(昭和53年11月　日本造船学会秋季講演会において講演)

三次元物体の波による漂流力 (第2報)

正員　工　藤　君　明*　　正員　小　林　一　也*

The Drifting Force Acting on a Three-dimensional Body in Waves (2nd Report)

by Kimiaki Kudou, *Member*　Kazuya Kobayashi, *Member*

Summary

The drifting force acting on a three-dimensional body due to waves has some different features with that of the two-dimensional one. With regard to the three-dimensional effect on the drifting force it can be said that firstly the drifting force coefficient C_d reduces because the diffracted waves can scatter in all directions, and secondly due to the motions of the body it can have a maximum which is greater than that of the perfect reflection of waves which were the greatest one in the two-dimensional case.

To make sure of the aforesaid point of view, the theoretical calculations of the drifting force coefficient for the prolate spheroid with the ellipticity 0.5 in beam and/or head sea are carried out, and the results compare favourably with the experimental data.

In the beam sea condition the matter is rather similar to the two-dimensional case. However, when the homogeneous spheroid is freely floating in head sea, the coefficient $C_{d,\mathrm{free}}$ has very high peak 1.71 near the pitching-resonant frequency, and since the real one is quite a little shifted to the higher frequency side for the model used in the experiment, the corresponding coefficient $C^*_{d,\mathrm{free}}$ shows a tendency to shrink, but yet is still greater than 1.0.

This implies that the drifting force in a three-dimensional body is dominant especially when it is intensely pitching, and if it might be expected to reduce that force, making the moment of inertia small would be an effective way.

1 緒　　論

前報では，球の波による漂流力について考察し，三次元効果として，発散波が水平面内の全方向に伝播することによって漂流力係数は全体的に小さくなるが，物体の動揺によって波の全反射に対する係数を超えるピークが生ずることを明らかにした[11]。そしてこの事実によって，箱型模型のような波の全反射のときに漂流力係数が1.0になる物体では，動揺時にはこの係数が1.0を超える可能性のあること示唆した。

波振幅hの規則入射波は単位長さ単位時間あたり$1/4\,\rho g h^2$の運動量を波とともに輸送しているから，三次元物体が波によって受ける漂流力をDとすると，

$$l=D/1/2\,\rho g h^2 \tag{1}$$

は等価波反射長さと考えることができる。ただし，この場合の反射とは二次元的なものを想定している。この長さを物体幅Bで無次元化したもの，すなわち漂流力係数

$$C_d=l/B \tag{2}$$

は，したがって，物体幅のC_d倍の幅の波が等価的に二次元の意味で完全反射されたと考えることができる。これが1.0を超えることは，物体の最大幅以上の波が反射されたということであり，ここで提起される疑問として重要な事は，上記の主張は可能なことであるかどうかということであろう。

球の場合の計算および実験結果によると，固定のときの漂流力係数は三次元的な完全反射の値を超えない。また，この値を超えるピークが生ずるのは，物体が動揺する場合においてのみである。したがって，上の問題は次のようになると考えられる。すなわち，物体の運動に関与する波部分は，物体幅内はもちろん，それ以上の部分であり，後者はまた漂流力の増大にも寄与をする。この主張は，直感的には正しいと考えられても，陽に証明することは難しい。しかし，この漂流力に関する運動量とは違い，三次元物体が運動によって波から吸収できるパワーについては，次のことがわかっている[6),9)]。Evans (1976)によると，軸対称の三次元物体が単一モードの運動をするとき，最大のパワー吸収長さは，入射波の波長

* 東京大学工学系大学院

をλとすると，運動の同調時に

$$l_{\max}=\frac{\varepsilon}{2\pi}\lambda \qquad (3)$$

となる。ただし，横揺，左右揺では $\varepsilon=2$，上下揺では $\varepsilon=1$ である。これから，長波に同調している軸対称物体は，その幅よりも大きい幅の入射波からエネルギーを吸収することができることがわかるが，漂流力についても同様のことが成り立っていると考えることができる。

本論文では，以上の点を明らかにするために，漂流力に関しては球に比べてさらに三次元性が強いと思われる回転楕円体について，実験と数値計算を行ない，両者の比較検討を試みた。

2 回転楕円体の漂流力

座標系を Fig.1 のように定める。このとき，xy 平面は静止水面とし，z 軸は上向きを正とする。また，楕円体の表面は，

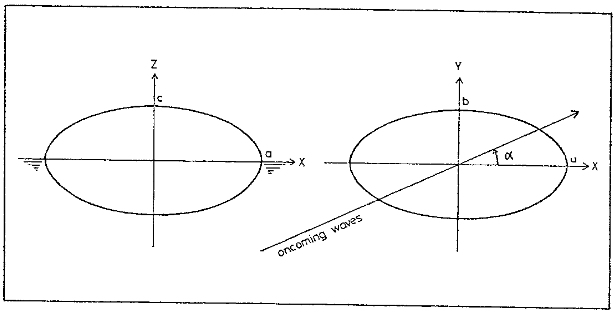

Fig.1 Coordinate systems and surface of body is prolate spheroid with $a:b:c=2:1:1$

$$S\ ;\ \frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}+\frac{z^2}{c^2}-1=0 \qquad (4)$$

で表わされ，これに基づいて以下の定式化を行なうが，実験で用いた模型は図に示すように，$a:b:c=2:1:1$ の回転楕円体であり，数値計算もこの形について行なっている。

x 軸と α の角をなす方向への，波振幅 h の入射波の速度ポテンシャルは

$$\phi_w=\frac{gh}{\omega}e^{Kz-iK(x\cos\alpha+y\sin\alpha)+i\omega t} \qquad (5)$$

で表わされる。

この入射波が物体によって攪乱された後，十分大きな半径 R の円筒形の検査面に達したとき，そこでの全体の速度ポテンシャルは漸近的に

$$\phi=\frac{gh}{\omega}e^{Kz-iKR\cos(\theta-\alpha)+i\omega t}-i\sqrt{\frac{K}{2\pi R}}\boldsymbol{H}(\theta)e^{Kz-iKR+i\pi/4+i\omega t} \qquad (6)$$

