

Wellenfeldanalyse für die Flachseismik

Thomas Forbriger*

5. DGG-Seminar „Umweltgeophysik“
22. bis 24. April 1998

Zusammenfassung

In der Geophysik und der Geotechnik werden seismische Oberflächenwellen auch zur Untersuchung eindimensionaler, flach liegender Strukturen eingesetzt. Die dabei zur Anwendung kommenden Verfahren sind teilweise der Methodik der globalen Seismologie entlehnt und setzen meistens ein Wellenfeld voraus, welches aus einer einzelnen Mode aufgebaut ist. Die von uns aufgezeichneten Datensätze enthalten in der überwiegenden Zahl zwei Moden, welche sich jedoch im Zeitbereich nicht trennen lassen. Jede höhere Mode enthält allerdings wertvolle, zusätzliche Information über das Medium. Um die volle, im Datensatz enthaltene Information auszuschöpfen, erscheint eine Anpassung der Seismogramme wünschenswert. Dazu steht mit der Reflektivitätsmethode ein exaktes und numerisch effizientes Verfahren zur Verfügung. Der Zusammenhang zwischen den Modellparametern und den Seismogrammen ist allerdings stark nichtlinear. Für den Einsatz einer linearisierten least-squares-Inversion kann diese Nichtlinearität jedoch abgemildert werden. Die Auswertung der Daten erfolgt dazu in zwei Schritten. Zunächst wird aus den gemessenen Seismogrammen durch eine lineare Inversion eine Greensche Funktion bestimmt. Diese hat nicht den oszillatorischen Charakter der Seismogramme und hängt damit weniger nichtlinear vom Erdmodell ab. In einem zweiten Schritt wird durch eine linearisierte Inversion aus dieser Greenschen Funktion ein Erdmodell für das untersuchte Medium gewonnen, das bereits eine weitgehende Interpretation zuläßt. Es könnte außerdem als Startmodell für eine Anpassung der Wellenformen dienen, um weitere Informationen über die Kompressionswellengeschwindigkeit und die anelastischen Eigenschaften des Mediums zu erhalten, welche sich aus der im ersten Schritt ermittelten Greenschen Funktion nur unsicher bestimmen lassen.

Oberflächenwellen in der Flachseismik

Die Auswertung flachseismischer Oberflächenwellen hat sowohl in der Geophysik (Roth et al., 1998; Schneider und Dresen, 1997; Schalkwijk, 1996; Misiak, 1996; Weigold, 1995; Schneider, 1993) als auch in der Geotechnik (Matthews et al., 1996; DMT-FP GeoTec Division, 1997; Stokoe et al., 1989) eine gewisse Verbreitung gefunden. Einerseits wird damit angestrebt laterale Heterogenitäten aufzulösen (Dombrowski, 1996; Misiak, 1996; Schalkwijk, 1996; Schneider, 1993), andererseits erscheint der Einsatz von Oberflächenwellen auch bei der Untersuchung von eindimensionalen Strukturen vielversprechend (Weigold, 1995; Roth et al., 1998; Stokoe et al., 1989; Matthews et al., 1996; Boore und Brown, 1998). Oberflächenwellen sind für Bereiche geringer Tiefe äußerst empfindlich (Bohlen et al., 1998), sie sind leicht anzuregen und bieten ein exzellentes Signal/Stör-Verhältnis. Im Gegensatz zu refraktionsseismischen Messungen muß dabei nicht

*Institut für Geophysik, Universität Stuttgart, Richard-Wagner-Straße 44, 70184 Stuttgart, Tel.: 0711/121-3593, e-mail: thof@geophys.uni-stuttgart.de

vorausgesetzt werden, daß die seismische Geschwindigkeit monoton mit der Tiefe zunimmt. Daher sind auch Untersuchungen von Medien mit harten Decken (Straßen, Parkplätze, etc.) möglich (van Heijst et al., 1994). Ein wesentlicher Vorteil von Sondierungen mit Oberflächenwellen ist deren Empfindlichkeit für die Scherfestigkeit des Mediums. Dieser Parameter ist für eine große Zahl von Anwendungen relevant (Roth et al., 1996; Stokoe et al., 1989). Damit bietet sich auch die Möglichkeit das v_p/v_s -Verhältnis direkt als Inversionsparameter zu benutzen, eine Größe, welche stark von der Wassersättigung abhängen kann (Deubel, 1996). Die Scherwellengeschwindigkeit zeigt außerdem eine verwertbare Korrelation zur ingenieurtechnischen Schlagzahl N10 (Roth und Schikowsky, 1998).

Die bisher eingesetzten Interpretationsverfahren für Oberflächenwellen wurden größtenteils der Methodik der globalen Seismologie entnommen. Viele sind nicht in der Lage mehrere Moden zu trennen. Insbesondere die in der Geotechnik verbreiteten Methoden SASW¹ und CSW² werten lediglich die Phasendifferenz des seismischen Signals zwischen zwei Empfängern aus. Sie setzen daher ein unimodales Wellenfeld voraus. Die von uns untersuchten Datensätze enthalten jedoch meistens zwei Moden (Forbriger, 1996a). Im Gegensatz zu Seismogrammen von Fernbeben, läßt sich in der Flachseismik die Fundamentalmode leider nicht im Zeitbereich von den höheren Moden trennen. Dabei hängt es von der eingesetzten Quelle ab, welche Moden im Datensatz angeregt sind. Schlag- und Explosionsquellen regen typischerweise unterschiedliche Moden an. Berechnungen von Eigenschwingungen (Schwab und Knopoff, 1972) berücksichtigen die Quellcharakteristik in der Regel nicht, was zu weiteren Komplikationen bei der Inversion führt (Forbriger, 1996b).

