

Fig. 32: Relationship between n and $H_{1/3}$

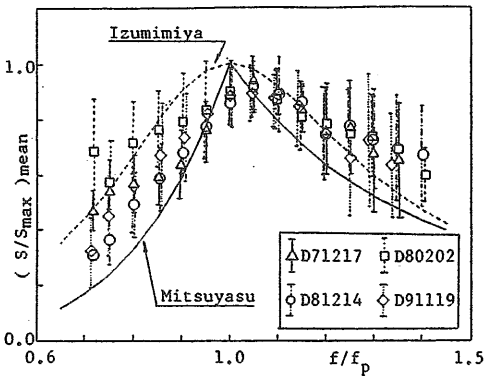


Fig. 33: Change of s_{max} to wave frequency

Fig. 33は周波数に対する s の変化を示したものである。この図の縦軸は、 s を s_{max} で規格化したものであり、変動が大きいため、周波数毎に平均値と標準偏差の形で示した。実線は、(107) 式から求めた結果、破線は、沿岸域での観測データを下に導かれた次の泉宮 [36] の結果である。

$$s = s_{max} / [1 + 10 \{ \ln(f/f_p) \}^2] \quad (109)$$

この図から、周波数に対する変化の割合は、(107) 式より緩やかであり、泉宮らの傾向に近くなっている。合田らは、数値シミュレーションにより沖合いの波が浅海域に伝播してきたとき、shallow effect により方向分散性が小さくなることを示しており、低周波数域での観測値のこうした傾向は、主に shallow water effect によるものと考えられる。

3.3 流体力の推定

海洋構造物の動揺特性は、その流体力特性によって左右される。特に、粘性減衰力は、同調点における動揺の最大振幅を左右するためその推定は非常に重要である。しかし、この流体力を理論的に推定することは非常に難しく、自由動揺試験あるいは強制動揺試験等の実験で求める以外方法がない。模型実験から求められる粘性減衰力を直ちに実機構造物の流体力推定に適用できるかというところでもない。粘性流体力は一般に、レイノルズ数に依存するため、模型実験値と実機とはその特性が異なる。

そこで、ここではポセイドン号模型による自由動揺試験、強制動揺試験及び実機ポセイドン号の自由動揺試験結果の相関について調べる。

Table 2: Experimental conditions of full-scale free decaying test

Date and Time	7th July, 1990 9:40~14:00
Place	Test Field of Japan Sea (3Km offshore from land)
Conditions	Water depth : 41m Displacement : 530t, Draft : 5.5m Used weight : 6.8t Slackly moored condition by 6 chain lines
Motion modes	Roll, Pitch, Surge, Sway, Heave (fail)
Test methods	Surge, Sway : by towing due to tub boat Roll, Pitch : by inclination due to additional weight
Measuring Methods	Surge, Sway : Ultrasonic type measuring system Roll, Pitch : Vertical Gyroscope
Environmental Conditions	Significant wave height : about 0.4m Mean wind velocity and Direction : 3m/sec. NW Current speed : 6cm/sec~7cm/sec

数値計算による流体力の決定 付加質量、造波減衰力係数は3次元特異点分布法を用いて計算される。今回の計算では、物体表面を640分割して行った。時間領域で係留浮体の運動方程式を解くためには、メモリー影響関数が必要であるが、この関数を計算するためには無限遠にわたる広周波数帯での造波減衰力と周波数無限遠での付加質量係数が必要であり、これらを数値的に求めることは不可能である。これを解決するために、本論では、以下の近似的手法を用いることとした。

まず、造波減衰力係数が周波数に対し減衰する挙動を示す周波数範囲まで計算で求め、その周波数より高い周波数に対しては線形補外して造波減衰力係数が0となる周波数 ω_0 を見いだす。メモリー影響関数を求めるためには造波減衰力のフーリエ変換が必要であるが、これは積分範囲を $\omega_0 \geq \omega \geq 0$ と限定して行う。

本近似法の精度をチェックするために没水半球に対し、理論的に求められるメモリー影響関数と本近似法による結果の比較を行った。すでに、高木・斎藤 [37] は、没水半球の造波減衰係数の周波数無限遠での漸近挙動を解析的に求めており、この結果を比較のために利用した。その結果によると、両者はほぼ良く一致した。従って、工学的には本近似計算法で十分と考えられる。

実験による流体力の推定

実海域自由動揺試験 実機構造物の流体力を求めるために、自由動揺試験を実海域で実施した。実施した日は1990年7月の構造物撤去前である。Table 2に実施内容を示す。

模型実験 実機と相似な1/25模型を使用して2種類の模型実験を実施した。一つは強制動揺試験であり、もう一つは自由動揺試験である。係留ラインはなるべく実機と相似になるように展張した。係留ラインは6本使用し、単位長さ当たりの水中重量は75 gf/m、水深は1.664mである。係留ラインの質量を除く構造物の質量は31.3 kg、pitchおよびrollの慣動半径はそれぞれ400 mmと530mmである。

自由動揺試験時の初期変位は、surgeに対し20 cm、swayに対しては12 cmである。Table 3は実機自由動揺試験及び模型試験時の β (レイノルズ数 R_e) とクーリガンカーペン

Table 3: Free decaying test conditions

		surge	sway	roll	pitch
β	at sea	1.3×10^4	1.1×10^4	5.2×10^4	6.6×10^4
	model	9.4×10^4	8.4×10^4	3.0×10^4	3.9×10^4
T_i (sec)	at sea	70.0	84.7	18.0	14.3
	model	13.4	15.0	3.61	2.77
initial displacement	at sea	7 (m)	8 (m)	3,1.5 (deg)	1.5 (deg)
	model	0.2 (m)	0.2 (m)	7 (deg)	7 (deg)

Table 4: Forced oscillation test conditions

period (sec)	surge			sway		
	12	14	16	15	17	19
amplitude (cm)	4~28	4~28	4~28	4~28	4~28	4~28
temp. (°C)	15	15	15	15	15	15
$\nu \times 10^{-4}$ (m ² /sec)	1.14	1.14	1.14	1.14	1.14	1.14
Kc	2~14	2~14	2~14	2~14	2~14	2~14
Re * 10 ³	2~15	1.8~13	1.6~12	1.8~13	1.6~11	1.4~10
β	1054	903	790	843	744	665

