

円筒浮体群に作用する波漂流力の解析

Analysis of wave drift forces on an array of truncated floating cylinders

渡邊英一*, 宇都宮智昭**, 佐藤宏樹***

Eiichi WATANABE, Tomoaki UTSUNOMIYA and Hiroki SATOH

*フェロー会員 Ph.D, 工博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

**正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

***学生会員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻 (〒 606-8501 京都市左京区吉田本町)

This paper presents the analysis of wave drift forces on an array of truncated floating cylinders considering hydrodynamic interactions among them. The analytical solutions of velocity potentials for an array of truncated floating cylinders are utilized in this study. Using the near-field method, the drift forces acting on each floating cylinder of the array are formulated as analytical expressions. The drift forces acting on a single cylinder calculated by the present study are compared with those obtained by boundary element method, and a good agreement is obtained. Drift forces for a system of two truncated cylinders and for a system of 64 truncated cylinders are calculated by the developed method, showing the importance of the hydrodynamic interaction effect.

Key Words: wave drift force, perturbation method, near-field method, interactions, floating cylinder

キーワード: 波漂流力、摂動展開、近場法、相互干渉、円筒浮体

1. はじめに

複数の浮体系で構成される海洋構造物の例として、多数のカラム浮体で支持される海上空港¹⁾や、セパレーツ型ポンツーンで支持される浮体橋、あるいはリフトバージケーソン工法における、ケーソン沈降・引き出し過程の状態²⁾、等が挙げられる。このような複数浮体系に作用する波力の内、波形勾配に関する2次オーダー項の時間平均的に一定な定常波力として発生する定常波漂流力^{3),4)}は、係留系設計あるいはリフトバージケーソン工法におけるケーソンの漂流挙動の把握等に関連して、その評価が重要となる。

波漂流力を解析する手法としては、遠場法と近場法の2手法が知られている。単独浮体にはたらく波漂流力を求める場合、遠場法^{5),6)}による方が一般に計算が簡便でまた精度も高いといわれているが、複数浮体を扱う場合には、複数浮体系全体にはたらく波漂流力しか求めることができず、また鉛直方向の定常力(沈下力)も求められない。そこで、本研究では近場法^{7),8)}を用いて各浮体にはたらく圧力を直接積分することで、浮体それぞれについて流体力を求め、なおかつ相互干渉も考慮することでより厳密な波漂流力を求めることを目的とする。

本研究では、特に、複数の円筒浮体系を対象として取り上げ、そのおのおのの要素浮体に作用する波漂流力に関する解析的表現式の導出ならびに数値計算をおこなう。別途、任意半径、任意喫水を有する円筒浮体が任意に配置される系に関して、浮体間の相互干渉を厳密に考慮した速度ポテンシャルの解析的表現式が得られており⁹⁾、本研究ではこれをベースとする。数値解析例として、まず単独の円筒浮体について、水波 Green

関数を利用した境界要素法¹⁰⁾(以下、BEMとする)の結果との比較で検証を行い、その上で複数の円筒浮体についての解析へと応用する。

2. 解析方法

2.1 波漂流力評価式の定式化

波形勾配に関する摂動展開を利用して、圧力の浮体構造物浸水表面に関する積分を行い、second orderの流体力について時間平均をとることで定常波漂流力の定式化がおこなえる⁸⁾。ここで本研究では、この定式化に用いる速度ポテンシャルとして、複数浮体間の流体力学的相互干渉効果を考慮したものを導入する。以下、本研究では Diffraction 問題についてのみ扱う。

Diffraction ポテンシャル Φ_D を用いて、定常波漂流力水平成分 $F_H^{(2)}$ は次の2項で表記できる。

$$\overline{F_H^{(2)}} = -\frac{1}{2}\rho \int_{S_{0S}} |\nabla \Phi_D|^2 \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \end{pmatrix} dS + \frac{1}{2}\rho g \int_{C_{WL}} \left(-\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi_D}{\partial t} \right)^2 \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \end{pmatrix} dl \quad (1)$$

ここで、 ρ は水密度、 n_x 、 n_y は浮体表面における法線ベクトルの x および y 成分(流体から浮体へ向かう方向を正とする)、 g は重力加速度、 t は時間、また S_{0S} は浮体の平均浸水表面を、 C_{WL} は平均浸水表面の平均自由水面位置における境界線をあらわす。

