

1964 年アラスカ津波の外洋伝播計算

今村文彦*・後藤智明**・首藤伸夫***

1. はじめに

環太平洋地震帯では地盤活動が活発であるため地震の頻発しやすい状況にある。地震そのものはたとえ大規模なものであっても局地的な被害でおさまるが、地震によって発生した津波は長距離伝播し遠方各地を襲う場合がある。1960 年チリ地震津波が日本に襲来した例や 1946 年アリシューション地震津波のハワイへの例である。

現在、電算機と数値計算法の発達により津波数値シミュレーションは有用性を増し、被害予測のみならず災害対策の分野に於いても重要な役割を果たしている。しかし、その適用範囲は近海で発生するものに限定されていると言っても過言ではない。これは、電算機の演算時間記憶容量および数値計算の精度について問題が残されているためである。特に、遠地から長距離伝播してくる津波の計算では打ち切り誤差に代表される計算誤差が累積され計算結果の精度が非常に悪くなることが考えられる。このような理由により、過去にも遠地津波を対象とした計算例が若干¹⁾あるが、その計算結果の信頼性は低く、対象領域も遠地津波の来襲を予測するには十分なものとは言えない。したがって、より広域な領域を対象とした精度の高い計算法を確立する必要がある。

そこで、本研究では 1964 年アラスカ地震津波を取り上げ遠地津波の基礎的な数値計算法に関する検討を行う。まず始めに、アラスカ津波の代表的な断面波形を用いて 1 次元伝播計算を行なうことにより支配方程式および計算格子間隔の違いによる計算結果の差について詳細に検討する。次に、実用問題の例として北太平洋を対象領域にした 2 次元計算を行ない遠地津波計算を実施する上で問題となる事項について考察を行なう。同時に、最近開発され実用に供されるようになって来たスーパーコンピュータの特徴のひとつであるベクトル演算機能を活用することにより遠地から伝播して来る津波に関しても比較的簡単に計算が可能であることを示す。

2. 1 次元伝播計算による検討

数値計算を行なう上で最も重要な問題は計算格子間隔と支配方程式を決定することである。前者は数値分散性や散逸性として現われる数値誤差の大きさに関するものであり、後者は高次の物理現象である非線形性や波数分散性の重要性に関する問題である。ここでは、両者について 1 次元伝播計算により考察する。

2.1 計算格子間隔の違いによる波形変化

数値計算では計算格子間隔に比例して離散化誤差や打ち切り誤差が大きくなり、物理的な性質とは異なる波数分散が生じたり粘性効果が働くことにより、波高を低下させることが知られている。この誤差は対象とする初期波形や伝播距離により変わるため、ここでは現実問題で

