

# 浮遊式海洋構造物の研究の現状 (その1)

## ——海洋の自然環境と浮体の稼働時の挙動——

State of the Arts on Research of Dynamics of Moored Floating Offshore Structures (Part 1)  
——Natural Environment and Behavior in Operating Condition——

前 田 久 明\*  
Hisaaki MAEDA

浮遊式海洋構造物は、固定式あるいは埋立式のそれに比べて、建造、設置、移動、環境対応、地震対応に多くの利点を有する。これらの利点を生かして、海洋観測ステーション、海洋石油掘削、海上空港、原子力発電所、廃棄物処理施設、海洋生物生産施設等が計画され、その一部は実現している。しかし、位置保持対策、動揺対策に問題点を有する。本稿ではこれらの問題点がどこまで解決し、何が未解決であるかについて解説するものである。(その1)では、海洋環境評価の問題点と、機能性、稼働性に係わる問題点を述べる。

### 1. はじめに

海洋構造物は多種多様あるが、本稿では係留されたライザー管付大型浮遊構造物を対象とすることにする。その理由は、海洋石油分野でこのような構造物は多数の実績があり、いくつかの大型事故も経験しており、その対策のための研究も数多くなされているからである。さらに大型浮遊構造物は将来海洋空間利用の一環として海上空港、海洋都市として使用される可能性も秘めており、昨今のエネルギー事情に鑑み海洋石油も大水深域が対象となる時期も近い将来にあると考えられるからである。

船舶に比べて大型浮遊海洋構造物の歴史は浅いとはいえ、過去の経験から、現在ではこのようなライザー管付係留浮体の設計は、風、波、潮流の環境外力さえ正しく設定できるならば、可能である。しかし安全性、稼働性と機能性を含めた経済性等の観点からより合理的な設計を行うためには未だ多数の解決されなければならない不確かさを残している。本稿ではこれらの不確かさがどこまでまたどの程度解決されているか、未解決の不確かさのうち重要なものは何か等について研究面に焦点を絞って解説を試みる。しかしこれも対象とする分野が広すぎるのでさらに次のように目的を絞ることにする。大型浮遊海洋構造物を設計する際には、基本的に環境外力中の挙動、構造強度・振動、材料の知識が必要である (Fig. 1.1)。その他機関、電気、機器等の艤装も重要であることは論をまたない。浮遊海洋構造物の事故統計によると圧倒的に構造破損が多い。これらのうち疲労破損によると思われるものも少なくない。これら構造破損もその1次原因は環境外力下での構造物の動的挙動である場合が多い。転覆では構造物の動的挙動そのものが問題となる。

\*東京大学生産技術研究所 第2部

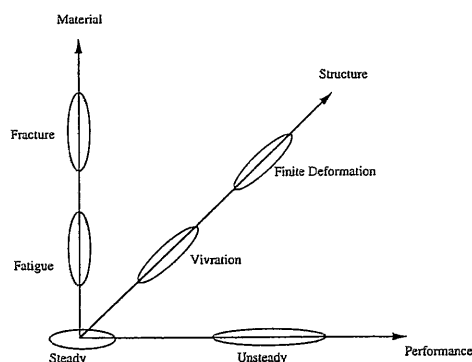


Fig. 1.1 Engineering Field of Offshore Structures

機能性、稼働性も構造物の挙動の問題である。

そこで本稿では係留されたライザー管付浮遊海洋構造物の風、波、潮流の環境外力下での挙動に関する研究のうち、海洋の自然環境と浮体の稼働時の挙動に関する研究の現状と不確かさの残る点を解説することにする<sup>1)</sup>。

浮遊海洋構造物の形状は代表としてセミサブ型を扱うことにし、必要に応じて船型、TLP等想定することにする。係留方式は主としてカタナリー係留を取り上げ場合により1点係留、TLPも取り扱うことにする。

### 2. 海洋の自然環境

海洋構造物の設計に際して考慮すべき自然環境は世界共通のものとして波、風、潮流が揚げられる。そのほか地域により津波、地震、氷も重要となる。本稿では波、風、潮流に限定することにする。

海洋構造物の操業状態は自然環境の度合いに応じて、稼働時、異常時、曳航時に分類することにする。運動振幅の大小、前進速度の有無による分類であり、そのほか

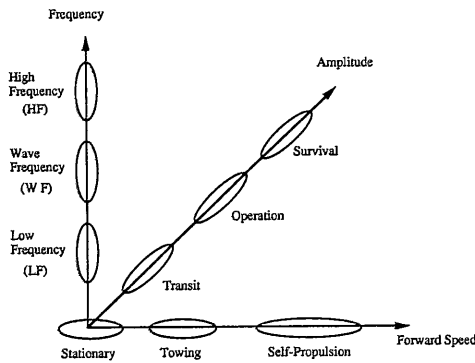


Fig. 2.1 Dynamics of Offshore Structures

運動の周波数による分類も考えられる。波周波数範囲を WF (Wave Frequency), それより低周波数域を LF (Low Frequency), 高周波数域を HF (High Frequency) と呼ぶことがある。本稿で扱う対象領域を運動振幅, 運動周波数, 前進速度の次元から見たものが Fig. 2.1 である。

