

Abbildung 5.12: Durchstoßpunkte unter Big Island berechnet für eine Tiefe von 140 km. Anhand der Symbole kann unterschieden werden, ob in der jeweiligen Spur eine negative Phase bei ca. 14 s auftritt oder nicht. Im zentralen bis südwestlichen Teil der Insel häufen sich Spuren, die diese mit der LVZ erklärten Phase zeigen. Der Bereich innerhalb der gestrichelten Linie deutet die ungefähre Lage der LVZ an.

Deutlich ausgesprägt sind meist die global beobachteten Diskontinuitäten in 410 km und 660 km Tiefe. Ob ein globales Auftreten als scharfe Schichtgrenze auch auf die Diskontinuitäten in 210 km und 520 km zutrifft, wird nach wie vor kontrovers diskutiert (vgl. *Abschnitte 3.2.3* und *3.2.4*). Nach bisherigen Studien zeigt die Mantelübergangszone im Messgebiet einige Abweichungen vom Standard-Erdmodell. Das Geschwindigkeitsmodell PA5 (Gaherty *et al.*, 1996) fasst frühere Ergebnisse in dem bereits erwähnten Korridor Tonga-Hawaii zusammen.

Die Diskontinuitäten der Übergangszone liegen danach in 415 km, 507 km bzw. 651 km Tiefe und führen auf eine um 14 km verdünnte MTZ verglichen mit *IASP91*.

(Li *et al.*, 2000b) haben südwestlich von Big Island in einer Untersuchung von RF eine Aufwölbung der 660-km-Diskontinuität um 40-50 km relativ zu *IASP91* postuliert, mit Daten von nur zwei Stationen ist die Überdeckung jedoch sehr schwach. Eine weitere *Receiver Function* Studie (Collins *et al.*, 2002) führt auf eine Ausdünnung der MTZ um ca. 30 km relativ zum Modell PA5 und bestätigt somit dieses Ergebnis. Allerdings wird in dieser Studie eine Ausdünnung der MTZ über etwa 700 km entlang der Südflanke der Hawaiischwelle abgeleitet, auch hier aber ist das Ergebnis nur schwach mit Daten belegt.

Mit dem Datensatz aus dem Hawaii-Projekt ist nun eine weitaus bessere Überdeckung erreicht. Eine Übersicht über die in den Daten auftretenden Phasen des oberen Mantels bietet *Abbildung 5.13*. Diese zeigt eine Sektion von Einzelspuren entlang des Inselprofils sowie die zugehörige Summenspur mit den markierten Ankunftszeiten nach *IASP91*. Die Abbildung unterstreicht die Notwendigkeit der Summation: Selbst die allgemein recht ausgeprägten Konvertierten aus 410 km und 660 km Tiefe sind in der Sektion nur schwer erkennbar und können in den Einzelspuren vielfach gar nicht identifiziert werden. In der Summenspur treten beide jedoch deutlich hervor, wobei das Signal allerdings durch die veränderlichen Ankunftszeiten verschmiert wird.

Laut *Tabelle 5.1* liegt die theoretische Ankunftszeit der P_{210s} nach *IASP91* bei etwa 22,9 s. Annähernd zur gleichen Zeit tritt jedoch eine multiple Phase der Lithosphären-Asthenosphären-Grenze auf, wie bereits aus der Inversion in *Abbildung 5.1* bekannt ist. Eine Beobachtbarkeit der Lehmann-Diskontinuität in den *Receiver Functions* ist damit unwahrscheinlich. Die stärksten Phasen in *Abbildung 5.13* sind den schon beschriebenen Konversionen an der Moho bzw. innerhalb der Kruste, sowie der LAB zuzuordnen. Diese starken Konversionen führen zu einer Reihe von Reverberationen, welche in den Daten den frühen Zeitbereich bis etwa 40 s bestimmen und weitere Phasen, soweit vorhanden, überdecken. Die Abbildung bestätigt das Zusammenfallen der negativen LAB-Multiplen um ca. 24 s mit der theoretischen Ankunftszeit der Lehmann-Konvertierten. Diese kann daher nicht identifiziert werden.

Wie erwähnt, sind die an den Diskontinuitäten der Mantelübergangszone konvertierten Phasen in der Sektion zwar erkennbar, weisen jedoch in den Einzelspuren stark variierende Ankunftszeiten auf, so dass ihre eindeutige Identifizierung oftmals schwierig ist. Zur Verdeutlichung ist der Zeitbereich, der die konvertierten Phasen der MTZ enthält, in *Abbildung 5.14* gesondert dargestellt. Die Auflösung wurde im Vergleich zu *Abbildung 5.13* durch die Anwendung eines kürzerperiodischen Filters erhöht.

