# Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit stelle ich ein neues Verfahren zur Inversion flachseismischer Wellenfelder vor. Die Inversion erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird ein Phasenslowness-Frequenz-Spektrum ($\omega$,$p$-Spektrum) der Seismogramme bestimmt. In einem zweiten Schritt werden dieses Spektrum und die Laufzeiten der Ersteinsätze gemeinsam zu einem rein Tiefen-abhängigen Modell der seismischen Geschwindigkeiten und der Diskontinuitäten des untersuchten Mediums invertiert. Die Inversion erlaubt außerdem eine Einschätzung der Dämpfung der seismischen Wellen.

Der Aufwand für die Messung kann auf einfache Hammerschlag-Seismik mit Vertikal-Geophonen und mehrkanaliger Registrierung beschränkt werden. Horizontal-Komponenten des Wellenfeldes und Wellenfelder, die mit anderen Quellen angeregt wurden, können den Datensatz allerdings sinnvoll ergänzen. Die Methode erfordert praktisch keine Vorab-Information über das Medium. Sie hat sich als tauglich im Umgang mit mehreren flachseismischen Feld-Datensätzen erwiesen, die in Lockersedimenten häufig extreme Eigenschaften aufweisen. Das Verfahren vermeidet einige Schwachstellen, die herkömmliche Methoden bei der Anwendung im Flachbereich mit sich bringen. Zu diesen gehört die Berechnung einer einzelnen Dispersionskurve aus Phasendifferenzen zwischen zwei Geophonen und die anschließende Inversion dieser Kurve im Sinne einer fundamentalen Normalmode. Da in flachseismischen Wellenfeldern meistens mehrere Moden der Oberflächenwellen interferieren und diese auch nicht eindeutig Normalmoden zugeordnet werden können, würde die herkömmliche Vorgehensweise scheitern.

Meines Wissens ist die von mir beschriebene Methode der erste erfolgreiche Schritt zur quantitativen Modellierung vollständiger Seismogramme, die unter flachseismischen Gegebenheiten aufgezeichnet wurden.

# Zusammenfassung

Die klassischen Verfahren, Refraktions- und Reflexions-Seismik, nutzen nur einen kleinen Teil des Wellenfeldes. Der Amplituden-starke Teil der dispergierten Oberflächenwellen tritt in diesen Methoden nur als Störsignal auf. Dabei bieten gerade diese einen einfachen Zugang zu Scherwellen-Eigenschaften des Mediums. Insbesondere für technische Anwendungen ist eine Information über die Scherfestigkeit häufig interessanter als die Kompressibilität, die stark von der Wassersättigung beeinflußt wird. Oberflächenwellen bieten aber auch die Möglichkeit, Medien mit ausgeprägten Niedrig-Geschwindigkeits-Kanälen zu untersuchen, an denen die Refraktionsseismik scheitert. Außerdem sind sie extrem sensitiv für flach liegende Strukturen. Die Oberflächenwellen weisen große Amplituden und damit ein exzellentes Signal-/Stör-Verhältnis auf. Und sie können mit einer einfachen Hammerschlag-Seismik und mit Vertikal-Geophonen, der Standard-Ausrüstung für flachseismische Untersuchungen, aufgezeichnet werden.

Aus diesen Gründen wurden in der Vergangenheit immer wieder Versuche unternommen, die in der Dispersion der Oberflächenwellen enthaltene Information für die seismische Erkundung zu nutzen. Die dabei insbesondere von Geotechnikern eingesetzten Verfahren sind größtenteils der Methodik der regionalen Seismologie entnommen. In der Regel wird dabei eine Dispersionskurve invertiert, indem sie durch die Dispersion der fundamentalen Normalmode des hypothetischen Mediums angepasst wird. Die Dispersionskurve wird zuvor aus Phasendifferenzen zwischen zwei Empfängern bestimmt. Für regionale Beobachtungen stehen pro „Profil" häufig tatsächlich nicht mehr als zwei Empfänger zur Verfügung. In lang-periodischen, globalen Wellenzügen kann die Fundamentalmode allerdings im Zeitbereich vom Rest des Wellenfeldes separiert werden. Im Flachbereich ist das jedoch, wie meine Untersuchungen und auch Beobachtungen anderer Autoren zeigen, in der Regel nicht der Fall. In den Wellenfeldern interferieren mehrere Moden, die sich im Zeitbereich nicht trennen lassen. Andererseits können für flachseismische Messungen Empfänger an praktisch beliebigen Orten und nahezu beliebig dicht platziert werden.

## Eigenschaften flachseismischer Wellenfelder

In Kapitel VI stelle ich Wellenfelder von 14 Untersuchungsgebieten vor. Die Datensätze BERKHEIM und HILZINGEN stellen darin insofern Spezialfälle dar, da sie jeweils einen Niedrig-Geschwindigkeits-Kanal abbilden. Der Datensatz LAPTEV-SEE wurde im marinen Flachwasser aufgezeichnet, während alle anderen aus landseismischen Experimenten stammen. Der Datensatzes LERCHENBERG ist der einzige, an dem das vorgestellte Verfahren wegen flacher, kleinräumiger Heterogenität scheitert. Im Fall des Datensatzes GÜLTSTEIN ist eine eindimensionale Interpretation von Teilprofilen trotz großräumiger lateraler Heterogenität möglich.

Für flachseismische Medien typisch ist der Übergang von Lockersedimenten zu anstehendem Gestein. Daraus resultieren extreme Eigenschaften der Wellenfelder. Die Wellenlängen der beobachteten Fundamentalmoden reichen von 1m bei großen Frequenzen bis zu 60m bei kleinen Frequenzen. Der eine Extremwert erfordert kleine Geophonintervalle ($< 0.5$m), um Aliasing zu vermeiden. Das andere Extrem bedeutet, dass die Messung im Nahfeld der Quelle stattfindet. Die kleinsten Phasengeschwindigkeiten (KÖRSCHTAL) betragen $70\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}$. In allen Fällen, außer BÄRWALDE und dem Hauptprofil von GÜLTSTEIN, treten deutlich mehrere Moden der Oberflächenwellen auf, die im Seismogramm nicht getrennt werden können. Auch nach der Dispersionsanalyse können die beobachteten Moden möglicherweise nicht eindeutig Normalmoden zugeordnet werden (z.B. HILZINGEN). Die Datensätze BIETIGHEIM, RIEDENBERG und GÜLTSTEIN sind Beispiele dafür, dass nicht unbedingt die Fundamentalmode das Wellenfeld dominieren muss, was eine Zuordnung der Dispersionskurven weiter erschweren würde, falls Normalmoden invertiert werden sollten.

## Inversionsmethode

Angesichts der Felddaten erscheint eine Inversion flachseismischer Wellenfelder mit herkömmlichen Methoden wenig aussichtsreich. Attraktiv erscheint hingegen die Inversion durch Anpassung mit synthetisch berechneten Wellenfeldern. Dies entbindet von der Notwendigkeit Normalmoden zuzuordnen, berücksichtigt die tatsächliche Anregung des Wellenfeldes und erlaubt auch die Inversion von Nicht-Normalmoden wie geführten Wellen oder „Leaky“-Moden.

Dazu schlage ich ein zweistufiges Verfahren vor. In der ersten Stufe, der Dispersionsanalyse, wird aus den Seismogrammen ein $\omega$,$p$-Spektrum berechnet, welches das gemessene Wellenfeld in einer Entwicklung nach Zylinderfunktionen reproduziert. Dies ist die Voraussetzung dafür, dass die Spektralkoeffizienten in der zweiten Stufe, einer stabilisierten Least-Squares Inversion, durch die Entwicklungskoeffizienten einer synthetisch berechneten Greenschen Funktion angepasst werden können. Die Dispersionsanalyse erfolgt als einfache lineare Inversion oder Transformation.

Dieser zweistufige Ansatz weist einige Vorteile gegenüber einer direkten Anpassung der Seismogramme auf. So kann zum Beispiel die Vorwärtsrechnung für das Spektrum in der Regel besser linearisiert werden als für die oszillierenden Seismogramme. Außerdem weist ein für oszillierende Funktionen definierter Misfit für jede Phasenverschiebung um $2\pi$ ein weiteres Nebenminimum auf. Das erfordert ein besser ausgewähltes Startmodell für die Inversion. Gerade im

Flachbereich fehlen aber in der Regel jegliche Vorab-Informationen zur Erstellung eines zuverlässigen Startmodells. Ferner kann bei der Verwendung der Spektren die Rechenzeit leicht um den Faktor zehn bis zwanzig reduziert werden. Die Korrespondenz zwischen Paaren der diskreten Fourier-Transformation legt nahe, dass in $M$ Seismogrammen nicht mehr Information als zur Bestimmung von $M$ $\omega$,$p$-Spektralkoeffizienten pro Frequenz enthalten sein kann. Zur Berechnung von synthetischen Wellenformen über die numerische Integration der Bessel-Entwicklungs-Integrale werden häufig zehnmal so viele Koeffizienten benötigt. Daher ist eine Inversion von $\omega$,$p$-Spektren auf modernen PCs problemlos möglich, während die Inversion von Seismogrammen nach wie vor einen erheblichen Aufwand erfordert. Schließlich ist noch darauf hinzuweisen, dass mehrere Moden, die in den Seismogrammen interferieren, im $\omega$,$p$-Spektrum deutlich getrennt werden können. Das erleichtert die manuelle Suche nach einem Startmodell erheblich.

