

越波水塊による伝達波

東江隆夫*・灘岡和夫**・織田幸伸***・高山百合子***

1. はじめに

不規則波による越波伝達波の計算では, 便宜的に, 港外波スペクトルの各周波数成分ごとに伝達率を乗じ, それらを合成した値を防波堤からの伝達波としてきた。しかし, 越波伝達波は波群特性や波向きなどによって大きく異なるため, これを正しく見積もるには, 越波を時系列で解く必要がある。

越波を時系列で解く方法としては, 伝達波を Cauchy-Poisson 波 (C-P 波) の重ね合わせによって求める方法 (倉田, 1981; 松井ら, 1980; 池野ら, 1991) や越波した水塊による造波問題に置き換える方法 (西受・水口, 1996), 越波量を線流量として与える方法 (森屋・水口, 1996), プジネスク方程式に越波による質量と運動量の効果を直接的に取り入れる方法 (織田ら, 1996) などがある。このうち, 織田ら, あるいは西受・水口による方法は, 条件によっては, 越波による伝達波を時系列で良く表現できている。また, 東江ら (1999) は, 織田らの手法を平面波浪場に適用している。織田らが示した方程式系は, 表面の境界条件で越波による伝達波の発生を表現している。しかし, その式展開においてやや曖昧な点がある。また, 実験との比較では, 静水面上への越波については実験との一致度は良い。しかし, 連続した越波伝達波を対象とすると, 実験と計算の整合性は良くない。

伝達波の計算において, 越波した水塊が突入することによって発生する初期波形とその伝播を分けて考える。伝播特性は, 基本となる波動方程式に何をを用いるかに依存する。一般に伝達波が高周波成分を含むことから, 浅海波から深海波までを同時に評価できる方程式系 (例えば, 灘岡ら, 1994) が望ましい。一方, 初期波形は, 方程式系に加えて, 越波水塊による造波現象の物理的なメカニズムをいかに正しく取り込めるかによる。

本研究では, 連続した越波では織田らの方法が精度良く表現できない理由を明らかにする。また, 同様な定式化によりその改良を行い, プジネスク方程式の範囲で精

度良く伝達波を表現できる手法を提案する。

2. 進行波上に落下した水塊による波の発生実験

2.1 実験方法

越波伝達波の基本特性を調べるため, 越波水塊を模擬した水塊を, 進行波上に斜めに落とし, 水塊が水面に突入することによって発生する波を計測した。

図-1 に実験装置を示す。水槽は長さ $L=43\text{ m}$, 幅 $B=0.8\text{ m}$, で水深は $h=0.375\text{ m}$ とした。打ち込み角は, $\theta=45^\circ$ 1 種類とし, 打ち込む水塊の量は $V=7.0, 14.0 \times 10^{-3}\text{ m}^3$ の 2 種類とした。進行波の条件は, 波高 H , は 0.05 m と 0.1 m , 周期 T , は 1.0 s と 2.0 s である。測定は, 水塊突入点の岸沖方向にそれぞれ, 5 点づつ波高計を設置し, その水位変化を求めた。また, 電磁流速計により落下点近傍の水平, 鉛直流速を断面方向に 3 点で測定した。実験では, 進行波の峰, 谷, ゼロアップクロス点およびゼロダウンクロス点に水塊が突入するように複数回試行した。

2.2 実験結果

(a) 静水面上への水塊の突入

図-2 は, 静水面上に水塊が落下したときの岸沖方向それぞれ 3 点における水位変化である。正方向 (岸方向) と負方向 (沖方向) に発生する波の高さは異なる。落下地点近傍で切り立った波は, 進行するに連れて分裂し, 周期の長い波が先行し, 短い波が後から追従する様子がわかる。

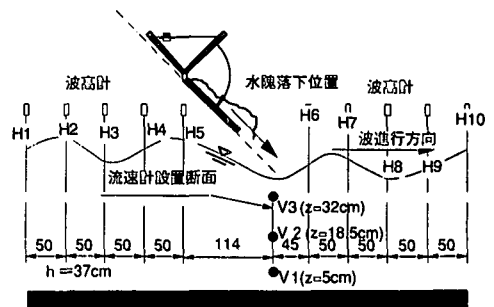


図-1 水塊打ち込み実験装置概要

* 正会員 MS 大成建設(株)技術研究所海洋水理研究室

** 正会員 工博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

*** 正会員 工修 大成建設(株)技術研究所海洋水理研究室

落下地点近傍の H6 では、後半でも ($t=10$ s 以降) 短周期の波が存在する。他の H8, H10 では、この短周期の波は伝播していない。水塊突入点近傍では、このように進行しない成分が発生する。図-3 は、水塊突入点の流速波形である。左側が水平流速、右側が鉛直流速である。

