浮体式洋上風力発電に関わる数値シミュレーションの利用状況と MHRT の取り組み

坂本大樹[i]，吉村英人[ii]，眞鍋尚[iii]

Utilization of Numerical Simulation and Our Solution for Floating Offshore Wind Turbine

Daiki SAKAMOTO, Hideto YOSHIMURA, Takashi MANABE

近年，脱炭素化社会の実現に向けて，浮体式洋上風力発電の開発が進められてきており，浮体に関するシミュレーション技術にも注目が高まっている．本稿では，浮体式洋上風車の設計に関わるシミュレーションについての基礎理論をまとめたうえで，当該分野に関連する当部のソリューションである「船舶・海洋構造物動揺解析システム MIZUHO_MARIS-II」を紹介する．

(キーワード): 浮体式洋上風力発電，動揺解析，三次元特異点分布法

1　はじめに

世界的に脱炭素化社会の実現が叫ばれる現代において，我が国でも 2020 年に策定された「2050 年カーボンニュートラルに伴うグリーン成長戦略」では，電力部門の脱炭素化の柱の一つとして，洋上風力発電が取り上げられており，2030 年 10GW，2040 年 30～45GW の案件形成を導入目標としている．

洋上風力発電の中でも，遠浅な海岸が少ない日本では，浮体式洋上風力のポテンシャルが大きいとされているが，着床式と比べて浮体式の開発は遅れており，北九州市沖などで実証試験が行われている段階である．

今後はより事業化への流れが加速すると考えられ，施設の設計の際には安全基準を満たすためにシミュレーション技術が活用されるため，浮体に関するシミュレーション技術にもより注目が高まっていくと考えられる．本稿では，そのような浮体式洋上風力発電の設計に関連する数値シミュレーション技術を整理したうえで，関連のある MHRT の取り組みについて紹介する．

2　数値シミュレーションの適用事例

2.1　浮体式洋上風車のシミュレーションの流れ

浮体式洋上風車には風荷重や波・潮流の外力により浮体動揺が発生する．また浮体形状によっては，細い部材が用いられることもあるため，波などの外力による弾性変形を考慮する必要も考えられる．そして風車特有の問題として発電量を安定化させるために行われるピッチ角制御もあり，これらの問題を一体として解く連成解析が必要である．NEDO が発行している浮体式洋上風力ガイドブック [2)]にもこれらに関する記載があり，解析フローを図 1 に示す．次節以降では各解析について簡単にまとめる．

2.2　浮体動揺について

2.2.1　運動方程式

一般的な浮体動揺の解析では以下の運動方程式を解くことになる．

$$M\ddot{x} + C\dot{x} + Kx = F^a + F^h + F^l + F^b \tag{1}$$

[i] サイエンスソリューション部　先進技術システムチーム　主任コンサルタント
[ii] サイエンスソリューション部　先進技術システムチーム　上席主任コンサルタント　博士（工学）
[iii] サイエンスソリューション部　先進技術システムチーム　次長　博士（工学）

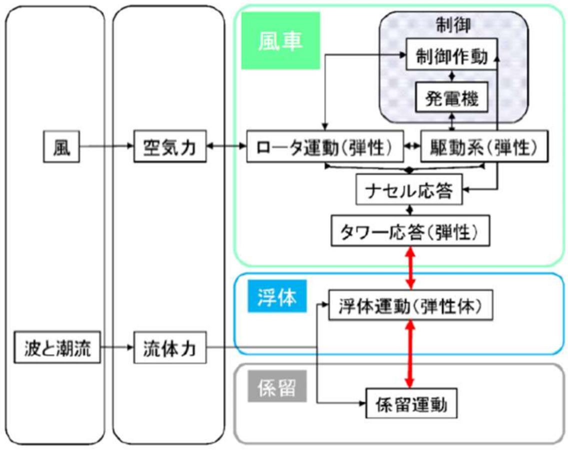

図 1　連成解析のフロー

ここで，M：質量マトリクス，C：減衰マトリクス，K：剛性マトリクスであり，F^a，F^h，F^l，F^bはそれぞれ風荷重，流体力，係留力，浮力を表している．以下ではF^a，F^h，F^lといった各外力解析方法について記載する．

2.2.2　空力解析

空力解析の手法としては，翼素・運動量理論（BEM）やP&Pモデル，一般化動的後流モデルなどが存在し，洋上風力まわりの数値解析では BEM が用いられることが多い．

