

浮体係留システムの運動応答と係留力の予測

加藤俊司*、大松重雄*、吉元博文*、斎藤昌勝**

At-Sea Experiment of a Floating Offshore Structure

On the Prediction of Motions and Mooring Forces of a Moored Floating Structure

by

Shunji KATO, Shigeo OHMATSU, Hirofumi YOSHIMOTO, Masakatsu SAITO

Abstract

Methods of modelling (statistically) and simulating the response and the mooring force of moored floating offshore systems excited by irregular seas and winds, including the effects of both nonlinear wave forces and nonlinearity in system dynamics, are investigated in this paper on a basis of at-sea data of a full scale floating offshore structure "POSEIDON".

The characteristics of waves and wind at the test field is studied from a viewpoint of external forces.

Volterra series and the Quadratic Transfer Function are introduced to describe the nonlinear wave forces. Cross bi-spectral analysis is applied to estimate the Quadratic Transfer Functions. A linear force model is introduced to describe the slowly varying forces due to wind fluctuations. Multi-input analysis is applied to study the contribution rate of slowly varying wind and wave forces to slow drift motion.

In order to estimate the nonlinear viscous and mooring forces in the system dynamics from full scale free decaying test data, a new analysis method, which is based on time series fitting method using a nonlinear optimization technique, is developed.

On a basis of these investigations, a comparison between a measured time histories of the motion and mooring force and their simulations is carried out.

Relating to estimates of the PDF (Probability density function) and the extreme response of the motion and mooring force, two statistical models are introduced newly. The one is a nonlinear statistical method based on two term Volterra series theory for taking effects of both nonlinear wave forces and varying wind loads into account and the other is a modified version of the *Hermite* moment model introduced by *Winterstein*.

At-sea measured sample data, the statistical prediction based on the Rayleigh distribution, i.e. the so-called *Cartwright-Longuet-Higgins*' estimates and the results obtained from the present methods are compared.

It is concluded that the present statistical models and simulation procedures provide useful tools for estimating the behaviour of nonlinear moored floating offshore systems and for predicting the extreme values of the motion response and mooring forces.

目次

- | | |
|---------------------|--------------------------|
| 1 緒言 | 3.5 波力 |
| 2 決定論的時間領域シミュレーション法 | 3.6 動揺応答 |
| 2.1 時間領域運動方程式とその解法 | 3.7 係留力 |
| 2.2 時間領域に於ける流体力 | 4 非線形確率統計予測法 |
| 2.3 風荷重 | 4.1 係留浮体の全2次応答の確率密度関数の推定 |
| 2.4 波力 | 4.2 極値分布 |
| 2.5 流れによる荷重 | 4.3 応答の異常値統計量 |
| 2.6 係留力 | 5 実海域データによる検討 |
| 3 実海域データとの比較検討 | 5.1 長周期運動の統計解析 |
| 3.1 変動風及び風荷重に対する検討 | 5.2 係留変動張力の統計解析 |
| 3.2 海洋波の特性とスペクトル | 6 成果のまとめと今後の課題 |
| 3.3 流体力の推定 | 6.1 変動風と風荷重 |
| 3.4 定常外力と定常変位 | |

* 海洋開発工学部

** 海上技術安全局

- 6.2 方向波スペクトルと方向分布関数
- 6.3 粘性流体力及び線形流体力
- 6.4 定常外力による定常変位と定常傾斜
- 6.5 波力と動揺応答
- 6.6 係留力
- 6.7 統計予測
- 6.8 今後の課題

1 緒言

海洋資源開発あるいは海洋空間利用、海洋エネルギー利用のための海洋構造物が種々出現し、また次々と新しい構造物の構想が発表され、水槽実験及び実海域実験も行われている。それらの構造物は大型化するとともに稼働予定水深もより深い海域で、風波の条件も厳しい沖合いへと進展する趨勢にある。そしてこれらの構造物の位置保持に不可欠の係留システムにも新しい技術開発のニーズが生じてきている。例えば、大水深域の石油生産を目的としたTLP（緊張係留構造物）に対しては、高信頼性のあるテンドン鋼管あるいはDPS（自動位置保持）のための推進装置の開発、海上空港のような沿岸部に設置される大型浮体構造物の場合にはドルフィン係留装置等である。

しかし、一口に係留システムと言ってもその性能には海洋構造物自身の運動特性や係留系と構造物の相互作用、水深や海底土質などの環境条件、係留用材料やアンカー及び制御機器等の個々の部材特性など多くの要素が組合わさって互いに影響を及ぼしあう複雑なシステムであるので、全体を一つのシステムと考え、その経済性や安全性を合理的に考慮して設計する方法を確立する必要がある。特に、関西国際空港2期工事として浮体式空港案が出されているが、こうした超大型の浮体構造物の場合には、なおさら統一的に構造物と係留系を一つの全体システムとして取り扱い、その安全性を総合的に評価する必要がある。

今までは、自然環境条件、浮体の動揺、係留系の挙動と係留力といった個別の要素技術に関し個々に水槽実験等で研究され、一部浮体と係留系を一体にした模型実験も行われてきた。しかしながら、浮体と係留系を一体のシステムとした実海域における実証実験は行われたことがなかった。ポセイドン号の実海域実験はまさにそれを目的とした唯一の実機実験であった。

浮体係留システムの動揺や係留力を誘起させる自然環境条件、すなわち波、風、流れ等はいうまでもなく不規則であり非再現性を有する確率現象である。したがって、動揺あるいは係留力の予測及び安全性の評価も同様に確率的評価、すなわち応答の極値が、ある許容範囲を超える確率あるいはその極値の最大値の期待値で行う必要がある。それゆえ応答の極値及び異常値（極値の中の最大値）の確率密度関数を理論的に求めることが必要である。もし、これらの確率密度関数が求まれば、極値あるいは異常値がある許容値を超える確率を始めとして、種々の極値統計量が求められ、応答の短期あるいは長期予測が可能となる。極値の確率密度関数を求めるには、現状では、決定論的方法と確率論的方法の2種類の方法がある。運動応答の極値の確率密度関数を求める場合にはいずれの方法にせよ、まず最初に、周波数応答特性が必要である。そのほか外力及び応答に非線形要素を含む場合その特性も必要になる。

決定論的方法では、ある与えられた外力条件の下に、不規則な外力時系列を作成し、それを入力として時間領域で運動方程式を数値的に解いて応答の時系列を求め、この時系列を統計処理することによって極値の確率密度及び極値統計量を求めようとする方法である。この場合は運動方程式及び外力特性に非線形要素を含んでいても求められるという利点がある。しかしながら、このようにして求められた統計量はあくまで統計的には1サンプルにすぎず、統計量のばらつきを少なくするためには、ある一定時間内のシミュレーションを何回も行い、そのシミュレーション結果からもとめた統計量を平均するか、あるいはエルゴード性を仮定して無限に長い計算を行いそれを統計解析をして求めるかのどちらかが必要となる。長時間のシミュレーションを行うには膨大な計算が必要であり、今までは、ほとんど成し得なかったが、最近の計算機の進歩により徐々に十数時間に及ぶ計算が可能になってきている。

一方、確率論的方法では、Longuet-Higgins [1] が線形応答についての極値の確率密度を求める式を誘導し、応答の分散と応答スペクトルのバンド幅パラメータによって確率密度が表せることを示している。従って、外力に対する運動の周波数応答特性及び外力スペクトルさえ求めれば、極値の各種統計量は求められる。しかしながら、応答に非線形要素を含んだ場合この方法は使用できず、擬似的に等価線形化して求める以外方法がない。しかしながら、最近、近似的ではあるが、いくつか非線形な統計予測法も開発されてきている。