2.1 波<sup>2), 3)</sup>

1 方向の単峰型不規則波に関しては ISSC スペクトルとか JONSWAP スペクトルのような標準スペクトルが整備されている。より自然に近い方向波についても光易スペクトルが存在するが発展途上にある研究領域といえる。近年北海あるいはメキシコ湾における実海域の方向波の計測データが多数収集される状況になってきた。ノルウェー石油省 (NPD) では北海での観測結果に基づいて次のような実用的な方向分布関数を提案している<sup>4)</sup>。

方向波のエネルギースペクトルは通常次式で表現される。

$$S(\omega, \theta) = S(\omega) \cdot G(\omega, \theta)$$

ただし,  $G(\omega, \theta)$  は方向分布関数であり, 全波エネルギーの方向分布を表現している。NPD のガイドラインによれば, この方向分布関数として次式を用いることを推奨している。有義波高が 10m 以下の海象では,

$$G(\omega, \theta) = D(\theta_m - \theta) = C \cdot \cos^n(\theta_m - \theta) \quad (2.1)$$

ただし,  $\theta_m$ : 波の進行主方向

$n$ : メートルで測った有義波高

有義波高が 10m 以上となる場合, 波は 1 方向に進む長波頂不規則波と考える。

1 方向波中の双峰型スペクトルについては 6 パラメータスペクトル等が提案されているに過ぎない。多方向双峰型スペクトルは未開拓の分野である。

2.2 風, 波, 潮流の極値の結合確率分布

海洋構造物の寿命は 20 年から 50 年の範囲で設計される場合が多い。その際の環境外力は 100 年間での最大値を

とる。このことは 1 年間でその最大値を超過する危険性が 1% ということになる。もし風, 波, 潮流が互いに無相関であるならそれらの最大値の同時発生の危険性は, 100 万分の 1 となるのに対して, 互いに相関係数 1 であるなら危険性は 1% のままとということになる。

風と波の相関係数は 1 に近いと言われている。風と波の発現の結合確率を精密にするために, 風と波の極値に関する合理的なデータベースについて Ochi<sup>5)</sup> の報告がある。また最近風と波に対する船舶通信のデータを BMT は PC ディスクに記録している。

波と潮流が共に直接風により発生させられている浅海域の場合には同時発生の仮定は正しいこともある。しかしハリケーンの中あるいは北海では波と潮流の最大値が同時発生していない事例がある。(Merrell<sup>6)</sup>, Heideman<sup>7)</sup> 風, 波, 潮流の最大値の同時発生の仮定は, いわゆる 100 年確率よりはるかに安全側になっている。そこでより合理的な海洋構造物の設計をねらうならば, 風, 波, 潮流間の相関を考慮すべきである。

3. 浮体の稼働時の挙動

3.1 運動方程式

浮体の運動は微小運動の仮定がよく成り立つ領域であるので物体固定座標も空間固定座標も本質的に同じとみなすことができる。従って運動方程式は次式で表現される。

$$\sum_{i=1}^6 [(M_{ki} + m_{ki}(\infty)) \ddot{x}_i(t) + \int_0^t K_{ki}(t-\tau) \cdot \dot{x}_i(\tau) d\tau + N_{ki} \cdot |\dot{x}_i(t)| \cdot \dot{x}_i(t) + c_{ki}(x_k) \cdot x_i(t)] = f_{1k}(t) + f_{2k}(t), \quad k=1, 2, \dots, 6 \quad (3.1)$$

ただし,  $M_{ki}$  はライザー管を考慮した浮体の広義の質量,  $m_{ki}(\infty)$  は周波数無限大での広義の付加質量,  $K_{ki}(\tau)$  はラディエーション流体力に対するメモリー影響関数,  $x_i(t)$  は浮体の時刻  $t$  の運動変位,  $N_{ki}$  は粘性抗力係数,  $c_{ki}(x_k)$  は浮体の静的復原力と係留系からの復原力の合力,  $f_{1k}(t)$  は 1 次の広義の波強制力,  $f_{2k}$  は 2 次の広義の波強制力である。 $\dot{x}$  は速度,  $\ddot{x}$  は加速度を表す。

この運動方程式には 4 つの特徴がある。左辺第 2 項のたたみ込み積分と左辺第 3 項の粘性減衰力の項と, 左辺第 4 項の非線形復原力の項と, 右辺第 2 項の 2 次の波強制力である。

まず左辺第 2 項のたたみ込み積分に注目すると, 運動方程式は単なる 2 階の微分方程式ではなく, 微積分方程式になっていることがわかる。たたみ込み積分の入る理由は, 浮体が動揺することによるラディエーション流体力は自由表面の影響を受けるため, 現時点の流体力に過

去の履歴が関係することによる。メモリー影響関数  $K_{ki}$  ( $\tau$ ) は浮体に単位のインパルス状の速度を与えた時のラディエーション流体力のインパルス応答である。メモリー影響関数と造波減衰係数  $N_{wk}(\omega)$ 、付加質量  $m_{ki}$  ( $\omega$ ) との間はフーリエ変換で結ばれている。

運動方程式が完全に線形であるならば、そして粘性減衰力が等価線形化できるか無視できるとするならば、(3.1) 式はいわゆる周波数領域の運動方程式として規則波に対する次式に変形できる。

$$\sum_{k=1}^6 [(M_{ik} + m_{ki}(\omega)) \ddot{x}_k(t) + N_{ik}(\omega) \cdot \dot{x}_k(t) + c_{ik} x_k(t)] = f_{wi} \cdot e^{i\omega t}, \quad i=1, 2, \dots, 6 \quad (3.2)$$

