

LAUFZEITEN UND AMPLITUDEN DER PHASEN SKS UND SKKS

UND DIE STRUKTUR DES ÄUSSEREN ERDKERNS

Diplomarbeit von

Johannes Schweitzer

Institut für Meteorologie und Geophysik  
der Johann-Wolfgang Goethe-Universität  
Frankfurt a. Main im September 1984

( 2. und verbesserte Auflage, Oktober 1986 )

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	4
1. Einleitung	5
2. Grundlagen und Datenaufbereitung	
2.1. Grundlagen	10
2.2. Digitalisierung	17
2.2.1. Nulllinienkorrektur	17
2.2.2. Schraubenlinienkorrektur	20
2.2.3. Zum Gleichabstündigmachen	21
2.3. Rotation der Horizontal-Komponenten	22
2.4. Datenqualität und Fehler	23
3. Die Erdbeben	29
4. Laufzeituntersuchungen	
4.1. Die SKKS-Einsatzzeiten und die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS	32
4.2. Herdtiefenkorrektur der Differenzlaufzeiten SKKS-SKS	40
4.3. Interpretation der Daten mit einer radialsymmetrischen Erdstruktur	43
4.4. Die Daten des Bebens 9-J aus dem Japanischen Meer	49
4.5. Die Laufzeiten der Kernphasen PKP und P4KP	52
5. Die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS	
5.1. Beobachtete und theoretische Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS	55
5.2. Korrektur der Herdabstrahlung	57
5.3. Interpretation der Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS	61
6. Einordnung und Bewertung der Ergebnisse	65

Anhänge

A.	Die Seismogrammontagen	72
B.	Die Herdlösungen	89
C.	Die gemessenen Daten	
1.	Die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS	98
2.	Die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS	103
D.	Berechnung der partiellen Ableitungen, die für die lineare Inversion benötigt werden.	108
Literaturverzeichnis		114
Danksagung		117

## Zusammenfassung

Die Laufzeitdifferenz zwischen den beiden Kernphasen SKS und SKKS wird hauptsächlich durch die unterschiedlichen Laufwege im äußeren Kern bestimmt; bis zur Kern-Mantel-Grenze laufen sie durch gleiche bzw. ähnliche Bereiche im Mantel. Laufzeitdifferenzen zwischen SKS und SKKS wurden in zwei Arbeiten zur Bestimmung der radialsymmetrischen Geschwindigkeitsstruktur des äußeren Kerns benutzt (Hales & Roberts 1971, Kind & Müller 1977). In der Arbeit von Kind & Müller (1977) wurden aber vor allem die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS interpretiert und aus Abweichungen gegenüber bekannten Erdmodellen das Modell N20A für den äußeren Kern hergeleitet, das für den Tiefenbereich von 3600 - 4100km eine Zone mit einer anomalen Geschwindigkeitsstruktur vorschlägt. Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden die damaligen Ergebnisse der Untersuchung der Struktur des äußeren Kerns mit Differenzlaufzeiten SKKS-SKS und Amplitudenverhältnissen SKS/SKKS an Hand von 10 neu zur Verfügung stehenden Beben überprüft. Dafür wurden die LP-Seismogramme von WWSSN-Registrierungen digitalisiert und in Radial- und Transversal-Komponenten rotiert. Mit diesen neuen Daten konnte ein radialsymmetrischer Aufbau des äußeren Erdkerns mit einer glatten Geschwindigkeitsstruktur, wie von Dziewonski & Anderson (1981) mit dem Modell PREM vorgeschlagen, bestätigt werden. Das radialsymmetrische Modell N20A konnte mit den neuen Daten nicht bestätigt werden. Lediglich für den Laufweg der SKS- und SKKS-Strahlen von Tonga-Fidschi nach Amerika wurden anomale Differenzlaufzeiten und anomale Amplitudenverhältnisse gefunden. Die hier nur regional anomalen Daten können weder mit PREM noch mit anderen radialsymmetrischen Erdkernmodellen wie N20A erklärt werden, sondern sind als Effekte von lateralen Inhomogenitäten zu interpretieren. Einige Überlegungen sprechen dafür, diese lateralen Inhomogenitäten im Mantel als Zonen mit einer erniedrigten seismischen Geschwindigkeit zu suchen. Neben diesen Untersuchungen mit S-Wellen wird gezeigt, daß N20A im Gegensatz zu PREM auch beobachtete  $P4KP_{AB}$ -Laufzeiten nicht bestätigen kann.

## 1. Einleitung

B.Gutenberg führte 1912 - veröffentlicht 1913 und 1914 - den seismologischen Beweis für die Existenz des schon vorher in verschiedenen Tiefen angenommenen Erdkerns. Die Grenze zum Erdkern wurde von ihm in 2900km Tiefe bestimmt. Er untersuchte vor allem die Einsatzzeiten von P-Phasen für Fernbeben und konnte so die Kernschattengrenze bei ungefähr  $103^\circ$  Epizentraldistanz festlegen. Dieser Kernschatten kommt durch den Sprung der P-Geschwindigkeit an der Kern-Mantel-Grenze (KMG) zustande, wobei der Kern eine geringere P-Geschwindigkeit  $V_p$  hat. Gutenberg (1914) fand im Mantel an der KMG  $V_p = 13.15 \text{ km/sec}$  und im Kern an der KMG  $V_p = 8.5 \text{ km/sec}$ . Durch die Interaktion von P- und S-Wellen mit der KMG werden eine Reihe von Phasen erzeugt, von denen  $P_{\text{diff}}$ , PKP und SKS bereits von Gutenberg (1914) eindeutig identifiziert wurden. Seit dieser Zeit wird versucht an Hand des Vergleichs von Beobachtungen der verschiedenen seismischen Phasen mit theoretischen Laufzeitkurven und erwartetem Amplitudenverhalten die genaue Struktur der KMG und des Erdkerns zu ermitteln. Dabei erwies sich der Kern zweigeteilt in einen äußeren flüssigen und einen inneren festen Bereich.

Für diese Untersuchungen wurden zum einen P-Wellen benutzt. Die am wenigsten in den Kern eintauchenden P-Wellen haben ihren Scheitel bereits ca. 1000km unterhalb der KMG und können deshalb zur genaueren Untersuchung der ersten 1000km im Kern nur wenig beitragen. Für die Geschwindigkeitsuntersuchung der darunterliegenden Bereiche des äußeren und inneren Kerns wurden sie aber ausgiebig herangezogen. Die Struktur oberhalb der Grenze zum inneren Kern war in der Literatur sehr lange umstritten, und es wurden die verschiedensten Modelle vorgeschlagen. Doch nachdem es möglich wurde, theoretische Seismogramme für die gesamte Erde zu berechnen, ließ sich eine Reihe von Modellen wegen ihrer nicht beobachteten Amplitudeneffekte ausschließen. So zeigte Müller (1973, 1975) mit theoretischen Seismogrammen, daß eine Struktur mit Diskontinuitäten erster Ordnung in diesem Bereich zu langperiodischen Vorläufern des DF-Astes von PKP in den Entfernungen von  $110^\circ$  bis  $140^\circ$  führen müßte. Sie wurden aber nicht beobachtet. Außerdem schlugen Cleary & Haddon (1972) eine plausible Erklärung für die beobachteten

kurzperiodischen Vorläufer des DF-Astes vor. Sie erklärten diese Vorläufer als Streueffekte durch die in ihrer lateralen Struktur nicht bekannte KMG, durch kleinräumige Inhomogenitäten im untersten Mantel oder durch laterale Inhomogenitäten an der Grenze zum inneren Kern und nicht durch radialsymmetrische Strukturen des Erdkerns. So wird heute für den unteren Bereich des äußeren Kerns eine glatte, monoton zunehmende Geschwindigkeitsstruktur angenommen.

Zum anderen wurden auch S-Wellen zur Untersuchung des Erdkerns herangezogen. Bis heute wurden keine Scherwellen beobachtet, die durch den äußeren Kern mit S-Geschwindigkeit gelaufen sind. Dies ist ein wichtiger Beweis (neben solchen Argumenten wie dem Zustandekommen des Erdmagnetfeldes und den beobachteten Eigenschwingungsdaten der Erde) für den flüssigen Zustand des äußeren Kerns, denn nur in flüssigen oder gasförmigen Materialien gibt es keine S-Wellenausbreitung. An der KMG findet allerdings eine starke Konversion von SV-Wellen in P-Wellen und umgekehrt statt. Das heißt, es gibt Wellen, die sich vom Herd durch den Mantel als SV-Wellen, im äußeren Kern als P-Welle und dann wieder von der KMG bis zur Erdoberfläche als SV-Welle ausbreiten. Diese seismische Phase heißt SKS. Die KMG ist eine Diskontinuität erster Ordnung mit einem Geschwindigkeitssprung von fast 1km/sec. Es können also mit der refraktierten Phase SKS und deren Multiplen (SKKS, SKKKS, u.s.w.) Informationen auch über die ersten 1100km des äußeren Kerns gewonnen werden (Abb.1). Bereits für den Beweis der Existenz eines Erdkerns wurden für SKS (Gutenberg, 1914) und wenig später für SKKS (Gutenberg, 1925 a+b) theoretische Laufzeitkurven mit Beobachtungen verglichen. Neuere aus Beobachtungen abgeleitete Laufzeitkurven sind für SKS von Nelson (1954), Hales & Roberts (1970) und Randall (1970) und für SKKS von Nelson (1954) und Hales & Roberts (1971) berechnet worden.

SKS ist allerdings nicht in allen Entfernungen gut zu beobachten, denn erst von ungefähr  $84^\circ$  an wird SKS früher registriert als die Mantel S-Phase. Vorher ist SKS durch S und ScS so gestört, daß sichere Einsatzzeiten nur selten abzulesen sind. In größeren Entfernungen als  $84^\circ$  ist die Streuung der SKS-Einsatzzeiten deutlich stärker als bei PKP-Wellen, da einerseits S-Wellen langperiodischer sind, und damit emergentere Einsätze haben, und andererseits

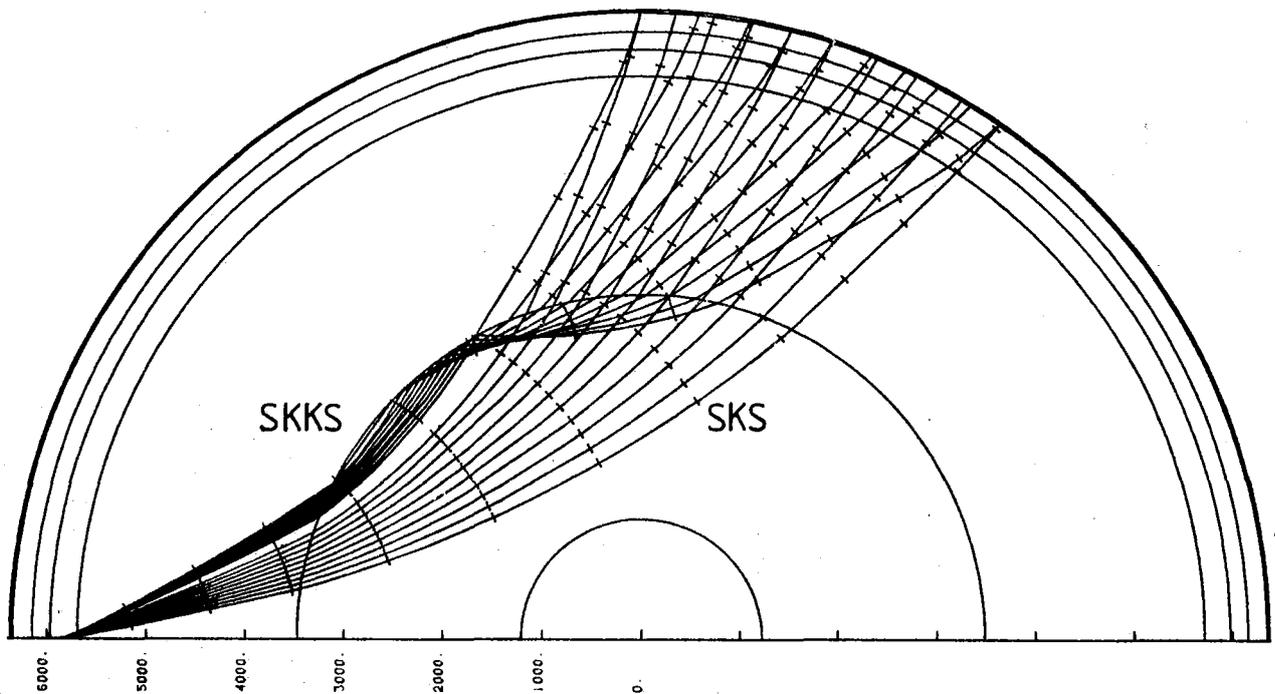


Abb.1. Der Strahlverlauf von SKS und SKKS für einen Herd in 500km Tiefe und der Epizentraldistanz von 90° bis 125°.

die allgemeine Bodenunruhe nach den P-Einsätzen durch Multiple und Konversionen im Mantel und in der Kruste deutlich erhöht wird. In der Epizentraldistanz von 84° hat allerdings SKS auch schon eine Scheiteltiefe von 330km unterhalb der KMG, sodaß mit den zu beobachtenden SKS-Phasen der Bereich direkt unter der KMG nur schlecht zu untersuchen ist. Hier hilft die Untersuchung mit SKKS-Phasen weiter. Ab ungefähr 95° trennt sich SKKS von SKS in langperiodischen Seismogrammen zeitlich so weit, daß die Einsatzzeiten von SKKS abgelesen werden können. SKKS hat in dieser Entfernung eine Scheiteltiefe von ungefähr 90km unterhalb der KMG, sodaß mit der kombinierten Untersuchung von SKS und SKKS bis auf einen Bereich direkt unterhalb der KMG die Geschwindigkeitsstruktur der oberen Hälfte des äußeren Kerns genauer untersucht werden kann.

Hales & Roberts (1971) haben ein Modell für den äußeren Kern aus den absoluten Laufzeiten von SKS und den Differenzlaufzeiten zwischen SKKS und SKS hergeleitet.

Choy (1977) hat theoretisch die Einflüsse der Geschwindigkeitsstruktur der ersten 200km unterhalb der KMG auf die Impulsform von SKKS und die Differenzlaufzeiten zwischen SKS und SKKS untersucht und mit einigen Beobachtungen verglichen.

Ähnlich gingen Kind & Müller (1977) vor. Sie verglichen weltweit beobachtete Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS von fünf Tonga-Fidschi-Beben (s. Tabelle 1 in Kapitel 3) mit Amplitudenverhältnissen aus theoretischen Seismogrammen für verschiedene Kernmodelle. Sie fanden für den Entfernungsbereich

von 95° bis 110° Abweichungen zwischen den Beobachtungen und Modellen und stellten ein neues Modell N20A vor (Abb.2). Aber auch die von ihnen ausgemessenen Differenzlaufzeiten SKKS-SKS konnten mit ihrem Modell N20A besser erklärt werden. Im Gegensatz zu anderen Modellen zeigt N20A im mittleren Bereich des äußeren Kerns erst eine starke Zunahme der Geschwindigkeit und dann einen Bereich mit fast konstanter Geschwindigkeit für über 100km.

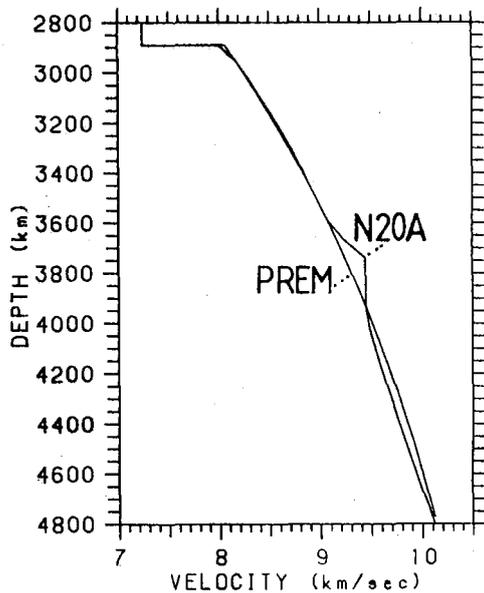


Abb.2. Die Geschwindigkeiten im äußeren Erdkern für die Modelle N20A und PREM.

In dieser Diplomarbeit sollen nun die Aussagen von Kind & Müller mit weiteren Daten überprüft werden und, wenn notwendig, eine neue Interpretation vorgeschlagen werden. Hierzu werden die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS von 10 neuen Beben (s. Tabelle 2 in Kapitel 3) ausgewertet und mit Modellrechnungen verglichen. Aber auch die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS sollen neu untersucht werden. Zur Verbreiterung der Datenbasis standen auch die Werte aus der Arbeit Kind & Müller (1977) zur Verfügung. Außer der Überprüfung von N20A sollen die Daten auch mit dem neu aufgestellten Erdmodell PREM verglichen werden (Abb.2).

Das Preliminary Reference Earth Model (PREM) wurde von Dziewonski & Anderson (1981) vorgestellt. Es beruht auf zwei verschiedenen Datensätzen; einmal auf den seit über 20 Jahren beobachteten und untersuchten Eigenschwingungsdaten der Erde und zum zweiten auf beobachteten Laufzeitdaten für P- und S-Wellen. Die Laufzeitkurve für SKS von Hales & Roberts (1970) wurde neben PKP-Daten mit als

Grundlage für die Geschwindigkeitsstruktur des äußeren Kerns benutzt. PREM schlägt, wie man in Abb. 2 sieht, für den äußeren Kern einen glatten mit der Tiefe monoton zunehmenden Verlauf der P-Geschwindigkeit vor.

Für alle Modelle des äußeren Kerns gibt es Nebenbedingungen, die unbedingt erfüllt sein müssen. Die Laufzeiten für PKP sind aus kurzperiodischen Untersuchungen weltweit bis auf  $\pm 2$  Sekunden in zwei Standardtabellen veröffentlicht (Jeffreys & Bullen, 1940 und Herrin u. a., 1968). Außerdem gibt es von einer Reihe von Autoren kurzperiodische Ablesungen der Phase P4KP. Der beobachtete AB-Ast von P4KP ist besonders empfindlich für die Gesamtlaufzeit durch die obersten 1100 km des äußeren Kerns, die ja achtmal durchlaufen werden (s. Kapitel 4.5). Ein vernünftiges Kernmodell muß diese Beobachtungen bestätigen.

Für die Berechnung der Laufzeitkurven der verschiedenen Phasen und die Berechnung der theoretischen Seismogramme standen Rechnerprogramme hier im Institut zu Verfügung, die für die Laufzeituntersuchungen erst den in dieser Arbeit anfallenden Problemen angepaßt wurden.

## 2. Grundlagen und Datenaufbereitung

### 2.1. Grundlagen

Bei SKS und SKKS findet zweimal an der KMG eine Konversion von einer Wellenart in eine andere statt. Um zu sehen, wie effektiv eine solche Umwandlung ist, muß man überlegen, wieviel der auf die KMG einfallenden SV-Welle den Kern als SKS- bzw. SKKS-Phase verlassen kann. Denn nur für SV-Energie ist eine Konversion in P-Energie möglich.

Bei einer ebenen Grenzfläche zwischen zwei homogenen Halbräumen kann für eine einfallende ebene Welle der Transmissions- und der Reflexions-Koeffizient analytisch berechnet werden (Müller & Zürn, 1984). Als eine solche Fläche soll die KMG für SKS und SKKS angesehen werden (Abb.3).

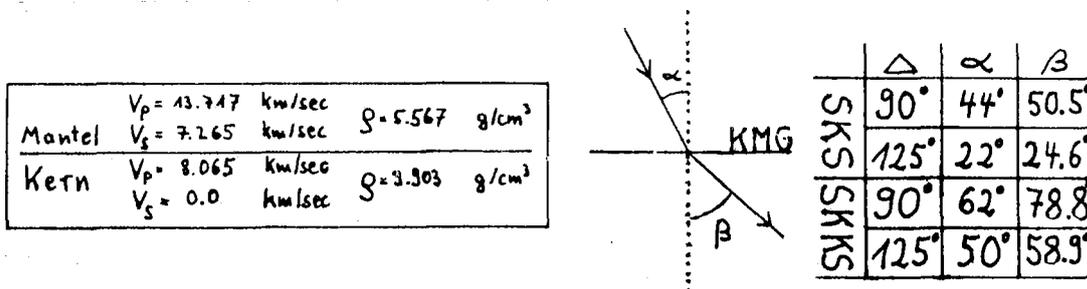


Abb.3. Die KMG im PREM-Modell mit den dazugehörigen Brechungswinkeln der Phasen SKS und SKKS.

Der Betrag dieser Koeffizienten ist ein gutes Maß für die Amplituden der Wellen nach Verlassen der Grenzfläche, aber auch die auftretenden Phasenverschiebungen können berechnet werden. Hier sollen die interessierenden Transmissions- und Reflexions-Koeffizienten für die KMG im PREM-Modell berechnet werden.

Abb. 4 zeigt den Transmissions-Koeffizienten für eine vom Mantel auf die KMG einfallende SV-Welle, die als P-Welle in den Kern gebrochen wird. Entlang der horizontalen Achse ist der Einfallswinkel  $\alpha$  auf die Trennfläche dargestellt. Die durchgezogene Kurve zeigt den Betrag des Transmissions-Koeffizienten, die gestrichelte Kurve den dazugehörigen Austrittswinkel  $\beta$ . Für diese Untersuchung ist vor allem der Inzidenzbereich von 62° bis 22° wichtig, denn er gehört zu den SKS- und SKKS-Phasen, die in dem interessie-

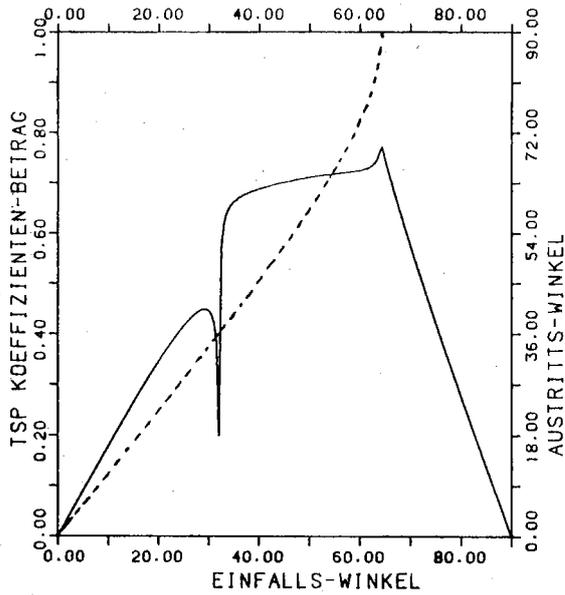


Abb.4. Transmissions-Koeffizient für die SV  $\rightarrow$  P Konversion an der KMG.

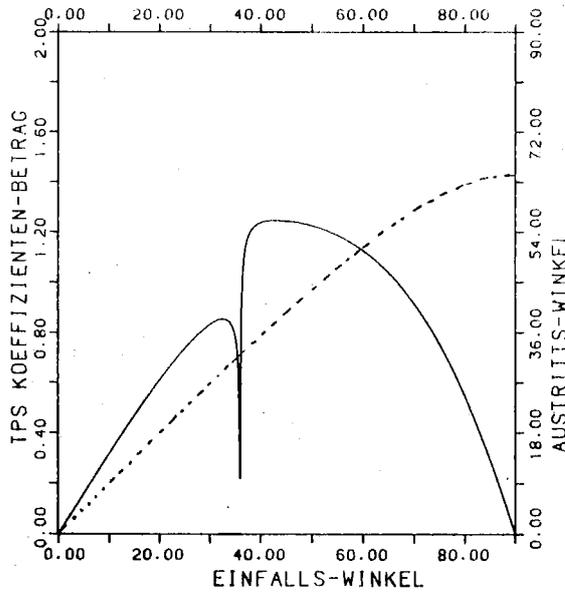


Abb.5. Transmissions-Koeffizient für die P  $\rightarrow$  SV Konversion an der KMG.

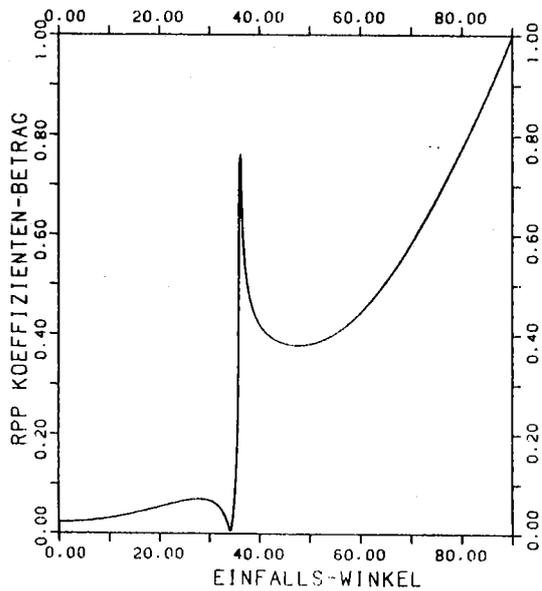


Abb.6. Reflexions-Koeffizient für eine an der KMG in den Kern zurück reflektierte P-Welle.

renden Entfernungsbereich von  $90^\circ$  bis  $125^\circ$  beobachtet werden (s. Abb. 3). Wie man auf Abb. 4 sieht, beträgt die Amplitude für diesen Einfallswinkelbereich nach der Brechung in den Kern ungefähr 73% bis 37% der einfallenden SV-Welle.

Der umgekehrte Fall ist in Abb. 5 dargestellt. Hier fällt eine P-Welle auf die KMG ein und wird in eine Mantel SV-Welle konvertiert; die P-Welle trifft ja vom Erdkern her auf die KMG. Da der Weg von SKS und SKKS im Kern symmetrisch verläuft, fallen diese Phasen mit einem Inzidenzwinkel von  $25^\circ$  bis  $80^\circ$  ein. Dieser Winkelbereich entspricht dem Austrittswinkelbereich in Abb. 4. Der Austrittswinkel aus dem Kern in den Mantel (Abb. 5) muß aus diesen Symmetrieüberlegungen dem Eintrittswinkel in Abb. 4 entsprechen.

Für SKS heißt dies, daß in dem interessierenden Bereich die auf den Kern einfallende SV-Welle - ohne den Energieverlust durch geometrische Divergenz zu berücksichtigen - auf ungefähr 84% bis 28% ihrer ursprünglichen Amplitude abfallen wird.

Bei SKKS kommt noch der Einfluß einer Reflexion an der KMG hinzu, der in Abb. 6 dargestellt ist. Es handelt sich um das gleiche Modell wie in Abb. 5, nur wurde jetzt der Reflexions-Koeffizient für eine einfallende und reflektierte P-Welle aufgetragen. Die Reflexion führt zu einer weiteren Amplitudenabnahme, sodaß SKKS - weitere Einflüsse unberücksichtigt - auf 48% bis 28% der einfallenden Amplitude abfällt.

Der Amplitudenabfall für die einfallende SV-Welle bei  $32^\circ$  in Abb. 4 und die einfallende P-Welle in Abb. 5 bei  $36^\circ$  hat eine besondere Ursache. Bei diesen Inzidenzwinkeln findet eine besonders gute Anregung von  $P_{\text{diff}}$  statt. Einmal wird für die einfallende SV-Welle, die dann den gleichen Strahlparameter wie  $P_{\text{diff}}$  hat, die gleichzeitig reflektierte P-Welle mit hohen Amplituden als  $P_{\text{diff}}$  angeregt. Ein andermal ist es die entsprechende, aus dem Kern einfallende P-Welle, die mit besonders hohen Amplituden ihren transmittierten Kompressionswellenanteil als  $P_{\text{diff}}$  anregt. Die Wellen laufen dann der KMG als  $P_{\text{diff}}$  entlang, strahlen aber sowohl P-Energie in den Kern als auch SV-Energie in den Mantel ab. Sie werden von Kind & Müller (1975) als  $SP_{\text{diff}}^{\text{KS}}$  bzw.  $SKP_{\text{diff}}^{\text{S}}$  bezeichnet. Diese Phase tritt ab einer Entfernung von  $106^\circ$  im PREM-Modell auf; ihre Laufzeitkurve läuft tangential mit der Steigung von

$P_{diff}$  aus der Laufzeitkurve von SKS heraus. Sie führt ab einer Entfernung von  $110^\circ$  zu deutlichen Impulsverformungen bei SKS, die auch in den Seismogrammontagen zu sehen sind (s. Anhang A).

Um einen Eindruck von den verschiedenen Phasen zu bekommen, die in dem Entfernungsbereich von  $90^\circ$  bis  $125^\circ$  nach SKS zu beobachten sind, sind die entsprechenden Laufzeitkurven in Abb. 7 dargestellt.

Die Laufzeitkurven wurden mit dem PREM-Modell für einen Herd in 500km Tiefe berechnet. PREM wird von den Autoren als Erdmodell mit frequenzabhängigen Geschwindigkeiten vorgeschlagen. Die seismischen Geschwindigkeiten werden für die Referenzfrequenz von 1Hz angegeben. Die Geschwindigkeiten für andere Frequenzen ergeben sich aus:

$$C(\omega) = C(\omega_{ref}) \cdot \left[ 1 - \frac{\ln(2\pi/\omega)}{\pi \cdot Q} \right]$$

mit dem auch in PREM angegebenen Qualitätsfaktor  $Q$  für P- und S-Wellen. Da alle Beobachtungen an langperiodischen (LP) Registrierungen mit einer dominierenden Übertragungsperiode von 15sec vorgenommen wurden, sind auch die Laufzeiten für diese Signalfrequenz berechnet worden. In allen Modellrechnungen für S-Wellen wurden die 3km Ozean in PREM durch Krustenmaterial mit der S-Geschwindigkeit  $\beta = 3.2 \text{ km/sec}$  ersetzt. Die Laufzeitkurven sind mit 8sec/grd reduziert, und die Zeitachse hat den gleichen Maßstab wie die Seismogrammontagen im Anhang A. Alle diffraktierten Einsätze sind punktiert. An seismischen Phasen sind zu sehen:

Als erstes sieht man SKS mit den beiden sich davon lösenden Phasen gleicher Laufzeit  $SP_{diff}^{KS}$  und  $SKP_{diff}^S$ . Dann folgen die Kernmultiplen SKKS und SKKKS und die nur durch den Mantel gelaufenen Phasen S, ScS und  $S_{diff}$ . Die Laufzeitdifferenz zu den später einsetzenden Phasen wird stark von der Herdtiefe beeinflusst. Einmal handelt es sich um die Oberflächenreflexionen sSKS, sSKKS, sS, sScS und  $sS_{diff}$  und ein andermal um die Mantelmultiplen SP und PS. Auch die Laufzeitdifferenz zwischen SP und PS ist stark herdtiefen-abhängig. Mit dem benutzten Laufzeitprogramm lassen sich diese Mantelmultipeln mit Konversion an der Erdoberfläche nicht berechnen. Deshalb wurden hier die Laufzeiten aus den Tabellen von Jeffreys & Bullen (1940) für einen Herd in 500km Tiefe entnommen und gestrichelt eingezeichnet.

Nun ist es notwendig, das Eintreffen von SKS und SKKS an der Erdoberfläche genauer zu betrachten,

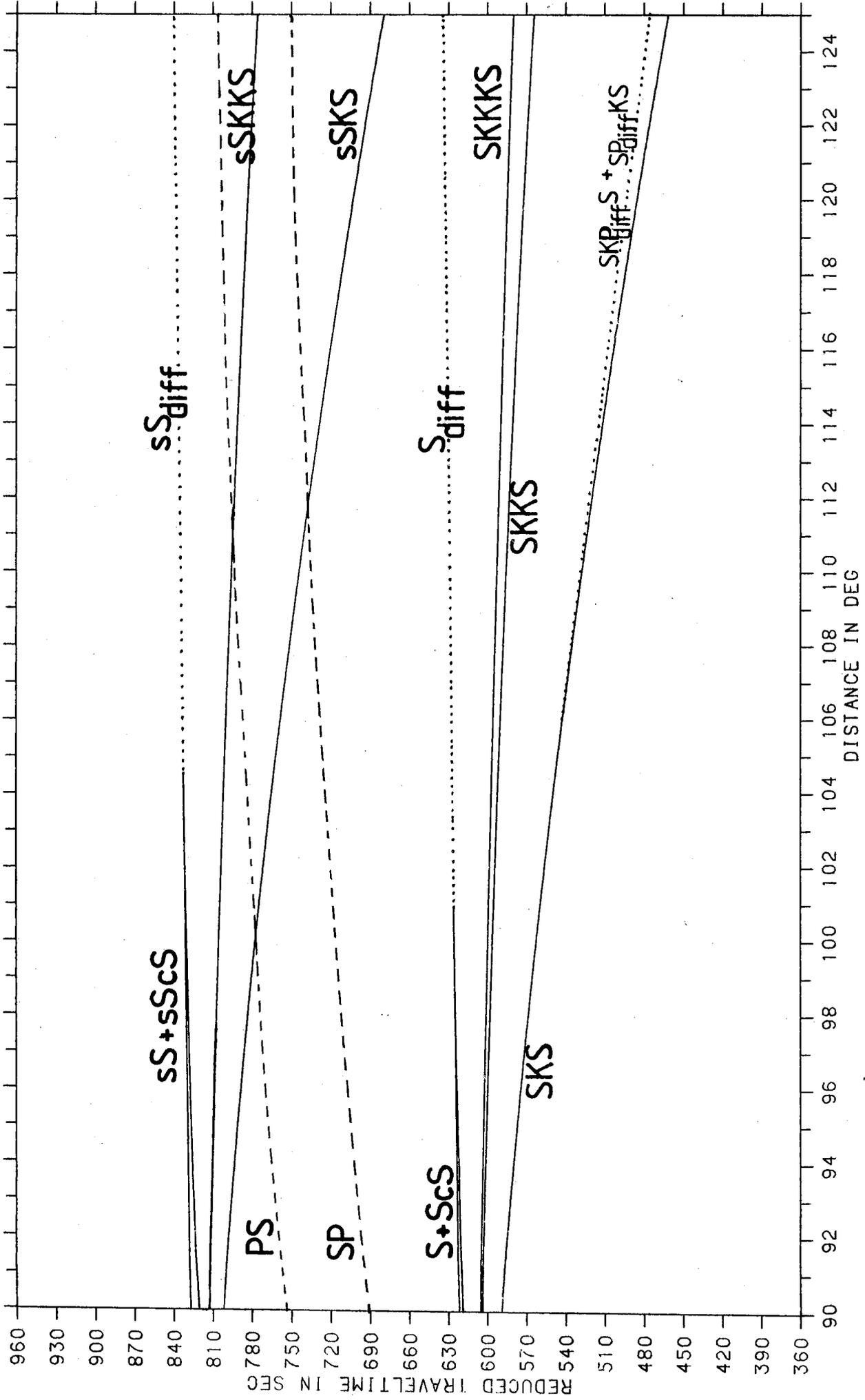


Abb. 7. Laufzeitkurven für einen Herd in 500km Tiefe mit 8sec/grd reduziert.

Die am flachsten eintreffende SV-Phase im Rahmen dieser Untersuchung ist SKKS in der Entfernung von  $90^\circ$ . Diese Phase trifft bei einer Krustengeschwindigkeit von  $\beta = 3.2 \text{ km/sec}$  mit einem Eintrittswinkel von ca.  $12^\circ$  auf die Erdoberfläche. Alle anderen SKS- und SKKS-Wellen in größeren Beobachtungsentfernungen fallen noch steiler an der Station ein. Das heißt, daß auf Grund der Polarisation der Anteil von SKS und SKKS auf den Z-Komponenten gegenüber den Horizontal-Komponenten vernachlässigt werden kann. Der SV-Anteil von S-Wellen entspricht der Radial- und der SH-Anteil der Transversal-Komponente einer Registrierung. Die horizontale Bodenbewegung wird allerdings von den Stationen gewöhnlich nicht in ihren radialen und transversalen Komponenten registriert, sondern in NS- und EW-Komponenten.

Deshalb ist es nötig, aus den registrierten Horizontal-Komponenten die Radial- und Transversal-Komponenten zu rotieren. Dies geht nur mit gleichabständig digitalisierten Horizontal-Komponenten, die mir allerdings nicht zur Verfügung standen.

Für diese Untersuchung wurden langperiodische analoge Registrierungen des World Wide Standard Seismograph Network (WWSSN) benutzt, welche erst in gleichabständig digitalisierte Daten umgewandelt werden mußten.

Die Orte der WWSSN-Stationen wurden in Abb. 9 mit \* gekennzeichnet. Abb. 8 zeigt die Übertragungscharakteristik der WWSSN-Stationen (Glover, 1977). Für die hier benutzten LP-Registrierungen sind die üblichen Verstärkungsstufen angegeben. Diese maximalen Verstärkungen beziehen sich dabei immer auf ein Signal mit der Periode 15sec. Andere Perioden werden entsprechend der Übertragungsfunktion weniger verstärkt.

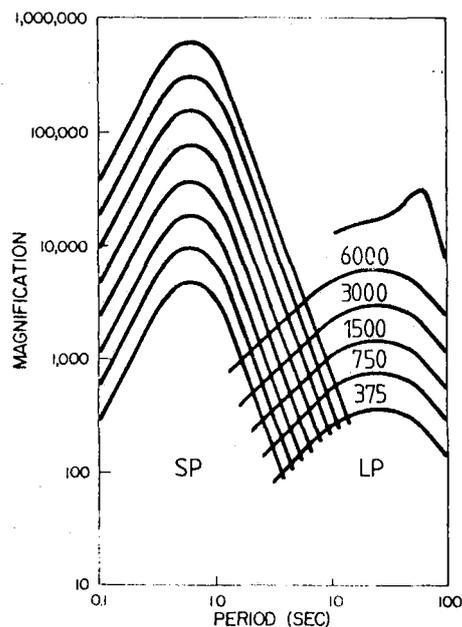
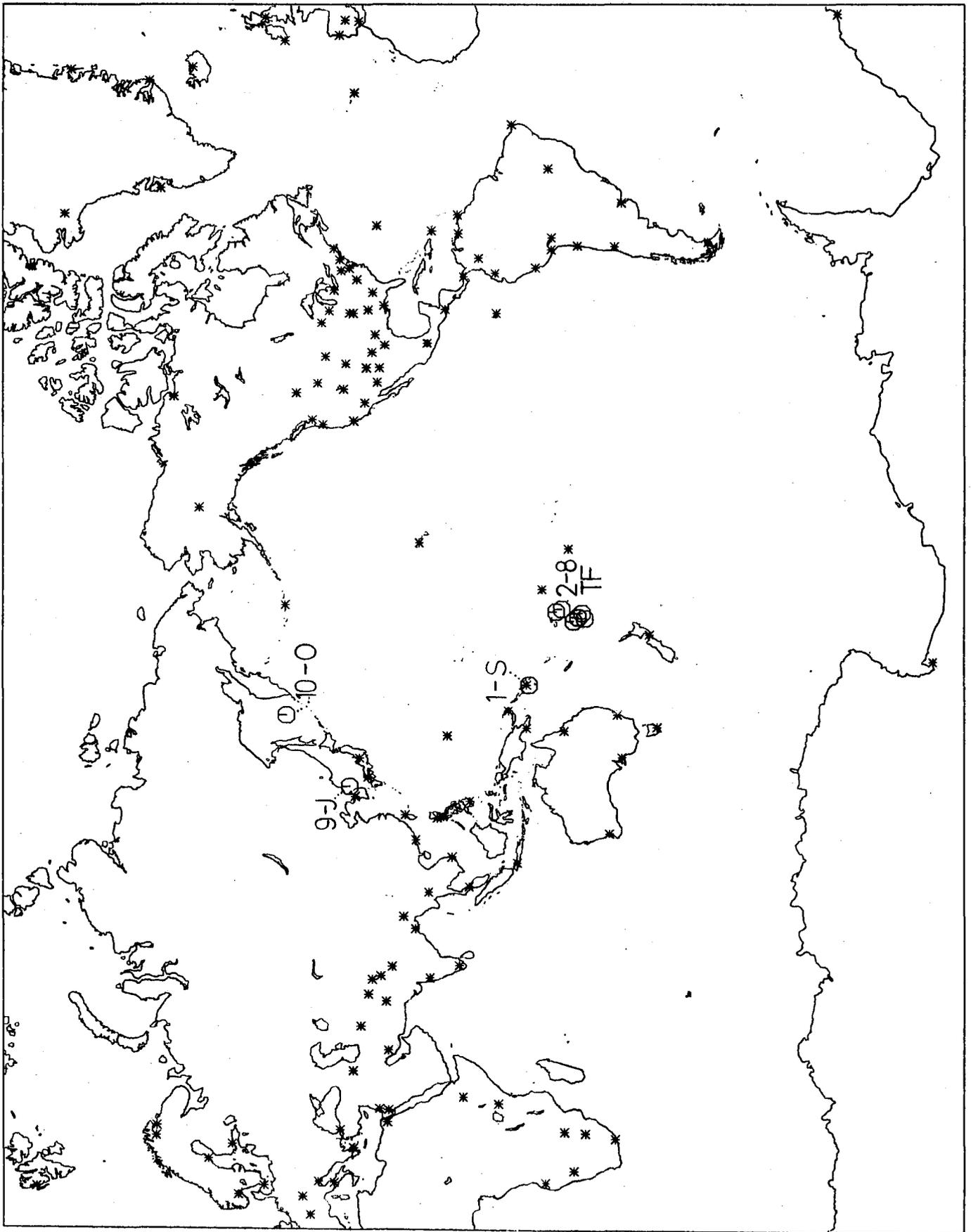


Abb. 8. Die Übertragungsfunktion der WWSSN-Stationen (nach Glover, 1977).

Abb.9. Das WWSSN-Stationsnetz (\*) und die neu untersuchten Beben (⊙)



## 2.2. Digitalisierung

Die Seismogramme standen in Form von Mikrofilm-Chips zur Verfügung (Abb.10). Die interessierenden Teile dieser Aufzeichnungen konnten mit einem Vergrößerungsfaktor  $V$  von 2.17 oder 1.77 gegenüber den original Registrierungen mit Hilfe eines Mikrofilmsichtgerätes herauskopiert werden. Bei der dann erfolgten Digitalisierung der Seismogramme hat sich gezeigt, daß eine Reihe von Korrekturen an den Daten vorgenommen werden mußten.

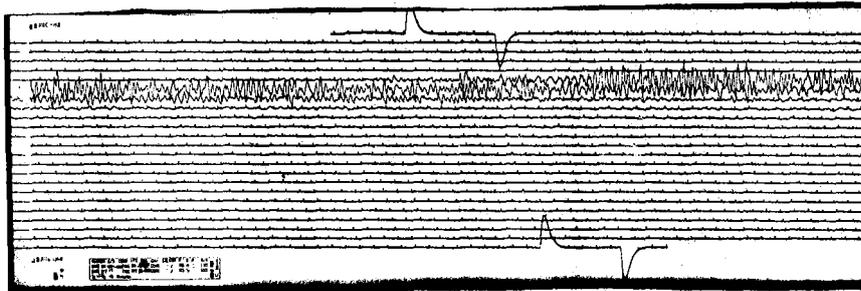


Abb.10.1:1 Kopie einer der benutzten WWSSN-Chips (Z-Komponente der Station SCP vom 18. August 1968).

### 2.2.1. Nulllinienkorrektur

Voraussetzung zwei verschiedene Seismogramme miteinander zu verarbeiten ist, daß sie beide in der gleichen Vergrößerung zum gleichen Zeitpunkt in gleichen Zeitschritten digitalisiert wurden. Bei den WWSSN-Stationen werden die analogen Horizontal-Komponenten mit der gleichen Verstärkung und der gleichen Uhr registriert. Das heißt, wenn man von den gleichen Minutenmarken an auf den verschiedenen Komponenten bis zum gleichen Zeitpunkt digitalisiert, hat man einen Teil der Voraussetzungen schon erfüllt.

Außerdem müssen die zu rotierenden Seismogramme eine exakte Nulllinien-Information enthalten, ohne die falsche Amplituden rotiert würden. Doch gerade das Festlegen der genauen Nulllinie auf den analogen Registrierungen ist nicht unkritisch (siehe Strelitz, 1977).

Bei den WWSSN-Stationen wird auf eine sich drehende Trommel registriert (Abb.11), wobei sich die instrumentell festgelegte

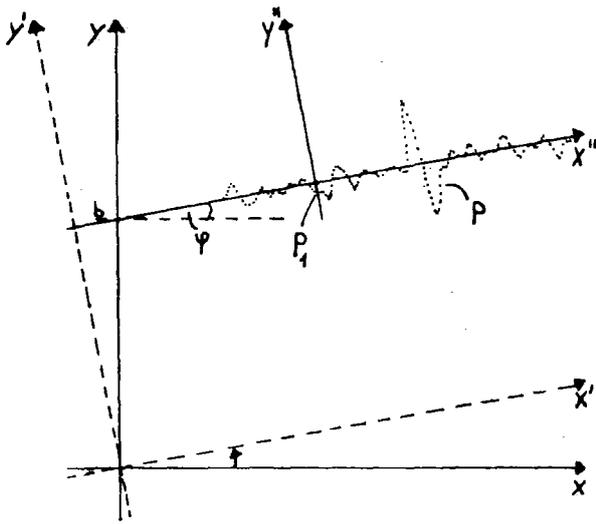


Abb.13. Skizze zur Bestimmung der Nulllinie

vom Digitalisierer dem Rechner zur weiteren Verarbeitung übertragen. Um die richtigen Koordinaten  $P(x'', y'')$  zu errechnen, wird zuerst die Lage der Nulllinie, die ja der  $x''$ -Achse entspricht, festgelegt. Dazu werden zwei beliebige Punkte auf der Nulllinie  $(x_1, y_1)$  und  $(x_2, y_2)$  digitalisiert. Mit  $m = (y_2 - y_1) / (x_2 - x_1)$  und  $b = y_1 - m \cdot x_1$  erhält man die Nulllinie als Funktion der Koordinaten  $x, y$ :  $y = m \cdot x + b$ . Die Koordinatentransformation geschieht nun in zwei Schritten:

Der Punkt P hat die Koordinaten  $P(x, y)$ . Die richtigen Koordinaten  $P(x', y')$  erhält man durch eine Koordinatentranslation:

$$\begin{aligned} y' &= y - b \\ x' &= x - x(P_1) \end{aligned}$$

Als nächstes werden die Daten vom Koordinatensystem  $x', y'$  in das  $x'', y''$ -System rotiert. Den Rotationswinkel  $\psi$  erhält man mit  $\psi = \arctan(m)$ . Die Rotation lautet:

$$\begin{pmatrix} x' & y' \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \end{pmatrix}$$

Womit der Nullpunkt des Seismogramms am ersten Punkt  $P_1$  liegt. Der Punkt P und dann das gesamte Seismogramm liegen nun in den gewünschten Koordinaten und mit der richtigen Nulllinien-Information vor.

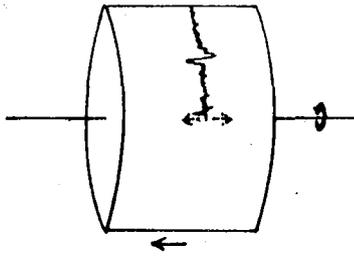


Abb.11.Schematische Darstellung der WWSSN-Registrierertrommel.

Nulllinie in der Form einer Wendel um die Trommel legt.Dabei ist der Lichtstrahl eines Galvanometers,der das lichtempfindliche Registrierpapier beschreibt,in der Nullposition immer auf den gleichen Punkt gerichtet.Die sich auf einer Spindel drehende Trommel bewegt sich an diesem Punkt vorbei.Wenn das Photopapier nach einem Registriertag von der Trommel genommen wird,liegen die Nulllinien als parallele Linien schräg auf dem Blatt (Abb.12).

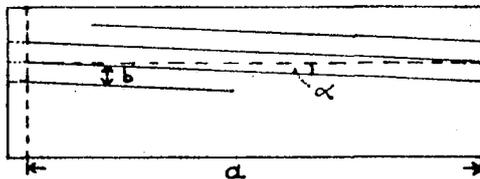


Abb.12.Skizze zur Lage der Nulllinien.

Die Nulllinie wird von der registrierten Bodenbewegung überlagert (Abb.10).Bei großen Signalamplituden und/oder schlechtem Signal/Noise-Verhältnis ist die Nulllinie in der Signalspur oft schlecht festzulegen.Deshalb wurde ein anderer Weg gewählt.

Ich suchte mir möglichst rauscharme Spuren vor oder nach dem registrierten Beben und legte durch diese eine Nulllinie.Die Nulllinie in der Signalspur erhielt man durch Parallelverschiebung um den entsprechenden Zeilenvorschub (Abb.12).

Das Seismogramm mit der so festgelegten Nulllinie wird auf den Digitalisiertisch gelegt.Instrumentell bedingt liegt das Seismogramm mit seiner Nulllinie irgendwie im positiven Quadranten des digitalisiererbezogenen Koordinatensystems (Abb.13).Weil aber alle Amplituden auf die Nulllinie des Seismogramms bezogen werden müssen,ist durch entsprechende Koordinatentransformation vom digitalisiererbezogenen System  $x,y$  in das seismogrammbezogene System  $x'',y''$  umzurechnen.

