

波動場の円柱後流渦による振動応答の実態とその予測について

榎 木 亨*・中 村 孝 幸**・三 木 秀 樹***

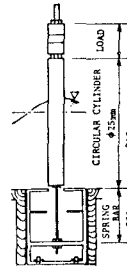
1. 緒 言

著者らは前報¹⁾において、円柱海洋構造物に作用する揚力（波の進行方向と直角に作用する力）の水理学的特性について考察を行い、大きさにおいても直方向力と同程度にもなり、しかもその周波数は直方向力に比して高周波数（波の2、3倍周波数）となる特性を有していることを明らかにした。したがって、一般の固定式海洋構造物の固有周波数が波の周波数より高周波側にあることを考慮すると波浪による動的応答を求める際には、この揚力は進行方向に作用する波力と同程度以上に重要な外力要因と考えざるを得ない。

本報においては、この観点より従来構造物の設計において考慮されていなかった揚力による振動応答の実態をとりあげ、構造物の固有周波数 f_n と波周波数 f_w との比、および揚力の特性を支配する $K-C$ 数と振動応答の関係を単円柱モデルを用いて実験的に明らかにした。さらにこの揚力による振動応答の波浪特性よりの推算化を進めるため、静的な揚力特性より新しく波動場における揚力式を提案し振動方程式を介してその応答を求め実験値との比較によりその理論式の妥当性を検証した。

2. 実験装置および実験方法

本実験に用いた水槽は、全長 30 m、高さ 0.95 m、幅 0.7 m の水槽で水平床を設け、水深を 0.35 m の一定にたもたせた。モデル円柱の構造は、図—1 に示すように、水平床下部に鋼棒ばね部、水底より水表面の上 20 cm までが外径 2.5 cm のアクリル製の実験円柱部、さらにその上に固有振動数を低くするための円柱と同径の鉄よりなる荷重部の3部分から成り、鋼棒ばね部の下端が固定された片持ばり形式となっている。また、鋼棒ばね部の下端付近に直方向、揚力方向の転倒モーメントを測定できるように防水ひずみゲージをはりつけてある。図—1 のごとく水底下部に鋼棒ばね部を設けた理由は、土質基礎を弾性支持と考えると、それをモデル化したこと



図—1 振動円柱の構造

も一つの理由であるが、さらにその主目的は共振状態を生じさせる波が造波範囲内になるように実験円柱の固有振動数を低くするためでもある。また鉄製の荷重部は直方向、揚力方向の共振状態と造波性能を考慮合せて表—1 の3種類の荷重配置を用いた。表—1 において各荷重配置の水中、空中での自由振動実験より得られた各水中、空中固有振動数 f_n , f_{na} , および水中、空中での対数減衰率 δ , δ_a をも示してある。実験円柱に作用せしめた規則波の特性は、周期 0.7~2.3 sec, 波高 2~11 cm であり、この波の rms Re 数は 1500~6200, rms $K-C$ 数は 1.5~18 の範囲にある。振動変位は、振動円柱頂部の変位を対象とし、振動円柱中心の鉛直上方に固定されたシネカメラにより16コマ/秒で撮影してグラフペンを用いて解析した。なお、水面上には、円柱周囲流況を観察できるように銀粉トレーサーを散布して実験を行っている。

表—1 各荷重配置の振動特性

荷重 No.	荷重 (kg)	$f_n(HZ)$	$f_{na}(HZ)$	δ	δ_a
No. 3	0.270	1.914	1.984	0.055	0.040
No. 6	0.587	1.351	1.375	0.049	0.043
No. 8	0.896	1.075	1.092	0.051	0.045

3. 静的揚力の特性

先に述べたように著者らは¹⁾、前報において静的揚力の特性を明らかにしたが、ここではその後得られた実験結果をあわせて静的揚力の特性を記述し、後述する振動応答推定の基礎資料とする。これら揚力の特性と密接に関連している後流渦パターンは、Keulegan, Carpenter により指摘されたパラメーター $K-C$ 数によりほぼ分類可能であり、表面水粒子の軌跡より算出した表面 $K-C$ 数で分類すると、表面 $K-C$ 数 13 までは前出論文に示したように次の3つに区分できる。(I) 表面 $K-C$ 数 0 より 3 で後流渦の発生がない場合、(II) 表面 $K-C$ 数

