

(昭和 40 年 5 月造船協会春季講演会において講演)

波による Heaving および Pitching の強制力を うけない船型について

正員 元 良 誠 三*
正員 小 山 健 夫*

On Wave-Excitation Free Ship Forms

By Seizo Motora, *Member*
and Takeo Koyama, *Member*

Summary

It has been shown by Ursell [1] that there are prisms of certain sections which do not create waves when they roll in a still water surface. This problem has been extended by Bessio [3] in motion of six degree of freedom. On the other hand, Newman [4] has shown making use of Haskind relation that damping coefficient for any motion of a body is directly related to the exciting force acting on the same body in waves.

These results indicate that there must be bodies which will not be acted by any exciting force by waves.

In this paper, the Authors dealt with this problem restricting it to the case of heaving and pitching motion. It has been shown by Motora [5] that heaving force acting on a body in waves is approximately expressed in the following form :

$$F_{ZW} = \gamma_1 K_Z \rho V \ddot{Z}_W + \gamma_2 N_Z \dot{Z}_W + \gamma_3 \rho g A Z_W$$

where γ_1, γ_2 and γ_3 are correction factors which are the functions of wave number $K = \omega^2/g$

K_Z is the added mass coefficient of the body for heaving

V is the volum of the body

Z_W is the surface elevation of waves

N_Z is the damping coefficient

ρ is the density of water

g is the accerelation of gravity

A is the water plane area of the body

The first term shows the body wave interaction and the third term shows the Froude Krylov force with Smith Correction. Since $\ddot{Z}_W = -\omega^2 Z_W$, it is clear that the first term of the right hand side of the equation is reverse in sign compared to the third term. In the case of usual ship forms however, in significant frequency range, the first term is not so large compared with the third term.

However, if a section form of a ship is designed so that the first term is comparable with the third term at significant frequency of waves, those two term will cancel each other and only the second term—the damping term—will remain.

On the other hand, Newman's relation shows that the damping coefficient is proportional to the square of heaving force which is now very small. Therefore, it is possible to make the heaving

原稿受付 昭和 39 年 12 月 20 日

* 東京大学工学部

excitation practically zero at specified frequency of waves.

In this paper, the Authors showed some examples of such forms and the measured heaving exciting force. Though only results in two dimensional problem were shown, this problem can be extended into three dimensional problems.

緒 言

平水中で水平軸のまわりに rolling しても波を起こさない、いわゆる Ursell Cylinder の存在は Ursell¹⁾ により理論的に推論され、また実験的にもある程度確かめられた²⁾、防衛大の別所助教授はさらにこの問題を6つの自由度にたいする運動すべてに拡張し、壮大な、いわゆる波なし分布理論を展開した³⁾¹⁰⁾。

一方 Newman⁴⁾ は Haskind の関係をもちいて、静水中である自由度の方向に周期運動をする物体のおこす波、延いてはその運動に対する減衰は同じ物体が波の中でうけるその自由度の方向への強制力の二乗に比例することを示した。

このことは、静水中で運動して波を起こさない船型はまた波の中で強制力をうけない船型であることを意味する*。

著者等は、上記各氏の業績から推論される波の中で強制力をうけない船型の存在の可能性に興味をもち、問題を heaving および pitching に限定して半実験的にそのような物体の形の数例を求め、それらの物体に働らく波の強制力を実測し、実際ある周波数の波にたいしては、ほとんど強制外力が消失することを確かめた。

本論文では、主として2次元の場合、したがって heaving のみしか取扱わなかつたが、問題は当然3次元の場合、とくに pitching の問題にも拡張可能であり、またその場合、上記別所論文が大きな理論的支えとなるものと期待される。

1 Heaving Force の近似式

波の上に浮んでいる物体に加わる heaving force については、古くより Froude-Krylov の仮定がもちいられ、いわゆる Froude-Krylov の力とよばれてきた。これは物体によつて乱されない波の圧力を、物体表面で圧力積分して得られる力で、浮力に相当する。

ところが実際は物体表面で法線方向の速度が0であるために、物体の存在により波が乱されて、そのため付加的な力が働く。いわゆる body-wave interaction である。

この問題は、種々の人により取扱かわれ、厳密解も求められているが、著者の一人元良は Korvin-Kroukovsky および Jacobs⁵⁾ の考え方を拡張して波による heaving-force を次式のごとくあらわし、円筒については、周波数の低い範囲で厳密解とよく一致することを示した⁶⁾。

$$F_{zw} = \gamma_1 k_z \rho V \dot{z}_w + \gamma_2 N_z \dot{z}_w + \gamma_3 \rho g A z_w \quad (1)$$

ただし k_z : 付加質量係数

ρ : 水の密度

V : 物体の没水容積

z_w : 波の表面上昇

N_z : 減衰係数

g : 重力の加速度

A : 水線面積

$\gamma_1 \gamma_2 \gamma_3$: 波の orbital motion に対する修正係数で wave number $K = \omega^2/g$ (ω は周波数) の函数。

(1) 式右辺の第3項が Froude-Krylov の浮力であり、 γ_3 は Smith Correction である。第1項が body-wave interaction の項で物体の付加質量に波の上下加速度をかけたものであらわされており、一種の慣性力である。第2項は減衰力であり、浮力と90°の位相差をもっている。

波面上昇を $z_w = \bar{z}_w e^{i\omega t}$ とすると

$$\dot{z}_w = -\omega^2 z_w \text{ であるから (1) 式は}$$

* 三次元の場合は必ずしもそうとは限らない

$$F_{zw} = \underbrace{(-\gamma_1 k_z \rho V \omega^2 z_w)}_{\text{慣性力}} + \underbrace{\gamma_3 \rho g A z_w}_{\text{浮力}} + \underbrace{\gamma_2 N_z \dot{z}_w}_{\text{減衰力}} \quad (2)$$

