

国立研究開発法人港湾空港技術研究所

港湾空港技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH
INSTITUTE

Vol.54 No.2 September 2015

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

NATIONAL RESEARCH AND DEVELOPMENT AGENCY,
PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

港湾空港技術研究所報告 (REPORT OF PARI)

第 54 卷 第 2 号 (Vol. 54, No. 2) , 2015 年9月 (September 2015)

目 次 (CONTENTS)

1. NOWT-PARI と CADMAS-SURF/2D とのリアルタイム片方向接続計算法に関する検討 平山克也, 中村隆志 3 (Discussion on Real-time Estimation of Vertical Distribution of Horizontal Velocities for One-way Coupling from NOWT-PARI to CADMAS-SURF/2DKatsuya HIRAYAMA, Takashi NAKAMURA)	
2. 津波に対するケーソン式防波堤マウンドと腹付工の安定性高橋英紀, 佐々真志, 森川嘉之, 渡部要一, 高野大樹 21 (Stability of Caisson-type Breakwater's Mound and Reinforcing Embankment against Tsunami Hidenori TAKAHASHI, Shinji SASSA, Yoshiyuki MORIKAWA, Yoichi WATABE, Daiki TAKANO)	
3. 岩ズリを用いた岸壁の地震時挙動に関する実験および解析小濱英司, 瀬戸口修造, 楠謙吾, 八尾規子, 山崎浩之, 水谷崇亮, 平井壮 51 (Experiment and Numerical Analysis on Seismic Behavior of Quay Wall Using Coarse-grained Rock WasteEiji KOHAMA, Shuzo SETOGUCHI, Kengo KUSUNOKI, Noriko YAO, Hiroyuki YAMAZAKI, Taka-aki MIZUTANI, So HIRAI)	

NOWT-PARI と CADMAS-SURF/2D とのリアルタイム 片方向接続計算法に関する検討

平山 克也*・中村 隆志**

要 旨

Navier-Stokes 式を直接解く CADMAS-SURF は、砕波を伴う複雑な波浪変形に加え、時間発展的な波力や越波をも算定可能であることから、耐波設計等に適用される機会が増えている。一方、計算コストの制約から港湾全体を含むような広範囲を対象とする検討は、現在の計算機の性能をもってしても困難である。そのため実務レベルでの適用例は、構造物近傍の断面計算に限られることが多い。そこで近年では、計算コストを低減しつつ平面的な波浪変形の影響を考慮するために、平面波浪場の算定実務で多くの実績を有する NOWT-PARI を外部モデルとして、CADMAS-SURF/2D と沖から岸へ接続する片方向接続計算の実施が検討されている。

これを実現するためには両者の接続境界上で水平流速の鉛直分布を適切に推定する必要があるが、水位変動の時刻歴に FFT 法を適用して不規則波形を多数の成分波（規則波）の重ね合わせとして表現し、それぞれの成分波に微小振幅波理論を適用してこれを推定する方法では、両モデルによる計算を同時に進めることができない上、波形の不規則性や非線形性に依拠してこれを近似する成分波数が飛躍的に増大するため、計算コストを削減しつつ計算精度を確保することが困難な場合もみられる。

そこで本研究では、NOWT-PARI で算定される不規則波形上の各時刻の水位と代表流速に着目して、成分波数によらず、水平流速の鉛直分布を逐次推定する単一成分波近似法を新たに開発した。特に、単一成分波近似法の中核をなす水位と代表流速に対する相対水深の推定には、NOWT-PARI の基礎式に対し新たに導出した非線形分散関係式を用いた。この方法を用いて実施した CADMAS-SURF/2D とのリアルタイム片方向接続計算では、FFT 法に比べ非線形性が強い波に対しても効率的かつ高精度に、接続境界における水位を安定に算定できることを確認した。なお、水位変動の時刻歴データを予め必要とする FFT 法とは異なり、水位変動の鉛直分布をリアルタイムに推定できる単一成分波近似法は、将来的に双方向接続計算へと拡張できる可能性を有すると考えられる。最後に、NOWT-PARI で算定される多方向不規則波を対象とした場合に不可欠な CADMAS-SURF/3D との接続計算について、これを実現するために今後解決すべき課題について整理した。

キーワード：NOWT-PARI, CADMAS-SURF, 接続計算, 単一成分波近似法

* 海洋研究領域波浪研究チーム チームリーダー

** 元海洋研究領域波浪研究チーム依頼研修員（現株式会社エコー）

〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1 港湾空港技術研究所

電話：046-844-5042 Fax：046-841-3888 e-mail:hirayama@pari.go.jp

Discussion on Real-time Estimation of Vertical Distribution of Horizontal Velocities for One-way Coupling from NOWT-PARI to CADMAS-SURF/2D

Katsuya HIRAYAMA*
Takashi NAKAMURA**

Synopsis

Now a days, the NOWT-PARI is widely applied to calculation of wave transformation in shallow water area. It is, however, difficult for such a depth-integrated wave model to estimate distribution of wave pressures and splash of wave overtopping on a seawall with complex cross-section. On the other hand, CADMAS-SURF, which is one of CFD, is employed for reproducing such phenomena though its target duration and sphere are restricted due to the limitation for computation capacity. Therefore, a coupling of them is going to be discussed to obtain an effective solution on numerical calculation for hydrodynamics on wave transformations.

By the way, in order to conduct a coupling between a wave equation and the Navier-Stokes equation, the vertical distribution of horizontal velocities should be estimated at the connecting boundary of them with the variables calculated in the wave equation. The FFT method which is applied to the wave train obtained only after wave calculation can be used to that, though it requires larger number of component waves to approximate the original wave train with higher wave nonlinearity.

In this paper, a new method, which estimates the vertical distribution of horizontal velocities under wave calculation, is proposed with applying each nonlinear wave theory to approximation of the variables of wave calculation respecting the relative water depth. And an applicability of a one-way coupling from NOWT-PARI to CADMAS-SURF/2D with the present approximation method, called as Single-component wave approximation, is verified. Comparing the FFT method, the present method can estimate appropriate horizontal velocities distributed in vertical for more nonlinear wave profiles effectively with better accuracies. Finally, some other problems to conduct both one-way and two-way couplings between NOWT-PARI and CADMAS-SURF/3D are discussed in order to calculate the multi-directional random wave transformations.

Key Words: NOWT-PARI, CADMAS-SURF, Coupling, Single-component wave approximation

* Head, Wave Group, Coastal and Ocean Engineering Field

** Ex-Trainee, Wave Group, Coastal and Ocean Engineering Field (ECOH Corporation)

3-1-1 Nagase, Yokosuka, 239-0826 Japan

Phone : +81-46-844-5042 Fax : +81-46-841-3888 e-mail:hirayama@pari.go.jp

目 次

要 旨	- 3 -
1. はじめに	- 7 -
2. 水平流速の鉛直分布のリアルタイム推定	- 8 -
2.1 NOWT-PARI の基礎式	- 8 -
2.2 非線形分散波の流速分布の表示法に関する検討	- 9 -
2.3 単一成分波による流速分布の近似	- 11 -
3. 流速分布の推定精度	- 14 -
3.1 波浪条件	- 14 -
3.2 推定結果	- 15 -
4. 一方向不規則波の片方向接続計算	- 15 -
4.1 計算条件	- 15 -
4.2 接続計算の精度検証	- 15 -
5. CADMAS-SURF/3D との接続計算の実現に向けた今後の課題	- 17 -
5.1 片方向接続計算	- 17 -
5.2 双方向接続計算	- 18 -
6. まとめ	- 18 -
7. おわりに	- 19 -
参考文献	- 19 -
記号表	- 20 -

1. はじめに

Navier-Stokes 式を数値的に直接解く CADMAS-SURF/2D (財団法人沿岸開発技術研究センター, 2001) は, 砕波を伴う複雑な波浪変形に加え, 防波堤や護岸の断面に作用する時々刻々の波力や越波を評価できることから, 耐波設計等に適用される機会が増えている. また, 津波の平面的な遡上や波力の算定などに CADMAS-SURF/3D (有川ら, 2005; 一般財団法人沿岸技術研究センター, 2010) を適用する試みも始まっている. しかしながら, 計算コストの制約から, 港湾全体を含むような広範囲の風波やうねりの変形計算を実施することは, 現在の計算機の性能をもってしても, 事実上困難である. そのため, 風波やうねりを対象とした実務レベルでの適用例は構造物近傍に限られることが多く, その場合, そこに至るまでの屈折, 回折, 沿い波などといった平面的な波浪変形の影響を十分考慮できているとは, 必ずしも言い難い.

そこで近年では, 計算コストを低減しつつ平面的な波浪変形の影響を考慮するために, 計算コストの比較的小さい外部モデルと CADMAS-SURF などの数値波動水槽との接続計算が検討されている (土木学会海岸工学委員会数値波動水槽研究小委員会, 2012). ここで, 外部モデルとして平面2次元の波動モデルを採用した場合には, 3次元の流体運動を取り扱う数値波動水槽との接続境界において, 水平流速の鉛直分布をいかに適切に受け渡すかが重要となる. 特に, 波動モデルから数値波動水槽への接続では, ある代表水深で定義されたただ1つの水平流速から, 各水深での水平流速を適切に推定することが求められる. なお, 岸側に配置した数値波動水槽内で算定された流体運動が沖側の波動場に何ら影響を与えない場合には, 沖から岸への片方向接続のみを行えばよい. 一方, 岸側で生じた反射波などが沖側の波動場に影響を与える場合には, 岸から沖への接続を加えた双方向接続を実施する必要がある.