以下、円筒浮体を考えることを考慮して、おのおのの要素浮体の中心軸を z 軸とし、平均自由水面上に (r, θ) 面を定義する円筒座標系で計算を行うようにする。た

だし、 z 軸は鉛直上向きを正とする。すると、

$$\overline{F_H^{(2)}} = -\frac{1}{2}\rho a \int_0^{2\pi} \int_{-d}^0 |\nabla \Phi_D|^2 \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} dz d\theta \\ + \frac{1}{2}\rho g a \int_0^{2\pi} \left(-\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi_D}{\partial t} \right)^2 \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} d\theta \quad (2)$$

となり、入射波の 1 周期について時間平均の計算を行うわけであるが、Diffraction ポテンシャル Φ_D が $Re[\phi_D e^{-i\omega t}]$ と表されることから、

$$\overline{Re[Ae^{-i\omega t}]Re[Be^{-i\omega t}]} = \frac{1}{2}Re[AB^*] \quad (3)$$

となることを用いて時間平均を計算すると、水平方向の定常波漂流力 $\overline{F_H^{(2)}}$ は、

$$\overline{F_H^{(2)}} = \frac{1}{4}\rho a \int_0^{2\pi} \int_{-d}^0 \left\{ \frac{1}{a^2} \left(\frac{\partial \phi_D}{\partial \theta} \right) \left(\frac{\partial \phi_D}{\partial \theta} \right)^* \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial \phi_D}{\partial z} \right) \left(\frac{\partial \phi_D}{\partial z} \right)^* \right\} \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} dz d\theta \\ - \frac{1}{4}\rho K a \int_0^{2\pi} \left(\phi_D|_{z=0} \right) \left(\phi_D|_{z=0} \right)^* \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} d\theta \quad (4)$$

と導かれる。ただし、円筒浮体の半径を a 、喫水を d とし、*は複素共役を示している。また、 $K \equiv \omega^2/g$ である。

2.2 Diffraction ポテンシャルの導入

ここで用いている ϕ_D については、水平方向の波漂流力を求めるためには、円筒側面における速度ポテンシャルのみを考えれば良い。入射波からの直接の波力のみならず、回折波力や他の円筒浮体からの反射波の影響をも計算に加えることで流体力学的相互干渉効果を考慮した、それぞれの円筒側面における ϕ_D は、最終的に次のように表すことが可能である⁹⁾。

$$\phi_D = \sum_{l=0}^{\infty} f_l(z) \sum_{m=0}^{\infty} (\alpha_{m,l}(a) \cos m\theta \\ + \beta_{m,l}(a) \sin m\theta) \quad (5)$$

ただし、 $f_l(z)$ は次のように表される。

$$f_l(z) = M_l^{-\frac{1}{2}} \cos k_l(z+H) \quad (6)$$

$$M_l = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k_l H}{2k_l H} \right) \quad (7)$$

$$k_l \tan k_l H + \frac{\omega^2}{g} = 0 \quad (8)$$

ここで、 $k_l (l \geq 1)$ は正の実数、 $k_0 = -ik$ (k は波数) である。また、 H は水深をあらわす。式 (5) における係数 $\alpha_{m,l}(a)$ 、 $\beta_{m,l}(a)$ はいずれも複数の円筒浮体間の相互干渉効果ならびに入射波の効果を完全に含んだ形で、おのおのの浮体毎に求められる。また、これらはフーリエ級数展開および $f_l(z)$ に関する展開の結果求められる係数であるため、 θ ならびに z の関数ではない。