ター数 (K_c) との比; これらの無次元数の定義は後述する)を示す。

レイノルズ数と K_c 数の定義として必要な代表長さは 0.12 m (これはボセイドン号 1 本のコラム直径) を用いた。

強制動揺試験は、 β が一定の条件で行った。Table 4 は強制動揺試験の状態を示す。

実験解析法

1) 粘性抗力の表現 一般に、surge 及び sway の粘性抗力は次式で表される。

$$N_{11}^{(2)} = \frac{1}{2} \rho C_{d1} S_1 \dot{X}_1 |\dot{X}_1| \quad (110)$$

$$N_{22}^{(2)} = \frac{1}{2} \rho C_{d2} S_2 \dot{X}_2 |\dot{X}_2| \quad (111)$$

ここで、 S_j はそれぞれの動揺方向の投影面積、 C_{dj} はそれぞれの動揺方向の抗力係数であり、もし、表面粗度が無視されれば、それはレイノルズ数と K_c 数の関数になる。もし、 β が一定、すなわち振動周期が一定であれば、それは K_c 数のみの関数とみなすことができる。

一定振動周期の下では強制動揺試験時のレイノルズ数、 K_c 数及び β は次式で定義される。

$$K_c = \frac{X \omega_0 T}{D} = \frac{VT}{D}$$

$$Re = \frac{X \omega_0 D}{\nu} = \frac{VD}{\nu}$$

$$\beta = Re / K_c = \frac{D^2}{\nu T} = \text{const.}$$

ここで、 T は振動周期、 X は振動振幅、 $X \omega_0 = V$ は振動速度振幅を表す。 ν は流体粘性、 D は 1 本コラムの直径である。(実機で 3m、模型で 0.12 m)

自由動揺試験時には、浮体周りの流体现象は非定常であるので、 K_c 数及びレイノルズ数 (以後 Re と表す) は時間とともに変化する。もし、自由振動運動が次式で表されると仮定すると

$$X = P(t) \sin(\omega t); \quad (112)$$

瞬時の速度振幅 $\sqrt{\dot{P}^2 + \omega_0^2 P^2}$ を用いて、 K_c 数及び Re 数を次のように定義することができる。

$$K_c = \frac{T \sqrt{\dot{P}^2(t) + \omega_0^2 P^2(t)}}{D}$$

$$Re = \frac{D \sqrt{\dot{P}^2(t) + \omega_0^2 P^2(t)}}{\nu}$$

ここで、 $P(t)$ は包絡振幅である。

周期変動が非常に小さい時、すなわち減衰力がそれほど大きくなければ β はほぼ一定になり、抗力係数は上述の時間依存する K_c 数のみの関数と見なせられるだろう。

また、回転運動に対し、初期角変位が微小であるので pitch 及び roll の粘性減衰モーメントが角速度の比例すると仮定すれば、角運動の粘性減衰モーメントを次式で定義することができる。

$$N_{ii}^{(2)} = 2 \zeta_i^2 \omega_0 I_i \dot{X}_i, \quad (i = 4, 5) \quad (113)$$

ここで、 ζ_i^2 は無次元線形減衰係数、 ω_0 は固有周波数、 I_i は付加慣性モーメントを含む慣性モーメントである。

2) 実験データからの推定法 自由動揺データから流体力を推定する方法は種々存在する。減衰曲線法のように減衰振動の極値を用いるものや制御工学におけるシステム同定の手法を利用したものなどがある。後者の例として、Roberts et al. [38] は状態変数フィルター法及び不変埋め込み法を模型船の roll の自由動揺試験結果の解析に利用している。今回、surge、sway の自由動揺試験結果に対し、静的な非線形最適化法を利用した時系列フィッティング法を新たに開発し、それにより流体力の推定を行った。時系列フィッティングは、あらかじめモデル方程式を定めてその数値解をルンゲクッタ法で求め、データとの間の自乗誤差の総和が最小になるように行う。最適化アルゴリズムにはパウエル法 [39] を用いた。パウエル法はパラメータ空間内の評価関数値のみからその評価関数を最小にする点を求めるアルゴリズムである。そのアルゴリズムは以下の通りである。

1. パラメータの一次元断面を設定する。
2. 評価関数を二次関数近似することでその断面内の最小点を求める。
3. 2. の点を含み 1. の断面に直交する一次元断面を決定する。

推定するパラメータはモデル方程式の係数の他に数値解の初期変位、初期速度及びデータのオフセットとした。この方法を用いた理由は、実機の自由動揺の減衰が速く、かつ小振幅のデータにノイズが混入しているため 2~3 周期分のデータしか解析できなかったからである。Fig. 34 は既知の方程式の解から本方法で係数を求めたときの誤差を示している。3 周期分程度のデータで係数を精度良く推定できることが判る。また、Fig. 35 は Roberts らが用いた模型船

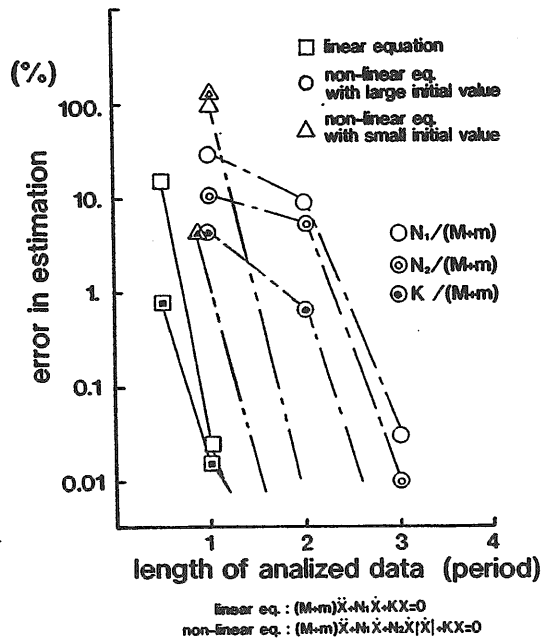


Fig. 34: Estimation of error of the present method (time series fitting method)

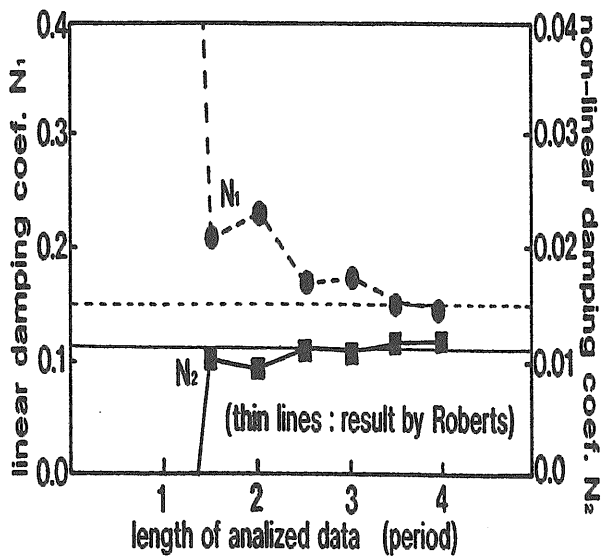


Fig. 35: Comparison of damping coefficients estimated by invariant imbedding method and one by the present method (time series fitting method)