清重ら (2014) は, 津波を対象に非線形長波モデルを外部モデルとして CADMAS-SURF/3D との片方向接続計算を行っている. 彼らの接続計算では, 非線形性が小さく, 水平流速の鉛直分布を長波として表現可能な比較的沖合を接続境界とし, 非線形長波モデルから得られる水平流速を鉛直方向に一樣に与えた. しかし, このような長波近似の仮定に基づく接続法は, 水平流速の鉛直分布が一樣でない風波 (分散波) に適用することはできない. また, 津波においても非線形性や分散性が無視できない汀線近傍や遡上域では, 水平流速の鉛直分布を一樣とみなせなくなるため, 接続境界は沖合に設定せざるを

得ず, 計算コストを低減する上でも適用限界が存在する.

有川ら (2014) は, 浅く複雑な地形の変化に対応した津波の伝播計算を行う STOC-IC (富田ら, 2005) を外部モデルとして, CADMAS-SURF/3D との双方向接続計算手法を開発している. ただし, 両モデルはともに3次元モデルであるため, 接続に際し水平流速の鉛直分布を推定する必要はない. なお, STOC-IC は静水圧近似された疑似3次元モデルである STOC-ML とも双方向接続され, これらの異なるシミュレータからなる STOC-CADMAS システムは, 津波の発生源から越流や段波が生じる遡上域に至る津波の伝播・浸水過程を効率よく計算することができる. しかし, 津波と風波では解析に必要な空間・時間差分の解像度が大きく異なるため, この計算システムを風波にそのまま適用することはできない.

一方, 川崎ら (2010) は, 複雑なリーフ地形に入射する不規則波浪場を対象として, 平面波浪場の算定実務で多くの実績を有する NOWT-PARI (平山, 2002) を外部モデルとした CADMAS-SURF/2D との片方向接続計算を行い, その適用性を検討している. 彼らは, NOWT-PARI で算定される接続境界上の水位変動の時刻歴に FFT 法を適用して不規則波形を多数の成分波 (規則波) の重ね合わせとして表現し, それぞれの成分波に微小振幅波理論を適用して推定される水平流速の鉛直分布を重ね合わせ, 得られるマトリクスデータを CADMAS-SURF/2D の造波ソースに与えることにより, 両モデルの接続計算を実施した. しかし, FFT 法では水位の時刻歴データを前もって得る必要があるため, 両モデルによる計算を同時に進めることはできず, したがって将来的に双方向接続へと拡張することは構造上不可能である. また, 波形の不規則性や非線形性に依じてこれを近似する成分波数が飛躍的に増大するため, 造波境界 (NOWT-PARI との接続境界) は, 少なくとも波の非線形化がさほど顕著でない比較的沖合に設定すべきなどの適用上の制約を受けると考えられる.

そこで本研究では, 将来的に風浪場を対象としたマルチスケール波浪変形計算システムを確立することを目標として, NOWT-PARI で算定される不規則波形における各時刻の水位と代表流速に着目して, 成分波数によらず, CADMAS-SURF との接続計算で必要となる水平流速の鉛直分布を逐次推定する方法を新たに開発した. さらに, 双方向接続計算への拡張を想定して非線形波浪場における両者のリアルタイム片方向接続計算を実施し, 推定された水平流速の鉛直分布の推定精度, 及びこれらを CADMAS-SURF/2D に入力して造波される水面波形の妥当性を検討した. 最後に CADMAS-SURF/3D との接

続計算を実現するための課題について整理した。

2. 水平流速の鉛直分布のリアルタイム推定

2.1 NOWT-PARI の基礎式

NOWT-PARI の基礎式とした Madsen and Sørensen (1992) による修正ブシネスク方程式について、 x 方向にのみ着目すると、連続式、運動方程式はそれぞれ式 (1)、(2) のように表される。また、流量フラックス P は式 (3) のように定義され、 $u(z)$ は任意水深の水平流速、 z は静水面から鉛直上向きを正とする座標、 \bar{u} は代表流速である。ここで、 \bar{u} が現れる水深を z_α と定義すると、 $u(z)$ と P および \bar{u} の関係は図-1 のように表される。

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

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t} \right) + Bgh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \right) + \frac{h}{3} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} + 2Bgh^2 \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \quad (2)$$

ここに、

- x : 平面座標
- t : 時間
- g : 重力加速度
- η : 水位
- P : x 方向の流量フラックス
- h : 静水深
- D : 全水深 ($= h + \eta$)
- B : 分散項の補正係数, $B = 1/15$ (Madsen and Sørensen, 1992)

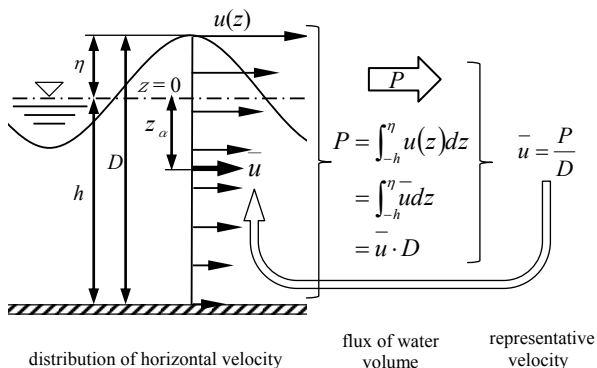


図-1 $u(z)$ と P および \bar{u} の関係, 左: 水平流速の鉛直分布, 中央: 流量フラックス, 右: 代表流速

$$P = \bar{u} D = \int_{-h}^{\eta} u(z) dz \quad (3)$$

ここに、

- $u(z)$: 任意水深の水平方向流速
- \bar{u} : 代表流速 (断面平均流速)
- z : 静水面からの距離 (静水面以上を正, 静水面以下を負)

ところで、Nwogu (1993) は、任意の代表水深 ($z = z_\alpha$) での水平流速 u_α を代表流速に用い、これによって得られる流速場と圧力場の表現式を、鉛直積分した連続式とオイラーの運動方程式に代入することでブシネスク方程式を導出している。ここで、代表流速を定義する代表水深 z_α は分散特性が最適となるように設定され、パラメーターを α として式 (4)、(5) で定義される。なお、Nwogu (1993) のモデルで分散特性が最適となるのは $\alpha = -0.390$ としたときである。

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{z_\alpha}{h} \right)^2 + \frac{z_\alpha}{h} \quad \text{または、} \quad \alpha = \frac{1}{2} \alpha'^2 + \alpha' \quad (4)$$

$$\alpha' = \frac{z_\alpha}{h} \quad (5)$$

一方、 $B=1/15$ とした Madsen and Sørensen (1992) の式に対する分散特性は $\alpha = -0.400$ で表され、式 (4) より $\alpha' = -0.553$ が得られる。これを式(5)に代入すると、代表流速に対する代表水深は式 (6) で表されることになる。

$$z_\alpha = -0.553h \quad (6)$$

ここで、線形分散に対し導出された式 (6) について、相対水深に対する適用範囲を確認するために、微小振幅波を対象として、式 (3) で算定される代表流速と式 (6) で表される代表水深での水平流速を比較し、その再現性を確認した。すなわち、静水深を $h=10.0\text{m}$ 、規則波の波高を $H=0.2\text{m}$ としたとき、微小振幅波理論の適用範囲で周期を変化させた表-1 に示す波浪条件に対し、波峰、波谷のとき生じる代表流速を、NOWT-PARI で実際に算定される代表流速と合わせて、図-2 に示す。

図より、式 (6) によって代表水深を適切に表せるのは、この水深での水平流速が式 (3) による結果と一致する高々 $kh < 1.0$ までであり、波の分散性の増加に伴い $kh \geq 1.0$ では、式 (6) は代表流速が定義される水深を過大評価 (代表流速を過小評価) してしまうことが確認され

表-1 微小振幅波の波浪条件, wave celerity: 波長, wave steepness: 波形勾配, relative water depth: 相対水深, relative wave height: 相対波高

CASE	h (m)	T (sec)	H (m)	wave celerity (m)	wave steepness	relative water depth (kh)	relative wave height	Π	Ur
CASE-1	10.0	2.5	0.2	9.7	0.0206	6.48	0.02	0.02	0.02
CASE-2	10.0	3.0	0.2	14.0	0.0143	4.49	0.02	0.01	0.04
CASE-3	10.0	3.5	0.2	19.1	0.0105	3.29	0.02	0.01	0.07
CASE-4	10.0	4.0	0.2	24.7	0.0081	2.54	0.02	0.01	0.12
CASE-5	10.0	5.0	0.2	36.6	0.0055	1.72	0.02	0.01	0.26
CASE-6	10.0	6.0	0.2	48.4	0.0041	1.3	0.02	0.01	0.48
CASE-7	10.0	8.0	0.2	70.9	0.0028	0.89	0.02	0.01	1.02
CASE-8	10.0	12.0	0.2	113.2	0.0018	0.56	0.02	0.01	2.47
CASE-9	10.0	20.0	0.2	194.7	0.0010	0.32	0.02	0.03	8.00
CASE-10	10.0	60.0	0.2	592.9	0.0003	0.11	0.02	0.23	88.89

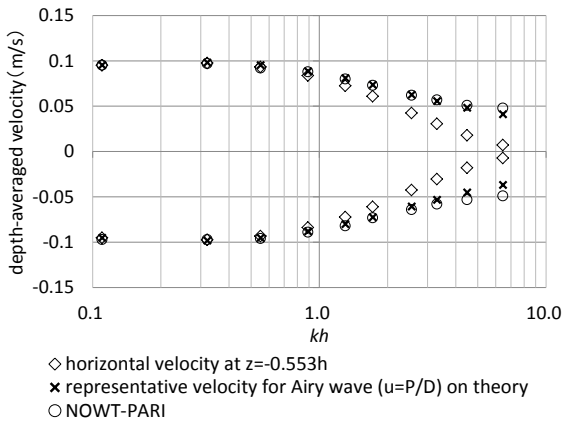


図-2 代表水深での流速と代表流速の比較, 縦軸: 断面平均流速, 横軸: 相対水深, ◇: 代表水深での水平流速, ×: 微小振幅波に対する代表流速 (理論値), ○: NOWT-PARI

た. なお, $kh > 4.49$ で式 (3) による微小振幅波の代表流速が NOWT-PARI による算定結果と僅かに異なるのは, NOWT-PARI では式 (2) の左辺第 2 項により, 波形の伝播計算の過程で弱い非線形化が生じたためと考えられる.