Bei der Betrachtung eines flachseismischen Wellenfeldes, wie es in Abbildung 1 dargestellt ist, wird deutlich, daß die Wellenform wesentlich mehr Information enthalten muß, als eine Laufzeitkurve oder Dispersionskurve wiedergeben kann. Es liegt nahe vom „seismischen Fingerabdruck“ des Mediums zu sprechen. Um die volle Information zu nutzen, muß das gesamte Wellenfeld interpretiert werden, was durch eine Anpassung mit synthetischen Seismogrammen geschieht. Für eindimensionale Medien steht mit der Reflektivitätsmethode (Ungerer, 1990; Müller, 1985) ein effizientes und (für Medien aus homogenen Schichten) exaktes Verfahren zur Seismogramm-Synthese zur Verfügung. Das Vorwärtsproblem hängt allerdings stark nichtlinear von den Modellparametern ab. Die Nichtlinearität kann jedoch durch eine zweistufige Inversion abgemildert werden. Dazu wird in einem ersten Schritt aus den Meßdaten eine Greensche Funktion berechnet, welche die aufgezeichneten Wellenformen erklären kann. In einem zweiten Schritt wird mit einer linearisierten least-squares-Inversion aus dieser Greenschen Funktion ein Erdmodell bestimmt.

Erster Schritt: Die Greensche Funktion für ein eindimensionales Medium

Für eine zylindersymmetrische Quelle (vertikale Einzelkraft oder Explosion) kann die Fouriertransformierte der Vertikalverschiebung formal als

$$u_z(\omega, r) = \int_0^{\infty} G(\omega, p) S(\omega) J_0(p\omega r) p dp \quad (1)$$

beschrieben werden. Dabei ist r der Abstand des Geophons zur Quelle, ω die Kreisfrequenz in der Fourier-Entwicklung und p die Horizontalkomponente der Phasenslowness. $G(\omega, p)$ ist die Greensche Funktion des eindimensionalen Mediums, wie sie durch die Reflektivitätsmethode berechnet wird. Die Dispersionskurven $p_l(\omega)$ der Eigenschwingungsmoden l des Mediums bilden sich in ausgeprägten Maxima der Amplitude von $G(\omega, p)$ ab. $S(\omega)$ ist die Fouriertransformierte der Impulsantwort des Quelle-Geophon-Rekorder-Systems. Die Nichtlinearität des Vorwärtsproblems

¹spectral analysis of surface waves

²continuous surface waves

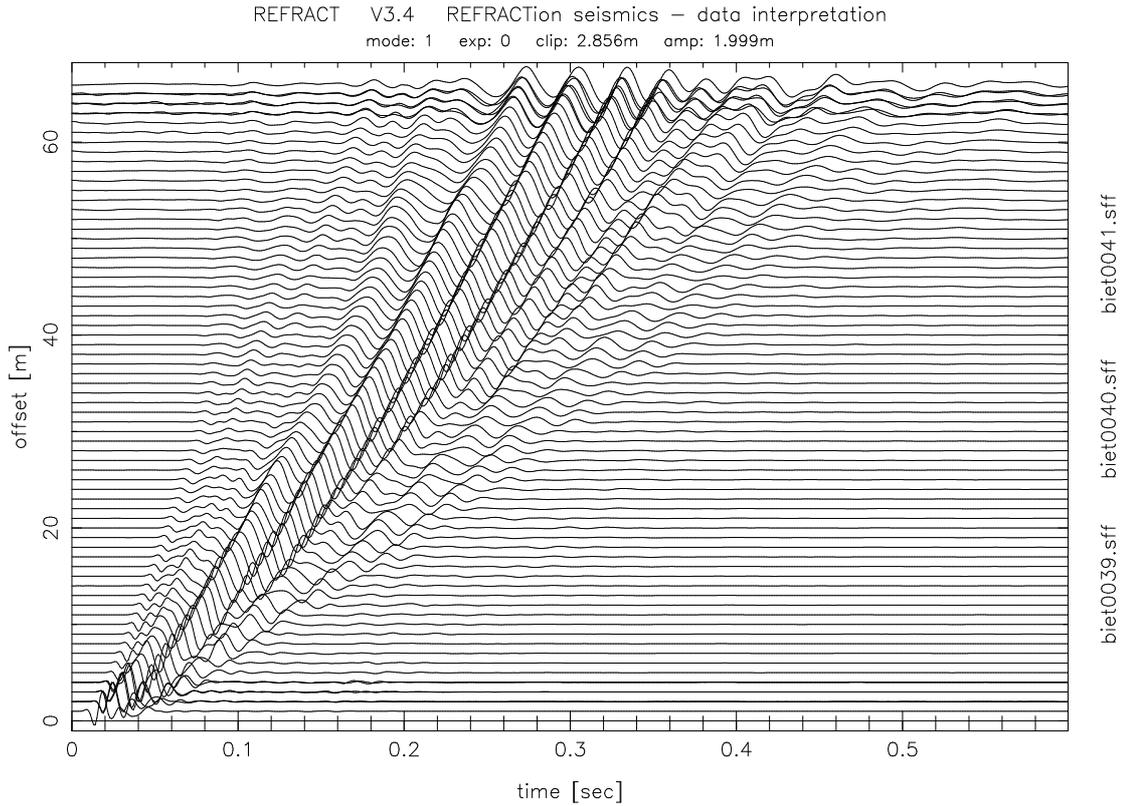


Abbildung 1: Seismisches Wellenfeld, welches auf einem Testgelände bei Bietigheim/Bissingen aufgezeichnet wurde. Die Anregung erfolgte mit dem Vorschlaghammer. Der Datensatz ist aus drei einzelnen Schüssen zusammengesetzt. Dazu wurden die Geophone an ihren Orten belassen und die Quelle unter Annahme einer 1D-Struktur versetzt. Der seismische Halbraum wird, nach der geologischen Aufnahme zu schließen, von Muschelkalk gebildet. Auf diesem befindet sich eine mehrere Meter mächtige Lößauflage.

wird größtenteils durch die oszillierende Zylinderfunktion $J_0(p\omega r)$ und die harmonische Funktion $e^{i\omega t}$ der Fourier-Entwicklung verursacht. Die Greensche Funktion hängt wesentlich weniger nichtlinear von den Modellparametern ab.