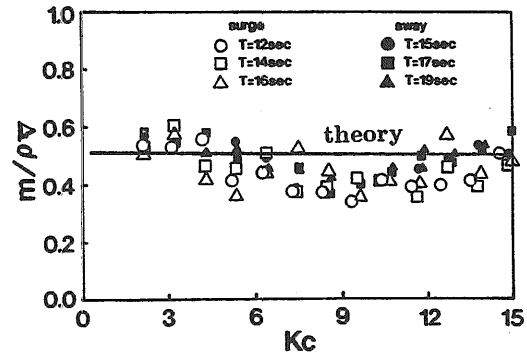


Fig. 36: Added mass coefficient estimated by forced oscillation test

の roll のデータを論文中のグラフから読みだして本方法で係数を推定したものである。この場合も3周期分のデータを解析すれば Roberts らの結果とほぼ同じ結果が得られることがわかる。一方強制動揺試験による流体力係数の推定法は既に確立されており、振動周波数に対するフーリエ係数から求めることができる。

3) surge、sway の流体力係数 まず、自由動揺運動方程式を次式のように仮定する

$$(M + m)\ddot{X} + 0.5\rho C_d S \dot{X}|\dot{X}| + KX = 0 \quad (114)$$

$$C_d = \frac{A}{K_c} + B + C \cdot K_c, \quad (115)$$

A, B, C : unknown parameters

ここで、 ρ は流体密度、 S は投影面積、 $(M + m)$ は付加質量 m を含む見かけ質量である。この仮定は、以下の結果から導かれたものである。

- 1) Fig. 36は強制動揺試験結果から得られた低周波数域での付加質量係数を示している。この図から、付加質量係数は、12秒(実機で60秒)以上の長い周期帯では一定とみなせその値は0.5であることがわかる。この結果は、3次元特異点分布法による数値解と良く一致する。
- 2) 3次元特異点分布法に基づく計算結果によると、無次元造波減衰力係数 $N/\rho\nabla\omega$ は0.001のオーダーであり、これは、長周期の固有周波数近傍では無視できる。
- 3) Fig. 37は、粘性減衰力が速度の自乗に比例しかつ係留復原力が変位の3次関数(線形+3次)で表されると仮定したときに、今回の時系列フィッティング法を用いて求めた係留復原力特性を示したものである。この結果から係留復原力特性はほぼ線形近似できることがわかる。また、Fig. 38は、同定された係留復原力特性を用いつ抗力係数を一定としてシミュレーションした結果と実測結果の比較を示している。両者はあまり一致していない。
- 4) 2次元層流中に置かれた円柱に働く抗力係数の高レイノルズ数域での近似解、いわゆる Wang [40]の理論によれば、抗力係数は K_c 数に反比例することが示される。それ故、今回の場合も抗力係数は一定ではなく、 K_c 数に依存する成分が含まれる可能性がある。

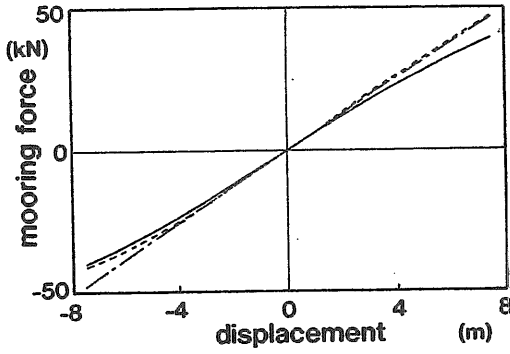


Fig. 37: Static mooring restoring force identified by the present method (time series fitting method)

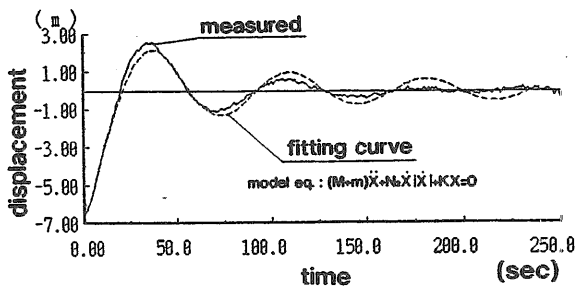


Fig. 38: A simulated fitting curve with constant C_d

これらの結果から、

- 線形な減衰力である造波減衰力は無視でき、速度の自乗に比例する粘性減衰力のみ考慮する。ただし、抗力係数は、 K_c 数依存性を考慮し、 K_c 数に対し反比例する項、定数項及び比例する項で近似する。
- 係留復原力特性は線形近似できる。

となり、(114)式及び(115)式が導かれる。

(114)式中の未知パラメータは5である。しかし、これらの未知数を同定するために使用したパウエル法は、多くの極値を有する評価関数に対しはパラメータの推定値が初期値に依存する。また、解析を行うにつれて、モデル方程式の中に未知数を係数とする非線形項が多数あると評価関数が多数の極小値を有することが判明した。そこで、まず、係留復原力係数を決定し、これを固定し、未知数を減らしてからあらためてフィッティングを行って抗力係数の K_c 依存性を求めた。Fig. 39及び Fig. 40はこのようにして求めた surge 及び sway の抗力係数である。図中の記号は、強制動揺試験結果、一点鎖線は同じようにして求めたモデルの自由動揺試験結果である。横軸は K_c 数であるが、自由動揺試験の K_c 数と強制動揺時の K_c 数は同じであるとして表示している。この結果から、 C_d は全体的に K_c 数に反比例するようであるが、高 K_c 数になるに従い一定値に漸近するようである。この傾向は、木下等 [41] によるセミサブ模型の自由動揺試験結果の報告の中にも見られる。模型と実機の C_d に関し、低 K_c 数域では実機のほうが模型よりも大きい、高 K_c 数域では両者はほぼ良く一致している。高 K_c 数域で模型と実

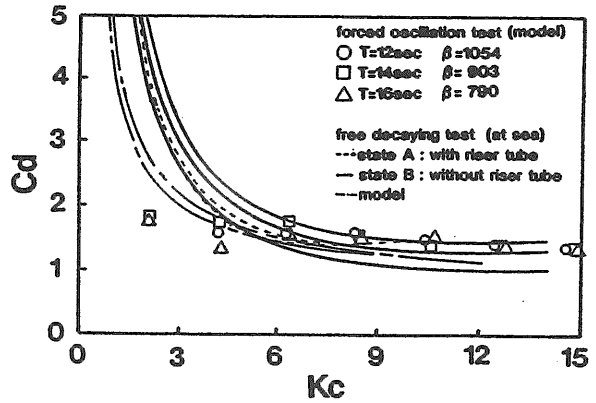


Fig. 39: C_d of surge motion vs. K_c number

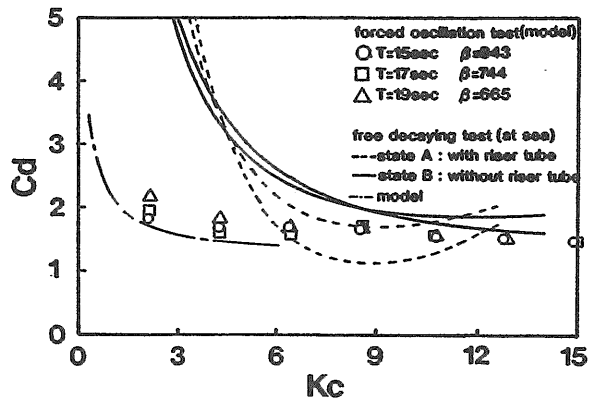


Fig. 40: C_d of sway motion vs K_c number

機の C_d がほぼ良く一致した理由として、1) ポセイドン号は、角がなく剥離が少ない円筒形であること、2) 模型と実機で 2.5 倍、レイノルズ数で 100 倍位しか違わないためレイノルズ影響がそれほど顕著ではなかったことによるものと考えられる。

