

Kapitel 2

Die Methode der *Receiver Functions*

Die Methode der *Receiver Functions* gehört zu den Standardverfahren zur Untersuchung seismischer Daten. Ursprünglich wurden hiermit Strukturen der Kruste und des oberen Mantels unter Einzelstationen untersucht. Mittlerweile wird die Methode routinemäßig auch bei Stationsnetzen (*Arrays*) eingesetzt (Yuan *et al.*, 1997, 2000; Dueker und Sheehan, 1998; Jones und Phinney, 1998; Kosarev *et al.*, 1999; Li *et al.*, 2000a).

In ihrer ursprünglichen Version - und noch nicht unter der heutigen Bezeichnung - benutzte Phinney (1964) Amplitudenverhältnisse von Fourierspektren, um aus teleseismischen P-Wellen Antwortfunktionen der Kruste unterhalb einer Einzelstation zu extrahieren. Modellierungen im Zeitbereich wurden erstmals von Burdick und Langston (1977) und Langston (1977a) durchgeführt, was die Möglichkeit eröffnete, Datenmaterial mit synthetisch erzeugten Seismogrammen zu vergleichen.

Seither wurde die Methode der *Receiver Functions* ständig weiterentwickelt. Techniken, die aus der aktiven Seismik bekannt sind, wie z.B. die Dekonvolution zur Eliminierung der Herdfunktion, Korrekturen zum Ausgleich unterschiedlicher Herdentfernungen (*Moveout-Korrektur*) und Stapelung einzelner Spuren zur Verstärkung der schwachen konvertierten Energie, wurden in das Verfahren integriert sowie Inversionstechniken entwickelt (Vinnik, 1977; Langston, 1979; Owens *et al.*, 1984; Owens und Zandt, 1985; Kind und Vinnik, 1988; Stammer *et al.*, 1992; Gurrola *et al.*, 1994; Kind *et al.*, 1995; Yuan *et al.*, 1997; Bostock und Sacchi, 1997; Bostock, 1997).

In diesem Kapitel sollen das Konzept der *Receiver Functions* (im Folgenden auch als *RF* bezeichnet) erklärt und eine Übersicht über die grundlegenden Schritte der Datenbearbeitung mit dieser Technik gegeben werden.

2.1 P-S-Konversionen

Seismische Raumwellen breiten sich vom Ort ihrer Entstehung durch den Erdkörper aus. Man unterscheidet dabei zwischen Kompressions- oder P(rimär)-Wellen und Scher- oder S(ekundär)-Wellen. Der physikalische Unterschied liegt zum einen in der unterschiedlichen Polarisierung der Schwingung, zum anderen in der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle. Raumwellen werden beim Übergang von einem zu einem anderen seismischen Medium mit unterschiedlicher Geschwindigkeit zu je einem Teil reflektiert und transmittiert. In beiden Fällen wird jeweils auch ein Anteil der Energie konvertiert, d.h. P-Wellen werden in S-Wellen umgewandelt und umgekehrt. Die Strahlgeometrie wird dabei durch das *Brechungsgesetz von Snellius* wiedergegeben:

$$\frac{\sin i_1}{v_1} = \frac{\sin i_2}{v_2} = p \quad (2.1)$$

Dieser Wert p wird als *Strahlparameter* oder *horizontale Slowness* bezeichnet (Lay und Wallace, 1995) und ist in einem 1-D Medium für einen bestimmten Strahl stets konstant.

Die *Receiver Function* Methode basiert auf der Trennung der P-zu-S konvertierten Wellenfelder (im Folgenden als Ps-Phasen bezeichnet) aus dem aufgezeichneten Seismogramm. Ps-Phasen geben ein Abbild seismischer Schichtgrenzen unterhalb der Station, an der sie aufgezeichnet wurden. Zunächst kann aus der Laufzeitdifferenz der Ps-Phase zum P-Einsatz unter Verwendung eines geeigneten Geschwindigkeitsmodells (v_P , v_S) und Kenntnis der *vertikalen Slowness* (p) auf die Tiefe (d) einer Diskontinuität geschlossen werden (Kind und Vinnik, 1988):

$$t_{Ps} = \int_0^d (\sqrt{v_S^{-2} - p^2} - \sqrt{v_P^{-2} - p^2}) dz, \quad (2.2)$$

wobei der erste Term die *vertikale Slowness* der S-Welle (q_S), der zweite Term diejenige der P-Welle (q_P) darstellt.

Mehrfach innerhalb einer Schicht reflektierte Phasen (*Multiple*) können ebenfalls zur Tiefenbestimmung herangezogen werden (Yuan, 1999; Zhu und Kanamori, 2000) und bieten somit eine wichtige Kontrollmöglichkeit. Durch die mehrfachen Durchläufe verändert sich die Abhängigkeit der Laufzeitdifferenz von q_S und q_P wie folgt:

$$t_{PpPs} = \int_0^d (\sqrt{v_S^{-2} - p^2} + \sqrt{v_P^{-2} - p^2}) dz, \quad (2.3)$$

bzw.

$$t_{PpSs} = 2 \int_0^d \sqrt{v_S^{-2} - p^2} dz. \quad (2.4)$$

Die Amplituden einer Welle nach der Wechselwirkung mit einer seismischen Grenzfläche können im Modell aus den Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten bestimmt werden (Lay und Wallace, 1995; Telford *et al.*, 1990; Aki und Richards, 1980). Sie hängen primär

vom S-Geschwindigkeitskontrast, jedoch auch vom Strahlparameter ab. Nach Li (2001) sind z.B. für die Konversionen an den Manteldiskontinuitäten bei 410 km bzw. 660 km Amplituden von 2-3% bzw. 4-6% des P-Einsatzes zu erwarten. Durch den Vergleich von beobachteten mit berechneten Amplituden von Ps-Phasen können Dichte- und Geschwindigkeitsmodelle überprüft werden (Duffy und Anderson, 1989; Chopelas, 1991).

Abbildung 2.1 skizziert das Prinzip der *Receiver Functions* (links) und deren multiplen Phasen (rechts). In laufzeitkorrigierten Zeitsektionen können sie anhand der Unterschiedes identifizieren werden (Yuan (1999), siehe dazu auch Abschnitt 2.3).

Diskontinuitäten können als abrupter Schichtwechsel auftreten oder als Übergangsszone mit gradueller Änderung der physikalischen Parameter. Je mächtiger eine solche Übergangsszone ist, desto geringer wird die Amplitude bei gleichzeitiger Verbreiterung des Signals (Yuan, 1999). Für die Manteldiskontinuitäten wurde eine Mächtigkeit von ≤ 5 km abgeschätzt (Helffrich und Bina, 1994; Yamazaki und Hirahara, 1994; Helffrich, 2000).

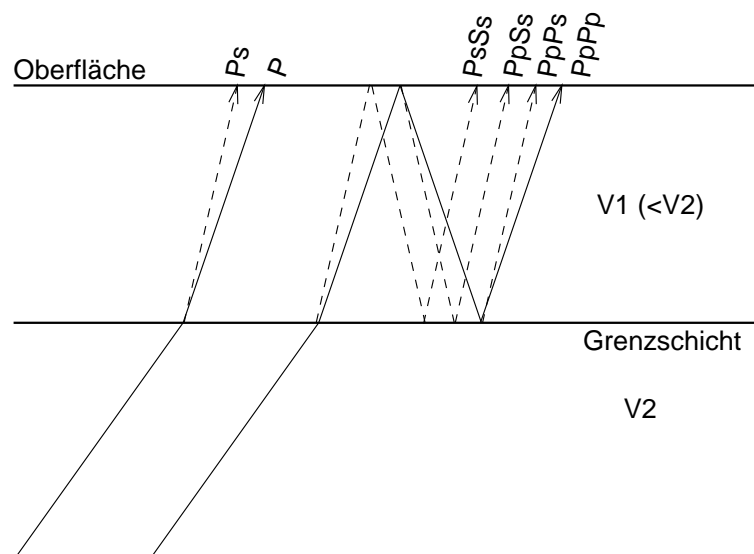


Abbildung 2.1: Beispiele konvertierter Phasen und ihrer Nomenklatur. Links: Die konvertierte Ps-Phase hat wegen der niedrigeren Geschwindigkeit einen kleineren Auftauchwinkel. Rechts: Multiple Phasen entstehen durch mehrfache Reflexionen innerhalb einer Schicht, wobei ein Teil der Energie wiederum konvertiert wird. Kleinbuchstaben bezeichnen die von einer Diskontinuität aufwärts laufenden Äste des Strahlweges.

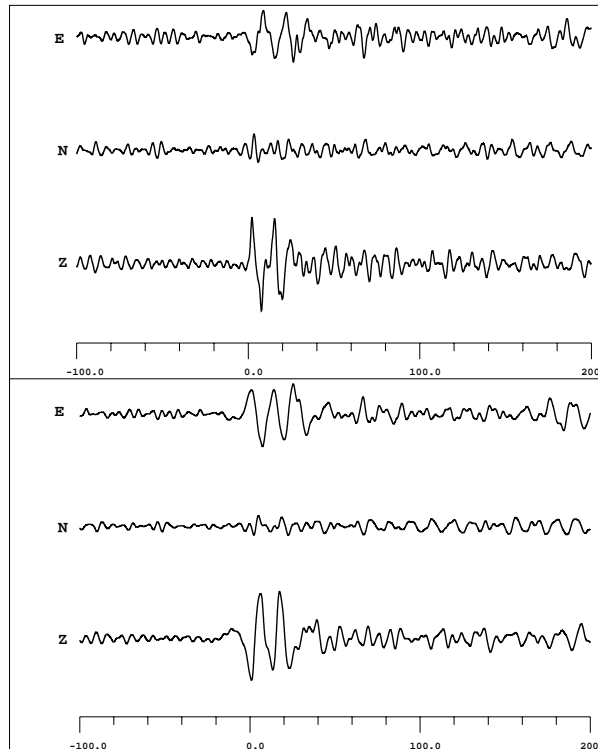


Abbildung 2.2: Vergleich von Rohdaten (oben) mit restituierten Daten (unten) anhand eines einzelnen Bebens.

2.2 Grundschrirte der Datenverarbeitung

2.2.1 Aufbereitung der Rohdaten

Vor der Anwendung der *Receiver Function* Methode sind einige grundlegende Bearbeitungsschritte durchzuführen. Diese dienen zunächst einer sinnvollen Reduzierung des Datenvolumens und einer ersten groben Eliminierung von Störeinflüssen. Die Bearbeitung der Daten erfolgte mit dem Programm *Seismic Handler* (Stammler, 1993).

Der nutzbare Entfernungsbereich ist beschränkt: Beben mit einer Entfernung $\Delta < 35^\circ$ tauchen nicht tief genug in den Erdmantel ein, um für Untersuchungen der Mantelübergangszone nutzbar zu sein. Störend kann ebenso das Auftreten starker PP-Phasen innerhalb des nutzbaren Zeitfensters sein (Li, 2001). Bei $\Delta > 95^\circ$ wird die P-Phase an der Kern-Mantel-Grenze diffraktiert und das Signal damit zu schwach.

Die zu verwendenden Ereignisse wurden aus dem kontinuierlichen Datensatz ausgeschnitten und eingelesen. Dabei wurden störende instrumentenbedingte Einflüsse wie „Ausreißer“, Drift und Gleichstromanteil (Grunewald, 2000) eliminiert.

