

Manteltomographie: Verspätungen von Wellenzügen im Norddeutsch-Dänischen Becken

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Christian-Albrechts-Universität

zu Kiel

vorgelegt von

Dipl. Geophys. Holger Busche

Kiel, im

Juli 2001

Referent: Prof. Dr. W. Rabbel
Korreferent: Prof. Dr. R. Meißner
Tag der mündlichen Prüfung: 24.07.2001
Zum Druck genehmigt: Kiel, den 06.12.2001
Der Dekan
gez. Prof. Dr. Th. Bauer

*”...Aus dem Hintergrund müßte
Rahn schießen. Rahn schießt.
TOR, TOR, TOR, TOR!!!!”
(Zimmermann, 1954)*

Zusammenfassung

In dem Projekt *Teleseismic TOMography TORnquist (TOR)* wurde die $v_P(\vec{x})$ -Verteilung des oberen Mantels der Transeuropäischen Suturezone entlang einer rund 1000 km langen streifenförmigen Traverse durch Norddeutschland, Dänemark und Südschweden tomographisch untersucht.

Aus den 15 Fernbeben mit dem besten Signal-Noise-Verhältnis wurden Laufzeiten flächendeckend mit hoher Genauigkeit bestimmt, jedoch bei geringer Redundanz der Einfallswinkel. Aus refraktionsseismischen Daten wurde ein 3D-Modell der Erdkruste abgeleitet und zur Rückrechnung der Laufzeitresiduen auf 50 km Tiefe verwendet.

Die charakteristischen Formen der residualen Laufzeitfelder legen eine systematische Exploration des Lösungsraumes der tomographischen Inversion mittels Fourierreihen nahe.

Residuen- und Modellvarianzen werden zur Optimierung der freien Parameter herangezogen, wodurch die Varianz der Residuen um 83 % reduziert werden kann. Die Sorgenfrei-Tornquist-Zone ist als 50 km schmale $v_P(\vec{x})$ -Variation lateral bis über 200 km Tiefe in den oberen Mantel hinein verfolgbar. In 100 - 200 km Tiefe unter dem Norddeutsch-Dänischen Becken ist $v_P(\vec{x})$ lateral variabel um bis zu 5 % erniedrigt.

Wegen der mit zunehmender Tiefe geringeren Überdeckung des Profils durch die Strahlen wurde die Tomographietiefe auf 300 km begrenzt. Die Parametrisierung des Untergrundes erfolgte mit Hilfe von 3D-Fourierreihen.

Durch Variation der Wellenzahlen wurde der unterbestimmte Parameterraum abgetastet. In 160 $v_P(\vec{x})$ -Modellen wurden die Residuen nach der Methode der kleinsten Quadrate minimiert.

Die $v_P(\vec{x})$ wurden mit den Modell- und Residuenvarianzen gewichtet und in eine räumlich variable Häufigkeitsverteilung überführt.

Durch Medianbildung wurde $v_P(\vec{x})$ ermittelt sowie die räumliche Verteilung für die

- $v_P(\vec{x})$ -Anomalie als Differenz der Mediane zum theoretischen Modell IASPEI91
- Streubreite aller Modelle
- oberen und unteren 80%-Grenzen
entspr. $v_{Pmax}(\vec{x})$ bzw. $v_{Pmin}(\vec{x})$

Reduzierte $v_P(\vec{x})$ unterhalb des Norddeutsch-Dänischen Beckens könnten sowohl als Folge von Anisotropie als auch als Folge höherer Temperatur interpretiert werden.

Abstract

In the Project *Teleseismic TOMography TORnquist (TOR)* the $v_P(\vec{x})$ -distribution of the upper Mantle at the Transeuropean Suture Zone along a 1000 km long traverse through northern Germany, Denmark and southern Sweden was investigated by tomography.

15 far distance earthquakes with the best signal-noise-ratio were used. Travel times were calculated covering the entire array with high accuracy, but unfortunately with a low coverage of azimuth angles. A 3-D velocity model was developed from refraction seismic profiles to recalculate surface traveltimes residuals for a depth of 50 km. The residuals have a characteristic shape enhancing the use of a systematic exploration of all solutions by tomographic inversion by Fourier series.

Standard deviations of residuals and models were used for optimizing free parameters. The variance of residuals could be explained as well as reduced by 83 %. The Sorgenfrei-Tornquist-Zone is recognizable as a lateral 50 km small $v_P(\vec{x})$ -variation up to depth of 200 km in the upper mantle. At a depth of 100 - 200 km below the North German - Danish Basin $v_P(\vec{x})$ decreases laterally up to 5 %.

Due to the divergence of rays, the exploration depth was limited to 200 km. In 160 $v_P(\vec{x})$ -models extracted by variation of Fourier series, residuals were minimized by least squares method.

$v_P(\vec{x})$ were improved by weighing with model- and residual variance and transferred to a 3D-variable statistical distribution. Several values were extracted for interpretation.

- $v_P(\vec{x})$ as medians
- $v_P(\vec{x})$ anomaly as the difference between medians with respect to the theoretical model IASPEI91
- Variation of all models
- upper and lower 80% limits
equalizing $v_{P_{max}}(\vec{x})$ respectively $v_{P_{min}}(\vec{x})$

Reduced $v_P(\vec{x})$ below the North German-Danish Basin could be caused by Anisotropy or higher temperature.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das TOR-Projekt	2
3	Das Untersuchungsgebiet und seine tektonische Geschichte	4
3.1	Die Transeuropäische Suturezone	5
4	Bearbeitung der seismologischen Daten	8
4.1	Bestimmung der Oberflächenresiduen	10
4.2	Berechnung der Residuen für 50 km Tiefe	12
4.3	Vorgehensweise in dieser Arbeit	16
5	Inversionsverfahren	18
5.1	Iterative Vorwärtsmodellierung	18
5.2	Direkte lineare Inversion	19
5.3	Nichtlineare Inversion	20
6	Verfahren zur Parametrisierung von Geschwindigkeitsmodellen	21
6.1	Theorie der teleseismischen Tomographie	21
6.2	Vor- und Nachteile der teleseismischen Tomographie und ihre Anwendbarkeit auf diesen Datensatz	22
6.3	Analytische Verteilungsfunktionen	23
6.3.1	x-Sigmoid, z-Linear	24
6.3.2	x-Sigmoid, z-Sigmoid	24
6.3.3	Fourieransatz	26
7	Kriterien für die Beurteilung von Geschwindigkeitsmodellen	32
7.1	Standardabweichung / Varianz	32
7.2	Schwereanomalien	34
7.3	Temperatur	37
7.4	Materialzusammensetzung	38
7.5	Anisotropie	40
8	Bewertung der Verfahren anhand der Kriterien laut Kap. 7	42
8.1	Sigmoidverfahren	42
8.1.1	x-Sigmoid, z-Linear	42
8.1.2	x-Sigmoid, z-Sigmoid	44

8.2	Fourierverfahren mit Einzelbetrachtung von Wellenzahlen	52
8.2.1	Überblick	52
8.2.2	Abhängigkeit von k_y und k_z	54
8.3	Fourierverfahren mit gewichteter Abtastung des Parameterraumes	58
8.3.1	$v(\vec{x})$ (Mediane)	59
8.3.2	$v(\vec{x})$ -Anomalie (Differenz Mediane-IASPEI91 relativ zu IASPEI91)	59
8.3.3	Streuung als Maß für die Genauigkeit	62
8.3.4	Abschätzung für obere und untere Geschwindigkeiten (80%)	62
8.3.5	Gewichtung der Erdbeben und Randwerte des Modells	66
9	Diskussion der Ergebnisse	72
9.1	Vergleich mit Profilen anderer Herkunft	72
9.1.1	Vergleich mit teleseismischen Profilen	72
9.1.2	Vergleich zu Ergebnissen aus Receiver Functions	75
9.2	Probleme mit der Schwere	76
9.3	Anisotropie als Erklärung	80
10	Schlußbetrachtung und Ausblick	84
10.1	Beurteilung der Ergebnisse	84
10.2	Beurteilung der Verfahren	87
10.2.1	Linearisierung	87
10.2.2	Daten- und Rechenaufwand	92
11	Literaturverzeichnis	93
12	Definitions- und Notationsverzeichnis	100
12.1	Stichworte	100
12.2	Abkürzungen	100
12.3	Formelsymbole	101
12.4	Indizes	101
12.5	Einheiten	101
13	Persönliche Angaben	102
13.1	Akademischer Lebenslauf	102
13.2	Liste der Publikationen	103
13.2.1	Geowissenschaftliche	103
13.2.2	Fachübergreifende	103
14	Danksagung	104

Die vollständige Dissertation ist auf der Homepage der Christian-Albrechts-Universität Kiel (<http://www.uni-kiel.de>) unter <http://e-diss.uni-kiel.de/math-nat.html> als pdf-Datei verfügbar.

1 Einleitung

Schon die Meßtechnik des vorletzten Jahrhunderts erlaubte es, Erdbebenwellen zu (ver)messen, selbst wenn diese auf der anderen Seite der Erde entstanden sind. Aus früheren Messungen ist der ungefähre Aufbau der Erde bekannt und wurde für die seismischen Geschwindigkeiten in dem kugelsymmetrischen Modell IASPEI91 zusammengefaßt. Setzt man diese Struktur als gegeben voraus, kann man aufgrund der physikalischen Gesetze berechnen, wie lange die Wellenzüge vom Erdbeben zur Meßstation unterwegs sein müßten. Aus Abweichungen dieser theoretischen Laufzeiten im Vergleich zu den gemessenen Daten lassen sich Rückschlüsse auf die wahre Beschaffenheit der Erde ziehen.

Ist die Beschaffenheit der obersten 50 km des Erdkörpers aus anderen Meßverfahren und -kampagnen bekannt, kann berechnet werden, wie lange die Wellenzüge in dieser Schicht unterwegs waren. Zieht man diese Werte von den Meßwerten ab, erhält man die Laufzeitdifferenzen der Wellenzüge in 50 km Tiefe.

Das Meßgebiet ist der Bereich Norddeutschlands, Dänemarks und Südschwedens. Hier kollidierte im späten Silur (ca. vor 450 - 400 Millionen Jahren) das Terran Avalonia mit dem damaligen Kontinent Baltika. Sie formten so die Transeuropäische Suturezone. 1996/97 wurden hier im Zuge des EUROPROBE-Projektes **TOR** (Teleseismic **T**omography **T**ornquist) mittels bis zu 129 seismologischer Stationen Fernbeben aufgezeichnet. 15 dieser Beben wiesen ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis, aber auch eine eingeschränkte Azimutvariabilität auf.

Die Strahlwege der Bebenwellen von den Hypozentren zu den Stationen begrenzen die Explorationstiefe auf 300 km. Nimmt man nun an, daß die verbleibenden Residuen durch diese Schicht bis in 300 km Tiefe verursacht werden, kann durch entsprechende Berechnungen die Geschwindigkeitsverteilung dieses Gebietes bestimmt werden.

Aufgrund des augenscheinlich sigmoiden Verlaufes der Residuen wird der Untergrund durch Sigmoidfunktionen parametrisiert. Dabei wird die Geschwindigkeitsverteilung durch eine Funktionenschar vorgegeben und die Amplitude der Geschwindigkeitsdifferenz anhand der verbleibenden Residuen nach der Methode der kleinsten Quadrate optimiert. Darüberhinaus wird versucht, die verbleibenden Residuen auf eine Fourierverteilung zurückzuführen. Die beiden Verfahren werden hinsichtlich ihrer Wirkung auf die Varianz der Residuen und auf die Varianz der Modelle untersucht.

Zur Erklärung der daraus resultierenden Modelle für Geschwindigkeitsvariationen kommt eine Kombination aus Chemismus, Temperatur und Anisotropie in Frage. Mit Schweremodellierungen wird versucht, den Lösungsraum für diese Parameter einzuschränken.

Ziel dieser Untersuchungen ist es zu untersuchen, ob sich die Verteilung der seismischen Geschwindigkeiten im oberen Mantel bestimmen lassen. Daraus erhofft man sich Antworten auf geowissenschaftliche Fragen wie z.B.:

Wo verläuft die Grenze zwischen Baltika und Avalonia?

Wohin subduzierte der Tornquistozean?

Gibt es einen Einfluß des Mantels auf die Schweremodellierungen?

Die dafür angewendeten Verfahren müssen kritisch hinterfragt werden. Unter anderem ist zu untersuchen, wie die Verfahren zu beurteilen sind hinsichtlich:

1. *des Fehlers der Linearisierung von Strahlwegen.*
2. *des Daten- und Rechenaufwandes.*

2 Das TOR-Projekt

Ziel des Projektes TOR-1 ist eine genauere Untersuchung des oberen Mantels im Bereich der nordwestlichen TESZ. Diesem von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des EUROPROBE-Programmes mitfinanzierten Projektes ging ein wesentlich kleineres TOR-0-Pilotprojekt zur Überprüfung der praktischen Durchführbarkeit voraus. Im TOR-1-Projekt wurden dann bis zu 129 transportable Seismometer in einem knapp 1000 km langen und 100 bis 200 km breiten Streifen von Bielefeld bis Stockholm aufgestellt. Während der 14 Monate von Juni 1996 bis August 1997 wurden damit mehrere hundert Erdbeben registriert. Die 15 Beben mit der größten Magnitude verfügten über das beste Signal-Rausch-Verhältnis. Die Verteilung der Azimut- und der von der Epizentraldistanz abhängigen Einfallswinkel beschränkte sich dabei auf wenige Bereiche, wie aus Abbildung 2.1 hervorgeht.

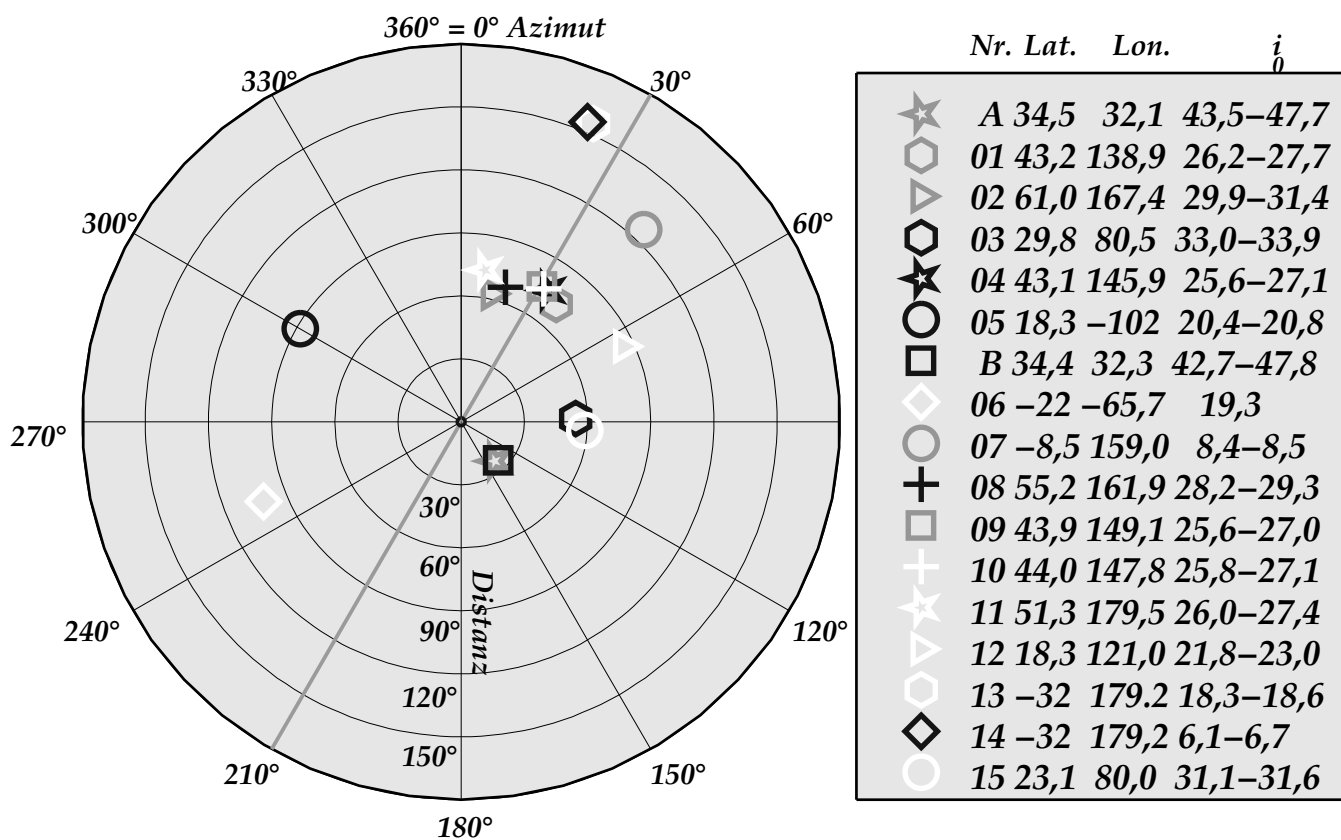


Abb.2.1: Azimut und Entfernung der hier verwendeten Erdbeben (Wölbern, 1999)

Der Bereich abgedeckter Azimut- und Einfallswinkel ist eingeschränkt.

Dieses ist bei der Auswahl des Inversionsverfahrens zu berücksichtigen.

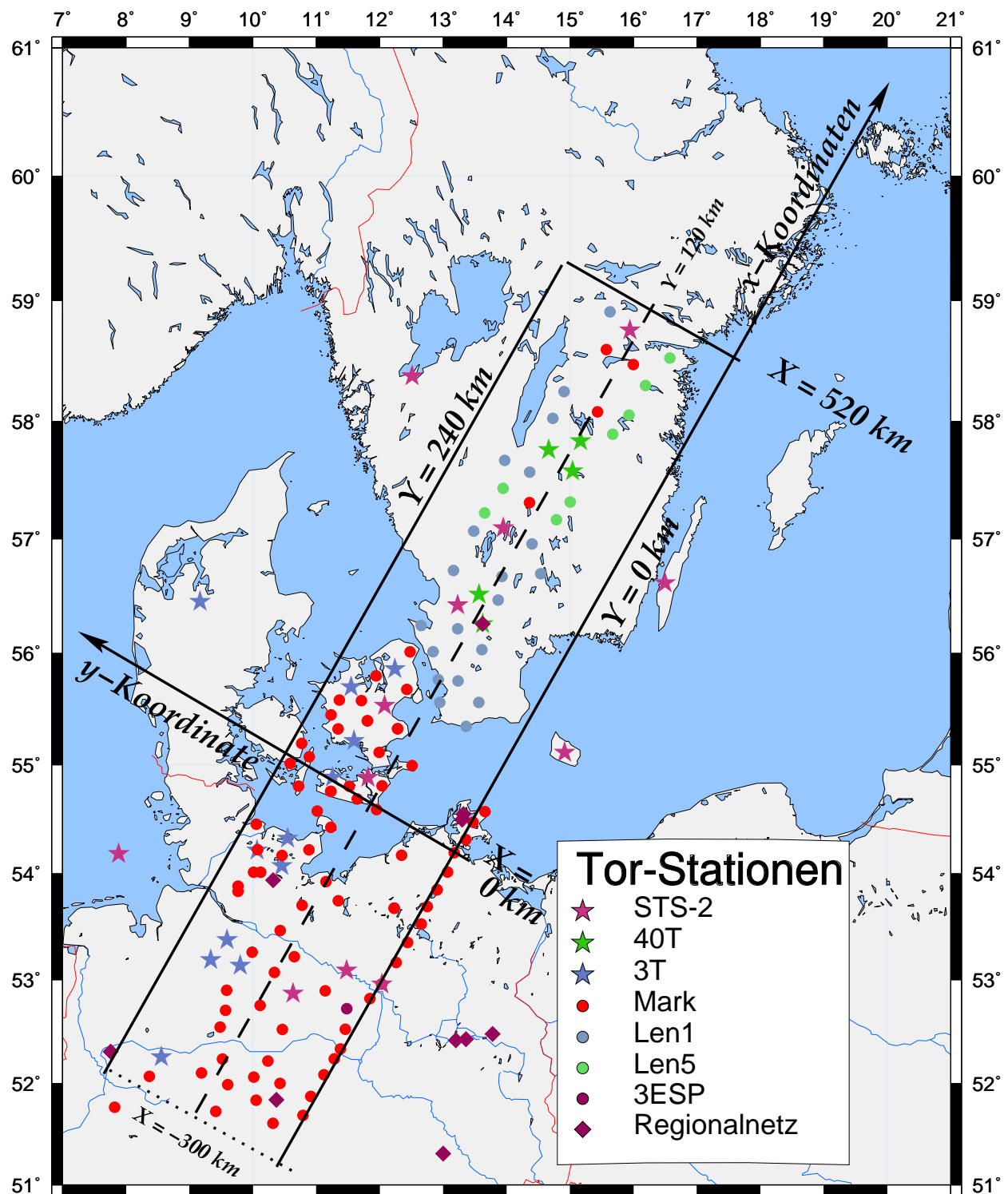


Abb.2.2: Stationen und Koordinatensystem des TOR-Projektes (Wölbern, 1999)

Durchgezogene Linien zeigen Profile, die später zur Darstellung der $v(\vec{x})$ genutzt werden.

Die gestrichelte Linie mit $Y=120 \text{ km}$ ist die Linie mit der höchsten Stationsdichte.

Eine hohe Stationsdichte und gut gesicherte Laufzeitdaten sichern zuverlässige Rekonstruktionen der Laufzeitfelder im Untergrund.

3 Das Untersuchungsgebiet und seine tektonische Geschichte

Das von Norddeutschland bis Südschweden reichende Untersuchungsgebiet gehört heute zum Kontinent Europa und weist zumindest scheinbar in der Gegenwart kaum tektonische Aktivitäten auf. Die Oberfläche der Erde hatte jedoch nicht immer die Gestalt, wie sie uns heute bekannt ist. Bis heute weisen die Gebiete Skandinaviens eine Hebungsbewegung aufgrund der Befreiung von der Eislast der letzten Eiszeit von vor ca. 10 ka auf. Dahingegen senkt sich als Ausgleich das Gebiet um Norddeutschland weiter ab. Der Baltische Schild war im Laufe der weiteren geologischen Geschichte vorrangig Hebungsgebiet. Der Bereich des Dänischen Beckens senkte sich im oberen Silur (um 420 Mio. Jahre) jedoch schnell ab (EUGENO-S Workinggroup, 1988).

Weit bedeutender als diese Vertikalbewegungen der Landmassen sind Horizontalbewegungen. Diese vereinigten unterschiedliche Landmassen zum heutigen Europa. Darüberhinaus sorgten diese Horizontalbewegungen für Funde von Fossilien tropischer Klimate auf Landmassen, die heute in hohen nördlichen Breiten gelegen ein kaltes oder gemäßigtes Klima aufweisen.

Schon 1912 stellte Alfred Wegener die Theorie auf, daß die Kontinente nicht still auf ihrer Position verharren, sondern sich auch horizontal bewegen. Er schloß dieses unter anderem aus der Ähnlichkeit der Ostküste Südamerikas mit der Westküste Afrikas. Inzwischen ist diese Theorie der Kontinentaldrift weiterentwickelt worden und wird heute als Plattentektonik bezeichnet. Aus geologisch-paläontologischen, geophysikalischen, geochemischen, mineralogischen und biologischen Daten gelang es, die Entwicklungsgeschichte der Kontinente zurückzuverfolgen (s. Abbildung 3.2).

Die geologisch-tektonische Karte (oberer Teil der Abbildung 3.2 ;Pharao, 1996) zeigt, daß Nord- und Mitteleuropa im wesentlichen aus drei Kontinentteilen (Laurentia, Baltika und Avalonia) besteht. Während Laurentia und Baltika schon eigenständige Kontinente waren, stellte Avalonia ein Bruchstück ("Terran") des Paläosuperkontinentes Gondwana dar (Meißner et al., 1994). Diese drei Bruchstücke stießen ungefähr dort zusammen, wo heute die Nordsee zwischen Dänemark und Großbritannien liegt.

Es gibt verschiedene Modelle, wie Laurentia und Baltika zusammenstießen, wobei der Iapetusozean im Silur (vor 433-408 Millionen Jahren) geschlossen wurde. Harland (1980) bevorzugt eine linksdrehende transpressive Kollision. Soper et al. (1987) hingegen interpretiert aus den Parallelen der Scandinavian thrust fronts mit denen Ostgrönlands und Nordschottlands eine Frontalkollision Baltikas und Laurentias. Daß während dieser Kollision auch die Tornquistsee (der östliche Arm des Iapetusozean) subduziert wurde, wird von Reflexionsdaten unterstützt (MONA LISA Working Group, 1997). Unklar ist jedoch hingegen, unter welchen der beiden Kontinente (Avalonia oder Baltika) der Ozean subduziert wurde (MONA LISA, Working Group, 1997) und welchen der beiden Kontinente Avalonia zuerst erreichte. Ebenso unklar ist, wo genau die Grenzen verlaufen (Tanner und Meißner, 1996). Vielfach wird diese in der durch Bohrungen gut erschlossenen Grenze kaledonischer Deformation (CDF) gesehen, die südlich des **RFH Ringkøbing-Fyn-Høj**) und nördlich der Inseln Fehmarn und Rügen verläuft (EUGENO-S Workinggroup, 1988; Tanner & Meißner, 1996; Gofler et al., 1999; Thybo, 1997; Pharaoh et al., 1997; Schönenberg & Neugebauer, 1997; Giese et al., 1994). Ebenso kommt eine hypothetische tieferreichende Verwerfungszone, die Transeuropean Fault (TEF) in Frage. Diese verläuft weiter südlich noch zwischen dem Festland Mecklenburg-Vorpommerns und der Insel Rügen. (Berthelsen, 1992; EUGENO-S Workinggroup, 1988; Thybo, 1997). Wie die CDF tendiert die TEF ostwärts. Beide gehen letztlich in der **Teisseyre-Tornquist-Zone (TTZ)** auf, die von den Karpaten kommend bis zur heutigen Nordwestecke Polens reicht.

3.1 Die Transeuropäische Suturezone

Abbildung 3.1 zeigt einen Ausschnitt des Maßgebietes in der Transeuropäischen Suturezone. Die kleinere, südwestlicher gelegene Skala verdeutlicht die Lage des Profiles des DEKORP-Projektes BASIN96. Dieses wurde mit umgekehrten Vorzeichen auch als Grundlage des Koordinatensystems für das TOR-Projekt gewählt. Parallel dazu im Nordwesten ist die Linie mit der höchsten Stationsdichte des TOR-Projektes bei $Y = 120$ km eingetragen.

Das Maßgebiet reicht vom Rhenohercynikum des phanerozoischen Europas im Süden bis weit in den präkambrischen Schild Baltikas hinein. Zur Wende Karbon/Perm, am Ende der variszischen Orogenese, kam es in diesem Bereich zu magmatischer und tektonischer Aktivität. Dabei wurde das Ringkøbing-Fyn-Høj (RFH) ausgebildet. Dieses zeichnet sich durch eine dicke Kruste (bis 36 km), eine positive Bouguer-Schwere (mehr als 20 mGal, siehe auch Abbildung 6.2 auf Seite 23), eine positive magnetische Anomalie (300 nT) und eine geringere seismische Durchschnittsgeschwindigkeit aus. Das Norddeutsche Becken, welches südlich des RFH mit Ausnahme des Glückstadthochs eine relativ einheitliche Dicke aufweist (EUGENO-S Workinggroup, 1988; Thybo, 1997), ist seitdem vom Norwegischen Becken getrennt. Dort bildete sich im oberen Perm das Zechsteinmeer, dessen abgelagertes Evaporitgestein, in der Regel Zechsteinsalze, in Deutschland über 1000 m mächtig wird (Schönenberg & Neugebauer, 1997; siehe auch Abbildung 9.5 auf Seite 73). Ausgedehnte Grabensysteme unterteilten das RFH seit der Trias in unterschiedlich rotierte und verformte Blöcke. Bei Bornholm verbindet der Rønne-Graben das östliche Ende der Sorgenfrei-Tornquistzone (STZ) mit dem westlichen Ende der TTZ (Thybo, 1997; EUGENO-S Workinggroup, 1988).

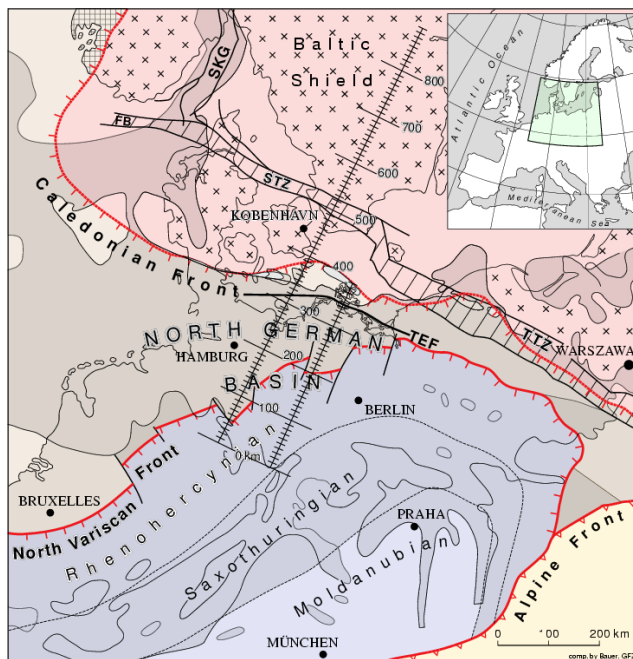


Abb.3.1: Geologie im Bereich des Westendes der STZ und Ostendes der TTZ (Goßler, 1999)

Das Norddeutsche Becken behielt seine Lage in etwa bei und wurde während weiterer Zyklen von Meerestransgressionen immer wieder überflutet. Im Tertiär sind weitere 9 Transgressions-Regressionszyklen bekannt (Schönenberg & Neugebauer, 1997). Das Elbe-Lineament unterteilt das Beckens weiter in den Holstein-Block mit erhöhter Unterkrustengeschwindigkeit und den Pompeckj-Block (Tanner et al. 1996; Röhl, 1992; Goßler et al., 1999; Meißner, 1989).

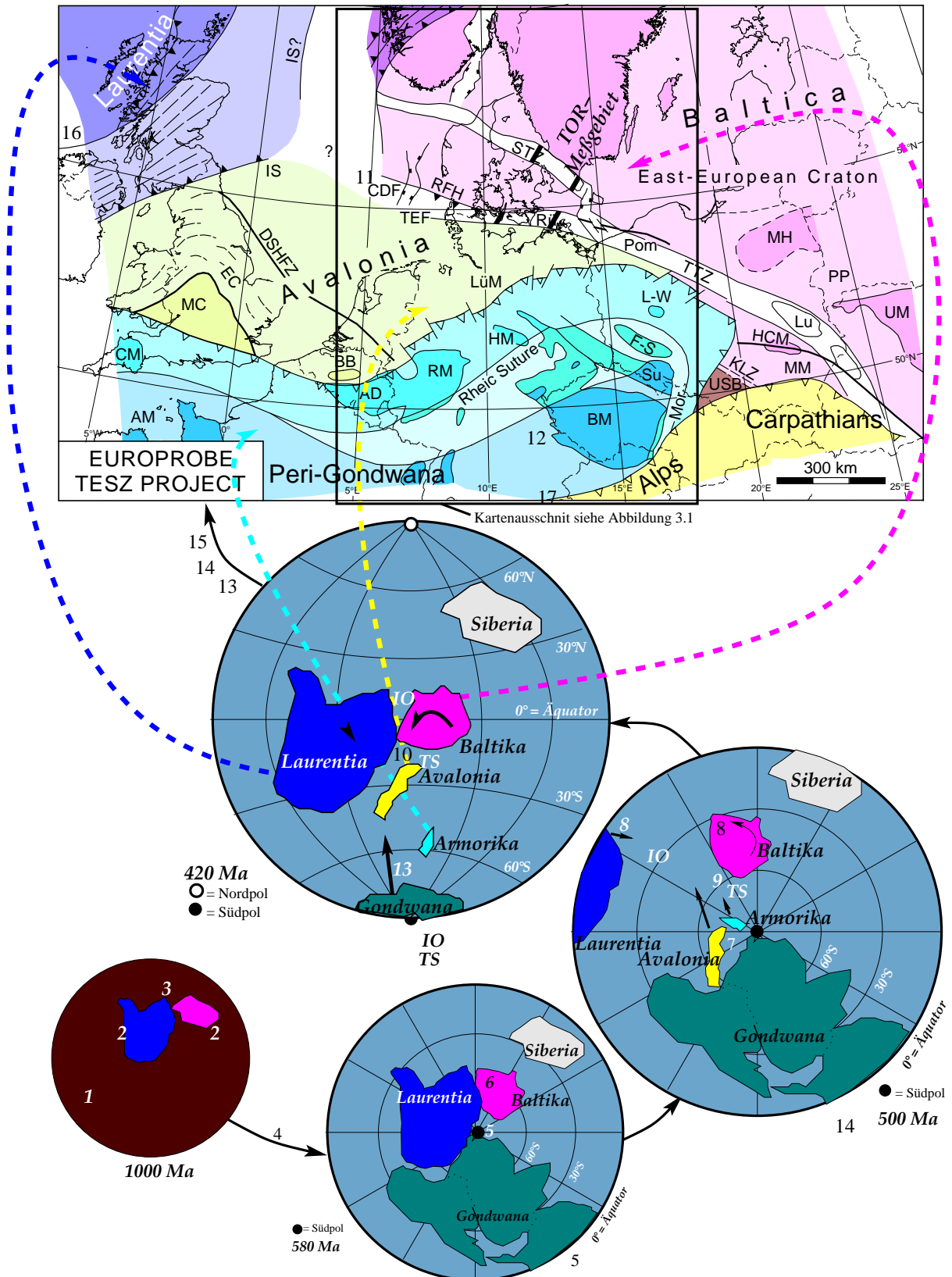


Abb.3.2: Geologische Struktur und Geschichte Nord- und Mitteleuropas erstellt aus Berthelsen, 1992; Soper et al., 1990, Tanner und Meißner, 1996, Domaschk, 2000, Wölbern, 1999, Ziegler, 1990; Trench und Torsvik, 1991; Torsvik et al., 1996
Zwischen Norddeutschland und Südschweden verläuft die Grenze zwischen Avalonia und Baltika, die hier näher untersucht wird.

Erläuterungen zu den Zahlen der Abbildung 3.2:

1. Vor 4600 - 2500 Millionen Jahren
Abkühlung der Erdoberfläche (Schönenberg & Neugebauer, 1997)
2. Vor 3000 - 800 Millionen Jahren
Entstehung Baltikas und Laurentias (Kröner et al., 1981)
3. Vor 1300 - 1100 Millionen Jahren
Grenvillisch-Dalslandischer Gürtel in Laurentia → Kontakt mit Baltika (Ziegler, 1986)
4. Vor 1300 Millionen Jahren
Bildung eines Superkontinentes Rodinia (Dalziel, 1992; Torsvik et al., 1996)
5. Vor 750 - 725 Millionen Jahren
Aufteilung Rodinias in Gondwana, Baltika und Laurentia (Trench & Torsvik, 1991; Torsvik et al., 1996)
6. Vor 570 - 510 Millionen Jahren
Teile Baltikas unter Wasser (Ziegler 1990b)
7. Vor 510 Millionen Jahren
Avalonia, Armorika und das Böhmisches Massiv lösen sich von Gondwana (McKerrow, et al., 1992; Cocks et al., 1997)
8. Vor 470 Millionen Jahren
Im Mittelordivizium rücken Baltika und Laurentia 2000 km dichter zusammen → ähnliche Floren und Faunen (McKerrow, et al., 1992)
9. Vor 438 Millionen Jahren
Anzeichen von Subduktion der Tornquistsee (TS) in Isotopenanalysen
Strike Slip statt Kollision, dann Drehung (Noble et al., 1993)
10. Vor 420 Millionen Jahren
Lückenschluß Tornquist und Iapetus durch Kollision mit dem südlich driftenden Laurentia, wieder Strike Slip (Torsvik et al., 1996; Soper & Woodcock, 1990)
11. Vor 410 Millionen Jahren
Ende der Kaledonidenbildung (EUGENO-S, 1988; Ziegler 1990a)
12. Vor 374 - 333 Millionen Jahren
Beginn der Bildung des Rhenoheryznischen Beckens mit Unterbecken z.B.: Norddeutsch-Polnisches Schelf und Nordseebecken; Anschluß weiterer Teile Gondwanas → Varisziden (Grenze Kaledoniden-Varisziden = Nordvariszische Front) (Schönenberg & Neugebauer, 1997; Ziegler, 1990a)
13. Vor 300 Millionen Jahren
Gondwana gegen Laurussia; Ende der Varisziden;
Postorogener-variszischer Kollaps, Schertektonik TTZ + STZ im Stephan-Autun mit kurzzeitigem Vulkanismus, Abklingen der thermischen Anomalien, Subsidenz der Norwegisch-Dänischen und Norddeutschen Becken (Brink et al., 1992; Sörensen, 1986; Vejrbæk, 1990 & 1996; Ziegler 1990b)
14. Vor 290 Millionen Jahren
Laurussia gegen Angaria = Pangäa (Ziegler 1990b)
15. Vor 250 Millionen Jahren
Südlicher Teil Pangäas driftet nach Osten (Press & Siever, 1995)
16. Vor 170 Millionen Jahren
Beginn der Abspaltung Amerikas durch Atlantik im Süden (Klitgord & Schouten, 1986)
17. Vor 130 Millionen Jahren
Beginn der Alpidischen Gebirgsbildung (Orogenese) (Ziegler 1990b)

4 Bearbeitung der seismologischen Daten

Die Datenentnahme aus den Meßgeräten wurde an verschiedenen Institutionen in Schweden, Dänemark und der Schweiz sowie in der Bundesrepublik Deutschland vorgenommen. Der Einheitlichkeit halber wurden alle Daten auf ein bestimmtes Format (MiniSeed) umgewandelt und anschließend verschiedenen Filterverfahren unterworfen. Das genaue Datenpreprocessing war Gegenstand einer parallel zu dieser Dissertation erstellten Diplomarbeit (Budweg, 1999). Es wird daher hier nur kurz angedeutet:

Jedes Seismometer bzw. zumindest jede Bauart hat ihre eigenen Aufnahmeeigenschaften, die die Signalform beeinflussen. Daher muß in einem ersten Filterverfahren die ursprüngliche Signalform wiederhergestellt werden. Dazu wird die Inverse der vom Hersteller bekannten Aufnahmecharakteristika auf die aufgenommenen Daten angewandt.

Zwecks einer Standardisierung werden auf alle Daten die Charakteristik des **WWSSN** (**WorldWide Standard Seismograph Network**) übertragen. Es handelt sich dabei um ein zum Standard erhobenes kurzperiodisches Seismometer.

Verschiedene Unruhequellen (vornehmlich Straßenverkehr und andere antropogene Quellen sowie Brandungsrauschen) belegen die Daten mit Hintergrundrauschen. Teile des Rauschens lassen sich jedoch durch den Einsatz von digitalen Filterverfahren beseitigen oder zumindest abschwächen.

Erst jetzt beginnt die eigentliche Auswertung der Daten. Es gilt nun die Zeitpunkte zu entnehmen, an denen die Erdbebenwellen an dem Gerät eintreffen. Diese sind an bestimmten Merkmalen der eintreffenden Phasen der Erdbebenwellen erkennbar (Abbildung 4.2).

Je nach dem Signal-Rausch-Verhältnis läßt sich der Zeitpunkt des Eintreffens der Erdbebenwelle verschieden gut ablesen. Ein Versuch, dieses Verfahren mit Hilfe der Kreuzkorrelation zu automatisieren, scheiterte an zu starkem Hintergrundrauschen und durch im Untergrund veränderte Wellenformen (Budweg, 1999). Aus diesem Grund wurden die Zeitpunkte der Ankunft manuell bestimmt. Dabei wurde sich auf Beben mit einer Magnitude $m_b \geq 6.0$ und auf die P-Wellen beschränkt. Lediglich einzelne Beben geringerer Magnitude verfügten über ein hinreichend gutes Signal-Rausch-Verhältnis, um mit zum Auswertungsbestand hinzugezogen werden zu können.

Das Flußdiagramm (Abbildung 4.1) verdeutlicht den Ablauf der Vorgehensweise von den Rohdaten bis zu den Residuen mit Berücksichtigung der Krustenlaufzeiten bis 50 km Tiefe. Das Dreieck am rechten Rand symbolisiert die Reduzierung der Datenmenge von anfangs 150 GByte auf 15 kByte.

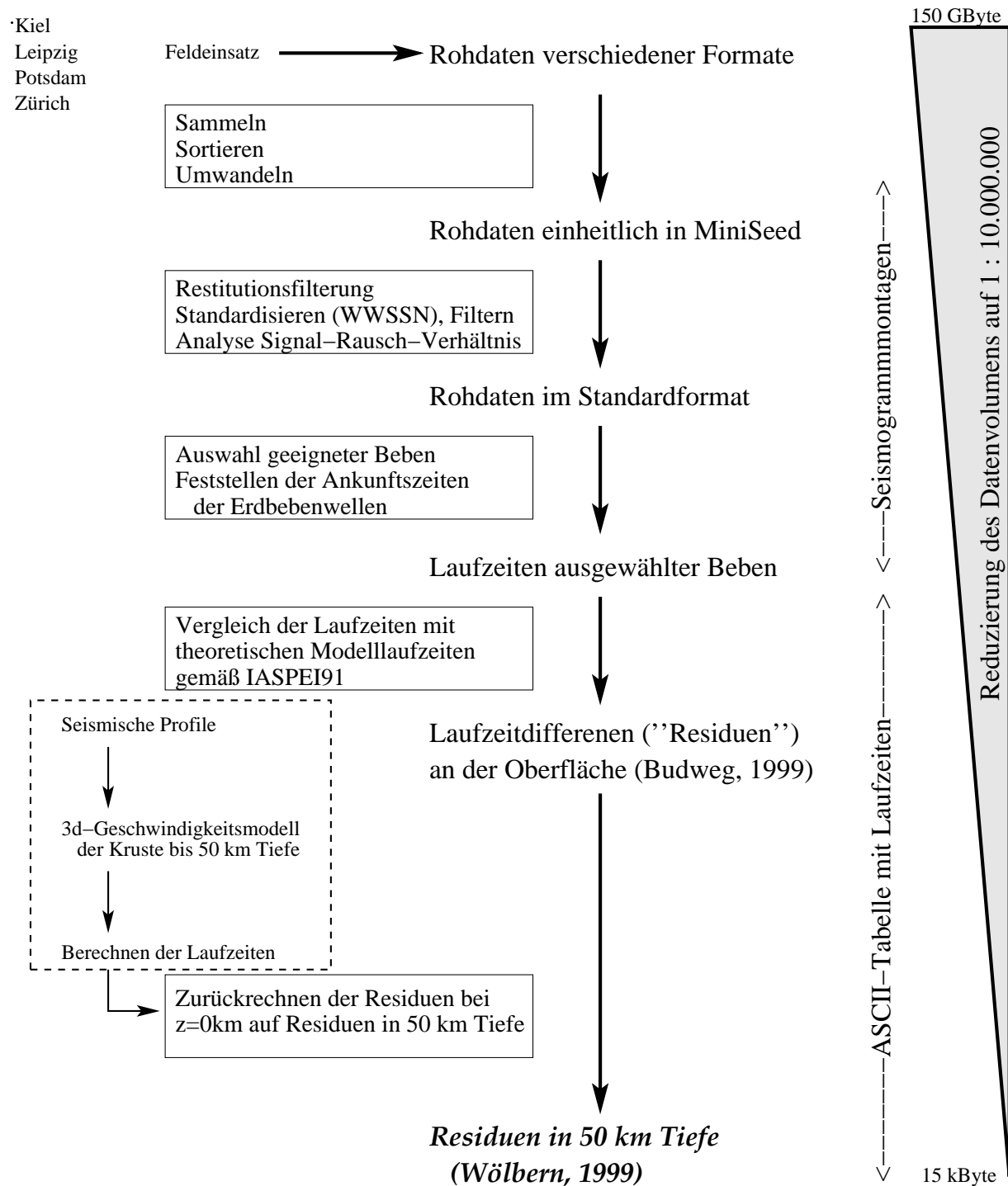


Abb.4.1: Vorgehensweise bei der Auswertung der Daten

Zuerst werden alle durch Geräte und Rauschen bedingten Einflüsse korrigiert, die gemessenen Laufzeiten mit theoretischen verglichen und vom Einfluß der Kruste befreit. Von ursprünglich 150 GByte bleiben 15 kByte übrig.

4.1 Bestimmung der Oberflächenresiduen

Die gemessenen Ankunftszeiten werden nun mit denen verglichen, zu denen die P-Wellen theoretisch an der Station eintreffen sollten. Dazu müssen Zeitpunkt und Hypozentrum der Beben bekannt sein. Diese werden in ständig aktualisierten Erdbebenkatalogen veröffentlicht und sind somit leicht verfügbar (USGS, 2001). Von diesen Beben ausgehend kann nun mit Hilfe eines Referenzgeschwindigkeitsmodells der Erde - in diesem Fall das Modell IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991) - die Laufzeit berechnet werden. Die Differenz zwischen der theoretischen $t_{ij}(IASPEI91)$ und ihrer tatsächlich gemessenen Ankunftszeit $t_{ij}(Ankunft)$ wird Laufzeitresiduum $t_{ij}(res0)$ oder auch kurz Residuum t_{ij} genannt.

$$t_{ij}(res0) = t_{ij}(Ankunft) - t_{ij}(IASPEI91) \quad (4.1)$$

mit i = Stationsnummer; j = Bebennummer

Die Graphiken der Abbildung 4.3 (Budweg, 1999) zeigen die Residuen als Projektion auf die DEKORP 96-Profillinie. Diese Linie wurde als Basis für ein neues Koordinatensystem gewählt, um die Darstellung zu vereinfachen. Die Umrechnung der Koordinaten erfolgte mit einem vom Autor modifizierten Standardprogramm (Leydecker, 1985) in der Programmiersprache FORTRAN77.

Die Residuen zeigen bei allen ausgewählten 15 Beben die eindeutige Tendenz, daß im Bereich von Schweden um ein bis zwei Sekunden kleinere Residuen auftreten, als dies im Bereich von Dänemark und Norddeutschland der Fall ist.

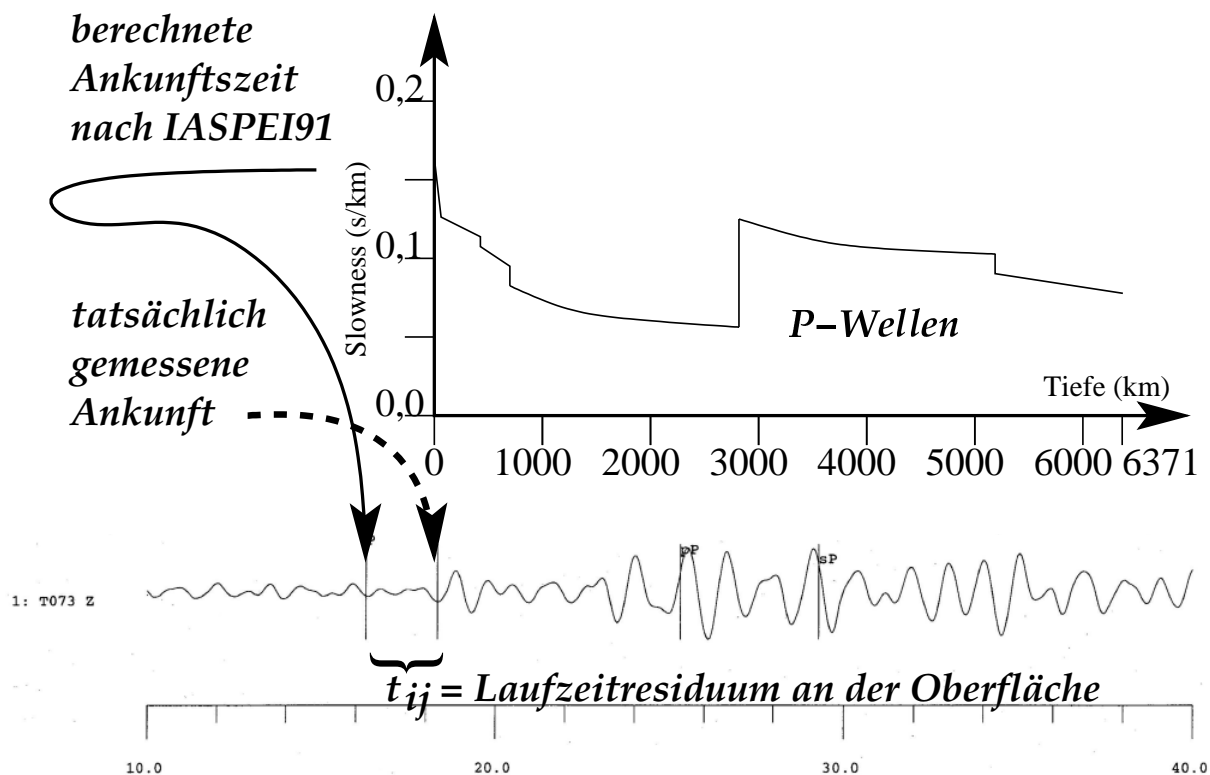


Abb.4.2: Slowness-Tiefenbeziehung nach IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991)

im Vergleich zu einer gemessenen seismischen Spur (Wölbern, 1999)

Mit Hilfe der kugelsymmetrischen Geschwindigkeitsverteilung kann berechnet werden, wie lange Erdbebenwellen vom Hypozentrum zur Station theoretisch unterwegs sein müßten.

Die Differenz zur gemessenen Ankunftszeit geht dann in die Rechnungen ein.