BEM はブレード翼素の揚力係数と抗力係数からスラストと回転力を算出する翼素理論と風がロータ平面を通る前後での運動量の変化からスラストと回転力を推定する運動量理論を組み合わせた理論であり，簡易的な手法であるため風車の設計に広く用いられている．

まず空力解析の基本であるが，軸流速度の誘導係数aを用いると，風車上流の一様流速V_0に対して，風車のロータ位置における軸方向速度V，ロータから十分に下流における軸方向速度V_1はそれぞれ式(2)，(3)のように表すことができる．

$$V = V_0(1-a) \tag{2}$$

$$V_1 = V_0(1-2a) \tag{3}$$

誘導係数aは正の値をとるため，ロータの下流における風速は，上流の風速と比べて小さい値となる．このような領域は風車ウエイクと呼ばれ，洋上風力のみならず風力発電全般にて，風車を設置する際には検討が必要となる現象である．

BEM では各タイムステップにおいて，この誘導係数aを求めたうえでスラストや回転力を算出する．以下ではその流れを簡単にまとめる．

まず翼素理論では，各ブレードを複数の翼素に分解し，各翼素でのスラスト係数，接線力係数を評価する．各翼素でのスラスト力dTは式(4)のように表される．

$$dT = 0.5\rho {V_{rel}}^2 Bc(C_L cos\phi + C_D sin\phi)dr \tag{4}$$

ここで，B：ブレード数，C_L：揚力係数，C_D：抗力係数，r：翼半径，c：翼弦長である．
上式を無次元化したスラスト係数C_Tは式(5)のように表される．

$$C_T = \frac{\sigma(1-a)^2}{sin^2\phi}(C_L cos\phi + C_D sin\phi) \tag{5}$$

また同様にして接線力dQは式(6)のように表される．

$$dQ = 0.5\rho {V_{rel}}^2 Bc(C_L sin\phi - C_D cos\phi)rdr \tag{6}$$

そして式(6)を無次元化した接線力係数C_Qは式(7)のように表される．

$$C_Q = \frac{\sigma(1-a)^2}{sin^2\phi}(C_L sin\phi - C_D cos\phi) \tag{7}$$

なおσはソリディティであり式(8)で表される．

$$\sigma = {}^{cN}\!/_{2\pi r} \tag{8}$$

一方，運動量理論ではブレード前後の運動量の変化量からスラストと接線力を求める方法である．力dTはブレード前後の運動量の変化量と等しいため，式(9)のように表される．

$$dT = \rho AV(V_0 - V_1) \tag{9}$$

ここでA：ロータの断面積であり，

$$A = 2\pi rdr \tag{10}$$

である．式(9)を用いつつ無次元化したスラスト係数C_Tを求めると式(11)のようになる．

$$C_T = 4a(1-a) \tag{11}$$

また環状部分に作用する接線力は，後流が得る回転モーメントに等しいため式(12)のように表される．

$$dQ = \rho VA \times r\omega \times r \tag{12}$$

よって無次元化した接線力係数C_Qは式(13)のように表される．

$$C_Q = 4a'(1-a)\lambda_r \tag{13}$$

なおa'は角誘導係数であり式(14)のように表される．

$$a' = \frac{\omega}{2\Omega} \tag{14}$$

翼素理論・運動量理論にてそれぞれ求めたスラスト係数・接線力係数が等しいものとすることで，誘導係数aを求めたうえで，軸流速度や風車後流速度を求めることができる．また，翼端渦などによる抵抗を考慮する場合は，それぞれの抵抗係数を求め，運動方程式に組み込むことで表現する．以上が BEM の概要である．

BEM の計算には計算対象とする風場の条件に合わせた揚力係数や抗力係数を用いることが望ましいが，現実的には代表的なレイノルズ数における値のみを使用することが多く，計算精度に課題が残る．この問題点を解決するために，より発展した計算方法である Generalized Dynamic Wake Model や CFD 計算を用いた研究も存在する．また，風車の運転停止時のような場合は，風車が受ける外力F^aを抗力係数C_Aと受風面積A'を用いて，単純に式(15)のように評価することも考えられる．

$$F^a = \frac{1}{2}\ \rho C_A V A'^2 \tag{15}$$

2.2.3 流体解析

流体解析は大きく分けてポテンシャル理論に基づくものとモリソン式に基づくものに分けられる．それぞれの特徴を以下にまとめる．

① ポテンシャル理論

設定した浮体形状まわりのポテンシャルを算出し，造波減衰と波強制力を求める手法である．部材による波の変形解析効果を考慮することができるため，バージ型といった大型の浮体形状に対して用いられることが多い．また浮体を剛体と仮定し任意形状に対応可能である．詳細は 3.2.3 に記載する．