入射波が不規則波であっても、不規則波は規則波の重ね合わせで表現できるので、基本的に (3.2) 式が求まっていれば十分である。粘性減衰力や非線形の復原力が無視し得ない一般の場合の正確な時間領域運動方程式は (3.1) 式となる。

次に左辺第 3 項の粘性減衰力を説明する。この項は主として浮体のローハル、ブレーシング等の入射波長に比して径の小さな部材からの渦放出に起因して発生する。Re (Reynolds) 数と KC (Keulegan-Carpenter) 数の関数となっている。この粘性減衰力は復原力が小さい場合の長周期運動を推定する場合に重要となる。微小振幅運動ではエネルギー的に等価な線形化が行われる。

第 3 の特徴である左辺第 4 項の非線形項は、大振幅運動する場合の静的復原力やカタナリー係留力と係留系が 1 点係留のような特殊の場合に発生する。規則波中では、この非線形復原力の項のために、浮体運動に分歧現象が現れるとか、初期値次第で収束解が異なるカオス現象が発生することがある。微小振幅運動ではエネルギー的に等価な線形化が行われる。

第 4 の特徴である右辺第 2 項の 2 次の波強制力は 2 成分波の差の周波数で変動し波高の 2 乗に比例する。不規則波中ではそれぞれの成分波の組み合わせからなる 2 成分波による 2 次の波強制力の重ね合わせたものになる。係留系による固有周波数と 2 次の波強制力の周波数とが一致し、その周波数の減衰力が小さい場合には、運動が大変大きくなる。この種の長周期運動は石油掘削用セミサブでカタナリー係留の場合の sway, surge, yaw 運動に見られ、周期はおよそ 1~2 分となる。水線面積が小さい場合には、heave, pitch, roll 運動にも長周期運動が発生する。

運動方程式 (3.1) の中で既知は、 $M_{ki}$  のみである。 $m_{ki}(\infty)$ 、 $K_{ki}(t-\tau)$ 、 $f_{1k}(t)$ 、 $f_{2k}(t)$  のポテンシャル流体力は 3 次元特異点分布法により計算できる。粘性減衰係数はレイノルズ数  $Re$  と  $KC$  数の影響を受けるが、自由

動揺試験から求めた値を用いる場合が多い。ばね常数  $c_{ki}(t)$  は静的復原力と係留索よりの復原力を合体したものである。

風、潮流による定常外力は (3.1) 式より省いてある。必要に応じて風、あるいは潮流に含まれる変動スペクトルに起因する変動外力も考慮する。

運動方程式の中に含まれる係留索とライザー管の影響は、慣性力と粘性減衰力と復原力に含めて考えるのが一般である。大型浮体では、浮体の排水量に対する係留索とかライザー管の重量は無視できる程度であり、したがって浮体に対する係留索とかライザー管の動的影響は無視することが出来る。これとは逆に係留索とかライザー管の挙動は連結先の浮体の運動が支配的となっている。

### 3.2 メモリー影響関数<sup>8)</sup>

ラディエーション流体力、すなわち、付加質量係数  $m_{ki}(\omega)$  と造波減衰係数  $N_{wk}(\omega)$  が求められていたとする。そのうちの造波減衰係数から、それに対応するメモリー影響関数は次式で求められる。

$$K_{ik}(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} N_{wk}(\omega) \cos \omega \tau d\omega \quad (3.3)$$

メモリー影響関数の精度は、(3.3) 式の両辺のフーリエ変換をとり  $N_{wk}(\omega)$  を求め元のそれと比較することで判断できる。周波数無限大での付加質量  $m_{ki}(\infty)$  は次式により求められる。

$$m_{ki}(\infty) = m_{ki}(\omega) + \frac{1}{\omega} \int_0^{\infty} K_{ik}(\tau) \sin \omega \tau d\tau \quad (3.4)$$

### 3.3 ラディエーション流体力

大型浮体のラディエーション流体力はポテンシャル理論における自由表面を有する場合の 3 次元の吹き出し特異点 (グリーン関数) を浮体表面に分布させる 3 次元特異点分布法で精度よく求めることができる。ただし計算精度は浮体の形状に応じて表面の分割要素であるパネル数がある値以上であることが要求される。無限水深で使用されるグリーン関数は次式で表示される<sup>9)</sup>。

$$G(P, Q) = - \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) - 2k \int_0^{\infty} \frac{e^{-k(z+z')} \cdot J_0(kR)}{k-K} dk + i 2\pi K e^{-K(z+z')} \cdot J_0(KR) \quad (3.5)$$

パネル数は通常のセミサブで 400~500 となり、形状次第では数千のパネル数が必要となる。こうなると (3.5) 式のグリーン関数の表示では計算時間がかかり過ぎる。そこでグリーン関数を次式のように変形し計算時間の短縮がはかられている<sup>10), 11)</sup>。

$$G(P, Q) = - \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) + G_2(P, Q) \quad (3.6)$$

$G_2$  の実数部  $F(X, Y)$  の別の表式は

$$F(X, Y) = -\pi e^{-Y} (H_0(x) + Y_0(x))$$

$$-2 \int_0^Y \frac{e^{-t}}{\sqrt{t^2 + X^2}} dt \quad (3.6a)$$

ここに補助関数  $f(X, Y)$  を導入する.

$$f(X, Y) = -\frac{1}{2} \exp(Y) \cdot F(X, Y) \quad (3.6b)$$

ところで

$$f(X, Y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} I_n(X/Y) + f(X, 0) \quad (3.6c)$$