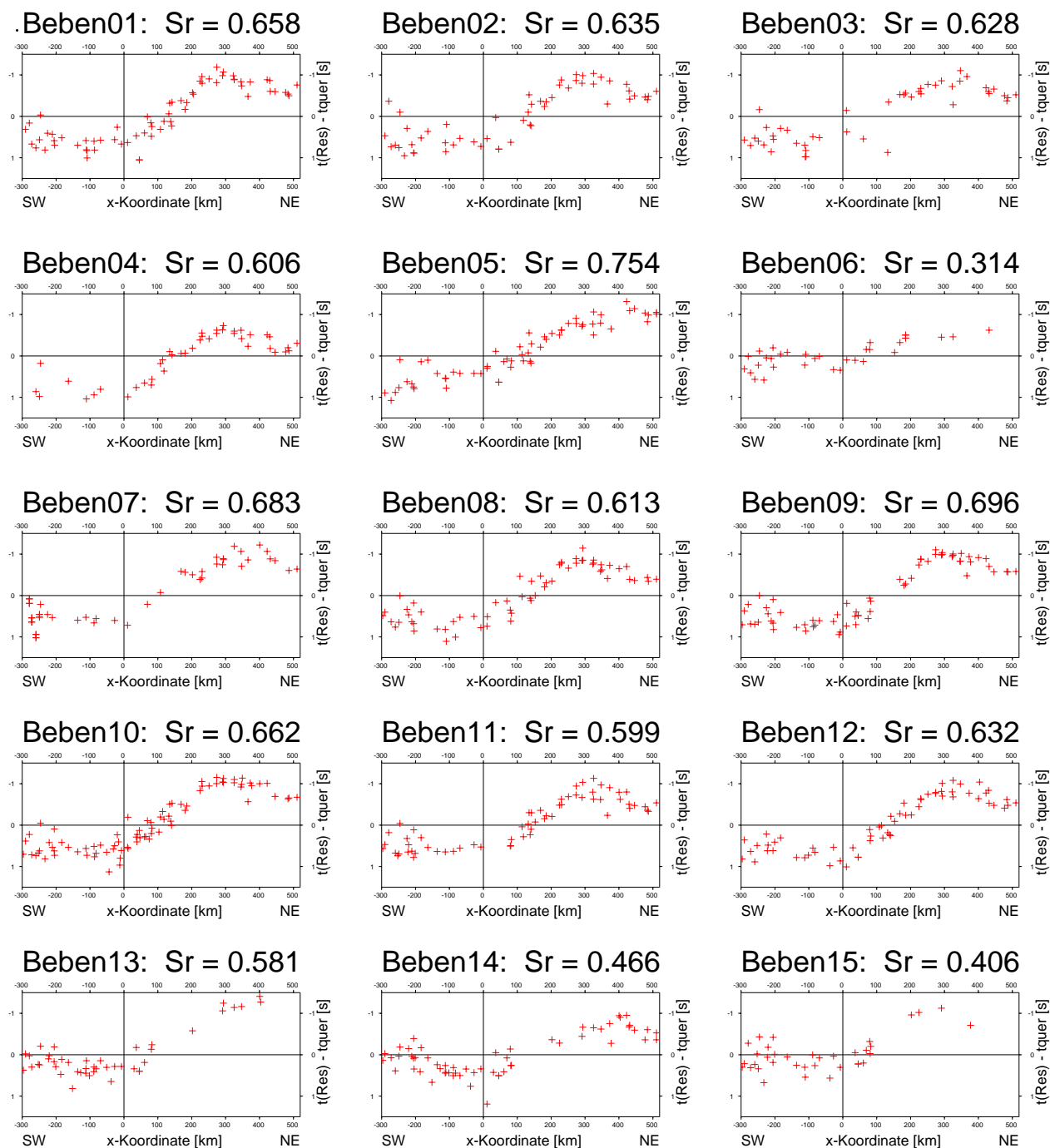


Abb.4.3: Oberflächenresiduen der 15 Beben mit hinreichendem Signal-Rausch-Verhältnis als Projektion auf die Profillinie mit $y = 120$ km; S_r = Standardabweichung der Residuen in %

Zur Lage der Profillinie siehe Abb. 2.2. Tabelle der Hypozentren siehe Abb.2.1.

In Norddeutschland kommen P-Wellen gegenüber dem theoretischen Modell später an als in Südschweden.

4.2 Berechnung der Residuen für 50 km Tiefe

Aus früheren geologischen und geophysikalischen (BABEL, DEKORP) Erkundungen ist bekannt, daß sich im Bereich Norddeutschlands und Dänemarks in der Erdkruste Sedimentbecken unterschiedlicher Mächtigkeit befinden, die marine Ablagerungen darstellen (Ziegler, 1990b). Diese verfügen über eine deutlich geringere seismische Geschwindigkeit als die kristallinen Gesteine, die in Schweden anstehen. Um mehr über die darunterliegenden Gesteinsschichten zu erfahren, muß demzufolge erst der Einfluß dieser Sedimente bzw. der anstehenden Gesteine rechnerisch eliminiert werden.

Im Rahmen vorhergehender Meßkampagnen ist die Geschwindigkeitsverteilung auf mehreren seismischen Profilen (siehe Linien in Abbildung 4.4:) bis in eine Tiefe von ca. 50 km erkundet worden. Fügt man diese zu einem Gesamtmodell zusammen, lassen sich für die einzelnen Strahlwege der Erdbebenwellen Laufzeiten berechnen. Diese sind für jede Station unterschiedlich, auch wenn sie von demselben Beben herrühren. Dieses gilt ebenso für Strahlwege verschiedener Beben, auch wenn sie an ein und derselben Station ankommen. Die genaue Erstellung des Geschwindigkeitsmodells und die daraus resultierenden Laufzeitberechnungen waren Gegenstand einer parallel zu dieser Dissertation erstellten Diplomarbeit (Wölbern, 1999).

Die Abbildung 4.4 verdeutlicht die Wirkung der unterschiedlichen seismischen Geschwindigkeiten. Hohe Geschwindigkeiten der kristallinen Gesteine Südschwedens halten die Laufzeiten der Wellen durch die obersten 50 km gering. Für das Durchdringen der Sedimente im Norddeutschen Becken ist bis zu einer Sekunde mehr Zeit notwendig.

Zieht man nun von den Oberflächenresiduen die Laufzeiten durch die Schicht von 0 - 50 km Tiefe ab, erhält man die Residuen, wie sie sich in 50 km Tiefe darstellen (Abbildungen 4.5 und 4.6). Trotz des Zurückrechnens der Residuen auf 50 km Tiefe bleibt die Tendenz der im Norddeutschen Becken verzögerten Wellen erhalten. Es wird ebenfalls deutlich, daß abgesehen von einigen wenigen Anomalien geringer Ausdehnung die Verteilung der Residuen sehr glatt verläuft.

Darüberhinaus zeigt sich ein zweidimensionaler Charakter, d. h. daß der Vergleich zweier paralleler Profile im wesentlichen gleich ist. Im vorliegenden Fall müssen dazu diese Profillinien in NNE - SSW - Richtung (entsprechend dem Azimut 30 Grad) und somit rechtwinklig zur STZ verlaufen.

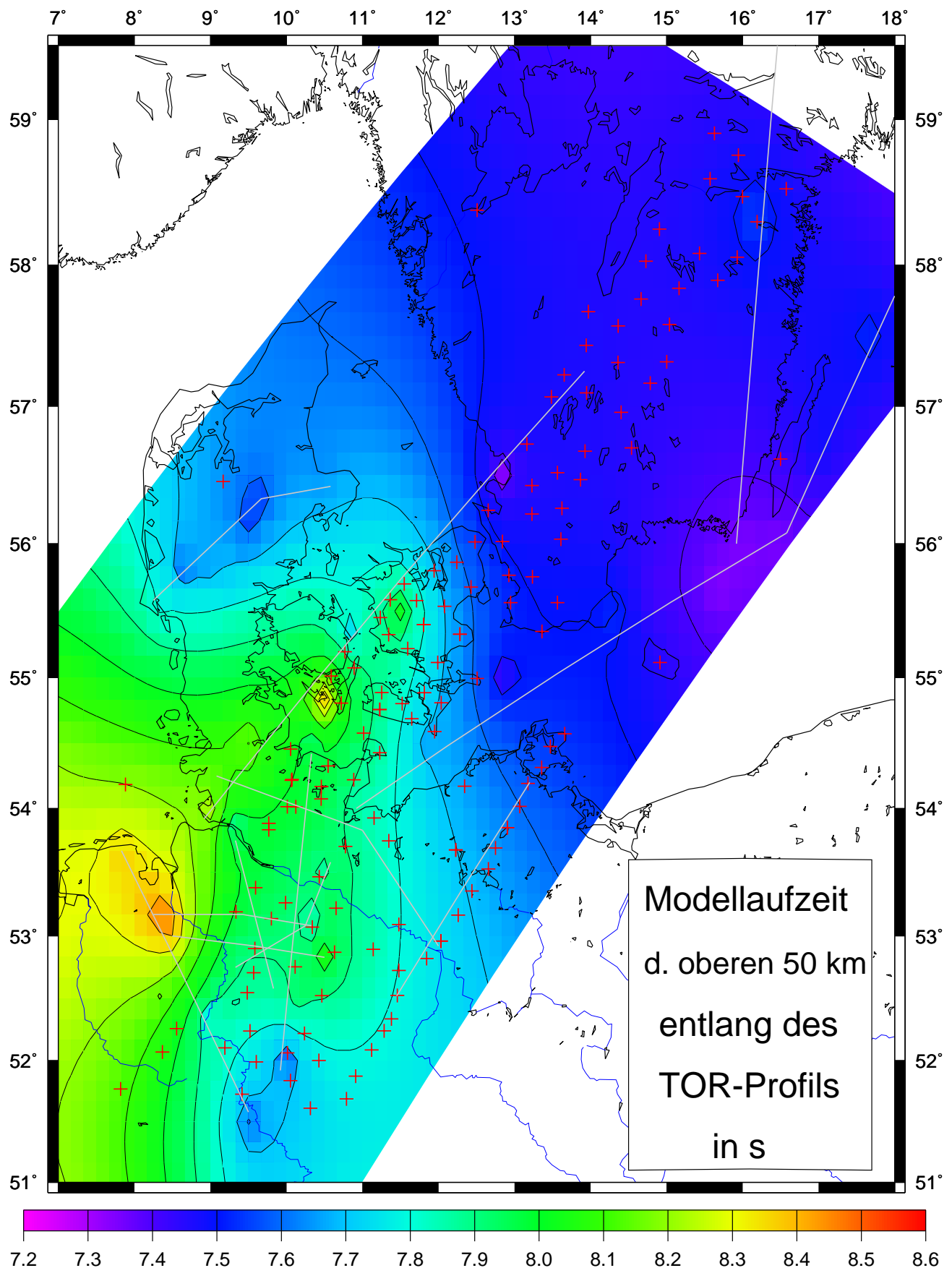


Abb.4.4: Modelllaufzeit der oberen 50 km in Sekunden. Kreuze belegen hohe Stationsdichten.

Linien zeigen die verwendeten seismischen Profile (Wölbern, 1999).

Im Kristallin Schwedens sind seismische Wellen schneller als im norddeutschen Sediment.

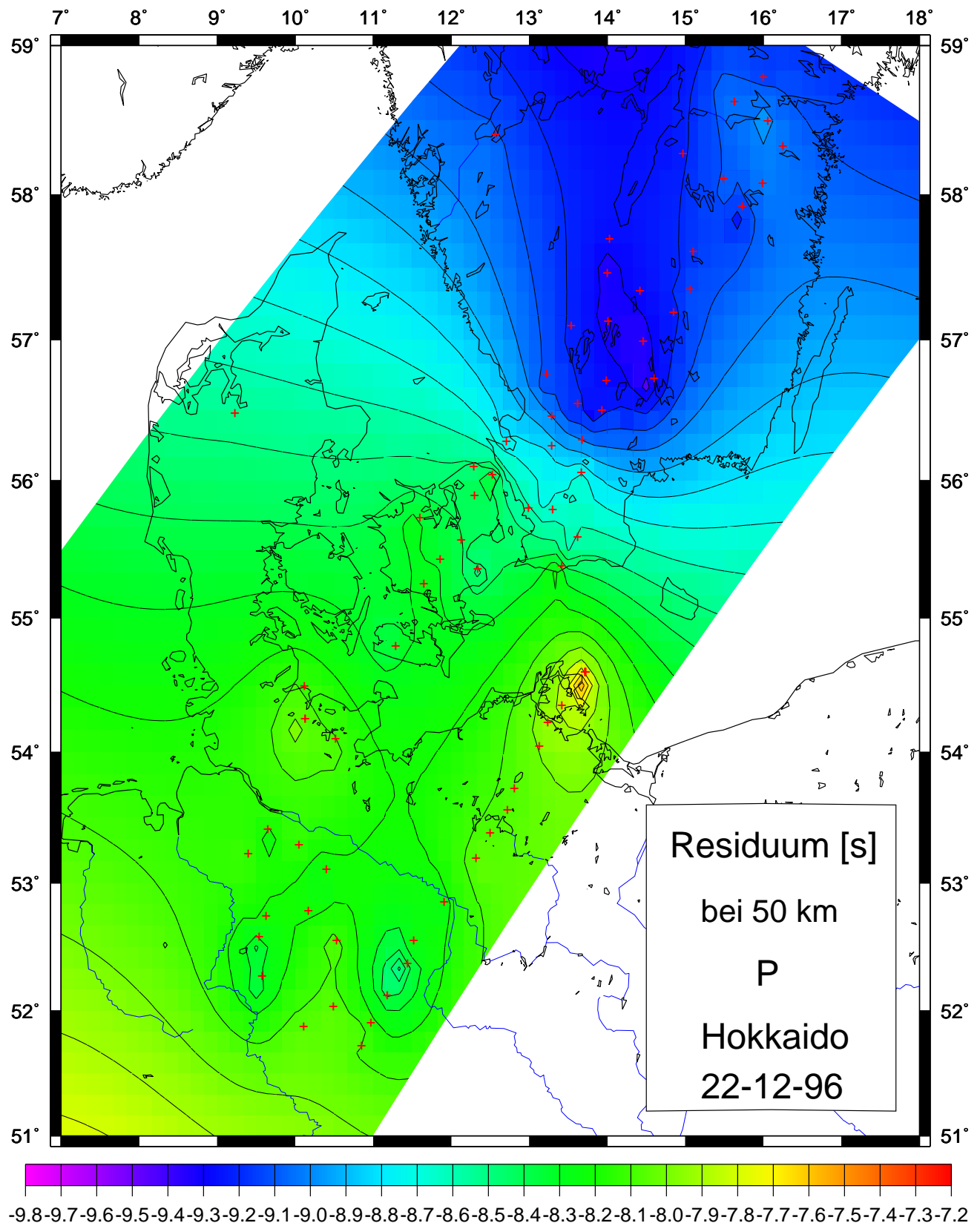


Abb.4.5: Residuen in Sekunden in 50 km Tiefe des Bebens 01 (Flächenhafte Darstellung).

In Südschweden kommen die seismischen Wellen auch nach der Korrektur für die obersten 50 km Tiefe gegenüber dem theoretischen Modell IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991) deutlich weniger verspätet an als in Norddeutschland.

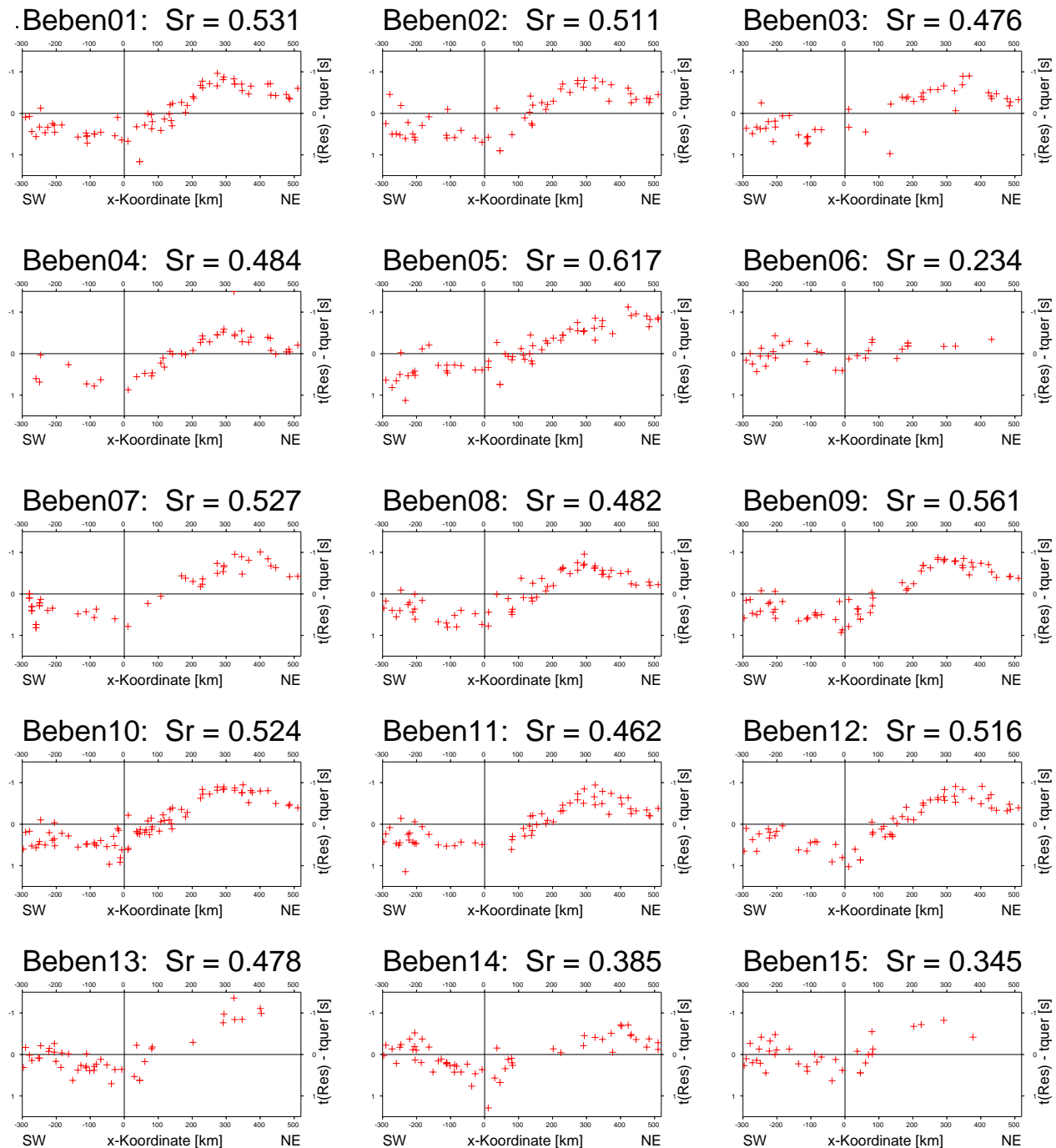


Abb.4.6: Residuen in 50 km Tiefe der 15 Beben (Profilhafte Darstellung).

Zur Lage der Profillinie siehe Abb. 2.2. Tabelle der Hypozentren siehe Abb.2.1.

In Südschweden kommen die seismischen Wellen auch nach der Korrektur für die obersten 50 km Tiefe gegenüber dem theoretischen Modell IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991) deutlich weniger verspätet an als in Norddeutschland.

4.3 Vorgehensweise in dieser Arbeit

Nachdem dank der Vorarbeiten (Budweg, 1999 und Wölbern, 1999) die Laufzeitresiduen bis in 50 km Tiefe zurückverfolgt werden konnten, stellt sich nun die Frage, wie die Erkenntnisse in tiefere Bereiche des oberen Erdmantels fortgeführt werden können. Die zu erreichende Tiefe wird dabei durch zwei Effekte begrenzt:

1. Die Strahlen der verschiedenen Beben, die eine Station erreichen, divergieren mit zunehmender Tiefe. Dadurch nimmt die Strahldichte (Anzahl Strahlen pro Querschnittsflächeneinheit) ab (Abbildung 4.7 a).
2. Die Strahlen zu verschiedenen Stationen, die von einem Beben erreicht werden, konvergieren mit zunehmender Tiefe. Dadurch nimmt die Anzahl der durchstrahlten Querschnittsflächen ab (Abbildung 4.7 b).

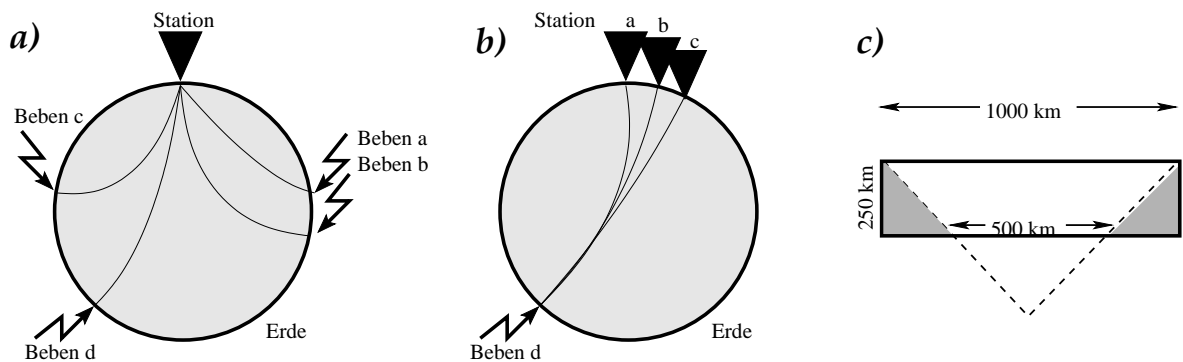


Abb. 4.7: Strahlenverläufe begrenzen die Tiefe.

Es wird angenommen, daß Laufzeitverschiebungen in der Schicht bis 300 km entstehen.

Die Explorationstiefe sollte das Eineinhalbfache bis Doppelte des Arraydurchmessers nicht überschreiten (Ellsworth & Zandt, 1976). In diesem Fall beträgt dieses rund 250 km. Zwar ließe die Länge des Meßgebietes mit 1000 km nach diesem Ansatz größere Tiefen zu, aber dessen Breite ist mit 100 - 200 km Ausdehnung sehr begrenzend. Auch bei dem allgemein üblichen Ansatz, wie er in Abbildung 4.7 c dargestellt ist, ergibt sich eine Explorationstiefe von 250 km.

Es wird angenommen, daß der überwiegende Teil der Residuen durch Geschwindigkeitsvariationen in der Schicht von 50 km bis 300 km Tiefe verursacht werden. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden verschiedene Methoden vorgestellt, die diese Geschwindigkeitsvariationen zu quantifizieren suchen. Es werden dabei verschiedene Kriterien angewendet, um die dabei erarbeiteten Geschwindigkeitsmodelle $v_P(x, y, z)$ miteinander zu vergleichen. Die prinzipielle Vorgehensweise von den Residuen in 50 km Tiefe bis zu der wissenschaftlichen Diskussion der Geschwindigkeitsmodelle wird in dem Flußdiagramm (Abb. 4.8) ersichtlich.

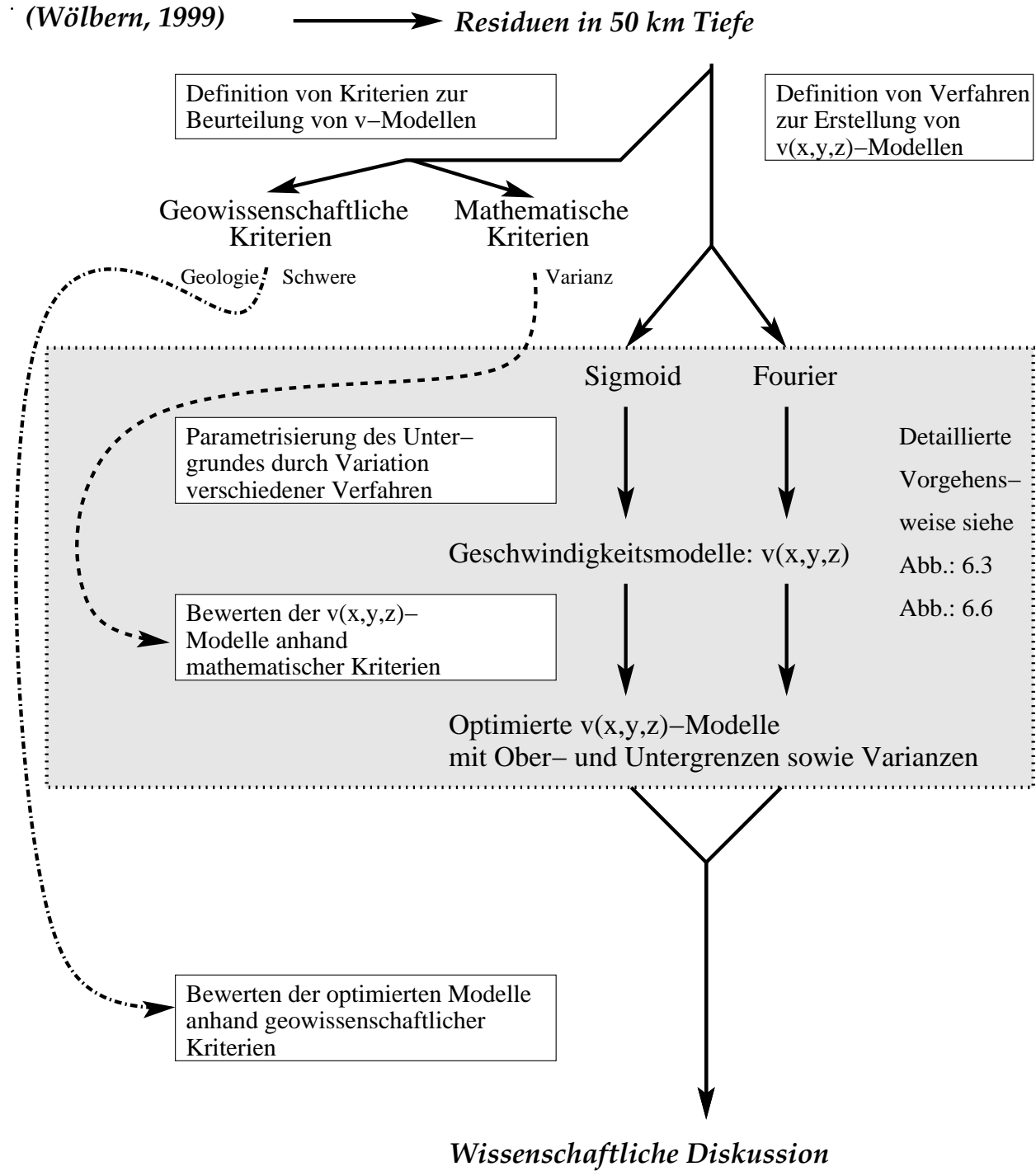


Abb.4.8: Angestrebte Vorgehensweise dieser Arbeit

Verschiedene Kriterien bewerten verschiedene Verfahren zur Bestimmung von $v(\vec{x})$

5 Inversionsverfahren

Häufig muß bei naturwissenschaftlichen Untersuchungen, die Beschaffenheit unbekannter Gegenstände auf die Beschreibung der Verteilung einiger Parameter begrenzt werden, da eine entsprechende Probenentnahme und -analyse nicht möglich ist. Dem Wissenschaftler verbleibt dann lediglich die Möglichkeit, aus einem Satz von Daten, Rückschlüsse auf die Verteilung der Parameter zu ziehen (Rühl, 1991). Zu diesem allgemein als Inversion bezeichneten Problem bieten sich mehrere Methoden an, die hier nach Sharma (1997) angedeutet werden:

1. Iterative Vorwärtsmodellierung
2. Direkte lineare Inversion
3. Nichtlineare Inversion

5.1 Iterative Vorwärtsmodellierung

Es wird ein Modell erstellt, von dem mit Hilfe der bekannten Naturgesetze die sich daraus ergebenden Meßdaten an den Meßstationen berechnet werden. Diese werden mit den tatsächlich gemessenen Werten abgeglichen. Sollten die Abweichungen das gewünschte Höchstmaß überschreiten, wird das Modell erneuert und erneut durchgerechnet. Diese Optimierungen werden wiederholt, bis der Fehler hinreichend klein ist.

Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß entsprechende Modellrechnungen häufig nur kurze Rechenzeiten benötigen und entsprechende Programme bereits verfügbar sind {beispielsweise McRay (Luetgert, 1992) für seismische Modellierungen oder IGMAS (Götze et al., 2000) für gravimetrische und magnetische Modellierungen}. Darüberhinaus kann - eine entsprechende Erfahrung vorausgesetzt - das Ergebnis bereits nach wenigen Iterationsschritten erreicht werden. Der Nachteil liegt darin, daß es für viele physikalische Phänomene keine eindeutigen Lösungen gibt und somit die Gefahr besteht, daß in der Optimierung des Modelles Zielvorstellungen des Betrachters statt wissenschaftlicher Erkenntnisse mit einfließen können. Des Weiteren kann bei komplizierten Strukturen doch eine erhebliche Anzahl von Iterationsschritten anfallen und somit der Aufwand stark steigen.

5.2 Direkte lineare Inversion

Falls eine direkte lineare Verknüpfung der Parameter \vec{x} zu den Meßwerten \vec{y} besteht, können diese direkt invertiert werden. Der Vorteil gegenüber der Vorwärtsmodellierung besteht darin, daß das Modell direkt aus den Meßdaten errechnet wird und kein langwieriger Modellierungsprozeß anfällt. Der Nachteil beziehungsweise das Problem dieser Methode liegt darin, daß es für die meisten zu beschreibenden Meßobjekte keine lineare Verknüpfung der Meßparameter mit den Meßdaten gibt. Seit den grundlegenden Arbeiten von Backus und Gilbert (1967, 1968 & 1970) werden viele geophysikalische Probleme mit der linearen Inversion gelöst. Die Matrixinversion basiert darauf, daß zwischen Meßwerten \vec{y} und Modellparametern \vec{x} ein lineares Gleichungssystem aufgestellt werden kann:

$$\vec{y} = A \vec{x} \quad (5.1)$$

Dabei repräsentiert die Matrix A die Koeffizienten der Verknüpfungsgleichungen, die für fehlerfreie Messungen direkt invertiert werden kann.

$$\vec{x} = A^{-1} \vec{y} \quad (5.2)$$

Fehlerfreie Messungen sind jedoch in der Realität nicht zu erreichen. Dadurch treten entsprechende Widersprüche in den Gleichungen auf, insbesondere wenn - wie gewöhnlich der Fall - mehr Daten als freie Parameter zur Verfügung stehen. Aus diesem Grunde wird der Gleichung ein Vektor \vec{e} hinzugefügt, der die entsprechenden Fehler beinhaltet.

$$\vec{y} = A \vec{x} + \vec{e} \quad (5.3)$$

Es gilt nun, diesen Fehlervektor \vec{e} zu minimieren, d. h. es muß ein Kriterium genutzt werden, wann ein Fehler minimal ist. In der Naturwissenschaft ist dabei das Verfahren der kleinsten Quadrate üblich, d. h. die Norm von \vec{e} muß minimal werden. Da die Norm von \vec{e} dem Produkt von \vec{e} und der Transponierten entspricht, gilt:

$$\vec{e}^T \vec{e} = (\vec{y} - A\vec{x})^T (\vec{y} - A\vec{x}) \rightarrow \text{Minimum} \quad (5.4)$$

Das notwendige Kriterium, damit eine Gleichung ihr Minimum erreicht, ist, daß ihre Ableitung gleich null ist. Die Ableitung lautet:

$$2A^T(\vec{y} - A\vec{x}) = 0 \text{ bzw. nach dem Umstellen: } A^T A\vec{x} = A^T \vec{y} \quad (5.5)$$

A^T = Transponierte der Matrix A

Die Lösung dieser Gleichung kann dann durch die Inversion (Lanczos, 1961) bestimmt und wie folgt beschrieben werden:

$$\vec{x} = (A^T A)^{-1} A^T \vec{y} \quad (5.6)$$

Die Lösung von $(A^T A)^{-1}$ kann numerische Probleme aufwerfen, die zu unrealistisch hohen Streuungen führen. Koch (1983) und Neumann (1981) begründen dies mit Rundungsfehlern aufgrund zu kleiner Eigenwerte. Die Matrix wird annähernd singular, insbesondere wenn viele der Gleichungen linear abhängig sind. Eine der möglichen Regulierungsmethoden wurde durch Levenberg bereits 1944 formuliert. $\Theta^2 I$ ist dabei die Multiplikation einer positiven Zahl mit der Einheitsmatrix. Dieses Addieren bewirkt, daß kleine Matrixelemente erhöht werden. Diese würden sonst bei der anschließenden Division durch diese unsinnig groß und würden somit den Einfluß aller anderen überwiegen.

$$\vec{d} = (A^T A + \Theta^2 I) A^T \vec{t} \quad I = \text{Einheitsmatrix; } \Theta^2 = \text{Dämpfungsparameter} \quad (5.7)$$

5.3 Nichtlineare Inversion

Die in Kapitel 5.2 beschriebene Vorgehensweise hat sich in zahlreichen Anwendungen bewährt (Einige Beispiele finden sich in Ochmann 1988). Bei einer nichtlinearen Verknüpfung wird das Problem aufgespalten, um diese Algorithmen benutzen zu können. Dabei werden um ein Startmodell herum die Abweichungen linearisiert und reduziert, um das Modell herauszufinden, bei dem die Abweichungen minimal sind. Das Startmodell kann dabei aus vorhandenen Daten und Erkenntnissen anderer Methoden oder einem Standardreferenzmodell bestehen. Falls beides nicht zur Verfügung steht, kommt auch eine Abschätzung in Frage. Von diesem Startmodell \vec{x}_0 werden mittels einer Vorwärtsmodellierung die sich daraus ergebenden Meßwerte \vec{y}_0 berechnet. Es werden nun die Abweichungen $\vec{y}-\vec{y}_0$ minimiert. Dazu wird die Verknüpfung A in eine Taylorreihe entwickelt. Bei hinreichend kleinen Veränderungen $\Delta\vec{p}$ können, wie so oft in den Naturwissenschaften, Terme höherer Ordnung vernachlässigt werden, so daß lediglich die Jacobi-Matrix J mit den partiellen Ableitungen erster Ordnung verbleibt. Das neue Modell berechnet sich aus jeweils vorhergehenden durch Addition von $\Delta\vec{p}$.

$$\vec{X}_{i+1} = \vec{X}_i + \Delta\vec{p} \quad (5.8)$$

Der Wert wird dadurch aktualisiert, daß der bisherige theoretische Wert, der von der gemessenen Ankunftszeit abgezogen wurde, durch den neuen Wert für das verbesserte Modell ersetzt wird. Diese Prozedur wird so lange wiederholt, bis der verbleibende Rest kleiner ist als der durchschnittliche Meßfehler. Das Fortsetzen der Iteration darüberhinaus käme dem Versuch gleich, das Rauschen der Daten (siehe Kapitel 4) in Modellparameter umzusetzen. Nun kann die Gleichung der linearen Inversion $\vec{x} = (A^T A)^{-1} A^T \vec{y}$, wie sie in 5.2 beschrieben wurde, durch die Änderungen der Modellparameter und die Jacobi-Matrix ersetzt werden.

$$\Delta\vec{p} = (J^T J)^{-1} J^T (\vec{y} - \vec{y}_0) \quad (5.9)$$

Falls J schlecht konditioniert ist, können die Iterationen zu Instabilitäten wie Divergenz oder unechter Konvergenz führen. Um diese Instabilitäten zu vermindern, ist es sinnvoll, die generalisierte Inverse von J auf der Basis der Singulärwertzerlegung zu berechnen.

$$J = ULV^T \quad (5.10)$$

mit

$$JJ^T u_j = \lambda_j^2 u_j \quad (5.11)$$

$$JJ^T v_j = \lambda_j^2 v_j \quad (5.12)$$

$$L_{ii} = \lambda_i \quad (5.13)$$

Dabei stellen die λ_i die Eigenwerte dar und werden üblicherweise in absinkender Größe sortiert. Lanczos (1961) definierte die natürliche Inverse der Matrix D als $D = VL^{-1}U^T$. Das Produkt von V mit seiner Transponierten ergibt die sogenannte Resolutionsmatrix und kann als Maß für die Eindeutigkeit der Lösung interpretiert werden. Das Produkt von U mit seiner Transponierten ergibt die sogenannte Informationsdichtematrix und kann als Maß für die Unabhängigkeit der Daten interpretiert werden.

6 Verfahren zur Parametrisierung von Geschwindigkeitsmodellen

6.1 Theorie der teleseismischen Tomographie

Im Falle der Geophysik ist der zu beschreibende Gegenstand der Erdkörper. Aufgrund seiner Größe scheidet eine direkte Probenentnahme überwiegend aus. Selbst die Kontinentale Tiefbohrung KTB in der Oberpfalz, mit ca. 9 km eine der tiefsten Bohrungen der Welt, erreicht gerade 0.08 % des Erddurchmessers (Dixon, 1984). Es bleibt demzufolge lediglich die Möglichkeit, die tieferen Schichten mittels die Erde durchdringende Strahlen zu erforschen. Dies können beispielsweise seismische Wellen von Erdbeben sein. Wie in Kapitel 4 erläutert, ist das Ziel dieser Arbeit, die räumliche Verteilung der seismischen Geschwindigkeiten im Meßgebiet für eine Tiefe von 50 - 300 km zu bestimmen. Als Datengrundlage stehen dafür von 15 ausgewählten Fernbeben die Laufzeitresiduen zur Verfügung, nachdem diese für eine Tiefe von 50 km korrigiert wurden. Für jeden Strahlweg existiert eine Gleichung der Art

$$t_{ij} = \int \frac{1}{v(\vec{x})} dl \quad (6.1)$$

i, j = Indices für Quelle (i) und Empfänger (j)

Dabei stellt t_{ij} das Laufzeitresiduum an der Oberfläche und $\frac{1}{v(\vec{x})}$ die Slowness entsprechend der reziproken Geschwindigkeit an den Koordinaten \vec{x} dar. Da aufgrund des Brechungsgesetzes von Snellius (s. Kapitel 10.2.1) der Laufweg eines Strahles von den Geschwindigkeitskontrasten abhängt, ist dieses Problem nichtlinear. Es wird der Ansatz gemacht, daß nicht die Geschwindigkeit $v(\vec{x})$ selbst, sondern die Abweichung bzw. Anomalie $\Delta v(\vec{x})$ von einem Referenzmodell $v_0(\vec{x})$ gesucht wird. In die allgemeine Laufzeit eines Wellenzuges wird die Gleichung $v(\vec{x}) = v_0(\vec{x}) + \Delta v(\vec{x})$ (6.2) eingesetzt:

$$t_{ij} = t_i^0 + \int \frac{1}{v(\vec{x})} ds = t_i^0 + \int \frac{1}{(v_0(\vec{x}) + \Delta v(\vec{x}))} ds \quad (6.3)$$

Der Ausdruck $1/v$ kann nach Taylor wie folgt zerlegt werden:

$$\frac{1}{v} \approx \frac{1}{v_0} + \frac{\delta}{\delta v} \frac{1}{v} \Big|_{v=v_0} \cdot \delta v = \frac{1}{v_0} + \left(-\frac{1}{v_0^2} \cdot \Delta v\right) = \frac{1}{v_0} - \frac{\Delta v}{v_0^2} \quad (6.4)$$

Ein Integral einer Summe darf in die Summe zweier Integrale aufgespalten werden (Berendt & Weimar, 1990). Dadurch wird das Integral der Laufzeiten in einen bekannten Teil für die Laufzeiten des Referenzmodells und einen Teil, der die relativen Änderungen bezogen auf das Referenzmodell beinhaltet, aufgespalten.

$$t_{ij} = t_i^0 + \int \frac{1}{v_0(\vec{x})} ds - \int \frac{\Delta v_r}{v_0^2} ds \quad (6.5)$$

$v_0(\vec{x})$ ist vom Referenzmodell IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991; siehe Kapitel 4.1) her bekannt.

Definiert man nun $\frac{\Delta v_r}{v_0}$ als relative Änderung Δv_r bezogen auf das Referenzmodell v_0 so kann man den Ausdruck $\frac{1}{v} \approx \frac{1}{v_0} - \frac{\Delta v_r}{v_0^2}$ direkt in die Gleichung $t = \int \frac{1}{v(\vec{x})} ds$ einsetzen und erhält:

$$t_{ij} = t_i^0 + \int \frac{1}{v_0(\vec{x})} ds - \int \frac{\Delta v_r}{v_0^2} ds \quad (6.6)$$

Unterteilt man das Gebite in Blöcke und nimmt an, daß jeder der Strahlen in einem Block gerade verläuft, können die Integrale durch die entsprechenden Summen ersetzt und in die Gleichungen der Inversionstheorie (Kapitel 5) eingesetzt werden. \vec{d} (5.7) ist der Vektor Anpassung der Geschwindigkeitsparameter und $\vec{\epsilon}$ (5.3) stellt die Fehler dar, die zugleich die verbleibenden, durch das Modell nicht erklärbaren Residuen beinhaltet.

6.2 Vor- und Nachteile der teleseismischen Tomographie und ihre Anwendbarkeit auf diesen Datensatz

Der tomographische Ansatz bietet den Vorteil, daß dem Meßgebiet keinerlei Struktur vorgegeben werden muß, wohl aber kann. Die Geschwindigkeiten der einzelnen Sektionen werden direkt aus den Laufzeiten der Strahlwege berechnet. Dieser Vorteil wird jedoch dadurch erkauft, daß die Anzahl der Parameter (in diesem Fall der seismischen Geschwindigkeit) sehr groß wird, da für jede Unterteilung ein Parameter anfällt.

Um ein Gleichungssystem mit einer hohen Anzahl freier Parameter zu lösen, wird eine entsprechend hohe Anzahl von linear unabhängigen Gleichungen benötigt. Die hohe Anzahl Gleichungen entspricht einer hohen Anzahl von Strahlwegen. Die benötigte lineare Unabhängigkeit wird durch hinreichend unterschiedliche Strahlverläufe erreicht. Das bedeutet in diesem Fall eines seismologischen Experimentes, daß für eine hohe Genauigkeit der Geschwindigkeitsverteilung bei hoher räumlicher Auflösung des Gebietes sehr viele Stationen und Erdbeben ausgewertet werden müssen. Zudem müssen diese Erdbeben an möglichst vielen verschiedenen Orten stattgefunden haben, damit die Erdbebenwellen aus verschiedenen Richtungen das Meßgebiet erreichen. Dieses betrifft sowohl den Azimut- als auch den Einfallswinkel.

Arlitt (1999) hatte aus den Messungen des TOR-Projektes mit Hilfe eines automatischen Algorithmus einen Datensatz bestehend aus 46 Erdbeben extrahiert, mit dem er den Ansatz der Tomographie verfolgt hat. Die Ergebnisse werden mit in die Interpretation in Kapitel 9 einbezogen und dort diskutiert.

Wie Abbildung 6.1 zeigt, ist der für diese Arbeit zur Verfügung stehende Datensatz aufgrund der geringen Variation der Azimut- und Auftauchwinkel schlecht geeignet. Dort sind für Blöcke von jeweils 50 km Kantenlänge in x- und z-Richtung die durchschnittlichen Azimute (Φ , obere große Zahl eines Blockes) und die durchschnittlichen Auftauchwinkel (i_0 , untere große Zahl eines Blockes) eingetragen. Dazwischen befinden sich die Anteile der Strahlen aus den jeweiligen Quadranten für die Azimutwinkel. Obwohl die Blöcke sich über die gesamte y-Richtung erstrecken und nicht weiter aufgeteilt wurden, bleibt das linear(isiert)e Gleichungssystem zu schlecht konditioniert, als daß man es direkt lösen könnte.

Die Anzahl der durch die jeweiligen Sektionen verlaufenden Strahlwege ist entweder zu gering, um zuverlässig sein zu können, oder die nötige Größe der Unterteilungen wird mit 50 km so groß, daß sie nicht mehr von Interesse ist. Ein Blick auf die verwendeten Erdbeben (Abbildung 2.1, Seite 4) zeigt, daß dieses auf dem hohen Anteil in Ostasien erzeugter Erdbeben basiert. Diese haben nicht nur ähnliche Azimutwinkel, sondern sind auch annähernd gleich weit vom TOR-Meßgebiet entfernt, was zu ähnlichen Einfallswinkeln führt.

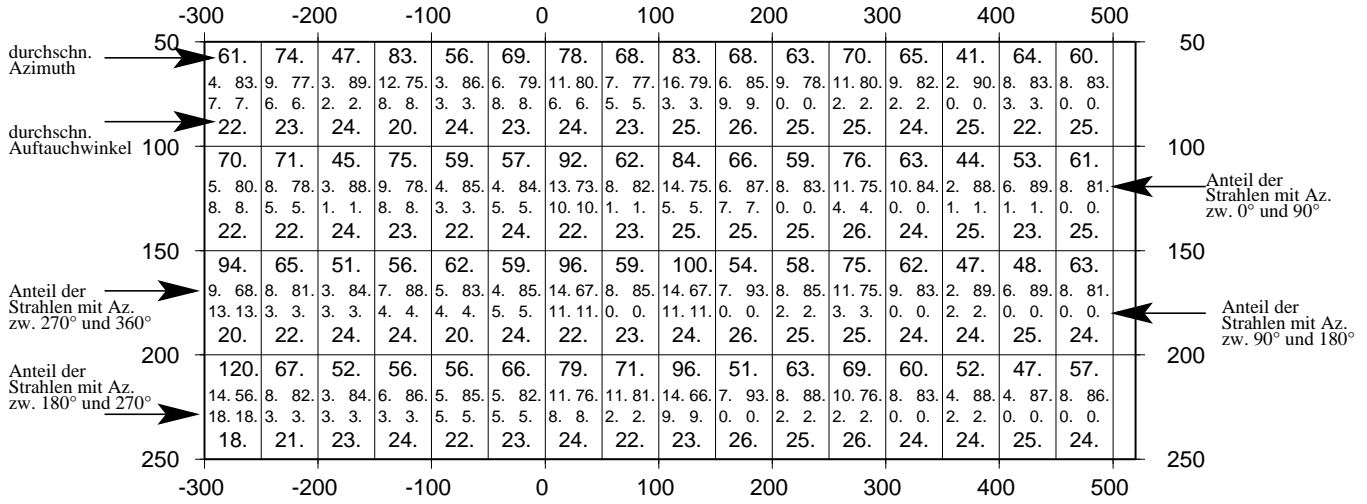


Abb.6.1: xz-Schnitt durch das TOR-Meßgebiet mit Angabe der Anzahl und Richtung der Strahlwege bei einer Blockgröße von 50 km in x- und z-Richtung. In Y-Richtung wird das gesamte Meßgebiet betrachtet. Durchschnittliche Werte für $\phi = 67$ und $\psi = 24$. Zu viele Strahlen kommen aus ähnlichen Richtungen

6.3 Analytische Verteilungsfunktionen

Wie bei dem herkömmlichen Tomographieverfahren wird in diesem Kapitel der Ansatz gemacht, daß nicht die Geschwindigkeit $v(\vec{x})$ selbst, sondern die Abweichung bzw. Anomalie $\Delta v(\vec{x})$ von dem zugrundegelegten Referenzmodell IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991; siehe Kapitel 4.1) gesucht wird.

$$t_{ij} = t_i^0 + \int_{S_{ij}} \frac{1}{v_0(\vec{x})} ds - \int_{S_{ij}} \frac{\Delta v_r}{v_0} ds \quad | \text{ mit } \Delta v_r = \frac{\Delta v(\vec{x})}{v_0(\vec{x})} \quad (6.7)$$

Die verbleibende Anomalie wird jedoch nun dargestellt durch eine allgemeine Geschwindigkeitsdifferenz Δv_l multipliziert mit einer Verteilungsfunktion $D_l(\vec{x})$. Es können dabei auch verschiedene Geschwindigkeitsdifferenzen mit ihren jeweiligen Verteilungsfunktionen überlagert werden, die dann in Gleichung 6.7 eingehen und dann Gleichung 6.9 ergeben.

$$\Delta v_r(\vec{x}) = \sum_{l=1}^n \Delta v_l * D_l(\vec{x}) \quad | \text{ In Gleichung 6.7 einzusetzen } \implies \quad (6.8)$$

$$t_{ij} = t_i^0 + \int_{S_{ij}} \frac{1}{v_0(S)} ds - \sum_l \Delta v_l \int_{S_{ij}} \frac{D_l(S)}{v_0(S)} ds \quad (6.9)$$

Mit Hilfe geeigneter Funktionen lassen sich die Parameter - in diesem Fall die seismischen Geschwindigkeiten von P-Wellen - aus den Koordinaten berechnen. Dadurch reduziert sich die Anzahl der freien Parameter deutlich. Dann können mit Hilfe einer linearen Inversion die Δv_i bestimmt werden. Im einfachsten Fall reicht eine Funktion aus, um den gewünschten Effekt der Reduktion der Residuen zu erreichen. Dann ist $l = 1$.

6.3.1 x-Sigmoid, z-Linear

Die Residuen aller 15 ausgewählten Beben senken sich von einem hohen Niveau im SSW (der Bereich des Norddeutschen Beckens) in einer Übergangszone (im Bereich der STZ) auf das Niveau im NNE (Baltischer Schild) ab. Ein derartiger Übergang von 0 auf 1 mit einer relativ schmalen Übergangszone wird durch eine sogenannte Sigmoidfunktion gut beschrieben. Diese wird als Verteilungsfunktion D_l der Geschwindigkeitsdifferenz, wie sie in der Gleichung 6.9 beschrieben wurde, verwendet.

$$D_l(x) = 1/(1 + e^{(\gamma_x \cdot (x-x_0))}) \quad | \text{ mit } l=1 \quad (6.10)$$

Über zwei Parameter werden Breite (γ_x) und Mitte (x_0) der Übergangszone festgelegt. Damit ist definiert, wie die Parameter innerhalb einer Schicht variieren. Diese Funktion wird in jeder Schicht übernommen.

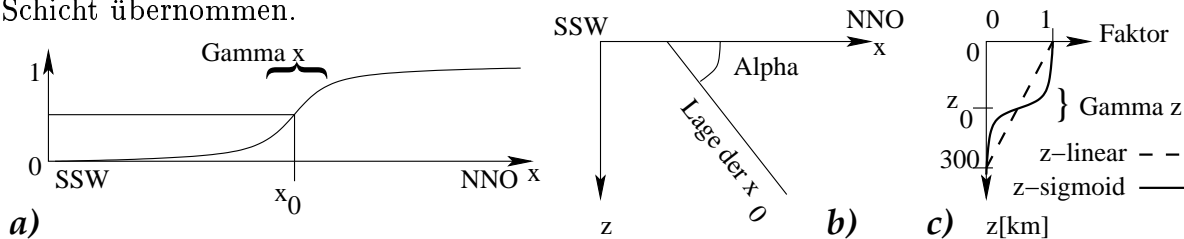


Abb.6.2: Die Parameter der Sigmoidfunktion

Zusätzlich wird die Lage des Mittelpunktes der Übergangszone variiert. Dazu dient ein weiterer Parameter α . Er gibt den Winkel zwischen der Strecke zwischen $x_0(z)$ und $x_0(0)$ mit der Oberfläche an, wodurch die x-Koordinate des Mittelpunktes der Übergangszone aus ihrer Tiefe (z-Koordinate) berechnet werden kann.

$$x_0(z) = x_0(0) + z/\tan(\alpha) \quad (6.11)$$

Das Geschwindigkeitsmodell soll am unteren Rand homogen sein, da sich darunter das radialsymmetrische Modell IASPEI 91 anschließen können soll. Aus diesem Grunde wird die Sigmoidfunktion mit einer weiteren von der Tiefe abhängigen Funktion versehen. Diese ergibt einen weiteren Faktor zwischen 1 (vollständig sigmoider Verlauf in x-Richtung für den oberen Rand) und 0 (konstanter Verlauf in x-Richtung für den unteren Rand). In der ersten Parametervariation sei diese Tiefenfunktion linear, um erste Einschränkungen der Parameter in x-Richtung vorzunehmen.

$$D_l(x) = 1/(1+e^{(\gamma_x \cdot (x-x_0(z)))}) \cdot (1 - ((z-z_o)/z_u - z_o)) \quad | \text{ mit } l=1 \quad (6.12)$$

$z_o = 50$ km entsprechend dem oberen Modellrand

$z_u = 300$ km entsprechend dem unteren Modellrand

Anschließend wird berechnet, wie groß die durchschnittliche Abweichung der Geschwindigkeit vom Mittelwert sein muß, damit die daraus resultierenden Residuen im Sinne der kleinsten Quadrate minimiert werden.

6.3.2 x-Sigmoid, z-Sigmoid

Die in Kapitel 6.3.1 beschriebene lineare z-Verteilung läßt keine Variation in z-Richtung zu. Deshalb wird der in Kapitel 6.3.1 eingeführte linear von der Tiefe abhängige Faktor zusätzlich mit Hilfe einer Sigmoidfunktion definiert.

$$D_l(x, z) = 1/(1+e^{(\gamma_x \cdot (x-x_0(0)+z/\tan(\alpha)))}) \cdot 1/(1+e^{(\gamma_z \cdot (z-z_o))}) \quad | \text{ mit } l=1 \quad (6.13)$$

Das Flußdiagramm in Abbildung 6.3 verdeutlicht die Vorgehensweise dieses Verfahrens.