と表わされる。ただし，$R=\sqrt{x^2+y^2}$。このとき，物体に働く漂流力 $\boldsymbol{D}(D_x, D_y)$ は，

$$D_x=\frac{\rho K^2}{8\pi}\int_0^{2\pi}|\boldsymbol{H}(\theta)|^2(\cos\alpha-\cos\theta)d\theta \qquad (7)$$

$$D_y=\frac{\rho K^2}{8\pi}\int_0^{2\pi}|\boldsymbol{H}(\theta)|^2(\sin\alpha-\sin\theta)d\theta \qquad (8)$$

で与えられる[1]。

ここで，ρ は流体の密度，g は重力加速度，ω は規則入射波の円周波数，波数 $K=\omega^2/g$ である。

2.1 定式化および流体力

規則波中の物体の漂流力を求めるためには，diffraction potential および radiation potential を求めなければならない。本論文では，回転楕円体の表面に特異点を分布させ，物体表面境界条件によって導かれる積分方程式を解くことによってその強さを決定し，速度ポテンシャルを求めた[2),3)]。

2.1.1 定式化

流体は理想流体とし，自由表面をもつが，表面張力は無視する。入射波の波高，物体の運動振幅，および流体の攪乱は微小とし，したがって，問題の線形性を仮定する。

物体が振幅 A の運動

$$Re\{Ae^{i\omega t}\} \qquad (9)$$

を行なっているときの radiation potential を

$$\phi(x, y, z\ ;\ t)=Re\{i\omega A\Phi(x, y, z)e^{i\omega t}\} \qquad (10)$$

とする。ただし，Re は｛ ｝の量の real part をとることを意味する。また，振幅 h の規則入射波の速度ポテンシャルおよび diffraction potential を

$$\phi(x, y, z\ ;\ t)=Re\{i\omega h\Phi(x, y, z)e^{i\omega t}\} \qquad (11)$$

とする。したがって，横波の場合には（5）式において，$\alpha=\pi/2$ とすると，

$$\Phi_{w,b}=\frac{-i}{K}e^{Kz-iKy} \quad \text{(in beam sea)} \qquad (12)$$

となる。また，縦波の場合には $\alpha=0$ として

$$\Phi_{w,h}=\frac{-i}{K}e^{Kz-iKx} \quad \text{(in head sea)} \qquad (13)$$

となる。

このとき速度ポテンシャル Φ に対する境界値問題は次のようになる。

$$\begin{cases} \nabla^2\Phi=0 & \text{in fluid } (z<0) \qquad (14) \\ \dfrac{\partial\Phi}{\partial z}-K\Phi=0 & \text{at } z=0 \qquad (15) \\ \dfrac{\partial\Phi}{\partial n}=B(x, y, z) & \text{on } S \qquad (16) \\ R\to\infty \text{ のとき発散波をもつ} & \qquad (17) \end{cases}$$

ただし，$\boldsymbol{n}$ は物体表面での外向き単位法線ベクトルであり，

$$\boldsymbol{n}=(n_x, n_y, n_z)=\left(\frac{x}{a^2}, \frac{y}{b^2}, \frac{z}{c^2}\right)\Bigg/\sqrt{\frac{x^2}{a^4}+\frac{y^2}{b^4}+\frac{z^2}{c^4}} \qquad (18)$$

また，$B(x, y, z)$ は各問題において次のように与えられる。

$$B(x,y,z)=\begin{cases} n_x & \text{(surging)} \\ n_y & \text{(swaying)} \\ n_z & \text{(heaving)} \\ xn_z-zn_x & \text{(pitching)} \\ (n_y+in_z)e^{K(z-iy)} & \text{(diffraction problem in beam sea)} \\ (n_x+in_z)e^{K(z-ix)} & \text{(diffraction problem in head sea)} \end{cases} \tag{19}$$

点 $p'(x',y',z')$ にある単位の強さの sink 特異点による点 $p(x,y,z)$ での速度ポテンシャルは，次のグリーン関数 $G(x,y,z\,;\,x',y',z')$ で表わされる。

$$\left.\begin{aligned} G&=G_c+iG_s \\ G_c&=\frac{1}{r}+\frac{1}{r'}-\pi Ke^{K(z+z')}[H_0(KR')+N_0(KR')] \\ &\quad -2Ke^{K(z+z')}\int_{z+z'}^{0}e^{-Kv}(v^2+R'^2)^{-1/2}dv \\ G_s&=2\pi K\cdot e^{K(z+z')}J_0(KR') \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

ただし

$$R'^2=(x-x')^2+(y-y')^2 \tag{21}$$

$$r^2=R'^2+(z-z')^2 \tag{22}$$

$$r'^2=R'^2+(z+z')^2 \tag{23}$$

であり，H_0 は0次 Struve 関数，J_0 は0次の第1種 Bessel 関数，N_0 は0次の第2種 Bessel 関数を表わす。

この sink 特異点を表わすグリーン関数はラプラスの方程式の特異解であって，境界条件のうちの自由表面条件と発散条件を満たす。従って，物体表面境界条件によって，回転楕円体表面に分布させる sink 特異点の強さ $F(x',y',z')$ を決定することができる。

点 $p(x,y,z)$ での速度ポテンシャルは，グリーン関数と特異点の分布の強さを用いて次のように表わすことができる。

$$\Phi(x,y,z)=\frac{1}{4\pi}\iint_s F(x',y',z')\times G(x,y,z\,;\,x',y',z')dS \tag{24}$$

ただし，S は回転楕円体の表面を意味する。

このとき，物体表面境界条件（16）式は

$$-F(x,y,z)+\frac{1}{2\pi}\iint_s F(x',y',z')\times\frac{\partial}{\partial n}G(x,y,z\,;\,x',y',z')dS=2B(x,y,z) \tag{25}$$

