

多点係留された係留浮体の長周期動揺及び 係留索張力の予測に関する研究

大澤弘敬*・増田光一**・小林昭男***

1. 緒 言

沿岸海域を中心に近年、急速に係留浮体の建造、設置が盛んに行われるようになってきている。しかし、係留浮体は、一旦海域に設置されると一般船舶のように荒天時に非難等の措置をとることは不可能であるため、係留設計においては、荒天時の条件下でもその安全性が保てるように考慮しなければならない。特に、弛緩係留された係留浮体の場合、水平面内の固有周期が非線形波浪外力である長周期変動波漂流力や風荷重の長周期成分と同調して、極めて大きな振幅の長周期動揺を誘起することが知られており、係留設計上重要な設計要因となる。

この係留浮体の長周期動揺の代表的な研究として現在まで、Pinkster (1980)、小林ら (1985)、松井 (1987)、前田ら (1991) の研究が行われているが、そのほとんどが深海域の構造物を対象にした長周期変動波漂流力の評価に主眼がおかれている。その上本来、非線形な係留力の変位復元力特性を線形化しており、長周期動揺に及ぼす非線形な係留特性の影響を調べた研究や、沿岸海域の浮遊式構造物を対象として波浪の非線形外力である長周期変動波漂流力と係留系の非線形性を同時に考慮した研究は著者らの知るところではほとんど見当たらない。

そこで、本研究では、沿岸海域に係留された浮遊式構造物の応答評価法として、係留系を非線形モデルとし、波浪外力に2次入射波ポテンシャルまで含めた長周期変動波漂流力を考慮した非線形応答シミュレーション法及び係留力の予測法の開発を行う。さらに、水槽実験との比較により本手法の妥当性を検討すると共に、係留系を線形とした応答評価法と本手法との比較により、係留系が長周期動揺に及ぼす影響等について検討を行った。

2. 非線形応答シミュレーション法

本手法に用いる座標系を図-1に示す。座標系は、静止水面上に原点 o を持つ空間固定座標系 $o-xyz$ と浮体の重心位置に原点 o' を持ち、浮体の動揺と共に移動する物

体固定座標系 $o'-x'y'z'$ 、及び静止水面上に原点 o を持ち静止状態において空間固定座標系と一致する $o-\bar{x}\bar{y}\bar{z}$ の3つの座標系を用いる。また、浮体の radiation 及び diffraction 問題の解析には著者ら (1993) による3次元特異点分布法を用い解析を行った。

2.1 時間領域の運動方程式

本論では外力及び係留力が非線形となるため、固有周期に対応した同調現象も含め、時々刻々の流体力係数を自動的に選択できる遅延関数を用いた時間領域での運動方程式を用いる。遅延関数を用いた時間領域の運動方程式は次式のように与えられる。

$$\sum_{i=1}^6 \left\{ (m_{ij} + am_{ij}(\infty)) \ddot{\xi}_j(t) + \int_0^t K_{ij}(t-\tau) \dot{\xi}_j(\tau) d\tau + N_{vij} \dot{\xi}_j(t) + C_{ij} \xi_j(t) + G_i(\xi_1(t), \xi_2(t), \dots, \xi_6(t)) \right\} = F_i^{(1)}(t) + F_i^{(2)}(t) \quad (i=1\sim 6) \dots (1)$$

ここで、 m_{ij} : 浮体の広義の質量、 $am_{ij}(\infty)$: 周波数無限大での広義の付加質量、 K_{ij} : 遅延関数、 ξ_j : 浮体重心での動揺変位、 N_{vij} : 粘性減衰力係数、 C_{ij} : 静的復元力係数、 G_i : 係留力、 $F_i^{(1)}$: 1次波強制力、 $F_i^{(2)}$: 2次波強制力である。

2.2 波浪外力

1~ n までの成分波の複素波振幅 ζ_m により、不規則波の波振幅 $\zeta(t)$ を次式のように定義する。

$$\zeta(t) = \text{Re} \left[\sum_{m=1}^n \zeta_m e^{-i\omega_m t} \right] \dots (2)$$