② モリソン式

モリソン式を用いると浮体に働く軸直交方向の流体力は式(16)のように表される．

$$f_n = m\dot{u}_n + C_{a,n}\rho\frac{\pi D^2}{4}(\dot{u}_n - \ddot{x}_n) + \frac{1}{2}C_{d,n}\rho D|u_n - \dot{x}_n|(u_n - \dot{x}_n) \tag{16}$$

ここで，m：部材の質量，ρ：流体密度，u_n：流体速度の部材直交成分，$C_{a,n}$：軸直交方向の付加質量係数，$C_{d,n}$：軸直交方向の抗力係数，D：部材の直径である．

また軸方向流体力についてはモリソン式では考慮しないことが多い．

セミサブ型などの細い部材で構成される浮体については，波の変形解析の影響は小さく，粘性抵抗による非線形抗力が支配的であるため，浮体の弾性変形や共振現象を考慮することができるモリソン式を適用することが多い．

上記のように浮体形状によって適する手法が異なり，各手法の特徴をまとめると**表 1** のようになる．なお浮体の弾性変形を考慮した動揺計算手法の検討もなされており，最初から浮体を弾性体として評価する弾性応答解析と各タイムステップで，最初は浮体を剛体として各外力を求め，その後浮体を弾性体とし，求めた外力を与えて応力を求める 2 段階解析の 2 つが存在する．詳しくは石原ら(2008)[6]を参照されたい．

表 1 浮体形状と解析手法

	手法①	手法②
風車	弾性体	弾性体
浮体	剛体	弾性体
流体力評価	ポテンシャル理論	モリソン式
長所	全ての浮体形状に適用可能	部材の共振現象を評価できる
短所	部材の共振現象を評価できない	細い部材で構成された浮体のみ適用可能
適用可能な浮体形式	バージ型 スパー型 ポンツーン型	セミサブ型 スパー型

2.2.4 係留解析

係留解析は大きく分けて準静的解析と動的解析の 2 種類に分けることができ，それぞれについて以下にまとめる．

① 準静的解析

準静的解析では設定した係留索に対して歪率と荷重からなる係留索特性曲線を与え，各時刻において設定した係留索特性を参照し，係留ラインの上端点とアンカー点から係留索張力を求め運動方程式に反映させる手法のことである．

② 動的解析

一方で，動的解析は準静的解析に係留ラインに作用する慣性力・減衰力を考慮した解析方法であり，例えば動的解析手法の一つであるランプドマス法では，係留索を複数のマスとバネ要素に分解し，要素ごとに運動方程式を解くものとなっている．係留索に作用する外力や係留索自体のダイナミクスを考慮できる一方で，計算が不安定化したり，計算時間が長期化したりする傾向が強い．また係留索をマスとバネで

モデル化しているため，各要素の回転方向の変位は考慮できないという特徴がある．

国の指針では，「解析の対象に応じて準静的解析又は管海官庁が適当と認める動的解析を行い，浮体施設の最大変位量及び最大ライン張力を計算すること」とあるように明確にどちらを用いるかの指定はない．ただし一般的に準静的解析と比べると動的解析を行った方が係留索張力は大きくなりやすいため，準静的解析と動的解析にて用いる安全率を変えることで，その差分を評価している．なお「ISO19901-7」では**表 2** に示すように推奨解析方法が記載されている他，ABS などの合成繊維ロープを用いた係留システムでは動的解析を求める船級協会も存在する．このような現状を踏まえ，国の指針では準静的解析を基本としつつ．対象となる浮体施設ごとに管海官庁が判断することとしている．[7)]

表 2　係留タイプによる推奨解析手法のまとめ [2)]

係留タイプ	限界状態	解析すべき状態	解析法
永久係留	終局	非損傷/破断	動的
		過渡	準静的又は動的
	疲労	非損傷	動的
テンポラリー係留	終局	非損傷/破断	準静的又は動的
		過渡	準静的又は動的
	疲労	―	―

2.3　構造解析について

構造解析の手法は大きく分けて以下の 2 つに分けることができる．

① マルチボディダイナミクス(MBS)

