

多成分連成法に基づく非線形不規則波動場中の 浮体に作用する波力の解析

大山 巧*・土田 充**・灘岡 和夫***

1. はじめに

不規則波動場中の浮体には、基本周波数成分の和と差の周波数を持つ非線形波力が作用し、これが深海域でのTLPの高調波共振や港湾内に係留された大型船舶の長周期動揺などを引き起こすことは良く知られている。このような波力を精度良く予測するためには、波の非線形性とともに入射波の非線形性(分散性)の評価が非常に重要になる。

浮体に作用する非線形波力の計算法としては、従来は周波数領域での解析が主流であったが、近年では波の不規則性が直接取り扱える時間領域の手法が開発されている。その代表的なものとして、強非線形 BEM モデル(例えば Vinje・Brevig, 1981; 中村・田中, 1992; 大山・Hsu, 1995) および Stokes 波理論に基づく弱非線形 BEM モデル(Ng・Isaacson, 1993)がある。しかし、これら BEM モデルを港内船舶の動揺のような港湾スケールの波浪変形問題に適用することは、計算機容量および計算効率の点から現実的に困難である。

一方、喜岡ら(1994, 1995)は、浮体に作用する波力と動揺の問題に関して、Boussinesq 方程式に基づく弱非線形解析法を提案している。この手法は、3次元流体運動を直接扱う BEM モデルとは異なり、鉛直方向に積分された波動方程式に基づいているため、広い解析領域に適用可能な実用的手法となり得る。しかし、Boussinesq 方程式の適用が長波近傍領域に限られているがゆえに、一般的な不規則波の入射を考慮することができない。

そこで本研究では、非線形不規則波動場中の浮体を扱い得る新たな波力解析法として、灘岡・中川(1991)により導かれた多成分連成法に基づく弱非線形モデルを新たに開発した。この手法は、広帯域スペクトルを有する非線形不規則波を扱うことができ、計算効率も BEM モデルに比べてかなり高い。本論文では、理論解および BEM モデルによる解析結果との比較から本手法の基本性能を検討する。

2. 多成分連成法に基づく非線形波力解析法

(1) 基礎方程式

本研究では、多成分連成法のうちの弱非線形バージョン(灘岡, 1995)を拡張することにより、波と浮体との非線形干渉が扱えるモデルを開発した。まず図-1に示すように、流体領域を一般部 Ω_1 と浮体下部 Ω_2 に分割し、水深 h と浮体の喫水 D は空間的に緩やかに変化すると考える。領域内部には造波ソースと数値消波フィルター(大山・灘岡, 1991)が組み込まれており、非線形不規則波の無反射造波が可能になっている。非回転流体運動を仮定すれば、連続式と運動方程式は以下のように表せる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x} + \frac{\partial w_i}{\partial z} = q^* \quad (i=1, 2) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\dot{u}_i + \frac{1}{2} \frac{\partial (u_i^2 + w_i^2)}{\partial x} + \mu u_i = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_i}{\partial x} \quad (i=1, 2) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\dot{w}_i + \frac{1}{2} \frac{\partial (u_i^2 + w_i^2)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_i}{\partial z} - g \quad (i=1, 2) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 u, w : 水平および鉛直流速、 p : 圧力、 ρ : 流体密度、 q^* : 造波ソースで与える流量密度、 μ : スポンジ層で与える減衰定数であり、 u, w, p に関する添字 $i(i=1, 2)$ はこれらを定義する領域(Ω_1, Ω_2)、オーバードットは時間偏微分($\equiv \partial/\partial t$)を表している。また、自由表面、海底面、浮体底面での境界条件は次のとおりである。

$$p_i = 0 \quad (z = \eta; \text{ in } \Omega_1) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\dot{\eta} + u_1 \frac{\partial \eta}{\partial x} = w_1 \quad (z = \eta; \text{ in } \Omega_1) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$h_x u_i + w_i = 0 \quad (z = -h, i=1, 2) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$D_x u_2 + w_2 = 0 \quad (z = -D; \text{ in } \Omega_2) \quad \dots\dots\dots (7)$$

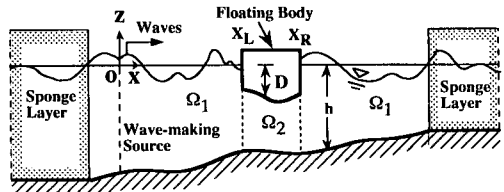


図-1 解析領域と記号の定義

* 正会員 工博 清水建設(株)技術研究所環境技術研究部
 ** 正会員 工修 清水建設(株)技術研究所環境技術研究部
 *** 正会員 工博 東京工業大学教授 大学院 情報理工学研究所

