

地盤条件の差異による海洋構造物まわりの地震時動水圧

森田 知志*

1. まえがき

構造物に作用する動水圧の研究はダム工学の分野で先行して行われてきており、水深が大きくなると水粒子のふるまいは圧縮性疎密波として表すことができ、さらに疎密波の水深方向への共振特性が水底材料の種類によって変化するなど、小水深の場合に無視できる現象が有意となること、Nakagawaら(1974)やFenvesら(1985)により報告されている。一方、渡海橋梁の基礎部に代表される海洋構造物の分野においても、将来的なプロジェクトにおいて設置海域の大幅な大水深化が構想されるに伴って、より精密な動水圧の評価手法が研究されつつある。すなわち、弾性変形する円柱構造物を対象としたTanakaら(1988)の研究、3次元任意形状構造物に適用できる中村ら(1992)による解析法などである。これらは動水圧の評価手法に上記した海水の圧縮性の影響を採り入れたものであるが、水中疎密波の海底面における完全反射条件が採用されており海底材料の種類までは考慮することはできない。また、森田(1994)は海水の圧縮性に加えて海底面の部分反射特性を考慮できる解析法を提案しているが、対象となるのは任意断面形状をした2次元構造物に限られ汎用性に乏しいものとなっている。

本研究は、わきだし分布法に基づいた3次元任意形状の海洋構造物まわりの動水圧の解析法を、水中疎密波の海底面での部分反射条件を考慮した上で開発する。そしてより合理的な設計地震外力の設定法の確立に向けて、構造物の形状や海底地盤による水中疎密波の部分反射特性を考慮することの必要性について考察するものである。

2. 解析方法

2.1 境界値問題の設定

図-1に示すように、一様水深 h の海域に設置された任意形状の剛な構造物が水平方向に調和振動している状況を考える。周囲の海水は非粘性・圧縮性流体で粒子の運動は非回転であるものとして水中を伝播する疎密波による運動を表す速度ポテンシャル ϕ を式(1)のように

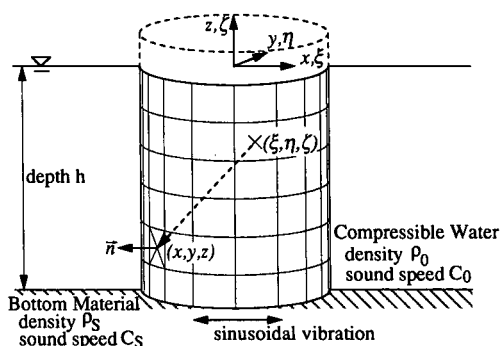


図-1 解析モデルおよび座標系

表しておく。

$$\phi(x, y, z; t) = \phi_R(x, y, z) \exp(-i\omega t) \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 ϕ_R : 速度ポテンシャルの空間変動項、 $\omega = 2\pi f$: 角振動数 (f : 周波数)、 i : 虚数単位、である。 ϕ_R の満たすべき基礎方程式と境界条件は式(2)~(5)のとおりである。

$$\frac{\partial^2 \phi_R}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_R}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_R}{\partial z^2} + k_0^2 \phi_R = 0 \dots \dots \dots (2)$$

$$\phi_R = 0 \quad (\text{on water surface}) \dots \dots \dots (3)$$

$$\frac{\partial \phi_R}{\partial z} + \frac{i\omega}{\beta C_0} \phi_R = 0 \quad (\text{on bottom}) \dots \dots \dots (4)$$

$$\frac{\partial \phi_R}{\partial n} = \frac{ia}{\omega} n_x \quad (\text{on body surface}) \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 $\beta = \rho_s C_s / \rho_0 C_0$ 、 $k_0 = \omega / C_0$ 、 ρ_s 、 C_s : 海底材料の密度および疎密波の波速、 ρ_0 、 C_0 : 海水の密度および疎密波の波速、 $n = (n_x, n_y, n_z)$: 構造物表面 (x, y, z) に立てた外向き単位法線ベクトル、 a : 水平振動の加速度振幅である。式(2)は海水の圧縮性を考慮した質量の保存則に速度ポテンシャルの定義式を適用し、さらに水粒子の運動振幅は微小であるものと仮定して誘導される。式(3)は動水圧が水表面において大気圧に接続する条件、式(5)は構造物表面において水粒子の運動速度が構造物のそれに等しいという境界条件である。そして式(4)はNakagawaら(1974)により採用された境界条件で、水中と海底材料中に現れる疎密波の海底面における接続条件か