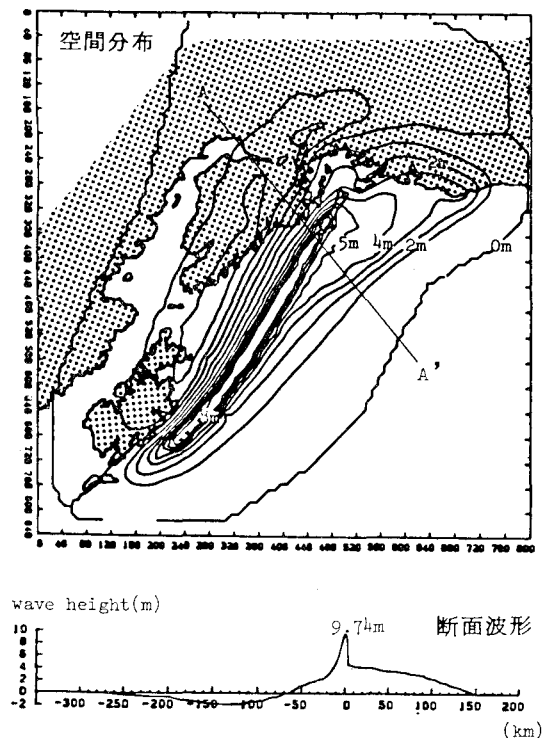


図-1 アラスカ津波の波源域

* 学生員 工修 東北大学大学院 工学研究科

** 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所 水工部

*** 正会員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科

あるアラスカ津波の代表的な断面波形を初期波形として用いた検討を行なっている。Plafker²⁾により得られたアラスカ津波の初期波形を図-1に示す。この波形は陸上部の地盤変化の測量結果を基にして作られたものであり津波波源としては精度がよいものとして考えられる。1次元伝播計算に用いた波形は図-1のA-A'断面に示したものである。計算では、簡単なため水深4000mの水平床を仮定し、3600km(アラスカからハワイ諸島までに相当)、5000km(メキシコまたは日本の三陸沿岸までに相当)の距離を伝播させている。津波波源での平均水深は約300mであるが、そこでの津波初期波長を用いて水深4000mの海域を伝播させた。周期が変わらなければ水深が深くなるにつれ波長は長くなる。この結果、本計算では計算誤差を厳しく評価していることになっている。

線形長波理論をリープフロッグ法により差分化した計算結果を図-2に示す。この図では格子間隔2, 5, 10, 20, 50kmの種類について比較している。線形長波理論を計算の支配方程式に選んでいるのであるから本来ならば初期波形の半分の寸法のものが相似形を保って伝播するはずであるが、リープフロッグ差分の打ち切り誤差に起因する数値分散性のため図に示すような高波数成分が顕著に表われたものになる³⁾。この数値分散性は差分格子間隔に比例して大きくなり、主峰の波高減衰を引き起こすものであることがわかる。この問題を回避するにはできるだけ細かい差分格子間隔を採用すれば良いのであるが遠地津波の場合は広範囲な計算領域を対象とするため電算機容量、演算時間などの点で限りがある。したがって必要とする精度を満たす範囲で適正な格子間隔を定めることになる。例えば、誤差20%程度の精度を考

た場合には10km程度の格子間隔を採用すれば良いことになる。10km格子の場合、1波長当たりの分割数は約50個であり従来の研究結果で言われている20から30分割より細かいものとなっている。これは、図-1に示したようにアラスカ津波は主断層と副断層の2重のものとなっており高波数成分を多く含む初期波形であるためである。

2.2 支配方程式の違いによる波形変化(水平床の場合)

津波の挙動を近似する理論としては線形長波理論、移流項を考えた浅水理論さらに分散項を考慮した非線形分散波理論が知られている。ここでは移流項と分散項の重要性について検討する。特に、遠地津波を考える場合にはその伝播距離が長いため波数分散効果が重要となることが予想される。

計算に用いた理論は線形長波理論、分散波理論である線形 Boussinesq の式および Boussinesq の式である。線形 Boussinesq の式は Boussinesq の式の中の移流項を無視したものである。これら分散項を考慮した式の計算には陰解法による差分法を用いている。

図-3に水平床上(水深4000m)での計算結果の一例を示す。図は計算誤差の影響を除くため、出来るだけ細かい格子間隔($DX=2.0$ km)を用いて比較したものである。図から線形 Boussinesq と Boussinesq の式を用いた計算の波形の差は小さく外洋伝播計算では移流項を無視してもかまわないことがわかる。しかし、予想したように波数分散の効果は重要であり無視することはできない。

分散項の影響を詳しく調べるために主峰付近の波形を取り出し計算誤差が無視出来るところまで差分格子を細

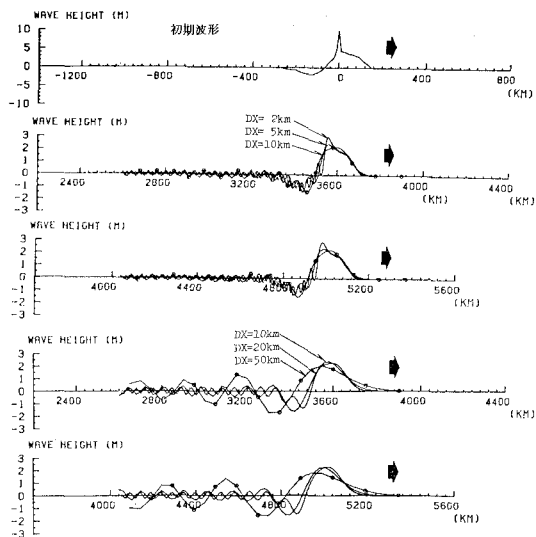


図-2 格子間隔の違いによる波形変化(線形長波理論)