本論は、こうした予測法の2つの流れに沿って、ポセイドン号による模型及び実海域実験を通し、浮体係留システムの運動及び係留力の予測法に関し現在どこまでわかり、どこが問題かをまとめたものである。

2 決定論的時間領域シミュレーション法

2.1 時間領域運動方程式とその解法

風、波及び流れ等の自然環境外力下での浮体の動揺及び係留力の運動方程式は一般に次式で表される。

$$\sum_{j=1}^6 (M_{kj} + m_{kj}(\infty)) \ddot{X}_j + \int_{-\infty}^t K_{kj}(t-\tau) \dot{X}_j d\tau + A_{kj}^{(2)}(\dot{X}_j, \dot{\zeta}; t) + B_{kj}(X_j) + C_{kj}(\ddot{X}_j, \dot{X}_j, X_j; t) + D_{kj}(t) = F_k^{(1)}(t) + F_k^{(2)}(t) + F_k^w(t) + F_k^c(t) \quad (1)$$

ここで、

- M_{kj} ; 浮体の質量行列
- $m_{kj}(\infty)$; $\omega = \infty$ での付加質量行列
- $A_{kj}^{(2)}$; 粘性減衰力行列
- B_{kj} ; 静水圧による復原力行列
- C_{kj} ; 係留系による復原力を含む係留力行列
- D_{kj} ; wave drift damping 行列
- K_{kj} ; メモリー影響関数行列
- $F_k^{(1)}$; 1 次の波力ベクトル
- $F_k^{(2)}$; 2 次の波力ベクトル
- F_k^w ; 風荷重ベクトル
- F_k^c ; 流れによる荷重ベクトル

(1) 式は慣性項以外の項を総て右辺に整理すると次の Newton 方程式で表される。

$$[M]\ddot{X} = \ddot{F} \quad (2)$$

ここで、 $[M]$ は質量マトリックス、 \ddot{X} は運動変位の列ベクトル、 \ddot{F} は外力の列ベクトルである。(2) 式を時間領域で解くために、ここでは Newmark- β 法 [2] を用いる。Newmark- β 法によると、ある時刻における i モードの変位を X_i とおくと、 Δt 時間後の変位 X_i は次式で表される。

$$X_i^{n+1} = X_i^n + \Delta t \dot{X}_i^n + \frac{\Delta t^2}{2} \ddot{X}_i^n + \beta \Delta t^2 (\ddot{X}_i^{n+1} - \ddot{X}_i^n) \quad (3)$$

$$\dot{X}_i^{n+1} = \dot{X}_i^n + \frac{\Delta t}{2} (\ddot{X}_i^{n+1} + \ddot{X}_i^n) \quad (4)$$

(2) 式に対し、(3),(4) 式を用いて X_i に対する収束計算を行うことにより、時刻 t における値から時刻 $t + \Delta t$ における値を求めることができ、(2) 式は時間領域で解ける。なお、 β に対しては無条件安定の $1/4$ を用いる。また、収束判定は、イタレーション中の加速度を \ddot{X}_i^{n+1} とするとき

$$\left| \frac{\ddot{X}_i^{n+1} - \ddot{X}_i^n}{\ddot{X}_i^{n+1}} \right| \leq \frac{1}{100} \quad (5)$$

という条件で行う。

2.2 時間領域に於ける流体力

線形流体力 線形流体力とメモリー影響関数の間には次のような関係がある。

$$m_{kj}(\omega) = m_{kj}(\infty) - \frac{1}{\omega} \int_0^\infty K_{kj}(t) \sin \omega t dt \quad (6)$$

$$N_{kj}^{(1)}(\omega) = \int_0^\infty K_{kj}(t) \cos \omega t dt \quad (7)$$

ここで、 $m_{kj}(\omega)$ は周波数領域の付加質量行列、 $N_{kj}^{(1)}(\omega)$ は周波数領域の造波減衰力行列である。周波数無限大に亘る付加質量、造波減衰力が求められれば時間領域の流体力 ($m_{kj}(\infty)$) とメモリー影響関数 K_{kj} が求められる訳だが、実際には不可能に近い。そこで、限られた ω の範囲で何点か求められた $N_{kj}^{(1)}(\omega)$ に対し、スプライン関数を用いて外挿を行い、そ

の外挿値が 0 になるある ω_0 を求め、 $0 \leq \omega \leq \omega_0$ の範囲で次の積分を行って K_{kj} を求める。

$$K_{kj}(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\omega_0} N_{kj}^{(1)}(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (8)$$

また、周波数無限大での付加質量係数 $m_{kj}(\infty)$ は、(6) 式から求める。

粘性流体力 この力は、流体粘性に起因する流体力であり、一般に速度の自乗に比例する抗力として取り扱われる。

浮体の粘性流体力を数値的に求めるに当り、水面下の浮体の各構成要素を複数個のブロックに分割して、それぞれのブロックの体積中心に働く粘性抗力を積分することで浮体全体の粘性流体力を求める。式で表せば次の通りである。

$$A_{jj}^{(2)} = N_{jj}^{(2)} \dot{X}_j | \dot{X}_j | \quad (9)$$

$$N_{jj}^{(2)} = \frac{1}{2} \rho \int C_{dj} S_j \quad \text{for } j = 1 \sim 3$$

$$N_{jj}^{(2)} = \frac{1}{2} \rho \int C_{dj} S_j L_j \quad \text{for } j = 4 \sim 6$$

ここで、 ρ は流体密度、 C_{dj} は j 運動モードの抗力係数、 S_j は投影面積、 L_j はモーメントレバーである。抗力係数 C_d はレイノルズ数及びクーリガンカーベンター数の関数であり、理論的に求めることは今のところできない (一部 CFD (Computational Fluid Dynamics) を使用して推定した例もある [3] がまだ実用の段階にはなっていない)。通常は、これは自由動揺試験あるいは強制動揺試験等で求められるが、模型と実機ではレイノルズ数に差があり、スケール影響を考慮しなければならない。

2.3 風荷重

風荷重には定常風による定常力と変動風による変動力がある。変動力には物体後流に発生するカルマン渦等によって励起される場合もあるが、それらは海洋構造物全体に作用する力としては無視できる程度であり、空間的に一様で時間的にのみ変動する変動風による変動力のみが一般的に考慮される。この場合、風速 $U(t)$ は、平均風速成分 U_0 と変動風成分 $u(t)$ の和として

$$U(t) = U_0 + u(t) \quad (10)$$

のように表される。変動風速は変動風のパワースペクトル $S_u(f)$ を用いて次式で表現される。[4]

$$u(t) = \int_0^\infty \sqrt{2S_u(f)} df \cos(2\pi ft + \psi) \quad (11)$$

ここで、 ψ は $0 \sim 2\pi$ の一様乱数である。この変動風に基づく外力は、準定常理論に基づいてモリソン式より求められる。このとき、浮体の運動速度は、風速に比べて一般に非常に小さいので、それは次式で与えられる。

$$F_j^w(t) = \frac{1}{2} \rho_a (U_0 + u(t))^2 C_{aj} S_j \quad \text{for } j = 1 \sim 3 \quad (12)$$

$$F_j^w(t) = \frac{1}{2} \rho_a (U_0 + u(t))^2 C_{aj} S_j L_j \quad \text{for } j = 4 \sim 6 \quad (13)$$

