

流体の圧縮性を考慮した面対称柱体の地震時動水圧

清 川 哲 志*

1. はじめに

日本近海のように、強い地震に襲われる可能性のある海域に、重力式海洋構造物を設置する場合、安定に対する支配外力は通常地震時慣性力となり、動水圧はその十数パーセントから数十パーセントに達することが予測される。したがって、地震時動水圧の正確な算定法の確立と各種構造物に作用する動水圧の特性を把握することは、海洋工学上の重要な課題の一つである。これに対し著者は、海洋構造物の地震時動水圧を解析する方法として、固有関数展開により構造物表面以外のすべての境界条件と基礎方程式を満足する速度ポテンシャルの一般解を求め、これを構造物表面における境界条件に代入した後、再度固有関数あるいはフーリエ級数に展開し、一般解中の複素係数を決定するための関係式を得る方法“境界展開法”を開発した。これは、従来この種の問題の解析法として提案されている有限要素法^{1),2)}あるいはグリーン関数法³⁾などの数値解析法とは異なり、固有関数展開理論の枠組みの中で厳密解を構成するものである。そして現在までに、非圧縮性および圧縮性流体中の軸対称構造物 [1982, 1984]^{4),5)}、および非圧縮性流体中の面対称柱体 [1982]⁶⁾の動水圧の問題に応用し、これらの地震時動水圧特性を明らかにしてきた。本論文ではこの“境界展開法”を用いて、まだ未解決の問題である流体の圧縮性を考慮した面対称柱体の動水圧理論を導き、面対称柱体の場合、流体の圧縮性が付加質量特性にどのような影響を与えるかを、断面形状の影響、構造物の大きさと水深の影響等について系統的な計算を行い明らかにする。

2. 流体の圧縮性を考慮した面対称柱体の動水圧理論

(1) 基礎方程式と境界条件

図-1に示すように、水深が一定 h の海域に着底頭出しの面対称柱体、すなわち振動方向に対して対称な一樣水平断面を有する柱体があり、これが水中で角振動数 ω

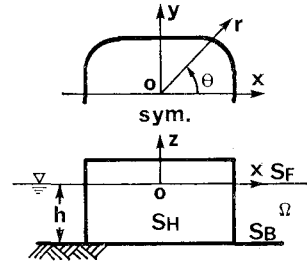


図-1 座標系と記号

の微小な調和振動を行う場合を考える。そして、構造物の周囲を取り囲む流体は非粘性の圧縮性流体と仮定し、構造物の振動によって生じる流体の運動は速度ポテンシャルによって記述されるものとする。これを円筒座標系で $\phi(r, \theta, z)e^{-i\omega t}$ とすると、 $\phi(r, \theta, z)$ は次の基礎方程式と境界条件を満足する関数として求められる。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\rho \omega^2}{\kappa} \phi = 0 \quad (\text{in } \Omega) \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} - (\omega^2/g)\phi = 0 \quad (\text{on } S_F) \dots \dots \dots (2)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (\text{on } S_B) \dots \dots \dots (3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -i\omega \xi_0 n_x \quad (\text{on } S_H) \dots \dots \dots (4)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{1/2} (\frac{\partial \phi}{\partial r} - ik_0 \phi) = 0 \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 ρ : 流体密度、 κ : 流体の体積弾性率、 g : 重力加速度、 ξ_0 : 構造物の変位振幅、 n_x : 構造物表面における単位法線ベクトルの x 成分、 k_0 : 波数 ($k_0 \tanh k_0 h = \omega^2/g \equiv \nu$ の実正根) である。

式 (1) は圧縮性流体に関する基礎方程式で、円筒座標系で表された3次元ヘルムホルツ方程式である。式中の $\sqrt{\kappa/\rho}$ は局所音速を表すが、密度 ρ の場所的、時間的变化はわずかと考えられるので、通常行われるように平均音速で置き換えて解析を進める。式 (2) は自由表面 S_F における運動学的・力学的条件、式 (3) は海底面 S_B における不透過条件、式 (4) は構造物表面 S_H における構造物表面の運動速度と流体の運動速度の連続条件で、 n による微分は構造物表面での法線方向微分である。また、式 (5) は無限遠方における放射条件である。