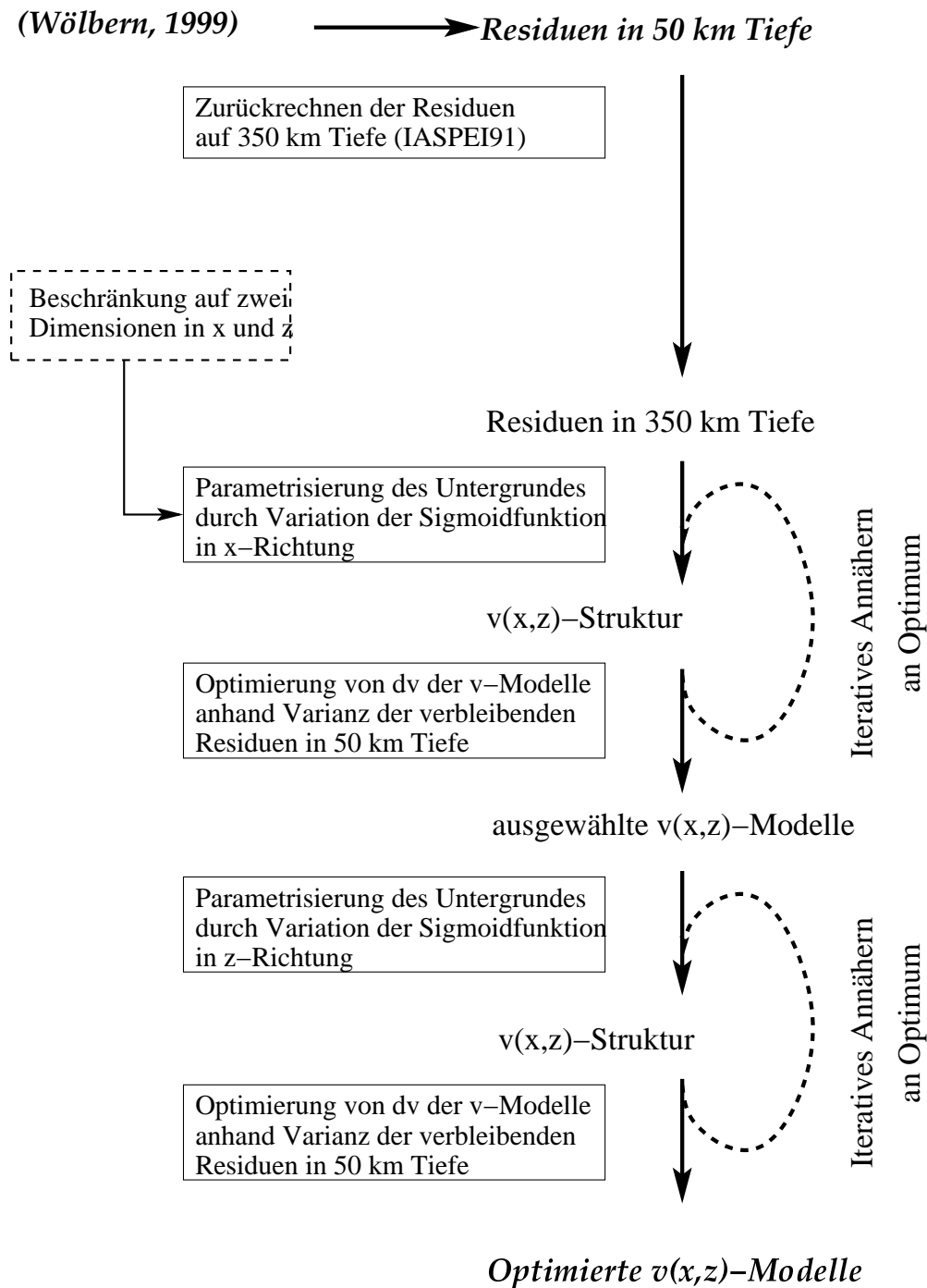


Abb.6.3: Vorgehensweise beim Sigmoidverfahren

Erst wird eine v -Struktur entwickelt, deren Amplitude (δv) anhand der Residuen optimiert wird. Mit dem v -Modell werden die in 50 km Tiefe verbleibenden Residuen berechnet.

Es wird erst in z -Richtung und dann in x -Richtung optimiert.

6.3.3 Fourieransatz

Ein weiterer Ansatz zur Parametrisierung des Untergrundes bietet die Fourierreihe. Mit deren Hilfe kann in der (Geo-)physik häufig eine gesuchte Funktion angenähert werden. Dabei wird keine spezielle Funktion zur Parametrisierung verwendet, sondern die Summation von Sinus- und Cosinusfunktionen. Da diese periodisch sind, wird angenommen, daß die darzustellende Funktion ebenfalls periodisch fortgesetzt werden kann.

$$f(x) = \sum_{k=0}^m (A_k \cos(k_x x) + B_w \sin(k_x x)) \quad (\text{Twomey, 1979}) \quad (6.14)$$

Möchte man diesen Fourieransatz auf die Gleichung 6.8

$$\Delta v_r(\vec{x}) = \sum_{l=1}^n \Delta v_l * D_l(\vec{x}) \quad (6.8)$$

anwenden, so kann man die relative Geschwindigkeitsänderung $\Delta v_r(\vec{x})$ in zwei Teile spalten:

$$\Delta v(\vec{r}) = \Delta v_{\cos}(\vec{r}) + \Delta v_{\sin}(\vec{r}) \quad (6.15)$$

Daraus ergeben sich dann zwei Sorten von Gleichungen, die sich darin unterscheiden, daß die einen Sinusterme und die anderen Cosinusterme enthalten. Wendet man dann unter Berücksichtigung der Dreidimensionalität den Fourieransatz auf $\Delta v_{\cos}(\vec{r})$ und $\Delta v_{\sin}(\vec{r})$ an, ergeben sich diese zu:

$$\Delta v_{\cos}(\vec{r}) = \sum_{w_1=0}^{W_1} \sum_{w_2=0}^{W_2} \sum_{w_3=0}^{W_3} \{A_{w_1 w_2 w_3} \cos(w_1 \Delta k_x x + w_2 \Delta k_y y + w_3 \Delta k_z z)\} \quad (6.16)$$

$$\Delta v_{\sin}(\vec{r}) = \sum_{w_1=0}^{W_1} \sum_{w_2=0}^{W_2} \sum_{w_3=0}^{W_3} \{B_{w_1 w_2 w_3} \sin(w_1 \Delta k_x x + w_2 \Delta k_y y + w_3 \Delta k_z z)\} \quad (6.17)$$

mit

$$k_x = w_1 \Delta k_x; w_1 \in \{N|0; \dots; W_1\}; \Delta k_x = (1440 \text{ km})^{-1}$$

$$k_y = w_2 \Delta k_y; w_2 \in \{N|0; \dots; W_2\}; \Delta k_y = (480 \text{ km})^{-1}$$

$$k_z = w_3 \Delta k_z; w_3 \in \{N|0; \dots; W_3\}; \Delta k_z = (480 \text{ km})^{-1}$$

N ist die Menge der natürlichen Zahlen. Δk_x , Δk_y und Δk_z stellen die Wellenzahlen der Grundwellen dar, mit denen das Modellgebiet in den drei Koordinatenrichtungen dargestellt werden soll. W_1 , W_2 und W_3 sind die maximal zulässigen Wellenzahlen der jeweiligen Koordinatenrichtung x , y und z .

Zur Vereinfachung der Darstellung wird die sonst übliche Notation des Koordinatenvektors \vec{x} durch \vec{r} ersetzt. Dadurch wird im folgenden eine Verwechslung von \vec{x} mit der Koordinate x vermieden. Es gilt:

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (6.18)$$

Ebenso wird die Notation des Summenindex k von 0 bis m der Gleichung 6.14 durch w von 1 bis W ersetzt.

Um auf die Gleichungen 6.8 und 6.9 zurückgehen zu können, muß eine Zuordnungsvorschrift die aus zweimal drei Indizes (w_1 , w_2 und w_3 jeweils für A und B) bestehenden Koeffizienten in eine Reihe mit nur einem Index konvertieren. So kann beispielsweise gelten:

$$l = w_3 \cdot w_2 \cdot w_1 + w_2 \cdot w_1 + w_1 + 1 \quad (6.19)$$

Zurückgehend auf Gleichung 6.9,

$$t_{ij} = t_i^0 + \int_{s_{ij}} \frac{1}{v_0(s)} ds - \sum_l \Delta v_l \int_{s_{ij}} \frac{D_l(s)}{v_0(s)} ds \tag{6.9}$$

ergibt sich durch die Vielzahl der Strahlen ein lineares Gleichungssystem, bei dem die Cosinus- und Sinusterme aus den Koordinaten des Strahlweges bekannt sind und somit lediglich als Faktoren auftreten.

$$D_l = D\{\cos(w_1 \Delta k_x x + w_2 \Delta k_y y + w_3 \Delta k_z z); \sin(w_1 \Delta k_x x + w_2 \Delta k_y y + w_3 \Delta k_z z)\} \tag{6.22}$$

Damit sind die Verteilungsfunktionen bekannt und die allgemeine Geschwindigkeitsdifferenz

$$\Delta v_l = v\{A_{w_1 w_2 w_3}; B_{w_1 w_2 w_3}\} \tag{6.23}$$

kann mit Hilfe der linearen Inversion der Gleichung $\vec{y} = \mathbf{A} * \vec{x}$, wie sie in Abbildung 6.4 symbolisiert wird, aus den Fourierkoeffizienten bestimmt werden. Während \vec{y} die Laufzeitresiduen beinhaltet, besteht \vec{x} aus den origin times und den Koeffizienten A und B.

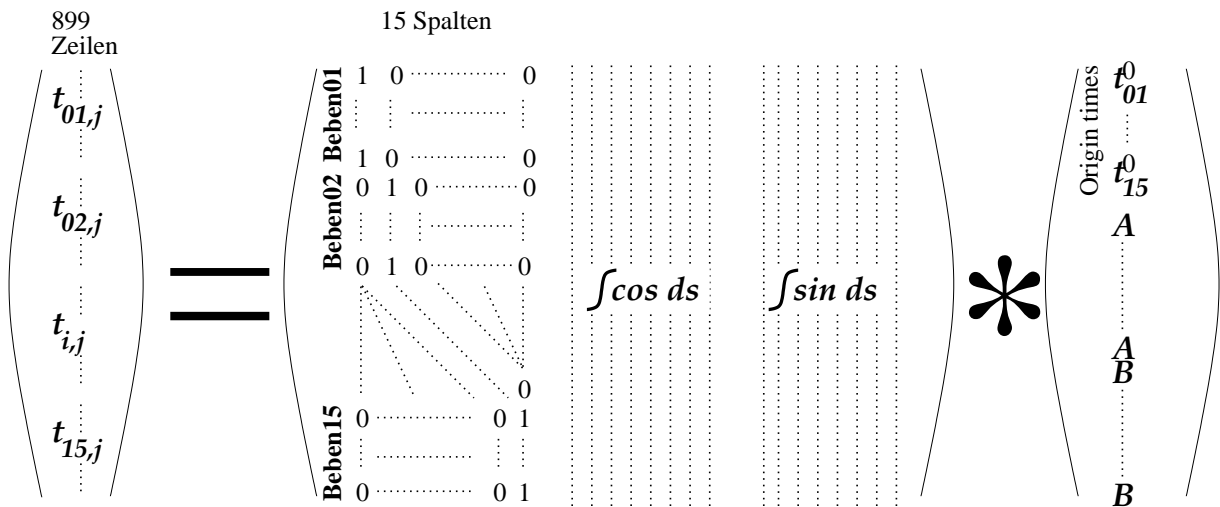


Abb.6.4: Prinzipskizze der Matrixgleichung

Die Matrixkoeffizienten bestehen aus Summen von Cosinus- und Sinusfunktionen.

Dabei wird zunächst festgelegt, nach wieviel Termen die Summen abgebrochen werden. Es muß berücksichtigt werden, daß eine höhere Anzahl zwar eine bessere Auflösung möglich macht, deren Zuverlässigkeit aber sinkt. Dieses ist darauf zurückzuführen,

daß für die höhere Auflösung mehr Terme und somit mehr unbekannte Fourierkoeffizienten ermittelt werden müssen.

Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Gleichungen kann jedoch nicht erhöht werden, da sie von der Menge ausgewerteter Strahlwege direkt abhängt.

Somit verursacht jede Erhöhung der Anzahl der Koeffizienten eine Verringerung der Anzahl von Gleichungen pro Koeffizient.

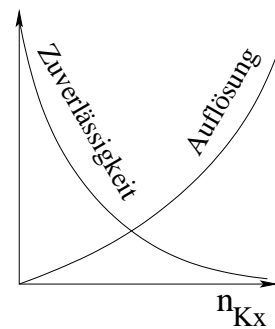


Abb.6.5: Prinzipskizze zu Zuverlässigkeit, Auflösung und Anzahl der Parameter. Wichtig ist es, ein Optimum zwischen Auflösung und Zuverlässigkeit zu finden.

Der Vorteil des Fourieransatzes gegenüber den Sigmoidverfahren ist, daß nur die Anzahl der Terme optimiert werden muß, da die sich daraus ergebenden Koeffizienten dann direkt berechnet werden. Ferner wird keine Struktur für $v(x_i)$ vorgegeben. Dieses ist insbesondere vorteilhaft, wenn keine Information a priori vorhanden ist.

Das Flußdiagramm in Abbildung 6.6 verdeutlicht die Vorgehensweise dieses Verfahrens, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt wurde.

Zunächst werden einzelne Kombinationen von zugelassenen Wellenzahlen durchgerechnet. Dabei werden für einen ersten Rechenprozeß die zugelassenen Wellenzahlen wie folgt begrenzt:

1. $0 \leq k_x \leq 7$
2. $0 \leq k_y \leq 3$
3. $0 \leq k_z \leq 4$

Mit Hilfe dieser Geschwindigkeitsverteilungen werden die verbleibenden, durch das Modell nicht reduzierten und somit auch nicht erklärten Residuen berechnet. Modelle und Residuen werden anschließend anhand der Standardabweichung bewertet. Wie die Standardabweichung als Kriterium genau eingesetzt werden kann, wird in den folgenden Kapiteln beschrieben werden.

Diese Berechnungen werden für den gesamten oben definierten Parameterraum durchgeführt. Dabei wird untersucht, wie sich die Variation der zulässigen Wellenzahlen auswirkt, insbesondere erkennbar ist, daß ab einer Größe zugelassener Wellenzahlen keine Verbesserung der Residuen im Sinne einer Reduzierung der Standardabweichung mehr erreicht werden kann. Falls möglich sollen diese Wellenzahlen-Standardabweichung-Relationen quantifiziert werden.

Anschließend werden für den gesamten Parameterraum die Berechnungen zu einem Gesamtmodell zusammengefügt. Dabei werden die Kriterien zur Bewertung der Modelle und Residuen für eine Gewichtung eingesetzt.

Zum Schluß werden aus dieser Gesamtheit der Modelle Werte für optimierte $v(\vec{x})$ -Modelle sowie deren Ober- und Untergrenzen und der Genauigkeit gewonnen. Dieses geschieht, indem aus den ($8 \cdot 4 \cdot 5 =$) 160 Werten für jeden Koordinatenpunkt Mediane (für $v(\vec{x})$), 0,8- und 0,2-Quantile (für $v_{P_{max}}(\vec{x})$ und $v_{P_{min}}(\vec{x})$) sowie die Standardabweichung ermittelt werden. Darüberhinaus kann die Differenz von $v(\vec{x})$ zum Referenzmodell IASPEI91 (Kennett & Engdahl, 1991) gebildet und auf das Referenzmodell normiert werden. Dieses drückt dann die Geschwindigkeitsanomalie aus und kann in Prozent (%) angegeben werden.

Alle Angaben werden dann, wie in Abbildung 4.8 beschrieben, mit geowissenschaftlichen Kriterien bewertet und fließen dann in die wissenschaftliche Diskussion ein.

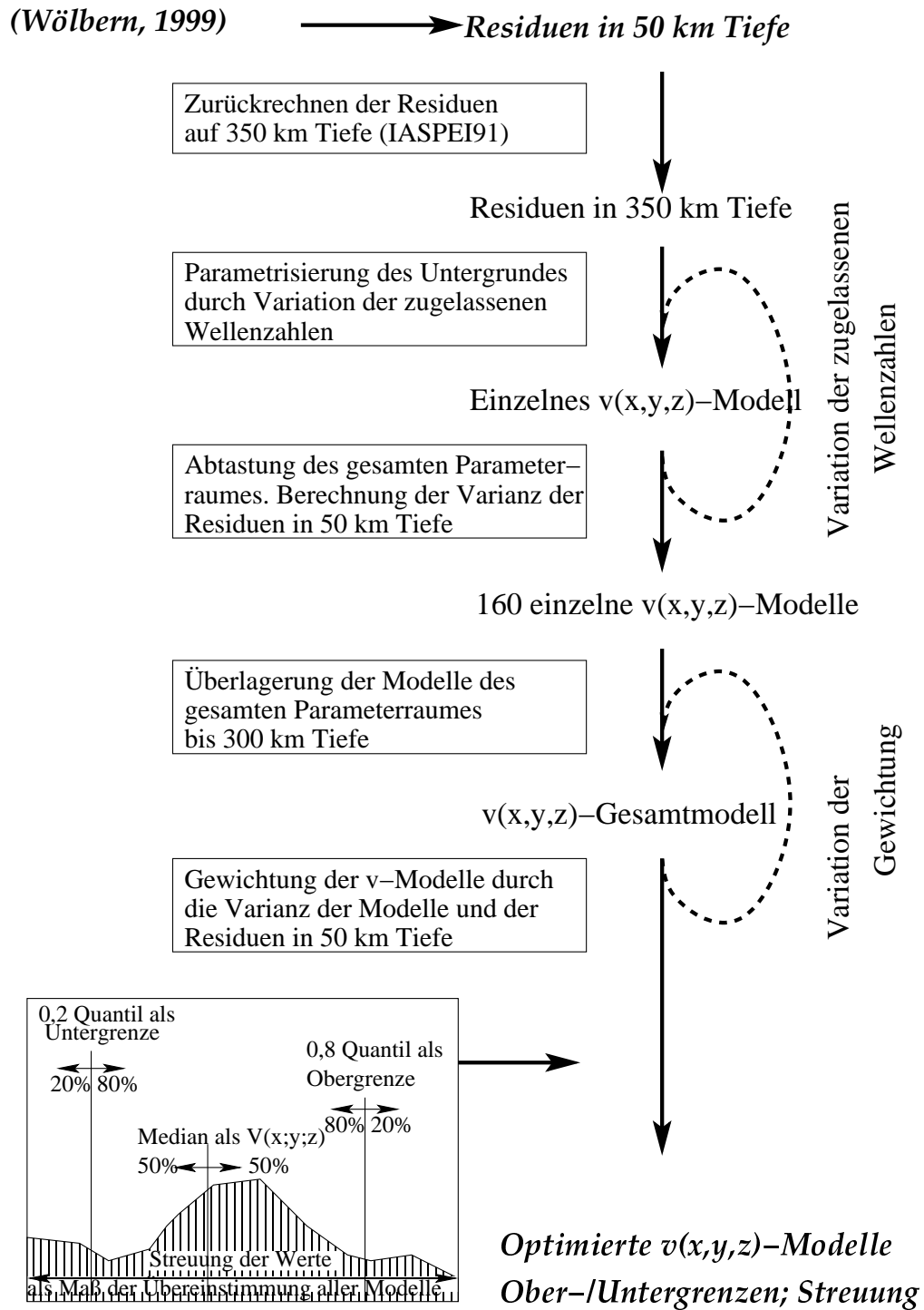


Abb.6.6: Vorgehensweise beim Fourierverfahren.

Optimierte $v(\vec{x})$ -Modelle, deren Ober- und Untergrenzen sowie deren Genauigkeit werden gewonnen.

In einem ersten Durchgang soll das Fourierverfahren auf Funktionsfähigkeit getestet werden, was beim Sigmoidverfahren weniger notwendig ist. Das liegt daran, daß das Fourierverfahren wesentlich kompliziertere Geschwindigkeitsverteilungen ermitteln kann, während beim Sigmoidverfahren die Ergebnisse leichter "per Augenschein" auf Plausibilität geprüft werden können. Aus diesem Grunde werden die zu variierenden Parameter auf Werte gesetzt, deren Ergebnisse ohne Rechnungen plausibel sind. Dazu gehören unter anderem folgende Parameterkombinationen, deren Ergebnisse auf der nächsten Seite dargestellt sind:

1. Reduzierung aller zulässigen Wellenzahlen auf Null.
Da keine Variationen zugelassen sind, muß das Modell das Modell von IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991) darstellen.
 - $K_x = 0$
 - $K_y = 0$
 - $K_z = 0$
2. Nur eine Variation in x-Richtung zugelassen.
Die nur in x-Richtung zugelassenen Wellen erlauben Verformungen der Schichtgrenzen. Dabei muß die durchschnittliche Mächtigkeit der Schichten unverändert bleiben und die hier als Schichtgrenzen interpretierten Isolinien dürfen für jeden x-Wert lediglich einen z-Wert aufweisen.
 - $K_x = 5$
 - $K_y = 0$
 - $K_z = 0$
3. Nur eine Variation in y-Richtung zugelassen.
Die Variation in y-Richtung kann eine veränderte Lage der horizontalen Schichten bewirken, nicht aber die horizontale Lage selbst.
 - $K_x = 0$
 - $K_y = 2$
 - $K_z = 0$
4. Eine ausgewählte Kombination mit mutmaßlich sinnvollen Werten.
Die Zulassung aller Komponenten erlaubt dem Modell, beliebige Formen anzunehmen.
 - $K_x = 6$
 - $K_y = 1$
 - $K_z = 2$

Der Fall, daß keine Variation in x- und y-Richtung zugelassen ist,

- $K_x = 0$
- $K_y = 0$
- $K_z \neq 0$

kann nicht untersucht werden, da nur die Residuen bekannt sind.

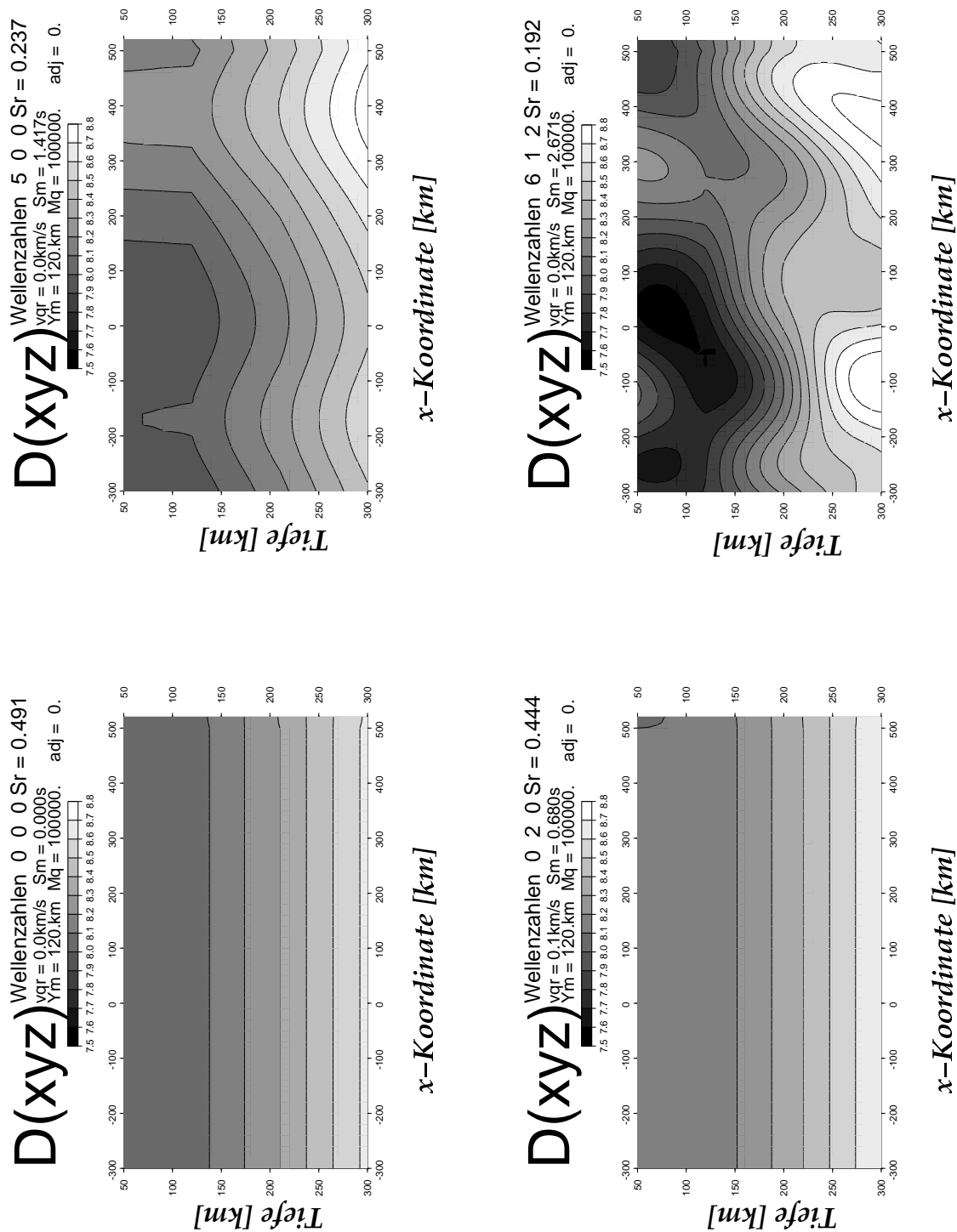


Abb.6.7: Geschwindigkeitsverteilungen des Profiles mit $y = 120 \text{ km}$. Die Ergebnisse bestehen zumindest einer Plausibilitätsprüfung.

Der Dämpfungsparameter Θ wurde für das Fourierverfahren mit $Mq = 100.000$ angesetzt. Eine Eigenwertanalyse und Beispielrechnungen mit anderen Dämpfungsparametern im Anhang bestätigen diese Wahl als günstig.

7 Kriterien für die Beurteilung von Geschwindigkeitsmodellen

Um verschiedene Modelle für die räumliche Geschwindigkeitsverteilung miteinander vergleichen zu können, bedarf es Kriterien zur Beurteilung der Güte der jeweiligen Modelle. Gerade bei dieser EDV-gestützten Art der Erstellung von Modellen bietet es sich an, mathematische Werte als Kriterium zu benutzen. Sie sind in der Regel aus den Berechnungen leicht zu extrahieren, wenn sie nicht ohnehin schon Bestandteil derselben sind.

Die Modelle für $v(\vec{x})$ müssen nicht nur mathematischen Kriterien genügen, sondern auch geowissenschaftlichen. Dabei muß insbesondere darauf geachtet werden, daß die Ergebnisse der Berechnungen plausibel erscheinen.

7.1 Standardabweichung / Varianz

Die Standardabweichung ist ein Maß für die Streuung eines Datensatzes um einen Mittelwert. Entsprechend verhält es sich mit der Varianz, die das Quadrat der Standardabweichung ist (Klüver & Rave, 1999).

$$S_x = \sqrt{(\sum_{i=1}^n (x_i^2) - nx^2)/(n-1)} \quad (\text{Sieber \& Huber, 1980}) \quad (7.1)$$

bzw.:

$$\sigma_x = (\sum_{i=1}^n (x_i^2) - nx^2)/(n-1) \quad (\text{Sieber \& Huber, 1980}) \quad (7.2)$$

In dieser Arbeit kann das Kriterium der Standardabweichung sowohl auf die Geschwindigkeitsmodelle S_m als auch auf die berechneten Residuen in 50 km Tiefe S_r unter Berücksichtigung des Geschwindigkeitsmodelles angewendet werden. Dabei ist anzustreben, daß die Standardabweichung - und damit auch die Varianz - für die Residuen möglichst nahe Null sind. Da die Werte aufgrund der Quadratbildung bei der Berechnung ausschließlich positive Werte aufweisen, ist dieses mit der Aussage, daß die Werte möglichst klein sein sollen, gleichbedeutend. Ausgedrückt werden kann dieses als Prozentsatz der durch das Modell erklärten Varianz der Residuen. Diese wird gemessen an der Varianz der Residuen in 50 km Tiefe ohne Berücksichtigung der Geschwindigkeitsmodelle in 50 - 300 km Tiefe.

Für die Varianzen der Modelle ist anzustreben, daß diese nicht zu groß werden, ohne daß im voraus quantifizierbar ist, was als "zu groß" bezeichnet werden muß. Qualitativ kann jedoch die Aussage gemacht werden, daß größere Varianzen der Modelle kompliziertere geologische Strukturen erfordern, um diesen Modellen zu entsprechen. Zwar weist die Natur häufig recht komplizierte Strukturen auf. Diese sollten aber in der Regel auf einfachere Darstellungen reduziert werden können. Auf jeden Fall ist bei zwei Modellen, die die gleiche Residuenvarianz bzw. -standardabweichung aufweisen, dasjenige zu bevorzugen, das die kleinere Modellvarianz bzw. -standardabweichung beinhaltet.

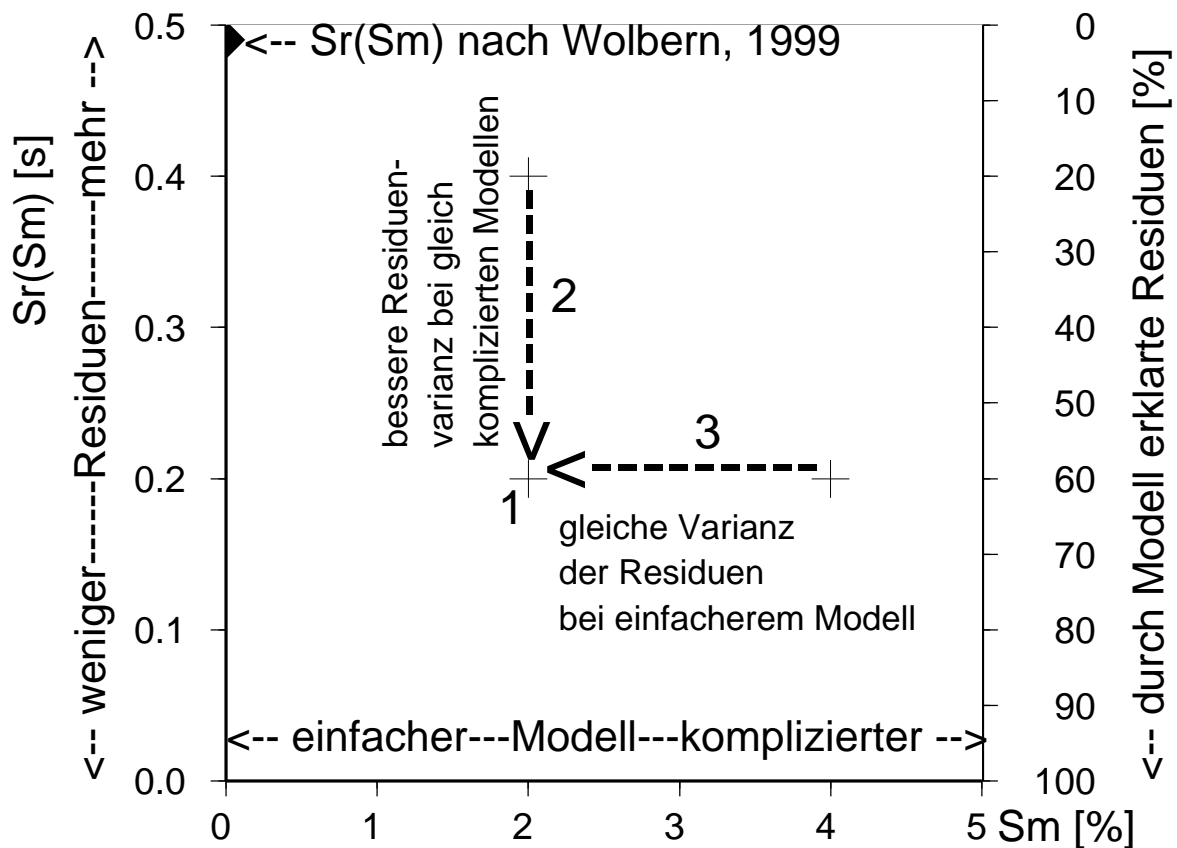


Abb.7.1: Standardabweichung der Daten bei homogenem Untergrund (Ecke oben links)

Diesen Wert gilt es zu verbessern. Ein Wert ist besser, wenn er bei gleicher Varianz der Modelle eine geringere Residuenvarianz aufweist (2) oder die gleiche Residuenvarianz bei kleinerer Varianz der Modelle erreicht (3).

Diese Art der Darstellung wird auch zur Optimierung der Dämpfungsparameter Θ benutzt (Eberhart-Phillips, 1986; Arlitt, 1999; Ochmann, 1988). Dieser darf weder zu hoch noch zu niedrig angesetzt werden. Sollte er zu hoch sein, werden die Varianzen der Residuen kaum oder zumindest weniger als möglich reduziert. Dafür ist die Sicherheit, daß keine unwahrscheinlich hohen Schwankungen in den Daten auftreten, größer. Sollte der Dämpfungsparameter zu niedrig sein, wird zwar eine bessere Reduktion der Datenvarianz erreicht. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit größer, daß die Schwankungsbreite der Modelle zu groß wird. In diesem Falle der seismologischen Tomographie würde dieses bedeuten, daß die seismischen Geschwindigkeiten unrealistische Werte (sowohl nach oben als auch nach unten) erreichen würden. Zur Bestimmung von Θ werden die Resultate von Modellrechnungen mit verschiedenen Dämpfungsparametern in die Graphik eingetragen. Der optimale Dämpfungsparameter wird als derjenige angesehen, an dem die Steigerung der Modellvarianz im Vergleich zur Senkung der Residuenvarianz unverhältnismäßig hoch ist. Je nach Anwendung muß entschieden werden, wie konservativ beurteilt wird, was "unverhältnismäßig" ist. Ellsworth & Koyangi (1977) schlagen vor, den Dämpfungsparameter aus dem Quotienten aus dem Standardfehler der Eingangsdaten und dem des Modells zu berechnen.

7.2 Schwereanomalien

In der Sitzung der Royal Society vom 28.04.1686 veröffentlichte Isaac Newton das Prinzip der allgemeinen Gravitation (Hermann, 1978). Demnach ziehen sich zwei Körper mit den Massen m_1 und m_2 mit einer Kraft an, die proportional zu den Massen und quadratisch antiproportional zur Entfernung ist.

$$F = G * (m_1 * m_2) * s^{-2} \text{ (Newton, 1686)} \quad (7.3)$$

$$\text{Labormessungen bestimmten } G = 6.672 * 10^{-11} \text{ Nm}^2\text{kg}^{-2} \text{ (Berckhemer, 1990)} \quad (7.4)$$

Andere inter- und inneratomare Kräfte wie die elektrischen und magnetischen Feldstärken überwiegen die Gravitation bei der Betrachtung von Zweiteilchensystemen bei weitem. Trotzdem hat die Gravitation für die Geophysik eine weit höhere Bedeutung. Dieses liegt daran, daß sie nur ein Vorzeichen kennt und sich daher über alle Masseteilchen aufsummiert. Die atomaren Kräfte verlieren schon im molekularen Entfernungsbereich ihre Wirkung oder werden durch die ausgewogene Summe entgegengesetzt polarisierter Teilchen aufgehoben (Berckhemer, 1990).

Die an der Erdoberfläche gemessene Schwerebeschleunigung darf nicht direkt für geophysikalische Interpretationen genutzt werden. Zuvor sind erst noch Korrekturen durchzuführen, um Schwerewirkungen, die nicht aufgrund der Untergrundbeschaffenheit entstehen, zu berücksichtigen und miteinander vergleichbar zu machen. Insbesondere sind dies:

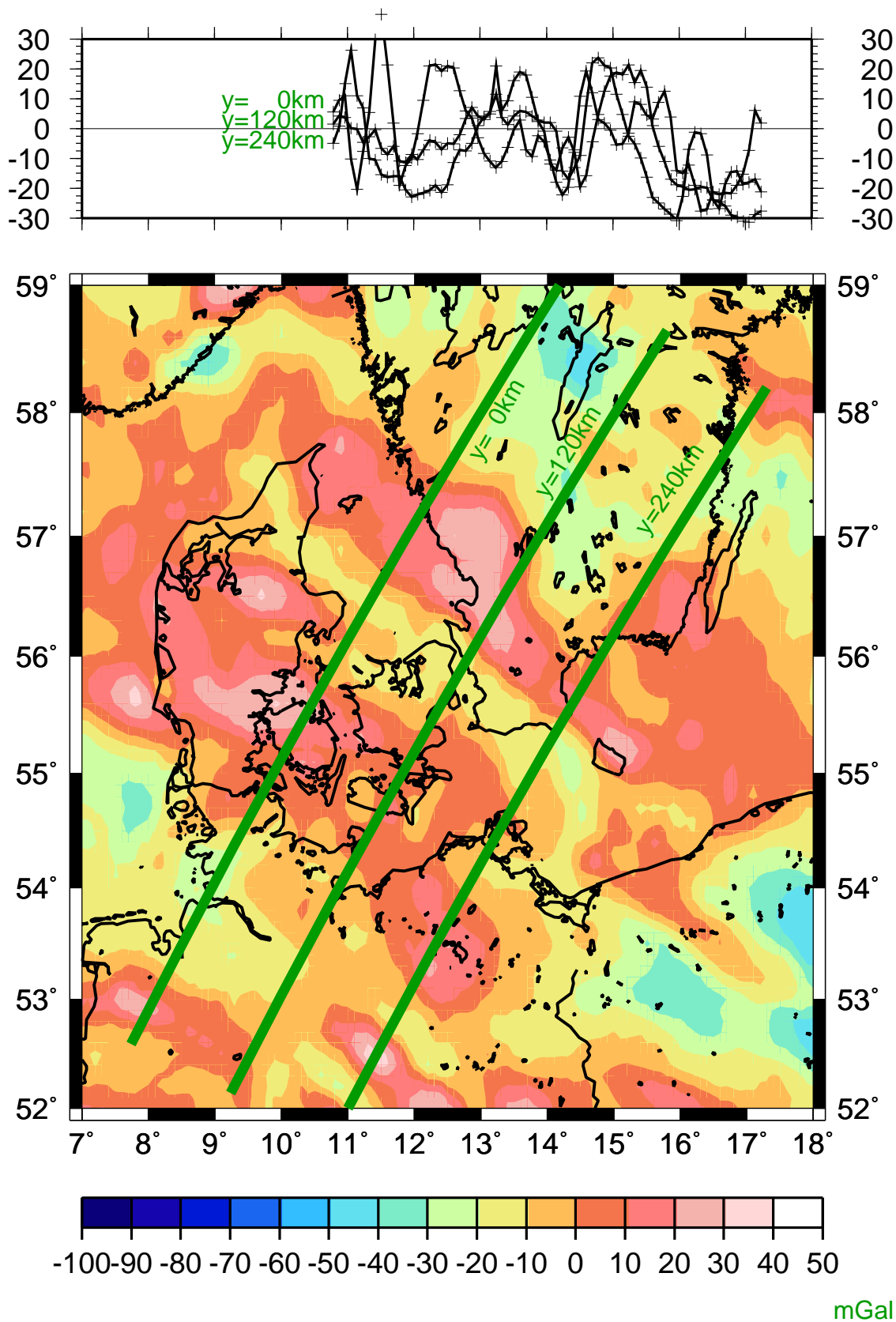
1. Zentrifugalbeschleunigung
2. Erdmittentfernung
3. Oberflächenrelief
4. Höhe über Bezugsniveau
5. Masse zwischen Stations- und Bezugsniveau

Diese sogenannte Bouguerschwere kann nun eingesetzt werden, um Massenüberschüsse (positive Anomalien) oder Massendefizite (negative Anomalien) im Vergleich zum verwendeten Dichtemodell zu identifizieren. Die direkte Inversion, das heißt das Feststellen von Form, Volumen und Dichteunterschied durch die Schwereanomalie, scheidet jedoch an der Vieldeutigkeit der Lösungen. So können verschiedene Dichteanomalien die gleiche Schwereanomalie erzeugen. Es ist aber möglich, die von einer bekannten Dichteanomalie ausgehende Schwereanomalie eindeutig zu berechnen. Daraus folgt, daß aus anderen geowissenschaftlichen Daten Lösungsvorschläge gemacht werden müssen, deren dann berechnete Schwerewirkungen mit den gemessenen verglichen werden können.

In dieser Arbeit werden Verteilungen der seismischen Geschwindigkeiten des Untergrundes in verschiedenen Modellen bestimmt. Diese Geschwindigkeiten korrelieren mit der Dichte der jeweiligen Gesteine linear (Birch, 1961; Gebrande, 1982; Nafe und Drake, 1959; Abb. 7.3).

$$v_P = a + b \cdot \rho \quad (7.5)$$

Für Mantelgestein wird hier die Relation von Birch (1961) benutzt mit $b = 3.05$ und $a = -1.87$. Für Krustengesteine mit $v_P \leq 6.0 \text{ km/s}$ wird der Effekt auf die Dichte in Anlehnung an Wollard (1959) mit dem Faktor 0.3 abgeschwächt ($b = 6.22$; $a = -10.8$).



GMT Jun 26 10:01:48 2001

mGal

Abb.7.2: Bouguer- und Freiluftschwere (nach Wybraniec et al., 1998). Entlang der Profile wurden Schwere-
werte (obere Graphik in mGal) entnommen, auf gleiche x-Koordinaten übertragen und gemittelt.

An Land wurde die Bouguerschwere und auf See die Freiluftschwere verwendet.

Wie verteilen sich die Anomalien auf Kruste und Mantel?

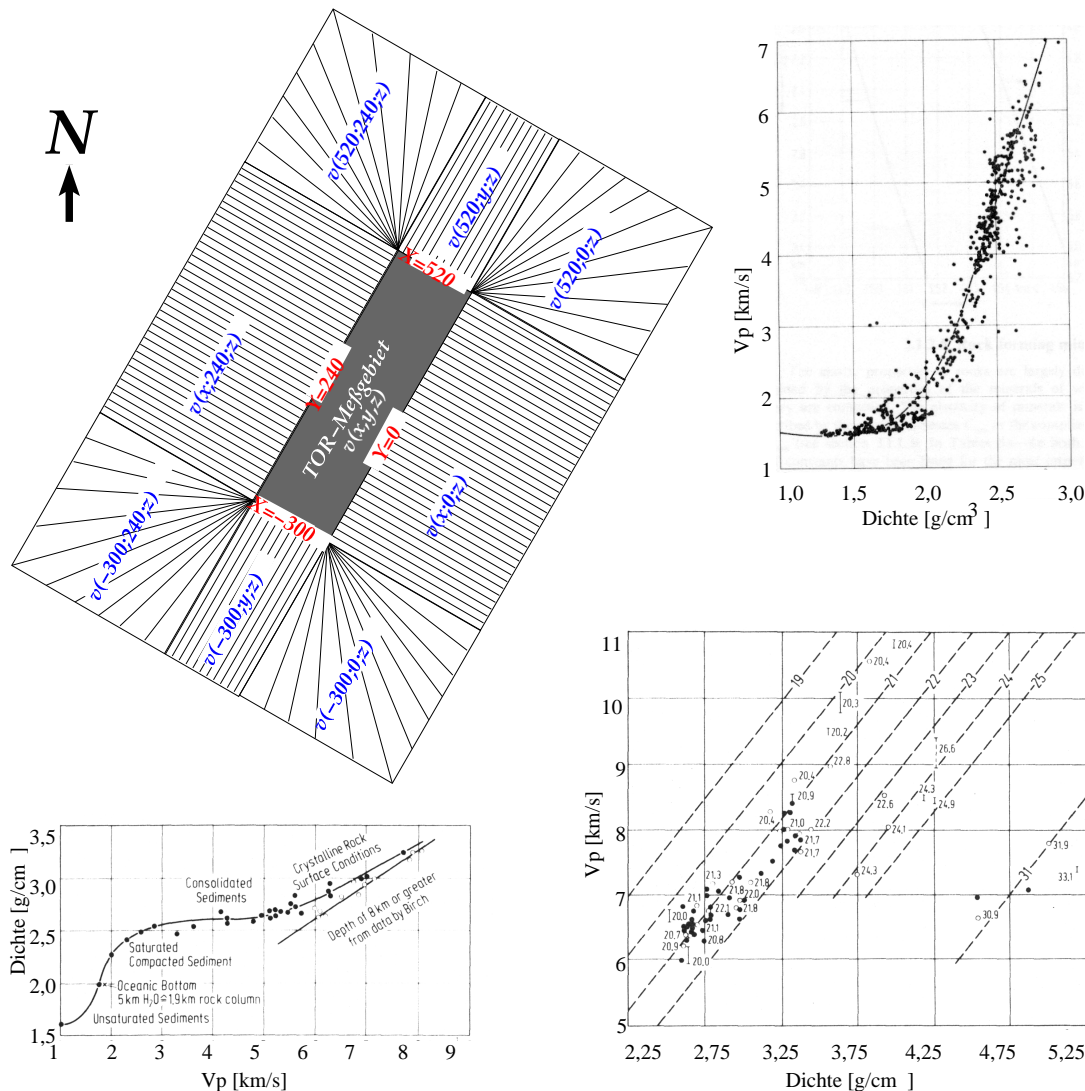


Abb.7.3 oben links: Die Geschwindigkeiten des TOR-Meßstreifens und der ihn jeweils umgebenden Felder. So sind Randeffekte bei der Schweremodellierung vermeidbar. Die Erdkrümmung wurde hierbei vernachlässigt.

Abb.7.3 oben rechts: Geschwindigkeits-Dichte-Korrelation nach Nafe & Drake (1959)

Oft benutzt, auch wenn die Datenbasis nicht ganz geklärt ist (Gebrande, 1982).

Abb.7.3 unten links: Geschwindigkeits-Dichte-Korrelation nach Wollard (1959)

Unterhalb von 6 km/s flacht die Kurve deutlich ab.

Abb.7.3 unten rechts: Geschwindigkeits-Dichte-Korrelation nach Birch (1961)

Für Gesteine mittlerer Atommassen um 20 bis 21 ergibt sich Gleichung (7.5).

Diese an der Oberfläche gemessenen bzw. auf die Oberfläche reduzierten Schwerewerte werden mit denen verglichen, die sich aus den Geschwindigkeitsmodellen bzw. den daraus resultierenden Dichtemodellen ergeben. Zur Vermeidung von Randeffekten wird das Gebiet des TOR-Meßstreifens an jeder "Kante" um 500 km erweitert. Die Felder an den Kanten übernehmen jeweils den Wert der sich an den Kanten des Meßstreifens befindet. Die nur an den Ecken angrenzenden Felder übernehmen die jeweiligen Eckwerte (s. Abbildung 7.3).

Es wird die Schwereanomalie für die Kruste berechnet und von den Oberflächenwerten nach Wybraniec et al. (1998, Abbildung 7.2) abgezogen. Dieses verbleibende Signal muß zumindest der Theorie nach aus dem Mantelbereich kommen. Dieses wird nun mit den sich aus dem Modelldaten ergebenden Schwerewerten verglichen (Kap. 9).

7.3 Temperatur

Der Gleichung 7.5 sind Annahmen über die Temperatur vorangestellt. Diese müssen nicht unbedingt für den Bereich der erhöhten Temperaturen des oberen Mantels zutreffen. Im oberen Mantel herrschen Temperaturen von bis zu 1700 Kelvin (Dixon 1984). Die Temperatur kann aber auch unterhalb von alten (präkambrischen) kontinentalen Schilden bis in 300 - 400 km Tiefe deutlich darunter liegen (Ringwood, 1962; Clark und Ringwood, 1964). Dieses wird von einem deutlich verringerten Wärmefluß an der Oberfläche begleitet (Zielhuis & Nolet, 1994). Ringwood (1962) führt dies auf geringere Gehalte radioaktiver Elemente wie Uran, Thorium oder Kalium zurück. Diese wurden aufgrund der langen Geschichte fraktionierter Aufschmelzungen in oberen Bereichen der Kruste angelagert. Dort wurden sie zum Teil erosiv der Kruste entzogen. (Heier und Adams, 1965; Lambert und Heier, 1967; Hyndman et al., 1968).

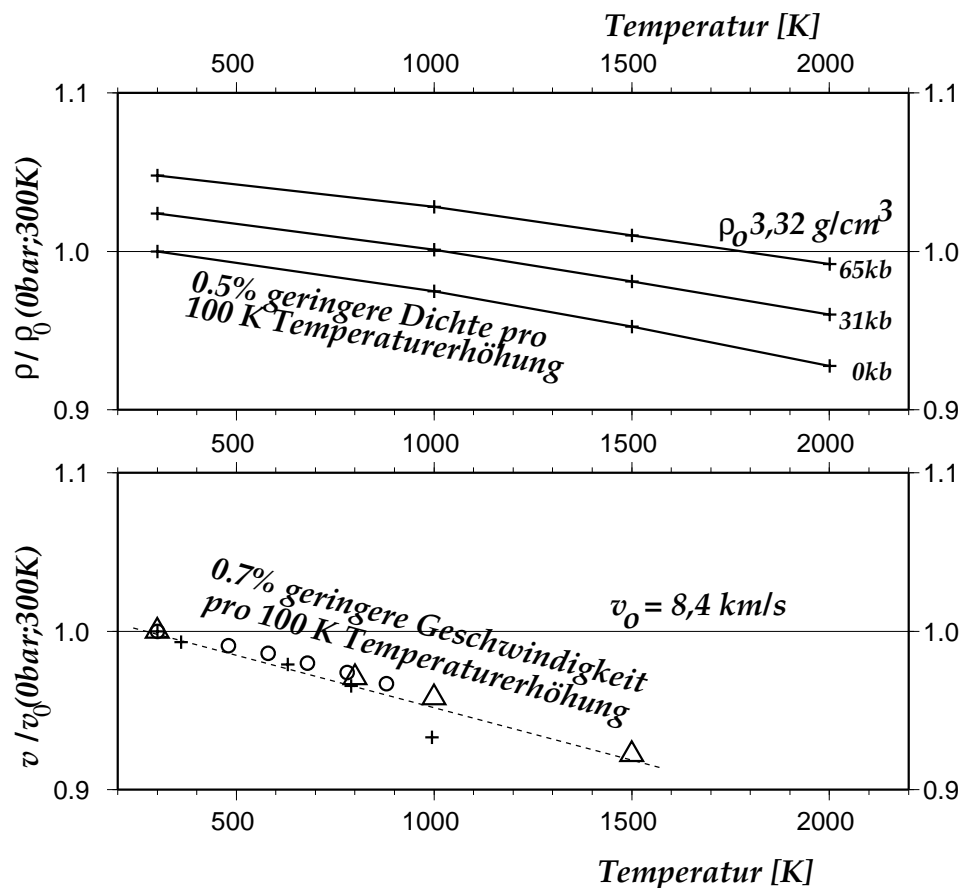


Abb.7.4: Seismische Dichten und Geschwindigkeiten von Olivinen (Hart, 1969; Carmichael, 1982) als Funktion der Temperatur.

Es muß geprüft werden, ob die berechneten Geschwindigkeiten und die sich daraus ergebenden Gesteine zur tektonischen Geschichte passen.

Für die $v_P - T$ -Relation liegen Messungen vor (Hart, 1969; Carmichael, 1982) Daraus läßt sich ein Gradient von 150 K pro 1 % Geschwindigkeitsreduzierung extrahieren. Für die $\rho - T$ -Relation wurden Meßdaten für verschiedene Drücke in die obere Graphik angetragen. Der Druck hat zwar einen wesentlichen Einfluß auf das Dichteniveau, nicht aber auf den Gradienten, der ungefähr 200 K pro 1 % Dichtereduzierung beträgt.

