

Einleitung

Die Aufstellung von lokalen Laufzeitkurven dient zwei Aufgaben. Zum ersten geht es darum, dem Observator einen Atlas von Musterlaufzeitkurven oder Tabellen zu liefern, mit deren Hilfe er die Epizentraldistanzen direkt aus den Seismogrammen abschätzen kann. Zum zweiten hofft man, aus den Laufzeitkurven Informationen über den Aufbau des Erdinneren zu erhalten. Wenn die zur Auswertung herangezogenen Bebengebiete annähernd auf einem Großkreis durch die Station liegen, kann man auch spezielle Angaben über das von den Wellen durchlaufene Gebiet machen. In dieser Hinsicht liegt die Station Wien geographisch günstig, denn die Nahbeben mit $\Delta \leq 15^\circ$ kommen vorwiegend in dem Azimutbereich 130° bis 240° vor (Abb. 1). In diesem Sektor liegen die Bebengebiete des Balkans und der westlichen Türkei, Italiens, der Schweiz und Frankreichs. Man entnimmt Abb. 1, daß der Entfernungsbereich $0 < \Delta < 8^\circ$ nahezu gleichmäßig mit den Beben besetzt ist, die, mindestens zum Teil, auch von Wien beobachtet und gemeldet werden. Daher ist man darüber hinaus in der Lage, azimutabhängige Abweichungen der Laufzeitkurven aufzustellen, die Angaben über die Struktur des oberen Erdmantels in geologisch so unterschiedlichen Gebieten wie den Alpen und den Dinariden ermöglichen.

Seiberl (1973) hat die lokalen Laufzeitkurven der P_n - und S_n -Wellen für Wien aufgestellt. Ihm standen die von BCIS publizierten Daten der Herdkoordinaten sowie die Ankunftszeiten in Wien aus den Jahren 1952 bis 1964 zur Verfügung. Wegen der starken Streuung der Laufzeiten sind nur Approximationen durch Laufzeitgeraden möglich. Diese führten auf etwas höhere Wellengeschwindigkeiten als die von Jeffreys und Bullen (1940) abgeleiteten Werte. Seitdem hat sich die Qualität der Herdbestimmungen wesentlich verbessert, weil die Zahl der Erdbebenstationen, die dem BCIS Meldungen erstatten, stark angewachsen ist. Eine Nachbearbeitung der örtlichen Laufzeitkurven für Wien dürfte daher zu einer Verbesserung der Parameter und möglicher-

weise zu interessanten Schlüssen über die Struktur der Lithosphäre um Wien führen.

Das Beobachtungsmaterial

Folgende Daten werden verwendet:

1. Ankunftszeiten der in Wien registrierten P_n - und S_n -Wellen, entnommen aus den Publikationen der Zentralanstalt für Meteorologie

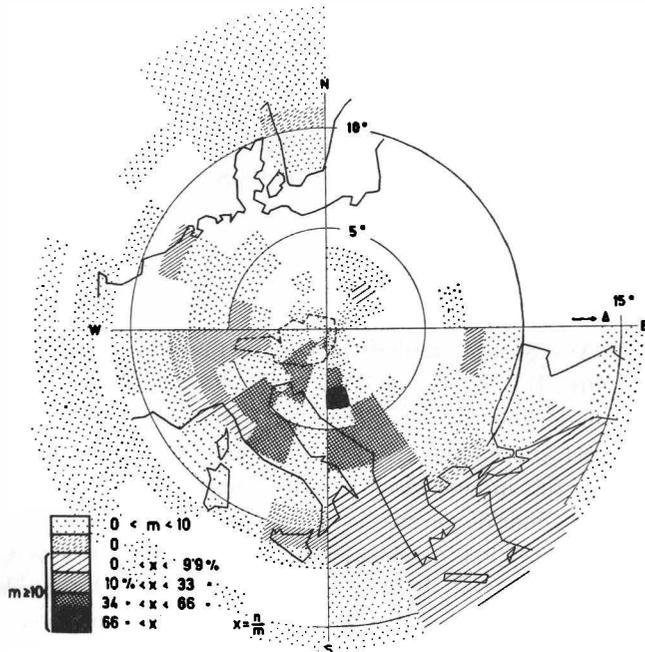


Abb. 1. Azimutabhängigkeit der in Wien beobachteten Beben

m = Anzahl der Beben pro Segment

n = Anzahl der in Wien registrierten Beben pro Segment

und Geodynamik Nr. 182 „Seismische Aufzeichnungen in Wien 1964, 1965, 1966, 1967, 1968, 1969, 1970“ für Ereignisse mit $0^\circ \leq \Delta \leq 15^\circ$.

2. Koordinaten λ , φ , Herdtiefe h , Herdzeit t_0 , Anzahl der meldenden Stationen l , Magnitude m für alle Ereignisse mit $l \geq 4$ aus dem

genannten Entfernungsintervall, entnommen aus den Bulletin of the International Seismological Centre 1964 bis 1970 (BISC).

Die Aufstellung lokaler Laufzeitkurven

Für die lokalen Laufzeiten kann man zwei Darstellungsarten verwenden. Die einfachste führt über die O-C-Werte, welche im BISC publiziert werden. Die O-C-Werte stellen die Abweichungen der beobachteten von der nach Jeffreys und Bullen berechneten Laufzeit für ein bestimmtes Beben, gemessen in den jeweiligen Erdbebenstationen, dar. Nach dem Satz von der Umkehrbarkeit des Strahlenganges kann man umgekehrt aus den O-C-Werten von vielen Beben, gemessen an einer Feststation, die hier gültige Laufzeitkurve erstellen [z. B. Strobach (1954), Schütte (1965), Röwer (1970) und viele andere].

