河川を遡上する津波の１次元解析手法の提案と実現象への適用

DEVELOPMENT OF NUMERICAL MODEL OF TSUNAMI IN RIVER AND ITS APPLICATION TO A PAST EVENT

安田 浩保[1]
Hiroyasu YASUDA

[1]正会員　博 (工学) 独立行政法人 北海道開発土木研究所 河川研究室（〒 062–8602 札幌市豊平区平岸 1 条 3 丁目）

The aim of the paper is to develop a 1-dimensional numerical model of tsunami in river and to apply it to Tokachi-oki earthquake tsunami on September 2003 in Hokkaido, Japan. The computational results of arrival time and water level at each wave gauges agree well with the observed data a high accuracy of less than 10%. Although the actual status of results of field survey is still unknown before the computation, the computational results were explained by the numerical analysis.

Key Words : *tsunami, undular bore, river, numerical analysis, nonlinear dispersive wave theory, Tokachi-oki earthquake*

1.　はじめに

河道内に浸入した津波は波頭部でソリトン分裂と呼ばれる波数分散現象を生じて波状段波を形成することがある．このとき，重力加速度に対して水粒子の鉛直方向加速度が卓越するために水位上昇が引き起こされる．1986 年の日本海中部沖地震津波[1)]，2003 年の十勝沖地震津波[2)]，2004 年のインド洋大津波[3)]において，これらが河川に浸入した際にソリトン分裂を発生したことが知られている．現在のところ，河川に浸入した津波の波頭部におけるソリトン分裂の特性はもとより，津波の河川遡上の詳しい挙動は十分に解明されていない．

これまでに河道内に浸入した津波に関する研究は岩崎ら[4)]，後藤ら[5)]，都司ら[1)]などによって行われているが，KdV-Burgers 方程式を用いた都司らの研究を除き，いずれとも浅水理論に基づいて行われている．このため，同現象における波頭部の波状性について十分な議論がなされるまでには至っていない．しかし，特に河川工学の立場においては，波頭部におけるソリトン分裂および非静水圧とした取り扱いに伴う水位上昇の可能性やその規模について議論することの意義は大きい．

波数分散現象は静水圧の仮定のもとでは現れず，長波系方程式に基づき解析を行うなら非線形分散波理論（いわゆる Boussinesq 方程式）を適用しなければならない．安田ら[6)]は急峻な波面形成して流れを遡上する波状段波の解析においては非線形分散波理論による解析が合理的かつ不可欠であることを指摘している．その後，安田ら[7)]は非線形分散波理論式を支配方程式として河道内を遡上する津波に関する数値実験を行い，最長浸入距離や最大水位とその出現位置などの基礎的な特性について言及している．ただし，この方程式系では浅水理論式と比べると新たに分散項と呼ばれる静水圧からのズレに対する補正項が加味される．この項を含めた数値計算は，物理分散性を取り込んだゆえの計算の不安定性や陰的解法の必要性ゆえの演算時間増大の問題を抱えている．

本研究では，実用的な 1 次元解析手法の開発と，この解析手法に基づく 2003 年十勝沖地震津波の河川遡上の再現計算を行い，河川に浸入した津波を取り扱う際の解析手法について議論する．

2.　数理モデル

(1)　支配方程式

本研究では，前報[7)]までと同様にアーセル数 Ur を 1 のオーダーとしたときに，

$$\frac{\partial q}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{q^2}{D}\right]+gD\frac{\partial \eta}{\partial x}=\frac{h^2}{3}\frac{\partial^3 q}{\partial t x^2}-\frac{C_f}{D^2}|q|q \quad (1)$$

として導かれる積分された Peregrine の式[8)]を非線形分散波理論式として適用する．このとき，これに対応する連続の式は，

$$\frac{\partial \eta}{\partial t}+\frac{\partial q}{\partial x}=0 \quad (2)$$

である．さらに一般化された河道断面への適用を考えると，積分されたPeregrineの式は分散項の係数に一般断面における平均的な水深を意味する R を用いて，

$$\frac{\partial Q}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{Q^2}{A}\right]+gA\frac{\partial \eta}{\partial x}=\frac{R^2}{3}\frac{\partial^3 Q}{\partial t x^2}-\frac{C_f}{AD}|Q|Q \quad (3)$$