* 正会員 清水建設(株) 大崎研究室

(2) 一般解

断面形状が θ 座標に関して対称なので、解も θ 座標に関して対称になることは明らかである。したがって、速度ポテンシャルの一般解は θ 座標に関してフーリエ余弦級数展開した形に表される。また他の変数、すなわち r と z に依存する部分については通常の変数分離法に従って機械的に求められ、結局、構造物表面以外のすべての境界条件と基礎方程式を満足する一般解は次式となる。

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta, z) = & \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ A_0^{(m)} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} H_m^{(1)}(\lambda_0 r) \right. \\ & + \sum_{n=1}^s A_n^{(m)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} H_m^{(1)}(\lambda_n r) \\ & \left. + \sum_{n=s+1}^{\infty} A_n^{(m)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \right. \\ & \left. \times K_m(\lambda_n r) \right\} \cos m\theta \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここに、 $A_n^{(m)}$ ($n, m=0, 1, \dots$): 構造物表面の境界条件から決まる複素未定係数、 $H_m^{(1)}$: 第1種 m 次ハンケル関数、 K_m : 第2種 m 次変形ベッセル関数、 k_n : 固有値 ($k_n \tan k_n h = -\nu$ の実正根、 $k_1 < k_2 < \dots$)、 $\lambda_0^2 = k_0^2 + \rho\omega^2/\kappa$ 、 $\lambda_n^2 = k_n^2 - \rho\omega^2/\kappa$ 、 $\lambda'_n = i\lambda_n$ で、 s は $k_n^2 - \rho\omega^2/\kappa < 0$ となる整数 n のうち最大のものである。

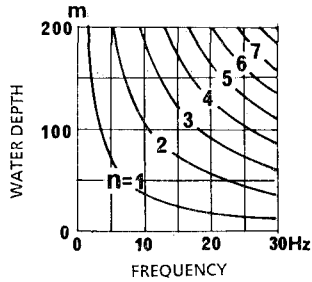


図-2 圧縮性進行波モードの発生限界

式 (6) は前報⁵⁾で示した軸対称構造物の場合の一般解と同様の形をしており、この第2項が圧縮性を考えることによって付け加わる項である。ただし、この項は $k_n^2 - \rho\omega^2/\kappa < 0$ となる整数 n が存在する場合のみ存在し、

ある臨界周波数を越えると発生する進行波成分から成っている。軸対称構造物の場合と同様に、この進行波成分の n 次のモードの発生限界は次式によって示される。

$$h < (2n-1)\sqrt{\kappa/\rho} T/4 \dots\dots\dots (7)$$

この式に基づき各モードの発生限界を示したのが 図-2 である。ただし、横軸は振動周波数 $f (=1/T)$ 、縦軸は水深で、水中音速 ($=\sqrt{\kappa/\rho}$) は 1475 m/s としている。大水深、高周波数となるほど高次のモードが発生することがわかる。

(3) 境界展開法による複素未定係数の決定

境界条件式 (4) における法線方向微分 $\partial/\partial n$ は、一般に単位法線ベクトルの成分 n_x, n_y および n_z を用いて表すことができるが、面対称柱体の場合その表面で常に $n_z=0$ なので、 $\partial/\partial n = n_x \cdot \partial/\partial x + n_y \cdot \partial/\partial y$ となる。したがって、構造物表面における境界条件式 (4) は、面対称

柱体の場合次のようになる。

$$n_x \frac{\partial \phi}{\partial x} + n_y \frac{\partial \phi}{\partial y} = -i\omega \xi_0 n_x \quad (\text{on } S_H) \dots\dots (8)$$

