

# **Signaturen in refraktionsseismischen Daten als Abbild geodynamischer Prozesse**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
von der Fakultät für Physik der Universität (TH)

Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Geophys. Uwe Enderle

aus Weingarten (Baden)

Tag der mündlichen Prüfung: 23.01.1998

Referent: Prof. Dr. Karl Fuchs

Korreferent: Prof. Dr. Friedemann Wenzel

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>7</b>
1.1 Allgemeines	7
1.2 Wegweiser durch diese Arbeit	11
<b>2 Orogene Prozesse und ihre seismische Signatur in der Erdkruste des Saxothuringikums</b>	<b>13</b>
2.1 Einleitung	13
2.2 Das sächsische Granulitgebirge: Ein-Blick in die Unterkruste?	15
2.2.1 Unterkruste in der Oberkruste	15
2.2.2 Geologische Modelle zur Entstehung des sächsischen Granulitgebirges	19
2.2.3 Existierende seismische Daten im Bereich der Saxothuringischen Zone	22
2.2.4 Vergleich mit der Basin and Range Provinz	31
2.3 GRANU95: Akquisition neuer geophysikalischer Daten	32
2.3.1 Die Feldmessungen	32
2.3.2 Aufbereitung der Rohdaten	37
2.4 Datenanalyse und Modellierung	40
2.4.1 Korrelation der Phasen	41
2.4.2 Vorwärts-Modellierung der Laufzeiten (Ray-tracing)	42
2.4.3 Inversion der Laufzeiten nach Zelt & Smith [1992]	44
2.5 Diskussion der Seismogrammontagen	46
2.5.1 Schußpunkt B (Weißig)	48
2.5.2 Schußpunkt I (Bamberg)	50
2.5.3 Schußpunkt C (Massanei)	52
2.5.4 Schußpunkt H (Kronach)	54
2.5.5 Schußpunkt D (Königshain)	56
2.5.6 Schußpunkt E (Callenberg)	58
2.5.7 Schußpunkt F (Trünzig)	60
2.5.8 Schußpunkt G (Saaldorf)	62
2.6 Tiefenstruktur des Sächsischen Granulitgebirges (P-Wellenmodelle)	65
2.6.1 Das Ergebnis der Inversion nach Zelt & Smith [1992]	65
2.6.2 Fehlergrenzen	67

2.6.3 Diskussion der Geschwindigkeitsmodelle	69
2.6.3.1 Oberflächennahe Struktur	69
2.6.3.2 Reflexionen aus der oberen Kruste	71
2.6.3.3 Reflexionen aus der mittleren und unteren Kruste	74
2.6.3.4 Die Antwort der Moho	76
2.6.4 Dynamische Aspekte (Finite-Differenzen-Seismogramme)	78
<b>2.7 Interpretation der Ergebnisse aus dem östlichen und westlichen Saxothuringikum</b>	<b>87</b>
2.7.1 Das kristalline Grundgebirge	87
2.7.2 Die obere Kruste	89
2.7.3 Die untere Kruste	93
<b>2.8 Tektonischer Ausblick</b>	<b>94</b>
<b>3 P<sub>n</sub>-Anisotropie: Spuren geodynamischer Prozesse im Erdmantel</b>	<b>97</b>
<b>3.1 Anisotropie in der kontinentalen Lithosphäre Süddeutschlands</b>	<b>99</b>
<b>3.2 Das Verfahren der time-term Analyse</b>	<b>103</b>
3.2.1 Die klassische time-term Methode (für Kopfwellen)	103
3.2.2 Die neue time-term Methode für Tauchwellen	106
<b>3.3 P<sub>n</sub> Beobachtungen in Süddeutschland</b>	<b>108</b>
<b>3.4 Rückblick auf bisherige Ergebnisse der time-term Methode für Kopfwellen</b>	<b>112</b>
3.4.1 P <sub>n</sub> -Laufzeiten	112
3.4.2 P <sub>n</sub> -Amplituden	114
<b>3.5 Neue Ergebnisse der time-term Methode für Tauchwellen</b>	<b>118</b>
<b>3.6 Petrologische Implikationen</b>	<b>123</b>
3.6.1 Seismische, thermodynamische und petrologische Schranken	125
3.6.2 Integrierte petro-seismische Modellierung	127
<b>3.7 Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>131</b>
3.7.1 Ergebnisse der integrierten petro-seismischen Modellierung	131
3.7.2 Mögliche Ursachen der beobachteten P <sub>n</sub> -Anisotropie	137
<b>4 Skaligkeit der Strukturen in der Lithosphäre - ein Abbild geodynamischer Prozesse?</b>	<b>141</b>
<b>4.1 Koda in tiefenseismischen Daten</b>	<b>142</b>
<b>4.2 Skaligkeit der Strukturen in der Übergangszone von der Kruste zum Mantel</b>	<b>147</b>
4.2.1 Die reflektive Unterkruste	147

4.2.2 Die Moho - mehr als nur ein Sprung in $V(z)$	149
4.2.3 Der Superkritische Resonator (SKR)	155
4.2.4 Gradienten als Filter: der verbesserte SKR	162
4.2.5 Der lithosphärische Mantel als Wellenleiter	165
4.2.6 $P_n$ in Westeuropa: Anisotropie und Wellenleiter	169
<b>4.3 Die Skaligkeit - Ein Abbild geodynamischer Prozesse?</b>	<b>173</b>
4.3.1 Skaligkeit der Heterogenitäten in der Lithosphäre	173
4.3.2 Oberflächeneffekte	176
4.3.3 Globaler Ausblick	177
4.3.4 Spuren einer Relativbewegung zwischen Kruste und Mantel	177
<b>5 Zusammenfassung und Perspektiven</b>	<b>181</b>
<b>6 Literatur</b>	<b>187</b>
<b>7 Anhang</b>	<b>201</b>
7.1 Geotektonische Klassifizierung des heutigen Europas	202
7.2 Mechanismen der Krustendehnung	208
7.2.1 Reine Scherung (pure shear)	208
7.2.2 Einfache Scherung (simple shear)	210
7.2.3 Kombination aus reiner und einfacher Scherung (cantilever model)	210
7.2.4 „Zerfließen“ der Unterkruste	211
7.3 Übertragungsfunktion der Seismometer Mark L-4 C-3D	212
7.4 Technische Spezifikationen der seismischen Instrumente des GFZ-Potsdam	213
7.5 Laufzeitinversion in der Refraktionsseismik - Das Verfahren nach Zelt & Smith [1992]	214
7.6 Stochastische Beschreibungsweise von Gesteinen	217
<b>Danksagung</b>	<b>219</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>221</b>





# 1 Einleitung

## 1.1 Allgemeines

Der Aufbau der Erdstruktur ist geprägt durch geodynamische Prozesse. Diese Prozesse, ob tektonischer oder magmatischer Natur, erzeugen Strukturen unterschiedlicher Größenordnung in der Lithosphäre, die mit seismischen Wellen erfaßt werden können. In der Seismik definieren sich Strukturen durch Variationen der P- bzw. S-Wellengeschwindigkeit ( $V_p$ ,  $V_s$ ) und der Dichte ( $\rho$ ) des durchstrahlten Mediums. Seismische Abbilder der Lithosphäre enthalten daher Signaturen der strukturgenerierenden Prozesse, die sich in komplexen Mustern in Seismogrammontagen widerspiegeln.

Lithosphärische Strukturen können grob in zwei Dimensionskategorien unterteilt werden. Die erste Kategorie beinhaltet großräumige Strukturen, deren elastische Eigenschaften ( $V_p$ ,  $V_s$ ,  $\rho$ ) über mehrere Wellenlängen des sondierenden Signals gemittelt werden. Diese Strukturen werden in der Seismik gewöhnlich als Schichten oder Blöcke mit mehr oder weniger scharfen Grenzen bezeichnet. Die elastischen Eigenschaften dieser Strukturen werden über eine Vorwärtsmodellierung oder Inversion beobachteter Laufzeiten bestimmt und liefern als Ergebnis ein über mehrere Wellenlängen gemittelt Geschwindigkeitstiefenmodell (Makromodell).

Kleinräumige Strukturen hingegen, deren Parameter im Skalenbereich der Wellenlänge des einfallenden Signals sich ändern oder fluktuieren, bilden die zweite Kategorie. Diese Strukturen oder auch Streukörper verändern nicht nur das transmittierte oder reflektierte Signal, sondern erzeugen außerdem eine Koda im registrierten seismischen Wellenfeld und bilden damit eine Feinstruktur ab, die im Skalenbereich der sondierenden Wellenlänge liegt.

Die Erde umfaßt beide Dimensionskategorien, die von Makrostrukturen wie z.B. Plattengrenzen oder Gebirgszügen von mehreren 100 km bis in mikroskopische Skalenbereiche (z.B. gesteinsbildende Mineralien mit Korngrößen kleiner 1mm) reichen. Bei der Auswertung tiefenseismischer Daten werden daher sowohl strahlentheoretische Verfahren, basierend auf den Gesetzen der „geometrischen Optik“, als auch Simulationen, die das gesamte Wellenfeld berücksichtigen, eingesetzt. Strahlentheoretische Verfahren wie z.B. das seismische Ray-tracing [Červený *et al.*, 1977] eignen sich, um aus tiefenseismischen Daten ein großräumiges Geschwindigkeitstiefenmodell der Erdkruste und des oberen Erdmantels zu erstellen und die Dicke der Erdkruste zu bestimmen. Damit können großräumige Anomalien in der Durchschnittsgeschwindigkeit der Erdkruste erkannt werden. Diese Modellklasse (Makromodelle) zeigt typische Eigenschaften der großräumigen Tiefenstruktur für unterschiedliche tektonische Provinzen (z.B. Orogene, Rifts, Schilde, etc.). Der erste Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit dieser Modellklasse.

Abbildung 1.1 veranschaulicht die Gültigkeit der Strahlentheorie anhand des Wellenparameters  $D$  nach Aki & Richards [1980]. Der Parameter  $D$  gibt das Verhältnis der Größe der ersten Fresnel Zone zur Skaligkeit der Heterogenitäten wieder und ist definiert als

$$D^2 = \frac{4L}{ka^2}.$$

$L$  gibt hierbei die Weglänge an, die eine seismische Welle innerhalb der Heterogenität zurücklegt,  $k$  ist die dominante Wellenzahl ( $2\pi/\lambda$ ) und  $a$  beschreibt die Skalenlänge der Strukturen. Die erste Fresnel Zone bestimmt die laterale Auflösungsgrenze horizontaler Strukturen und ist definiert als:  $L \approx (z\lambda/2)^{1/2}$ , wobei  $\lambda$  die Wellenlänge und  $z$  die Tiefe des Reflektors bezeichnet [Yilmaz, 1987].

Ist  $D < 1$  (Modellklasse ①, s. Abbildung 1.1) kann das zu untersuchende Medium als stückweise homogen betrachtet und die Gesetze der Strahlenseismik angewendet werden. Die Wellenlänge des sondierenden Signals liegt bei sprengseismischen Experimenten typischerweise im Kilometerbereich. Daraus ergibt sich ein tiefenabhängiges Auflösungsvermögen von wenigen hundert Metern im oberflächennahen Bereich bis zu einigen Kilometern (in der Regel 1-3 km) an der Krusten-Mantelgrenze.

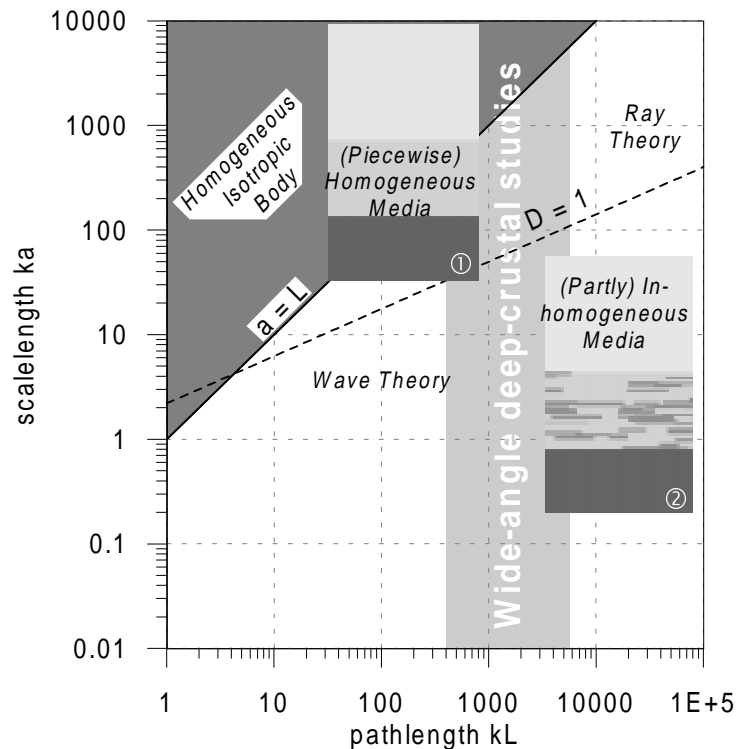


Abbildung 1.1: Gültigkeit der Betrachtungsweise der Erdkruste als „optisches Medium“ [nach Aki & Richards, 1980]. Die Eigenschaft des Mediums wird über die charakteristische Skalengänge  $ka$  (Wellenzahl  $\times$  Skalengänge der Heterogenität) und die Weglänge  $kL$  (Wellenzahl  $\times$  Laufweg der Welle in dem Medium) beschrieben. Der graue Bereich markiert typische Werte für tiefenseismische Sondierung der kontinentalen Erdkruste [nach Brittan & Warner, 1997]. Der Wellenparameter  $D$  definiert nach Aki & Richards [1980] die Gültigkeit der „geometrischen Optik“ ( $D < 1$ ; stückweise homogene Medien, Modellklasse ① bzw.  $D > 1$  teilweise inhomogene Medien, Modellklasse ②).

Sollen kleinräumige Strukturen innerhalb der Erdkruste modelliert werden, müssen wellentheoretische Verfahren eingesetzt werden. Für  $D > 1$  kann die Streuung seismischer Wellen nicht mehr vernachlässigt werden (Modellklasse ②, s. Abbildung 1.1) und das gesamte Wellenfeld mit seinen dynamischen Eigenschaften muß bei der Interpretation tiefenseismischer Daten berücksichtigt werden. Der letzte Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit dieser Modellklasse.

Die entscheidende Voraussetzung für Wellenfeldmodellierungen wurde bereits in den 60er Jahren mit der Entwicklung der Reflektivitätsmethode [Fuchs, 1968] geschaffen. Mit diesem Verfahren zur Berechnung synthetischer Seismogramme stellten Fuchs und Müller [1971] eines der mächtigsten Werkzeuge zur Modellierung seismischer Daten zur Verfügung, bei dem basierend auf der analytischen Lösung der elastischen Wellengleichung seismische Experimente auf Computern simuliert werden können. Die Reflektivitätsmethode ist beschränkt auf eindimensionale Modelle. Ein ähnliches Verfahren für zweidimensionale Modelle ist die Erzeugung synthetischer Seismogramme mittels der Methode finiter Differenzen [Kelly et al., 1976].

Erste Erkenntnisse über die Existenz von kleinräumigen Heterogenitäten in der Erdkruste wurden anhand reflexionsseismischer Messungen gewonnen [Oliver, 1986]. Dazu zählen insbesondere die Entdeckung einer reflektiven Unterkruste in Extensionszonen wie z.B. Westeuropa [Meissner, 1967] oder der Basin and Range Provinz [Thompson & Hill, 1986] und deren erfolgreiche Modellierung als lamellenartig strukturierte Zonen.

Der Streuung seismischer Wellen wurde bisher hauptsächlich bei der Untersuchung nahezu vertikal (unterkritisch) einfallender Wellen nachgegangen. Für die Bestimmung von Strukturen in der Lithosphäre wird seit den 70er Jahren auch gestreute Signalenergie insbesondere in der Koda teleseismischer Wellen analysiert [Aki, 1973; Wu & Aki, 1985]. Die nicht korrelierten Einsätze in den Seismogrammen werden hierbei auf die Amplitude, den Amplitudenabfall als Funktion der Zeit, die Frequenz und die Dauer der Streusignale hin untersucht [z.B. Korn, 1988; Hedlin et al., 1994]. Diese Art der Datenanalyse ist bei der Interpretation refraktionsseismischer Weitwinkeldaten bislang nicht sehr verbreitet.

Die Auswertung refraktionsseismischer Daten ist in zwei Richtungen gegliedert. Einerseits werden Laufzeiten von Phasen ausgewertet, die durch Reflexion, Refraktion und/oder Konversion an lithologischen Grenzschichten in der Lithosphäre entstehen und Informationen über Tiefenlage und Geschwindigkeiten von großräumigen Strukturen enthalten. Die Inversion von Laufzeiten in Geschwindigkeitstiefenmodelle wird gelegentlich begleitet von Modellierungen der Amplitudenverhältnisse der nicht gestreuten Energie.

Die zweite, relativ neue Richtung ist die Einbeziehung der Koda von refraktionsseismischen Phasen in die Modellierung [z.B. Sandmeier & Wenzel, 1986]. Die Analyse dieser Koda gibt Aufschluß über die Feinstruktur der Lithosphäre [Enderle et al., 1997]. Ryberg et al. [1995] zeigten anhand refraktionsseismischer Daten aus Rußland, daß die (teleseismische)  $P_n$ -Phase von einer inkohärenten Koda begleitet ist. Diese Koda, die bis in Entfernungen von mehr als 3000 km beobachtet wird, kann mit klassischen Vorstellungen ohne Feinstrukturen synthetisch nicht modelliert werden. Tittgemeyer et al. [1996] haben gezeigt, wie diese Feinstruktur im obersten Erdmantel die Ausbreitungseigenschaften von seismischen Wellen kontrolliert.

Eine der größten Herausforderungen der seismischen Tiefensondierung ist die Frage, wie aus seismischen Daten Rückschlüsse auf geodynamische Prozesse und damit auf die Evolution der Erdkruste gezogen werden können. Diese Frage ist nicht einfach zu beantworten. Da seismische Tiefensondierungen ein Abbild der Tiefenstruktur lediglich zum Zeitpunkt der Messung liefern können, ist dadurch nur eine Momentaufnahme des Prozesses bekannt. Dennoch werden im Rahmen dieser Arbeit verschiedenen Beispiele

angeführt, die eine Verknüpfung zwischen seismischer Tiefensondierung und der Frage nach Prozessen im Erdinnern anregen. Hinterläßt ein Prozeß eine eindeutige geophysikalische Signatur, so kann diese über sein seismisches Abbild identifiziert werden. Ein Beispiel hierfür ist ein großräumiger horizontaler Massentransport im obersten Erdmantel, dessen geophysikalische Signatur sich beispielsweise in einer meßbaren seismischen Anisotropie widerspiegelt.

## 1.2 Wegweiser durch diese Arbeit

Diese Arbeit besteht aus drei Teilen, die durch die Suche nach dem Zusammenhang von Struktur der Lithosphäre und den sie erzeugenden Prozessen verbunden sind.

Nach einer kurzen Einleitung (**Kapitel 1**) wird in **Kapitel 2** ein neues refraktionsseismisches Experiment im sächsischen Granulitgebirge (GRANU95) vorgestellt [Enderle *et al.*, 1998]. Dieses Experiment wurde mit der Zielsetzung durchgeführt, einen Beitrag zur Quantifizierung orogener Prozesse am Beispiel der Varisziden zu leisten. Von besonderem Interesse war das sächsische Granulitgebirge, welches aus Unterkrustenmaterial besteht und heute an der Erdoberfläche zugänglich ist. Die Aufgabe der Tiefenseismik war es ein großräumiges Abbild der Tiefenstruktur des sächsischen Granulitgebirges zu gewinnen, um damit entscheidende Randbedingungen für geologische Modellvorstellungen zu liefern. Aus den gemessenen refraktionsseismischen Daten werden mit Hilfe von Ray-tracing-Verfahren zweidimensionale Krustenschnitte für die Geschwindigkeitstiefenstruktur im Meßgebiet abgeleitet. Anhand des neuen Modells für die großräumige Tiefenstruktur unterhalb des sächsischen Granulitgebirges wird unter Berücksichtigung existierender Daten ein Krustenschnitt für die Geschwindigkeitstiefenstruktur entlang des variszischen Streichens extrapoliert. Geologische Modellvorstellungen zur Exhumierung (=Freilegung) hochmetamorpher Tiefengesteine werden mit dem seismischen Abbild der Tiefenstruktur verglichen und im Hinblick auf tektonische Signaturen diskutiert.

Einer der deutlichsten Indikatoren für gerichtete Prozesse ist die seismische Anisotropie. In **Kapitel 3** wird die bisherige Modellvorstellung der Anisotropie im obersten Erdmantel unter Süddeutschland vorgestellt und überarbeitet. Bisherige Modelle basieren auf der Beobachtung einer azimutabhängigen Laufzeit der Tauchwelle durch den obersten Erdmantel ( $P_n$ -Phase). Über eine gekoppelte Laufzeitanalyse registrierter  $P_n$ -Daten konnte die Azimutabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Phase in Süddeutschland nachgewiesen werden [Bamford, 1977]. Bei der Inversion der Laufzeit der  $P_n$ -Tauchwelle mit bisherigen Verfahren (klassische time-term Methode) wird die  $P_n$ -Phase näherungsweise als Kopfwelle betrachtet. Es wird gezeigt, daß diese Betrachtung

tungsweise die Magnitude der Anisotropie verfälscht, wenn Geschwindigkeitsgradienten unterhalb der Moho existieren. Das Verfahren der time-term Methode wurde so erweitert, daß bei der Laufzeitinversion auch Geschwindigkeitsgradienten berücksichtigt werden können, die beispielsweise aus den Amplituden der  $P_n$ -Phase gewonnen werden können [Enderle *et al.*, 1996]. Dieses neue Verfahren der kombinierten Inversion von Laufzeit- und Amplitudeninformation der  $P_n$  Phase liefert ein verbessertes 3-dimensionales Modell [vgl. Fuchs, 1983] für die seismische Geschwindigkeit an und unterhalb der klassischen Moho. Abschließend werden petrologische und geodynamische Konsequenzen der beobachteten Anisotropie diskutiert.

In **Kapitel 4** liegt der Schwerpunkt auf der Feinstruktur der Lithosphäre. Es wird hier versucht eine neue Information, die Koda, aus refraktionsseismischen Daten zu extrahieren und ihre Relevanz für dynamische Prozesse aufzuzeigen. In diesem Kapitel werden zunächst refraktionsseismische Daten aus unterschiedlichen Regionen vorgestellt und deren charakteristische Kodamuster diskutiert. Es wird gezeigt, daß insbesondere die Reflexion von der Krusten-Mantelgrenze ( $P_{MP}$ ) mit ihrer charakteristischen Koda eine neue Information über die Struktur der Übergangszone von Erdkruste zum Erdmantel (Moho) liefert. Im Anschluß wird ein Modell entwickelt, welches das dominante Muster in refraktionsseismischen Daten, die  $P_{MP}$  mit ihrer Koda, erklären kann. Da das Erscheinungsbild der  $P_{MP}$  als globales Muster zu erkennen ist, wird gefolgert, daß der zu Grunde liegende Prozeß ebenfalls von globaler Natur sein muß. Dieses Ergebnis in Kombination mit steilwinkel-seismischen Messungen (Reflexionsseismik) und Ultralangprofilen (bis über 3000 km) liefert ein Modell für die Änderung der Skaligkeit der Strukturen innerhalb der Lithosphäre [Enderle *et al.*, 1997]. Abschließend wird deren Bedeutung für geodynamische Prozesse diskutiert.

**Kapitel 5** schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung ab.

## **2 Orogene Prozesse und ihre seismische Signatur in der Erdkruste des Saxothuringikums**

### **2.1 Einleitung**

In diesem Kapitel wird versucht, mit Hilfe seismischer Tiefensondierung einen Beitrag zum Verständnis der Entwicklung post-orogener Extensionsstrukturen innerhalb der mitteleuropäischen Varisziden zu leisten. Dieses Kapitel ist wie folgt aufgebaut:

Zunächst wird der Leser in den geologischen Rahmen und die Besonderheiten des sächsischen Granulitgebirges eingeführt (Abschnitt 2.2.1). Im Anschluß werden geologische Modellvorstellungen zur Entstehung dieser lithologischen Anomalie vorgestellt und diskutiert (Abschnitt 2.2.2). Die zentrale Fragestellung ist dabei, wie das aus Unterkrustenmaterial zusammengesetzte Granulitgebirge an seine heutige Position an der Erdoberfläche gelangen konnte und wie es sich in der Tiefe fortsetzt.

Wichtige Randbedingungen für ein besseres Verständnis der Prozesse, die Unterkruste exhumieren (d.h. freilegen) können, liefert ein möglichst detailliertes und zugleich großräumiges Abbild der Tiefenstruktur. Solche Abbilder können mit Hilfe seismischer Tiefensondierung gewonnen werden. In Abschnitt 2.2.3 werden existierende tiefenseismische Profile, die das Saxothuringikum durchqueren, zusammengestellt und teilweise



reinterpretiert. Die Analyse existierender Daten zeigt, daß die Tiefenstruktur im östlichen Saxothuringikum und insbesondere im Bereich des sächsischen Granulitgebirges nur unzureichend bekannt ist.

Ein Blick in die nordamerikanische Basin-and-Range-Provinz (Abschnitt 2.2.4), die in geologischer Hinsicht zahlreiche Analogien zum sächsischen Granulitgebirge aufweist und deren Tiefenstruktur durch seismische Messungen weitgehendst bekannt ist, gibt erste Hinweise auf ein mögliches seismisches Abbild des sächsischen Granulitgebirges.

Um die Information über die Tiefenstruktur im Umfeld des sächsischen Granulitgebirges zu verbessern, wurde eine Reihe von geophysikalischen Messungen<sup>1</sup> durchgeführt, die sowohl refraktionsseismische (GRANU95) als auch reflexionsseismische (DEKORP95) und magnetotellurische (GRANU95) Datenakquisition umfaßt. Diese Arbeit legt den Schwerpunkt auf die refraktionsseismischen Messungen GRANU95. Das Ziel der refraktionsseismischen Messungen GRANU95 war die Gewinnung eines Geschwindigkeitstiefenmodells der Kruste und des obersten Erdmantels. In Abschnitt 2.3 wird das Feldexperiment GRANU95 und die Aufbereitung der Daten beschrieben.

Im Anschluß (Abschnitt 2.4-2.6) wird aus den gemessenen refraktionsseismischen Daten ein Geschwindigkeitstiefenmodell abgeleitet. Die Ergebnisse der seismischen Modellierung werden in Abschnitt 2.6 unter Berücksichtigung der reflexionsseismischen Messungen DEKORP95 ausführlich diskutiert und mit synthetischen Seismogrammen überprüft.

In Abschnitt 2.7 wird das neue Modell (GRANU95) für das östliche Saxothuringikum mit den Ergebnissen des Wildflecken-Experiments im westlichen Saxothuringikum kombiniert und damit ein Modell für die Tiefenstruktur unterhalb des saxothuringischen Terrans abgeleitet. Unter Einbeziehung geologischer und petrologischer Aspekte wird versucht, einen Beitrag zur Rekonstruktion des variszischen Kollisionsszenarios zu leisten.

Abschließend werden in Abschnitt 2.8 einige Schwierigkeiten diskutiert, die sich bei der Interpretation der seismischen Modelle im Hinblick auf geodynamische Prozesse ergeben.

---

<sup>1</sup> Die reflexionsseismischen Messungen wurden unter der Leitung von DEKORP (Deutsches kontinentales reflexionsseismisches Programm) durchgeführt. Das Projekt trägt den Namen DEKORP95. GRANU95 hingegen ist die Projektbezeichnung für die refraktionsseismischen und magnetotellurischen Messungen, die unter der Leitung des Geophysikalischen Instituts der Universität Karlsruhe, des GeoForschungszentrum Potsdam und der Universität Leipzig durchgeführt wurden.

## 2.2 Das sächsische Granulitgebirge: Ein-Blick in die Unterkruste?

### 2.2.1 Unterkruste in der Oberkruste

Die Unterkruste ist aufgrund ihrer begrenzten Zugänglichkeit wohl eine der am wenigsten verstandenen Komponenten der kontinentalen Kruste. Es gibt nur wenige Stellen auf der Erde, an denen dieser Teil der Kruste heute an der Oberfläche zugänglich ist<sup>2</sup>. Diese Aufschlüsse, sogenannte regionale Granulit-Terrane, bieten direkten Zugang zu Unterkrustenmaterial und damit die seltene Möglichkeit, Unterkruste im Labor zu analysieren. Petrologische und geochemische Analysen geben neben der Zusammensetzung auch entscheidende Hinweise auf die Entwicklungsgeschichte dieser exhumierten (freigelegten) Unterkruste. Für eine komplette Rekonstruktion der zeitlichen Entwicklung lassen Laboranalysen allein dennoch einen großen Spielraum, dessen Einengung ein interdisziplinäres Vorgehen verschiedenster geowissenschaftlicher Untersuchungen erfordert.

Granulite bilden sich unter hohen Temperaturen bei gleichzeitig hohem Umgebungsdruck in der kontinentalen Erdkruste und werden daher im allgemeinen als der in der Unterkruste vorherrschende Gesteinstyp betrachtet. Die in der Unterkruste äquilibrierten Granulite sind an der Erdoberfläche im wesentlichen in zwei Formen zugänglich. Erstens, wie bereits oben erwähnt, in Form von großräumigen Granulit-Terranen mit flächenhaften Ausdehnungen von mehreren hundert Quadratkilometern und zweitens als Xenolithe, d.h. kleine Gesteinsfragmente (im cm Bereich), die sehr schnell in Magmen zur Erdoberfläche aufgestiegen sind. Beiden Arten liegen unterschiedliche Prozesse zugrunde, welche die Granulite an die Oberfläche transportiert haben. Während Xenolithe mit Vulkanismus in Verbindung stehen, sind Granulit-Terrane in der Regel an tektonische Prozesse geknüpft [Rudnik & Fountain, 1995]. Die Tatsache, daß Granulite heute an ausgewählten Stellen an der Erdoberfläche zugänglich sind, regt folgende Fragen an: 1) wie und warum können Granulite prinzipiell an die Erdoberfläche gelangen und 2) repräsentieren sie dort noch Unterkruste? Beide Fragen sind von so grundsätzlicher Natur, daß diese Arbeit nicht den Anspruch erheben kann, sie vollständig zu beantworten.

Das Sächsische Granulitgebirge repräsentiert eine großflächige Einheit granulitischer Unterkruste im östlichen Saxothuringikum (Abbildung 2.1). Diese Granulite entstanden unter sehr hohem Umgebungsdruck von ca. 1 GPa, d.h. in einer Tiefe größer 30 km

---

<sup>2</sup> z.B. Napier Complex, Antarktis; Khondatile belt, Südindien/Sri Lanka; Pikwitonei Granulitdome, Kanada [Mezger, 1992]

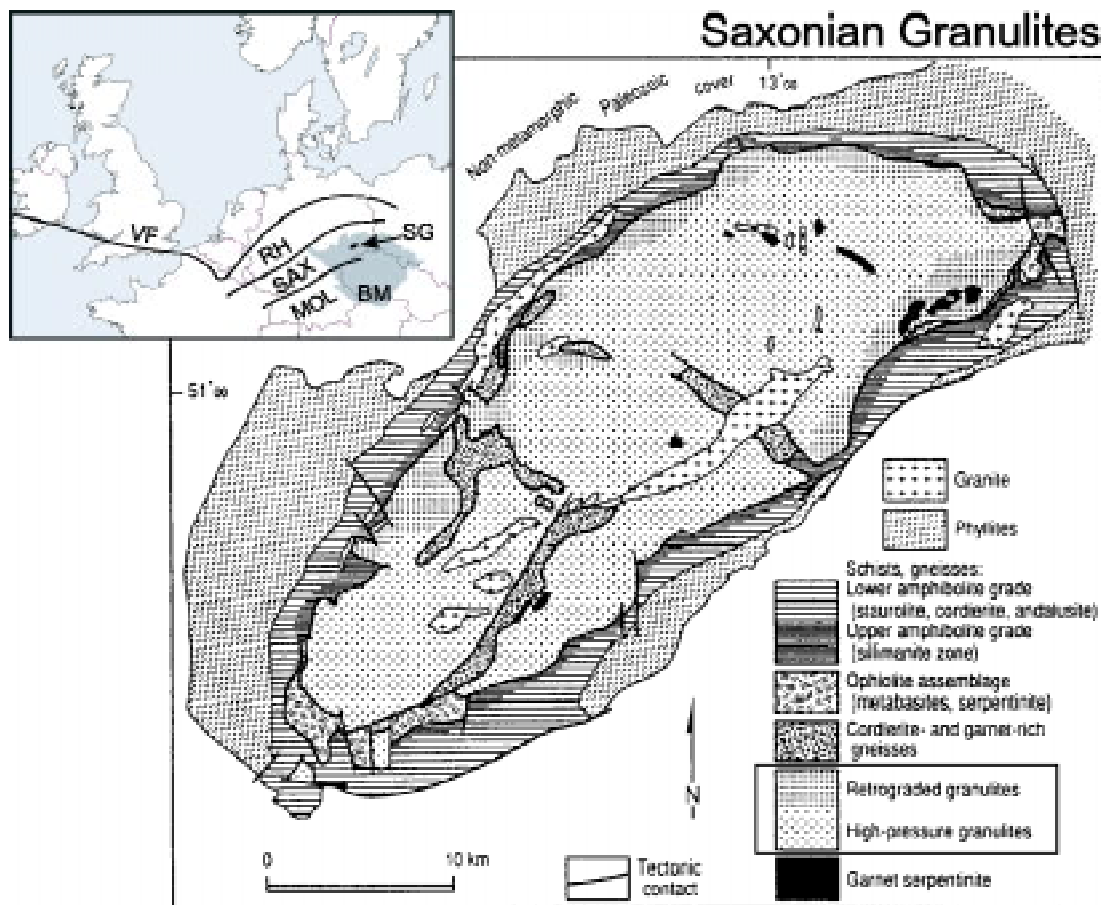


Abbildung 2.1: Petrologische Zusammensetzung des aufgeschlossenen Granulitkomplexes [nach Reinhardt & Kleemann, 1994]. Inset: Lage des Sächsischen Granulitgebirges (SG) innerhalb der mitteleuropäischen Varisziden (VF - Variszische Front, RH - Rhenohercynikum, SAX - Saxothuringikum, MOL - Moldanubikum, BM - Böhmisches Masse).

[Rötzler, 1992], im Zeitraum der variszischen Orogenese [Kroner, 1995] und sind heute am Nordrand der Böhmisches Masse aufgeschlossen (s. Inset in Abbildung 2.1). Der elliptisch geformte Aufschluß mit Längen der Halbachsen von ca. 50 km (SW-NE) und 20 km (NW-SE) besteht größtenteils aus felsischen Granuliten und stellt mit einer Flächenbedeckung von über 750 km<sup>2</sup> ein bedeutendes geotektonisches Fenster in die Unterkruste dar.

Die petrologische Zusammensetzung des aufgeschlossenen Granulitgebirges ist nach Reinhardt & Kleemann [1994] in Abbildung 2.1 dargestellt. Der größte Anteil des aufgeschlossenen Granulitkomplexes ist felsischer Natur (Hochdruck-Granulite, größtenteils pyroxenfrei). In geringen Anteilen treten mafische bis ultramafische Granulite (retrograde Granulite, pyroxenreich) sowie Cordierit- und Granatgneise auf. Stellenweise findet man Serpentinite, die Reste eines Ophiolitkomplexes darstellen [Werner, 1981] und somit Spuren eines subduzierten Ozeans dokumentieren. Der Granulitkern wird lokal von jüngeren Granitgängen durchsetzt, die im späteren Unterkarbon intrudiert sind

und somit eine Zeitmarke für das Ende des Exhumierungsprozeß des Sächsischen Granulitgebirges setzen [Kroner, 1995].

Der sogenannte „Schiefermantel“, bestehend aus schwach metamorphen Gesteinen, umhüllt den granulitischen Aufschluß und stellt nach Franke [1993] einen enormen Sprung von schwach (außerhalb) zu hochgradig (innerhalb) metamorphen Einheiten dar. Der Schiefermantel läßt sich unterteilen in einen „äußeren Schiefermantel“ (Phyllite), der regionale Verbreitung zeigt und einen „inneren Schiefermantel“ (amphibolit-fazielle Schiefer und Gneise), der ausschließlich mit dem Granulitkomplex assoziiert ist. Außerhalb des Schiefermantels findet ein abrupter Übergang zur nicht-metamorphen paläozoischen Bedeckung statt. Überquert man den „Schiefermantel“ vom Granulitkomplex kommend, so durchläuft man innerhalb weniger Kilometer (3-5 km) ein horizontales Metamorphoseprofil, welches in einer ungestörten Kruste einer vertikalen Distanz von ca. 35 km entspräche.

Die geologische Kartierung (Abbildung 2.1) verdeutlicht, daß der östliche Teil des Saxothuringikums äußerst kompliziert strukturiert ist. Die Oberflächenprojektion dieser angeschnittenen Unterkruste zeigt, daß Gesteine unterschiedlichsten Alters und Metamorphosegrades neben und sehr wahrscheinlich auch übereinander liegen. Zur Abschätzung des Volumens dieser stratigraphischen Anomalie fehlt bislang die Größendimension der vertikalen Achse. Geophysikalische Verfahren zur Tiefensondierung können helfen, die vertikale und laterale Tiefenausdehnung des Granulitkomplexes und der Krustenstruktur unterhalb dieser Anomalie zu bestimmen.

Mit Hilfe publizierter Labormessungen von seismischen Geschwindigkeiten [z. B. Christensen & Mooney, 1995] für verschiedene Gesteinsarten können erste Erwartungswerte für *in situ* gemessene seismische Geschwindigkeiten unter Berücksichtigung der petrologischen Zusammensetzung des Sächsischen Granulitgebirges abgeschätzt werden. Christensen & Mooney [1995] geben im Rahmen einer globalen Studie der Zusammensetzung der kontinentalen Kruste seismische P-Wellengeschwindigkeiten von ca. 6.3 km/s für einen typischen felsischen Granulit in geringer Tiefe (5 km) an. Dies ist in guter Übereinstimmung mit Labormessungen von Gesteinsproben aus dem Sächsischen Granulitgebirge [Müller, 1995]. Abbildung 2.1 zeigt, daß das Sächsische Granulitgebirge neben den überwiegend felsischen Granuliten auch mafische bis ultramafische Komponenten ( $V_p > 6.7$  km/s) enthält, welche die *in situ* gemessene seismische Durchschnittsgeschwindigkeit erhöhen sollten. Gesteinsanteile geringer seismischer Geschwindigkeit (z.B. Granit-Gneise,  $V_p \approx 6.0$  km/s) finden sich nur in kleinen Mengen. Sollten sich derart hohe Geschwindigkeiten im Umfeld des Sächsischen Granulitgebirges experimentell nachweisen lassen, besteht die Möglichkeit, über den Parameter der

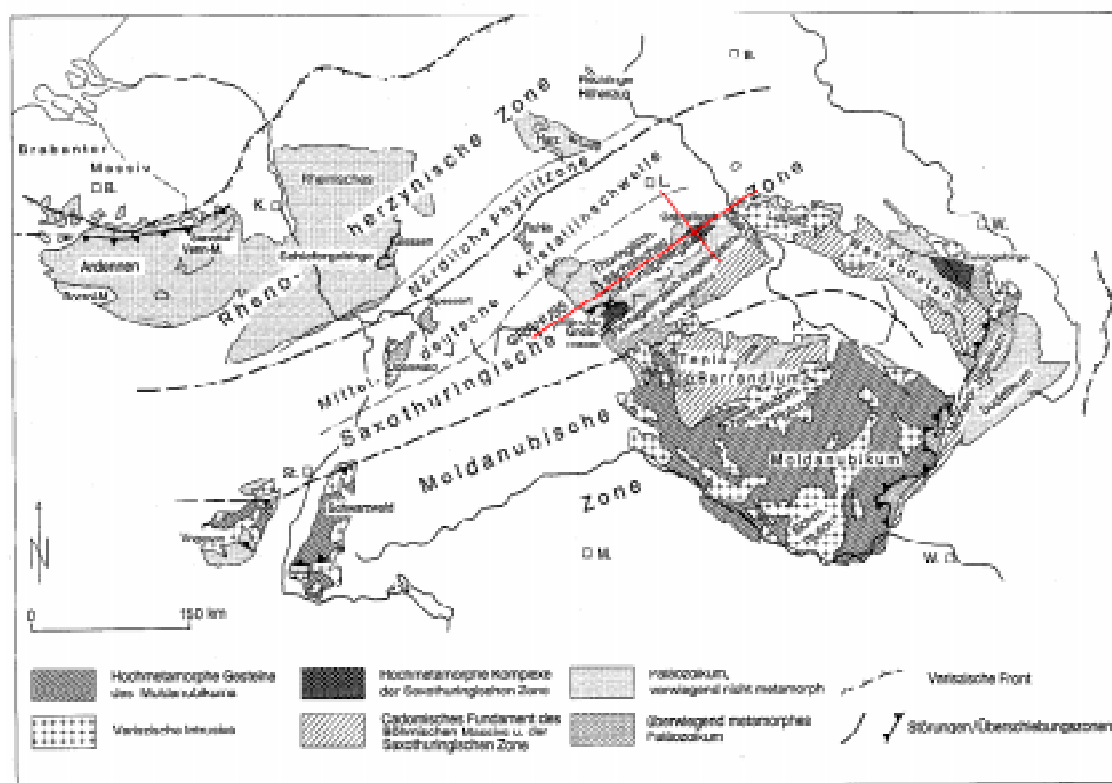


Abbildung 2.2: Variszische Gebirgsstrukturen in Mitteleuropa [nach Franke, 1989]. Zusätzlich sind die seismischen Profile des GRANU95-Experiments (s. Abschnitt 2.3) im östlichen Saxothuringikum eingezeichnet.

seismischen Geschwindigkeit die Tiefenausdehnung des Sächsischen Granulitgebirges zu bestimmen.

Abbildung 2.2 zeigt eine Übersicht über die variszischen Gebirgsstrukturen des heutigen Mitteleuropas nach Franke [1989]. Für ein besseres Verständnis der regional-geologischen Zusammenhänge wird im Anhang (Abschnitt 7.1) ein kurzer Abriss über die geologisch relevanten Ereignisse in der Entwicklung Mitteleuropas für das Sächsische Granulitgebirge gegeben. Das variszische Mitteleuropa läßt sich aufgrund unterschiedlicher sedimentär-magmatischer und tektonisch-metamorpher Entwicklung in drei streifenartige, grob SW-NE verlaufende Zonen unterteilen: (a) das Rhenohercynikum, (b) das Saxothuringikum und (c) das Moldanubikum [Kossmat, 1927].

Franke [1993] deutet den saxothuringischen Gürtel als ein im Kambrium bis Ordovizium entstandenes Riftbecken, welches zu Beginn der Ära der variszischen Orogenese durch südost-vergente Subduktion und dextrale Transpression geschlossen wurde. Das Saxothuringikum repräsentiert heute gedehnte Kruste, die während der variszischen Orogenese zwischen dem heute nordwestlich angrenzenden Rhenohercynikum und dem südöstlich benachbarten Moldanubikum eingebettet wurde (Abbildung 2.2). Ein beson-

deres Merkmal dieses Terrans ist das Auftreten hochmetamorpher Gesteinskomplexe an der Erdoberfläche (z.B. Münchberger Gneismasse, Sächsisches Granulitgebirge, Eulengebirge; s. Abbildung 2.2).

Geophysikalisch ist das Saxothuringikum gekennzeichnet durch zahlreiche Schwereanomalien (z. B. Kraichgau, Münchberger Gneismasse) entlang der Achse des variszischen Streichens und insbesondere durch eine starke magnetische Unruhe im Vergleich zu den benachbarten Terranen [Kartierungen im Rahmen der EGT, *Blundell et al.*, 1992]. Im zentralen Teil des östlichen saxothuringischen Beckens gelegen, ist das Sächsische Granulitgebirge die bedeutendste Struktur, die durch Krustendehnung entstanden oder stark beeinflusst worden ist.

### **2.2.2 Geologische Modelle zur Entstehung des sächsischen Granulitgebirges**

Die Exhumierung des Sächsischen Granulitgebirges und das damit verbundene Verständnis von Prozessen, die Unterkrustenmaterial an die Erdoberfläche transportieren, ist seit über zwei Jahrzehnten eine Schlüsselfrage zur Entstehungsgeschichte der Varisziden. Dabei ist nicht ausschließlich der Transportprozeß als solcher die Hauptschwierigkeit, sondern vielmehr die bei der Rekonstruktion zu berücksichtigenden geochronologischen und petrologischen Randbedingungen, welche den Exhumierungsprozeß in ein enges Zeitfenster zwingen.

Prinzipiell müssen zwei Prozesse unterschieden werden, die beide notwendig sind, um den heutigen Krustenzustand erklären zu können. Einerseits muß der Granulitkomplex während einer druckbetonten Metamorphose entstanden sein, d.h. in einem konvergenten tektonischen Regime. Altersdatierungen [*Quadt*, 1993] fordern, daß die Granulite während der variszischen Orogene gebildet wurden. Der zweite Prozeß ebenfalls variszischer Natur, belegt durch jüngere Granitintrusionen [*Kroner*, 1995], muß die Granulite an ihre heutige Lage an die Erdoberfläche transportiert haben.

Verschiedene Modelle basierend auf magmatischen und/oder tektonischen Prozessen wurden vorgeschlagen. Während man bei früheren Interpretationen vorwiegend Kompressionsprozesse zugrunde legte, um den Granulitkomplex nach der Paragenese als diapirartigen Aufstieg von Unterkrustenmaterial zu deuten [*Behr*, 1978; *Behr et al.*, 1984], gewinnt in neueren Interpretationen die post-orogene Extension als treibende Kraft immer mehr an Bedeutung.

Versucht man mittels Kompression, d.h. entweder mit Überschiebungstektonik oder Diapirismus, Unterkrustengranulite zu exhumieren, so wird man an einfachen physikalischen Randbedingungen scheitern. Zum einen zeigt eine Betrachtung von Massenpunkten vor und nach einer Überschiebung, daß sich die Distanz zwischen Erdoberfläche und

## Simple shear (Wernicke, 1985)

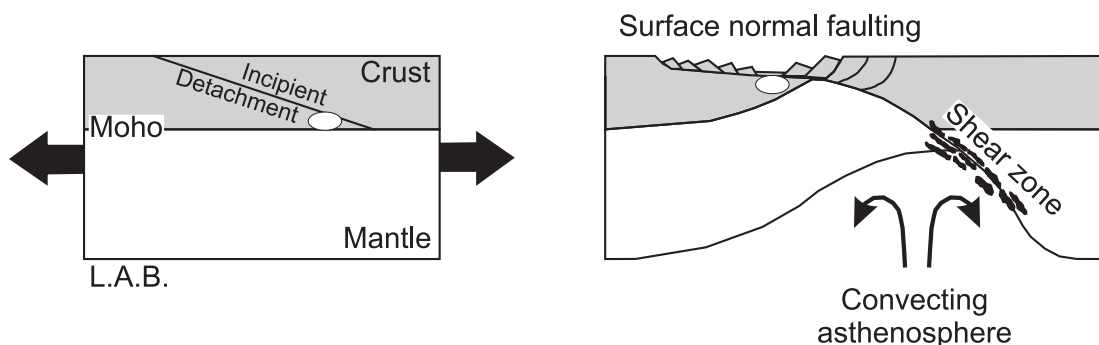


Abbildung 2.3: Rheologisches Modell der „einfachen Scherung“ [simple shear Wernicke, 1985] zur Beschreibung kontinentaler Dehnung. Die Lage eines metamorphen Kernkomplexes mit Ursprung aus der Unterkruste (weiße Ellipse) ist vor (linkes Bild) und nach (rechtes Bild) der Extension skizziert.

der Lage der zu exhumierenden Gesteine nicht verkürzt [Platt, 1993] und zum anderen weisen Granulite im Gegensatz zu Salzdiapiren keine mechanisch signifikante Dichteinversion<sup>3</sup> bezüglich der oberen Kruste auf. Da somit ein Transport der Granulite durch die überlagernde Kruste hindurch nicht möglich ist, muß diese wegtransportiert worden sein. Hierbei bietet sich in Orogenen zunächst die Erosion an. In Gebieten mit hohem Relief können Erosionsraten von 2-3mm/Jahr erreicht werden, wodurch 30 km Kruste theoretisch in 12 Ma abgetragen werden könnte. Eine solche tiefgreifende Erosion hätte aber sämtliche den Granulit überlagernden Gesteine abtragen müssen und würde nicht zu dem heute beobachteten engen Nebeneinander von hoch- und tiefkrustalen Einheiten im selben Krustenabschnitt führen [Kroner, 1995].

Diese Überlegungen verdeutlichen, daß Kompressionsprozesse zwar für die Bildung der Granulite, nicht aber für ihre Exhumierung primär verantwortlich waren. Der scheinbare Widerspruch, der Extensionsprozesse innerhalb einer Orogenese fordert, läßt sich lösen, wenn das Ende der Orogenese nicht mit dem Ende der konvergenten Plattenbewegung gleichgesetzt wird (wie im klassischen Wilson-Zyklus), sondern ein spät-orogener Kollaps folgt [Dewey, 1988].

Matte et al. [1990] schlagen ein Modell vor, in dem die Granulite während des post-orogenen Kollaps der Varisziden (Extension) an ihre heutige Position gebracht wurden. Für den mechanischen Transport der Granulite an die Erdoberfläche wird dabei das Modell der „einfachen Scherung“ [Wernicke, 1985] zugrunde gelegt (Abbildung 2.3). Dieses Modell legt einen flach einfallenden Abscherhorizont zugrunde, der die gesamte Kruste durchschneidet. Bei asymmetrischer Krustendehnung führt die Abschiebung der

<sup>3</sup> Bei Salzstöcken wird der Auftrieb durch eine durchschnittliche Dichteinversion von  $\Delta\rho \approx 0.2$  bis  $0.3 \cdot 10^3 \text{ kgm}^{-3}$  hervorgerufen [Eisbacher, 1991]

Oberplatte aufgrund der Druckentlastung zum isostatischen Aufstieg der Unterplatte. Abschiebung entlang derartiger Störungen ermöglicht eine Exhumierung hochmetamorpher Kerne („metamorphe Kernkomplexe“), die neben relativ schwachmetamorphen Gesteinen an der Erdoberfläche angelagert werden können. Die charakteristische Signatur dieses Prozesses ist eine aufgewölbte Moho mit lateralem Versatz zur oberflächennahen Beckenstruktur, eine stark reduzierte Oberflächentopographie und als Konsequenz des Abscherhorizontes eine krustendurchdringende Scherzone. Die Zone maximaler Krustenausdünnung ist in diesem Modell lateral versetzt zur dünnsten Zone der gesamten Lithosphäre.

In Übereinstimmung mit dieser Betrachtungsweise argumentiert Franke [1993], daß die Antiklinalstruktur des sächsischen Granulitkomplexes durch großräumige krustale Extension entstanden oder zumindest stark beeinflusst worden ist. Eine der wichtigsten Stützen hierfür ist die petrologische Analyse von Granuliten aus dem Sächsischen Granulitgebirge [Rötzler, 1992], die bei der Rekonstruktion der Metamorphosestadien anhand von Druck-Temperatur-Pfaden (P-T Diagramm) eine nahezu isotherme Dekompression zeigen. Dieser P-T-Pfad läßt sich am besten in einer Extensionszone mit hohem Wärmefluß zur Zeit der Exhumierung erklären.

Franke [1993] schlägt ein dreistufiges Szenario zur Entstehungsgeschichte der sächsischen Granulite vor, indem bereits im Präkambrium Mantelgestein in die Kruste intrudiert und diese verdickt. Die verdickte Kruste wird später im Paläozoikum Bestandteil des saxothuringischen Riftprozesses und wird dabei in zwei Schüben, einmal im Kambro-Ordovizium und zum zweiten Mal im mittleren Devon, stark gedehnt. Diese Dehnungsphasen leisten den entscheidenden Beitrag zur Exhumierung der Granulite. Der Durchbruch der granulitischen Antiform zur Oberfläche wird schließlich durch moderate Kompression und Hebung im frühen Karbon erreicht. Frankes Szenario steht im Widerspruch zu den oben erwähnten radiometrischen Altersbestimmungen [Quadt, 1993], welche die Bildung der Granulite im Zeitraum der variszischen Orogenese fordert.

Nach Franke [1993] ist das Saxothuringikum aus einer Kette von metamorphen Kernkomplexen aufgebaut, die beispielsweise im Sächsischen Granulitgebirge die Oberfläche erreicht und sich in variszischer Streichrichtung nach SW hin fortsetzt. Das sächsische Granulitgebirge zeigt in geologischer Hinsicht zahlreiche Analogien zur nordamerikanischen Basin-and-Range-Provinz, in der ähnliche Exhumierungsprozesse heute aktiv sind [Franke, 1993]. Im Gegensatz zum Sächsischen Granulitgebirge wird in der Basin-and-Range-Provinz mit dem Modell der metamorphen Kernkomplexe „nur“ die Exhumierung von Granuliten aus der mittleren Kruste erklärt. Für die Exhumierung der



Sächsischen Granulite aus der Unterkruste wird eine wesentlich höhere Dehnung benötigt. Reinhardt & Kleemann [1994] beschreiben das sächsische Granulitgebirge als ein klassisches Beispiel für hochmetamorphe Tiefengesteine (ehemalige Unterkruste) in unmittelbarem Kontakt zu schwachmetamorphen Gesteinen (obere Kruste). Um diesen Krustenzustand zu erklären, benutzen die Autoren das Modell der asymmetrischen Krustendehnung [einfache Scherung nach *Wernicke*, 1985] entlang einer flach einfallenden Verwerfung.

Legt man das Modell der einfachen Scherung [*Wernicke*, 1985] für die Exhumierung der Sächsischen Granulite entlang einer flach einfallenden Verwerfung ( $12^\circ$ ) aus einer Tiefe von 30 km zugrunde, so erhält man Abschiebungsweiten über 140 km. Franke [1993] schätzt die hierfür benötigte kontinuierliche Dehnungsperiode auf mindestens 160 Ma. Eine derart starke Extension ist demnach das letzte großtektonische Ereignis, welches seine Signaturen in der westeuropäischen Lithosphäre hinterlassen hat und ist daher möglicherweise mit einer großräumigen seismischen Anisotropie im obersten Erdmantel zu korrelieren, wie sie auch in der Basin and Range Provinz [*Bamford et al.*, 1979] und in Süddeutschland [*Bamford*, 1977; *Fuchs*, 1983; *Enderle et al.*, 1996] beobachtet wird (vgl. hierzu Kapitel 3).

Während die Extension als treibende Kraft für die Exhumierung des sächsischen Granulitgebirges unter Geowissenschaftlern weitgehendst akzeptiert wird, ist die Tiefenstruktur des Granulitgebirges Gegenstand kontroverser Diskussionen. Stellt das Granulitgebirge einen isolierten Körper mit nur geringer Tiefenausdehnung in der Oberkruste dar oder setzt sich das Granulitgebirge bis in große Tiefen fort? Gibt es seismische Hinweise für eine krustendurchdringende Scherzone, wie sie z.B. Reinhardt & Kleemann [1994] oder Matte et al. [1990] vorschlagen? Besteht ein Zusammenhang mit anderen aufgeschlossenen Tiefengesteinen (z.B. Münchberger Gneismasse) in der näheren Umgebung?

### **2.2.3 Existierende seismische Daten im Bereich der Saxothuringischen Zone**

Als wichtige Vorarbeit im Hinblick auf neue seismische Messungen wurden zunächst existierende seismische Daten zusammengestellt und teilweise reinterpretiert. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Daten des Wildflecken Experiments [*Zeis et al.*, 1990] gelegt.

Im westlichen Teil Süddeutschlands existiert ein dichtes Netz refraktionsseismischer Messungen (s. Abbildung 2.4). Bereits in den 20er Jahren begann man, Steinbruchsprengungen mit einfachen, analogen seismischen Apparaturen zu registrieren [*Wiechert*, 1929]. Eine der ersten Auswertungen einer Profillinie im westlichen Saxo-

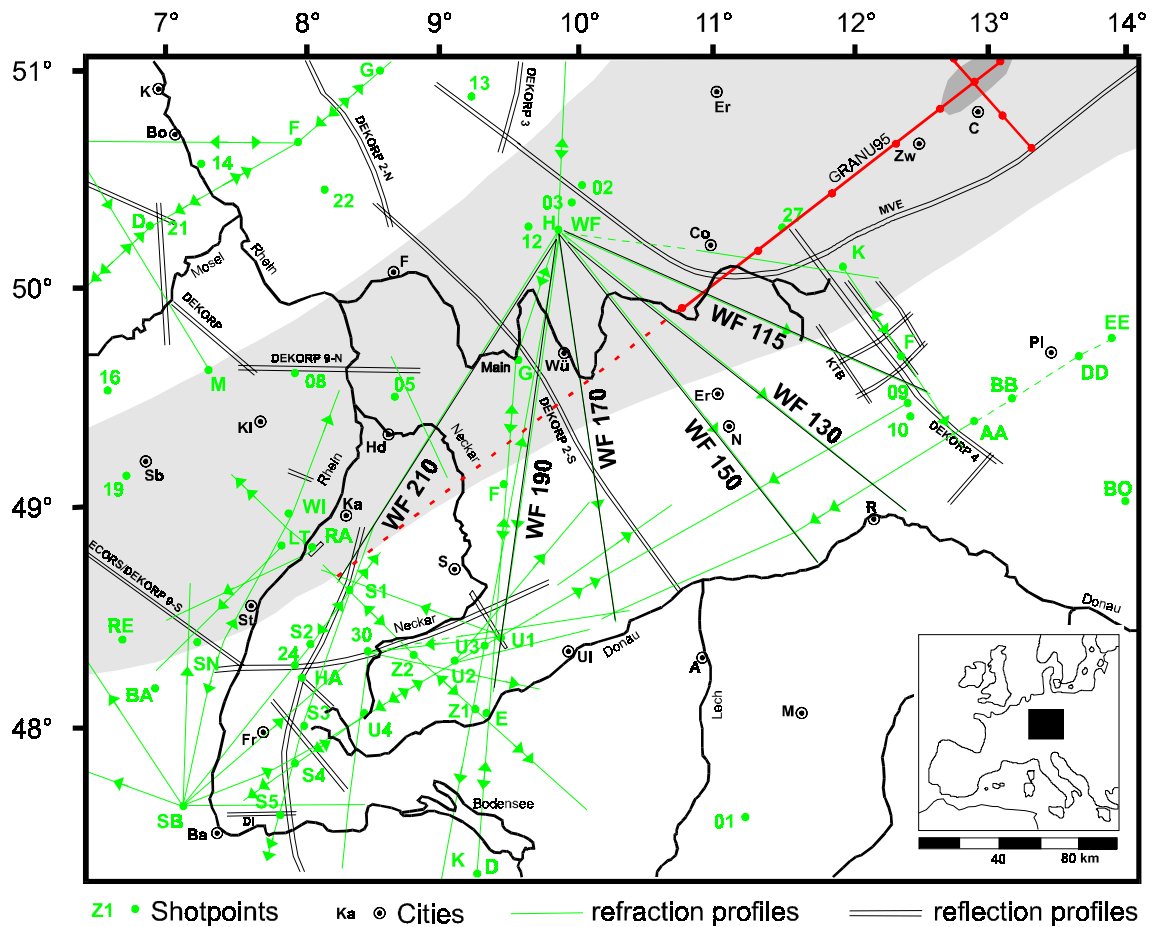


Abbildung 2.4: Seismische Profile im Bereich des westlichen Saxothuringikums. Die Profile des Wildflecken Experiments sind mit WF-115 bis WF-210 je nach Profilarizimut gekennzeichnet. Die Saxothuringische Zone ist grau hinterlegt. Im östlichen Teil (rechts oben) ist das GRANU95 Profil (diese Arbeit) und seine imaginäre Verlängerung ins westliche Saxothuringikum hinein (gestrichelte Linie) skizziert.

thuringikum (Kraichgau) gab zur Mühlen [1956]. Er entdeckte ungewöhnlich hohe Scheingeschwindigkeiten im Bereich des Kraichgau-Schwerehochs, die er einem gab-broiden Tiefengestein ( $V_p \approx 6.5 \text{ km/s}$ ) in geringer Tiefe (ca. 2 km) zuschreibt.

Im Anschluß an die Epoche der Steinbruch-Seismik folgten gezielte Experimente wie das Rheingraben-Projekt 1972 [Edel et al., 1975], das Urach-Projekt 1978/79 [Gajewski & Prodehl, 1985], das Wildflecken-Experiment 1982 [Zeis et al., 1990], das Schwarzer-Zollernwald-Projekt 1984 [Gajewski & Prodehl, 1987] und schließlich die EGT<sup>4</sup> 1986 [EUGEMI, 1989]. Die Daten der einzelnen Projekte sind von unterschiedlicher Qualität. So liegen beispielsweise die Daten der Steinbruch-Seismik größtenteils nur als Papieraufzeichnungen vor und sind von daher schwierig zu reprozessieren. Die für das westliche Saxothuringikum relevanten neueren Daten beschränken sich auf die Projekte

<sup>4</sup> Europäische GeoTraverse

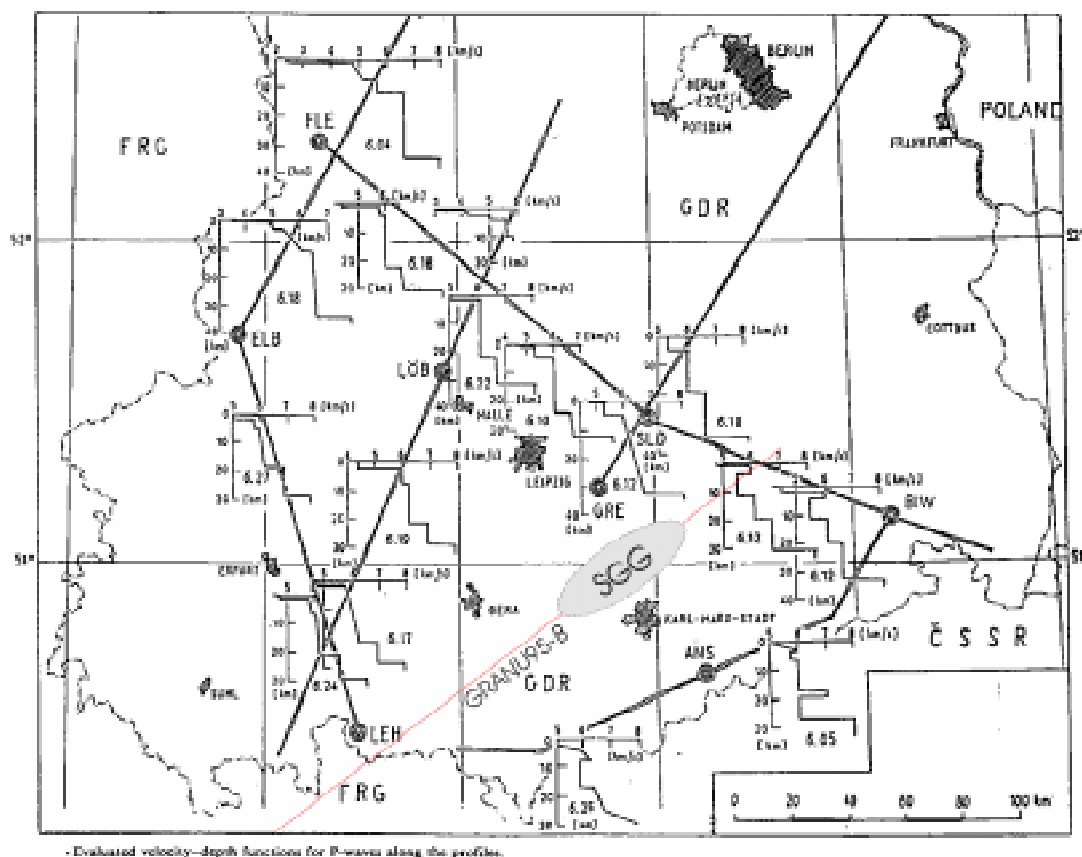


Abbildung 2.5: Refraktionsseismische Profile der ehemaligen DDR im Bereich des östlichen Saxothuringikums und ihre eindimensionale Auswertung nach Schulze & Lück [1992]. Zusätzlich ist die Lage des neuen refraktionsseismischen Profils GRANU95-B (diese Arbeit) durch das Sächsische Granulitgebirge (SGG) zur besseren Orientierung eingezeichnet

Wildflecken und EGT, wobei die EGT-Linie im Saxothuringikum mit dem Wildfleckenprofil WF-190 zusammenfällt. Diese Daten wurden überwiegend mit MARS66-Apparaturen analog aufgezeichnet und anschließend digitalisiert.

Im Bereich des östlichen Saxothuringikums existieren refraktionsseismische Daten des ehemaligen ZIPE<sup>5</sup>, die von Schulze & Lück [1992] zusammengestellt und einheitlich ausgewertet wurden. Abbildung 2.5 zeigt eine graphische Zusammenfassung der Ergebnisse. Aufgrund der Datenqualität beschränkte sich die Auswertung auf die Ableitung eindimensionaler Geschwindigkeitstiefenfunktionen (1D-Modelle). Abbildung 2.5 verdeutlicht, daß im östlichen Saxothuringikum, insbesondere im Umfeld des Sächsischen Granulitgebirges nur wenig Information über die Geschwindigkeitstiefenstruktur existiert. Im folgenden wird versucht aus den Daten des Wildflecken-Experiments [Zeis *et al.*, 1990; Enderle & Prodehl, 1994] und den seismischen Ergebnissen aus der ehemali-

<sup>5</sup> Zentralinstitut für Physik des Erdinnern der ehemaligen DDR

gen DDR [*Schulze & Lück, 1992*] ein Geschwindigkeitstiefenmodell für die Saxothuringische Zone zu erstellen.

Das Wildflecken-Experiment umfaßt sechs Profile, die fächerförmig vom Rheingraben bis zum Böhmischem Massiv registriert wurden (WF115-WF210 in Abbildung 2.4). Die Daten liegen als 3-Komponenten-Magnetbandaufzeichnungen im Geophysikalischen Institut/Karlsruhe vor. Eine Interpretation der P-Wellendaten gaben erstmals Zeis et al. [1990], indem sie eindimensionale Geschwindigkeitstiefenmodelle berechneten.

Die Interpretation refraktionsseismischer Daten, insbesondere die Phasenkorrelation (vgl. Abschnitt 2.4.1), ist ein auf die unterschiedliche Erfahrungsbasis des jeweiligen Interpreten gestützter Prozeß und kann sich dadurch von Interpret zu Interpret unterscheiden. Der Prozeß wird weitgehend durch Vergleich mit synthetischen Seismogrammen kontrolliert. Dennoch spiegeln sich Unterschiede der verschiedenen Interpreten in den einzelnen Modellvorstellungen wieder, wodurch ein objektiver Vergleich von Modellen unterschiedlicher Autoren erschwert wird. Um ein möglichst einheitliches Modell für das Saxothuringikum zu erhalten, wurden die Daten des Wildflecken-Experiments reinterpretiert. Im Rahmen der Reinterpretation dieses Datensatzes wurden erstmals Scherwellendaten interpretiert, die bei der Durchführung des Experiments aufgezeichnet wurden, bisher aber unbearbeitet blieben. Zur Reinterpretation der Daten wurden für alle Profile neue Seismogrammontagen erstellt. Alle P- und S-Wellenmontagen sind in Enderle & Prodehl [1994] abgebildet.

Aufgrund fehlender Gegenschüsse ist das Wildflecken-Experiment ein sogenanntes ein-dimensionales Experiment. Dies bedeutet, daß eine eventuell vorhandene laterale Änderung einzelner Schichtgrenzen nicht berücksichtigt werden kann. Laterale Variationen werden in Vertikalstrukturen projiziert, wodurch das Ergebnis der Modellierung verfälscht werden kann. Die Berechnung von 1D-Geschwindigkeitstiefenfunktionen kann dennoch erste Anhaltspunkte für eine mittlere Geschwindigkeitsstruktur der Kruste sowie der Tiefenlage prominenter Diskontinuitäten in der Kruste und der Krusten-Mantelgrenze geben. Die mit 1D-Verfahren berechneten Geschwindigkeiten sind Scheingeschwindigkeiten, d.h. sie geben die Ausbreitungsgeschwindigkeit seismischer Wellen in einer horizontal geschichteten Erde wieder. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so können die Scheingeschwindigkeiten erheblich von den „wahren Geschwindigkeiten“ abweichen.

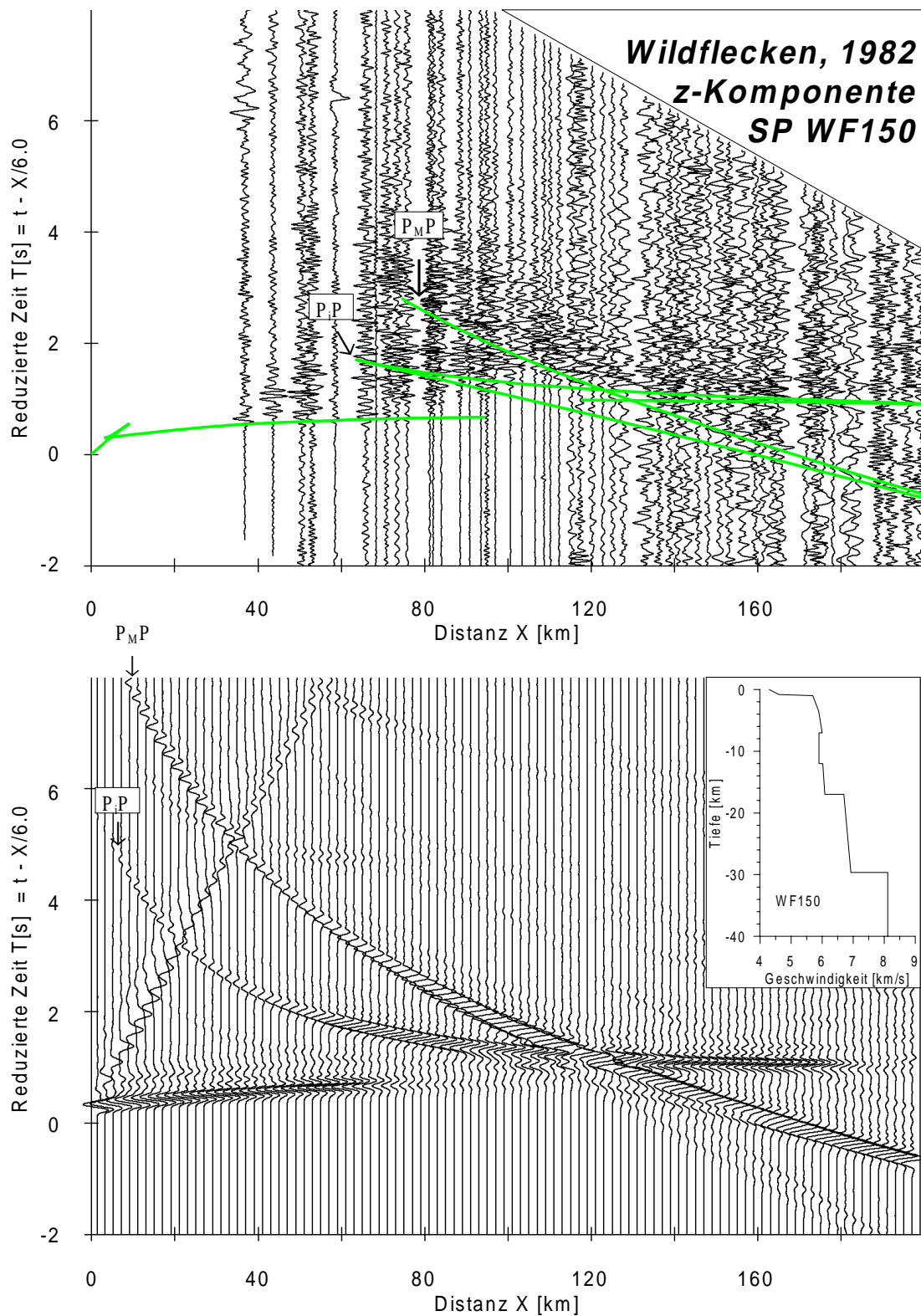


Abbildung 2.6, oben: Spurnormierte P-Wellen-Seismogramm für den Schußpunkt WF-150 des Wildflecken-Experiments. Die Laufzeitkurven (graue Linien) sind aus dem 1D-Geschwindigkeitsmodell (Inset, unten) berechnet. Unten: Synthetisch erzeugte Seismogramm mit Hilfe der Methode finiter Differenzen [Kelly et al., 1976].

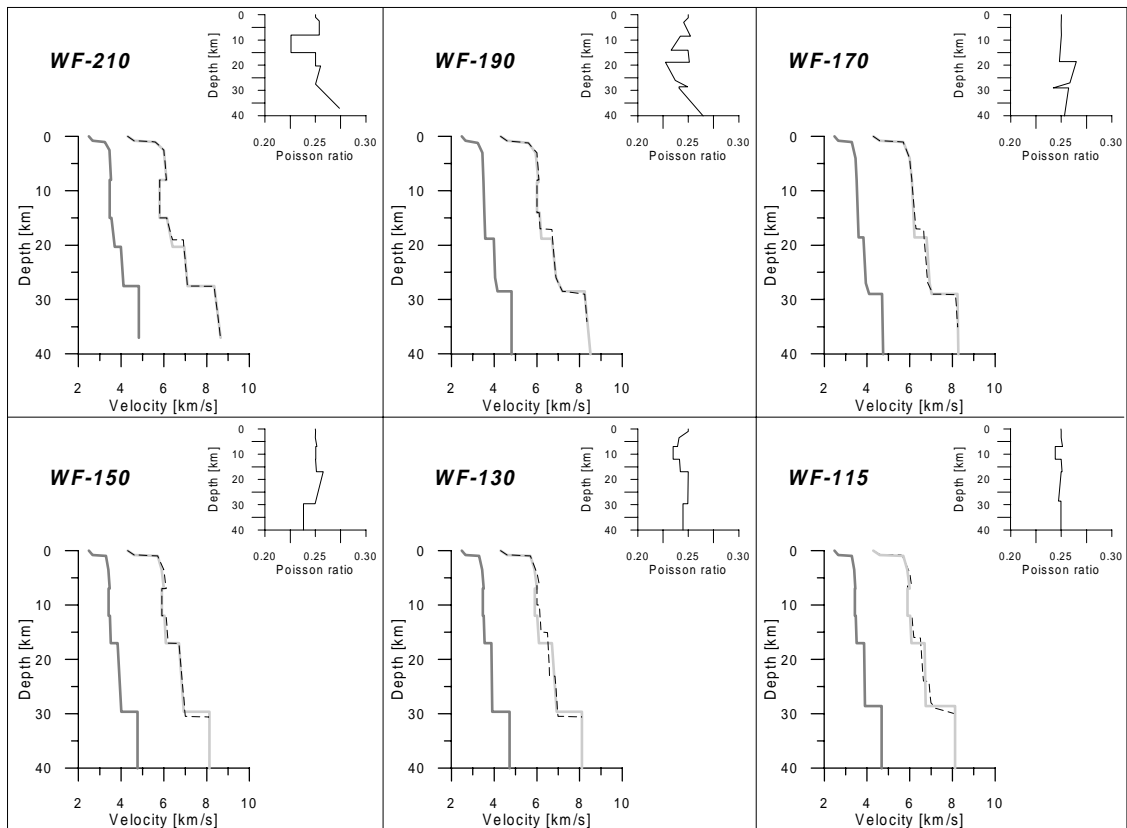


Abbildung 2.7 Zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse der 1D Auswertung der Wildflecken-Daten. Dargestellt sind (reinterpretierte) P-Modelle und S-Modelle sowie das hieraus errechnete Poissonverhältnis in der Kruste. Die Interpretationen der P-Wellen nach Zeis (1990) ist zum Vergleich gestrichelt eingezeichnet.

Abbildung 2.6 zeigt als Beispiel eine Seismogrammontage (WF-150) des Wildflecken-Experiments und die daraus abgeleiteten, für diesen Datensatz typischen Großstrukturen. Auffallendstes Merkmal dieser Seismogrammontagen ist die Reflexionsantwort der Krusten-Mantelgrenze ( $P_M P$ ). Vergleicht man diese Phase mit der synthetischen Reproduktion (s. Abbildung 2.6, unten), so erkennt man, daß sowohl die Laufzeiten als auch die Amplituden der einzelnen Phasen mit einem relativ einfachen Strukturmodell gut angepaßt werden können. Die seismische Energie im Anschluß an die  $P_M P$ -Phase (Reverberationen) kann allerdings mit Hilfe des dargestellten 1D-Modells synthetisch nicht generiert werden. Auch die intra-krustale Phase  $P_i P$  zeigt deutliche Reverberationen, die in der synthetischen Seismogrammontage nicht vorhanden sind. Diese Eigenschaft der  $P_i P$ - und der  $P_M P$ -Phase und die Konsequenzen für Strukturmodelle werden in Kapitel 4 dieser Arbeit untersucht.

Abbildung 2.7 zeigt eine Zusammenfassung der Ergebnisse der 1D-Auswertung der Wildflecken-Daten. Neben den reinterpretierten  $V(z)$ -Funktionen für die P-Wellen (dicke hellgraue Linien) sind erstmals  $V(z)$ -Funktionen für die S-Wellen (dicke dunkel-

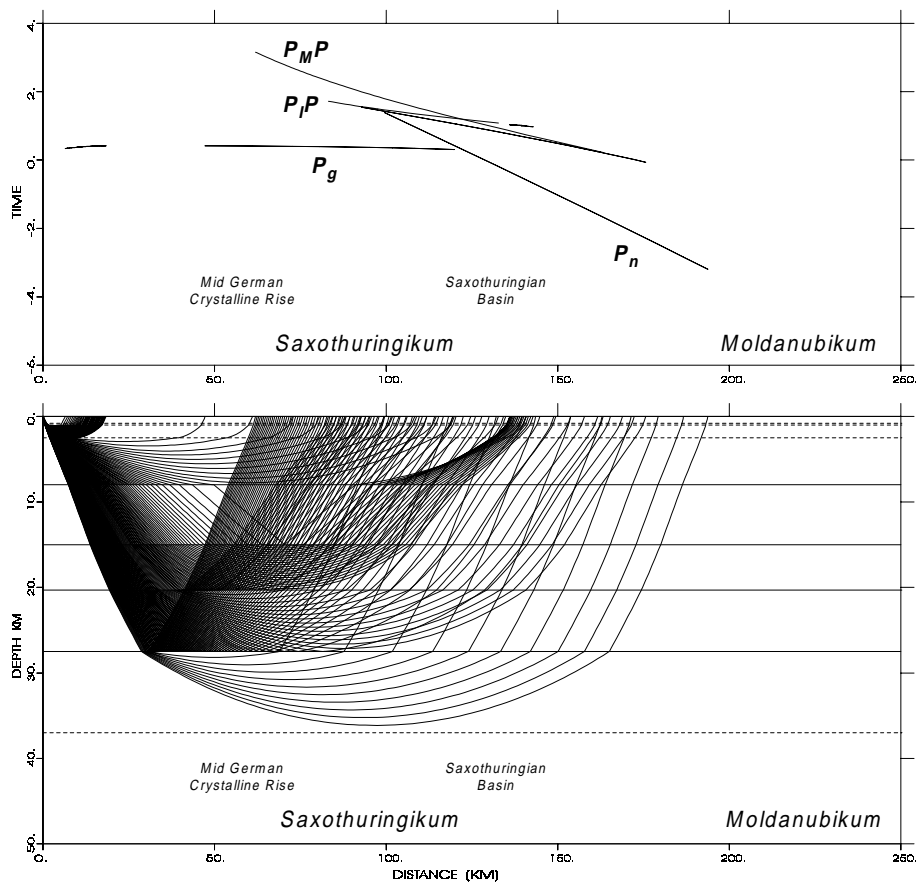


Abbildung 2.8: "Ray-tracing" durch das 1D-Modell WF210 veranschaulicht, daß die Information über den Untergrund aus unterschiedlichen Entfernungen stammt.

graue Linien) bestimmt worden. Mit der Kenntnis von  $V_p(z)$  und  $V_s(z)$  wurde das Poissonverhältnis<sup>6</sup>  $\nu$  über

$$\nu = 0.5 \cdot \frac{1 - 2(V_s / V_p)^2}{1 - (V_s / V_p)^2} \quad (2.1)$$

bestimmt. Die in Abbildung 2.7 vorgestellten eindimensionalen Modelle basieren, wie bereits erwähnt, auf Registrierungen seismischer Energie einer einzigen Schußpunktlokation und enthalten somit keine Information über laterale Variationen und wahre Geschwindigkeiten. Die seismische Information über die einzelnen Schichtgrenzen stammt aus verschiedenen Entfernungsbereichen, d.h. die Information über die Oberkruste kommt aus dem Nahbereich, während die Information über die untere Kruste aus größeren Entfernungsbereichen stammt.

<sup>6</sup> Das Poissonverhältnis  $\nu$  ist eine dimensionslose Größe, die das Verhältnis zwischen radialer und axialer Dehnung eines Körpers in einem uniaxialen Spannungsfeld ( $\sigma_{11} \neq 0$ ,  $\sigma_{22} = \sigma_{33} = 0$ ) beschreibt. Der Maximalwert von 0.5 wird im Falle eines Fluids ( $V_s = 0$  km/s) erreicht. Die meisten Gesteine zeigen ein Poissonverhältnis zwischen 0.22 und 0.35 [Lay & Wallace, 1995].

Abbildung 2.8 zeigt die Durchstrahlung der oberen Lithosphäre, die mit Hilfe eines Ray-tracing-Verfahrens für das Modell WF-210 simuliert wurde. Die Phase  $P_g$ , die als refraktierte Phase im kristallinen Grundgebirge interpretiert wird, taucht in einem Entfernungsbereich kleiner als 120 km auf. Man erhält hier Information über die Mitteldeutsche Kristallinschwelle im Tiefenbereich kleiner als 10 km. Der scharfe Abbruch dieser Phase bei 120 km gibt Hinweise auf eine Zone erniedrigter Geschwindigkeit [Müller & Landisman, 1966] unterhalb 10 km Tiefe im Übergangsbereich zum saxothuringischen Becken. Ab einer Entfernung von ca. 80 km vom Schußpunkt WF erhält man die Antwort eines intra-krustalen Reflektors ( $P_P$  Phase). Die tiefer eindringenden Phasen  $P_{MP}$  und  $P_n$  durchstrahlen beim Abtauchen einen kleinen Winkelbereich der Kruste der Mitteldeutschen Kristallinschwelle und beim Auftauchen einen breitgefächerten Bereich des Saxothuringikums.

Trotz der geschilderten Problematik der eindimensionalen Modelle werden diese im folgenden zu einem quasi-2D Bild der Lithosphäre des Saxothuringikums zusammengesetzt. Dazu wurden die Schnittpunkte der Wildflecken-Fächer mit einer imaginären Linie parallel zum variszischen Streichen berechnet (vgl. Abbildung 2.4). An den jeweiligen Schnittpunkten wurden die Geschwindigkeitstiefenprofile aus Abbildung 2.7 in ein quasi-2D-Modell projiziert. Für den östlichen Teil der saxothuringischen Zone wurden zwei 1D-Geschwindigkeitstiefenfunktionen aus Schulze & Lück [1992] einbezogen. Der so entstandene quasi-2D-Schnitt entlang eines Profils im variszischen Streichen ist in Abbildung 2.9 für die P-Welle und die S-Welle dargestellt. Die eingezeichneten Schichtgrenzen sind hypothetisch und basieren nicht auf 2D-Auswerteverfahren. Dennoch können diese Bilder eine erste Modellvorstellung liefern, die mit neuen Daten gestützt oder widerlegt werden muß. Interpoliert man die Diskontinuitäten der seismischen Geschwindigkeiten zwischen den eindimensionalen  $V(z)$ -Funktionen entlang des Profilschnitts, so lassen sich folgende dominante Strukturen herausstellen:

- Das kristalline Grundgebirge (Basement) in einem Tiefenbereich zwischen 2.5-3.5 km
- Eine Zone erniedrigter Geschwindigkeit (LVZ) im Tiefenbereich zwischen 8-15 km
- Ein intra-krustaler Reflektor bei ca. 20 km Tiefe
- Die Krusten-Mantelgrenze (Moho) bei 28-30 km Tiefe

Abbildung 2.9 zeigt, daß im östlichen Saxothuringikum, speziell im Bereich des Sächsischen Granulitgebirges, nur wenig über die Geschwindigkeitstiefenstruktur bekannt ist.



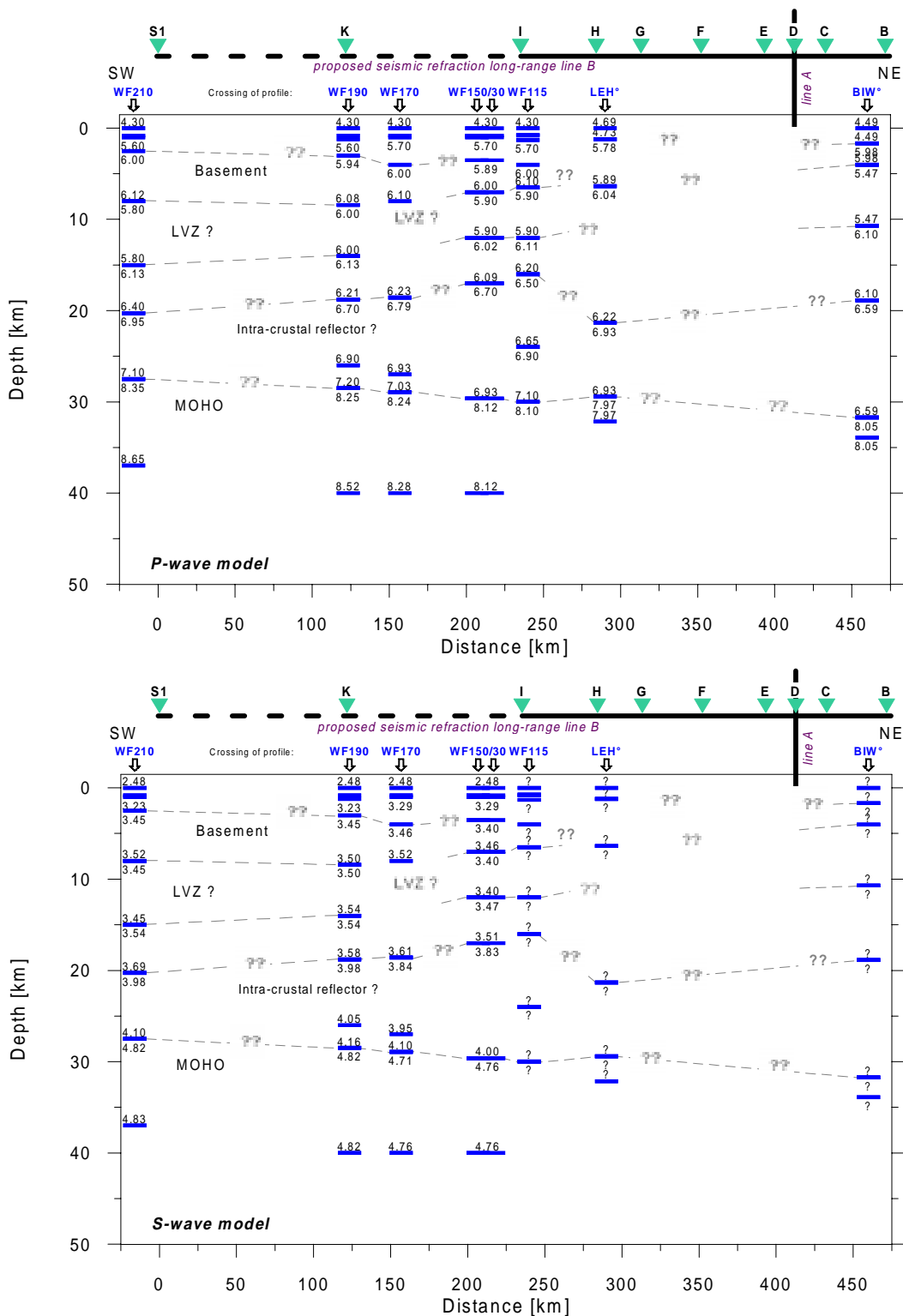


Abbildung 2.9: Quasi-2D-Modell für die P-Welle (oben) und die S-Welle (unten) entlang eines Profil in variszischer Streichrichtung. Zusätzlich zu den Wildflecken-Daten wurden die  $V(z)$ -Funktionen der Profile LEH und BIW von Schulze & Lück (1992) mit einbezogen. Die eingezeichneten Schichtgrenzen sind hypothetisch und basieren nicht auf 2D-Auswerteverfahren. Die Geschwindigkeitswerte (Scheingeschwindigkeiten) sind in km/s angegeben. Über den Modellen ist die Planung für GRANU95 eingezeichnet. Der gestrichelte Teil konnte aus finanziellen Gründen nicht realisiert werden.

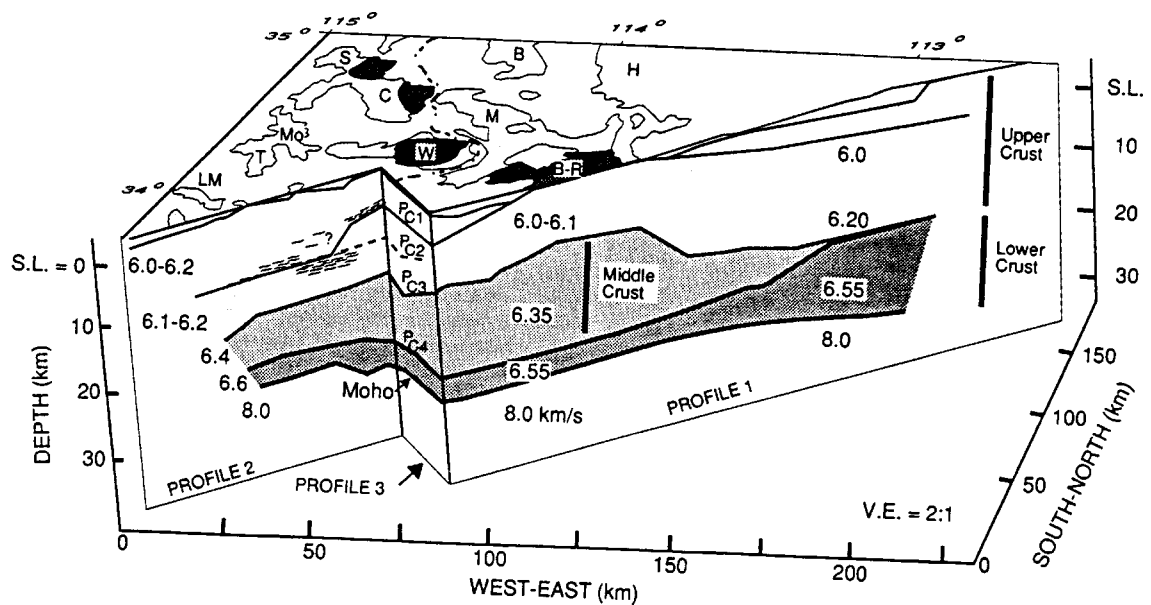


Abbildung 2.10: Seismisches Abbild der Tiefenstruktur unterhalb der „Wipple Mountains“, Arizona, nach McCarthy et al. [1991].

#### 2.2.4 Vergleich mit der Basin and Range Provinz

Das Sächsische Granulitgebirge zeigt im geologischen Umfeld zahlreiche Analogien zu den metamorphen Kernkomplexen der Basin and Range Provinz im Westen der USA [s. z.B. Coney, 1980], wo nach Franke [1993] ähnliche Prozesse, wie sie im Variszikum abgelaufen sein könnten, heute aktiv sind.

Detaillierte seismische Untersuchungen in der Basin and Range Province durch den US Geological Survey ermöglichten McCarthy et al. [1991] eine Quantifizierung der Tiefenstruktur metamorpher Kernkomplexe. Abbildung 2.10 zeigt ein Geschwindigkeitstiefenmodell unterhalb der „Wipple Mountains“ in Arizona nach McCarthy et al. [1991].

Wichtige Ergebnisse waren unter anderem:

- eine Zone erhöhter P-Wellengeschwindigkeit (6.4 km/s) in der oberen Kruste.
- eine generell ausgedünnte Kruste (< 30 km) mit einer linsenartig verdickten Mittelkruste unterhalb der aufgeschlossenen hochmetamorphen Gesteinskomplexe. Die P-Wellengeschwindigkeit der mittleren Kruste variiert im Bereich zwischen 6.35-6.5 km/s.
- eine entsprechend der verdickten Mittelkruste ausgedünnte Unterkruste mit einer durchschnittlichen P-Wellengeschwindigkeit von 6.6 km/s.
- eine flache Moho mit Geschwindigkeiten im obersten Erdmantel von 8.0 km/s.

Ein Vergleich des Geschwindigkeitstiefenmodells für das Saxothuringikum (Abbildung 2.9) mit dem seismischen Abbild der Tiefenstruktur unter den "Whipple Mountains", Arizona (Abbildung 2.10), die nach McCarthy et al. [1991] einen metamorphen Kernkomplex darstellen, zeigt auf den ersten Blick einige Gemeinsamkeiten.

Es existieren in beiden Modellen Bereiche erniedrigter Geschwindigkeit unterhalb einer Tiefe von ca. 10 km, allerdings zeigt das Modell für Süddeutschland teilweise ausgeprägtere Geschwindigkeitserniedrigungen in dieser Zone. Beide Modelle weisen zwei intra-krustale Reflektoren und eine relativ flach verlaufende Krusten-Mantelgrenze auf. Während die erste intra-krustale Reflexion von einem Geschwindigkeitssprung in der mittleren Kruste im Tiefenbereich zwischen 10-15 km stammt, ist die zweite Reflexion der Unterkruste in einer Tiefe größer als 20 km zuzuordnen. Auffallend sind in Abbildung 2.10 die relativ hohen Geschwindigkeiten in Oberflächennähe (6.0-6.2 km/s), deren Existenz unter dem Saxothuringikum aus den bisherigen Datensätzen zwar vermutet [vgl. zur Mühlen, 1956], aber nicht sicher belegt werden kann.