また、1次波強制力 $F_i^{(1)}(t)$ 及び2次波強制力 $F_i^{(2)}(t)$

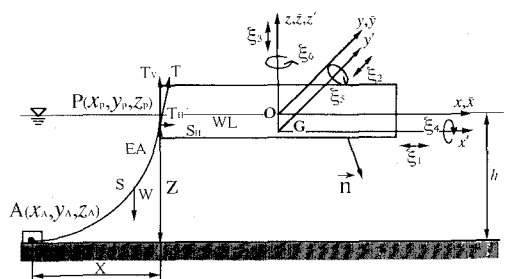


図-1 座標系

* 正会員 工修 日本大学大学院
 ** 正会員 工博 日本大学教授 理工学部海洋建築工学科
 *** 正会員 工博 大成建設(株)技術研究所 土木構造・水理研究グループ

は波振幅 $\zeta(t)$ とインパルス応答関数 $g_i^{(1)}(\tau)$, $g_i^{(2)}(\tau_k, \tau_l)$ との畳み込み積分により次式のように定義できる。

$$F_i^{(1)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g_i^{(1)}(\tau) \zeta(t-\tau) d\tau \dots\dots\dots (3)$$

$$F_i^{(2)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_i^{(2)}(\tau_k, \tau_l) \cdot \zeta(t-\tau_k) \zeta(t-\tau_l) d\tau_k d\tau_l \dots\dots\dots (4)$$

さらに、インパルス応答関数は、周波数領域の1次、2次の伝達関数 $H_i^{(1)}(\omega)$, $H_i^{(2)}(\omega_k, \omega_l)$ を用いて次式のよ
うに与えられる。

$$g_i^{(1)}(\tau) = \text{Re} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_i^{(1)}(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega \dots\dots\dots (5) \right]$$

$$g_i^{(2)}(\tau_k, \tau_l) = \text{Re} \left[\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_i^{(2)}(\omega_k, \omega_l) \cdot e^{-i(\omega_k\tau_k - \omega_l\tau_l)} d\omega_k d\omega_l \right] \dots\dots\dots (6)$$

ここで、1次元伝達関数 $H_i^{(1)}(\omega)$ は、3次元特異点分布法により線形境界値問題を解くことにより求まる。また、2次元伝達関数 $H_i^{(2)}(\omega_k, \omega_l)$ は、浮体の1次元運動応答をその平均位置まわりで摂動展開し、瞬時の没水面に作用する流体圧を積分することにより以下のように与えられる。

$$H_i^{(2)}(\omega_k, \omega_l) = \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N \left[-\frac{\rho g}{4} \int_{WL} \eta_{ki}^{(1)} \eta_{li}^{(1)*} n_i dl + \frac{\rho}{4} \int_{SH} \nabla \Phi_k^{(1)} \cdot \nabla \Phi_l^{(1)*} n_i ds + \frac{i\rho\omega_l}{2} \int_{SH} X_k^{(1)} \cdot \nabla \Phi_l^{(1)*} n_i ds + \frac{m_i \omega_k^2}{2} X_{ki}^{(1)} \times R_l^{(1)*} - i(\omega_k - \omega_l) \int_{SH} \phi_{ki}^{(2)} n_i ds \right] \dots (7)$$

ここで、 ρ : 流体密度、 g : 重力加速度、 $\eta_{ki}^{(1)}$: 1次元海面上昇量、 $\Phi^{(1)}$: 1次元の全速度ポテンシャル、 n_i : 外向法線ベクトル、 $X^{(1)}$: 浮体上点の1次元変位ベクトル、 WL : 浮体水線、 $X_{ki}^{(1)}$: 浮体重心の1次元変位ベクトル、 $R^{(1)}$: 1次元角変位ベクトル、 $\phi_{ki}^{(2)}$: 2次元入射波ポテンシャル、* : 複素共役、である。また、2次元入射波ポテンシャルは、Bowers (1970) により下式のように与えられている。

$$\phi_{ki}^{(2)} = \gamma_{ki} \frac{\cosh k^-(z+h)}{\cosh k^- h} e^{ik^-(x \cos \theta + y \sin \theta)} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、

$$\gamma_{ki} = -\frac{ig\zeta_k\zeta_l^*}{4} \left[\frac{k_k^2}{\omega_k \cosh^2 k_k h} - \frac{k_l^2}{\omega_l \cosh^2 k_l h} + \frac{2\omega^- k_k \cdot k_l}{\omega_k \cdot \omega_l} \cdot (1 + \tanh k_k h \cdot \tanh k_l h) \right] / \cdot \left(\frac{\omega^-^2}{g} - k^- \tanh k^- h \right) \quad k^- = k_k - k_l, \omega^- = \omega_k - \omega_l$$

