 2-D Modelle, können nur vereinfachende Korrekturen angebracht werden. Zum Beispiel ist eine einfache Skalierung der Amplituden mit dem Faktor \sqrt{x}^{-1} möglich, wobei x der Offset ist. Das ist aber wiederum nur dann näherungsweise korrekt, wenn der Laufweg der Welle ungefähr gleich dem Offset ist wie z.B. für die direkte Welle. Im Falle der refraktierten Welle dagegen ist der Laufweg deutlich länger und müsste für einen direkten Vergleich noch stärker skaliert werden.

Weiterhin sind Unterschiede in den Reflexionsästen und Diffraktionen von der zentralen Erhebung im Offsetbereich zwischen 400 m und 1300 m zu erkennen. In den realen Daten treten diese Einsätze im Vergleich zum Ersteinsatz, also der direkten Welle, stärker hervor. Im synthetischen Seismogramm interferieren sie mit der starken Wasserwelle und werden unterdrückt. Im hinteren Wellenfeld tritt ab etwa 1,2 s die in den Sedimenten laufende S-Welle auf. Diese ist im realen Seismogramm nicht zu beobachten.

Für die S-Wellengeschwindigkeit in den Postimpakt-Sedimenten wurde nach der Formel $v_s = v_p / \sqrt{3}$ ein Standardwert für verfestigtes Gestein gewählt. Bei der in 5.1.1 festgestellten P-Wellengeschwindigkeit von 1,6 km/s ergibt sich $v_s = 920$ m/s. Dieses v_p/v_s -Verhältnis stellt die Obergrenze dar, da die unkonsolidierten Sedimente und die Gasvorkommen eher ein geringeres v_p/v_s -Verhältnis erwarten lassen. Auch die in OBH 3 identifizierte Scholtewelle (Abb. 4.7) deutet auf deutlich niedrigere S-Wellengeschwindigkeiten als 920 m/s hin. Die minimale S-Wellengeschwindigkeit wird auf 300 m/s geschätzt, da sie größer ist als die Geschwindigkeit der Scholtewelle. Folglich wurden weitere FD-Modellierungen mit verschiedenen Werten für die S-Wellengeschwindigkeit in den Sedimenten durch-

geführt. Die Abb. 5.13, 5.14 und 5.15 zeigen die Ergebnisse für v_s gleich 600 m/s, 300 m/s und für eine Gradientenschicht, in der die Geschwindigkeit von 300 auf 900 m/s ansteigt.

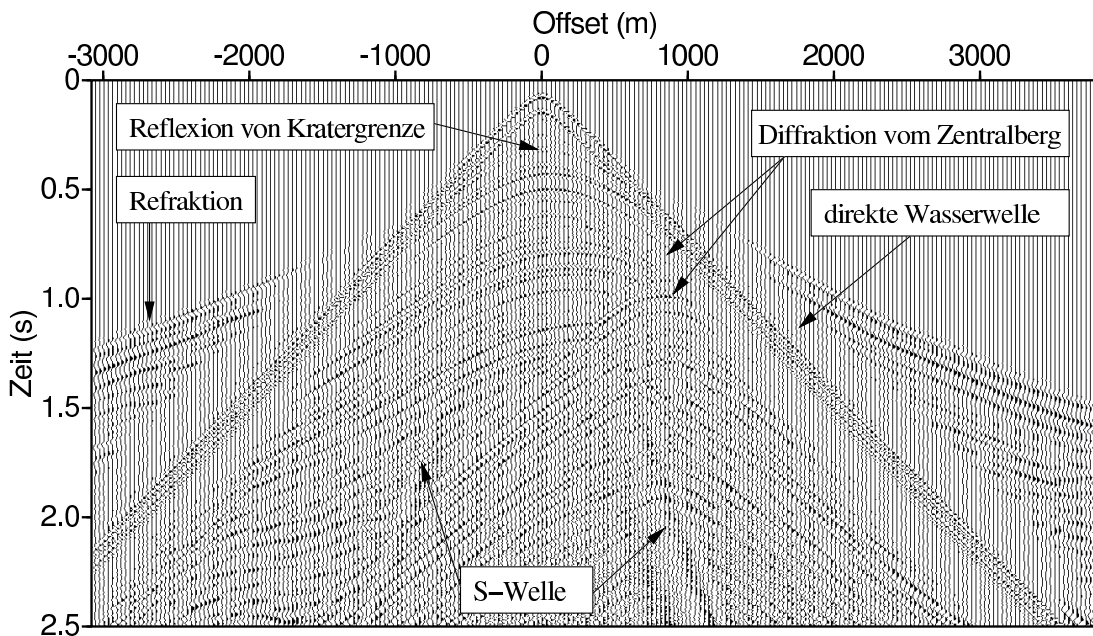


Abbildung 5.13: Verstärktes synthetisches Seismogramm für $v_s = 600$ m/s in den Sedimenten. Die primär aufgezeichnete Diffraktion vom Zentralberg wird durch das AGC-Fenster geschwächt, die multiple ist deutlicher.

Der markanteste Unterschied ist, dass nur in dem 600 m/s-Modell die tieffrequente S-Welle zu sehen ist, die in den realen Daten nicht erkennbar ist. In dem Seismogramm des Gradientenmodells tritt sie nur hervor, wenn man für den AGC eine kürzere Fensterlänge (< 500 ms) verwendet. Zwischen den Seismogrammen des Gradientenmodells und des 300 m/s Modells sind darüberhinaus keine Unterschiede festzustellen. Eine Festlegung der S-Wellengeschwindigkeit innerhalb der Postimpakt-Sedimente ist damit nicht möglich. Die synthetischen Seismogramme gleichen dem realen Seismogramm besten, wenn die S-Wellengeschwindigkeit 300 m/s beträgt oder von 300 m/s auf 900 m/s ansteigt. Diese Beobachtung stützt die Vermutung, dass die Geschwindigkeiten niedriger sind als 920 m/s und nur wenige hundert m/s betragen.

In Abb. 5.16 ist die Ausbreitung des P-Wellenfeldes in dem Modell mit Geschwindigkeitsgradienten in den Sedimenten dargestellt. Die Teilabbildungen markieren Zeitpunkte von 0,1 s bis 1,2 s im Abstand von 100 ms. Ab 300 ms ist die Grenze zwischen Sediment und Brekzie dadurch zu erkennen, dass die Wellenausbreitung in der Kraterschicht nach außen weiter fortgeschritten ist. Für hohe Frequenzen ist die Absorption stärker und die Wellenzüge in der untersten Schicht werden tieffrequenter und damit breiter. Nach etwa 600 ms „überholt“ die von

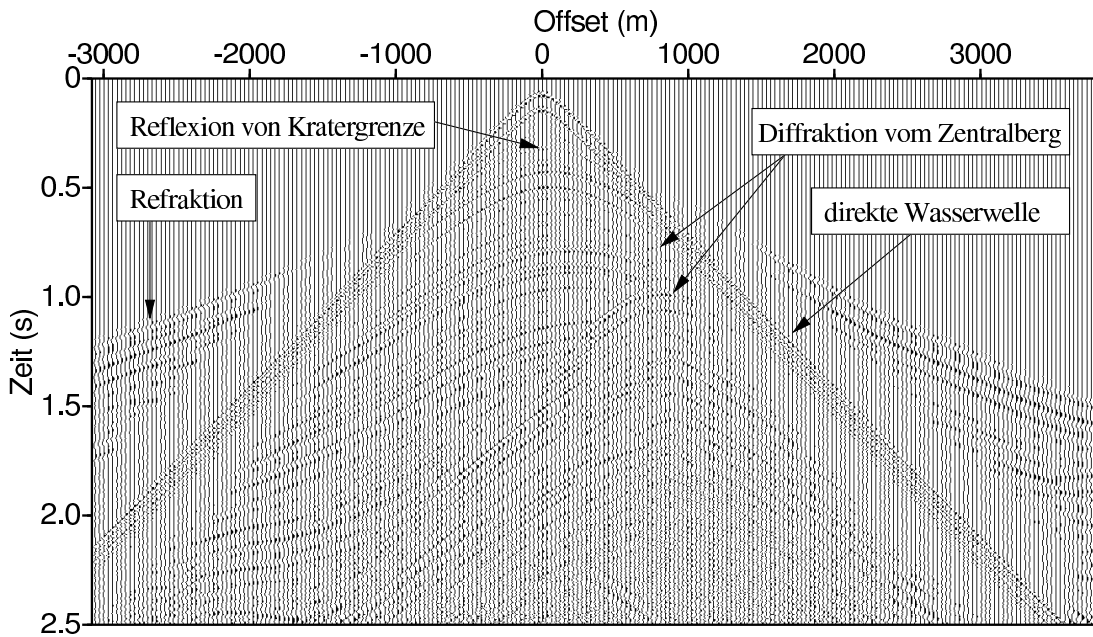


Abbildung 5.14: Verstärktes synthetisches Seismogramm für $v_s = 300 \text{ m/s}$ in den Sedimenten. Die primär aufgezeichnete Diffraktion vom Zentralberg wird durch das AGC-Fenster geschwächt, die multiple ist deutlicher.

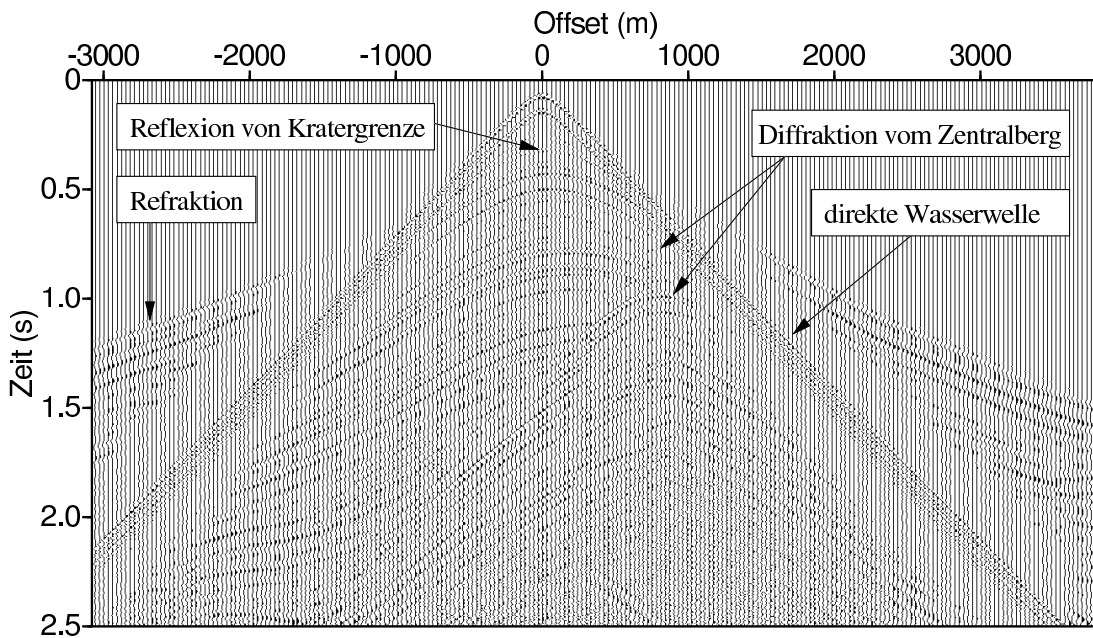


Abbildung 5.15: Verstärktes synthetisches Seismogramm für v_s -Gradient in den Sedimenten. Die primär aufgezeichnete Diffraktion vom Zentralberg wird durch das AGC-Fenster geschwächt, die multiple ist deutlicher.

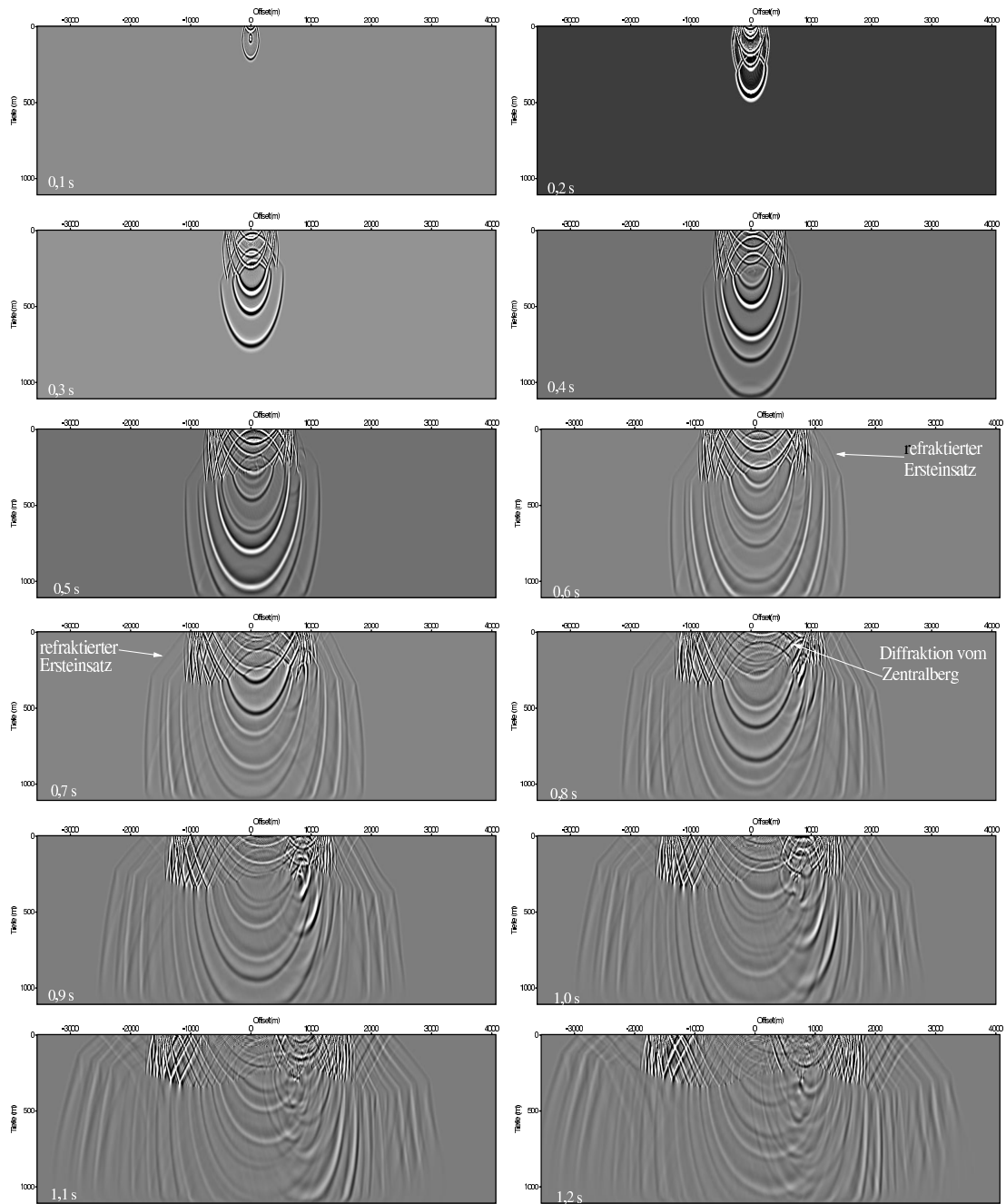


Abbildung 5.16: Momentaufnahmen der P-Wellenenergie in dem Modell mit Geschwindigkeitsgradienten in den Sedimenten von 0,1 bis 1,2 Sekunden.

der Kraterschicht refraktierte Welle die direkte Welle im positiven Offsetbereich bei etwa 900 m und nach etwa 700 ms im negativen Offsetbereich bei -1100 m, so wie es auch im Seismogramm zu erkennen ist. In den Zeitscheiben ab 0,8 s ist bei etwa 850 m Offset die nach oben laufende Diffraktierte vom Zentralberg zu erkennen. Die entsprechende Diffraktionshyperbel ist auch in allen synthetischen und im realen Seismogramm zu sehen. Mit zunehmender Zeit interferieren innerhalb der Wasser- und der Sedimentschicht viele multiple Reflexionen und Multiple des Bubble und eine exakte Zuordnung zu signifikanten Reflexionen (auch in einer vergrößerten Darstellung) ist nicht möglich.

Abb. 5.17 zeigt die Momentaufnahmen der S-Wellenenergie zu den jeweils selben Zeiten wie die P-Wellenenergie in Abb. 5.16. Da es im Wasser keine S-Wellen gibt, müssen Ankunftszeiten von S-Wellen am Seeboden abgelesen werden. Von dort kann nur eine konvertierte P-Welle bis zum Empfänger an der Wasseroberfläche laufen. Diese zusätzliche Laufzeit beträgt etwa 50 ms. Die S-Welle, die den Ersteinsatz am Seeboden markiert, erreicht nach 1 s etwa einen Offset von 1400m. Dabei kann es sich nicht um eine im Sediment laufende S-Welle handeln, sondern nur um S-Wellenenergie, die aus der Wasserwelle konvertiert ist. Die sich im Sediment ausbreitende S-Welle liegt dagegen im hinteren Wellenfeld und ist in einer vergrößerten Darstellung nur wegen der bekannten Ausbreitungsgeschwindigkeit zu identifizieren. Sie ist in den Zeitfenster, die 1 s bzw. 1,2 s darstellen, mit „S1“ bezeichnet. In dem zugehörigen Seismogramm 5.15 ist sie nur bei Verwendung kurzer AGC-Fenster zu identifizieren. Im realen Seismogramm ist gar kein langsamerer Einsatz als 1500 m/s zu erkennen, der als S-Welle interpretiert werden könnte.