ここで、式 (5) を式 (4) に代入し次のような置き換えをする。

$$Q_{mlnk}^1 = \frac{mn}{a} \int_{-d}^0 f_l(z) f_k(z) dz \alpha_{m,l}(a) \alpha_{n,k}^*(a) \\ + a \left[\int_{-d}^0 f'_l(z) f'_k(z) dz - K f_l(0) f_k(0) \right] \\ \cdot \beta_{m,l}(a) \beta_{n,k}^*(a) \quad (9)$$

$$Q_{mlnk}^2 = \frac{mn}{a} \int_{-d}^0 f_l(z) f_k(z) dz \beta_{m,l}(a) \beta_{n,k}^*(a) \\ + a \left[\int_{-d}^0 f'_l(z) f'_k(z) dz - K f_l(0) f_k(0) \right] \\ \cdot \alpha_{m,l}(a) \alpha_{n,k}^*(a) \quad (10)$$

$$Q_{mlnk}^3 = -\frac{mn}{a} \int_{-d}^0 f_l(z) f_k(z) dz \alpha_{m,l}(a) \beta_{n,k}^*(a) \\ + a \left[\int_{-d}^0 f'_l(z) f'_k(z) dz - K f_l(0) f_k(0) \right] \\ \cdot \beta_{m,l}(a) \alpha_{n,k}^*(a) \quad (11)$$

$$Q_{mlnk}^4 = -\frac{mn}{a} \int_{-d}^0 f_l(z) f_k(z) dz \beta_{m,l}(a) \alpha_{n,k}^*(a) \\ + a \left[\int_{-d}^0 f'_l(z) f'_k(z) dz - K f_l(0) f_k(0) \right] \\ \cdot \alpha_{m,l}(a) \beta_{n,k}^*(a) \quad (12)$$

ただし、 z 積分については次の通りである。

$$\int_{-d}^0 f_l(z) f_k(z) dz \\ = \frac{1}{2(M_l M_k)^{\frac{1}{2}}} \left[\frac{\sin(k_l - k_k)H - \sin(k_l - k_k)(H-d)}{k_l - k_k} \right. \\ \left. + \frac{\sin(k_l + k_k)H - \sin(k_l + k_k)(H-d)}{k_l + k_k} \right] \\ \text{(for } l \neq k) \quad (13)$$

$$= \frac{1}{2M_l} \left[d + \frac{1}{2k_l} \{ \sin 2k_l H - \sin 2k_l (H-d) \} \right] \\ \text{(for } l = k) \quad (14)$$

$$\int_{-d}^0 f'_l(z) f'_k(z) dz \\ = \frac{k_l k_k}{2(M_l M_k)^{\frac{1}{2}}} \left[\frac{\sin(k_l - k_k)H - \sin(k_l - k_k)(H-d)}{k_l - k_k} \right. \\ \left. - \frac{\sin(k_l + k_k)H - \sin(k_l + k_k)(H-d)}{k_l + k_k} \right] \\ \text{(for } l \neq k) \quad (15)$$

$$= \frac{k_l^2}{2M_l} \left[d - \frac{1}{2k_l} \{ \sin 2k_l H - \sin 2k_l (H-d) \} \right] \\ \text{(for } l = k) \quad (16)$$

すると、式 (4) は、

$$\overline{F_H^{(2)}} = \frac{1}{4} \rho \int_0^{2\pi} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[Q_{mlnk}^1 \sin m\theta \sin n\theta + Q_{mlnk}^2 \cos m\theta \cos n\theta + Q_{mlnk}^3 \sin m\theta \cos n\theta + Q_{mlnk}^4 \cos m\theta \sin n\theta \right] \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} d\theta \quad (17)$$

とあらわされる。

ここで、 θ に関する積分を三角関数の直交性を利用して次のように p_{1mn} 、 p_{2mn} 、 p_{3mn} を設定する。

$$\int_0^{2\pi} \sin m\theta \sin n\theta \cos \theta d\theta = p_{1mn}$$

$$= \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} = 0 & (\text{for } m=1, n=0) \\ \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} = 0 & (\text{for } m=0, n=1) \\ \frac{\pi}{2} & (\text{for } m-n=1, m \neq 1, n \neq 0) \\ \frac{\pi}{2} & (\text{for } n-m=1, m \neq 0, n \neq 1) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (18)$$

$$\int_0^{2\pi} \cos m\theta \cos n\theta \cos \theta d\theta = p_{2mn}$$

$$= \begin{cases} \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} = \pi & (\text{for } m=1, n=0) \\ \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} = \pi & (\text{for } m=0, n=1) \\ \frac{\pi}{2} & (\text{for } m-n=1, m \neq 1, n \neq 0) \\ \frac{\pi}{2} & (\text{for } n-m=1, m \neq 0, n \neq 1) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (19)$$

$$\int_0^{2\pi} \sin m\theta \cos n\theta \sin \theta d\theta = p_{3mn}$$

$$= \begin{cases} \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} = \pi & (\text{for } m=1, n=0) \\ -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} = 0 & (\text{for } m=0, n=1) \\ \frac{\pi}{2} & (\text{for } m-n=1, m \neq 1, n \neq 0) \\ -\frac{\pi}{2} & (\text{for } n-m=1, m \neq 0, n \neq 1) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (20)$$