ここで k : 波数、 θ : 入射角である。

2.3 係留力

係留索により、係留されている浮体の係留力は、高木ら (1974) によると浮体重心及び浮体側取付点までの位置ベクトルを用いて次式のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} G_1(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_6) &= \sum_{i=1}^n -T_{Hi} \cos \alpha_i \\ G_2(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_6) &= \sum_{i=1}^n -T_{Hi} \sin \alpha_i \\ G_3(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_6) &= \sum_{i=1}^n T_{Vi} \\ G_4(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_6) &= \sum_{i=1}^n T_{Hi} z'_{Pi} \sin \alpha_i - T_{Vi} y'_{Pi} \\ G_5(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_6) &= \sum_{i=1}^n T_{Vi} x'_{Pi} - T_{Hi} z'_{Pi} \cos \alpha_i \\ G_6(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_6) &= \sum_{i=1}^n T_{Hi} y'_{Pi} \cos \alpha_i - T_{Hi} x'_{Pi} \sin \alpha_i \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 n : 係留索本数、 T_H : 水平張力、 T_V : 鉛直張力、 (x'_P, y'_P, z'_P) : 物体固定座標系の浮体側係留索取付点座標、 α : $x-y$ 平面での x 軸と係留索とのなす角度である。さらに、水平張力 T_H 、鉛直張力 T_V は、庄司 (1975) による係留索の伸びを考慮した修正カタナリー理論を用いて解析を行う。係留索は、図-1 に示すように一方を海底 A 点 (x_A, y_A, z_A) に固定され、他方は浮体 P 点 (x_P, y_P, z_P) に取り付けられているものとし、瞬時瞬時の浮体の動揺に伴って、係留索の浮体取付点 P 点は静止状態での座標 $\bar{P} (\bar{x}_P, \bar{y}_P, \bar{z}_P)$ および物体固定座標系での取付点座標 $P' (x'_P, y'_P, z'_P)$ と動揺変位 ξ により以下のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} x_P &= \bar{x}_P + \xi_1 + (\xi_5 z'_P - \xi_6 y'_P) \\ y_P &= \bar{y}_P + \xi_2 + (\xi_6 x'_P - \xi_5 z'_P) \\ z_P &= \bar{z}_P + \xi_3 + (\xi_4 y'_P - \xi_5 x'_P) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

また、アンカー一点と浮体側取付点間の水平距離 X 、鉛直距離 Z 、 $x-y$ 平面での取付角 α は、下式のように与えられる。

$$X = \sqrt{(x_A - x_P)^2 + (y_A - y_P)^2} \dots\dots\dots (11)$$

$$Z = z_P - z_A \dots\dots\dots (12)$$

$$\alpha = \tan^{-1} \left\{ \frac{y_A - y_P}{x_A - x_P} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

さらに、各係留力は浮体取付点とアンカー一点間の距離 X が、1) 索が海底にたるんでいる状態、2) 索の一部が海底をはい、他の部分は懸垂線を描く状態、3) 索全体が懸垂線を描く状態を判別して次式で得られる方程式を各索の水平張力 T_H について解き、(9)式に代入することにより求めることができる。