7.4 Materialzusammensetzung

Die mineralogische Zusammensetzung des Mantelperidotits ist aufgrund petrologischer und chemischer Charakteristika sowie nicht zuletzt aufgrund der hohen seismischen Geschwindigkeiten um die 8,2 km/s hauptsächlich auf Olivin, Pyroxen und Granat beschränkt. Daraus resultieren überwiegend zwei Gesteinsarten: Peridotit (Olivin (65 %) - Pyroxen (20 %)) und Eklogit (Pyroxene-Granat) (Anderson, 1989; Hart, 1969).

Schon in den fünfziger Jahren des letzten Jahrhunderts gaben Dichtevergleiche von Pyroxenen und Eklogiten in Verbindung mit möglichen Dichteverteilungen von Kruste und Mantel (Talwani, 1959; Worzel und Shurbet, 1955; Ringwood und Green, 1966) einem höheren Peridotitanteil den Vorzug. Aber auch Xenolithfunde deuteten schon in früheren Veröffentlichungen auf ein wesentlich häufigeres Vorkommen des Peridotites und somit des olivinhaltigen Gesteins gegenüber den granathaltigen hin (Wagner, 1914; Wagner, 1928; Williams, 1932; Dawson, 1962; Nixon et al., 1963).

Olivin ist jedoch nicht einheitlich in seiner Zusammensetzung (Keary, 1993). Es besteht aus SiO_4 mit zwei weiteren gebundenen Elementen. Diese beiden verbleibenden Positionen werden hauptsächlich mit Atomen der Elemente Magnesium (Mg) und Eisen (Fe; lat.: Ferrum) besetzt. Darüberhinaus kommen auch Mangan (Mn) und Kalzium (K) vor, wenn auch zu deutlich kleineren Anteilen. Spurenweise wird auch Nickel (Ni) mit eingebunden.

Aufgrund der überwiegenden Anteile von Eisen und Magnesium in natürlich vorkommenden Olivinen werden diese nach deren Anteilen klassifiziert. Das rein mit Eisen besetzte Olivinkristall wird als Fayalit bezeichnet, das rein mit Magnesium besetzte als Forsterit. Mischvarianten werden mit den jeweiligen Anteilen von Eisen und Magnesium angegeben. Dabei wird die Formel $(Fe_xMg_y)_2SiO_4$ verwendet, wobei x den Anteil des Eisens und y den Anteil des Magnesiums repräsentiert. Die Summe der beiden beträgt eins bzw. 100 %.

Je nach der Verteilung der Anteile des Eisens und des Magnesium verändert sich der Schmelzpunkt der Minerale und somit deren physikalische Eigenschaften. In der Abbildung 7.5 sind die Variationen der Dichte (mittlere Graphik) und die Variation von v_P (untere Graphik) für Fo90Fa10 (= 90% Forsterit + 10% Fayalit) angetragen. Daraus läßt sich eine Dichteerhöhung von 0.4 % pro 1 % Verschiebung zugunsten des Fayalit ableiten. Im Gegensatz zur Temperatur sind in diesem Falle Geschwindigkeit und Dichte nicht gleichgerichtet korreliert. Pro 1 % Verschiebung zugunsten des Fayalit senkt sich die Geschwindigkeit um 0.2 %.

Dieser scheinbare Widerspruch zu den Geschwindigkeits-Dichte-Korrelationen wie sie im Kapitel 7.2 dargestellt wurden ist auf die Änderung der mittleren Molekülmasse zurückzuführen. Bei einer Verschiebung des Mg-Fe-Verhältnisses zugunsten des Fe erhöht sich diese, da Eisen mit der Atommasse 56 deutlich schwerer als Magnesium (Atommasse 24) ist. So hat Fayalit eine mittlere Atommasse von 29.11 und Forsterit von 20.11 (Gebrande, 1982). Dieses wirkt sich auf den Summand a in Gleichung 7.5 aus, der von der Atommasse abhängig ist.

Im oberen Mantel tendieren die Anteile eher zum Magnesium. Generell ist festzustellen, daß der Mantel an Elementen verarmt ist, die in der Kruste angereichert wurden, auch wenn es von tiefgelegenen Reservoirs zur Rückführung dieser Elemente in den Mantel kommen kann (Davis, 1999). Der Mantel wird dadurch nicht selten chemisch heterogen.

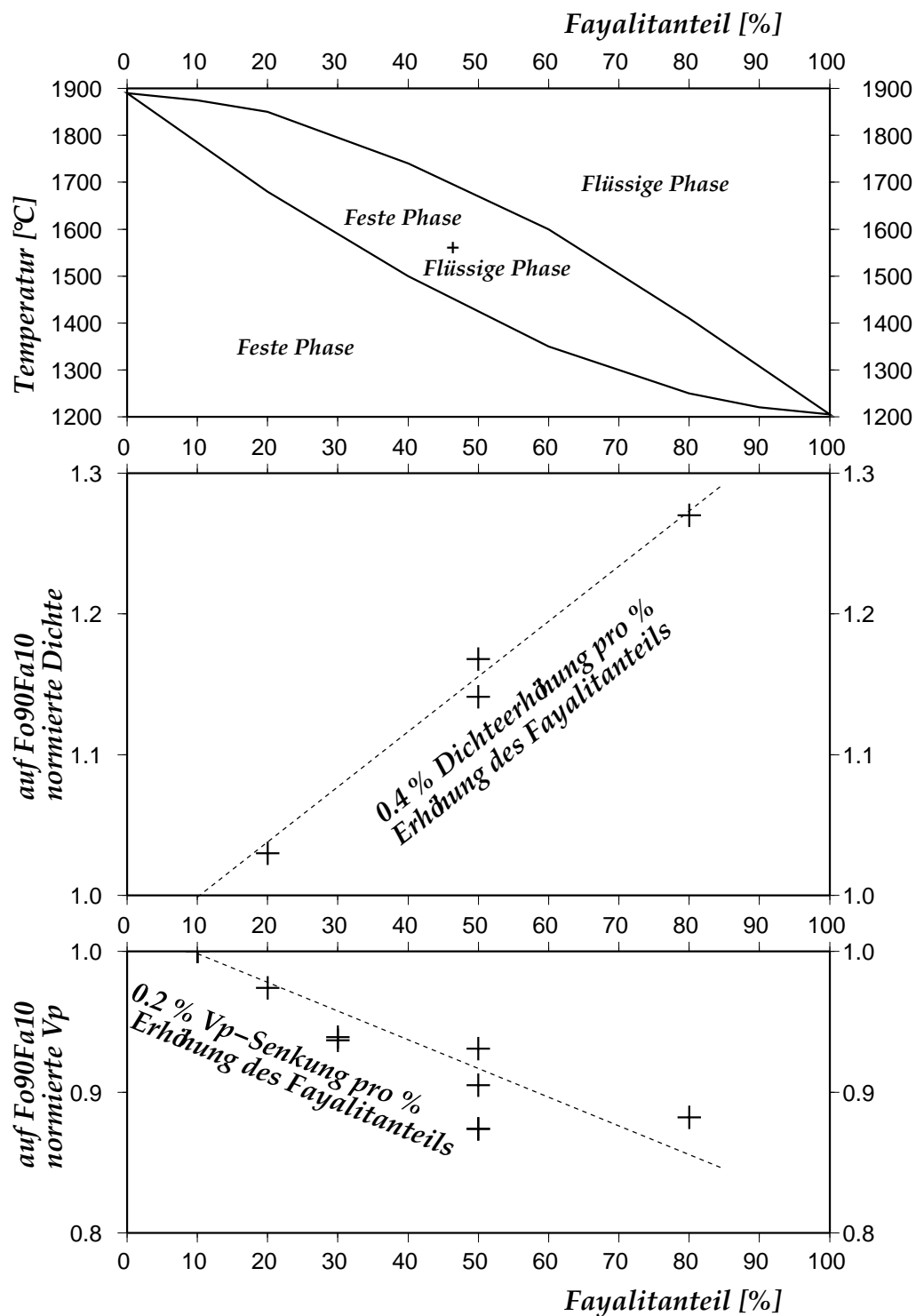


Abb.7.5: Seismische Geschwindigkeiten und Dichten von Olivinen (nach Hart, 1969) sowie die Phasenübergänge (nach Keary, 1993) in Abhängigkeit des Fayalitanteils.

Es muß geprüft werden, ob die berechneten Geschwindigkeiten und die sich daraus ergebenden Gesteine zur tektonischen Geschichte passen.

7.5 Anisotropie

In beiden vorhergehenden Unterkapiteln wurde versucht, Erklärungen für ermittelte Geschwindigkeitsvariationen zu finden. Diese können auch darauf zurückzuführen sein, daß Gesteine Vorzugsrichtungen für seismische Wellen haben und somit anisotrop sind. Bei geringen Drücken verursachen Schichtungen und Risse sehr hohe Anisotropien (Volarovich et al., 1985). In tieferen Schichten liegt die Hauptursache in der Kristallstruktur.

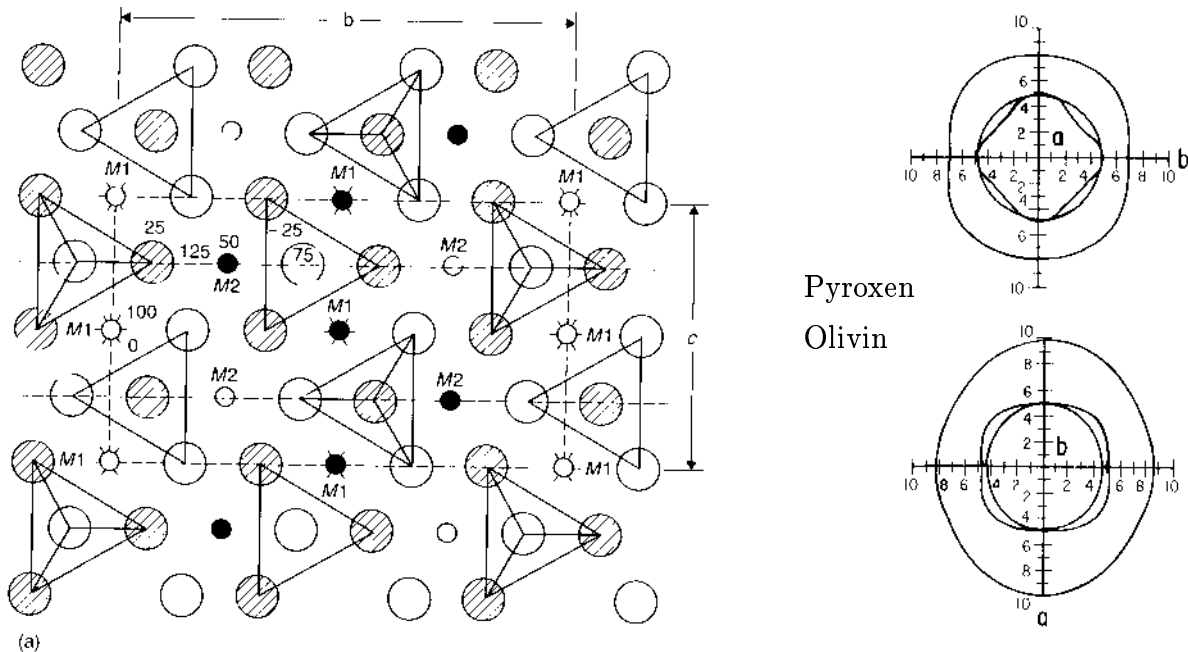


Abb.7.6 links: Kristallstruktur des Olivin (Keary, 1993)

Abb.7.6 rechts oben: Geschwindigkeitsabhängigkeit von der Richtung bei Pyroxen (Anderson, 1989)

Abb.7.6 rechts unten: Geschwindigkeitsabhängigkeit von der Richtung bei Olivin (Anderson, 1989)

Aufgrund der Struktur ist die Geschwindigkeit seismischer Wellen richtungsabhängig.

Bei einer stochastischen räumlichen Lagerung der Minerale heben sich diese unterschiedlichen Vorzugsrichtungen im makroskopischen Bereich auf, so daß die seismischen Wellen das durch die Minerale gebildete Gestein in jeder Richtung gleich schnell durchdringen (können).

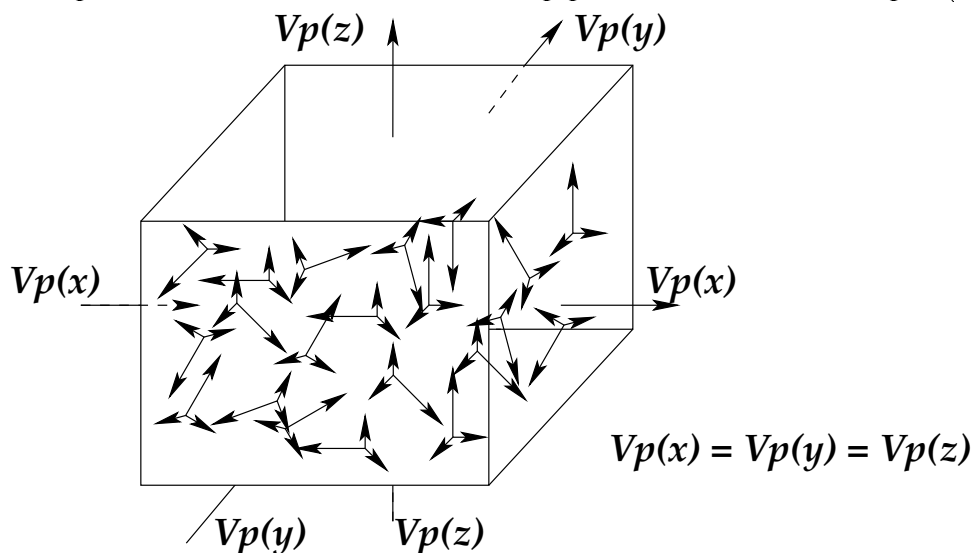


Abb.7.7: Stochastische Lagerung der Minerale bewirkt gleiche seismische Geschwindigkeiten aller Richtungen.

Liegt aber der Fall vor, daß die Ausrichtung der schnellen Achse der Minerale in eine Richtung weist, kommt es auch im makroskopischen Bereich zu einer Richtungsabhängigkeit von \vec{v}_P . Dazu ist es nicht nötig, daß alle Minerale in diese Richtung weisen, sondern diese müssen lediglich zu einem höheren Anteil einer Komponente in diese Richtung aufweisen.

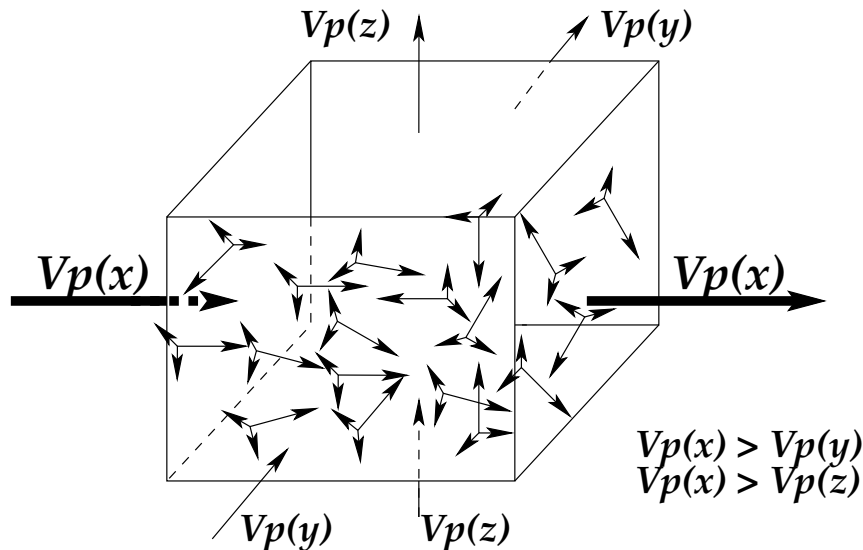


Abb.7.8: Gerichtete Orientierung der Kristalle

Bei einer überwiegenden Orientierung der Kristalle werden die Geschwindigkeiten seismischer Wellen richtungsabhängig.

Dadurch kommt es, daß bei einer hauptsächlich in einer Richtung gemessenen Wellengeschwindigkeit ein anderer Wert herauskommt als bei den beiden orthogonal dazu gelagerten Richtungen bzw. beliebigen Linearkombinationen von diesen. Gemessen wird die Anisotropie als Differenz der maximalen und der minimalen Geschwindigkeit relativ zur minimalen Geschwindigkeit (Volarovich et al., 1985). Für gewöhnlich wird diese in Prozent (%) ausgedrückt:

$$A = ((v_{max} - v_{min}) / v_{min}) * 100\% \quad (7.6)$$

Die Anisotropie kann theoretisch Geschwindigkeitsvariationen bei Olivin zwischen 4,5 km/s und 10,2 km/s bewirken (Carmichael, 1982). In Labormessungen liegt die Differenz weit darunter (Volarovich et al., 1985b), da es unwahrscheinlich ist, daß sämtliche Minerale in exakt der gleichen Richtung ausgerichtet sind. Bisher wurden aus Laufzeiten seismischer Scherwellen Anisotropien gemessen, die nochmals weit unter den Laborwerten liegen (z.B. in Wylegalla et al., 1999). In diesem Fall der teleseismischen Tomographie liegt die Hauptkomponente der Strahlrichtungen eindeutig in vertikaler Richtung. Bei der Refraktionsseismik hingegen werden horizontale Richtungskomponenten bevorzugt.

8 Bewertung der Verfahren anhand der Kriterien laut Kap. 7

8.1 Sigmoidverfahren

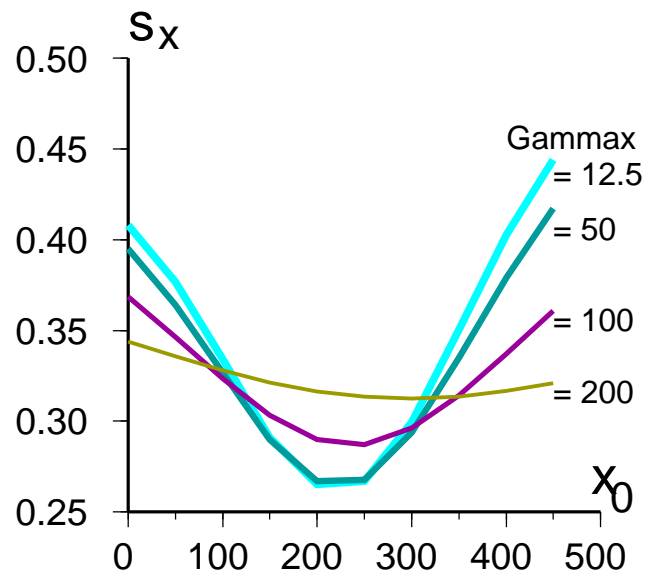
8.1.1 x-Sigmoid, z-Linear

Wie in Kapitel 6.3.1 erläutert, geht es beim Sigmoidverfahren zuerst darum, eine Einschränkung der Parameter in horizontaler Richtung vorzunehmen. Zu diesem Zweck wird die verwendete Sigmoidfunktion in ihrer Wirkung mit zunehmender Tiefe linear auf 0 ausgeblendet.

Abbildung 8.2 zeigt die dabei berechneten Werte für die Standardabweichungen der verbliebenen Residuen als Funktion der Parameter α , x_0 und γ_x . Die Werte sind als Graustufen umgesetzt, wobei dunklere Stufen höhere und somit ungünstigere Standardabweichungen darstellen. Dabei ist in allen Abbildungen der Winkel, unter dem die Mittelpunkte der Sigmoidfunktionen angereicht sind, auf der y-Achse aufgetragen. Das heißt, daß diese Mittelpunkte um so steiler angeordnet sind, je mehr man sich der mittleren Horizontallinie mit $\alpha = 90$ nähert, wo sie senkrecht angeordnet sind. Kleinere α bedeuten eine Neigung Richtung Nordosten, größere Richtung Südwesten. Die x-Achse gibt die Lage des obersten Mittelpunktes auf der x-Achse entsprechend der x-Koordinate im TOR-Koordinatensystem (siehe Seite 3) an. Jede der vier Abbildungen repräsentiert einen Wert für die Breite der Übergangszone γ_x (s. Beschriftung in km).

1. $\gamma_x = 12.5km$ (Abb. 8.2 oben links)
2. $\gamma_x = 50.0km$ (Abb. 8.2 oben rechts)
3. $\gamma_x = 100.0km$ (Abb. 8.2 unten links)
4. $\gamma_x = 200.0km$ (Abb. 8.2 unten rechts)

Abb.8.1: Schnitt durch die Graphiken der Abbildung 8.2 entlang $\alpha = 90$
So wird der Einfluß auf die Lage der Minima deutlich.



Beobachtung

In Abbildung (8.2) fallen folgende Punkte auf:

1. Minima von s_x bilden sich entlang einer Linie aus. (Schwarze Verbindungslinie)
2. Diese Linie ist in allen Varianten annähernd an der gleichen Position, d. h. die Breite der Übergangszone beeinflusst nicht die horizontale Lage derselben (siehe auch Abbildung 8.1).
3. Je größer γ_x , d. h. je breiter die Übergangszone, desto schwächer die Ausprägung des Minimums sowohl relativ zu den Minima anderer γ_x als auch absolut zu den anderen $\alpha - x_0$ -Kombinationen des gleichen γ_x (siehe auch Abbildung 8.1).

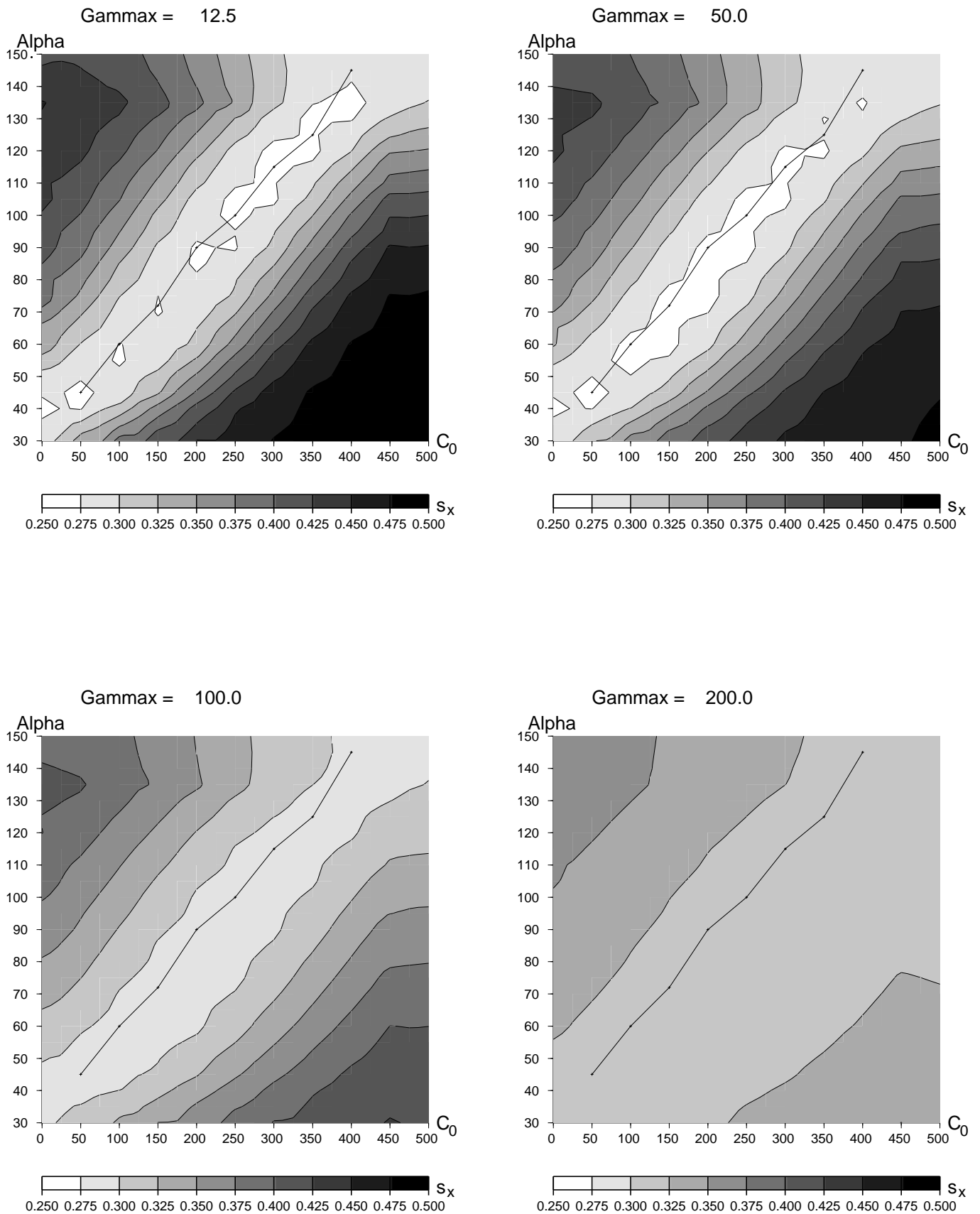


Abb.8.2: s_x als Graustufen bei x-Sigmoid, z-linear als Funktion von α , x_0 und γ_x

Bei der Interpretation mag die Vorstellung des Anblickes eines Flußtales (helle Zonen) zwischen Bergen (dunkle Zonen) von oben helfen.

Schlußfolgerungen

Aus den Beobachtungen lassen sich folgende Schlußfolgerungen und Erklärungen ziehen:

1. Die Lage und Ausrichtung der Übergangszone läßt sich auf bestimmte Kombinationen einschränken, aber nicht auf eine spezielle Kombination von α und x_0 festlegen.
2. Die Übergangszone zwischen den Gebieten höherer und niedrigerer Geschwindigkeiten ist mit bis zu ca. 50 km recht schmal.

Darüberhinaus ist festzustellen, daß von dieser Linie abgegriffene Kombinationen von α und C_0 sich ungefähr an ein und derselben Stelle schneiden. Von diesen Kombinationen wurden die folgenden Kombinationen zur weiteren Bearbeitung im zweiten Schritt (Kapitel 8.1.2) ausgewählt, um die Gleichung (8.1) anzunähern:

$$\alpha = x_0/3,5 + 30 \quad (8.1)$$

1. $\alpha = 45\text{Grad}$
 $x_0 = 50\text{km}$
2. $\alpha = 72\text{Grad}$
 $x_0 = 150\text{km}$
3. $\alpha = 100\text{Grad}$
 $x_0 = 250\text{km}$
4. $\alpha = 145\text{Grad}$
 $x_0 = 400\text{km}$

$$\gamma_x = 50\text{km}$$

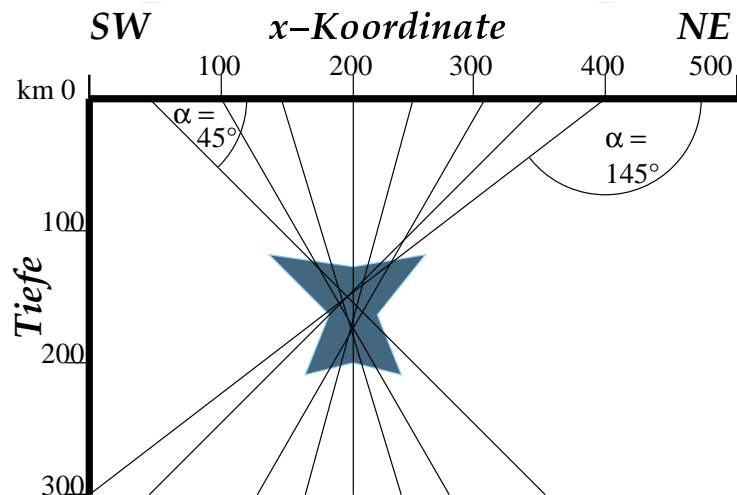


Abb.8.3: Darstellung von $\alpha - x_0$ -Kombinationen mit s_x -Minima
Alle Linien schneiden sich in einem Gebiet.
(Siehe auch Abbildung 8.18 Seite 69).

8.1.2 x-Sigmoid, z-Sigmoid

Wie in Kapitel 6.3.2 erläutert, geht es im zweiten Schritt des Sigmoidverfahrens um eine Einschränkung der Parameter in vertikaler Richtung. Zu diesem Zweck wird die verwendete Sigmoidfunktion in ihrer Wirkung mit zunehmender Tiefe ebenfalls mit einer Sigmoidfunktion auf 0 ausgeblendet. Diese wird dabei durch die Parameter Z_0 (Tiefe der Übergangszone) und γ_z (Breite der Übergangszone) gesteuert.

Abbildung 8.4 zeigt die berechneten Werte für die Standardabweichungen der verbliebenen Residuen als Funktion der Parameter Z_0 und γ_z im Falle der in Kapitel 8.1.1 ausgewählten Kombinationen für die anderen Parameter. Die Werte sind als Graustufen umgesetzt, wobei dunklere Stufen höhere und somit ungünstigere Standardabweichungen darstellen.

Beobachtung

Es fallen folgende Punkte auf:

1. Bei $\alpha = 72$ Grad gibt es kein Minimum, sondern für sämtliche Kombinationen von Z_0 und γ_z gilt $s_x = 0.25$.
2. Bei $\alpha = 72$ Grad liegt der niedrigste Wert aller Kombinationen von α , x_0 und γ_x .
3. In den Fällen, in denen α Werte annimmt, bei denen es zu Minima kommt, liegen die Minima bei größeren Z_0 und γ_z .

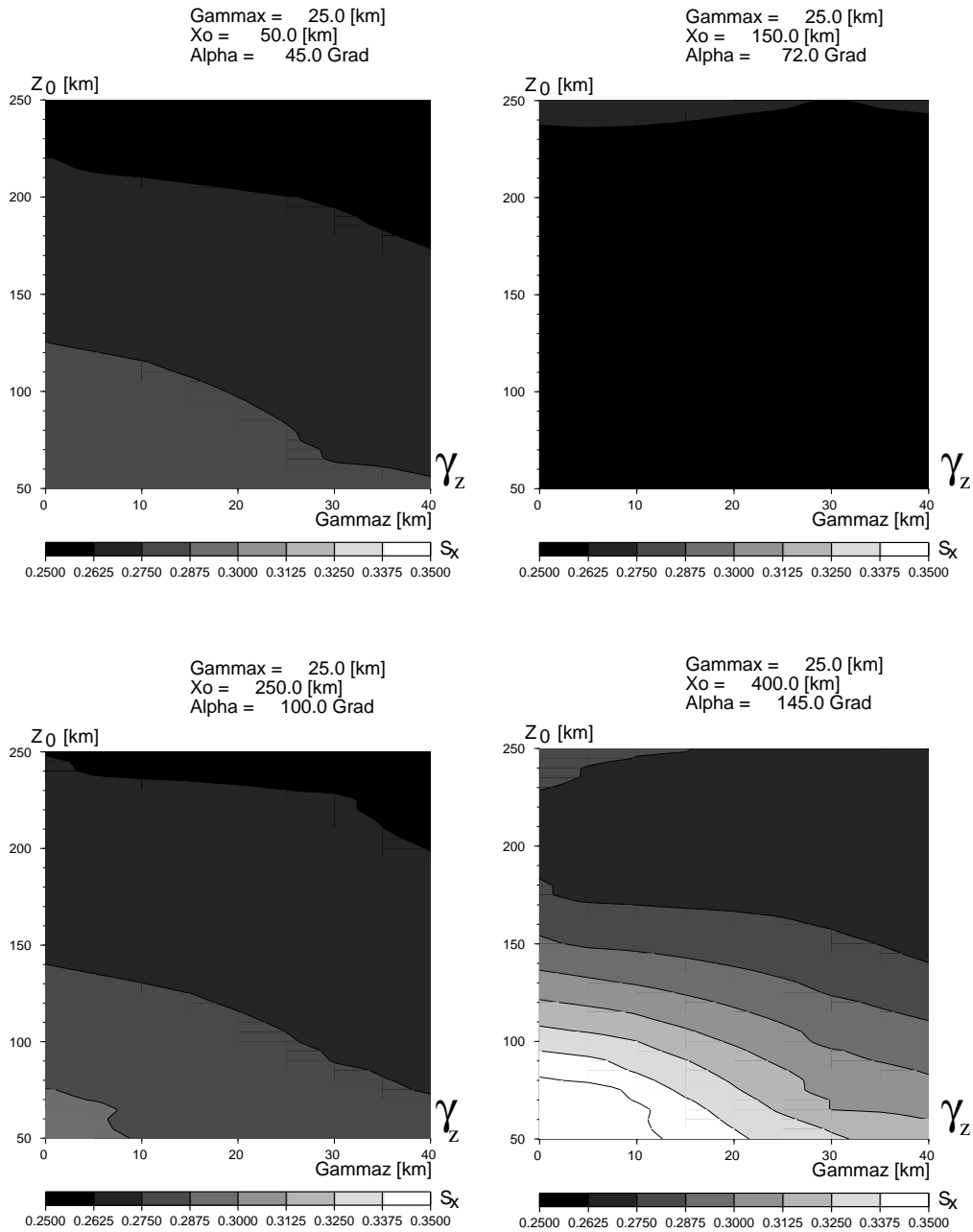


Abb.8.4: s_x als Graustufen bei sowohl horizontaler als auch vertikaler Sigmoidparametrisierung als Funktion von Z_0 und γ_z für die vier in Kapitel 8.1.1 ausgewählten Kombinationen von α , x_0 und γ_x

Schlußfolgerungen

Aus den Beobachtungen lassen sich folgende Schlußfolgerungen und Erklärungen ziehen:

1. Eine Unabhängigkeit von Z_0 und γ_z deutet darauf hin, daß keine Aussage über die Tiefenlage der Übergangszone erreicht werden kann. Nimmt man dieses an, tendieren die Modelle allerdings zu einem Fallen der Übergangszone in Richtung Nordosten (Abbildung 8.6 oben rechts).
2. Der Versuch aus den Darstellungen eine Aussage über die Tiefenlage zu treffen, führt dazu, daß keine Aussage über die Schräglage der Übergangszone gemacht werden kann. Darüberhinaus wird die Tiefe, in der die horizontale Übergangszone sein müßte, zum unteren Modellrand und tiefer gedrückt.
3. Die Lages des *absoluten* Minimums bei $\alpha = 72$ spricht eher für die Aussage 1.

Die Abbildung 8.6 verdeutlicht die sich aus den Kombinationen ergebenden $v(\vec{x})$. In ihr sind die Geschwindigkeitsvariationen amplitudennormiert als Funktion der x-Koordinaten (x-Achse) und Tiefe (y-Achse) als Graustufe dargestellt. Daraus wird ersichtlich, daß der Bereich der Übergangszone festgelegt werden kann, nicht aber die Orientierung der Richtung, in der die Übergangszone in die Tiefe "abtaucht".

Wie sich aus Abbildung 8.5 ergibt, werden die Residuen schon durch dieses einfache Verfahren bereits zu 43 % bis 45 % erklärt. Die Residuen des Sigmoidverfahrens (Abbildungen 8.7a bis 8.7d, S. 48-51) sind deutlich näher an der Nulllinie wie schon ein augenscheinlicher Vergleich mit den "unbehandelten" Residuen in 50 km Tiefe (Abbildung 4.6, S. 15) zeigt. Zum objektiveren Vergleich sind die entsprechenden Standardabweichungen der Residuen für jedes Beben mitnotiert. Der Vergleich der Residuen, die sich aus den vier ausgewählten $\alpha - C_0$ -Kombinationen ergeben (Abbildungen 8.7a bis 8.7d), weisen zueinander kaum Unterschiede auf (Abbildungen 8.5), so daß keine der Kombinationen bevorzugt werden kann.

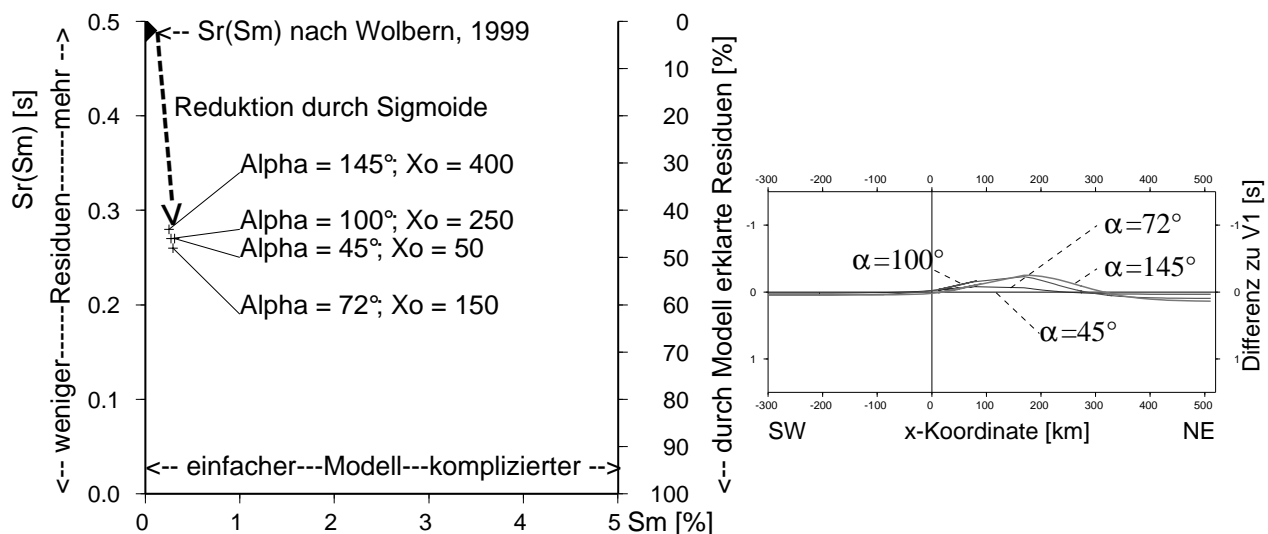


Abb.8.5 linke Graphik: Standardabweichung der Residuen und Modelle im Vergleich zu Wölbern (1999). Zwar ist die Varianz der Modelle größer, aber dafür ist auch die Varianz der Residuen nahezu halbiert.

Abb.8.5 rechte Graphik: Abweichung der Residuen der verschiedenen $\alpha - C_0$ -Kombinationen im Vergleich zur Kombination mit $\alpha = 0$ Grad. Die Residuen unterscheiden sich kaum voneinander.

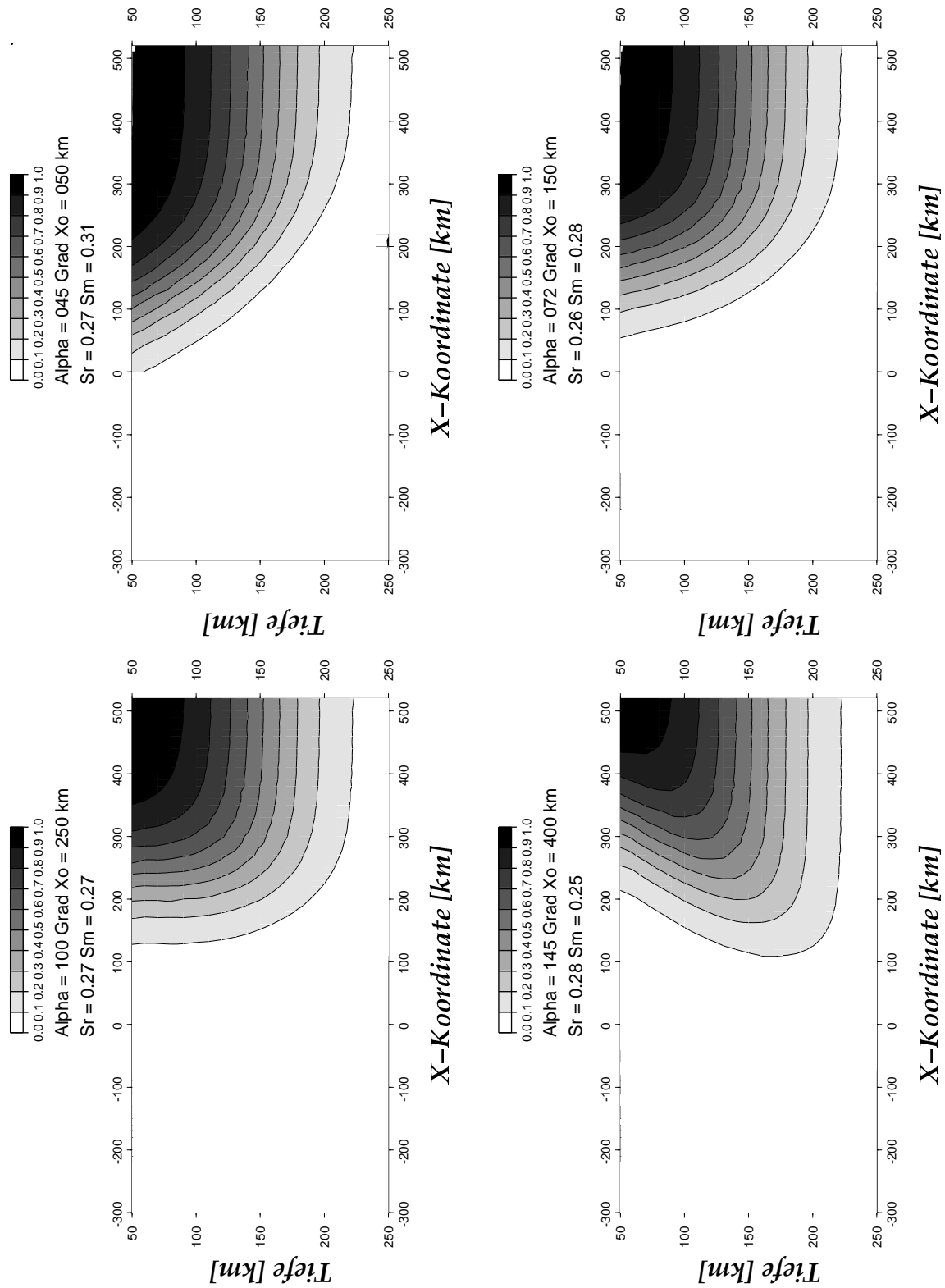


Abb.8.6: normierte Geschwindigkeitsanomalien für die vier in Kapitel 8.1.1 ausgewählten Kombinationen

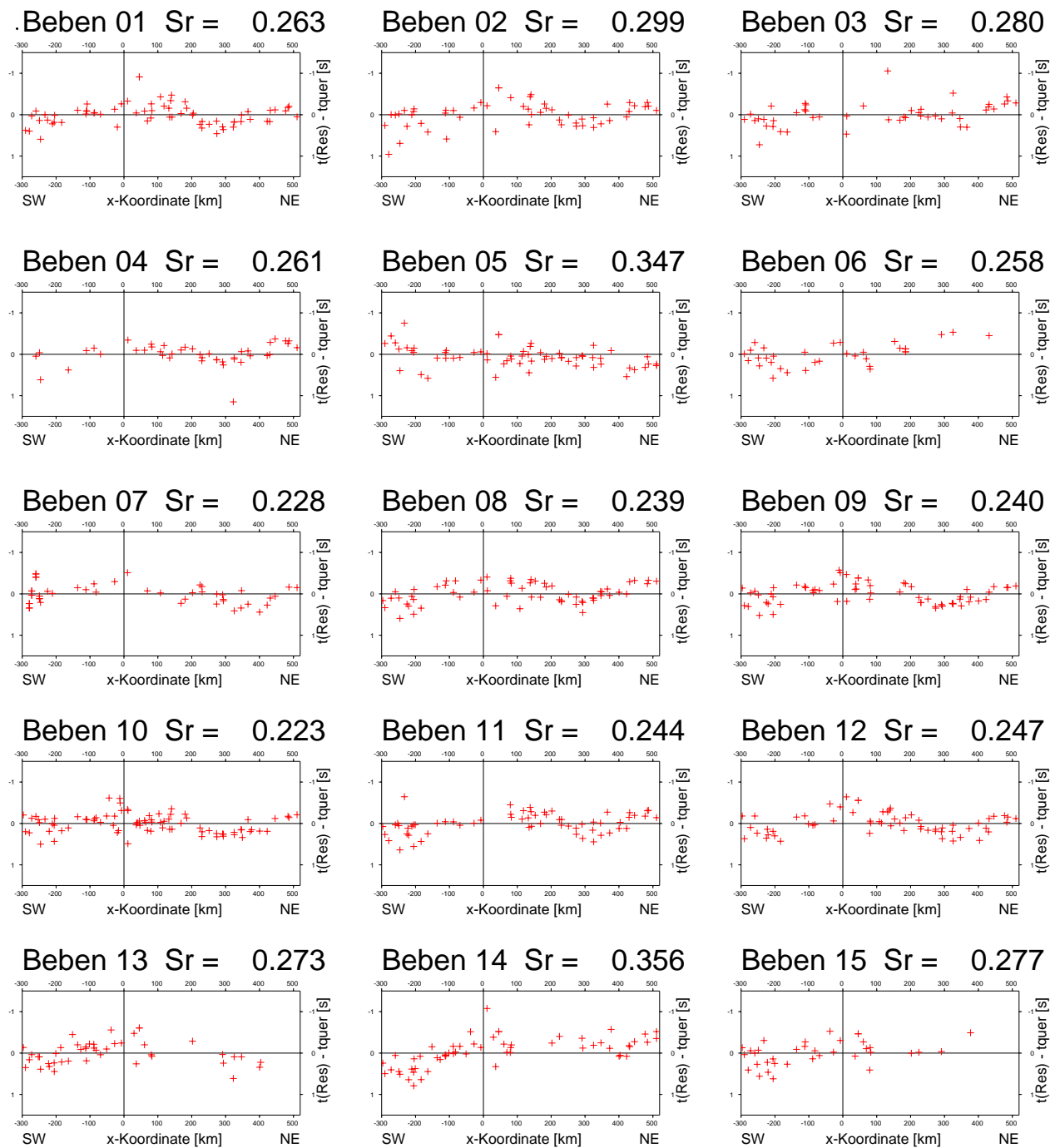
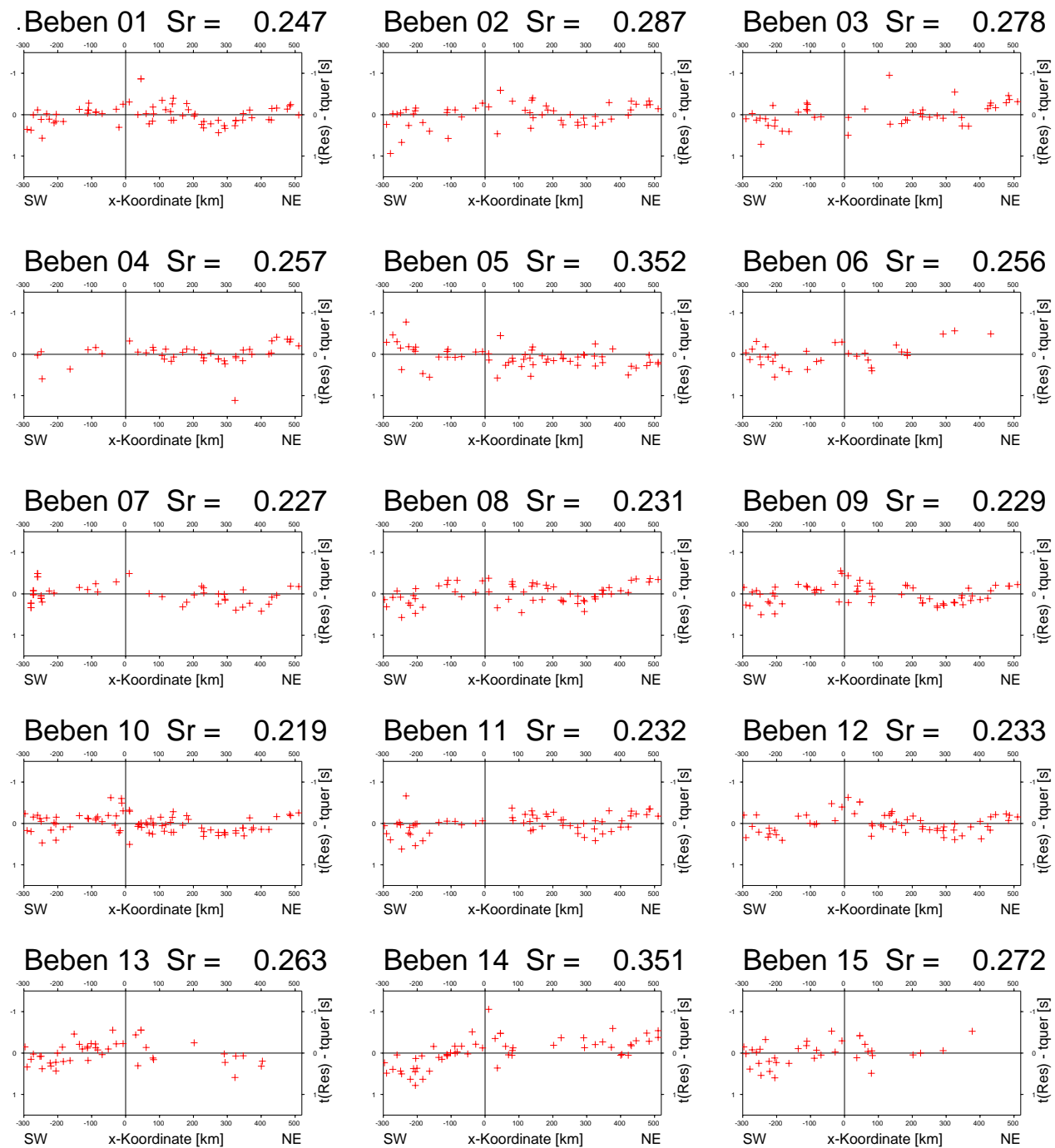


Abb.8.7a: Residuen nach Anwendung des Sigmoidverfahrens mit $\alpha = 45$ Grad

Abb.8.7b: Residuen nach Anwendung des Sigmoidverfahrens mit $\alpha = 72$ Grad

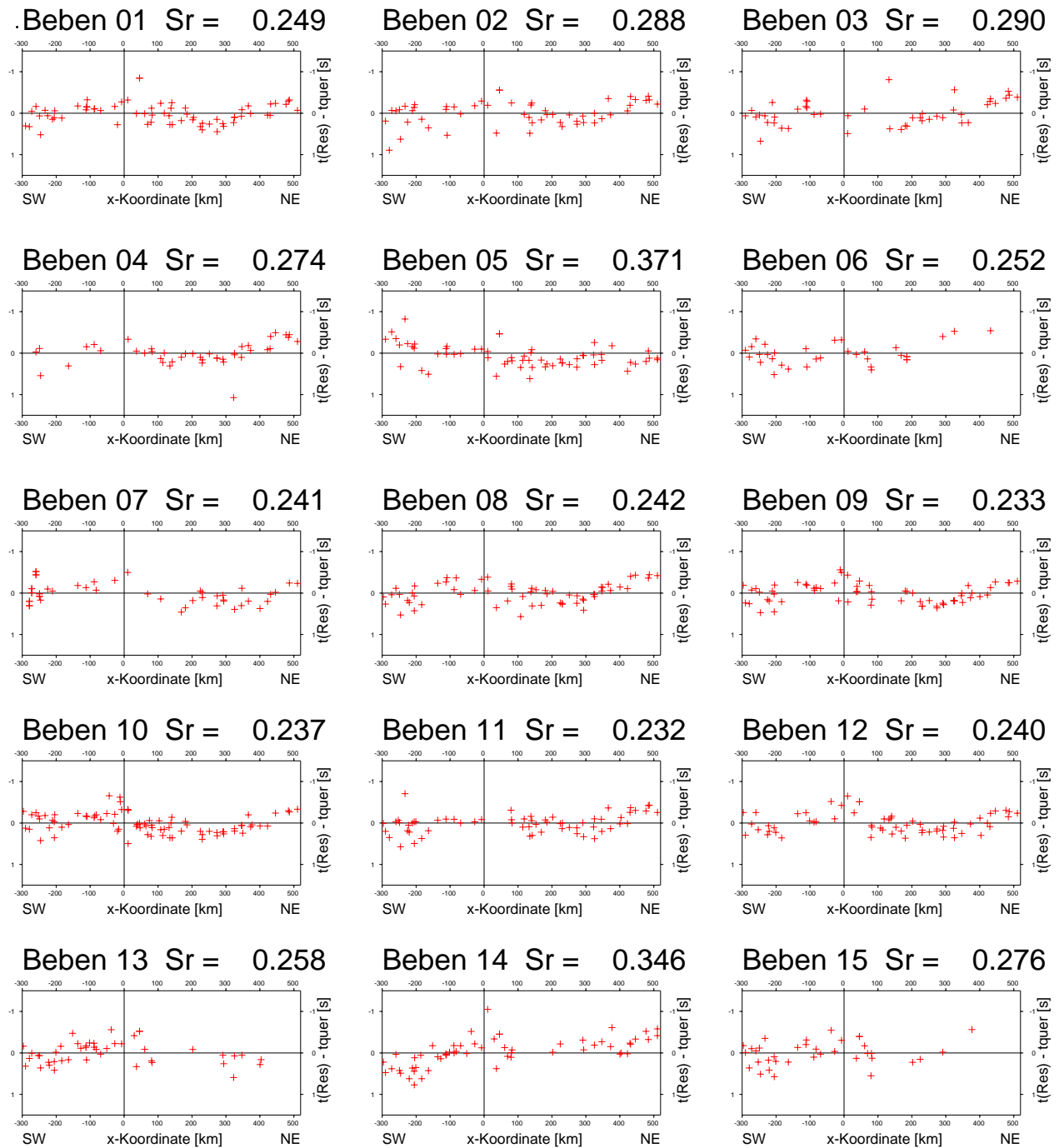
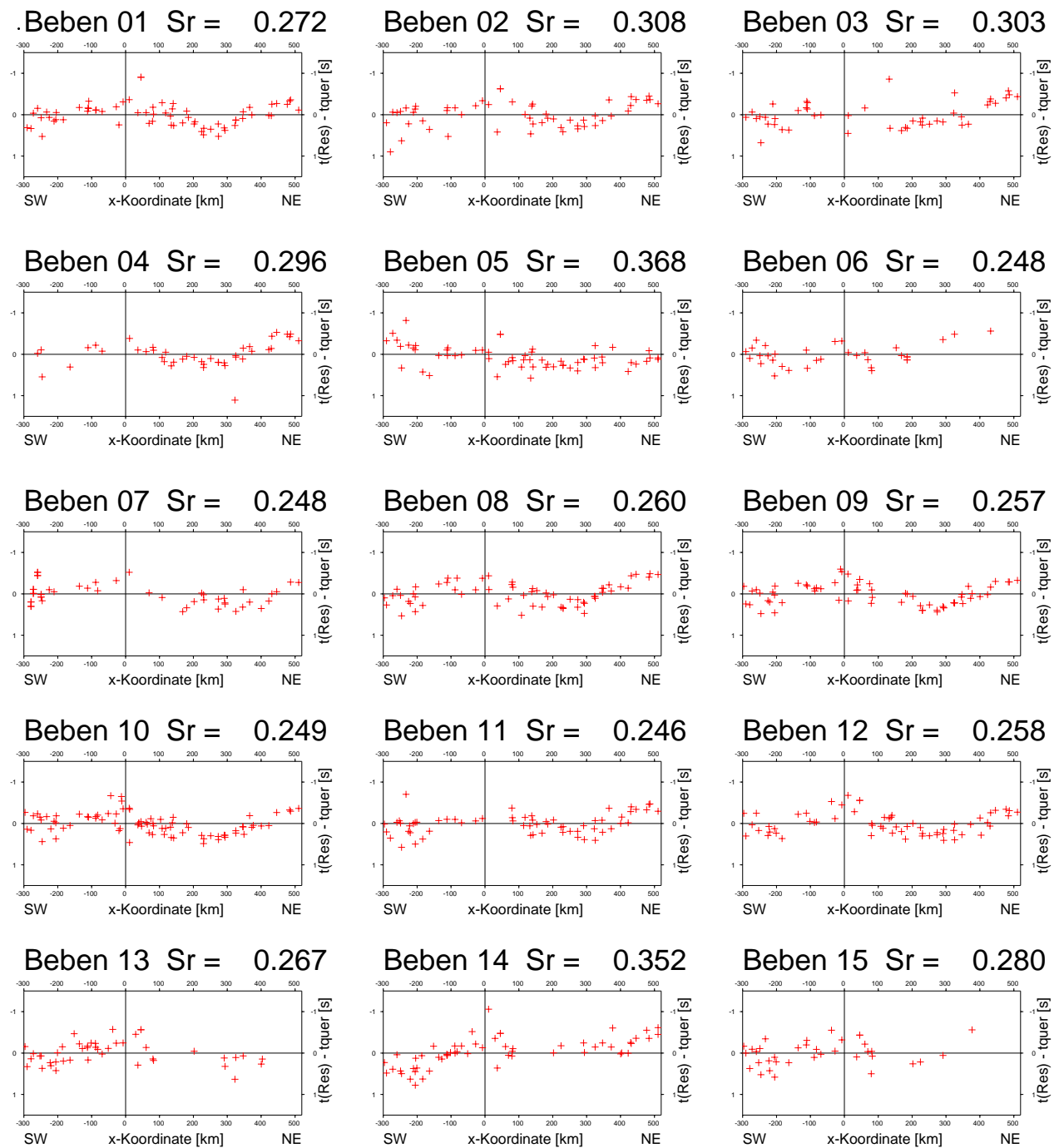


Abb.8.7c: Residuen nach Anwendung des Sigmoidverfahrens mit $\alpha = 100$ Grad

Abb.8.7d: Residuen nach Anwendung des Sigmoidverfahrens mit $\alpha = 145$ Grad

8.2 Fourierverfahren mit Einzelbetrachtung von Wellenzahlen

8.2.1 Überblick

Wie in Kapitel 6.3.3 erläutert, basiert das Fourierverfahren auf der Variation der Menge zugelassener Wellenzahlen. Aufgrund der Geometrie des Meßgebietes (Abbildung 2.2, S. 3) und der Einfallrichtungen der Wellenzüge (Abbildung 2.1, S. 2) ist damit zu rechnen, daß entlang der drei Koordinatenachsen unterschiedliche maximale Wellenzahlen erreicht werden können. Für einen ersten Rechenprozeß werden die zugelassenen Wellenzahlen wie folgt variiert:

1. $0 \leq k_x \leq 7$
2. $0 \leq k_y \leq 3$
3. $0 \leq k_z \leq 4$

Bei Bedarf können weitere Wellenzahlen hinzugenommen werden. Um die Resultate einzelner Modellrechnungen mit verschiedenen Parameterkombinationen miteinander vergleichen zu können, werden die Standardabweichungen (Kapitel 7.1) der verbleibenden Residuen (Y-Achse) und der Modelle (X-Achse) gegeneinander aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.8 dargestellt. Die verschiedenen Symbole unterscheiden dabei die Werte für k_x .

