強制係留された球形浮体の波浪中の運動^{*1,*2}

井 上 悟・佐 藤 修

(1980 年 5 月 2 日受理)

The Dynamics of a Forced Moored Sphere in Oscillatory Waves

Satoru INOUE^{*3} and Osamu SATO^{*3}

A floating fisheries bank is a floating body of a distinctive shape, which is moored by a single line in the middle layer of sea. Its function is to gather the migratory fish and surface and middle layer fish. Though they were developed only a few years ago, many floating fisheries banks are being utilized and they are regarded as highly efficient, but there may be many ways to further improve on design and function.

In this study we use the forced moored sphere as the most basic type of the floating fisheries banks. Analytical and experimental investigation of the sphere motion and the mooring forces in water waves were carried out. Analytically, especially from a fisheries point of view, we paid attention to the following two points: 1) Compared to the net buoyancy of sphere, the vertical wave force is big enough; 2) Newton's law concerning hydrodynamic drag is applied to the damping force. From these, we then deduced a nonlinear forced vibration equation. An approximate solution of it was obtained by using Fourier's expansion. In order to confirm the result, we did some experiments in the wave tank varying the wave period, wave height, diameter of sphere, density of sphere, and length of the mooring rope. The results calculated from the above equation were in good agreement with the experimental values.

浮魚礁は、沿岸や沖合の漁場再開発と、魚介類の資源管理を目的として考案された人工魚礁の一つである。これは沿岸あるいは沖合海域の中層に、魚礁本体を海底からロープで強制係留したものであり、主に回遊魚、中・表層魚の網集効果をねらったものである。現在、漁場造成の中で各地域からの要望も多く、施工例も増加している。¹⁾

浮魚礁の特徴は、まず埋没等の心配がなく、設置場所も比較的自由に選べるので、任意の海面を漁業効率の良い新しい好漁場に造りかえることが可能な点にある。また網集対象魚種は、回遊魚、中・表層魚であり、さらに浮魚礁自身は定置網等への誘導魚礁としても利用でき、副漁具的性格が強いものと言える。また、培養型魚礁・中間育成型魚礁としての従来の沈設式魚礁などと有機的に組み合わせることによって、資源管理型漁業、すなわち真の栽培漁業育成の一環として今後大きく発展していくものと考えられる。

しかし、浮魚礁は開発されてまだ日も浅く、その特異

な係留方法および形状を有していることから工学的に多くの問題点をかかえている。一般に浮魚礁は水中に強制係留された浮体の一種といえる。従来浮体の運動に関しては、造船工学、海岸・海洋工学の分野において多くの研究がなされているが、強制係留浮体の運動に関しては十分解明されておらず、ようやく最近になってとりあげられてきているにすぎない。²⁻⁴⁾ その中の一つに、強制係留された球体の運動について、解析的および実験的研究を行った HARLEMAN and SHAPIRO⁵⁾ の研究がある。しかし彼等は、浮上力に比べて鉛直波力を無視した仮定条件の下で問題を考えている。浮魚礁では、浮上力に比べて鉛直波力が十分大きい場合も想定されるので、最初から鉛直波力を無視して考えるのは適当でない。このように強制係留された浮体の運動に関する研究は、純粋な工学的視野からのものが多く、それらの研究結果をそのまま浮魚礁に適用することは出来ない。そこで最近になって浮魚礁を対象とした研究が進められてきているが、その多くは一樣流中での静的力学特性に関するもの

^{*1} 浮魚礁の係留に関する基礎的研究—I

^{*2} 本報の要旨は昭和 55 年度日本水産学会秋季大会、および昭和 56 年度日本水産学会秋季大会において発表された。また本報は北海道大学審査学位論文 (1984) の一部である。

^{*3} 北海道大学水産学部漁具設計学講座 (Laboratory of Fishing Gear Engineering, Faculty of Fisheries, Hokkaido University, Hakodate 041, Japan).

Fig. 1. (a) System of coordinates for moored sphere. (b) Tangential force (dF) acting on an elementary mass (dm).