Um zwischen unterschiedlichen geologischen Modellen zu unterscheiden und damit auf Prozesse zu schließen, die für die Anomalität des Saxothuringikums ursächlich verantwortlich sind, ist eine weitaus dichtere Information und größere Genauigkeit der Modellierung erforderlich, als es mit den vorhandenen Daten möglich ist. Nur mit Hilfe eines echten 2D-Experiments, d.h. mehrere Gegenschüsse auf einer Profilline entlang des variszischen Streichens, kann diese Genauigkeit entscheidend verbessert werden.

## **2.3 GRANU95: Akquisition neuer geophysikalischer Daten**

### **2.3.1 Die Feldmessungen**

Das refraktionsseismische Experiment GRANU95 wurde im Mai 1995 als ein Teilprojekt im Rahmen des Schwerpunktprogramms der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG): „Orogene Prozesse - ihre Quantifizierung und Simulation am Beispiel der Varisziden“ durchgeführt. Es wurden dabei zwei sich rechtwinklig kreuzende Profile (die NW-SE verlaufende Linie 95-A und die SW-NE verlaufende Linie 95-B) vermessen, um auch laterale Variationen der seismischen Geschwindigkeiten senkrecht zur jeweiligen Profilrichtung zu erfassen. Die von 12 Bohrlochsprengungen ausgelösten Wellen wurden mit 130 mobilen seismischen Stationen des GeoForschungsZentrum Potsdam digital aufgezeichnet. Abbildung 2.11 zeigt die Lokationen der Schußpunkte und Seismometer während des Experiments GRANU95 und gibt einen Überblick über die lateral stark variierende Oberflächengeologie im Meßgebiet (siehe hierzu auch Abbildung 7.4).

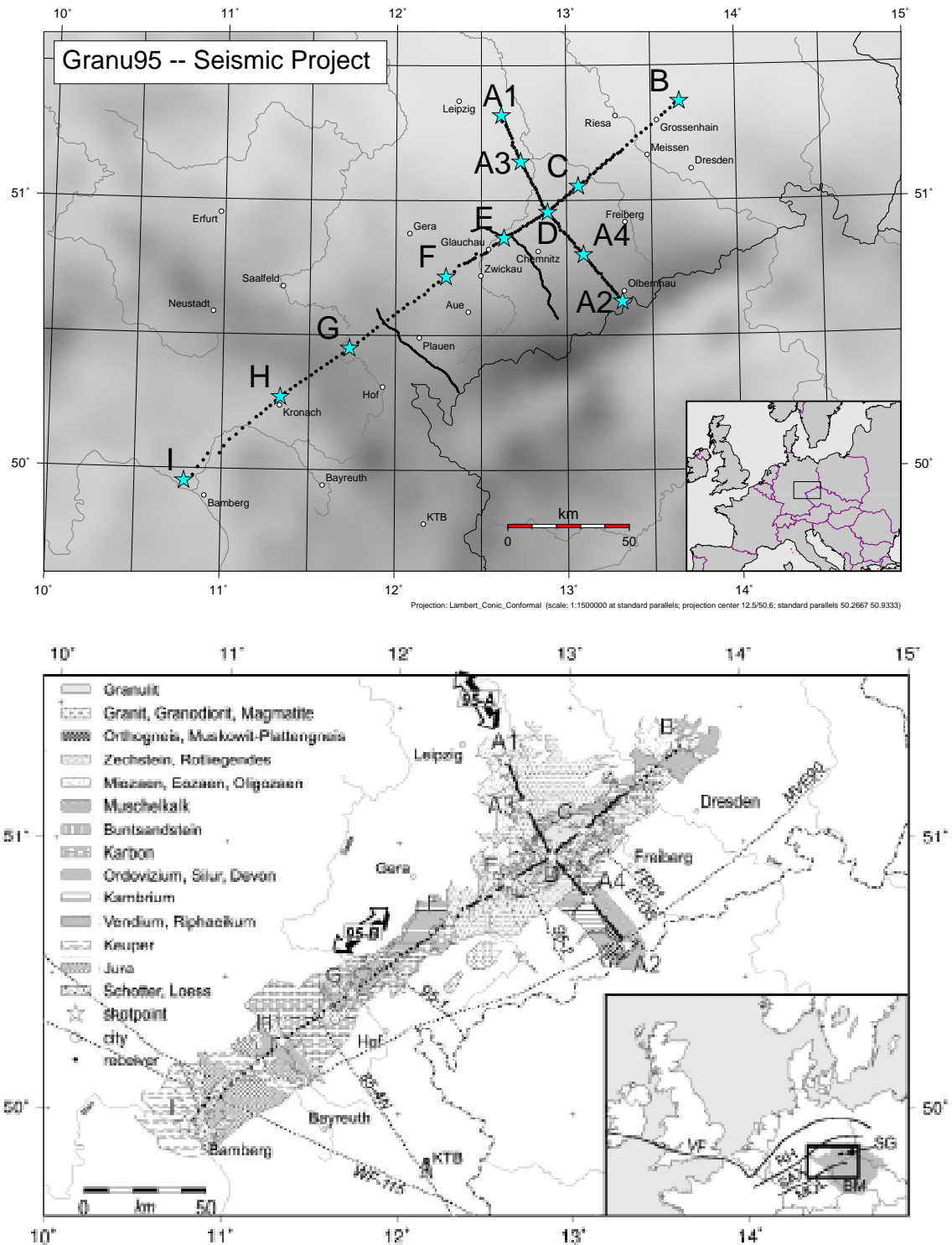


Abbildung 2.11: Lageplan zum Experiment GRANU95. Oben: Die Schußpunkte sind mit Sternen und die Empfänger mit schwarzen Punkten gekennzeichnet. Die Graustufen spiegeln die Variation in der Topographie von ca. 100 m (hell) bis über 1000 m (dunkel) wieder. Unten: Oberflächengeologie im Umfeld der GRANU95-Messungen. Zusätzlich sind bestehende seismische Profile und die neuen DEKORP-Profile 95-1 und 95-2 (---) eingezeichnet.

Tabelle 2.1: Einige Angaben zu den Linien des Experiments GRANU95

Linie	max. Entfernung (km)	Profil-azimut ( $\varnothing$ in $^{\circ}$ N)	min. / max. Höhe (m)	Stationsabstand (km)	Anzahl der Stationen	Anzahl der Schüsse	Entf. zum Kreuzpkt. (km)*
95-A	91.36	153.07	132 / 738	1.3	70	4	44.19
95-B	257.46	50.86	122 / 670	2.7	93	8	186.39

\* gemessen vom jeweiligen Profilursprung (Nullpunkte in Abbildung 2.12)

Die Graustufen in Abbildung 2.11 spiegeln die Variation in der Topographie von ca. 100 m (hell) bis über 1000 m (dunkel) wieder. Die jeweiligen Höhenprofile entlang der Linie 95-A und 95-B sind in Abbildung 2.12 dargestellt.

Das Längsprofil 95-B verläuft parallel zum Streichen des Saxothuringikums von Bamberg (im SW) bis Dresden (im NE) und erreicht eine Gesamtlänge von 257.46 km. Der Schußpunkt I am südwestlichen Ende der Linie definiert den Nullpunkt. Die ersten Kilometer der Linie 95-B verlaufen durch mesozoische Sedimente der sogenannten Süddeutschen Scholle. Bei Profilkilometer 50-60 quert das Profil die Fränkische Linie und erreicht damit das fränkische Grundgebirge. Die Fränkische Linie stellt nach Walter [1990] ein NW-SE verlaufendes Randstörungssystem von überregionaler Bedeutung dar.

Im Anschluß überquert das Profil den Frankenwald (Thüringer Wald), wo es seinen höchsten Punkt mit ca. 670 m (ü.d.M.) erreicht, und tangiert anschließend bei Profilkilometer 60-70 die Hofer Schwereanomalie (Abbildung 2.13). Das Profil läuft nun am Rande des Bergaer Sattels und kreuzt im Bereich des Schußpunktes F das Gera-Jachymov Störungssystem, welches nach Bankwitz et al. [1993] eine tiefreichende, heute noch aktive syn- oder spät-orogene Blockgrenze zwischen Vogtland und Erzgebirge darstellt.

Nach der Überquerung des Erzgebirgischen Beckens (Permo-Karbon-Becken) erreicht die Linie 95-B bei Schußpunkt E das Sächsische Granulitgebirge und verläuft bis Profilkilometer 205 auf granulitischen Gesteinen. Bevor der nordöstliche Endpunkt (Schuß B) im granodioritisch geprägten Lausitzer Massiv erreicht wird, quert das Profil zwischen Kilometer 235-245 die Elbelinie. Diese NW-SE verlaufende überregionale Störung, welche in SE-Richtung über 500 km bis zum NW-Rand der Karpaten verfolgt werden kann, trennt die hochmetamorphen Gesteine des sächsisch-thüringischen Grundgebirges im SW von den schwach metamorphen paläozoischen Sedimenten und vulkanischen Gesteinen des Lausitzer Massivs im NE.

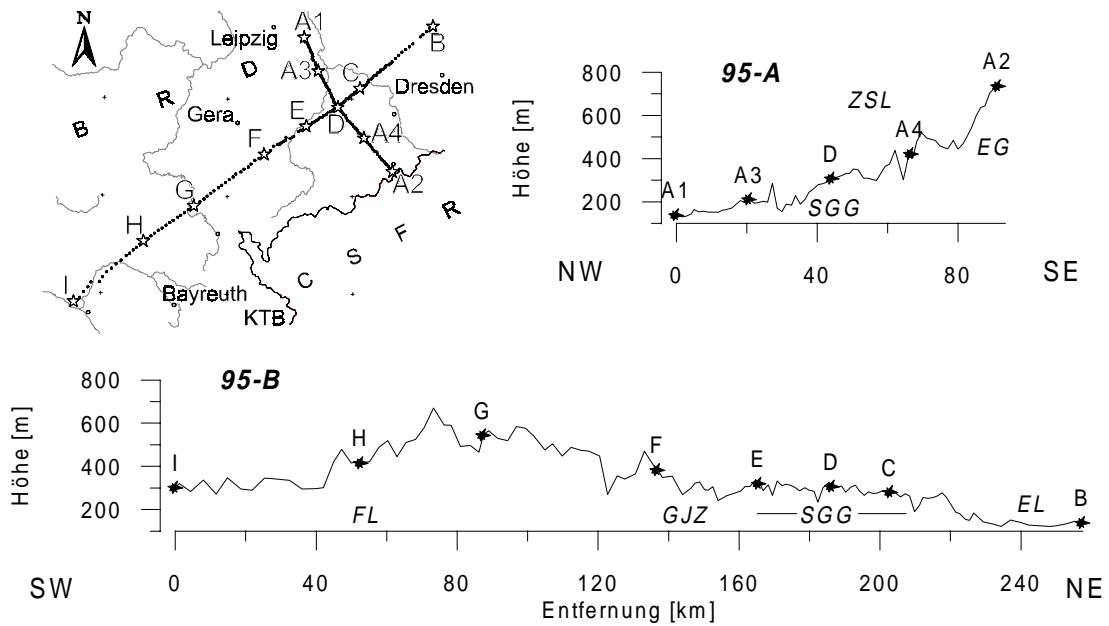


Abbildung 2.12: Höhenprofile entlang der Linien 95-A und 95-B des GRANU95-Experiments (SGG = Sächsisches Granulitgebirge, EG = Erzgebirge, FL = Fränkische Linie, GJZ = Gera-Jachymov Zone, EL = Elbe Linie). Die Schußpunkte sind durch Sterne markiert, die kleinen schwarzen Punkte (links oben) kennzeichnen die Stationen.

Das zwischen Leipzig und Olbernhau gleichzeitig ausgelegte Querprofil 95-A erreicht eine Gesamtlänge von 93.39 km und verläuft annähernd senkrecht zum variszischen Streichen. Das Profil beginnt im NW in der Leipziger Mulde, durchquert das Nordsächsische Synklinorium und erreicht das aufgeschlossene Sächsische Granulitgebirge bei Profilkilometer 35. Die Linie verläuft ca. 15-20 km auf granulitischen Gesteinen, quert anschließend das Zentralsächsische Lineament und erreicht schließlich das Erzgebirge. Am südöstlichen Endpunkt bei Schußpunkt A2 an der tschechischen Grenze erreicht das Profil seine maximale Höhe von 738 m (ü.d.M.). Der Kreuzungspunkt beider Profile liegt am Schußpunkt D im Zentrum des aufgeschlossenen Granulitgebirges.

Das Experiment wurde in zwei Phasen durchgeführt. Zunächst wurde die ca. 90 km lange Linie A mit 74 Instrumenten im Abstand von ca. 1.3 km besetzt. Gleichzeitig wurden entlang der Linie B symmetrisch zum Kreuzungspunkt (Schußpunkt D) 56 Stationen mit ebenfalls 1.3 km Abstand aufgebaut. In dieser Phase des Experiments wurden die Bohrlochsprengungen A1, A2, A3 und A4 gezündet (s. Abbildung 2.11). Danach wurde jedes zweite Instrument so umgebaut, daß die Linie B ihre volle Länge von 260 km erreichte. Es befanden sich nun 93 Registriereinheiten entlang der Linie B und 37 Instrumente entlang der Linie A. Der durchschnittliche Stationsabstand betrug jetzt 2.7 km. Bei dieser Stationsanordnung wurden nun die Schüsse B, C, D, E, F, G, H und I gezün-

Tabelle 2.2: Schußpunkte des GRANU95 Experiments

Datum	Schußpunkt (Ort)	Schußzeit (hh:mm: ss.ssss)	Geographische Koordinaten (Grad/Minuten)		Höhe (m)	Ladung (kg)	Tiefe (m)
			Länge	Breite			
09.05.1995	A2 (Olbernhau)	03:15: 10.0900	13° 19.447' O	50° 37.525' N	738	300	42
	A4 (Augustusburg)	03:20: 10.5619	13° 05.915' O	50° 47.936' N	424	100	35
	A3 (Colditz)	03:25: 10.7304	12° 43.892' O	51° 08.607' N	215	100	35
	A1 (Brandis)	03:30: 11.2873	12° 37.061' O	51° 18.907' N	141	300	45
11.05.1995	B (Weißig)	03:15: 11.0687	13° 40.192' O	51° 21.990' N	140	750	47
	C (Massanei)	03:20: 11.1150	13° 04.169' O	51° 03.146' N	283	260	40
	D (Königshain)	03:25: 09.2821	12° 53.336' O	50° 57.366' N	308	200	41
	E (Callenberg)	03:30: 10.4541	12° 37.984' O	50° 51.613' N	322	360	46
13.05.1995	I (Bamberg)	03:15: 10.4662	10° 47.186' O	49° 57.200' N	303	900	42
	H (Kronach)	03:20: 10.3124	11° 20.026' O	50° 16.121' N	417	360	38
	G (Saaldorf)	03:25: 10.4115	11° 43.966' O	50° 27.045' N	547	360	45
	F (Trünzig)	03:30: 11.0291	12° 17.582' O	50° 43.002' N	385	600	53

det und erneut mit allen 130 Empfängern aufgezeichnet. Mit diesem Aufbauschema konnten somit an 195 verschiedenen Lokationen Seismogramme aufgezeichnet werden.

Die insgesamt 12 Bohrlochsprengungen wurden mit Ladungsmengen zwischen 100-900 kg (s. Tabelle 2.2) gezündet und an allen Lokationen mit 3-Komponenten-Seismometern aufgezeichnet. Der mittlere Abstand zwischen den einzelnen Schußpunkten betrug etwa 23 km auf der Linie A und 33 km auf der Linie B. Die Schüsse mit den größten Ladungsmengen (B, I) wurden an beiden Enden der Linie B plziert. Abbildung 2.13 veranschaulicht die aus dieser Meßgeometrie resultierende 3-dimensionale Strahlüberdeckung. Theoretisch hätten mit dieser Meßkonfiguration über 4500 Seismogramme registriert werden können. Die Ausfallrate der Instrumente lag allerdings aufgrund eines

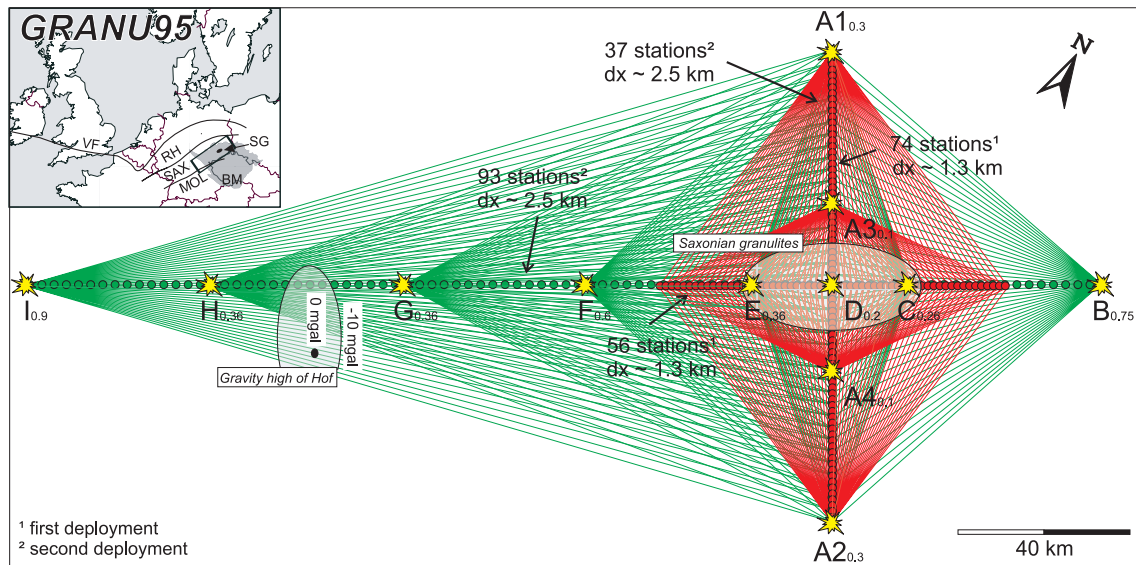


Abbildung 2.13: Theoretische 3-dimensionale Strahlüberdeckung des Meßgebietes. 12 Bohrlochsprüngen wurden mit 130 mobilen 3-Komponenten Meßstationen entlang zweier Profile aufgezeichnet. Inset: Lage des Sächsischen Granulitgebirges (SG) innerhalb der mitteleuropäischen Varisziden (VF - Variszische Front, RH - Rhenoherynikum, SAX - Saxothuringikum, MOL - Moldanubikum, BM - Böhmisches Masse).

technischen Fehlers während der ersten Schußfolge bei ca. 15-20%, so daß ein erheblicher Teil der 3D-Information verloren ging.

### 2.3.2 Aufbereitung der Rohdaten

Bei GRANU95 wurde das gesamte Stationspotential des GeoForschungsZentrum Potsdam, das zwei unterschiedliche Registriereinheiten (PDAS und RefTek)<sup>7</sup> umfaßt, und 12 PDAS der Freien Universität Berlin eingesetzt. Alle Instrumente waren mit einheitlichen 3-Komponenten Seismometern (Mark L-4C-3D) der Eigenfrequenz 1Hz ausgestattet. Die seismischen Signale wurden mit einer Abtastrate vom 10 ms (100 Meßwerte pro Sekunde) aufgezeichnet, was einer Nyquistfrequenz  $N_q$  von 50 Hz entspricht. Frequenzen größer als  $N_q$  konnten somit nicht aufgezeichnet werden. Um ein zeitliches Aliasing zu vermeiden, werden die Daten bei der Aufzeichnung und vor der Digitalisierung über einen analogen Tiefpaßfilter derart vorgefiltert, daß das Spektrum des Signals bei der Nyquistfrequenz abgeklungen ist (s. Abbildung 2.14).

<sup>7</sup> Die Instrumente sind Eigentum des GeoForschungsZentrum Potsdam. Technische Spezifikationen der beiden Instrumententypen PDAS und Reftek sowie der Seismometer Mark L-4C-3D siehe Abschnitte 7.3 und 7.4 im Anhang.



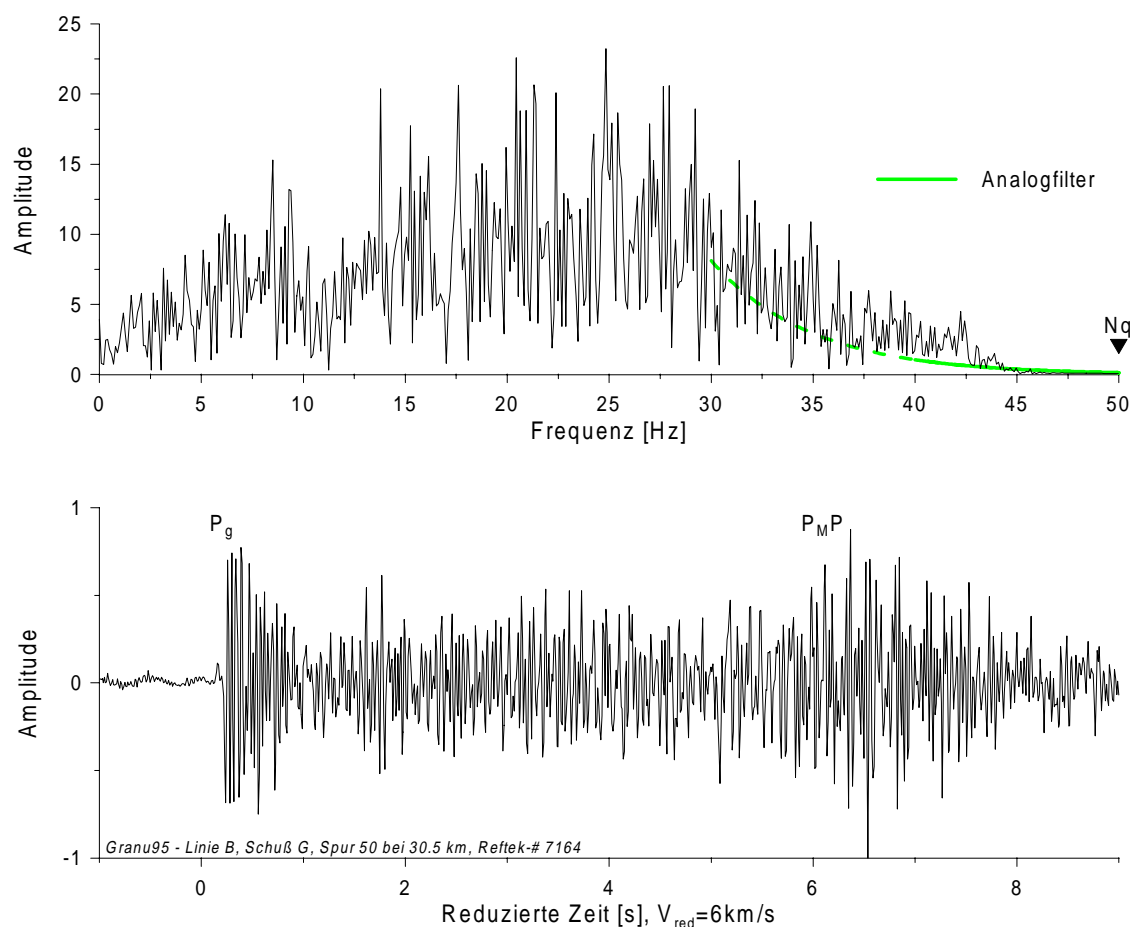


Abbildung 2.14: Seismogramm mit zugehörigem Frequenzspektrum, Nyquistfrequenz  $N_q$  und Abschneideeffekt des Analogfilters.

Bei einer effektiven Aufzeichnungsdauer von 45 Minuten aller 130 Instrumente während der gesamten Messung wurden ca.  $10^9$  Datenpunkte gespeichert. Um diese Datenmenge effizient verarbeiten zu können, wurden die einzelnen Seismogramme in Abhängigkeit von ihrer Entfernung zum Schußpunkt zu 2D-Sektionen zusammengesetzt und in das in der Explorationsseismik weitverbreitete SEG-Y-Format [Barry *et al.*, 1975] konvertiert.

Bei der Durchführung seismischer Projekte in dichtbesiedelten Gebieten Westeuropas ist eine Störung der seismischen Signale durch Industrie- und Verkehrslärm während der Messung unvermeidbar. Um den in der Regel hochfrequenten *noise* (Bodenunruhe) von tieffrequenter Signalenergie zu trennen und damit das *signal-noise*-Verhältnis zu verbessern, setzt man verschiedene Filter ein. Zu diesem Zweck wurden Spektralanalysen der gemessenen Daten durchgeführt mit dem Ziel, das Nutzsignal zu erkennen und den Frequenzbereich für eine anschließende Bandpaßfilterung festzulegen.

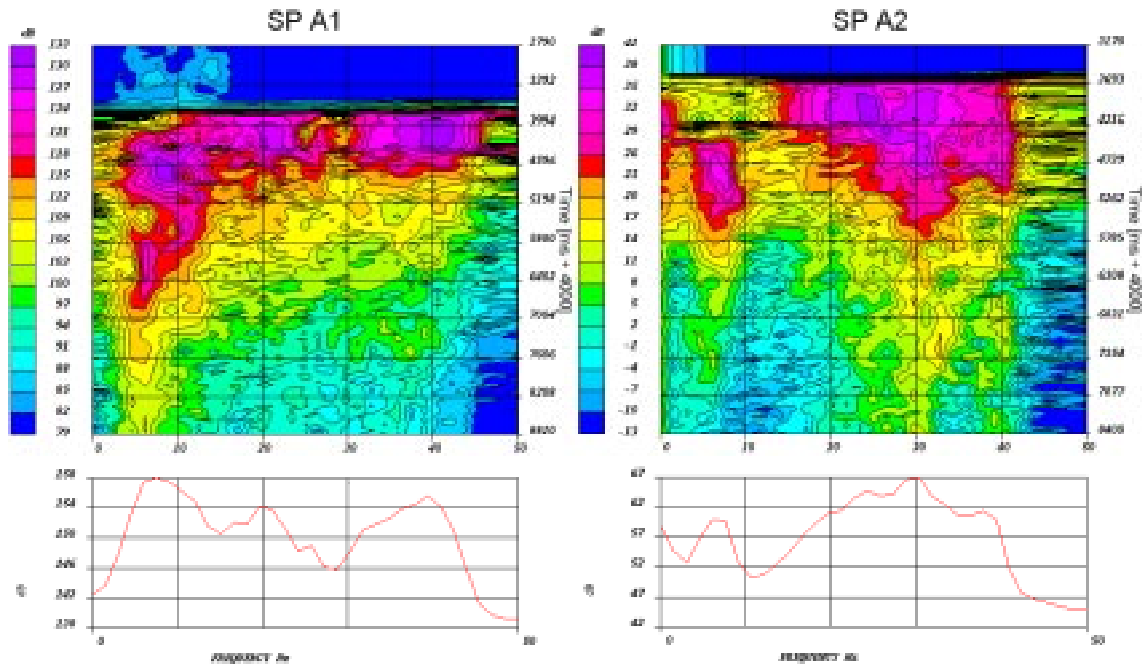


Abbildung 2.15: Spektralanalyse mit Frequenz und Zeitauflösung (Sonogramm) im Zeitbereich der  $P_g$  für 10 schußnahe Spuren der Schußpunkte A1 in den Sedimenten bei Leipzig (links) und A2 im kristallinen Grundgebirge des Erzgebirges (rechts). Die dunkelgrauen Bereiche spiegeln eine Amplitudenerhöhung im Sonogramm wieder.

Abbildung 2.15 zeigt als Beispiel ein Spektrum über den Zeitbereich der Ersteinsätze ( $P_g$ ) gemittelt über 10 schußnahe Spuren der Schußpunkte A1 (Sedimente) und A2 (Kristallin). Man erkennt in beiden Spektren ein erstes Maximum bei ca. 10 Hz. Im weiteren Verlauf der Spektren zeigen sich starke Anteile hochfrequenter Energie (ca. 30-40 Hz). In diesem Frequenzbereich überlagern sich hochfrequente Signalanteile mit seismischem *noise* (Bodenunruhe). Da eine f-k-Filterung zur gezielten Eliminierung einzelner hochfrequenter Störphasen aufgrund zu großer Stationsabstände nicht möglich ist, muß teilweise auf hochfrequente Signalenergie verzichtet werden. Nach der Durchführung verschiedener Filtertests wurden für die Schüsse der Linie A die Filtergrenzen 2-16 Hz bzw. 2-24 Hz und für Linie B 2-12 Hz gewählt. Dadurch konnte der *noise* minimiert und die seismische Signalenergie weitgehendst erhalten werden. Für eine deterministische Auswertung der Daten im Hinblick auf ein 2D-Makromodell ist eine starke Tiefpaßfilterung geeignet, da diese kohärente seismische Energie (auch Phase genannt) deutlicher in Erscheinung treten läßt. Abbildung 2.16 zeigt die Wirkung des verwendeten Filters am Beispiel der  $P_g$ -Phase verrauschter Spuren.

Die beste Art, refraktionsseismische Daten darzustellen, sind gefilterte Seismogrammontagen mit einer reduzierten Zeitachse. Die reduzierte Zeit  $T_{red}$  wird über  $T_{red} = T - x/v_{red}$  berechnet, wobei  $x$  die Entfernung,  $T$  die Zeit und  $v_{red}$  die Reduktionsgeschwindigkeit bezeichnet. Durch geeignete Wahl von  $v_{red}$  läßt sich der relevante Informations-

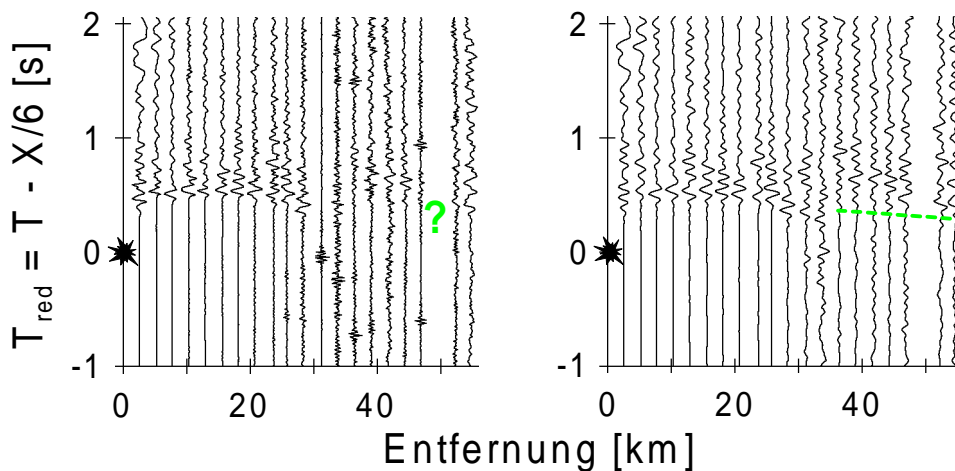


Abbildung 2.16: Spuren im Entfernungsbereich bis 50 km von Schußpunkt H ungefiltert (links) und gefiltert im Bereich 2-12 Hz (rechts). Erst durch die Filterung wird der Ersteinsatz auch in Entfernungen größer als 30 km sichtbar. Die Verbindungslinie der Ersteinsätze zeigt eine leicht negative Steigung und signalisiert dadurch höhere Scheingeschwindigkeiten als die zur Darstellung verwendete Reduktionsgeschwindigkeit ( $V_{red}$ ) von 6.0 km/s.

gehalt erheblich komprimieren und bestimmte Phasengeschwindigkeiten können zur besseren Korrelation auf eine horizontale Linie projiziert werden. Um den Effekt lateral stark variierender Oberflächengeologie (d.h. unterschiedlicher Stationsuntergrund) auf die Amplituden der Seismogramme auszuschalten, werden diese für die folgende kinematische Modellierung spurnormiert dargestellt. Dazu wird jede Spur auf die größte im Zeitbereich vorkommende Amplitude normiert. Amplitudenverhältnisse innerhalb eines Seismogramms bleiben dadurch erhalten, die Vergleichbarkeit zwischen benachbarten Spuren geht allerdings verloren. Abbildung 2.19 bis Abbildung 2.26 zeigen die Vertikalkomponenten der Daten, die entlang der Linie 95-B (s. Abbildung 2.11) des refraktionsseismischen Experiments GRANU95 gemessen wurden. Dargestellt sind spurnormierte Seismogrammontagen in einem für die P-Wellen relevantem Zeitfenster.

## 2.4 Datenanalyse und Modellierung

Im folgenden Abschnitt wird ein Abbild der seismischen Tiefenstruktur über die Modellierung und Inversion beobachteter Laufzeiten von P-Wellen abgeleitet. Wie bereits in Abschnitt 2.2 erwähnt, beinhaltet das GRANU95-Experiment zwei seismische Profile: die Linie 95-A (NW-SE) und die Linie 95-B (SW-NE). Während die Messung und Aufbereitung des gesamten Datensatzes in Kooperation zwischen dem Geophysikalischen Institut der Universität Karlsruhe und dem GeoForschungsZentrum Potsdam erfolgte, wurde die Auswertung der Daten aufgeteilt. Die Interpretation der Linie B wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt, während die Linie A am GFZ Potsdam ausgewertet wurde [Enderle *et al.*, 1998]. Im folgenden wird daher nur die Modellierung der

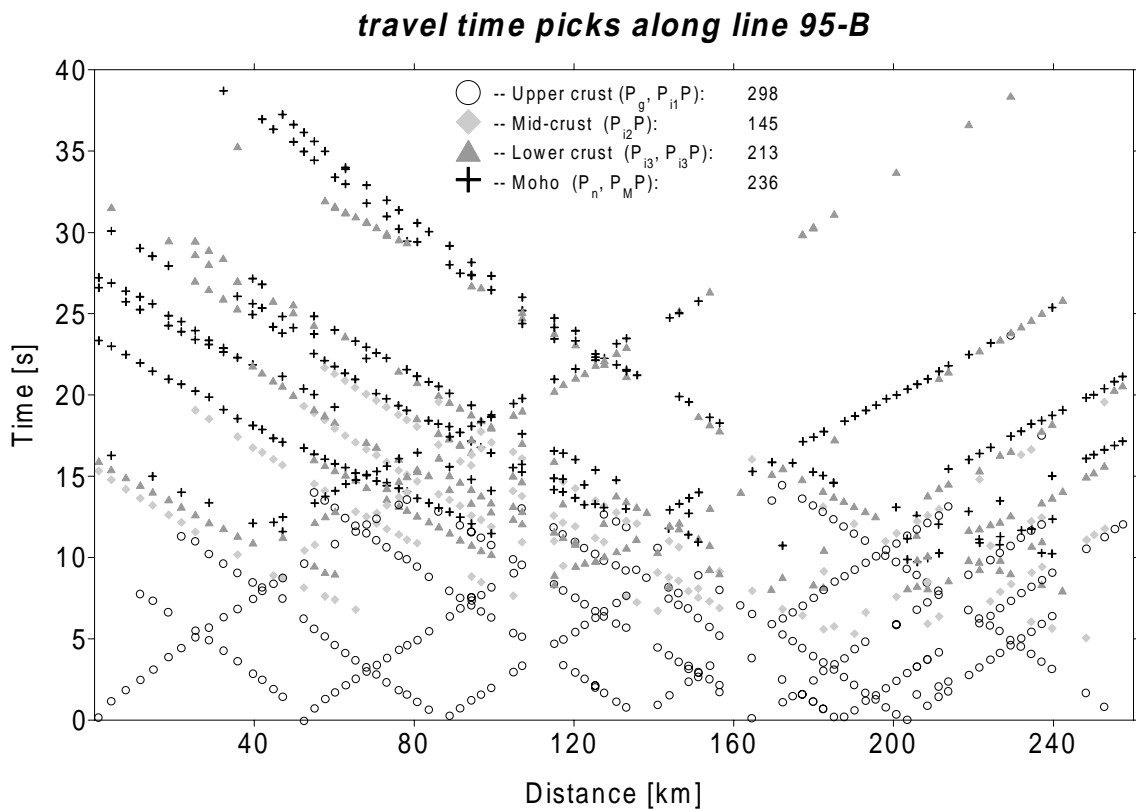


Abbildung 2.17: Unreduzierte Laufzeitpicks für alle Schüsse entlang der Linie 95-B.

Linie B detailliert dargelegt. Der Einsatz vergleichbarer Auswertetechniken ermöglicht eine Integration der Ergebnisse beider Linien zu einem quasi 3-dimensionalen Strukturabbild (s. Abschnitt 2.6).

### 2.4.1 Korrelation der Phasen

Nachdem alle Daten zu Schußsektionen („shot gather“) zusammengestellt und entsprechend gefiltert worden sind, wurden die in den Seismogrammontagen identifizierbaren Einsatzzeiten („picks“) abgelesen. Dabei werden zusammengehörige und über größere Entfernungsbereiche beobachtbare Schwingungsbilder zu seismischen Phasen korreliert und ihre Laufzeiten bestimmt (Beginn der seismischen Phase = Einsatz). Die Phasenkorrelation erfolgt per Auge über das entfernungsabhängige Erscheinungsbild der aufgezzeichneten seismischen Energie von Spur zu Spur und ist daher ein subjektiver Prozeß.

Entlang der Linie 95-B wurden insgesamt 892 Laufzeiten abgelesen (Abbildung 2.17). Ersteinsätze in schußpunktnahen Bereichen ( $P_g$ ) zeigen das beste Signal-Noise-Verhältnis und konnten in der Regel mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.05$  s ( $\pm 1$  Digitalisierungsabstand) identifiziert werden. Die genauen Einsatzzeiten von späteren Phasen hingegen (z.B.  $P_M P$ ) sind wesentlich schwieriger festzulegen und müssen teilweise mit Fehlerschranken bis zu  $\pm 0.2$  s angegeben werden. Anhand der Zuordnung einer ge-

Tabelle 2.3: Bezeichnung der korrelierten Phasen und deren Interpretation

Bezeichnung der Phase	Interpretation
$P_g$	Tauchwelle durch das kristalline Grundgebirge
$P_{i1}P^*$	Oberflächennahe Reflexion
$P_{i2}P$	Reflexion aus der mittleren Kruste
$P_{i3}P$	Reflexion aus der unteren Kruste
$P_{i3}$	Tauchwelle durch die untere Kruste
$P_M P$	Reflexion von der Krusten-Mantelgrenze
$P_n$	Tauchwelle durch den obersten Mantel

\*Wegen der höheren Auflösung auf Linie 95-A wird die  $P_{i1}P$  in zwei Phasen unterteilt ( $P_{i1a}P$  und  $P_{i1b}P$ )

schätzten Unsicherheit für jede abgelesene Einsatzzeit läßt sich ein Mittelwert der Fehler aller Laufzeiten („picking error“) von  $\pm 0.09$  s bestimmen.

Neben der Amplitude des ersten Ausschlags spielen Kriterien wie Signalform, Frequenzbild und geophysikalische Plausibilität bei der Identifikation der Phasen eine wichtige Rolle. Die eigentliche Schwierigkeit bei der Phasenkorrelation ist nicht nur das reine Ablesen der Laufzeiten, sondern die einheitliche Zuordnung der Beobachtungen verschiedener Schußpunkte zu einer bestimmten Phase. Bei gegengeschossenen Profilen erweist sich hierbei die Methode der reziproken Laufzeiten als hilfreich, um nicht-eindeutige Zuordnungen zu überprüfen. Kann zum Beispiel ein Einsatz von Schuß A am Empfänger B klar identifiziert und zugeordnet werden, so läßt sich der Einsatz dieser Phase am Empfänger A voraussagen, wenn die Lage des Schußpunktes und des Empfängers vertauscht werden. Diese Technik war besonders bei der Identifikation späterer Phasen nützlich.

In dem Datensatz zum GRANU95-Experiment wurden die im folgenden mit  $P_g$ ,  $P_{i1}P$ ,  $P_{i2}P$ ,  $P_{i3}P$ ,  $P_{i3}$ ,  $P_M P$  und  $P_n$  bezeichneten Phasen korreliert. Tabelle 2.3 gibt einen Überblick über die Bezeichnung der korrelierten Phasen und deren Interpretation.

Die aus dem endgültigen Geschwindigkeitstiefenmodell berechneten Laufzeitkurven sind in Abbildung 2.19 bis Abbildung 2.26 als gestrichelte Linien eingezeichnet. Dies ermöglicht eine direkte Qualitätskontrolle der durchgeführten Korrelationen.

#### 2.4.2 Vorwärts-Modellierung der Laufzeiten (Ray-tracing)

Die wohl bekannteste und am weitesten verbreitete Technik, um aus refraktionsseismischen Daten ein 2D-Geschwindigkeitstiefenmodell abzuleiten, ist das sogenannte „ray-tracing“ Verfahren [Červený *et al.*, 1977]. Bei dieser Methode werden seismische Wel-

len über eine Hochfrequenzapproximation vereinfacht als Strahlen betrachtet, wobei die analog zur geometrischen Optik geltenden Reflexions- und Brechungsgesetze (Snellius'sche Brechungsgesetze<sup>8</sup>) an Schichtgrenzen zugrundegelegt werden. Seismische Strahlen sind definiert als die Normalen einer Wellenfront und zeigen deren Ausbreitungsrichtung an. Mittels Computersimulation werden Strahlen durch ein vorgegebenes Geschwindigkeitsmodell  $V(x,z)$  sukzessive neu berechnet, wobei das Ausgangsmodell solange abgeändert wird, bis die berechneten Laufzeiten mit den Beobachtungen im Rahmen akzeptabler Fehlergrenzen übereinstimmen.

Für die Ausbreitung seismischer Strahlen gilt das Fermat'sche Prinzip, wonach der Strahlweg einer Phase über ein Minimum der Laufzeit zwischen Quelle und Empfänger definiert ist. Die der Strahlausbreitung zugrunde liegende Bewegungsgleichung ist die sogenannte Eikonalgleichung, die aus der elastischen Wellengleichung für hochfrequente Signale hervorgeht. Die Eikonalgleichung ist eine gute Näherung der Wellengleichung, wenn das Verhältnis der Änderung der Geschwindigkeitsgradienten ( $dv/dz$ ) zur Wellenlänge des Signals ( $\lambda$ ) klein ist im Vergleich zur Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $V$ ) der seismischen Welle [Lay & Wallace, 1995]. Die dem 2D-ray-tracing zugrundeliegenden Differentialgleichungen erster Ordnung können nach Červený et al. [1977] wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{dz}{dx} = \cot \theta, \quad \frac{d\theta}{dx} = \frac{(V_z - V_x \cot \theta)}{V} \quad (2.1)$$

und

$$\frac{dx}{dz} = \tan \theta, \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{(V_z \tan \theta - V_x)}{V} \quad (2.2)$$

mit den Anfangsbedingungen  $x=x_0$ ,  $z=z_0$  und  $\theta=\theta_0$ . Die Variable  $\theta$  beschreibt den Winkel zwischen der  $z$ -Achse und der Tangente an den Strahl,  $V$  ist das 2D-Geschwindigkeitsfeld und  $V_x$  bzw.  $V_z$  die partiellen Ableitungen in vertikaler ( $z$ ) bzw. lateraler ( $x$ ) Richtung. Der Punkt  $(x_0, z_0)$  definiert die Lage der Quelle, von der ein Strahl unter dem Winkel  $\theta_0$  abgestrahlt wird. Während des Ray-tracing-Prozesses werden die Gleichungen ( 2.1 ) und ( 2.2 ) in Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung der Strahlen über das Runge-Kutta Verfahren [Sheriff & Geldart, 1983] numerisch gelöst.

Das Ausgangsmodell wird über eine variable Anzahl von Geschwindigkeits- und Tiefenknoten parametrisiert, die nach jedem Iterationsschritt manuell verändert werden müssen. Ray-tracing-Modelle sind, bedingt durch das Verfahren, schichtorientiert auf-

---

<sup>8</sup> Benannt nach dem holländischen Mathematiker und Physiker Willebrord Snell van Roijen (Snellius).

gebaut. Schichtgrenzen, an denen die Snellius'schen Gesetze gelten, erstrecken sich in der Regel lateral über den gesamten Modellraum. Für die hier durchgeführte Vorwärtsmodellierung wurde das interaktive Programm MacRay [Luetgert, 1992] verwendet, in dem das Geschwindigkeitsfeld  $V(x,z)$  zwischen den definierten Knoten innerhalb einer Schicht in beiden Raumkoordinaten linear interpoliert wird.

Um ein Startmodell für das Ray-tracing-Verfahren zu erstellen, wurden zunächst 1D-Geschwindigkeitstiefenprofile für jeden Schußpunkt berechnet. Zusätzlich wurde eine time-term-Analyse [Willmore & Bancroft, 1960] der  $P_g$ -Phase durchgeführt mit dem Ziel, die lateralen Unterschiede in der Sedimentdicke zu bestimmen. Für den Übergang zur 2D-Modellierung wurden Sprünge in den einzelnen 1D-Profilen an ihre entsprechende halbe kritische Entfernungen bezüglich des zugehörigen Schußpunktes projiziert und zu 2D-Geschwindigkeitsdiskontinuitäten interpoliert. Das so erhaltene Startmodell diente als Ausgangspunkt für den Ray-tracing-Modellierungsprozeß, bei dem die Schichtparameter von den oberflächennahen Schichten beginnend sukzessive bis zum unteren Modellrand optimiert wurden.

Das Ergebnis der Vorwärtsmodellierung entlang Linie 95-A und 95-B ist in Abbildung 2.18 dargestellt (Lage der Profile siehe Abbildung 2.11 auf Seite 33). Eine ausführliche Diskussion der Modelle befindet sich in Kapitel 2.6.

### **2.4.3 Inversion der Laufzeiten nach Zelt & Smith [1992]**

Vorwärtsmodellierung unter Zuhilfenahme interaktiver Ray-tracing-Programme erlaubt höchste Flexibilität und leichte Integration von *a priori* Information. Durch interaktives Hinzufügen von Geschwindigkeits- bzw. Tiefenknoten können relativ einfach sehr komplexe Strukturen modelliert werden. Dies birgt allerdings auch Nachteile in sich.

Zum einen können Modelle dieser Art sehr leicht überparametrisiert werden, d.h. Strukturen enthalten, die durch die Meßdaten nicht aufgelöst werden können und damit nicht notwendig sind. Eine Qualitätsbewertung dieser Vorwärtsmodelle gestaltet sich daher schwierig. Zum anderen sind oft zahlreiche „trial-and-error“ Iterationsschritte nötig, um die Vielzahl der vorgegebenen Parameter möglichst gut anzupassen. Dies ist besonders dann ein extrem zeitraubender Vorgang, wenn es gilt, Beobachtungen von einer großen Anzahl von Schußpunkten optimal in einem Modell zu integrieren.

Eine Inversion der beobachteten Laufzeiten weist diesbezüglich einige entscheidende Vorzüge auf. Zahlreiche „trial-and-error“ Schritte werden hierbei ersetzt durch eine effektive Minimierung der Laufzeitresiduen mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Zusätzlich ermöglicht ein Inversionsverfahren die Angabe einer Güte und Unsicherheit der einzelnen Modellparameter [Zelt & Smith, 1992]. Voraussetzung für eine

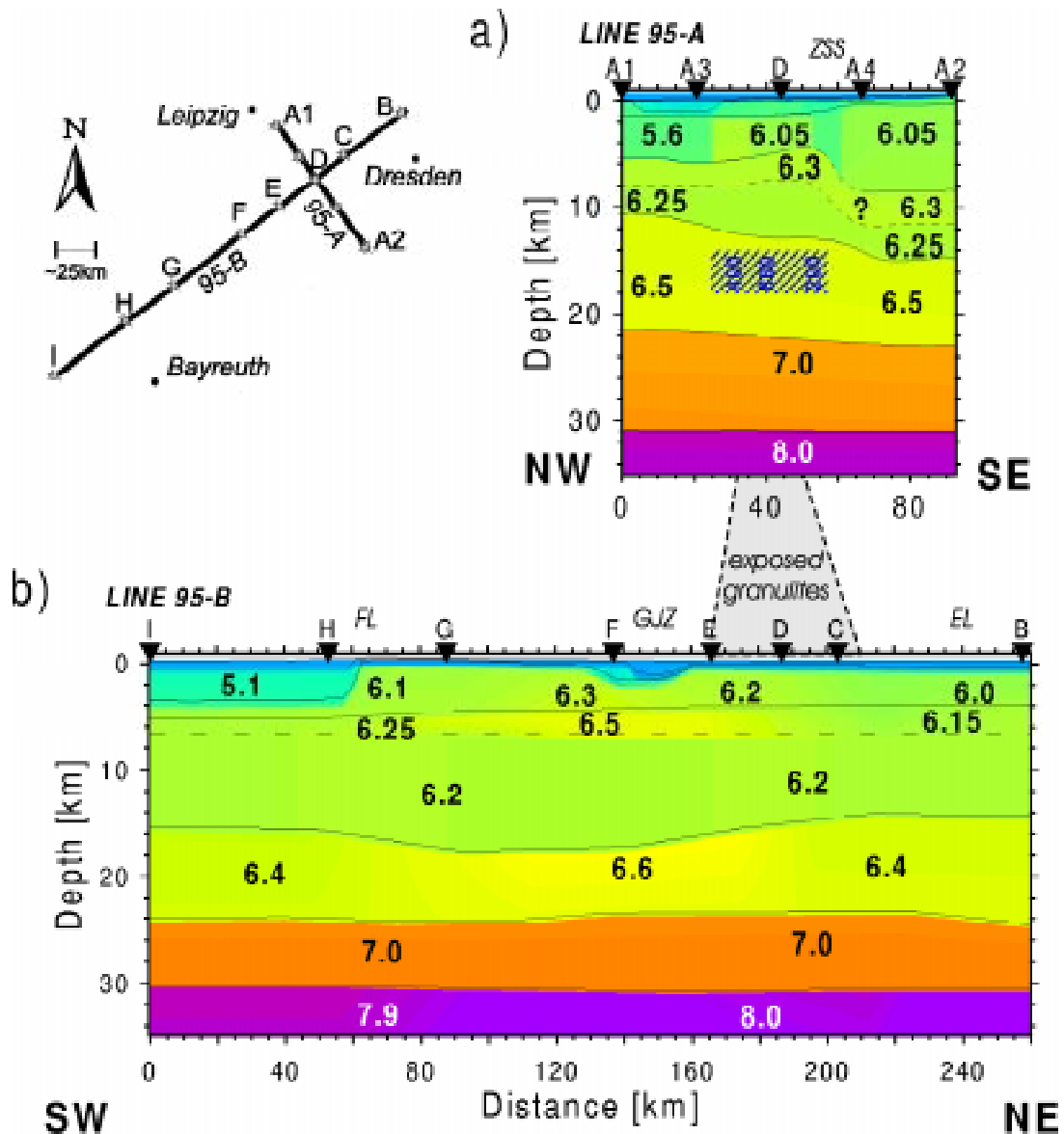


Abbildung 2.18: Geschwindigkeitstiefenmodell entlang (a) Linie 95-A und (b) Linie 95-B als Ergebnis der Vorwärtsmodellierung (ray-tracing) beobachteter Laufzeiten der P-Wellen. Die geographische Lage der Profile ist oben links skizziert. Die Geschwindigkeitswerte sind in km/s angegeben; unmittelbar unter der Oberfläche beträgt die Geschwindigkeit 3.8 km/s. Zusätzlich sind in (a) Zonen erhöhter Leitfähigkeit als Ergebnis der magnetotellurischen Messungen eingezeichnet. Die Einheit der Leitfähigkeiten (vertikal gedruckte Zahlen) ist Siemens. Die Schußpunkte sind mit A1-A4 in (a) und B-I in (b) bezeichnet. (ZSS = Zentralsächsisches Störungssystem, FL = Fränkische Linie, GJZ = Gera-Jachymov Zone, EL = Elbe Linie). Der grauhinterlegte, trapezförmige Bereich markiert den Entfernungsbereich des aufgeschlossenen Sächsischen Granulitgebirges.

rasch konvergierende Inversion ist ein gutes Startmodell. Durch sorgfältiges Ray-tracing gewonnene Modelle eignen sich hervorragend als Startmodelle.

Im folgenden soll das Vorwärtsmodell 95-B (Abbildung 2.18) mittels des Inversionsverfahrens RAYINVR [Zelt & Smith, 1992] verbessert und für eine Qualitätsbewertung transparenter gemacht werden. Das Verfahren ist in Zelt & Smith [1992] ausführlich



beschrieben. Im Anhang dieser Arbeit (Abschnitt 7.5) sind die wesentlichen Schritte der Inversion kurz zusammengefaßt.

Das Verfahren nach Zelt & Smith [1992] ist keine Inversion in einem Schritt, sondern vielmehr ein iteratives Wechselspiel zwischen Vorwärtsmodellierung und automatischer Inversion. Die Inversionskomponente dieses Verfahrens ermöglichte eine rasche Optimierung der Laufzeitresiduen des GRANU95-Datensatzes. In der Regel waren 3-5 Iterationsschritte pro Schicht nötig, um ein stabiles Ergebnis, d.h. Residuen im Bereich der Ablesegenauigkeit, zu erzielen.

Neben der mittleren quadratischen Abweichung der Laufzeitresiduen ( $T_{RMS}$ ) sind der sogenannte „mis-fit“-Parameter  $\chi^2$  und die Anzahl der angepaßten Laufzeiten entscheidende Kriterien für die Beurteilung. Der „mis-fit“-Parameter  $\chi^2$  ist eine Beschreibung für die adäquate Parametrisierung eines Systems und ist im Idealfall gleich 1. Werte kleiner 1 signalisieren ein überparametrisiertes System, das Strukturen enthält, die nicht durch Daten belegt sind. Eine zu grobe Parametrisierung hingegen wird durch hohe  $\chi^2$ -Werte ( $\chi^2 \gg 1$ ) angezeigt. Für eine bessere Abschätzung des akzeptablen  $\chi^2$ -Bereichs sei hier auf Zelt & Smith [1992] verwiesen, die für ihr endgültiges Modell bei der Analyse von refraktionsseismischen Daten aus Nevada  $\chi^2$ -Werte zwischen 1.2-12.9 erhalten.

Das Vorwärtsmodell 95-B (Abbildung 2.18) wurde mit Hilfe des oben beschriebenen Inversionsverfahrens einem erneuten Modellierungsprozeß unterzogen mit dem Ziel, ein stabiles Modell mit einer minimalen Anzahl von Modellparametern und einer möglichst hohen Auflösung derselben zu erreichen. Dazu wurde zunächst die Anzahl der Tiefen- bzw. Geschwindigkeitsknoten des Vorwärtsmodells um ca. 50% reduziert, so daß die Hauptmerkmale des Vorwärtsmodells erhalten blieben, aber stark vereinfacht wurden. Im Laufe der Inversion wurden einzelne Knotenpunkte je nach Strahlüberdeckung ergänzt bzw. verschoben. Das Ergebnis der Inversion ist in Abbildung 2.27 auf Seite 66 dargestellt und wird in Kapitel 2.6 diskutiert.

## 2.5 Diskussion der Seismogrammontagen

Im folgenden Abschnitt werden die Seismogrammontagen (Vertikalkomponente) der Linie 95-B des GRANU95-Experiments zusammen mit dem Ergebnis der Laufzeitmodellierung (Vorwärts-Ray-tracing und Inversion) vorgestellt und diskutiert [Enderle *et al.*, 1998]. Alle Seismogrammontagen (Abbildung 2.19 bis Abbildung 2.26) sind mit einer Reduktionsgeschwindigkeit von 6.0 km/s spurnormiert dargestellt und in einem Frequenzbereich von 2-12 Hz gefiltert. Die Laufzeitkurven der einzelnen Phasen repräsentieren das beste Ergebnis des Modellierungsprozesses und sind als gestrichelte Linien in den Seismogrammontagen eingezeichnet.

Die Linie 95-A wurde am GeoForschungsZentrum Potsdam modelliert und ist in Enderle et al. [1998] diskutiert. Der vollständige Datensatz des GRANU95-Experiments ist in Form einer CD-ROM [Enderle, 1996] erhältlich.

Die Linie 95-B hat fast die dreifache Länge (ca. 260 km) im Vergleich zur Linie 95-A, ist dafür aber nur halb so dicht mit Instrumenten besetzt. Der mittlere Stationsabstand beträgt hier 2.7 km. Die Profillinie B verläuft von Bamberg im Südwesten (Schußpunkt I) bis nach Weißig<sup>9</sup> im Nordosten (Schußpunkt B, vgl. Abbildung 2.11). Insgesamt wurden hier acht Schußpunkte gezündet, deren Registrierungen im folgenden analysiert werden.

Die Berechnung der Laufzeiten erfolgte für die Linie 95-B über ein 2-Punkt-Ray-tracing-Verfahren [Zelt & Smith, 1992], welches gewährleistet, daß die berechneten Strahlen genau an den Positionen ( $\pm 200$  m) auftauchen, an denen Beobachtungen vorliegen. Die relevanten Parameter zur Qualitätsbeurteilung der Laufzeitanpassung sind in Tabelle 2.4 (Seite 64) zusammengefaßt. Zusätzlich sind strahlentheoretisch berechnete Seismogrammontagen dargestellt, die hier zu einer qualitativen Beurteilung der Energieverhältnisse der einzelnen Phasen dienen sollen. Eine detailliertere Betrachtung der dynamischen Eigenschaften des Wellenfeldes unter Berücksichtigung von Koda (Streuungseffekte) wird in Abschnitt 2.6.4 mit Hilfe von Finiten-Differenzen-Seismogrammen durchgeführt.

---

<sup>9</sup> Etwa 25 km nördlich von Dresden

### 2.5.1 Schußpunkt B (Weißig)

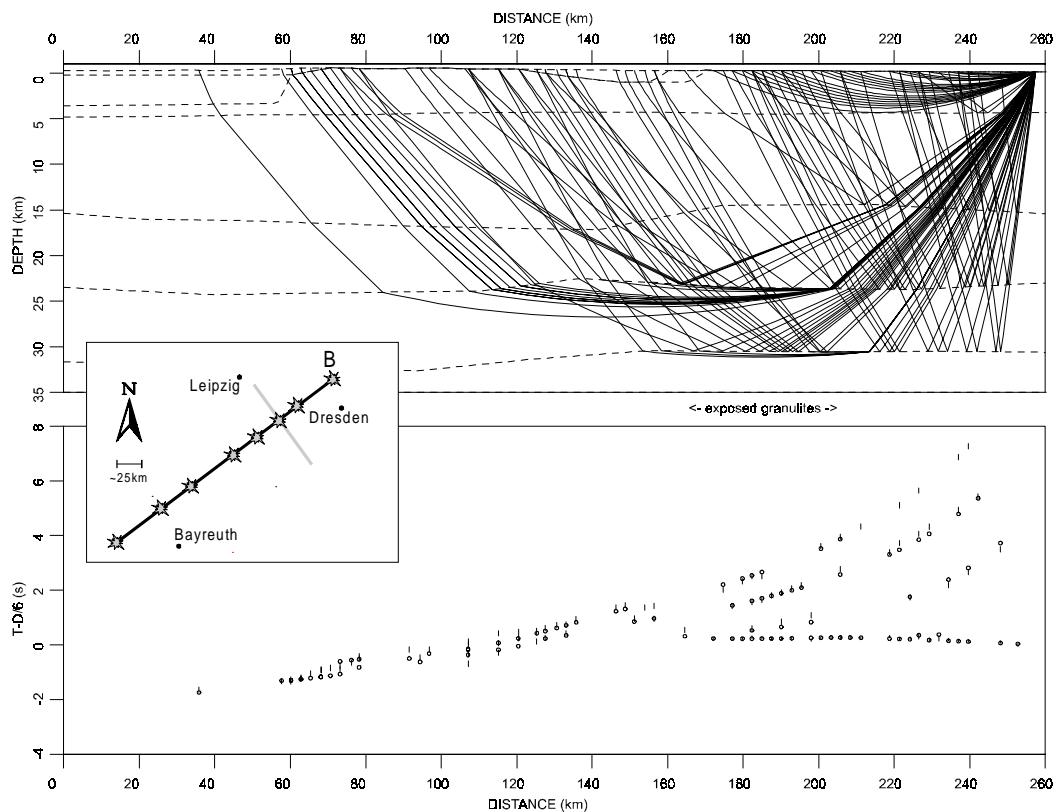
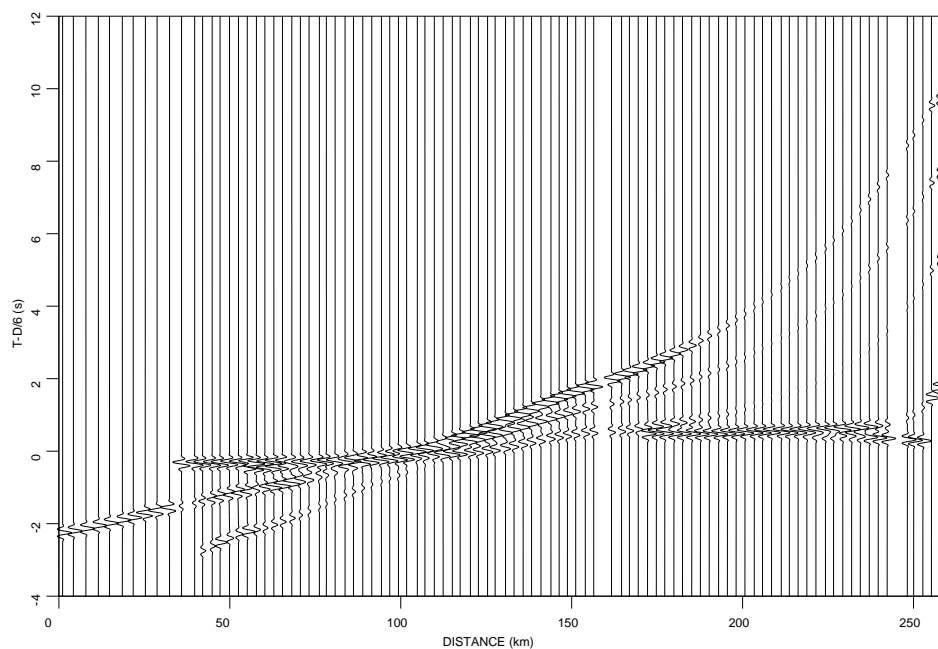
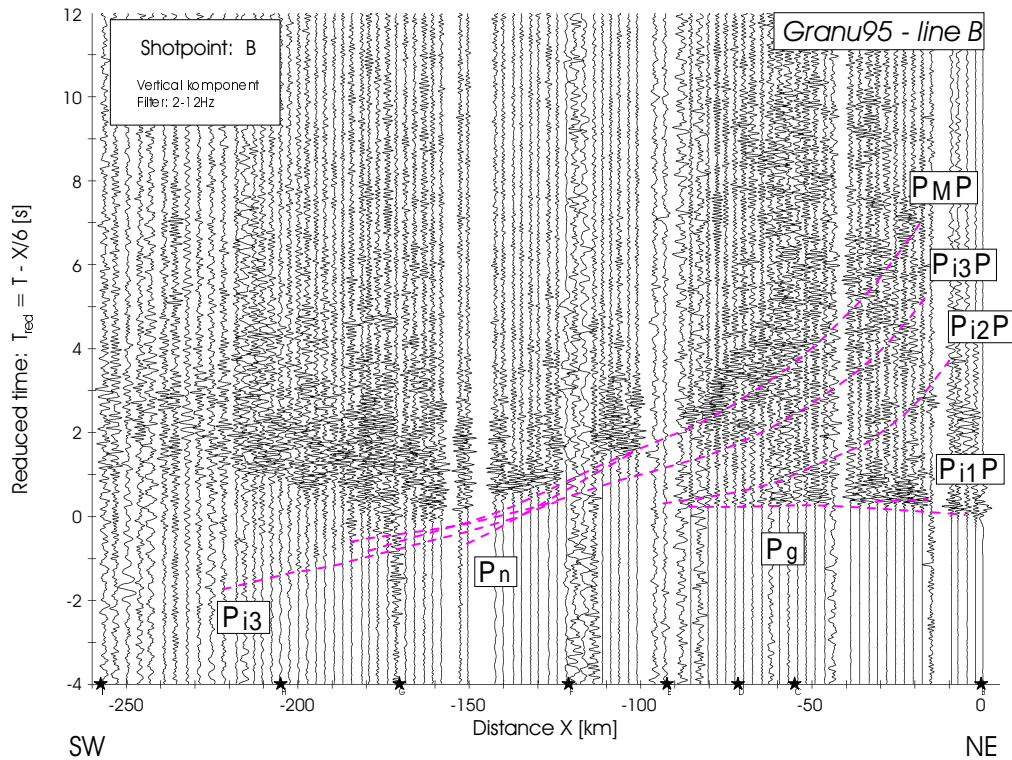


Abbildung 2.19: (a) 2-Punkt-Ray-tracing für Schußpunkt B (alle Phasen). Die Kreise (o) repräsentieren die berechneten Laufzeiten und die senkrechten Balken (|) die Beobachtungen. Die Länge der Balken spiegelt die Ablesungenauigkeit wieder.

Der nordöstlichste Sprengpunkt B (Weißig) wurde in zum Teil sehr stark kompaktierter proterozoischer Grauwacke gebohrt. Die Seismogrammontage zum Schuß B ist in Abbildung 2.19 dargestellt. Die  $P_g$ -Phase zeigt sich bis zu einer Entfernung von 80 km als Ersteinsatz und bricht dann im Entfernungsbereich zwischen 80 und 100 km ab. Die Abbruchentfernung dieser Phase läßt sich auf Grund der schlechten Datenqualität in diesem Entfernungsbereich nur auf  $\pm 10$  km genau bestimmen. Im Entfernungsbereich ab 20 km vom Schußpunkt B tritt im Anschluß an die  $P_g$ -Phase ein Bereich erhöhter Reflektivität auf, der auf eine oberflächennahe Struktur hinweist ( $P_{11}P$ ). Neben einer sehr schwachen Reflexion aus der mittleren Kruste ( $P_{12}P$ ) treten die tieferen Reflexionen  $P_{13}P$  und vor allem die Reflexion von der Krusten-Mantelgrenze  $P_M P$  deutlich hervor. Die  $P_{13}$ -Refraktion ist ab 100 km mit sehr schwachen Amplituden korrelierbar. Die  $P_M P$ -Phase weist hier vor allem im überkritischen Bereich ab 130 km eine extrem starke Ko-da auf. Bei Entfernungen größer als 180 km krümmt sich das hier sehr starke Reflexionsband zu größeren Zeiten hin und zeigt damit deutlich niedrigere Scheingeschwindigkeiten als 6.0 km/s. Dieser Effekt kann durch mächtige Sedimentbecken an der Ober-

fläche verursacht werden. Anzeichen für eine sehr schwache  $P_n$ -Phase sind in dieser Aufzeichnung im Entfernungsbereich ab 120 km zu erkennen.



Fortsetzung der Abbildung 2.19: (b) Spurnormierte P-Wellen-Seismogrammontage für den Schußpunkt B. Die Laufzeitkurven (gestrichelte Linien) sind aus dem Geschwindigkeitsmodell in Abbildung 2.27 über 2-Punkt-Ray-tracing berechnet (Bezeichnung der Phasen siehe Tabelle 2.3). (c) Strahlentheoretisch berechnete Seismogrammontage.

### 2.5.2 Schußpunkt I (Bamberg)

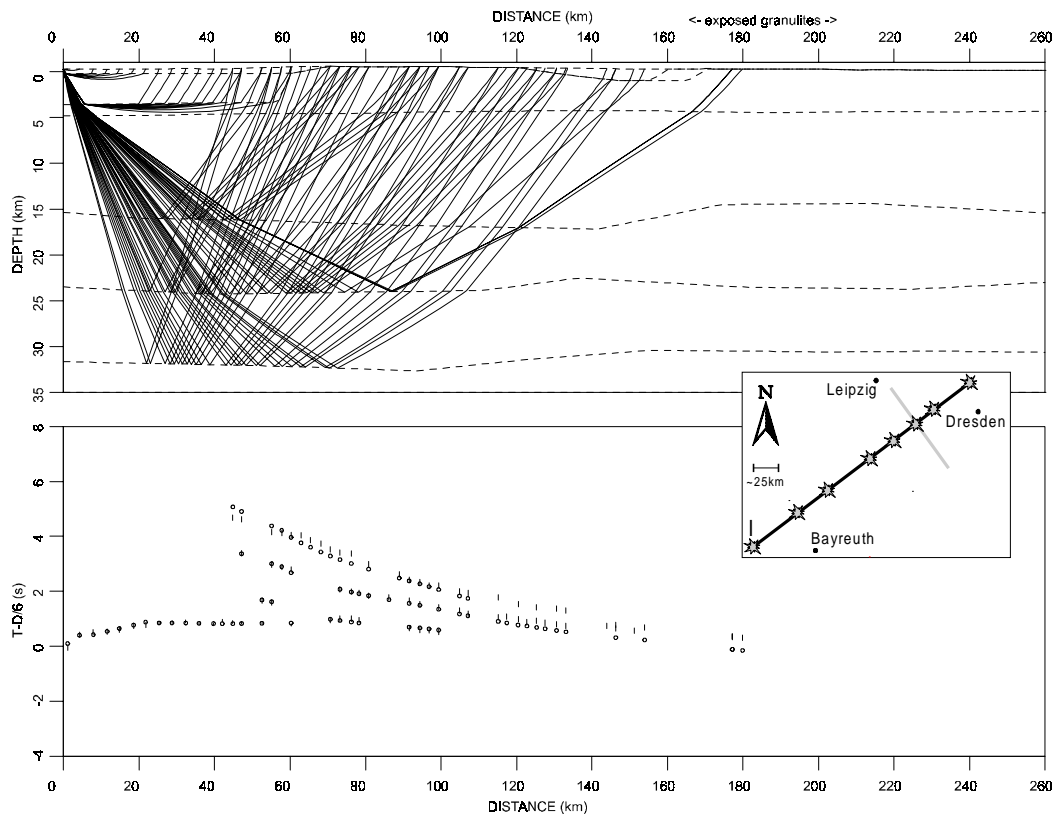
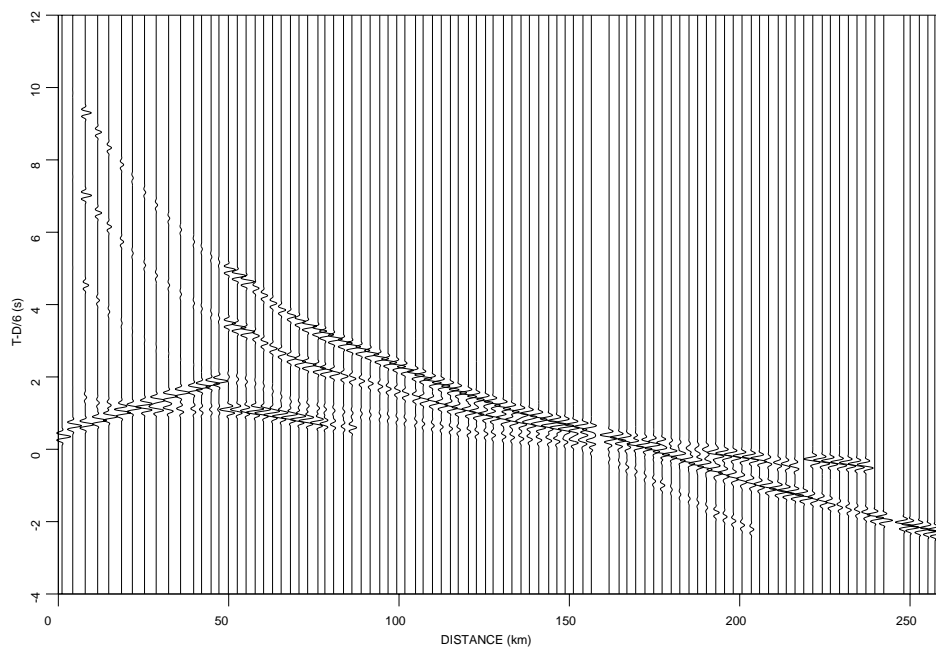
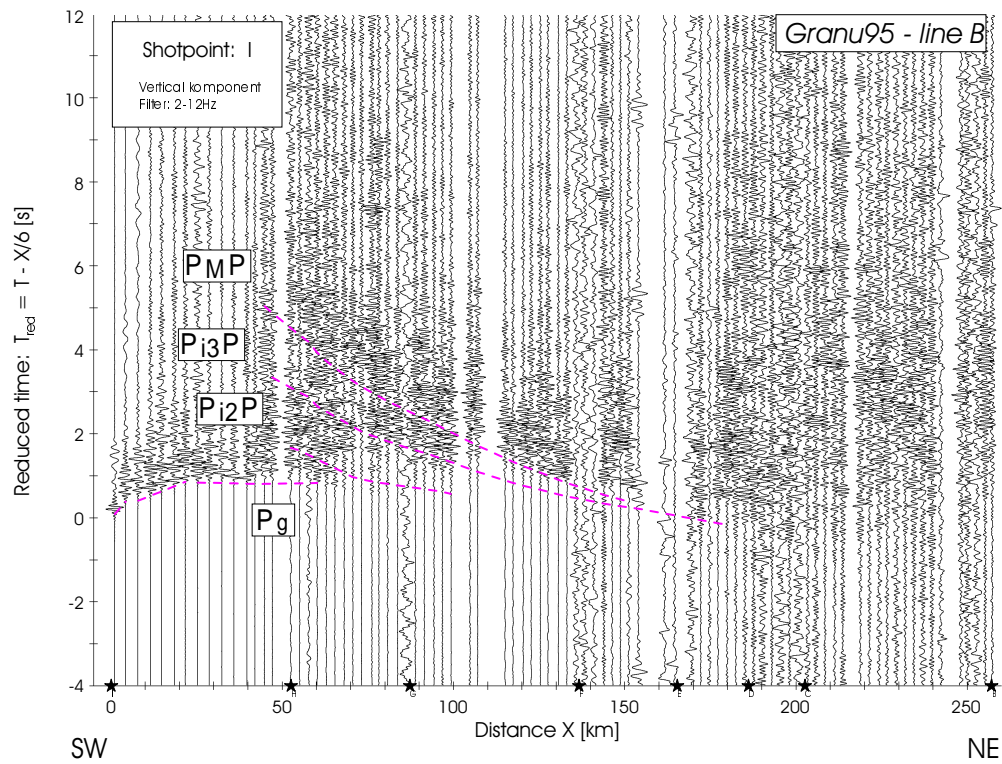


Abbildung 2.20: (a) 2-Punkt-Ray-tracing für Schußpunkt I (alle Phasen). Die Kreise (o) repräsentieren die berechneten Laufzeiten und die senkrechten Balken (|) die Beobachtungen. Die Länge der Balken spiegelt die Ableseungenauigkeit wieder.

Der südwestlichste Bohrpunkt I (Bamberg) befindet sich im Muschelkalk (mittlere germanische Trias), wo zum Teil sehr harter Kalkstein erbohrt wurde. Dieser Schußpunkt ist mit insgesamt 900 kg Ladungsmenge die energiereichste seismische Quelle des Experiments und gleichzeitig der Gegenschuß zu Abbildung 2.19. Die Seismogrammmontage ist in Abbildung 2.20 dargestellt. Hier erkennt man in unmittelbarer Nähe zum Schußpunkt eine  $P_g$ -Phase mit einer hohen Interceptzeit (ca. 1.0 s) und einer starken Krümmung in den ersten 20 km. Dies deutet auf ein ausgeprägtes Sedimentbecken SW der Fränkischen Linie hin, dessen Geometrie bei der Modellierung mittels zweier Sedimentphasen gut angenähert werden konnte. Die  $P_g$ -Phase zeigt für Entfernungen größer als 50 km eine leicht negative Steigung und ist ab 80 km nicht mehr zu sehen. Die  $P_{12}P$ -Phase wie auch die  $P_{13}P$ -Phase sind hier mit größeren Amplituden als im Gegenschuß zu sehen. In der Koda der  $P_{13}P$ -Phase zeichnet sich im Entfernungsbereich zwischen 85-100 km eine Frequenzerniedrigung bei ca. 2.5 s ab. Dies weist auf den Beginn einer neuen Phase hin und erleichtert somit die Korrelation der  $P_M P$ -Phase.



Fortsetzung der Abbildung 2.20: (b) Spurnormierte P-Wellen Seismogrammmontage für den Schußpunkt I. Die Laufzeitkurven (gestrichelte Linien) sind aus dem Geschwindigkeitsmodell in Abbildung 2.27 über 2-Punkt-Ray-tracing berechnet (Bezeichnung der Phasen siehe Tabelle 2.3). (c) Strahlentheoretisch berechnete Seismogrammmontage.



### 2.5.3 Schußpunkt C (Massanei)

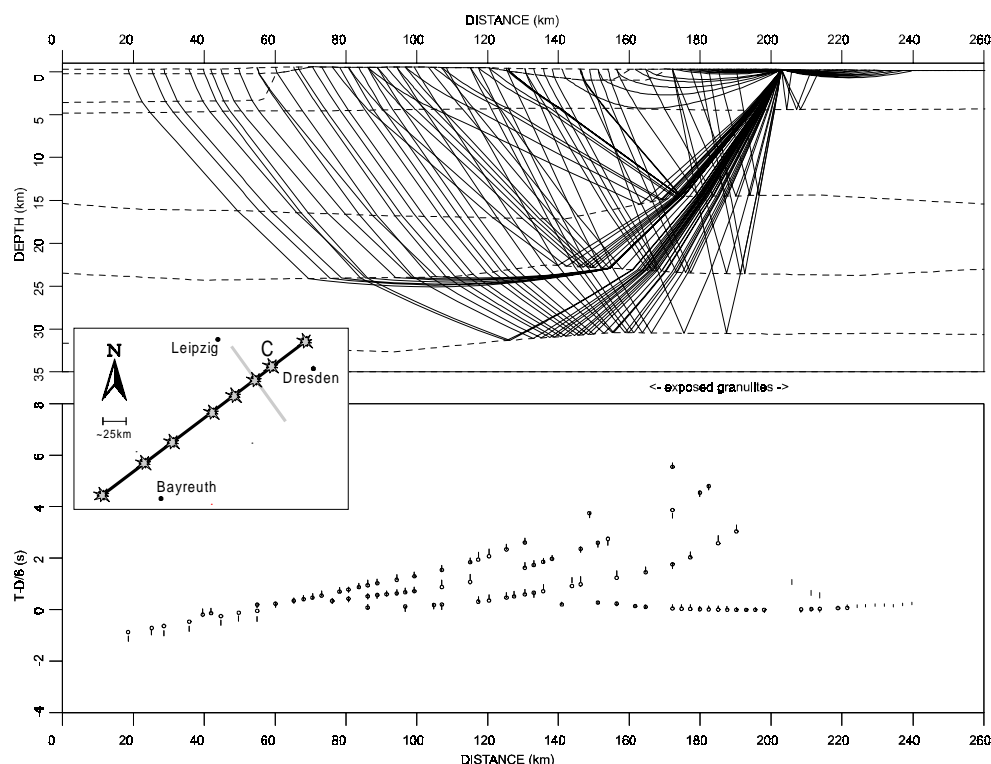
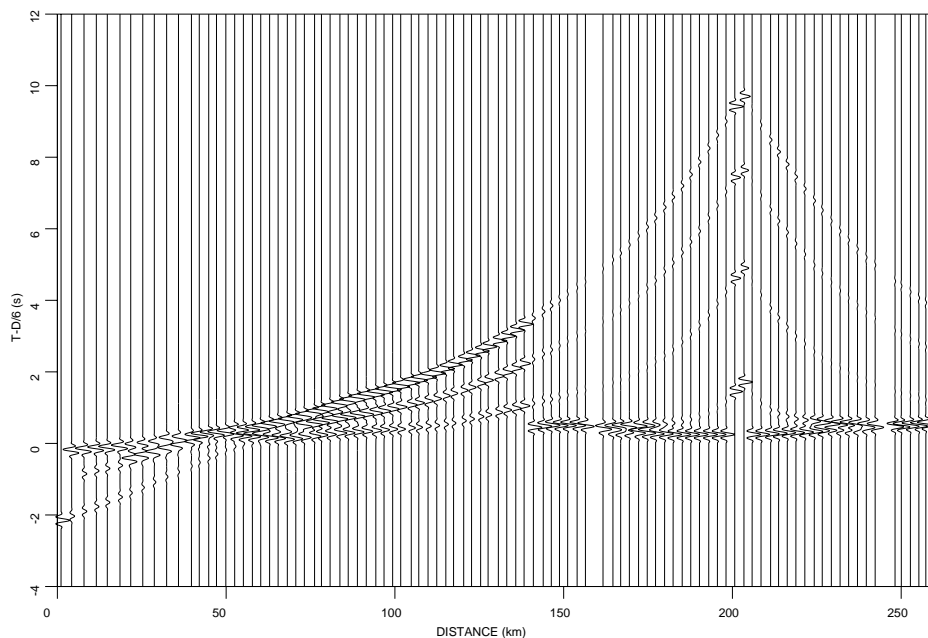
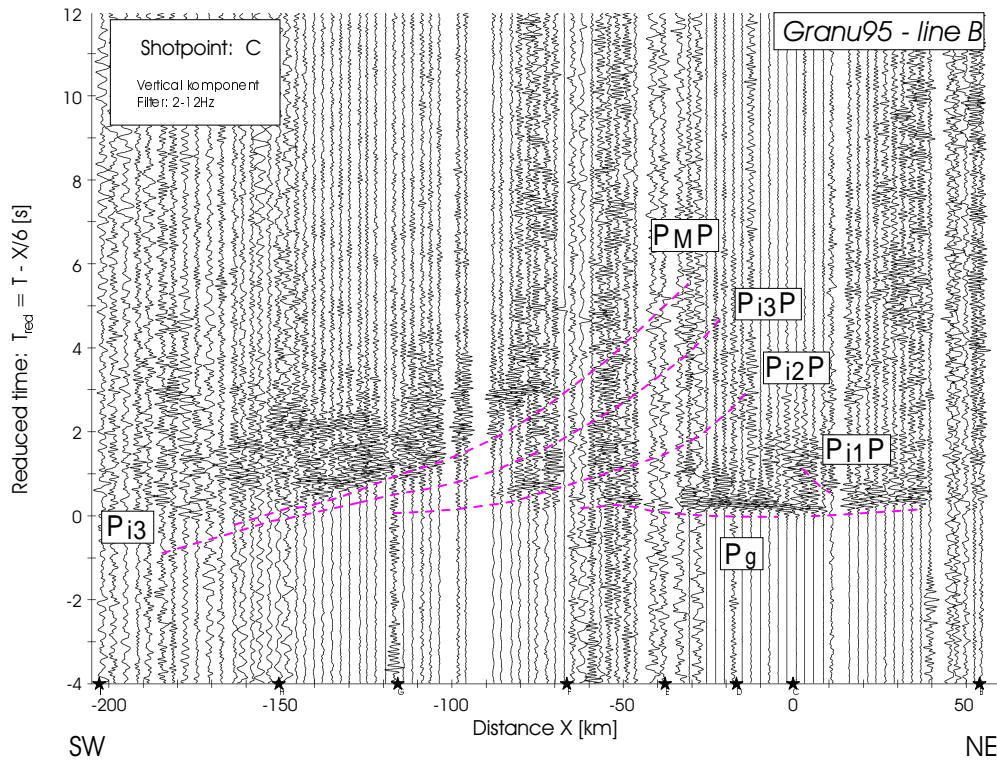


Abbildung 2.21: (a) 2-Punkt-Ray-tracing für Schußpunkt C (alle Phasen). Die Kreise (o) repräsentieren die berechneten Laufzeiten und die senkrechten Balken (|) die Beobachtungen. Die Länge der Balken spiegelt die Ablesegenauigkeit wieder.

Abbildung 2.21 zeigt die Seismogrammontage zum Schußpunkt C bei Massanei, der, wie auch die Punkte D und E, im Kernbereich des Sächsischen Granulitgebirges liegt. Die an diesen Lokationen erbohrten Granulite weisen verschiedene Varietäten auf und sind zum Teil bis in Tiefen über 40 m stark verwittert. Darüber hinaus treten in dieser Gesteinsfolge lagerartig Serpentine auf, die sich im Schiefermantel des Granulitgebirges häufen. Solche Serpentine wurden besonders in den Bohrungen der Schußpunkte C und E angetroffen. Die  $P_g$ -Phase ist in Abbildung 2.21 nur bis zu einer Entfernung von 40-50 km zu sehen und verschwindet dann trotz der Bandpaßfilterung im Rauschen. In beiden Profilrichtungen (SW bzw. NE) verläuft sie in diesem Entfernungsbereich, abgesehen von kleinen Undulationen, nahezu horizontal. Im Bereich von 10-30 km Schußentfernung erkennt man in beiden Richtungen Bereiche erhöhter Energie im direkten Anschluß an die  $P_g$ -Phase, was auf die Präsenz einer oberflächennahen Reflexion ( $P_{11}P$ ) hinweist. Eine klare Identifikation der Einsätze dieser Phase ist in den meisten Fällen nicht möglich, da sie mit der Koda der  $P_g$  interferiert. In Richtung SW beobachtet, erkennt man besonders im Entfernungsbereich zwischen 65-90 km die  $P_{12}P$ -Phase. Ab einer Entfernung größer als 110-120 km wird die  $P_{13}/P_{13}P$ -Phase zum Ersteinsatz. Diesem schwachen Ersteinsatz folgt eine starke  $P_M P$ -Reflexion mit ausgeprägter Koda. Das

durch die Koda geformte Energieband erstreckt sich teilweise über 2 s und enthält fast horizontal verlaufende Phasenstücke mit deutlich erniedrigter Scheingeschwindigkeit.



Fortsetzung der Abbildung 2.21: (b) Spurnormierte P-Wellen-Seismogrammontage für den Schußpunkt C. Die Laufzeitkurven (gestrichelte Linien) sind aus dem Geschwindigkeitsmodell in Abbildung 2.27 über 2-Punkt-Ray-tracing berechnet (Bezeichnung der Phasen siehe Tabelle 2.3). (c) Strahlentheoretisch berechnete Seismogrammontage.



### 2.5.4 Schußpunkt H (Kronach)

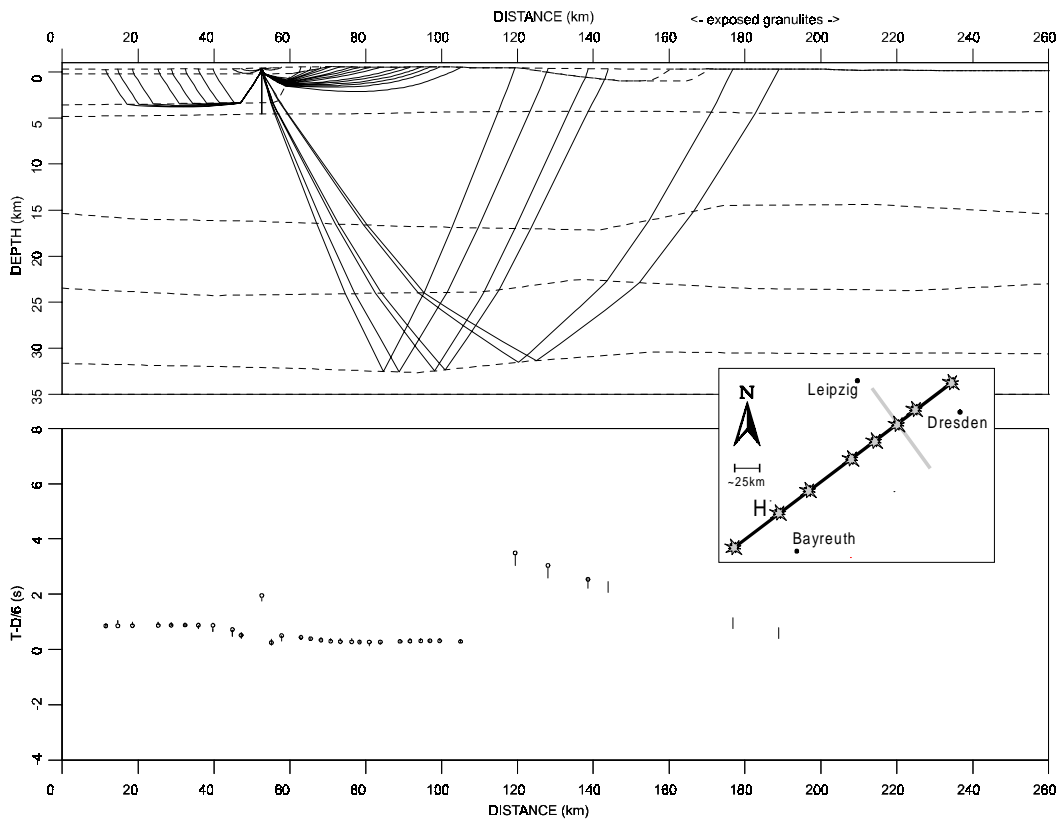
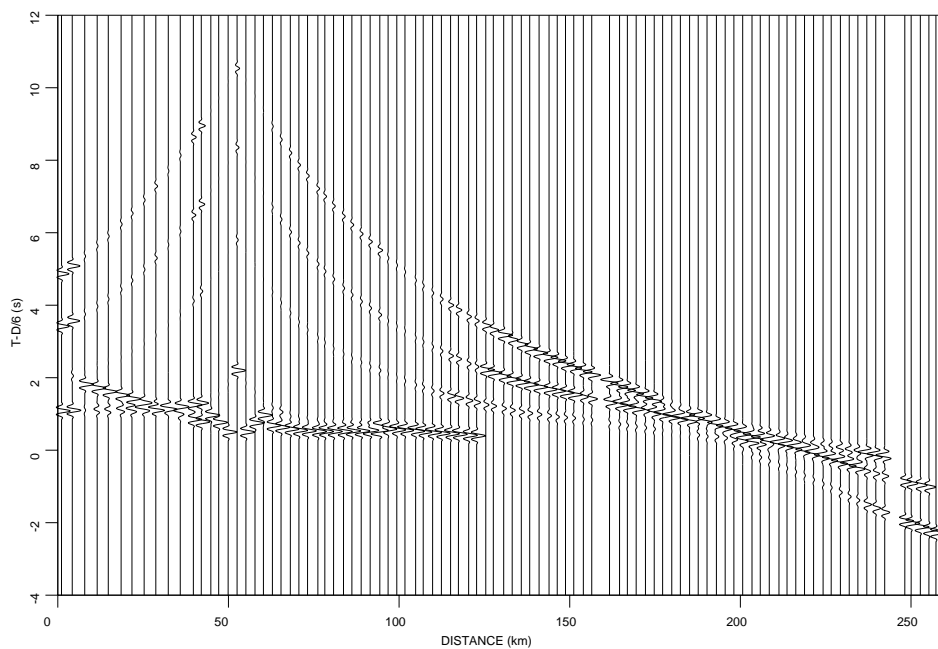
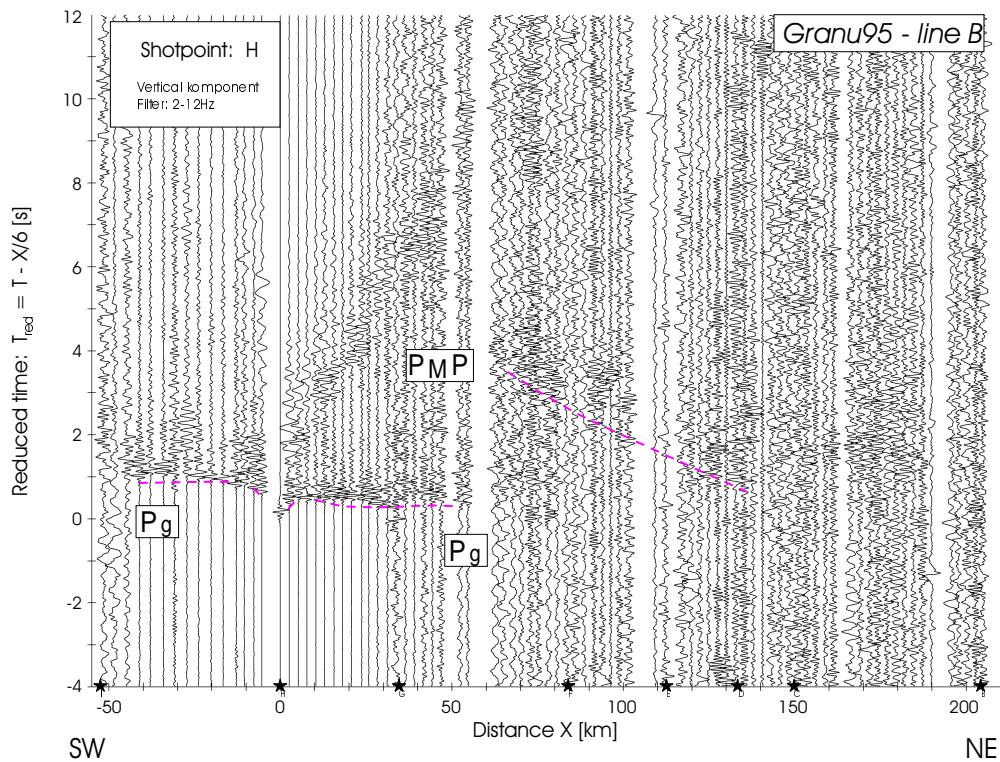


Abbildung 2.22: (a) 2-Punkt-Ray-tracing für Schußpunkt H (alle Phasen). Die Kreise (o) repräsentieren die berechneten Laufzeiten und die senkrechten Balken (|) die Beobachtungen. Die Länge der Balken spiegelt die Ableseungenauigkeit wieder.

Die Seismogrammontage zum Schußpunkt H bei Kronach ist in Abbildung 2.22 dargestellt. Die Bohrung liegt in mesozoischen Sedimenten der Trias. Obwohl man bei der Bohrung im Bereich des Punktes H auf harten Bundsandstein traf, wurde die seismische Energie der Sprengung nicht sehr gut übertragen. Ab einer Schußentfernung von 50 km dominiert seismisches Rauschen (*noise*) in der Seismogrammontage und erschwert die Phasenkorelation. Lediglich die  $P_g$ -Phase kann bis zu einer Entfernung von 60 km eindeutig korreliert werden. Sie weist in nordöstlicher Richtung eine leicht negative Steigung auf. Auffallend ist auch die unterschiedliche Interceptzeit der  $P_g$  in Richtung SW bzw. NE. Während sie in Richtung SW bis zu 1 s beträgt, ist sie nach NE hin deutlich geringer und zeigt somit einen abrupten Übergang (Fränkische Linie) von geringen Geschwindigkeiten in den Sedimenten zu höheren Geschwindigkeiten im kristallinen Grundgebirge an. Im Entfernungsbereich zwischen 60-120 km hebt sich ein Energieband geringfügig über den Noise-Pegel, welches der  $P_{MP}$ -Phase zugeschrieben werden kann.