ただし

$$I_0(\xi) = \log(\xi^2 + 1 + (\xi^2)^{1/2})$$

$$I_1(\xi) = (1 + \xi^2)^{1/2} - \xi$$

$$n I_n + \xi^2 (n-1) I_{n-2} = (1 + \xi^2)^{1/2} \quad (3.6d)$$

有限水深のグリーン関数の計算時間は通常の方法では無限水深の場合に比べて10数倍に増加する. しかし近年瀬戸により, 無限水深の場合の (3.6) 式に相当する有限水深のグリーン関数の計算時間が短縮される表示式が公表された<sup>12)</sup>. この方法によれば有限水深の場合の計算時間は無限水深の場合の2倍程度に収まる.

現在では通常のセミサブ型浮体の3次元ラディエーション流体力は十分な精度で計算が可能である.

しかし, ある特別なセミサブ型浮体では, 上下揺の付加質量だけが実験値より約20%大きく求まるという事象が発見された (Fig. 3.1)<sup>13)</sup>. その他の運動モードのラディエーション流体力の精度は良好である.

上下揺の付加質量は浮体の上下揺の固有周期に影響が大きいので, ITTC (国際試験水槽会議) ではこの問題

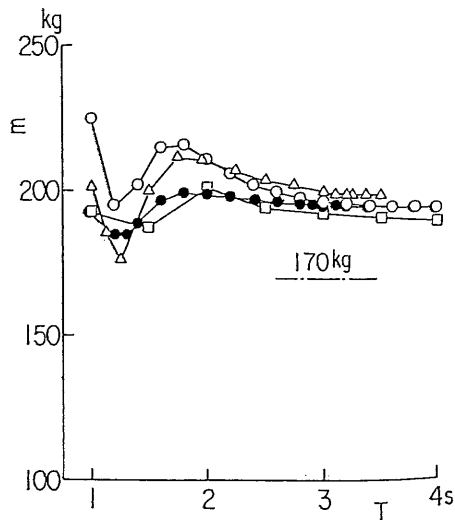


Fig. 3.1 Heave added mass (18th ITTC 3-D Calculation)<sup>13)</sup>

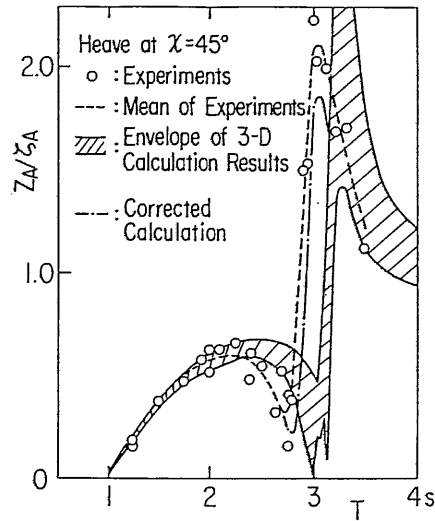


Fig. 3.2 Comparison between heave amplitude from experiment and calculation<sup>14)</sup>

を重視し検討課題としている (Fig. 3.2).

次期 ITTC 報告書 (1993年予定) の調査段階で, 3次元ラディエーション流体力の精度上の問題点のみならず, 長周期運動の2次波強制力の近場解と遠場解の不一致も, 3次元特異点分布法のパネル数の不足に起因することがほぼ判明した. 2ローハル8コラムのセミサブリグでは, パネル数が1500以上あれば十分な精度が得られることが保証されるが, 少なくともパネル数は1000以上は必要となる模様である. いずれにしても計算精度を保証するために膨大な計算時間が必要となる. ポテンシャル流体力の数値計算を実用化するためには, グリーン関数の計算法の改良と同時に, 少ないパネル数で精度を向上させる計算法の開発が重要となる. 精度向上の計算法として, パネル内の特異点強さを一定値ではなく高次関数で近似する方法が有効である<sup>14)</sup>.

一時ラディエーション流体力の不確かさの原因の1つに, セミサブ型浮体のローハルによる渦放出のため付加質量と同位相の流体力が発生することが考えられたが, 一応パネル数不足ということで解決を見ている. しかし渦放出に基づく流体力は, 波浪中の付加質量増加等の新たな検討課題を提供している<sup>15)</sup>.

### 3.4 不規則波中長期運動

外洋での不規則海洋波のスペクトルの周期範囲はほぼ3秒から20秒の範囲に分布しそのピーク周期は6, 7秒から12, 13秒位になるのが普通である. このような不規則波中におかれた大型係留浮体では, 係留系の復原力に対応する固有周期1~2分の水平方向の長期運動と波周期運動が重畳した形で発生する. この長期運動の振幅は波周期運動の振幅よりはるかに大きくなる場合が多