であって、波浪中など加速度流中における動的力学特性に関するもの、あるいは付加質量を考慮した研究は非常に少ない。また一部には波浪中の浮魚礁を研究対象としたもの⁶⁻⁸⁾もあるが、それらはそれぞれ基本的な魚礁形状についての個別の場合での研究結果であり、実験条件も十分とはいえない。

そこで本研究では、まず浮魚礁のもっとも基本的な形として強制係留された球体を考え、その球体の波浪中における運動およびその索張力について理論的に解析を進め、実験的に検証を行った。特にここでは水産の立場から、浮上力に比べて鉛直波力も十分大きい場合を想定して行った。

理論的考察

波動の場で水中に強制係留された球形浮体の運動を考えていく。

Fig. 1 の (a) のように各座標軸をとり、浮上力 N の球体が長さ l_0 のロープで係留され、波動によって θ ラジアン傾いたとする。このとき常に係留ロープは直線を維持し張力を受けており、波の水粒子軌道面内で運動するものと仮定する。係留点 O を中心とした回転運動を考えることになるのでトルクで運動方程式を立てていく。

いま、Fig. 1 の (b) において、微小質量 dm に対して作用する接線方向の力 dF は、運動の第2法則より次のようにおける。

$$dF = dm \cdot \ddot{\theta} \cdot \lambda$$

但し $\ddot{\theta}$: 角加速度; λ : 係留点 O からの距離。

両辺に λ を乗じ、球体の全体積にわたって積分すると、トルク T_{or} は (1) 式で与えられる。

$$T_{or} = \int_{VOL} \lambda^2 \cdot dm \cdot \ddot{\theta} = I \cdot \ddot{\theta} \quad (1)$$

但し I : 球体の係留点 O のまわりの慣性モーメント。

一方、トルク T_{or} は球体に作用しているすべての力によるトルクの総和であるから、復元トルクを T_R 、圧力勾配トルクを T_p 、付加質量トルクを T_v 、減衰トルクを T_d とすれば、次の (2) 式が得られる。

$$T_{or} = T_R + T_p + T_v + T_d \quad (2)$$

ここで、球の体積を V 、球の直径を D 、流体 (水) の密度を ρ_0 、係留点から球体中心までの距離を l_0 、球体の抗力係数を C_d 、付加質量係数を K 、水粒子加速度の水平および鉛直成分を $\dot{u}$ および $\dot{v}$ とおき、 $\theta \ll 1$ より

$$\sin \theta \approx \theta, \quad \cos \theta \approx 1$$

とする。いま時計まわりを正とし、抗力としてニュートンの抵抗則に応じた圧力抗力を用いると、(2) 式はさらに次式となる。

$$I \cdot \ddot{\theta} = \{-N \cdot l_0 \cdot \theta\} + \{\rho_0 \cdot V \cdot (\dot{u} - \dot{v} \cdot \theta) \cdot l_0\} + \{K \cdot \rho_0 \cdot (\dot{u} - \dot{v} \cdot \theta) - I' \cdot \ddot{\theta}\} - \{c \cdot \dot{\theta} \cdot |\dot{\theta}|\} \quad (3)$$

また一般に水中に固定された物体に働く波力は、慣性力成分と抗力成分との和で表す。浮魚礁が設置される水深を考えると、慣性力は抗力に卓越していると考えられ、⁹⁾ 波力の水平・鉛直成分の最大値 F_{Hom} , F_{vom} を慣性力最大値で置きかえると、物体に働く波力の水平・鉛直成分 F_H , F_V は、次式で表される。ここで ω は波の角速度である。

$$F_H = F_{Hom} \cdot \cos \omega t = -(1+K) \cdot \rho_0 \cdot V \cdot \dot{u} \quad (4)$$

$$F_V = F_{vom} \cdot \sin \omega t = -(1+K) \cdot \rho_0 \cdot V \cdot \dot{v} \quad (5)$$

したがって (3) 式を θ について整理し、(4), (5) 式を適用すると、強制係留された球形浮体の運動方程式として、結局次の (6) 式で表す非線形強制振動方程式が得られる。

$$(I + I') \cdot \ddot{\theta} + c \cdot \dot{\theta} \cdot |\dot{\theta}| + (N - F_{vom} \cdot \sin \omega t) \cdot l_0 \cdot \theta = -F_{Hom} \cdot l_0 \cdot \cos \omega t \quad (6)$$