Man kann aber auch die ortsgültige Laufzeitkurve direkt aus den Beobachtungen erstellen, muß sich aber darüber im klaren sein, daß diese Darstellung die gleichen Informationen enthält wie die O-C-Werte. Zur Aufstellung der Laufzeitkurven ist es ein Vorteil, daß der europäische und mediterrane Raum im Vergleich zu anderen Teilen der Welt sehr viele Erdbebenstationen enthält. Das hier untersuchte Gebiet von 8,7 Millionen Quadratkilometer wurde 1966 von 106 Erdbebenstationen des ISC überwacht, 1970 waren es bereits 261. Damit entfiel 1970 auf ein Flächenquadrat von 180 km Seitenlänge im Mittel schon eine Erdbebenstation. Abb. 2 zeigt die Übersicht der Erdbebenstationen im hier untersuchten Gebiet, welche dem ISC Meldungen erstatten. Natürlich beeinflußt die Tatsache, daß die Stationen nicht gleichmäßig verteilt sind, die Sicherheit der Aussagen. Insbesondere ist das bebenreiche Gebiet Jugoslawien-Griechenland weniger dicht mit Stationen besetzt als z. B. Westeuropa. Auch dürften die in jüngerer Zeit publizierten Daten des ISC zuverlässiger als die älteren sein. Jedoch glauben wir davon ausgehen zu können, daß die Abweichungen der ortsgültigen Laufzeitkurve Wiens von der Jeffreys-Bullen-Laufzeitkurve klein sind und daß diese Abweichungen durch eine Variation des Erdmodells erster Ordnung erklärt werden können. Unter dieser Voraussetzung erscheint die Aufstellung der ortsgültigen Laufzeitkurve mit Hilfe der unter 1. und 2. genannten Werte berechtigt.

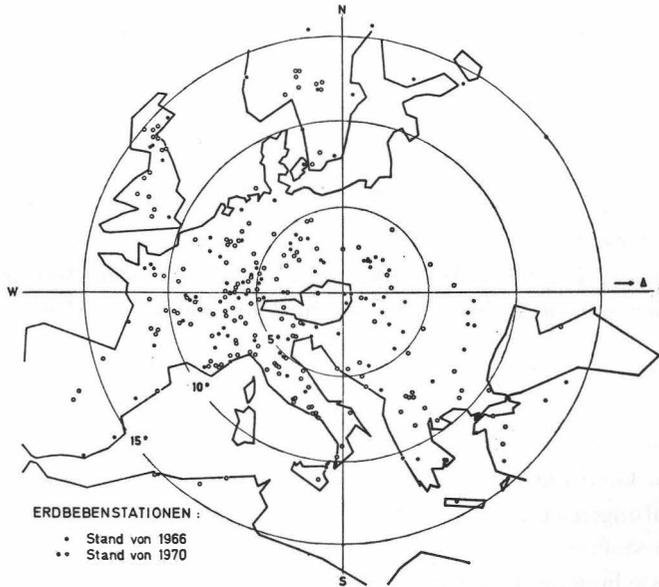


Abb. 2. Übersicht der Erdbebenstationen im untersuchten Gebiet

Häufigkeitsverteilung der Daten

Die Nahbebenlaufzeitkurven sind ungleichmäßig mit Meßwerten belegt. Aus der Häufigkeitsverteilung der Meßwerte kann man einige interessante qualitative Schlüsse ziehen. In den Jahren 1964 bis 1970 haben sich im Nahbereich um Wien 4609 Erdbeben mit mehr als drei Einzelmeldungen ereignet. Nur 419 dieser Erdbeben wurden in Wien aufgezeichnet und als so zuverlässig angesehen, daß sie an den ISC gemeldet wurden. Hierzu wird auf Abb. 3 verwiesen. Die untere Kurve stellt die Häufigkeitsverteilung aller Beben m dar. Sie zeigt zwei Anomalien, eine bei $2^\circ \leq \Delta \leq 3^\circ$ und eine bei $11^\circ \leq \Delta \leq 12^\circ$. Die erste kommt durch eine hohe Meldungsdichte von Gebirgsschlägen in dem schlesischen Kohlenbergbauggebiet zustande. Diese Anomalie hat daher für unsere Ziele keine Bedeutung. Würden wir die Gebirgsschläge weglassen, ergäbe sich die gestrichelte Kurve. Die zweite Anomalie bei

$11^\circ \leq \Delta < 12^\circ$ ist auf die starke Beben­­tätigkeit in Mittelgriechenland zurückzuführen.

Interessante Schlüsse kann man aus der oberen Kurve n/m ziehen. Diese stellt den Prozentsatz der in Wien gemeldeten zur Gesamtzahl der Beben dar.

Wenn man davon ausgeht, daß alle 45 Beben $0^\circ < \Delta < 1^\circ$ (in Abb. 3 durch a ergänzt) registriert wurden, und die schlesischen Berg-

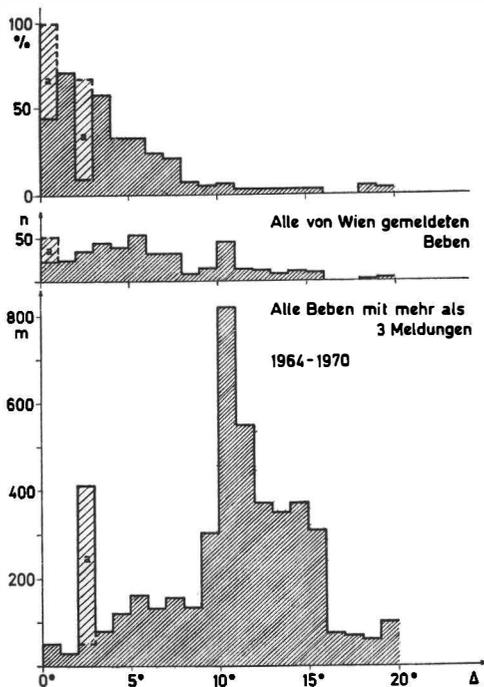


Abb. 3. Häufigkeitsverteilung der Erdbeben

schläge (Säulenteil a in Abb. 3) wegläßt, so erhält man eine ziemlich gleichmäßig mit Δ abfallende Kurve n/m . Das ist auch zu erwarten, da wir davon ausgehen können, daß die Erkennbarkeit der seismischen Einsätze mit dem Laufweg immer schlechter wird. Der gleichmäßige Verlauf der n/m -Kurve wird jedoch an zwei Stellen, nämlich bei $4^\circ \leq \Delta \leq 5^\circ$ und noch stärker bei $8^\circ \leq \Delta \leq 9^\circ$, durch einen plötzlich