ただし, $\eta: \Omega_1$ での水面変動量, $h_x \equiv \partial h / \partial x$, $D_x \equiv \partial D / \partial x$ である。

Ω_1 における連続式 (1) を $-h$ から η まで積分し, 自由表面と海底面での運動学的条件式 (5), (6) を代入する。さらに, u_1 について $z=0$ での Taylor 展開を適用し, 3 次以上の非線形項を無視すれば次式を得る。

$$\dot{\eta} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \int_{-h}^0 u_1 dz + \eta [u_1]_{z=0} \right\} = 2\delta(x-x_s) \int_{-h}^{\eta_1} u_1 dz \quad (\text{in } \Omega_1) \cdots \cdots (8)$$

ただし, δ : ディラックのデルタ関数, x_s : 造波ソースの x 座標, u_1, η_1 : 入射波の水平流速と水面変動量である。 Ω_2 では連続式 (1) を $-h$ から $-D$ まで積分し, 海底面と浮体底面の条件式 (6), (7) を代入することにより次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{-D} u_2 dz = 0 \quad (\text{in } \Omega_2) \cdots \cdots (9)$$

Ω_1 での圧力 p_1 は, 鉛直方向の運動方程式 (3) を z から η まで積分した後, 自由表面条件式 (4) を考慮し, 弱非線形仮定を適用すれば次のように表される。

$$\frac{p_1}{\rho} = g(\eta - z) + \int_z^0 \dot{w}_1 dz + \eta [\dot{w}_1]_{z=0} + \frac{1}{2} \{ [u_1^2 + w_1^2]_{z=0} - (u_1^2 + w_1^2) \} \cdots \cdots (10)$$

Ω_2 での圧力 p_2 については, 式 (3) を z から $-D$ まで積分し, 浮体底面 ($z=-D$) での圧力を

$$[p_2]_{z=-D} = \rho g(\zeta + D) \cdots \cdots (11)$$

と変数変換すれば以下のように表せる。

$$\frac{p_2}{\rho} = g(\zeta - z) + \int_z^{-D} \dot{w}_2 dz + \frac{1}{2} \{ [u_2^2 + w_2^2]_{z=-D} - (u_2^2 + w_2^2) \} \cdots \cdots (12)$$

式 (10), (12) を水平方向の運動方程式 (2) に代入することにより次式が得られる。

$$\dot{u}_1 + \mu u_1 + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ g\eta + \int_z^0 \dot{w}_1 dz + \eta [\dot{w}_1]_{z=0} + \frac{1}{2} [u_1^2 + w_1^2]_{z=0} \right\} = 0 \quad (\text{in } \Omega_1) \cdots \cdots (13)$$

$$\dot{u}_2 + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ g\zeta + \int_z^{-D} \dot{w}_2 dz + \frac{1}{2} [u_2^2 + w_2^2]_{z=-D} \right\} = 0 \quad (\text{in } \Omega_2) \cdots \cdots (14)$$

また鉛直流速 $w_i (i=1, 2)$ は, 式 (1) と式 (6) から以下のように表される。

$$w_i = -\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^z u_i dz \quad (i=1, 2) \cdots \cdots (15)$$

(2) 多成分連成法に基づく弱非線形緩勾配方程式

海底面と浮体底面に関する緩勾配仮定のもとに, 各領

域の水平流速を以下のように表現する。

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \sum_{m=1}^M F_m^{(1)}(z; h) U_m(x, t) \\ u_2 &= \sum_{k=0}^K F_k^{(2)}(z; h, D) V_k(x, t) \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (16)$$

$$F_m^{(1)} = \frac{\cosh k_m(h+z)}{\cosh k_m h} \cdots \cdots (17)$$

$$\left. \begin{aligned} F_k^{(2)} &= \cos \nu_k(D+z) \\ \nu_k &= k\pi/(h-D) \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (18)$$