Beobachtung

Es fallen dabei folgende Punkte auf:

1. Ein Wert mit Modellvarianz = 0 und $k_x = 0$ steht isoliert in der oberen linken Ecke.
2. Die meisten anderen Werte unterteilen sich in vier Gruppen die alle,
 - (a) jeweils annähernd gleichviele Punkte enthalten und
 - (b) deren Residualvarianzen negativ mit dem k_x -Wert korreliert sind.
Diese Korrelation ist aber nicht linear, sondern sinkt stark mit zunehmenden k_x . Der Übergang von $k_x = 0$ (dünne durchgezogene Linie) auf $k_x = 1$ (dicke durchgezogene Linie) verbessert die Residuen deutlich um ca. 40%. Beim Übergang von $k_x = 1$ auf $k_x = 2$ (gepunktete Linie) ist diese Verbesserung mit ca 15% schon deutlich geringer. Daran anschließende Übergänge von $k_x = 2$ bis $k_x = 6$ (gestrichelte Linie) erbringen mit rund 10% so wenig Fortschritt, daß sich Werte noch überschneiden.
3. Innerhalb einer solchen Gruppe ist zu beobachten,
 - (a) daß die Werte zwar in der Modellvarianz stark streuen.
 - (b) daß die Werte jedoch deutlich weniger in der Residuenvarianz streuen.
 - (c) daß die Residualvarianz mit der Modellvarianz negativ (leicht) korreliert ist.
4. Von den 160 berechneten Werten waren einige numerisch derart instabil, daß deren Resultate nicht in diese Graphik aufgenommen wurden.

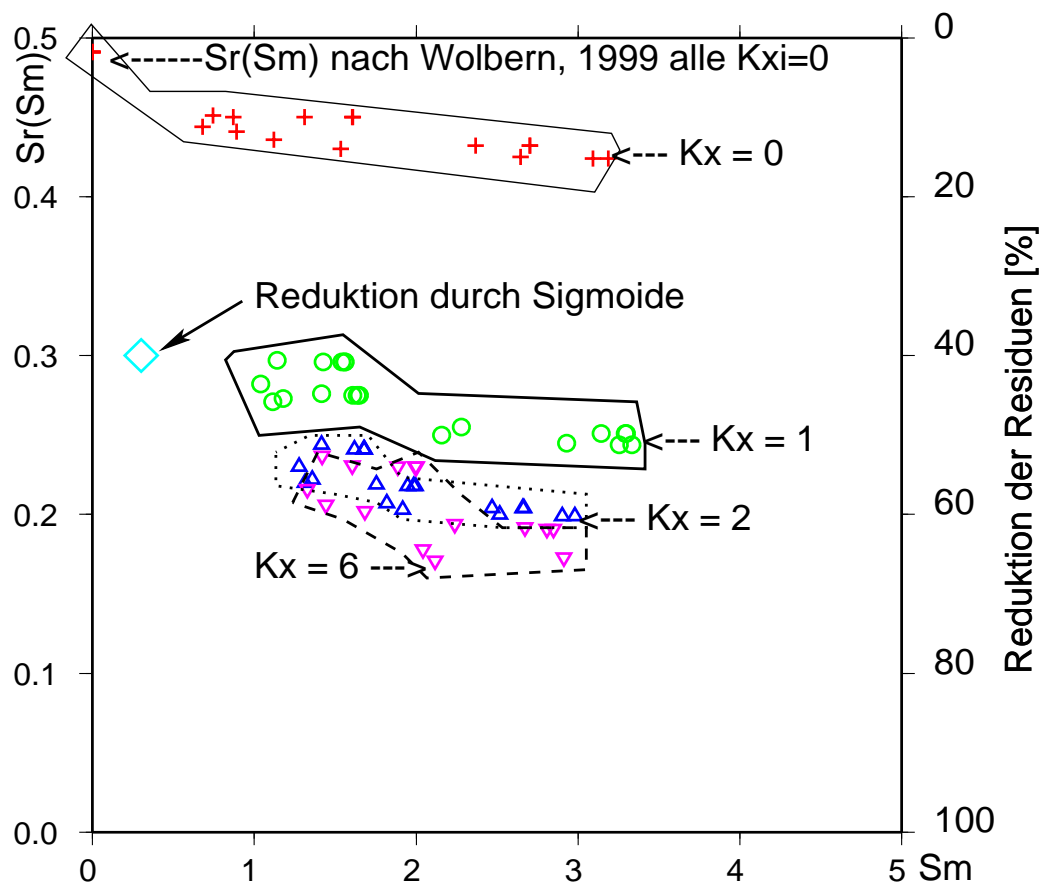


Abb.8.8: Abhängigkeit der Residuenvarianzen (Y-Achse) von den Modellvarianzen (X-Achse) für verschiedene Kombinationen der Wellenzahlen in X-Richtung (Symbole)

Mit steigendem K_x sinkt die Residuenvarianz, wenn auch mit abnehmender Stärke.

Schlußfolgerungen

Aus den Beobachtungen lassen sich folgende Schlüsse und Erklärungen ziehen:

1. Der Einzelwert (in der oberen linken Ecke) stellt den Fall dar, in dem alle k_{x_i} nullgesetzt sind ("Nullfall"). Dieses entspricht dem Fall, der keine Variationen der Geschwindigkeitsverteilung $v_p(x_i)$ gegenüber dem IASPEI91-Modell zuläßt. Die Residualvarianz entspricht derjenigen, die für die Residuen in 50 km Tiefe ermittelt wurden (Wölbern, 1999, Kapitel 4.6 Seite 17).
2. Jede Kombination von Wellenzahlen bringt eine Erhöhung der Modell- und eine Absenkung der Residualvarianz gegenüber dem "Nullfall".
3. Der größte Teil der Absenkung der Residualvarianz ist auf die Erhöhung von k_x von 0 auf 6 zurückzuführen. Eine weitere Erhöhung von k_x führt zu keiner weiteren großen Absenkung.
4. Die Variation der beiden anderen Wellenzahlen (k_y und k_z) führt auch zu Absenkungen der Varianz der Residuen, aber auch zu einer Erhöhung der Varianz der Modelle. Die genaue Abhängigkeit läßt sich aus dieser Darstellung aber nicht weiter ableiten.

8.2.2 Abhängigkeit von k_y und k_z

Zu einer besseren Bestimmung der Abhängigkeit der Varianzen der Residuen und Modelle von den k_y und k_z wird eine getrennte Darstellung gewählt. Dabei werden jeweils die k_y und k_z auf der X-Achse und die Varianzen jeweils an den Y-Achsen wie folgt angetragen (Abbildung 8.9):

x-Achse	y-Achse	Graphik	x-Achse	y-Achse	Graphik
k_z	S_r	oben links	k_y	S_r	oben rechts
k_z	S_m	unten links	k_y	S_m	unten rechts

Beobachtung

Es fallen dabei folgende Punkte auf:

1. Im Falle der Residuenvarianz (Abbildung 8.9, obere Graphiken) gilt
 - (a) für k_y (Abbildung 8.9, obere rechte Graphik), daß
 - i. ab $k_y = 1$ keine wesentliche Verringerung und damit Verbesserung der Residuenvarianz festzustellen ist.
 - ii. der Grenzwert, ab dem keine wesentliche Verbesserung mehr erfolgt, durch höhere k_z erhöht wird, wenn auch die Wirkung auf die Residuen weit weniger stark ausfällt.
 - (b) für k_z (Abbildung 8.9, obere linke Graphik) gilt, daß
 - i. ebenfalls ab einem Grenzwert keine weitere Verringerung und damit Verbesserung der Residuenvarianz festzustellen ist.
 - ii. dieser Grenzwert ebenfalls von der Größe von k_y beeinflusst wird. So ist für $k_y = 0$ keine Verbesserung der Residuen durch Erhöhung von k_z zu beobachten. Für $k_y = 2$ senken sich die Residuen bis zu einer Erhöhung von $k_z = 2$.
2. Im Falle der Modellvarianz (Abbildung 8.9, untere Graphiken) gilt
 - (a) für k_y (Abbildung 8.9 untere rechte Graphik), daß
 - i. mit steigendem k_y die Modellvarianz weiter steigt.
 - (b) Für k_z (Abbildung 8.9, untere linke Graphik) gilt, daß
 - i. mit steigendem k_z die Modellvarianz weiter steigt.
 - ii. ab $k_z = 3$ keine weitere Erhöhung der Modellvarianz festzustellen ist.
 - iii. für $k_y = 0$ k_z keinen Einfluß auf die Modellvarianz zu haben scheint. Dieses entspricht dem Fall $k_x = 0, k_y = 0, k_z \neq 0$, der nicht gelöst werden kann, da lediglich Residuen betrachtet werden (siehe Kapitel 6.3.3)

Schlußfolgerungen

Aus diesen Beobachtungen lassen sich folgende Schlußfolgerungen und Erklärungen ziehen:

1. Eine detaillierte Auflösung der Geschwindigkeitsverteilung in Y- und Z-Richtung ist nicht bzw. nur eingeschränkt bis $k_y = 1; k_z = 2$ möglich.
2. In X-Richtung hingegen ist dieses bis zu $k_x = 6$ möglich.

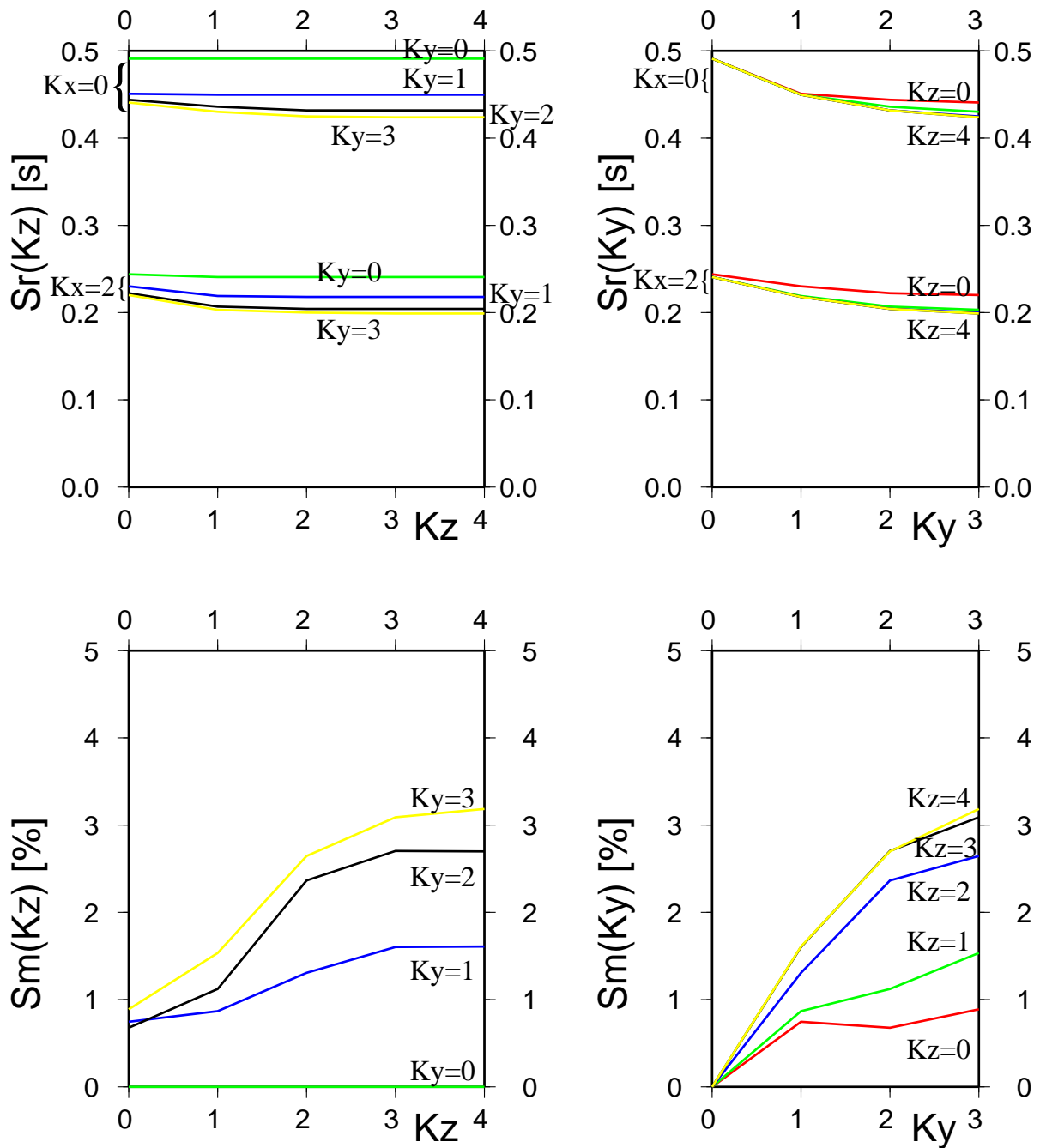


Abb.8.9a: Sr (Y-Achsen, obere Graphiken) und Sm (Y-Achsen, untere Graphiken) in Abhängigkeit von k_y (X-Achsen, rechte Graphiken) und k_z (X-Achsen, linke Graphiken) für $k_x = 0$. Für die Residuen (obere Graphiken) sind die Werte auch für $k_x = 2$ angetragen.

Für eine Auflösung in Y- und Z-Richtung sind die Einzelbetrachtungen der k_{x_i} nur beschränkt einsetzbar.

Die beiden folgenden Abbildungen verdeutlichen die Auswirkungen der Steigerung der zugelassenen Wellenzahlen auf die verbleibenden, nicht durch das jeweilige Modell erklärten Residuen in 50 km Tiefe. Die Ähnlichkeit dieser Darstellung mit den Abbildungen 4.3, 4.6 und 8.7a-d darf nicht darüberhinwegtäuschen, daß hier nur das Beben 09 dargestellt ist. Es darf also nur der Vergleich mit dem Beben 09 der anderen Abbildungen vorgenommen werden.

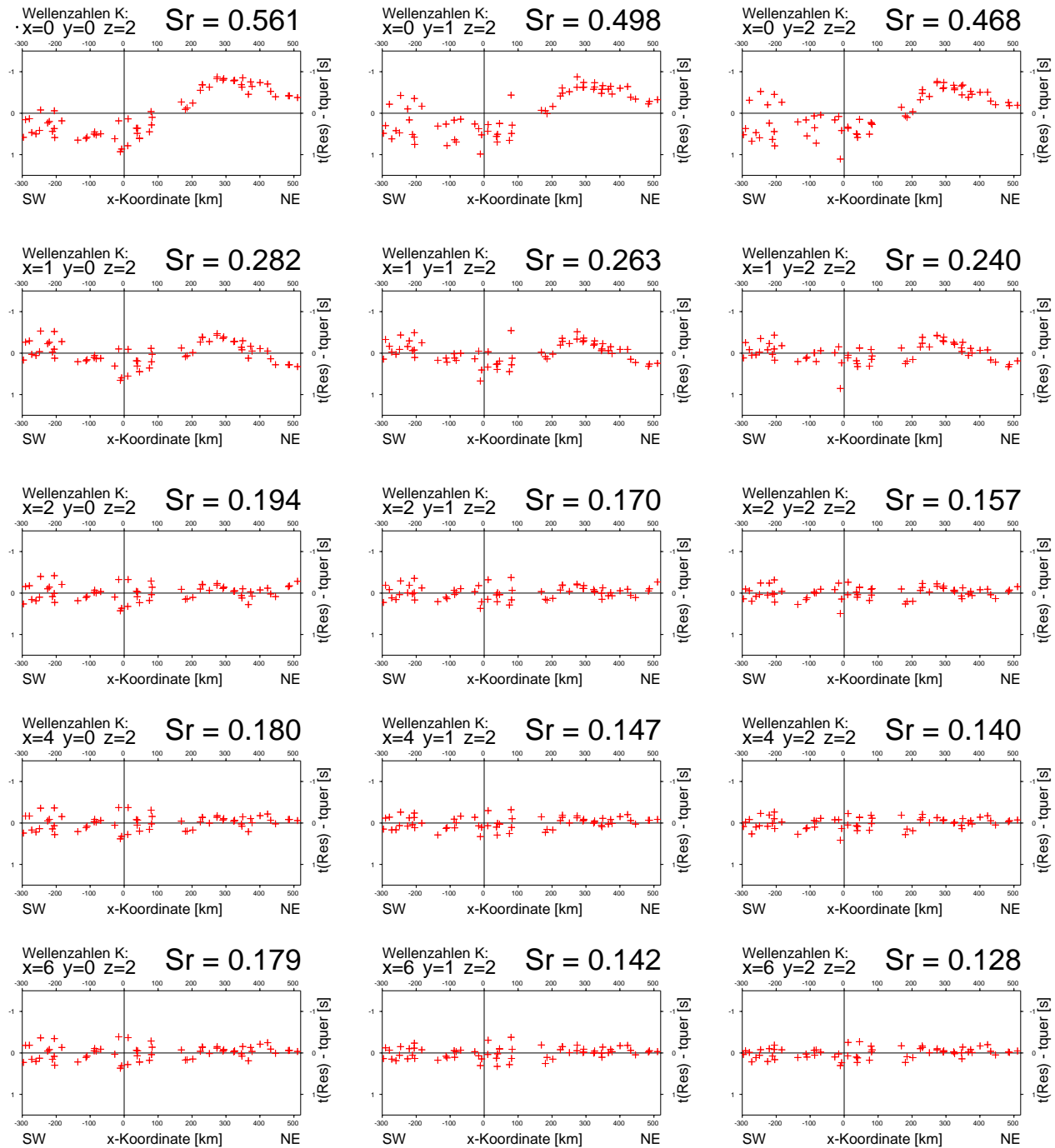


Abb.8.9b: Residuen in 50 km Tiefe des Beben 09, wie sie sich bei unterschiedlichen Modellen ergeben. Ab einer bestimmten Wellenzahl bewirkt eine weitere Erhöhung keine Verbesserung der Residuen mehr.

Nach rechts nehmen in jeweils einer Spalte die k_y und nach unten die k_x zu. Der Übergang von $k_y = 0$ (linke Spalte) auf $k_y = 1$ (mittlere Spalte) bringt eine deutlichere Reduzierung von S_r als der dann folgende Übergang auf $k_y = 2$ (rechte Spalte). Nach unten bringen die Erhöhungen von k_x ebenfalls pro Übergang immer kleinere Verbesserungen. Beim Übergang von $k_x = 4$ auf $k_x = 6$ beträgt die Verbesserung für $k_y = 1$ und $k_z = 2$ nur noch ganze 3 %.

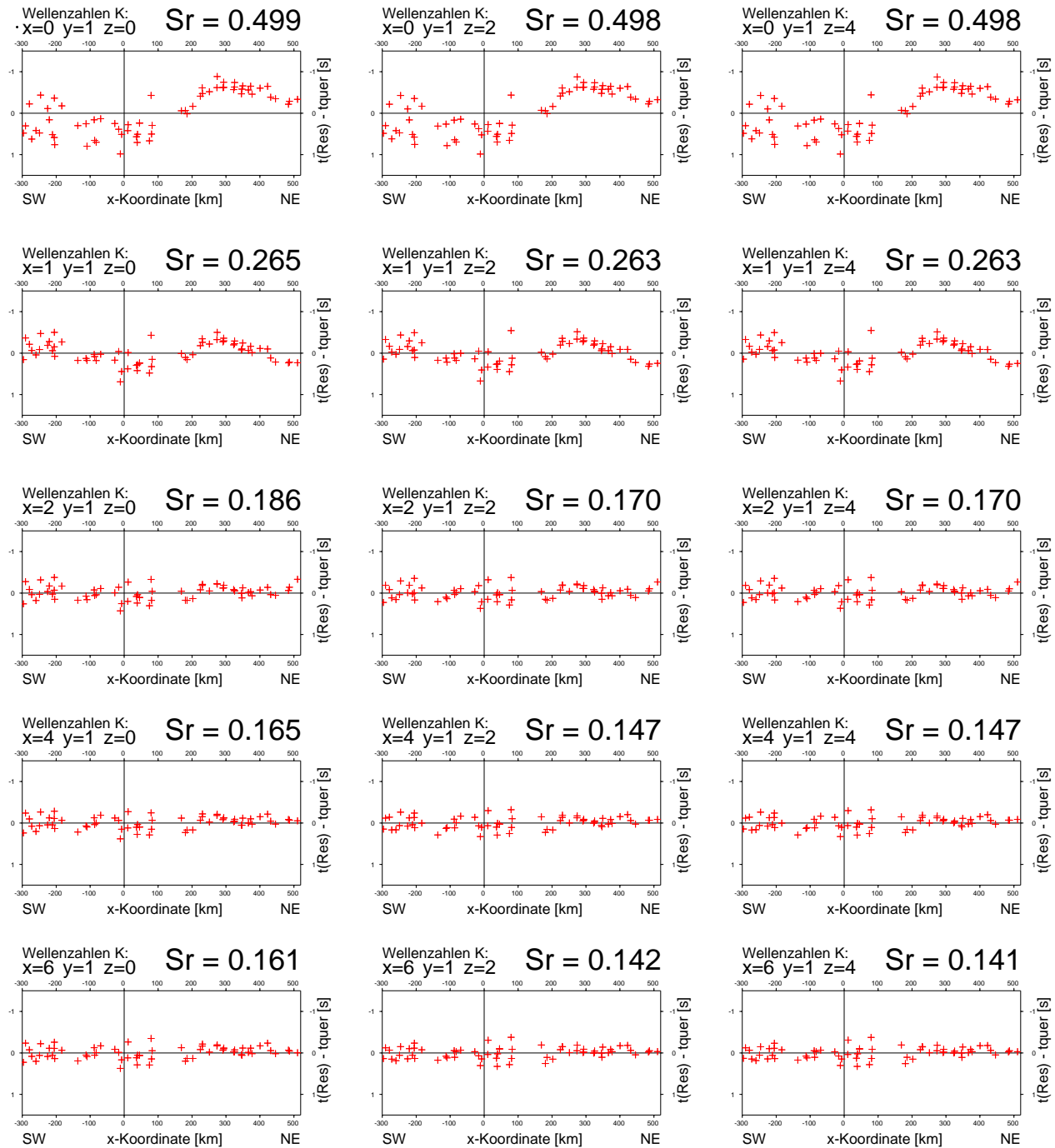


Abb.8.9c: Residuen in 50 km Tiefe des Beben 09, wie sie sich bei unterschiedlichen Modellen ergeben.

Ab einer bestimmten Wellenzahl bewirkt eine weitere Erhöhung keine Verbesserung der Residuen mehr.

Nach rechts nehmen in jeweils einer Spalte die k_z und nach unten die k_x zu. Der Übergang von von $k_z = 0$ (erste Spalte) auf $k_y = 2$ (mittlere Spalte) bringt noch eine deutlichere Reduzierung von S_r . Der dann folgende Übergang auf $k_z = 4$ (rechte Spalte) bringt dann kaum noch meßbare Verringerungen von S_r .

8.3 Fourierverfahren mit gewichteter Abtastung des Parameterraumes

Die im vorherigen Kapitel durchgeführte Einzelbetrachtung führt nur zu einer detaillierten Aussage in x-Richtung. Um aus der Gesamtheit des Parameterraumes eine übergeordnete Aussage zu extrahieren, werden in diesem Kapitel die 160 Modellrechnungen aller Wellenzahlenkombinationen mit

1. $0 \leq k_x \leq 7$ (Wie im Kapitel zuvor gezeigt wurde,
2. $0 \leq k_y \leq 3$ läßt sich die Standardabweichung der Residuen
3. $0 \leq k_z \leq 4$ auch durch Zulassung höherer k_{x_i} nicht weiter reduzieren)

zu einem Gesamtmodell zusammengefaßt. Diese wurden dann für jeden Koordinatenpunkt miteinander in Beziehung gesetzt, nachdem sie durch die Varianz der Residuen und Modelle gewichtet wurden (siehe Abbildung 8.10). Dabei wurden folgende statistische Werte extrahiert:

1. Die Medianwerte, die als wahrscheinliche Werte für das Geschwindigkeitsmodell angesehen werden.
2. Die relative Abweichung zu IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991) als Maß für die Geschwindigkeitsanomalie.
3. Die Streuung der Geschwindigkeitswerte eines Koordinatenpunktes als Maß für die Genauigkeit bzw. Übereinstimmung der Werte.
4. Das 0.8-Quantil als Abschätzung für eine obere Grenze der Geschwindigkeiten.
5. Das 0.2-Quantil als Abschätzung für eine untere Grenze der Geschwindigkeiten.

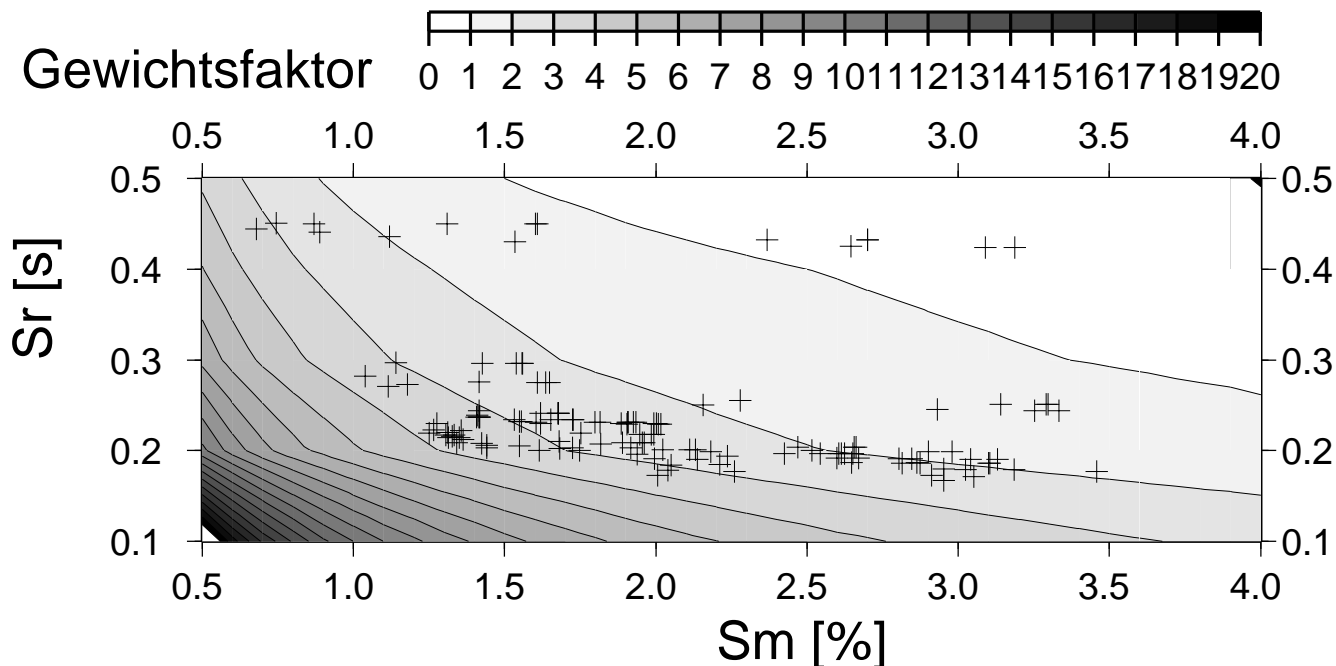


Abb.8.10: Darstellung der Funktion $Gewichtsfaktor = 1/(S_r \cdot S_m)$. Kreuze stellen die tatsächlich vorhandenen Kombinationen von $s_r(s_m)$ (Y-Achse) und s_r (X-Achse) dar.

Jeder der statistischen Werte eines Koordinatenpunktes wird entsprechend seiner Varianz der Modelle und Residuen gewichtet. Je kleiner die Varianz, desto höher das Gewicht.

8.3.1 $v(\vec{x})$ (Mediane)

Abbildung 8.11 stellt den für jeden Koordinatenpunkt ermittelten Median auf den Profilen mit den Koordinaten $x = 0$; $x = 520$ km; $y = 0$ km und $y = 240$ km dar. Dieser liegt von allen 160 gewichteten Modellrechnungen in der Mitte und wird als v_P interpretiert. Er kann als die wahrscheinlichste Geschwindigkeit interpretiert werden, wobei langwellige Komponenten stärker gewichtet sind. Sie kommen im Gegensatz zu den kurzwelligen Komponenten in jedem der 160 berücksichtigten Modelle vor. Die Graphik stellt Profilschnitte für die Tiefe von 50 km bis 300 km dar, wie sie sich für einen Betrachter aus Südost ergeben würden. Zur genauen Lage der Profile siehe Abbildung 2.2. Zudem ist dargestellt, wie sich die Geschwindigkeiten des IASPEI91-Modells verteilen würden.

Als markanteste Struktur der Geschwindigkeitsverteilung fällt der Bereich der Geschwindigkeitserniedrigung im Bereich des Norddeutschen Beckens bei Profilkilometer $X = 0$ km auf (11). Diese ist entlang der gesamten Y-Achse zu beobachten und weist nur eine geringe laterale Variabilität auf (12). Trotzdem ist ein deutliches Absinken der Linien gleicher Geschwindigkeit mit abnehmenden Y-Koordinaten, also in Richtung Ost-südost, feststellbar (13). So ist beispielsweise bei $Y = 240$ km die Geschwindigkeit von 8,0 km/s in rund 70 km Tiefe anzutreffen (14), bei Rügen ($y = 0$ km) jedoch in 120 km Tiefe (15).

Ferner ist zu beobachten, daß sowohl zur Nord- als auch zur Südseite des Beckens die Geschwindigkeiten auf gleicher Tiefe betrachtet deutlich höher werden. Diese erreichen ihre Maxima bei $x_{Süd} = -200$ km (16a) und $x_{Nord} = 350$ km (16b), wobei das zweite Maximum um 0.2 km/s deutlicher ausgeprägt ist. Zu den Nordnordost- und Südsüdwestenden der Profile sinken die Geschwindigkeiten wieder um 0.1 km/s ab (17).

8.3.2 $v(\vec{x})$ -Anomalie (Differenz Mediane-IASPEI91 relativ zu IASPEI91)

Wichtig ist jedoch nicht nur eine Betrachtung der Geschwindigkeiten selbst, sondern wie diese sich zu dem Referenzmodell IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991) verhalten. Dazu wurde in der gleichen Darstellungsart die Differenz zum IASPEI91-Modell, normiert auf die Modellwerte selbst, als prozentuale Abweichung dargestellt (Abbildung 8.12).

Auch hier fällt die deutliche Geschwindigkeitserniedrigung im Bereich von Rügen auf, wo sie mit bis zu -4 % am stärksten ausfällt (21). Während das Maximum nördlich des Beckens (Abbildung 8.11:(16b)) auch eine positive Anomalie darstellt (22b), ist dieses bei der südlichen (Abbildung 8.11:(16a)) nicht der Fall (22a). Dort wird in 50 km Tiefe gerade erst die Referenzgeschwindigkeit erreicht.

Interessant ist, daß gerade im Bereich der STZ keine Abweichung zu verzeichnen ist (23). Diese Zone der Übereinstimmung mit dem Referenzmodell zieht sich bis in 300 km Tiefe, wobei sie sich bis dorthin um 100 km bis 150 km in x-Richtung (Nordnordost) verlagert (24). Diese Orientierung weist auch die positive Anomalie zumindest bei höheren Y-Koordinaten auf (25).

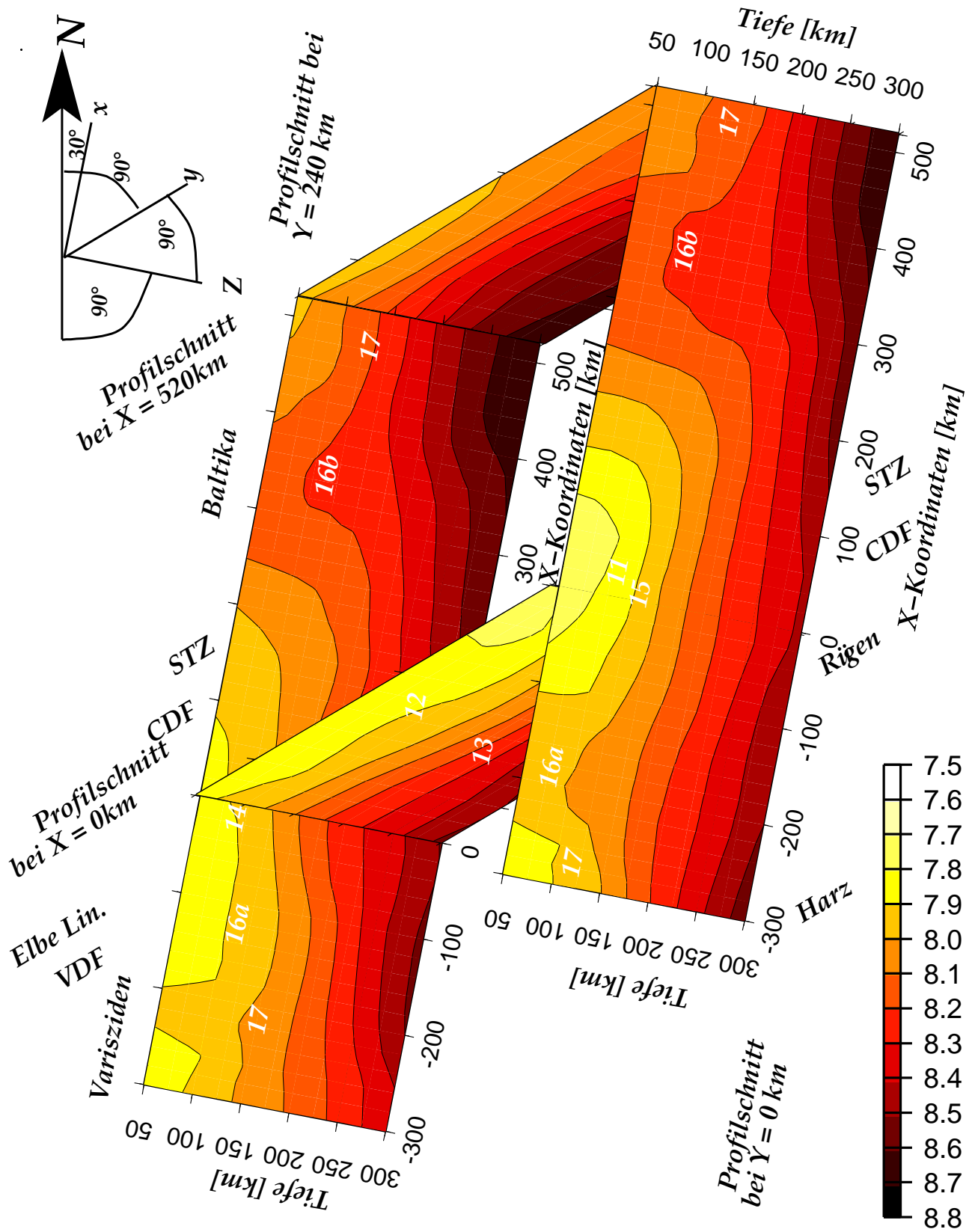


Abb.8.11: $v(\vec{x})$ (Mediane)

(Grauwerte in km/s, Lage der Profile siehe Abbildung 2.2)

Der überwiegend zweidimensionale Charakter in Richtung Nordnordost-Südsüdwest wird deutlich.

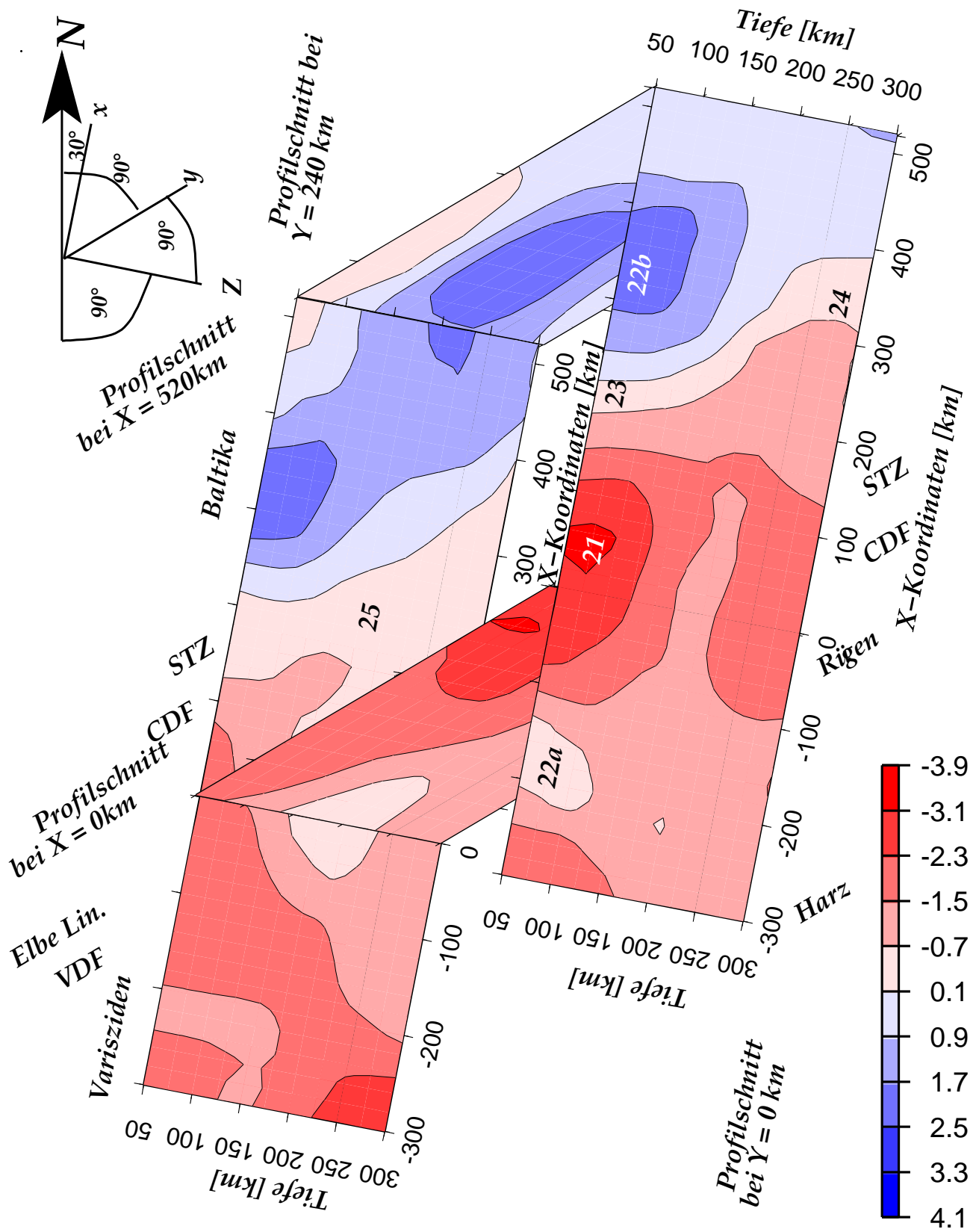


Abb.8.12: $v(\vec{x})$ -Anomalie (Differenz der Mediane zu IASPEI91 als Bruchteil von IASPEI91) (Farbwerte in %, Lage der Profile siehe Abbildung 2.2)
 Unterhalb des Norddeutschen Beckens sind die Geschwindigkeiten deutlich geringer.

8.3.3 Streuung als Maß für die Genauigkeit

Neben den Werten der Geschwindigkeit und der daraus abgeleiteten Anomalie konnten bei diesem Verfahren auch Werte für die Streuung der verschiedenen Modelle zueinander sowie Ober- und Untergrenzen bestimmt werden. Die in Abbildung 8.13 dargestellte Streubreite der 160 verwendeten Modelle zeigt auf, an welchen Stellen sich eine deutliche Aussage treffen läßt (hellere Zonen) und wo die Ergebnisse ungenauer sind (dunklere Zonen). Es ist dieses insbesondere nördöstlich der Insel Rügen der Fall (31). Dort stehen aber auch am wenigsten Informationen zur Verfügung, da für das Projekt TOR lediglich Landseismometer und keine **O**zeanbodenseismometer (OBS) (Kapitel 2) zur Verfügung standen. Diese Erklärung greift allerdings für die Zone der Ungenauigkeit bei $x = 0\text{km}$ nur für den Bereich $0\text{km} \leq y \leq 100\text{km}$ (32). Beiden Zonen ist jedoch gleich, daß sie auf den oberen Bereich beschränkt bleiben. Der Bereich $100\text{km} \leq y \leq 150\text{km}$ hingegen bietet gute Stationsdichten, die sich weiter westnordwestlich und in größeren Tiefen auch wieder in geringen Streuungswerten ausdrücken (33).

Die Zone, in der sich in Kapitel 8.1.1 die Kombinationen der dortigen Parameter überschneiden, ist auch in dieser Darstellung als Zone geringer Schwankungsbreite der Modelle zu erkennen. Das heißt, daß hier eine gute Aussage über die Geschwindigkeiten gemacht werden kann.

8.3.4 Abschätzung für obere und untere Geschwindigkeiten (80%)

Aus der Menge der 160 Werte für die Geschwindigkeit eines bestimmten Punktes kann nicht nur die wahrscheinlichste Geschwindigkeit und deren Wahrscheinlichkeit bestimmt werden. Die Geschwindigkeiten, ab der ein bestimmter Prozentsatz aller Werte kleiner bzw. größer ist (Quantile), kann als Ober- und Untergrenze interpretiert werden. Dabei ist gegeneinander abzuwägen, daß eine Steigerung der Wahrscheinlichkeit durch die Erhöhung des Anteils eine Erhöhung der Differenz zu den Medianwerten (Abbildung 8.13) nach sich zieht. Damit würde aber gerade die entscheidende Aussagekraft geschwächt. Die Abbildungen 8.14 und 8.15 zeigen die Geschwindigkeiten für die Quantile 0.8 und 0.2.

Die wesentlichen Elemente, wie sie schon bei den Medianwerten (Kapitel 8.3.1) beschrieben wurden, sind auch bei den Grenzgeschwindigkeiten zu beobachten. Auffällig ist jedoch, daß entlang $X = 0$ die unteren Grenzgeschwindigkeiten die Struktur der Mediane nachzeichnen, während die oberen Grenzgeschwindigkeiten in der Mitte bei $80\text{ km} \leq y \leq 160\text{ km}$ von einer Zone leicht erhöhter Geschwindigkeiten unterbrochen werden.