但し I' : 球体部分をすべて、 $K \cdot \rho_0$ の密度の流体で置きかえたと考えた流体球の、係留点 O のまわりの慣性モーメント。また c は減衰係数で次式で示される。

$$c = (\pi/8) \cdot C_d \cdot \rho_0 \cdot D^2 \cdot l_0^3 \quad (7)$$

また、(6) 式において第3項は、HARLEMAN and SHAPIRO が浮上力 N に比べて鉛直波力 F_V を無視したものを、本研究では N に対して F_V も十分大きい場合も考慮したものである。

次に (6) 式を θ について解いていく。ただ、(6) 式は θ に関する非線形の強制振動方程式になっており、このままでは解くことが困難である。したがって本研究では、フーリエ展開を用いた線形化手法を用いて解析をすすめていく。非線形の定常振動においては、線形の場合と同様に外力と同周期の周期解が存在するので、¹⁰⁾ (6) 式の周期解を次式のようにおく。

$$\theta = \theta_0 + \theta_m \cdot \cos(\omega t - \phi) \quad (8)$$

(8) 式において θ_0 の項を設けたことが、浮上力に対して鉛直波力を無視して解析を行った HARLEMAN and SHAPIRO の解と違う点であり、物理的意味としては振れ^{*}の偏角と考えられる。また解析的にも (6) 式の解として θ_0 項を置かないと矛盾が生じる。すると、 θ を微分して次式が得られる。

$$\dot{\theta} = -\omega \cdot \theta_m \cdot \sin(\omega t - \phi) = -\omega \cdot \theta_m \cdot \sin \alpha \quad (9)$$

$$\ddot{\theta} = -\omega^2 \cdot \theta_m \cdot \cos(\omega t - \phi) = -\omega^2 \cdot \theta_m \cdot \cos \alpha \quad (10)$$

但し、 $\omega t - \phi = \alpha$

(6) 式の第 2 項と第 3 項を各々フーリエ展開し、(9)、(10) 式を適用すると結局 (6) 式は次式に変換される。

$$\begin{aligned} & -(I+I') \cdot \omega^2 \cdot \theta_m \cdot \cos \alpha - \frac{8c}{3\pi} \cdot \omega^2 \cdot \theta_m^2 \cdot \sin \alpha \\ & + \left(N \cdot \theta_0 - \frac{F_{v0m}}{2} \cdot \theta_m \cdot \sin \phi \right) \cdot l_0 - \theta_0 \cdot F_{v0m} \cdot l_0 \cdot \cos \phi \\ & \quad \times \sin \alpha + (N \cdot \theta_m - \theta_0 \cdot F_{v0m} \cdot \sin \phi) \cdot l_0 \cdot \cos \alpha \\ & = -F_{H0m} \cdot l_0 \cdot (\cos \phi \cdot \cos \alpha - \sin \phi \cdot \sin \alpha) \end{aligned} \quad (11)$$

(11) 式の両辺の $\sin \alpha$, $\cos \alpha$ の係数および常数項を比較等置すると、次の三式が得られる。

$$\begin{aligned} & -(I+I') \cdot \omega^2 \cdot \theta_m \\ & + (N \cdot \theta_m - \theta_0 \cdot F_{v0m} \cdot \sin \phi) \cdot l_0 = -F_{H0m} \cdot l_0 \cdot \cos \phi \end{aligned} \quad (12)$$

$$-\frac{8c}{3\pi} \cdot \omega^2 \cdot \theta_m^2 - \theta_0 \cdot F_{v0m} \cdot l_0 \cdot \cos \phi = F_{H0m} \cdot l_0 \cdot \sin \phi \quad (13)$$

$$\left(N \cdot \theta_0 - \frac{1}{2} F_{v0m} \cdot \theta_m \cdot \sin \phi \right) \cdot l_0 = 0 \quad (14)$$