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 愛媛大学助手 工学部海洋工学科

*** 学生会員 大阪大学大学院工学研究科

3より8で波の半周期に2個の後流渦の発生がある場合、(Ⅲ)表面 $K-C$ 数8より13で(Ⅱ)と同様に2個の渦発生があるが、一方の渦が十分発達して円柱より遠くに掃き出され、未だ掃き出されない他方の渦と共に非対称な渦のパターンを形成する場合である。表面 $K-C$ 数13より大きい領域は今回の実験によると、(Ⅳ)表面 $K-C$ 数13より20の範囲においてはNo. 1の渦(Ⅲ)の分類ですでに掃き出された渦が形成し、No. 2の渦(Ⅲ)の分類で未だ掃き出されていない渦が発達するにつれNo. 3の渦(No. 1の後に新しく形成される渦)が発生する。しかし、No. 2の渦は未だ掃き出されず、未発達段階にあるNo. 3の渦とはほぼ対称配置となるが、No. 2, 3の渦の強さの相違のため流況としては(Ⅱ)に比し対称性が弱い状況を示す。(Ⅴ)表面 $K-C$ 数が20より26で、(Ⅳ)と異なるのはNo. 2の渦も十分発達して掃き出され、No. 3の渦も発達するがまだ掃き出されずNo. 2, 3の渦が非対称な流況を示す。この場合流況の非対称性としては(Ⅲ)に次いで強い。(Ⅵ)表面 $K-C$ 数が26以上で、No. 1, 2の渦に続いて、No. 3の渦も十分発達し掃き出され、定常流におけるカルマン渦のような渦掃き出し状態に類似した流況を示す。

図-2は、揚力の周波数特性を示したもので(a)~(c)の順に揚力の周波数スペクトルグラフにおいて卓越したピークを有する波の基本、2倍、3倍周波数揚力のスペクトル密度 $S_L(f_w) \Delta f$, $S_L(2f_w) \Delta f$, $S_L(3f_w) \Delta f$ の rms $K-C$ 数による変化を示したものである。なおこの場合揚力スペクトル密度は、揚力の分散 σ_L^2 で規準化してある。図-2より揚力の卓越周波数は、 rms $K-C$ 数が2より5付近までは波の基本周波数が、5より12付近までは波の2倍周波数が13付近以上では波の3倍周波数を示すことが明らかである。表面 $K-C$ 数が rms $K-C$ 数に比し2~4程度大きいことを考慮すると後流渦パ

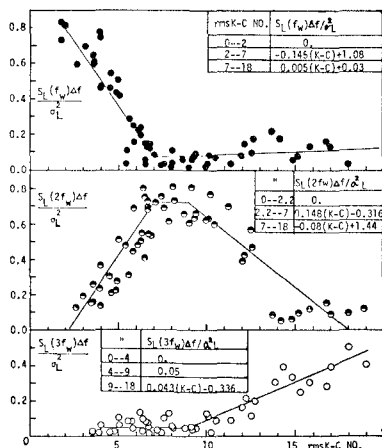


図-2 揚力の周波数特性

ターンの(Ⅱ), (Ⅲ), (Ⅳ)と(Ⅴ)が前述した揚力の卓越周波数領域にはほぼ対応しており、揚力が後流渦の対称性や発生個数に支配されていることが推定される。なお、図-2中には、 $S_L(nf_w) \Delta f / \sigma_L^2$ の $K-C$ 数による傾向を直線近似で与えており、この近似曲線を $K-C$ 数の一次関数として表わしたのもも示してある。図-3より $F_{L(1/10)} / F_T$ の比は、 rms $K-C$ 数10付近までは $K-C$ 数共に増大して1程度に達し、 rms $K-C$ 数10以上では逆に $K-C$ 数の増大と共に減少する傾向を示すことがわかる。この rms $K-C$ 数10近傍における $F_{L(1/10)} / F_T$ のピークの出現は前報でも述べたように(Ⅲ)の最強の非対称渦によるものと推定される。図-3には点線でU字管による振動流を用いた Sarpkaya²⁾の結果も示してあるが、それによると $K-C$ 数14付近まで著者らの結果とはほぼ一致している。しかし、 $K-C$ 数14以上では、Sarpkaya²⁾の結果においては揚力は再度増加しているがこの差異については、波動場と振動流場の相違によるものと推定されるが明らかではない。図-4は、前述の $F_{L(1/10)}$ を用いて求めた揚力係数 $C_{L(1/10)}$ の $K-C$ 数による変化を示すもので図中の実線は前報において理論的に導いた式(1)を実線で示してある。

