

水路合流部における孤立波の衝突に関する実験および数値解析

由比政年*・小橋公夫**・間瀬 肇***・石田 啓****

水路合流部に 2 方向から侵入する孤立波の伝播・衝突過程について室内水理実験および体系的な数値解析を行った。最初に、大規模平面水槽に設置された Y 字型合流水路を対象に実験観測を行い、孤立波の伝播過程や壁面上での波峰高の増幅特性を検討した。次に、一般曲線座標系表示のブジネスクモデルに基づいて詳細な数値解析を行った。解析結果は実験結果と非常によく一致し、解析モデルの定性的・定量的な有効性が検証された。さらに、Y 字型水路の合流角および入射波の振幅水深比を変化させてパラメータスタディを実施し、合流部近傍における衝突過程と水路形状との関連および壁面近傍における波峰高の分布についてその基本特性を明らかにした。

1. 序 論

大阪湾淀川水系に代表される大規模な港湾・河口域の周辺には、複雑な水路・河川網が発達していることが多い。このような水路・河川網に侵入する津波の伝播特性を明らかにすることは、背後地の都市型水災害、すなわち内水地の浸水・氾濫災害を防ぐ上で非常に重要である。一般に、こうした水路・河川網の形状は複雑で、湾曲部さらには合流部・分岐部を含むことも多い。このうち、合流部においては、2 方向から入射する津波が衝突して波高が大幅に増加し、越波・越流災害に至る危険性も予想される。一方、このような波の衝突に関する研究は、実験・解析ともにきわめて少なく、未解明の点が多い。したがって、今後、水路・河川の合流部を津波が遡上する際の伝播特性と水路・河川形状との関係を解明していく必要がある。

水路を遡上する津波の伝播特性に関する研究の一環として、著者らは、これまでに単一の湾曲水路および 90 度の分岐部を有する分岐水路を対象として、浅海孤立波の伝播特性を検討してきた(由比ら, 1999, 2001a, 2001b; Yuhira, 2000, 2001 等)。本研究では、著者らの従来の研究をさらに発展させ、水路合流部に 2 方向から侵入する孤立波の伝播・衝突過程について解析を行う。以下では、平面水槽による室内水理実験と併せて体系的な数値解析を行い、①合流部近傍における孤立波の衝突・透過・反射過程と水路形状との関連、②壁面近傍における波峰高の分布、についてその基本特性を明らかにする。

2. 解析の手法

2.1 基礎方程式

解析に使用した基礎方程式は、Chen・Liu (1995) により誘導された拡張型ブジネスク方程式であり、無次元形以下のように表示される。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot [(\varepsilon \zeta + h) \nabla \phi_a] + \mu^2 \nabla \cdot \left\{ h \nabla \left[z_a \nabla \cdot (h \nabla \phi_a) + \frac{z_a^2}{2} \nabla^2 \phi_a \right] + \frac{h^2}{2} \nabla [\nabla \cdot (h \nabla \phi_a)] - \frac{h^3}{6} \nabla \nabla^2 \phi_a \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \phi_a}{\partial t} + \zeta + \frac{\varepsilon}{2} (\nabla \phi_a)^2 + \mu^2 \left[z_a \nabla \cdot \left(h \nabla \frac{\partial \phi_a}{\partial t} \right) + \frac{z_a^2}{2} \nabla^2 \frac{\partial \phi_a}{\partial t} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 ζ , ϕ_a , h は、それぞれ水面変位、任意水深 z_a における速度ポテンシャルおよび静水深である。また、 t は時間、 ∇ は水平面内のナブラ演算子を表している。なお、無次元変数の定義は、Chen・Liu (1995) と同様である。非線形性および分散性の尺度となる無次元パラメータは、次式で定義される。

$$\varepsilon = \frac{a_0}{h_0}, \quad \mu = \frac{h_0}{\lambda_0} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 h_0 , λ_0 , a_0 は、それぞれ水深、波長、振幅の代表値を表す。また、下付添え字 0 は有次元量を示す。

2.2 座標変換

今回の解析で取り扱う合流水路では、主流部と支流部が合流点において任意角度で連結される。このような複雑な形状を有する水路を対象に、高精度の波浪変形解析を実行するには、水路の平面形状を正確に表現し、壁面における境界条件を精度良く指定することが重要となる。したがって、本研究では、基礎式を一般曲線座標系に変換し(由比ら, 1999; Shi ら, 2001; Li・Chen, 2001; Yuhira, 2001 等)、水路側壁の平面形状に適合した座標系を用いて数値解析を行った。座標変換の詳細に関しては、Yuhira (2001) を参照されたい。