einsetzenden steilen Abfall unterbrochen. Wegen der großen Datenmenge darf man solche Anomalien nicht mehr als Zufallsergebnis interpretieren. Drei Deutungen wären möglich. Es kann bei $8^\circ \leq \Delta \leq 9^\circ$, also etwa im Bereich der jugoslawisch-griechischen Grenze, eine jener „Barrieren“ für die Ausbreitung seismischer Energie existieren, wie sie Gutenberg (1924) bei tiefreichenden Strukturen, wie Gebirgswurzeln, vermutete. Man könnte auch an die Folge einer Schattenzone denken,

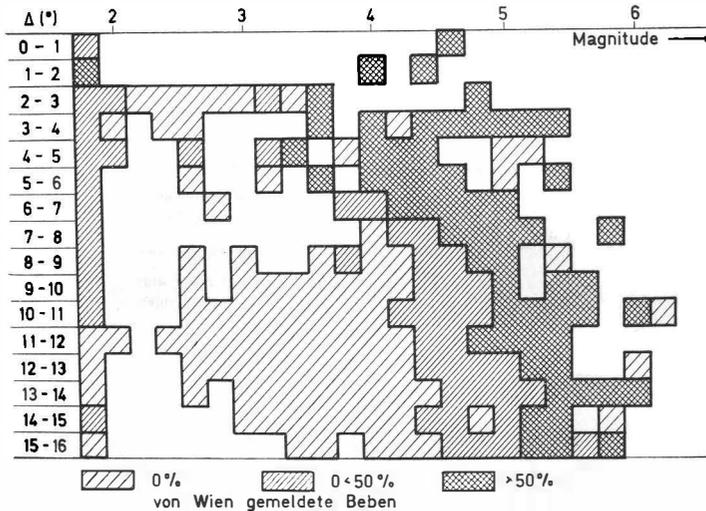


Abb. 4. Häufigkeit der Erdbebenbeobachtungen in Wien

die bei Geschwindigkeitsinversionen im oberen Erdmantel auftritt. Die Schattenzone des in der Literatur oft zitierten „Gutenberg-Kanals“ wird jedoch erst bei größeren Entfernungen erwartet. Schließlich käme als Möglichkeit in Betracht, daß ab $8^\circ \leq \Delta \leq 9^\circ$ der Prozentsatz der besonders schwachen Beben, die nicht in Wien registriert werden, stark ansteigt. Die letzte Interpretation kann man leicht nachprüfen, indem man auch die Magnituden untersucht. Abb. 4 stellt graphisch dar, wie stark ein Beben in vorgegebener Entfernung mindestens sein muß, um in Wien registriert zu werden. Wichtig ist hier, daß bei $8^\circ \leq \Delta \leq 9^\circ$ die Zahl der schwachen Beben stark ansteigt, womit die Erklärung der

entsprechenden Anomalie in Abb. 3 gegeben ist. Die aus Abb. 4 ersichtliche geringe Einsatzhäufigkeit für Entfernungen $4^\circ \leq \Delta \leq 5^\circ$ ist vermutlich anders zu erklären als die Anomalie zwischen $8^\circ \leq \Delta \leq 9^\circ$. Es sei hier auf die Arbeit von Hirn, Steinmetz, Kind und Fuchs (1973) verwiesen. Bei refraktionsseismischen Untersuchungen in Frankreich hat sich bei der *P*-Wellenbeobachtung eine starke Abnahme der Amplituden in 400 bis 500 km Entfernung vom Schußpunkt ergeben. Die genannten Autoren erklären diesen Effekt durch eine Zone geringer *P*-Geschwindigkeit im Tiefenbereich von etwa 40 bis 70 km. Auf diese Weise wäre das Abnehmen der relativen Bebenhäufigkeit als Folge einer Schattenzone erklärbar.

Auswahl der Daten

Da die Herdtiefen im BISC mit rechnerischen Fehlern bis zu ± 30 km angegeben werden, hat es keinen Zweck, sie auf ein bestimmtes Niveau zu reduzieren, ehe man die Laufzeitkurven aufstellt. Wir haben daher die Ereignisse nach drei verschiedenen Herdtiefenbereichen sortiert und für jedes dieser drei Kollektive die Laufzeitkurven bestimmt.

- I. $0 \text{ km} \leq h < 15 \text{ km}$
- II. $15 \text{ km} \leq h < 30 \text{ km}$
- III. $30 \text{ km} \leq h < 45 \text{ km}$

Es werden nur solche Ereignisse herangezogen, für die in BISC Fehlerangaben für die Herdtiefe und Herdzeit angegeben wurden. Weiterhin wurden solche Daten ausgesondert, deren O-C-Werte dem Betrag nach größer als zehn Sekunden waren.

Laufzeitkurven

Tabelle 1 gibt die Ergebnisse an. Die nach Jeffreys und Bullen erwarteten Werte sind darin in Klammern angegeben, um sie unseren Resultaten gegenüberzustellen.