したがって, 線形波に対しては $kh < 1.0$ のとき, 式 (3) で算定される代表流速が式 (6) で推定される代表水深での水平流速に一致すると仮定することにより, 微小振幅波理論を用いてこのときの水平流速の鉛直分布を推定することができる. ただし, 非線形波やより高い分散性を有する波を対象とする場合には, 更なる検討を要する.

2.2 非線形分散波の流速分布の表示法に関する検討

NOWT-PARI を外部モデルとして CADMAS-SURF と接続する場合には, 接続境界で水平流速の鉛直分布を推定する必要がある. ここでは, これをリアルタイムに行うことを念頭に, 鉛直方向の座標 z を関数とした水平流速の既存の表示式について整理する.

(1) 線形分散波の水平流速を表す式

渦なし場を仮定すると, 水平流速は速度ポテンシャル $\Phi(x, y, z)$ を用いて次式のように表される.

$$u(z) = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad v(z) = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad (7)$$

ここで, Mei (1989) にならい, 次のような速度ポテンシャル Φ の級数表示を考える.

$$\Phi(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} (h+z)^n \phi_n \quad (8)$$

次に, 摂動パラメータを $\epsilon = H/h \ll 1.0$, $\mu = h/L \ll 1.0$ とおき, 鉛直座標について級数展開する.

水平床 ($\nabla h = 0$) を仮定すると (ただし $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$),

$$\Phi = \phi_0 - \frac{1}{2} \mu^2 (z+h)^2 \nabla^2 \phi_0 + O(\mu^4) \quad (9)$$

さらに, 式 (9) を ∇ で偏微分すると,

$$\begin{aligned} \nabla \Phi &= [u(z), v(z)] \\ &= \nabla \phi_0 - \frac{1}{2} \mu^2 (z+h)^2 \nabla^3 \phi_0 + O(\mu^4) \end{aligned} \quad (10)$$

ここで, 微小振幅を仮定 ($\epsilon \ll 0$) し, 式 (3) に従い, 式(10) を $-h$ から 0 まで鉛直積分すると, 代表流速 (断面平均流速) が式 (11) のように得られる. さらに, $\nabla \phi_0$ については式 (12) のように与えられる.

$$\begin{aligned} \overline{\nabla \Phi} &= \frac{1}{h} \int_{-h}^0 \left\{ \nabla \phi_0 - \frac{1}{2} \mu^2 (z+h)^2 \nabla^3 \phi_0 \right\} dz \\ &= \nabla \phi_0 - \mu^2 \frac{h^2}{6} \nabla^2 \nabla \phi_0 + O(\mu^4) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\nabla \phi_0 = \overline{\nabla \Phi} + \mu^2 \frac{h^2}{6} \nabla^2 \overline{\nabla \Phi} + O(\mu^4) \quad (12)$$

最後に, 式 (12) を式 (10) に代入し, $O(\mu^4)$ 以上の項を省略すると, 任意水深での水平流速は, 代表流速 (断面平均流速) を用いて式 (13) のように表される. なお, 任意水深での x 方向の水平流速 u については, 摂動パラメータを省略して式 (14) のように表される.

これらの導出過程からわかるように, 式 (14) は, 相対波高 ($\epsilon = H/h$) および相対水深 ($\mu = h/L = kh/2\pi$) がともに小さく, 微小振幅の仮定を満足する限られた条件でのみ成り立つ. 逆に, 砕波帯近傍の風波などのように, 非線形性及び分散性がともに小さくない波浪場を対象と

して同様に導出される式は、摂動展開の次数に応じてかなり複雑な形になることを覚悟しなければならない。

$$\begin{aligned} \nabla\Phi &= [u(z), v(z)] \\ &= \overline{\nabla\Phi} + \frac{1}{6}\mu^2 h^2 \nabla^2 \overline{\nabla\Phi} \\ &\quad - \frac{1}{2}\mu^2 (z+h)^2 \nabla^2 \left(\overline{\nabla\Phi} + \frac{1}{6}\mu^2 h^2 \nabla^2 \overline{\nabla\Phi} \right) \dots\dots (13) \\ &= \overline{\nabla\Phi} - \nabla^2 \overline{\nabla\Phi} \left(\frac{1}{2}z^2 + zh + \frac{1}{3}h^2 \right) \mu^2 \end{aligned}$$

$$u(z) = \bar{u} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial x^2} \left(\frac{1}{2}z^2 + zh + \frac{1}{3}h^2 \right) \dots\dots\dots (14)$$

(2) 拡張した微小振幅波

微小振幅波理論は波長に比べ波高が微小な場合に対して適用される理論であるが、水位および相対水深 kh が既知であるならば鉛直分布関数が定まり、線形ながら広帯域の流速場を得ることができる。さらに、FFT 法により多くの成分波（微小振幅波）を線形に重ね合わせて近似するならば、非線形な波形に対する流速分布もある程度表現可能である。しかし、このようにして推定される水平流速は、ストークスドリフトのために波峰付近で過大になることが知られている。

そこで、藤原（2008）は、静水面よりも高い位置での水平流速を推定する場合には、静水面下の鉛直分布関数を静水面上へ線形的に引き延ばすストレッチ法（Wheeler, 1970）を適用することを提案している。ストレッチ法を適用した微小振幅波の水平流速は、式（15）、（16）のように表される。

[$\eta \leq 0$ の場合]

$$u(z) = w_s \frac{\cosh\{k(h+z)\}}{\cosh(kh)} \dots\dots\dots (15)$$

[$\eta > 0$ の場合]

$$u(z) = w_s' \frac{\cosh\left\{k(h+z) \frac{h}{h+\eta}\right\}}{\cosh(kh)} \dots\dots\dots (16)$$

- ここに、
 w_s : 静水面における水平流速
 w_s' : 自由表面における水平流速
 k : 波数

ここで、 w_s は静水面上の水平流速、 w_s' は自由表面上の水平流速を表し、 $\bar{u} = u(z_a)$ として導かれる w_s, w_s' はともに、位相関数を含んでいることに注意されたい。

さらに、これらを式（3）に代入して整理した関係式から、代表水深を表す近似式（17）、（18）が得られる。これらの式は kh と η の項を含んでいるため、線形弱分散を仮定して導出した式（6）に比べ、波の非線形性及び分散性の影響をより積極的に考慮したものとなっている。

[$\eta \leq 0$ の場合]

$$\begin{aligned} z_a &= h \left\{ \tanh(0.0025(kh)^2 + 0.007kh) - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right) \right\} \dots\dots\dots (17) \\ &\quad + \eta \left\{ \tanh(0.0005(kh)^2 + 0.026kh) + \frac{1}{\sqrt{3}} \right\} \end{aligned}$$

[$\eta > 0$ の場合]

$$\begin{aligned} z_a &= h \left\{ \tanh(0.0025(kh)^2 + 0.007kh) - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}}\right) \right\} \dots\dots\dots (18) \\ &\quad + \eta \left\{ \tanh(0.0006(kh)^2 + 0.015kh) + \frac{1}{\sqrt{3}} \right\} \end{aligned}$$

(3) 有限振幅波理論

これまで多くの研究者によって議論されてきた保存波の理論について、磯部（1985）はそれらの適用範囲を図-3のように整理した。ここで、S はストークス波、C はクノイド波を表し、“-” 付きの数字はそれぞれ近似式の次数を示している。この図を利用すると、相対水深と相対波高の関係に応じて適切な波の理論式を選択することができる。このうち、磯部ら（1978）のストークス波第5次近似解（S-5）およびクノイド波第3次近似解（C-3）について以下に述べる。なお、有限振幅波理論でも微小振幅波理論と同様、既知な水位及び kh に対しては鉛直分布関数を容易に得ることができる。

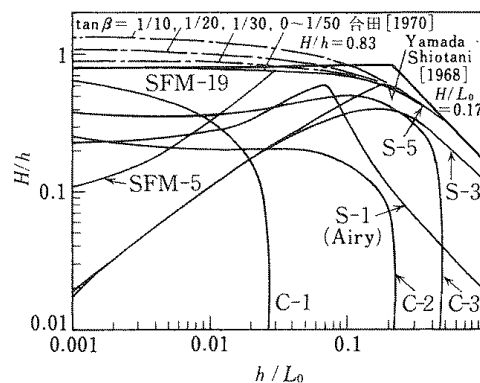


図-3 有限振幅波理論の適用範囲

a) ストークス波第 5 次近似解

ストークス波第 5 次近似解による水位及び水平流速を式 (19), (20) に示す. ここで, θ は位相, C_0 は微小振幅波の波速を表している. なお, 係数 A_n 及び B_n の詳細については磯部ら (1978) を参照されたい.

$$k\eta = \sum_{n=1}^5 A_n \cos(2n\pi\theta) \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{u}{C_0} = \sum_{n=1}^5 B_n \cosh nk(h+z) \cos(2n\pi\theta) \dots\dots\dots (20)$$

b) クノイド波第 3 次近似解

クノイド波第 3 次近似解による水位及び水平流速を式 (21), (22) に示す. ここで, θ は位相, cn は *Jacobi* の楕円関数を, K は第 1 種完全楕円積分を表している. なお, 係数 A_n 及び B_{nm} の詳細については磯部ら (1978) を参照されたい.

$$\frac{\eta}{h} = \sum_{n=0}^3 A_n cn^{2n} 2K\theta \dots\dots\dots (21)$$

$$\frac{u}{\sqrt{gh}} = \sum_{m=0}^2 \sum_{n=0}^3 B_{nm} \left(\frac{h+z}{h}\right)^{2m} cn^{2n} 2K\theta \dots\dots\dots (22)$$

2.3 単一成分波による流速分布の近似

上述した通り, 微小または有限振幅波理論によれば, 既知の相対水深 (kh) と波高 (または水位 (η)) に対し, 任意水深での水平流速 ($u(z)$) を容易に算定できる. また, 式 (3) より, これを底面から水面まで鉛直積分して得られる \bar{u} あるいは P についても, kh と η によって規定されることになる.