Der Punkt P des Seismogramms hat die Digitalisierer-Koordinaten  $P(x,y)$ .Diese Koordinaten werden mit einer Genauigkeit von 0.1mm

### 2.2.2. Schraubenlinienkorrektur

Die Konstruktion der Aufzeichnungsmechanik der WWSSN-Apparaturen bedingt einen weiteren Effekt:

Wie schon oben beschrieben, bewegt sich die Trommel mit dem lichtempfindlichen Papier an dem Aufpunkt des mit der Bodenbewegung modulierten Lichtstrahls entlang (Abb.11). Diese Bewegung findet in zwei Richtungen statt. Einerseits dreht sich die Trommel um die eigene Achse, andererseits bewegt sie sich auf dieser Achse an dem Aufpunkt vorbei. Dies wäre an sich kein Problem, wenn nicht die Bewegungsrichtung des Lichtstrahls parallel zur Trommelachse verlaufen würde. So wird der Ausschlag nicht senkrecht zur Nulllinie registriert. Dies ist in Abb. 11 durch die gestrichelten Pfeile angedeutet. Für die Seismogramme bedeutet das, daß die Amplituden leicht gekippt registriert werden. Je größer der Ausschlag desto größer der Effekt. Wie schon Strelitz (1977) beschrieben hat, läßt sich dieser Schraubenlinienseffekt korrigieren:

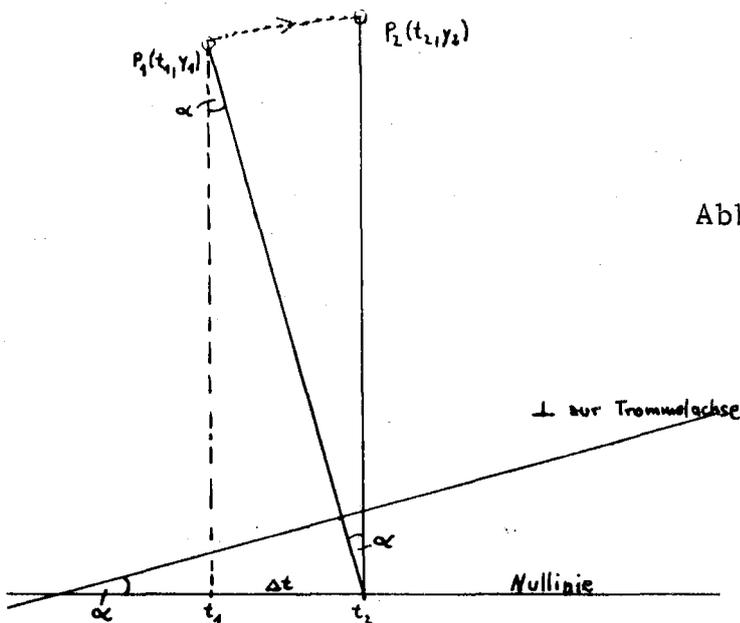


Abb.14. Skizze zur Schraubenlinienkorrektur.

In Abb. 14 ist  $P_1$  der digitalisierte Punkt zur Zeit  $t_1$  mit der Amplitude  $y_1$ . Aber dies ist nicht der wahre Wert, denn der Lichtstrahl hat sich parallel zur Trommelachse bewegt, und diese steht nicht senkrecht auf der Nulllinie, sondern ist um den Winkel  $\alpha$  gedreht. Das heißt, der Ausschlag zu  $P_1$  geschah zum Zeitpunkt  $t_2$

entlang der durchgezogenen Linie. Der richtig digitalisierte Wert wäre also der Punkt  $P_2$  mit der Amplitude  $y_2$  zum Zeitpunkt  $t_2$ . Wenn der Winkel  $\alpha$  bekannt ist, gilt:

$$t_2 = t_1 + \Delta t = t_1 + y_1 \cdot \tan \alpha$$
$$y_2 = \frac{y_1}{\cos \alpha}$$

Laut Manual für die WWSSN-Stationen hat für LP-Registrierungen der Winkel  $\alpha$  bei einer Trommelumdrehung pro Stunde den Wert  $0.6387^\circ$  und bei zwei Umdrehungen pro Stunde den Wert  $0.3194^\circ$ . Diese Werte können aber für die Schraubenlinienkorrektur nicht einfach übernommen werden, da durch längerperiodische Trends und instrumentelle Schwankungen oft kein konstanter Zeilenvorschub erfolgt. Deshalb ist es notwendig, den Winkel  $\alpha$  für jedes Seismogramm neu zu bestimmen.

Wie man aus Abb. 12 erkennt, besteht zwischen dem Winkel  $\alpha$ , dem Trommelumfang  $a$  und dem Abstand  $b$  zwischen zwei Spuren der Zusammenhang:

$$\tan \alpha = \frac{b}{a}$$

Den Trommelumfang habe ich aus einer Reihe von 1:1 Kopien von original WWSSN-Registrierungen verschiedenster Stationen und verschiedener Registriertage bestimmt. Es wurde ein Wert von 88.9 cm gefunden. Den momentanen Zeilenabstand  $b$  kann man aus den Seismogrammen ablesen. Ihn muß man noch durch den optischen Vergrößerungsfaktor  $V$  (1.77 oder 2.17) der Kopie vom WWSSN-Chip teilen, sodaß sich für den Winkel  $\alpha$

$$\tan \alpha = \frac{b}{88.9V} \quad \text{ergibt.}$$

### 2.2.3. Zum Gleichabständigmachen

Aus verschiedenen Gründen ist es nicht möglich, die Seismogramme direkt gleichabständig zu digitalisieren. Die normale Länge einer Minute beträgt auf den Seismogrammkopien 3.255 cm. Bei der instrumentellen Auflösung des Digitalisierers von 0.1 mm könnte dann eine Sekunde mit 5.425 Punkten abgetastet werden. In der Realität ist aber oft die Strichweite auf den Seismogrammen bereits 1 mm, was einer absoluten Genauigkeit von bestenfalls  $\pm 1$  sec entspricht.

Ich habe versucht, die Digitalisierungspunkte so dicht wie möglich zu legen und gleichzeitig darauf zu achten, daß das Seismogramm vor allem auch in den Amplitudenspitzen durch lineares Verbinden dieser Punkte wiedergegeben wird. In der Realität waren dafür 80-120 Punkte pro Minute nötig. Diese 80-120 Punkte wurden dann gleichabständig durch lineares Interpolieren mit 120 Punkten pro Minute abgetastet. Dies entspricht einer Nyquistfrequenz von 1 Hz, was der LP-Übertragungsfunktion der WSSN-Stationen gut angepaßt ist (s. Abb. 8).

Diese hier beschriebenen Prozeduren wurden jeweils mit beiden Horizontal-Komponenten vorgenommen; danach konnten sie in die gewünschten Radial- und Transversal-Komponenten rotiert werden.

### 2.3. Rotation der Horizontal-Komponenten

Abb. 15 zeigt die geometrischen Verhältnisse für die Rotation von Horizontal-Komponenten in ihren SV- und SH-Anteil. Der Vektor  $\vec{u}$  stellt die momentane Bodenbewegung dar. Er setzt sich aus den Anteilen  $a$  der NS- und  $b$  der EW-Bewegung zusammen. Die Vorzeichen=

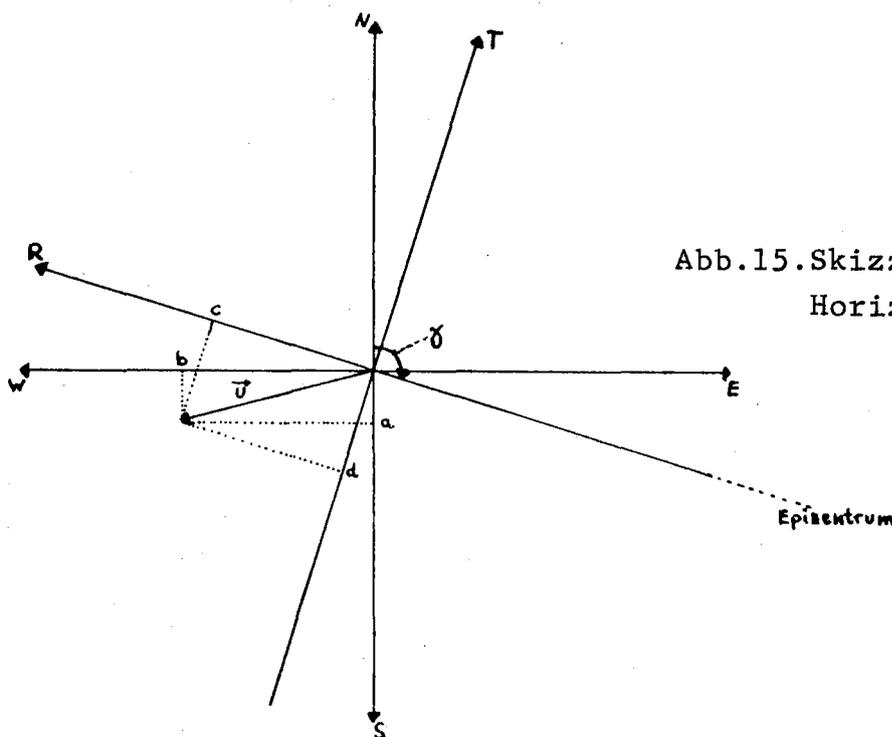


Abb. 15. Skizze zur Rotation Horizontal-Komponenten.

konvention lautet dabei, daß

- 1) eine Bodenbewegung nach N auf der NS-Komponente plus,
- 2) eine Bodenbewegung nach S auf der NS-Komponente minus,
- 3) eine Bodenbewegung nach E auf der EW-Komponente plus und
- 4) eine Bodenbewegung nach W auf der EW-Komponente minus ist.

Der Vektor  $\vec{u}$  hat also die Komponenten  $(-a, -b)$ .

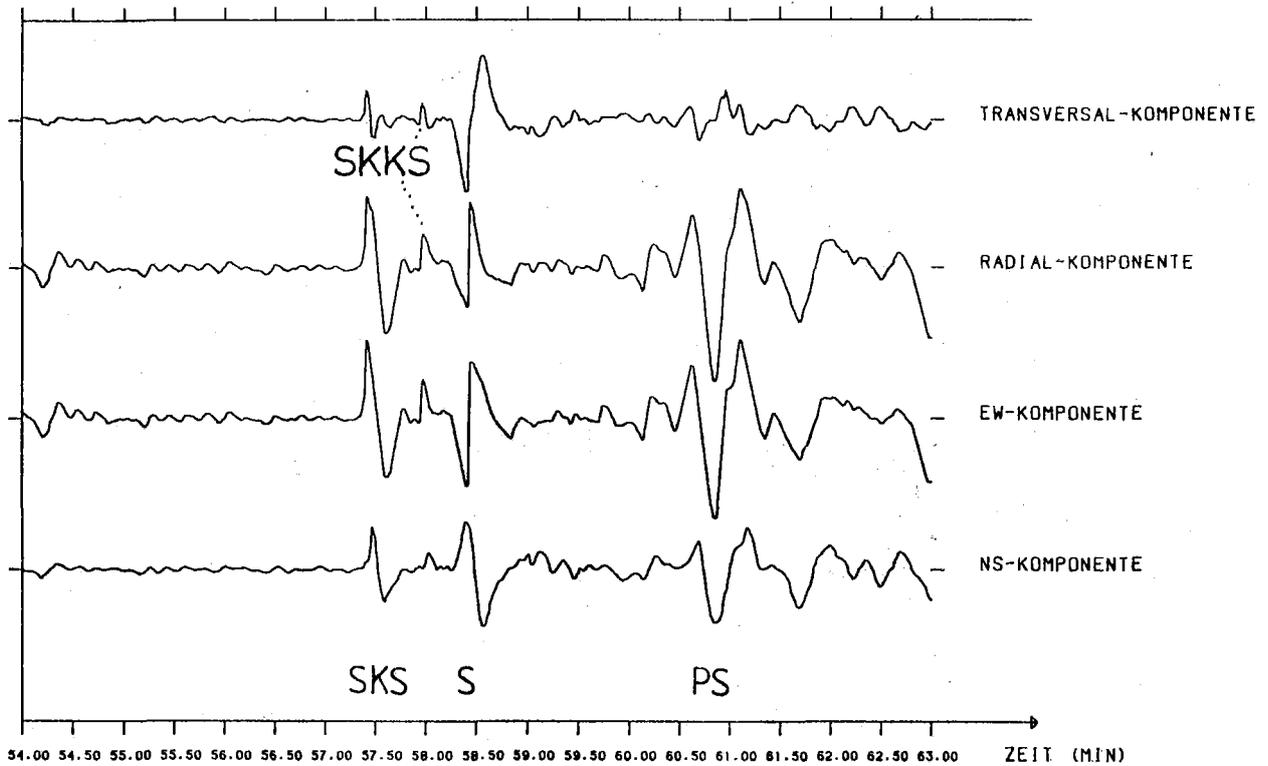
Für die Rotation muß der Winkel  $\gamma$  zwischen der Nordrichtung und der Richtung, in der das Epizentrum liegt, bekannt sein. Er wird als Backazimut bezeichnet und kann bei Kenntnis der geographischen Koordinaten von Station und Epizentrum berechnet werden. Die Radial-Komponente R entspricht nun der Bewegungskomponente c, die einer Projektion von  $\vec{u}$  auf den Großkreis Station-Epizentrum entspricht. Die Transversal-Komponente T entspricht der Projektion von  $\vec{u}$  auf die Senkrechte zur Radial-Komponente, also der Bewegungskomponente d. Die Vorzeichenkonvention sieht bei diesen Komponenten so aus, daß eine Bewegung vom Epizentrum weg als radiale und eine im Uhrzeigersinn senkrechte dazu als transversale positive Bewegung definiert wird. Es gilt:

$$R = -NS \cdot \cos \gamma - EW \cdot \sin \gamma$$

$$T = NS \cdot \sin \gamma - EW \cdot \cos \gamma$$

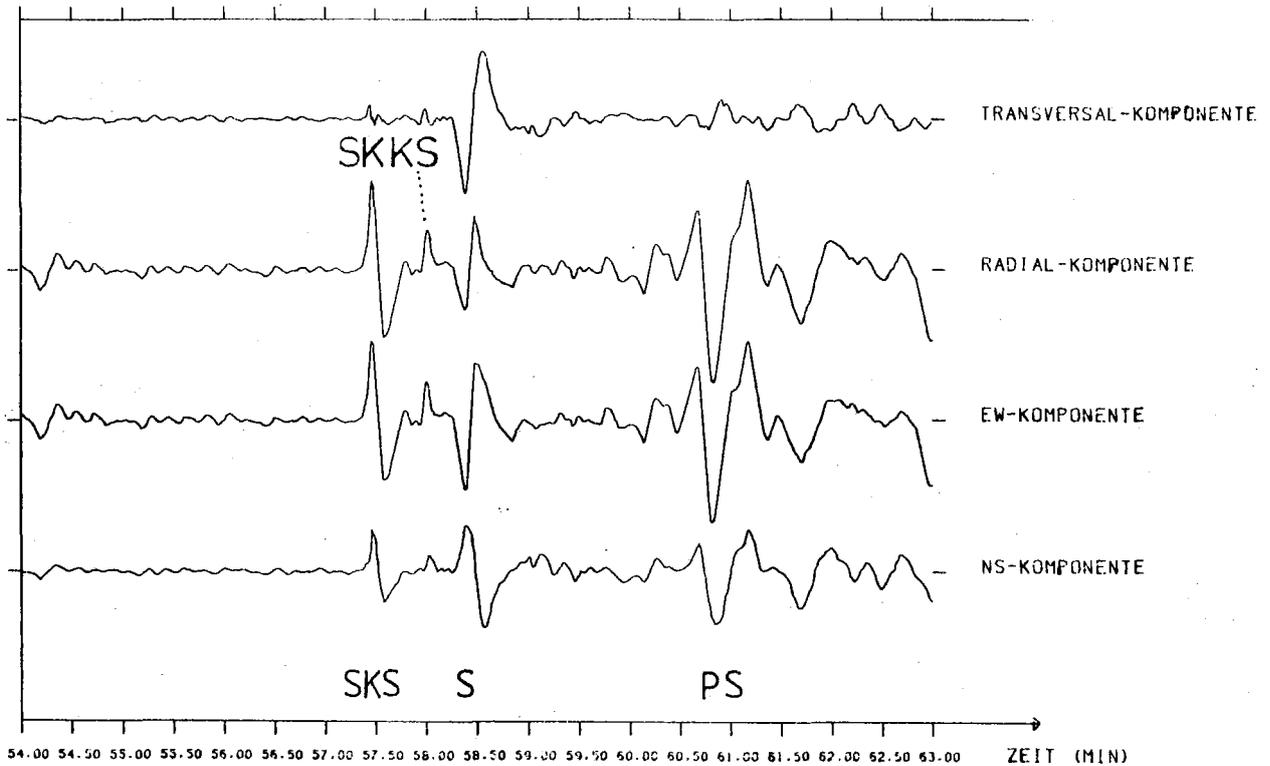
#### 2.4. Datenqualität und Fehler

Die größten Fehler bei der Digitalisierung unterlaufen bei der Festlegung der Nulllinie in Signalspuren mit starken Amplituden. Hier können schon eine geringfügig falsch festgelegte Nulllinie oder nicht erkannte langperiodische Trends zu einem Kippen der Amplituden gegenüber der richtigen Ausschlagsrichtung führen. Die Nulllinie wirkt sich entsprechend sowohl auf die Impulsform als auch auf die Schraubenlinienkorrektur aus, die dann unter falschen Voraussetzungen durchgeführt wird. Daß sich dann solche Seismogramme nur schlecht in Radial- und Transversal-Komponenten rotieren lassen, wird in Abb. 16 deutlich. Besonders auffallend ist, daß SKS und SKKS dann deutliche Einsätze auf der Transversal-Komponente zeigen. Dies läßt sich beheben, wenn man die Impulse in diesem Beispiel auf der EW-Komponente um  $0.75^\circ$  nach rechts kippt,



3 NNA 78 BACKAZIMUT:242.041 GRAD  
DELTA 196.794 GRAD

Abb.16. Deutliche SKS- und SKKS-Einsätze auf der Transversal-Komponente durch falsche Nulllinie der EW-Komponente.



3 NNA 78 BACKAZIMUT:242.041 GRAD  
DELTA 196.794 GRAD

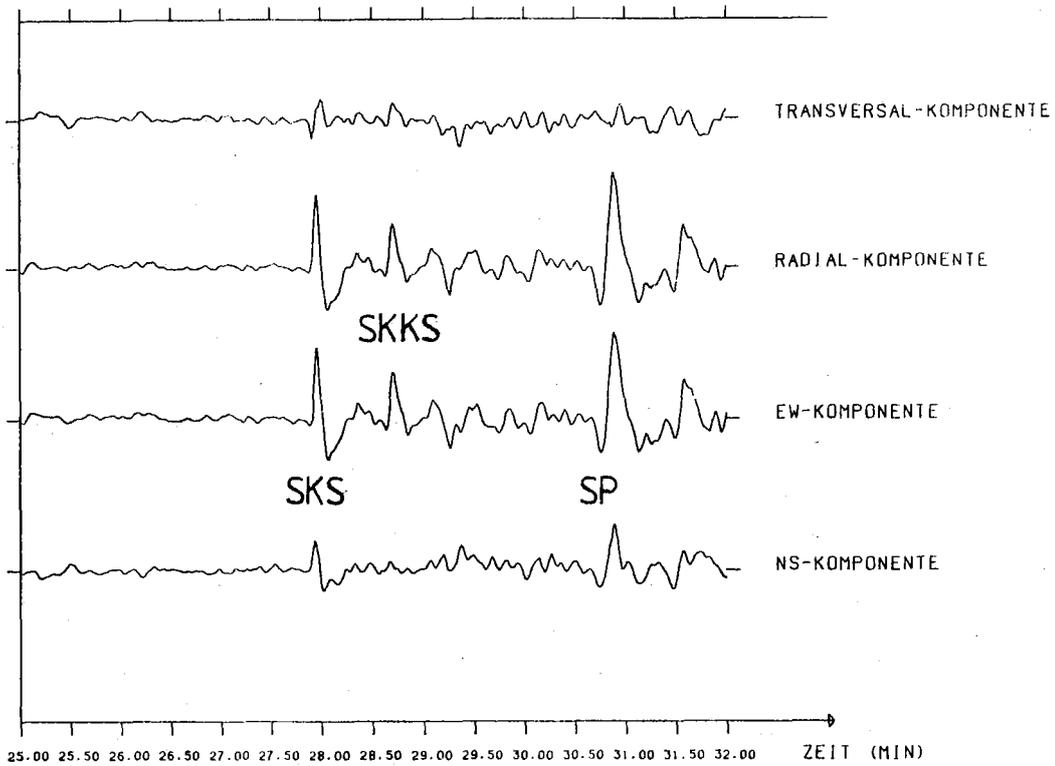
Abb.17. Die gleichen Seismogramme wie in Abb. 16 nach der im Text beschriebenen Kippung der Impulse.

wie Abb. 17 zeigt. Ein solches Kippen ist allerdings nur in den Fällen möglich, in denen die Impulse nach der Digitalisierung optisch einen verkippten Eindruck machen.

Wie man auch oft sieht, haben die 'falschen' SKS- und SKKS-Einsätze auf den Transversal-Komponenten nicht die Impulsform dieser Einsätze auf den Radial-Komponenten, was der Fall wäre, wenn sie eine natürliche Ursache hätten. Als eine solche Ursache kämen Bereiche auf dem Strahlweg von SKS oder SKKS mit nicht horizontaler Schichtung in Frage. In solchen Bereichen könnte die Polarisationsebene der SV-Wellen aus der Radial-Richtung gedreht werden und damit auch Energie auf die Transversal-Komponente gelangen. Eine Drehung der Polarisationsebene würde aber nicht die Impulsform verändern, sondern den gleichen Impuls auf der Transversal-Komponente zeigen. Dieser Vorgang wird normalerweise als ein strukturelles Übersprechen einer Komponenten auf eine andere bezeichnet. Eine Zone, in der besonders häufig mit einer nicht horizontalen Schichtung der Erde zu rechnen ist, ist die Erdkruste. Bei den beobachteten SKS- und SKKS-Einsätzen auf den Transversalkomponenten scheint es sich aber in der Regel nicht um ein Übersprechen der Krustenstruktur an den Beobachtungsstationen zu handeln, denn dies könnte die Impulsverformungen nicht erklären.

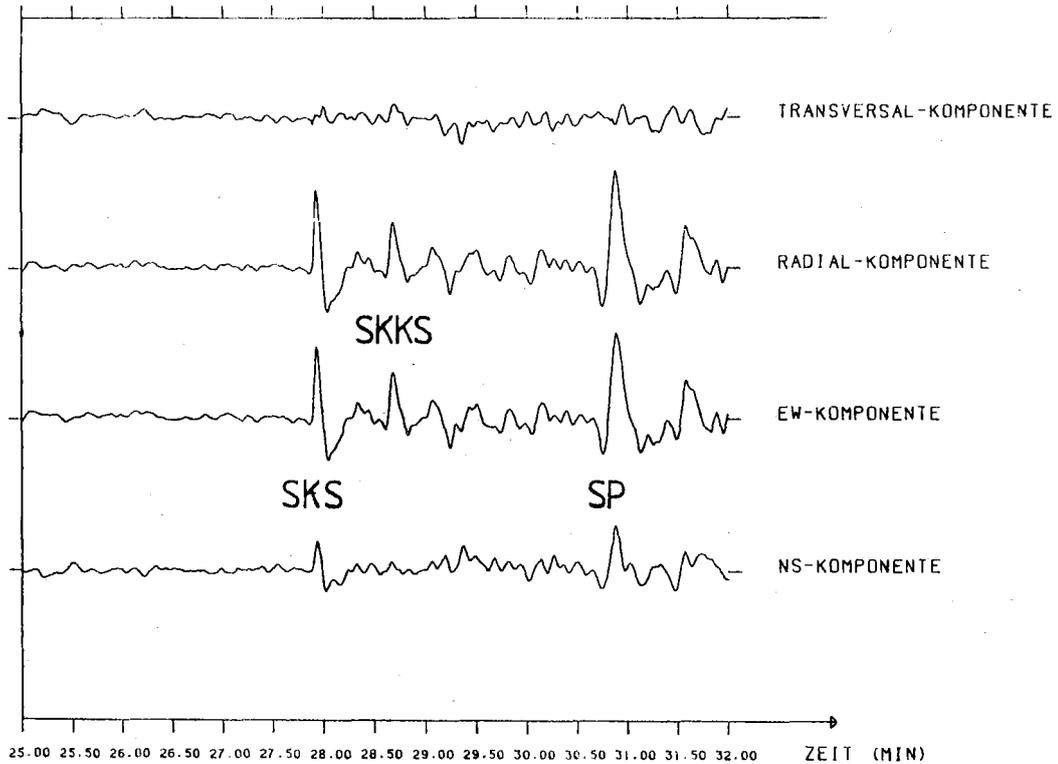
Aber auch Fehler bei der Festlegung der Minutenmarken können zu ähnlichen Effekten führen. Auf Grund der Seismogrammqualität sind die Minutenmarken oft nicht besser als auf einige Sekunden genau zu bestimmen. Der Einfluß wird in den Abb. 18 und 19 dargestellt. Abb. 18 zeigt die digitalisierten Horizontal-Komponenten, dabei erscheint die EW-Komponente gegenüber der NS-Komponente verschoben. Unter der Annahme, daß die Minutenmarke der EW-Komponente um 2sec zu früh digitalisiert wurde, kann dieser Fehler korrigiert werden. In Abb. 19 sieht man die Horizontal-Komponenten mit einer EW-Komponente, deren Beginn um 2sec nach links verschoben wurde. Nun liegen die verschiedenen Einsätze besser in Phase und die Verbesserung gegenüber Abb. 18 ist deutlich.

Die hier beschriebenen Fehler bei der Festlegung der Nulllinie und den Minutenmarken können natürlich auch kombiniert und verschieden ausgeprägt auftreten. So ist die Qualität der von mir rotierten Seismogramme sehr unterschiedlich, was man auch den



7 BHP 17 BACKAZIMUT:246.354 GRAD  
DELTA +102.128 GRAD

Abb.18. Deutliche SKS- und SKKS-Einsätze auf der Transversal-Komponente durch falsche Minutenmarke auf der EW-Komponente.



7 BHP 17 BACKAZIMUT:246.354 GRAD  
DELTA +102.128 GRAD

Abb.19. Die gleichen Seismogramme wie in Abb. 18 nach der im Text beschriebenen Korrektur der Minutenmarke.

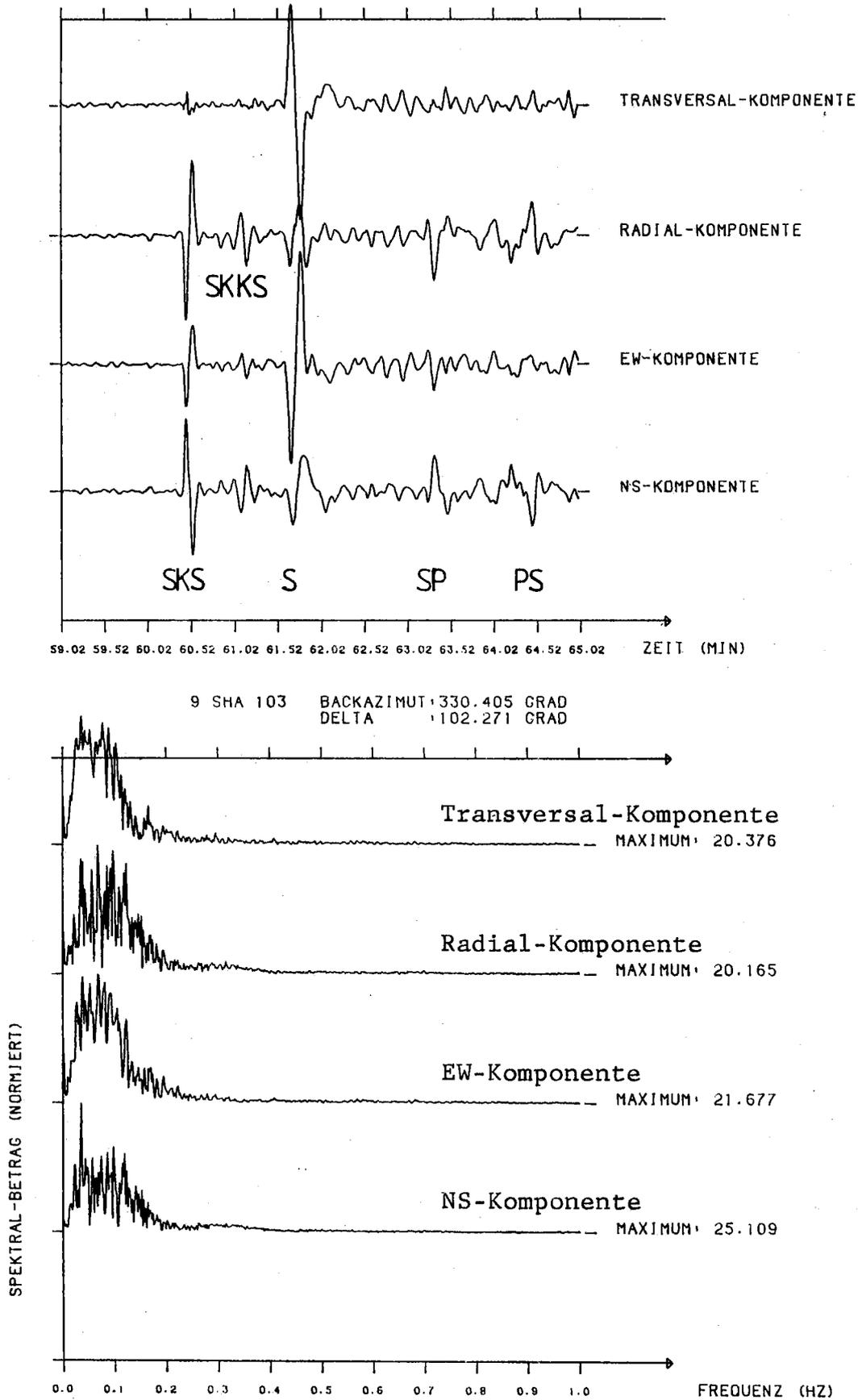


Abb.20. Seismogrammbeispiel mit den Fourier-Spektren der einzelnen Komponenten.

Seismogrammontagen entnehmen kann (s. Anhang A).

Daß die Fehler nicht auf zuwenige Stützstellen pro Minute vor dem Gleichabständigmachen zurückgehen, kann man der Abb. 20 entnehmen. Hier sind die Seismogramme der Horizontal-Komponenten und der Betrag ihrer Fourier-Koeffizienten abgebildet. Wie man sieht, ist die Spektralenergie an der Nyquistfrequenz von 1 Hz schon lange auf Null abgefallen. Die gewählte Abtastrate genügt also sehr gut dem Abtasttheorem der Signaltheorie, zumal für Abb. 20 ein möglichst hochfrequentes Beispiel ausgesucht wurde.

### 3. Die Erdbeben

Im folgenden Teil sollen die Quellen der in dieser Diplomarbeit zur Verfügung stehenden Daten beschrieben werden. Es wurden Daten von 15 Erdbeben zur Untersuchung der Struktur des äußeren Erdkerns benutzt. Einerseits standen mir alle Ergebnisse der fünf von Kind & Müller (1977) untersuchten Beben K1-K5 aus der Tonga-Fidschi-Region zur Verfügung. Die Herddaten dieser fünf Beben sind in Tabelle 1 abgedruckt:

Tabelle 1 : Die in der Arbeit Kind & Müller untersuchten Beben.

Date (d.m.y.)	Origin Time (GMT)	Epicenter (degrees)		Focal Depth (km)	Magnitude	Poles of Nodal Planes (degrees)	
		S	W			Azimuth, Dip	Azimuth, Dip
K1	25 Aug 63	12:18:12.0	17.58 178.73	557	6.1(USCGS)	273, 5	174, 60
K2	17 Mar 66	15:50:32.3	21.08 179.15	627	5.9	304, 20	110, 70
K3	9 Oct 67	17:21:46.2	21.10 179.18	605	6.2	324, 4	87, 82
K4	20 Nov 71	07:27:59.5	23.45 179.88	538	6.0	52, 3	148, 55
K5	21 Jul 73	04:19:13.7	24.83 179.19	373	5.9	302, 2	-, 90

(aus Kind & Müller, 1977)

Andererseits wurden sieben weitere Beben aus dem gleichen Herdgebiet ausgewertet, dazu jeweils ein Beben aus den Regionen Solomon Inseln, Japanisches Meer und Ochotskisches Meer. Die Herdparameter sind der Tabelle 2 zu entnehmen. Soweit nichts anderes angegeben wird, sind die Daten den Bulletins des International Seismological Centre (ISC) entnommen. Die Epizentren dieser 10 Beben sind in Abb. 9 als  $\odot$  eingezeichnet. Die Auswahl der Beben erfolgte nach 3 Kriterien:

- 1) eine möglichst gute SV-Abstrahlung in Richtung Erdkern;
- 2) eine Stärke, die auch weltweit von den WSSN-Stationen registriert werden konnte;
- 3) eine genügend große Herdtiefe, damit die Oberflächenreflexionen sSKS und sSKKS sich nicht störend bemerkbar machten.

Für die Herdtiefen werden in Tabelle 2 verschiedene Werte angegeben. Für alle Beben gibt es Herdtiefenbestimmungen vom ISC aus der Lokalisation mit der P-Phase und mit der Differenzlaufzeit pP-P. In einigen Fällen wurden eigene pP-P Herdtiefenbestimmungen vorgenommen. Diese Herdtiefen sind in der Tabelle 2 mit einem \* gekennzeichnet und außerdem wird angegeben, an wievielen

Code	Datum	Herdzeit GMT	Länge	Breite	m <sub>b</sub>	Herdiefen
1-S	18.08.1968	18h 38m 30.3sec	159.90°E Solomon Inseln	10.20°S	6.1	534km <P> 556km <pP-P> 539km <pP-P> 8 Daten *
2-TF	10.02.1969	22h 58m 5.8sec	178.76°E südlich von Fidschi	22.75°S	6.0	635km <P> 670km <pP-P> 668km <pP-P> 3 Daten *
3-TF	30.03.1972	5h 33m 50.4sec	179.58°E südlich von Fidschi	25.69°S	6.1	479km <P> 496km <pP-P>
4-TF	28.12.1973	5h 31m 3.8sec	180.00°E südlich von Fidschi	23.88°S	6.2	517km <P> 525km <pP-P> 529km <pP-P> 5 Daten *
5-TF	23.03.1974	14h 28m 33.0sec	179.88°E südlich von Fidschi	23.93°S	6.0	504km <P> 515km <pP-P> 518km <pP-P> 9 Daten *
6-TF	21.10.1974	4h 12m 28.7sec	178.49°W Fidschi	17.97°S	5.9	596km <P> 602km <pP-P>
7-TF	22.02.1975	22h 4m 33.5sec	178.88°W südlich von Fidschi	24.98°S	6.1	333km <P> 373km <pP-P> 368km <pP-P> 5 Daten *
8-TF	25.11.1976	14h 6m 34.1sec	177.70°W Fidschi	19.50°S	6.0	424km <P> 447km <pP-P>
9-J	29.06.1975	10h 34m 40.6sec	130.09°E Japanisches Meer	38.79°N	6.1	549km <P> 560km <pP-P>
10-O	29.01.1971	21h 58m 3.2sec	150.97°E Ochotskisches Meer	51.69°N	6.0	515km <P> 535km <pP-P>

Tabelle 2 : Die in dieser Arbeit neu untersuchten Beben.

Seismogrammen pP-P Daten entnommen wurden.

Bei allen herdtiefenabhängigen Untersuchungen - Korrektur der Differenzlaufzeiten SKKS-SKS (s.Kap.4.2), absolute Laufzeiten von S,SKS,SKKS (s.Kap.6) und Bestimmung der Herdlösungen (s.Anhang B) - wird jeweils angegeben, welche Herdtiefe berücksichtigt wurde.

Bis auf das Beben 10-0, von dem nur drei Registrierungen ausgewertet werden konnten, wurden von den übrigen untersuchten Beben alle Horizontal-Komponenten digitalisiert und in Radial- und Transversal-Komponenten rotiert. Von diesen Seismogrammen wurden Montagen für jeweils beide rotierte Komponenten angefertigt. Diese Seismogrammontagen bilden den Anhang A.

Für die Interpretation der Amplitudendaten (s.Kap.5) ist es erforderlich, die Herdlösungen für die einzelnen Beben möglichst gut zu kennen. Deshalb habe ich zu sechs Beben eine eigene Herdlösung angefertigt. Die Ergebnisse und ein Vergleich mit Lösungen anderer Autoren befinden sich im Anhang B.

#### 4. Laufzeituntersuchungen

##### 4.1. Die SKKS-Einsatzzeiten und die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS

Der wesentliche Unterschied im Strahlverlauf von SKS und SKKS (s. Abb. 1) tritt im äußeren Kern auf. Unter der Annahme, daß die beiden Phasen ähnliche Bereiche im Mantel durchlaufen und dann durch dieselbe Kruste an den Beobachtungsstationen ankommen, werden die Impulsform-Differenzen zwischen den beiden Phasen auf den unterschiedlichen Laufweg im äußeren Kern zurückgeführt. Daß diese Unterschiede nicht unerheblich sind, sieht man an den Montagen der Radial-Komponenten im Anhang A. Die Phase SKKS hat eine deutlich andere Impulsform als die Phase SKS.

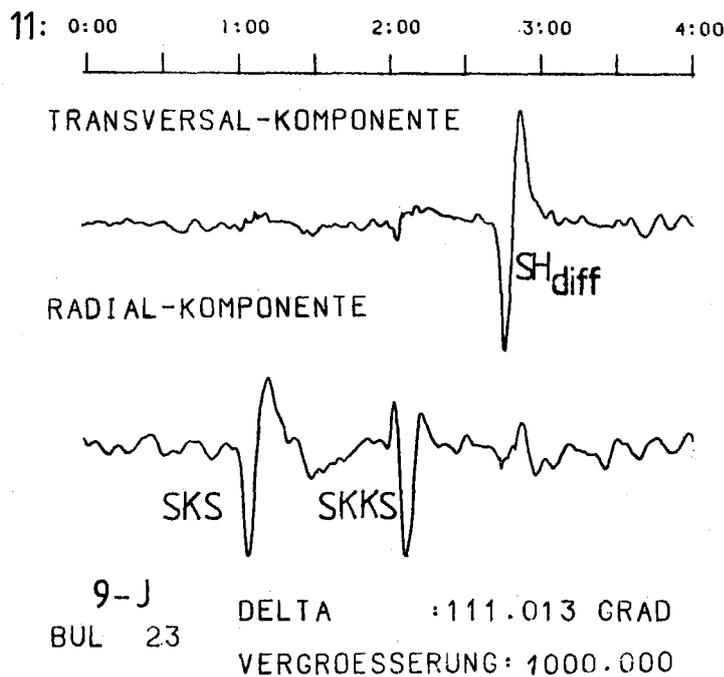


Abb. 21. Beispiel für die verschiedenen Impulsformen von SKS, SH<sub>diff</sub> und SKKS an Hand einer Registrierung des Bebens vom 29. Juni 1975.

Ein Vergleich der Phasen SKS und SH<sub>diff</sub> (Abb. 21) ergibt, daß die SKS-Impulsform durch den äußeren Kern nicht wesentlich verändert wird. (SV<sub>diff</sub> kann hier wegen der stärkeren Dämpfung an der KMG nicht benutzt werden.) Also geht die Impulsverformung von SKKS auf den Weg im äußeren Kern zurück.

Das Strahlbild von SKKS (s. Abb. 1) zeigt erstens eine Reflexion an der KMG in den Kern zurück. Diese Reflexion bewirkt für den interessierenden Einfallswinkel- und Reflexionswinkelbereich von  $55^\circ$  bis  $80^\circ$  praktisch einen Polarisationswechsel, wie man dem Phasenterm des Reflexionskoeffizienten (s. Kap. 2.1) entnehmen kann. Man sieht zweitens, daß die Strahlen von SKKS nach der Reflexion eine Kaustik erzeugen. Nach Choy & Richards (1975) ist SKKS eine Phase maximaler Laufzeit, die durch das Berühren der Kaustik eine Phasenverschiebung von  $\pi/2$  erfährt, eine Phasenverschiebung, die für alle Frequenzen gleichermaßen gilt. Der Impuls von SKKS ist also vom Vorzeichen abgesehen der allpaßgefilterte SKS-Impuls mit einer Phasenverschiebung von  $\pi/2$ . Ein solcher Filtervorgang entspricht der Hilbert-Transformation.

Auf den ersten Blick erscheint kaum einleuchtend, daß SKKS einen Strahlweg maximaler Laufzeit haben soll, dies läßt sich jedoch mit dem Fermat'schen Prinzip herleiten:

Der Strahlweg zwischen zwei Punkten ist durch den Extremwert seiner Laufzeit gegenüber benachbarten Strahlen ausgezeichnet. Ob diese Laufzeit ein Minimum oder Maximum darstellt, wird durch das Fermat'sche Prinzip nicht festgelegt.

Zur Vereinfachung ohne Beschränkung der Allgemeinheit soll nun ein Modell des Erdkerns betrachtet werden: eine homogene Kugel mit dem Radius  $r$  und einer konstanten seismischen Geschwindigkeit  $V$ . Da es sich um einen Strahlweg in einer Kugel handelt, kann der Reflexionspunkt von SKKS an der KMG in zwei Richtungen variieren - einmal in der Strahlebene und ein andermal senkrecht dazu. Diese beiden Fälle sollen nun getrennt behandelt werden.

#### I. Variation des Laufweges von SKKS in der Strahlebene:

In der Abb. 22 kommt der Strahl vom Punkt A, wird in C reflektiert und läuft zum Punkt B. Der Strahlweg setzt sich also aus den zwei Strecken  $d_1 = \overline{AC}$  und  $d_2 = \overline{CB}$  zusammen.

Um den Fermat-Strahl zu finden, sollen  $d_1$  und  $d_2$  beliebig bleiben, nur muß die direkte Verbindung  $\overline{AB}$  konstant sein. Daraus folgt für die Winkel  $\alpha + \beta = \varphi = \text{const.}$  und  $\beta = \varphi - \alpha$ .

Nach dem Cosinussatz gilt für das  $\Delta ACD$ :

$$d_1 = r\sqrt{2(1 - \cos\alpha)}$$

Für das  $\Delta CBD$  gilt analog:

$$d_2 = r\sqrt{2(1 - \cos(\varphi - \alpha))}$$

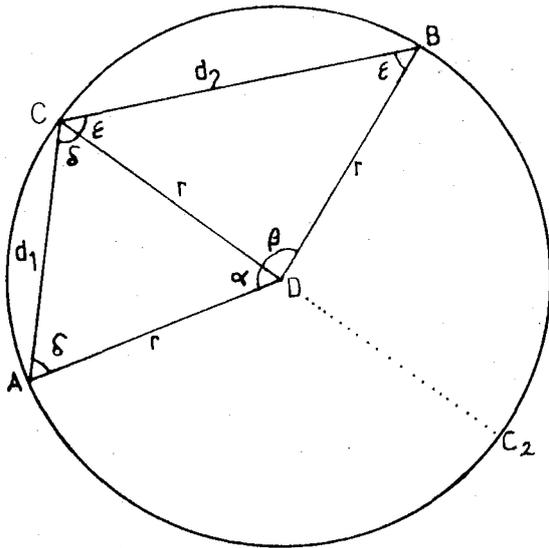


Abb.22. Skizze zu Variationen des Laufweges von SKKS in der Strahlebene.

Der Gesamtlaufweg setzt sich aus diesen beiden Strahlstücken zusammen und hat die Laufzeit T:

$$T = \frac{r \cdot \sqrt{2}}{v} (\sqrt{1 - \cos \alpha} + \sqrt{1 - \cos(\varphi - \alpha)})$$

Mit den Konstanten  $r, v$  und  $\varphi$  ist die Laufzeit des Strahls also nur noch vom Winkel  $\alpha$  abhängig. Also muß  $\frac{dT}{d\alpha} = 0$  berechnet werden.

$$\frac{dT}{d\alpha} = \frac{r \cdot \sqrt{2}}{v} \left( \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - \cos \alpha}} - \frac{\sin(\varphi - \alpha)}{\sqrt{1 - \cos(\varphi - \alpha)}} \right) = 0$$

Für den Fermatstrahl ergibt sich daraus, daß

$$\alpha = \beta = \varphi/2 \text{ und } d_1 = d_2 \text{ ist.}$$

Ob es sich bei diesem ausgezeichneten Strahl um einen mit minimaler oder maximaler Laufzeit handelt, zeigt die zweite Ableitung:

$$\frac{d^2 T}{d\alpha^2} = \frac{r \cdot \sqrt{2}}{v} \left[ \frac{\cos \alpha (1 - \cos \alpha) - \sin^2 \alpha}{(1 - \cos \alpha)^{3/2}} - \frac{\cos(\varphi - \alpha) (1 - \cos(\varphi - \alpha)) + \sin^2(\varphi - \alpha)}{(1 - \cos(\varphi - \alpha))^{3/2}} \right]$$

für den Fermatstrahl  $\alpha = \varphi/2$  bekommt man:

$$\frac{d^2 T}{d\alpha^2} (\alpha = \varphi/2) = \frac{-r \cdot 2\sqrt{2} \sin^2 \alpha}{(1 - \cos \alpha)^{3/2} \cdot v}$$

Für den interessierenden Bereich von  $0^\circ < \alpha < 180^\circ$  ist dieser Ausdruck immer negativ. Die Phase SKKS hat also für Variationen des Strahlweges in der Strahlebene immer einen Laufweg maximaler Laufzeit. Das heißt, daß Strahlen, die einen solchen leicht perturbierten Laufweg gegenüber dem Fermatstrahl nehmen, immer schneller sind.

II. Variationen des Laufweges von SKKS senkrecht zur Strahlebene:

Auch für diese Variationen gilt das Fermat'sche Prinzip. Es soll ein Schnitt durch dieselbe Erdkugel senkrecht zur Strahlebene durch die Punkte C, C<sub>2</sub> und D der Abb. 22 gelegt werden. In dieser Projektion (Abb. 23) tritt der Strahl wieder an der Stelle A in den Kern ein, wird in C an der KMG reflektiert und verläßt ihn im Punkt B, wobei in dieser Darstellung die Punkte A und B in einem Punkt E zusammenfallen. Der Punkt E soll für einen bestimmten SKKS-Strahl fest bleiben, der Punkt C entsprechend den Pfeilen in Abb. 23 senkrecht zur Strahlebene variieren können.

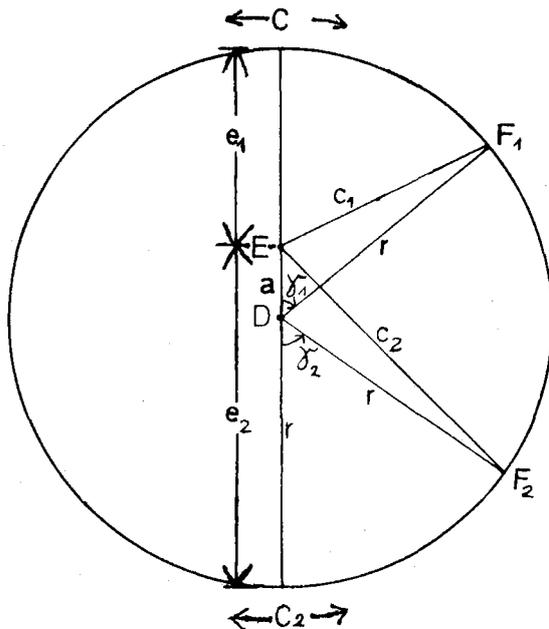


Abb. 23. Skizze zu Variationen des Laufweges von SKKS senkrecht zur Strahlebene.

Es wird nun eine Fallunterscheidung für verschiedene Winkel  $\psi = \alpha + \beta$  aus der Abb. 22 nötig.

Für  $\psi < 180^\circ$  hat der Strahl den Reflexionspunkt C (wie in Abb. 22); für  $\psi > 180^\circ$  hat der Strahl den Reflexionspunkt C<sub>2</sub>. Der Fall  $\psi = 180^\circ$  wird als Sonderfall später betrachtet. Die gegenüber e<sub>1</sub> und e<sub>2</sub> variierten Laufwege c<sub>1</sub> und c<sub>2</sub> haben ihre Reflexionspunkte F<sub>1</sub> und F<sub>2</sub> an der KMG.

Als erstes soll der Fall  $\psi < 180^\circ$  betrachtet werden:

Es gilt für das  $\triangle DEF_1$ :

$$c_1^2 = a^2 + r^2 - 2ar \cos \gamma_1$$

mit der Laufzeit t<sub>1</sub> für die Strecke  $\overline{EF_1}$

$$t_1 = \frac{1}{v} \sqrt{a^2 + r^2 - 2ar \cos \gamma_1} .$$

Der Winkel  $\gamma_1$  ist ein Maß für die Verkipfung von C nach  $F_1$ .  
Für den Fermatstrahl muß also gebildet werden:

$$\frac{dt_1}{d\gamma_1} = \frac{2ar \sin \gamma_1}{V \sqrt{a^2 + r^2 - 2ar \cos \gamma_1}} = 0$$

daraus folgt für  $\gamma_1$  :  $\gamma_1 = 0^\circ$  und  $\gamma_1 = 180^\circ$ .

Da  $\gamma_1 = 180^\circ$  nur die spiegelbildliche Situation für den Fall  $\varphi > 180^\circ$  darstellt, ist der gesuchte Fermatstrahl durch  $\gamma_1 = 0^\circ$  gegeben.

Durch Einsetzen dieses Wertes in die zweite Ableitung

$$\frac{d^2 t_1}{d\gamma_1^2} = \frac{2ar \left[ \cos \gamma_1 \cdot (a^2 + r^2 - 2ar \cos \gamma_1) - 2ar \sin^2 \gamma_1 \right]}{V \left[ (a^2 + r^2 - 2ar \cos \gamma_1)^{3/2} \right]} \quad \text{erhält man}$$

$$\frac{d^2 t_1}{d\gamma_1^2} (\gamma_1 = 0) = \frac{2ar}{Ve_1}$$

Dieser Ausdruck ist immer größer als 0, der Fermatstrahl für  $\varphi < 180^\circ$  ist gegenüber anderen Strahlen in der Zeichenebene von Abb. 23 ein Strahl minimaler Laufzeit, der gesamte SKKS-Strahl für Perturbationen des Reflexionspunktes an der KMG ein Max-Min-Strahl.