となる。

この積分方程式を解くために，境界条件を合わせる代表点を多数個とると，特異点の強さに関する多元連立一次方程式が得られ，これを解くことによって，特異点の分布の強さを決定することができる。

本論文では，Kim と同様の方法によって，1/8 象限に 6×6 個の代表点をとり，数値計算を行なった[2),3)]。

2.1.2　流体力

上記のようにして速度ポテンシャルが求められると，変動圧力

$$p=-\rho\frac{\partial\phi}{\partial t} \tag{26}$$

を物体表面で積分することによって流体力が得られる。

radiation force については，これを運動の in phase 成分と quadrant 成分とに分割して，それぞれ付加質量と造波減衰力とする。上下揺の場合には，単位振幅の運動を

$$\zeta=e^{i\omega t} \tag{27}$$

とすると，radiation potential Φ_z に対して

$$\boldsymbol{F}_r\Big/\frac{2}{3}\rho\pi abc=-M_{zz}\ddot{\zeta}-\omega N_{zz}\dot{\zeta} \tag{28}$$

と定義すると，付加質量係数 M_{zz} および造波減衰係数 N_{zz} は，

$$M_{zz}-iN_{zz}=\frac{-3}{2\pi abc}\iint_s \Phi_z n_z dS \tag{29}$$

で与えられる。左右揺，前後揺の場合にも同様にして，

$$M_{yy}-iN_{yy}=\frac{-3}{2\pi abc}\iint_s \Phi_y n_y dS \tag{30}$$

$$M_{xx}-iN_{xx}=\frac{-3}{2\pi abc}\iint_s \Phi_x n_x dS \tag{31}$$

が得られる。

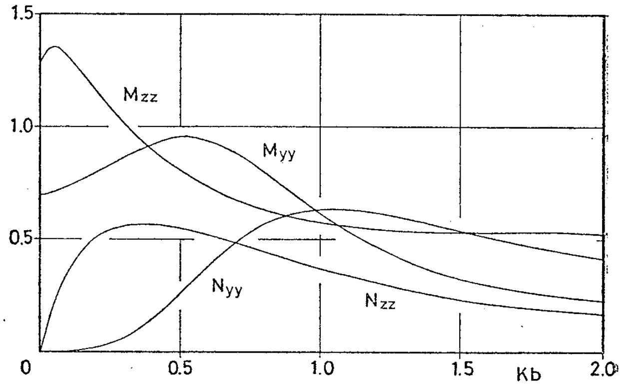

Fig. 2　Added mass and damping coefficients for heave and sway

縦揺の場合の流体モーメントは，次のようにして得られる。

原点Oまわりの radiation moment は，単位振幅の縦揺の運動を

$$\varphi=e^{i\omega t} \tag{32}$$

とすると，radiation potential Φ_φ に対し

$$\boldsymbol{G}_r=\rho\omega^2e^{i\omega t}\iint_s \Phi_\varphi(xn_z-zn_x)dS \tag{33}$$

これを，$2/3\,\rho\pi a^3bc$ で無次元化すると，付加慣性モーメント $M_{\varphi\varphi}$ および造波減衰モーメント $N_{\varphi\varphi}$ は，

$$M_{\varphi\varphi}-iN_{\varphi\varphi}=\frac{3}{2\pi a^3bc}\iint_s \Phi_\varphi(xn_z-zn_x)dS \tag{34}$$

で与えられる。

上下揺，左右揺の付加質量係数および造波減衰力係数の計算結果を Fig.2 に示す。また，前後揺および縦揺の計算結果を Fig.3 に示す。

縦波中の回転楕円体の運動では前後揺と縦揺の連成運動を考える必要があるので，次に前後揺と縦揺の連成係数について述べる。

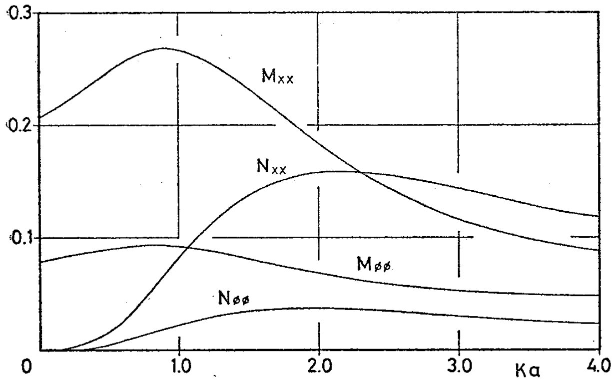

Fig. 3 Radiation force and moment for surge and pitch

物体が縦揺をしたときの前後方向の radiation force $\boldsymbol{F}_{x\varphi}$ は，縦揺のときのポテンシャルから導かれる変動圧力の前後方向成分を，物体表面上で積分すればよい。

$$\boldsymbol{F}_{x\varphi}=-\rho\omega^2 e^{i\omega t}\iint_s \Phi_\varphi n_x dS \tag{35}$$

であるから，

$$\boldsymbol{F}_{x\varphi}\Big/\frac{2}{3}\pi\rho a^2 bc=-M_{x\varphi}\ddot{\varphi}-\omega N_{x\varphi}\dot{\varphi} \tag{36}$$

と定義すると，

$$M_{x\varphi}-iN_{x\varphi}=-\frac{3}{2\pi a^2 bc}\iint \Phi_\varphi n_x dS \tag{37}$$

で与えられる。

同様にして，物体が前後揺をしたときの縦揺方向のモーメント $\boldsymbol{G}_{\varphi x}$ について，$(2/3)\pi\rho a^2 bc$ で無次元化すると，

$$M_{\varphi x}-iN_{\varphi x}=\frac{3}{2\pi a^2 bc}\iint_s \Phi_x(xn_z-zn_x)dS \tag{38}$$

が得られる。

相反定理によって，$M_{\varphi x}=M_{x\varphi}, N_{\varphi x}=N_{x\varphi}$ であることが保証されているが，著者らの計算においても，これらの係数の二通りの計算法による値は3桁程度の一致をしている。