一方、低 K_c 数域すなわち、surge 及び sway の振幅が小さい短周期動揺をシミュレートするためには抗力係数の K_c 数依存性を考慮しなければならない。

厳密にこの依存性を考慮するには、iteration をしなければならないため実用的ではない。そこで、 C_d の K_c 数に比例する成分を無視すれば、

$$C_d = C_1/|\dot{x}| + C_2$$

(C_1 及び C_2 は定数) と表される。一方、 K_c 数は $T|x|/D$ で表されるので、結局抗力は

$$0.5\rho C_d S \dot{x} |\dot{x}| = 0.5\rho S C_1 \dot{x} + 0.5\rho S C_2 \dot{x} |\dot{x}|$$

のように定係数をもつ速度に比例する成分と速度の自乗に比例する成分に分離することができる。また、係数 C_1 と C_2 は Fig. 39 及び Fig. 40 の実測値の最小自乗法から推定される。

Fig. 41 はこのようにして抗力を定係数線形減衰力と定係数非線形 (速度の自乗に比例) 減衰力に分離してシミュレーションした結果である。この結果から、今回の粘性抗力の推定法が妥当であることがわかる。

4) roll、pitch の流体力係数 Figs. 42, 43 は roll 及び pitch の減衰曲線を示している。図中の線は今回の時系列フィッティング法を用いて推定したものである、記号は以下

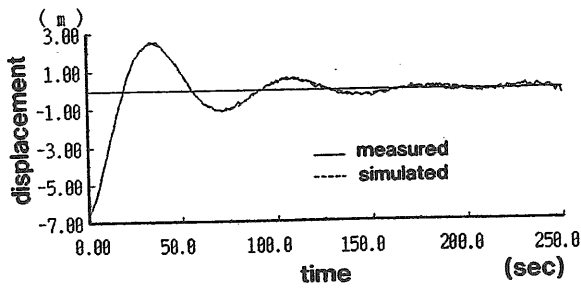


Fig. 41: A simulation with K_c dependence of C_d

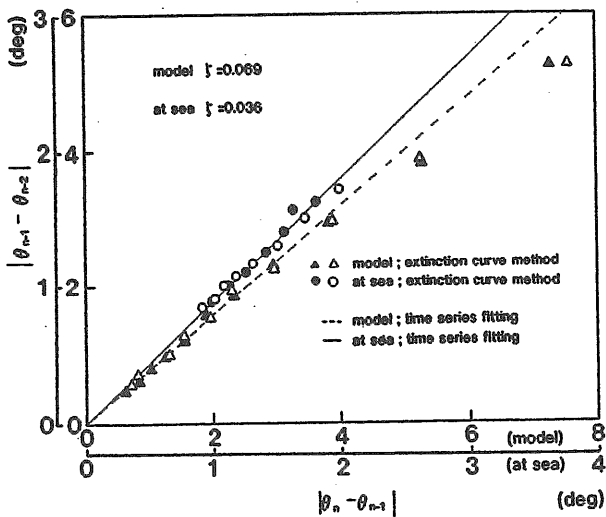


Fig. 42: Extinction curve of full-scale pitch decaying motion (The lines show the identified lines by the present fitting method and ζ represents the dimensionless linearized damping coefficient)

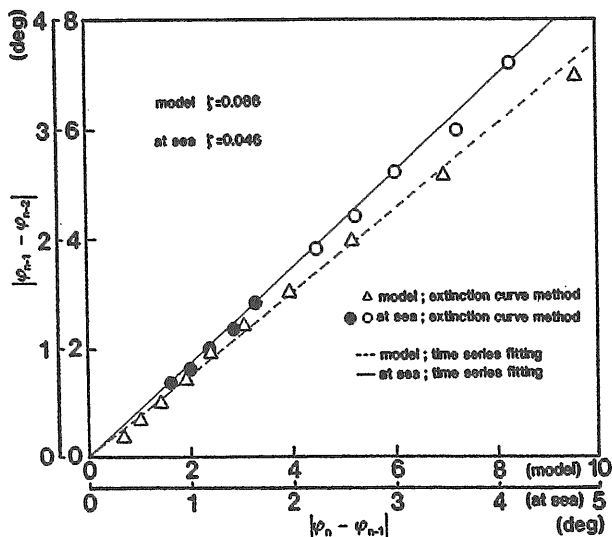


Fig. 43: Extinction curve of full-scale roll decaying motion

Table 5: Each identified coefficients in motion equation

	inertia	linear damping	nonlinear damping	restoring
unit	kg	N/ (m/sec)	N/ (m/sec) ²	N/m
surge	7.9×10^5	4.3×10^4	3.0×10^4	6.4×10^3
sway	7.9×10^5	5.4×10^4	3.0×10^4	4.4×10^3
heave	9.5×10^5		1.6×10^5	4.5×10^5
unit	kg·m ²	N·m/ (1/sec)	N·m/ (1/sec) ²	N·m
roll	7.8×10^7	2.2×10^6	1.0×10^7	8.3×10^6
pitch	1.4×10^8	1.8×10^6	2.7×10^6	2.6×10^7

のような方法で求めたものである。 x_n を減衰振動のピーク値(あるいは振幅値)とし、減衰振動が次式で表され、非線形減衰力は非常に小さいと仮定する。

$$x = X_0 \exp\left[-\frac{N^e t}{2I}\right] \sin\left(\frac{2\pi t}{T_0} + \Psi\right) \quad (116)$$

ただし、 T_0 は固有周期、 I は見かけ慣性モーメント、 N^e は等価線形減衰係数である。このとき、 $|x_{n+2} - x_{n+1}|$ を $|x_{n+1} - x_n|$ の関数として考えれば、

$$|x_{n+2} - x_{n+1}| = \exp\left[-\frac{N^e T_0}{4I}\right] |x_{n+1} - x_n| \quad (117)$$