いため、係留系の設計には必要不可欠の情報である。

長周期運動の起振力は (3.1) 式右辺第 2 項の 2 次の波強制力  $f_{2k}(t)$  である。この 2 次波強制力は、入射波振幅、浮体運動、波と浮体の相互干渉の 2 次成分ならびに 2 次速度ポテンシャルに基づく 2 次流体力の成分に分離できる。この分解は直接積分法あるいは近場解法と呼ばれるもので、Pinkster により初めて導入された<sup>16)</sup>。Pinkster の式を修正し、より一般化した式を次に示す<sup>17), 18)</sup>。

$$F = \frac{1}{2} \rho g \int_{w.L} n [\zeta - (\xi_3 + \alpha_1 \hat{y} - \alpha_2 \hat{x})]^2 (1 - n_3^2)^{1/2} dl - \rho \iint_{S_b} n \left( \frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi + (\xi + \alpha \times \hat{x}) \cdot \nabla \phi_i - \phi_i^{(2)} \right) ds + \alpha \times F^{11} - \rho g A_{wp} [\alpha_1 \alpha_3 \hat{x}_j + \alpha_2 \alpha_3 \hat{y}_j + \frac{1}{2} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) Z_0] k \quad (3.7)$$

$$M = \frac{1}{2} \rho g \int_{w.L} (\hat{x} \times n) [\zeta - (\xi_3 + \alpha_1 \hat{y} - \alpha_2 \hat{x})]^2 (1 - n_3^2)^{1/2} dl - \rho \iint_{S_b} (\hat{x} \times n) \left( \frac{1}{2} \nabla \phi \cdot \nabla \phi + (\xi + \alpha \times \hat{x}) \cdot \nabla \phi_i - \phi_i^{(2)} \right) ds - \rho \alpha \times \iint_{S_b} (\hat{x} \times n) \phi_i ds + \xi \times F^{11} + \rho g [-A_{wp} (\xi_3 \alpha_3 \hat{x}_j + \frac{1}{2} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) Z_0 \hat{y}_j) - 2\alpha_1 \alpha_3 L_{12} + \alpha_2 \alpha_3 (L_{11} - L_{22}) + \nabla (\alpha_1 \alpha_2 \hat{x}_b - \frac{1}{2} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) \hat{y}_b)] i + \rho g [-A_{wp} (\xi_3 \alpha_3 \hat{y}_j - \frac{1}{2} (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) Z_0 \hat{x}_j) + 2\alpha_2 \alpha_3 L_{12} + \alpha_1 \alpha_3 (L_{11} - L_{22}) + \nabla (\frac{1}{2} (\alpha_2^2 + \alpha_3^2) \hat{x}_b)] j + \rho g [A_{wp} \xi_3 (\alpha_1 \hat{x}_j + \alpha_3 \hat{y}_j) +$$

$$(\alpha_1^2 - \alpha_2^2) L_{12} + \alpha_1 \alpha_2 (L_{22} - L_{11})] k \quad (3.8)$$

(3.7) 式右辺最終項と (3.8) 式右辺最後の 3 項は回転運動による補正項である。上付(1), (2)はそれぞれ 1 次と 2 次の速度ポテンシャルに対応する項である。浮体の対称性が保たれている場合には回転運動による補正項、セミサブリグ等の水線面積の小さい浮遊式海洋構造物の水平運動に対しては 2 次速度ポテンシャルの項は省略できる。しかし回転モードとか TLP のスプリングングでは 2 次速度ポテンシャルの項は省略できない<sup>19)</sup>。2 次応答の周波数応答関数  $G_2(\omega_1, \omega_2)$  のフーリエ変換を  $g_2(\tau_1, \tau_2)$  とすると

$$g_2(\tau_1, \tau_2) = \frac{1}{4\pi^2} \iint G_2(\omega_1, \omega_2) \cdot \exp\{i(\omega_1 \cdot \tau_1 + \omega_2 \cdot \tau_2)\} d\omega_1, d\omega_2 \quad (3.9)$$

2 次波強制力  $f_2(t)$  は Volterra 級数展開により

$$f_2(t) = \iint g_2(\tau_1, \tau_2) \cdot \zeta(t - \tau_1) \cdot \zeta(t - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (3.10)$$

となる。ただし、 $\zeta(t)$  は入射波の波振幅である。1 次の波強制力  $f_1(t)$  については従来から知られており

$$f_1(t) = \int g_1(\tau) \zeta(t - \tau) d\tau \quad (3.11)$$

ただし、

$$g_1(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int G_1(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega \quad (3.12)$$

ここに  $G_1(\omega)$  は 1 次の周波数応答関数である。

現在 1 次の波強制力を精度よく求めることは可能である。

しかしポテンシャル流れに基づく 2 次波強制力は特異点分布法のパネル数を 1000 以上とれば精度よく求めることは可能であるが、コラムが存在する構造物では粘性抗力に起因する 2 次波強制力の存在も指摘されており、不確かさの残るところである<sup>19) - 21)</sup>。

### 3.5 長周期運動減衰力

長周期運動を知るためには、長周期運動減衰力を知らねばならない。長周期運動減衰力の内容は次のとおりである<sup>22)</sup>。

- 係留索の流体力学的抗力
- 波漂流減衰力
- 滑面構造物の圧力抵抗
- 滑面構造物の摩擦抵抗
- 付加物の付加粘性減衰力  
(ライザー束の抗力も含む)
- 粗面による付加粘性減衰力
- 係留索の海底摩擦
- 造波減衰力
- 風荷重減衰力
- スラスタ減衰力

## k) 構造減衰

## 1) 海底土減衰力

LF 運動推定の不確かさの主要な点は減衰力である。wave drift damping の推定には大きな進展がみられた。frequency gradient method<sup>23)</sup> と added resistance method<sup>24)</sup> の両方共に非常に良好な結果を与えるようであるが、実験による検証を更に重ねる必要がある。係留系によるサージ damping は、係留索の張り方により重要にもなるし無視し得る場合もある。船型形状に対する粘性サージ damping は通常の抵抗試験から得られる form factor と、振動流中の無限平板上の表面摩擦に対する Jonsson formula と結び合わせるにより推定可能である<sup>25)</sup>。