Die Bestimmung der Greenschen Funktion ist einer f, k -Dispersionsanalyse für ebene Wellen (McMechan und Yedlin, 1981) ähnlich, berücksichtigt aber, daß sich tatsächlich Zylinderwellen ausbreiten. Henry et al. (1980) geben die Beziehung

$$\tilde{G}(\omega, p) = \frac{1}{p^2 + \left(\frac{\gamma}{\omega}\right)^2} \sum_{j=1}^M J_0(p\omega r_j) \sum_{k=1}^M (\Gamma^{-1})_{jk} u_z(\omega, r_k) \quad (2)$$

an, mit welcher die Greensche Funktion in direkter Rechnung aus den Spektren der gemessenen Seismogramme $u_z(\omega, r_k)$ ermittelt wird. Als $\tilde{G}(\omega, p) = G(\omega, p)S(\omega)$ in Gleichung (1) eingesetzt, reproduziert sie die Originalseismogramme an den Geophonkoordinaten r_j exakt. M ist dabei die Anzahl der zur Verfügung stehenden Geophonpositionen. Die Inverse Γ^{-1} der Gram-Matrix

$$\Gamma_{jk} = \int_0^{\infty} J_0(p\omega r_j) J_0(p\omega r_k) \frac{1}{p^2 + \left(\frac{\gamma}{\omega}\right)^2} p \, dp$$

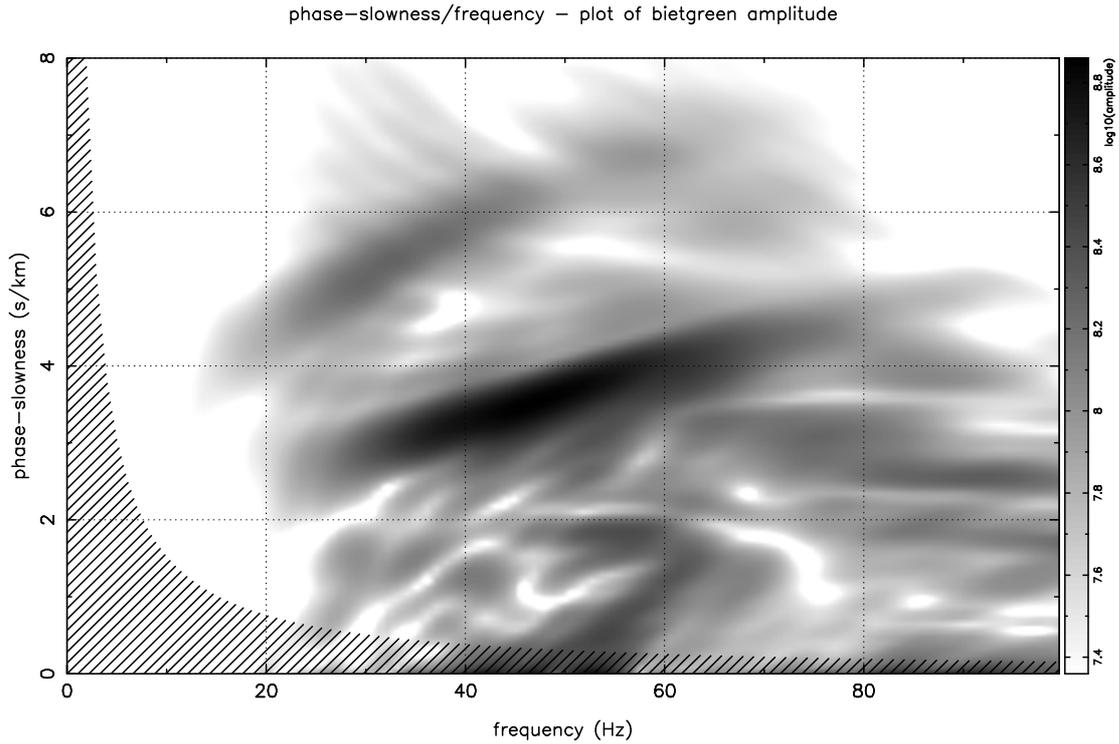


Abbildung 2: Amplituden der aus dem seismischen Wellenfeld (Abbildung 1) invertierten Greenschen Funktion. Die Schwärzung ist proportional zum Logarithmus der Amplitude. Aufgrund der Unschärferelation ergibt sich eine maximale, theoretisch mögliche Auflösung. Diese wird durch den schraffierten Bereich entsprechend der 66 Meter langen Auslage angegeben. Es sind zwei Moden zu erkennen. Das Maximum der Fundamentalmode liegt zwischen $4 \frac{\text{s}}{\text{km}}$ und $6 \frac{\text{s}}{\text{km}}$. Die erste höhere Mode zwischen $3 \frac{\text{s}}{\text{km}}$ und $4 \frac{\text{s}}{\text{km}}$ ist in diesem Beispiel deutlich stärker angeregt als die Grundmode. Das Signal bei geringer Slowness und 40Hz bis 60Hz entsteht durch räumliches Aliasing. Es entspricht dem zu erwartenden Aliasing für Geophonabstände von drei Metern. Dies ist der Geophonabstand der Einzeldatensätze, welcher sich als Periodizität in den Gesamtdatensatz durchpaust.

für $r_j < r_{j+1}$ mit

$$\Gamma_{jk} = \begin{cases} p_j q_k & \text{für } 1 \leq j \leq k \leq M \quad \text{und} \\ q_j p_k & \text{für } 1 \leq j < k \leq M \end{cases}$$

und den modifizierten Besselfunktionen $q_j = K_0(r_j \gamma)$ und $p_j = I_0(r_j \gamma)$ kann analytisch gebildet werden. Sie lautet nach Henry, Orcutt und Parker (1980)

$$\begin{aligned} (\Gamma^{-1})_{j,j+1} &= \frac{1}{p_j q_{j+1} - q_j p_{j+1}} && \text{für } 1 \leq j < M, \\ (\Gamma^{-1})_{j+1,j} &= (\Gamma^{-1})_{j,j+1} && \text{für } 1 \leq j < M, \\ (\Gamma^{-1})_{j,j} &= (\Gamma^{-1})_{j,j-1} (\Gamma^{-1})_{j,j+1} (p_{j+1} q_{j-1} - q_{j+1} p_{j-1}) && \text{für } 1 < j < M, \\ (\Gamma^{-1})_{1,1} &= -(\Gamma^{-1})_{1,2} \frac{p_2}{p_1} && \text{und} \\ (\Gamma^{-1})_{M,M} &= -(\Gamma^{-1})_{M,M-1} \frac{q_{M-1}}{q_M}, \end{aligned}$$

ist tridiagonal und unabhängig von der Kreisfrequenz ω .