ここで、 C_{aj} は j 動揺方向の空力係数、 ρ_a は大気密度である。ところで、上式において、 $u(t)$ の自乗の項から定常成分、低周波数及び高周波数成分が発生する。しかし、 $u(t)$ が平均風速に比べて小さければ $u(t)$ の自乗の項は省略され、最終的に次式で与えられる。

$$\begin{aligned} F_j^w(t) &= \frac{1}{2}\rho_a(U_0^2 + 2u(t)U_0)C_{aj}S_j \\ &= F_{aj}\left(1 + \frac{2u(t)}{U_0}\right) \quad \text{for } j = 1 \sim 3 \quad (14) \end{aligned}$$

$$F_j^w(t) = F_{aj}\left(1 + \frac{2u(t)}{U_0}\right)L_j \quad \text{for } j = 4 \sim 6 \quad (15)$$

ここで、 F_{aj} が平均風速による定常力及びモーメント、右辺第二項が変動風による変動力及びモーメントを表す。定常力の場合には C_{aj} として周波数に依存しない静的空力係数が用いられるが、変動力に対しては周波数に依存する動的空力係数 $C_{aj}(f)$ が用いられる。しかしながら、この空力係数については良く判っていない。また、変動風スペクトルを表す代表的なものとして Davenport [5] あるいは日野 [6]、Harris [7] が提案したスペクトル形が良く使用されるが、これらは陸上観測データをベースに導かれたものであり、海上風に対しての一般的なスペクトル形は提案されていない。

2.4 波力

波浪場の表現 実際の海域で遭遇する海洋波は、単一方向の周波数成分波ばかりでなく無数の波向成分波も含んでおり、不規則波浪場と考えられる。つまり、空間と時間に対し不規則性を持ったものである。この波浪場を、異なる方向からくる一方向波不規則波の線形重ね合わせで表現できると仮定し、ある固定点に対し、次式で表すのが一般的である。

$$\zeta(t, x, y) = \sum_{i=1}^N \zeta(\theta_i, t) \quad (16)$$

$$\zeta(\theta_n, t) = \sum_{m=1}^M a_{mn} \cos(\omega_m t + \psi_{mn}) \quad (17)$$

ここで、 a_{mn} は各素成波の振幅、 ω_m は素成波の周波数、 ψ_{mn} は、2次元平面に0から 2π まで一様に分布する乱数である。(なお、 ψ_n は、0から 2π まで一様に分布する一次元乱数である。)

また、波浪場は次の様な方向波スペクトルでも表現される。

$$S_\zeta(\omega, \chi) = D(\omega, \chi)S_\zeta(\omega) \quad (18)$$

ここで、 $D(\omega, \chi)$ を方向分布関数、 $S_\zeta(\omega)$ を2次元の方向波スペクトルと区別するため周波数スペクトルと呼んでいる。この表現に従うと波浪場の各素成波の振幅は次式で表される。

$$a_{mn} = \sqrt{2S_\zeta(\omega_m, \chi_n)\Delta\omega_m\Delta\chi_n} \quad (19)$$

方向分布関数として、一般に次式

$$D(\omega, \chi) \sim \cos^{2s}(\chi) \quad (20)$$

が用いられるが、方向集中パラメータである s については余りよく判っていない。さらに、周波数スペクトルについても、造船の分野では ISSC あるいは JONSWAP 型が使用されているが、日本周辺海域に対しても適用できるのかどうかは不明である。

波力 係留浮体に働く波力には、波周期に対応した1次の波力と素成波の差の周波数を持つ長周期の2次の波力が含まれる。一方向波中での1次の波力は、線形インパルス応答関数と波面上昇量との畳込み積分で与えられる。従って、これを多方向波に拡張すると次式で与えられる。

$$F_k^{(1)}(t) = \sum_{n=1}^N \int g_k^{(1)}(\tau, \chi_n) \zeta(\chi_n, t - \tau) d\tau \quad (21)$$

一次のインパルス応答関数は、各方向に対する線形波力の伝達関数の逆フーリエ変換から得られる。

$$g_k^{(1)}(\tau, \chi_n) = \frac{1}{2\pi} \int G_k^{(1)}(\omega, \chi_n) e^{i\omega\tau} d\omega \quad (22)$$

2次の波力はボルテラ級数の2項で表され、多方向波中の表現に直すと、2次のインパルス応答関数と一組の2方向波の波面上昇量との二重畳込み積分の形をとる。

$$\begin{aligned} F_k^{(2)}(t) &= \sum_l \sum_n \int \int g_k^{(2)}(\tau_1, \tau_2, \chi_l, \chi_n) \\ &\quad \zeta(t - \tau_1, \chi_l) \zeta(t - \tau_2, \chi_n) d\tau_1 d\tau_2 \quad (23) \end{aligned}$$

2次のインパルス応答関数は2次の波力の差の周波数に対する伝達関数(BQTF)より次のように計算される。

$$\begin{aligned} g_k^{(2)}(\tau_1, \tau_2, \chi_l, \chi_m) &= \frac{1}{4\pi^2} \int \int G_k^{(2)}(\omega_i, \omega_j, \chi_l, \chi_n) \\ &\quad e^{i(\omega_i\tau_1 - \omega_j\tau_2)} d\omega_i d\omega_j \quad (24) \end{aligned}$$

この2次の伝達関数は、ポテンシャル理論により周波数の異なる2方向2成分規則波中で浮体に作用する変動水圧を直接積分することにより周波数と方向のすべての組み合わせとして求められる。また、この伝達関数はインパルス応答関数が実数であることにより

$$G_k^{(2)}(\omega_i, \omega_j, \chi_l, \chi_n) = G_k^{(2)*}(\omega_j, \omega_i, \chi_n, \chi_l) \quad (25)$$

の様な複素共役関係が成立する。

線形波力 一方向波中の波力は通常、線形ポテンシャル理論を用いて推定される。すなわち、非粘性の仮定の下に速度ポテンシャルの存在を仮定し、浮体表面に特異点を分布させ、それと流体場の境界条件(自由表面、水底及び無限遠の放射条件)を満足するグリーン関数から解を構成し、浮体表面での境界条件を満足させるように特異点の強さを決定する方法である。特異点の強さが決まると、流体中の速度及び圧力が速度ポテンシャルを介して求められ線形波力が計算できる。この方法は3次元特異点分布法とよばれ、線形流体力を求める場合も同じ手法が用いられる(ただし、浮体表面の境界条件だけが異なる)。

線形の仮定の下では、線形重ね合わせの原理が成り立ち、一方向波中での線形波力の応答関数から、多方向波中での波力スペクトルが、次のように求められる。

$$S_{F_k^{(1)}}(\omega) = \int_{-\pi}^{\pi} |G_k^{(1)}(\omega, \chi)|^2 S_\zeta(\omega, \chi) d\chi \quad (26)$$

ここで、 $S_{F_k^{(1)}}(\omega)$ は波力の応答スペクトル、 $|G_k^{(1)}(\omega, \chi)|$ は χ 方向からくる波に対する k 方向の波力の周波数応答関数の振幅、 $S(\omega, \chi)$ は方向波スペクトルであり、方向分布関数

$D(\omega, \chi)$ を用いるとそれは、(18) 式で表される。従って、ある固定点での線形波力の時系列は、(21) 式を用いて畳み込み積分から求めるか、あるいは不規則波浪場が (16) 及び (17) で表されることを利用して次式より二重和として求められる。

$$F_k^{(1)} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \sqrt{2|G_k^{(1)}(\omega_i, \chi_j)|^2 S_\zeta(\omega_i, \chi_j) \Delta\omega_i \Delta\chi_j} \cos(\omega_i t + \psi_{ij} + \theta_k^{(1)}(\omega_i, \chi_j)) \quad (27)$$