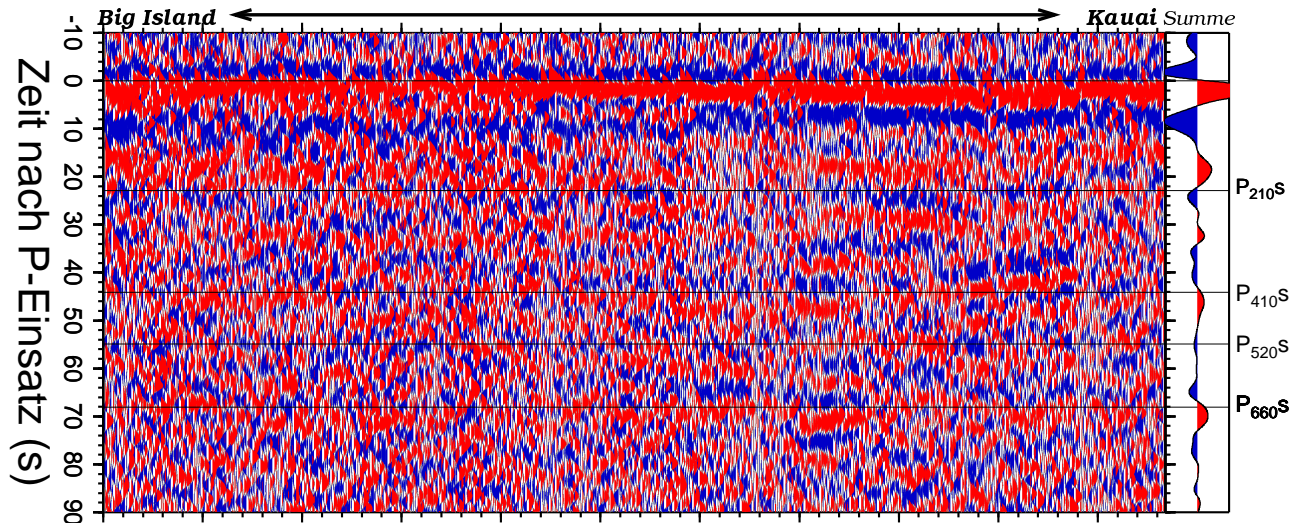


Abbildung 5.13: Sektion von Einzelspuren anhand ihrer Durchstoßpunkte für 410 km Tiefe entlang des Inselprofils sortiert mit der zugehörigen Summenspur (rechts). Die Daten wurden mit einem Bandpass von 5 s bis 30 s gefiltert und auf direkte Konvertierte korrigiert, die schwarzen Linien markieren die theoretischen Ankunftszeiten der Mantelphasen nach IASP91. Die Verteilung der Durchstoßpunkte ist aus Abbildung 5.17 (oben) zu ersehen.

Am stärksten ist in beiden Abbildungen die P_{660s} ausgeprägt, während die P_{410s} in den höheren Frequenzen weniger deutlich zu erkennen ist. Die in den Abbildungen jeweils rechts dargestellte Summenspur liefert hierfür eine Erklärung: Während die P_{410s} im längerperiodischen Frequenzbereich (Abbildung 5.13) in der Summe zu einem sehr breiten Signal verschmiert, summiert sich ihr Signal bei höheren Frequenzen zu mehreren unterscheidbaren Maxima. Etwas weniger ausgeprägt ist dieser Effekt bei der P_{660s} , deren Summe ebenfalls verschmiert erscheint und bei höheren Frequenzen (Abbildung 5.14) andeutungsweise zwei, allerdings kaum getrennte, Maxima erkennen lässt.

In beiden Abbildungen ist zudem ein Signal zwischen den beiden Hauptdiskontinuitäten der MTZ sichtbar. Stellenweise fällt dieses mit der theoretischen Laufzeit der P_{520s} zusammen, insgesamt aber ist das Signal vor dem Hintergrundrauschen kaum auszumachen und die Ankunftszeit schwankt sehr stark. Während die P_{520s} in Abbildung 5.13 in der Summe gar nicht auftritt, zeigt sich in den kürzeren Perioden (Abbildung 5.14) ein schwaches verfrühtes Maximum, das möglicherweise der P_{520s} entspricht.

