津波石移動計算法の開発

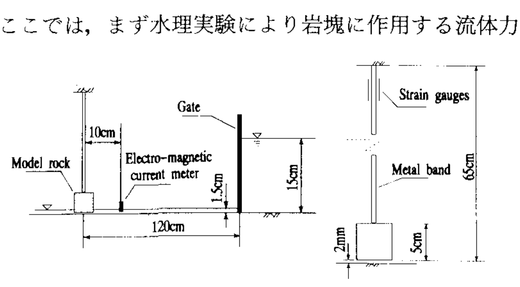
野路正浩*・今村文彦**・首藤伸夫***

1. はじめに

これまでの津波研究は，主に津波の波高や遡上高あるいは浸水域に着目して行われてきた．しかし，津波による被害は単に津波高さや浸水域のみで表現できるものではなく，流体力や漂流物の衝突力などと関連する．実際，羽鳥（1984）による家屋被害率の研究，永野ら（1989）による養殖筏被害の研究では，被害が波高よりも流体力や流速に関連していることが示されており，正確な流体力の評価が必要となる．津波による力に関しては，松冨による木材衝突力の一連の研究（例えば1989）などもあるが，流体力そのものの研究は福井ら（1962）を除き，ほとんど無いのが現状である．

そこで，本研究は津波の流体力に関する検討，及びその応用として，津波により海から陸に移動した岩塊（津波石）を取り挙げ，その移動を再現できる数値モデルを提案する．津波石の例としては，沖縄県石垣島で明和大津波により300個以上の珊瑚岩が移動しており，最大のものは推定重量700tを越える（牧野，1968）．また，岩手県田野畑村羅賀の推定重量20tを越える津波石は，明治三陸大津波によりT.P.24mまで運ばれた（首藤・後藤，1985；岩崎・竹田，1987）．このような津波石は歴史津波の貴重な史料となっている．本研究により，津波の流体力の評価及び岩塊移動の数値モデルが開発されれば，この史料を基に津波痕跡以外の歴史津波の情報を得ることも可能となる．

ここでは，まず水理実験により岩塊に作用する流体力の測定を行い，抗力係数・付加質量力係数を算定し，非定常流場での流体力モデルを検討する．また，1次元伝播問題として，津波石移動の数値モデルを提案し，これを羅賀の津波石に適用し，その有効性を調べる．



図―1　実験水路及びモデル岩塊

2. 流体力の測定とモデル化

2.1 水理実験方法及び装置

本実験では長さ12m，幅30cmの水平床水路を用い，水路中央にゲートを設け，これを急開させることで段波を発生させる（図―1）．流速が大きく非定常性が強い流れを対象とする場合には，このようなダム破壊流れの条件が都合よい．なお，水路下流端は，段波が自由落下できるようになっている．

モデル岩塊は1辺が5cmの立方体で，ゲートから1.2m下流に，金属板により水路上部から釣り下げられている．ゲート上流側水深は，10，15，20cmと3種類の初期条件とした．下流側はドライベッドではなく，水深を1.5cmとした．これは，電磁流速計による安定的な流速測定のためである．岩塊に作用する流体力は金属板に取り付けられた歪ゲージにより測定し，水位の変動は電磁流速計と同じ位置（モデル岩塊から10cm上流）で測定した．

2.2 流体力のモデル化

Morison式にならい，非定常流場での流体力 F_m を抗力と付加質量力から成るものとすれば，

$$F_m(t)=C_D(t)F_D(t)+C_M(t)F_1(t) \quad \cdots\cdots(1)$$

で表され，それぞれは次のように表示される．

$$C_D(t)F_D(t)=C_D(t)\frac{1}{2}\rho U|U|A \quad \cdots\cdots(2)$$

$$C_M(t)F_1(t)=C_M(t)\rho\dot{U}V \quad \cdots\cdots(3)$$

ここに ρ は水の密度，A，V はモデル岩塊の投影面積及び体積で，U，$\dot{U}$ は流れの接近流速及び加速度，C_D，C_M は抗力及び付加質量力係数である．なお，これらの係数は時間的に変動するものと考えられるが，比較的薄い流れが段波として岩塊に衝突する条件下では，その詳細な値は分かっていない．