これに速度ポテンシャルの一般解 (6) を代入し整理すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} (n_x \cos \theta + n_y \sin \theta) \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \lambda_0 A_0^{(m)} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} \right. \\ \times H_m^{(1)'}(\lambda_0 r) + \sum_{n=1}^s \lambda'_n A_n^{(m)} \times \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \\ \times H_m^{(1)'}(\lambda'_n r) + \sum_{n=s+1}^{\infty} \lambda_n A_n^{(m)} \times \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} \\ \left. \times K'_m(\lambda_n r) \right\} \cos m\theta + \frac{(n_x \sin \theta - n_y \cos \theta)}{r} \\ \times \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ A_0^{(m)} \frac{\cosh k_0(h+z)}{\cosh k_0 h} H_m^{(1)}(\lambda_0 r) \right. \\ + \sum_{n=1}^s A_n^{(m)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} H_m^{(1)}(\lambda'_n r) \\ + \sum_{n=s+1}^{\infty} A_n^{(m)} \frac{\cos k_n(h+z)}{\cos k_n h} K_m(\lambda_n r) \left. \right\} \\ \times m \sin m\theta = -i\omega \xi_0 n_x \quad (\text{on } S_H) \dots\dots (9) \end{aligned}$$

この両辺に $\cosh k_0(h+z)/\cosh k_0$ を乗じて、海底面から水面まで積分すると、固有関数の直交性により $A_n^{(m)}$ ($n=1, 2, \dots$) に関係する積分はすべて 0 となるので次式を得る。

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} \{ (n_x \cos \theta + n_y \sin \theta) \lambda_0 H_m^{(1)'}(\lambda_0 r) \cos m\theta \\ + (n_x \sin \theta - n_y \cos \theta) \\ \times H_m^{(1)}(\lambda_0 r) m \sin m\theta / r \} A_0^{(m)} \\ = -2i \frac{\omega \xi_0 \nu n_x}{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu} \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

同様に、式 (9) の両辺に $\cos k_n(h+z)/\cos k_n h$ を乗じて海底面から水面まで積分し整理すると、 $n=1, 2, \dots, s$ の場合と $n=s+1, s+2, \dots$ の場合に対してそれぞれ以下のようなになる。

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} \{ (n_x \cos \theta + n_y \sin \theta) \lambda'_n H_m^{(1)'}(\lambda'_n r) \cos m\theta \\ + (n_x \sin \theta - n_y \cos \theta) \\ \times H_m^{(1)}(\lambda'_n r) m \sin m\theta / r \} A_n^{(m)} \\ = 2i \frac{\omega \xi_0 \nu n_x}{h(k_n^2 + \nu^2) - \nu} \quad (\text{for } n=1, 2, \dots, s) \\ \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_{m=0}^{\infty} \{ (n_x \cos \theta + n_y \sin \theta) \lambda_n K'_m(\lambda_n r) \cos m\theta \\ + (n_x \sin \theta + n_y \cos \theta) \\ \times K_m(\lambda_n r) m \sin m\theta / r \} A_n^{(m)} \\ = 2i \frac{\omega \xi_0 \nu n_x}{h(k_n^2 + \nu^2) - \nu} \quad (\text{for } n=s+1, s+2, \dots) \\ \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

式 (10)~(12) は構造物表面 S_H 上の任意の点で成り立つ必要がある。したがって、この両式を常に成り立た

せる複素係数 $A_n^{(m)}$ ($n, m=0, 1, \dots$) を決定することができれば、これらを一般解に代入することによってすべての境界条件と基礎方程式を満足する厳密解が得られるわけである。ここで面对称柱体について考えてみると、一樣断面であるから S_H 上で n_x, n_y および r はそれぞれ θ 座標に関する一意関数となることがわかる(図-3参照)。これを明白に示すために次のように書くことにする。

$$n_x = n_x(\theta), \quad n_y = n_y(\theta), \quad r = r_0(\theta) \dots \dots \dots (13)$$

ただし、 r_0 は鉛直座標軸 z から構造物表面 S_H 上の点までの距離である。

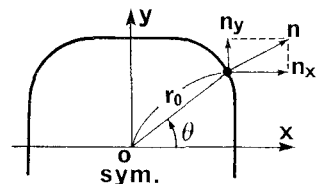


図-3 構造物表面における n_x, n_y および r

したがって、 n_x, n_y および r が構造物表面上で θ の関数であることから、式(10)~(12)の両辺はともに θ のみの関数であり、これらが構

造物表面 S_H 上の任意の点で成り立つということと $0 \leq \theta \leq 2\pi$ なる任意の θ について成り立つということは同値である。ここで以後の式の展開を簡明にするために、式(10)~(12)を統一的に次のように表す。

$$\sum_{m=0}^{\infty} \Theta_n^{(m)}(\theta) A_n^{(m)} = -i\omega\xi_0 c_n n_x(\theta) \quad (n=0, 1, \dots) \dots \dots (14)$$