を得る。従って、 x_n を用いて、これと同じものをグラフにプロットし、最小自乗法を用いて傾斜 Θ を求めれば、それから減衰係数が求められる。また、減衰係数を求めるために必要な固有周期 T_0 はゼロアップクロス周期とゼロダウンクロス周期の平均から求められる。最終的に、見かけ質量及び等価減衰係数は、次式から得られる。

$$I = \frac{T_0^2 K}{4\pi^2} \quad (118)$$

$$N^e = -\frac{T_0^2 K \log(\Theta)}{\pi^2} \quad (119)$$

$$\zeta^e = \frac{N^e}{4I} \quad (120)$$

ここで、 K は復原モーメント係数である。この方法は、減衰曲線フィッティング法と呼ばれ広く用いられている。

これらの図から、両者の結果は良く一致していることがわかる。また、模型の減衰係数の方が実機の減衰係数よりも大きくなっていることも判る。この結果は、レイノルズ数が異なるために、模型試験時の抗力係数と実機の抗力係数は異なり、前者は後者よりも一般的に大きくなるという事実と一致する。

5) 最終結果 造波減衰力係数を除く流体力及び復原力係数を Table 5にまとめて示す。heave に関しては、抗力係数を 2.0 とする速度の自乗に比例する抗力を使用した。これは線形応答の計算結果と実機試験結果の比較から決定した。なお、付加慣性モーメント及び付加質量、造波減衰力係数は、3次元特異点分布法より計算した。

3.4 定常外力と定常変位

浮体式海洋構造物の場合、風、波及び流れによる定常外力でどのような定常変位、定常傾斜を起こすかということ

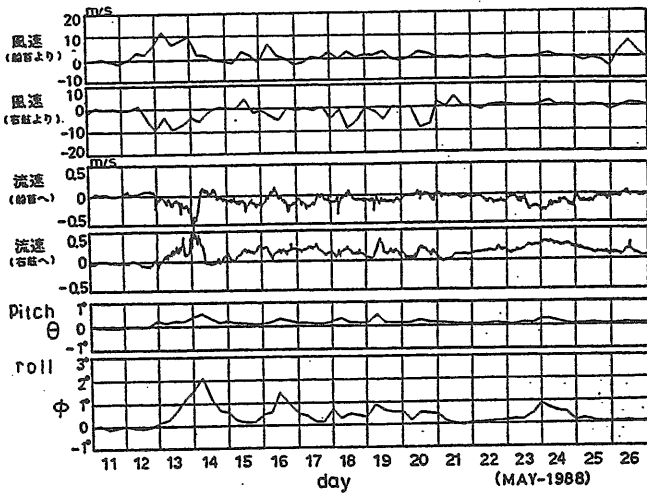


Fig. 46: Change of angles of pitch and roll inclinations to wind and current velocities

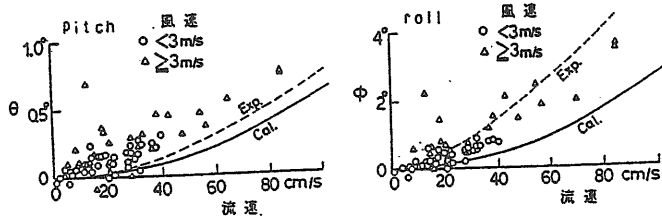


Fig. 47: Comparison among measured angles of pitch and roll inclinations, estimated and model experimental ones

入射波のデータ 波の定常性が仮定できると思われるデータとして、Fig. 48に示す1989年3月24日～26日の臨時計測内の9時間の連続データを解析の対象にした。平均風向はほぼ船首方向である。有義波高は3m、有義波周期は約7secである。Fig. 50に波、surge及びswayの観測されたスペクトルの例を示す。

波力特性を調べるためには、船体中央での入射波の情報が必要である。そのため、振幅情報はポセイドン号前方の海底設置型超音波波高計のデータを、位相情報は相対水位計と加速度計から求められるものを使用して時系列を再合成し、これを入射波の時系列とした。このようにして求めた入射波のスペクトルとポセイドン号前方の超音波波高計で計測された入射波のスペクトルを比較した一例をFig. 49に示す。スペクトルピーク付近で若干の誤差はあるものの両者はほぼ良く一致している。また、相対水位計と加速度計から求めた絶対水位の位相と入射波の位相差を解析した結果194m相当の距離による位相差が得られた。この値は静穏時のダイバーによる計測結果の180mに非常に近かった。従って、このようにして求めた船体中央での入射波の情報はそれほどまちがってはいないと思われる。Fig. 48の方向波の解析結果から、波の主方向は船首方向より15°左舷よりの方向である。

しかし、直線アレイに配置された波高計からの方向波の精度が、有義波周期7secではそれほど正確ではないので、方向分散性は考慮せず、一方向波の仮定の下に考察する。

実海域での長周期変動漂流力 計算で求めた surge 方向の slow drift force の QTF(Quadratic Transfer Func-

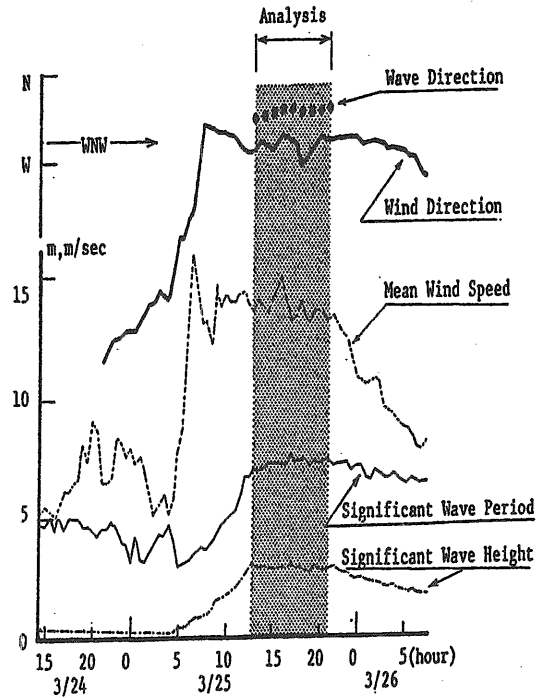


Fig. 48: Time series of mean wave direction, mean wind direction, mean wind speed, significant wave height and significant wave period(24th March, 1989 ~ 26th March, 1989)