の形となり、慣性力は浮力と符号が逆であること、および周波数が大きくなると絶対値が大きくなっていくことがわかる。

一方浮力の方は周波数とともに γ_3 が小さくなる分だけ小さくなるが、あまり急激な変化をしないから、付加質量 $k_z \rho V$ が大きければ (2) 式の括弧内が相殺して 0 になることもありうるわけである。

通常の船型では $k_z \rho V$ が十分大きくないので問題となる周波数の範囲では慣性力が浮力と相殺することはない、周波数とともに F_{zw} が減少していく傾向をしめすだけである。

しかしながら、もし付加質量が、水線面積にくらべて大きな船型を故意にえらぶならば、浮力と慣性力を実用の周波数の範囲内で相殺せしめることも可能であり、この場合は減衰力の項のみが残るわけである。

ところが Newman⁴⁾ により、波の強制力 F_{zw} と減衰係数 N_z の間には次の関係がある。

二次元

$$N_z = \frac{\omega}{\rho g^2 A^2} F_{zw}^2$$

三次元

$$N_z = \frac{\omega K}{4\pi \rho g^2 A^2} \int_0^{2\pi} F_{zw}(\theta) d\theta$$

したがって N_z もきわめて小さくなり、のこる減衰力の項も非常に小さくなるわけであり、実質上、ある周波数で heaving-force は 0 となるわけである。

heaving-force = 0 となる周波数は (2) 式より

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\gamma_3 g A}{\gamma_1 k_z V}} \quad (3)$$

または

$$K_0 = \frac{\omega_0^2}{g} = \frac{\gamma_3 A}{\gamma_1 k_z V} \quad (4)$$

で求められる。

本論文ではこの方法によりいくつかの船型を、主として二次元の場合について求め、実際に波の力を測定してみたわけである。

2 二次元の場合の例

2-1 没水円筒を主体とした場合

1) 理論的考察

(2) 式において慣性力が浮力にくらべて大きい物体を考えると、その極限は没水体であることに気がつく。すなわち、没水体では波面が上昇するとき下向きの力をうけるわけである。したがって没水体の上に、幅の割合せまい船体をつければ実用の周波数の範囲内で慣性力と浮力を相殺させることができるはずである。

そこで最初に没水円筒を主体として考えてみよう。

Fig.1 のごとく、中心深度 f の半径 a なる円筒を考え、それに水面幅 B の strut をつけたとする。没水円筒に加わる力には Cummins⁷⁾ より求められているが、ここではその中の慣性力と浮力を分けて考える必要があるので、(2) により計算する。没水円筒に対する added mass $k_z \rho V$ の値としては山本教授の計算値⁸⁾ をもちい、strut の部分に対する added mass の値としては、正確にこのような形をした物体についての値はもとめられていないので、近似的に田才教授の計算値⁹⁾ の中でのなるべく角張つたものを便宜上もちいた。

(2) 式により慣性力を計算すると Fig.2 の破線のごとくなる。ただし γ_1 として円筒に対し e^{-Kf} を、strut に対し $e^{-K(f-a)}$ をもちいた。浮力の項はやはり (2) 式をもちい、Smith correction γ_3 としては e^{-Kf} をもちいた。その値は Fig.2 にしめすごとくである。Fig.2 の横軸は無次元化した波数 (wave number) $\frac{\omega^2}{g} a$ をとり、縦軸は波高を h としたとき水面幅 a の物体にかかる Froude-Krylov の力に対する \bar{F}_{zw} の比をとつている。浮力から慣性力の絶対値をひいたものが全体の heaving force であり、Fig.3 のようになる。

