

Ergebnisse einer hydrodynamisch-numerischen Modellierung des Alaska Tsunamis vom 28. März 1964

Von Manfred Engel und Wilfried Zahel

Zusammenfassung

Die von dem Seebeben am 28. März 1964 erzeugte Tsunami-Welle durchlief den gesamten Pazifik und konnte noch in Neuseeland und an der Antarktis nachgewiesen werden. Etwa 110 000 km² Meeresboden auf dem Alaskaschelf waren im Mittel 1,8 m angehoben worden. Die räumlichen und zeitlichen Ausmaße dieses Ereignisses erlauben die Berechnung der Ausbreitung dieser Welle in einem numerischen Modell des Weltozeans mit einem Gitternetz von ca. 110 km Gitterpunktabstand. Das Modell liefert Aussagen über Laufzeiten, Ausbreitungsrichtung und Wasserstand an jedem Punkt des Pazifiks. Vergleiche von beobachteten mit berechneten Laufzeiten zeigen eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

Summary

The Alaska earthquake of March 28, 1964 generated a tsunami wave, which propagated across the Pacific and could be observed even in New Zealand and the Antarctic. About 110 000 km² of sea bottom had been lifted up with a mean vertical displacement of 1.8 m. The scale of this event allows the computation of the wave propagation by means of a numerical 1°-ocean-model. The model yields travel times, propagation direction and water elevation at every point in the Pacific. Comparisons of observed and computed travel times show a satisfactory agreement.

Inhalt

1. Einführung	114
2. Voruntersuchungen	115
3. Das hydrodynamisch-numerische Modell	116
4. Ergebnisse	118
5. Schriftenverzeichnis	122

1. Einführung

Tsunamis, lange Wellen im Sinne der Hydrodynamik, werden durch Seebeben erzeugt, die mit einem Anheben, Absenken oder Verkippen des Meeresbodens verbunden sind. Sie bilden besonders im tektonisch sehr unruhigen zirkumpazifischen Raum eine große Gefahr für die Küstenbewohner.

Die Forschung zu diesem Thema wird bis heute im wesentlichen voneinander unabhängig auf drei Gebieten betrieben, dem Studium a) der Erzeugungsmechanismen dieser Wellen, b) der Ausbreitung der Wellen im offenen Ozean und c) des Auflaufens der Wellen vor den Küsten.

Der vorliegende Beitrag ist ein Versuch, den Tsunami im ganzen mit einem hydrodynamisch-numerischen Modell zu berechnen, wobei die charakteristischen physikalischen Eigenschaften des Phänomens so vollständig, wie das mit dem Modell möglich ist, berücksichtigt werden. Die Erzeugung der Welle wird, ausgehend von den beobachteten Daten, schematisiert einbezogen, und im Rahmen der räumlichen Auflösung von Tiefen- und Küstenkonfigurationen werden horizontale Strömungsgeschwindigkeiten und Wasserstände berechnet, wobei über die zugrundegelegten Differentialgleichungen und die Randbedingungen Reflexionen, Refraktion sowie die Dissipation Berücksichtigung finden.

Um einige prinzipielle Probleme der Reproduzierbarkeit von Tsunamiwellen im numerischen Modell zu klären, waren zunächst Voruntersuchungen bzgl. der Tsunami-anregung und der Verwendbarkeit des Gitternetzes notwendig. Diese sollen hier nur kurz dargestellt werden. Ebenso soll sich die Beschreibung des Modells auf das Notwendigste beschränken. Bei der Diskussion der Ergebnisse wird besonderer Wert auf die kritische Betrachtung der Aussagefähigkeit des Modells gelegt. Diese Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft über den Sonderforschungsbereich 94 gefördert. Die Rechnungen wurden am Regionalen Rechenzentrum Niedersachsen in Hannover durchgeführt.