これを念頭に水面波形の時刻歴を考えると, ある位置・時刻に形成される水平流速の鉛直分布 (すなわち $u(z)$) は, 波動モデルで算定されたこのときの η と \bar{u} (または P) を同時に満たすような単一成分波で近似できると考えられる. したがって, NOWT-PARI によりある時刻に算定される接続境界上の η と \bar{u} (または P) の組み合わせに対して, 微小または有限振幅波理論を満足する適切な kh が推定できるならば, そのとき CADMAS-SURF との接続境界で与えるべき $u(z)$ は, その波浪場を適切に近似する波の理論式によって算定されることになる.

さらに, 次の時刻では, これとはまた独立にこれらが

算定されることになるため, このような $u(z)$ の推定法は, 規則波だけでなく不規則波にもそのまま適用可能である. すなわち, その波形を構成する成分波を考えるのではなく, その瞬間の波形を単一成分波として近似できる波の理論式を選択して適用するのである. したがって, このいずれにおいても, ある時刻の $u(z)$ はこのときの水面波形を近似するただ 1 つの kh によって推定される. 本研究ではこれを「単一成分波近似法」と呼び, $u(z)$ をリアルタイムに推定することを検討する.

以下では, まず, NOWT-PARI 側の接続境界で算定されたある時刻の η と \bar{u} (または P) に対応する kh を推定するために, このとき NOWT-PARI 上で満たされている波の分散関係に着目する. 次に, 推定された kh と既知の η との関係为满足する適切な波の理論式を用いて, CADMAS-SURF に与えるある時刻の $u(z)$ を推定する.

(1) NOWT-PARI に対する分散関係式の導出

ここでは, ある時刻の η 及び \bar{u} (または P) と kh とを関係づけることを目的として, NOWT-PARI の基礎式とした運動方程式 (2) に対する線形及び非線形な分散関係式を導出する. ただし, これらの波浪場において, 見かけ上の波速を変化させ, 波の分散関係に影響を与える流れがある状態は考えていない.

まず, 次式で表される進行波を考える.

$$\eta = a \cdot \sin\{k(x-ct)\} \dots\dots\dots (23)$$

ここに,

- a : 振幅
- c : 波数分散性を考慮した波速

式 (23) について, x 及び t でそれぞれ偏微分することにより, $\frac{\partial \eta}{\partial t} = -c \frac{\partial \eta}{\partial x}$ という関係が得られる. これと連続式 (1) を比較することにより, P 及び η と c の間には, 常に次のような関係が成り立つことがわかる.

$$P = c \cdot \eta \quad \text{または} \quad c = \frac{P}{\eta} \dots\dots\dots (24)$$

次に, 水平床上を伝播する線形波を仮定すると, 式 (2) のうち非線形性を表す左辺第 2 項と水深変化の影響を表す右辺第 3, 4 項をそれぞれ省略した, 次式が得られる.

$$\frac{\partial P}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = \left(B + \frac{1}{3}\right) h^2 \left(\frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t}\right) + Bgh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3}\right) \dots\dots\dots (25)$$

ここで、式 (24) の関係を用い、式 (25) の各項を η の空間差分となるように変換する。ただし、長波の波速を $c_0 = \sqrt{gh}$ とし、非線形性を表すパラメータを $\varepsilon = \eta/h$ と定義した。

$$-c^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + c_0^2(1 + \varepsilon) \frac{\partial \eta}{\partial x} \dots\dots\dots (26)$$

$$= \left(B + \frac{1}{3} \right) c^2 (kh)^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} - Bc_0^2 (kh)^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

さらに、線形波であることを考慮して $\varepsilon \rightarrow 0$ とおき若干の変形を行うと、式 (27) の線形分散関係式が得られる。

$$\frac{c}{c_0} = \sqrt{\frac{1 + B(kh)^2}{1 + \left(B + \frac{1}{3} \right) (kh)^2}} \dots\dots\dots (27)$$

一方、斜面上を伝播する波の非線形変形を取り扱う場合には、式 (25) に代えて、非線形項と水深変化の影響を表す項を残した式 (2) に対する分散関係式を導出する必要がある。なお、この場合にも式 (24) は成立するので、式 (25) と同様に、 η の空間差分となるよう式 (2) の各項を変換すると、次式が得られる。

$$-c^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} + c^2 \left\{ \frac{2\varepsilon}{1 + \varepsilon} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\varepsilon^2}{(1 + \varepsilon)^2} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right\}$$

$$+ c_0^2(1 + \varepsilon) \frac{\partial \eta}{\partial x} \dots\dots\dots (28)$$

$$= \left(B + \frac{1}{3} \right) c^2 (kh)^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} - Bc_0^2 (kh)^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

$$+ c^2 \eta \frac{hk^2}{3} \frac{\partial h}{\partial x} - 2B\eta g (kh)^2 \frac{\partial h}{\partial x}$$

さらに、式 (28) について若干の変形を行うと、非線形性の強さを表すパラメーター ε を含んだ非線形分散関係式として式 (29) が得られる。

$$\frac{c}{c_0} = \sqrt{\frac{1 + 3B(kh)^2 + \varepsilon}{1 + \left(B + \frac{2}{3} \right) (kh)^2 - \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}}} \dots\dots\dots (29)$$

以上の結果、NOWT-PARI の解析結果に対し式 (24) で得られる波速 c を式 (27) または式 (29) に代入することにより、接続境界において時々刻々の kh を推定する

ことができる。特に、相対波高の大きい場合や砕波帯近傍、斜面地形など、非線形性を無視できない波動場で CADMAS-SURF と接続する場合には、新たに導出した非線形分散関係式 (29) を用いる必要があると考えられる。

(2) 非線形分散関係式の適用範囲に関する検討

ここでは、前項で提案した kh の推定精度を確認するために、NOWT-PARI に対し導出した非線形分散関係式の様々な波浪条件に対する適用性について検討する。

検討条件を表-2 に示す。すなわち、深海波から長波までの広帯域の kh を対象とし、NOWT-PARI を用いて、それぞれの kh に対して非線形性が異なる規則波の伝播計算を一樣水深場場で実施した。ここで、この場合には kh は既知であるため、これを式 (27) または式 (29) に代入して得られる波速 c はこれらの分散関係式による理論解として取り扱う。一方、NOWT-PARI による解析結果を式 (24) に代入して算定される波速 P/η は便宜上、解析解と呼び、理論解に対する比を波速比とした。

波峰または波谷で算定されたこの波速比を図の縦軸にとり、横軸にとった非線形性を表すパラメーター $Ur (= |2\eta|/h / \{kh/2\pi\}^2)$ に対して整理した結果を図-4 及び図-5 に示す。ここで、凡例は表-2 に示した kh の各値を示し、図-4 では式 (27)、図-5 では式 (29) にそれぞれ代入して理論解を算出した。

図-4 より、式 (29) に対する NOWT-PARI の波速比は、少なくとも同一の kh に対して Ur によらずほぼ一定である。しかし、式 (27) に対して整理した図-5 では、 kh が同じでも Ur に応じて波速比が変化する。特に Ur が大きいとき、式 (27) では考慮されない波速の有限振幅効果のために、理論値と解析解との差が大きくなる。

一方、図-4 において、深海波領域であることを示す $kh=6.45 \sim 4.48$ では波速比が 1 より小さく、他の kh に比べて解析解は理論値を過小評価している。また逆に、図-5 ではこの範囲において波速比が 1 より大きい。これらとともに、NOWT-PARI の基礎式が弱分散性であることに起因していると考えられる。すなわち、微小振幅波理論による波速と式 (27) 及び式 (29) (ただし、 $\varepsilon=0$)

表-2 非線形分散波の波浪条件

CASE	T(s)	h(m)	kh	H_0 (m)	Ur_0
CASE 1	2.5	10	6.45	0.2 ~ 2.0	0.019 ~ 0.19
CASE 2	3	10	4.48	0.2 ~ 2.0	0.039 ~ 0.394
CASE 3	3.5	10	3.3	0.2 ~ 2.0	0.073 ~ 0.726
CASE 4	4	10	2.55	0.2 ~ 2.5	0.122 ~ 1.519
CASE 5	5	10	1.72	0.2 ~ 2.5	0.267 ~ 3.342
CASE 6	6	10	1.3	0.2 ~ 2.5	0.468 ~ 5.849
CASE 7	7	10	1.05	0.2 ~ 2.5	0.715 ~ 8.934
CASE 8	8	10	0.89	0.2 ~ 2.5	1.004 ~ 12.551
CASE 9	9	10	0.77	0.2 ~ 2.5	1.334 ~ 16.678
CASE 10	10	10	0.68	0.2 ~ 6.0	1.705 ~ 51.138
CASE 11	12	10	0.55	0.2 ~ 6.0	2.564 ~ 76.934
CASE 12	20	10	0.32	0.2 ~ 2.5	7.579 ~ 94.733

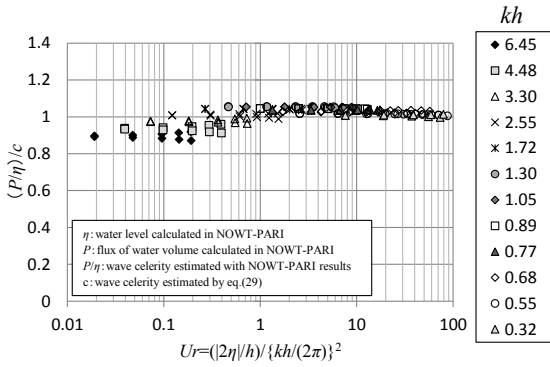


図-4 非線形分散関係式(29)の適用性, 縦軸: 理論解に対する解析解の波速比, 横軸: 非線形パラメーター, P/η : NOWT-PARI 結果から推定される波速, c : 非線形分散関係式(29)から推定される波速