時間的に変動する2係数を求めるために，微小時間 Δt 内ではこれら係数は一定であるとすれば，次の2式を得

* 学正員　東北大学大学院
** 正員　工博　東北大学助教授　工学部災害制御研究センター
*** 正員　工博　東北大学教授　工学部災害制御研究センター

る（Al-Kazily，1972；林・竹内，1978）．

$$F_m(t)=C_D\left(t+\frac{1}{2}\Delta t\right)F_D(t)+C_M\left(t+\frac{1}{2}\Delta t\right)F_1(t) \quad \cdots\cdots(4)$$

$$F_m(t+\Delta t)=C_D\left(t+\frac{1}{2}\Delta t\right)F_D(t+\Delta t)+C_M\left(t+\frac{1}{2}\Delta t\right)F_1(t+\Delta t) \quad \cdots(5)$$

これを2係数について解けば，それぞれ

$$C_D\left(t+\frac{1}{2}\Delta t\right)=\begin{vmatrix}F_m(t) & F_1(t)\\ F_m(t+\Delta t) & F_1(t+\Delta t)\end{vmatrix}\Big/\begin{vmatrix}F_D(t) & F_1(t)\\ F_D(t+\Delta t) & F_1(t+\Delta t)\end{vmatrix} \quad \cdots(6)$$

$$C_M(t+\Delta t)=\begin{vmatrix}F_D(t) & F_m(t)\\ F_D(t+\Delta t) & F_m(t+\Delta t)\end{vmatrix}\Big/\begin{vmatrix}F_D(t) & F_1(t)\\ F_D(t+\Delta t) & F_1(t+\Delta t)\end{vmatrix} \quad \cdots\cdots(7)$$

が得られる．ここで，(6)，(7)式の分母が非常に小さいとき，C_D，C_M は非現実的に大きい値となる．これは段波先端通過後の準定常状態において，加速度が小さいために F_1 がほぼゼロとなるためである．従って，このような場合には，$C_M=0$ として計算を行った．

2.3 測定結果

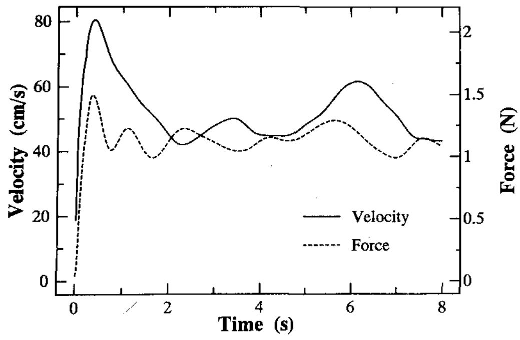
図―2 は，初期条件ゲート上流水深 15 cm での流速（実線）と流体力（点線），**図―3** は水位である．それぞれ，測定出力を 0.2 s 間で移動平均した結果である．

$t=0$ で段波先端はモデル岩塊に達し，0.5 s で先端はこれを通過する．この第一段階で，水位は急激に上昇し 6 cm となり，流速及び流体力も急激に増加する．第二段階は，その後 1.5 s までの期間で，水位は 7 cm にまで緩やかに上昇する．ここでは，流速は減少し流体力は振動を始める．これ以降の第三段階では，水表面は上下に変動し，それに対応するように，流速と流体力にも影響が出ている．ただし，流速の周期は流体力や水位の周期のほぼ2倍であった．

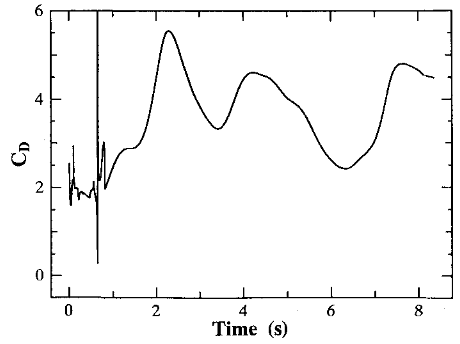
2.4 C_D，C_M の算定

実験より得られた水位･流速値から C_D，C_M を求める．Δt を 1 ms として得られた結果を図―4(a)，(b)に示す．

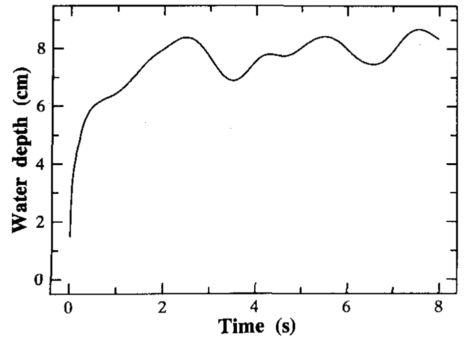
第一，第二段階では，運動量の急激な変化に対応して C_M が非常に大きな値をとるが，これ以降では0となる．C_D は2.0から4.0の範囲で変動している．これは，次のような流れの状態と関連するものと思われる．段波衝突後，モデル岩塊の後方に後流が生じ始め，その後流はモデル岩塊が水没するまでは2次元的な非定常流のもとで変動しながら発達する．その後，岩塊は水没し，後流は