$$C_L = 0.245(K-C \text{ 数}) + 0.245 \quad \cdots \cdots (1)$$

図-4より式(1)の適用限界を $K-C$ 数2より9として、9以上18付近までを式(1)と同様の直線近似せしめると式(2)で示す一点鎖線となる。

$$C_L = -0.155(K-C \text{ 数}) + 3.85 \quad \cdots \cdots (2)$$

4. 振動応答の実態について

2. で述べたようにグラフペンにより円柱頂部の軌跡

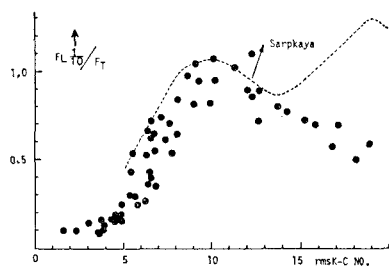


図-3 揚力の大きさ

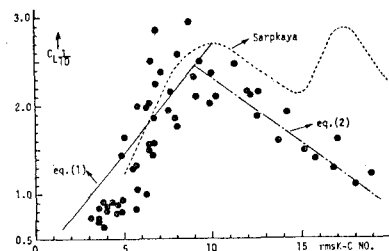


図-4 揚力係数

を荷重配置 No. 3, 6, 8 の各ケースについて求め、それをグラフィックディスプレイ装置を用いて再現して検討した。これらの軌跡の代表的なものについてその略図を図-5 に示す。図-5 においてはその軌跡が動的応答において最も支配的となる波周波数と構造物の固有周波数の比 f_w/f_n 別に示してある。なお 図-5 の x 軸は直方向力、 y 軸は揚力方向を示す。まず (A): $f_w/f_n > 0.9$ の場合は (図-5 A-1, 2, 3) 直方向の変位が揚力方向に比し、非常に卓越しており直方向にはほぼ一直線の軌跡を示す。このように f_w/f_n が 1.0 付近で X 方向変位が卓越するのは直方向力の卓越周波数が波の基本周波数と同一であり、構造物が直方向力の共振点となっているためと考えられる。この場合 x, y 方向の変位の周波数は、図-6 A に示すように波の基本周波数となっている。図-6 は 図-5 の軌跡に対する x, y 方向変位の時間変動図である。(B): f_w/f_n が 0.6 より 0.9 の範囲では、図-5 B-1, 2 のようにほぼ ∞ 字型軌跡を示す。B-1 は、未だ直方向の共振点に近く X 方向の変位が大きい、 Y 方向に対しても波の 2 倍周波数で振動する変位が出現していることが認められる。この事実は 図-6 B においてさらに明らかにされる。(C): f_w/f_n が 0.4 より 0.6 の範囲では 図-5 C-1, 2 に示すようにほぼ 2 重楕円の軌跡となっている。この場合、構造物の固有振動数が波の周波数のほぼ 2 倍となり、揚力によるほぼ共振点となっている。C-1 で、 Y 方向に大きく振動しているのは、 $K-C$ 数が 11 であることから波の 2 倍周波数の揚力が卓越しているためであり、C-2 では、 $K-C$ 数が 5.3 であって揚力が C-1 よりも卓越していないという