のように拡張され，連続の式は，

$$\frac{\partial \eta}{\partial t}+\frac{1}{B}\frac{\partial Q}{\partial x}=0 \quad (4)$$

のように書き換えられる．ここに，q は流量フラックス，t は時間座標，D は水深，x は流下方向座標，η は水位，h は水深，C_f は河床抵抗係数，Q は河川流量，A は流積，R は径深，B は水面幅である．一方で，流量フラックス表示，一般断面表示された浅水理論式はそれぞれ式 (1)，(3) の右辺第 1 項を除いたものである．

河床剪断力から津波が受ける影響に関しては式 (1)，(3) の右辺第 2 項に示したとおり，水深と河床材粒径の関係から決定される河床抵抗係数を用いた表現を適用することにした．C_f は，

$$C_f=\frac{1}{\phi^2} \quad (5)$$

のように書かれる．ここに，ϕ は小規模河床形態に応じて決定される流速係数である．この C_f と頻用されるManningの粗度係数 n との間には等流公式を介して，$n^2=C_f h^{1/3}/g$ の関係がある．

(2) 数値解析法

Peregrineの式のような非線形分散波理論式は，局所項のほか分散項においても時間微分項を含むため，適切な数値解を得るためにはImplicitスキームを用いなければならない．しかも，物理分散項の作用が顕著な条件下では，数値分散項が優勢な打ち切り誤差項を有する差分スキームを適用するとこの影響も同時に反映されてくるため，打ち切り誤差特性までを視野に入れた差分スキームの選定が要求される．計算効率や平面2次元計算へ拡張した際の高水敷への乗り上げなどを含む解析を考えると，Staggered Leap–frog法と効率的な陰的演算が可能なThomas Algorithmを組み合わせた2段階混合差分法[9)]が適当であろう．本研究では，前報と同様に2段階混合差分法を適用することにした．

2段階混合差分法を式 (3) に適用すると，まず1段目として線形長波理論式がLeap–frog法により，

$$\frac{1}{\Delta t}\left[Q^*_{i+1/2}-Q^j_{i+1/2}\right] + \frac{gD}{\Delta x}\left[\eta^{j+1/2}_{i+1}-\eta^{j+1/2}_{i}\right]=0 \quad (6)$$

のように陽的に解かれ，つぎに2段目として移流項と分散項は三重対角行列に適するように，

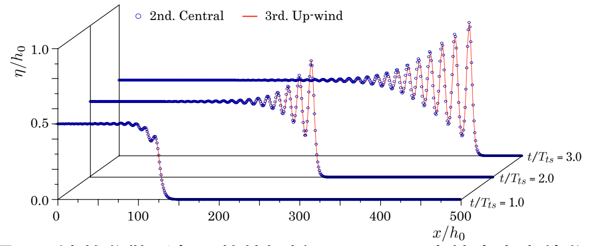
$$\begin{aligned}&\frac{1}{\Delta t}\left[Q^{j+1}_{i+1/2}-Q^*_{i+1/2}\right]\\&+\frac{1}{4\Delta x}\left[\left\{\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i+3/2}Q^{j+1}_{i+3/2}-\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i-1/2}Q^{j+1}_{i-1/2}\right\}\right.\\&\qquad\left.+\left\{\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i+3/2}Q^{j}_{i+3/2}-\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i-1/2}Q^{j}_{i-1/2}\right\}\right]\\&=\frac{1}{3}\left(R^j_{i+1/2}\right)^2\frac{1}{\Delta t\Delta x^2}\\&\qquad\left[\left(Q^{j+1}_{i+3/2}-2Q^{j+1}_{i+1/2}+Q^{j+1}_{i-1/2}\right)\right.\\&\qquad\left.-\left(Q^{j}_{i+3/2}-2Q^{j}_{i+1/2}+Q^{j}_{i-1/2}\right)\right]\end{aligned} \quad (7)$$

と離散化されて解かれる．ここに，Q^* は線形理論から求められる $Q^{j+1}_{i+1/2}$ の中間値，i, j はそれぞれ空間，時間に関する離散ステップである．