### Erste Stufe: Dispersionsanalyse

Von den drei in Abschnitt III.2 vorgestellten Verfahren zur Berechnung des $\omega$,$p$-Spektrums bevorzuge ich die modifizierte Bessel-Transformation. Für die Fourier-Koeffizienten der Vertikalkomponente lautet diese

$$\tilde{G}_z(\omega,p) = \sum_{j=1}^{M} u_z(\omega,r_j)\, H_0^{(2)}(\omega p r_j)\, \omega^2 r_j\ \Delta r_j$$

mit $r_{j+1} \geq r_j$ und

$$\Delta r_j = \frac{1}{4} \begin{cases} r_2 - r_1 & \text{für } j = 1, \\ r_M - r_{M-1} & \text{für } j = M \text{ und} \\ r_{j+1} - r_{j-1} & \text{sonst.} \end{cases}$$

Dabei ist $\tilde{G}_z(\omega,p)$ das komplexwertige $\omega$,$p$-Spektrum, $u_z(\omega,r_j)$ ist das Fourier-Spektrum des Seismogramms am Offset $r_j$ und $H_0^{(2)}$ ist die zweite Hankel-Funktion (Besselsche Funktion dritter Gattung).

Diese Transformation ist robust und effizient. Ich habe sie für fast alle gezeigten Daten-Beispiele verwendet. In der Entwicklung

$$u_z(\omega,r) = \int_0^\infty \tilde{G}_z(\omega,p)\, J_0(\omega p r)\, p\, \mathrm{d}p$$

rekonstruiert das so berechnete $\omega$,$p$-Spektrum nicht nur die gemessenen Seismogramme an den $r_j$ korrekt, sondern interpoliert auch dazwischen sinnvoll. Das zeige ich an synthetischen Beispielen in Abschnitt III.3.4 und Mess-Datensätzen in Abschnitt VI.2. Damit wird die Voraussetzung dafür erfüllt, dass das $\omega$,$p$-Spektrum durch das Spektrum einer synthetisch berechneten Greenschen Funktion angepasst werden kann.

Wie bei jedem Abtastvorgang treten auch durch die Aufzeichnung des Wellenfeldes mit endlich vielen Geophonen Aliasing und eine von der Auslage abhängige Unschärfe auf. Aliasing ergibt sich für Langsamkeiten $p = p_0 + n\frac{2\pi}{\omega\Delta r}$ für alle $n \in \mathbb{Z}$. Dabei ist $p_0$ die tatsächliche Slowness der beobachteten Welle, $\Delta r$ der Abstand zwischen benachbarten Geophonen und $p$ die Slowness bei der ein Maximum im $\omega$,$p$-Spektrum auftritt. Für $n = 0$ ist dieses das Hauptmaximum. Es hat aufgrund der Unschärferelation eine Frequenz-abhängige Breite $\Delta p = \frac{2\pi}{\omega L}$, wobei $L$ die Länge der Auslage ist.

Daraus ergeben sich die Forderungen nach kleinen Intervallen und gleichzeitig großer Gesamtauslage. Trotz einer praktisch begrenzten Anzahl verfügbarer Geophone können sie gleichzeitig gut erfüllt werden. Dies geschieht durch eine geeignete Wahl ungleichmäßiger Geophonintervalle oder die Kombination mehrerer Einzelschüsse. Ich beschreibe das in den Abschnitten III.3.3 und V.1.1.

Die Störsignale im Messdatensatz werden vollständig auf das $\omega$,$p$-Spektrum abgebildet. Sie resultieren größtenteils aus seismischen Wellen, die an Heterogenitäten gestreut oder von Fremdquellen angeregt werden. Ihre Ausbreitung wird daher auch durch die Eigenschaften des Mediums bestimmt. Deshalb ist eine rein statistische Behandlung des Noise nicht möglich. In Abschnitt III.4.2 beschreibe ich Ursache und Auswirkung möglicher Störungen ausführlich.

### Zweite Stufe: Least-Squares Inversion

Mit der zweiten Stufe der Inversion werden das $\omega$,$p$-Spektrum und die Laufzeitkurve der Ersteinsätze gemeinsam zu einem Erdmodell invertiert. Dabei wird das $\omega$,$p$-Spektrum durch das synthetisch berechnete Spektrum der Greenschen Funktion für das Modell angepasst. Weitere Spektren oder Laufzeitkurven in die Inversion aufzunehmen, kann die Aussagekraft erhöhen. Die Ankunftszeiten der Ersteinsätze als separaten Datensatz zu behandeln, ist empfehlenswert. Die refraktierten Wellen haben sehr kleine Amplituden und werden im Spektrum leicht durch Störsignale verdeckt. Im Seismogramm können die Einsätze jedoch leicht abgelesen werden. Sie enthalten wertvolle, eindeutige Information über die Kompressionswellen-Geschwindigkeit.

Dieser zweite Schritt wird mit einer stabilisierten, iterativen Least-Squares-Inversion durchgeführt. In Abschnitt IV.1.4 beschreibe ich insbesondere für die Flachseismik nützliche Strafterme. Verschiedene lokale Auflösungsanalysen für das Ergebnis, die sich mit für die Inversion bereits berechneten Größen durchführen lassen, stelle ich in Abschnitt IV.2 vor.

### Zulässige Wertebereiche

Flachseismische Medien, insbesondere Lockersedimente, können stark dämpfend sein. Experimentelle Laborbefunde anderer Autoren weisen auch auf eine mögliche Frequenz-Abhängigkeit der intrinsischen Dämpfung im seismischen Frequenzbereich um 100Hz hin. Ein viskoelastisches Materialgesetz lässt sich zwar problemlos in die Reflektivitätsmethode integrieren, mit der ich die Greensche Funktion berechne. Da jedoch die Frequenz-Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit der Wellen benutzt wird, um die Tiefen-Abhängigkeit der Materialeigenschaften zu bestimmen, lässt sich ein viskoelastisches, voll Frequenzabhängiges Materialgesetz mit den Messdaten nicht einschränken. Dennoch müssen die Inversionsergebnisse zumindest auf ihre physikalische Realisierbarkeit hin geprüft werden.

Aus physikalischen Überlegungen und Beobachtungen leite ich

$$1.5 < \frac{v_p}{v_s} < 10 \quad \text{und} \quad 0.1 < \nu < 0.49$$

als zulässige Wertebereiche für das $\frac{v_p}{v_s}$-Verhältnis und die Poisson-Zahl $\nu$ ab. Die $Q$-Werte müssen über die etwas unhandliche Beziehung

$$\frac{|\tilde{v_p}|^2}{|\tilde{v_s}|^2}\, e^{2i\,\phi_{v_p}} - \frac{4}{3}\, e^{2i\,\phi_{v_s}} = \frac{|\tilde{\kappa}|}{|\tilde{\mu}|}\, e^{i\phi_\kappa}$$

für die komplexwertigen seismischen Geschwindigkeiten $\tilde{v_p} = |\tilde{v_p}|\, e^{i\phi_{v_p}}$ und $\tilde{v_s} = |\tilde{v_s}|\, e^{i\phi_{v_s}}$ sowie die komplexwertigen Moduln $\tilde{\kappa} = |\tilde{\kappa}|\, e^{i\phi_\kappa}$ und $\tilde{\mu} = |\tilde{\mu}|\, e^{i\phi_\mu}$ getestet werden. Dabei werden $\phi_{v_p} = -\arctan(1/Q_p)$ und $\phi_{v_s} = -\arctan(1/Q_s)$ aus dem Inversionsergebnis berechnet. Die oben stehende Gleichung muss für alle Frequenzen mit $-\pi/2 \leq \phi_\kappa \leq 0$ erfüllbar sein, damit die Materialparameter zumindest physikalisch realisierbar sind[1].

## Inversionsergebnisse

### Feld-Datensätze

Für die Datensätze Bietigheim, Berkheim und Wolfschlugen beschreibe ich in Abschnitt VI.2 alle Schritte einer Inversion. Für Hilzingen ist in Abb. VI.37 (S. 187) das Spektrum der Greenschen Funktion für das Inversionsergebnis dargestellt. Zum Datensatz Bärwalde zeige ich in Abb. VI.42 (S. 192) eine Auflösungsanalyse.

[1]Die Vorzeichen der Phasenwinkel hängen von der Definition der Fourier-Transformation ab. Die in dieser Arbeit benutzte Konvention definiere ich in A.2.1 (S. 218).

Die Spektren der Landseismik weisen in der Regel ab 10Hz ein Signal-/Stör-Verhältnis auf, das eine Inversion erlaubt, einige schon ab 5Hz. Die Spektren aller Datensätze können bis mindestens 40Hz ausgewertet werden, die meisten sogar bis 100Hz, wenige auch darüber hinaus. Die Datensätze erlauben eine brauchbare Auflösung der seismischen Geschwindigkeiten bis in Tiefen von 5–15m. Sowohl $v_s$ wie auch $v_p$ können unabhängig voneinander eingeschränkt werden. Insbesondere im Fall BIETIGHEIM schränkt das $\omega$,$p$-Spektrum $v_p$ in einem von der Refraktionsseismik überschossenen Tiefenbereich ein. Die Datensätze BERKHEIM und HILZINGEN sind Beispiele für die erfolgreiche Bestimmung der Mächtigkeit von Niedrig-Geschwindigkeits-Kanälen.