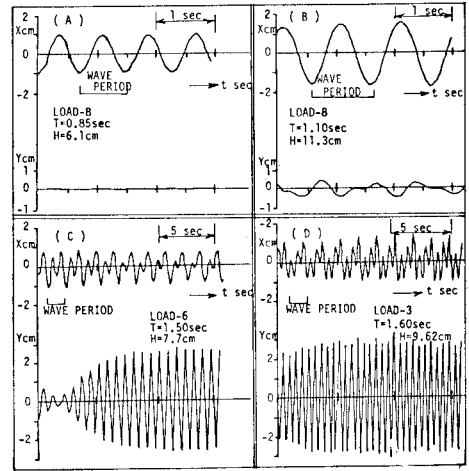


図-6 X, Y 方向の振動変位

静的揚力の特性が y 方向変位の大きさにあらわれたためであろう。また 図-6 C よりわかるように X 方向変位の振動周波数は、波の基本周波数と 2 倍周波数とが混在しているが、特に 2 倍周波数成分が卓越している。一方 Y 方向変位が波の 2 倍周波数であることより、結果的に 2 重楕円軌跡となるのであろう。(D): f_w/f_n が 0.4 より 0.2 では、図-5 D-1, 2, 3 に示すごとく、長楕円もしくは三重楕円軌跡となる。この場合 $f_w/f_n = 0.333$ と、波の 3 倍周波数の揚力による共振点にはなっているが、D-3 においては波の 3 倍周波数揚力が卓越する $K-C$ 数ではないため、 Y 方向変位は小さい。しかし D-1, 2 では、 $K-C$ 数がおのおの 15, 12 で 図-6 D に示すように卓越する 3 倍周波数揚力により Y 方向に共振を生じ大きな変位を示す。一方 X 方向振動変位の周波数は、図-6 D よりわかるように波の基本周波数と 3 倍周波数とが混在するが 3 倍周波数の方が卓越しているため、結果的に三重楕円軌跡となって現われている。本論文では、 X 方向振動変位において、波の 2, 3 倍周波数を有する変位が出現することの理由について触れないが、これについては第 31 回土木学会年次学術講演会講演集³⁾ に著者らが発表しているのでそれを参照されたい。

図-7 は Y 方向の共振曲線を示すもので、これで揚力方向の共振状態が明らかにされる。なお 図-7 では揚力方向の変位が不規則となることを考慮して実験振動変位の $1/10$ 有義極大値 $Y_{P(1/10)}$ と静的変位 Y_S との比を縦軸にとり、横軸に波周波数 f_w と円柱の固有周波数 f_n との比をとり、 $K-C$ 数をパラメーターとして表わしている。ここで、 Y_S はモデルに後述する振動モデルを用い、揚力係数に式 (1), (2) を用いて微小振幅波理論により波力積分領域を水表面までとして求めた値である。図-7 より揚力方向に共振状態を生ぜしめる波周波

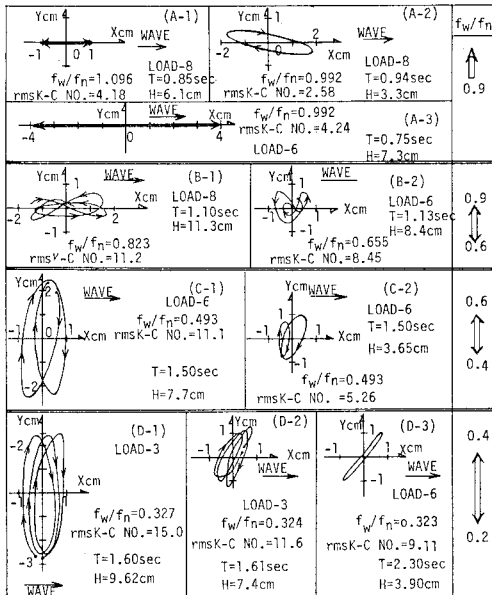


図-5 振動軌跡

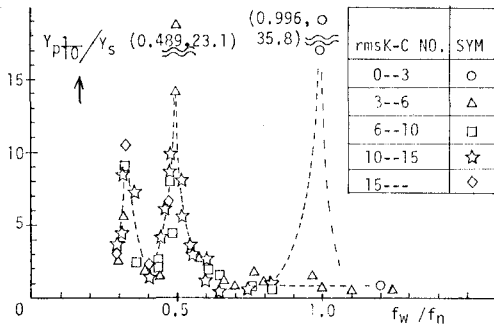
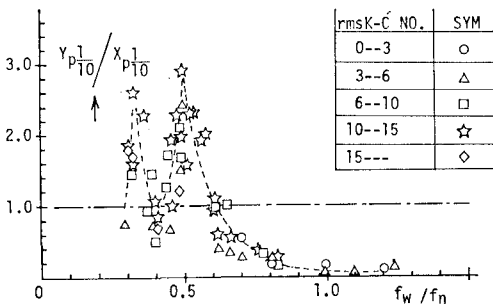