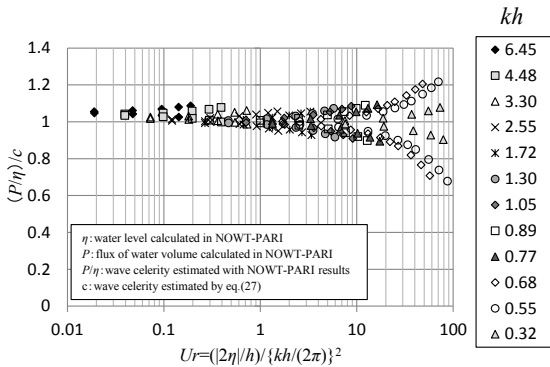


図-5 線形分散関係式(27)の適用性, 縦軸: 理論解に対する解析解の波速比, 横軸: 非線形パラメーター, P/η : NOWT-PARI 結果から推定される波速, c : 線形分散関係式(27)から推定される波速

の波速を比較した図-6 をみると, 深海波領域の kh では, 式 (27) 及び式 (29) の波速が微小振幅波の波速に対してそれぞれ過大となり, 特に式 (29) のときその差が大きいことが確認できる. これは, 理論式及び式 (27) は水平床を仮定しているのに対し, 式 (29) は水深変化を考慮して導出され, この効果のために, $\varepsilon=0$ として非線形性を無視しても式(27) には一致しないことによる.

なお, NOWT-PARI に対して導出した分散関係式を用いて kh を推定する場合, 特に深海域とその近傍では, 波速の推定誤差のために適切な kh を推定できない. 実務上はこのような海域で NOWT-PARI と CADMAS-SURF との接続を行うことは稀ではあるが, 式 (29) に対しては必要に応じ, kh 毎に図-4 の波速比を補正することにより, kh の推定精度の低下を防ぐことが可能である.

すなわち, 図-4 では, 同じ kh に対しては Ur によらず, 波速比はほぼ一定であった. そこで, それぞれの kh 毎にこれらの波速比を平均したものを改めて α_{kh} とお

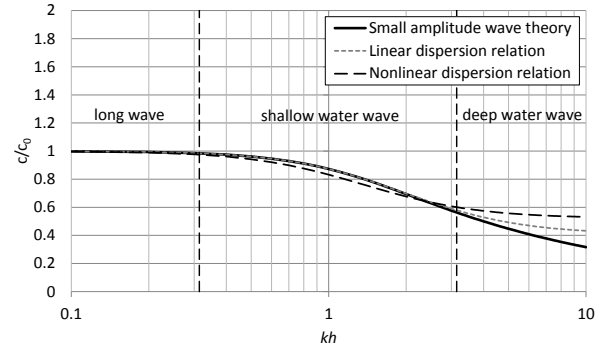


図-6 分散関係式の比較, 縦軸: 長波の波速に対する波速比, 横軸: 相対水深, 実線: 線形分散関係の理論式, 点線: NOWT-PARI に対する線形分散関係式(27), 破線: NOWT-PARI に対する非線形分散関係式(29)

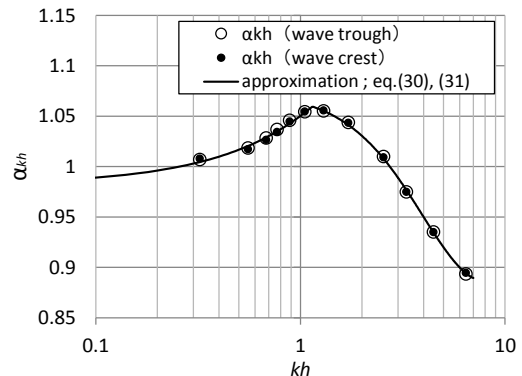


図-7 kh と α_{kh} の関係, 縦軸: kh 毎の Ur による違いを考慮しない平均的な波速比, 横軸: 相対水深, ○: 波谷, ●: 波峰, —: 近似式(30), (31)

き, kh との関係を整理すると, 図-7 が得られる. これらのプロットは式 (30), (31) のように近似されるので, 式 (29) の両辺を α_{kh} で除して波速比を補正することにより, Ur によらず深海域の kh をも適切に推定することができる.

$$[0.32 \leq kh \leq 1.14]$$

$$\alpha_{kh} = 0.208 \sin\left(\frac{1}{3}kh\right) + 0.9822 \dots \dots \dots (30)$$

$$[1.14 < kh \leq 6.45]$$

$$\alpha_{kh} = 0.007 \cos(kh) + 0.057 \cos\left(\frac{1}{2}kh\right) + 0.044 \cos\left(\frac{1}{3}kh\right) + 0.968 \dots \dots \dots (31)$$

(3) 任意水深の水平流速の推定

ここでは, NOWT-PARI で算定された η と \bar{u} (または P) 及び推定した kh を用いて, 任意水深の水平流速を求めることを考える. 単一成分波近似法による任意水深の水平流速の推定フローを図-8 に示す.

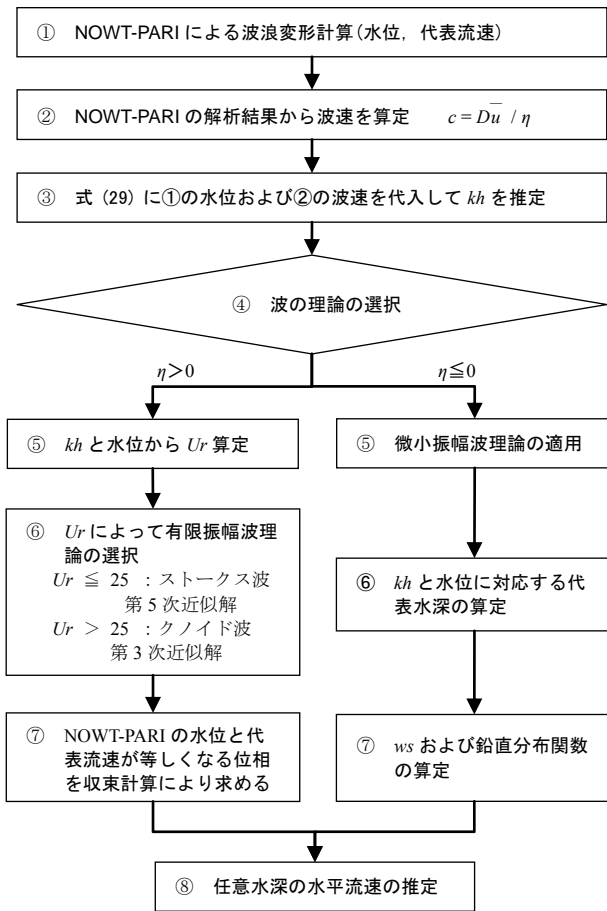


図-8 任意水深の水平流速の推定フロー

このうち①～③の手順では前述の通り、NOWT-PARIの解析結果 (η と \bar{u} または P) と非線形分散関係式(29)を用いて、ある瞬間の流速場を近似する kh を推定する。

次に、水平流速の推定に用いる適切な波の理論を選択することになるが、これには磯部ら(1978)を参考に、各時刻の波浪場に対する Ur に応じて適切な有限振幅波理論(ストークス波第5次近似解またはクノイド波第3次近似解)を選択する方法を用いた。ただし、NOWT-PARIで算定される η が静水面よりも下がる時間帯では、推定した kh に対し有限振幅波理論で想定される水位が η に比べ過大となるケースがみられた。そのため、本研究では便宜上、この時間帯の η と \bar{u} または P を近似する波の理論式には、式(15)で表される微小振幅波理論を適用するものとした。

すると、これらの理論式を用いて $u(z)$ を推定することができる。すなわち、有限振幅波理論(ストークス波第5次近似解: 式(19), (20), クノイド波第3次近似解: 式(21), (22))を適用する $\eta > 0$ の場合には、NOWT-PARIの解析結果 (η 及び P) を同時に満足する有限振幅波の

位相を収束計算で求めることにより、水平流速の鉛直分布 ($u(z)$) を推定することが可能である。一方、微小振幅波理論を適用する $\eta \leq 0$ の場合には、ある kh に対する $u(z)$ は式(15)を用いて解析的に得られる。ここで、静水面上の流速 (w_s) は、 η と推定した kh を式(17)に代入して得られる代表水深 z_a と、代表流速 $\bar{u} = P/D$ との間に式(15)の関係が成り立つことから導出される。

3. 流速分布の推定精度

3.1 波浪条件

単一成分波近似法による $u(z)$ の推定精度を確認するために、波の非線形性に着目して表-3に示す規則波の波浪条件を設定し、それぞれ適用可能な波の理論式による水平流速の鉛直分布(以下、単に流速分布という)と比較した。ここで、表-3中に示した非線形パラメーター Π (Goda, 1983)より、CASE-0は微小振幅波、CASE-1はストークス波(第3次近似)、CASE-2はクノイド波(第3次近似)に相当することがわかる。なお、式(29)を用いた場合、図-4より、浅海波および長波の領域では kh による波速の推定精度の違いは認められないため、各CASEで周期および水深は共通とし、波高のみ3種類を設定した。

表-3 波浪条件, depth: 水深, wave period: 周期, wave height: 波高, wavelength: 波長, relative wave height: 相対波高, wave steepness: 波形勾配, relative water depth: 相対水深 (kh)

CASE	depth (m)	wave period (sec)	wave height (m)	wave-length (m)	relative wave height	wave steepness	relative water depth (kh)	Π	Ur
CASE-0	10.0	12.0	0.5	113.2	0.05	0.004	0.55	0.03	7.8
CASE-1	10.0	12.0	1.0	113.2	0.10	0.009	0.55	0.07	12.3
CASE-2	10.0	12.0	3.0	113.2	0.30	0.026	0.55	0.21	39.9

