

mal $0,7^\circ$ aufgeteilt, wobei sich die Intervalle um $0,2^\circ$ überlappen (*sliding window* Technik). Anschließend werden für beide Tiefen separat jeweils alle diejenigen Spuren aufsummiert, deren Durchstoßpunkte innerhalb eines definierten Summationsintervalles liegen.

Durch die Überlappung können einzelne Spuren zu mehreren Intervallen beitragen, wodurch die effektive Anzahl der Spuren bei der Summation erhöht wird. Diese Methode stellt einen räumlichen Filter dar, der zu einer Angleichung der Ergebnisse in benachbarten Bereichen, also zu einer Glättung führt. Die Ankunftszeiten der jeweiligen Phase werden schließlich automatisch anhand der maximalen Amplitudenwerte innerhalb eines definierten Zeitfensters (43 s - 49 s für die P_{410s} bzw. 67 s - 73 s für die P_{660s}) ermittelt.

Die Ergebnisse dieser Summationstechnik sind in den *Abbildungen 5.15* und *5.16* gezeigt. Die schwarzen Kästchen markieren den jeweiligen Summationsbereich. Die zu Grunde liegenden Durchstoßpunkte sind durch Kreuze markiert, zur besseren Übersicht jedoch auch noch einmal gesondert in *Abbildung 5.17* dargestellt. Die ermittelten Ergebnisse sind wegen der Überlappung der Intervalle nur im zentralen Bereich jedes Kästchens angezeigt. Kästchen mit weniger als fünf Spuren wurden dabei nicht berücksichtigt.

Die farbliche Darstellung gibt die Ankunftszeiten in drei Intervallen wieder: Ockergelb entspricht den für das gesamte Messgebiet festgestellten durchschnittlichen Ankunftszeiten, welche demnach für beide Phasen 2 s hinter dem globalen Mittel nach *IASP91* liegen. Rot weist auf Verzögerungen der P_{410s} bzw. auf verfrühte Einsätze der P_{660s} hin, was bezogen auf die gegensätzlichen Vorzeichen der *Clapeyron-Steigungen* beider Diskontinuitäten jeweils auf einen Temperaturanstieg hindeutet. In den blauen Gebieten verhält es sich entsprechend umgekehrt.

Wie vorab schon gezeigt, hat die Wahl des Filters Einfluss auf die Form der Summenspur. Die Summation wurde deshalb zum Vergleich in jeweils zwei Frequenzbereichen durchgeführt: Die *Abbildungen 5.15* und *5.16* zeigen jeweils im oberen Teil die Ergebnisse nach Anwendung eines Bandpasses von 10 s - 30 s, sowie im unteren Teil entsprechend für einen Filter von 2 s - 30 s, welcher zwar eine höhere Auflösung erlaubt, gleichzeitig jedoch auch einen höheren Rauschanteil zulässt.

Abbildung 5.15 zeigt zunächst die Ankunftszeiten der Konvertierten aus 410 km Tiefe. Beide Teilabbildungen zeigen stellenweise stark schwankende Ankunftszeiten, u.a. bedingt durch den Rauschpegel, der durch die relativ geringe Zahl summierter Spuren nur ungenügend unterdrückt werden kann. Beim Vergleich der Darstellungen beider Frequenzbereiche werden ebenfalls Abweichungen in den Resultaten deutlich.

Zwei Gebiete weisen jedoch ein annähernd stabiles Ergebnis in beiden Frequenzbereichen auf: Im Gebiet zwischen Maui und Big Island und westlich davon zeigt sich in beiden Darstellun-

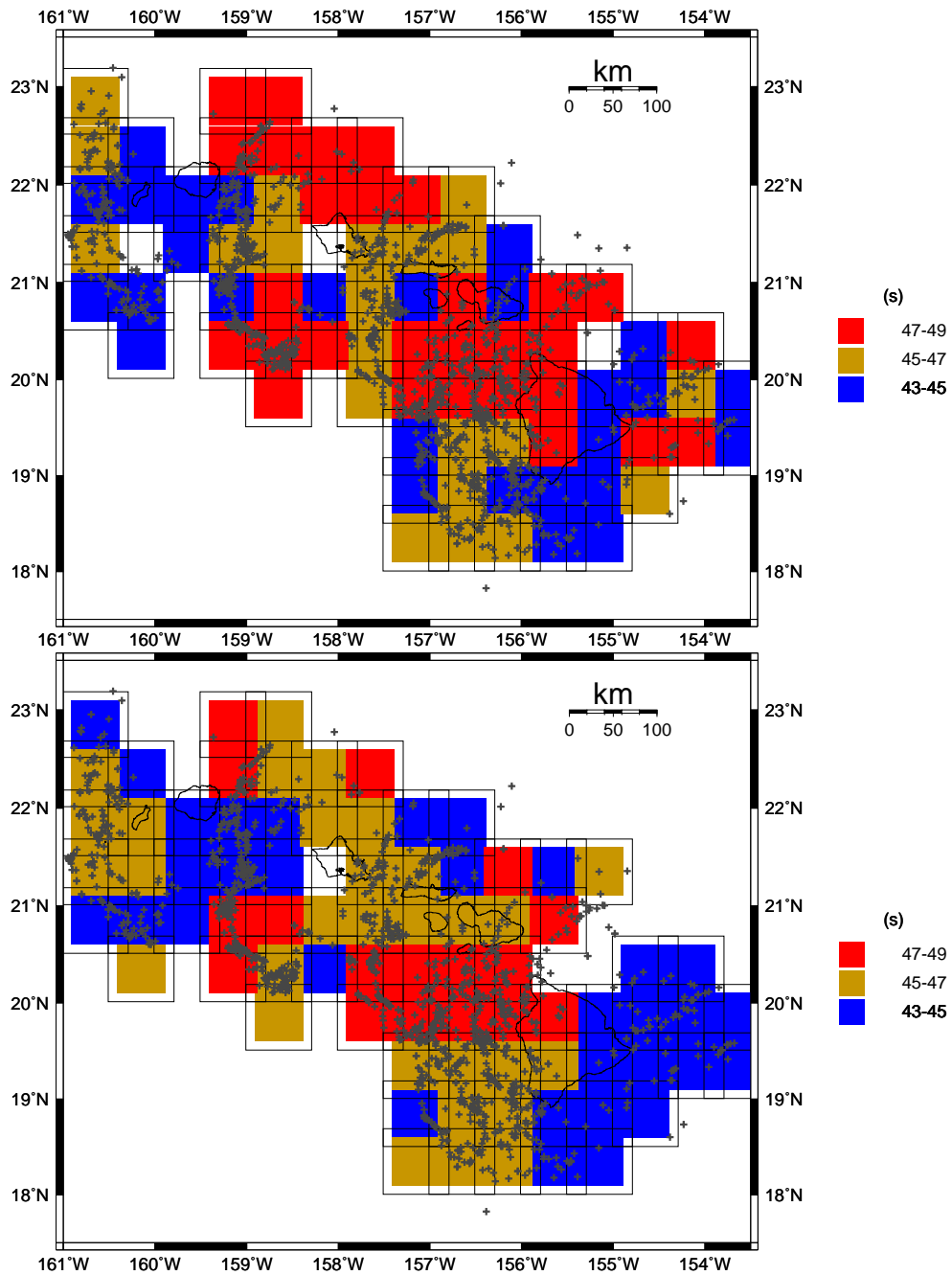


Abbildung 5.15: Laufzeitvariationen der P_{410s} -Konvertierten im Messgebiet. Die Einzelspuren wurden anhand der Lage ihrer Durchstoßpunkte in dieser Tiefe in Kästchen von $0,7^\circ$ mal $0,7^\circ$ aufsummiert, wobei die Summationsintervalle um jeweils $0,2^\circ$ überlappen. Kästchen, in denen weniger als fünf Einzelspuren zur Summation beitrugen wurden nicht ausgewertet. Die Durchstoßpunkte sind mit Kreuzen markiert, die schwarzen Kästchen geben die Summationsintervalle wieder.

