

港 湾 技 研 資 料

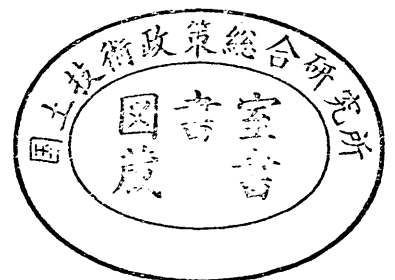
TECHNICAL NOTE OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 505 Dec. 1984

箱型浮体の波浪によるせん断力と縦曲げモーメント
の計算法について

上	田	茂
白	石	悟
甲	斐	一 夫

運輸省港湾技術研究所



目 次

要 旨	3
1. ま え が き	3
2. 浮体の動揺を考慮しない断面力の計算	4
2.1 ミューラーの式	4
2.2 プレストレストコンクリートバース標準の式	5
2.3 ヴェリタスルールの式	6
2.4 各計算式による断面力の計算値の比較	7
3. 浮体の動揺を考慮した断面力の計算	8
3.1 断面力の計算手順および基本式	8
3.2 規則波中の浮体の断面力に及ぼす浮体の動揺の影響	10
3.3 規則波中の浮体の断面力に及ぼす水深の影響	16
3.4 規則波中の浮体の断面力に及ぼす波向の影響	18
3.5 不規則波中の浮体の断面力	19
4. 結 論	25
参 考 文 献	26
主 要 記 号 表	26

Calculation Method of Shear Force and Bending Moment Induced on Pontoon Type Floating Structures in Random Sea

Shigeru UEDA*
Satoru SHIRAISHI**
Kazuo KAI***

Synopsis

This paper describes the calculation method of shear force and bending moment induced on pontoon type floating structures in random sea in taking account of motions of the floating structures, and the results of the comparison between the presented calculation method and those formulae by Muller which is deduced from equilibrium condition of dead weight and the buoyancy of the floating structure; Standard for prestressed concrete barge and the Veritus Rule.

Followings are conclusions of this paper.

1. Presently used formulae such as Muller's formula, formula of Standard for prestressed concrete barge and the formula of Veritus Rule do not include those items such as motions of the floating structure, properties of waves, water depth, irregularity of waves. It is recommended to use the calculation method considering above those items.
2. The value of shear force and the bending moment calculated without taking account of the motions of the floating structure is larger than those calculated in taking account of the motions, especially, for long period waves.
3. The value of shear force and bending moment calculated by Muller's formula are larger than those calculated by presented method in this paper for waves of which wave length are larger than the length of the floating structure.
4. In the case when wave length is larger than length of floating structure, shear force and bending moment induced on the floating structure in random sea is nearly equivalent to those of in regular waves calculated in the condition with twice of the significant wave height as wave height and the significant wave period as wave period.
5. In the case when wave length is smaller than the length of floating structure, shear force and bending moment induced on the floating structure in random sea is larger than those of in regular waves. Therefore, it is recommended to use the presented method in this paper for this condition.
6. Smaller the water depth ratio is, the value of shear force and bending moment are calculated larger.

* Chief of Offshore Structures Laboratory, Structures Division

** Member of Offshore Structures Laboratory, Structures Division

*** Former Trainee (Oriental Concrete Co., Ltd.)

箱型浮体の波浪によるせん断力と縦曲げモーメントの計算法について

上 田 茂*
白 石 悟**
甲 斐 一 夫***

要 旨

本論文では、波浪中の箱型浮体に生ずるせん断力と縦曲げモーメント等の断面力を、波浪による浮体の動揺を考慮して計算する方法を示し、この方法による断面力の計算値と、従来よく用いられてきた浮体の自重と浮力の釣り合い条件から断面力を求めるミュラーの式、プレストレストコンクリートバース規準の式、ヴェリタスルールの式などによる断面力の計算値とを比較検討した。

その結果、以下のことが明らかになった。

- 1) 従来よく用いられていたミュラーの式、プレストレストコンクリートバース規準の式、ヴェリタスルールの式などには、浮体の動揺、波の諸元、水深影響、不規則波の影響を示す要因が含まれていないので、これらの要因を考慮した計算法を用いることがより適切である。
- 2) 浮体の動揺を拘束する場合に浮体に生ずる断面力は、浮体の動揺を考慮する場合に比べて大きく、とくに長周期波の場合その差が大きい。
- 3) ミュラーの式による断面力の計算値は、有義波周期に対する浮体長と波長との比 L/λ が1.0以上となる周期の波に対しては浮体の動揺を考慮した計算法による断面力の計算値より大きく、その意味では安全側ではあるが、 L/λ が1.0以下となる周期の波に対しては逆に小さくなるので注意を要する。
- 4) 不規則波中において浮体に生ずるせん断力と縦曲げモーメントは、有義波周期に対する浮体長と波長との比 L/λ が1.0以上となる周期の波に対しては、波高を不規則波の有義波高の2.0倍、周期を不規則波の有義波周期とする規則波に対して計算した値とほぼ同等である。
- 5) 不規則波中において、有義波周期に対する浮体長と波長との比 L/λ が1.0以下となる周期の波に対しては断面力の計算値の波周期に対する変化が規則波中の断面力の計算値の波周期に対する変化ほどは大きくないので、このような周期の波に対しては不規則波に対する計算を行って断面力を求める必要がある。
- 6) 水深喫水比が小さい場合には浮体に生ずる断面力が大きく計算される。

1. まえがき

浮体の構造設計においては浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメント等の断面力を求め、これらを用いて部材設計を行う。箱型浮体に作用するせん断力と縦曲げモーメント等の断面力の計算法としては、浮体の自重と浮力の釣り合い条件から求めるミュラー(Muller)の式¹⁾、プレストレストコンクリートバース規準の式²⁾、ヴェリタスルールの式³⁾などが従来よく用いられている。

ミュラーの式においては、波浪の影響は設計波による浮体全長にわたる浮力の分布として考えられているが、浮体に作用する波力および浮体の動揺による慣性力や減衰力などによって浮体に生ずる断面力などは計算に取り入れられていないのでその意味で適切な計算法であるとはいえない。また、プレストレストコンクリートバース規準の式やヴェリタスルールの式などを適用して設計される浮体の使用海域は沿岸域と定義されているが、ミュラーの式による計算値と比較するとそこでの波高

* 構造部 海洋構造研究室長

** 構造部 海洋構造研究室

*** 元研修生(オリエンタルコンクリート㈱)

は最高波で約3~4m程度と推定されるが、規準式の中には波高はパラメーターとしては入っていない。したがって、浮体の設置海域の波高が2~3mなどと小さい場合にはこれらの規準の式を用いて浮体に生ずる断面力を計算すると、当然のことながらかなり大きな断面力を計算することになり、安全側とはいえ合理的かつ経済的とはいえない。

そこで、瀬戸内海や湾内で波高が比較的小さい海域に設置する浮体の構造設計において断面力を計算しようとする場合には、多くの場合、波高がパラメーターとして入っているミュラーの式が用いられる。しかしながら、波高が比較的小さいとはいえ2~3mもあれば、浮体の規模(長さ、幅)と波長との関係によっては浮体が大きな動揺を起こすことは避けられない。このような場合には、浮体に対する波浪の影響を単に静水圧的な浮力として取り扱うというのは適切ではない。さらに、ミュラーの式においては、式中に水深のパラメーターが含まれていないことと、不規則波に対する適用の仕方が不明確であるなどの問題がある。

以上のことから、本論文においては、浮体の動揺を考慮した断面力の計算法を示し、この方法を用いて求めた断面力とミュラーの式を用いて求めた断面力との比較を行うとともに、浮体の構造設計におけるこれらの計算法の適用についての見解を示すこととする。

なお、浮体の動揺を考慮した断面力については、造船工学の分野でストリップ法を用いた無限水深における計算法が開発されている⁴⁾が、本論文における計算法は有限水深を対象としたものである。

2. 浮体の動揺を考慮しない断面力の計算

2.1 ミュラーの式

ここではミュラーの式¹⁾の考え方を理解するために、

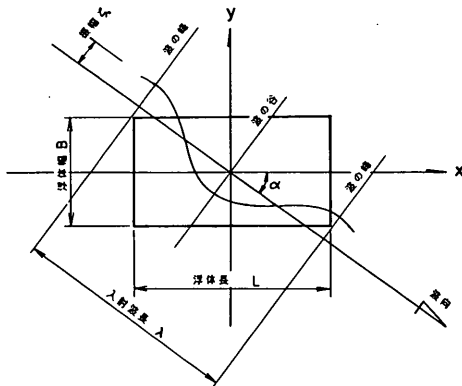


図-1 浮体に作用する波浪状態

その誘導について概略を記述する。

図-1に示すように、長さL、幅B、喫水dの箱型浮体に、浮体の長軸に対しαなる入射角をもって、波長λ、振幅ζ₀(ζ₀=H/2)の規則波が作用する場合を考える。ただし、ミュラーの式においては後述のことからわかるように、浮体の喫水dはパラメーターとして含まれていない。

いま、入射波による水面変動を次式で与える。

$$\zeta = \zeta_0 \cos \{ (k \cos \alpha) x - (k \sin \alpha) y + \omega t \} \quad (1)$$

ここに、ζ: 水面変動、ζ₀: 波の振幅(ζ₀=H/2)、k: 波数(k=2π/λ)、ω: 波の角周波数、t: 時刻、x、y: 座標である。

いま、浮体は波の作用を受けても動揺しないと考えることにするが、波の入射角度に対する相対的な浮体長が波長の整数倍でなければ、喫水線を中心にして求められる正の浮力と負の浮力とが一致しない。つまり、浮力の差に相当する分だけ喫水が変化しなければ正負の浮力は一致しない。実際には波の進行によって刻々と喫水線が変化し、これが、ヒービングと呼ばれる運動成分を引き起こすものになる。そこで、この喫水の補正量δを次式によって求める。

$$\int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} (\zeta + \delta) dx dy = 0 \quad (2)$$

いま、浮体が静止していると考え、浮体の長軸方向の中心線に対し波形が対称になるようにし、かつ、波の谷が浮体中央にきた場合の補正量δを求め、式(1)を書き替えると式(3)のようになる。^{*}

$$\zeta = -\zeta_0 \cos \{ (k \cos \alpha) x - (k \sin \alpha) y \} + \frac{\sin \beta \cdot \sin \gamma}{\beta \cdot \gamma} \zeta_0 \quad (3)$$

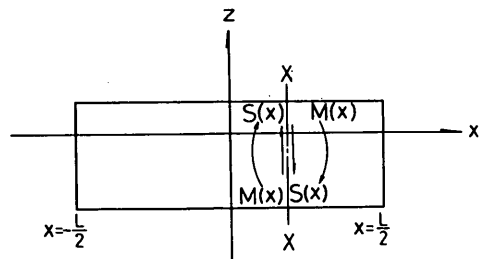


図-2 せん断力と縦曲げモーメント

*) 波の峰が浮体中央にきた場合には式(3)の各項の符号が逆になる。

ただし、

$$\beta = \frac{1}{2} k L \cos \alpha \quad (4)$$

$$\gamma = \frac{1}{2} k B \sin \alpha \quad (5)$$

である。

つぎに、図-2に示すように、浮体の任意の断面 $X-X'$ のせん断力 $S^M(X)$ と縦曲げモーメント $M^M(X)$ はそれぞれ式(6)および式(7)のように表される。

$$S^M(X) = \int_{-\frac{L}{2}}^X \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} w_0 \zeta dx dy \quad (6)$$

$$M^M(X) = \int_{-\frac{L}{2}}^X \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} w_0 \zeta (x-X) dx dy \quad (7)$$

ここに、 w_0 は水（海水）の単位体積重量である。

式(6)および式(7)に式(3)を代入してそれぞれ積分を実行すると、せん断力および縦曲げモーメントは、式(8)および(9)のように表される。

$$S^M(X) = \frac{w_0 B \zeta_0 \sin \gamma}{2 \beta \gamma} \left\{ L \sin \left(2 \beta \frac{X}{L} \right) - 2 X \sin \beta \right\} \quad (8)$$

$$M^M(X) = \frac{w_0 B L^2 \zeta_0 \sin \gamma}{4 \beta^2 \gamma} \left\{ \frac{4 X^2 - L^2}{2 L^2} \beta \sin \beta + \cos \left(2 \beta \frac{X}{L} \right) - \cos \beta \right\} \quad (9)$$

ここで、波の入射角 α が 0° の場合には、式(4)および式(5)はそれぞれ、 $\beta = k L / 2$ 、 $\gamma = 0$ となるので、式(8)および式(9)は次式のように表される。

$$S^M(X) = \frac{w_0 B \lambda \zeta_0}{2 \pi L} \left\{ L \sin k X - 2 X \sin \frac{k L}{2} \right\} \quad (10)$$

$$M^M(X) = \frac{w_0 B \lambda^2 \zeta_0}{4 \pi^2} \left\{ \frac{4 X^2 - L^2}{2 L^2} \cdot \frac{k L}{2} \sin \left(\frac{k L}{2} \right) + \cos k X - \cos \frac{k L}{2} \right\} \quad (11)$$

また、波の入射角 α が 90° の場合には式(4)および式(5)はそれぞれ $\beta = 0$ 、 $\gamma = k B / 2$ となり、式(8)および式(9)はそれぞれ

$$S^M(X) = 0 \quad (12)$$

$$M^M(X) = 0 \quad (13)$$

となる。つまり、波の入射角 90° の場合には浮体の長軸に沿ったせん断力および縦曲げモーメントは生じない。

2.2 プレストレストコンクリートバージ規準の式
プレストレストコンクリートバージ規準²⁾には、せん

断力および縦曲げモーメントの計算式として以下の諸式が示されている。

(1) せん断力の計算式

浮体の任意の断面 $X-X'$ のせん断力は次式で計算する。

$$S^B(X) = 0.9 K_S C_L(X) B L \quad (14)$$

ここに、 B ：浮体幅、 L ：浮体長である。

K_S は次式で求める。

$$K_S = (C_B + 0.05 \frac{L}{B} - 0.46) (0.35 C_B + 0.55) \quad (15)$$

ここに、 C_B は方形係数（ブロック係数）であるが、浮体の排水量を $w_0 L B d$ で除した値である。式(15)においては C_B が 0.6 未満のときは $C_B = 0.6$ とし、また、 C_B が 0.8 以上では同じく $C_B = 0.8$ とする。