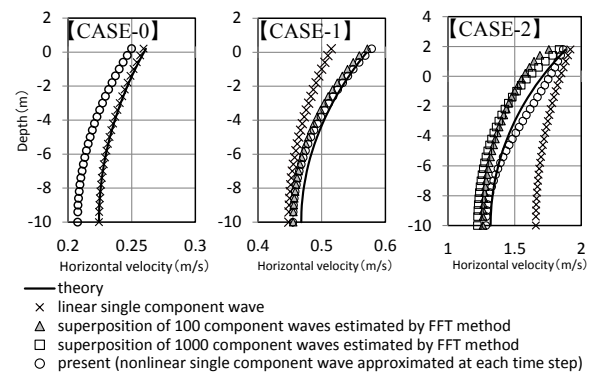


図-9 水平流速の鉛直分布の推定精度の比較, 縦軸: 水深, 横軸: 水平流速, —: 理論値, x: FFT法(単一成分波), ▲: FFT法(100成分), □: FFT法(1000成分), ○: 単一成分波近似法

また、比較のために、各 CASE に対して FFT 法による $u(z)$ の推定も合わせて実施した。ここで、非線形波形を線形重ね合わせにより近似するために必要な成分波数は、底面での水平流速の推定値と理論値との誤差が 5%以下となることを 1つの目安として設定した。ただし、微小振幅波を想定した CASE-0 では単一成分とし、成分波の推定及びこれらの重ね合わせは実施していない。また、FFT 法においては、非線形性の強い波に対して静水面より高い位置での水平流速を過大に与えてしまうことを防ぐため、藤原 (2008) によるストレッチ法を用いた補正を施し、ストークスドリフトの発生を抑制した。

3.2 推定結果

単一成分波近似法及び FFT 法により推定された $u(z)$ について、各 CASE の理論式によるものとそれぞれ比較した結果を図-9 に示す。ここで、凡例のうち成分波数は FFT 法により分割した成分波の個数を示す。

まず、微小振幅波に相当する CASE-0 についてみると、近似式が理論式に等しい FFT 法(単一成分)による $u(z)$ は、当然ながら理論値に一致する。一方、 Ur 値が 25 以下に対応して、ストークス波 (第 5 次近似) を適用して $u(z)$ を推定する単一成分波近似法では、理論値に対し、底面流速で 5%、表面流速で 4%程度の差異が認められる。

次に、ストークス波 (第 3 次近似) に相当する CASE-1 についてみると、FFT 法のうち単一成分波 (線形波) では理論値を十分近似できず、100 成分波を重ね合わせるにより理論値との誤差が 5%以下となる $u(z)$ が推定された。一方、CASE-0 と同様、ストークス波 (第 5 次近似) を用いて $u(z)$ を推定した単一成分波近似法は、これと同程度の精度で $u(z)$ を推定できている。このとき、理論値との誤差は底面で 3%、表面で 1%未満である。なお、単一成分波近似法で選定した波の理論式による流速分布が理論値と完全に一致しない理由は、NOWT-PARI による計算誤差のために、式 (29) で推定された kh が造波時の kh に対し僅かに変化しているためである。

最後に、クノイド波 (第 3 次近似) に相当する CASE-2 では、FFT 法 (100 成分波) による理論値との誤差は底面、表面ともに 5%程度であり、成分波数を 1000 個に増やした効果も限定的であるのに対し、 Ur 値に応じてクノイド波 (第 3 次近似) が選択された単一成分波近似法による誤差は、底面で 3%程度、表面で 1%未満である。

以上のことから、ある時刻の η と P の関係を表すのに最も相応しい単一成分の波の理論式を適宜選択して用い

る単一成分波推定法は、線形波の重ね合わせによりこれを表現する FFT 法に比べ、波の非線形性が増すほど効率的に、適切な $u(z)$ を推定できることが確認された。なお、単一成分 (規則波) の微小振幅波を対象とする場合にはモデルの改良を必要とする。しかし、これらを成分波とする不規則波の個々波の波形は見かけ上非対称であるため、各時刻でこれを近似する際には、有限振幅波理論のみを用いる現在のモデルにおいても十分な機能を発揮することができると考えられる。

4. 一方向不規則波の片方向接続計算

4.1 計算条件

単一成分波近似法及び FFT 法による NOWT-PARI と CADMAS-SURF の片方向接続計算の精度を検証するために、表-3 のうち CASE-1, CASE-2 を代表波浪諸元とする不規則波を NOWT-PARI により造波し、造波境界から 50m 離れた一様水深上の接続境界で不規則波形を出力した。また、このとき推定される $u(z)$ を既知の η とともにマトリクスデータとして CADMAS-SURF に入力して造波し、NOWT-PARI で算定された接続前の不規則波形に対する再現性を検討した。さらに、このうち代表的な時刻の不規則波形に対して推定された $u(z)$ について、接続計算を用いずに算定された CADMAS-SURF による流速分布と比較し、これらの妥当性を検証した。

ここで、接続境界より 50m 沖で造波される不規則波は、NOWT-PARI, CADMAS-SURF とともに、各 CASE の有義波諸元を入力した修正ブレットシュナイダー・光易型スペクトルをエネルギー等分割して得られる、100 個の成分波を線形に重ね合わせて造波した。また、このとき接続境界で出力される不規則波形の非線形性は、波形の伝播に伴い各計算モデルで補完されるものとした。ここで、計算に用いた格子間隔は、NOWT-PARI では各 CASE とも $\Delta x=1.0\text{m}$, CADMAS-SURF では CASE-1 に対し $\Delta x=0.25\text{m}$, $\Delta z=0.10\text{m}$, CASE-2 に対し $\Delta x=0.50\text{m}$, $\Delta z=0.25\text{m}$ とした。

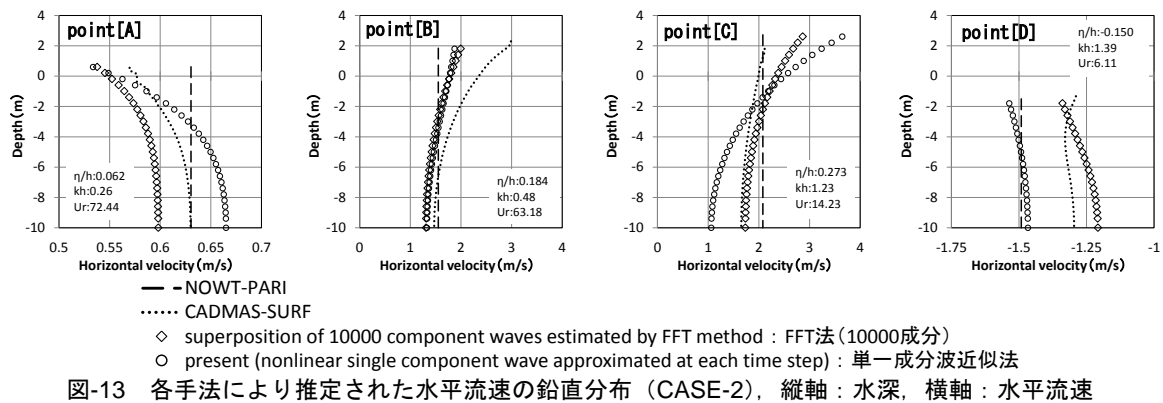
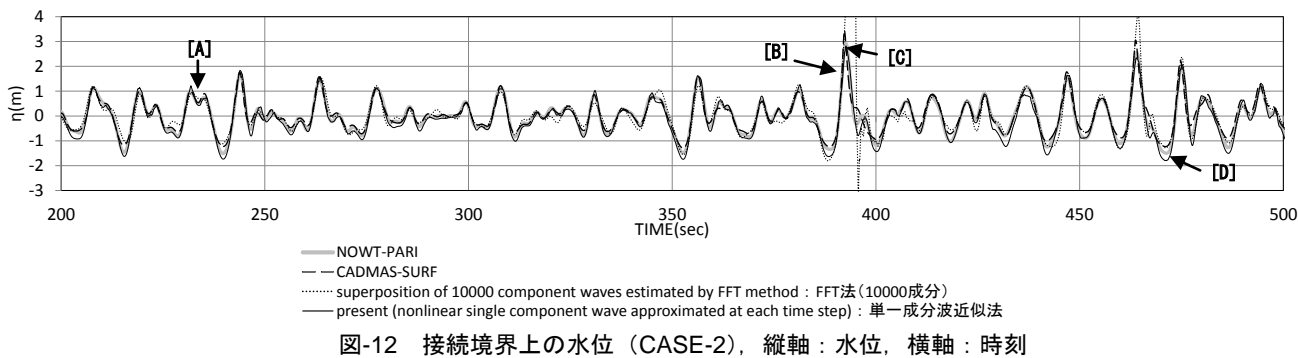
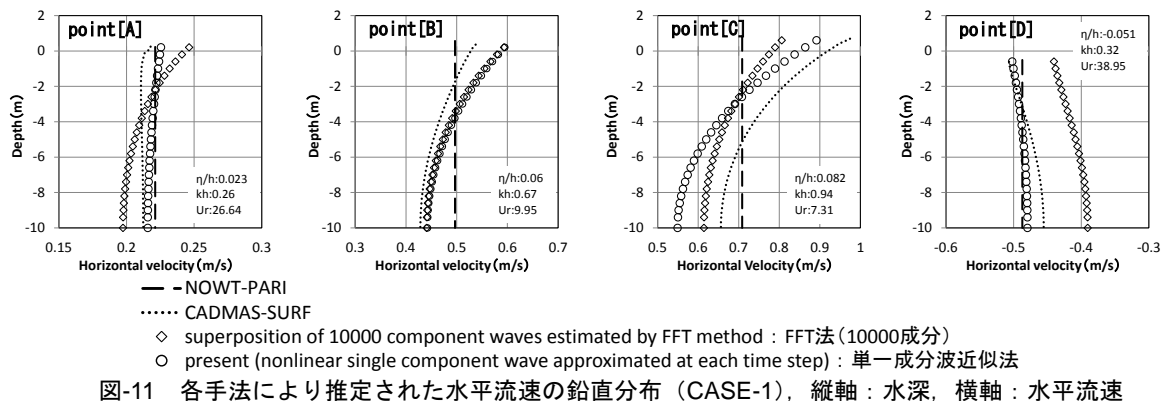
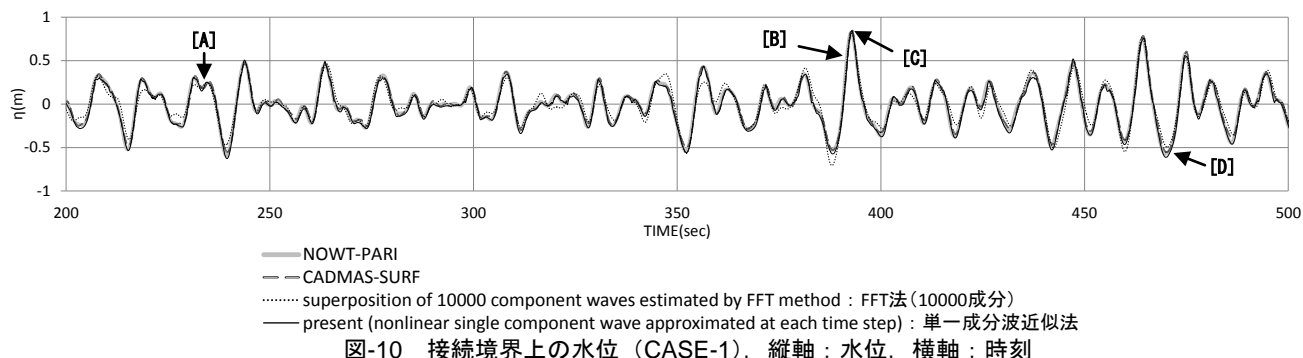
なお、FFT 法においてこの不規則波形を近似するのに必要な成分波数は、図-9 の検討結果を踏まえ、少なくとも 10000 個 (不規則波の造波に用いた成分波数の 100 倍) として見積もった。