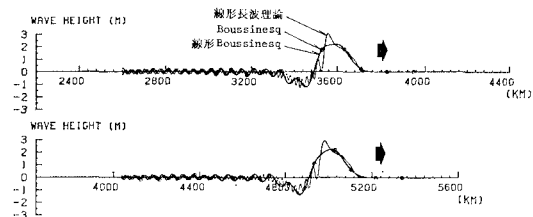


図-3 支配方程式の違いによる波形変化($DX=2$ km)

表-1 分割数による波高減衰

伝播距離 (km)	減衰率 線形理論解-数値解 ×100 (%) 線形理論解					
	線形長波理論			Boussinesq		
	40 分割 (0.5 km)	20 分割 (1.0 km)	10 分割 (2.0 km)	40 分割 (0.5 km)	20 分割 (1.0 km)	10 分割 (2.0 km)
720	0	17	40	72	74	78
1440	6	29	51	78	81	87
2160	12	36	57	82	85	91
2880	17	41	60	84	88	94

分化して計算を行なった結果を表-1 に示す. この表は分割数と主峰の波高減衰の様子を表わしたものである. 線形長波理論では殆ど計算誤差が表われない伝播距離でも分散波理論の波高は下がっており, この差は波数分散効果によるものであると考えられる.

2.3 支配方程式の違いによる波形変化(海底地形の効果)

図-4 には分散項中の斜面の効果調べるために, 図中に示した簡単な台形の海底地形を持つ海洋を伝播する場合について分散項に斜面勾配の影響を考慮した Peregrine の式と考慮していない Boussinesq の式を用いた計算結果の比較を行なったものである. 両者の差は小さく, 分散項中の斜面の効果は無視出来ると結論づけられる.

3. 2 次元伝播計算

3.1 計算法

前節の結果から遠地津波の計算には少なくとも線形 Boussinesq の式を用いる必要があることが明となったが, ここでは 2 次元伝播計算の第一歩として線形長波理論を用いた計算を行なうことにより実用計算の問題点について考察する.

計算に用いた方程式は, 次式に示す緯度, 経度座標で表わされたコリオリ項を含む線形長波理論である.

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \varphi} \left[\frac{\partial M}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \varphi} (N \cos \varphi) \right] &= 0 \cdots (1) \\ \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \varphi} g h \frac{\partial \eta}{\partial \lambda} - f N &= 0 \cdots (2) \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{R} g h \frac{\partial \eta}{\partial \varphi} + f M &= 0 \cdots (3) \end{aligned} \right.$$

ここで, R は地球の半径, (φ, λ) は地球座標の緯度, 経度, N, M は各方向の線流量, η は水位, f はコリオリ因子を表わす. また, g は重力加速度であり, h は静水深である.

差分法としてはリープフロッグ法を用い, 格子間隔は緯度, 経度各 5 分, 時間間隔は 10 秒としている. 計算領域は図-5 に示すように日本近海からアリューシャン列島, ハワイ諸島を含みアメリカ西海岸に至るほぼ北太平洋沿岸全域としている. アラスカ津波の外洋伝播に関する計算はかつて Hwang-Divoky⁴⁾によって行なわれたことがあるが彼らの計算と比較して本研究では 2 倍から 4 倍程度細かい格子間隔を用いていることになる. 計算では天文潮位など津波以外の波動は一切考慮していない. また, 地盤変動伝播速度の影響も考えていない.