Fig.3 より円筒の半径にくらべて strut の幅を小さくすればするほど、慣性力と浮力の相殺する周波数は低

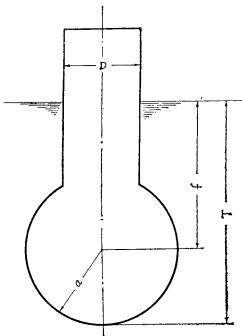


Fig. 1

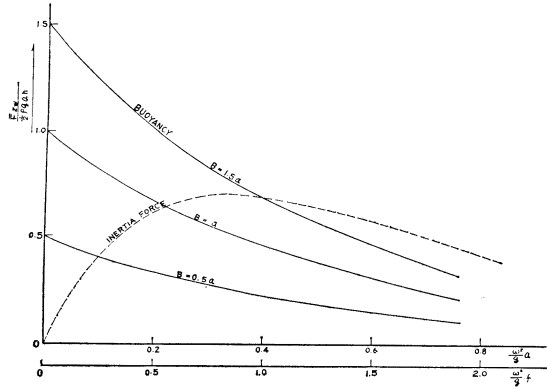


Fig. 2 Inertia Force and Buoyancy

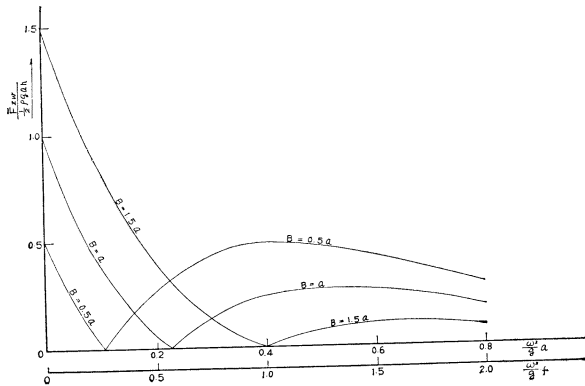


Fig. 3 Total Heaving Force

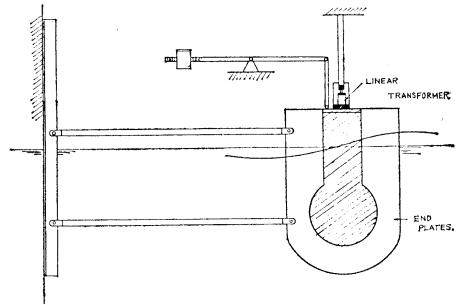


Fig. 4

い方に移ることがわかる。

2) 実験

以上の結果をたしかめるために実験をおこなつた。模型は直径 20 cm の円筒に、幅 $B=15$ cm, 10 cm, 5 cm の 3 種の strut をつけたものを用い、深度を数通りかえて実験した。

模型の drift および pitching をふせぐために Fig. 4 のようにガイドでおさえ、力は強いバネの変位を差動トランスでとりだしてペンオシロに記録した。模型の長さは 50 cm で、二次元流を作るため模型には end plate

をつけた。

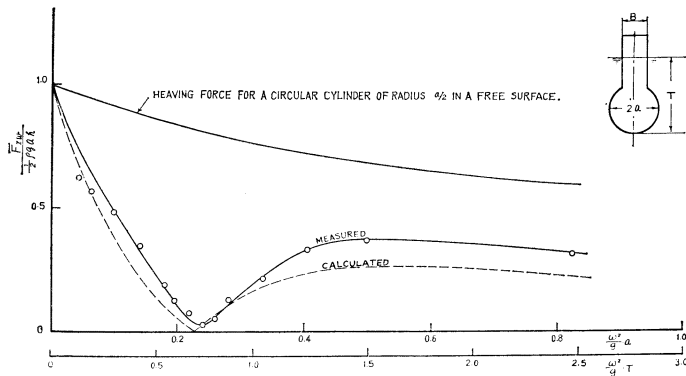


Fig. 5

典型的な結果として, strut の幅 10 cm 深度 $f=20$ cm の場合の例を Fig. 5 にしめす。縦軸に波の力を Froude-Krylov の力で割つたものとり、横軸には円筒の半径 a および喫水 T でそれぞれ無次元化した波数を同時にしめしてある。また図の破線は水面幅 10 cm の半没水円筒に加わる力をしめす。

1) で推定された周波数とほぼ同じ周波数で波の力はほとんど完全にきえており、それ以外の周波数

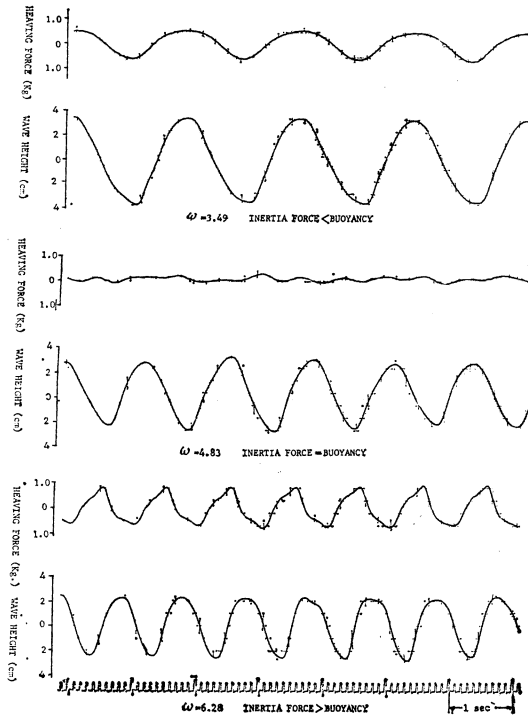


Fig. 6 Typical Record Obtained

でも半没水円筒にくらべて格段に力が小さいことがわかる。

Fig. 6 は $\omega=3.49$, $\omega=\omega_0=4.83$, $\omega=6.28$ に対するオシログラフの記録例であつて $\omega=3.49$ ($\frac{\omega^2}{g}a=0.124$) のときはまだ浮力が勝つていて波の力は波の動きと同じ位相であり, $\omega=\omega_0$ で力はほとんどなくなつて, 高周波の力がわずかにのこつた程度となり, $\omega=6.28$ ($\frac{\omega^2}{g}a=0.402$) では慣性力が勝つて位相は 180° ずれているのがわかる。この傾向はいずれの場合にもはつきり出ていて, over cancel か under cancel かをみきわめるのに非常に助けとなつた。

深度をかえ strut をかえた影響をみるため, 全部の結果を深度別に Fig.7 a) b) c) にしめす。

strut の幅がせまいと予想されるように ω_0 は小さくなり比較的長い波で力が極小となるが, 高周波のところでは over cancel が激しくなる。

深度をかえるということは, ω_0 の変動にはほとんど影響しない。 $T=25$ cm, および 35 cm のとき ω_0 において, 力の消え方が少いのは実験装置の不備により, heaving force とちやうど 90° ずれた swaying force の成分が入つてきたのではないかと思われる。

standard としてえらんだ, 喫水 30 cm, $B=10$ cm のときの $\omega_0=5.03$ を喫水 10 m, 長さ 140 m の船に換算すると $\omega_0=0.873$ となり, 横波なら 61 m 位に相当する。