i) 索が海底にたるんでいる状態
 $T_H = 0 \dots\dots\dots (14)$

$$T_v = WZ \dots\dots\dots (15)$$

ii) 索の一部が海底をはい、他の部分は懸垂線を描く状態

$$T_H^5 + EA \left(5 - \frac{2X}{S} \right) T_H^4 + (EA)^2 \left\{ 10 - \frac{8X}{S} + \left(\frac{X}{S} \right)^2 \right\} T_H^3 + (EA)^3 \left\{ 10 - \frac{12X}{S} + 3 \left(\frac{X}{S} \right)^2 \right\} T_H^2 + (EA)^4 \cdot \left(1 - \frac{X}{S} \right) \left(5 - \frac{3X}{S} \right) T_H + (EA)^5 \left(1 - \frac{X}{S} \right)^2 T_H - \frac{2WZ^3(EA)^5}{9S^2} = 0 \dots\dots\dots (16)$$

$$T_v = \sqrt{\frac{2WZT_H}{1 + T_H/EA}} \dots\dots\dots (17)$$

iii) 索全体が懸垂線を描く状態

$$T_H^5 + EA \left(3 - \frac{X}{S} \right) T_H^4 + (EA)^2 \left(3 - \frac{2X}{S} \right) T_H^3 + \left\{ (EA)^3 \left(1 - \frac{X}{S} - \frac{1}{2} \left(\frac{Z}{S} \right)^2 \right) - \frac{EA W^2 S^2}{24} \right\} T_H^2 - \frac{(EA)^2 W^2 S^2}{12} T_H - \frac{(EA)^3 W^2 S^2}{24} = 0 \dots\dots\dots (18)$$

$$T_v = \frac{Z \cdot T_H}{S \left(1 + \frac{T_H}{EA} \right)} + \frac{WS}{2} \dots\dots\dots (19)$$

となる。ここで、 E ：索のヤング率、 A ：索の断面積、 W ：索の水中重量、 S ：索長である。さらに、張力 T は、水平張力 T_H と鉛直張力 T_v より次式により計算できる。

$$T = \sqrt{T_H^2 + T_v^2} \dots\dots\dots (20)$$

また、各索の状態についての判別は、水平距離 X の境界条件により行う。海底での索のたるみがなくなる水平距離の境界条件は以下のように与えられる。

$$X = S - Z + \frac{WZ^2}{2EA} \dots\dots\dots (21)$$

さらに、索全体が懸垂線を描く水平距離の境界条件は次式のように与えられる。

$$X = S + \frac{WS^3}{2ZEA - WS^2} - \frac{(2ZEA - WS^2)^2}{6S(EA)^2} \dots\dots\dots (22)$$

3. 水槽実験

実験は、長さ 35.5 m、幅 17.0 m、高さ 1.6 m の平面水槽を用い、水深 0.4 m の一定水深で行った。図-2 に実験模型の配置を、表-1 に箱型浮体の諸元を示す。模型は、8 点でカテナリ係留された箱形浮体で、想定実機の 1/130 縮尺模型とし、係留索に用いたチェーンは、水中重量が模型縮尺と同一になる様に選定を行った。さらに模型上部に電動ウィンチを配置し、係留索端部にリングゲージを取り付け、各係留索の張力を計測した。また、動揺計測装置は、非接触型の発光ダイオードとセンサーから

なる計測システムを用い浮体の動揺量を計測した。波浪条件は、規則波について、周期 0.6 s~1.4 s、入射波高 3.0 cm として設定し、また不規則波については、荒天時条件を考え、有義波高 7.0 cm、有義周期 1.1 s の Bretschneider 光易型スペクトルにより造波し実験を行った。

4. 結果及び考察

4.1 規則波中応答

規則波中における前後揺れの応答関数の実験結果及び計算結果の比較を図-3 に示す。また、動揺計算に用いた前後揺れに対するバネ定数は 3.5 kgf/m (34.3 N/m) で