Zunächst wurde als Approximation die Laufzeitgerade

$$T = t_0 + \frac{R}{v_N} \Delta \quad (R = \text{Erdradius}) \quad (1)$$

versucht. Das Ergebnis ist in der dritten Spalte dargestellt. v_N ergibt ähnlich wie bei Seiberl größere Werte als die von Jeffreys und Bullen gefundenen. t_0 fällt größer aus als bei jenen Autoren. Eine Ausnahme davon bildet das Kollektiv der P_n -Laufzeiten mit $0 \text{ km} \leq h < 15 \text{ km}$. Abb. 5 zeigt, daß zwei getrennte Laufzeitäste auftreten, die durch die Datenlücke bei $8^\circ < \Delta < 9^\circ$ voneinander getrennt wer-

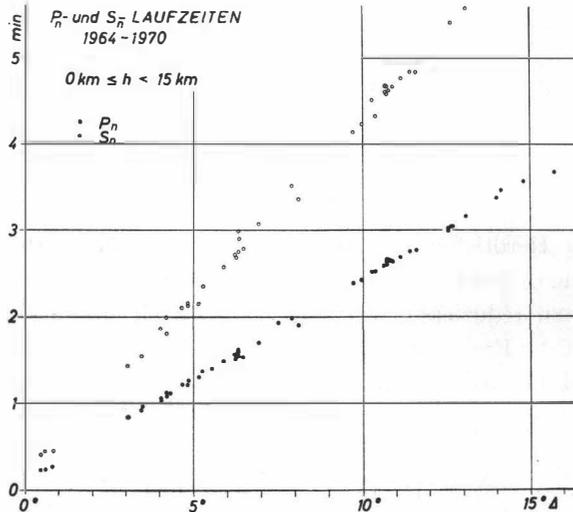


Abb. 5. Laufzeitkurven der P_n - und S_n -Wellen

den. Aus den statistischen Beobachtungen zu Abb. 2 und 3 war aber bereits geschlossen worden, daß diese Lücke durch einen Bereich mit vorwiegend schwachen Beben, die nicht in Wien aufgezeichnet werden, zu klären ist. Die Tatsache, daß zwischen beiden Laufzeitästen ein zeitlicher Versatz von ca. 2,5 Sekunden an der Nahtstelle erkennbar ist, legt zwar den Gedanken an eine Geschwindigkeitsinversion nahe. Da jedoch dieser zeitliche Versatz in der Größenordnung der Standardabweichung der Einzelmessungen liegt und außerdem für die übrigen Datenkollektive nicht mehr nachweisbar ist, scheint dieser Schluß zunächst verfrüht.

Weiterhin wäre zu prüfen, ob die Annäherung durch ein Polynom höherer Ordnung von Δ sinnvoll ist. Ein wichtiges Kriterium dafür ist

Tabelle 1: Charakteristiken der Laufzeitkurven

| Herdtiefe km | Anzahl d. Daten | Gerade | kubische Parabel |
|-----------------|--------------------|---|---|
| | | P_n -Daten | |
| 0 ... (15) | 48 | $v_N = 8,00$ km/s (7,75 km/s) $t_0 = 7,47$ s (6,20 s) $\sigma = 0,254$ s | keine sinnvolle Lösung |
| 15 ... (30) | 76 | $v_N = 8,06$ km/s (7,75 km/s) $t_0 = 6,50$ s (4,61 s) $\sigma = 0,247$ s | $v_0 = 7,80$ km/s (7,75 km/s) $t_0' = 4,37$ s (4,61 s) $k = 2,47$ (2,41) |
| 30 ... (45) | 57 | $v_n = 8,12$ km/s (7,75 km/s) $t_0 = 5,91$ s (3,50 s) $\sigma = 0,329$ s | $v_0 = 7,79$ km/s (7,75 km/s) $t_0' = 2,95$ s (3,50 s) $k = 2,40$ (2,41) $\sigma = 0,320$ s |
| | | S_n -Daten | |
| 0 ... (15) | 42 | $v_n = 4,44$ km/s (4,36 km/s) $t_0 = 8,37$ s (11,48 s) $\sigma = 0,730$ s | keine sinnvolle Lösung |
| 15 ... (30) | 61 | $v_n = 4,49$ km/s (4,36 km/s) $t_0 = 10,59$ s (9,05 s) $\sigma = 0,655$ s | $v_0 = 4,36$ km/s (4,36 km/s) $t_0' = 7,00$ s (9,05 s) $k = 1,87$ (2,06) |
| 30 ... (45) | 52 | $v_n = 4,50$ km/s (4,36 km/s) $t_0 = 8,92$ s (7,90 s) $\sigma = 0,801$ s | $v_0 = 4,34$ km/s (4,36 km/s) $t_0' = 4,39$ s (7,90 s) $k = 2,52$ (2,06) $\sigma = 0,795$ s |

die Standardabweichung der bestanschließenden Laufzeitkurve. Solange diese mit der Ordnung des Approximationspolynoms um wesentliche Beträge abnimmt, ist der Informationsinhalt noch nicht erschöpft und man ist berechtigt, Polynome von noch höherer Ordnung zu wählen. Die Grenze wird erreicht, wenn durch weitere Erhöhung der Ordnung keine entscheidende Verbesserung mehr erzielt werden kann. In diesem Fall gibt die Ordnungszahl des Polynoms die um eins vermehrte Zahl der freien Parameter des Erdinneren für den durchlaufenden Wellenweg an, z. B. die P_n -Geschwindigkeit, die Tiefe der M -Diskontinuität usw. Die Häufigkeitsverteilung der Abweichungen der Laufzeiten von der bestanschließenden Kurve zeigt augenfällig (Abb. 6a und b), inwieweit die Abweichung statistischer oder systematischer Natur ist. Die Bedeutung solcher Häufigkeitsverteilungen haben Borchert und Healy (1968) durch Anwendung auf die Laufzeitkurven langer refractionsseismischer Profile in den USA klar hervorgehoben. Sie haben gezeigt, daß sie ein wichtiges statistisches Merkmal der Erdkruste darstellen, das im Zusammenhang mit entscheidenden geologischen Vorgängen interpretiert werden muß. Dieser Schluß ist ohne weiteres auf Erdbebenbeobachtungen übertragbar, wenn auch die Aussagekraft infolge der fehlerhaften Herdparameter geschmälert wird.

