

境界要素法による波動場の柱体周りの流況および波力の解析

石田 啓*・斎藤 武久**・矢富 盟祥***・水谷 二延****

1. 緒 論

波動場に設置された構造物の代表長が波長に比べて小さい場合、構造物に作用する波力は慣性力に比べて抗力が無視できなくなる。抗力の発生は剥離現象の発生と密接な関係があるため、抗力を伴う波力を算定するためには、剥離現象を伴う構造物周りの流況を解析する必要がある。著者ら（石田・北山, 1992; 石田・斎藤, 1992）は波動場に設置された任意断面形状を有する柱体周りの流況解析法および作用波力を算定する波力式をすでに誘導した。この場合、流況解析には柱体壁面に特異点を配置する特異点分布法を用いたが、特異点分布法は流れの場の定式化が極めて容易であり、流況解析の簡便法としての利点を持つ反面、流体が壁面を貫かないとする壁面境界条件は、柱体壁面に配置された隣り合う特異点間の中点以外では満たされていないことになる。

そこで本研究では、柱体壁面にせん断速度の大きさと等価な循環密度を分布させる方法（鷺津・鈴木, 1975）を用い、一層厳密に境界条件を満足する波動場の解析法を提示し、さらに、著者らがすでに行った波力式の誘導方法と類似の手法を用いることにより、本解析法を用いた場合の作用波力の算定式を誘導する。解析例として、波動場に設置された正四角柱周りの流況および作用波力を計算し、既存の実験結果および特異点分布法による解析結果との比較を行い、本解析法の妥当性を検討する。

2. 流況解析

(1) 積分方程式

図-1に座標系を示すが、静水面上に座標原点 O をとり、鉛直方向に z 軸、水平方向に x 軸および y 軸をる。入射波は x 軸正方向から負方向に進向するものとする。なお、本解法では解析の対象が2次元 $x-y$ 平面に限定されるため、 z 軸は対象とする水平断面の位置を表すパラメータとなる。また、図中において ∂C は無限遠境界、 ∂B および ∂B は柱体内部および柱体壁面を表す。

流体を非粘性、非圧縮および非回転と仮定すると、支配方程式としてラプラスの式

$$\nabla^2 \phi = 0 \dots\dots\dots (1)$$

が成り立つ。本研究ではこの速度ポテンシャルを、次式に示す入射波の速度ポテンシャル ϕ_w 、柱体によって生じる擾乱速度の速度ポテンシャル ϕ_b 、および剥離後流域を近似する渦点の速度ポテンシャル ϕ_v の和で表す。

$$\phi = \phi_w + \phi_b + \phi_v \dots\dots\dots (2)$$

$$\phi_w = \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx + \omega t) \dots\dots\dots (3)$$

$$\phi_b = \frac{1}{2\pi} \int_{\partial B} \gamma(\xi) \tan^{-1} \frac{y-\eta}{x-\xi} d\xi \dots\dots\dots (4)$$

$$\phi_v = \sum_{k=1}^M \left\{ \frac{\Gamma_{Ak}}{2\pi} \tan^{-1} \frac{y-y_{Ak}}{x-x_{Ak}} + \frac{\Gamma_{Bk}}{2\pi} \tan^{-1} \frac{y-y_{Bk}}{x-x_{Bk}} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、式(3)は微小振幅波の速度ポテンシャルであり、 a は振幅、 ω は角周波数、 k は波数、 h は水深、 t は時間を表す。式(4)に示した柱体が波動場へ与える擾乱を表す速度ポテンシャルとしては、柱体壁面 ∂B 上におけるせん断速度を与える速度ポテンシャルを用いることとしたが、式中の $\xi=(\xi, \eta)$ は柱体壁面 ∂B 上の点を表し、 $\gamma(\xi)$ は、点 (ξ, η) において流体が柱体壁面に対して持つせん断速度の大きさを表す循環密度（鷺津・鈴木, 1975）である。式(5)は剥離点 A および B から放出された複数