式 (16) を式 (15) に代入すれば, w_i は次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} w_1 &= -\sum_{m=1}^M \frac{\partial}{\partial x} \{ G_m^{(1)}(z; h) U_m(x, t) \} \\ w_2 &= -\sum_{k=0}^K \frac{\partial}{\partial x} \{ G_k^{(2)}(z; h, D) V_k(x, t) \} \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (19)$$

$$G_m^{(1)} = \frac{\sinh k_m(h+z)}{k_m \cosh k_m h} \cdots \cdots (20)$$

$$G_k^{(2)} = \begin{cases} h+z & (k=0) \\ \sin \nu_k(D+z)/\nu_k & (k \neq 0) \end{cases} \cdots \cdots (21)$$

式 (16) を式 (8), (9) に代入することにより, 各領域の連続式として次式が導かれる。

$$\dot{\eta} + \sum_{m=1}^M \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{T_m}{k_m} + \eta \right) U_m \right] = 2\delta(x-x_s) \int_{-h}^{\eta_1} u_1 dz \quad (\text{in } \Omega_1) \cdots \cdots (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [\hat{h} V_0] = 0 \quad (\text{in } \Omega_2) \cdots \cdots (23)$$

ただし, $T_m \equiv \tanh k_m h$, $\hat{h} \equiv h-D$ である。

運動方程式 (13), (14) については, Galerkin 法に基づく鉛直積分を行う。まず式 (13) に式 (16), (19) を代入し, 両辺に $F_i^{(1)} (i=1, \dots, M)$ をかけてから $-h \leq z \leq \eta$ の範囲で積分した後, 弱非線形化を行えば次式が導かれる。

$$\begin{aligned} & g \left(\frac{T_i}{k_i} + \eta \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} + \sum_{m=1}^M \left[\{ (\alpha_1)_{mi} + \eta \} \{ \dot{U}_m + \mu U_m \} \right. \\ & \quad - \left\{ (\alpha_3)_{mi} + \frac{T_m T_i}{k_m k_i} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right\} \frac{\partial \dot{U}_m}{\partial x} \\ & \quad - \left\{ (\alpha_2)_{mi} + \frac{T_m T_i}{k_m k_i} \eta \right\} \frac{\partial^2 \dot{U}_m}{\partial x^2} \Big] \\ & + \frac{T_i}{2k_i} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \left[U_m U_n \right. \\ & \quad \left. + \frac{T_m T_n}{k_m k_n} \frac{\partial U_m}{\partial x} \frac{\partial U_n}{\partial x} \right] = 0 \quad (i=1, \dots, M; \text{ in } \Omega_1) \cdots \cdots (24) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} (\alpha_1)_{mi} &\equiv \int_{-h}^0 F_m^{(1)} F_i^{(1)} dz \\ (\alpha_2)_{mi} &\equiv \int_{-h}^0 \int_z^0 G_m^{(1)} dz F_i^{(1)} dz \\ (\alpha_3)_{mi} &\equiv 2 \int_{-h}^0 \int_z^0 \frac{\partial G_m^{(1)}}{\partial x} dz F_i^{(1)} dz \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (25)$$

同様に、式(14)に式(16)、(19)を代入し、両辺に $F_j^{(2)}$ ($j=0, \dots, K$) をかけてから $-h$ から $-D$ まで積分すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \epsilon_j g \hat{h} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \sum_{k=0}^K \left[(\beta_1)_{kj} \dot{V}_k - (\beta_3)_{kj} \frac{\partial \dot{V}_k}{\partial x} - (\beta_2)_{kj} \frac{\partial^2 \dot{V}_k}{\partial x^2} \right] \\ + \frac{\epsilon_j \hat{h}}{2} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{k=0}^K \sum_{l=0}^K \left[V_k V_l + \epsilon_k \epsilon_l \hat{h}^2 \frac{\partial V_k}{\partial x} \frac{\partial V_l}{\partial x} \right] = 0 \\ (j=0, \dots, K; \text{ in } \Omega_2) \dots\dots (26) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} (\beta_1)_{kj} &\equiv \int_{-h}^{-D} F_k^{(2)} F_j^{(2)} dz \\ (\beta_2)_{kj} &\equiv \int_{-h}^{-D} \int_z^{-D} G_k^{(2)} dz F_j^{(2)} dz \\ (\beta_3)_{kj} &\equiv \int_{-h}^{-D} \left[\int_z^{-D} \frac{\partial G_k^{(2)}}{\partial x} dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_z^{-D} G_k^{(2)} dz \right] F_j^{(2)} dz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

