

海洋構造物に作用する波漂流力の 計算精度向上に関する研究

IMPROVEMENT OF CALCULATION ACCURACY OF WAVE DRIFT FORCES ACTING ON A MARINE STRUCTURE

貴田勝太郎¹・宇都宮智昭²
Shotaro KIDA and Tomoaki UTSUNOMIYA

¹学生会員 京都大学大学院工学研究科社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

²正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

The drift force can be calculated either by near-field method or by far-field method. When a structure includes corners or edges, calculated values of the drift force by using the Green's function method are often different by the methods. In this study, the cause of the difference has been examined, and found that 1) the rapid change in the velocity distributions close to the corners or edges seems to be the main reason why the near field method gives inaccurate drift force, 2) a fine meshing close to the corners or edges is an efficient method for improving the accuracy, and 3) when a fine meshing is difficult, introduction of a smooth corner would be an efficient method to obtain a better approximate value.

Key Words : wave drift force, near-field method, far-field method

1. 序論

海洋構造物には波により、漂流力が作用する。この波漂流力を時間平均したものを定常漂流力と呼ぶ。波による流体運動は速度ポテンシャルによって表され、水波 Green 関数を用いた境界要素法によって解析される。定常漂流力は、解析により得られた構造物表面の速度ポテンシャル分布、流速に関する所与の境界条件から算出される。この算出方法には二つあり、それぞれ遠場法、近場法と呼ばれている。遠場法とは、運動量とエネルギーの構造物近傍と無限遠との収支を考えることで、定常漂流力を算出する方法である^{1),2)}。近場法とは、構造物の浸水部分における圧力を直接積分することで定常漂流力を算出する方法である^{3),4)}。一定水深の海洋に構造物が単体で設置されている場合、構造物に作用する定常漂流力は、遠場法と近場法どちらの方法で算出しても理論上は一致するはずである。しかしながら実際は、着底円筒の他では、特に、角を有するような構造物の場合、両者の間には違いが生じやすいことが知られている。本研究では、この違いが生まれる原因を特定し、定常漂流力の計算精度を向上することを目的とする。

2. 流体運動の解析

任意海底起伏上に設置された任意形状の海洋構造物を考える。海底面は無限遠方で一定水深 h となっているものとする。海洋構造物の静止位置での没水表面を S_H とし、起伏を考慮する海底面を S_B とする。 S_B は境界線 Γ_B によって、一定水深の海底面と連結しており、一定水深 h よりも浅いものとする。また、 Γ_B で囲まれた水深 h の平面を S_f とする。座標系は静水面を xy -平面とし、 z 軸の正の向きは上向きとする。これらの領域、座標系を図-1に示した。

図-1のような海底面を持つ海洋中に設置されている海洋構造物に、規則波が単一方向から進行してくる場合を考える。ここでは流体を完全流体とし、流体運動を渦無し流れとして、微小振幅波理論によって解析を行う。このとき、流体運動は速度ポテンシャル Φ によって表せる。規則波の入射角を β とし、 $\beta = 0$ のときに x 軸の正の向きから波が入射するものとし、 $\beta = \pi/2$ のときに y 軸の正の向きから波が入射するものとする。また、入射波の片振幅波高を A とし、入射波の角周波数を ω とする。流体密度を ρ 、重力加速度を g とおく。

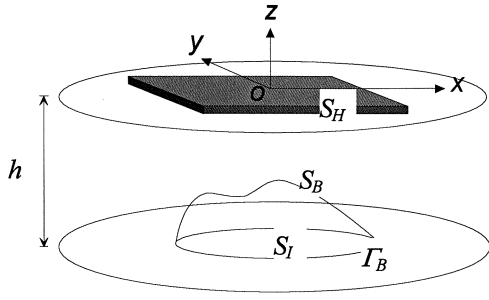


図-1 構造物の領域と座標系

流体が入射波の角周波数 ω で時間調和振動していると仮定する。このとき、時間に依存する量は全て以下と同様に表される。

$$\Phi(x, y, z, t) = \Re[\phi(x, y, z)e^{i\omega t}] \quad (1)$$

ここで、 i は虚数単位であり、 t は時間である。

本研究では、速度ポテンシャルを求めるための基礎方程式として、Teng and Eatock Taylor⁹⁾によって用いられた以下の積分方程式を用いる。これは、海底起伏が変化する場合や、浮体と防波堤が並立する場合においても適用可能である。