MBS は物体を複数の剛体要素に分割し，それぞれの物体について運動方程式をたてる．そして剛体要素間の拘束条件を踏まえたうえで運動方程式を解くことで，物体全体の運動を解析する方法のことである．浮体式洋上風力の場合，風車構造をブレード，タワー，浮体基礎などそれぞれの要素ごとに剛体とみなし，拘束は回転ジョイントや剛結で表現することで風車全体の運動を解析することができる．この際ジョイント部分には拘束力として反力が生じる．上述のとおりすべての部材を剛体とするため，バージ型などの大型の浮体の解析に適している．

② 有限要素法(FEM)

構造物を複数の要素に分解し，各要素の変位や応力を求めるもの．支持構造物の任意断面における断面力の照査が可能となるため，セミサブ型といった細い部材で構成され各部材に働く応力を検討する際に適していると言える．部材を梁で表現した研究事例は存在するが，シェルやソリッドとして評価した計算事例はあまり見当たらない．

2.4　制御解析について

風車は風況に適した発電や安全性の確保のために自動で制御を行っている．制御はトルク制御，ブレードピッチ制御，ヨー制御の 3 種類に分けることができ，それぞれについて簡単にまとめる．

① トルク制御

まず発電機回転数が定格以下の場合は，発電効率が最大となる周速比となるように発電機のトルク Q を式(17)に従って制御する．またこの場合ブレードピッチ角は 0 である．ここで周速比は風速と翼端速度の比であり，風車の効率は周速比の関数で示される．

$$Q = k_{opt} \times {\Omega_f}^2 \tag{17}$$

$$k_{opt} = \frac{\pi \rho R^5 C_{opt}}{2r^3 {\lambda_{opt}}^3 \eta_M} \tag{18}$$

なお，Ω_fは発電機回転数，ρは空気密度，Rはロータ半径，C_{opt}は最適収束比，η_Mは発電機効率，rは増速機 のギア比である．

② ブレードピッチ制御

発電機回転数が定格以上の場合，発電機出力が一定となるようにブレードピッチ角を調整する．これをブレードピッチ制御と呼ぶ．この場合は出力が定格を維持するため，発電機のトルクQ'は式(19)で示す指示値とする．なおP_rは定格出力である．

$$Q' = \frac{P_r}{\Omega_f} \tag{19}$$

またブレードピッチ角は発電機の回転数が一定となるように式(20)に示す PI 制御によって制御を行う．

$$\theta_{R3} = \kappa(K_p e(t) + K_I u_I(t)) \tag{20}$$

ここで$e(t)$，$u_I(t)$は発電機回転数の偏差とその積分値，比例ゲインK_pと積分ゲインK_Iは Hansen et al[4)]に従い式(21)，(22)により求める．また，κはゲインスケジューリング関数であり，式(23)を用いる．

$$K_P = \frac{2 I_d \Omega_r \xi_\varphi \omega_{\varphi n}}{r(-\frac{\partial P}{\partial \theta})} \tag{21}$$

$$K_I = \frac{2 I_d \Omega_r \omega_{\varphi n}{}^2}{r(-\frac{\partial P}{\partial \theta})} \tag{22}$$

$$\kappa = \frac{1}{1 + \frac{\theta}{\theta_k}} \tag{23}$$

ここで，I_dはロータ，増速機，発電機の回転子の慣性モーメントの合計であり，ξ_φは制御系の減衰，$\omega_{\varphi n}$は制御系の周期である．

なお，一般に実風車の制御アルゴリズムは，風車の性能に直結するため，各風車メーカーは公開していないことが多いが，ここでは山口ら(2018)[8]がまとめた標準的な風車モデルについて紹介している．また制御の与え方によっては，浮体の動揺量が増幅するネガティブダンピングと呼ばれる現象が発生するため注意する必要がある．

③　ヨー制御

実際の風力発電では時々刻々と風向は変動する．風車が無駄なく風を受けるために，風車の向きを風向に追従させる制御のことをヨー制御という．

3　MHRT の取り組み

本分野に関連する MHRT の取り組みとして，「船舶・海洋構造物動揺解析システム MIZUHO_MARIS-II（以下 MARIS と記載）」を用いた浮体動揺解析が挙げられ，以下に紹介する．