なお、 $\theta_k^{(1)}(\omega_i, \chi_j)$ は $G_k^{(1)}$ の位相である。

多方向波中における波力の時系列をシミュレートすることは、一方向波の場合に比べて多大の計算時間を必要としあまり実用的ではない。それに、多方向波は、波の持っているパワーを方向分散させるために、同一パワーを有する単一方向波でシミュレートした方が、安全サイドでシミュレートできる等により、通常は方向分散性を無視して次式から求める。

$$F_k^{(1)} = \sum_{i=1}^N \sqrt{2|G_k^{(1)}(\omega_i, \chi_0)|^2 S_\zeta(\omega_i) \Delta\omega_i} \cos(\omega_i t + \psi_i + \theta_k^{(1)}(\omega_i, \chi_0)) \quad (28)$$

ここで、 χ_0 は、波の主方向である。

ポテンシャル理論に基づく2次の波力の推定 ポテンシャル流に基づく波漂流力は波面上昇や物体運動の有限性に起因する2次のオーダーの波浪外力の長周期成分であり、それを定量的に評価するためには、これらの非線形効果を考慮した流体力の表示式を導く必要がある。流体は理想流体（非圧縮、非粘性）で非回転運動とする。この時、速度ポテンシャル $\Phi(\vec{X}, t)$ が存在し、流体中で次式のラプラスの方程式を満足する。

$$[L]: \Delta\Phi = 0 \quad (29)$$

境界条件として、無限遠での発散波条件、及び以下の物体境界条件 [H]、水底条件 [B]、自由表面条件 [F1],[F2] を満足する。

$$[H]: \frac{\partial\Phi}{\partial n} = \vec{n} \cdot \nabla\Phi = v_n \quad (30)$$

ただし、物体表面上の単位法線ベクトルを $\vec{n} = (n_1, n_2, n_3)$ とする。

$$[B]: \frac{\partial\Phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } z = h(x, y) \quad (31)$$

$$[F1]: \Phi_z - \zeta_t - \Phi_x \zeta_x - \Phi_y \zeta_y = 0 \quad \text{on } z = \zeta \quad (32)$$

$$[F2]: -\Phi_t - (\nabla\Phi)^2/2 - gz = 0 \quad \text{on } z = \zeta \quad (33)$$

ただし、自由表面の方程式を $z = \zeta(x, y, t)$ とする。このとき、物体表面の圧力は次のベルヌーイの式によって求められる。

$$\frac{p(x, y, z, t)}{\rho} = -\Phi_t - \frac{(\nabla\Phi)^2}{2} - gz \quad (34)$$

ただし、 ρ = 流体密度、 g = 重力加速度

これらの境界値問題を直接解くにはかなりの困難さを伴う。即ち、自由表面と物体表面の境界は時間とともに移動するが、その移動量を決定するためには境界値問題が既に解けていなければならないし、物体表面上の法線や浸水面

積の時間変化についても考慮しなければならない。通常上記の問題は、摂動展開によって解くことになる。速度ポテンシャル、流体速度、水面上昇量、流体圧力及び浮体の運動が微小パラメータ ϵ (最大波傾斜) の級数で表されると仮定する。

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re\{\varphi e^{i\omega t}\} \\ \varphi = \epsilon\varphi^{(1)} + \epsilon^2\varphi^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (35)$$

$$\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \xi_3) \\ = \epsilon\vec{\xi}^{(1)} + \epsilon^2\vec{\xi}^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (36)$$

$$\vec{\alpha} = (\xi_4, \xi_5, \xi_6) \\ = \epsilon\vec{\alpha}^{(1)} + \epsilon^2\vec{\alpha}^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (37)$$

$$p = \epsilon p^{(1)} + \epsilon^2 p^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (38)$$

$$\zeta = \epsilon\zeta^{(1)} + \epsilon^2\zeta^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (39)$$

ただし、 $\vec{\xi}$ 及び $\vec{\alpha}$ はそれぞれ、並進運動と回転運動ベクトルである。

物体に働く力は次のように表される。

$$F_i(t) = \iint_S n_i p dS \quad (i = 1, \dots, 3) \quad (40)$$

ここで、 S は瞬時々の物体の没水面であり、 p は、ベルヌーイの式で与えられる物体表面の圧力である。このように波浪の作用を受けて動揺する浮体の応答をその平均位置の周りに正則摂動展開し、瞬間的な物体の没水面に作用する流体圧を積分して得られる波力を2次のオーダーまで厳密に評価することによって長周期変動外力（2次のオーダーの波力の長周期成分）が、次の5項の和で表される。

(1) 平均水面と瞬間的な波面との間に働く流体圧による成分:

$$\vec{F}_1^{(2)} = -\frac{\rho g}{2} \oint_{C_W} \vec{n} (\zeta^{(1)} - \xi_3^{(1)} - y\zeta_4^{(1)} + x\xi_5^{(1)})^2 ds \quad (41)$$

ただし、 C_W は浮体と平均水面との交線である。

(2) ベルヌーイ式に於ける速度の自乗項に由来する圧力による成分:

$$\vec{F}_2^{(2)} = \frac{\rho}{2} \iint_{S_m} \vec{n} |\nabla\varphi^{(1)}|^2 dS \quad (42)$$

ただし、 S_m は浮体の平均没水面である。

(3) 浮体の運動により浮体に作用する流体圧の作用位置が変化するために生ずる成分:

$$\vec{F}_3^{(2)} = \rho \iint_{S_m} \vec{n} \{(\vec{\xi}^{(1)} + \vec{\alpha}^{(1)} \times \vec{x}) \cdot \nabla\varphi_i^{(1)}\} dS \quad (43)$$

(4) 1次のオーダーの波力の作用方向が物体の回転運動によって変化するために生ずる成分:

$$\vec{F}_4^{(2)} = \vec{\alpha}^{(1)} \times \vec{F}^{(1)} \quad (44)$$

ただし、 $\vec{F}^{(1)}$ は波浪強制力、静的・動的流体反力を含む全1次流体力である。

(5) 2次のオーダーの入射波に基づく圧力による成分:

$$\vec{F}_5^{(2)} = \rho \iint_{S_m} \vec{n} (\varphi_{I_t}^{(2)} + \varphi_{D_t}^{(2)}) dS \quad (45)$$

ただし、 $\varphi_I^{(2)}$ 及び $\varphi_D^{(2)}$ はそれぞれ2次の入射波、diffraction ポテンシャルである。

今、一次の水面上昇量が次のように表されるとする。

$$\zeta_1(t) = \Re\left\{\sum_i a_i \exp(i\omega_i t)\right\} \quad (46)$$

ただし、 a_i は周波数 ω_i を持つ素成波の複素振幅である。この波による、2次の波力（簡単な為、surge方向の波力を考える）は、次の関係式

$$\begin{aligned} & \Re\{a_i \exp(i\omega_i t)\} \cdot \Re\{a_j \exp(i\omega_j t)\} \\ &= 1/2 \Re\{a_i a_j \exp[i(\omega_i + \omega_j)t] \\ &+ a_i a_j^* \exp[i(\omega_i - \omega_j)t]\} \end{aligned}$$

に注意すると、次式で表される。

$$\begin{aligned} F^{(2)}(t) &= \Re\left\{\sum_i \sum_j f_{2ij}^{(+)} a_i a_j \exp[i(\omega_i + \omega_j)t] \right. \\ &\left. + \sum_i \sum_j f_{2ij}^{(-)} a_i a_j^* \exp[i(\omega_i - \omega_j)t]\right\} \quad (47) \end{aligned}$$