$$\begin{aligned} & \left(4\pi + \int_{S_I} \frac{\partial G_2(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial z} dS \right) \phi(\vec{x}) \\ & + \int_{S_H \cup S_B} \left\{ \phi(\vec{\xi}) \frac{\partial G(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n} - \phi(\vec{x}) \frac{\partial G_2(\vec{x}, \vec{\xi})}{\partial n} \right\} dS \quad (2) \\ & - \int_{S_H \cup S_B} G(\vec{x}, \vec{\xi}) \frac{\partial \phi(\vec{\xi})}{\partial n} dS = 4\pi \phi_1(\vec{x}) \end{aligned}$$

ここで、 $G(\vec{x}, \vec{\xi})$ は一定水深 h における水波Green関数であり、 $\phi_1(\vec{x})$ は入射波ポテンシャルである。ただし、 $\vec{x} = (x, y, z)$, $\vec{\xi} = (\xi, \eta, \zeta)$ である。法線ベクトルは、流体から構造物、海底面に向かう方向を正にとり、 S_I では、鉛直上向きを正としている。 $G(\vec{x}, \vec{\xi})$, $\phi_1(\vec{x})$, $G_2(\vec{x}, \vec{\xi})$ の定義は渡邊ら⁹⁾に示されている。実際の不規則波浪場の解析は、入射波の角周波数、入射角を入射波スペクトルによって分布させ、規則波による解析の重ね合わせとして行う。以下の定常漂流力の算出も各種実際の波浪条件に対して行うことができる。

3. 定常漂流力評価式

(1) 遠場法による定常漂流力評価式

遠場法による定常漂流力評価式は以下のように表される²⁾。

$$\bar{F}_x = \frac{\rho K}{4\pi\kappa_0} C_0 C_1^2 \int_0^{2\pi} H H^* (-\sin\beta - \sin\theta) d\theta \quad (3)$$

ただし、

$$C_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2\kappa_0 h}{\sinh 2\kappa_0 h} \right) \quad (4)$$

$$C_1 = \frac{\kappa_0^2}{(\kappa_0^2 - K^2)h + K} \quad (5)$$

$$H(\kappa_0, \theta) =$$

$$\int_{S_H} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial}{\partial n} \right\} \frac{\cosh \kappa_0 (\zeta + h)}{\cosh \kappa_0 h} \quad (6)$$

$$\exp[i\kappa_0 (\xi \cos\theta + \eta \sin\theta)] dS(\xi, \eta, \zeta)$$

$$K = \frac{\omega^2}{g} \quad (7)$$

であり、 $\bar{F}_x$ は x 方向正の向きの定常漂流力であり、 κ_0 は波数である。 $*$ は複素共役を表す。

(2) 近場法による定常漂流力評価式

構造物の運動、変形を考慮しない場合の近場法による定常漂流力評価式は以下のように表される³⁾。

$$\bar{F}_x = -\frac{\rho}{4} \int_{S_H} |\nabla \phi|^2 n_x dS - \frac{\rho \omega^2}{4g} \int_{C_H} |\phi|^2 n_x dl \quad (8)$$

ここで、 C_H は静水面と静止した海洋構造物との交線であり、 n_x は法線ベクトルの x 方向成分である。

4. 着底円筒に対する解析

前述したように、一定水深の海洋に単独で設置された着底円筒に作用する定常漂流力は、近場法と遠場法のどちらで算出しても差が生じにくいことが知られている。ここでは、着底円筒に作用する定常漂流力の値を近場法、遠場法の両方の方法で算出し、解析解と比較する。解析モデルは半径1、高さ1の着底円筒とし、図-2に示した。入射波は $\beta = 0$ から入射するものとした。算出された定常漂流力の値と解析解を図-3に示した。算出された定常漂流力の値はどちらの方法についても解析解と非常に良く一致している。