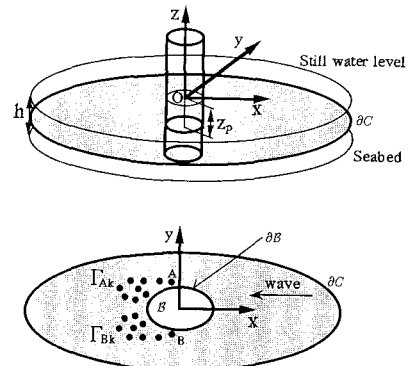


図-1 座標系

* 正会員 工博 金沢大学教授 土木建設工学科
 ** 正会員 工修 金沢大学助手 土木建設工学科
 *** 正会員 Ph.D. 金沢大学助教授 土木建設工学科
 **** 金沢大学大学院 土木建設工学科

の渦点による速度ポテンシャルであり、 Γ_{Ak} および Γ_{Bk} ($k=1\sim M$) は反時計回りを正とする循環、 (x_{Ak}, y_{Ak}) および (x_{Bk}, y_{Bk}) は放出された渦点の位置を表す。

境界条件は柱体表面 ∂B および無限遠 ∂C において、それぞれ次式で与えられる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \nabla \Phi \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (\partial B \text{ 上}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \phi_w}{\partial x} \Big|_{\partial C}, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{\partial \phi_w}{\partial y} \Big|_{\partial C} \quad (\partial C \text{ 上}) \quad \dots (7)$$

ここに、 \mathbf{n} は柱体壁面上において、壁面上に立てた内向き単位法線ベクトルである。

式(2)を式(7)に代入すると、無限遠においては、式(7)は自動的に満たされるため、式(6)に式(2)を代入することにより、次の $\gamma(\xi)$ に関する積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \int_{\partial B} \gamma(\xi) \frac{\partial}{\partial n} \tan^{-1} \frac{y-\eta}{x-\xi} d\xi \\ &= - \left\{ n_x \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx+\omega t) \right\} \\ & - \sum_{k=1}^M \left\{ \frac{\Gamma_{Ak}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \tan^{-1} \frac{y-y_{Ak}}{x-x_{Ak}} \right. \\ & \left. + \frac{\Gamma_{Bk}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \tan^{-1} \frac{y-y_{Bk}}{x-x_{Bk}} \right\} \quad \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

ここに、 n_x は法線ベクトル \mathbf{n} の x 成分であり、剥離点から放出された渦点の循環 Γ_{Ak} および Γ_{Bk} は、循環の時間変化率が柱体の剥離断面を通過する渦度フラックスの総和に等しいことから求められる (Sarpkaya, 1975)。また、渦点の移動位置 x_{Ak}, y_{Ak}, x_{Bk} および y_{Bk} は、移動前の渦点の位置における水粒子速度にキザミ時間を掛けることにより求められる。なお、式(8)は未知量 $\gamma(\xi)$ を含む速度ポテンシャル ϕ_B のノイマン条件であるため、 ϕ_B を一意的に定めるためには、 $\gamma(\xi)$ に関するひとつの付加条件が必要となる。本論ではこの付加条件として次式に示すケルビンの循環定理を用いる。

$$\int_{\partial B} \gamma(\xi) d\xi + \sum_{k=1}^M (\Gamma_{Ak} + \Gamma_{Bk}) = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

(2) 積分方程式の離散化

図-2に示すように、柱体壁面を N 分割する。せん断速度の大きさを表す $\gamma(\xi)$ は各分割要素上では一定値 γ_j ($j=1\sim N$) とし、 i を分割要素上の中点とすると、式(8)および式(9)は選点 i に対して次式のように離散化される。

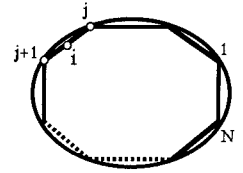


図-2 離散化の概念図

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^N \gamma_j \int_j \frac{\partial}{\partial n_i} \tan^{-1} \frac{y_i-\eta_j}{x_i-\xi_j} d\xi_j \\ &= - \left\{ n_x \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh(h+z)}{\sinh kh} \sin(kx+\omega t) \right\} \\ & - \sum_{k=1}^M \left\{ \frac{\Gamma_{Ak}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n_i} \tan^{-1} \frac{y_i-y_{Ak}}{x_i-x_{Ak}} \right. \\ & \left. + \frac{\Gamma_{Bk}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n_i} \tan^{-1} \frac{y_i-y_{Bk}}{x_i-x_{Bk}} \right\} \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

$$\sum_{j=1}^N \gamma_j + \sum_{k=1}^M (\Gamma_{Ak} + \Gamma_{Bk}) = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