ただし、 $\Theta_n^{(m)}$ および c_n は次式で定義される。

$$\Theta_n^{(m)}(\theta) = \begin{cases} (n_x(\theta) \cos \theta + n_y(\theta) \sin \theta) \\ \quad \times \lambda_0 H_m^{(1)}(\lambda_0 r_0(\theta)) \cos m\theta \\ \quad + (n_x(\theta) \sin \theta - n_y(\theta) \cos \theta) \\ \quad \times H_m^{(1)}(\lambda_0 r_0(\theta)) m \sin m\theta / r_0(\theta) \\ \quad \text{(for } n=0) \\ (n_x(\theta) \cos \theta + n_y(\theta) \sin \theta) \\ \quad \times \lambda'_n H_m^{(1)}(\lambda'_n r_0(\theta)) \cos m\theta \\ \quad + (n_x(\theta) \sin \theta - n_y(\theta) \cos \theta) \\ \quad \times H_m^{(1)}(\lambda'_n r_0(\theta)) m \sin m\theta / r_0(\theta) \\ \quad \text{(for } n=1, 2, \dots, s) \\ (n_x(\theta) \cos \theta + n_y(\theta) \sin \theta) \\ \quad \times \lambda_n K'_m(\lambda_n r_0(\theta)) \cos m\theta \\ \quad + (n_x(\theta) \sin \theta - n_y(\theta) \cos \theta) \\ \quad \times K_m(\lambda_n r_0(\theta)) m \sin m\theta / r_0(\theta) \\ \quad \text{(for } n=s+1, s+2, \dots) \end{cases} \dots \dots \dots (15)$$

$$c_n = \begin{cases} \frac{2\nu}{h(k_0^2 - \nu^2) + \nu} & \text{(for } n=0) \\ \frac{-2\nu}{h(k_n^2 + \nu^2) - \nu} & \text{(for } n=1, 2, \dots) \end{cases} \dots \dots \dots (16)$$

両対称柱体の場合、 $n_x(-\theta) = n_x(\theta)$ 、 $n_y(-\theta) = -n_y(\theta)$

および $r_0(-\theta) = r_0(\theta)$ の関係があるから、式(15)より式(14)の両辺とも θ に関する偶関数となることは容易に示される。したがって、式(14)の両辺はともにフーリエ余弦展開ができて、次のように書くことができる。

$$\begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} \Theta_n^{(m)}(\theta) A_n^{(m)} = \frac{a_0^{(n)}}{2} + \sum_{l=1}^{\infty} a_l^{(n)} \cos l\theta \\ -i\omega\xi_0 c_n n_x(\theta) = \frac{b_0^{(n)}}{2} + \sum_{l=1}^{\infty} b_l^{(n)} \cos l\theta \end{cases} \dots \dots \dots (17)$$

ここに、 $a_l^{(n)}$ および $b_l^{(n)}$ はともにフーリエ係数で、次式によって求められる。

$$\begin{cases} a_l^{(n)} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \Theta_n^{(m)}(\theta) A_n^{(m)} \cos l\theta d\theta \\ b_l^{(n)} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} -i\omega\xi_0 c_n n_x(\theta) \cos l\theta d\theta \end{cases} \quad (l=0, 1, \dots) \dots \dots (18)$$

式(10)~(12)あるいは式(14)が任意の θ について成り立つためには、その両辺をフーリエ展開したときの各次数におけるフーリエ係数が等しくなければならない。すなわち、 $a_l = b_l$ ($l=0, 1, \dots$) が成り立つ必要がある。したがって、式(18)より次の関係式を得る。

$$\sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\pi} \Theta_n^{(m)}(\theta) \cos l\theta d\theta A_n^{(m)} = -i\omega\xi_0 c_n \int_0^{\pi} n_x(\theta) \cos l\theta d\theta \quad (\text{for } n \text{ and } l=0, 1, \dots) \dots \dots (19)$$