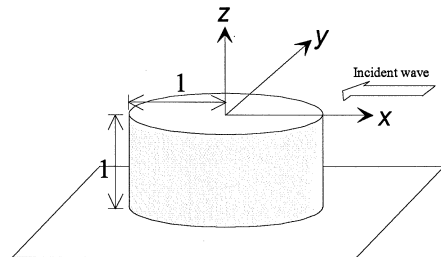


図-2 着底円筒解析モデル

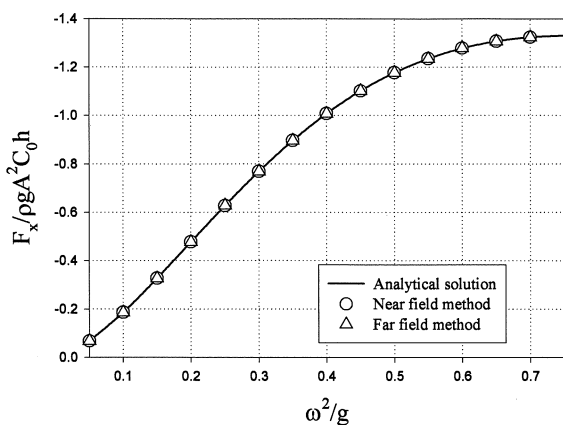


図-3 着底円筒解析モデルに作用する定常漂流力(surge)

5. 着底直方体に対する解析

着底円筒では近場法と遠場法で算出された定常漂流力の値に差は無かった。ここでは、図-4のように、浸水部が一辺10mの立方体となる着底した直方体型の海洋構造物に作用する定常漂流力を算出する。境界積分方程式及び数値積分に用いる要素を一辺1mの正方形とした場合、近場法と遠場法で算出した定常漂流力は図-5に示したように求められる。

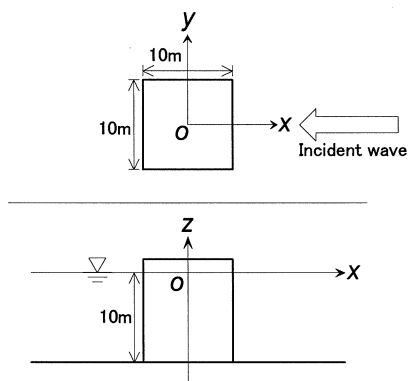


図-4 着底直方体解析モデル

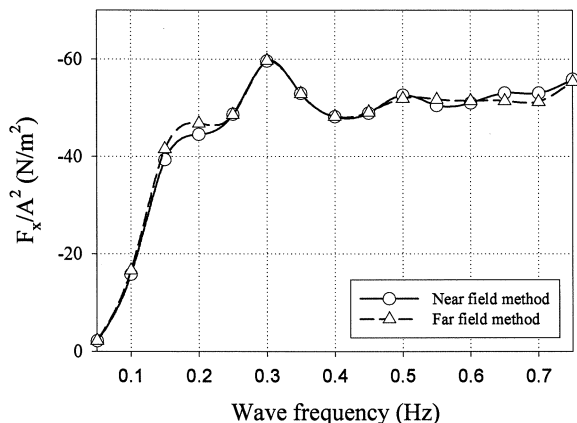


図-5 着底直方体解析モデルに作用する定常漂流力 (surge, 要素長1m, $\beta = 0$)

全周波数において、両手法によって算出された定常漂流力の値は近接している。しかしながら、0.15Hz付近と0.5Hz以上の高周波数領域においては、両手法で算出された定常漂流力の値に違いが見られる。0.5Hz以上の高周波数領域で違いが見られるのは、要素長に対して、入射波長が短すぎるからだと考えられる。しかしながら、0.15Hz付近の違いは速度ポテンシャル算出に関する要素分割の影響ではないものと考えられ、さらなる検討が必要である。