Anders ist es im zweiten Fall mit  $\varphi > 180^\circ$ :

Hier gelten die Formeln analog:

$$c_2^2 = a^2 + r^2 - 2ar \cos(180 - \gamma_2) = a^2 + r^2 + 2ar \cos \gamma_2 \quad \text{und}$$

$$t_2 = \frac{1}{V} \sqrt{a^2 + r^2 + 2ar \cos \gamma_2}$$

$$\frac{dt_2}{d\gamma_2} = \frac{2ar \sin \gamma_2}{V \sqrt{a^2 + r^2 + 2ar \cos \gamma_2}} = 0$$

Es gibt also wieder zwei Fermatstrahlen mit  $\gamma_2 = 0^\circ$  und  $\gamma_2 = 180^\circ$ ; auch hier kann sich auf den Fall  $\gamma_2 = 0^\circ$  beschränkt werden. Durch Einsetzen in die zweite Ableitung

$$\frac{d^2 t_2}{d\gamma_2^2} = \frac{2ar \left[ -\cos \gamma_2 \cdot (a^2 + r^2 + 2ar \cos \gamma_2) + 2ar \sin^2 \gamma_2 \right]}{V \left[ (a^2 + r^2 + 2ar \cos \gamma_2)^{3/2} \right]} \quad \text{erhält man}$$

$$\frac{d^2 t_2}{d\gamma_2^2} (\gamma_2 = 0) = \frac{-2ar}{Ve_2}$$

Dieser Ausdruck ist immer negativ; der Fermatstrahl für  $\varphi > 180^\circ$  ist gegenüber anderen Strahlen in der Zeichenebene von Abb. 23 ein Strahl maximaler Laufzeit, der gesamte SKKS-Strahl für Variationen des Reflexionspunktes an der KMG ein Max-Max-Strahl. In dem Sonderfall  $\varphi = 180^\circ$  kann man zeigen, daß dann die Laufzeit für alle

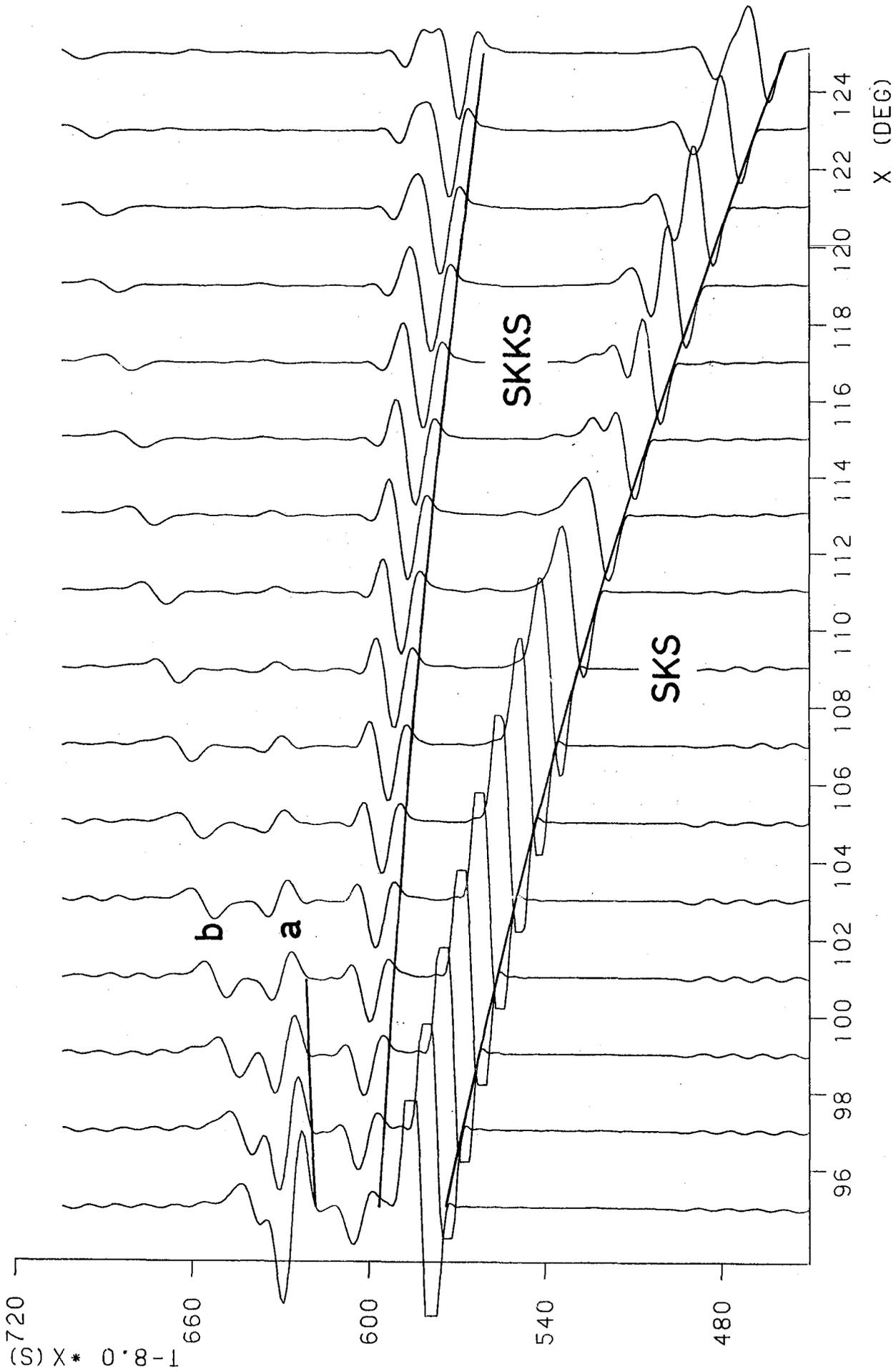


Abb. 24. Theoretische Seismogramme mit dazugehörigen Laufzeitkurven für einen Herd in 500km Tiefe berechnet mit dem PREM-Modell für die Radial-Komponente. Weitere Erläuterungen im Text.

Winkel  $\gamma$  gleich ist, der SKKS-Strahl nur ein Strahl maximaler Laufzeit für Variationen des Punktes D in Abb. 22 darstellt.

Die hier ausgeführten Laufzeiteffekte der Phase SKKS gegenüber leichten Strahlweg-Perturbationen können an Hand der weichen Einsätze der SKKS-Phase noch vor der strahlenseismisch definierten Einsatzzeit beobachtet werden. Abb. 24 zeigt theoretische Seismogramme für das PREM-Modell und die dazugehörigen strahlenseismischen Laufzeitkurven. Aus programmtechnischen Gründen wurde hier nicht die Frequenzabhängigkeit der Geschwindigkeitsstruktur in PREM berücksichtigt, sondern wie in allen Berechnungen von theoretischen Seismogrammen mit dem lsec-Modell gearbeitet.

Einige Bemerkungen zu den theoretischen Seismogrammen:

Sie wurden nach der Reflektivitätsmethode für den P-SV-Fall berechnet (Kind & Müller, 1975). Das heißt, die Montage zeigt die Radial-Komponenten von SV + SVcSV (a), SKS und SKKS. Man sieht deutlich die Impulsverformungen durch das Loslösen der Phasen  $SP_{diff}^{KS}$  und  $SKP_{diff}^S$  ab  $112^\circ$  von SKS und SKKS ab  $115^\circ$  von SKKS, wie es die theoretischen Laufzeitkurven (s. Abb. 7) vorhersagen. Die Phase (b), die nach SV (a) zu sehen ist, wird durch die Berechnungsmethode als Abschneidephase erzeugt. Als Eingangsimpuls wurde von einem 20sec langen Signal ausgegangen, und zwar in der Form eines typischen WWSSN-LP-Impulses. Um einen besseren Vergleich mit den untersuchten LP-Seismogrammkopien zu ermöglichen, wurde die reduzierte Zeitachse diesen angepaßt (3.25cm/min) und die Vergrößerung so gewählt, daß der SKKS-Einsatz gut sichtbar wird. Der oben beschriebene Laufzeiteffekt bei den SKKS-Einsätzen zeigt sich deutlich. Wegen der viel stärkeren SKS-Amplituden bei den kürzeren Entfernungen mußten hier die SKS-Impulse abgeschnitten werden.

An theoretischen Seismogrammen wie in Abb. 24 kann man lernen, wie die Ankunftszeit von SKKS in den beobachteten Seismogrammen zu bestimmen ist:

Die Einsatzzeit liegt nicht in dem Knickpunkt sondern etwas später auf der Flanke zum ersten Extremwert des SKKS-Impulses.

In den beobachteten Seismogrammen wird der Einsatz oft durch seismische Bodenunruhe gestört (Abb. 25). Trotzdem wurde versucht beim Ablesen der SKKS-Einsatzzeiten dieser Erkenntnis soweit als

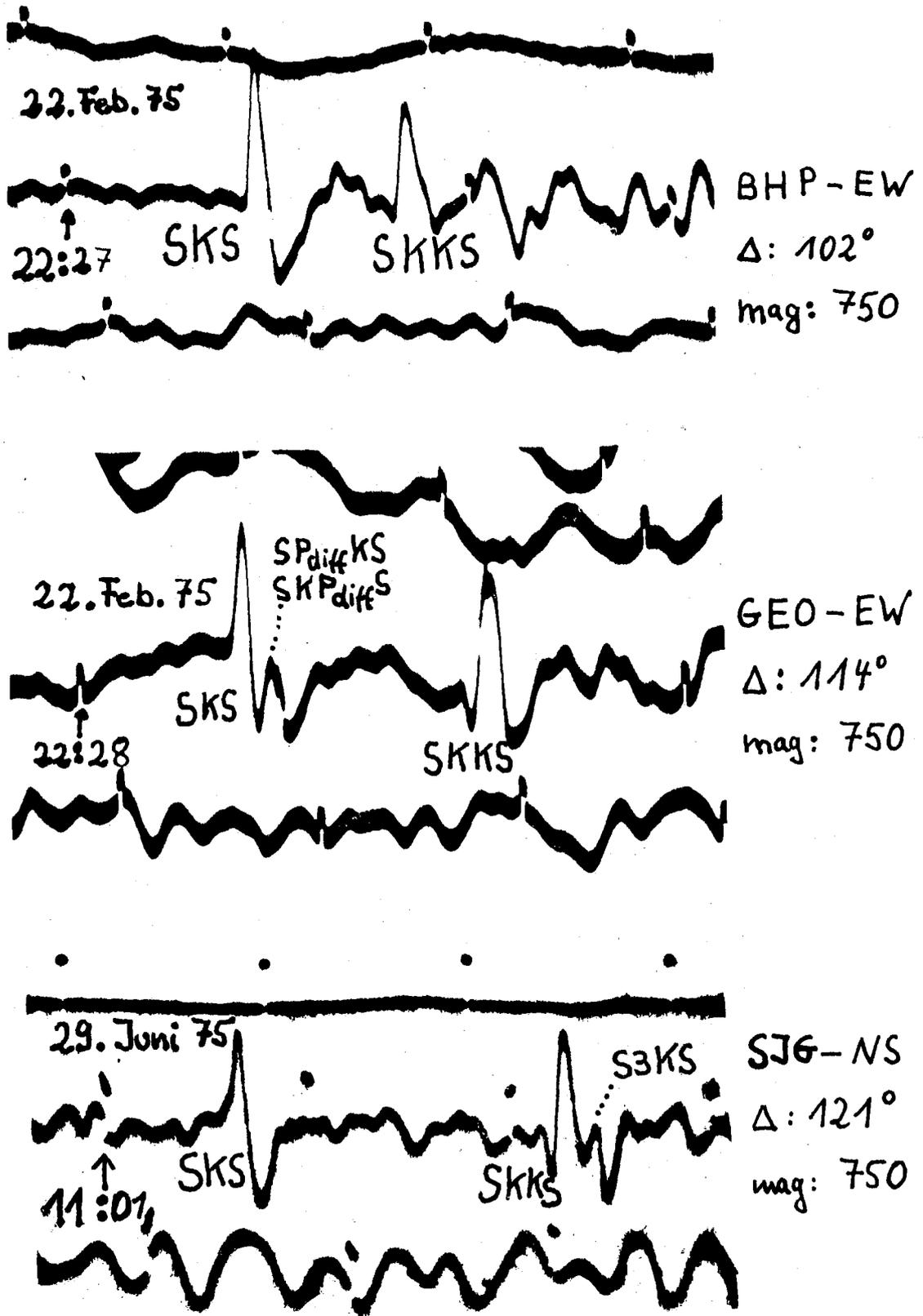


Abb.25. Einige besonders schöne Beispiele von SKS- und SKKS-Registrierungen. Die Beispiele sind gegenüber den Original-WSSN-Registrierungen um 2.17 fach vergrößert.

möglich Rechnung zu tragen.

Bei WWSSN-LP-Registrierungen weisen alle Einsatzzeiten generell eine Unsicherheit von  $\pm 1$ sec auf, weshalb die gemessenen Differenzlaufzeiten zwischen zwei Phasen über einen Bereich von  $\pm 2$ sec streuen, so auch bei den Differenzlaufzeiten SKKS-SKS (s. Abb. 30 und 35-37). Gegenüber diesem generellen Fehler ist ein systematischer Fehler bei der Festlegung des SKKS-Einsatzes gewiß nicht größer als 0.5sec und damit hier vernachlässigbar.

#### 4.2. Herdtiefenkorrektur der Differenzlaufzeiten SKKS-SKS

In Abb. 26 werden die theoretischen Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS für Herde in verschiedenen Tiefen dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird die Laufzeitdifferenz wie folgt reduziert:

$$\Delta t = (t_{\text{SKKS}} - t_{\text{SKS}}) - 3(\Delta - 90)$$

Der Einfluß auf die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS zwischen einer Rechnung mit und ohne Beachtung der Frequenzabhängigkeit der Geschwindigkeitsstruktur in PREM beträgt:

$$\Delta t|_{15\text{sec}} - \Delta t|_{1\text{sec}} = 0.39 \text{ sec}$$

für den Beobachtungsbereich von  $95^\circ$  bis  $125^\circ$ . Dies kommt durch den etwas langsameren Mantel im 15sec-Modell, der sich auf SKKS stärker auswirkt als auf SKS. Der äußere Kern wird als flüssig und damit rein elastisch angenommen, also ist die Geschwindigkeitsstruktur auch für PREM frequenzunabhängig. Alle hier gezeigten theoretischen Differenzlaufzeiten wurden für das 15sec-Modell berechnet.

In Abb. 26 zeigt sich: Je größer die Herdtiefe, desto größer die Laufzeitdifferenz SKKS-SKS. Die untersuchten Beben lagen mit ihren Herdtiefen zwischen 370km und 670km (s. Tabellen 1 + 2). Ich habe nun alle gemessenen Daten auf eine Herdtiefe von 500km reduziert. Wie groß diese Reduktion für die einzelnen Beben und Entfernungen war, ist Abb. 27 zu entnehmen. Die hier gezeigten Werte sind von den gemessenen Differenzlaufzeiten zu subtrahieren; aufgetragen sind für die verschiedenen Herdtiefen die Unterschiede der Laufzeitdifferenz SKKS-SKS gegenüber der Laufzeitdifferenz für eine Tiefe von 500km.

Abb.26. Die Laufzeit=  
differenzen SKKS-SKS  
im PREM-Modell für  
verschiedene Herdtie-  
fen: a=670km, b=500km,  
c=370km und d=0km.

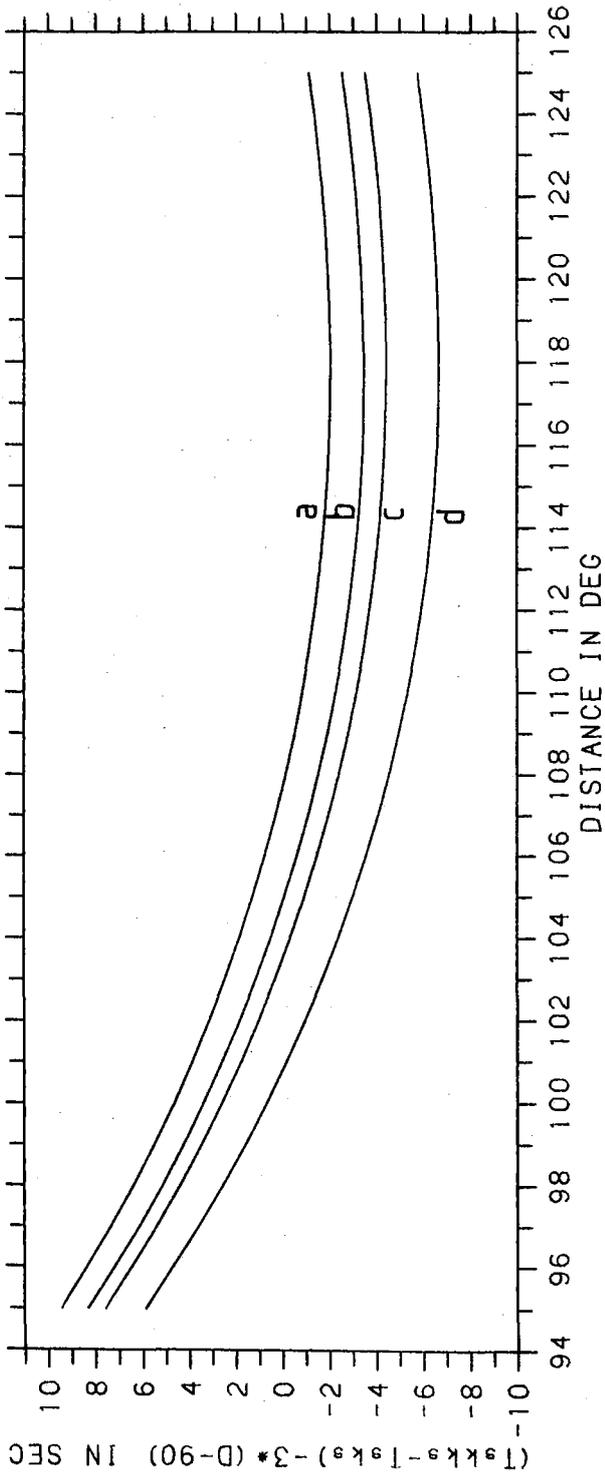


Abb.27. Die Korrektur  
der Laufzeitdifferenz  
SKKS-SKS für verschie-  
dene Herdtiefen auf  
die Tiefe von 500km.  
Für die Tiefen a=670  
km, b=625km, c=600km, d=  
560km, e=535km, f=520km,  
g=450km und h=370km  
sind die jeweiligen  
Werte zu subtrahieren.

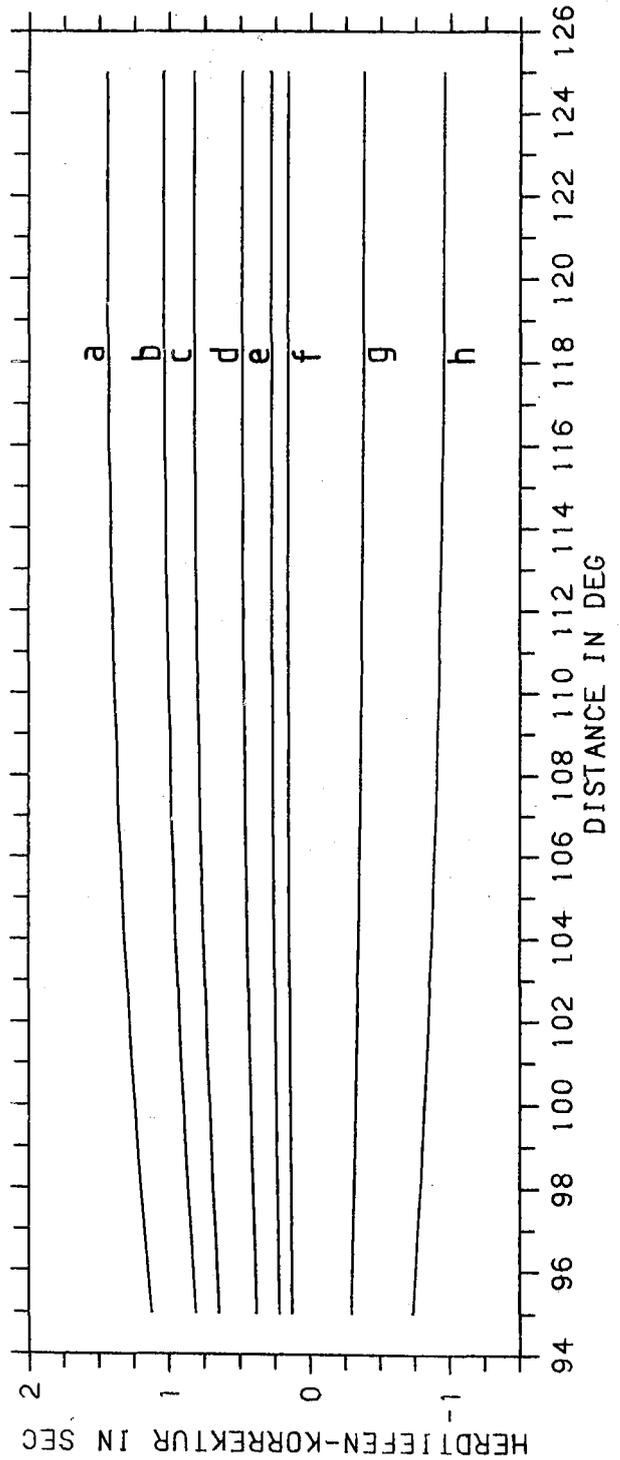


Abb.28. Die neu gemessenen Laufzeitdifferenzen der Beben 1-S bis 10-0 vor (□) und nach der Reduktion (+) auf eine Herdtiefe von 500km.

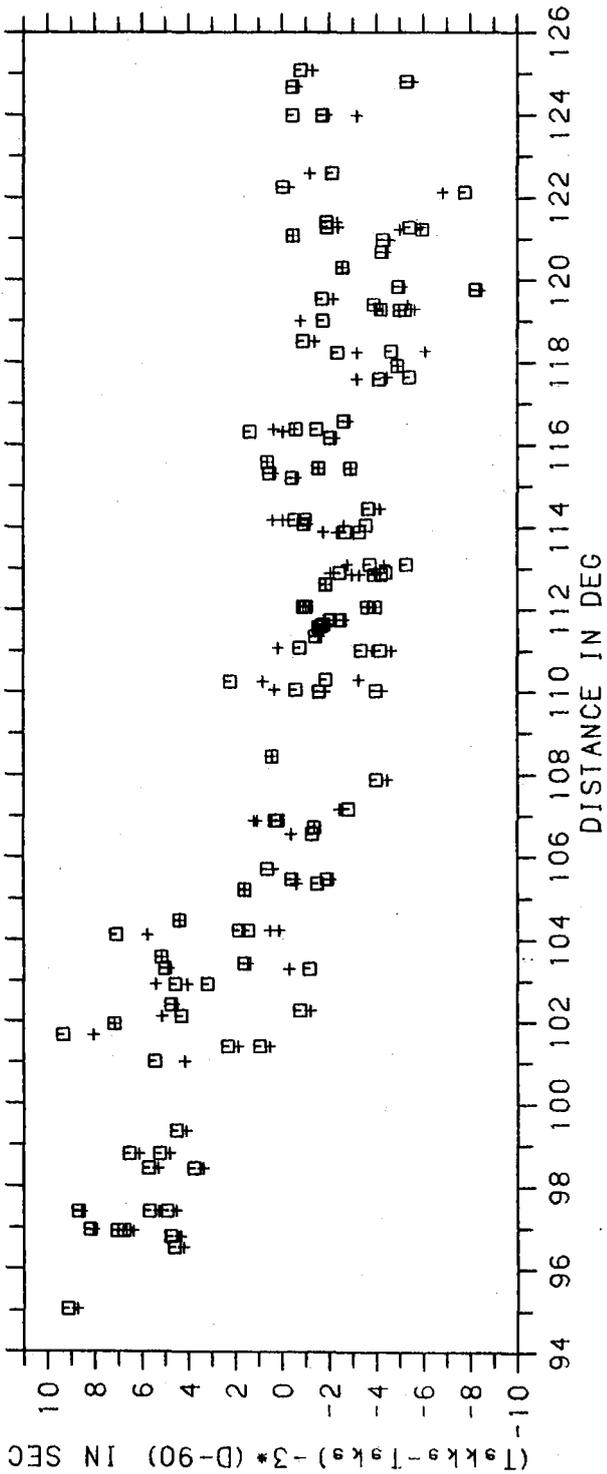
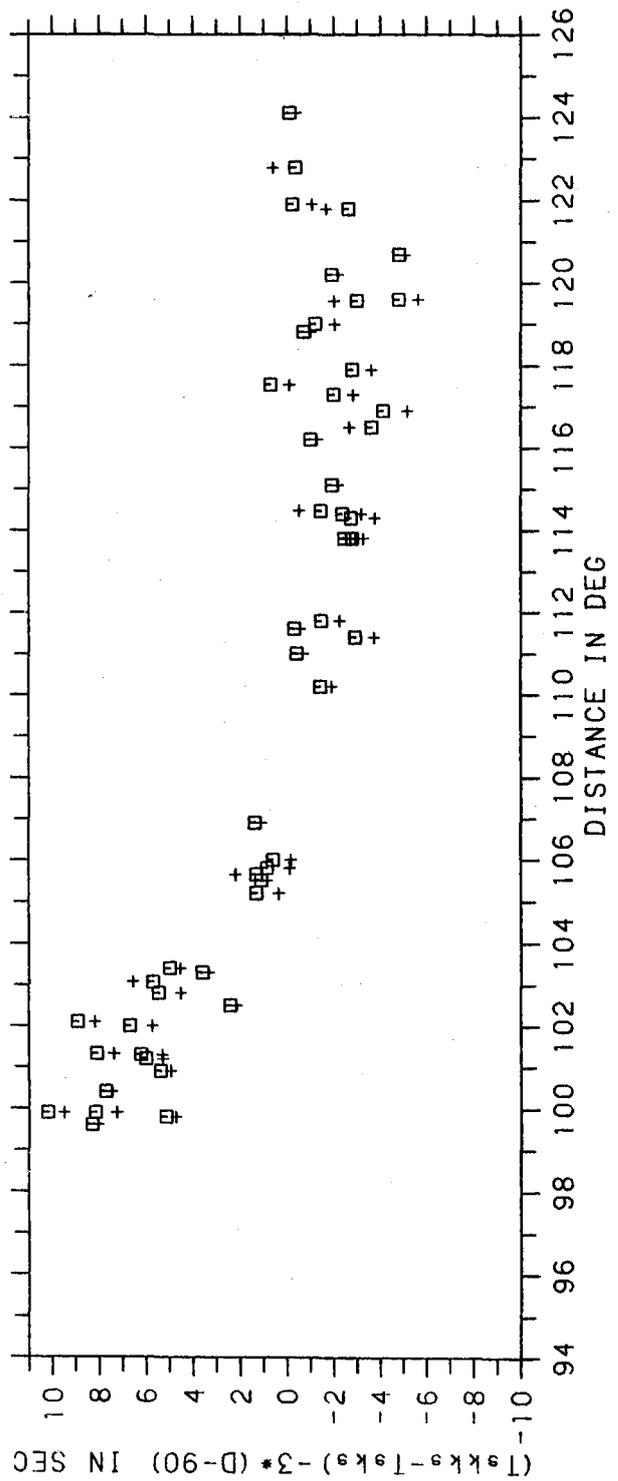


Abb.29. Wie in Abb.28, nur jetzt für die Beben K1 bis K5 aus der Arbeit Kind & Müller (1977).



Im einzelnen wurden die Beben wie folgt reduziert:

7-TF,K5	mit einer Herdtiefe von 370km;
8-TF	mit einer Herdtiefe von 450km;
4-TF,5-TF	mit einer Herdtiefe von 520km;
1-S,10-O,K5	mit einer Herdtiefe von 535km;
9-J,K1	mit einer Herdtiefe von 560km;
6-TF,K3	mit einer Herdtiefe von 600km;
K2	mit einer Herdtiefe von 625km und
2-TF	mit einer Herdtiefe von 670km.

Für das Beben 3-TF wurde bereits eine Herdtiefe von 500km angenommen. Die Beben wurden, soweit das ging, zu Gruppen zusammengefaßt, sodaß die verwendete Herdtiefe nicht unbedingt der in den Tabellen 1 und 2 angegebenen entspricht. Der Fehler, der hierdurch in der Herdtiefenkorrektur entsteht, ist aber niemals größer als 0.05sec, was bei der Streuung und Genauigkeit der gemessenen Daten bedeutungslos bleibt. In Abb. 28 sind alle gemessenen Differenzlaufzeiten SKKS-SKS der neu untersuchten Beben als □ eingezeichnet. Die dann auf eine Herdtiefe von 500km reduzierten Werte sind mit einem + dargestellt. Auch die von Kind & Müller (1977) gemessenen Werte wurden nachträglich auf die Herdtiefe von 500km korrigiert (Abb. 29). Die numerischen Werte zu den hier gezeigten Daten sind in Anhang C abgedruckt.

#### 4.3. Interpretation der Daten mit einer radialsymmetrischen

##### Erdstruktur

Zu Beginn dieser Untersuchung der Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS standen mir nur die 13 Beben aus dem südwestlichen Pazifik - also 1-S bis 8-TF und K1 bis K5 - zur Verfügung. Die korrigierten Daten dieser Beben wurden mit den theoretischen Kurven der Modelle PREM und N20A für einen Herd in 500km Tiefe verglichen. Da N20A nur ein Modell für den äußeren Erdkern darstellt, wurden hier und bei allen anderen Rechnungen, um dieses Modell mit PREM besser vergleichen zu können, der Mantel und die Kruste aus PREM übernommen. Folglich sind die Unterschiede der beiden Kurven nur auf die unterschiedliche Kernstruktur zurückzuführen. Das Ergebnis zeigt Abb. 30. Die Daten aus Kind & Müller (1977) sind mit einem +,

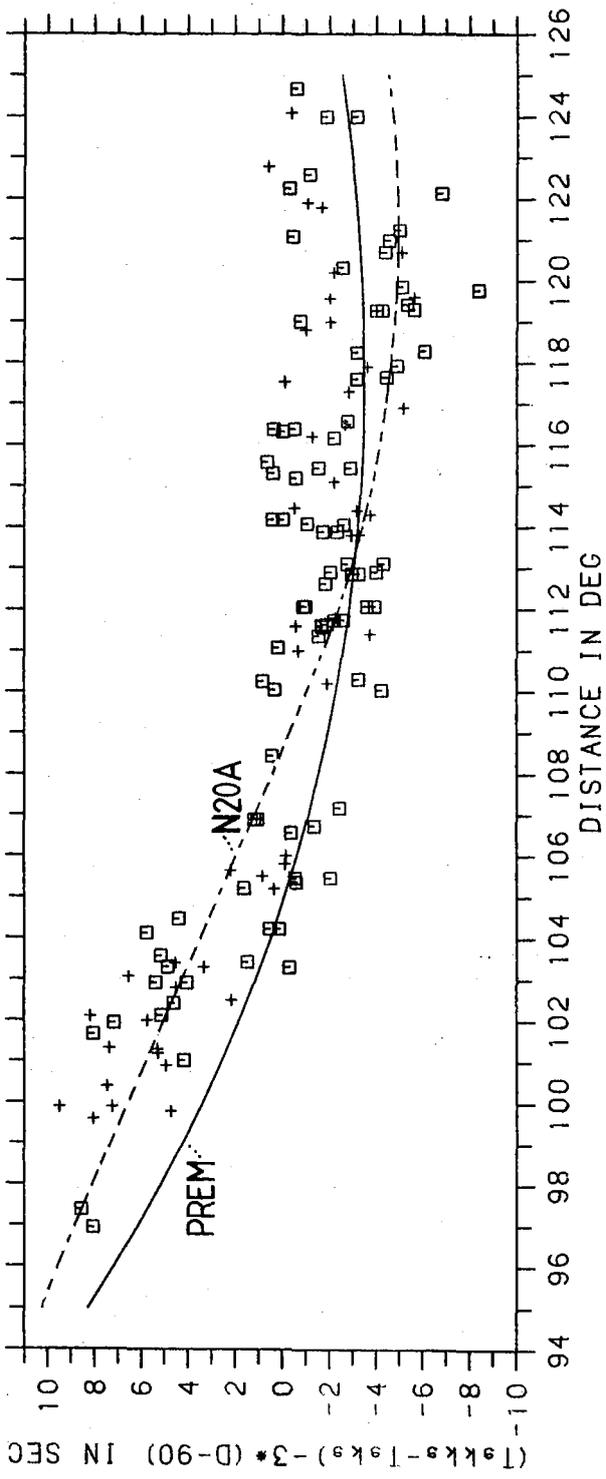


Abb.30. Die gemessenen Differenzlaufzeiten SKKS-SKS der Beben aus dem südwestlichen Pazifik, die Kurven für PREM und N20A (alle Werte für einen Herd in 500km Tiefe). + = Kind & Müller (1977), □ = neue Daten.

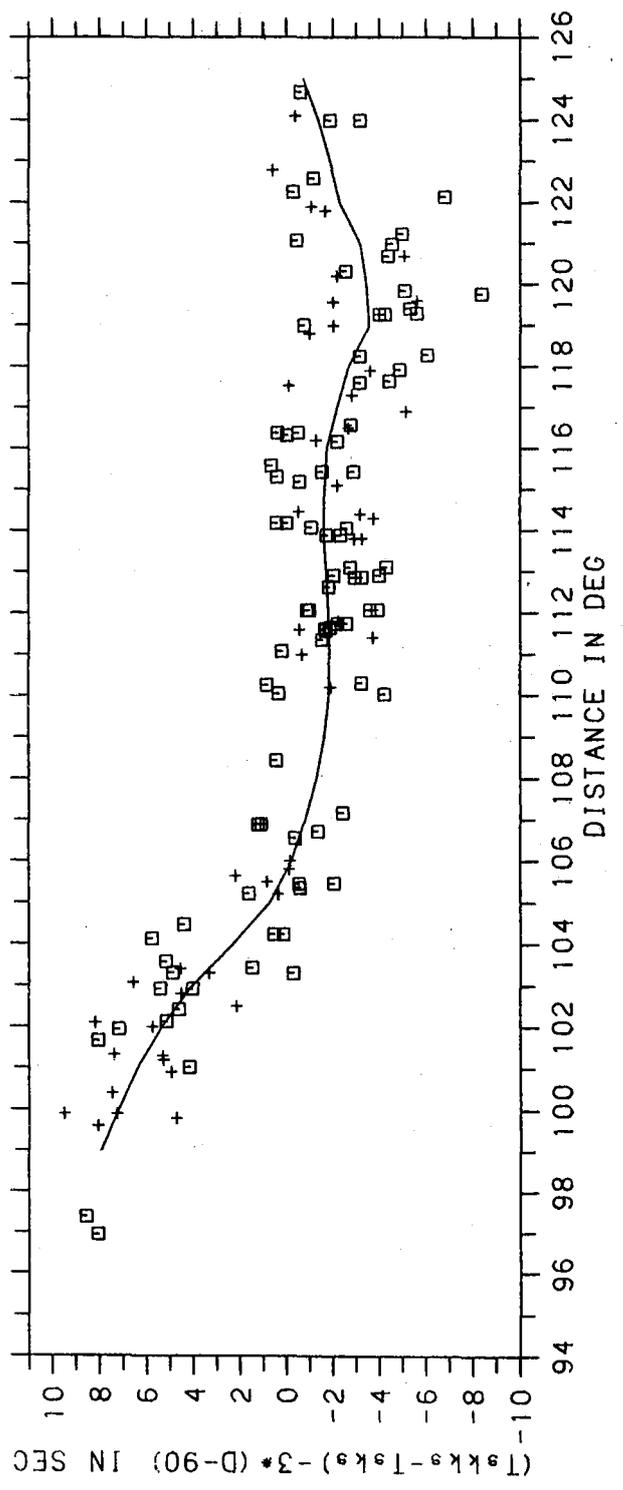


Abb.31. Die Daten wie in Abb. 30 nur jetzt mit einer Ausgleichskurve.

die neuen Ablesungen mit einem  $\square$  bezeichnet, wie in allen folgenden Abbildungen auch. Wie man sieht, befriedigt weder die theoretische Kurve für PREM noch die für N20A die Datenwolke. Die neuen Ablesungen stehen dabei nicht im Gegensatz zu den Daten aus Kind & Müller (1977). N20A kann die Daten nur bis in eine Entfernung von  $105^\circ$  erklären und PREM repräsentiert sie erst ab  $104^\circ$ . So wurde eine Durchschnittskurve durch die Daten gelegt und versucht durch Abwandlung der Modelle PREM oder N20A ein datenkonsistentes Modell zu finden. Abb. 31 zeigt die Daten nochmals und die daraus durch Interpolation gewonnene Kurve.

Unter der Annahme, daß die Abweichungen der beobachteten Differenzlaufzeiten SKKS-SKS gegenüber bekannten Erdmodellen durch eine Modifikation der radialsymmetrischen Geschwindigkeitsstruktur der Erde erklärt werden können, wurden die Differenzlaufzeiten zunächst mit Hilfe der linearen Matrixinversion interpretiert.

Als Voraussetzung zur linearen Inversion von Laufzeitdifferenzen zwischen zwei seismischen Phasen nehme ich im folgenden an, daß die Verteilung der seismischen Geschwindigkeiten in der Erde radialsymmetrisch ist. Jede der beiden Phasen wird durch eine Änderung der seismischen Geschwindigkeit beeinflusst und dadurch auch die Differenzlaufzeit zwischen den beiden Phasen. Hier geht es um die beiden Phasen SKS und SKKS.

Als Ausgangslage sei die Geschwindigkeitsstruktur des äußeren Erdkerns  $v_i$  für  $N$  verschiedene Tiefen gegeben. Dieses Erdmodell liefert für alle  $K$  untersuchten Entfernungen  $\Delta_j$  die theoretisch berechnete Differenzlaufzeit  $t_{SKKS} - t_{SKS} = T_j$ . Die Differenz zwischen den zu interpretierenden Daten  $M_j$  und der theoretischen Kurve stellt die Abweichung  $A_j$  zwischen Modell und Wirklichkeit dar:

$$A_j = M_j - T_j \quad (j=1, 2, \dots, K)$$

Bei der Inversion wird nun folgendermaßen vorgegangen:

Die Geschwindigkeitsstruktur wird so abgeändert, daß die Abweichungen  $A_j$  für alle Entfernungen  $\Delta_j$  verschwinden, das Modell also die beobachteten Daten repräsentiert. Die lineare Inversion erwartet einen linearen Zusammenhang zwischen der zu beobachtenden Abweichung  $A_j$  und der Geschwindigkeitsstruktur  $v_i$ . Folglich muß zuerst dieser lineare Zusammenhang hergestellt werden. Allgemein gilt:

$$T_j = f_j(v_1, v_2, \dots, v_N)$$

Das heißt, die beobachteten Differenzlaufzeiten sind eine Funktion der Geschwindigkeitsstruktur, die untersucht werden soll. Die Linearisierung der Funktion in unserem Fall liefert das lineare Gleichungssystem:

$$A_j = \sum_{i=1}^N \frac{\partial T_i}{\partial v_i} \cdot \delta v_i \quad \text{mit } j=1, 2, \dots, K$$

$\frac{\partial T_i}{\partial v_i}$  ist die Ableitung der Startmodell-Laufzeitdifferenzen  $T_j$  nach der Geschwindigkeit in der  $i$ -ten Schicht.  $\delta v_i$  ist die Änderung der Geschwindigkeit in der  $i$ -ten Schicht, die benötigt wird, um die  $A_j$ , also die Abweichung von den beobachteten Daten in der Entfernung  $\Delta_j$  zu erklären. Die  $\delta v_i$  sind die gesuchten Werte, die zum Startmodell hinzu addiert, das neue Modell ergeben.

Dieses lineare Gleichungssystem wurde mit Hilfe der generalisierten Matrixinversion gelöst. Die entsprechenden Computerprogramme entwickelte Bernd Schreckenberger im Rahmen seiner Diplomarbeit hier im Institut.

Als Ergebnis erhielten wir die  $\delta v_i$ , also die Änderungen der Geschwindigkeitsstruktur gegenüber dem Startmodell in der  $i$ -ten Schicht. Für das neue Modell gilt dann:

$$v_i \text{ neu} = v_i \text{ alt} + \delta v_i$$

Wie die partielle Ableitungen  $\frac{\partial T_i}{\partial v_i}$  berechnet wurden, ist im Anhang D dargestellt.

Hier sollen nun kurz die Ergebnisse der Inversion der Differenzlaufzeiten SKKS-SKS vorgestellt werden:

Es hat sich gezeigt, daß die Differenzlaufzeit am stärksten von der Geschwindigkeitsstruktur in den ersten 200km unterhalb der KMG beeinflusst wird, ganz gleich, ob PREM oder N20A als Startmodell benutzt wurde, immer lieferte das Inversionsverfahren Modelle, die in diesen 200km gegenüber dem Startmodell am stärksten abwichen, weil die partiellen Ableitungen  $\frac{\partial T_j}{\partial v_i}$  für diesen Tiefenbereich am größten sind. Keines der Modelle hatte wie N20A die Tendenz, die Differenzlaufzeiten mit einer Variation der Geschwindigkeit vor allem im mittleren Bereich des äußeren Kerns zu befriedigen. Außerdem stellte sich heraus, daß das Inversionsproblem nicht li-

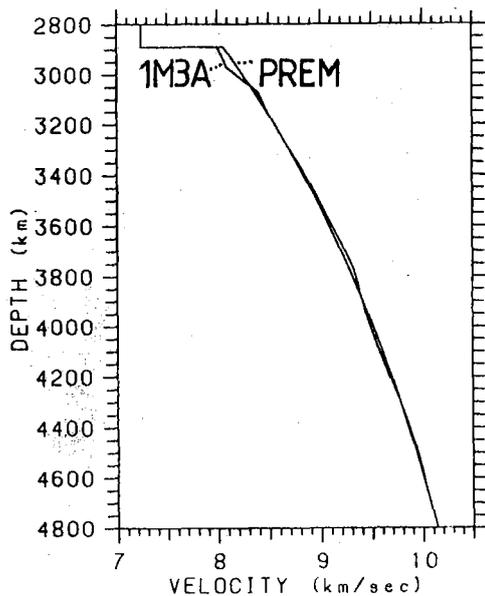


Abb.32. Die Geschwindigkeiten im äußeren Erdkern für die Modelle 1M3A und PREM.

near war, sodaß halbwegs befriedigende Modelle erst nach einigen Iterationen gefunden wurden. Keines der Modelle konnte jedoch die gewünschte interpolierte Kurve erreichen.

Es soll nun ein Beispiel für die gefundenen Modelle vorgestellt werden: 1M3A.

Als Startmodell diente hier PREM, und es wurde dreimal iteriert. Abb. 32 zeigt die Geschwindigkeitsstruktur für 1M3A und für PREM. Die größten Unterschiede zu PREM treten direkt unterhalb der KMG und nicht - wie bei N20A - im mittleren Bereich des äußeren Kerns auf. Die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS werden durch 1M3A (Abb.33) besser erklärt als durch PREM oder N20A (s. Abb.30). Durch die geringeren Geschwindigkeiten unterhalb der KMG führt dieses Modell jedoch zu einer deutlichen Trennung von SKKS und SKKKS bereits in kürzeren Entfernungen, was den Beobachtungen (s. die Seismogrammontagen im Anhang A) nicht entspricht. Abb. 34 zeigt die theoretischen Seismogramme der Radial-Komponenten für 1M3A, die genauso, wie in Kap. 4.1. beschrieben, berechnet wurden; der Zeit- und Entfernungs-Maßstab ist den Montagen im Anhang A angepaßt. Die Trennung zwischen SKKS und SKKKS wird durch einen Pfeil angedeutet, ansonsten sind die gleichen Phasen wie in Abb. 24 zu sehen. Daß zu geringe Geschwindigkeiten direkt unterhalb der KMG zu solchen Effekten führt, ist schon von Choy (1977) untersucht und beschrieben worden. Ein weiteres Iterieren hätte nur noch zu leichten Änderungen der Geschwindigkeitsstruktur um einige Promille geführt und dabei weder die beobachteten Differenzlaufzeiten SKKS-SKS noch die SKKKS-Beobachtungen besser erklärt.

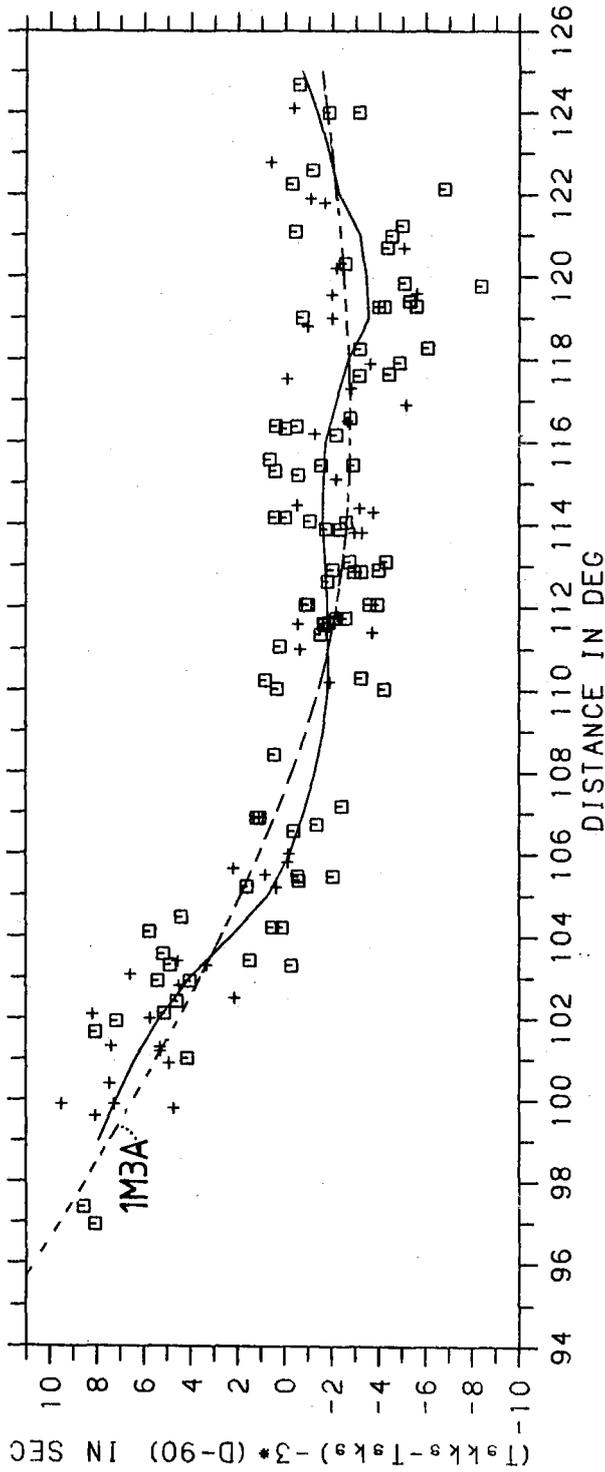


Abb.33. Die Daten wie in Abb. 30 mit der Ausgleichskurve und den Differenzlaufzeiten SKKS-SKS im Modell 1M3A.

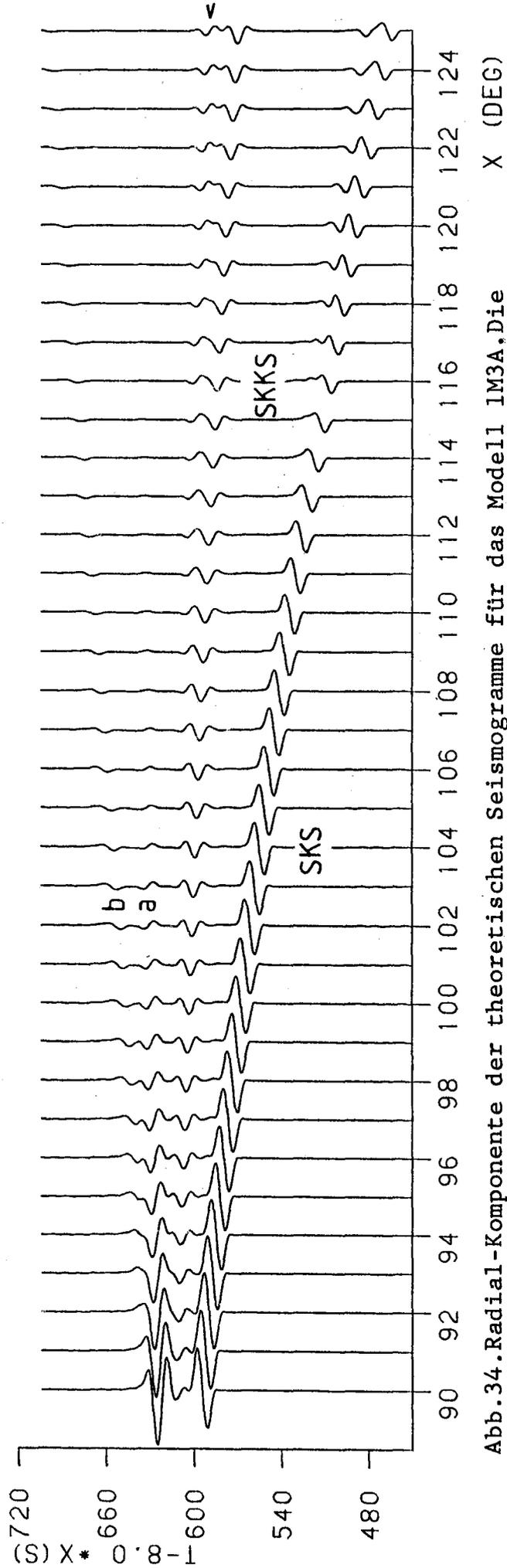


Abb.34. Radial-Komponente der theoretischen Seismogramme für das Modell 1M3A, Die Berechnungsmethode und die zu sehenden Phasen entsprechen denen in Abb. 24.