図-7 揚力方向の共振曲線

数は, $f_w=f_n$, $(1/2)f_n$, $(1/3)f_n$ の3箇所であることがわかる。そして $K-C$ 数が $0\sim3$ 付近では $f_w=f_n$ の共振状態が卓越し, $K-C$ 数4以上では $f_w=(1/2)f_n$ の共振状態が最も卓越し, 次に $f_w=(1/3)f_n$ の共振状態が卓越するけれども $f_w=f_n$ の共振状態は出現しない。これらのことは 2. で述べた揚力の周波数特性と密接な関係があろう。また, $K-C$ 数4以下での $f_w/f_n=1.0$ における共振状態はその共振度が大きいにもかかわらず揚力の大きさが直方向力に比し十分小さいため, その動的変位も小さく工学的には無視し得る共振現象であることが確認された。

次に従来考慮されていなかった揚力方向の振動変位が直方向変位に比してどの程度の大きさなのかを示すのが図-8である。図-8は, 前述した $Y_{P(1/10)}$ と直方向の1/10有義極大変位 $X_{P(1/10)}$ との比を縦軸に, 横軸に f_w/f_n の比をとり $K-C$ 数をパラメーターにして示したものである。この図より, $f_w/f_n=0.7$ 以上では直方向変位が卓越していることが明らかであり, そして $f_w/f_n=0.6$ 以下では揚力方向変位が卓越し $f_w/f_n=1/2, 1/3$ の揚力方向共振点付近ではその卓越度は特に大きく, 従来の直方向の振動応答だけで構造物の設計を行うことがいかに危険であるかがわかる。また設計においては, 直方向, 揚力方向振動変位による振動変位絶対値 S が必要となるが, この S の1/10有義極大値 $S_{P(1/10)}$ と各方向極大変位 $X_{P(1/10)}$, $Y_{P(1/10)}$ の比をとり検討してみる

図-8 $Y_{P(1/10)}$ と $X_{P(1/10)}$ の比

と, f_w/f_n が 0.8 以上ではほぼ $S_{P(1/10)}$ は $X_{P(1/10)}$ で, f_w/f_n が $1/2, 1/3$ の近傍では $S_{P(1/10)}$ が $Y_{P(1/10)}$ により, f_w/f_n の残りの領域では $X_{P(1/10)}$ と $Y_{P(1/10)}$ の両者による $S_{P(1/10)}$ の決定が必要となることも明らかにすることができた。このような事実より, f_w/f_n が 0.8 より 0.2 付近すなわち構造物の固有周波数が波周波数の 1.25 倍より 5 倍の範囲にあるときで $K-C$ 数が 4 以上のときには, 従来の直方向力のみを考慮した動的応答だけで構造物を設計することは危険となり, 揚力を考慮した動的応答推定がぜひ必要となる。

5. 揚力方向の動的応答推定について

本実験に用いた単円柱構造物(図-1)の動的応答推定を行うため, 以下に述べる仮定の下で図-9のような減衰を有する自由度2のばね質量系に構造物をモデル化した。すなわち, 図-1の実験円柱部の剛性 EI が, 底面下部のばね部の EI に比し十分大きい(約 10 倍)ので, 実験円柱部を剛体と仮定する(剛体と仮定することにより頂部変位に及ぼす誤差は, 静的载荷時に高々 3~4% 程度である)。したがって円柱頂部の変位 Y は, ばね部上端の水平変位 y と回転角 θ で表わされ, $\sin \theta \approx \theta$ と仮定すれば式(3)で与えられる。

$$Y=y+L\theta \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで, L は水底より円柱頂部までの長さである。またばね部の質量は, 実験円柱部や荷重部の質量に比し, 十分小さいので無視できるものとする。このような仮定に基づき, 図-9に示す振動モデルの波動場中での揚力方向における振動方程式は, 式(4), (5)のように導くことができる。なおここで揚力方向の振動変位に及ぼす, 直方向の振動変位の連成効果はないものと仮定してある。