Somit können mit Hilfe der FD-Modellierungen sowohl das Gradientenmodell als auch die geschätzten Werte für Q bestätigt werden. Geringfügige Änderungen in den Gesteinseigenschaften zeigen allerdings nur so geringe Änderungen im Ergebnis, dass eine detaillierte Bestimmung von Q und von v_s nicht möglich ist. Die S-Wellengeschwindigkeit in den obersten Sedimenten ist gering, deshalb wird überhaupt nur wenig seismische Energie an der Grenze Wasser-Sediment in S-Wellenenergie konvertiert. Die maximale S-Wellengeschwindigkeit an der Untergrenze der Sedimente beträgt höchstens 900 m/s, wahrscheinlich noch weniger. S-Wellengeschwindigkeiten <600 m/s sind auch aus jungen Sedimenten aus der Ostsee in Tiefen von einigen zehner Metern dokumentiert (Bohlen *et al.*, 2002). Dabei handelt es sich um Geschiebemergel, der von schlickartigen unverfestigten Sedimenten überlagert ist. In diesen beträgt die S-Wellengeschwindigkeit in den obersten Metern häufig deutlich weniger als 100 m/s und steigt dann mit der Tiefe an. Die P-Wellengeschwindigkeit wassergesättigter Sedimente beträgt 1500 m/s (Endler, 1989), im Geschiebemergel etwas mehr. Diese Werte für die P-Wellengeschwindigkeiten entsprechen in etwa denen in den Bosumtwi-Sedimenten. Durch den mit der Tiefe zunehmenden Druck und zunehmende Kompaktion könnte auch dort ein Anstieg mit der Tiefe erklärt werden. Allerdings kann die Geschwindigkeits-Tiefen-Abhängigkeit mit den OBH-Daten nicht so de-

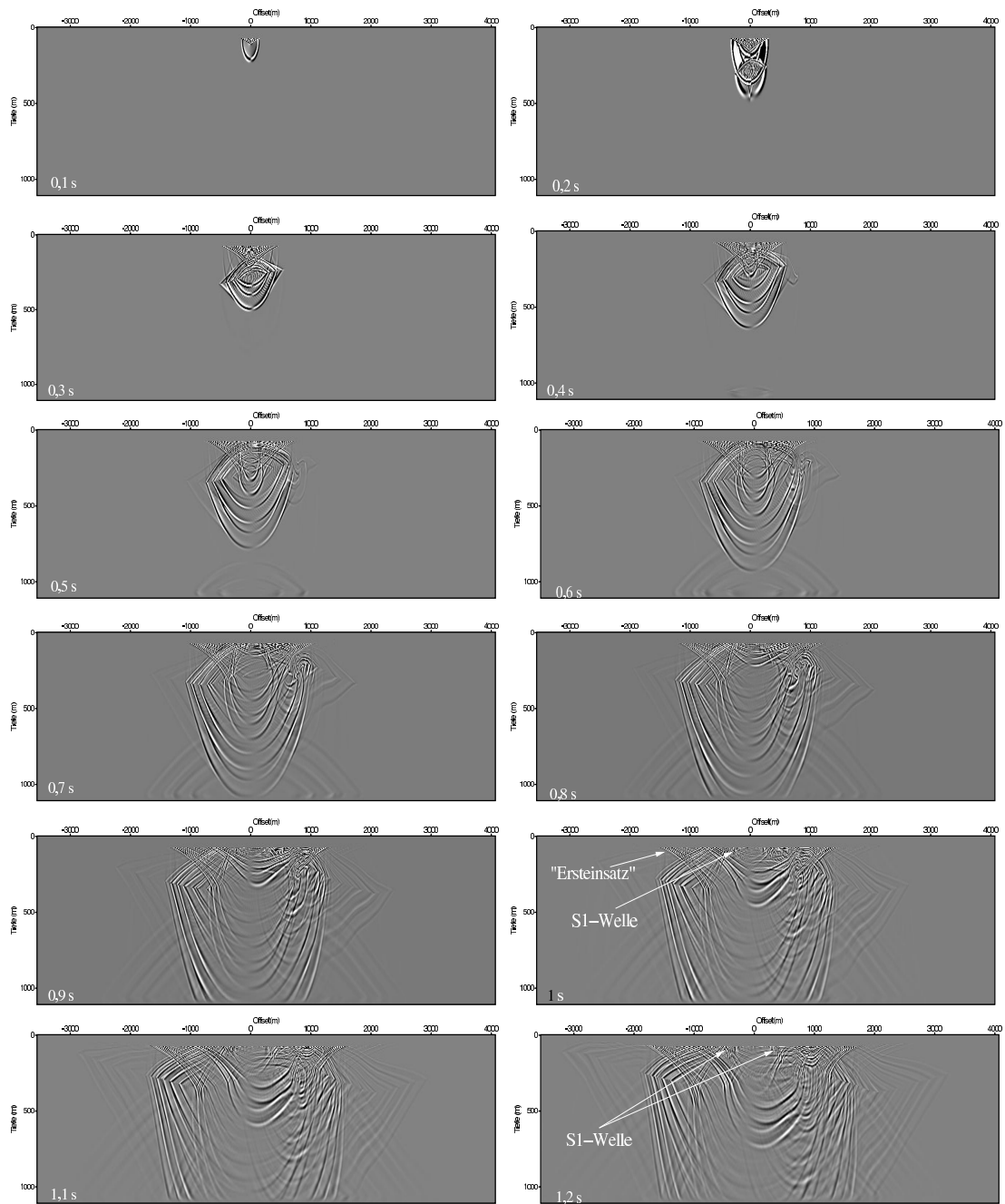


Abbildung 5.17: Momentaufnahmen der S-Wellenenergie von 0,1 bis 1,2 Sekunden. In dem Fenstern, die 1 s bzw 1,2 s markieren, sind der S-Ersteinsatz bzw die sich im Sediment ausbreitende S1-Welle bezeichnet.

tailliert aufgelöst werden. Bohrkernproben von den obersten oberflächennahen Schichten sind so unkonsolidiert, dass eine Messung der seismischen Geschwindigkeiten gar nicht möglich ist (Peck *et al.*, 2001).

Niedrige P-Wellengeschwindigkeiten könnten bedeuten, dass die Sedimente unter einer sogenannten „overpressure“-Bedingung abgelagert wurden (Sheriff & Geldart, 1995). Das bedeutet, dass die in den Poren einer Formation vorhandenen Fluide wegen einer Abdichtung nicht oder nur eingeschränkt zirkulieren können. Während der fortschreitenden Ablagerung erhöht sich durch zunehmende Auflast der Druck, ohne dass die Fluide entweichen können. Damit steigt der Porendruck über den normalen hydrostatischen Druck. Ein Teil der Auflast wird sozusagen von der Gesteinsmatrix auf den Porenraum transferiert. Der effektive Druck ist definiert als Differenz zwischen dem Druck, der durch die Auflast der Gesteine verursacht wird, und dem Druck, unter dem die Fluide stehen. Erhöht sich also der Fluiddruck, verringert sich der effektive Druck, der die P-Wellengeschwindigkeit beeinflusst. Der geringere effektive Druck simuliert sozusagen eine geringere Tiefe, und die P-Wellengeschwindigkeit wird verringert. Niedrige P-Wellengeschwindigkeiten allein können allerdings auch durch Gasvorkommen verursacht werden. Das Verhältnis von P- zu S-Wellengeschwindigkeiten ist zur Unterscheidung dieser Szenarien besser geeignet (Prasad, 2002). Dieses Verhältnis steigt unter overpressure-Bedingungen mit zunehmender Tiefe an, geht jedoch bei Gasvorkommen zurück, weil die S-Wellengeschwindigkeit durch Gasvorkommen nicht beeinflusst wird. Da die S-Wellengeschwindigkeit im Bosumtwi-See nicht genau bestimmt werden kann, ist auch das v_p/v_s -Verhältnis nicht bestimmbar. Überdruck-Bedingungen würden eine Barriere gegen Fluidtransport innerhalb der Sedimentsäule erfordern. Eine solche Barriere könnten dünne „verbackene“ Tonschichten darstellen, deren Bildung durch Austrocknungsereignisse (Brooks *et al.*, 2001) begünstigt wird. Bedingungen, die eine „overpressure“-Ablagerung begünstigen, sind u.a. hohe Sedimentationsraten und Kompaktion durch Auflast bei fehlender Entwässerung (Harkins & Baugher, 1969) und die Reifung organischen Materials (Hedberg, 1974). Diese Bedingungen könnten im Bosumtwi-See erfüllt sein. Überdruck in den Fluiden stellt grundsätzlich eine Gefahr für Bohrungen dar.

5.2 Gravimetrie und Magnetik

Die Bearbeitung der Potentialfelddaten liegt in der Hand der Projektpartner der Universitäten München, Frankfurt a. M. und Kumasi. Die hier gezeigten Ergebnisse sind vorläufig, lassen aber im Vergleich mit den seismischen Ergebnissen bereits einige Interpretationen zu (s. Kap. 8).

Bei der Bearbeitung der gravimetrischen Daten mussten zunächst Korrekturen an einigen Kreuzungspunkten angebracht werden, an denen die Messwerte nicht übereinstimmten. Außerdem mussten die in einer früheren Messkampagne

an Land gemessenen Werte mit den Seeprofilen in ein gemeinsames Netz integriert werden. Auf den Datensatz wurden Freiluft- und Bouguer-Korrekturen sowie eine topographische Korrektur für das Nahfeld angebracht. Da eine Topografie-Korrektur für das Fernfeld noch aussteht, ist die in Abb. 5.18 gezeigte Schwereanomalie vorläufig. Dargestellt sind nur Werte innerhalb einer Fläche, in der

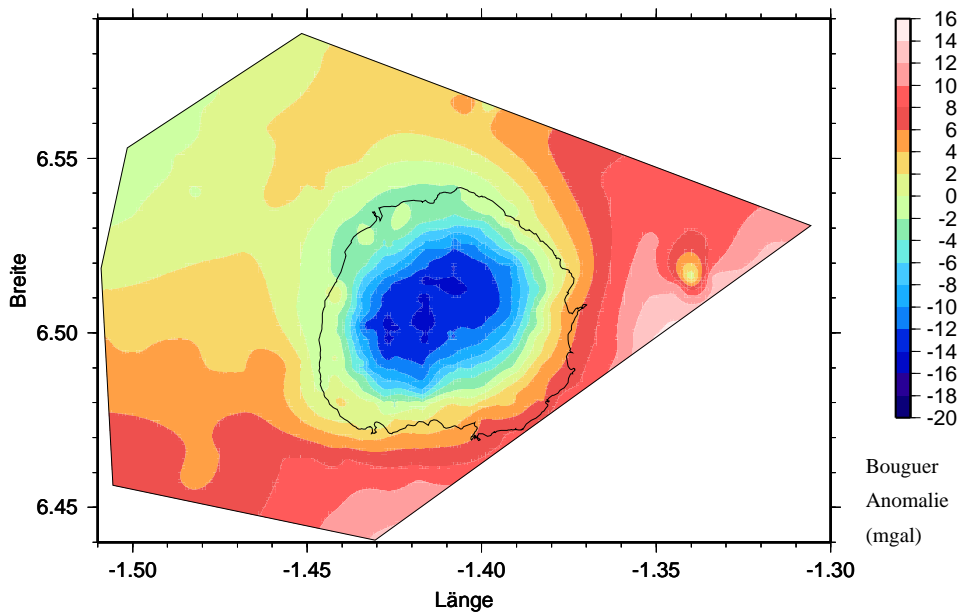


Abbildung 5.18: Vorläufige Bouguer-Anomalie des Schwerefeldes. Zur Orientierung ist der Umriss des Sees eingezeichnet.

tatsächlich Messwerte vorliegen (vgl. Abb. 3.2). Die Schwere hat zwei maximale negative Anomalien von -15 mgal im Zentrum sowie etwas nördlich versetzt. Diese Kombination könnte mit der in den seismischen Modellen gefundenen Nord-Süd-Asymmetrie korrespondieren. Am Seeufer beträgt die Anomalie im Durchschnitt etwa 0 mgal, wobei sie im Südosten, wo das Obuom Range Gebirge angrenzt, bereits leicht positiv und im Nordwesten noch leicht negativ ist. Die negative Anomalie wird durch das Wasser, die Sedimente und das Trümmergestein hervorgerufen, die alle geringere Dichten haben als das umgebende, unbeeinflusste Gestein. Deshalb sind negative Schwereanomalien sehr häufig über Impakt-Kratern festzustellen (Pilkington & Grieve, 1992, und Literaturangaben darin).

Um eine eventuelle Richtungsabhängigkeit der Magnetikmessungen festzustellen, wurden aus einem vermessenen Referenzrechteck Richtungskorrekturen abgeleitet. Dann wurden aus den vermessenen Profilen und den kontinuierlichen Mes-

5.2. GRAVIMETRIE UND MAGNETIK

sungen der Basisstation die vom Tagesgang bereinigten Werte errechnet. Auch nach diesen Korrekturen zeigten sich an einigen Kreuzungspunkten noch Differenzen, außerdem gibt es Unterschiede zwischen Nord-Süd und West-Ost verlaufenden Profilen. Die Korrekturen sind noch nicht abgeschlossen, das in Abb. 5.19 gezeigte Bild repräsentiert den Stand der Auswertungen. Zu sehen sind die magnetischen Anomalien, wie sie auf den Nord-Süd-Profilen gemessen wurden. Die

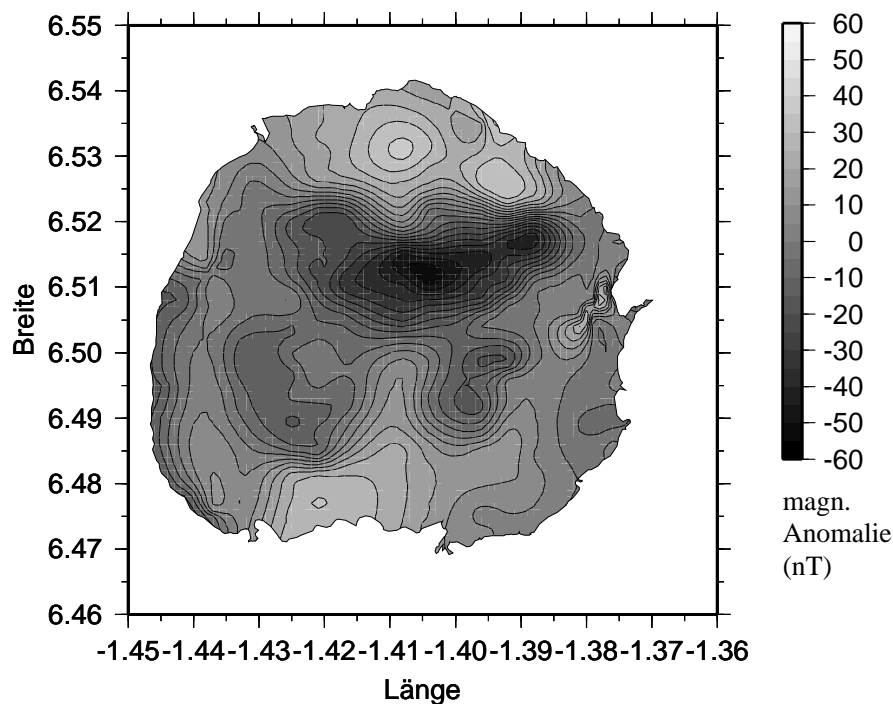


Abbildung 5.19: Vorläufige magnetische Anomalien der Nord-Süd-Profile.

Lage der stärksten positiven und negativen Bereiche stimmt mit der Anomalienkarte der Aeromagnetik-Messungen überein (Plado *et al.*, 2000). Etwas nördlich vom Zentrum befindet sich die maximale negative Anomalie von 53 nT . Positive Anomalien zeigen sich im Norden sowie südlich der starken negativen Anomalie, etwa im Zentrum des Sees. Diese zentrale positive Anomalie ist umgeben von negativen Anomalien kleinerer Amplitude. Auch in der Magnetik deutet sich also eine tiefer liegende asymmetrische Struktur an. Wegen des noch nicht abgeschlossenen Prozessings treten außerdem Artefakte wie die “geknauscht” wirkende Zone im Ostzipfel des Sees auf.

5.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Durch die Inversion der weitwinkelseismischen Datensätze von OBH und Landseismometern unter Zuhilfenahme der MCS-Daten konnte die zentrale Struktur des Bosumtwi-Kraters entlang zweier Profile untersucht werden. Es wurden zwei Geschwindigkeits-Modelle mit der gleichen Abweichung zwischen gemessenen und theoretischen Daten abgeleitet. Das erste ist ein Vier-Schicht-Modell, das nur das erste Profil erklärt. Das zweite Modell besteht aus drei Schichten, von denen die unterste einen Geschwindigkeitsgradienten aufweist. Dieses Gradientenmodell erklärt beide Profile. Beide Modelle zeigen einen Zentralberg im Krater, der von einer ringförmigen Mulde umgeben ist. Der Unterschied betrifft die in Tiefen >600 m gelegene zentrale Struktur. Das Gradientenmodell basiert auf größeren Schuss-Empfänger-Abständen und verfügt somit über bessere Informationen aus größerer Tiefe. Mit Hilfe der ermittelten Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilung der P-Wellen sowie der Abschätzung der seismischen Güte Q konnten synthetische Seismogramme berechnet werden, die für das Gradientenmodell in erster Näherung gut mit den gemessenen Seismogrammen übereinstimmen. Auf dem zweiten Profil können tiefer gelegene laterale Geschwindigkeitsvariationen aufgelöst werden. Somit sind solche Variationen auch auf dem kürzeren Nordwest-Südost Profil als realistisch anzusehen. In allen geophysikalischen Datensätzen gibt es Hinweise auf geringe Unterschiede in der Struktur zwischen den Bereichen nördlich und südlich der zentralen Aufwölbung.

Der im Innern des Kraters befindliche Zentralberg ist knapp 2 km weit und über 100 m hoch. Niedrige seismische Geschwindigkeiten (2,8 km/s) an seiner Oberfläche deuten darauf hin, dass er aus allochthonen Brekzien besteht oder zumindest von solchen bedeckt ist. In dieser Schicht steigen die Geschwindigkeiten mit der Tiefe an. Unterhalb des Zentralberges ist dieser Anstieg stärker als weiter außen unterhalb der ringförmigen Mulde. Das deutet darauf hin, dass sich im tieferen Zentralberg aus der Tiefe aufgestiegenes Gestein befindet, während außenherum eine Decke aus Trümmergesteinen liegt. Bis in eine Tiefe von 1,6 km sind im nördlichen Teil niedrige Geschwindigkeiten nachweisbar, die Mächtigkeit der Trümmerschicht kann nicht aufgelöst werden. Die scheinbare Tiefe des Kraters beträgt 550 m, der "structural uplift" wird anhand von Isolinien der Geschwindigkeit auf mindestens 800 m geschätzt. Diese Werte liegen im Bereich bekannter Abschätzungen für komplexe Krater.

Über dem Zentralberg befinden sich bis zu 180 m mächtige Sedimente, nach außen über der ringförmigen Mulde werden sie bis zu 300 m mächtig. Damit beträgt die maximale Sedimentationsrate 30 cm/kyr. Die seismischen P-Wellengeschwindigkeiten in den Sedimenten sind gering (1,5 bis 1,65 km/s), ebenso die abgeschätzte seismische Güte in den Kratergesteinen. Die S-Wellengeschwindigkeit in den Sedimenten ist sehr gering und beträgt nur einige hundert m/s.

Diese aus den seismischen Messungen gewonnenen Erkenntnisse über die Struktur des Kraters und die Eigenschaften der verschiedenen Schichten bieten exzel-

5.3. ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE

lente Randbedingungen für detaillierte Modellierungen der Potentialfelddaten.

Kapitel 6

Vergleich mit anderen Kratern

In Kap. 5 sind die Ergebnisse der seismischen Untersuchungen detailliert aufgeführt worden, die Einblicke in die tiefere Struktur des Bosumtwi-Kraters geben. Diese Ergebnisse sollen nun mit Untersuchungen anderer terrestrischer Meteoritenkrater verglichen werden. Wie in Kap. 1 erwähnt, wird bei Meteoritenkratern eine grundsätzliche Unterteilung in kleinere, einfache und größere, komplexe Krater vorgenommen. Die Erscheinungsform eines Meteoritenkraters, so wie wir ihn heute vermessen können, ist außerdem von seinem Alter abhängig, da ältere Strukturen unter Umständen von tektonischen oder erosiven Prozessen zerstört oder verändert worden sein können. Alter und Größe sind also entscheidende Parameter, die die heutige Erscheinungsform eines Kraters beeinflussen. Genau genommen gibt es überhaupt nur zwei „junge“ große Krater außer dem Bosumtwi-Krater: Das sind der Zhamanshin-Krater in Kasachstan und der El'gygytgyn-Krater in Sibirien (Abb. 6.1). Von beiden Strukturen gibt es nur wenige oder schwer zugängliche Daten, der El'gygytgyn-Krater ist nur aus der Luft zu erreichen. Davon abgesehen repräsentieren sie eher Einschläge in weiches, sedimentäres Zielgestein, was Auswirkungen auf die Ausprägung der Morphologie hat. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird der Bosumtwi-Krater mit Kratern verglichen, deren Alter oder Größe zumindest ähnliche Größenordnungen haben. Im zweiten Teil werden weitere komplexe Krater vorgestellt, deren Struktur mit seismischen Methoden untersucht worden ist. Die Lage dieser Krater, ihr Durchmesser und Alter, sind in Abb. 6.1 dargestellt.

6.1 Vergleich mit Kratern ähnlicher Größe und ähnlichen Alters

In diesem Abschnitt werden der Zhamanshin- und der El'gygytgyn-Krater, das Nördlinger Ries sowie Haughton-, Marquez-, Upheaval Dome- und Calvin-Krater vorgestellt und mit dem Bosumtwi-Krater verglichen.

