

1 はじめに 近年津波変形に関する研究は、地震学の発達とともにその発生の機構が次第に明らかになり、数値モデルによるシミュレーションが盛んに行なわれる様になった。本研究は津波の発生・変形を波源域の初期条件との関係で数値的に明らかにしようとするものである。波源域との関係で津波の変形を論じたものには高橋龍太郎、梶浦俊二郎等のすくれた理論的研究があるが、それらは主に漸近解であり波源域から離れた所での解であるという制約がある。

2 円形波源域に対する変形特性 形状の簡単なものとして円形波源域の軸対称空間分布を考えると、梶浦の求めた Green 関数を変形して次式の水面形の表示を得る。

$$\zeta(r, t) = \int_0^\infty \frac{m}{\cosh m} \cdot T(x, m) \cdot F(r, m) \, dm \quad (1)$$

$$T(t, m) = \int_0^t x(t_0) \cos \delta(t-t_0) \, dt_0 \quad F(r, m) = \int_0^\infty f(r_0) J_0(mr) J_0(mr_0) \, dr_0 \quad (2)(3)$$

ここで、 $x(t_0)$ は波源域変形の時間関数、 $f(r_0)$ は波源域空間分布関数、 t , r は各々時間、空間座標、 ζ は静水面上の偏差、 m , δ は各々波数、周波数でありすべて水深 h^* を使って無次元化している。 $\zeta = \zeta^*/h^*$, $r = r^*/h^*$, $t = t^*/\sqrt{g/h^*}$, $\tau = \tau^*/\sqrt{g/h^*}$, $m = m^*/h^*$, $\delta = m \tanh m$, J_0 はベッセル関数である。 $x(t_0)$ として上昇継続時間 τ だけ一様速度で水底が変形するものとする

と(4)式の様になり、瞬間的に変動が完了する場合($T(t, m) = \cos \delta \tau$)

に比べて $\sin \frac{\delta \tau}{2} / (\frac{\delta \tau}{2})$ というフィルターがかかっており平滑化がなされる。

$$T(t, m) = \cos \delta(t - \frac{\tau}{2}) \cdot \sin \frac{\delta \tau}{2} / (\frac{\delta \tau}{2}) \quad (t > \tau/2 \text{ の場合}) \quad (4)$$

$f(r_0)$ として次の2種類を考える。

$$\begin{aligned} \text{一様分布} & \quad f(r_0) = \begin{cases} \eta_0 & 0 \leq r_0 < A \\ 0 & A < r_0 \end{cases} \\ \text{放物線分布} & \quad f(r_0) = \begin{cases} \eta_0 \{1 - (r_0/A)^2\} & 0 \leq r_0 < A \\ 0 & A \leq r_0 \end{cases} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F(r, m) &= \eta_0 \frac{A}{m} J_0(mr) J_0(mA) & F(r, m) &= \eta_0 \frac{A}{m} J_0(mr) \left[\frac{4}{\pi m A} J_1(mA) \right. \\ & & & \left. - \frac{2}{m A} J_0(mA) \right] \end{aligned} \quad (5) \quad (6)$$

ここで A は円形波源域の半径である。図-1 は $A=30$, $\tau=0$ の一様分布の場合について Simpson の $1/3$ 則により数値積分を行なった結果であり、 $t=0, 30, 60, 90$ の時刻における空間波形を η_0 で割って正規化して描いてある。分散関係により $\omega=0$ ですでに波形は先端で平滑化されているが、先端の伝播速度は1であり長波の波速で伝播している。梶浦の用いた分散関係の近似では $\frac{\omega}{k} = 1 - \frac{m^2}{6}$ としたため先端の指数関数的に減衰する部分(波数は虚数)で伝播速度が1を越え近似の不都合も生じる。分散は1次元段波の場合と同様に先端より順に後方に進行し、ま