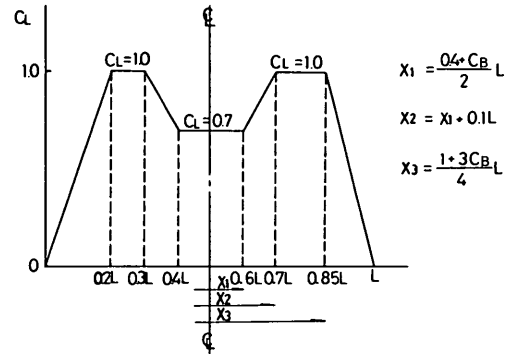


図-3 バージ規準における各断面のせん断力の分布係数 C_L

また、 $C_L(X)$ はせん断力の分布を表す係数であり、図-3より求める、この係数値は一般の船舶のせん断力の計算に用いられるものと同一である。したがって、分布形状が非対称である。すなわち、船首側から $0.2L$ 、 $0.3L$ 、 $0.4L$ 、 x_1 、 x_2 、 x_3 の区間が設定されているが、長さ 70m の浮体に対しては、 $x_1 = 0.6L$ 、 $x_2 = 0.7L$ 、 $x_3 = 0.85L$ となって、いちばん外側の区間が浮体中央断面に対して対称ではない。これは NK（日本海事協会）が計算を行った結果、北大西洋における累積確率^{*}（未超過確率と同意） $Q = 10^{-8}$ のときの波浪せん断力の異常値 S^* を $S^* = 1.025 K_S C_L(X) L B$ として与えたときの分布関数と同一である⁵⁾ NK の計算においては、主として船舶が航行しているときを対象にしていること、また、船舶の船長方向の重量の分布が均一でないことなどがこのような非対称分布を与える理由であると考えられる。しかし、浮防

* S^* を越えるせん断力 S が確率 Q で発生することを意味する。

波堤のような箱型浮体の場合には速度が0であるし、また、浮体中央断面に対し対称であると考えられるので、 $C_L(X)$ は対称であるべきと考える。したがって、図-3によって $C_L(X)$ を求め、浮体中央断面の両側に得られる分布型のうち安全側になるものをとればよいと考える。後出の図-5ではこのようにして計算している。

ところで、式(14)と S^* とを比べると、式(14)では係数が0.9であるので累積確率 Q は 10^{-8} よりは大きい。つまり、考えている波高が小さいということになる。いま、この波高を推定してみることにする。

波浪によるせん断力の応答関数は $S = 0.5 \rho g L B C_S H$ と表されるが、 C_S は0.08~0.10程度⁵⁾であるから、 $L/B=7$ 、ブロック係数 $C_B=0.8$ として式(14)と比較すると、波高 H は10.0m~12.5mとなる。

(2) 縦曲げモーメントの計算式

浮体の任意の断面 $X-X'$ の縦曲げモーメント $M^B(X)$ は、浮体の中央部付近の(0.3~0.7) L の間では次式で求められる一定値とし、浮体の両端で0とし、(0~0.3) L および(0.7~1.0) L の間では直線的に変化するものとする。

$$M^B(X) = 0.13 K_m^B B L^2 C_B (1 + 0.04 \frac{L}{B}) \quad (16)$$

$$0.3 L \leq X \leq 0.7 L$$

ここに、係数 K_m^B は次式で与えられる。

$$K_m^B = \begin{cases} \sqrt{1 - (\frac{300-L}{300})^2} & (L < 300) \\ 1.0 & (L \geq 300) \end{cases} \quad (17)$$

式(16)もせん断力の場合と同じくNKが計算を行った結果、北大西洋における累積確率 $Q=10^{-5}$ の波浪縦曲げモーメントの異常値 M^* を $M^* = 0.14 K_m^B B L^2 C_B (1 + 0.04 L/B)$ で与えているところによっている。ただし、式(16)と M^* とを比べると、式(16)では係数が0.13であって若干小さい。

せん断力の場合と同様に式(16)で想定している波高を推定してみよう。波浪による縦曲げモーメントの応答関数は $M = 0.5 \rho g L^2 B C_M H$ と表されるが、 C_M は0.016~0.022程度⁵⁾であるから、 $L/B=7$ 、ブロック係数 $C_B=0.8$ として式(16)と比較すると、波高 H は7.5m~10.4mとなる。せん断力と比べると累積確率 Q が大きいので、考えている波高も若干小さいが、いずれにしても、かなり大きな波高を設計の対象としていることがわかる。

2.3 ヴェリタスルールの式

ヴェリタスルール³⁾に規定される縦曲げモーメントの浮体全長にわたる最大値は次式で与えられる。

$$M_{\max}^F = 0.151 K_m^F B L^2 \quad (18)$$

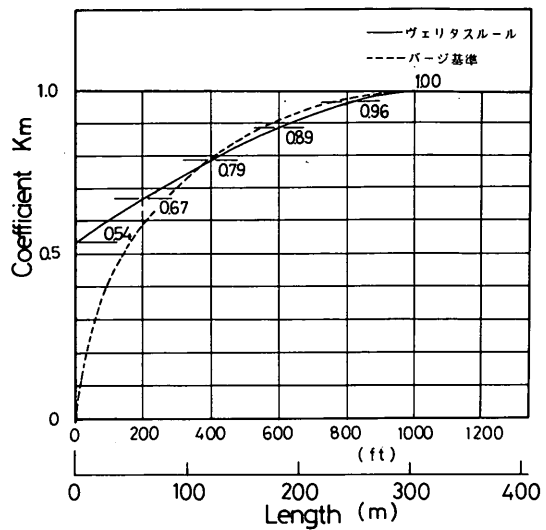


図-4 ヴェリタスルールにおける縦曲げモーメント係数 K_m

ここに、 K_m^F は図-4に示す値とする。

なお、図-4には式(17)で求められるプレストレストコンクリートパイプ規準に示されている係数 K_m^B の値もプロットして両者を比較しているが、浮体長が100m以下ではプレストレストコンクリートパイプ規準による K_m^B の値が小さく、とくに浮体長が50m以下ではさらに減少して浮体長10mでは $K_m^B=0.256$ となる。ヴェリタスルールでは浮体長が0の場合にも $K_m^F=0.5$ としているので、浮体長が短い場合にはヴェリタスルールは逆にむしろ安全側すぎるのではないとも考えられる。しかし、浮体に作用するせん断力および縦曲げモーメントには、本来、浮体長、浮体幅、喫水、波長、波高などが関係することを考えると、曲げモーメントを計算する際の係数 K_m が単に船長だけの関数になっているのは不合理である。これは、プレストレストコンクリートパイプ規準やヴェリタスルールなどの規準においては、規準式として簡略なものを与えるために波に関する一切のパラメーターを規準式中に含まないで、単に船長と幅だけの関数とし、波長に関するところは係数 K_m で、また、波高に関するところはその他の係数で補おうとしているためである。しかし、長さが約50m以下の浮体について、プレストレストコンクリートパイプ規準の式とヴェリタスルールの式との間に、係数 K_m にこれほどの差があることを考えると、船長約50m以下の浮体については規準の対象外と考えたほうがよいと考えられるので、これらの式をそのような浮体に適用するのは適当ではないと考え

る。

2.4 各計算式による断面力の計算値の比較

ここでは、前節に示した浮体の断面力の各計算式を用いて浮体に作用するせん断力および縦曲げモーメントを計算し、その結果を比較検討する。対象とする浮体の諸元は浮防波堤として用いられる箱型浮体とほぼ同程度のものを考えることとし、長さ70m、幅10m、喫水2mとした。波の入射角 α は 0° とした。また、波周期は6.3sおよび5.6s、波高2.0mとした。プレストレストコンクリートページ規準の式およびヴェリタスルールの式には波の諸元がパラメーターとして含まれていないが、ミュラーの式においては、周期6.3sの波は長さ70mの浮体に対しては浮体長と波長との比 L/λ が約1.12となり、長さ70mの浮体に対しては最大のせん断力および縦曲げモーメントが生ずる周期の波である。

いま、式(11)、式(16)および式(17)から、長さ70mの浮体に対して縦曲げモーメントの浮体全長にわたる最大値 M_{max} の式を求め、浮体長、浮体幅、波振幅(半波高)をパラメーターとして記述すると式(19)のようになる。

$$\left. \begin{array}{l} \text{ミュラーの式} \quad M_{max}^M = 0.0536 \zeta_0 B L^2 \\ \text{プレストレストコンクリートページ規準の式} \\ \quad M_{max}^B = 0.0855 B L^2 \\ \text{ヴェリタスルールの式} \\ \quad M_{max}^V = 0.1027 B L^2 \end{array} \right\} (19)$$

これらの式から判断すると、プレストレストコンクリートページ規準の式やヴェリタスルールの式では、ミュラーの式に対し波高が約3.2~3.8mに対応する。小型の作業船の設計において、せん断力および縦曲げモーメントの計算に際し、船長に等しい波長の波に対し、波高を船長の1/20として簡便に計算することがあるが、この方法によれば、長さ70mの浮体に対しては無限水深で周期約6.7s、波高3.5mの波に対して計算することになり上記とほぼ一致する。

図-5および図-6はそれぞれ浮体の各断面における最大せん断力 $S(X)_{max}$ 最大縦曲げモーメント $M(X)_{max}$ のミュラーの式およびプレストレストコンクリートページ規準の式による計算値を比較して示したものである。波高2mの条件ではプレストレストコンクリートページ規準の式による計算値はミュラーの式による計算値に対し、せん断力で約3倍、曲げモーメントで約1.6倍になる。

さて、いま設計波の諸元として有義波高2m、有義波周期5.6sが与えられている場合、長さ70m、幅10mの浮防波堤を建設するとして、前述の三つの式のうちいずれかを用いて断面力を計算するとすれば、経済

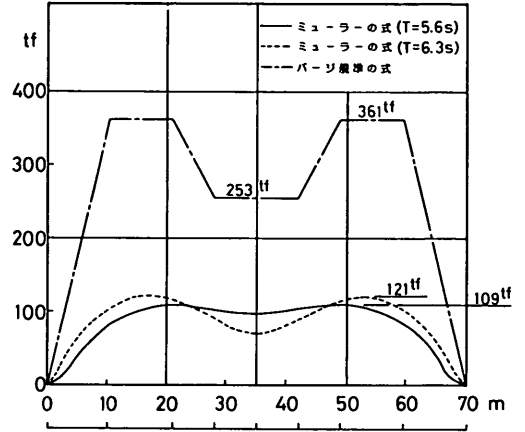


図-5 ミュラーの式とページ規準の式によるせん断力の比較

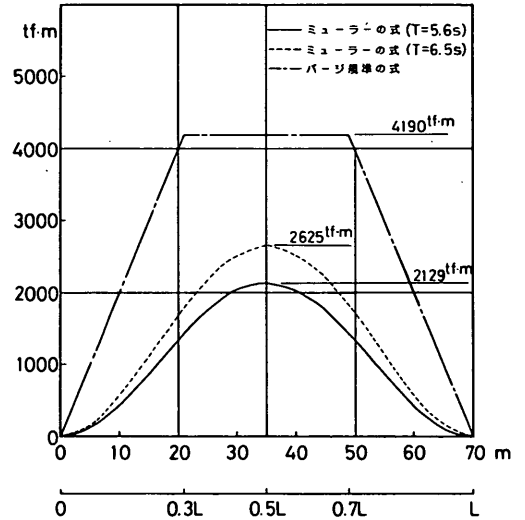


図-6 ミュラーの式とページ規準の式による縦曲げモーメントの比較

的な観点からは当然ミュラーの式を用いることになる。しかしながら、すでに述べたようにミュラーの式は、

- 浮体の動揺を考慮していない、
 - 不規則波に対して、波高および周期としていかなる値を用いるのが不明確、
 - 水深の影響が考慮されていない、
- など、実際の適用に当たってはいくつかの問題点がある。そこで、次章において、浮体の動揺を考慮した断面力の

計算法を提示するとともに、この方法による計算値とミューラーの式による計算値とを比較することによって、ミューラーの式の問題点についても言及することにする。

3. 浮体の動揺を考慮した断面力の計算

3.1 断面力の計算手順および基本式

1) 計算手順

浮体の動揺を考慮した断面力の計算は以下の手順に従って行う。図-7はそのブロックチャートを示したものである。

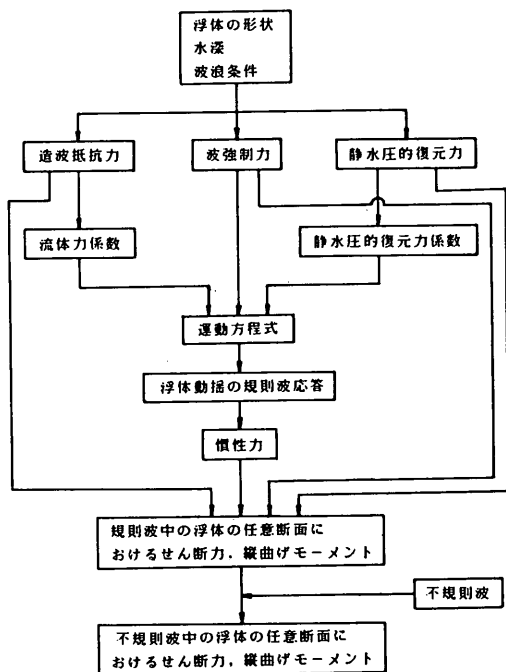


図-7 浮体の動揺を考慮した断面力の計算手順

まず、浮体の諸元、設置海域の水深、波浪条件などを定める。つぎに、浮体が固定されていて動揺しないと仮定したときに浮体に作用する波強制力、すなわち通過波によるフルードクリロフ力および反射波によるディフラクション力を求める。また、浮体が動揺することによって浮体が流体から受ける造波抵抗力および静水圧的復元力を求める。後の二つの力については、それぞれ流体力係数および静水圧的復元力係数の形で求めておく。これらの諸量を運動方程式の中に組み込み、浮体の動揺の規則波応答を求める。ここでは、せん断力と縦曲げモーメントを求めるので、浮体の動揺成分のうち、ヒービングとピッチングの成分のみに着目し、これらの動揺成分に