ただし、 $\epsilon_j \equiv 1$ (for $j=0$), 0 (for $j \neq 0$) である。式(24)、(26)を導く際、 h と D の2階以上の微分項、 h_x , D_x の2乗以上の項および h_x , D_x がかった非線形項は無視されている。

(3) Ω_1 と Ω_2 の境界における連続条件

浮体の反射側と透過側の側面位置 ($x=x_L, x_R$) における Ω_1 と Ω_2 の境界では、浮体側面の不透過条件 ($-D \leq z \leq \eta$) および u と p に関する連続条件 ($-h \leq z \leq -D$) を与える。これらは、以下のように表される。

$$u_1 = \begin{cases} 0 & (-D \leq z \leq \eta) \\ u_2 & (-h \leq z \leq -D) \end{cases} \quad (x=x_L, x_R) \dots\dots (28)$$

$$p_1 = p_2 \quad (-h \leq z \leq -D; x=x_L, x_R) \dots\dots\dots (29)$$

これらの接続条件についても Galerkin 法に基づく鉛直積分を行う。まず、式(28)の両辺に $F_i^{(1)}$ をかけて $-h$ から η までの積分すれば、次式を得る。

$$\sum_{m=1}^M \{ (\alpha_i)_{mi} + \eta \} U_m - \sum_{k=0}^K (A_1)_{ki} V_k = 0 \\ (i=1, \dots, M; x=x_L, x_R) \dots\dots (30)$$

$$(A_1)_{ki} \equiv \int_{-h}^{-D} F_k^{(2)} F_i^{(1)} dz \dots\dots\dots (31)$$

また圧力の連続条件については、式(10)、(12)、(16)、(19)を式(29)に代入し、 $F_j^{(2)}$ をかけて $-h \leq z \leq -D$ の範囲で積分し整理すれば、最終的に次式が導かれる。

$$\begin{aligned} \epsilon_j g \hat{h} (\eta - \zeta) + \sum_{k=0}^K \left[(\beta_2)_{kj} \frac{\partial \dot{V}_k}{\partial x} + (B_1)_{kj} \dot{V}_k \right] \\ - \frac{1}{2} \sum_{k=0}^K \left[(B_2)_{kU} V_k V_l + (B_3)_{kU} \frac{\partial V_k}{\partial x} \frac{\partial V_l}{\partial x} \right] \\ - \sum_{m=1}^M \left[\left\{ (B_4)_{mj} + \frac{\epsilon_j \hat{h} T_m}{k_m} \eta \right\} \frac{\partial \dot{U}_m}{\partial x} + (B_5)_{mj} \dot{U}_m \right] \\ + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \left[(B_6)_{mnj} U_m U_n + (B_7)_{mnj} \right. \\ \left. \cdot \frac{\partial U_m}{\partial x} \frac{\partial U_n}{\partial x} \right] = 0 \quad (j=0, \dots, K; x=x_L, x_R) \dots\dots (32) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} (B_1)_{kj} &\equiv \int_{-h}^{-D} \int_z^{-D} \frac{\partial G_k^{(2)}}{\partial x} dz F_j^{(2)} dz \\ (B_2)_{kU} &\equiv \int_{-h}^{-D} \{ 1 - F_k^{(2)} F^{(2)} \} F_j^{(2)} dz \\ (B_3)_{kU} &\equiv \int_{-h}^{-D} \{ \epsilon_k \epsilon_l \hat{h}^2 - G_k^{(2)} G_l^{(2)} \} F_j^{(2)} dz \\ (B_4)_{mj} &\equiv \int_{-h}^{-D} \int_z^{-D} G_m^{(1)} dz F_j^{(2)} dz \\ (B_5)_{mj} &\equiv \int_{-h}^{-D} \int_z^{-D} \frac{\partial G_m^{(1)}}{\partial x} dz F_j^{(2)} dz \\ (B_6)_{mnj} &\equiv \int_{-h}^{-D} \{ 1 - F_m^{(1)} F_n^{(1)} \} F_j^{(2)} dz \\ (B_7)_{mnj} &\equiv \int_{-h}^{-D} \left\{ \frac{T_m T_n}{k_m k_n} - G_m^{(1)} G_n^{(1)} \right\} F_j^{(2)} dz \end{aligned} \right\} \dots\dots (33)$$