Der Grund für die schwankenden Ankunftszeiten der drei Phasen und für die dadurch hervorgerufene Aufspaltung der Maxima in den Summenspuren liegt möglicherweise in veränderlichen Tiefenlagen beider Diskontinuitäten oder aber in lokalen Abweichungen der seismischen Geschwindigkeiten oberhalb der MTZ von den regionalen Durchschnittswerten im Messge-

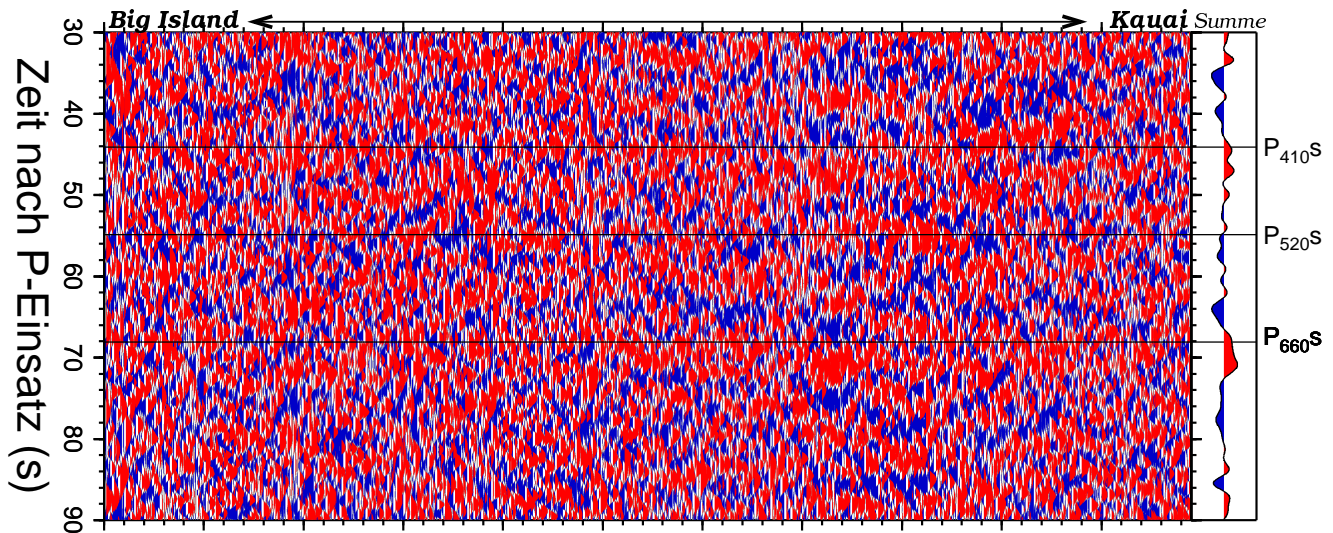


Abbildung 5.14: Sektion von Einzelspuren mit zugehöriger Summenspur (rechts) sortiert wie in Abbildung 5.13. Die Darstellung beschränkt sich auf das Zeitintervall von 30 s bis 90 s, in welchem die Konvertierten aus der MTZ zu erwarten sind. Zur Erhöhung der Auflösung wurde ein Bandpassfilter von 2 s - 30 s angewandt. Die eingefügten Linien entsprechen wiederum den theoretischen IASP91-Konversionszeiten.

biet. Beide Effekte könnten durch den postulierten heißen Plume verursacht werden, da sich Temperaturänderungen zum einen auf die Tiefen der Mineralübergänge, welche für die Diskontinuitäten ursächlich sind, und zum anderen auch auf die seismischen Geschwindigkeiten - insbesondere der S-Wellen - auswirken.

Bereits aus den Summenspuren des Gesamtdatensatzes wird deutlich, dass die Mantelphasen aus 410 km bzw. 660 km Tiefe im Messgebietes eine durchschnittliche Verzögerung um etwa 2 s relativ zu *IASP91* erfahren, wobei die Differenz der Konversionszeiten zunächst keine Hinweise auf eine Ausdünnung der Mantelübergangszone zeigt. Dies ist vor allem in der längerperiodischen Darstellung (*Abbildung 5.13*) zu sehen.

Um Rückschlüsse auf die genaue Position des Plumes zu ziehen, ist es sinnvoll, kleinräumige Veränderungen der Ankunftszeiten der Mantelphasen zu kartieren. Zu diesem Zweck soll eine Summationstechnik angewandt werden, die das Signal gegenüber dem Hintergrundrauschen verstärkt. Die Kartierung wird für die Diskontinuitäten in 410 km und 660 km durchgeführt. Auf Grund der sehr starken Zeitvariationen und der gleichzeitig eher schwachen Amplituden der P_{520S} wird auf eine Kartierung dieser Phase verzichtet.

Für die Summation werden zunächst die Koordinaten der Durchstoßpunkte aller Spuren in der entsprechenden Tiefe berechnet. Dann wird das Messgebiet in Intervalle von $0,7^\circ$