よって生ずる浮体の動揺慣性力を計算する。また、先に求めた流体力係数（造波抵抗力に関するもの）および静水圧的復元力係数を用いて浮体の動揺によって生ずる造波抵抗力および静水圧的復元力を求める。これらの浮体の動揺にとまって生ずる三つの成分の力を浮体の長手方向および短手方向に沿って積分することにより、浮体の任意の断面におけるせん断力および縦曲げモーメントを計算する。

不規則波中の浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントについては、不規則波の周波数スペクトルを用いて発生させた不規則波の各成分波のそれぞれについて、せん断力および縦曲げモーメントを求め、これらを線型重ね合わせの原理により合成して求める。

2) 基本式

a. 計算法の考え方

本論文においては、箱型浮体に作用する波強制力および造波抵抗力の計算は断面分割法を用いる。⁶⁾ 断面分割法では、まず、断面浮体に対する波力および造波抵抗力を算定し、三次元浮体に対する波力と造波抵抗力は、断面浮体の波力および造波抵抗力を浮体の長軸方向に積分して求める。断面浮体の動揺については井島⁷⁾が級数展開法による厳密解を、また伊藤⁸⁾が同じく近似解を求めている。伊藤の近似解は厳密解における速度ポテンシャルの無限級数項を省略したいわば第一次近似解である。したがって取り扱いが簡便であるのでここでは、伊藤の近似解によって波力および造波抵抗力を求めることとする。ただし伊藤が示した方法では、波力はフルードクリロフ力およびディフラクション力の和として表示されているが、ここでは両者を分離して取り扱う。ディフラクション力は浮体と水粒子の相対速度から計算するものであるが、その詳細は文献(6)に示されている。なお、別途検討したところ長さ70m、幅10m、喫水20mで水深10.5mの条件に対しては厳密解により浮体に生ずる断面力は近似解による断面力よりも約10%程度大きい。したがって、この点を考慮すれば、近似解を用いても実用上は問題がない。また、断面分割法は箱型浮体の波力、造波抵抗力を直接三次元的に求めるわけではないので、その意味では近似解法であるが、筆者のうちの二人は、浮体長が浮体幅の4倍以上であるような浮体に対しては、断面分割法によって求められる浮体に作用する波強制力、造波抵抗力、静水圧的復元力および浮体の動揺量などの計算値と、三次元浮体に対して直接求めた上記の諸量の計算値との差異が小さいことを確認している。⁶⁾ 伊藤の近似解および断面分割法を用いることにより、箱型浮体の動揺計算および断面力の計算は著しく簡便になる。本論

文では以下に主要な諸式を示すことにするが、本論文を参考にすれば、一般の設計技術者が計算プログラムを作成し、本論文に示したものと同等の計算を行うことが容易に行えるものと考えられる。

なお、本論文においては無限水深における浮体に対しては、く形断面をルイスフォーム近似して求めた波強制力および造波抵抗力を用いて浮体の動揺計算および断面力の計算を行っている。また、浮体の動揺計算は無係留状態の浮体について行っている。これは、浮防波堤などの係留が主としてチェーンなどを用いた、し(弛)緩係留状態にあるので、動揺量に及ぼす係留系の影響が小さいものと判断したからである。

b. せん断力と縦曲げモーメントの計算式

図-2に示した箱型浮体の任意の断面X-X'における浮体の動揺を考慮したせん断力S(X)および縦曲げモーメントM(X)は式(20)および式(21)のように与えられる。

$$S(X) = \int_{-\frac{L}{2}}^X \{ P_{Iz}(x) + P_{Rz}(x) + P_{Sz}(x) + P_{dz}(x) + P_z^{F,K}(x) \} dx \quad (20)$$

$$M(X) = \int_{-\frac{L}{2}}^X \{ P_{Iz}(x) + P_{Rz}(x) + P_{Sz}(x) + P_{dz}(x) + P_z^{F,K}(x) \} (X-x) dx \quad (21)$$

ここに、

- $P_{Iz}(x)$: 慣性力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
- $P_{Rz}(x)$: 造波抵抗力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
- $P_{Sz}(x)$: 静水圧的復元力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
- $P_{dz}(x)$: ディフラクション力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
- $P_z^{F,K}(x)$: フルードクリロフ力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力

であって、それぞれ式(22)~(26)のように表される。

$$P_{Iz}(x) = -\frac{w(x)}{g} \ddot{z}_s = -\frac{\rho g B d}{g} \ddot{z}_s = -\rho B d \ddot{z}_s \quad (22)$$

$$P_{Rz}(x) = -(M_H \ddot{z}_s + N_H \dot{z}_s) \quad (23)$$

$$P_{Sz}(x) = -\rho g B z_s \quad (24)$$

$$P_{dz}(x) = \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} p_{dz} dy = M_H \bar{u}_z + N_H \bar{u}_z \quad (25)$$

$$P_z^{F,K}(x) = \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} p_z^{F,K} dy \quad (26)$$

ここに、 B : 浮体幅、 d : 喫水、 ρ : 水(または海水)の密度、 g : 重力の加速度である。 $w(x)$ は浮体の長軸方向の重量分布であるが、ここでは一様と考えている。

z_s 、 \dot{z}_s 、 \ddot{z}_s はヒービングとピッチングによる浮体の任意断面X-X'における上下方向の変位、速度、加速度であって次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} z_s &= z - x \theta \\ \dot{z}_s &= \dot{z} - x \dot{\theta} \\ \ddot{z}_s &= \ddot{z} - x \ddot{\theta} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

ここに、 z 、 \dot{z} 、 \ddot{z} はヒービング、 θ 、 $\dot{\theta}$ 、 $\ddot{\theta}$ はピッチングの、それぞれ、変位、速度、加速度であって浮体の動揺計算を行って求める。動揺計算においては、浮体の質量(慣性モーメント)、付加質量(式(28)), 減衰定数(式(29)), 波強制力 $P_{dz}(x)$ (式(25)), $P_z^{F,K}(x)$ (式(26))および静水圧的復元力(式(24))などを用いて、ヒービング、ピッチングに関する運動方程式を解けばよい。

M_H 、 N_H は二次元浮体(断面浮体)のヒービングによる付加質量および減衰定数、 p_{dz} および $p_z^{F,K}$ はそれぞれ単位面積当たりの上下方向のディフラクション力およびフルードクリロフ力であって以下の式(28)~(31)で表される。

$$M_H = \frac{\rho B}{3(h-d)} \left\{ \left(\frac{B}{2} \right)^2 + (h-d)^2 \right\} \quad (28)$$

$$N_H = \frac{\rho g B}{\omega} \cdot \frac{\frac{kB}{2} f_B^2}{n} \quad (29)$$

$$p_{dz} = -\rho (\varphi_{Sz} \bar{u}_z - \omega \varphi_{Az} \bar{u}_z) \quad (30)$$

$$p_z^{F,K} = \rho g \zeta_0 \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \exp \{ i(kx \cos \alpha - ky \sin \alpha + \omega t) \} \quad (31)$$

ここに、 ζ_0 は入射波の振幅、 k : 波数、 α : 入射波と浮体の長軸とのなす角度、 ω : 入射波の角振動数、 h : 水深、 φ_{Sz} 、 φ_{Az} : 二次元浮体(断面浮体)が単位振幅の周期速度 $e^{-i\omega t}$ で上下方向に振動するとき生ずる波の速度ポテンシャルの実数部と虚数部、 \bar{u}_z 、 \bar{u}_z : 浮体中心線内($y=0$)の波の上下方向の加速度と速度である。

また、式(29)の中の f_B および n はそれぞれ式(32)および式(33)で表される。

$$f_B = \frac{1}{k(h-d)} \cdot \frac{\sinh k(h-d)}{\cosh kh} \quad (32)$$

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (33)$$

式(22)～式(33)の諸式を式(20)および式(21)に代入して浮体の任意の断面 $X-X'$ に生ずるせん断力 $S(X)$ および縦曲げモーメント $M(X)$ を求めると以下ようになる。

$$S(X) = S_I(X) + S_R(X) + S_S(X) + S_d(X) + S^{F \cdot K}(X) \quad (34)$$

$$M(X) = M_I(X) + M_R(X) + M_S(X) + M_d(X) + M^{F \cdot K}(X) \quad (35)$$

ここに、

$S_I(X), M_I(X)$: 慣性力によって浮体の任意の断面に生ずるせん断力および縦曲げモーメント

$S_R(X), M_R(X)$: 造波抵抗力によって浮体の任意の断面に生ずるせん断力および縦曲げモーメント

$S_S(X), M_S(X)$: 静水圧的復元力によって浮体の任意の断面に生ずるせん断力および縦曲げモーメント

$S_d(X), M_d(X)$: ディフラクション力によって浮体の任意の断面に生ずるせん断力および縦曲げモーメント

$S^{F \cdot K}(X), M^{F \cdot K}(X)$: フルードクリロフ力によって浮体の任意の断面に生ずるせん断力および縦曲げモーメントであって、以下の諸式で与えられる。

$$S_I(X) = -\rho B d \left\{ \left(X + \frac{L}{2} \right) \ddot{z} - \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) \ddot{\theta} \right\} \quad (36)$$

$$S_R(X) = -(X + \frac{L}{2})(M_H \ddot{z} + N_H \dot{\theta}) + \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) (M_H \ddot{\theta} + N_H \dot{\theta}) \quad (37)$$

$$S_S(X) = -\rho g B \left\{ \left(X + \frac{L}{2} \right) z - \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) \theta \right\} \quad (38)$$

$$S_d(X) = \zeta_0 \frac{\sinh k(h-d)}{\sinh kh} (-\omega^2 M_H + i\omega N_H) \times \frac{i}{k \cos \alpha} (-e^{ikX \cos \alpha} + e^{-i\frac{kL}{2} \cos \alpha}) e^{i\omega t} \quad (39)$$

$$S^{F \cdot K}(X) = \rho g \zeta_0 \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \cdot \frac{2 \sin(\frac{kB}{2} \sin \alpha)}{k \sin \alpha} \times \frac{i}{k \cos \alpha} (-e^{ikX \cos \alpha} + e^{-i\frac{kL}{2} \cos \alpha}) e^{i\omega t} \quad (40)$$

$$M_I(X) = -\rho B d \left\{ \frac{1}{2} (X^2 + XL + \frac{L^2}{4}) \ddot{z} - \left(\frac{X^3}{6} - \frac{L^2}{8} X - \frac{L^3}{24} \right) \ddot{\theta} \right\} \quad (41)$$

$$M_R(X) = -\frac{1}{3} \left(X^3 + \frac{L^3}{8} \right) (M_H \ddot{\theta} + N_H \dot{\theta}) + \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) \{ M_H (\ddot{z} + X \ddot{\theta}) + N_H (\dot{z} + X \dot{\theta}) \} - X \left(X + \frac{L}{2} \right) (M_H \ddot{z} + N_H \dot{\theta}) \quad (42)$$

$$M_S(X) = -\rho g B \left\{ \frac{1}{3} \left(X^3 + \frac{L^3}{8} \right) \theta - \frac{1}{2} \left(X^2 - \frac{L^2}{4} \right) (z + X \theta) - X \left(X + \frac{L}{2} \right) z \right\} \quad (43)$$

$$M_d(X) = \zeta_0 \frac{\sinh k(h-d)}{\sinh kh} (-\omega^2 M_H + i\omega N_H) \times \left\{ \frac{i}{k \cos \alpha} \left(X + \frac{L}{2} \right) e^{-i\frac{kL}{2} \cos \alpha} - \frac{1}{k^2 \cos^2 \alpha} \right. \\ \left. (e^{ikX \cos \alpha} - e^{-i\frac{kL}{2} \cos \alpha}) \right\} \quad (44)$$

$$M^{F \cdot K}(X) = \rho g \zeta_0 \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \cdot \frac{2 \sin(\frac{kB}{2} \sin \alpha)}{k \sin \alpha} \times \left\{ \frac{i}{k \cos \alpha} \left(X + \frac{L}{2} \right) e^{-i\frac{kL}{2} \cos \alpha} - \frac{1}{k^2 \cos^2 \alpha} \right. \\ \left. (e^{ikX \cos \alpha} - e^{-i\frac{kL}{2} \cos \alpha}) \right\} \quad (45)$$

3.2 規則波中の浮体の断面力に及ぼす浮体の動揺の影響

1) 浮体の任意の断面におけるせん断力の最大値および縦曲げモーメントの最大値

a. 計算の概要

前節で求めた浮体の任意の断面に生ずるせん断力と縦曲げモーメントの計算式を用いて、浮体の各断面におけるせん断力 $S(X)$ および縦曲げモーメント $M(X)$ を計算してみよう。ここでは、長さ70m、幅10m、喫水2m、水深10.5m、とし、波高2m、周期5.6sおよび9.5sの規則波が入射角度 $\alpha=0^\circ$ 、すなわち、浮体の長軸方向と同一の波向で作用した場合を考える。ただし、後述するように、せん断力と縦曲げモーメントは波向 0° の場合がその他の波向の場合より大きい。