式(25)、(27)、(31)、(33)の定積分は解析的に求められる。

(4) 数値モデル化と波力の算定

連続式(22)、(23)と運動方程式(24)、(26)を接続面での境界条件式(30)、(32)およびスポンジ層背後の Sommerfeld 型放射条件のもとに各時間ステップで解けば、流体運動の時間発展が計算できる。本モデルでは、連続式の空間的な離散化には選点法、運動方程式については Galerkin 法に基づく FEM を適用し、時間方向には中央差分を用いた。ここでは離散化方程式に関する具体的な記述は行わないが、以下に計算手順についての補足説明をする。

いま、未知量となる U_m , V_k , η , ζ を一般的に Γ と表し、これを以下のように摂動展開する。

$$\Gamma = \Gamma^{(1)} + \Gamma^{(2)} + \dots \dots\dots (34)$$

まず1次オーダーの解 $\Gamma^{(1)}$ は、式(22)～(24)、(26)、(30)、(32)において非線形項を無視した場合の線形連立方程式の解として求められる。この際の係数マトリックスは、時間ステップに無関係なバンドマトリックスになるので、時間発展を計算する前に LU 分解しておけばよい。次に、このようにして得られた $\Gamma^{(1)}$ を用いて、連続式、運動方程式および境界条件に含まれる非線形項(2次オーダー)を計算する。これらの非線形項は、 $\Gamma^{(2)}$ を未知数にした2次オーダーの計算において右辺の定数ベクトルに加えられることになり、左辺の係数バンドマトリックスは1次オーダー計算の場合と全く同じである。したがって、2次オーダー計算に伴う計算負荷はわずかであり、非常に効率の高い計算が可能になっている。

浮体に作用する水平、鉛直方向波力 E_1 , E_2 および重心まわりの回転モーメント E_3 は、次式により算定することができる。

$$E_j = [(F_s)_{jj}]_{x=x_L} - [(F_s)_{jj}]_{x=x_R} + \int_{x_L}^{x_R} (f_B)_j dx \\ (j=1, 2, 3) \dots\dots (35)$$

$$\left. \begin{aligned} (F_s)_1 &= \int_{-D}^{\eta} p_1 dz \\ (F_s)_2 &= 0 \\ (F_s)_3 &= \int_{-D}^{\eta} p_1(z - Z_c) dz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (36)$$

$$\left. \begin{aligned} (f_B)_1 &= \rho g D_x(\zeta + D) \\ (f_B)_2 &= \rho g(\zeta + D) \\ (f_B)_3 &= -\rho g(\zeta + D)\{(x - X_c) + D_x(D + Z_c)\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (37)$$

ただし、 (X_c, Z_c) は浮体の重心の座標である。式(36)の $(F_s)_j$ は、式(10)、(16)、(19)を用いて接断面上の U_m 、 $\partial U_m / \partial x$ 、 η から計算できる。

3. モデルの基本性能の検討

(1) 浮体近傍の散乱波領域での適用性

灘岡ら(1991)が指摘したように、多成分連成法では広帯域スペクトルを有する不規則波を扱う場合でも採用する成分数 M, K は数項で十分であり、これが数値計算上の大きな長所となっている。ただし、本研究で扱う浮体周辺の領域では、浮体による波の散乱の影響で流速と圧力の鉛直分布が通常の波浪場とはかなり異なるので、ここではこのような散乱波領域に対する本モデルの適用性を検討する。

一般に、線形規則波を対象とした周波数領域の解析では、速度ポテンシャルを進行波モードと $\cos$ 型の散乱波モードの和で表現する。ただし散乱波モードについては、浮体近傍領域で局所的に考慮すれば実用上は問題がなく、その場合の領域端部の境界条件は $U_m = 0$ と設定できる(大山・土田, 1995)。本モデルでも、式(16)の $F_m^{(1)}$ として $\cos$ 型の成分を採用することは可能である。しかし、非線形不規則波動場を対象とした計算では、浮体近傍領域の端部で単に $U_m = 0$ を境界条件として与えることは適切ではなく、この境界で流速と圧力の連続条件を与えるか、あるいは解析領域全体で $\cos$ 型成分を考慮する必要がある、計算法としては複雑なモデルとなる。そこでここでは、式(17)に示すような複数の $\cosh$ 型成分を採用する場合の結果について考察する。