道端ら⁷⁾により、違いの原因は、近場法による定常漂流力評価式に含まれる流速の算出の困難さにあることが示唆されている。本研究では、境界積分方程式法及び数値積分において8節点2次要素を用いている。また、2次要素で表される速度ポテンシャルの形状関数を空間微分することによって、流速を算出している。この場合、速度ポテンシャル分布は連続するが、流速については、角点のみならず、角点ではない隣接する要素間においても不連続となり、これも違いの一因である可能性が示唆されていた。そこで、違いが大きい0.15Hzにおける、

$x=5\text{m}$ の構造物表面での y 軸正の向きの無次元化流速

$$\left(v_y = h \frac{\omega}{g} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \text{ 分布を算出した。また、ほとんど違い}$$

の無い0.3Hzにおける同じ面の無次元化流速分布を算出した。二つの流速分布を図-6、図-7に示した。これらの図を見ると、違いの有無に関わらず、流速分布には不連続性が表れていることが分かる。 z 軸正の向きの流速分布についてはどちらも非常に滑らかで、不連続性は表れていなかった。

要素分割をさらに細かくし、要素の一辺を0.5mとした。この時の構造物に作用する定常漂流力を図-8に示した。定常漂流力の算出値の違いはさらに小さくなり、最大5.6%あった違いが最大4.3%となった。また、要素長を小さくしたことによって、高周波数領域での違いが大きく減少したことが分かる。しかしながら、減少したとはいえ、0.15Hz付近の違いはまだ残っている。ここで、0.15Hz、0.3Hzそれぞれにおける、 $x=5\text{m}$ の構造物表面での y 軸正の向きの無次元化流速分布を図-9、図-10に

示した。0.15Hzでは線状に、0.3Hzでは角点付近に流速を正確に表現できていない部分がある。また、算出された流速の大きさもその部分で要素長1mの場合よりも大きくなっている。まだ流速分布が要素長に関して収束していると言える状態ではなく、より細かい要素長をとることで、算出された定常漂流力の二つの手法による違いを改善できる余地があるものと考えられる。よって以下では、要素をさらに細分割したモデルを用いて、0.15Hzでの近場法と遠場法で算出された定常漂流力の値の差を調べる。

要素の細分割はMethod A, Method B, Method Cの三つの方法で行った。Method Aでは、要素を構造物全体

で細分化した。Method Bでは、全体としては一辺1mの要素を用いて、流速が急速に変動する図-11の斜線部における要素のみ、図-12のように要素を細分割した。また、Method Cでは、構造物の水平断面の角部を半径0.1mの1/4円としてモデル化し、Method Bと同様に要素分割を行った。0.15Hzの波に対する、Method A, B, Cにおける近場法と遠場法で算出された定常漂流力の値の違いは図-13のように示される。違いが収束していく様子はMethod A, Bとも、ほぼ一致している。定常漂流力の近場法と遠場法における算出値の違いは、流速が急激に上昇する角点付近で要素を細分化することにより抑制できると考えられる。また、角部を丸くした場合(Method C)とそうでない場合(Method B)の定常漂流力の値を図-14に示した。角を丸くする時に形状を大きく変えなければ、定常漂流力はMethod B, Cともほぼ同一の値に収束していることが分かる。また、図-13から、Method Cでは他と比べてその収束性が非常に優れていることが分かる。

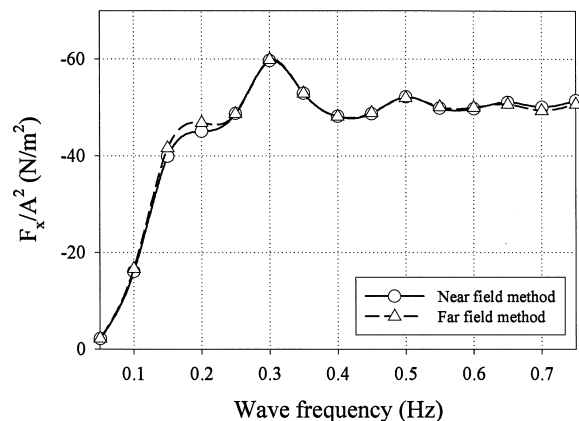


図-8 着底直方体解析モデルに作用する定常漂流力 (surge, 要素長0.5m, $\beta = 0$)