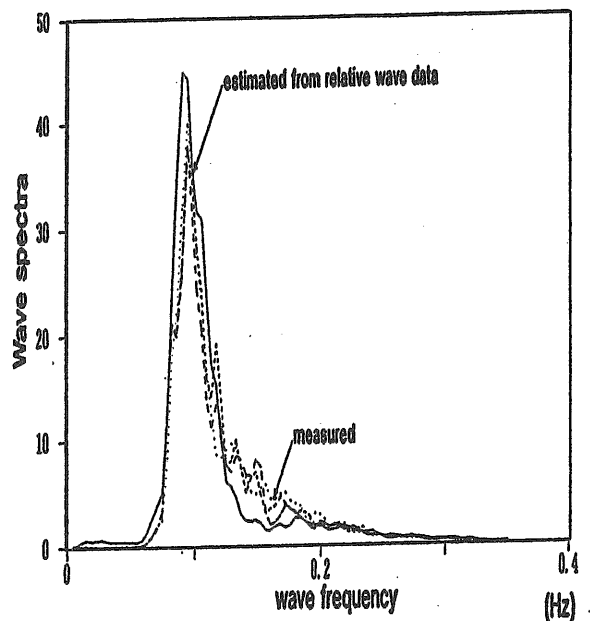


Fig. 49: Comparison of wave spectra

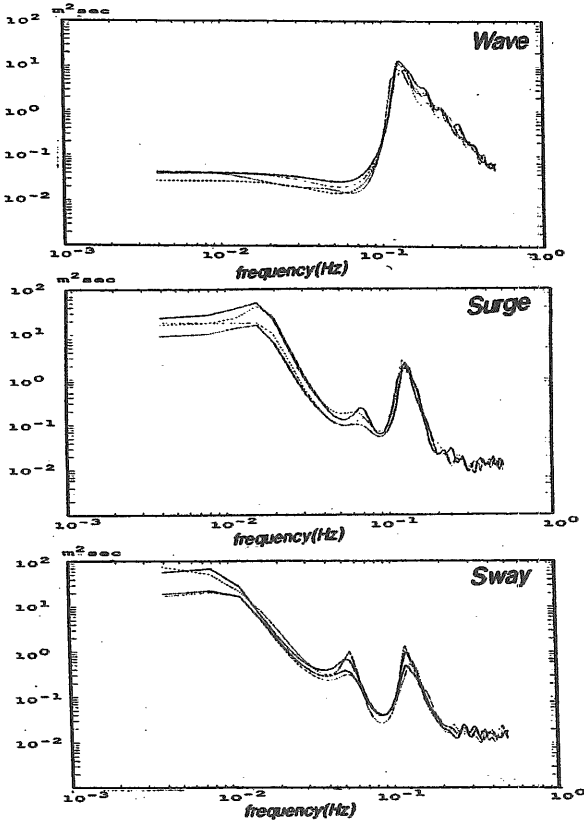


Fig. 50: Wave, surge and sway spectra at sea

tion)の振幅を Fig. 51に示す。 Ω_1 は2成分波の平均周波数、 Ω_2 は差の周波数を表す。この結果は、 Ω_1 が1.7 rad/secに山があり、その周波数を中心になだらかに変化していることが判る。また、 Ω_2 —一定の直線で輪切りした結果は、 $\Omega_2=0$ で切った結果(定常漂流力特性)と0.15 rad/secまでは一致した。このことは、 Ω_2 が0.15 rad/secまでは、通常良く用いられる Newman 近似が適用できることを示している。この計算結果と計測結果を比較するためにクロスバースペクトル解析を行った。解析方法は Dalzell [42]に従った。本解析に関し2つの問題がある。それは、

- 1) 風と波は統計的に独立かどうか
 - 2) 風の変動過程はガウス過程であらわされるかどうか
- ということである。

2)に関しては、海上風の特性のところで述べたように変動風過程はガウス過程で近似できることが既に判っている。1)については、風荷重のところで述べたように、変動風が浮体に対し外力として及ぼすのは100sec以上の非常に長周期域であり、風と波が相互干渉を起こす高周波数域では外力として作用しないこと及び波の有為なパワーは Fig. 50からも判るように10sec以下にあることなどから、外力の観点からすれば、変動風荷重と波力とは独立と考えるも工学的には十分であると考えられる。(1)については後ほど再度議論する。)

また、波と応答とのクロスバースペクトル解析からは、変位応答の QTF, G_2 しか得られないので、波力の QTF, $G_2^{(2)}$ (以後便宜上 G_2^f とする)にするために次のようにした。

$$G_2^f(\omega_1, -\omega_2) = G_2(\omega_1, -\omega_2)/H_L(\omega_1 - \omega_2) \quad (121)$$

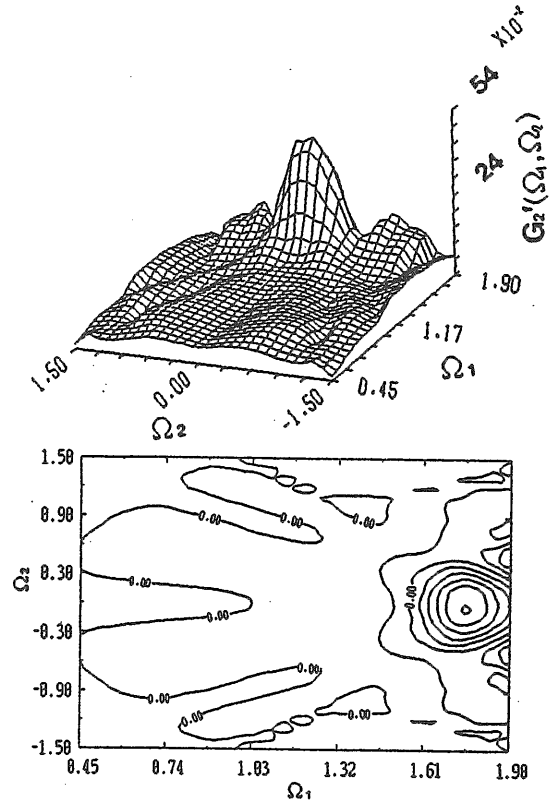


Fig. 51: QTF(Quadratic Transfer Function) of slow drift force in head sea

ここで H_L は外力に対する surge の伝達関数で、先の流体力のところで示したように静水中の浮体の流体力、慣性力及び復原力特性から次のようにして求められる。

$$H_L(\omega) = \frac{1}{K - (M + m)\omega^2 + iN\epsilon\omega} \quad (122)$$

なお、波浪中では粘性流体力係数が静水中と比べて変化する場合もあるが、ここでは変化しないと仮定する。

Fig. 52に $\Omega_2=0$ の G_2^f (定常漂流力)、53に $|G_2^f|$ の結果を示す。なお、Fig. 52には模型試験による結果も示す。黒丸は1/14.3模型の規則波中(波高1m以上に相当)の実験結果、破線は波高の3乗に比例する粘性漂流力を考慮して計算

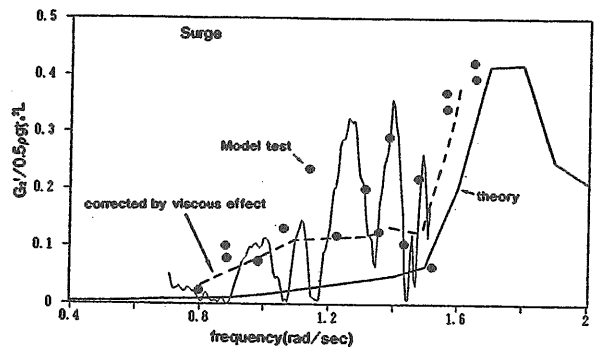


Fig. 52: QTF of frequency difference $\Omega_2 = 0$. This means steady drift force