以上の置き換えより、式 (17) は次のようになる。

$$\overline{F_H^{(2)}} = \frac{1}{4} \rho \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \begin{pmatrix} Q_{mlnk}^1 p_{1mn} + Q_{mlnk}^2 p_{2mn} \\ Q_{mlnk}^3 p_{3mn} + Q_{mlnk}^4 p_{3nm} \end{pmatrix} \quad (21)$$

この式 (21) についてプログラムで数値計算を行うわけであるが、 l 、 k 、 m 、 n のそれぞれについての和を実際のプログラム上では無限和まで計算することはできないので、有限とする必要がある。 l 、 k の和については N_E (evanescent mode 数) まで、 m 、 n の和については N_F (Fourier mode 数) までの計算を行うこととする。なお、 N_E 、 N_F はそれぞれ、円筒深さ方向の級数和、円筒円周方向の級数和の数である。

3. 波漂流力解析値の検証

3.1 収束性の検討

作成したプログラムの妥当性を検証するため、流体力学的相互干渉効果を考慮する必要が無い状態、すなわち単独円筒浮体 ($a/H = 1.0$, $d/H = 0.5$) について検証を行った。

まず、プログラムで求める波漂流力の収束性を確認する。理論的には無限和をとれば正確な値が得られるわけであるが、実際には、有限の値までの計算を行うのでその収束性について調べる。

今回は $ka = 1.0, 2.0, 3.0$ の 3 種類についての収束性を確認することにする。Fourier mode 数 N_F および evanescent mode 数 N_E の様々な値について波漂流力を求めた結果、 $ka = 1.0, 2.0, 3.0$ についてそれぞれ表-1、表-2、表-3 のとおりになった。

表-1 波漂流力 $\overline{F_x^{(2)}} / \{0.5 \rho g A^2 a (1 + 2kH / \sinh 2kH)\}$ の収束性 ($ka = 1.0$)

	$N_F = 2$	$N_F = 4$	$N_F = 8$	$N_F = 16$
$N_E = 2$	0.78810	0.80758	0.80759	0.80759
$N_E = 4$	0.78703	0.80818	0.80818	0.80818
$N_E = 8$	0.78412	0.80657	0.80657	0.80657
$N_E = 16$	0.78077	0.80428	0.80429	0.80429
$N_E = 32$	0.77764	0.80203	0.80203	0.80203
$N_E = 64$	0.77494	0.80005	0.80005	0.80005

表-2 波漂流力 $\overline{F_x^{(2)}} / \{0.5 \rho g A^2 a (1 + 2kH / \sinh 2kH)\}$ の収束性 ($ka = 2.0$)

	$N_F = 2$	$N_F = 4$	$N_F = 8$	$N_F = 16$
$N_E = 2$	0.89683	1.1598	1.1678	1.1678
$N_E = 4$	0.89271	1.1537	1.1620	1.1620
$N_E = 8$	0.88863	1.1472	1.1556	1.1556
$N_E = 16$	0.88493	1.1410	1.1495	1.1495
$N_E = 32$	0.88175	1.1356	1.1442	1.1442
$N_E = 64$	0.87911	1.1311	1.1398	1.1398

表-3 波漂流力 $\overline{F_x^{(2)}} / \{0.5 \rho g A^2 a (1 + 2kH / \sinh 2kH)\}$ の収束性 ($ka = 3.0$)

	$N_F = 2$	$N_F = 4$	$N_F = 8$	$N_F = 16$
$N_E = 2$	0.65263	1.2246	1.2640	1.2640
$N_E = 4$	0.65050	1.2186	1.2592	1.2592
$N_E = 8$	0.64862	1.2131	1.2544	1.2544
$N_E = 16$	0.64702	1.2082	1.2502	1.2502
$N_E = 32$	0.64569	1.2040	1.2466	1.2466
$N_E = 64$	0.64460	1.2006	1.2436	1.2436