An den Stationen wurden Breitbandinstrumente mit unterschiedlichen Abtastraten (*Samp-*

lingraten) von 20-75 Hz zur Aufzeichnung verwendet. Um Probleme bei der späteren Bearbeitung wie etwa bei einer Summation auszuschließen, wurde ein *Resampling* auf 20 Hz durchgeführt. Dadurch wird gleichzeitig das Datenvolumen sowie auch der Zeitaufwand bei der Datenbearbeitung deutlich reduziert. Frequenzanteile oberhalb Nyquist-Frequenz (f_ν) wurden vorher herausgefiltert.

Bei den Ankunftszeiten einer seismischen Welle treten bedingt z.B. durch Heterogenitäten naturgemäß Abweichungen vom theoretisch nach dem Referenzmodell errechneten Wert auf. Bei Datenspuren, die eine visuelle Bestimmung des tatsächlichen P-Einsatzes erlaubten, wurden die Ankunftszeiten auf den realen Wert korrigiert. Wo dies nicht möglich war, wurde im weiteren Verlauf mit den theoretischen Werten gearbeitet.

Darüber hinaus waren verschiedene Instrumententypen mit unterschiedlichen Übertragungsfunktionen im Einsatz. Um die Vergleichbarkeit der Signalformen verschiedener Stationen zu gewährleisten, wurde ein Restitutionsfilter angewandt, welcher die Instrumentencharakteristik entfernt. Hierbei wurde gleichzeitig die tatsächliche Bodenbewegung (*Displacement*) ermittelt. Daten von Breitband-Stationen, für die keine Restitutionsfilter vorlagen, wurden durch Integration auf die Bodenbewegung zurückgeführt (Li, 2001).

Durch den Vorgang der Integration bzw. Restitution auf das *Displacement* werden vor allem langperiodische Anteile hervorgehoben (langperiodisches Rauschen), welche durch ihre starken Amplituden das eigentliche Nutzsignal überdecken. Da der Hauptanteil teleseismischer Raumwellen jedoch zwischen 1 Hz und 0,1 Hz liegt (Yuan, 1999), wurden die Daten anschließend mit einem Bandpass von 0,33 s und 30 s gefiltert. *Abbildung 2.2* zeigt den Effekt der Restitution anhand eines Datenbeispiels.

2.2.2 Rotation

Ein wesentlicher Schritt der Datenbearbeitung ist die Rotation. Die horizontalen Komponenten N und E werden dabei um den Betrag des Rückazimutes (*BAZ*) in eine radiale (R) und eine tangentielle (T) Komponente rotiert. Auf Grund des relativ steilen Auftauchwinkels wird die meiste Energie der P-Welle auf der Z-Komponente registriert, die Energie der Ps-Phase ist dagegen größtenteils auf der R-Komponente konzentriert. Die T-Komponente enthält nur noch Energie, die nicht im Azimut der Welle einfällt. Diese kann durch Anisotropie, Heterogenitäten oder geneigte Schichtgrenzen generiert werden (Savage, 1998; Jones und Phinney, 1998; Langston, 1977b).

Gebräuchlicher ist heute das strahlenorientierte L,Q,T-System, das auch in der vorliegenden Untersuchung verwendet wurde. Hier wird in einem zweiten Schritt um den Betrag des Einfallswinkels um die T-Komponente rotiert, so dass die L-Komponente nun in Ausbreitungsrichtung der P-Welle liegt. Damit sollte sich im Idealfall sämtliche P-Energie auf der L-Komponente und die konvertierte Energie gänzlich auf der Q-Komponente befinden. Die

Skizze in *Abbildung 2.3* veranschaulicht das Prinzip der Rotation, das entsprechende Datenbeispiel ist in *Abbildung 2.4* gezeigt.

Benötigt werden also für die Rotation der Rückazimut (BAZ) und der Polarisationswinkel (α). Beide können basierend auf einem Referenz-Erdmodell aus den Stations- und Herdkoordinaten theoretisch berechnet werden. Ungenauigkeiten in der Bebenlokalisierung und insbesondere Heterogenitäten im Untergrund führen in der Praxis jedoch zu teilweise beträchtlichen Abweichungen (Missweisungen) von der tatsächlichen Richtung des einfallenden Strahls (Krüger und Weber, 1992; Grunewald, 2000).

Während fehlerhafte Rückazimute Energie auf die T-Komponenten projizieren, wirken sich abweichende Auftauchwinkel auf die Q-Komponenten aus. Li (2001) zeigt detailliert, wie stark die Abweichungen der Winkel das Bild der RF beeinflussen können. Um solche Rotationsfehler zu minimieren, ist es sinnvoll, die tatsächlich beobachteten Polarisationswinkel (α) zu verwenden (Saul, 2003). Diese können mit einer Polarisationsanalyse aus dem aufgezeichneten P-Einsatz bestimmt werden. Hintergrundrauschen kann die Ergebnisse allerdings insbesondere bei signalschwachen Beben verfälschen (Li, 2001).

Durch vorherige Filterung kann der Rauschpegel reduziert und das Ergebnis verbessert werden. Als Qualitätskontrolle werden die Abweichungen der beobachteten Polarisationswinkel

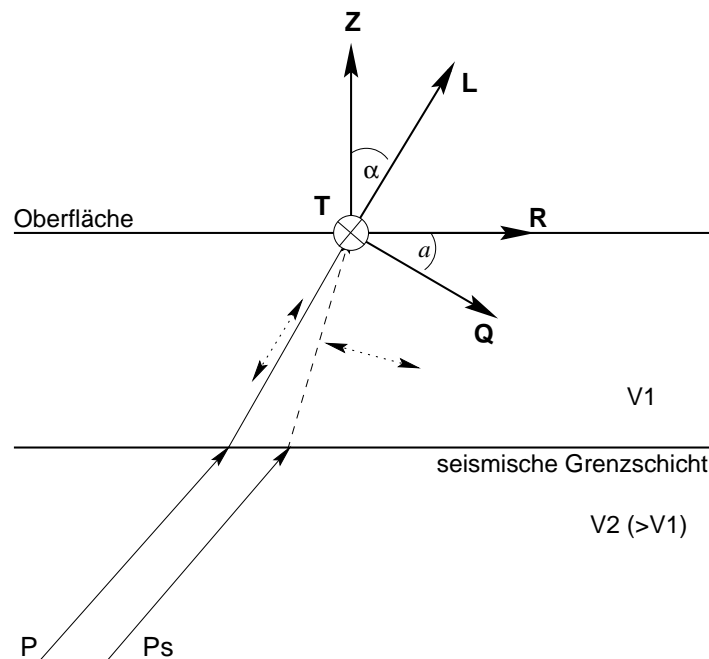


Abbildung 2.3: Skizze zur Veranschaulichung des Rotationsverfahrens. Die gepunkteten Pfeile geben die Schwingungsrichtungen der Wellenanteile wieder. Die L-Komponente liegt in Ausbreitungsrichtung der P-Welle, Q liegt senkrecht dazu. Die T-Komponente steht wiederum senkrecht auf der L,Q-Ebene.

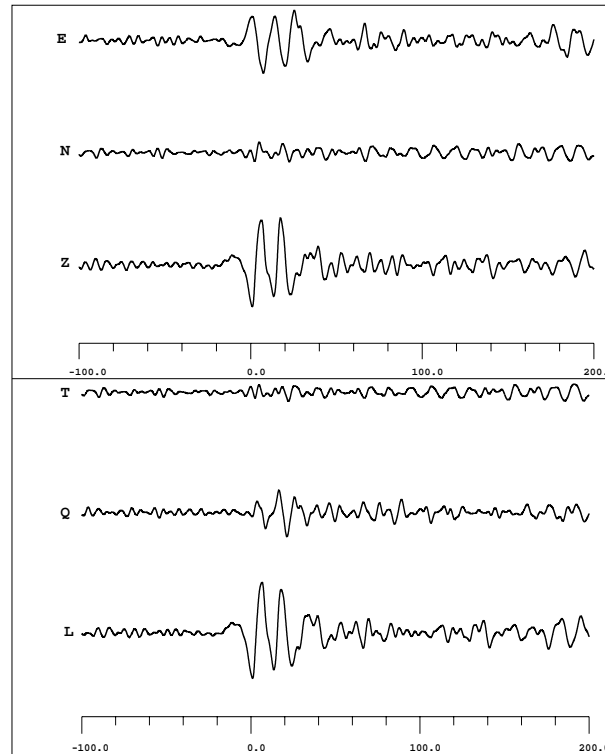


Abbildung 2.4: Datenbeispiel zur Rotation. Oben: Restituierte Daten (vgl. Abb. 2.2), unten: Rotierte Daten

zu den theoretischen Auftauchwinkeln nach *IASP91* (Kennett und Engdahl, 1991) ermittelt. Übersteigt die Differenz einen Betrag von 45° bei den Rückazimuten bzw. 30° bei den Auftauchwinkeln, so werden die theoretischen Winkel i benutzt. Ist die Differenz größer als 70° , wird das Ereignis gar nicht berücksichtigt.

Besondere Beachtung verlangt die permanente Station POHA, Big Island. Hier handelt es sich um ein Bohrlochseismometer, deren Horizontalkomponenten um $\approx 70^\circ$ gegen den Uhrzeigersinn verdreht sind. Die azimutale Missweisung wurde vor der Qualitätskontrolle entsprechend korrigiert. Ebenfalls musste die Station KALA auf Kauai korrigiert werden, da diese irrtümlich nach Süden ausgerichtet wurde. Die Rotation wurde schließlich auf die ungefilterten Daten angewandt.

2.2.3 Dekonvolution

Um aus den Q- und T-Komponenten die Antwortfunktion des Untergrundes zu erhalten, müssen Effekte wie Herdfunktion, Tiefenphasen (pP und sP) und andere Laufwegeeffekte, die sich in der Coda des P-Signals zeigen, aus dem Seismogramm eliminiert werden. Dadurch werden die RF unterschiedlicher Ereignisse vergleichbar in Amplitude und Wellenform. Die-

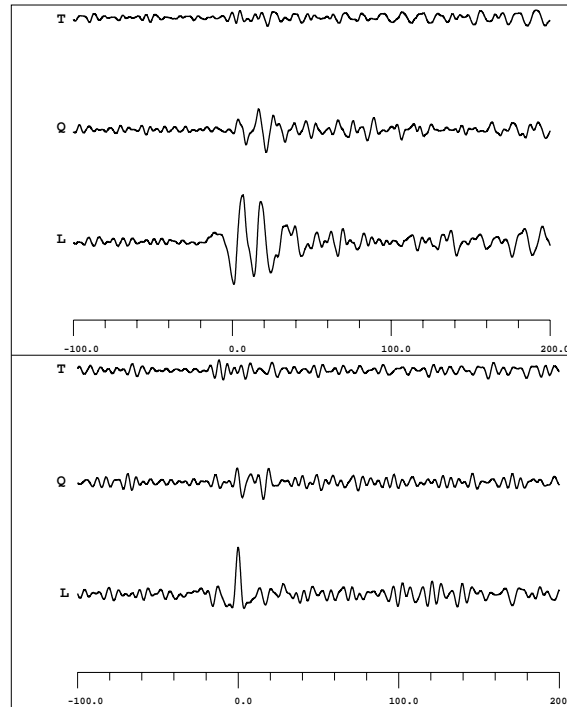


Abbildung 2.5: Die rotierten Daten aus Abb. 2.4 (oben) im Vergleich mit den dekonvolvierten Daten (unten).

ses wird z.B. durch die Anwendung einer (*Spike*-Dekonvolution) erreicht, deren Zielfunktion ein Delta-Impuls ist. *Abbildung 2.5* zeigt den Effekt am Datenbeispiel.