Im oberen Bild wurde vor der Summation ein Bandpass von 10 s - 30 s angewandt, im unteren von 2 s - 30 s. Verzögerte Ankunftszeiten der P_{410s} sind in rot, frühere hingegen in blau dargestellt. Rote Kästchen markieren somit relativ heiße Gebiete. Beide Darstellungen zeigen starke Zeitvariationen auf und liefern stellenweise unterschiedliche Ergebnisse.

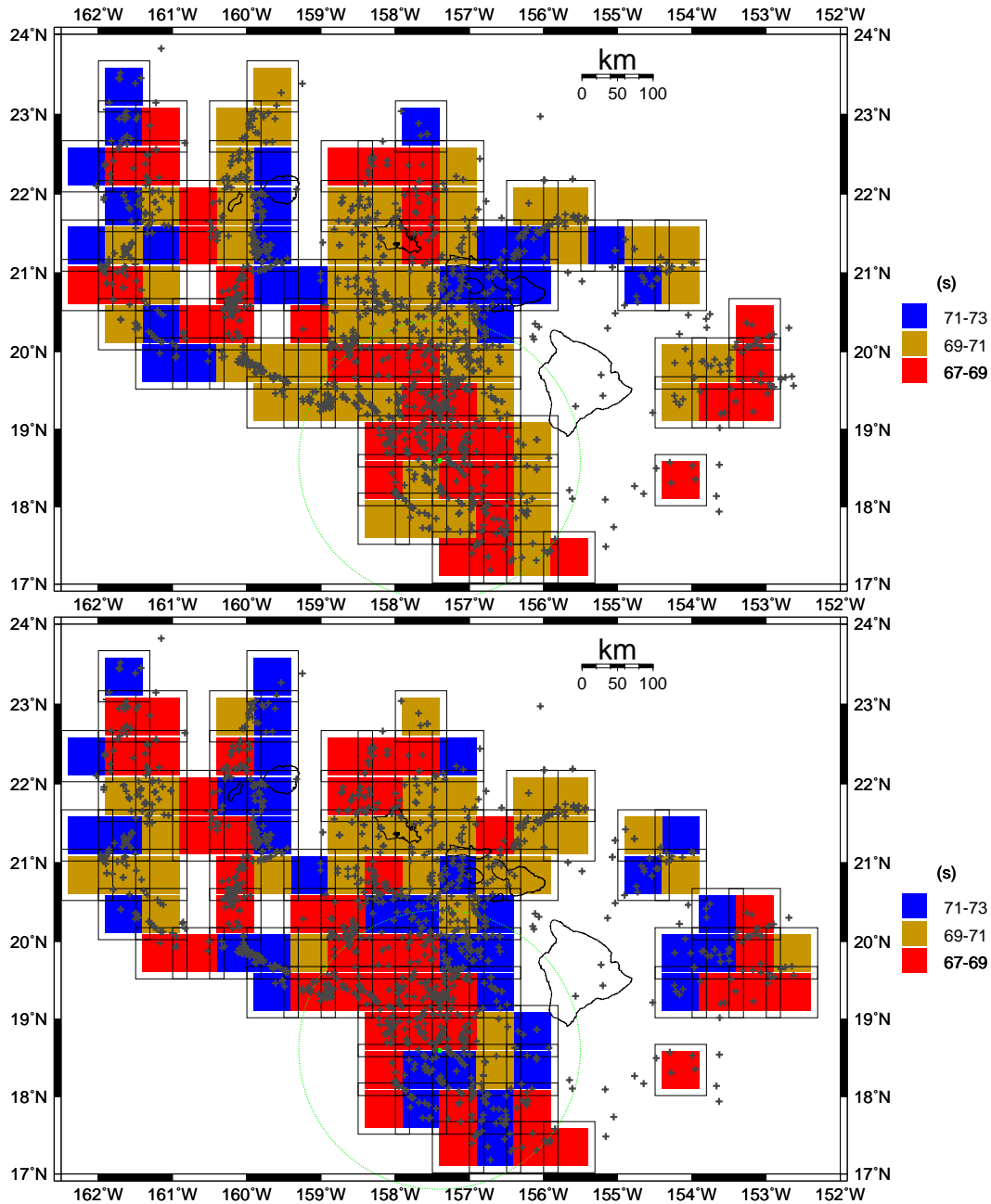


Abbildung 5.16: Laufzeitvariationen der P_{660s} -Konvertierten im Messgebiet. Die Filterung und die Summation wurde wie in Abbildung 5.15 beschrieben durchgeführt, dabei ist der langperiodische Datensatz wiederum oben dargestellt. Der grün umkreiste Bereich markiert die hypothetische Position des Plumes nach Li et al. (2000b). Rote Kästchen markieren wiederum heiße Gebiete, hier also frühere Ankunftszeiten der P_{660s} , blaue Kästchen hingegen verzögerte Zeiten relativ zum Durchschnittswert.

Die Wahl des Filters verändert auch hier deutlich das Ergebnis. Insgesamt schwanken die Werte auch hier recht stark. Auffällig ist dennoch eine Häufung sehr früher Ankunftszeiten (rot) im Bereich der Kreismarkierung, welche auf eine erhöhte Temperatur und damit möglicherweise auf den Plume hindeutet.