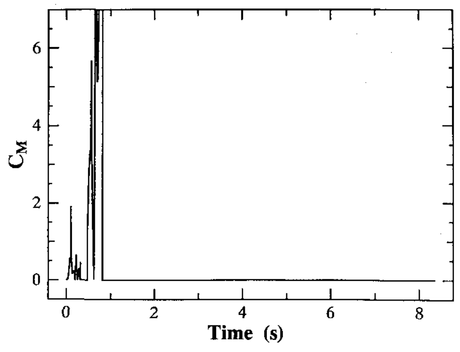
図―2　岩塊に働く流速と流体力の時間変化



図―4(a)　算定された C_D 値の時間変化



図―3　水位の時間変化



図―4(b)　算定された C_M 値の時間変化

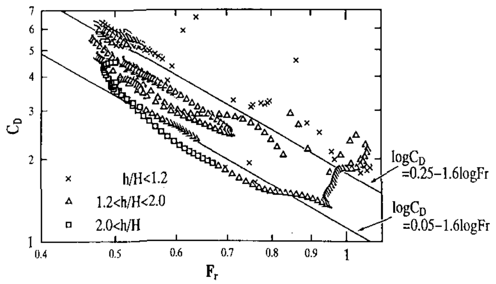
3次元的となる．さらに，自由表面波が水面に発生し，抗力を増加させている．

後流と自由表面波の発達には，フルード数と相対水深が影響を及ぼすと考えられる．そこで，図―5(a)，(b)には，C_D 及び C_M と，Froud 数 $(U/\sqrt{gh})$ 及び相対水深 (h/H) との関係を示す．ここに，U は流速，h は水位，H はモデル岩塊の高さである．付加質量力が大きいとき，水表面は急激に変化しているので，高い精度で C_M を得るのは容易ではなく，その値はかなりばらついたものとなっている．このばらつきを無視し，相対水深が1に近づくにつれ，C_M は二次元的流れにおける値に近づくと仮定する．以上により，C_D，C_M に対し，次のような関係式が得られた．

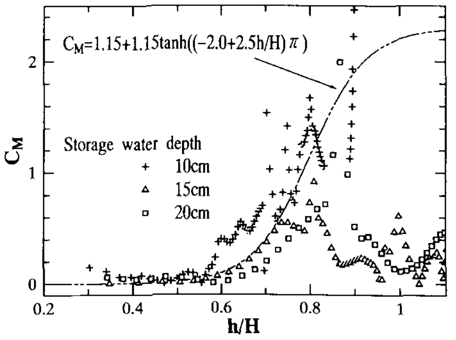
$$\log C_D=\begin{cases}0.25-1.6\log F_r & \text{for} \quad h/H<1.2\\ 0.55-0.25h/H & \\ \quad -1.6\log F_r & \text{for} \quad 1.2<h/H<2.0\\ 0.05-1.6\log F_r & \text{for} \quad 2.0<h/H\end{cases} \quad \cdots\cdots(8)$$

$$C_M=1.15+1.15\tanh\{(-2.0+2.5h/H)\pi\} \quad \text{for } h/H<1.0 \quad \cdots\cdots(9)$$

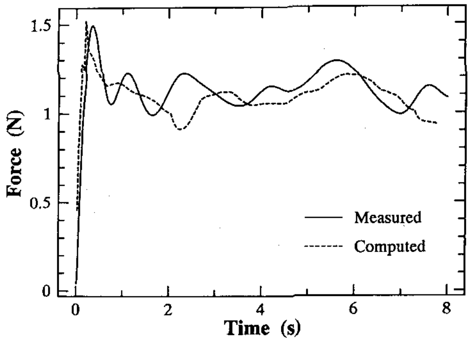
なお，モデル岩塊が完全に水没した後での C_M の値として $h/H=1.0$ での値を用いた．このように近似を行っても算出される流体力の大きさには余り影響を与えない．なぜならば，この時流体の加速度はほぼ0となっている