Die Erzeugung des inversen Filteroperators erfolgt iterativ durch Minimierung der Summe der kleinsten Quadrate der Differenzen aus dem beobachtetem P-Signal auf der L-Komponente und der angestrebten Delta-Funktion (Kind *et al.*, 1995; Yuan, 1999). Das gewählte Zeitfenster für die Dekonvolution muss lang genug gewählt werden, um den größten Anteil der P-Wellenenergie einschließlich der Tiefenphasen zu erfassen. Es wurde in der vorliegenden Arbeit mit einer Fensterlänge von 100 s gearbeitet.

Die *RF* enthalten jetzt idealerweise nur die konvertierten sowie deren multiplen S-Phasen. Nach der Dekonvolution der Q- und T-Komponenten wurde jeweils eine Normierung auf das Maximum der zugehörigen L-Komponente vorgenommen. Die Amplitudenverhältnisse innerhalb einer Spur bleiben dabei erhalten.

2.2.4 Auflösungsvermögen

Die Auflösung seismischer Methoden ist u.a. durch die Wellenlänge begrenzt. Dies ist z.B. von Bedeutung bei der Detektion von eng aufeinander folgenden Schichtgrenzen oder bei

Phasenübergängen mit vertikalen Geschwindigkeitsgradienten (siehe *Abschnitt 3.2*).

In der Reflexionsseismik liegt das vertikale Auflösungsvermögen bei $\frac{1}{4} \lambda$ (Sheriff und Geldart, 1995; Helffrich, 2000). Dieser Reflexionsfall ist bei den RF mit der PpSs-Phase realisiert, die etwa 4,5 mal später auftritt als die direkte Ps-Konvertierte. Die Auflösung ist hier entsprechend um den Faktor 4,5 niedriger und liegt somit näherungsweise bei λ_S . Die S-Wellengeschwindigkeit beträgt nach *IASP91* in 410 km Tiefe $v_S = 5,07 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (Kennett und Engdahl, 1991). Bei einer Periode von 8 s ergibt sich hier z.B. ein vertikales Auflösungsvermögen von ca. 40 km.

Das horizontale Auflösungsvermögen wird oft mit der *ersten Fresnelzone angegeben*. Dies ist der Bereich, aus dem Wellenenergie mit einer Phasendifferenz von maximal einer halben Wellenlänge den Empfänger erreicht und somit einen konstruktiven Beitrag zum Signal liefert:

$$R_1 = \sqrt{\left(d + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - d^2} \quad (2.5)$$

wobei R_1 den Radius, d die Tiefe und λ die Wellenlänge darstellt (Sheriff und Geldart, 1995; Budweg, 2002). Die Formel gilt strenggenommen nur für den senkrecht einfallenden Zentralstrahl, für schrägen Einfall ändert sich die Geometrie. Grundsätzlich ist der Radius stark abhängig von der Tiefe. Für das oben genannten Beispiel in 410 km Tiefe beträgt R_1 ungefähr 130 km für ein einzelnes Quell-Empfänger-Paar.

Da der äußere Bereich der Zone nur minimalen Anteil zum Gesamtsignal leistet, wird oftmals $\frac{1}{4} \lambda$ als Grundlage zur Berechnung angenommen (z.B. Eaton *et al.* (1991)), was den Radius in diesem Fall auf ca. 92 km reduziert. Durch die von der Zahl der Stationen und Erdbeben erreichten Überdeckung ist das tatsächliche Auflösungsvermögen jedoch noch höher.

2.3 Laufzeitkorrektur

Die Tiefe einer seismischen Diskontinuität lässt sich aus den *Receiver Functions* ableiten, wenn man die Ankunftszeit der konvertierten Phasen relativ zum direkten P-Einsatz bestimmt. Nach Gleichung (2.4) ist die Laufzeitdifferenz abhängig vom *Strahlparameter* (p) und somit von der Epizentralentfernung eines Bebens. Dieser *Moveout*-Effekt nimmt mit der Tiefe, in welcher die Konversion erfolgt, zu. Während die Zeitunterschiede bei der Moho-Konversion noch vernachlässigbar gering sind, zeigen die Konvertierten von den Manteldiskontinuitäten bereits große Abweichungen.

Abbildung 2.6 zeigt eine Sektion von Spuren, die über einen Entfernungsbereich von jeweils 1° aufsummiert wurden. Diese Summenspuren sind auf den P-Einsatz ausgerichtet und nach ihrer Epizentralentfernung sortiert. Die konvertierten Phasen bilden sich nicht parallel zu P ab, sondern zeigen mit zunehmender Entfernung kleiner werdende Laufzeitdifferenzen rela-

tiv zu P. Anders verhalten sich Entsprechend den Gleichungen (2.5) und (2.6) die multiplen Phasen. Hier wachsen die Laufzeitunterschiede mit zunehmender Herdentfernung an, so dass Multiple in einer Seismogrammsektion durch ihre Neigung von Ps-Phasen unterschieden werden können.

Um die Ankunftszeiten verschiedener RF direkt miteinander vergleichen bzw. die Signale kohärent summieren zu können, muss eine Laufzeit- bzw. *Moveout*-Korrektur durchgeführt werden. Als Referenz-*Slowness* wird dabei $6,4 \text{ s}^\circ$ gewählt, was nach dem *IASP91*-Modell einer mittleren Entfernung von ca. 67° entspricht. *RF* mit einer kleineren *Slowness* werden bei dieser Korrektur gedehnt, solche mit größerer *Slowness* entsprechend gestaucht. Das Signal wird dadurch in seinem Frequenzgehalt verändert, und zwar umso stärker, je größer die Abweichung vom Referenzwert ist.

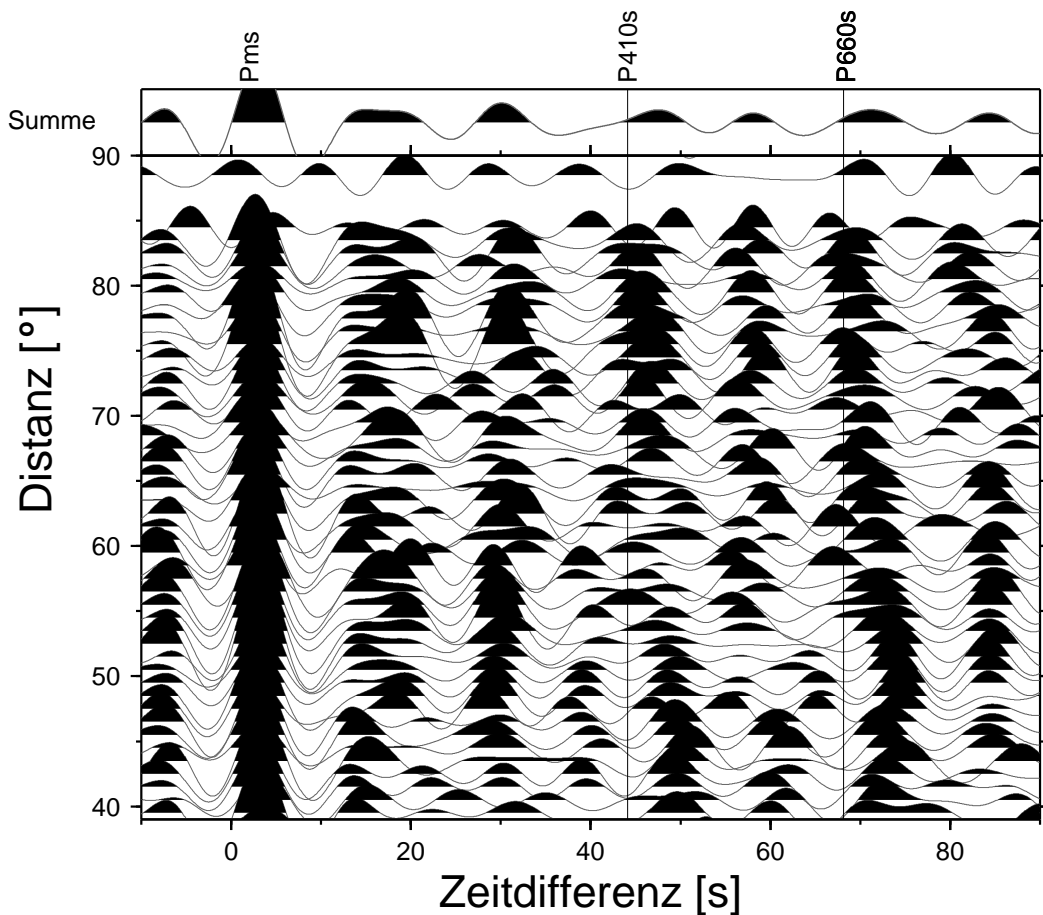


Abbildung 2.6: Beispieldaten der Station KIP (Oahu). Die Einzelspuren wurden nach ihrer Epizentralentfernung sortiert und in 1° -Intervallen aufsummiert und auf den direkten P-Einsatz ausgerichtet. Die an den Manteldiskontinuitäten konvertierten Phasen zeigen deutliche Laufzeitunterschiede abhängig von der Herdentfernung. Die Markierungen entsprechen den theoretischen Ankunftszeiten nach *IASP91*.