ら誘導される。式中の β は海水と海底材料の音響インピーダンスの比率を表し、これにより海底地盤の種類による水中疎密波の海底面における反射・透過の程度を考慮することが可能となる。

海中に現れる動水圧の複素振幅 P は、以上の境界値問題を解いて得られた ϕ_R により、線型化された圧力方程式を介して式 (6) で求められる。

$$P(x, y, z) = i\rho_0\omega\phi_R(x, y, z) \dots\dots\dots (6)$$

2.2 速度ポテンシャルの表示

式 (2)~(5) を満足する ϕ_R は、わきだし分布法 (たとえば、樫木; 1991) により、式 (7) のように表示できる。

$$\phi_R(x, y, z) = \sum_{j=1}^N f_R(\xi_j, \eta_j, \zeta_j) P_j(x, y, z) \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 f_R は式 (5) を満足させるために構造物表面に配置したわきだしの強度関数である。なお構造物の没水表面は、数値計算が容易となるように、 N 個の微小パネルで近似されたものとしており、式中の和記号 \sum は構造物表面にわたる面積分をあらわす。 f_R の決定方程式は式 (8) のようである。

$$\sum_{j=1}^N f_R(\xi_j, \eta_j, \zeta_j) Q_{ij} = \frac{ia}{\omega} (n_x)_i \quad (i=1 \dots N) \dots (8)$$

そして式 (7), (8) 中の P_j, Q_{ij} は後述する Green 関数 G による以下のような面積分を表す。

$$P_j(x, y, z) = \int_{AS_j} G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS(\xi, \eta, \zeta) \dots\dots\dots (9)$$

$$Q_{ij} = \int_{AS_j} \frac{\partial G(x_i, y_i, z_i; \xi, \eta, \zeta)}{\partial n_{on(x_i, y_i, z_i)}} dS(\xi, \eta, \zeta) \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 AS_j は j 番目のパネルの面積である。

2.3 Green 関数の誘導

ここでの Green 関数 G は、図-1 に示した流体場中の点 (ξ, η, ζ) に置かれた単位強さの 3 次元わきだしによって任意点 (x, y, z) における速度ポテンシャルをあらわす関数であり、下記の基礎方程式と境界条件を満足する。

$$\frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial G}{\partial r} + \frac{\partial^2 G}{\partial z^2} + k_0^2 G = \delta(z - \zeta) \dots\dots\dots (11)$$

$$G = 0 \quad (z = 0) \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} + iqG = 0 \quad (z = -h) \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 $q = \omega/C_0\beta, r^2 = (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2, \delta$: Dirac のデルタ関数、である。

式 (11)~(13) を満足する G の関数形はハンケル変換を利用して求めることができる。すなわち、各々の式を r についてハンケル変換して解いた後、得られた解を $r \rightarrow \infty$ における解の有界性を考慮しながら逆変換すると

いう手法である。これにより G の関数形が式 (14) のように求められる。

$$G(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) \equiv \sum_{m=1}^{\infty} G_m(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2(k_m^2 + q^2)}{(k_m^2 + q^2)h + iq} \cdot \sinh k_m z \sinh k_m \zeta K_0(-iu_m r) \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 $u_m^2 = k_m^2 + k_0^2, K_0$: 0 次の第二種変形ベッセル関数である。また複素数 k_m は固有値で、式 (15) を解いて求められる。

$$k_m \cosh k_m h - iq \sinh k_m h = 0 \quad (m=1 \dots \infty) \dots\dots\dots (15)$$

式 (14), (15) 中のベッセル関数や双曲線関数は、海底面における水中疎密波の部分反射条件を取り入れたことによって、複素数型となっている。なお、式 (14) は $\beta \rightarrow \infty$ の極限においては疎密波の海底面での完全反射条件を仮定した中村ら (1992) による Green 関数に一致するものである。

2.4 Green 関数の積分計算

式 (14) に示した G には $(x, y, z) = (\xi, \eta, \zeta)$ の条件下で発散する逆数型の特異関数が含まれており、式 (9) の積分を処理するには工夫を要する。本解析法では中村ら (1990) による手法を参考にして式 (16) に従って計算処理をおこなっている。

$$P_j(x, y, z) = \sum_{m=1}^M G_m(x, y, z; \xi_j, \eta_j, \zeta_j) \Delta S_j - \sum_{m=1}^M G_m^{\infty}(x, y, z; \xi_j, \eta_j, \zeta_j) \Delta S_j + \int_{AS_j} \sum_{m=1}^{\infty} G_m^{\infty}(x, y, z; \xi, \eta, \zeta) dS \dots (16)$$