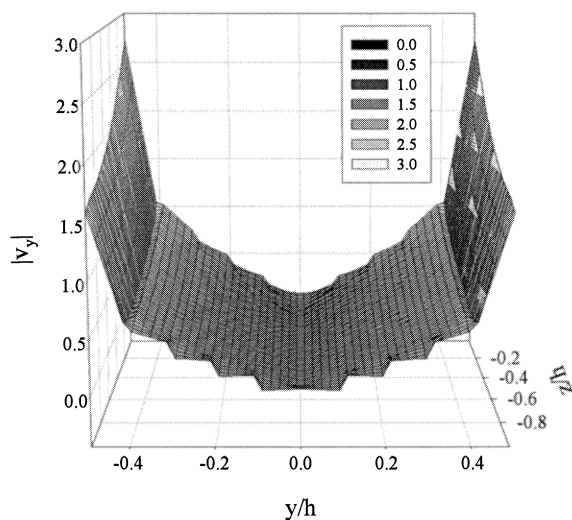


図-6 0.15Hzにおける無次元化流速の分布(要素長1m)

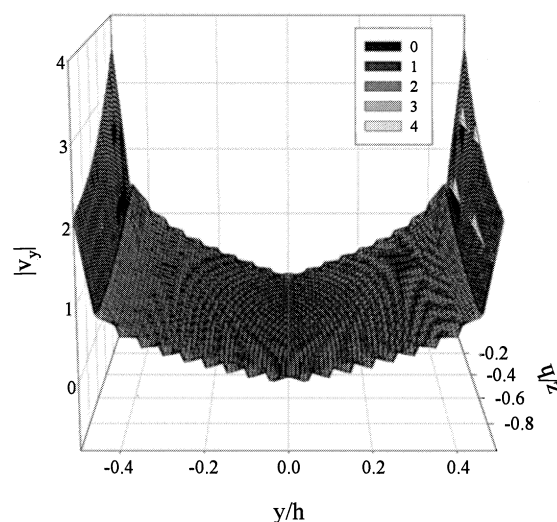


図-9 0.15Hzにおける無次元化流速の分布(要素長0.5m)

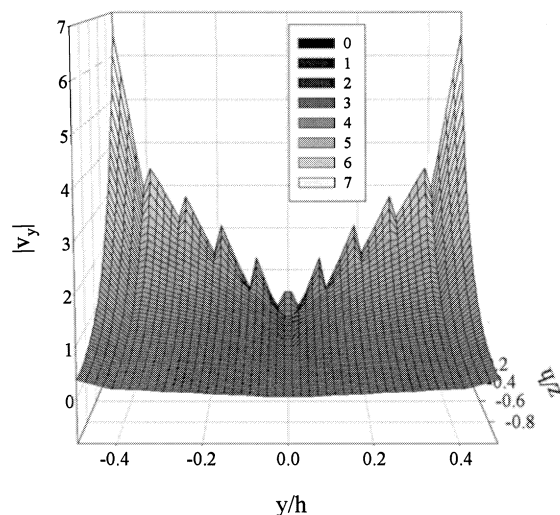


図-7 0.3Hzにおける無次元化流速の分布(要素長1m)