#### 4.4. Die Daten des Bebens 9-J aus dem Japanischen Meer

Durch die Einbeziehung der Daten des Bebens 9-J vom 29. Juni 1975 im Japanischen Meer ergab sich ein völlig neues Bild. Die Interpretation der Differenzlaufzeiten SKKS-SKS von Beben aus dem südwestlichen Pazifik in Bezug auf den radialsymmetrischen Aufbau des äußeren Erdkerns mit Hilfe von Modellen wie LM3A konnte nicht bestätigt werden.

Das Beben vom 29. Juni 1975 war ein Ereignis mit einem relativ kurzen Herdimpuls. So war es möglich, die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS bei vielen Stationen in einer Entfernung zwischen  $95^\circ$  und  $100^\circ$  zu messen, in dem Bereich also, in dem die bisherigen Daten am meisten von PREM abwichen (s. Abb. 30). Zur großen Überraschung stellte sich heraus, daß die jetzt gefundenen Differenzlaufzeiten die theoretische Kurve von PREM bestätigten (Abb. 35). Ein systematischer Fehler im Ablesen der neuen Daten war auszuschließen, da die Ablesungen unter denselben Bedingungen wie bei den bisherigen Daten vorgenommen wurden. Diese Daten mußten jetzt in Einklang mit den bisherigen Ablesungen gebracht werden.

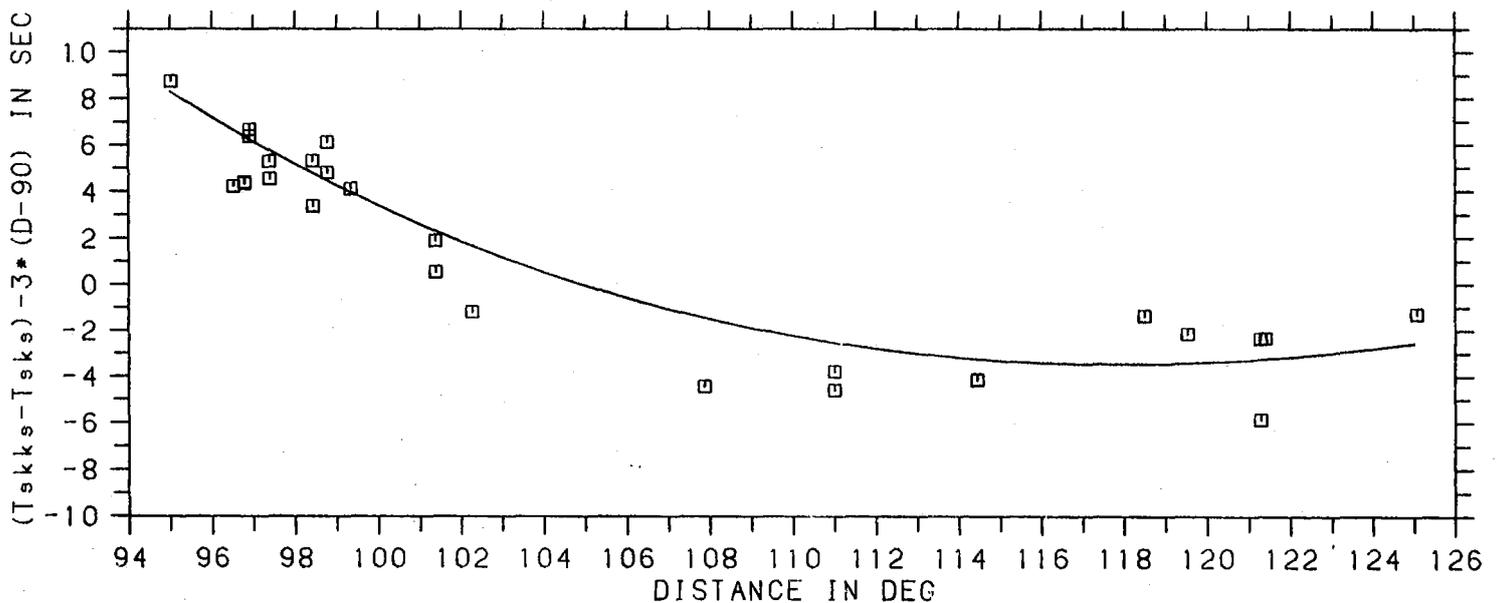


Abb. 35. Die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS des Bebens 9-J und die theoretische Kurve für PREM.

Deshalb habe ich untersucht, für welche Laufwege die SKKS-SKS-Laufzeitdifferenzen jeweils repräsentativ sind. Diese Laufwege wurden, wie im Anhang C angegeben, unterteilt und in PREM-kompati-

bel, bzw. nicht PREM-kompatibel getrennt. Jetzt zeigte sich, daß nur die Daten für den Laufweg von Tonga-Fidschi nach Nord-, Mittel- und Süd-Amerika signifikant von den theoretischen Kurven von PREM und N20A abweichen (Abb. 36). Für alle anderen Laufwege, also von Tonga-Fidschi nach Südafrika, zum indischen Subkontinent und über den Nordpol und vom Japanischen Meer nach Südafrika, Nord- und Mittelamerika, lagen die abgelesenen Differenzlaufzeiten SKKS-SKS - trotz aller Streuung - nahe der theoretischen Kurve für PREM (Abb. 37). Die wenigen Ablesungen für das Ereignis bei den Solomon-Inseln und das Ereignis im Ochotskischen Meer sind noch nicht als repräsentativ zu betrachten, widersprechen aber auch nicht der PREM-Kurve und sind deshalb in Abb. 37 mit eingezeichnet.

Diese regionale Trennung der Daten war früher nicht möglich, da vorwiegend Daten mit Laufwegen von Tonga-Fidschi nach Amerika als Grundlage der bisherigen Untersuchungen dienten und eine Interpretation in der Art von N20A oder 1M3A nahelegten. Die Abweichungen zwischen PREM und diesen anomalen Daten bei der Herleitung einer radialsymmetrischen Geschwindigkeitsstruktur des äußeren Erdkerns zu benutzen, hat sich als falsch herausgestellt. So will ich als vorläufiges Resultat der Untersuchung der Differenzlaufzeiten von SKKS und SKS festhalten, daß die radialsymmetrische Geschwindigkeitsstruktur des äußeren Erdkerns in PREM auf Grund der hier vorgestellten Differenzlaufzeiten nicht geändert werden muß, sondern durch diese bestätigt wird.

Die Abweichung der Daten für den Laufweg von SKS und SKKS zwischen Tonga-Fidschi und Amerika liegt in noch zu lokalisierenden lateralen Inhomogenitäten im Mantel, an der KMG oder im äußeren Erdkern. Ob die Anomalie auf dem Laufweg von SKS oder SKKS liegt, ist mit Hilfe der Differenzlaufzeiten nicht zu entscheiden.

Abb.36. Die Differenz=  
laufzeiten SKKS-SKS  
für Strahlwege von  
Tonga-Fidschi nach  
Amerika und die Kur=  
ven für PREM und N20A.

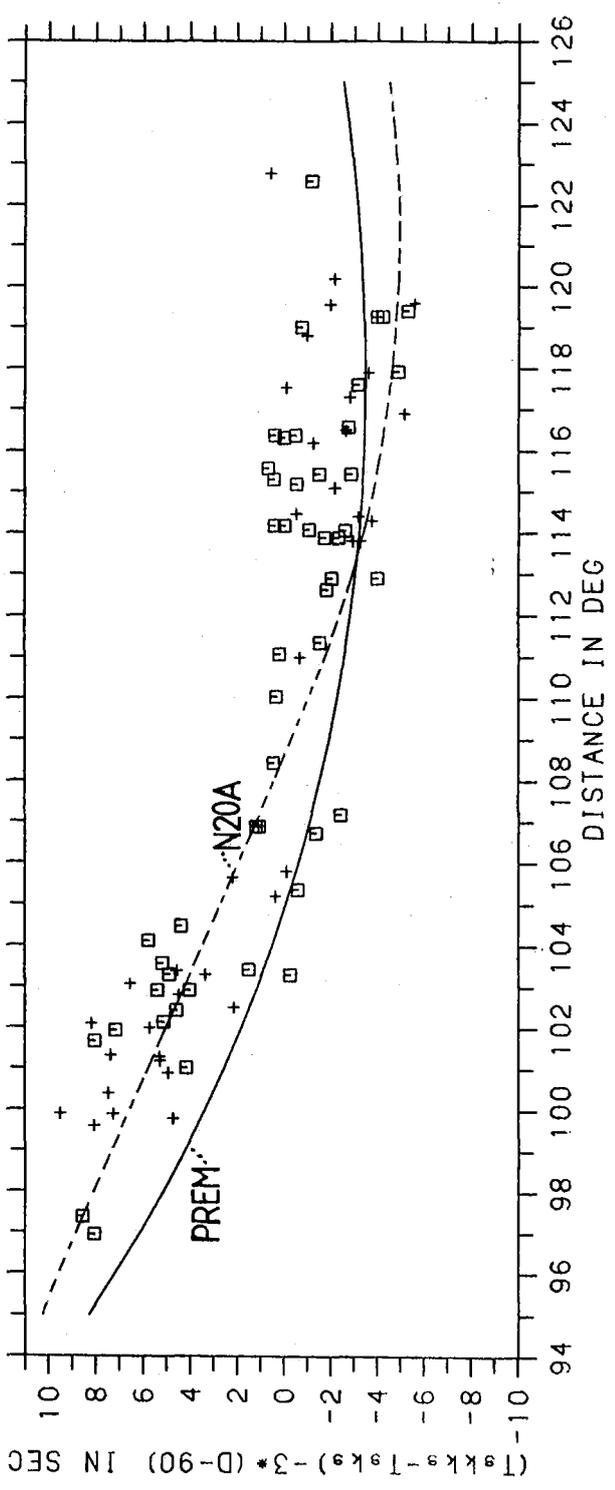
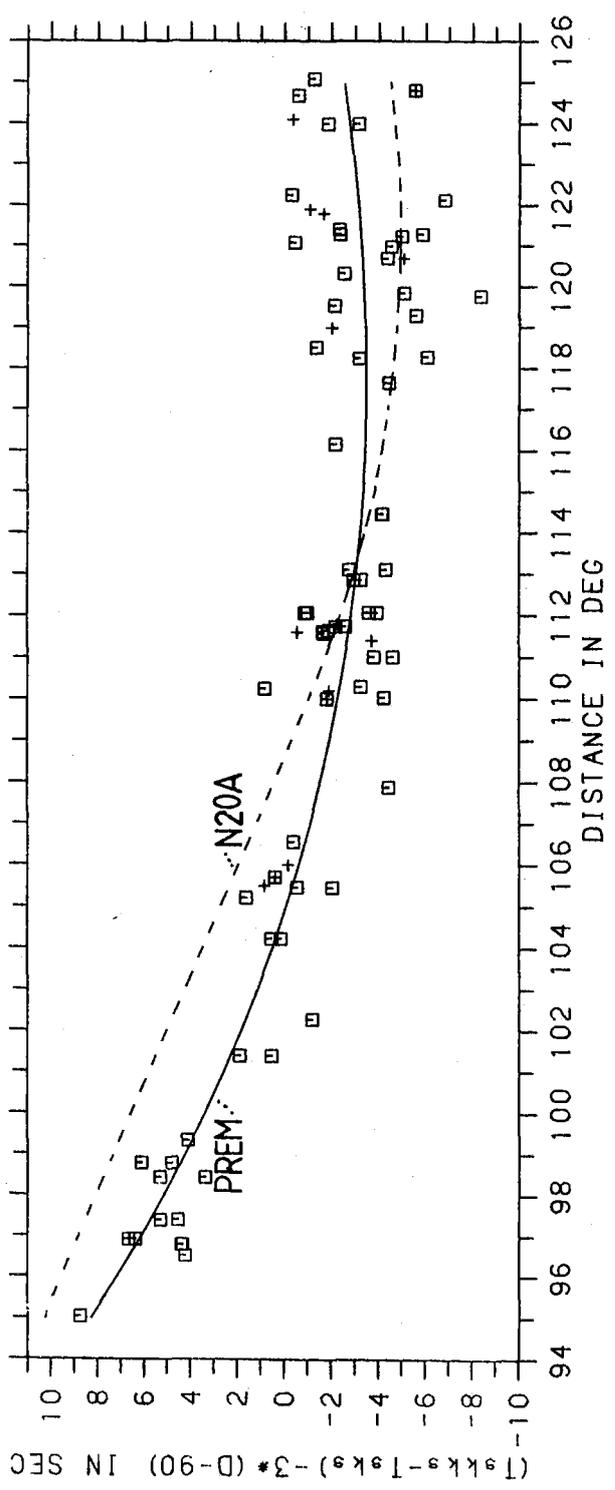


Abb.37. Die Differenz=  
laufzeiten SKKS-SKS  
für alle übrigen Lauf=  
wege (s. Text) und die  
Kurven für PREM und  
N20A.



#### 4.5. Die Laufzeiten der Kernphasen PKP und P4KP

Wie schon in der Einleitung bemerkt, muß jedes Modell des äußeren Kerns, also auch PREM und N20A, die Absolut-Laufzeiten der Kernphasen  $PKP_{AB}$  und  $P4KP_{AB}$  erklären können. Zunächst sollen die Laufzeiten von  $PKP_{AB}$  der Modelle PREM und N20A mit Werten aus den Tabellen von Jeffreys & Bullen (1940) und Herrin u. a. (1968) verglichen werden (Abb. 38). Da die Werte aus den Tabellen vor allem auf kurzperiodischen Beobachtungen beruhen, wurden die theoretischen Laufzeitkurven für die Geschwindigkeitsstruktur bei der dominierenden Frequenz von 1 Hz berechnet. Anders als bei der Berechnung der S-Wellen ist hier der Ozean, so wie von PREM vorgeschlagen, berücksichtigt. Für die Berechnung mit N20A wurde natürlich wieder der Mantel und die Kruste von PREM übernommen. Die Laufzeiten sind mit 4.5 sec/grd reduziert.

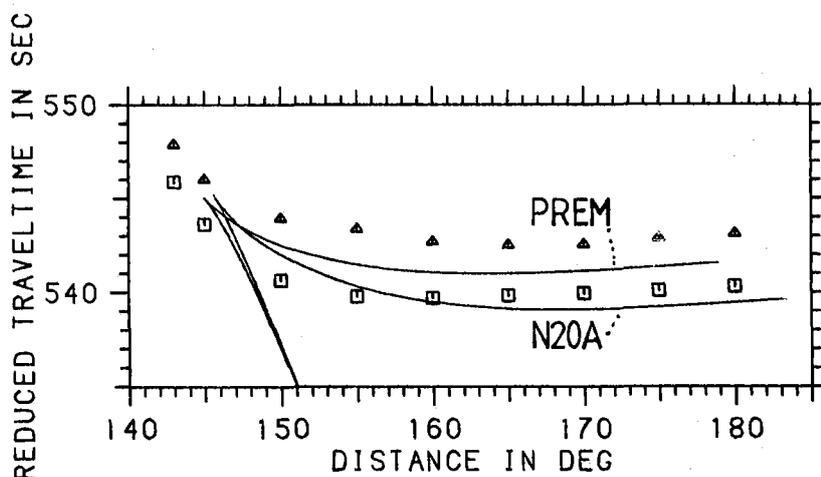


Abb. 38. Der  $PKP_{AB}$ -Ast in den Modellen PREM und N20A und die Werte aus den Tabellen von Jeffreys & Bullen (1940, ▲) und Herrin u. a. (1968, ◻); alle Daten gelten für einen Oberflächenherd.

Die Laufzeitkurve für den  $PKP_{AB}$ -Ast im PREM-Modell liegt gut zwischen den auf Beobachtungen beruhenden Tabellenwerten, N20A liegt nicht signifikant etwas früher. Dieser Unterschied wird bei den  $P4KP_{AB}$ -Phasen wesentlich deutlicher:

Wie man Abb. 39 entnehmen kann ist die Phase  $P4KP$  empfindlich für die gesamte Laufzeit durch die obere Hälfte des äußeren Kerns, da dieser Bereich achtmal durchlaufen wird.

Gemessene  $P4KP_{AB}$ -Laufzeiten wurden von verschiedenen Autoren

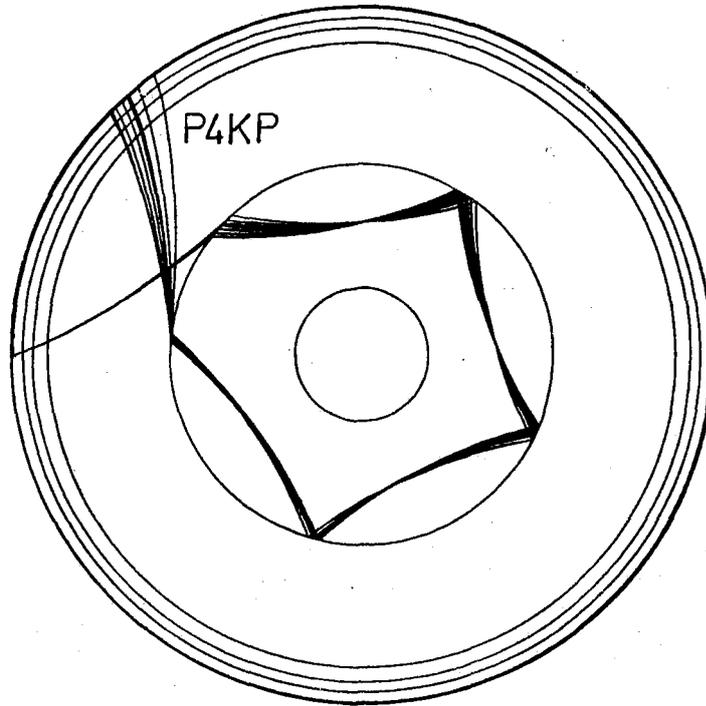


Abb.39. Der Strahlverlauf von P4KP<sub>AB</sub> für einen Oberflächenherd im PREM-Modell.

veröffentlicht (Engdahl, 1968; Adams, 1972; Buchbinder, 1972).

Ein Teil der Daten stammt aus der Untersuchung von Kernexplosionen, der andere Teil von Tiefherdbeben. Die Daten der Tiefherdbeben sind auf einen Oberflächenherd reduziert, damit sie mit den Kernexplosionsdaten vergleichbar werden. Auch diese Daten wurden mit den theoretischen Laufzeitkurven für die Modelle PREM und N20A verglichen (Abb.40).

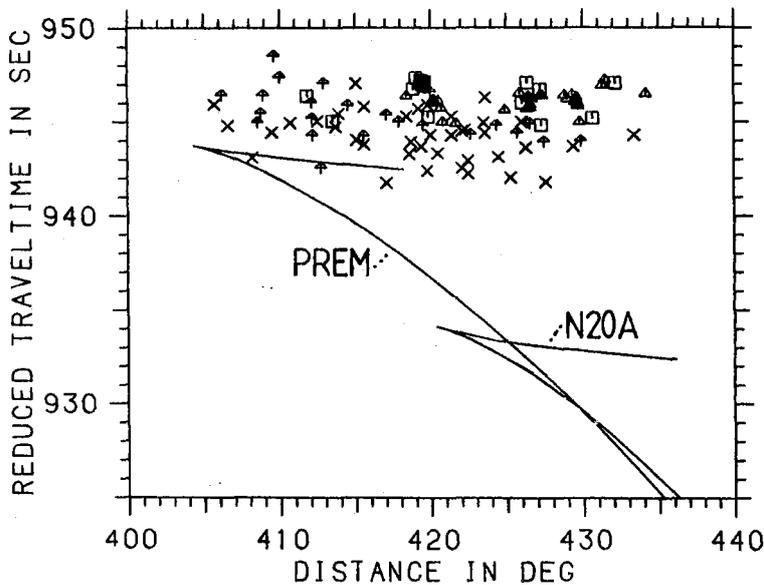


Abb.40. Die beobachteten P4KP<sub>AB</sub>-Einsätze und die Kurven für PREM und N20A; Engdahl (1968, □+†), Buchbinder (1972, x), Adams (1972, Δ). Kernexplosionsdaten sind mit □ und Δ eingezeichnet.

Obwohl PREM die beobachteten Daten nicht vollständig erklärt, ist die Abweichung von nur 2-3sec immer noch wesentlich geringer als die Abweichung von N20A (11sec). Die Abweichung von PREM ließe sich durch leichtes Verringern der Geschwindigkeiten im äußeren Kern bis zu einer Tiefe von 4000km um 0.01km/sec beheben. Dies wäre weniger als 0.2% und würde sich auf die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS kaum merklich auswirken.

Die Lage des  $P4KP_{AB}$ -Astes im Modell N20A wird vor allem durch die Geschwindigkeitsstruktur in 3600-4000km Tiefe bestimmt. Hier haben die Strahlen des AB-Astes von PKP und damit auch von  $P4KP$  ihren Scheitel. Die Differenz zwischen den gemessenen Daten und der N20A-Kurve ist nur zu beheben, wenn man die Geschwindigkeitsstruktur von N20A in diesem Tiefenbereich glättet. Damit würde aber die Struktur von N20A deutlich verändert (s. Abb. 2).

So bilden die  $P4KP_{AB}$ -Laufzeiten einen weiteren Beweis gegen einen Aufbau des äußeren Erdkerns, wie er mit N20A vorgeschlagen wurde.

## 5. Die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS

### 5.1. Beobachtete und theoretische Amplitudenverhältnisse

#### SKS/SKKS

Neben den Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS geben auch die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS Auskunft über die Geschwindigkeitsstruktur des äußeren Erdkerns. Zu jedem vorgeschlagenen Geschwindigkeitsmodell gehören bestimmte Amplituden der zu beobachtenden Phasen SKS und SKKS. Es werden nicht die absoluten Amplituden der jeweiligen Phase untersucht, sondern, um den Einfluß der verschiedenen Krustenübertragungsfunktionen und der unterschiedlichen Magnituden der untersuchten Beben auszuschalten, das Amplitudenverhältnis SKS/SKKS.

Gerade die Interpretation solcher Daten bildete die Grundlage des Modells N20A von Kind & Müller (1977). Sie fanden im Entfernungsbereich zwischen  $95^\circ$  und  $105^\circ$  im Gegensatz zu den damals bekannten Kernmodellen anomal niedrige Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS, welche sie dann durch das Modell N20A besser zu erklären versuchten. Daß die gemessenen Differenzlaufzeiten auch etwas besser erklärt wurden, war eine Bestätigung für N20A.

In dieser Diplomarbeit nun wurden wegen der starken Streuung der Amplitudenverhältnisse zuerst die Differenzlaufzeiten ausführlich bearbeitet; jetzt soll deren Interpretation an Hand der Amplitudenverhältnisse überprüft werden.

Dazu wurden zuerst theoretische Seismogramme für die Modelle PREM (Abb. 41) und N20A (Abb. 42) berechnet. Für N20A wurden wieder der Mantel, die Kruste und der innere Kern von PREM übernommen. Die Seismogramme wurden, wie in Abschnitt 4.1. beschrieben, berechnet und der innere Kern bis in eine Tiefe von 5671 km berücksichtigt. In beiden Rechnungen wurde wie schon bei den vorhergehenden Beispielen der gleiche Herdmechanismus für eine möglichst gute SV-Abstrahlung in Richtung Kern benutzt. Die eine Herdfläche steht horizontal, die andere vertikal in NS-Richtung, also eine Auf- oder Abschiebung (Abb. 43). Die Seismogramme wurden für ein Profil senkrecht dazu nach Osten berechnet, und als Herdtiefe wurde 500 km

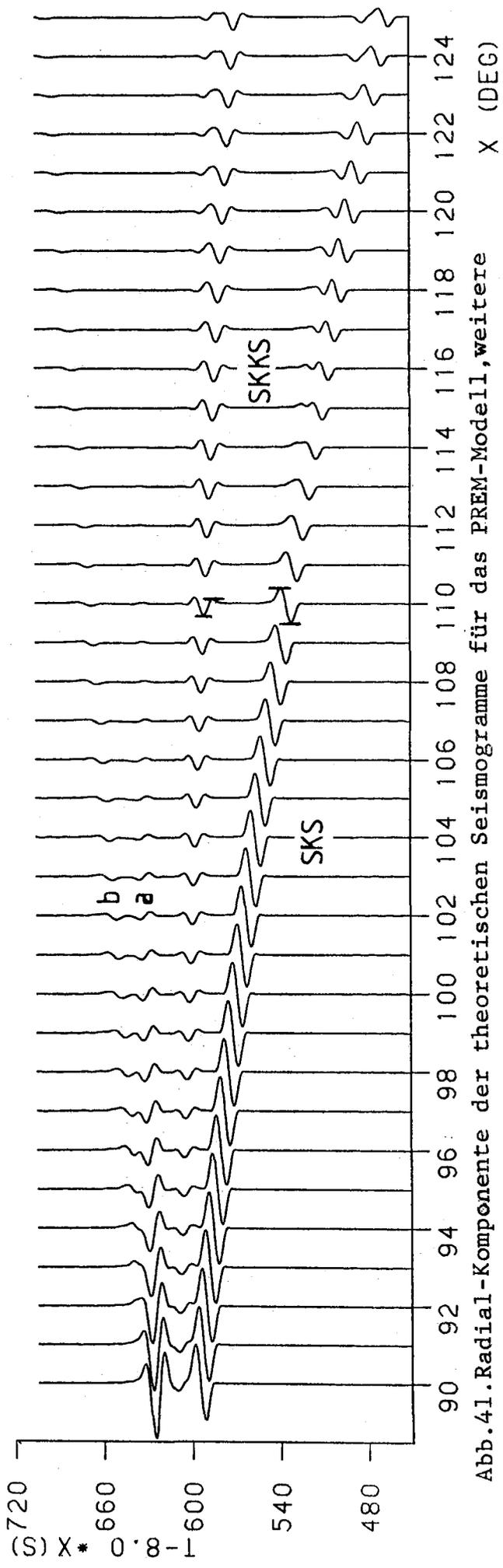


Abb. 41. Radial-Komponente der theoretischen Seismogramme für das PREM-Modell, weitere Erläuterungen s. Kapitel 4.1 und Abb. 24.

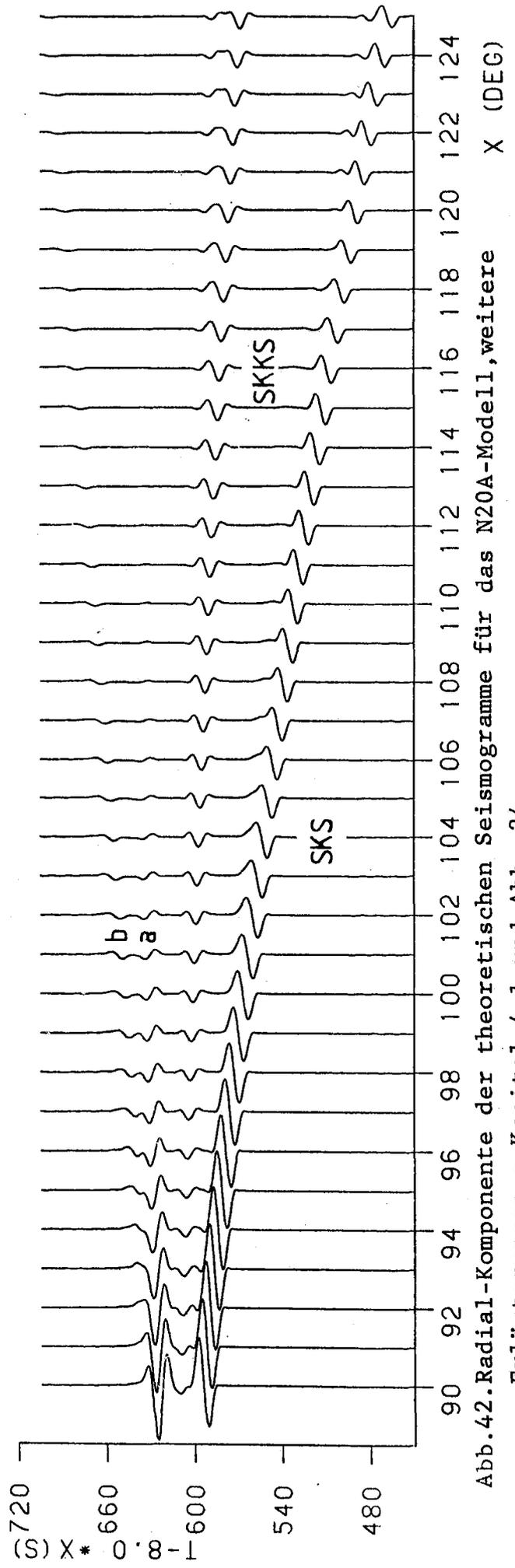


Abb. 42. Radial-Komponente der theoretischen Seismogramme für das N20A-Modell, weitere Erläuterungen s. Kapitel 4.1 und Abb. 24.

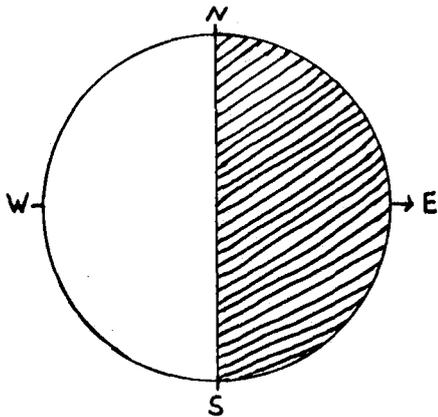


Abb.43. Skizze der für die theoretischen Seismogramme benutzten Herdlösung. Die beobachtete Profilrichtung geht in Pfeilrichtung.

angenommen. Die Amplituden sind aus einer Zeichnung mit 4.4 fach größeren Amplituden als in den abgebildeten Seismogrammen mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.2\text{mm}$  entnommen worden. Bei den SKS- und SKKS-Phasen wurden immer Maximum und Minimum der ersten Schwingung als Amplitude ausgemessen, wie in Abb. 41 für das Seismogramm in  $110^\circ$  durch Striche angedeutet ist. Aus diesen Werten wurde dann das Amplitudenverhältnis SKS/SKKS gebildet.

Genauso wurden die Amplitudenverhältnisse den beobachteten Radial-Komponenten entnommen. Alle Radial-Komponenten waren dafür in der gleichen Vergrößerung gezeichnet, und es wurden nur Stationen ausgewählt, in denen die Impulse von SKS und SKKS nicht durch Störungen verformt und deutlich von der Bodenunruhe zu trennen waren. Deshalb fehlen auch Daten zu den Beben 6-TF, 8-TF und 10-0. Die gemessenen Daten sind mit den an ihnen angebrachten Korrekturen in Anhang C abgedruckt.

## 5.2. Korrektur der Herdabstrahlung

Jedes der untersuchten Beben hatte eine andere SV-Abstrahlung in Richtung Erdkern, und die Beobachtungsstationen waren über alle Azimute verteilt. Damit sind die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS weder innerhalb eines Bebens noch zwischen verschiedenen Beben vergleichbar. Auch den theoretischen Daten liegt eine bestimmte Herdlösung und Profilrichtung zu Grunde (Abb.43). Die gemessenen Daten müssen also auf diese Abstrahlcharakteristik korrigiert werden. Für eine bekannte Herdlösung kann man die Stärke der Abstrahlung für jeden Abstrahlwinkel und jedes Azimut der P-, SV- und SH-Welle berechnen (s. Aki & Richards, 1980). Für SKS und SKKS

ist nur die SV-Abstrahlung wichtig. Die beobachteten Amplitudenverhältnisse  $SKS/SKKS=a$  werden durch das herdbedingte Amplitudenverhältnis  $SKS/SKKS=b$  dividiert. Dadurch erhält man für alle Daten einen Wert, als ob SV isotrop und damit SKS und SKKS am Herd gleich stark in alle Richtungen abgestrahlt worden wären. Die Herdlösung zur Berechnung der theoretischen Seismogramme bedingt ein anderes Amplitudenverhältnis  $SKS/SKKS=c$ , als die isotrope Abstrahlung. Für den korrigierten Wert  $d$  ergibt sich also dann:

$$D = \frac{A \cdot C(\Delta)}{B}$$

$c$  ist für die Herdtiefe 500km der theoretischen Seismogramme für Entfernungen zwischen  $95^\circ$  und  $125^\circ$  berechnet worden (Abb.44).

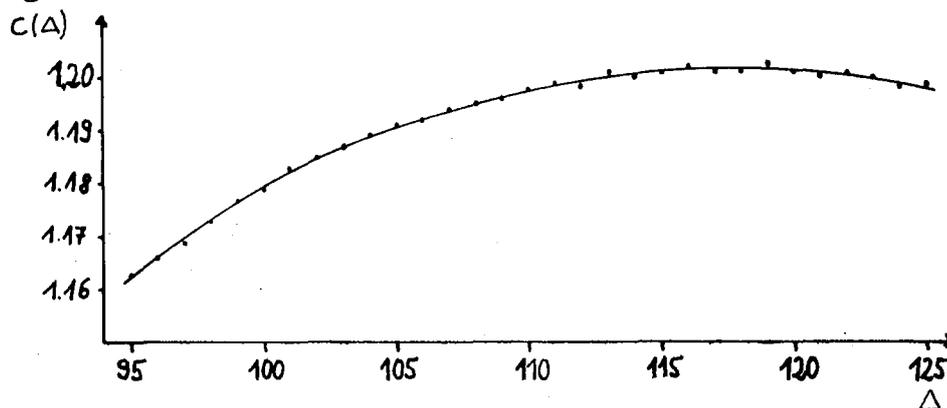


Abb.44. Abgestrahltes Amplitudenverhältnis  $SKS/SKKS$  für den Herdmechanismus der Abb.43 in 500km Tiefe bei einer Abstrahlungsrichtung genau nach Osten ( $AZ=90^\circ$ ).

Die Werte  $b$  wurden für alle Herdlösungen des Anhangs B berechnet und damit die entsprechenden Daten  $a$  korrigiert. Bei sehr vielen Amplitudenverhältnissen  $a$  streuten die korrigierten Werte  $d$  für die verschiedenen Herdlösungen nur um 20-30%, was bei einer gesamten Streuung der Daten um  $\pm 100\%$  nicht sehr entscheidend ist. Die dann hier vorgestellten Daten wurden mit den neu angefertigten Herdlösungen (s. Anhang B) korrigiert. Bei dem Beben 9-J wurde die mittlere Herdlösung von Thomas Spies benutzt. Die Abb. 45 bis 51 zeigen die in den Seismogrammen gemessenen Daten  $a$  (+) für die einzelnen Beben mit den korrigierten Werte  $d$  (□). Die Daten für die Beben K1 bis K5 aus der Arbeit Kind & Müller(1977) standen bereits korrigiert zur Verfügung. Auch sie waren auf die in Abb. 43 gezeigte Herdlösung korrigiert worden.

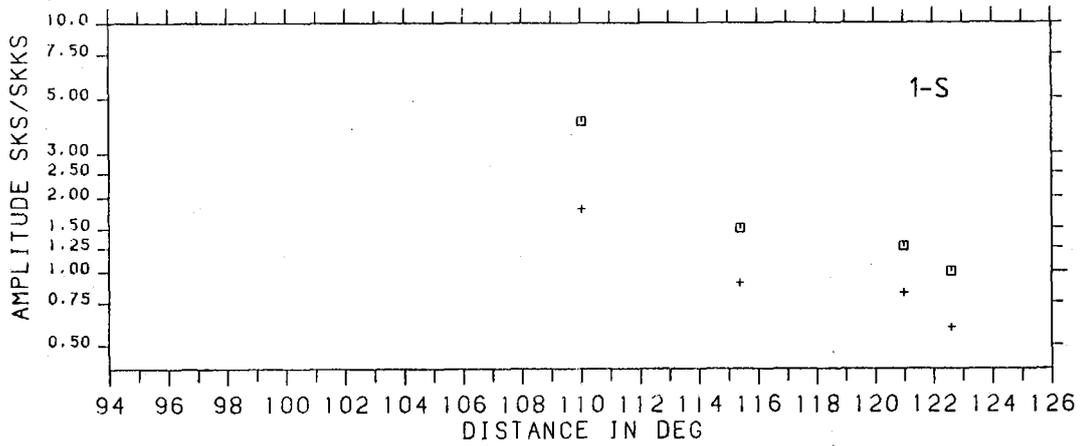


Abb.45. Die gemessenen Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS + des Bebens 1-S und die auf eine einheitliche Herdabstrahlung korrigierten Werte □.

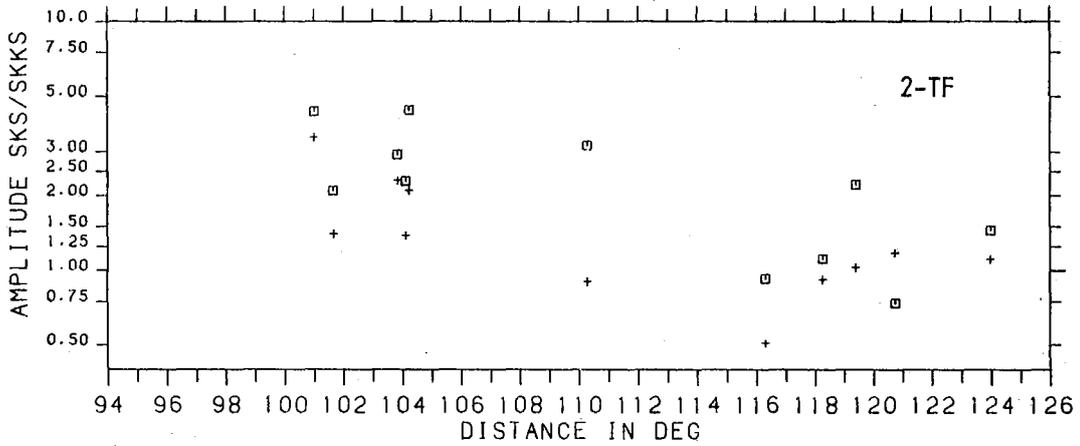


Abb.46. Wie Abb.45 - für die Daten des Bebens 2-TF.

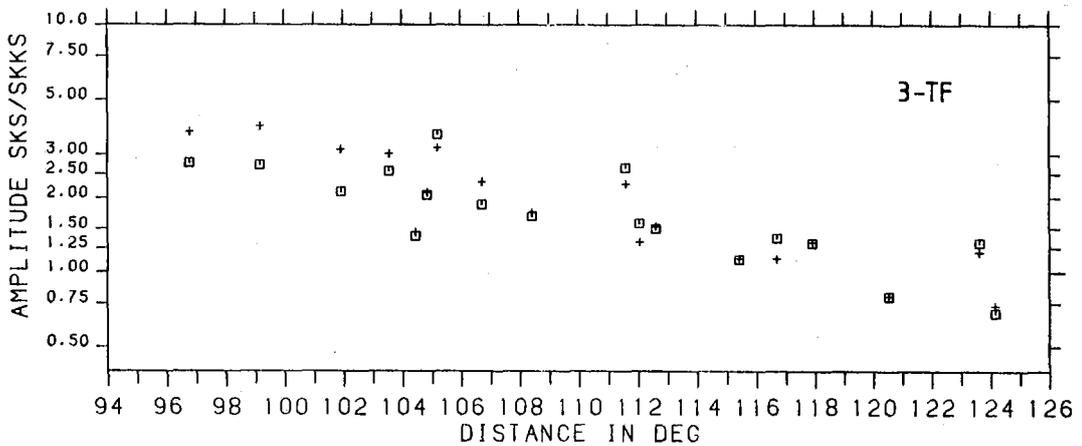


Abb.47. Wie Abb.45 - für die Daten des Bebens 3-TF.

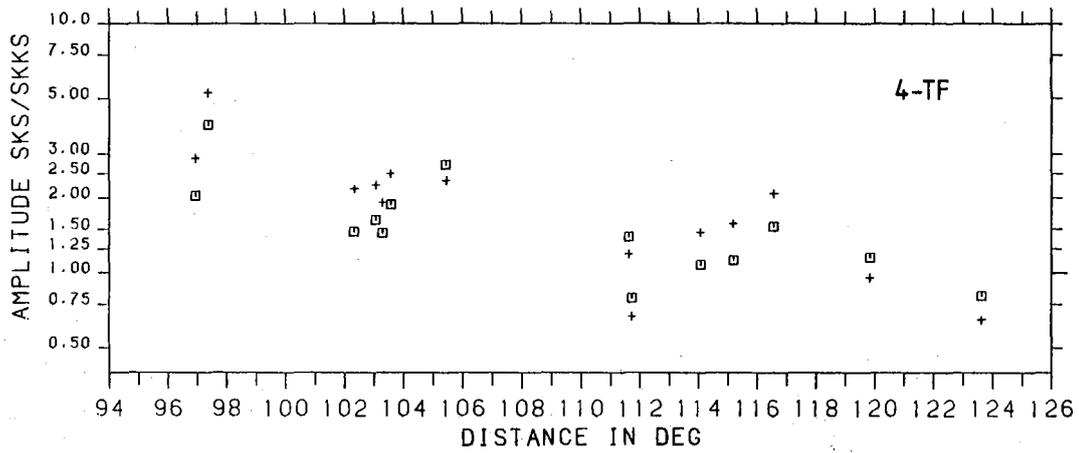


Abb.48. Wie Abb.45 - für die Daten des Bebens 4-TF.

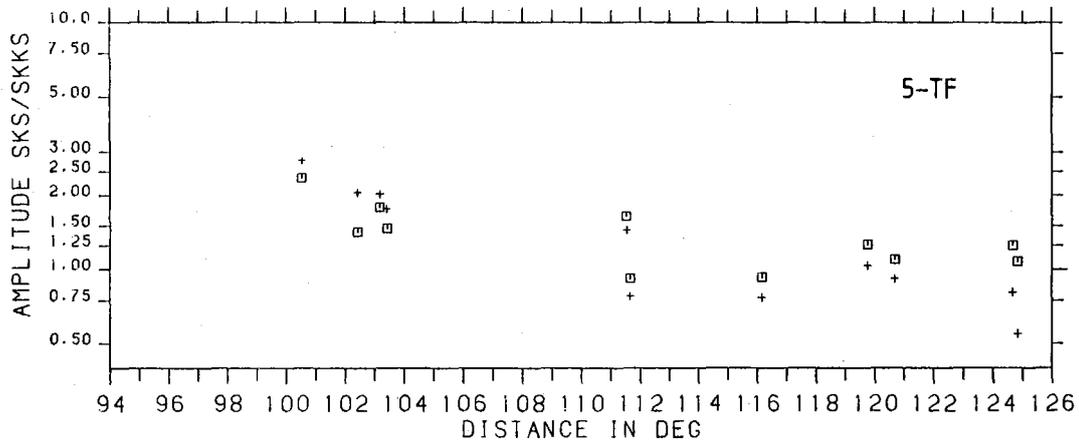


Abb.49. Wie Abb.45 - für die Daten des Bebens 5-TF.

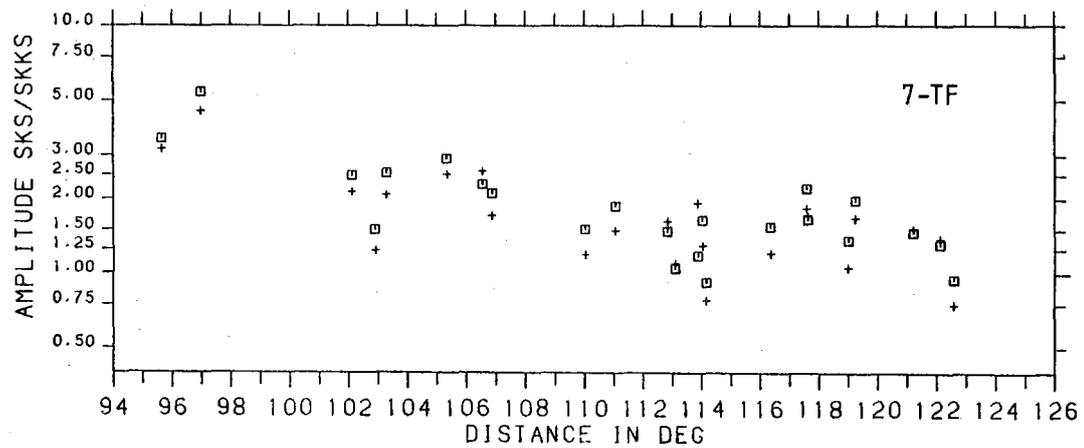


Abb.50. Wie Abb.45 - für die Daten des Bebens 7-TF.

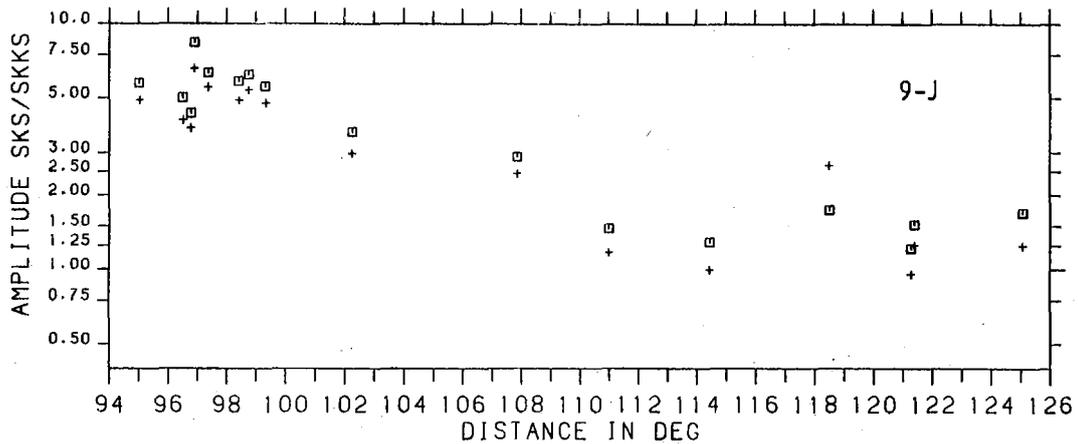


Abb.51. Wie Abb.45 — für die Daten des Bebens 9-J.

### 5.3. Interpretation der Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS

Abb. 52 zeigt alle korrigierten Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS mit den theoretischen Kurven für die Modelle PREM und N20A. Die Daten für die Beben K1-K5 sind mit einem + und die neuen Daten mit einem □ dargestellt, wie in allen folgenden Abbildungen auch.

Weder PREM noch N20A kann die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS erklären; dabei repräsentiert PREM ab der Entfernung 110° die Daten deutlich besser, während im Bereich zwischen 95° und 110° N20A etwas besser, aber bestimmt nicht optimal liegt.

Der Rückgang der Amplitudenverhältnisse im Modell PREM zwischen 110° und 120° ist durch destruktive Interferenz beim Ablösen der Phasen  $SP_{diff}^{KS}$  und  $SKP_{diff}^S$  von SKS in diesem Bereich bedingt.

Für das Modell N20A findet dieses Ablösen erst in größerer Entfernung statt.

Nach den Erfahrungen bei der Interpretation der Differenzlaufzeiten SKKS-SKS wurden nun die Daten der Amplitudenverhältnisse genauso für verschiedene Laufwege betrachtet. Abb.53 zeigt die SKS/SKKS-Amplitudenverhältnisse für das Beben 9-J. Wie bei den Differenzlaufzeiten repräsentiert PREM die beobachteten Daten (s. Kap.4.4. und Abb.35).

Auch mit der Einteilung der Laufwege in PREM-konsistentes und -inkonsistentes Verhalten der Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS werden die Ergebnisse der Differenzlaufzeituntersuchung bestä-

Abb.52. Alle beobachtete Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS, korrigiert - wie im Text beschrieben - mit den Kurven für PREM und N20A. + Kind & Müller, □ = neuen Daten.

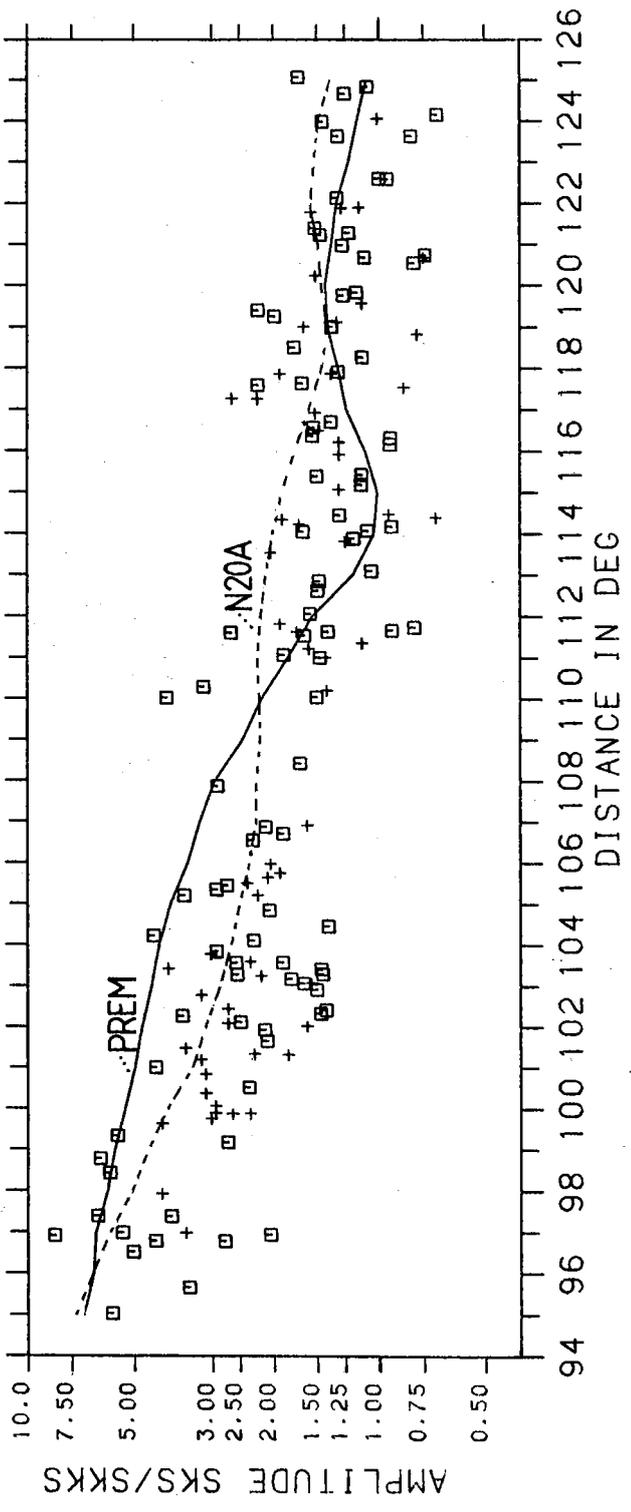


Abb.53. Die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS des Bebens 9-J und die Kurve für PREM.