図-2は、 $D/h = 0.5, B/D = 4.0$ (B : 浮体の幅)の矩形断面浮体に $k_1 h = 1.0$ (k_1 : 入射波の波数)の規則波が入射したときの $x = x_R$ における圧力振幅の分布について、本モデルによる1次オーダーの計算結果(MTC)を領域分割法(井島, 1971)による解析解(EFE)と比較したものである。図中、 $|p_0|$ は入射波の静水面上の圧力振幅、 M_e は領域分割法で採用した散乱波モードの数である。本モデルによる計算は、 Ω_1 での成分数 M を $M=1$ とした場合($k_1 h = 1.0$)と $M=3$ の場合($k_1 h = 0.5, k_2 h = 1.0, k_3 h = 3.0$)について行った。なお、 Ω_2 での成分数 K は3で一定とし

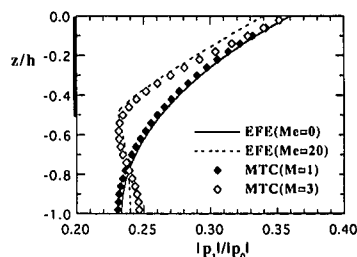


図-2 圧力振幅の鉛直分布の比較 ($x = x_R$)

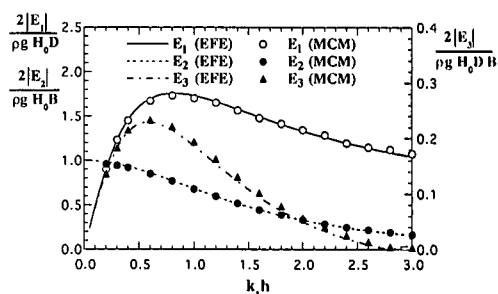


図-3 線形波力の周期特性に関する解析解との比較

た。まず、 $M_e = 0$ と 20 の EFE の結果から、散乱波モードにより浮体近傍の圧力分布がかなり変化することがわかる。 $M=1$ とした場合の MTC の結果は、当然ながらこのような散乱波の影響を表現し得ず、散乱波モードを無視した場合の EFE ($M_e = 0$) にほぼ一致している。これに対して $M=3$ のケースでは、散乱波モードの影響を考慮した EFE ($M_e = 20$) にかなり近い結果が得られている。すなわち、圧力場については、複数の $\cosh$ 型成分を採用しておけば浮体周辺での散乱波の影響も十分に近似できることがわかる。

図-3に、波力の周期特性に関する比較を示す。図中、 H_0 は入射波高である。本モデルの計算では、採用する成分を $k_1 h = 0.5, k_2 h = 1.0, k_3 h = 3.0$ の3成分で固定しているにもかかわらず、計算を行った全ての周期帯域で解析解と良好に一致していることがわかる。このことは、わずかに数項の成分数を採用しておけば不規則波動場における波力についても十分な精度で予測可能であることを示している。

(2) 非線形不規則波力に関する BEM モデルとの比較

一定水深水路中の矩形断面浮体 ($D/h = 0.5, B/D = 4.0$) に作用する非線形波力に関して、本モデルと BEM を用いた数値波動水槽モデル(大山ら, 1991)の結果を比較する。本モデルでは、規則波・不規則波にかかわらず先の計算と同じ3成分を $F_m^{(1)}$ として採用し、入射波理論としては、本モデル、BEM モデルともにストークス波の2

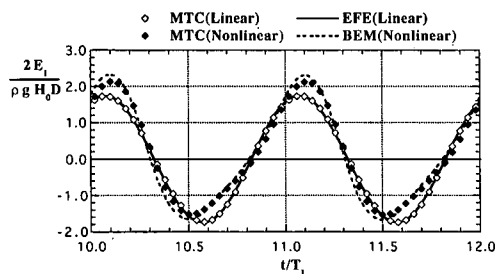
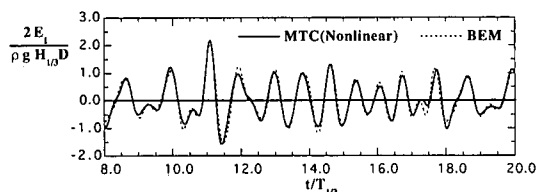
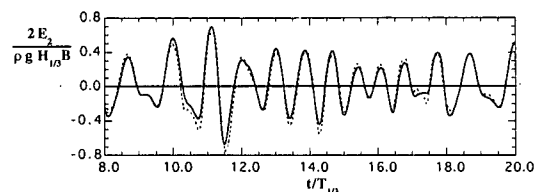