但し、(+), (-)の記号は2成分波の和及び差の周波数に対する2次の波力を表す。しかし、低周波数成分のみに興味があるので、一般に右辺1項は無視される。今 $f_{2ij}^{(-)}$ を $G_k^{(2)}(\omega_i, -\omega_j)$ と置き換え、一方向波を仮定し(47)式の時間平均を取ると定常漂流力は

$$\bar{F}_k^{(2)} = \Re\left\{\sum_i G_k^{(2)}(\omega_i, -\omega_i) |a_i|^2\right\} \quad (48)$$

で表される。これから、明らかに $G_k^{(2)}(\omega_i, -\omega_i)$ は実数でなければならない。またこれは、 $G_k^{(2)}(\omega_i, -\omega_j)$ を ω_i と ω_j の行列と考えたときに、その行列の対角成分が定常漂流力の周波数特性を表すことを示している。対角成分以外の成分は一般に複素数であるが、インパルス応答関数は実数であるから、行列 $G_k^{(2)}(\omega_i, -\omega_j)$ に対し次の関係を満たさねばならない。

$$G_k^{(2)}(\omega_i, -\omega_j) = G_k^{(2)}(\omega_j, -\omega_i) \quad \text{Hermite 性}$$

ボルテラ級数展開表示により波力をシミュレートする場合、2重の畳み込み積分を行わなければならないが、確率積分表示を用いるとこれを避けて以下のように2重和の表現で得ることができる。

$$\begin{aligned} F_k^{(2)}(t) &= \sum_i \sum_j \cos\{(\omega_i - \omega_j)t - (\psi_i - \psi_j)\} \\ &+ \theta_k^{(2)}(\omega_i, -\omega_j) \\ &\times \sqrt{|G_k^{(2)}(\omega_i, -\omega_j)|^2 S_\zeta(\omega_i) S_\zeta(\omega_j) d\omega_i d\omega_j} \quad (49) \end{aligned}$$

なお、 $\theta_k^{(2)}(\omega_1, \omega_2)$ は、 $G_k^{(2)}$ の位相である。

2次の波力に係わるその他の問題と本論での取扱い
2次の波力に関し、ポテンシャル理論の範囲内では推定法が確立されているが、それに含まれない問題（一部含まれるものもある）も多々ある。ここでは、その問題の概要と本論での取扱いについて以下に示す。

1) 多方向波中の長周期2次の波力

方向波中での2次の波力に関し、最近、宮島 [8], 井上 [9], Kim-Yue [10]らによって、模型試験及び数値計算による検討がなされている。それによると、たとえ波の主方向が船首方向であっても方向波の影響によって sway あるいは roll に長周期動揺が現れることを示し、構造物の稼働効率の面及び安全上の面から問題であるとしている。しかしながら、この問題は将来の課題とし、本論では単一方向波中の長周期2次の波力のみを考える。

2) 2次のポテンシャルの漂流力への寄与

波漂流力を厳密に評価するためには $\bar{F}_5^{(2)}(t)$ を計算しなければならない。この項が他の成分に比べて有意になるかどうかを調べなければならない。しかし、この項を計算するためには、2次のポテンシャル問題を厳密に解かなければならず、容易なことではない。これを行わないでこの成分を評価する方法 (Lighthill [12]の方法)が既に開発されている。この方法はグリーンの公式とハスキントの関係を巧みに使用して物体表面の2次のポテンシャル分布を求めることなく $\bar{F}_5^{(2)}(t)$ を求める方法である。この方法はエレガントではあるが、最終結果に自由表面 (∞ 領域)に亘る表面積分の項が現れ、これが数値計算上問題となっている。

最近、2次のポテンシャルまで含めて厳密に評価する手法が、Kim-Yue [13], Eatock Taylor-Hung [14]によって開発され、その結果によると、2次のポテンシャルによる定常漂流力は存在しない。また、これが長周期漂流力に貢献するのは、1次の波の diffraction 影響が小さい低周波数域においてであり、diffraction 影響が大となる中・高周波数域では2次のポテンシャルによる寄与は小さくなる。しかしながら、2次のポテンシャルは1次のポテンシャルに比べて深さ方向に対し緩やかに減衰する。従って、没水円柱の場合は、2次のポテンシャルが全周波数に亘り長周期漂流力に大きく貢献するので注意が必要である。

本論では、低周波数域では2次のポテンシャルによる漂流力よりも後述する粘性漂流力の方が大きいので、この影響は無視する。

3) 長周期運動時の減衰力の増加 (Wave Drift(ing) Damping)

Wichers et al. [15]及び Wichers [16]は長周期運動する大型タンカー模型に働く減衰力係数を自由動揺試験より求め、波浪中での値は静水中のものより増加することを示し、その増分を線形な造波減衰力と区別するために Wave drift damping と呼んだ。Wichers et al. [18]及び Standing et al. [17]は、ある一定の速度をもって浮体が前後進する際に出合周波数が変化するのが、この現象は出合周波数の変化に伴う定常漂流力の変化に起因するとして、drift force gradient 法を提案した。一方、Hearn et al. [19]は、この現象は一樣流と浮体周りの波動場との相互干渉から生じ、抵抗増加現象と類似の現象であることを示し、Added resistance 法を提案した。彼は Drift force gradient 法は確かに wave drift 現象の傾向を表すが定量的には予測できないことを示している。

一方、著者の一人と木下 [20]は波浪中で減衰力が増加することに関連して、動揺速度の自乗に比例する減衰

項を含む振動方程式を取り上げ、外乱による強制力があると自由振動の振幅の減衰は外乱がない場合に比較して見かけ上速くなることを摂動法並びに数値計算により示した。彼らの主張は、長周期運動時の減衰力の増加は粘性に起因する、つまり粘性減衰力と外力との非線形相互作用によるとしている。

斉藤・高木 [21] は、こうした現象を確かめるためにセミサブ及び船型模型の規則波中水槽実験を行いシミュレーション結果と比較した。その結果、受圧面積が大きい surge に対しては、粘性影響に比べて wave drift damping 影響が顕著であるが、受圧面積が大きい sway に対しては同程度になることを示した。

本論では、この影響を模型試験により検討する。

4) 粘性漂流力

波長及び波高に対し微小径の底面を持つ鉛直円柱に働く水平波力は、一般に次の Moriソン式で表される。

$$\begin{aligned} F_x &= \int_{-h}^{\zeta} f_x dz \\ &= \left[-\frac{C_m \pi \rho D^2 H_w \kappa g}{8} \sin \omega t \right. \\ &\quad \left. + \frac{C_d \rho D H_w^2 \omega^2}{8} \cos \omega t |\cos \omega t| \right] \\ &\quad \times \left\{ \frac{\exp(\kappa \zeta) - \exp(-\kappa h)}{\kappa} \right\} \quad (50) \\ f_x &= C_m \rho \pi / 4 D^2 \dot{u} + 1/2 \rho D C_d u |u| \quad (51) \end{aligned}$$

ここで、 u は波粒子速の水平成分、 D は円柱の径、 C_m, C_d はそれぞれ質量力係数と抗力係数、 H_w は波高、 κ は波数、 ω は波周波数である。

今、 $\kappa \zeta \ll 1$ と仮定し、 $F_x = F_x^{(1)} + F_x^{(2)}$ と分解すれば、 $F_x^{(1)}$ は通常の線形波力を $F_x^{(2)}$ は次のように2次の波力を生み出す。

$$\begin{aligned} F_x^{(2)} &= \left[-\frac{C_m \pi \rho D^2 H_w \kappa g}{8} \sin \omega t \right. \\ &\quad \left. + \frac{C_d \rho D H_w^2 \omega^2}{8} \cos \omega t |\cos \omega t| \right] \zeta \quad (52) \end{aligned}$$