$$(m+m_V)\frac{d^2y}{dt^2}+(m+m_V)G\frac{d^2\theta}{dt^2}+C\frac{dy}{dt}+G_A C\frac{d\theta}{dt}+\frac{6EI}{l^3}(2y-l\theta)=\int_0^{h+\eta} F_L(z)dz \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$(m+m_V)G\frac{d^2y}{dt^2}+\{I_G+I_{GV}+(m+m_V)G^2\}\times\frac{d^2\theta}{dt^2}+G_A C\frac{dy}{dt}+G_A^2\cdot C\frac{d\theta}{dt}+\frac{2EI}{l^2}(2l\theta-3y)=\int_0^{h+\eta} z\cdot F_L(z)dz+\left\{m_G G_A-\frac{\rho g \pi D^2(h+\eta)^2}{8}\right\}\theta \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで, G は水底より円柱の付加質量を含んだ上で求めた重心までの距離, G_A は水底より付加質量を除いた上で求めた重心までの距離, C は構造減衰量, l は水底下部のばね部の長さ, EI はばね部の剛性, h は静水深,

η は水面変動量, I_G は円柱の付加質量を除く振動系総質量による重心まわりの慣性モーメント, I_{GV} は円柱の付加質量による重心まわりの慣性モーメント, ρ は流体密度, D は円柱径, m は付加質量を除く振動系の総質量, m_V は円柱の付加質量で式 (6) で与えられるものである。

$m_V = C_V \rho \pi D^2 (h + \eta) / 4 \cdots (6)$ 図-9 振動モデル

ここに, C_V は付加質量係数である。式 (4), (5) において左辺第 1, 2 項は慣性項, 第 3, 4 項は減衰項, 第 5 項はばね復元項を示す。なお式 (4), (5) には示さなかったが揚力方向には水粒子水平速度が存在しないため, 円柱が移動するとその移動速度の 2 乗に比例する流体減衰力が作用するはずであって, 式 (4), (5) の左辺に加えるべきこの流体減衰力はそれぞれ式 (7), (8) で表わされる。

$$\int_0^{h+\eta} \frac{1}{2} C_D \rho \cdot D \left(\frac{dy}{dt} + z \cdot \frac{d\theta}{dt} \right) \left| \frac{dy}{dt} + z \cdot \frac{d\theta}{dt} \right| dz \cdots \cdots (7)$$

$$\int_0^{h+\eta} \frac{1}{2} C_D \rho D z \left(\frac{dy}{dt} + z \cdot \frac{d\theta}{dt} \right) \left| \frac{dy}{dt} + z \cdot \frac{d\theta}{dt} \right| dz \cdots \cdots (8)$$

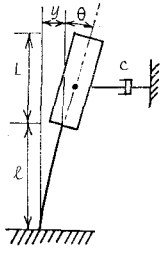
ここに, C_D は抗力係数である。また, 式 (5) 中右辺の第 2 項は, 振動変位が生じることによって生じる重力, 浮力による転倒, 復元モーメントであり, 式 (4), (5) 中の $F_L(z)$ は, 円柱単位長さに作用する揚力を示す。

次に, 式 (4), (5) を解くためには, 揚力の時間波形の定式化が必要となるが, 揚力が不規則的な出現することから, この揚力の定式化は極めてむずかしい。したがって著者らは, 2. で述べた静的揚力の実験値特性を参照して, 4 種類ほど揚力時間波形の式を仮定し, 振動応答を求めて実験値と対応させてみた。本論文ではそれらの中で実験値との対応が特によかった 3 成分揚力式を示す。これは, 各成分波の重ね合せ手法によるもので, 図-2 で示したように揚力の主卓越成分波である波の基本, 2 倍, 3 倍周波数揚力スペクトル密度を用いて式 (9) のように示すことができる。

$$F_L(t) = \sigma_L \cdot \sum_{n=1}^3 \sqrt{\frac{2S_L(nf_w)\Delta f}{\sigma_L^2}} \times \sin(2n\pi f_w t + \varepsilon_n) \cdots \cdots (9)$$

ここで, ε_n は各成分波の位相差であり, この位相差については明確でないため $\varepsilon_n = 0$ としている。一方揚力は, 2. の実験結果より揚力係数 C_L を用いて式 (10) のように表わすことができる。

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho D U_{\max}^2 \sum_{n=1}^3 C_{Ln} \sin(2n\pi f_w t + \varepsilon_n) \cdots \cdots (10)$$