Der Zhamanshin-Krater in Kasachstan ist 0,9 Ma alt und hat einen Durch-

6.1. VERGLEICH MIT KRATERN ÄHNLICHER GRÖSSE UND ÄHNLICHEN ALTERS

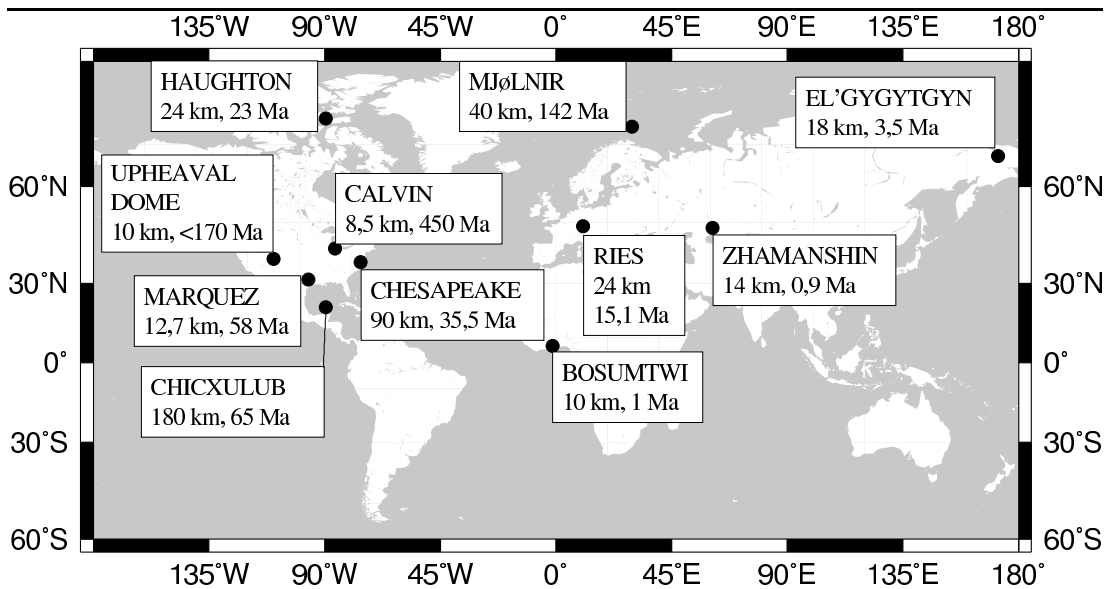


Abbildung 6.1: Lage, Durchmesser und Alter des Bosumtwi-Kraters und weiterer untersuchter Strukturen. Die teilweise vorhandenen Unsicherheiten in den Altersangaben sind nicht angegeben.

messer von 13,5 km. Im Gegensatz zum Bosumtwi-Krater ist aber die Geologie des Einschlaggebietes von Sedimentsequenzen, die metamorphes Basement überlagern, gekennzeichnet (Florensky & Dabizha, 1980). Trotz ähnlichen Alters und Größe wurden deutliche Unterschiede in der Morphologie festgestellt. Die Auswertung topografischer Daten ergibt, dass der Zhamanshin-Krater Reliefunterschiede von 182 m hat, deutlich weniger als Bosumtwi und deutlich weniger als die Skalierungsgesetze fordern. (Garvin & Schnetzler, 1994). Dieselben Autoren sehen in Erosionsprozessen keine ausreichende Erklärung für diese Unterschiede und spekulieren darüber, ob der Zhamanshin-Krater eine andere Klasse komplexer Krater vertreten könnte. Seismische Untersuchungen des Kraters (Florensky & Dabizha, 1980) ergeben, dass das paläozoische Basement von einer Tiefe von 150 - 200 m außerhalb des Kraters auf 775 m innerhalb absinkt. Darüber werden zwei Schichten wegen ihrer Geschwindigkeiten von 2,0 - 4,0 km/s bzw. 3,0 - 4,2 km/s als Brekzienlagen interpretiert. Sie befinden sich in Tiefenlagen zwischen 100 und 300 m bzw. 300 und 775 m. Die Geschwindigkeiten des Basements betragen innerhalb 3,6 - 6,6 km/s und außerhalb 4,0 - 6,8 km/s. Wegen dieser Schwankungen wird keine genauere Interpretation der Geschwindigkeitsanomalien gegeben. Trotz der Unterschiede in der Lithologie des Einschlaggebietes und der signifikanten Unterschiede in der heutigen Erscheinungsform ähneln diese Werte für seismische Geschwindigkeiten und Mächtigkeiten von Brekzienlagen denen des Bosumtwi-Kraters.

Ähnliche Größe und vergleichbares Alter weist auch der El'gygytgyn-Krater

in Sibirien auf: Er misst 18 km im Durchmesser und ist 3,6 Ma alt. Wie der Bosumtwi-Krater ist er mit einem See gefüllt, so dass die Kraterstruktur unter Wasser und einem Sedimentpaket verborgen ist. Vorläufiges Ergebnis einer seismischen Untersuchung der Struktur ist, dass die Sedimentbedeckung etwa 300 - 400 m mächtig ist und darunter eine seismische Geschwindigkeit von 3,4 - 3,9 km/s gemessen wird (Niessen *et al.*, 2000). Die entsprechende Schicht wird als zertrümmertes Grundgestein interpretiert, Tiefe und Mächtigkeit sind aber nicht bestimmt. Der ermittelte Geschwindigkeitswert entspricht der Geschwindigkeit des zerütteten Basements im Profil 1 vom Bosumtwi-Krater. Ob es sich beim El'gygytgyn-Krater um die Scheingeschwindigkeit einer Gradientenschicht handelt, ist nicht auflösbar.

Einer der weltweit am besten untersuchten Krater befindet sich in Deutschland: das Nördlinger Ries. Mit einem Durchmesser von 24 km und einem Alter von 15 Ma gilt es noch als geologisch jung. Es wird als sogenannter „peak-ring“-Krater angesehen, bei dem ein zentrales Becken von etwa 9 km Durchmesser von einem Ring aufgestiegenen und zertrümmerten Grundgesteins begrenzt wird (Pohl *et al.*, 1977). Außerhalb dieses Ringes bis zur Begrenzung durch den Kraterrand befinden sich Blöcke und Trümmerschollen, die von Auswurfmassen bedeckt sind (Abb. 6.2). Aus geophysikalischen Untersuchungen und Bohrungen wurden die

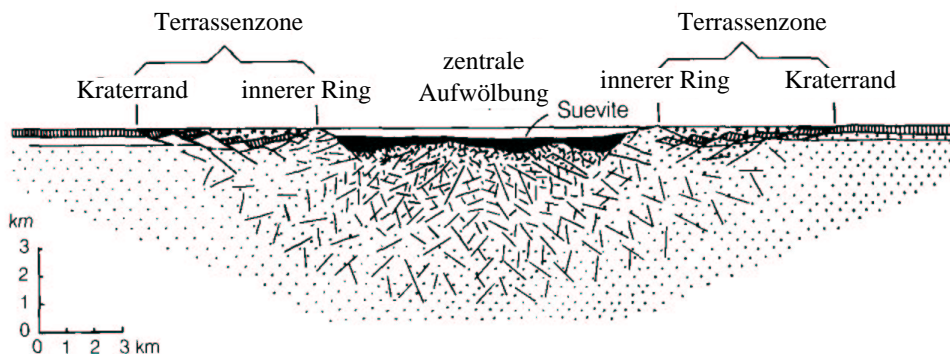


Abbildung 6.2: Modell des Ries-Kraters mit dem „peak ring“ (modifiziert nach Melosh, 1989).

generelle Struktur des Kraters sowie Geschwindigkeits-Tiefenverteilungen innerhalb und außerhalb des Kraters abgeleitet (Ernstson & Pohl, 1977). Im zentralen Becken des Kraters befinden sich Seesedimente mit einer Mächtigkeit von 350 m, darunter eine Suevitschicht von bis zu 400 m, deren Geschwindigkeit 3,0 km/s beträgt. Im kristallinen Grundgestein steigt die Geschwindigkeit mit zunehmender Tiefe an, innerhalb des Kraters jedoch wesentlich langsamer als außerhalb. Die Differenz beträgt bis zu 1,5 km/s in einer Tiefe von etwa 800 m und geht erst in etwa 7 km Tiefe auf 0 zurück. Daraus wird geschlossen, dass das Grundgestein im gesamten Kraterinnern stark zertrümmert ist, wobei der Grad der Beanspruchung

6.1. VERGLEICH MIT KRATERN ÄHNLICHER GRÖSSE UND ÄHNLICHEN ALTERS

mit zunehmender Tiefe abnimmt. Während im Bosumtwi-Krater ein Zentralberg nachgewiesen werden kann, wird die zentrale, aufgestiegene Struktur im Ries-Krater als „peak-ring“ bezeichnet. Beide Krater sind im Zentrum von Brekzien bzw. Suevititen bedeckt, deren seismische Geschwindigkeiten in den obersten Lagen bei etwa 3,0 km/s liegen. Im Ries steigen die Geschwindigkeiten darunter langsam an, so wie es auch das Gradientenmodell für den Bosumtwi beschreibt. Da im Bosumtwi-Krater der genaue Verlauf des Gradienten sowie Geschwindigkeitsanomalien im Vergleich zum unbeeinflussten Gestein außerhalb des Kraters nicht bestimmbar sind, ist ein detaillierterer Vergleich nicht möglich. Allerdings stützen die Erkenntnisse über die große Tiefe der vom Einschlag beanspruchten Gesteine im Ries die Vermutung, dass auch im Bosumtwi-Krater die Zone der betroffenen Grundgesteine noch wesentlich tiefer reicht.

Der Haughton-Krater auf Devon Island in der kanadischen Arktis ist mit 24 km Durchmesser genauso groß wie der Ries-Krater, aber mit 23 Ma deutlich älter. Er besitzt eine zentrale Aufwölbung von etwa 11 km Durchmesser, darum herum eine 1 - 1,5 km breite komplexe Zone von chaotisch orientierten Megablöcken. Ganz außen befindet sich eine Verwerfungszone, in der die Megablöcke gegeneinander rotiert sind (Grieve, 1988, und Literaturangaben darin). Die Struktur befindet sich in 1,7 km mächtigen paläozoischen Sedimenten, von denen die ältesten im Zentrum aufgeschlossen sind. Damit beträgt der „structural uplift“ mindestens 1,7 km. Eine genaue Bestimmung ist nicht möglich, da in dem zentralen, stark fragmentierten Bereich die Topografie des präkambrischen Grundgesteins seismisch nicht abzubilden ist. Der zentrale, aufgewölbte Bereich des Haughton-Kraters ist von einer allochthonen Brekzienschicht bedeckt, die maximal 125 m mächtig ist. Diese weist seismische Geschwindigkeiten von etwa 3,8 km/s auf, während die ungestörten Kalksteine Geschwindigkeiten von über 6,1 km/s zeigen.

Der Marquez-Krater in Texas, USA, ist zu Zwecken der Kohlenwasserstoffexploration geophysikalisch untersucht und erbohrt worden. Er ist etwa 58 Ma alt (McHone & Sorkhabi, 1994), und wegen starker Erosion ist nur eine 1,2 km weite Aufdomung aufgeschlossen, die den Rest des früheren Zentralberges repräsentiert. Aus seismischen und gravimetrischen Datensätzen sowie den Bohrkerndaten wurden die Dimensionen dieses Kraters rekonstruiert (Wong *et al.*, 2001). Der Durchmesser des früheren Kraters wird auf knapp 13 km geschätzt, der „structural uplift“ auf mindestens 1120 m. Im Gegensatz zum Bosumtwi-Krater fand der Einschlag in wasserhaltigen, unverfestigten Sedimenten im Flachwasser statt (Buchanan *et al.*, 1998). Dieser Umstand könnte mit dafür verantwortlich sein, dass der Zentralberg möglicherweise höher war als die geschätzten Kraterwände (Sharpton & Gibson, 1990). Impakttypische Brekzien wie im Bosumtwi- oder im Ries-Krater sind weder als Schmelzen oder Pseudotachylith noch als Suevit in Bohrkernen außerhalb des Zentralberges gefunden worden. Sie könnten entweder infolge explosionsähnlicher Aktivitäten nach dem Einschlag in wasserreiches Gebiet abtransportiert oder durch Erosion beseitigt worden sein (Buchanan *et al.*,

1998). Somit liefert die Untersuchung des Marquez-Kraters Hinweise auf eine besondere Morphologie. Die weitgehende Zerstörung des Kraters verhindert aber eindeutige Beweise.

Ein weiterer Meteoritenkrater mit ähnlicher Größe wie der Bosumtwi-Krater ist der Upheaval-Dome-Krater in Utah, USA. Allerdings ist er stark erodiert und heute nur noch als eine kraterähnliche Muldenstruktur von 2,7 km Durchmesser zu sehen, die von einer ringförmigen Synklinalstruktur von 3,8 km Durchmesser umgeben ist (Huntoon *et al.*, 1982). Das Alter ist nicht genau bestimmt, Schätzungen geben 5-170 Ma an. Der ursprüngliche Kraterdurchmesser wird auf 6-9 km geschätzt, die zentrale Aufwölbung wurde zunächst mit der in diesem Gebiet verbreiteten Salztektonek in Verbindung gebracht. Seismische Untersuchungen stützen die Impakt-Hypothese (Kanbur *et al.*, 1999), geben aber weder den genauen Kraterdurchmesser noch Geschwindigkeitswerte für die Kraterschichten an. Der „structural uplift“ wird auf mindestens 350 m beziffert, der Durchmesser auf mindestens 5 km (Kriens *et al.*, 1999). Der vergleichsweise geringe Wert für den „structural uplift“ beruht auf der stark erodierten Struktur des Zentralberges. Er ist sogar niedriger als der nach der Skalierungsformel berechnete Wert von 450 m für einen 5 km-Krater.

Der Calvin-Krater in Michigan, USA, befindet sich im Gegensatz zum Bosumtwi-Krater in sedimentärem Zielgestein. Er ist etwa 450 Ma alt, sein Durchmesser wird mit 6,2 bis 8 km angegeben. Die gesamte Struktur ist mit geophysikalischen Methoden sowie anhand von 110 Bohrungen im Zusammenhang mit Erdölexploration gut untersucht (Milstein, 1996). Der Zentralberg zeigt einen „structural uplift“ von 415 m. Morphologisch ist der Calvin-Krater damit anderen Kratern in sedimentären Zielgesteinen durchaus vergleichbar (Milstein, 1996). Der größere „structural uplift“ im Bosumtwi-Krater ist auf den größeren Durchmesser und den Einschlag in sogenannten „hard rock“ zu erklären.

Somit ist der Bosumtwi-Krater in seiner Größenklasse tatsächlich einzigartig. Er ist der am besten erhaltene in dieser Reihe von Kratern. Außerdem befindet er sich als einziger in einem Gebiet, das als hartes Zielgestein bezeichnet wird.

6.2 Vergleich mit weiteren Kratern

In diesem Abschnitt werden weitere seismisch untersuchte Krater vorgestellt. Im einzelnen sind das der Chicxulub-, der Chesapeake-Bay und der Mjølñir-Krater.

Der Chicxulub-Krater auf der Yucatan-Halbinsel in Mexico ist geophysikalisch detailliert untersucht. Er gehört neben dem Sudbury-Krater in Kanada und dem Vredefort-Krater in Südafrika zu den drei größten bekannten Kratern der Erde und ist mit 65 Ma von diesen der jüngste. Er ist unter bis zu 1 km mächtigen tertiären Sedimenten vergraben, weshalb seine Abmessungen nur indirekt ermittelt werden können. Seismische Untersuchungen gehen von einem Durchmesser von 180 km aus. In Analogie zu großen extraterrestrischen Kratern ist der

Chicxulub-Krater als sogenannte Multi-Ring Struktur identifiziert worden, bei der es nicht nur einen Zentralberg, sondern mehrere zentrale ringförmige Aufwölbungen gibt (Morgan & Warner, 1999). Die oberflächennahe Struktur bis 2 km Tiefe ist mit mehrkanaliger Reflexionsseismik und Bohrkerndaten (Brittan *et al.*, 1999) untersucht worden. Die mit einem 6 km langen Streamer aufgenommenen Daten beinhalten überkritische Refraktionen, anhand derer zusätzliche Geschwindigkeitsbestimmungen durchgeführt wurden. Innerhalb des Kraterbeckens wird in den tertiären Sedimenten eine Zunahme der P-Wellengeschwindigkeit von 2,0 bis 3,5 km/s festgestellt. Darunter befinden sich einige hundert Meter allogene Brekzien mit unwesentlich höheren Geschwindigkeiten. Erst der Geschwindigkeitssprung auf über 5 km/s unterhalb der Brekzien wird als Grenze von allogenen Brekzien zu Brekzien und zertrümmertem Gestein mit Schmelzanteilen und/oder Schmelze interpretiert. Für die gesamte obere Kruste bis 5 km Tiefe wurden zusätzliche refraktionsseismische Daten von Ozean-Boden-Seismometern und Landstationen tomografisch invertiert (Christeson *et al.*, 1999). Entlang eines Profils, das etwa 26 km vom Zentrum des Kraters entfernt verläuft, wurde eine Zone erniedrigter Geschwindigkeiten unterhalb der tertiären Sedimente festgestellt. Sie treten in der Mitte des Profils über eine Länge von 50 km in etwa 1 km Tiefe auf. Dieser Teil des Profils wird als das Zentrum des später kollabierten transienten Kraters bezeichnet. Die Geschwindigkeitsanomalien werden als Schmelze oder Schmelzanteile interpretiert, die durchschnittlich 1,3 km mächtig sind, aber nicht den gesamten 100 km weiten transienten Kraterbereich abdecken. Das vorgestellte Geschwindigkeitsmodell kann nicht ausschließen, dass die Schmelzschicht näher zum Zentrum der Struktur ausgedehnter und mächtiger wird. Der Chicxulub-Krater repräsentiert, im Vergleich zum Bosumtwi-Krater, mit seiner Multi-Ring-Struktur eine Klasse von deutlich größeren komplexen Kratern. Auch die Bedingungen beim Einschlag unterscheiden sich, da der Chicxulub-Einschlag im Flachwasser eines Schelfmeeres stattfand.

Der Chesapeake-Bay-Krater ist an der Mündung der Chesapeake-Bay in Virginia, USA gelegen. Er ist 35 Ma alt (Poag, 1997) und weist einen Durchmesser von 85 km auf. Aus mehr als 1200 km ein- und mehrkanaligen seismischen Profilen und zusätzlichen Bohrlochdaten ist die Struktur des Kraters rekonstruiert worden, der unter bis zu 1,2 km mächtigen eozänen und holozänen Post-Impakt-Sedimenten begraben ist (Poag *et al.*, 1999). In seinem Zentrum befindet sich ein 38 km weites Becken, das einen Zentralberg aufweist (Abb. 6.3). Das Becken wird durch einen „peak ring“ von der ringförmigen Senke getrennt, die über 20 km breit ist. Der „peak ring“ erhebt sich durchschnittlich 100 m, maximal bis zu 250 m über den außen gelegenen Trog. Die gesamte Struktur wird von einer Brekziendecke, der sogenannten Exmore-Brekzie bedeckt. Der Chesapeake-Bay-Krater ist ein Beispiel dafür, dass Brekziendecken auch den Zentralberg eines Impakt-Kraters bedecken können, so wie es wegen der geringen Geschwindigkeiten auch für den Bosumtwi-Krater postuliert wird.

Der Mjølnir-Krater befindet sich zwischen Norwegen und Spitzbergen in der

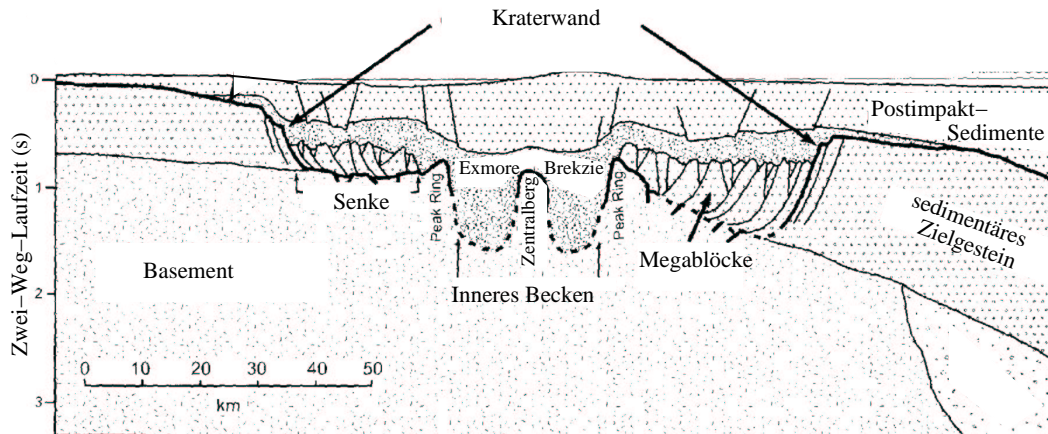


Abbildung 6.3: Querschnitt des Chesapeake-Bay-Kraters aus reflexionsseismischen Profilen (modifiziert nach Poag et al., 1999). Die Z-Achse ist in Zwei-Weg-Laufzeit angegeben. Die dicke schwarze Linie kennzeichnet die kartierte mehrfache Diskordanz. Diese beschreibt den Kraterboden bzw. außerhalb des Kraters die entsprechende Schichtgrenze.