LF damping はその一部が粘性に起因していることから、海洋構造物の LF 応答には尺度影響が大となる可能性が存在する。もし各種 damping の要因が模型試験により決定することが出来、個別に尺度影響を考慮するならば、LF 応答に対する尺度影響を評価することが可能となる。しかし現状では各種 damping の寄与の決定と尺度影響を考慮する方法は確立されるには至っていない。

## 3.6 柱体まわりの剥離流れの理論計算法

スーパーコンピュータの発達に伴い、数値流体力学 (CFD) の進展は著しいものがある。今日では離散渦法の他に、直接解法、乱流渦モデル法により N-S 方程式を解くことが可能となっている。CFD は一様流中におかれた物体まわりの剥離流れについての研究が主流となっている。これに対して海洋工学の分野では、波長あるいは運動振幅に比べて物体の代表長さが小さい場合の剥離流れを研究対象としているところが特徴である。相対的な振動流中での物体による渦放出が研究対象となる。レイノルズ数 (Re 数) の他にクーリガンカーペンター数 (KC 数) が重要なパラメータとなる。

離散渦法は渦点法、渦層法、渦管分布法などに分類できる。円柱まわりの剥離点の決定には境界層方程式を用いる方法の他に、物体表面から渦放出をランダムに行わせることで剥離点を自動的に決定する Chorin 法がある。Tiemroth<sup>26)</sup> は没水円柱に波と流れが当たる場合を Chorin 法を用いて解いている。離散渦法は 2 次元問題に適した方法があるが、van der Vegt<sup>27)</sup> により 3 次元問題の定式化が示された。

直接解法は N-S 方程式を直接差分法または有限要素法で解く方法である。振動流中の円柱まわりの流れは Baba and Miyata<sup>28)</sup> が初めて差分法で解いた。このときの Re 数は 100, KC 数は 5 である。その後 Murashige and Kinoshita<sup>29)</sup> は、Re 数 10,000, KC 数 5~10 の計算に成功し、フローパターンのみならず抗力も実験値との良好な結果を得ている。自由表面上に波のある場合の没水円柱の計算は Miyata et al<sup>30)</sup> に示されている。

乱流モデルによる解法は、レイノルズ数が高くなり直接解法の解が不安定となる領域で機能する方法で、時間領域で平均化を行う K-ε 法と空間領域で平均化を行う LES (Large Eddy Simulation) 法の 2 通りがある。一様流中では高レイノルズ数での解が得られているが、残念ながら今のところ振動流中の外部ながれの計算例はみられない<sup>31)</sup>。

実用的な数値計算法が Huse et al<sup>32)</sup> により示されている。振動流の 1 揺れごとに一様流中の後流を仮定し抗力の修正を行う方法である。KC 数 20 以上では良好な結果を得ている。

剥離流れの数値解法はいまだ発展段階にあり、レイノルズ数とクーリガンカーペンター数の広い範囲にわたって実用的な方法が提示できるまでには至っていない。特にレイノルズ数が  $10^5$  以上で、クーレガン・カーペンター数が 2 以下の範囲で信頼のおける計算結果が得られていない。この範囲は実験的にも困難な領域である。物体形状も主として滑面をもつ 2 次元柱体に限られている。しかし柱体まわりの剥離流れの可視化実験によれば、長軸方向に 3 次元流れが顕著に存在することが知られている。この 3 次元影響は、correlation length 等の概念での説明が試みられているが実験的にも数値計算上も不明な点が多い。今後潮流、同様、波浪が共存する場合とか表面粗度を考慮した場合とかの数値解法も開発が望まれる。

## 3.7 風、波、潮流の相互干渉

風、波、潮流の相互干渉を同時に扱った事例は見あたらない。そこで波と潮流、風と波の組み合わせの相互干渉の研究の現状を見る事にする。風と潮流の組み合わせは考えにくいので省くことにする。ところで波と潮流の相互干渉は「浮遊式海洋構造物の研究の現状 (その 2)」の浮体の波浪中曳航時の挙動の項で扱う。

風と波の相互干渉には 2 通りの見方がある。風が波に及ぼす影響と波が風に及ぼす影響である。前者は風波の発生理論に関して既に多数の文献が存在する。浮体の稼働時または異常時においては波はすでに十分発達したものと考えて差し支えない。従ってこの時点では風が波に及ぼす影響は小さいと考えられる。

波が風に及ぼす影響も 2 通りに分類できる。まず波により水面に表面粗度が生じる。このため変動風スペクトルが変化を受ける可能性がある。次に波の山と谷とでは局所的風速に違いが出ることによる影響である。いずれの場合も研究例はきわめて少ない。

Huse<sup>33)</sup> は平均水面上に吹き出し、吸い込み層を置くことにより波面上の風場の局所変形を計算している。得られた計算結果は実験と比べてみると風速変動は 2 倍と過大な見積りになっている。風場の変形による 1 次の波強制力への影響は船型でもセミサブでも 2~3% ほど