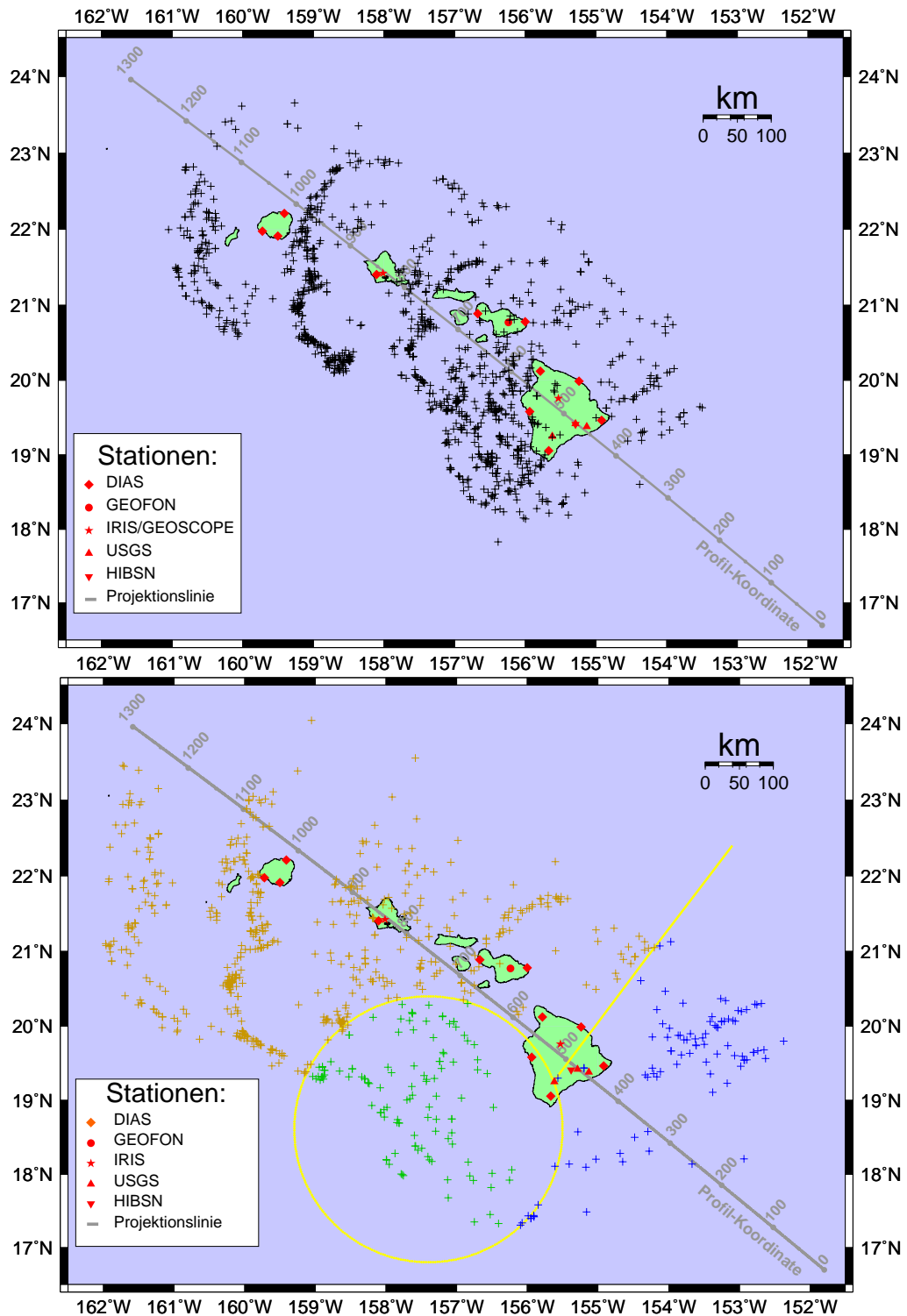


Abbildung 5.17: Verteilung der Durchstoßpunkte berechnet für die Diskontinuitäten in 410 km (oben) und 660 km Tiefe (unten). Die farbliche Unterscheidung im unteren Bild zeigt die Einteilung der Daten für die weitere Untersuchung in drei verschiedene Regionen anhand der Durchstoßpunkte in 660 km. Grün markiert die postulierte Plumezone, blau den vom Plume noch unbeeinflussten Bereich des Mantels und ocker das Gebiet, das wegen der allgemeinen Laufzeitverzögerungen auf einen langsamen oberen Mantel hindeutet.

gen eine zusammenhängende Zone verzögerter Ankunftszeiten relativ zum Durchschnitt (rot), die auf eine Temperaturerhöhung hindeuten. Zum anderen zeichnet sich im südöstlichen Teil des Messgebietes ein Bereich mit recht frühen Ankunftszeiten relativ zum Durchschnitt ab (blau), der besonders deutlich in den kurzperiodischen Daten hervortritt. Die ermittelten Zeiten entsprechen hier etwa den theoretischen Werten nach *IASP91*.

Die Ankunftszeiten der Konvertierten aus 660 km Tiefe sind in *Abbildung 5.16* dargestellt. Im oberen Teil ist wiederum der langperiodisch gefilterte, darunter der kurzperiodische Datensatz gezeigt. Wie schon bei der P_{410s} streuen die Ergebnisse auch hier stellenweise sehr stark. Die kürzerperiodischen Daten zeigen sich dabei wesentlich unruhiger.

Die von (Li *et al.*, 2000b) angenommene Aufwölbung der 660-km Diskontinuität ist in der Abbildung mit dem grünen Kreis markiert. Tatsächlich häufen sich hier frühe Ankunftszeiten der P_{660s} (rot), was eine Aufwölbung der Diskontinuität an dieser Stelle bestätigen könnte. Deutlich ist dies vor allem in der oberen Teilabbildung zu erkennen, jedoch ist eine Anhäufung früher Zeiten auch bei kürzeren Perioden belegt.

Eine detaillierte Darstellung der Zeitvariationen der Manteldiskontinuitäten kann die Summationstechnik offenbar nicht leisten. Zum einen kann das Hintergrundrauschen durch die recht geringe Spurnzahl pro Summationsintervall nicht effizient genug reduziert werden, zum anderen ist die Auflösung der einzelnen RF in dieser Tiefe bereits deutlich eingeschränkt. Die ersten Fresnelzonen für 410 km und 660 km erreichen nach Gleichung (2.5) bereits für einen Bandpass von 2 s - 30 s Ausdehnungen von etwa 65 km bzw. 89 km, im langperiodischen Fall sogar 146 km bzw. 200 km. Kleinräumige Topographie der Diskontinuitäten ist daher nicht auflösbar, auch wenn das Auflösungsvermögen durch Anzahl der summierten Spuren effektiv größer ist.

Dennoch konnten einige Bereiche ausgemacht werden, die scheinbar großräumigere Effekte aufweisen. Aufgrund der Beobachtungen erscheint für die weitere Untersuchung die Einteilung des Datensatzes in drei Zonen sinnvoll. Die erste Zone umfasst dabei den Bereich der Aufwölbung der 660-km-Diskontinuität südwestlich von Big Island, also die wahrscheinliche Position des Plumeschlauches in dieser Tiefe. Diese Zone hat einen Radius von 200 km.

Die zweite Zone orientiert sich an dem Bereich, in welchem die P_{410s} -Phase etwa *IASP91*-Zeit aufweist. Sie umfasst den südöstlichen Bereich des Profils etwa bis zur Mitte von Big Island. Dieses Gebiet ist in 660 km Tiefe kaum abgedeckt, zeigt jedoch zumindest im langperiodischen Bereich ebenfalls Tendenzen zu frühen Zeiten relativ zum Durchschnitt des Messgebietes. Die dritte Zone schließlich beinhaltet die restlichen *Receiver Functions* im nordwestlichen, also älteren Teil der Inselkette.

Tabelle 5.4: Durchschnittswerte der Differenzzeiten $P_{660s}-P_{410s}$ für die drei verschiedenen Zonen im Vergleich zu IASP91.

Zone	t_{410}	t_{660}	t_{diff}
IASP91	44,10 s	68,12 s	24,02 s
Plume	46,60 s	68,68 s	22,08 s
SO	44,53 s	68,05 s	23,52 s
NW	46,91 s	70,70 s	23,79 s

Die Einteilung der Spuren erfolgt anhand der geographischen Lage der Durchstoßpunkte für 660 km Tiefe, da das Hauptaugenmerk auf der hypothetischen Plumezone liegt. Die genaue Lage der drei Zonen ist aus *Abbildung 5.17, unten*, anhand der farbig dargestellten Durchstoßpunkte zu ersehen. Die Plumezone ist grün markiert, die vom Plume vermutlich noch nicht beeinflusste südöstliche Zone ist blau dargestellt, während der ältere nordwestliche Inselfbereich in gelb angezeigt ist.

Da die Diskontinuitäten in 410 km und 660 km Tiefe auf Temperatureinflüsse gegensätzlich reagieren, kann die Dicke der Übergangszone Aufschluss auf lokale Temperaturänderungen geben. Für die drei Zonen werden deshalb die Differenzzeiten $P_{660s}-P_{410s}$ (t_{diff}) ermittelt und über der Ankunftszeit der P_{410s} aufgetragen. Die Ankunftszeiten werden jeweils aus der Summenspur des jeweilig kompletten Datensatzes der Zone abgeleitet. Dieser Vorgang wird für verschiedene Filterbereiche wiederholt, um gleichzeitig den Einfluss des Passbandes auf das Ergebnis zu kontrollieren.

Die Ergebnisse sind in *Abbildung 5.18* dargestellt. Der theoretische Wert nach *IASP91* ist zum Vergleich ebenfalls markiert. Die Zonen können an den Symbolen unterschieden werden. Deren Farbe entspricht der selben Einteilung wie bei den Durchstoßpunkten in *Abbildung 5.17*. Die neben den Symbolen stehenden Zahlenwerte geben den jeweiligen Bandpassfilter an, der vor der Summation angewandt wurde. Trotz einer gewissen Schwankungsbreite zeigen die drei Zonen grundsätzlich unterschiedliche Ergebnisse. Die Kreuze markieren die jeweiligen Durchschnittswerte, die auch in *Tabelle 5.4* zusammengefasst sind.

Für die Daten der Plumezone (grün) wirkt sich die Wahl des Filters besonders aus: Die kurzperiodischen Bandpässe bis 4 s liefern Resultate mit geringer Schwankungsbreite, während längerperiodische Filter systematische Abweichungen ergeben. Offenbar werden hier zwei verschiedene Phasen die Anwendung langperiodischer Filter zu einem Maximum verschmiert, das auf der Zeitachse zu einem mittleren Wert verschoben wird. Der Durchschnitt wurde deshalb in dieser Zone nur aus den kurzperiodisch gefilterten Daten ermittelt.

Die Mittelwerte der drei Gebiete ergeben folgendes Bild: Sowohl im südöstlichen wie auch im nordwestlichen Bereich weicht die Differenzzeit (t_{diff}) nur geringfügig vom *IASP91*-Wert ab (SO: 0,50 s; NW: 0,23 s), so dass hier keine wesentliche Beeinflussung der MTZ festzustellen ist. In der vermuteten Plumezone jedoch nimmt t_{diff} um rund 2 s ab und zeigt damit

eine um etwa 20 km verringerte Mächtigkeit der Übergangszone an, was auf eine erhebliche Temperaturerhöhung also auf den Mantelplume hinweist.