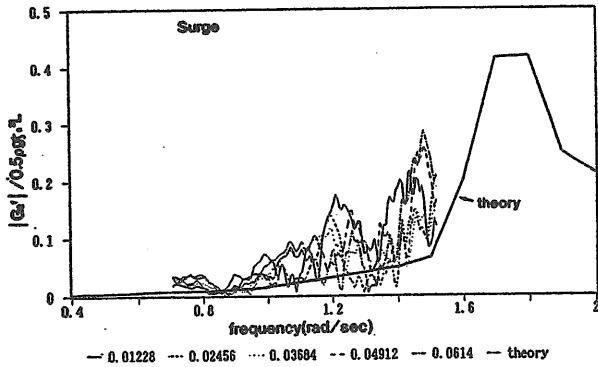


Fig. 53: QTF vs. frequency difference Ω_2

結果を補正したものである。Fig. 53の実線はポテンシャル理論によるそれぞれの差の周波数 Ω_2 に対する計算結果（ほとんど重なっている）である。この図から、ポテンシャル理論に基づく計算結果は、観測結果よりも低いが、その傾向（2成分波の差の周波数に対するQTFの振幅は、2成分波の平均周波数とともに緩やかに増加する）は両者とも良く一致していることが判る。また、定常漂流力に関して、破線、すなわち粘性漂流力を考慮して修正したポテンシャル理論による計算値は模型試験結果ばかりでなく実海域観測結果とも良く一致していることも判る。このことから、円筒コラムのような多数のレグで支持された浮体式海洋構造物の漂流力を推定するためには粘性漂流力を考慮しなければならないといえる。以下のシミュレーションでは、粘性漂流力を考慮したQTFを使用する。

3.6 動揺応答

線形周波数応答特性 波及び風等の外力に対する長周期運動を含む surge の動揺の応答について考察する。この場合、外力として、波、波のパワー及び変動風が考えられる。それゆえ、多入力に対する1出力系の解析、いわゆる多入力解析が必要である。多入力解析の概念についてはすでに Tick [43] らによって示され、山内 [44] は、波浪中における船体横ストレスの解析にこの方法を応用している。

以下に、簡単に多入力解析の考えを示す。

もし、surge の応答 $y(t)$ が多入力 $x_i(t)$ (例えば、 x_1 が水面上昇量、 x_2 が瞬時の波のパワー、 x_3 が変動風速等、なぜ瞬時の波のパワーを入力として考慮したかについては後ほど説明する) の線形和で次のように表されると仮定する。

$$y(t) = \sum_i \int h_i(\tau) x_i(t - \tau) d\tau \quad (123)$$

この時、相関関数及びスペクトル密度関数（以後密度関数は省略する）は

$$R_{yy}(\tau) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \int h_i(\alpha) h_j^*(\beta) R_{ij}(\alpha - \beta + \tau) d\alpha d\beta \quad (124)$$

$$S_{yy}(f) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n H_i(f) H_j^*(f) S_{ij}(f) \quad (125)$$

与えられる。ここで、 $H_i^*(f)$ は周波数応答関数 $H_i(f)$ の複素共役関数であり、応答関数 $H_i(f)$ はインパルス応答関数

h_i のフーリエ変換で与えられる。入力 x_j に対するクロスベクトルは

$$S_{yj}(f) = \sum_{i=1}^3 H_i(f) S_{ij}(f) \quad (126)$$

で与えられる。なお、 $R_{ij}(\tau)$ と $S_{ij}(f)$ はそれぞれ入力間の相互相関関数及びクロススペクトルである。

長周期2次の波力 $F^{(2)}$ は

$$F^{(2)} = \iint g_2^f(\tau_1, \tau_2) x_1(t - \tau_1) x_1(t - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2$$

のようなボルテラ級数で表される。これは、確率平均の意味で次式と等価である。[61]

$$F^{(2)} = \int h_2(\tau) x_1^2(t - \tau) d\tau$$

これは、長周期2次の波力 $F^{(2)}$ が瞬時の波のパワーの線形応答で表されることを意味している。従って、本解析では入力として瞬時の波のパワーを考慮した。さらに、一般性を失うことなくすべての入力は定常でありゼロ平均であると仮定する。

今、 $\mathbf{x}(t) = [x_1(t), x_2(t), x_3(t)]$ と3次元ベクトルで表せば、

$$\mathbf{H}(f) = [H_1(f), H_2(f), H_3(f)], \quad (127)$$

$$S_{xx}(f) = \begin{bmatrix} S_{11}(f) & S_{12}(f) & S_{13}(f) \\ S_{21}(f) & S_{22}(f) & S_{23}(f) \\ S_{31}(f) & S_{32}(f) & S_{33}(f) \end{bmatrix} \quad (128)$$

とマトリックス表示される。出力のスペクトル、クロスベクトルは、

$$S_{yy}(f) = \mathbf{H}(f) S_{xx}(f) \mathbf{H}^{*'}(f) \quad (129)$$

と表され。なお、 $\mathbf{H}^{*'}(f)$ は $\mathbf{H}(f)$ の複素共役関数を意味し、“ $'$ ” は転置マトリックスを意味する。

一方

$$S'_{yx}(f) = S_{xx}(f) \cdot \mathbf{H}'(f)$$

なので、3次元周波数応答関数は

$$\mathbf{H}'(f) = S_{xx}^{-1}(f) \cdot S'_{yx}(f) \quad (130)$$

で与えられる。

一入力一出力系の場合には、入力と出力間の線形性の度合いを表すコヒーレンシー（シンプルコヒーレンシー）が定義される。同様に多入力1出力系に対しても同じ様なコヒーレンシーが定義でき、これをマルチプルコヒーレンシーと呼んでいる。この関数は、次式で定義される。

$$\hat{\gamma}_{yx}^2(f) \equiv \hat{\gamma}_{y,123}^2(f) = \frac{S_{yy}(f)}{S_{vv}(f)} \mathbf{H}(f) S'_{yx}(f) \quad (131)$$

また、Tick [43] によって導入された条件付きスペクトルの考え方を使えば、ある入力と出力との間の関係を表すパーシャルコヒーレンシーが定義できる。

$$\hat{\gamma}_{yi,j}^2(f) = \frac{|S_{yi,j}(f)|^2}{S_{ii,j}(f) S_{yy,j}(f)} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (132)$$