著者が前報において実施した一様な河床勾配の河川に対して河口から滑らかな数学関数を津波として入射する数値実験では，移流項を式 (7) に示したように2次精度の中央差分によって離散化した．従って，この場合の2段階混合差分法では，Leap–frog差分と2段目の移流項の離散化に伴い現れる数値分散性の原因となる3階微分項，および分散項の離散化に伴い現れる数値粘性の原因となる4階微分項が主な打ち切り誤差項として作用していることになる．このため，そのような計算のもとでは，適切な空間および時間分割間隔が与えられていれば計算の不安定性への懸念は小さくて済む．

これに対して，本研究は一般断面の河川を対象とした計算を念頭においており，津波の入射波の形状や，河川の縦断方向および横断面形状などの様々な形状変化が不必要な高周波成分の発生原因になる．しかし，式 (7) に示したスキームはこのような条件のもとで計算を実施しなければならないにもかかわらず，数値粘性が小さいためにひとたび高周波成分が生じるとこれは減衰されにくく，計算領域内に存在し続けてついには決定的な不安定を生じる．

$2n$ 階微分項を有する $u(x,t)$ に関する拡散型の偏微分方程式の理論解が $u=\exp[-k^{2n}\epsilon t]\exp[\mathbf{i}kt]$ で与えられることを考えれば分かるとおり，偶数高階の微分項ほど高周波成分に対して効果的に作用する．ここで，ϵ は拡散係数，k は波数，$\mathbf{i}$ は虚数単位である．つまり，物理的な分散特性を犠牲にすることなく安定した計算を実施するためには，移流項の高精度近似と高周波成分に対して集中的に作用する偶数高階の打ち切り誤差項を含む差分スキームを用いればよいことになる．この条件を満たす有効なスキームの一つして，主要な打ち切り誤差項に4階微分項を有する3次精度風上差分が考えられる．この場合，移流項は，三重対角行列を構



図–1 波数分散現象の数値解析における 2 次精度中央差分と 3 次精度風上差分の精度比較 (3 次精度風上差分は 2 次精度中央差分に比べ，後続波の位相がごく僅かに遅れるものの，波頭部に関しては両者は非常に良く一致する．)

成する事を考えれば,

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{6\Delta x}\Bigg[&\psi_1\left\{\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i+5/2} Q^j_{i+5/2}\right\}\\
&+\psi_2\left\{\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i+3/2} Q^{j+1}_{i+3/2}+\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i+3/2} Q^j_{i+3/2}\right\}\\
&+\psi_3\left\{\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i+1/2} Q^{j+1}_{i+1/2}+\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i+1/2} Q^j_{i+1/2}\right\}\\
&+\psi_4\left\{\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i-1/2} Q^{j+1}_{i-1/2}+\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i-1/2} Q^j_{i-1/2}\right\}\\
&+\psi_5\left\{\left(\frac{Q}{A}\right)^j_{i-3/2} Q^j_{i-3/2}\right\}\Bigg]
\end{aligned}
\tag{8}
$$

のように離散化すればよい．ここに，$\psi_1 \sim \psi_5$ は $Q^j_{i+1/2}$ の正負に応じて決定される係数である．

ここで，式 (7)，(8) の両者の特性比較を目的として，正弦波を 1/4 周期だけ入射させてその後は一定水位となるように入射条件を与える数値実験を**図–1** に示すとおり行った．同図から分かるように，分散波列の末端において位相の違いがごく僅かに見られる以外，両者は非常に良く一致することが分かる．

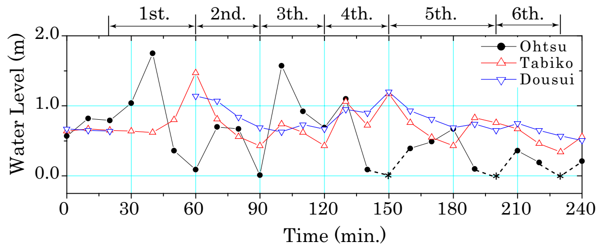
浅水理論式の計算に関しては，移流項以外に Leap–flog 法を適用し，移流項には 1 次精度風上差分を適用した．