Fortsetzung der Abbildung 2.22: (b) Spurnormierte P-Wellen-Seismogrammmontage für den Schußpunkt H. Die Laufzeitkurven (gestrichelte Linien) sind aus dem Geschwindigkeitsmodell in Abbildung 2.27 über 2-Punkt-Ray-tracing berechnet (Bezeichnung der Phasen siehe Tabelle 2.3). (c) Strahlentheoretisch berechnete Seismogrammmontage.

### 2.5.5 Schußpunkt D (Königshain)

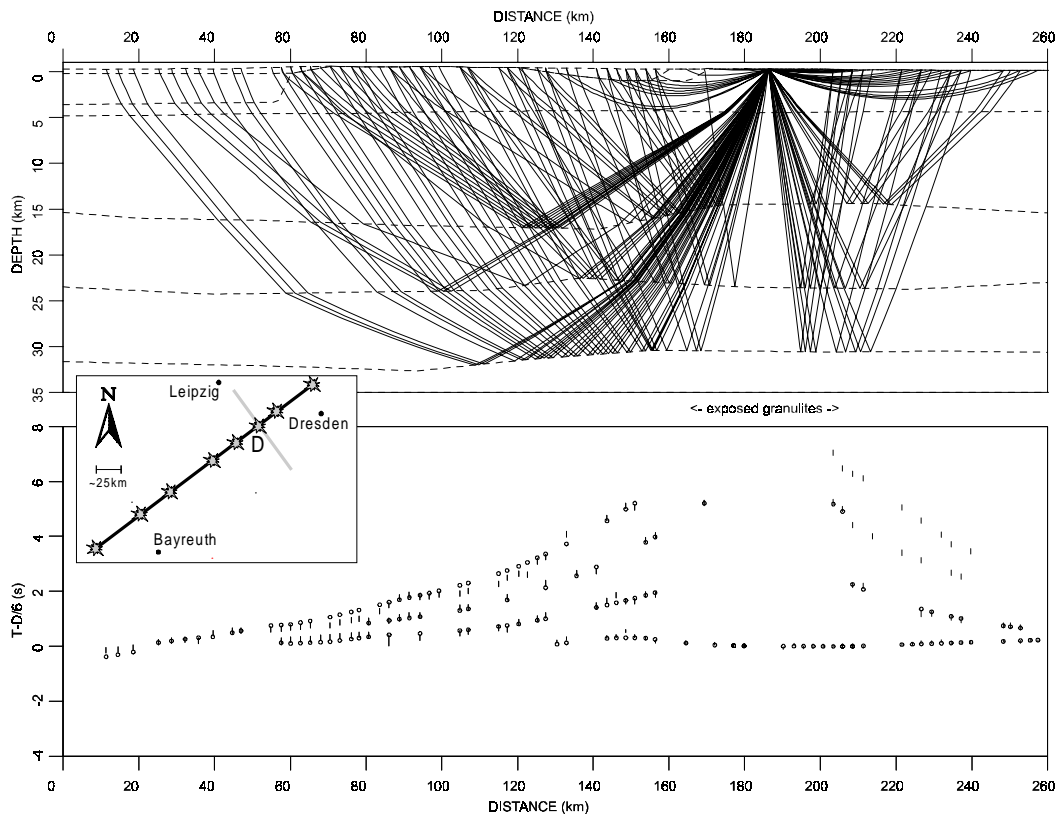
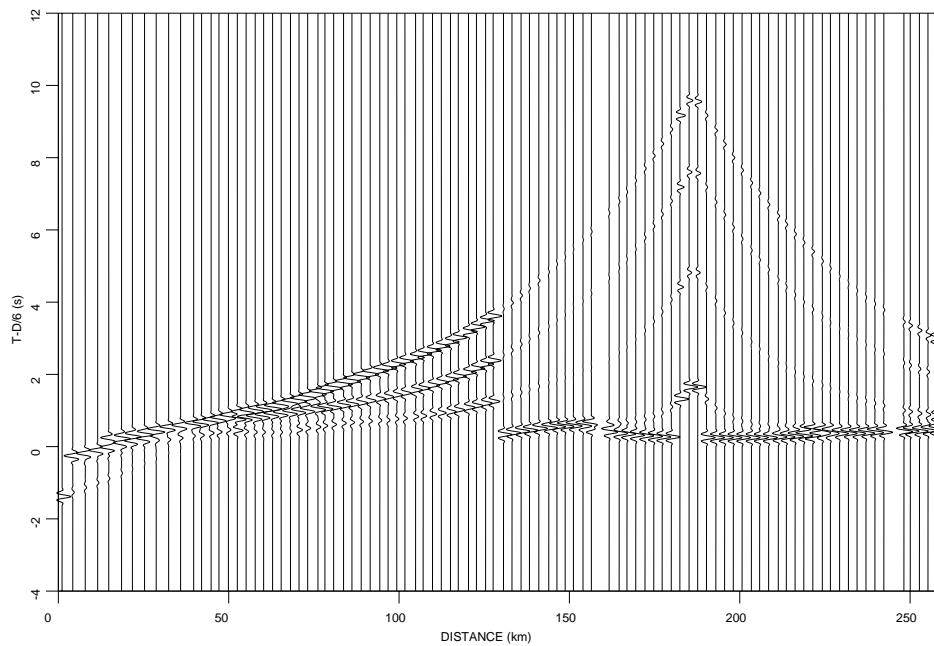
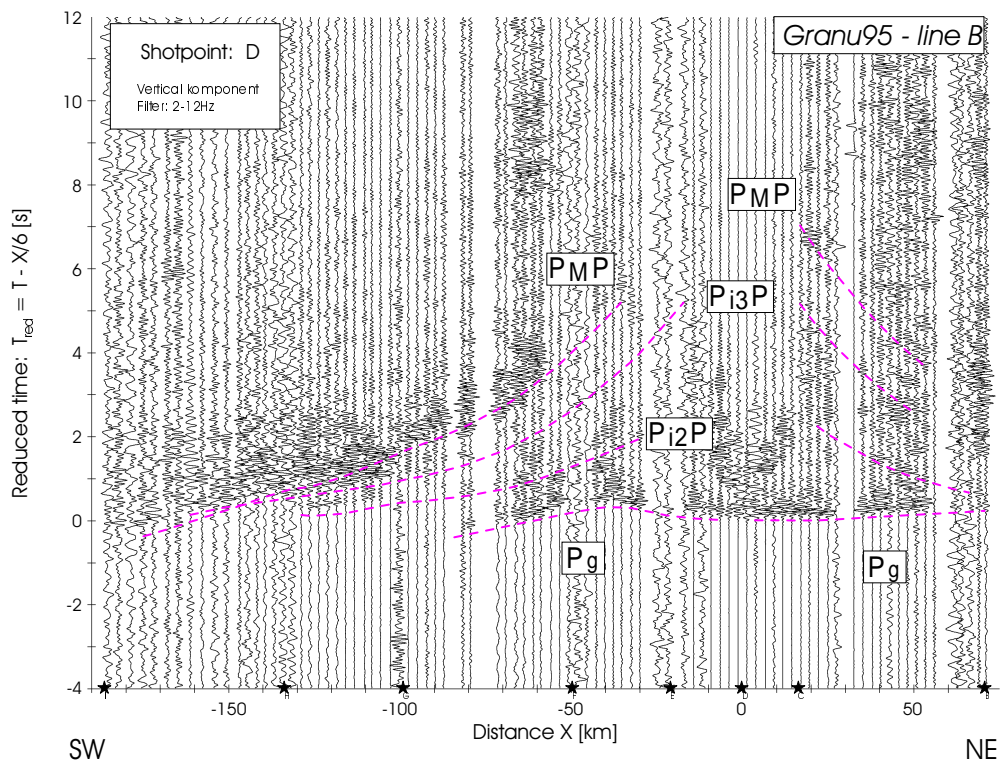


Abbildung 2.23: (a) 2-Punkt-Ray-tracing für Schußpunkt D (alle Phasen). Die Kreise (o) repräsentieren die berechneten Laufzeiten und die senkrechten Balken (|) die Beobachtungen. Die Länge der Balken spiegelt die Ablesegenauigkeit wieder.

Der Schnittpunkt beider Linien (95-A und 95-B) definiert den Sprengpunkt D im Zentrum des sächsischen Granulitgebirges. Abbildung 2.23 zeigt die Seismogrammontagen für die Beobachtung entlang der Linie B. Während man in der Aufzeichnung für die Linie A im wesentlichen nur die  $P_g$ -Phase und die oberflächennahe Reflexion  $P_{i1}P$  zuverlässig korrelieren kann [Enderle *et al.*, 1998], lassen sich auf der wesentlich längeren Linie B zusätzlich die hier schwach ausgebildeten Reflexionen  $P_{i2}P$  und  $P_{i3}P$  und eine starke  $P_M P$  mit Koda in den Entfernungsbereichen zwischen 60 und 150 km Schußpunktentfernung in südwestlicher Richtung beobachten. Die  $P_g$ -Phase zeigt hier eine ausgeprägte Zeitverzögerung im Entfernungsbereich von 20-50 km SW vom Schußpunkt D und deutet damit in Übereinstimmung mit der geologischen Karte von Sachsen [Sächsisches Landesamt für Umwelt und Geologie, 1994] die Struktur eines Sedimentbeckens an. In Entfernungsbereich größer als 50 km zeigt die  $P_g$ -Phase eine hohe Scheingeschwindigkeit (6.5 km/s). Bei einer Entfernung von 80 km bricht die  $P_g$ -Phase ab. Nach Nordosten beobachtet, verläuft die  $P_g$ -Phase horizontal bis zum Profilende bei 70 km.



Fortsetzung der Abbildung 2.23: (b) Spurnormierte P-Wellen-Seismogrammontage für den Schußpunkte D. Die Laufzeitkurven (gestrichelte Linien) sind aus dem Geschwindigkeitsmodell in Abbildung 2.27 über 2-Punkt-Ray-tracing berechnet (Bezeichnung der Phasen siehe Tabelle 2.3). (c) Strahlentheoretisch berechnete Seismogrammontage.

### 2.5.6 Schußpunkt E (Callenberg)

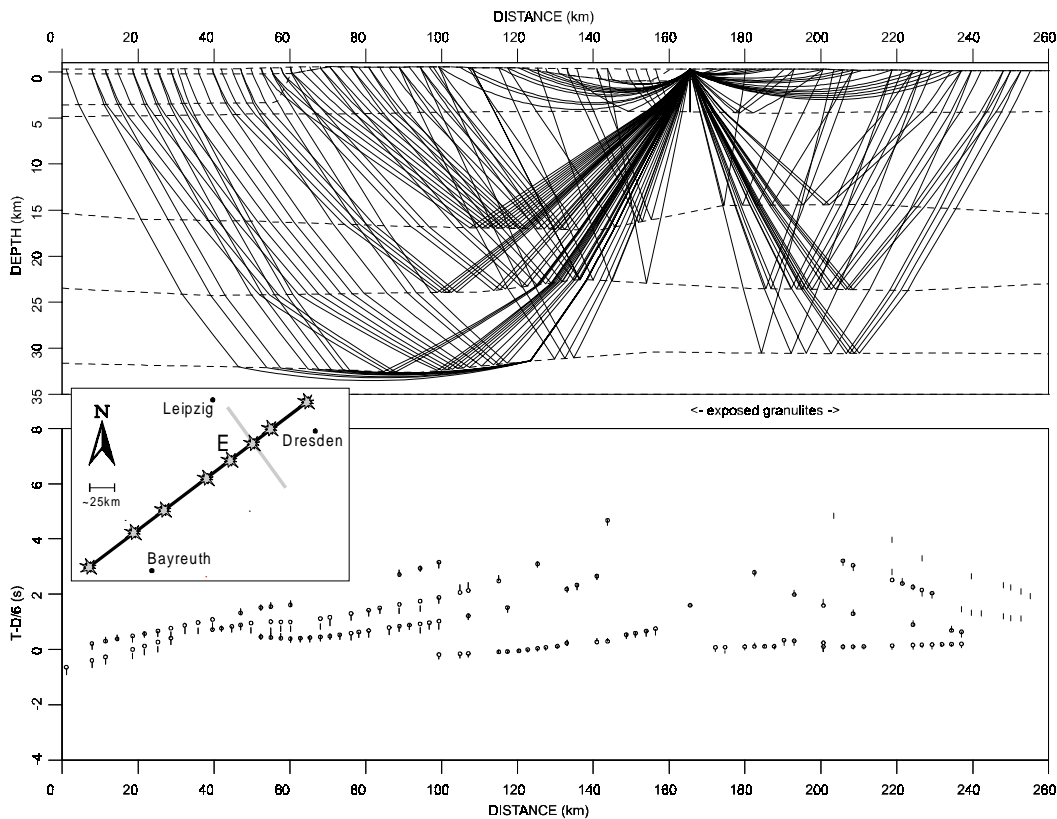
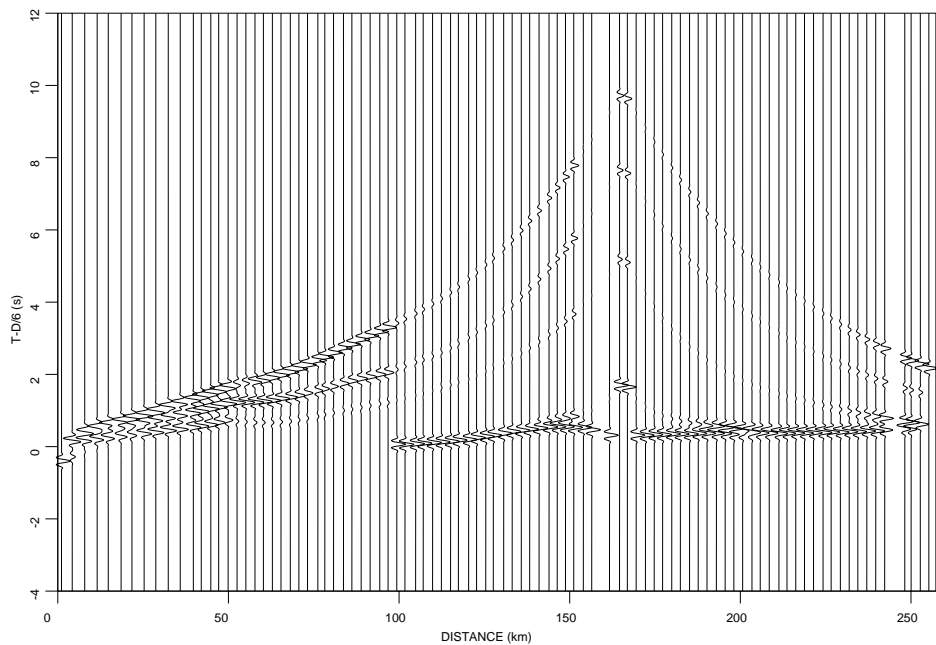
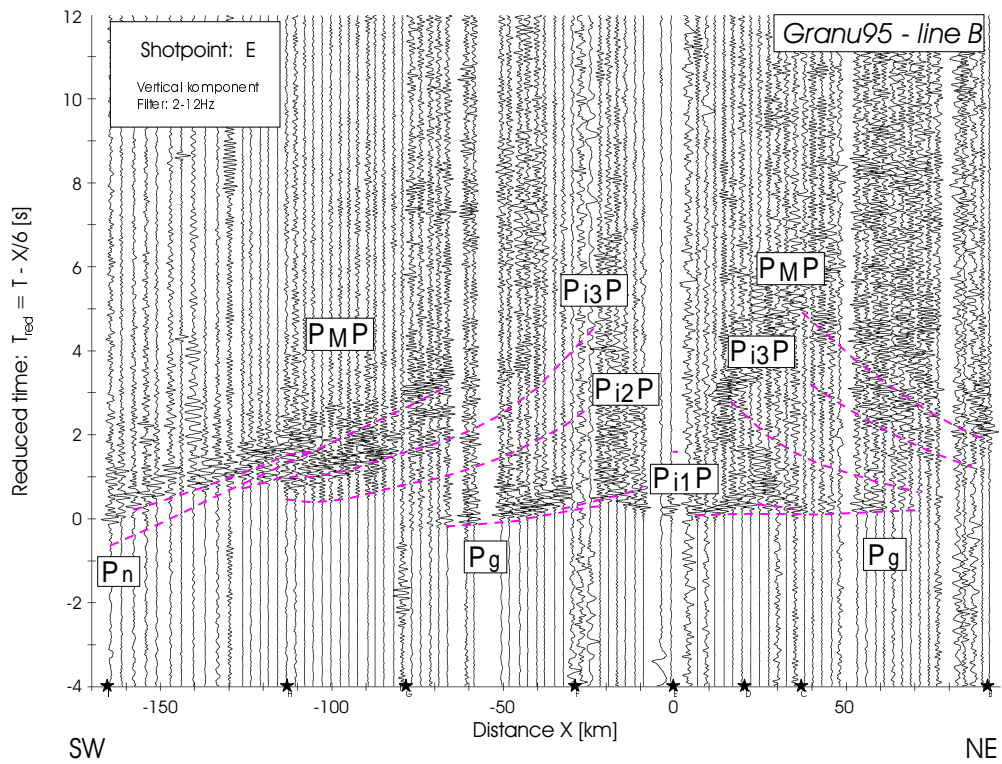


Abbildung 2.24: (a) 2-Punkt-Ray-tracing für Schußpunkt E (alle Phasen). Die Kreise (o) repräsentieren die berechneten Laufzeiten und die senkrechten Balken (|) die Beobachtungen. Die Länge der Balken spiegelt die Ableseungenauigkeit wieder.

Der Schußpunkt E (Abbildung 2.24) liegt im Bereich des aufgeschlossenen Granulitgebirges. Bei den Bohrungen wurden hier verstärkt Lagen von Serpentin angetroffen. Nach SW erkennt man in der Seismogrammontage eine klare  $P_g$ -Phase, die bei einer Entfernung von 80 km zum Schußpunkt abrupt abbricht. Während die Laufzeitkurve für die  $P_g$ -Phase nach SW hin eine negative Steigung aufweist, kann sie nach NE durch eine annähernd horizontale Linie angepaßt werden. Die negative Steigung der  $P_g$  in Richtung SW signalisiert eine deutlich höhere Scheingeschwindigkeit als 6.0 km/s. Im Entfernungsbereich zwischen 30-60 km beobachtet man eine retrograd gekrümmte Phase  $P_{11}P$  mit hohen Amplituden, die sich asymptotisch der  $P_g$  nähert. Nach dem Abbruch der  $P_g$ -Phase bei 80 km läßt sich, mit einer Zeitverzögerung von ca. 1.5 s, die  $P_{12}P$ -Phase im Entfernungsbereich zwischen 80-120 km als Ersteinsatz korrelieren. Annähernd im gleichen Entfernungsbereich treten, um etwa 0.5 s verzögert, hohe Amplituden im Anschluß an die  $P_{12}P$ -Phase auf. Diese Einsätze wurden hier als  $P_{13}P$ -Phase korreliert. Die  $P_{13}P$ -Phase erscheint unmittelbar vor der Reflexion  $P_M P$  von der Krusten-Mantelgrenze und maskiert aufgrund ihrer starken Koda den Beginn der  $P_M P$ -Phase. Der Beginn einer schwachen  $P_n$ -Phase deutet sich nach SW an.





Fortsetzung der Abbildung 2.24: (b) Spurnormierte P-Wellen-Seismogrammontage für den Schußpunkte E. Die Laufzeitkurven (gestrichelte Linien) sind aus dem Geschwindigkeitsmodell in Abbildung 2.27 über 2-Punkt-Ray-tracing berechnet (Bezeichnung der Phasen siehe Tabelle 2.3). (c) Strahlentheoretisch berechnete Seismogrammontage.

### 2.5.7 Schußpunkt F (Trünzig)

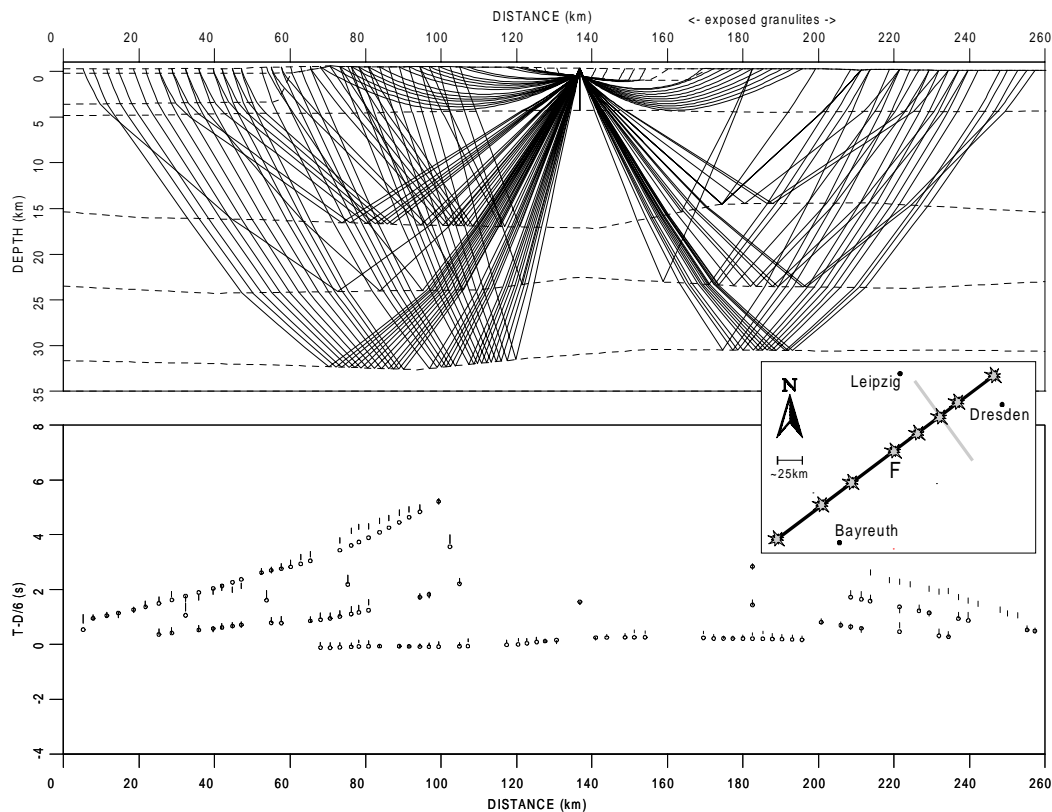
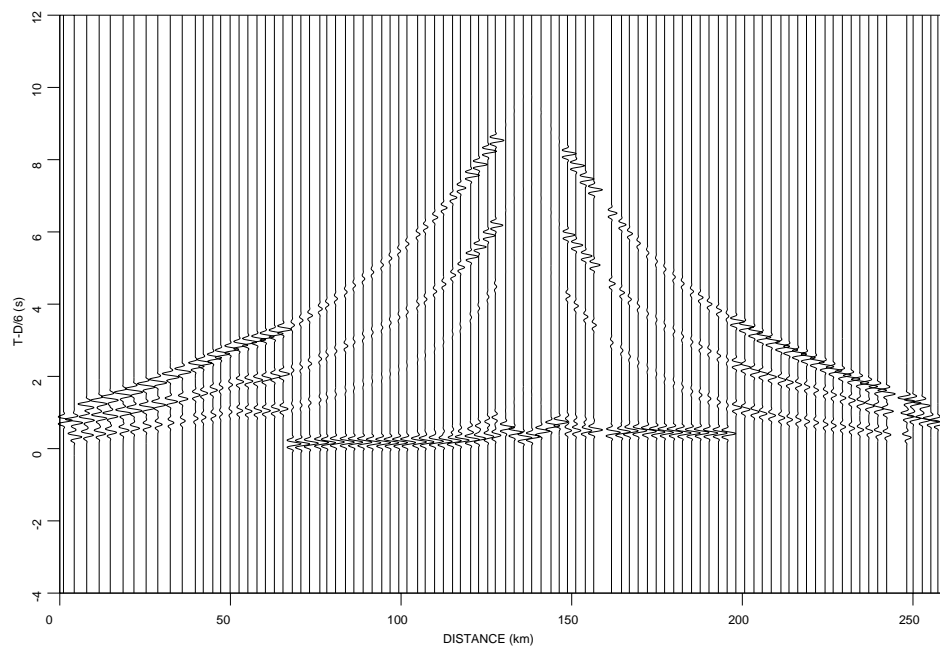
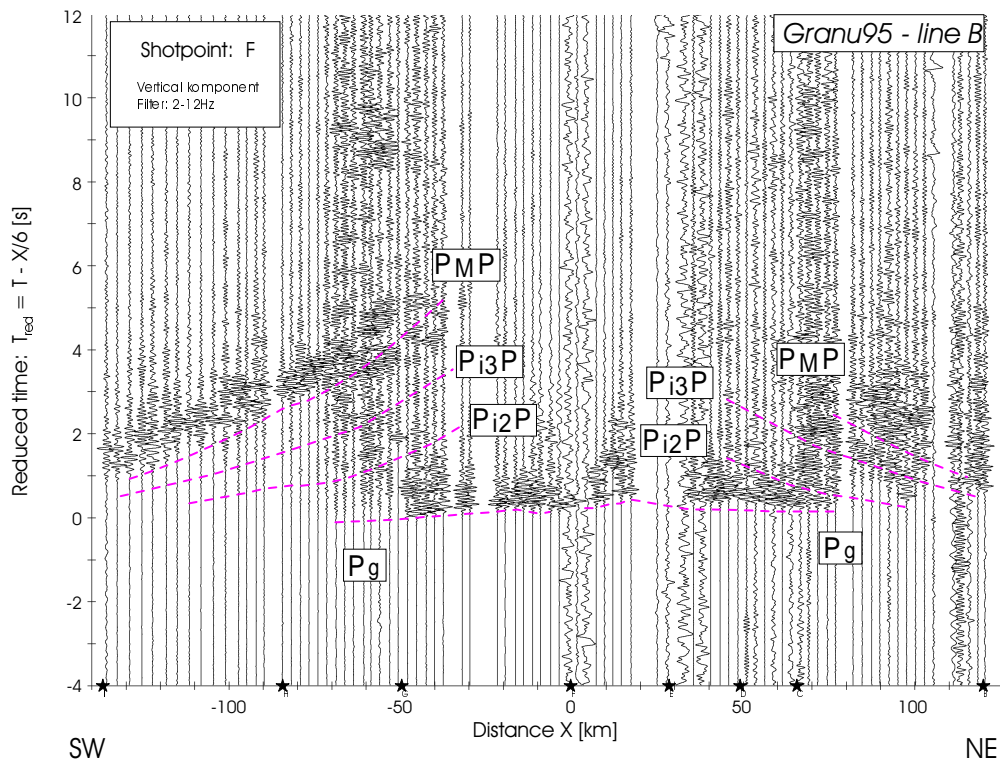


Abbildung 2.25: (a) 2-Punkt-Ray-tracing für Schußpunkt F (alle Phasen). Die Kreise (o) repräsentieren die berechneten Laufzeiten und die senkrechten Balken (|) die Beobachtungen. Die Länge der Balken spiegelt die Ableseungenauigkeit wieder.

Die Seismogrammontage zum Schußpunkt F bei Trünzig ist in Abbildung 2.25 dargestellt. Der Schußpunkt F liegt in Rotliegendensedimenten der Erzgebirgischen Mulde. Diese Sedimente schließen sich nach SW an das Sächsische Granulitgebirge an. Obwohl bei der Bohrung überwiegend lockere Konglomerate festgestellt wurden, ist die seismische Energie dieser Sprengung sehr gut übertragen worden. Eine klare  $P_g$ -Phase wird in beiden Richtungen vom Schußpunkt mit einer Abbruchentfernung von ca. 80 km beobachtet. Während die  $P_g$ -Phase in nordöstlicher Richtung annähernd horizontal verläuft, weist sie nach SW beobachtet eine negative Steigung, d.h. eine höhere Scheingeschwindigkeit als 6.0 km/s, auf. Die oberflächennahe Reflexion  $P_{11}P$  deutet sich nach SW hin durch eine Amplitudenerhöhung unmittelbar nach dem  $P_g$  Ersteinsatz an. Nach Nordosten hin läßt sich die  $P_{11}P$  nur sehr unzuverlässig korrelieren. Nach dem Abbruch der  $P_g$ -Phase nach NE hin verteilt sich die seismische Energie im Entfernungsbereich größer als 80 km annähernd gleich auf die Reflexionen  $P_{12}P$ ,  $P_{13}P$  und  $P_M P$ . Im Gegensatz hierzu beobachtet man nach SW hin eine nur sehr schwache  $P_{12}P$  und  $P_{13}P$ -Phase und eine äußerst prominente  $P_M P$  Reflexion.



Fortsetzung der Abbildung 2.25: (b) Spurnormierte P-Wellen-Seismogrammontage für den Schußpunkte F. Die Laufzeitkurven (gestrichelte Linien) sind aus dem Geschwindigkeitsmodell in Abbildung 2.27 über 2-Punkt-Ray-tracing berechnet (Bezeichnung der Phasen siehe Tabelle 2.3). (c) Strahlentheoretisch berechnete Seismogrammontage.



### 2.5.8 Schußpunkt G (Saaldorf)

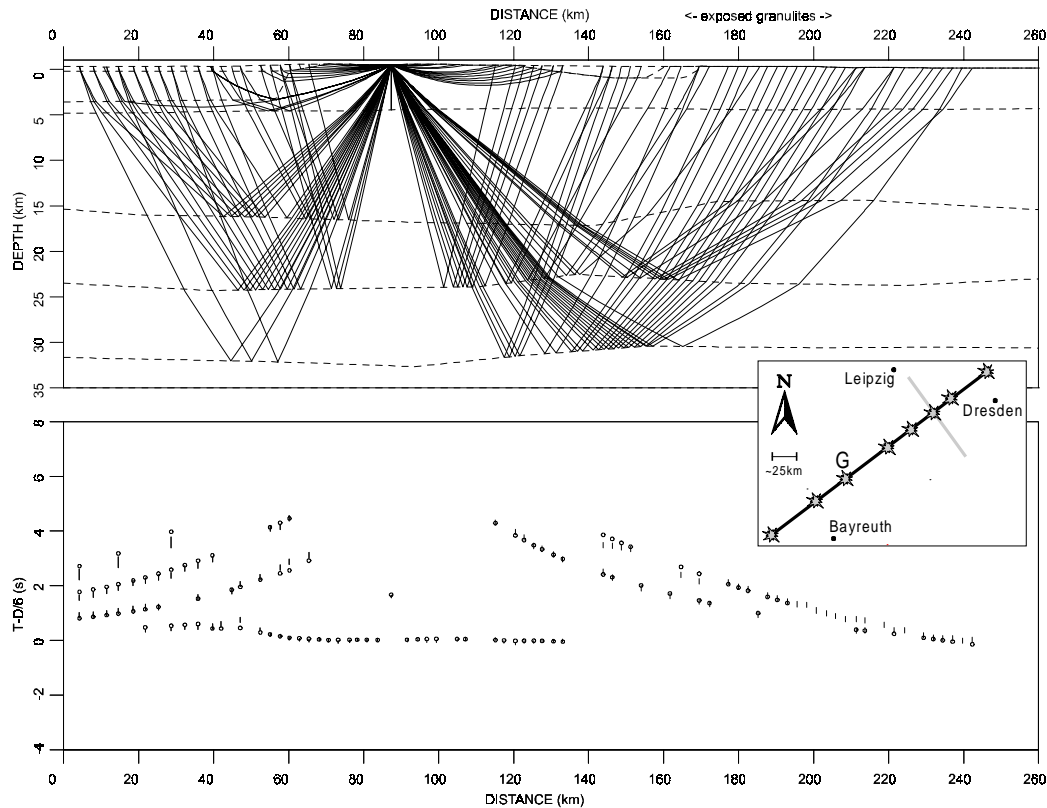
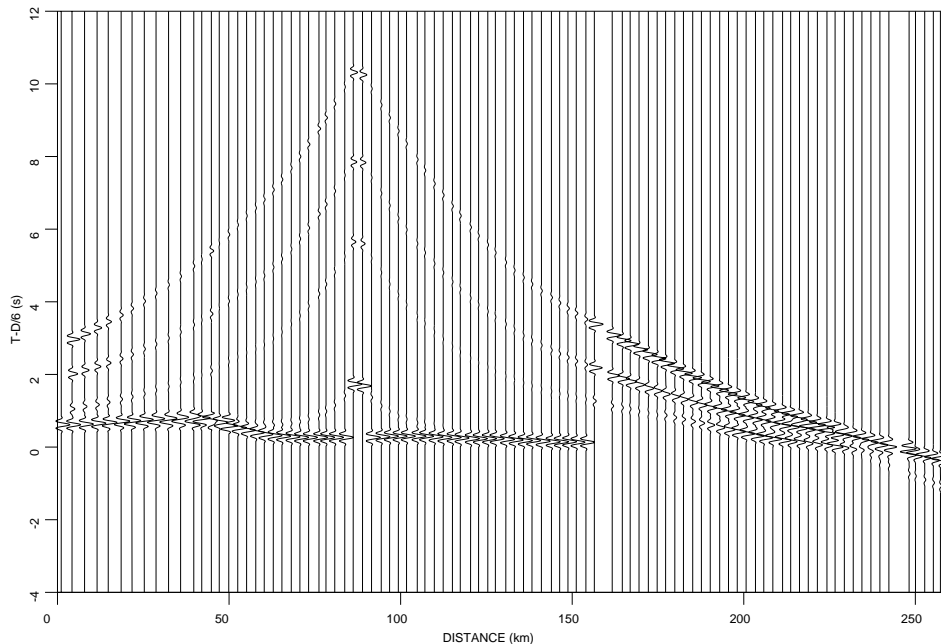
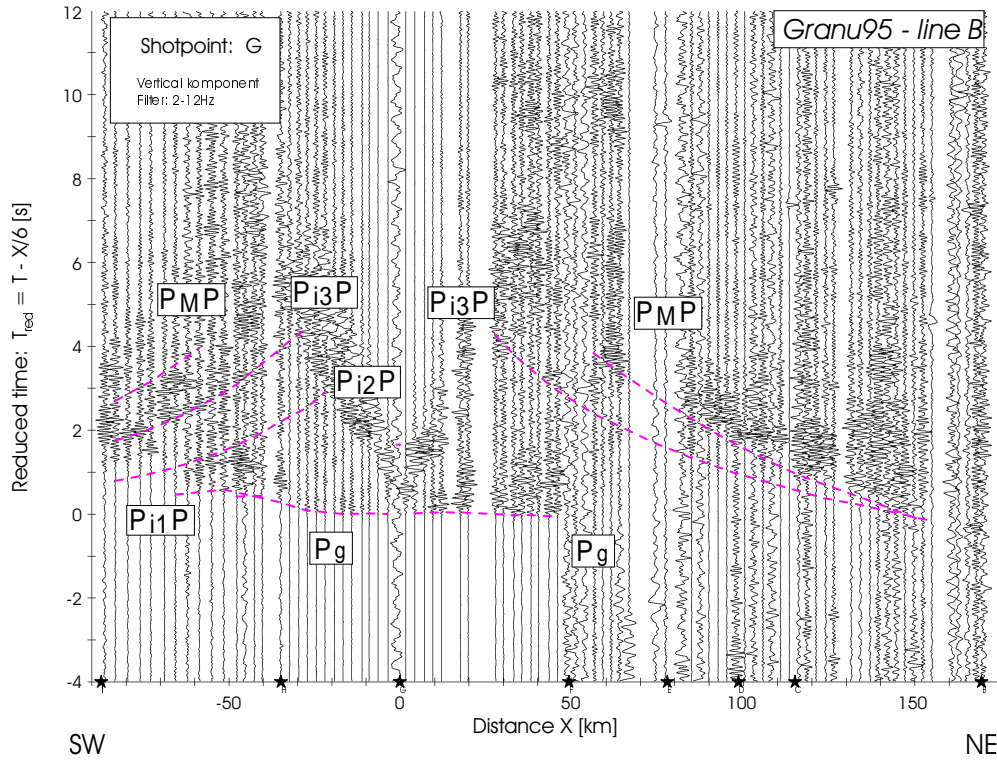


Abbildung 2.26: (a) 2-Punkt-Ray-tracing für Schußpunkt G (alle Phasen). Die Kreise (o) repräsentieren die berechneten Laufzeiten und die senkrechten Balken (|) die Beobachtungen. Die Länge der Balken spiegelt die Ablesegenauigkeit wieder.

Abbildung 2.26 zeigt die Seismogrammontage für den Schußpunkt G bei Saaldorf. Dieser Sprengpunkt wurde in sehr harte quarzitische bzw. phyllitische Tonschiefer gebohrt, die regional-geologisch zum Bergaer Sattel gehören und dem Ordovizium zugeordnet werden müssen. Die Bohrung G ist als einzige des Experiments ohne Wasserzulauf geblieben, d.h. die Sprengung wurde in trockener Umgebung gezündet. Auffallend ist die Beobachtung einer besonders nach SW hin starken direkten S-Welle im Vergleich zu einer sehr schwachen  $P_g$ -Phase. Die  $P_g$ -Phase verschwindet nach NE ab bei einer Entfernung von ca. 50 km im *noise*. In Richtung SW erkennt man im Bereich des Schußpunktes H (ca. 25-50 km vom Schußpunkt G entfernt) eine starke Verzögerung der Ersteinträge, die eine markante Änderung der oberflächennahen Struktur widerspiegelt und mit der Grenze zwischen mesozoischen Sedimenten und anstehendem Kristallin (Karbon) korreliert, die in geologischen Kartierungen als „Fränkische Linie“ bezeichnet wird. Trotz guter geologischer Randbedingungen am Sprengpunkt konnte die seismische Energie der Sprengung nur mäßig übertragen werden. Tiefere Reflexionen wie die  $P_{13}P$  sind nur sehr schwach ausgeprägt oder konnten wie im Falle der  $P_{12}P$  überhaupt

nicht korreliert werden. Im Entfernungsbereich zwischen 70-150 km beobachtet man nach NE einen Bereich erhöhter Signalenergie, dessen Beginn die  $P_M P$ -Phase definiert.



Fortsetzung der Abbildung 2.26: (b) Spurnormierte P-Wellen-Seismogrammontage für den Schußpunkte G. Die Laufzeitkurven (gestrichelte Linien) sind aus dem Geschwindigkeitsmodell in Abbildung 2.27 über 2-Punkt-Ray-tracing berechnet (Bezeichnung der Phasen siehe Tabelle 2.3). (c) Strahlentheoretisch berechnete Seismogrammontage.

Tabelle 2.4: Ergebnis der Laufzeitinversion nach Zelt & Smith [1992]. Dargestellt sind die zur Qualitätsbeurteilung relevanten Parameter: Prozentsatz der angepaßten Laufzeiten („picks“), die Summe der quadrierten Laufzeitresiduen  $T_{RMS}$  und der „mis-fit“-Parameter  $\chi^2$ . Die Angaben sind für das gesamte Modell (a), die einzelnen Schußpunkte (b) und Phasen (c) aufgelistet.

	Schuß / Phase	Profilkoordinate (km)	gepickte Laufzeiten	angepaßte Laufzeiten (%)	$T_{RMS}$ (s)	$\chi^2$
(a)	Alle Schüsse, alle Phasen		892	92	0.146	2.532
(b)	B	257.46	100	99	0.142	2.106
	C	202.95	111	90	0.112	1.558
	D	186.39	153	92	0.141	2.283
	E	165.57	148	91	0.133	2.158
	F	136.82	140	87	0.175	4.325
	G	87.34	117	95	0.127	1.774
	H	52.57	37	92	0.097	1.675
	I	0	86	94	0.202	4.218
(c)	$P_s$		28	61	0.075	0.712
	$P_g$		260	83	0.077	2.363
	$P_{i1}P$		20	100	0.117	1.907
	$P_{i2}P$		145	99	0.119	1.404
	$P_{i3}P$		187	97	0.156	2.333
	$P_{i3}$		26	89	0.202	4.280
	$P_{MP}$		223	96	0.195	3.654
	$P_n$		13	92	0.157	2.706

Tabelle 2.4 gibt eine zusammenfassende Übersicht über die Laufzeitmodellierung entlang der Linie 95-B (Abbildung 2.19 bis Abbildung 2.26). Die Tabelle zeigt den Prozentsatz der angepaßten Laufzeiten („picks“), die Summe der quadrierten Laufzeitresiduen  $T_{RMS}$  und den „mis-fit“-Parameter  $\chi^2$  für a) das gesamte Modell, b) die einzelnen Schußpunkte und c) die einzelnen Phasen.

Mittels der Laufzeitinversion nach Zelt & Smith [1992] konnten 92% der gepickten Laufzeiten angepaßt werden. Die mittlere quadratische Abweichung der Laufzeitresiduen ( $T_{RMS}$ ) liegt mit 0.146 s nahe der geschätzten mittleren Ableseungenauigkeit von 0.094 (s. Tabelle 2.4). Auch der „mis-fit“-Parameter  $\chi^2$  zeigt mit Werten von 2.532 ein ausgewogenes Verhältnis von Beobachtungen und Modellparametern an.

## 2.6 Tiefenstruktur des Sächsischen Granulitgebirges (P-Wellenmodelle)

### 2.6.1 Das Ergebnis der Inversion nach Zelt & Smith [1992]

Das 2D-Geschwindigkeitstiefenmodell ist, als Ergebnis der Inversion nach Zelt & Smith [1992], in Abbildung 2.27 dargestellt und wird in Abschnitt 2.6.3 ausführlich diskutiert.

Tabelle 2.5 zeigt den Vergleich einiger statistischer Parameter zur Qualitätsbewertung des Ergebnis der Inversion im Vergleich zur Vorwärtsmodellierung. Die mittlere Abweichung zwischen den Korrelationen und den aus dem Modell berechneten Laufzeitkurven der Phasen weichen in beiden Fällen nur geringfügig voneinander ab (ca. 21 ms). Da in beiden Modellen die Anzahl der angepaßten Beobachtungen (picks) ungefähr gleich ist (92-94%), kann gefolgert werden, daß beide Modelle die Beobachtungen ähnlich gut erklären.

Ein visueller Vergleich des Modells in Abbildung 2.27 mit dem Vorwärtsmodell 95-B (Abbildung 2.18 auf Seite 45) zeigt, daß sich der geophysikalisch-geologisch relevante Informationsgehalt nur geringfügig unterscheidet. Rein statistisch betrachtet unterscheiden sich die beiden Modelle allerdings signifikant (s. Tabelle 2.5). Dies wurde mit Hilfe des statistischen F-Tests überprüft, der für verschiedene Lösungen eines Systems in Abhängigkeit der Freiheitsgrade aufzeigt, ob die Unterschiede der jeweiligen Lösungen signifikant von der Menge der Erwartungswerte (F-Verteilung) abweicht. Der statistisch signifikante Unterschied beider Modelle begründet sich im wesentlichen in der Reduktion der Anzahl der Modellparameter auf 66% im Falle der Inversion.

Tabelle 2.5 Vergleich der Qualitätskriterien zwischen der Vorwärtsmodellierung und der Inversion

	Modellierungstechnik	
	Vorwärts (MacRay)	Invers (RAYINV)
$T_{\text{RMS}}$ (s)	0.167	0.146
Angepaßte Laufzeiten (%)	94	92
$\chi^2$	4.136	2.532
Modellparameter ( $N$ )	182	121
Laufzeitbeobachtungen ( $M$ )	892	
$F_{100\%, 182, 121}$	1.633*	

\* statistisch betrachtet (F-Test) ist der Unterschied zwischen beiden Modellen zu 100% signifikant

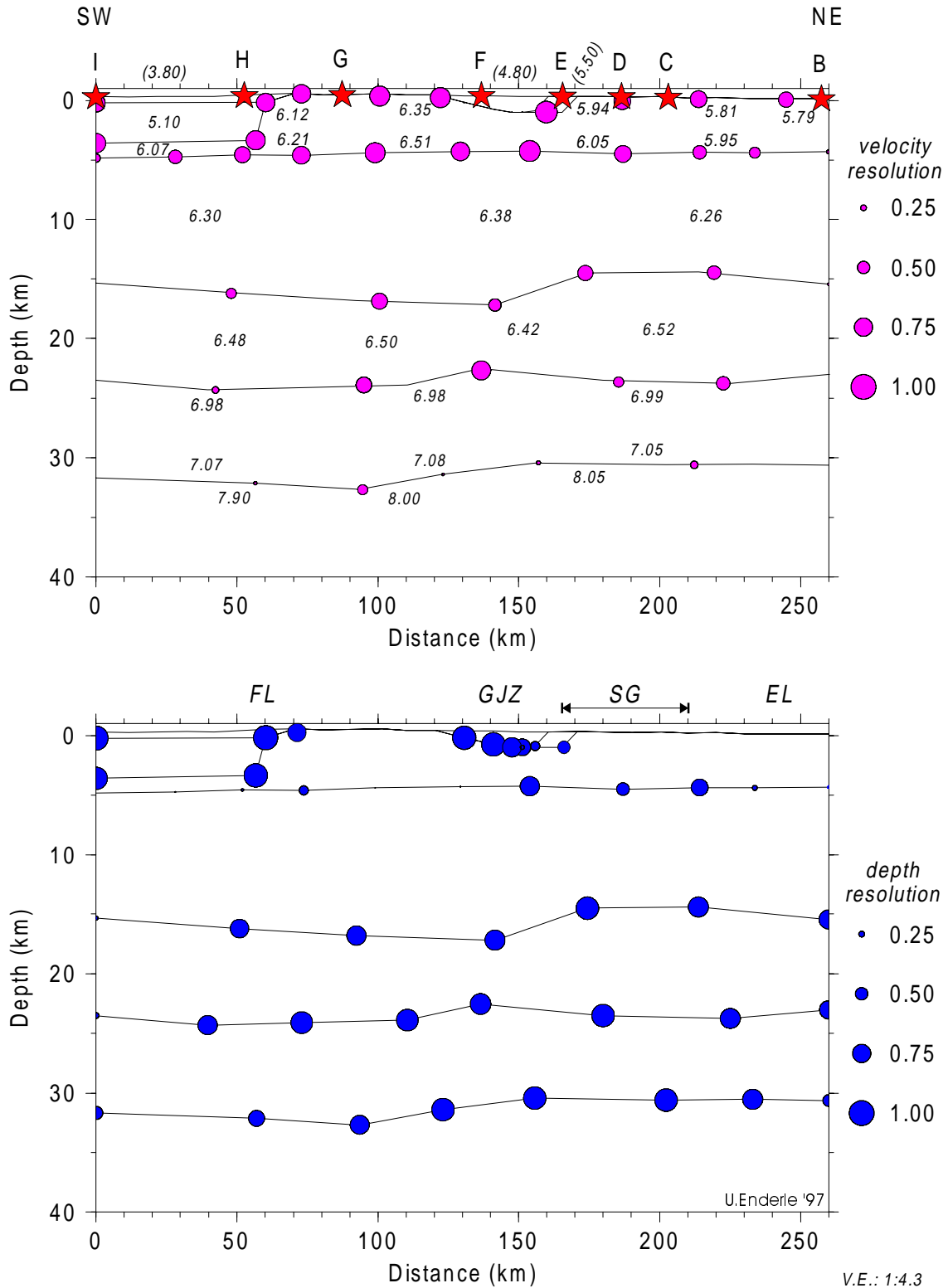


Abbildung 2.27: Invertiertes Geschwindigkeitstiefenmodell (P-Wellen) entlang der Linie 95-B. Die Geschwindigkeitswerte (oberes Bild) sind in km/s angegeben. Zusätzlich ist die Qualität (Resolution) der einzelnen Geschwindigkeitsknoten (oben) und der Tiefenknoten (unten) über ein größenabhängiges Symbol (•) kodiert.

### 2.6.2 Fehlergrenzen

Bevor die neuen Modelle für die Tiefenstruktur des Sächsischen Granulitgebirges diskutiert und interpretiert werden, soll zunächst eine kurze Diskussion der Fehler und Grenzen der Modellierung gegeben werden.

Die Geschwindigkeitstiefenmodelle für das refraktionsseismische Experiment GRANU95 wurden für die Linie 95-A mittels Vorwärtsmodellierung (ray-tracing, s. Abbildung 2.18) und für die Linie 95-B aus einer Kombination bestehend aus Vorwärtsmodellierung (ray-tracing, s. Abbildung 2.18) und Inversion der beobachteten Laufzeiten (s. Abbildung 2.27) abgeleitet. Wie es bei allen Modellierungstechniken der Fall ist, kann auch hier eine Eindeutigkeit der Modelle nicht garantiert werden. Die vorgestellten P-Wellenmodelle sind nicht eindeutig, können aber die wesentlichen Beobachtungen der Refraktionsseismik erklären. Da in der Regel die größten Fehler bei der Phasenkorrelation entstehen, ist es schwierig, eine quantitative Fehlerabschätzung zu geben. Es können grob drei Fehlerkategorien unterschieden werden: Korrelationsfehler, Anpassungsfehler und Resolution. Die Abschätzung der Korrelationsfehler ist ein visueller Prozeß. Durch graphisches Übereinanderlegen der Seismogramme und der berechneten Laufzeitkurven (Abbildung 2.19 bis Abbildung 2.26) kann dieser Faktor vom erfahrenen Betrachter abgeschätzt werden. Einfacher hingegen ist es, die Fehler bei der Anpassung (ray-tracing) mathematisch zu erfassen. Es können hierzu klare Angaben über die Abweichungen der einzelnen Beobachtungen und Berechnungen gemacht werden (s. Tabelle 2.4). Die dritte Kategorie ist die Unsicherheit, wie gut die jeweiligen Modellparameter aufgelöst wurden (Resolution). Diese Beurteilung wird durch die Laufzeitinversion, wie sie in Abschnitt 2.4.3 beschrieben wurde, ermöglicht. Bei einem Inversionsproblem der Form  $\Delta \mathbf{m} = \mathbf{H} \Delta \mathbf{t}$  (wobei  $\mathbf{H}$  die Matrix des generalisierten Inversionsproblems beschreibt) erhält man die Resolutionsmatrix  $\mathbf{R}$  nach Meju [1994] durch Multiplikation von  $\mathbf{H}$  mit  $\mathbf{A}$  (der Matrix der partiellen Ableitungen, s. Gleichung ( 7.9 ) im Anhang):

$$\mathbf{R} = \mathbf{H} \mathbf{A} = \left( \mathbf{A}^T \mathbf{C}_t^{-1} \mathbf{A} + D \mathbf{C}_m^{-1} \right)^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{C}_t^{-1} \mathbf{A} \quad (2.3)$$

Die Diagonalelemente der Resolutionsmatrix nehmen je nach Auflösung des entsprechenden Modellparameters (Geschwindigkeits- oder Tiefenknoten) Werte zwischen null (keine Auflösung) und eins (perfekte Auflösung) an. Die Resolution wird bei der Laufzeitinversion kontrolliert durch die Strahlüberdeckung (s. Abbildung 2.30 auf Seite 77) und die Anzahl der aufzulösenden Modellparameter. Zelt & Smith [1992] zeigten anhand verschiedener Tests mit synthetischen und realen Datensätzen, daß Werte über 0.5 in der Resolutionsmatrix eine gute Auflösung signalisieren. Die Resolution der einzelnen Parameter des Modells 95-B ist in Abbildung 2.27 dargestellt. Die Resolution der

Geschwindigkeitsknoten im oberflächennahen Bereich ist aufgrund der hohen Anzahl von  $P_g$ -Beobachtungen sehr gut (über 0.9). Im Bereich der mittleren Kruste nimmt die Resolution der Geschwindigkeiten aufgrund fehlender refraktierter Phasen aus diesem Tiefenbereich ab, bleibt aber im Mittel oberhalb 0.7. Durch minimale Parametrisierung konnte zumindest im zentralen Bereich des Modells die Geschwindigkeit der Unterkruste recht gut aufgelöst werden (0.6). Die Geschwindigkeit im obersten Erdmantel ist nur unzureichend aufgelöst, was auf das Fehlen einer klaren  $P_n$ -Phase zurückzuführen ist. Die Tiefenknoten zeigen über den gesamten Modellraum eine hohe Auflösung (über 0.8) mit Ausnahme der Schicht in 4-5 km Tiefe. Diese Schicht ist nur im Bereich des Sächsischen Granulitgebirges einigermaßen gut aufgelöst. Dies ist zum großen Teil auf die Integration von Information aus den begleitenden reflexionsseismischen Messungen von DEKORP [Krawczyk & the DEKORP & Orogenic Processes Working Group, 1997] zurückzuführen (s. Abschnitt 2.6.2).

### 2.6.3 Diskussion der Geschwindigkeitsmodelle

Anhand der beiden seismischen Profile des GRANU95 Experiments konnte die Geschwindigkeitstiefenstruktur unterhalb des östlichen Saxothuringikums abgeleitet werden [Enderle *et al.*, 1998]. Die Laufzeitanalyse mittels Ray-tracing-Verfahren erforderte eine Unterteilung der Kruste in vier Schichten, um alle Beobachtungen in einem einheitlichen 2D-Modell zufriedenstellend zu erklären.

Abbildung 2.28 zeigt zusammenfassend die Ergebnisse der Modellierung der Linien 95-A und 95-B in einer perspektivischen Darstellung. Diese Darstellung zeigt die gute Übereinstimmung der beiden Modelle am Kreuzungspunkt. Alle Schichtgrenzen laufen in einem Tiefenintervall kleiner  $\pm 0.5$  km am Kreuzungspunkt zusammen. Auch die Geschwindigkeiten stimmen am Kreuzungspunkt im Rahmen eines Fehlerbereichs von  $\pm 0.07$  km/s gut überein. Einzige Ausnahme ist die auf der Linie 95-A teilweise identifizierte Unterkante der Hochgeschwindigkeitszone. Diese Schichtgrenze läßt sich nicht konsistent verfolgen und ist auf Linie 95-B, möglicherweise aufgrund des höheren Stationsabstands, nicht zu identifizieren.

#### 2.6.3.1 Oberflächennahe Struktur

Eine Gemeinsamkeit aller Seismogrammontagen ist das Auftreten einer klaren  $P_g$ -Phase, die als refraktierte Welle durch das unter der Sedimentschicht liegende kristalline Grundgebirge interpretiert wird. In der reduzierten Zeitdarstellung ( $v_{red} = 6.0$  km/s) erscheint die  $P_g$ -Phase nahezu horizontal. Prominente Ausnahmen sind hierbei die Montagen der Schußpunkte D, E, und F (Abbildung 2.23, Abbildung 2.24 und Abbildung

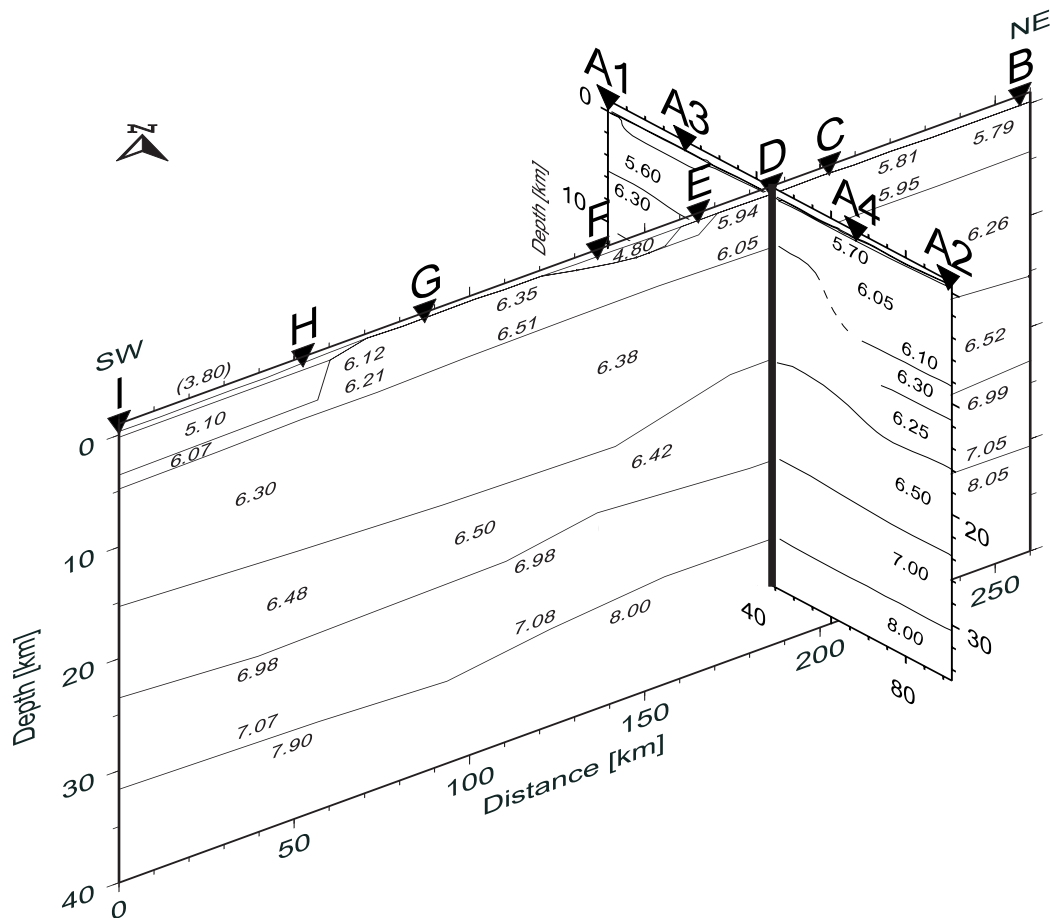


Abbildung 2.28: Perspektivische Darstellung der P-Wellenmodelle

2.25), bei denen die  $P_g$ -Phase, nach SW beobachtet, eine negative Steigung und somit eine höhere Phasengeschwindigkeit zeigt.

Die Montagen der entsprechenden Gegenschüsse zeigen diese schnelle  $P_g$ -Phase nicht in dieser Deutlichkeit. Dies ist teilweise der schlechteren Qualität der Gegenschüsse (insbesondere Schußpunkt H) und dem ungünstigeren *signal-noise*-Verhältnis zuzuschreiben. Es kann somit nicht vollständig ausgeschlossen werden, daß teilweise Struktureffekte (geneigte Reflektoren) einen Beitrag zu den hohen Geschwindigkeiten leisten. Dennoch ist die Scheingeschwindigkeit der  $P_g$ -Phase in keiner Montage der Gegenschüsse stark verringert (d.h.  $V_p < 6.0$  km/s, vgl. z.B. Abbildung 2.16 auf Seite 40). Hieraus läßt sich folgern, daß ein Struktureffekt nicht ausreicht, um die  $P_g$  in einem 2D-Modell zu erklären.

Die hohe Anzahl von  $P_g$ -Beobachtungen ermöglicht eine detaillierte Modellierung der oberflächennahen Geschwindigkeitsstruktur bei gleichzeitig hoher Auflösung der Modellparameter (Abbildung 2.27). Das kristalline Grundgebirge mit Geschwindigkeiten um 6.0 km/s und höher wird im allgemeinen in geringer Tiefe angetroffen. Prominente



Ausnahmen stellen hier das Nordsächsische Synklinorium bei Leipzig (95-A, s. Abbildung 2.18), das Permo-Karbon-Becken SW des aufgeschlossenen Granulitgebirges und die Sedimente SW der Fränkischen Linie (95-B, s. Abbildung 2.18 und Abbildung 2.27) dar. Hier werden niedrige Geschwindigkeiten (ca. 5.1 km/s) bis in eine Tiefe von maximal 5 km bei der Modellierung benötigt. Auch NE des Sächsischen Granulitgebirges (Elbelinie) werden Geschwindigkeiten im Bereich von 6.0 km/s erst in größerer Tiefe (ca. 4-5 km) erreicht.

Die  $P_g$ -Phase ist in allen Montagen als Ersteinsatz bis zu Entfernungen von 50-60 km auf der Linie A und 80-100 km auf der Linie B zu erkennen. Der abrupte Abbruch der  $P_g$ -Phase zu größeren Entfernungen hin signalisiert eine Änderung der Geschwindigkeitsgradienten in geringer Tiefe. Um den beobachteten Abbruch der  $P_g$ -Phase laufzeittheoretisch zu erklären, benötigt man entweder einen negativen Geschwindigkeitsgradienten oder eine Zone konstanter Geschwindigkeit in einer Tiefe von ca. 4-5 km. Dies kann zunächst eine Hoch- oder Niedergeschwindigkeitszone sein. Modelliert man eine Hochgeschwindigkeitszone, so entsteht an dieser Schichtgrenze eine Reflexion ( $P_{11}P$ ), die im überkritischen Bereich mit der Laufzeitkurve der  $P_g$  zusammenfällt (vgl. Vorwärtsmodell in Abbildung 2.18).

Alternativ kann die Laufzeitkurve der  $P_g$ -Phase mit einer Niedergeschwindigkeitszone oder einem negativen Geschwindigkeitsgradienten abgebrochen werden. Die beobachtete hohe Phasengeschwindigkeit ist dann nicht der überkritischen Reflexion, sondern der Tauchwelle ( $P_g$ ) zuzuschreiben. Modell-technisch äußert sich dies in einer Zone erhöhter Geschwindigkeit (6.5 km/s) oberhalb der Schichtgrenze und einem daraus resultierenden negativen Geschwindigkeitssprung (s. Inversionsmodell in Abbildung 2.27). Zwischen den beiden Modellen kann anhand der Daten nicht unterschieden werden. Die  $P_{11}P$ -Reflexion kann entlang der Linie 95-B nur an wenigen Lokationen identifiziert und von der  $P_g$ -Phase separiert werden. Dadurch ist der zugehörige Reflektor nur an wenigen Stellen belegt. Die für das ray-tracing Verfahren notwendige laterale Interpolation dieser Schichtgrenze über den gesamten Modellraum wird durch den konsistenten Abbruch der  $P_g$ -Phase gestützt. Abbildung 2.30 (Seite 77, unten) zeigt neben der Strahlüberdeckung des gesamten Modellraums ein Diagramm, in welchem die Reflexionspunkte der Strahlen beim 2-Punkt-Ray-tracing markiert sind. Während die laterale Ausdehnung der tieferen Reflektoren sehr gut belegt ist, zeigt der oberflächennahe Bereich erhebliche Informationslücken. Daher ist eine laterale Korrelation der einzelnen Reflexionspunkte zu einer über den gesamten Modellraum verlaufenden lithologischen Grenzschicht fragwürdig.

### 2.6.3.2 Reflexionen aus der oberen Kruste

Auf beiden refraktionsseismischen Profilen konnten im wesentlichen 3 intra-krustale Phasen ( $P_{i1}P$ ,  $P_{i2}P$ ,  $P_{i3}P$ ) identifiziert werden. Auf der Linie 95-B ist die Identifikation der  $P_{i1}P$ -Phase unsicher und nur schwer von der  $P_g$  bzw. der  $P_g$  Koda zu trennen. Diese Phase ( $P_g / P_{i1}P$ ) wird auf der Linie 95-B südwestlich des aufgeschlossenen Granulitgebirges mit einer ungewöhnlich hohen Phasengeschwindigkeit (bis zu 6.5 km/s, vgl. Abbildung 2.23) beobachtet. Entlang der Linie 95-A ist die  $P_{i1}P$  klar zu identifizieren und erscheint mit einer etwas niedrigeren Geschwindigkeit (6.3 km/s) als eine Reflexion von einem nach Südosten abtauchenden Reflektor (von 5 km Tiefe im Norden bis 9 km Tiefe im Süden) der als Flexur (95-A, s. Abbildung 2.18) modelliert wurde [Enderle *et al.*, 1998].

Ein Vergleich des Refraktionsmodells 95-B (Abbildung 2.18) mit reflexionsseismischen Daten (gemessen durch DEKORP) aus demselben Meßgebiet [4-N: DEKORP Research Group, 1988; MVE90: DEKORP Research Group, 1994a; 95-01 und 95-02: Krawczyk & the DEKORP & Orogenic Processes Working Group, 1997] zeigt eine bemerkenswerte Übereinstimmung der Lage der Hochgeschwindigkeitszonen mit Bereichen erhöhter Reflektivität. Da die reflexionsseismischen Linien senkrecht zu der refraktionsseismischen Linie 95-B verlaufen, wurden an den jeweiligen Kreuzungspunkten 1D-Schnitte  $v_i$  durch das Geschwindigkeitsmodell (95-B) berechnet und in 2-Wege-Laufzeit

$$T_{nvt} = 2 \cdot \int_z \frac{z}{v_i(z)} dz \quad (2.4)$$

umgerechnet.

Die  $V(z)$ -Funktionen können anhand der 2-Wege-Laufzeit  $T_{nvt}$  über die reflexionsseismischen Daten gezeichnet werden und liefern eine Tiefenachse für die Reflexionsdaten am Kreuzungspunkt. Das 2D-Modell 95-B (Abbildung 2.27) wurde ebenfalls in 2-Wege-Laufzeit umgerechnet und perspektivisch gezeichnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.29 dargestellt und demonstriert die gute Korrelation insbesondere im Bereich der Oberkruste (1.5-2 s TWT) zwischen den Geschwindigkeitsdiskontinuitäten des Refraktionsmodells und den Bereichen erhöhter Reflektivität in den reflexionsseismischen Daten.

Vergleicht man die Messungen entlang der DEKORP95-02-Linie (Abbildung 2.29) mit der  $V(z)$ -Funktion aus Modell 95-B, so erkennt man eine sehr gute Übereinstimmung einer Zone erhöhter Reflektivität mit einem Geschwindigkeitssprung von 6.0 km/s auf 6.2 km/s bei einer 2-Wegelaufzeit von ca. 1.6 s, was einer Tiefe von 4.3 km entspricht. Da sich beide Profile hier auf dem anstehenden Granulitgebirge kreuzen, liegt die Vermutung nahe, daß diese Zone die Unterkante des Sächsischen Granulitgebirges markie-

ren könnte. Mylonitische Gesteine, die in Scherzonen auftreten und in der Regel hohe Reflektivität zeigen, könnten hier als Erklärung des seismischen Horizonts dienen.

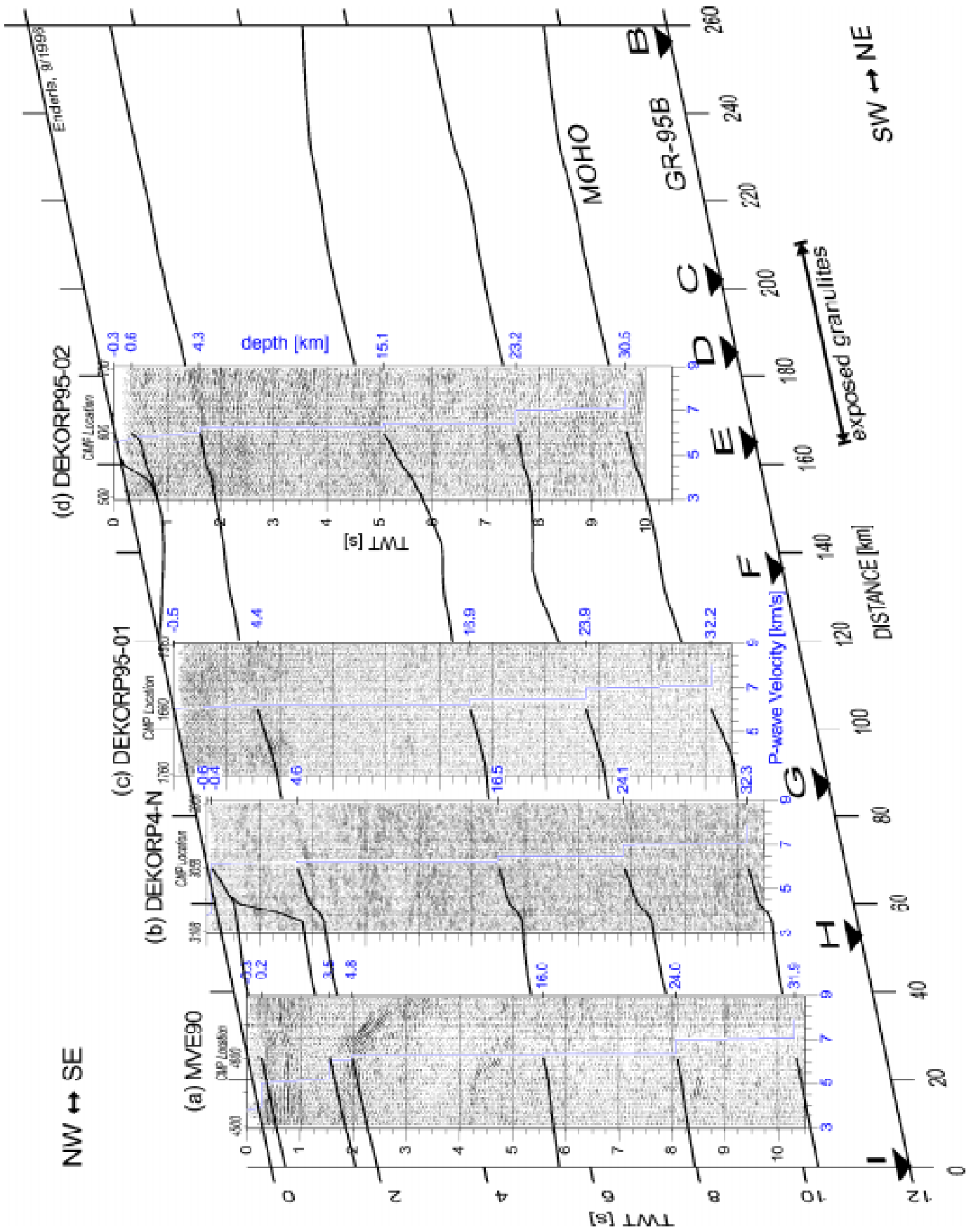
Der Bereich oberhalb dieses Reflektorbands zeigt eine sehr geringe Reflektivität, was für eine relativ homogene Gesteinsmasse (?Granulit) und eine geringe Sedimentationszone spricht. Refraktionsseismisch wird dieser Bereich mit einer linearen Zunahme der seismischen Geschwindigkeit beschrieben. Das Profil DEKORP95-01, mit seinem Schnittpunkt mit der Refraktionslinie ca. 65 km weiter westlich gelegen, zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung zwischen der Tiefenlage eines Reflektorbandes und dem Maximum eines modellierten Geschwindigkeitsgradienten (6.28 km/s) bei 1.58 s TWT bzw. 4.4 km Tiefe.

Unterhalb dieser Hochgeschwindigkeitszone zeigt das reflexionsseismische Abbild im gesamten Tiefenbereich nur noch sehr schwache Reflektivität. Das Profil DEKORP4-N zeigt in dem Tiefenbereich um 5 km nicht die breiten Reflexionsbänder, wie sie bei DEKORP95-01 und DEKORP95-02 zu sehen sind. Man erkennt lediglich ein kurzes, scharfes Reflektorband, das im Tiefenbereich um 4.6 km (bzw. 1.7 s TWT) mit einem kleinen Geschwindigkeitssprung von 6.21 km/s auf 6.28 km/s zusammenfällt.

Das Profil MVE90 zeigt wiederum ein sehr deutliches Reflexionsband zwischen 4.5-5.0 km Tiefe. In den Tiefenbereich dieses ausgeprägten, nach SE einfallenden Reflexionsbandes, fallen auch zwei Sprünge der  $V(z)$ -Funktion aus dem Modell 95-B. In der Refraktionsseismik läßt sich dieser 2-stufige Übergang (von 3.45 km/s auf 5.0 km/s auf 6.05 km/s) als Übergang zu dem durch Sedimente verdeckten kristallinen Grundgebirge westlich der Fränkischen Linie deuten. Die Präsenz einer mächtigen Sedimentbedeckung wird durch die starken oberflächennahen, subparallel verlaufenden Reflexionen der Sektion MVE90 gestützt.

---

*Abbildung 2.29 (nächste Seite): Zusammenstellung verschiedener 1D-Schnitte durch das Geschwindigkeitstiefenmodell 95-B (s. Abbildung 2.27) an den Kreuzungspunkten mit den reflexionsseismischen Profilen (a) MVE90, (b) DEKORP4-N, (c) DEKORP95-01 und (d) DEKORP95-02. Die Schichtgrenzen des Modells 95-B sowie die einzelnen Geschwindigkeitsprofile (dünne Linien über die Seismogramme gezeichnet) sind über der 2-Wegelaufzeit (TWT) dargestellt. Zusätzlich ist die der TWT entsprechende Tiefe der einzelnen Geschwindigkeitsdiskontinuitäten angegeben. Die geographische Lage der Profile ist aus Abbildung 2.11 auf Seite 33 ersichtlich.*



Die Koinzidenz der refraktionsseismischen Hochgeschwindigkeitszonen mit Bereichen erhöhter Reflektivität in den Steilwinkeldaten stützt die Hypothese, daß das sächsische Granulitgebirge weiträumig mit reflektiven Gesteinen erhöhter seismischer Geschwindigkeit (bis zu 6.5 km/s) unterlagert wird [DEKORP and Orogenic Processes Working Groups, 1998]. Ob es sich hierbei um einzelne isolierte Körper oder eine lateral ausgedehnte Schicht handelt, kann anhand des vorliegenden Datensatzes nicht unterschieden werden. Postuliert man eine lateral ausgedehnte Struktur, so wäre eine zylindrische Geometrie dieser Schicht entlang des variszischen Streichens denkbar und mit geologischen Modellvorstellungen vereinbar (Franke, pers. Mitt.). Diese Geometrie wäre kompatibel mit den senkrecht zur Linie 95-B beobachteten domartig verlaufenden Reflexionen [Krawczyk & the DEKORP & Orogenic Processes Working Group, 1997] und der modellierten Flexur der Hochgeschwindigkeitszone des Refraktionsmodells 95-A (Abbildung 2.18).

#### 2.6.3.3 Reflexionen aus der mittleren und unteren Kruste

Unterhalb der Zone erhöhter Geschwindigkeit in der Oberkruste in ca. 5 km Tiefe schließt sich eine Schicht mit Geschwindigkeiten zwischen 6.2-6.4 km/s an, die entlang der Linie 95-B bis in eine mittlere Tiefe von 15 km reicht. Senkrecht zum variszischen Streichen liegt die Unterkante dieser Schicht zwischen 11-16 km, einfallend in SE Richtung. Diese Schichtgrenze wird durch die  $P_{12}P$ -Phase, eine Reflexion aus der mittleren Kruste (ca. 15 km Tiefe), definiert. Die  $P_{12}P$ -Phase tritt in der Regel mit sehr schwachen Amplituden zutage und ist daher nicht in allen Seismogrammsektionen zu sehen. Prominente Ausnahmen sind die Sektionen der Schüsse A2 und A4, bei denen die  $P_{12}P$ -Phase mit hohen Amplituden beobachtet wird. Ein Vergleich mit der Reflexionsseismik (Abbildung 2.29) zeigt eine gute Übereinstimmung des Sprungs in der  $V(z)$ -Funktion von 6.22 km/s auf 6.47 km/s in einer Tiefe von 15.1 km (5.06 s TWT) mit einem ausgeprägten, senkrecht zur Linie 95-B domartig verlaufenden Reflexionsband in der Seismogrammontage DEKORP95-02. Im Bereich des Sächsischen Granulitgebirges zeigt diese Schichtgrenze entlang der Refraktionslinie 95-B eine leichte Aufwölbung (vgl. Abbildung 2.27) von 2-3 km, die als Hinweis auf eine geringfügig verdickte Mittelkruste unterhalb des Granulitkomplex betrachtet werden kann. Der Vergleich beider Geometrien, zum einen die domartig geformten Reflektoren senkrecht - und zum anderen die aufgewölbte Schichtgrenze entlang der Refraktionslinie 95-B, könnten als Hinweis für eine 3-dimensional domartig verdickte Mittelkruste betrachtet werden. Eine verdickte Mittelkruste wäre eine mögliche Signatur für einen lateralen Massentransport, wie er beispielsweise für mechanische Exhumierungsmodelle, basierend auf Fließprozessen, benötigt wird. Das ursprünglich für die Unterkruste konzipierte Modell [lower

crustal flow, *Ruppel*, 1995] kann prinzipiell auch für die mittlere Kruste angewendet werden, wenn die rheologischen Voraussetzungen für ein Zerfließen dieser Krustenbereiche gegeben sind. McCarthy et al. [1991] benutzen dieses Konzept, um ihre Beobachtung einer verdickten Mittelkruste unterhalb der metamorphen Kernkomplexe (Whipple Mountains) in der Basin-and-Range-Provinz zu erklären. In der Basin-and-Range-Provinz sind die Temperaturen in der Kruste derart hoch, daß die Annahme eines duktilen Verhaltens bis in mittlere Krustenbereiche hinauf vertretbar ist. Die geringe Amplitude der Aufwölbung von ungefähr 2-3 km über eine Distanz größer als 100 km läßt diesen Prozeß als treibende Kraft für die Exhumierung des Sächsischen Granulitgebirges als unwahrscheinlich erscheinen. Dennoch kann nicht ausgeschlossen werden, daß die verdickte Mittelkruste einen eingefrorenen Prozeß einer zu variszischen Zeiten heißen und damit fließfähigen Mittelkruste widerspiegelt. Die Korrelation der mittelkrustalen Schichtgrenze mit den reflexionsseismischen Registrierungen DEKORP4-N und MVE90 zeigt keine klare Übereinstimmung.

Im Gegensatz zu der  $P_{12}P$ -Phase tritt die  $P_{13}P$ -Phase in der Regel mit höheren Amplituden kurz vor der Reflexion von der Moho ( $P_M P$ ) auf. Die  $P_{13}P$ -Phase kennzeichnet eine Zone erhöhter Geschwindigkeit (7.0 km/s) in der Unterkruste (22-24 km Tiefe). Diese Schicht repräsentiert möglicherweise die für variszische Strukturen typische lamellierte Unterkruste, zeigt aber eine deutlich höhere Durchschnittsgeschwindigkeit im Vergleich zu früheren Untersuchungen in Süddeutschland [*Gajewski & Prodehl*, 1987]. Während sich im Moldanubikum die Lamellierung über den gesamten Tiefenbereich der Unterkruste (von ca. 15-30 km Tiefe) erstreckt, scheint die Zone einer möglichen Lamellierung im Saxothuringikum wesentlich dünner (ca. 6-8 km) zu sein. Die zunächst sehr hoch erscheinende Geschwindigkeit von 7.0 km/s, kann in einer kalten Kruste sehr gut durch mafischen Granat-Granulit erklärt werden. Nimmt man einen mittleren Oberflächenwärmefluß von 55 mW/m<sup>2</sup> für das Meßgebiet NE der Fränkischen Linie an (vgl. Abbildung 2.36), so ergibt sich eine Temperatur an der Moho nach Chapman & Furlong [1992] von 476°C. Labormessungen an Gesteinen ergeben für mafischen Granat-Granulit in einer Tiefe von 30 km und einer Temperatur von 467°C eine seismische Geschwindigkeit von 7.0 km/s [*Christensen & Mooney*, 1995]. Alternativ hierzu könnte die Unterkruste auch aus felsischem Granulit bestehen, wenn in gleichen Anteilen mafische Eklogite vorhanden sind. Eine derartige Wechsellagerung von Gesteinen mit Geschwindigkeiten von 6.3 km/s und 7.9 km/s würde das Amplitudenverhalten sowohl der steilwinklig als auch der weitwinklig gemessenen Daten stark beeinflussen. Während die senkrecht zur Refraktionslinie 95-B laufenden reflexionsseismischen Messungen keine ausgeprägte Reflektivität der Unterkruste zeigen, ist diese auf dem zur Linie 95-B parallel verlaufenden und etwa 30-50 km nach Süden versetzten Abschnitt der MVE90-

Linie sehr deutlich zu sehen [DEKORP Research Group, 1994b]. Die refraktionsseismischen Daten zeigen insbesondere entlang der Linie 95-B ausgeprägte Reverberationen in den Amplituden der tieferen Phasen.

Feinstrukturen, wie z.B. lamellenartige Heterogenitäten, können mit strahlentheoretischen Verfahren nicht mehr sinnvoll modelliert werden, sobald sie eine kritische Ausdehnung unterschreiten. Solche klein-skaligen Strukturen verursachen bei der Wechselwirkung mit seismischen Wellen Streueffekte, die sich in der Amplitudencharakteristik der Seismogramme widerspiegeln. Dieses Thema wird in Kapitel 4 ausführlich behandelt.

Neben den Hauptphasen ( $P_g$ ,  $P_{11}P$ ,  $P_{12}P$ ,  $P_{13}$ ,  $P_{13}P$ ,  $P_M P$  und  $P_n$ ) treten vor allem auf der wesentlich dichter beobachteten Linie A, mit Stationsabständen von 1.3 km im Gegensatz zu 2.6 km auf Linie B, mehrere sekundäre Phasenstücke auf. Aufgrund der komplexen Geologie im Meßgebiet und der Ausdehnung dieser Phasenstücke über einen nur sehr kurzen Entfernungsbereich können ebenso Streueffekte hierfür verantwortlich sein.

#### 2.6.3.4 Die Antwort der Moho

Abbildung 2.30 zeigt die Strahlüberdeckung entlang der Linie 95-B. Diese wurde mittels eines 2-Punkt-Ray-tracing Verfahrens einmal für alle Phasen von allen Schüssen (oben) und einmal nur für die  $P_M P$ -Phase aller Schüsse (Mitte) berechnet. Durch die Verwendung eines 2-Punkt-Ray-tracing Verfahrens wird gewährleistet, daß nur Strahlen zu den Empfängern gezeichnet werden, an denen eine Laufzeitbeobachtung identifiziert wurde. Es zeigt sich, daß der gesamte Krustenbereich gut überdeckt ist. Die höchste Strahldichte ist aus Geometrie Gründen im zentralen Bereich des Modells gegeben, doch konnte auch für tiefere Bereiche, insbesondere die Moho ( $P_M P$ ), über weite Bereiche des Modellraums eine hohe Abtastrate erzielt werden.

Eine klare  $P_n$ -Phase wird im gesamten Datensatz nicht beobachtet. Dadurch ergeben sich Unsicherheiten in der Bestimmung der Tiefenlage der Moho, da die kritische Entfernung der zugehörigen  $P_M P$ -Reflexion nur ungenau bestimmt werden kann. Die Geschwindigkeiten im obersten Erdmantel von 7.9-8.0 sind aufgrund dieser Tatsache ebenfalls sehr unsicher, wie auch die Resolution in Abbildung 2.27 zeigt. Giese et al. [1976] zeigen, daß sich dennoch die Mohotiefe aus der Krümmung der  $P_M P$ -Hyperbel bestimmen läßt. Durch die hohe Anzahl von Gegenschüssen bei GRANU95 konnte dadurch bei der 2D-Modellierung die Mohotiefe relativ gut bestimmt werden.

Die Moho liegt im Durchschnitt zwischen 30-32 km Tiefe, wobei im östlichen Teil des Modells (unterhalb des Sächsische Granulitgebirges) etwas geringere Werte angetroffen

werden. Die Variation der Moho-Topographie von  $\pm 1$  km liegt innerhalb der Fehlergrenzen und ist daher für eine Interpretation nicht signifikant.

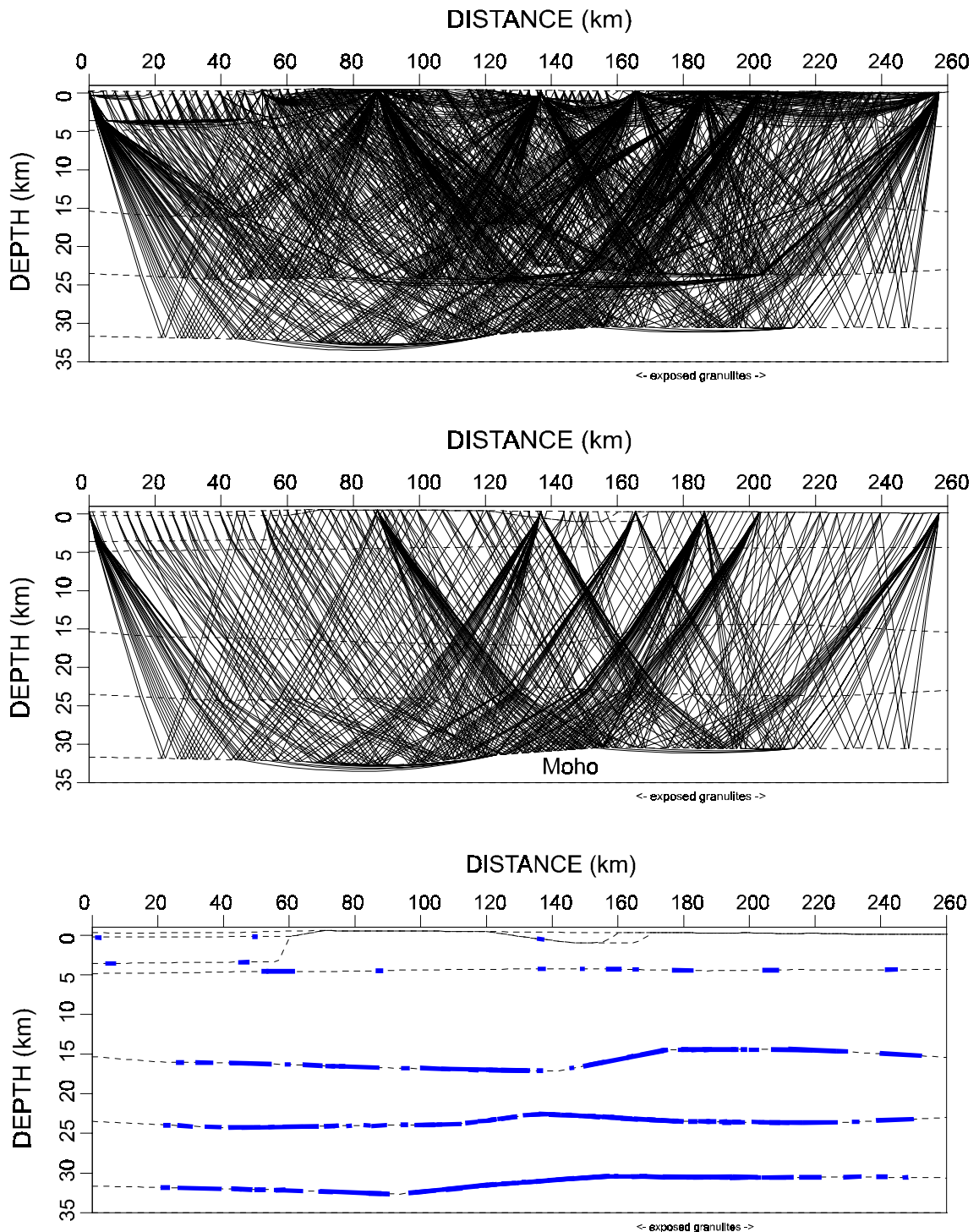


Abbildung 2.30: Strahlüberdeckung entlang der Linie 95-B für alle Phasen von allen Schüssen (oben) und für die  $P_M P$ -Phase aller Schüsse (Mitte). Aufgrund der hohen Anzahl von Schußpunkten (insgesamt 8) konnte eine sehr gute Überdeckung des gesamten Krustenbereichs erzielt werden. Die Bereiche der Schichtgrenzen, an denen ein Strahl beim 2-Punkt-Ray-tracing reflektiert wurde, sind durch dicke Linien gekennzeichnet (unten).



Die geringen Amplituden der  $P_n$ -Phase sind nicht ausschließlich auf eine zu schwache seismische Anregung (Explosion) zurückzuführen, da eine energiereiche  $P_M P$ -Phase beobachtet wird. Dies zeigt, daß seismische Energie bis zur Tiefe der Moho vorgedrungen ist. Ein modellierter hoher Geschwindigkeitsprung an der Moho ( $\Delta v \approx 1$  km/s) und ein gleichzeitig geringer Geschwindigkeitsgradient unterhalb der Krusten-Mantelgrenze erklären diese Beobachtung.

Die  $P_M P$ -Phase ist charakterisiert durch eine starke, inkohärente Koda, die an den Ersteintritt angehängt ist. Diese Eigenschaft weist auf einen komplexen Übergang der elastischen Parameter von der Kruste in den obersten Erdmantel hin [Enderle *et al.*, 1997; Wenzel *et al.*, 1997; Fuchs *et al.*, 1998]. Dieses Thema wird in Kapitel 4 ausführlich behandelt.

#### 2.6.4 Dynamische Aspekte (Finite-Differenzen-Seismogramme)

Ray-tracing-Modelle, wie sie in Abbildung 2.18 und Abbildung 2.27 präsentiert wurden, stellen den ersten wichtigen Schritt bei der Analyse refraktionsseismischer Daten dar. Über die vereinfachte Betrachtungsweise seismischer Wellen als Strahlen werden robuste Schichtmodelle (Makromodelle) für die seismische Geschwindigkeit abgeleitet. Während die Stärke der Ray-tracing-Verfahren in der effizienten Berechnung von Laufzeitkurven liegt, kann das Amplitudenverhalten seismischer Wellen nur über dynamische Näherungsverfahren abgeschätzt werden. Bei Ray-tracing-Verfahren werden in der Regel wellentypische Eigenschaften wie z.B. Diffraktion oder Interferenzerscheinungen mit Bildung von Koda vernachlässigt. Für eine vollständige Beschreibung der Ausbreitung seismischer Wellen in einem inhomogenen Medium ist es erforderlich, die elastische Bewegungsgleichung vollständig zu lösen [Kelly *et al.*, 1976]. Sie lautet allgemein für ein inhomogenes, anisotropes Medium:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

wobei die räumliche Ableitung des Spannungstensors  $\sigma_{ij}$  gleich dem Produkt aus der zweiten zeitlichen Ableitung des Verschiebungsvektors  $u_i$  und der Dichte  $\rho$  ist. Der Spannungstensor ist im elastischen Falle über das Hook'sche Gesetz

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad (2.6)$$

zugänglich. Der Elastizitätstensor  $c_{ijkl}$  ist ein Materialparameter und stellt im allgemeinen Fall einen Tensor 4-ter Ordnung mit maximal 21 unabhängigen Komponenten dar. Im isotropen Fall reduziert sich der Elastizitätstensor auf die sogenannten Lamé'schen Parameter  $\lambda$  und  $\mu$  mit

$$\begin{aligned}
c_{1111} &= c_{2222} = c_{3333} = \lambda + 2\mu \\
c_{1212} &= c_{1313} = c_{2323} = \mu \\
c_{1122} &= c_{2233} = c_{2323} = \lambda
\end{aligned}
\tag{2.7}$$

Gleichung ( 2.5 ) vereinfacht sich im 2-dimensionalen, isotropen Fall zu einem System von gekoppelten Differentialgleichungen für die P-Welle und die vertikal polarisierte S-Welle (SV)

$$\begin{aligned}
\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \\
\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]
\end{aligned}
\tag{2.8}$$

wobei  $w$  die vertikale und  $u$  die horizontale Verschiebung bezeichnet. Eine analytische Lösung der Gleichung ( 2.8 ) für das Kontinuum Erde wird einerseits erschwert durch die im allgemeinen komplizierte Form des Modellraums (Topographie einzelner Strukturen) und zum anderen durch das beliebig heterogene Geschwindigkeitsfeld innerhalb des Modellraums. Über numerische Approximationen mit Hilfe der Methode finiter Differenzen kann das ursprünglich kontinuierliche Problem in ein diskretes übergeführt werden. In der Methode finiter Differenzen zur Berechnung synthetischer Seismogramme [Kelly et al., 1976] werden dazu die partiellen Ableitungen in der elastischen Wellengleichung durch ihre Differenzialquotienten approximiert und über eine Taylorreihe angenähert. Bricht man die Taylorentwicklung nach den quadratischen Termen ab, so erhält man die sogenannte Näherung „2-ter Ordnung in Raum“. Diese bedeutet anschaulich, daß die Interpolation zwischen zwei räumlichen Gitterpunkten parabolischer Natur ist. Kelly et al. [1976] geben für ihr Finites-Differenzen-Schema 2-ter Ordnung in Raum und Zeit eine explizite Lösung der gekoppelten Differentialgleichungen in ( 2.8 ). Dieses Lösungsschema [s. Kelly et al., 1976, Gleichung 16] ermöglicht eine Berechnung der Verschiebungen  $w$  und  $u$  an jedem räumlichen Gitterpunkt zum Zeitpunkt  $(l+1)\Delta t$  aus der Verschiebung zur Zeit der zwei vorausgehenden Zeitschritte  $l\Delta t$  und  $(l-1)\Delta t$ . Sind die Werte der Verschiebungen für zwei aufeinanderfolgende Zeitpunkte über die Anfangsbedingungen (Quelle) bekannt, so kann die elastische Welle numerisch durch ein vorgegebenes Geschwindigkeitsfeld propagieren (s. Abbildung 2.31).

Ein grundlegendes Problem Finites-Differenzen-Algorithmien (FD) ist die numerische Stabilität. Um einen stabilen Verlauf der rekursiven Berechnungen zu gewährleisten, muß die Differenz zwischen der exakten Lösung und der numerischen Approximation für alle Zeitschritte begrenzt bleiben. Kelly et al. [1976] geben für ihren Algorithmus folgendes Stabilitätskriterium

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{\sqrt{v_{p\max}^2 + v_{s\max}^2}} \quad (2.9)$$

an, wobei  $\Delta x$  das Diskretisierungsintervall in  $x$ - und  $z$ -Richtung darstellt und  $v_{p\max}$  bzw.  $v_{s\max}$  die Extremwerte der P- bzw. S-Wellengeschwindigkeiten des diskretisierten Modells bezeichnen. Gleichung ( 2.9 ) zeigt, dass die zeitliche Diskretisierung und damit die Stabilität des Systems von dem räumlichen Geschwindigkeitsgitter abhängt.