ここで、パーシャルコヒーレンシー $\hat{\gamma}_{yi,j}^2$ は、出力 $y(t)$ と入力 $x_j(t)$ からその他の入力 $x_i(t) (i \neq j)$ と線形な関係にある部分を除去した残りの部分の間のコヒーレンシーと一致

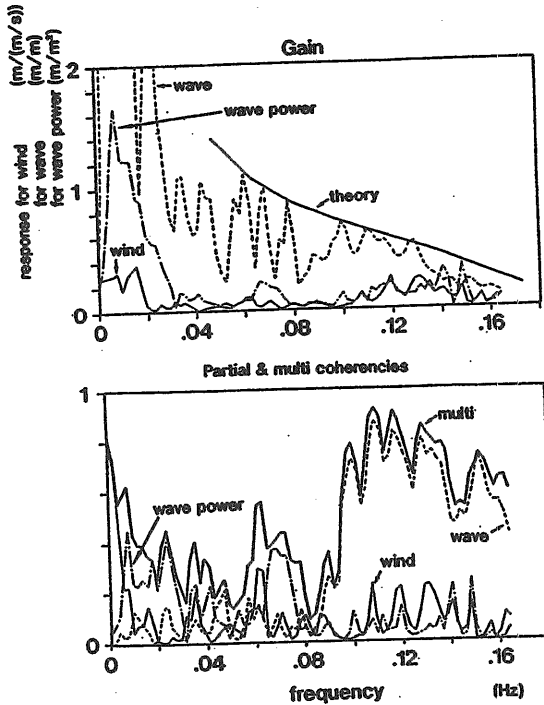


Fig. 54: Gain, partial and multi coherencies among surge motion and surface elevation, instantaneous wave power and wind speed

する。また $S_{yy,j}(f)$ と $S_{yi,j}$ はそれぞれ、条件付きオートスペクトル及び条件付きクロススペクトルである。このような条件付きスペクトルの定義を用いると、入力を $x_i(t)$ とし出力を $y(t)$ とする周波数応答関数は次式で求められる [43]。

$$H_i(f) = \frac{S_{yi,j}(f)}{S_{ii,j}(f)} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (133)$$

surge の場合のゲインとコヒーレンシーの結果を Fig. 54 に示す。解析には、波の主方向がほぼ正面であるデータを利用した。上図は多入力解析により求められたゲイン (周波数応答関数)、下の図はパーシャル及びマルチプル コヒーレンシーを示す。マルチプル コヒーレンシーが高いのは 0.01 Hz 以下の低周波数域と 0.1 Hz 以上の高周波数域である。高周波数域は入射波によるものであることがパーシャルコヒーレンシーの値から判る。低周波数域では2種類の寄与があると考えられる。0.005 Hz 以下は風が、0.005 Hz から 0.01 Hz までは瞬時の波のパワーが寄与していると思われる。したがって、波のパワーすなわち波高の自乗は波漂流力に比例するので、surge の長周期運動は、非常に低周波数の変動風と波漂流力によって生じていると思われる。また、その低周波数域で、surge と風のパーシャルコヒーレンシーと surge と波のパワーのパーシャルコヒーレンシーとは重ならないことから、変動風荷重と波漂流力とは独立に扱ってもよいと考えられる。さらに、gain の図の theory は、波を正面向波と仮定して理論的に求めた surge の線形周波数応答関数である。破線の実海域データの解析結果と比べると、理論値が若干過大評価している。両者の差は方向波の影響を考慮しているか考慮していないかによるものと考えられる。

例えば、線形理論である次式により波の方向分布関数 $D(\omega, \chi)$ を考慮して求めた surge の応答スペクトル $S_x(\omega)$ と実測スペクトルとの比較を Fig. 55 に示す。この場合の波の

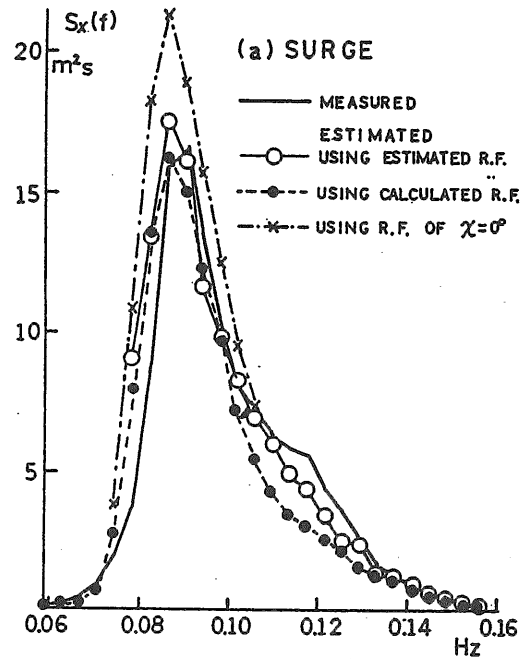


Fig. 55: Estimated response spectrum of surge

条件は、主方向がほぼ船首方向で有義波高は 4.9 m である。

$$S_x(\omega) = \int_{-\pi}^{\pi} |G_1^{(1)}(\omega, \chi)|^2 D(\omega, \chi) S_c(\omega) d\chi \quad (134)$$

なお、実測スペクトルを求める際、ハイパスフィルターをかけて低周波数スペクトル成分をカットしている。この図からも判るように、一方向波と仮定して求めた推定値 (一点鎖線と×印) が実線の実測スペクトルより大きくなるのがわかる。一方、○及び●付き線は、方向分散性を考慮して求めた推定結果である。両者はほぼ良く一致していることがわかる。

線形応答関数に関する模型実験との比較 ポセイドン号の 1/25 の模型を使用し、水深、係留系等可能な限り実機と相似の状態で水槽実験を実施した。模型及び実機の主要目を Table 7 に示す。しかしながら慣動半径等を含め実機と完全に相似の状態を再現することは困難であるので、理論計算を介して両者の相関を調べる。

Fig. 56 は模型と実機の縦運動、Fig. 57 は横運動の応答関数の振幅である。図中の斜線部が不規則波中の実験で得られたもので、○印が規則波中の実験によるものである。実験に使用した波は実機相当で 1~5 m の波であったため、図中には波高 1 m 及び 5 m の場合の理論計算値 (粘性減衰力が異なる) が示してある。なお、入射波は主方向からの一方向波と仮定している。この結果から、計算値は pitch, roll の 0.1 Hz 付近の傾向を除き実験値と良く一致している。

実機の結果は、波の主方向 0° 及び 30° の状態をそれぞれ 18、14 ケース選び、解析した結果である。この場合の有義波高も 1~5 m であったので、波高 1 m 及び 5 m の場合の計算値が示してある。計算値は、模型の場合と同様、実験値とほぼ良く一致しており、模型と実験の相関は良好であることがわかるが、実機の場合、波の方向分散性を考慮すると応答の推算値は実験値にさらに近づく傾向がある。すな