3. 再現計算

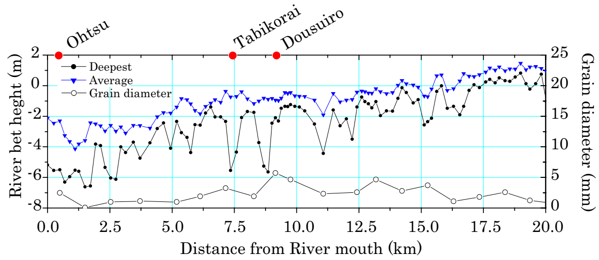
(1) 北海道太平洋岸における 2003 年十勝沖地震津波の河川遡上の概況[2)]

2003 年 9 月の十勝沖地震に伴い発生した津波は，少なくとも北海道の太平洋に面する十勝川，釧路川，沙流川，鵡川に浸入したことが確認されている．また，波状段波を形成して十勝川を遡上する津波の様子が自衛隊によりビデオ映像として撮影された．これらの河川の平均的な河床勾配はそれぞれ 1/5,000，1/7,500，1/750，1/1,000 程度である．

十勝川では河口からの流心距離にして約 9.5km の地点，釧路川では断面幅が急縮する河口からおよそ 8km の地点において津波浸入を示す明瞭な水位変動が観測



図–2 地震発生 4 時間後までの 10 分間隔水位記録 (黒線で示した大津観測所の記録は 0m 以下の水位が欠測だったために ∗で示したように補完している．)



図–3 十勝川の縦断形状と平均粒径の縦断分布

された．一方，前述の二つの河川に比べて河床勾配が急な鵡川や沙流川においても，河口に最も近い水位観測所で津波と考えられる水位変動が観測された．

本研究では，前章までに述べた解析手法に基づき，これらの河川うち，十勝川における津波の遡上に関する再現計算を実施した．**図–2** は，津波の通過を示す顕著な水位変動が観測された大津，旅来，導水路水位観測所の地震発生から 4 時間後までの 10 分間隔で記録された水位の時間波形である．この地震により生じた津波は，地震発生から 4 時間の間に 6 波の津波が十勝川の河口に到達し，ここに到達した時点の周期は 30～40 分程度であった．それらは，河口に到達した時点の波高にもよるが大津から旅来までの 7km ほどを 20 分程度で遡上していた．

なお，大津，旅来，導水路観測所の水位計はいずれとも，風波などによる 2cm 程度の水位変動を検出可能な感度を有し，1 秒毎に水位を取得してその 15 秒間平均値を 10 分間隔で出力している．ただし，これらの観測値は，各時刻毎の値の信頼度は高いものの，観測間隔の問題で実現象の連続的な波形形状 (例えば，波形勾配) を十分に表現し得ていない可能性を考慮に入れたうえで取り扱わなければならない．

(2) 河道形状

本研究では解析対象区間を河口から流心追加距離で 20km までとした．ただし，湾曲部などの影響で管理用の距離標 kp と流心間距離との間に大きな差異が見られる断面が存在することから，本文中における縦断距離はすべて流心間追加距離を用いた表記としている．この区間の十勝川の縦断形状の概略は，**図–3** に示したとおり，平均的な河床勾配はおよそ 1/5000，この区間の河床材の粒径は 1～6mm 程度である．大津，旅来，導水路水位観測所の縦断的な位置関係は，同図の上部枠

外に示したとおりである．一方で，対象区間内の横断面形状は堤防間距離はおよそ 1000m，低水路幅はおよそ 300m である．

なお，式 (3) の右辺第 1 項の分散項の係数に径深 R を導入している．500m^3/s ずつ流量を増加させる不等流計算を行ったところ，いずれの流量においても R と平均水深は良好な一致を示した．従って，この項の計算で R を適用することは妥当であると考えられる．

(3)　初期条件

a)　河床形態の推定

一般に小規模河床形態の推定は，無次元掃流力 τ_* と流速係数 ϕ の関係に基づき行われる．これを対象区間に適用した結果，対象区間は移動の少ない平坦河床におおむね分類された．このとき，流速係数は，Engelund & Hansen[10)]が示した $\phi = 6 + 2.5 \ln \left(\frac{D}{2.5 d_s} \right)$ を用いている．ここで，d_s は河床材の平均粒径である．

b)　初期流量の推定

初期流量は，地震発生時刻における旅来，導水路，茂岩水位観測所の水位が最も適切に再現されるように 20m^3/s ずつ流量を増加させる不等流計算を行うことにより推定した．その結果，流量を 220m^3/s としたときに最も各観測地点の値と計算値が良く一致した．なお，この不等流計算では，下流端水位に地震発生時刻の大津観測所での水位を与えて行った．