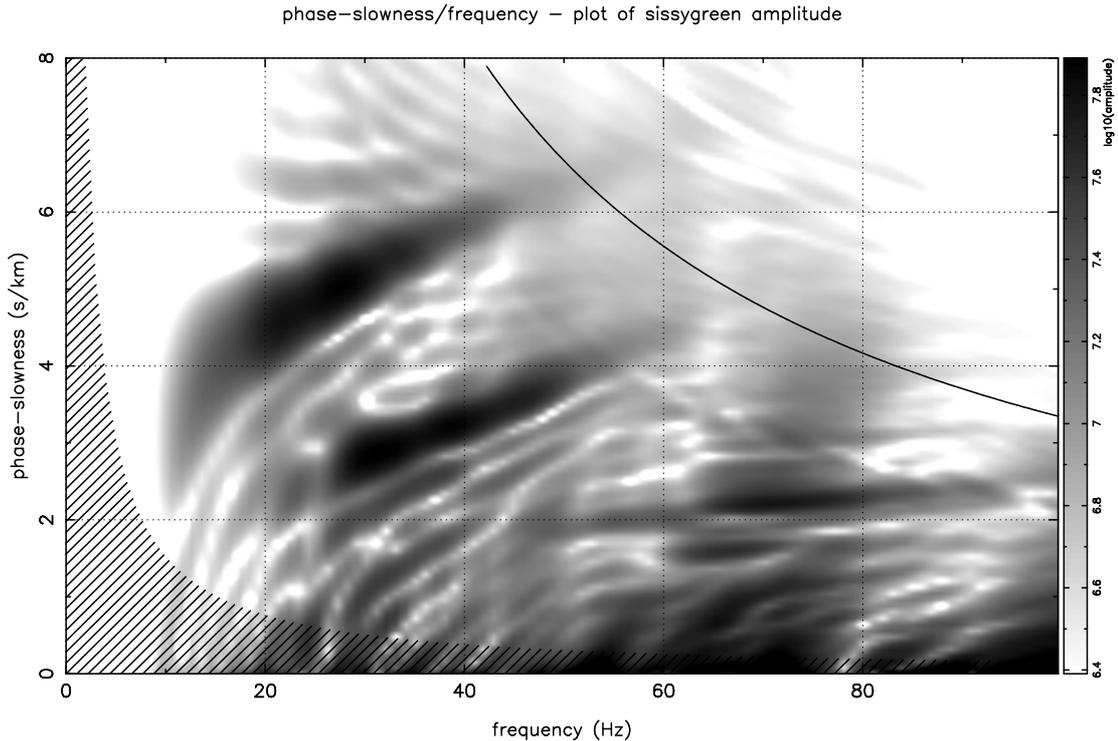


Abbildung 3: Greensche Funktion für Seismogramme, welche mit einer Explosionsquelle (S.I.S.Sy.) angeregt wurden. Die Explosionsquelle regt die erste höhere Mode schwächer an als die Schlagquelle in Abbildung 2. Dadurch tritt die Fundamentalmode und eine weitere (Raumwellen bildende) Mode bei $2 \frac{\text{s}}{\text{km}}$ und ca. 70Hz stärker in Erscheinung. Die eingezeichnete Hyperbel gibt die Grenze an, ab welcher, entsprechend den Geophonabständen von drei Metern, räumliches Aliasing zu erwarten ist.

Anschaulich gesprochen hat die Lorentz-Funktion $1/(p^2 + (\frac{\gamma}{\omega})^2)$ in Gleichung (2) die Aufgabe Aliasingssignale zu dämpfen und dadurch die Inversion eindeutig zu machen. Eine günstige Wahl für den Dämpfungsparameter ist $\gamma = 1/\overline{\Delta r}$, mit dem mittleren Geophonabstand $\overline{\Delta r}$.

Die Geophonaufstellung genügt in der Regel nicht der Abtastbedingung für die auftretenden Wellenlängen. Oberhalb der Nyquistwellenzahl kann das Wellenfeld durch einlaufende, auslaufende oder stehende Wellen erklärt werden. Die mit Gleichung (2) berechnete Funktion enthält noch diese Mehrdeutigkeit (Aliasing), das Wellenfeld als einlaufende Zylinderwellen zu erklären. Aus der experimentellen Situation ist bekannt, daß es sich um von der Quelle weglaufernde Wellen handeln muß. Diese Information wird in die Berechnung eingebracht, indem die Besselfunktion $J_0(p\omega r_j)$ in Gleichung (2) durch die Hankelfunktion $H_0^{(1)}(p\omega r_j)$ ersetzt wird. Dadurch entfällt ein Aliasing-Zweig und die Mehrdeutigkeit setzt erst bei doppelter Nyquistwellenzahl ein.

Abbildung 2 zeigt ein Beispiel für eine Greensche Funktion, die aus den in Abbildung 1 dargestellten, mit einem Vorschlaghammer angeregten Seismogrammen berechnet wurde. Abbildung 3 zeigt die Greensche Funktion für ein auf demselben Gelände mit der Explosionsquelle S.I.S.Sy. angeregtes Wellenfeld. Die Schwärzung gibt die Amplitude der komplexen Funktionswerte wieder. Die Moden $p_l(\omega)$ der Oberflächenwellen äußern sich in ausgeprägten Maxima. Für kleine Phasenlangsamkeiten und Frequenzen zwischen 50Hz und 60Hz ist der Ansatz eines Aliasing-Zweiges zu erkennen. In Abbildung 3 ist zudem die Hyperbel für die doppelte Nyquistwellenlänge eingezeichnet, ab welcher aufgrund des Abtasttheorems mit Aliasing zu rechnen ist. Im Vergleich