Insbesondere die Inversion der zuletzt genannten Datensätze erfordert unbedingt die Berücksichtigung mehrerer Oberflächenwellen-Moden. Herkömmliche Verfahren, welche die Dispersionskurve einer Fundamentalmode invertieren, gehen davon aus, dass die Grundmode am stärksten im Datensatz vertreten ist. In den Datensätzen BIETIGHEIM, RIEDENBERG und GÜLTSTEIN ist die Fundamentalmode jedoch sogar schwächer angeregt als die erste höhere Mode. Die häufig der Auswertung zugrunde gelegte Annahme, dass die Oberflächenwellen kaum Sensitivität für $v_p$ aufweisen, wird vom Datensatz BIETIGHEIM nicht erfüllt. Dort ist außerdem die erste höhere Mode sensitiver für $v_s$ als die Fundamentalmode. Während herkömmliche Verfahren auf A-priori-Schätzwerte für $v_p$ oder die Poisson-Zahl angewiesen sind, wird in den von mir gezeigten Beispielen $v_p$ als unabhängige Größe durch die Inversion bestimmt. Damit sind auch Aussagen über die Poisson-Zahl möglich, einem wichtigen lithologischen Parameter.

Die Ergebnismodelle weisen Poisson-Verhältnisse zwischen $0.15$ und $0.48$ auf. Das ist nahezu der gesamte als realistisch definierte Wertebereich und typisch für flachseismische Medien. Der ermittelte Geschwindigkeits-Kontrast an Diskontinuitäten erreicht Werte bis zu einem Faktor 5 für $v_p$ und 10 für $v_s$. Die kleinsten Güte-Werte erreichen den Wert 10.

Die Ergebnismodelle der Inversionen erlauben eine quantitative Modellierung der Wellenformen der gemessenen Seismogramme.

### Notwendigkeit einer Wellenfeldinversion

Die meisten der von mir untersuchten Datensätze erfüllen nicht die Voraussetzungen zur Inversion einer Dispersionskurve, die aus Phasendifferenzen ermittelt wurde. Während beispielsweise das Auftreten höherer Moden in vielen Spektren unmittelbar erkennbar ist, liefert die Dispersionsanalyse über die Bildung von Phasendifferenzen zwischen Geophon-Paaren kaum ein Indiz dafür. Im günstigsten Fall wird sich keine stetige Kurve ermitteln lassen und dadurch die Verletzung der Voraussetzung offenbar werden. Im ungünstigsten Fall erhält man eine „mittlere, scheinbare“ Dispersionskurve aus mehreren Moden. In Abschnitt VI.4 stelle ich zwei numerische Experimente vor, welche die möglichen Folgen einer solchen Fehlinterpretation veranschaulichen und damit die Notwendigkeit zur Verwendung des hier vorgestellten Verfahrens demonstrieren.

Die Laufzeiten der Ersteinsätze bestimmen eine obere Schranke für $v_p$. Gleichzeitig bestimmt die Fundamentalmode eine untere Schranke für $v_s$. Aus einer Fehlinterpretation der Moden ergeben sich zu große Werte für $v_s$ und damit unrealistisch kleine Werte für die Poisson-Zahl, wie ich in Abschnitt VI.4.1 zeige. Werden die Laufzeiten der Ersteinsätze nicht benutzt (wie bei herkömmlichen Verfahren üblich), wird also nur die Dispersionskurve invertiert, tritt kein Widerspruch auf. Man erhält dann ein falsches Ergebnismodell.

Der Datensatz HILZINGEN ist ein Beispiel für das Auftreten mehrerer Moden, die auch im Spektrum nicht getrennt werden können. Die aus dem $\omega$,$p$-Spektrum abgelesene Dispersionskurve ist in diesem Fall in sich nicht konsistent durch eine einzelne Mode erklärbar. Das Auftreten mehrerer Moden wird somit bei der Inversion zwar offenbar, eine Zuordnung der beobachteten Dispersion zu Normalmoden ist aber trotzdem nicht a priori möglich.

# Ausblick

## Wellenforminversion

Erdmodelle, die mit der von mir beschriebenen Methode bestimmt wurden, können als Startmodelle für eingehendere Untersuchungen flachseismischer Wellenformen dienen. Dazu gehören die quantitative Modellierung der vollen Wellenform von Raumwellen und deren Inversion. Wie ich im Zusammenhang mit dem Datensatz GÜLTSTEIN diskutiere, können mit dieser Methode erstellte eindimensionale Modelle auch als Startmodelle für die Bestimmung eines 2D-Modells durch die Inversion gestreuter Oberflächenwellen dienen.

Reimann (1999) hat bereits Wellenformen der Datensätze BIETIGHEIM und KÖRSCHTAL invertiert. Die Startmodelle dafür wurden mit dem von mir beschriebenen Verfahren zur Inversion der $\omega$,$p$-Spektren erstellt. Reimanns Ergebnisse zeigen, dass über die Wellenform zusätzlich eine gezielte Anpassung von Raumwellen möglich ist. Er zeigt aber auch, dass eine automatische Inversion robustere Verfahren als die Trapezregel zur Berechnung der Entwicklungsintegrale (II.22) zwingend erfordert. Die dafür aufzuwendende Rechenzeit lässt einen routinemäßigen Einsatz der Wellenform noch nicht praktikabel erscheinen. Abhilfe verspricht hier das von Teshler (1999) vorgeschlagene Verfahren zur semianalytischen Berechnung der partiellen Ableitungen (Abschnitt II.3.4, S. 47). Bei der Verwendung von Differenzenquotienten, wie in der vorliegenden Arbeit oder bei Reimann, dominiert die Berechnung der Ableitungen die Gesamt-Rechenzeit.

Reimann zeigt außerdem, dass eine Bestimmung der $Q$-Werte am besten durch eine Anpassung der Hüllkurve der Seismogramme glückt. Dagegen ist eine über die Wellenform definierte Misfit-Funktion hauptsächlich für die Signalphase sensitiv. Diese wird jedoch von $Q$ nur in zweiter Ordnung beeinflusst.

Auch von Friederich[2] wurden Versuche zur Inversion flachseismischer Wellenformen durchgeführt. Er verwendet ebenfalls Startmodelle, die durch eine Inversion von $\omega,p$-Spektren ermittelt wurden, berechnet die Wellenformen aber durch Modensummation. Dies ist numerisch deutlich effizienter, wenn man sich auf wenige Moden beschränken kann. Außerdem können partielle Ableitungen der Wellenzahl nach den Modellparametern analytisch berechnet werden. Aus diesem Grund kann er mehr freie Inversionsparameter zulassen. Die damit gewonnene Freiheit bei der Wahl der Modellkurven führt zu einer signifikanten Misfit-Reduktion bei nur kleinen Modelländerungen. Dies ist ein weiteres Indiz für die enorme Sensitivität der Oberflächenwellen für die oberflächennahen Materialeigenschaften. Diese Beobachtung bestätigt aber auch, dass generell eine Modellparametrisierung benutzt werden sollte, die mehr Kurvenklassen als nur Polynome zweiter Ordnung zulässt, falls der numerische Aufwand dies erlaubt (Abschnitt V.2.2, S. 123).

## Unmittelbare Anwendung

Die beschriebene Methode zur Inversion von $\omega,p$-Spektren kann aber überall dort auch unmittelbar eingesetzt werden, wo die Scherwellen-Eigenschaften eines flachseismischen Mediums ermittelt werden sollen. Die große Anzahl geotechnischer Publikationen zu SASW („spectral analysis of surface waves“) dokumentiert ein reges Interesse an solchen Methoden für technische Anwendungen. In diesem Zusammenhang würde es sich anbieten, weitere Daten in die gemeinsame Inversion aufzunehmen. Dazu können beispielsweise Love-Wellen, aber auch die Einhüllende von Wellenformen oder Laufzeiten von Weitwinkel-Reflexionen gehören. Wissenschaftliche Anwendungen können sich im Zusammenhang mit der Untersuchung von alpinem oder arktischem Permafrost ergeben. In Fällen oberflächlich gefrorener Sedimente werden auch Niedrig-Geschwindigkeits-Kanäle angetroffen, welche die Inversion des vollen Wellenfeldes und damit den Einsatz der hier vorgestellten Methode erfordern.