しかし縦波ならば, 船速 10 m/sec で波長 200 m, 船速 5.5 m/sec で波長 150 m の正面波と遭遇する場合の出会い周期に相当するから大体実用範囲である。

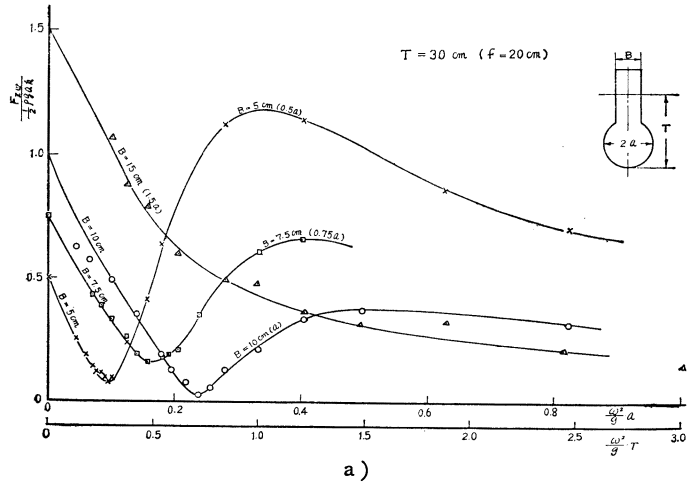
2-2 楕円を主体とした場合

上記円筒の場合は必然的に喫水が大きくなり, その喫水に相当する船の長さを想定すると, 波の力が極小となるような周波数は比較的短い波になる。

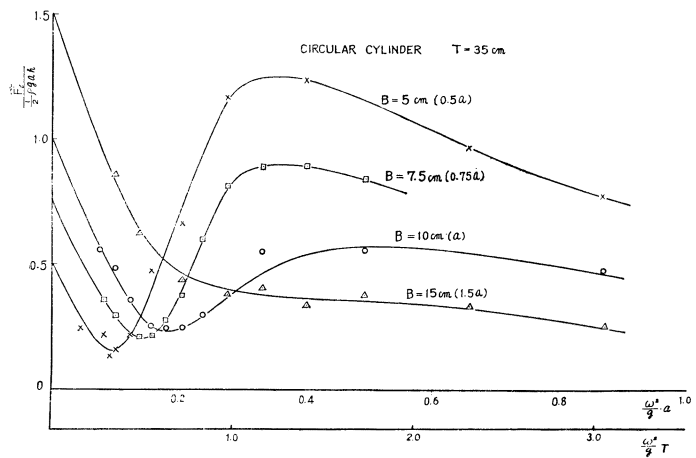
そこで幅にくらべて喫水を小さくするため, 主体を Fig. 8 にしめすような楕円筒としてみた。

楕円の長径 a は 10 cm のままとし, 短径 b を 5 cm, 2.5 cm の 2 種にかえて実験をおこなつた。strut の幅 B は 10 cm である。

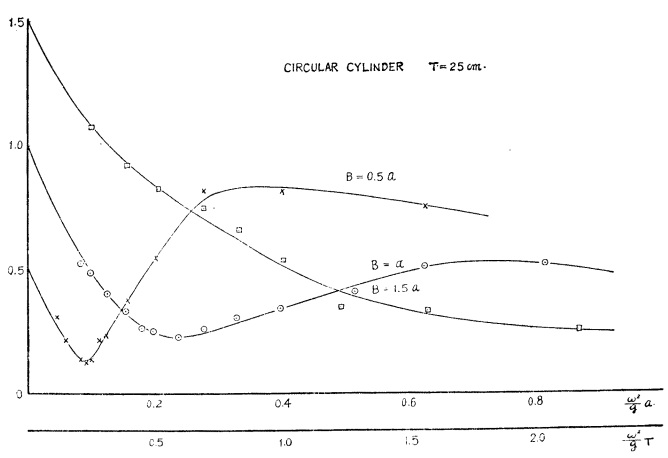
結果を Fig. 9 に示す。円筒の場合は深度によりそれほど ω_0 が変らなかつたが, 楕円筒では深度によりかな



a)



b)



c)

Fig. 7

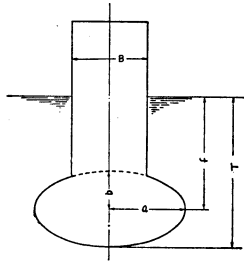
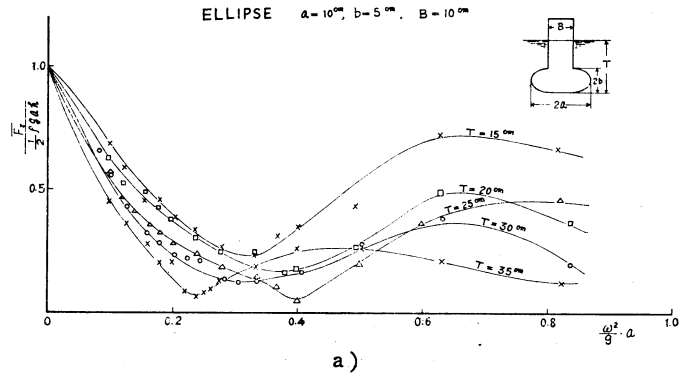


Fig. 8



a)