周期5.6sおよび9.5sの波は、長さ70mの浮体に対しては浮体長と波長との比 (L/λ^*) がそれぞれ1.59および0.79となる波である。

b. せん断力

図-8および図-9は、それぞれ周期9.5sおよび周期5.6sの波に対するせん断力のフルードクリロフ力による成分 $S^{F \cdot K}$ 、ディフラクション力による成分 S_d 、慣性力および造波抵抗力ならびに静水圧的復元力による成分すなわち浮体の動揺によって生ずる成分の合計 $(S_I + S_R + S_S)$ 、そして、それらのすべてを位相を考慮して合計したせん断力 S について、各断面における最大値を図示したものである。また、同図には前章に示したミューラーの式による計算値も図示している。本論文においては、任意の断面における最大せん断力および最大縦曲げモー

*) ただし、ここでは有限水深における波長

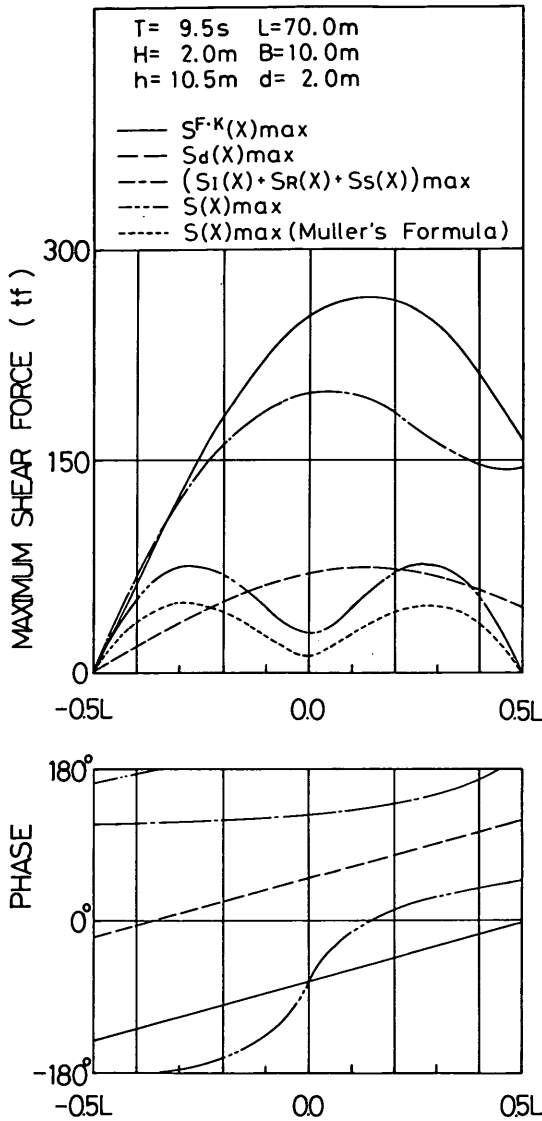


図-8 規則波中において各断面に生ずるせん断力の最大値 ($T = 9.5\text{s}$)

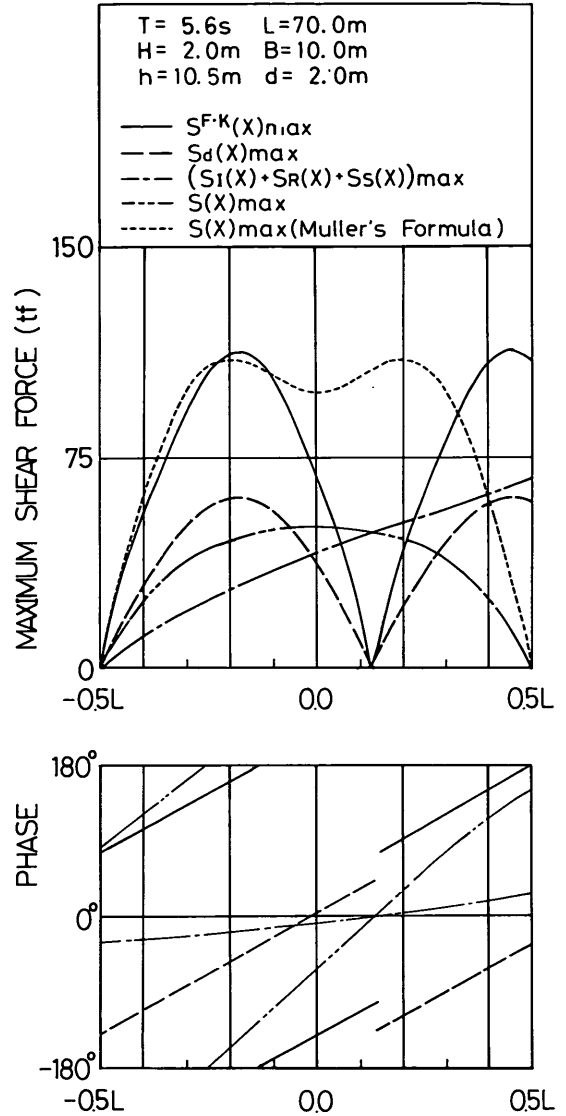


図-9 規則波中において各断面に生ずるせん断力の最大値 ($T = 5.6\text{s}$)

メントを、それぞれ $S(X)_{\max}$ および $M(X)_{\max}$ と表示し、また、せん断力および縦曲げモーメントの浮体全長にわたる最大値を、それぞれ S_{\max} 、 M_{\max} と表示している。

図中の位相差は波の峯が浮体の中央にくるときを基準にした値を図示している。たとえば、浮体の中央断面におけるフルードクリロフ力による最大せん断力 $S^{F \cdot K}(0)_{\max}$ は、周期 9.5s の波の場合には波の峯が浮体中央にくる約 70° (約 1.85s) 前に生ずることになる。

図-8において、フルードクリロフ力によるせん断力

の浮体全長にわたる最大値 $S^{F \cdot K}_{\max}$ は $0.13L$ 付近の断面で生ずるが、浮体の動揺によるせん断力の浮体全長にわたる最大値 $(S_I + S_R + S_S)_{\max}$ は浮体中央断面に生ずる。そして、これらとディフラクション力によるせん断力 S_d とを合計したせん断力の浮体全長にわたる最大値 S_{\max} は浮体中央から $\pm 0.28L$ 付近の断面で生ずる。浮体全長にわたる最大せん断力 S_{\max} 、フルードクリロフ力および浮体の動揺のそれぞれによる最大せん断力 $S^{F \cdot K}_{\max}$ および $(S_I + S_R + S_S)_{\max}$ より小さい。これは、フルードクリロフ力に

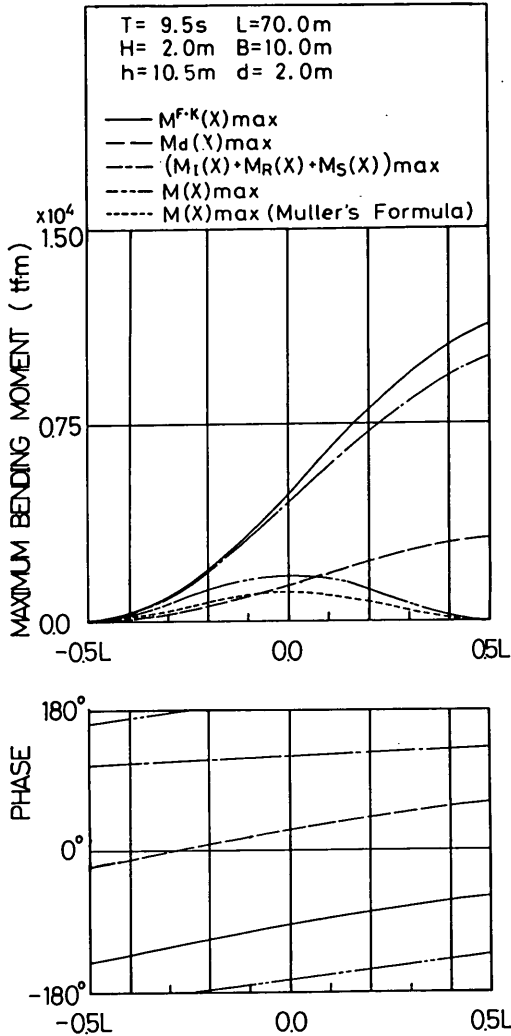


図-10 規則波中において各断面に生ずるせん断力の最大値 ($T = 9.5\text{ s}$)

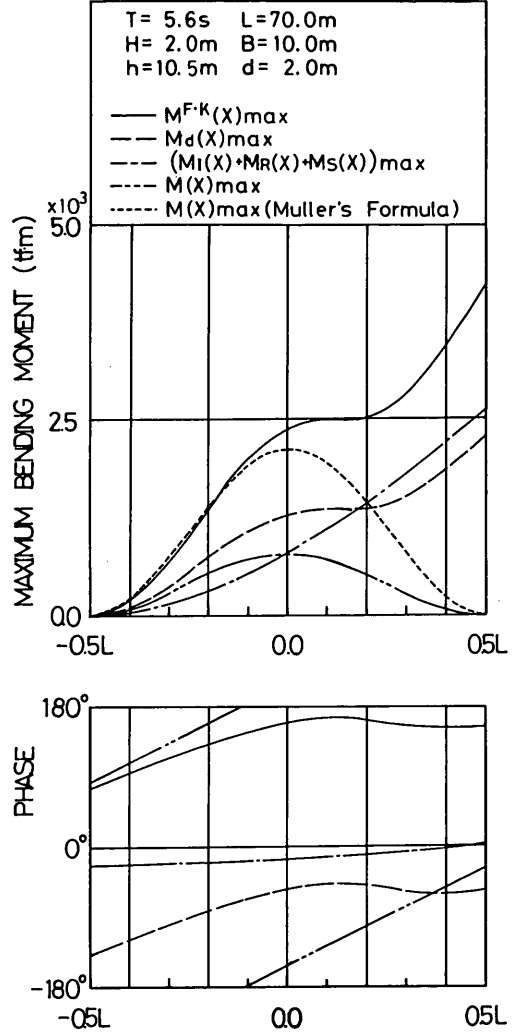


図-11 規則波中において各断面に生ずる縦曲げモーメントの最大値 ($T = 5.6\text{ s}$)

よるせん断力 $S^{F\cdot K}$ およびディフラクション力によるせん断力 S_d の位相と浮体の動揺によるせん断力 ($S_I + S_R + S_S$) の位相が、浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} が生ずる断面付近では約 180° ずれているために相殺されているからである。フルードクリロフ力およびディフラクション力の和はいわゆる波強制力であるから、浮体が固定されていて動揺しないとすれば、これらの力によるせん断力 ($S^{F\cdot K} + S_d$) が浮体に生ずることになる。この図および後出の図-15 からわかるように、このせん断力 ($S^{F\cdot K} + S_d$) は浮体が動揺とした場合のせん断力

S に比べてかなり大きい。

つぎに、ミュラーの式による各断面における最大せん断力 $S^M(X)_{\text{max}}$ と、浮体の動揺を考慮した各断面における最大せん断力 $S(X)_{\text{max}}$ とを比較してみる。周期 9.5 s の波の場合には、浮体のどの断面においてもミュラーの式によるせん断力の計算値が浮体の動揺を考慮した場合のせん断力よりも小さい。

なお、フルードクリロフ力等の各成分によるせん断力の最大値が浮体の端部 $0.5L$ で 0 にならないのは、積分を $-0.5L$ から始めているので、各成分のそれぞれにつ

いては波長と浮体長との関係から積分区間の終わりの $0.5L$ では不釣り合いになっているためである。しかし、これらを合計したせん断力は、浮体の全長で釣り合い条件が満足されているので浮体の両端部で0になっている。実際には浮体中央断面に對し対称と考えればよい。

図-9は同じ浮体に対して周期5.6sの波が作用したときの、浮体の動揺を考慮した場合のせん断力の各成分とそれらを合計したせん断力の、浮体の各断面における最大値を示したものである。この場合にはフルードクリロフ力およびディフラクション力などの波強制力によるせん断力は、浮体中央から $0.13L$ の断面で0になる。水深10.5mでは5.6sの波の波長は約44.1mであるが、これは長さ70mの浮体に対しては $0.63L$ に相当する。つまり、浮体端部 ($-0.5L$) と浮体中央から $0.13L$ の断面との間の距離に等しい。したがって、波強制力はこの断面で0になり、この断面と浮体端部の $0.5L$ の間では符号が逆になる。ただし、図-9ではこの点で折り返してプロットしている。そのため、浮体中央から $0.13L$ の断面では位相が 180° ずれている。

ミーラーの式によるせん断力の計算値と浮体の動揺を考慮した場合の各断面の最大せん断力 $S^M(X)_{max}$ と $S(X)_{max}$ の計算値とを比較すると、周期5.6sの波の場合にはミーラーの式による各断面の最大せん断力 $S^M(X)_{max}$ のほうが浮体の動揺を考慮した場合の各断面の最大せん断力 $S(X)_{max}$ より大きい。ミーラーの式による各断面の最大せん断力 $S^M(X)_{max}$ はフルードクリロフ力による各断面の最大せん断力 $S^{F \cdot K}(X)_{max}$ とほぼ同じ大きさである。

c. 縦曲げモーメント

図-10および図-11は浮体の各断面における最大縦曲げモーメントを图示したものである。図-10は周期9.5sの波に対するもの、また図-11は周期5.6sの波に対するものである。いずれの場合にも、フルードクリロフ力およびディフラクション力などの波強制力による各断面の最大縦曲げモーメント $M^{F \cdot K}(X)_{max}$ および $M_d(X)_{max}$ ならびに浮体の動揺による各断面における最大縦曲げモーメント $(M_I(X) + M_R(X) + M_S(X))_{max}$ のそれぞれは大きいが、これらを位相差を考慮して合成した縦曲げモーメントの浮体の各断面における最大値 $M(X)_{max}$ はこれらより小さい。浮体の動揺を考慮した各断面における最大縦曲げモーメント $M(X)_{max}$ と、ミーラーの式によって求めた各断面における最大縦曲げモーメント $M^M(X)_{max}$ とを比較すると、周期9.5sの場合には浮体の動揺を考慮した各断面における縦曲げモーメントの最大値 $M(X)_{max}$ が、また、周期5.6sの波の場合にはミーラーの式によって求めた各断面における縦曲げモーメントの最大値 $M^M(X)_{max}$ がそれぞれ大きい。