2.3 境界条件

入射境界では、拡張型ブジネスク方程式の孤立波解(Wei・Kirby, 1995)に基づいて造波を行った。また、波が透過境界に達する前に計算を打ち切ることとした。水路壁では、不透透性の鉛直壁の条件を課した。

* 正会員 博(工) 金沢大学助教授 大学院自然科学研究科
** 工 修 石川県羽咋土木事務所
*** 正会員 工 博 京都大学助教授 防災研究所
**** 正会員 工 博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科

2.4 数値解析法および格子生成法

時間的な離散化手法として、4次精度の予測子・修正子法を用いた。空間的な離散化においては、1回微分項に4次精度の中心差分を、それ以外の項には2次精度の中心差分を用いた。なお、数値スキームの詳細に関しては、由比ら(2001 a)を参照されたい。計算格子の作成にあたっては、代数的手法により水路壁に適合する初期格子を作成した後に、楕円型の偏微分方程式を利用した修正を行い、格子分布の滑らかさと境界での格子の直交性を両立させた。

3. 平面水理実験

3.1 実験の概要

京都大学防災研究所の平面水槽(35 m×45 m)に図-1に示すような水路模型を設置し、孤立波を図中の矢印方向から入射させて、水面変位の時間変化を計45箇所の計測点で測定した。なお、実験の再現性はきわめて良好であることを確認している。実験時の水深は20 cm、入射孤立波の振幅は10.8 cmである。水路中央部で測定した入射波の時間波形を図-2に示す。ここで、水面変位は入射波振幅で無次元化して表示している。横軸は無次元時間 $t = t_0 \sqrt{g_0 h_0} / \lambda_0$ である。なお、孤立波の有効波長として、水面変位が孤立波振幅の1%以上となる部分の波長を用いている。また、図-1中のs軸として示す屈曲部壁面上にて水面変動の様子をビデオ撮影し、画像解析を行って壁面での波峰高分布を算出した。

3.2 実験結果と数値解析結果の比較

実験と同じ条件の下に合流水路に入射する孤立波の伝播過程を解析し、壁面上での最大波峰高および観測点での時間波形について実験結果との比較を行った。数値解析で用いた入射波形状を図-2中に併せて示す。主波峰通過後の波形に多少の違いが見られるが、衝突時あるいは壁面での最大波高に直接関連する主波峰の部分では、両者は良く一致している。次に、合流水路を孤立波が伝播する際の、空間波形の時間変化を図-3に示す。なお、図中の t は無次元時間を表す。主流部を進行する孤立波は、合流地点までその波形を一定に保持して進行するのに対し、支流側から入射した孤立波は、屈曲部の外壁・内壁で繰り返し反射し、特定の地点で波高を増大させる。この時の外壁面上での波峰高分布を実験と数値解析で比較した結果を図-4に示す。数値解析結果は、波峰高が極大・極小となる位置とその値を正確に再現しており、定量的な一致度もきわめて良好である。なお、最大水面変位の値は実験値、計算結果ともに約22 cmとなっており、入射波振幅の2倍を超える値となっている。主流部を伝播していく波は、合流部で一部回折しながら進行し、合流部近傍において、支流部から透過してきた波と衝突、

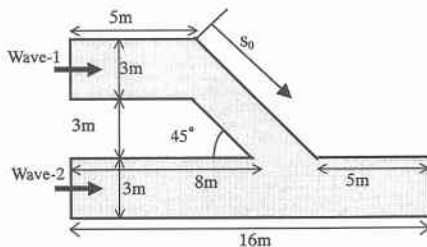


図-1 合流水路の形状 (Type-1)