Die beiden anderen Zonen weisen keine auffälligen Veränderungen der MTZ auf, unterscheiden sie sich allerdings in den Ankunftszeiten der Mantelkonvetierten. Im Südostteil weichen die gemessenen Ankunftszeiten beider Mantelphasen nur geringfügig vom globalen Mittel

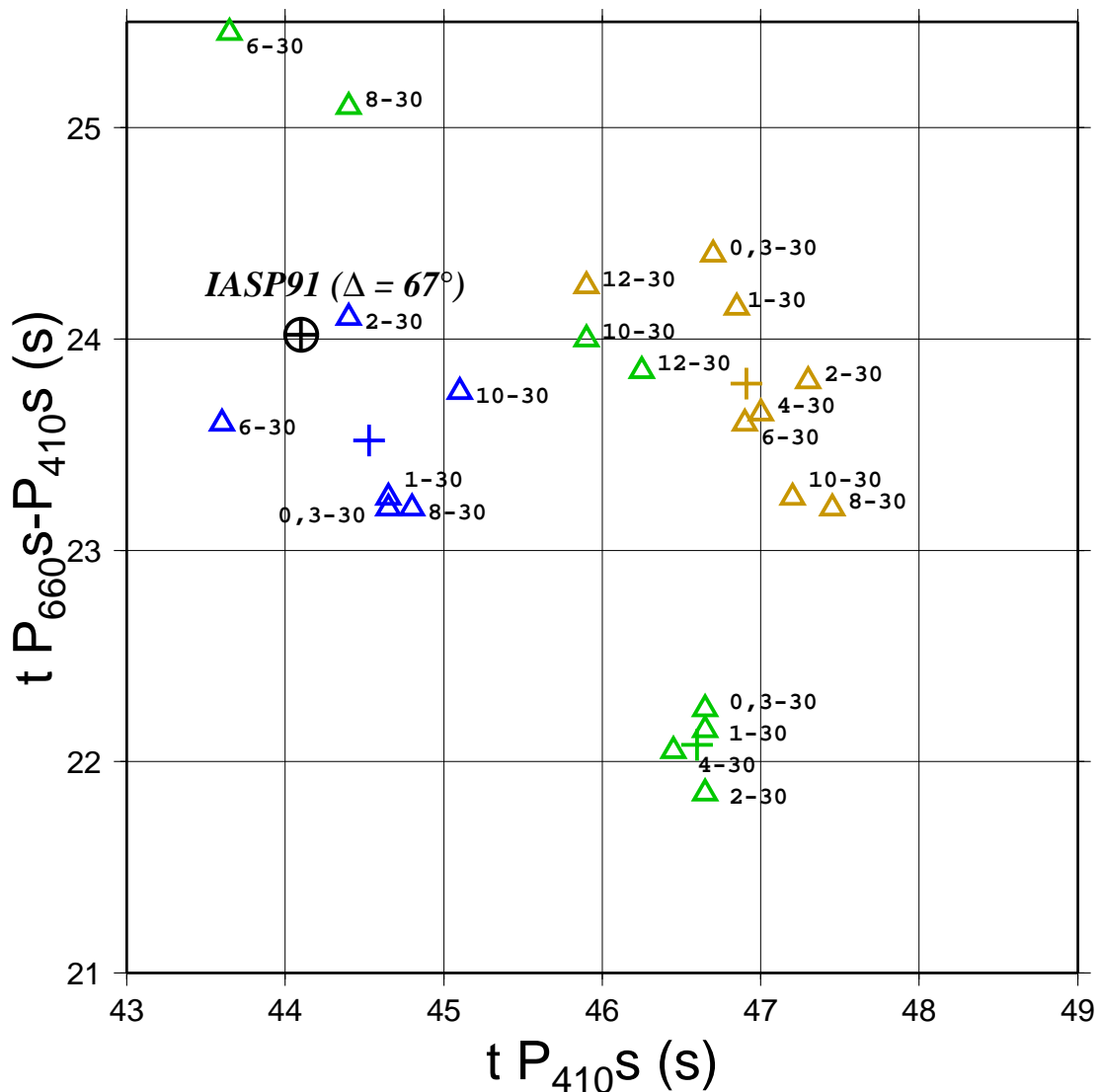


Abbildung 5.18: Diagramm mit Differenzlaufzeiten der Manteldiskontinuitäten dargestellt über den Ankunftszeiten der P_{410S} -Phase im Vergleich zu IASP91. Die Farben entsprechen der in Abbildung 5.17 zur Einteilung der drei Zonen verwendeten. Die Zeiten wurden jeweils aus den Summenspuren der Zonen ermittelt nach Verwendung verschiedener Filterbereiche. Die Kreuze geben den Durchschnittswert wieder (in der Plumezone nur die Bandpässe bis max. 4 s).

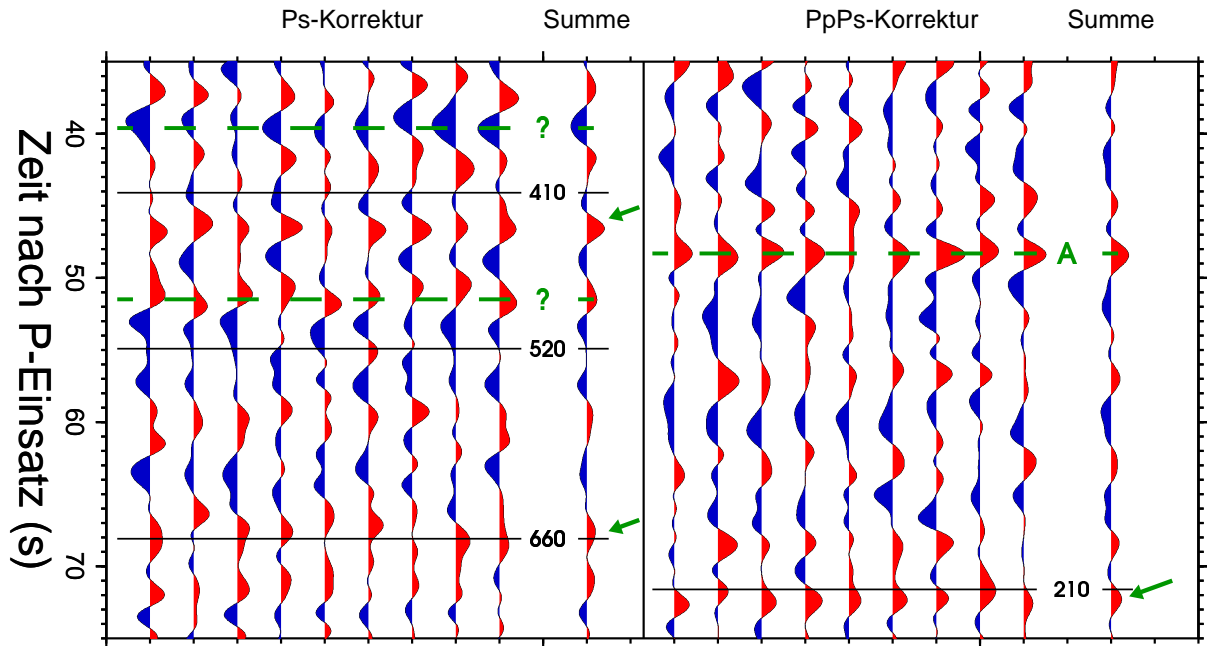


Abbildung 5.19: Bootstrap-Verfahren für die Plumezone. Theoretische Ankunftszeiten nach IASP91 sind in schwarz, die tatsächlichen Phasen aus der MTZ sind mit Pfeilen markiert. Zusätzliche Phasen sind mit gestrichelten Linien gekennzeichnet. Im linken Teil wurden sie Laufzeiten auf direkte Konvertierte korrigiert, im rechten Teil auf die PpPs-Multiple. Der Bereich beinhaltet insgesamt 687 Spuren, die zufällig ausgewählten Teildatensätze umfassen je 300 Spuren.

ab, während sie im nordwestlichen Bereich um rund 2,8 s verzögert sind. Diese gleichgroße Verzögerung beider Phasen lässt erwarten, dass die Ursache dafür im Mantel oberhalb der Übergangszone liegt.