水塊の突入により正の水平流速が、全ての位置で発生する。すなわち、水塊の影響は底面まで達しているといえる。鉛直流速については、水面付近では水平方向と同程度の値を示すのに対し、底面近傍では、底面の影響から鉛直流速は小さくなっている。

水平流速には、水塊突入時より長周期の波が発生している。しかしながら、図-2 に示した水位変化には、この長周期波はほとんど表れていない。水面面付近ではの U3 の位置で、その値は正、その下の U2, U1 の位置で負方向の流れが発生している。これらのことから、この長周期波は水塊が突入したときに発生する大規模な渦流によるものと推察される。

(b) 進行波への水塊の突入

図-4 は、周期 1.0 s 波高 10 cm の進行波中に水塊が落下したときの図-2 と同様の図である。この試行で、水塊

はほぼ波のクレストが通過するときに入射している。定性的には、進行波の波形に、水塊突入によって発生した波が重なって進行している。これは、図-5 に示す流速波形についても同様である。流速波形には、前述した渦流による長周期波も同様に表れている。

図-6 には、水塊の落下時刻と波の位相との関係で発生する波の高さを比較している。図では進行波成分を除いている。また、比較を容易にするために、同じ時間軸上に発生時期をずらして示している。図には、波の峰、谷、およびゼロアップクロス点、ゼロダウンクロス点に水塊が突入した場合を比較している。また、参考に静水時の波形も示している。入射波は図-3 と同じである。図より、発生する波形は良く似ているものの、水塊の突入時刻によって発生する波高に差が生じることがわかる。波高は、水塊の突入時期がゼロアップクロス点、谷、ゼロダウンクロス点そして峰の順に大きい。どの場合についても、質量の増加は同じであることから、流入する運動量の違いによってこの差が発生している。