ここで, $U_{\max}$ は水粒子水平最大速度, C_{Ln} は, 波の n 倍周波数揚力に対する揚力係数であり, $\varepsilon_n = 0$ とする。 $F_L(t)$ が, 規則波においても不規則の出現することから $F_L(t)$ を平均値 0 の不規則変数とみなして, その分散 σ_L^2 を式 (10) を介して求めると (11) のようになる。

$$\sigma_L^2 = E[F_L^2(t)] = \left(\frac{1}{2} \rho D U_{\max}^2 \right)^2 \times \frac{1}{2} \sum_{n=1}^3 C_{Ln}^2 r_{ms} \cdots \cdots (11)$$

ここに, $C_{Ln}^2 r_{ms} = E[C_{Ln}^2]$ である。また, 極大揚力の r_{ms} 値 F_{Lrms} に対する揚力係数 C_{Lrms} が, C_{Lrms} を用いて式 (12) のように表わせると仮定する。

$$C_{Lrms} = \sqrt{\sum_{n=1}^3 C_{Ln}^2 r_{ms}} \cdots \cdots (12)$$

式 (12) を用いると, σ_L は式 (13) のようになり

$$\sigma_L = \frac{1}{2} \rho U_{\max}^2 \left(\frac{C_{Lrms}}{\sqrt{2}} \right) \cdots \cdots (13)$$

したがって, 式 (9) は式 (13) を用いて, 式 (14) のように表わすことができる。

$$F_L(t) = \frac{1}{2} \rho C_{Lrms} D U_{\max}^2 \sum_{n=1}^3 \sqrt{\frac{S_L(nf_w)\Delta f}{\sigma_L^2}} \times \sin(2n\pi f_w t) \cdots \cdots (14)$$

また, 極大揚力の分布を調べた著者らの結果においてその分布が比較的 Rayleigh 分布に類似しているという結果が得られており, 各々極大揚力間の比も Rayleigh 分布を仮定した結果得られる比とほぼ一致していることから, 式 (12) の C_{Lrms} は式 (1), (2) の $C_{L(1/10)}$ を用いて $C_{Lrms} = C_{L(1/10)} / 1.8$ となる。以上の関係を式 (14) に用いると, $F_L(t)$ は式 (15) のように表わすことができる。

$$F_L(t) = \frac{1}{3.6} C_{L(1/10)} \rho D U_{\max}^2 \times \sum_{n=1}^3 \sqrt{\frac{S_L(nf_w)\Delta f}{\sigma_L^2}} \sin(2n\pi f_w t) \cdots \cdots (15)$$

式 (15) 中の, $C_{L(1/10)}$ に式 (1), (2) を, $S_L(nf_w)\Delta f / \sigma_L^2$ に 図-2 中に示した実験式を用いて以下の計算をすすめる。

なお, 式 (6), (7) の流体減衰項を考慮した上での式 (4), (5) の振動方程式の数値解法に当っては, Newmark の β 法を用いている。ここで β には $1/6$ を採用した。また, 式 (6), (7) の C_D には, 以前に著者らの直方向力の実験結果より得られた C_D の平均的な値 $C_D = 1.5$ を用い, 付加質量係数 C_V には, やはり著者らの実験結果より得られた慣性係数 C_M の平均的な値 $C_M = 2.2$ を用いる。そして $C_V = C_M - 1$ であることより $C_V = 1.2$ を用いた。振動応答計算の時間間隔 Δt には, 図-9 に示す振動モデルの 2 次モードの固有周波数が, 荷重配置