この式(10)および式(11)で与えられる N 個の未知数 γ_j に関する $N+1$ 個の連立方程式を最小二乗法を用いて解くことにより、 N 個の未知量 γ_j を一意に求めることができる。これを、式(4)に代入して ϕ_B を算定し、すでに定まっている式(3)の ϕ_w と式(5)の ϕ_v を加えることにより、式(2)の Φ を決定することができる。

(3) 解析結果および考察

解析例として、図-3に、波動場に設置された対角線長 6 cm の正四角柱周りの水平方向水粒子速度のベクトル図を示す。計算条件は、 $h=45$ cm および $z_0=-9$ cm とし、波の位相は周期を T とすると、角柱中心軸上に波峰および波谷が来るときが、それぞれ $t/T=0.25$ および 0.75 である。角柱壁面上の要素分割数は $N=128$ とし、時

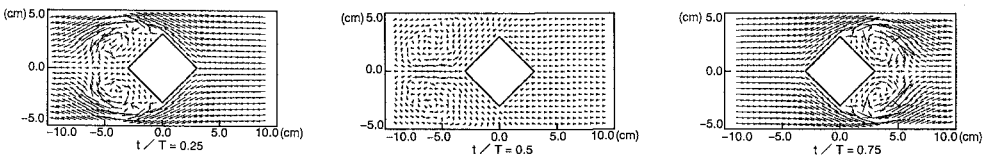


図-3 速度ベクトル図 (本解析法, $KC=8.0, T=1.5$ sec)

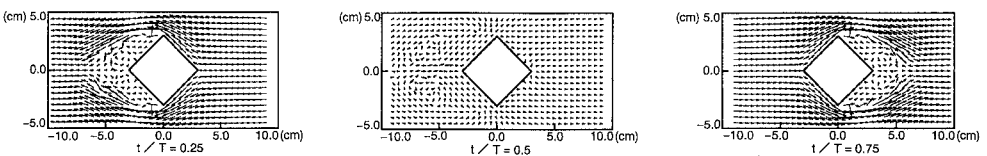


図-4 速度ベクトル図 (特異点分布法, $KC=8.0, T=1.5$ sec)

間ステップ間隔は、放出渦点数が流況に応じた適当な個数になるように、 $\Delta t/T=0.1/KC$ を用いた。ただし、 $KC=U_{max}T/D$ (U_{max} は入射波の最大水粒子速度)である。また、放出した渦点には粘性による渦の減衰拡散効果を考慮した粘性渦モデル (坂田ら, 1983) を適用した。なお、図中の矢印の向きは水粒子速度の方向を示し、矢印の長さは、各点の水粒子速度を入射波の水粒子速度の角柱中心での値によって基準化したものである。

図-3は $KC=8.0$, 周期 $T=1.5$ s の場合であるが、波峰側の位相および波谷側の位相時に、それぞれ角柱前面および背面に明瞭な一対の渦対が形成されている。

次に参考のため、図-4に壁面上の渦点個数を128とした場合の特異点分布法 (石田・北山, 1992) による正四角柱周りの速度ベクトル図を示す。 $KC=8$ の場合は従来の実験結果では、柱体背後に対称な渦対が十分成長する領域であるが、図-4の特異点分布法では、図-3の本解析法による結果に比べ、渦対の成長がやや不十分なように思われる。剝離点から放出する渦点の循環は剝離点における境界層外縁流速から決定するが、特異点分布法の場合には、壁面上に配置する渦点個数をいかに増加させようとも、渦点間の中点以外では柱体内外への流体の出入りが生じるため、剝離点から放出する渦点の循環が適切に算定されない危険性がある。これに対し、本解析法では、柱体壁面上の法線方向速度は積分方程式の離散化時における柱体壁面の分割個数に比例して、全壁面上での法線方向速度が一様にゼロへ収束するため、特異点分布法に比べて壁面境界条件の計算精度が向上し、より妥当と思われる結果が得られたと考えられる。

3. 波力および波力係数の解析

(1) 波力式および波力係数

著者ら (石田・北山, 1992; 石田・斎藤, 1992) は波動場に設置された任意断面形状を有する柱体に作用する波力を算定する波力式をすでに誘導しているが、本論では、以下に述べる流体力の定義に基づき、別途に波力式を誘導する。