結局この強制係留された球形浮体の運動を表現する、最大振れ角 θ_m 、波動と浮体運動との位相差 ϕ 、それに非対称項とでもいうべき振れ偏角 θ_0 の三つの未知数に対する三元連立方程式が求まる。

これを θ_m について解いていく。球体運動の減衰比 n を次式のように置き

$$n = (8c/3\pi) [F_{H0m} / \{(I+I') \cdot N\}] \quad (15)$$

さらに波動と球体運動との角速度比あるいは振動数比の二乗を、

$$\gamma = (\omega/\omega_n)^2 = (f/f_n)^2 \quad (16)$$

とおくと次式が得られる。

$$\theta_m = \frac{(F_{H0m}/N)}{\sqrt{2n \cdot \gamma}} \{[(\gamma-1)^4 + 4 \cdot n^2 \cdot \gamma^2]^{1/2} - (\gamma-1)^2\}^{1/2} \quad (17)$$

ただ (17) 式を求めるにあたって θ_0 項を微小とせざるをえず、結果的には (17) 式は HARLEMAN and SHAPIRO の解と同じになった。

一方、係留球体に静的に波力が作用したときの最大振れ角 θ_{0m} 、および実際の係留運動で動的に波力が作用しているときの最大振れ角 θ_m は、各々次式で表される。

$$\theta_{0m} = \tan \theta_{0m} = F_{H0m}/N \quad (18)$$

$$\theta_m = \tan \theta_m = F_{Hm}/N \quad (19)$$

(18)、(19) 式より、変位倍率 ξ は水平外力の倍率に等しくなり、次式のように示される。

$$\begin{aligned} \xi & \equiv \theta_m/\theta_{0m} = F_{Hm}/F_{H0m} \\ & = (1/\sqrt{2n \cdot \gamma}) \cdot \{[(\gamma-1)^4 + 4 \cdot n^2 \cdot \gamma^2]^{1/2} - (\gamma-1)^2\}^{1/2} \end{aligned} \quad (20)$$

すなわち、実際運動をしている球体の係留ロープに働く動的な力（索張力）と、その球体が固定されていると考えたときの静的な力（波力）との比が、減衰比 n 、振動数比 f/f_n で表され、それらはすべて理論的に計算されることになる。言い換えれば、波の条件や球体およびその係留条件が与えられると、静的な外力は従来の MORISON 等の波力算定式で計算されるので、実際に係留ロープに働く力は、その静的な外力に (20) 式で計算された倍率を掛けあわせることによって、結局計算だけによって求めることができる。

すなわち実際の索張力の最大値 T_m は次式で求めることができる。

$$\begin{aligned} T_m & = \sqrt{(N+F_{v0m})^2 + F_{Hm}^2} \\ & = \sqrt{(N+F_{v0m})^2 + (\xi \cdot F_{H0m})^2} \end{aligned} \quad (21)$$

なお、HARLEMAN and SHAPIRO は、浮上力 N にたいして鉛直波力 F_{v0m} を無視している、その索張力の最大値 T_m は N と F_{Hm} あるいは F_{H0m} だけで表している。しかしながら、本研究で問題としている浮魚礁等のように N にたいして F_v も十分大きな場合には、当然 (21) 式のように鉛直波力の最大値 F_{v0m} の値もその索張力の最大値 T_m の算定式に加えねばならない。また、抗力としてストークスの抵抗則を用いた場合は、線形の強制振動方程式となり、そのときの倍率 ξ' は次の (22) 式で示される。

$$\xi' = \{c_1^2 \cdot l_0^3 \cdot \gamma / (I+I') / N + (1-\gamma)^2\}^{1/2} \quad (22)$$

但し、ここで μ は粘性係数で

$$c_1 = 3\pi \cdot D \cdot \mu$$

である。

なお倍率計算を示す (20) 式および (22) 式において、重要なパラメーターとなっている f/f_n のうち係留された球体の固有振動数 f_n は一般に次式で与えられる。

$$f_n = \omega_n / (2\pi) = 1 / (2\pi) \cdot \sqrt{(N \cdot l_0) / (I+I')} \quad (23)$$