[2] Persönliche Mitteilung von Wolfgang Friederich

# Kapitel A

# Anhang

## 1 Schriftsatz für Formelzeichen

| | |
|---|---|
| $\vec{a} \circ \vec{b}$ | dyadisches Produkt zweier Vektoren $\vec{a}$ und $\vec{b}$ |
| $\boldsymbol{A} \cdot \vec{b}$ | einfach verjüngendes Produkt zweier Tensoren $\boldsymbol{A}$ und $\vec{b}$ |
| $\boldsymbol{A} : \boldsymbol{B}$ | zweifach verjüngendes Produkt zweier Tensoren $\boldsymbol{A}$ und $\boldsymbol{B}$ |
| $\mathsf{A}^\mathsf{T}$ | die zu $\mathsf{A}$ transponierte Matrix |
| $\mathsf{A}^{-1}$ | die zu $\mathsf{A}$ inverse Matrix |
| $\mathsf{A}^{-\mathsf{T}}$ | die zu $\mathsf{A}^\mathsf{T}$ inverse Matrix |
| $a^*$ | der komplex konjugierte Wert der komplexen Zahl $a$ |
| $\mathsf{A}^\dagger$ | die zu $\mathsf{A}$ adjungierte (komplex konjugiert transponierte) Matrix |
| $\Re(a)$ | Realteil der komplexen Zahl $a$ |
| $\Im(a)$ | Imaginärteil der komplexen Zahl $a$ |
| $\mathrm{diag}\, m_l$ | eine Diagonalmatrix mit den Diagonalelementen $M_{ll} = m_l$ (alle anderen Elemente sind gleich $0$) |
| $\mathrm{Spur}\, \mathsf{A}$ | Spur der Matrix $\mathsf{A}$ |
| $\hat{e}$ | Einheitsvektor mit $\|\|\hat{e}\|\| = 1$ |
| $\vec{e}_k$ | Eins-Vektor (das $k$-te Element ist 1, alle anderen Elemente sind 0) |
| $\mathbb{1}$ | Einheitsmatrix $\mathbb{1} = \mathrm{diag}\, 1$ |
| $\mathbb{N}$ | Menge der natürlichen Zahlen |
| $\mathbb{R}$ | Menge der reellen Zahlen |
| $\mathbb{C}$ | Menge der komplexen Zahlen |
| $\mathbb{Z}$ | Menge der ganzen Zahlen |

# 2 Definitionen

## 2.1 Fourier-Transformation

Die Fourier-Integraltransformation

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\, e^{i\omega t}\ \mathrm{d}t \tag{A.1a}$$

und die Rücktransformation

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\omega)\, e^{-i\omega t}\ \mathrm{d}\omega \tag{A.1b}$$

werden so definiert, dass $\tilde{f}(\omega) = e^{ikx}\,\delta(\omega - \omega_0) + e^{-ikx}\,\delta(\omega + \omega_0)$ eine in positive $x$-Richtung laufende ebene Welle $f(t) = \sin(kx - \omega t)$ beschreibt.

An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass der in dieser Arbeit benutzte Reflectivity-Code (Ungerer, 1990), wie auch andere Programme zur Berechnung synthetischer Seismogramme, *nicht* dieser Konvention folgen. Dort wird insbesondere das Vorzeichen des Fourier-Exponenten entgegengesetzt definiert. Damit kehren sich die Vorzeichen der Imaginärteile der Fourier-Koeffizienten um. Für die synthetische Berechnung der Entwicklungskoeffizienten bedeutet das, dass bei der Auswertung von den typischen Wurzelausdrücken wie $\sqrt{(1/v_p^2) - p^2}$ ein anderes Riemannsches Blatt gewählt werden muss, um auslaufende Wellen zu erhalten (siehe auch die Diskussion in Abschnitt II.3.5, S. 48).

## 2.2 Parametrisierung nach Polynomen

Die Modelle für die Inversions-Beispiele in Kapitel VI werden in Tabellen (beispielsweise Tab. VI.1, S. 137) in Form der Polynom-Koeffizienten angegeben. Diese Darstellungen sind wie folgt zu lesen:

- Die Modellfunktionen werden beginnend an der Erdoberfläche (Tiefe $z$=0m) in mehrere Abschnitte („Sektionen“) unterteilt. Der Index der Sektion wird in der ersten Spalte der Tabelle ($i$) angegeben.

- Der Tiefenbereich über den sich eine Sektion erstreckt, ergibt sich aus der Tiefe der Unterkante der darüber liegenden Sektion (bzw. 0m für die Sektion 1) und der in der zweiten Spalte ($z_i$) angegebenen Tiefe der Unterkante der Sektion.

- Innerhalb einer Sektion werden die Parameter $v_p(z)$, $v_s(z)$, $\rho(z)$, $Q_p(z)$ und $Q_s(z)$ nach Polynomen bis zur zweiten Ordnung parametrisiert. Werden Polynome kleinerer Ordnung benutzt, so sind entsprechend weniger Koeffizienten angegeben. Die Koeffizienten stehen untereinander, der Koeffizient zur Ordnung 0 steht zuoberst. Aus den Polynom-Koeffizienten $p_0$, $p_1$ und $p_2$ ergibt sich der Wert des Parameters $p$ in der Tiefe $z$ zu

$$p(z) = p_0 + p_1\,(z - z_m) + p_2\,(z - z_m)^2 \quad \text{mit} \quad z_m = \frac{z_{i-1} + z_i}{2}. \tag{A.2}$$

- Von der Unterkante der untersten Sektion werden die Parameterwerte konstant in den unteren Halbraum fortgesetzt.

Die Parameter $p_0$, $p_1$ und $p_2$ erfüllen nicht alle in V.2.1 (S. 120) aufgestellten Forderungen. Die Modelländerung wurde im Inversionsalgorithmus daher so parametrisiert, dass bei Variation von $p_2$ gleichzeitig $p_0$ variiert wurde, so dass keine Änderung des Mittelwerts zustande kam.

# 3 Least-Squares für komplexe Größen

In der vorliegenden Arbeit werden Least-Squares-Probleme mit komplexen Größen behandelt. Die Grundzüge sollen hier kurz notiert werden.

Betrachtet wird die Fehlerquadrat-Summe

$$E^2 = |\,\vec{d} - \vec{s}\,|^2,$$

wobei $\vec{d}$ den Vektor der Messdaten $d_i$ und $\vec{s} = \mathsf{M}\vec{m}$ die aufgrund der Modellparameter $m_j$ berechneten synthetischen Daten $s_i$ bezeichnet. Die Matrix $\mathsf{M}$ löst das Vorwärtsproblem. In voller Allgemeinheit gilt dabei

$$d_k, M_{kl}, m_l \quad \in \quad \mathbb{C}.$$

Zur Erfüllung der Least-Squares-Bedingung ($E^2 \stackrel{!}{=} \text{min}$) müssen Realteil $\vec{m}'$ und Imaginärteil $\vec{m}''$ der Modellparameter als unabhängige Parameter der reellen Fehlerfunktion $E^2$ aufgefasst werden. Es wird also

$$\frac{\partial E^2}{\partial m_l'} \stackrel{!}{=} 0 \qquad \wedge \qquad \frac{\partial E^2}{\partial m_l''} \stackrel{!}{=} 0 \qquad \forall\, l \tag{A.3}$$

verlangt.

Mit $\vec{e} = \vec{d} - \vec{s}$ können die Ableitungen bequem als Vektoren

$$\left(\frac{\partial E^2}{\partial m_l'}\right) = -\mathsf{M}^\dagger\vec{e} - \mathsf{M}^\mathsf{T}\vec{e}^* = -2\Re(\mathsf{M}^\dagger\vec{d} - \mathsf{M}^\dagger\mathsf{M}\vec{m}) \quad \text{und}$$
$$\left(\frac{\partial E^2}{\partial m_l''}\right) = i\mathsf{M}^\dagger\vec{e} - i\mathsf{M}^\mathsf{T}\vec{e}^* = -2\Im(\mathsf{M}^\dagger\vec{d} - \mathsf{M}^\dagger\mathsf{M}\vec{m})$$

geschrieben werden. Somit erfüllt die Lösung des komplexwertigen linearen Gleichungssystems

$$\mathsf{M}^\dagger\mathsf{M}\vec{m} = \mathsf{M}^\dagger\vec{d} \tag{A.4}$$

die Least-Squares-Bedingung der Gleichungen (A.3).

# 4 Zylinderfunktionen

Sehr ergiebige Ausführungen zu den Zylinderfunktionen findet man in den Vorlesungen von Sommerfeld (1978b). Am Bedarf des Seismologen orientiert sich der ausführliche Anhang im Lehrbuch von Ben-Menahem und Singh (1981, Anhang D.1). Båth und Berkhout (1984, Kapitel 4.3 und 5) wie auch Courant und Hilbert (1968, Kapitel 7 §2) haben den Zylinderfunktionen ein eigenes Kapitel gewidmet. Viele wichtige Relationen und Integrale für Zylinderfunktionen findet man in den Tabellen von Gradstein und Ryshik (1981, 6.5-6.7,8.4-8.5) sowie bei Abramowitz und Stegun (1972, Kapitel 9-11). Bracewell (1978, Kapitel 12) behandelt die Hankeltransformation unter Gesichtspunkten der Signalverarbeitung. Von den genannten Autoren wird immer wieder die Monographie von Watson (1944) zitiert.

Hier sollen nur wenige, in dieser Arbeit verwendete Relationen angegeben werden.

## 4.1 Beziehungen zwischen Zylinderfunktionen

Die Bessel-Funktion erster Gattung

$$J_\nu(z) = \frac{1}{2}\left(H_\nu^{(1)}(z) + H_\nu^{(2)}(z)\right) \tag{A.5a}$$

lässt sich durch die Hankel-Funktionen (Besselsche Funktionen dritter Gattung)

$$H_\nu^{(1)}(z) = J_\nu(z) + iN_\nu(z) \quad \text{und} \tag{A.5b}$$
$$H_\nu^{(2)}(z) = J_\nu(z) - iN_\nu(z) \quad \text{mit } z, \nu \in \mathbb{C} \tag{A.5c}$$

darstellen (Abramowitz und Stegun, 1972, 9.1.3, 9.1.4). Diese wiederum lassen sich durch $J_\nu$ und die Besselsche Funktion zweiter Gattung $N_\nu$ (auch „Neumann-Funktion“) ausdrücken.