計算結果を Fig.4 に示す。

次に，上下方向の diffraction force は diffraction potential Φ_d に対して

$$\boldsymbol{F}_d=-\rho\omega^2 h e^{i\omega t}\iint_s(\Phi_w+\Phi_d)n_z dS \tag{39}$$

であるから，無次元の波浪強制力を次のように定義する。

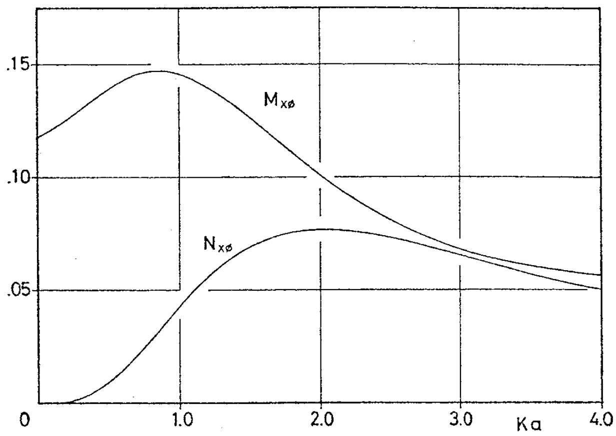

Fig. 4 Cross coupling effects between surge and pitch

$$\boldsymbol{F}_d/\rho gh\pi ab=\boldsymbol{F}_z e^{i\omega t} \tag{40}$$

$$\boldsymbol{F}_z=-\frac{K}{\pi ab}\iint_s(\Phi_w+\Phi_d)n_z dS \tag{41}$$

同様にして，横方向および前後方向の波浪強制力は，それぞれ $\rho gh\pi ac$，$\rho gh\pi bc$ で無次元化をすると，

$$\boldsymbol{F}_y=-\frac{K}{\pi ac}\iint_s(\Phi_{w,b}+\Phi_d)n_y dS \tag{42}$$

$$\boldsymbol{F}_x=-\frac{K}{\pi bc}\iint(\Phi_{w,h}+\Phi_d)n_x dS \tag{43}$$

で与えられる。

次に，原点Oまわりの縦揺れ方向のdiffraction moment は

$$\boldsymbol{G}_d=\rho\omega^2 he^{i\omega t}\iint_s(\Phi_w+\Phi_d)(xn_z-zn_x)dS \tag{44}$$

これから，波浪強制モーメントは

$$\boldsymbol{G}_d/\rho gh\pi abc=\boldsymbol{G}_\varphi e^{i\omega t} \tag{45}$$

とおくと，

$$\boldsymbol{G}_\varphi=\frac{K}{\pi abc}\iint_s(\Phi_w+\Phi_d)(xn_z-zn_x)dS \tag{46}$$

となる。波浪強制力およびモーメントの大きさをそれぞれ

$$F_x=|\boldsymbol{F}_x|,\quad F_y=|\boldsymbol{F}_y|,\quad F_z=|\boldsymbol{F}_z|,\quad G_\varphi=|\boldsymbol{G}_\varphi|,$$

として，計算結果を Fig.5, 6 に示す。

2.2 回転楕円体の運動

横波中で物体が運動している場合，運動方程式は

上下揺では

$$(1+M_{zz})\ddot{\zeta}+\omega N_{zz}\dot{\zeta}+\frac{3}{2}\frac{g}{c}\zeta=\frac{3}{2}\frac{gh}{c}\boldsymbol{F}_z e^{i\omega t} \tag{47}$$

左右揺では

$$(1+M_{yy})\ddot{\eta}+\omega N_{yy}\dot{\eta}=\frac{3}{2}\frac{gh}{b}\boldsymbol{F}_y e^{i\omega t} \tag{48}$$

で与えられる。ただし，実験に用いた模型では，Fig. 9 に示すように重心が喫水下 13 mm の位置にあり，そのために横揺れが生ずると考えられるが，今回はその影響を無視している。

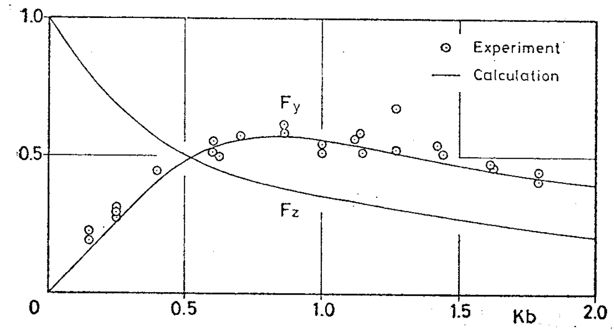

Fig. 5 Wave exciting forces for heave and sway in beam sea

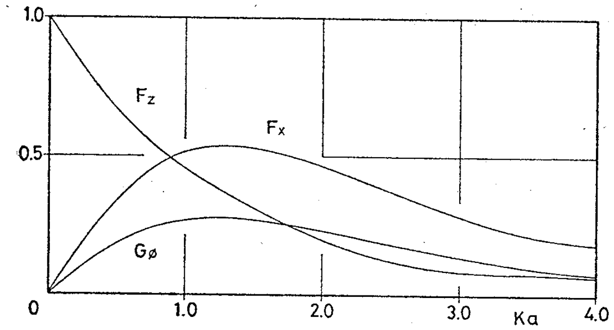

Fig. 6 Wave exciting surging and heaving forces and pitching moment in head sea

縦波中の回転楕円体の，前後揺と縦揺の連成を考えた運動方程式は次のようになる。

前後揺では

$$(1+M_{xx})\ddot{\xi}+\omega N_{xx}\dot{\xi}+aM_{x\varphi}\ddot{\varphi}+a\omega N_{x\varphi}\dot{\varphi}=\frac{3}{2}\frac{gh}{a}\boldsymbol{F}_x e^{i\omega t} \tag{49}$$