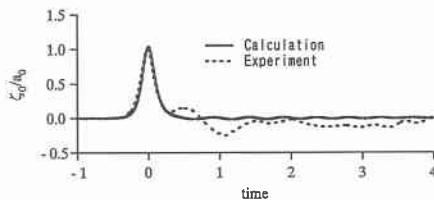


図-2 入射波の時間波形

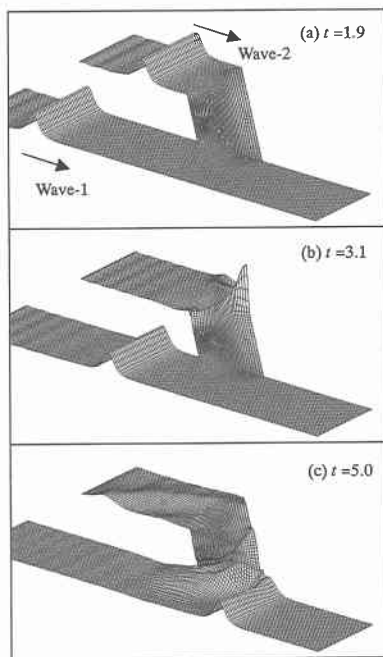


図-3 波変形の解析結果

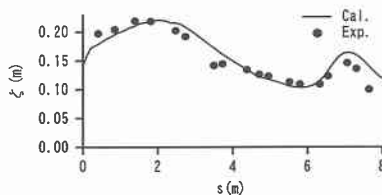


図-4 壁面での波峰高分布

干渉して、複雑な水面波形を呈する。このような一連の波変形の様子は、目視およびビデオ画像による観測結果と数値解析結果とで非常に良く一致した。また、各観測点における水面変動の時間波形に関しても、数値解析結果は実験結果を十分な精度で再現していることも確認された。

4. 数値解析結果および考察

今回実施した水理実験においては、水路模型作成や造波機性能の制約により、2方向から入射する孤立波は、その端部のみで互いに干渉する形となり、孤立波の衝突としては比較的弱いケースに限定された。この結果を補完し、より一般的な条件下、特に2つの孤立波の衝突が顕著に現れる場合を対象に孤立波の伝播特性を検討するために、任意形状を考慮できる数値モデルを用いて体系的なパラメータスタディを実施することとした。以下では、まず、合流角90度のT字型合流水路、次に、任意の合流角を有するY字型の合流水路を対象に解析を行った結果を示す。

4.1 90度の合流水路における波変形

図-5に示すT字型の合流水路に二方向から孤立波を入射させ、合流部近傍における波変形特性を解析した。計算にあたっては、水路幅および水深は一樣とし、水路幅、入射波の振幅水深比および主流部・支流部の水路長を、 $W_0/h_0=10, 20, 30$; $\varepsilon=a_0/h_0=0.1, 0.2, 0.3$; L_{M0} , $L_{S0}=50 h_0 \sim 90 h_0$ と変化させて体系的なシミュレーションを行った。その結果、水路幅および入射波の振幅水深比が波変形特性に対して与える影響は、定量的には有意でも定性的に見た場合には小さいことが確認された。以下では、まず、波峰高の増幅が特に顕著であった場合について、合流部近傍での波の伝播特性を示し、次に、主流部と支流部の水路長さによる波変形過程の相違について簡単に述べる。

図-6は、水路の支流部長が主流部長より若干短い($L_{M0}=70 h_0$, $L_{S0}=50 h_0$) 場合を対象に、合流部近傍における水面波形の時間変化を解析した例である。2方向から入射した波は、合流部に到達するまでその形状を保持し、水路幅方向に対して一樣な波形を持つ。この場合、支流部の長さが主流部より短いために、支流側から入射した孤立波(Wave-2)は、主流側の波(Wave-1)より早く合流部に到達する。支流部から合流部に到達した波の端部は回折し、中央部分は、主流部から入射して来た波と干渉、衝突しながら進行して、壁面に衝突、反射する。この時、壁面ごく近傍の局所的な領域で波峰高が大幅に増加する。この後、主流部を進行する波は下流側に向けて透過し、支流部からの波の主要部分は支流部上流側へ向けて反射していく。