3.1　MARIS の概要

MARIS は 3 次元特異点分布法を用いて流体力，波力を求め，浮体係留構造物の動揺を解析するシステムであり，MHRT では MARIS の開発・販売や同システムを利用した受託解析を行っている．これまで沈埋トンネル・ケーソンの設置に関する安全性評価，係留船の安定性評価など，海洋構造物の安定性，安全性評価など幅広く活用されてきている．

3.2　解析機能

3.2.1　解析の流れ

解析の流れとしては，図 2 に示すとおり，まずは浮体の形状を入力し，計算に必要なパラメータを設置する．その後流体力・波力を算出し，算出された流体力波力を用いて時系列シミュレーションを行う形となっている．各項目について詳細を以下に記載する．なお MARIS は GUI・ソルバーが一体となったシ

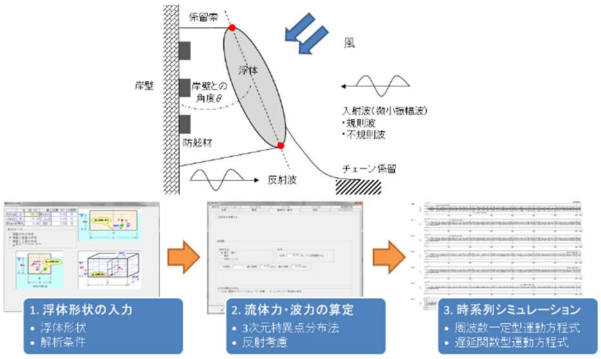

図 2　MARIS における浮体動揺解析フロー

ステムであり，計算条件の設定～解析～解析結果の可視化を全て同一のシステム上で行うことができる．

3.2.2　浮体形状の入力

まずは解析を行う浮体形状を設定する．浮体形状は簡易的な箱型や船型形状が設定可能である．また節点と要素を設定することで任意形状の浮体を設定することも可能である．

3.2.3　流体力波力の算出

設定された浮体形状に対して，流体力波力の算定を行う．MARIS ではポテンシャル理論に基づく 3 次元特異点分布法を用いて流体力波力の算定を行っており，以下に簡単な流れを記載する．

①　基礎方程式と境界条件

一般にディフラクションポテンシャル関数ϕ_dと浮体の動揺をiモードとした際のラディエーションポテンシャル関数ϕ_j^rとすると，流体領域Ωにおける基礎方程式と，自由表面S_F，水底S_B，浮体表面S_B，原点からの水平距離をRとしたときの無限遠方での各境界条件は以下のように表される．

・ディフラクション

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 \phi_d}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_d}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_d}{\partial z^2} = 0 \;\; (\text{in} \;\; \Omega) \\
&\frac{\partial \phi_d}{\partial z} - \frac{\phi_d \omega^2}{g} = 0 \;\; (on \;\; S_F) \\
&\frac{\partial \phi_d}{\partial z} = 0 \;\; (on \;\; S_B) \\
&\frac{\partial \phi_d}{\partial n} = v_7 \;\; (on \;\; S_V) \\
&\lim_{R \to \infty} \sqrt{R} \left(\frac{\partial \phi_d}{\partial R} - i k_0 \phi_d \right) = 0 \\
&\qquad (\text{when} \;\; R \to \infty)
\end{aligned} \tag{24}$$

・ラディエーション

$$\frac{\partial^2\phi_j^r}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\phi_j^r}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\phi_j^r}{\partial z^2}=0\ \ (\text{in}\ \ \Omega)$$

$$\frac{\partial\phi_j^r}{\partial z}-\frac{\phi_j^r\omega^2}{g}=0\ \ (on\ \ S_F)$$

$$\frac{\partial\phi_j^r}{\partial z}=0\ \ (on\ \ S_B) \tag{25}$$

$$\frac{\partial\phi_j^r}{\partial n_j}=v_j\ \ (on\ \ S_V)$$

$$\lim_{R\to\infty}\sqrt{R}\left(\frac{\partial\phi_j^r}{\partial R}-ik_0\phi_j^r\right)=0$$

$$(\text{when}\ \ R\to\infty)$$

$$(j=1,2,\cdots,6)$$

ここで，n_jは浮体の j 方向に対する単位法線ベクトルであり，v_jは浮体表面の条件として与えられる複素流速を表す．また，v_7は入射ポテンシャルの法線方向微分として以下のように表される．