これらの表から、 N_F については、 $N_F = 8$ で良好な収束性を示していることがわかる。ところが、 N_E については、 N_E が大きくなるにつれて変化量が小さくなっ

ていることは見て取れるが、明確な収束性は $N_E = 64$ までには見られない。そこで、 N_E は、計算機的能力の許す限り大きな値を用いることとする。

3.2 BEM との比較検討

作成した波漂流力のプログラムの精度を検討するため、単独円筒浮体をモデルとし、境界要素法 (BEM) による波漂流力の計算結果との比較検討を行う。本研究で作成したプログラムによる解析結果は $N_F = 8, N_E = 64$ で計算されており、これと BEM との比較は図-1 に示すとおりである。ただし、BEM は、近場法について 360 要素分割の場合を示してある。図-1 の横軸は ka 、縦軸は $F_x^{(2)} / \{0.5 \rho g A^2 a (1 + 2kH / \sinh 2kH)\}$ である。図-1 から、本解析結果と BEM による計算結果とはよく一致しており、本解析プログラムの妥当性が認められる。

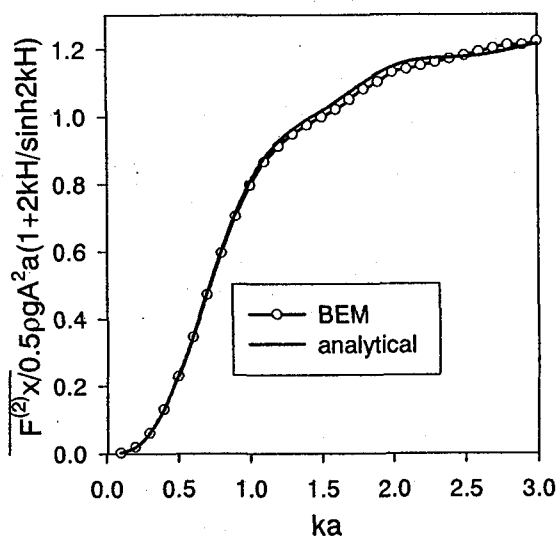


図-1 解析値と BEM による計算結果との比較

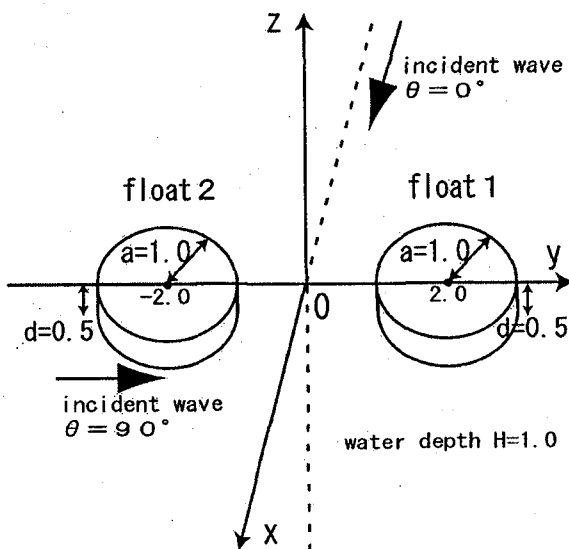


図-2 相互干渉を考慮した 2 浮体解析モデル

4. 相互干渉を考慮した波漂流力解析

4.1 浮体モデル

解析を行う浮体のモデルとしては、Case1 および Case2 では円筒の 2 浮体を扱う。浮体の配置状況は図-2 に示すとおりである。また、Case3 では、64 浮体の円筒浮体についての実験結果および解析値が示された Kashiwagi (2001)¹¹⁾ の論文内容と本解析結果との比較を行う。本研究で作成した解析プログラムによって、相互干渉効果を考慮した波漂流力をこれらの浮体モデルについて求める。