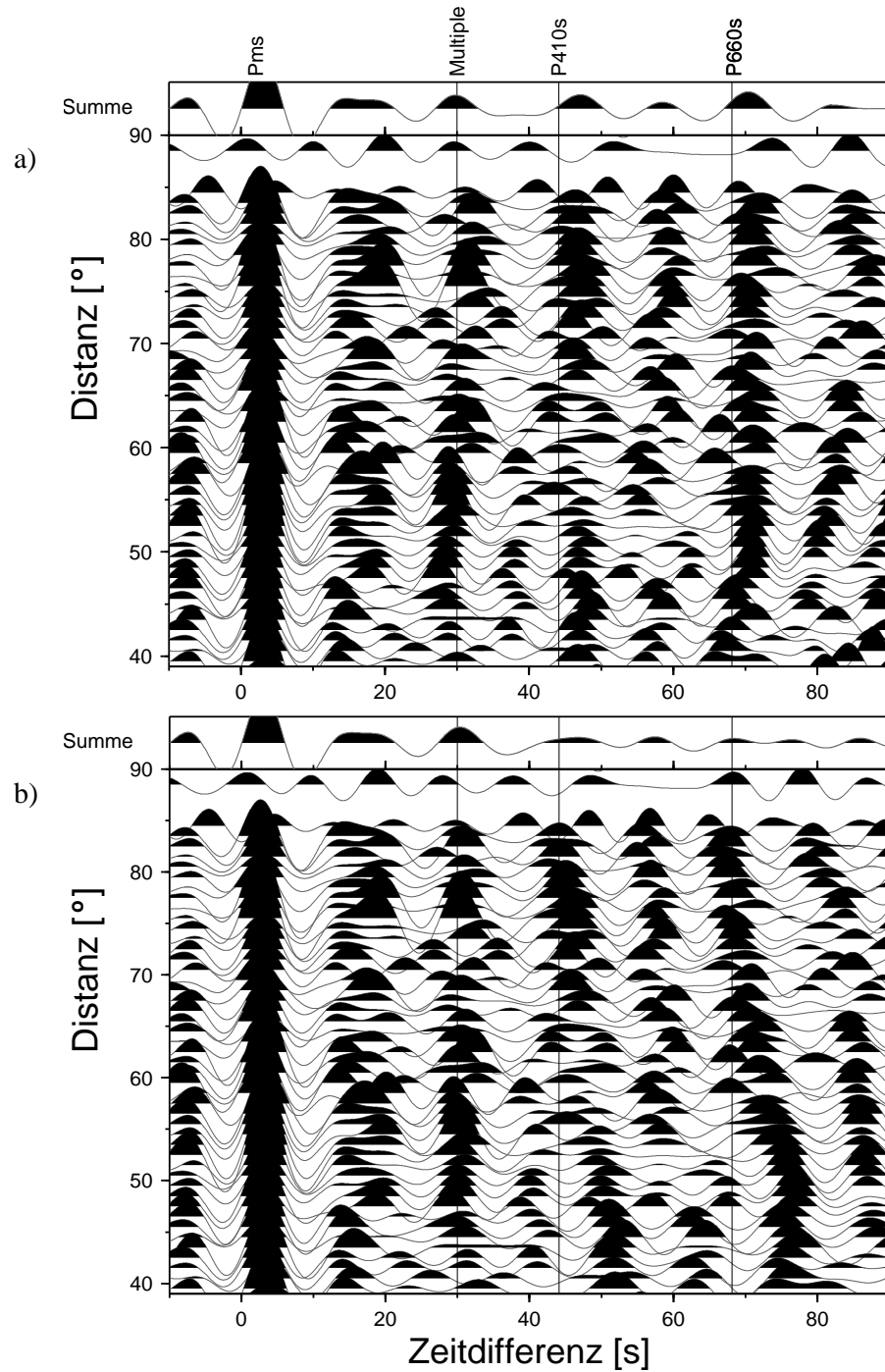


Abbildung 2.7: Das Datenbeispiel aus Abb. 2.6 nach der Laufzeitkorrektur. In a) wurde auf den Ps-Einsatz korrigiert, so dass die an den Manteldiskontinuitäten konvertierten Phasen parallel zum P-Einsatz abgebildet werden. Der mit zunehmender Herdentfernung später auftretende Einsatz um 30 s deutet auf eine multiple Phase hin. In b) wurde daher auf die PpPs-Phase korrigiert. Die zum P-Einsatz parallele Phase bei 30 s kann so als Multiple verifiziert werden. Die Laufzeitdifferenzen der Mantelkonvertierten hingegen sind wieder deutlich unterschiedlich. In beiden Fällen wurde 67° als Referenzentfernung gewählt.

Nach der Laufzeitkorrektur bilden sich die konvertierten Phasen zeitgleich ab (*Abbildung 2.7 a*)), während Multiple (nach rechts) geneigt erscheinen. Korrigiert man die Sektion hingegen auf die erste multiple Phase (PpPs, siehe *Abbildung 2.7 b*)), so ist nun diese Phase parallel zu P, während die Ps-Phasen (nach links) geneigt abgebildet werden. Entsprechend ändern sich auch die Amplituden in den jeweiligen Summenspuren. Somit bietet die *Moveout*-Korrektur auch eine Möglichkeit multiple Phasen zu identifizieren.

2.4 Summationstechniken und Bootstrap-Methode

Der Anteil der konvertierten Energie in der P-Coda ist gering. Das gilt insbesondere für schwache Geschwindigkeitskontraste oder graduelle Übergangszonen, wie etwa bei den Manteldiskontinuitäten (siehe auch Abschnitt 2.1). Ein wesentliches Problem bei der Untersuchung von konvertierten Phasen ist deshalb das Hintergrundrauschen, welches das Nutzsignal überdecken kann. Um das Signal-Rausch-Verhältnis (*signal-to-noise ratio*, im Folgenden als SNR bezeichnet) zugunsten des Nutzsignals zu erhöhen, besteht die Möglichkeit, Seismogramme aufzusummieren (Stapelung). Voraussetzung dafür ist die Durchführung der oben beschriebenen Laufzeitkorrektur, da die Konvertierten wegen des *Moveout* sonst verschmiert würden. Bei der Untersuchung oberflächennaher Strukturen kann auf die Korrektur verzichtet werden.

Bei der Stapelung wird über viele Spuren gemittelt. Da durch die Restitution die Instrumentencharakteristiken aus dem Signal entfernt worden sind, können auch Spuren unterschiedlicher Stationen summiert werden. Die Energie des kohärenten Signals steigt bei zunehmender Zahl N von Spuren mit N^2 , während die Energie des inkohärenten Rauschens nur mit \sqrt{N} wächst und somit immer mehr in den Hintergrund tritt (Morozov und Dueker, 2003). Die Summenspur gibt dabei ein über die durchstrahlte Zone gemittelttes Abbild des Untergrundes wieder.

Unterschiedliche Ankunftszeiten der Ps-Phasen, die etwa durch laterale Tiefenänderungen einer Diskontinuität oder durch Anisotropie hervorgerufen werden können, werden in der Summenspur verschmiert. Strukturen mit nur geringer Ausdehnung können dabei ganz verloren gehen. Ein kritischer Punkt ist daher die Definition eines geeigneten Summationsfensters, welches einerseits eine durchschnittliche Mindestzahl von Spuren zusammenfassen, andererseits aber nicht zu grob über das Messgebiet mitteln soll.

Üblicherweise werden Spuren nach Azimutbereichen oder anhand der Koordinaten ihrer Durchstoßpunkte für bestimmte Tiefen zusammengefasst. Die Größe des Summationsfensters bestimmt dabei das laterale Auflösungsvermögen. Mit überlappenden Summationsfenstern

(*sliding windows*) kann man dabei eine Glättung der Darstellung erreichen, da jeweils ein Teil der gestapelten Spuren auch in die Stapelung des benachbarten Summationsfensters eingeht.

Die *Bootstrap-Methode* (Efron und Tibshirani, 1986) stellt ein statistisches Mittel zur Kontrolle der Stabilität beobachteter Phasen in Summenspuren dar. Aus dem Gesamtdatensatz werden dabei willkürliche Teilmengen gleicher Größe extrahiert und jeweils aufsummiert. Die dabei erzeugten Summenspuren werden anschließend verglichen. Handelt es sich bei einer Beobachtung um das Signal einer existierenden Schichtgrenze, muss die Phase in allen Summenspuren auftreten. Ist das nicht der Fall, lässt dies auf zufällige Energiemaxima durch Hintergrundrauschen, Störsignale, Reverberationen oder starke kleinräumige Heterogenitäten schließen.

Kann durch das *Bootstrapping* eine Diskontinuität verifiziert werden, so erlaubt die zufällige Auswahl der Spuren gleichzeitig eine Abschätzung der Genauigkeit. Verschiedene Spuren durchlaufen unterschiedliche Bereiche des Untergrundes, so dass die gemessenen Laufzeitverzögerungen der Teilsummen voneinander abweichen. Aus den Teilsummen kann ein Schwankungsbereich für jede Diskontinuität bestimmt werden.

Wie bereits erwähnt steigt das SNR mit der Zahl aufsummierter Spuren, so dass Störsignale und Rauschen bei einer größeren Spurzahl besser unterdrückt werden. Liegt die pro Teilmenge ausgewählte Anzahl von Spuren jedoch zu nah an der Gesamtzahl der zu untersuchenden Daten, könnte ein amplitudenstarkes Störsignal bei der *Bootstrap-Methode* wiederum in zu vielen Summenspuren abgebildet und somit fälschlich als Diskontinuität interpretiert werden. Umfassen die Teilmengen z.B. die Hälfte der Gesamtsuren, so würde sich ein solches Störsignal theoretisch in der Hälfte der Summenspuren abbilden. Ein *Bootstrapping* wird sinnvoller Weise nur bei einer hinreichend großen Gesamtdatenmenge pro Summationsfenster angewendet.

2.5 Inversion von *Receiver Functions*

Für geringe Tiefen kann die Signalform von RF in ein eindimensionales Geschwindigkeits-Tiefen-Modell invertiert werden (z.B. Owens *et al.* (1984); Yuan *et al.* (1997)). In Kind *et al.* (1995) ist die in dieser Arbeit verwendete Inversionsmethode beschrieben: Für ein Startmodell wird ein theoretisches Seismogramm nach der Methode von Haskell (1962) für einen durchschnittlichen Einfallswinkel berechnet. Dieses wird in der gleichen Weise rotiert und dekonvolviert wie das zu invertierende beobachtete Seismogramm. Die optimalen Modellparameter werden iterativ durch Minimierung der Summe der kleinsten Quadrate ermittelt. Um ein von kleinräumigen Strukturen weitgehend ungestörtes durchschnittliches Geschwin-

digkeitsmodell unterhalb einer Station zu erhalten, wird zur Inversion eine Summenspur verwendet. Da eine Laufzeitkorrektur die Signalform verändert, entfällt dieser Schritt, statt dessen wird nur über einen mittleren Entfernungsbereich ($\Delta \approx 50^\circ - 80^\circ$) summiert.

Das Ergebnis der Inversion ist allerdings nicht eindeutig, da verschiedene Geschwindigkeitsstrukturen die beobachtete Signalform erklären können. Mit komplexen, oft jedoch unrealistischen Modellen ist es relativ einfach, eine beliebig gute Anpassung an das beobachtete Seismogramm zu erreichen. Da die Methode prinzipiell nach einem dem Ausgangsmodell ähnlichen Resultat sucht, ist die Einbeziehung von a priori Informationen obligatorisch (Ammon *et al.*, 1990). *Abbildung 2.8* erläutert die Methode anhand eines Beispiels.

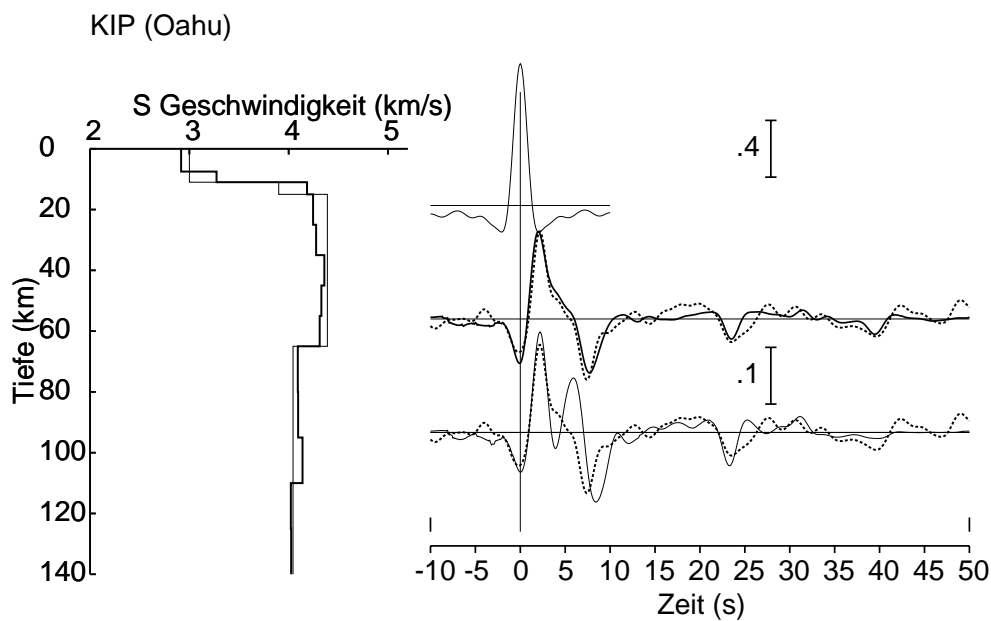


Abbildung 2.8: Beispiel einer Inversion an der Station KIP auf Oahu. Auf der rechten Seite sind die Seismogramme abgebildet, wobei das obere das dekonvolvierte und auf 1 normierte Signal der L-Komponente zeigt. Darunter werden die Q-Komponenten gezeigt. Die Skalierung gibt die Relation der Amplituden wieder.