縦揺では

$$\left(\frac{a^2+c^2}{5a^2}+M_{\varphi\varphi}\right)\ddot{\varphi}+\omega N_{\varphi\varphi}\dot{\varphi}+\frac{3}{8}g\frac{a^2-c^2}{a^2c}\varphi+\frac{M_{x\varphi}}{a}\ddot{\xi}+\frac{\omega}{a}N_{x\varphi}\dot{\xi}=\frac{3}{2}g\frac{h}{a^2}\boldsymbol{G}_\varphi e^{i\omega t} \tag{50}$$

このときの運動を，それぞれ

$$\zeta=hA_z e^{i(\omega t-\varepsilon_z)} \quad \text{(heave)} \tag{51}$$

$$\eta=-hA_y e^{i(\omega t-\varepsilon_y)} \quad \text{(sway)} \tag{52}$$

$$\xi=-hA_x e^{i(\omega t-\varepsilon_x)} \quad \text{(surge)} \tag{53}$$

$$\varphi=-\frac{h}{a}A_\varphi e^{i(\omega t-\varepsilon_\varphi)} \quad \text{(pitch)} \tag{54}$$

とおき，前後揺と縦揺の方程式は連立させて解く。

横波中の運動振幅および位相差の計算値を Fig. 7, 8 に示す。縦波中の運動振幅の計算結果は Fig. 10, 11, 12 に，また運動の位相遅れについては Fig. 13 にまとめて示す。

これまで述べてきた回転楕円体は，Fig. 9 の Spheroid A のように一様な密度の物体と考えてきた。しかし，実験で用いた模型は Fig. 9 の Spheroid B のように中実ではないため，慣性モーメントが Spheroid A の 81.3% しかなかった。従って，後者の場合の縦揺と前後揺で

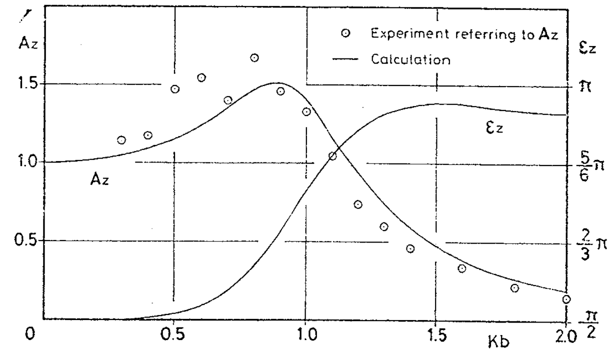

Fig. 7 Heaving amplitude and phase lag in beam sea

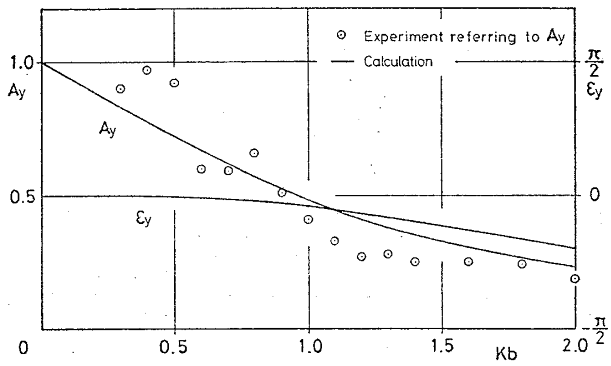

Fig. 8 Swaying amplitude and phase lag in beam sea

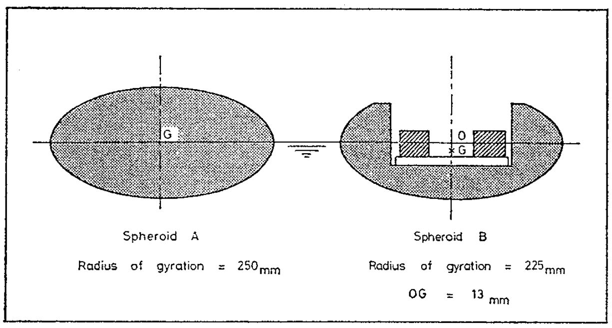

Fig. 9 Homogeneous spheroid A, and spheroid B used in experiments and each longitudinal radius of gyration