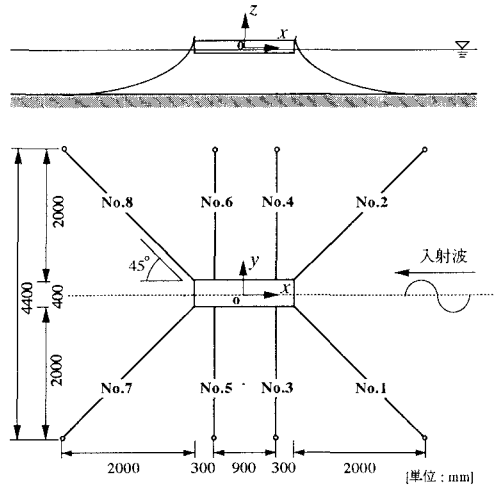


図-2 実験模型配置

表-1 実験模型の浮体諸元

| | | 模型(1/130) | 実機 |
|-----------------------|-------------|-----------|----------|
| 長さ (m) | | 1.5 | 195.0 |
| 幅 (m) | | 0.4 | 52.0 |
| 吃水 (m) | | 0.05 | 6.5 |
| 排水量 (m ³) | | 0.03 | 65910.0 |
| KG (m) | | 0.065 | 8.45 |
| 慣動半径 (m) | I_{xx} | 0.1233 | 16.03 |
| | I_{yy} | 0.4352 | 56.58 |
| | I_{zz} | 0.4481 | 58.25 |
| 固有周期 (s) | surge | 5.9 | 67.3 |
| | heave | 0.79 | 9.0 |
| | pitch | 3.56 | 40.6 |
| チェーン長 (m) | No. 1,2,7,8 | 2.9176 | 379.3 |
| | No. 3,4,5,6 | 2.0892 | 271.6 |
| 水中重量 (kgf/m) | | 0.02 | 340 |
| 初期張力 (kgf) | | 0.1 | 200000.0 |
| 水深 (m) | | 0.4 | 52.0 |

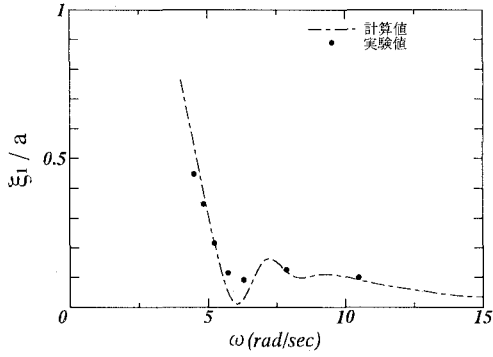


図-3 前後揺れ動揺量の応答値

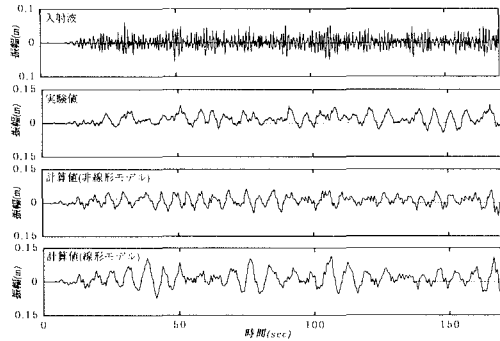


図-4 入射波高および前後揺れ動揺量

あり、これは、各係留索の初期張力 0.1 kgf (0.98 N) の係留力を線形化して求めた、このバネ定数は、実験より計測した前後揺れの固有周期から求めたバネ定数とほぼ一致する。図-3 より周波数領域における計算結果は実験結果をよく説明しており、係留索の非線形影響もほとんど現れていないことが伺える。

4.2 不規則波中応答

不規則波中での前後揺れの時系列計算は、ニューマーク β 法を用い、係留索の変位復元力特性を実験により計測した前後揺れの固有周期から、バネ定数 3.5 kgf/m (34.3 N/m) を用いた係留線形モデル (以降線形モデルと呼ぶ) と本手法の係留非線形モデル (以降非線形モデルと呼ぶ) の両者について計算を行い、実験値と比較した。

入射波及び前後揺れの動揺量の時系列の実験結果と計算結果の比較を図-4 に示す。実験結果、計算結果共、入射波に比べ長周期の動揺が確認でき、振幅の非対称性も顕著に現れている。また、非線形モデルの計算結果は実験値と、良い相関があるが、線形モデルの計算結果は、実験値に比べ大きな動揺量を示している。

図-5 に動揺量の計算に用いた 1 次波強制力、長周期変動波漂流力の計算結果を示す。長周期変動波漂流力は、1 次波強制力に比べ小さいが、図-4 の動揺の結果からも推察できるように波の卓越周期に比べ、長周期の動揺