Barents-See. Er ist ca. 150 Ma alt und hat einen Durchmesser von 40 km, der Einschlag erfolgte im Flachwassermilieu auf dem Schelf (Dypvik et al., 1996). Umfangreiche seismische Untersuchungen der Struktur (Tsikalas et al., 1998b) belegen von innen nach außen einen etwa 8 km weiten Zentralberg, eine 4 km weite ringförmige Muldenstruktur und eine komplexe 12 km weite äußere Zone. Letztere unterteilt sich in den inneren Bereich, der durch leichte Reliefunterschiede gekennzeichnet ist, sowie eine ganz außen gelegene Verwerfungszone (Abb. 6.4). Diese äußerste Verwerfungszone anstatt eines Kraterwalls ist ungewöhnlich. Die scheinbare Kratertiefe ist deutlich geringer als für einen 40 km-Krater erwartet. Das wird zum einen auf den extensiven Kollaps von Impakt-Strukturen in wasserhaltigen, unverfestigten Sedimenten, also in instabilem Gestein, zurückgeführt. Weiterhin werden starke Postimpakt-Deformationen postuliert, die von turbulenten Wasserströmungen in der „transient cavity“ verursacht werden. Die später hinzugekommene Auflast von 2 bis 2,5 km mächtigen Postimpakt-Sedimenten hat die ursprüngliche Kratermorphologie zusätzlich signifikant verändert (Tsikalas et al., 1998a). Die Rekonstruktion der ursprünglichen Kratermorphologie direkt nach dem Einschlag ergibt eine noch geringere Kratertiefe von nur 30 bis 70 m. Der Mjølner-Krater zeigt somit typische morphologische Elemente eines komplexen Kraters. Deren Ausprägung ist aber wegen der besonderen Bedingungen während und nach dem Einschlag vergleichsweise gering.

Diese Vergleiche zeigen, dass die aus seismischen Untersuchungen abgeleitete Morphologie des Bosumtwi-Kraters sehr ähnliche Elemente zeigt wie die anderer

6.2. VERGLEICH MIT WEITEREN KRATERN

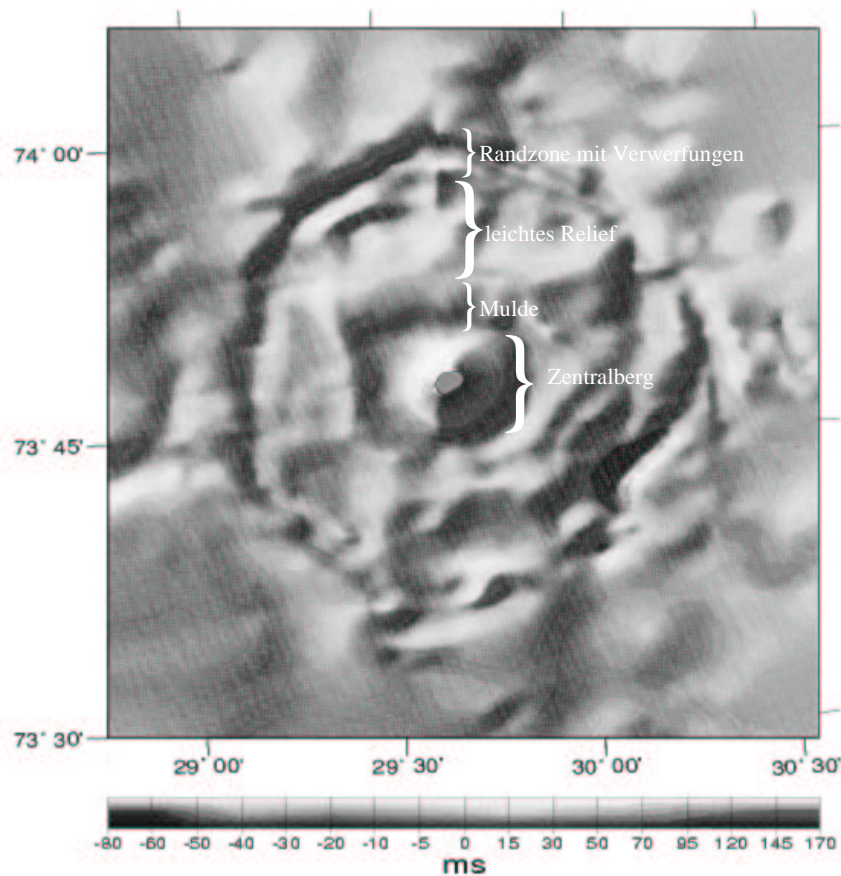


Abbildung 6.4: *Struktur des Mjølner-Kraters in der Barentssee (aus Tsikalas et al. 1998b). Dargestellt ist die aus reflexionsseismischen Profilen abgeleitete Morphologie der stratigraphischen Einheit UB („lower Barremian“), die den Zeitpunkt des Einschlags repräsentiert. Die Morphologie wird als Differenz der Zweiweg-Laufzeit zum Referenzreflektor in Millisekunden gezeigt.*

Krater ähnlicher Größe und ähnlichen Alters (El'gygytgyn). Strukturelle Unterschiede komplexer Krater hängen im wesentlichen von der Größe ab (Chicxulub, Chesapeake Bay). Auf die vergleichende Analyse mit den noch größeren Kratern, Sudbury (Kanada) und Vredefort (Südafrika), wird deshalb verzichtet. Die Beschaffenheit des Zielgesteins wirkt sich im wesentlichen auf die Parameter aus, die mit der Tiefenwirkung des Einschlages zu tun haben, z.B. scheinbare Kratertiefe und der „structural uplift“. Da die Festigkeit des Materials die Stabilität bzw. deren Limit bis zum Kollaps des transienten Kraters beeinflusst, weisen die Krater in „weichen“ Gesteinen trotz ähnlichen oder größeren Durchmessers geringere Tiefenwirkung als der Bosumtwi-Krater auf (Calvin, Mjølner). Starke oder nicht zu quantifizierende Erosion oder Deformation limitieren dagegen bei älteren Kratern (Upheaval Dome, Marquez) häufig die Möglichkeit, die genauen Dimensionen zu ermitteln.

Die genannten Unterschiede in der Morphologie sind nicht auf scharf abzugrenzende Unterschiede bestimmter Parameter oder Randbedingungen zurückzuführen. Vielmehr treten auch Unterschiede bei vermeintlich gleichen Kratern auf, wie z.B. der „peak-ring“ im Ries und die zentrale Aufwölbung im Haughton-Krater. Außerdem zeigen einzelne Krater spezifische Details, wie z.B. der Zhamanshin-Krater die geringe topografische Ausprägung, über deren Ursachen nur spekuliert werden kann. Insofern sind geophysikalische Untersuchungen zur Bestimmung von Morphologie und Dimension von Meteoritenkratern unverzichtbar. Die Rekonstruktion sowohl allgemeiner Entstehungsbedingungen als auch der Besonderheiten einzelner Einschlagkrater wird anhand von Zusatzinformationen aus anderen Disziplinen ermöglicht. Der Bosumtwi-Krater ist wegen seines nahezu unversehrt erhaltenen Zustandes und vergleichsweise leichter Zugänglichkeit ein ideales Untersuchungsobjekt.

Kapitel 7

Numerische Modellierung des Bosumtwi-Einschlags

In diesem Kapitel werden numerische Simulationen von Meteoriteneinschlägen vorgestellt. Ziel der Modellierungen ist es, einen Krater zu „produzieren“, dessen Morphologie der des Bosumtwi-Kraters ähnelt. Damit soll der Impaktprozess näher untersucht, aber auch die Qualität der Modellierungen getestet werden.

7.1 Allgemeines über numerische Modellierungen von Impakten

Meteoritenkrater werden mit einer Vielzahl von Methoden untersucht, und viele der Ergebnisse erlauben Rückschlüsse auf den Prozess des Einschlags. Der Hochgeschwindigkeits-Einschlag selbst lässt sich experimentell nur in beschränktem Umfang erforschen, da im Labor oder bei großen Explosionsversuchen nicht so hohe Geschwindigkeiten erzielt werden, wie sie beim Impakt auftreten. Um einzelne Phasen oder Details dieses Prozesses dennoch genauer zu untersuchen, werden numerische Simulationen von Impakten benutzt. Computerprogramme, die die Ausbreitung von Schockwellen in bestimmten Materialien berechnen und Geschwindigkeiten, Verformungen, Drücke etc. als Funktionen der Zeit darstellen, werden häufig als „Hydrocode“ bezeichnet, da sie ursprünglich nicht das Verhalten fester Körper, sondern nur das von Flüssigkeiten modellieren konnten.

Die Bildung eines Meteoritenkraters kann als eine Art Explosion angesehen werden, deren unterschiedliche Phasen in Kapitel 1.2 beschrieben sind. Für die Simulation dieser Vorgänge im Computer müssen die entsprechenden physikalischen Zusammenhänge programmiert werden.

Das hier verwendete Programm „SALE“ (Simplified Arbitrary Lagrangian Eulerian (Amsden *et al.*, 1980)) wurde ursprünglich zur 2-D Modellierung von Fluiden entwickelt. Die laufende Version berücksichtigt auch die Festkörper (Ivanov *et al.*, 1997). Es arbeitet nach folgendem Prinzip.

7.1. ALLGEMEINES ÜBER NUMERISCHE MODELLIERUNGEN VON IMPAKTEN

Das zu untersuchende Gebiet wird in ein Gitter aus Zellen unterteilt, in denen jeweils Masse, Dichte, Druck, Spannung und spezifische innere Energie definiert werden. Wird eine externe Kraft auf eine oder mehrere Zellen ausgeübt, so resultieren daraus eine Beschleunigung, somit eine Geschwindigkeitsänderung und eine Ortsänderung. Mit einem geeigneten Satz von Gleichungen lässt sich daraus jedes dynamische Problem, z.B. die Bildung eines Einschlagkraters, berechnen. Aus den universellen Erhaltungssätzen der Physik für Masse, Impuls und Energie lassen sich drei dieser Gleichungen bestimmen. Weiterhin werden Zustandsgleichungen verwendet, die die notwendige Beziehung zwischen Druck, Dichte und innerer Energie oder alternativ zwischen Temperatur, Dichte und innerer Energie eines Materials angeben. Die Temperatur ist dabei nicht zur generellen Lösung des Problems erforderlich. Sie ist aber nützlich, weil einerseits Schmelz- und Siedepunkte unterschiedlicher Materialien genauso wie Festigkeitsverhalten meist als Funktionen der Temperatur in der Literatur angegeben sind. Zweitens ist die Temperatur zur Analyse aufgeschmolzener oder verdampfter Teile des Modells wichtig.

Details bei der Umsetzung dieses Schemas im Computer betreffen die räumliche Diskretisierung des Problems (Lagrange oder Euler), die Bestimmung der Zustandsgleichungen und die Berücksichtigung der Festigkeit des zu untersuchenden Materials. Im Lagrange Schema verschiebt sich das Gitter mit den sich bewegendem Masseteilen, beim Eulerischen Ansatz dagegen bleibt das Gitter konstant (Anderson, 1987). Dazu ist es notwendig, nach jedem berechneten Zeitschritt Korrekturrechnungen durchzuführen, die die beschriebenen Parameter an der „alten“ Stelle x beschreiben.

Die Zustandsgleichungen sind ein System von Gleichungen, die in der einfachsten Form den Druck als Funktion von Dichte und Temperatur beschreiben. Dazu wurden zunächst vereinfachende Annahmen (perfektes Gas, Flüssigkeiten) gemacht, die aber zu ungenau sind. In der erweiterten Form, die für solch komplexe Vorgänge wie Meteoriteneinschläge mit extremen Drücken und Temperaturen notwendig ist, müssen die Phasenänderungen des Materials (Schmelze, Dampf, Ioniersierungsprozesse etc.) sowie Transporteigenschaften wie Schallgeschwindigkeit, Wärmekapazität und -leitfähigkeit etc. berücksichtigt werden. Für das hier beschriebene SALE-Programm wird das Paket ANEOS (“Analytical Equations of State”) verwendet (Thompson & Lauson, 1972). Vereinfacht gesagt werden dabei analytische Gleichungen für definierte Phasenräume benutzt und diese an den Übergängen durch numerische Verfahren „verbunden“.

Desweiteren ist „strength“, also die Festigkeit des Gesteins, ein wichtiger Parameter bei der numerischen Modellierung von Impakten. Die Veränderung der Gesteinsfestigkeit während des Impaktprozesses spielt eine bedeutende Rolle insbesondere während des Kraterkollapses. Die Festigkeit wird mit zunehmendem Druck größer, mit zunehmender Temperatur dagegen kleiner. Das Verhalten der Gesteine während eines Impaktes lässt sich phänomenologisch am besten mit dem eines sogenannten „Bingham fluids“ (Bingham, 1916) vergleichen. Dessen Verfor-

mungen bei Ausübung von Druck bzw. Spannung sind bis zu einem bestimmten Limit elastisch, bei höherer Belastung verhält es sich wie ein viskoses Fluid. Die Morphologie kollabierter Krater ist mit der Rheologie eines Bingham-Fluid erklärbar, auch wenn unklar bleibt, wie dieses Verhalten in Gesteinen realisiert wird (Melosh, 1977). Der Kollaps des transienten Kraters erfordert Mechanismen, die die Festigkeit, also den Widerstand gegen solche Verformungen, zeitweise stark herabsetzen. Modelle für den temporären Rückgang der Gesteinsfestigkeit sind thermische Aufweichung (O’Keefe & Ahrens, 1993) und “acoustic fluidization” (Melosh, 1979).

Grundlage für das Modell der „acoustic fluidization” ist, dass in einem Gestein die kritische Spannungsgrenze, ab der plastische Verformungen auftreten, proportional vom Druck der Auflast abhängt. Der innere Reibungskoeffizient μ ist die Proportionalitätskonstante. Während des Impaktes treten starke Vibrationen auf, die als akustische Wellen durch das Gestein laufen. Sie verringern zeitweise den Auflastdruck und damit auch die kritische Spannungsgrenze, die sonst plastische Verformungen verhindert. Gesteine werden nicht wie z.B. Metalle als Kontinuum verformt, sondern zerbrechen in Blöcke (Ivanov *et al.*, 1996). Deshalb werden sie bei der Weiterentwicklung der „acoustic fluidization” in das „Blockmodell” (Ivanov & Kostuchenko, 1997) als ein System von einzelnen Blöcken angesehen. Die Schallwellen üben periodisch zusätzlichen (positiven und negativen) Druck auf solch einen Gesteinsblock aus. Der gesamte Auflastdruck schwankt entsprechend periodisch, so dass in einem bestimmten Zeitabschnitt während dieser Periode die kritische Spannungsgrenze unter die angreifenden Spannungen absinken kann. Makroskopisch gesehen entspricht die dann einsetzende „Verformung” eines solchen Gesteinsblockes einer viskosen Bewegung der gesamten Masse. Die Bewegungen aller Blöcke resultieren dann in der Modifikation des transienten Kraters.

Die Simulation dieser Prozesse während des Impaktes ist, ebenso wie das verwendete System von Zustandsgleichungen, materialabhängig. Genaue Zahlen aus Experimenten oder Beobachtungen sind meist nur in beschränktem Umfang vorhanden. Nichtsdestotrotz sind mit Hilfe solcher Modellierungen eine Reihe ergänzender Untersuchungen zu Impaktprozessen durchgeführt worden (Ivanov & Artemieva, 2002; Ivanov *et al.*, 2002).

7.2 Vorläufige numerische Modellierung eines 10 km Kraters

Numerische Modellierungen des Bosumtwikraters wurden bereits durchgeführt, um Abschätzungen der Schmelzproduktion und insbesondere der Tektitbildung durchzuführen (Artemieva, 2002). Dazu wurde ein schräger Einschlag mit dem Programm SOVA (Shuvalov, 1999) modelliert, das 3-D Simulationen ermöglicht.

7.2. VORLÄUFIGE NUMERISCHE MODELLIERUNG EINES 10 KM KRATERS

Da die Schmelze, die für die Tektitbildung notwendig ist, während des Kraterwachstums in den ersten beiden Phasen des Prozesses produziert wird, wurde nur die Ausbildung eines transienten Kraters (vgl. Kap. 1.2) simuliert. Der Durchmesser des transienten Kraters, die Projekttilgröße, der Einschlagwinkel und die Einschlaggeschwindigkeit wurden aus Skalierungsgesetzen abgeschätzt. Trockener Granit wird als Material für das Projektil und das Zielgestein verwendet, da er die Eigenschaften eines Steinmeteoriten und des metamorphen Zielgesteins am besten repräsentiert. Die Produktion von Tektiten wird bei Einschlagwinkeln von 30° bis 50° und hohen Geschwindigkeiten (>20 km/s) begünstigt. Bei einer Geschwindigkeit von 20 km/s und Einschlagwinkeln von 30° bzw. 45° beträgt der Projektildurchmesser 1140 m bzw. 940 m.

Die hier vorgestellten Modellierungen wurden mit dem SALE-Programm durchgeführt. Ziel ist die Rekonstruktion eines Kraters mit den Dimensionen des Bosumtwi-Kraters. Um die Ausbildung eines komplexen Kraters zu simulieren, muss im Vergleich zu den vorhergehenden Rechnungen die Simulationszeit verlängert werden. Andererseits reicht für Abschätzungen der Dimensionen des finalen Kraters eine 2-D Modellierung, die einen vertikalen Impakt simuliert und weniger Speicherkapazität benötigt. Wegen des Unterschieds zwischen schrägem und vertikalem Impakt wird hier ein etwas kleineres und langsames Projektil (750 m Durchmesser, 12 km/s) verwendet. Die weiteren für die Modellierung verwendeten Parameter finden sich in Anhang C.

Mit der Implementierung der „acoustic fluidization“ wird der Kollaps des transienten Kraters simuliert und eine komplexe Kraterstruktur mit Zentralberg entsteht. Um die Form des finalen Kraters zu beeinflussen, wurden die Zerfallszeit T_{dec} und der Reibungskoeffizient f variiert. T_{dec} ist die Konstante, die den exponentiellen Abfall der Druckoszillation $P_{\text{vib}}(t)$ (s. Anhang C) beschreibt. Der Reibungskoeffizient f bestimmt die verminderte Reibung zertrümmerten Materials und beschreibt damit die herabgesetzte Festigkeit des Gesteins.