3.2 計算結果

計算結果の一例を図-6 に示す. 図は津波発生後 2 時間と 4 時間の空間水位分布である. 波源域では最高 10m 近い波高を有していたが外洋へ伝播していくと波高は低くなる. アメリカ西海岸に向かうものは 30 から 70 cm 程度の波高となるが日本に向かうものは 10 cm 以下である. 実際にアラスカ津波の検潮記録を調べて見るとアメリカ西海岸で 0.6 から 3.0m, ハワイ州で 0.4 から 2.0m, 日本沿岸で 0.05 から 0.2m となっており, この計算結果と定性的には一致している. 図-7 には先ほど示した空間水位分布を立体視化したものである. アメリカ西海岸での波高は高く, 日本に向かうものは低い様子がよく分かる.

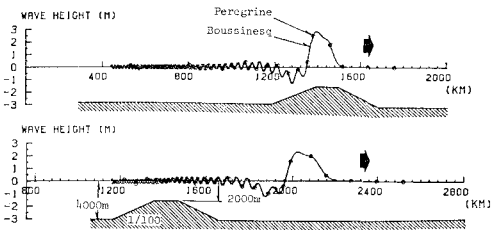


図-4 分散項中の斜面効果

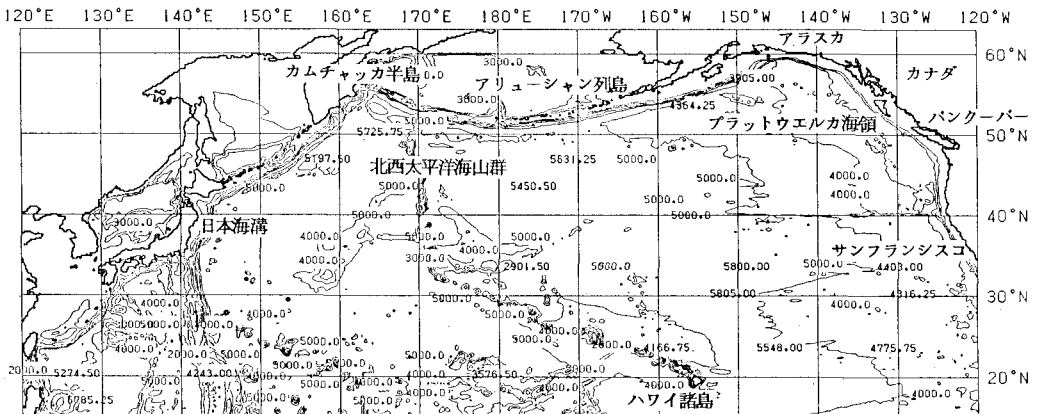


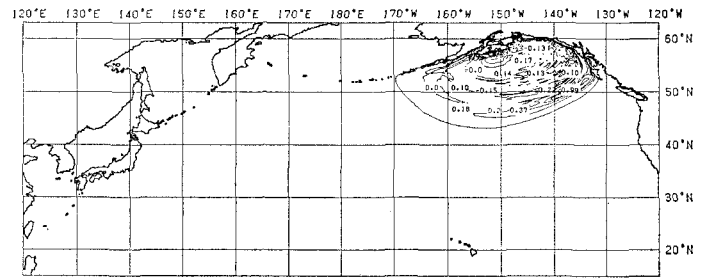
図-5 計算対称領域の水深分布

図-8には津波発生後7時間までの津波伝播図を表わす。水深の違いにより場所的な伝播速度の違いが見られる。Hwang-DivokyのRay-Tracing⁴⁾による結果(図-9に示す)と比較すると、津波は発生後5時間でハワイ島およびカリフォルニアに到達し7時間で日本の太平洋沿岸に達しているといったように比較的良好的な一致を示しているが、カムチャッカ半島やアリューシャン列島付近での伝播時間は本計算結果の方が30分程度遅れたものとなっている。