Mit Hilfe der in Abschnitt 2.4 beschriebenen *Bootstrap*-Methode (Efron und Tibshirani, 1986) soll die Stabilität der Ergebnisse für die Mantelphasen in den drei Zonen überprüft werden. Hierzu werden Teilmengen der Spuren des jeweiligen Bereiches gebildet. Die Auswahl erfolgt zufällig, umfasst aber je Zone eine stets gleich bleibende Anzahl von Spuren. Danach werden die Teilmengen separat aufsummiert. Die zeitlichen Schwankungen der Maxima geben Aussage über die Stabilität des Signals und definieren somit einen Fehlerbereich. Zur Kontrolle werden die Laufzeiten der Spuren sowohl auf direkte Konvertierte als auch auf erste Multiple korrigiert.

Gleichzeitig kann mit dieser Methode nach zusätzlich auftretenden Phasen gesucht werden. Hintergrundrauschen oder vereinzelt auftretende Störsignale werden dabei entweder weitgehend eliminiert oder treten nur sporadisch in den Summenspuren auf. Kohärente Phasen dagegen sollten in allen Summationen erkennbar sein. Um auch nah beieinander liegende

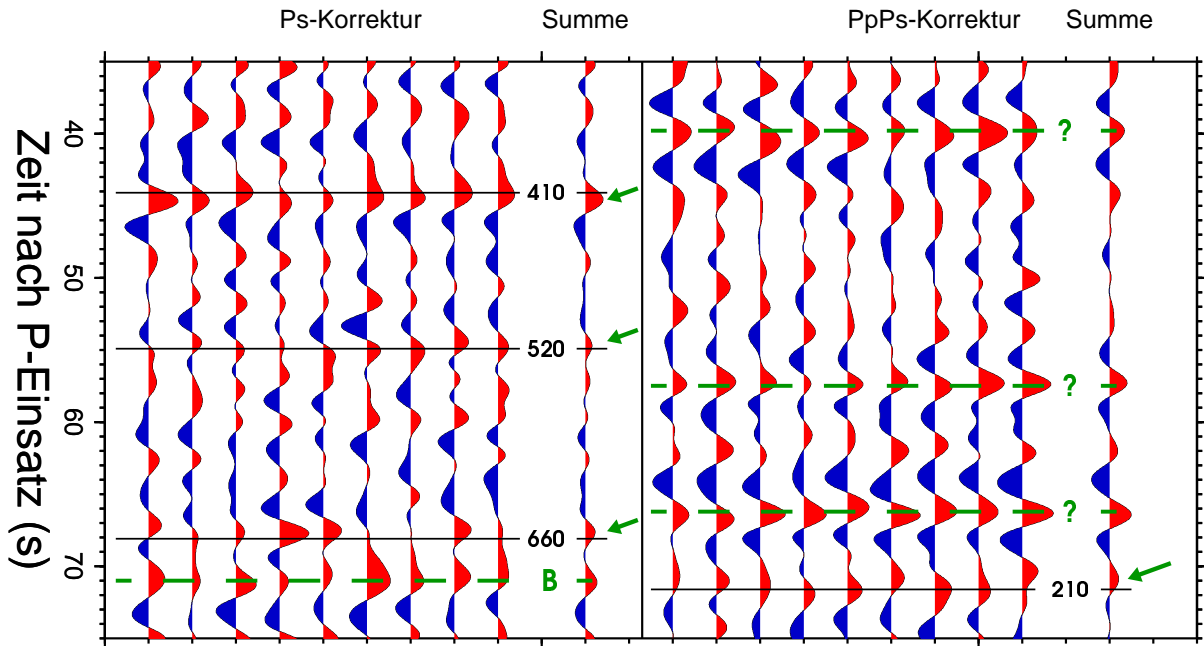


Abbildung 5.20: Bootstrap-Verfahren für die südöstliche Zone. Erläuterungen siehe Abbildung 5.19. Der Bereich umfasst insgesamt 118 Spuren, in den zufällig ausgewählten Teildatensätzen wurden je 60 Spuren summiert.

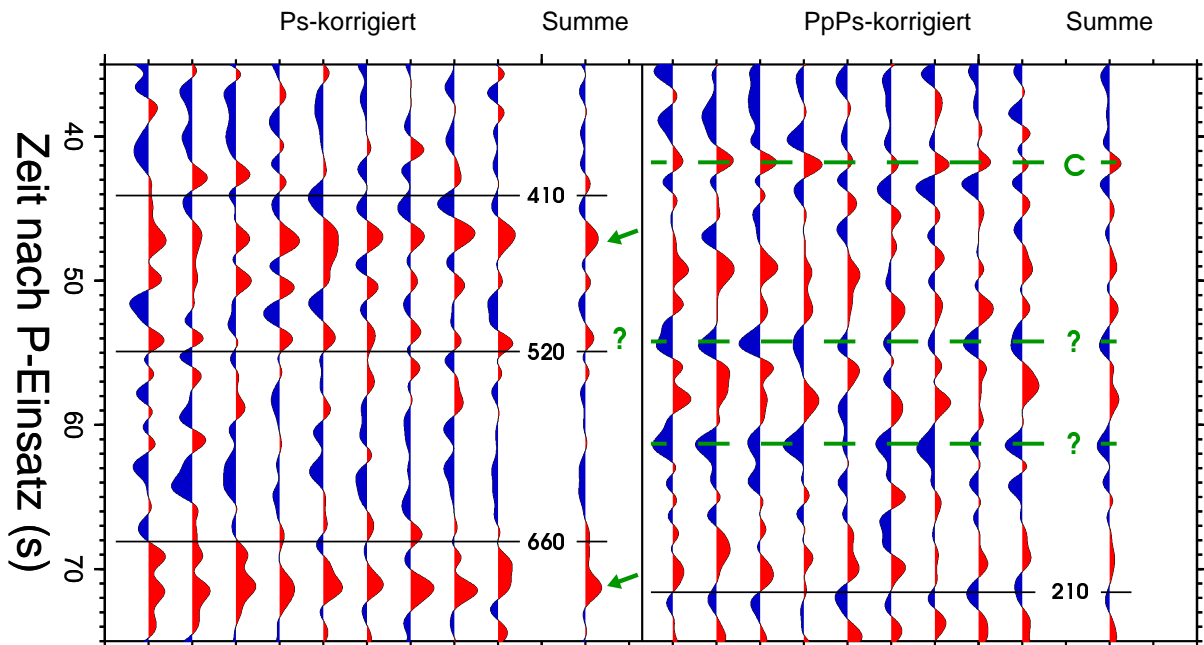


Abbildung 5.21: Bootstrap-Verfahren für die nordwestliche Zone. Erläuterungen siehe Abbildung 5.19. In diesem Bereich befinden sich insgesamt 1118 Spuren, aus denen für die Teildatensätze je 400 Spuren zufällig ausgewählt wurden.

Maxima auflösen zu können, wurde trotz des dadurch zu erwartenden höheren Rauschpegels mit einem Bandpass von 2 s - 30 s gearbeitet. Die Ergebnisse des *Bootstrap*-Verfahrens sind in den *Abbildungen 5.19 bis 5.21* dargestellt.

Die *Abbildung 5.19* zeigt zunächst die vermutete Plumezone. Trotz der recht hohen Zahl von Einzelspuren treten die Konvertierten aus 410 km und 660 km Tiefe nicht so deutlich hervor wie erwartet. Klar zu erkennen ist dennoch die P_{410s} . Diese erscheint stabil bei $46,6 \pm 0,4$ s, während die Konvertierte aus 660 km Tiefe mit $67,4 \pm 1,2$ s großen Schwankungen unterliegt. Trotz der Streuung der Maxima ist die Ausdünnung der MTZ in der *Abbildung* deutlich zu erkennen, eine Konversion in 520 km Tiefe kann allerdings nicht verifiziert werden.