Die resultierende Kratermorphologie und Dichteverteilung 100 s nach dem Einschlag ist in Abb. 7.1 für verschiedene Parameter T_{dec} und f dargestellt. Nach dieser Zeit finden keine weiteren Veränderungen der Kratergestalt statt. Die gezeigten Bilder stellen jeweils den zentralen Ausschnitt des Modells dar, die berechnete Gesamtgröße beträgt 23,6 x 14,8 km. Ganz oben (A) ist die Version ohne „acoustic fluidization“ zu sehen. Dabei bildet sich nur ein einfacher Krater. In den Simulationen B, C und D bildet sich jeweils ein Zentralberg und der Kraterdurchmesser ist deutlich größer, weil die Kraterwände instabil werden und abrutschen. Je größer die Zerfallszeit T_{dec} (vgl. B und C), desto länger dauert die Oszillation der Blöcke und desto stärker ist der Kollaps des transienten Kraters. Der Zentralberg ist höher, und der finale Krater ist nicht so tief. Je geringer der Reibungskoeffizient (vgl. C und D), desto instabiler sind die steilen Kraterwände. Der Kollaps ist ausgeprägter, und der finale Krater ist nicht so tief. Die Dichte ist in allen Modellen im Zentrum geringer als weiter außen. Das ist auf erhöhte Temperaturen zurückzuführen, die 100 s nach dem Einschlag im Zentrum noch

KAPITEL 7. NUMERISCHE MODELLIERUNG DES
BOSUMTWI-EINSCHLAGS

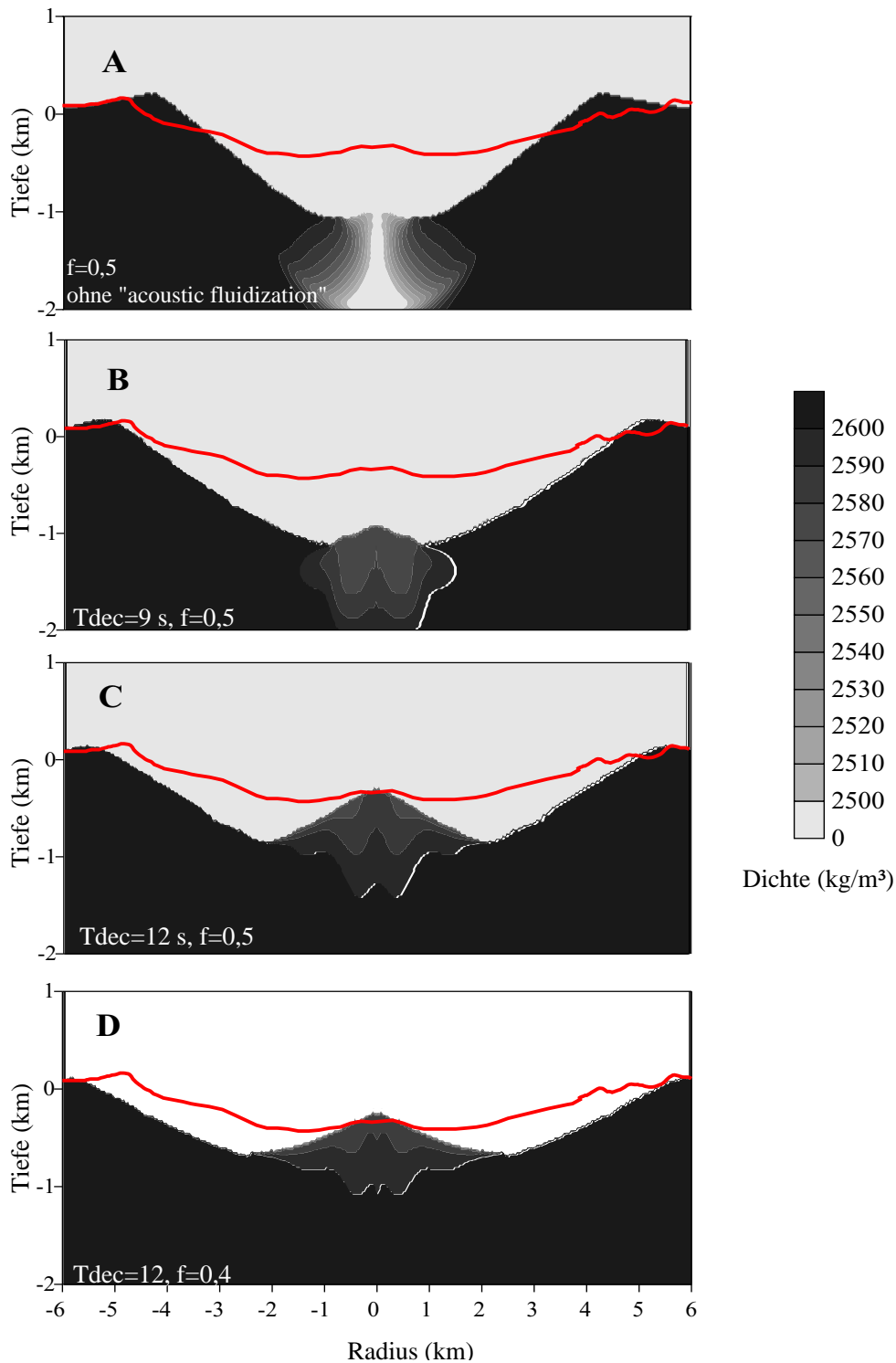


Abbildung 7.1: Dichtemodelle ohne „acoustic fluidization“ (A) und für verschiedene Kombinationen von T_{dec} und f (B, C und D) nach 100 Sekunden. Die rote Linie kennzeichnet die seismisch detektierte Kratergrenze.

7.2. VORLÄUFIGE NUMERISCHE MODELLIERUNG EINES 10 KM KRATERS

immer 600 bis 800 K betragen. Das Dichtemodell repräsentiert also nach 100 s nicht den endgültigen Zustand des Kraters, aber seine endgültige Form.

Die rote Linie markiert jeweils die aus dem seismischen Modell extrahierte Oberkante der Brekzienschicht. Eine Zerfallszeit von 12 s führt zu einem Zentralberg, der so hoch ist wie der seismisch ermittelte. Aber alle simulierten Krater sind zu tief. Zu beachten ist, dass bei dem simulierten vertikalen Einschlag kein Material in den Krater zurückfällt, sondern alle Auswurfgesteine außerhalb landen. Das heisst, es wird keine Schicht von „fall back breccia“ simuliert. Diese Brekzien füllen aber tatsächlich einen Teil der ringförmigen Mulde, und eventuell erstrecken sie sich auch über den Zentralberg. Sie stellen also zusätzliches Gesteinsvolumen dar, das den simulierten Krater auffüllt. Offensichtlich kommt die unter D zu sehende Simulation den gemessenen Werten am nächsten. Um eine Auffüllung bis zu dem seismisch detektierten Niveau zu erreichen, müsste die Brekzienschicht aber selbst in diesem Modell bis zu einigen hundert Metern Mächtigkeit aufweisen. Der Vergleich der f -Werte legt die Vermutung nahe, dass bei noch geringeren Reibungskoeffizienten die ausgebildete Kraterform die flachere Form aus der Seismik besser annähern könnte. Tatsächlich wird dann aber der Zentralberg zu hoch und der finale Kraterdurchmesser zu groß. Der hier am besten passende f -Wert von 0,4 ist bereits relativ gering. Zum Beispiel ist bekannt, dass trockener Sand, der wesentlich weniger stabil ist, einen Wert von 0,85 hat. Noch geringere Reibungskoeffizienten wurden für Impaktmodellierungen ohne „acoustic fluidization“ verwendet, um das viskose Verhalten eines „Bingham fluids“ zu simulieren (McKinnon, 1978). Da beim Bosumtwi-Impakt die Anwesenheit von Wasser ausgeschlossen werden kann, wird durch diese Modellierungen die Frage aufgeworfen, wie es zu einem derart starken Rückgang der Gesteinsfestigkeit kommen kann. Die Modellierung eines schrägen Einschlages könnte Veränderungen hinsichtlich der Reibung ergeben.

In Abbildung 7.2 ist die linke Hälfte des modellierten Kraters aus dem Modell D mit einer Hälfte des Geschwindigkeits-Tiefen-Modells kombiniert. Um die Bewegung während der Impaktsimulation sichtbar zu machen, werden die Teilchen, die ursprünglich jeweils in einer gemeinsamen Tiefe lagen, markiert als Linien eingezeichnet. Damit wird der „structural uplift“ sichtbar. Die beiden tiefsten Linien, die im Zentralberg die Oberfläche erreichen, sind dunkler und etwas dicker gezeichnet. Sie lagen ursprünglich in einer Tiefe von etwa 2 km. Zieht man in Betracht, dass die Spitze des Zentralbergs etwa 300 m unter der 0-Linie liegt, so ergibt sich ein „structural uplift“ von 1,7 km. Das ist deutlich mehr als der aus der Seismik abgeschätzte Wert für den „structural uplift“ und auch deutlich mehr als der Wert, der aus den Skalierungsgesetzen abgeleitet wird.

Es zeigt sich damit, dass das Modell der „acoustic fluidization“ geeignet ist, den Kollaps eines 10-km Kraters zu beschreiben. Die Parameterwahl zur Rekonstruktion gemessener Dimensionen des Kraters erfordert zeitaufwändige Testläufe. Für die bis hier gefundene beste Annäherung erscheint der Krater immer noch zu tief. Der „structural uplift“ erscheint gegenüber den Abschätzungen aus

KAPITEL 7. NUMERISCHE MODELLIERUNG DES BOSUMTWI-EINSCHLAGS

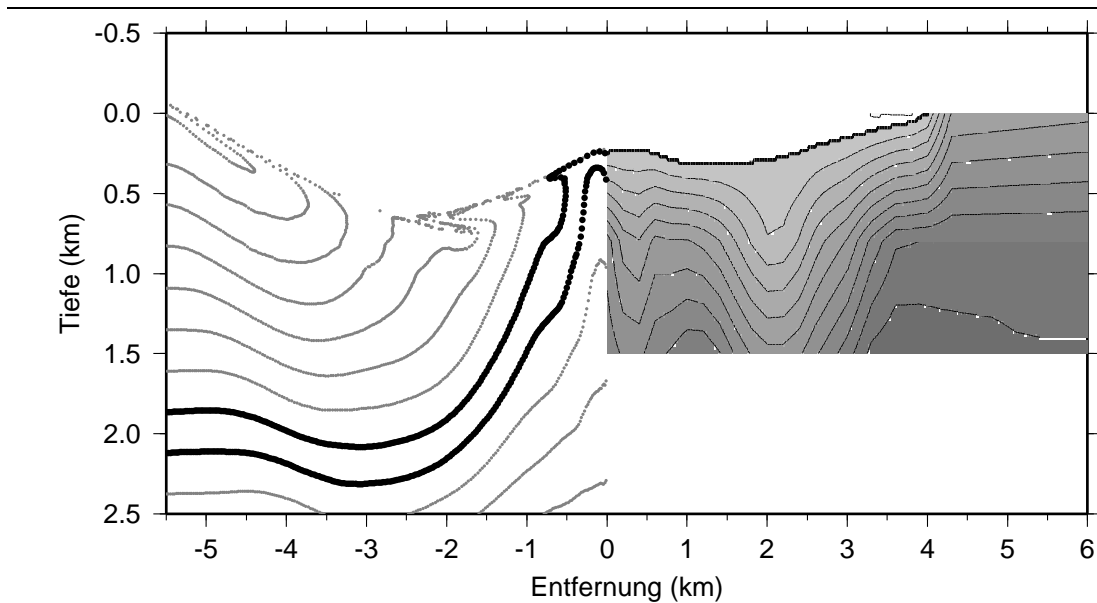


Abbildung 7.2: Kombination des simulierten Modells D ($T_{dec}=12$ s, $f=0,4$), links, mit dem Geschwindigkeits-Tiefen-Modell, rechts.

dem seismischen Modell zu hoch. Allerdings stellen die Geschwindigkeitslinien im v -Modell auch keine Lithologie dar und der daraus abgeschätzte Wert von 800 m legt eher eine untere Grenze fest. Dagegen wird der Aufstieg des Zentralbergs gut wiedergegeben. Die Parameterwahl erfordert eine besonders geringe Gesteinsfestigkeit, die für trockenen Granit untypisch ist. Um die Dimensionen des Bosumtwi-Kraters besser anzunähern, sind einerseits weitere Modellierungen notwendig. Andererseits müssen die verwendeten Parameter geprüft und im Idealfall durch ergänzende Untersuchungen belegt werden. 3-D Modellierungen, die auch einen schrägen Impakt berechnen können, sind derzeit ebenfalls zur Rekonstruktion des Bosumtwi-Kraters in Arbeit (Artemieva, pers. Mitteilung).

Kapitel 8

Schlussfolgerungen und Ausblick

Die vorliegende Arbeit präsentiert Ergebnisse geophysikalischer Untersuchungen des Bosumtwi-Kraters, die Einblicke in dessen tiefere Struktur geben. Die geophysikalischen Methoden haben sich als sehr geeignet erwiesen, auch wenn mit den vorliegenden Datensätzen nicht alle Details aufzulösen sind. Mit Hilfe seismischer Methoden können eine Reihe von Beobachtungen bezüglich des Aufbaus dieses Kraters gemacht werden. Diese Beobachtungen sind im einzelnen:

- Es existiert ein Zentralberg von etwa 2 km Durchmesser und 120 m Höhe.
- Die Struktur ist mit einer Brekzienschicht bedeckt.
- Im Zentrum des Zentralberges befindet sich aufgestiegenes Gestein.
- Die scheinbare Tiefe des Kraters beträgt rund 550 m.
- Der „structural uplift“, also die Aufwölbung der tiefsten vom Einschlag betroffenen Schicht, beträgt mindestens 800 m.
- Die Sedimentbedeckung der Kraterstruktur beträgt 180 bis zu 300 m.

Die Dimensionen, die sich auf die Impaktformationen beziehen, sind typisch für einen komplexen Meteoritenkrater von 10 km Durchmesser. Sie liegen im Rahmen vorhergesagter Werte, die sich aus anderen untersuchten Strukturen ableiten lassen. Allerdings zeigt der genaue Vergleich mit anderen Kratern auch, dass der Bosumtwi-Krater einzigartig ist, weil er einen Impakt in trockenen „hard rock“ repräsentiert. Das bedeutet, dass die Morphologie vergleichsweise stark ausgeprägt ist. Gleichzeitig ist der Originalzustand dieses Kraters fast unversehrt erhalten.

Die seismischen Ergebnisse zeigen ebenso wie die anderen geophysikalischen Daten leichte Asymmetrie. In Abbildung 8.1 ist unten der unter dem See befindliche Teil des Geschwindigkeits-Tiefen-Modells des Nord-Süd-Profils dargestellt. Darüber sind zum Vergleich die entsprechenden Gravimetrie- und Magnetikprofile gezeigt. Die Asymmetrie betrifft die Bereiche nördlich und südlich des

Zentralberges. Im nördlichen Teil ist der Bereich niedriger Geschwindigkeiten ausgedehnter und reicht tiefer als im südlichen Teil. Allerdings ist im südlichen Teil auch die Eindringung der seismischen Strahlen auf eine Tiefe von 1,2 km beschränkt. Darüberhinaus ist an der Unterkante des Modells in 1,6 km Tiefe der Bereich maximaler Geschwindigkeit im Vergleich zur Oberkante des Zentralberges nach Norden versetzt, und zwar um etwa 1 km. Die Mitte des Zentralberges

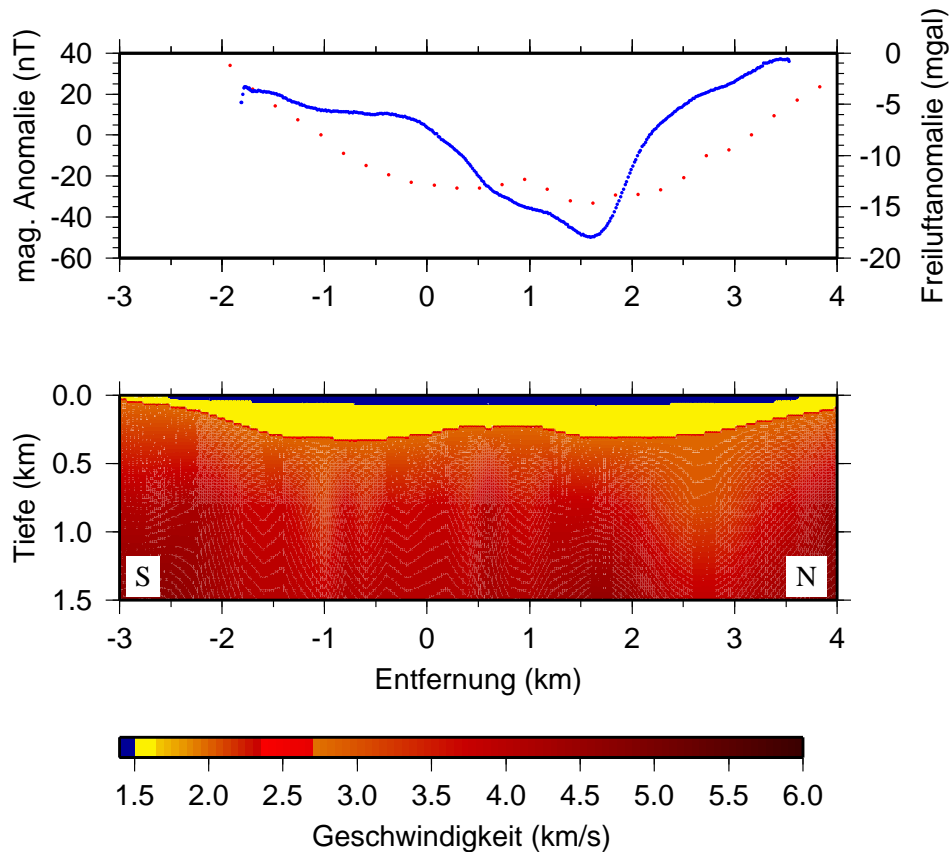


Abbildung 8.1: *Geschwindigkeits-Tiefen-Modell von Profil 2 mit entsprechenden Kurven der Schwereanomalie (rot, Skala rechts) und magnetischer Anomalie (blau, Skala links).*

befindet sich etwa bei einer Entfernung von $x=0,7$ km. Die maximale Geschwindigkeit in der Tiefe tritt bei etwa $x=1,7$ km auf. Genau in diesem Bereich, bei etwa 1,7 km, befinden sich auch die maximalen negativen Anomalien sowohl des magnetischen als auch des gravimetrischen Profils. Auch die aeromagnetische Untersuchung des Kraters zeigt eine nördlich des Zentrums gelegene Anomalie (Plado *et al.*, 2000). Der als Ursache der Anomalie modellierte magnetische Störkörper befindet sich folglich ebenfalls nördlich des Zentrums. Die aus diesem 3-D Modell extrahierten magnetischen 2-D Profile zeigen alle ihr Minimum direkt über

dem magnetischen Störkörper. Entsprechend lässt sich anhand des hier gezeigten Profils vermuten, dass das Zentrum eines Schmelzkörpers bei $x=1,7$ km liegt. Für eine Abschätzung der Tiefe und der Ausdehnung müssen genaue Modellierungen durchgeführt werden, die nicht Gegenstand dieser Arbeit sind. Außerdem muss berücksichtigt werden, dass auch das absolute Schwereminimum an derselben Position liegt. Ein Schmelzkörper weist keine so große Dichteanomalie auf wie z.B. eine Suevitlage mit erhöhter Porosität. Insofern könnte das absolute Schwereminimum auch als scheinbares Minimum interpretiert werden. Etwas südlich davon, bei etwa $x=0,5$ km liegt ein relatives Schweremaximum, das mit dem Zentralberg korreliert. Dieses könnte das Minimum erzeugen. Die Beantwortung dieser Fragen ist wenn überhaupt nur durch integrierte Auswertung aller geophysikalischen Datensätze nach deren vollständiger Prozessierung möglich. Numerische Modellierungen in 2-D, die die Morphologie des Bosutmwi-Kraters annähern, ergeben einen tieferen Krater als die geophysikalischen Daten derzeit erkunden können. 3-D Modellierungen sollen genauere Aufschlüsse über weitere Parameter, wie z.B. die herabgesetzte Gesteinsfestigkeit, während des Kraterkollapses ermöglichen. Die detaillierte Überprüfung der geophysikalischen Modelle sowie der Impaktsimulationen und ihrer Parameter wird erst durch eine Bohrung ermöglicht.

Auch bezüglich der sedimentären Bedeckung der Kraterstruktur können einige Feststellungen getroffen werden: Die Postimpakt-Sedimente zeigen eine niedrige seismische P-Wellengeschwindigkeit (1,5 bis 1,65 km/s), wie sie auch in jungen, wassergesättigten und unkonsolidierten Sedimenten in der Ostsee gemessen wurden. Die Geschwindigkeit der S-Wellen kann lediglich aus den Randbedingungen der Amplitudenmodellierungen geschätzt werden und beträgt wenige hundert m/s. Damit liegt sie ebenfalls in Größenordnung der Ostsee-Sedimente. Außerhalb eines etwa 2 km weiten zentralen Bereichs tritt in den Seesedimenten Gas auf, das sich auf die Qualität von Reflexions- und Refraktionsdaten höchst unterschiedlich auswirkt. Die Gasvorkommen liegen sehr flach, wie bereits in den hochfrequenten Sedimentecholotdaten sichtbar wurde (s. Abb. 2.3). Damit wird bei den Steilwinkeldaten ein Großteil der Energie bereits am Seeboden reflektiert, und kohärente Signale aus größerer Tiefe können nicht aufgezeichnet werden. In den Refraktionsdaten ist dagegen keine Beeinträchtigung der Datenqualität erkennbar. Ob es in größeren Tiefen ein „overpressure“-Regime gibt, kann nicht geklärt werden.