4.2 接続計算の精度検証

CASE-1, CASE-2 を対象に NOWT-PARI で算定された接続境界上の不規則波形に対し、単一成分波近似法及び FFT 法により推定した $u(z)$ と既知の η を CADMAS-

SURF に入力し、造波された不規則波形をもとの波形と比較した結果を図-10 及び図-12 に示す。なお、これらの図では合わせて、接続計算を用いず沖からの伝播計算を

CADMAS-SURF で実施し、接続境界で同様に算定された不規則波形を重ねて示す。一方、図-11 及び図-13 には、このうち4つの代表時刻に両方法でそれぞれ推定された



$u(z)$ について、接続計算を用いない CADMAS-SURF で算定された流速分布と比較した結果を示す。なお、目安として図中に示した鉛直破線は、当該時刻に算定された NOWT-PARI による代表流速 ($=P/D$) を示す。

(1) CASE-1

図-10 より、もとの不規則波形 (NOWT-PARI) は、FFT 法に比べ単一成分波近似法においてよく再現されている。FFT 法では、10000 個の成分波をもってしても、高い波峰や深い波谷でこれらを過剰に算定する傾向がみられる。なお、CADMAS-SURF で沖から同様に算定された波形は NOWT-PARI による波形とよく一致していることから、NOWT-PARI はこのときの波の非線形性を十分表現可能であることがわかる。一方、図-11 より、沖から算定した CADMAS-SURF による接続境界上の流速分布を真値としたときの再現性は、図-10 中に示した A~D の各時刻において、どちらかと言えば FFT 法に比べ単一成分波近似法のほうが比較的良好。ここで、各時刻の U_r 及び η の値より、単一成分波近似法で各時刻に選択された波の理論式はそれぞれ、[A]クノイド波 (第3次近似)、[B][C] ストークス波 (第5次近似)、[D]微小振幅波であった。

(2) CASE-2

図-12 より、CASE-1 に比べより非線形性が強くなると、単一成分波近似法においても高い波峰や深い波谷でこれらを過剰に算定する傾向がみられるようになるが、10000 個の成分波を重ね合わせた FFT 法ではこの傾向がさらに強まり、ほとんど発散しかけている様子が伺える。また、沖から同様に算定した NOWT-PARI と CADMAS-SURF による波形は依然としてほぼ一致していることから、水位に関して、NOWT-PARI はこのときの波の非線形性をもほぼ表現可能であることがわかる。一方、図-13 をみると、NOWT-PARI で算定された代表流速が CADMAS-SURF による流速分布を必ずしも代表していないこともあり、CADMAS-SURF で算定された各時刻の流速分布に対する両手法による再現性は甲乙つけ難い。しかし、単一成分波近似法により推定された流速分布は、当然ながら NOWT-PARI による代表流速と矛盾しない。なお、CASE-1 に比べより非線形な CASE-2 では、[B]の時刻に選択される波の理論式がクノイド波 (第3次近似) へと変化している。

5. CADMAS-SURF/3D との接続計算の実現に向けた今後の課題

以上の検討により、単一成分波近似法は、FFT 法に比べ非線形性の強い不規則波浪に対しても安定して接続計

算を実施できることが確認された。しかし、NOWT-PARI で算定される平面波浪場や多方向不規則波を対象とするためには、CADMAS-SURF/3D との接続計算の実現が不可欠である。この場合には、接続境界において CADMAS-SURF/3D 側で斜め波を造波するために、以上で検討した x 方向 (岸沖方向) の流速分布だけでなく、 y 方向 (沿岸方向) を含めた平面的な流速分布をやりとりすることになる。

本研究で提案した単一成分波近似法でこれを実現するための基本的な考え方は、およそ次のようである。まず、NOWT-PARI で算定された各時刻における x 方向及び y 方向の代表流速をベクトル合成し、それに対して単一成分波近似法を適用することにより、ある瞬間の主波向きに応じた進行波に対する時々刻々の流速分布を得る。次に、ベクトル合成時に代表流速に対して得られた時々刻々の波向角に基づき、この進行波の流速分布を2方向成分に分解することにより、CADMAS-SURF/3D での造波境界の各位置で異なる斜め波を造波するための平面的な流速分布を得ることができると考えられる。

しかし、現在公開されている CADMAS-SURF/3D は、残念ながら平面的な流速分布を造波に反映させるための十分な機能を有していない。したがって以下では、NOWT-PARI と CADMAS-SURF/3D の接続計算において多方向不規則波浪場を取り扱うために、今後クリアすべき課題について整理しておきたい。

5.1 片方向接続計算

現在公開されている CADMAS-SURF/3D では、不規則波を造波する際には CADMAS-SURF/2D と同様、水位と岸沖方向の水平流速の鉛直分布をマトリクスデータとして造波ソースに与える。しかも、このマトリクスデータは1種類しか設定できないため、造波ソースを設定した沿岸方向の複数のセルで使用するマトリクスデータは共通であり、この場合には斜め波を含む一方向波しか造波できない。そのため、多方向不規則波を対象に CADMAS-SURF/3D との片方向接続計算を実現するためには、少なくとも以下の2つの課題を解決する必要がある。

(1) マトリクスデータの個別設定機能

多方向不規則波を対象とした場合、接続境界上の造波ソースセルには、同時刻にそれぞれ異なる水位と流速分布が与えられなければならない。そのため、各造波ソースセルに対しそれぞれ個別のマトリクスデータを設定できるよう、CADMAS-SURF/3D における造波サブルーチンを書き換える必要がある。

(2) 造波ソースの機能拡張

岸沖方向に伝播する波を造波する CADMAS-SURF/2D の造波ソースでは、 x 方向に進行する波を考えた場合、湧き出し流量は式 (32) によって与えられる。この場合、波は正・負の 2 方向にのみ伝播していくことから、岩田ら (1995) を参考に、湧き出し強さ α は一般に 2.0 に設定される。

$$q(z,t) = \frac{\alpha U(z,t)}{\Delta x} \dots\dots\dots (32)$$

ここに、

- $q(z,t)$: 造波ソースセルで造波される流量
- α : 湧き出し強さ
- U : 造波用流速
- Δx : 格子間隔

ところで、山野ら (2010) は、 α を 2.0 とした造波ソースを CADMAS-SURF/3D に適用し、その妥当性を検証するとともに、波向きと各造波ソースセルの相対位置の関係から得られる位相差を考慮した造波用流速を与えることで、斜め波の造波を試みている。しかし、隣接する造波ソースセルにおいて法線方向の流速は互いに相殺されるという仮定から、彼らの方法は、隣接セルで位相差が小さい一方波に対してのみ適用可能であろうと推察される。そのため、多方向波に対しても適用できるようにするためには、造波ソースは法線方向及び法線直角方向の 2 方向の流速成分を造波用流速として考慮できるように拡張し、また、そのとき設定すべき α の値についても検証する必要があるものと思われる。

5.2 双方向接続計算

NOWT-PARI と CADMAS-SURF/3D の片方向接続計算を実現した後、これを双方向接続計算へと拡張するためには、プログラム構造及び計算コストの観点から、少なくとも以下の 4 つの課題が挙げられる。

(1) 入反射波共存場に対する単一成分波近似法の適用

本研究で提案した単一成分波近似法は、基本的に進行波を対象としている。そのため、入射波成分と反射波成分が共存する双方向接続計算を実現するためには、接続境界において入反射波を分離し、単一成分波近似法を適用できる入射波の水位と代表流速を取り出すことが必要になるとと思われる。