In den Multiplen zeichnet sich eine kohärente Phase ab, deren Ankunftszeit mit $72,3 \text{ s} \pm 0,4$ s etwa mit der PpP_{210s} übereinstimmt. Diese Multiple ist der einzige Hinweis auf die Lehmann-Diskontinuität, die ja in den direkten Konvertierten nicht zu sehen ist. Unter Berücksichtigung der Verzögerung, die, wie oben vermutet, durch den oberen Mantel verursacht wird, wäre für die Multiple jedoch ebenfalls eine verzögerte Konversionszeit zu erwarten.

Eine noch stärkere Multiple erscheint bei etwa 48 s (bezeichnet mit **A**). Nach *Tabelle 5.1* kommt für diese Zeit lediglich die zweite Multiple der Gutenberg-Diskontinuität (PpS_G) in ca. 90 km in Frage, unter Berücksichtigung einer zeitlichen Verzögerung nach dem Inversionsmodell der S-Wellengeschwindigkeiten. Da die Laufzeitkurven beider multiplen Phasen annähernd gleich verlaufen (Yuan, 1999), ist diese Erklärung plausibel. Daneben sind weitere kohärente Phasen in den Summenspuren zu erkennen, die mit dem heute gültigen Erdmodell nicht erklärt werden können.

Im südöstlichen Bereich bis etwa zur Mitte Big Islands stehen nur sehr wenige Spuren zur Verfügung. Für das *Bootstrap*-Verfahren werden hier nur je 60 Spuren verwendet, so dass insbesondere hier nur vorsichtige Aussagen getroffen werden können. In *Abbildung 5.20* sind die bekannten Mantelkonvertierten jedoch klar zu identifizieren. P_{410s} liegt bei $44,45 \pm 0,4$ s nur geringfügig hinter der theoretischen *IASP91*-Zeit, P_{660s} liegt mit $67,59 \pm 0,4$ s leicht davor. Die Konvertierte der 520-km-Diskontinuität tritt jedoch nur vage bei $54,94 \pm 0,5$ s auf.

Etwas hinter der P_{660s} zeigt sich eine zweite starke Phase (mit **B** bezeichnet), wie sie auch schon in der Plumezone angedeutet war. Es ist unklar, ob hier die in *Abschnitt 3.2.4* erwähnten Phasenübergänge des Granat eine Rolle spielen oder eine Überlagerung von Phasen aus benachbarten Regionen mit verzögerten Ankunftszeiten eine Rolle spielen.

Mehrere Phasen sind hier insbesondere auch in den Multiplen (oben) zu erkennen, die keiner bekannten Struktur zugeordnet werden können. Wie im Plumbereich gibt es auch hier Hinweise auf eine PpP_{210s} , welche in diesem Bereich mit $70,9 \pm 0,9$ s jedoch stärker schwankt.

Das im Vergleich zu *IASP91* frühere Auftreten der Phase stimmt mit der Beobachtung in der Plumezone überein.

Im nordwestlichen Bereich wurden jeweils 400 von insgesamt 1118 Spuren ausgewählt. Die Signalform ist dadurch gleichmäßiger. Deutlich erkennbar sind die P_{410s} (hier bei $47,0 \pm 0,3$ s) und die P_{660s} , welche bei $71,18 \pm 0,35$ s auftritt. Eine Ausdünnung der MTZ kann in diesem Bereich also nicht nachgewiesen werden. Wie schon erwähnt, liegt die Ursache der gleichmäßigen Verzögerung beider Phasen wahrscheinlich im darüberliegenden Mantel.

Die Amplitude der P_{660s} ist in dieser Abbildung wesentlich stärker, hier jedoch ist das zweite zeitlich benachbarte Maximum nicht getrennt, so dass beide hier möglicherweise miteinander verschmolzen sind. Die Verifizierung der P_{520s} ist fraglich. Zwar zeigen die Spuren Maxima bei $54,0 \pm 0,5$ s, was jedoch verglichen mit *IASP91* verfrüht wäre und somit zu der Verzögerung der beiden anderen Mantelkonvertierten im Widerspruch steht.

Kohärentes Signal, dessen Ursprung unklar ist, zeigt sich auch in den Multiplen, allerdings schwächer ausgeprägt als in den anderen Zonen. Die an der Lehmann-Diskontinuität generierte Multiple ist in der Abbildung nicht erkennbar. Wegen der allgemeinen Verzögerung liegt sie eventuell außerhalb des Zeitbereiches (siehe dazu *Abbildung 5.26*).

Die im vorderen Teil bei etwa 42 s auftretende Multiple (bezeichnet mit C, ist möglicherweise identisch mit der Phase A in *Abbildung 5.19*). Da die Gutenberg-Diskontinuität im nordwestlichen Teil eine geringere Tiefe aufweist, ist die deutlich frühere Ankunftszeit der PpS_Gs trotz der Verzögerung im oberen Mantel plausibel.

Die Ausdehnung des Plumes wurde einer eingehenderen Untersuchung unterzogen. Hierfür wurde der postulierte Radius des Plumeschlauches zwischen 300 km bis 60 km mehrfach variiert, der angenommene Mittelpunkt der Plumezone jedoch beibehalten. Die Daten wurden mit einem Bandpass von 2 s - 30 s gefiltert und anschließend aufsummiert. Das Ergebnis ist in *Abbildung 5.22* dargestellt.

Der Radius ist oben angegeben und nimmt nach rechts ab. Wegen der Mittelung durch die Summation über wesentlich mehr Spuren sind die Amplitudenwerte bei den großen Radien geringer als bei kleineren. Die Anzahl nimmt von 997 Spuren bei 300 km Radius auf 140 Spuren bei 60 km Radius ab.

Zunächst ist anzumerken, dass eine P_{520s} im Bereich des Plumes praktisch nicht feststellbar ist. Die Ankunftszeit der P_{410s} liegt unabhängig vom Radius annähernd konstant bei 46,4 s, also ca. 2,3 s hinter dem theoretischen Wert. Eine Abnahme der Ankunftszeit mit dem Radius ist hingegen für die P_{660s} festzustellen. Bei einem Radius von 300 km liegt diese bei ca. 67,8 s ($t_{diff} = 21,3$ s), verringert sich aber kontinuierlich auf 66,8 s ($t_{diff} = 20,3$ s) bei 120 km und bleibt danach konstant bei diesem Wert.

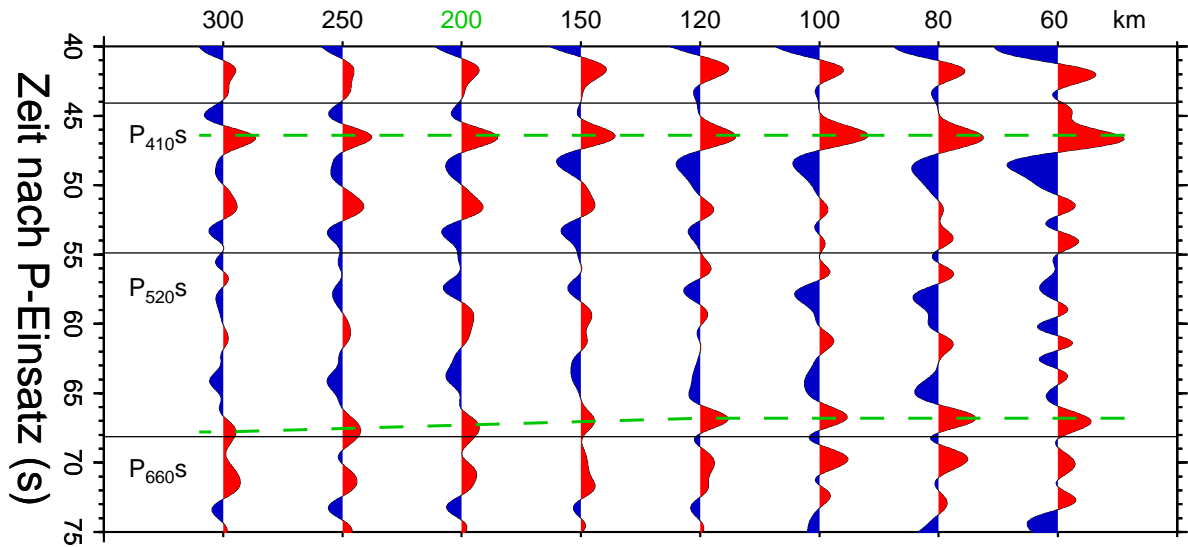


Abbildung 5.22: Untersuchung des Plumeradius. Die Abbildung zeigt Summenspuren nach Anwendung eines Filters von 2 s - 30 s für verschiedene hypothetische Plumeradien, wie oben angezeigt. Die Spur mit 200 km Radius entspricht der vorherigen Plumezone. Die schwarzen Linien markieren die IASP91-Zeiten, die gestrichelten grünen Linien zeigen die tatsächlichen Mantelphasen an.