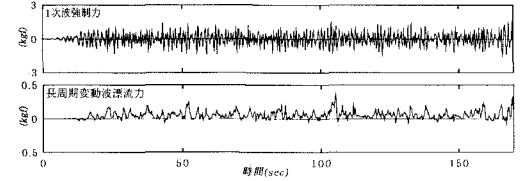


図-5 波強制力

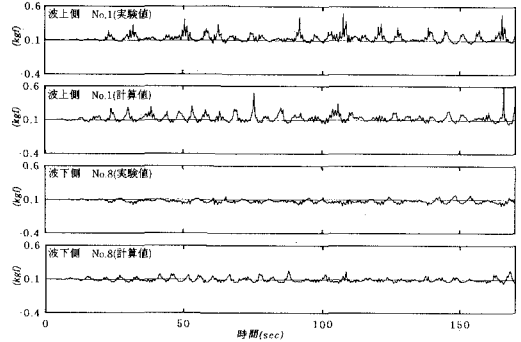


図-6 索張力

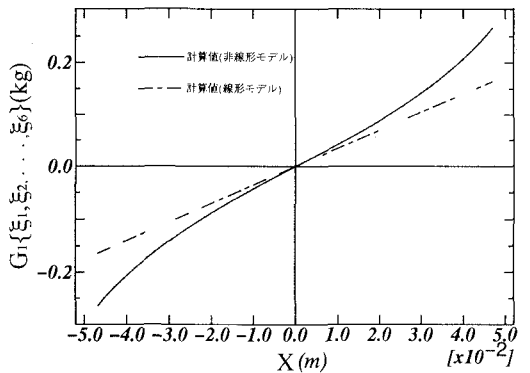


図-7 前後揺れの係留力

を誘発する起因力となっていることが理解できる。

図-6 に非線形モデルで計算した張力の計算結果及び実験結果を示す。計算、実験結果ともに張力は波上側、波下側で大きく違っている。特に波上側のチェーンは、かなり張った状態になっていることが想定でき、チェーンの張力は、カテナリー特性における変位-張力曲線が、急激に立ち上がる領域にあるものと考えられる。

さらに、上述の係留力が長周期動揺に与える影響を検討するため、図-7 に前後揺れの概略の係留力の非線形モデルと線形モデルの計算結果の比較を示す。

非線形モデルの係留力は 8 点係留の状態に係留索取り付け点の鉛直距離を初期状態のまま、水平距離だけ約 ± 5 cm 強制的に変位させた時の計算結果である。また、線形モデルは、固有周期より求めたバネ定数 3.5 kgf/m

表-2 前後揺れ動揺量および索張力の最大値および有義値

| | | 前後揺れ動揺量(m) | 波上側 No.1 張力(kgf) | 波下側 No.8 張力(kgf) |
|---------|-------------|------------|------------------|------------------|
| 最大値 | 実験値 | 0.1061 | 0.3832 | 0.1264 |
| | 計算値(非線形モデル) | 0.1130 | 0.4391 | 0.1712 |
| | 計算値(線形モデル) | 0.1775 | — | — |
| 有義値 | 実験値 | 0.0854 | 0.2228 | 0.1057 |
| | 計算値(非線形モデル) | 0.0853 | 0.1869 | 0.1075 |
| | 計算値(線形モデル) | 0.1118 | — | — |
| 1/10最大値 | 実験値 | 0.1003 | 0.3192 | 0.1241 |
| | 計算値(非線形モデル) | 0.1042 | 0.2793 | 0.1362 |
| | 計算値(線形モデル) | 0.1490 | — | — |

は、実験値に比べ約4~7割程度大きな値であり、係留浮体の長周期動揺時は係留索張力に強く依存することが理解できる。このことは、張力の実験値や非線形モデルの計算値の解析結果からも分かるように張力は、波上側の最大値で初期張力の約4倍、有義値で約2倍程度、変動していることよりも推察できる。