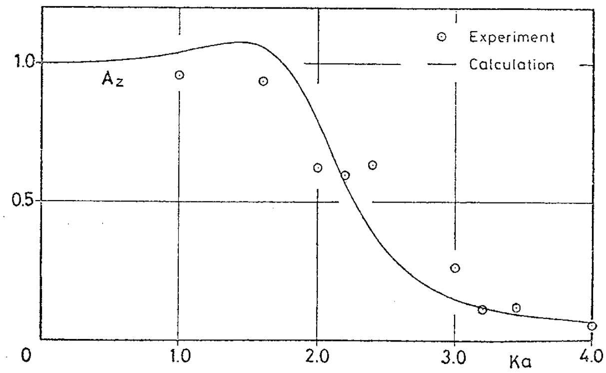

Fig. 10 Heaving amplitude in head sea

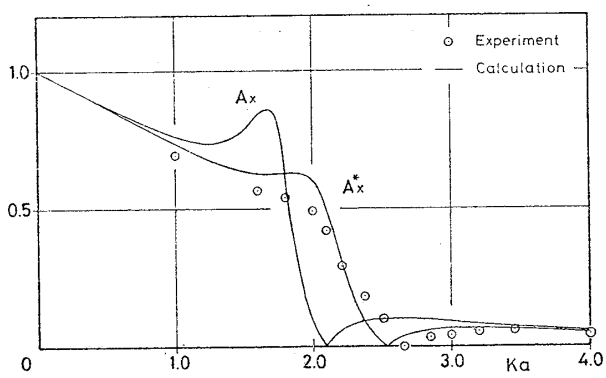

Fig. 11 Surging amplitude in head sea

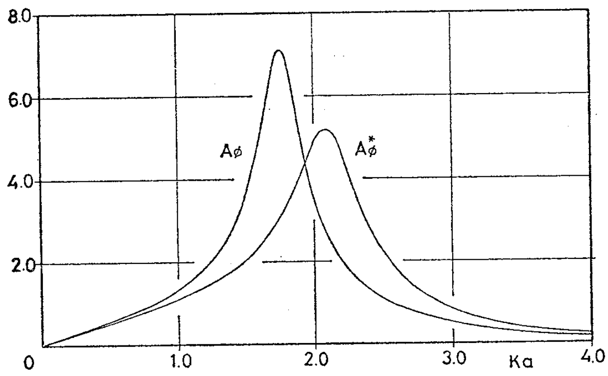

Fig. 12 Pitching amplitude in head sea

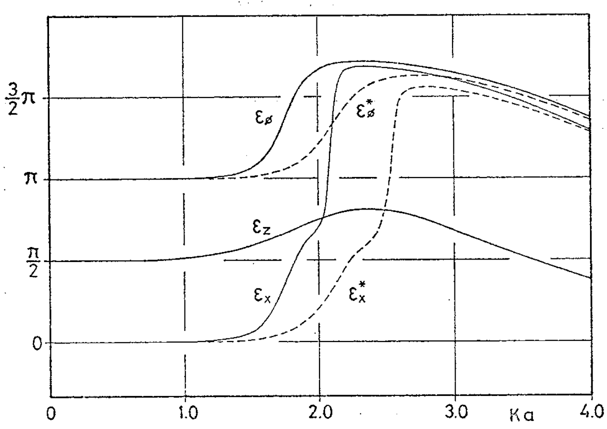

Fig. 13 Phase lags in head sea

は，(50) 式の慣性モーメントの項を

$$\left(0.813\frac{a^2+c^2}{5a^2}+M_{\varphi\varphi}\right)\ddot{\varphi} \tag{55}$$

として計算を行ない，添記号“*”を付けて区別している。

2.3 漂　流　力

漂流力は無限遠における散乱波の性質がわかれば，(7),(8) 式により計算できる。$R'\to\infty$ のとき，グリーン関数は

$$G\sim -2i\sqrt{\frac{2\pi K}{R'}}e^{K(z+z')-iKR'+i\pi/4} \tag{56}$$

となり，(6) 式で定義される関数 $\boldsymbol{H}(\theta)$ を求めることができる。

関数 $H(\theta)$ を radiation problem および diffraction problem それぞれについて次のように定義する。

i) radiation problem

$$H_r(\theta)=\frac{1}{i\omega A}\boldsymbol{H}_r(\theta) \tag{57}$$

ii) diffraction problem

$$H_d(\theta)=\frac{1}{i\omega h}\boldsymbol{H}_d(\theta) \tag{58}$$

ただし，A は各運動の振幅を表わす。

2.3.1 横波中における漂流力

関数 $H(\theta)$ の，y 軸の正の側と負の側で符号が変わらない成分を $H^{\mathrm{I}}(\theta)$，符号が変わる成分を $H^{\mathrm{II}}(\theta)$ とすると，

$$H(\theta)=H^{\mathrm{I}}(\theta)+H^{\mathrm{II}}(\theta) \tag{59}$$

として，

$$H^{\mathrm{I}}(\theta)=-4\iint_s F(x',y',z')\cos(Kx'\cos\theta)\times\cos(Ky'\sin\theta)e^{Kz'}dS \tag{60}$$

$$H^{\mathrm{II}}(\theta)=4i\iint_s F(x',y',z')\cos(Kx'\cos\theta)\times\sin(Ky'\sin\theta)e^{Kz'}dS \tag{61}$$

と表わされる。

運動の対称性によって，上下揺の場合には

$$H_z(\theta)=H^{\mathrm{I}}(\theta) \tag{62}$$

左右揺の場合には

$$H_y(\theta)=H^{\mathrm{II}}(\theta) \tag{63}$$

さらに，物体が固定されている場合には

$$H(\theta)_{\mathrm{fixed}}=H^{\mathrm{I}}(\theta)_{\mathrm{fixed}}+H^{\mathrm{II}}(\theta)_{\mathrm{fixed}} \tag{64}$$

と定義する。

運動をしている場合には，radiation potential は，2.1 節で求めた各運動の速度ポテンシャルに (51)～(54) 式で与えられる運動振幅比と位相差を乗じたものになる。従って，物体が運動をする場合の関数 $H(\theta)$ は次のようになる。

$$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_d+\boldsymbol{H}_r \tag{65}$$

であるから，

$$H=\frac{1}{i\omega h}\boldsymbol{H} \tag{66}$$

と定義すると，

$$H^{\mathrm{I}}(\theta)_{\mathrm{free}}=H^{\mathrm{I}}(\theta)_{\mathrm{fixed}}+A_z e^{-i\varepsilon_z}H_z(\theta) \tag{67}$$

$$H^{\mathrm{II}}(\theta)_{\mathrm{free}}=H^{\mathrm{II}}(\theta)_{\mathrm{fixed}}-A_y e^{-i\varepsilon_y}H_y(\theta) \tag{68}$$

で与えられる。このとき，漂流力係数は

$$C_d=D_y/\rho g h^2 a$$
$$=\frac{K^3}{8\pi a}\int_0^{2\pi}|H(\theta)|^2(1-\sin\theta)d\theta \tag{69}$$

から計算することができる。

漂流力係数の計算結果を，Fig.14に示す。計算は，物体が固定された場合　$C_{d,\mathrm{fixed}}$，上下揺のみ自由の場合

$C_{d,\mathrm{heave\text{-}free}}$，左右揺のみ自由の場合 $C_{d,\mathrm{sway\text{-}free}}$，および上下揺左右揺とも自由な場合 $C_{d,\mathrm{free}}$ の4種類について行なった。

2.3.2　縦波中における漂流力

物体が固定されている場合の漂流力は，横波中の場合と同様にして求められる。ただし $H^{\mathrm{II}}(\theta)$ のかわりに，x 軸の正の側と負の側で符号がかわる成分をもつ関数 $H^{\mathrm{III}}(\theta)$ を考える。