In einem zweiten Schritt wird der Bereich in drei Gebiete unterteilt: Einen Kernbereich mit 100 km Radius sowie zwei ringförmige Segmente, die ebenfalls beide einen Radiusbereich von je 100 km abdecken. Der Einfluss der äußeren Bereiche kann so separat beobachtet werden. *Abbildung 5.23* zeigt, dass die drei Segmente sich deutlich unterscheiden. Während sich die Ankunftszeit der P_{410s} kaum ändert, sind starke Unterschiede bei der 660-km-Diskontinuität zu erkennen.

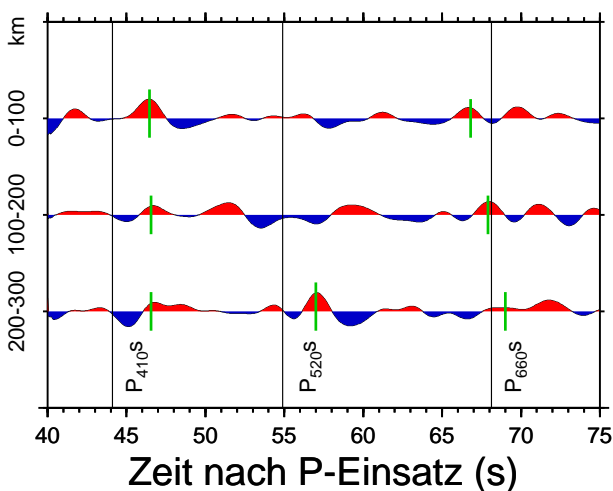


Abbildung 5.23: Summenspuren wie in *Abbildung 5.22*. Die hypothetische Plumezone ist in einen Kernbereich und zwei umgebende Ringsegmente aufgeteilt. Der zentrale Bereich beeinflusst damit nicht die Summe der äußeren Radien. Während die Zeit der P_{410} nahezu stabil ist, verändert sich die Ankunftszeit der P_{660} deutlich.

Der äußere Ring mit Radius 200 - 300 km zeigt keine deutliche Abnahme der t_{diff} und somit kaum Einwirkung des Plumes. Dies wird indirekt auch durch die klare P_{520s} in diesem Bereich bestätigt, die nach *Abbildung 5.22* in der Plumezone nicht auftritt. Diese verschwindet im mittleren Ringsegment, während P_{660s} bereits deutlich früher auftritt. Erst im Kernbereich jedoch erreicht die Ausdünnung der MTZ ihr Maximum, so dass der Radius des heißesten Kernbereiches des Plumeschlauches mit etwa 100 - 120 km angegeben werden kann.

5.1.5 weitere Diskontinuitäten

Das Auftreten von Diskontinuitäten unterhalb der Mantelübergangszone ist umstritten, wie in *Abschnitt 3.2.5* ausgeführt wurde. Vereinzelt Beobachtungen deuten zwar auf solche Mittmantel-Diskontinuitäten hin, diese aber weisen große Tiefenschwankungen auf und konnten bisher auch nicht mit mineralogischen Modellen in Einklang gebracht werden. Global auftretende Diskontinuitäten werden z.B. in 920 km, 1050 km und 1200 km Tiefe vermutet (Kawakatsu und Niu, 1994; Vinnik *et al.*, 2001).

Speziell im Messgebiet, und ebenso unter Island, wurde in einer Studie von *Receiver Functions* (Shen *et al.*, 2003) eine Diskontinuität in 1050 km Tiefe postuliert, basierend auf der Beobachtung einer amplitudenschwachen Phase. Der zu Grunde liegende Datensatz zeigt allerdings nur eine geringe Überdeckung.

Neben den Konvertierten der MTZ zeigt die *Bootstrap*-Methode weitere kohärente Phasen, wie sich in den *Abbildungen 5.19* bis *5.21* bereits andeutet. Zur Untersuchung eventueller tieferer Schichtgrenzen wird der Zeitbereich nun auf 65 s - 130 s erweitert. Die Einteilung der drei Zonen wird beibehalten. Die Ergebnisse sind in den *Abbildungen 5.24* bis *5.26* dargestellt.

Die schwarz markierten Linien geben wiederum theoretische Ankunftszeiten wieder, wobei hier alle oben erwähnten Diskontinuitäten berücksichtigt sind. Allgemein treten, wie auch bei der Untersuchung der Mantelübergangszone, im späteren Bereich scheinbar etliche konvertierte und multiple Phasen auf, die in den meisten Fällen jedoch eher schwach ausgeprägt sind. Die Summenspuren zeigen sich allgemein sehr unregelmäßig, so dass störende Signale und kohärentes Rauschen nicht ausgeschlossen werden können.

Die P_{660s} -Phase wurde bereits ausführlich beschrieben. Die ihr unmittelbar folgende Phase könnte durch die Transformation des Granatanteils bedingt sein, welche insbesondere in heißen Regionen als Ursache für eine Diskontinuität in 710 - 720 km Tiefe angegeben wird. Die Ankunftszeit liegt hier allerdings vor der theoretischen Zeit.

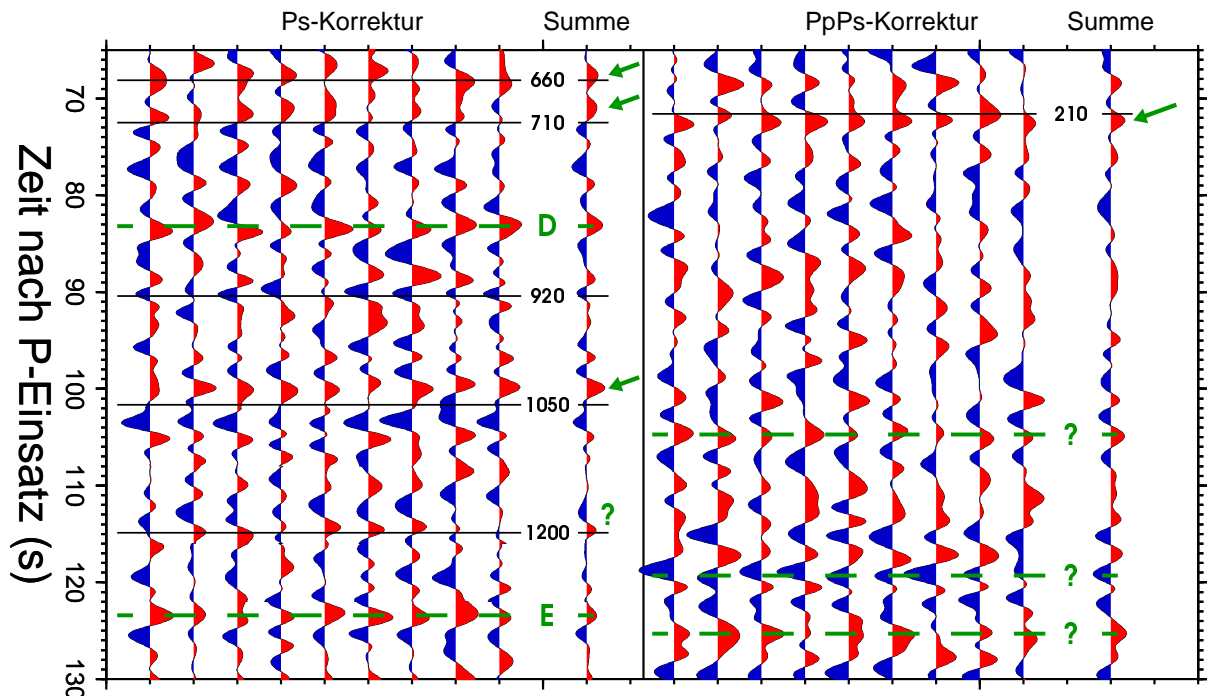
Ebenso wurde bereits die PpP_{210s} beschrieben, die jedoch in *Abbildung 5.21* nicht zu erkennen war. Unter der Annahme reduzierter S-Wellengeschwindigkeiten im oberen Mantel kann

sie in dieser Zone bis zu 4 Sekunden verzögert auftreten. Hinweise auf die $PpP_{210}s$ sind zwar auch in *Abbildung 5.26* zu erkennen, können jedoch nicht klar verifiziert werden.