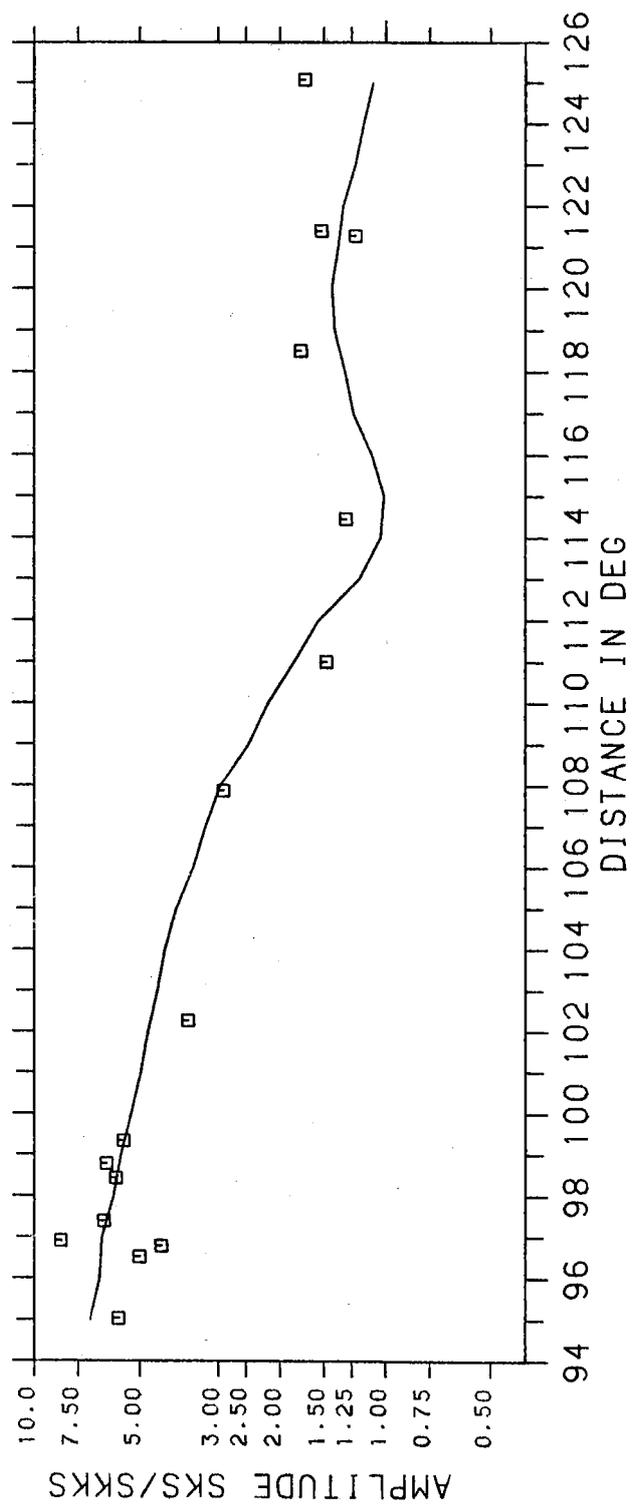


Abb.54. Wie Abb. 52, aber nur die Daten für einen Laufweg von Tonga-Fidschi nach Amerika.

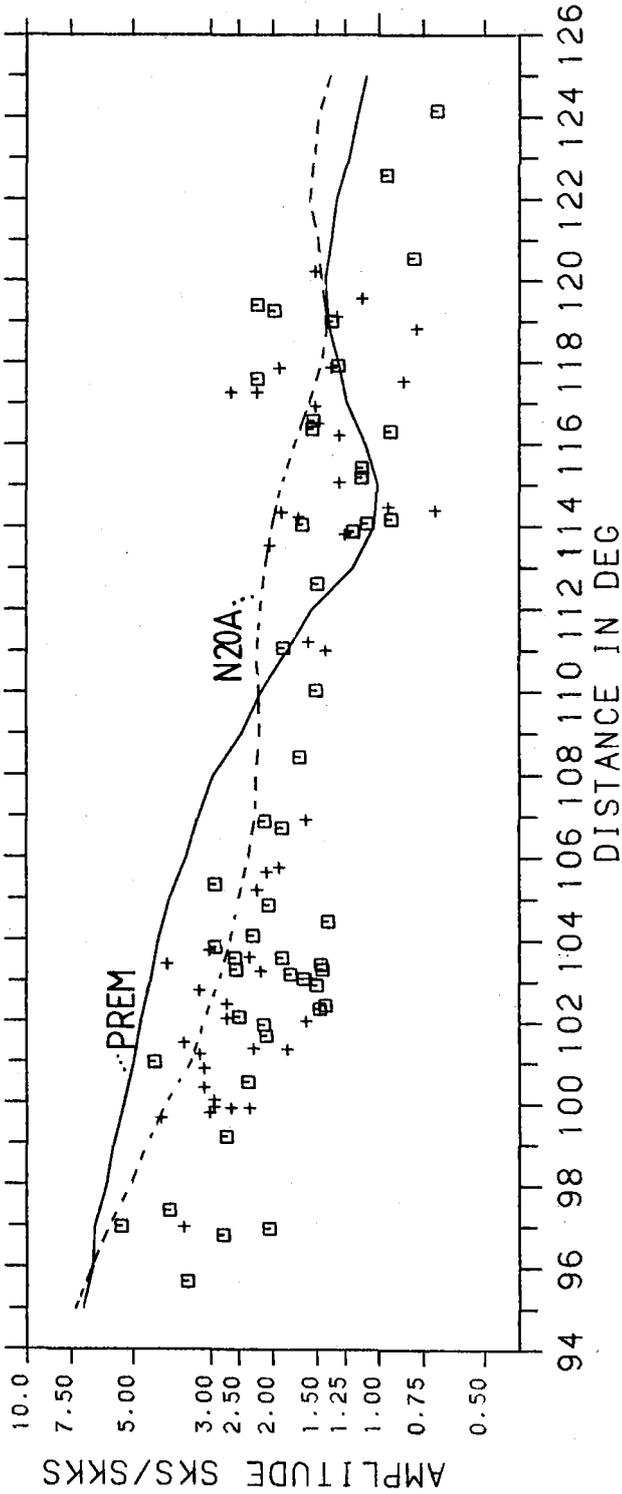
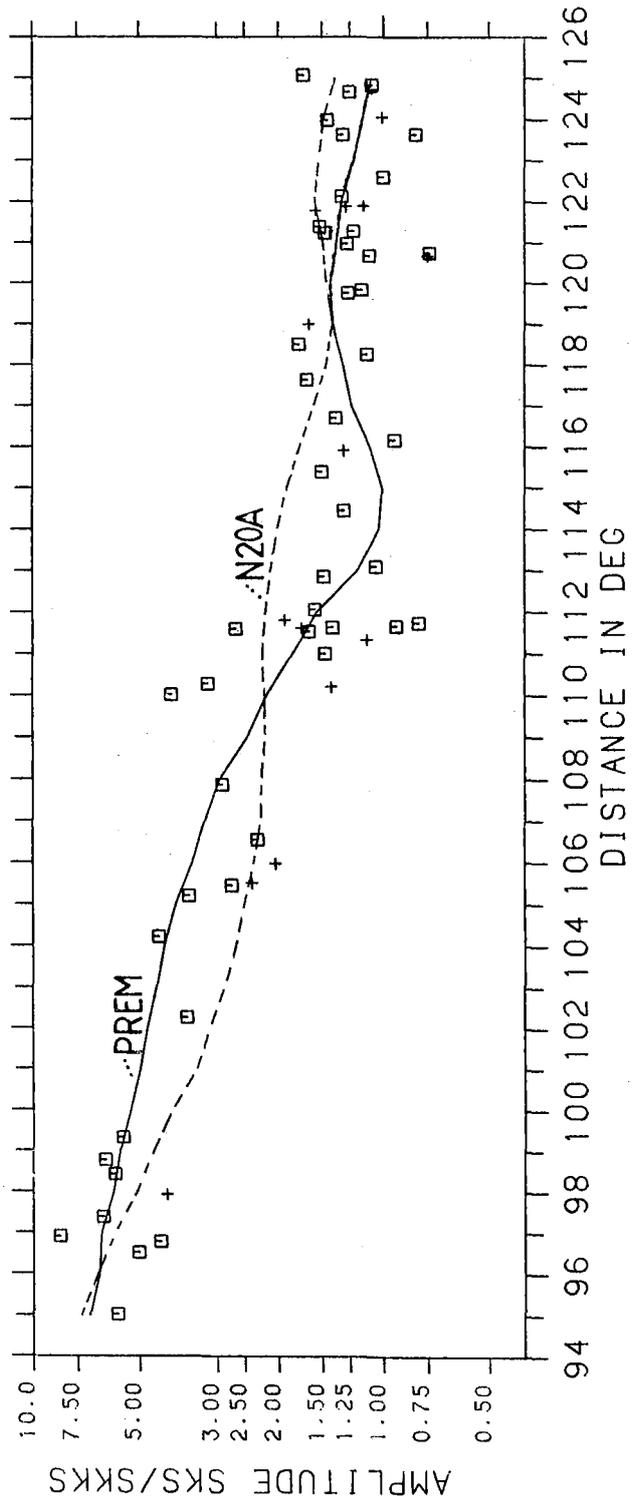


Abb.55. Wie Abb.52, aber ohne die Daten aus Abb. 54, Erläuterung der Laufwege im Text.



tigt. Abb.54 zeigt die Daten für Strahlen mit einem Laufweg von Tonga-Fidschi nach Amerika. Es zeigt sich, daß diese Daten weder durch N20A noch durch PREM erklärt werden können: Sie liegen deutlich unterhalb der theoretischen Kurven. Anders die Daten für die übrigen Laufwege Tonga-Fidschi nach Mittelasien, Südafrika und über den Nordpol; Japanisches Meer nach Südafrika, Nord- und Mittel-Amerika (Abb.55). Die nur vier Ablesungen für das Solomonen-Ereignis 1-S belegen gewiß nicht ausreichend die entsprechenden Laufwege, widersprechen aber auch nicht PREM und sind deshalb in Abb. 55 mit eingezeichnet.

PREM repräsentiert die Beobachtungen recht gut, wogegen N20A im Bereich jenseits  $110^\circ$  deutlich abweichende Amplitudenverhältnisse vorhersagt. Besonders deutlich wird der Unterschied für den Ablösungsbereich von  $SP_{diff}^{KS}$  und  $SKP_{diff}^S$ . In kürzeren Entfernungen liegt N20A nicht besser als PREM, eher schlechter.

Zur Untersuchung der Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS kann man also zusammenfassend sagen: Für den größten Teil der beobachteten Strahlwege ist das radialsymmetrische Erdmodell PREM repräsentativ. Nur für den Laufweg von Tonga-Fidschi nach Amerika werden anomale Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS beobachtet. Diese Daten waren dominant bei der Herleitung des Modells N20A, welches aber nicht mit den hier neu vorgestellten Amplitudenverhältnissen bestätigt werden konnte.

Die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS deuten wie die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS auf einen lateral inhomogenen Bereich entlang des Laufweges von Tonga-Fidschi nach Amerika hin. Mit Hilfe der Amplitudenverhältnisse läßt sich aber nicht entscheiden, wo diese Anomalie liegt und welche Phase - SKS oder SKKS - durch sie beeinflusst wird.

## 6. Einordnung und Bewertung der Ergebnisse

---

Der Anstoß zu dieser Untersuchung des äußeren Erdkerns war das Geschwindigkeitsmodell N20A, hergeleitet aus SKS/SKKS-Amplitudenverhältnissen und SKKS-SKS Laufzeitdifferenzen (Kind & Müller, 1977). N20A sollte vor allem die beobachteten - im Vergleich zu damals bekannten Kernmodellen - niedrigen Amplitudenverhältnisse im Entfernungsbereich von  $95^\circ$  bis  $110^\circ$  besser erklären, und sich auch den im damaligen Vergleich kleinen Differenzlaufzeiten SKKS-SKS zwischen  $110^\circ$  und  $125^\circ$  besser anpassen. N20A wurde als ein radialsymmetrisches Geschwindigkeitsmodell für den äußeren Erdkern vorgestellt, mit einer unorthodoxen Geschwindigkeitsstruktur im mittleren Bereich des äußeren Kerns (s. Abb. 1).

Jacobs (1978) hat dieses P-Geschwindigkeitsmodell auf seine physikalisch-chemische Bedeutung im Aufbau des äußeren Kerns hin untersucht. Er postulierte, daß dieses Modell mit anderen Parametern wie der chemischen Zusammensetzung, der Temperatur und dem Druck in Einklang zu bringen sei, wenn ein geschichteter Aufbau des äußeren Kerns angenommen werde. Im mittleren Bereich würde eine 165 km dicke Zone entstehen, in der das Material des äußeren Kerns fest sein müßte. Eine solche Aussage hätte weitreichende Auswirkungen auf das dynamische Verhalten des äußeren Kerns, zum Beispiel bei der Erzeugung des Erdmagnetfeldes durch den Geodynamo.

In dieser Arbeit sollten nun an Hand zusätzlicher Daten die damaligen Ergebnisse überprüft werden. Als Vergleichsmodell wurde PREM (Dziewonski & Anderson, 1981) gewählt, welches den üblichen glatten Verlauf der Geschwindigkeitsstruktur im äußeren Kern hat (s. Abb. 1). Bei der Untersuchung hat sich nun gezeigt, daß PREM sowohl die Differenzlaufzeiten SKKS-SKS (s. Abb. 37) als auch die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS (s. Abb. 55) für einen weiten geographischen Beobachtungsbereich befriedigt. Das anomale Verhalten der Daten für einen Laufweg von Tonga-Fidschi nach Amerika kann weder mit PREM noch mit N20A erklärt werden (s. Abb. 36 und 54).

So kann als Ergebnis der untersuchten SKS- und SKKS-Phasen festgehalten werden, daß N20A als radialsymmetrisches Erdmodell nicht bestätigt werden konnte. Alle Daten deuten dagegen auf einen ra-

dialsymmetrischen Aufbau des äußeren Erdkerns im Sinne von glatten Modellen wie PREM hin. Dieses Ergebnis wird durch die Untersuchung der  $P4KP_{AB}$ -Laufzeiten bestätigt (s. Abb. 40). Mit N20A lassen sich die  $P4KP$ -Ableseungen verschiedener Autoren nicht in Einklang bringen, wohl aber mit PREM. Das Untersuchungsergebnis steht damit auch im Einklang mit den üblichen Vorstellungen über den Aufbau des äußeren Kerns: Ein homogenes flüssiges Material, dessen physikalische Eigenschaften von der Temperatur- und Druckzunahme mit der Tiefe abhängen.

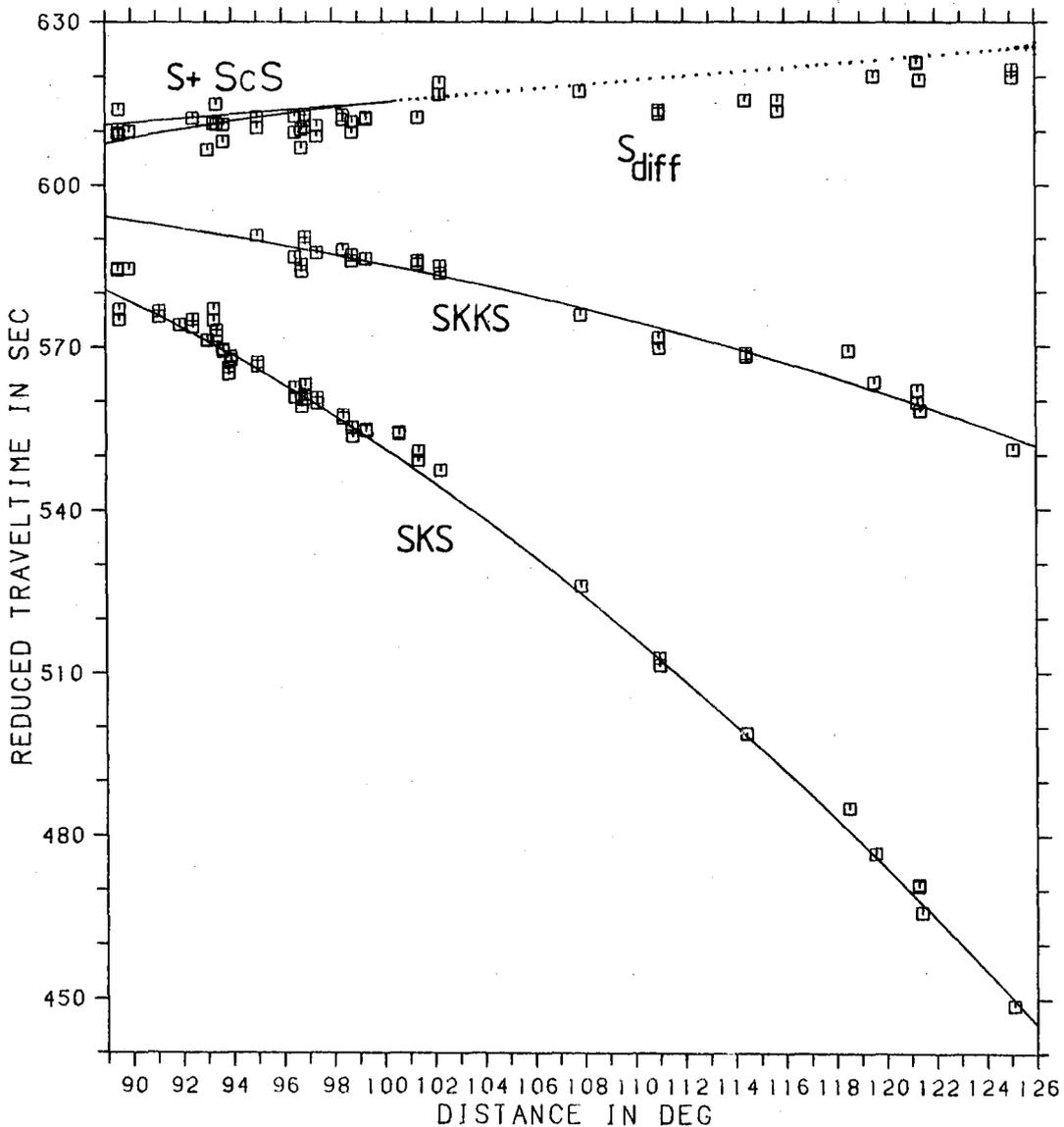
Als Ursache der lateralen Inhomogenität auf dem Strahlweg von Tonga-Fidschi nach Amerika kommen zwei Möglichkeiten in Frage: 1) SKS durchläuft einen Bereich mit höheren Geschwindigkeiten, nicht aber SKKS. Dies vergrößerte die Differenzlaufzeiten wie gewünscht und hätte auf die Amplitude von SKS einen defokussierenden Effekt, führte also - wenigstens im Prinzip - zu den beobachteten niedrigen Amplitudenverhältnissen.

2) Aber auch eine Verringerung der Geschwindigkeit nur auf dem Laufweg von SKKS würde die Differenzlaufzeiten vergrößern und auf der anderen Seite einen fokussierenden Effekt auf die Amplituden von SKKS ausüben, also gleichfalls die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS verringern.

Man kann also festhalten, daß die anomalen Differenzlaufzeiten und Amplitudenverhältnisse sowohl mit einer Inhomogenität auf dem Laufweg von SKS als auch von SKKS zu erklären wären. Die Daten lassen eine Entscheidung zwischen diesen beiden Möglichkeiten nicht zu. Um eine grobe Einschätzung über die Größe der Geschwindigkeitsanomalie zu bekommen, soll eine anomale Zone angenommen werden, die mindestens 1000 km von der gestörten Phase SKS bzw. SKKS durchlaufen wird. Der Unterschied zwischen den theoretischen Differenzlaufzeiten aus PREM und den Beobachtungen beträgt im Entfernungsbereich von  $95^\circ$  bis  $105^\circ$  im Mittel etwa 3 sec (s. Abb. 36). Um diese 3 sec müßte also SKS früher oder SKKS später ankommen. Bei einer Lage der anomalen Zone im unteren Mantel ( $v_s = 7 \text{ km/sec}$ ) müßte es sich für SKS um eine Geschwindigkeitszunahme von 2.1% und für SKKS um eine Geschwindigkeitsabnahme von 2.0% handeln. Liegt die Anomalie im äußeren Kern unterhalb der KMG ( $v_p = 8 \text{ km/sec}$ ), wäre eine Geschwindigkeitsänderung von +2.5% (SKS) bzw.

-2.4% (SKKS) nötig, um die Differenzlaufzeiten zu erklären. Eine andere Größe des anomalen Bereichs als die angenommenen 1000km würde die Geschwindigkeitsanomalie entsprechend verstärken oder abschwächen. Mit solchen Abschätzungen läßt sich weder die Lage noch die Größe dieser Zone festlegen. Wenn man aber die beiden Möglichkeiten der Beeinflussung auf den Strahlwegen von SKS und SKKS betrachtet, kann man aus dem Strahlbild für SKS und SKKS (s. Abb.2) schließen, daß die Anomalie wohl in Bereichen liegen müßte, in denen die Strahlen von SKS und SKKS deutlich verschiedene Bereiche durchlaufen. Dies trifft vor allem für die Quellseite der Strahlen und für den Erdkern zu, sodaß angenommen werden kann,

Abb.56. Abgelesene Laufzeiten der Phasen S,  $S_{diff}$ , SKS und SKKS des Bebens 9-J mit den theoretischen Laufzeitkurven für einen Herd in 560km Tiefe im PREM-Model.



daß die Anomalie auf der amerikanischen Seite des Strahlweges schon verlassen worden ist. Die Lage wäre also auf Grund dieser groben Abschätzung zwischen der Herdregion Tonga-Fidschi und einer Epizentraldistanz von  $50^\circ$  bis  $60^\circ$  zu suchen.

Wie man den Seismogrammontagen des Anhangs A entnehmen kann, streuen auch die Einsatzzeiten der SH- und SH<sub>diff</sub>-Phasen auf den Transversal-Komponenten für die Tonga-Fidschi-Beben azimuthal sehr stark. So haben Stationen auf dem indischen Subkontinent und die Station COL in Alaska in der Regel deutlich frühere SH- und SH<sub>diff</sub>-Einsätze als die Stationen in Amerika. Dies war ein Hinweis, sich die absoluten Laufzeiten für ein Tonga-Fidschi-Beben im Vergleich mit dem Beben in der Japanischen See anzusehen. Abb. 56 zeigt die reduzierten theoretischen Laufzeitkurven für SKS, SKKS, S, S<sub>diff</sub> und ScS, gerechnet für das 15sec-PREM-Modell und für einen Herd in 560km Tiefe. Außerdem sind Laufzeitablesungen der Phasen SKS, SKKS, S und S<sub>diff</sub> des Bebens in der Japanischen See aus den LP-WSSN-Registrierungen eingezeichnet. Die Einsatzzeiten wurden soweit wie möglich auf beiden Horizontal-Komponenten der nicht digitalisierten und rotierten Seismogramme abgelesen. Die absoluten Laufzeiten wurden, wie in den Jeffreys-Bullen-Tabellen (1940) angegeben, auf eine kugelförmige Erde korrigiert. Diese Elliptizitätskorrektur betrug zwischen 0.0 und 2.7sec. Da für SKKS keine eigenen Angaben über diese Korrektur vorhanden waren, wurden die Korrekturwerte von SKS übernommen. Stationskorrekturen sind nicht angebracht worden. Trotz aller Streuung liegen die theoretischen Kurven für die Kernphasen SKS und SKKS gut in der Datenwolke. Die theoretischen S- und S<sub>diff</sub>-Kurven kommen gegenüber den Beobachtungen etwas zu spät.

Anders sieht es in Abb. 57 aus. Hier sind, gleich wie für Abb. 56 berechnet, die theoretischen Kurven für einen Herd in 360km Tiefe und die Ablesungen der Laufzeiten für die entsprechenden Phasen des Bebens 7-TF aus der Tonga-Fidschi-Region aufgetragen. Die eigene Herdtiefenbestimmung mit fünf Differenzlaufzeiten pP-P lieferte einen Wert von  $368\text{km} \pm 10\text{km}$ , die pP-P Herdtiefenbestimmung vom ISC lautete  $373\text{km} \pm 2\text{km}$ . Die ansonsten für alle Berechnungen benutzte Herdtiefe von 370km hatte hier deutlich zu kurze theoretische Laufzeiten für alle Phasen, deshalb wurde die Herdtiefe um 10km auf 360km korrigiert. Dieser Wert liegt noch im Streube-

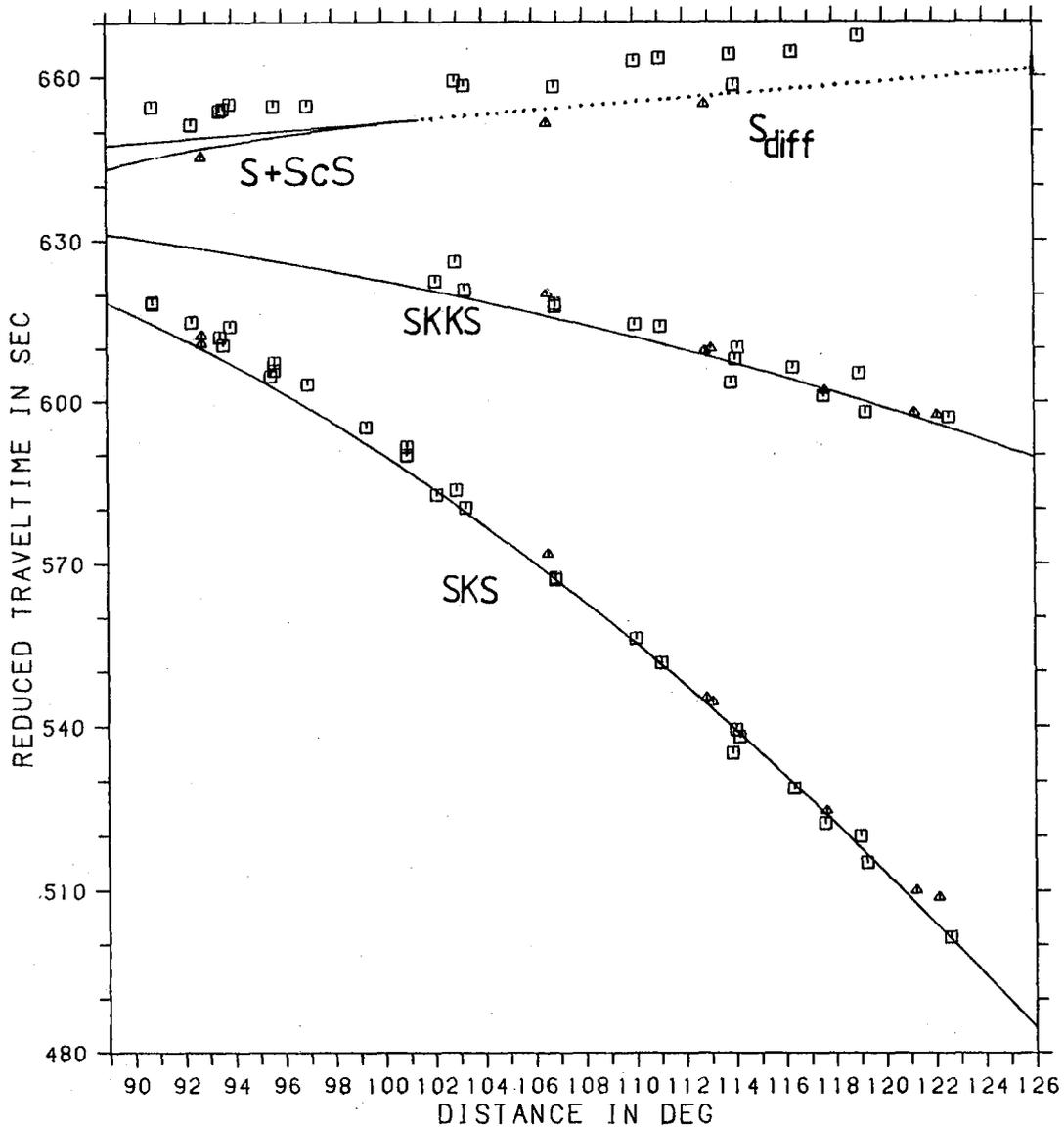


Abb.57. Abgelesene Laufzeiten der Phasen S, S<sub>diff</sub>, SKS und SKKS des Bebens 7-TF mit den theoretischen Laufzeitkurven für einen Herd in 360km Tiefe im PREM-Modell. Erläuterung der Symbole im Text.

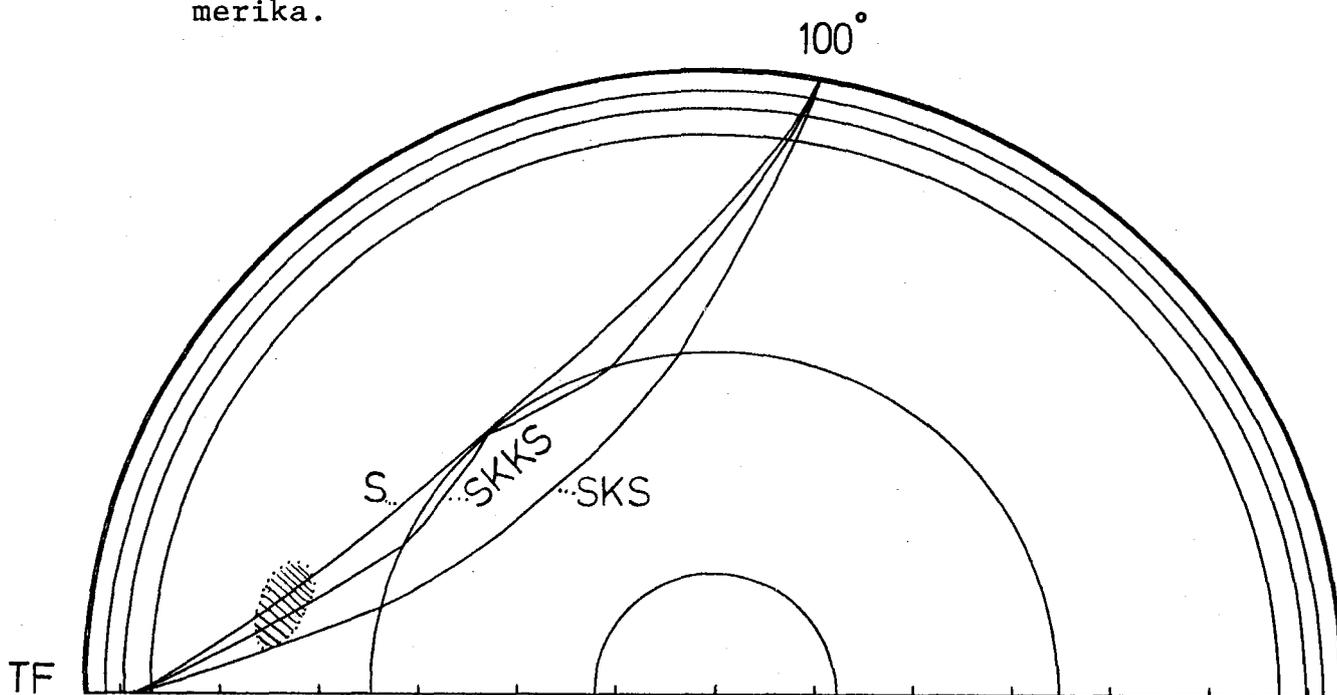
reich der fünf pP-P Ablesungen, ein weiteres Verschieben der Herdtiefe nach oben wäre nicht gerechtfertigt. Trotzdem liegen die abgelesenen Laufzeiten nicht wie bei 9-J auf den Laufzeitkurven.

Alle □ stehen für Laufwege von Tonga-Fidschi zu amerikanischen Stationen, außer nach Alaska. Die △ stehen für die übrigen Beobachtungsstationen einschließlich COL in Alaska in einer Entfernung von 93°. Für große Entfernungen liegen die SKS-Ablesungen gut auf der PREM-Kurve, aber bis in 100° ist die theoretische Kurve für

SKS deutlich zu früh. Die SKKS-Laufzeiten liegen im Mittel später, als es PREM vorhersagt, und bei S und  $S_{diff}$  spalten sich die Ableitungen deutlich auf. Die  $\Delta$  liegen nahe bei der PREM-Kurve, die  $\square$  liegen im Mittel 5 - 10sec später. Ob eine solche Unterscheidung auch für die Phasen SKS und SKKS möglich ist, läßt sich wohl nur mit wesentlich mehr Daten entscheiden. Auch der Gesamteindruck der zu großen Laufzeiten von Tonga-Fidschi nach Amerika ist an Hand von nur einem Beben nicht als repräsentativ und entgültig zu betrachten, trotzdem soll hier eine Interpretationsmöglichkeit vorgestellt werden:

Zwischen Tonga-Fidschi und Amerika liegt eine Anomalie mit niedrigeren S-Geschwindigkeiten im Mantel vor. Diese Anomalie wirkt sich auf S und  $S_{diff}$  am stärksten aus, diese Phasen werden um 5 - 10sec gegenüber anderen Laufwegen verlangsamt. SKKS wird gegenüber PREM auch deutlich verlangsamt, scheint also von der Anomalie ähnlich beeinflußt zu werden. Nur bei SKS ist der Einfluß auf die kürzeren Entfernungen bis  $100^\circ$  beschränkt, das heißt auf die SKS-Strahlen, die SKKS am ähnlichsten den Mantel durchlaufen. Abb. 58 zeigt ein Strahlbild für S, SKS und SKKS jeweils für die Entfernung  $100^\circ$ . Als Bereich der negativen Geschwin-

Abb. 58. Strahlbild für S, SKS, SKKS in  $100^\circ$  mit einem Schnitt durch die mögliche Mantelanomalie zwischen Tonga-Fidschi und Amerika.



digkeitsanomalie könnte man sich zum Beispiel eine Zone vorstellen, die im Schnitt wie die schraffierte Fläche in Abb. 58 aussieht. Je länger die einzelnen Phasen diese Zone durchlaufen, desto stärker weicht ihre Laufzeit von der im radialsymmetrischen PREM-Modell berechneten ab. SKKS wird deutlich stärker beeinflusst als SKS, und so ließen sich die gegenüber PREM zu großen Differenzlaufzeiten SKKS-SKS erklären. (s. Punkt 2 auf S.66).

Es soll aber nochmals betont werden, daß diese Interpretation nur vorläufig sein kann. Für eine endgültige Beurteilung müßte das Ergebnis mit wesentlich mehr Daten untermauert und die prognostizierte Anomalie genauer in ihrer horizontalen und vertikalen Erstreckung untersucht werden. Auf Grund der hier vorgestellten Daten käme als Ort praktisch der gesamte Bereich zwischen dem Oberen Mantel und der KMG in Frage. Auch der Zusammenhang zwischen den verschiedenen S-Laufzeitanomalien ( $S$ ,  $S_{diff}$ , SKS und SKKS) auf dem Laufweg von Tonga-Fidschi nach Amerika müßte mehr als nur plausibel begründet werden. Mit zusätzlichen SKKS-SKS Laufzeitdifferenzen und SKS/SKKS Amplitudenverhältnissen für noch nicht untersuchte Strahlwege könnten weitere Argumente für eine homogene Struktur des äußeren Erdkerns mit einer glatten Geschwindigkeitstiefenfunktion gefunden werden. Dies könnte als weiteres Argument für die Lokalisation der Anomalie zwischen Tonga-Fidschi und Amerika im Mantel benutzt werden.

Einen unabhängigen Hinweis auf großräumige Geschwindigkeitsanomalien in diesem Bereich des unteren und mittleren Mantels liefert Dziewonski (1984). Er stellte ein weltweites dreidimensionales Geschwindigkeitsmodell des gesamten Mantels unterhalb der 670km-Diskontinuität mit Hilfe von mehreren 100000 P-Laufzeitresiduen auf. Dieses Modell weist für den hier interessierenden Bereich im südlichen Pazifik großräumige negative Geschwindigkeitsanomalien von bis zu 1% gegenüber dem Standardmodell PREM auf. Durch seine Untersuchungen wird die hier geäußerte Vermutung einer anomalen Mantelstruktur zwischen Tonga-Fidschi und Amerika für S-Wellen, unter der Annahme, daß sich das  $v_p/v_s$  Geschwindigkeitsverhältnis nicht stark ändert, untermauert.

## Anhang A

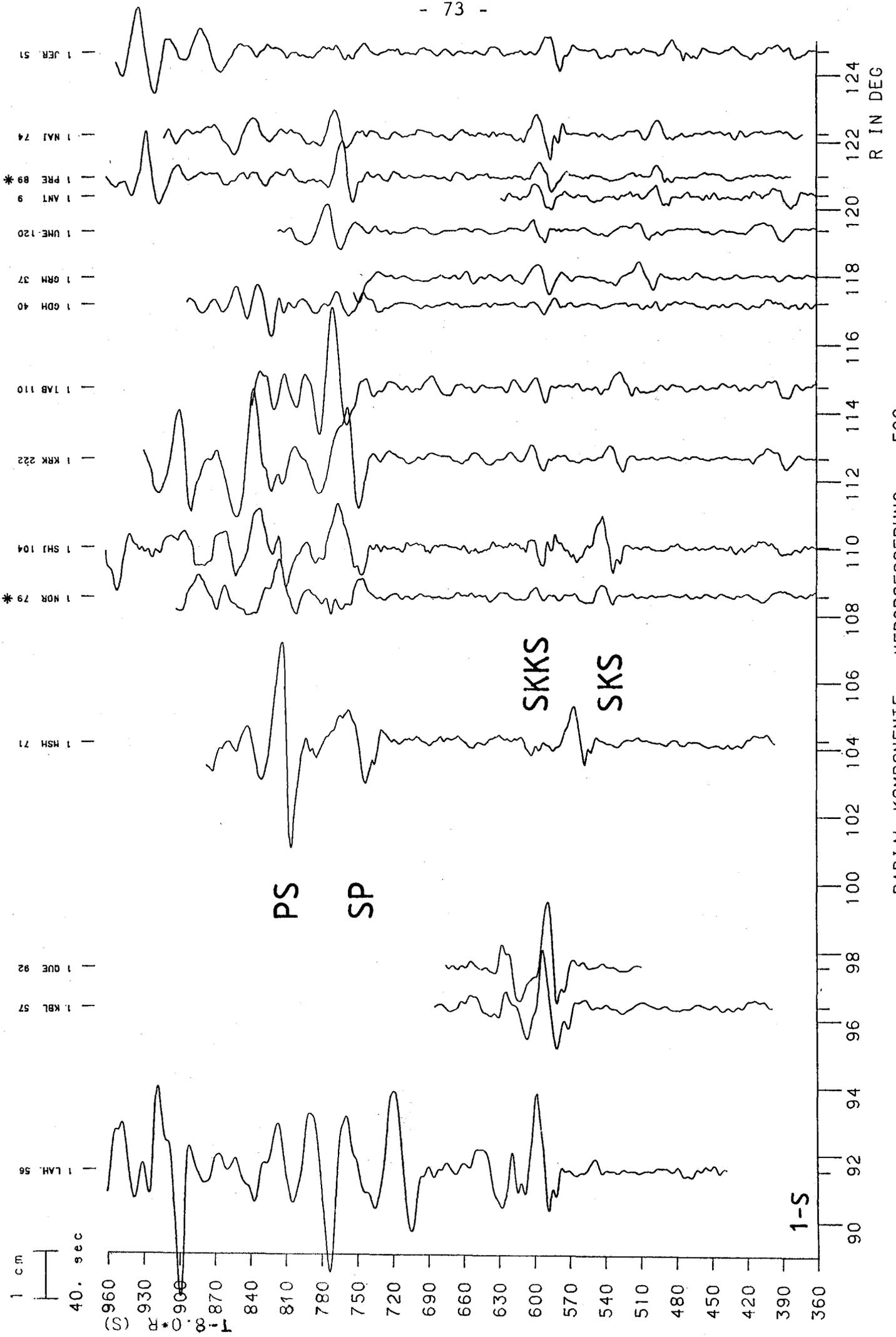
### Die Seismogrammontagen

Bevor auf die einzelnen Montagen eingegangen wird, sollen hier die grundsätzlichen Gemeinsamkeiten beschrieben werden. Ich habe von den Beben die Stationen mit dem besten Signal/Noise Verhältnis ausgesucht. Wenn in einem Entfernungsbereich mehrere Stationen zur Verfügung standen, wurde die Station ausgesucht, die zeichnerisch am günstigsten in die Gesamtmontage paßt. So kommt es, daß für ein Beben nicht immer die gezeigten Stationen auf der Radial- und auf der Transversal-Komponente übereinstimmen. Alle Montagen wurden im gleichen Zeitmaßstab gezeichnet (40sec/cm), sodaß die Impulsformen besser vergleichbar sind. Vergrößerung und Entfernungssachse wurden dem jeweiligen Beben angepaßt. Auf der Zeitachse ist die reduzierte Laufzeit (8sec/grd) dargestellt. Die angegebene Vergrößerung bezieht sich auf die Maximal-Vergrößerung der Übertragungsfunktion der WWSSN-Stationen (s. Abb. 8) bei einer Periode von 15sec. Bei den Radial-Komponenten bedeutet ein Ausschlag zu niedrigeren Entfernungen eine wie in Kap. 2.3. beschriebene positive Radialbewegung. Auch bei den Transversal-Komponenten entspricht ein solcher Ausschlag einer positiven Bewegung. Da aber die Stationen eine unterschiedliche azimutale Verteilung haben, mußten aus Darstellungsgründen eine Reihe von Registrierungen mit umgekehrtem Vorzeichen gezeichnet werden. Diese Stationen haben an ihrer Kennung einen Stern (\*). Zur Kennzeichnung jeder Station sind noch jeweils die Nummer des Bebens nach Tabelle 2, die WWSSN-Code-Nummer und das internationale Stationskürzel angegeben. Die Striche an der Entfernungssachse und vor der Bezeichnung markieren die Nulllinie und Epizentraldistanz der gezeigten Registrierung.

Alle Registrierungen wurden, wie im zweiten Kapitel beschrieben, bearbeitet. Einige Registrierungen waren allerdings so stark von hoch- oder niederfrequenter Bodenunruhe verrauscht, daß eine Filterung notwendig wurde. Die Filterung wurde an den jeweiligen NS- und EW-Komponenten durchgeführt, danach wurde rotiert, sodaß also immer Radial- und Transversal-Komponente einer Station gleich behandelt wurden. In den folgenden Bemerkungen zu den einzelnen Montagen wird auf entsprechend behandelte Spuren hingewiesen.

### 1-S Radial-Komponente

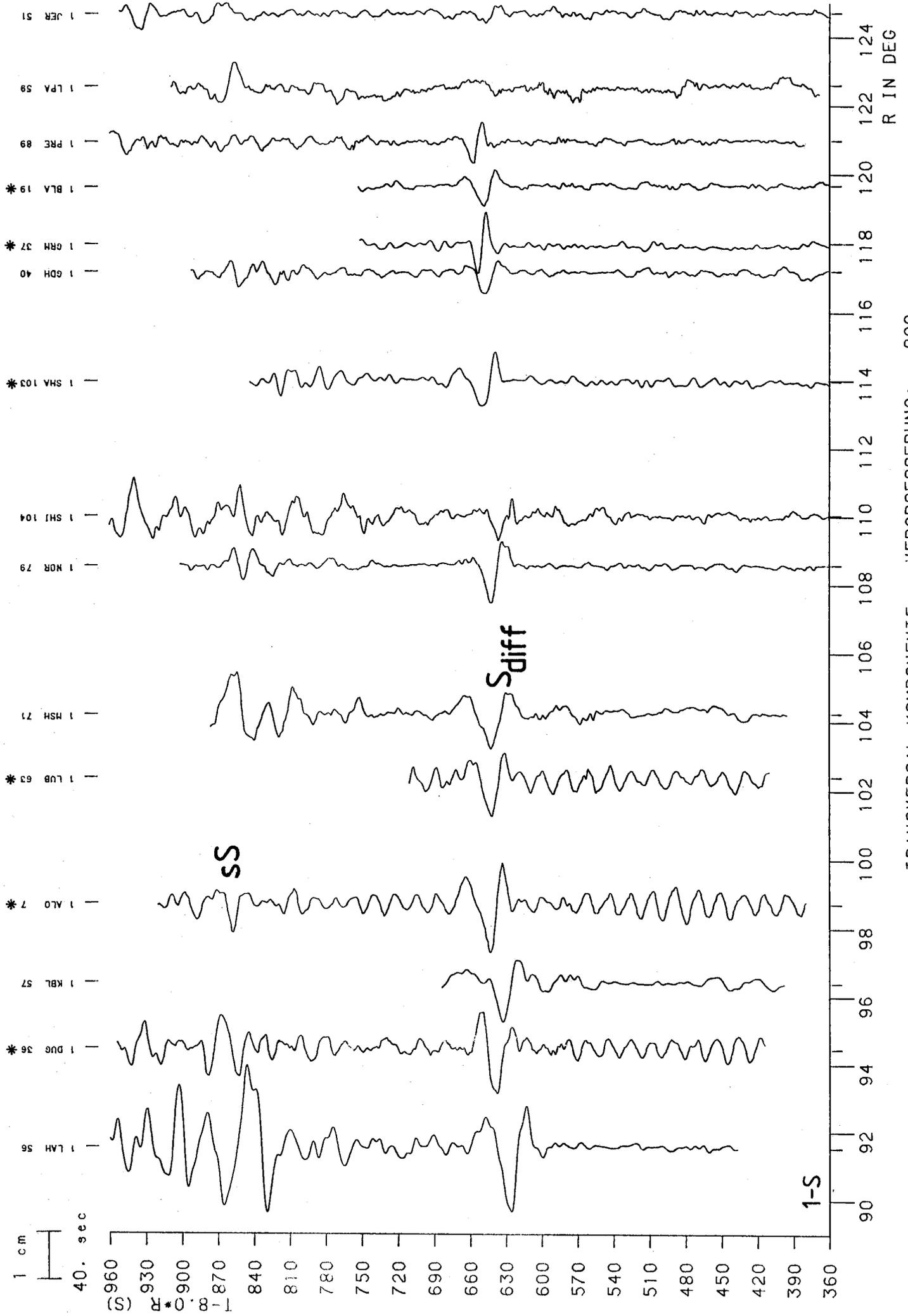
Wegen einer schlechten Abstrahlcharakteristik für SV waren die meisten Registrierungen in den USA nicht zu gebrauchen. Dazu kam, daß durch die Oberflächenwellen eines Bebens um 18:08h (also nur 30 Minuten früher) in der Herdregion Neue Hebriden mit der Magnitude  $m_b = 5.2$  viele Stationen in Amerika nicht digitalisierbar waren. Die Impulsformen für SKS und SKKS wurden zusätzlich durch einen komplexen Herdvorgang beeinflusst. Hier soll auf die in Richtung Indien liegenden Stationen LAH, KBL, QUE, MSH und SHI hingewiesen werden. Deshalb waren auch nur wenige Stationen zur Auswertung von Differenzlaufzeiten und Amplitudenverhältnissen geeignet. Eine Reihe von Stationen waren durch hochfrequente Bodenunruhe verrauscht, weshalb ich ihre Aufzeichnungen mit einer Eckfrequenz von 0.15Hz tiefpassgefiltert habe. Es handelt sich dabei um die Stationen LHA, KBL, QUE, SHA, TAB, und GRM.



RADIAL-KOMPONENTE VERGROSSERUNG: 500.