2) 浮体全長にわたる最大せん断力および最大縦曲げモーメントと波周期との関係

a. せん断力

図-12はフルードクリロフ力、ディフラクション力、浮体の動揺などによるせん断力の各成分と、それらを合計したせん断力の浮体全長にわたる最大値 S_{max} を波周期に対して图示したものである。同図には浮体全長にわたる最大せん断力が発生する浮体断面の位置も图示している。

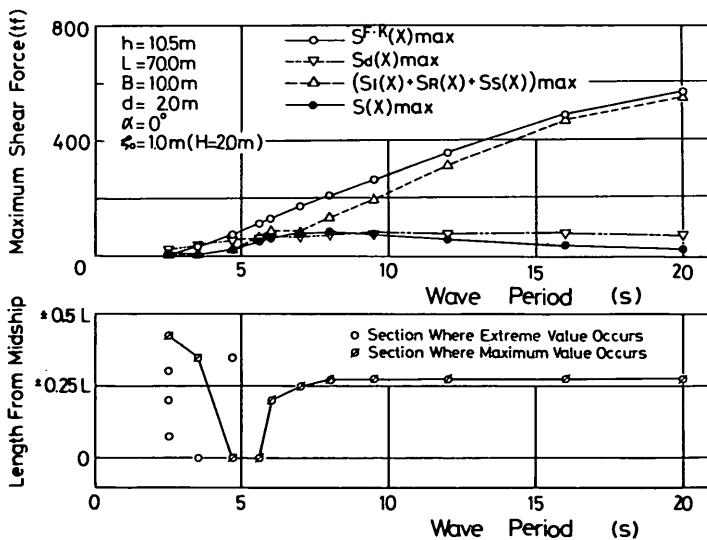


図-12 せん断力の周期依存性と最大値の発生断面

まず、フルードクリロフ力および浮体の動揺による浮体全長にわたる最大せん断力、 $S_{max}^{F,K}$ および $(S_I + S_R + S_S)_{max}$ はいずれも波周期が長くなるにつれて増加している。そして、周期が7~9sの波に対しては両者の差がやや大きい、周期が16s以上の波に対してはほとんど同一である。これは、長周期波に対しては波長が浮体長70mより相当長くなるので、浮体が波とほぼ同位相の動揺をするためである。したがって、フルードクリロフ力による各断面における最大せん断力 $S^{F,K}(X)_{max}$ と浮体の動揺による各断面における最大せん断力 $(S_I(X) + S_R(X) + S_S(X))_{max}$ との位相は 180° 近くずれるので相殺されることになる。

これに対し、ディフラクション力による浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} は、周期約6sの波に対して最大値を示すが、これより長い周期の波に対してはわずかづつではあるがしだいに減少する。これは、浮体長70mの浮体に対しては6sより長い周期の波に対しては波の透過率が大きくなって反射率が小さくなるためである。

以上のせん断力の各成分を位相を考慮して合計したせん断力の浮体全長にわたる最大値 S_{max} が図中に黒丸で示したものであって、長さ70mの浮体に対しては周期7~8sの波に対して最大になっていることがわかる。

同図に示した浮体全長にわたる最大せん断力が発生する断面の位置は、周期約6s以下の波についてはまちまちであるが、周期約6s以上の波に対しては浮体中央からほぼ $\pm 0.25L$ 、すなわち、浮体長の約1/4点である。なお、周期約5s以下の周期の波については、たとえば長さ70mの浮体に対しては図-14に示すように周期3.5sの波

の場合には、浮体全長にわたってせん断力の極大値が複数生ずるので、これらの値をすべて記入し、かつ、それらのうちの最大が生ずる位置を識別できるようにしている。周期約5s以上の周期の波の場合には極大値は一つである。

b. 縦曲げモーメント

図-13はフルードクリロフ力、ディフラクション力、浮体の動揺などによる縦曲げモーメントの各成分とそれらを合計した縦曲げモーメントの浮体全長にわたる最大値 M_{max} を周期に対して図示したものである。同図には浮体全長にわたる最大縦曲げモーメントが発生する浮体断面の位置も図示している。

縦曲げモーメントについてもせん断力と同様のことがいえる。すなわち、フルードクリロフ力による浮体全長にわたる最大縦曲げモーメント $M_{max}^{F,K}$ および浮体の動揺による浮体全長にわたる最大縦曲げモーメント $(M_I + M_R + M_S)_{max}$ は、波の周期が長くなるにつれて増加し、しかも、両者の差はしだいに小さくなる。これに対し、ディフラクション力による浮体全長にわたる最大縦曲げモーメント $M_{d,max}$ はほぼ一定値で、周期約10sの波に対してやや大きい程度である。これらの各成分を位相を考慮して合計した浮体全長にわたる最大縦曲げモーメントが図中に黒丸で示したものであるが、せん断力の場合と同様に周期7~8sの波に対して最大になっていることがわかる。

また、最大縦曲げモーメントの発生位置は、周期約5s以下の波に対してはまちまちであるが、周期約5s以上の波に対してはほぼ浮体中央である。

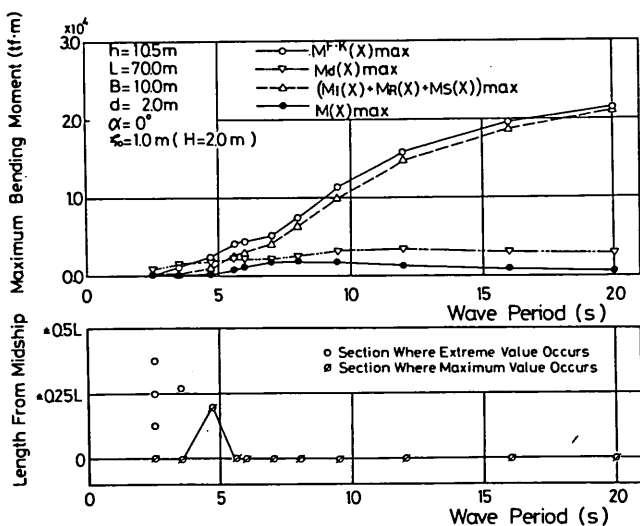


図-13 縦曲げモーメントの周期依存性と最大値の発生断面

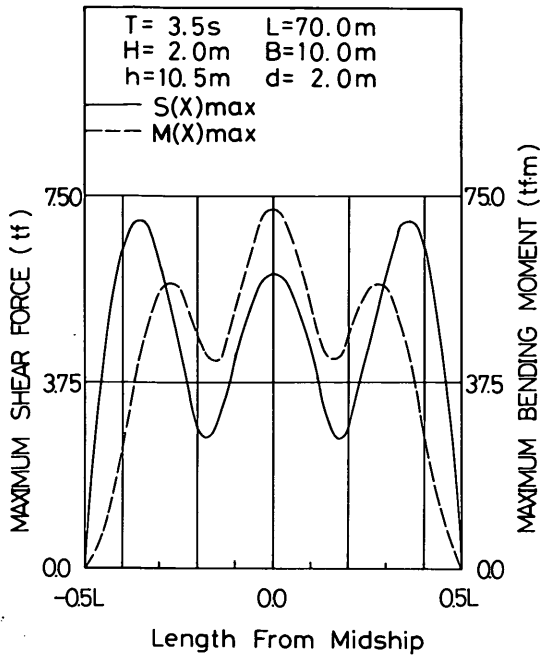


図-14 波周期 3.5 秒のときのせん断力と縦曲げモーメントの各断面における最大値の分布図

3) 浮体の動揺の有無とせん断力および縦曲げモーメントの値との関係

図-15 および図-16 はそれぞれせん断力と縦曲げモーメントについて浮体全長にわたる最大値 S_{max} および M_{max} を、浮体の動揺を拘束した場合（固定浮体）、浮体の動揺を考慮した場合（自由浮体）、およびミュラーの式による場合について計算し波周期に対して図示し

たものである。浮体の動揺を拘束した場合のせん断力 ($S^{F-K} + S_d$) および縦曲げモーメント ($M^{F-K} + M_d$) はフルードクリロフ力およびディフラクション力によるものを位相を考慮して合計したものである。また、浮体の動揺を考慮した場合のせん断力 S および縦曲げモーメント M は、先の二つと浮体の動揺による慣性力、造波抵抗力および静水圧的復元力によって生ずるものをそれぞれの位相を考慮して合計したせん断力および縦曲げモーメントである。ここではそれらの浮体全長にわたる最大値を示しているため、浮体の動揺を考慮した場合の浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメント M_{max} は前出の図-12 および図-13 に示したものと同一である。

これらの図から、まず、浮体の動揺を拘束した場合には、長さ 70 m の浮体については、自由浮体の動揺が大きくなる周期 5 s 以上の波（図-19 および図-20 を参照）に対しては、動揺を考慮した場合に比べて浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメント M_{max} がしだいに減少するので、浮体全長にわたる最大せん断力および最大縦曲げモーメントの、浮体の動揺を拘束した場合と浮体の動揺を考慮した場合との差は一層大きくなるのがわかる。

つぎに、これらとミュラーの式による計算値とを比較してみる。ミュラーの式による浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max}^M および最大縦曲げモーメント M_{max}^M は周期 6.3 s の波に対し最大となり、その値は動揺を考慮した場合の最大値（周期約 8 s の波に対して生ずる）より大きい。しかし、周期約 8 s 以上の波に対してはミュラーの式による浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max}^M および最大縦曲げモーメント M_{max}^M は、動揺を考慮した場合の浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} および最大縦

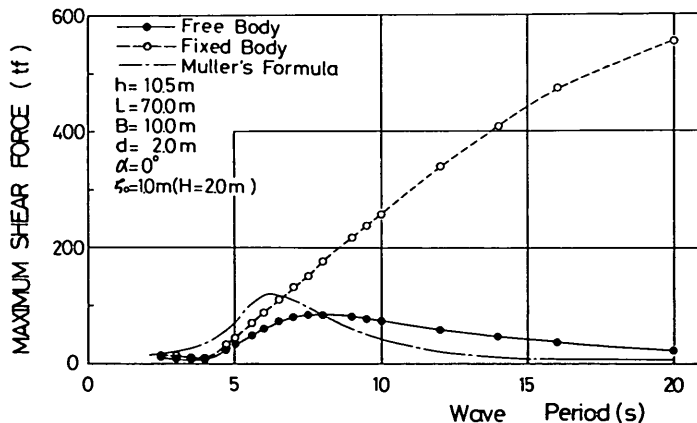


図-15 自由浮体と固定浮体に生ずるせん断力の最大値の比較

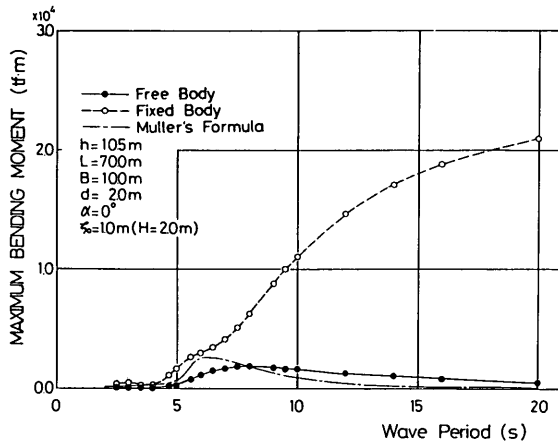


図-16 自由浮体と固定浮体に生ずる縦曲げモーメントの最大値の比較

曲げモーメント M_{max} より小さくなる。このことは、たとえば長さ 70 m の浮体についていえば、周期約 8 秒以上の波に対してミュラーの式を用いてせん断力および縦曲げモーメントを計算することが構造設計上必ずしも安全であるとはいえないことを意味する。長さが 70 m 以下の浮体に対しては周期 8 s 以下の波に対して上述と同様のことが言える。

せん断力と縦曲げモーメントが最大になる波周期が、ミュラーの式の場合に 6.3 s で、浮体の動揺を考慮した場合が約 8 s であるのは、計算法の相違に加えて、前者が無限水深、後者が有限水深に対する計算であるためである。ミュラーの式によるせん断力と縦曲げモーメントが最大になるのは $L/\lambda=1.12$ のときであるから $L=70$ m とすると、波長 λ は 62.5 m となり、これは無限水深においては約 6.3 s の波に相当する。しかし、浮体の動揺を考慮した場合には、せん断力と縦曲げモーメン

トが最大になるのは $L/\lambda=1.0$ のときであるから、波長 λ は 70 m となり、水深 10.5 m に対しては周期約 7.8 s の波となる*)

以上述べたように、せん断力と縦曲げモーメントには水深影響と波周期依存性があるので、以下に浮体の動揺を考慮した計算法を用いて、これらの要因についても少し詳細に検討する。

3.3 規則波中の浮体の断面面に及ぼす水深の影響

ここでは、長さ 70 m、幅 10 m、喫水 2 m の浮体に対し、水深を 5 m、10.5 m、15 m、30 m、無限大とした場合の浮体の動揺を考慮した断面面の計算法によって、浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメント M_{max} を計算し、断面面に及ぼす水深影響について調べてみる。ただし、無限水深については、伊藤の