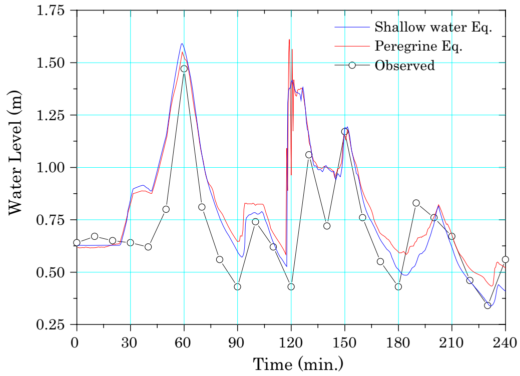
(4)　境界条件

上流端の境界条件は次のように与えることにした．十勝川流域の複数地点の降雨記録を調べたところ，地震の前後 24 時間における当該流域の降雨はあったものの，その累積雨量はたかだか 30mm 程度と小さく，河川の流量への影響は小さいと考えられる．従って，上流端から供給される流量は定常状態とし，前項で求めた 220m^3/s を与えることにした．

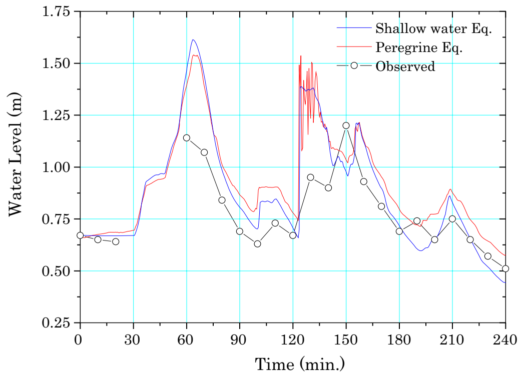
つぎに，下流端の境界条件は，**図–2** の黒実線で示した 10 分間隔で観測された大津水位観測所の水位記録を Δt に応じた内挿補間を行ったうえで与えた．そのようにしたのは，まず，大津水位観測所は河口からおよそ 0.7km の地点にあり，しかも不等流計算の結果，解析対象区間のうち河口付近の水面勾配は非常に小さかった．そのうえ，十勝川の河口には大津漁港が存在して潮位観測を行っているものの，津波浸入時の記録は欠測となっていたためである．

(5)　計算条件

再現計算は，明瞭な津波の浸入が確認できた地震発生から 4 時間後までを対象に実施した．空間離散間隔 Δx はエリアジング誤差の回避と分散波列の十分な解像を考え 2m とし，時間離散間隔 Δt は浅水理論式では 0.02 秒，非線形分散波理論式では 0.0002 秒と設定した．



(a) 旅来水位観測所（流心距離 7.5km，kp 9.3）



(b) 導水路水位観測所（流心距離 9.0km，kp 10.8）

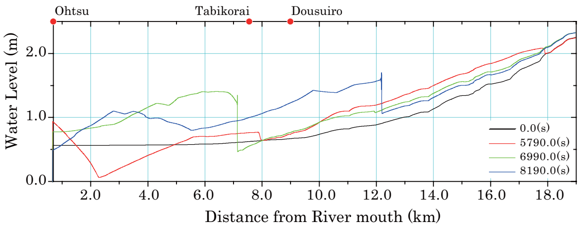
図–4　10 分間隔水位記録と再現計算結果との比較 (観測値と計算値の同時刻データを比較し，その較差を再現時間内で平均すると浅水理論式では 10%弱，非線形分散理論式では 15%程度の過大評価の傾向にある.)