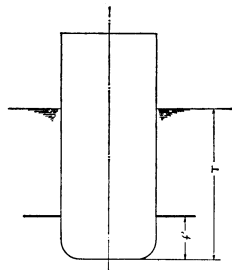


Fig. 10

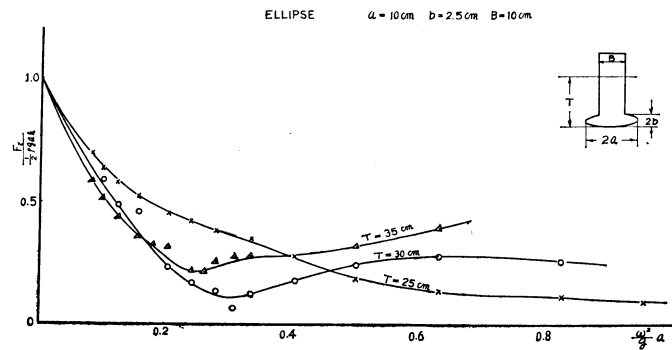


Fig. 9 b)

り大幅に ω_0 が変化することがわかる。

上下力の減少の割合は大抵円筒の場合と大差ない。しかし、喫水を小さくすることができるのではないかという予想ははずれ、期待どおりにはいかなかった。

2-3 ひれを主体とした場合

慣性項を大きくするには(2)式の付加質量 $k_z \rho V$ を大きくしてやればよく、実質上の容積を必ずしも大きくする必要はないことを考えて、主体として水平の平板を考えてみる。この場合 $k_z = \infty$, $V = 0$ となるが、付加質量 $k_z \rho V$ は平板の幅を直径とする円筒のものと等しくなることはよく知られている。そこで Fig. 10 のような形を考える。 $2a = 25$ cm, $B = 15$ cm, ひれの場所、底から 7 cm のものにつき喫水を変えて実験した結果は Fig. 11 のごとくなる。全般に偏平率の大きい方の楕円の場合と大差ないようである。

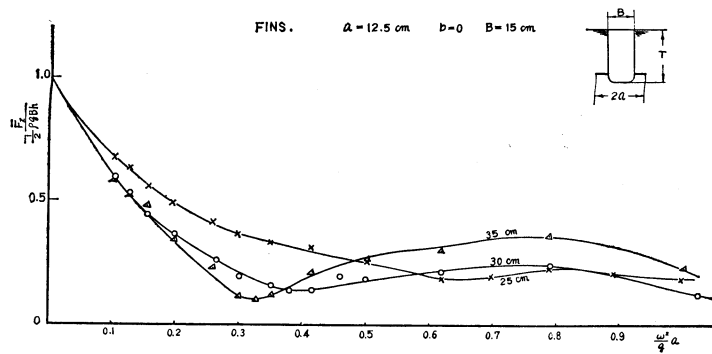


Fig. 11

3 Heaving の量

2) に述べたように、ある周波数の波に対し、上下力をほとんど感じない形があることがわかったが、このような物体は実際にはどのような heaving をするであろうか。

1. で述べたように、Haskind-Newman の関係により波の強制力の二乗と減衰係数が比例するから、強制力

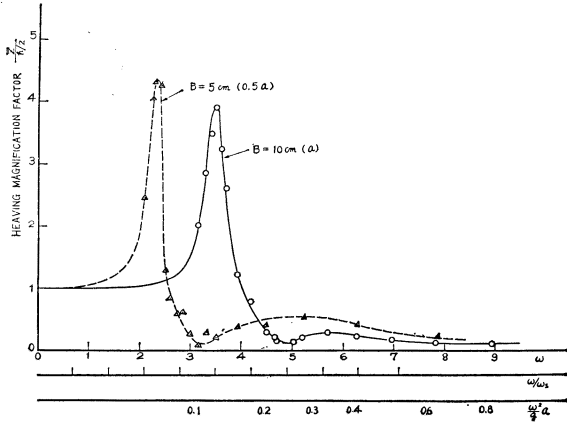
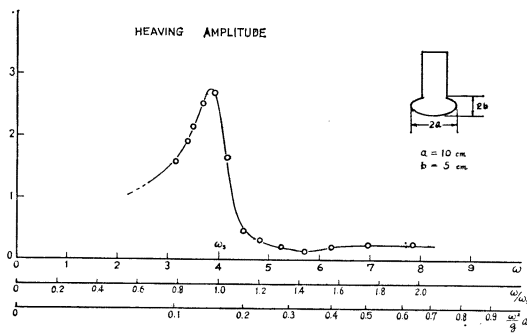
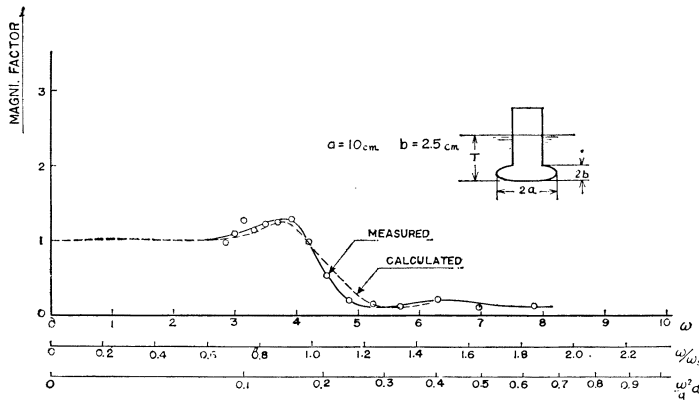


Fig. 12



a)



b)

Fig. 13

anti-pitching tank をつけるといった方法をとれば、強制外力が小さいだけに運動を小さくすることも容易かも知れない。

2・2 の楕円を主体とした場合の heaving を Fig. 13 a) b) に示してある。

楕円の場合はかなり eddy damping があり、運動は格段に小さくなっていることがわかる。とくに扁平な円筒の場合は非常に小さく magnification factor は 1 を一寸こえるだけである。