りである。2次の波強制力への影響は不明である。

### 3.8 方 向 波

多方向波中の係留浮体の1次応答の研究は、周波数領域においては Helvejoul らによりなされ<sup>34)</sup>、時間領域においては Jo らによりまとめられている<sup>21)</sup>。しかしいずれも単峰型スペクトルの場合を主に扱っており、今後多峰型スペクトルの場合の検討が重要となる。多峰型スペクトルの典型例が風波とうねりが異なる方向に進む Crossing Waves (2方向不規則波)である。

多方向波中の係留浮体の運動応答の実験例が見られるようになってきた。前田ら<sup>35), 36)</sup>は2方向長波頂不規則波中の浮体の運動の実験を行い、その1次応答は、それぞれの1方向不規則波中での1次運動の重ね合わせとほぼ等しいが、2次長周期運動ではこの重ね合わせが有効とはならないことを示した。またこれらの実験に対応する時間領域での計算も行い良好な結果を得ている。竹沢ら<sup>37)</sup>は長水槽において多分割造波装置を用いた方向スペクトル造波を可能にした。さらに2次元の方向周波数応答関数を実験的に推定する方法を開発した。Aage ら<sup>38)</sup>は滑らかなライザー管に作用する波浪荷重についての実験を行い方向性のために水平方向の荷重が約15%減少することを示した。波の方向性を疲労設計の立場からとらえるのか、復原性の観点からとらえるのかにより、多方向性の考慮の仕方が違ってくる。これは今後の検討課題となる。

### 3.8 非線形運動

多関節タワー(アーティキュレイテッドタワー)に1点係留した石油積み出し用タンカーではその係留系による水平運動の復原力が平衡点を中心に非対称となっている。復原力特性を簡単にモデル化すると片側づつで線形となるがその傾斜がそれぞれ異なるバイリニア(片側線形)となる。この非線形なバイリニア運動方程式に規則波による入力を与えると、初期条件次第で興味ある挙動を示すことが知られるようになった。基本平均固有周波数 $\omega$ に対して、駆動周波数が $2\omega, 3\omega, \dots$ のような整数倍で同調運動が発生するのみならず、 $0.505\omega, \dots$ 等のように有理数とならない周波数でも同調運動が起きることがある<sup>39)</sup>。

また同じ入力周波数であっても、初期条件次第で駆動周波数と応答周波数との比 $n$ で、 $n=1, 2, \dots$ のように有限個に分岐してしまうことも起きる。更に極端な場合には、ある特定の運動方程式の係数をとるときには、ある特定の入力周波数で、初期条件が異なると定常解が全て異なるという、すなわち、無限個の分岐が発生する奇妙な現象も見られる。この現象はカオス運動と呼ばれている。

ポアンカレ位相平面で一定周期毎の位置が定常解に収まる点はアトラクターと呼ばれている。ある条件下で

はアトラクターの領域の境界はフラクタルになっていることがある。以上の現象は非線形方程式であるダフフィング方程式の場合にも発生し、カオス理論はローリングの転覆に至る運動にも応用された例がある。

しかしこのような非線形運動方程式に特有な選択共振とかカオス運動は不規則な入力になると急に見られなくなるのが一つの大きな特徴である<sup>40)</sup>。

## 4. お わ り に

係留された浮遊式海洋構造物の風、波、潮流中の運動性能に関する研究のうちここでは、海洋の自然環境と係留浮体の稼働時の挙動に関する研究の現状と問題点について解説を行った。浮体の異常時の挙動と曳航時の挙動、模型試験法については「浮遊式海洋構造物の研究の現状(その2)」で解説を行う。浮遊式海洋構造物の合理的設計を行うためには解決されなければならない細かい不確かさは多数残されている。研究が進むにしたがって不確かさも増加する。しかし曖昧なままで設計を行うよりは、研究投資を行った方が安上がりである。研究の意義の一端はここにあるものと考える。(1992年6月25日受理)

## 参 考 文 献

- 1) Report of the Ocean Engineering Committee, Proc. of ITTC 90, Intern. Towing Tank Conference, Madrid, 1990
- 2) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 1980
- 3) 山内保文ほか: 不規則現象論, 海文堂, 1986
- 4) Norwegian Petroleum Directorate: Guidelines for Determination of Loads and Load Effects, January 1987
- 5) Ochi, M.K.: Turbulent Wind Spectra and Estimation of Extreme Wind and Waves, Report to American Bureau of Shipping, 1986
- 6) Merrell, W., Reid, R.O., Whitaker, R.E., Fay, R., Halper, F., Gittings, S. and Sahl, L.: Winds, Waves, Tides and Currents During Normal and Storm Conditions for the Green Canyon Region, Northern Gulf of Mexico, Report to Placid Oil Company, 1986 (Unpublished)
- 7) Heideman, J.C., Hagen, O., Cooper, C. and Dahl, F.K.: Joint Probability of Extreme Waves and Currents on the Norwegian Shelf, Journal of American Society of Civil Engineers, WW4, July 1989
- 8) 高木又男, 斉藤公男: 非周期的造波問題の周波数領域での取扱い(第1報), 関西造船協会誌, 182号, 1981
- 9) Wehausen, J.V. and Laitone, E.V.: Surface Waves, Handbuch der Physik, Vo 19, Skpringer-Verlag, 1960
- 10) Newman, J.N.: An Expansion of the Oscillatory Source Potential, Appl. Ocean Research, Vol. 6, No. 2, 1984
- 11) Telste, J.G. and Noblesse, F.: Numerical Evaluation of the Green Function of Water-Wave Radiation and Diffraction, J. of Ship Research, Vol. 30, No. 2, 1986
- 12) 瀬戸秀幸: 多重極ポテンシャルの浅水表示に現れる特異積分の効率的評価法, 西部造船会会報, 83号, 1992
- 13) Report of the Ocean Engineering Committee, Proc. of