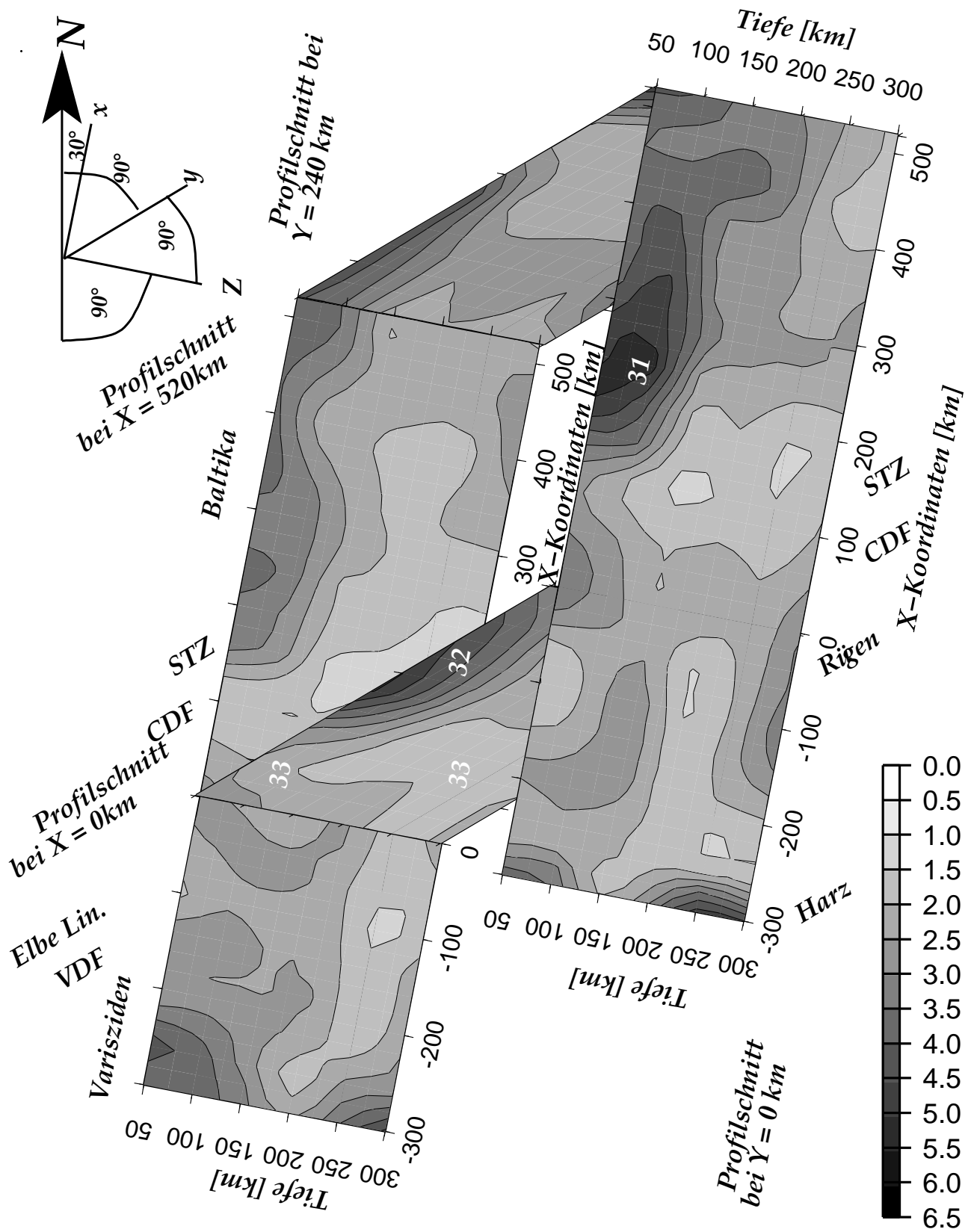


Abb.8.13: Die Streuung der Werte eines Koordinatenpunktes als Maß für die Genauigkeit bzw. Übereinstimmung der Werte (Grauwerte in %, Lage der Profile siehe Abbildung 2.2)
 Unterhalb von Fyn sind die Geschwindigkeiten deutlich unsicherer bestimmt.

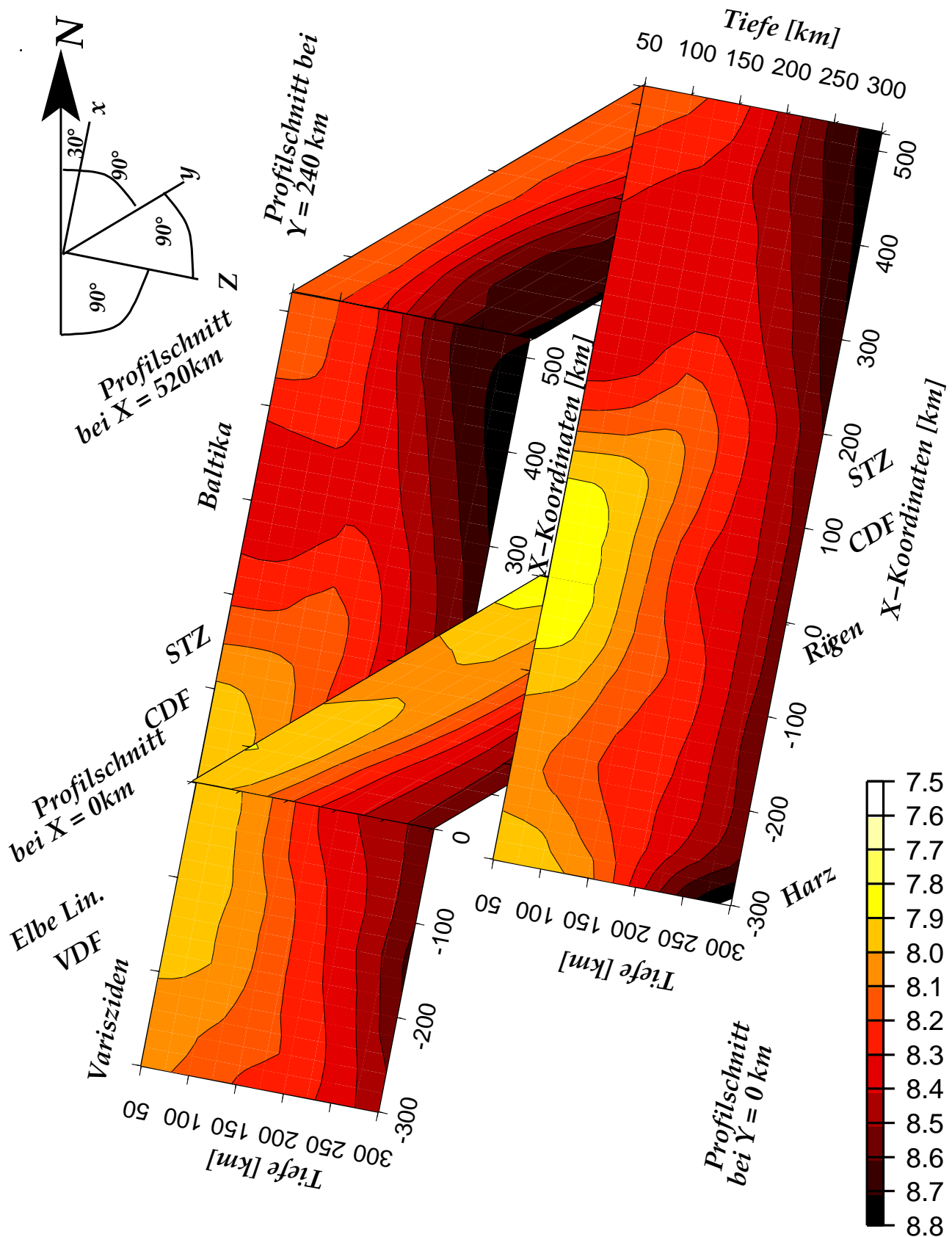


Abb.8.14: Das 0.8-Quantil als Abschätzung für eine obere Grenze der Geschwindigkeiten (Grauwerte in km/s, Lage der Profile siehe Abbildung 2.2)

Unterhalb von Fyn sind höhere Geschwindigkeiten möglich, was zu den hohen Unsicherheiten führt (Abbildung 8.13).

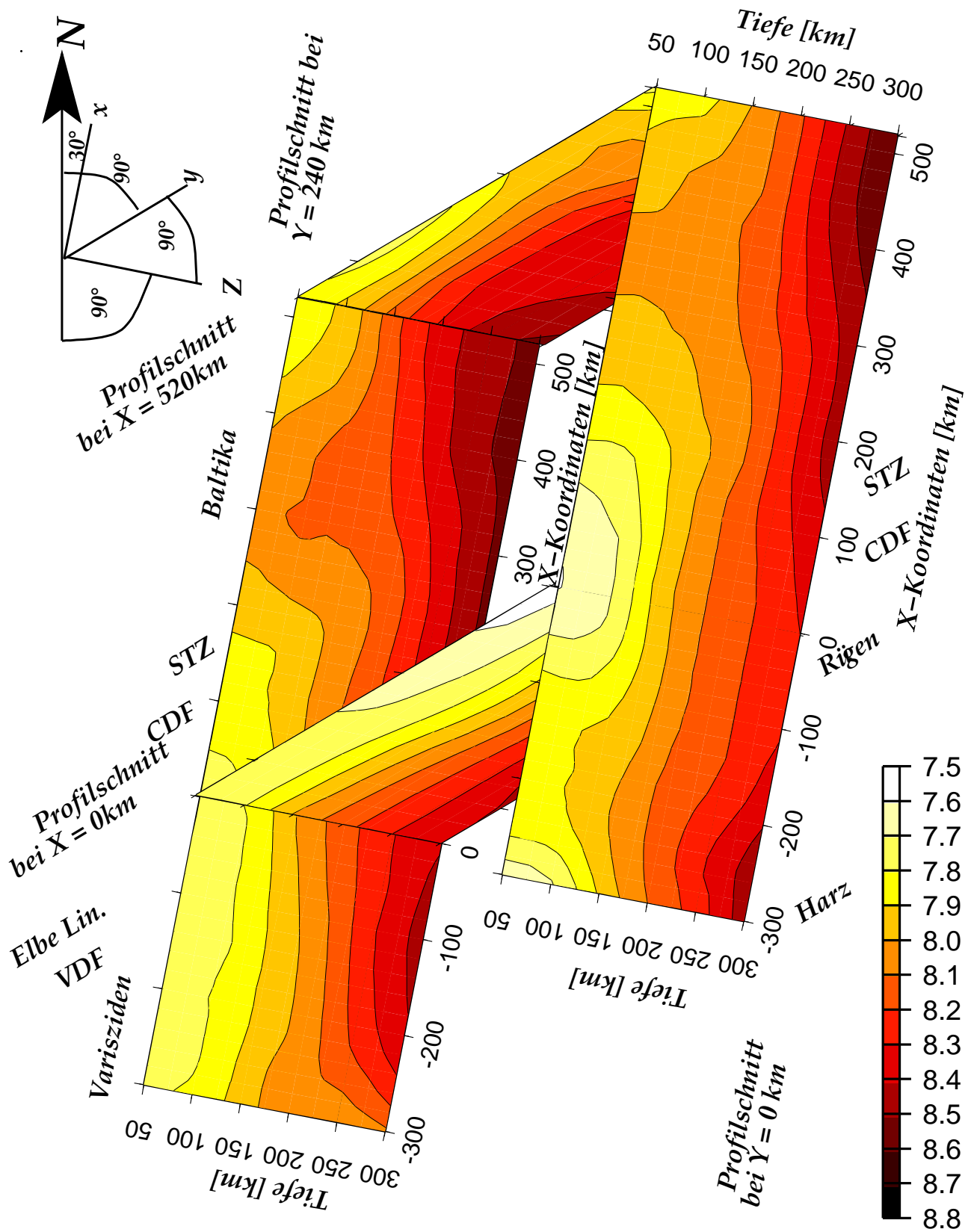


Abb.8.15: Das 0.2-Quantil als Abschätzung für eine untere Grenze der Geschwindigkeiten (Grauwerte in km/s, Lage der Profile siehe Abbildung 2.2)
Die Strukturen, wie sie sich aus den Medianen (Abbildung 8.11) ergeben, bleiben weitgehend erhalten.

8.3.5 Gewichtung der Erdbeben und Randwerte des Modells

Die Azimut- und Distanzwinkel der Erdbeben sind nicht gleichmäßig verteilt. Stattdessen sind Erdbeben aus Richtung des ersten Quadranten deutlich stärker vertreten. Um zu überprüfen, ob dadurch eine Verzerrung des Ergebnisses eintritt, werden die Erdbeben zu gleichwertigen Gruppen zusammengefaßt.

Gruppe 1	Beben 03;15		Gruppe 2	Beben 12		Gruppe 3	Beben 07;13;14
Gruppe 4	Beben 06		Gruppe 5	Beben 05		Gruppe 6	Beben 01;02;04;08-11

Die Ergebnisse der gewichteten Beben in den oberen Graphiken der Abbildungen 8.16 bis 8.20 stehen die der ungewichteten Beben (mittlere Graphiken) als Schnitt bei $y=120$ km (Abbildung 2.2) gegenüber. Durch die Gewichtung haben sich die Zonen guter Übereinstimmung (Abbildung 8.18) nicht nur verschoben, sondern auch an Größe gewonnen (81). Dabei wurde sogar die große Fläche starker Streuung der Modelle im Bereich von Rügen ($x = 0$ km) nahezu vollständig aufgelöst (82). Dahingegen haben sich dunkle Zonen schlechterer Übereinstimmung in der unteren Südwest- und oberen Nordostecke neu gebildet (83).

Der entsprechende Vergleich der Mediane (Abbildung 8.16) zeigt bei den gewichteten Beben eine Südwestverschiebung höherer Geschwindigkeiten von rund 30 km (61) in Tiefen oberhalb von ca. 200 km. Ebenfalls ist eine stärkere Steigung der Linien gleicher Geschwindigkeit (62) zu beobachten. Dadurch wird die in Abbildung 9.1 (Arlitt, 1999) bei $x = 300$ km (57 N) und $z = 70$ km ersichtliche Aufwölbung besser nachvollzogen als bei fehlender Gewichtung. Bei einem entsprechenden Vergleich oberer Geschwindigkeiten (Abbildung 8.19) wird diese Aufwölbung stärker deutlich, wenn auch ca. 30 km südwestlich und auf 0,2 km/s höherem Niveau (91).

Einen nordöstlichen Versatz um immerhin bis zu 80 km zeigen dagegen die Anomalien gewichteter Beben im Bereich $x = 100 - 200$ km unterhalb von $z = 200$ km (71 in Abbildung 8.17). Dadurch entsteht eine Art "Sattel" für die Zone des Nulldurchgangs (72), der bei ungewichteter Betrachtung nicht auftritt. Trotzdem läßt sich der als Lithosphären-Asthenosphären-Grenze interpretierte waagerechte Verlauf des Nulldurchgangs bei Arlitt (1999) weder in seiner Ausdehnung (200 km) noch in seine Tiefenlage (120 km) nachvollziehen.

Bei bisher vorgestellten Ergebnissen dieser Arbeit wurden diese Randwerte nicht an bestimmte Werte gebunden. Unter der Annahme, daß die Geschwindigkeiten in 50 km Tiefe mit den beobachteten Werten aus der Refraktionsseismik übereinstimmen sollen, wurden sämtliche Berechnungen des Fourierverfahrens mit Festlegung der Werte an der oberen Modellgrenze (50 km) wiederholt. Kaum betroffen von Einflüssen sind die Seitengrenzen aufgrund des steilen Auftauchens der Strahlen sowie der untere Modellrand, der an das lateral homogene Modell IASPEI91 (Kennett und Engdahl, 1991; siehe auch Kapitel 4.1) grenzt.

Wie aus den unteren Graphiken der Abbildungen 8.16 bis 8.20 deutlich wird, werden die Geschwindigkeiten, die daraus resultierenden Abweichungen zum Referenzmodell IASPEI91 und die Abweichungen der 160 Modelle untereinander lediglich im oberen Teil des Modellgebietes beeinflußt. Dieses war aber wegen der Festlegung der oberen Randwerte zu erwarten. Interessant hingegen ist, daß sich die Ergebnisse beider Modellrechnungen in den mittleren und größeren Tiefen kaum unterscheiden und sich somit keine Strukturen der Kruste in den Mantel abgebildet haben, die nicht durch Ergebnisse dieser Rechnungen belegt werden.

Die Darstellung als Schnitt bei $Y=120$ km bietet im Falle der Abbildung 8.18 die ideale Möglichkeit zu einem Vergleich mit den Ergebnissen des Sigmoidverfahrens. Die Zone, in der das Sigmoidverfahren eine große Übereinstimmung zeigt, liegt dabei in der Zone niedrigster Abweichungen der 160 Modelle des Fourierverfahrens.

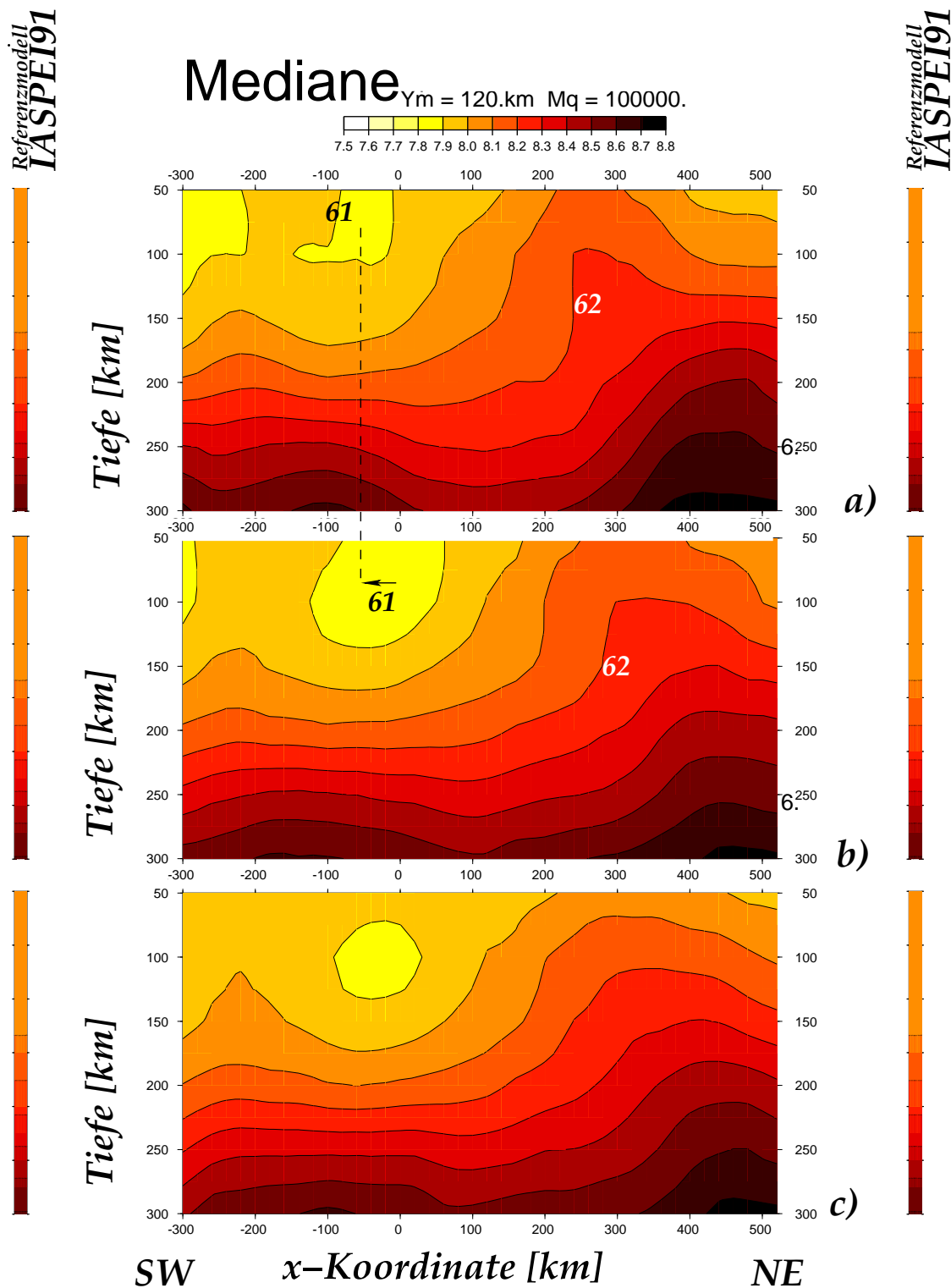


Abb.8.16: Die Mediane als Schnitt bei $Y=120$.

- a) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells mit gewichteten Beben.
- b) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.
- c) Mit Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.

Auch wenn die Berechnungen nach oben abgegrenzt werden, bleiben die zentralen Aussagen über die Geschwindigkeiten, wie in Kapitel 8.3.1 beschrieben, erhalten. Auch die nach Azimut gewichteten Erdbeben bringen kaum Unterschiede.

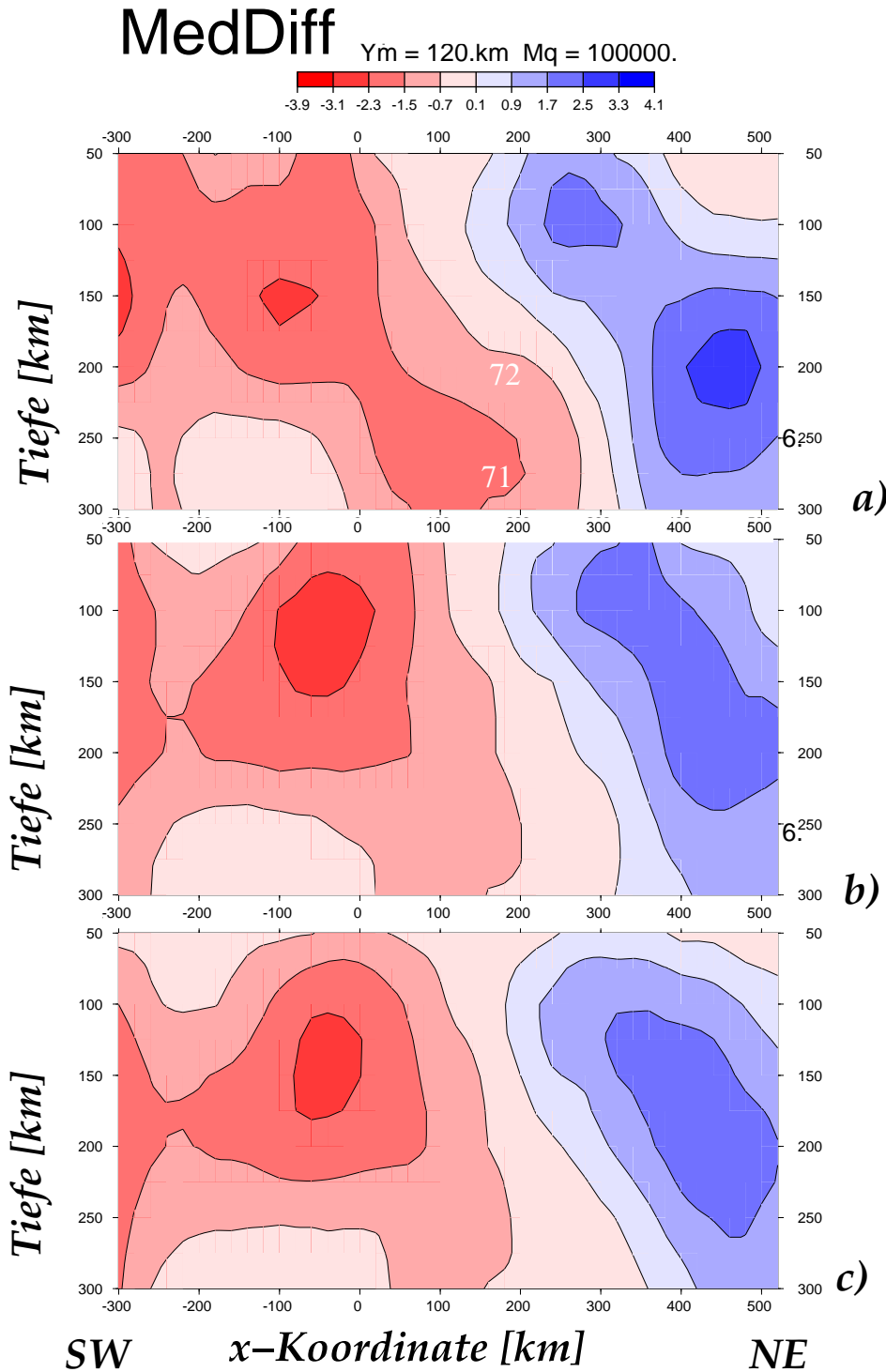


Abb.8.17: Die Differenz zu IASPEI91 als Schnitt bei $Y=120$.

- a) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells mit gewichteten Beben.
- b) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.
- c) Mit Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.

Auch wenn die Berechnungen nach oben abgegrenzt werden, bleiben die zentralen Aussagen über die Geschwindigkeiten, wie in Kapitel 8.3.2 beschrieben, erhalten. Auch die nach Azimut gewichteten Erdbeben bringen kaum Unterschiede.

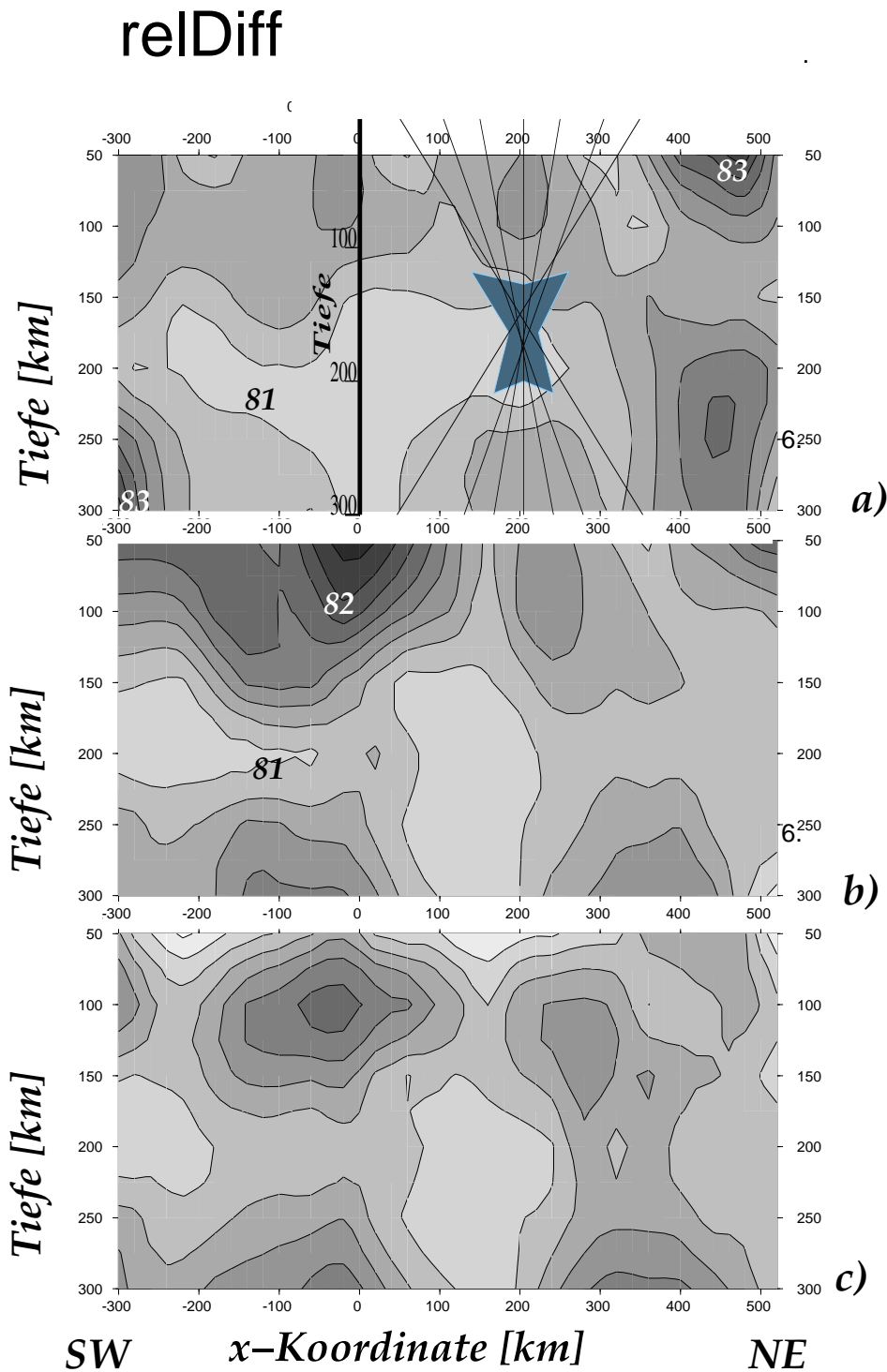


Abb.8.18: Die Abweichungen als Grauwerte (Skala siehe Abbildung 8.13) der 160 Modelle für $Y=120$.

a) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells mit gewichteten Beben.

b) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.

c) Mit Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.

Zusätzlich ist die Abbildung 8.3 des Sigmoidverfahrens mit eingetragen.

Zonen guter Übereinstimmung des Fourierverfahrens decken sich mit denen der Sigmoidverfahrens (Kapitel 8.1.1).

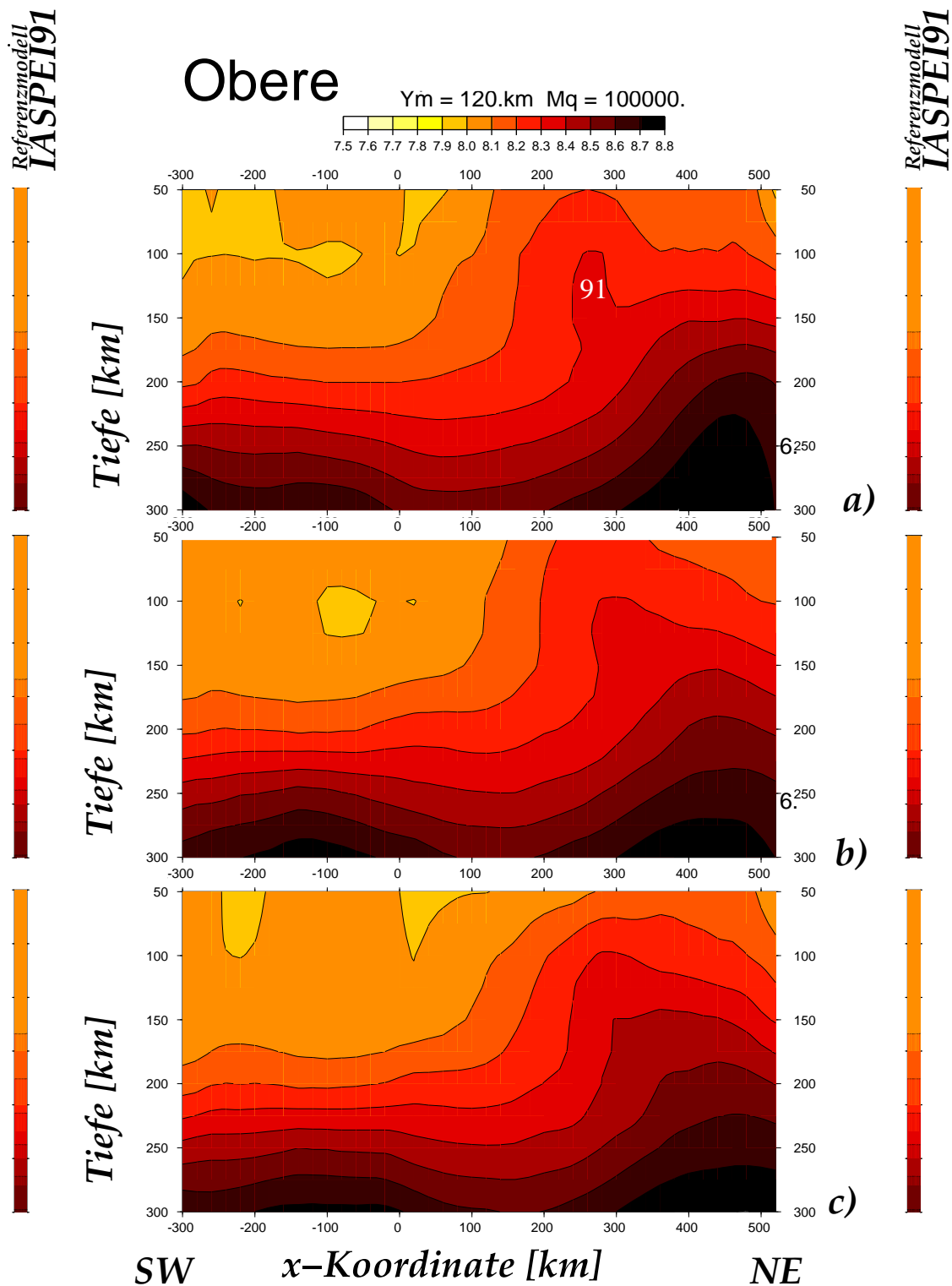


Abb.8.19: Die 0,8 Quantile als Abschätzung für eine obere Geschwindigkeit als Schnitt bei $Y=120.$

- a) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells mit gewichteten Beben.
- b) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.
- c) Mit Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.

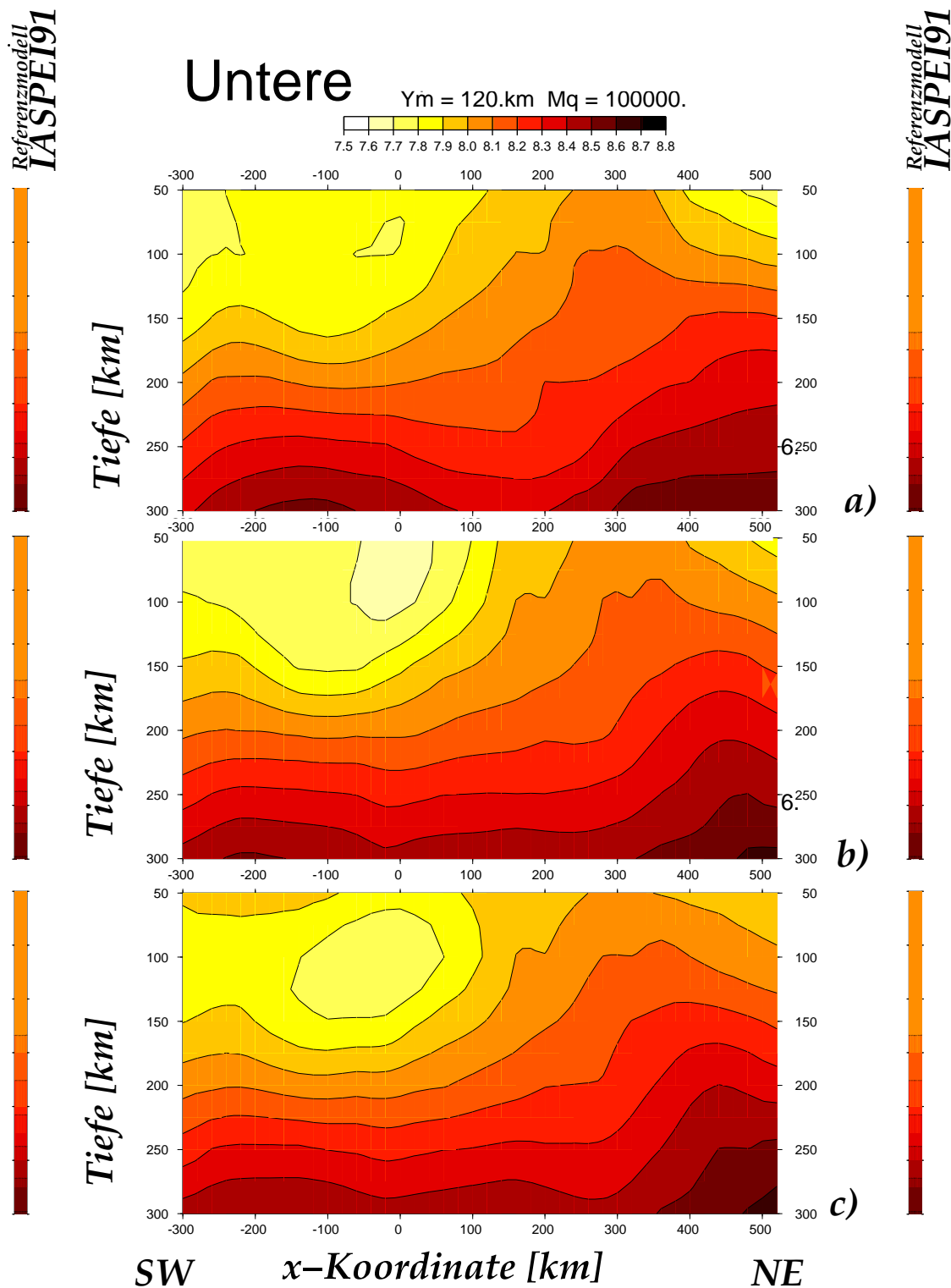


Abb.8.20: Die 0,2 Quantile als Abschätzung für eine untere Geschwindigkeit als Schnitt bei $Y=120.$

- a) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells mit gewichteten Beben.
- b) Ohne Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.
- c) Mit Begrenzung am oberen Rand des Modells ohne gewichtete Beben.

9 Diskussion der Ergebnisse

9.1 Vergleich mit Profilen anderer Herkunft

9.1.1 Vergleich mit teleseismischen Profilen

Robert Arlitt (1999) hatte aus den Messungen des TOR-Projektes mit Hilfe eines automatischen Algorithmus einen Datensatz bestehend aus 46 Erdbeben extrahiert, auf den er den Ansatz der Tomographie angewendet hat. Die Abbildungen 9.1 und 9.2 (jeweils untere Graphik) zeigen die Ergebnisse der teleseismischen Tomographie (Arlitt, 1999) als Differenz der P-Wellengeschwindigkeit zum Standardmodell IASPEI91 in % und als absolute Geschwindigkeiten in km/s. Das Profil entspricht in der geographischen Lage ungefähr den Profilschnitten bei $Y=120$ km (siehe Abbildung 2.2 auf Seite 3) und ist in drei Teile geteilt:

1. Die von der Moho nur durch eine dünne Lithosphäre getrennte Asthenosphäre unterhalb Zentraleuropas (a)
2. Die rund 120 km dicke Lithosphäre unterhalb der TESZ auf der Asthenosphäre (b)
3. Die sehr dicke kontinentale Lithosphäre des Baltischen Schildes nördlich der TESZ (c)

Die von Guggisberg et al. (1991) angeregte Lithosphären-Asthenosphären-Grenze 180 - 200 km unterhalb des baltischen Schildes mit einer Geschwindigkeitsreduzierung von 1.7 % konnte weder in den Modellen von Arlitt noch in denen dieser Arbeit nachvollzogen werden. In beiden Arbeiten sind keine Geschwindigkeitserniedrigungen unterhalb des Schildes zu erkennen, sondern im Gegenteil sogar um 3 - 4 % höhere Geschwindigkeiten.

In dieser Arbeit ist der Übergang zwischen den Zonen verminderter und erhöhter Geschwindigkeit unterhalb der STZ durchgehend vorhanden und fällt eindeutig nach Nordosten ab. Hingegen kann ein solches Fallen zwar auch in dem Profil von Arlitt (1999) erahnt werden, es ist aber deutlich weniger ausgeprägt und von Gebieten höherer Geschwindigkeiten unterbrochen. Eine bessere wenn auch tiefenverzerrte Ähnlichkeit ergibt sich bei einem entsprechenden Vergleich mit den gewichteten Modellrechnungen (Abbildung 8.17, obere Graphik).

Der Übergang zu den verminderten Geschwindigkeiten in 100 - 250 km Tiefe in Richtung Südwesten ist bei Arlitt (1999) deutlich. Dieses kann in den mit dem Fourierverfahren erstellten Modellen nicht erkannt werden. Ebenso ist der horizontale Übergang in 100 km Tiefe zwischen den langsameren tiefer gelegenen Geschwindigkeiten zu den hohen krustennahen Geschwindigkeiten zwischen dem Elbe-Lineament und der STZ nicht erkennbar.

Deutliche Übereinstimmungen zeigen sich wieder unterhalb des Norddeutschen Beckens, wo sich in 50 - 150 km Tiefe Geschwindigkeitsverluste von 3 % (Arlitt, 1999) und 4 % (diese Arbeit) manifestieren. Diese Zone erstreckt sich vom Südwestende des Profils in 50 km Tiefe bis zur CDF und erreicht von dort nach Nordosten abfallend den unteren Rand des Modelles ungefähr unterhalb der STZ. Meißner und Krawczyk (1999) vermuteten an dieser Stelle, daß die dort gefundenen Reflexionen im obersten Mantel mit einem leichten Fallen in Nordostrichtung Reste des Tornquist Ozeans sein könnten.

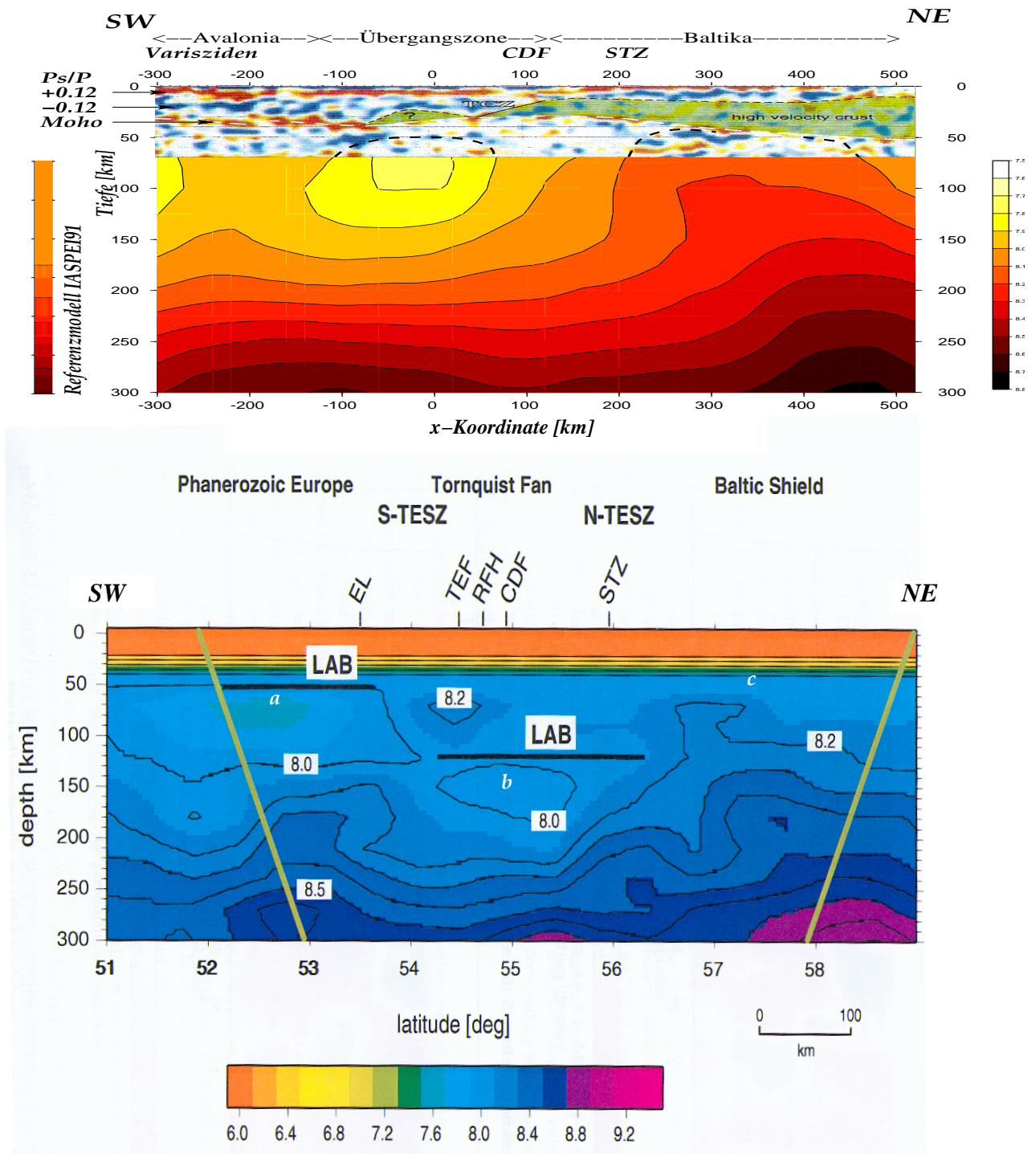


Abb.9.1: Absolute Geschwindigkeiten
 (obere Graphik: Fourierverfahren, Krustenmodell nach Gößler, 1999; untere Graphik: Arlitt, 1999).
 Die schrägen Balken zeigen die Begrenzung des Bereiches der signifikanten Werte.
 Außerhalb der Balken standen nicht genügend Strahlen zur Verfügung.

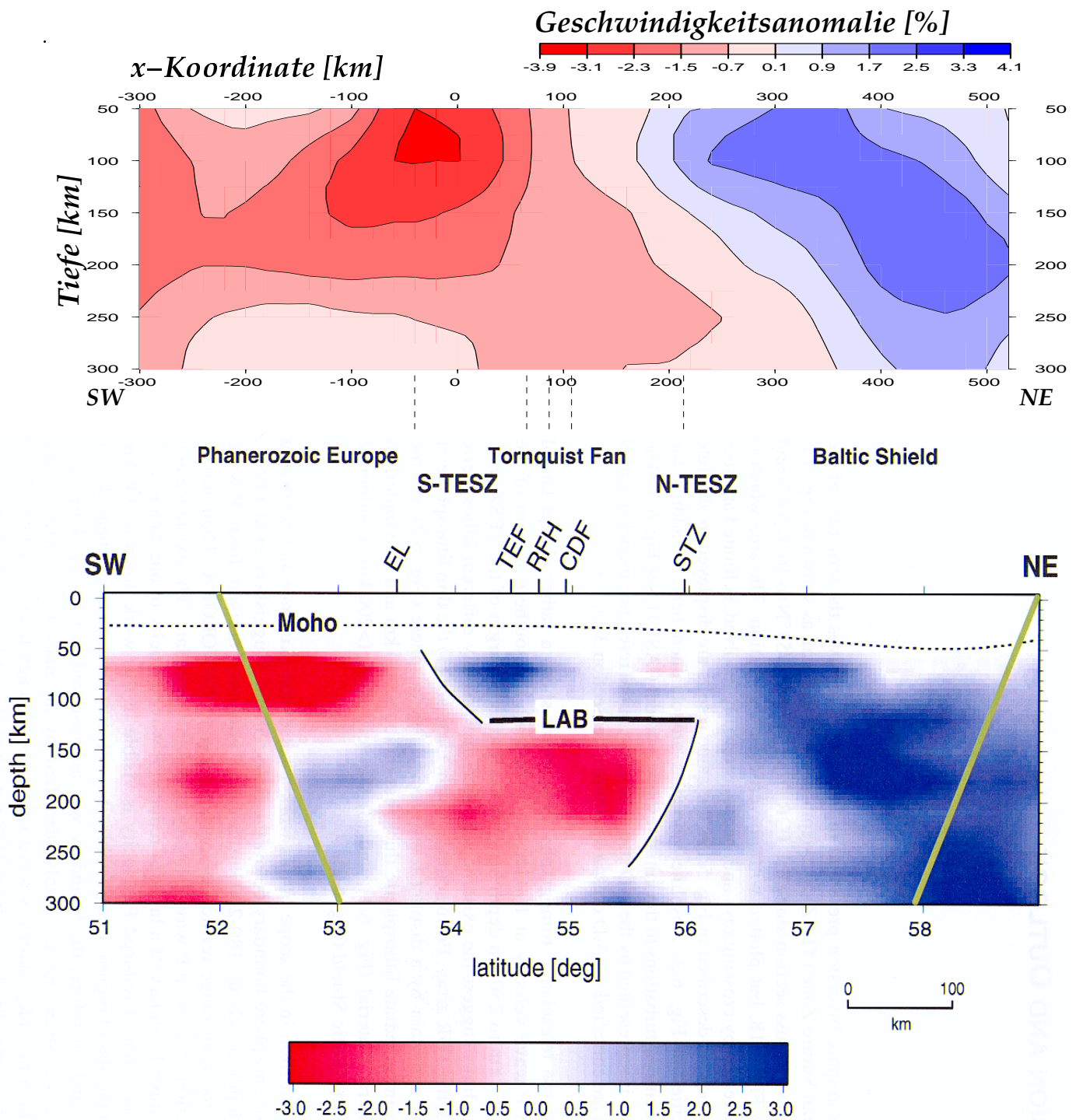


Abb.9.2: Differenz zu IASPEI91 (obere Graphik: Fouriervfahren; untere Graphik: Arlitt, 1999)

Die schrägen Balken zeigen die Begrenzung des Bereiches der signifikanten Werte.

Außerhalb der Balken standen nicht genügend Strahlen zur Verfügung.

9.1.2 Vergleich zu Ergebnissen aus Receiver Functions

Ebenfalls aus dem Datensatz des TOR-Projektes wurde mit Hilfe der P-S-konvertierten Wellen der Bereich der Kruste und des oberen Mantels bis 70 km Tiefe untersucht (Goßler et al., 1999). Die untenstehende Abbildung 9.3 zeigt die Darstellung des Ergebnisses montiert auf den ungefähr gleichverlaufenden Profilschnitt der v_P des Fourierverfahrens dieser Arbeit. Es zeigt sich, daß Mohotieflagen nach Goßler (1999) mit einer darunterliegenden Erhöhung der Geschwindigkeiten korrelieren. Dahingegen ist zwar oberhalb des Geschwindigkeitsminimums des Fourierverfahrens eine entsprechende Mohohochlage zu erkennen, jedoch liegt deren Maximum um ca. 100 km nach Nordosten versetzt direkt unterhalb der CDF.

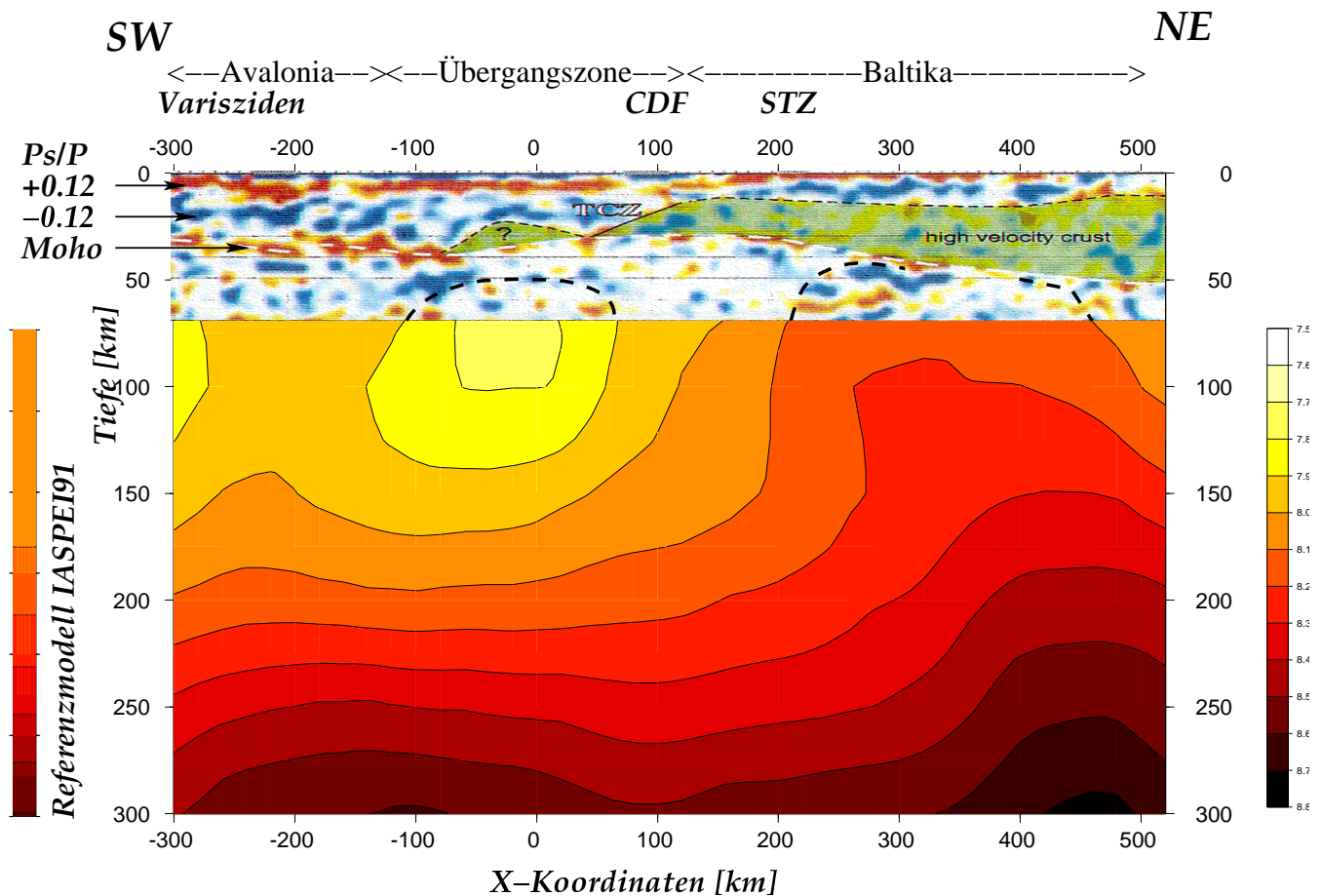


Abb.9.3: Montage der aus Receiver Functions ermittelten Krustenstruktur (Goßler et al., 1999) auf das entsprechende Profil der v_P des Fourierverfahrens dieser Arbeit.