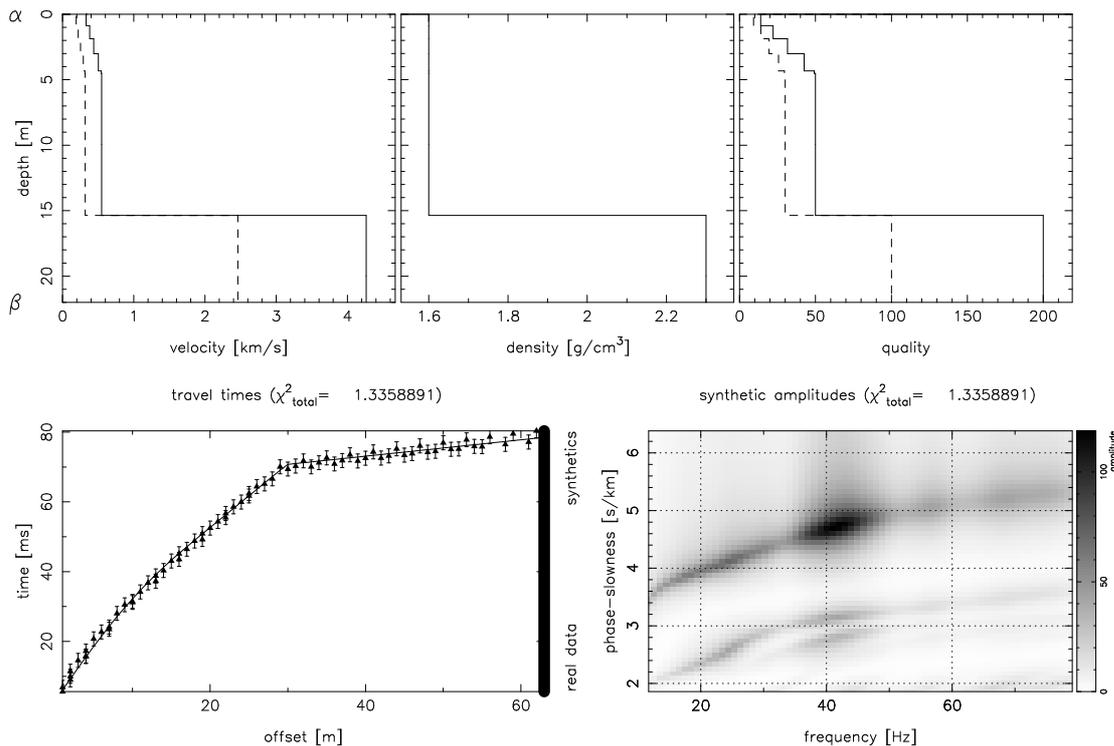


Abbildung 4: Das Startmodell für die Inversion und die daraus berechneten synthetischen Daten. Die Modellkurven für Geschwindigkeit und Güte der S-Wellen sind gestrichelt, die der P-Wellen durchgezogen. Da das Startmodell durch eine Auswertung der Laufzeitkurve gewonnen wurde, wird diese bereits gut angepaßt. Die Lage und Amplituden der Moden (vgl. Abbildung 2) in der Greenschen Funktion müssen durch die iterative Inversion noch korrigiert werden.

der Abbildungen wird deutlich, daß die erste höhere Mode von der Schlagquelle deutlich stärker angeregt wird, als von der Explosionsquelle. Dies wird auch durch synthetisch berechnete Daten für ein durch die Inversion ermitteltes Erdmodell reproduziert.

Zweiter Schritt:

Ein Erdmodell durch iterative Anpassung der Greenschen Funktion

Das Residuum zwischen der aus Gleichung (2) ermittelten Greenschen Funktion und der anhand der Ersteinsätze gepickten Laufzeitkurve einerseits und den synthetisch aus einem Erdmodell berechneten Werten für Greensche Funktion und Laufzeitkurve andererseits wird durch eine linearisierte, stabilisierte least-squares-Inversion iterativ minimiert. Das so gefundene Modell ist in der Lage die im ersten Schritt gefundene Greensche Funktion und damit die Meßdaten zu erklären. Da der Zeitverlauf des Quellsignals nicht bekannt ist, muß auch die Impulsantwort $S(\omega)$ in Gleichung (1) durch eine Inversion bestimmt werden. Nach jeder Vorwärtsrechnung wird ein $S(\omega)$ durch eine lineare Regression ermittelt, so daß das Residuum zwischen $\tilde{G}(\omega, p)$ und $G(\omega, p)S(\omega)$ minimiert wird. Nur der nicht durch $S(\omega)$ erklärbarer Anteil der Daten soll über das Erdmodell angepaßt werden.

Da auch das Vorwärtsproblem zur Greenschen Funktion noch nichtlinear ist, wird ein gutes Startmodell benötigt, damit die Inversion in das globale Minimum des Residuums konvergieren

kann. Im Fall der Flachseismik steht dies zunächst nicht zur Verfügung. Ein geeignetes Startmodell für v_p kann aber aus einer Auswertung der Laufzeitkurve der Ersteinsätze gewonnen werden. Aus der heuristischen Formel $v_s = \sqrt{1/3}v_p$ ergibt sich damit auch ein Startmodell für v_s . Die Dichte erfährt nur schwache Zwänge aus den Daten. Für sie wird ein ad-hoc-Modell angenommen. Ebenso wird für das Startmodell der Gütefaktoren verfahren. Ein auf diese Weise gewonnenes Modell ist in der Regel bereits als Startmodell für die Inversion geeignet, wie in Abbildung 4 gezeigt ist. Im oberen Teil der Abbildung ist der Tiefenverlauf der seismischen Geschwindigkeiten, der Massendichte und der Gütefaktoren dargestellt. Im unteren Teil wird zum einen die gepickte Laufzeitkurve mit der synthetisch berechneten verglichen, zum anderen ist die mit der Reflektivitätsmethode für das Modell berechnete Greensche Funktion abgebildet. Da das Startmodell aus einer Interpretation der refraktierten Wellen bestimmt wurde, erklärt es die Laufzeitkurve bereits gut. Die Moden in der Greenschen Funktion liegen jedoch noch falsch und haben die falschen Amplituden. Die iterative Anpassung kann jedoch in die richtige Richtung konvergieren. Wäre das nicht der Fall, könnte eine Grobanpassung auch manuell nach folgender Regel erfolgen: Modellbereiche geringer Tiefe beeinflussen die Greensche Funktion in Bereichen großer Frequenz und Langsamkeit. Bereiche kleiner Frequenz und kleiner Langsamkeit werden durch tiefe Modellbereiche bestimmt. Daraus ergibt sich auch die Maximaltiefe, für welche die Daten noch aussagekräftig sind. Die Lage der Moden ist an den Kehrwert der seismischen Geschwindigkeiten gekoppelt. Zum Seismogramm besteht kein so überschaubarer Zusammenhang. Daher ist eine manuelle Grobanpassung der Wellenformen in der Regel nicht möglich.