Wir haben die Annäherung der Laufzeitkurve durch ein Polynom 3. Ordnung in der Form

$$T = A + B \Delta - D \Delta^3 \quad (2)$$

durchgeführt. Ein Glied in quadratischer Ordnung kann aus Gründen außer Betracht bleiben, die im Anhang dieser Arbeit erläutert werden. Im Anhang wird außerdem bewiesen, daß Gl. (2) die Taylor-Entwicklung der P_n - bzw. S_n -Laufzeitkurve für Krustenbeben darstellt, sofern man Laufzeitfehler von maximal 0,2 Sekunden toleriert. Aus Tabelle 1 erkennt man aber, daß die Standardabweichungen der bestanschließenden Kurven wesentlich darüber liegen, d. h. die Approximation durch Funktionen nach Gl. (2) ist berechtigt.

Durch Anpassung der Kurve nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Daten wurden die bestanschließenden Werte für A , B und C gefunden. Diese enthalten folgende Informationen (siehe Seite 12) über den Aufbau des Erdinneren

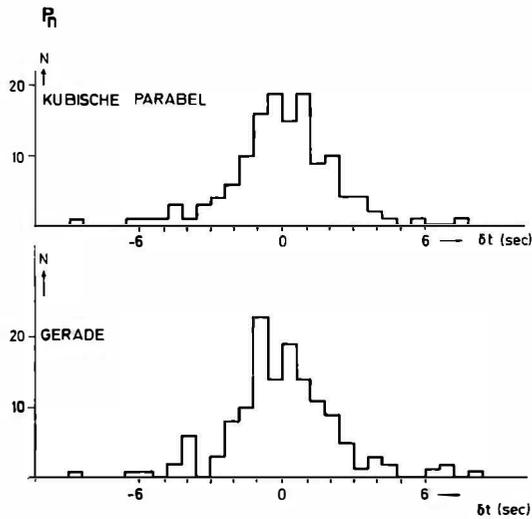


Abb. 6a. Häufigkeitsverteilung der P_n -Laufzeitabweichungen

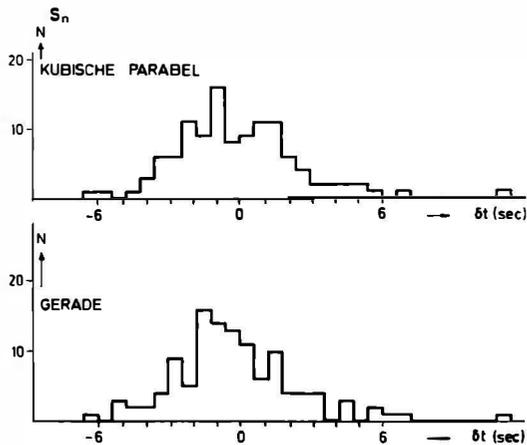


Abb. 6b. Häufigkeitsverteilung der S_n -Laufzeitabweichungen

$$A = \frac{(2H - h) \cos i}{v_0}, \quad B = \frac{R_0}{v_0}; \quad C = \frac{R_0 (k + 1)^2}{v_0 \cdot 24} \quad (3)$$

mit

- H = Tiefe der M -Diskontinuität
 v_G = Wellengeschwindigkeit in der Erdkruste
 v_0 = Wellengeschwindigkeit im Erdmantel bei $z = H$
 k = dimensionslose Zahl
 i = $\arcsin v_G/v_0$
 R = Erdradius
 $R_0 = R - H \approx R$

Die Zunahme der Wellengeschwindigkeit im oberen Erdmantel wird durch das Gesetz

$$v_N = v_0 \left(\frac{R_0}{R - z} \right)^k \quad (4)$$

beschrieben.

Man kann daher v_0 und k , nicht aber die Moho-Tiefe H oder v_G bestimmen. A ist die Intercept-Zeit t_0 , die H und v_G enthält.

Das Ergebnis der Annäherung an Gl. (2) zeigt der rechte Teil von Tabelle 1.

Sowohl für P_n als auch S_n erhält man bei $0 \leq h < 15$ km ein negatives D , d. h., diese Laufzeitkurven sind nach oben gebogen und ergeben keine physikalisch sinnvolle Verbesserung. Dagegen liefern die Kollektive von größeren Herdtiefen durchaus befriedigende Resultate. Die Anfangsgeschwindigkeiten v_0 im oberen Erdmantel liegen in der Größenordnung der Werte von Jeffreys und Bullen, die Intercept-Zeiten jedoch wesentlich darunter. Hieraus wäre eine verhältnismäßig kleine Krustenmächtigkeit unter Wien abzulesen. Der Parameter des Geschwindigkeitsgradienten k fällt in die gleiche Größenordnung wie bei Jeffreys und Bullen.

Die Qualität der Approximation 3. Ordnung ist durch die Häufigkeitsverteilungen der Laufzeitabweichungen geprüft worden. Abb. 6a—b stellt die Ergebnisse dar, aus denen hervorgeht, daß die Näherung durch eine Gerade zu einer asymmetrischen Häufigkeitsverteilung führt. Diese Schiefe verschwindet aber, wenn man zur Näherung 3. Ordnung übergeht. Dieses Ergebnis, gemeinsam mit dem der Standardabweichungen