さらに、(23) 式において慣性モーメント $I+I'$ は (1) 式等から次式で与えられる。

$$\begin{aligned} I+I' & = \int_{VOL} \lambda^2 \cdot dm + \int_{VOL} \lambda^2 \cdot dm' = (\rho_s + K \cdot \rho_0) \\ & \quad \times \int_{VOL} \lambda^2 \cdot dV \end{aligned}$$

但し、 ρ_s は球体の密度、 K は付加質量係数で球体の場合 0.5 であり、

$$dm = \rho_s \cdot dV, \quad dm' = \rho' \cdot dV = K \cdot \rho_0 \cdot dV$$

Fig. 2. Moored sphere, still and oscillating in waves.

Fig. 3. A sphere set to iron frame (in a wave tank).

である。したがって、 $I+I'$ は次式のように表される。

$$I+I'=(\rho_s+0.5\cdot\rho_0)\cdot\pi\cdot D^3\cdot(D^2+10\cdot l_0^2)/60 \quad (24)$$

実験方法

実験は、長さ 22 m、幅 1.0 m、深さ 1.2 m のフラッター式二次元造波水槽で行った。水深は 90 cm 一定とし、造波部から 9.6 m の地点に模型を設置した。波周期は $T=1.4, 1.2, 1.0, 0.8$ 秒と 4 段階に設定した。波高は $H=3.1\sim 13.0$ cm とした。波長は $L=107\sim 335$ cm である。

球体は、外径 $D=6.5, 7.5, 10.0$ cm のプラスチック球殻を用いた。球体の密度が変化し、しかも密度分布が一様になるように、この球殻の中にパラフィンと植物の種子、発泡スチロールの細片等を均一に混ぜあわせたものを充填した。その結果球体の密度 ρ_s は 0.12~0.95 と 10 あるいは 14 段階に変化させることができた。

この球体を係留ロープの長さ $l_0=30, 45, 70$ cm の 3

種類の伸びの少ない細い糸で、水槽底に設置した直交張力計を介して強制係留した。なおこのとき本実験では、球体の重心位置に係留点を持ってくるために、Fig. 2 に示すごとく V 字型係留とした。

索張力は自作の直交張力計で測定した。この直交張力計は、歪ゲージを貼った 2 枚のリン青銅板（厚さ 1.2 mm）を直交させたもので、水平・垂直方向の力を同時にとりだすことができる。なお両ゲージの相互の影響は 0.8% であったので無視することにした。

また係留実験に先だち、 $120\times 65\times 60$ cm の鉄枠内に、球体を 4 点で係留し、設置水深、波等の条件を、係留実験のそれらと同一にした固定実験を行った。この固定実験では、水平・垂直各々の係留ロープの一端に、キャンチレバー式の張力計をとりつけ、両成分の波力を取りだすことにした。固定実験により、静止球体に働く波力を求め、係留実験時の索張力との比較の基準とした。Fig. 3 は球体を鉄枠に 4 点で係留して固定した状態を示す。

結果および考察

固定実験の結果 運動している係留球体の係留索に働く張力と、静止している球体に働く波力との比 $\xi(=F_{Hm}/F_{Hom})$ を求めるに際しては、その基準とすべき固定球体に働く波力を枠固定実験で求める必要がある。しかし本固定実験では、波の条件を係留実験のそれと全く同じにすることができなかった。そこで下記の方法で、係留実験と同じ波条件下での固定された球体に働く波力を求めることにした。

一般に波力は慣性力成分と抗力成分の和で表される。慣性力が抗力より卓越していると仮定すると、水平波力の最大値 F_{Hom} は (25) 式で与えられる。

$$F_{Hom}=(2\pi^2\cdot\rho_0\cdot C_m\cdot H/T^2)\cdot\{\cosh m(h-z)/\sinh mh\}\cdot V \quad (25)$$

但し、 C_m は質量係数で $C_m=1+K$ 、 $m=2\pi/L$ である。

(25) 式において

$$\kappa=(2\pi^2\cdot\rho_0\cdot C_m/T^2)\cdot\{\cosh m(h-z)/\sinh mh\}\cdot V \quad (26)$$

とおくと、結局水平波力の最大値 F_{Hom} は、波高 H の一次式として (27) 式で表される。

$$F_{Hom}=\kappa\cdot H \quad (27)$$

そこで波高 H を横軸に、水平波力の最大値 F_{Hom} を縦軸にとり、波の周期別に描いた結果例が Fig. 4 である。この図から F_{Hom} は大体 H に比例することが言える。また、このことは慣性力が卓越するとした仮定が正しいことを裏づける。

これらの結果を用い、球の直径 D 、係留ロープの長さ l_0 を各三段階変化させたときの、波の周期 T とこの κ と

Fig. 4. Relation between F_{Hom} and H for various values of T .