$$v_7=\frac{\partial\phi_0}{\partial n} \tag{26}$$

② 3 次元特異点分布法

3 次元特異点分布法では，式(24)，式(25)を満足する Green 関数を定義し，支配方程式を境界条件の下で解くことでディフラクションポテンシャル，ラディエーションポテンシャルを求める．Green 関数を$G(P,Q)$とすると任意の点におけるディフラクションポテンシャルϕ_d，ラディエーションポテンシャルϕ_i^rは以下のように表される．

$$\phi_d(P)=\frac{1}{4\pi}\int\sigma_d(Q)G(P,Q)dS \tag{27}$$

$$\phi_j^r(P)=\frac{1}{4\pi}\int\sigma_j^r(Q)G(P,Q)dS \tag{28}$$

ここで，$P=(x,y,z)$：流体中の任意点，$Q=(\xi,\eta,\varsigma)$：湧き出し点，$\sigma(Q)$：湧き出し強さ，S：物体表面である．上式から$\sigma_d(P)$に関する以下の積分方程式が得られる．

$$\frac{\partial\phi_d(P)}{\partial n}=-\frac{\sigma_d(P)}{2}+\frac{1}{4\pi}\int\sigma_d(Q)G(P,Q)dS \tag{29}$$

これを解いてσ_dを求め，式(27)に代入することで流体内の任意の点におけるディフラクションポテンシャルが求まる．またラディエーションポテンシャルについても同様にして求めることができる．

なおここで用いた Green 関数$G(P,Q)$は，P,Qの座標の他に水深h，波数k，波周波数に依存する関数であり，級数形と積分形の 2 種類が存在する．それぞれの Green 関数を以下に示す．

・級数形 Green 関数

$$G(P,Q)=\frac{2\pi(v^2-h^2)}{k^2h-v^2h+v}cosh[k(\xi+h)]$$
$$\cdot[Y_0(kR)-iJ_0(kR)]+4\sum_{n=1}^{\infty}\frac{({k_n}^2+v^2)}{{k_n}^2h-v^2h+v} \tag{30}$$
$$\cos[k_n(z+h)]\cos[k_n(z+h)]\cdot K_0(k_nR)$$

・積分形 Green 関数

$$G(P,Q)=\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}+2P.V.$$
$$\int_0^\infty\frac{(\mu+v)e^{-\mu k}\cosh[\mu(\xi+h)]\cosh[\mu(z+h)]}{(\mu sinh\mu k-vcosh\mu k)}\cdot[J_o(\mu R)]d\mu \tag{31}$$
$$+2\pi\int_0^\infty\frac{(k^2-v^2)\ \cosh[k(\xi+h)]\cosh[k(z+h)]}{k^2h-v^2h+v}\cdot[J_o(k)]d\mu$$

ここで$P.V.$は主値積分を表し，k_n：n 次の波数，J_0：0 次の J-Bessel 関数，Y_0：0 次の y-Bessel 関数，K_0：0 次の変形 Bessel 関数である．

級数系 Green 関数の場合，収束が速いが，P と Q に一致する場合には発散する可能性があるという特徴がある．MARIS では，P と Q の距離によって 2 種類の Green 関数を使い分けることとしている．

③ 流体力・波力の算出

流体中に存在する構造物には，波の作用による波圧・波力と，構造物が動揺した際に流体から受ける動水圧が働く．波圧は構造物が動かない仮定のもとで入射波の散乱波すなわちディフラクションポテンシャルと既知である入射波のポテンシャルの和として求められ，波力を構造物表面で積分することで波力を求めることができる．一方で動水圧は付加質量と造波減衰係数として表現されることが多く，MARIS でも同様である．また付加質量力と造波減衰力を合わせてラディエーション流体力と呼んでいる．

まずラディエーション流体力であるが，波周波数に依存し，付加質量力は構造物の動揺する加速度，造波減衰力は速度にそれぞれ比例するものとなっており，流体力F_{ij}^Rは付加質量係数M_{ij}，造波減衰係数N_{ij}を用いて以下のように表される．

$$F_{ij}^R=-M_{ij}\ddot{X}-N_{ij}\dot{X} \tag{32}$$

一方で流体力F_{ij}^Rはラディエーションポテンシャルϕ_j^r

を用いて以下のように表される.

$$F_{ij}^{R} = Re\left[\omega^2 \rho \int_S X_j^0 \phi_j^r n_i ds\, exp^{-i\omega t}\right]$$
$$= \rho \int \left[\left\{Re(\phi_j^r) n_i\right\} \ddot{X}_0 + \omega \left\{Im(\phi_j^r) n_i\right\} \dot{X}_0\right] ds \quad (33)$$