図―5(a) C_D と F_r 及び相対水深との関係



図―5(b) C_M と相対水深の関係



図―6 流体力の測定値と計算値の比較

からである．

2.5 流体力モデルの適用性

さきに求めた C_D，C_M について検討するために，モデル岩塊に作用する流体力を算出し，これを測定値と比較した．図―6は初期のゲート上流水深15 cmのケースについて流体力の測定値を実線で，計算値を破線で示したものである．これによれば，初期の流体力の急激な増加及びその値がよく再現されている．従来の C_D，C_M 値を一定とするモデルに比較すれば格段に再現性は高くなった．ただし，その後の測定値と計算値はほぼ同じ範囲で変動してはいるものの，その位相については一致しないところがある．

3. 羅賀の津波石への適用

3.1 支配方程式

ここでは，1次元伝播問題を取り上げる．流体の計算には浅水理論を用いるが，この運動の式には，次に示すように岩塊に作用する流体力を考慮してある．

$$\frac{\partial M}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{M^2}{D}\right)+gD\frac{\partial \eta}{\partial x}+\frac{\tau}{\rho}+f_D+f_I=0 \quad \cdots(10)$$

ここに M, D はそれぞれ線流量及び全水深，η は水位である．また，f_D，f_I は次のように相対速度と加速度で表される．

$$f_D=\frac{1}{2}C_D(U-\dot{X})|U-\dot{X}|H/\Delta x \quad \cdots\cdots(11)$$

$$f_I=(C_M\dot{U}LH-(C_M-1)\ddot{X}LH)/\Delta x \quad \cdots\cdots(12)$$

上2式中の Δx は，空間格子間隔を示す．

岩塊の移動は次式により得られる．

$$\rho_s LH\ddot{X}=\frac{1}{2}C_D\rho_f(U-\dot{X})|U-\dot{X}|H + C_M\rho_f\dot{U}LH-(C_M-1)\rho_f\ddot{X}LH-F_b-F_g \quad \cdots\cdots(13)$$

ここに ρ は密度，L，H は岩塊の長さ及び高さ，X は岩塊位置の水平座標，U は流速，F_b は底面摩擦，F_g は重力の斜面方向成分，˙ は時間に関する微分，添え字の f, s

はそれぞれ流体と岩塊とに関する量であることを示す．

これらの方程式はLeap-frog法により離散化され，流体の運動の式中では抗力を既知として扱う．これは数値計算で陽的差分を使用しているからである．なお，計算安定のため，(12)式の付加質量力の流体加速度項を(10)式の局所項と同じ時間ステップでの未知数として計算した．

3.2 数値計算上での問題点

岩塊に作用する流体力の精度には，計算格子寸法と計算スキームとが影響する．線流量及び全水深が離散化されているため，格子内での水理量は平均化されており，隣接する格子とでは水理量は異なる．この事が，空間格子の境界付近での岩塊位置の僅差が，岩塊に作用する流体力の大差をもたらす原因となる．これを回避するためには，格子細分化や岩塊位置による流体量の線形補間があり，両者を併用すれば良好な結果が得られた(野路ら，1992)．

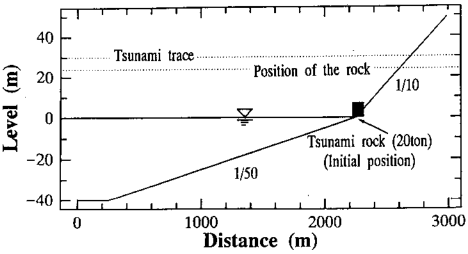
また，計算上問題になるのが，岩塊の運動式中の流体加速度の算出で，その精度は付加質量力の算定精度に大きく影響する．Leap-frog法では，流量と全水深の計算点が半メッシュずれている．そのため，加速度を算出する際には，線流量計算点での全水深を求めなくてはならない．線流量計算点の空間的時間的前後4点の全水深が既知の場合、これら4点での値の平均値を線流量計算点での全水深とする．時間に関し半ステップ前の値しか判っていない場合には，空間的前後の2点でのみ全水深が知られているので，これの平均値とする．こうした置き換えをした場合，次の(14)式になるが，条件によっては，岩塊が波先端を追い越すという非現実的な結果となった．

$$\dot{U}=\left\{M^{k+(1/2)}_{i+(1/2)}\Big/\frac{1}{2}(D^k_i+D^k_{i+1}) - M^{k-(1/2)}_{i+(1/2)}\Big/\frac{1}{4}(D^k_i+D^k_{i+1}+D^{k-1}_i+D^{k-1}_{i+1})\right\}\Big/\Delta t \quad \cdots\cdots(14)$$