### 1-S Transversal-Komponente

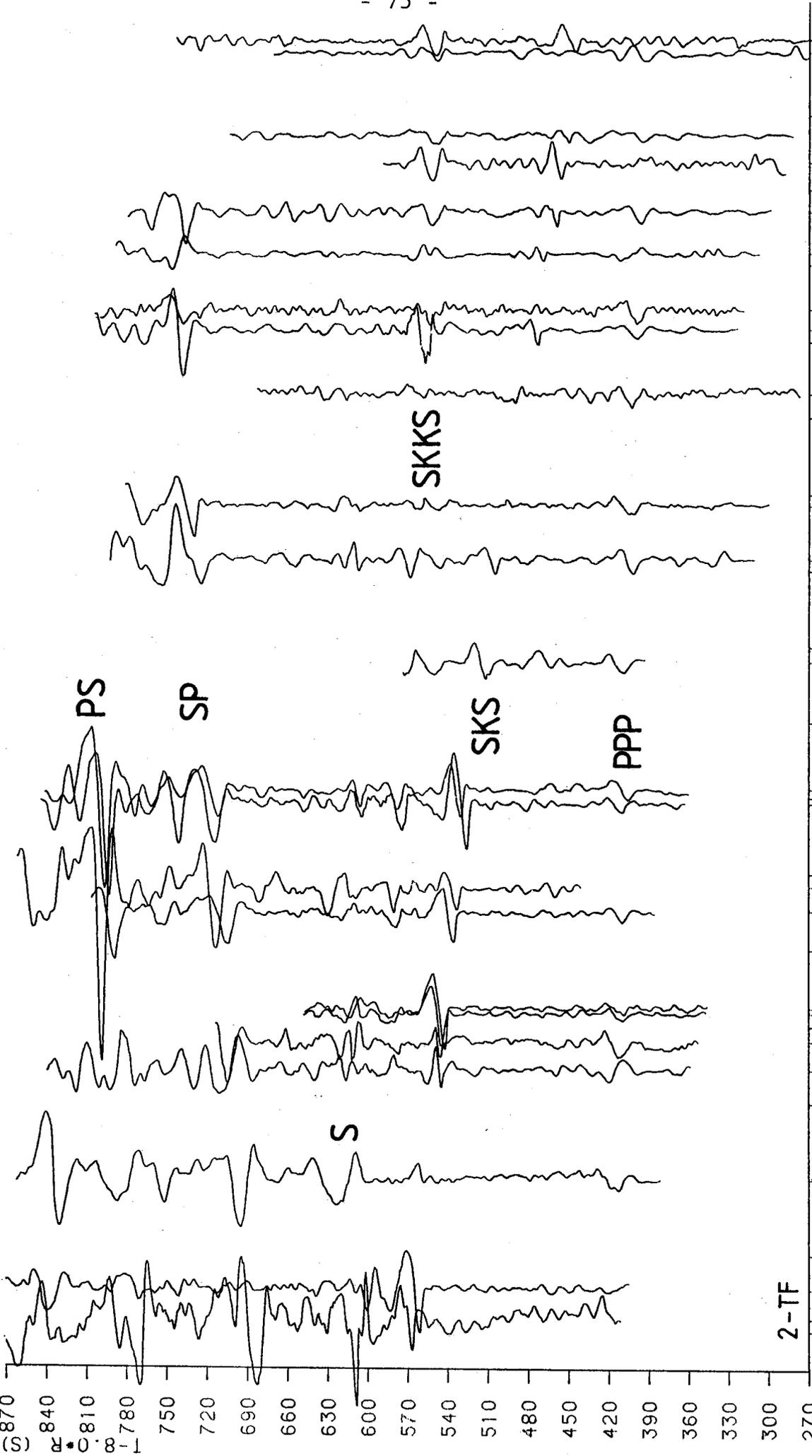
Es fällt eine gute SH-Abstrahlung für die US-Stationen auf, die nur durch die Oberflächenwellen des vorhergehenden Bebens gestört wird (s.a. die Bemerkungen zur Radial-Komponente).



## 2-TF Radial-Komponente

Die SV-Abstrahlung ist hier sehr unterschiedlich. Durch die große Herdtiefe sind die Phasen SP und PS zeitlich stärker getrennt. Auch ist PPP gut zu sehen. In dieser Montage sind zwei Stationen gefiltert. GEO wurde mit einem Hochpass mit der Eckfrequenz von 0.025Hz und BEC mit einem Bandpass von 0.02Hz bis 0.13Hz gefiltert.

2 UMN 125 \*  
 2 DOL 28 \*  
 2 GRL 43  
 2 SHL 105 \*  
 2 DAL 32  
 2 KNA 79  
 2 ARE 11  
 2 OUI 93  
 2 LPB 60  
 2 KOD 54  
 2 BOG 21  
 2 P00 87  
 2 BLA 19  
 2 GEO 41  
 2 GAR 24  
 2 GGD 82  
 2 KBL 57 \*  
 2 SUG 106  
 2 MOR 79 \*  
 2 TRN 118  
 2 BEC 15 \*  
 2 PRE 89 \*



R IN DEG

124  
122  
120  
118  
116  
114  
112  
110  
108  
106  
104  
102  
100  
98  
96  
94  
92  
90

RADIAL-KOMPONENTE VERGROESSERUNG: 500.

## 2-TF Transversal-Komponente

Das Beben hat sehr effektiv SH-Energie abgestrahlt, sodaß die Phasen SH bzw. SH<sub>diff</sub> über einen weiten Azimutbereich und den ganzen dargestellten Entfernungsbereich beobachtet werden können.

2 GDH 40  
2 BEC 15

2 SJG 106

2 KBL 57 \*

2 GGD 82  
2 CAR 24

2 SCP 101  
2 GEO 41

2 BLA 19

2 AMH 2

2 ATL 12

2 KOD 54 \*  
2 SHA 103

2 OUI 83

2 ARE 11

2 NNA 78

2 DAL 32

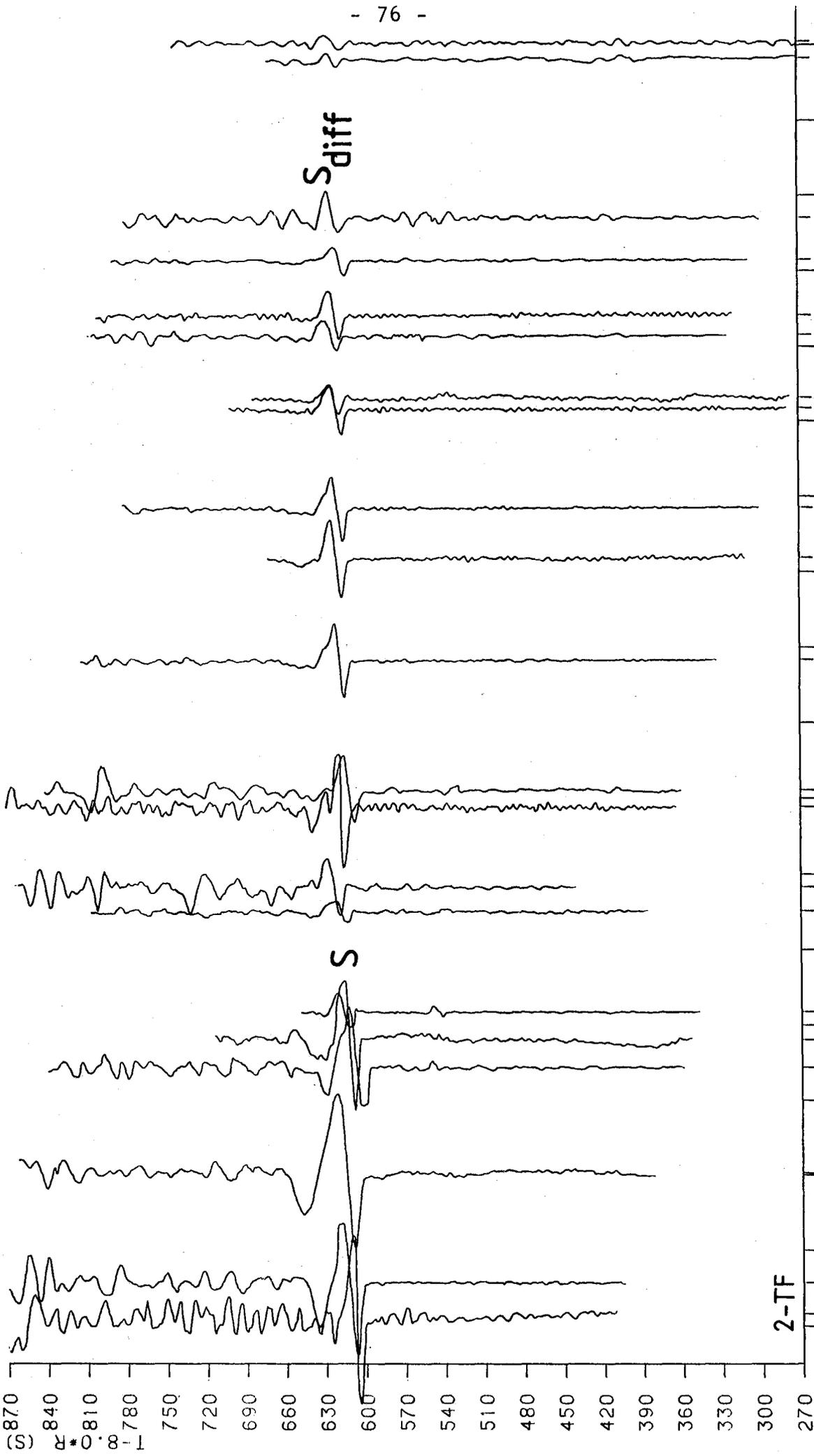
2 SHL 105 \*

2 GOL 43

2 ALO 7

2 UMH 125 \*

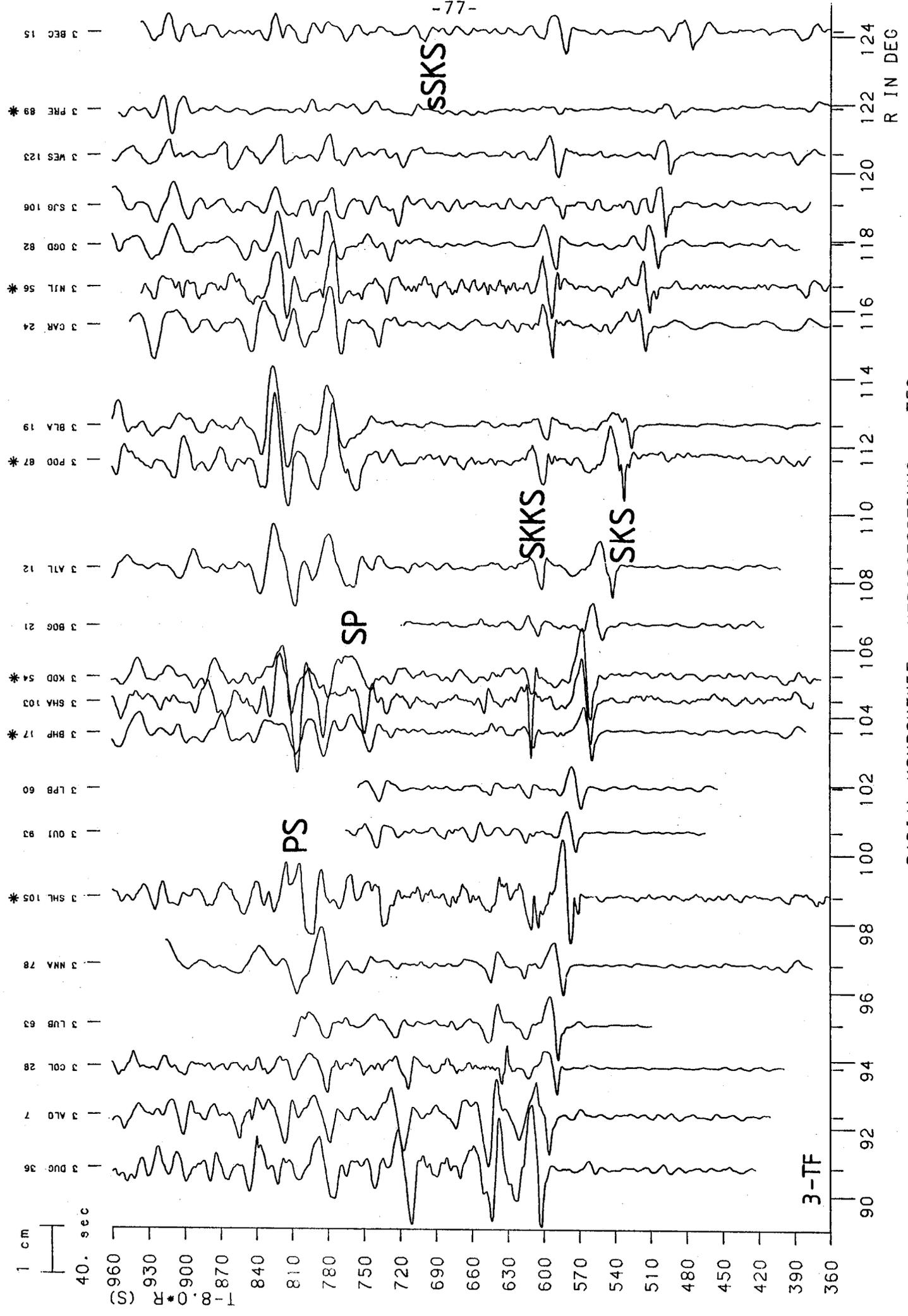
1 cm  
40. sec



TRANSVERSAL-KOMPONENTE VERGROESSERUNG: 350.

### 3-TF Radial-Komponente

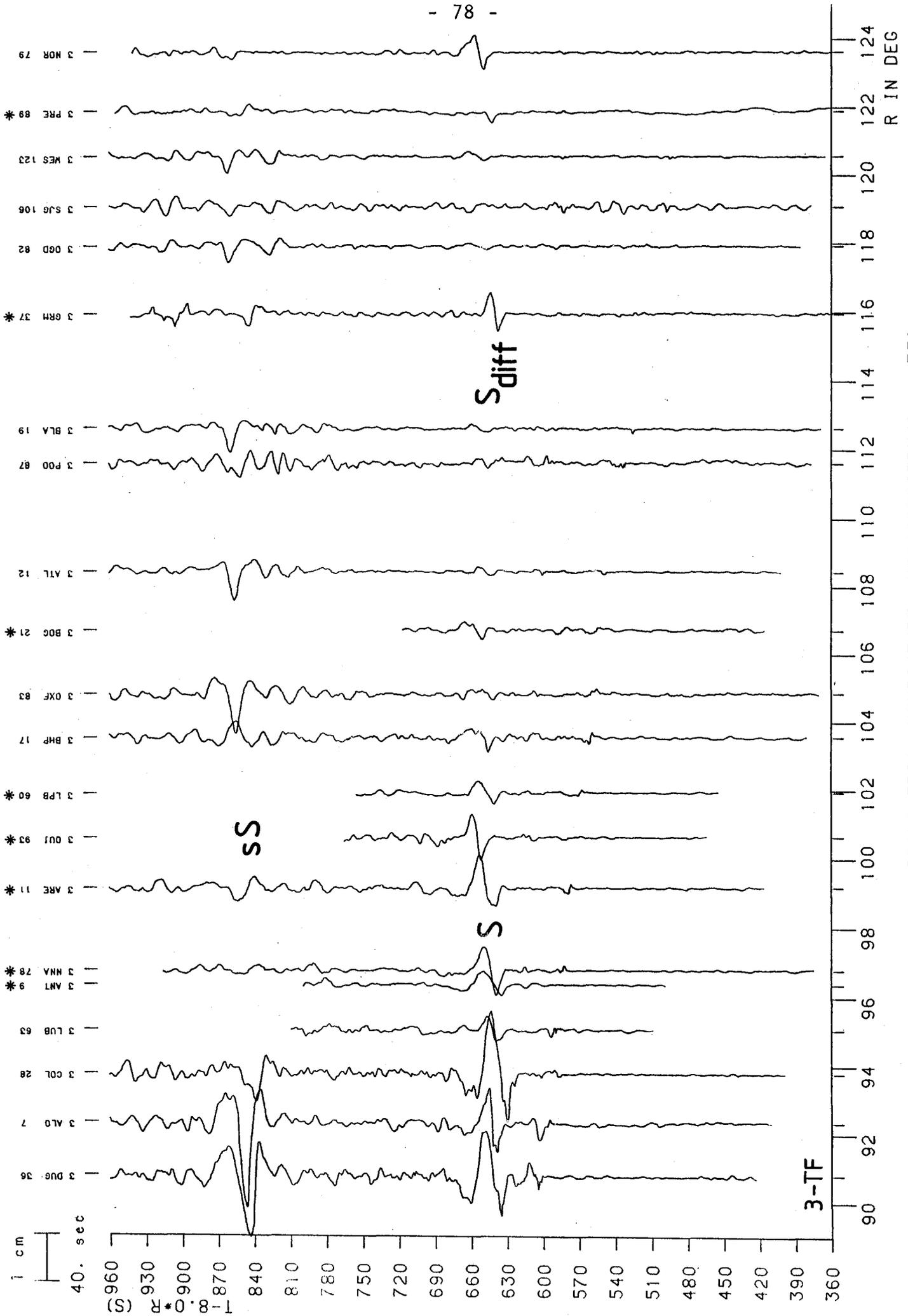
Wie man den Impulsformen von SKS und SKKS entnehmen kann, handelt es sich auch hier um einen komplexen Herdvorgang (s. Sasatani, 1980). Die SV-Abstrahlung in Richtung Kern war sehr stark, weshalb nur eine geringe Verstärkung (350-fach) nötig war. In dieser Montage ist besonders schön die Oberflächenreflexion sSKS zu identifizieren.



RADIAL-KOMPONENTE VERGROESSERUNG: 350.

### 3-TF Transversal-Komponente

Diese Montage ist etwas problematisch, da hier bei vielen Seismogrammen SKS-Energie zu sehen ist, was auf einer Transversal-Komponente nicht sein dürfte. Aber wegen der starken SKS-Amplituden auf den NS- und EW-Komponenten führen die in Kapitel 2.4 beschriebenen Probleme zu diesen Fehlern.



TRANSVERSAL-KOMPONENTE VERGROESSERUNG: 350.

3-TF

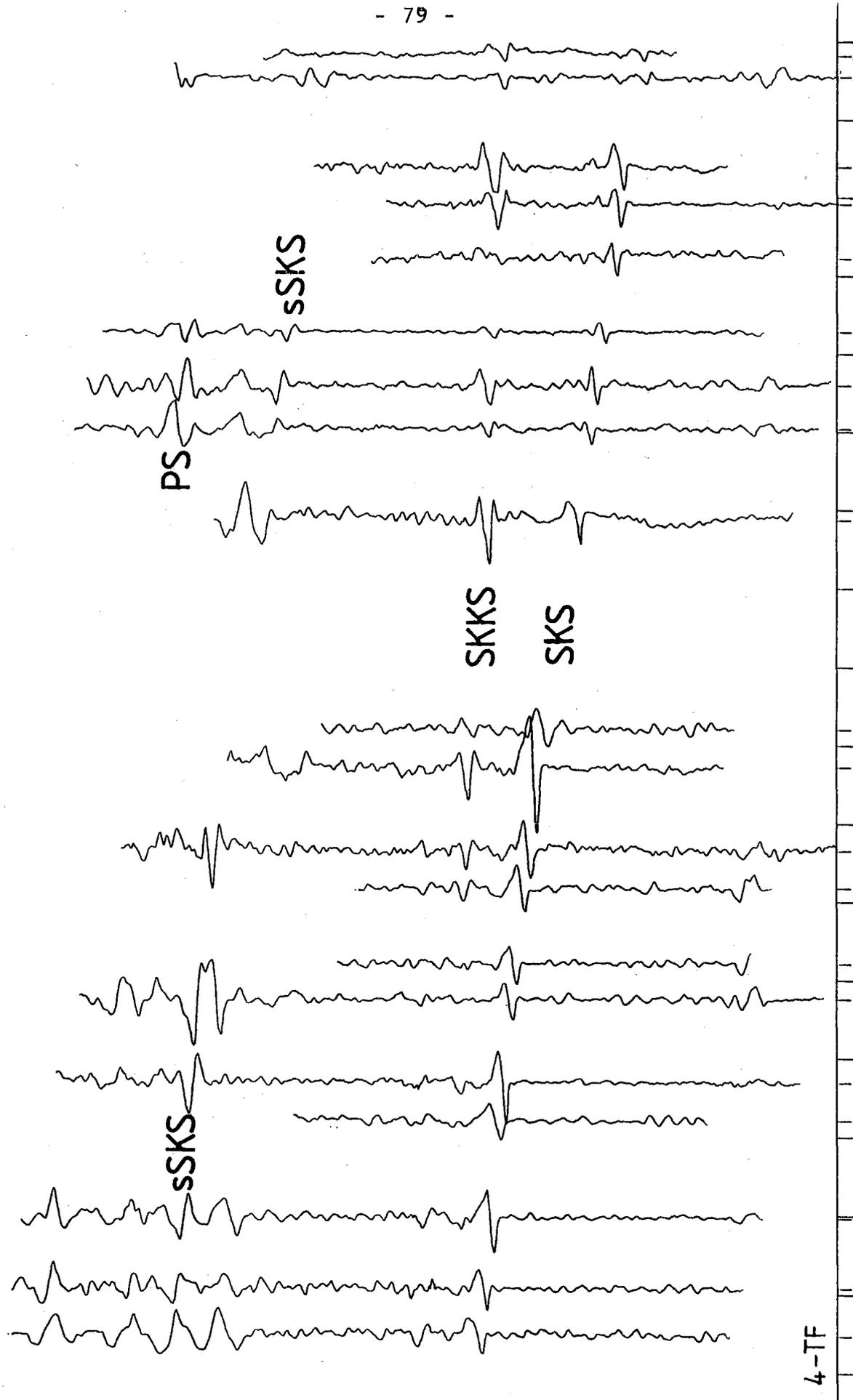
#### 4-TF Radial-Komponente

Dadurch, daß SP und PS nicht stark abgestrahlt wurden, ist die Oberflächenreflexion sSKS über den gesamten Entfernungsbereich zu beobachten.

- \* 4 PRE 89
- 4 BEC 15
- \* 4 QUE 92
- \* 4 KBL 57
- 4 SJG 106
- 4 OGD 82
- 4 CAR 24
- 4 SCP 101
- \* 4 NDI 75
- 4 BOG 21
- \* 4 KOD 54
- 4 SHA 103
- 4 LFB 60
- 4 OUI 83
- 4 ARE 11
- 4 RCD 96
- 4 LPS 61
- 4 JCI 35
- 4 HSD 22
- 4 ALD 7

1 cm  
40. sec

(S) 930  
900  
870  
840  
810  
780  
750  
720  
690  
660  
630  
600  
570  
540  
510  
480  
450  
420  
390  
360  
330



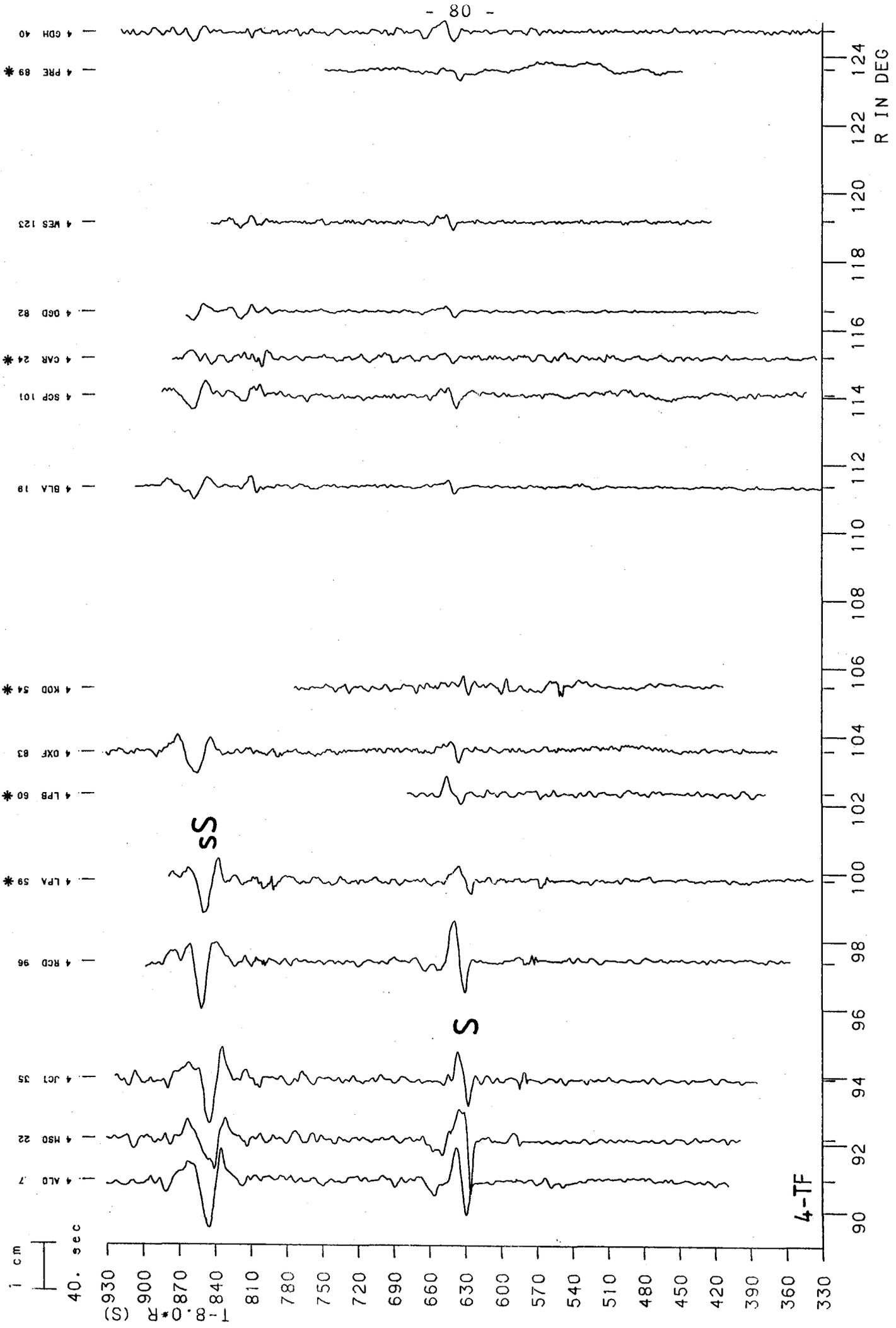
4-TF

90 92 94 96 98 100 102 104 106 108 110 112 114 116 118 120 122 124  
R IN DEG

RADIAL-KOMPONENTE VERGROESSERUNG: 700.

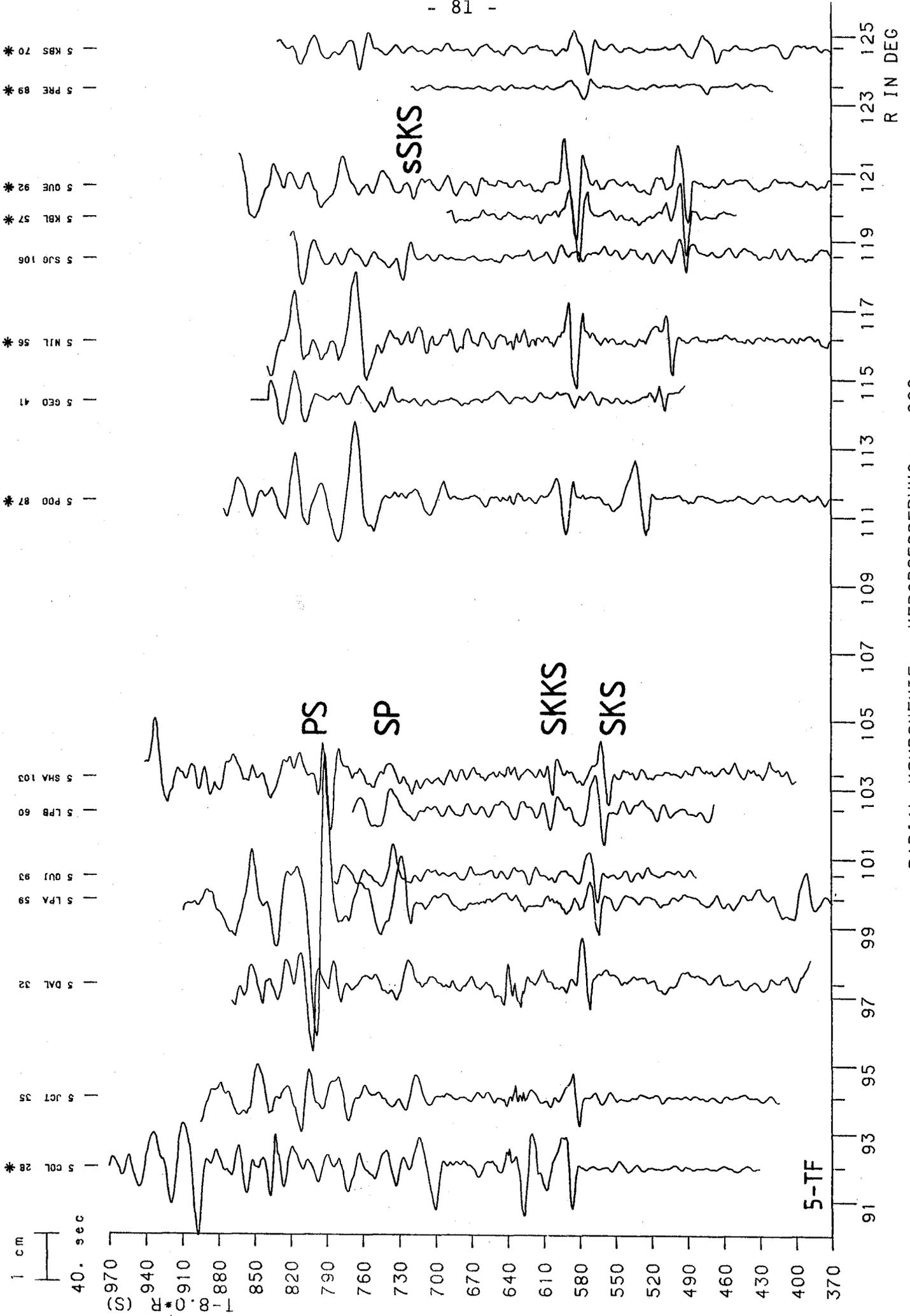
4-TF Transversal-Komponente

Besonders möchte ich hier auf die starke sSH-Phase hinweisen.



#### 5-TF Radial-Komponente

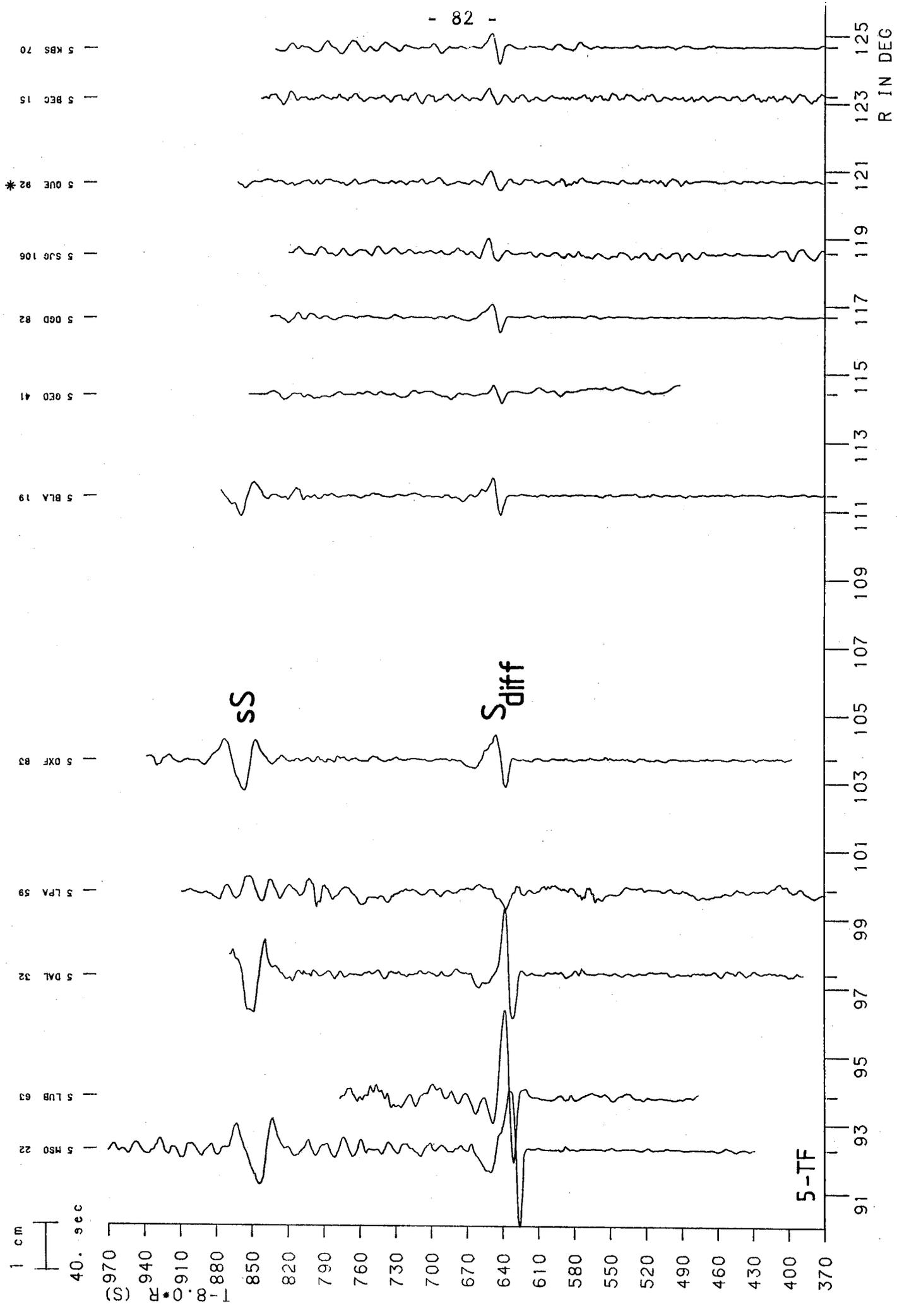
Sie unterscheidet sich von 4-TF nur durch eine stärkere SV-Abstrahlung in Richtung Kern und stärkere Mantelmultipeln SP und PS. Bei diesem Beispiel wurde die Station GEO mit einem Hochpass der Eckfrequenz 0.03Hz gefiltert.



RADIAL-KOMPONENTE VERGROESSERUNG: 600.

5-TF Transversal-Komponente

Erneut ein Beispiel für starke SH-, SH<sub>diff</sub>- und sSH-Phasen.

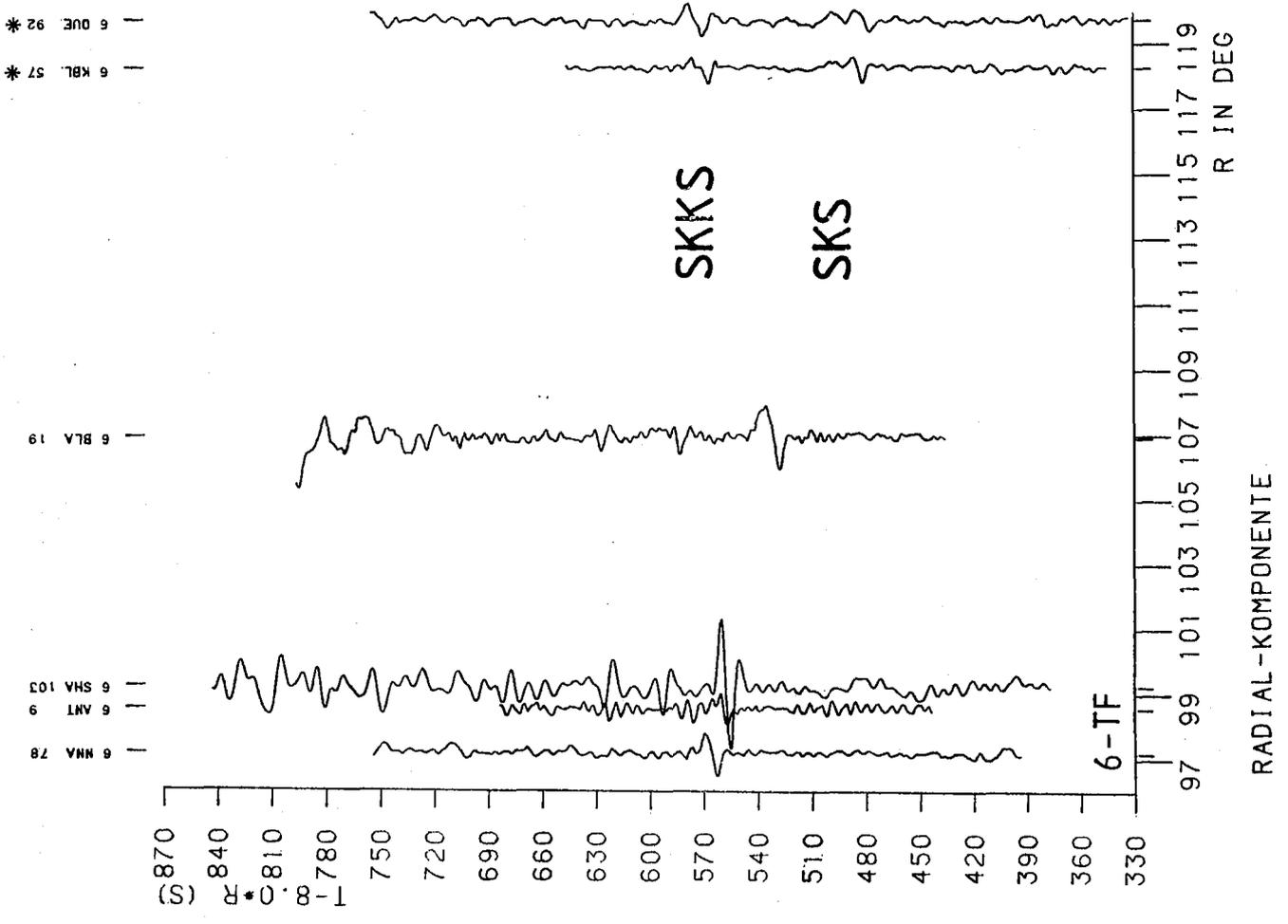
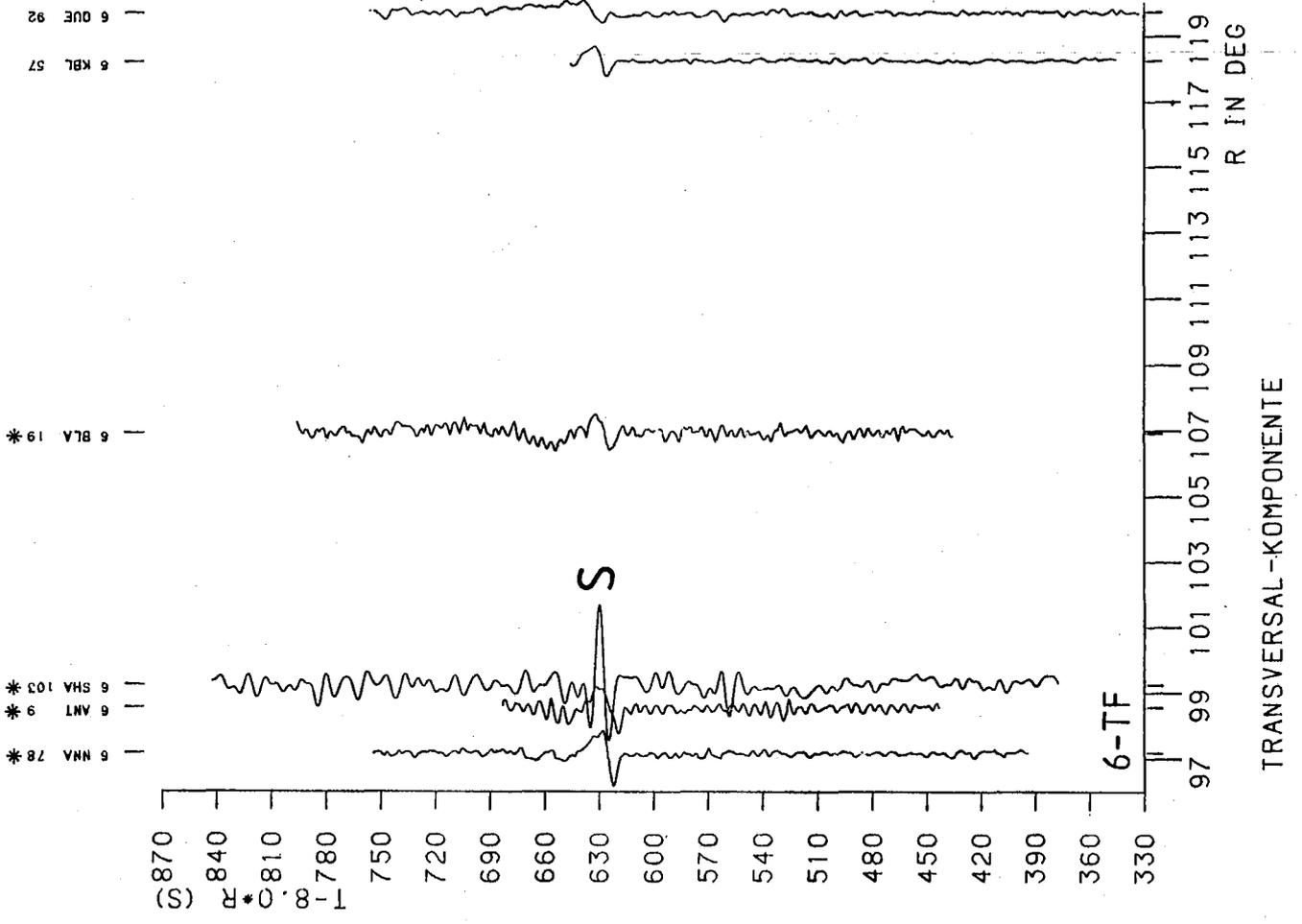


TRANSVERSAL-KOMPONENTE VERGROSSERUNG: 400.

#### 6-TF Radial- und Transversal-Komponente

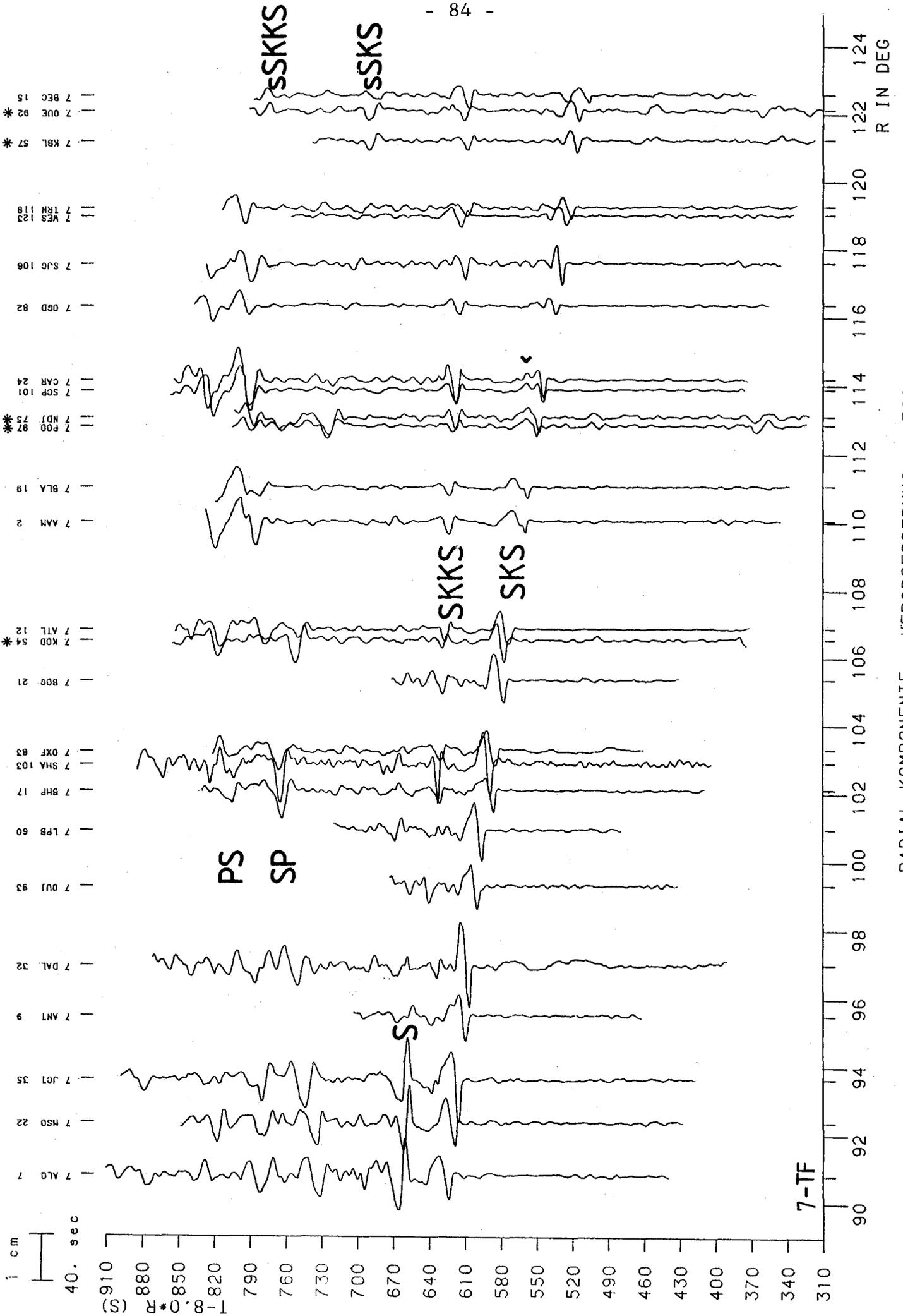
Das Beben war deutlich schwächer als die meisten anderen Beispiele, weshalb man

auf beiden Montagen mit den Signalen nur wenig über dem Rauschpegel liegt. Dieses Beben konnte deshalb auch nicht zu einer Amplitudenauswertung genommen werden. Lediglich die Differenzlaufzeiten zwischen SKKS und SKS an der Station KBL wurde ausgemessen. Die Station SHA mußte bandpassgefiltert werden; die Eckfrequenzen sind 0.03Hz und 0.15Hz.



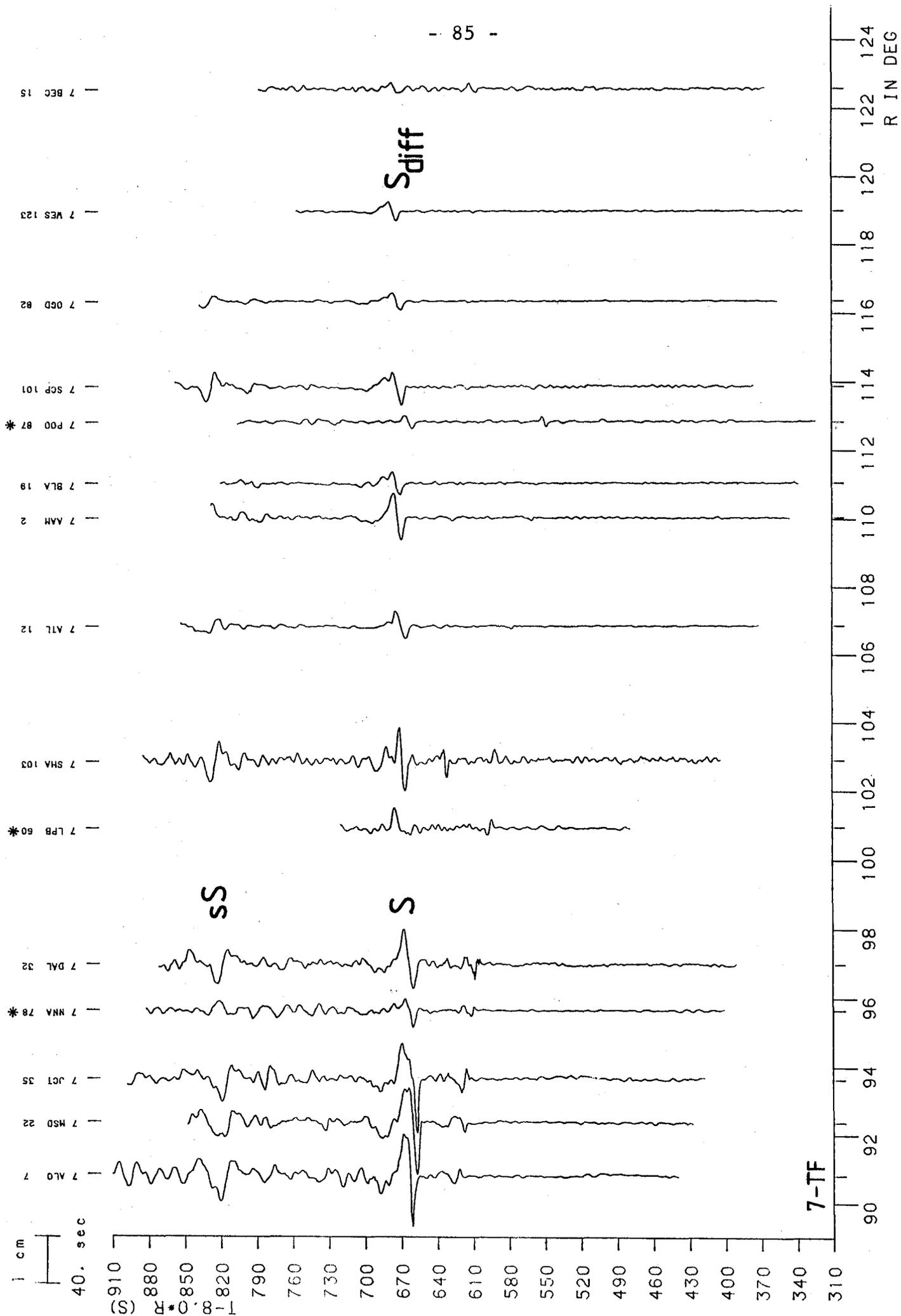
### 7-TF Radial-Komponente

Diese Montage zeigt eine gute Abstrahlung für SKS, SKKS und sSKS. Schön zu sehen ist im Bereich von  $110^\circ$  bis  $123^\circ$  das Ablösen der Phasen  $SKP_{diff}^S$  und  $SP_{diff}^{KS}$ , welches zu entsprechenden Impulsverformungen bei SKS führt. Bei den beiden Stationen QUE und BEC konnte zusätzlich die Phase sSKKS identifiziert werden.



#### 7-TF Transversal-Komponente

Zu der Energie auf der Transversal-Komponente zur Ankunftszeit von SKS und SKKS ist das gleiche zu sagen, wie im Falle des Bebens 3-TF (s.S.78).