2. Voruntersuchungen

SPAETH und BERKMAN (1967) haben für den Alaskatsunami über 100 Pegelaufzeichnungen zusammengetragen. Auch sich großräumig ausbreitende Tsunamis verursachen, wie man an der Mehrzahl der Beobachtungen sieht, Schwingungsvorgänge, die von der lokalen Tiefen- und Küstenkonfiguration abhängen. Von den Pegelschrieben einiger Inseln und Küstenorte läßt sich jedoch ableiten, daß eine Grundschiwingung von ca. 1,3 Stunden Periode vorhanden war, die von verschiedenen Autoren, z. B. E. BERG, et al. (1972), als Schwingung auf dem gesamten Kontinentalschelf im Erdbebengebiet gedeutet wird. Allen Beobachtungen gemeinsam ist die Tatsache, daß die Schwingungen mehr als 24 Stunden anhielten.

In einem Kanalmodell (Abb. 1) wurde dieser Vorgang einer kontinuierlichen Energieabgabe vom Schelf in den tiefen Ozean bei einer gegebenen Anfangsverteilung des Wasserstandes idealisiert untersucht. Die zur Darstellung eines solchen Vorganges notwendige Gitternetzauflösung (hier 7,4 km) konnte in dem Weltozeanmodell jedoch nicht verwirklicht werden. Es wurden deshalb weitere Voruntersuchungen in einem Teilmodell des nördlichen Pazifiks mit einer Gitternetzauflösung wie in dem Gesamtmodell durchgeführt, die zeigten, daß zumindest die Ausbreitung der führenden Welle und somit die Laufzeit des Tsunamis mit einer einfacheren Darstellung der Tsunamierzeugung simuliert werden kann. Als Ergebnis dieser Untersuchungen wurde die Anregung des Tsunamis durch Vorgabe einer Anfangswasserstandserhöhung von 2 m an 8 Rechenpunkten des Modells dargestellt, was in etwa der durch das Erdbeben freigesetzten Energie von ca. 2×10^{22} erg entspricht (E. BERG, et al., 1972). Die Prüfung der Frage, ob das verhältnismäßig grobe Gitter des Weltozeanmodells geeignet ist, die Ausbreitung der langperiodischen Wellen von ca. 1,3 Stunden Periode ohne nennenswerte Phasenverzögerung durch das numerische Verfahren zu beschreiben, ergab, daß die Fehler für die Laufgeschwindigkeit im tiefen Ozean zu vernachlässigen sind. Dieser Sachverhalt läßt sich bei Vernachlässigung der Corioliskraft an der Dispersionsrelation für eine in x-Richtung fortschreitende, ebene Welle veranschaulichen. Für das verwendete numerische Verfahren lautet diese Relation

$$(1 - \cos k \Delta x) \frac{gh \Delta t^2}{\Delta x^2} = 1 - \cos \omega \Delta t$$

Aus ihr läßt sich als Näherungsformel für die relative Phasenverzögerung herleiten:

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{c - c_R}{c} = \frac{\omega^2}{24} \left(1 + \frac{\omega^2 \Delta t^2}{24} \right) \frac{\Delta x^2}{gh} - \Delta t^2 \quad \text{mit } c = \sqrt{gh}, c_R = \frac{\omega}{k}$$

(Phasengeschwindigkeit im numerischen Modell).

Für 5000 m Wassertiefe, $T = 1,3$ Stunden, Zeitschritt $\Delta t = 240$ sec und $\Delta x = 110$ km ist der Fehler kleiner als 1,5 ‰.