Daneben existiert eine Reihe weiterer kohärenter Signale. Die vermutete Diskontinuität in 920 km Tiefe kann in keiner der drei Zonen eindeutig nachgewiesen werden. Einzig im südöstlichen Bereich tritt ein schwaches Maximum etwas früher als zur errechneten Zeit auf. Ähnlich verhält es sich mit der Diskontinuität in 1200 km Tiefe, die von Vinnik *et al.* (2001) als global existierend angenommen wurde. Schwache Andeutungen einer $P_{1200}s$ sind lediglich in der Plumezone erkennbar.

Anders verhält es sich hingegen mit der unter Hawaii und Island beobachteten Konvertierten aus 1050 km Tiefe (Shen *et al.*, 2003), die verkümpft zu sein scheint mit dem Auftreten einer ausgedünnten Mantelübergangszone. Eine recht ausgeprägte Phase tritt tatsächlich in der Plumezone (*Abbildung 5.24*) bei $99,9 \pm 0,5$ s auf, die als $P_{1050}s$ in Frage kommt. Allerdings erscheint sie 1,5 s früher als nach *IASP91* berechnet. In den beiden anderen Bereichen ist die Phase nicht erkennbar.

Sowohl in den Multiplen als auch in den direkten Konvertierten treten weitere Phasen auf, die durch das *Bootstrapping* verifiziert, jedoch keiner bislang bekannten Struktur zugeordnet werden können. Eventuell müssen einfache und höhere multiple Reflexionen innerhalb des



*Abbildung 5.24: Bootstrapping für tiefere Phasen in der Plumezone. Auswahl der Daten und Durchführung wie in *Abbildung 5.19*.*

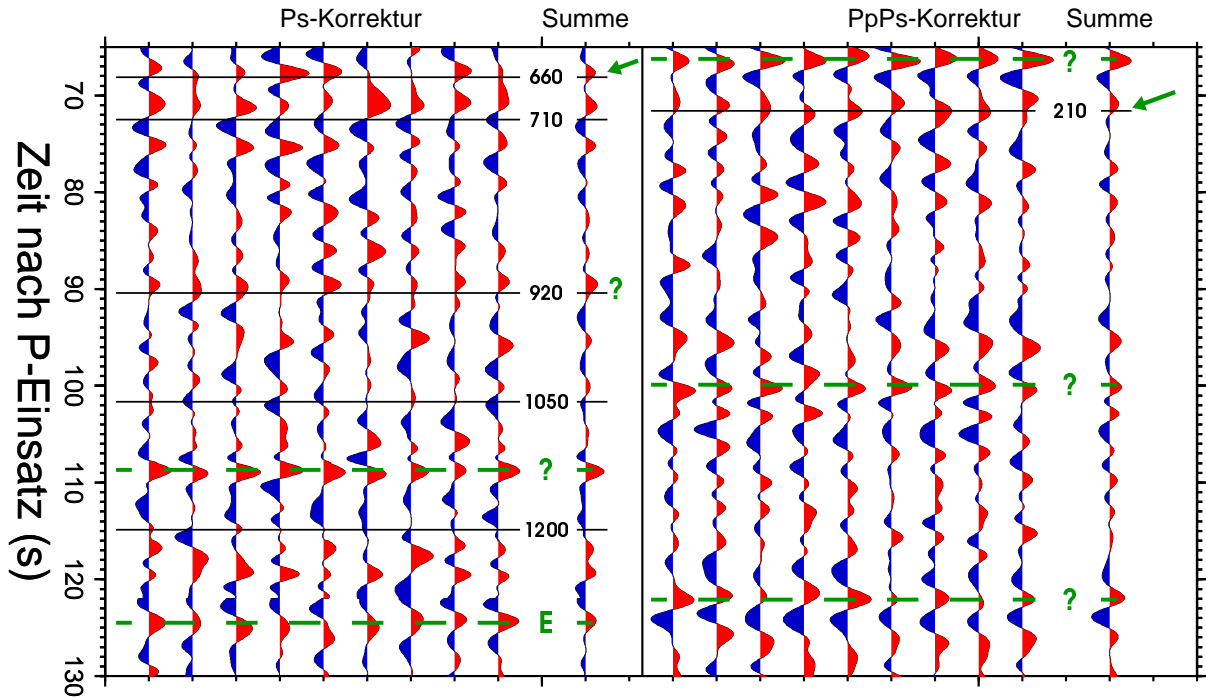


Abbildung 5.25: Bootstrapping für tiefere Phasen im südöstlichen Bereich. Auswahl der Daten und Durchführung wie in Abbildung 5.20.

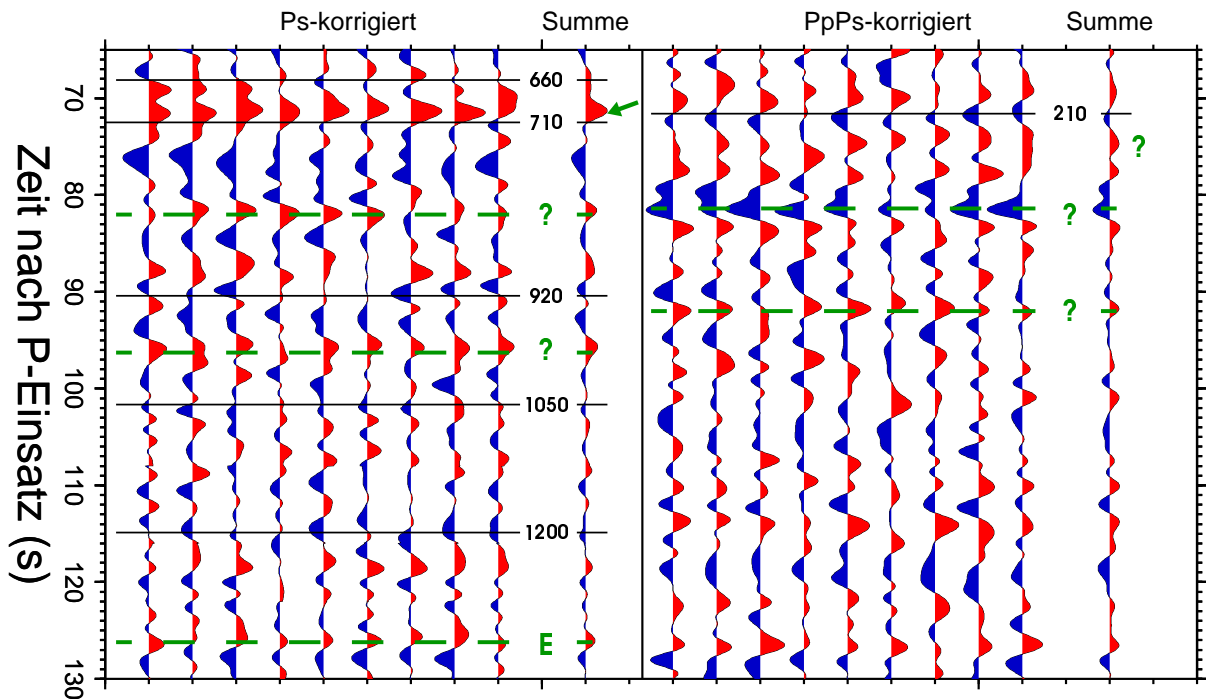


Abbildung 5.26: Bootstrapping für tiefere Phasen im nordwestlichen Bereich. Auswahl der Daten und Durchführung wie in Abbildung 5.21.