よって，付加質量係数M_{ij}，造波減衰係数N_{ij}は以下のように表される.

$$M_{ij} = \rho \int Re(\phi_j^r) n_i ds$$
$$N_{ij} = \rho\omega \int Im(\phi_j^r) n_i ds \quad (34)$$

次に波力であるが，波圧Pを物体表面で積分して以下のように表すことができる.

$$F_j(t) = -\int_S P(t)\, n_j ds$$
$$= i\rho\omega \cos(-\omega t + \beta) \int_S \overline{\phi}\, n_j ds \quad (35)$$

ここでディフラクションポテンシャルは各要素において得られるため，上式の積分は次のようになる.

$$F_j(t) = i\rho\omega \cos(-\omega t + \beta) \sum_{i=1}^{m} \int_{\Delta S} \overline{\phi}_i\, n_{ij} \Delta dS_i \quad (36)$$

ここで，n_{ij}はi要素に関するj方向の法線ベクトルであり，以下のように表される.

$$\begin{aligned} n_{i,1} &= n_{i,x} \\ n_{i,2} &= n_{i,y} \\ n_{i,3} &= n_{i,z} \\ n_{i,4} &= (y_i - y_G) n_{i,z} - (z_i - z_G) n_{i,y} \\ n_{i,5} &= (z_i - z_G) n_{i,x} - (x_i - x_G) n_{i,z} \\ n_{i,6} &= (x_i - x_G) n_{i,y} - (y_i - y_G) n_{i,x} \end{aligned} \quad (37)$$

ここで，$(n_{i,x}, n_{i,y}, n_{i,z})$は$i$要素の外向法線ベクトル，$(x_i, y_i, z_i)$は$i$要素の中心の座標，$(x_G, y_G, z_G)$は構造物の重心座標である.

式(36)によって特定の周波数ωの規則波における波力が求まることになる. 実際には，浮体に作用する波は不規則波であるため，周波数スペクトルや方向分布関数を使用して不規則波を生成し，生成した波に対して波力を求めている．詳しくは眞鍋(2003)[9]を参照されたい.

3.2.4 時系列シミュレーション

上で求めた流体力波力を用いて浮体動揺の時系列シミュレーションを行う．解く運動方程式は周波数一定型運動方程式と遅延関数型運動方程式から選択可能であり，それぞれの運動方程式を以下に記載する.

- 周波数一定型運動方程式

$$\{M_{ij}(\sigma) + m_{ii}\}\ddot{x}_i + C_{ij}(\sigma)\dot{x}_i + K_{ij} x_i = F_j(t) \quad (38)$$

- 遅延関数型運動方程式

$$\{M_{ij}(\infty) + m_{ii}\}\ddot{x}_i + \int_{-\infty}^{t} L_{ij}(t-\tau)\dot{x}_i d\tau + C_{ij}(\sigma)\dot{x}_i + K_{ij} x_i = F_j(t) \quad (39)$$

$$M_{ij}(\infty) = M_{ij}(\sigma) + \frac{1}{\sigma}\int_0^{\infty} N_{ij}(t) sin\sigma dt \quad (40)$$

$$L_{ij}(t) = \frac{2}{\pi}\int_0^{\infty} N_{ij}(\sigma) cos\tau dt \quad (41)$$

周波数一定型運動方程式が特定の周波数σについての運動方程式となっているのに対して，遅延関数型運動方程式は不変付加質量$M_{ij}(\infty)$や遅延関数$L_{ij}(t)$を用いることで，全周波数に対する運動方程式となっている.

3.3 解析事例

ここでは MARIS における解析事例を紹介する.

3.3.1 形状作成並びにその他の条件設定

MARIS では任意の 3 次元形状の浮体に対して解析を行うことができる．図 **3** にバージ型，セミサブ型の浮体形状についてメッシュを作成した例を示す．なおメッシュは各浮体の喫水面以下について作成した.

3.3.2 流体力波力並びに時系列計算

設定した浮体形状，計算条件に対して解析を行う．計算開始ボタンをクリックすると実行ウインドウが立ち上がり，計算が実行される．計算条件設定画面と計算実行時の実行ウインドウの例を図 **4** に示す.