この項は次のようにも表される。

$$F_x^{(2)} = f_x |_{z=0} \times \zeta \quad (53)$$

これは、静止水面に於ける波粒子の水平速度成分に基づく波力(密度)に水面上昇量を掛けたものに等しく、波粒子の水平速度成分が波面頂点まで分布した時の波力に他ならない。従って、(53)式は Free Surface Force [22] と呼ばれている。水面上昇量との反位相(90°位相の反転した)の波は、Hilbert 変換を用いると次のように表される。

$$\eta(t) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\zeta(\tau)}{(t-\tau)} d\tau \quad (54)$$

この波を用いると静止水面位置における波粒子の水平方向速度成分 u_0 は、

$$u_0 = \dot{\eta}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\zeta(\tau)}{(t-\tau)^2} d\tau \quad (55)$$

で表される。同様に、加速度成分は

$$\dot{u}_0 = \ddot{\eta}(t) = -\frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\zeta(\tau)}{(t-\tau)^3} d\tau \quad (56)$$

と表される。上式から ζ と u_0 は同位相であり、 ζ と \dot{u}_0 は反位相であることが容易に判る。Moriソン式の C_d, C_m はクーリガンカーベンター数とレイノルズ数の関数であるが、ここではもっと一般に波周波数の関数でもあるとすると(51)式は次のようにシステム関数表示される。

$$\begin{aligned} f_x(t) &= \int_{\tau} g_1(\tau) \dot{u}_0(t-\tau) d\tau \\ &\quad + \int_{\tau} g_2(\tau) u_0(t-\tau) |u_0(t-\tau)| d\tau \quad (57) \end{aligned}$$

この置き換えを(53)式にも適用すると $F_x^{(2)}$ は

$$\begin{aligned} F_x^{(2)}(t) &= \int_{\tau} g_1(\tau) \dot{u}_0(t-\tau) \zeta(t-\tau) d\tau \\ &\quad + \int_{\tau} g_2(\tau) u_0(t-\tau) |u_0(t-\tau)| \zeta(t-\tau) d\tau \quad (58) \end{aligned}$$

と表される。一方、 $u_0 |u_0|$ は最小自乗近似に基づく次のように等価線形化される。

$$u_0 |u_0| = \begin{cases} \frac{4\pi H_w \omega}{\sqrt{2}} \sigma_{u_0} & \text{規則波} \\ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_{u_0} & \text{不規則波} \end{cases}$$

σ_{u_0} は u_0 の標準偏差である。また、 α は ω の関数となるから h_2 に含めることが可能である。従って、(58)式は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} F_x^{(2)}(t) &= \int_{\tau} g_1(\tau) \dot{u}_0(t-\tau) \zeta(t-\tau) d\tau \\ &\quad + \int_{\tau} h_2(\tau) u_0(t-\tau) \zeta(t-\tau) d\tau \quad (59) \end{aligned}$$

u_0 と ζ との関係から、上式右辺第一項は2成分波の和の周波数成分を表し、第2項は slowly varying な成分を含んでいる。以後第2項のみを考察する。(55)式の関係を用いると(59)式の右辺第2項は

$$F_{x_2}^{(2)}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{\tau_1} \int_{\tau_2} \frac{h_2(\tau_1)}{(\tau_2 - \tau_1)^2} \zeta(t-\tau_1) \zeta(t-\tau_2) d\tau_1 d\tau_2$$

と表される。この式は次のように定義される関数

$$g_2(\tau_1, \tau_2) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{h_2(\tau_1)}{(\tau_2 + \tau_1)^2} + \frac{h_2(\tau_2)}{(\tau_2 + \tau_1)^2} \right] \quad (60)$$

を使用すると2次のボルテラ核関数を g_2 とするボルテラ級数の第2項目を表している。次のような超関数まで拡張したフーリエ変換公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} x^{-m} e^{-ixy} dx = -\frac{\pi i (-iy)^{m-1}}{(m-1)!} \text{sgn}(y), \quad (61)$$

を用いると(60)式のフーリエ変換は次のようになる。

$$G_2(\omega_1, \omega_2) = \frac{1}{4} [|\omega_2| Q(\omega_1 - \omega_2) + |\omega_1| Q(\omega_1 - \omega_2)] \quad (62)$$

ここで、 Q は g_2 のフーリエ変換である。

従って、モリソン式に基づく波力の slowly varying な 2 次の応答関数は次のように表される。

$$G_2(\omega_1, -\omega_2) = \frac{1}{4} [|\omega_2| Q(\omega_1 + \omega_2) + |\omega_1| Q(\omega_1 + \omega_2)] \quad (63)$$

もし、 C_d が周波数に依存せず波が 2 成分波であるとすると G_2 は 2 成分波の平均周波数の自乗に比例することになる。波が 1 成分波の場合

$$G_2(\omega, -\omega) \left(\frac{H_w}{2}\right)^2 = \frac{H_w^3}{12} C_d \rho \pi D \omega^2 \quad (64)$$

となり、粘性漂流力は入射波の 3 乗に比例する。

本論では、粘性漂流力の定常成分を (64) 式の単純加算で評価し、変動成分に対しては以下の Newman [11] 近似を用いて評価する。

$$G_2(\omega_i, -\omega_j) \cong G_2(\omega_i, -\omega_i) \quad (65)$$

補：2 次の波力伝達関数の実験からの推定 長周期の 2 次の波力には、一般にポテンシャル流及び粘性に起因する漂流力が含まれ、後者を理論的に推定することは難しいが、これらはボルテラ級数の 2 項目で表されることを用いると、実験から求めることが可能である。以下に長周期 2 次波力の伝達関数 $G^{(2)}$ の実験からの推定法について述べる。

入射波 $\zeta(t)$ が一方向波であり、零平均ガウス過程とすると波力 $F = F^{(1)} + F^{(2)}$ と波 ζ との相互相関関数は次式で与えられる。

$$R_{F\zeta}(\tau) = E[(F(t) - \bar{F})\zeta(t - \tau)] = \int g^{(1)}(t_1) R_\zeta(t_1 - \tau) dt_1 \quad (66)$$

両辺のフーリエ変換から、Wiener-Khintchine の関係より次式が満たされる。

$$S_{F\zeta}(\omega) = G^{(1)}(\omega) S_\zeta(\omega) \quad (67)$$

ここで、 S_ζ は、two-sided の波スペクトルである。

故に

$$G^{(1)}(\omega) = \frac{S_{F\zeta}(\omega)}{S_\zeta(\omega)} \quad (68)$$

これは、たとえ波力に 2 次の波力を含んでいても波力と入射波のクロススペクトルから線形な波力伝達関数が求められることを意味している。

次に、次のような 3 次モーメントの平均を考える。

$$R_{\zeta\zeta F}(\tau_1, \tau_2) = E[\zeta(t + \tau_1)\zeta(t - \tau_1)(F(t - \tau_2) - \bar{F})] \quad (69)$$

(23) 式を代入し、 $g^{(2)}$ の対称性を考慮すれば、上式は次のようになる。

$$R_{\zeta\zeta F}(\tau_1, \tau_2) = 2 \int \int g^{(2)}(t_1, t_2) R_\zeta(t_1 + \tau_1 + \tau_2) R_\zeta(t_2 - \tau_1 + \tau_2) dt_1 dt_2 \quad (70)$$