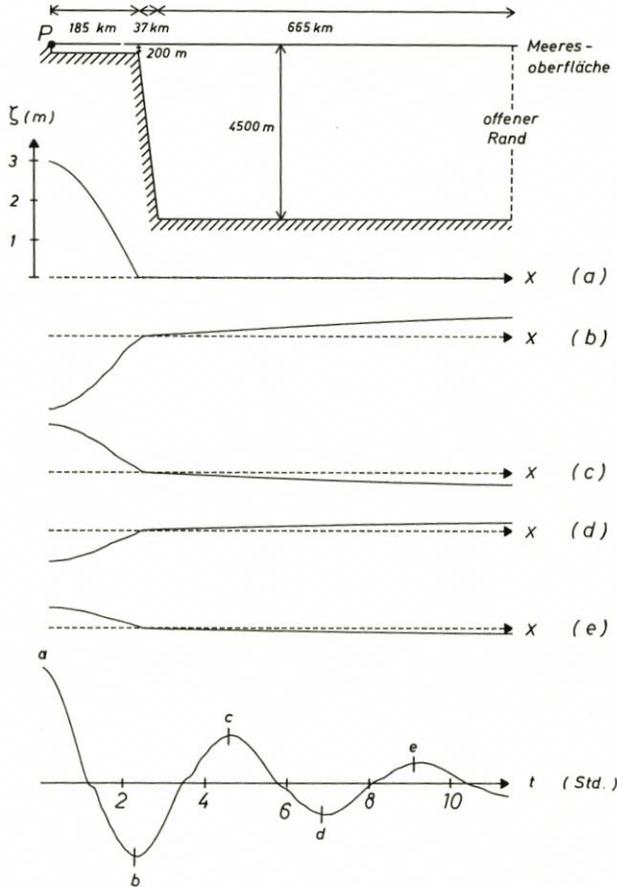


Abb. 1. Wasserstände einer Schelfschwingung. Profile zu verschiedenen Zeiten und zeitlicher Verlauf an Punkt P

3. Das hydrodynamisch-numerische Modell

Das für die Tsunamirechnungen benutzte Modell ist bisher erfolgreich für Gezeitenberechnungen im Weltozean verwendet worden (ZAHHEL, 1976). Es basiert auf den vertikal integrierten hydrodynamischen Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned}
 \text{I} \quad & \frac{\delta u}{\delta t} - 2\omega \sin \varphi v + \frac{r(u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} u}{D} + R\lambda + \frac{g}{R \cos \varphi} \frac{\delta \zeta}{\delta \lambda} = 0 \\
 \text{II} \quad & \frac{\delta v}{\delta t} + 2\omega \sin \varphi u + \frac{r(u^2 + v^2)^{\frac{1}{2}} v}{D} + R\varphi + \frac{g}{R} \frac{\delta \zeta}{\delta \varphi} = 0 \\
 \text{III} \quad & \frac{\delta \zeta}{\delta t} + \frac{1}{R \cos \varphi} \left(\frac{\delta (Du)}{\delta \lambda} + \frac{\delta (Dv \cos \varphi)}{\delta \varphi} \right) = 0 \quad \text{mit} \\
 & R\lambda = -A_h \Delta u - A_h R^{-2} \left(-u(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) - 2 \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\cos \varphi} \frac{\delta v}{\delta \lambda} \right) \\
 & R\varphi = -A_h \Delta v - A_h R^{-2} \left(-v(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) + 2 \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\cos \varphi} \frac{\delta u}{\delta \lambda} \right)
 \end{aligned}$$

Die Austauschsterme $R\lambda$, $R\varphi$ parametrisieren den turbulenten Impulsaustausch; es wird hier $A_h = 10^5 \text{ m}^2/\text{sec}$ benutzt.

(t : Zeit, λ : geogr. Länge, φ : geogr. Breite, ω : Winkelgeschwindigkeit der Erde, r : Bodenreibungparameter, R : Erdradius, g : Erdbeschleunigung, D : aktuelle Tiefe, $\zeta = \zeta(\lambda, \varphi, t)$: Wasserstand, $u(\lambda, \varphi, t)$, $v(\lambda, \varphi, t)$: Komponenten der Geschwindigkeit)

Diese Differentialgleichungen werden in Differenzgleichungen umgeschrieben, in welche die natürlichen Wassertiefen eingehen. An den Küsten verschwindet die Normalkomponente der Geschwindigkeit. Im Hinblick auf die Austauschsterme wird darüber hinaus das Verschwinden der Tangentialkomponente der Geschwindigkeit vorausgesetzt (Haftbedingung). Im Detail ist das numerische Verfahren bei ZAHLE (1970) beschrieben. Als Anfangsbedingung, die den Tsunamierzeugungsvorgang definiert, wird die o. a. Wasserstandserhöhung um 2 m an 8 Rechenpunkten auf dem Alaskaschelf vorgegeben. Der Gitterpunktabstand beträgt 1° in sphärischen Koordinaten; der Zeitschritt zwischen aufeinanderfolgenden Berechnungen des Bewegungsfeldes bzw. der Wasserstände wurde zu 240 sec gewählt.