Wie in Abbildung 5 gezeigt, ist die Auswertung der Laufzeitkurve im vorgestellten Beispiel nicht eindeutig. Wellen mit einer Scheiteltiefe zwischen 5m und der Oberkante des Halbraumes bilden offenbar keine Ersteinsätze. Daher sind für diesen Tiefenbereich sehr unterschiedliche Modelle wählbar, welche die im unteren Teil der Abbildung dargestellten Laufzeitdaten gleich gut erklären können. Die zusätzlichen Constraints aus den Oberflächenwellen könnten dazu dienen auch Informationen über den Modellbereich ab fünf Metern Tiefe zu erhalten.

Numerische Aspekte der Greenschen Funktion

Zur Berechnung von Seismogrammen ist es üblich das Integral in Gleichung (1) numerisch über die Trapezregel auszuwerten. Für große r und ω oszilliert der Integrand durch die Zylinderfunktion stark. Für geringe anelastische Dämpfung im Erdmodell werden außerdem die Maxima der Greenschen Funktion $G(\omega, p)$ groß und eng begrenzt. Für die Anwendung der Trapezregel führt dies zu einer großen Zahl notwendiger Stützstellen. Die Korrespondenz zwischen Fourier-Transformationspaaren läßt jedoch darauf schließen, daß M unabhängige Seismogramme Information über M unabhängige p -Stützstellen der Greenschen Funktion enthalten. Für einen Datensatz mit beispielsweise 72 Seismogrammen müßten auch nur so viele Werte von $G(p)$ für jedes ω in die Inversion einbezogen werden. Zur Berechnung korrekter Wellenformen über die Trapezregel ist aber häufig die zehnfache Anzahl notwendig. Beim vorgestellten zweistufigen Verfahren endet die Vorwärtsrechnung für die iterative Inversion der zweiten Stufe mit der Greenschen Funktion. Damit entfällt die Berechnung von Gleichung (1), welche für jede partielle Ableitung einmal durchzuführen wäre und die Rechenzeit kann um den Faktor zehn gesenkt werden.

Kritische Bewertung

Die Abbildung 6 zeigt das Modell, welches die beste Anpassung an die Meßdaten bietet. Gegenüber dem Startmodell in Abbildung 4 wurden besonders die oberflächennahen Bereiche des Geschwindigkeitsmodells stark verzerrt, um den linearen Verlauf der Dispersionskurven $p_l(\omega)$ für Frequenzen oberhalb 20Hz zu erzielen. Das Modell ist in diesem Abschnitt nicht mehr durch ein

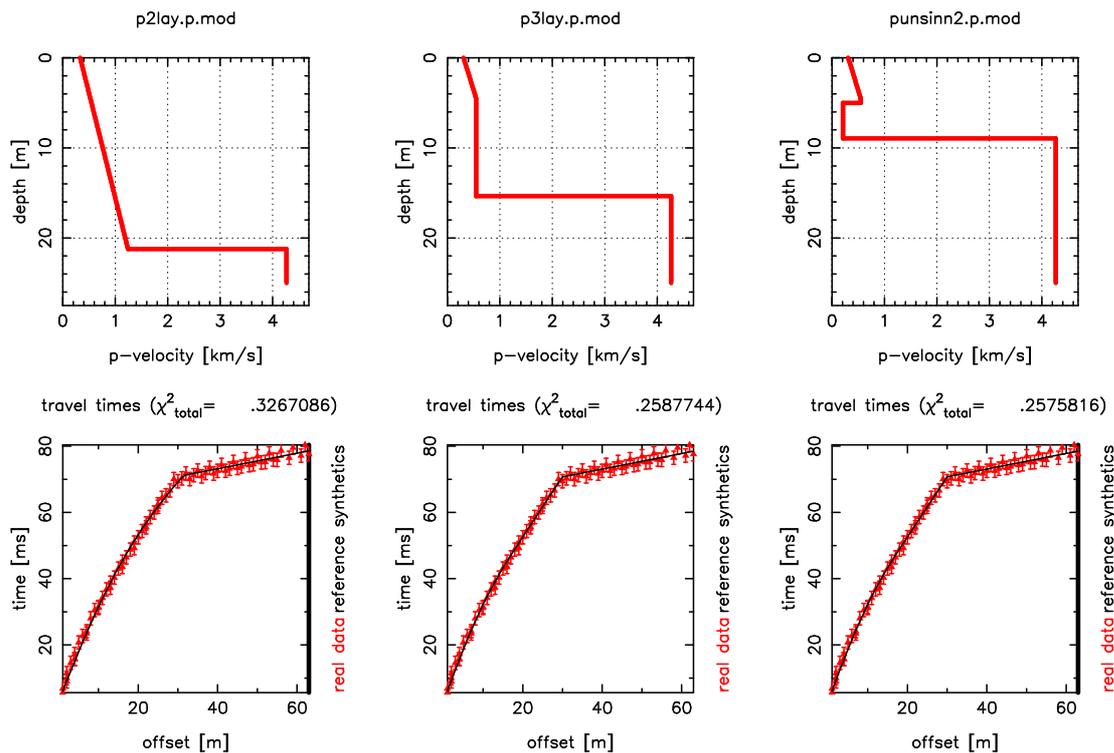


Abbildung 5: Die Interpretation der Laufzeitkurve der Ersteinsätze ist im beschriebenen Beispiel mehrdeutig, da keine Wellen den Ersteinsatz bilden, deren Scheitelpunkt in einer Tiefe zwischen fünf Metern und der Oberkante des Muschelkalks liegt. Die gepickten Laufzeitwerte sind mit Fehlerbalken angegeben. Die theoretische Laufzeitkurve für das jeweilige Modell ist durchgezogen gezeichnet. Sie ist in der schwarz/weißen Darstellung schwer erkennbar, da sie vollständig im Fehlerbereich der Meßdaten liegt.

oder zwei homogene Schichten darstellbar. Daher ist für die Interpretation von Oberflächenwellen in der Regel ein Modell aus wenigen homogenen Schichten nicht geeignet.