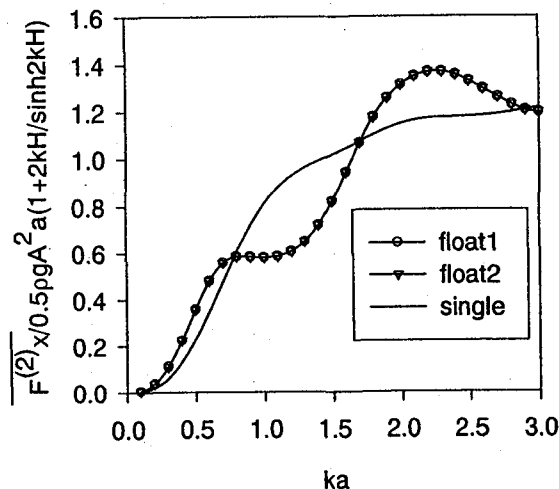


図-3 入射波角 0° x 成分 (Case1)

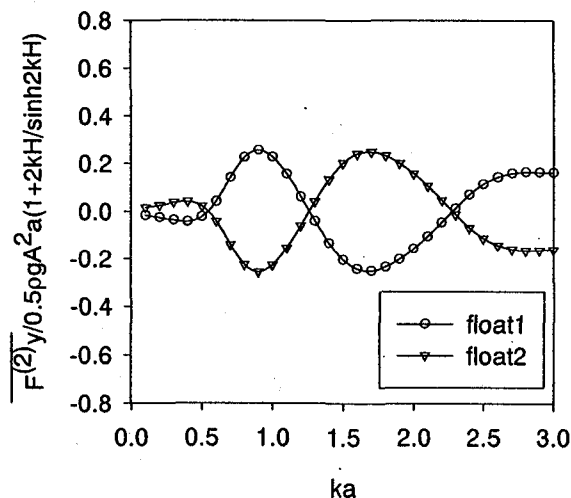


図-4 入射波角 0° y 成分 (Case1)

4.2 Case1

入射波の方向と x 軸とのなす角が 0 度の場合の解析結果を図-3、図-4 に示す。ただし計算は Case1、Case2 共に $N_F = 8, N_E = 32$ で行った。float1 は円筒中心軸が $x = 0.0, y = 2.0$ に配置された浮体で、float2 は円筒中心軸が $x = 0.0, y = -2.0$ に配置された浮体である。これらの浮体にはたらく波漂流力の x 成分を図-3 に、 y 成分を図-4 に示している。単独浮体すなわち single

の場合に比べて、波数によって波漂流力が大きい値をとったり小さい値をとったりしているのは、回折波力などによる相互干渉効果のためであると考えられる。

4.3 Case2

入射波の方向と x 軸とのなす角が 90 度の場合の解析結果を図-5、図-6 に示す。浮体の配置は Case1 と同じで、浮体にはたらく波漂流力の x 成分を図-5 に、 y 成分を図-6 に示している。 y 軸方向の入射波で浮体も y 軸上に配置されているので、対称性より波漂流力の x 成分は 0 となる。 y 成分は Case1 に比べて、波数によって単独浮体すなわち single との違いが大きくなっている。また、 $ka = 0.5$ あたりで波上側浮体に負の漂流力が作用する現象が現れていることなど、回折効果により 2 浮体は引き合う方向や反発する方向に、すなわち入射波の方向と直角方向に定常的に波漂流力が発生していることが分かり興味深い。このようにグラフが複雑な形を示しているのは、互いの浮体からの反射波や回折効果などにより、非常に複雑な波浪場が形成されている為と考えられる。なお、このように負の漂流力が作用する別の例として、断面 2 次元問題での解析であるが、浮き防波堤に隣接する船舶に作用する波力・漂流力について解析した Ohkusu(1976)¹²⁾ の研究が挙げられる。

4.4 Case3

Kashiwagi(2001)¹¹⁾ は、境界要素法に基づいて計算した単独円筒浮体に関する散乱特性から円筒浮体群に作用する波漂流力の解析を行っている。モデルは 64 体の円筒浮体を 4 行 16 列に等間隔に配列したもので、図-7 にその配置を示す。表-4(x 成分) および表-5(y 成分) に示すように、64 浮体全体に働く波漂流力について Kashiwagi(2001) の近場法 (Near-Field) および遠場法 (Far-Field) による波漂流力の計算結果との比較を行った。計算は $(N_F, N_E) = (4, 8), (4, 16), (8, 8)$ の 3 パターンについて行い、本研究の計算結果としてそれぞれ $(4, 8), (4, 16), (8, 8)$ として示した。