ここに、 G_m は式 (14) 右辺の級数中の一般項である。また、 M は固有値が $k_m = i(2m-1)\pi/2h$ と近似できる m の最小値であり、 $m > M$ の条件下において G_m は G_m^{∞} によって精度よく漸近表示されるものとしている。このような計算手法を採用したのは、後述するように、特異関数が G_m^{∞} の無限級数に含まれており、これを分離して別途積分することによって精度の向上を図るためである。

G_m^{∞} の表示は、固有値の近似式を G_m に代入して、式 (17) のように求められる。

$$G_m^{\infty} = -\frac{1}{h} K_0 \left[(2m-1) \frac{\pi r}{2h} \right] \cos \left[(2m-1) \frac{\pi(z-\zeta)}{2h} \right] + \frac{1}{h} K_0 \left[(2m-1) \frac{\pi r}{2h} \right] \cos \left[(2m-1) \frac{\pi(z+\zeta)}{2h} \right] \equiv S_1 + S_2 \dots\dots\dots (17)$$

さらに、 S_1 および S_2 の無限級数和はベッセル関数に関する級数公式を利用して再表示することができる。 S_1 について結果を示すと式 (18) のとおりである。

$$\sum_{m=1}^{\infty} (S_1)_m = -\frac{1}{2R} - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(-1)^n}{\sqrt{r^2 + (z - \zeta - 2nh)^2}} + \frac{(-1)^n}{\sqrt{r^2 + (z - \zeta + 2nh)^2}} \right] \dots (18)$$

ここに、 $R^2 = r^2 + (z - \zeta)^2$ であり、 R は 2 点間の距離を表す。式 (18) の右辺第一項には逆数型の特異関数が分離表示されており、本解析法では特異点やその近傍の条件下においてはこの項を対象に座標変換を利用した積分手法により精密計算を行って式 (16) 右辺第三項を算定している。なお、式 (18) 右辺中の無限級数項は R が大きくなると級数の収束性がわるくなり、この場合には式 (17) の表示を直接用いたほうが収束しやすい。

以上の算定フローは式 (10) の計算にも同様に適用することが可能であり、その場合には特異関数として $1/R^3$ の項が現れることを付記しておく。

3. 円柱構造物に作用する動水圧の合力

一様水深の海域で水平振動する鉛直円柱まわりの動水圧の分布は、海水の圧縮性を仮定しない場合に限るならば Garrison ら (1973) により解析解が示されており、動水圧の合力とその作用位置に関する結果は図-2 のようである。図中においては、動水圧の合力は円柱の体積を用いた無次元化により付加質量係数 F^* として表示され、比較のため本解析法において水中疎密波の伝播速度を無限大に設定した場合の結果が併記してある。この図より円柱が水平振動する際の付加質量は相対水深 h/R_B が小さくなるにつれて一様に減少することや、水平力の作用位置の変動は比較的小さいことなどがわかる。そして本解析法による計算結果は解析解とよく一致しており、部分的な条件ではあるけれども本解析法の妥当性を確認することができる。

図-3~5 は水深条件を $h=100$ m と設定し円柱の半径を 100 m, 33.3 m, 20 m と減少させた場合についての、海水の圧縮性を考慮した本解析法による算定結果であ