Diese Frage ist unter anderem deshalb interessant, da unter erhöhtem Druck stehende Fluide für Bohrungen riskant sein können. Eine wissenschaftliche Bohrung im Rahmen des „International Continental Drilling Project“ (ICDP) befindet sich in der Planung. Damit sollen sowohl für die Kraterforschung als auch für die paläoklimatischen Untersuchungen weitere Informationen gewonnen werden. Die geophysikalischen Datensätze stellen einerseits wichtige Vorinformationen über interessante, aber möglicherweise auch riskante Bohrlokationen zur Verfügung. Andererseits benötigen sie das sogenannte „ground truthing“, also eine Vermessung der geophysikalischen Größen im Untergrund selbst, um Unsicherheiten und

Mehrdeutigkeiten zu beseitigen. Somit könnten dann Geometrie, Morphologie und Lithologie des Kraters genauer bestimmt, aber auch allgemeine Fragen über den Impaktprozess untersucht werden. Solche Fragen betreffen zum Beispiel die Tektitbildung, aber auch den Einfluss des Meteoriteneinschlages auf das Ökosystem. Für den langfristigen Einfluss auf die Biosphäre eignet sich die Untersuchung der Postimpakt-Sedimente. Darüber hinaus können die bis zu 1 Ma alten Sedimente Informationen über jahreszeitliche bis sehr langfristige (einige hundert tausend Jahre) Variationen des Westafrikanischen Monsunregens, der Hydrologie der Sahelzone oder auch der Oberflächentemperatur des tropischen Ostatlantik liefern.

Die integrierte Auswertung der geophysikalischen Datensätze wird noch weitere wichtige Vorabinformationen für die geplante Bohrung liefern.

Literaturverzeichnis

- ALVAREZ, W. 1997. *T. Rex and the crater of doom*. Princeton University. 185 S.
- AMSDEN, A.A., RUPPEL, H.M., & HIRT, C.V. 1980. SALE: A simplified ALE computer program for fluid flow at all speeds. *Los Alamos Scientific Laboratory report LA-8095*. Los Alamos, NM.
- ANDERSON, C.E.JR. 1987. An overview of the theory of hydrocodes. *Int. J. Impact Engng.*, **5**, 33–59.
- ARTEMIEVA, N. A. 2002. Tektite origin in oblique impact: Numerical modeling. *Pages 257–276 of: PLADO, J., & PESONEN, L.J. (eds), Impacts in precambrian shields*. Impact studies. Springer Verlag, Berlin.
- BINGHAM, E.C. 1916. An investigation of the laws of plastic flow. *Bull. Burr. Standard*, **13**, 309–353.
- BOHLEN, T. 1998. *Viskoelastische FD-Modellierungen seismischer Wellen zur Interpretation gemessener Seismogramme*. Diss., Universität Kiel.
- BOHLEN, T., KUGLER, S., KLEIN, G., & THEILEN, F. 2002. 1.5-D inversion of lateral variation of Scholte wave dispersion. submitted to "Geophysics".
- BRITTAN, J., MORGAN, J., & WARNER, M. 1999. Near-surface seismic expression of the Chicxulub impact crater. *Pages 269–279 of: DRESSLER, B.O., & SHARPTON, V.L. (eds), Large meteorite impacts and planetary evolution II*. Geological Society of America Special Paper 339.
- BROOKS, K., SCHOLZ, C.A., ELLIS, G., LEZZAR, K., KING, J., & PECK, J. 2001. Stratigraphy and sedimentology of tropical Lake Bosumtwi, an analogue basin for lacustrine source rock deposition. *AAPG 2001 Annual Meeting, Abstracts with Programs*, p. A26.
- BUCHANAN, P.C., KOEBERL, C., & REID, A.M. 1998. Impact into unconsolidated, water-rich sediments at the Marquez Dome, Texas. *Meteoritics and Planetary Science*, **33**, 1053–1064.

- CERVENY, V., MOLOTKOV, I., & PSENCIK, I. 1977. *Ray method in seismology*. University of Karlova, Prague.
- CHRISTESON, G.L., BUFFLER, R.T., & NAKAMURA, Y. 1999. Upper crustal structure of the Chicxulub impact crater from wide-angle ocean bottom seismograph data. *Pages 291–298 of: DRESSLER, B.O., & SHARPTON, V.L. (eds), Large meteorite impact and planetary evolution II*. Geological Society of America Special Paper 339.
- DRESSLER, B., & SHARPTON, V (eds). 1999. *Large meteorite impacts and planetary evolution II*. Geological Society of America Special Paper 339. 464 S.
- DRESSLER, B., GRIEVE, R.A.F., & SHARPTON, V.L. (eds). 1994. *Large meteorite impacts and planetary evolution*. Geological Society of America Special Paper 339. 348 S.
- DYPVIK, H., GUDLAUGSSON, S.T., TSIKALAS, F., ATTREP, M.JR., FERRELL, R.E.JR., KRINSLEY, D.H., MØRK, A., FALEIDE, J.I., & NAGY, J. 1996. Mjølner structure: An impact crater in the Barents Sea. *Geology*, **24**, 779–782.
- EL GORESY, A. 1966. Metallic spherules in Bosumtwi crater glasses. *Earth and Planetary Science Letters*, **1**, 23–24.
- EL GORESY, A., FECHTIG, H., & OTTEMANN, T. 1968. The opaque minerals in impactite glasses. *Pages 531–554 of: FRENCH, B.M., & SHORT, N.M. (eds), Shock metamorphism of Natural Materials*. Mono Book Corp.
- ENDLER, R. 1989. *Akustische Eigenschaften des seebodennahen Schlicks im Arkonabecken*. Diss., Inst. f. Meereskunde, Warnemünde.
- ERNSTSON, K., & POHL, J. 1977. Neue Modelle zur Verteilung der Dichte und Geschwindigkeit im Ries-Krater. *Geologica Bavarica*, **75**, 355–371.
- FLORENSKY, P.V., & DABIZHA, A.I. 1980. *Zhamanshin meteorite crater*. Nauka Press, Moskau. 128 p (in Russian).
- FRENCH, B.M. 1968. Shock metamorphism as a geologic process. *Pages 1–17 of: FRENCH, B.M., & SHORT, N.M. (eds), Shock metamorphism of natural materials*. Mono Book Corp.
- GARVIN, J.B., & SCHNETZLER, C.C. 1994. The Zhamanshin impact feature: A new class of complex crater? *Pages 249–257 of: DRESSLER, B.O., GRIEVE, R.A.F., & SHARPTON, V.L. (eds), Large meteorite impacts and planetary evolution*. Geological Society of America Special Paper 293, vol. 293.

- GENTNER, W. 1966. Auf der Suche nach Kratergläsern, Tektiten und Meteoriten in Afrika. *Naturwissenschaften*, **12**, 285–289.
- GLASS, B.P. 1968. Glassy objects (microtektites?) from deep sea sediments near the Ivory Coast. *Science*, **161**, 891–893.
- GRIEVE, R.A.F. 1988. The Haughton impact structure: Summary and synthesis of the results of the HISS Project. *Meteoritics*, **23**, 249–254.
- GRIEVE, R.A.F., & PESONEN, L.J. 1992. The terrestrial impact cratering record. *Tectonophysics*, **216**, 1–30.
- GRIEVE, R.A.F., & PILKINGTON, M. 1996. The signature of terrestrial impacts. *Journal of Australian Geology and Geophysics*, **16**(4), 399–420.
- HARKINS, K.L., & BAUGHER, J.W. 1969. Geological significance of abnormal formation pressures. *Journal of Petroleum Technology*, **21**, 961–966.
- HEDBERG, H.D. 1974. Relation of methane generation to undercompacted shales, shale diapirs, and mud volcanoes. *AAPG Bulletin*, **58**(4), 661–673.
- HUNTOON, P.W., BILLINGSLEY, G.H. JR., & BREED, W.J. 1982. *Geologic map of Canyonlands National Park and vicinity, Utah, 1:62500*. Moab, Utah: The Canyonlands Nat. His. Assoc.
- IVANOV, B.A., & ARTEMIEVA, N.A. 2002. Numerical modeling of the formation of large impact craters. *Pages 619–630 of: KOEBERL, C., & MACLEOD, K.G. (eds), Catastrophic Events and Mass Extinctions: Impact and Beyond*. Geological Society of America Special Paper 356.
- IVANOV, B.A., & KOSTUCHENKO, V.N. 1997. Block oscillation model for impact crater collapse. *Lunar and Planetary Science Conference*, **28**. Abstract 1655 (CD-ROM).
- IVANOV, B.A., KOCHARYAN, G.G., KOSTUCHENKO, V.N., KIRJAKOV, A.F., & PEVZNER, L.A. 1996. Puchezh-Katunki impact crater: Preliminary data on recovered core block structure. *Lunar and Planetary Science Conference*, **27**, 589–590.
- IVANOV, B.A., DENIEM, D., & NEUKUM, G. 1997. Implementation of dynamic strength models into 2D hydrocodes: Applications for atmospheric breakup and impact cratering. *International Journal of Impact Engineering*, **20**, 411–430.
- IVANOV, B.A., LANGENHORST, F., DEUTSCH, A., & HORNEMANN, U. 2002. How strong was impact-induced CO₂ degassing in the Cretaceous-Tertiary event? Numerical modelling of shock recovery experiments. *Pages 587–594*

- of: KOEBERL, C., & MACLEOD, K.G. (eds), *Catastrophic events and mass extinctions: Impacts and beyond*. Geological Society of America Special Paper 356. Geological Society of America special Paper.
- JONES, W.B. 1983. A proposed gas pool in the Pleistocene Bosumtwi impact crater, Ghana. *Journal of petroleum Geology*, **5**, 315–318.
- JONES, W.B., BACON, M., & HASTINGS, D.A. 1981. The Lake Bosumtwi Impact Crater, Ghana. *Geological Society of America Bulletin*, **92**, 342–349.
- JUNNER, N.R. 1937. The geology of the Bosumtwi caldera and surrounding country. *Gold Coast Geological Survey Bulletin*, **8**, 1–38.
- KANBUR, Z., LOUIE, J.N., CHAVEZ-PEREZ, S., PLANK, G., & MOREY, D. 1999. Seismic reflection study of Upheaval Dome, Canyonlands National Park, Utah. *Journal of Geophysical Research - Planets*, **105**(E4), 9489–9505.
- KARP, T., MILKEREIT, B., JANLE, P., DANUOR, S.K., BERCKHEMER, H., POHL, J., & SCHOLZ, C.A. 2002. Seismic investigation of the Lake Bosumtwi Impact Crater: Preliminary results. *Planetary and Space Science*, **50**(7-8), 735–743.
- KITSON, A.K. 1916. The Gold Coast: some consideration of its structure, people and natural history. *Geographical Journal*, **48**, 369–392.
- KOEBERL, C. 1994. Tektite origin by hypervelocity asteroidal or cometary impact: Target rocks, source craters, and mechanisms. *Pages 133–152 of: DRESLER, B.O, GRIEVE, R.A.F., & SHARPTON, V.L. (eds), Large meteorite impacts and planetary evolution*. Geological Society of America Special Paper 293.
- KOEBERL, C., BOTTMLEY, R.J., GLASS, B.P., & STORZER, D. 1997. Geochemistry and age of Ivory Coast tektites and microtektites. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **61**, 1745–1772.
- KOEBERL, C., REIMOLD, W.U., BLUM, J.D., & CHAMBERLAIN, C.P. 1998. Petrology and geochemistry of target rocks from the Bosumtwi impact structure, Ghana, and comparison with Ivory Coast tektites. *Geochimica et Cosmochimica Acta* 1998, **62**, 2179–2196.
- KRIENS, B.J, SHOEMAKER, E.M., & HERKENHOFF, K.E. 1999. Geology of the Upheaval Dome impact structure, southeast Utah. *Journal of Geophysical Research - Planets*, **104**(E8), 18867–18887.
- LACROIX, A. 1934. La decouverte des tectites a la Cote d'Ivoire. *Compt. Rend. Acad. Sc. Paris*, **199**, 1539–1542.

- LEUBE, A., HIRDES, W., MAUER, R., & KESSE, G.O. 1990. The early Proterozoic Birimian Supergroup of Ghana and some aspects of its associated gold mineralization. *Precambrian Research*, **46**, 139–165.
- MAC LAREN, M. 1931. Lake Bosumtwi, Ashanti. *Geographical Journal*, **78**, 270–276.
- MCHONE, J.F., & SORKHABI, R.B. 1994. Apatite fission-track age of Marquez dome impact structure, Texas (abstract). *Lunar and Planetary Science*, **25**, 881–882.
- MCKINNON, W.B. 1978. An investigation into the role of plastic failure in crater modification. *Proc. Lunar and Planetary Science Conf.*, **9**, 3965–3973.
- MELOSH, H.J. 1977. Crater modification by gravity: A mechanical analysis of slumping. *Pages 1245–1260 of: RODDY, D.J., PEPIN, R.O., & MERRILL, R.B. (eds), Impact and explosion cratering: Planetary and terrestrial implications*. Pergamon Press, NY, USA.
- MELOSH, H.J. 1979. Acoustic fluidization: A new geologic process? *Journal of Geophysical Research*, **84**, 7513–7520.
- MELOSH, H.J. 1989. *Impact cratering: A geologic process*. Oxford University Press, New York.
- MILSTEIN, R.L. 1996. The Calvin impact crater and its associated oil production, Cass County, Michigan. *Annual Meeting Abstracts - American Association of Petroleum Geologists*, **5**, 99.
- MONTANARI, A., & KOEBERL, C. 2000. *Impact stratigraphy*. Lecture Notes in Earth Sciences, vol. 93. Springer Verlag.
- MOON, P.A., & MASON, D. 1967. The geology of 1/4° field sheets 129 and 131, Bompata S.W. and N.W. *Ghana Geological Survey Bulletin*, **31**.
- MORGAN, J., & WARNER, M. 1999. Morphology of the Chicxulub impact: Peak ring crater or multi-ring basin. *Pages 281–290 of: DRESSLER, B.O., & SHARPTON, V.L. (eds), Large meteorite impacts and planetary evolution II*. Geological Society of America Special Paper 339.
- NIESSEN, F., KOPSCH, C., WAGNER, B., NOLAN, M., & BRIGHAM-GRETTE, J. 2000. The IMPACT project: Seismic investigation of Lake El'gygytyn NE Russia-implications for sediment thickness and depositional environment. *Eos Transactions AGU*, **81**(48). Fall Meeting Supplement: Abstract B72B-19.

- O'KEEFE, J.D., & AHRENS, T.J. 1993. Planetary cratering mechanics. *Journal of Geophysical Research*, **98**, 17011–17028.
- PECK, J.A., KING, J.W., SCHOLZ, C.A., BROOKS, K., OVERPECK, J.T., AMOAKO, P.Y., & ARKO, J.A. 2001. Physical property logging of sediment cores from Lake Bosumtwi, Ghana. *In: Workshop in preparation of a full proposal for scientific drilling at the Bosumtwi impact structure, Ghana, West Africa; Abstracts*.
- PIERAZZO, E., VICKERY, A.M., & MELOSH, H.J. 1997. A reevaluation of impact melt production. *Icarus*, **127**, 408–423.
- PILKINGTON, M., & GRIEVE, R.A.F. 1992. The geophysical signature of terrestrial impact craters. *Reviews of Geophysics*, **30**(2), 161–181.
- PLADO, J., PESONEN, L.J., KOEBERL, C., & ELO, S. 2000. The Bosumtwi meteorite impact structure, Ghana: A magnetic model. *Meteoritics and Planetary Science*, **35**(4), 723–732.
- POAG, C.W. 1997. The Chesapeake Bay bolide impact: a convulsive event in Atlantic Coastal Plain evolution. *Pages 45–90 of: SEGALL, M.P., COLQUHOUN, D.J., & SIRON, D. (eds), Evolution of the Atlantic Coastal Plain—sedimentology, stratigraphy, and hydrogeology*. Sedimentary Geology Special Issue, vol. 108.
- POAG, C.W., HUTCHINSON, D.R., & COLMAN, S.M. 1999. Seismic expression of the Chesapeake Bay impact crater: Structural and morphologic refinements based on new seismic data. *Pages 149–164 of: DRESSLER, B.O, & SHARPTON, V.L. (eds), Large meteorite impacts and planetary evolution II*. Geological Society of America Special Paper 339.
- POHL, J., STÖFFLER, D., GALL, H., & ERNSTSON, K. 1977. The Ries impact crater. *Pages 343–404 of: RODDY, D.J., PEPIN, R.O., & MERRILL, R.B. (eds), Impact and explosion cratering: Planetary and terrestrial implications*. Pergamon Press, NY, USA.
- PRASAD, M. 2002. Acoustic measurements in unconsolidated sands at low effective pressure and overpressure detection. *Geophysics*, **67**(2), 405–412.
- PRESS, W.H., FLANNERY, B.P., TEUKOLSKY, S.A., & VETTERLING, W.T. 1986. *Numerical recipes: The art of scientific computing*. Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- REIMOLD, W.U., BRANDT, D., & KOEBERL, C. 1998. Detailed structural analysis of the rim of a large, complex impact crater: Bosumtwi Crater, Ghana. *Geology*, **26**, 543–546.

- ROHLEDER, H.P.T. 1934. Lake Bosumtwi, Ashanti. *Geographical Journal*, **87**, 51–65.
- SCHNETZLER, C.C., PHILPOTTS, J.A., & THOMAS, H.H. 1967. Rare earth and barium abundances in Ivory Coast tektites and rocks from the Bosumtwi crater area, Ghana. *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **31**, 1987–1993.
- SCHOLZ, C.A., KARP, T., BROOKS, K.M., MILKEREIT, B., AMOAKO, P.Y.O., & ARKO, J.A. 2002. Pronounced central uplift identified in the Bosumtwi impact structure, Ghana, using multichannel seismic reflection data. *Geology*, **30**(10), 939–942.
- SHARPTON, V.L., & GIBSON, J.W. JR. 1990. The Marquez dome impact structure, Leon County, Texas (abstract). *Lunar and Planetary Science*, **24**, 1136–1137.
- SHAW, H.F., & WASSERBURG, G.J. 1982. Age and provenance of the target materials for tektites and possible impactites as inferred from Sm-Nd and Rb-Sr systematics. *Earth and Planetary Science Letters*, **60**, 155–177.
- SHERIFF, R.F., & GELDART, L.P. 1995. *Exploration seismology*. Cambridge University Press. 592 p.
- SHUVALOV, V.V. 1999. Multi-dimensional hydrodynamic code SOVA for interfacial flows, application to thermal layer effect. *Shock Waves*, **9**, 381–390.
- TAYLOR, S.R. 1992. *Solar system evolution: A new perspective*. Cambridge Univ. New York. 307 S.
- TELFORD, W., GELDART, L., SHERIFF, R., & KEYS, D. 1976. *Applied Geophysics*. Cambridge University Press.
- THOMPSON, S.L., & LAUSON, H.S. 1972. Improvements in the Chart-D radiation hydrodynamic code III: Revised analytical equation of state. *Tech. Rep. SC-RR-710714, Sandia Nat. Labs.*
- TONN R. 1988. *Die Bestimmung der seismischen Güte Q - Ein Vergleich unterschiedlicher Berechnungsmethoden*. Diss., Universität Kiel.
- TSIKALAS, F., GUDLAUGSSON, S.T., & FALEIDE, J.I. 1998a. The anatomy of a buried complex impact structure: The Mjølñir Structure, Barents Sea. *Journal of Geophysical Research - Planets*, **103**(B12), 30469–30483.
- TSIKALAS, F., GUDLAUGSSON, S.T., & FALEIDE, J.I. 1998b. Collapse, infilling, and postimpact deformation at the Mjølñir impact structure, Barents Sea. *Geologic Society of America Bulletin*, **110**(5), 537–552.

LITERATURVERZEICHNIS

- WONG, A.M., REID, A.M., HALL, S.A., & SHARPTON, V.L. 2001. Reconstruction of the subsurface structure of the Marquez impact crater in Leon County, Texas, USA, based on well-log and gravity data. *Meteoritics and Planetary Science*, **36**, 1443–1455.
- WOODFIELD, P.D. 1966. The geology of 1/4° field sheet 91, Fumso, N.W. *Ghana Geological Survey Bulletin*, **30**.
- ZELT, C.A., & SMITH, R.B. 1992. Seismic travelttime inversion for 2-D crustal velocity structure. *Geophysical Journal International*, **108**(1), 16–34.