Tabelle 2: Laufzeiten

| Δ | P_n -Laufzeiten | | | | | | S_n -Laufzeiten | | | | | |
|----------|----------------------------|-------|-----------------------------|-------|-----------------------------|-------|----------------------------|-------|-----------------------------|-------|-----------------------------|-------|
| | $0 \leq h < 15 \text{ km}$ | | $15 \leq h < 30 \text{ km}$ | | $30 \leq h < 45 \text{ km}$ | | $0 \leq h < 15 \text{ km}$ | | $15 \leq h < 30 \text{ km}$ | | $30 \leq h < 45 \text{ km}$ | |
| | m | s | m | s | m | s | m | s | m | s | m | s |
| 0 | | 7,47 | | 4,37 | | 2,95 | | 8,37 | | 7,00 | | 4,39 |
| 0,5 | | 14,40 | | 11,47 | | 10,06 | | 20,84 | | 19,70 | | 17,19 |
| 1,0 | | 21,33 | | 18,56 | | 17,17 | | 33,31 | | 32,40 | | 29,99 |
| 1,5 | | 28,26 | | 25,66 | | 24,28 | | 45,79 | | 45,10 | | 42,78 |
| 2,0 | | 35,19 | | 32,75 | | 31,38 | | 58,26 | | 57,79 | | 55,57 |
| 2,5 | | 42,12 | | 39,84 | | 38,47 | 1 | 10,73 | 1 | 10,47 | 1 | 8,34 |
| 3,0 | | 49,05 | | 46,92 | | 45,56 | 1 | 23,21 | 1 | 23,14 | 1 | 21,09 |
| 3,5 | | 55,98 | | 53,98 | | 52,63 | 1 | 35,68 | 1 | 35,80 | 1 | 33,83 |
| 4,0 | 1 | 2,91 | 1 | 1,04 | | 59,70 | 1 | 48,16 | 1 | 48,44 | 1 | 46,55 |
| 4,5 | 1 | 9,84 | 1 | 8,09 | 1 | 6,75 | 2 | 1,07 | 2 | 1,07 | 1 | 59,24 |
| 5,0 | 1 | 16,77 | 1 | 15,13 | 1 | 13,79 | 2 | 13,11 | 2 | 13,68 | 2 | 11,91 |
| 5,5 | 1 | 23,70 | 1 | 22,15 | 1 | 20,82 | 2 | 25,58 | 2 | 26,23 | 2 | 24,54 |
| 6,0 | 1 | 30,63 | 1 | 29,15 | 1 | 27,82 | 2 | 38,06 | 2 | 38,84 | 2 | 37,14 |
| 6,5 | 1 | 37,56 | 1 | 36,14 | 1 | 34,81 | 2 | 50,53 | 2 | 51,39 | 2 | 49,71 |
| 7,0 | 1 | 44,49 | 1 | 43,11 | 1 | 41,78 | 3 | 3,01 | 3 | 3,91 | 3 | 2,24 |
| 7,5 | 1 | 51,42 | 1 | 50,06 | 1 | 48,72 | 3 | 15,48 | 3 | 16,40 | 3 | 14,72 |
| 8,0 | 1 | 58,35 | 1 | 56,98 | 1 | 55,64 | 3 | 27,95 | 3 | 28,86 | 3 | 27,16 |
| 8,5 | 2 | 5,28 | 2 | 3,89 | 2 | 2,54 | 3 | 40,43 | 3 | 41,29 | 3 | 39,55 |
| 9,0 | 2 | 12,21 | 2 | 10,76 | 2 | 9,41 | 3 | 52,90 | 3 | 53,69 | 3 | 51,89 |
| 9,5 | 2 | 19,15 | 2 | 17,62 | 2 | 16,25 | 4 | 5,38 | 4 | 6,04 | 4 | 4,17 |
| 10,0 | 2 | 26,08 | 2 | 24,44 | 2 | 23,06 | 4 | 17,85 | 4 | 18,37 | 4 | 16,40 |
| 10,5 | 2 | 33,01 | 2 | 31,24 | 2 | 29,84 | 4 | 30,33 | 4 | 30,65 | 4 | 28,57 |
| 11,0 | 2 | 39,94 | 2 | 38,01 | 2 | 36,59 | 4 | 42,80 | 4 | 42,89 | 4 | 40,67 |
| 11,5 | 2 | 46,87 | 2 | 44,74 | 2 | 43,30 | 4 | 55,27 | 4 | 55,09 | 4 | 52,71 |
| 12,0 | 2 | 53,80 | 2 | 51,44 | 2 | 49,98 | 5 | 7,75 | 5 | 7,24 | 5 | 4,67 |
| 12,5 | 3 | 0,73 | 2 | 58,11 | 2 | 56,62 | 5 | 20,22 | 5 | 19,34 | 5 | 16,57 |
| 13,0 | 3 | 7,66 | 3 | 4,74 | 3 | 3,22 | 5 | 32,70 | 5 | 31,39 | 5 | 28,38 |
| 13,5 | 3 | 14,59 | 3 | 11,33 | 3 | 9,78 | 5 | 45,17 | 5 | 43,40 | 5 | 40,12 |
| 14,0 | 3 | 21,52 | 3 | 17,89 | 3 | 16,30 | 5 | 57,65 | 5 | 55,34 | 5 | 51,78 |
| 14,5 | 3 | 28,45 | 3 | 24,41 | 3 | 22,77 | 6 | 10,12 | 6 | 7,23 | 6 | 3,36 |

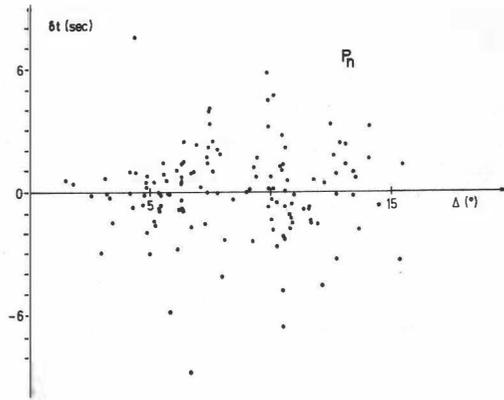


Abb. 7a. Laufzeitabweichungen δt für P_n -Wellen

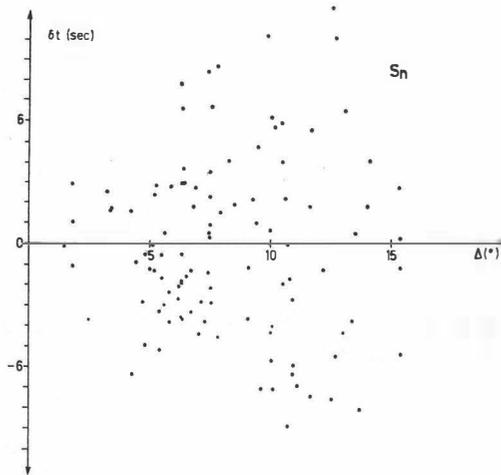


Abb. 7b. Laufzeitabweichungen δt für S_n -Wellen

aus Tabelle 1, nehmen wir als Indiz dafür, daß die Näherung 3. Ordnung berechtigt ist und der neu dazugekommene Parameter des oberen Erdmantels k eine wesentliche Information enthält.