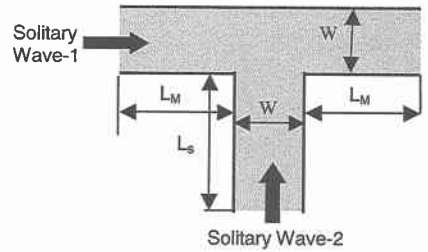


図-5 T字型合流水路の形状

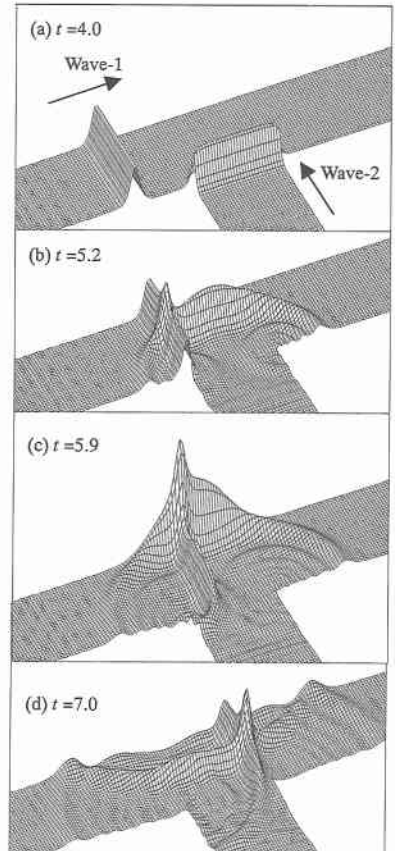


図-6 T字型水路合流部近傍での孤立波の衝突
($L_{M0}=70 h_0$, $L_{S0}=50 h_0$, $W_0=30 h_0$, $\varepsilon=0.3$)

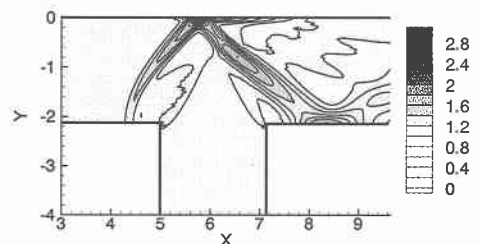


図-7 合流部近傍での波峰高の増幅率
($L_{M0}=70 h_0$, $L_{S0}=50 h_0$, $W_0=30 h_0$, $\varepsilon=0.3$)

先の例を対象に、入射波振幅に対する波峰高の増幅率の空間分布を解析した結果を図-7に示す。壁面近傍に増幅の顕著な領域が認められる。この場合、増幅率の最大値は、およそ3倍程度であり、増幅率が最大となる点は、支流部中心線と下流部壁面が交差する近傍となっている。

紙面の制約により図示は控えるが、先の例と逆に、支流部側の水路長が主流部側より若干長い場合、支流部側から入射した波が壁面に衝突するのは、主流部側からの波が合流部を透過した後となり、壁面での波峰高の増幅は、先の例よりもかなり小さくなる。また、支流部と主流部の経路長差が波長の2倍より大きい場合には、2つの波の干渉による影響は小さく、孤立波が支流部のみから単独に入射した場合とほぼ同じ結果が得られた。

4.2 任意角度の合流水路における波変形

次に、任意角度の合流部を有する合流水路を対象に孤立波の衝突・伝播特性の解析を行った。本節で用いたY字型水路の形状は、主流部である直線水路の中央に、同幅で直線的な支流部を角度 θ で結合させたものである(図-8)。水路幅および水深は一定とした。また、主流部の入射側、透過側の直線部分の長さを水深の70倍、水路幅を水深の30倍に固定した。入射波の振幅水深比 ε は、0.1から0.5まで0.1きざみで変化させた。合流角度としては、 $\theta=45^\circ, 60^\circ$ の2ケースを考えた。支流部の長さは、先に述べたT字型水路の解析結果を考慮し、衝突の影響が最も顕著と想定される場合を取り上げて設定を行った。すなわち、支流部からの波が壁面で反射する時点で主流部からの波との衝突が顕著となるように、図-8において $L_1=L_2$ となるよう支流部の長さを設定した。

水路合流部近傍における水面波形の時間変化を解析した例を図-9に示す。2方向から入射した波は、合流部にて端部が回折する一方、主要部分が互いに衝突・干渉する形で進行し、波峰線の交差位置で波高が増大する。この時、非線形干渉により、その波高は個々の波を個別に入射させた時の値を重ね合わせた値より大きい。この後、波は主流部の壁面に衝突し、壁面近傍の局所的な領域で波峰高を大幅に増加させる。この1回目の衝突の後、主流部下流側の壁面では2回目、3回目の衝突が繰り返され、反射地点で波高増大が顕著となる。2回目以降の反射地点における波峰高の増幅は、最初の反射地点よりは弱くなる。しかしながら、その値は、この例でも2倍以上に達しており、越波・越流の観点から注意が必要である。なお、入射波および合流角を変化させた場合でもおよそ同様の波変形過程が確認された。