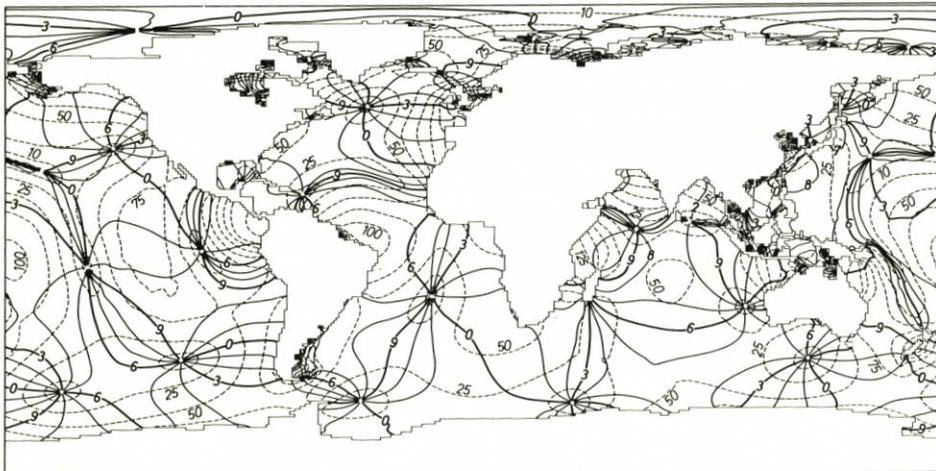


Abb. 2

Einen Eindruck von den Ergebnissen des Modells für die globale M_2 -Gezeit vermitteln die Linien gleicher Amplituden und Phasen in Abb. 2 (ZAHLE, 1976). Für die

Tsunamimodellierung wurde die Rechnung auf den von dem Tsunami erfaßten Raum beschränkt, d. h., in dem betrachteten Zeitabschnitt von 20 Stunden brauchte nur der Pazifik behandelt zu werden. Dasselbe numerische Verfahren wurde bereits für die Untersuchung der Ausbreitung von Tsunamis im Schwarzen Meer von ENGEL (1974) benutzt; es wurde von HANSEN (1962) entwickelt und für die Ermittlung von Bewegungsvorgängen in Rand- und Nebenmeeren verwendet.

4. Ergebnisse

Einen globalen Überblick über die Ausbreitung des Alaskatsunamis vermitteln die Linien gleicher Eintrittszeiten des ersten Wellenmaximums in Abb. 3. Es wurde für diese Darstellung der Zeitpunkt des Maximums gewählt, da dieser besser zu definieren ist als