Die dünne durchgezogene Linie (unten) ist das Signal des Ausgangsmodells, welches auf der linken Seite mit einer ebenfalls dünnen Linie angezeigt wird. Die dicke durchgezogene Linie ist das angepasste Modell. Das zugehörige ebenfalls dick gezeichnete Seismogramm ist in der Mitte zu sehen. Die gestrichelte Spur gibt jeweils das tatsächlich beobachtete Signal wieder.

Kapitel 3

Der Aufbau der Erde

Das Innere des Erdkörpers entzieht sich dem unmittelbaren Zugriff und damit der direkten Untersuchung durch den Menschen. Zwar erlauben einige seltene tiefe Aufschlüsse (z.B. die Ivrea-Zone in Norditalien), Tiefbohrungen sowie Mantelxenolithe einen Einblick in die Kruste und den obersten Mantel, jedoch liefern auch diese Quellen lediglich Informationen aus vergleichsweise oberflächennahen Bereichen.

Erkenntnisse über den Aufbau des tieferen Erdkörpers können allein aus physikalischen Beobachtungen abgeleitet und durch Laborversuche teilweise überprüft werden. Eine Schlüsselrolle zur Untersuchung der Strukturen des Erdinneren nimmt dabei die Seismologie ein.

Informationen über tiefe Schichten der Erde können insbesondere aus Fernbeben gewonnen werden. Lay und Wallace (1995) geben einen historischen Überblick: 1906 entdeckte Oldham den Erdkern, die Tiefe der Kern-Mantel-Grenze (*CMB*) wurde 1913 von Gutenberg auf 2900 km bestimmt. Der innere Kern schließlich wurde 1936 durch Inge Lehmann entdeckt, während bereits 1909 durch Mohorovičić die heute allgemein als *Moho* bezeichnete Krusten-Mantel-Grenze gefunden wurde. Mit den *Jeffreys-Bullen Tables* wurde 1939/40 erstmals ein detailliertes Bild des Erdaufbaus bis ins Zentrum vorgestellt.

Die stete Verbesserung der Aufzeichnungen und die wachsende Zahl von Beobachtungen führte zu immer detaillierteren Vorstellungen des Erdaufbaus und bildeten die Grundlage für die heute gültigen globalen Erdmodelle wie z.B. *PREM* (Dziewonski und Anderson, 1980) oder *IASP91* (Kennett und Engdahl, 1991). Letzteres wird in dieser Arbeit verwendet. *Abbildung 3.1* stellt die Verläufe der Geschwindigkeiten nach *IASP91* dar.

3.1 Zusammensetzung

Um die Vorgänge in der Erde und deren Strukturen genauer verstehen zu können, ist die Kenntnis über ihre chemische Zusammensetzung von wichtiger Bedeutung. Chondritische Meteorite, insbesondere *Kohlige Chondrite*, lassen vermuten, dass sie in ihrer stofflichen Zu-

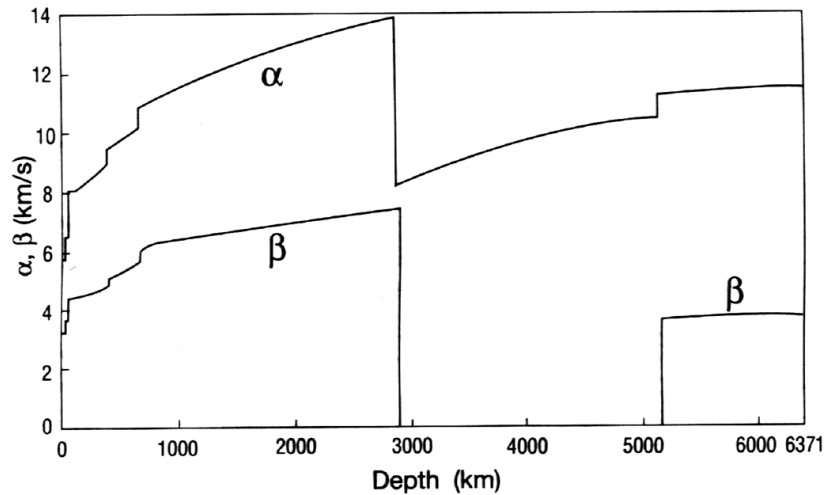


Abbildung 3.1: Das globale Geschwindigkeitsmodell IASP91. α bezeichnet die P-Wellengeschwindigkeit, β die S-Wellengeschwindigkeit. Das Modell ist konzipiert für kontinentale Kruste (Mohotiefe: 35 km), die Diskontinuitäten in 410 km und 660 km Tiefe sind berücksichtigt (aus: Stacey (1992)).

sammensetzung die Materie zur Zeit der Akkretion des Erdkörpers widerspiegeln. Sie liefern damit grundlegende Erkenntnisse über die Häufigkeitsverteilung der chemischen Elemente. Verschiedene Annahmen über das Vorkommen unterschiedlicher Meteorite ergeben eine Reihe von Modellvorstellungen über die Zusammensetzung der Erde (Ringwood, 1979; Condie, 1982). *Tabelle 3.1* zeigt ein Beispiel.

Vereinfacht ist die Erde unterteilt in einen inneren und äußeren Kern, sowie Mantel und Kruste. Experimentell wurde festgestellt, dass der innere wie der äußere Kern aus Elementen mit Ordnungszahlen größer als 23 bestehen. Nach *Tabelle 3.1* kommen hierfür in erster Linie Eisen und Nickel in Frage. Während für den inneren Kern Dichte und seismische Geschwindigkeiten bestimmt wurden, die auf nahezu pures Eisen schließen lassen, wird für den äußeren Kern ein kleiner Anteil leichterer Elemente wie z.B. Sauerstoff, Silizium oder Schwefel angenommen. Der äußere Kern muss flüssig sein, da hier keine Scherwellen transmittiert werden. Der flüssige Zustand ist gleichermaßen auch Voraussetzung für die Entstehung des Erdmagnetfeldes in dieser Tiefe (Kearey und Vine, 1996).

Der Mantel nimmt nach Volumen und Masse den größten Teil der Erde ein. Man unterscheidet zwischen dem oberen und dem unteren Mantel, der unterhalb der Mantelübergangszone in 660 km Tiefe beginnt. Zwei grundsätzliche Mantelmodelle wurden vielfach diskutiert. Auf Ringwood (1975) geht das *Pyrolit-Modell* zurück, wonach der obere Mantel aus Olivin (60

Eisen (Fe)	34,6%
Sauerstoff(O)	29,5%
Silicium (Si)	15,2%
Magnesium (Mg)	12,7%
Nickel (Ni)	2,4%
Schwefel (S)	1,9%
Calcium (Ca)	1,1%
Aluminium (Al)	1,1%
Natrium (Na)	0,6%
andere	<0,9%

Tabelle 3.1: Relative Häufigkeiten (in Gewichtsprozent) der chemischen Elemente für die gesamte Erde. (nach: Ringwood (1979); Condie (1982))

%), Pyroxen (25 %) und Granat (15 %) besteht. Das *Piklogit-Modell* (Bass und Anderson, 1984; Anderson und Bass, 1986) sieht unterschiedliche Zusammensetzungen für verschiedene Tiefen des Mantels vor. Nach diesem Modell wird die Komposition des oberen Mantels bis in 220 km Tiefe bei deutlich geringerem Olivin-Anteil vor allem von Klinopyroxen und Granat, den Hauptbestandteilen des Eklogits, bestimmt.

Zahlreiche Hochdruck-Experimente, seismologische Beobachtungen und Modellierungen elastischer Größen wurden zur Bewertung der beiden Modelle herangezogen. Die Ergebnisse lassen Raum für verschiedene Interpretationen, wobei das pyrolitische Modell jedoch oft als das passendere angesehen wird (z.B. Chopelas (1991); Shearer und Flanagan (1999); Gaherty *et al.* (1999b)). Duffy und Anderson (1989); Fujisawa (1998) bevorzugen dagegen das piklogitische Modell mit einem geringeren Olivin-Anteil im oberen Mantel. Zha *et al.* (1997) gehen etwa von 50 % Olivin aus, Isaak (1992) von nur 43 %.

Der Mantel ist nur bedingt als homogen anzusehen. Einzelne Beobachtungen wurden konkret auf kompositionelle Änderungen zurückgeführt (z.B. Kawakatsu und Niu (1994); Kingma *et al.* (1995); Fujisawa (1998); van der Hilst und Kárason (1999)). Kellogg *et al.* (1999) führen etwa den Unterschied von Rift- (*MORB*) und Inselbasalten (*OIB*) auf eine chemische Trennung im unteren Mantel zurück. Als Hauptbestandteil des unteren Mantels wird MgSiO_3 -Perovskit mit einem 6 %igen Anteil von Al_2O_3 postuliert (Wentzcovitch *et al.*, 1998; Karki *et al.*, 2001; Akaogi *et al.*, 2002).

Die äußerste Schicht der Erde wird generell in die junge, dünne ozeanische und die ältere, dicke kontinentale Kruste unterschieden, welche meist einen wesentlich komplexeren Aufbau besitzt. Ozeanische Kruste nimmt etwa $\frac{2}{3}$ der Erdoberfläche ein, so auch in der Region des Messgebiets. Sie wird an den ozeanischen Riftsystemen gebildet und besteht aus tholeiitischen Basalten (auch: *Mid Ocean Ridge Basalt* oder *MORB*) (Kay *et al.*, 1970).

3.2 Seismische Diskontinuitäten

Bereits aus der groben Einteilung in Kruste, Mantel und Kern wird der geschichtete Aufbau des Erdkörpers deutlich. Schichtgrenzen können, sofern sie mit einem hinreichend großen Impedanzkontrast einhergehen, mit seismologischen Methoden auch in großen Tiefen detektiert werden. Die Untersuchung von Erdbebensignalen ist daher für die heutigen Modellvorstellungen des Erdinneren von entscheidender Bedeutung gewesen. Die RF Methode eignet sich vor allem zur Untersuchung von Schichtstrukturen unterhalb des Empfängers bis in den oberen Teil des unteren Mantels.

Seismische Diskontinuitäten werden nicht nur durch Änderungen der chemischen Zusammensetzung hervorgerufen. Ebenso können thermische Effekte oder mineralogische Phasenübergänge die Ursache sein. Die Natur von seismischen Grenzschichten ist gerade im Zusammenhang mit der Mantelkonvektion relevant, da kompositionelle Grenzen im Widerspruch zu einer den gesamten Mantel umfassenden Konvektion stehen.

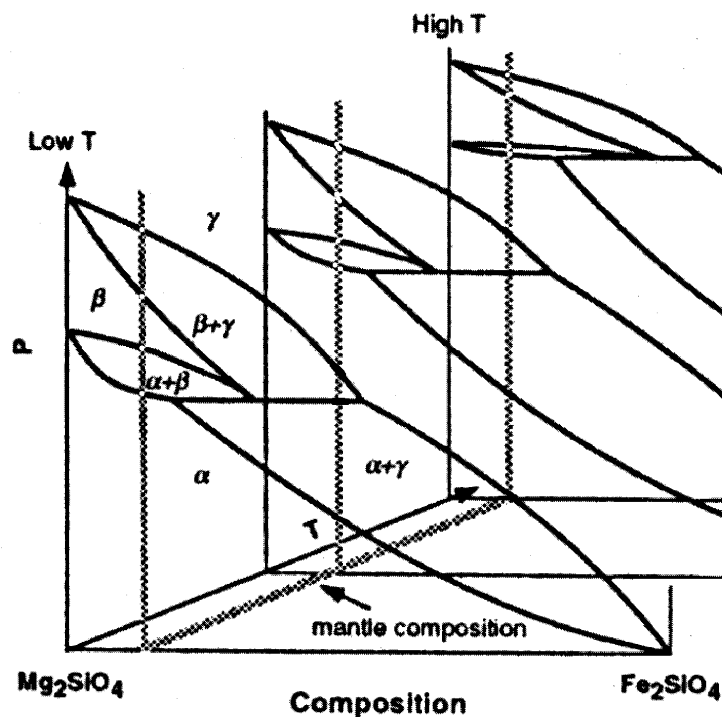


Abbildung 3.2: Phasenübergänge des Olivin-Spinell-Systems in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Zusammensetzung. Die eingefügte Linie markiert die Zusammensetzung des Mantelolivin (aus: Helffrich und Bina (1994)).