Abbildungsverzeichnis

1.1	<i>Die Ausbildung eines komplexen Kraters (Melosh, 1989). Die Abbildungen zeigen die Entstehung des Zentralbergs, der terrassenartigen Rutschungen und der komplexen Kraterform ab der Aushöh-lungsphase.</i>	5
1.2	<i>Vereinfachter schematischer Querschnitt durch einen komplexen Impaktkrater ohne Terrassen (modifiziert nach Montanari & Ko-eberl, 2000). Um den Zentralberg herum befindet sich eine ringför-mige Mulde, die den Kraterboden bildet. Sie ist mit Trümmerge-stein und eventuell mit einer Schmelzschicht bedeckt ist. Die Kra-terwand wird aus herausgeschleudertem Material gebildet.</i>	7
2.1	<i>Radarbild (oben) und Geologie (unten, modifiziert nach Jones et al. 1981) des Bosumtwi-Gebietes.</i>	11
2.2	<i>Die Topografie des Bosumtwi-Kraters aus einem digitalen Gelän-demodell (zur Verfügung gestellt von J. Pohl, München).</i>	13
2.3	<i>Sedimentecholotprofil (zur Verfügung gestellt von C.A. Scholz, Sy-racuse, USA). Das Profil verläuft in nordwest-südöstlicher Rich-tung, in etwa so wie das seismische Profil 1 (s. Kap. 3.1, Abb. 3.1). Nur im Zentrum des Sees wird die Schichtung der Sedimente bis in etwa 40 m Tiefe abgebildet. In den Randbereichen gibt es diffuses Signal, das auf gashaltige Sedimente zurückgeführt wird.</i>	14
3.1	<i>Lage der MCS-Profilen (hellgrau), der Weitwinkelprofile (schwarz) sowie der OBH- (Sterne) und PDAS-Stationen (Quadrate). Das nordwestlich-südöstlich verlaufende OBH-Profil ist Profil 1, das Profil in Nord-Süd-Richtung ist Profil 2. Die Topografie (Höhe in m über dem See) der Umgebung ist in Grautönen unterlegt.</i>	15
3.2	<i>Gravimetrieprofile (grau) und -messpunkte (weiss) und Magnetik-profile und -messpunkte (schwarz). Die Topografie (Höhe in m über dem See) der Umgebung ist in Grautönen unterlegt.</i>	17
3.3	<i>Bathymetrie des Bosumtwi-Sees. Die maximale Tiefe beträgt 74 m.</i>	18
4.1	<i>Datenbeispiel Profil 1, OBH 1 (zur Position vgl. Abb. 3.1).</i>	20
4.2	<i>Datenbeispiel Profil 2, OBH 5 (zur Position vgl. Abb. 3.1).</i>	21

4.3	<i>Datenbeispiel Profil 2, Landstation PDAS 2 (zur Position vgl. Abb. 3.1).</i>	22
4.4	<i>Reflexionsseismisches Profil nach der Umrechnung von Laufzeit in Tiefe (modifiziert nach Karp et al., 2002). Die Position der OBH 1 und 2 ist eingezeichnet. Die vertikalen Linien markieren den zentralen Bereich mit sehr guter Signalqualität. In den Randbereichen des Sees verhindern Gasvorkommen die Eindringung der seismischen Energie in den Untergrund und damit die Abbildung der Struktur.</i>	23
4.5	<i>Strategie bei der Inversion der Weitwinkeldaten. Das Startmodell benötigt Schichtmächtigkeiten und seismische Geschwindigkeiten. Nähere Erläuterungen im Text.</i>	24
4.6	<i>Prinzip der Spektrendivision zur Bestimmung von Q. Von jeder Spur des zu untersuchenden Einsatzes wird das Frequenzspektrum berechnet. Für einen festen Spurbestand Δx wird dann der logarithmische Quotient der Spektren über der Frequenz aufgetragen. Für jedes Spurpaar ergibt sich im Idealfall eine Gerade, deren Steigung ein Maß für die seismische Güte Q ist.</i>	28
4.7	<i>OBH 3 mit Tiefpassfilterung bis 5 Hz.</i>	29
5.1	<i>Geschwindigkeits-Tiefen-Modell Nr. 1 (Vier-Schicht-Modell), abgeleitet aus Profil 1 (2-fach überhöht). Im zentralen Bereich ist in Tiefen > 600 m die Geschwindigkeitsverteilung nicht auflösbar.</i>	32
5.2	<i>Geschwindigkeits-Tiefen-Modell (Gradientenmodell) für Profil 2 (2-fach überhöht).</i>	33
5.3	<i>Strahlverläufe und Strahldichte für Profil 2. Die Strahldichte bezeichnet die Anzahl der Strahlen, die durch eine Zelle (30 x 30 m) des Modells verlaufen.</i>	34
5.4	<i>Seismogramm von OBH 3 mit der modellierten Laufzeitkurve (schwarz) des Ersteinsatzes des Vier-Schicht-Modells.</i>	35
5.5	<i>Seismogramm von OBH 3 mit der modellierten Laufzeitkurve (schwarz) des Ersteinsatzes des Gradientenmodells.</i>	35
5.6	<i>Gradientenmodell von Profil 1 (oben) und der entsprechende Ausschnitt von Profil 2 (unten). Die vertikalen Linien markieren jeweils den Schnittpunkt der Profile. Die weißen Punkte markieren jeweils die 3,5 km/s Konturlinie.</i>	37
5.7	<i>Verbindung von Tiefenlage der Grenzschicht Sediment-Brekzie unter dem See und topografischem Profil außerhalb des Sees (jeweils schwarze Linie). Die graue Linie markiert einen zentralen Ost-West-Schnitt durch das digitale Geländemodell ohne die Topografie des Obuom-Range-Gebirges.</i>	38
5.8	<i>Q-Abschätzung für OBH 1, positiver Ast. Der durchschnittliche Q-Wert beträgt 27.</i>	40

5.9	<i>Q-Abschätzung für OBH 1, negativer Ast. Der durchschnittliche Q-Wert beträgt 13.</i>	41
5.10	<i>Q-Abschätzung für OBH 3. Der durchschnittliche Q-Wert beträgt 23.</i>	43
5.11	<i>Verstärktes Seismogramm von OBH 1.</i>	45
5.12	<i>Verstärktes synthetisches Seismogramm mit $v_s = v_p/\sqrt{3}$ in den Sedimenten. Die primär aufgezeichnete Diffraktion vom Zentralberg wird durch das AGC-Fenster geschwächt, die multiple ist deutlicher.</i>	45
5.13	<i>Verstärktes synthetisches Seismogramm für $v_s = 600$ m/s in den Sedimenten. Die primär aufgezeichnete Diffraktion vom Zentralberg wird durch das AGC-Fenster geschwächt, die multiple ist deutlicher.</i>	47
5.14	<i>Verstärktes synthetisches Seismogramm für $v_s = 300$ m/s in den Sedimenten. Die primär aufgezeichnete Diffraktion vom Zentralberg wird durch das AGC-Fenster geschwächt, die multiple ist deutlicher.</i>	48
5.15	<i>Verstärktes synthetisches Seismogramm für v_s-Gradient in den Sedimenten. Die primär aufgezeichnete Diffraktion vom Zentralberg wird durch das AGC-Fenster geschwächt, die multiple ist deutlicher.</i>	48
5.16	<i>Momentaufnahmen der P-Wellenenergie in dem Modell mit Geschwindigkeitsgradienten in den Sedimenten von 0,1 bis 1,2 Sekunden.</i>	49
5.17	<i>Momentaufnahmen der S-Wellenenergie von 0,1 bis 1,2 Sekunden. In dem Fenstern, die 1 s bzw 1,2 s markieren, sind der S-Ersteinsatz bzw. die sich im Sediment ausbreitende S1-Welle bezeichnet.</i>	51
5.18	<i>Vorläufige Bouguer-Anomalie des Schwerefeldes. Zur Orientierung ist der Umriss des Sees eingezeichnet.</i>	53
5.19	<i>Vorläufige magnetische Anomalien der Nord-Süd-Profile.</i>	54
6.1	<i>Lage, Durchmesser und Alter des Bosumtwi-Kraters und weiterer untersuchter Strukturen. Die teilweise vorhandenen Unsicherheiten in den Altersangaben sind nicht angegeben.</i>	58
6.2	<i>Modell des Ries-Kraters mit dem „peak ring“ (modifiziert nach Melosh, 1989).</i>	59
6.3	<i>Querschnitt des Chesapeake-Bay-Kraters aus reflexionsseismischen Profilen (modifiziert nach Poag et al., 1999). Die Z-Achse ist in Zwei-Weg-Laufzeit angegeben. Die dicke schwarze Linie kennzeichnet die kartierte mehrfache Diskordanz. Diese beschreibt den Kraterboden bzw. außerhalb des Kraters die entsprechende Schichtgrenze.</i>	63

6.4	<i>Struktur des Mjøltnir-Kraters in der Barentssee (aus Tsikalas et al. 1998b). Dargestellt ist die aus reflexionsseismischen Profilen abgeleitete Morphologie der stratigraphischen Einheit UB („lower Barremian“), die den Zeitpunkt des Einschlags repräsentiert. Die Morphologie wird als Differenz der Zweiweg-Laufzeit zum Referenzreflektor in Millisekunden gezeigt.</i>	64
7.1	<i>Dichtemodelle ohne „acoustic fluidization“ (A) und für verschiedene Kombinationen von T_{dec} und f (B, C und D) nach 100 Sekunden. Die rote Linie kennzeichnet die seismisch detektierte Kratergrenze.</i>	71
7.2	<i>Kombination des simulierten Modells D ($T_{dec}=12$ s, $f=0,4$), links, mit dem Geschwindigkeits-Tiefen-Modell, rechts.</i>	73
8.1	<i>Geschwindigkeits-Tiefen-Modell von Profil 2 mit entsprechenden Kurven der Schwereanomalie (rot, Skala rechts) und magnetischer Anomalie (blau, Skala links).</i>	76
A.1	<i>Das für die FD-Modellierung verwendete Quellsignal.</i>	95
A.2	<i>Berechnung des Einfallswinkels i eines reflektierten Strahles an der Grenzschicht Sediment-Brekzie mit Hilfe der aus den MCS-Daten extrahierten, vereinfachten Geometrie.</i>	96
A.3	<i>Zoeppritzkurve für die Grenzschicht Sediment-Kratergestein mit $v_s = v_p/\sqrt{3}$ im Kratergestein.</i>	97
A.4	<i>Zoeppritzkurve für die Grenzschicht Sediment-Kratergestein mit $v_s = 0,8 \cdot v_p/\sqrt{3}$ im Kratergestein.</i>	98

Anhang A

Methoden

A.1 Algorithmus zur Laufzeitinversion

Die Berechnung synthetischer Laufzeiten für ein 2-D Geschwindigkeits-Tiefen-Modell erfolgt nach folgendem Prinzip (Zelt & Smith, 1992): Das Modell ist durch Tiefenangaben (z) von Schichtgrenzen sowie durch Geschwindigkeitswerte (v) an den Ober- und Unterkanten der Schichten parametrisiert. Zwischen diesen Stützstellen wird linear interpoliert. An den Stellen, an denen ein Knotenpunkt einer Schichtgrenze oder eine Geschwindigkeit definiert ist, werden die Schichten vertikal geteilt, so dass trapezförmige Modellteile entstehen. Jeder Strahl, der das Modell durchläuft, wird in Strahlsegmente zerlegt, auf die jeweils 2-D Raytracing-Gleichungen (Cerveny *et al.*, 1977) angewendet werden. Die Länge eines Strahlsegmentes hängt dabei von der Homogenität des Geschwindigkeitsfeldes ab. Die Gesamtlaufzeit t für einen Strahl von der Quelle bis zum Empfänger ist gleich der Summe der Einzellaufzeiten in einem Segment.

Um das nichtlineare Problem der Laufzeitinversion zu linearisieren, wird jede Laufzeit durch eine Taylorreihe angenähert und höhere Terme vernachlässigt. Das Gleichungssystem für alle Laufzeiten lautet dann:

$$\mathbf{A} \cdot \Delta \mathbf{m} = \Delta \mathbf{t} \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist \mathbf{A} die Matrix der partiellen Ableitungen $\frac{\partial t_i}{\partial m_j}$ der Laufzeiten t nach den Modellparametern m , die für die Inversion ausgewählt sind. $\Delta \mathbf{m}$ ist der Vektor dieser Modellparameteranpassungen und $\Delta \mathbf{t}$ der Vektor der Laufzeitresiduen. Die partiellen Ableitungen nach Geschwindigkeiten werden analytisch berechnet, die partiellen Ableitungen nach Knotenpunkten von Schichtgrenzen werden aus geometrischen Betrachtungen abgeleitet.

Gleichung A.1 wird mit einem „damped least-squares“-Verfahren nach $\Delta \mathbf{m}$ invertiert. Dabei werden sowohl die geschätzten Fehler der Laufzeitpicks, σ_i , als auch die geschätzten Ungenauigkeiten der zu bestimmenden Modellparameter,

σ_j , im Sinne einer Standardabweichung einbezogen. Mit den entsprechenden Kovarianzmatrizen

$$\mathbf{C}_t = \text{diag} \{ \sigma_i^2 \}$$

$$\mathbf{C}_m = \text{diag} \{ \sigma_j^2 \}$$

sowie dem Dämpfungsfaktor D, der meist 1 ist, lautet die Lösung von A.1:

$$\Delta \mathbf{m} = (\mathbf{A}^T \mathbf{C}_t^{-1} \mathbf{A} + D \mathbf{C}_m^{-1})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{C}_t^{-1} \Delta \mathbf{t} \quad (\text{A.2})$$

Für die Matrixinversion wird eine „lower-upper decomposition“ (Press *et al.*, 1986) verwendet. Die relativen Werte der Standardabweichungen der Geschwindigkeiten $\sigma_j(\sigma_v)$ bzw. der Tiefe der Knotenpunkte $\sigma_j(\sigma_z)$ beeinflussen während der Laufzeitinversion, in welcher Größenordnung die Anpassungen auf Geschwindigkeiten und Tiefen aufgeteilt werden.

Die Anpassung wird durch zwei Kriterien gestoppt. Das invertierte Modell ist dasjenige, dass erstens die Genauigkeitsanforderungen bezüglich der zu invertierenden Parameter und der Laufzeitresiduen erfüllt. Zweitens müssen modellierte Strahlen alle Empfängerpositionen erreichen können. Dieses zweite Kriterium resultiert aus der Tatsache, dass die für die Inversion verwendeten Laufzeiten auf geometrischen Strahlwegen beruhen, die dem Snellius'schen Brechungsgesetz gehorchen. Ein Modell, in dem Strahlen mehrere Empfängerpositionen nicht erreichen, beinhaltet dagegen offensichtlich eine falsche Geometrie, die die Strahlwege einschränkt.

Der Fehler bei der Inversion hängt von verschiedenen Größen des Modells sowie den anzugebenden Ungenauigkeiten σ_i und σ_j ab. Eine Fehlerabschätzung erfolgt deshalb durch Perturbation eines einzelnen Parameters des gefundenen Modells. Während der erneuten Inversion wird der geänderte Parameter festgehalten. Die maximale Perturbation, die während der Inversion wieder zum Endmodell führt, gibt die Ungenauigkeit an.

A.2 Abschätzung der seismischen Güte Q

Die seismische Güte Q ist ein Maß für die Absorption seismischer Energie während der Ausbreitung und wird über den normierten Energieverlust $\frac{\Delta E}{E}$ definiert (Sheriff & Geldart, 1995):

$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E}. \quad (\text{A.3})$$

Da in der Definition der Kehrwert des normierten Energieverlustes auftritt, entsprechen höhere Werte von Q einem geringeren Energieverlust und umgekehrt.

Häufig wird zwischen Dämpfung und Absorption nicht unterschieden, genau genommen bezeichnet Absorption aber nur den Anteil der Dämpfung, der durch Umwandlung der seismischen Energie in Wärme mit zunehmendem Laufweg bzw. zunehmender Laufzeit zum Amplitudenrückgang führt. Andere Mechanismen, die zum Amplitudenabfall einer Welle beitragen können, sind die sphärische Divergenz, die Aufteilung der seismischen Energie auf verschiedenen Wellentypen an Grenzflächen (Konversion), Interferenzen, Streuung etc. Außerdem ist die Übertragungsfunktion des Empfängers zu berücksichtigen.

In diesem Fall wird der Ersteinsatz eines OBH-Datensatzes in zwei Spuren bei den Offsets x_1 und x_2 untersucht. Da dieser Einsatz von einer refraktierten Welle kommt, wird die Amplitudenänderung zwischen zwei Spuren wegen des ähnlichen Laufweges nicht von unterschiedlicher Konversion, Streuung etc. beeinflusst. Die verwendeten Hydrophone E-4SD der Firma OAS Inc. haben laut Datenblatt zwischen 0 und 5kHz eine konstante Übertragungsfunktion (± 1 dB). Allerdings ist ein Hochpassfilter (> 3 Hz) eingebaut, so dass nur die entsprechenden Frequenzen > 3 Hz betrachtet werden können. Nach einer Korrektur für die sphärische Divergenz wird damit die Voraussetzung, dass nur die Absorption zum Amplitudenrückgang führt, als näherungsweise erfüllt angesehen.

Unter dieser Voraussetzung ist die seismische Güte über die Frequenz ω und die Phasengeschwindigkeit v mit dem Dämpfungsfaktor α verknüpft ist (Tonn R., 1988):

$$\alpha = \frac{\omega}{2 \cdot v \cdot Q} \quad (\text{A.4})$$

Dieser beschreibt die Dämpfung in der vereinfachten Gleichung für das frequenzabhängige Amplitudenspektrum $A(\omega)$ einer seismischen Welle:

$$A(\omega) = A_0(\omega) \cdot \exp(-\alpha x) \quad (\text{A.5})$$

Für zwei Frequenzen ω_1 und ω_2 ergibt sich dann an den Positionen x_1 und x_2 :

$$\ln \left[\frac{|A(\omega)_2|}{|A(\omega)_1|} \right] = \ln \left[\frac{|A_0(\omega_2)|}{|A_0(\omega_1)|} \right] - \frac{x_2 - x_1}{2 \cdot v \cdot Q} \cdot \omega \quad (\text{A.6})$$

Wird der erste Ausdruck auf der rechten Seite als unabhängig von ω betrachtet und ist Q unabhängig von ω , so hat Gl. A.6 die Form einer Geradengleichung mit der Steigung m :

$$m = -\frac{\Delta x}{2 \cdot v \cdot Q} \quad (\text{A.7})$$

Folgende Schritte wurden durchgeführt (vgl. Abb. 4.6 in Kapitel 4.3) :

1. Korrektur der sphärischen Divergenz, um Energieverlust durch räumliche Ausbreitung der Welle zu kompensieren.
2. Ausschneiden eines Einsatzes mit konstanter Fensterlänge über möglichst viele ungestörte Spuren.

3. Isolieren des Einsatzes, indem nachfolgende Samples auf 0 gesetzt werden.
4. Berechnung des Amplitudenspektrums $A(f, x)$ jeder Spur.
5. Für zwei Spuren im Abstand Δx wird der Quotient der Spektren bei gleichen Frequenzen berechnet.
6. Für die zwei Spuren wird der Logarithmus der berechneten Quotienten über der Frequenz aufgetragen und die Steigung m für Frequenzen $> 3\text{Hz}$ bestimmt.
7. Bei diesem Vorgehen wird mit der Frequenz f statt der Kreisfrequenz ω gearbeitet. Setzt man im rechten Term von Gl. A.6 $\omega = 2\pi f$, so ergibt sich für die Steigung:

$$m = -\frac{\pi \cdot \Delta x}{v \cdot Q} \quad (\text{A.8})$$

Zu 3. ist zu bemerken, dass innerhalb einer frei zu wählenden Länge zwischen Einsatz und auf 0 zu setzenden Samples ein Kosinustaper das Signal auf 0 dämpft. Die Länge dieses Kosinustapers ist ein wichtiger Processing-Parameter. Wird er zu lang gewählt, werden eventuell Störsignale in die Analyse einbezogen. Ist er zu kurz, wird das zu berechnende Frequenzspektrum verfälscht.