## 4.2 Symmetrien von Zylinderfunktionen

Abramowitz und Stegun (1972, 9.1.35-9.1.40) geben

$$J_\nu(z^*) = J_\nu(z)^* \quad \text{und} \tag{A.6a}$$
$$N_\nu(z^*) = N_\nu(z)^* \tag{A.6b}$$

für $\nu \in \mathbb{R}, z \in \mathbb{C}$, sowie

$$J_\nu(z\,e^{im\pi}) = e^{im\nu\pi}\,J_\nu(z), \tag{A.6c}$$
$$N_\nu(z\,e^{im\pi}) = e^{-im\nu\pi}\,N_\nu(z) + 2i\sin(m\nu\pi)\cot(\nu\pi)\,J_\nu(z), \tag{A.6d}$$
$$H_\nu^{(1)}(ze^{\pi i}) = -e^{-\nu\pi i}\,H_\nu^{(2)}(z) \quad \text{und} \tag{A.6e}$$
$$H_\nu^{(2)}(ze^{-\pi i}) = -e^{\nu\pi i}\,H_\nu^{(1)}(z) \tag{A.6f}$$

für $\nu, z \in \mathbb{C}$ und $m \in \mathbb{Z}$ an.

## 4.3 Modifizierte Besselfunktionen

Für spezielle Argumente lassen sich die Modifizierten Besselfunktionen $I$ und $K$ durch $J$ und $H$ ausdrücken. Nach Abramowitz und Stegun (1972, 9.6.3 und 9.6.4) gilt

$$I_\nu(z) = e^{-\frac{1}{2}i\nu\pi}\,J_\nu(z\,e^{\frac{1}{2}i\pi}) \quad \text{für } -\pi < \arg(z) \le \frac{1}{2}\pi, \tag{A.7a}$$
$$I_\nu(z) = e^{\frac{3}{2}i\nu\pi}\,J_\nu(z\,e^{-\frac{3}{2}i\pi}) \quad \text{für } \frac{1}{2}\pi < \arg(z) \le \pi, \tag{A.7b}$$
$$K_\nu(z) = \frac{1}{2}i\pi\,e^{\frac{1}{2}i\nu\pi}\,H_\nu^{(1)}(z\,e^{\frac{1}{2}i\pi}) \quad \text{für } -\pi < \arg(z) \le \frac{1}{2}\pi \text{ und} \tag{A.7c}$$
$$K_\nu(z) = -\frac{1}{2}i\pi\,e^{-\frac{1}{2}i\nu\pi}\,H_\nu^{(2)}(z\,e^{-\frac{1}{2}i\pi}) \quad \text{für } \frac{1}{2}\pi < \arg(z) \le \pi \tag{A.7d}$$

und jeweils $z, \nu \in \mathbb{C}$.

## 4.4 Fernfeld-Näherungen

Nach Bronštein und Semendjajew (1991, 3.3.1.3.4) ergeben sich die Fernfeld-Näherungen der Zylinderfunktionen aus

$$J_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\left[\cos\left(x - \frac{\pi n}{2} - \frac{\pi}{4}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{x}\right)\right] \quad \text{und} \tag{A.8a}$$
$$N_n(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\left[\sin\left(x - \frac{\pi n}{2} - \frac{\pi}{4}\right) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{x}\right)\right] \tag{A.8b}$$

und damit

$$H_n^{(1)}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\left[e^{ix}\, e^{-i\left(\frac{\pi n}{2}+\frac{\pi}{4}\right)} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{x}\right)\right] \quad \text{und} \tag{A.8c}$$

$$H_n^{(2)}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}}\left[e^{-ix}\, e^{i\left(\frac{\pi n}{2}+\frac{\pi}{4}\right)} + \mathcal{O}\left(\frac{1}{x}\right)\right]. \tag{A.8d}$$

## 4.5 Bessel-Transformation und Orthogonalitätsrelation

Aus der Integraldarstellung der Besselfunktionen leitet Sommerfeld (1978b, §21.8) die Beziehung

$$f(r) = \int_0^\infty J_n(kr) \int_0^\infty f(r')\, J_n(kr')\, r'\, \mathrm{d}r' \mathrm{d}k \quad \forall\, n \in \mathbb{Z} \tag{A.9}$$

her. Diese lässt sich, analog zur Fourier-Transformation, in symmetrischer Form als

$$f(r) = \int_0^\infty \tilde{f}(k)\, J_n(kr)\, k\, \mathrm{d}k \quad \text{und} \tag{A.10a}$$

$$\tilde{f}(k) = \int_0^\infty f(r)\, J_n(kr)\, r\, \mathrm{d}r \tag{A.10b}$$

ausdrücken. Diese Beziehungen werden als „Bessel-Transformation" bezeichnet. Damit lässt sich auch eine Darstellung der $\delta$-Funktion in Zylinderkoordinaten realisieren. Für diese gilt

$$\delta(r,r') = \begin{cases} \infty & \text{für } r = r' \text{ und} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{A.11a}$$

mit

$$\int_{r'-\epsilon}^{r'+\epsilon} \delta(r,r')\, r\, \mathrm{d}r \overset{!}{=} 1. \tag{A.11b}$$

Durch $f(r) = \delta(r,r')$ ergibt sich aus Gl. (A.9)

$$\delta(r,r') = \int_0^\infty J_n(kr)\, J_n(kr')\, k\, \mathrm{d}k. \tag{A.11c}$$

Gl. (A.11c) beschreibt gleichzeitig die Orthogonalität der Besselfunktionen bezüglich ihres Arguments.

## 4.6 Spezielle Integrale von Zylinderfunktionen

Gradstein und Ryshik (1981) geben unter anderem folgende spezielle Integrale für Produkte von Zylinderfunktionen an:

Nr. 6.522/5.:

$$\int_0^\infty x\, J_0(ax)\, K_0(bx)\, J_0(cx)\, \mathrm{d}x \tag{A.12a}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{a^4+b^4+c^4-2a^2c^2+2a^2b^2+2b^2c^2}}$$

$$\text{für} \quad \Re(b) > |\Im(a)|\,,\ c>0$$

Nr. 6.535:

$$\int_0^\infty \frac{x}{x^2+a^2}\,[J_\nu(x)]^2\ \mathrm{d}x = I_\nu(a)\, K_\nu(a) \tag{A.12b}$$

$$\text{für} \quad \Re(a)>0,\ \Re(\nu)>-1$$

Nr. 6.541/1.:

$$\int_0^\infty x\, J_\nu(ax)\, J_\nu(bx) \frac{\mathrm{d}x}{x^2+c^2} \tag{A.12c}$$

$$= \begin{cases} I_\nu(bc)\, K_\nu(ac) & \text{für} \quad 0<b<a,\ \Re(c)>0,\ \Re(\nu)>-1 \\ I_\nu(ac)\, K_\nu(bc) & \text{für} \quad 0<a<b,\ \Re(c)>0,\ \Re(\nu)>-1 \end{cases}$$

Nr. 6.633/2.:

$$\int_0^\infty e^{-\rho^2x^2}\, J_p(\alpha x)\, J_p(\beta x)\, x\ \mathrm{d}x = \frac{1}{2\rho^2}\exp\left(-\frac{\alpha^2+\beta^2}{4\rho^2}\right) I_p\left(\frac{\alpha\beta}{2\rho^2}\right)$$

$$\text{für} \quad \Re(\rho)>-1,\ |\arg\rho|<\frac{\pi}{4},\ \alpha>0,\ \beta>0$$

Nr. 6.55412.:

$$\int_0^\infty x\, J_0(xy) \frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{a^2+x^2}} = \frac{1}{y}\, e^{-ay} \tag{A.12d}$$

$$\text{für} \quad y>0,\ \Re(a)>0$$

Gl. (A.12c) kann mit Hilfe des Residuensatzes und der Beziehungen (A.5a), (A.6c), (A.6e), (A.6f) und (A.7) berechnet werden.

# 5 Hilfsmittel und Werkzeuge

## 5.1 Hardware

Die landseismischen Messungen wurden mit Geophonen der Firma SENSOR NEDERLAND BV vom Typ SM-4 mit einer Eigenperiode von 10Hz durchgeführt. Aufgezeichnet wurden die Wellenformen mit Apparaturen der Firma BISON. Es stand eine 12-Kanal-Apparatur (5012) und eine 24-Kanal-Apparatur (9024) zur Verfügung. Als Quellen kamen Vorschlaghammer, Fallgewicht, die Explosionsquelle S.I.S.Sy. (SEISMIC IMPULSE SOURCE SYSTEM) und ein beschleunigtes Fallgewicht (EWG) zum Einsatz. Die jeweilige Konfiguration habe ich bei der Beschreibung der Datensätze angegeben.

Alle numerischen Berechnungen habe ich auf Linux-PC Workstations durchgeführt.

## 5.2 Software

Die Programme zur Signalverarbeitung und Inversion habe ich größtenteils selbst entwickelt und programmmiert. Der Code wurde hauptsächlich in `Fortran77` geschrieben. Einige Programme zur Datenkonversion habe ich in `C` kodiert.