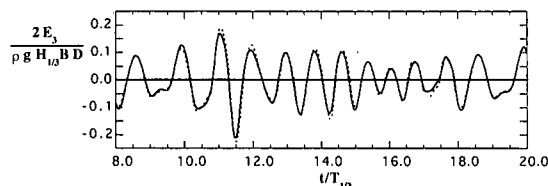
図-4 非線形規則波に対する波力の比較
($T_0\sqrt{g}/h=9.9$, $H_0/h=0.2$)



(a) 水平波力



(b) 鉛直波力



(c) 重心まわりの回転モーメント

図-5 非線形不規則波力の比較
($T_{1/3}\sqrt{g}/h=8.8$, $H_{1/3}/h=0.2$)

次近似解を用いた。

図-4 は、 $T_0\sqrt{g}/h=9.9$, $H_0/h=0.2$ (T_0 , H_0 : 入射波の周期と波高) の規則波が作用した場合の水平波力の時間波形を比較したものである。図中には参考のため、本モデルによる 1 次オーダーの計算結果および領域分割法に基づく線形解 ($M_e=20$) もプロットしてある。EFE の線形解と BEM による非線形解析結果の比較に見られるように、波の非線形効果により波力の最大値が大きくなるとともに、波形の非対称性が現れている。本モデルによる 2 次オーダー計算の結果は、このような波の非線形性の影響を十分な精度で評価していることがわかる。

図-5 には、非線形不規則波に対する波力の結果を示す。入射波の 1 次成分としては、 $T_{1/3}\sqrt{g}/h=8.8$, $H_{1/3}/h=0.2$ ($T_{1/3}$, $H_{1/3}$: 有義波周期, 波高) の JONSWAP スペクトルに基づく 21 成分を用い、2 次成分はこれらの拘束波成分として与えた。図に示されるように、BEM による結果との一致は全体的に良好である。波力の振幅が大きい $t/T_{1/3}=10\sim 12$ では両者の波形に若干の差異が認められるが、これは本モデルで用いた弱非線形性の仮定によるものと考えられる。

5. おわりに

灘岡らが提案した多成分連成法に基づき、浮体に作用する波力に関して新たな非線形解析法を開発した。この手法は、広帯域スペクトルを有する非線形不規則波中の浮体を取り扱うことができ、計算効率も従来の手法に比べて非常に高い。基本検討の結果、一般部での鉛直依存関数として複数の cosh 型成分を採用しておけば浮体近傍の散乱波領域にも適用可能であることを明らかにし、本解析結果が、線形規則波に対しては解析解に、非線形波 (規則波・不規則波) に対しては BEM に基づく数値解に良好に一致することを確認した。

参考文献

- 井島武士 (1971): 最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 1971 年度水工学に関する夏期研修会講義集, 土木学会, B-1.
- 大山 巧・灘岡和夫 (1991): 非線形不規則波動場を対象とした数値波動水槽の開発, 土木学会論文集, 429 号, pp. 77-86.
- 大山 巧・土田 充 (1995): 散乱波成分を考慮した緩勾配方程式と港内船舶の波力解析への応用, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 991-995.
- 大山 巧・J. R. C. Hsu (1995): 浮体の長周期変動に及ぼす波の強非線形効果, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 946-950.
- 喜岡 渉・平岡慎司 (1994): Boussinesq 方程式を用いた浮体まわりの波変形の解析, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 981-985.
- 喜岡 渉・平岡慎司・山根 聡 (1995): Boussinesq 方程式による浮体の非線形動揺解析法, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 936-940.
- 中村孝明・田中良弘 (1992): 非線形波動場における係留浮体の有限振幅運動, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 776-780.
- 灘岡和夫・中川康之 (1991): Galerkin 法に基づく強分散性波動方程式の導出と背景について, 東京工業大学土木工学科研究報告, No. 44, pp. 63-75.
- 灘岡和夫 (1995): 最近の非線形分散性波動理論の新展開, 1995 年度水工学に関する夏期研修会講義集, 土木学会, B-3.
- Ng, J. Y. T. and M. Isaacson (1993): Second-order wave interaction with two-dimensional floating bodies by a time-domain method, Appl. Ocean Res., Vol.15, pp. 95-105.
- Vinje, T. and P. Brevig (1981): Nonlinear ship motions, Proc. 3rd Int. Conf. Numer. Ship Hydrodyn., pp. 257-268.