Fig. 13 a) の場合 peak の位置は heaving の固有周期 ω_s よりやや低いところで起きており、Fig. 13 b) の場

が消失する周波数ではまた減衰もなくなる。従って波の力がないからといって運動をしないと考えるのは早計である。

事実、2・1の2) であげた円筒を主体とした場合の例として、 $T=30\text{ cm}$ 、 $a=10\text{ cm}$ 、 $B=10\text{ cm}$ および $B=5\text{ cm}$ の場合について、実際波をあてて heaving を起こさせてみると Fig. 12 のようになり、非常に大きく揺れることがわかる。

高い Peak の出ている所がほぼ heaving の固有周期に相当し、そこではすでに減衰も小さくなっているの、その方が力が小さくなっているのよりきいて大きくゆれるわけである。極小の点は ω_0 に相当する所で、ここでは減衰もないが、波の力もないのでゆれない。

そこで heaving の固有周波数と ω_0 とを一致させることができる面白いが、これは絶対にできないといつてよい。その理由は、heaving の固有周波数は

$$\omega_s = \sqrt{\frac{\rho g A}{m + m_z}}$$

m : 物体の質量

m_z : 物体の付加質量 $= \rho k_z V$

A : 水線面積

であるのに対し ω_0 は

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{r_1 \rho g A}{r_3 m_z}}$$

であるから、 $m \rightarrow 0$ でもないかぎり ω_s と ω_0 は一致しない。したがって何か damping を大きくする方法を考えないかぎり、円筒の場合 heaving の量 (3 次元なら Pitching) をへらすことは望めない。

しかしながら、注意しなければならないのは Haskind-Newman の関係は wave excitation と wave damping の関係であつて、eddy damping やその他の造波に関係のない damping は含まれていない。

したがって、ひれをつけるとか、

合はこのずれが非常に大きく、 ω_s よりかなり低周波のところで peak が出て、 ω_s のところではすでに下り坂である。この原因は強制力がこのあたりでは周波数とともに急激に減少するためである。Fig. 9 から強制力の $\omega=0$ のときの値に対する比を読みとつて通常の減衰率 $K=0.4$ のときの magnification factor の値にかけてみると Fig. 13 b) の中の破線のようになり、この傾向を非常によく説明することができる。

2.3 のひれを主体としたものは当然 eddy damping が大きく、Fig. 14 に示すように運動は非常に小さいが、扁平な方の楕円にくらべてそれほど大きな差はない。magnification factor はほとんど critical damping のそれに近い傾向を示している。Fig. 13 b) の場合と同じく Fig. 10 からよみとつた heaving force の比で修正した通常の $K=0.5$ の magnification factor を破線で plot するとよく一致する。従つて実際の logarithmic decrement は $a=0.61$ 位であるにもかかわらず、力が急激に減少するため見かけ上の運動はあたかも $a=1.57$ (critical damping) であるかのようなものになるわけである。

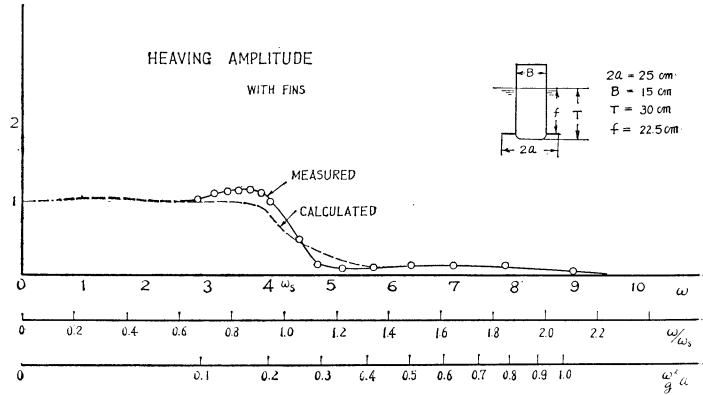


Fig. 14

4 三次元の場合の一例と拡張の見通し

4-1 球を主体とした場合

3次元の場合の最も簡単な例として Fig. 15 のように半径 a の球を主体とし、それに直径 B の円筒を垂直につけたものを取上げてみよう。

(2) 式は r の値さえ適当にとれば、3次元の場合にも適用できるはずであるから (2) 式をもちいて上下方を計算してみる。2次元の場合とほぼ同様にして慣性力と浮力が Fig. 16 のようにもとまる。これにより上下方は Fig. 17 のように求められる。

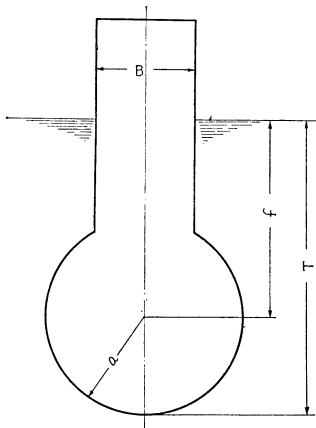


Fig. 15

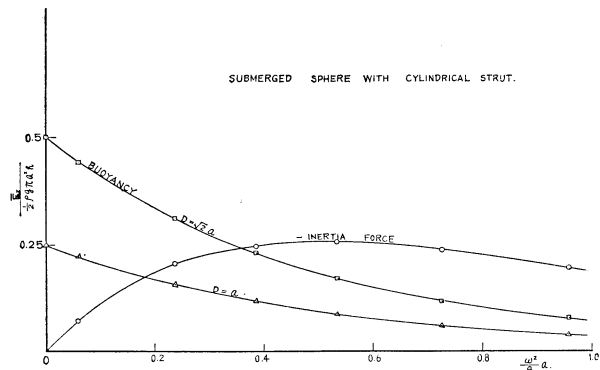


Fig. 16

$a=14.3\text{ cm}$, $D=a$, $\sqrt{2}a$, $T=1.5a$, $2a$ の場合につき Fig. 18 のような装置により実験をおこなつた。