Praktisch alle Arbeiten wurden unter dem Betriebssystem `Linux`[1] durchgeführt. Dabei kamen unter anderem das „Concurrent Versions System" (`CVS`[2]) sowie zahlreiche Werkzeuge wie etwa `make`[3], die unter der GNU-Lizenz der `Free Software Foundation`[4] veröffentlicht sind, zum Einsatz. Als C-Compiler benutzte ich den `GNU C-Compiler GCC`[5]. `Fortran`-Code wurde durch `f2c`[6] von S.I. Feldman und P.J. Weinberger (AT&T Bell Laboratories, 1990) in `C` konvertiert. Alle Texte habe ich mit dem Editor `vim`[7] von Bram Moolenaar geschrieben.

Für die Signalverarbeitung wurden Routinen aus dem Programm `seife` von Erhard Wielandt verwendet. Aufgaben der Linearen Algebra wurden mit Routinen aus `LAPACK`[8] gelöst. Zur Berechung der modifizierten Besselfunktionen kam Code von Press et. al (1992) zum Einsatz. Für die Berechnung von Normalmoden stand mir das Programm `flspher` von Wolfgang Friederich zur Verfügung. Die

[1] http://www.linux.org/
[2] http://www.cvshome.org/
[3] http://www.gnu.org/manual/make/
[4] http://org.gnu.de/
[5] http://org.gnu.de/software/gcc/gcc.html
[6] http://www.netlib.org/f2c/
[7] http://www.vim.org/ und http://www.vim.org/html/uganda.html
[8] http://www.netlib.org/lapack/

Wellenformen habe ich im SFF[9]-Format, einer Erweiterung des GSE[10]-Formats, gespeichert und verarbeitet.

Zur graphischen Darstellung der Ergebnisse benutzte ich PGPLOT[11] von Tim Pearson, gnuplot[12], Grace[13], Xfig[14] sowie TransFig[15]. Der Text wurde in LaTeX $2_\varepsilon$[16] gesetzt. Dabei habe ich zahlreiche über CTAN[17] veröffentlichte Stil-Pakete sowie bibtex, xdvi und dvips verwendet.

---

[9] ftp://ftp.geophys.uni-stuttgart.de/pub/software/
[10] http://seismo.ethz.ch/autodrm/autodrm_doc.html
[11] http://www.astro.caltech.edu/~tjp/pgplot/
[12] http://www.cs.dartmouth.edu/gnuplot_info.html
[13] http://plasma-gate.weizmann.ac.il/Grace/
[14] http://epb1.lbl.gov/xfig/
[15] ftp://ftp.tex.ac.uk/pub/archive/graphics/
[16] http://www.latex-project.org/
[17] http://www.dante.de

# Danksagung

Erhard Wielandt hat mir weit über die Bearbeitung des wissenschaftlichen Themas hinaus sein Vertrauen geschenkt. Die Freiheit, die er mir bei meinen Tätigkeiten gelassen hat, habe ich stets genossen. In den Jahren, die ich an seinem Institut verbrachte, ist er mir mehr geworden als ein prägender akademischer Lehrer, der mich durch aufmerksames Zuhören und präzise Rückfragen von mancher falschen Fährte abgebracht hat. Seine Fähigkeit physikalische Zusammenhänge mit schlichten Worten und Analogien anschaulich zu machen und Experimente mit einfachen Mitteln präzise durchzuführen, hat mich immer beeindruckt und wird mir ein Vorbild sein. Gerne denke ich auch an die gemeinsamen Ausfahrten und Exkursionen zurück.

Wolfgang Friederich hat meine Arbeit von Anfang an mit regem Interesse und wertvollen Anregungen verfolgt und schließlich den Mitbericht übernommen. Zuletzt trafen wir uns fachlich auch auf flachseismischem Gebiet und es ist mir eine besondere Freude, dass er numerisch nachgewiesen hat, dass auch eine Kugel an ihrer Oberfläche ziemlich flach sein kann. Seine fröhlich gepfiffenen Melodien werden mir fehlen.

Zahlreiche weitere Mitarbeiter und Studenten am Institut für Geophysik haben zu einer angenehmen und anregenden Arbeitsatmosphäre beigetragen. Besonders nennen möchte ich Gunther Reimann und Andre Teshler, die an den flachseismischen Arbeiten unmittelbar beteiligt waren, sowie Jörg Dalkolmo. Er hat mit mir manchen „Doktorandenfrust“ geteilt und war immer für eine Frotzelei und eine Tasse Kaffee zu haben.

Herr Claar hat in liebevoller Handarbeit an der Drehbank Geophon-Füße für den Einsatz auf Asphalt angefertigt.

Elmar Forbriger, Albert Dorneich, Andre Teshler, Stefan Hecht, Graham Stuart und meine Frau Ruth Dörschel haben diese Arbeit ganz oder Teile davon aufmerksam gelesen und mir geholfen, manchen orthographischen, stilistischen oder inhaltlichen Schnitzer zu korrigieren.

Eine ganze Reihe von Kollegen haben mir entweder handgreiflich bei seismischen Messungen geholfen oder Daten für meine Untersuchungen zur Verfügung gestellt. Ihre Beiträge habe ich in der Einleitung zu Kapitel VI (S. 129) im Einzelnen gewürdigt. Besonders erwähnen möchte ich jedoch die Zusammenarbeit mit Stefan Hecht. Von den gemeinsamen Messfahrten mit ihm, insbesondere den Aufenthalten im Hegau, habe ich nicht nur seismische Daten sondern auch wertvolles Wissen über die Physische Geographie und viele schöne Erinnerungen mitgebracht.

Ruth, Ida und Johanna mussten besonders im letzten halben Jahr erleben, dass ich mich viel in mein Arbeitszimmer zurückzog und mich kaum an gemeinsamen Unternehmungen oder der täglichen Arbeit beteiligt habe. Sie haben nie Zweifel daran gelassen, dass sie mit hinter meiner Arbeit stehen und mich immer wieder zu deren Fortsetzung ermuntert. Ida sagte: „Gell Papa, wenn Du mit Deiner Arbeit fertig bist, hast Du auch mal ein Buch geschrieben. . .“

Allen hier Genannten, aber auch vielen ungenannt Gebliebenen, möchte ich für ihre Unterstützung herzlich danken!

# Literatur

Abramowitz, M. und Stegun, I.A. (Herausgeber), 1972. Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications, New York, 9. Auflage.

Aki, K. und Richards, P., 1980. Quantitative Seismology — Theory and Methods, Band 1 & 2. W.H. Freeman, San Francisco.

Angenheister, G., 1950. Fortschreitende elastische Wellen in planparallelen Platten. Gerl. Beitr. z. Geophys., 61: 296–308.

Asten, M.W. und Henstridge, J.D., 1984. Array estimator and the use of microseisms for reconnaissance of sedimentary basins. Geophysics, 49(11): 1828–1837.

Båth, M. und Berkhout, A., 1984. Mathematical Aspects of Seismology, Band 17 von *Handbook of Geophysical Exploration*. Geophysical Press, London, Amsterdam, 2. Auflage.

Backus, G., 1967. Converting vector and tensor equations to skalar equations in spherical coordinates. Geophys. J. R. astron. Soc., 13: 71–101.

Becker, E. und Bürger, W., 1975. Kontinuumsmechanik. B.G. Teubner, Stuttgart.

Ben-Menahem, A. und Singh, S.J., 1981. Seismic Waves and Sources. Springer, New York, Heidelberg, Berlin.

Bohlen, T., 1998. Viskoelastische FD-Modellierung seismischer Wellen zur Interpretation gemessener Seismogramme. Dissertation, Christian-Albrechts-Universität Kiel.

Bohlen, T., Klein, G., Duveneck, E., Milkereit, B. und Franke, D., 1999. Analysis of dispersive seismic surface waves in submarine permafrost. In: *61th Conference and technical Exhibitions, Expanded Abstracts*. EAGE.

Boltzmann, L., 1876. Zur Theorie der elastischen Nachwirkung. Ann. Phys. Chem. (Poggendorff), Ergänzungsband 7: 624–654.

Bornmann, G., 1959. Grundlagen und Auswerteverfahren der dynamischen Baugrundseismik. Diplomarbeit, Bergakademie Freiberg (Sachsen).

Bracewell, R.N., 1978. The Fourier transform and its applications. Electrical and Electronic Engineering Series. McGraw-Hill, New York, 2. Auflage.

Bronstein, I. und Semendjajew, K., 1991. Taschenbuch der Mathematik. B.G. Teubner, Stuttgart, Leipzig, 25. Auflage.

Buchen, P. und Ben-Hador, R., 1996. Free-mode surface-wave computations. Geophys. J. Int., 124: 869–887.

Burkhardt, H., Mörig, R. und Schütt, R., 1992. Laboratory investigations on rock samples to establish further fundamentals for the lithological interpretation of seismic measurements. In: *Absorption of seismic waves*, German Society for Petroleum and Coal Chemistry, Band 397, Seiten 243–279.

Cate, J.A.T. und Shankland, T.J., 1996. Slow dynamics in the nonlinear elastic response of Berea sandstone. Geophys. Res. Lett., 23(21): 3019–3022.

Chin, R.C.Y., Hedstrom, G.W. und Thigpen, L., 1984. Matrix methods in synthetic seismograms. Geophys. J. R. astron. Soc., 77: 483–502.

Courant, R. und Hilbert, D., 1968. Methoden der Mathematischen Physik I, Band 1. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 3. Auflage.

Dahlen, F.A. und Tromp, J., 1998. Theoretical Global Seismology. Princeton University Press, Princeton, New Jersey.