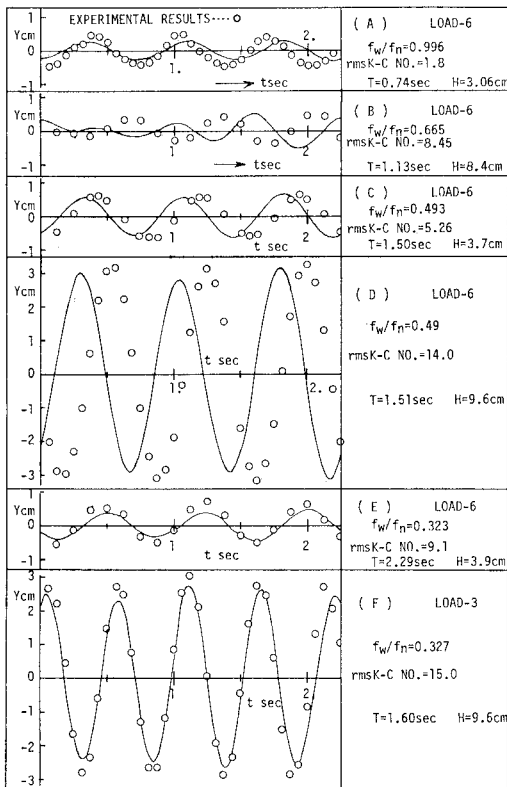


図-10 揚力方向の応答計算結果

No. 3, 6, 8 において 31 より 35.5 Hz の範囲にあることから、 $\Delta t=0.005$ sec とした。また、計算時間は定常応答状態を考慮して 15 秒とした。ここで水面変動 η は正弦波と仮定し、 $U_{\max}$ は微小振幅波理論により求めている。さらに式 (4) よりわかるように、 m_V の算出に当り水底より水表面までを対象にしていることから、 m_V に関連している G , I_{GV} , 並びに G に関連している I_G はすべて時間の関数となっている。

上述してきたような手法により応答計算を荷重配置 No. 3, 6 の各ケースについて行ったが、その代表的なものを選んで示したのが 図-10 であり、横軸に時間、縦軸に揚力方向振動応答変位をとり示している。図中で実線が計算値、白丸が実測値であり、実測値、計算値ともになるだけ変位の大きい部分をプロットしてある。図においては、実測値と計算値の位相差が大きいものもあるが、前述したごとく各成分揚力の位相差は不明のため、計算では全く考慮していないため位相差は十分な一致をみないが変位の大きさについてはほぼ良好な一致を示している。

図-10 A は、 $f_w/f_n=0.996$, $K-C$ 数 1.8 であり、波の基本周波数揚力による共振点の場合である。図-10

B は、 $f_w/f_n=0.665$, $K-C$ 数 8.45 であり、 Y は実測値、計算値共に波の 2 倍周波数で振動している。図-10 C, D はおのおの $f_w/f_n=0.493$, 0.49, $K-C$ 数 5.26, 14 で、波の 2 倍周波数揚力による共振点となっている。計算値は、両者共に波の 2 倍周波数で振動し、実測値とよく対応している。図-10 E, F は、おのおの f_w/f_n が 0.323, 0.327, $K-C$ 数 9.11, 15.0 で、ほぼ波の 3 倍周波数揚力の共振点となっている場合である。以上の実測値の比較から揚力の時間波形算定に対しては式 (15) で十分算出できるものと結論づけられる。今後は、波との位相差についても考察を加え、直方向変位との合成変位を推定できるようにしたい。

6. 結 語

以上、円柱の後流渦の効果によって生じる揚力による振動応答の実態と推算手法について検討を加えてきたが以下のことが明らかにされた。

(1) 揚力方向の振動応答の実態は、静的揚力の特性と密接に関連しており、 $rms K-C$ 数が 4 以上では波の周波数と構造物の固有周波数との比 f_w/f_n が 1/2, 1/3 において卓越した共振状態を示し、揚力の効果は無視できない。

(2) 揚力方向の振動変位は、 $rms K-C$ 数が 4 以上の場合には、 f_w/f_n が 0.6 以下では直方向の振動変位よりも大きくなり従来の直方向力のみによる振動応答だけでは、極めて危険な設計といわざるをえない。

(3) 著者らの提案した 3 成分揚力式は、揚力方向の振動応答変位の周波数、極大変位について、実測値に対応してほぼ良好な一致度を与えるので、この 3 成分揚力式を用いて、波より揚力方向応答変位の推測が可能であると推定できる。

なお、この研究は和和 50 年度の科学研究 (一般 B) の成果の一部であることを報告するとともに、実験に協力頂いた元学部学生の常田、杉本両君に謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 榎木 亨・中村孝幸・喜田 浩: 円柱に作用する規則波による揚力について、第22回海岸工学講演会論文集, pp. 525~530, 1975.
- 2) Sarpkaya, T.: Forces on cylinders and spheres in a sinusoidally oscillating fluid., Jour. of Applied Mechanics, Transaction of the ASME, pp. 32~37, March, 1975.
- 3) 榎木 亨・中村孝幸・三木秀樹: 単円柱の波向方向に作用する波力による共振現象について、第31回土木学会年次学術講演会講演概要集, 1976.