これは，4点での平均値を取るものと2点での平均値を取るものとが混在した結果，時間方向の補間精度に差があるからである．そこで多少精度は落ちても，時間方向の精度を同じにした加速度算定式を(15)式のように導いた．

$$\dot{U}=\left\{M^{k+(1/2)}_{i+(1/2)}\Big/\frac{1}{2}(D^k_i+D^k_{i+1}) - M^{k-(1/2)}_{i+(1/2)}\Big/\frac{1}{2}(D^{k-1}_i+D^{k-1}_{i+1})\right\}\Big/\Delta t \quad \cdots\cdots(15)$$

(14)，(15)式の違いを調べるために，その打ち切り誤差を調べたところ，(14)式では波先端で誤差が大きくなり，岩塊速度が波速を越えることがわかった．また，(15)式の誤差は，(14)式の誤差の$\Delta t/T$ ($\Delta t=0.025$ s は時間ステップ，$T=360$ s は周期)倍であった．したがって，(14)式を使用した場合に見られた非現実的な結果は，(15)式を使用する場合には生じなかった．



図—7 岩塊位置と地形（岩手県羅賀）

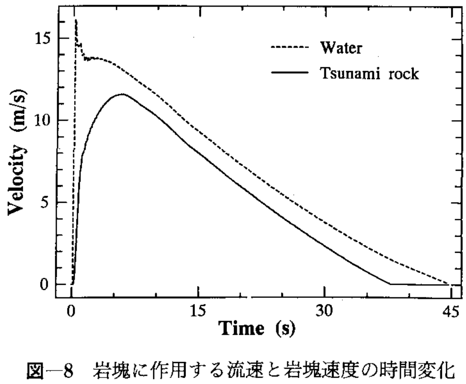
3.3 計算条件について

以上のモデルを羅賀の津波石に適用する．実際の水の流れや津波の遡上，それに伴う岩塊の移動は3次元的であるが，数値計算は1次元計算とする．これは本研究のおもな目的が，岩塊移動に関する計算法の開発，及びその適用性の検討にあるためである．

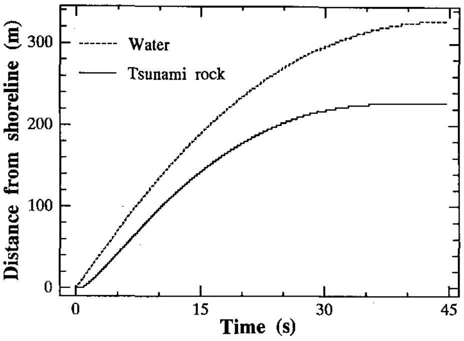
地形を図—7に示す．海底部および陸上部の斜面勾配はそれぞれ1/50, 1/10である．実測での津波痕跡高はT. P. 30 mである．初め汀線にあった岩塊は，今ではT. P. 24 mの高さにあり津波石と呼ばれている．その寸法は，長さ3 m, 高さ1.6 mである．多くの気孔が空いていることを考慮して，その密度を2.0 t/m^3 (19.6 kN/m^3) とした．水深40 mの沖側境界において，周期6分の正弦波を1波入力した．その振幅は，10 mから16 mと変化させた．

3.4 計算結果

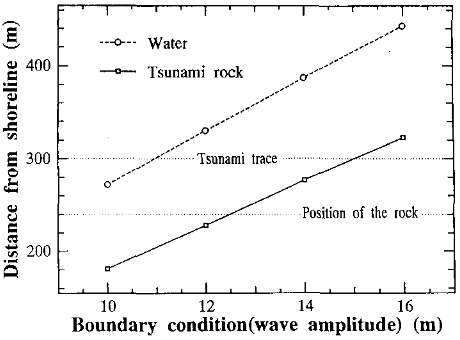
図—8には入力波の振幅が12 mのときの岩塊に作用する流体の流速を破線で，それにより移動する岩塊の速度を実線で示した．流速及び岩塊の速度に関し，次の3つの段階に分けることが出来る．第一段階は計算開始後から1 sまで，第二段階は1 sから5 sまで，第三段階は5 s