表-4 および表-5 より、 $K_s = 1.5$ 以上については $(4, 8)$ から $(8, 8)$ へ N_F の値を高くすると収束への変化が見られるので 1.5 以上の K_s について調べる場合は N_F の値を大きくすればよいことがわかる。また、 $(4, 8)$ から $(4, 16)$ へ N_E の値を高くすると収束への変化が見られることから、それ以下の K_s については N_E の値を大きくすればよいことがわかる。

そこで、Kashiwagi(2001) の計算結果と比較する。 $K_s = 1.5$ 以上については $N_F = 8, N_E = 8$ の計算結果を、それ以下の K_s については $N_F = 4, N_E = 16$ の計算結果と比較させると、有効数字はほぼ 3 桁の一致がみられる。

5. まとめ

本研究では複数浮体それぞれにはたらく波漂流力を精度よく求めるために、遠場法ではなく、近場法により定式化を行い、かつ相互干渉効果も考慮した解析を

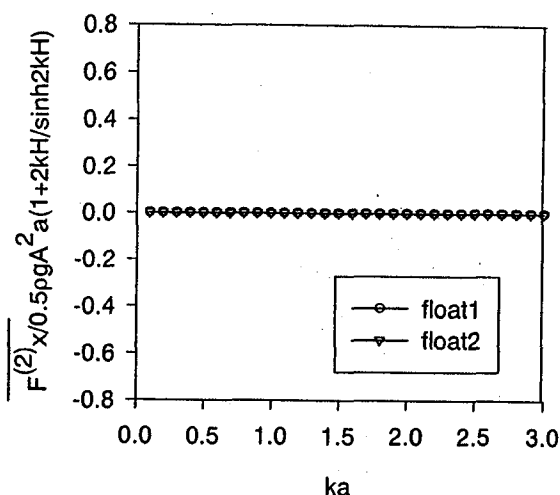


図-5 入射波角 90° x 成分 (Case2)

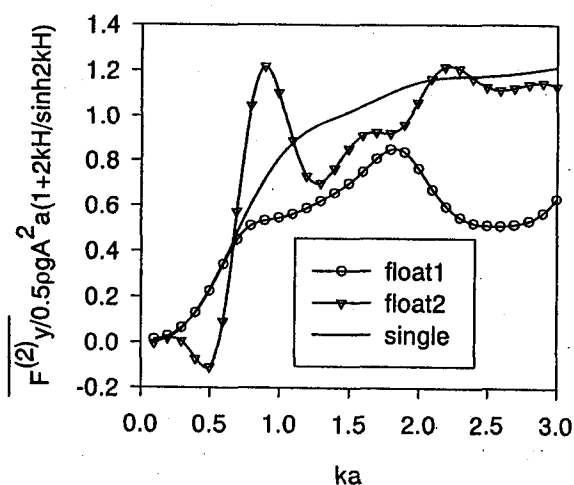


図-6 入射波角 90° y 成分 (Case2)

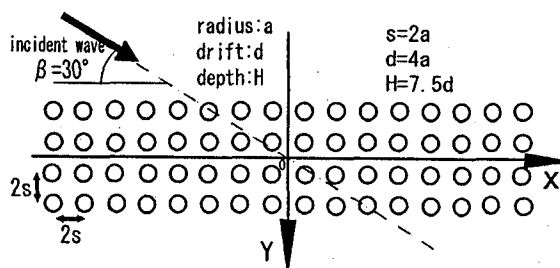


図-7 64 浮体解析モデル

円筒浮体群に関して行うことができた。また、波漂流力の評価式に基づいたプログラムの検証を、単独円筒浮体について BEM による結果と比較したところ、良好な一致が見られ、本研究で作成した波漂流力解析プログラムの妥当性が示された。この波漂流力解析プログラムでまず、2 体の円筒浮体を解析し、流体力学的相互干渉効果を考慮した波漂流力を計算した。計算の結果は、単独浮体の解析では決して得られることのない