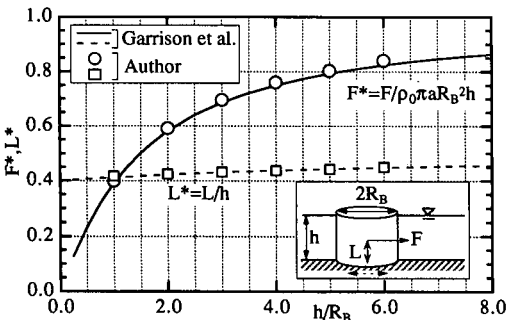


図-2 非圧縮流体中の円柱構造物に作用する動水圧の合力とその作用位置

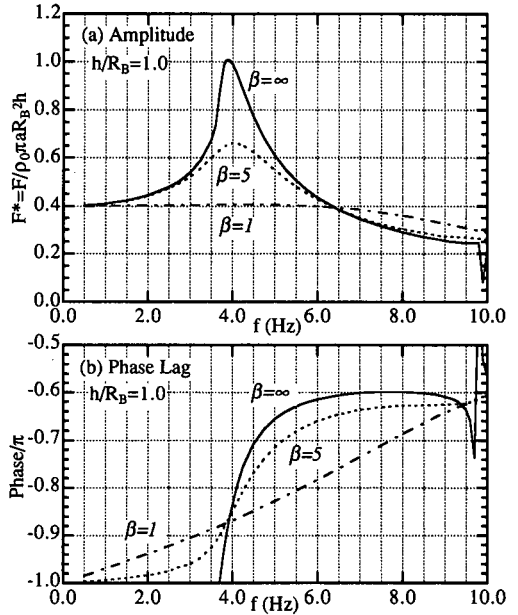


図-3 圧縮流体中の円柱構造物に作用する動水圧の合力の周波数特性 ($h/R_B=1.0$)

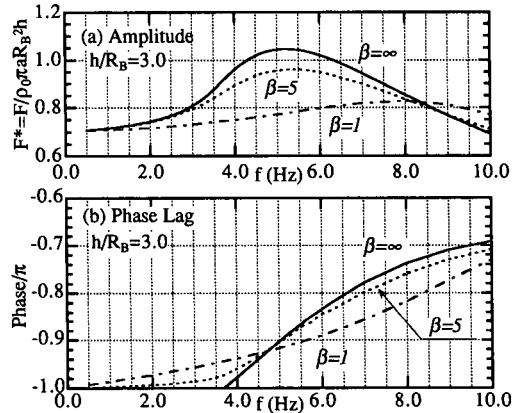


図-4 圧縮流体中の円柱構造物に作用する動水圧の合力の周波数特性 ($h/R_B=3.0$)

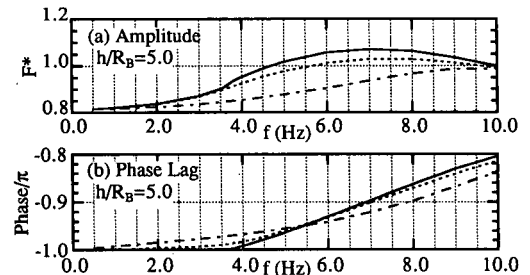


図-5 圧縮流体中の円柱構造物に作用する動水圧の合力の周波数特性 ($h/R_B=5.0$)

り、各々の (a) 図は無次元水水平力の絶対値を、(b) 図は振動加速度との位相差を各々振動周波数との関係で示すものである。海底面の反射特性は β 値で表され、 $\beta = \infty$ は全反射、 $\beta = 5$ は岩盤が露出した地盤、 $\beta = 1$ は砂が堆積した状態に相当する。図-2 に示した非圧縮性流体を仮定した場合の動水圧の合力は、Garrison ら (1973) による解の表示式に表されているように、構造物や水深の寸法比が同一であれば振動周波数に拘わらず一定値となり、振動加速度との位相差も $-\pi$ に固定されたものとなる。

しかしながら海水の圧縮性を導入すると、合力の絶対値やその位相差は周波数の変化に伴って大きく変動するようになることがわかる。特に図-3(a)において合力の絶対値 F^* が振動周波数 $f = 3.9$ Hz 付近で極大となっているのは、海面と海底との間で生じる水中疎密波の共振現象によるものであり、この場合の特徴的な現象と言えよう。水深 $h = 100$ m、水中疎密波の波速 $C_0 = 1440$ m/s とすると共振周波数は 3.6 Hz と計算されるが、平面的に有限の大きさをもった構造物であるため極大点は共振点からずれているものと考えられる。このことは図-4、5 へと構造物の大きさが相対的に小さくなるにつれて極大点が高周波数側へ移行していることから類推される。また、合力の絶対値やその位相差の周波数特性は、疎密波の海底面での反射特性を表す β 値によっても大きく影響をうけており、有限の β 値を考慮することによって位相差特性の共振点前後での不連続性が解消されることや、 β 値が減少して共振の程度が小さくなると周波数による変動特性が緩やかなものとなることなどがわかる。