(6)　再現計算の妥当性と考察

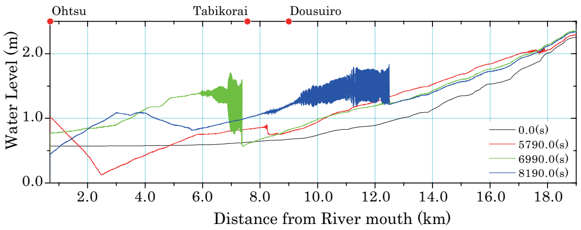
実施した再現計算の妥当性を確認するため，観測値と浅水理論式，および非線形分散波理論式に基づく数値計算の結果との比較を行った．**図–4** (a)，(b) に示すとおり，いずれの支配方程式による再現計算ともに各観測地点での津波の到達時刻は良好に再現されていると言えよう．水位に関しては観測値に対し計算値が若干過大となる傾向にあるものの概ね再現された．また，非線形分散波理論式に基づく計算から，第 3 波だけが明瞭な波状段波を形成していたことが明らかになった．

第 1 波，第 3 波に関しては水位記録と計算値のあいだで一部差異が見られた．これらの理由はそれぞれ次のように考えられる．

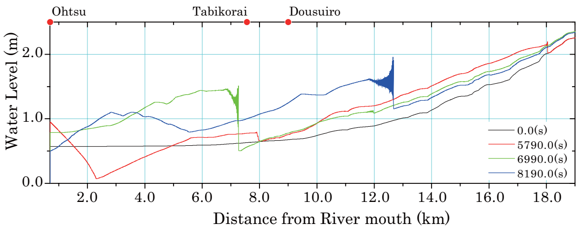
第 3 波では地震発生から 130 分後の水位記録が旅来，導水路ともに計算値との差異が最も大きいが，これは非線形分散波理論式の計算結果に着目するとその理由を次のように推測することができる．この計算結果よると波頭部に波数分散現象を伴う津波が両地点を通過していたことが**図–5** から見て取れる．つまり，第 3 波は波状段波となってそれぞれの観測地点を通過したため，水位計は波状段波の水位が小さい側に振れた時点を捉えていたものと推察することができる．これに対し，浅水理論式は波数分散現象を表現し得ない（波頭部で見られる波数分散現象は打ち切り誤差によるもの）



(a) 浅水理論式



(b) 非線形分散波理論式（移流項は 2 次精度中央差分）



(c) 非線形分散波理論式（移流項は 3 次精度風上差分）

図–5 第 3 波の 30 分ごとの空間波形

から，この計算結果と水位記録を比較すると両者には大きな差異が見られる結果となる．

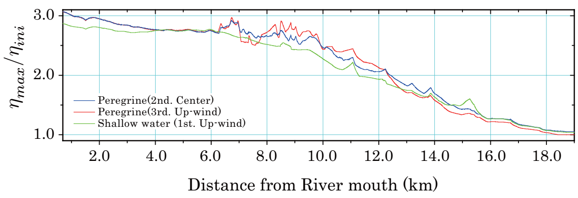
第 1 波の計算値に関しては，これの水位上昇部と降下部において 0.20m 程度の過大評価が見られたものの，現在のところ，この原因の特定には至っていない．

a) 空間波形

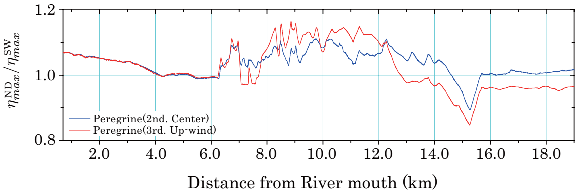
前述したとおり，今回の再現計算のうち，顕著な波数分散現象を生じていたと推測されるのは第 3 波である．この第 3 波に関する 30 分毎の空間波形を**図–5** (a)〜(c) に示した．同図 (a) は浅水理論式，同図 (b) は移流項を 2 次精度中央差分で離散化した非線形分散波理論式，同図 (c) は移流項を 3 次精度風上差分で離散化した非線形分散波理論式に基づく数値計算の結果として得られた空間波形である．

同図 (a) の $t = 6990, 8190$ 秒の波形はともに波頭部で波数分散現象を生じているように見える．しかし，これは 1 次精度風上差分に伴う数値粘性より減衰することのなかった Leap–frog 法の数値分散性に起因して現れた高周波成分（いわゆる数値ギブス振動）であると考えられる．