A.3 FD-Modellierung

Die Berechnung der viskoelastischen Ausbreitung seismischer Wellen mit Hilfe eines Finite Differenzen (FD) Verfahrens (Bohlen, 1998) erfordert die Vorgabe eines geologischen Modells auf einem Gitter (s. Kapitel 4.4). An der Oberseite wird eine freie Oberfläche implementiert, die die Seeoberfläche simuliert. An den drei anderen Außenseiten wird ein absorbierender Rahmen von 40 m Dicke angebracht, der in das Modell zurücklaufende Randreflexionen verhindert. Als Quellsignal können entweder Standardsignale wie Ricker-Wavelet o.ä. oder eigene Quelldateien verwendet werden. In diesem Fall wurde das Quellsignal aus den vorliegenden Daten von OBH 1 extrahiert. Dazu wurden einige Spuren zwischen 600 und 1200 m Offset gewählt, in denen der Ersteinsatz die direkte Welle repräsentiert. Dieser Ersteinsatz wurde ausgeschnitten und die Spuren nach einer Laufzeitreduktion gestapelt, um einzelne Störanteile zu beseitigen. Um auch die starken Bubble-Einsätze zu rekonstruieren, wurden Fensterlängen von bis zu 250 ms getestet. Es stellte sich aber heraus, dass bei einer solch langen Fensterlänge in den untersuchten Spuren bereits kohärente Signale auftraten, die nichts mit dem Quellsignal zu tun hatten. Deshalb wurde nur der tatsächliche Ersteinsatz auf diese Weise extrahiert. In einem dem Bubble-Intervall entsprechenden Abstand wurde er dann mit halber Amplitude nochmal an das primäre Quellsignal

angehängt. Samples dazwischen wurden auf 0 gesetzt und die Fensterlänge auf 125 ms begrenzt. Das Quellsignal ist in Abbildung A.1 dargestellt.

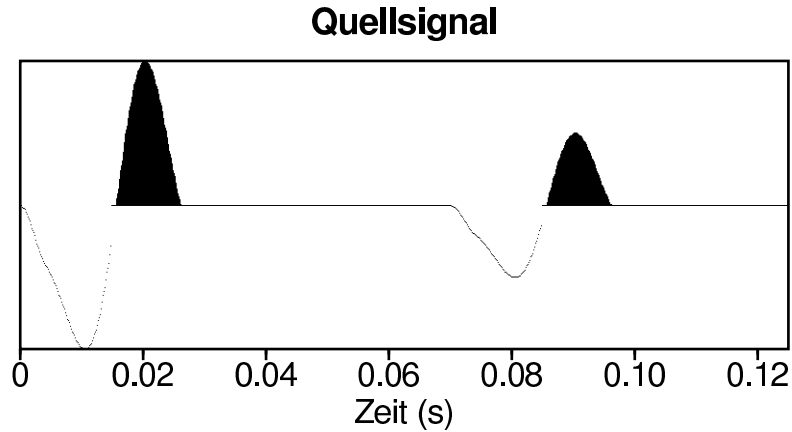


Abbildung A.1: Das für die FD-Modellierung verwendete Quellsignal.

Für jeden Gitterpunkt werden die vier Größen v_p , v_s , ρ und Q vorgegeben. Die Auswahl der Werte für v_p , ρ und Q ist in den Kapiteln 4.3 und 4.4 beschrieben. Die S-Wellengeschwindigkeit wurde für das Sedimentpaket zunächst nach der Standardbeziehung $v_p/v_s = \sqrt{3}$ auf 920 m/s gesetzt. Um die S-Wellengeschwindigkeiten der Kratergesteine abzuschätzen, wurde der Datensatz von OBH 1 verwendet. Dieser zeigt, wenn man lediglich die unverstärkten Rohdaten plottet, eine starke Amplitude in dem Reflexionsast zwischen 400 und 750 m Offset (vgl. Abb. 4.6 im Seismogramm oben). Aus den MCS Daten wurden die Tiefenlagen der Grenzschicht Sediment-Brekzie an der OBH-Position und an der Position der maximalen Aufwölbung extrahiert. Aus diesen Werten z_{OBH} und z_2 (s. Abb. A.2) lässt sich unter der vereinfachenden Annahme eines konstanten Neigungswinkel dieser Schichtgrenze die Geometrie des Strahlverlaufs konstruieren. Mit Hilfe der bekannten Geschwindigkeiten im Wasser und im Sediment sowie der Wassertiefe kann der Einfallswinkel i in Abhängigkeit vom Offset berechnet werden. Diese Berechnung ergibt, dass derjenige Strahlverlauf, der einem Offset von 400 m entspricht, einen Einfallswinkel an der genannten Grenzfläche von etwa 37° hat. Für die größeren Offsets bis etwa 750 m wird der Winkel entsprechend größer. Für die genannten P-Wellengeschwindigkeiten und Dichten sowie für $v_s = v_p/\sqrt{3}$ lässt sich der Reflexionskoeffizient theoretisch nach den Zoeppritzgleichungen berechnen (Telford *et al.*, 1976). In Abb. A.3 ist der Reflexionskoeffizient in Abhängigkeit vom Einfallswinkel dargestellt. Tatsächlich zeigt sich bei einem Einfallswinkel von etwa 32° („Maximumwinkel“) ein starkes Maximum der Reflexionskoeffizienten. Dieser Winkel ist zwar etwas kleiner als der berechnete, aber unter Berücksichtigung der vereinfachenden Berechnung kann die Abweichung vernachlässigt werden. Für größere Einfallswinkel geht der Reflexionskoeffizient allerdings wieder auf ähnliche Werte zurück wie für klei-

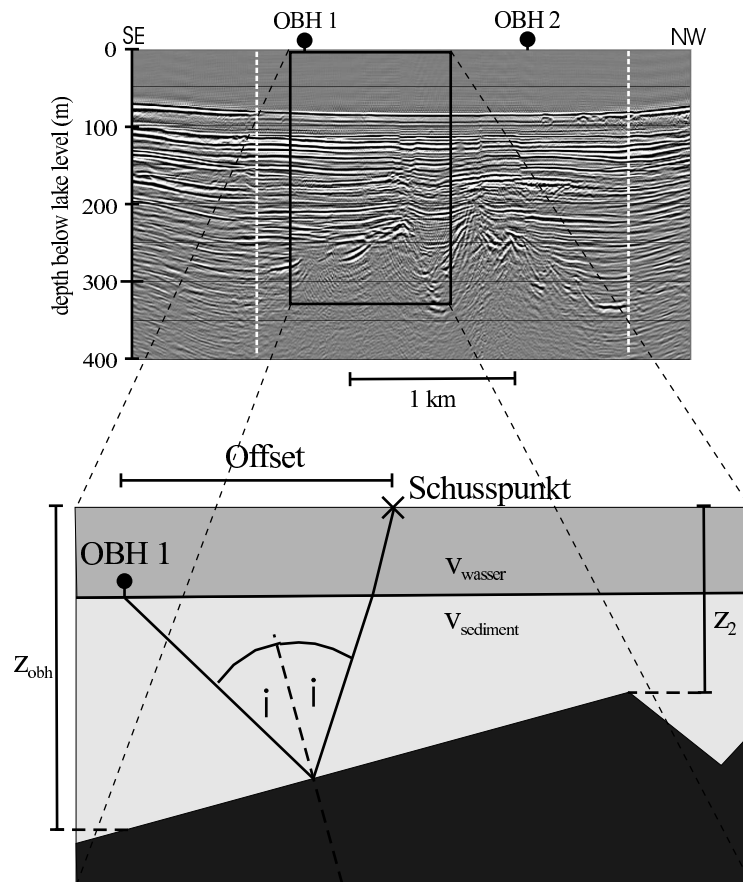


Abbildung A.2: Berechnung des Einfallswinkels i eines reflektierten Strahles an der Grenzschicht Sediment-Brekzie mit Hilfe der aus den MCS-Daten extrahierten, vereinfachten Geometrie.

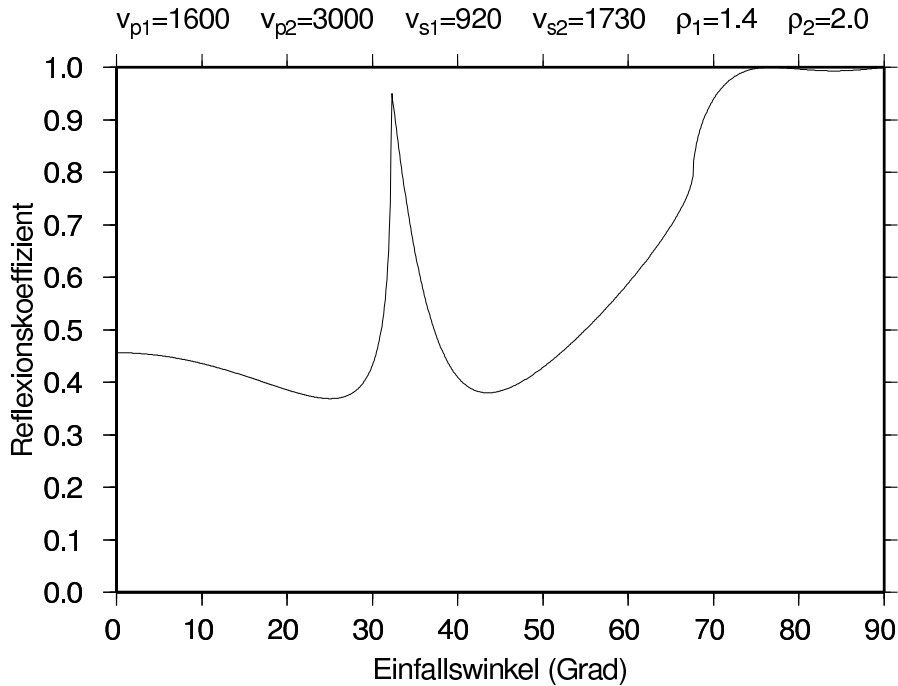


Abbildung A.3: Zoeppritzkurve für die Grenzschrift Sediment-Kratergestein mit $v_s = v_p/\sqrt{3}$ im Kratergestein.

nere Winkel ($< 0,5$). Die starken Reflexionsamplituden, die im Seismogramm über einen größeren Winkelbereich beobachtet wurden, sind also mit den hier verwendeten Parametern nicht zu erwarten. Verringert man allerdings den Kontrast der v_s -Werte z.B. durch Erniedrigen der S-Wellengeschwindigkeit in der Kraterschicht um 20%, steigt der Reflexionskoeffizient auch für Einfallswinkel über 32° auf Mindestwerte von fast 0,7 an (Abb. A.4), so dass alle Amplituden des Reflexionsastes bei Winkeln größer als dem Maximumwinkel stärker werden. Aus diesem Grund wurde die S-Wellengeschwindigkeiten in der Kraterschicht auf $v_s = 0,8 \cdot v_p/\sqrt{3}$ gesetzt. Weitere Modellierungen wurden mit anderen S-Wellengeschwindigkeiten in den Postimpakt-Sedimenten durchgeführt. Die Bestimmung von S-Wellengeschwindigkeiten in unverfestigten Sedimenten (Bohlen *et al.*, 2002) sowie die im Seismogramm von OBH 3 identifizierte Scholte-Welle (s. Kapitel 4.4) weisen darauf hin, dass die Geschwindigkeit zumindest in den oberen Metern der Sedimente deutlich geringer ist als 920 m/s. Der Minimalwert wird auf 300 m/s geschätzt, etwas höher als die Geschwindigkeit der Scholte-Welle. Um die oben beschriebene charakteristische Reflexion von der Grenze Sediment-Brekzie zu erhalten, muss v_s in den Brekzien dann 950 m/s betragen. Wählt man einen mittleren Wert für die S-Wellengeschwindigkeit in den Sedimenten von 600 m/s, dann ergibt sich für die Brekzie 1150 m/s. Schließlich wurde noch eine mit der Tiefe zunehmende S-Wellengeschwindigkeit (300 m/s bis 900 m/s) in den Sedimenten definiert. In der Kraterschicht wurde v_s für diese Modellierung wieder

A.3. FD-MODELLIERUNG

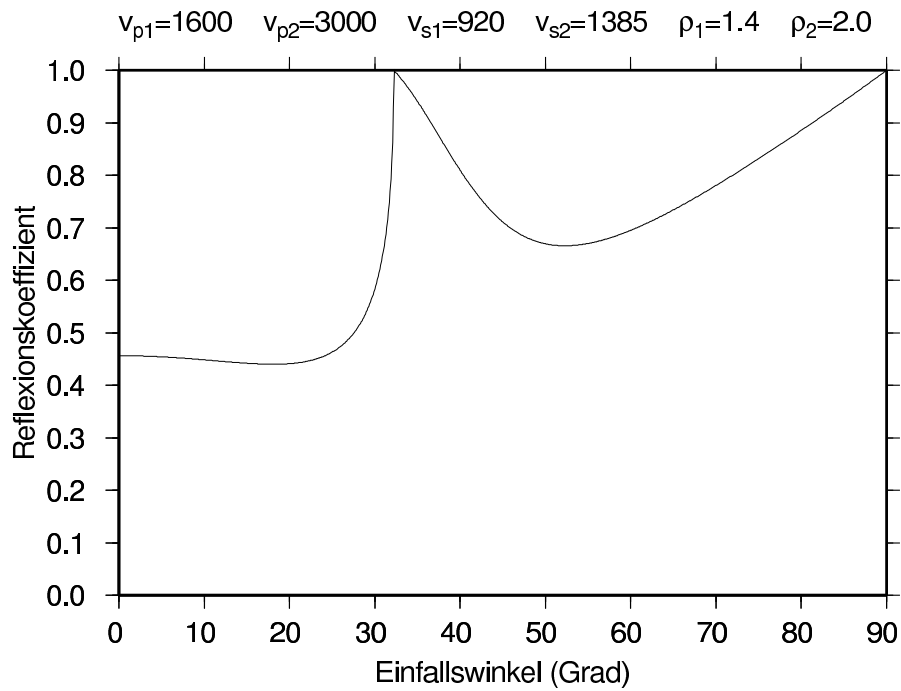


Abbildung A.4: Zoeppritzkurve für die Grenzschicht Sediment-Kratergestein mit $v_s = 0,8 \cdot v_p / \sqrt{3}$ im Kratergestein.

auf $v_s = 0,8 \cdot v_p / \sqrt{3}$ gesetzt.

Anhang B

Liste der verwendeten Abkürzungen

AGC	automatic gain control
ANEOS	analytical equation of state
FD	Finite Differenzen
Ga	10^9 Jahre
ICDP	International Continental Drilling Project
Ma	10^6 Jahre
MCS	multichannel seismic
OBH	Ozean-Boden-Hydrophon
SALE	Simplified Arbitrary Lagrangian Eulerian („Hydrocode“)
SOVA	Solid, Vapor, Air („Hydrocode“)

Anhang C

Parameterliste für numerische Impaktmodellierung

Projektile

Material: Granit
Dichte: 2630 kg/m³
Durchmesser: 750 m
Geschwindigkeit: 12 km/s

Ziel

Material: Granit
Dichte: 2630 kg/m³, keine Porosität
lithostatisches Gleichgewicht im Gravitationsfeld
Standard Temperaturgradient

Zustandsgleichung: ANEOS für beide Materialien.
EOS definiert Druck, Temperatur, spezifische Wärme, Schallgeschwindigkeit etc. für gegebene Energie und Dichte (Thompson & Lauson, 1972)

Parameter für Granit: (Pierazzo *et al.*, 1997)

Rheologie

Y_i :	Festigkeit	$Y_i = Y_0 + kP / [1 + kP / (Y_m - Y_0)]$ Lundborg-Approximation
Y_0 :	Festigkeit bei Anfangsdruck	50 MPa
k :	Reibungskoeffizient für unzerstörtes Gestein	1,5
Y_m :	Hochdruck-Fliessgrenze (HEL)	2,5 GPa
Y_d :	Festigkeit nach Verformung	$Y_d = Y_{0d} + k_d P$
Y_{0d} :	Kohäsion	0,1 MPa
$k_d (= f)$:	Reibungskoeffizient des zertrümmerten Materials	variabel: 0,4-0,5
D :	Zerstörungsgrad	wird berechnet ($0 < D < 1$)
Y :	endgültige Festigkeit	$Y = (1 - D)Y_i + DY_d$
Y_t :	temperaturabh. Festigkeit	$Y_t = Y(1 - T/T_m)$, $T = T(P)$
T_m :	Schmelztemperatur bei normalem Druck	1500 K

Alle diese Werte sind Standard für Granit.

Acoustic fluidization

P_{vib} :	Vibrationsdruck	$P_{vib}(t) = P_{vib}(0) \exp(-t/T_{dec})$
$P_{vib}(0)$:	maximaler Vibrationsdruck	$\rho \cdot C_s \cdot \min(c_{vib}, v_{max}, v_{lim})^2$
T_{dec} :	Zerfallszeit	9-12 s
C_s :	Schallgeschwindigkeit	
c_{vib} :	numerischer Faktor	0,15
v_{max} :	maximale Partikelgeschwindigkeit hinter der Schockfront	wird berechnet
v_{lim} :	Begrenzung für v_{max}	50 m/s
Y_B :	reduzierte Festigkeit	$Y_B = k_d(P - P_{vib})$
μ :	effektive Viskosität	$1,75 \cdot 10^4 \text{ m}^2/\text{s}$

Die Parameter für die „acoustic fluidization“ müssen für jeden Krater einzeln festgelegt werden. Weitere Details bei Ivanov & Artemieva, 2002.

Danksagung

Mein größter Dank gilt Prof. Bernd Milkereit und Prof. Peter Janle, die dieses Projekt mitinitiiert und mich jederzeit mit vielen guten Ratschlägen unterstützt haben.

Prof. Hans Berckhemer (Frankfurt a.M.), Dr. Jean Pohl (München) und Sylvester Danuor (Kumasi, Ghana) haben das Projekt hervorragend vorbereitet. Dafür bedanke ich mich ebenso wie für die sehr gute Zusammenarbeit und Unterstützung. Sylvester Danuor gebührt besonderer Dank für seinen unermüdlichen Einsatz vor und während der nicht immer einfachen Feldarbeiten. Diese wären auch nicht ohne die tatkräftige Mithilfe von Dr. Bodo Baier (Frankfurt), Sascha Bussat, Simone Kugler, Petra Liersch (Kiel), Johannes Wolf (Frankfurt), Simon Schneider (Frankfurt) und Bettina Scheu (München) möglich gewesen. Vielen Dank!

Für die gute Zusammenarbeit bei der Aufnahme und Auswertung der seismischen Daten bedanke ich mich besonders bei Prof. Chris Scholz (Syracuse, USA) und seinen Mitarbeitern.

Dr. Natalia Artemieva (Moskau) war mir bei der Einarbeitung in die impaktnumerischen Modellierungen behilflich. Dafür herzlichen Dank.

Schließlich möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Abteilung Geophysik des Kieler Institutes für Geowissenschaften für die angenehme Arbeitsatmosphäre und gegenseitige Unterstützung bedanken.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass die vorliegende Abhandlung, abgesehen von der Beratung durch meine Betreuer, nach Inhalt und Form meine eigene Arbeit darstellt und weder ganz noch zum Teil einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen hat.

Teile der Arbeit sind in folgende Veröffentlichungen eingeflossen:

Karp, T., Milkereit, B., Janle, P., Danuor, S.K., Pohl, J., Berckhemer, H. Scholz, C.A., 2002. Seismic investigation of the Lake Bosumtwi impact crater: preliminary results. *Planetary and Space Science*, v. 50, no. 7-8, 735-743.

Scholz, C.A., Karp, T., Brooks, K.M., Milkereit, B., Amoako, P.Y.O., Arko, J.A., 2002. Pronounced central uplift identified in the Bosumtwi impact structure, Ghana, using multichannel seismic reflection data. *Geology*, v. 30, no. 10, 939-942.

Tobias Karp

Lebenslauf

Name: Tobias Karp

geboren: 20.12.1971 in Bonn

Staatsangehörigkeit: deutsch

Familienstand: ledig

Wohnort: Feldstrasse 97, 24105 Kiel

1978-1982 Grundschule Marburg-Wehrda

1982-1991 Gymnasium Martin-Luther-Schule, Marburg
Abitur 1991

1991-1992 Grundwehrdienst (Panzerbataillon 143, Stadtallendorf)

1992-1999 Geophysikstudium an der Universität Kiel
Diplomarbeit: „Untersuchung des Auflösungsvermögens
hochfrequenter Ozean-Boden-Hydrophon-Daten durch
strahlenseismische Geschwindigkeitsanalyse und Vorstu-
dien zur Full-Waveform-Inversion am Beispiel des Voe-
ring Plateaus“
Diplom 1999

1999-2002 wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Geowis-
senschaften der Universität Kiel