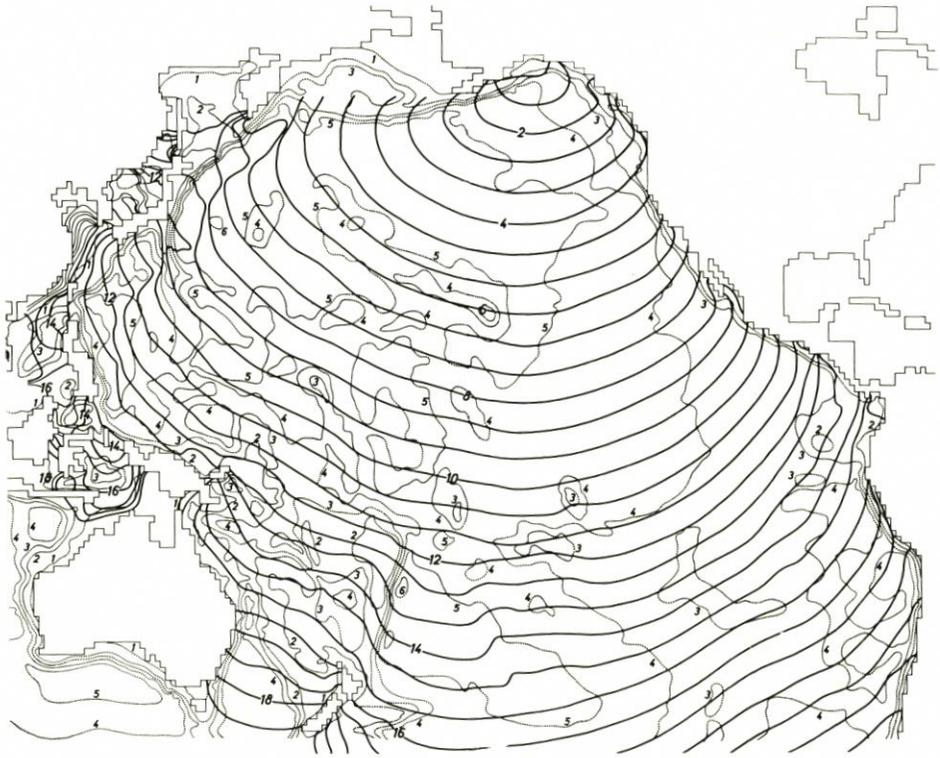


Abb. 3. Isolinien der berechneten Laufzeiten des ersten Wellenmaximums (Zahlenangaben —2— in Stunden), Linien gleicher Wassertiefe mit 1: 200 m, 2: 2000 m, 3: 3000 m, 4: 4000 m, 5: 5000 m, 6: 6000 m

die Eintrittszeit einer ersten Störung. Die Wahl einer schematischen Anregung des Tsunamis führt natürlich dazu, daß der zeitliche Verlauf der berechneten Welle nicht dem der natürlichen entsprechen kann. Dennoch gibt dieses Bild alle charakteristischen Eigenschaften der Ausbreitung des Tsunamis im tiefen Ozean richtig wieder. Um beispielsweise die Tiefenabhängigkeit der Ausbreitung näher betrachten zu können, wurden in Abb. 3 die Linien gleicher Meerestiefen eingezeichnet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten im west-

lichen und zentralen Bereich bei großen Wassertiefen unterscheiden sich deutlich von denen im flacheren südöstlichen Pazifik. Refraktionseffekte, z. B. nördlich von Neuseeland und längs der amerikanischen Küste, werden wiedergegeben. Allerdings muß man für den verhältnismäßig schmalen Schelf vor der amerikanischen Küste einschränkend bemerken, daß die räumliche Auflösung dieser Gebiete nicht ausreicht, um die Refraktion überall den natürlichen Verhältnissen entsprechend zu beschreiben. Dieses drückt sich primär in der Richtung der einlaufenden Wellenfront aus; die Verfälschung der Laufzeiten dürfte für praktische Belange weniger gravierend sein. Eine Verbesserung der Ergebnisse ließe sich durch den Einbau verfeinerter Gitternetze für speziell interessierende Flachwasserbereiche erzielen.