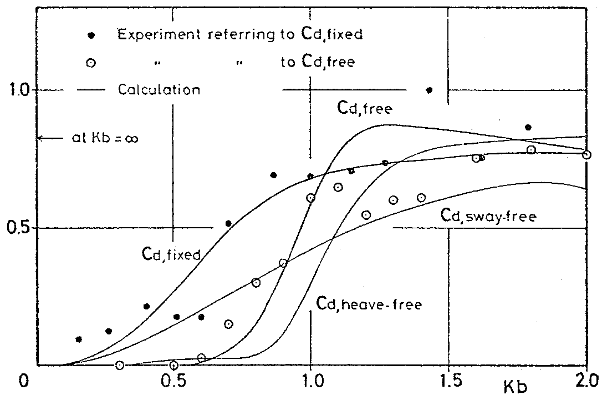

Fig. 14　Drifting force coefficients in beam sea

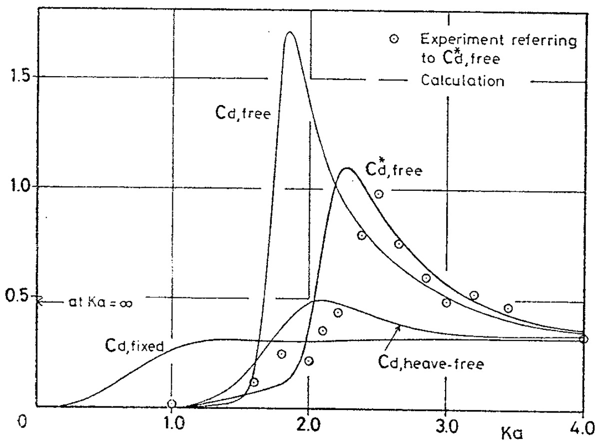

Fig. 15　Drifting force coefficients in head sea

$$H^{\mathrm{III}}(\theta)=4i\iint_S F(x',y',z')\sin(Kx'\cos\theta)\times\cos(Ky'\sin\theta)e^{Kz'}dS \qquad (70)$$

このとき，漂流力係数は

$$C_d=D_x/\rho g h^2 b=\frac{K^3}{8\pi b}\iint_0^{2\pi}|H(\theta)|^2(1-\cos\theta)d\theta \qquad (71)$$

で与えられる。

物体が運動している場合の関数 $H(\theta)$ は，前後揺と縦揺の連成を考慮して，

$$H^{\mathrm{I}}(\theta)_{\mathrm{free}}=H^{\mathrm{I}}(\theta)_{\mathrm{fixed}}+A_z e^{-i\varepsilon_z}H_z(\theta) \qquad (72)$$

$$H^{\mathrm{III}}(\theta)_{\mathrm{free}}=H^{\mathrm{III}}(\theta)_{\mathrm{fixed}}-A_x e^{-i\varepsilon_x}H_x(\theta)-A_\varphi e^{-i\varepsilon_\varphi}H_\varphi(\theta) \qquad (73)$$

となる。ただし，$H_z(\theta), H_x(\theta), H_\varphi(\theta)$ は，それぞれ上下揺，前後揺，縦揺の場合の $H(\theta)$ である。

漂流力係数は，固定の場合と同様に (71) 式によって計算することができる。

漂流力の計算値を Fig. 15 に示す。計算は物体が固定された場合 $C_{d,\mathrm{fixed}}$，上下揺のみ自由の場合 $C_{d,\mathrm{heave\text{-}free}}$，すべて自由な場合で Spheroid A に対しては $C_{d,\mathrm{free}}$，Spheroid B に対しては $C^*_{d,\mathrm{free}}$ の4種類を行なった。

2.4　実験および計算値との比較

横波を受ける回転楕円体が固定されている場合の実験状態は，前報の球の固定の場合と同様であり，ブロックゲージによって横方向の力を計測して波浪強制力を求めまたこの力を積分器にかけて，その時の平均増加率から漂流力を測定した。

横波を受けて自由に運動する回転楕円体の実験状態を Fig. 16に示す。物体の船首揺を防ぐために，図に示すようにテグスでダイヤモンド形をつくり，エンドレスに結んだ。漂流力は，物体が変位することによって生ずるばねの伸びおよび縮みによる復元力とつり合わせて測定した。また，同時に運動の振幅を計測した。

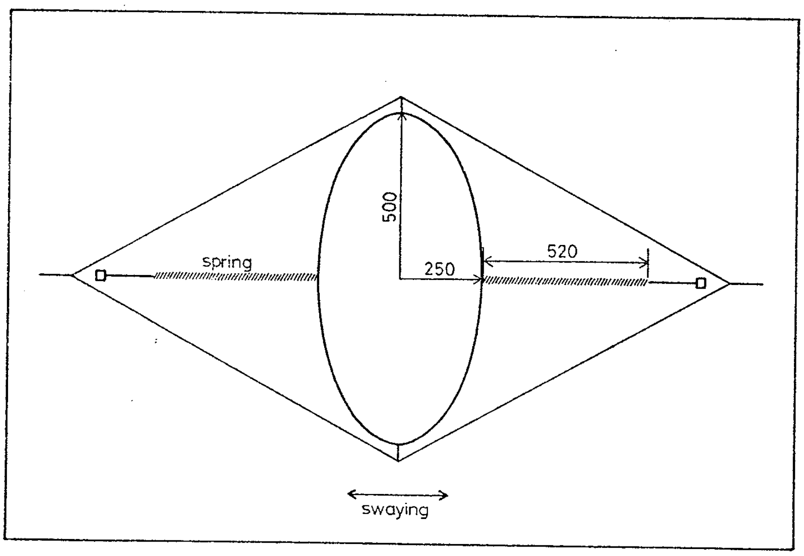

Fig. 16　Setting of the model in beam sea

なお，各実験では定常な波形を 20 波前後記録した。

流体力係数の実験値は，左右揺強制力について Fig. 5 に示すが，計算値とよく一致している。

運動振幅の実験値を Fig. 7, 8 に示す。運動振幅は入射波振幅で無次元化している。実験値は一つの周期におけるいくつかの波高によるデータを最小自乗法で整理したものである。