運動量の交換は、流体間の相対速度で決定される。ゼロアップクロス点では、鉛直方向の相対速度が、最大と

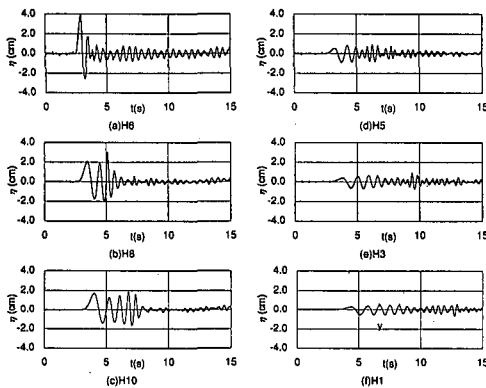


図-2 静水面上の水塊落下実験における水位

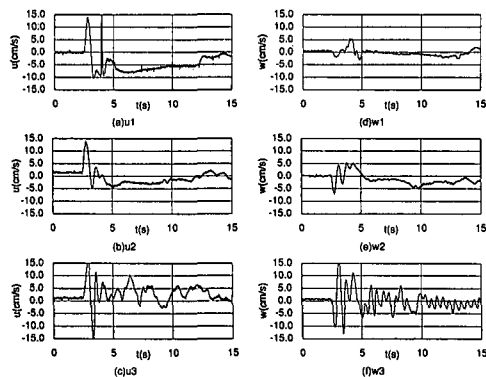


図-3 静水面上の水塊落下実験における流速

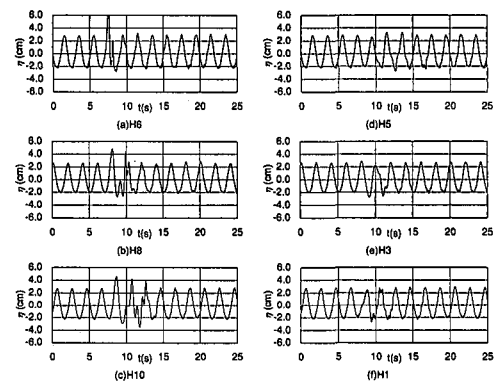


図-4 進行波中での水塊の落下実験の水位変化

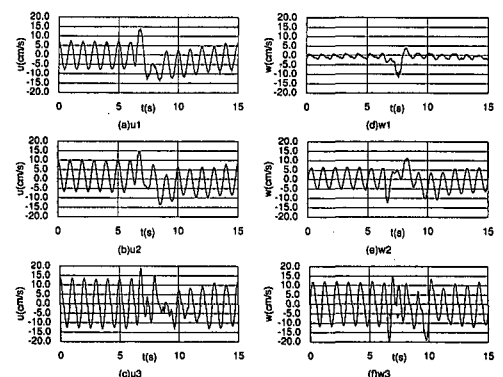


図-5 進行波中の水塊落下実験における流速

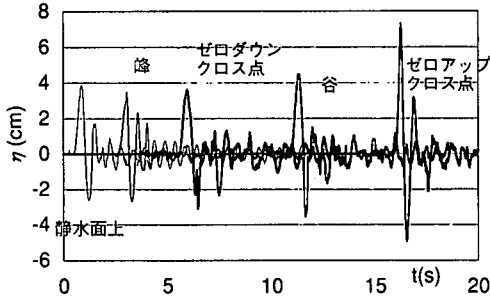


図-6 水塊突入時期の違いによる発生波の違い

なり、水平方向の相対速度は落下水の水平速度である。波の谷では、鉛直方向の相対速度が落下水の鉛直速度であり、水平方向の相対速度は最大である。これらのことを模式的に示すと、図-7 のようになり、鉛直方向の相対速度を考慮することが重要であることがわかる。水平方向と鉛直方向の運動量のどちらが波高の増大に大きく寄与するかは、条件によって異なる。

3. 越波伝達波の算定モデルの改良

3.1 質量と運動量の流入による越波伝達波算定モデルの改良

織田らの越波伝達波算定モデルの定式化では、越波水塊突入の効果を、質量流入としてだけでなく、方向性をもったベクトル量として、運動量流入を組み込んだ。今回も同様の考え方に基づく。

基礎方程式としては、以下の連続式と運動量方程式を用いる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = q \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{\rho} f_x \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{\rho} f_z \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに u , v は水平および鉛直流速, p は圧力, g は重力加速度, ρ は流体密度, q 流量の湧き出し, f_x , f_z は運動量の湧き出しとする。織田らは式 (1) から (3) において, q , および f_x , f_z が無い方程式から始めて, 式の展開を行っている。その時には, 式 (1) から (3) を底面から水面まで積分する際に, 以下の境界条件を用いている。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} - w_{z=\eta} = f \quad \text{at} \quad z = \eta \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに η は水位, f は単位時間, 単位面積当りの越波流入量である。この境界条件により, 分散項を省いた形で式 (5) および (6) が導かれている。

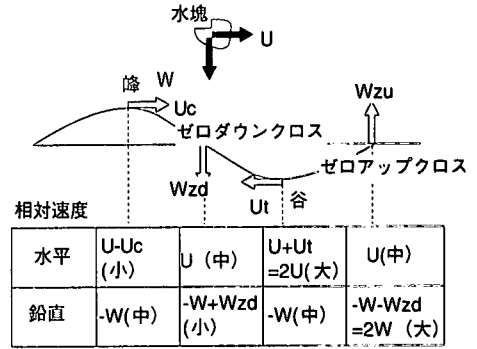


図-7 水塊の突入時期と波浪流速の関係による運動量の関係

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u dz - f = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u^2 dz + g(\eta + h) \frac{\partial \eta}{\partial x} - (\eta + h) \frac{\partial w_q^2}{\partial x} + (u_q - u_s) w_q = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに w_q , w_s は, 越流水と水面における鉛直流速であり, u_q , u_s は水平流速である。式 (6) で左辺第 4 項が, 鉛直方向の, 第 5 項が水平方向の運動量に関わる項である。この展開において, 波浪成分の表面の鉛直流速と流入水の鉛直流速が等しいとしている。このため, 鉛直流速の相対速度は常に越波水塊の流速となる。