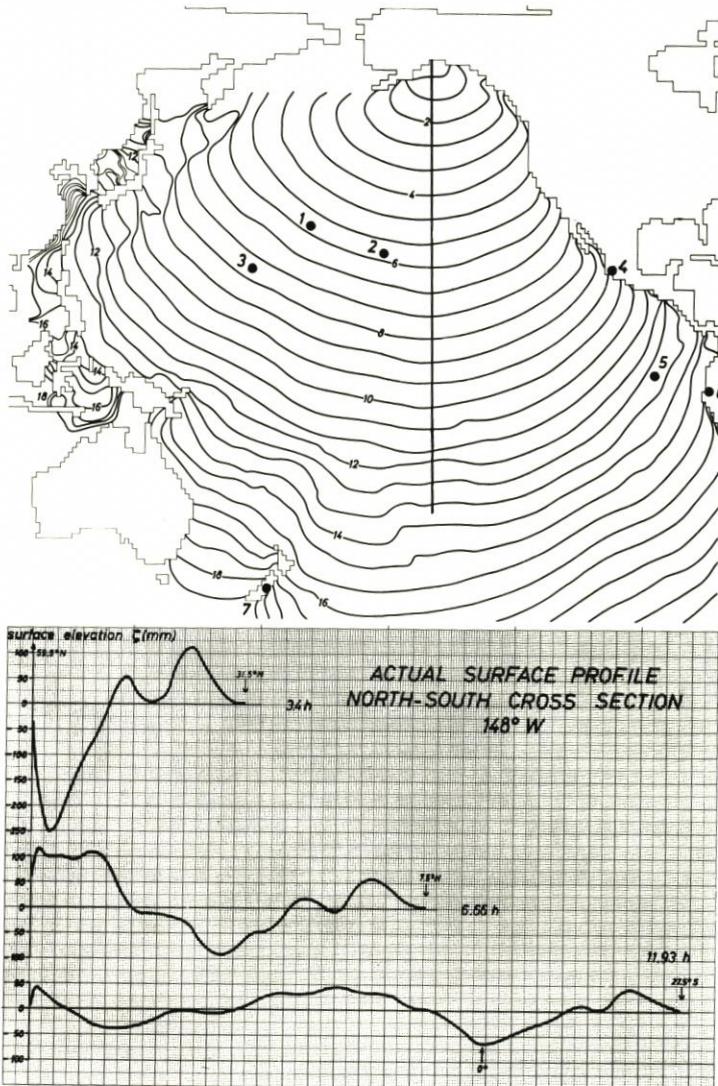


Abb. 4. a.) Lage der Sonderpunkte und eines vom Tsunamierzeugungsbereich ausgehenden N-S-Schnittes
 b.) Wasserstandsprofile zu verschiedenen Zeiten auf obigem Schnitt

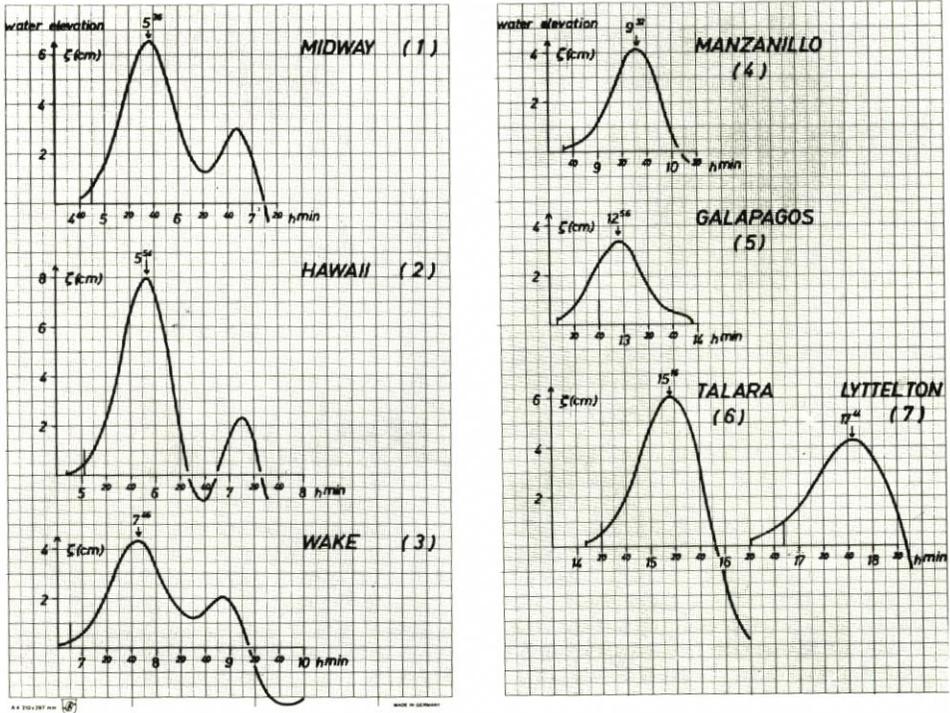


Abb. 5. Berechneter Wasserstandsverlauf in verschiedenen Sonderpunkten und beobachtete Tsunamiankunftszeit (senkrechter Strich)

Einen deutlichen Reflexionseffekt geben die Linien gleicher Eintrittszeit des Wellenmaximums längs des Japanischen Grabens und des Kurilengrabens wieder. Hier überlagert sich die erste reflektierte Welle, bevor sie ihr Maximum erreicht hat, mit der einlaufenden zweiten Welle. Weitere Reflexionseffekte werden von dieser Darstellung des ersten Maximums nicht wiedergegeben, obwohl die Reflexion an allen Küsten natürlich in dem Modell enthalten ist.