Bei jeder Annäherung eines kontinuierlichen Mediums über ein diskretes Gitter wird die seismische Antwort durch die sogenannte Gitterdispersion gestört. Diese ist ein numerischer Effekt, der eintritt, wenn das kontinuierliche Geschwindigkeitsmodell zu grob abgetastet wird. Dabei werden hochfrequente Signalanteile relativ zu niederfrequenten Anteilen verzögert und bilden eine rein numerisch bedingte hochfrequente Koda, die der tieffrequenten Fermatphase angehängt ist. Für einen Finite-Differenzen-Algorithmus 2-ter Ordnung in Raum und Zeit geben Alford et al. [1974] eine grobe Richtlinie zur Begrenzung der Gitterdispersion, wobei die Anzahl der Gitterpunkte pro Wellenlänge gleich zehn oder höher sein sollte. Die maßgebliche Wellenlänge ist dabei die des Eingangssignals, bei der das Energiespektrum auf die Hälfte der Maximalamplitude abgeklungen ist (s.  $f_{upp}$  in Abbildung 2.32 auf Seite 84). Das Dispersionskriterium kann wie folgt formuliert werden

$$\Delta x \leq \frac{v_{\min}}{G \cdot f_{upp}} \quad \text{mit} \quad G \geq 10 \quad (2.10)$$

wobei  $v_{\min}$  die minimale Wellengeschwindigkeit des Modellraums und  $G$  die Anzahl der Gitterpunkte pro Wellenlänge darstellt.

Unter Berücksichtigung der Bedingungen in Gleichung ( 2.9 ) und ( 2.10 ) können Wellenfeldsimulationen mittels finiter Differenzen (FD) exakt durchgeführt werden. In der Praxis sind allerdings hochleistungsfähige Computer erforderlich, um Weitwinkelseismik mit Geophonauslagen von mehreren hundert Kilometern zu simulieren. Dabei kann das Geschwindigkeitsgitter leicht aus mehreren Millionen Punkten bestehen. Verschiedene FD-Algorithmen höherer Ordnung wurden in den letzten Jahrzehnten entwickelt um die Rechneranforderungen zu reduzieren. Levander [1988] stellt einen Algorithmus 4-ter Ordnung in Raum und 2-ter Ordnung in Zeit vor, der es erlaubt, mit nur fünf Gitterpunkten pro Wellenlänge stabil zu rechnen. Die Anforderungen bei der Diskretisierung der Modelle in Abhängigkeit von der Frequenz des Eingangssignals können reduziert werden, wenn FD-Algorithmen höherer Ordnung in Raum und Zeit benutzt werden [Karrenbach, 1995]. Der Vorteil einer größeren Gitterkonstante bei Algorithmen höherer Ordnung geht allerdings verloren, wenn Heterogenitäten im Bereich der

Wellenlänge des sondierenden Signals berücksichtigt werden sollen. Um eine statistische Verteilung der Heterogenitäten zu gewährleisten, muß die räumliche Abtastrate auf einen Bruchteil der Wellenlänge reduziert werden. Zudem ist nicht allein die Modellgröße, sondern auch die Implementierung der Algorithmen entscheidend. Der Algorithmus nach Kelly et al. [1976] zeichnet sich durch eine hohe Vektorisierbarkeit aus und kann somit effizient auf dem Großrechner Fujitsu/SNI VPP300<sup>10</sup> des Rechenzentrum der Universität Karlsruhe installiert und benutzt werden. Trotz der strengeren Dispersionskriterien und der daraus resultierenden größeren Anzahl an Diskretisierungspunkten, kann die numerische Umsetzung des Kelly-Algorithmus [Sandmeier, 1990] derzeit effizient zur Simulation weitwinkelseismischer Experimente genutzt werden. Die synthetischen Seismogramme dieser Arbeit wurden mit einem FD-Programm nach Sandmeier [1990] berechnet.

Sandmeier [1993] gibt für seine numerische Umsetzung des Kelly-Algorithmus folgendes Dispersionskriterium:

$$\Delta x \leq \frac{v_{\min}}{H \cdot f_{\text{dom}}} \quad \text{mit} \quad 15 > H > 10 \quad (2.11)$$

wobei  $f_{\text{dom}}$  die dominante Signalfrequenz bezeichnet. Dieses Kriterium erlaubt eine etwas größere räumliche Gitterkonstante als das Kriterium nach Kelly [1976].

Um eine adäquate Diskretisierung der Modelle zu gewährleisten, wurden verschiedene Tests durchgeführt. Dazu wurde zunächst für ein einfaches 3-Schichten-Modell mit horizontalen Schichtgrenzen und konstanter Geschwindigkeit in jeder Schicht erstellt. Dieses Modell diente als Referenzmodell zur Diskretisierung mit verschiedenen G-Faktoren (s. Gleichung ( 2.10 )). Das benutzte Programm zeigte sich bereits bei G-Werten von ungefähr 7 (bzw.  $H \approx 12-13$ ) stabil und dispersionsfrei. Die Berechnung von Momentaufnahmen (snapshots, Abbildung 2.31) des Wellenfeldes zeigen, daß alle Phasen (inkl. Konversionen) ohne numerisches Rauschen berechnet und einwandfrei identifiziert werden können.

---

<sup>10</sup> Der VPP300 ist ein Vektor-Parallelrechner mit 16 Rechenknoten von jeweils maximal 2,2 Gflop/s (Milliarden Gleitkommaoperationen pro Sekunde), einer Zykluszeit von 7 ns und je 2 GB (Gigabyte) Hauptspeicher.

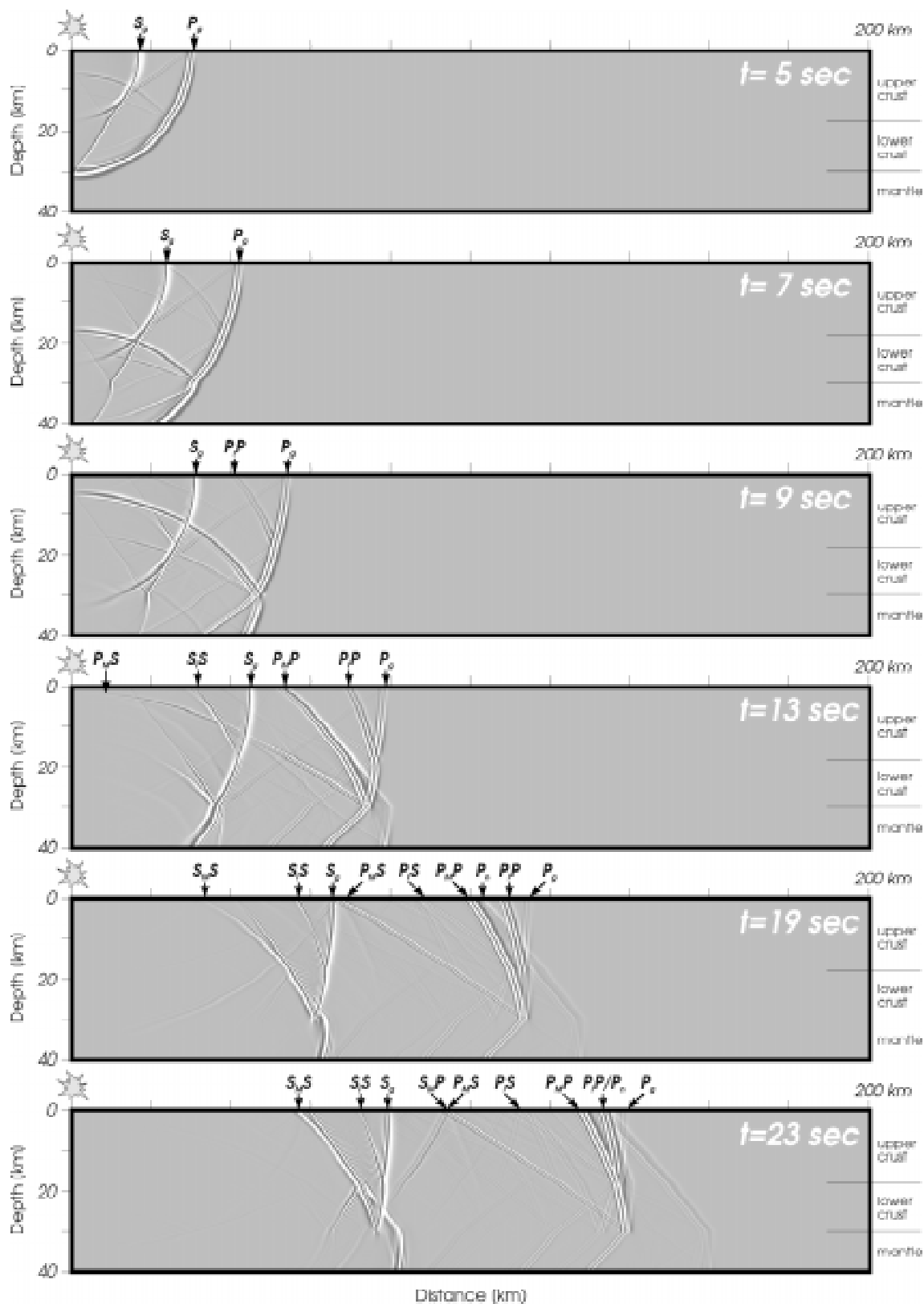


Abbildung 2.31: FD-Simulation der Ausbreitung seismischer Wellen in einem 2-dimensionalen elastischen Medium. Dargestellt sind Momentaufnahmen der Wellenausbreitung (Vertikalkomponente) durch ein einfaches 3-Schichtenmodell (homogene Oberkruste mit  $V_p=6.0$  km/s, homogene Unterkruste mit  $V_p=6.3$  km/s, homogener Mantel mit  $V_p=8.0$  km/s).

Abbildung 2.31 zeigt die Darstellung der vertikalen Verschiebung über der Tiefe und der Entfernung zum Schußpunkt zu verschiedenen Zeitpunkten (snapshots). Man erkennt, daß 5-7 s (erstes und zweites Bild) nach der simulierten Explosion die direkten P- und S-Wellen ( $P_g$  und  $S_g$ ) an der Erdoberfläche, d.h. im Seismogramm als Ersteinsätze registriert werden. Nach 9 s (drittes Bild) hat die Reflexion von der intra-krustalen Diskontinuität in 18 km Tiefe ( $P_iP$ ) die  $S_g$ -Phase überholt und wird zeitlich vor ihr im Seismogramm registriert. Im vierten Bild (nach 13 s) hat die Reflexion von der Krustenmantelgrenze ( $P_M P$ ) die Erdoberfläche bereits erreicht, während die P-S-Konversion ( $P_M S$ ) kurz davor steht. Auch die Reflexion der S-Welle an der intra-krustalen Diskontinuität (in 18 km Tiefe) ist nun im Seismogramm zu erkennen. Nach 19 s (fünftes und sechstes Bild) können neun Hauptphasen im Seismogramm beobachtet werden. Neben den bereits erwähnten Phasen treten zudem die Reflexion der S-Welle von der Krusten-Mantelgrenze ( $S_M S$ ), die P-zu-S-Konversion an der intra-krustalen Diskontinuität ( $P_i S$ ) und die im obersten Erdmantel refraktierte Welle ( $P_n$ ) auf.

Nach dem synthetischen Test zur Bestimmung der Diskretisierungsparameter ( $\Delta x$  und  $\Delta t$ ), wurden für alle Schußpunkte der Linie 95-B synthetische Seismogrammsektionen mit Hilfe der Methode finiter Differenzen [Kelly *et al.*, 1976] berechnet. Das hierbei zugrundegelegte Geschwindigkeitsmodell ist in Abbildung 2.27 auf Seite 66 dargestellt.

Als Eingangssignal wurde ein Müller-Fuchs-Signal (s. Abbildung 2.32) mit einer senkrecht zum Modellraum gleichbleibenden Abstrahlcharakteristik [explodierende Linienquelle, s. Sandmeier, 1990] verwendet. Der Frequenzgehalt des Eingangssignals ( $f_{dom} = 4.36$  Hz) ist etwas tieffrequenter im Vergleich zu den Daten (2-12 Hz), mußte aber aus Rechenzeitgründen so gewählt werden.

Unerwünschte Reflexionen an den Modellrändern wurden über absorbierende Randbedingungen nach Reynolds [1978] minimiert. Quelle und Empfänger sind unter Berücksichtigung der Geländetopographie an der freien Oberfläche entsprechend der Geometrie des GRANU95-Experiments angeordnet. Dabei bleiben die Empfänger stationär und die Quelle besetzt acht verschiedene Lokationen entlang der Profillinie.

Der gesamte Modellraum ist 260 km lang, 45 km tief und mit einer Gitterkonstante  $\Delta x$  von 60 m diskretisiert. Das Zeitfenster zur Berechnung der synthetischen Seismogramme wurde auf 56 s gesetzt und unter Beachtung des Stabilitätskriteriums ( 2.9 ) mit  $\Delta x = 5.6$  ms diskretisiert. Die Berechnung einer synthetischen Seismogrammmontage bestehend aus 102 Spuren benötigte auf dem Großrechner Fujitsu/SNI VPP300 eine Rechenzeit (CPU-Zeit) von ca. 35 Minuten und 180 Mb Arbeitsspeicher (RAM).

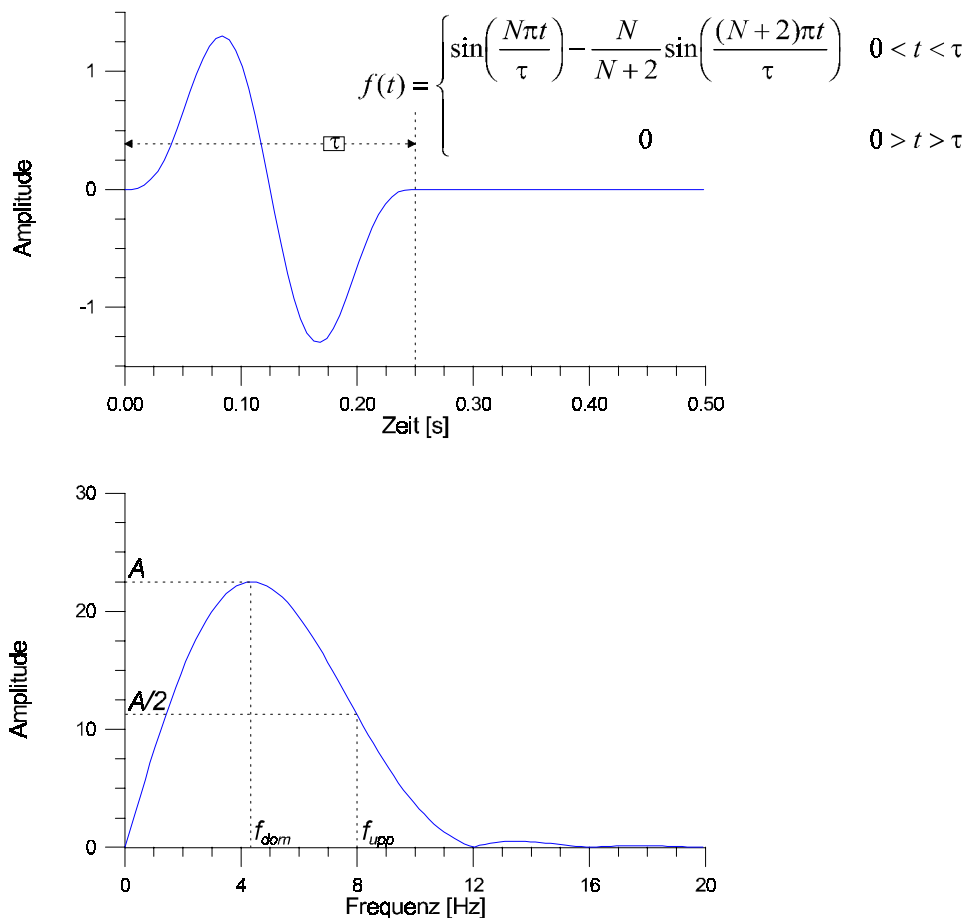


Abbildung 2.32: Synthetisch erzeugtes Müller-Fuchs-Eingangssignal (oben) mit zwei Extrema ( $N=2$ ), einer Impulsdauer  $\tau = 0.25$  s und einer dominanten Frequenz von 4.36 Hz (zugehöriges Energiespektrum unten).

Abbildung 2.33 zeigt die Ergebnisse der FD-Modellierung. Dargestellt sind drei Beispiele für die synthetisch erzeugten Seismogrammontagen (Schußpunkte: D, E und G). Ein Vergleich mit den Beobachtungen zeigt eine gute Übereinstimmung. Das Modell ist in der Lage, die hohen Scheingeschwindigkeiten der  $P_g$  zu produzieren (s. Schußpunkt D). Die Amplituden der  $P_g$  Phase sind ab einer Schußpunktentfernung über 80 km sehr gering, was mit den Beobachtungen übereinstimmt. Die synthetisch erzeugte intrakrustale Reflexion  $P_{12}P$  ist, wie auch in den Beobachtungen, sehr energiearm und daher kaum zu sehen. Die aus dem Modell berechnete Reflexion aus der Unterkruste  $P_{13}P$  weist im Gegensatz zur  $P_{12}P$  etwas höhere Amplituden auf. Ab Entfernungen größer als 130 km zum Schußpunkt interferiert die  $P_{13}P$  mit der Reflexion von der Krusten-Mantelgrenze  $P_M P$  und bildet ein schmales Energieband mit hohen Amplituden. Die synthetische  $P_M P$  Phase zeigt die größten Amplituden und damit gute Übereinstimmung zu der beobachteten  $P_M P$  Phase.

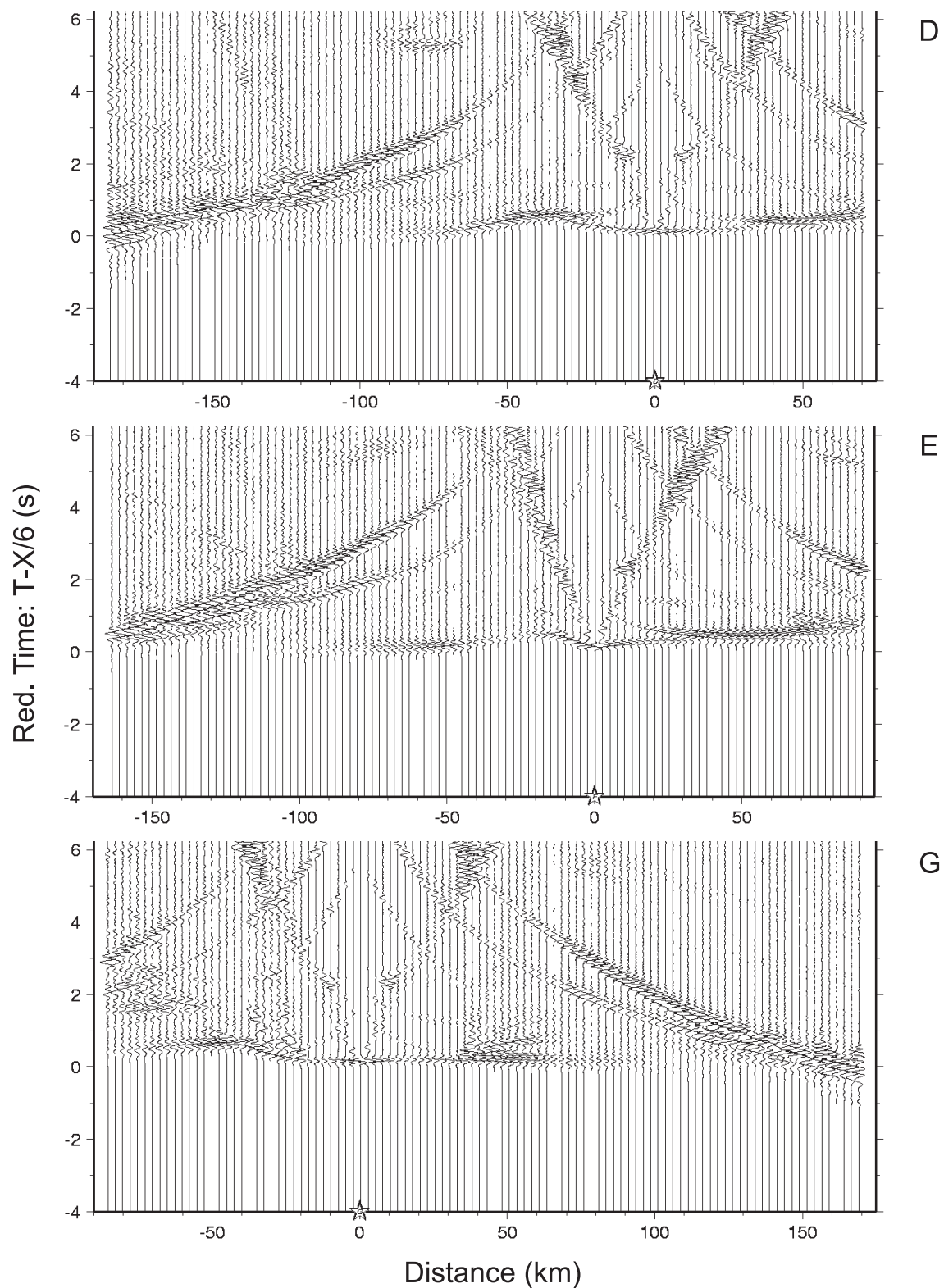


Abbildung 2.33: Finite-Differenzen Seismogramme zur Simulation der Schüsse des GRANU95-Experiments. Dargestellt sind die Vertikalkomponenten der Schußpunkte D, E und G.



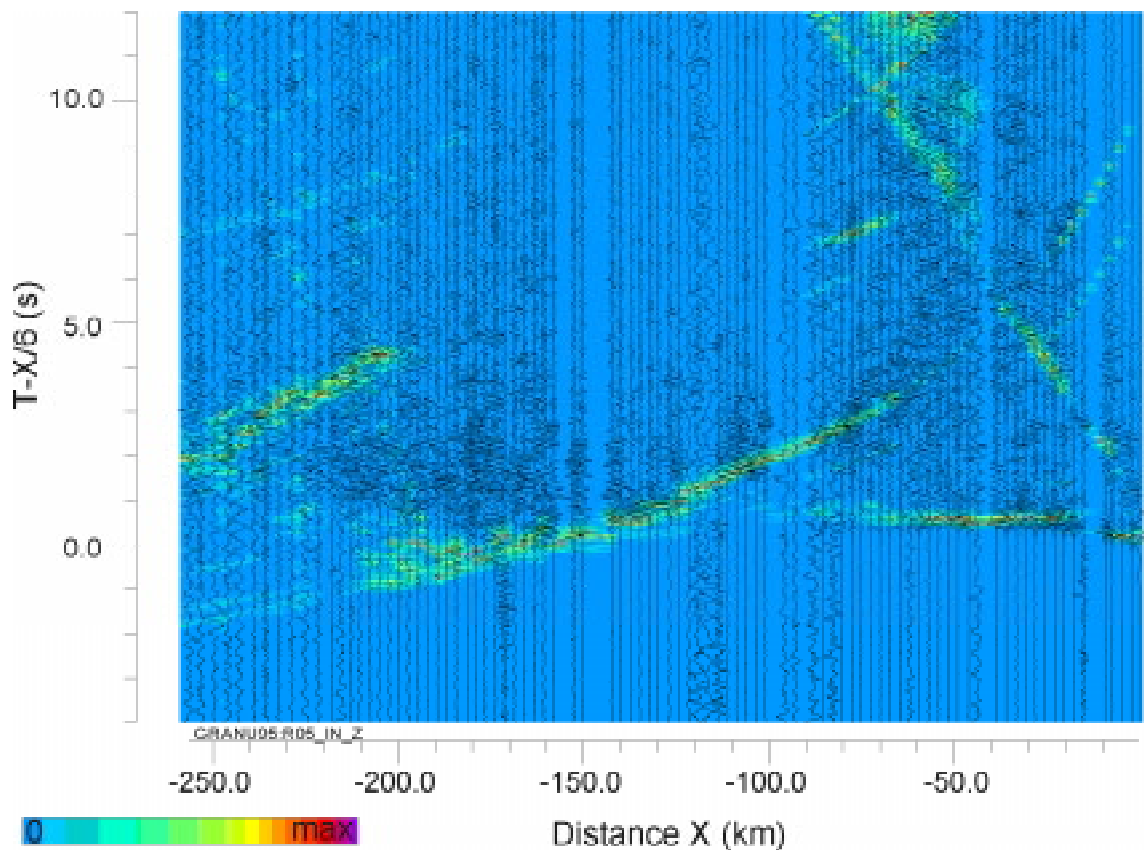


Abbildung 2.34: Seismogrammontage für den SP B des Granu95-Experiments (schwarze Seismogramme). Überlagert ist eine mit der Methode finiter Differenzen berechnete Seismogrammontage in einer Graustufendarstellung der Intensitäten (Grauskala). Das Modell ist in Abbildung 2.27 dargestellt. Während die Amplituden der Fermatphasen gut erklärt werden, kann die starke Koda insbesondere der  $P_M P$  mit dem Modell nicht erklärt werden.

Um einen besseren Vergleich der synthetischen Seismogrammsektionen mit den Daten zu ermöglichen, wurden die synthetischen Seismogramme in einer Graustufendarstellung der Intensitäten (Amplituden zum Quadrat) über Entfernung und Zeit zu den Realdaten eingezeichnet. Abbildung 2.34 zeigt eine solche Darstellung für den Schußpunkt B. Der Vergleich der Messungen (schwarze Seismogramme) mit den Berechnungen (Grauskala) zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den Bereichen erhöhter Intensität in den synthetischen Seismogrammen mit den Amplituden der Fermatphasen in den Daten. Die ausgeprägte Koda, wie sie speziell bei der  $P_M P$ -Phase beobachtet wird, kann mit dem Makromodell aus Abbildung 2.27 nicht generiert werden. Dies zeigt, daß ein wesentlicher Teil des seismischen Wellenfeldes bei der Ausbreitung in der Erdkruste an klein-skaligen Heterogenitäten gestreut wird. Wie das streuende Medium aussehen muß, damit die Qualität der synthetischen Seismogramme und damit der Modelle verbessert werden kann, wird in Kapitel 4 untersucht.

## 2.7 Interpretation der Ergebnisse aus dem östlichen und westlichen Saxothuringikum

Die Kombination der Ergebnisse des GRANU95- und Wildflecken-Experiments ermöglicht die Erstellung eines 2D-Geschwindigkeitstiefenprofils parallel zum variszischen Streichen innerhalb der saxothuringischen Zone. Das Modell ist in Abbildung 2.35 dargestellt. Während die Geschwindigkeitstiefenstruktur des östlichen Saxothuringikums über 2D-Ray-tracing gut belegt ist, ist der westliche Teil nur durch 1D-Modellierung gestützt. Die Schichtgrenzen (gepunktete Linien) im westlichen Saxothuringikum ergeben sich durch Interpolation eindimensionaler Geschwindigkeitstiefenfunktionen und sind damit keine „echten“ 2D-Strukturen. Dennoch zeigt die Schnittstelle (etwas NE von Schuß I) beider Modelle eine erstaunliche Übereinstimmung der Schichtgrenzen im westlichen Teil mit denen im östlichen Teil des Saxothuringikums. Nahezu alle aus den 1D-Modellen interpolierte Schichtgrenzen schließen sich in einem Fehlerbereich von  $\pm 0.5$  km an das 2D-Modell an. Einzige Ausnahme ist hierbei die postulierte Niedergeschwindigkeitszone im westlichen Saxothuringikum im Tiefenbereich von 8-15 km. Diese Zone ist im 2D Modell für das östliche Saxothuringikum nicht zu sehen.

### 2.7.1 Das kristalline Grundgebirge

Die Tiefenlage des kristallinen Grundgebirges läßt sich in Abbildung 2.35 über den gesamten Modellraum klar verfolgen und mit der Oberflächengeologie korrelieren. Von SW kommend werden Geschwindigkeiten von 6.0 km/s oder höher in einer Tiefe zwischen 3-5 km erreicht. Betrachtet man diese Geschwindigkeiten als Indikator für das kristalline Grundgebirge, so erkennt man in Übereinstimmung mit der Oberflächengeologie die paläozoische Sedimentbedeckung der gesamten Süddeutschen Scholle (westliches Saxothuringikum). Beim Überschreiten der Fränkischen Linie (im Bereich von Schußpunkt H) erkennt man einen plötzlichen Anstieg der seismischen Geschwindigkeiten. Das kristalline Grundgebirge erreicht hier die Oberfläche (Thüringer Wald, Fichtelgebirge) und bleibt anstehend, bis bei Schußpunkt F das Erzgebirgische Becken (Permo-Karbon-Becken) erreicht wird. Im weiteren Verlauf des Profils in Richtung NE erkennt man im Anschluß an das Erzgebirgische Becken einen erneuten Anstieg der seismischen Geschwindigkeiten bzw. des kristallinen Grundgebirges. Dies ist die oberflächennahe Signatur des Sächsischen Granulitgebirges, welches sich durch eine relative Geschwindigkeitserhöhung im Vergleich zu dem benachbarten Erzgebirgischen Becken und der Elbelinie abhebt.

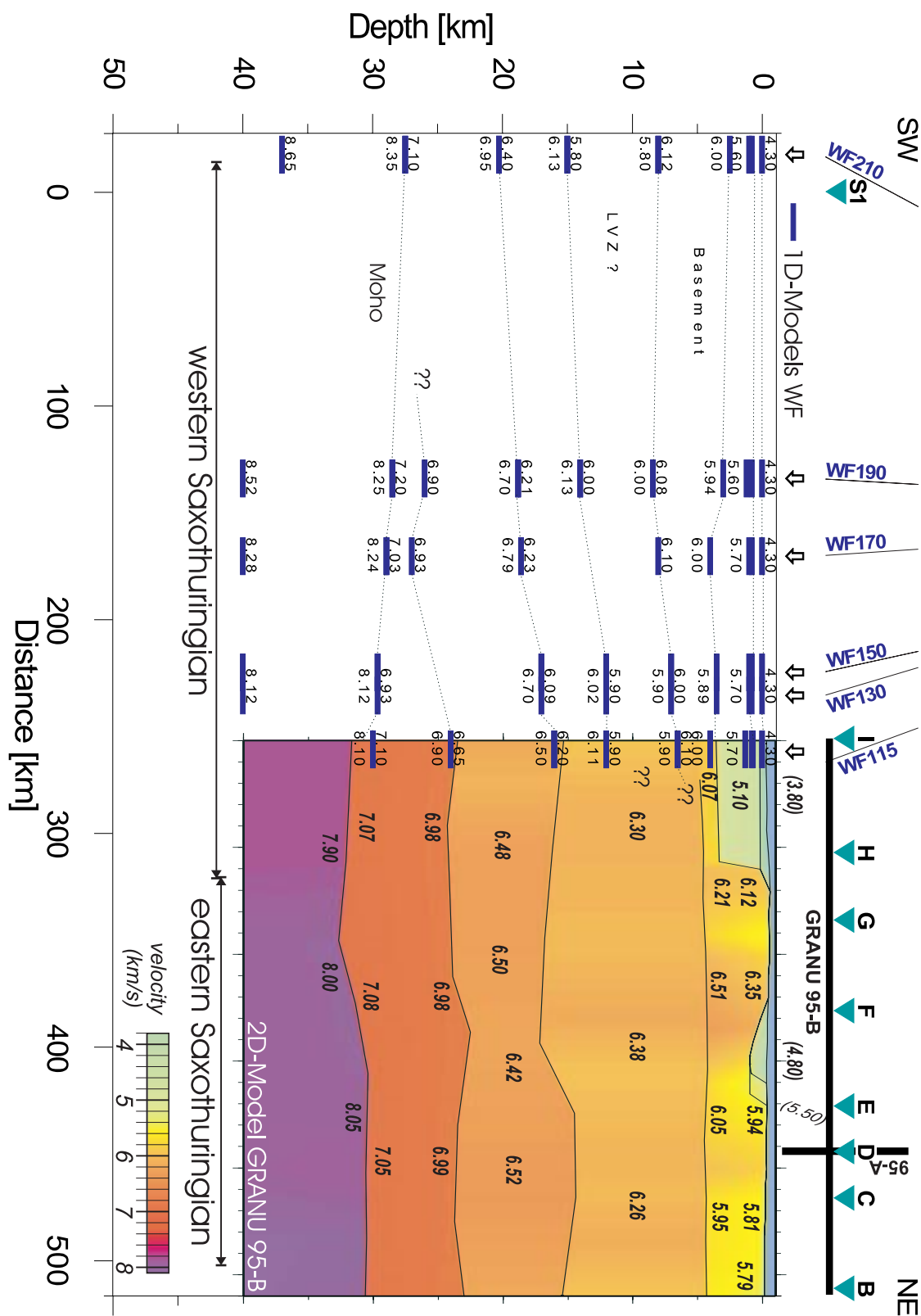


Abbildung 2.35: Zusammengesetzter Tiefenschnitt durch das Saxothuringikum in variszischer Streichrichtung vom Schwarzwald bis zur Elbelinie (ca. 500 km). Während die Tiefenstruktur im östlichen Teil durch 2D-Modellierung der GRANU95-Daten gut belegt ist, basiert der westliche Teil lediglich auf 1D-Modellen des Wildflecken-Experiments.

Seismisch betrachtet stellt das Sächsische Granulitgebirge (zw. SP E und C) in sich in diesem Bereich keine Hochgeschwindigkeitsanomalie dar, sondern zeigt sogar etwas kleinere Geschwindigkeiten (5.9-6.0 km/s) im Vergleich zum anstehenden Grundgebirge im Thüringer Wald (zw. SP H und F). Die beobachteten Geschwindigkeiten im Bereich des Sächsischen Granulitgebirges sind wesentlich geringer als die petrologische Kartierung (Abbildung 2.1) zusammen mit Labormessungen seismischer Geschwindigkeiten an Gesteinsproben [z.B. *Christensen & Mooney*, 1995; *Müller*, 1995] hätte erwarten lassen. Diese Diskrepanz von ca. 0.3 km/s könnte folgende Ursachen haben:

1. Das petrologisch definierte Granulitgebirge besitzt eine sehr geringe Tiefenausdehnung ( $< 1$  km), so daß es mit den seismischen Messungen nicht aufgelöst werden konnte.
2. Der Granulit ist an der Oberfläche stark verwittert. In diesem Falle sollte allerdings eine starke Zunahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe beobachtet werden. Dies ist nicht der Fall (vgl. Abbildung 2.27).
3. Klüfte und Poren setzen die seismische Geschwindigkeit stark herab.

### 2.7.2 Die obere Kruste

Im Bereich des Schußpunkt F wurden die höchsten Geschwindigkeiten (ca. 6.5 km/s) in der Oberkruste (ca. 4-5 km Tiefe) gemessen. Noch höhere Geschwindigkeiten in der Oberkruste (4-5 km) mit Werten bis zu 7.0 km/s fanden Lang und Gebrande [1993] einige Kilometer südlich entlang der MVE90-Linie im Bereich der Hofer Schwereanomalie und zur Mühlen [1956] im Kraichgau ( $V_p \approx 6.5$  km/s in ca. 2 km Tiefe).

Eine Eigenschaft beider Hochgeschwindigkeitszonen ist ihr lokales Auftreten mit lateralen Ausdehnungen kleiner als 50-70 km. Die Frage liegt nun nahe, ob diese Zonen hoher seismischer Geschwindigkeit untereinander genetisch korreliert sind und beispielsweise weitere metamorphe Kernkomplexe, die noch nicht exhumiert sind, darstellen. Diese Frage ist anhand der existierenden Daten nur schwer zu beantworten. Zwar geben eine Vielzahl reflexionsseismischer Messungen (s. Abbildung 2.29) Hinweise auf Zonen erhöhter Reflektivität im Bereich der Oberkruste und somit weitere Stützstellen für lithologische Anomalien, doch können diese aufgrund zu geringer 3-dimensionaler Auflösung der seismischen Abbilder nicht in direkten Zusammenhang gebracht werden. Zudem kommt erschwerend hinzu, daß der bereits exhumierte metamorphe Kernkomplex (Sächsisches Granulitgebirge) wesentlich niedrigere Geschwindigkeiten zeigt als die postulierten, sich noch in größerer Tiefe befindenden, zukünftigen Kernkomplexe.

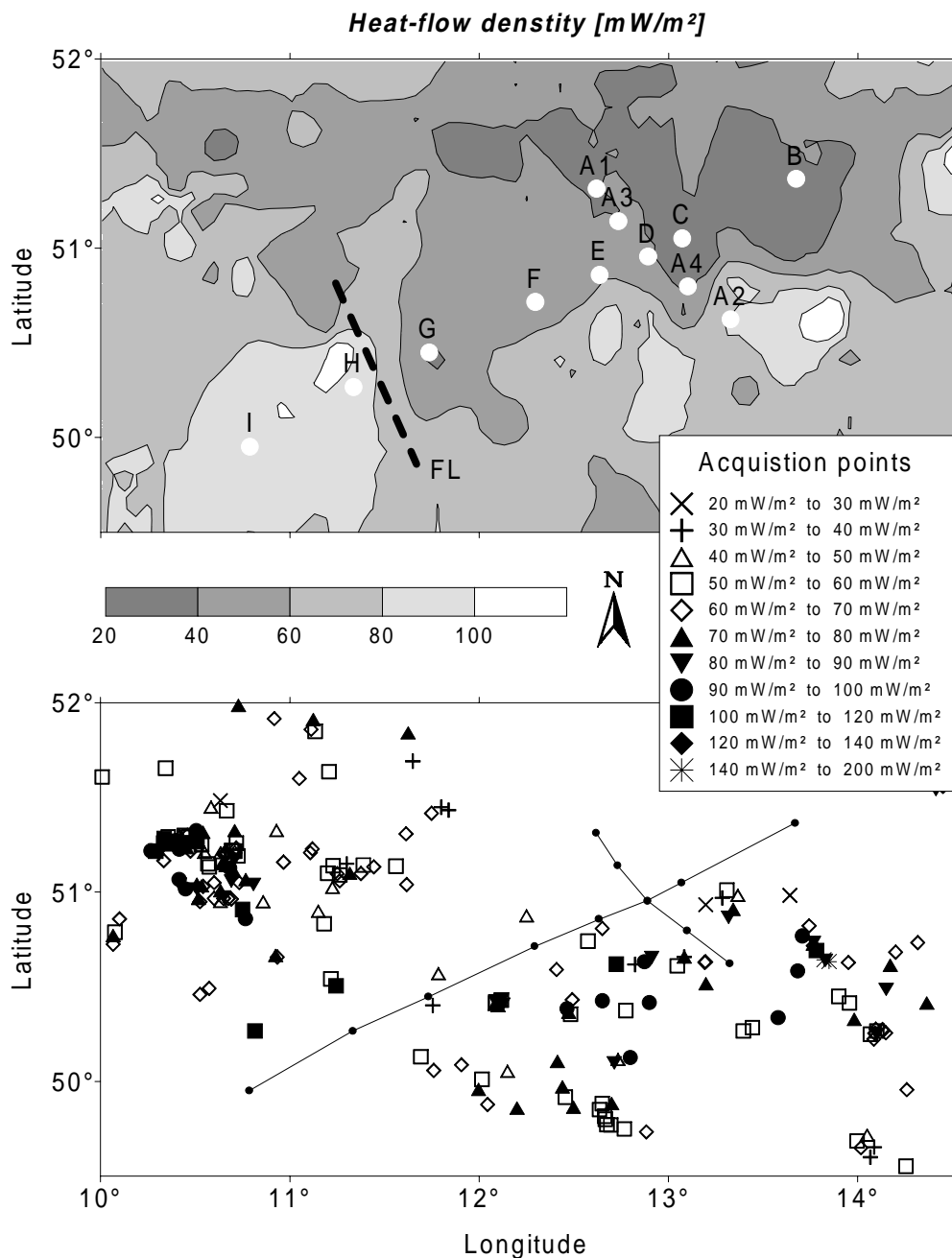


Abbildung 2.36: Oberflächenwärmefluß im Bereich des Sächsischen Granulitgebirges. Erstellt aus den Meßwerten der EGT-CDROM [Blundell et al., 1992]. Das Diagramm unten zeigt die Lokationen der Meßpunkte und die entsprechenden Meßergebnisse. Im unmittelbaren Umfeld der GRANU95-Profillinien (dünne Linien) existieren nur wenig Meßwerte. Eine aus den nicht-äquidistanten Werten erstellte Isolinienkarte ist oben dargestellt (helle Punkte = Schußpunkte, FL = Fränkische Linie).

Hierbei spielen natürlich die unterschiedlichen P-T Bedingungen und ihr Einfluß auf die seismische Geschwindigkeit eine große Rolle. Die Korrelation von *in situ* gemessenen seismischen Geschwindigkeiten mit Labormessungen an Gesteinsproben wird entscheidend beeinflusst durch die Parameter Druck  $p$  und Temperatur  $T$ . Während der lithostatische Druck über

$$p = \int_z \rho(z) g dz \quad (2.1)$$

relativ einfach bestimmt werden kann, ist die Extrapolation der Temperatur aus dem gemessenen Oberflächenwärmefluß  $q$  weitaus schwieriger. Entlang der Profillinie durch das Saxothuringikum (Abbildung 2.35) von SW kommend, fällt der Wärmefluß von einem mittleren Wert von ca. 80 mW/m<sup>2</sup> für das westliche Saxothuringikum beim Überqueren der Fränkischen Linie (bei SP H) stark ab (Abbildung 2.36).

In der Umgebung des Sächsischen Granulitgebirges existieren nur wenig veröffentlichte Messungen, wodurch der Wärmefluß nur sehr grob abgeschätzt werden kann. Hurtig & Rockel [1991] bezeichnen den Wärmefluß im Bereich des Sächsischen Granulitgebirges als generell erniedrigt und geben eine obere Grenze von ca. 60-65 mW/m<sup>2</sup> an. Eine im Rahmen der EGT erstellte Karte für den Wärmefluß [basierend auf Čermák, 1979; Blundell *et al.*, 1992] zeigt im Bereich der Hochgeschwindigkeitszonen (SP F und G) der Linie 95-B sehr niedrige Wärmeflußdichten von teilweise nur 30 mW/m<sup>2</sup> (vgl. Abbildung 2.36). Derart niedrige Werte führen zu geringen Temperaturen im Bereich der oberen Kruste, die wiederum zu einer Erhöhung der seismischen Geschwindigkeiten führen.

Christensen & Mooney [1995] geben im Rahmen einer globalen Studie der Zusammensetzung der kontinentalen Kruste für felsischen Granulit in einer Tiefe von 5 km ( $\rho = 2755 \pm 76$  kg/m<sup>3</sup>) und niedrigen Temperaturen (64°C) eine Durchschnittsgeschwindigkeit von  $6.321 \pm 0.133$  km/s an. Dies ist in guter Übereinstimmung mit Labormessungen an Granuliten aus dem Sächsischen Granulitgebirge [Müller, 1995]. Geschwindigkeiten in dieser Größenordnung werden *in situ* im Sächsischen Granulitgebirge erst in Tiefen größer als 5 km erreicht.

Abbildung 2.37 zeigt einen Vergleich der seismischen Messungen mit Laboranalysen von Gesteinsproben nach Christensen & Mooney [1995, globales Mittel] und Müller [1995, Sächsisches Granulitgebirge]. Beide Meßreihen können jedoch nicht direkt mit den seismischen Messungen verglichen werden, da zum einen die publizierten Werte von Christensen & Mooney [1995] erst in einer Tiefe von 5 km beginnen und zum anderen die Meßwerte von Müller [1995] sich auf eine heiße Geotherme (Erzgebirge) beziehen.

Die Meßwerte nach Müller [1995] wurden daher für eine kalte Geotherme, wie sie auch Christensen & Mooney [1995] benutzen, umgerechnet. Ab einer Tiefe von 5 km korrelieren diese Werte im Rahmen vertretbarer Fehlerschranken mit den globalen Werten von Christensen & Mooney [1995]. Während die Extrapolation der Labormessungen für die Tiefe  $z=0$  mit der  $v(z)$ -Funktion aus der seismischen Messung übereinstimmt, er-

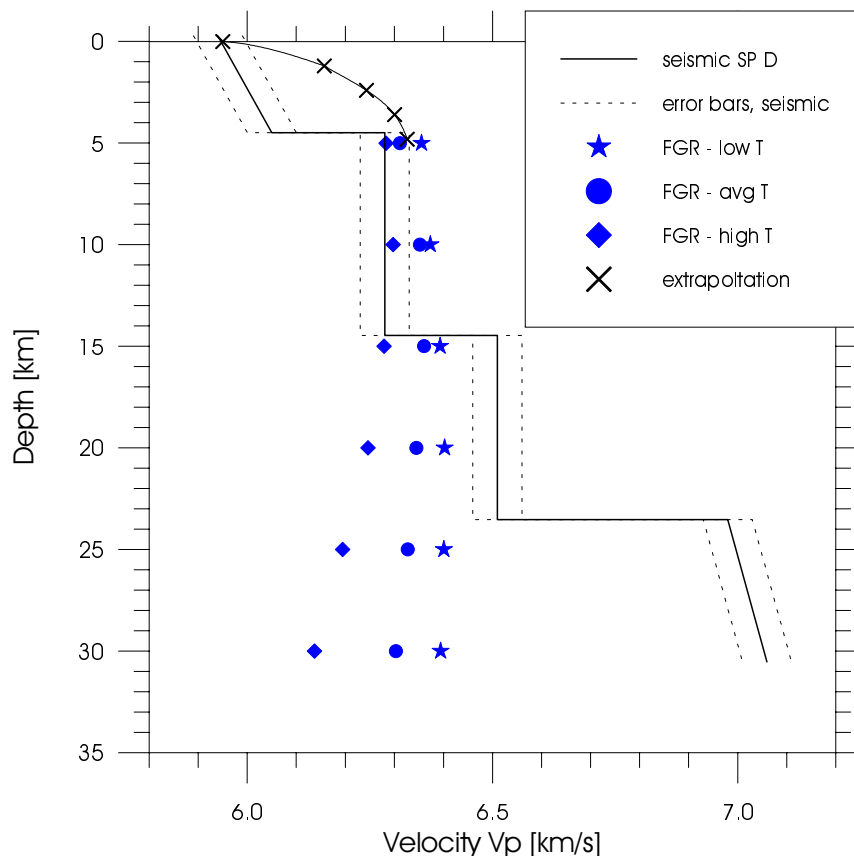


Abbildung 2.37: Vergleich von  $V(z)$ -Funktionen aus Labormessungen für felsischen Granulit für eine kalte (★), durchschnittliche (●) und heiße Geotherme (◆) nach Christensen & Mooney [1995] mit dem seismischen Messungen. (durchgezogene Linie, gestrichelte Linie kennzeichnen der Fehlerbalken der seismischen Geschwindigkeit). Die seismischen Geschwindigkeiten sind dem 2D-Model (s. Abbildung 2.27) am Kreuzungspunkt D entnommen. Die Labormessungen von Christensen & Mooney [1995] wurden anhand von Messungen an Gesteinsproben aus dem Sächsischen Granulitgebirge [Müller, 1995] für Tiefen kleiner 5 km extrapoliert (—x—x—).

kennt man im oberflächennahen Bereich die deutliche Diskrepanz in der Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe zwischen den Labormessungen und den *in situ* Werten.

Als mögliche Ursachen für diese Diskrepanz können Verwitterungseffekt, Poren und Klüfte oder eine nur äußerst geringe Tiefenausdehnung des granulitischen Gesteins (< 1km) in Betracht gezogen werden (vgl. Diskussion in Abschnitt 2.7.1). Wie aus Abbildung 2.37 ebenfalls ersichtlich ist, können die hohen Geschwindigkeiten (6.5 km/s, wie sie auch ca. 70 km weiter SW beobachtet werden), nicht mehr mit rein felsischen Granuliten erklärt werden. Ein gewisser Prozentsatz mafischer Anteile ist hier erforderlich.

Im Tiefenbereich von 5-15 km besteht die Möglichkeit, die gemessenen seismischen Geschwindigkeiten mit felsischem Granulit zu erklären, wenn die Temperaturen in der oberen Kruste wesentlich höher sind als es die Meßwerte des Oberflächenwärmefluß

erwarten lassen. Allerdings könnten auch Gneise mit einem geringen Amphibolitanteil (ca. 5%) die seismische Geschwindigkeit erklären. Aufgrund der signifikanten Diskrepanz der *in situ* und Labormessungen im oberflächennahen Bereich, ist eine Korrelation der Tiefenstruktur des Sächsischen Granulitgebirges über die seismische Geschwindigkeit bis in Tiefen von 15 km mehr als zweifelhaft. Es wird hier die Interpretation favorisiert, daß das Granulitgebirge eine sehr oberflächennahe Struktur mit nur geringer Tiefenausdehnung darstellt.

### 2.7.3 Die untere Kruste

Die Extrapolation der Geschwindigkeitstiefenstruktur anhand der Wildflecken-Daten in das westliche Saxothuringikum hinein (s. Abbildung 2.35) suggeriert eine Ausdünnung der lamellierten Unterkruste in Richtung SW, zumindest für die Zone, in der eine P-Wellengeschwindigkeit von ca. 7.0 km/s gemessen wurde. Ausnahme ist hierbei das Profil WF-210 im Bereich des Schwarzwaldes. Diese Zone mit einer mittleren P-Wellengeschwindigkeit von 7.0 km/s ist im östlichen Teil des Saxothuringikums durch das Auftreten einer Reflexion ( $P_{13}P$ ) belegt.

Nimmt man für diesen Bereich nordöstlich der Fränkischen Linie einen mittleren Wärmefluß von 55 mW/m<sup>2</sup> an (Abbildung 2.36), so berechnet sich nach Chapman & Furlong [1992] die Temperatur an der Moho zu ca. 476 °C. Eine Geschwindigkeit von 7.0 km/s, wie sie bei GRANU95 gemessen wurde, wäre nach Labormessungen von Christensen & Mooney [1995] kompatibel mit mafischen Granuliten in einer Tiefe von ca. 30 km und einer Temperatur von 467 °C. Alternativ könnte die (untere) Unterkruste auch aus felsischen Granuliten bestehen, wenn mafische Eklogite in gleicher Menge vorhanden wären. Ein solcher Wechsel von Materialien mit P-Wellengeschwindigkeiten von ungefähr 6.3 km/s und 7.9 km/s würde sich sehr stark auf die Amplitudencharakteristik der diesen Bereich durchdringenden seismischen Wellen auswirken.

In den GRANU95-Daten, wie auch in den Wildflecken-Daten ist klar zu erkennen, daß die Signalenergie der tieferen Phasen durch starke Reverberationen charakterisiert ist. Eine Analyse des kompletten Wellenfeldes unter Einbeziehung der Koda kann hierbei detailliertere Modelle im Hinblick auf die Feinstruktur der Lithosphäre geben. Da dieses Amplitudenverhalten (Koda) nicht nur im Saxothuringikum beobachtet wird, sondern in ähnlicher Form in einer Vielzahl von weitwinkelseismischen Beobachtungen auftritt, stellt sich die Frage, inwieweit hier die Eigenschaften der Lithosphäre als streuendes Medium und damit die strukturellen Dimensionen der streuenden Heterogenitäten studiert werden können. Dieses Thema wird in Kapitel 4 behandelt.



## 2.8 Tektonischer Ausblick

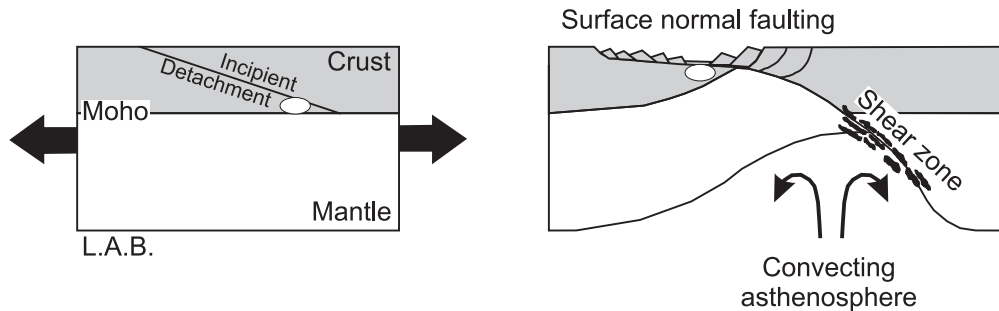
Müller et al. [1997] zeigten anhand der Weltkarte der tektonischen Spannungen [„World Stress Map“, Zoback, 1992; Wehrle & the World Stress Map Working Group, 1997], daß Westeuropa momentan unter Kompression steht. Im Gegensatz zum heutigen tektonischen Regime wird die Exhumierung des Sächsischen Granulitgebirges während der Variszischen Orogenese (vor ca. 300 Ma) überwiegend mit dem Modell der metamorphen Kernkomplexe erklärt [Franke, 1993; Reinhardt & Kleemann, 1994].

In diesem Modell basiert die tektonische Freilegung von Unterkruste auf dem Prinzip der asymmetrischen Krustendehnung unter Anwendung des Modells der einfachen Scherung von Wernicke [1985, simple-shear]. Eine Konsequenz der Anwendung dieses Modells (s. Abbildung 2.38, oben) ist eine signifikante Aufdomung der Moho und ein gleichzeitiges, starkes Absinken der Erdoberfläche. Block & Royden [1990] schätzen das Absinken der Oberflächentopographie über Kernkomplexstrukturen (z.B. Basin and Range Province) auf ca. 3-5 km. Keine dieser Signaturen läßt sich in der Basin-and-Range-Provinz oder im Sächsischen Granulitgebirge heute nachweisen. Dem klassischen Konzept der Isostasie folgend würde man somit eine Gebirgskette mit Höhenunterschieden von 3-5 km zur Umgebung und den entsprechenden Gebirgswurzeln an jedem zukünftigen Kernkomplex benötigen. Im Falle des Sächsischen Granulitgebirges wäre der gravitative Kollaps eines dem Himalaja ähnlichen variszischen Gebirges eine naheliegende Möglichkeit, die re-äquilibrierte Moho und Oberflächentopographie zu erklären [Kroner, 1995]. Die heute flache Moho unter dem ehemaligen variszischen Hochgebirge bestätigt, daß Gebirgswurzeln einen instabilen Krustenzustand darstellen und in relativ kurzen geologischen Zeiträumen (hier  $\leq 300$  Ma) verschwinden können [Meissner et al., 1987]. Meissner et al. [1987] schätzen anhand der nicht (mehr) vorhandenen variszischen Gebirgswurzeln und der heute beobachtbaren Wurzeln der Alpen und Pyrenäen (Alter ca. 50 Ma) eine durchschnittliche Re-äquilibrierungsrate der Moho von 0.4 - 0.03 mm/Jahr für eine während der Orogenese um ca. 10-20 km verdickte Kruste.

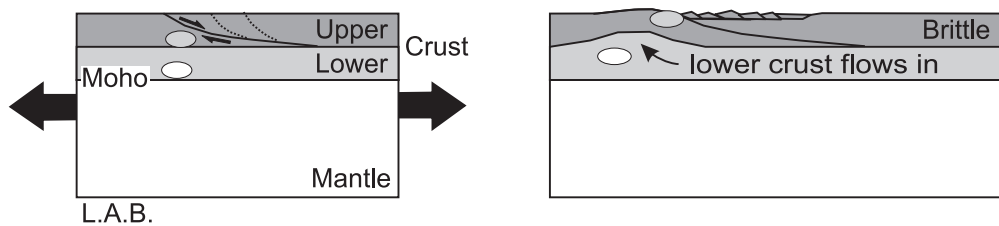
Alternativ zum orogenen Kollaps wird speziell in der Basin-and-Range-Provinz das Modell der „zerfließenden Unterkruste“ zunehmend stärker favorisiert [Block & Royden, 1990; Ruppel, 1995].

In diesem Modell (s. Abbildung 2.38, unten) sorgt die Unterkruste mit einer geringen Viskosität und der Möglichkeit, weiträumig zu „zerfließen“, für isostatischen Ausgleich. Dadurch kann eine flache Geometrie der Moho und der Erdoberfläche erklärt werden, ohne eine bereits existierende Topographie fordern zu müssen. Ein gewisses Aufdomen der mittleren Krustenbereiche ist bei der Verwendung dieses Konzepts allerdings nötig.

## a) Simple shear (Wernicke, 1985)



## b) Lower crustal flow (Ruppel, 1995)



○ deep crustal MCC  
(e.g. Saxonian Granulites)

● mid crustal MCC  
(e.g. Basin & Range province)

Abbildung 2.38: Rheologische Modelle zur Beschreibung kontinentaler Dehnung.: a) einfache Scherung [simple shear Wernicke, 1985], b) „Zerfließen“ der Unterkruste [lower crustal flow, Ruppel, 1995]. Zusätzlich ist in den einzelnen Modellvorstellungen schematisch die Lage metamorpher Kernkomplexe mit Ursprung aus der Unterkruste (weiße Ellipse) und der mittleren Kruste (graue Ellipse) vor und nach der Extension skizziert.

Eine solche Struktur in der mittleren Kruste kann mit einem wesentlich kleineren Geschwindigkeitskontrast im Vergleich zu einer Mohoaufwölbung verbunden sein und muß daher nicht notwendigerweise seismisch detektierbar sein. Das Modell 95-B aus den refraktionsseismischen Messungen zeigt unterhalb des sächsischen Granulitgebirges eine leichte Aufwölbung der mittleren Krustenstrukturen (vgl. Abbildung 2.35).

Gleichgültig welches Modell man zur Exhumierung von tiefer Kruste favorisiert, alle beinhalten letztendlich eine flach einfallende Scherzone, entlang derer die tiefen Krustenanschnitte an die Erdoberfläche transportiert werden. Die Scherzone erstreckt sich bis zur Unterkruste im Falle des Modells der „zerfließenden Unterkruste“ und durchdringt sogar die komplette Kruste im Modell der einfachen Scherung.

Auch wenn es Anhaltspunkte für geeignete Strukturen (z. B. abtauchende Reflektoren) in den seismischen Messungen im Umfeld des Sächsischen Granulitgebirges gibt, so zeigen sich doch keinerlei Hinweise auf eine krustendurchdringende Scherzone. Zwei einfache Erklärungen sind denkbar:

- Es gibt diese Scherzone nicht, was für einen Nachfolgeprozeß spricht, welcher die Spuren der post-variszischen Extension beseitigt hat, oder
- die seismische Information ist, räumlich gesehen, nicht dicht genug vorhanden, um eine solche Scherzone, die möglicherweise nur mit geringen Geschwindigkeitskontrasten assoziiert ist, aufzulösen.

Dies sind zwei kritische Punkte, welche die Interpretation der seismischen Daten in Bezug auf tektonische Prozesse stark erschweren. Eine Interferenz späterer Prozesse [s. Müller *et al.*, 1997] mit der Exhumierung des Sächsischen Granulitgebirges zu Zeiten der variszischen Orogenese kann nicht ausgeschlossen werden.

Wenn auch keine klare Extensionsgeometrie aufgrund der zu geringen räumlichen Auflösung der refraktionsseismischen Daten abgebildet werden kann, so ist doch die hohe Durchschnittsgeschwindigkeit des kristallinen Grundgebirges im östlichen Saxothuringikum bemerkenswert. Wie gezeigt wurde, können die hohen Geschwindigkeiten mit Werten bis zu 6.5 km/s (in einer Tiefe von 5 km) nur mit einem gewissen Anteil mafischer Gesteine erklärt werden. Ähnlich hohe Geschwindigkeiten in diesem Tiefenbereich in der Saxothuringischen Zone mit Werten bis zu 7 km/s wurden von Lang & Gebrande [1993] und von zur Mühlen [1956] berichtet. Diese Hochlage mafischer Gesteine kann als Hinweis für eine Vertikalbewegung, wie sie zur Entstehung metamorpher Kernkomplexe benötigt wird, betrachtet werden. Wenn das Saxothuringikum aus einer Kette von metamorphen Kernkomplexen aufgebaut ist, die sich über mehrere hundert Kilometer erstreckt, so erfordert dies einen großräumigen Prozeß als treibende Kraft. Es stellt sich die Frage, ob dieser Prozeß, der mafische Gesteine in die Oberkruste gehoben hat, geophysikalische Signaturen im Erdmantel hinterlassen hat.

### **3 $P_n$ -Anisotropie: Spuren geodynamischer Prozesse im Erdmantel**

Die seismische Anisotropie ist aufgrund ihrer Eigenschaft als Tensorfeld eine der wichtigsten Indikatoren für gerichtete Prozesse. Ihr Nachweis in seismischen Daten ist allerdings schwierig, da sowohl laterale Heterogenitäten als auch Anisotropie richtungsabhängige Variationen der seismischen Geschwindigkeit in der gleichen Größenordnung erzeugen können. Da sich in der Regel beide Effekte überlagern, sind sensitive Meß- und Analyseverfahren eine notwendige Voraussetzung für Anisotropie-Untersuchungen.

Anisotropie kann verschiedene Ursachen haben. In der oberen Kruste werden überwiegend Risse und Klüfte in Gesteinen, die unter Spannung stehen, für die Beobachtung seismischer Anisotropie verantwortlich gemacht [Crampin, 1981]. Aber auch Vorzugsorientierungen von Mineralien (z.B. in Myloniten) spielen im oberflächennahen Bereich, insbesondere im Umfeld tektonischer Aktivität, eine wichtige Rolle [Jones & Nur, 1982; Fountain et al., 1984]. Für die tieferen Bereiche der Kruste werden Existenz und Ursache einer Anisotropie noch kontrovers diskutiert. Hinweise für eine seismische Anisotropie in der Unterkruste fanden beispielsweise Lüschen et al. [1990] bei der Auswertung von Scherwellendaten aus Süddeutschland.

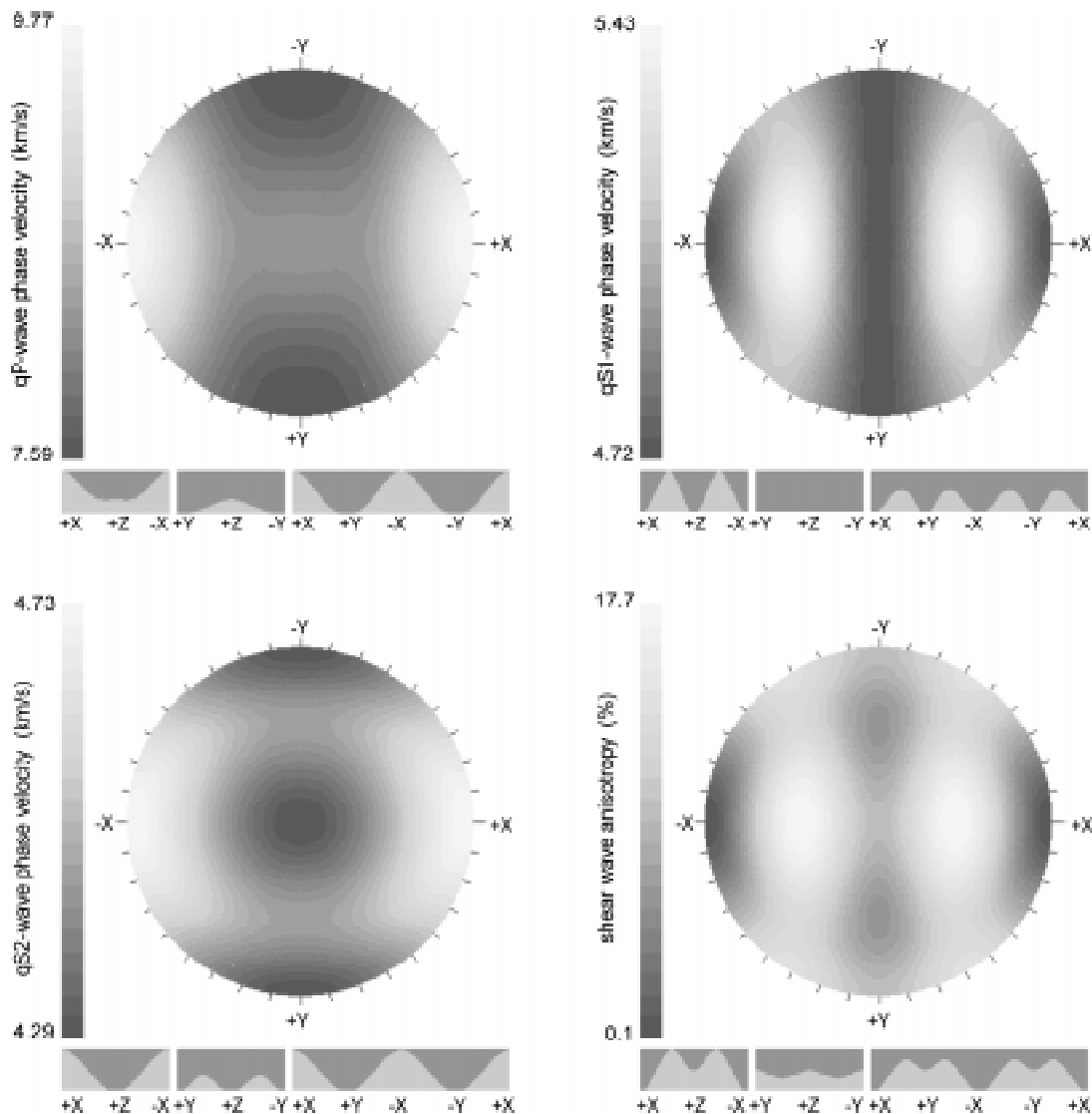


Abbildung 3.1: Stereographische Projektion der richtungsabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit seismischer Wellen (qP - oben links; qS1 - oben rechts; qS2 - unten links) in Olivin unter Laborbedingungen [Elastizitätskonstanten nach Isaak, 1992]. Das Diagramm rechts unten zeigt den Prozentsatz der Scherwellenanisotropie. Die x-Richtung in den Diagrammen entspricht der a-Achse (schnelle Achse), die y-Richtung der b-Achse (langsame Achse) und die z-Richtung der c-Achse (intermediäre Achse). Die Grafik unterhalb der Kreisdiagramme zeigt einen Schnitt durch die stereographische Projektion entlang der x-Richtung (Bild 1) und der y-Richtung (Bild 2) für alle Einfallswinkel bei konstantem Azimut. Das dritte Bild spiegelt den Umfang des Kreisdiagramms wieder, d.h. konstanter Einfallswinkel ( $90^\circ$  gegen die z-Achse) bei variablem Azimut.

Die ersten eindeutigen Beobachtungen seismischer Anisotropie in der Lithosphäre stammen aus dem ozeanischen Erdmantel unter Hawaii. Anhand refraktionsseismischer Beobachtungen aus unterschiedlichen Azimuten konnten Raitt et al. [1969] und Morris et al. [1969] eine richtungsabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der  $P_n$  Phase im obersten Erdmantel ableiten. Sie fanden eine maximale Geschwindigkeit von 8.45 km/s in Ost-West-Richtung und eine minimale Geschwindigkeit von 7.85 km/s in Nord-Süd-Richtung.

Der oberste Erdmantel besteht größtenteils aus dem Mineral Olivin, welches bei Labor-messungen an Einkristallen eine starke seismische Anisotropie zeigt [Verma, 1960; Kumazawa, 1969; Isaak, 1992]. Aufgrund thermodynamischer Bedingungen (hoher Umgebungsdruck und hohe Temperaturen) wird die im obersten Erdmantel beobachtete Anisotropie als intrinsisch bezeichnet, wobei die Vorzugsausrichtung des Minerals Olivin als primäre Ursache betrachtet wird [Hess, 1964; Nicolas & Christensen, 1987; Babuska & Cara, 1991]. Laborexperimente zeigten, daß durch plastisches Fließen als Ergebnis moderater Deformation Olivinkristalle orientiert werden können [Nicolas et al., 1973].

Der Prozentsatz der seismischen Anisotropie wird üblicherweise in der Literatur nach Birch [1960] über die minimale ( $V_{min}$ ) und maximale ( $V_{max}$ ) Geschwindigkeit eines Wellentyps in dem anisotropen Medium angegeben. Die durchschnittliche Anisotropie  $k$  eines Gesteins, oft auch als Koeffizient der Anisotropie bezeichnet, kann nach Birch [1960] in erster Näherung über

$$k = 100 \cdot \frac{(V_{max} - V_{min})}{v_m} \quad (3.1)$$

beschrieben werden, wobei  $v_m$  die mittlere oder isotrope Durchschnittsgeschwindigkeit des Mediums bezeichnet. Abbildung 3.1 zeigt die richtungsabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit seismischer Wellen in Olivin basierend auf Labormessungen von Isaak [1992]. Es zeigt sich deutlich die hohe seismische Anisotropie dieses Minerals mit Anisotropiekoeffizienten  $k$  von über 25% für die P-Welle.

### 3.1 Anisotropie in der kontinentalen Lithosphäre Süddeutschlands

Der wahrscheinlich erste, eindeutige Nachweis einer P-Wellenanisotropie in der kontinentalen subkrustalen Lithosphäre gelang Bamford [1973; 1976a; 1977]. Er bemerkte, daß in Süddeutschland eine große Anzahl refraktionsseismischer Profile mit so unterschiedlichen Profilrichtungen existiert [Giese et al., 1976], daß mehr oder weniger zufällig eine hervorragende azimutale Überdeckung der Geschwindigkeitsinformation aus dem obersten Mantel vorliegt (s. Abbildung 3.2).

Über eine gekoppelte Auswertung von  $P_n$ -Beobachtungen [„time-term Analyse“, Willmore & Bancroft, 1960] aus unterschiedlichen Richtungen konnte Bamford [1973; 1976a; 1977] erstmals eine P-Wellenanisotropie im obersten Erdmantel unter Südwestdeutschland von ca. 7% bestimmen. Für die maximale Ausbreitungsgeschwindigkeit der P-Wellen erhielt er einen Wert von 8.31 km/s in einem Azimut von N 22.5° E. Senkrecht zu dieser Richtung ergab sich die minimale P-Wellengeschwindigkeit von 7.73 km/s und damit eine Magnitude der Anisotropie von über 0.5 km/s.



Abbildung 3.2: Refraktionsseismische Profile in Süddeutschland, die  $P_n$ -Daten liefern. Neuere Profile, die Bamford [1977] nicht zur Verfügung standen, sind gestrichelt dargestellt. Dicke Linien (durchgezogen oder gestrichelt) symbolisieren Profile, die zur Amplitudenauswertung benutzt wurden. Die Notation der Profilbezeichnung ist wie folgt: Schuß - Profilazimut - Gegenschuß (wenn vorhanden).

Während ähnliche Studien in Nordengland und im Osten der USA keine Hinweise auf Anisotropie gaben, konnte sie im Westen der USA nachgewiesen werden [Bamford *et al.*, 1979]. Bamford *et al.* [1979] fanden dort eine Anisotropie von ca. 3% und eine Richtung der maximalen P-Wellengeschwindigkeit zwischen 70°N und 80°N. Die Ergebnisse für Süddeutschland und den Westen der USA erhielt Bamford mit Hilfe einer time-term Methode [Willmore & Bancroft, 1960] für Kopfwellen (d.h.  $\partial v/\partial z = 0$ ). Hier-

bei wird vorausgesetzt, daß die seismischen Wellen im obersten Erdmantel unmittelbar unterhalb der Krusten-Mantelgrenze propagieren und nicht tiefer in den Erdmantel eindringen.

Isotrope petrologische Modelle für die subkrustale Lithosphäre unter Kontinenten fordern eine Abnahme der seismischen Geschwindigkeit mit der Tiefe, zumindest außerhalb sehr kalter Lithosphäre (Schilde). Dies zeigte Fuchs [1983], indem er Labormessungen von seismischen Geschwindigkeiten an Mantel-Xenolithen auf die zu erwartenden thermodynamischen Bedingungen (Druck, Temperatur) im obersten Erdmantel korrigierte. Basierend auf einer Geotherme von Werner & Kahle [1980] folgerte Fuchs [1983], daß der Geschwindigkeitsgradient in einem isotropen, warmen Erdmantel bis in eine Tiefe von mindestens 50 km negativ sein sollte. Wäre dies tatsächlich der Fall, so sollte in Gebieten mit hohem Wärmefluß wie z.B. Süddeutschland [ca. 85mW im Mittel *Blundell et al.*, 1992] keine Tauchwelle ( $P_n$ ) durch einen isotropen obersten Erdmantel beobachtet werden.

Ein negativer Geschwindigkeitsgradient ist nicht kompatibel mit der Beobachtung hoher P-Wellengeschwindigkeiten aus dem obersten Erdmantel in Süddeutschland. Ansorge et al. [1979] und Stangl [1982] fanden P-Wellengeschwindigkeiten von 8.5-8.7 km/s in der subkrustalen Lithosphäre entlang eines gegengeschossenen Langprofils vom südlichen Rheingraben bis zum Böhmischem Massiv (SB-60, 90-240 s. Abbildung 3.2). Als weiteres Beispiel für die Beobachtung einer hohen  $P_n$ -Geschwindigkeit (8.4 km/s) und großen Amplituden dieser Phase ist in Abbildung 3.6 (Mitte, auf Seite 110) eine Seismogrammontage aus dem Schwarzer-Zollernwald-Experiment [*Gajewski & Prodehl*, 1987] dargestellt. Diese Beobachtungen der Refraktionsseismik werden mit positiven Geschwindigkeitsgradienten unterhalb der Moho erklärt [*Ansorge et al.*, 1979; *Stangl*, 1982; *Zeis et al.*, 1990]. Eine Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe kann aber unter Berücksichtigung der thermodynamischen Bedingungen im obersten Erdmantel nicht mit isotropen Materialien erklärt werden.

Die Entdeckung der seismischen Anisotropie in der subkrustalen Lithosphäre unter Kontinenten [*Bamford*, 1977; *Fuchs*, 1983] erklärt, warum die  $P_n$ -Phase mit teilweise hohen Geschwindigkeiten und Amplituden in manchen Azimutbereichen dennoch beobachtet wird. Falls man eine Zunahme der Anisotropie mit der Tiefe zuläßt, kann der Einfluß der thermodynamisch bedingten Abnahme der isotropen Durchschnittsgeschwindigkeit in diesem Tiefenbereich kompensiert werden. Fuchs [1983] benutzte die Ergebnisse von Bamford [1977] zusammen mit einer qualitativen Analyse der Amplituden der  $P_n$ -Phase, um ein Modell für die Änderung der Anisotropie mit zunehmender Tiefe abzuleiten. Unter Berücksichtigung petrologischer Kompatibilität und eines ge-



gengeschossenen Langprofils (SB-060, 09-240) entstand das sogenannte Amboßmodell [Fuchs, 1983], welches die Anisotropie der subkrustalen Lithosphäre in Süddeutschland beschreibt.

Die Geschwindigkeitsvariation mit der Tiefe im Amboßmodell widerspricht den Annahmen der klassischen time-term Analyse [z.B. Willmore & Bancroft, 1960; Berry & West, 1966; Bamford, 1977], auf deren Ergebnissen es basiert. In Süddeutschland wird zum einen eine deutlich azimutabhängige Geschwindigkeit der  $P_n$ -Phase beobachtet [Bamford, 1977]. Zudem zeigt sich eine Azimutabhängigkeit der Amplitude dieser Phase, welche Fuchs [1983] auf einen azimutabhängigen Geschwindigkeitsgradienten unterhalb der Moho zurückführt. Diese beiden Beobachtungen sind nicht unabhängig voneinander, da sich Geschwindigkeitsgradienten auf die Laufzeit einer Phase auswirken. Wenn sehr große Gradienten existieren, ist das Verfahren der klassischen time-term Methode nicht mehr anwendbar, da es im ursprünglichen Sinne nur für Kopfwellen (d.h.  $\partial v/\partial z = 0$ ) gilt.

Im „Amboßmodell“ [nach Fuchs, 1983] erreichen die maximalen Submohogradienten ungewöhnlich hohe Werte von  $0.077 \text{ km/s/km}$  ( $=\text{s}^{-1}$ ) für die vertikale Geschwindigkeitszunahme im obersten Erdmantel. Diese starken Gradienten erzeugen Wellen, die in den obersten Erdmantel eintauchen. Es wird im folgenden gezeigt, daß die Ergebnisse hierdurch (insbesondere die Magnitude der Anisotropie an der Moho) verfälscht werden. Um diesem Problem entgegenzuwirken, wurde die time-term Methode für Tauchwellen erweitert [Enderle et al., 1996]. Diese Erweiterung ermöglicht, vertikale Geschwindigkeitsänderungen im obersten Mantel zu berücksichtigen.

Seit der time-term Analyse von Bamford [1977] wurden neue refraktionsseismische Experimente in Deutschland durchgeführt, die zusätzliche  $P_n$ -Daten liefern. Enderle [1991] nutzte die neu verfügbaren Daten, um deren Einfluß auf die Ergebnisse Bamfords [1973; 1976a; 1977] zu untersuchen. Dabei fand Enderle [1991] Extremwerte für die P-Wellengeschwindigkeit von  $8.35 \text{ km/s}$  bzw.  $7.77 \text{ km/s}$  und somit nur eine geringe Abweichung zu Bamfords Ergebnissen. Allerdings drehte sich die „schnelle Achse“ der Anisotropie ( $V_{p_{max}}$ ) durch die Hinzunahme neuer Daten von  $22.5^\circ\text{N}$  [Bamford, 1977] auf  $27^\circ\text{N}$ . Im Rahmen dieser Reinterpretation wurden Geschwindigkeitsgradienten unterhalb der Moho anhand von 12 seismischen Profilen (s. Abbildung 3.2) in unterschiedlichen Azimuten bestimmt, die Enderle [1991] allerdings noch nicht bei der Laufzeitinversion berücksichtigen konnte. Diese Submohogradienten nutzten Enderle et al. [1996] als *a priori* Information für eine erstmals durchgeführte Inversion, die Laufzeit- und Amplitudeninformation der beobachteten  $P_n$ -Phase berücksichtigt.

Aus dem so verbesserten seismischen Modell für den obersten Erdmantel in Süddeutschland werden entscheidende Einschränkungen für eine mögliche petrologische Zusammensetzung des obersten Erdmantels erhalten. Aus der Vorzugsorientierung der Olivinkristalle können Rückschlüsse auf dynamische Prozesse im Erdmantel, insbesondere deren Orientierung, gezogen werden. Diese erlaubt einen Vergleich mit dem rezenten Spannungsfeld der Erdkruste [Zoback, 1992; Müller *et al.*, 1997; Wehrle & the World Stress Map Working Group, 1997].

## 3.2 Das Verfahren der time-term Analyse

Im folgenden Abschnitt (3.2.1) wird zunächst ein kurzer Überblick über das Verfahren der klassischen time-term Methode für Kopfwellen gegeben. Im Anschluß (Abschnitt 3.2.2) wird eine Erweiterung des Verfahrens nach Enderle *et al.* [1996] vorgestellt, die es erlaubt, das Verfahren der time-term Analyse auf Tauchwellen anzuwenden.

### 3.2.1 Die klassische time-term Methode (für Kopfwellen)

Die time-term Methode ist eine der klassischen Inversionsverfahren für beobachtete Laufzeiten refraktierter Wellen in 3-dimensionalen Modellen mit der Möglichkeit einer statistischen Bewertung. Das Verfahren basiert auf der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, mit deren Hilfe ein überbestimmtes lineares Gleichungssystem gelöst wird. Das überbestimmte Gleichungssystem resultiert aus einer Vielzahl beobachteter Laufzeiten von refraktierten Phasen.

Die Theorie der time-term Methode für Refraktoren konstanter Geschwindigkeit wurde erstmals von Willmore [1960] und etwas später erneut von Berry & West [1966] detailliert beschrieben. Raitt *et al.* [1969] und Bamford [1973] erweiterten die time-term Methode derart, daß azimutal anisotrope Medien berücksichtigt werden können. Diese Erweiterung basiert auf einer von Backus [1965] abgeleiteten Formel für die azimutale Geschwindigkeitsperturbation  $\delta v_m(\theta)$  in schwach anisotropen Medien

$$\delta v_m(\theta) = \sum_{n=-2}^2 B_n e^{in\theta} = A \sin 2\theta + B \cos 2\theta + C \sin 4\theta + D \cos 4\theta \quad (3.2)$$

wobei  $\theta$  den Azimut beschreibt und  $A, B, C, D$  und  $B_n$  Konstanten sind, die in linearem Zusammenhang zu den Elastizitätskonstanten des schwach anisotropen Mediums stehen.

Der nächste bedeutende Schritt in der Weiterentwicklung der Methode war das „Mosaik“-Konzept von Bamford [1976a]. Hierbei werden einzelne Lokationen (Schußpunkte bzw. Empfänger) zu lateral unkorrelierten, sogenannten „Mosaiks“ belie-

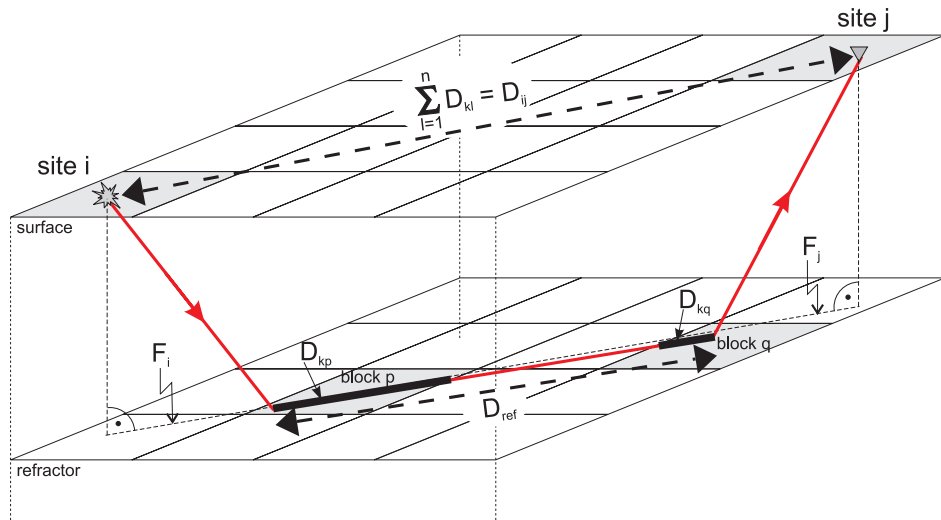


Abbildung 3.3: Skizze des Strahlengangs durch ein Blockmodell

biger Form und Größe gruppiert, um damit eine heterogene Verteilung der Laufzeiten zu erlauben. Schließlich entwickelte Hearn [1984] eine Methode, die sowohl azimutale als auch laterale Geschwindigkeitsvariationen berücksichtigt. Dies wurde durch Zerlegung des zu analysierenden Refraktors in eine Blockstruktur und der dadurch nötigen Implementierung eines planaren „Ray-tracing“ erreicht.

Nach Hearn [1984] kann die Laufzeit  $t_k$  eines refraktierten Strahls zwischen den Lokationen  $i$  und  $j$  geschrieben werden als (vgl. Abbildung 3.3)

$$t_k = a_i(v_p) + a_j(v_q) + \sum_{l=1}^n \frac{D_{kl}}{v_l} \quad (3.3)$$

wobei  $v_p$  und  $v_q$  die Geschwindigkeiten der Blöcke sind, in denen der Strahl in den Refraktor eintaucht bzw. ihn wieder verläßt.  $D_{kl}$  ist die Entfernung, die der Strahl in Block  $l$  zurücklegt und  $n$  ist die Anzahl der Blöcke, die durchlaufen werden. Der time-term  $a_i$  bzw.  $a_j$  repräsentiert anschaulich die Zeit, die ein Strahl benötigt, um von Punkt  $i$  bzw.  $j$  zum Refraktor hinunterzulaufen, minus der Zeit, die er für die Strecke  $F_i$  bzw.  $F_j$  innerhalb des Refraktors gebraucht hätte.

Gleichung (3.3) zeigt, daß die time-terms von den einzelnen Blockgeschwindigkeiten abhängig sind. Um die time-terms verschiedener Lokationen miteinander vergleichen zu können, müssen diese bezüglich einer mittleren Refraktorgeschwindigkeit  $v_m$  berechnet werden [Bamford, 1973]. Dies erreicht man mit Hilfe einer Taylorentwicklung

$$t_k = a_i(v_m) + a_j(v_m) + \sum_{l=1}^n \frac{D_{kl}}{v_m} + \left( \frac{\partial a_i}{\partial v} \right)_{v=v_m} \delta v_m^{(p)} + \left( \frac{\partial a_j}{\partial v} \right)_{v=v_m} \delta v_m^{(q)} - \sum_{l=1}^n \frac{D_{kl}}{v_m^2} \delta v_m^{(l)} \quad (3.4)$$

wobei  $\delta v_m^{(l)}$  die Variation der mittleren Geschwindigkeit  $v_m$  im  $l$ -ten Block darstellt. Der letzte Term in Gleichung (3.4) ist ein Korrekturterm für die mittlere Geschwindigkeit, der verschwindet, wenn man jedem Block seine eigene Geschwindigkeit  $v_l$  zuordnet. Der time-term  $a_i$  bzw.  $a_j$  läßt sich nach Berry & West [1966] als Funktion der mittleren Refraktor Geschwindigkeit und der entsprechenden Geschwindigkeitstiefenfunktion oberhalb des Refraktors an der Stelle  $i$  bzw.  $j$  darstellen

$$a_i = \int_0^{z_i} \frac{\sqrt{v_m^2 - v(z_i)^2}}{v_m v(z_i)} dz_i \quad \text{bzw.} \quad a_j = \int_0^{z_j} \frac{\sqrt{v_m^2 - v(z_j)^2}}{v_m v(z_j)} dz_j \quad (3.5)$$

Die Ableitung der time-terms nach der Geschwindigkeit an der Stelle  $v = v_m$  [Raitt et al., 1969] ergibt

$$\left( \frac{\partial a_i}{\partial v} \right)_{v=v_m} = \frac{F_i}{v_m^2} \quad \text{mit} \quad F_i = \int_0^{z_i} \frac{v(z_i)}{\sqrt{v^2 - v(z_i)^2}} dz \quad (3.6)$$

wobei  $F_i$  die horizontale Distanz ist, die der seismische Strahl während der Laufzeit zwischen Erdoberfläche und dem Eintrittspunkt in den Refraktor zurückgelegt hat. Setzt man die Beziehung (3.6) in Gleichung (3.3) ein so erhält man

$$t_k = a_i(v_m) + a_j(v_m) + \sum_{l=1}^n \frac{D_{kl}}{v_l} + \frac{1}{v_m^2} \left( F_i \delta v_m^{(p)} + F_j \delta v_m^{(q)} \right) \quad (3.7)$$

Unter Berücksichtigung einer zusätzlichen azimuthalen Geschwindigkeitsvariation  $\delta v_m(\theta)$  (s. Gleichung (3.2)) läßt sich die Refraktor Geschwindigkeit  $v(l, \theta)$  als Superposition aus mittlerer Geschwindigkeit, den lateralen und azimuthalen Variationstermen schreiben als

$$v(l, \theta) = v_m + \delta v_m^{(l)} + \delta v_m(\theta) \quad (3.8)$$

Gleichung (3.7) läßt sich schließlich nach einer erneuten Taylorentwicklung unter Berücksichtigung von Gleichung (3.8) schreiben als

$$t_k = a_i(v_m) + a_j(v_m) + \sum_{l=1}^n \frac{D_{kl}}{v_l} + \frac{1}{v_m^2} \cdot \left[ F_i \delta v_m^{(p)} + F_j \delta v_m^{(q)} + \left( F_i + F_j - \sum_{l=1}^n D_{kl} \right) \delta v_m(\theta) \right] \quad (3.9)$$

und kann mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst werden ( $\delta v_m(\theta)$  ist über Gleichung (3.2) gegeben).

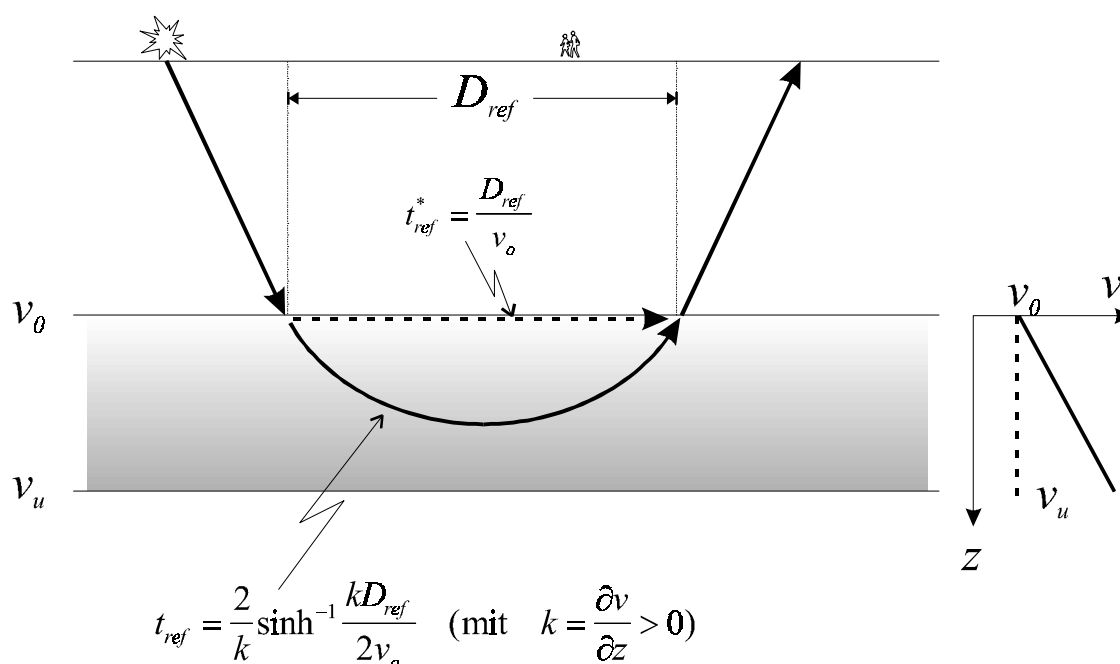


Abbildung 3.4: Vergleich der Laufzeit einer Kopfwelle ( $t_{ref}^*$ , gestrichelt) mit einer Tauchwelle ( $t_{ref}$ , durchgezogen) innerhalb eines Refraktors (grau). Die Tauchwelle durchläuft das Medium mit positivem Gradienten ( $k > 0$ ) schneller als die Kopfwelle.

### 3.2.2 Die neue time-term Methode für Tauchwellen

Die bisherigen time-term Ansätze basieren auf der Annahme eines vertikal homogenen Refraktors, d.h.  $v(z) = \text{konstant}$ , und betrachten damit refraktierte Phasen als reine Kopfwellen. In der Tiefenseismik werden allerdings auch refraktierte Wellen mit weit größeren Amplituden beobachtet, als sie eine reine Kopfwelle erzielen könnte. In diesen Fällen werden Geschwindigkeitsgradienten ( $\partial v / \partial z > 0$ ) unterhalb von Refraktoren benötigt. Dies ist für bestimmte Azimutbereiche der beobachteten  $P_n$ -Phase in Süddeutschland der Fall. Fuchs [1983] erklärt in seinem anisotropen Modell des obersten Mantels („Amboßmodell“) die Beobachtung unterschiedlich starker Amplituden der  $P_n$ -Phase mit entsprechend variierenden Submohogradienten mit Werten bis zu  $0.077 \text{ s}^{-1}$ .

Abbildung 3.4 veranschaulicht wie positive Geschwindigkeitsgradienten den Strahlverlauf und damit die Laufzeit  $t_{ref}$  des Strahls innerhalb eines Refraktors verändern. Die Tauchwelle durchläuft das Medium mit positivem Gradienten ( $k > 0$ ) schneller als die Kopfwelle. Vernachlässigt man die Krümmung des Strahls, so erhält man bei der (klassischen time-term) Inversion der Laufzeiten  $t_{ref}$  zu hohe Geschwindigkeiten direkt unterhalb der Schichtgrenze. Es ergibt sich die Frage, ob bei Berücksichtigung der Submohogradienten in der time-term Analyse die Anisotropie sich ändert. Aus dieser Motivation erweiterten Enderle et al. [1996] das Verfahren der time-term Methode der-

art, daß auch azimutabhängige Submohogradienten, wie sie beispielsweise in Süddeutschland beobachtet werden, in der Laufzeitinversion berücksichtigt werden können.

Enderle et al. [1996] konnten anhand einer time-term Analyse beobachteter  $P_n$  Laufzeiten in Süddeutschland zeigen, daß laterale Änderungen der Refraktor-geschwindigkeit nur eine untergeordnete Rolle im Vergleich zur Anisotropie spielen. Weiterhin wurde gezeigt, daß die  $4\theta$ -Terme in Gleichung (3.2) für die Analyse des refraktionsseismischen Datensatzes keine signifikante Rolle spielen [Bamford, 1973; Enderle et al., 1996]. Die erweiterte time-term Methode beschränkt sich daher auf lateral homogene Gradientenmedien, und die Reihenentwicklung des Elastizitätstensors wird nach den Gliedern 2ter Ordnung abgebrochen.

Der vertikale Geschwindigkeitsgradient  $k(\theta)$  einer azimutal anisotropen Schicht der Dicke  $dz$  ist gegeben über

$$k(\theta) = \frac{\partial v(\theta)}{\partial z} \quad (3.10)$$

und kann mit Gleichung (3.2) unter Vernachlässigung der  $4\theta$ -Terme wie folgt angenähert werden

$$k(\theta) = \frac{(v_m^{unten} - v_m^{oben}) + (A^{unten} - A^{oben})\sin 2\theta + (B^{unten} - B^{oben})\cos 2\theta}{z^{unten} - z^{oben}} \quad (3.11)$$

Die Laufzeit  $t_{ref}(\theta)$  innerhalb der Gradientenschicht [s. z.B. Dobrin, 1976] kann somit über

$$t_{ref}(\theta) = \frac{2}{k(\theta)} \sinh^{-1} \frac{k(\theta)D_{ref}}{2v^{oben}(\theta)} \quad (\text{für } k > 0) \quad (3.12)$$

angenähert werden, wobei

$$D_{ref} = \sum D_{kl} - F_i - F_j \quad (3.13)$$

die horizontale Entfernung mißt, die der Strahl in der Gradientenschicht gelaufen ist. Die effektive oder mittlere Geschwindigkeit in der Gradientenschicht ist damit über  $v = D_{ref}/t_{ref}$  gegeben. Erreicht der Strahl die Unterkante der Gradientenschicht und legt dort die Distanz  $D^*$  zurück, so wird die Geschwindigkeit  $v^{unten}(\theta)$  zu größeren Tiefen hin fortgesetzt und

$$t_{ref}(\theta) = \frac{2}{k(\theta)} \sinh^{-1} \frac{k(\theta)D^*}{2v^{oben}(\theta)} + \frac{D_{ref} - D^*}{v^{unten}(\theta)} \quad (3.14)$$

mit

$$D^* = \frac{k(\theta)}{2} \sqrt{(v^{oben})^2 - (v^{unten})^2} \quad (3.15)$$

Erlaubt man nun eine azimutale Anisotropie  $\delta v_m^{anis}(\theta)$  zusätzlich zu der durch einen azimutabhängigen Gradienten bedingten Variation  $\delta v_m^{grad}(\theta)$ , indem man  $\delta v_m(\theta)$  in Gleichung (3.8) und (3.9) durch  $\delta v_m^{anis}(\theta) + \delta v_m^{grad}(\theta)$  ersetzt, so erhält man die Laufzeit  $t_k$  für ein lateral homogenes (d.h.  $\delta v_m^{(l)} = 0$ ) Gradientenmedium, wie folgt:

$$t_k = a_i(v_m) + a_j(v_m) + \frac{D_{ij}}{v_m} + \frac{1}{v_m^2} (F_i + F_j) [\delta v_m^{anis}(\theta) + \delta v_m^{grad}(\theta)] \quad (3.16)$$

mit  $\delta v_m^{anis}(\theta) = A \sin 2\theta + B \cos 2\theta$ .