Fig. 19 は $D=\sqrt{2}a$, $T=1.5a$ のときのオシログラフの記録例であつて、3次元の場合も2次元のときと全く同じような傾向をしめすことがわかる。

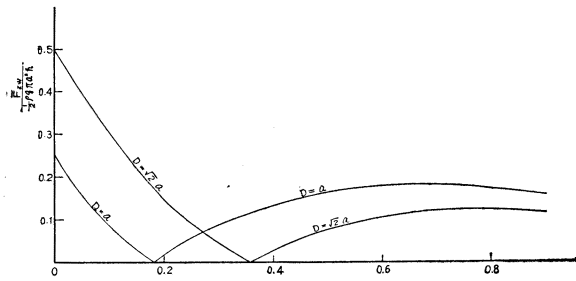


Fig. 17

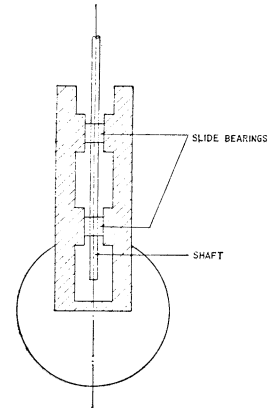


Fig. 18

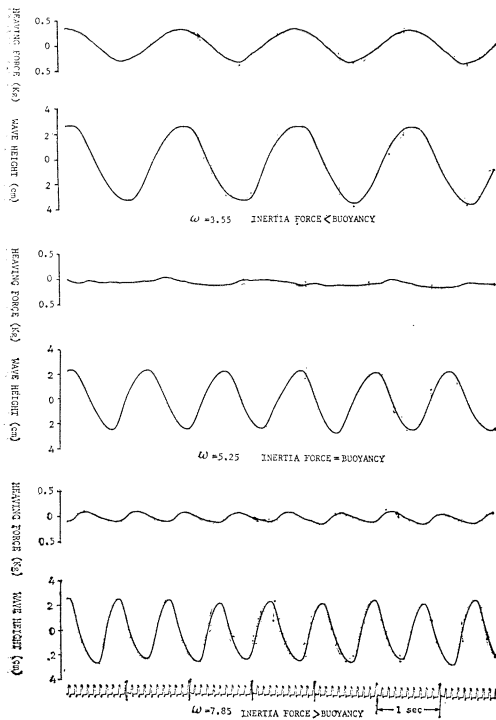


Fig. 19 Typical Record Obtained

実測した heaving force を Fig. 20 (a)(b) にしめす。 ω_0 は理論的に予想したものとほぼ同じ程度となり、上下力の周波数による変動の傾向も理論的に求めたものとよく一致していることから、2次元と同様な考えが3次元にも適用されることが、少なくとも軸対称の場合には言える。なお3次元の場合には2次元にくらべて over cancel の量が少ないようである。

4-2 三次元への拡張の見通し

前節の結果よりみて、軸対称の物体には2次元の場合と同様な手法がもちいられることがわかったが軸対称でないもの、特に strip method の手法が用いられるか。どうかは大いに検討を要する。

元来、縦波に対する strip method の適用に関してはかなり疑問があるので、横波の場合にくらべて精度がおちることは大いに考えられることであるが、行き当たりばつりに3次元船型を考えるよりは strip method により多少のよりどころを与えられることは期待される。

なお、3次元の場合には Haskind-Newman の関係⁴⁾は

$$N_z = \frac{\omega K}{4\pi\rho g^2 A^2} \int_0^{2\pi} F_{z\omega}(\theta) d\theta$$

ただし θ : 波の angle of incidence

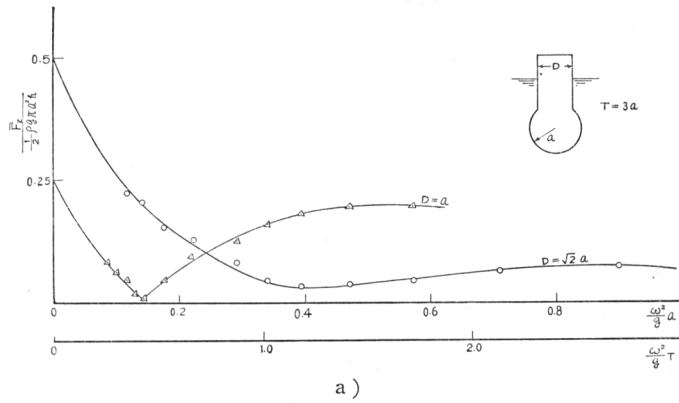
となるから、軸対称でない物体ではある方向の波に対し、強制力は0となつても damping が0となるとはかぎらないので、運動がきわめて小さくなるよう形がえられることも期待できる⁹⁾。

5 考えられる応用例

以上の結果だけではまだ検討すべき問題が多く残っているので、ここで応用まで論ずるのはやや時期尚早の感があるが、3次元への拡張が可能であると仮定すると次のような応用例が考えられる。

5-1 船体応力の減少

船体各部に加わる上下を著しく減少させることにより、船体に加わる曲げモーメントを大幅に減じうる可能性



a)