3.3.3 計算結果の可視化

計算が正常終了すると，計算結果を GUI 上から確認することができる．計算結果としては，浮体動揺量や設定した係留索の張力，防舷材の反力などについて時刻歴解析結果や周波数応答図が確認できる．計算結果の表示例を図 **5** に示す.

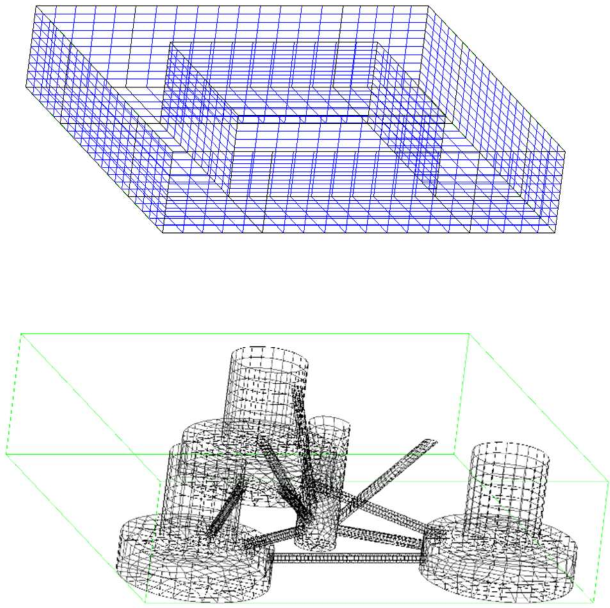

図 3　浮体式洋上風車メッシュ作成図
（上：バージ型　下：セミサブ型）

図 4　計算条件設定画面と実行ウインドウ

4　おわりに

本稿では，脱炭素化社会の実現に向けて近年注目が高まってきている浮体式洋上風力発電における数値シミュレーションの適用事例についてまとめた．また当該分野に関連する MHRT の取り組みとして，MARIS の紹介を行った．

MHRT では継続的に MARIS の改良を行っており，今後はより浮体式洋上風車の解析に適用するための改良を行い，当該分野の技術開発に貢献していきたいと考えている．

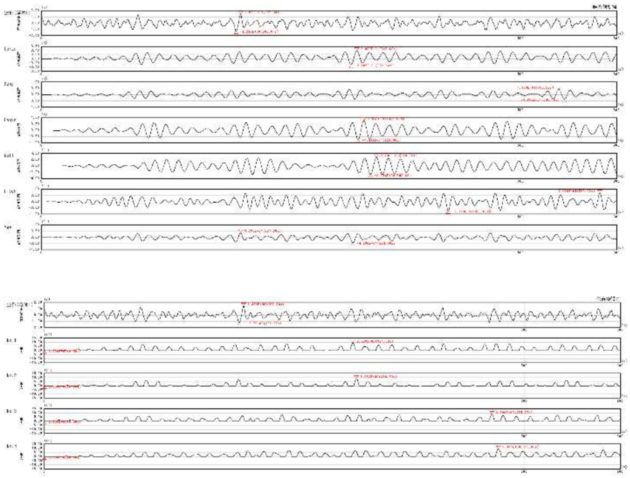

図 5　MARIS 計算結果表示例

引 用 文 献

1) 国土交通省海事局：浮体式洋上風力発電施設技術基準安全ガイドライン，(2020)
2) 新エネルギー・産業技術総合開発機構：浮体式洋上風力発電技術ガイドブック，(2018)
3) P.J.Moriarty，A.C.Hansen : *AeroDyn Theory Manual*, National Renewable Energy Laboratory，(2005)
4) 喜屋武拓麻ら：3 次元 CFD と BEM による風車解析の比較，第 28 回数値流体力学シンポジウム，(2014)
5) 松隈秀和，宇都宮智昭：マルチボディダイナミクスによる洋上風力発電用浮体基礎の動揺解析，土木学会，(2010)
6) 石原孟ら：浮体の弾性変形を考慮した動揺予測モデルの開発，第 30 回風力エネルギー利用シンポジウム，(2008) ，221-224
7) 洋上風力発電施設検討委員会：洋上風力発電設備に関する技術基準の統一的解説，(2020)
8) 山口ら：風車制御が発電出力と支持物に作用する荷重に与える影響に関する研究，第 25 回風工学シンポジウム，(2018)
9) 眞鍋尚：遅延関数を用いた浮体の動揺シミュレーション，富士総研技報，第 8 巻第 1 号(2003) ，116-131