Die erweiterte time-term Methode ermöglicht eine kombinierte Inversion der Laufzeiten und *a priori* Amplitudeninformation der  $P_n$ -Phase. Damit kann eine Refraktorgeschwindigkeit in jeder Tiefe innerhalb der Gradientenschicht bestimmt werden. Es wird im folgenden gezeigt, das sich die Kombination der Laufzeit und Amplitudeninformation signifikant auf das Ergebnis [im Vergleich mit früheren Lösungen, z.B. *Bamford, 1977*] auswirkt.

### 3.3 $P_n$ Beobachtungen in Süddeutschland

In Süddeutschland existiert ein weltweit einzigartiges Netz sich kreuzender refraktionsseismischer Profile (s. Abbildung 3.2 auf Seite 100). Beginnend mit Steinbruchsprengungen in den 50er Jahren [*Giese et al., 1976*] wurde die Datendichte ständig durch neue Projekte erhöht. Dabei wurden refraktionsseismische Profile mit Auslagen typischerweise zwischen 200-300 km und Stationsabständen zwischen 2-10 km vermessen.

Die existierenden Daten sind von sehr unterschiedlicher Qualität und reichen von einfachen Papieraufzeichnungen bis hin zu modernen Digitalregistrierungen. Während die  $P_n$ -Laufzeiten auch in den älteren Seismogrammontagen mit ausreichender Genauigkeit identifiziert werden konnten, wurden zur Analyse der Amplituden bevorzugt Daten aus neueren Experimenten benutzt [*Enderle, 1991*]. Um eine repräsentative Auswahl verschiedener Profilrichtungen zu gewährleisten, mußten dennoch teilweise auch ältere Datensätze benutzt werden. Abbildung 3.2 zeigt alle refraktionsseismischen Profile in Süddeutschland, die  $P_n$  Daten für eine time-term Analyse liefern.

Die neueren Daten stammen unter anderem aus den Projekten Urach [*Gajewski & Prodehl, 1985*], Wildflecken [*Zeis et al., 1990*], Schwarzer Zollernwald [*Gajewski & Prodehl, 1987*] und der Europäischen Geotraverse EGT [*EUGEMI, 1989*] und liefern 120 neue  $P_n$ -Einsätze aus insgesamt 11 überwiegend gegengeschossenen Profilen. Diese

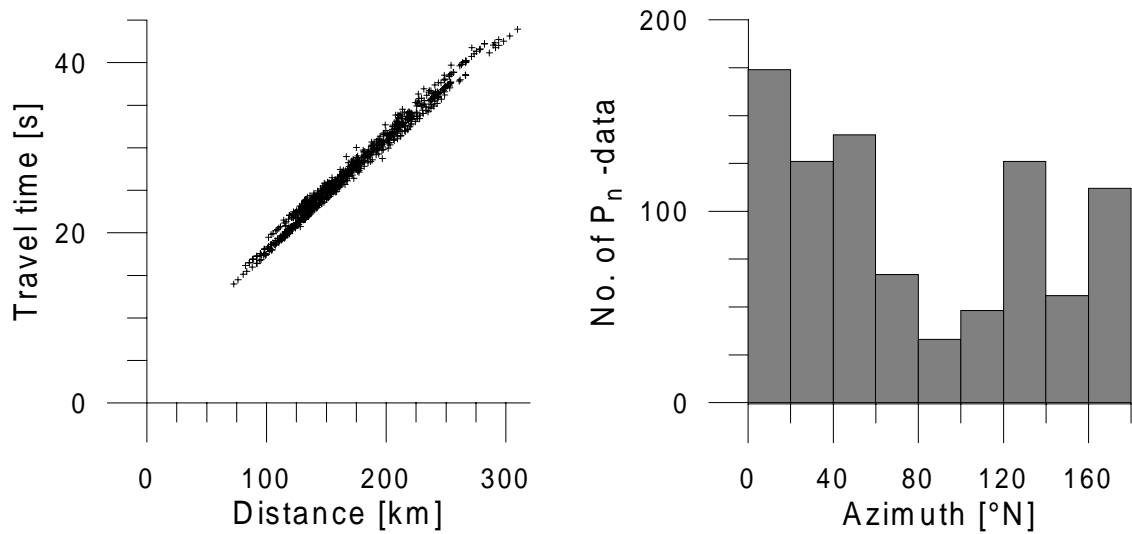


Abbildung 3.5: P<sub>n</sub>-Laufzeiten (links) und deren azimutale Verteilung (Histogramm, rechts). Insgesamt konnten nahezu 900 P<sub>n</sub>-Einsätze aus über 65 Profilen und Fächern identifiziert werden.

Profile sind in Abbildung 3.2 durch gestrichelte Linien (dick oder dünn) gekennzeichnet. Die Profile, die Enderle [1991] zur Amplitudenauswertung benutzte, sind dick gezeichnet (gestrichelt oder durchgezogen).

Insgesamt konnten aus allen verfügbaren Daten nahezu 900 P<sub>n</sub>-Einsätze identifiziert werden, wobei ungefähr 80% der Daten innerhalb der geologischen Einheit der Süddeutschen Scholle liegen. Die P<sub>n</sub>-Phase wird in Süddeutschland typischerweise ab einer Entfernung größer als 100-120 km als Ersteinsatz beobachtet. In manchen Fällen konnte die P<sub>n</sub>-Phase schon bei geringeren Entfernungen identifiziert werden. Die maximale Beobachtungsdistanz der P<sub>n</sub> wird durch die Länge der Profile auf ca. 250-300 km begrenzt. Auf den wenigen Langprofilen (über 300-400 km Länge) konnte die P<sub>n</sub>-Phase in der Regel nicht über Entfernungen größer 300 km korreliert werden.

In Abbildung 3.5 ist ein Laufzeitdiagramm aller identifizierten P<sub>n</sub>-Einsätze und deren azimutale Verteilung dargestellt. Das Histogramm zeigt, daß aus allen Richtungen P<sub>n</sub>-Beobachtungen existieren, wenn auch keine azimutale Gleichverteilung vorliegt. Die Beobachtungen häufen sich im Azimutbereich zwischen 0-30°N. Enderle [1991] untersuchte den Effekt der azimutalen Verteilung auf das Ergebnis der time-term Methode. Verschiedene Testrechnungen, bei denen die Datenmenge aus dem Sektor 0-30°N künstlich reduziert wurde, zeigten, daß dieser Effekt keine signifikante Auswirkung auf das Ergebnis der time-term Analyse hat.



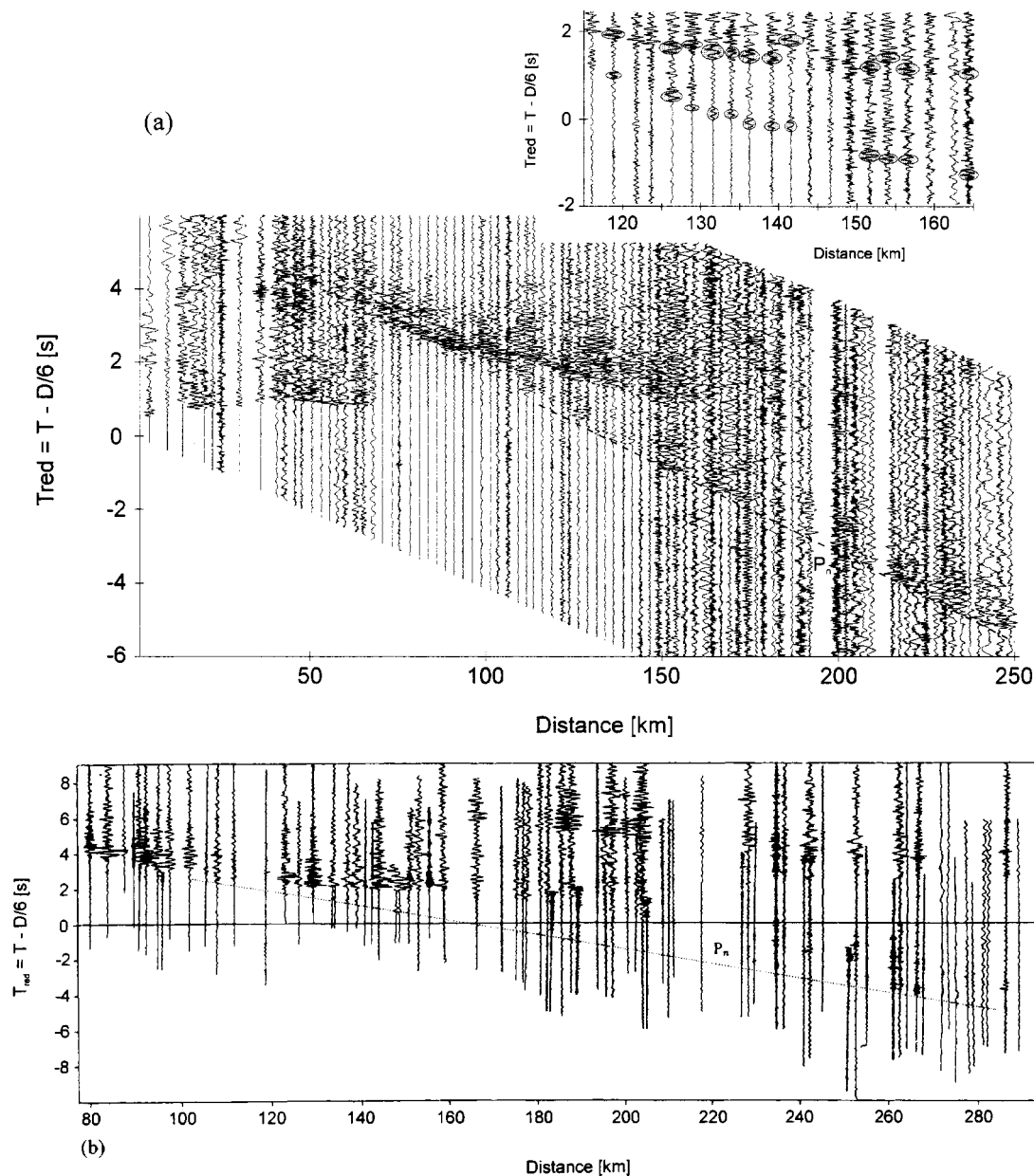


Abbildung 3.6: Zwei Seismogramm montagen in reduzierter Zeitdarstellung ( $v_{red}=6.0$  km/s) als Beispiele für die unterschiedlichen  $P_n$ -Beobachtungen aus verschiedenen Richtungen. Die  $P_n$ -Phase ist in der Seismogramm montage Z1-010-WF (Mitte, Azimut.  $10^\circ$  N) klar zusehen, während sie im Profile 01-315 (unten, Azimut:  $315^\circ$  N) nur sehr geringe Amplituden aufweist. Beispiele für die Amplitudenverhältnisse der  $P_n$  zur  $P_M P$  sind im Diagramm ganz oben dargestellt (Ausschnittsvergrößerung des Profils Z1-010-WF). Die eingezeichneten Ausgleichsgeraden (gestrichelte Linien, mittleres und unteres Diagramm) durch die  $P_n$ -Einsätze zeigen Scheingeschwindigkeiten der Phase von 8.4 km/s (Mitte) bzw. 7.95 km/s (unten).

Abbildung 3.6 zeigt als Beispiel für die Azimutabhängigkeit der  $P_n$ -Phase zwei Seismogramm montagen, die sich in einem Winkel von  $55^\circ$  kreuzen. Das Profil 01-315 (Profilrichtung:  $315^\circ$ N) aus dem Original-Datensatz von Bamford [1977] zeigt eine nur sehr schwache  $P_n$ -Phase mit einer Scheingeschwindigkeit (lineare Regression) von 7.95 km/s. Im Gegensatz hierzu erkennt man im Profil Z1-010-WF (Profilrichtung:  $10^\circ$ N)

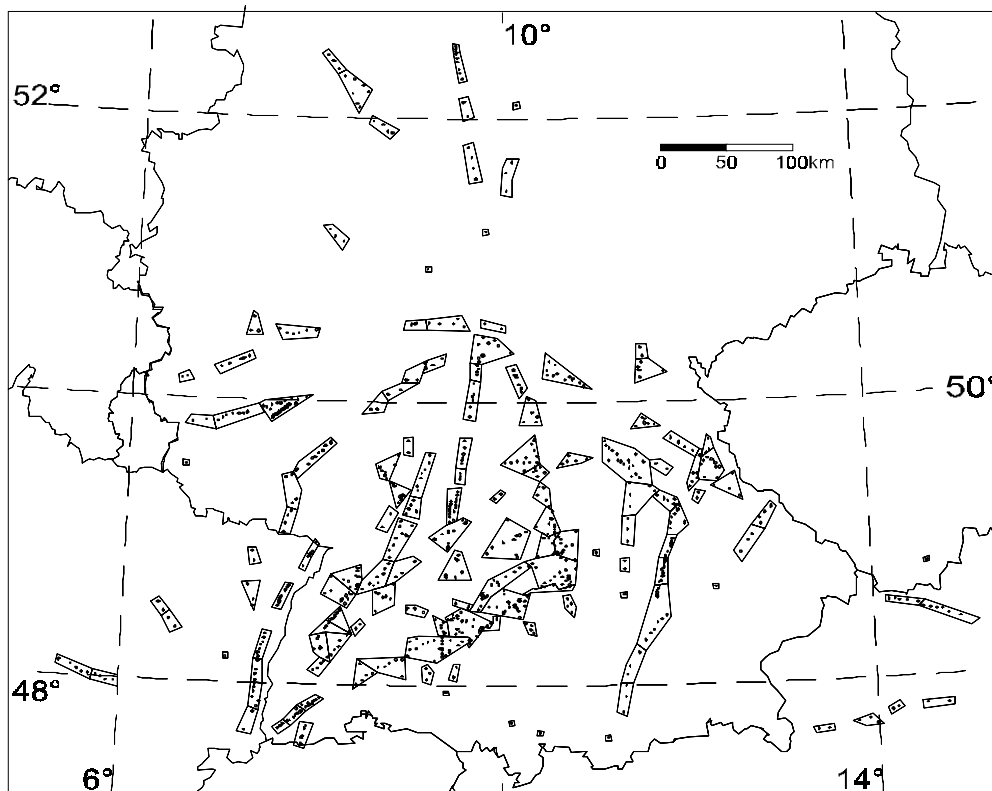


Abbildung 3.7: Flächenhafte Verteilung der Schußpunkte und Stationen, die P<sub>n</sub>-Daten liefern. Polygone, die ausgewählte Schußpunkte und/oder Stationen gruppieren, sind die sogenannten Mosaiks. Jedem Mosaik ist ein time-term zugeordnet.

eine starke P<sub>n</sub>-Phase mit einer Scheingeschwindigkeit von 8.4 km/s. Die hohen Amplituden der P<sub>n</sub>-Phase im Vergleich zur P<sub>M</sub>P-Phase mit Amplitudenverhältnissen (P<sub>n</sub>/P<sub>M</sub>P) von teilweise bis zu eins und größer sind in Abbildung 3.6 (oben) in einer Ausschnittsvergrößerung des Profils Z1-010-WF dargestellt.

Um das heterogene Datennetz in Süddeutschland für eine time-term Analyse besser nutzbar zu machen, entwickelte Bamford [1976a] die sogenannte Mosaik-Methode. Bei dieser Methode werden einzelne Schußpunkte und/oder Stationen zu sogenannten „Mosaiks“ gruppiert. Die „Mosaiks“ sind kleine Gebiete, unterhalb denen eine laterale und azimutale Variation der seismischen Geschwindigkeit innerhalb der Kruste vernachlässigt wird. Von Mosaik zu Mosaik kann sich die Geschwindigkeit in der Kruste bzw. die Tiefenlage der Moho beliebig ändern. Diese Gebiete wurden anhand geologischer Kriterien so gewählt, daß größere tektonische Grenzen (z. B. Verwerfungen) außerhalb der „Mosaiks“ lagen. Im Durchschnitt besitzen die „Mosaiks“ Seitenlängen kleiner als 30 km, was ungefähr der halben kritischen Entfernung der P<sub>M</sub>P-Phase entspricht. Die flächenhafte Verteilung der Lage aller für die Inversion benutzten Schüsse und Stationen ist zusammen mit den sogenannten Mosaiks in Abbildung 3.7 dargestellt.

### 3.4 Rückblick auf bisherige Ergebnisse der time-term Methode für Kopfwellen

In diesem Abschnitt werden zunächst die wesentlichen Ergebnisse bisheriger Anisotropie-Untersuchungen des obersten Erdmantels in Süddeutschland kurz zusammengefaßt, um einen Vergleich mit den neuen Ergebnissen zu ermöglichen. Dieser Rückblick umfaßt Laufzeitanalysen der beobachteten  $P_n$ -Phase mit der klassischen time-term Methode und deren Resultate [Bamford, 1973; Bamford, 1976b; Bamford, 1977; Enderle, 1991; Enderle et al., 1996]. Darüber hinaus werden die Ergebnisse einer Amplitudenauswertung der  $P_n$  und die daraus abgeleiteten Geschwindigkeitsgradienten unterhalb der Moho zusammengefaßt [Enderle, 1991; Enderle et al., 1996].

#### 3.4.1 $P_n$ -Laufzeiten

Bereits in den 70er Jahren führte Bamford [1973; 1976a; 1977] detaillierte time-term Analysen der in Süddeutschland gemessenen  $P_n$ -Laufzeiten durch und zeigte erstmals, daß diese Beobachtungen am besten durch eine azimutale Anisotropie im obersten Erdmantel erklärt werden können.

Enderle et al. [1996] konnten anhand zahlreicher time-term Analysen zeigen, daß laterale Geschwindigkeitsvariationen im obersten Erdmantel Süddeutschlands Effekte zweiter Ordnung darstellen. Dies zeigten Enderle et al. [1996] einmal, indem sie verschiedene regionale Teilbereiche des gesamten Datensatzes mit der klassischen time-term Methode für homogene Medien analysierten, und zum zweiten durch eine Inversion des gesamten Datensatzes mit dem für lateral inhomogene Medien (Blockstruktur) erweiterten Verfahren [nach Hearn, 1984]. In beiden Fällen zeigte sich der Effekt der Anisotropie in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen von Bamford [1977] als dominant.

Abbildung 3.8 zeigt zusammenfassend die Qualität verschiedener time-term Lösungen mit unterschiedlichen Modellen für die Geschwindigkeitsvariation im obersten Erdmantel. Jede dieser time-term Analysen kann über die Standardabweichung  $\sigma$  der Residuen  $\delta_k$  der beobachteten  $P_n$ -Laufzeiten bewertet werden [Bamford, 1973]:

$$\sigma^2 = \sum_{k=1}^K \frac{\delta_k^2}{K - M} \quad (3.17)$$

wobei  $K$  die Anzahl der  $P_n$ -Beobachtungen und  $M$  die Anzahl der unbekannt Parameter der Lösung beschreibt. Der Vergleich der Fehler der Lösungen (Abbildung 3.8) zeigt eine deutliche Reduktion der Residuen im Falle anisotroper Modelle (dunkler Teil der Balken).

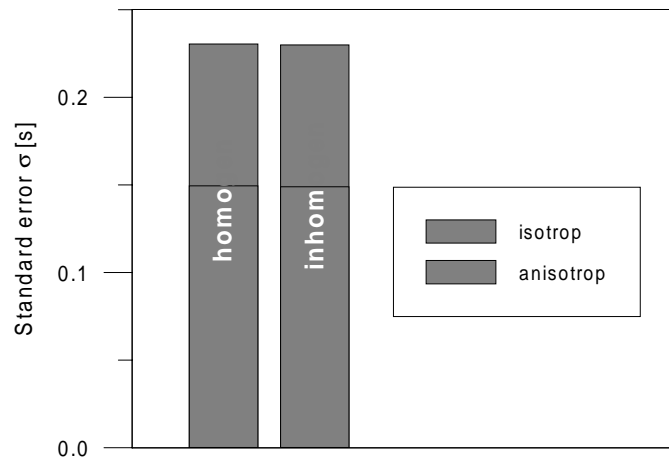


Abbildung 3.8: Vergleich der Fehler verschiedener time-term Lösungen ( $\sigma$ ). Bei der Inversion der  $P_n$ -Laufzeiten wurden vier verschiedenen Modellvorstellungen getestet: 1) homogenes, isotropes Medium, 2) homogenes, azimuthal anisotropes Medium, 3) lateral heterogenes, isotropes Medium (Blockmodell) und 4) lateral heterogenes, anisotropes Medium. Der Vergleich der Fehler der Lösungen zeigt eine deutliche Reduktion der Residuen im Falle anisotroper Modelle (dunkle Balken). Die Berücksichtigung lateraler Geschwindigkeitsvariationen im obersten Erdmantel verbessert die Qualität der Lösung nicht.

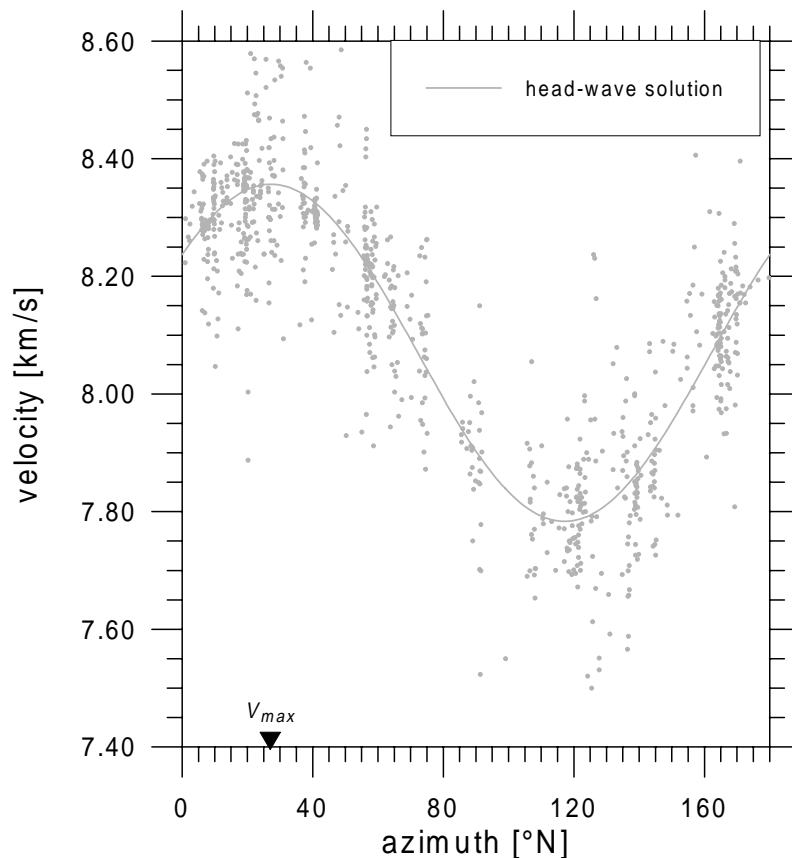


Abbildung 3.9: Azimutale Variation der P-Wellengeschwindigkeit im obersten Mantel [nach Enderle, 1991]. Die durchgezogene Linie (grau) zeigt die berechneten Geschwindigkeiten der klassischen time-term Methode für Kopfwellen nach der Formel von Backus [1965], wobei die  $4\theta$ -Terme vernachlässigt wurden (vgl. Gleichung (3.2)). Die grauen Punkte spiegeln die Streuung der Daten wieder.

Die Berücksichtigung lateraler Geschwindigkeitsvariationen im obersten Erdmantel verbessert die Qualität der Lösung nicht. Enderle et al. [1996] zeigten unter Zuhilfenahme des statistischen F-Tests, daß die Reduktion der Standardabweichung der Lösung im Falle anisotroper Modelle eine signifikante Verbesserung darstellt.

Das beste Ergebnis der klassischen time-term Analyse ist in Abbildung 3.9 dargestellt (graue Linie). Zu jeder beobachteten  $P_n$ -Laufzeit kann über Glg. (3.16) eine Geschwindigkeit berechnet werden, sobald die time-terms bekannt sind. Diese Werte (graue Punkte in Abbildung 3.9) spiegeln die Streuung der Meßdaten wieder. Dieses Ergebnis basiert auf einer Reinterpretation der Untersuchungen Bamfords [1977] durch Enderle [1991], wobei der Datensatz um 16% mit neuen Daten erweitert werden konnte. Die Ergebnisse von Bamford [1977] und Enderle [1991] zeigen nur geringe Unterschiede. Beide Autoren erhalten eine Magnitude der Anisotropie von ca. 7%. Lediglich die Richtung der hohen P-Wellengeschwindigkeit drehte sich bei der Reinterpretation von Enderle [1991] um  $4.5^\circ$  auf  $27^\circ\text{N}$ . Da beide Autoren die klassische time-term Methode für Kopfwellen anwendeten, ist die Drehung der schnellen Achse auf die Hinzunahme neuer Daten zurückzuführen.

### 3.4.2 $P_n$ -Amplituden

Wie bereits von Bamford [1977] und Fuchs [1983] festgestellt, werden in der Richtung der großen  $P_n$ -Geschwindigkeit oftmals hohe Amplituden dieser Phase im Vergleich zu den Amplituden der dominanten Krustenphasen beobachtet. Im Gegensatz dazu werden in der langsamen Richtung überwiegend kleine Amplituden beobachtet. Dies legt die Schlußfolgerung nahe, daß nicht nur eine Azimutabhängigkeit der Laufzeiten sondern auch der Amplituden der  $P_n$ -Phase besteht. Fuchs [1983] setzte diese Erkenntnis in seinem Amboßmodell um.

Vertikale Geschwindigkeitsgradienten beeinflussen die Amplituden refraktierter Phasen wesentlich stärker als deren Laufzeiten. Abbildung 3.10 veranschaulicht die Variation der  $P_n$ -Amplituden anhand synthetischer Seismogrammontagen für drei unterschiedliche Submohogradienten. Die Seismogramme wurden mit der anisotropen Reflektivitätsmethode [Nolte, 1988] berechnet. Die Elastizitätstensoren in 30 km und 40 km Tiefe sind in Tabelle 3.5 (auf Seite 135) dargestellt. Das obere Diagramm in Abbildung 3.10 entspricht einem Submohogradienten von  $0.06 \text{ s}^{-1}$  (schnelle Achse). Die  $P_n$ -Phase ist hier mit ihren größten Amplituden im Entfernungsbereich zwischen 150-200 km klar zu erkennen. Auch entlang der intermediären Achse (mittleres Diagramm), was einem Submohogradienten von  $0.04 \text{ s}^{-1}$  entspricht, tritt die  $P_n$ -Phase deutlich in Erscheinung. Senk-

recht zur Richtung der schnellen P-Wellengeschwindigkeit (unteres Diagramm,  $dv/dz=0$   $s^{-1}$ ) hingegen, ist die  $P_n$ -Phase kaum zu sehen.

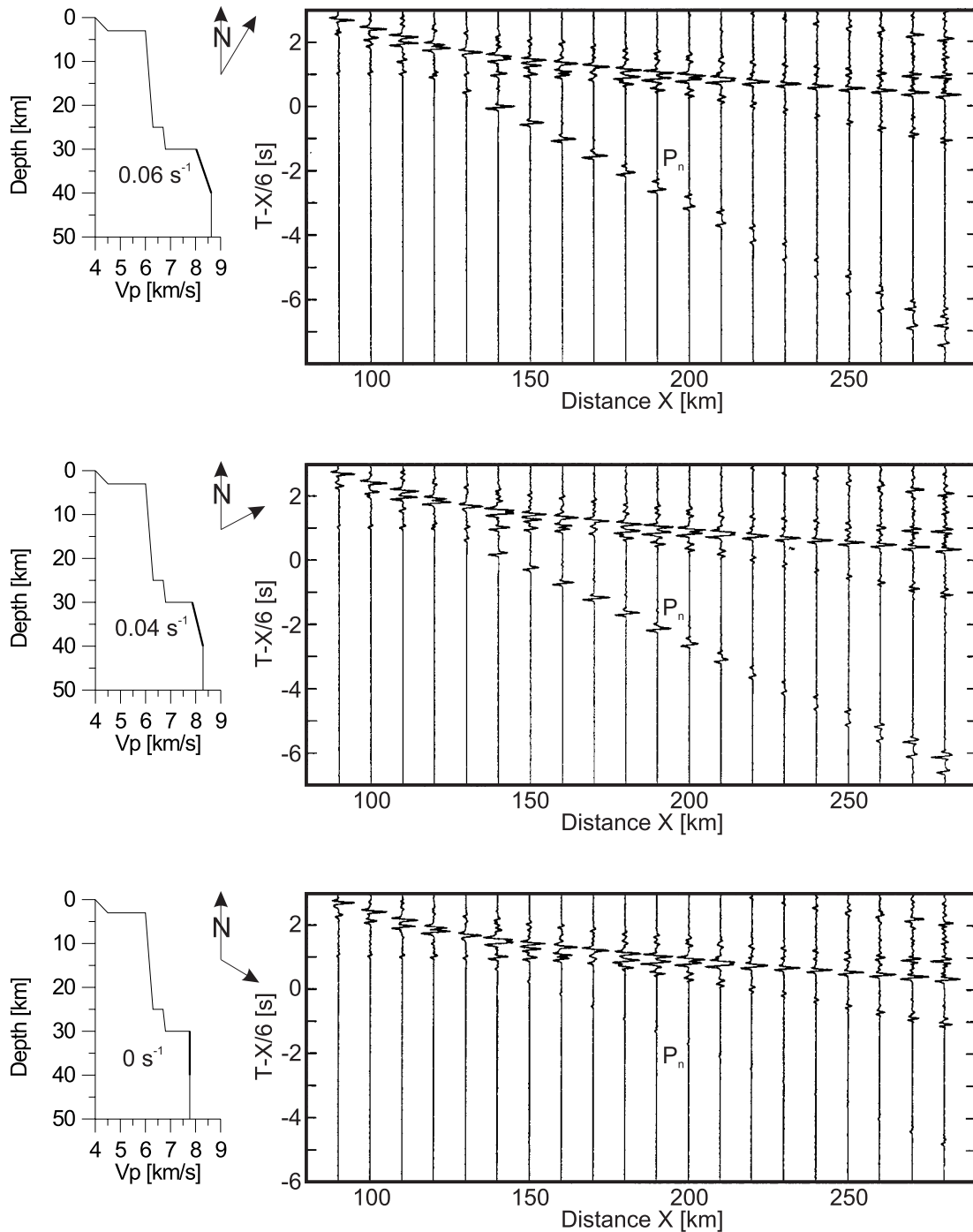


Abbildung 3.10: Synthetische Seismogrammontage für unterschiedliche Submohogradienten berechnet mit der Reflektivitätsmethode für anisotrope Medien [Nolte, 1988]. Während die  $P_n$ -Phase entlang der schnellen (oben) und intermediären (Mitte) Anisotropieachse deutlich zu sehen ist, zeigt sie in der langsamen Richtung nur sehr geringe Amplituden.

Um eine Tiefenabhängigkeit der Anisotropie zu bestimmen, bietet sich daher eine Analyse der  $P_n$ -Amplituden an. Ein klassisches Problem refraktionsseismischer Datensätze ist die Darstellung wahrer Amplituden über der Entfernung. Diese Darstellung wird stark erschwert bzw. verfälscht durch lokale Stationeffekte und/oder das Fehlen von Seismometerkalibrierungen. Einen Ausweg bietet hier die spurnormierte Darstellung, bei der jedes Seismogramm auf seine maximale Amplitude normiert wird. In spurnormierten Darstellungen können Amplituden benachbarter Spuren nicht mehr verglichen werden, wohl aber Einsätze innerhalb einer Spur. Für die Auswertung der  $P_n$ -Amplituden der refraktionsseismischen Registrierungen ist daher eine Referenzphase nötig, mit der die  $P_n$ -Amplitude in jeder Spur verglichen werden kann. Die überkritische  $P_M P$ -Phase bietet sich als Referenz an, da sie in der Regel in ähnlichen Entfernungsbereichen wie die  $P_n$  auftritt und zu den markantesten Krustenphasen gehört.

Über den Vergleich von Amplituden-Entfernungskurven ( $P_n/P_M P$ ) aus synthetischen und realen Daten können Geschwindigkeitsgradienten modelliert werden. Die theoretischen Amplituden-Entfernungskurven werden mit Hilfe der Reflektivitätsmethode für anisotrope Medien [Booth & Crampin, 1983; Nolte, 1988] berechnet. Um den Effekt unterschiedlicher Krustenstruktur, insbesondere den Geschwindigkeitskontrast an der Moho, zu berücksichtigen, werden die synthetischen Amplituden-Entfernungskurven für unterschiedliche Krustenmodelle ermittelt.

Enderle [1991] und Enderle et al. [1996] untersuchten die Amplitudenverhältnisse von  $P_n/P_M P$  auf 12 Profilen mit unterschiedlichem Profilazimut aus dem Gebiet der Süd-deutschen Scholle. Die Lage der Profile ist aus Abbildung 3.2 ersichtlich. Die Ergebnisse der Amplitudenauswertung sind in Abbildung 3.11 in Form von Dreiecken dargestellt. Jedes Dreieck repräsentiert einen modellierten Submohogradienten für ein Profil (s. vertikale Beschriftung in Abbildung 3.11). Die Werte sind über dem Profilazimut aufgetragen und so rotiert, daß  $0^\circ$  der „schnellen Richtung“ und  $90^\circ$  der „langsamen Richtung“ der  $P_n$ -Geschwindigkeit entspricht. Der 'least-square-fit' [Enderle, 1991] durch die Beobachtungen ist gestrichelt dargestellt und mit LSF bezeichnet. Neben der Kurve für die Submohogradienten des Amboßmodells [AM, Fuchs, 1983] ist ein 'fit' mit der Randbedingungen  $dv/dz = 0 \text{ s}^{-1}$  bei  $90^\circ$  [NA-0, Enderle et al., 1996] dargestellt.

Das Diagramm zeigt deutlich die Azimutabhängigkeit der Submohogradienten. Während die Auswertung der seismischen Daten [ $P_n$ -Amplituden nach Enderle, 1991; Enderle et al., 1996] Submohogradienten von  $0.06\text{-}0.065 \text{ s}^{-1}$  bei  $0^\circ$  und  $0\text{-}0.007 \text{ s}^{-1}$  ergab, fordert die petrologisch gestützte Auswertung [Amboßmodell nach Fuchs, 1983] Extremwerte der Gradienten von  $0.077 \text{ s}^{-1}$  und  $-0.012 \text{ s}^{-1}$ .

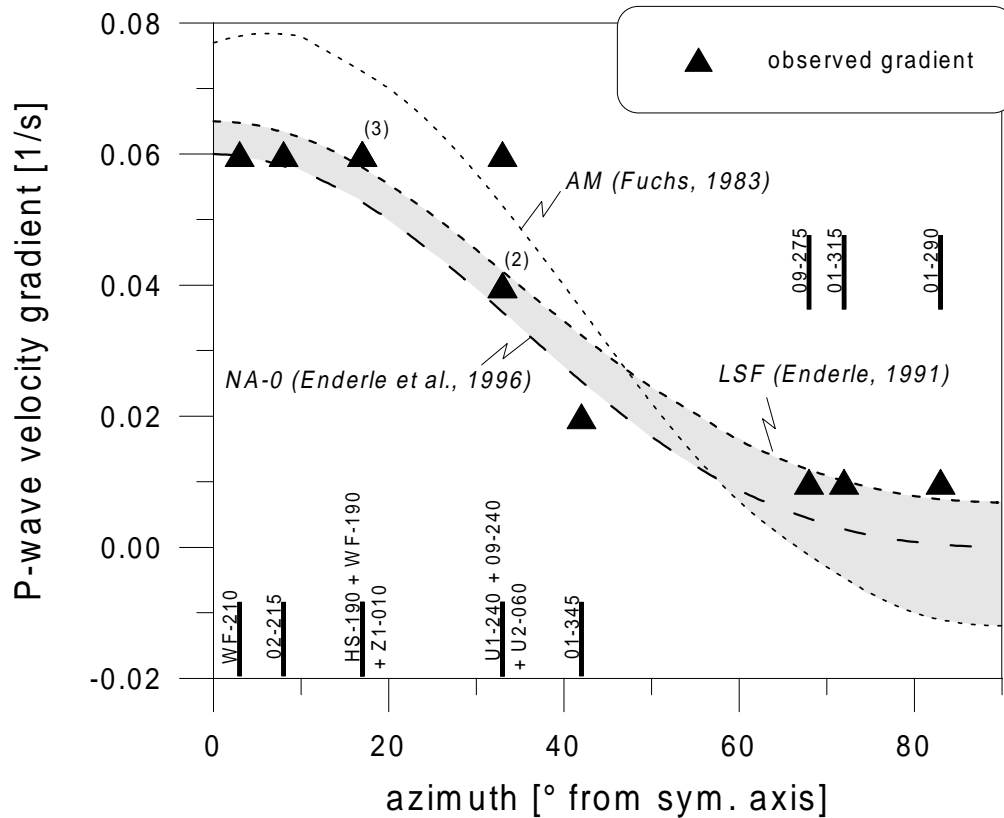


Abbildung 3.11: Azimutabhängigkeit der Submohogradienten. Die Dreiecke repräsentieren Gradienten, die aus den Amplitudenverhältnissen der  $P_n/P_M$  in Profilen aus unterschiedlichen Richtungen bestimmt wurden [Enderle, 1991]. Mehrfach beobachtete Werte sind durch eingeklammerte Zahlen gekennzeichnet. Die Profilkennung (inkl. Profilaзимut) ist im Diagramm dargestellt (vertikale Beschriftung). Drei Anpassungen ('fits') sind als Linien unterschiedlicher Strichmuster dargestellt: 1) LSF = 'least-square-fit' [Enderle, 1991], 2) NA-0 = 'fit' mit der Randbedingungen  $dv/dz = 0 \text{ s}^{-1}$  bei  $90^\circ$  [Enderle et al., 1996] und 3) AM = Gradienten des Amboßmodells [Fuchs, 1983]. Der hier betrachtete Fehlerbereich der Submohogradienten ist grau hinterlegt.

Negative Gradienten, wie sie das Amboßmodell fordert, können anhand der seismischen Daten nicht aufgelöst werden. Im Falle negativer Submohogradienten dürfte strenggenommen keine  $P_n$  (Tauchwelle) beobachtet werden. Bereits Bamford [1977] und später Enderle [1991] konnten zeigen, daß auch in den Azimutbereichen, in denen das Amboßmodell einen negativen Gradienten fordert,  $P_n$ -Beobachtungen existieren (vgl. hierzu Abbildung 3.5 auf Seite 109). Aufgrund der schlechten Datenqualität dieser Profile (vgl. Abbildung 3.6b), kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, daß die beobachtete, teilweise sehr geringe ( $P_n$ -) Energie eventuell durch Streuprozesse im obersten Erdmantel erzeugt wurde. Tittgemeyer et al. [1996] zeigten anhand synthetischer Modellierungen, daß in einem Medium, in welchem Geschwindigkeitsfluktuationen einem schwach negativen Gradienten überlagert werden, eine  $P_n$ -Phase erzeugt werden kann. Die Existenz negativer Gradienten kann hier also nicht ausgeschlossen werden. Fluktuierende Medien können allerdings mit der eingangs vorgestellten time-term Methode für Tauchwellen nicht untersucht werden. Der Einfluß negativer Submohogradienten auf



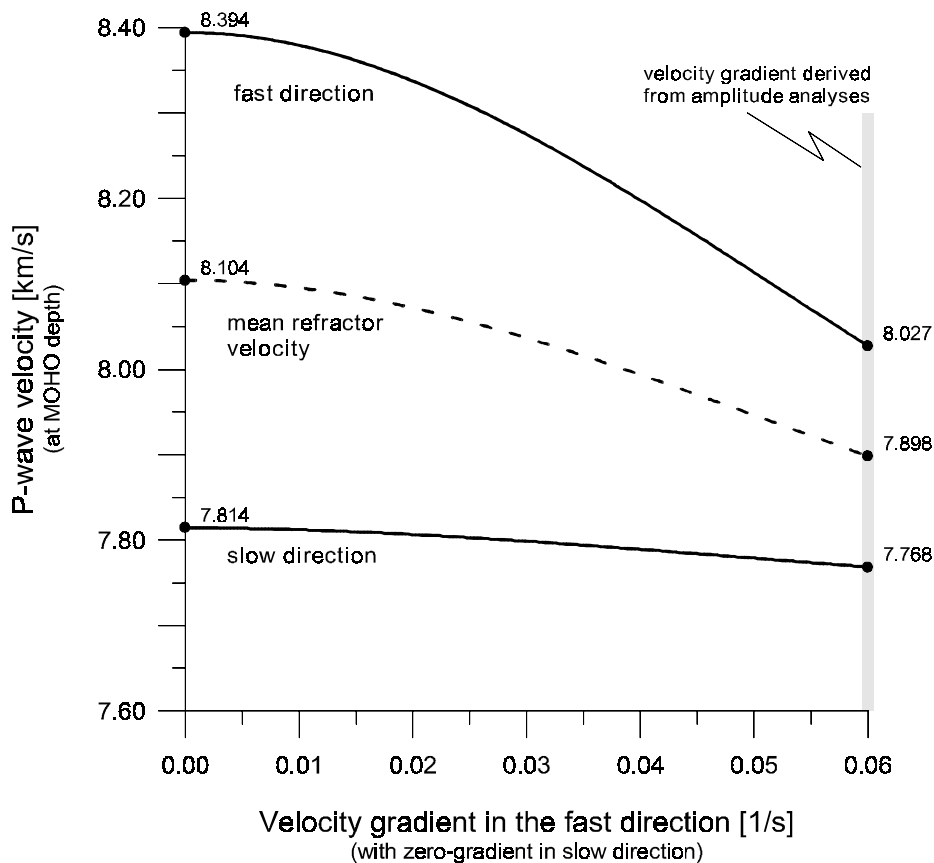


Abbildung 3.12:  $P_n$ -Geschwindigkeiten in Abhängigkeit des Submohogradienten. In Bezug auf das Ergebnis der Amplitudenauswertung (s. Abschnitt 3.4.2) wurde der Gradient in der langsamen Richtung konstant auf 0 km/s/km gehalten, während der Gradient in der schnellen Richtung von 0 km/s/km auf 0.06 km/s/km erhöht wurde. Das Endergebnis der neuen time-term Analyse ist grau unterlegt und zeigt die signifikante Reduktion der Magnitude der Anisotropie von 7% [Bamford, 1977] auf 3-4% direkt unterhalb der Moho.

die petrologische Zusammensetzung des obersten Erdmantel wird in Abschnitt 3.6 diskutiert.

Der graue Bereich in Abbildung 3.11 wird im folgenden als Fehlerbereich der Submohogradienten betrachtet. Während die Submohogradienten in der schnellen Richtung aufgrund großer  $P_n$ -Amplituden relativ gut bestimmt werden können, öffnet sich der Fehlerbalken zu kleineren Gradienten hin. Die negativen Gradienten sind dem Amboßmodell [Fuchs, 1983] entnommen.

### 3.5 Neue Ergebnisse der time-term Methode für Tauchwellen

Das Ergebnis der Amplitudenauswertung der  $P_n$ -Phase zeigt, daß starke Gradienten von ca. 0.06 km/s/km in der schnellen Anisotropieachse und keine Geschwindigkeitszunahme mit der Tiefe in der langsamen Achse benötigt werden, um das azimutabhängige

Tabelle 3.1: Verschiedene Modelle für den azimutabhängigen Submohogradienten  $dv/dz$  (vgl. Abbildung 3.11) und deren Einfluß auf das Ergebnis der time-term Inversion für Tauchwellen.

	A priori Information		Ergebnis der time-term Inversion			
	$dv/dz_{max}$ ( $s^{-1}$ )	$dv/dz_{min}$ ( $s^{-1}$ )	$V_{max}$ (km/s)	$V_{min}$ (km/s)	$\theta_{max}$ ( $^{\circ}N$ )	Anisotropie (%)
NA-0	0.060	0	8.03	7.77	30.7	3.3
LSF	0.065	0.007	7.98	7.73	31.5	3.2
AM	0.077	-0.012*	7.88	7.75	26.7	1.7

\* ab  $67^{\circ}$  (Tensorkoordinatensystem, vgl. Abbildung 3.11) auf Null gesetzt, da negative Gradienten keine endliche Laufzeit liefern.

Erscheinungsbild der  $P_n$ -Phase zu erklären [Enderle et al., 1996]. Diese *a priori* Information kann und muß nun in der erweiterten time-term Methode berücksichtigt werden.

Abbildung 3.12 zeigt, wie sich das Ergebnis der time-term Analyse unter Berücksichtigung von Submohogradienten ändert. Wird kein azimutabhängiger Submohogradient berücksichtigt, so erhält man ein time-term Ergebnis analog zu Bamford [1977]. Die geringen Abweichungen in den Geschwindigkeitswerten ( $\leq 0.04$  km/s) zu Bamfords Resultaten sind auf die Hinzunahme neuer Daten zurückzuführen. Berücksichtigt man einen azimutabhängigen Submohogradienten (Tauchwellen), so verringert sich die Magnitude der Anisotropie von ca. 7% [Bamford, 1977] auf 3-4% direkt unterhalb der Moho, wenn der Gradient in der schnellen Richtung 0.06 km/s/km beträgt. Die maximale P-Wellengeschwindigkeit beträgt dann 8.03 km/s direkt unterhalb Moho und ist um über 0.35 km/s geringer als bei Bamford [1977]. Durch den azimutabhängigen Submohogradienten nimmt die Magnitude der Anisotropie mit der Tiefe zu, so daß die Ergebnisse Bamfords (7%) erst ca. 5 km unterhalb der Moho erreicht werden.

Um eventuellen Fehlern bei der Amplitudenauswertung Rechnung zu tragen, wurden die drei unterschiedlichen Modellvorstellungen für die Azimutabhängigkeit des Submohogradienten aus Abbildung 3.11 und deren Auswirkung auf die time-term Inversion getestet (s. Tabelle 3.1). In allen Fällen zeigt sich eine signifikante Reduktion der Anisotropie direkt an der Moho, wenn die entsprechende Submohogradienten bei der Laufzeitinversion berücksichtigt werden.

Wie bereits erwähnt, können die negative Gradienten des Amboßmodells in der time-term Methode für Tauchwellen nicht berücksichtigt werden. Ein Strahl, der in einen Halbraum mit negativem Geschwindigkeitsgradienten eintaucht, kehrt nicht an die Oberfläche zurück. Für eine Inversion der  $P_n$ -Laufzeiten mit der time-term Methode für Tauchwellen wurden daher die negativen Gradienten des Amboßmodells im Azimutbereich zwischen  $67^{\circ}$  und  $90^{\circ}$  (Tensorkoordinatensystem) auf Null gesetzt, damit eine

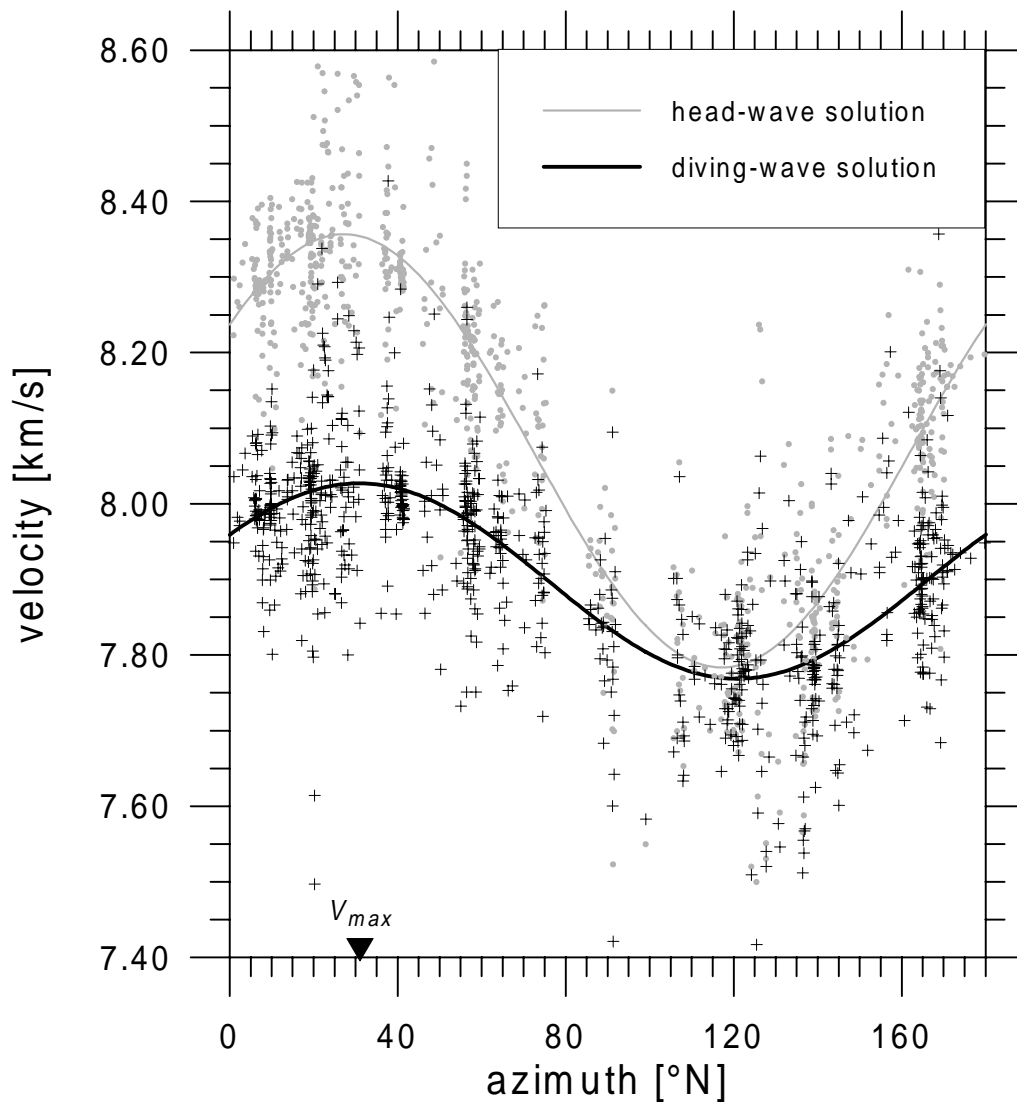


Abbildung 3.13: Azimutale Variation der P-Wellengeschwindigkeit im obersten Mantel. Die Ergebnisse der time-term Methode für Tauchwellen [Enderle et al., 1996] sind schwarz dargestellt. Zum Vergleich ist die Lösung der klassischen time-term Methode für Kopfwellen grau dargestellt. Die durchgezogenen Linien (schwarz und grau) repräsentieren die berechneten Geschwindigkeiten beider Methoden nach der Formel von Backus [1965], wobei die 4 $\theta$ -Terme vernachlässigt wurden (vgl. Gleichung (3.2)). Die schwarzen Kreuze bzw. grauen Punkte spiegeln die Streuung der Daten wieder. Die Ergebnisse der time-term Methode für Tauchwellen (schwarz) geben die Geschwindigkeitsverteilung unmittelbar an der Moho wieder.

endliche Laufzeit der Phasen aus diesem Azimutbereich erhalten wird. Da in beiden Fällen ( $dv/dz < 0$  und  $dv/dz = 0$ ) die Laufzeit einer Kopfwelle gemessen wird, entstehen hierdurch bei der time-term Inversion keine Fehler.

Die neuen Ergebnisse der time-term Methode für Tauchwellen sind in Abbildung 3.13 dargestellt. Zum Vergleich ist die Lösung der klassischen time-term Methode für Kopfwellen grau dargestellt [Bamford, 1977; Enderle, 1991]. Die durchgezogenen, sinusförmigen Linien (schwarz und grau) repräsentieren die berechneten Geschwindigkeiten

beider Methoden nach der Formel von Backus [1965], wobei die 4 $\theta$ -Terme vernachlässigt wurden (vgl. Gleichung (3.2)). Die schwarzen Kreuze bzw. grauen Punkte spiegeln die Streuung der Daten wieder. Trotz der Streuung der einzelnen Meßpunkte zeigt sich deutlich die azimutale Variation der  $P_n$ -Geschwindigkeit.

Die Ergebnisse der time-term Methode für Tauchwellen (schwarz) geben die Geschwindigkeitsverteilung unmittelbar an der Moho wieder. Es zeigt sich hierbei ein Rückgang der azimutalen Variation der P-Wellengeschwindigkeit, was einer Verringerung der Magnitude der Anisotropie direkt unterhalb der Moho von ca. 7% (grau) auf 3-4% (schwarz) entspricht. Die Richtung der maximalen P-Wellengeschwindigkeit drehte sich bei dieser Untersuchung von 22.5°N [Bamford, 1977] auf 31°N. Diese Drehung um 8.5° nach Osten hat zwei Ursachen. Testrechnungen mit der klassischen time-term Methode, wie sie auch Bamford [1977] benutzt hat, zeigten, daß die Hinzunahme der neuen  $P_n$ -Daten eine Drehung der schnellen Anisotropieachse um 4.5° bewirkt [Enderle, 1991]. Die Rotation der Achse um weitere 4° nach Osten ist darauf zurückzuführen, daß keine azimutale Gleichverteilung der  $P_n$ -Daten vorliegt (vgl. Abbildung 3.5 auf Seite 109). Durch die Berücksichtigung der Submohogradienten, d.h. einer azimutabhängigen Korrektur der Laufzeiten, wird der 'fit' der time-term Analyse unterschiedlich gewichtet im Vergleich zur Lösung für die Kopfwelle.

Der azimutabhängige Submohogradient aus der Analyse der  $P_n$  Amplituden mit Werten von 0 km/s/km in der langsamen Richtung und 0.06 km/s/km in der schnellen Richtung hat eine Zunahme der Anisotropie mit der Tiefe zufolge. So werden beispielsweise 10 km unterhalb der Moho Werte von 11% erreicht, was gleichbedeutend mit einem Anstieg der P-Wellengeschwindigkeit auf 8.63 km/s entlang der schnellen Achse ist. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit einer mittleren Magnitude der Anisotropie von 7% nach Bamford [1977], die allerdings erst ca. 5 km unterhalb der Moho erreicht werden.

Abbildung 3.14 zeigt als Ergebnis der neuen time-term Analyse eine Karte der krustalen Verzögerungszeiten (time-terms), die bei der time-term Analyse aus den Interceptzeiten der  $P_n$ -Daten berechnet wurde (s. Gleichung (3.5)). Die Verzögerungszeiten sind über Graustufen kodiert. In Abbildung 3.14 erkennt man einen Korridor mit geringen Verzögerungszeiten, der sich vom südlichen Ende des Rheingrabens in variszischer Streichrichtung nach Nordosten erstreckt. Nordwestlich (Richtung Rheinisches Schiefergebirge) und südöstlich (Richtung Alpen und Böhmisches Massiv) des Korridors nehmen die Verzögerungszeiten mehr oder weniger kontinuierlich zu. Die Verzögerungszeiten spiegeln entweder die Tiefe der Moho oder laterale Geschwindigkeitsunterschiede in der Kruste wieder. Bei einer homogenen Kruste sind die Verzögerungszeiten direkt mit der

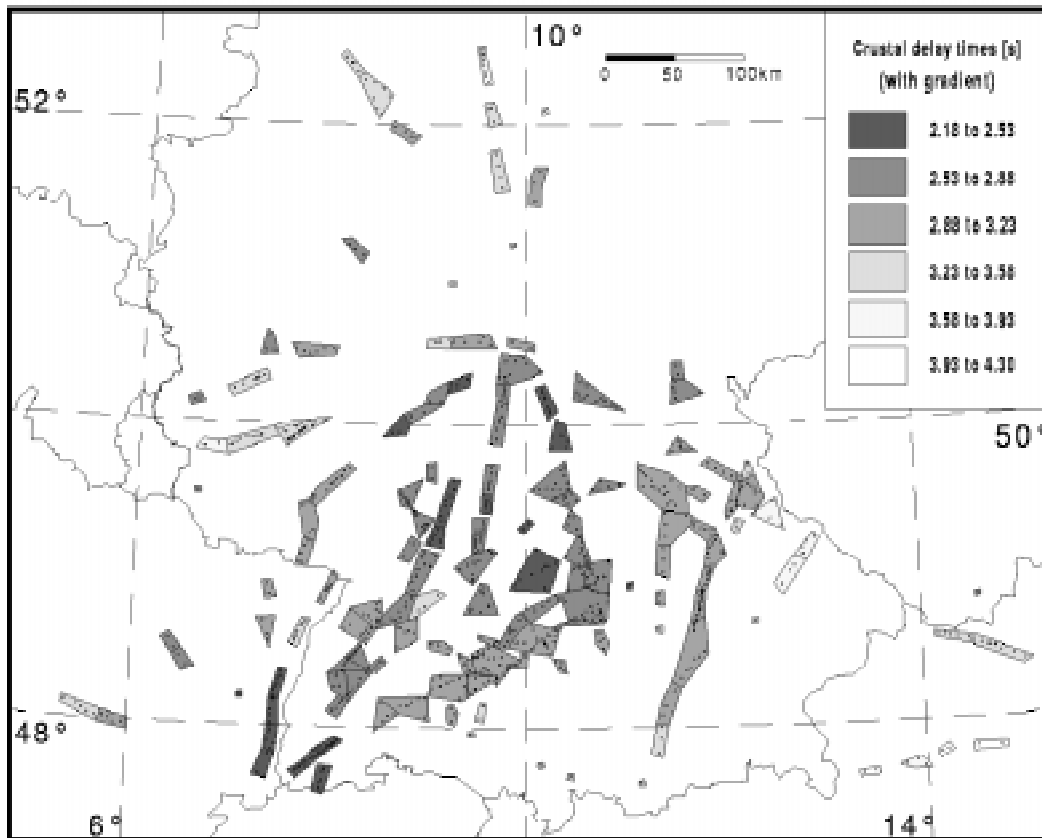


Abbildung 3.14: Flächenhafte Verteilung der Lokationen (schwarze Punkte), die  $P_n$ -Daten liefern. Die Polygone, welche ausgewählte Stations- bzw. Schußgruppen umgeben, sind die sogenannten „Mosaiks“ (s. Text). Die Graustufen spiegeln die krustalen Verzögerungszeiten der  $P_n$ -Phase als Ergebnis der time-term Inversion wieder. Für eine Durchschnittsgeschwindigkeit der Kruste von 6.0 km/s erhält man aus der krustalen Verzögerungszeit durch Multiplikation mit dem Faktor 9.22 die entsprechende Mohotiefe.

Mohotiefe korreliert. Die Krustenmächtigkeit  $H_i$  kann für einen einfachen Zweischichtenfall über die time-terms  $a_i$  wie folgt abgeschätzt werden

$$H_i = a_i \frac{\bar{v}_k v_m}{\sqrt{v_m^2 - \bar{v}_k^2}} = a_i K(\bar{v}_k, v_m) \quad (3.18)$$

wobei  $\bar{v}_k$  die mittlere Krustengeschwindigkeit und  $v_m$  die Geschwindigkeit im obersten Erdmantel beschreibt. Für eine Durchschnittsgeschwindigkeit der Kruste von 6.0 km/s erhält man aus der krustalen Verzögerungszeit durch Multiplikation mit dem Faktor  $K(6.0, 7.898) = 9.22$  die entsprechende Mohotiefe. Ein Vergleich mit Mohotiefenkarten aus Einzelprofilauswertungen in Süddeutschland [z.B. Zeis *et al.*, 1990] zeigt tendenzielle Übereinstimmung geringer Mohotiefen (< 30 km) im Bereich der Süddeutschen Scholle (westliches Saxothuringikum) und zunehmender Krustendicke (30-35 km) in Richtung Alpen, Böhmisches Massiv (östliches Saxothuringikum) und Rheinisches Schiefergebirge.

### 3.6 Petrologische Implikationen

Mit der Kenntnis der elastischen Eigenschaften von gesteinsbildenden Mineralien können seismische Geschwindigkeiten von Gesteinen bei vorgegebenem Druck und Temperatur berechnet werden. Alternativ hierzu ergibt sich die Möglichkeit, aus *in situ* gemessenen seismischen Geschwindigkeiten in einer bestimmten Tiefe (d.h. bei bestimmten Druck- und Temperaturbedingungen) die petrologische Zusammensetzung eines Gesteins zu ermitteln.

Gesteinsbildende Mineralien zeigen je nach Typ bei Labormessungen unterschiedliche seismische Geschwindigkeiten. Um die mittleren elastischen Eigenschaften eines Gesteinsvolumens zu bestimmen, werden in der Regel die elastischen Eigenschaften von Monomineralien unter Berücksichtigung ihrer Volumenanteile im Gestein gemittelt [Watt *et al.*, 1976]. Dabei wird vorausgesetzt, daß das Gestein keine Risse oder Poren aufweist, d.h. als homogenes Gesteinsvolumen betrachtet werden kann.

Basierend auf der Annahme homogener Deformation eines Gesteins leitete Voigt [1928] ein Mittelungsverfahren ab, bei dem die mittleren elastischen Eigenschaften eines Gesteins aus dem arithmetischen Mittel der Moduln der gesteinsbildenden Mineralien berechnet werden. Alternativ hierzu schlug Reuss [1929] ein Mittelungsverfahren vor, welches aus der Voraussetzung homogener Spannung im Gestein abgeleitet wurde und damit das geometrische Mittel der einzelnen Moduln favorisiert.

Für ein elastisches Medium ist der Zusammenhang zwischen Spannung  $\tau_{ij}$  und Dehnung  $e_{kl}$  eines Körpers über das Hook'sche Gesetz

$$\tau_{ij} = c_{ijkl} e_{kl} \quad \text{oder} \quad e_{ij} = s_{ijkl} \tau_{kl} \quad (3.19)$$

gegeben, wobei der Proportionalitätsfaktor  $c_{ijkl}$  als Elastizitätstensor und  $s_{ijkl}$  als Komplianztensor bezeichnet wird [s. z.B. Means, 1979]. Für ein polykristallines Gestein ist der mittlere Elastizitätstensor ( $\bar{c}_{ijkl}$ , Voigt'sches Mittel) nicht gleich dem Mittel des inversen Komplianztensors ( $\bar{s}_{ijkl}^{-1}$ , Reuss'sches Mittel). Hill [1952] zeigte, daß die Mittelungsverfahren nach Voigt und Reuss als obere bzw. untere Schranke für die mittleren Moduln eines aus  $n$  Komponenten bestehenden Gesteins betrachtet werden können. Er schlägt die Verwendung des Mittels aus der Methode nach Voigt [1928] und Reuss [1929] vor, da dies eine höhere Genauigkeit gewährleistet. In den meisten Fällen wird das arithmetische Mittel beider Methoden, das auch unter dem Namen *Voigt-Reuss-Hill-Mittel (VRH)* bekannt ist, verwendet. Hashin & Shtrikman [1962a; 1962b] haben gezeigt, daß die *Voigt-Reuss-Hill-Schranken* für isotrope Mineralaggregate verschärft werden können. Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der *Hashin-Shtrikman-Mittelung (HS)* und der *Voigt-Reuss-Hill-Mittelung* sind für die in dieser Studie verwen-

Tabelle 3.2: Einfluß verschiedener Mittelungsverfahren auf die Geschwindigkeit eines Gesteins

Modellgestein: Spinell-Pyrolit OL52, OPx28, CPx16, SPi4 ( $T = 700^\circ \text{C}$ , $P = 0.85 \text{ GPa}$ )					
Methode	Voigt <sup>(a)</sup>	Reuss <sup>(b)</sup>	VRH <sup>(c)</sup>	HS <sup>(d)</sup>	Fuchs <sup>(e)</sup>
Vp (km/s)	8.071	7.996	8.034	8.021	7.959

(a) Voigt [1928], (b) Reuss [1929], (c) Hill [1952], (d) Hashin & Shtrikman [1962], (e) Fuchs [1983]

deten petrologischen und thermodynamischen Randbedingungen kleiner als 0.015 km/s. Tabelle 3.2 zeigt den Einfluß unterschiedlicher Mittelungsverfahren der elastischen Parameter von Monomineralien auf die Geschwindigkeit des Gesteins. Als Modellgestein diente ein isotroper Spinell-Pyrolit [Green & Liebermann, 1976] der Zusammensetzung: 52% Olivin (OL), 28% Orthopyroxen (OPx), 16% Clinopyroxen (CPx) und 4% Spinell (SPi).

Neben der modalen Zusammensetzung von Gesteinen spielt deren chemische Zusammensetzung eine entscheidende Rolle bei der Berechnung mittlerer elastischer Eigenschaften [Sobolev & Babeyko, 1994]. Bereits Chung [1970] stellte bei Labormessung an Olivinkristallen mit unterschiedlichen Fe/Mg (Eisen/Magnesium)-Verhältnissen deutliche Auswirkungen auf die resultierende seismische Geschwindigkeit fest. Erhöht sich beispielsweise der Anteil an Eisen im Olivin um 5%, so nimmt die P-Wellengeschwindigkeit um ca. 0.1 km/s ab. Ähnliche Auswirkungen auf die mittlere Geschwindigkeit eines Gesteins zeigen vor allem die Verhältnisse Ca/Mg und Al/Cr und können daher bei der petrologischen Modellierung nicht vernachlässigt werden [Sobolev & Babeyko, 1994]. Sobolev & Babeyko [1994] entwickelten eine Modellierungstechnik, bei der die äquilibrierte mineralogische Zusammensetzung eines Gesteins unter Berücksichtigung der chemischen Zusammensetzung berechnet wird.

Die seismischen Geschwindigkeiten in einem anisotropen Medium hängen nicht nur vom Umgebungsdruck ( $P$ ), der Temperatur ( $T$ ) und der Zusammensetzung des Gesteins ab, sondern auch vom Grad der Vorzugsausrichtung anisotroper Minerale. Um den Grad der Vorzugsausrichtung bei der Berechnung mittlerer elastischer Eigenschaften von Mineralaggregaten berücksichtigen zu können, muß der Elastizitätstensor des entsprechenden anisotropen Minerals aus Labormessungen bekannt sein [s. Isaak, 1992]. Das Gestein kann dann in einen isotropen und anisotropen Anteil separiert werden, dessen mittlere elastische Eigenschaften über das *Voigt-Reuss-Hill-Mittel* berechnet werden können.

Fuchs [1983] gibt eine Methode zur Bestimmung der azimutabhängigen Geschwindigkeit eines petrologischen Aggregats, bei der die reziproken seismischen Geschwindigkeiten der einzelnen Monominerale entsprechend ihrer Volumenanteile über ein ge-

wichtiges Mittel bestimmt werden. Diese Methode liefert für das oben diskutierte Beispiel (s. Tabelle 3.2) Abweichungen über 0.07 km/s im Vergleich zum *Voigt-Reuss-Hill-Mittel*. In dieser Arbeit werden daher die elastischen Moduln und nicht die Geschwindigkeiten der Monomineralien gemittelt.

Seit der petrologischen Modellierung von Fuchs [1983, Amboßmodell] liegen neuere Messungen der Moduln für die Mineralien des obersten Erdmantels vor [Duffy & Anderson, 1989; Isaak, 1992]. Zudem lassen neuere Messungen des Oberflächenwärmefluß [Blundell *et al.*, 1992] wesentlich höhere Temperaturen im obersten Erdmantel erwarten. Darüber hinaus wurde in dieser Arbeit gezeigt, daß die neuen Ergebnisse der time-term Analyse eine signifikante Änderung der seismischen Geschwindigkeiten im obersten Erdmantel bewirkten. Diese neuen interdisziplinären Schranken ermöglichen eine verbesserte Abschätzung der petrologischen Zusammensetzung des obersten Erdmantels in Süddeutschland [vgl. Fuchs, 1983].

### 3.6.1 Seismische, thermodynamische und petrologische Schranken

Das petrologische Modell wird im folgenden als erfolgreich betrachtet, sobald eine Übereinstimmung mit seismischen und geothermischen Daten sowie der Zusammensetzung von Xenolithen aus Süddeutschland im Rahmen akzeptabler Fehlerschranken erzielt wird.

#### *Seismische Bedingungen*

Wie bereits in den vorigen Abschnitten gezeigt wurde, erfordern die seismischen Beobachtungen eine anisotrope Gradientenschicht unterhalb der Moho. Aufgrund der hohen Anzahl von  $P_n$ -Beobachtungen erhält man bei der Inversion der  $P_n$ -Daten mit der time-term Methode Fehler, die unterhalb  $\pm 0.05$  s liegen. Größere Fehler ergeben sich durch die *a priori* Submohogradienten, die wiederum das Ergebnis der time-term Methode beeinflussen. Erlaubt man einen Fehler von  $\pm 0.01$  s<sup>-1</sup> bei der Gradientenbestimmung, so wirkt sich dies auch auf die invertierten Geschwindigkeiten direkt unterhalb der Moho aus (vgl. Abbildung 3.12). Die größten Fehler ( $< \pm 0.1$  km/s) erhält man dabei für die  $P_n$ -Geschwindigkeit in der schnellen Richtung.

Unter Berücksichtigung dieser Fehlergrenze bei der Bestimmung der seismischen Geschwindigkeit ergeben sich hieraus folgende Bedingungen:

$$V_p = 8.03 \pm 0.1 \text{ km / s in 30 km Tiefe (schnelle Richtung)}$$

$$V_p = 8.63 \pm 0.1 \text{ km / s in 40 km Tiefe (schnelle Richtung)}$$

$$V_p = 7.77 \pm 0.1 \text{ km / s in 30 und 40 km Tiefe (langsame Richtung)}$$



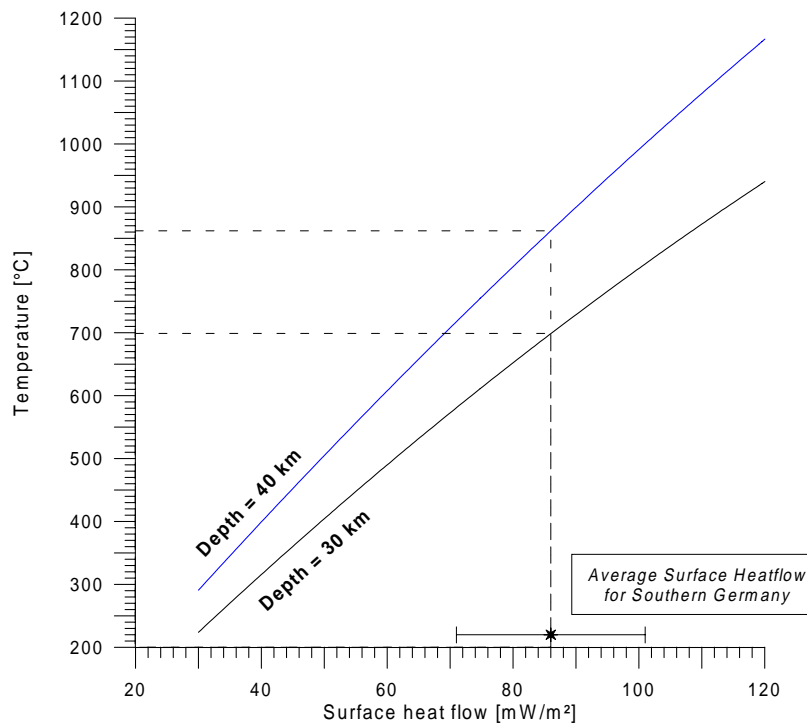


Abbildung 3.15: Extrapolation des Oberflächenwärmefluß in die Tiefe. Die Kurven verknüpfen den gemessenen Oberflächenwärmefluß mit Temperaturen in 30 km und 40 km Tiefe [Extrapolation nach Pollack & Chapman, 1977]. Der gemittelte Oberflächenwärmefluß basierend auf Blundell et al. [1992] für Süddeutschland ist markiert. Der Fehlerbalken spiegelt die starke Streuung der Messungen wieder.

### Thermodynamische Bedingungen

Über den beobachtete Wärmefluß an der Erdoberfläche kann eine Temperatur in der Tiefe abgeschätzt werden [z.B. Pollack & Chapman, 1977]. Oberflächenwärmefluß-Messungen in Südwestdeutschland [Blundell et al., 1992] zeigen eine mittlere Wärmeflußdichte von ungefähr 85 mW/m². Extrapoliert man diesen Wert anhand einer Geotherme von Pollack & Chapman [1977] in die Tiefe, so erhält man eine Temperatur von ca. 700°C an der Moho (30 km) und ca. 850°C in einer Tiefe von 40 km (Abbildung 3.15).

Diese Temperaturen sind wesentlich höher als die Temperaturen, die Fuchs [1983] aus einer Geothermen von Werner & Kahle [1980] für den Rheingraben ableitete (478°C in 30 km bzw. 568°C in 40 km Tiefe). Eine quantitative Fehlerabschätzung dieser extrapolierten Temperaturen ist äußerst schwierig und kann unter Berücksichtigung lateral unterschiedlicher Wärmeproduktion in der oberen Kruste leicht zu Fehlern von über 100° C führen.

Folgende geothermische Schranken werden daher benutzt:

$$T = 700 \pm 100^\circ \text{C in 30 km Tiefe}$$

$$T = 850 \pm 100^\circ \text{C in 40 km Tiefe}$$

Der lithostatische Druck für eine bestimmte Tiefe ergibt sich durch Integration des Produkts aus Gesteinsdichte  $\rho(z)$  und Erdbeschleunigung ( $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ ) über die Tiefe  $z$

$$p = \int_z \rho(z) g dz$$

Druckunterschiede wirken sich etwas geringer auf die seismische Geschwindigkeit aus ( $\approx 0.01 \text{ km/s/kbar}$ ) als Temperaturschwankungen. Im obersten Erdmantel entspricht ein Druckunterschied von 1 kbar ungefähr einer Zunahme der Tiefe um 3 km. Bei einem Oberflächenwärmefluß von ca.  $80 \text{ mW/m}^2$  entspricht dies einer Temperaturerhöhung um ca.  $60^\circ \text{ C}$ . Dadurch erniedrigt sich die seismische Geschwindigkeit der Mantelminerale im Durchschnitt um ca.  $0.026 \text{ km/s}$ . Für diese Untersuchung wurde ein lithostatischer Druck von 8.5 kbar in 30 km Tiefe und 11.8 kbar in 40 km Tiefe berechnet. Dabei wurde eine mittlere Dichte von  $\bar{\rho}_{Kruste} = 2.88 \text{ g/cm}^3$  für die Kruste und von  $\bar{\rho}_{Mantel} = 3.34 \text{ g/cm}^3$  für den obersten Erdmantel benutzt.

#### *Zusammensetzung von Xenolithen aus Süddeutschland*

Xenolithfunde in Süddeutschland beschränken sich im wesentlichen auf 3 Hauptlokalitäten: Hegau (Bodensee), Urach und die Eifel. Während im Hegau und in der Eifel überwiegend olivinreiche Harzburgite gefunden werden, treten im Uracher Gebiet häufiger Wehrlite und Dunite auf [Sachs, 1988]. Der durchschnittliche Olivinegehalt dieser Xenolithe liegt bei ca. 75-80% (Abbildung 3.16).

Teilweise werden auch olivinarme Harzburgite (57-67% OL) und Spinel-Lherzolite (ca. 70% OL) gefunden. Unter der Annahme, daß die Xenolithfunde die heutige Zusammensetzung des obersten Erdmantels repräsentieren, liefert der Bereich mineralogischer Zusammensetzungen dieser Funde (s. Abbildung 3.16) eine weitere Bedingung zur Berechnung der seismischen Geschwindigkeit.

### **3.6.2 Integrierte petro-seismische Modellierung**

Die anisotropen elastischen Parameter von Xenolithen können entweder über ihre chemische [Sobolev & Babeyko, 1994] oder ihre modale Zusammensetzung [z.B. Fuchs, 1983] berechnet werden. Das petrologische Modell wird dabei betrachtet als ein Aggregat der Mineralien Olivin (OL), Orthopyroxen (OPx), Clinopyroxen (CPx) und Spinel (SPi), die alle im allgemeinen anisotrop sind. Da der größte Anteil der Mineralien in Mantelgesteinen Olivin ist, wird vereinfachend angenommen, daß alle Mineralien außer Olivin in unserem Modellgestein statistisch homogen und isotrop sind. Das Gestein kann somit als eine Mischung aus isotropen und anisotropen Gesteinsvolumen betrachtet werden, wobei Olivin in beiden Kategorien vorhanden sein kann.

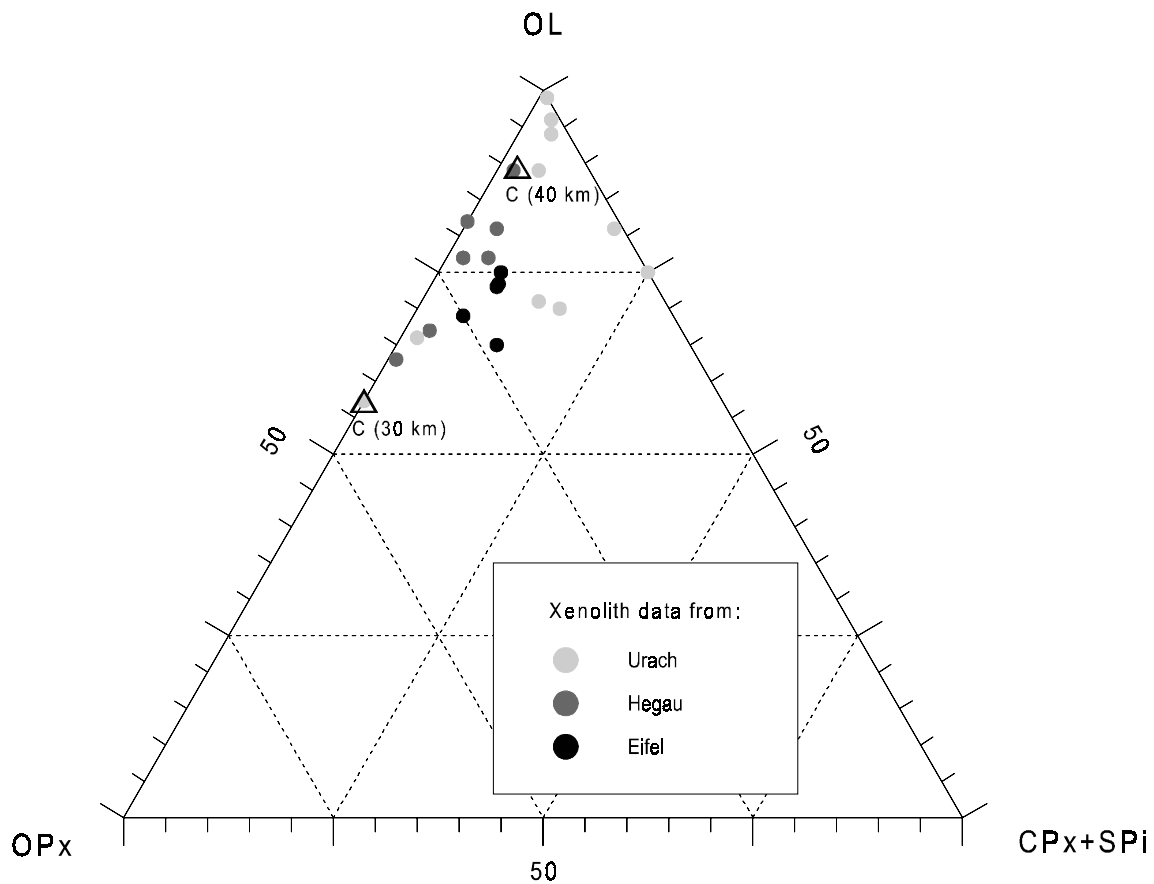


Abbildung 3.16: Mineralogische Zusammensetzung von Xenolithen aus Süddeutschland [gefüllte Kreise nach Sachs, 1988 und ] und petrologische Modelle, die mit den seismischen Messungen und den entsprechenden P-T-Bedingungen in 30 km und 40 km Tiefe kompatibel sind (Dreiecke mit der Bezeichnung  $c(30\text{km})$  und  $c(40\text{km})$ ).

Der Prozentsatz der vorzugsorientierten Kristalle ist durch die *in situ* gemessenen Extremwerte der seismischen Geschwindigkeiten  $V_{Pmax}(z)$  und  $V_{Pmin}(z)$  in jeder Tiefe durch den Elastizitätstensor für Olivin festgelegt. Dies ist ein wichtiger Unterschied zum Amboßmodell, bei dem lediglich die Extremwerte der P-Wellengeschwindigkeit an der Moho als seismische Vorgabe dienen und dadurch nur in dieser Tiefe der Prozentsatz an vorzugsorientiertem Material festgelegt ist. Als Freiheitsgrad zur Erklärung der gemessenen seismischen Geschwindigkeiten bleibt die modale bzw. chemische Zusammensetzung des obersten Mantels, deren Spielraum durch Xenolithfunde eingeschränkt werden kann. Die elastischen Eigenschaften des isotropen Gesteinsanteils werden über das arithmetische Mittel innerhalb der Hashin & Shtrikman Grenzen [Hashin & Shtrikman, 1962b] berechnet. Die hierfür benutzten Elastizitätsmodule stammen aus Labormessungen von Duffy & Anderson [1989] (s. auch Tabelle 3.3). Der Elastizitätstensor des Modellgesteins  $\tilde{C}_{ijkl}$  wird berechnet über das Voigt-Reuss-Hill-Mittelungsverfahren [Hill, 1963] der Moduln des isotropen Gesteinsanteils und des Elastizitätstensors für Olivin [Isaak, 1992]:

Tabelle 3.3: Elastische Parameter für isotrope Mantelminerale nach Duffy &amp; Anderson [1989]

	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$\alpha$ (10 <sup>-5</sup> K <sup>-1</sup> )	$K_s$ (GPa)	$G$ (GPa)	$K'_s$	$G'$	$K''_s$ (GPa/K)	$G''$ (GPa/K)
OL	3.353	2.630	129.0	78.9	5.10	1.80	0.018	0.013
OPx	3.284	2.600	103.5	74.6	5.00	2.00	0.012	0.011
CPx	3.315	2.500	113.7	66.4	4.50	1.70	0.013	0.010
SPi	3.619	1.620	196.9	108.0	4.18	0.75	0.013	0.011

Tabelle 3.4: Elastizitätstensor für Olivin nach Isaak [1976, Model RAM]

	$C_{11}$	$C_{22}$	$C_{33}$	$C_{12}$	$C_{13}$	$C_{23}$	$C_{44}$	$C_{55}$	$C_{66}$
$C_{ij}$ (GPa)	320.9	197.1	234.7	69.6	71.2	75.1	63.6	77.5	78.1
$\partial C_{ij}/\partial T^*$	-4.02	-3.10	-3.53	-1.14	-0.96	-0.72	-1.26	-1.30	-1.56
$\partial C_{ij}/\partial P$	0.798	0.637	0.638	0.474	0.448	0.376	0.217	0.164	0.231

\*in (10<sup>-2</sup> GPa/K)

$$\tilde{C}_{ijkl} = (C_{ijkl} + S_{ijkl}^{-1}) / 2$$

mit

$$C_{ijkl} = a^{iso} C_{ijkl}^{iso} + \sum_l a^l C_{ijkl}^l$$

$$S_{ijkl} = a^{iso} S_{ijkl}^{iso} + \sum_l a^l S_{ijkl}^l$$

wobei  $C_{ijkl}^{iso}$  bzw.  $S_{ijkl}^{iso}$  den Elastizitäts- bzw. Komplianztensor des isotropen Gesteinsanteils ( $a^{iso}$ ) und  $C_{ijkl}^l$  bzw.  $S_{ijkl}^l$  den Elastizitäts- bzw. Komplianztensor für den vorzugsorientierten Anteil ( $a^l$ ) des Olivins beschreibt.

Experimentelle Studien über die Vorzugsausrichtung von Olivin [Nicolas et al., 1973] demonstrierten deutliche Gitterorientierungen unter Einwirkung moderater Dehnung, die Nicolas et al. [1973] plastischem Fließen zuschreiben. Weitere Messungen ergaben, daß sich die  $a$ -Achse (Achse größter P-Wellengeschwindigkeit) in Richtung der Flußlinie (100) dreht und die  $b$ -Achse (Achse kleinster P-Wellengeschwindigkeit) senkrecht zur Gleitebene (010) stellt. Bei hohen Temperaturen (> 1000°C) können sich die langsame (010) und intermediäre (001) Achse des Olivins, bei ausgerichteter  $a$ -Achse (100), statistisch orientieren. Unter der Annahme, daß die Flußrichtung im kontinentalen obersten Erdmantel annähernd horizontal gerichtet ist, wird sich die schnelle Achse des Olivins ebenfalls horizontal ausrichten. Daher sind folgende Geometrien möglich:  $a$ - und  $b$ -Achse horizontal oder  $a$ -Achse horizontal und  $b$ - und  $c$ -Achse statistisch orientiert. Die letztere Modellklasse ist nur bei sehr hohen Temperaturen (> 1000°C) wahrscheinlich.

Die  $c$ -Achse kann nicht in der horizontalen Ebene liegen, da für diesen Fall die beobachteten Maximalgeschwindigkeiten zu groß und die Minimalgeschwindigkeiten zu klein sind. Die in dieser Arbeit benutzten Elastizitätskonstanten für Olivin stammen aus Messungen an Olivin-Einkristallen, die von Isaak [1992] durchgeführt wurden (s. auch Tabelle 3.4).

Das Ergebnis der petro-seismischen Modellierung ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Die gemessenen, azimutabhängigen Extremwerte der P-Wellengeschwindigkeiten direkt unterhalb der Moho ( $V_{max} = 8.03$  km/s,  $V_{min} = 7.77$  km/s,  $dV = 0.26$  km/s) erfordern einen Prozentsatz ausgerichteter Kristalle von 11.4% des gesamten Gesteinsvolumens. Um die geringen P-Wellengeschwindigkeiten in dieser Tiefe (isotropes Mittel von ca. 7.9 km) zu erklären muß der Gesamtanteil an Olivin im Gestein möglichst gering sein, da die isotrope Durchschnittsgeschwindigkeit des Olivins in dieser Tiefe ( $p = 0.85$  GPa,  $T = 690^\circ$  C) bei ca. 8.1 km/s und die der Pyroxene bei ca. 7.65 km/s liegt. Der Xenolith in Süddeutschland mit dem geringsten Olivinanteil von ca. 57% kann die beobachtete seismische Geschwindigkeit erklären (s. Abbildung 3.16), wenn 20% der Olivinkristalle ausgerichtet sind.

In einer Tiefe von 40 km müssen die seismischen Geschwindigkeiten  $V_{max} = 8.63$  km/s und  $V_{min} = 7.77$  km/s erklärt werden. Der azimutale Geschwindigkeitsunterschied von maximal 0.86 km/s erfordert in dieser Tiefe ( $p = 1.18$  GPa,  $T = 820^\circ$  C) einen Prozentsatz ausgerichteter Kristalle von 35.8% des gesamten Gesteinsvolumens. Die mittlere Geschwindigkeit des isotropen Restgesteins beträgt dabei ca. 8.03 km/s und kann damit nicht mit demselben Volumenanteil an Olivin wie in 30 km Tiefe erklärt werden. Es muß daher eine Zunahme des Olivinanteils mit der Tiefe gefordert werden. Der Xenolithfund aus dem Hegau mit 89.5% Olivinanteil ist kompatibel mit den seismischen Ergebnissen in 40 km Tiefe, wenn 40% der Olivinkristalle eine Vorzugsorientierung zeigen.

In dem hier vorgeschlagenen Modell besteht die Zone unterhalb der Moho aus einer 10 km dicken Peridotitschicht mit einer Änderung in der Zusammensetzung von einem olivinarmen Harzburgit (57% OL) in 30 km Tiefe zu einem olivinreichen Peridotit (90% OL) in 40 km Tiefe. Der Prozentsatz ausgerichteter Olivinkristalle steigt von 20% (oben) auf 40% (unten).

Das hier vorgestellte petrologische Modell für den obersten Erdmantel in Süddeutschland zeigt rein qualitativ große Ähnlichkeit zu dem Amboßmodell von Fuchs [1983], erfordert aber eine stärkere Änderung der Zusammensetzung, (d.h. einen größeren Zuwachs an Olivin) mit der Tiefe. Während die Zusammensetzung dieses Modells in 40 km Tiefe dem durchschnittlichen Erwartungswert eines Mantelperidotits entspricht, so

ist die Zusammensetzung in 30 km Tiefe etwas ungewöhnlich. Zwar existiert ein Fund (Xenolith) dieser Zusammensetzung, doch sind normalerweise olivinarme Harzburgite sehr selten und sind sehr wahrscheinlich das Produkt einer Wechselwirkung von mafischen Schmelzen mit Peridotiten.

Wie bereits in Abschnitt 3.4.2 angesprochen wurde, kann die Existenz negativer Submohogradienten in dem Azimutbereich zwischen ca.  $70^\circ$ - $90^\circ$  zur schnellen Achse nicht ausgeschlossen werden. Dadurch ist die minimale Geschwindigkeit ( $V_{min} = 7.77$  km/s) in 40 km Tiefe als seismische Vorgabe bei der petrologischen Modellierung mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Erlaubt man einen negativen Geschwindigkeitsgradienten in der langsamen Richtung, so wirkt sich dieser auf die zu fordernde Zunahme an Olivin mit der Tiefe aus. Versucht man die Zusammensetzung aus 30 km Tiefe (57% OL, 43% OPx) in 40 km Tiefe beizubehalten, müßte der Submohogradient in der langsamen Richtung auf  $-0.027$  km/s/km herabgesetzt werden und 100% der Olivinkristalle vorzugsorientiert sein. Dieser stark negative Submohogradient würde zu einer Geschwindigkeit von  $V_{min} = 7.49$  km/s in 40 km Tiefe führen. Diese Möglichkeit kann nicht ausgeschlossen werden, doch wird hier aufgrund der seismischen Beobachtung der  $P_n$ -Phase aus nahezu allen Azimuten ein Modell mit Submohogradienten  $dv/dz \geq 0$  km/s/km favorisiert.

## 3.7 Diskussion der Ergebnisse

### 3.7.1 Ergebnisse der integrierten petro-seismischen Modellierung

In diesem Kapitel wurde ein neues Modell für den obersten Erdmantel in Südwestdeutschland erstellt (Abbildung 3.17). Die Geschwindigkeitstiefenfunktion  $V(\theta, z)$  unterhalb der Moho ist in Abhängigkeit vom Azimut ( $\theta$ ) in Abbildung 3.17 dargestellt. Zusätzlich ist der azimutabhängige Submohogradient über Graustufen kodiert. Dieses Modell ist kompatibel mit beobachteten  $P_n$ -Laufzeiten und  $P_n$ -Amplituden aus zahlreichen refraktionsseismischen Beobachtungen, einer begrenzten Anzahl von Mantel-Xenolithen und dem in Südwestdeutschland gemessenen mittleren Oberflächenwärmefluß bzw. der hieraus abgeleiteten Temperatur im obersten Erdmantel.