*) 無限水深の場合には波長 70 m に相当する波の周期は約 7.0 s である。

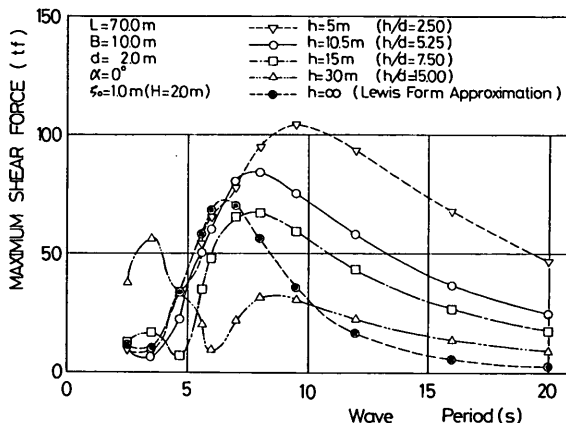


図-17 せん断力の水深影響

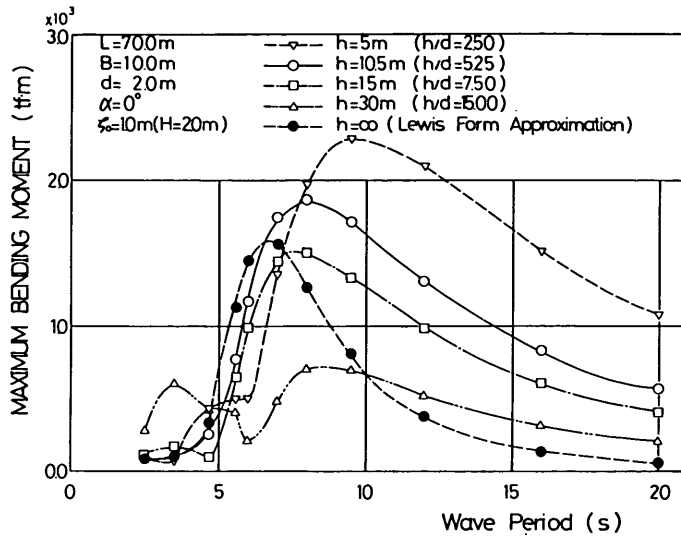


図-18 縦曲げモーメントの水深影響

近似解によらず、浮体断面をルイスフォーム近似して求めている。

図-17および図-18はそれぞれ浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} と最大縦曲げモーメント M_{max} を波周期に対して図示したものである。最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメントのいずれについても、有限水深の場合の値は無限水深の場合の値に比べて大きい、水深が大きくなると無限水深の場合の計算値に近くなる。また、水深が浅いほど最大の値が生ずる波周期が長くなる。

これは図-19および図-20に示すように、水深が浅

いとヒービングおよびピッチングの動揺量が比較的小さいために波強制力によるせん断力および縦曲げモーメントに比べて、浮体の動揺によるせん断力および縦曲げモーメントが小さくなるのが原因である。

なお、この図には示していないが、図-15および図-16に示したミューラーの式による浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max}^M および最大縦曲げモーメント M_{max}^M と比較するとミューラーの式による最大せん断力および最大縦曲げモーメントは水深10.5mのときのそれらの値よりは大きい、水深5mのときのそれらの値よりは小

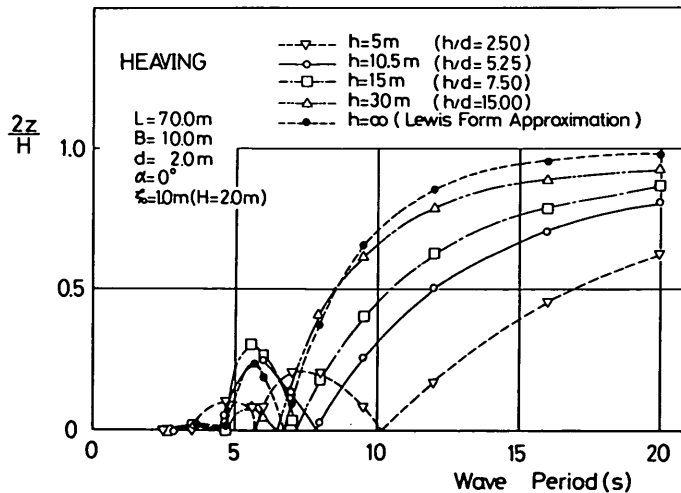


図-19 ヒービングの動揺量の水深影響

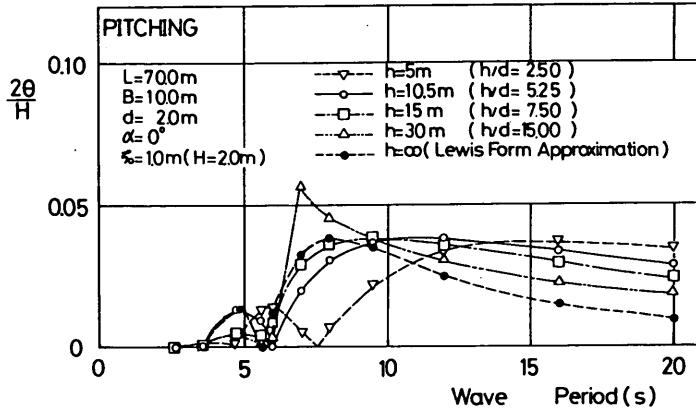


図-20 ピッチングの動揺量の水深影響

い。また、前述したようにミューラーの式による計算値は長さ70mの浮体に対しては、周期約6.3sの波に対してせん断力および縦曲げモーメントが最大であるからで、水深5mの場合にはそれ以上の周期に対しては計算値が減少するので最大せん断力および最大縦曲げモーメントとの差は一層大きくなる。

ところで、水深30mのときには無限水深の場合よりも最大せん断力および最大縦曲げモーメントの計算値が小さいが、図-20に示すように周期約7sの波に対しピッチングが同調していることが原因と考えられる。

3.4 規則波中の浮体の断面力に及ぼす波向の影響

ここでは、長さ70m、幅10m、喫水2mの浮体に対し、水深10.5m、波高2mの波が入射角度 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ で作用する場合の浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメント M_{max} を比較して示す。

図-21はせん断力、また図-22は縦曲げモーメントについて浮体全長にわたる最大値を波周期に対して図示したものである。これらの図から、浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} と最大縦曲げモーメント M_{max} の、入射角度に対する大小関係は波周期によって異なっているが、各波向に対するせん断力および縦曲げモーメント

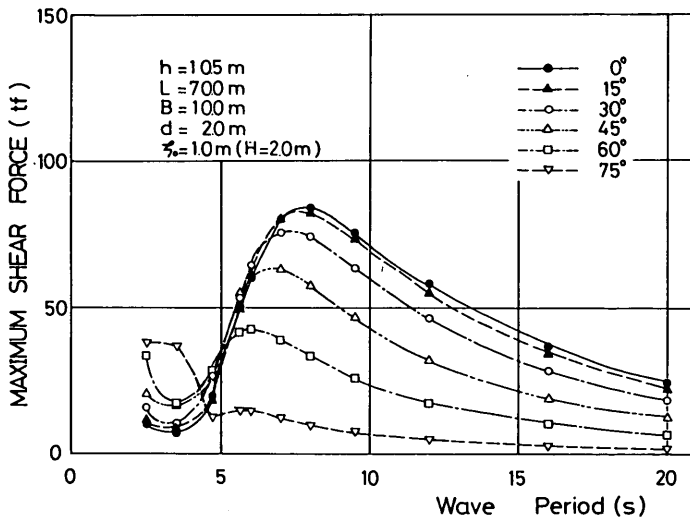


図-21 せん断力の波向影響

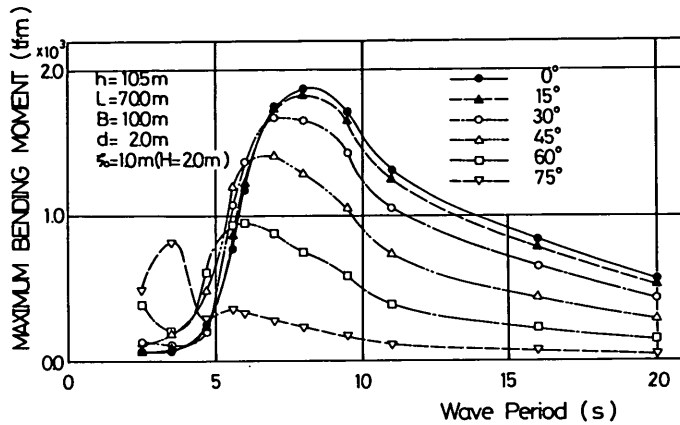


図-22 縦曲げモーメントの波向影響

の最大値を比較すると波向 0° の場合がいちばん大きいことがわかる。

なお、図-23および図-24はそれぞれヒービングおよびピッチングの動揺量を波向別に計算したものであるが、入射角度が小さいほど動揺量が小さいことがわかる。せん断力および縦曲げモーメントは波強制力および浮体の動揺量を用いて計算されるが、これらの図は、波向が小さくなると波力が小さくなるとともにその結果浮体の動揺量も小さくなり、したがって、せん断力および縦曲げモーメントが小さくなることを意味している。

3.5 不規則波中の浮体の断面力

ここでは、長さ70m、幅10m、喫水2mの浮体に対し、有義波高1m、有義波周期9.5sおよび5.6sの不規則波が入射角 $\alpha=0^\circ$ で浮体に作用した場合に、浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントを時刻歴解によって求め、規則波中の浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントと比較する。

- (1) 浮体の任意の断面に生ずる最大せん断力および最大縦曲げモーメント

a. せん断力

図-25および図-26はそれぞれ有義波周期9.5sおよび5.6sの不規則波中の浮体の各断面に生ずる最大せん断力

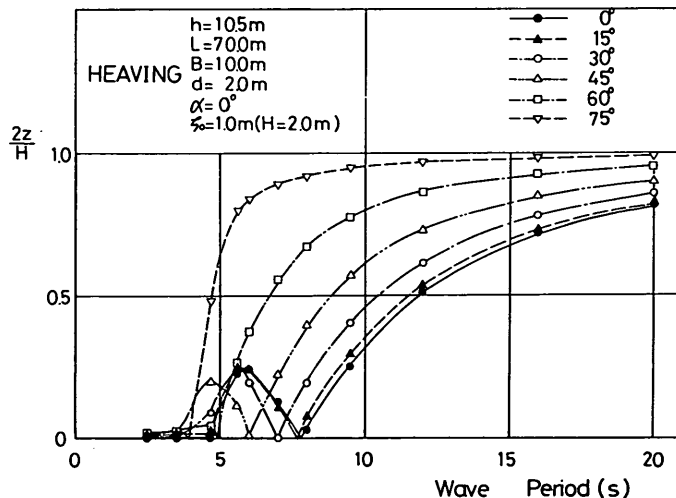


図-23 ヒービングの動揺量の波向影響

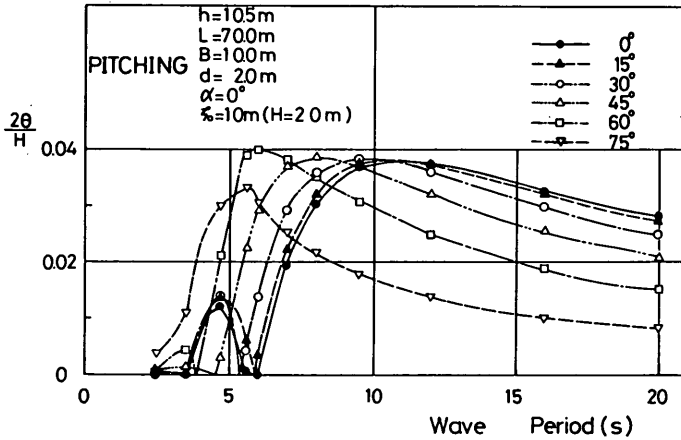


図-24 ピッチングの動揺量の波向影響

ん断力の値を图示したものである。この場合にはいずれのケースについても約200個の極大値および極小値(約100の波数に対するもの)の絶対値の中の最大値を图示している。不規則波は成分波の位相をランダムに与えて合成しているので、同一の有義波高および有義波周期であっても初期値が異なれば異なった波群となるので、不規則波中の浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントの計算値も異なった値となる。また、各断面における最大せん断力 S_{max} と最大縦曲げモーメント M_{max} は各成分波による断面力を合成して求められるものであって、必ずしも不規則波群の最大波高の、または、浮体長にほぼ等しい波長に相当する周期の成分波によって決まるものではない。したがって、浮体の各断面における最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメントは、ある程度は滑らかに変化してはいるが、規則波中のそれと比べると不連続である。

後に、初期値を変えて10ケースの計算を行うが、図-25および図-26に示す例の場合には、最大せん断力は周期9.5sの波に対しては浮体中央から±0.25L付近の断面で、また、周期5.6sの波に対しては浮体中央から-0.25L付近の断面で生じている。図-12に示したところによれば、規則波の場合には、周期5.6sの波については浮体の中央断面に最大値が生じている。しかし、これより長い周期の波については最大値が発生する断面はしだいに浮体中央から±0.25Lの断面に移行する。図-26の周期5.6sの場合には、有義波周期5.6sの不規則波群に含まれる5.6s以上の周期の成分波の影響によって、各断面の最大せん断力 $S(X)_{max}$ および浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} が生ずる断面が規則波の場

合とは異なっている。

このようなことは、設計波の有義波周期に対する波長が浮体長より短い場合に起こることであるので、そのような場合について不規則波中の浮体に生ずる断面力を規則波の計算から求める場合には設計波の諸元の選定には注意する必要がある。

また、両図には規則波中における浮体の各断面に生ずる最大せん断力を同一周期に対し波高を1.0mおよび1.6mとして計算した値を图示しているが、周期9.5sの波の場合には不規則波中の浮体の断面における最大せん断力の値が小さい中央断面付近以外では、波高1.6mの規則波に対する各断面における最大せん断力より小さくなっている。したがって、不規則波中の浮体全長にわたる最大せん断力は、波高1.6mの規則波による浮体全長にわたるせん断力以下であるといえる。しかし、周期が5.6sの波の場合には、不規則波中の浮体の一部の断面における最大値は、波高1.6mの規則波による浮体全長にわたる最大せん断力を越えている。