図-9のケースに関して、波峰高と入射波振幅との増幅率を解析した結果を図-10に示す。水路壁上の波の反射地点の近傍で、局所的に増幅が顕著となることがわか

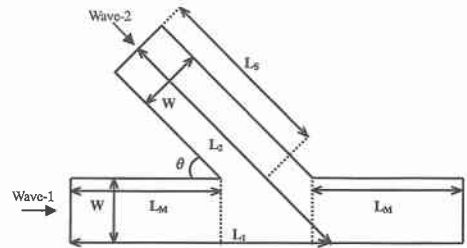


図-8 Y字型合流水路の形状 (Type-2)

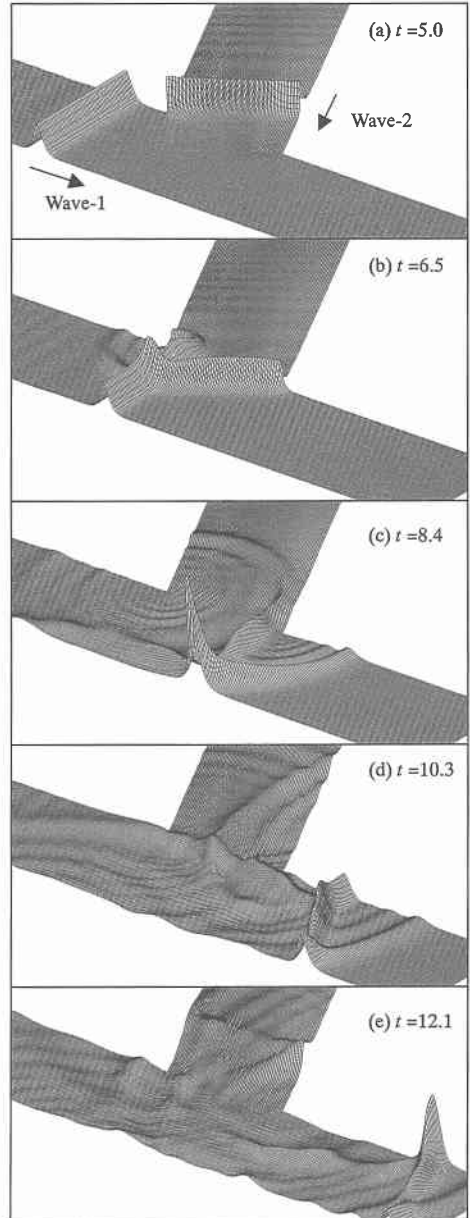


図-9 水路合流部における波変形
(Type-2: $\theta=60^\circ$, $L_{M0}=L_{S0}=70h_0$, $W_0=30h_0$, $\varepsilon=0.5$)

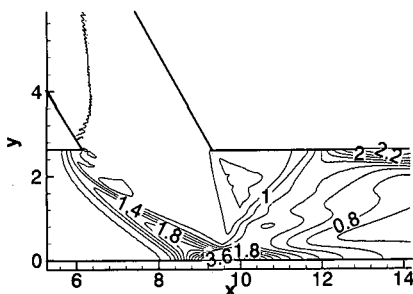


図-10 合流部近傍での波峰高増幅率
(Type-2: $\theta=60^\circ$, $L_{M0}=L_{S0}=70h_0$, $W_0=30h_0$, $\varepsilon=0.5$)

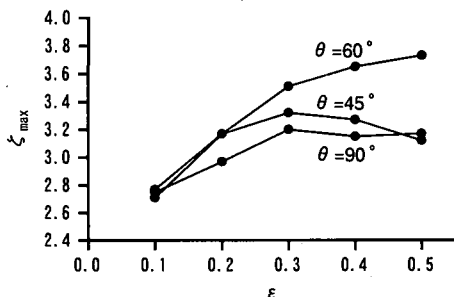


図-11 波峰高増幅率の最大値

る。この場合、増幅率の値は、1回目、2回目の反射地点で、それぞれ、3.7倍、2.3倍程度にまで達している。また、増幅率が最大となる地点は、先のT字型水路の例と同様に、支流部中心線と下流部壁面が交差する近傍となっている。なお、合流角度が45度の場合には、増幅が顕著となる領域が、60度の場合よりも壁面に沿って広く分布する形を取る。また、条件によっては、2回目の反射がマッハ反射の形態をとることがあり、その場合には、2回目の反射地点における波高増幅がさらに増すことが確認された。