Dombrowski, B., 1996. 3D-modeling, analysis and tomography of surface wave data for engineering and environmental purposes. Dissertation, Institut für Geophysik, Ruhr-Universität Bochum.

Dziewonski, A., Bloch, S. und Landisman, M., 1969. A technique for the analysis of transient seismic signals. Bull. Seism. Soc. Am., 59(1): 427–444.

Dziewonski, A.M. und Hales, A.L., 1972. Numerical analysis of dispersed seismic waves. In: B.A. Bolt (Herausgeber), *Methods in Computational Physics, Seismology: Surface Waves and Earth Oscillations*, Academic Press, New York and London, Band 11, Seiten 39–85.

Edelmann, H.A.K., 1998. Der Einfluß der Eigenschaften von Geophonen auf die Qualität und Aussagekraft von Reflexionssignalen flach liegender Horizonte. In: *5. DGG Seminar „Umweltgeophysik“*. Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, Neustadt/Weinstraße, Seiten 22–36.

Feynman, R.P., 1969. The Feynman Lectures on Physics, Band 2. Addison-Wesley, 4. Auflage.

Forbriger, T., 1996a. Interpretation von Oberflächenwellen in der Flachseismik. Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Universität Stuttgart.

Forbriger, T., 1996b. Zum Problem der Modenidentifikation in der Flachseismik. In: *Kolloquium: Seismik im Flachbereich*. Bucha/Sachsen.

Förtsch, O., 1950. Untersuchungen von Biegewellen in Platten. Messung ihrer Gruppen- und Phasengeschwindigkeit. Gerl. Beitr. z. Geophys., 61: 272–290.

Förtsch, O., 1953. Deutung von Dispersions- und Absorptionsbeobachtungen an Oberflächenwellen. Gerl. Beitr. z. Geophys., 63: 16–58.

Frazer, L.N., 1988. Quadrature of wavenumber integrals. In: D.J. Doornbos (Herausgeber), *Seismological Algorithms*, Academic Press, London, San Diego, Kapitel III.3, Seiten 279–290.

Frazer, L.N. und Gettrust, J.F., 1984. On a generalization of Filon's method and the computation of the oscillatory integrals of seismology. Geophys. J. R. astron. Soc., 76: 461–481.

Frazer, L.N. und Sun, X., 1998. New objective functions for waveform inversion. Geophysics, 63(1): 213–222.

Friederich, W., 1998. Wave-theoretical inversion of teleseismic surface waves in a regional network: phase-velocity maps and three-dimensional upper-mantle shear-wave-velocity model for southern Germany. Geophys. J. Int., 132(1): 203–225.

Friederich, W., 1999. Propagation of seismic shear and surface waves in a laterally heterogeneous mantle by multiple forward scattering. Geophys. J. Int., 136: 180–204.

Friederich, W. und Dalkolmo, J., 1995. Complete synthetic seismograms for a spherically symmetric earth by a numerical computation of the Green's function in the frequency domain. Geophys. J. Int., 122: 537–550.

Fuchs, K. und Müller, G., 1971. Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations. Geophys. J. R. astron. Soc., 23(4): 417–433.

Gabriels, P., Snieder, R. und Nolet, G., 1987. In situ measurements of shear-wave velocity in sediments with higher-mode Rayleigh waves. Geophysical Prospecting, 35: 187–196.

Ganji, V., Gucunski, N. und Maher, A., 1997. Detection of underground obstacles by SASW method — numerical aspects. J. Geotech. Geoenv. Eng., 123(3): 212–219.

Giese, P., 1957. Die Bestimmung der elastischen Eigenschaften und der Mächtigkeit von Lockerböden mit Hilfe von speziellen Rayleigh-Wellen. Gerl. Beitr. z. Geophys., 66: 274–312.

Gilbert, F., 1980. An introduction to low-frequency seismology. In: *Physics of the Earth's Interior*. North Holland, Amsterdam, Nummer LXXVIII in Proc. Int. School of Physics 'Enrico Fermi', Seiten 41–81.

Gradstein, I.S. und Ryshik, I.M., 1981. Tables of series, products, and integrals, Band 2. Harri Deutsch, Thun, Frankfurt/M.

Gucunski, N. und Woods, R.D., 1991. Inversion of Rayleigh wave dispersion curve for SASW test. In: I. für Bodenmechanik und Felsmechanik (Herausgeber), *Soil Dynamics and Earthquake Engineering V*. Elsevier Applied Science, London, New York, Seiten 127–138.

Haskell, N., 1953. The dispersion of surface waves on multilayered media. Bull. Seism. Soc. Am., 43: 17–34.

Hecht, S., 2000. Fallbeispiele zur Anwendung refraktionsseismischer Methoden bei der Erkundung des oberflächennahen Untergrundes. Z. Geomorph. N.F., Suppl., 123: 111–123.

Henry, M., Orcutt, J.A. und Parker, R.L., 1980. A new method for slant stacking refraction data. Geophys. Res. Lett., 7(12): 1073–1076.

Hering, A., Misiek, R., Gyulai, A., Ormos, T., Dobroka, M. und Dresen, L., 1995. A joint inversion algorithm to process geoelectric and surface wave seismic data. Part I: Basic ideas. Geophysical Prospecting, 43: 135–156.

Hsieh, C.H., 1979. Ortung verdeckter Bergwerksschächte mit Hilfe von Rayleigh-Wellen. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum.

Jackson, D.D., 1976. Most squares inversion. J. Geophys. Res., 81(5): 1027–1030.

Jeng, Y., Tsai, J.Y. und Chen, S.H., 1999. An improved method of determining near-surface $Q$. Geophysics, 64(5): 1608–1617.

Jones, R., 1958. In-situ measurement of the dynamic properties of soil by vibration methods. Geotechnique, 8: 1–21.

Jones, R., 1962. Surface wave technique for measuring the elastic properties and thickness of roads: theoretical development. Brit. J. Appl. Phys., 13: 21–29.

Kennett, B., 1983. Seismic wave propagation in stratified media. Cambridge University Press.

Kennett, B. und Kerry, N., 1979. Seismic waves in a stratified half space. Geophys. J. R. astron. Soc., 57: 557–583.

Keskar, N.R. und Chelikowsky, J.R., 1992. Negative Poisson ratios in crystalline $SiO_2$ from first-principles calculations. Nature, 358: 222.

Klein, G., Bohlen, T., Theilen, F. und Milkereit, B., 2000. OBH/OBS versus OBC registration for measuring dispersive marine Scholte waves. In: *62nd Conference and Technical Exhibition, Expanded Abstracts*. EAGE, Glasgow.

Knust, H., 1995. Modellrechnungen und Betrachtungen zum Einfluß oberflächennaher Schichten auf das abgestrahlte Wellenfeld in der Schußseismik. Dissertation, Institut für Geophysik der Universität Hamburg.

Köhler, R., 1935. Dispersion und Resonanzerscheinungen im Baugrund. Zeitschr. f. techn. Phys., 12: 597–600.

Köhler, R. und Ramspeck, A., 1936. Die Anwendung dynamischer Baugrunduntersuchungen. Veröfffentlichungen des Instituts der Deutschen Forschungsgesellschaft für Bodenmechanik (Degebo) an der Technischen Hochschule Berlin.

Korschunow, A., 1955. On surface-waves in loose materials of the soil. Geophysical Prospecting, 3: 359–380.

Kovach, R.L., 1978. Seismic surface waves and crustal and upper mantle structure. Rev. Geophys. Space Phys., 16(1): 1–13.

Lakes, R., 1987. Foam structures with a negative Poisson's ratio. Science, 235: 1038–1040.

Lamb, H., 1904. On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid. Phil. Trans. Roy. Soc. London, 203: 1–42.

Love, A.E.H., 1903. The propagation of wave-motion in an isotropic elastic solid medium. Proc. Lond. Math. Soc. (Ser 2), 1: 291–344.

Love, A.E.H., 1927. A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity. Dover Publications, New York, 4. Auflage.

Malischewsky, P., 1976. Surface waves in media having lateral inhomogeneities. Pure Appl. Geophys., 114: 833–843.

Matthews, M., Hope, V. und Clayton, C., 1996. The use of surface waves in the determination of ground stiffness profiles. Proc. Instn Civ. Engrs Geotech. Engng, 119: 84–95.

Mavko, G., Mukerji, T. und Dvorkin, J., 1998. The rock physics handbook: tools for seismic analysis in porous media. Cambridge University Press, Cambridge.

McMechan, G. und Yedlin, M., 1981. Analysis of dispersive waves by wave field transformation. Geophysics, 46: 869–874.

Meier, T., Lebedev, S., Nolet, G. und Dahlen, F., 1997. Diffraction tomography using multimode surface waves. J. Geophys. Res., 102(B4): 8255–8267.

Miller, R.D., Xia, J., Park, C.B. und Ivanov, J.M., 1999. Multichannel analysis of surface waves to map bedrock. The Leading Edge, Seiten 1392–1396.

Misiek, R., 1996. Surface waves: Application to lithostructural interpretation of near-surface layers in the meter and decameter range. Dissertation, Institut für Geophysik, Ruhr-Universität Bochum.

Müller, G., 1983. Rheological properties and velocity dispersion of a medium with power-law dependence of Q on frequency. J. Geophys., 54: 20–29.

Müller, G., 1985. The reflectivity method: A tutorial. J. Geophys., 58: 153–174.