Die Abweichungen der Laufzeitkurven δt von der Kurve 3. Ordnung werden in den Abb. 7a—b dargestellt. Eine Systematik der Ab-

weichungen, die auf eine Feinstruktur des oberen Erdmantels schließen ließe, kann nicht daraus abgeleitet werden. Die Qualität der Daten ist nicht gut genug. Erfolgversprechender wäre eine Auswertung bebenbezogener Laufzeitkurven von gut bekannten Ereignissen, wie Mayer-Rosa (1969) sie durchgeführt hat. Eine direkte Darstellung der Laufzeitkurven findet sich in den Abb. 8—10, die dazugehörigen Laufzeitdaten in Tabelle 2.

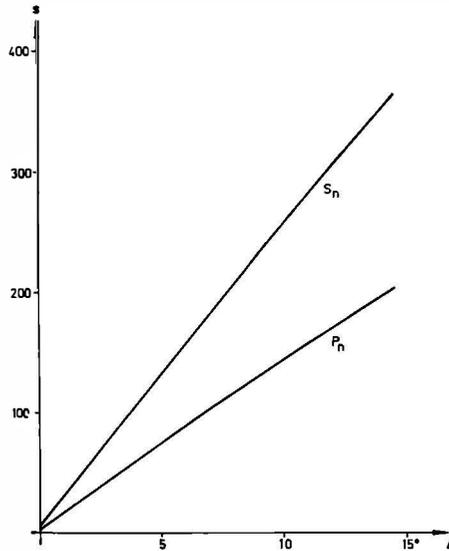


Abb. 8. Laufzeitkurven für P_n - und S_n -Wellen $0 \leq h < 15$ km

Zusammenfassung

Es werden die Laufzeitkurven der P_n - und S_n -Wellen für Wien durch Geraden bzw. kubische Parabeln angenähert. Es ergeben sich im letzteren Falle etwas höhere Geschwindigkeiten v_0 für die Krusten-Mantel-Grenze und etwas kleinere Intercept-Zeiten als nach Jeffreys und Bullen. Daraus ist eine vergleichsweise dünne Kruste unter Wien ableitbar. Die Daten streuen zu stark, um Feinstrukturen, insbesondere Geschwindigkeitsinversionen, im oberen Erdmantel zu erkennen.

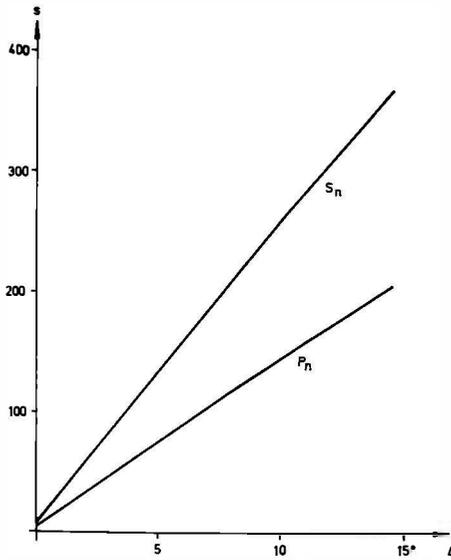


Abb. 9. Laufzeitkurven für P_n - und S_n -Wellen $15 \leq h < 30$ km

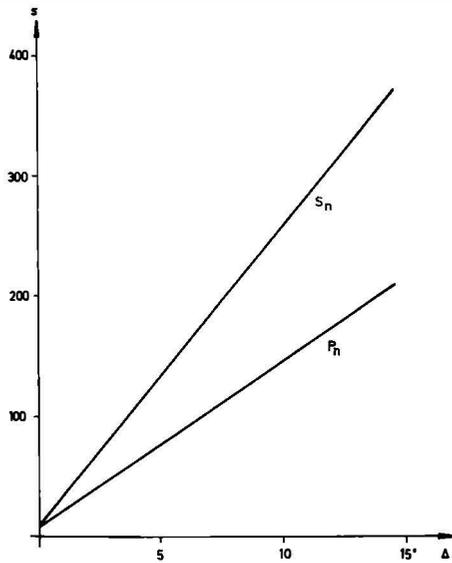


Abb. 10. Laufzeitkurven für P_n - und S_n -Wellen $30 \leq h < 45$ km

Danksagung

Diese Arbeit stellt einen von der Österreichischen Akademie der Wissenschaften finanzierten Beitrag zum Internationalen Geodynamics Project dar. Ihr sei für die Unterstützung an dieser Stelle gedankt.

Die Verfasser danken Frau Amtsdirektor G. Luckeschitz, Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, für ihre Hilfe bei der Bereitstellung des Datenmaterials.