図-5に柱体に作用する流体力の概念図を示すが、図中において F は柱体に作用する流体力であり、 t は壁面上の表面応力ベクトルを示す。柱体に作用する流体力 F を微小領域 ds に作用する t の周積分により

$$F \stackrel{\text{def}}{=} \int_{\partial S} t ds \dots\dots\dots (12)$$

で定義するが、非粘性流体の場合 t は、

$$t = -pn \dots\dots\dots (13)$$

で与えられる。ここに、 p は柱体壁面に作用する圧力である。式(12)に式(13)を代入し、非回転場におけるベルヌーイの定理を適用すると、 F の x 方向力 F_x および y 方向力 F_y は複素表示 (巽, 1982) を用いて、

$$F_x - iF_y = \int_{\partial S} \frac{i\rho}{2} q^2 d\bar{z} + \int_{\partial S} i\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} d\bar{z} \dots\dots\dots (14)$$

と表される。ここに、 i は虚数単位であり、 ρ は流体の密度、 q^2 は流速の平方和を表す。また、 $d\bar{z}$ は $d\bar{z} = dx - idy$ である。さらに、柱体壁面上では $d\Psi = 0$ となるため、流体場における複素速度ポテンシャル f に関して

$$df = d\Phi + id\Psi = d\Phi - id\Psi = d\bar{f} \dots\dots\dots (15)$$

となり、式(14)右辺第1項および第2項は式(15)を用いてそれぞれ次式のように変形される。

$$\int_{\partial S} \frac{i\rho}{2} q^2 d\bar{z} = \frac{i\rho}{2} \int_{\partial S} \left(\frac{df}{dz} \right) \left(\frac{d\bar{f}}{d\bar{z}} \right) d\bar{z} = \frac{i\rho}{2} \int_{\partial S} \left(\frac{df}{dz} \right)^2 dz \dots\dots\dots (16)$$

$$\int_{\partial S} i\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} d\bar{z} = i\rho \frac{d}{dt} \int_{\partial S} (f + i\Psi) d\bar{z} = i\rho \frac{d}{dt} \int_{\partial S} \bar{f} d\bar{z} \dots\dots\dots (17)$$

以上より、柱体に作用する流体力は次式で与えられる。

$$F_x - iF_y = \frac{i\rho}{2} \int_{\partial S} \left(\frac{df}{dz} \right)^2 dz + i\rho \frac{d}{dt} \int_{\partial S} \bar{f} d\bar{z} \dots\dots\dots (18)$$

式(18)は非定常流に拡張したブラジウスの公式である。

次に、式(18)を用いて波動場に設置された任意断面を有する柱体に作用する波力を誘導する。本研究において、流体場の複素速度ポテンシャル f は

$$f = f_w + f_B + f_v \dots\dots\dots (19)$$

であり、それぞれ、

$$f_w = \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh(h+z)}{\sinh kh} \cos(kx + \omega t) + i \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh(h+z)}{\sinh kh} \cos(ky + \omega t) \dots\dots\dots (20)$$

$$f_B = - \sum_{j=1}^N \frac{i\gamma_j L_j}{2\pi} \ln(z - z_j) \dots\dots\dots (21)$$

$$f_v = - \left\{ \sum_{k=1}^M \frac{i\Gamma_{Ak}}{2\pi} \ln(z - z_{Ak}) + \sum_{k=1}^M \frac{i\Gamma_{Bk}}{2\pi} \ln(z - z_{Bk}) \right\} \dots\dots\dots (22)$$

で与えられる。ここに、式中 f_w は微小振幅波理論による入射波のみの複素速度ポテンシャル、 f_v は剝離渦のみによる複素速度ポテンシャルである。また、 f_B は柱体が設置されたことによって生じる擾乱速度による複素速度ポテンシャルを、柱体壁面の分割個数 N 、分割要素長 L_j ($j=1, N$) および分割要素中点 z_j ($j=1, N$) を用いて離散的な渦点に置き直した複素速度ポテンシャルである。式(18)右辺第1項は、式(20)、式(21)および式(22)の複素