ところで、約100波の不規則波中の最高波高 H_{max} と有義波高 $H_{1/3}$ との比は、波高の出現頻度がレーリー分布をすると仮定すれば、平均的には $H_{max} = 1.61 H_{1/3}$ と表される。これは平均値であるから、たとえば危険率10%とすれば、 $H_{max} = 1.85 H_{1/3}$ となるので、初期値のとり方によっては波高1.6mの規則波に対するせん断力より大きなせん断力が発生する可能性が全くないわけではない。しかし、単に波高だけの問題であれば、図-25および図-26の各断面の最大せん断力は規則波中のそれと同様に、浮体全長にわたってなめらかに変化しなければならないし、また、浮体全長にわたる最大せん断力が発生

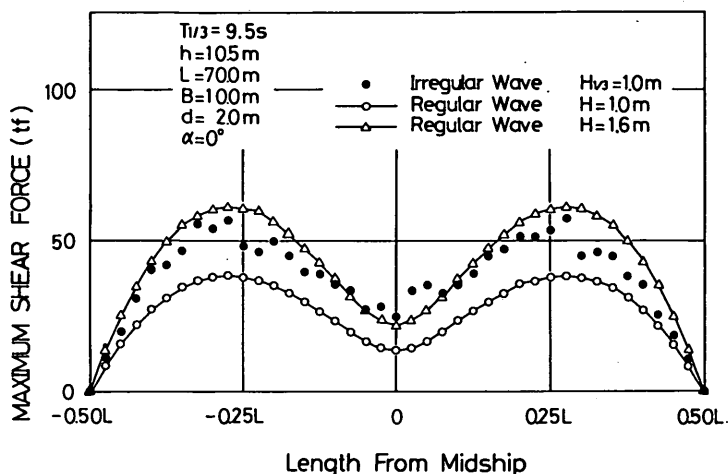


図-25 不規則波中において各断面に生ずるせん断力の最大値 ($T_{1/3}=9.5$ s)

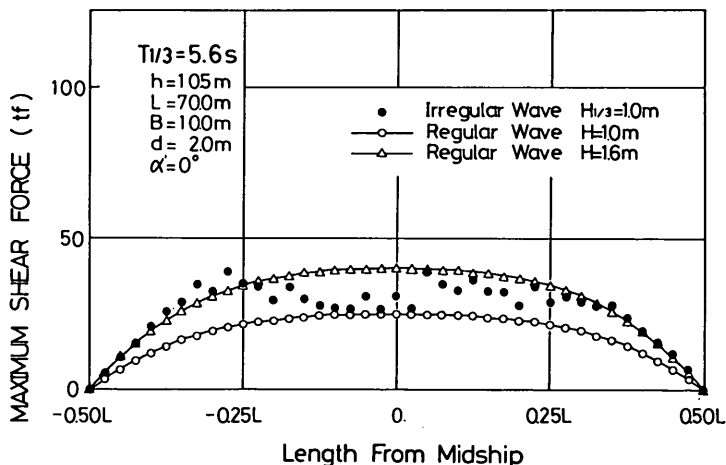


図-26 不規則波中において各断面に生ずるせん断力の最大値 ($T_{1/3}=5.6$ s)

する断面も規則波中のそれとほぼ同一でなければならない。上に示した結果はそうではないので、このことは単に波高だけではなく、不規則波の成分波の周期に関連して生じているものと解釈される。この点については、後に初期値を変えた計算結果の説明においても触れることにする。

b. 縦曲げモーメント

図-27 および図-28 はそれぞれ周期 9.5 s および周期 5.6 s、有義波高 1.0 m の不規則波に対する浮体の各断面に生ずる最大縦曲げモーメントと、波高 1.0 m および 1.6 m の規則波中の浮体の各断面に生ずる最大縦曲げ

モーメントを図示したものである。

せん断力の場合と同様に、周期 9.5 s の波に対しては各断面における最大縦曲げモーメントは、波高 1.6 m の規則波に対する各断面の最大縦曲げモーメントより小さく、また、浮体全長にわたる最大縦曲げモーメントが発生する断面の位置は規則波の場合と異なり浮体中央から約 0.1 L である。周期 5.6 s の波に対しては一部の断面においては最大縦曲げモーメントは波高 1.6 m の規則波中のそれより大きい。

(2) 異なる不規則波群に対する断面力

つぎに、同じ浮体に対し、有義波周期 9.5 s、有義波

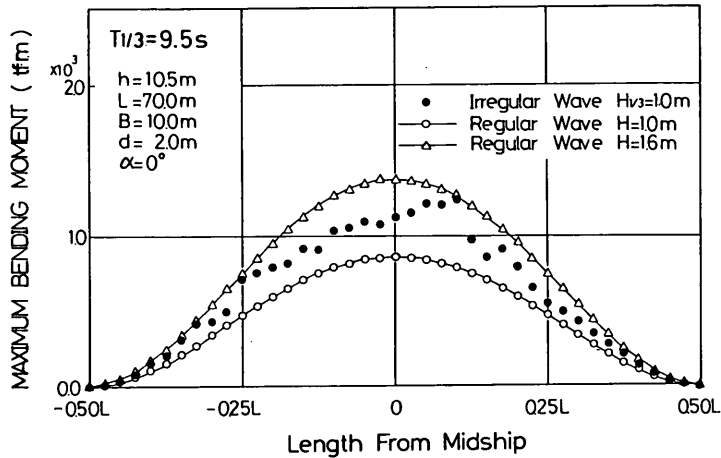


図-27 不規則波中において各断面に生ずる縦曲げモーメントの最大値 ($T_{1/3}=9.5\text{ s}$)

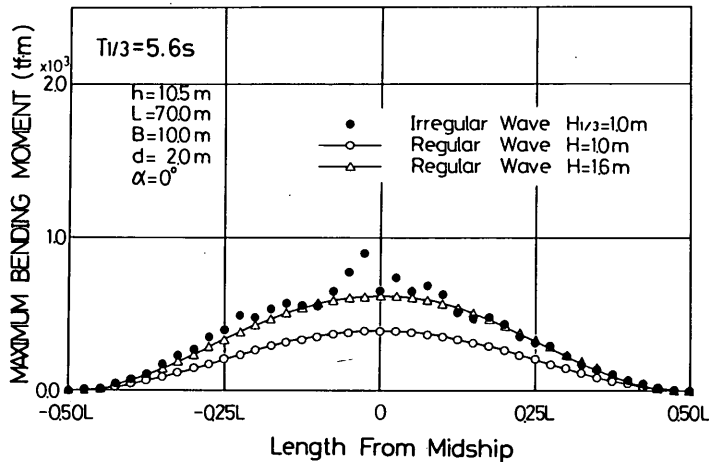


図-28 不規則波中において各断面に生ずる縦曲げモーメントの最大値 ($T_{1/3}=5.6\text{ s}$)

高 1.0 m の不規則波を初期値を変えて 10 ケース 発生させ、それらに対し浮体の各断面に生ずる最大せん断力および最大縦曲げモーメントを求めてみた。

図-29 および 図-30 はそれぞれ浮体の各断面に生ずる最大せん断力 $S(X)_{\max}$ および最大縦曲げモーメント $M(X)_{\max}$ を図示したものである。両図には波高 1.0 m, 1.6 m および 2.0 m の規則波中の各断面に生ずる最大せん断力 $S(X)_{\max}$ および最大縦曲げモーメント $M(X)_{\max}$ を図示している。ただし、不規則波中の各断面に生ずる最大せん断力 $S(X)_{\max}$ および最大縦曲げモーメント $M(X)_{\max}$ はケースごとに識別せずに単純に図示した。

10 ケースの計算結果全体をみると、浮体全長にわたる最大せん断力 $S(X)_{\max}$ が生ずる断面の位置は浮体中央から $\pm 0.25L$ 付近、また、同じく最大縦曲げモーメントが生ずる断面の位置は浮体中央であって、規則波中のそれぞれの断面力が発生する位置にほぼ等しい。また、これらの 10 ケースの中の最大の値はせん断力および縦曲げモーメントのいずれについても波高 2 m の規則波中の浮体全長にわたる最大せん断力 S_{\max} および最大縦曲げモーメント M_{\max} より小さいが、波高 1.6 m の規則波中のそれらの値よりは大きい。

表-1 は不規則波中の断面力の 10 ケースの計算結果

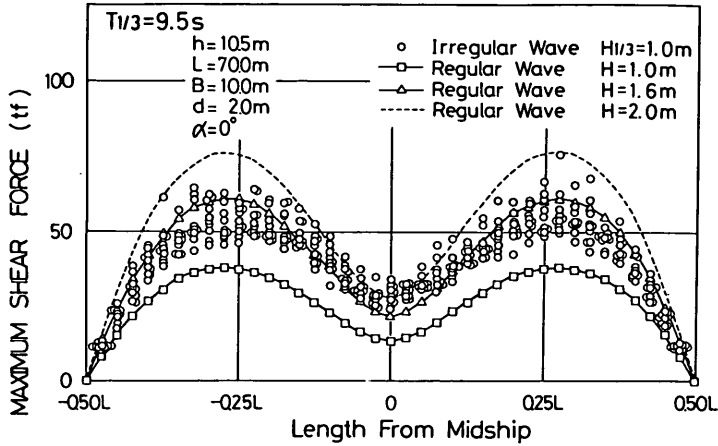


図-29 初期値を変えて行った不規則波中の各断面に生ずるせん断力の最大値 ($T_{1/3}=9.5$ s)

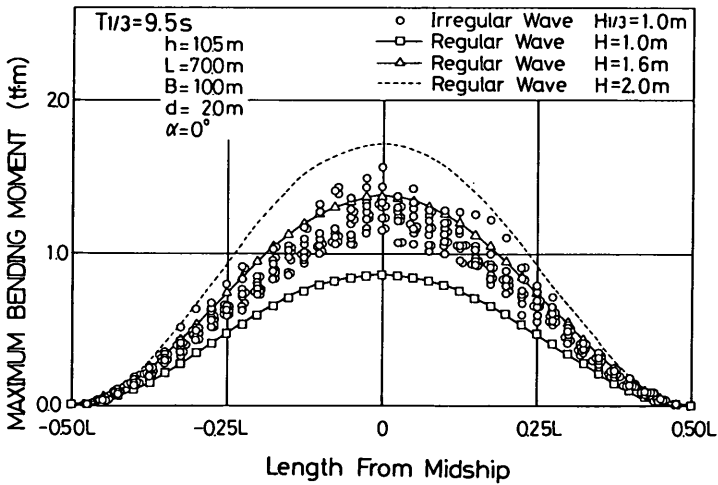


図-30 初期値を変えて行った不規則波中の各断面に生ずる縦曲げモーメントの最大値 ($T_{1/3}=9.5$ s)

を示したものである。いずれも有義波高 1.0 m, 有義波周期 9.5 s として初期値を変えて不規則波を発生させて計算したものである。表には約 100 波中の最高波高, 最高波の周期, 浮体全長にわたる最大せん断力および最大縦曲げモーメントおよび浮体全長にわたる最大せん断力および最大縦曲げモーメントのそれぞれを最高波高の 2 分の 1 ($H_{max}/2$) で除した値を示している。

この表をみると, 浮体全長にわたる最大せん断力および最大縦曲げモーメントは必ずしも最高波のときに生じ

ていないことがわかる。したがって, 浮体全長にわたる最大せん断力および最大縦曲げモーメントは最高波高には比例していない。このことは不規則波中の浮体の断面力の最大値を計算する場合に, 単に, 不規則波中の最高波高を波高とし, 不規則波の有義波周期を周期とする規則波中の浮体の断面力を求めたのでは十分でないことを意味する。

このように, 不規則波中の浮体に生ずる断面力の統計的な解析については, 断面力の周波数応答特性の影響が

表-1 初期値を変えて計算した不規則波中の浮体に生ずる最大せん断力および最大縦曲げモーメント ($T_{1/3}=9.5$ s)

	有義波高 (m)	有義波周期 (s)	最高波高 (m)	最高波周期 (s)	最大せん断力 (tf)	最大曲げモーメント (tfm)	最大せん断力/ $(\frac{H_{max}}{2})$ (tf/m)	最大曲げモーメント/ $(\frac{H_{max}}{2})$ (tfm/m)
1	0.94	8.95	1.82	8.00	64.0	1,430.0	70.4	1,572.0
2	0.90	8.69	1.64	8.00	75.2	1,290.0	91.8	1,574.0
3	0.97	8.74	1.73	7.20	64.3	1,230.0	74.4	1,422.0
4	0.97	8.48	1.61	8.00	62.2	1,310.0	77.2	1,628.0
5	0.93	8.77	1.71	8.80	62.6	1,330.0	73.2	1,556.0
6	0.95	9.03	1.73	9.60	60.6	1,490.0	70.0	1,722.0
7	0.95	8.72	1.46	10.00	62.2	1,330.0	85.2	1,822.0
8	0.94	8.85	1.35	8.40	63.4	1,430.0	94.0	2,118.0
9	0.92	8.78	1.55	8.00	61.6	1,420.0	79.4	1,832.0
10	0.95	8.98	1.69	8.40	62.8	1,560.0	74.2	1,846.0

あるので、さらに詳細に検討する余地がある。しかしながら不規則波中の計算を数多く行って最大の断面力を求めることは非常に多くの労力を要するので、もし、不規則波中の計算を行わないとすれば、非常にラフであるとは思いますが、これらの計算結果から判断して $H_{max}=2.0H_{1/3}$ として規則波中における断面力を計算すれば、不規則波中の断面力の最大値をほぼ推定しうるものと考えられる。