以上示したように、円柱構造物に作用する動水圧の合力は、海水の圧縮性や海底条件の差異に基づく疎密波の反射特性の変化によってその周波数特性が大きく影響され、その影響の程度は円柱の半径が大きくなるほど顕著であることなどが判明した。

4. 並立した円柱構造物に作用する地震力

大水深海域における橋梁基礎の構造案として図-6 に示した並立型の円柱構造物を想定し、片側の円柱に作用する動水圧の合力について検討する。水平座標軸は両円柱の中心間距離と平行に y 軸、直交する方向に x 軸をとり、 x 軸方向への振動によって x 軸方向に作用する動水圧の合力を F_x 、 y 軸に関する合力を F_y と定義する。海水の圧縮性の有無や海底地盤の状況を変化させた場合の F_x と F_y の絶対値の周波数特性に関する算定結果を図-7(a)、(b) に示す。孤立した単体円柱の場合を示した図-4(a)と比較すると、 F_x 、 F_y 共に水中疎密波の水深方向への共振現象によって極大値が現れていることなど定性的な変動傾向に顕著な違いは見られないものの、定量的には全体的に F_x が増加し F_y が減少しているなど隣

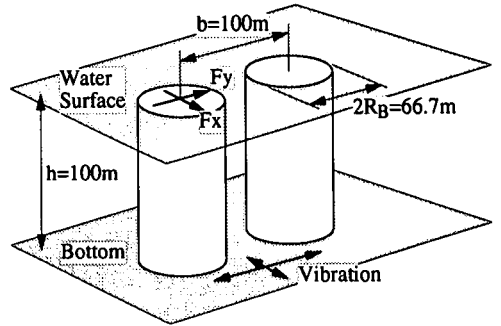


図-6 並立型の円柱構造物

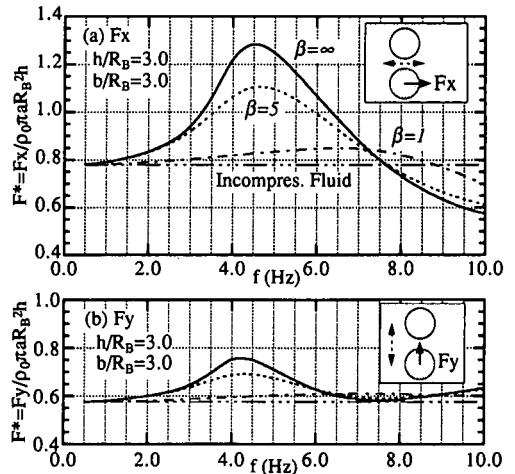


図-7 圧縮流体中の並立円柱構造物に作用する動水圧の合力の周波数特性

接した円柱の存在が大きく影響していることがわかる。

次に、図-7の結果に基づき、並立円柱構造物に不規則な水平地震動が作用した場合の F_x と F_y について試算した結果を示す。採用した不規則地震動は1993年釧路沖地震および1995年兵庫県南部地震において観測された南北地震動であり、各々の加速度時系列は図-8および9のとおりである。そしてこれらの時系列をフーリエ変換すると図-10のような結果が得られ、釧路沖地震は高周波数成分の卓越した地震波、兵庫県南部地震は低周波数型の地震波であると特徴づけられる。不規則地震動が作用した場合の F_x と F_y の時系列は、図-7と図-10のデータを周波数成分ごとに位相差を考慮して掛け合わせ、これを逆フーリエ変換して得られる。これらの時系列から読みとった正・負側の最大値をまとめて示すと表-1および2のようである。これらの表をみると、応答地震力の最大値は海水の圧縮性を考慮することによって増加するものの、その程度は β 値が減少して疎密波の反射率が少なくなると共に小さくなることなどがわかる。海底