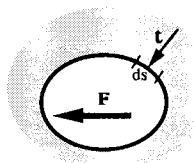


図-5 流体力の概念図

速度ポテンシャルを用い、これらに留数定理を適用することにより次式のように変形される。

$$\frac{i\rho}{2} \oint_{\partial\Omega} \left(\frac{df}{dz} \right)^2 dz = i\rho \bar{W} \sum_{j=1}^N \gamma_j L_j + i\rho \cdot \left\{ -\frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^M \sum_{l=1}^M \gamma_j L_j \left(\frac{\Gamma_{Ak}}{z_j - z_{Ak}} + \frac{\Gamma_{Bk}}{z_j - z_{Bk}} \right) \right\} \dots\dots(23)$$

ここに、 \bar{W} は入射波の複素速度であり、入射波の x 方向速度 u および y 方向速度 v を用いて $\bar{W} = u - iv$ で与えられる。さらに、式(23)の右辺は、 k 番目に放出された剥離渦の位置における水粒子の複素速度

$$\dot{z}_{Ak} = \left(\frac{df}{dz} \right)_{Ak} = \bar{W} - \sum_{j=1}^N \frac{i\gamma_j L_j}{2\pi} \frac{1}{z_{Ak} - z_j} - \sum_{l \neq k}^M \frac{i\Gamma_{Al}}{2\pi} \frac{1}{z_{Ak} - z_{Al}} - \sum_{l=1}^M \frac{i\Gamma_{Bl}}{2\pi} \frac{1}{z_{Ak} - z_{Bl}} \dots\dots(24)$$

$$\dot{z}_{Bk} = \left(\frac{df}{dz} \right)_{Bk} = \bar{W} - \sum_{j=1}^N \frac{i\gamma_j L_j}{2\pi} \frac{1}{z_{Bk} - z_j} - \sum_{l=1}^M \frac{i\Gamma_{Al}}{2\pi} \frac{1}{z_{Bk} - z_{Al}} - \sum_{l \neq k}^M \frac{i\Gamma_{Bl}}{2\pi} \frac{1}{z_{Bk} - z_{Bl}} \dots\dots(25)$$

を用いて、次式のように変形される (稲室, 1986)。

$$\frac{i\rho}{2} \oint_{\partial\Omega} \left(\frac{df}{dz} \right)^2 dz = -i\rho \sum_{k=1}^M (\Gamma_{Ak} \dot{z}_{Ak} + \Gamma_{Bk} \dot{z}_{Bk}) \dots\dots(26)$$

また、式(18)右辺第2項は式(20)、式(21)および式(22)の複素速度ポテンシャルを用いて次のように変形される。

$$\begin{aligned} \rho \frac{d}{dt} \oint_{\partial\Omega} \bar{f} d\bar{z} &= i\rho \oint_{\partial\Omega} \frac{\partial f}{\partial t} dz \\ &= i\rho \oint_{\partial\Omega} \left\{ \frac{\partial f_w}{\partial t} - \sum_{j=1}^N \frac{i}{2\pi} \frac{\partial \gamma_j}{\partial t} L_j \log(z - z_j) \right. \\ &\quad - \sum_{k=1}^M \frac{i\Gamma_{Ak}}{2\pi} \frac{(-\dot{z}_{Ak})}{z - z_{Ak}} - \sum_{k=1}^M \frac{i\Gamma_{Bk}}{2\pi} \frac{(-\dot{z}_{Bk})}{z - z_{Bk}} \\ &\quad \left. - \sum_{k=1}^M \frac{i}{2\pi} \frac{\partial \Gamma_{Ak}}{\partial t} \log(z - z_{Ak}) \right\} dz \end{aligned}$$

$$- \sum_{k=1}^M \frac{i}{2\pi} \frac{\partial \Gamma_{Bk}}{\partial t} \log(z - z_{Bk}) \Big\} dz \dots\dots(27)$$

ここで、対数に関する周積分に対して、

$$\oint_{\partial\Omega} \log(z - a) dz = -2\pi ia \dots\dots(28)$$

となるリーマン面を仮定し、さらに、剥離点から放出された渦点に関して、新たに生成される渦点のみが柱体内の領域 Ω に存在し、かつ放出後は領域 Ω 外に移動すると仮定すると、式(27)は

$$i\rho \frac{d}{dt} \oint_{\partial\Omega} \bar{f} d\bar{z} = -i\rho \sum_{j=1}^N \frac{\partial \gamma_j}{\partial t} L_j \bar{z}_j - i\rho \left(\frac{\partial \Gamma_{AM}}{\partial t} \bar{z}_{AM} + \frac{\partial \Gamma_{BM}}{\partial t} \bar{z}_{BM} \right) \dots\dots(29)$$