これは、複素未定係数 $A_n^{(m)}$ ($n, m=0, 1, \dots$) に関する複素係数連立1次方程式で、行列表示すると次のように書くことができる。

$$[D^{(n)}] \{A_n\} = -i\omega\xi_0 \{a^{(n)}\} \quad (n=0, 1, \dots) \dots (20)$$

ただし、 $\{A_n\} = t \{A_n^{(0)}, A_n^{(1)}, A_n^{(2)}, \dots\}$ である。また、 $D_{ij}^{(n)}$ および $a_i^{(n)}$ は次式で定義される。

$$\left. \begin{aligned} D_{ij}^{(n)} &= \int_0^{\pi} \Theta_n^{(j-1)}(\theta) \cos(i-1)\theta d\theta \\ &\quad \text{(for } i \text{ and } j=1, 2, \dots) \\ a_i^{(n)} &= \int_0^{\pi} c_n n_x(\theta) \cos(i-1)\theta d\theta \\ &\quad \text{(for } i=1, 2, \dots) \end{aligned} \right\} \quad (\text{for } n=0, 1, \dots) \dots \dots (21)$$

複素係数連立1次方程式(20)を各固有関数の次数ごとに解いて得られた複素未定係数 $A_n^{(m)}$ ($n, m=0, 1, \dots$) を一般解(6)に代入することによって求める解が得られる。ただし、式(20)からわかるように $\{A_n\}$ は運動速度振幅 $-i\omega\xi_0$ に比例するので、面对称柱体による放射問題の解も運動速度振幅 $-i\omega\xi_0$ に比例する。

(4) 動水圧と付加質量

任意点の動水圧 p は式(6)を用いて一般化されたベルヌーイの定理から $p = -i\rho\omega\phi$ のように求められる。ただし、2次の微小項は無視している。動水圧の x 方向成分を柱体の全没水面にわたって積分することによ

て柱体に作用する力の水平成分が求められ、構造物全体の付加質量 M_v は、これを振動加速度 $-i\omega^2 \xi_0 e^{-i\omega t}$ で除すれば得られる。すなわち、

$$\begin{aligned}
 M_v = & \rho \nu \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{k_0^2} A_0^{(m)} \int_{-\pi}^{\pi} H_m^{(1)}(\lambda_0 r_0(\theta)) \right. \\
 & \times \cos m\theta n_x(\theta) R(\theta) d\theta \\
 & - \sum_{n=1}^s \frac{1}{k_n^2} A_n^{(m)} \int_{-\pi}^{\pi} H_m^{(1)}(\lambda_n r_0(\theta)) \\
 & \times \cos m\theta n_x(\theta) R(\theta) d\theta \\
 & - \sum_{n=s+1}^{\infty} \frac{1}{k_n^2} A_n^{(m)} \int_{-\pi}^{\pi} K_m(\lambda_n r_0(\theta)) \\
 & \left. \times \cos m\theta n_x(\theta) R(\theta) d\theta \right\} \dots\dots\dots (22)
 \end{aligned}$$

ただし、 $R(\theta)d\theta$ は柱体断面の境界線の微小長さを表し、 $r_0(\theta) \gg dr_0(\theta)/d\theta$ の場合、 $R(\theta) \approx r_0(\theta)$ となる。

3. 数値計算例と考察

次に、図-4 に示すような、正方形断面、その角を落とすことによって得られる八角形断面、および角を丸めた断面を有する柱体の付加質量特性、および付加質量特性におよぼす流体の圧縮性の影響を検討する。

図-5~7 は、それぞれの断面形状に対する付加質量係数 $\bar{M}_v (= M_v/\rho(\pi/4)D^2h)$ を無次元周期 $\sqrt{\kappa/\rho}T/h$ の関数として示したものである。いずれの場合も、無次元周期が短くなるにつれて、付加質量係数が大きくなっているが、これは流体の圧縮性の影響によるものである。この付加質量係数の増加の割合は、無次元周期 $\sqrt{\kappa/\rho}T/h=10$ のところで約 4~6%、 $\sqrt{\kappa/\rho}T/h=5$ のところで約 20~30% である。水中音速 $c (= \sqrt{\kappa/\rho})$ を 1475 m/s とし振動数を 5 Hz とすると、 $\sqrt{\kappa/\rho}T/h=10, 5$ のとき水深はそ