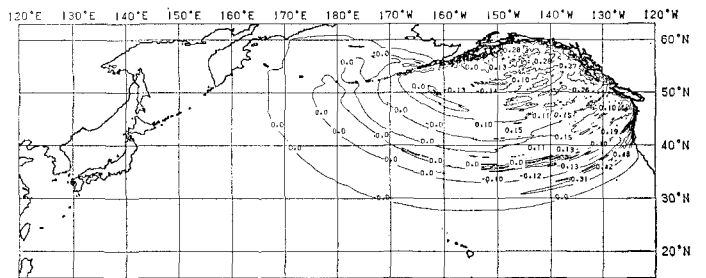
本計算は外洋伝播を目的とした計算であるため、浅海域での変形や局地的な特性を考慮するには不十分である。したがって、検潮記録と直接比較し、厳密な定量的論議をすることは出来ないが、計算結果の定性的な妥当性は得られると考える。表-2に到達時間および最大水位に関して計算結果と検潮記録³⁾との比較を示す。ここでは、浅海域の最低水深を100mにしているため、計算の到達時間は全般的にはややものとなっている。

特に、アリューシャン列島やカナダのバンクーバー付近での差は大きい。これは水深分布の差や複雑な入江を持つフィヨルド地形によるものであろう。これらを除けば平均的な到達時間の差は28.9分(11.8%)であり、良好的な計算結果であると考えることができる。

最大水位に関しては全体的に計算結果の方が低い値をとる。検潮記録を計算値で除することにより定義した誤差を各検潮所で求めると平均して1.41となる。この値は予想していたものより小さく、本研究の外洋伝播の計算でもかなりの再現性を持つと思われる。ただし、アリューシャン列島や、ハワイ諸島(ヒロ、カウレイ)などでは非常に値が高いものとなっている。アメリカ西海岸ではブラットウェルカー海嶺が続き比較的海底地形の変化が穏やかであるのに対してアリューシャンやハワイ付近では平均水深4000mから急激な勾配を持つことによると考える。そのため、この付近ではさらに細かい計算間隔により津波の計算を行なう必要があると考える。

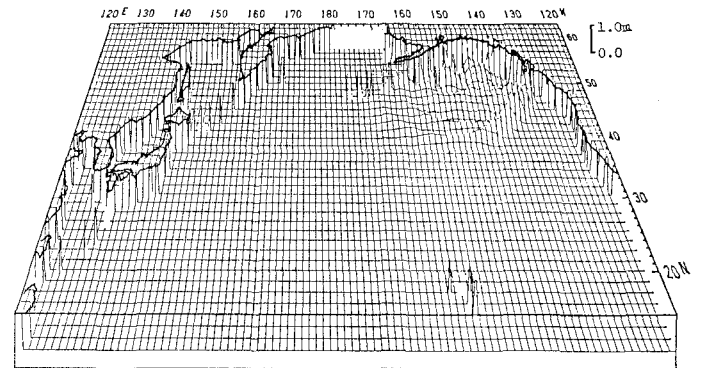


津波発生2時間後

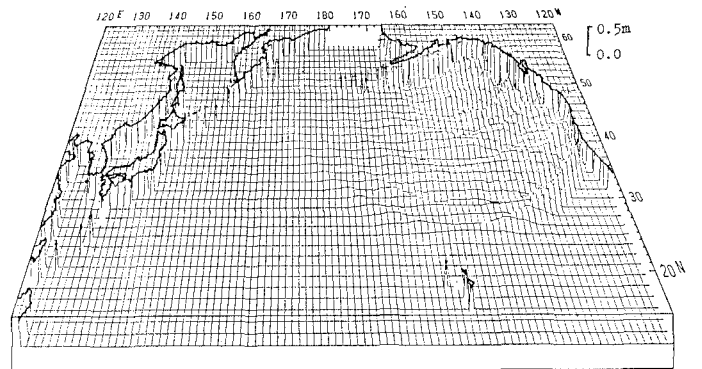


津波発生4時間後

図-6 空間水位分布



津波発生2時間後



津波発生4時間後

図-7 空間水位分布(立体視化)

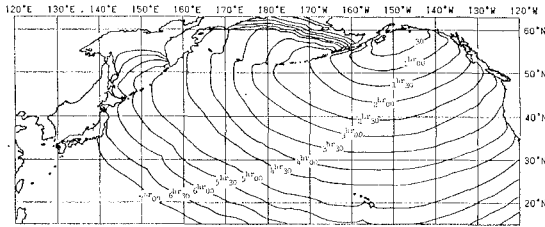


図-8 津波伝播図 (本計算結果)