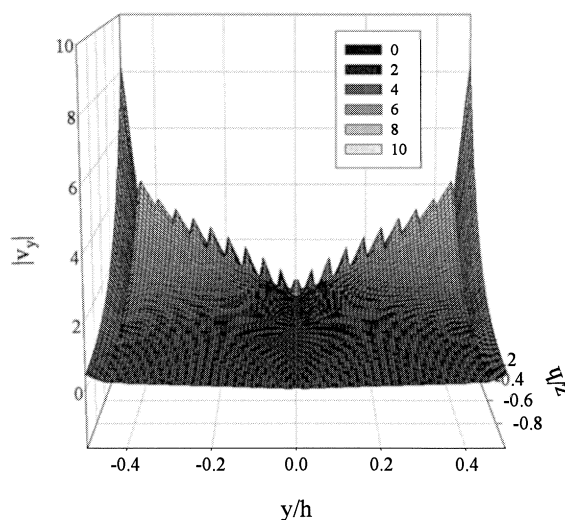


図-10 0.3Hzにおける無次元化流速の分布(要素長0.5m)

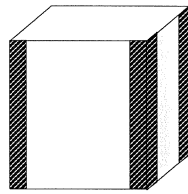


図-11 Method Bにおいて細分化する領域

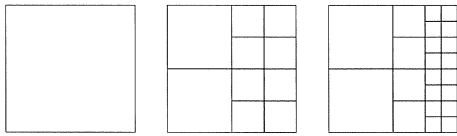


図-12 Method Bにおける要素の細分化方法

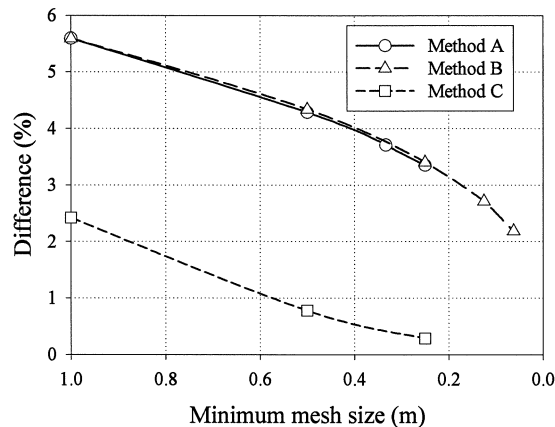


図-13 Method A, B, Cの定常漂流力の違いの比較

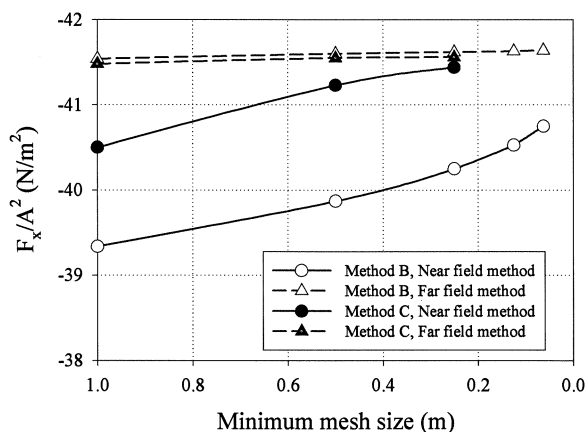


図-14 Method BとMethod Cの定常漂流力の比較

Method BとMethod Cについて、 $x=5\text{m}$ (側面A)と $y=5\text{m}$ (側面B)の二つの側面において算出される $x=5\text{m}$, $y=5\text{m}$, $z=0\text{m}$ の位置(Method Cについては曲面部の先端)での無次元化速度水頭 $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ の値を図-15に示した。角をそのままにしたモデル(Method B)では、最小要素長が小さくなるにつれ、無次元化速度水頭の値は急激に上昇している。一方で、角を曲面に変換したモデル(Method C)では、その値はほぼ一定している。また、理論的には側面間で速度水頭は連続するはずであるが、不連続性が見られる。