Bei einem Phasenübergang findet eine Umwandlung der Kristallstruktur ohne chemische Veränderung statt. Diese ist in der Regel abhängig von einem bestimmten Druck-Temperatur-Verhältnis. Mit Änderung der Temperatur verschiebt sich somit, abhängig von der *Clausius-Clapeyron-Steigung* ($\frac{dP}{dT}$), auch die Tiefe des Phasenübergangs (Bina und Helffrich, 1994). Die *Abbildungen 3.2* und *3.4 (links)* veranschaulichen diesen Zusammenhang am Beispiel des Olivin. Die für die Erklärung seismologischer Beobachtungen in Frage kommenden Phasenübergänge konnten in Hochdruck-Experimenten untersucht werden.

Der Übergang von einer Struktur in eine andere findet nicht abrupt statt, sondern kann sich über einen mehrere zehn Kilometer umfassenden Bereich erstrecken (*Abbildung 3.2*), der seismisch eine Gradientenschicht darstellt. Verschiedene Faktoren, wie etwa das Verhältnis Mg/Fe oder das Vorhandensein von Wasser im Olivin-System (z.B. Wood (1995); Fujisawa (1998)), haben dabei Einfluss auf die Dicke der Übergangszone. Aber auch Bestandteile, die nicht unmittelbar an der Transformation beteiligt sind, können die Mächtigkeit des Phasenübergangs beeinflussen.

Nachfolgend soll ein Überblick über die bekannten Diskontinuitäten und deren möglichen Ursachen in Reihenfolge zunehmender Tiefe gegeben werden.

3.2.1 Krustenphasen

Während die kontinentale Kruste oftmals komplexe Strukturen aufweist und regional durch die Conrad-Diskontinuität in Ober- und Unterkruste unterteilt ist (Kearey und Vine, 1996), weist die ozeanische Kruste meist keine mit *RF* nachweisbaren inneren Schichtgrenzen auf. Sedimentablagerungen können jedoch starke oberflächennahe Konversionen erzeugen. Die durchschnittliche Mächtigkeit der Kruste beträgt ca. 35 km in kontinentalen und ca. 7 km in ozeanischen Gebieten. Die *Moho* ruft üblicherweise eine sehr ausgeprägte Konversion hervor.

3.2.2 Die Lithosphären-Asthenosphären-Grenze

Innerhalb der kontinentalen Lithosphäre sind regional positive Geschwindigkeitskontraste in 80-100 km Tiefe (*Hales-Diskontinuität*) beobachtet worden. Hales (1969) erklärt diesen Geschwindigkeitsanstieg unter den zentralen USA mit einem Übergang von Spinell in Granat-Peridotit. Ähnliche Beobachtungen in vergleichbarer Tiefe wurden z.B. im Arabischen Schild und im kanadischen Slave Kraton gemacht. Im ersten Fall wurde eine Veränderung der unteren Lithosphäre durch Metasomatose als mögliche Erklärung vorgeschlagen (Sandvol *et al.*, 1998), während in Kanada wegen des auftretenden Polaritätswechsels eine Anisotrope Schicht abgeleitet wurde (Bostock, 1998).

Die kontinentale Lithosphäre hat eine durchschnittliche Dicke von 110 km, in kratonischen Gebieten bis zu 150 km. Thybo und Perchú (1997) haben die Lithosphären-Asthenosphären-

Grenze (im Folgenden als *LAB* bezeichnet) in seismischen Daten in Tiefen von 90-120 km als sogenannte 8°-Diskontinuität identifiziert. Die nach unten anschließende Asthenosphäre wird erklärt durch 1-3% partieller Schmelze, hervorgerufen durch die Annäherung der im Mantel vorherrschenden Temperatur an die Solidus-Temperatur. Sie ist gekennzeichnet durch herabgesetzte Geschwindigkeiten, niedrige Viskosität, hohe elektrische Leitfähigkeit und starke Dämpfung.

In ozeanischen Regionen führen höhere Temperaturen zu einer ausgeprägten LAB, welche hier in der Regel als *Gutenberg-Diskontinuität* bezeichnet wird. Verschiedene seismische Beobachtungen (Bock, 1991; Revenaugh und Sipkin, 1994; Pavlenkova, 1996; Gaherty *et al.*, 1999a) ergaben Mächtigkeiten zwischen 60 und 90 km für ozeanische Lithosphäre. Plomerová *et al.* (2002) assoziieren die LAB mit einem Wechsel der Anisotropie von Oberflächenwellen und leiten hieraus Tiefen zwischen 40 und 70 km ab.

Gemäß der Annahme, dass die LAB durch die Temperatur kontrolliert wird, ist eine Verdickung der Lithosphäre mit zunehmender Entfernung vom ozeanischen Rücken zu erwarten (Forsyth, 1975). Gegenteilige Beobachtungen jedoch lassen Zweifel an der rein thermischen Natur der Gutenberg-Diskontinuität aufkommen. Tatsächlich ergaben Laborversuche mit partieller Schmelze in Peridotiten keine signifikanten Effekte in den oben angeführten beobachteten physikalischen Eigenschaften der Asthenosphäre.

Karato und Jung (1998) führen das Auftreten der Gutenberg-Diskontinuität auf im Mantelgestein enthaltenes Wasser zurück. Bei Temperaturen über 1000°C kommt es zu fraktionaler

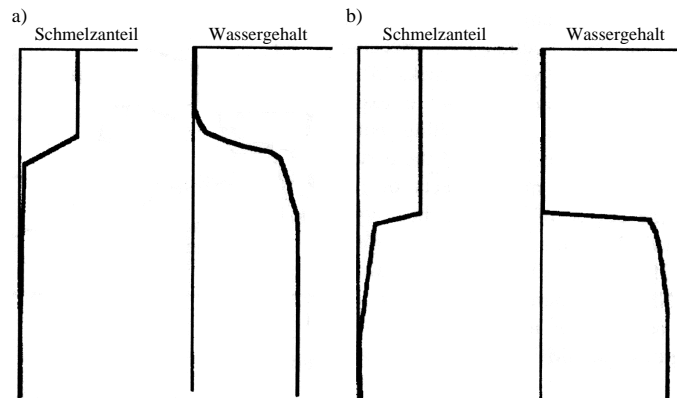


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Vorgangs der partiellen Schmelze an der Gutenberg-Diskontinuität. a) langsamer Schmelzprozess und langsame Abnahme des Wassergehaltes bei Erreichen des trockenen Solidus. b) Vorangehende fraktionale Schmelze führt zu einer abrupten Verringerung des Wassergehaltes (aus: Karato und Jung (1998)).

Schmelze, welche dem Gestein Wasser entzieht. Damit erhöht sich wiederum die Solidustemperatur, so dass der Schmelzprozess nur langsam voranschreitet. Dieser Mechanismus dauert bis zum Erreichen des trockenen Solidus an, wo es dann zu partieller Schmelze kommt (*Abbildung 3.3*). Die Tiefe der LAB ist hierbei nicht abhängig vom Alter, sondern vom Wassergehalt und dem Fließmechanismus des Mantelmaterials.

Gaherty *et al.* (1999a) haben beobachtet, dass die westliche philippinische Platte dicker ist als die wesentlich ältere pazifische Platte. Sie schlagen ein Modell vor, in dem die Tiefe der LAB von der Quelltiefe des Magmas am ozeanischen Rücken bestimmt wird. Die volatilen Bestandteile des Mantelmaterials würden danach in die Schmelze eintreten und eine abgereicherte, trockene Residualschicht (Harzburgit) zurücklassen, deren Untergrenze die Gutenberg-Diskontinuität darstellt.

3.2.3 Die Lehmann-Diskontinuität

Die Lehmann-Diskontinuität konnte mit verschiedenen seismologischen Methoden in Tiefen um 210 km detektiert werden, unklar ist bislang jedoch, ob sie global existent ist. Die häufigsten Beobachtungen der Lehmann-Diskontinuität stammen aus kontinentalen oder Inselbogen-Regionen (Lehmann, 1959, 1961; Revenaugh und Jordan, 1991; Rost, 2000; Deuss und Woodhouse, 2002). Eine neuere Untersuchung von kurzperiodischen Daten liefert Hinweise auf eine Lehmann-Diskontinuität in etwa 200 km unter dem nordwestlichen Pazifik. Starke kleinräumige Tiefenvariationen könnten die Unsichtbarkeit der Lehmann in langperiodischen Daten erklären (Rost und Weber, 2001).

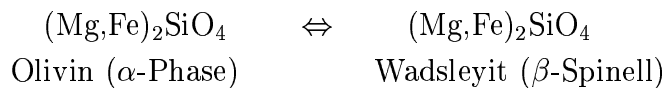
Zur Ursache der Lehmann gibt es unterschiedliche Ansichten: Thybo und Perchucé (1997) interpretieren sie als die untere Grenze der Asthenosphäre, wie früher allgemein angenommen. Karato (1992) deutet sie als Ausdruck der Orientierungsänderung der Olivinkristalle infolge veränderter Deformationsmechanismen. Ähnlich argumentieren Gaherty *et al.* (1999a), die ebenfalls von einer mechanischen Grenzschicht ausgehen verbunden mit dem Verschwinden radialer Anisotropie, und Plomerová *et al.* (2002), die in der Lehmann einen Wechsel „eingefrorener“ Anisotropie und aktueller spannungsbedingter Anisotropie sehen.

Einige wenige Beobachtungen weisen auf eine mögliche weitere Grenzschicht unterhalb der Lehmann in 250-350 km Tiefe hin, die als X-Diskontinuität bezeichnet wird (Revenaugh und Jordan, 1991; Revenaugh und Sipkin, 1994). Ihre Existenz ist jedoch umstritten. Als mögliche Erklärung käme ein Phasenübergang des SiO_2 von Coesit zu Stishovit in Frage, welcher jedoch nur in MORB-Komposition wahrscheinlich ist. Alternativ wäre eine Transition des Ca-armen Pyroxen von Orthoenstatit zu Klinoenstatit möglich (Deuss und Woodhouse, 2002).