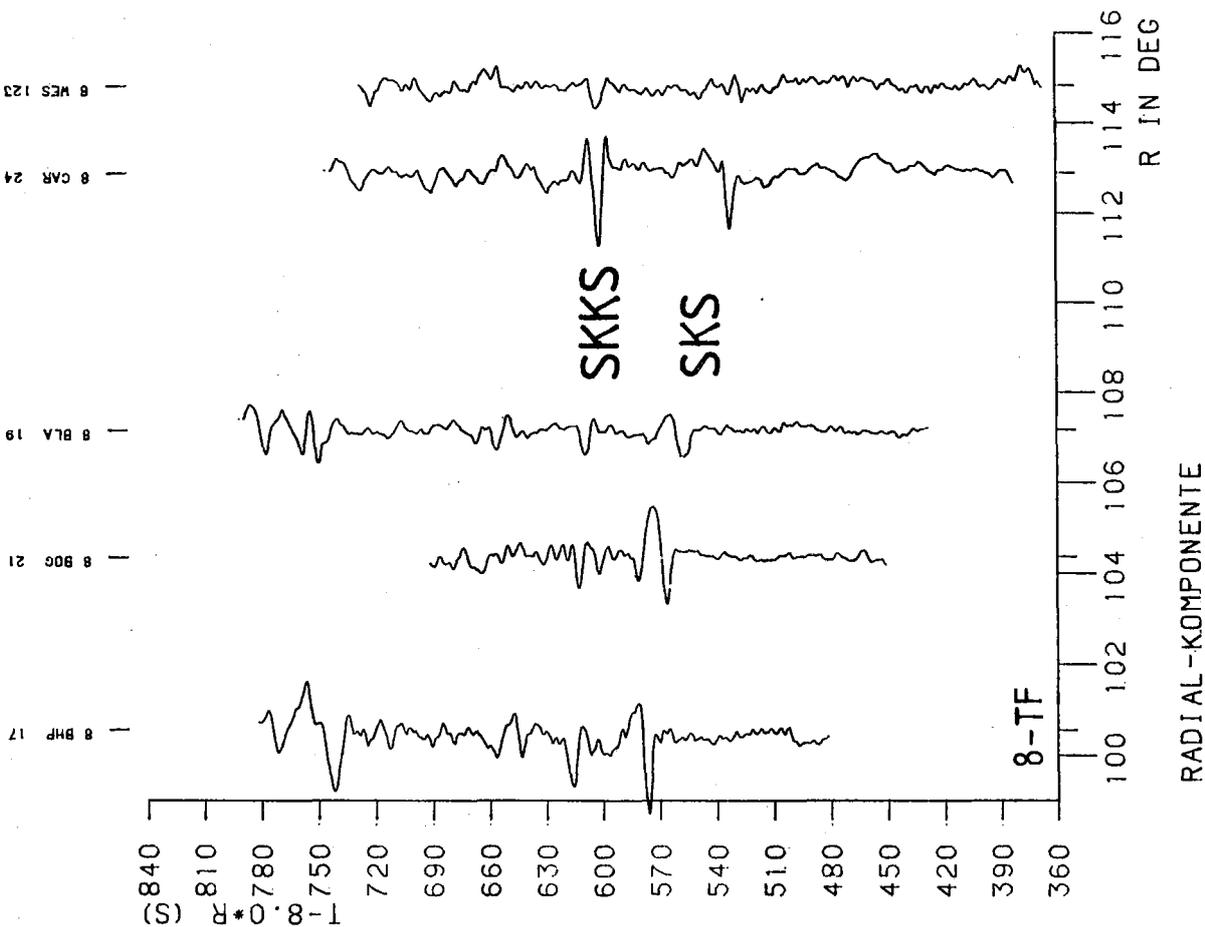
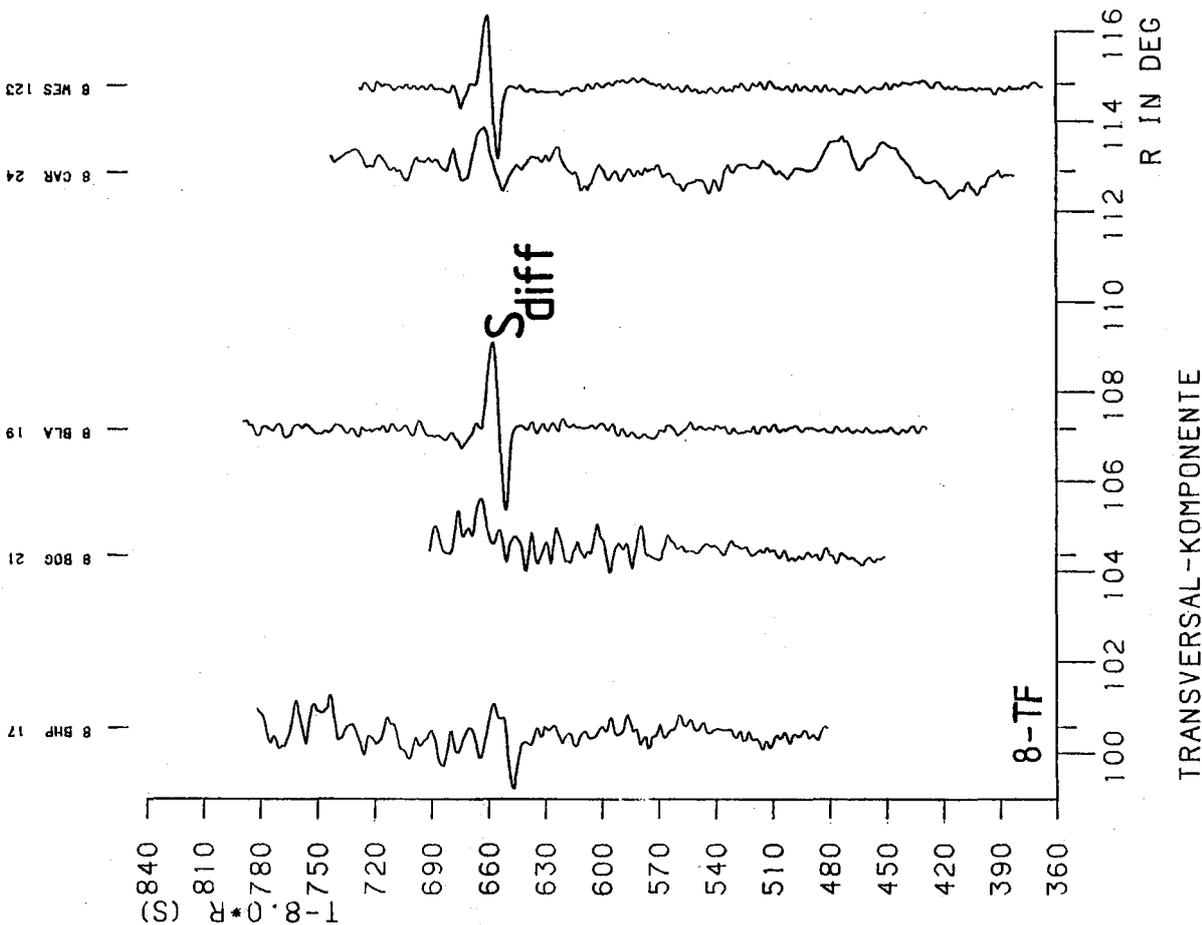
TRANSVERSAL-KOMPONENTE VERGROESSERUNG: 400.

#### 8-TF Radial- und Transversal-Komponente

Hier sind beide Komponenten mit der gleichen Verstärkung (3000-fach) gezeichnet. Man sieht, daß die Amplitudenbestimmung ähnlich schwerfällt wie bei 6-TF (s.S.83). Die Differenzlaufzeiten konnten allerdings bei BLA und CAR ausgemessen werden.

VERGRÖßERUNG: 3000.

1 cm  
40. sec



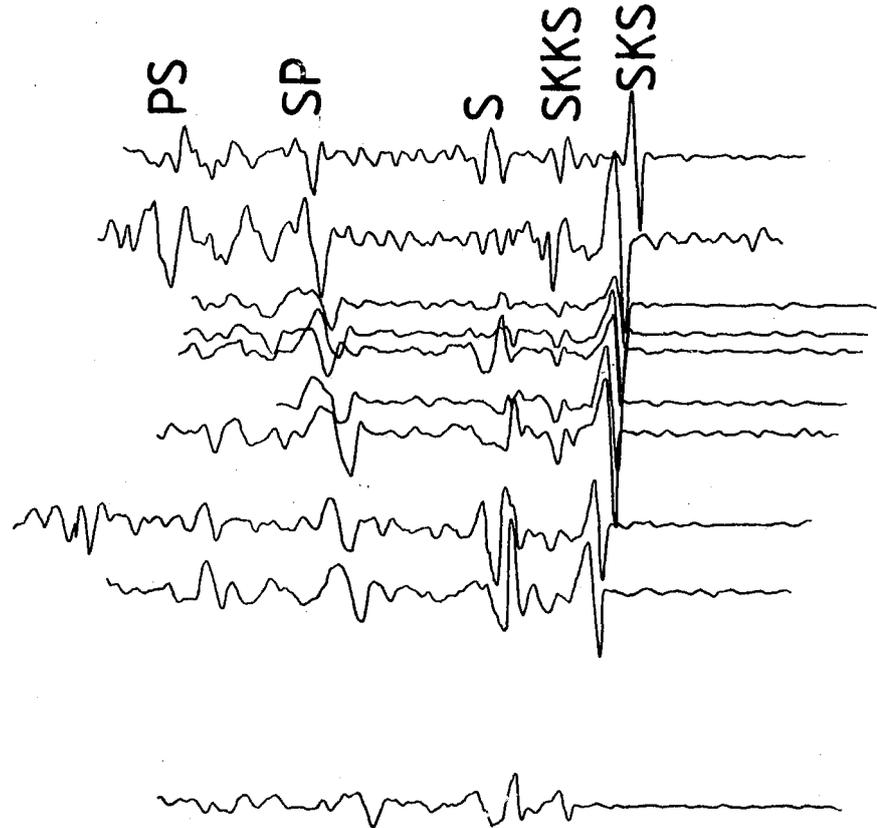
### 9-J Radial-Komponente

Interessant ist die insgesamt starke S-Abstrahlung für den Laufweg zu dem dichten US-Stationsnetz. Durch den kurzen Herdimpuls kann man die Phase SKKS deutlicher als bei den übrigen Seismogrammontagen ungefähr ab  $95^\circ$  verfolgen. Dies ist auch das einzige Beben, bei dem das Ablösen von SKKKS von SKKS in Entfernungen kleiner als  $125^\circ$  beobachtet werden konnte. In dem Seismogramm der Station SJG ist die entsprechende Stelle mit einem Pfeil gekennzeichnet.

\* 9 BHP 17 \*  
 \* 9 SJC 106 \*  
 9 SBA 99  
 \* 9 PRE 89 \*  
 \* 9 BUL 23 \*  
 \* 9 BEC 15 \*  
 \* 9 SHA 103 \*  
 \* 9 PDA 84 \*  
 \* 9 BLA 19 \*  
 \* 9 OXF 83 \*  
 \* 9 OGD 82 \*  
 \* 9 SCP 101 \*  
 \* 9 FYN 39 \*  
 \* 9 AAH 2 \*  
 \* 9 TUC 119 \*

1 cm  
 40. sec

(S)  
 930  
 900  
 870  
 840  
 810  
 780  
 750  
 720  
 690  
 660  
 630  
 600  
 570  
 540  
 510  
 480  
 450  
 420  
 390  
 360  
 330



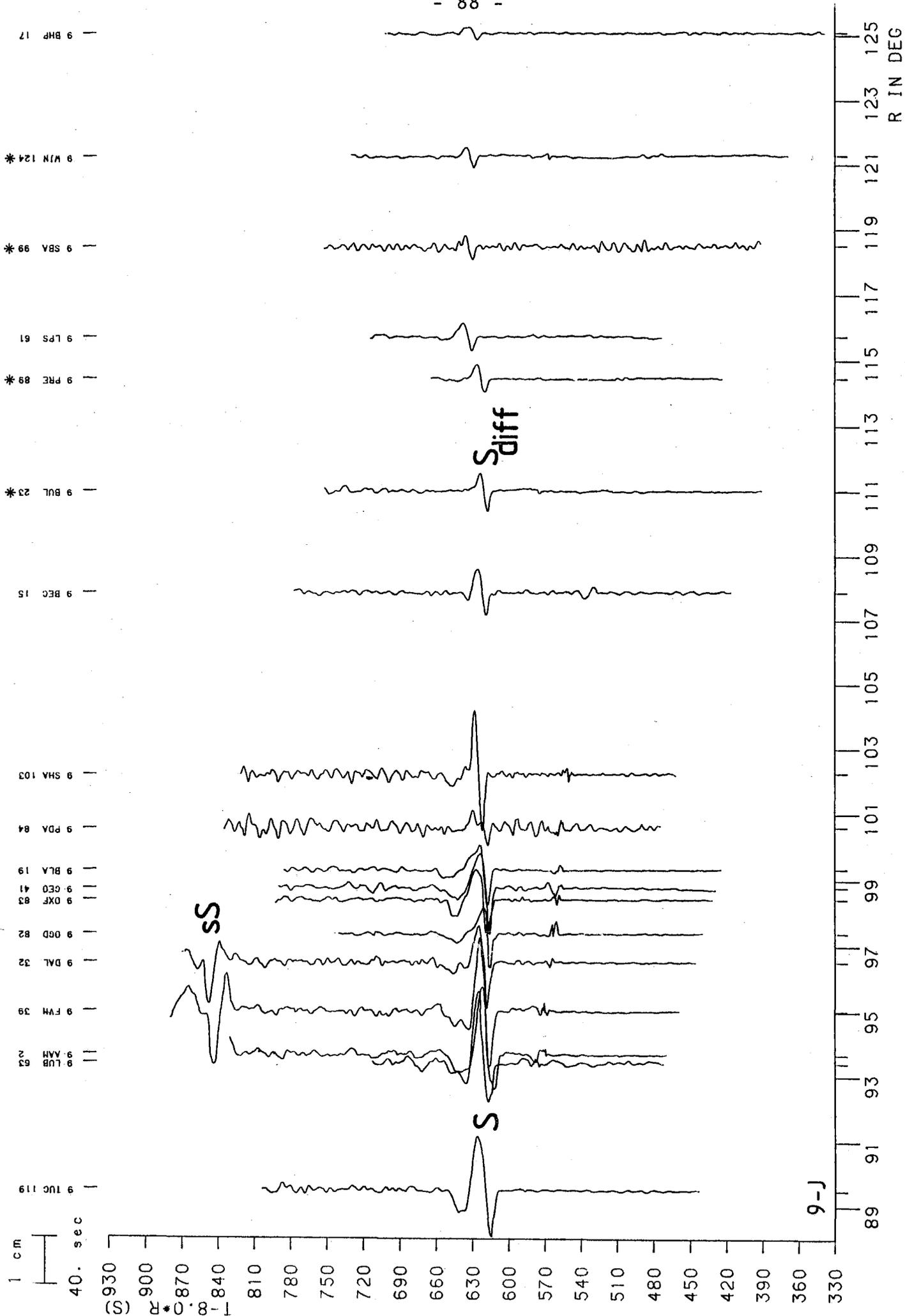
9-J

89 91 93 95 97 99 101 103 105 107 109 111 113 115 117 119 121 123 125  
 R IN DEG

RADIAL-KOMPONENTE VERGROESSERUNG: 250.

### 9-J Transversal-Komponente

Auch in diesem Beispiel sieht man eine starke SH-Abstrahlung. Die Spur LPS konnte wegen eines Zeitfehlers der Registriereinrichtung nicht besser in die Montage eingehängt werden. Zu den Problemen von SV-Phasen-Energie auf einer Transversal-Komponenten siehe die Bemerkungen zum Beben 3-TF (S.78).



TRANSVERSAL-KOMPONENTE VERGROSSERUNG: 250.

9-J

Anhang B

Die Herdlösungen

Alle Herdlösungen wurden nach den gleichen Grundsätzen ausgeführt. Die Abstrahlwinkel  $i$ , unter dem die Strahlen den Herd verlassen, berechnen sich so:

$$i = \arcsin \left( \frac{v(h_0) \cdot 180 \cdot dT}{(R_0 - h_0) \cdot \pi \cdot d\Delta} \right)$$

mit  $v(h_0)$  = P-Geschwindigkeit am Herd

$R_0$  = Erdradius (6371km)

$h_0$  = Herdtiefe

$\frac{dT}{d\Delta}$  = Strahlparameter

Die für die einzelnen Entfernungen benötigten Strahlparameter wurden den 1968er Tabellen (Herrin u.a., 1968) in sec/grd entnommen. Abgelesen wurden alle verfügbaren Polaritäten der WSSN-LP-Registrierungen der Phasen P,  $P_{diff}$ ,  $PKP_{DF}$  und deren Oberflächenreflexionen  $pP$ ,  $pP_{diff}$  und  $pPKP_{DF}$ .

Die Strahlparameter von P,  $P_{diff}$  und  $PKP_{DF}$  konnten direkt den 1968er Tabellen entnommen werden. Die Laufzeitkurven der Oberflächenreflexionen sind allerdings nicht tabelliert. Zwischen der Steigung der Laufzeitkurven von  $P_{diff}$  und  $pP_{diff}$  besteht kein und bei  $PKP_{DF}$  und  $pPKP_{DF}$  besteht praktisch kein Unterschied, so daß für die Oberflächenreflexionen der Strahlparameter der direkten Raumwelle übernommen werden kann. Anders ist es mit der Phase  $pP$ . Tabelliert ist die Differenzlaufzeit zwischen P und  $pP$ , hiermit läßt sich der Strahlparameter  $S_{pP}(\Delta)$  berechnen:

$$S_{pP}(\Delta) = S_P(\Delta) + S_{pP}(\Delta) - S_P(\Delta) = S_P(\Delta) + \frac{dT_{pP}}{d\Delta} - \frac{dT_P}{d\Delta} = S_P(\Delta) + \frac{d(T_{pP} - T_P)}{d\Delta}$$

Das heißt: Der Strahlparameter von  $pP$  ist der Strahlparameter von P plus der Ableitung der Laufzeitdifferenz  $pP$ -P nach der Entfernung  $\Delta$ .

Dargestellt werden immer die Projektion der Polaritäten auf die untere Hälfte der Herdkugel. Kompressionen werden mit ausgefüllten

Symbolen gezeichnet, Dilatationen mit offenen. Alle Strahlen, die die Herdkugel nach unten verlassen haben, sind als Kreise dargestellt. Nach oben abgestrahlt und auf die untere Herdkugel projiziert werden die herdnahen P-Phasen und alle Oberflächenreflexionen; sie sind als Dreiecke gezeichnet. Neben der Interpretation der verschiedenen P-Phasen habe ich auch eine Reihe von S-Polarisationen berechnet und ihre Richtung als Pfeile in die Herdlösungen eingezeichnet. Die S-Polarisationen wurden, wie von Akasché (1968) beschrieben, berechnet. Die Spitze der Pfeile zeigt in Richtung der T-Achse. Die Herdkugel und die Herdflächen werden mit der Schmidt-Lambert'schen Projektion dargestellt. Halbausgefüllte Symbole sind knotennahe Ablesungen und Kreuze bedeuten Knotenablesungen, an denen ich keine Polarität mehr feststellen konnte.

Ein Vergleich der Herdlösungen von verschiedenen Autoren mit den hier vorgestellten ist in einer Tabelle auf der nächsten Seite zusammengefaßt. Hier nun einige Erläuterungen und Bemerkungen zu dieser Tabelle:

Da die Beben 6-TF, 8-TF und 10-0 nicht zur Amplitudenauswertung benutzt werden konnten, wurde von ihnen auch keine Herdlösung angefertigt oder in der Literatur nach einer solchen gesucht. Die Herdlösung für das Beben 9-J hat mir freundlicherweise Thomas Spies zur Verfügung gestellt. Hier ist für den zweiten Pol die mittlere Lösung angegeben, die Herdfläche mit dem ersten Pol ist gut festgelegt. Bemerkungen zu den von mir angefertigten Herdlösungen finden sich bei den entsprechenden Abbildungen, die nach der Tabelle folgen. Die Azimutangabe ist immer von Norden im Uhrzeigersinn und die Dip-Winkelangabe immer von der Horizontalen aus gemessen worden. Für die Quellen der einzelnen Herdlösungen wurden folgende Abkürzungen benutzt:

B= Billington(1980); C&K= Chung & Kanamori(1980); D= Denham(1977);  
F&M= Faber & Müller(1980); R= Richter(1979); S= Sasatani(1980);  
Sp= Thomas Spies(1984, private Mitteilung); \*= diese Arbeit.

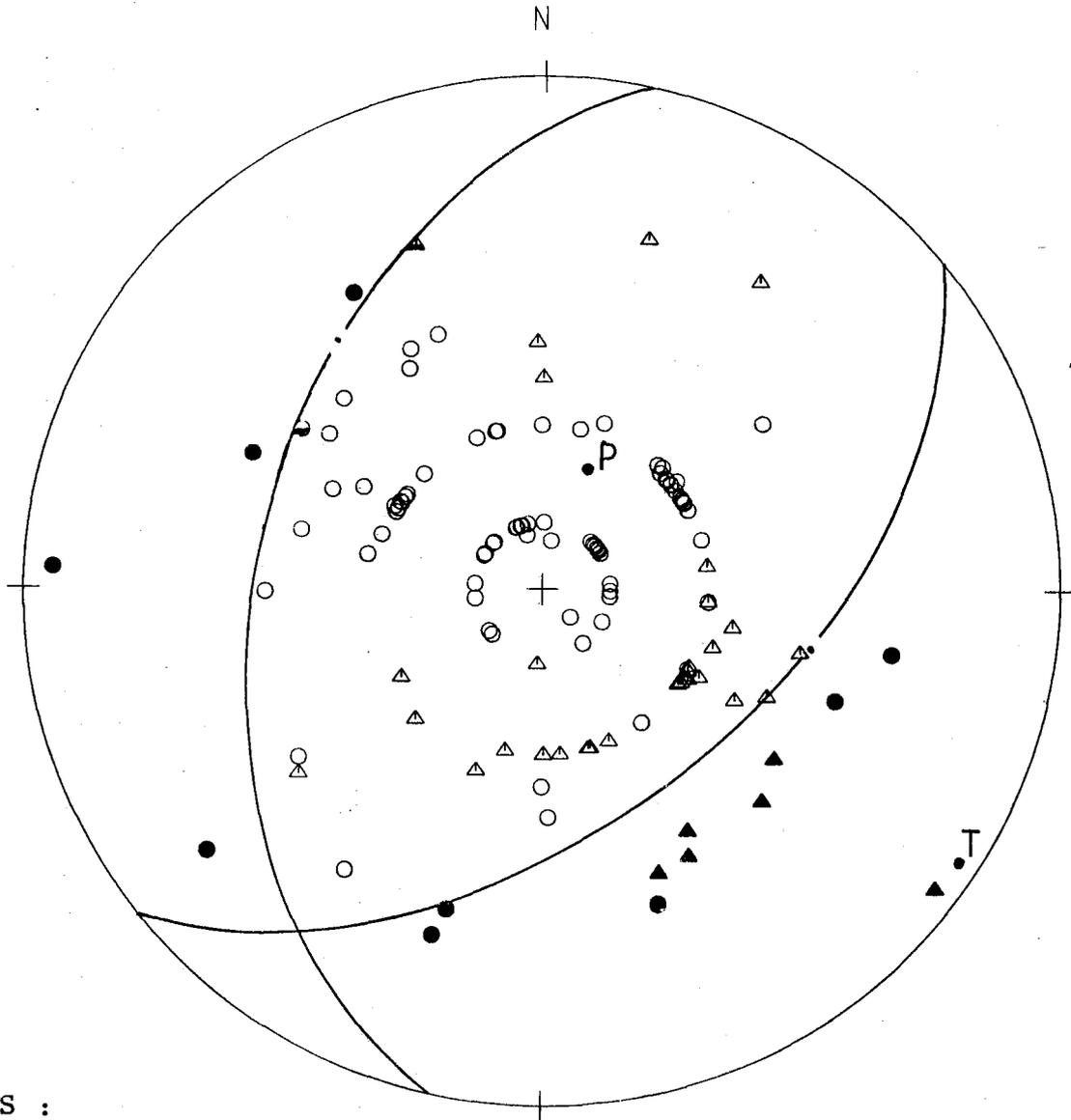
Tabelle der in dieser Arbeit benutzten Herdlösungen:

Weitere Erläuterungen sind auf der vorhergehenden Seite.

Code	1. Pol		2. Pol		P - Achse		T - Achse		Quelle
	Azimut	Dip	Azimut	Dip	Azimut	Dip	Azimut	Dip	
1-S	96	41	334	32	28	57	127	5	D *
	102	46	319	38	21	69	122	5	
2-TF	6	4	264	65	217	35	343	45	B - Nr. 111 *
	35	24	289.5	30	344	40	251	3	
3-TF	89	8	347	54	296	28	57	42	B - Nr. 125 F&M - S. 500 R - Nr. 17 S - S. 319 *
	85	8	265	82	265	37	85	53	
	92	10	345	59	295	28	61	46	
	78	2	344	55.5	287	34	47	38	
	71	5	332	60.5	275	33.5	43	44	
4-TF	100	20	302	69	286	25	87	64	B - Nr. 117 R - Nr. 27 *
	87	19	313	63	284	24	60	60	
	101	14	305	74	286	30.5	92	59	
5-TF	5	56	128	20	328	20	91	56	B - Nr. 118 R - Nr. 26 *
	355	58	125	24	324	19	90	60	
	13	52	132	20	335	18	94	52.5	
7-TF	265	14	47	72	279	58	77	30	B - Nr. 123 C&K - Nr. 9 F&M - S. 503 R - Nr. 20 S - S. 319 *
	274	10	35	69	294	53	80	34	
	272	10	92	80	272	55	91	30	
	261	12	31	72	283	55	69	32	
	264	12	17	63	293	50	64	29	
	264.5	13	19	60	296	50	63	33	
9-J	141	16	303	74	317	39	147	64	Sp

SOLOMON INSEL 1, 18.08.68, Mb=6.1, d=540km

● ● ▲ ▲ : Compression  
○ ○ △ △ : Dilatation

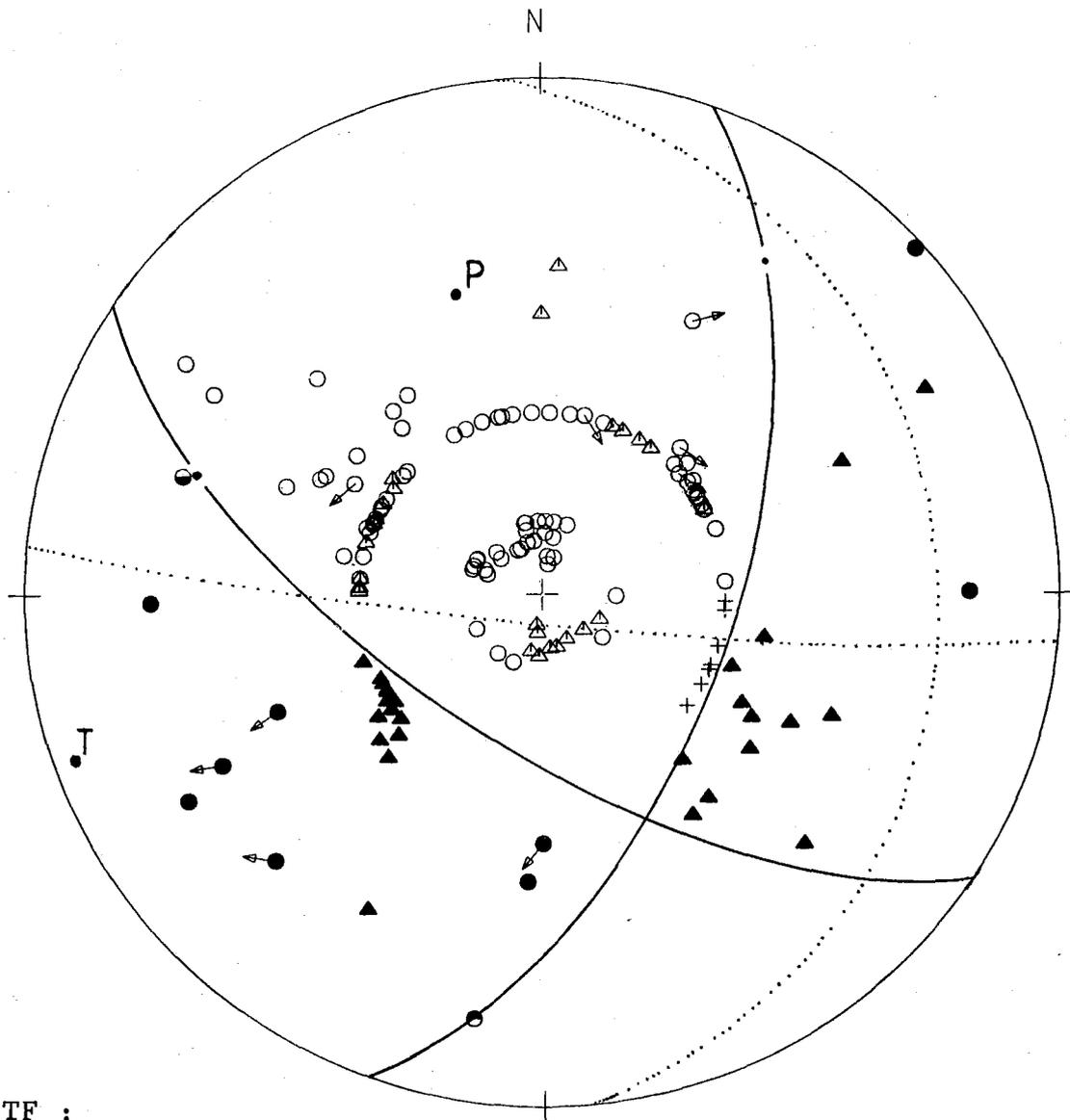


1 - S :

Die Herdlösung von Denham(1977) unterscheidet sich nur wenig von der hier gezeigten.

TONGA-FIDSCHI 2, 10.02.69,  $M_b=6.0$ ,  $d=670\text{km}$

● ○ ▲ △ : Compression  
○ ● △ ▲ : Dilatation

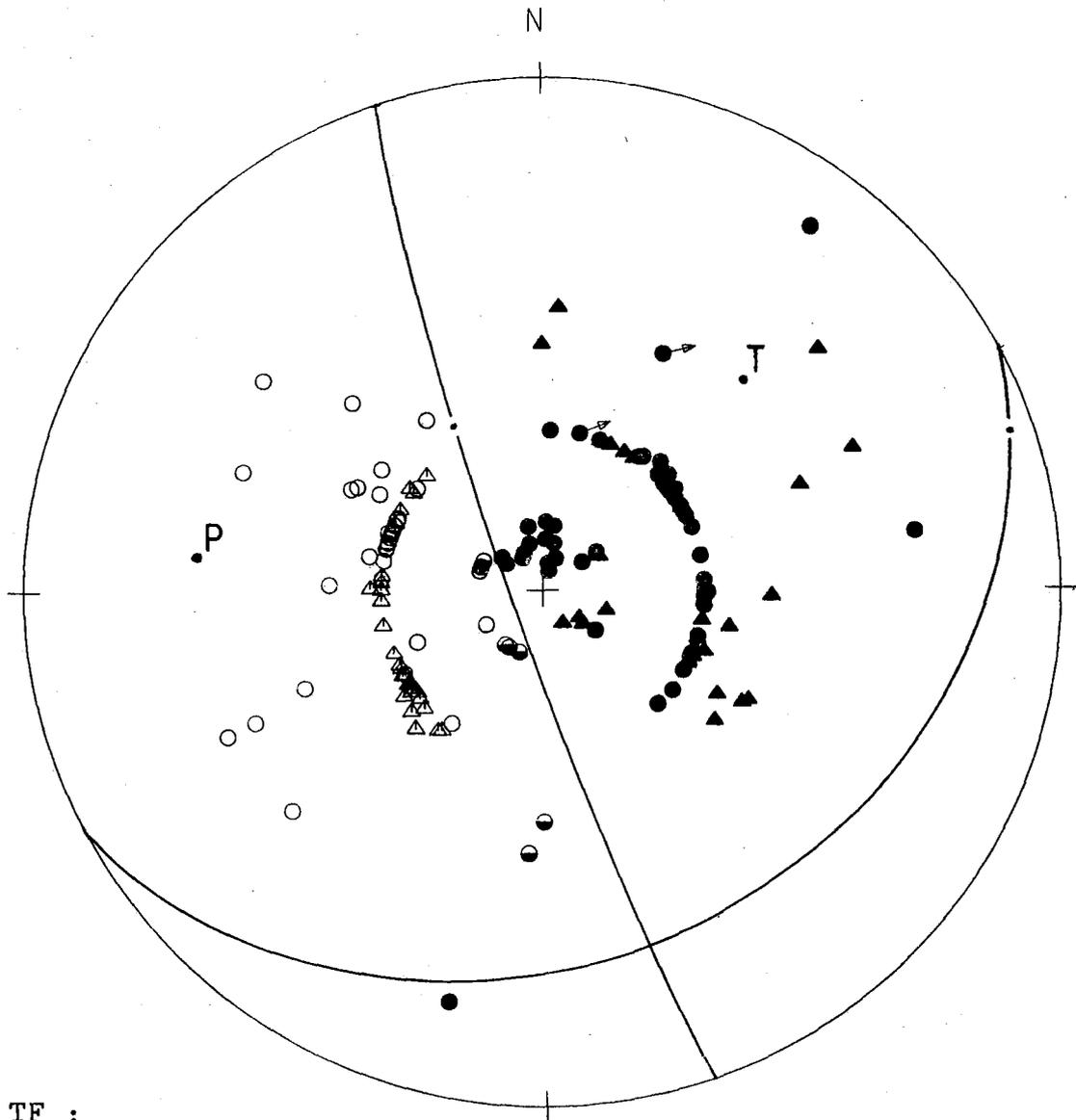


2 - TF :

Meine Herdlösung unterscheidet sich deutlich von der Lösung, die Billington (1980, hier punktiert) veröffentlichte. Aber die Kernphasen  $PKP_{DF}$  und  $pPKP_{DF}$  widersprechen ihrer Interpretation. Sasatani (1980, S.366) hat eine optisch ähnliche Lösung wie die hier vorgestellte vorgeschlagen.

TONGA-FIDSCHI 3, 30.3.72, Mb=6.2, d=500km

● ○ ▲ △ : Compression  
○ ○ △ △ : Dilatation

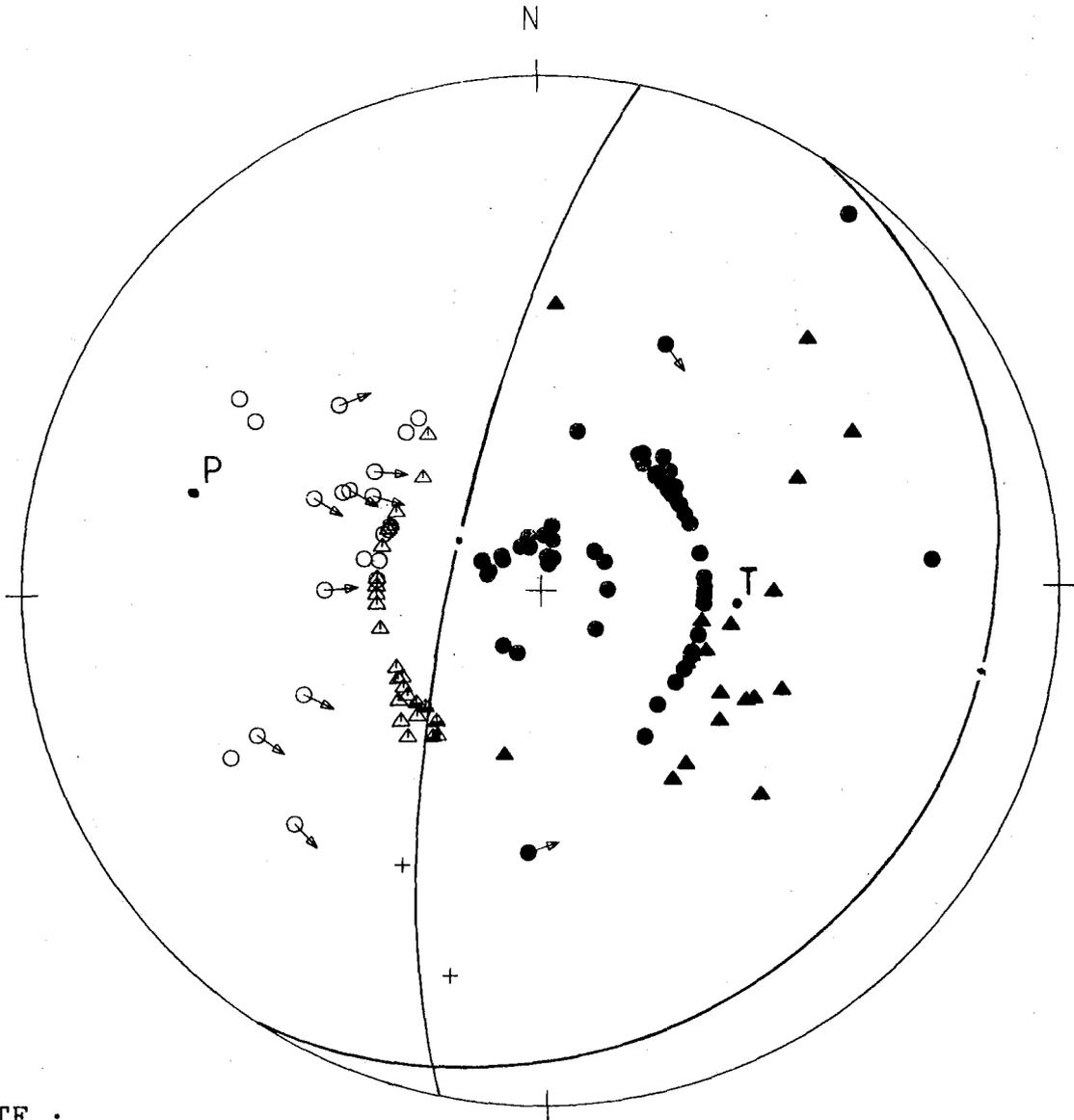


3 - TF :

Wie Sasatani(1980) ableitet, war dieses Beben ein Ereignis mit zwei Stößen, die fast sechs Sekunden auseinander lagen. Der zweite Stoß war der deutlich stärkere Hauptstoß. Hier wurde die Herdlösung für diesen Hauptstoß gemacht, die sich etwas von der Lösung Sasatanis unterscheidet. Bei ihm steht die eine Herdfläche mehr senkrecht, was aber einigen Kernphasen-Polaritäten widerspricht. Alle anderen veröffentlichten Herdlösungen berücksichtigen nicht, daß der erste und der zweite Stoß eine unterschiedliche Abstrahlcharakteristik hatten.

TONGA-FIDSCHI 4, 28.12.73, Mb=6.2, d=525km

● ● ▲ ▲ : Compression  
○ ○ △ △ : Dilatation

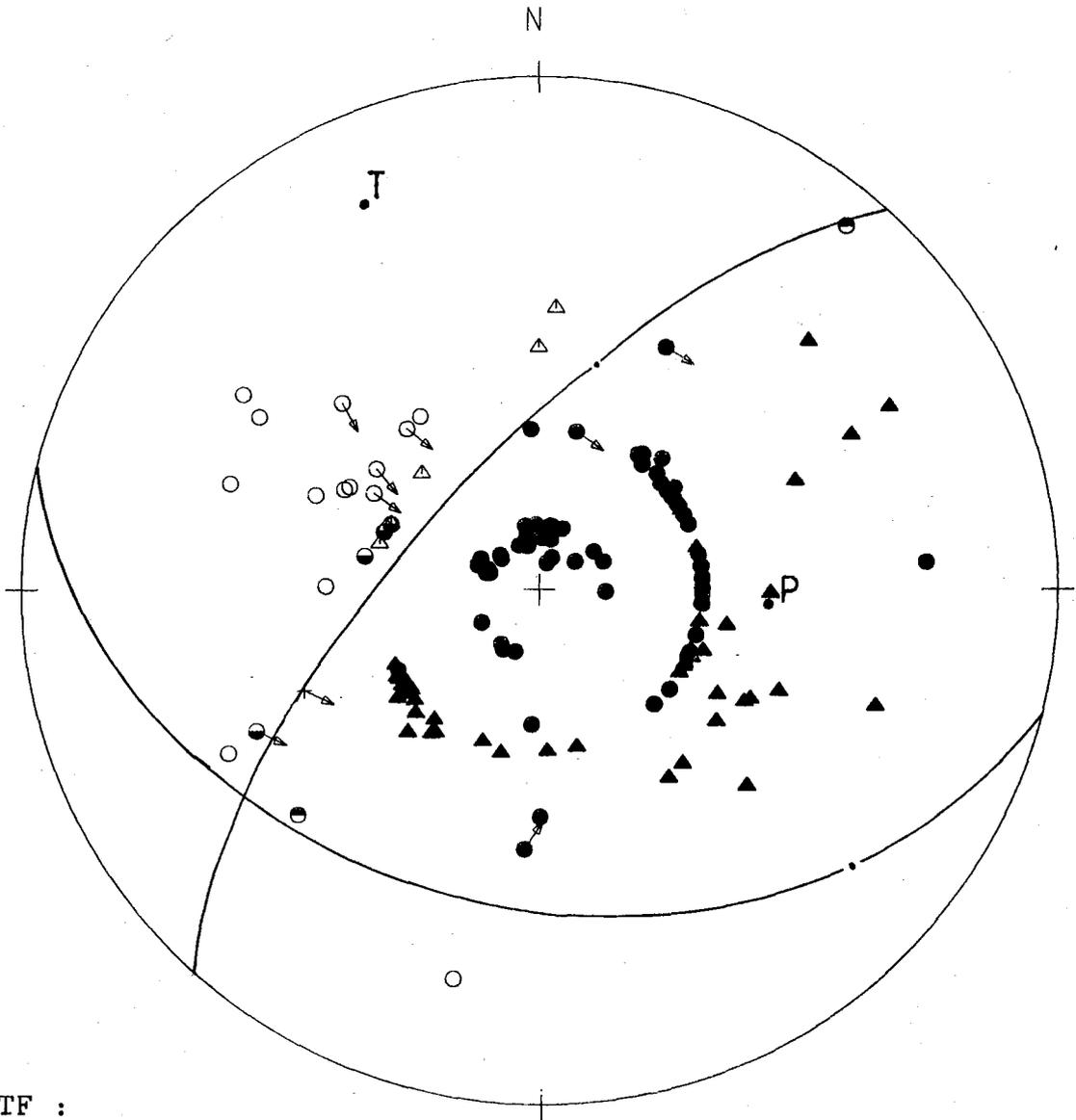


4 - TF :

Die Herdlösungen von Richter(1979) und Billington(1980) unterscheiden sich nicht viel von dieser Lösung. Die Lösung ist in gutem Einklang mit den beobachteten S-Polarisationen, trotz der beiden knotennahen inkonsistenten pP-Ablesungen.

TONGA-FIDSCHI 5, 23.03.74, Mb=6.0, d=515km

● ● ▲ ▲ : Compression  
○ ○ △ △ : Dilatation

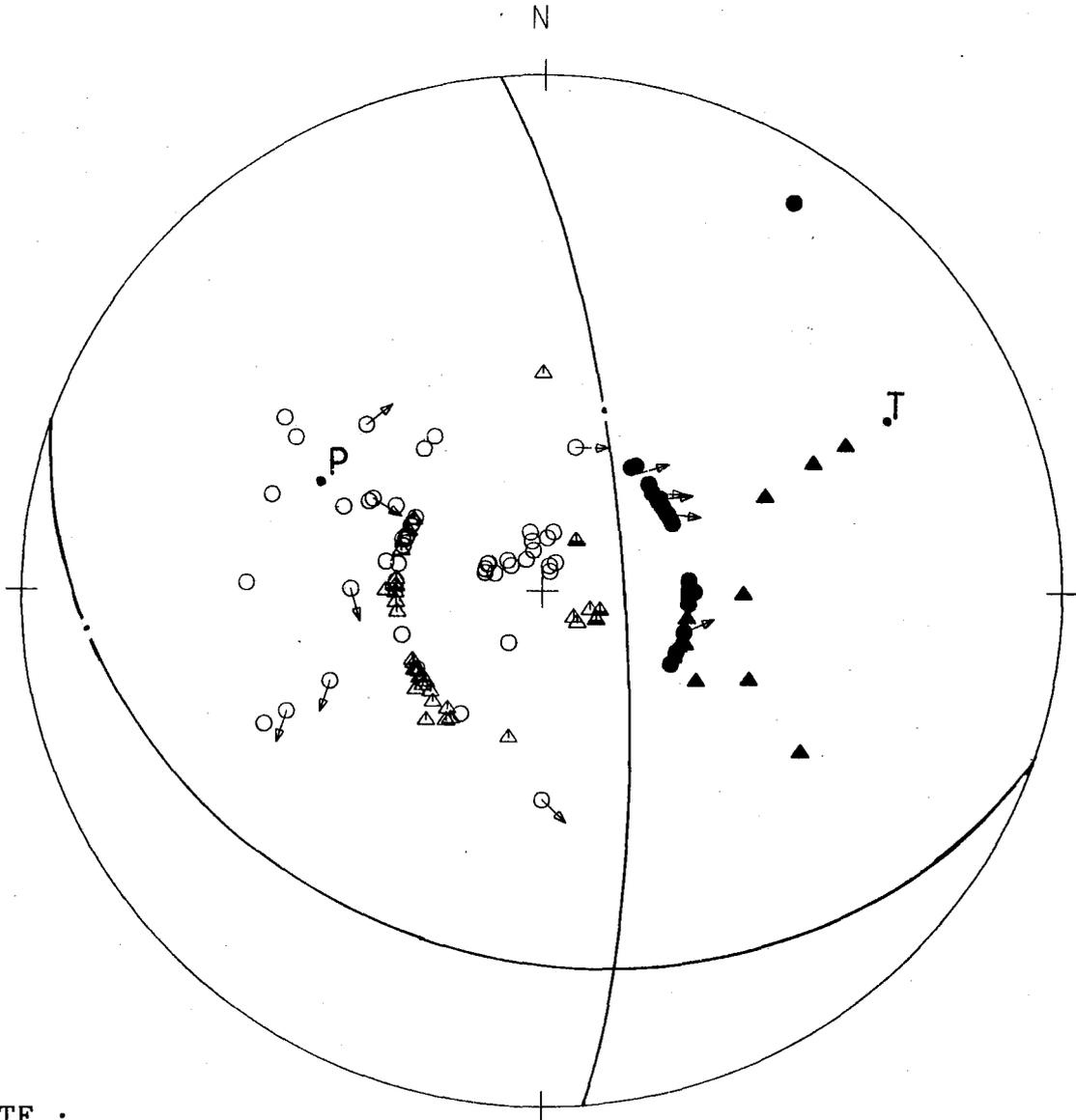


5 - TF :

Auch hier sind die P-Ablesungen nicht anders als in den Lösungen von Billington(1980) und Richter(1979). Die Knotenflächen werden mit knotennahen Ablesungen und den S-Polarisationen festgelegt.

TONGA-FIDSCHI 7, 22.02.75, Mb=6.1, d=370km

● ○ ▲ △ : Compression  
○ ● △ ▲ : Dilatation



7 - TF :

Diese Herdlösung wurde durch Festlegung der P-Achse mit Hilfe der S-Polarisationen bestimmt, da die P-Ablesungen allein für beide Knotenflächen einen zu großen Spielraum offenlassen.

Anhang C

Die gemessenen Daten

1. Die Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS

Die gemessenen Laufzeitdifferenzen SKKS-SKS werden für jedes Beben gesondert in einer Tabelle dargestellt. Für jedes ausgemessene SKS, SKKS-Paar werden die Station mit ihrem WWSSN-Code, der Epizentraldistanz  $\Delta$  und (bei den hier neu untersuchten Seismogrammen) die benutzte Seismometer-Komponente angegeben. Für die Laufzeitdifferenz SKKS-SKS wurden vier Werte aufgeführt: Der aus den Seismogrammen entnommene Wert a, die zu addierende  $h_0$ -Korrektur b, der korrigierte Wert c und schließlich die reduzierte Laufzeitdifferenz d, die in den Abbildungen dargestellt ist.

Es gilt:  $c = a + b$  ;  $d = c - 3 \cdot (\Delta - 90)$ .

Außerdem wird durch ein Kürzel der Laufweg der Strahlen SKS, SKKS bezeichnet; es werden 13 verschiedene Laufwege definiert:

Von den Solomon Inseln	nach Afrika	:	SA	;
"	nach Mittelasien	:	SI	;
"	nach Südamerika	:	SS	;
von Tonga-Fidschi	nach Nordamerika	:	N	;
"	nach Süd- und Mittelamerika	:	S	;
"	nach Mittelasien	:	I	;
"	nach Afrika	:	A	;
"	nach Nordeuropa	:	P	;
vom Japanischen Meer	nach Nord- und Mittelamerika	:	J	;
"	nach Afrika	:	JA	;
"	zum Südpol	:	JS	;
vom Ochotskischen Meer	nach Südamerika	:	O	und
"	nach Afrika	:	OA	.

Die Daten der Beben K1-K5 wurden von Kind & Müller (1977) übernommen und zusätzlich mit einer Herdtiefenkorrektur versehen. Die mit einem \* gezeichneten Werte sind neu nachgemessen worden, da diese Daten von Kind & Müller zu sehr streuten. Die beim Beben 3-TF mit \*\* gekennzeichneten Werte sind Ablesungen der Laufzeitdifferenz SKKS-SKS für den bei beiden Phasen zu identifizierenden Vorstoß, sonst wurde immer der Hauptstoß ausgewertet.