Das Modell besteht aus einer 10 km dicken anisotropen Schicht unterhalb der Moho. Die P-Wellengeschwindigkeit direkt unterhalb der Moho beträgt 8.03 km/s in der schnellen Richtung ( $31^\circ$ N) und 7.77 km/s in der langsamen Richtung ( $121^\circ$ N). Die x-y-Ebene in Abbildung 3.17a zeigt die Azimutabhängigkeit der qP-Wellengeschwindigkeit für eine bestimmte Tiefe ( $z = \text{konstant}$ ). Die Magnitude der Anisotropie in 30 km Tiefe (direkt unterhalb der Moho) beträgt ca. 3-4% und steigt auf Werte bis zu 11% in 40 km

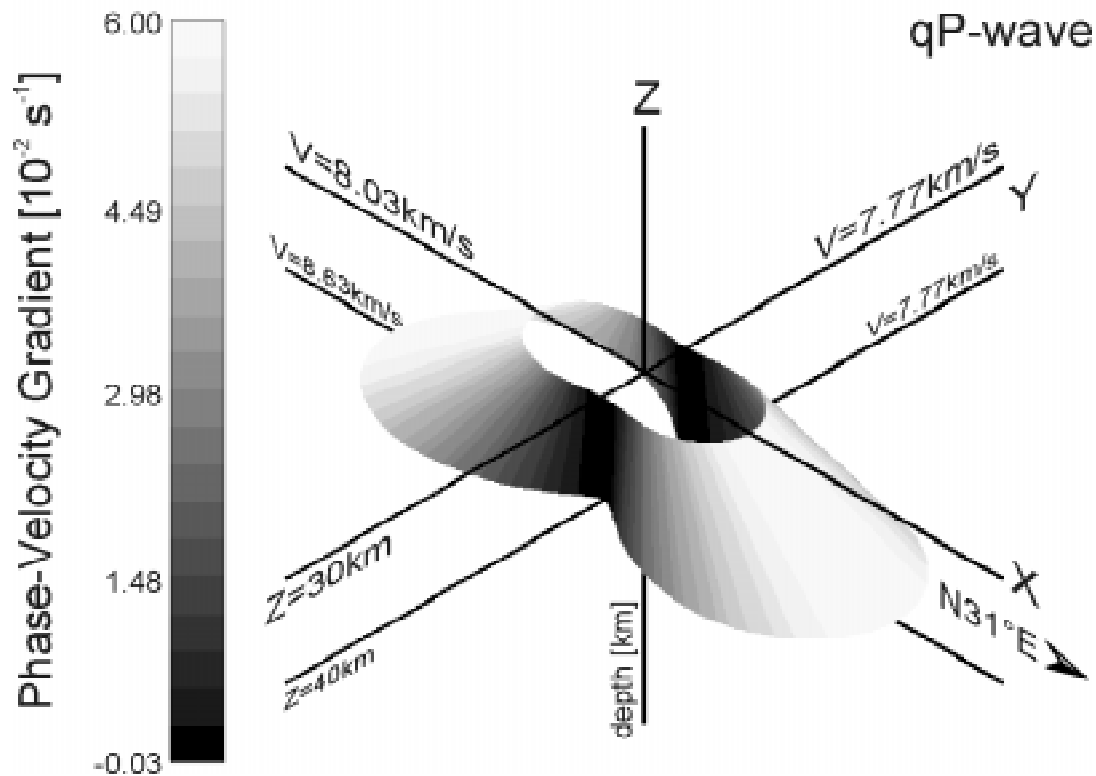
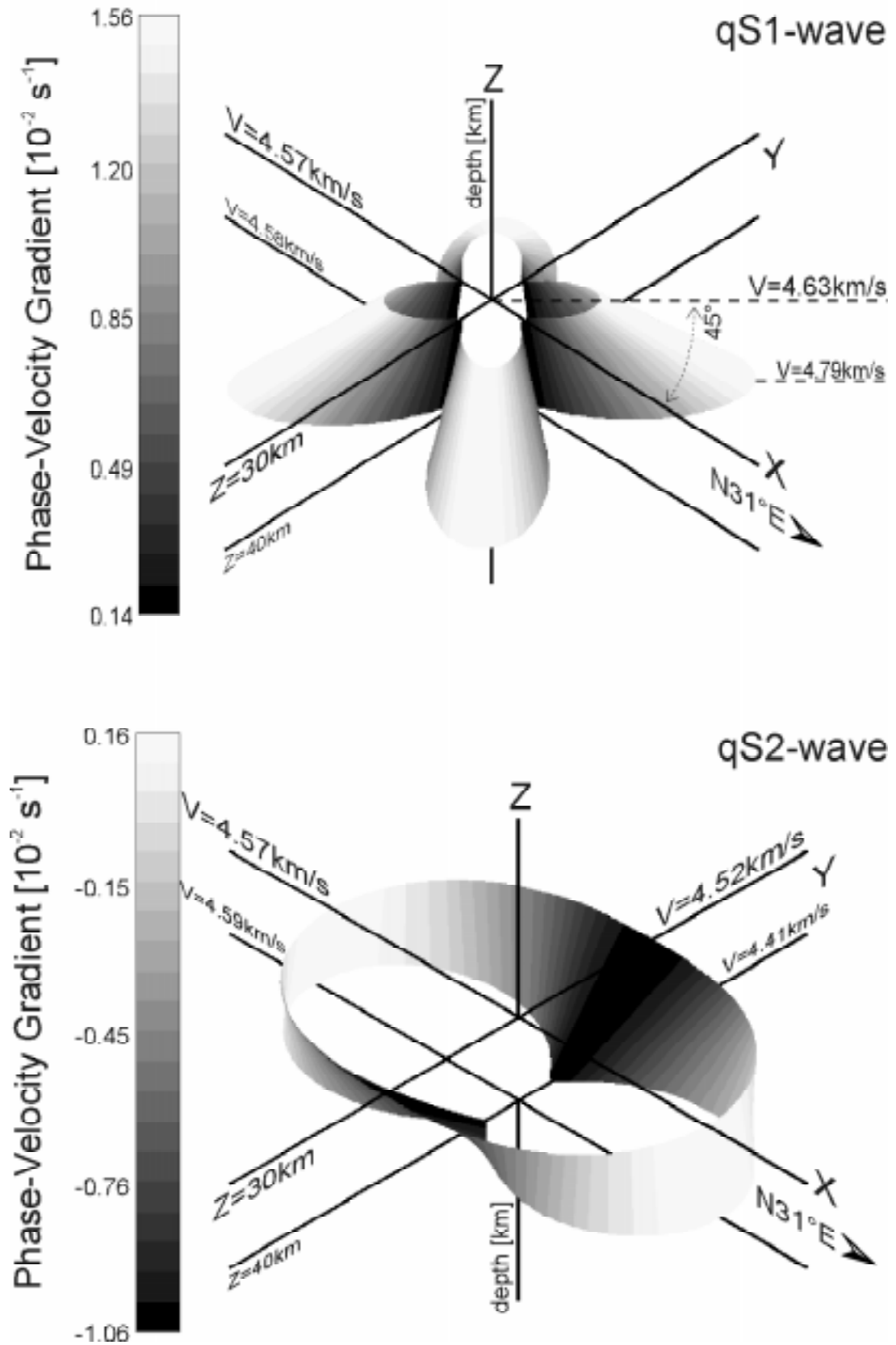


Abbildung 3.17: (a) Neues 3D-Modell für die tiefenabhängige Ausbreitungsgeschwindigkeit der qP-Welle unterhalb der Moho in Südwestdeutschland. Die x-y-Ebene zeigt die Azimutabhängigkeit der qP-Wellengeschwindigkeit für eine bestimmte Tiefe ( $z = \text{konstant}$ ). Die Submohogradienten sind über Graustufen dargestellt. Hohe P-Wellengeschwindigkeiten korrelieren mit starken Submohogradienten (hellgrau). Die Phasengeschwindigkeitsfläche in 30 km Tiefe ist kompatibel mit einem olivinarmen Harzburgit der modalen Zusammensetzung: 57.3% OL, 42.7% OPx, 0% CPx, 0% SPi bei einer Temperatur von  $T = 690^\circ \text{C}$  und einem Druck von  $p = 8.5 \text{ kbar}$ , wobei ca. 20% der Olivinkristalle ausgerichtet sind. In 40 km Tiefe entsprechen die Geschwindigkeiten einem olivinreichen Peridotit der modalen Zusammensetzung: 89.5% OL, 8.3% OPx, 0.8% CPx, 1.4% SPi wobei ca. 40% der Olivinkristalle ausgerichtet sind ( $T=820^\circ \text{C}$ ,  $p=11.8 \text{ kb}$ ).

Tiefe. Mittelt man die Magnitude der Anisotropie über die Tiefe, so erhält man fast dieselben Werte wie Bamford [1977] in seiner Studie. Die Ursache für die Tiefenabhängigkeit der Anisotropie in dem hier vorgestellten Modell basiert auf der Analyse der  $P_n$ -Amplituden, die einen azimutabhängigen Submohogradienten erfordern.

Die Submohogradienten sind in Abbildung 3.17a über Graustufen kodiert. Der Gradient steigt von 0 km/s/km in der langsamen Richtung auf Werte von 0.06 km/s/km. Die P-Wellengeschwindigkeit erreicht in dem neuen Modell Maximalwerte von 8.65 km/s in einer Tiefe von 40 km. Diese Werte sind bedeutend geringer als die Extremwerte des Amboßmodells von über 9.0 km/s [Fuchs, 1983]. Ansorge et al. [1979] erhalten bei der Auswertung von Langprofilen in Süddeutschland Geschwindigkeiten im Bereich der schnellen Richtung von 8.5-8.6 km/s in einer Tiefe von 40 km, höhere Werte wurden bislang nicht gefunden.



Fortsetzung der Abbildung 3.17: (b) Neues 3D-Modell für die qS1-Welle (oben) und die qS2-Welle (unten). Die qS1-Welle ist die schnellere S-Welle mit einer überwiegenden Polarisationsrichtung senkrecht zur Ausbreitungsebene. Die langsamere qS2-Welle ist senkrecht zur qS1-Welle polarisiert.



Basierend auf der petro-seismischen Modellierung (s. Abschnitt 3.6.2) wird ein Modell vorgeschlagen in dem sich die modale Zusammensetzung mit der Tiefe in den obersten Kilometern des Erdmantels in Süddeutschland stark ändert. Unmittelbar an der Moho ist eine Zusammensetzung erforderlich, die einem olivinverarmten Harzburgit entspricht (57% OL), wobei 20% der Olivinkristalle eine Vorzugsrichtung ausweisen. Eine graduelle Änderung der Zusammensetzung mit der Tiefe gewährleistet Kompatibilität zu den seismischen Beobachtungen, bis in 40 km Tiefe eine Zusammensetzung erreicht ist, die einem olivinreichen Peridotit (90% OL) entspricht. In dieser Tiefe sind ca. 40% der Olivinkristalle ausgerichtet.

Die Dicke der anisotropen Schicht von 10 km kann nicht direkt aus den seismischen Beobachtungen abgeleitet werden, da die meisten Profile nicht die nötige Länge aufweisen. Dennoch gibt es Hinweise auf eine Zone erniedrigter Geschwindigkeit aus der 1D-Auswertung des Langprofil SB-060-09 im Tiefenbereich von ca. 10 km unterhalb der Moho [Stangl, 1982]. Modelle, in denen die anisotrope Gradientenschicht nur 5 km dick gewählt wurde, lieferten synthetische Amplitudenverhältnisse der  $P_n$  zur  $P_{MP}$  von maximal 0.5. Abbildung 3.6 (Seite 110) zeigt, daß die Maximalwerte der Beobachtungen deutlich höher liegen. Erhöht man die Dicke der anisotropen Gradientenschicht auf 15 km, so erhält man Geschwindigkeiten von über 8.9 km/s an der Unterkante. Wie bereits erwähnt, wurden derart hohe Geschwindigkeiten bislang nicht beobachtet. Ein weiterer Grund, der gegen eine größere Dicke dieser Schicht spricht, ist die petrologische Inkompatibilität. Es ist nicht mehr möglich, petrologische Zusammensetzungen mit typischen Mantelmineralien und einem positiven Temperaturgradienten im obersten Erdmantel zu finden. Aus dieser Argumentation heraus können die Fehlerschranken in der Dicke der anisotropen Gradientenschicht auf  $\pm 1-2$  km geschätzt werden.

Geschwindigkeitstiefenmodelle für die S-Wellengeschwindigkeit im obersten Erdmantel in Süddeutschland können aus den existierenden refraktionsseismischen Daten nicht direkt abgeleitet werden, da eine  $S_n$ -Phase nicht beobachtet wird [Gajewski *et al.*, 1990]. Über die Kenntnis der P-Wellengeschwindigkeit und der petrologischen Zusammensetzung des obersten Mantels können dennoch Modelle für die S-Wellengeschwindigkeit berechnet werden. Die neuen Modelle für die horizontale Phasengeschwindigkeit der qS1 und qS2-Wellen<sup>11</sup> sind in Abbildung 3.17b dargestellt. Im Gegensatz zu dem P-Wellenmodell zeigen die S-Wellenmodelle deutlich geringere Submohogradienten und

---

<sup>11</sup> In anisotropen Medien spricht man aufgrund der nicht eindeutigen Polarisationszustände von 3 quasi-Wellen für jede Raumrichtung, wobei die qP-Welle überwiegend longitudinal und die qS1 bzw. qS2 überwiegend transversal polarisiert sind. Mit qS1 wird gewöhnlich die schnellere der beiden S-Wellen bezeichnet.

Tabelle 3.5: (a) Elastizitätstensor in 30 km Tiefe (s. Abbildung 3.17). Die Elastizitätskonstanten  $c_{ijkl}$  sind in GPa angegeben.

$c_{ijkl}$	(1,1)	(2,2)	(3,3)	(3,2)	(3,1)	(2,1)
(1,1)	211.88	63.90	64.72	-	-	-
(2,2)	63.90	198.47	65.45	-	-	-
(3,3)	64.72	65.45	203.33	-	-	-
(3,2)	-	-	-	67.00	-	-
(3,1)	-	-	-	-	68.64	-
(2,1)	-	-	-	-	-	68.64

(b) Elastizitätstensor in 40 km Tiefe

$c_{ijkl}$	(1,1)	(2,2)	(3,3)	(3,2)	(3,1)	(2,1)
(1,1)	245.02	69.04	71.82	-	-	-
(2,2)	69.04	198.47	74.15	-	-	-
(3,3)	71.82	74.15	214.83	-	-	-
(3,2)	-	-	-	63.95	-	-
(3,1)	-	-	-	-	69.21	-
(2,1)	-	-	-	-	-	69.15

lassen damit in weiten Azimutbereichen eine nur sehr schwache  $S_n$ -Phase erwarten. Die größten S-Wellengradienten zeigt die qS1-Welle in einem Azimut  $45^\circ$  zur Richtung der maximalen P-Wellengradienten gedreht. Das bedeutet, daß die größte Wahrscheinlichkeit der Detektion signifikanter  $S_n$ -Energie in einem Azimut von  $76^\circ N$  bzw.  $166^\circ N$  gegeben ist. Erdbebenregistrierungen zeigen  $S_n$ -Einsätze aus diesem Azimutbereich [Plenefisch et al., 1994] und bestätigen damit diese Modellvorstellung.

Über 95% der  $P_n$ -Daten, aus denen das Anisotropie-Modell für den obersten Erdmantel erstellt wurde, stammen aus dem südwestdeutschen Raum. Das Modell ist daher strenggenommen nur in diesem Bereich gültig (Abbildung 3.18).  $P_n$ -Daten aus Ostdeutschland (z.B. GRANU95) waren in nicht ausreichender Anzahl verfügbar, als daß sie das Ergebnis der time-term Analyse hätten beeinflussen können.

Die Daten des GRANU95-Experiments in Ostdeutschland zeigen keine klare  $P_n$ -Phase. Die geringen Amplituden der beobachteten  $P_n$ -Phase auf dem Profil 95-B werden bei der 2D-Modellierung mit kleinen Submohogradienten von maximal  $0.01s^{-1}$  erklärt (vgl. Abschnitt 2.4.2 und 2.4.3). Dieser Wert für den Submohogradienten wird im Anisotropie-Modell für Südwestdeutschland in einem Winkel von  $58^\circ$  gegen die Richtung der

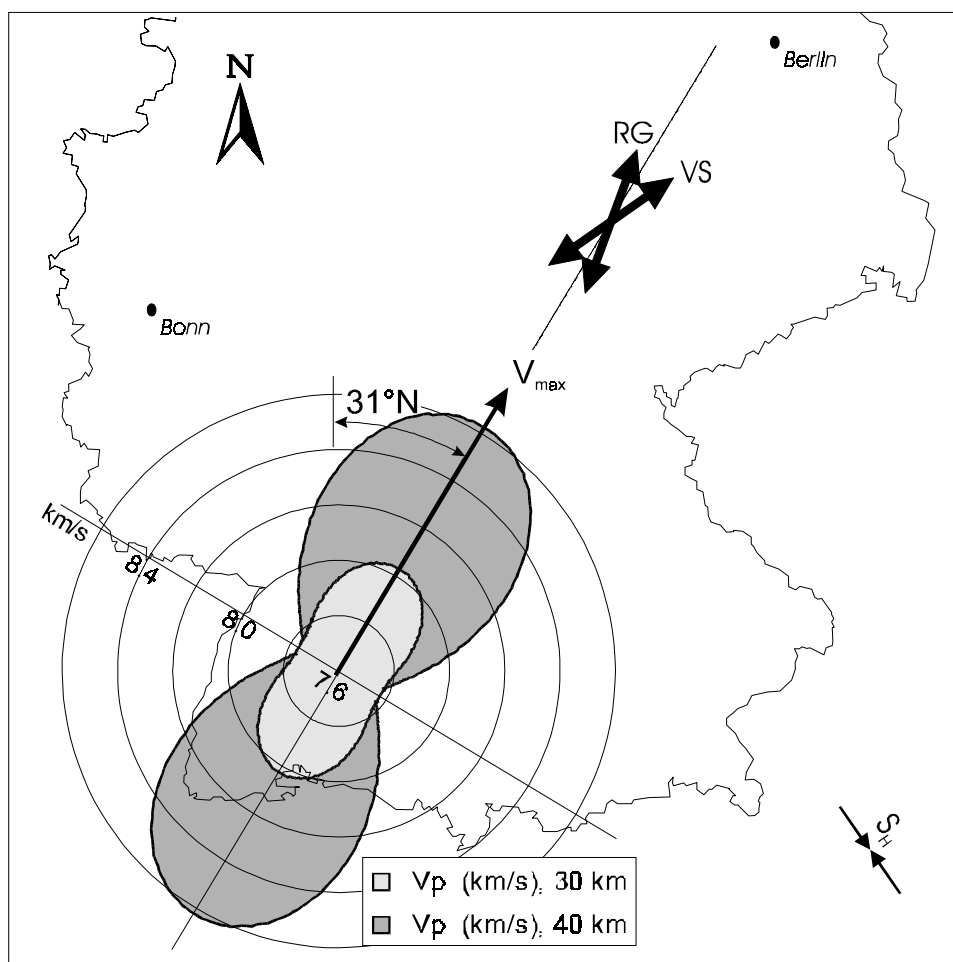


Abbildung 3.18: Richtungsabhängige P-Wellengeschwindigkeiten und Gradienten im obersten Erdmantel in Südwestdeutschland (hell- und dunkelgraue Flächen). Zusätzlich ist die variszische Streichrichtung (VS), die Richtung des Rheingrabens (RG) und die Richtung der maximalen horizontalen Kompression  $S_H$  des krustalen Spannungsfeldes [Müller et al., 1997] skizziert. Durch Addition von  $\pm 45^\circ$  erhält man aus  $S_H$  die Richtung der vertikalen Ebene maximaler Scherspannung von  $100^\circ\text{N}$  bzw.  $10^\circ\text{N}$ .

maximalen P-Wellengeschwindigkeit erreicht und weicht damit um  $38^\circ$  von der Richtung des Profils 95-B ab.

Für die Richtung des Profils 95-B ( $51^\circ\text{N}$ ) sagt das Modell hohe  $P_n$ -Amplituden voraus, die allerdings nicht beobachtet werden. Dies bedeutet entweder, daß das Anisotropie-Modell in Ostdeutschland keine Gültigkeit mehr besitzt, oder daß sich die Richtung der Anisotropieachse dreht. Ein Submohogradient von  $0.01\text{ s}^{-1}$ , wie er für das Profil 95-B (Azimut  $51^\circ\text{N}$ ) benötigt wird, existiert in Südwestdeutschland in einem Winkel von  $58^\circ$  zur schnellen Achse der P-Wellengeschwindigkeit ( $V_{max}$  bei  $31^\circ\text{N}$ ). Extrapoliert man die Gültigkeit des Anisotropie-Modells nach Osten, so ist die kleinste benötigte Rotation des Modells  $38^\circ$  (gegen den Uhrzeigersinn), um Kompatibilität zwischen den  $P_n$ -Beobachtungen in Südwestdeutschland und den GRANU95-Daten zu erreichen.

### 3.7.2 Mögliche Ursachen der beobachteten $P_n$ -Anisotropie

Die Erklärung der beobachteten seismischen Anisotropie als eine Folge der Vorzugsausrichtung des Olivins im kontinentalen, lithosphärischen Mantel wird unter Geowissenschaftlern weitgehendst akzeptiert. Ebenfalls unumstritten ist, daß die Vorzugsorientierung durch „plastisches Fließen“ des Minerals Olivin erzeugt wird. Nicolas & Christensen [1987] zeigten, daß eine plastische Deformation des Olivins durch eine Scherung parallel zur Flußrichtung hervorgerufen wird. Die Achse größter seismischer Geschwindigkeit (a-Achse) in peridotitischen Gesteinen orientiert sich dabei parallel zur Flußrichtung, während sich die Achse kleinster Geschwindigkeit (c-Achse) mit größter Wahrscheinlichkeit senkrecht zur Gleitebene des Olivins einrichtet [Nicolas & Christensen, 1987].

Die Frage, wodurch eine plastische Deformation im lithosphärischen Mantel induziert wird, ist Gegenstand kontroverser Diskussionen. Es gibt im wesentlichen zwei unterschiedliche Standpunkte: a) die beobachtete Anisotropie ist durch frühere Deformation der Lithosphäre entstanden und spiegelt die Spuren eines „eingefrorenen“ Prozesses wieder oder b) sie ist rezent und steht damit in direkter Verbindung zur heutigen Plattenkinematik.

Während die beobachtete  $P_n$ -Anisotropie in der ozeanischen Lithosphäre als „eingefrorene Struktur“ eines paläo-asthenosphärischen Flusses betrachtet wird, ist dies im kontinentalen Bereich nicht notwendigerweise der Fall [Nicolas & Christensen, 1987]. Bereits Hirn [1977] schlug vor, daß eine Anisotropie in Westeuropa in Zusammenhang mit der rezenten Plattenbewegung gebracht werden kann und damit durch einfache Scherung (simple shear) bei der Plattenbewegung relativ zum stationären Mantel erzeugt wird.

Fuchs [1983] erkannte in Süddeutschland eine bemerkenswerte Übereinstimmung der „schnellen“ Richtung der  $P_n$ -Geschwindigkeit mit dem krustalen Spannungsfeld, d.h. der Vertikalebene der maximalen Scherspannung [ $15^\circ\text{N}$  nach Ahorner, 1975]. Inspiriert durch die Übereinstimmung beider Richtungen im Rahmen ihrer Fehlergrenzen betrachtet Fuchs [1983] die beobachtete  $P_n$ -Anisotropie in Süddeutschland [Bamford, 1977; Enderle et al., 1996] als rezente Signatur des krustalen Spannungsfeldes. Über einen Ansatz, bei der die sogenannte „deviatorische Geschwindigkeit“  $V_d$  ( $\equiv V_{max} - V_{isotrop}$ ) proportional der Deformationsrate der Lithosphäre ist, verknüpft er die beobachtete Zunahme der Anisotropie mit der Tiefe ( $dV_d/dz$ ) mit einem drastischen Rückgang der Scherspannung im obersten Mantel.

Müller et al. [1997] erhalten aus der Analyse der Weltspannungskarte eine Richtung der maximalen horizontalen Scherspannung  $S_{Hmax}$  in weiten Teilen der westeuropäischen

Kruste von  $10^{\circ}\text{N}\pm 25^{\circ}$  bzw.  $100^{\circ}\text{N}\pm 25^{\circ}$ . Ein Vergleich mit der neu bestimmten Richtung der maximalen P-Wellengeschwindigkeit von  $31^{\circ}\text{N}$ , zeigt eine Abweichung beider Richtungen von  $21^{\circ}$  (vgl. Abbildung 3.18). Wenn auch in Süddeutschland beide Richtungen im Rahmen der Fehlerschranken übereinstimmen, so ist dies nicht generell zu beobachten. Ein Vergleich der Weltspannungskarte [Zoback, 1992; Wehrle & the World Stress Map Working Group, 1997] mit  $P_n$ -Anisotropiebeobachtungen aus unterschiedlichen Regionen der Erde [Christensen, 1984] zeigt beispielsweise in der Basin-and-Range-Province oder innerhalb der indo-australischen Platte Abweichungen bis zu  $45^{\circ}$  zwischen der Richtung der „schnellen“ P-Wellengeschwindigkeit und der maximalen horizontalen Scherspannung.

Im Rahmen einer Studie über die Entstehung von Anisotropie in Mantelperidotiten fanden Nicolas & Christensen [1987], daß kein direkter Zusammenhang zwischen Spannung und Anisotropie besteht. Die Autoren zeigen, daß eine plastische Deformation notwendig ist um Rekristallisierungsprozesse in Olivinkristallen zu aktivieren und damit eine Vorzugsausrichtung zu erhalten. Als Ursache für die beobachtete Anisotropie in Süddeutschland halten Nicolas & Christensen [1987] einen rezenten Mantelfluß unter einem sich öffnenden Rheingraben (Scherung) als denkbar.

Als Erklärung für die Entstehung von Anisotropie außerhalb aktiver/passiver Rift-Zonen betrachten Vaucher & Nicolas [1991] lithosphärische Scherzonen bei Orogenesen. Bei nahezu allen schrägwinklig verlaufenden Kontinent-Kontinent-Kollisionen spielen Parallelverschiebungen zur Suturzone eine entscheidende Rolle. Anhand einer Untersuchung zahlreicher Kollisionszonen (z.B. Appalachen, Varisziden, Himalaja) zeigten Vaucher & Nicolas [1991], daß Transformverschiebungen in den meisten Orogenstrukturen dominieren und ursächlich für eine Anisotropie im Mantel verantwortlich gemacht werden können. Die Anisotropierichtung (schnelle Achse) richtet sich dabei parallel zur Suturzone aus. Nach der Orogenese bleibt die erzeugte Anisotropie als „eingefrorene“ Signatur des orogenen Prozesses erhalten.

Süddeutschland ist sowohl geprägt durch känozoische Riftstrukturen (Rheingraben) als auch durch die variszische Orogenese. Beide Prozesse können nach den oben beschriebenen Modellvorstellungen eine Anisotropie im obersten Erdmantel erzeugen. Wäre die variszische Orogenese der verantwortliche Prozeß, so sollte die „schnelle“ Anisotropieachse in variszischer Streichrichtung (ca.  $50\text{-}60^{\circ}\text{N}$ ) liegen, während der Rheingraben als Ursache eine Richtung von ca.  $15\text{-}20^{\circ}\text{N}$  erwarten ließe. Die in dieser Arbeit vorgestellten seismischen Ergebnisse liefern eine schnelle Richtung der  $P_n$  von  $31^{\circ}\text{N}$  [Enderle et al., 1996] und liegen damit näher an der Streichrichtung des Rheingrabens (vgl. Abbildung 3.18). Aufgrund der Tatsache, daß eine Anisotropie im Mantel durch plasti-

sche Deformation erzeugt wird und dadurch irreversibel erhalten bleibt, ist eine Überlagerung der Signatur beider Prozesse nicht auszuschließen.

In Westeuropa gibt es weitere Hinweise für eine Anisotropie im obersten Erdmantel, zum einen aus refraktionsseismischen Experimenten [Bean & Jacob, 1990; Díaz *et al.*, 1996] und zum anderen aus teleseismischen Messungen [z.B. Kind *et al.*, 1985; Makeeva *et al.*, 1990; Vinnik *et al.*, 1994]. Bean & Jacob [1990] fanden bei der Auswertung refraktionsseismischer Messungen zwischen Irland und dem nördlichen Teil Großbritanniens hohe Geschwindigkeitsgradienten im Tiefenbereich zwischen 30-90 km, die mit isotropen Zusammensetzung des Mantels nicht kompatibel sind. Die Autoren fordern eine anisotrope Zone mit einer „schnellen Achse“ in Richtung 25°N im lithosphärischen Mantel, deren Entstehung sie auf mesozoische bis früh-känozoische Deformation der Lithosphäre zurückführen. Díaz *et al.* [1996] erhalten bei der Auswertung seismischer Langprofile des ILIHA-Experiments [ILIHA DSS Group, 1993] eine „schnelle“ Richtung der P-Wellengeschwindigkeit von 15°N für den südwestlichen Teil Spaniens. Vorausgesetzt die annähernde Übereinstimmung der Richtung der schnellen Anisotropieachse in Irland/Nordbritannien, Südspanien und Süddeutschland ist nicht rein zufällig und damit nicht regional-tektonisch erzeugt, muß die Ursache der Anisotropie einem Prozeß zugeschrieben werden, der ganz Westeuropa beeinflußt hat oder noch beeinflußt: beispielsweise der variszischen Orogenese oder der rezenten Bewegung der europäischen Platte.

Analysen der SKS-Phase in Westeuropa zeigen generell eine E-W Richtung der Polarisation der „schnellen“ S-Welle [Silver & Chan, 1988; Makeeva *et al.*, 1990; Vinnik *et al.*, 1992] und damit eine deutliche Abweichung zu der Richtung der hohen  $P_n$ -Geschwindigkeit aus der Sprengseismik. Diese Abweichung kann auf die unterschiedliche Ausbreitungsrichtung beider Wellentypen zurückgeführt werden. Während sich die in der Refraktionsseismik beobachteten P-Wellen annähernd horizontal durch den obersten Erdmantel ausbreiten, propagiert die SKS nahezu vertikal und „verschmiert“ dadurch die Anisotropie über den gesamten Tiefenbereich des Erdmantels. Modelle mit zwei anisotropen Schichten unterschiedlicher Richtung können die Diskrepanz beider Beobachtungen in Westeuropa erklären [Vinnik *et al.*, 1994]. Die überregional konsistente Richtung der Polarisation der „schnellen“ S-Welle ist ein Hinweis dafür, daß die Anisotropie mit großräumiger Manteldynamik verbunden ist.

Die Frage, ob die beobachtete Anisotropie in Süddeutschland rezent ist und durch das krustale Spannungsfeld induziert wird bleibt unbeantwortet. Selbst wenn die Koinzidenz beider Richtungen als Indiz für eine rezente Verbindung zwischen Spannungsfeld und Anisotropie betrachtet werden kann, ist der kausale Zusammenhang ungeklärt.

Wenn auch die Ursache der Anisotropie im obersten Erdmantel nicht eindeutig geklärt werden kann, so muß dennoch ein horizontaler Massentransport im obersten Erdmantel gefordert werden, um einen Scherfluß im Mantel (d.h. bleibende Deformation) und damit Anisotropie zu erzeugen. Es stellt sich nun die Frage, wie sich solche Prozesse, die Anisotropie im Mantel erzeugen können, auf die Erdkruste und deren Struktur(en) auswirkt.

## **4 Skaligkeit der Strukturen in der Lithosphäre - ein Abbild geodynamischer Prozesse?**

Tektonische und magmatische Prozesse erzeugen lithosphärische Strukturen in unterschiedlichen Größenordnungen. Diese Strukturen werden von seismischen Wellen erfaßt und beeinflussen deren Ausbreitungseigenschaften. Ein an der Erdoberfläche aufgezeichnetes seismisches Wellenfeld enthält somit Information über den strukturgenerierenden Prozeß oder dessen seismische Signatur. Strukturen oder Heterogenitäten im Erdinnern, die in der Seismik als räumliche Variation der elastischen Eigenschaften und der Dichte der Erde definiert sind, reichen von Makrostrukturen (z.B. Plattengrenzen oder Orogene von mehreren 100 km) bis in mikroskopische Skalenbereiche (z.B. gesteinsbildende Mineralien mit Korngrößen kleiner 1mm). In der modernen Analyse tiefenseismischer Daten gibt es zwei unterschiedliche Ansätze, den Teil der Lithosphäre, bestehend aus Unterkruste, Krusten-Mantel Übergangszone und oberstem Erdmantel oberhalb der Asthenosphäre, zu beschreiben. Es werden entweder mittlere Geschwindigkeiten elastischer Wellen oder deren Fluktuationen bestimmt [Aki & Richards, 1980]. Der Tiefenseismik fällt dabei die Aufgabe zu, die Tiefenverteilung der Fluktuationen genauer zu bestimmen, als es bei Einzelstationen oder Stationsnetzen mit nur wenigen Stationen möglich ist.



## 4.1 Koda in tiefenseismischen Daten

In den bisherigen Kapiteln dieser Arbeit wurden Laufzeiten und Amplituden der Fermatphasen (Kopfwellen, Tauchwellen und Reflexionen) für die Interpretation refraktionsseismischer Daten genutzt. Diese Phasen gehorchen dem Fermat'sches Prinzip<sup>12</sup> aus der geometrischen Optik, welches Laufwege mit minimaler Laufzeit fordert. Ein Strahl, der von Punkt A nach Punkt B läuft, wird sich den Weg der kleinsten Laufzeit suchen. Die Fermatphasen der Refraktionsseismik bieten eine gute Möglichkeit, großräumige Strukturen innerhalb der Lithosphäre zu bestimmen.

Der Begriff „großräumige Strukturen“ (Makromodell) ist hierbei in Relation zur Wellenlänge des sondierenden Signals zu sehen, welche bei diesen Verfahren typischerweise im Kilometerbereich liegt. Makromodelle, bei denen Strukturen über mehrere Wellenlängen des Eingangssignals gemittelt werden, wurden in Kapitel 2.2 aus neuen und existierenden Weitwinkeldaten in Deutschland (GRANU95, Wildflecken) abgeleitet und diskutiert. Dabei bleibt eine der augenscheinlichsten Eigenschaften dieser Datensätze unberücksichtigt: diese Daten zeigen überwiegend im Anschluß an die Fermatphasen eine Koda.

Der ursprünglich aus dem musikalischen Bereich stammende Begriff Koda beschreibt in der Seismologie einen Zeitbereich erhöhter Signalenergie, der an einen Einsatz angehängt ist. Läßt sich in einem Entfernungsbereich über mehrere Seismogramme hinweg eine Koda beobachten, so entarten seismische Phasen zu sogenannten „Bändern seismischer Energie“. Der zeitliche Beginn dieser Energiebänder wird meist durch die entsprechende Fermatphase definiert. Der Rückgang der seismischen Energie auf das Niveau des Rauschens (noise level) markiert das zeitliche Ende des Kodabandes. Dieser Rückgang kann allmählich (z.B. teleseismische  $P_n$ ) oder abrupt (z.B.  $P_{MP}$ ) erfolgen.

Abbildung 4.1 veranschaulicht schematisch die unterschiedlichen Phasen und deren typische Kodas in seismischen Weitwinkeldaten. Als Grundlage für die schematische Darstellung im Entfernungsbereich bis 250 km dienten typische kontinentale Weitwinkelbeobachtungen in Westeuropa.

Im Entfernungsbereich größer 250 km bis 3000 km wurden Daten aus der ehemaligen Sowjetunion verwendet, da refraktionsseismische Beobachtungen bis in Entfernungen größer als 2000 km für Westeuropa nicht existieren. Diese Skizze zeigt als wesentliches Merkmal drei verschiedene Kodabänder, die ihren Ursprung aus unterschiedlichen Tiefenbereichen der Übergangszone von unterer Kruste zum oberen Erdmantel haben: die

---

<sup>12</sup> Benannt nach dem französischen Mathematiker Pierre de Fermat (1601-1665).

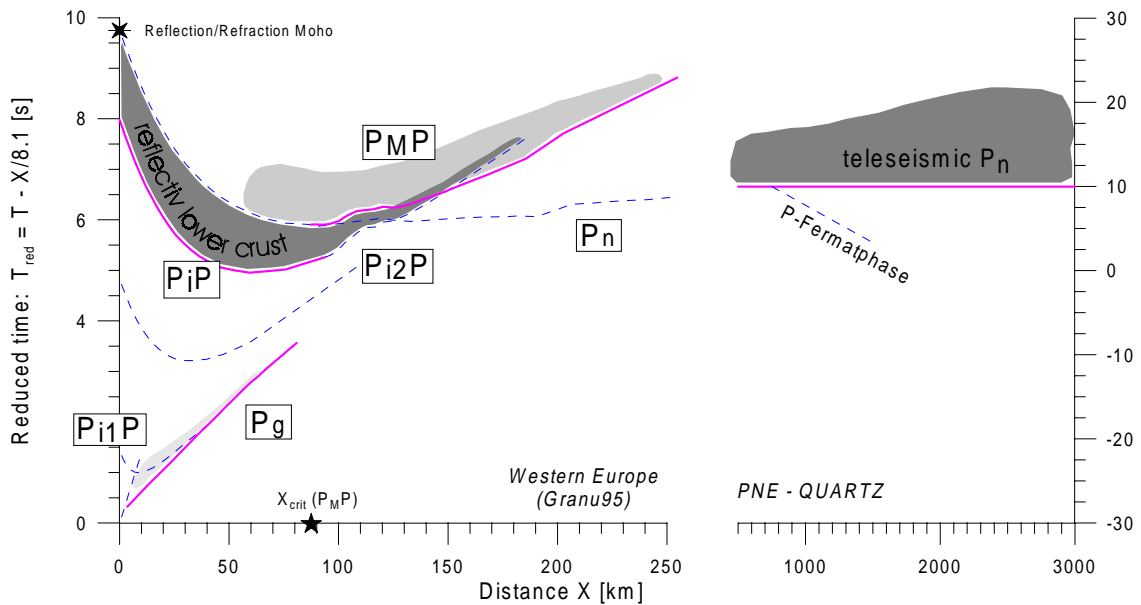


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung unterschiedlicher Phasen und deren Kodas (Bänder gestreuter seismischer Energie) in Weitwinkeldaten. Die Laufzeitkurven der Fermatphasen bis 250 km sind aus dem 2D-Modell des GRANU95-Experiments für den Schußpunkt B berechnet (s. Abbildung 2.18). Die teleseismische  $P_n$  ist dem PNE-Profil QUARTZ entnommen [Ryberg et al., 1995]. Die unterschiedlichen Interceptzeiten der  $P_n$  und der teleseismischen  $P_n$  resultieren aus der unterschiedlichen Krustenstruktur zwischen Westeuropa und der Russischen Plattform.  $X_{crit}(P_{MP})$  bezeichnet die kritische Entfernung der  $P_{MP}$  (für  $X < X_{crit}$  spricht man von der unterkritischen  $P_{MP}$ -Reflexion für  $X > X_{crit}$  von der überkritischen  $P_{MP}$ -Reflexion)

$P_iP^{13}$  (Unterkruste), die  $P_{MP}$  (Moho) und die teleseismische  $P_n$  (oberer Mantel). Die Koda ist das sichtbare Resultat von Streuprozessen seismischer Wellen an lithosphärischen Strukturen in der Größenordnung der Wellenlänge des sondierenden Signals. Eine integrierte Analyse dieser Beobachtungen wirft ein neues Licht auf die Feinstruktur der Lithosphäre, insbesondere deren Änderung mit der Tiefe.

Besonders ausgeprägt ist die Koda der Reflexion von der Krusten-Mantelgrenze ( $P_{MP}$ ). Während die  $P_{MP}$  im unterkritischen Bereich das abrupte Ende der  $P_iP$  Koda markiert und dort keine Koda zeigt, kennzeichnet sie im überkritischen Bereich den Beginn eines prominenten Kodabandes (s. Abbildung 4.1). Initiiert durch die Beobachtungen in Deutschland (s. Kapitel 2.2) und bestätigt durch eine Vielzahl gleichartiger Beobachtungen weltweit (vgl. Abbildung 4.2), wird in diesem Kapitel gezeigt, daß die Existenz der  $P_{MP}$  Koda in Weitwinkeldaten ein erweitertes Verständnis der Krusten-Mantelgrenze erlaubt.

<sup>13</sup> Die Reflektivität der Kruste wird meist unter dem Begriff  $P_iP$  zusammengefaßt. Bei reinen Laufzeitinterpretationen wird die  $P_iP$ , abhängig von Region und Datenqualität, in mehrere Laufzeitäste unterteilt. Im GRANU95 Datensatz repräsentiert die  $P_{i3}P$  Phase die „reflektive Unterkruste“.

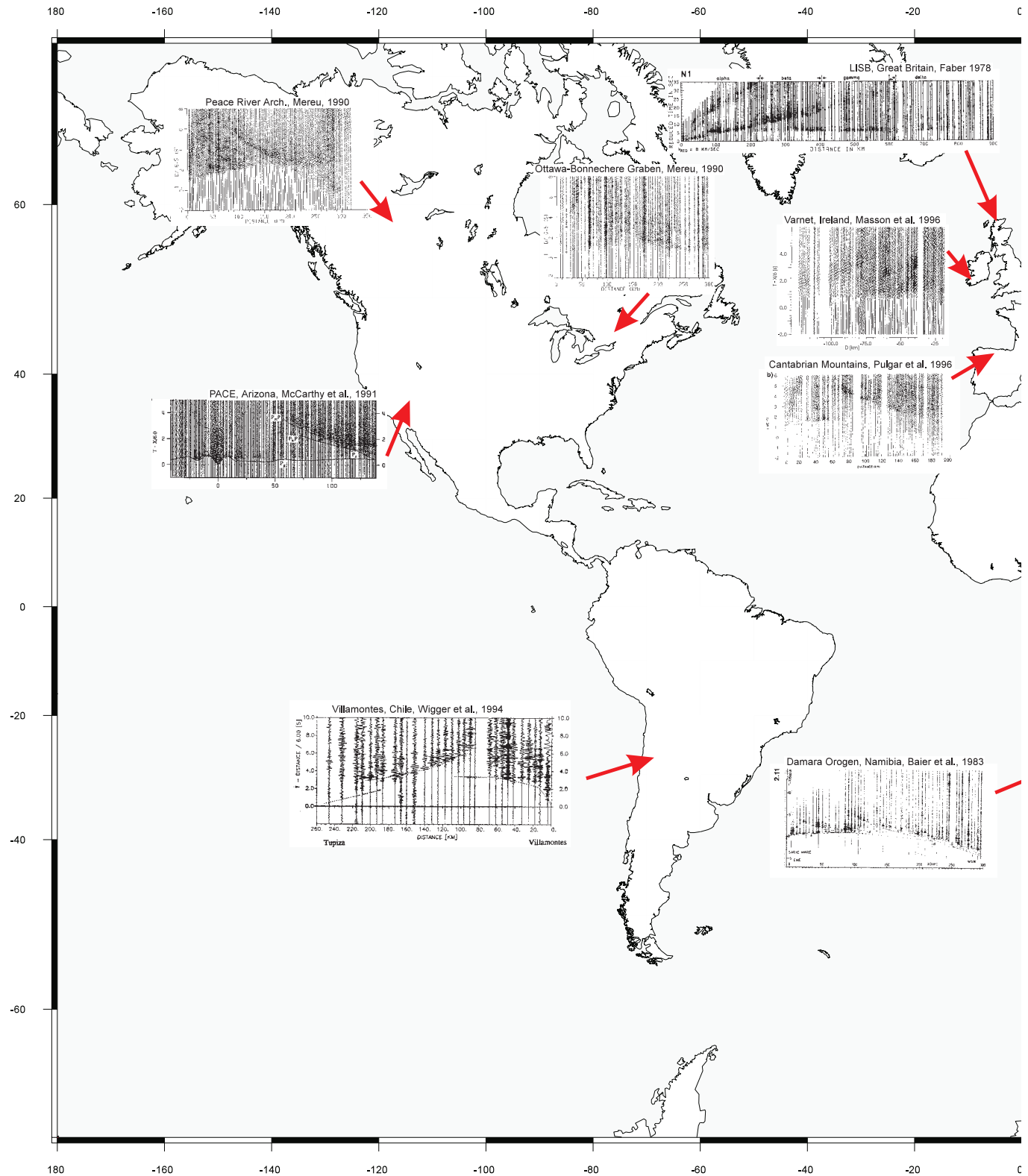
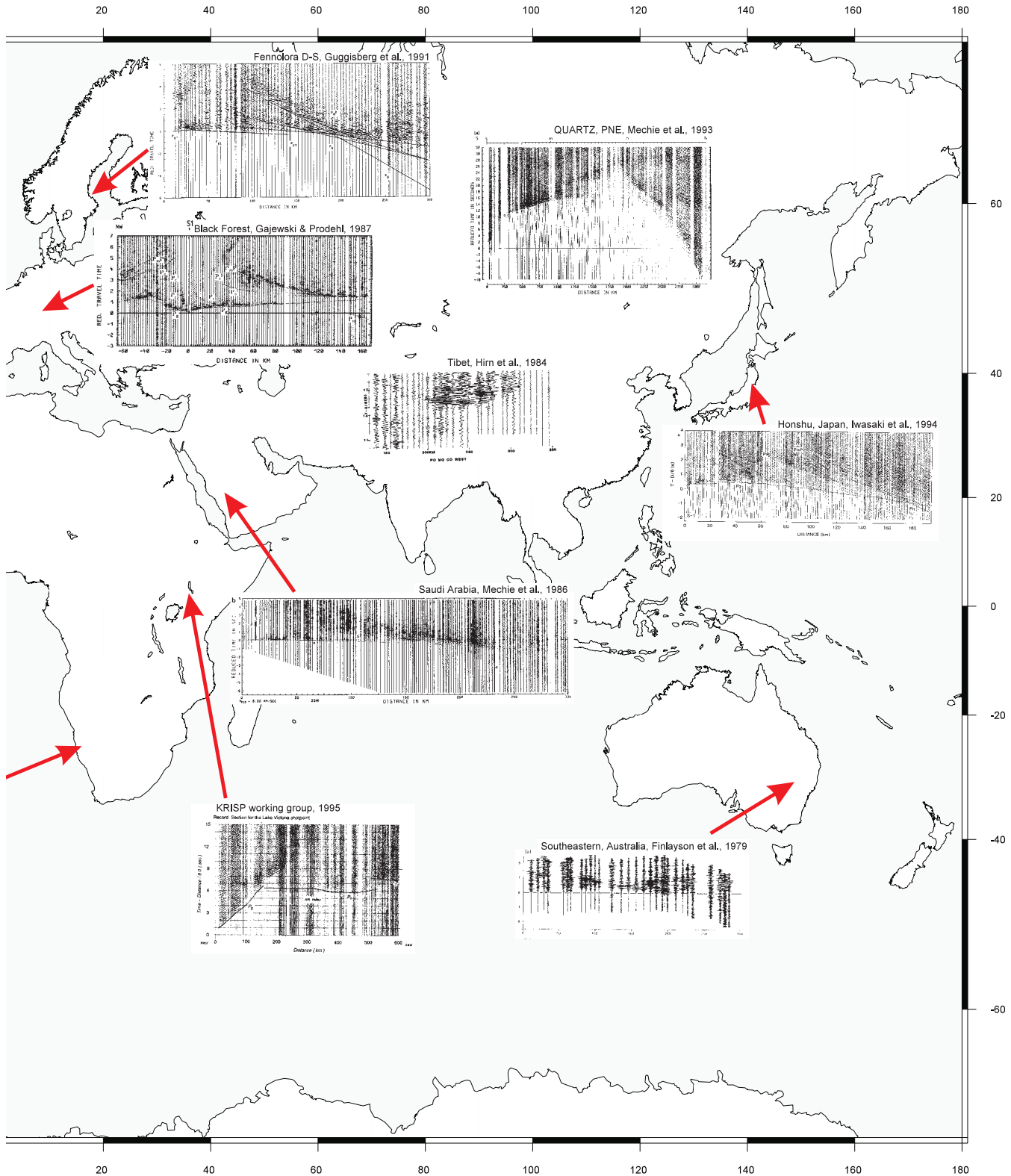


Abbildung 4.2: Zusammenstellung von Seismogrammmontagen aus refraktionsseismischen Experimenten in unterschiedlichen Regionen der Kontinente. Die verkleinerte Darstellung der Seismogrammmontagen zeigt, daß die  $P_M P$  mit ihrer starken, auf wenige Zyklen begrenzte Koda eine der wesentlichen Charakteristiken weltweiter Beobachtungen ist. Abgesehen von kleinen Variationen in unterschiedlichen tektonischen Regimen dominiert das typische Muster der  $P_M P$  in fast allen Registrierungen auf kontinentaler Kruste.



Fortsetzung der Abbildung 4.2: Abgebildet sind refraktionsseismische Daten aus: Kanada - [Mereu et al., 1989], Arizona - [McCarthy et al., 1991], Chile - [Wigger et al., 1994], Namibia - [Baier et al., 1983], Kenia - [KRISP Working Group, 1995], Saudi-Arabien - [Mechie et al., 1986], Spanien - [Pulgar et al., 1996], Deutschland - [Gajewski & Prodehl, 1987], Irland - [Masson et al., 1998], Großbritannien - [Faber, 1978], Skandinavien - [Guggisberg et al., 1991], Rußland - [Mechie et al., 1993], Tibet - [Hirn et al., 1984], Japan - [Iwasaki et al., 1994], Australien - [Finlayson et al., 1979].

In Abbildung 4.2 sind Seismogrammontagen aus unterschiedlichen refraktionsseismischen Experimenten auf kontinentaler Erdkruste zusammengestellt. Die verkleinerte Darstellung der Seismogrammontagen zeigt, daß die überkritische  $P_{MP}$  mit ihrer starken, auf wenige Zyklen begrenzte Koda eine der wesentlichen Charakteristiken weltweiter Beobachtungen ist. Sie wird auf alter, dicker Kruste in Schilden und Kratonen z.B. Kanada [Mereu *et al.*, 1989] oder Skandinavien [Guggisberg *et al.*, 1991] wie auch im variszischen Westeuropa [z.B. Südwest-Deutschland: Gajewski & Prodehl, 1987; Ostdeutschland: Enderle *et al.*, 1998; Irland: Masson *et al.*, 1998] mit ausgedünnter Kruste beobachtet.

Auch in kontinentalen Kollisionen (Orogenen) wie z.B. Chile [Wigger *et al.*, 1994] oder Tibet [Hirn *et al.*, 1984] dominiert das typische Muster der  $P_{MP}$  in den Seismogrammontagen. Abgesehen von kleinen Variationen in unterschiedlichen tektonischen Regimen dominiert das typische Muster der  $P_{MP}$  in fast allen Registrierungen auf kontinentaler Kruste.

Die Präsenz einer starken  $P_{MP}$ -Koda im überkritischen Bereich (Refraktionsseismik) zusammen mit dem beobachteten abrupten Abbruch seismischer Energie an der Moho im Steilwinkelbereich (Reflexionsseismik) geben der Krusten-Mantelgrenze eine neue Bedeutung: *die Änderung der Skaligkeit von Heterogenitäten*. Diese Betrachtungsweise wird gestützt durch die Entdeckung der teleseismischen  $P_n$  [Ryberg *et al.*, 1995] in Rußland. Angeregt durch Nuklearsprengungen (PNE<sup>14</sup>) propagiert diese Phase bis zu Entfernungen von 3000 km und benötigt dafür Strukturen im obersten Erdmantel, welche die Eigenschaften eines streuenden Wellenleiters mit Fluktuationen der elastischen Eigenschaften aufweisen [Tittgemeyer *et al.*, 1996]. Die strukturellen Eigenschaften dieses Wellenleiters unterscheiden sich drastisch von den Strukturen in der Erdkruste [Enderle *et al.*, 1997].

Eine neue Interpretation seismischer Tiefensondierungen ermöglicht es, Heterogenitäten unterschiedlicher Dimension und Tiefenlage zu bestimmen. Nach einem kurzen Rückblick auf die Eigenschaften der Unterkruste wird gezeigt, daß sich die Skaligkeit lithosphärischer Strukturen im Tiefenbereich der Moho drastisch ändert. Die Konsistenz bestimmter seismischer Muster in zahlreichen Beobachtungen weltweit gibt Anlaß zu der Aussage, daß diese Eigenschaft als ein kontinentales Phänomen betrachtet werden kann. Als Konsequenz dieser neuen, kontinentalen Eigenschaft der Moho wird diskutiert, wie sich diese Beobachtung mit strukturgenerierenden Prozessen in Verbindung bringen läßt.

---

<sup>14</sup> Peaceful Nuclear Explosions

## 4.2 Skaligkeit der Strukturen in der Übergangszone von der Kruste zum Mantel

Im folgenden sollen zunächst die Reflexionen von der Krusten-Mantelgrenze aus Steil- und Weitwinkelbereich untersucht werden. Im Anschluß gibt ein zusammenfassender Überblick über die Beobachtung der teleseismischen  $P_n$  in Rußland und deren Interpretation einen neuen Einblick in die Struktur des oberen Erdmantels. Die gemeinsame Analyse beider Aspekte gibt der Krusten-Mantelgrenze ihre neue Bedeutung.

### 4.2.1 Die reflektive Unterkruste

Die ersten Erkenntnisse, daß die Erdkruste kleinräumige, stark reflektive Strukturen enthält, kam durch deren systematische Erkundung mittels reflexionsseismischer Verfahren [Oliver, 1986]. Eines der besten Beispiele hierfür ist die beobachtete starke Reflektivität der Unterkruste in Extensionszonen in Westeuropa [Matthews, 1986: BIRPS; Bois & the ECORS Scientific Party, 1991: ECORPS; Meissner & the DEKORP Research Group, 1991: DEKORP] und der Basin and Range Province in Nordamerika [Thompson & Hill, 1986]. Diese Abbilder der Erdkruste zeigen, daß ein beträchtlicher Teil der seismischen Energie an kleinräumigen Strukturen in der Unterkruste zurückgestellt wird. Abbildung 4.3 (oben) zeigt hierzu als prominentes Beispiel eine Seismogrammontage aus dem Schwarzwald [Lüschen et al., 1987]. Die Seismogramme sind als „Common Mid Point (CMP) Sektion“ dargestellt und geben somit ein steilwinkliges Abbild der Tiefenstruktur wieder. Bei dieser Darstellung werden Seismogramme, die zu einem gemeinsamen Reflexionspunkt (horizontale Schichtung vorausgesetzt) mehrfach registriert wurden zu einer sogenannten CMP-Stapelspur summiert.

Die Reflektivität in dieser Aufzeichnung konzentriert sich auf den Tiefenbereich der Unterkruste. Der oberste Erdmantel reflektiert kaum Energie und wird daher als „transparent“ bezeichnet. Abgesehen von wenigen schwachen Reflexionen aus dem oberflächennahen Bereich zeigt auch der Tiefenbereich der Oberkruste keine ausgeprägten Streueigenschaften. Dieses vielfach beobachtete seismische Abbild der reflektiven Unterkruste erhielt den Namen „lamellierte Unterkruste“ [Glocke & Meissner, 1976]. Der Begriff resultiert aus der Beobachtung zahlreicher, horizontal elongierter Reflektoren relativ kurzer Ausdehnung (< 2-3 km), die in einem klar abgegrenzten Tiefenbereich praktisch willkürlich verteilt erscheinen. Auch wenn sich teilweise Reflektoren über mehrere Kilometer korrelieren lassen, so stellt doch eine statistische Beschreibung dieser Zone als streuendes Medium eine berechnete Alternative zu einer deterministischen Betrachtungsweise dar [Levander et al., 1994].

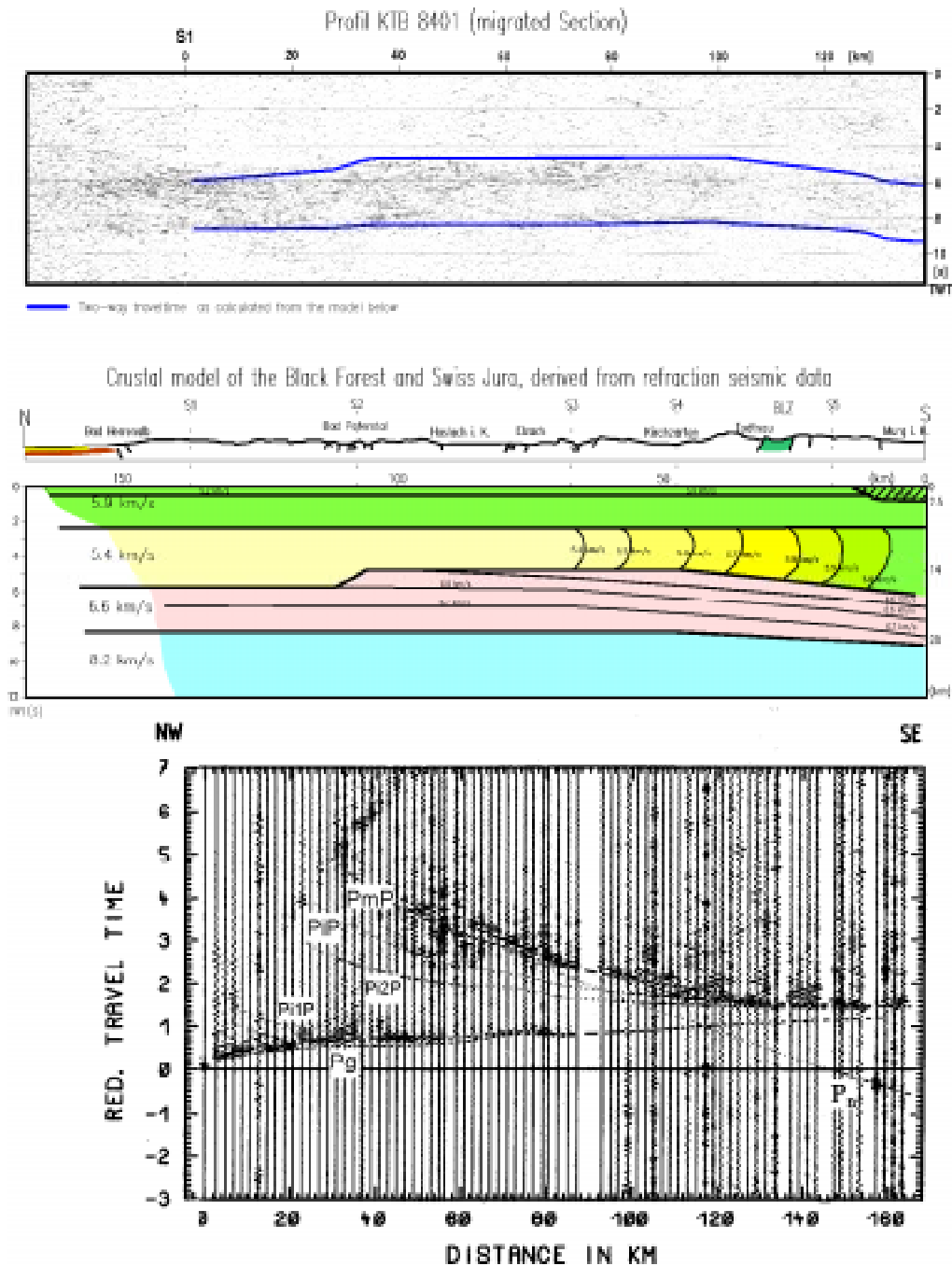


Abbildung 4.3: Vergleich einer zeit-migrierten CDP-Seismogrammontage aus der Steilwinkelseismik [Lüschen et al., 1987, oben] mit dem aus refraktionsseismischen Daten (unten) abgeleiteten Krustenmodell [Gajewski & Prodehl, 1987, Mitte]. Die Datensätze (oben und unten) stammen aus zusammenfallenden reflexions- und refraktionsseismischen Messungen aus dem Schwarzwald. Die dicken Linien im oberen Diagramm spiegeln die aus dem Refraktionsmodell berechneten 2-Weg Laufzeiten wieder. Die 2-Weg Laufzeiten sind nahezu identisch mit den Grenzen der reflektiven Unterkruste in den Steilwinkeldaten. Das Diagramm zeigt damit die kinematische Übereinstimmung der Moho- und Conrad-Diskontinuität in reflexions- und refraktionsseismischen Daten innerhalb der Meßfehler beider Verfahren. Unten: Weitwinkel-Seismogrammontage des Schwarzwaldexperimentes [Schußpunkt S1, s. Gajewski & Prodehl, 1987]. Die Seismogramme sind spurnormiert mit einer Reduktionsgeschwindigkeit von 6 km/s dargestellt. Die Bezeichnung der Phasen (gestrichelte Linien) ist wie folgt:  $P_g$  = Tauchwelle durch das kristalline Grundgebirge,  $P_{11}P$  = Oberflächennahe Reflexion,  $P_{12}P$  = Reflexion aus der mittleren Kruste,  $P_iP$  = Reflexion aus der unteren Kruste,  $P_M P$  = Reflexion von der Krusten-Mantelgrenze,  $P_n$  = Tauchwelle durch den obersten Mantel.

Zahlreiche geodynamische Modelle, welche die „lamellierte Unterkruste“ erklären, wurden nach ihrer Entdeckung diskutiert. Die heute überwiegend favorisierte Modellvorstellung interpretiert die lamellenartigen Strukturen als das Ergebnis intensiver Dehnung [siehe z.B. *Rey*, 1993]. Unter thermodynamischen Bedingungen, die Gesteinen „plastisches Zerfließen“ ermöglichen, ist eine Konzentration der Deformation im Bereich der Unterkruste am wahrscheinlichsten [*Kirby & Kronenberg*, 1987; *Kusznir*, 1991]. Solche Randbedingungen (i.a. hohe Temperaturen) sind in der Regel in Extensionszonen aktiver oder passiver Natur erfüllt. Hieraus kann unmittelbar gefolgert werden, daß Deformationsprozesse Strukturen in einem bestimmten Skalenbereich hinterlassen haben, die mit reflexionsseismischen Verfahren visualisiert werden können. Dieses Verfahren setzt in der Regel Wellen im Frequenzbereich zwischen 10-50 Hz ein, welche die Lithosphäre annähernd lotrecht durchlaufen.

Die reflektive Unterkruste wird auch in hochauflösenden refraktionsseismischen Weitwinkelmessungen (Stationsabstände < 3 km) beobachtet, bei denen die Lithosphäre mit etwas tieffrequenteren Signalen (5-30 Hz) sondiert wird. Abbildung 4.3 (unten) zeigt hierzu eine Seismogrammontage des Schwarzwaldexperiments [Schußpunkt S1, s. *Gajewski & Prodehl*, 1987]. Die reflektive Unterkruste erscheint in dieser Registrierung als Energie- oder Kodaband (P<sub>i</sub>P) zeitlich vor der Reflexion von der Krusten-Mantelgrenze (P<sub>M</sub>P). *Sandmeier & Wenzel* [1986] modellierten die Koda der P<sub>i</sub>P Phase mit der eindimensionalen Reflektivitätsmethode erfolgreich als seismische Antwort einer lamellierten Unterkruste und knüpften damit eine Verbindung zwischen den beobachteten seismischen Mustern der Reflexions- und Refraktionsseismik. Eine weitere, zunächst etwas überraschende Verbindung von Steil- und Weitwinkeldaten ist das Abbild der Krusten-Mantelgrenze aus beiden Verfahren. Dies wird im nächsten Abschnitt etwas genauer untersucht.

#### 4.2.2 Die Moho - mehr als nur ein Sprung in $V(z)$

Seit *Mohorovičić* [1910] eine Diskontinuität in der seismischen Geschwindigkeit ( $V(z)$ -Funktion) entdeckte, galt dieser plötzliche Anstieg der P-Wellengeschwindigkeit mit der Tiefe auf Werte über 7.6 km/s als die beste Definition der Krusten-Mantelgrenze. Nachdem dieser Geschwindigkeitssprung weltweit festgestellt wurde, erhielt er den Namen *Mohorovičić*-Diskontinuität (kurz: Moho) und ist seither in allen Geowissenschaften ein Synonym für die Grenze zwischen der Erdkruste und dem Erdmantel. Zahlreiche Autoren beschäftigten sich seither mit der Analyse und Interpretation dieser Geschwindigkeitsdiskontinuität [z.B. *Davydova*, 1972; *Giese*, 1972; *Hale & Thompsom*, 1982; *Braile & Chiang*, 1986] und erhielten unterschiedliche Geschwindigkeitstiefenfunktionen in Abhängigkeit von der tektonischen Provinz, in der die Messungen durchgeführt wurden.



Alle Modelle haben dennoch eines gemeinsam: die Definition der Moho basiert ausschließlich auf der abrupten Änderung der seismischen Geschwindigkeit.

In der Reflexionsseismik hingegen wird die Moho nicht über die seismische Geschwindigkeit definiert, sondern indirekt als Abbruch der Reflektivität an der Unterkante der Unterkruste [z.B. *Meissner*, 1986; *Oliver*, 1986]. Dies sind zunächst zwei ganz verschiedene Definitionen der Moho: die Steilwinkel-Reflexionsseismik erkennt die Krusten-Mantelgrenze als das tiefere Ende der kleinskalig-heterogenen, streuend-reflektiven Unterkruste, während die Weitwinkel-Refraktionsseismik die Moho als Sprung in der mittleren Geschwindigkeit (d.h. auch als stoffliche Grenze) von der Unterkruste in den obersten Mantel definiert. Es ist zunächst nicht selbstverständlich, daß eine Änderung in der Skaligkeit der Heterogenitäten mit einem Sprung in der seismischen Geschwindigkeit und damit mit einer Änderung der stofflichen Zusammensetzung zusammenfällt. Im folgenden wird gezeigt, daß eine kombinierte Analyse der Beobachtungen aus Refraktions- und Reflexionsseismik einen neuen Aspekt der Eigenschaften dieser Diskontinuität erkennen läßt. Zwei Punkte sind für die neue Interpretation der Moho entscheidend:

(1) Die Durchführung kombinierter Refraktions- und Reflexionsmessungen im gleichen Meßgebiet hat gezeigt, daß die Tiefe der Moho, wie sie in Steilwinkeldaten gesehen wird, im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch ist mit den Ergebnissen der Refraktionsseismik [*Mooney & Brocher*, 1987; *Enderle et al.*, 1997]. Das heißt, der abrupte Abbruch der Reflektivität der Unterkruste fällt im Rahmen der Beobachtungsgenauigkeit mit dem Geschwindigkeitssprung in refraktionsseismischen Erdmodellen zusammen. Abbildung 4.3 zeigt ein Beispiel für ein kombiniertes Steil- und Weitwinklexperiment im Schwarzwald. Aus dem refraktionsseismischen Modell (Mitte) wurden 2-Wege-Laufzeiten für die  $P_iP$ - und  $P_M P$ -Phase berechnet und in die CMP-Sektion (oben) eingezeichnet. Die Analyse und der Vergleich beider Datensätze demonstriert die kinematische Übereinstimmung der Moho- und Conrad-Diskontinuität in den Steil- und Weitwinkeldaten aus dem Schwarzwald. Daß dies kein Einzelfall ist, zeigen *Mooney & Brocher* [1987] im Rahmen einer globalen Studie, in der sie die Ergebnisse aus zusammenfallenden refraktions- und reflexionsseismischen Messungen weltweit vergleichen. Bis auf wenige Ausnahmen konnten die Autoren die Übereinstimmung der Mohotiefe in Steil- und Weitwinkeldaten als ein kontinentales Phänomen etablieren.

(2) Wie bereits erwähnt, zeigen auch Weitwinkelregistrierungen Koda. Die überkritisch an der Krusten-Mantelgrenze reflektierte  $P_M P$  mit ihrer ausgeprägten, über wenige Zyklen anhaltende Koda dominiert in der Regel in refraktionsseismischen Daten. Abbildung 4.4 zeigt als Beispiel für die Dominanz der  $P_M P$  in Weitwinkeldaten eine Seismogrammontage aus dem GRANU95-Experiment. Hier ist deutlich zu erkennen,

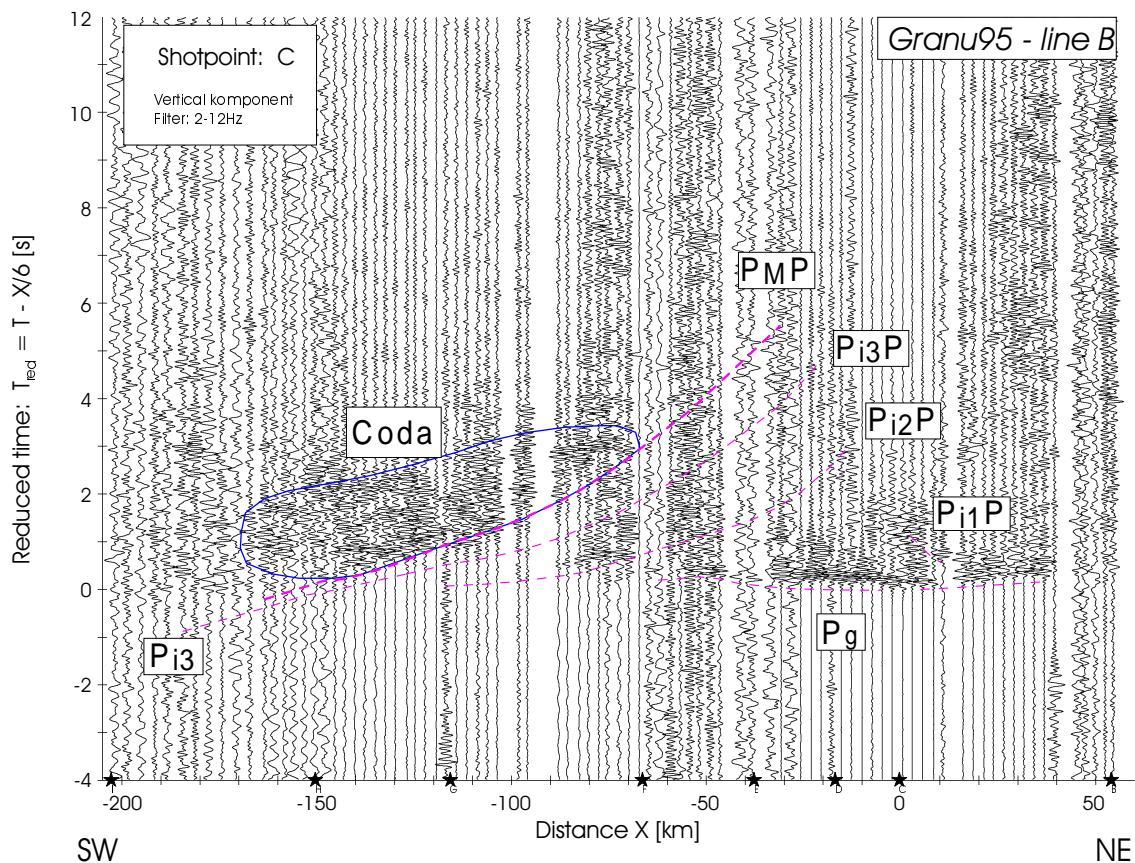


Abbildung 4.4: Die Seismogrammontage der Linie B, Schußpunkt C des refraktionsseismischen Experiments GRANU95 zeigt ein Beispiel für die prominente Koda der  $P_M P$  (umrandet). Die dick gestrichelte Linie kennzeichnet die aus dem 2D-Geschwindigkeitstiefenmodell (Abbildung 2.27 auf Seite 66) berechnete (Fermat-) Phase  $P_M P$ . Die Laufzeitkurve dieser Phase wurde so berechnet, daß sie den Beginn des „ $P_M P$ -Energiebandes“ markiert.

daß die Fermat-Reflexion von der Moho in Weitwinkeldaten den Beginn des „ $P_M P$ -Energiebandes“ definiert. Über die Laufzeit der Fermatphase der  $P_M P$  wird zusammen mit der  $P_n$ -Phase (falls beobachtet) in der Refraktionsseismik die Tiefenlage der Moho bestimmt. Die Extrapolation der  $P_M P$ -Hyperbel zum Ursprung des Profils (Schußpunkt) ergibt eine 2-Weg-Laufzeit, die den Lotzeitmessungen der Reflexionsseismik entspricht.

Zunächst ergibt sich aus den oben diskutierten Beobachtungen der Steil- und Weitwinkelseismik, daß beide Verfahren dieselbe Mohotiefe erhalten und sich damit gegenseitig bestätigen. Diese kinematische Übereinstimmung der seismischen Antwort von der Krusten-Mantelgrenze aus Reflexions- und Refraktionsseismik wurde erwartet und spätestens nach der Studie von Mooney & Brocher [1987] als selbstverständlich hingenommen. Dabei wurden die Unterschiede der dynamischen Eigenschaft des reflektierten Wellenfelds an der Moho in Steil- und Weitwinkelseismik und deren weitreichende Implikationen übersehen.

Die  $P_M P$ -Hyperbel kann als eine zeitliche Trennlinie zwischen der Koda in Steil- und Weitwinkelbeobachtungen betrachtet werden. Während in reflexionsseismischen Abbildern der Erdkruste die prominenteste Koda zeitlich vor der kinematischen Moho (=  $P_M P$ -Hyperbel) auftritt, erscheint sie in Seismogrammontagen der Refraktionsseismik zeitlich nach der überkritischen  $P_M P$ -Fermatphase. Dieser augenscheinliche Wechsel im Erscheinungsbild der Koda vom Steilwinkel- in den überkritischen Weitwinkelbereich ist die Grundlage für die neue, überraschende Erkenntnis, daß an der Moho ein Sprung in der seismischen Geschwindigkeit im Rahmen der Beobachtungsgenauigkeit mit einer drastischen Änderung der Skaligkeit der Heterogenitäten zusammenfällt. Diese Erkenntnis folgt unmittelbar aus der Tatsache, daß die Heterogenitäten, welche die erhöhte Reflektivität der Unterkruste in steilwinkel-reflexionsseismischen Abbildern produzieren, abrupt in der Tiefe enden, an der die seismische Geschwindigkeit auf Werte über 7.6 km/s springt. Betrachtet man nur die Seismogramme der Reflexionsseismik (Abbildung 4.3 oben), so gewinnt man durch den abrupten Abbruch der Reflektivität an der Moho den Eindruck, daß ein Wechsel der Skaligkeit von kleinräumigen Strukturen in der Unterkruste zu einem nahezu homogenen Erdmantel stattfindet. Es stellt sich nun die Frage, wie die starke Koda der  $P_M P$  erzeugt wird und wie sich das abrupte Abbrechen der Steilwinkelreflexionen an der Moho mit dem streuenden Wellenleiter für teleseismische  $P_n$ -Wellen im obersten Mantel verträgt.

Abbildung 4.5 zeigt noch einmal die Dominanz der  $P_M P$ -Reflexion in refraktionsseismischen Daten anhand einer Zusammenstellung von Seismogrammontagen des Wildflecken-Experiments, welches nahezu den gesamten süddeutschen Raum überdeckt (vgl. Abbildung 2.6 auf Seite 24). Alle Montagen sind mit einer Reduktionsgeschwindigkeit von 6.0 km/s reduziert und spurnormiert in einer einheitlichen Skalierung dargestellt. Abbildung 4.5a zeigt die Daten ungefiltert und ohne Kennzeichnung der Koda. In Abbildung 4.5b hingegen wurde die Koda zur besseren Veranschaulichung der unterschiedlichen Kodabänder markiert. Die Markierung basiert auf dem rein visuellen Erscheinungsbild des Amplitudenverhaltens dieser Kodabänder. Die  $P_M P$ -Koda ist schwarz markiert. Sie erscheint in allen Seismogrammontagen und ist charakterisiert durch wenige Schwingungen mit annähernd gleich großer Amplitude im Vergleich zum Fermateinsatz. Die  $P_i P$ -Koda ist dunkelgrau markiert und repräsentiert analog zu den Beobachtungen der Steilwinkelseismik die in der reflektiven Unterkruste zurückgestreute Energie.

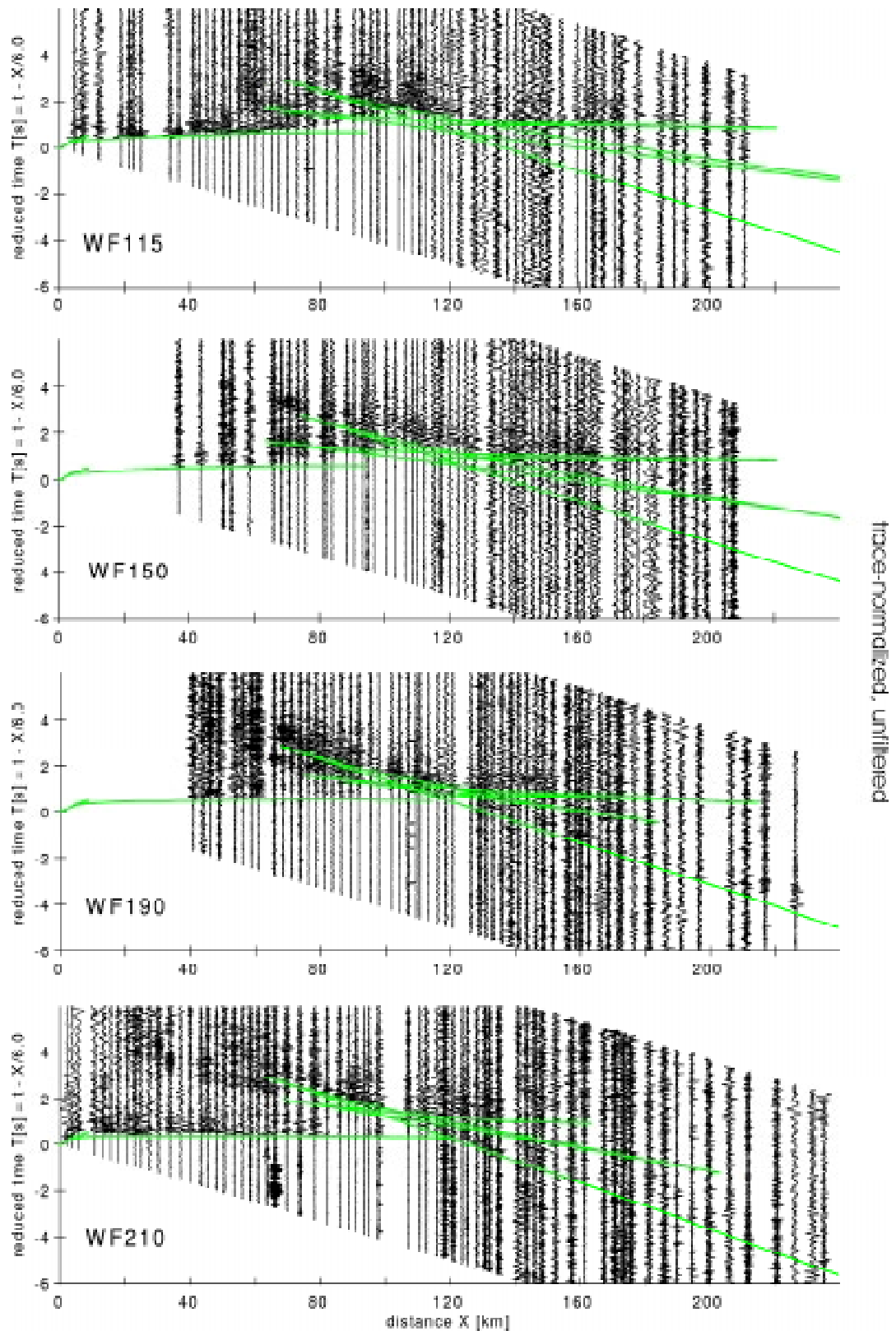
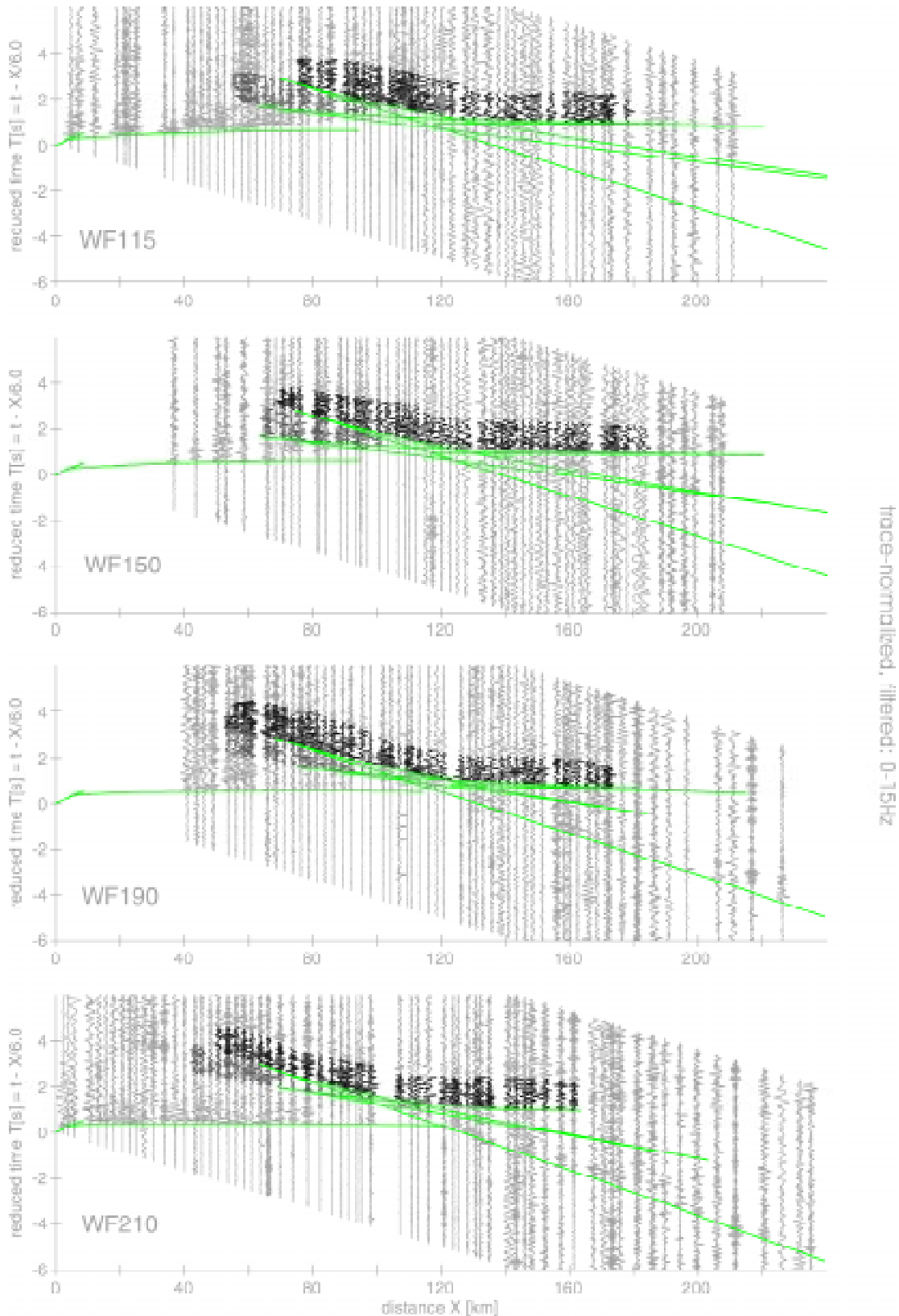


Abbildung 4.5: (a) Zusammenstellung von Seismogrammontagen des refraktionsseismischen Experiments „Wildflecken“. Alle Montagen sind spurnormiert und mit 6 km/s reduziert. Die Laufzeitkurven sind aus den jeweils „besten Fermatmodellen“ berechnet (s. Abb. Abbildung 2.7 auf Seite 27). Eine starke  $P_n$ -Phase ist nur in den Profilen WF-210 und WF-190 zusehen. Dieser Azimutbereich entspricht der schnellen Richtung der  $P_n$ -Anisotropie [Enderle et al., 1996].



Fortsetzung der Abbildung 4.5: (b) wie (a) nur sind hier die Seismogrammontagen hellgrau gezeichnet und die Koda ist markiert: schwarz =  $P_M P$  Koda, dunkelgrau =  $P_i P$  Koda. Alle Montagen zeigen eine ausgeprägte  $P_M P$ -Koda. Die Profile überdecken den süddeutschen Raum im Azimutbereich zwischen 115-210°N.

Weitere gute Beispiele für eine prominente  $P_{MP}$ -Koda findet man in einer Vielzahl von Publikationen [z.B. *Hirn et al.*, 1973: NW-Frankreich; *Bamford et al.*, 1978: Großbritannien; *Gajewski & Prodehl*, 1987: Schwarzwald; *Mechie & El-Isa*, 1988: Jordanien ; *Mereu et al.*, 1989: Kanada; *Guggisberg et al.*, 1991: Skandinavien; *Prodehl et al.*, 1994: Kenia; *Enderle et al.*, 1998: Sächsisches Granulitgebirge; *Stern et al.*, 1997: Neuseeland; *Zeyen et al.*, 1997: franz. Zentralmassiv].

Unter Berücksichtigung aller Variabilität refraktionsseismischer Registrierungen weltweit und der im allgemeinen extrem komplexen Struktur der Erdkruste ist doch die  $P_{MP}$  mit ihrer charakteristischen Koda eine der beständigsten und augenscheinlichsten Beobachtungen sowohl in Westeuropa als auch auf anderen Kontinenten (vgl. Abbildung 4.2 auf Seite 144). Daher muß jedes Modell für die Krusten-Mantelgrenze in der Lage sein, die  $P_{MP}$ -Koda zu erklären. Im folgenden soll der Mechanismus vorgestellt werden, der von Enderle et al. [1997] entwickelt wurde und die beobachtete  $P_{MP}$ -Koda synthetisch erzeugen kann.

### 4.2.3 Der Superkritische Resonator (SKR)

In Abbildung 4.6 [*Enderle et al.*, 1997] werden Heterogenitäten im Bereich der Krusten-Mantelübergangszone skizziert und mit Hilfe einer strahlentheoretischen Überlegung die Entstehung des  $P_iP$ -Kodabandes veranschaulicht.

Die  $P_iP$ -Koda, und damit die Reflektivität der Unterkruste, entsteht überwiegend durch Reflexion und/oder einfache Rückstreuung seismischer Energie an kleinen Reflektoren oder Streuern in der Unterkruste. In Abbildung 4.6 ist die Kruste in eine transparente Oberkruste und eine reflektive Unterkruste unterteilt. Die Heterogenitäten in der Unterkruste sind durch kurze Lamellen angedeutet. Obgleich Streuung ein Wellenfeld-Phänomen ist, veranschaulicht bereits die strahlentheoretische Betrachtung in Abbildung 4.6a, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Energie immer kleiner ist als die der  $P_{MP}$ -Fermatphase, die ihren Umkehrpunkt erst am Ende der reflektiven Unterkruste (d.h. an der reflexionsseismischen Moho) erreicht.

Dies zeigt, daß die Energie einfach reflektierter oder gestreuter Phasen zeitlich betrachtet vor der  $P_{MP}$  registriert wird. Hieraus kann unmittelbar gefolgert werden, daß multiple Reflexion und/oder Streuung benötigt wird, um die beobachtete Zeitverzögerung der  $P_{MP}$ -Koda zu modellieren. Dabei ergibt sich das Problem, daß multiple Reflexionen rasch an Energie verlieren, insbesondere bei unterkritischem Einfall.

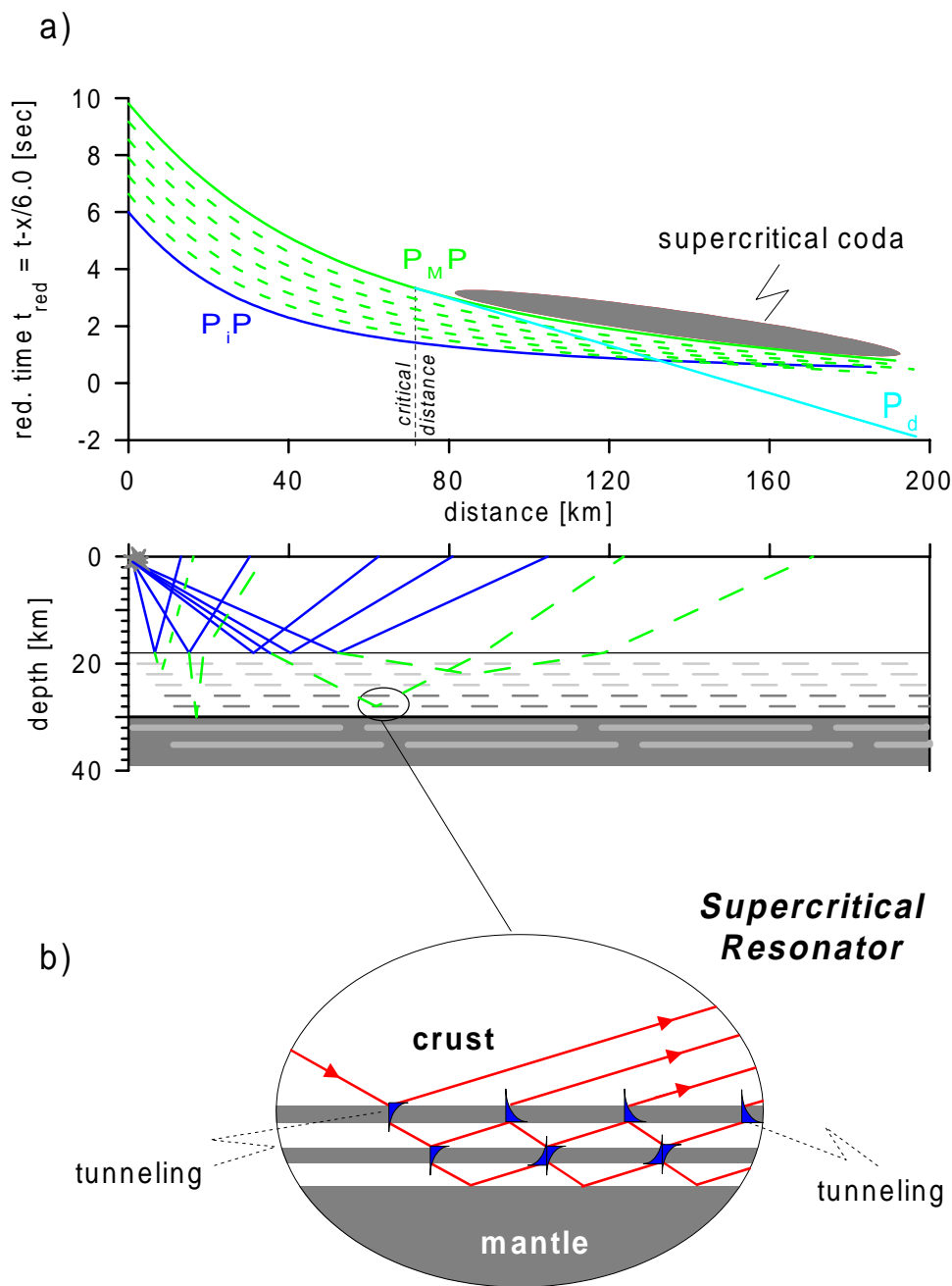


Abbildung 4.6: (a) Strahlendiagramm (unten) mit zugehörigen Laufzeitkurven (oben) für eine stark vereinfachte Kruste. Die Moho ist in 30km Tiefe. Die Kruste ist unterteilt in eine transparente Oberkruste und eine reflektive Unterkruste, getrennt durch die Conrad-Diskontinuität in 18 km Tiefe. Die Heterogenitäten in der Unterkruste sind durch kurze Lamellen angedeutet. Die strahlentheoretische Betrachtung zeigt, daß einfach-rückgestreute Energie auf ihrem Weg zur Moho nur Energie zwischen der  $P_iP$ - und  $P_M P$ -Fermatphase (gestrichelte Linien, oberes Diagramm) liefert. Die beobachtete überkritische  $P_M P$ -Koda (schwarzer Bereich) kann nicht mit einfacher Rückstreuung erzeugt werden, sondern bedarf eines anderen Mechanismus. (b) Der „Supercritische Resonator“ besteht aus einer Sequenz von Hoch- und Niedergeschwindigkeitslamellen. Bei einer Dicke der Lamellen von ca.  $\lambda/4$  und einem Geschwindigkeitskontrast  $\Delta v=2$  km/s erzeugt dieses System, basierend auf dem Tunneleffekt elastischer Wellen [Fuchs & Schulz, 1976] eine Serie von überkritischen Reflexionen einschließlich deren Multiple, die das beobachtete Muster der  $P_M P$ -Koda formen.



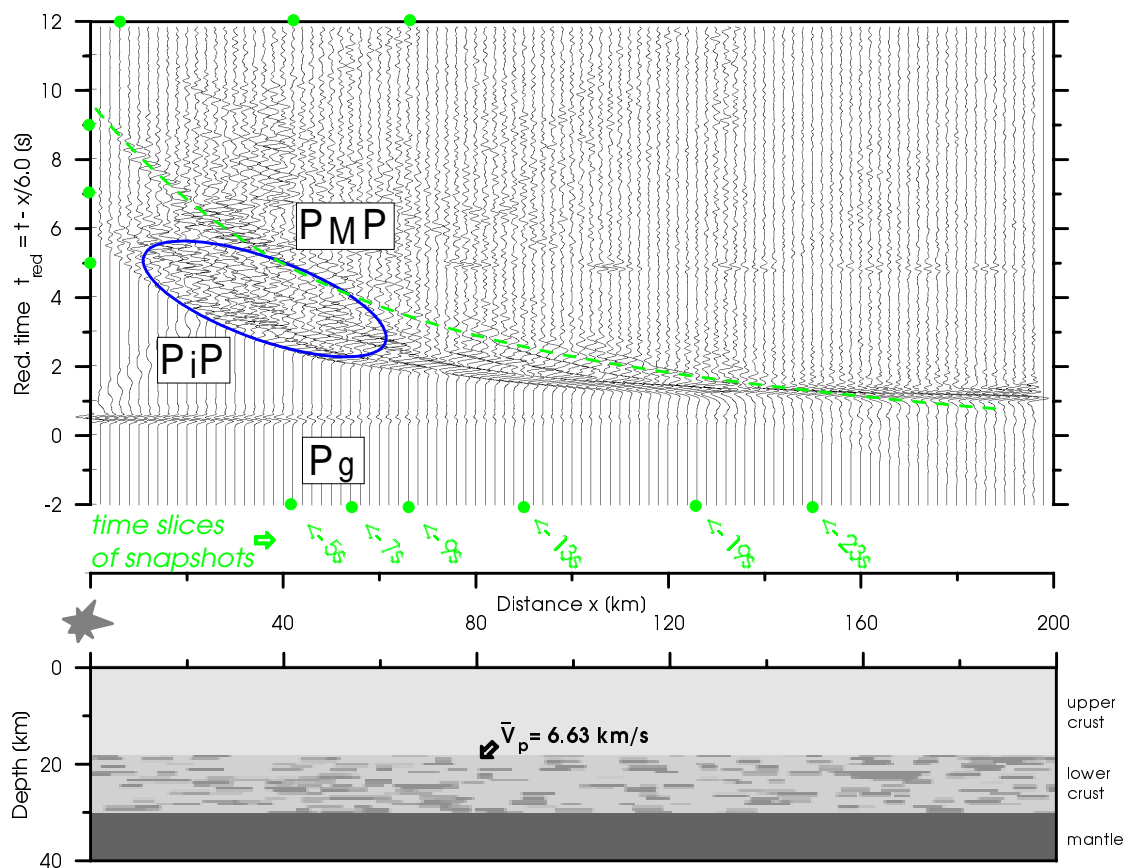


Abbildung 4.7: Finite-Differenzen-Seismogramm montage (oben) für ein vereinfachtes Erdmodell (unten) bestehend aus einer heterogenen Unterkruste zwischen homogener Oberkruste ( $V_p=6.0$  km/s) und homogenem oberstem Mantel ( $V_p=8.0$  km/s). Die Heterogenitäten in der Unterkruste sind gaußverteilt (mittlere Geschwindigkeit:  $6.8\pm 0.02$  km/s, mittlere Korrelationslängen:  $a_x=2.8$  km,  $a_z=0.5$  km). Aufgrund einer Verteilungsdichte der Lamellen von ca. 25% und deren Addition auf ein homogenes Hintergrundmodell ( $V_p=6.3$  km/s) weist die Unterkruste eine Durchschnittsgeschwindigkeit von ca. 6.63 km/s auf. Die stärkste Koda wird zwischen der  $P_iP$ - und der  $P_MP$ -Fermatphase (Ellipse, oben) erzeugt.

Itzin [1996] belegte diese Überlegung durch numerische Experimente mit einer Serie von synthetischen Seismogrammen, die er mit Hilfe der Methode finiter Differenzen [Kelly et al., 1976] berechnete. Ausgehend von einer Modellklasse, bei der Heterogenitäten nur in der Unterkruste vorkommen, untersuchte er den Einfluß unterschiedlicher Anordnungsmuster klein-skaliger Strukturen auf das Erscheinungsbild der Koda.