3.2.4 Die Mantelübergangszone

Die Manteltransitionszone (im Folgenden als *MTZ* bezeichnet) wird als Übergang vom oberen zum unteren Mantel angesehen. Sie ist gekennzeichnet durch eine Reihe von Phasenübergängen, welche benannt sind nach der durchschnittlichen Tiefe, in der sie auftreten. Dominant sind dabei die Phasentransitionen des Olivin-Spinell-Systems, welche ursächlich sind für die drei bekannten Diskontinuitäten in 410, 520 und 660 km Tiefe:

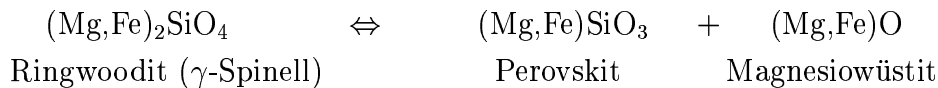
Die '410-km'-Diskontinuität wird zurückgeführt auf den Phasenübergang des Olivin in die β -Phase, welcher sich in Drücken um 14 GPa ereignet:



Der *Clapeyron-Slope* dieser Transition wurde für eine Temperatur von 1600 K mit +2,9 MPa/K bestimmt (Bina und Helffrich, 1994; Lebedev *et al.*, 2002). Bei etwa 18 GPa Druck kommt es zum nächsten Phasenübergang verbunden mit der '520-km'-Diskontinuität:



Für diese Transition wurde im Labor ein *Clapeyron-Slope* zwischen +4 und +5,3 MPa/K ermittelt (Chopelas, 1994; Helffrich, 2000; Deuss und Woodhouse, 2001). Den unteren Abschluss der MTZ bildet die '660-km'-Diskontinuität. Diese geht zurück auf den Zusammenbruch der Spinell-Struktur bei ca. 23,5 GPa:



Der *Clapeyron-Slope* liegt hier bei etwa -2 MPa/K (Bina und Helffrich, 1994; Collier *et al.*, 2001; Lebedev *et al.*, 2002).

Durch den Eisenanteil im Olivin finden die Übergänge graduell in einer Koexistenz-Zone statt (siehe *Abbildung 3.2*), so dass streng genommen ein *Clapeyron-Slope* nicht definiert ist. Die Dicke des Übergangsbereiches wird zudem auch von der Temperatur sowie durch das Auftreten von Spurenelementen und Wasser beeinflusst.

Aus kurzperiodischen Daten wurde eine Mächtigkeit der '410' von etwa 5 km ermittelt (Yamazaki und Hirahara, 1994; Helffrich, 2000), und auch die '660' zeigt eine Dicke von weniger als 10 km (Castle und Creager, 2000). Laborexperimente lassen in der Regel größere Mächtigkeiten erwarten (etwa 8-19 km für das Beispiel der 410-km-Diskontinuität). Diese Diskrepanz basiert darauf, dass die Transformation nicht linear mit dem Druck voranschreitet. Der Hauptteil der Umwandlung geschieht in einem relativ engen Intervall, so dass die effektive Transitionsdicke geringer erscheint (Stixrude, 1997).

Gleichwohl beide Diskontinuitäten als global existent angesehen werden, ist die '410' meist wesentlich schwerer nachzuweisen als die 660-km-Diskontinuität. Eine Ursache hierfür ist die regional stark vorhandene Topographie der Diskontinuität, die gerade in langperiodischen Daten zu einer schlechteren Sichtbarkeit führen (Bina und Helffrich, 1994; Chevrot *et al.*, 1999; Rost und Weber, 2002). Die '520' hingegen ist nur vereinzelt klar identifiziert worden. Obgleich ein globales Auftreten des Phasenüberganges naheliegt, wird das globale Auftreten einer Diskontinuität in 520 km Tiefe kontrovers diskutiert (Cummins *et al.*, 1992; Gossler und Kind, 1996; Shearer, 1996; Gaherty *et al.*, 1999a). Mögliche Ursachen für die eingeschränkte Detektierbarkeit liegen zum einen in der Dicke der β - γ -Koexistenz-Zone von ca. 30 km (Gaherty *et al.*, 1999a) und zum anderen in der Größe des *Clapeyron-Slopes*, welche starke Topographie-Effekte hervorrufen könnte. Zudem bergen die durch die Dekonvolution hervorgerufenen *Sidelobes* von konvertierten Phasen die Gefahr, fälschlich als '520' interpretiert zu werden (Bock, 1994).

Daneben kommt es in diesem Tiefenbereich zu einer weiteren Phasentransition. Bei ≈ 18 GPa dissoziiert $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$ -Pyroxen (Diopsid) in eine Mischung aus Spinell, Stishovit und CaSiO_3 -Perovskit und geht bei ≈ 19 GPa über in MgSiO_3 -Ilmenit und CaSiO_3 -Perovskit. Die *Clapeyron-Steigung* liegt zwischen 0 und -2 MPa/K (Ita und Stixrude, 1992; Koito *et al.*, 2000). Durch die konträren Vorzeichen der beiden Übergänge kann ein lokaler Temperaturunterschied zu gegenläufigen Tiefenänderungen und somit zu einer Verbreiterung oder gar Aufspaltung der Diskontinuität führen (Deuss und Woodhouse, 2001).

In den Mineralen der MTZ sind etwa sechs mal mehr Wasser gespeichert als in den Ozeanen (Murakami *et al.*, 2002). H_2O hat insbesondere Einfluss auf die '410', da die β -Phase deutlich mehr aufnehmen kann als die α -Phase (Helffrich, 2000; Collier *et al.*, 2001). Die Präsenz von Wasser - in Form fluider Hochdruckphasen - führt zu einer Verringerung der Übergangstiefe, sowie zu einer Änderung der Dicke des Koexistenz-Bereiches. Während Wood (1995) eine Verdickung erwartet, argumentiert Chen *et al.* (2002) für einen gegenteiligen Effekt.

Neben den dominierenden Olivin-Phasen kommt es auch zu Übergängen im Granat-System. In *Abbildung 3.4* sind die Phasenübergänge des Olivin-Spinell-Systems denen der residuellen Bestandteile gegenübergestellt. Ein wesentlicher Bestandteil der MTZ ist Majorit, eine Hochdruckphase des Granat mit ca. 12 %mol Aluminium, die in etwa 450-500 km aus Pyroxen (Al-haltigem Enstatit) und Granat (Pyrop) entsteht (Irfune *et al.*, 1996; Kubo und Akaogi, 2000).

Majorit transformiert in Tiefen zwischen etwa 610-660 km in die Ilmenit-Struktur (Simmons und Gurrola, 2000; Vacher *et al.*, 1998) und geht in 710-720 km Tiefe schließlich in aluminiumhaltigen Perovskit über. Dieser Übergang wird als Ursache der 720-km-Diskontinuität angesehen. Bei hohen Temperaturen transformiert der Majorit direkt in Perovskit (*Abbildung*

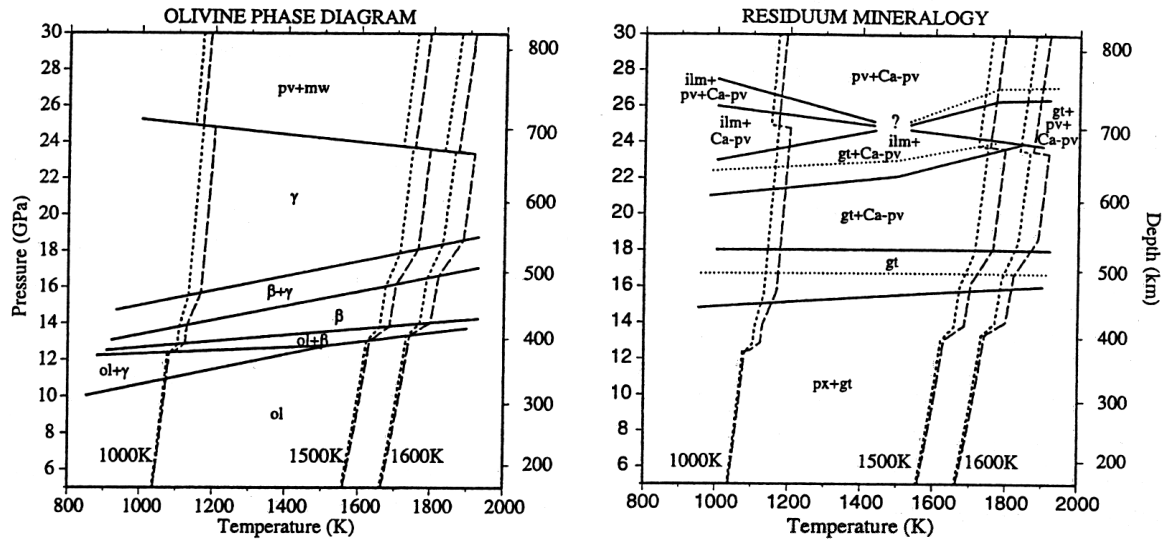


Abbildung 3.4: Phasenübergänge im oberen Mantel. Neben den Phasen des Olivin-Systems (links) sind weitere Übergänge der Restkomponenten (rechts) dargestellt. Gepunktete Linien gelten für piklogitische, durchgezogene bzw. gestrichelte Linien für pyroclitische Komposition. ol: α -Olivin, pv: Perovskit, mw: Magnesiowüstit, px: Pyroxen, gt: Granat, ilm: Ilmenit (aus: Vacher et al. (1998))

3.4). Die *Clapeyron-Steigung* liegt hier bei etwa 1,3 MPa/K, so dass eine temperaturbedingte Tiefenänderung gegenläufig zu der des Spinell-Systems wäre. Der Granatanteil kann somit zu multiplen Diskontinuitäten im unteren Bereich der MTZ führen (Akaogi *et al.*, 2002; Kubo und Akaogi, 2000; Simmons und Gurrola, 2000; Vacher *et al.*, 1998; Stixrude, 1997). Eine Anreicherung von Granat kann auch auf subduziertes Material zurückgehen: Pyroxenreiche ozeanische Kruste transformiert demnach in ein granatreiches Material. Liegt die Viskosität dieser Granatitschicht zwischen ca. 10^{21} und 10^{23} Pa s kann es auf Grund des Dichtekontrastes zu ihrer Abscherung in 660 km Tiefe kommen (Mambole und Fleitout, 2002; Karato, 1997).

3.2.5 Diskontinuitäten des unteren Mantels

Eine seismische Diskontinuität verbunden mit einem Geschwindigkeitsanstieg wurde in Subduktionszonen in ca. 920 km, in einer späteren Studie zwischen 900 und 1080 km (Repetti- oder '920-km'-Diskontinuität), verifiziert. Trotz der großen Tiefenvariation lassen die zugrunde liegenden kurzperiodischen Daten auf eine geringe Dicke (≈ 10 km) dieser Grenzschrift schließen. Möglicherweise stellt sie die Unterseite einer Granatitschicht dar, welche durch

Umwandlung aus subduzierten ozeanischen Platten entsteht jedoch nicht in 660 km separiert worden ist (Kawakatsu und Niu, 1994; Niu und Kawakatsu, 1997; Anderson, 1998).

Vinnik *et al.* (2001) weisen jedoch darauf hin, dass die '920' auch in anderen tektonischen Gebieten als Subduktionszonen gefunden wurden, so dass andere Ursachen zu Grunde liegen müssen. In ihrer Studie wurden ebenfalls in Subduktionsgebieten herdnahe Reflektionen und Konversionen untersucht. Hier konnten Diskontinuitäten in ca. 870 km, 1050 km, 1200 km und 1700 km mit jeweils großen Schwankungsbereichen detektiert werden, wobei die Grenzschicht in 1050 km als die Repetti-Diskontinuität benannt wurde.

Neben dieser werden auch die '1200-km'-Diskontinuität und die '1700-km'-Diskontinuität als globale Grenzschichten interpretiert, die jedoch sowohl in ihrer Tiefe wie in ihrer Deutlichkeit stark veränderlich sind. Die letztere ist wegen ihrer großen Tiefe mit der hier verwendeten Methode nicht zu untersuchen. Ihre Ursache ist möglicherweise ein struktureller Übergang des Wüstit (FeO) von der NaCl- in die NiAs-Struktur (Mao *et al.*, 1996; Vinnik *et al.*, 2001). Das Auftreten von Diskontinuitäten in 920 km und 1200 km Tiefe kann auch durch Fluidtransport in abtauchenden Slabs erklärt werden, welche in der hier auftretenden Dehydrations-Zone vorkommen und das MgO/SiO₂-Verhältnis verändern können (Ohtani *et al.*, 2001). Eine Anreicherung von SiO₂ war bereits von Kingma *et al.* (1995) postuliert worden, um die Diskontinuität in 1200 km Tiefe als Übergang von Stishovit in die CaCl₂-Struktur zu erklären. Dieser Phasenübergang führt zu einem abrupten Anstieg der P- bzw. S-Wellengeschwindigkeiten um 20 bzw. 60 %, so dass schon ein SiO₂-Gehalt von etwa 2 % im unteren Mantel eine deutlich sichtbare Diskontinuität in dieser Tiefe erzeugen müsste (Karki *et al.*, 1997, 2001).