式 (1) から (3) を通常の表面の境界条件式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} - w_{z=\eta} = 0 \quad \text{at} \quad z = \eta \quad \dots\dots\dots (7)$$

を用いて同様な積分を行うと, 越波がある場合には, 以下のような式を得る。このとき f_x , f_z の関数系として, 表面 $z = \eta$ でのみ値を持つものとする。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u dz - q_0 = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u^2 dz + g(\eta + h) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{(\eta + h)}{\rho} \frac{\partial F_z}{\partial x} + \frac{1}{\rho} F_x = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

F_x , F_z は式 (10) および (11) で表される。

$$F_x = \int_{-h}^{\eta} f_x dz = \rho(u_q - u_s)(w_q - w_s) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$F_z = \int_{-h}^{\eta} f_z dz = \rho(w_q - w_s)^2 \quad \dots\dots\dots (11)$$

越波が無い場合には, 式 (9) の左辺第 4, 5 項は 0 である。式 (6) および (7) との違いは, 結局, 流入する運動量を考慮するときに, 鉛直流速について相対速度を用いるかどうかにある。しかし, 式 (5), (6) ではゼロアップクロス点に水塊が落ちて同じ波が発生する

ことになり、実験で示されたような結果を得ることはできない。

ただし、本来場の方程式である式(1)～(3)に、 q や f_x 、 g 以外の f_x が存在するのは、厳密には正しくない。 q 、 f_x および f_x は、境界条件として導入されるべきものである。これらを統一した方程式系については、別途報告する。

式(8)と(9)から、水深 h が一定の場合の、越波伝達波を含んだ修正ブシネスク方程式(Madsenら, 1991)として、次式が導かれる

連続式：

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + q_0 = 0 \quad \dots\dots\dots (12)$$

運動量方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + D \frac{\partial (w_q - w_s)^2}{\partial x} \\ + (u_q - u_s)(w_q - w_s) \\ = \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} + Bgh^3 \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

ここに、 $D = h + \eta$ 、 M は線流量である。また、右辺第2項は、深海域での分散特性の精度を上げるための補正項であり、 B は補正係数である。 $B = 1/17$ で実際の計算を行った。

実際の越波の現象では、越波の打ち込みによって発生する渦流が存在する。また、水塊が打ち込んだ地点では、局所的には上式による流速の近似精度は低下する。しかし、運動量は渦があっても保存されること、前述したように実際の大規模な渦は、越波によって発生する波への影響は小さいことが実験から示されている。

3.2 水塊打ち込み実験の再現計算

図-8は、周期2秒、波高5cmの進行波に対して、水塊が波の峰と谷に打ち込んだ際の、H6とH8の点での水位変動を実験、織田らの方法、今回の方法で計算した結果を示している。この時の、水塊の流入量は図-9に示している。図-8を見ると、最大水位について着目すると、