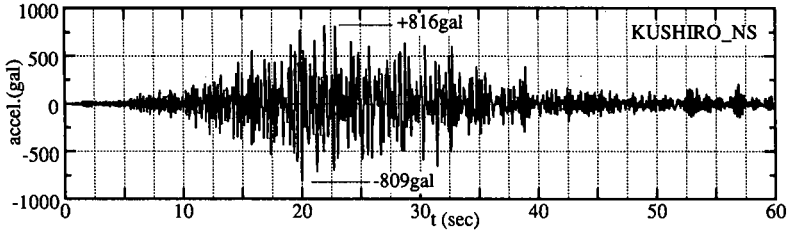


図-8 1993年釧路沖地震における観測地震動

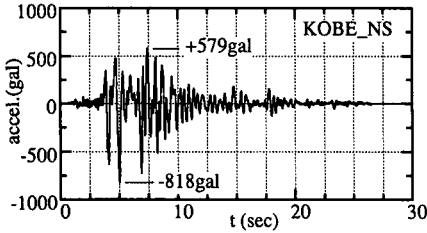


図-9 1995年兵庫県南部地震における観測地震動

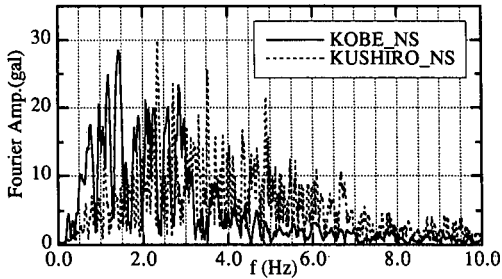


図-10 観測地震動の周波数特性

面における水中疎密波の部分反射を考慮した場合には、海水の圧縮性が地震力におよぼす影響は従来において指摘されてきたよりも小さいことが判明した。また兵庫県南部地震波と釧路沖地震波の場合を比較してみると、海水の圧縮性の影響は後者に対する影響のほうが顕著であり、入力地震波の特性の違いもより重要となることが確認された。

5. 結 語

海水の圧縮性と水中疎密波の海底面での反射特性が考慮できる3次元任意形状構造物まわりの地震時動水圧の解析法を開発し、孤立および並立型の円柱構造物へ作用する地震力の特性を検討した。大水深下における海洋構造物に作用する地震力は海水の圧縮性に伴う水中疎密波の水深方向への共振現象の影響が顕著であり、また共振の程度は海底地盤の状況によって大きく変動することなどが明らかとなった。水深が増加すると共振周波数が減少して地震波の卓越する周波数帯に近づくことや、構造物の規模が大きくなるほど海水の圧縮性の影響が著しい

表-1 不規則波地震動に対する F_x の最大値

F_x (MN)		KOBE_NS		KUSHIRO_NS	
		+Peak	-Peak	+Peak	-Peak
Incompres. Fluid		2290	-1620	2270	-2290
Compres. Fluid	$\beta = \infty$	2590	-1720	2620	-3050
	$\beta = 5$	2530	-1720	2530	-2750
	$\beta = 1$	2350	-1630	2320	-2430

表-2 不規則波地震動に対する F_y の最大値

F_y (MN)		KOBE_NS		KUSHIRO_NS	
		+Peak	-Peak	+Peak	-Peak
Incompres. Fluid		1690	-1200	1680	-1690
Compres. Fluid	$\beta = \infty$	1810	-1250	1870	-1980
	$\beta = 5$	1790	-1250	1800	-1860
	$\beta = 1$	1720	-1200	1690	-1790

ことも判明し、本解析法は大水深・大規模構造物に作用する地震力の合理的な算定に対して有力であることが確認された。

参 考 文 献

- 榎本亨編著 (1991): 波と漂砂と構造物, 技報堂出版, 482 p.
- 中村孝明・田中良弘・元良勇太郎 (1992): 3次元任意形状海洋構造物の地震応答解析, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 701-705.
- 中村孝幸 (1990): 3次元波動場のグリーン関数の合理的な算定法とその波浪境界値問題への適用性, 海洋開発論文集, Vol. 4, pp. 159-164.
- 森田知志 (1994): 海底の地盤条件を考慮した地震時流体力の解析法, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 821-825.
- Fenves, G., A. K. Chopra (1985): Effects of reservoir bottom absorption and dam-water-foundation rock interaction on frequency response functions for concrete gravity dams, Earthquake eng. struct. dyn., Vol. 13, pp. 13-31.
- Garrison, C. J., R. B. Berkite (1973): Impulsive hydrodynamics of submerged rigid bodies, J. Eng. mech. Div. ASCE, Vol. 99, pp. 99-120.
- Nakagawa, T., T. Hatano (1974): Analytical solution of hydrodynamic pressure with reflective condition at reservoir bottom during earthquakes, Proc. JSCE, No. 229, pp. 119-125.
- Tanaka, Y., R. T. Hudspeth (1988): Restoring forces on vertical circular cylinders forced by earthquakes, Earthquake eng. struct. dyn., Vol. 16, pp. 99-119.