図—8 岩塊に作用する流速と岩塊速度の時間変化



図—9 岩塊位置と津波先端位置の時間変化



図—10 入力波振幅に対する岩塊移動距離と津波遡上距離

から 37 s である．

第一段階では，まず流体が岩塊に衝突し，流速は急速に増加する．岩塊が移動を始めると，岩塊の速度もまた急激に増加する．その時，今度は流速は急激に減少するが，減少量は小さい．この岩塊移動開始直前までの急激な増加と直後の急激な減少が第一段階であり，ほぼ1 s の長さである．

これに続く第二段階は，岩塊の速度が最大に達するまでの時間である．流速は 2，3 s 秒間はほぼ一定であり，4 s 辺りから減少し始め，5 s 後には，岩塊の速度が最大値に達する．

第三段階は，岩塊の速度が減少し始めてから岩塊が停止する 37 s までの間である．この間では，岩塊の速度は常に流速より 1.5 m/s 遅くなっている．この速度差によって生ずる抗力が，重力及び底面摩擦に対抗して，岩塊を運搬する．

図—9 には，実線で岩塊の位置を，破線で津波先端の位置を示す．岩塊と流体の速度差が 1.5 m/s 以下になる 37 s に，岩塊は最高の場所に到達する．汀線での波高が最大となるのは 60 s であるにもかかわらず，津波の遡上高は 45 s で最大となり，その後波先端部は斜面を下り始める．この差は，波運動の過渡的性質によるものである．

図—10 には，入力波振幅の関数として，岩塊最終位置（実線）及び津波遡上高（点線）を示してある．これによれば，岩塊が汀線から 240 m 移動するには入力波の振幅が 12.4 m 必要なのに対し，津波の遡上高さ 30 m（遡上距離 300 m）を示す入力波の振幅は 11 m であることが分かる．この違いについては，いずれ詳細な検討が必要であるが，羅賀の地形からみて，V 字状地形の効果を 1 次元計算では取入れ得なかった事が主な原因であると考えられる．

4. おわりに

抗力及び付加質量係数は，流れの非定常性，後流の発達と変動，流れの 2 次元から 3 次元構造への変化，自由表面波の発生により時間的に変動する．これらの係数に対し，(8)，(9)式に示される関係式を得た．実際の岩塊移動を再現するためのモデルとして (10)，(13) 式を導き，その適用性を岩手県羅賀での津波石で調べた．その結果，安定な計算が行われ，簡略化した計算としては，ほぼ妥当な結果が得られた．今後，実用化のために，本モデルの平面 2 次元への拡張を行う予定である．

謝辞：本論文の公表にあたり小川記念基金の補助を受けた．ここに記して謝意を表す．

参考文献

岩崎伸一・竹田 厚 (1987)：羅賀の津波石—明治三陸津波 (1896 年) の痕跡高再測量—，歴史地震，第 3 号，歴史地震研究会，pp. 202-203.

首藤伸夫・後藤智明 (1985)：三陸大津波痕跡調査，東北大学津波防災実験所研究報告，第 2 号，東北大学工学部津波防災実験所，pp. 39-45.

永野修美・今村文彦・首藤伸夫 (1989)：数値計算による沿岸域でのチリ津波の再現性，海岸論文集，第 36 巻，pp. 183-187.

野路正浩・今村文彦・首藤伸夫 (1992)：高波による岩塊移動に関する数値解析，第 47 回年次講演会概要集，第 2 部，pp. 1042-1043.

羽鳥徳太郎 (1984)：津波による家屋被害率，地震研究所彙報，59，pp. 433-439.

林建二郎・竹内俊雄 (1978)：波動場における抗力係数・質量力係数の時間変化について，第 25 回海講論文集，pp. 362-366.

福井芳朗・中村 充・白石秀彦・佐々木泰雄 (1962)：津波の研究 (II) —段波津波の堤防に及ぼす影響—，第 9 回海講講演集，pp. 50-54.

牧野 清 (1968)：八重山の明和大津波，著者出版，462 p.

松冨英夫 (1989)：流木を伴う砕波段波衝突による波力について—段波波高に比べ流木径が小さい場合—，海岸論文集，第 36 巻，pp. 574-578.

Al-Kazily, M. F. (1972): Force on Submerged Pipelines Induce by Waves, Tech. Rep. HEL 9-21, Hydr. Eng. Lab., Univ. of California, 197 p.