Mantel- und Krustenstrukturen korrelieren miteinander.

9.2 Probleme mit der Schwere

Als wichtiges geowissenschaftliches Kriterium bei der Beurteilung seismischer Geschwindigkeitsmodellen ist die Schweremodellierung zu betrachten. Mit Hilfe der Gleichung 7.5 (Birch 1961) ist es möglich die Geschwindigkeitsmodelle in Dichtemodelle umzurechnen. Mit diesen lassen sich dann Schweremodellierungen vornehmen. In dieser Arbeit wurde dazu das Geschwindigkeitsmodell verwendet, das sich aus den Medianen der 160 Fourierrechnungen ergeben hatte. Betrachtet wird die daraus berechnete Dichte relativ zu den auf die gleiche Weise berechneten Dichten des Referenzmodells IASPEI91 (Kennett & Engdahl, 1991; siehe Abbildung 4.2, S. 10).

Die aus dieser Dichtedifferenz berechnete Schwereanomalie ist in Abbildung 9.4 (obere Graphik) dargestellt. Dabei wurden die Schwerewerte entlang der drei Profile bei $y = 0$ km, $y = 120$ km und $y = 240$ km (Abbildung 7.2) unter Beachtung der Randbedingungen (Abbildung 7.3a) berechnet. Die drei Schwerekurven wurden dann durch Mittelwertbildung zu einer zusammengefaßt.

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Krustendaten (Wölbern, 1999) und die daraus berechneten Verteilungen für die Geschwindigkeiten im Mantel lassen sich ebenfalls in Dichtemodelle und daraus zu bestimmende Schwereanomalien umsetzen (Abbildung 9.4 obere Graphik). Dazu wird ebenfalls die Gleichung 7.5 (Kapitel 7.2, S. 34) benutzt.

Die Schweredaten des Krustenmodelles passen sich zumindest großräumig an die Oberflächenwerte an (Abbildung 9.4 untere Graphik). Es zeigt sich allerdings, daß die kalkulierte Schwereanomalie des Mantels von einem hohen negativen Niveau im südwestlichen Bereich aus zu einem hohen positiven Niveau übergeht. Dieses ist qualitativ und quantitativ mit Geschwindigkeitsanomalien nachvollziehbar. Auch diese verlaufen von einem negativen Niveau (-4 %) im Südwesten zu einem positiven Niveau im Nordosten (4 %). Nähert man die negative Geschwindigkeitsanomalie der Abbildung 9.2 durch eine Kugel an, so kann die Schwereanomalie abgeschätzt werden nach Gleichung 9.1 (nach Berkhemer, 1990):

$$\Delta g = \frac{\Delta m \cdot G}{z^2} \quad (9.1)$$

mit

$$\Delta m = \frac{4}{3} \pi R^3 \Delta \rho \quad (9.2)$$

Bei $\Delta \rho = 120 \frac{g}{cm^3}$; $R = 75 km$ und $z = 125 km$ ergibt sich eine Schwereanomalie von rund 90 mGal. Die aus der Mantelmodellierung resultierende Amplitude von -200 mGal bis 200 mGal liegt somit in der gleichen Größenordnung. Sie überschreitet jedoch die Beobachtungen an der Erdoberfläche (Abbildung 9.4, dünne Linie) um eine Größenordnung.

Vergleicht man die Schwerekurve der gemessenen Daten (dünne Linie in Graphik 9.4) mit der aus dem Krustenmodell berechneten, so ist festzustellen, daß maximal ein Einfluß aus dem Mantel heraus von bis zu 20 mGal möglich ist. Dieses entspräche einer maximalen Variation der Geschwindigkeiten von 0.4 %.

Aus diesem Grunde ist die rechte y-Achse der Abbildung 9.4 (oben) als auf den Maximalwert normierte Schwereanomalie dargestellt. Sollte sich in der Diskussion herausstellen, daß ein bestimmter Anteil der Geschwindigkeitsanomalie auf Effekte zurückzuführen ist, die keine Dichte- und somit Schwereänderung nach sich ziehen, kann durch einen Reduktionsfaktor die Amplitude der Schwereanomalie neu skaliert werden. Dieser Faktor kann dann bei Bedarf auch abschnittsweise eingesetzt werden, da schon aufgrund der räumlich unterschiedlichen Differenzen zwischen Oberflächenschwerewerten und den modellierten Schwerewerten eine Gültigkeit eines solchen Faktors über das gesamte Profil unwahrscheinlich erscheint.

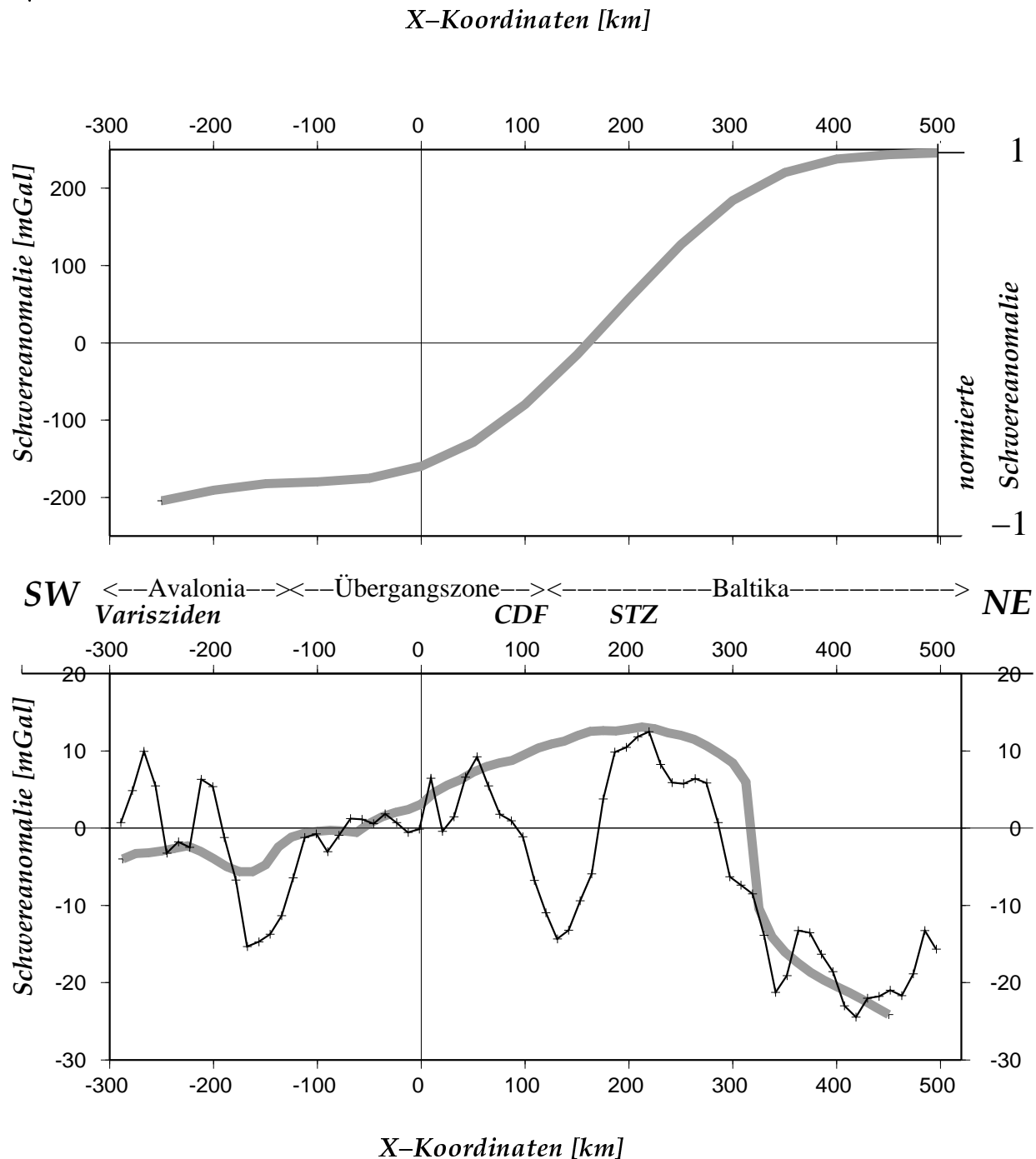


Abb.9.4 (obere Graphik): Aus dem Mantelmodell nach Kapitel 6.2 berechnete Schwere unter Annahme der $v_P - \rho$ -Relation von Birch (1961).

Abb.9.4 (untere Graphik): Oberflächenschwere (dünne Linie; nach Wybraniec et al., 1998) und aus dem Krustenmodell errechnete Schwere (dicke Linie; nach Wölbern, 1999).

Die Schwerewirkung des Mantels übertrifft die an der Oberfläche gemessenen Anomalie um eine Größenordnung. Trotzdem läßt die Abweichung zwischen modellierter Krustenschwere und gemessener Oberflächenschwere noch Platz für Einflüsse aus dem Mantel. Man beachte die Maßstäbe der Y-Achsen .

Zeitgleich zum Projekt TOR wurde im Rahmen des Projektes DEKORP das aktive seismische Experiment BASIN'96 entlang der Linie mit $Y = 0$ km zwischen $X = 0$ km bis $X = -300$ km (Abbildung 2.2 auf Seite 3) durchgeführt. In einer kombinierten Auswertung (Bayer et al., 1999) wird das Norddeutsche Becken differenziert untersucht. Abbildung 9.5 zeigt die aus den seismischen Daten ermittelte Krustenstruktur und die daraus resultierende Schweremodellierung. Zum Vergleich wurde das entsprechende Profil der v_P (Grauskalierung in km/s) des Fourierverfahrens dieser Arbeit darunter angefügt. Bei einem Vergleich der wesentlich kleinräumigeren Betrachtung ist der unterschiedliche Maßstab und die unterschiedliche Überhöhung zu Abbildung 9.3 zu beachten.

Am Südwestende des Profiles wird eine hohe Schwereanomalie gemessen, die sich durch das aus den seismischen Daten berchnete Dichtemodell erklären läßt. In diesem Fall ist jedoch keinerlei Veränderungen des oberen Mantels in den Modellen dieser Arbeit zu beobachten. Die Erklärung für diese Anomalie ist eher in der zu beobachtenden höheren Lage der Moho zu sehen.

Der Bereich der höheren gemessenen Schwere (gepunktete Linie in Abbildung 9.5) in der Mitte des Profiles fällt mit einer darunterliegenden Erhöhung der Geschwindigkeit zusammen, wenn auch um rund 20 km nach Nordosten verschoben. Zwar müßte die ermittelte Geschwindigkeitsanomalie ebenfalls eine Schwereanomalie erzeugen, jedoch wäre diese aufgrund der tiefen Lage wesentlich langwelliger zu erwarten. In dem vorliegenden Profil ist jedoch die entstandene Anomalie durch die Kruste nahezu vollständig erklärt worden (Bayer et al., 1999). Es tritt also der Konflikt auf, ob die an der Oberfläche gemessenen Schwereanomalien durch die Kruste oder durch den oberen Mantel verursacht werden, bzw. zu welchen Teilen sich die Schwereanomalien auf den Mantel oder auf die Kruste zurückführen lassen.

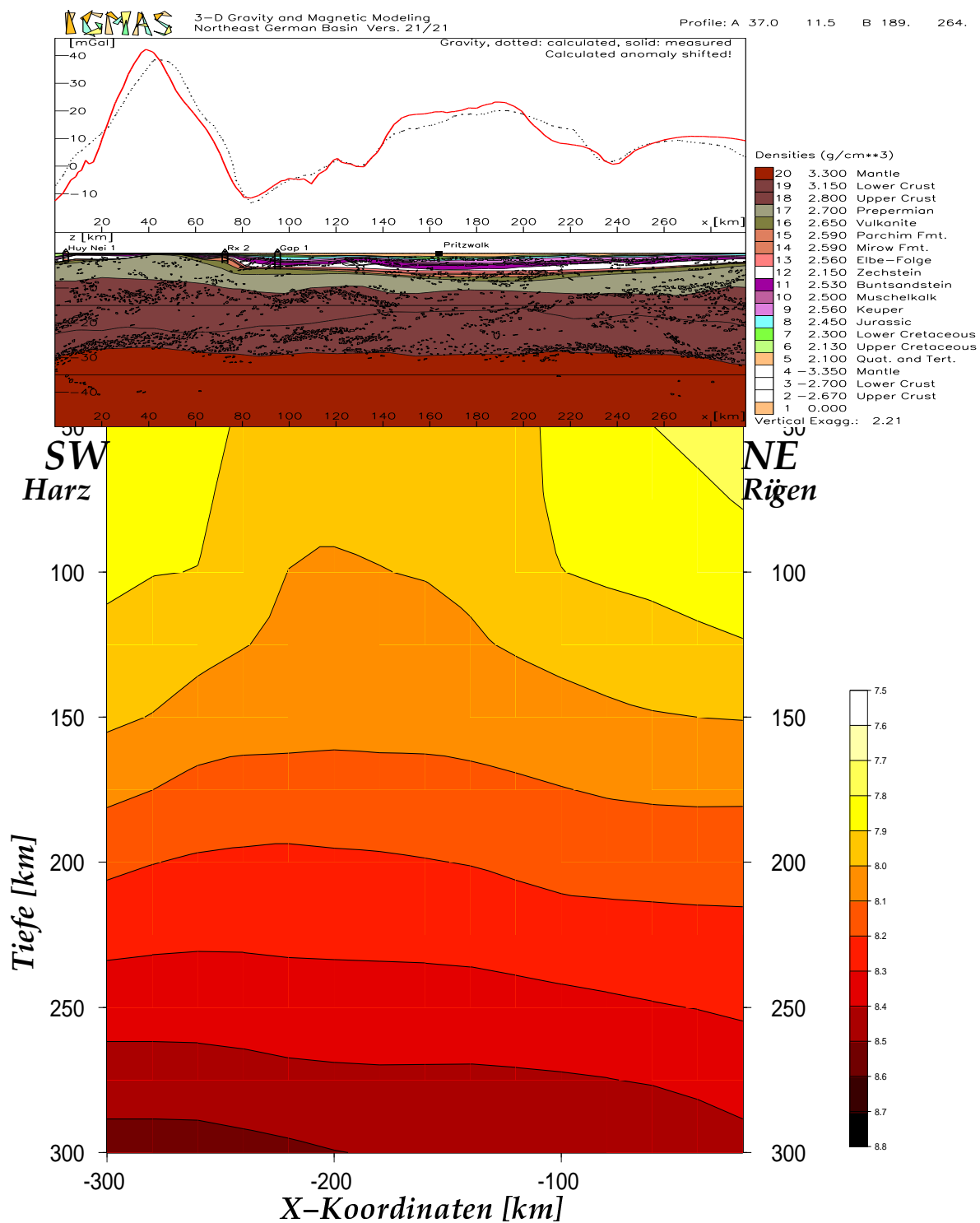


Abb.9.5: Montage der aus tiefenseismischen Daten ermittelten Krustenstruktur und der darauf basierenden Schwermodellierung (Bayer et al., 1999) auf das entsprechende Profil der v_P des Fouriervorgangens. Mantel- und Krustenstrukturen korrelieren miteinander.

9.3 Anisotropie als Erklärung

Während des Projektes TOR wurden nicht nur Untersuchungen über die P-Wellen angestellt wie in dieser Arbeit. Darüberhinaus wurden auch die Sekundärwellen (S-Wellen) untersucht. Diese entstehen unter anderem durch Konversion der P-Wellen an der Kern-Mantel-Grenze. Dabei entstehen zwei S-Wellen, deren jeweils um 90 Grad zueinander versetzte Schwingungen sich bei Anisotropie unterschiedlich schnell fortbewegen. Erste Ergebnisse (Wylegalla et al., 1999) zeigten, daß die STZ zwei Bereiche trennt.

1. Südwestlich der STZ ist der Bereich, in dem eine Anisotropie zu beobachten ist, deren schnellere Komponente in Westnordwest-Ostsüdost-Richtung liegt (Linien mit Pfeilen).
2. Nordöstlich der STZ ist überwiegend keine Aufspaltung der S-Wellen zu beobachten (Kreuze). Nördlich des 57. Breitengrades und östlich des 14. Längengrades verschwindet sie ganz.

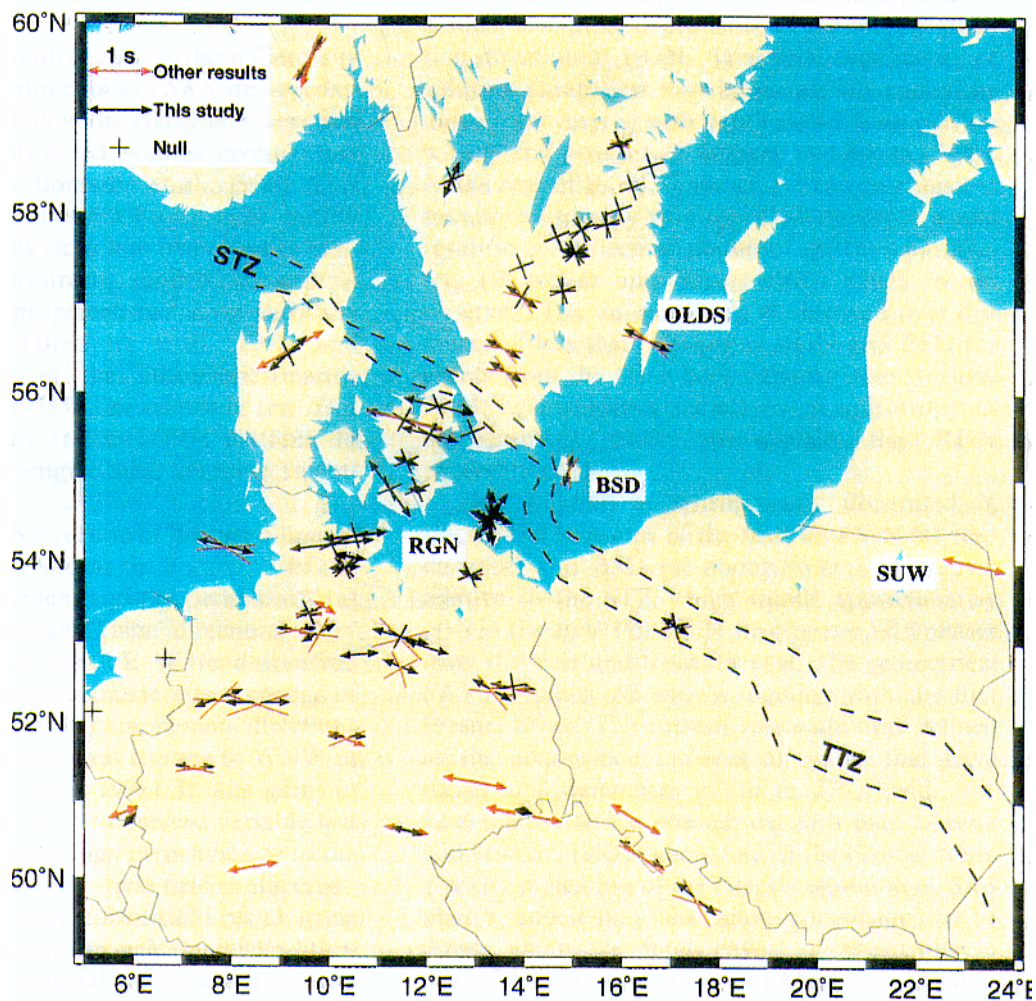


Abb.9.6: S-Wellenspaltung in der TESZ (Wylegalla et al., 1999)

Die STZ teilt die TESZ in eine Zone mit und eine Zone ohne S-Wellenspaltung auf.

Eine Analyse der Fresnelzone zeigt, daß sich die Zone der Anisotropie zwischen 80 km und 300 km befinden muß. Aus den Laufzeitdifferenzen schätzen Wylegalla et al. (1999) die Tiefe, in der die Anisotropie existiert, auf 80 km Mächtigkeit nach oben ab. Dabei wurde eine Anisotropie von 4 % angenommen.

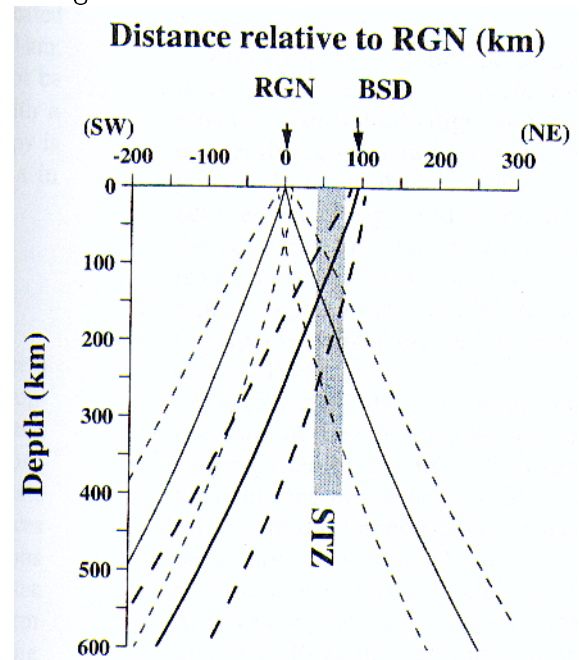


Abb.9.7(rechts): Vertikalschnitt unter der STZ
Die Zone der Anisotropie befindet sich
zwischen 80 und 300 km Tiefe

Dieser Wert hat sich auch in den Berechnungen dieser Arbeit als Geschwindigkeitsanomalie manifestiert, allerdings ist der Bereich deutlich mächtiger als 80 km.

Die Anisotropie kann Geschwindigkeitsvariationen erklären, ohne daß daraus Dichte- und damit Schwerevariationen resultieren. Nimmt man an, daß die Geschwindigkeitsvariationen, wie sie auf den Profilen in Abbildung 8.12 (S. 61) erscheinen, vollständig der Anisotropie zuzuschreiben sind, wäre damit zwar das Problem der zu großen Schwereanomalie behoben. Dann aber würde dieses bedeuten, daß die Geschwindigkeitserhöhungen unterhalb des Baltischen Schildes auf eine vertikale Anisotropie zurückzuführen ist. Dieses würde aber erfordern, daß die Olivinminerale vorzugsweise vertikal ausgerichtet worden sind. Wie aus zahlreichen Veröffentlichungen hervorgeht (z.B. Volarovich, 1985) ist eine gleichgerichtete tektonische Spannung eine Ursache für eine derartige Ausrichtung der Minerale.

Nimmt man hingegen an, daß überwiegend die in Abbildung 8.15 auf Seite 65 dargestellten niedrigeren Geschwindigkeiten wahrscheinlicher sind, können die Anomalien unterhalb des Baltischen Schildes auf Null reduziert werden. Dann würde die Anisotropie unterhalb des Norddeutschen und Dänischen Beckens eine Geschwindigkeitsverringerung von 8 % bedeuten. Dieses ist zwar theoretisch möglich, wie Labormessungen gezeigt haben (Volarovich, 1985). In der Natur wurden hingegen niedrigere Werte beobachtet.

Es liegt also nahe, daß zumindest einige der Geschwindigkeitsanomalien sowohl unterhalb des Baltischen Schildes als auch des Norddeutschen Beckens eine andere Ursache als die reine Anisotropie haben. Dazu kommen die Temperatur und die chemische und mineralogische Zusammensetzung der Minerale bzw. Gesteine in Frage. Deren Einfluß auf die Schwere und die seismischen Geschwindigkeiten ist, wie in den Kapiteln 7.3 bis 7.5 dargelegt, nicht immer gleichgerichtet. Das heißt, daß eine geeignete Kombination von Temperaturanomalie und Veränderung der chemischen Zusammensetzung in der Lage sein kann einen Teil der Wirkung der Anisotropie zu kompensieren.

Die Antwort auf die Frage, ob die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse über die Verteilung der Geschwindigkeiten seismischer Wellen vollständig auf Anisotropie zurückzuführen sind, hat entscheidenden Einfluß auf die Modellierung der Kruste und die Rekonstruktion der tektonischen Abläufe bei der Kollision Avalonias und Baltikas. Wie eine Geschwindigkeitsverringernng der P-Wellen von 4 % durch die drei Effekte erklärt werden kann (Achsenbeschriftungen) stellt Abbildung 9.8 graphisch dar. Jeder Punkt in dem Dreieck stellt eine Kombination der drei Effekte dar, die insgesamt die genannte Geschwindigkeitserniedrigung verursacht. Dabei entsprechen Kombinationen, die entlang einer horizontalen Linie verlaufen einer jeweils am rechten Rand zu entnehmenden Temperaturdifferenz. Setzt man das Temperaturniveau so an, daß es keinen Einfluß auf die Geschwindigkeiten ausübt, entspricht diese horizontale Linie der mit "isotherm" gekennzeichneten.

Die Geschwindigkeitsanomalie wird entlang horizontaler Linien zu einem bestimmten, festen Anteil durch eine Temperaturanomalie verursacht. Der verbleibende Anteil verteilt sich dann auf die beiden anderen Effekte. Der Anteil der Anisotropie kann am Schnittpunkt der Parallelen zum rechten Schenkel durch den Punkt mit dem linken Schenkel des Dreiecks abgelesen werden. Der Anteil des Chemismus bestimmt sich aus einer entsprechenden Verlängerung mit einer Parallelen zum linken Schenkel.

Die Achsenbeschriftungen unmittelbar am Dreieck drücken den Einfluß auf die Geschwindigkeiten direkt in % aus. Setzt man die im Kapitel 6.3 ermittelten T - v_P -Beziehungen voraus, entsprechen die Werte der Geschwindigkeitsvariationen am rechten Schenkel den jeweils dort notierten Temperaturanomalien. Entsprechend verhält es sich mit dem Einfluß des Chemismus, also der Verschiebung des relativen Anteils von Fayalit im Olivin. Mit Hilfe der in Kapitel 7.4 ermittelten Chemismus-Geschwindigkeitsbeziehung wird die Geschwindigkeitsänderung in die darunterstehenden Verschiebungen des Anteils von Fayalit umgesetzt. Für die Anisotropie ist eine derartige Übersetzung unnötig, da sie eine Änderung der Geschwindigkeit direkt ausdrückt.

Der Grund dafür, die Kombination der drei Effekte derartig darzustellen, liegt in deren unterschiedlich starken Einflüssen auf die Dichte. Die Summe dieser Einflüsse ist als Farbkodierung in % Dichtevariation wiedergegeben. Wie im Kapitel 9.2 erwähnt, würde die Geschwindigkeitsvariation im Mantel von -4 % bis +4 % eine Schwereanomalie von rund 200 mGal verursachen. Aus dem Vergleich der Krustenschwere, wie sie nach Wölbern (1999) modelliert wurde, wird jedoch deutlich, daß der Manteleinfluß maximal 20 mGal betragen darf. Daraus folgt, daß die Dichtevariation im Mantel nicht mehr als 0.4 % vom Referenzmodell abweichen darf. Dieser Bereich ist in dem Diagramm als der Übergang von den blauen zu den roten Zonen markiert. Die zulässigen Kombinationen aus Anisotropie, Chemismus und Temperatur sind auf Werte dieses Bereiches beschränkt. Extrahiert man diesen Bereich, so lassen sich daraus Darstellungen der zulässigen Temperatur-Anisotropie-Kombinationen für jeweils maximale Variationen der Dichte gewinnen. Die dabei erzwungenen Verschiebungen des Eisenanteils im Olivin lassen sich dann ebenfalls feststellen. Beide werden in Abbildung 9.9 als Funktion der Anisotropie dargestellt.

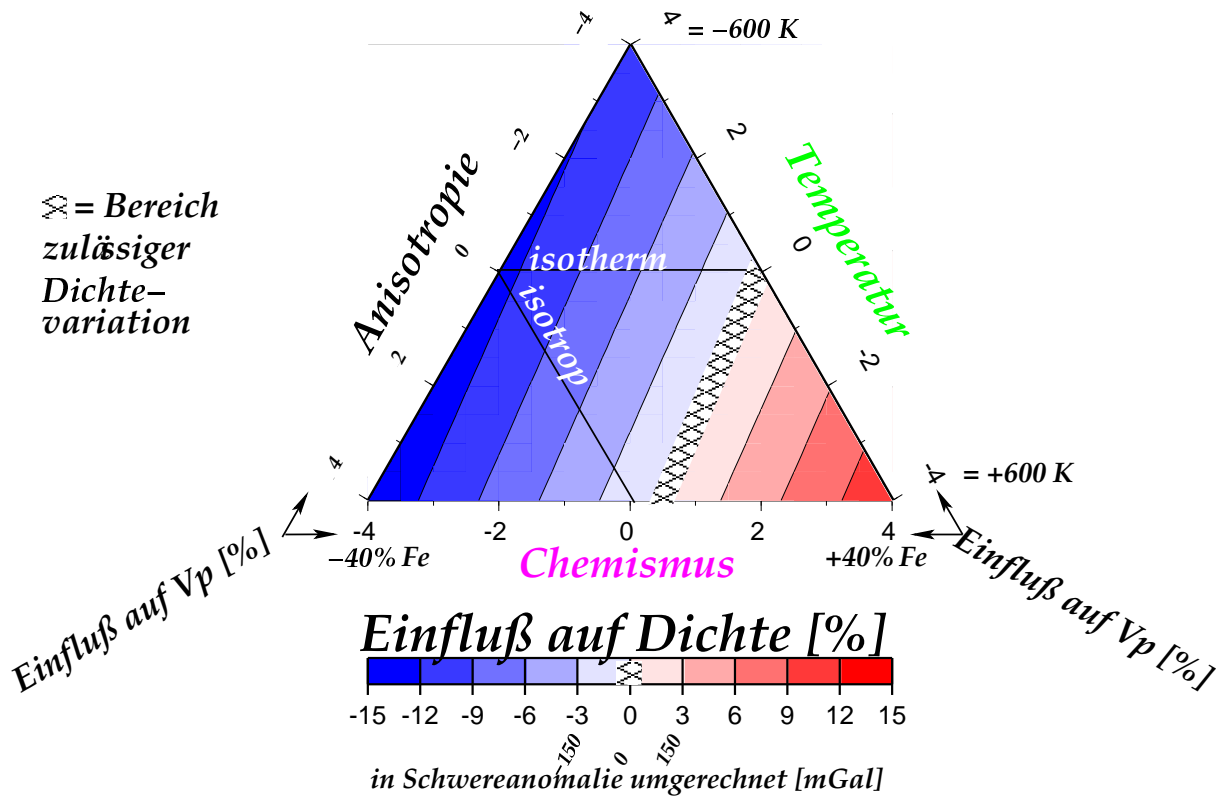


Abb. 9.8: Die Einflüsse zur Erklärung einer Geschwindigkeitsverringering von 4 % und deren Auswirkung auf die Dichte.

$\Delta v_P(\vec{x}) = -4\%$ sind ohne Anisotropie aber auch ohne Dichtevariation erklärbar.

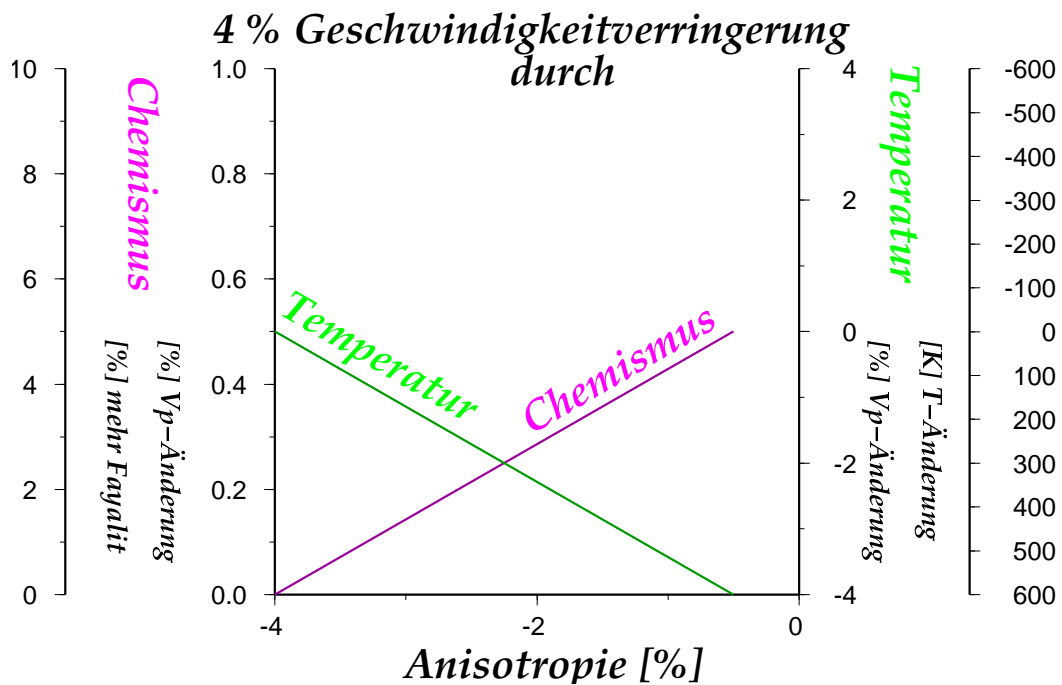


Abb. 9.9: Die Einflüsse zur Erklärung einer Geschwindigkeitsverringering von 4 % bei konstanter Dichte. Je nachdem, wieviel Anisotropie angenommen wird, berechnen sich die Temperaturänderung und die Verschiebung des Fayalitanteils im Olivin.

10 Schlußbetrachtung und Ausblick

10.1 Beurteilung der Ergebnisse

Läßt sich die Verteilung der seismischen Geschwindigkeiten im oberen Mantel bestimmen?

Die angewendeten Verfahren waren in der Lage, Geschwindigkeitsverteilungen für den Bereich von 50 km bis 300 km Tiefe zu erstellen. Darüberhinaus erlaubt das hier angewendete Verfahren, das mit einer Fourierzerlegung arbeitet, auch die Bestimmung von Ober- und Untergrenzen sowie die Darstellung der Unsicherheit, mit der diese bestimmt wurden. Die teleseismischen Untersuchungen im Rahmen von Arlitt (1999) weisen dabei zahlreiche Parallelen, aber auch Unterschiede auf. So konnte die von Arlitt (1999) dargestellten Variationen der P-Wellen-Geschwindigkeit, die zur Lokation der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze genutzt wurden, so mit diesem Datensatz nicht nachvollzogen werden.

In Anbetracht der Tatsache, daß sowohl Azimute als auch Einfallswinkel der zur Verfügung stehenden Erdbeben in ihrer Bandbreite stark limitiert sind, ist selbst bei einem erhöhten Meßaufwand, sei es durch einen längeren Meßzeitraum, erhöhte Stationszahl oder verbessertes "Picken" der Daten, nicht mit einer verbesserten räumlichen Auflösung zu rechnen ist. Dieses wird aus durchgeführten Eigenwertanalysen deutlich.

Im Vergleich zu seismischen Untersuchungen (Abbildung 10.1) erweisen sich die Geschwindigkeiten (Abbildung 8.11) als um 0.1 - 0.3 km/s erniedrigt. Diese Abweichung spricht dafür, daß versucht werden sollte, die Anisotropie zu quantifizieren. Diese wirkt sich auf die im Vergleich zu Strahlwegen seismischer Experimente wesentlich steiler einfallenden Strahlwege der teleseismischen Tomographie in geringerem Ausmaß aus.

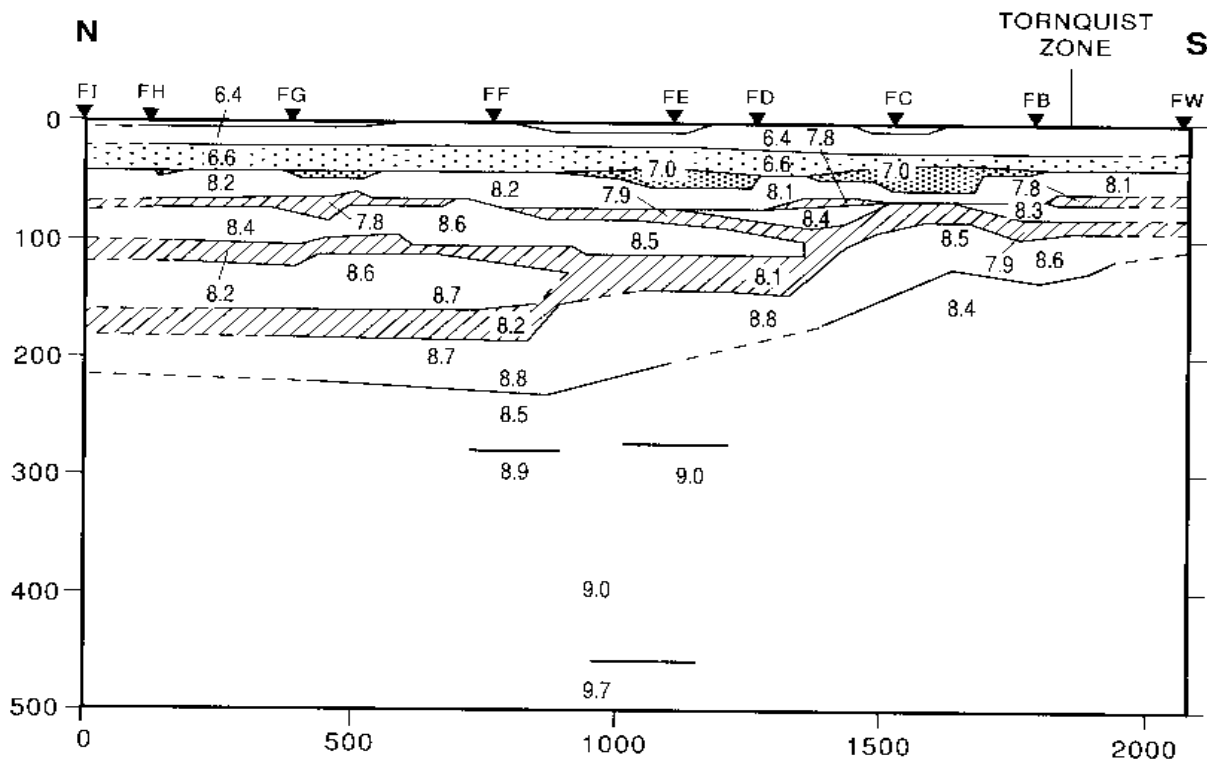


Abb.10.1: Seismische Struktur des Baltischen Schildes entlang des Profils FENNOLOGRA (Blundell, 1992). P-Wellen-Analysen aus aktiver Seismik zeigen die seismische Struktur.

Wo verläuft die Grenze zwischen Baltika und Avalonia?

In der Frage nach der Südgrenze Baltikas spricht der Hinweis auf eine "crocodile"-Struktur (vgl. Kap 2.2) zu Gunsten der CDF. Es handelt sich um eine um 10 Grad südwärts geneigte Flanke einer Hochgeschwindigkeitsunterkruste, die möglicherweise auf einen subduzierten baltischen Plattenrand hindeutet (Wölbern, 1999). Auf die hypothetische TEF, die bislang mit geophysikalischen Methoden nicht nachgewiesen werden konnte (Tanner & Meißner, 1996), gibt es auch mit den Methoden dieser Arbeit keinen Hinweis im Mantel.

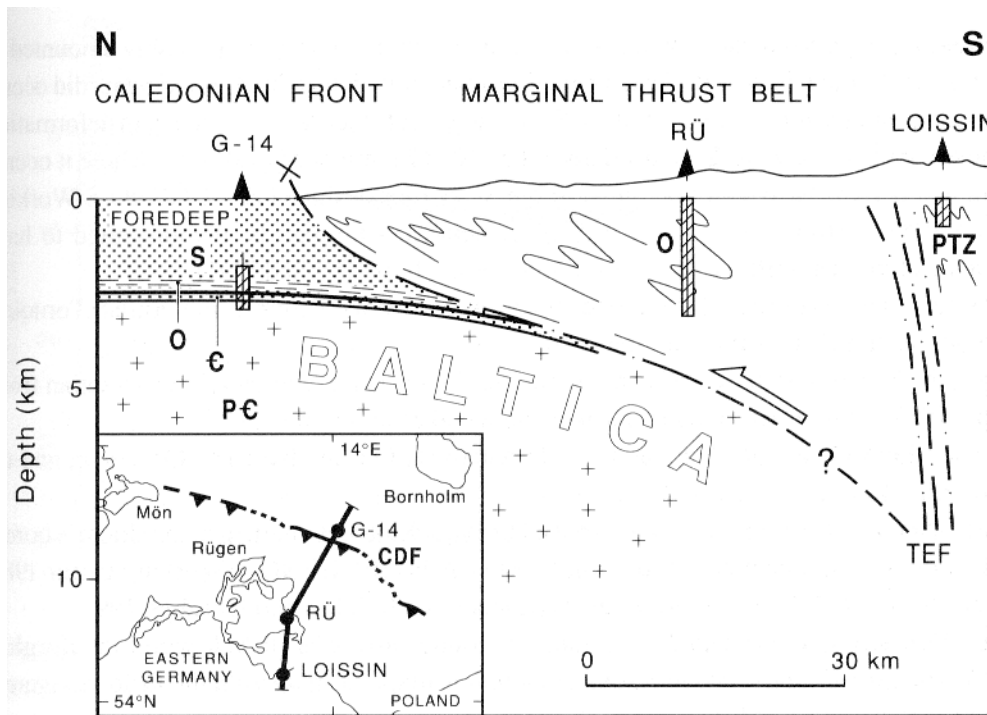


Abb.10.2: Seismische Struktur des Baltischen Schildes entlang des Profils FENNOLOGRA (Blundell, 1992). Die hier in der Kruste dargestellte TEF fand in dieser Arbeit keine Fortsetzung im Mantel.

Wohin subduzierte der Tornquistozean?

In der Frage nach tektonischen Befunden gibt es zwischen den Modellen und der Stelle, an der die Subduktion der Tornquistsee vermutet wird (Meißner & Krawczyk, 1999), eine interessante Parallele. Dort fällt steil nach Nordosten die Grenze zwischen den positiven und negativen Anomalien ab. Diese setzt in Abbildung 10.3 dort ein, wo der untere Rand von Baltika unterhalb der STZ in ca. 50 km endet.

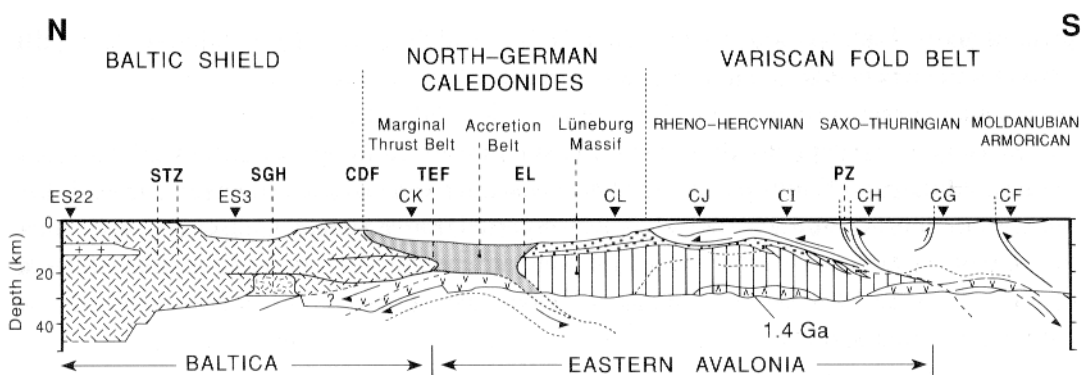


Abb.10.3: Seismische Struktur des Baltischen Schildes entlang des Profils FENNOLOGRA (Blundell, 1992). Subduzierte der Tornquistozean unterhalb der STZ nach Nordosten?

Gibt es einem Einfluß des Mantels auf die Schwereanomalien?

Zur Beantwortung der Frage nach einem möglichen Einfluß der Geschwindigkeitsverteilungen im Mantel auf die Schwereanomalien sind mehrere Punkte zu beachten:

- Wie groß sind die v_P -Anomalien?
- Welche gravimetrische Wirkung hätten diese bei direkter Umrechnung in Dichte- und daraus resultierend in Schwereanomalien?
- Gibt es Einflüsse, die dagegen sprechen direkte Umrechnungen vorzunehmen?
- Wie wechselwirken diese miteinander?

Es zeigte sich in dieser Arbeit übereinstimmend mit den Ergebnissen von Arlitt (1999), daß die v_P -Anomalien im Bereich von $-4\% \leq \Delta v_P \leq 4\%$ liegen. Entsprechende Modellierungen der Schwere nach Birch (1959) zeigten, daß die Schwerewirkung einer derartigen Anomalie die an der Oberfläche beobachteten um eine Größenordnung überragen.

Es muß daher berücksichtigt werden, daß es Effekte gibt, die ohne Dichteveränderungen Geschwindigkeitsvariationen verursachen. Zwar kann schon die Anisotropie alleine dieses bewirken, jedoch erscheint diese als Begründung für alle Geschwindigkeitsvariationen nur bedingt sinnvoll. Für die v_P -Erhöhung unterhalb des Baltischen Schildes beispielsweise müßten die Minerale senkrecht ausgerichtet worden sein. Eine entsprechende Temperatursenkung unterhalb alter Schilde wäre eine plausible Erklärung, die aber eine an der Oberfläche nicht festzustellende Schwereanomalie erzeugen würde.

Es zeigt sich aber, daß die durch eine entsprechende Temperaturanomalie verursachte Dichteveränderung schon durch geringe Schwankungen des Fe-/Mg-Verhältnisses der Olivinminerale kompensiert werden könnte. Der Bereich in dem dieses möglich ist, erlaubt bestimmte Kombinationen innerhalb sehr enger Grenzen. Es ist also sehr wahrscheinlich, daß ein Teil der Geschwindigkeitsvariationen durch Chemismus und Temperatur erklärt werden können, jedoch ist zu erwarten, daß trotzdem ein gewisses Maß an Dichteveränderungen entsteht.

Dadurch würde aber ein Teil der an der Oberfläche beobachtbaren Schwereanomalien auf den Mantel zurückzuführen sein und kann nicht vollständig durch die Kruste verursacht werden. Eine exakte Aussage hierzu läßt sich jedoch nicht finden. Auch die detailliert erarbeiteten Schweremodelle zum Norddeutschen Becken bergen nach wie vor eine Unsicherheit in sich. So wurde anfangs auch versucht, die an der Oberfläche zu beobachtenden Schwereanomalien durch Manteleinflüsse zu erklären. Später wurde dazu übergegangen, die Anomalien durch Variationen der Dichte in der Kruste zu erklären, um keinen Einfluß aus dem Mantel mehr annehmen zu müssen (Meißner, 2001).

Ob aber entsprechende chemische An- und Abreicherungen des oberen Mantels sich mit den Temperaturen korrelieren lassen, kann eine interessante Fragestellung weiterer Untersuchungen darstellen. Ebenso kann es von Interesse sein zu untersuchen, in welchem Ausmaß die hier angewendeten Methoden in anderen Gebieten der Erde (oder anderer Planeten) zum Einsatz kommen können.

10.2 Beurteilung der Verfahren

10.2.1 Linearisierung

Bei den Berechnungen wird angenommen, daß der Strahlweg gerade ist. Dieses ist in der Natur jedoch nicht der Fall (Abb. 10.4). Es muß zumindest geprüft werden, ob die sich daraus ergebende Laufzeitdifferenz zwischen dem geraden und dem gebrochenen Laufweg hinreichend klein ist, um vernachlässigt werden zu können.

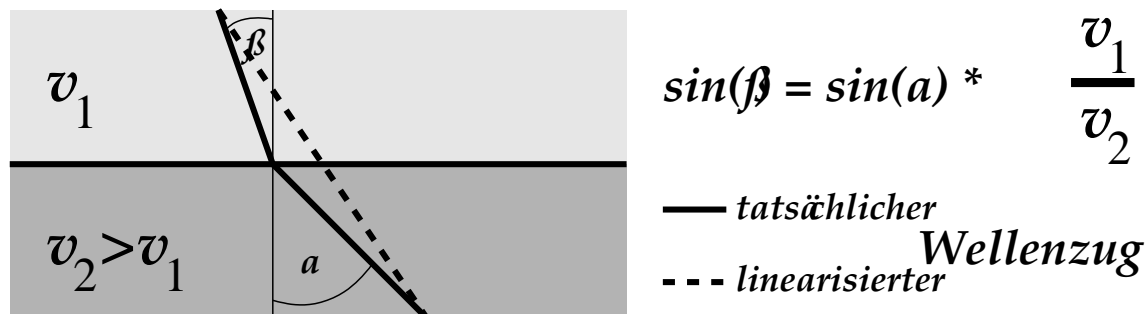


Abb.10.4: Laufwege von Wellenzügen in zwei Medien mit unterschiedlicher Geschwindigkeit.

Der linearisierte Weg ist zwar kürzer, benötigt aber mehr Zeit. Ist Δt hinreichend klein?

Zur Überprüfung, ob Δt hinreichend klein ist, werden exemplarisch für die mit der Fouriermethode ermittelten Geschwindigkeitsverteilungen die sich daraus ergebenden Laufzeiten berechnet. Dazu wird ein Modellierungsprogramm benutzt, das auf der Methode der *Finiten Differenzen (FD)* basiert (Wegler, 1998). Dieses kann in einem Gitter von $v_p(\vec{x})$ eine von unten einfallende ebene Welle simulieren. Dabei wird die Laufzeit für jeden Gitterpunkt und somit auch für die Oberfläche berechnet. Die sich daraus ergebenden Laufzeiten werden mit denen der linearisierten Rechnung verglichen (Abbildung 10.5).

In den Abbildungen 10.7 und 10.8 sind dargestellt von oben nach unten:

1. Laufzeiten der einfallenden ebenen Welle am unteren Modellrand [s]
2. Die in 50 km Tiefe zu beobachtenden Residuen gemäß Wölbern (1999)
3. Die FD-modellierten Ankunftszeiten am oberen Modellrand (50 km)
4. Die FD-Modellierten Residuen in 50 km Tiefe
5. Die Differenz der Residuen beider Verfahren

Die Graphiken der ersten Reihe zeigen, in welchem zeitlichen Abstand die ebene Welle den unteren Modellrand erreicht. Aus welcher Richtung dieses geschieht, ist vom Azimutwinkel abhängig. Die Geschwindigkeit, mit der die Grundfläche überquert wird, hängt vom Auftauchwinkel ab. Je steiler die Wellenzüge auftauchen, desto geringer die zeitlichen Unterschiede. Bei einem senkrechten Einfall würde die gesamte Grundfläche gleichzeitig erreicht werden. Zwar können Azimut- und Auftauchwinkel aus diesen Graphiken gefolgert werden, zur genaueren Information sei jedoch auf Abbildung 2.1 (s. 3) verwiesen. Die Graphiken der zweiten Reihe entsprechen denen der jeweiligen Beben in Abbildung 4.6 (S. 15). In der dritten Reihe wird dargestellt, wann in welchem zeitlichen Abstand der obere Modellrand (in 50 km Tiefe) von den Wellenzügen gemäß der FD-Modellierung erreicht wird. Dabei wurde die

Darstellung auf die relativen Zeiten (normiert auf den jeweils kleinsten Wert) reduziert. Dadurch wird der Einfluß der Geschwindigkeitsverteilungen deutlich. Aus diesen flächenhaften Darstellungen wurden die Werte für die zu diesem Zeitpunkt aktiven Stationen extrahiert und in der vierten Reihe dargestellt. Es zeigt sich eine deutliche Ähnlichkeit zu den Beobachtungen (zweite Reihe). Zur genaueren Untersuchung ist daher in der fünften Reihe die Differenz zwischen den beobachteten Residuen und den FD-modellierten angetragen.