前者に対して同図 (b)，(c) ではともに $t = 6990, 8190$ 秒の波形において波頭部から離れるに従って振幅が小さくなる波数分散現象を認めることができる．この波数分散現象は，津波が上流に向かって遡上するに従ってその区間長が次第に延長されていく．ただし，現在のところ，著者は波数分散現象を生じる区間長やソリトン分裂波列の砕波限界について十分な知見を持ち合わせておらず，(b)，(c) のいずれが物理的に妥当であるかを判断することはできない．しかし，**図–1** に示した理想的な条件下における波数分散現象に関する数値実験では両者の差はほとんどないうえ，3 次精度風上差分を用いた場合の方が数値分散項の介入をより抑制できるから，(c) の結果には物理分散項の効果のみが適切に反映されていると考えられよう．



(a) 最大水位上昇率



(b) 波数分散現象に伴う水位上昇率

図–6 最大水位上昇率と波数分散現象の出現区間

b) 最大水位上昇率と波数分散現象の出現区間

津波が河川に浸入したことに伴う各地点における水位の最大変化率，および波数分散現象のみによる水位上昇率をそれぞれを**図–6** (a)，(b) に示すとおり調べた．同図 (a) 中の η_{ini} は初期水位．η_{max} は最大水位，同図 (b) 中の η^{ND}_{max} は非線形分散波理論式の計算値から得た最大水位．η^{SW}_{max} は浅水理論式により得たものである．

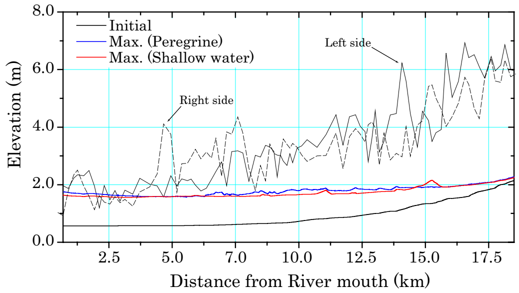
まず，同図 (a) によると，河口からおよそ 6km 程度までは津波波高の減衰率はそれほど大きくないものの，この地点を過ぎると次第に減衰率が大きくなっていたことが分かる．また，この図では浅水理論式と非線形分散波理論式の両者について示しているが，このうち後者に着目すると，河口からおよそ 6km 上流の地点に到達以降から顕著な波数分散現象を生じていたことが分かる．しかも，波数分散現象による高波数の振幅は次第に減衰していくものの，それは河口から 15km 以上上流にまで維持されていた．

つぎに，同図 (b) を見れば分かるとおり，いずれの差分スキームを用いた場合でも少なくとも 10%以上，数値分散項の介入が小さい 3 次精度風上差分を用いた場合では 15%程度の波数分散現象に伴う水位上昇が数 km にわたり生じていたことが分かる．

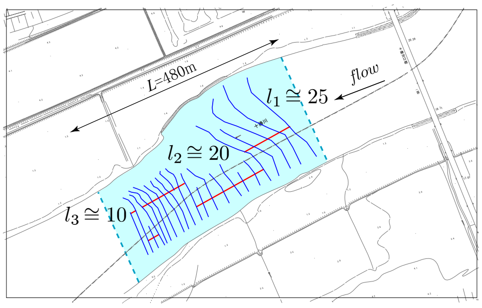
(7) 再現計算結果に基づく実現象の考察

a) 高水敷への乗り上げ

安田らはこの津波の河川遡上に関する痕跡調査と水位記録の分析を行い，この津波の高水敷への到達の可能性について議論している[2]．**図–7** は最大水位の包絡線と高水敷高さの関係を示したものである．この図に



図–7 最大水位と高水敷高さの関係



図–8 十勝川で撮影されたソリトン波列の波長

よると，少なくとも河口から 3.7km（kp6.0）までの右岸高水敷，および左岸高水敷の一部が冠水していた可能性が非常に高い．この結果は，kp5.7 右岸付近の上流向きでの植生倒伏，および kp7.5 左岸のものを除く痕跡調査で得られた結果と良く一致する．

b) 計算結果と撮影されたビデオ映像との照合

波状段波を形成して十勝川を遡上する映像が自衛隊によって地震発生からおよそ 100 分後に河口から約 3.2km(kp5.7) ほど上流の地点で撮影された．**図–4** などから分かるとおりこれは第 3 波である．一方，数値解析の結果では，第 3 波の前傾化が急進して波状段波を形成しはじめるのは，地震発生から 108 分後ころに河口から 5.0km の地点付近においてである．この差異については次のように解釈することができよう．大津を通過した実際の第 3 波はそこで観測された形状より幾分波形勾配が急峻であったにもかかわらず，10 分間隔の観測ゆえに観測値にはそれが顕れなかったものと考えられる．つまり，境界条件として用いた大津での水位記録の波形勾配は結果として実現象よりも緩やかなため，計算値では実現象よりも上流側で波状段波を形成することになったものと推測できる．