Bevor nun berechnete Ankunftszeiten mit Pegelbeobachtungen verglichen werden, sollen die Grenzen der Aussagefähigkeit des Modells noch einmal kurz aufgezeigt und zusammengefaßt werden. Die schematisierte Tsunamianregung und die unzureichende Auflösung der Tiefenverteilungen und Küstenlinien in Pegelnähe lassen kein natürliches Abbild des Tsunamis erwarten. Die Wellenhöhe und die von dem lokalen Resonanzverhalten abhängige Eintrittszeit des ersten Schwingungsmaximums eignen sich also nicht für einen direkten Vergleich Messung – Rechnung. Darüber hinaus ist die numerische Dispersion, d. h. die durch das Verfahren bedingte Verfälschung der Phasengeschwindigkeit der Welle, nur im tiefen Ozean zu vernachlässigen. In ausgedehnten Schelfbereichen, wie z. B. dem Gelben Meer, sind die berechneten Laufzeiten bei dem verwendeten Gitternetz unrealistisch.

Wegen dieser Einschränkungen werden die bei verschiedenen Autoren angegebenen beobachteten Ankunftszeiten mit der Zeit verglichen, zu der der berechnete Wasserstand 2 mm erreicht. Diese wird also als Ankunftszeit des berechneten Tsunamis betrachtet. Abb. 4 a gibt die Lage der Sonderpunkte an, für die die berechneten Wasserstände in Abb. 5 aufgetragen sind. Die länger ausgezogenen vertikalen Linien geben die Beobach-

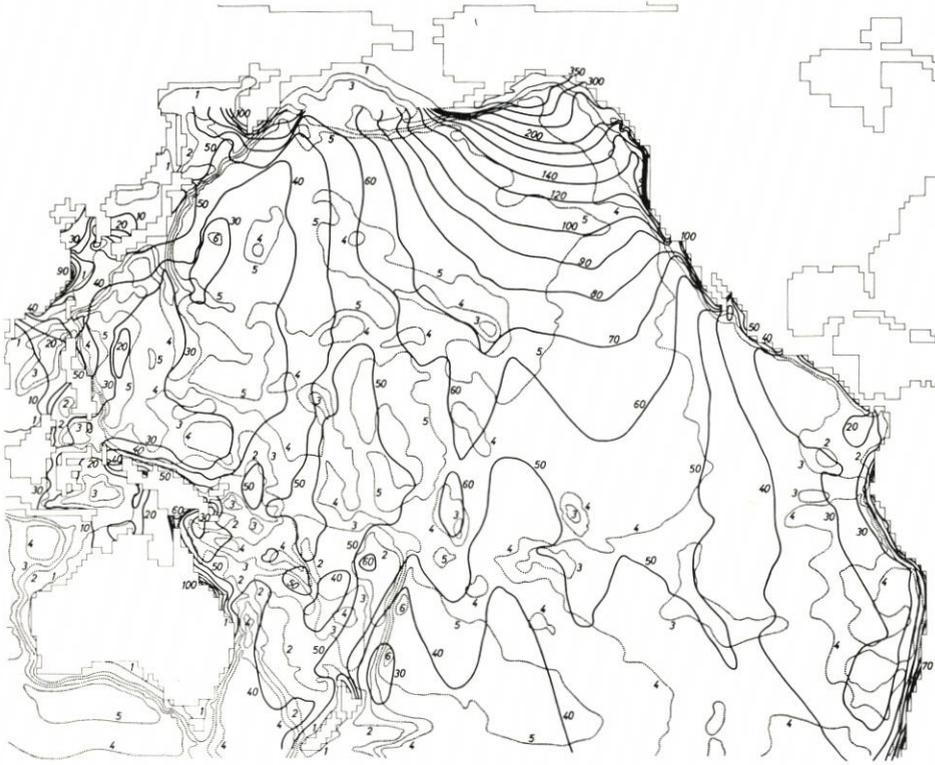


Abb. 6. Linien gleicher Auslenkung des berechneten ersten Wellenmaximums (Zahlenangaben —50— in mm), Linien gleicher Wassertiefe mit 1 : 200 m, 2 : 2000 m, 3 : 3000 m, 4 : 4000 m, 5 : 5000 m, 6 : 6000 m