となる。なお、これらの仮定は M 番目の時間ステップにおいて、剥離点から放出された 1 から $M-1$ 番目の渦点にケルビンの循環定理を援用して循環の時間変化を無視し、 M 番目の渦点のみに循環の時間変化を考慮すること (石田・北山, 1992) と等価である。

以上より M 番目の計算ステップにおける波力式は

$$F_x - iF_y = -i\rho \sum_{k=1}^M (\Gamma_{Ak} \dot{z}_{Ak} + \Gamma_{Bk} \dot{z}_{Bk}) - i\rho \sum_{j=1}^N \frac{\partial \gamma_j}{\partial t} L_j \bar{z}_j - i\rho \left(\frac{\partial \Gamma_{AM}}{\partial t} \bar{z}_{AM} + \frac{\partial \Gamma_{BM}}{\partial t} \bar{z}_{BM} \right) \dots\dots(30)$$

と誘導され、波の進行方向波力 F_x は式(30)の実部をと、次式となる。

$$F_x = -\rho \sum_{k=1}^M (\Gamma_{Ak} \dot{y}_{Ak} + \Gamma_{Bk} \dot{y}_{Bk}) - \rho \sum_{j=1}^N \frac{\partial \gamma_j}{\partial t} L_j y_j - \rho \left(\frac{\partial \Gamma_{AM}}{\partial t} y_{AM} + \frac{\partial \Gamma_{BM}}{\partial t} y_{BM} \right) \dots\dots(31)$$

モリソン公式の抗力係数 C_D および慣性係数 C_M の算定は、それらに関する連立方程式から、各時間ステップごとの値を求める方法を用いた (石田・北山, 1992)。

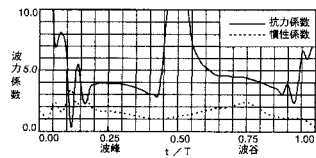
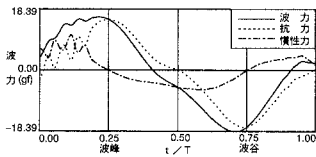


図-6 波力および波力係数の位相変化 (本解析法, $KC=6.0$, $T=1.0$ s)

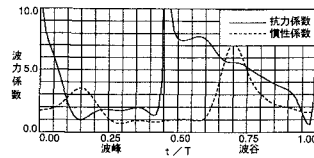
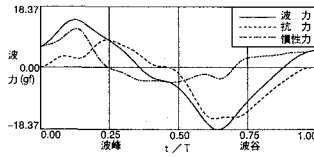


図-7 波力および波力係数の位相変化 (実験結果, $KC=6.0$, $T=1.0$ s)

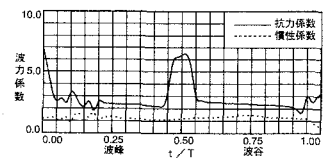
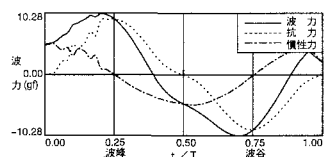
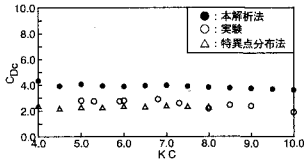
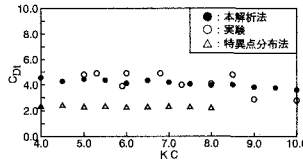
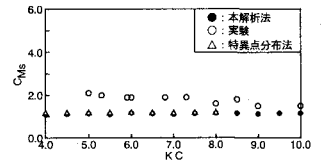


図-8 波力および波力係数の位相変化 (特異点分布法, $KC=6.0$, $T=1.0$ s)

図-9 C_{Dc} の変化 ($T=1.5$ s)図-10 C_{Dt} の変化 ($T=1.5$ s)図-11 C_{Ms} の変化 ($T=1.5$ s)

(2) 解析結果および考察

図-6に $KC=6$ 、周期 $T=1.0$ sとした波力および波力係数の位相変化を示す。図中において、上段の図の実線、破線および一点鎖線はそれぞれ、波力、抗力および慣性力を表し、下段の図の実線および破線はそれぞれ、抗力係数 C_D および慣性係数 C_M を表す。なお、波力は式(31)に示した波力式による理論波力である。