Diese Rechnungen wurden für folgende Fälle vorgenommen:

1. Beben 09 mit Modell 612 (Abbildung 10.7, erste Spalte; Modell 612 s. Abbildung 6.7)
2. Beben 09 mit Median aller 160 Modelle (Abbildung 10.7, zweite Spalte)
3. Beben 15 mit Median aller 160 Modelle (Abbildung 10.7, dritte Spalte)
4. Beben 06 mit Median aller 160 Modelle (Abbildung 10.8, erste Spalte)
5. Beben 05 mit Median aller 160 Modelle (Abbildung 10.8, zweite Spalte)
6. Beben 14 mit Median aller 160 Modelle (Abbildung 10.8, dritte Spalte)

Es wurde darauf geachtet, daß die ausgewählten Erdbeben aus möglichst verschiedenen Richtungen eintreffen. Dieses betrifft sowohl die Azimutwinkel als auch die Auftauchwinkel. Es ist in den Differenzen zwischen den FD-modellierten und den in 50 km Tiefe zu beobachtenden Residuen kein systematischer Trend zu beobachten, der auf einen prinzipiellen Fehler hinweisen würde (Abbildung 10.7 und 10.8 jeweils die fünfte Reihe).

Für das Beben 09 wurde darüberhinaus die FD-Modellierung für das Modell mit den zugelassenen Wellenzahlen $k_x = 6$; $k_y = 1$; $k_z = 2$ ("Modell 612" siehe Abbildung 6.7 auf S. 31) vorgenommen. Es bietet sich daher an zu untersuchen, wie sich die Erweiterung des Geschwindigkeitsmodells von einer Kombination der Wellenzahlen auf die Mediane aller Kombinationen auswirkt. Wie der Vergleich der FD-modellierten Residuen (vierte Reihe, ersten beiden Spalten) zeigt, liefert auch das Modell 612 bereits eine den Beobachtungen (erste Reihe) recht ähnliche Verteilung. Die Kombination aller Modelle ermöglicht aber eine noch bessere Anpassung. Während die Standardabweichung der Residuen des Modelles 612 mit 0,472 s immerhin noch 16% unter der der beobachteten Residuen (0.561 s) liegt, stimmt diese beim kombinierten Modell mit 0.531 s zu 95% überein.

Noch besser lassen sich die Ergebnisse der verbleibenden durch das Modell 612 nicht erklärten Residuen miteinander vergleichen (Abbildung 10.6). Wiederum wurden das linearisierende Fourierverfahren (Abbildung 10.5, linke Graphik) und die FD-Modellierung (Abbildung 10.5, rechte Graphik) herangezogen. Ein sicherlich wünschenswerter Vergleich mit den Ergebnissen des aus allen Kombinationen ermittelten Geschwindigkeitsmodells ist jedoch nicht sinnvoll, da die verbleibenden Residuen ja nur für jedes einzelne Modell berechnet werden, nicht aber für die Kombination aller Modelle. Der Vergleich ergibt eine Standardabweichung, die im Bereich der Ablesegenauigkeit liegt (Budweg, 1999).

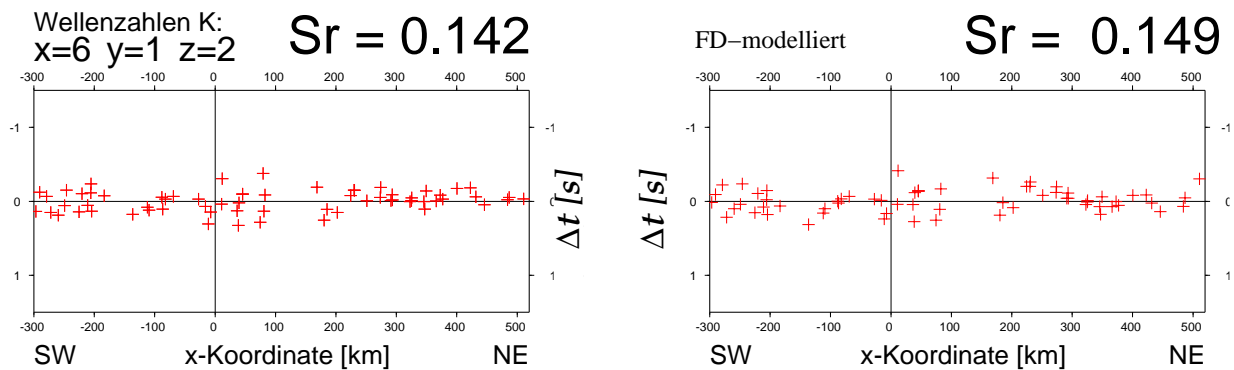


Abb.10.5: Verbleibende durch das Modell nicht erklärte Residuen in 50 km Tiefe des Bebens 09 mit linearisierten (linke Graphik) und FD-modellierten Laufwegen (rechte Graphik) durch das Modell mit $k_x = 6$; $k_y = 1$; $k_z = 2$.

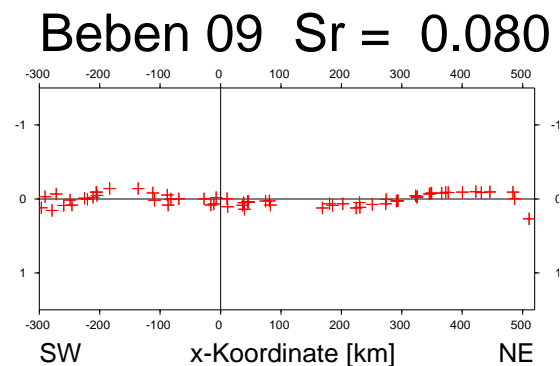


Abb.10.6: Differenz der beiden Graphiken in Abbildung 10.2

Es zeigt sich, daß auch die durch die jeweiligen Modellierungen verbleibenden Residuen zueinander sehr ähnlich sind. Dieses wird insbesondere durch die nur um 5% verschiedenen Standardabweichungen deutlich. Die Differenz der beiden bewegt sich dicht an der Nulllinie (Abbildung 10.6). Das heißt, daß die Laufzeitunterschiede, die durch die Linearisierung entstehen hinreichend klein sind. Dieses ist dadurch erklärbar, daß die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen zwei Schichten so gering sind, daß die Winkel (Abbildung 10.4) und damit die linearisierten Laufwege von den tatsächlichen nicht stark abweichen. Dieses entspricht auch dem Fermatschen Prinzip, welches besagt, daß die Laufzeit gegenüber Geschwindigkeitsstörungen erster Ordnung invariant ist (Backus und Gilbert, 1969).

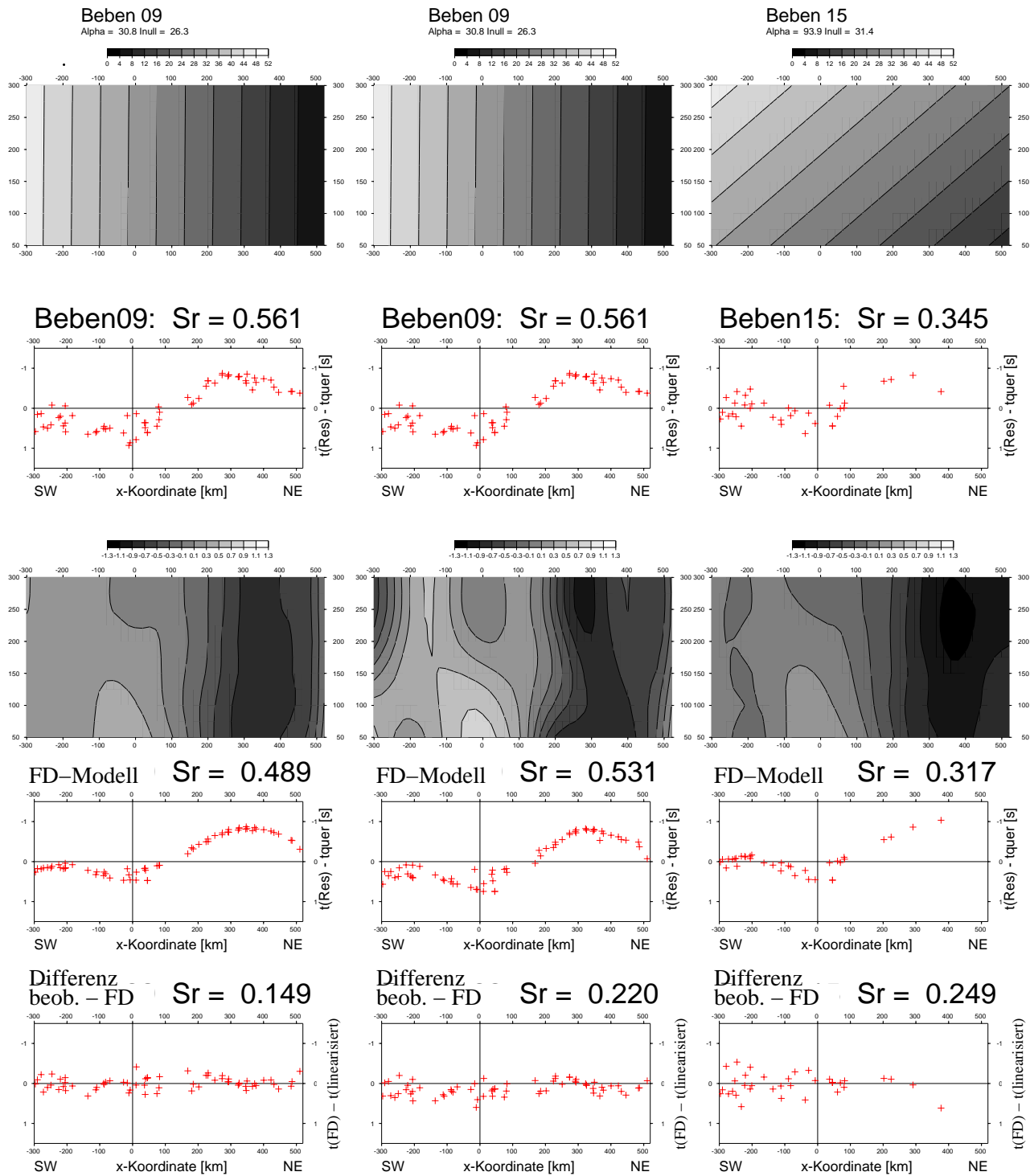


Abb.10.7: Residuen mit linearisierten und FD-modellierten Laufwegen sowie deren Differenz.

Erste Reihe: Laufzeiten der einfallenden Welle am unteren Modellrand

Zweite Reihe: Residuen in 50 km Tiefe nach Wölbern (1999)

Dritte Reihe: Laufzeiten der einfallenden Welle am oberen Modellrand

Vierte Reihe: Residuen in 50 km Tiefe FD-modelliert (Wegler, 1998)

Fünfte Reihe: Differenz der Residuen in 50 km Tiefe

Erste Spalte: Beben 09 mit Modell 612 (siehe Abbildung 6.7)

Zweite Spalte: Beben 09 mit Median aller 160 Modelle

Dritte Spalte: Beben 15 mit Median aller 160 Modelle

Δt ist hinreichend klein, Abweichungen sind hauptsächlich auf Randbedingungen zurückzuführen.

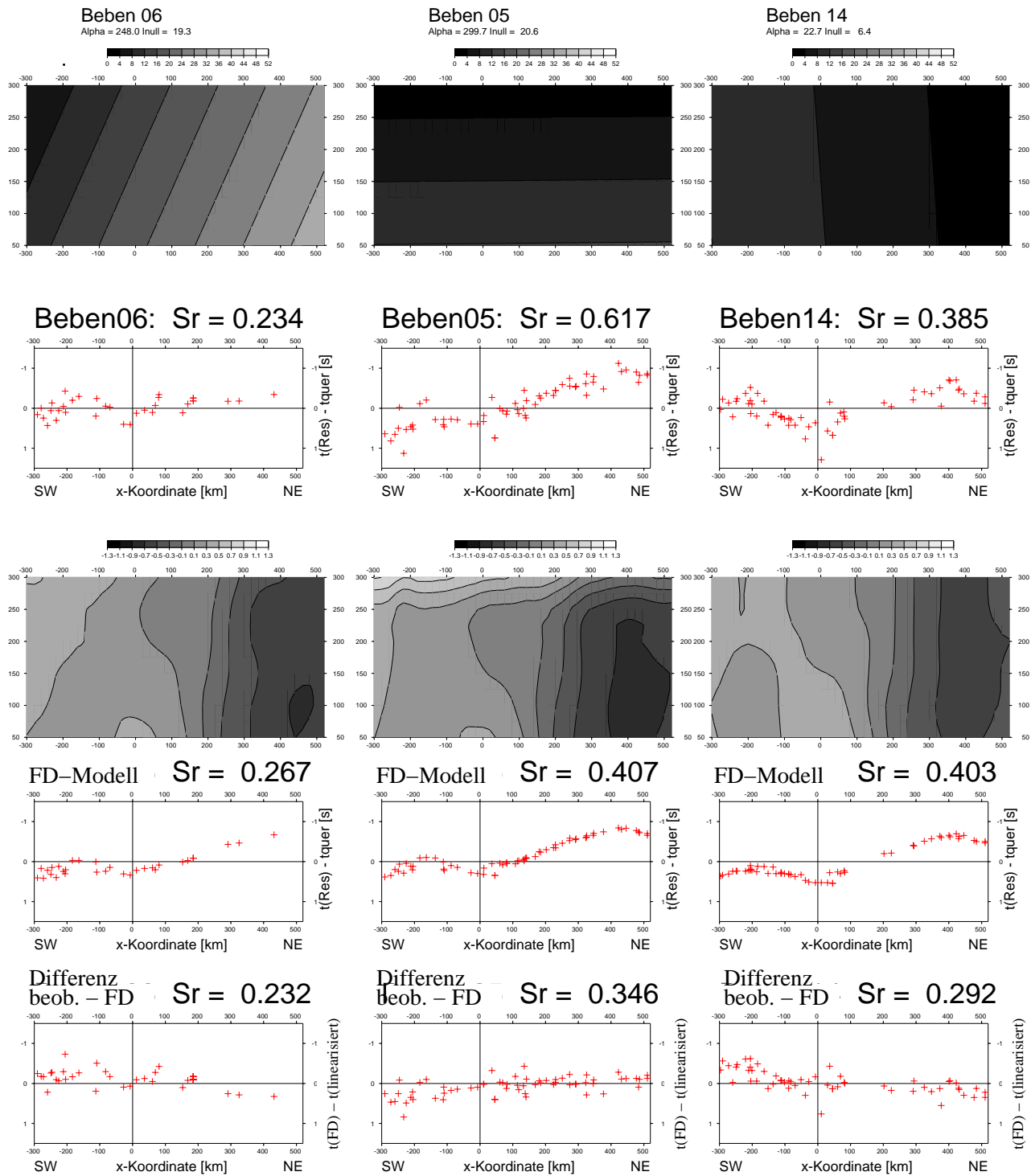


Abb.10.8: Residuen mit linearisierten und FD-modellierten Laufwegen sowie deren Differenz.

Erste Reihe: Laufzeiten der einfallenden Welle am unteren Modellrand

Zweite Reihe: Residuen in 50 km Tiefe nach (Wölbern, 1999)

Dritte Reihe: Laufzeiten der einfallenden Welle am oberen Modellrand

Vierte Reihe: Residuen in 50 km Tiefe FD-modelliert (Wegler, 1998)

Fünfte Reihe: Differenz der Residuen in 50 km Tiefe

Erste Spalte: Beben 06 mit Median aller 160 Modelle

Zweite Spalte: Beben 05 mit Median aller 160 Modelle

Dritte Spalte: Beben 14 mit Median aller 160 Modelle

Δt ist hinreichend klein, Abweichungen sind hauptsächlich auf Randbedingungen zurückzuführen.

10.2.2 Daten- und Rechenaufwand

Wie effektiv - definiert als Zielerreichungsgrad - auch immer ein Verfahren zur Bearbeitung geowissenschaftlicher oder auch allgemeiner Probleme sein mag, es führt nicht zum Ziel, wenn der für sie nötige Aufwand bei der Datenbereitstellung, -bearbeitung und -ausgabe zu intensiv ist. Es ist also zu berücksichtigen, welche Effizienz - definiert als Zielerreichungsgrad pro Aufwand - die entsprechenden Verfahren erreichen. Als Zielerreichungsgrad ("Effektivität") wird hierbei die erreichte Reduzierung der Varianz der Residuen betrachtet. Für die Bemessung des Aufwandes wird die benötigte Speicherkapazität der Programme und Skripte sowie die benötigte Rechenzeit zugrundegelegt.

Alle Berechnungen wurden auf derselben Rechanlage (Sun Enterprise 450 Server) durchgeführt, so daß die Verfahren in ihrem Rechenzeitaufwand miteinander verglichen werden können, ohne daß geräteabhängige Einflüsse auf die Dauer der Rechnungen berücksichtigt werden müssen. Die Bestimmung der Dateigröße ist generell maschinenunabhängig. Sie wird einfach über entsprechende Listingbefehle wie "ls -l" bzw. "du -k" unter LINUX/UNIX sowie "dir" unter DOS festgestellt.

	Sigmoidverfahren	Fourierverfahren
Dateigröße Programm	15 kByte	9 kByte
Rechenzeit für ein Modell	≤ 1 Minute	2 - 15 Minuten
Rechenzeit für alle Modelle	15 Minuten	32 Stunden
Reduktion der Residuen	ca. 50 %	ca. 70 %
Reduktion der Modelle	ca. 0.3 %	ca. 3.5 %

Insgesamt betrachtet erwiesen sich die beiden angewendeten Verfahren als in Ihrer qualitativen Aussage gleichwertig. Das Fourierverfahren konnte dabei weit deutlicher die Residuen reduzieren als dieses mit dem Sigmoidverfahren der Fall war. Welches der Verfahren das geeignetere ist, ist davon abhängig, wie hoch die Ansprüche in der Darstellung der Geschwindigkeitsvariationen sind und welche elektronischen Mittel zur Datenverarbeitung zur Verfügung stehen. Für eine schnelle, aber simplifizierende Auflösung eignet sich das Sigmoidverfahren. Sollen allerdings die Genauigkeiten höher liegen und stehen hinreichende Rechnerkapazitäten zur Verfügung, ist bei den hier untersuchten Möglichkeiten dem Fourierverfahren die Präferenz zu geben.

Für zukünftige Arbeiten dieser Art wäre es erstrebenswert, die Datensätze der verschiedenen Arbeitsgruppen dieses Projektes zu vereinigen. Ein derartiges Gesamtmodell und der Vergleich der Daten untereinander könnte interessante Aufschlüsse darüber erbringen, wie genau derartige Modelle überhaupt erstellt werden können. Darüberhinaus ist zu erhoffen, daß die Kombination verschiedener Verfahren die Auflösung der Modelle weiter verbessern könnte.

11 Literaturverzeichnis

A+B

Aki, K.; Christoffersson, A. & Husebye, E. S.; Determination of the Three-Dimensional Seismic Structure of the Lithosphere; *J. Geophys. Res.*, 82, No. 2, 277-296, 1977

Anderson, D. L.; *Theory of the Earth*; Blackwell Scientific Publications; p. 306, 1989

Arlitt, R.; *Teleseismic Body Wave Tomography across the Trans-European Suture Zone between Sweden and Denmark*; Dissertation; Swiss Federal Institute of Technology Zürich; Zürich, 1999.

BABEL Working Group; Deep seismic reflection/refraction interpretation of crustal structure along BABEL profiles A und B in the southern Baltic Sea. *Geophys. J. Int.*; 112; 325-343, 1993

Backus, G. E. & Gilbert, J. F.; Constructing P-velocity models to fit restricted sets of travel-time data; *Bull. Seis. Soc. Am.*, 59, 1407-1414, 1969.

Backus, G. E. & Gilbert, J. F.; Numerical application of a formalism for geophysical inverse problems; *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 13, 247-76, 1967.

Backus, G. E. & Gilbert, J. F.; The resolving power of gross earth data; *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 16, 169-205, 1968.

Backus, G. E. & Gilbert, J. F.; Uniqueness in the inversion of inaccurate gross earth data; *Phil. Trans. Roy. Soc.; London, Ser. A*, 266 123-192, 1970.

Bayer, U.; Scheck, M.; Rabbel, W.; Krawczyk, C. M.; Götze, H.-J.; Stiller, M.; Beilecke, Th., Marotta, A.-M.; Barrio-Alvers, L. & Kuder, J.: An integrated study of the NE German Basin; *Tectonophysics*, 314, 285-307, 1999.

Schweremodellierung durchgeführt an der FU-Berlin von Gtze, H.J., Kuder, J., und Barrio-Alvers, L., 1999

Berckhemer, H.; *Grundlagen der Geophysik*, Wissenschaftliche Buchgesellschaft; Darmstadt, 1990.

Berthelsen, A.; From Precambrian to Variscan Europe, in *A continent Revealed: The European Geotraverse*, edited by D. J. Blundell, R. Freeman und S. Müller, pp. 153-163; Cambridge University Press, 1992.

Berendt, G. & Weimar-Woods, E.; *Mathematik für Physiker*, Band I p. 171, VCH Verlagsgesellschaft mbH; Weinheim, 1990

Birch, F.; *J. Geophys. Res.*, 66, 2199, 1961

Blundell, D.; *A continent revealed - The European Geotraverse*; Cambridge University Press, 1992

Brink, H. J.; Dürschner, H. & Trappe, H.; Some aspects of the late and post-Variscan development of the Northwest German Basin, *Tectonophysics*: 207, 65-95, 1992.

Budweg, M.; *Das TOR-1-Projekt: Erste Ergebnisse von teleseismischen Laufzeituntersuchungen der Transeuropäischen Suturezone*; Diplomarbeit; Christian-Albrechts-Universität Kiel; Kiel, 1999.

C-F

- Carmichael, R. S.; Handbook of Physical Properties of Rocks, Vol. II; CRC Press Inc., Boca Raton Florida, 1982.
- Channell, J. E. T. & McCabe, C.; Paleomagnetic data from the Borrowdale Volcanic Group: volcano-tectonics and Late Ordovician paleolatitudes; Journal of the Geological Society, Vol. 149, 881-888, London, 1992.
- Clark, S. P. & Ringwood, A. E.; Density distribution and constitution of the mantle; Rev. Geophys., 2, 35-88, 1964.
- Cocks, L. R. M.; McKerrow, W. S. & van Staal, C.; The Margins of Avalonia; Geol. Mag.; 134, 627-636, 1997.
- Dalziel, I. D. W.; on the organization of American plates in the Neoproterozoic and the breakout of Laurentia, GSA Today, 2(11), 237-241, 1992.
- Davis, G. F.; Dynamic Earth - Plates Plumes and Mantle Convection; Cambridge University Press, 1999.
- Dawson, J. B.; Basutoland kimberlites; Bul. Geol. Soc. Am., 73, 545-560, 1962.
- DEKORP-BASIN Research Group; The deep crustal structure of the NorthEast German Basin: New DEKORP BASIN 96 deep profile results, Geology, 27, 55-88, 1999.
- Dixon, D.; Die Erde; Verlagsgruppe Bertelsmann International GmbH, München, 1984.
- Domaschk, U.; Tiefenseismische Untersuchung der Lithosphäre in der südöstlichen Nordsee; Dissertation an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 2000.
- Eberhard-Phillips, D.; Three-dimensional velocity structure in the northern California Coast Ranges from inversion of local earthquake arrival times; Bull. Seism. Soc. Am., 76, 1025-1052, 1986
- Ellsworth, B. & Zandt, G.; Program Threed: Inversion of travelttime residuals for three-dimensional velocity structure; 1976.
- Ellsworth, B. & Koyangi, R. Y.; Three-dimensional crust and mantle structure of Kilauea Volcano, Hawai'i; J. Geophys. Res., 82, 5379-5394, 1977.
- EUGENO-S Working Group; Crustal structure and tectonic evolution of the transition between the Baltic Shield and the North German Caledonides (the EUGENO-S Project), Tectonophysics; 150, 253-348, 1988.
- Franke, D.; The southern border of Baltica - a review of the present state of knowledge; Precambrian Research, 64, 419-430, Elsevier Science Publishers B. V.; Amsterdam, 1993.

G-K

Gebrande, 1982; Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik; Gruppe V: Geophysik und Weltraumforschung, Band 1: Physikalische Eigenschaften der Gesteine; Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1982.

Giese, U.; Katzung, G. & Walter, R.; Detrital composition of Ordovician sandstones from the Rügen boreholes: Implications of the evolution of the Tornquist Ocean; Geologische Rundschau, Vol. 83, pp. 293-308, 1994.

Goßler, J.; Kind, R.; Sobolev, S. V.; Kämpf, H.; Wylegalla, K.; Stiller, M. & TOR Working Group; Major crustal features between the Harz Mountains and the Baltic Shield derived from receiver functions; Tectonophysics, 314, 321-333, 1999.

Götze, H. J.; Schmidt, S.; Goltz, G.; Alver, M.; Klesper, C.; Schneider, M., Schulte, J. & Hoffmann, M., Lahmeyer, B.; Interactive Gravity and Magnetic and Application System; *userpage.fu – berlin.de/ sschmidt/Sabine_I_GMAS.html*, 2000

Guggisberg, B.; Kaminski, W. & Prodehl, C; Crustal structure of the Fennoscandian shield: A travelttime interpretation of the long range FENNOLOGRA seismic refraction profile; Tectonophysics, 195, 105-137, 1991.

Harland, W.B.; Comment and reply in "A paleomagnetic pole position from the folded Upper Devonian Catskill red beds and its tectonic implications", Geology, ((6), 258-268, 1980)

Hart, P. J.; The Earth's Crust and Upper Mantle; American Geophysical Union, Washington, D. C., 1969.

Heier, K. S. & Adams, J. A. S.; Concentration of radioactive elements in deep crustal material; Geochim. Cosmochim. Acta, 29, 53-61, 1965.

Hermann, A.; Lexikon - Geschichte der Physik A-Z; Aulis Verlag Deubler; 1978.

Hyndman, R. D.; Lambert, I. B.; Heier, J. C.; Jaeger, J. C. & Ringwood, A. E.; Heat flow and radioactivity measurements in the Praecambrian shield of Western Australia; Phys. Earth Planetary Interiors, 1, 129-135, 1968.

Kapicka, A.; Kropacek, V. & Pros, Z.; Physical Properties of the Mineral System of the Earth's Interior; Czechoslovak Academy of Sciences, Geophysical Institute; CAPG - Project 3, Prag, 1985.

Keary, P.; The Encyclopedia of the Solid Earth Sciences; Blackwell Scientific Publications; Oxford, 1993.

Kennett, B.L.N. & Engdahl, E. R.; IASPEI 1991 - Seismological Tables; Research School of Earth Sciences; Australian National University, Canberra, 1991.

Klitgord, K. D. & Schouten, H.; Plate kinematics of the Central Atlantic, in P. R. de Vogt and B. D. Tulchocke (Editors) The Geology of North America; Vol M. The Western Atlantic region. Geol. Soc. Am., Boulder, Colo., 351-378, 1986.

Klüver, T. & Rave, G.; Aufgabensammlung zur Vorlesung Einführung in die Statistik für Agrarwissenschaftler und Ökotronologen; Universität Kiel, 1999.

Koch, M.; Die Bestimmung lateraler Geschwindigkeitsinhomogenitäten aus der linearen und nichtlinearen Inversion teleseismischer Laufzeiten - Anwendung auf die seismische Zone Vrancea, Rumänien; Dissertation, Universität Karlsruhe, 1983.

Kröner, A.; Puustinen, K. & Hickman, M.; Geochronology of an Archean tonalitic gneiss dome in northern Finland and its relation with an unusual overlying volcanic conglomerate and komatiitic greenstone; Contrib. Mineral. Petrol., 76, pp. 33-41, 1981.

L-O

- Lambert, I. B. & Heier, K. S.; The vertical distribution of uranium, thorium and potassium in the continental crust; *Geochim. Cosmochim. Acta*, 31, 377-390, 1967.
- Lanczos, C.; *Linear differential operators*; D. van Nostrand Co., London, 1961.
- Levenberg, K.; A method for the solution of certain non-linear problems in least squares; *Quart. Appl. Math.*, 2, 1944.
- Leydecker, G.; PROGRAM UMGEO, Zur Umrechnung von Koordinaten, 1985
- Luetgert, J.; McRay - Interactive Two-Dimensional Seismic Raytracing for the Macintosh; Menlo Park, CA, USGS Open File Rept, pp 92-356 edition, 1992.
- Marquardt, D. W.; An algorithm for least-squares estimation of non-linear parameters; *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, 11, 431-41, 1963.
- McKerrow, W. S.; Scorese, C. R. & Brasier, M. D.; Early Cambrian reconstructions, *J. Geol. Soc. London*; 149, 599-606, 1992.
- Meißner, R.; Sadoviak, P.; Thomas, S. & BABEL Workinggroup; Avalonia, the third partner in the Caledonian collision; Evidence from deep seismic reflection data; *Geol.Rundschau*, 83, pp 186-196, 1994.
- Meißner, R.; Sadowiak, P.; Thomas, S. A. & BABEL Working Group; East Avalonia, the third partner in the Caledonian collisions: evidence from deep seismic reflection data; *Geol. Rundschau*, 83, 186-198, 1994.
- Meißner, R. & Krawczyk, C. H.; Caledonian and Proterozoic terrane accretion in the southwest Baltic Sea; *Tectonophysics*, 314, 255-267, 1999.
- Meißner, R.: pers. comm.; 2001
- MONA LISA Working Group; Closure of the Tornquist sea: Constrains from MONA LISA deep seismic reflection data, *Geology*; v25; np. 12, 1071-1074, 1997.
- Nafe, J. E. & Drake, D. C.; *Journal of Geophys. Res.*; 64, 1545-1555; 1959.
- Neumann, G.; Die Bestimmung lateraler Inhomogenitäten in der Seismik durch Inversion von Laufzeitanomalien; Dissertation, Tu-Berlin, 1981.
- Newton, I.; *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, Cambridge, Trinity College, 1686.
- Nixon, P. H.; Knorring, O. von & Rooke, J. M.; Kimberlites and associated inclusions of Basutoland: a mineralogical and geochemical study, *Am. Mineral.*; 48, 1090-1131, 1963.
- Noble, S. R.; Tucker, R. D. & Pharaoh, T. C.; Lower Palaeozoic and Precambrian igneous rocks from eastern England, and their bearing on late Ordovician closure of the Tornquist Sea: constrains from U-Pb and Nd isotopes, *Geol. Mag.*; 130, 835-846, 1993.
- Ochmann, N.; Tomographische Analyse der Krustenstruktur unter dem Laacher See Vulkan mit Hilfe von teleseismischen Laufzeitresiduen; Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1988.

P-S

- Pharaoh, T. and TESZ-colleagues, Trans-European Suture Zone - Phanerozoic Accretion and the Evolution of Contrasting Continental Lithospheres, in EUROPROBE 1996 - Lithosphere Dynamics: Origin and Evolution of Continents, edited by D. G. Gee & H. J. Zeyen; 41-54, EUROPROBE Secretariate, Uppsala University, 1996.
- Plenefisch, T.; Klinge, K. & Kind, R.; Upper mantle anisotropy at the transition zone of the Saxothuringicum and Moldanubicum in southeast Germany revealed by shear wave splitting; *Geophysical Journal International*; Volume 144, 309-319, 2001.
- Press, F. & Siever, R.; *Allgemeine Geologie*, Spektrum Akademischer Verlag GmbH Heidelberg, Berlin, Oxford, 1995.
- Rabbel, W.; Korn, M.; Kind, R. & Bock, G.; Teleseismische Erkundung des oberen Erdmantels im Bereich der Transeuropäischen Suturezone, Abschlußbericht für die DFG; Kiel, 2000.
- Ringwood, A. E.; A model for the upper mantle; *J. Geophys. Res.*; 67, 857-867 + 4473-4477, 1962.
- Ringwood, A. E. & Green, D. H.; An experimental investigation of the gabbro-eclogite transformation and some geophysical consequences; *Tectonophysics*, 3, 383-427, 1966.
- Rühl, T.; Theoretische Grundlagen und praktische Anwendungen der Diffraktionstomographie in der Geophysik, Dissertation; Universität Karlsruhe, 1991.
- Schmidt, K.; *Erdgeschichte*; Walter de Gruyter; Berlin/New York, 1978.
- Schmidt, J.; *Deep Seismic Studies in the Western Part of the Baltic Shield*; Dissertation; Faculty of Science and Technology; Uppsala, 2000.
- Schönenberg, R. & Neugebauer, J.; *Einführung in die Geologie Europas*, 7. Auflage, Rombach Wissenschaft, Freiburg, 1998.
- Sharma, P. V.; *Environmental and engineering geophysics*; Cambridge University Press, 1997.
- Sieber, H. & Huber, L.; *Mathematische Begriffe und Formeln* ISBN 3-12-717900-6; Ernst Klett, Stuttgart, 1980.
- Soper, N. J. & Woodcock, N. H.; Silurian collision and sediment dispersal patterns in southern Britain, *Geol. Mag.*; 127, 527-524, 1990.
- Soper, N. J.; Webb, B. C. & Woodcock, N. H.; Late Caledonian (Acadian) transpression in north west England: timing, geometry and geotectonic significance; *Proceedings of the Yorkshire Geological Society*; 46, 175-192, 1987.
- Soper, N. J.; Strachan, R. A.; Holdsworth, R. E.; Gayler, R. A. & Greiling, R. O.; Sinistral transpression and the Silurian closure of Iapetus; *Journal of the Geological Society*; Vol. 149, 871-880, London, 1992.
- Sørensen, K.; Danish Basin subsidence by Triassic rifting on a lithosphere cooling background, *Nature*; 319 (20), 660-663, 1986.

T-V

Talwani, M.; Sutton, G. H. & Worzel, J. L.; A crustal section across the Puerto Rico trench, *J. Geophys. Res.*, 64, 1545-1555, 1959.

Tanner, B. & Meißner, R.; Caledonian deformation upon southwest Baltika and its tectonic implications: Alternatives and consequences; *Tectonics*; Vol. 15; No. 4, 803-812, 1996.

Taubenheim, J.; *Statistische Auswertung Geophysikalischer und Meteorologischer Daten*, Akademische Verlagsgesellschaft; Leipzig, 1969.

Thybo, H.; Geophysical characteristics of the Tornquist Fan area, northwest Trans European Suture Zone: Indications of late Carboniferous to early Permian dextral transtension; *Geological Magazine*, Vol. 134 (5), pp 597-606, 1997.

Torsvik, T. H.; Smethurst, M. A.; Meert, J. G.; van der Voo, R.; McKarrow, W. S.; Brasier, M. D.; Sturt, B. A. & Walderhaug, H.J.; Continental break-up and collision in the Neoproterozoic and Paleozoic - A tale of Baltika and Laurentia; *Erath-Science Reviews*; 40, 229-258, 1996.

Trench, A. & Torsvik T. H.; The Lower Paleozoic appaerent polar wander path for Baltika: paleomagnetic data from Silurian limestones of Gotland, Sweden; *Geophys. J. Int.*; 107, 373-379, 1991.

Twomey, S.; *Introduction to the Mathematics of Inversion in Remote Sensing and Indirect Measurements*; Elsevier Scientific Publishing Company, Tucson (Arizona, USA), 1977.

USGS, National Earthquake Information Center; World Data Center for Seismology, Denver, <http://wwwneic.cr.usgs.gov/>, 2001

Vejbæk, O. V.; The Horn Graben, and its relationship to the Oslo Graben and the Danish Basin, *Tectonophysics*; 178, 29-49, 1990.

Vejbæk, O. V.; Dybe strukturer i danske sedimentære bassiner, *Geologisk Tidsskrift*; 4, 1-31, 1997.

Volarovich, M. P.; Kireenkova, S. M. & Safarov, I. B.; Velocity anisotropy and shear waves in abyssal metamorphosed and magmatic rocks under high pressure up to 2.5 GPa; p. 15-22 in Kapicka et al., 1985.

Volarovich, M. P.; Efimova, G. A. & Balasayan, V. S.; Velocity anisotropy of elastic waves in rocks and minerals under high pressure and it's possible causes; p. 29-36 in Kapicka et al., 1985.

W-Z

Wagner, P. A.; The diamond fields in South Africa; The Transvaal Leader, Johannesburg, 1914.

Wagner, P. A.; The evidence of the kimberlite pipes on the constitution of the outer parts of the earth; S. African J. Sci., 25, 127-148, 1928.

Wegler, U.: Finite-Differenzen-Lösung der Eikonal-Gleichung durch konsequente Benutzung von expandierenden Quadern, DGG-Abstraktband, Göttingen, 1998.

Williams, A. F.; The Genesis of the diamond; 2 volumes, Ernest Benn, London, 1932.

Wölbern, I.; Verifizierung krustenbedingter Einflüsse auf Laufzeitresiduen von Erdbebenwellen anhand von Daten aus dem TOR-1-Projekt; Diplomarbeit; Christian-Albrechts-Universität Kiel; Kiel, 1999.

Wollard, G. P.; J. Geophys. Res, 64, p. 1521, 1959

Worzel, J. L. & Shurbet, G. L.; Gravity interpretations from standard oceanic and continental sections; Geol. Soc. Am. Spec. Paper; 62, 87-100, 1955.

Wybraniec, S.; Zhou, S.; Thybo, H.; Forsberg, R.; Perchuc, E.; Lee, M.; Demianov, G. D. & Strakhov, V.N.; New Map Compiled of Europe's Gravity Field, EOS; Vol. 79; No. 37, 437-448, 1998.

Wylegalla, K; Bock, G.; Goßler, J.; Hanka, W. & TOR Working Group; Anisotropy across the Sorgenfrei-Tornquist Zone from Shear wave splitting; Tectonophysics 314, 335-350, 1999.

Ziegler, P. A.; Geodynamic model for the Paleozoic crustal consolidation of western and central Europe; Tectonophysics; 126, 303-328, 1986.

Ziegler P. A., Caledonian suturing of Laurussia, 1990a.

Ziegler, P. A., Geological Atlas of Western and Central Europe, Shell Internationale Maatschappij B. V., Geol. Soc. London, Elsevier, Amsterdam, 2nd edition, 1990b.

Zielhuis, A. & Nolet, G.; Deep seismic expression of an ancient plate boundary in Europe; Science, Vol. 265, pp 79-81, 1994.

Zimmermann, Herbert; Reportage (ARD) vom Endspiel der Fußballweltmeisterschaft im Berner Wankdorf Stadion, NDR, 04.07.1954.

12 Definitions- und Notationsverzeichnis

12.1 Stichworte

- Avalonia = Paläoterran, dessen östlicher Teil sich heute über den südlichen Teil Großbritanniens, BeNeLux und Norddeutschland erstreckt.
- Baltika = Paläokontinent, der heute Teil Europas ist und sich über Skandinavien und Polen erstreckt.
- Fourierreihe = Summation von Sinus- und Cosinusfunktionen, die häufig zur Darstellung einer komplizierten Funktion genutzt wird.
- Inversion = Verfahren zur Bestimmung von Modellparametern aus beobachteten Daten.
- Laufzeitresiduum = Differenz zwischen gemessener und berechneter Laufzeit einer Erdbebenwelle.
- Laurentia = Paläokontinent, der heute überwiegend Teil Nordamerikas ist und zu dem Teile Schottlands sowie Grönland gehören.
- Plattentektonik = Theorie von der Bewegung der Kontinente und Ozeane.
- Sigmoidfunktion = mathematische Funktion mit der Eigenschaft mit zunehmenden x von $f(x) = 0$ auf $f(x) = 1$ in einer Übergangszone der Breite Γ an der Stelle x_0 überzugehen.
- Tomographie = Verfahren zur Bestimmung der Eigenschaft eines Körpers, das auf der Durchstrahlung des Körpers aus verschiedenen Richtungen beruht.

12.2 Abkürzungen

- TOR = Teleseismic Tomography Tornquist
- DFG = Deutsche Forschungsgemeinschaft
- TTZ = Teisseyre Tornquistzone
- STZ = Sorgenfrei Tornquistzone
- TESZ = Transeuropäische Suturezone
- WWSSN = Worldwide Standard Seismograph Network
- CDF = Caledonian Deformation Front
- RFH = Rinkøbing-Fyn-Høj
- EL = Elbe-Lineament
- TEF = Trans European Fault

12.3 Formelsymbole

- α = allg.: Winkel; hier benutzt, um $x_0(z)$ zu definieren
- x_0 = Lage der Mitte der Übergangszone einer Sigmoidfunktion in x-Richtung
- z_0 = Lage der Mitte der Übergangszone einer Sigmoidfunktion in z-Richtung
- γ_x = Breite der Übergangszone einer Sigmoidfunktion in x-Richtung
- γ_z = Breite der Übergangszone einer Sigmoidfunktion in z-Richtung
- K_{x_i} = Wellenzahlen der Fourierzerlegung
- G = Gravitationskonstante, $G = 6.672 * 10^{-11} Nm^2kg^{-2}$
- m = Masse, gemessen in kg
- s = Strecke, kürzeste Entfernung zweier Punkte gemessen in m
- t = Zeit, gemessen in Sekunden
- v = Geschwindigkeit; Ableitung des Weges nach der Zeit; gemessen in km/s
- \vec{x} = Raumvektor mit den x, y und z Koordinaten
- F = Kraft gemessen in Newton $N = kg * m/s^2$
- \vec{x} = Vektor mit Modellparametern
- \vec{y} = Vektor mit beobachteten Daten
- A = Matrix der Verknüpfung zwischen Modellparametern und beobachteten Daten
- J = Jacobi-Matrix

12.4 Indizes

- r = Residuen
- m = Modell
- P = P(rimär)-Wellen
- i = Bebennummer
- j = Stationsnummer

12.5 Einheiten

- 1 mGal = 0.001 Gal = $10^{-5} \frac{m}{s^2}$ (Maß für die Schwerebeschleunigung bzw. der Abweichung)
- 1 s (Sekunde, Maß für die Zeit)
- 1 m (Meter, Maß für Entfernungen)
- 1 km/s = 1000 m/s (Maß für Geschwindigkeit)
- 1 a = 1 Jahr (lat. annus)

13 Persönliche Angaben

Name: Holger Busche

Anschrift: Harblek 23, 25870 Oldenswort, Tel. + Fax.: +49 4864 1478

Geburtsdatum: 29. Juli 1969

Geburtsort: Wennigsen (Deister)

Staatsangehörigkeit: Deutsch

13.1 Akademischer Lebenslauf

05/1989

Erlangung der allgemeinen Hochschulreife

06/1989 - 09/1989

Auslandsaufenthalt in Kanada und den USA

10/1989 - 09/1990

Ableistung der Wehrpflicht in Faßberg und Fürstenfeldbruck

10/1990

Beginn des Studiums der Geophysik an der Christian Albrechts Universität zu Kiel

07/1992 + 10/1992

Ablegung der mündlichen Diplomvorprüfungen

07/1994 + 11/1994

Ablegung der mündlichen Diplomhauptprüfungen

12/1994

Beginn der Diplomarbeit; Thema: "Lebensdauer und Umverteilung von Wärme in aktiven Geothermalsystemen am Beispiel von Lardarello (Toskana, Italien)".

Numerische Simulation mit der Methode der Finiten Differenzen

02/1996 - 11/1996

Vollendung der Projektarbeit "Heat Storage Investigation of The University of Auckland Buildings" im Rahmen der Erlangung des "Diploma of Geothermal Energy Technology" des Institute of Geothermal Energy of The University of Auckland (Neuseeland)

01/1997 - 04/1997

Wissenschaftliche Hilfskraft für Programmier- und Auswertungsarbeiten an seismologischen Daten des TOR 1-Projektes

08/1997

Vollendung der Diplomarbeit und damit Erlangung des Grades des Diplom-Geophysikers

12/1997

Veröffentlichung des Konzeptes für einen Integralen Taktfahrplan in Schleswig-Holstein

08/1998 - 10/1998

Technische Angestellter der Fa. ELAC L3 Nautic Systems zur Bedienung des Echolotes an Bord der Marshal Gelovany im Rahmen des Kurilen Ochotsk Sea Marine Experiments

seit 09/1997

Auswertung seismologischer Daten an der Christian Albrechts Universität Kiel im Rahmen einer Promotion

13.2 Liste der Publikationen

13.2.1 Geowissenschaftliche

- "Manteltomographie: Verspätungen von Wellenzügen im Norddeutsch-Dänischen Becken"
 1. **März 2001** Poster auf der Jahrestagung der DGG in Frankfurt
 2. **Juli 2001** Dissertation an der Christian Albrechts Universität Kiel
- "Lebensdauer und Umverteilung von Wärme in aktiven Geothermalsystemen am Beispiel von Lardarello (Toskana, Italien)"
 1. **Oktober 1995** Poster auf der Sitzung des Arbeitskreises Geothermie der DGG
 2. **August 1997** Diplomarbeit an der Christian Albrechts Universität Kiel
- "Refraction seismic investigation in Klazenomai contribution to the research of holocene coastal development in West Turkey"; Koautor bei Demirel et al., 1999
 1. **März 2000** Poster auf der Jahrestagung der EGS
- "Seasonal Heat Storage at the Example of The University of Auckland Buildings"
 1. **Oktober 1996** Projektbericht zum "Diploma of Geothermal Energy Technology"

13.2.2 Fachübergreifende

- "Der letzte Fahrplanwechsel"
 1. **Dezember 1997** Ausgabe Schleswig-Holstein
Seit Mai/November 2000 fahren vier Bahnlinien in Anlehnung an dieses Konzept.
 2. **Februar 2000** Ausgabe Großraumbereich Hamburg
 3. **Februar 2000** Ausgabe Bundesweiter Fernverkehr
- "Regenerativer Raketentreibstoff für Rasante Züge"
Das Land Schleswig-Holstein finanziert aufgrund dieser Projektarbeit Forschungsgutachten und ein Pilotprojekt mit einer Million DM.
 1. **August 1998** Projektarbeit zur Elektrifizierung von Bahnstrecken mittels in Wasserstoff gespeicherter Windenergie.
 2. **August 1998** (www.pro-bahn.de/disk/busche.htm)
- "Bus zwischen Bahn und Fähre"
 1. **April 2000** Fahrplankonzeption für die Buslinie Husum - Nordstrand, die zum 28.05.2000 umgesetzt worden ist.

14 Danksagung

Herrn *Prof. Dr. Wolfgang Rabbel* möchte ich meinen besonderen Dank für die Bereitstellung des Themas und die hervorragende Betreuung bedanken. Es ist ihm vorbildlich gelungen, meinen Gedankengängen die notwendige kreative Freiheit zu lassen, ohne dabei die Übersicht zu verlieren, wie diese zu ordnen seien.

Gleichfalls möchte ich Herrn *Prof. Dr. Rolf Meißner*, der all diese Gedanken gerne mittrug, für die Übernahme des Korreferates danken.

Diese Arbeit wurde im ersten Jahr finanziell durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft "DFG" mit einer halben Stelle gefördert. Anschließend wurde diese Arbeit durch Projektaufträge der Firmen "ELAC Nautic", "Der Mentor" und "NordfrieslandBUS" finanziert.

Anja Biegling-Franke, *Martin Budweg* und *Ingo Wölbern* sowie all den anderen *TORen* und der DFG habe ich es zu verdanken, daß es überhaupt zur Grundlage für dieses Machwerk und den mich sehr unterstützenden Diplomarbeiten von *Martin* und *Ingo* kommen konnte. Nur das Abspeichern von Skripten und Daten üben wir dann noch einmal, nicht wahr Ingo? Mit Hauke Petersen kann man schließlich derlei Dinge hervorragend auf CD brennen.

Bedanken möchte ich mich bei meinen Institutsgenossen für hervorragend kreatives Chaos. Insbesondere Thies Beilecke und Christof Müller haben nicht nur von ihren Nachbarzimmern aus positiven Einfluß gehabt. Eric Duveneck und Axel Frank saßen sogar direkt am Ort des Geschehens. Tonio Kling war dabei so unterhaltend, daß die GEZ Gebühren fordern sollte.

Die Wege zur und von der Mensa II waren immer eine gute Gelegenheit für faszinierende Gesprächsthemen mit der "Essensgäng". Insbesondere Hauke Petersen verdanke ich dadurch die Erkenntnis, daß der Ausdruck "....enthält topaktuelle Daten." doch viel besser klingt als "....ist auf den letzten Drücker fertig geworden."

Zu dieser Erkenntnis hat auch Ulrich Wegler beigetragen, der dankenswerterweise noch am letzten Tag auf die Schnelle die FD-Modellierungen zu dieser Arbeit beigetragen hat.

Ein Dank geht auch an meine Freunde vom Akademischen Ruderverein Kiel sowie vom Fahrgastverband *PRO BAHN*, ohne deren Streß das Leben sonst zuuu einfach gewesen wäre.

Dank geht ebenso an *Jens Greinert* vom Forschungszentrum für marine Geowissenschaften GEOMAR stellvertretend für das Projekt KOMEX, dessen Fahrt mit der "Marshal Geolvany" im Ochotskischen Meer meinen Horizont nicht nur (geo)wissenschaftlich erweiterte.

Ebenso führte mir *Filiz Demirel-Schlüter* weitere Erkenntnisse zu. Darunter auch wissenschaftliche, die sogar in einer Beteiligung an einem EGS-Poster mündeten (Demirel, 1999). Letztendlich fügte sie nicht nur dieser Arbeit eine neue Seite zu.

Silke Schenck und *Michael "Mentor" Müller* sowie *Jürgen Küster* waren auch weit über das Korrekturlesen hinaus besonders hilfreiche und in ihrer Kombination sehr effizient einzusetzende Geister. Sei es bei guter Unterhaltung oder bei der Beantwortung rosaner, oranger und gelber Fragen aber natürlich insbesondere beim Korrekturlesen.

Am größten und besonders herzlich bedanke ich mich bei meiner Freundin *Urte Domaschk*, die nicht nur eine gute Geophysikerin ist. Der Weg nach Christchurch wird jetzt immer freier. Den Dank an ihre Eltern brauche ich nicht zu beschreiben. Sie wissen wofür.

Es ist mir schleierhaft geblieben, warum es sich eigentlich gemäß akademischen Brauch nicht geziemt, das Team zuerst zu nennen, ohne deren gemeinsame moralische Unterstützung nicht nur bei Studium und Promotion gar nichts ginge? Danke Mama und Danke Papa!

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides Statt, daß die vorliegende Arbeit von mir selbständig ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt wurde. Direkt und indirekt übernommene Gedanken und Ergebnisse fremder Quellen sind kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde weder in gleicher noch in ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde als der der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel vorgelegt.

Holger Busche

Kiel, den 06.12.2001

Erklärung nach Paragraph 8 der Promotionsordnung

Ich erkläre hiermit, daß ich für die Wahl des Verfahrens zur mündlichen Prüfung die Form der Disputation wähle und damit einverstanden bin, daß Zuhörer bei der mündlichen Prüfung zugelassen sind.

Holger Busche

Kiel, den 06.12.2001

”...*Aus! Aus! Aus!*”

Das Spiel ist AUS!!!!”

(Zimmermann, 1954)