パーセバルの公式より (70) 式を周波数領域で表せば次のようになる。

$$R_{\zeta\zeta F}(\tau_1, \tau_2) = 2 \int \int d\omega_1 d\omega_2 G^{(2)*}(\omega_1, \omega_2) S_\zeta(\omega_1) S_\zeta(\omega_2) \exp[i\{(\omega_1 - \omega_2)\tau_1 + (\omega_1 + \omega_2)\tau_2\}] \quad (71)$$

いま、 $R_{\zeta\zeta F}$ の 2 重フーリエ変換をクロスバイスペクトルと定義し、そのフーリエ変換対を

$$R_{\zeta\zeta F}(\tau_1, \tau_2) = \iint \exp\{i(\Omega_1 \tau_1 + \Omega_2 \tau_2)\} C_{\zeta\zeta F}(\Omega_1, \Omega_2) d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (72)$$

$$C_{\zeta\zeta F}(\Omega_1, \Omega_2) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint \exp\{-i(\Omega_1 \tau_1 + \Omega_2 \tau_2)\} R_{\zeta\zeta F}(\tau_1, \tau_2) d\tau_1 d\tau_2 \quad (73)$$

とすれば (71) と (73) 式から次式が得られる。

$$G^{(2)}(\omega_1, \omega_2) = \frac{C_{\zeta\zeta F}^*(\Omega_1, \Omega_2)}{S_\zeta(\omega_1) S_\zeta(\omega_2)} \quad (74)$$

この結果は、実験から得られた波力と入射波の 3 次の相関関数を求め (73) 式で波と波力とのクロスバイスペクトルを求めれば (74) 式より 2 次波力の伝達関数を実験的に推定できることを意味している。

2.5 流れによる荷重

流れによる外力は、通常、潮流の自乗に比例する定常外力として、水面下部の各要素に対し、次式で近似的に表し、これを要素毎に加え合わせ（モーメントの場合はレバーをかけて加え合わせる）て全体の潮流力（定常力あるいは定常モーメント）とする。

$$F_k^c(t) = \frac{1}{2} \rho U_c^2 C_d S_k \quad (75)$$

ただし、 ρ は流体の密度、 C_d は抗力係数、 S_k は構造物の水面下部の流れの方向の投影面積である。

ところで、潮流には、潮汐の干満により生じる潮流と、風によって引き起こされる吹送流がある。潮流の深さ方向の流速分布は、厳密には海底地形、海底摩擦、水温、塩分などにより変化するが、これらは実測調査しないと不明であり、規則では深さ方向に一定とされている。一方吹送流は、地球自転による偏向力と摩擦力を考慮して Ekman [23] により初めてその特性が研究されたが、その流速は海面では風下方向に対し、北（南）半球では右（左）に 45° の方向に向かい、深さが増すにつれて次第に右に偏し、ある深さ（摩擦深度）で流れの方向が逆転する。この吹送流に対しては DnV (Det norske Veritas) は近似的に次の流速分布を与えている。

$$U_c = U_{ic} + 0.017 U_{10} \frac{50 - z}{50} \quad (76)$$

ここで、

- U_{ic} : 潮汐流速 (m/sec)
- U_{10} : 水面から 10m の高さでの 1 分間の平均風速 (m/sec)
- z : 水面からの深さ (m)、ただし 50m 以上の場合は $z = 50$ とする。

潮流力の算定では、先の深さ方向の一定潮流に、上式の吹送流の流速をそのまま加え合わせて、潮流速度としている。

2.6 係留力

浮体式海洋構造物は、ある特定の海域に一定期間位置保持しなければならず、係留システムが必要になる。この係留システムに対し明確な規定を与えているのは、現在のところ DnV と NMD(Norwegian Maritime Directorate) の 2 つしかない。DnV の規則においては係留力の解析に対し、次のようなガイダンスを与えている。すなわち、環境外力として、風、潮流、波の三つを考え、解析は準静的または動的な解析法としているが、その概要は次の通りである。

(1) 準静的解析法

定常外力として風荷重、潮流力、平均波漂流力を、変動外力としては波力のみを考え、それらに基づく浮体の水平変位を次式により求める。

$$\text{全変位} = \text{静的定常変位} + \text{動揺振幅}$$

ただし、

- 静的定常変位：外力が働かない場合の浮体の位置から、係留ラインからの復原力が静的外力の和に等しくなる平衡位置までの距離。
- 動揺振幅：平衡位置周りの波浪による係留点での水平運動振幅であり、2時間の海象持続の間における most probable largest wave induced motion の振幅とする。

この解析法では、外力の方向は同一とし、その最大値も同時に起こると仮定する。この最大水平力に対する係留力は、カタナリ理論に基づいてなされる。つまり、係留ライン自身が動揺することによって生じる動的張力を無視する。

(2) 動的解析法

この解析法では、先述した係留浮体システムの運動方程式の時間領域シミュレーションで基本的に行われる。この場合の係留力としては、定常外力による定常張力、波周期と同じ周波数で係留ラインが振動することで生じる変動張力成分、長周期運動による準静的振動から生じる変動張力成分に分離し、それらを独立に重ね合わせることで良いとしている。しかしながら、それらの張力成分間には、相互干渉があり、独立に重ね合わせても良いとは一概に言えない。また、係留ライン自身が振動して生じる変動張力は、浮体の動揺によって生じるものであるから、浮体の慣性力及び減衰力項に含めることが可能であり、運動方程式自身には、係留反力として非線形復原力として見かけ上作用する。従って、もし、浮体の排水量が係留ラインの総重量に比べてかなり大きければ、係留ラインが動揺する事によって生じる変動張力成分は運動方程式中では無視される。

3 実海域データとの比較検討

先の節で、時間領域のシミュレーションによる浮体係留システムの動揺及び係留力予測法の現状を紹介したが、各項目に対し問題点がないわけではない。そこで、以下に各項目に対し、実海域実験で何がわかり、シミュレーションによる推定結果とどの程度一致するのか検討する。

3.1 変動風及び風荷重に対する検討

海上における風は風速・風向ともに変化している。風速は一般に平均風速と変動風速に分けて表現され、最大風速とは平均風速と変動風速の最大振幅を加え合わせたものを意味する。変動風速には水平成分と垂直成分とがあるが、橋梁のように三次元空間内に存在する構造物と異なり、海上の浮体構造物に働く外力としては水平成分力(主流方向とそれに垂直な方向)が主として問題になる。平均風速はある評価時間(Evaluation Time)の主流風速の平均値であるが、その時間は各国さまざまである。最近では、日本やアメリカのように10分間をとるところが多いが、英国のように1時間をとるところもある。ボセイドン号の実海域実験では、海洋構造物の設計に関し、今まであまり重要視されなかった風による外力を評価するため、海上風の特性和風圧力の計測を行った。海上風は、浮体海洋構造物の挙動及び操船に大きく影響を及ぼす。海洋構造物に働く外力は主に波浪によるものであるが、風が外力の支配要因になる場合がある。風は、一般的に定常風と変動風に分けられ、変動風の有意なパワーは低周波数域にある。一方、海洋構造物の動揺の同調周波数は、波の有意なパワーの周波数帯を避けるために20秒から10分といった低周波数域にくるように設計される。従って、海洋構造物の動揺と変動風による外力とが同調する可能性があるわけである。

いままでに、変動風のスペクトルとして数多く提案されているが、それらの多くは陸上の観測データを基に提案されたもので海上風のスペクトルとして使用するには不十分であると言われている。特に、海洋構造物の設計上重要な低周波数域のパワーにおいて、実測スペクトルと設計指針等で推奨される Davenport あるいは日野などのスペクトル形とは大きく食い違っている。