Fig. 5. Relation between κ and T for the various values of l_0 and D . l_0 indicates the length between the center of sphere and anchoring point (— $l_0=70$ cm, --- 45 cm, —·— 30 cm). D is the diameter of sphere ($\circ$ $D=10$ cm, $\square$ 7.5 cm, $\triangle$ 6.5 cm).

の関係を整理して描いたのが Fig. 5 である。なお、一つの周期の波に対して、波高を 5～6 通りに変化させているので、それぞれのプロット点は 5～6 個の測定値の平均である。またこれらの各点は大体曲線で結ぶことができる。したがってこの Fig. 5 より、各水深に固定された各球体の、任意の波周期における κ を求め、(25) 式

を使って任意の波高においてその球体に働く波力を求めることができる。ここではこの方法を用いて、係留実験と同じ波条件下での固定された球体に働く波力を求めた。

強制係留された球形浮体の固有振動数の測定結果 係留された球体の運動を論じるうえでの重要なパラメーターの一つになっている f/f_n のうち、波の振動数 f は波周期の逆数で与えられ、また係留された球体の固有振動数 f_n は (23) 式で表された。大きさ一定で密度の異なる球体について求めたこの理論値と、係留された球体を静水中で横方向に静かに振動させ、そのときの張力計の出力から得られた自由振動数とを Fig. 6 に示す。Fig. 6 は $D=6.5$ cm で、 $l_0=30, 70$ cm の場合で、曲線は理論値を示し、プロット点は実験値を示す。両者はほぼ一致しているので、係留された球体の固有振動数は (23) 式の理論計算値を用いることにした。この f_n と波の振動数 f とを使い、無次元パラメーター f/f_n を求め、係留実験結果の図の横軸に用いた。

係留実験の結果と考察 球体を強制係留した実験での索張力の水平成分と、固定実験で得た波力の水平成分との比 F_{Hm}/F_{Hom} (倍率 ξ) を縦軸に、波と係留された球体との振動数比 f/f_n を横軸にとって表したもののいくつかを Fig. 7～12 に示す。プロット点は実験値を、実線は鉛直波力を無視しニュートンの抵抗則を適用した運動方程式の理論解 (20) 式での計算値を表している。また破線はストークスの抵抗則を適用した運動方程式の理論解 (22) 式での計算値である。

一般の振動における応答曲線は、縦軸には倍率 ξ を、横軸には振動数比 f/f_n をとって、減衰比 n 別に数本の

Fig. 6. Variation of natural frequency (f_n) with density of sphere (ρ_s), $D=6.5$ cm. Solid line indicates the calculated value of natural frequency from Eq. 23.

○: experimental values ($l_0=30$ cm), ●: experimental values ($l_0=70$ cm).

Fig. 7. Variation of horizontal mooring force with frequency ratio. Solid line indicates the calculated value from Eq. 20 and dotted line indicates the calculated value from Eq. 22. ($D=6.5$ cm, $l_0=30$ cm, $T=1.40$ sec.)

曲線を描くのが普通である。ところが本実験の f/f_n は (23), (24) 式で示したごとく、球体の密度 ρ_s の関数であり、また n 自身も (7), (15) 式で示したごとく ρ_s の関数となっているので、 n の値は f/f_n あるいは ρ_s の値と共に変化することになる。したがってある波条件 (T, H), および係留条件 (D, l_0) のもとで、 ρ_s を変え

Fig. 8. Variation of horizontal mooring force with frequency ratio.

($D=6.5$ cm, $l_0=30$ cm, $T=0.956$ sec.)