表-4 $\overline{F_x^{(2)}}/0.5\rho g A^2 D N_{BY}$ の Kashiwagi(2001) との比較

Ks	本解析結果 (N_F, N_E)			Kashiwagi	
	(4,8)	(4,16)	(8,8)	Near-Field	Far-Field
0.50	0.05472	0.05562	0.05474	0.05576	0.05413
1.00	0.09048	0.9000	0.09049	0.08868	0.08821
1.50	1.6279	1.6272	1.6245	1.6222	1.6217
1.75	3.9562	3.9554	3.9383	3.9368	3.9364
2.00	3.2154	3.2155	3.2053	3.2056	3.2052
2.50	0.9953	0.99539	0.98619	0.98646	0.98615

表-5 $\overline{F_y^{(2)}}/0.5\rho g A^2 D N_{BX}$ の Kashiwagi(2001) との比較

Ks	本解析結果 (N_F, N_E)			Kashiwagi	
	(4,8)	(4,16)	(8,8)	Near-Field	Far-Field
0.50	0.00769	0.00810	0.00769	0.00874	0.00876
1.00	0.04123	0.04142	0.04142	0.04209	0.04253
1.50	0.08023	0.08026	0.08019	0.08027	0.08032
1.75	0.28149	0.28135	0.27825	0.27791	0.27782
2.00	0.71009	0.71008	0.70410	0.70419	0.70410
2.50	0.52151	0.52150	0.50662	0.50627	0.50644

負の漂流力が特定の周波数範囲で得られ、複数浮体系において相互干渉効果を考慮することの重要性の一旦が示された。さらに64体の円筒浮体群について浮体群全体に作用する波漂流力を計算し Kashiwagi(2001) の計算結果と比較したところ、ほぼ一致する数値が得られた。

本研究は、解析的表現式であらわされているため、各種数値解析プログラムの検証用途としても、今後有効に活用されるものと思われる。

参考文献

- 1) 柏木 正, 吉田 正剛: 規則的に配置された多数の円柱浮体間における流体力学的相互干渉, 第15回海洋工学シンポジウム, pp. 231-238, 2000.
- 2) 堀沢 真人, 佐藤 典之, 大橋 裕寿, 赤村 重紀, 坂間 茂, 吉倉 敬治: ケーソン沈埋過程の波浪中挙動, 海洋工学論文集, 第43巻, pp. 1001-1005, 1996.
- 3) S.K. Chakrabarti: Steady drift force on vertical cylinder-viscous vs. potential, *Applied Ocean Research*, Vol. 6, pp. 73-82, 1984.
- 4) B. Molin: Second-order hydrodynamics applied to moored structures, *Ship Technology Research*, Vol. 41, pp. 59-84, 1994.
- 5) H. Maruo: The drift of a body floating on waves, *J. Ship Research*, Vol. 4, No. 3, pp. 1-10, 1960.
- 6) J. N. Newman: The drift force and moment on ships in waves, *J. Ship Research*, Vol. 11, No. 1, pp. 51-60, 1967.
- 7) T.H. Havelock: The pressure of water waves upon a fixed obstacle, *Proc. of the Royal Soc. of London*, Series A, Vol. 175, pp. 409-421, 1940.
- 8) J.A. Pinkster and G. van Oortmerssen: Computation of the first and second order wave forces on oscillating bodies in regular waves, *Proc. Second Int. Conf. Numerical Ship Hydrodynamics*, ed. J. V. Wehausen & N. Salvesen, pp. 136-156, 1977.
- 9) 渡邊英一, 宇都宮智昭, 橋本達典: 円筒浮体群に作用する波力の解析解, 構造工学論文集, Vol. 48A, 2002 (投稿中).
- 10) T. Utsunomiya, E. Watanabe and N. Nakamura: Analysis of drift force on VLFS by the near-field approach, *Proc. 11th Int. Offshore & Polar Eng. Conf.*, Stavanger, 2001 (CD-ROM).
- 11) M. Kashiwagi: Wave-induced local steady forces on a column-supported very large floating structure, *Proc. 11th Int. Offshore & Polar Eng. Conf.*, Stavanger, 2001 (CD-ROM).
- 12) M. Ohkusu: Ship motions in the vicinity of a structure, *Proc. Int. Conf. on Behaviour of Offshore Structures*, Trondheim, Vol. 1, pp. 284-306, 1976.

(2001年9月14日受付)