漂流力の実験計測は，固定の場合と上下揺左右揺とも自由の場合について行なった。漂流力係数の実験値は，Fig. 14 に示す。

固定の場合の漂流力係数の計算値と実

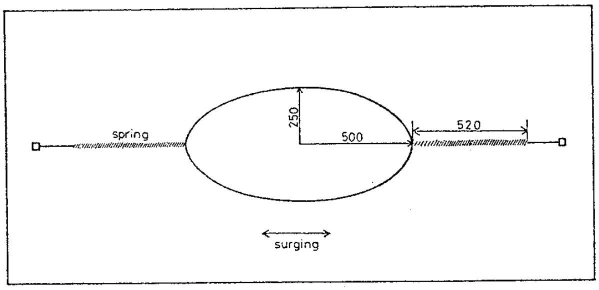

Fig. 17　Setting of the model in head sea

験値はよく合っている。また，自由の場合には，Kb が1.2～1.5の実験値が計算値よりもかなり低いが，その他の部分では両者はよく合っている。

縦波を受ける回転楕円体の実験状態を Fig.17 に示す。実験方法は，横波中の自由の場合と同様である。

運動振幅の実験値を Fig.10, 11 に示す。上下揺と前後揺の運動振幅は入射波振幅 h で無次元化し，縦揺の運動振幅は h/a で正規化している。

漂流力の実験は，すべて自由な場合だけであり，Fig. 15 の $C^*_{d,\mathrm{free}}$ に対応している。

3　結　論

本論文では，短径長径比 1：2 の回転楕円体 (prolate spheroid) が，横波中および縦波中にあるときの波による漂流力を研究するために，特異点の物体表面分布法によって，radiation potential および diffraction potential を求め，漂流力係数などの厳密な数値計算を行ない，実験値と比較した。その結果，次のことがわかった。

i）回転楕円体が横波を受ける場合，運動振幅と漂流力係数の実験値と計算値とはよく合っているが，前報の球の漂流力係数に比べて，運動自由な球の場合にみられたような顕著なピークが，実験値計算値ともに現われない。これは横波を受ける回転楕円体ではその三次元効果が小さくなるためと考えられ，全体的な傾向としては円柱の場合に近づいている。また，運動振幅については，上下揺の場合は実験点が全体的に長周期側にずれていること，および左右揺の場合には，実験値が波打っていることは，実験計測機器による運動の制限，重心位置と原点とが一致していないことを無視した理論計算の不充分などに帰因していると思われる。

ii）回転楕円体が縦波を受ける場合は，i）とは逆に物体の三次元性が強く現われる。まず第一に，固定の場合の漂流力係数は全体として小さくなる。しかし第二に，物体の運動，特に縦揺によって，漂流力係数の大きなピークが現われる。しかも，このピーク値は一様密度の回転楕円体 (Spheroid A) に対しては $C_{d,\mathrm{free}}=1.71$，また，実験に用いた模型 (Spheroid B) に対しては，$C^*_{d,\mathrm{free}}=1.08$ となり，ともに 1.0 を超えている。また，実験値と計算値はよく合っている。このことから前報の仮説，すなわち三次元物体の漂流力に関与しているのは物体の最大幅内の入射波部分だけではなく，全入射波部分であるということを明確に示すことができたと考える。

iii）以上のことから，箱型の模型に対する漂流力実験[4),7)]などにおいても，横揺と左右揺の連成を考慮した計算を行なえば，これまでの実験結果をうまく説明できると考えるが，これは，今後の興味ある課題である。

iv）また，本研究の結果，船体のような細長い三次元物体の縦波による漂流力を小さくしたいときには，慣性モーメントを小さくして，縦揺の同調周波数を高周波側に移せばよいということがわかった。

本研究の実験は東京大学船舶航海性能試験水槽で行なった。また数値計算は東京大学大型計算機センター HITAC 8800/8700 を使用した。関係各位に厚く御礼申し上げる。

終りに，御指導いただいた東京大学 元良誠三教授，藤野正隆助教授に深い感謝の意を表します。

参　考　文　献

1) Maruo, H.: The Drift of a Body Floating on Waves, J.S.R. Vol.4, No.3 (1960).
2) Kim, W.D.: On the harmonic oscillations of a rigid body on a free surface, Boeing Scientific Research Laboratories, Seattle, Washington (1964).
3) Kim, W.D.: On a Free-Floating Ship in Waves, Journal of Ship Research, (September 1966).
4) 財団法人日本舶用機器開発協会：大型浮遊海洋構造物の調査研究事業報告書，(1973 年 3 月).
5) 田才福造：規則波中の 2 次元物体に働く漂流力について，関西造船協会誌，No.152 (1974 年).
6) Budal, K., and Falnes, J.: A resonant point absorber of ocean-wave power, Nature, Vol. 256 (1975), pp. 478～479.
7) 安藤定雄，大川豊：浮体に働く流体力(その 3)—漂流力について，船研発表会講演集，(1975 年 12 月).
8) 工藤君明：波による漂流力の基礎的研究，東京大学大学院修士論文，(1976年 3 月).
9) Evans, D.V.: A theory for wave power absorption by oscillating bodies, 11-th Symposium on Naval Hydrodynamics, (1976).
10) 水野俊明：横漂流力に及ぼす粘性影響に関する一考察，関西造船協会誌，No.163 (1976 年 12 月),
11) 工藤君明：三次元物体の波による漂流力（第1報），日本造船学会論文集，第 141 号 (1977 年 6 月).
12) 小林一也：三次元物体の波による漂流力，東京大学工学部卒業論文，(1977 年 3 月).