(2) CADMAS-SURF/3D による代表流速の出力

NOWT-PARI から CADMAS-SURF への接続では、単一成分波近似法などを用いて代表流速から水平流速の鉛直

分布を推定する必要があった。逆に、CADMAS-SURF/3D から NOWT-PARI への接続では、水平流速の鉛直分布から代表流速を推定する必要がある。ただし、これは式 (3) を用いて容易に算定されるため、これを算出し出力する機能を CADMAS-SURF/3D に付加すれば良い。

(3) NOWT-PARI ソースコードの並列化

多くの計算コストを要する CADMAS-SURF/3D を実務計算へ適用するためには、並列計算の実施が不可欠である。このため、NOWT-PARI と CADMAS-SURF/3D を同時に実行する双方向接続計算でも並列計算を行うことが求められるが、NOWT-PARI は現状、並列計算に対応していない。また、CADMAS-SURF/3D で組み込まれているクーラン条件に応じた差分時間間隔の自動調整機能についても、NOWT-PARI は有していない。したがって、効率的な双方向接続計算の実現に向けては、これらの機能を NOWT-PARI に組み込むことが必要である。

(4) NOWT-PARI 及び CADMAS-SURF/3D の MPMD 方式による並列化

NOWT-PARI と CADMAS-SURF/3D はそれぞれ個別に開発されたプログラムであることから、それぞれ単体で動作し、各計算ステップで通信を行ってデータを交換する MPMD 方式による並列化が必要となる。

6. まとめ

本稿では、NOWT-PARI を外部モデルとした CADMAS-SURF との接続計算を実現するために、接続境界における水平流速の鉛直分布 ($u(z)$) をリアルタイムに推定できる単一成分波近似法を新たに提案し、規則波及び一方方向不規則波を対象とした片方向接続計算への適用性を検証した。特に、単一成分波近似法の中核をなす kh の推定には、NOWT-PARI の基礎式に対し新たに導出した非線形分散関係式を用いた。これにより、波の分散特性や非線形性によらず、NOWT-PARI で算定される時々刻々の η と P に対する適切な kh を適切に推定することができる。

規則波を対象とした場合、 $\eta > 0$ のとき波の非線形性に応じた有限振幅波理論を適宜選択して用いる単一成分波近似法は、線形波の重ね合わせによりこれを表現する従来の FFT 法に比べ、波の非線形性が増すほど効率的に、理論値に対し適切な $u(z)$ を推定できることを確認した。

一方方向不規則波を対象に実施した CADMAS-SURF/2D との片方向接続計算では、規則波の場合と同様、従来の FFT 法に比べ単一成分波近似法は、非線形性の強い波に対しても $u(z)$ を効率的に推定し、CADMAS-SURF/2D において接続境界での各時刻の水位を高精度かつ安定に造

波できることを確認した。なお、接続境界での時系列波形を予め必要とする FFT 法とは異なり、 $u(z)$ をリアルタイムに推定できる単一成分波近似法は、将来的に双方向接続計算へと拡張できる可能性を有すると考えられる。

ただし、NOWT-PARI で算定される平面波浪場や多方向不規則波を対象とするためには、CADMAS-SURF/3D との接続計算を実現することが不可欠である。そこで、今後これらの片方向及び双方向接続計算を実現するために解決すべき課題について整理した。

7. おわりに

本研究では、NOWT-PARI で算定される各時刻の水位と代表流速に着目して、不規則波形の成分波数によらず水平流速の鉛直分布を逐次推定する単一成分波近似法を新たに開発した。この方法を用いて実施した CADMAS-SURF/2D とのリアルタイム片方向接続計算では、非線形性が強い波に対しても効率的かつ高精度に、接続境界における水位を安定に算定されることを確認した。

将来的に風浪場を対象としたマルチスケール波浪変形計算システムを確立するためには、CADMAS-SURF/3D との双方向接続計算を導入することが課題である。この実現に向けては、斜め波に対する CADMAS-SURF/3D の造波機能を拡張して多方向不規則波の造波を可能にするとともに、接続境界における入反射波を分離しつつ、並列計算に対応できるよう NOWT-PARI のソースコードを部分的に書き換えることなどが必要と思われる。

(2015年5月1日受付)

参考文献

- 有川太郎, 山田文則, 秋山 実 (2005): 3 次元数値波動水槽における津波波力に関する適用性の検討, 海岸工学論文集, 第 52 巻, pp.46-50.
- 有川太郎, 富田孝史 (2014): 階層型シミュレーションによる高精細津波遡上計算手法の開発, 港湾空港技術研究所報告, Vol.53, No.2.
- 磯部雅彦, 西村仁氏, 堀川清司 (1978): 保存波の摂動解の波高による表示, 第 33 回年次学術講演会概要集, pp. 760-761, 1978.
- 磯部雅彦 (1985): 有限振幅波の諸理論と適用範囲, 水工学シリーズ 85-B1, pp. 1-25.
- 岩田好一朗・川崎浩司・金 度三 (1995): 水中構造物による砕波の数値解析, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 781-785.
- 川崎浩司, 菊雅美 (2010): 不規則波動場を対象とした平面・断面 2 次元モデルの連結による越波解析の有用性, 海洋開発論文集, 第 26 巻, pp. 51-56.
- 清重直也, 他 (2014): 島原原子力発電所における浸水解析を用いた津波防波壁の設計, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.70.
- 財団法人沿岸開発技術研究センター (2001): 数値波動水路 (CADMAS-SURF) の研究・開発, 沿岸開発技術ライブラリーNo.12, 457p.
- 一般財団法人沿岸技術研究センター (2010): CADMAS-SURF/3D 数値波動水槽の研究・開発, 沿岸技術ライブラリーNo.39, 235p.
- 土木学会海岸工学委員会数値波動水槽研究小委員会 (2012): 数値波動水槽—砕波波浪計算の深化と耐波設計の革新を目指して—, 丸善出版株式会社, 228p.
- 富田孝史, 柿沼太郎 (2005): 海水流動の 3 次元性を考慮した高潮・津波数値シミュレータ STOC の開発と津波解析への適用, 港湾空港技術研究所報告, Vol.44, No. 02-05.
- 平山克也 (2002): 非線形不規則波浪を用いた数値計算の港湾設計への活用に関する研究, 港湾空港技術研究所資料, No.1036, 162p.
- 藤原隆一 (2008): 線形理論を用いた不規則波信号作成における流速の補正方法, 海洋開発論文集, 第 24 巻, pp. 873-878.
- 山野貴司, 他 (2010): 3 次元数値波動水槽 CADMAS-SURF/3D への造波ソースの導入とその妥当性, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.66, No.1, pp. 6-10.
- Goda, Y. (1983): A unified nonlinearity parameter of water waves, *Rept. PHRI*, Vol.22, No.3, pp.3-30.
- Madsen, P.A. and O.R. Sørensen (1992): “A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part2. A slowly-varying bathymetry”, *Coastal Eng.*, 18, pp. 183-204.
- Mei, Chiang, C. (1989): The applied dynamics of ocean surface waves, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., pp. 505-604.
- Nwogu, O. (1993): Nonlinear transformation of multi-directional waves of variable depth, *J.Fluid Mech.*, pp. 1-31.
- Wheeler, J. D. (1970): Method for calculating forces produced by irregular waves, *Journal of Petroleum Technology*, pp. 359-367.

記号表

a	: 振幅
B	: 分散項の補正係数, $B = 1/15$ (Madsen and Sorensen, 1992)
c	: 波数分散性を考慮した波速
c_0	: 長波の波速
C_0	: 微小振幅波の波速
D	: 全水深 ($= h + \eta$)
g	: 重力加速度
h	: 静水深
k	: 波数
P	: x 方向の流量フラックス
$q(z,t)$: 造波ソースセルで造波される流量
t	: 時間
U	: 造波用流速
Ur	: アーセル数
$u(z)$: 任意水深の水平方向流速 (x 方向)
\bar{u}	: 代表流速 (断面平均流速)
u_a	: 代表流速
$v(z)$: 任意水深の水平方向流速 (y 方向)
w_S	: 静水面 ($\eta=0$) における水平流速
w_S^f	: 自由表面における水平流速
x	: 平面座標
z	: 静水面からの距離 (静水面以上を正, 静水面以下を負)
z_a	: 代表水深
α	: Nwogu のパラメーター, 造波ソースの湧き出し強さ
α_{kh}	: 非線形分散関係式と NOWT-PARI の波速比
Δx	: 格子間隔
ε	: η/h
ε_0	: 相対波高
η	: 水位
θ	: 位相
μ	: 相対水深
μ_0	: 相対水深
Φ	: 速度ポテンシャル
Π	: 非線形パラメーター

港湾空港技術研究所報告 第54巻第2号

2015.9

編集兼発行人 国立研究開発法人港湾空港技術研究所

発行所 国立研究開発法人港湾空港技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号
TEL. 046(844)5040 URL. <http://www.pari.go.jp/>

印刷所 株式会社シーケン

Copyright © (2015) by PARI

All rights reserved. No part of this book must be reproduced by any means without the written permission of the President of PARI

この資料は、港湾空港技術研究所理事長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部または一部の転載、複写は港湾空港技術研究所理事長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。

CONTENTS

1. Discussion on Real-time Estimation of Vertical Distribution of Horizontal Velocities for One-way Coupling from NOWT-PARI to CADMAS-SURF/2D	Katsuya HIRAYAMA, Takashi NAKAMURA	3
2. Stability of Caisson-type Breakwater's Mound and Reinforcing Embankment against Tsunami	Hidenori TAKAHASHI, Shinji SASSA, Yoshiyuki MORIKAWA, Yoichi WATABE, Daiki TAKANO	21
3. Experiment and Numerical Analysis on Seismic Behavior of Ouay Wall Using Coarse-grained Rock Waste	Eiji KOHAMA, Shuzo SETOBUCHI, Kengo KUSUNOKI, Noriko YAO, Hiroyuki YAMAZAKI, Taka-aki MIZUTANI, So HIRAI	51