3.3 Mantelplumes

Vulkanismus ist ein Phänomen, das üblicherweise mit aktiven Plattenrändern, also entweder Subduktions- oder Riftzonen, verknüpft ist. *Hotspot*-Vulkanismus hingegen kann unabhängig von Plattengrenzen auftreten und unterscheidet sich zudem durch seine ursprüngliche, nicht an inkompatiblen Elementen abgereicherte Zusammensetzung (Inselbasalte) von den tholeiitischen Riftbasalten.

Auf Wilson (1963) und Morgan (1971) geht die heute gültige Theorie zurück, nach der *Hotspots* durch aufsteigendes heißes Material verursacht werden, das aus großer Tiefe aufsteigt und entsprechend der Plattenbewegung eine Reihe von Vulkaninseln zurücklässt. Das Fließverhalten ist dabei abhängig von der Rayleigh-Zahl des Materials und somit von der Temperatur (Weeraratne und Manga, 1998). Mantelplumes verursachen eine Reihe beobachtbarer Effekte, wie z.B. die Entstehung von Schwellen durch Auftrieb, Ausdünnung der Lithosphäre,

magmatisches *Underplating* oder das Aufbrechen kontinentaler Lithosphäre (Seidler *et al.*, 1999; Ernst und Buchan, 2002).

Aus Modellrechnungen und Laborexperimenten leitet sich das Aussehen solcher Mantelplumes ab. Danach bestehen sie aus einem ausgedehnten pilzförmigen Plumekopf mit mehreren hundert Kilometern Radius und einem vergleichsweise schmalen Plumeschlauch (*Conduit*) mit einem Radius von weniger als 100 km (Bercovici und Kelly, 1997; Steinberger und O'Connel, 1998). *Abbildung 3.5* verdeutlicht dies schematisch.

An der Erdoberfläche werden Regionen mit massiven Eruptionen von Flutbasalten mit dem Auftreffen eines Plumekopfes assoziiert, während der dünnere Plumeschlauch wegen der Plattenbewegung eine Kette von Vulkanen progressiven Alters, den sogenannten *Plume-track*, zurücklässt (Steinberger, 2000; Ernst und Buchan, 2002; Ritsema und Allen, 2003).

Manteldiapire entstehen aus Instabilitäten einer heißen thermischen Grenzschicht von geringerer Viskosität und Dichte als die überlagernde Schicht. Eine solche Grenzschicht ist z.B. die D⁴-Schicht an der Kern-Mantel-Grenze (*Core Mantle Boundary, CMB*) in ca. 2900 km Tiefe, die lange als einzige Quellregion von Mantelplumes galt. Für diese These spricht die Zusammensetzung der Inselbasalte, die auf die Existenz eines primitiven Mantelreservoirs schließen lässt, das nicht durch Konvektionsströme durchmischt wurde (Bercovici und Kelly, 1997; Seidler *et al.*, 1999; Steinberger, 2000).

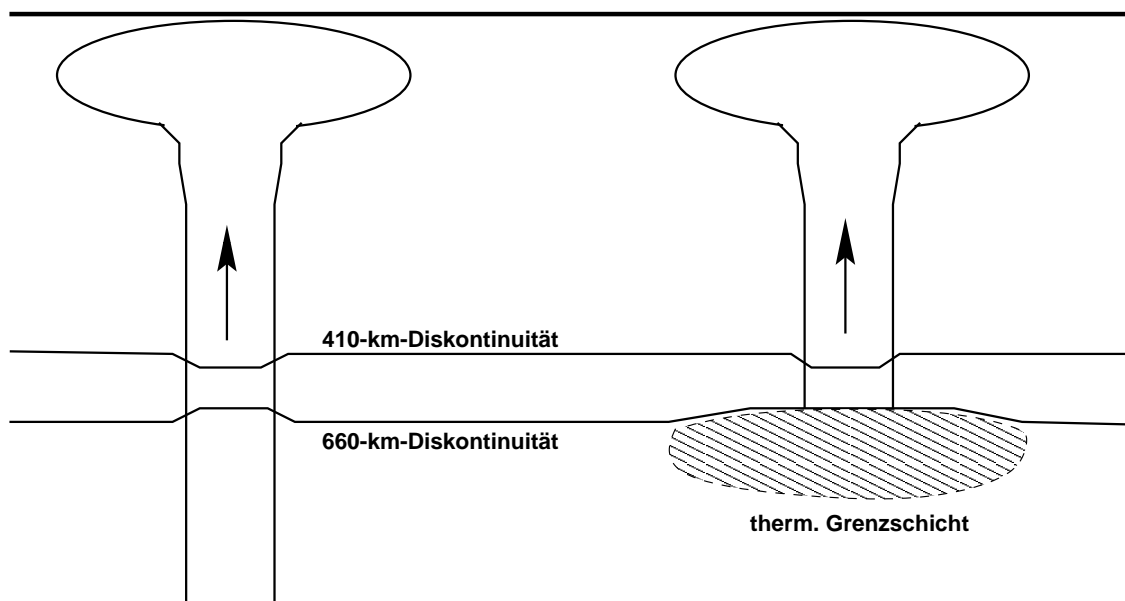


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung eines Mantelplumes bestehend aus dem Plumekopf und -schlauch. Links: Ein an der D⁴-Schicht entstehender Plume durchdringt die Manteltransitionszone. Rechts: Beispiel eines Mittmantelplumes, gespeist aus einer thermischen Grenzschicht unterhalb der MTZ.

Eine weitere thermische Grenzschicht existiert jedoch unterhalb der 660-km-Diskontinuität, welche wegen ihres endothermen Charakters das Durchdringen des aufsteigenden Materials behindert. Dies kann in einzelnen Fällen zur kompletten Stagnation eines von der CMB aufsteigenden Diapirs führen, was wiederum in die Entstehung eines sekundären Plumes münden kann (Marquart und Schmelting, 2000).

Die Resistenz gegen die Durchdringung aufsteigenden Materials wird zwar durch den exothermen Majorit-Perovskit-Übergang gemindert (Akaogi und Ito, 1999; Hirose, 2002), kann aber dennoch zu einer niederviskosen Zone unterhalb der MTZ führen, die wiederum als Quellregion für Mittmantelplumes in Frage kommt (Ringwood, 1994; Cserepes und Yuen, 2000; Cserepes *et al.*, 2000a; Zhao, 2001). Insbesondere auch die Anlagerung einer Granatitschicht im unteren Teil der MTZ würde die Entstehung einer thermischen Grenzschicht begünstigen (Karato, 1997). Vergleichende Untersuchungen von Plumes liefern tatsächlich nur für eine kleine Anzahl von Hotspots stichhaltige Hinweise für die CMB als Quellregion (Ritsema und Allen, 2003; Clouard und Bonneville, 2001). Vielfach liegen die beobachteten Tiefenänderungen der Manteldiskontinuitäten innerhalb des normalen globalen Schwankungsbereiches (Li *et al.*, 2003).

Hotspots werden als prinzipiell ortsfest relativ zur Plattenbewegung angenommen. Bei der Entstehung eines Plumes an einer thermischen Grenzschicht wird durch viskose Kopplung ein dünner Film von Material der überlagernden Schicht mitgerissen. Die Plumeposition im Mantelmaterial wird dadurch verankert, großräumige Konvektionsströme allerdings können das gesamte System bewegen („fließende Verankerung“). Die dadurch verursachte Drift beträgt etwa 1-2 mm/a, so dass die Eigenbewegung gegenüber der Plattenbewegung vernachlässigbar gering ist (Davaille *et al.*, 2002). Gerade das Beispiel Hawaii scheint aber nach einigen Untersuchungen diesem Prinzip zu widersprechen und eine weitaus größere Eigenbewegung aufzuweisen (Norton, 1995; Stoll und Leven, 2003).

Wang und Wang (2001) postulieren, dass die Eigenbewegung eines Plumes direkt auf die Horizontalkomponente von Fließbewegungen im unteren Mantel schließen lässt. Im Gegensatz dazu sieht Steinberger (2000) keine Auswirkung des unteren Mantels auf die Bewegung von Hotspots, sondern interpretiert sie als Ausdruck von Strömungen des mittleren Mantels. Grundsätzlich beeinflussen Strömungen innerhalb des Mantels die Lage des Plumeschlauches. Abhängig von der Viskosität kann die Fließbewegung des Mantels zu einer Neigung oder gar zu einer Störung des Plumeschlauches führen. Insbesondere tiefe Plumes weisen oft eine Neigung auf (Steinberger und O’Connel, 1998; Steinberger, 2000). Scherströmungen unterhalb der Lithosphäre können z.B. auch zum Zerreißen des Plumeschlauches in einzelne Diapire führen, welche dann getrennt aufsteigend und separate Vulkane formen (Cox, 1999).

Auf Grund der relativ kleinräumigen Ausdehnung eines Mantelplumes ist dessen Nachweis mit globaler Tomographie wegen des meist sehr großen Stationsabstandes ungeeignet. Lokale Tomographie wiederum ist gerade in ozeanischen Untersuchungsgebieten wegen der eingeschränkten Standortauswahl oft insuffizient. Die *Receiver Function* Methode hingegen ist geeignet, indirekt auf die Position eines Plumes hinzuweisen.

Durch die überhöhte Temperatur hat ein Mantelplume direkten Einfluss auf die Tiefenlage der Phasenübergänge und somit auf eine Reihe der Diskontinuitäten speziell der Transitionszone. Die unterschiedlichen Vorzeichen der Clapeyron-Steigungen der beiden dominierenden Manteldiskontinuitäten in 410 und 660 km Tiefe führen zu einer Abhängigkeit der Dicke der MTZ von der Temperatur. So konnte zum Beispiel anhand von SS-Vorläufern gezeigt werden, dass die MTZ unterhalb der heißeren ozeanischen Gebiete etwa 9 km dünner, in den kühleren kontinentalen Regionen jedoch etwa 5 km dicker ist als im globalen Mittel (Gossler und Kind, 1996).

Durch die Bestimmung von Differenzlaufzeiten bei *Receiver Functions* kann direkt auf die Dicke der MTZ geschlossen werden. Eine Änderung der Differenz um 1 s bedeutet dabei eine Tiefenänderung von etwa 10 km, was einer Temperaturvariation von 70 - 100°C entspricht (Li *et al.*, 2003). Geschwindigkeitsvariationen innerhalb des oberen Mantels wirken sich zwar auf die Ankunftszeiten der konvertierten Phasen, nicht aber auf deren Differenz aus (Chevrot *et al.*, 1999). Die Ausdehnung des ausgedünnten Bereiches wiederum lässt Rückschlüsse auf die Ursprungstiefe des Plumes zu, wie ebenfalls in *Abbildung 3.5* zu sehen ist: Ein von der CMB aufsteigender Plume wirkt auf einen schmaleren Radius ein als eine thermische Grenzschicht, die sich unmittelbar unterhalb der MTZ bildet (Shen *et al.*, 1998).