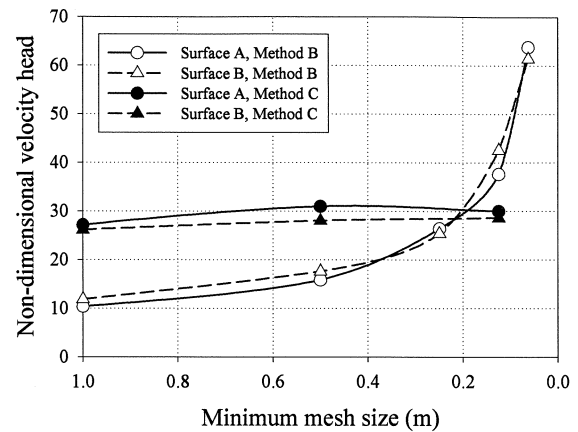


図-15 角の有無による無次元化速度水頭の比較

次に、入射角 $\beta = \pi/4$ とした場合の、モデル全体の要素幅が 0.5m である着底直方体に作用する定常漂流力の値を図-16に示した。全周波数において、近場法と遠場法で算出された値はほぼ一致している。ここで、 0.15Hz , 0.3Hz それぞれにおける、 $x=5\text{m}$ の構造物表面での y 軸正の向きの無次元化流速分布を図-17, 図-18に示した。また、 0.15Hz の入射波が入射角 $\beta = 0$, $\beta = \pi/4$ で入射する時、Method Bで要素を細分化した場合の、 $x=5\text{m}$ (側面A)と $y=5\text{m}$ (側面B)の二つの側面において算出される $x=5\text{m}$, $y=5\text{m}$, $z=0\text{m}$ の位置での無次元化速度水頭 $v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ の値を図-19に示した。 $\beta = \pi/4$ の時は、要素を細分化しても無次元化速度水頭の値は大きく変化せず、ある程度収束していることが分かる。また、その値も $\beta = 0$ の時と比較して小さいものとなっている。これは、 $\beta = \pi/4$ の時には入射波によって生じる構造物周りの流れが滑らかなものとなり、角点における流速の急激な上昇が生じにくいからだと考えられる。

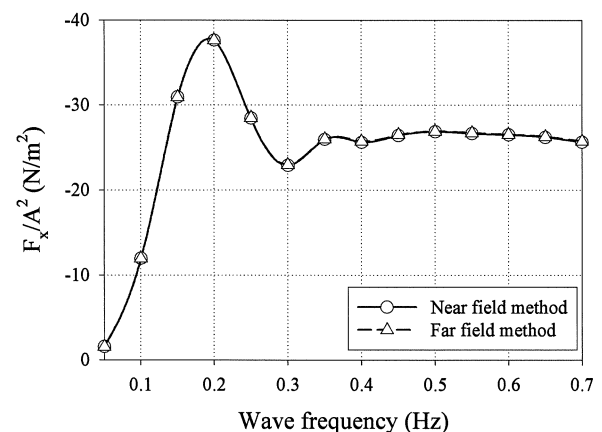


図-16 着底直方体解析モデルに作用する定常漂流力 (surge, 要素長 0.5m , $\beta = \pi/4$)

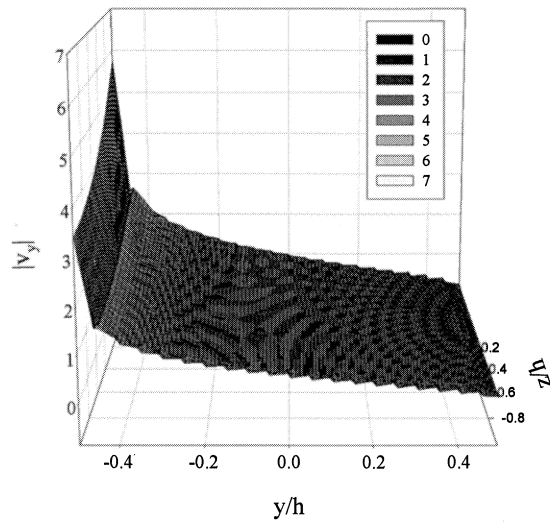


図-17 0.15Hzにおける無次元化流速の分布($\beta = \pi/4$)