(3) 不規則波中の浮体全長にわたる最大せん断力および最大縦曲げモーメントの波周期依存性

ここでは、不規則波の有義波高を1.0mとし、有義波周期を4.7s, 5.6s, 6.0s, 7.0s, 8.0s, 9.5s, 10.0s, 12.0sと変えて、浮体全長にわたる最大せん断力と最大縦曲げモーメントを計算した。

図-31 および 図-32 はそれぞれせん断力と縦曲げモーメントについて結果を示したものである。同図には

波高1.0m, および1.6mで上記の周期の規則波に対して計算して得た断面力の最大値も図示している。

図をみると規則波に対する浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメント M_{max} は周期約8sの波に対し最大の値を示し、その値は他の周期の波に対する最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメント M_{max} と比べると極立って大きい。しかし、不規則波に対する浮体全長にわたる最大せん断力 S_{max} および最大縦曲げモーメントは、規則波の場合と同様に周期約8sの波に対して最大の値を示すものの、その値は波高1.6mの規則波中の断面力の最大の値より小さく、また、これより周期の長い波に対しては規則波に対する断面力の値ほどは減少せずに、ほぼ同一の値である。したがって、いま、周期12sの波についてみると、不規則波中の浮体全長にわたる断面力の最大値のほうが、波高1.6

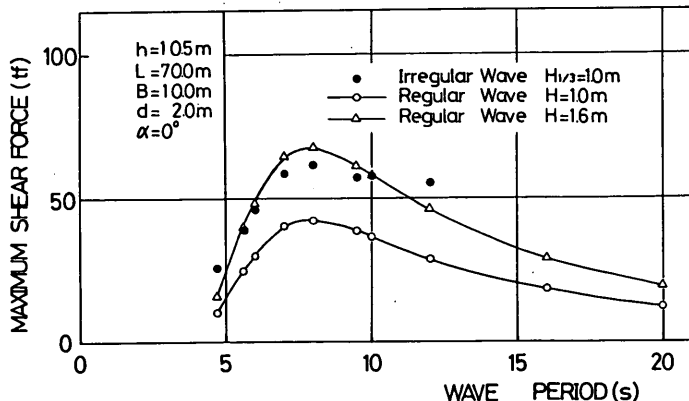


図-31 規則波中と不規則波中のせん断力の最大値の比較

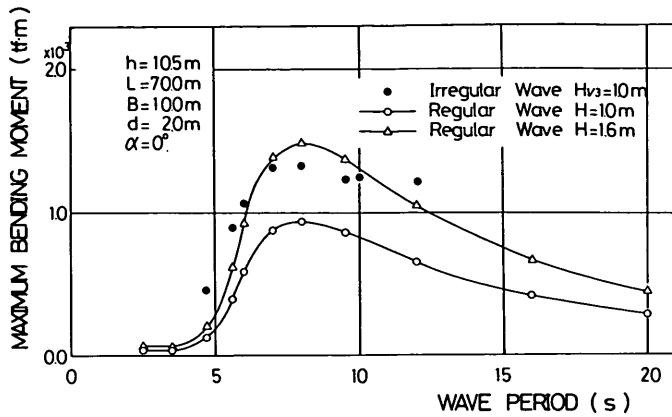


図-32 規則波中と不規則波中の縦曲げモーメントの最大値の比較

mの規則波中のそれより大きくなっている。これは、不規則波中には種々の周期の成分波が含まれているために、これらのうち、浮体の長さにはほぼ等しい波長の波によるせん断力および縦曲げモーメントの影響が強く現れているものと考えることができる。

以上のように、とくに浮体長に対し相対的に長い波長の波については、不規則波中においては、不規則波中の最高波高を波高とし不規則波の有義波周期を周期とする規則波として求めた浮体全長にわたる最大せん断力および最大縦曲げモーメントより大きい値が計算されることがあるので、もし、このようにして計算する場合には、設計における波の諸元の選定には十分注意する必要がある。

4. 結 論

以上、本論文においては浮体の動揺を考慮したせん断力および縦曲げモーメントの計算法を示し、従来、設計によく用いられているミューラーの式、プレストレストコンクリートバジ規準の式およびヴェリタスルールの式などによる断面力の計算値と本論文に示した計算法による計算値との比較検討を行い、さらに、本論文に示した計算法を用いて浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントに及ぼす浮体の動揺の影響、水深影響および波の不規則性について調べた。

これらの検討の結果、本論文で得られた主要な成果は以下のように要約される。

<従来用いられている計算法について>

- (1) 波浪によって箱型浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントの計算法としてのプレストレストコンクリートバジ規準の式およびヴェリタスルールの式に

には波の諸元、水深などがパラメーターとして含まれていないので、これらの式を用いる場合には浮体の設置場所の条件を十分に調査し検討する必要がある。とくに、波高が3.2~3.8m以上である場合にはこれらの式を用いてもミューラーの式の計算値と比べて必ずしも安全側であるとはいえないので注意を要する。

- (2) ミューラーの式には、波高、波長(波周期と同等)などのパラメーターが含まれていて、プレストレストコンクリートバジ規準の式およびヴェリタスルールの式に比べると設置場所の波浪条件に対応した計算値を求めることができる。しかし、水深影響および波の不規則性については考慮されていない。

<動揺を考慮した計算法とミューラーの計算法との比較について>

- (3) 規則波中において、本論文に示した動揺を考慮した浮体に生ずるせん断力と縦曲げモーメントなどの断面力の計算法においては、フルードクリロフ力およびディフラクション力などの波強制力によるものと、浮体の動揺にともなって生ずる慣性力、造波抵抗力および静水圧的復元力などによるものを位相差を考慮して合成して求める。後の三つを考えない場合は浮体の動揺を拘束した場合の断面力が得られるが、この値は浮体長に対し波長が長くなる(波周期が長くなる)につれて相当大きくなる。

- (4) 浮体の動揺を考慮した場合の規則波中の断面力とミューラーの式によって計算した断面力とを比較するとその大小関係は波周期によって異なり、水深10.5mに対しては浮体長と波長との比 L/λ が1.0以下になる場合にはミューラーの式による計算値は浮体の動揺を考慮した計算値より小さくなる。したがって、長周期の

波に対しミューラーの式を用いる場合には注意を要する。また、浮体に生ずる断面力が最大になる波の周期はミューラーの式の場合には $L/\lambda=1.12$ となる周期の波であり、また、浮体の動揺を考慮した計算法では、 $L/\lambda=1.0$ となる周期の波である。それらの周期の波における断面力の最大値を比較するとミューラーの式の計算値のほうが大きい。

- (5) 浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントに及ぼす水深の影響を浮体の動揺を考慮した計算法を用いて検討した。その結果、水深が浅い場合にはせん断力および縦曲げモーメントの値が大きくなるが、喫水 2 m の浮体に対しては水深 15 m 程度 ($h/d=7.5$) 以上であれば、ほぼ無限水深の場合の断面力の計算値と同等である。
- (6) 不規則波中において浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントは、波高を不規則波の有義波高の 2.0 倍、周期を不規則波の有義波周期とする規則波とする規則波に対して計算した値とほぼ同等である。ただし、浮体長と波長との比 L/λ が 1.0 以下となるような有義波周期の不規則波に対しては、断面力の計算値の波周期に対する変化は規則波中の断面力ほど大きくない。したがって、上述のようにして求めた規則波中の断面力より大きくなることもあるので、このような周期の波に対しては不規則波としての計算をする必要がある。
- <浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントの計算法について>
- (7) 以上の検討の結果、浮体に生ずるせん断力および縦曲げモーメントの計算法については浮体の動揺を考慮した方法を用いるのが適当であるものとする。その場合、浮体長と波長との比 L/λ が 1.0 より大きい範囲では、不規則波中の断面力を不規則波の有義波高の 2.0 倍を波高とし、有義波周期を周期とする規則波に対する断面力として求めてもよい。しかし L/λ が 1.0 より小さい範囲では不規則波中の断面力として求めるのがよい。
- (8) やむを得ずミューラーの式を用いる場合には、 h/d が十分大きいことを確認した上で、浮体長と波長との比 L/λ が 1.12 となるような周期の波に対し、最高波高を有義波高の 2 倍として断面力を求めるのがよい。

(1984年 9 月29日受付)

参 考 文 献

1) Muller, J : Structural Considerations and configurations II, Paper presented the Seminar on Concrete Ships and Vessels, University of

California Extension, Berkeley, 1975.

- 2) 日本海事協会：プレストレストコンクリートバージ標準。
- 3) 前出文献(1)に引用されているもの。
- 4) たとえば、小林正典ほか：船舶の耐航性に関する理論計算プログラム，三井造船技報，第82号，1973，pp. 109～133。
- 5) 関西造船協会：造船設計便覧第 3 版，1960，pp. 519～528。
- 6) 上田 茂・白石 悟：大型矩形浮体の波浪中の動揺と係留力に関する研究(第 2 報) — 数値シミュレーション手法について —，港湾技術研究所報告第 19 卷第 3 号，1980. 9，pp. 105～143。
- 7) 井島武士・田淵幹修・湯村やす：有限水深の波による矩形断面物体の運動と波の変形，土木学会論文集第 202 号，1972，pp. 33～48。
- 8) 伊藤喜行，千葉 繁：浮防波堤の水理に関する近似理論と応用，港湾技術研究所報告，第 11 卷第 2 号，1972，pp. 141～166。

主要記号表

- B : 浮体幅
- C_B : ブロック係数
- $C_L(X)$: せん断力の分布を表す関数
- C_M : モーメント係数
- C_S : せん断力係数
- d : 喫水
- $$f_B = \frac{1}{k(h-d)} \cdot \frac{\sinh k(h-d)}{\cosh kh}$$
- g : 重力の加速度
- H : 波高
- h : 水深
- K_m^B : モーメント係数(プレストレストコンクリートバージ標準)
- K_m^F : モーメント係数(ヴェリタスルール)
- k : 波数
- L : 浮体長
- M_{max} : 浮体全長にわたる縦曲げモーメントの最大値
- $M(X)$: 任意断面 X における縦曲げモーメント
- $M(X)_{max}$: 任意断面 X における縦曲げモーメントの最大値
- $M_d(X)$: 任意断面 X におけるディフラクション力による縦曲げモーメント
- $M_I(X)$: 任意断面 X における慣性力による縦曲げモーメント

- $M_R(X)$: 任意断面 X における造波抵抗力による縦曲げモーメント
 $M_S(X)$: 任意断面 X における静水圧的復元力による縦曲げモーメント
 M^* : 累積確率 $Q = 10^{-5}$ のときの波浪縦曲げモーメントの異常値
 M_{\max}^B : プレストレストコンクリートバージ規準による浮体全長にわたる縦曲げモーメントの最大値
 M_{\max}^F : ヴェリタスルールによる浮体全長にわたる縦曲げモーメントの最大値
 M_{\max}^M : ミューラーの式による浮体全長にわたる縦曲げモーメントの最大値
 $M^M(X)$: ミューラーの式による任意断面 X における縦曲げモーメント
 $M^{F \cdot K}(X)$: フルードクリロフ力による任意断面 X における縦曲げモーメント
 $(M^{F \cdot K} + M_d)_{\max}$: 固定浮体における浮体全長にわたる縦曲げモーメントの最大値
 $(M_I + M_R + M_S)_{\max}$: 浮体の動揺による浮体全長にわたる縦曲げモーメントの最大値
 M_H : 断面浮体の上下方向運動の付加質量
 n : $n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right)$
 N_H : 断面浮体の上下方向運動の減衰係数
 $P_{d\epsilon}(x)$: ディフラクション力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
 $P_{I\epsilon}(x)$: 慣性力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
 $P_{R\epsilon}(x)$: 造波抵抗力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
 $P_{S\epsilon}(x)$: 静水圧的復元力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
 $P_{\epsilon}^{F \cdot K}(x)$: フルードクリロフ力による浮体の単位長さ当たりの上下方向の力
 Q : 累積確率
 S_{\max} : 浮体全長にわたるせん断力の最大値
 $S(X)$: 任意断面 X におけるせん断力
 $S(X)_{\max}$: 任意断面 X におけるせん断力の最大値
 $S_d(X)$: 任意断面 X におけるディフラクション力によるせん断力
 $S_I(X)$: 任意断面 X における慣性力によるせん断力
 $S_R(X)$: 任意断面 X における静水圧的復元力によるせん断力
 S^* : 累積確率 $Q = 10^{-8}$ のときの波浪せん断力の異常値
 $S^M(X)$: ミューラーの式による任意断面 X におけるせん断力
 $(S^{F \cdot K} + S_d)_{\max}$: 固定浮体における浮体全長にわたるせん断力の最大値
 $(S_I + M_R + M_S)_{\max}$: 浮体の動揺による浮体全長にわたるせん断力の最大値
 T : 波周期
 t : 時刻
 \bar{u}_z : 浮体中心断面内の波の上下方向の速度

$$\bar{u}_z = i \zeta_0 \omega \frac{\sinh k(h-d)}{\sinh kh} e^{i(kX \cos \alpha + \omega t)}$$
 \bar{u}_z : 浮体中心断面内の波の上下方向の加速度

$$\bar{u}_z = -\zeta_0 \omega^2 \frac{\sinh k(h-d)}{\sinh kh} e^{i(kX \cos \alpha + \omega t)}$$
 w_0 : 海水の単位体積重量
 X : 任意断面の位置
 x : 座標
 x_1, x_2, x_3 : プレストレストコンクリートバージ規準におけるせん断力の分布関数の座標
 y : 座標
 z : 座標およびヒービングの動揺量
 α : 波の入射角度
 β : $\beta = \frac{1}{2} kL \cos \alpha$
 γ : $\gamma = \frac{1}{2} kB \sin \alpha$
 δ : 喫水の補正量
 ζ : 水面変動
 ζ_0 : 波振幅
 θ : ビッチングの動揺量
 λ : 波長
 ω : 波の角振動数

港湾技研資料 No. 505

1984・12

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発行所 運輸省港湾技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号

印刷所 株式会社 東京プリント