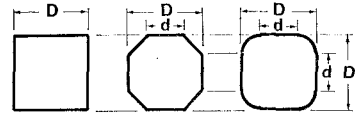


図-4 断面形状と記号

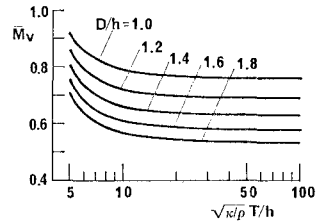


図-5 角筒の付加質量におよぼす流体の圧縮性の影響

れぞれ 29.5 m, 59 m である。したがって、大水深大型海洋構造物の付加質量の算定には、流体の圧縮性を考慮する必要があることがわかる。なお、この流体の圧縮性の影響による付加質量係数の増加の割合は、ほぼ D/h の値によって決まり、断面形状および d/D の影響はわずか 1% 以下である。

一方、無次元周期が長くなると、流体の圧縮性の影響がなくなり、付加質量係数が一定値となることがわかる。さらに長くなると、表面波の発生の影響で逆に減少を始めるが、通常地震の卓越振動数 0.5~2 Hz 程度では表面波の発生の影響は無視できるから、ここではこれについての議論は省略する。

さて、この付加質量係数の一定値は、流体の圧縮性および表面波の発生の影響を受けない状態での値であり、各断面形状に対応した基本付加質量係数と呼ぶことができよう。図-8, 9 は、各種断面に対する基本付加質量係