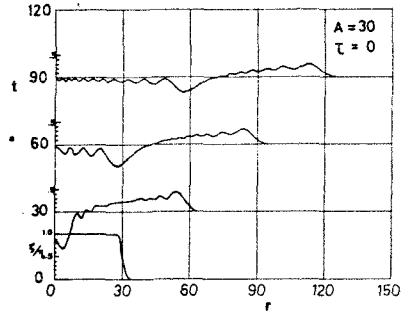


図-1 円形一様分布

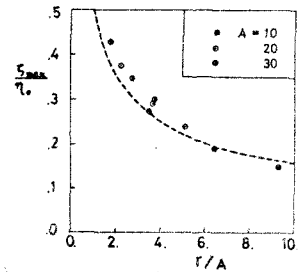


図-2 最大波の減衰

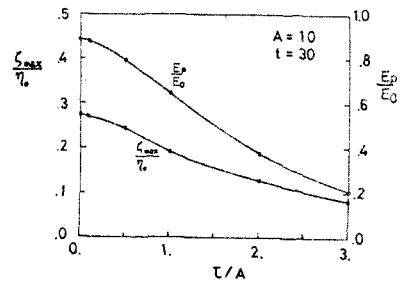


図-3 上昇継続時間の影響

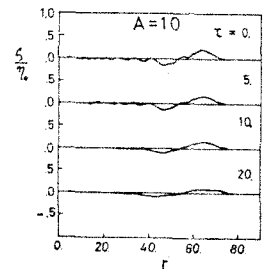


図-4 波形の変化

た2次元伝播の特徴として1山の初期波形であって後ろに負の尾の部分が続く。図-2に $t=0$ の場合の先導波の最大値を r/A に対して示した。図中波線は $r_{\max}/r_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{r}{A} \right)^2$ の関数であり、波源線 $(r=A)$ で進行波を考えて $\frac{1}{2}$ とした。堤浦の漸近解やGreenの法則によって、 $r^{-1/2}$ 則が導かれるが良くこの関数が表わされている。図-3に t と最大水面偏差、津波エネルギーの関係を示した。 E_0 は静的ポテンシャルエネルギーであり、 $E_0 = \frac{1}{2} \rho g \int \eta^2 ds$ 。津波エネルギーは津波擾乱域について次のエネルギー積分により定義する。 $E_p = \rho g \int \zeta^2 ds$ 。最大水面偏差は2次元伝播であるために測定する時刻、位置で異なるが、 E_p は各時刻では一定である。 E_p は $t/A = 1.5$ で $0.5 E_0$ となっていることがわかる。図-4に空間波形を示したが、 t が大きくなると周波数分散による高波数変動が消え波形はいわゆる長波の滑らかな波形となる。しかし実際の津波の場合には波源域の広さは100~200 km、水深は3000~6000 m、では10秒程度であるので、 $t/A < 0.1$ となり波源域の変動は瞬間的に生じるものとあまり変りない。次に空間的に放物線分布を与えた場合の空間波形を図-5に示した。明らかに波源形状は滑らかであり、顕著な周波数分散は見られない。又最大波の減衰は、 $r_{\max}/r_0 = 0.58 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{r}{A} \right)^2$ の関数に良くのることがわかった。以上の数値計算では各時刻での空間波形を求めたが、それらの波形の体積積分、およびエネルギー積分の保存性によって計算の精度を調べたがいずれのケースとも2~3%以下の変動であり、特に放物線分布の場合には1桁程度精度がよった。今まで述べてきた様に、波源域の変動が空間あるいは時間的に、

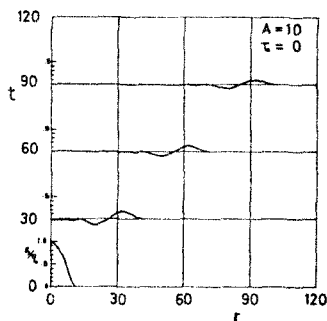


図-5 円形放物線分布

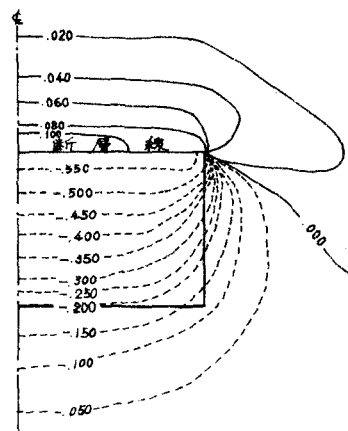


図-6 断層波源域鉛直変位分布

3 断層波源域に対する変形 ここでは一様水深の場合について断層変形による海底変動を初期条件として与えエネルギー放射の特性を調べる。Manshinha・Smylieによる半無限弾性体内のくい違いに対する静的変形についての解を用い断層波源域とする。図-6に昭和8年の三陸大津波の波源モデル³⁾を考え、断層長さ $L=55$ 、断層中 $w=30$ 、くい違い量1、傾斜角 45° の正断層の場合の海底鉛直変位量を等高線で示す。図中波線が沈降域、実線が隆起域であり断層面の水平面上の正射影を太線で示す。長波の運動、連続方程式と空間差分格子 $\Delta S=3$ 、時間格子 $\Delta T=2$ で差分法により解いている。図-7は最大水面偏差 $|r|_{\max}$ の分布を示したものである。中心線に沿った部分では等高線はこれと同じ方向に向いており、波高の高い部分がここに集中して、伝播距離が増しても減衰は顕著でない。一方断層線に沿う方向では波高は急速に減衰し、エネルギーの放射は少ないと言える。またこの断層は正断層であり沈降域が波源域の大きな部分を占めるが、 $|r|_{\max}$ の分布を見ると隆起域の方向に高い値が分布しており2次元伝播による後続の波との干渉が大きいことを示している。

参考文献

- 1) 堤浦欣二郎：津波の第1波について，震研彙報，Vol 41，pp. 535~571，1963
- 2) L. Manshinha・D.E. Smylie：The displacement of inclined Faults, Bulletin of the Seism. Soc. of America, Vol 61, 1971
- 3) 岩崎敏夫 真野明：三陸沖の断層地震による大津波の追算，第23回海岸工学講演会論文集，1976