Da das Inversionsproblem prinzipiell mehrdeutig ist, muß eine a priori Forderung an das zu entwickelnde Modell gestellt werden. Dazu ist es sinnvoll einen glatten Parameterverlauf innerhalb eines Tiefenbereichs zu fordern. Die Daten sollen also mit möglichst wenig Struktur erklärt werden. Im vorgestellten Beispiel wurde daher das Erdmodell in drei Abschnitten nach Polynomen bis zur zweiten Ordnung parametrisiert. Vor jeder Vorwärtsrechnung mit der Reflektivitätsmethode wurde dieses dann in homogene Schichten zerlegt. Der Einsatz von Polynomen stellt eine sehr strenge Parametrisierung dar, da die möglichen Ergebnisse künstlich auf eine kleine Klasse von Modellen reduziert werden. Das ist in der Regel nicht erwünscht. Hier wurde die Einführung der Glattheitsbedingung über die Parametrisierung trotzdem bevorzugt, da diese zu einer beträchtlichen Reduzierung der Anzahl freier Inversionsparameter und damit der Rechenzeit führt, weil für jeden Inversionsparameter eine partielle Ableitung numerisch berechnet werden muß.

Eine lineare Auflösungsanalyse (Jackson, 1976) vermittelt einen Eindruck, wie stark die Modellparameter aus den Daten bestimmt sind. Beide Geschwindigkeiten sind bis ca. 5 Meter Tiefe gut bestimmt. Für größere Tiefen ist v_p nur durch die Glattheitsbedingung bestimmt, da in die Laufzeitkurve über die Gesamtlaufzeit hauptsächlich der Mittelwert der Geschwindigkeit eingeht. Darin äußert sich wieder die bereits anhand von Abbildung 5 diskutierte Mehrdeutigkeit der Laufzeitkurve. v_s ist bis in eine Tiefe von ca. 14 Metern gut bestimmt. Die Oberkante des Halb-

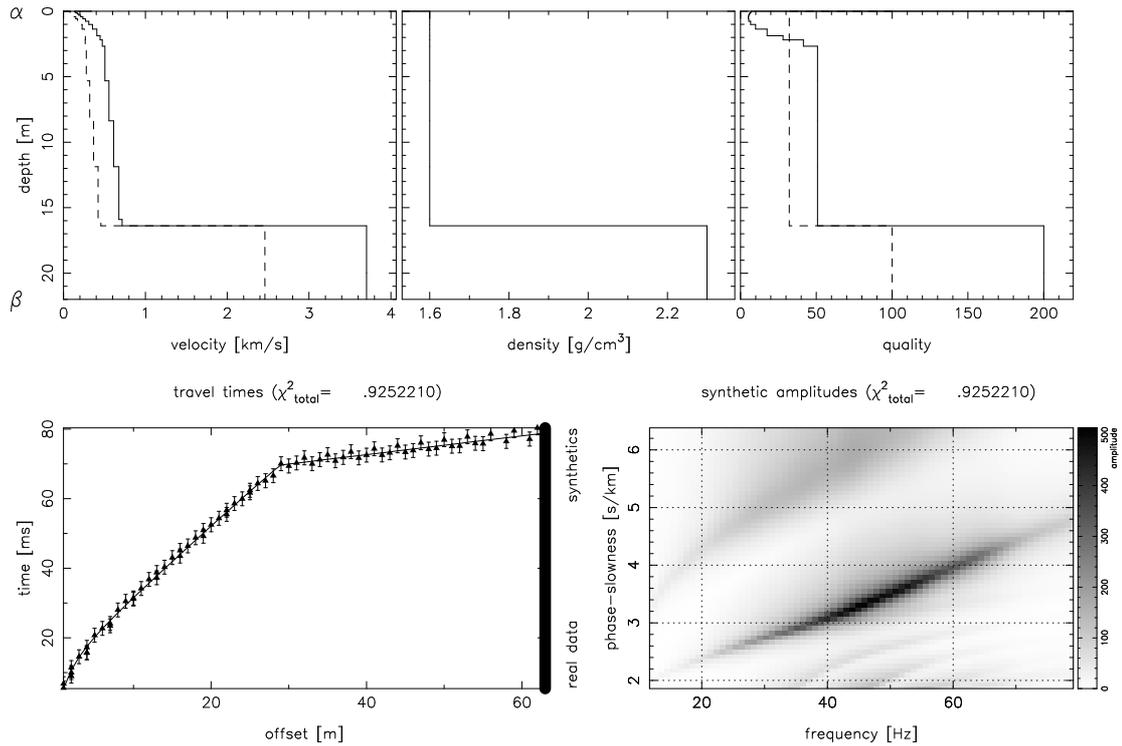


Abbildung 6: Das Modell für die beste Anpassung nach erfolgter iterativer Inversion. Die dargestellte Greensche Funktion wurde für eine Schlagquelle berechnet. Das Modell erklärt aber ebensogut die Daten für eine Explosionsquelle. Im Vergleich zum Startmodell in Abbildung 4 wurde das Modell besonders in den oberflächennahen Bereichen stark verzerrt, um die Greensche Funktion anpassen zu können.

raumes (Muschelkalk) kann auf einen Tiefenbereich von 15 Meter bis 18 Meter festgelegt werden. Während v_p im Halbraum über die Laufzeitkurve gut bestimmt werden kann, liegen keine Constraints für v_s im Muschelkalk vor. Die Asymptote der Dispersionskurve für Frequenzen unterhalb 10Hz würde diese Information enthalten. Der auflösbare Tiefenbereich wird daher durch die tiefste über den Rauschpegel angeregte Frequenz bestimmt. Sobald die Wellen in den Halbraum eindringen, nimmt ihre Oberflächenamplitude allerdings drastisch ab. Dadurch wird eine Bestimmung der Scherwellengeschwindigkeit des Halbraumes generell erschwert.