1 - S :

Station	Delta	a	b(535km)	c	d	Weg
74 NAI-EW	122.25	96.72	-.28	96.44	-.31	SA
89 PRE-EW	120.98	88.67	-.28	88.39	-4.55	SA
104 SHI-EW	110.03	56.12	-.27	55.85	-4.24	SI

2 - TF :

Station	Delta	a	b(670km)	c	d	Weg
11 ARE-EW	101.02	38.50	-1.27	37.23	4.17	S
" -NS	"	38.50	-1.27	37.23	4.17	S
17 BHP-EW	104.12	49.45	-1.32	48.13	5.77	S
24 CAR-EW	116.32	80.35	-1.43	78.92	-.04	S
" -NS	"	80.35	-1.43	78.92	-.04	S
37 GRM-NS	118.27	80.17	-1.43	78.74	-6.07	A
54 KOD-EW	104.23	44.14	-1.32	42.82	0.13	I
" -NS	"	44.54	-1.32	43.22	0.53	I
75 NDI-EW	110.25	62.96	-1.39	61.57	0.82	I
87 POO-EW	110.29	59.01	-1.39	57.62	-3.25	I
89 PRE-EW	123.99	101.54	-1.44	100.10	-1.87	A
" -NS	"	100.25	-1.44	98.81	-3.16	A
92 QUE-EW	119.29	83.70	-1.44	82.26	-5.61	I
93 QUI-EW	101.66	44.31	-1.28	43.03	8.05	S
106 SJG-EW	119.41	84.35	-1.44	82.91	-5.32	S

3 - TF :

Station	Delta	a	b(500km)	c	d	Weg
12 ATL-EW	108.44	55.76	0	55.76	0.44	N
17 BHP-EW	103.57	45.88	0	45.88	5.17	S
19 BLA-EW	112.62	66.02	0	66.02	-1.84	N
21 BOG-EW	106.72	48.79	0	48.79	-1.37	S
24 CAR-EW	115.58	77.38	0	77.38	0.64	S
54 KOD-EW	105.21	47.24	0	47.24	1.61	I
" -NS	"	47.24	0	47.24	1.61	I
57 KBL-EW	120.31	88.37	0	88.37	-2.56	I
60 LPB-EW	101.94	42.97	0	42.97	7.15	S
75 NDI-EW	112.07	65.32	0	65.32	-.89	I
" -NS	"	65.21	0	65.21	-1.00	I
" -EW	"	62.61	0	62.61	-3.60	I **
" -NS	"	62.26	0	62.26	-3.95	I **
82 OGD-EW	117.92	78.86	0	78.86	-4.90	N
87 POO-EW	111.61	63.17	0	63.17	-1.66	I
92 QUE-EW	121.08	92.78	0	92.78	-.46	I
101 SCP-EW	115.43	74.75	0	74.75	-1.54	N
" -EW	"	73.39	0	73.39	-2.90	N **
103 SHA-EW	104.47	47.81	0	47.81	4.40	N

4 - TF :

Station	Delta	a	b(520km)	c	d	Weg
19 BLA-EW	111.35	62.66	-.15	62.51	-1.54	N
24 CAR-EW	115.19	75.17	-.16	75.01	-.56	S
54 KOD-EW	105.46	44.47	-.15	44.32	-2.06	I
" -NS	"	45.98	-.15	45.83	-.55	I
57 KBL-EW	119.84	84.59	-.16	84.43	-5.09	I
75 NDI-EW	111.74	62.77	-.15	62.62	-2.60	I
" -NS	"	63.18	-.15	63.03	-2.19	I
78 NNA-EW	96.94	29.01	-.13	28.88	8.06	S
82 OGD-EW	116.57	77.09	-.16	76.93	-2.78	N
87 POO-EW	111.64	63.18	-.15	63.03	-1.89	I
96 RCD-EW	97.38	30.83	-.13	30.70	8.56	N
101 SCP-EW	114.08	71.32	-.16	71.16	-1.08	N
103 SHA-EW	103.30	44.92	-.14	44.78	4.88	N

5 - TF :

Station	Delta	a	b(520km)	c	d	Weg
24 CAR-EW	115.30	76.46	-.16	76.30	0.40	S
56 NIL-EW	116.16	76.45	-.16	76.29	-2.19	I
57 KBL-EW	119.76	81.07	-.16	80.91	-8.37	I
60 LPB-EW	102.42	42.00	-.14	41.86	4.60	S
70 KBS-NS	124.67	103.57	-.16	103.41	-.60	P
87 POO-EW	111.57	63.17	-.15	63.02	-1.69	I
92 QUE-EW	120.69	87.85	-.16	87.69	-4.38	I
103 SHA-EW	103.42	41.89	-.14	41.75	1.49	N

6 - TF :

Station	Delta	a	b(600km)	c	d	Weg
57 KBL-EW	118.25	82.39	-.82	81.57	-3.18	I

7 - TF :

Station	Delta	a	b(370km)	c	d	Weg
2 AAM-EW	110.05	59.56	0.92	60.48	0.33	N
12 ATL-EW	106.88	50.81	0.90	51.71	1.07	N
" -NS	"	50.93	0.90	51.83	1.19	N
15 BEC-EW	122.59	95.63	0.96	96.59	-1.18	N
17 BHP-EW	102.13	40.68	0.85	41.53	5.14	S
19 BLA-EW	111.07	62.48	0.92	63.40	0.19	N
21 BOG-EW	105.36	44.60	0.88	45.48	-.60	S
24 CAR-EW	114.18	72.00	0.94	72.94	0.40	S
" -NS	"	71.57	0.94	72.51	-.03	S
41 GEO-EW	114.05	68.60	0.94	69.54	-2.61	N
54 KOD-EW	106.55	48.37	0.89	49.26	-.39	I
56 NIL-EW	117.64	77.52	0.95	78.47	-4.45	I
57 KBL-EW	121.24	87.78	0.95	88.73	-4.99	I
75 NDI-EW	113.10	64.04	0.94	64.98	-4.32	I
" -NS	"	65.59	0.94	66.53	-2.77	I
82 OGD-EW	116.37	77.65	0.95	78.60	-.51	N
" -NS	"	78.53	0.95	79.48	0.37	N

7 - TF Fortsetzung :

83 OXF-EW	103.29	38.73	0.85	39.58	-.29	N
87 POO-EW	112.85	64.35	0.94	65.29	-3.26	I
" -NS	"	64.65	0.94	65.59	-2.96	I
92 QUE-EW	122.13	88.62	0.96	89.58	-6.81	I
101 SCP-EW	113.89	68.39	0.94	69.33	-2.34	N
" -NS	"	68.99	0.94	69.93	-1.74	N
103 SHA-EW	102.91	41.91	0.85	42.76	4.03	N
" -NS	"	43.28	0.85	44.13	5.40	N
106 SJG-EW	117.60	78.69	0.95	79.64	-3.16	S
" -NS	"	78.66	0.95	79.61	-3.19	S
118 TRN-EW	119.26	82.81	0.96	83.77	-4.01	S
" -NS	"	82.57	0.96	83.53	-4.25	S
123 WES-EW	119.01	85.31	0.96	86.27	-.76	N

8 - TF :

Station	Delta	a	b(450km)	c	d	Weg
24 CAR-EW	112.90	66.26	0.38	66.64	-2.06	S
" -NS	"	64.31	0.38	64.69	-4.01	S
19 BLA-EW	107.17	48.72	0.36	49.08	-2.43	N

9 - J :

Station	Delta	a	b(560km)	c	d	Weg
12 ATL-NS	101.39	36.49	-.43	36.06	1.86	J
" -EW	"	35.13	-.43	34.70	0.53	J
15 BEC-NS	107.88	49.66	-.46	49.20	-4.44	J
17 BHP-NS	125.08	104.46	-.49	103.97	-1.27	J
19 BLA-NS	99.34	32.55	-.41	32.14	4.12	J
23 BUL-NS	111.01	58.90	-.47	58.43	-4.60	JA
" -EW	"	59.70	-.47	59.23	-3.80	JA
32 DAL-NS	96.52	24.18	-.39	23.79	4.23	J
35 JCT-NS	96.92	27.82	-.39	27.43	6.67	J
" -EW	"	27.53	-.39	27.14	6.38	J
37 GRM-EW	119.54	86.94	-.48	86.46	-2.16	JA
39 FVM-NS	95.03	24.23	-.38	23.85	8.76	J
41 GEO-NS	98.78	32.87	-.41	32.46	6.12	J
" -EW	"	31.57	-.41	31.16	4.82	J
82 OGD-NS	97.39	27.10	-.39	26.71	4.54	J
" -EW	"	27.85	-.39	27.46	5.29	J
83 OXF-NS	98.43	29.06	-.40	28.66	3.37	J
" -EW	"	31.00	-.40	30.60	5.31	J
89 PRE-NS	114.45	69.70	-.48	69.22	-4.13	JA
" -EW	"	69.66	-.48	69.18	-4.17	JA
99 SBA-NS	118.51	84.64	-.48	84.16	-1.37	JS
101 SCP-NS	96.79	25.10	-.39	24.71	4.34	J
" -EW	"	25.15	-.39	24.76	4.39	J
103 SHA-NS	102.27	36.05	-.43	35.62	-1.19	J
106 SJG-NS	121.40	92.33	-.48	91.85	-2.35	J
124 WIN-NS	121.28	91.95	-.48	91.47	-2.37	JA
" -EW	"	88.45	-.48	87.97	-5.87	JA

10 - 0 :

Station	Delta	a	b(535km)	c	d	Weg
24 CAR-NS	110.0	58.44	-.27	58.17	-1.83	O
78 NNA-NS	124.8	99.14	-.28	98.86	-5.54	O
" -EW	"	99.13	-.28	98.85	-5.55	O
74 NAI-EW	105.7	47.74	-.26	47.48	0.38	OA

K1 :

Station	Delta	a	b(560km)	c	d	Weg
11 ARE	100.9	38.08	-.43	37.65	4.95	S
24 CAR-EW	113.8	68.61	-.48	68.13	-3.27	S *
" -NS	"	68.94	-.48	68.46	-2.94	S *
59 LPA	103.4	45.19	-.44	44.75	4.55	S
75 NDI	110.2	59.17	-.47	58.70	-1.90	I
93 QUI-EW	99.8	34.55	-.42	34.13	4.73	S *

K2 :

Station	Delta	a	b(625km)	c	d	Weg
12 ATL	105.2	46.91	-.96	45.95	0.35	N
21 BOG	105.8	48.26	-.97	47.29	-.11	S
39 FLO	102.0	42.67	-.93	41.74	5.74	N
60 LPB	102.8	43.84	-.94	42.90	4.50	S
82 OGD	114.3	70.16	-1.02	69.14	-3.76	N
93 QUI	99.9	37.86	-.90	36.96	7.26	S
103 SHA	101.3	40.11	-.91	39.20	5.30	N
123 WES	116.9	76.58	-1.03	75.55	-5.15	N

K3 :

Station	Delta	a	b(600km)	c	d	Weg
11 ARE	99.9	39.90	-.71	39.19	9.49	S
17 BHP	102.1	45.20	-.73	44.47	8.17	S
24 CAR	114.4	70.82	-.81	70.01	-3.19	S
54 KOD	106.0	48.60	-.77	47.83	-.17	I
59 LPA	101.2	39.60	-.72	38.88	5.28	S
70 KBS	121.9	95.45	-.83	94.62	-1.08	P
75 NDI	111.4	61.29	-.80	60.49	-3.71	I
79 NOR	119.0	85.80	-.82	84.98	-2.02	P
87 POO	111.8	63.95	-.80	63.15	-2.25	I
103 SHA	101.32	42.05	-.72	41.33	7.37	N
106 SJG	117.3	79.89	-.82	79.07	-2.83	S
118 TRN	119.6	84.02	-.82	83.20	-5.60	S
310 FBC	117.9	80.90	-.82	80.08	-3.62	N
343 SFA	117.53	83.29	-.82	82.47	-.12	N

K4 :

Station	Delta	a	b(535km)	c	d	Weg
11 ARE	99.6	37.1	-.24	36.86	8.06	S
12 ATL-EW	106.9	52.06	-.26	51.80	1.10	N *
19 BLA	111.0	62.6	-.27	62.33	-.67	N
24 CAR	115.1	73.4	-.28	73.12	-2.18	S
54 KOD	105.5	47.6	-.26	47.34	0.84	I
60 LPB	102.5	39.9	-.25	39.65	2.15	S
82 OGD	116.2	77.6	-.27	77.33	-1.27	N
83 OXF	103.3	43.5	-.25	43.25	3.35	N
87 POO	111.6	64.5	-.27	64.23	-.57	I
89 PRE	124.1	102.2	-.28	101.92	-.38	A
92 QUE	120.7	87.3	-.28	87.02	-5.08	I
93 QUI	100.4	38.9	-.24	38.66	7.46	S
118 TRN	120.2	88.7	-.28	88.42	-2.18	S
123 WES	118.8	85.7	-.28	85.42	-.98	N

K5 :

Station	Delta	a	b(370km)	c	d	Weg
15 BEC	122.78	97.96	0.96	98.92	0.58	N
21 BOG	105.65	48.26	0.88	49.14	2.19	S
24 CAR	114.47	71.95	0.93	72.88	-.53	S
82 OGD	116.50	75.88	0.95	76.83	-2.67	N
92 QUE	121.79	92.73	0.96	93.69	-1.68	I
103 SHA	103.08	44.92	0.87	45.79	6.55	N
118 TRN	119.56	85.71	0.96	86.67	-2.01	S

## 2. Die Amplitudenverhältnisse SKS/SKKS

Es werden wieder gesondert für jedes Beben folgende Daten angegeben:

- 1) die benutzte Herdlösung mit den Polen der beiden Herdflächen;
- 2) die Beobachtungsstationen mit Kürzel und WWSSN-Code-Nummer, ihrer Entfernung und dem Azimut;
- 3) die Phasen SKS und SKKS mit ihrem Abstrahlwinkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$ , gemessen gegen die Vertikale, das aus der Radial-Komponente entnommene Amplitudenverhältnis  $SKS/SKKS=A$ , der Korrekturwert  $B$  für die jeweilige Herdlösung, die Abstrahlkorrektur  $C$  für den Herdmechanismus der theoretischen Seismogramme und schließlich der korrigierte Wert  $D$ . Das entgültig korrigierte Amplitudenverhältnis  $D$  ergibt sich aus:

$$D = \frac{A \cdot C}{B} .$$

Die Abstrahlwinkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  wurden mit dem 15sec-PREM-Modell berechnet.

Die Amplitudenverhältnisse aus der Arbeit Kind & Müller(1977) waren bereits korrigiert, sodaß bei ihnen nur D angegeben wird. Genauso wie bei den Differenzlaufzeiten SKKS-SKS wird der Laufweg angegeben, für den das Amplitudenverhältnis SKS/SKKS repräsentativ ist.

1 - S : P1(102/46) P2(319/38)

Station	Delta	Azimut	$\psi_1$	$\psi_2$	A	B	C	D	Weg
59 LPA	122.60	143.25	9.82	19.58	0.59	0.709	1.200	0.999	SS
89 PRE	120.98	231.74	9.85	19.74	0.82	0.776	1.201	1.269	SA
98 PEL	115.39	134.16	11.24	20.28	0.90	0.718	1.201	1.505	SS
104 SHI	110.03	297.84	12.38	20.78	1.80	0.536	1.198	4.023	SI

2 - TF : P1(35/24) P2(289.5/30)

Station	Delta	Azimut	$\psi_1$	$\psi_2$	A	B	C	D	Weg
11 ARE	101.01	113.07	16.57	24.72	3.42	0.933	1.183	4.336	S
17 BHP	104.12	86.09	15.71	24.43	1.38	0.720	1.189	2.279	S
24 CAR	116.32	89.27	12.87	23.16	0.51	0.661	1.202	0.927	S
37 GRM	118.27	206.33	12.19	22.93	0.92	0.994	1.202	1.113	A
54 KOD	104.23	275.26	15.68	24.43	2.09	0.566	1.190	4.394	I
60 LPB	103.85	114.71	15.75	24.45	2.30	0.938	1.189	2.915	S
79 NOR	120.74	2.61	11.58	22.67	1.18	1.324	1.208	0.738	P
87 POO	110.29	282.17	14.09	23.80	0.90	0.340	1.198	3.171	I
89 PRE	123.99	212.30	10.83	22.27	1.11	0.918	1.199	1.450	A
93 QUI	101.66	95.17	16.36	24.66	1.40	0.795	1.184	2.085	S
106 SJG	119.41	81.41	11.85	22.80	1.03	0.558	1.201	2.217	S

3 - TF : P1(71/5) P2(332/60.5)

Station	Delta	Azimut	$\psi_1$	$\psi_2$	A	B	C	D	Weg
11 ARE	99.18	113.16	14.58	21.06	3.90	1.692	1.177	2.713	S
12 ATL	108.44	61.23	12.44	20.32	1.74	1.237	1.195	1.681	N
15 BEC	124.15	67.07	9.22	18.85	0.73	1.279	1.199	0.683	N
17 BHP	103.57	86.49	13.51	20.72	3.01	1.397	1.188	2.560	S
19 BLA	112.62	58.41	11.50	19.95	1.53	1.227	1.200	1.495	N
21 BOG	106.72	92.92	12.79	20.47	2.32	1.474	1.194	1.879	S
54 KOD	105.21	274.17	13.15	20.59	3.19	1.054	1.191	3.602	I
56 NIL	116.71	296.35	10.65	19.58	1.13	0.993	1.202	1.370	I
60 LPB	101.94	114.92	13.92	20.85	3.13	1.749	1.185	2.119	S
75 NDI	112.07	292.16	11.66	19.99	1.32	1.007	1.199	1.571	I
78 NNA	96.79	106.69	15.20	21.23	3.69	1.560	1.169	2.762	S
79 NOR	123.63	2.83	9.31	18.91	1.20	1.099	1.199	1.310	P
82 OGD	117.92	55.40	10.45	19.47	1.32	1.214	1.201	1.305	N
83 OXF	104.85	58.66	13.21	20.62	2.10	1.217	1.191	2.054	N
87 POO	111.61	280.79	11.75	20.04	2.28	1.034	1.199	2.644	I
101 SCP	115.43	55.14	10.93	19.69	1.13	1.214	1.201	1.119	N
103 SHA	104.47	62.74	13.30	20.65	1.45	1.237	1.190	1.395	N
123 WES	120.55	54.39	9.90	19.19	0.80	1.209	1.201	0.795	N

4 - TF : P1(101/14) P2(305/74)

Station	Delta	Azimut	$\psi_1$	$\psi_2$	A	B	C	D	Weg
17 BHP	103.07	85.89	13.92	21.15	2.26	1.631	1.185	1.642	S
24 CAR	115.19	89.33	11.22	20.09	1.58	1.691	1.201	1.122	S
54 KOD	105.46	274.50	13.31	20.96	2.35	1.030	1.192	2.720	I
57 KBL	119.84	297.29	10.22	19.62	0.96	0.997	1.201	1.156	I
60 LPB	102.34	114.35	14.08	21.24	2.18	1.759	1.186	1.470	S
75 NDI	111.74	292.71	11.93	20.41	0.67	1.012	1.199	0.794	I
78 NNA	96.94	106.30	15.44	21.61	2.89	1.652	1.170	2.047	S
82 OGD	116.57	54.58	10.87	19.97	2.08	1.627	1.202	1.537	N
83 OXF	103.58	58.15	13.76	21.11	2.50	1.577	1.188	1.883	N
87 POO	111.64	281.35	11.95	20.42	1.19	1.019	1.199	1.400	I
89 PRE	123.63	210.76	9.49	19.26	0.65	0.962	1.199	0.810	A
96 RCD	97.38	45.04	15.31	21.58	5.29	1.579	1.171	3.923	N
101 SCP	114.08	54.39	11.40	20.19	1.46	1.626	1.201	1.078	N
103 SHA	103.30	62.22	13.88	21.14	1.92	1.573	1.188	1.450	N

5 - TF : P1(13/52) P2(132/20)

Station	Delta	Azimut	$\psi_1$	$\psi_2$	A	B	C	D	Weg
17 BHP	103.18	85.95	13.80	20.96	2.02	1.346	1.188	1.783	S
40 GDH	124.84	20.40	9.12	18.99	0.55	0.610	1.198	1.080	P
56 NIL	116.16	297.06	10.84	19.82	0.77	0.996	1.202	0.929	I
57 KBL	119.76	297.29	10.12	19.47	1.04	0.988	1.201	1.264	I
60 LPB	102.42	114.42	13.96	21.03	2.05	1.715	1.186	1.418	S
70 KBS	124.67	357.19	9.14	19.00	0.81	0.775	1.198	1.252	P
75 NDI	111.66	292.73	11.83	20.23	0.78	1.018	1.199	0.919	I
87 POO	111.54	281.37	11.86	20.24	1.44	1.056	1.199	1.635	I
92 QUE	120.69	291.96	9.98	19.38	0.92	1.007	1.201	1.097	I
93 QUI	100.53	94.94	14.41	21.18	2.77	1.391	1.181	2.352	S
103 SHA	103.42	62.26	13.71	20.95	1.76	1.430	1.188	1.462	N

7 - TF : P1(264.5/13) P2(19/60)

Station	Delta	Azimut	$\psi_1$	$\psi_2$	A	B	C	D	Weg
2 AAM	110.05	51.86	10.72	17.98	1.19	0.946	1.197	1.506	N
12 ATL	106.88	60.60	11.45	18.14	1.71	0.969	1.194	2.107	N
15 BEC	122.59	66.35	8.45	16.85	0.75	0.950	1.200	0.947	N
17 BHP	102.13	85.69	12.38	18.46	2.14	1.018	1.185	2.491	S
19 BLA	111.07	57.81	10.52	17.82	1.49	0.954	1.198	1.871	N
21 BOG	105.36	92.04	11.66	18.26	2.52	1.030	1.191	2.914	S
24 CAR	114.18	89.38	9.86	17.59	0.78	1.017	1.201	0.921	S
32 DAL	96.99	57.14	13.54	18.58	4.51	0.979	1.170	5.390	N
41 GEO	114.05	56.77	9.95	17.60	1.30	0.947	1.201	1.649	N
54 KOD	106.55	273.74	11.41	18.16	2.59	1.348	1.193	2.292	I
56 NIL	117.64	296.34	9.35	17.30	1.71	1.242	1.202	1.655	I
57 KBL	121.24	296.53	8.73	16.96	1.52	1.241	1.200	1.470	I
75 NDI	113.10	292.00	10.11	17.65	1.10	1.256	1.200	1.051	I
78 NNA	95.66	105.92	13.81	18.85	3.162	1.055	1.165	3.492	S
82 OGD	116.37	54.86	9.52	17.46	1.21	0.938	1.202	1.551	N
83 OXF	103.29	58.04	12.16	18.38	2.08	0.970	1.188	2.547	N
87 POO	112.85	280.53	10.14	17.65	1.63	1.319	1.200	1.483	I
92 QUE	122.13	291.11	8.50	16.90	1.39	1.267	1.200	1.316	I
101 SCP	113.89	54.59	10.03	17.60	0.93	0.944	1.201	1.183	N

7 - TF Fortsetzung:

103	SHA	102.91	62.09	12.21	18.40	1.24	0.976	1.187	1.508	N
106	SJG	117.60	81.82	9.35	17.30	1.84	0.994	1.195	2.212	S
118	TRN	119.26	91.57	9.01	17.13	1.68	1.016	1.201	1.986	S
123	WES	119.01	53.88	9.08	17.15	1.06	0.931	1.201	1.367	N

9 - J : P1(141/16) P2(303/74)

Station	Delta	Azimut	$\psi_1$	$\psi_2$	A	B	C	D	Weg	
15	BEC	107.88	13.02	13.06	21.27	2.466	1.018	1.195	2.895	J
17	BHP	125.08	36.57	9.34	19.56	1.250	0.882	1.198	1.698	J
19	BLA	99.34	24.19	15.06	22.03	4.780	1.010	1.178	5.575	J
23	BUL	111.01	260.65	12.36	20.99	1.178	0.956	1.198	1.476	JA
32	DAL	96.52	38.13	15.89	22.25	4.083	0.949	1.168	5.025	J
35	JCT	96.92	41.62	15.79	22.21	6.585	0.919	1.170	8.384	J
39	FVM	95.03	30.96	16.27	22.35	4.909	0.993	1.163	5.749	J
41	GEO	98.78	21.06	15.17	22.07	5.392	1.017	1.176	6.235	J
82	OGD	97.39	18.50	15.64	22.17	5.533	1.022	1.171	6.340	J
83	OXF	98.43	32.00	15.27	22.09	4.900	0.983	1.175	5.857	J
89	PRE	114.45	255.86	11.61	20.66	1.000	0.929	1.201	1.297	JA
99	SBA	118.51	171.70	10.70	20.26	2.659	1.831	1.201	1.744	JS
101	SCP	96.79	20.94	15.81	22.22	3.789	1.019	1.169	4.347	J
103	SHA	102.27	32.99	14.42	21.78	2.980	0.969	1.185	3.644	J
106	SJG	121.40	18.06	10.18	19.94	1.254	0.989	1.200	1.522	J
124	WIN	121.28	265.05	10.19	19.95	0.957	0.943	1.200	1.218	JA

K1 :

Station	Delta	D	Weg	
11	ARE	100.85	3.13	S
24	CAR	113.81	1.25	S
59	LPA	103.43	4.00	S
75	NDI	110.21	1.41	I
93	QUI	99.76	3.03	S
118	TRN	119.12	1.32	S

K2 :

Station	Delta	D	Weg	
12	ATL	105.22	2.22	N
21	BOG	105.76	1.92	S
39	FLO	102.03	1.61	N
60	LPB	102.78	3.23	S
67	MDS	103.78	3.03	N
82	OGD	114.34	1.89	N
83	OXF	101.48	3.57	N
93	QUI	99.90	2.94	S
103	SHA	101.34	2.27	N
106	SJG	117.28	2.63	S
123	WES	116.92	1.52	N

K3 :

Station	Delta	D	Weg
11 ARE	99.88	2.63	S
17 BHP	102.09	2.70	S
24 CAR	114.36	0.69	S
40 GDH	121.89	1.28	P
54 KOD	105.98	2.04	I
59 LPA	101.20	3.23	S
70 KBS	121.90	1.14	P
78 NNA	96.98	3.57	S
79 NOR	119.01	1.64	P
87 POO	111.82	1.92	I
93 QUI	99.89	2.33	S
75 NDI	111.35	1.12	I
103 SHA	101.32	1.82	N
105 SHL	97.93	4.17	I
106 SJG	117.26	2.22	S
118 TRN	119.57	1.12	S
310 FBC	117.87	1.37	N
323 MBC	103.60	2.33	N
324 ALE	114.22	1.69	N
337 GWC	113.54	2.04	N
343 SFA	117.53	0.85	N

K4 :

Station	Delta	D	Weg
11 ARE	99.63	4.17	S
12 ATL	106.92	1.61	N
19 BLA	111.01	1.41	N
24 CAR	115.07	1.30	S
54 KOD	105.51	2.38	I
59 LPA	100.07	2.94	S
60 LPB	102.45	2.70	S
82 OGD	116.22	1.30	N
83 OXF	103.25	2.17	N
87 POO	111.63	1.72	I
89 PRE	124.09	1.01	A
92 QUE	120.68	0.75	I
93 QUI	100.38	3.13	S
118 TRN	120.23	1.52	S
123 WES	118.82	0.78	N

K5 :

Station	Delta	D	Weg
19 BLA	111.22	1.59	N
21 BOG	105.65	2.08	S
24 CAR	114.47	0.94	S
56 LAH	115.92	1.30	I
82 OGD	116.50	1.49	N
92 QUE	121.79	1.56	I
103 SHA	103.08	1.56	N
106 SJG	117.86	1.92	S

Anhang D

Berechnung der partiellen Ableitungen, die für die lineare Inversion benötigt werden,

Für das lineare Gleichungssystem in Kapitel 4.3. müssen die partiellen Ableitungen  $\frac{\partial t_j}{\partial v_i}$  für alle j Entfernungen berechnet werden. Für eine bestimmte Entfernung  $\Delta$  gilt dann:

$$\frac{\partial T_{\Delta}}{\partial v_i} = \left. \frac{\partial t_{SKS}}{\partial v_i} \right|_{\Delta} - \left. \frac{\partial t_{SKS}}{\partial v_i} \right|_{\Delta} \quad \text{mit } t = \text{Gesamtlaufzeit der Phase für die Entfernung } \Delta.$$

Einfachheitshalber soll nur die partielle Ableitung  $\left. \frac{\partial t_{SKS}}{\partial v_i} \right|_{\Delta}$  hergeleitet werden. Für SKS ist sie analog zu berechnen, und dann ist die Differenz der beiden Ableitungen zu bilden.

Allgemein gilt für die Laufzeit von SKS in der Entfernung  $\Delta$ :

$$t_{SKS}(\Delta) = 2 \int_0^{z_s} \frac{ds}{v(z)}$$

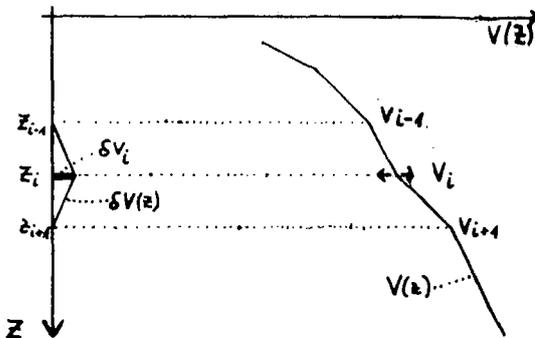
mit  $z_s$  = Scheiteltiefe des Strahls

$ds$  = Strahlabschnitt mit der Geschwindigkeit  $v(z)$ .

Die Variation  $\delta t_{SKS}$  der Laufzeit  $t_{SKS}$  als Folge der Variation  $\delta v(z)$  der Geschwindigkeit  $v(z)$  lautet:

$$\delta t_{SKS} = -2 \int_0^{z_s} \frac{\delta v(z)}{v^2} ds$$

Die Integration erfolgt entlang des Strahls im unpertubierten Modell. Die Geschwindigkeitsstruktur soll als stückweise linear angenommen werden (s. Skizze).



Skizze zum linearen Geschwindigkeitsgesetz  $v(z)$  und zur Geschwindigkeitsperturbation in der Tiefe  $z_i$ .

Die Variation der Geschwindigkeit  $v(z_i)$  wirkt sich nur auf die Laufzeit in dem Bereich zwischen  $z_{i-1}$  und  $z_{i+1}$  aus. Das heißt, um die Änderung der Gesamtlaufzeit durch die Variation  $\delta v(z_i)$  zu

berechnen, muß man nicht mehr das ganze Integral lösen, sondern nur noch:

$$\delta t_{SKS} = -2 \int_{z_{i-1}}^{z_{i+1}} \frac{\delta v(z)}{v^2} dz \quad (1)$$

Für  $\delta v(z)$  gilt bei einem stückweise linearen Zusammenhang zwischen der Tiefe  $z$  und der seismischen Geschwindigkeit  $v(z)$ :

$$\delta v(z) = \begin{cases} \delta v_i \frac{(z - z_{i-1})}{(z_i - z_{i-1})} & \text{für } z_{i-1} \leq z \leq z_i \\ \delta v_i \frac{(z - z_{i+1})}{(z_i - z_{i+1})} & \text{für } z_i \leq z \leq z_{i+1} \end{cases} \quad (2)$$

Es gibt nun drei Sorten von Strahlen:

1. Strahlen mit Scheitel oberhalb oder in der Tiefe von  $z_{i-1}$ ; dann ist die partielle Ableitung identisch null.
2. Solche mit Scheitel unterhalb von  $z_{i+1}$ ; dann werden sie von dem gesamten variierten Bereich beeinflusst. Dieser Fall soll anschließend hergeleitet werden.
3. Strahlen mit Scheitel zwischen  $z_{i-1}$  und  $z_{i+1}$ ; dann kann man die partielle Ableitung analog zum 2. Fall herleiten.

In das Integral (1) wird das Geschwindigkeitsgesetz  $v(z)$  aus der Formel (2) eingesetzt:

$$\delta t_{SKS} = -2 \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{ds \cdot \delta v_i (z - z_{i-1}) / a}{v^2(z)} - 2 \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{ds \cdot \delta v_i (z - z_{i+1}) / b}{v^2(z)} \quad (3)$$

mit  $a = z_i - z_{i-1}$  und  $b = z_i - z_{i+1}$ .

Für einen Strahl gilt:

$$ds = \frac{dz}{\cos \varphi} = \frac{dz}{\left(1 - \frac{v(z)^2}{v_s^2}\right)^{1/2}} = \frac{dz \cdot v_s}{(v_s^2 - v(z)^2)^{1/2}} \quad (4)$$

mit  $v_s$  = Scheitelgeschwindigkeit und  $p = \frac{1}{v_s}$  = Strahlparameter.

Einsetzen von (4) in (3) ergibt:

$$\delta t_{SKS} = -\frac{2}{a} \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{\delta v_i (z - z_{i-1}) \cdot dz \cdot v_s}{v^2(z) (v_s^2 - v(z)^2)^{1/2}} - \frac{2}{b} \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{\delta v_i (z - z_{i+1}) \cdot dz \cdot v_s}{v^2(z) (v_s^2 - v(z)^2)^{1/2}}$$

mit den Abkürzungen:

$$c = -\frac{z \cdot \delta v_i \cdot v_s}{a}, \quad d = -\frac{z \cdot \delta v_i \cdot v_s}{b} \quad \text{und} \quad e = v^2(z) \cdot (v_s^2 - v(z)^2)^{1/2}$$

erhält man dann:

$$\delta t_{sus} = c \int_{z_{i-1}}^{z_i} \frac{(z - z_{i-1}) dz}{e} + d \int_{z_i}^{z_{i+1}} \frac{(z - z_{i+1}) dz}{e} \quad (5)$$

Da der Zusammenhang zwischen  $v(z)$  und  $z$  als stückweise linear angenommen wird gilt:

$$\begin{aligned} v(z_i) &= v_{i-1} + g_1 (z_i - z_{i-1}), & g_1 &= \frac{(v_i - v_{i-1})}{(z_i - z_{i-1})} \\ v(z_{i+1}) &= v_i + g_2 (z_{i+1} - z_i), & g_2 &= \frac{(v_{i+1} - v_i)}{(z_{i+1} - z_i)} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{dv}{dz} = g \quad dz = \frac{dv}{g}$$

Das Einsetzen der Gleichungen (6) in (5) liefert dann:

$$\delta t_{sus} = c \cdot \int_{v_{i-1}}^{v_i} \left( \frac{z(v)}{e \cdot g_1} - \frac{z_{i-1}}{e \cdot g_1} \right) dv + d \cdot \int_{v_i}^{v_{i+1}} \left( \frac{z(v)}{e \cdot g_2} - \frac{z_{i+1}}{e \cdot g_2} \right) dv \quad (7)$$

mit linearen Gesetzen für  $z(v)$  gilt:

$$\begin{aligned} \delta t_{sus} &= c \left[ \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{(z_{i-1} + \frac{1}{g_1}(v - v_{i-1})) dv}{e \cdot g_1} - z_{i-1} \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{e \cdot g_1} \right] + \\ & d \cdot \left[ \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{(z_i + \frac{1}{g_2}(v - v_i)) dv}{e \cdot g_2} - z_{i+1} \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{dv}{e \cdot g_2} \right] \end{aligned}$$

Durch weiteres Umformen der vier Integrale findet man:

$$\delta t_{sus} = \frac{c}{g_1^2} \left[ \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{v dv}{e} - v_{i-1} \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{e} \right] + \frac{d}{g_2^2} \left[ \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{v dv}{e} - v_{i+1} \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{dv}{e} \right] \quad (8)$$

I
II
III
IV

Die Integrale in (8) lassen sich wie folgt einzeln lösen:

I:

$$\begin{aligned} \frac{c}{g_1^2} \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{v dv}{e} &= \frac{c}{g_1^2} \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{v (v_s^2 - v^2)^{1/2}} = -\frac{c}{g_1^2 v_s} \ln \left( \frac{v_s + (v_s^2 - v^2)^{1/2}}{v} \right) \Big|_{v_{i-1}}^{v_i} \\ &= -\frac{c}{v_s \cdot g_1^2} \ln \frac{[v_s + (v_s^2 - v_i^2)^{1/2}] \cdot v_{i-1}}{[v_s + (v_s^2 - v_{i-1}^2)^{1/2}] \cdot v_i} \end{aligned}$$

Analog zu I gilt für III:

$$\frac{d}{g_2} \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{v dv}{e} = - \frac{d}{v_s \cdot g_2} \ln \frac{[v_s + (v_s^2 - v_{i+1}^2)^{1/2}] \cdot v_i}{[v_s + (v_s^2 - v_i^2)^{1/2}] \cdot v_{i+1}}$$

Für das Integral II gilt:

$$\begin{aligned} \frac{-c \cdot v_{i-1}}{g_1} \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{e} &= \frac{-c \cdot v_{i-1}}{g_1} \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{v^2 (v_s^2 - v^2)^{1/2}} = \frac{c \cdot v_{i-1} (v_s^2 - v^2)^{1/2}}{g_1 \cdot v_s^2 \cdot v} \Bigg|_{v_{i-1}}^{v_i} \\ &= \frac{c}{g_1 \cdot v_s^2} \left[ \frac{v_{i-1}}{v_i} \cdot (v_s^2 - v_i^2)^{1/2} - (v_s^2 - v_{i-1}^2)^{1/2} \right] \end{aligned}$$

Und wieder analog zu II gilt für IV:

$$\frac{-d \cdot v_{i+1}}{g_2} \int_{v_i}^{v_{i+1}} \frac{dv}{e} = \frac{d}{g_2 \cdot v_s^2} \left[ (v_s^2 - v_{i+1}^2)^{1/2} - \frac{v_{i+1}}{v_i} \cdot (v_s^2 - v_i^2)^{1/2} \right]$$

$\delta t_{SKS} = I + II + III + IV$ . Mit der Abkürzung:  $\varphi_k = \left(1 - \frac{v_k^2}{v_s^2}\right)^{1/2}$

für  $k=i-1, i, i+1$  ergibt sich dann als gesamte Lösung:

$$\begin{aligned} \frac{\delta t_{SKS}}{\delta v_i} &= \frac{2}{(z_i - z_{i-1}) g_1^2} \left( \ln \frac{v_{i-1} (1 + \varphi_i)}{v_i (1 + \varphi_{i-1})} - \frac{v_{i-1}}{v_i} \varphi_i + \varphi_{i-1} \right) - \\ &\quad \frac{2}{(z_{i+1} - z_i) g_2^2} \left( \ln \frac{v_i (1 + \varphi_{i+1})}{v_{i+1} (1 + \varphi_i)} + \frac{v_{i+1}}{v_i} \varphi_i - \varphi_{i+1} \right) \quad (9) \end{aligned}$$

Dieser Ausdruck gilt nur für Strahlen, die den variierten Bereich von  $z_{i-1}$  bis  $z_{i+1}$  vollständig durchlaufen und frühestens in der Tiefe  $z = z_{i+1}$  ihren Scheitel haben; also  $z_s > z_{i+1}$ .

Für die oben unter Punkt 3 genannten Strahlen muß eine weitere Fallunterscheidung getroffen werden:

3a) Strahlen, für deren Scheiteltiefe gilt  $z_{i-1} \leq z_s \leq z_i$  ist folgende Formel anzuwenden:

$$\frac{\delta t_{SKS}}{\delta v_i} = \frac{2}{(z_i - z_{i-1}) g_1^2} \left( \ln \frac{v_{i-1}}{v_s (1 + \varphi_{i-1})} + \varphi_{i-1} \right) \quad (10)$$

3b) Für Strahlen mit der Scheiteltiefe  $z_i \ll z_s \ll z_{i+1}$  gilt dann:

$$\frac{\delta t_{SKS}}{\delta v_i} = \frac{2}{(z_i - z_{i-1})g_1^2} \left( \ln \frac{v_{i-1}(1+\varphi_i)}{v_i(1+\varphi_{i-1})} - \frac{v_{i-1}}{v_i} \varphi_i + \varphi_{i-1} \right) - \frac{2}{(z_{i+1} - z_i)g_2^2} \left( \ln \frac{v_i}{v_s(1+\varphi_i)} + \frac{v_{i+1}}{v_i} \varphi_i \right) \quad (11)$$

Die Formeln (10) und (11) lassen sich analog zu (9) herleiten.

Wenn eine Geschwindigkeitstiefenstruktur als Modell bekannt ist, also die  $v_i(z_i)$ , muß man nur noch die Scheitelgeschwindigkeit  $v_s$  des Strahls in der gewünschten Entfernung  $\Delta$  ermitteln. Die Scheitelgeschwindigkeit  $v_s$  ist das Reziproke des Strahlparameters  $p(\Delta)$ , den man für ein beliebiges Erdmodell berechnen kann. So ist die partielle Ableitung  $\left. \frac{\partial t_{SKS}}{\partial v_i} \right|_{\Delta}$  zu berechnen. Die partielle Ableitung  $\left. \frac{\partial t_{SKKS}}{\partial v_i} \right|_{\Delta}$  wird genauso ermittelt, nur ist darauf zu achten, daß für den äußeren Kernbereich SKKS gegenüber SKS für einen Strahl mit der gleichen Scheiteltiefe den doppelten Laufweg und die doppelte Laufzeit hat, die partielle Ableitung also auch doppelt so groß wird. Ansonsten gelten die gleichen Formeln (9), (10) und (11). Die partiellen Ableitungen erhält man dann durch die Differenzbildung:

$$\frac{\partial T_{\Delta}}{\partial v_i} = \left. \frac{\partial t_{SKKS}}{\partial v_i} \right|_{\Delta} - \left. \frac{\partial t_{SKS}}{\partial v_i} \right|_{\Delta} \quad (12)$$

Zu Bemerkem wäre noch, daß die Herleitung nur für ein horizontal eben geschichtetes Modell gilt. Die sphärische Geschwindigkeitsstruktur der Erde muß also noch vor einer Berechnung der partiellen Ableitungen der Fläche-Erde-Transformation unterzogen werden. Nach Müller (1977) gilt für die Transformation vom sphärischen ins flache Erdmodell mit dem Erdradius R:

$$v_{fl} = \frac{R}{(R - z_{sp})} \cdot v_{sp} \quad z_{fl} = R \cdot \ln \left( \frac{R}{R - z_{sp}} \right) \quad (13)$$

Nach diesen Formeln werden die  $v_i, v_s$  und  $z_i, z_s$  ins flache Erdmodell transformiert und die partiellen Ableitungen berechnet, die dann auch nur im flachen Modell gelten. Die partiellen Ableitungen lassen sich wie folgt transformieren:

$$\frac{\partial T_{\Delta}}{\partial v_{ifl}} = \frac{\partial T_{\Delta} (R - z_{isp})}{\partial v_{isp} \cdot R}$$

Für die Rücktransformation ins sphärische Modell gilt:

$$\frac{\partial T_{\Delta}}{\partial v_{isp}} = \frac{\partial T_{\Delta}}{\partial v_{ifl}} \cdot \frac{R}{(R - z_{isp})}$$

Die mit dieser Formel berechneten partiellen Ableitungen gelten nun im sphärischen Erdmodell und wurden als Grundlage für die lineare Inversion der Differenzlaufzeiten SKKS-SKS in Kapitel 4.3. benutzt. Die gesuchten  $\delta v_i$  aus dem linearen Gleichungssystem gelten dann auch wieder für eine sphärische Geschwindigkeitsstruktur, in der alle Erdmodelle vorliegen.

Literaturverzeichnis :

- Adams, R.D. (1972). Multiple inner core reflections from a Novaya Zemlya explosion, *Bull. Seism. Soc. Am.* 62, 1063-1071.
- Akasché, B. (1968). Vergleichende Untersuchung des mechanischen Vorgangs in Erdbebenherden aus Aufzeichnungen kurzperiodischer und langperiodischer Seismographen, Dissertation, Frankfurt/M.
- Aki, K. & P.G. Richards (1980). *Quantitative seismology*, Freeman and Company, San Fransisco.
- Billington, S. (1980). The morphology and tectonics of subducted lithosphere in the Tonga-Fiji-Kermadec region from seismicity and focal mechanism solutions, Ph.D. thesis, Cornell University, Ithaca, New York.
- Buchbinder, G.G.R. (1972). Travel times and velocities in the outer core from PmKP, *Earth and Planetary Science Letters* 14, 161-168.
- Choy, G.L. (1977). Theoretical seismograms of core phases calculated by frequency-dependent full wave theory, and their interpretation, *Geoph. J. R. astr. Soc.* 51, 275-312.
- Choy, G.L. & P.G. Richards (1975). Pulse distortion and Hilbert transformation in multiply reflected and refracted body waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* 65, 55-70.
- Chung, W.Y. & H. Kanamori (1980). Variation of seismic source parameters and stress drops within a descending slab and its implications in plate mechanics, *Phys. Earth Planet. Inter.* 23, 134-159.
- Cleary, J.R. & R.A.W. Haddon (1972). Seismic wave scattering near the core-mantle boundary: a new interpretation of precursors to PKP, *Nature (London)* 240, 549-551.
- Denham, D. (1977). Summary of earthquake focal mechanisms for the western Pacific-Indonesian region, 1929-1973, World Data Center A for Solid Earth Geophysics, Report SE-3.
- Dziewonski, A.M. (1984). Mapping the lower mantle: determination of lateral heterogeneity in P velocity up to degree and order 6, *J. Geophys. Res.* 89, 5929-5952.

- Dziewonski, A.M. & D.L. Anderson (1981). Preliminary reference earth model, *Phys. Earth Planet. Inter.* 25, 297-356.
- Engdahl, E.R. (1968). Core phases and the earth's core, Ph.D. thesis, Saint Louis University, St. Louis, Mo.
- Faber, S. & G. Müller (1980). Sp phases from the transition zone between the upper and lower mantle, *Bull. Seism. Soc. Am.* 70, 487-508.
- Glover, D. (1977). Catalog of seismogram archives KGRD No. 9, National Geophysical and Solar-Terrestrial Data Center, Boulder, Colorado.
- Gutenberg, B. (1913). Über die Konstitution des Erdinnern, erschlossen aus Erdbebenbeobachtungen, *Physikalische Zeitschrift* 14, 1217-1218.
- Gutenberg, B. (1914). Über Erdbebenwellen. VIIa Beobachtungen an Registrierung von Fernbeben in Göttingen und Folgerungen über die Konstitution des Erdkörpers, *Nach. Kgl. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-phys. Klasse*, 125-177.
- Gutenberg, B. (1925a). Über den Erdkern in 2900km Tiefe und die an ihm stattfindenden Reflexionen und Brechungen von Erdbebenwellen, *Zeitschrift f. angewandte Geophysik* 1, 105-115.
- Gutenberg, B. (1925b). Bearbeitung von Aufzeichnungen einiger Weltbeben, *Abh. hrg. Senckenbergischen Naturforschenden Gesellschaft* 40, 56-88.
- Hales, A.L. & J.L. Roberts (1970). The traveltimes of S and SKS, *Bull. Seism. Soc. Am.* 60, 461-489.
- Hales, A.L. & J.L. Roberts (1971). The velocities in the outer core, *Bull. Seism. Soc. Am.* 61, 1051-1059.
- Herrin, E. et al. (1968). 1968 seismological tables for P phases, *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 1193-1241.
- Jacobs, J.A. (1978). Anomalous P-velocities in the earth's core, *J. Geophys.* 44, 675-677.
- Jeffreys, H. & K.E. Bullen (1940). Seismological tables, British Association for the Advancement of Science, Gray Milne Trust, London, 4. Auflage 1970.
- Kind, R. & G. Müller (1975). Computations of SV-waves in realistic earth models, *J. Geophys.* 41, 149-172.

- Kind, R. & G. Müller (1977). The structure of the outer core from SKS amplitudes and travel times, *Bull. Seism. Soc. Am.* 67, 1541-1554.
- Müller, G. (1973). Amplitude studies of core phases, *J. Geophys. Res.* 78, 3469-3490.
- Müller, G. (1975). Further evidence against discontinuities in the outer core, *Phys. Earth Planet. Inter.* 10, 70-73.
- Müller, G. (1977). Earth-flattering approximation for body waves derived from geometric ray theory - improvements, corrections and range of applicability, *J. Geophys.* 42, 429-436.
- Müller, G. & W. Zürn (1984). Seismic waves and free oscillations, *Landolt-Börnstein, Neue Serie, Geophysik der festen Erde, des Mondes und der Planeten, Bd. 2a*, 61-83, Springer, Heidelberg.
- Nelson, R. L. (1954). Study of the seismic waves SKS and SKKS, *Bull. Seism. Soc. Am.* 44, 39-56.
- Randall, M. J. (1970). SKS and seismic velocities in the outer core, *Geophys. J. R. astr. Soc.* 21, 441-445.
- Richter, F. M. (1979). Focal mechanisms and seismic energy release of deep and intermediate earthquakes in the Tonga-Kermadec region and their bearing on the depth extent of mantle flow, *J. Geophys. Res.* 84, 6783-6795.
- Sasatani, T. (1980). Source parameters and rupture mechanism of deep-focus earthquakes, *J. Faculty Science, Hokkaido University, Series VII* 6, 301-384.
- Strelitz, R. A. (1977). Seismic return motion - comments, *Phys. Earth Planet. Inter.* 14, 378-382.
- WSSN-Manual der Station 109 STU - Stuttgart von 1961.
- International Seismological Centre (ISC), Newbury, Great Britain: Bulletins, Regional Catalogues und Bibliographies verschiedenster Jahrgänge.

### Danksagung

Besonders bedanken will ich mich für die Betreuung dieser Diplomarbeit bei Herrn Prof. Dr. G. Müller. Neben jahrelanger Anleitung und Geduld hatte er die Idee zu diesem Thema und stellte alle Daten aus der Arbeit Kind & Müller(1977) zu Verfügung.

Wertvolle Hilfe und manche Anregung erhielt ich auch durch die vielen fachlichen Diskussionen mit Wolfgang Brüstle und Jörg Schlittenhardt.

Bei Bernd Schreckenberger habe ich mich für die Berechnung neuer Modelle mit Hilfe der linearisierten Matrixinversion und die interessierte Mitinterpretation der Ergebnisse zu bedanken. Thomas Spies stellte freundlicherweise eine Herdlösung zur Verfügung.

Einen nicht unbedeutenden Anteil am Anfertigen dieser Diplomarbeit haben alle Mitarbeiterinnen und Mitarbeiter in der Siesmayerstraße 58, die ein so angenehmes Klima schufen, daß das miteinander Arbeiten und Pausieren mir große Freude bereitet hat. Die numerischen Rechnungen wurden auf der DEC 1091 des Rechenzentrums der Universität Frankfurt/M. durchgeführt.