Ein Beispiel dieser Modellklasse ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Das Modell besteht aus einer homogenen Oberkruste ( $V_p=6.0$  km/s), einer heterogenen Unterkruste und einem homogenen oberstem Mantel ( $V_p=8.0$  km/s). Die räumliche Dimension wie auch die Geschwindigkeit der Heterogenitäten in der Unterkruste gehorchen einer Gaußverteilung (mittlere Geschwindigkeit:  $6.8\pm 0.02$  km/s, mittlere Korrelationslängen:  $a_x=2.8$  km,  $a_z=0.5$  km). Aufgrund einer Verteilungsdichte der Lamellen von ca. 25% und deren Addition auf ein homogenes Hintergrundmodell ( $V_p=6.3$  km/s), weist die Unterkruste



eine Durchschnittsgeschwindigkeit von ca. 6.63 km/s auf. Die Seismogrammontage zeigt, daß die stärkste Koda zwischen der  $P_iP$ - und der  $P_M P$ -Fermatphase (Ellipse) erzeugt wird. Eine Vielzahl ähnlicher Berechnungen führten immer wieder zum gleichen Ergebnis: die stärkste Koda wird mit dieser Modellklasse zwischen der  $P_iP$ - und der  $P_M P$ -Fermatphase generiert (Abbildung 4.7).

Abbildung 4.6b skizziert einen Mechanismus unmittelbar an der Moho, der in der Lage ist, die überkritische Koda der  $P_M P$  zu erzeugen. Aufgrund der oben angestellten Überlegungen muß die beobachtete  $P_M P$ -Koda als ein Wellenpaket betrachtet werden, bestehend aus überkritischen multiplen Reflexionen mit annähernd der Amplitude der Fermatphase aber zeitlich verschoben und räumlich versetzt um die dominante Periode der  $P_M P$ -Fermatphase. Der entscheidende Unterschied zu den Modellen für die Unterkruste ist die Notwendigkeit multipler Reflexionen mit ausreichender Energie aus der Nähe der Krusten-Mantelgrenze. Diese besitzen die benötigte Zeitverzögerung und erscheinen damit als Koda im Anschluß an die  $P_M P$ -Fermatphase. Ein grundlegendes Problem hierbei ist der rasche Energieverlust multipler Reflexionen und damit der Koda. Um die hohen Amplituden der Koda zu modellieren, wird daher ein Modell beschrieben, daß wie ein schwachgedämpfter „Resonator“ wirkt.

Das physikalische Prinzip der Resonanz besagt, daß ein schwingfähiges System seine maximale Amplitude erreicht, wenn es mit seiner Eigenfrequenz angeregt wird. Das System ist dann in Resonanz. Etwas abstrakter betrachtet kann dieses Prinzip dazu benutzt werden, eine spezielle Antwortfunktion eines Systems zu optimieren. In unserem Fall ist das System die Krusten-Mantelgrenze und die zu optimierende Antwortfunktion die Koda. Die Aufgabe ist es nun, das System so einzustellen, daß die Amplituden der Koda maximal werden, d.h. annähernd gleich der Stärke des Fermateinsatzes. Das System verhält sich dann wie ein Resonator - es generiert und verbessert die Übertragungseigenschaften der superkritischen (überkritischen) Koda. Die freien Parameter des Resonators sind dabei die elastischen Eigenschaften, insbesondere die seismische Geschwindigkeit und deren Fluktuationen.

Der Superkritische Resonator (SKR) besteht aus einer Serie von Hoch- und Niedriggeschwindigkeitslamellen, im folgenden mit HGL und NGL abgekürzt. Der SKR befindet sich direkt oberhalb der klassischen Moho und ist aufgrund seiner geringen vertikalen Ausdehnung von ca. 2-3 km rein kinematisch nicht auflösbar. Das Kernstück des SKR bildet eine Wechsellagerung von HGL und NGL, die so dimensioniert sind, daß die einfallende P-Wellenenergie überkritisch reflektiert wird und damit „verlustfrei“ durch den SKR propagiert. Während in der Unterkruste multiple Reflexionen rasch an Energie verlieren, weil die an der Moho überkritisch einfallende Energie in der Unterkruste un-

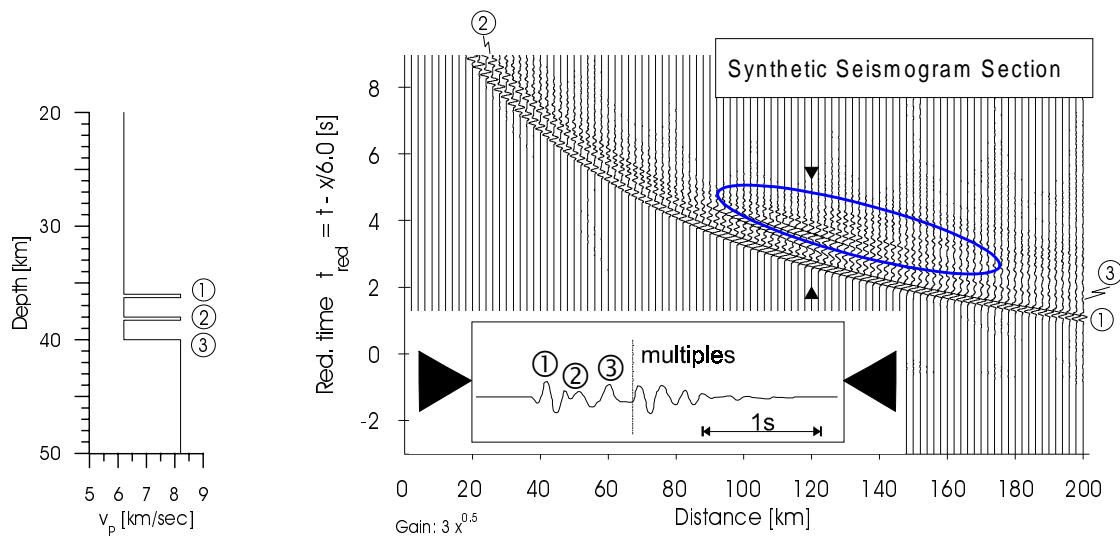


Abbildung 4.8: Synthetische Seismogrammontage (rechts) berechnet mit der Reflektivitätsmethode [Fuchs & Müller, 1971] für ein einfaches 1D-Modell (links) zur Demonstration der Wirkungsweise des Superkritischen Resonators (SKR). Die Seismogramme sind mit „wahren Amplituden“ (nicht normiert) und einem entfernungsabhängigen Verstärkungsfaktor von  $x^{0.5}$  in einer reduzierten Zeitdarstellung ( $V_{red} = 6.0$  km/s) gezeichnet. Das 1D-Modell (links) besitzt zwei Hochgeschwindigkeitslamellen relativ zur Krustengeschwindigkeit ( $V_p=6.2$  km/s) mit einer Dicke von ungefähr  $1/4$  der Wellenlänge ( $\lambda$ ) des einfallenden Signals und der Geschwindigkeit des Halbraums ( $V_p=8.2$  km/s) darunter. Basierend auf dem „Tunneleffekt“ für elastische Wellen [Fuchs & Schulz, 1976] wird Energie innerhalb des SKR von der  $P_{\text{O}}P$  auf und hinter die  $P_{MP}$  (=  $P_{\text{O}}P$ ) übertragen und erscheint als  $P_{MP}$  Koda mit ausreichend hohen Amplituden (Ellipse).

terkritisch einfällt und reflektiert wird, beruht das im folgenden beschriebene Modell auf mehrfach überkritischer Reflexionen, die durch den Tunneleffekt [Fuchs & Schulz, 1976] ermöglicht werden. Würden die P-Wellen unterkritisch in den SKR einfallen, so würden insbesondere deren multiplen Reflexionen sehr schnell ihre Energie verlieren und könnten damit nicht die beobachteten hohen Amplituden innerhalb der Koda erzeugen.

Eine Vielzahl numerischer Experimente mit der Zielsetzung, ein zunächst 1D-Modell für die  $P_{MP}$  Koda zu finden, zeigte, daß hierfür HGL mit Geschwindigkeiten typischer Mantelgesteine (ca. 8.0 km/s) und NGL mit extrem niedrigen Werten von ca. 6.0 km/s (felsisches Krustengestein oder teilweise Schmelzen) benötigt werden. Abbildung 4.8 zeigt ein erfolgreiches Modell für den SKR und die mit Hilfe der Reflektivitätsmethode [Fuchs & Müller, 1971] berechneten Antwort. Die wesentliche Eigenschaft des 1D-Modells ist die Existenz weniger Hochgeschwindigkeitslamellen an der Moho mit einer Dicke von ungefähr  $\lambda/4$  der Wellenlänge ( $\lambda$ ) des einfallenden Signals und der Geschwindigkeit des Halbraums darunter. Die HGL liefern überkritische Reflexionen, während die NGL die Zeitverzögerung zwischen diesen Reflexionen steuern. Je kleiner die Geschwindigkeit der NGL, desto kürzer wird die Verzögerungszeit zwischen den Reflexionen und deren Multiplen und desto näher reichen die multiplen Reflexionen an

den kritischen Punkt. Abbildung 4.8 zeigt, daß die Reflexionen und deren Multiplen zu einem Energieband interferieren und nur schwer in einzelne Phasen separiert werden können.

Im 1D-Modell bietet der Tunneleffekt die einzige Möglichkeit, überkritische Energie in den SKR ein- und wieder austreten zu lassen. Fuchs & Schulz [1976] entdeckten, daß überkritisch einfallende Signalenergie eine HGL durchdringen kann. Im Gegensatz zur Strahlentheorie, die für überkritisch einfallende Strahlen nahezu Totalreflexion verlangt, dringt hierbei tieffrequente Energie in die HGL ein. Dabei entsteht eine inhomogene Welle deren Amplitude  $A$  exponentiell mit der Eindringtiefe abklingt:

$$A \sim \exp\left(-\frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{c^2}{\alpha_2^2}} z\right)$$

Hierbei bezeichnet  $\alpha_2$  die Geschwindigkeit in der HGL,  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $c$  die Phasengeschwindigkeit der einfallenden Welle. Erreicht die „getunnelte“ Welle die Unterkante der HGL bevor ihre Amplitude abgeklungen ist, so propagiert die Tunnelwelle unter dem Winkel  $\gamma_1 = \sin^{-1}(\alpha_1/c)$  in die NGL (der Geschwindigkeit  $\alpha_1$ ). Die Dicke  $dH$  der HGL im Verhältnis zur Wellenlänge des einfallenden Signals  $\lambda$  bestimmt dabei, welcher Prozentsatz der Signalenergie an der Oberkante der HGL reflektiert wird und welcher die Lamelle „durchtunnelt“.

Um die beobachtete  $P_{MP}$ -Koda zu generieren, ist es wichtig, daß möglichst viel Energie von der Fermatphase in die Koda transferiert wird, d.h. der Anteil der „getunnelten Energie“ größer bis gleich dem Anteil der reflektierten Energie wird. Für ein vorgegebenes Verhältnis der Geschwindigkeit der HGL und NGL bestimmt die Dicke  $dh$  der NGL die Verzögerung der „getunnelten Energie“. Ist die Zeitverzögerung kleiner als die Dauer des Quellsignals, so interferieren die Fermateinsätze der einzelnen Reflexionen und können nicht mehr als separate Phasen betrachtet werden. Für sehr niedrige Geschwindigkeiten der NGL (entspricht annähernd vertikalem Einfall) ist die optimale Dicke bei ungefähr  $dh = V_{NGL} \cdot T / 2$  erreicht, wobei  $T$  die Dauer des Fermateinsatzes bezeichnet.

Die Dicke  $dH$  der HGL ist entscheidend für den Anregungszustand des SKR. Ist  $dH/\lambda \gg 1$  wird der SKR nicht angeregt, da die HGL als Halbraum gesehen wird und praktisch die gesamte überkritisch auftreffende Energie zurück reflektiert, bevor sie in den SKR eindringen kann. Im anderen Extremfall, wenn  $dH/\lambda \ll 1$  ist, tunnelt die gesamte Energie durch den SKR hindurch und erscheint an der Erdoberfläche als einfache Reflexion vom Halbraum unterhalb des SKR. In beiden Fällen wird der SKR als solcher nicht aktiviert. Abbildung 4.8 zeigt, daß für  $dH \approx \lambda/4$  das Verhältnis von getunnelter und re-

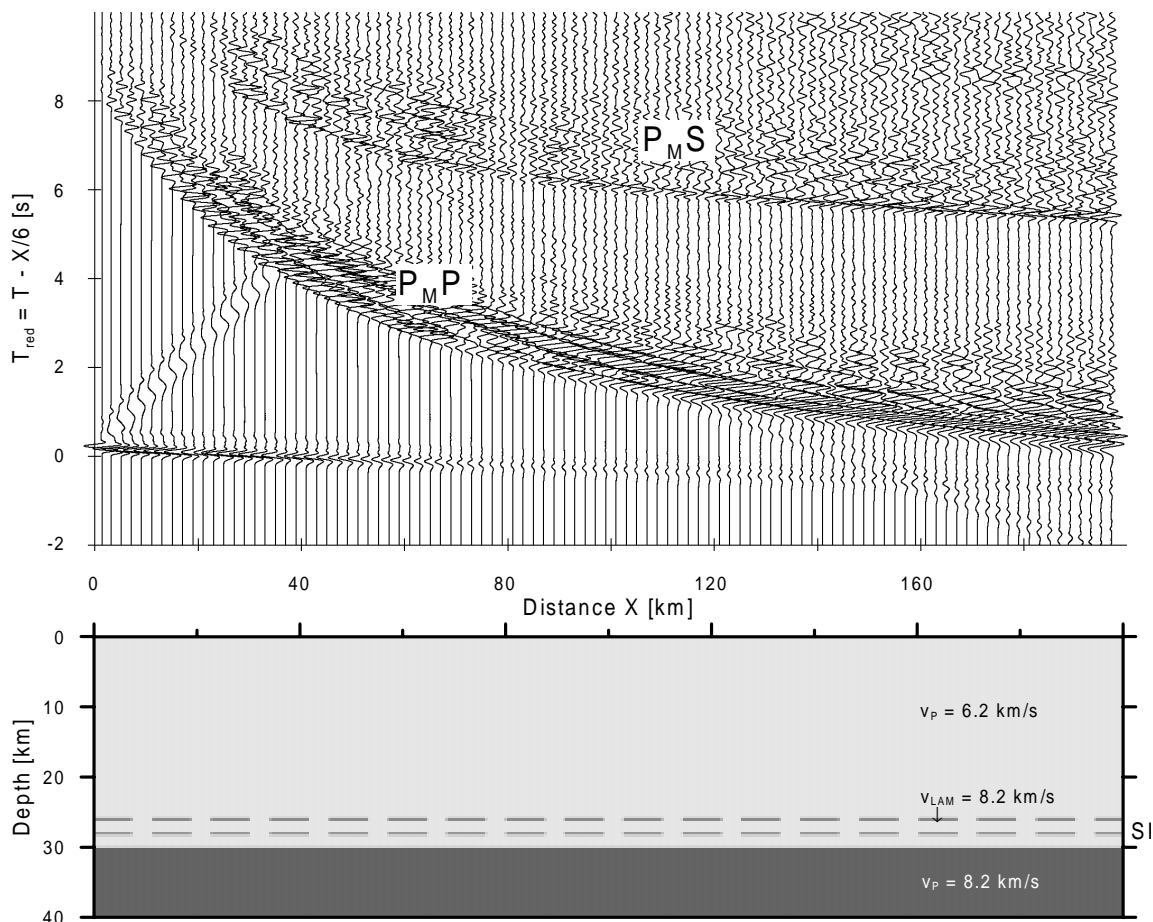


Abbildung 4.9: Finite-Differenzen Seismogrammontage (oben) für ein 2-dimensionales Modell (unten) des SKR [nach Itzin, 1996]. Die Kruste ( $v_p=6.2$  km/s) und der oberste Mantel ( $v_p=8.2$  km/s) sind homogen. An der Krusten-Mantelübergangszone befinden sich dünne Lamellen ( $dz = 0.3$  km  $\approx \lambda/4$ ) mit der Geschwindigkeit des oberen Mantels. Die Heterogenitäten sind horizontal elongiert ( $a_x/a_z \approx 20$ ), wobei die horizontale Ausdehnung der Lamelle ( $a_x \approx 6$  km) etwas doppelt so groß ist wie der Abstand zum nächsten Nachbarn in  $x$ -Richtung. Die Übergangszone ist in diesem Modell 4 km dick.

flektierter Energie annähernd gleich ist, wodurch eine  $P_M P$  Reflexion und eine Koda mit Amplituden in der Größenordnung des ersten Ausschlags des  $P_M P$ -Bandes erzeugt werden kann.

Das Modell des SKR erfordert die Unterscheidung zwischen einer „refraktionsseismischen Moho“ und einer etwas tieferen „reflexionsseismischen Moho“. Durch die lamellenartige Übergangszone von Kruste zu Mantel gibt es einen geringfügigen Unterschied beider „Mohos“. Während die Tiefe der klassischen Moho über die Laufzeit der  $P_M P$ -Fermatphase, d.h. die Reflexion von der Oberkante des SKR, bestimmt wird, antwortet das steilwinklig gesendete Signal der Reflexionsseismik noch auf den Impedanzkontrast an der Unterkante des SKR. Typische Meßgenauigkeiten bei der Bestimmung der Mohotiefe belaufen sich in der Refraktionsseismik auf wenigstens 1-2 km (vgl. Kapitel 2) und in der Steilwinkelseismik auf 0.2-0.3 s TWT. Der durch den SKR verursachte

Laufzeitunterschied ist daher im Rahmen der Fehlergrenzen beider Verfahren nicht signifikant und widerspricht somit nicht den Ergebnissen von Mooney & Brocher [1987]. Das Modell des SKR hat einen entscheidenden Vorteil gegenüber „klassischen Modellen“ für die Krusten-Mantelgrenze: es kann erklären, warum Steilwinkelverfahren die Moho als den Abbruch der Heterogenitäten in der Unterkruste sehen, während die Refraktionsseismik die Moho als Beginn des  $P_M P$ -Kodabandes sieht.

In einem 2D-Modell können die HGL des SKR als Lamellen mit endlicher lateraler Ausdehnung und entsprechenden Zwischenräumen dargestellt werden (Abbildung 4.9). Überkritisch einfallende Energie kann in diesem Fall auch ohne den Tunneleffekt durch die Zwischenräume der HGL in den SKR eindringen. Zudem kann Energie, die unterkritisch auf den SKR einfällt, durch Streuprozesse in überkritische Energie umgewandelt werden und damit zusätzlich zur Erzeugung der  $P_M P$ -Koda beitragen. Itzin [1996] zeigte anhand Finit-Differenzen-Seismogramme die prinzipielle Übertragbarkeit des SKR in den 2-dimensionalen Modellraum. Seine Untersuchung ergab, daß 2-dimensionale Lamellen eine wesentlich inkohärentere Koda der  $P_M P$  produzieren können und damit das beobachtete Muster der  $P_M P$  besser erklären. Als bestes Ergebnis seiner Untersuchung schlägt Itzin [1996] horizontal elongierte Heterogenitäten im Verhältnis von ca. 20:1 ( $a_x:a_z$ ) vor, wobei das Verhältnis von horizontaler Ausdehnung der Lamelle und des Zwischenraums ungefähr 2:1 betragen sollte (Abbildung 4.9). Abbildung 4.9 zeigt, daß mit diesem Modell sowohl ein starkes  $P_M P$  Energieband als auch eine starke P-S Konversion ( $P_M S$ ) als Antwort von der Krusten-Mantelgrenze erzeugt werden kann. Jedoch stellte bereits Fuchs [1975] fest, daß in den meisten refraktionsseismischen Datensätzen keine nennenswerte  $P_M S$  Energie zu sehen ist. Diese Diskrepanz wird im folgenden Abschnitt näher untersucht.

#### 4.2.4 Gradienten als Filter: der verbesserte SKR

Der in Abschnitt 4.2.3 vorgestellte SKR erzeugt eine Diskrepanz zwischen refraktionsseismischen Beobachtungen und synthetischen Seismogrammen. Letztere zeigen zu hohe Amplituden der unterkritischen  $P_M P$ -Reflexion und der P-S-Konversionen (Abbildung 4.8 und Abbildung 4.9) im Vergleich zu den Beobachtungen (Abbildung 4.4 und Abbildung 4.5, s. auch [Fuchs, 1975]). Um die Antwort des SKR diesen Beobachtungen anzupassen, werden im folgenden Lamellen mit positiven und negativen Geschwindigkeitsgradienten („Zähne“) eingeführt.

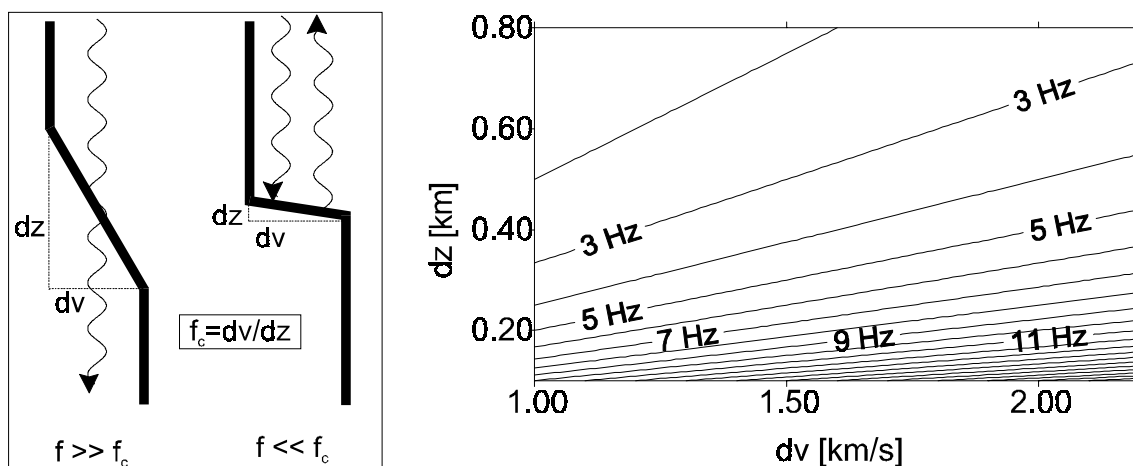


Abbildung 4.10: Definition der kritischen Frequenz  $f_c$  für vertikalen Einfall [nach Wolf, 1937]. Die Geschwindigkeitszunahme  $dv$  über der Tiefe  $dz$  steuert den frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten vertikal einfallender Signale (links). Das rechte Diagramm zeigt die kritische Frequenz  $f_c$  in Abhängigkeit der Strukturparameter ( $dv$  und  $dz$ ) des SKR. Bei einer Geschwindigkeitszunahme von 2 km/s innerhalb 400m werden Steilwinkelreflexionen im Frequenzbereich größer 5 Hz stark abgeschwächt.

Vertikale Geschwindigkeitsgradienten  $dv/dz$  innerhalb der HGL des SKR können als Hochpaß-Filter für steilwinklig einfallende Signale benutzt werden [Wolf, 1937]. Der Gradient entspricht dabei einer kritischen Frequenz  $f_c = dv/dz$  (s. Abbildung 4.10). Ist die Frequenz des vertikal einfallenden Signals  $f$  wesentlich kleiner als  $f_c$ , so wird das Signal wie an einer Diskontinuität erster Ordnung reflektiert. Für  $f \gg f_c$  wird die Gradientenzone transparent und der Reflexionskoeffizient annähernd Null. Fuchs [1975] zeigt anhand synthetischer Berechnungen, daß mit Hilfe von Gradienten auch die Amplituden der P-S-Konversionen im überkritischen Bereich abgeschwächt werden können.

Während die Unterkruste Frequenzen größer 8-10 Hz noch reflektiert, antwortet der obere Erdmantel auf diesen Frequenzbereich nicht mehr [Enderle et al., 1997]. Bereits frühe reflexionsseismische Beobachtungen zeigten, daß der Mantel sogar Frequenzen bis zu 5 Hz (als untere Grenze) nicht mehr reflektiert [Fuchs & Kappelmayer, 1962]. Als Konsequenz kann hieraus unmittelbar gefolgert werden, daß die vertikalen Geschwindigkeitsgradienten der Strukturen im oberen Mantel unterhalb 5 Hz (=km/s/km) liegen. Eine grobe Abschätzung der mittleren vertikalen Gradienten des obersten Mantels aus den Modellierungsergebnissen der teleseismischen  $P_n$  [Tittgemeyer et al., 1996] führt zu Werten von  $f_c$  kleiner 0.5 Hz [Enderle et al., 1997]. Daraus ergibt sich, daß der kritische Gradient beim Übergang von Kruste zu Mantel deutlich herabgesetzt wird.

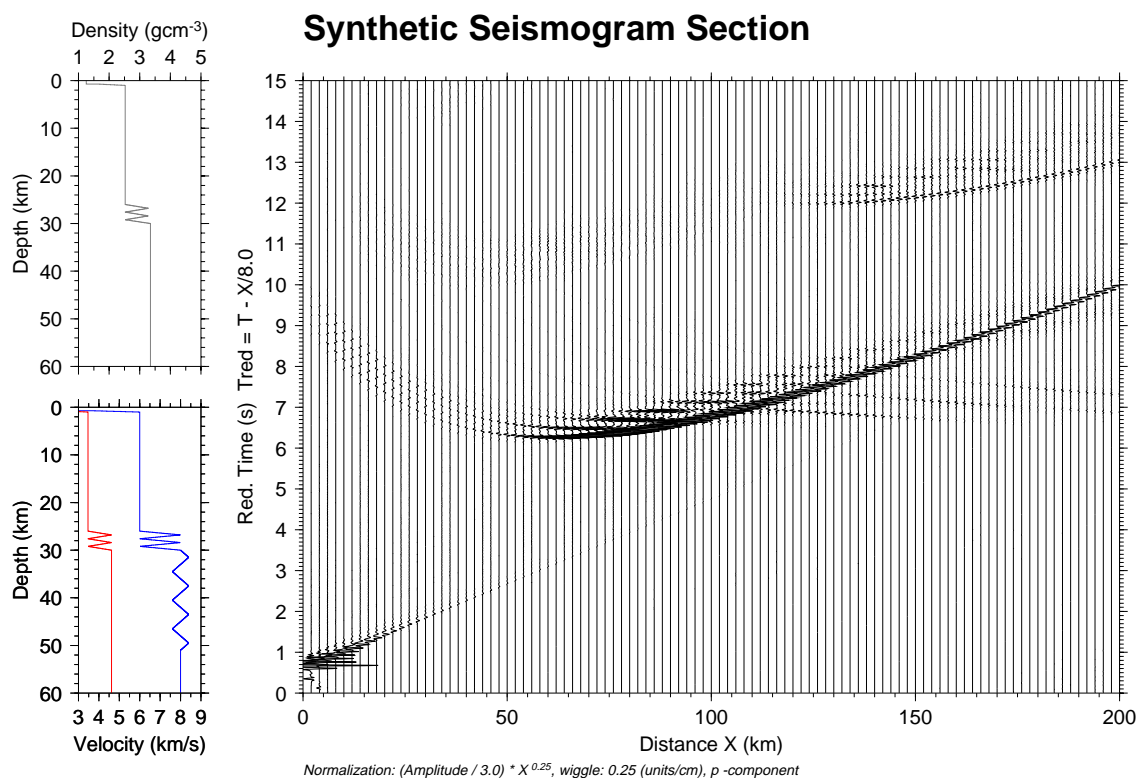


Abbildung 4.11: Synthetische Seismogrammontage (rechts) des „verbesserten SKR“ (links). Gradientenzonen und insbesondere deren Änderung an der Moho bewirken daß a) die unterkritischen Reflexionen der  $P_M P$  abgeschwächt werden, b) die Energie der P-S-Konversion reduziert wird und c) der Beginn der teleseismischen  $P_n$  entsteht. Diese Verbesserung wurde erreicht durch gleichzeitiges Ändern der Dicke der Gradientenschichten von 0.4 km an der Moho auf 3 km im Mantel und der Geschwindigkeitsdifferenz  $dv$  von 2 km/s auf 0.4 km/s. Der starke Gradient im SKR ( $f_c = 5$  Hz) generiert die  $P_M P$ -Koda, während der schwache Gradient im Mantel ( $f_c = 0.54$  Hz) den Beginn einer teleseismischen  $P_n$  erzeugt.

Abbildung 4.11 zeigt anhand einer synthetischen Seismogrammontagen die wesentlichen Verbesserungen des SKR beim Übergang zu Gradientenmedien. Diese Verbesserung wurde erreicht durch gleichzeitiges Ändern der Dicke der Gradientenschichten  $dz$  von 0.4 km an der Moho auf 3 km im Mantel und der Geschwindigkeitsdifferenz  $dv$  von 2 km/s auf 0.8 km/s. Durch die kritische Frequenz des SKR von 5 Hz ( $f_c = dv/dz$ ) wird erreicht, daß sowohl die Energie der unterkritischen  $P_M P$  Reflexion als auch die der P-S Konversion erheblich abgeschwächt wird. Der SKR ist im Steilwinkelbereich für die tieffrequenten Signale der Refraktionsseismik nahezu transparent und damit erst recht für die hochfrequenten Signale der Reflexionsseismik. Diese Signale antworten dann nur noch auf die Heterogenitäten der Unterkruste ( $f_c > 8$  Hz).

Auch wenn das Modell des SKR viele der bislang unzureichend verstandenen Beobachtungen der dynamischen Eigenschaften seismischer Abbilder der Krusten-Mantelübergangszone erklärt, so bleiben dennoch einige Fragen offen. Der vorgeschlagene Mechanismus des SKR ist stark frequenzselektiv, da er auf einen engen Frequenz-

bereich des einfallenden Signals abgestimmt ist. Um die optimale Antwort des SKR auf ein Signal größerer Bandbreite zu erweitern, ist ein Übergang zum statistischen Medium denkbar. Über eine geeignete statistische Beschreibungsweise muß dabei ein Modell geschaffen werden, welches jeder im Quellsignal enthaltenen Frequenz einen SKR anbietet. Ein Problem bei der Realisierung eines statistischen Modells stellt dabei allerdings die zu fordernde geringe vertikale Ausdehnung des SKR dar.

#### 4.2.5 Der lithosphärische Mantel als Wellenleiter

Klassische reflexionsseismische Abbilder des obersten Erdmantels erwecken den Eindruck, daß dieser Teil der Lithosphäre weitgehendst homogen ist. Auch klassische refraktionsseismische Experimente mit Auslagen von wenigen hundert Kilometern dienten im wesentlichen dazu, die Geschwindigkeit bzw. den Geschwindigkeitsgradienten unterhalb der Moho zu bestimmen. Wissenschaftler konzentrierten sich hierbei fast ausschließlich auf die Interpretation der Laufzeiten kohärenter Phasen. Bei besonders guter flächenhafter Überdeckung zahlreicher Profile wird mancherorts die beobachtete  $P_n$ -Phase genutzt, um Aufschluß über die Anisotropie des obersten Erdmantels zu erhalten (s. Kapitel 3).

Auch bei refraktionsseismischen Langprofilen wurde die Koda der  $P_n$ -Phase aufgrund der Zielsetzung, robuste, deterministische Geschwindigkeitstiefenmodelle zu erhalten, nur selten als Informationsträger für die Struktur in obersten Erdmantel beachtet. Abbildung 4.12 zeigt drei Beispiele unterschiedlicher Autoren für die Modellvorstellung der subkrustalen Lithosphäre unterhalb Frankreichs [Hirn *et al.*, 1973; Kind, 1974; An-sorge, 1975]. Wenn auch der Verlauf der einzelnen  $V(z)$ -Funktion von Interpret zu Interpret etwas variiert, so beschreiben doch alle Modelle den oberen Erdmantel als ein über mehrere Wellenlängen homogenes Medium. Synthetische Seismogramme (Abbildung 4.12) belegen, daß diese Modellklasse keine Koda erzeugen und somit die Beobachtungen nur unzureichend erklären kann. In Abbildung 4.12 ist außerdem klar zu erkennen, daß die synthetisch erzeugten Ersteinsätze ab Entfernungen größer als 600 km eine zu hohe Phasengeschwindigkeit im Vergleich zu den Beobachtungen zeigen.



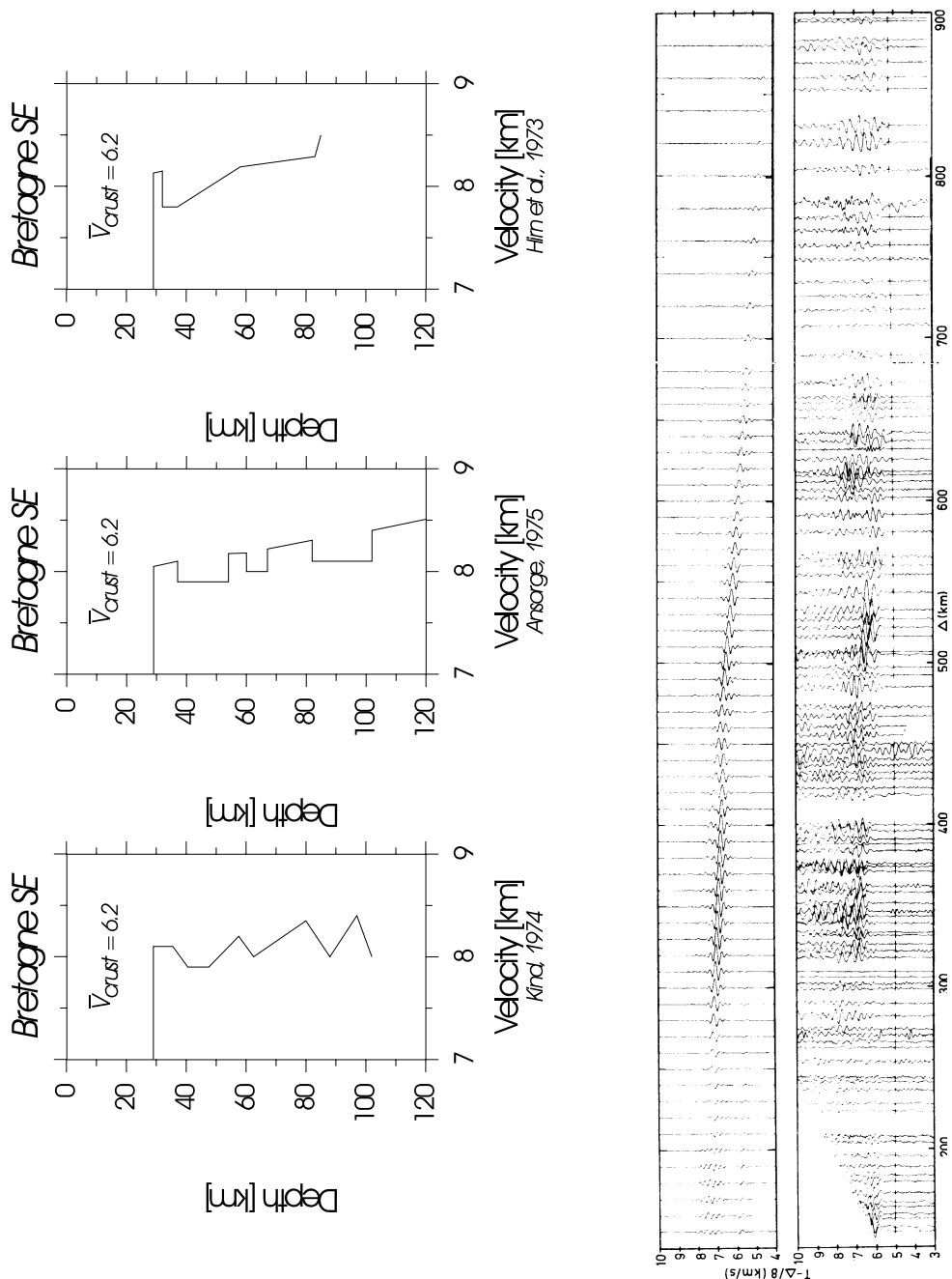


Abbildung 4.12: Verschiedene Geschwindigkeitstiefenmodelle (links) unterschiedlicher Autoren [Hirn et al., 1973; Kind, 1974; Ansorge, 1975] für das Langprofil „Bretagne“ quer durch Frankreich (rechts). Obgleich alle Autoren einzelne Geschwindigkeitsdiskontinuitäten modellierten, sind doch alle Modelle über mehrere Wellenlängen des sondierenden Signals homogen. Die synthetischen Seismogramme (Mitte) zeigen, daß diese Modellklasse keine Koda der  $P_n$  erzeugen kann [vgl. Enderle et al., 1997].

Im Gegensatz zu refraktionsseismischen Beobachtungen wurden Erdbebenregistrierungen an regionalen Stationsnetzen bereits in den frühen 70er Jahren im Hinblick auf Koda analysiert [z.B. Aki, 1973]. Als Modelle werden dabei Medien mit zufallsverteilten

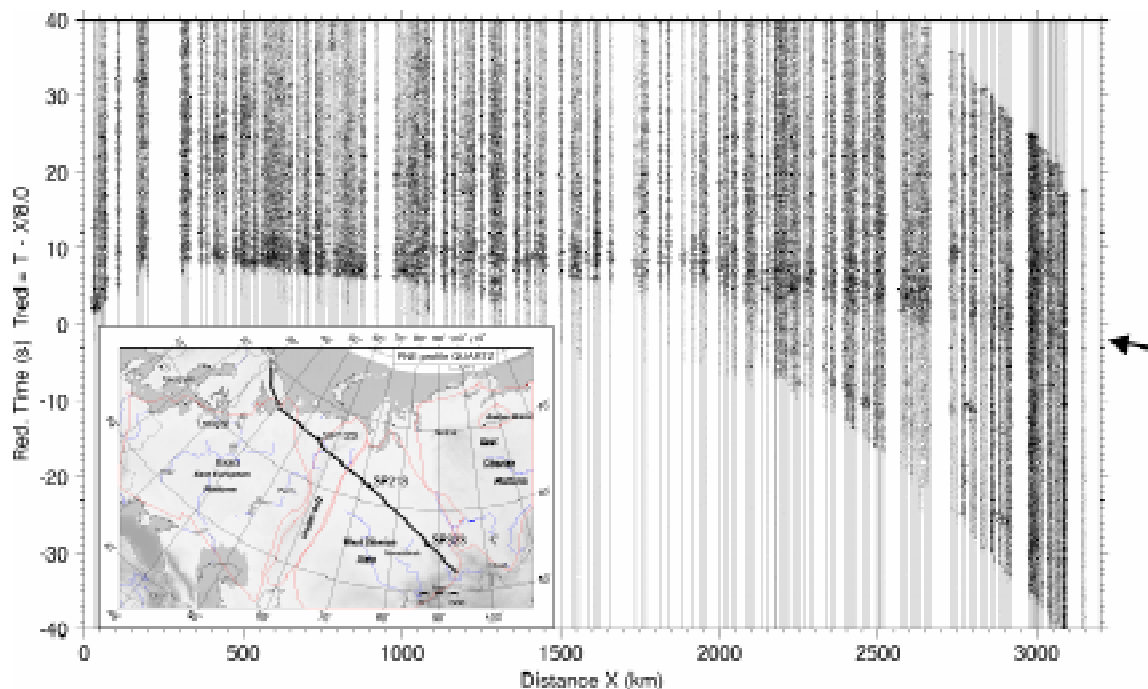


Abbildung 4.13: Hochpaßgefilterte Seismogrammontage für den nach NW registrierten Schußpunkt 323 des Profils QUARTZ (s. Inset). Dargestellt sind spurnormierte Seismogramme der Vertikalkomponente in einer reduzierten Zeitdarstellung ( $V_{red}=8.0$  km/s). Das starke „Energieband“ (Pfeil), welches sich mit einer Gruppengeschwindigkeit von  $8.1$  km/s ausbreitet, wird nach Ryberg et al. [1995] als teleseismische  $P_n$  bezeichnet.

Heterogenitäten bestimmt. Die Tiefenauflösung dieser Modelle ist allerdings gering im Vergleich zur Sprengseismik.

Die Information über die Struktur des oberen Erdmantels wurde entscheidend verbessert, als seismische Aufzeichnungen von Ultra-Langprofilen ( $> 3000$  km) aus der ehemaligen Sowjetunion der westlichen Welt zugänglich gemacht wurden. Mit Hilfe von Nuklearsprengungen (PNE) und Stationsabständen von ca.  $10$  km wurde bei dieser Meßkampagne der oberste Erdmantel bis in Tiefen von  $600$  km auf mehreren Profilen mit einer bis heute unerreichten Auflösung seismisch durchleuchtet [siehe z.B. Egorkin & Pavlenkova, 1981; Mechie et al., 1993 und Referenzen dort]. Dieser Datensatz ermöglicht eine detaillierte Analyse der teleseismischen  $P_n$  und liefert damit wertvolle Information über die Feinstruktur des kontinentalen oberen Erdmantels in Eurasien.

Ryberg et al. [1995] entdeckten anhand verschiedener Frequenzanalysen der Registrierungen entlang des Profils QUARTZ neue Eigenschaften der teleseismischen  $P_n$ . Abbildung 4.13 zeigt die Seismogrammontage QUARTZ für den Schußpunkt 323 nach Nordwesten registriert. Die Daten sind hochpaßgefiltert mit einer unteren Eckfrequenz von  $5$  Hz.

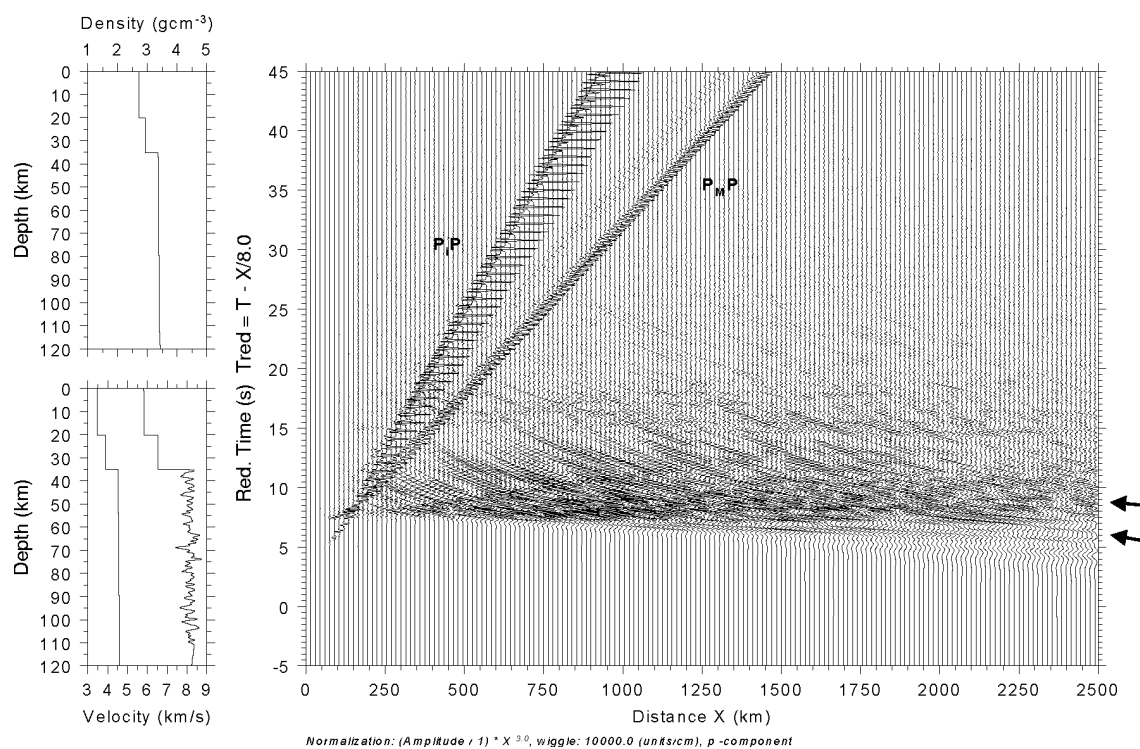


Abbildung 4.14: Synthetische Seismogrammontage (rechts,  $V_{red}=8.0$  km/s) für die P-Welle mit der zugehörigen Tiefenabhängigkeit der seismischen Geschwindigkeiten und der Dichte (links) nach Tittgemeyer et al. [1996]. Die Fluktuationen der P-Wellengeschwindigkeit von  $\pm 3\%$  mit einer Korrelationslänge von 0.7 km sind einem schwach positiven Submohogradienten ( $dv/dz \approx 0.27 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) aus dem IASPEI<sup>15</sup>-91 Modell [Kennett & Engdahl, 1991] überlagert. Die synthetisch generierte teleseismische  $P_n$  (oberer Pfeil) ist charakterisiert durch eine starke Koda, die sich mit einer Gruppengeschwindigkeit von ca. 8 km/s ausbreitet. Die teleseismische  $P_n$  löst sich in einer Entfernung von ca. 1300 km von der Tauchwelle durch den obersten Erdmantel (unterer Pfeil) ab.

Diese Darstellung zeigt deutlich das charakteristische Erscheinungsbild der teleseismischen  $P_n$  als ein inkohärentes Energieband, welches sich mit einer Gruppengeschwindigkeit von 8.0-8.1 km/s über mehrere tausend Kilometer ausbreitet. Dieses Energieband enthält fast ausschließlich hochfrequente Signalanteile im Bereich zwischen 5-12 Hz und hebt sich dadurch von den tieffrequenten Phasen ab. In einer Entfernung größer 1300 km separiert sich die teleseismische  $P_n$  von der Tauchwelle durch den obersten Erdmantel.

Bereits Molnar & Oliver [1969] benutzten den Begriff „teleseismische  $P_n$  bzw.  $S_n$ “ für die damals beobachteten Erdbebenwellen, die über ähnlich lange Distanzen im Erdmantel gelaufen sind. Durch eine systematische Analyse dieser Beobachtungen erkannten Molnar & Oliver [1969], daß die Ausbreitung der  $S_n$  im wesentlichen nur an mittelozeanischen Rücken gestoppt wird und leisteten dadurch einen entscheidenden Beitrag

<sup>15</sup> International Association of Seismology and Physics of the Earth's Interior

zur entstehenden Theorie der Plattentektonik. Seit dieser Zeit plädierten zahlreiche Autoren für die Existenz eines Wellenleiters unterhalb der Moho und entwickelten unterschiedliche Modellvorstellungen für die Mechanismen des Energietransports innerhalb dieser Struktur [Sutton & Walker, 1972; Fuchs & Schulz, 1976; Mantovani *et al.*, 1977; Stephens & Isacks, 1977; Menke & Richards, 1983; Menke & Chen, 1984; Mallick & Frazer, 1990].

Durch die neu entdeckten Eigenschaften der kontinentalen teleseismischen  $P_n$  erlebte das Modell des Wellenleiters für die subkrustale Lithosphäre eine Renaissance. Die hohe Beobachtungsdichte entlang des QUARTZ Profils ermöglichte Ryberg *et al.* [1995] und Tittgemeyer *et al.* [1996], die Struktur eines solchen Wellenleiters zu quantifizieren. Mit Hilfe der Reflektivitätsmethode [Fuchs & Müller, 1971] zur Berechnung synthetischer Seismogramme fanden die Autoren ein 1D-Modell, welches charakterisiert ist durch eine etwa 75 km dicke Zone unterhalb der Moho mit Geschwindigkeitsfluktuationen<sup>16</sup> von  $\pm 3\%$  und vertikalen Korrelationslängen der Strukturen von 0.7 km. Abbildung 4.14 zeigt dieses Modell, zusammen mit einer synthetisch reproduzierten teleseismischen  $P_n$ , welche die Haupteigenschaften (Kodalänge) der Beobachtung widerspiegelt.

#### 4.2.6 $P_n$ in Westeuropa: Anisotropie und Wellenleiter

Enderle *et al.* [1997] schlagen vor, daß der Wellenleiter für die teleseismische  $P_n$  nicht etwa nur eine Besonderheit der Lithosphäre in Rußland ist, sondern auch in anderen Regionen existiert. Langprofile in Westeuropa mit Auslagen bis zu 2000 km zeigen, daß die beobachtete  $P_n$  von einer Koda begleitet ist. Abbildung 4.15 zeigt hierzu eine Gegenüberstellung der Seismogrammontagen aus Westeuropa (oben) und Rußland (unten). Alle Seismogrammontagen in Abbildung 4.15 sind einheitlich skaliert. Die Reduktionsgeschwindigkeit (8.7 km/s) wurde so gewählt, daß die „schnellen Phasen“ (dunkelgraue Linien) aus der subkrustalen Lithosphäre, die in den russischen Profilen und eventuell in Skandinavien (Fennolora, SP I; gestrichelte Linie) zu sehen sind, annähernd horizontal erscheinen. Die teleseismische  $P_n$  bzw. die in Westeuropa vermuteten Pendants sind mit schwarzen Linien markiert und sind deutlich kleiner als 8.7 km/s. Die Phasen von der Mantelübergangszone ( $V_p > 9.0$  km/s) werden ab einer Entfernung von ca. 2000 km beobachtet und sind daher nur in den russischen Daten korrelierbar (hellgraue Linien).

---

<sup>16</sup> Die in Tittgemeyer *et al.* [1996] angegebenen Werte für die Geschwindigkeitsfluktuationen  $dv$  von 5% und die Korrelationslänge  $dz$  von 2 km sind falsch. Richtig ist  $dv=3\%$ ,  $dz=0.7$  km (Tittgemeyer, 1997; pers. Mitt.)

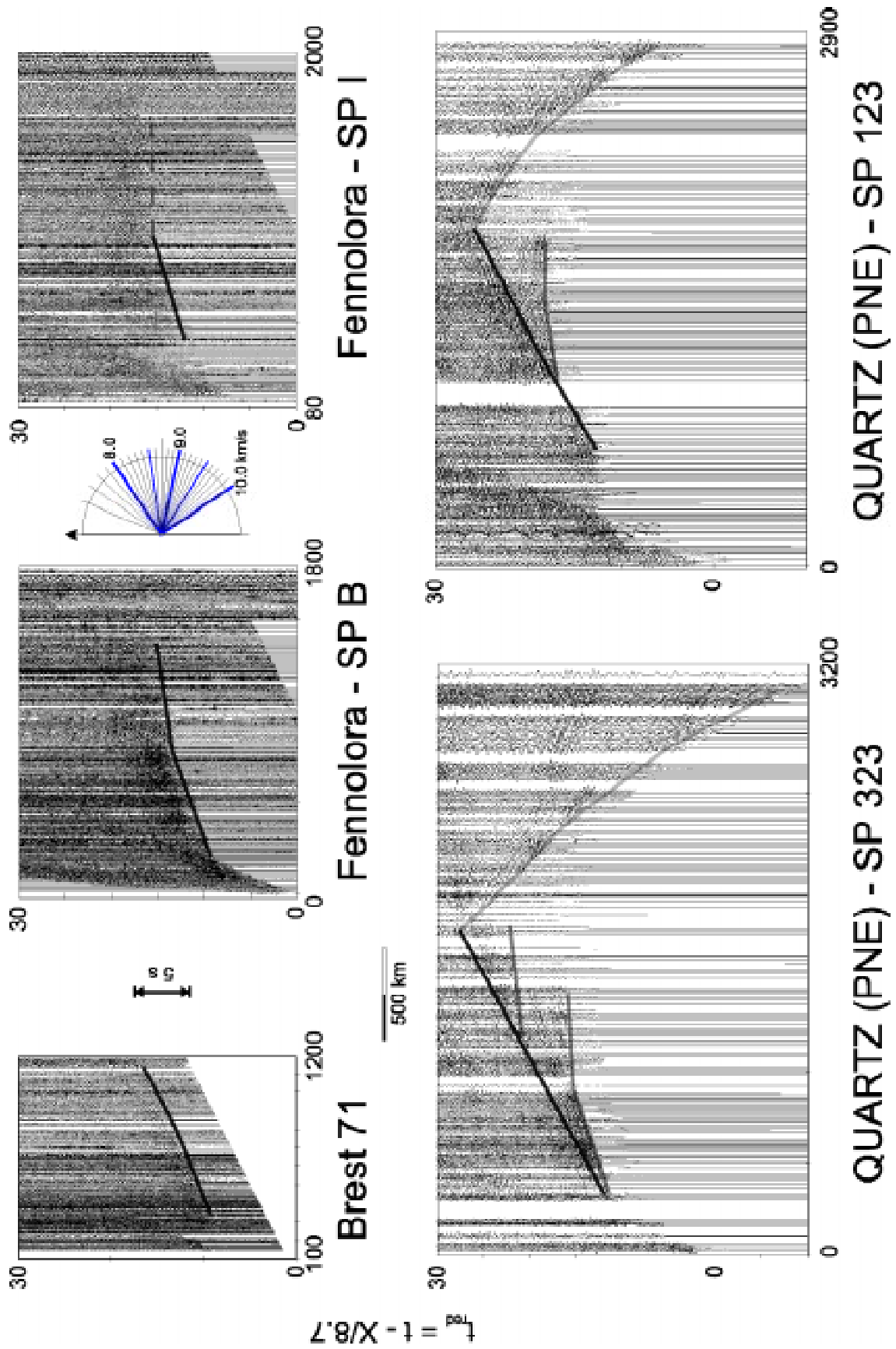


Abbildung 4.16 zeigt eine Analyse der  $P_n$ -Koda in den Aufzeichnungen des Langprofils Brest71 [Hirn *et al.*, 1973]. Diese Seismogrammontage ist mit 8 km/s reduziert und in drei unterschiedlichen Frequenzbändern gefiltert. Die obere Montage wurde im Bereich 1-20 Hz gefiltert und enthält damit sowohl die tieffrequenten Fermatphasen als auch die hochfrequente Koda. Eine Tiefpaßfilterung (1-5 Hz, mittlere Montage) zeigt, daß selbst in diesem Frequenzbereich noch ein erheblicher Anteil an Koda enthalten ist. Die untere Seismogrammontage wurde hochpaßgefiltert (5-20 Hz), analog zu Ryberg *et al.* [1995]. Diese Montage zeigt eine ausgeprägte, hochfrequente Koda, die sich über einen Zeitbereich bis zu 2 s erstreckt.

Zwei Hauptargumente sprechen für die Interpretation der westeuropäischen  $P_n$  als Ergebnis einer wellenleitenden Struktur im oberen Mantel. Erstens, synthetische Seismogrammontagen für die klassischen Makromodelle der Lithosphäre unterhalb Frankreichs zeigen keine Koda der  $P_n$  (s. Abbildung 4.12). Dies steht im Widerspruch zu den Beobachtungen. Zudem ist in Abbildung 4.12 klar zu erkennen, daß die synthetisch erzeugten Ersteinsätze ab Entfernungen größer als 600 km eine zu hohe Phasengeschwindigkeit im Vergleich zu den Beobachtungen zeigen. Dieses Problem ist eine direkte Folge der Interpretationstechnik, bei der die  $P_n$  im wesentlichen durch überkritische Reflexionen an (makroskopischen) Schichten im Mantel mit einer Dicke von mehreren Wellenlängen erklärt wird („zig-zag models“). Jede neue überkritische Reflexion startet dabei mit einer etwas höheren Phasengeschwindigkeit. Um die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit der  $P_n$ -Energie konstant zu halten, mußten Zonen erniedrigter Geschwindigkeit eingeführt werden. Mit dieser Modellklasse können die Beobachtungen ab einer Entfernungen größer als ca. 600 km nicht mehr zufriedenstellend erklärt werden (vgl. synthetische Seismogrammontage in Abbildung 4.12 auf 166).

---

*Abbildung 4.15 (vorherige Seite): Zusammenstellung von Seismogrammontagen verschiedener Langprofile aus Westeuropa (obere Reihe) und Rußland (untere Reihe). Die Lage der Profile ist in Abbildung 4.18 ersichtlich. Alle Montagen sind einheitlich skaliert, spurnormiert und mit einer Reduktionsgeschwindigkeit von 8.7 km/s dargestellt. Signifikante „Phasen“ sind mit Linien unterschiedlicher Graustufen markiert: schwarz = teleseismische  $P_n$  bzw. deren möglicher Beginn in Westeuropa; dunkelgrau = schnelle Phasen aus der subkrustalen Lithosphäre ( $P_n$ ); hellgrau = Phasen von der Mantelübergangszone zwischen 400 km und 600 km Tiefe. Auffallend ist das Fehlen der „schnellen Phasen“ (dunkelgrau in QUARTZ) in Westeuropa. Lediglich bei Fennolara (SP I, Nordkap) deutet sich eine Phase mit einer Geschwindigkeit von ca. 8.7 km/s an (gestrichelt). Die Gruppengeschwindigkeit der teleseismischen  $P_n$  (QUARTZ,  $V_p \approx 8.1$  km/s) ist etwas niedriger als die der möglichen Pendanten in Westeuropa ( $V_p \approx 8.1$ -8.3 km/s). Zur besseren Identifikation der Phasen ist ein Kreisdiagramm dargestellt, welches die Geradensteigung mit der Phasengeschwindigkeit verknüpft.*

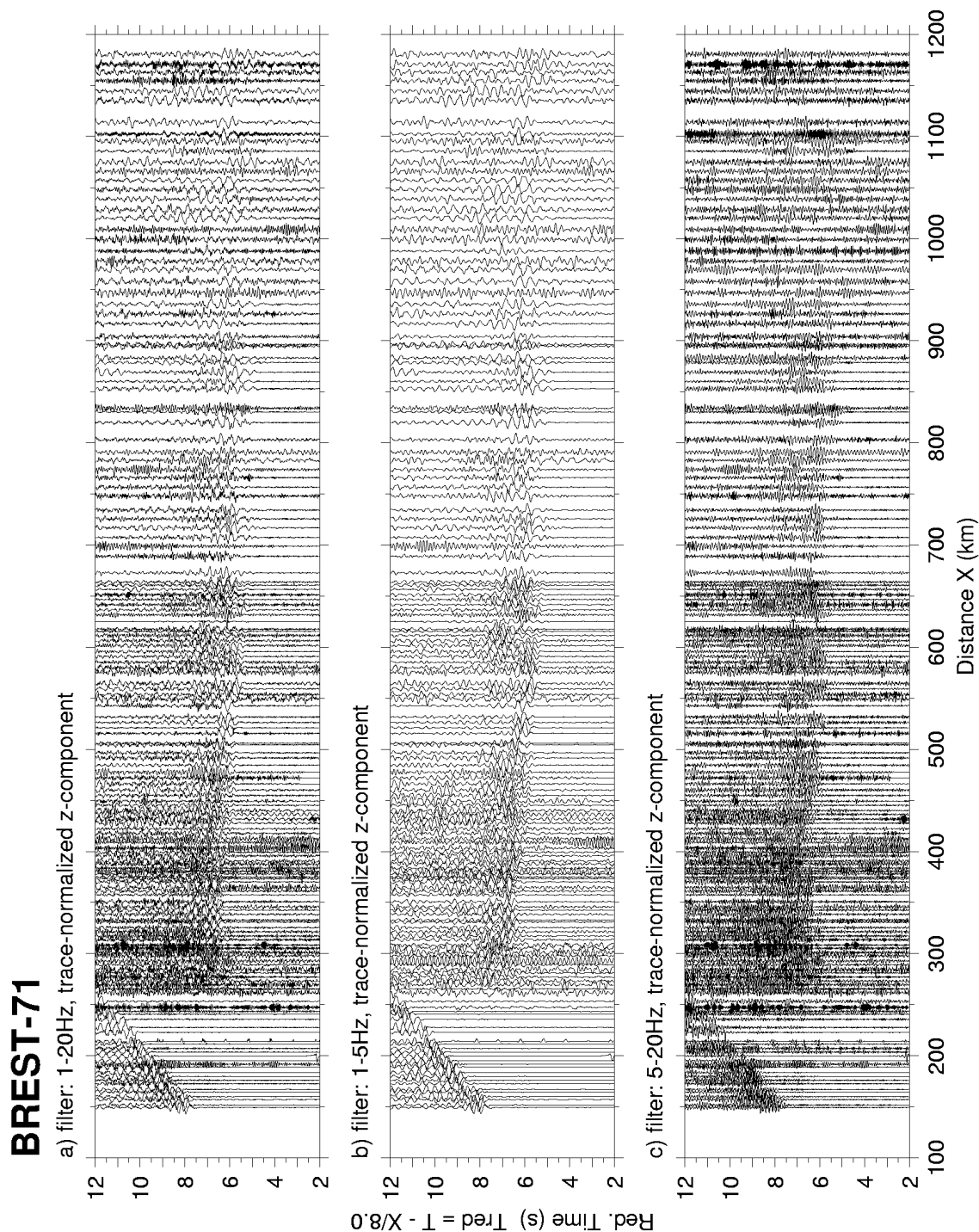


Abbildung 4.16: Seismogrammontage des Langprofils Brest-71 durch Frankreich (Lageplan s. Abbildung 4.18). Zur Verdeutlichung der Präsenz einer hochfrequenten Koda ähnlich der teleseismischen  $P_n$  wurden die Daten in verschiedenen Frequenzbereichen gefiltert: a) 1-20 Hz, b) 1-5 Hz (Tiefpaß) und c) 5-20 Hz [Hochpaß, vgl. Ryberg et al., 1995].

Das zweite Argument liefern Tittgemeyer et al. [1996] mit der erfolgreichen Modellierung der teleseismischen  $P_n$ . Die Autoren zeigen, daß eine Wellengruppe mit ausgeprägter Koda in einem Medium mit Geschwindigkeitsfluktuationen ( $\pm 3\%$ ), die einem

nur sehr geringen Geschwindigkeitsgradienten ( $0.27 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) überlagert sind, erzeugt werden kann. Die Koda breitet sich mit einer Gruppengeschwindigkeit von ca. 8.1 km/s aus und zeigt damit annähernd dieselbe Geschwindigkeit wie in den Langprofilen Westeuropas. Die Separation der Koda von der „schnellen Tauchwelle“ (dunkelgrau in Abbildung 4.15), wie sie auf QUARTZ in einer Entfernung von 1300 km beobachtet wird, ist in den westeuropäischen Profilen nicht zu sehen. Dies begründet sich in der (zu kurzen) Profillänge der westeuropäischen Daten.

Die oben diskutierten Punkte rechtfertigen eine neue Interpretation der bereits in den 70er Jahren gemessenen Daten. Diese Interpretation führt zu Mantelmodellen mit Geschwindigkeitsvariationen in einem wesentlich kleineren Skalenbereich ( $dz \approx 0.7\text{-}2 \text{ km}$ ) als bisher ( $dz \approx 5\text{-}20 \text{ km}$ ).

Ein Möglichkeit, die Entstehung einer wellenleitenden Struktur zu erklären, ist die in Süddeutschland nachgewiesene [Bamford, 1977; Fuchs, 1983; Enderle et al., 1996] und auch in anderen Teilen Westeuropas beobachtete  $P_n$ -Anisotropie [z.B. Díaz et al., 1996]. Geschwindigkeitsfluktuationen, wie sie in einem Wellenleiter benötigt werden (zwischen ca. 7.76-8.24 km/s), können durch teilweise vorzugsorientierten Olivin entstehen. Mit der Anisotropie als Ursache für die Heterogenitäten erscheint auch die Vorstellung lateral elongierter Strukturen plausibel. Beide können als Ergebnis desselben Dehnungs- oder Fließprozesses im Mantel betrachtet werden.

Alle bisher durchgeführten Modellierungen sind eindimensionaler Natur. Es können daher keine Aussagen über die laterale Ausdehnung der Strukturen im Wellenleiter gemacht werden. Computersimulationen erfordern große Hardwareressourcen und sind derzeit in Vorbereitung [Tittgemeyer et al., 1998].

### **4.3 Die Skaligkeit - Ein Abbild geodynamischer Prozesse?**

#### **4.3.1 Skaligkeit der Heterogenitäten in der Lithosphäre**

In diesem Kapitel wurden sowohl seismische Beobachtungen als auch quantitative Modellierungen vorgestellt, die es erlauben, unterschiedlichen Tiefenbereichen der Lithosphäre charakteristische Skalen zuzuordnen. Abbildung 4.17 zeigt als zusammenfassendes Ergebnis einen schematischen Schnitt durch die Lithosphäre.

Das Modell besteht aus vier Zonen. Die Oberkruste ist hierbei vereinfacht als homogener Bereich dargestellt. In diesem Teil der Lithosphäre sind in der Regel Spuren tektonischer Ereignisse vorhanden, die sehr stark ortsgebunden sind (z.B. Sedimentbecken, Orogene, Rifts, ...). Diese Strukturen sind meist makroskopischer Natur ( $\gg \lambda$ ). Abge-



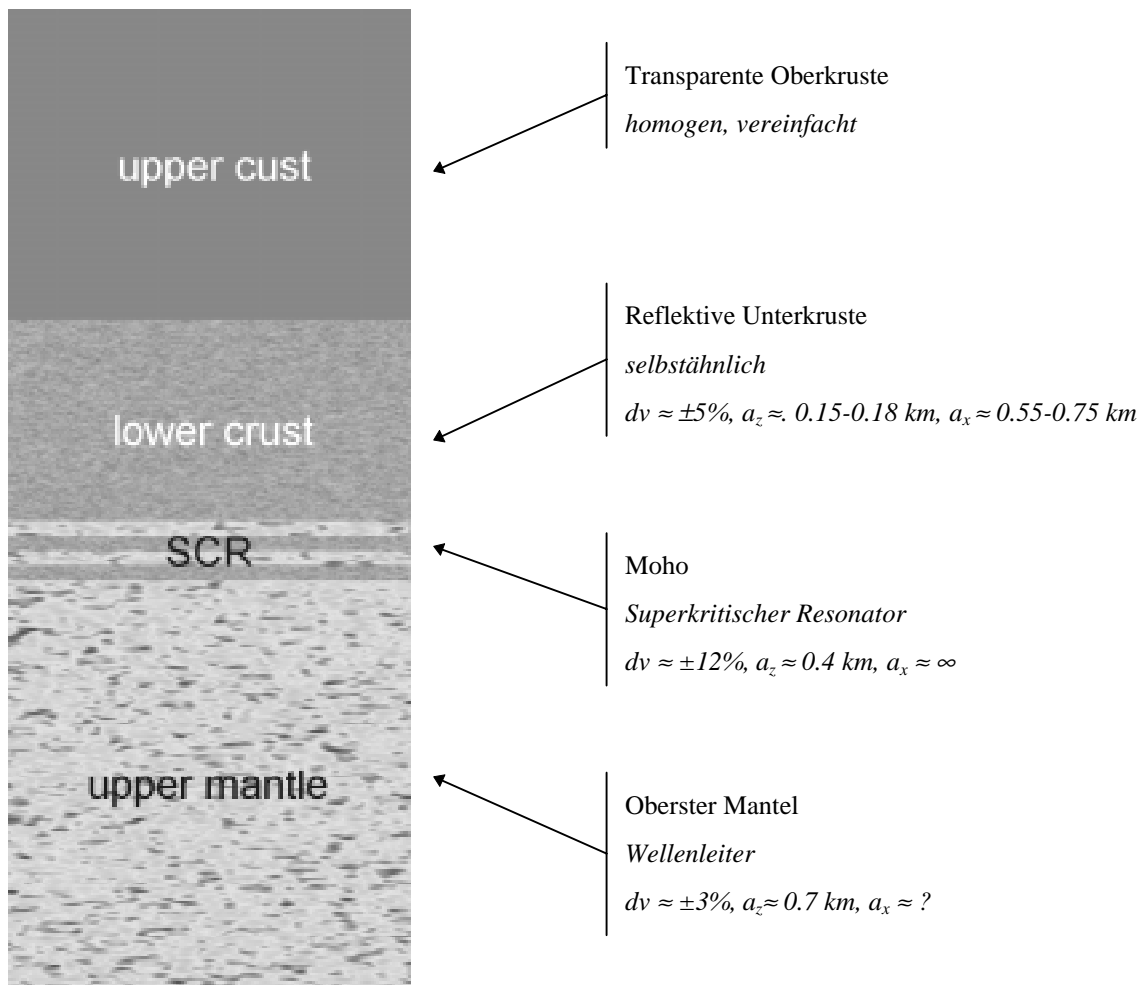


Abbildung 4.17: Skaligkeit der Heterogenitäten in der Lithosphäre. Das schematische Modell besteht aus vier Zonen: der transparenten Oberkruste (homogen), der reflektiven Unterkruste [nach einem Modell von Holliger & Levander, 1992], der Moho als Superkritischer Resonator (vgl. Abschnitt 4.2.3) und dem wellenleitenden obersten Mantel [nach einem Modell von Tittgemeyer et al., 1996]. Die Synthese der einzelnen Modelle verschiedener Autoren veranschaulicht den Wechsel der Skaligkeit der Heterogenitäten von Kruste zu Mantel. Die Geschwindigkeitsfluktuationen  $dv$  und die Korrelationslängen  $a_x$  (horizontal) bzw.  $a_z$  (vertikal) der Heterogenitäten in den verschiedenen Tiefenbereichen sind in den Legenden (rechts) angegeben.

sehen von diesen klar definierten Strukturen zeigt sich die Oberkruste im allgemeinen als schwach reflektiv bis transparent. Die Transparenz der Oberkruste wird sehr deutlich, wenn diese Zone in Relation zur Unterkruste gesetzt wird.

Ein Gestein kann als heterogenes Medium betrachtet und über seine räumliche Autokorrelationsfunktion  $C(r)$  beschrieben werden (s. hierzu Tabelle 7.8 im Anhang). Üblicherweise werden drei verschiedene Korrelationsfunktionen verwendet: die *Gaußsche*, die *exponentielle* und die *von Karman* Funktion [Frankel & Clayton, 1986; Holliger & Levander, 1992]. Die Fouriertransformation  $P(k)$  der Korrelationsfunktion gibt das Spektrum der Fluktuationen des Mediums wieder und ist damit ein Maß für die „Rauigkeit“ eines Gesteins.

Das Spektrum der *Gaußschen* Korrelationsfunktion ist charakterisiert durch ein schnelles Abklingen zu hohen Wellenzahlen hin und beschreibt damit ein „weiches Medium“, das nur wenig Heterogenitäten mit hohen Wellenzahlen aufweist.

Von *Karman* und *exponentielle* Korrelationsfunktionen zeigen hingegen ein wesentlich breiteres Spektrum an Wellenzahlen und beschreiben dadurch ein „raueres Medium“ mit komplexeren Strukturen. Die *Hurst Zahl*  $\nu$  ist ein Maß für die „Rauigkeit“ bei *von Karman* Medien und liegt zwischen 0 (= *selbstähnlich*) und 1. Für  $\nu = 0.5$  entspricht die *von Karman* Verteilungsfunktion der *exponentiellen* Verteilung. Die *fraktale Dimension*  $D$  eines stochastischen Mediums ist gegeben durch:  $D = E + 1 - \nu$ , wobei  $E$  die räumliche Dimension des Mediums bezeichnet. Im 2D Raum ist damit ein Medium der *fraktalen Dimension*  $D=2$  glatt, während  $D=3$  ein *selbstähnliches Medium* repräsentiert.

Für die Unterkruste leiteten Holliger & Levander [1992] eine stochastische Beschreibungsweise ab, indem sie die strukturellen Eigenschaften obduzierter Unterkruste in der Ivrea Zone (Norditalien) anhand geologischer Karten ermittelten. Die Autoren beschreiben die dort aufgeschlossene Unterkruste als typische, gedehnte Kruste und klassifizieren diese als ein nahezu *selbstähnliches Medium* (der fraktalen Dimension 2.7; Hurst Zahl:  $0.3 \pm 0.05$ ; Korrelationslängen:  $a_x = 550-750\text{m}$ ,  $a_z = 150-180\text{m}$ ). Holliger & Levander [1994] zeigten über die Berechnung synthetischer Seismogramme, daß diese Modellklasse mit bimodalen Geschwindigkeitsfluktuationen von ca.  $\pm 5\%$  in der Lage ist, die beobachtete Reflektivität der Unterkruste im Steilwinkelbereich zu erzeugen.

Enderle et al. [1997] zeigten, daß die konsistente Beobachtung der überkritischen  $P_M P$ -Koda die Einführung einer dünnen Zone (2-3 km) an der Moho erfordert, die wechsellagernd aus Krusten- und Mantelmaterial besteht („Superkritischer Resonator“). Diese Zone mit Geschwindigkeitsfluktuationen bis zu  $\pm 12\%$  repräsentiert den stärksten Wechsel der Skaligkeit der Strukturen in der Lithosphäre. In Abschnitt 4.2.3 wurde gezeigt, daß diese Zone notwendig ist, um die beobachtete überkritische  $P_M P$ -Koda zu erzeugen.

Der oberste Mantel ist in Abbildung 4.17 als „wellenleitendes Medium“ [Ryberg et al., 1995; Tittgemeyer et al., 1996] dargestellt. Die Eigenschaften dieses Wellenleiters wurden von Tittgemeyer et al. [1996] über die Berechnung synthetischer Seismogramme mit der Reflektivitätsmethode [Fuchs & Müller, 1971] bestimmt. Um die Ausbreitung der in Rußland beobachteten teleseismischen  $P_n$  synthetisch zu reproduzieren, benötigten die Autoren ein Medium mit gaußverteilten Heterogenitäten der vertikalen Korrelationslänge von 0.7 km und Geschwindigkeitsfluktuationen von 3%.

### 4.3.2 Oberflächeneffekte

Die Struktur der Erde in der unmittelbaren Nähe ihrer Oberfläche ist extrem heterogen. Starke Verwitterungseffekte kombiniert mit lokal unterschiedlicher Sedimentation führen zu lokalen Schwankungen in der Oberflächengeologie und machen diese Zone der Erdkruste zu einem äußerst komplexen Medium, welches von allen Wellentypen auf ihrem Weg zum Empfänger durchquert wird. Diese Zone, mit ihrer Eigenschaft seismische Energie zu streuen, hinterläßt damit ebenfalls ihre Signaturen im registrierten Wellenfeld. Es stellt sich nun die Frage nach der Größenordnung dieses Effekts: können Oberflächeneffekte alleine die beobachteten unterschiedlichen Kodabänder der  $P_iP$ ,  $P_M P$  und der teleseismischen  $P_n$  erzeugen?

Wenn auch eine quantitative Analyse, d.h. Separation der Effekte von oberflächennahen und tieferen Strukturen, aufgrund der räumlichen Abtastrate weitwinkelseismischer Daten (Stationsabstände größer  $\lambda$ ) nicht möglich ist, so können doch einige plausible Argumente angeführt werden, welche die obige Frage verneinen:

1. Die Ausbildung einer Koda ist neben der Art und Verteilung kleinräumiger Heterogenitäten auch entscheidend geprägt durch die Weglänge, die ein Signal in einem streuenden Medium zurücklegt [Aki & Richards, 1980]. Soll eine Wechsellagerung von Sedimenten stark unterschiedlicher seismischer Geschwindigkeit für die Koda verantwortlich gemacht werden, so müßte dieses Schichtpaket eine Tiefenausdehnung von einigen Wellenlängen des sondierenden Signals, d.h. mehrere Kilometer, besitzen. Diese Voraussetzung mag in manchen tektonischen Provinzen erfüllt sein, kann aber nicht als globaler Durchschnitt betrachtet werden [Mooney *et al.*, 1998]. Da die  $P_M P$ -Koda auch in Gebieten ohne signifikante Sedimentbedeckung beobachtet wird [z. B. Schwarzwald: Gajewski & Prodehl, 1987; oder Kanada: Mereu *et al.*, 1989], können Sedimente nicht die primäre Ursache sein.
2. Die Koppelung der reflektiven Unterkruste an Extensionszonen [Rey, 1993] gibt einen direkten Hinweis auf die Entstehungsursache des seismischen Abbilds ( $P_iP$ -Koda). Auch hier sind Oberflächeneffekte alleine nicht in der Lage, das beobachtete seismische Abbild der reflektiven Unterkruste zu erzeugen.
3. Synthetische Modellierungen der teleseismischen  $P_n$  zeigen, daß diese Phase eine wellenleitende Struktur einer Dicke von mindestens 70 km unterhalb der Moho erfordert und nicht durch oberflächennahe Strukturen erzeugt werden kann [Tittgemeyer *et al.*, 1996].

Wenn auch Oberflächeneffekten in der Koda nicht völlig ausgeschlossen werden können, so verdeutlichen doch die oben genannten Punkte, daß die einzelnen Kodabänder in

kausalen Zusammenhang mit Strukturen in unterschiedlichen Tiefenbereichen der Lithosphäre gebracht werden können. Der Effekt oberflächennaher Strukturen wird daher als sekundär betrachtet.

### 4.3.3 Globaler Ausblick

Nachdem bereits zu Beginn dieses Kapitels auf die überregionalen Besonderheiten der  $P_{MP}$  hingewiesen wurde, soll nun die Ausbreitung seismischer Energie durch den Erdmantel auf einer globalen Skala betrachtet werden.

Die Ausbreitung seismischer Wellen über teleseismische Entfernungen ( $> 1000$  km) wurde bereits in den 60er Jahren anhand von S-Wellen studiert. Molnar & Oliver [1969] kartierten mit Hilfe teleseismischer  $S_n$  Beobachtungen an weltweit verteilten Erdbebenobservatorien Regionen effizienter Wellenausbreitung (Abbildung 4.18).

Da bei Erdbeben S-Wellen im allgemeinen stärker abgestrahlt werden als P-Wellen, ist die Wahrscheinlichkeit,  $S_n$ -Energie an Erdbebennetzen zu beobachten, wesentlich höher. Die globale Durchschnittsgeschwindigkeit von 4.66 km/s der beobachteten  $S_n$  entspricht einem repräsentativen Mantel einer P-Wellengeschwindigkeit von 8 km/s und ist somit fast identisch mit der Gruppengeschwindigkeit der in Rußland beobachteten teleseismischen  $P_n$ . Hieraus kann gefolgert werden, daß beide Wellentypen annähernd denselben Tiefenbereich des Erdmantels durchlaufen.

Abbildung 4.18 zeigt eine Weltkarte der globalen  $S_n$ -Ausbreitung nach Molnar & Oliver [1969], die mit Hilfe teleseismischer  $P_n$ -Beobachtungen aus refraktionsseismischen Langprofilen erweitert wurde. Diese liefern neue Daten in Rußland, Westeuropa und Nordamerika [Hales, 1972]. Die letzten beiden Datensätze bestätigen, was Molnar & Oliver [1969] bereits aus ihren Daten erkannten: fast ganz Nordamerika und Westeuropa können als Regionen effizienter  $S_n/P_n$ -Ausbreitung betrachtet werden. Diese Übereinstimmung ist mehr als nur ein Hinweis, daß die Ausbreitung teleseismischer  $P_n$ -Energie weltweit durch ein Medium erreicht wird, dessen Strukturparameter sich signifikant von denen der Kruste unterscheiden.

### 4.3.4 Spuren einer Relativbewegung zwischen Kruste und Mantel

Die neue Modellvorstellung, die den Übergang von Kruste zu Mantel nicht nur als Änderung der seismischen Geschwindigkeit und deren Fluktuationen betrachtet, sondern insbesondere eine Änderung der Skaligkeit der Strukturen fordert, regt die Frage nach geodynamischen Prozessen an, die solche Signaturen hinterlassen können.

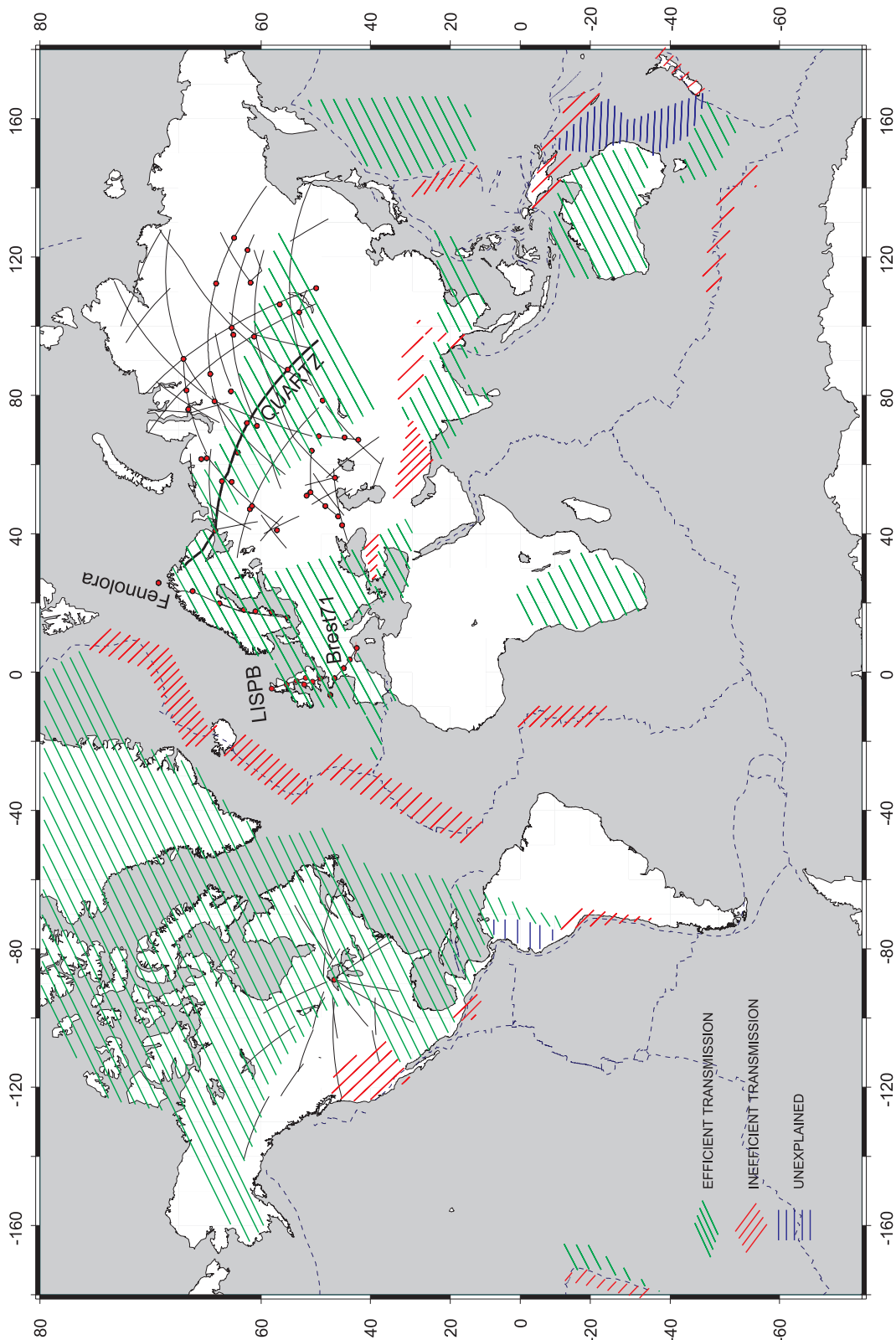


Abbildung 4.18: Erweiterte Weltkarte der  $P_n/S_n$ -Ausbreitung basierend auf Molnar & Oliver [1969]. Vorwärts schraffierte Bereiche (///) markieren Regionen effizienter, rückwärts schraffierte Bereiche (\\) ineffizienter  $P_n/S_n$ -Ausbreitung. Zusätzlich sind die Lokationen der PNE-Profile, der Langprofile in Westeuropa und des „Early-rise“-Experiments [Hales, 1972] in Nordamerika eingezeichnet. Diese Profile definieren zusätzliche Regionen effizienter  $P_n$ -Ausbreitung.

Geht man davon aus, daß der Wellenleiter nicht nur im präkambrischen bis proterozoischen Rußland existiert, sondern auch im phanerozoischen Europa und sogar in der ozeanischen Lithosphäre, so kann seine Existenz als unabhängig von einer Vielzahl physikalischer und geochemischer Bedingungen betrachtet werden (z.B. Alter, Druck und Temperatur, sowie modale Zusammensetzung der Lithosphäre, tektonisches Regime, etc.). Enderle et al. [1997] regen daher an, daß neben magmatischen Differentiationsprozessen, eine Relativbewegung zwischen Kruste und Erdmantel als mögliche Erklärung für einen Strukturwechsel an der Moho in den unterschiedlichsten tektonischen Regimen der Erde dienen kann. Ein überwiegend horizontaler Massentransport mit unterschiedlichen Relativgeschwindigkeiten zwischen Kruste und Mantel könnte als eine Ursache für elongierte Strukturen und deren Skalenwechsel an der Moho betrachtet werden. Leicht vorstellbar ist eine solche Relativbewegung in Subduktionszonen als Folge einer Kontinent-Kontinent Kollision [Ellis et al., 1995].

Ein weiteres Beispiel für die Notwendigkeit einer Relativbewegung geben Müller et al. [1997]. Die Autoren stellten bei der Auswertung der Weltspannungskarte [Zoback, 1992; Wehrle & the World Stress Map Working Group, 1997] eine unerwartet hohe Anzahl von Abschiebungsbeben in Westeuropa fest. Um den scheinbaren Widerspruch zwischen den beobachteten Spannungsindikatoren (Abschiebungen) und der Tatsache daß Westeuropa unter großräumiger Kompression steht, zu lösen, entwickeln die Autoren ein tektonisches Modell, indem sich Krustenblöcke entkoppelt von dem lithosphärischen Mantel bewegen. Als obere Grenze der Relativgeschwindigkeit geben Müller et al. [1997] Werte zwischen 2-5 mm/Jahr an.



## **5 Zusammenfassung und Perspektiven**

Die vorliegende Arbeit stellt eine moderne Analyse und Interpretation refraktionsseismischer Daten dar, die sowohl klassische Auswertemethoden auf neue Daten anwendet als auch neue Methoden an klassischen Datensätzen entwickelt, um damit bislang ungenutzte Information aus bereits gemessenen Datensätzen zu verwerten.

Im Rahmen des interdisziplinären Forschungsprogramms „Orogene Prozesse - ihre Quantifizierung und Simulation am Beispiel der Varisziden“ wurden die refraktionsseismischen Messungen GRANU95 durchgeführt. Dabei war es von besonderem Interesse, die Tiefenstruktur in Kombination mit den fast zeitgleich durchgeführten reflexionsseismischen Messungen von DEKORP im Sächsischen Granulitgebirge möglichst detailliert abzubilden.

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde anhand der neuen Daten des GRANU95-Experiments ein 2D-Modell (95-B) für die Geschwindigkeitstiefenstruktur unterhalb des Sächsischen Granulitgebirges erstellt. Der Modellraum besitzt eine horizontale Ausdehnung von 260 km in variszischer Streichrichtung (ca.  $60^{\circ}\text{N}$ ) und reicht in eine Tiefe von 35 km. Das Modell wurde mit Hilfe von Ray-tracing-Verfahren abgeleitet und mit synthetischen Seismogrammen überprüft. Um die Beobachtungen von acht unterschiedlichen Schußpunkten mit einem einheitlichen 2D-Modell zu erklären, war eine Unterteilung der Erdkruste in vier Schichten nötig.



Das kristalline Grundgebirge mit Geschwindigkeiten um 6.0 km/s und höher wird generell in geringer Tiefe (<2 km) angetroffen. Ausnahmen bilden im wesentlichen drei Sedimentstrukturen (SW der Fränkischen Linie, das Permo-Karbon-Becken SW des aufgeschlossenen Granulitgebirges und das Nordsächsische Synklinorium bei Leipzig), welche niedrige Geschwindigkeiten (ca. 4.8-5.1 km/s) bis in Tiefen von teilweise 5 km zeigen.

Die höchsten Geschwindigkeiten in der Oberkruste (bis zu 6.5 km/s) wurden nicht direkt unterhalb des aufgeschlossenen Granulitgebirges gefunden, sondern etwa 70 km südwestlich in einer Tiefe von ca. 4-5 km. Die modellierten Bereiche erhöhter Geschwindigkeit in der Oberkruste korrelieren in der Tiefenlage mit Zonen erhöhter Reflektivität, die in den Seismogrammontagen von drei reflexionsseismischen Profilen (DEKORP) am Schnittpunkt mit der Refraktionslinie 95-B beobachtet werden. Diese Zonen erhöhter Reflektivität erscheinen als domartig-gekrümmte NW-SE verlaufende Reflexionen. Senkrecht zum variszischen Streichen (95-A) wurde eine Schicht erhöhter Geschwindigkeit (6.3 km/s) modelliert, die unterhalb des südöstlichen Randes des aufgeschlossenen Granulitgebirges von 5 km auf 9 km Tiefe (in Richtung SE) abtaucht.

Basierend auf diesen Ergebnissen wird vorgeschlagen, daß das Granulitgebirge weiträumig von einer NE-verlaufenden Antiform-Struktur erhöhter Geschwindigkeit unterlagert wird, wobei das aufgeschlossene Granulitgebirge lediglich die „Spitze des Eisbergs“ darstellt. Das Granulitgebirge selbst zeigt aufgrund starker Verwitterung keine ausgeprägt hohen Geschwindigkeiten (annähernd 6 km/s), wie es Labormessungen an Granulitproben hätten erwarten lassen.

Ein Vergleich mit Daten aus dem westlichen Saxothuringikum (Wildflecken) zeigte, daß das kristalline Grundgebirge südwestlich der Fränkischen Linie erst in größerer Tiefe (3-5 km) angetroffen wird. Unterhalb der Zone erhöhter Geschwindigkeit schließt sich eine Schicht mit einer Geschwindigkeit von ca. 6.2-6.25 km/s an. Diese Schicht setzt sich entlang der variszischen Streichrichtung (SW-NE) bis in eine Tiefe von durchschnittlich 15 km fort und reicht senkrecht zum variszischen Streichen (NW-SE) in eine Tiefe von 11-16 km (nach SE einfallend). Aus dieser Tiefe wird eine schwache Reflexion beobachtet, die mit einer Schicht der Geschwindigkeit 6.4-6.6 km/s im Modell erklärt wird.

In einer Tiefe von 22-24 km wird die Unterkruste mit einer Geschwindigkeiten von 7 km/s modelliert. Die Krusten-Mantelgrenze liegt zwischen 30-32 km Tiefe und zeigt keine signifikante Aufwölbung. Im Vergleich zum weltweiten Durchschnitt der Krustendicke von ca. 40 km [Mooney *et al.*, 1998] ist die Kruste unterhalb des sächsischen Granulitgebirges ausgedünnt und spiegelt somit die Merkmale einer Extensionszone

wieder. Die bei der Modellierung benutzten Geschwindigkeiten im obersten Erdmantel von 7.9-8.0 km/s sind nur sehr schlecht belegt.

Die hohen Geschwindigkeiten in der Oberkruste südwestlich des sächsischen Granulitgebirges können als Hinweis auf eine Vertikalbewegung betrachtet werden und unterstützen damit die Modellvorstellung, daß das Saxothuringikum aus einer Kette von metamorphen Kernkomplexen aufgebaut ist. Diese hochmetamorphen Tiefengesteine können in Extensionszonen in höhere Krustenbereiche gehoben werden und erhöhen dort die Durchschnittsgeschwindigkeit. Die tieferen Stockwerke, insbesondere die Krusten-Mantelgrenze, zeigen keine Spuren, die sich mit einer Exhumierung von Granuliten mit Entstehungsdrücken, die auf Tiefen weit über 30 km hinweisen, in Verbindung bringen lassen.

Der Datensatz aus dem Granulitgebirge zeigt zwei weitere Besonderheiten, insbesondere im Tiefenbereich der Moho. Zum einen tritt die  $P_{MP}$ -Phase deutlich in Erscheinung und zeigt einen hohen Anteil inkohärenter Energie. Da sich dieses Erscheinungsbild der  $P_{MP}$  auch in vielen anderen Datensätzen in Westeuropa zeigt, wird hier argumentiert, daß diese Erscheinung weitreichendere Ursachen hat und nicht ausschließlich an eine lokale Exhumierung von granulitischen Tiefengesteinen gebunden sein kann. Die zweite Besonderheit ist das Fehlen einer klaren  $P_n$ -Phase in dem sonst qualitativ hochwertigen Datensatz des GRANU95-Experiments. Dies ist um so bedeutender, da diese Phase bei einer Vielzahl von früheren refraktionsseismischen Messungen im regionalen Umfeld in Süddeutschland mehrfach aufgezeichnet wurde.

Im zweiten Teil dieser Arbeit wurde der oberste Erdmantel in Süddeutschland im Hinblick auf Anisotropie untersucht. Erste systematische Analysen der  $P_n$ -Phase in Süddeutschland [Bamford, 1977; Fuchs, 1983] zeigten, daß sowohl die Scheingeschwindigkeit als auch die Amplitude dieser Phase azimuthalen Schwankungen unterliegt und daher in bestimmten Azimutbereichen nicht zu sehen ist.

Das azimuthabhängige Erscheinungsbild der  $P_n$ -Phase wird in der bisherigen Modellvorstellung mit einer Azimutabhängigkeit der Geschwindigkeitsgradienten unterhalb der Moho erklärt [Fuchs, 1983]. Dabei wurde der Einfluß existierender Submohogradienten auf die Laufzeit der  $P_n$ -Phase vernachlässigt. In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß sich die Existenz von Submohogradienten signifikant auf das Ergebnis der Laufzeitanalyse der  $P_n$ -Phase auswirkt. Im Falle hoher Submohogradienten kann die  $P_n$ -Phase nicht mehr als Kopfwelle angenähert werden, wie es in dem Verfahren der klassischen time-term Analyse geschieht. Um die Laufzeitabweichung zwischen einer Kopf- und Tauchwelle zu berücksichtigen, wurde die Methode der klassischen time-term Analyse auf Tauchwellen erweitert.

Eine neue time-term Analyse für Süddeutschland zeigte, daß sich die Magnitude der Anisotropie unmittelbar an der Moho in 30 km Tiefe von bisher 7% auf 3-4% reduziert. Die maximale P-Wellengeschwindigkeit in dieser Tiefenlage ergab sich zu 8.03 km/s in einem Azimut von N31°E. Die Anisotropie nimmt bis in eine Tiefe von 40 km azimutabhängig zu. Der Maximalwert in 40 km Tiefe beträgt ca. 11% bei N31°E. Diese Zunahme wird gesteuert durch einen azimutabhängigen Submohogradienten, der von 0 s<sup>-1</sup> in der Richtung der langsamen P-Wellengeschwindigkeit auf 0.06 s<sup>-1</sup> in der schnellen Richtung zunimmt.

Hieraus ergeben sich Bedingungen für eine integrierte petro-seismische Modellierung. Basierend auf einer integrierten petro-seismischen Modellierung wird eine tiefenabhängige Änderung der modalen Zusammensetzung des obersten Erdmantels in Süddeutschland mit der Tiefe vorgeschlagen, die von olivinarmen Peridotiten (mit 57.3% OL, 42.7% OPx) zu olivinreichen Duniten (mit 89.5% OL, 8.3% OPx, 0.8% CPx und 1.4% SPi) reicht.