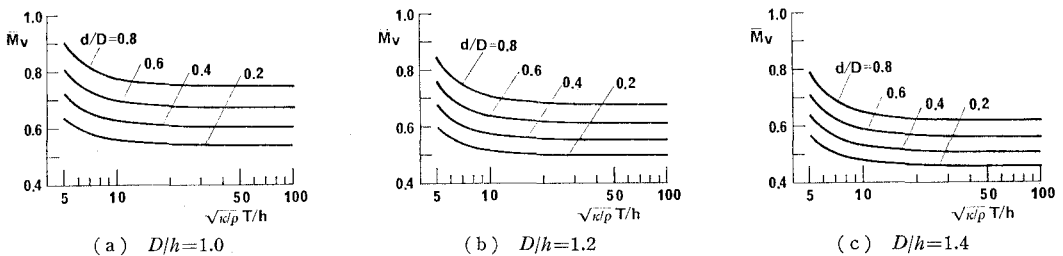


図-6 角を落とした断面柱体の付加質量におよぼす流体の圧縮性の影響

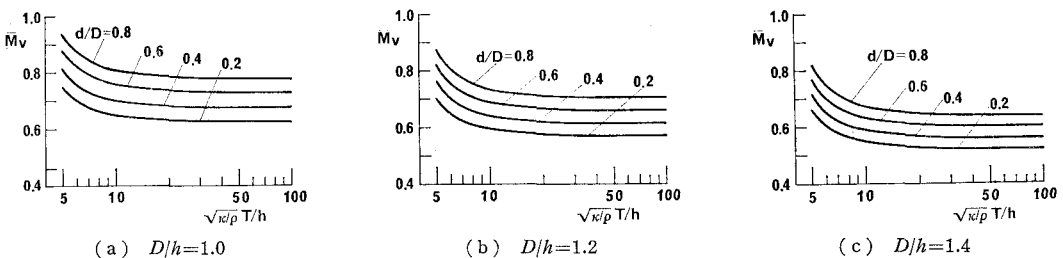


図-7 角を丸めた断面柱体の付加質量におよぼす流体の圧縮性の影響

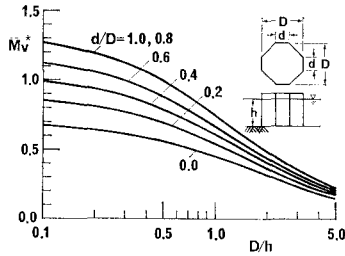


図-8 角を落とした断面柱体の基本付加質量特性

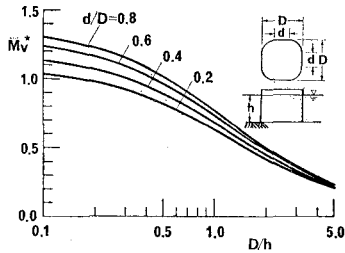


図-9 角を丸めた断面柱体の基本付加質量特性

数 \bar{M}_v^* の特性を D/h の関数として示したものである。ただし 図-8 で、 $d/D=1.0$ は正方形断面柱体が辺に平行に振動する場合、また 0.0 は対角線に平行に振動する場合の結果を示している。これらの図からわかるように、いずれも D/h の増加に伴って付加質量係数の値は単調に減少する。また、角を落とす場合、丸めた場合、いずれも d/D を小さくするほど付加質量係数が小さくなる。これは角を落とす、あるいは丸めるなどによって付加質量を低減できることを意味している。そして、この低減効果は、角を落とす方が丸めるよりも顕著に現れることがわかり、興味深い。また、付加質量係数そのものの値も、同じ d/D どうしで比べてみると、すべての D/h に対して、角を落とす方が丸めた場合よりも小さくなっていることがわかる。このように角を落とす、あるいは丸めるなどによって付加質量を低減でき、低減効果は、 d/D の関数となっている。そこで、 D/h をパラメーターとして、角を落とした場合、丸めた場合、それぞれについて付加質量係数を d/D の関数として表したのが 図-10 である。図中、実線は角を落とした場合、破線は丸めた場合であるが、両者を比べてみると、 d/D が 0.9 から 1.0 の間ではほとんど差がないが、 d/D が 0.9 以下の領域では両者の低減効果には、歴然とした差があり、角を丸めるよりは、落とした方が有利であることがわかる。 d/D が 0.9 と 1.0 の間で差がないことは、角

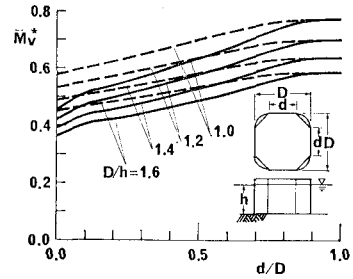


図-10 基本付加質量におよぼす角の影響

を落とした場合も丸めた場合も $d/D \rightarrow 1.0$ の極限では共に正方形断面となるから当然の結果として理解できる。いずれにしても、これらの結果から、断面の角を落とすなり、丸めるなりすると付加質量係数の低減、したがって地震時付加慣性力の低減が図れることがわかる。ちなみに、角を落とす場合、正方形断面に対する低減率は、 $d/D=0.7$ で約 8%、 $d/D=0.6$ で約 13%、 $d/D=0.5$ で約 17% である。

4. 結 語

以上、本論文では、面对称構造物の中水振動による流体運動を、流体の圧縮性を考慮して、速度ポテンシャルに関する境界値問題として厳密に定式化し、境界展開法によりその厳密解が求められることを示した。そして、流体の圧縮性が付加質量特性におよぼす影響を、正方形断面、その角を落とすことによって得られる八角形断面、および角を丸めた断面を有する柱体を例にして検討した。この結果、構造物が扁平なほど影響を大きく受けることなどを明らかにした。

参 考 文 献

- 1) Liao, C.-Y.: Earthquake response of axisymmetric tower structures surrounded by water, UCB Report No. EERC 73-25, 1973.
- 2) Nilrat, F.: Hydrodynamic pressure and added mass for axisymmetric bodies, UCB Report No. EERC-80/12, 1980.
- 3) 喜岡 渉: 大型海洋構造物に作用する地震時付加質量, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 609~613, 1981,
- 4) 清川哲志・小林 浩: 大型軸対称構造物の地震時付加質量, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 452~456, 1982.
- 5) 清川哲志: 流体の圧縮性を考慮した軸対称構造物の付加質量解析, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 471~475, 1984.
- 6) 清川哲志・小林 浩: 面对称柱体の水中振動による付加質量特性の研究, 土木学会論文報告集, No. 321, pp. 79~89, 1982.