4.3 波峰高増幅率と水路形状、入射波の非線形性の関連

入射波振幅に対する波峰高増幅率の最大値と入射波の振幅水深比 ε および水路合流角との関連を解析した例を図-11に示す。図から明らかに、増幅率と ε の関係は合流角に強く依存している。今回の結果では、合流角60度・90度の場合には、 ε が増加するにしたがって増幅率も単調増加して一定値へ漸近する形を取っている。一方、合流角45度の場合には $\varepsilon=0.3$ で極大値を取る形となっている。今回の解析結果では、増幅率の最大値は3.7倍程度にまで達している。

5. 結 論

平面水理実験および拡張型ブジネス方程式に基づく体系的数値解析を併せて実施し、水路合流部に2方向

から入射する孤立波の衝突・透過・反射特性を解析した。今回の解析条件下で得られた主な結論は、次のようにまとめられる。

- (1) 45度の屈曲部および合流部を有する合流水路を進行する孤立波の透過・反射特性に関する数値解析を行って、水理実験結果と比較した。両者は、観測点での時間波形および壁面での波峰高に関して、定性的・定量的に非常によく一致し、本研究で用いた数値モデルが十分な解析精度を有することが検証された。
- (2) 合流水路の2方向から入射した波は、合流部にて衝突した後に、下流側壁面で反射を繰り返し、特定地点で波峰高を顕著に増加させる。波峰高の入射波振幅に対する増幅率は、1回目、2回目の反射地点で、それぞれ、3倍、2倍以上にまで達し得る。増幅率が最大となる点は、支流部中心線と下流部壁面が交差する近傍となる。
- (3) 波峰高増幅率の最大値と入射波の振幅水深比との関係は合流角に強く依存する。今回の条件下においては、合流角45度の場合には、振幅水深比の増加に対して極大値を取り、合流角60度・90度の場合には、単調増加して一定値へ漸近する形を示した。

謝辞：本研究の一部は、日本学術振興会科学研究費補助金(奨励研究A, 課題番号: 13750486)により行われた。ここに記して謝意を表する。また、本研究の実施にあたり、金沢大学大学院生の目黒壮一氏、川本賢治氏に協力していただいた。ここに記して感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 由比政年・石田 啓・間瀬 肇 (1999): 曲水路を伝播する孤立波の透過・反射特性に関する研究, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 31-35.
- 由比政年・菊本詳子・間瀬 肇・石田 啓 (2001a): 水路湾曲部における孤立波のマッハ反射に関する研究, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 11-15.
- 由比政年・中嶋光浩・間瀬 肇・石田 啓 (2001b): 分岐水路における孤立波の透過・反射特性の数値解析, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 16-20.
- Chen, Y. and P.L.F. Liu (1995): Modified Boussinesq equations and associated parabolic models for water wave propagation, J. Fluid Mech., Vol.288, pp. 351-381.
- Li, Y.S. and J.M. Zhan (2001): Boussinesq-type model with boundary-fitted coordinate system, J. Wtrwy., Port, Coast., and Oc. Engrg., ASCE, Vol. 127, No. 3, pp. 152-160.
- Shi, F., R.A. Dalrymple, J.T. Kirby, Q. Chen and A. Kennedy (2001): A fully nonlinear Boussinesq model in generalized curvilinear coordinates, Coastal Eng., Vol. 42, pp. 337-358.
- Yuhi, M., H. Ishida and H. Mase (2000): Numerical study of solitary wave propagation in curved channels, Proc. 27th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp. 519-532.
- Yuhi, M., H. Ishida, and H. Mase (2001): Collision of Solitary Waves in Branching Channels, Proc. 4th Int. Symp. on Ocean Wave Measurements and Analysis, ASCE, pp. 824-833.
- Wei, G. and J.T. Kirby (1995): Time-dependent numerical code for extended Boussinesq equations, J. Wtrwy., Port, Coast., and Oc. Engrg., ASCE, Vol. 121, No. 5, pp. 251-261.