Aus der Analyse aller verfügbaren P<sub>n</sub>-Daten für Süddeutschland ergab sich ein hoher Submohogradient für die Linie 95-B des GRANU95-Experiments. Die Beobachtung einer schwachen P<sub>n</sub>-Phase auf diesem Profil ist daher nicht kompatibel mit dieser Modellvorstellung. Da über 95% der P<sub>n</sub>-Daten aus dem westlichen Saxothuringikum stammen, muß aus diesen Ergebnissen entweder die Gültigkeit des Anisotropie-Modells auf Südwestdeutschland beschränkt werden oder eine laterale Änderung der seismischen Anisotropie des obersten Erdmantel im östlichem Saxothuringikum gefolgert werden.

Seismogrammsektionen aus Westeuropa zeigen ausgeprägte Reverberationsmuster oder Koda. Im letzten Teil dieser Arbeit wurde die beobachtete Koda in tiefenseismischen Daten genutzt, um die Feinstruktur und insbesondere die Änderung der Skaligkeit von Strukturen in der Lithosphäre zu beschreiben.

Hierzu wurden zunächst existierende Steil- und Weitwinkeldaten im Hinblick auf deren typische Eigenschaften der beobachteten Koda verglichen. Es konnte anhand zusammenfallender reflexions- und refraktionsseismischer Messungen im Schwarzwald exemplarisch gezeigt werden, daß die Moho, die im ursprünglichen Sinne über die Laufzeit der P<sub>M</sub>P-Fermatphase definiert ist, mit dem abrupten Abruch der Koda oder Reverberationen der Steilwinkelreflexionen aus der Unterkruste (P<sub>i</sub>P) im Rahmen der Meßgenauigkeit zusammenfällt.

Weiterhin wurde gezeigt, daß die überkritische P<sub>M</sub>P-Reflexion von einer starken, auf wenige Zyklen begrenzte Koda, begleitet ist. Die Berechnung synthetischer Seismogramme für Modelle unterschiedlicher Feinstruktur ermöglichte prinzipielle Mechanis-

men zur Entstehung der Koda in tiefenseismischen Daten zu unterscheiden. Während die  $P_iP$ -Koda durch einfache Rückstreuung an klein-skaligen Heterogenitäten in der Unterkruste modelliert werden kann, zeigte sich, daß mit dieser Modellklasse nur sehr geringe Amplituden der überkritischen  $P_M P$ -Koda erzeugt werden können. Da die Amplituden der beobachteten  $P_M P$ -Koda teilweise in der Größenordnung des Ersteinsatzes liegen, wurde ein neues Modell für die Krusten-Mantelübergangszone entwickelt, welches diese Beobachtung erklären kann.

Die mit der Reflektivitätsmethode durchgeführten Modellierungen haben gezeigt, daß die Hauptcharakteristik der  $P_M P$ -Koda durch eine besondere Wechsellagerung von Krusten- und Mantelmaterial in der Nähe der Moho bereits mit 1-dimensionalen Modellen erklärt werden kann. Eine Wechsellagerung aus Hoch- und Niedergeschwindigkeitslamellen der Dicke von ungefähr  $\lambda/4$  dienen bei der Modellierung dazu, die charakteristische Breite des beobachteten  $P_M P$ -Kodabandes zu reproduzieren. Dabei sind alternierende Geschwindigkeitskontraste, die von Minimalwerten von ca. 6.0 km/s (Krustenmaterial) bis zu Werten von über 8.0 km/s (Mantelmaterial) reichen, nötig, um die Koda bei der Modellierung im gleichen Entfernungsbereich zu erhalten, in dem sie auch beobachtet wird.

Um beiderseits Kompatibilität mit hochfrequenten Steilwinkeldaten ( $f \geq 5\text{Hz}$ ) und tief-frequenten Weitwinkeldaten ( $f \leq 5\text{Hz}$ ) zu erzielen, wurden bei der Modellierung Lamellen mit vertikalen Geschwindigkeitsgradienten benutzt. Diese ermöglichen, eine kritische Frequenz für einfallende seismische Energie zu definieren und damit zu steuern, ob die einfallenden Signale reflektiert oder transmittiert werden. Für die Modelle dieser Arbeit wurde eine Änderung der kritischen Frequenz beim Übergang in den Mantel von dem 0.25-fachen auf das 0.1-fache der dominanten Frequenz des Quellsignals benötigt.

Die  $P_M P$ -Phase mit ihrer typischen Koda ist die dominierende Phase in zahlreichen refraktionsseismischen Krustensektionen in Westeuropa. Es wurden Datenbeispiele aus unterschiedlichen Regionen der Erde gezeigt, die Anlaß zu der Aussage geben, daß sich die Dominanz der  $P_M P$  möglicherweise auf sämtliche Kontinente ausdehnt. Unterstützt durch die Beobachtung der teleseismischen  $P_n$  in Rußland und deren mögliche globale Existenz wurde ein neues konzeptionelles Modell für die Strukturen innerhalb der Lithosphäre entwickelt.

Dieses Modell berücksichtigt im Gegensatz zu den sogenannten Makromodellen der klassischen Refraktionsseismik eine der augenscheinlichsten Beobachtungen in der Tiefeiseismik: die Koda. Der Moho kommt in diesem Modell eine neue Bedeutung zu. Die Moho wird nicht nur wie im klassischen Sinne als ein Sprung in der seismischen Ge-

schwindigkeit und damit der petrologischen Zusammensetzung der Lithosphäre betrachtet, sondern zusätzlich als eine Zone, an der sich ein abrupter Wechsel in der Skaligkeit der Strukturen in der Lithosphäre vollzieht. Als Konsequenz dieser neuen Modellvorstellung wird die Hypothese diskutiert, inwieweit eine überwiegend horizontal gerichtete Relativbewegung zwischen Kruste und Mantel (z.B. Subduktion bei Kontinent-Kontinent-Kollisionen) ursächlich für die Strukturen und insbesondere deren lokalisierten Wechsel in der Skaligkeit an der Moho verantwortlich gemacht werden kann.

In dieser Arbeit wurde der Versuch gemacht refraktionsseismische Daten auf Anzeichen für Prozesse anhand deren möglichen Signaturen im registrierten seismischen Wellenfeld abzufragen. Anzeichen für Signaturen geodynamischer Prozesse wurden bei verschiedenen refraktionsseismischen Beobachtungen in Deutschland auf drei Gebieten gefunden:

- (1) Das Auftreten von Bereichen erhöhter seismischer Geschwindigkeit in der Oberkruste des Saxothuringikums weist auf Extensionsprozesse hin, die Tiefengesteine (Unterkrustenmaterial) erhöhter seismischer Geschwindigkeit in Form von metamorphen Kernkomplexen in die Nähe der Erdoberfläche gebracht haben.
- (2) Die Analyse der azimuthalen Abhängigkeit der  $P_n$ -Phase konnte als anisotrope Eigenschaft des obersten Mantels modelliert werden. Die Entstehung dieser Anisotropie ist Transportvorgängen im obersten Mantel zuzuschreiben.
- (3) Untersuchungen der Weitwinkel- $P_M P$ -Reflexion von der Krusten-Mantelgrenze zusammen mit der Beobachtung von Steilwinkelreflexionen und der teleseismischen Beobachtung der  $P_n$ -Phase in einem hochfrequenten Wellenleiter des oberen Mantels ermöglichte es der Moho eine neue Eigenschaft zuzuschreiben: einen abrupten Wechsel in der Skaligkeit der Feinstruktur der Lithosphäre an dieser Grenzfläche. Auch wenn die Ursachen für diesen abrupten Wechsel noch nicht verstanden werden, so deutet er auf Prozesse an der Moho hin, an deren Interpretation in Zukunft noch gearbeitet werden muß.

## 6 Literatur

- Ahorner, L., Present-day stress field and seismotectonic block movements along major fault zones in central europe, *Tectonophysics*, 29, 233-249, 1975.
- Aki, K., Scattering of P waves under the Montana Lasa, *J. Geophys. Res.*, 78, 1334-1346, 1973.
- Aki, K., and P.G. Richards, *Quantitative seismology: Theory and Methods*, W. H. Freeman and Company, San Francisco, 1980.
- Alford, R.M., K.R. Kelly, and D.M. Boore, Accuracy of finite-difference modeling of the acoustic wave equation, *Geophysics*, 39, 834-842, 1974.
- Allmendinger, R.W., J.W. Sharp, D. Von Tish, L. Serpa, L. Brown, S. Kaufman, J. Oliver, and R.B. Smith, Cenozoic and Mesozoic structure of the eastern Basin and Range province, Utah, from COCORP seismic-reflection data, *Geology*, 11, 532-536, 1983.
- Ansorge, J., Die Feinstruktur des obersten Erdmantels unter Europa und dem mittleren Nordamerika, PhD thesis, University of Karlsruhe, 1975.
- Ansorge, J., K.-P. Bonjer, and D. Emter, Structure of the uppermost mantle from long-range seismic observations in southern Germany and the Rheingraben area, in *Structure and compositional variations of the lithosphere and asthenosphere*, edited by K. Fuchs, and M.H.P. Bott, pp. 31-48, Elsevier, 1979.
- Artyushkov, E.V., Stresses in the lithosphere caused by crustal thickness inhomogeneities, *J. Geophys. Res.*, 78, 7675-7708, 1973.

- Babuska, V., and M. Cara, *Seismic anisotropy in the earth*, 217 pp., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991.
- Backus, G.E., Possible Forms of Seismic Anisotropy of the Uppermost Mantle under Oceans, *J. Geophys. Res.*, *70*, 1965.
- Baier, B., H. Berckhemer, D. Gajewski, R.W. Green, C. Grimsel, C. Prodehl, and R. Veas, Deep seismic sounding in the area of the Damara Orogen, Namibia, South West Africa, in *Intracontinental Fold Belts*, edited by H. Martin, and F.W. Eder, pp. 887-900, Springer, Berlin, Heidelberg, 1983.
- Bamford, D., Refraction data in western Germany - a time-term interpretation, *Z. Geophysik*, *39*, 907-927, 1973.
- Bamford, D., MOZAIK time-term analysis, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *44*, 433-446, 1976a.
- Bamford, D., An updated time-term interpretation of  $P_n$  data for quarry blasts and explosions in Western Germany, in *Explosion seismology in central Europe - data and results*, edited by P. Giese, C. Prodehl, and A. Stein, pp. 215-220, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1976b.
- Bamford, D.,  $P_n$  velocity anisotropy in a continental upper mantle, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *49*, 49, 1977.
- Bamford, D., M. Jentsch, and C. Prodehl,  $P_n$  anisotropy studies in northern Britain and the eastern and western United States, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *57*, 397-430, 1979.
- Bamford, D., K. Nunn, C. Prodehl, and B. Jacob, LISPB IV: Crustal structure of northern Britain, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *54*, 43-60, 1978.
- Bankwitz, P., U. Gross, and E. Bankwitz, Krustendeformation im Bereich der Finne-Kyffhäuser-Gera-Jachymow-Zone, *Z. geol. Wiss.*, *21*, 3-20, 1993.
- Barry, K.M., D.A. Cavers, and C.W. Kneale, Recommended Standards For Digital Tape Formats, *Geophysics*, *40*, 344-352, 1975.
- Bean, C.J., and A.W.B. Jacob, P-wave anisotropy in the lower lithosphere, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *99*, 58-65, 1990.
- Behr, H.-J., Subfluenz-Prozesse im Grundgebirgs-Stockwerk Mitteleuropas, *Z. Dtsch. Geol. Ges.*, *129*, 283-318, 1978.
- Behr, H.-J., W. Engel, W. Franke, P. Giese, and K. Weber, The Variscan belt in Central Europe: Main structures, geodynamic implications, open questions, *Tectonophysics*, *109*, 15-40, 1984.
- Berry, M.J., and G.F. West, An interpretation of first arrival data of the Lake Superior experiment by the time-term method, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *56*, 141-171, 1966.
- Birch, F., The Velocity of Compressional Waves in Rocks to 10 Kilobars, Part I, *J. Geophys. Res.*, *65*, 1083-1102, 1960.
- Block, L., and L.H. Royden, Core complex geometries and regional scale flow in the lower crust, *Tectonics*, *9*, 557-567, 1990.

- Blundell, D., R. Freeman, and S. Müller, *A continent revealed - The European Geotraverse*, 275 pp., Cambridge University Press, 1992.
- Bois, C., and the ECORS Scientific Party, Late- and Post-Orogenic evolution of the crust studied from ECORS deep seismic profiles, in *Continental Lithosphere: Deep Seismic Reflections*, edited by Meissner, Brown, Dürbaum, Franke, Fuchs, and Seifert, AGU Geodynamics Series, 1991.
- Booth, D., and S. Crampin, The anisotropic reflectivity technique: theory, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *72*, 755-766, 1983.
- Braile, L.W., and C.S. Chiang, The continental Mohorovičić discontinuity: Results from near-vertical and wide-angle seismic reflection studies, in *Reflection Seismology: A Global Perspective*, edited by M. Barazangi, and L. Brown, pp. 257-272, American Geophysical Union, Washington, D.C., 1986.
- Brittan, J., and M. Warner, Wide-angle seismic velocities in heterogeneous crust, *Geophys. J. Int.*, *129*, 269-280, 1997.
- Burchfield, B.C., and L.H. Royden, North-south extension within the convergent Himalayan region, *Geology*, *13*, 679-682, 1985.
- Čermák, V., Heat flow map of Europe, in *Terrestrial Heat Flow in Europe*, edited by V. Čermák, and L. Rybach, pp. 3-40, Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1979.
- Červený, V., I.A. Molotkov, and I. Pšenčík, *Ray Method in Seismology*, 214 pp., Univ. Karlova, Prague, 1977.
- Chapman, D.S., and K.P. Furlong, Thermal state of the continental lower crust, in *Continental lower crust*, edited by D.M. Fountain, R. Arculus, and K.W. Kay, pp. 179-199, Elsevier, Amsterdam, 1992.
- Christensen, N.I., The magnitude, symmetry and origin of upper mantle anisotropy based on fabric analyses of ultramafic tectonites, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *76*, 89-111, 1984.
- Christensen, N.I., and W.D. Mooney, Seismic velocity structure and composition of the continental crust, *J. Geophys. Res.*, *100*, 9761-9788, 1995.
- Chung, D.H., Effects on Iron/Magnesium ratio on P- and S-Wave velocities in olivine, *J. Geophys. Res.*, *75*, 7353-7361, 1970.
- Coney, P.J., Cordilleran Metamorphic Core Complexes: an overview, *Geol. soc. Am. Mem.*, *153*, 7-13, 1980.
- Crampin, S., A review of wave motion in anisotropic and cracked elastic-media, *Wave Motion*, 343-391, 1981.
- Davydova, N.I., *Seismic Properties of the Mohorovičić Discontinuity*, 138 pp., Academy of Sciences of the USSR, Institute Physics of the Earth, Moscow, 1972.
- DEKORP and Orogenic Processes Working Groups, Structure of the Saxonian Granulites - geophysical and geological constraints on the exhumation of HP/HAT-rocks, *Tectonics*, *submitted*, 1998.



- DEKORP Research Group, Results of the DEKORP-4 / KTB Oberpfalz deep seismic reflection investigations, *J. Geophys.*, 62, 69-101, 1988.
- DEKORP Research Group, Crustal structure of the Saxothuringian Zone: Results of the deep seismic profile MVE-90 (East), *Zeitschrift für geologische Wissenschaften*, 22, 647-769, 1994a.
- DEKORP Research Group, The deep seismic reflection seismic profiles DEKORP-3 / MVE-90, *Z. geol. Wiss.*, 22, 623-825, 1994b.
- Dewey, J.F., Extensional collapse of orogens, *Tectonics*, 7, 1123-1140, 1988.
- Díaz, J., A. Hirn, J. Gallart, and B. Abalos, Upper-mantle anisotropy in SW Iberia from long-range seismic profiles and teleseismic shear-wave data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 95, 153-166, 1996.
- Dobrin, M.B., *Introduction to Geophysical Prospecting*, MacGraw-Hill, New York, 1976.
- Duffy, T.S., and D.L. Anderson, Seismic velocities in mantle minerals and mineralogy of the upper mantle, *J. Geophys. Res.*, 94, 1895-1912, 1989.
- Eaton, G.P., The Basin and Range Province: origin and tectonic significance, *Ann. Rev. Earth Planet Sci.*, 10, 409-440, 1982.
- Edel, J.-B., K. Fuchs, C. Gelbke, and C. Prodehl, Deep structure of the southern Rhinegraben area from seismic refraction investigations, *J. Geophys.*, 41, 333-356, 1975.
- Egorkin, A.V., and N.I. Pavlenkova, Studies of mantle structure of U.S.S.R. territory on long-range seismic profiles, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 25, 12-26, 1981.
- Eisbacher, G.H., *Einführung in die Tektonik*, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart, 1991.
- Ellis, S., P. Fullsack, and C. Beaumont, Oblique convergence of the crust driven by basal forcing: implications for length-scales of deformation and strain partitioning in orogens, *Geophys. J. Int.*, 120, 24-44, 1995.
- Enderle, U., Anisotropie-Untersuchungen des obersten Erdmantels in Süddeutschland, diploma thesis, Univ. Karlsruhe, Karlsruhe, 1991.
- Enderle, U., Das Experiment GRANU95: Datenreport, Geophysikalisches Institut, Karlsruhe, 1996.
- Enderle, U., J. Mechie, S. Sobolev, and K. Fuchs, Seismic anisotropy within the uppermost mantle of southern Germany, *Geophys. J. Int.*, 125, 747-767, 1996.
- Enderle, U., and C. Prodehl, Seismische Untersuchung der Lithosphäre des Saxothuringikums, *open-file-report, DFG*, 31p, 1994.
- Enderle, U., M. Tittgemeyer, M. Itzin, C. Prodehl, and K. Fuchs, Scales of structure in the lithosphere - Images of processes, in *Stress and stress release in the lithosphere - the Central European rift system*, edited by K. Fuchs, R. Altherr, B. Müller, and C. Prodehl, pp. 165-198, Tectonophysics, 1997.
- Enderle, U., K. Schuster, C. Prodehl, A. Schulze, and J. Bribach, The refraction seismic experiment GRANU95 in the saxothuringian zone, SE-Germany, *Geophys. J. Int.*, 133, 15p, 1998.

- EUGEMI, The European Geotraverse seismic refraction experiment of 1986 from Genova, Italy, to Kiel, Germany, *Tectonophysics*, 176, 43-57, 1989.
- Faber, S., Refraktionsseismische Untersuchungen der Lithosphäre unter den Britischen Inseln, PhD thesis, University of Karlsruhe, Karlsruhe, 1978.
- Finlayson, D.M., C. Prodehl, and C.D.N. Collins, Explosion seismic profiles, and implications for crustal evolution, in southern Australia, *BMR J. austr. geol & geoph.*, 4, 243-252, 1979.
- Fountain, M., C.A. Hurich, and S.B. Smithson, Seismic reflectivity of mylonite zones in the crust, *Geology*, 12, 195-198, 1984.
- Franke, W., Variscan plate tectonics in Central Europe - current ideas and open questions., *Tectonophysics*, 169, 221-228, 1989.
- Franke, W., The Saxonian Granulites - a metamorphic core complex?, *Geol. Rundsch.*, 82, 500-515, 1993.
- Frankel, A., and R. Clayton, Finite Difference Simulations of Seismic Scattering: Implications for the Propagation of Short-Period Seismic Waves in the Crust and Models of Crustal Heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, 91, 6465-6489, 1986.
- Fuchs, K., Das Reflektions- und Transmissionsvermögen eines geschichteten Mediums bei beliebiger Tiefenverteilung der elastischen Moduli und der Dichte für schrägen Einfall ebener Wellen, *Z. Geophysik*, 34, 389-413, 1968.
- Fuchs, K., Synthetic seismograms of PS-Reflections from transition zone computed with the reflectivity method, *J. Geophys.*, 41, 445-462, 1975.
- Fuchs, K., Recently formed elastic anisotropy and petrological models for the continental subcrustal lithosphere, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 31, 93-118, 1983.
- Fuchs, K., U. Enderle, T. Ryberg, M. Tittgemeyer, F. Wenzel, and W. Mooney, The MOHO - Localization of a Major Scale Change in the Lithospheric Fine Structure of Physical Properties, *EOS, Trans., AGU, submitted*, 1998.
- Fuchs, K., and O. Kappelmayer, Report on reflection measurements in the Dolomites - September 1961, *Bollet. di Geofis. Teor. e Appl.*, 4, 133-141, 1962.
- Fuchs, K., and G. Müller, Computation of synthetic seismograms with the Reflectivity method and comparison to observations, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 23, 417-433, 1971.
- Fuchs, K., and K. Schulz, Tunneling of low-frequency waves through the subcrustal lithosphere in southern Germany, *J. Geophys.*, 42, 175-190, 1976.
- Gajewski, D., and C. Prodehl, Crustal structure beneath the Swabian Jura, SW Germany, from seismic refraction investigation, *J. Geophys.*, 56, 69-80, 1985.
- Gajewski, D., and C. Prodehl, Seismic refraction investigation of the Black Forest, *Tectonophysics*, 142, 27-48, 1987.

- Gajewski, D., R. Stangl, K. Fuchs, and K.-J. Sandmeier, A new constraint on the composition of the top-most continental mantle - anomalously different depth increases of P and S velocity, *Geophys. J. Int.*, *103*, 479-507, 1990.
- Giese, P., The special structure of the  $P_M P$  traveltime curve, *Z. Geophysik*, 395-405, 1972.
- Giese, P., C. Prodehl, and A. Stein, *Explosion seismology in central Europe - data and results*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1976.
- Glocke, A., and R. Meissner, Near-vertical reflections recorded at the wide-angle profile in the Rheinisch Massif, in *Explosion seismology in central Europe - data and results*, edited by P. Giese, C. Prodehl, and A. Stein, pp. 252-256, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1976.
- Green, D.H., and R.C. Liebermann, Phase equilibria and elastic properties of a pyrolite model for the oceanic upper mantle, *Tectonophysics*, *32*, 61-82, 1976.
- Guggisberg, B., W. Kaminski, and C. Prodehl, Crustal structure of the Fennoscandian Shield: A traveltime interpretation of the long-range FENNOLORA refraction seismic profile, in *The European Geotraverse, Part 7*, edited by R. Freeman, M. Huch, and S. Müller, pp. 105-137, Elsevier, 1991.
- Hale, L., and G.A. Thompson, The Seismic Reflection Character of the Continental Mohorovičić Discontinuity, *J. Geophys. Res.*, *87*, 4625-4635, 1982.
- Hales, A.L., The travel times of P seismic waves and their relevance to the upper mantle velocity distribution, *Tectonophysics*, *13*, 447-482, 1972.
- Hashin, Z., The elastic moduli of heterogeneous materials, *J. Appl. Mech.*, *29*, 143-150, 1962.
- Hashin, Z., and S. Shtrikman, On some variational principles in anisotropic and non homogeneous elasticity, *J. Mech. Phys. Solids*, *10*, 343-352, 1962a.
- Hashin, Z., and S. Shtrikman, A variational approach to the theory of elastic behaviour of polycrystals, *J. Mech. Phys. Solids*, *10*, 343-352, 1962b.
- Hearn, T.M.,  $P_n$  travel times in southern California, *J. Geophys. Res.*, *89*, 1843-1855, 1984.
- Hedlin, M.A., J.-B. Minster, and J.A. Orcutt, Resolution of prominent crustal scatterers near the NORESS small-aperture array, *Geophys. J. Int.*, *119*, 101-115, 1994.
- Hess, H., Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans, *Nature*, *203*, 629-631, 1964.
- Hill, R., The elastic behaviour of crystalline aggregate, *Proc. Phys. Soc.*, *65*, 349-354, 1952.
- Hill, R., Elastic properties of reinforced solids: Some theoretical principles, *J. Mech. Phys. Solids*, *11*, 357-372, 1963.
- Hirn, A., Anisotropy in the continental upper mantle: possible evidence from explosion seismology, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *49*, 49-58, 1977.
- Hirn, A., J.-C. Lepine, G. Jobert, M. Sapin, G. Wittlinger, X.Z. Xin, G.E. Yuan, W.X. Jing, T.J. Wen, X.S. Bai, M.R. Pandey, and J.M. Tater, Crustal structure and variability of the Himalayan border of Tibet, *Nature*, *307*, 23-25, 1984.

- Hirn, A., L. Steinmetz, R. Kind, and K. Fuchs, Long-range profiles in western Europe - II. Fine structure of the lower lithosphere in France (southern Bretagne), *Z. Geophysik*, 39, 363-384, 1973.
- Holliger, K., and A. Levander, Seismic structure of gneissic/granitic upper crust: geological and petrophysical evidence from the Strona-Cenri Zone (northern Italy) and implications for crustal seismic exploration, *Geophys. J. Int.*, 119, 497-510, 1994.
- Holliger, K., and A.R. Levander, A stochastic view of lower crustal fabric based on evidence from the Ivrea zone, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1153-1156, 1992.
- Hurtig, E., and W. Rockel, Geothermal atlas of Europe: Federal Republik of Germany, Eastern Federal States (former German Democratic Republic), in *Geothermal atlas of Europe*, edited by E. Hurtig, V. Čermák, R. Haenel, and V. Zui, pp. 38-40, Hermann Haack Verlagsgesellschaft mBH, Gotha, Germany, 1991.
- ILIHA DSS Group, A deep seismic sounding investigation of lithospheric heterogeneities and anisotropy beneath the Iberian Peninsula, in *Seismic studies of the Iberian Peninsula*, edited by J. Banda, J. Gallart, and H. Paulssen, pp. 363-384, Elsevier, 1993.
- Irving, E., Fragmentation and assembly of the continents, mid-Carboniferous to present, *Geophys. Surv.*, 5, 299-333, 1983.
- Isaak, D.G., High-temperature elasticity of iron bearing olivines, *J. Geophys. Res.*, 97, 1871-1885, 1992.
- Isaak, D.G., and E.K. Graham, The elastic properties of an almandine-spessartine garnet and elasticity in the garnet solution series, *J. Geophys. Res.*, 81, 2483-2489, 1976.
- Itzin, M., Modellierung von refraktionsseismischen Reverberationsmustern aus der Unterkruste mit der Finite-Differenzenmethode, diploma thesis, Univ. Karlsruhe, 1996.
- Iwasaki, T., T. Yoshii, T. Moriya, A. Kobayashi, M. Nishiwaki, T. Tsutsui, T. Iidaka, A. Ikami, and T. Masuda, Precise P and S wave velocity structures in the Kitakami massif, Northern Honshu, Japan, from a seismic refraction experiment, *J. Geophys. Res.*, 99, 22,187-22,204, 1994.
- Jones, T.D., and A. Nur, Seismic velocity and anisotropy in mylonites and the reflectivity of deep crustal faults, *Geology*, 10, 260-263, 1982.
- Karrenbach, M., Elastic tensor wave fields, PhD thesis, Stanford Univ., 1995.
- Kelly, K.R., R.W. Ward, S. Treitel, and R.M. Alford, Synthetic seismograms: A finite-difference approach, *Geophysics*, 41, 2-27, 1976.
- Kennett, B.L.N., and E.R. Engdahl, Traveltimes for global earthquake location and phase identification, *Geophys. J. Int.*, 105, 429-465, 1991.
- Kind, R., Long-range propagation of seismic energy in the lower lithosphere, *J. Geophys.*, 40, 189-202, 1974.
- Kind, R., G.L. Kosarev, L.I. Makeyeva, and L.P. Vinnik, Observations of laterally inhomogeneous anisotropy in the continental lithosphere, *Nature*, 318, 358-361, 1985.
- Kirby, S.H., and A. Kronenberg, Rheology of the lithosphere: Selected topics, *Rev. Geophys.*, 25, 1219-1244, 1987.

- Klemperer, S.L., T.A. Hague, E.C. Hauser, J.E. Oliver, and C.J. Potter, The Moho in the northern Basin and Range Province, Nevada, along the COCORP 40°N seismic transect, *Geological Society of America Bulletin*, 97, 603-618, 1986.
- Korn, M., P-wave coda analysis of short period array data and the scattering and absorptive properties of the lithosphere, *Geophys. J.*, 93, 437-449, 1988.
- Kossmat, F., *Gliederung des varistischen Gebirgsbaues*, 39 pp., Sächsisches Geologisches Landesamt, 1927.
- Krawczyk, C.M., and the DEKORP & Orogenic Processes Working Group, Exhumation of subducted crust in the Saxo-Thuringian Belt, East-Germany, *Terra Nostra*, 97/5, 92-93, 1997.
- KRISP Working Group, Group Takes a Fresh Look at the Lithosphere Underneath Southern Kenya, *EOS, Trans., AGU*, 76, 73, 81-82, 1995.
- Kroner, U., *Postkollisionale Extension am Nordrand der Böhmisches Masse - Die Exhumierung des Sächsischen Granulitgebirges*, 114 pp., Dt. Verl. für Grundstoffindustrie, Leipzig, Stuttgart, 1995.
- Kumazawa, M., The elastic constants of polycrystalline rocks and nonelastic behaviour inherent in them, *J. Geophys. Res.*, 74, 5311-5320, 1969.
- Kusznir, N.J., *The distribution of stress with depth in the lithosphere: thermorheological and geodynamic constraints*, 95-110 pp., The Royal Society, London, 1991.
- Kusznir, N.J., and P.A. Ziegler, The mechanics of continental extension and sedimentary basin formation: A simple-shear / pure-shear flexural cantilever model, *Tectonophysics*, 215, 117-131, 1992.
- Lang, M., and H. Gebrande, A 2D macro velocity model for the DEKORP-MVE90 line derived from expanding-spread and wide-angle reflection observations, *Geol. Rundsch.*, 1993.
- Lay, T., and T.C. Wallace, *Modern Global Seismology*, Academic press, San Diego, 1995.
- Levander, A., R.W. Hobbs, S.K. Smith, R.W. England, D.B. Snyder, and K. Holliger, The crust as a heterogeneous "optical" medium, or "crocodiles in the mist", *Tectonophysics*, 232, 281-297, 1994.
- Levander, A.R., Fourth-order finite-difference P-SV seismograms, *Geophysics*, 53, 1425-1436, 1988.
- Luetgert, J.H., *MacRay - Interactive two-dimensional seismic ray-tracing for the Macintosh*, 48 pp., 1992.
- Lüschen, E., B. Nolte, and K. Fuchs, Shear-wave evidence for an anisotropic lower crust beneath the Black Forest, southwest Germany, *Tectonophysics*, 173, 483-493, 1990.
- Lüschen, E., F. Wenzel, K.-J. Sandmeier, D. Menges, T. Rühl, M. Stiller, W. Janoth, F. Keller, W. Söllner, R. Thomas, A. Krohe, R. Stenger, K. Fuchs, H. Wilhelm, and G. Eisbacher, Near-vertical and wide-angle seismic surveys in the Black Forest, SW Germany, *J. Geophys.*, 62, 1-30, 1987.
- Makeeva, L.I., A. Plesinger, and J. Horalek, Azimuthal anisotropy beneath the Bohemian Massif from broad-band seismograms of SKS waves, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 62, 298-306, 1990.

- Mallick, S., and L.N. Frazer, P0/S0 synthetics for a variety of oceanic models and their implications for the structure of the oceanic lithosphere, *Geophys. J. Int.*, *100*, 235-253, 1990.
- Mantovani, E., F. Schwab, H. Liao, and L. Knopoff, Teleseismic  $S_n$ : a guided wave in the mantle, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, *51*, 709-726, 1977.
- Masson, F., B. Jacob, C. Prodehl, P. Readman, P. Shannon, A. Schulze, and U. Enderle, A wide-angle seismic traverse through the Variscan of SW Ireland, *Geophys. J. Int.*, *in press*, 1998.
- Matte, P., H. Maluski, P. Rajlich, and W. Franke, Terrane boundaries in the Bohemian Massif: Results of large-scale Variscan shearing, in *Terranes in the Variscan Belt of Europe and Circum-Atlantic Paleozoic Orogens*, edited by P. Matte, pp. 151-170, Tectonophysics, 1990.
- Matthews, D.H., *Seismic reflections from the lower crust around Britain*, 1-10 pp., Geol. Soc. London, Spec. Publ., 1986.
- McCarthy, J., S.P. Larkin, G. Fuis, R.W. Simpson, and K.A. Howard, Anatomy of a metamorphic core complex: seismic refraction/wide-angle reflection profiling in southeastern California and western Arizona, *J. Geophys. Res.*, *96*, 12259-12291, 1991.
- McKenzie, D., Some remarks on the development of sedimentary basins, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *40*, 25-32, 1978.
- Means, W.D., *Stress and strain*, Springer-Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1979.
- Mechie, J., A.V. Egorkin, K. Fuchs, T. Ryberg, L. Solodilov, and F. Wenzel, P-wave mantle velocity structure beneath northern Eurasia from long-range recordings along the profile QUARTZ, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *79*, 269-286, 1993.
- Mechie, J., and Z.H. El-Isa, Upper lithospheric deformations in the Jordan-Dead Sea transform regime, in *The Gulf of Suez and Red Sea rifting*, edited by X. LePichon, and J.R. Cochran, pp. 103-121, Tectonophysics, 1988.
- Mechie, J., C. Prodehl, and G. Koptschalitsch, Ray path interpretation of the crustal structure beneath Saudi Arabia, *Tectonophysics*, *131*, 333-352, 1986.
- Meissner, R., Exploring deep interfaces by seismic wide angle measurements, *Geophys. Prosp.*, *15*, 598-617, 1967.
- Meissner, R., *The continental crust*, 426 pp., Acad. Press, Orlando, 1986.
- Meissner, R., and the DEKORP Research Group, The DEKORP surveys: Major achievements for tectonical and reflective styles, in *Continental Lithosphere: Deep seismic reflections*, edited by Meissner, Brown, Dürbaum, Franke, Fuchs, and Seifert, pp. 69-76, AGU Geodynamics Series, 1991.
- Meissner, R., T. Wever, and E.R. Flüh, The Moho in Europe - Implications for crustal development, *Ann. Geophys.*, *5B*, 357-364, 1987.
- Meju, M.A., *Geophysical Data Analysis: Understanding Inverse Problem Theory and Practice*, 296 pp., Society of Exploration Geophysicists, 1994.
- Menke, W., *Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory*, Academic press, Orlando, 1984.

- Menke, W., and R. Chen, Numerical studies of the coda falloff rate of multiply scattered waves in randomly layered media, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 74, 1605-1621, 1984.
- Menke, W., and P.G. Richards, The horizontal propagation of P waves through scattering media: Analog model studies relevant to long-range  $P_n$  propagation, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 73, 125-142, 1983.
- Mereu, R.F., J. Baerg, and J. Wu, The complexity of the continental lower crust and Moho from  $P_M P$  data: results from COCRUST experiments, in *Properties and processes of the earth lower crust*, edited by Mereu, Müller, and Fountain, pp. 103-119, American Geophysical Union, 1989.
- Mezger, K., Temporal evolution of regional granulite terranes: Implications for the formation of lowermost continental crust, in *Continental lower crust*, edited by D.M. Fountain, R. Arculus, and R.W. Kay, pp. 447-478, Elsevier, Amsterdam, 1992.
- Mohorovičić, A., Das Beben vom 8. X. 1909, *Jahrbuch des Meteorologischen Observatoriums in Zagreb (Agram) für das Jahr 1909*, 9, 1-63, 1910.
- Molnar, P., and J. Oliver, Lateral Variation of attenuation in the upper mantle and discontinuities in the lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 74, 2648-2682, 1969.
- Mooney, W.D., and T.M. Brocher, Coincident seismic reflection/refraction studies of the continental lithosphere: A global review, *Rev. Geophys.*, 25, 723-742, 1987.
- Mooney, W.D., G. Laske, and G. Masters, Crust 5.1: a global crustal model at 5x5, *J. Geophys. Res.*, 103, 727-747, 1998.
- Morris, G.B., R.W. Raitt, and G.G. Shor, Velocity anisotropy and delay-time maps of the mantle near Hawaii, *J. Geophys. Res.*, 74, 4300-4316, 1969.
- Müller, B., V. Wehrle, H. Zeyen, and K. Fuchs, Short-scale variations of tectonic regimes in the Western European stress province north of the Alps and Pyrenees, in *Stress and stress release in the lithosphere*, edited by K. Fuchs, R. Altherr, B. Müller, and C. Prodehl, pp. 199-220, Tectonophysics, 1997.
- Müller, H.J., Modelling the lower crust by simulation of the in situ conditions: an example from the Saxonian Erzgebirge, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 92, 3-15, 1995.
- Müller, S., and M. Landisman, Seismic studies of the earth's crust in continents. I: Evidence for a low-velocity zone in the upper part of the lithosphere, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 10, 525-538, 1966.
- Nicolas, A., F. Boudier, and A.M. Boullier, Mechanisms of flow in naturally and experimentally deformed peridotites, *Am. J. Sci.*, 273, 853-876, 1973.
- Nicolas, A., and N.I. Christensen, Formation of anisotropy in upper mantle peridotites - A review, in *Composition, Structure and Dynamics of the Lithosphere-Asthenosphere System*, edited by K. Fuchs, and C. Froidevaux, pp. 111-123, AGU, Washington, D.C., 1987.
- Nolte, B., Erweiterung und Anwendung des Reflektivitätsprogramms für anisotrope Medien, diploma thesis, Univ. Karlsruhe, 1988.

- Oliver, J., A global perspective on seismic reflection profiling of the continental crust, in *Reflections seismology: a global perspective*, edited by M. Barazangi, and L. Brown, pp. 1-3, AGU Geodynamic Series, 1986.
- Oncken, O., in *Paleozoic crustal extension in the part of the Saxothuringian belt*, edited by W. Franke, pp. 7, Waldheim, 1993.
- Platt, J.P., Kinematics of the Alpine arc and the motion history of Adria, *Nature*, 337, 158-161, 1989.
- Platt, J.P., Exhumation of high-pressure rocks: a review of concepts and processes, *Terra Nova*, 5, 119-133, 1993.
- Plenefisch, T., S. Faber, and K.-P. Bonjer, Investigations of  $S_n$  and  $P_n$  phases in the area of the upper Rhine Gaben and northern Switzerland, *Geophys. J. Int.*, 119, 402-421, 1994.
- Pollack, H.N., and D.S. Chapman, On the regional variation of heat flow, geotherms and lithospheric thickness, *Tectonophysics*, 38, 279-296, 1977.
- Prodehl, C., G.R. Keller, and M.A. Khan, *Crustal and upper mantle structure of the Kenya rift*, 483 pp., Tectonophysics, 1994.
- Pulgar, J.A., J. Gallart, G. Fernández-Viejo, A. Pérez-Estaún, J. Álvarez-Marrón, and ESCIN Group, Seismic image of the Cantabrian Mountains in the western extension of the Pyrenees from integrated ESCIN reflection and refraction data, *Tectonophysics*, 264, 1-19, 1996.
- Quadt, A.v., The Saxonian Granulite Massif: new aspects from geochronological studies, *Geol. Rundsch.*, 82, 516-530, 1993.
- Raitt, R.W., G.G. Shor, T.J.G. Francis, and G.B. Morris, Anisotropy of the Pacific upper mantle, *J. Geophys. Res.*, 74, 1141-1172, 1969.
- Reinhardt, J., and U. Kleemann, Extensional unroofing of granulitic lower crust and related low-pressure, high-temperature metamorphism in the Saxonian Granulite Massif, Germany, *Tectonophysics*, 238, 71-94, 1994.
- Reuss, R., Berechnung der Fliessgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingung für Einkristalle, *Z. Angew. Math. Mech.*, 9, 49-58, 1929.
- Rey, P., Seismic and tectono-metamorphic characters of the lower continental crust in Phanerozoic areas: a consequence of post-thickening extension, *Tectonics*, 12, 580-590, 1993.
- Reynolds, A.C., Boundary conditions for the numerical solution of wave propagation problems, *Geophysics*, 43, 1099-1110, 1978.
- Rötzler, J., *Zur Petrogenese im Sächsischen Granulitgebirge - die pyroxenfreien Granulite und Metapelite*, 100 pp., 1992.
- Rudnik, R., and D.M. Fountain, Nature and Composition of the Continental Crust: a lower crustal perspective, *Rev. Geophys.*, 33, 267-309, 1995.
- Ruppel, C., Extensional processes in continental lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 100, 24187-24215, 1995.



- Ryberg, T., K. Fuchs, A.V. Egorkin, and L. Solodilov, Observation of high-frequency teleseismic  $P_n$  on long-range QUARTZ profile across northern Eurasia, *J. Geophys. Res.*, *100*, 18151-18163, 1995.
- Sachs, P.M., Untersuchungen zum Stoffbestand der tieferen Lithosphäre an Xenoliten südwestdeutscher Vulkane, PhD thesis, Univ. Stuttgart, 1988.
- Sächsisches Landesamt für Umwelt und Geologie, Geologische Übersichtskarte des Freistaates Sachsen, Landesvermessungsamt Sachsen, Freiberg, 1994.
- Sandmeier, K.-J., Untersuchungen der Ausbreitungseigenschaften seismischer Wellen in geschichteten und streuenden Medien, PhD thesis, Univ. Karlsruhe, 1990.
- Sandmeier, K.-J., and G. Liebhard, REFRA - Programm zur Verarbeitung und Interpretation refraktionsseismischer Daten, Karlsruhe, 1993.
- Sandmeier, K.-J., and F. Wenzel, Synthetic seismograms for a complex model, *Geophys. Res. Let.*, *13*, 22-25, 1986.
- Schulze, A., and E. Lück, Some results of deep seismic investigations in East Germany, *Phys. Earth Planet. Inter.*, *69*, 231-238, 1992.
- Sheriff, R.E., and L.P. Geldart, *Exploration Seismology: Data Processing and Interpretation*, Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- Silver, P.G., and W.W. Chan, Implications for continental structure and evolution from seismic anisotropy, *Nature*, *335*, 34-49, 1988.
- Sobolev, S.V., and A.Y. Babeyko, Modeling of mineralogical composition, density and elastic wave velocities in anhydrous magmatic rocks, *Surveys in Geophysics*, *15*, 515-544, 1994.
- Stangl, R., Geschwindigkeitstiefen-Verteilung von P-Wellen im oberen Erdmantel Süddeutschlands, die mit Laufzeit- und Amplituden-Beobachtungen auf zwei gegengeschossenen Profilen verträglich sind, diploma thesis, Univ. Karlsruhe, Karlsruhe, 1982.
- Stephens, C., and B.L. Isacks, Toward an understanding of  $S_n$ : Normal modes of love waves in oceanic structure, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *67*, 69-78, 1977.
- Stern, T.A., P.E. Wannamaker, D. Eberhart-Phillips, D. Okaya, F.J. Davey, and South Island Project Working Group, Mountain building and active deformation studied in New Zealand, *EOS, Trans., AGU*, *78*, 329, 335-336, 1997.
- Sutton, G.H., and D.A. Walker, Oceanic mantle phases recorded on seismographs on the northwestern Pacific at distances between  $7^\circ$  and  $40^\circ$ , *Bull. Seismol. Soc. Am.*, *62*, 631-655, 1972.
- Thompson, G.A., and J.L. Hill, The deep crust in convergent and divergent terranes: Laramide uplifts and Basin-Range Rifts, in *Reflection Seismology: The continental Crust*, edited by M. Barazangi, and L. Brown, pp. 243-256, AGU Geodynamic Series, 1986.
- Tittgemeyer, M., F. Wenzel, K. Fuchs, and T. Ryberg, Wave propagation in a multiple scattering upper mantle - observation and modelling, *Geophys. J. Int.*, *127*, 492-502, 1996.
- Tittgemeyer, M., F. Wenzel, T. Ryberg, and K. Fuchs, Scales of Heterogeneities in the continental crust and upper mantle, *Pure Appl. Geophys.*, *in press*, 1998.

- Vaucher, A., and A. Nicolas, Mountain building: strike-parallel and mantle anisotropy, *Tectonophysics*, 185, 183-201, 1991.
- Verma, R.K., Elasticity of some high-density crystals, *J. Geophys. Res.*, 65, 757-766, 1960.
- Vinnik, L.P., V.G. Krishna, R. Kind, P. Bormann, and K. Stammer, Shear wave splitting in the records of the German regional seismic network, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 457-460, 1994.
- Vinnik, L.P., L.I. Makeyeva, A. Milev, and A.Y. Usenko, Global patterns of azimuthal anisotropy and deformations in the continental mantle, *Geophys. J. Int.*, 111, 433-447, 1992.
- Voigt, W., *Lehrbuch der Kristallphysik*, Teubner, Leipzig, 1928.
- Walter, R., *Geologie von Mitteleuropa*, 561 pp., Schweizerbart, Stuttgart, 1990.
- Watt, J.P., G.F. Davies, and R.F. O'Connell, The elastic properties of composite materials, *Rev. Geophys.*, 14, 541-563, 1976.
- Wehrle, V., and the World Stress Map Working Group, The World Stress Map, Release 97-1, World Wide Web: <http://www-gpi.physik.uni-karlsruhe.de/pub/wsm>, Karlsruhe, 1997.
- Wenzel, F., K. Fuchs, U. Enderle, and M. Tittgemeyer, Elastic Properties of the Crust and Upper Mantle - A New View, in *Structure of the lithosphere and deep processes*, edited by H. Dawei, pp. 31-43, Proc. 30th Int'l. Geol. Congr., VSP, Beijing, 1997.
- Werner, C.-D., Sächsisches Granulitgebirge - Saxonian Granulite Massif, in *Ophiolites and Initialites of the Northern Border of the Bohemian Massif. Guidebook of Excursion in the German Democratic Republik and Polish People's Republik.*, pp. 129-161, 1981.
- Werner, D., and H.-G. Kahle, A geophysical study of the Rheingraben. Kinematics and geothermics, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 62, 617, 1980.
- Wernicke, B., Uniform-sense normal simple shear of the continental lithosphere, *Can. J. Earth Sci.*, 22, 108-125, 1985.
- Wiechert, E., Seismische Beobachtungen von Steinbruchsprengungen, *Z. Geophysik*, 5, 159-162, 1929.
- Wigger, P., M. Schmitz, M. Araneda, G. Asch, S. Baldzuhn, P. Giese, W.-D. Heinsohn, E. Martínez, E. Ricaldi, P. Röwer, and J. Viramonte, Variation in the crustal structure of the southern central Andes deduced from seismic refraction investigation, in *Tectonics of the south central Andes*, edited by Reuter, pp. 23-48, Springer, Berlin, Heidelberg, 1994.
- Willmore, P.L., and A.M. Bancroft, The time-term approach to refraction seismology, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 3, 419-432, 1960.
- Wolf, A., The reflection of elastic waves from transition layers of variable velocities, *Geophysics*, 2, 357-363, 1937.
- Wu, R., and K. Aki, Scattering characteristics of elastic waves by elastic heterogeneity, *Geophysics*, 50, 582-595, 1985.
- Yilmaz, Ö., *Seismic data processing*, 526 pp., Tulsa, 1987.

- Zeis, S., D. Gajewski, and C. Prodehl, Crustal Structure of southern Germany from seismic-refraction data, *Tectonophysics*, 176, 59-86, 1990.
- Zelt, C.A., and R.B. Smith, Seismic travelttime inversion for 2D crustal velocity structure, *Geophys. J. Int.*, 108, 16-34, 1992.
- Zeyen, H., O. Novak, M. Landes, C. Prodehl, L. Driad, and A. Hirn, Refraction-seismic investigations of the northern Massif Central, France, in *Stress and stress release in the lithosphere - the Central European rift system*, edited by K. Fuchs, R. Altherr, B. Müller, and C. Prodehl, pp. 99-118, *Tectonophysics*, 1997.
- Zoback, M.L., First- and second-order patterns of stress in the lithosphere: The World Stress Map Project, *J. Geophys. Res.*, 97, 11703-11728, 1992.
- zur Mühlen, W.v., Ergebnisse der "Steinbruch-Seismik" im Siegerland, Kraichgau und in Hessen/Unterfranken, *Geol. Jb.*, 71, 569-594, 1956.

## **7 Anhang**

7.1	Geotektonische Klassifizierung des heutigen Europas	202
7.2	Mechanismen der Krustendehnung	208
7.3	Übertragungsfunktion der Seismometer Mark L-4 C-3D	212
7.4	Technische Spezifikationen der seismischen Instrumente des GFZ-Potsdam	213
7.5	Laufzeitinversion in der Refraktionsseismik - Das Verfahren nach Zelt & Smith [1992]	214
7.6	Stochastische Beschreibungsweise von Gesteinen	217

## 7.1 Geotektonische Klassifizierung des heutigen Europas

Der europäische Kontinent läßt sich nach Walter [1990] in vier geotektonische Grundeinheiten gliedern (Abbildung 7.1):

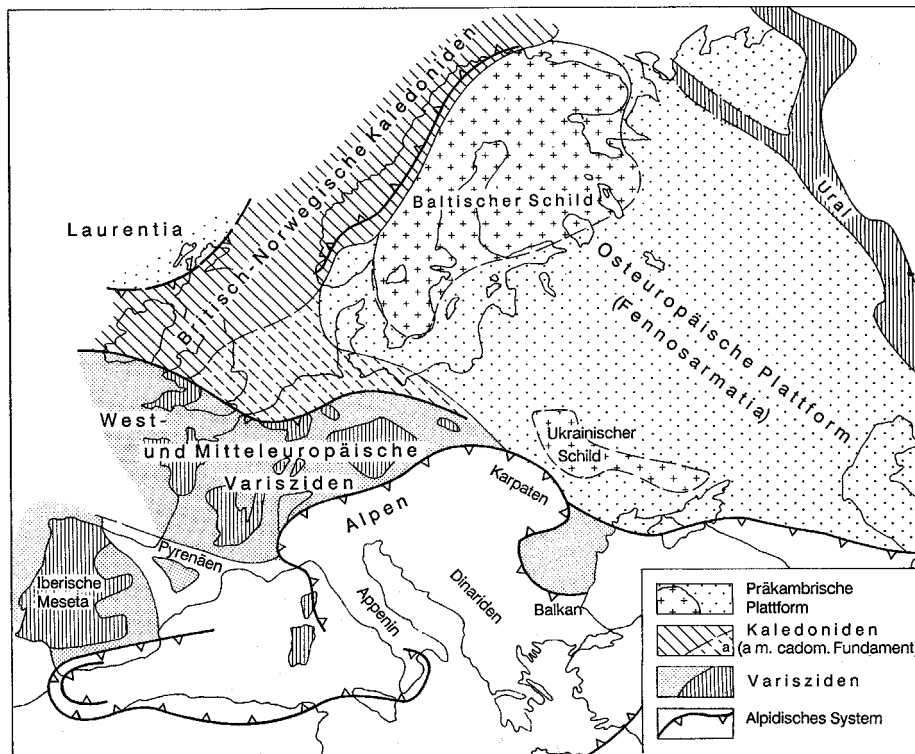


Abbildung 7.1: Geotektonische Gliederung Europas [nach Walter, 1990]

- Der Norden und Osten Europas wird geprägt durch präkambrische Strukturen, die seit dem ausgehenden Proterozoikum von keinen orogenen Prozessen berührt worden sind und somit als konservativer tektonischer Kern das stabilisierende Element Europas bilden. Diese atektonische Grundeinheit besteht im wesentlichen aus dem Baltischen Schild, der Osteuropäischen Plattform und dem Ukrainischen Schild.
- Im Gegensatz hierzu steht der komplexe tektonische Aufbau Mittel- und Westeuropas. Im Nordwesten stellen die britisch-skandinavischen Kaledoniden das Ergebnis der Kollision der osteuropäischen Plattform mit der nordamerikanisch-grönländischen Plattform (Laurentia) dar. Dieses Kollisionsorogen, daß sich im Ordovizium bis Silur gebildet hat, ist die zweite geotektonische Grundeinheit Europas. Zu dieser kaledonisch geprägten Einheit wird auch das sogenannte cadomische Fundament (frühes Kambrium) gezählt, welches sich von Südostengland als schmaler Steifen bis zu den Karpaten zieht und zum Teil mächtige jungpaläozoische bis känozoische Bedeckung aufweist.

- Die dritte tektonische Einheit stellt das variszische Faltungssystem dar, das sich anhand zahlreicher Grundgebirgsaufschlüsse von der iberischen Halbinsel über Frankreich und Südwestengland durch ganz Mitteleuropa bis zum Nordwestrand der Karpaten rekonstruieren läßt. Im Zeitraum des Devons und Karbons (ca. 380-290 Ma.) prägte die variszische Orogenese, die den endgültigen Zusammenschluß der Kontinentalplatten Laurussia und Gondwana zu Pangäa dokumentiert, weiten Teilen Westeuropas und dem größten Teil Mitteleuropas ihre abschließenden Strukturen auf. Hinweise für die Fortsetzung des rund 1000 km breiten variszischen Orogengürtels findet man im Westen jenseits des Atlantiks in den Appalachen und nach Osten in Zentralasien. Eine mögliche Rekonstruktion der paleogeographischen Lage des variszischen Orogengürtels nach Irving [1983] ist in Abbildung 7.2 dargestellt und demonstriert das einst gewaltige Ausmaß dieses Orogens. Die variszischen wie auch die kaledonischen Strukturen Mitteleuropas wurden im Mesozoikum und Tertiär maßgeblich beeinflußt durch den Prozeß der Alpenentstehung und der Öffnung des Atlantiks, welche die komplexen Strukturen nachträglich durch Bruch- und Scherprozesse in ein Schollenmosaik zerlegten.
- Der Alpen-Karpatengürtel bildet die vierte und jüngste geotektonische Grundeinheit im Süden und Südosten Europas. Sie ist aus der Öffnung der ozeanischen Tethys im Trias bis Jura und ihrer Schließung im Verlauf von Kreide und Tertiär hervorgegangen.

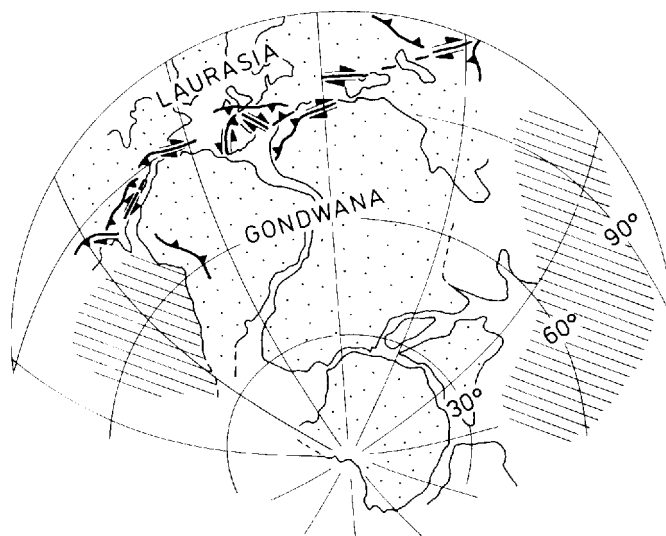


Abbildung 7.2 Mögliche Lage der variszischen Konvergenzzone während der Entstehung des Superkontinents Pangäa [nach Irving, 1983]

Tabelle 7.6: Wesentliche tektonische Stadien im prä-mesozoischen Mitteleuropa

Stadium	Zeitraum	Ma.
Präcadomische und Cadomische Orogenese	Präkambrium bis Kambrium	> 550
Kaledonische Orogenese	spätes Kambrium bis frühes Devon	530-400
Variszische Orogenese	Mittleres Devon bis Ober/Unterkarbon	380-290
Postvariszische Entwicklung (Extension)	ab Perm	< 290

Dieses oben beschriebene geotektonische Quartett (Europa) durchlief im Prä-Mesozoikum drei wesentliche Orogenzyklen: (a) die (prä) cadomische Orogenese, (b) die kaledonische Orogenese und (c) die variszische Orogenese gefolgt von post-variszischer Extension. Tabelle 7.6 zeigt in chronologischer Reihenfolge die wesentlichen tektonischen Stadien im prä-mesozoischen Mitteleuropa mit einer groben Zeitzuordnung. Der variszische Orogenzyklus prägte als letztes großtektonisches Ereignis dem größten Teil der paläozoischen Kruste Mitteleuropas seine finalen Strukturen auf. Es ist daher wahrscheinlich, daß rezente geophysikalische Messungen Signaturen dieses Prozesses sondieren.

Das variszische Mitteleuropa läßt sich aufgrund unterschiedlicher sedimentär-magmatischer und tektonisch-metamorpher Entwicklung weiter strukturieren. Bereits Kossmat [1927] unterteilte das Variszikum nach diesen Kriterien in drei streifenartige, grob SW-NE verlaufende Zonen: (a) das Rhenoherynikum, (b) das Saxothuringikum und (c) das Moldanubikum. Diese Unterteilung findet mit kleinen Modifikationen auch heute noch ihre prinzipielle Gültigkeit. Abbildung 7.3 zeigt eine Übersicht über die variszischen Gebirgsstrukturen in Mitteleuropa nach Franke [1989]. Eine Ausschnittvergrößerung des östlichen Saxothuringikum, mit einer geologischen Klassifizierung nach Walter [1990] ist in Abbildung 7.4 dargestellt.

Franke [1993] deutet den saxothuringischen Gürtel als ein im Kambrium bis Ordovizium entstandenes Riftbecken, welches zu Beginn der Ära der variszischen Orogenese durch südost-vergente Subduktion und dextrale Transpression geschlossen wurde. Das Saxothuringikum repräsentiert heute gedehnte Kruste, die während der variszischen Orogenese zwischen dem heute nordwestlich angrenzenden Rhenoherynikum und dem südöstlich benachbarten Moldanubikum eingebettet wurde (Abbildung 7.3). Ein besonderes Merkmal dieses Terrans ist das Auftreten hochmetamorpher Gesteinskomplexe an der Erdoberfläche (z.B. Münchberger Gneismasse, Sächsisches Granulitgebirge, Eulengebirge; s. Abbildung 7.3).





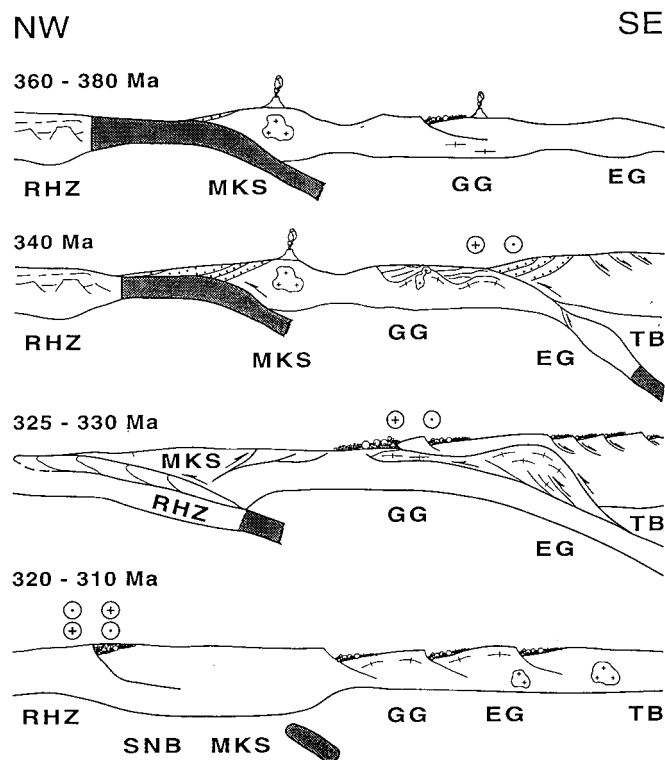


Abbildung 7.5: Schematische Darstellung einer möglichen Entwicklung der östlichen saxothuringischen Mikroplatte vom Oberdevon bis Oberkarbon und der Entstehung des Sächsischen Granulitgebirges. RHZ: Rhenoherynikum, MKS: Mitteldeutsche Kristallinschwelle, GG: Granulitgebirge, EG: Erzgebirge, TB: Tepla-Barrandium, SNB: Saar-Nahe-Becken [nach Oncken, 1993].

Geophysikalisch ist das Saxothuringikum gekennzeichnet durch zahlreiche Schwereanomalien (z. B. Kraichgau, Münchberger Gneismasse) entlang der Achse des variszischen Streichens und insbesondere durch eine starke magnetische Unruhe im Vergleich zu den benachbarten Terranen [Kartierungen im Rahmen der EGT, *Blundell et al.*, 1992]. Im zentralen Teil des östlichen saxothuringischen Beckens gelegen, ist das Sächsische Granulitgebirge die bedeutendste Struktur, die durch Krustendehnung entstanden oder stark beeinflusst worden ist.

Oncken [1993] schlägt unter besonderer Berücksichtigung geochronologischer Daten das in Abbildung 7.5 dargestellte Szenario für die Entwicklung der östlichen saxothuringischen Mikroplatte vom Oberdevon bis Oberkarbon vor. In diesem Modell subduziert im oberen Devon (380-360 Ma) die rhenoherynische Platte (RHZ) unter die SE angrenzende Mitteldeutsche Kristallinschwelle (MKS). Der mit dieser Subduktion assoziierte Vulkanismus erklärt die Existenz von Intrusivgesteinen (Basalt, Granit) im heutigen Saxothuringikum und begünstigt durch hohe Temperaturen die Bildung granulitischer Gesteine in der Unterkruste des heutigen Granulitgebirges. Im Visé (340 Ma) stoppt die Subduktion und setzt einige 100 km SE versetzt erneut ein. Die durch die

subduzierte Platte erzeugte Dehnung im Bereich zwischen alter und aktiver Subduktion begünstigt die Hebung granulitischer Gesteine (GG) in die obere Kruste (325-330 Ma). Der anschließende Zeitraum (320-310 Ma) zeigt das auf die Krustenverdickung folgende Reäquilibrationsstadium mit Ausgleich der Krustendicke unter Dehnung und Beckenbildung.

Dieses Szenario skizziert die prinzipiellen großtektonischen Ereignisse im Umfeld des Sächsischen Granulitgebirges und signalisiert die Bedeutung der Extension (*slab pull*) für den Exhumierungsprozeß der Granulite. Das Modell regt die grundlegende Frage nach den physikalischen Mechanismen der Krustendehnung an, die in der Lage sind, Unterkruste in die obere Kruste zu heben und zu exhumieren.

## 7.2 Mechanismen der Krustendehnung

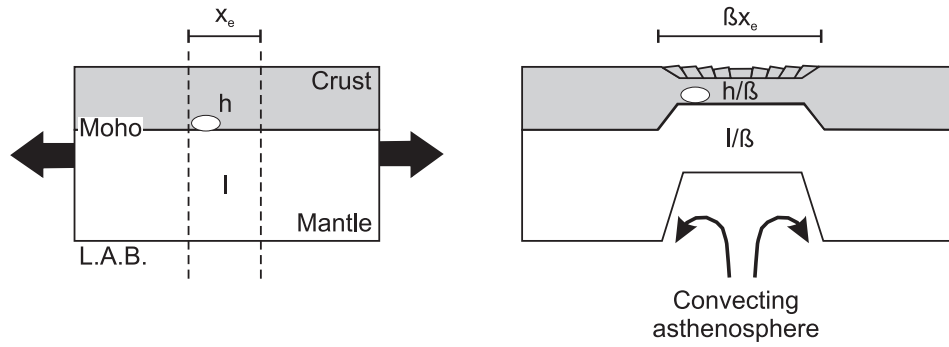
Einer der wesentlichen und bis heute noch unzureichend verstandenen Implikationen orogener Prozesse ist die Freilegung tiefkrustaler Anschnitte durch Dehnung. Die Ursache der Krustendehnung ist umstritten und kann entweder vom asthenosphärischen Mantel ausgehen oder durch gravitativen Kollaps eines orogenen Reliefs hervorgerufen werden. Beide Prozesse finden in sehr unterschiedlichen tektonischen Regimen statt. Die „primäre“, asthenosphärisch gesteuerte Krustendehnung findet man in Rift-Zonen [z.B. Kenia Rift, *Prodehl et al.*, 1994] oder back-arc Gebieten [z. B. Basin and Range Province, *Eaton*, 1982], während die „sekundäre“ Dehnung, die durch gravitatives Auseinanderfließen als unmittelbare Folge einer vorausgegangenen orogenen Krustenverdickung gekennzeichnet ist, z.B. im Himalaja [*Burchfield & Royden*, 1985] oder in den Alpen [*Platt*, 1989] auftritt.

Prinzipiell können Extensionsmechanismen in vier Modellklassen unterteilt werden mit unterschiedlichen Annahmen für Rheologie und Deformationsverhalten der Lithosphäre unter Einwirkung von Spannungen. Abbildung 7.6 zeigt eine graphische Zusammenfassung dieser Modellklassen. Zusätzlich ist in den einzelnen Modellvorstellungen (Abbildung 7.6) schematisch die Lage metamorpher Kernkomplexe mit Ursprung aus der Unterkruste (weiße Ellipse) und der mittleren Kruste (graue Ellipse) vor und nach der Extension skizziert.

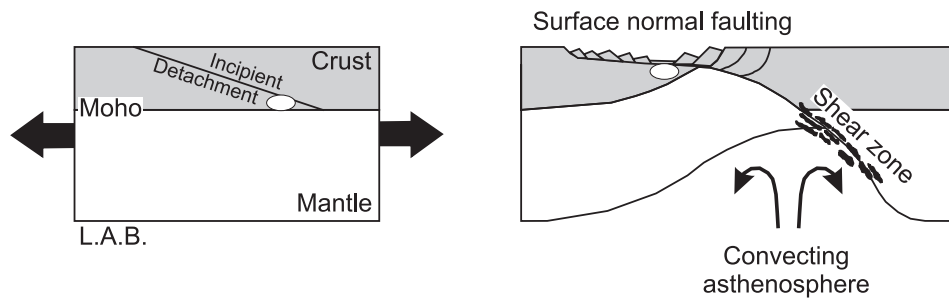
### 7.2.1 Reine Scherung (pure shear)

Dieser Mechanismus wurde erstmals von McKenzie [1978] vorgeschlagen, um die Entwicklung verschiedener Sedimentbecken, die keine nennenswerten Bruchstrukturen zeigen, zu erklären. Das Modell basiert auf einer einheitlichen, duktilen Dehnung der gesamten Lithosphäre mit Krustenverdünnung und daraus resultierendem passivem Aufsteigen heißer Asthenosphäre. Das Modell besteht aus einer Kruste der Dicke  $h$  und einem lithosphärischen Mantel der Dicke  $l$ . Eine mögliche Deformation ist begrenzt auf einen vorgegebenen Bereich  $x_e$  im Ausgangsmodell und definiert über den sogenannten  $\beta$ -Faktor, der das Verhältnis der Dicken im Ausgangszustand zum Endzustand beschreibt. Bei symmetrischer Krustendehnung entsteht über der verdünnten Kruste ein Sedimentbecken, welches die tieferen Krustenstockwerke verdeckt (Abbildung 7.6a). Dieser Mechanismus ist somit ungeeignet, um als Modell für die Exhumierung von Unterkruste zu dienen. Die Tiefenstruktur einer durch „reine Scherung“ gedehnten Kruste ist charakterisiert durch eine starke Aufwölbung der Moho in der vertikalen Verlängerung der größten Subsidenz.

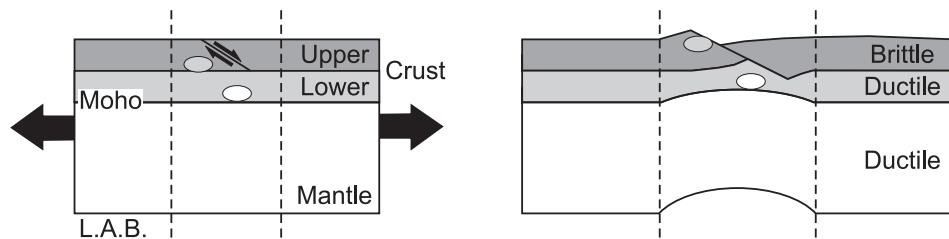
a) Uniform pure shear (McKenzie, 1978)



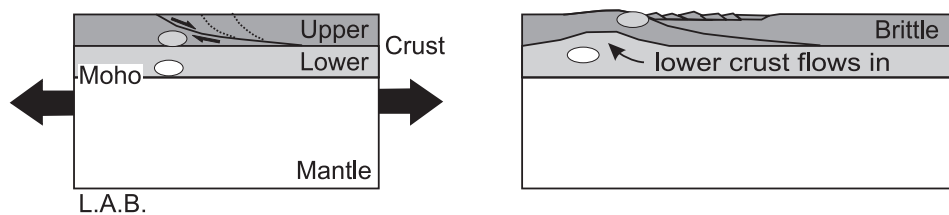
b) Simple shear (Wernicke, 1985)



c) Combined pure shear and simple shear (Kusznir and Ziegler, 1992)



d) Lower crustal flow (Ruppel, 1995)



○ deep crustal MCC (e.g. Saxonian Granulites)      ○ mid crustal MCC (e.g. Basin & Range province)

Abbildung 7.6: Rheologische Modelle zur Beschreibung kontinentaler Dehnung.: a) reine Scherung [pure shear, McKenzie, 1978], b) einfache Scherung [simple shear Wernicke, 1985], c) Kombination von a) und b) nach Kusznir & Ziegler [1992] und d) „Zerfließen“ der Unterkruste [lower crustal flow, Ruppel, 1995]. Zusätzlich ist in den einzelnen Modellvorstellungen schematisch die Lage metamorpher Kernkomplexe mit Ursprung aus der Unterkruste (weiße Ellipse) und der mittleren Kruste (graue Ellipse) vor und nach der Extension skizziert.

### 7.2.2 Einfache Scherung (simple shear)

Bei asymmetrischer Krustendehnung führt die Abschiebung der Oberplatte aufgrund der Druckentlastung zum isostatischen Aufstieg der Unterplatte. Das Modell der „einfachen Scherung“ [Wernicke, 1985] legt einen flach einfallenden Abscherhorizont zugrunde, der die gesamte Kruste durchschneidet. Abschiebung entlang derartiger Störungen ermöglicht eine Exhumierung hochmetamorpher Kerne („metamorphic core complexes“), die neben relativ schwachmetamorphen Gesteinen an der Erdoberfläche angelagert werden können. Allmendinger et al. [1983] legen dieses Modell für eine Abschätzung der Extension in der Basin and Range Province entlang einer flachen Abschiebung ( $12^\circ$ ) zugrunde. Bei einem Einfallswinkel der Störung von  $12^\circ$  muß ein lateraler Massentransport von über 140 km stattfinden, damit Unterkrustenmaterial aus ca. 30 km Tiefe an die Erdoberfläche gelangt. Die Signatur dieses Prozesses wäre eine aufgewölbte Moho mit lateralem Versatz zur oberflächennahen Beckenstruktur und als Konsequenz des Abscherhorizontes eine seismisch aktive Scherzone zumindest im Bereich der oberen Kruste. Da tiefenseismische Sondierungen in der Regel keine Hinweise auf krustendurchdringende Scherzonen zeigen, ist diese Modellvorstellung umstritten. Die Zone maximaler Krustenausdünnung ist in diesem Modell lateral versetzt zur dünnsten Zone der gesamten Lithosphäre. Trotz der genannten Schwächen, einschließlich der Inkompatibilität zu seismischen Beobachtungen, ist dieser Mechanismus derzeit der einzige Extensionsprozeß, der Unterkrustenmaterial in einem Stadium exhumieren kann.

### 7.2.3 Kombination aus reiner und einfacher Scherung (cantilever model)

Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß in reflexionsseismischen Abbildern der Krustenstruktur sehr häufig steilstehende Störungen in den oberen Krustenbereichen beobachtet werden, aber nur kaum Hinweise auf krustendurchdringende Verwerfungen existieren, entwickelten Kusznir & Ziegler [1992] ein Kombinationsmodell. Dieses Modell besteht aus einer spröden Oberkruste (einfache Scherung) und einer duktilen Unterkruste (reine Scherung) und kombiniert so die jeweiligen Verhaltensweisen der einzelnen Mechanismen. Das Modell berücksichtigt kleinräumigen isostatischen Ausgleich der Ober- und Unterplatte in der spröden Oberkruste in Form einer Flexur. Die duktile Unterkruste bildet dabei die isostatische Ausgleichsfläche. Die durch die Extension entlastete Unterplatte biegt sich nach oben und entsprechend biegt sich die Oberplatte nach unten. Durch das entstehende Drehmoment trägt sich die Oberkruste von selbst (Ausleger, cantilever) und übt damit keinen zusätzlichen Druck auf die Unterkruste aus. Das Modell eignet sich besonders für Rifts, kann aber nur Material aus dem Bereich der mittleren Kruste exhumieren.

#### 7.2.4 „Zerfließen“ der Unterkruste

Die Annahme einer duktilen, weichen Unterkruste als Bindeglied zwischen einem relativ festen oberen Mantel und einer spröden Oberkruste führt zu einer weiteren Modellvorstellung für Extensionszonen, dem „Zerfließen“ der Unterkruste [Ruppel, 1995]. In diesem Modell wird eine Unterkruste mit geringer Viskosität vorausgesetzt, die als Reaktion auf laterale Druckunterschiede von Bereichen geringer Dehnung in stärker gedehnte Zonen ausweicht. Laterale Druckgradienten können nach Artyushkov [1973] durch lokalisiertes Ausdünnen der Oberkruste hervorgerufen werden. Block & Royden [1990] verwenden diesen Prozeß, um die Beobachtung einer flachen Moho in seismischen Messungen [Klemperer *et al.*, 1986] unter den stark gedehnten metamorphen Kernkomplexen der Basin and Range Province zu erklären. Während diese Modellvorstellung sehr gut auf Kernkomplexe mit Ursprung aus der mittleren Kruste angewendet werden kann, ist das Modell in der Form nicht geeignet, um tiefe Unterkruste zu exhumieren.

### 7.3 Übertragungsfunktion der Seismometer Mark L-4 C-3D

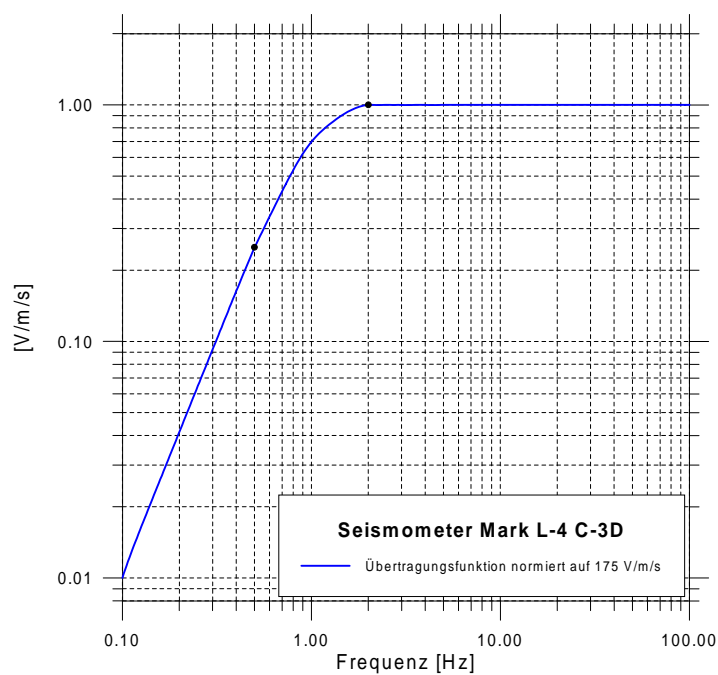


Abbildung 7.7: Übertragungsfunktion der Seismometer Mark L-4 C-3D des GeoForschungsZentrum Potsdam.

## 7.4 Technische Spezifikationen der seismischen Instrumente des GFZ-Potsdam

*Tabelle 7.7: Technische Details der Instrumente die bei dem Experiment GRANU95 eingesetzt wurden*

Model	RefTek 72A/07	PDAS-100
Description	digital recording system for stand-alone use, time window and trigger mode, final storage at hard disk	
Manufacturer	Refraction Technology, Dallas, Texas	Teledyne Brown Engineering, Dallas, Texas
Availability	The RefTek (69 units) and the PDAS-100 (61 units) belong to the geophysical instrument pool of the GFZ Potsdam. They are available for academic use	
Sample rate	20, 25, 40, 50, 100, 125, 200, 250, 500 or 1000 samples per second, adjustable	0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000 samples per second, adjustable
Max. record length	variable	
Anti-aliasing	---	6pole Butterworth, 200 Hz cut-off
Digital filter	linear phase FIR, Pass band up to 82% Nyquist, -130 dB at Nyquist	linear phase FIR, Pass band up to 80% Nyquist, -120 dB at Nyquist
Pre-amp settings	unity and 32, adjustable	unity, 10 and 100, adjustable
Programmability	99 time windows of different length	10 time windows of different length, expandable to 9999 repetitions each
Clock drift	max. 5ms due to sync. by GPS each hour, 10e-6 or about 100ms per day if GPS fails	7*10e-8 (DCXO type), 2*10e-7 (TCXO type, < 10ms due to sync. by GPS each 4 hours
Power consumption	2.7 to 3 Watts	2.4 to 3 Watts
Disk capacity	500 MB and 1GB	540 MB
Seismometers	Mark L-4C-3D, 1Hz, three components	
Operating temperature	-20 to +60 C	-20 to +65 C



## 7.5 Laufzeitinversion in der Refraktionsseismik - Das Verfahren nach Zelt & Smith [1992]

Das Programm RAYINVR [Zelt & Smith, 1992] stellt eine effiziente Kombination aus Vorwärts- und inverser Modellierung dar. Zunächst wird ein Ray-tracing durch ein vorgegebenes Startmodell durchgeführt. Dabei werden die zu dem Startmodell gehörenden theoretischen Laufzeiten  $t$  über die numerische Lösung (Runge-Kutta Verfahren) der Integralgleichung

$$t = \int_L \frac{1}{v(x, z)} dl \quad \text{bzw.} \quad t = \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{v_i} \quad (7.1)$$

bestimmt, wobei  $L$  den Strahlweg und  $v(x, z)$  das Geschwindigkeitsfeld innerhalb einer Schicht beschreibt. An Schichtgrenzen bzw. Geschwindigkeitsdiskontinuitäten gehorchen die Strahlen den Snellius'schen Brechungsgesetzen. Auch wenn die theoretische Laufzeit  $t$  in der diskreten Form als Linearkombination der Langsamkeit ( $1/v_i$ ) und des Strahlsegments  $l_i$  dargestellt werden kann, so ist die Lösung der Gleichung ( 7.1 ) dennoch ein nichtlineares Problem, da der Strahlweg von der Geschwindigkeit am Ort  $i$  abhängt. In vektorieller Form kann die Laufzeit  $t$  als eine nichtlineare Funktion  $\mathbf{F}$  der Modellparameter  $\mathbf{m}$  dargestellt werden. In der Praxis bleibt gewöhnlich ein multikausaler Restfehler  $\mathbf{e}$ , der die synthetische Reproduktion der Meßwerte beeinträchtigt. Die Laufzeit  $t$  läßt sich schreiben als

$$\mathbf{t} = \mathbf{F}(\mathbf{m}) + \mathbf{e} \quad (7.2)$$

Das Ziel der Inversion ist es nun, Gleichung ( 7.2 ) so zu lösen, daß die Abweichung zwischen beobachteten und berechneten Laufzeiten (Residuen) minimal wird. Der Gesamtfehler der Lösung wird über die Summe der Residuen zum Quadrat ( $\mathbf{e}^T \mathbf{e}$ )

$$\mathbf{e}^T \mathbf{e} = [\mathbf{t} - \mathbf{F}(\mathbf{m})]^T [\mathbf{t} - \mathbf{F}(\mathbf{m})] \quad (7.3)$$

beschrieben. Um Gleichung ( 7.2 ) mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate zu lösen, muß das ursprünglich nichtlineare inverse Problem linearisiert werden. Eine Taylorentwicklung von  $\mathbf{t} = \mathbf{F}(\mathbf{m})$  um ein Startmodell  $m_0$  ergibt unter Vernachlässigung Terme höherer Ordnung:

$$\begin{aligned} t &= F(m) \approx F(m_0) + \frac{\partial F(m_0)}{\partial m} (m - m_0) \\ t - F(m_0) &= \frac{\partial F(m_0)}{\partial m} (m - m_0) \\ \Delta \mathbf{t} &= \mathbf{A} \Delta \mathbf{m} \end{aligned} \quad (7.4)$$

Hierbei sind  $\Delta \mathbf{t}$  der Vektor der Laufzeitresiduen,  $\mathbf{A}$  die Matrix der partiellen Ableitungen und  $\Delta \mathbf{m}$  der Anpassungsvektor der Modellparameter. Die Matrix der partiellen Ableitungen  $\Delta \mathbf{m}$  besteht aus den Elementen  $\partial t_i / \partial m_j$ , wobei  $\partial t_i$  die  $i$ -te Laufzeitbeobachtung (Daten) und  $\partial m_j$  den  $j$ -ten Modellparameter (Tiefen- oder Geschwindigkeitsknoten) repräsentiert. Die Anzahl der beobachteten Laufzeiten  $M$  sowie die Anzahl der unbekanntenen Modellparameter  $N$  bestimmen die Dimension der Matrix  $\Delta \mathbf{m}$  ( $M \times N$  Elemente). Die partiellen Ableitungen der Geschwindigkeitsknoten erhält man aus ( 7.1 ):

$$\frac{\partial t}{\partial v} = \int_L -\frac{1}{v^2} \frac{\partial v}{\partial v_j} dl \quad (7.5)$$

wobei  $v_j$  den  $j$ -ten Geschwindigkeitsknoten bei der Inversion spezifiziert. Die partiellen Ableitungen der Tiefenknoten werden von Zelt & Smith [1992 - Anhang] über eine geometrische Betrachtungsweise abgeleitet:

$$\frac{\partial t}{\partial z} = \left( \frac{\cos \theta_1}{v_1} - \frac{\cos \theta_2}{v_2} \right) \cos \alpha \left( \frac{\Delta x}{\Delta x_b} \right) \quad (7.6)$$

wobei  $\theta_1$  bzw.  $\theta_2$  den Einfall- bzw. Ausfallwinkel und  $v_1$  bzw.  $v_2$  die Geschwindigkeiten der jeweiligen Schichten bezeichnen. Die Größen  $\alpha$  und  $\Delta x_b$  beschreiben Neigung und Länge der Schichtgrenze und  $\Delta x$  die Verschiebung eines Knotenpunktes.

Die partiellen Ableitungen aus ( 7.5 ) und ( 7.6 ) werden zunächst in einem Ray-tracing-Schritt (Vorwärtsmodellierung) berechnet und anschließend in einem Inversionsschritt über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate als Berechnungsgrundlage für die Matrix  $\Delta \mathbf{m}$  benutzt. Die Methode der kleinsten Fehlerquadrate eignet sich besonders, um überbestimmte Gleichungssysteme ( $M > N$ ) zu lösen, d.h. die Anzahl der beobachteten Laufzeiten muß wesentlich größer sein als die Anzahl der Freiheitsgrade des Modells.

Setzt man die linearisierte Gleichung ( 7.4 ) in ( 7.3 ) ein, so ergibt sich

$$\mathbf{e}^T \mathbf{e} = [\Delta \mathbf{t} - \mathbf{A} \Delta \mathbf{m}]^T [\Delta \mathbf{t} - \mathbf{A} \Delta \mathbf{m}] \quad (7.7)$$

Die Ableitung von ( 7.7 ) nach den einzelnen Modellparametern  $m_j$  und anschließendes Nullsetzen ergibt die Lösung des linearisierten Inversionsproblems [Meju, 1994]

$$\Delta \mathbf{m} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^T \Delta \mathbf{t} \quad (7.8)$$

Um einer nicht gleichförmigen Verteilung von Beobachtungsdaten unterschiedlicher Qualität Rechnung tragen zu können, benutzen Zelt & Smith [1992] in ihrem Verfahren Dämpfungs- und Wichtungsfaktoren. Die Dämpfungsmatrix  $D$  ist ein einheitlicher Ska-

lierungsfaktor (zwischen 0 und 1), der die Größe der erlaubten Parameteränderung kontrolliert. Die Wichtungsmatrix  $\mathbf{C}$  setzt sich zusammen aus einem Anteil  $\mathbf{C}_t$ ,

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

wobei  $\sigma_i^2$  die Standardabweichung der  $i$ -ten Laufzeitbeobachtung wiedergibt, und einem zweiten Anteil  $\mathbf{C}_m$ ,

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

der jedem Modellparameter eine *a priori* Unsicherheit  $\sigma_j^2$  zuordnet. Unter Berücksichtigung von Dämpfung und Wichtung läßt sich (7.8) schreiben als [Menke, 1984]:

$$\Delta \mathbf{m} = (\mathbf{A}^T \mathbf{C}_t^{-1} \mathbf{A} + D \mathbf{C}_m^{-1})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{C}_t^{-1} \Delta \mathbf{t} \quad (7.9)$$

Der oben beschriebene Prozeß ist keine reine Inversion, sondern vielmehr ein iteratives Wechselspiel zwischen Vorwärtsschritten und inversen Schritten. Die Inversionskomponente dieses Verfahren ermöglicht eine rasche Optimierung der Laufzeitresiduen. In der Regel sind wenige Iterationsschritte pro Schicht nötig, um ein stabiles Ergebnis, d.h. Residuen im Bereich der Ablesegenauigkeit, zu erzielen. Neben der mittleren quadratischen Abweichung der Laufzeitresiduen ( $T_{\text{RMS}}$ ) sind der sogenannte „mis-fit“-Parameter  $\chi^2$  und die Anzahl der angepaßten Laufzeiten entscheidende Kriterien für die Beurteilung. Der „mis-fit“-Parameter  $\chi^2$  ist eine Beschreibung für die adäquate Parametrisierung eines Systems und ist im Idealfall gleich 1. Werte kleiner 1 signalisieren ein überparametrisiertes System, das Strukturen enthält, die nicht durch Daten belegt sind. Eine zu grobe Parametrisierung hingegen wird durch hohe  $\chi^2$ -Werte ( $\chi^2 \gg 1$ ) angezeigt. Für eine bessere Abschätzung des akzeptablen  $\chi^2$ -Bereichs sei hier auf Zelt & Smith [1992] verwiesen, die für ihr finales Model bei der Analyse eines Datensatzes aus Nevada  $\chi^2$ -Werte zwischen 1.2-12.9 erhalten.

## 7.6 Stochastische Beschreibungsweise von Gesteinen

Ein Gestein kann als heterogenes Medium betrachtet und über seine räumliche Autokorrelationsfunktion  $C(r)$  beschrieben werden (s. Tabelle 7.8). Üblicherweise werden drei verschiedene Korrelationsfunktionen verwendet: die *Gaußsche*, die *exponentielle* und die *von Karman* Funktion [Frankel & Clayton, 1986; Holliger & Levander, 1992]. Die Fouriertransformation  $P(k)$  der Korrelationsfunktion gibt das Spektrum der Fluktuationen des Mediums wieder.

Tabelle 7.8: 2D-Autokorrelationsfunktionen  $C(r)$  und ihre Fouriertransformation  $P(k)$  zur Beschreibung gesteinsartiger Medien [nach Holliger & Levander, 1992]

	$C(r) =$	$P(k) =$
Gauß	$e^{-r^2}$	$\frac{a_x a_z}{2} e^{-0.25k^2}$
exponentiell	$e^{-r}$	$\frac{a_x + a_z}{(1 + k^2)^{1.5}}$
von Karman	$\frac{4\pi v^2 r^\nu K_\nu(r)}{K_\nu(0)}$	$\frac{4\pi v a_x a_z}{K_\nu(0) \cdot (1 + k^2)^{\nu+1}}$

$$\text{wobei } r = \sqrt{\frac{x^2}{a_x^2} + \frac{z^2}{a_z^2}} \quad \text{und} \quad k = \sqrt{k_x^2 a_x^2 + k_z^2 a_z^2}$$

Die *Hurst Zahl*  $\nu$  ist ein Maß für die „Rauigkeit“ bei *von Karman* Medien und liegt zwischen 0 und 1. *Selbstähnliche Medien* sind durch kleine *Hurst Zahlen* charakterisiert. Für  $\nu = 0.5$  entspricht die *von Karman* Verteilungsfunktion der *exponentiellen* Verteilung.

$K_\nu$  bezeichnet die modifizierte Besselfunktion der Ordnung  $\nu$ .

Die *fraktale Dimension*  $D$  eines stochastischen Mediums ist gegeben durch

$$D = E + 1 - \nu \quad \text{mit} \quad 0 \leq \nu \leq 1$$

wobei  $E$  die räumliche Dimension des Mediums (1D, 2D, ...) bezeichnet. Im 2D Raum ist damit ein Medium der *fraktalen Dimension*  $D=2$  glatt, während ein Medium mit  $D=3$  ein unendlich rauhes, fraktales Medium repräsentiert.



## **Danksagung**

Herrn Prof. Dr. Karl Fuchs danke ich herzlich für die Übernahme des Referats, für seine zahlreichen Diskussionsbeiträge sowie für kritische Anmerkungen und Fragestellungen. Seine Ideen, insbesondere die Entdeckung des Wechsels der Skaligkeit lithosphärischer Strukturen an der Moho, prägten entscheidende Teile dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Friedemann Wenzel gilt mein Dank für die Übernahme des Korreferats und die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Ganz besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Claus Prodehl bedanken, der mir den Weg zur Durchführung des GRANU95-Experiments ebnete und damit wichtigen Nährboden für diese Arbeit geschaffen hat. Seine Unterstützung bei der Planung und Durchführung des Experiments sowie sein „seismischer Blick“ bei der Auswertung der Daten waren von unschätzbarem Wert.

Herrn Dr. Jim Mechie und Herrn Dr. Stephan Sobolev möchte ich besonders danken für die konstruktive Zusammenarbeit bei der Untersuchung des obersten Erdmantels auf Anisotropie.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit inklusive zahlreicher Anregungen und Verbesserungsvorschlägen möchte ich mich insbesondere bei Dr. Claus Prodehl, Marc Tittgemeyer und Veronika Wehrle bedanken.

Für die Bereitstellung diverser Auswerte- und Darstellungsprogramme danke ich Karl-Josef Sandmeier, Jim Luetgert, Paul Wessel, Veronika Wehrle und Marc Tittgemeyer.

Meinen Diplomanden Martin Itzin, Alexander Görtz und Sabine Spindler danke ich für die intensive Zusammenarbeit während meiner Promotion.

Allen Mitarbeitern, Mitarbeiterinnen, Studenten und Studentinnen des Instituts, die mich durch Hinweise und Diskussionen unterstützt haben, möchte ich an dieser Stelle danken.

Den Mitarbeitern des GeoForschungsZentrums Potsdam, insbesondere: Herrn Dr. Albrecht Schulze, Frau Dr. Charlotte Krawczyk, Herrn Dr. Jens Bribach, Herrn Dr. Ewald Lüschen, Herrn Guido Oettinger und ganz besonders Herrn Kristof Schuster danke ich für die gute Zusammenarbeit im Rahmen des GRANU95-Experiments.

Die Finanzierung meiner wissenschaftlichen Tätigkeit sowie des refraktionsseismischen Experiments im Sächsischen Granulitgebirge erfolgte durch die Deutsche Forschungs-

gemeinschaft im Rahmen des Schwerpunktprogramms „Orogene Prozesse - ihre Quantifizierung und Simulation am Beispiel der Varisziden“. Den Koordinatoren und Gutachtern des Schwerpunktprogramms Herrn Prof. Wolfgang Franke, Herrn Prof. Onno Oncken, Herrn Prof. Volker Haak, Herrn Prof. Peter Giese und Herrn Prof. H. Dürbaum danke ich für zahlreiche Diskussionen und hilfreiche Hinweise, die letztlich zur erfolgreichen Realisierung des GRANU95-Experiments führten.

Die numerischen Rechnungen wurden sowohl auf den HP-Workstations und PCs des Geophysikalischen Instituts als auch auf den Großrechenanlagen des Rechenzentrums Karlsruhe durchgeführt. Für die Hilfsbereitschaft bei Rechnerproblemen möchte ich insbesondere Petra Knopf und Peter Dausch danken.

Allen freiwilligen Helfern, die im Feld waren und ohne deren Einsatz die Feldmessungen GRANU95 nicht hätten durchgeführt werden können, gebührt ein ganz dickes „Danke schön“: Thomas Fechner (Clausthal-Zellerfeld), Martin Flinspach (Karlsruhe), Rüdiger Giese (Potsdam), Ellen Gottschämmer (Karlsruhe), Christian Haberland (Berlin), Jörg Herwanger (Clausthal-Zellerfeld), Thomas Heßland (Leipzig), Martin Itzin (Karlsruhe), Michael Jordan (Karlsruhe), Thomas Kummerow (Berlin), Frank Lorenz (Potsdam), Ewald Lüschen (Potsdam), Niko Marquardt (Karlsruhe), Jim Mechie (Potsdam), Guido Oettinger (Leipzig), Lutz Ortlepp (Potsdam), Karl Otto (Potsdam), Thomas Plenefisch (Karlsruhe), Peter Röwer (Berlin), Sabine Spindler (Karlsruhe), Marc Tittgemeyer (Karlsruhe), Veronika Wehrle (Karlsruhe).

# Lebenslauf

## PERSÖNLICHE ANGABEN

Staatsangehörigkeit: deutsch

Geburtsdatum: 19.06.64

Geburtsort: Weingarten/Baden

## SCHULAUUSBILDUNG

*August 1970 - Juli 1974:* Grundschule in Weingarten

*August 1974 - Juli 1983:* Gymnasium in Stutensee-Blankenloch

## WEHRDIENST

*Juli 1983 - September 1984*

## HOCHSCHULAUUSBILDUNG

*Oktober 1984 - März 1992:* Studium der Geophysik an der Universität Karlsruhe (TH). Abschluß des Studiums mit dem Diplom der Fakultät für Physik in der Fachrichtung Geophysik. Hauptfächer: Geophysik und Physik; Nebenfächer: Geologie und Strömungslehre

## BERUFSERFAHRUNG

*November 1986 - März 1992:* Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Geophysik der Universität Karlsruhe

*März 1992 - August 1992:* Sprachaufenthalt in Neuseeland, Australien und Kalifornien

*September 1992 - September 1996:* Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Geophysik der Universität Karlsruhe

*Oktober 1996 - Januar 1997:* Freier Mitarbeiter am Institut für Geophysik der Universität Karlsruhe

*seit Februar 1997:* Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Geophysik der Universität Karlsruhe

*03. April 1998, Uwe Enderle*