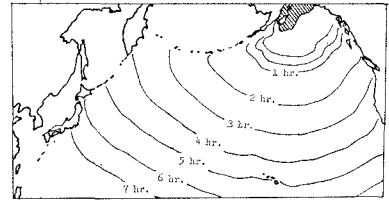


図-9 津波伝播図 (Hwang-Divoky による)

表-2 検潮記録と計算結果の比較

検 潮 所	到 達 時 間			最 大 水 位		
	記録	計算値	差	記録	計算値	誤差
Unalaska, Alaska	時間 分 2 30	時間 分 1 35	分 55	m 0.79	m 0.41	1.96
Yakutat, Alaska	1 24	1 10	14	2.32	2.67	0.87
Sitka, Alaska	1 30	1 10	20	4.36	2.66	1.64
Ocean Falls, Canada	4 24	3 15	69	3.81	4.21	0.90
Alert Bay, Canada	4 03	3 25	38	1.74	2.32	0.75
Port Albemi, Canada	4 24	3 40	44		2.16	
Victoria, Canada	4 26	4 15	11	1.46	1.22	1.20
Neah Bay, Wash.	3 42	4 35	-53	1.43	1.47	0.97
Friday Harbor, Wash.	4 54	3 30	84	0.70	2.43	0.29
Astoria, Oreg.	4 20	3 50	30	1.46	0.73	2.00
Crescent City, Calif.	4 03	4 05	-3		1.35	
San Francisco, Calif.	5 06	4 55	16	2.26	2.44	0.93
Hilo, Hawaii Island	5 24	5 00	24	3.81	0.24	15.88
Kahului, Maui Island	5 11	4 50	21	3.36	0.93	3.61
Honolulu, Oahu Island	5 17	4 55	27	0.82	0.73	1.12
Midway Island	4 51	4 30	21	0.28	0.13	2.15
Johnson Atoll	5 03	5 50	-47	0.31	0.17	1.82
Ofunato, Japan	7 04	6 45	19	1.37		
Poronoyk, U.S.S.R.	5 34	4 50	44	0.03	0.06	0.50

4. おわりに

本研究で提案した線形長波理論による2次元伝播計算では、7時間を再現するのに要した演算時間は約2時間であった。今回用いた計算機(ACOS1000)はベクトル演算機能の点から見ると低級なものであるが、さらに効率のよい機械を使用すれば現在の1/10以下の演算時間で計算が可能である。

津波の来襲前に波高を数値計算で予測することを考えるならば、遠地津波の場合には地震発生から沿岸に到達するまでにかなりの時間的余裕があるため数値予報の実現性はかなり高いと考えられる。一方、波高の精度について考えると、伝播距離が長い遠地津波では波数分散効果が重要であり、今後この効果を考慮した2次元伝播計算を行なう必要があろう。

謝 辞: 水深データをアメリカ合衆国テキサス A & M 大学 Prof. Reid and Dr. Whiteker から提供して頂いた。ここに記して謝意を表わす。

参 考 文 献

- 1) Ueno, Takeo: Numerical Computations for the Chilean Earthquake Tsunami, Oceanogr. Mag. Vol. 17, Nos. 1~2, pp. 86-94, 1965.
- 2) Plafker, Georg.: Tectonics of the March 27, 1964, Alaska Earthquake U. S. Geological Survey Professional Paper 543-I. Washington: Government Printing Office. 74 p, 1969.
- 3) 今村文彦・後藤智明・首藤伸夫: リーフログ法による長波計算の誤差, 地震学会講演会昭和60年春期大会, p. 204, 1985.
- 4) Hwang, Li-San and David Divoky: A Numerical Model of the Major Tsunami, The Great Alaska Earthquake of 1964, Oceanography and Coastal Engineering, National Academy of Sciences, Washington, D. C., pp. 191~210, 1972.
- 5) Spaeth, M. G. and Berkman, S. C.: The Tsunami of March 28, 1964, as Recorded at Tide Stations, ESSA Technical Report C&GS 33, Coast and Geodetic Survey Technical Bulletin No. 33, 1967.