Anhang

Unter der Voraussetzung, daß v_N im oberen Erdmantel mit der Tiefe z nach dem Gesetz

$$v_N = v_0 \left(\frac{R-H}{R-z} \right)^k \quad \text{mit } z \geq H = \text{Tiefe der M.-Diskontinuität} \quad (5)$$

zunimmt, ergibt sich nach Bullen (1955) für die Laufzeit im oberen Erdmantel, wenn Herd und Beobachtung bei $z = H$ liegen würden,

$$T' = \frac{2(R-H)}{k+1} \sin \left(\frac{k+1}{2} \Delta' \right).$$

Die Bezeichnungen sind Abb. 11 zu entnehmen. Wenn man die

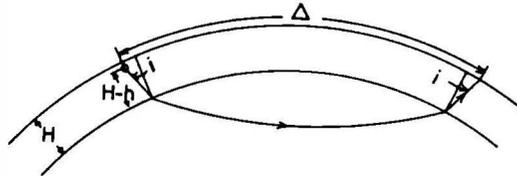


Abb. 11

plausible Annahme macht, daß der Brechungswinkel i' in der Erdkruste nur wenig kleiner ist als der kritische Winkel i , was für $\Delta \leq 15^\circ \frac{\pi}{180^\circ}$ sicher erfüllt ist, so kann man schreiben

$$T = T_0 \frac{2(R-H)}{k+1} \sin \left(\frac{k+1}{2} (\Delta - \delta) \right) \quad R_0 = R - H \quad (6)$$

mit

$$T_0 = \frac{(2H-h)}{v_G \cos i} \quad \delta = \frac{(2H-h) \tan i}{R_0} \approx 0,2^\circ \frac{\pi}{180^\circ}.$$

Wenn man maximale Abweichungen von $\delta T = 0,2 s$ bei $\Delta = 15^\circ \frac{\pi}{180^\circ}$ zuläßt, kann man an Stelle von Gl. (6) auch deren Taylor-Entwicklung 3. Ordnung schreiben

$$T = T_0 + \frac{R_0}{v_0} (\Delta - \delta) - \frac{R_0 (k+1)^2}{v_0 \cdot 24} (\Delta - \delta)^3 \quad (7)$$

oder umgeschrieben

$$T = T_0 - \frac{R_0}{v_0} \delta + \frac{R_0 (k+1)^2}{24 v_0} \left\{ \delta^3 + \Delta \left[\frac{24}{(k+1)^2} \delta - 3\delta'^2 \right] + 3\Delta^2 \delta - \Delta^3 \right\}. \quad (8)$$

Es soll nun gezeigt werden, daß alle Glieder, die δ^3 , δ^2 , aber auch $\Delta^2 \delta$ enthalten, im Rahmen dieser Näherung klein genug sind, um vernachlässigt zu werden.

In der nachfolgenden Abschätzung setzen wir näherungsweise

$$k = 2, \quad R_0 = 6400 \text{ km}, \quad v_0 = 8 \text{ km/s}, \quad \delta = 0,2 \cdot \frac{\pi}{180} \approx \frac{1}{300}.$$

Die Näherungsformel lautet dann

$$T = T_0 - 2,7 + 1,1 \cdot 10^{-5} + 800 \Delta - 10^{-2} \Delta + 3 \Delta^2 - 300 \Delta^3.$$

Wir schätzen für zwei Fälle ab:

$$1. \quad \Delta = 1^\circ \cdot \frac{\pi}{180} \approx \frac{1}{60}; \quad 2. \quad \Delta = 15^\circ \cdot \frac{\pi}{180} \approx \frac{1}{4}.$$

$$1. \quad T = T_0 - 2,7 + 1,1 \cdot 10^{-5} + 13,3 - 1,3 \cdot 10^{-4} + 8 \cdot 10^{-4} - 1,3 \cdot 10^{-3}$$

$$2. \quad T = T_0 - 2,7 + 1,1 \cdot 10^{-5} + 200,0 - 2,5 \cdot 10^{-3} + 0,18 - 1,5 \cdot 10^{-2}$$

Wenn man Fehler bis 0,2 Sekunden zuläßt, so kann man das 3., 5., 6. und 7. Glied der rechts stehenden Summe vernachlässigen.

In diesem Fall kann man die ersten beiden Glieder zusammenfassen und die Näherungsformel wie folgt schreiben

$$T \approx \frac{(2H - h) \cos i}{v_G} + \frac{R_0}{v_0} \Delta - \frac{R_0 (k + 1)^2}{24} \Delta^3. \quad (9)$$

Literatur

- [1] Borchardt, R. D., and J. H. Healy: A method for estimating the uncertainty of seismic velocities measured by refraction techniques. *Bull. Seis. Ann.* 1968, 1769–1790.
- [2] Bullen, K. E.: *An Introduction to the Theory of Seismology*. 1959.
- [3] Gutenberg, B.: Dispersion und Extinktion von seismischen Oberflächenwellen und der Aufbau der obersten Erdschichten. *Phys. Zt.* 1924, 377–381.
- [4] Gutenberg, B.: Amplitudes of surface waves and magnitudes of shallow earthquakes. *Bull. Seis. Ann.* 1945, 3.
- [5] Gutenberg, B.: Amplitudes of *P*, *PP* and *S* and magnitude of shallow earthquakes. *Bull. Seis. Ann.* 1945, 57.
- [6] Hirn, A., L. Steinmetz, R. Kind, and K. Fuchs: Long Range Profiles in Western Europe: II. Fine Structure of the Lower Lithosphere in France (Southern Bretagne). *Zt. f. Geoph.* 39 (1973), 363–384.
- [7] Jeffreys, H., and K. E. Bullen: *Seismological Tables*. British Association of Advancement of Science, London 1940.
- [8] Mayer-Rosa, D.: Die Geschwindigkeitsverteilung seismischer Wellen im oberen Erdmantel Europas. Dissertation, Univ. Stuttgart 1969.
- [9] Röwer, P.: Laufzeitanomalien von *P*-Wellen, beobachtet an den Stationen Stuttgart und Straßburg. *Zt. f. Geoph.* 1970, 105–109.
- [10] Seiberl, W.: Die individuellen Laufzeitkurven von Nahbebenwellen für Wien (1500 km). *Mitteilungen der Erdbebenkommission, Wien. Neue Folge Nr. 71*, 1973.
- [11] Strobach, K.: Ortsgültige Laufzeitkurven von *P* und *S* für Hamburg. *Gerlands Beiträge zur Geophysik* 63 (1954), 265–281.