そこで、海上風はどのような特性を持ち、それによる風圧力(風荷重)はどのように推定すれば良いのかをボセイドン号による日本海における実海域試験で調査した。以下にその結果を報告する。

3.1.1 海上における変動風の特性

ここでは、ボセイドン号の水面上 19.5m の位置にとりつけられた 3 軸超音波風速計のデータから、日本海沿岸部における海上風の特性を調べた。ボセイドン号の船首方向は、292.5 度(WNW)の方向である。この方向は、冬季には波の主方向(波の周波数スペクトルピーク周波数での波の方向と以後定義する。)に一致する。実験海域は、北緯 38°44'14"、東経 139°40'01"、山形県由良漁港沖 3 km 沖合いの地点である。風速計の仕様及び性能については前報 [24] を参照されたい。

主流方向の変動風スペクトル

実測結果 強風時における平均流方向の風の変動は一般に 0.001 時間から 1000 時間ときわめて広範にわたるが、ここでは、ガストと呼ばれる 0.001 時間から 0.5 時間の周波数範囲にエネルギーが分布する変動風速、いわゆる大気乱流の強風時におけるパワースペクトル密度関数に着目する。なお、強風といっても台風の場合と季節風の場合とは風の変動性が異なるが、ここでは空間的一様に近い冬の季節風による強風を対象に調べた。解析対象としたデータは、主

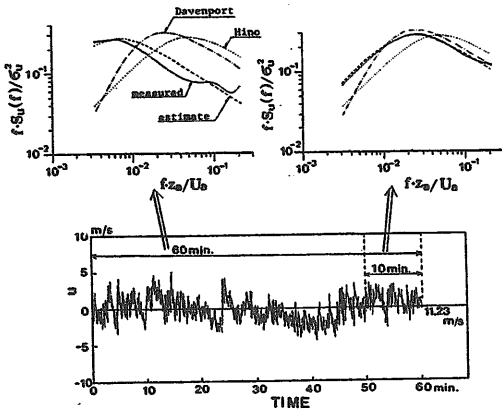


Fig. 1: Influence of measurement time on varying wind velocity spectrum

に1988年11月10日11時50分から43時間の連続計測データである。解析データ数は3600(1時間)、サンプリング時間は1秒、30分のラグをつけて総計87ケースを解析した。スペクトル解析はすべて自己回帰法(AR法)を使用し、周波数分割数は256とした。解析時間を1時間とした理由は、以下の通りである。

変動風の長時間スペクトルの特徴と計測時間の選定

Fig. 1は、1988年11月10日の計測データの中のある一時間の時系列データを用い、解析時間を10分間と60分間とに変化させた時に変動風スペクトルがどのように変化するかを示した一例である。実線が解析結果、一点鎖線及び点線はDavenport及び日野のスペクトル、破線は後ほど示す著者によるスペクトルである。なお、スペクトルはパワーで割って無次元化してある。この図から変動風スペクトルは計測時間に大きく依存することが判る。すなわち、10分程度の計測データを使用して解析した場合、低周波数域を除いてDavenportあるいは日野のスペクトルと良く一致するが、計測時間が60分と長くなるとそれらの既存スペクトルから大きくずれてくる。一方、後述する著者らのスペクトルは計測時間が変わっても実測スペクトルを良く表している。Fig. 2は、同じ日のデータを用いて1日(24時間)の変動風スペクトルを求めた結果である。周波数分割数は8,192であり、スペクトル解析にはBlackman-Tukey法を使用した。この図からおよそ35分から1時間(周波数で $2.39 \sim 4.78 \times 10^{-4}$ Hz)と7分(2.4×10^{-3} Hz)近くにエネルギーギャップの存在が認められ、10分(1.67×10^{-3} Hz)付近と10秒(0.1 Hz)付近に小さなスペクトルピークが認められる。また周波数の $-\frac{5}{3}$ 乗に比例して減少するいわゆるKolmogorovの慣性小領域がかなり広範囲に広がっている。このように変動風スペクトルは計測時間に依存し、かつかなり広範囲のスペクトルである。従って、長時間にデータを解析する場合、風の定常性も含めて計測時間が問題になる。計測時間の選定として最も有効な方法は、エネルギーギャップを利用することである。現に気象庁の解析では、7分程度のエネルギーギャップを考慮して計測時間を10分としている。今回の場合、ポセイドン号の長周期運動(周期が80秒程度)に及ぼす風の影響及び7分付近にエネルギーギャップがあるにもかかわらず、慣性小領域が0.5時間まで延びていることを考慮して解析対象時間を1時間とした。

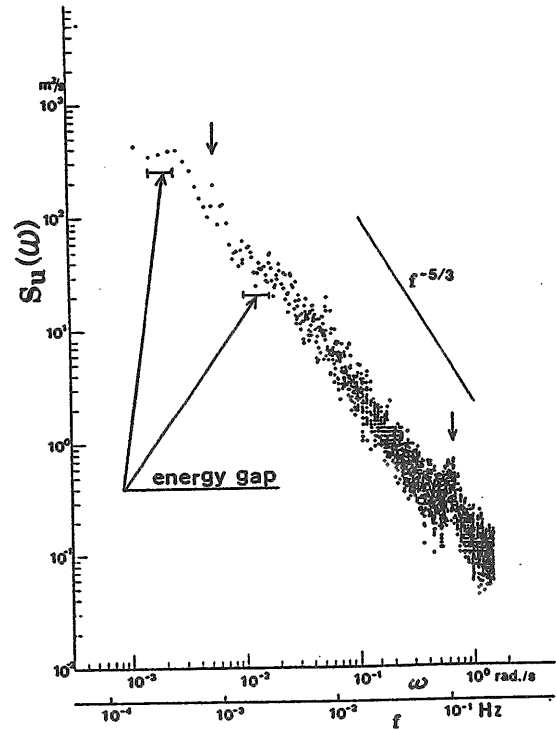


Fig. 2: Varying wind velocity spectrum of one day

なお、ポセイドン号で計測された変動風にはポセイドン号の動揺の影響が含まれるのでこの影響を除去必要がある。これは、計測された動揺のデータから風速計設置位置での動揺を推定して行った。

変動風スペクトルの特徴 Fig. 3, 4及びFig. 5に変動風スペクトルの代表例を示す。この図から以下のことが判る。

- 1) ARモデルによるスペクトルは従来のBlackman-Tukey法によるスペクトルに比べて高安定で、スペクトルの形状を把握する上で優れている。
- 2) ω が0.1 rad/sec付近にKolmogorovが提唱した慣性小領域が存在する。
- 3) 10秒付近にスペクトルピークがあり、ポセイドン号の動揺影響を除去しても30%程度下がるだけでピークは残る。
- 4) 低周波数域においてはスペクトルはほぼ一定値に漸近する傾向を示す。
- 5) 実測スペクトルはDavenportあるいは日野が提案したスペクトル形とかなり異なる。この原因は、評価時間及び海面と陸上とのroughnessの違いによるものと考えられる。
- 6) Fig. 5から判るように変動風スペクトルは、乱れ強さ I (変動風の標準偏差と平均風速との比)に大きく依存し、 I が大きくなるにつれてスペクトルピーク周波数が低周波数側に移動する。

新提案変動風スペクトル 1) Kolmogorovの慣性小領域の存在、2) Taylorの乱れの凍結性に関する仮説、3) 大気は安定で、接地層仮定が成り立つ、4) 周波数が十分