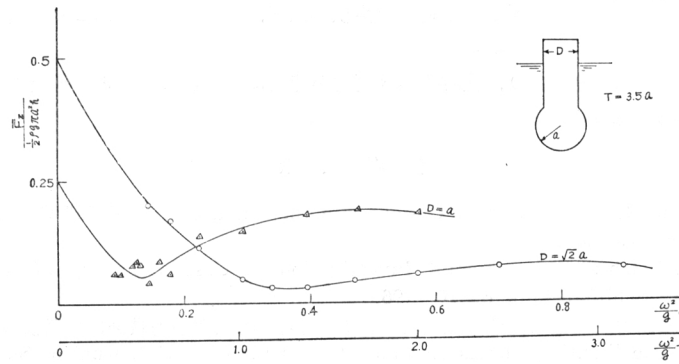


Fig. 20 b)

b)

Fig. 20

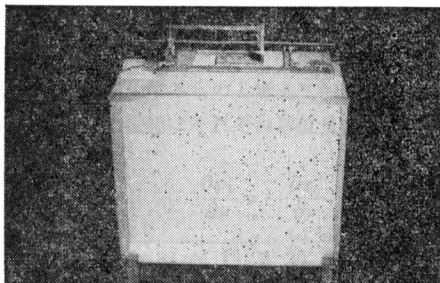
がある。船体を長さ方向に分けた場合、必ずしもその各部での上下力が0となる必要はなく、同一位相の波に対しある部分は上向き、ある部分は over cancel して下向きの力となり、全体として Σ に対するモーメントが0になるようにしてやればよいわけで、結局中央部は通常船型に近く、前後で水面下が膨出した形となることが予想される。

また、双胴船に応用すれば斜波の中で振れの力を小さくし、二船間の連結部に加わる応力を減じることが期待されよう。

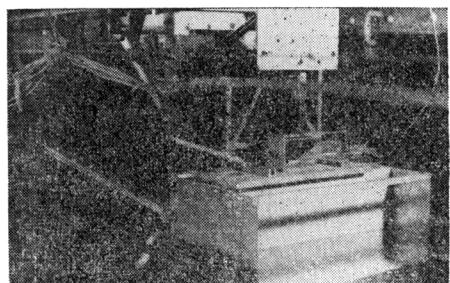
5-2 運動の軽減

5-1 と同様の考えて pitching moment を大幅に減少せしめることが可能である。しかし、3で述べたように、減衰力もまた大幅に減少するのでそのままでは必ずしも運動が軽減されるとはかぎらない。

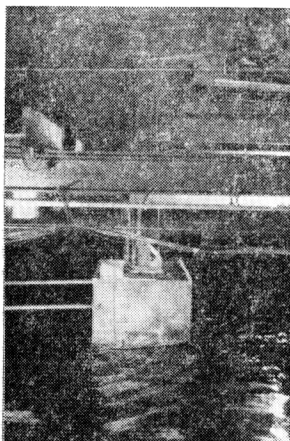
したがって、2-2 の扁平楕円型や、2-3 の如きひれ型のを船首尾に用いるとか、anti-pitching tank をつける等の方法で減衰を増してやらなければならない。しかしながら、pitching moment が減少することはたし



P.1 Model & Dinamometer



P.2 Heaving Force の測定



P.3 Heaving の測定

かなので、押船バージ等の連結部に加わる力を減ずるのには役立つであろう。

なお、軸非対称の性質を利用して pitching moment は小さく、減衰は十分大きく船型をみつけたすのも非常に興味のある問題である。

5-3 繋留された浮体の繋留力の軽減

このような考えをもちいて、ブイや海洋ステーション等の繋留力を軽減することも可能であろう。

結 言

本研究の動機となつた別所助教授の一連の波なし分布理論に対し敬意を表するとともに、種々有益な助言を載いたことに対し、心から感謝の意を表したい。

また本研究遂行に協力を惜しまかつた東大工学部船舶工学科学科安定性能研究室杉田松次助手以下職員各位ならびに卒業実験として種々ご協力を頂いた船舶工学科4年生秋葉武彦、田中 潔両君にこの機会を借りて厚くお礼申上げる。

本研究は未だ緒についたばかりであり、検討すべき問題が非常に多い。これからの研究に対し会員各位のご助力ご批判を切望する次第である。

参 考 文 献

- 1 F. Ursell : "On the Rolling Motion of Cylinders in the Surface of a Fluid" Quart. Journal of Mech & Applied Math. Vol II 1949
- 2 W. Mcleod & T. Hsieh : "Experimental Investigation of Ursells Theory of Wave Making by a Rolling Cylinder" Schiffstechnik Bd 10, 1963
- 3 別所正利 : "波の強制力その他に関する覚書", 水槽委員会, 耐航性小委員会にて講演 1964
- 4 J. N. Newman ; "The Exciting Forces on Fixed Bodies in Waves" Journal of Ship Research Vol. 6 1962
- 5 B. V. Korvin-Kroukovsky & W. R. Jacobs ; "Pitching and Heaving Motion of a Ship in Regular Waves" Trans. SNAME Vol. 65, 1957
- 6 S. Matora ; "Stripwise Calculation of Hydrodynamic Forces due to Beam Seas". Davidson Lab. Note No 656, 1962, Journal of Ship Research Vol. 8, 1964
- 7 W. Cummins Trans. of Symposium on Ships and Waves Council on Wave Research, SNAME, 1954
- 8 山本善之 : "周期運動を行う没水体について", 造船協会論文集 77 号
- 9 田才福造 : "船の上下動揺並びに縦動揺に於ける減衰力及び附加質量について", 造船協会論文集105号1959
- 10 別所正利 : "動揺問題における波なし分布について", 造船協会春季講演会予稿