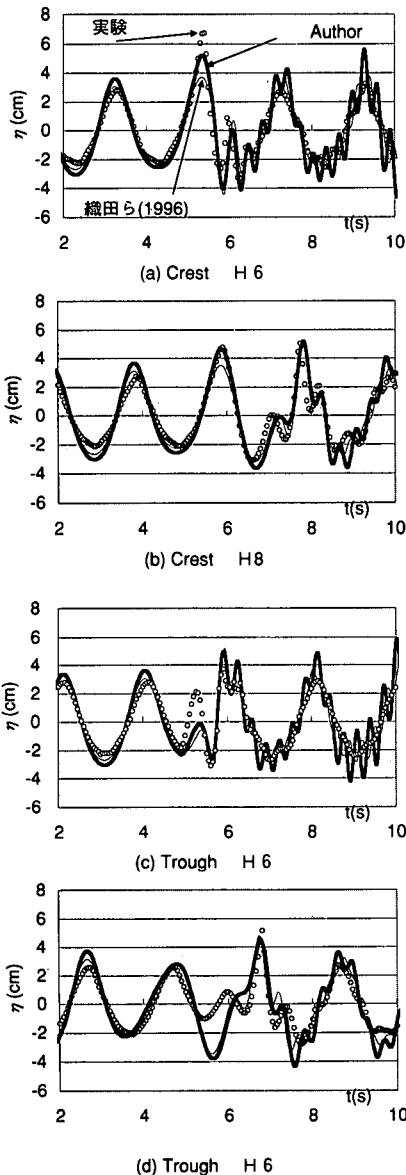


図-8 進行波中の水塊突入実験の数値シミュレーションと実験の比較

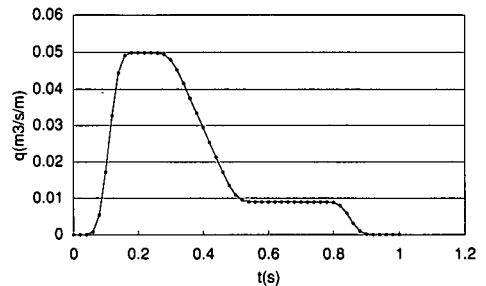


図-9 数値シミュレーションに用いた突入水流量の時系列

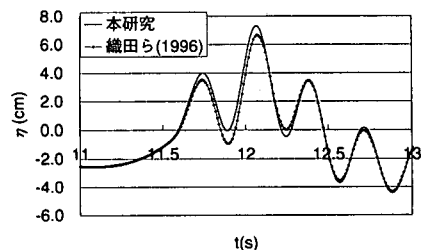


図-10 水塊の突入位置の違いによる水位変化の違い(数値シミュレーションのみ)

本方式による計算結果は、織田らよりもより実験に近い値となる。また、H8についても同様である。波の谷に突入した場合には両者の差はそれほど大きくない。

波の峰やあるいは谷のような鉛直流速が無い場合であっても、水塊は実験において約0.5sで突入が終了するため、鉛直流速の相対速度の影響は若干ある。また、水の突入とともに、水位が上昇するためにその時に相対速度が増大する効果も表れる。

後半に発生する高周波成分は、今回の手法による方が大きい。これは、今回の計算手法の方が、初期に発生する波が大きく、高周波成分をより多く含んでいる。高周波成分の分散に対する精度は、本方程式系ではあまり良くない。これらをより正確に再現計算するには、修正ブシネスク方程式よりもさらに分散特性の精度が高い方程式が必要である。

図-10は、ゼロアップクロス点に水塊が突入したときの計算値である。織田らの手法との比較を示している。水位の計算位置は水塊突入点である。両者を比較すると、やや、今回の手法が水位が大きくなる。実験の周期1秒の時に発生したような大きな差は表れない。これは、周期が長く、波高が小さいために鉛直流速がそれほど大きくないためと思われる。

4. 結 論

越波伝達波の計算精度の向上のために、水塊を進行波上に突入させるという基礎的な実験を行い、以下の結論を得た。

(1) 伝達波において水塊が突入するときの、相対的

な速度、特にその鉛直成分が重要である。

(2) したがって、同じ越波流量であっても、水面の状況によって、伝達波高が異なる。

(3) 水塊突入時には、渦流の起因する長周期波が発生する。しかし、これは水面変動には寄与しない。

(4) 相対的な鉛直速度の効果を考慮した計算手法の改良を行い、良好な結果を得た。

参 考 文 献

- 池野正明、平口博丸、井上素行、柏木洋之、樋口豊久(1991): 応答関数を用いた不規則波による越波伝達波の算定法, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 526-530.
- 織田幸延・東江隆夫・澁岡和夫(1997): 運動量を考慮した越波伝達波の算定法, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 751-751.
- 倉田克彦(1981): 越波による伝達波高, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 339-342.
- 東江隆夫・伊藤一教・織田幸延・澁岡和夫(1999): 平面波浪場の越波伝達波の特性と算定法, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 746-750.
- 澁岡和夫・Serdar Beji・大野修史(1994): 新たな波動モデルによる強分散性非線形場の解析法の確立と屋内実験による検証, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 11-15.
- 松井政博・倉田克彦・荻野英樹・鈴木 巧(1980): 越波による伝達波特性(Cauchy-Poisson 波によるモデル化), 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 410-413.
- 西受由裕・水口 優(1996): 越波による伝達波について, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 726-730.
- 森屋洋一・水口 優(1996): 回折散乱波を考慮した越波問題, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 711-715.
- Madsen, P. A., R. Murray and O. R. Sorensen (1991): A new form of the Boussinesq equation with improved linear dispersion characteristics, Coastal Eng., Vol. 15, pp. 371-388.