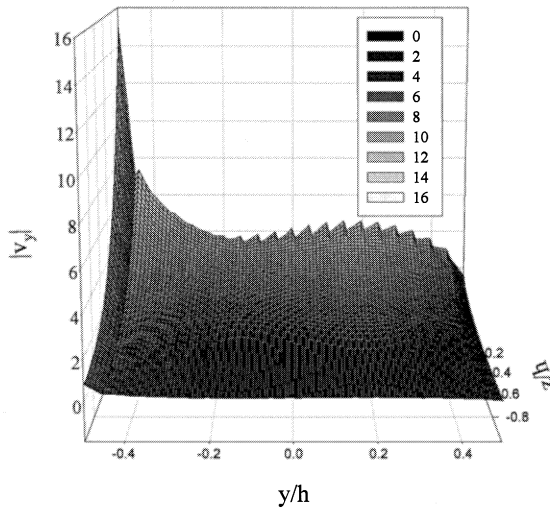


図-18 0.3Hzにおける無次元化流速の分布($\beta = \pi/4$)

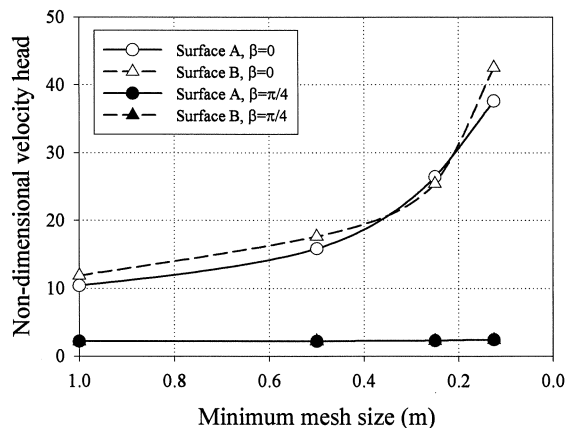


図-19 入射角の違いによる無次元化速度水頭の比較

6. 結論

角を含む海洋構造物に作用する定常漂流力の解析において、近場法と遠場法による算出値が異なる原因は、構造物と入射波の関係により、角点付近で流速が急激に上昇し、本研究において採用されている8節点2次要素を用いる手法では流速分布を正確に把握できないからだと考えられる。よって、近場法による定常漂流力の正確な算出のためには、流速分布がある程度収束しているかどうか確認しなければならない。また、近場法と遠場法の差を改善するためには、全体的に要素を細分割する方法と同時に、流速が急激に上昇する部分のみ細分割する方法も有効であると考えられる。実際には本研究のようには要素を細分割できない場合が多いと考えられ、その際には解析モデルの角部を曲面に変えることによって近似的な値を求めることもできると考えられる。実際上可能な要素分割の解析モデルを用いて、流速分布を領域全体で正確に求めようとする場合には、流速を速度ポテンシャルとともに直接求めるような定式化が必要だと考えられる。

参考文献

- 1) Maruo, H.: The drift of a body floating on waves, *Journal of Ship Research*, Vol. 4, pp. 1-10, 1960.
- 2) Newman, J.N.: The drift force and moment on ships in waves, *Journal of Ship Research*, Vol. 6, pp. 10-17, 1967.
- 3) Pinkster, J.A. and van Oortmerssen, G.: Computation of the first and second order wave forces on oscillating bodies in regular waves, *2nd Int. Conf. Numerical Ship Hydrodynamics*, Berkeley, USA, pp. 136-156, 1977.
- 4) Pinkster, J.A.: Mean and low frequency wave drifting forces on floating structures, *Ocean Engineering*, Vol. 6, pp. 593-615, 1979.
- 5) Teng, B. and Eatock Taylor, R.: New higher-order boundary element methods for wave diffraction/radiation, *Applied Ocean Research*, Vol. 17, pp. 71-77, 1995.
- 6) 渡邊英一, 宇都宮智昭, 吉澤 直: 高速化グリーン関数法への局所展開導入による計算速度向上について, 第17回海洋工学シンポジウム, 2003.
- 7) 道端 剛, 渡邊英一, 宇都宮智昭: グリーン関数法における定常波漂流力の計算精度に関する研究, 第58回土木学会関西支部年次学術講演会, II-253, 2003.