この他，この撮影されたソリトン波列の波長を**図–8** に示すとおり測定した．ここでは，最も鮮明に津波を捉えている一コマを選び，そこから津波の波峰を同図の青線で示したように平面図上に展開し，それぞれの波峰間の距離を赤線上で測定している．その結果，最も上流側に位置する波群のそれぞれの波峰間距離 l_1 は多少ばらつきがあるものの 25m 程度，l_2 は 20m 程度，l_3 は 10m 程度であった．前述の通り，計算におけるソリトン波列の出現位置は撮影映像と比べ上流に位置していたものの，図中の波峰間距離の測定値と計算値のそれを比較したところ，両者は良く一致していた．ただし，今回適用した非線形分散波理論式による得られたソリトン素波の妥当性についてさらに検討を進める余地が残されている．

4. おわりに

河川を遡上する津波の 1 次元解析法を提案し，これを実現象に適用して妥当性を確認した．その結果，簡便な解析法でありながら計算値と実測値は，到達時間，最大水位などさまざまな諸量ともに良好に一致した．また，詳細な部分において多少の疑義があるものの，波数分散現象に伴う水位上昇が長距離区間にわたり無視し得ない規模で生じることが明らかとなった．同現象の数値解析にあたっては支配方程式に非線形分散波理論式を適用すべきであるとともに，その数値計算は演算効率とともに打ち切り誤差の特性を慎重に見定めたうえで行わなければならない．今後は，同現象が鋭い湾曲部や中規模河床形態から受ける影響，および有限振幅性が大きい場合における検討を継続的に実施していく必要がある．

謝辞： 本研究は国土交通省北海道開発局，同省同局帯広開発建設部からの支援を受けて実施されるとともも，水位記録，河道形状データなどの貴重な資料を提供して頂いた．ここに記して謝意を表します．

参考文献

1) Tsuji, Y. and Yanuma, T. and Murata, I. and Fujiwara, C.：Tsunami Ascending in Rivers as an Undular Bore, *Natural Hazards* 4, pp.257–266, 1991.
2) 安田 浩保，渡邊 康玄，藤間 功司：2003 年 9 月の十勝沖地震に伴い発生した津波の河川溯上，土木学会論文集，No.768/II–68, pp.209–218, 2004.
3) 田中 仁，中川 一，石野和男，矢野真一郎，Bandara Nawarathna，安田 浩保，渡邊康玄，長谷川和義：スマトラ沖地震津波によるスリランカでの被害に関する現地調査-河川被害を中心として-，水工学論文集，Vol.50, 2006（投稿中）.
4) 岩崎 敏夫, 阿部 至雄, 橋本 潔：河川津波の特性に関する研究, 第 24 回海岸工学講演会論文集, pp.74–77, 1977.
5) 後藤 智明, 首藤 伸夫：河川津波の遡上計算, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.64–68, 1981.
6) 安田 浩保, 山田 正, 後藤 智明：スルースゲートの閉鎖に伴い発生する段波の水理実験とその数値計算, 土木学会論文集, No.733/II-63, pp.89–105, 2003.
7) 安田 浩保, 渡邊 康玄：河川を遡上する津波に関する数値的研究, 水工学論文集, Vol.49, pp.1327–1332, 2005.
8) Peregrine, D.H.：Long waves on a beach, *J. Fluid Mech.*, Vol.27, pp.815–827, 1967.
9) たとえば，後藤 智明：2 段階混合差分法を用いた線形分散波方程式の数値計算における打ち切り誤差, 津波工学研究報告, 第 20 号, pp.13–22, 2003.
10) Engelund & Hansen：*A Monograph on Sediment Transport in Alluvial Stream*, Teknisk Forlag, Copenhagen, Denmark, 62p., 1967.

(2005. 9. 30 受付)