5. 結 言

沿岸海域に多点係留された係留浮体の応答評価法の開発を行い、水槽実験との比較により本手法の妥当性を検討すると

共に、係留系の非線形性が長周期動揺に及ぼす影響について検討した。以上、本論で得られた結論は以下の通りである。

(1) 本手法で示した係留系の非線形性及び波浪外力の非線形性を考慮した係留浮体の非線形応答シミュレーション法の妥当性が水槽実験との比較により検証された。

(2) 水槽実験との比較により、波浪条件が厳しい自然環境下の場合、係留系の変位復元力特性を線形とした解析法は、非線形とした解析法に比べ、長周期動揺を過大評価する可能性がある。

(3) 長周期動揺の厳密な解析には、従来から指摘されている減衰力の評価と共に、係留索の非線形影響をも考慮することが必要であると考えられる。

参 考 文 献

大澤弘敬・増田光一 (1993): 岸壁近傍の浮遊式建築物に作用する定常波漂流力に関する基礎的研究, 日本建築学会大会学術講演梗概集, No. 10038, pp. 1501-1502.
 小林正典・島田潔, 藤平徹 (1985): 複合外力下における係留浮体の応答シミュレーションプログラム, 三井造船技法第125号, pp. 10-18.
 庄司邦昭(1975): 係留浮体の運動と係留索の張力に関する研究, 日本造船学会論文集, 第138号, pp. 233-246.
 高木又男・新井信一・榎野圭子 (1974): 係留浮体の規則波中の運動に関する理論計算, 日本造船学会論文集, 第135号, pp. 95-107.
 前田久明・趙孝濟・宮島吾吾 (1991): 方向波中での半潜水式海洋構造物の安全性に関する考察, 関西造船学会誌, 第215号, pp. 113-121.
 松井徹哉 (1987): 不規則波中の係留構造物に働く長周期変動波漂流力—2次厳正理論の定式化および応用—, 日本建築学会構造系論文報告集, 第328号, pp. 65-76.
 Bowers,E.C. (1976): Long period oscillations of moored ships subject to short wave seas, Trans. Royal. Inst. Nav. Arch, Vol. 118, pp. 181-191.
 Pinkster,J.A. (1980): Low-frequency second order wave exciting force in floating structures. Neth. ship Model Basin Pub., No. 650, pp. 19-60.

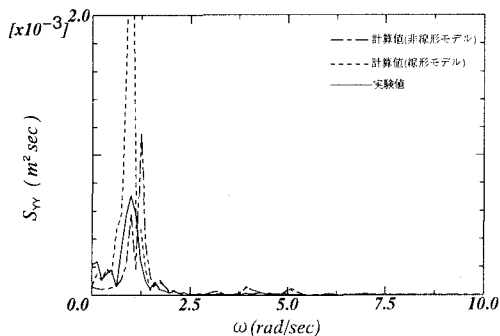


図-8 前後揺れの動揺量スペクトル

(34.3 N/m)を用いて係留力を計算した。この図より、前後揺れの動揺量が、±2.0 cm 程度までは、非線形モデル、線形モデル共にほとんど係留力の違いはないが、動揺量がそれ以上となると、線形モデルに比べ非線形モデルで計算した場合の係留力は大きくなるのがわかり、その分だけ動揺量を拘束するものと考えられる。この係留力の結果は、前述の非線形モデルと線形モデルで計算した動揺量の違いを良く説明しているといえる。

図-8に前後揺れの動揺のスペクトルを示す。スペクトルの結果は、実験値や非線形モデルの計算結果に比べ線形モデルで計算した結果は、スペクトルのパワーに大きな差がある。このことは、図-7の係留力の結果よりもわかるように、係留索の変位復元力特性を一定線形バネ定数で計算する手法は、荒天時状態等の自然環境条件が厳しく、係留索の張力が線形の範囲を越えて非線形性の影響が顕著に現れるような環境下では、実際の物理現象を過大に評価する恐れがある。

表-2に図-4、図-6の前後揺れの動揺量及び張力の時系列結果をゼロクロス法により解析した各応答の最大値、有義値、1/10最大値等の極値の解析結果を示す。動揺量の解析結果は、非線形モデルで計算した結果と実験値とは非常に良い相関があり、本手法の妥当性が検証できたと考えられる。しかし、線形モデルで計算した結果