たときの各 f/f_n に対応した n を結んでいって一本の理論曲線が描けることになる。そして実際にその ρ_s の球体を強制係留し、波をかけて得られた実験値が、理論曲線と同一平面上にプロットされ、両者の比較を行うことができる。

Fig. 7~12 において、振動数比 f/f_n が 1 に近いいわゆる共振部では、通常波力の数倍の索張力が作用することになり注意を要する。なお、実験値はニュートンの抵

Fig. 9. Variation of horizontal mooring force with frequency ratio.

($D=6.5$ cm, $l_0=45$ cm, $T=1.38$ sec.)

Fig. 11. Variation of horizontal mooring force with frequency ratio.

($D=7.5$ cm, $l_0=70$ cm, $T=0.985$ sec.)

Fig. 10. Variation of horizontal mooring force with frequency ratio.

($D=6.5$ cm, $l_0=70$ cm, $T=0.952$ sec.)

Fig. 12. Variation of horizontal mooring force with frequency ratio.

($D=10.0$ cm, $l_0=30$ cm, $T=1.45$ sec.)

抗則によく一致していることがわかる。

Fig. 11 は、直径 $D=7.5$ cm の球体を係留ロープ長 $l_0=70$ cm として水面近くに係留した場合を示す。この条件下では共振は起こりそうも無いが、ただ $f/f_n=7.3$ のところで理論値より大きい実測値が得られている。こ

れは球体の密度 ρ_s が 0.95, したがって浮上力が 18 gw の場合である。このとき浮上力よりも鉛直波力が大きくなった結果、下向き波力により球体が沈降し、係留ロープのゆるみから次の瞬間、鉛直方向に発生した大きな衝撃力が作用し、水平張力は見かけ上大きく現れたもので

ある。ちなみにこの場合の鉛直方向の衝撃力は 337 gw と、通常鉛直波力 (35 gw) の 10 倍近い値となっており、当然この影響は実際の係留ロープにも大きく作用するものと考えられる。この点は設計上大きな問題となるので注意を要する。

Fig. 12 のような条件になると、ストークス則を適用した場合でも共振現象が生ずるが、いずれにしても実験値はニュートン則に一致していることがわかる。

本実験結果より、少なくとも強制係留された球体の波浪中の運動は明らかにすることができた。すなわち、理論解 (20) 式が十分適用され得ることが実証された。ただ本実験では、形状係数である K と C_d が既知 ($K=0.5$, $C_d=0.44$) の球体を用いたが、この理論解をいろいろな複雑な形状をした実際の浮魚礁に適用していくためには、特にそれぞれの物体についての付加質量を求め、その値を球体で展開した理論解である (20) 式にあてはめて、その計算値と実測値とがよく一致するかどうかを検証していく必要がある。今後は、いろいろな複雑な形状をした実際の浮魚礁を代表したものとして円筒体、有孔体等を考え、それらの付加質量を明らかにして

いく所存である。

文 献

- 1) 小川良徳ほか: OCEAN AGE, 13, 11-93 (1981).
- 2) 河野二夫: 第 23 回海岸工学講演会論文集, 64-69 (1976).
- 3) 萩原国宏: 第 24 回海岸工学講演会論文集, 395-398 (1977).
- 4) 吉原 進・上原教善: 第 25 回海岸工学講演会論文集, 387-391 (1977).
- 5) D. R. F. HARLEMAN, WILLIAM and C. SHAPIRO: *Proc. of 7th Conf. on Coastal Eng.* 746-765 (1960).
- 6) 木村晴保: 農業土木試験場報告, 16, 123-147 (1977).
- 7) 松原雄平・野田英明: 第 28 回海岸工学講演会論文集, 436-440 (1980).
- 8) 松原雄平・野田英明: 第 29 回海岸工学講演会論文集, 496-500 (1981).
- 9) 堀川清司: 海岸工学, 第 1 版, 東京大学出版会, 東京, 1975, pp. 90.
- 10) 榎木義一: 非線形振動論—応用力学講座 8—, 第 1 版, 共立出版, 東京, 1958, pp. 91.