Die Massendichte läßt sich aus dem vorgestellten Datensatz praktisch nicht ermitteln. Die Güterwerte sind durch die Daten nur sehr schwach bestimmt. Es ist lediglich die Schlußfolgerung möglich, daß sich das Verhältnis der Güterwerte in relativ geringer Tiefe vermutlich umkehren muß. Die Güte ist zum einen über die Breite der Resonanzkurven in der Greenschen Funktion und zum anderen über deren relative Amplituden bestimmt. Die Breite der Resonanzkurve in der mit Gleichung (2) berechneten Funktion wird allerdings durch die Länge der Geophonauslage bestimmt. In Abbildung 2 und 3 ist durch den schraffierten Bereich für eine Auslage von 66 Metern Länge die aufgrund der Unschärferelation theoretisch mögliche Auflösung in der Greenschen Funktion angegeben. Die absoluten Amplituden der Moden werden außerdem durch die Übertragungsfunktion $S(\omega)$ in Gleichung (1) beeinflusst, welche durch die Inversion mitbestimmt werden muß. Vermutlich lassen nur die Wellenformen eine Interpretation hinsichtlich der anelastischen Eigenschaften des Mediums zu. Zwar enthält die Greensche Funktion theoretisch die volle Information über das Seismogramm, jedoch geht ein Teil davon verloren, da in der Regel ein räumliches

Taper angelegt wird, um störende Nebenmaxima der Moden zu vermeiden. Eine Anpassung der Seismogramme könnte außerdem die Raumwelleneinsätze stärker gewichten, welche nur schwach zur Greenschen Funktion beitragen. Sie gehen dort leicht im Rauschen unter, da jeder Fourier-Koeffizient für ein ganzes Seismogramm repräsentativ ist, während sich die Raumwellen in einem Zeitfenster des Seismogramms isolieren lassen. Das mit dem vorgestellten Verfahren gewonnene Modell könnte allerdings als gutes Startmodell für eine Wellenforminversion dienen.

Das mit Gleichung (2) vorgestellte Verfahren zur Dispersionsanalyse erfordert eine eindimensionale Struktur des untersuchten Mediums. Starke laterale Heterogenitäten führen zum Versagen der Inversion. Es gibt allerdings robustere Verfahren zur Dispersionsanalyse (Fourier-Bessel-Rücktransformation, „Slant Stack“ unter Annahme ebener Wellen), welche im ersten Schritt der Inversion eingesetzt werden können und auch eine Interpretation der Dispersionskurven mit der vorgestellten linearisierten Inversion im zweiten Schritt erlauben. Das Versagen der Inversion hin zur Greenschen Funktion im Falle starker Heterogenitäten kann aber auch als sinnvolle Kontrolle dienen. Verfahren wie SASW oder CSW würden auch in diesem Fall numerisch problemlos auf ein eindimensionales Modell führen, welches jedoch kaum in Beziehung zur realen Struktur zu setzen wäre.

Literatur

- Bohlen T., Rabbel W. und Bruhn C., 1998. Vorgehensweise und Probleme bei der Interpretation von Seismogrammen mit Hilfe viskoelastischer 2-D/3-D FD-Modellierungen. In: 58. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Göttingen.
- Boore D.M. und Brown L.T., 1998. Comparing shear-wave velocity profiles from inversion of surface-wave phase velocities with downhole measurements: Systematic differences between the CXW method and downhole measurements at six USC strong-motion sites. *Seism. Res. Lett.*, 69(3): 222–229.
- Deubel K., 1996. Über die Nutzung von Scherwellen in der seismischen Erkundung. In: 56. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Freiberg (Sachsen), Germany.
- DMT-FP GeoTec Division, 1997. Hohlraumortung bei grabenloser Bauweise. in: GEO-NEWS Newsletter 2/1997.
- Dombrowski B., 1996. 3D-modeling, analysis and tomography of surface wave data for engineering and environmental purposes. Dissertation, Institut für Geophysik, Ruhr-Universität Bochum.
- 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.
- 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.
- Jackson D.D., 1976. Most squares inversion. *J. Geophys. Res.*, 81(5): 1027–1030.
- 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.

- McMechan G. und Yedlin M., 1981. Analysis of dispersive waves by wave field transformation. *Geophysics*, 46: 869–874.
- 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., 1985. The reflectivity method: a tutorial. *J. Geophys.*, 58: 153–174.
- Parker R., 1994. *Geophysical Inverse Theory*. Princeton University Press.
- Roth M., Holliger K. und Green A., 1998. Guided waves in near-surface seismic surveys. *Geophys. Res. Lett.*, 25(7): 1071–1074.
- Roth T. und Schikowsky P., 1998. Seismische Messungen zur Bestimmung geotechnischer Kennwerte. In: *58. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*. Göttingen, Germany.
- Roth T., Schikowsky P. und Meyer H., 1996. Seismische Messungen auf Braunkohletagebaukippen zur Bestimmung geomechanischer Parameter. In: *Kolloquium: Seismik im Flachbereich*. Bucha (Sachsen), Germany.
- Schalkwijk K.M., 1996. Use of scattered surface waves to detect shallow buried objects. Diplomarbeit, 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.
- Schneider C. und Dresen L., 1997. Oberflächenwellenseismik, Springer, Berlin, Band 3 von *Handbuch zur Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten*, Kapitel 7.7, Seiten 663–678.
- Schwab F. und Knopoff L., 1972. Fast surface wave and free mode computations. In: B.A. Bolt (editor), *Methods in Computational Physics, Seismology: Surface Waves and Earth Oscillations*, Academic Press, New York and London, Seiten 87–180.
- Stokoe K.I., Ric G. und Nazarian S., 1989. In situ seismic testing with surface waves. In: *Twelfth International Conference on Soil Mechanics and Foundation Engineering*. Rio De Janeiro, Seiten 331–334.
- Ungerer J., 1990. Berechnung von Nahfeldseismogrammen mit der Reflektivitätsmethode. Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Universität Stuttgart.
- van Heijst H.J., Snieder R. und Nowak R., 1994. Resolving a low-velocity zone with surface-wave data. *Geophys. J. Int.*, 118: 333–343.
- Weigold G., 1995. Flachseismische Untersuchungen mit dispergierten Oberflächenwellen. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Geophysik, TU Berlin.