Müller, G., 1986. Theorie elastischer Wellen. Script zur Vorlesung, Frankfurt/Main.

Müller, S., 1957. Die Ausbreitung elastischer Stoßimpulse in oberflächennahen Schichten des Erdbodens. Diplomarbeit, Geophysikalisches Institut der Universität Stuttgart.

Nazarian, S., 1984. In situ determination of elastic moduli of soil deposits and pavement systems by spectral-analysis-of-surface-waves method. Ph.D. thesis, The University of Texas, Austin.

Nolet, G., 1990. Partitioned waveform inversion and two-dimensional structure under the network of autonomously recording seismographs. J. Geophys. Res., 95(B6): 8499–8512.

Okal, E., 1978. A physical classification of the earth's spheroidal modes. J. Phys. Earth, 26: 75–103.

Oliver, J., 1962. A summary of observed seismic surface wave dispersion. Bull. Seism. Soc. Am., 52: 81–86.

Park, C.B., Miller, R.D. und Xia, J., 1999. Multichannel analysis of surface waves. Geophysics, 64(3): 800–808.

Parker, R., 1994. Geophysical Inverse Theory. Princeton University Press.

Plešinger, A. und Wielandt, E., 1974. Seismic noise at 2 Hz in Europe. J. Geophys., 40: 131–136.

Press, W., Teukolsky, S., Vetterling, W. und Flannery, B., 1992. Numerical recipes. Cambridge University Press, 2. Auflage.

Rayleigh (Lord), D., 1885. On waves propagated along the plane surface of an elastic solid. Proc. Lond. Math. Soc., 17: 4–11.

Reimann, G., 1999. Inversion flachseismischer Wellenfelder. Diplomarbeit, Universität Stuttgart.

Roth, M., Holliger, K. und Green, A., 1998. Guided waves in near-surface seismic surveys. Geophys. Res. Lett., 25(7): 1071–1074.

Sain, K. und Reddy, P., 1997. Use of postcritical reflections in solving the hidden-layer problem of seismic refraction work. Geophysics, 62(4): 1285–1291.

Savage, J.C. und Hasegawa, H.S., 1967. Evidence for a linear attenuation mechanism. Geophysics, 32(6): 1003–1014.

Scales, J.A. und Snieder, R., 1997. To Bayes or not to Bayes? Geophysics, 62(4): 1045–1046.

Scales, J.A. und Snieder, R., 1998. What is noise? Geophysics, 63(4): 1122–1124.

Schalkwijk, K.M., 1996. Use of scattered surface waves to detect shallow buried objects. Final report, Institute of Earth Sciences, Utrecht University, Netherlands.

Schneider, C., 1993. Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten mit Rayleigh-Oberflächenwellen. Dissertation, Institut für Geophysik, Ruhr-Universität Bochum. Exploration of waste deposits with Rayleigh surface waves.

Schön, J.H., 1998. Physical properties of rocks: Fundamentals and principles of petrophysics, Band 18 von *Handbook of Geophysical Exploration*. Elsevier Science Ltd., Oxford, 2. Auflage.

Schreiner, A., 1966. Geologische Karte von Baden-Württemberg 1:25000, Erläuterungen zu Blatt 8118 Engen. Geologisches Landesamt Baden-Württemberg, Stuttgart.

Schreiner, A., 1983. Geologische Karte von Baden-Württemberg 1:25000, Erläuterungen zu Blatt 8218 Gottmadingen. Geologisches Landesamt Baden-Württemberg, Stuttgart.

Seidl, D. und Müller, S., 1977. Seismische Oberflächenwellen. J. Geophys., 42(4): 283–328.

Sezawa, K., 1935. Rayleigh- and Love-waves transmitted through the Pacific Ocean and the continents. Bull. Earthq. Res. Inst., 13: 245–250.

Sezawa, K. und Kanai, K., 1935a. Decay constants of seismic vibrations of a surface layer. Bull. Earthq. Res. Inst., 13: 251–265.

Sezawa, K. und Kanai, K., 1935b. Discontinuity in the dispersion curves of Rayleigh waves. Bull. Earthq. Res. Inst., 13: 237–244.

Snieder, R., 1986. 3D-linearized scattering of surface waves and a formalism for surface wave holography. Geophys. J. R. astron. Soc., 84: 581–605.

Snieder, R., 1988a. Large-scale waveform inversions of surface waves for lateral heterogeneity, 1. Theory and numerical examples. J. Geophys. Res., 93: 12055–12065.

Snieder, R., 1988b. Large-scale waveform inversions of surface waves for lateral heterogeneity. 2. Application to surface waves in Europe and the Mediterranean. J. Geophys. Res., 93: 12067–12080.

Sommerfeld, A., 1978a. Mechanik der deformierbaren Medien, Band 2 von *Vorlesungen über Theoretische Physik*. Harri Deutsch, Thun, Frankfurt.

Sommerfeld, A., 1978b. Partielle Differentialgleichungen der Physik, Band 6 von *Vorlesungen über Theoretische Physik*. Harri Deutsch, Thun, Frankfurt.

Spencer Jr., J.W., 1981. Stress relaxations at low frequencies in fluid-saturated rocks: Attenuation and modulus dispersion. J. Geophys. Res., 86: 1803–1812.

Stange, S., 1992. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen in Erdmodellen mit ebenen und zylindrischen vertikalen Strukturgrenzen. Dissertation, Institut für Geophysik der Universität Stuttgart.

Steeples, D.W., Macy, B.K., Schmeissner, C.M. und Miller, R.D., 1995. Contrasting near-surface and classical seismology. The Leading Edge, 14: 271–272.

Stokoe II, K.H. und Nazarian, S., 1983. Effectivness of ground improvement from spectral analysis of surface waves. In: *Proceedings of the Eigth European Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*. Helsinki.

Takeuchi, H., Dorman, J. und Saito, M., 1964. Partial derivatives of surface wave phase velocity with respect to physical parameter change within the earth. J. Geophys. Res., 69: 3429–3441.

Takeuchi, H. und Saito, M., 1972. Seismic surface waves. In: B.A. Bolt (Herausgeber), *Methods in Computational Physics, Seismology: Surface Waves and Earth Oscillations*, Academic Press, New York and London, Band 11, Seiten 217–295.

Teshler, A.J., 1999. Beschleunigtes Inversionsverfahren in der Oberflächenwellenseismik. Diplomarbeit, Universität Stuttgart.

Thomson, W.T., 1950. Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. J. Appl. Phys., 21: 89–93.

Tokimatsu, K., Shinzawa, K. und Kuwayama, S., 1992a. Use of short-period microtremors for $v_s$ profiling. J. Geotech. Engng., 118(10): 1544–1559.

Tokimatsu, K., Tamura, S. und Kojima, H., 1992b. Effects of multiple modes on Rayleigh wave dispersion characteristics. J. Geotech. Engng., 118(10): 1529–1543.

Toksöz, M.N., 1964. Microseisms and an attempted application to exploration. Geophysics, 29: 154–177.

Toksöz, M.N. und Johnston, D.H., 1981. Seismic Wave Attenuation, Band 2 von *Geophysics reprint series*. Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, Oklahoma.

Tuzlak, H., 1999. Geoelektrische Tomographie einer tektonischen Störungszone bei Herrenberg-Haslach. Diplomarbeit, Universität Stuttgart.

Ungerer, J., 1990. Berechnung von Nahfeldseismogrammen mit der Reflektivitätsmethode. Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Universität Stuttgart.

van Heijst, H.J., Snieder, R. und Nowack, R., 1994. Resolving a low-velocity zone with surface-wave data. Geophys. J. Int., 118: 333–343.

von Hartmann, H., 1997. Die Anwendung von Love-Wellen für die Untersuchung lateral inhomogener Medien bei ingenieurgeophysikalischen Aufgabenstellungen. Dissertation, Technische Universität Clausthal.

Wang, R., 1997. A new algorithm of wavenumber integration method for synthesizing high-frequency seismograms. In: *57. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*. Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, Potsdam, Germany.

Wang, R., 1999. A simple orthonormalization method for stable and efficient computation of Green's functions. Bull. Seism. Soc. Am., 89(3): 733–741.

Watson, G., 1944. A Treatise on the Theory of Bessel Functions. Cambridge University Press, London.

Wiechert, E., 1926. Untersuchung der Erdrinde mit Hilfe von Sprengungen. Geologische Rundschau, 17(5): 339–346.

Wielandt, E., 1991. Inversionsmethoden. Skript zur Vorlesung „Allgemeine Geophysik".

Woodhouse, J., 1974. Surface waves in a laterally varying layered structure. Geophys. J. R. astron. Soc., 37: 461–490.

Woodhouse, J., 1988. The calculation of eigenfrequencies and eigenfunctions of the free oscillations of the earth and the sun. In: D.J. Doornbos (Herausgeber), *Seismological Algorithms*, Academic Press, London, Kapitel IV.2, Seiten 321–370.

Xia, J., Miller, R.D. und Park, C.B., 1999. Estimation of near-surface shear-wave velocity by inversion of Rayleigh waves. Geophysics, 64(3): 691–700.

Yuan, D. und Nazarian, S., 1993. Automated surface wave method: Inversion technique. J. Geotech. Engng., 119(7): 1112–1126.

Zener, C., 1948. Elasticity and Anelasticity of Metals. University of Chicago, Chicago.