- ITTC87, Intern. Towing Tank Conference, Kobe, 1987
- 14) Seidl, L.H.: Successive Grid Refinement Technique for 3-D Source Distribution Method, 11th OMAE, Vol. 1A, Calgary, 1992
  - 15) Kinoshita, T.: Decomposition of Low Frequency Hydrodynamic Forces Acting on a Floating Vessel Moored in Ocean Waves, 1st ISOPE, Vol. 3, Edinburg, 1991
  - 16) Pinkster, J.A. and van Oortmerssen, G.: Computation of the First and Second-order Wave Forces on Oscillating Bodies in Regular Waves, Proc. of Second Int. Conf. of Numerical Ship Hydrodynamics, 1977
  - 17) Ogilvie, T.F.: Second Order Hydrodynamic Effects on Ocean Platforms, Int. Workshop on Ship and Platform Motions, Berkeley, 1983
  - 18) Lee, C.H. and Newmann, J.N.: First-and-second-order wave effects on a submerged spheroid, J. of Ship Research, Vol. 35, No. 3, 1991
  - 19) Falinsen, O.M.: Sea Loads on Ships and Offshore Structures, Cambridge University Press, 1990
  - 20) Kobayashi, M., Shimada, A. and Fujihira, T.: Study on dynamic responses of a TLP in waves, 4th OMAE, Vol. 1, Dallas, 1985
  - 21) Jo, H.J., Maeda, H. and Miyajima, S.: Effects of Directional Waves on the Behaviour of Semi-submersible Rigs, 5th PRADS, Vol. 1, 1992
  - 22) Huse, E. and Matsumoto, K.: Practical Estimation of Mooring Line Damping, Paper No. 5676, Offshore Technology Conference, Houston, 1988
  - 23) Standing, R.G., Breeding, W.J. and Wilson, D.: Recent Developments in the analysis of Wave Drift Forces, Low-Frequency Damping and Response, Paper No. 5456, Offshore Technology Conference, Houston, 1987
  - 24) Hearn, G.E., Tong, K.C. and Lau, S.M.: Sensitivity of Wave Drift Damping Coefficient Predictions to the Hydrodynamic Analysis Models Used in the Added Resistance Gradient Method, Symposium on Offshore Mechanics and Arctic Engineering, Vol. 2, 1987
  - 25) Huse, E. and Matsumoto, K.: Mooring Line Damping Due to First and Second Order Vessel Motions, Paper No. 6137, Offshore Technology Conference, Houston, 1989
  - 26) Tiemroth, E.C.: Simulation of the Viscous Flow Over a Cylinder in a Wave Field, 16th ONR Symposium, 1986
  - 27) van der Vegt, J.J.W.: A Variationally Optimised Vortex Tracing Algorithm for Three-Dimensional Flows Around Solid Bodies, Doctoral Thesis of The Delft Technical University, 1988
  - 28) Baba, N. and Miyata, H.: Higher Order Accurate Difference Solution of Vortex Generation from a Circular Cylinder in an Oscillating Flow, Journal of Computational Physics, No. 69, 1987
  - 29) Murashige, S., Kinoshita, T. and Hinatsu, M.: Direct Calculations of Navier Stokes Equations for Forces Acting on a Cylinder in Oscillatory Flow, 8th OMAE Symposium, The Hague, 1989
  - 30) Miyata, H. and Lee, Y.G.: Vortex Motions about a Horizontal Cylinder in Waves, Vol. 17, No. 3, 1990
  - 31) 高見穎郎: 第 8 章 乱流の数値解析, 乱流現象の科学 (巽 友正 編), 東京大学出版会, 1986
  - 32) Huse, E.: Local Wind Variations over Waves, MARIN-TEK Project Report, No. 519658, 11, 1989
  - 33) Huse, E. and Muren, P.: Drag in Oscillatory Flow Interpreted from Wake Considerations, OTC Paper 5370, Houston, 1987
  - 34) Helvacioğlu, I.H. and Incecik, A.: Second-order and short crested wave effects in prediction the behaviour of a compliant structure, 8th OMAE, Vol. 1, 1989
  - 35) Maeda, H., Morooka, C.K. and Miyajima, S.: Motions of Floating Offshore Structures in Multi-Directional Waves, Proc. of OMAE, ASME, 1988
  - 36) Maeda, H., Jo, H.J. and Miyajima, S.: Effects of Directional Waves on the Low-Frequency Motions of Moored Floating Structures, 11th OMAE, Vol. 1A, Calgary, 1992
  - 37) 竹沢誠二, 小林顕太郎, 笠原昭夫: 長水槽内で発生させた方向スペクトル波について, 日本造船学会論文集, 163号, 1988
  - 38) Aage, C.P., Jorgensen, L.W., Andersen, C.D. and Klinting, P.: Wave Loads on a Cylinder in 2-D and 3-D Deep Water Waves, Proc. of OMAE, ASME, 1989
  - 39) Thompson, J.M.T. and Stewart, H.B.: Nonlinear Dynamics and Chaos, John Wiley and Sons, 1986
  - 40) Jefferys, E.R.: Non-Linear Marine Structures with Random Inputs, Proc. of OMAE, ASME 1987