tungen (SPAETH u. BERKMAN, 1967, u. a.) entnommenen Ankunftszeiten wieder; sie liegen i. allg. etwas später als die berechneten. Sicher trifft das Argument, daß die Angabe des Beginns einer signifikanten Störung problematisch ist, auch für die Beobachtungen zu. Für Pegelschriebe ist eine Störung von 2 mm sicherlich i. allg. noch nicht feststellbar. Die etwas größeren Zeitdifferenzen für Galapagos und Lyttelton lassen sich zumindest teilweise erklären: Der Pegel San Christobal auf Galapagos liegt auf der dem Tsunamierzeugungsgelände abgewandten Seite der Inselgruppe, und Lyttelton auf Neuseeland liegt an einer größeren Bucht, so daß das Eindringen der Welle über den vorgelagerten Schelf- und Flachwasserbereich in dem Modell nicht hinreichend genau beschrieben wird. Im Gegensatz zu den Beobachtungen zeigen alle berechneten Wasserstandszeitreihen eine ähnliche Gestalt. Dieses ist eine Folge der Tatsache, daß kleinräumige Prozesse von dem Modell nicht aufgelöst werden. Der Anstieg der ersten Welle erfolgt überall langsamer als es die Beobachtungen auch an weitgehend nur ozeanischen Bewegungsvorgängen ausgesetzten Pegeln zeigen. Dieses Verhalten ist bedingt durch den schematisierten Anregungsprozeß. Die in etwa bei allen Zeitreihen gleichbleibende Dauer von 65 Minuten von der ersten Störung bis zum Erreichen des ersten Maximums legt nahe, daß man auch beim Aufzeichnen von Linien gleicher Eintrittszeit der ersten Störung ein der Abb. 3 sehr ähnliches Bild erhalten hätte.

Um einen Eindruck von der räumlichen Gestalt der Tsunamiwelle zu vermitteln,

wurden in Abb. 4b längs des in Abb. 4a eingetragenen Schnittes Wasserstandsprofile zu verschiedenen Zeiten aufgezeichnet. Die Gestalt der führenden Welle wird beibehalten, ihre Auslenkung mit der Zeit natürlich kleiner. Eine Vorstellung von der zur Anregung lokaler Schwingungssysteme verfügbaren potentiellen Energie liefert Abb. 6. Hier sind die Wasserstände zur Zeit des ersten Wellenmaximums aufgetragen. Auch in dieser Darstellung werden topographisch bedingte Effekte sehr deutlich, z. B. die durch den Rücken der Hawaii-Inseln bedingten erhöhten Auslenkungen oder das Anwachsen der Maxima an den Küsten Amerikas und Australiens.

Die Anwendung dieses großskaligen numerischen Modells auf die Untersuchung des ebenfalls sehr großräumig erzeugten und wirksamen Alaskatsunamis soll als ein erster Versuch verstanden werden, die verschiedenen Phasen eines Tsunamis in einem Modell zu erfassen. Der nächste Schritt in Richtung auf ein Modell, das auch für die praktische Anwendung zur Tsunamiwarnung benutzt werden könnte, muß die Einbeziehung von Gitternetzverfeinerungen sein, die jedoch durch Parametrisierungen bei der Modellierung der Tsunamierzeugung und des Wellenaufbaus noch ergänzt werden muß.

5. S c h r i f t e n v e r z e i c h n i s

- BERG, E. et al.: Source of the Major Tsunami. Contributions of the Hawaii Institute of Geophysics, University of Hawaii, No. 310, 1972.
- ENGEL, M.: Hydrodynamisch-numerische Ermittlung von Bewegungsvorgängen im Schwarzen Meer. Mitt. d. Inst. f. Meereskd. d. Univ. Hamburg, XXII, 1974.
- HANSEN, W.: Hydrodynamical methods applied to oceanographic problems. Mitt. d. Inst. f. Meereskd. d. Univ. Hamburg, I, 1962.
- SPAETH, M. G. und BERKMAN, S. C.: The tsunami of March 28, 1964, as recorded at tide stations. Environmental Science Services Administration, Techn. Rep. C & GS 33, 1967.
- ZAHEL, W.: Die Reproduktion gezeitenbedingter Bewegungsvorgänge im Weltozean mittels des hydrodynamisch-numerischen Verfahrens. Mitt. d. Inst. f. Meereskd. d. Univ. Hamburg, XVII, 1970.
- ZAHEL, W.: A global hydrodynamic-numerical 1° -model of the ocean tide, the oscillation system of the M_2 -tide and its distribution of energy dissipation. Annales de Géophysique (in press), 1976.