波力から抗力および慣性力への分離は、抗力係数および慣性係数の位相変化を求め、各位相におけるこれらの値と入射波の水粒子速度および加速度をモリソン公式の抗力項および慣性力項に適用することにより行った。

図-6から、抗力は波峰および波谷の位相で極値をとるように変化し、慣性力は静水面の位相で極値をとるように変化することがわかる。

図-7および図-8はそれぞれ、波力および波力係数の位相変化に関する実験結果および特異点分布法による解析結果(石田・北山, 1992)である。抗力と慣性力、および、波力係数の位相変化については、本解析法による結果および特異点分布法による結果とも、実験結果の特性を十分説明するまでには至っていないが、波力の位相変化に注目すると、本解析法による計算値は特異点分布法による計算値よりも一層実験値に近い値となっている。

図-9、図-10および図-11にそれぞれ周期 $T=1.5$ sとした KC 数の変化に伴う波力係数の変化を示す。図-9は波峰の位相における抗力係数 C_{Dc} の変化、図-10は波谷の位相における抗力係数 C_{Dt} の変化、図-11は静水面の位相における慣性係数 C_{Ms} の変化を示す。図中、●、○および△はそれぞれ、本解析法による計算値、実験値および特異点分布法による計算値を表す。

本研究で対象とした KC 数4から10の範囲においては、概して、 C_{Dc} 、 C_{Dt} および C_{Ms} ともに KC 数によらず、ほぼ一定の値をとっている。しかしながら、 C_{Dt} の位相変化では本解析法による計算値が実験値に近い値になっているが、逆に、 C_{Dc} の位相変化では特異点分布法による計算値が実験値に近い値になっている。さらに、 C_{Ms} の位相変化では両解析法による計算値ともに実験値よりも小さな値となり、波力係数の変化に関して本解析法および特異点分布法の優劣を議論するのは困難である。 C_D および

C_M の算定に際して、波力の位相変化における、本解析法、実験および特異点分布法による波力の値の小さな差が、大きく評価されてしまう可能性があり、より厳密な波力の位相変化の算定が求められることになるが、特に波力の最大値に関しては、本解析法による波力の最大値が実験値と良く一致していることから、流況解析における境界条件の計算精度の向上が波力算定に対して特異点分布法と比べて、より適切な最大波力の算定を可能にしたものと考えられる。

5. 結 論

本研究により得られた結果を以下に要約する。

(1) 波動場に設置された柱体周りの流況の解析法を柱体壁面にせん断速度と等価な循環密度を分布させ、積分方程式を用いて定式化した。一例として角柱周りの流況を解析した結果、本解析法により角柱周りの後流渦の状況をよく表現することが可能となり、また、特異点分布に比べ、壁面境界条件の計算精度の向上が見られた。

(2) 本研究で提示した波力式による波力の最大値は実験結果とほぼ一致し、この波力式を抗力を伴う波力の算定式として使用し得ることが確認された。

参 考 文 献

- 石田 啓・北山 真 (1992): 波による正四角柱の後流渦および波力に関する研究, 土木学会論文集, No. 456, II-21, pp. 55-64.
- 石田 啓・斎藤武久 (1992): 特異点分布法による柱体に働く波力の算定式, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 741-745.
- 坂田 弘・足立武司・稲室隆二 (1983): うず放出モデルを用いたはく離を伴う非定常流れの一解法, 日本機械学会論文集(B編), 49巻, 440号, pp. 801-808.
- 稲室隆二 (1985): 渦点法における物体に作用する流体力の一定式化, 日本航空宇宙学会誌, 第33巻, 第383号, pp. 728-734.
- 巽 友正 (1982): 流体力学, 培風館, pp. 153-155.
- 鷲津久一朗・鈴木真二 (1975): 有限要素法による二次元翼の圧力分布の解析と空力設計, 日本鋼構造協会第11回大会研究会マトリックス解析法研究発表論文集, pp. 449-454.
- R. I. Lewis (1981): Surface vorticity modelling of separated flows from two-dimensional bluff bodies of arbitrary shape, J. Mech. Eng. Science, Vol. 23, No. 1, pp. 1-12.
- Sarpkaya, T. (1975): An inviscid model of two-dimensional vortex shedding for transient and asymptotically steady separated flow over an inclined plate, J. Fluid Mech., Vol. 68, pp. 109-128.