応用力学論文集 Vol.13, pp.1069-1078　（2010 年 8 月）　土木学会

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

Motion Analysis of a Floating Foundation for the Offshore Wind Turbine by using Multibody Dynamics System Theory

松熊秀和*・宇都宮智昭**

Hidekazu MATSUKUMA and Tomoaki UTSUNOMIYA

*学生会員 京都大学大学院 工学研究科社会基盤工学専攻（〒615-8540 京都市西京区京都大学桂）
**正会員 工博 京都大学准教授 工学研究科社会基盤工学専攻（〒615-8540 京都市西京区京都大学桂）

Development of renewable energy is desired to enhance energy security in Japan. In order to utilize the offshore wind energy, the wind turbine of a floating type is expected for its realization. This paper presents motion analysis of a floating offshore wind turbine during the rotor-rotation under wind loads. A 2MW wind turbine is mounted on a floating foundation of a spar-type. For calculation of the wind forces acting on the blades, the aerodynamics analysis code AeroDyn is applied. In order to account for the effect of finite amplitude motion of the floating body and the effect of gyro-moment of the rotor-rotation, the multibody dynamics system theory is employed.

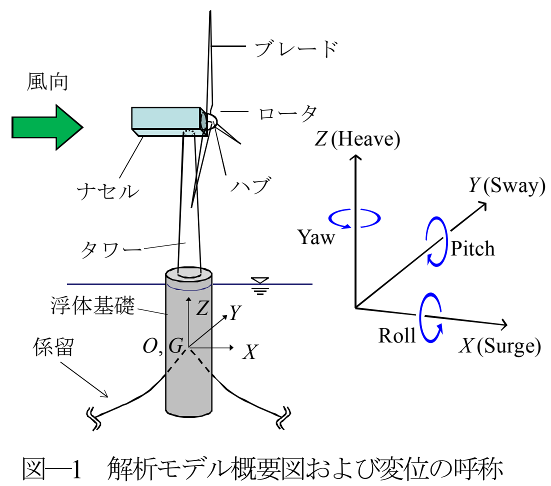
Key Words: *Offshore wind turbine, floating body, multibody dynamics, dynamic response*

1. はじめに

わが国では，エネルギーセキュリティの強化が重要な課題となっており，また京都議定書により 2008 年から 2012 年の間に温室効果ガス排出量を 1990 年比で 6%削減することが義務づけられている．このような背景から再生可能エネルギーの利用が推進されており，風力発電は近年導入量が急激に増加している．しかしながら，陸上での設置は適地が減少していることや騒音等の環境問題が顕在化していることから，風況が良く，環境に与える影響も小さい洋上への展開が期待されている．また，わが国の海底地形は沖合に出るにつれて急激に水深が深くなっているため，欧州で実績のある着底式の洋上風力発電システムは適しておらず，浮体式の方が有利であると考えられている [1]．

すでに国外では 2007 年に南イタリアの沖合にて，セミサブ型浮体基礎による世界初の実海域実証実験が実施され [2]，わが国でも昨年に実機の 1/10 スケールモデルによる実証実験が実施される [3]など導入に向けた検討が加速している．一方で，数値解析により浮体式洋上風車の応答特性を明らかにしていく研究も多く行われている [4)-7)]．

著者ら [8]も 2008 年にスパー型洋上風力発電システムに対して，ロータ回転時における風応答解析を時間領域で行い，ジャイロ効果の確認を行った．ただし，解析条件として翼素運動量理論 [9]が成り立つ理想状態を仮定している．そこで本研究では，図―1 のような解析モデルを対象として，風荷重の計算に University of Utah で開発された空力負荷計算コード AeroDyn [10]を利用し，より精度を高めた解析を行った．また，マルチボディダイナミクス [11]を用いることで浮体動揺を有限振幅応答として扱い，ジャイロモーメントの影響を考慮することが可能となっている．



図―1　解析モデル概要図および変位の呼称

2. 風車ロータに作用する風荷重

2.1 風荷重計算方法

本研究で用いた空力負荷計算コード AeroDyn は，ドイツ船級協会 (Germanischer Lloyd) の認証を受けている風車設計解析コード FAST や ADAMS にも組み込まれている[10]．AeroDyn では風車に作用する風荷重の計算に翼素運動量理論による計算を選択することができ，同時に動的失速モデル，ロータ誘導流への各種影響を考慮することが可能である[12]．本解析では，翼素運動量理論に基づいて風荷重の計算を行う．さらに以前の研究[8]では考慮されていなかった，ハブ損失，翼端損失，風の斜め流入による影響，Glauert の経験則を考慮し，翼素運動量理論の修正[12]を行う．

また，本研究で作成した動揺解析プログラムは MATLAB 言語で記述されているため, FORTRAN 言語で記述されている AeroDyn を利用するにあたって，University of Utah で開発された YawDyn[10]という風車設計解析コードの MEX ファイル[13]を作成し，MATLAB 上でユーザー関数として使用できるようにした．YawDyn は AeroDyn によって計算される翼素ごとの荷重を足し合わせることで，ロータ全体の荷重を出力する．本研究で用いる荷重は，ロータ面を垂直に推す Rotor thrust，ロータハブの側面に作用する Lateral hub force，鉛直方向に作用する Vertical hub force，ロータ軸まわりに作用する Rotor torque，そしてタワー軸まわりに作用する Nacelle yaw moment である．

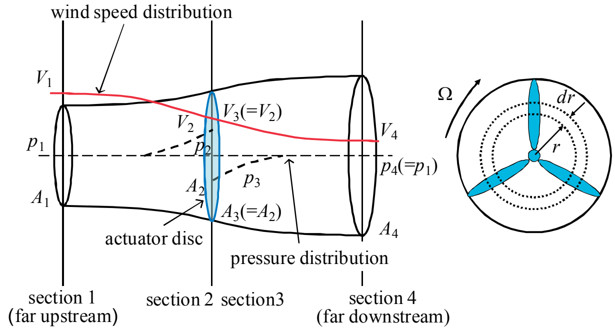
2.2 翼素運動量理論

翼素運動量理論は，運動量理論と翼素理論を組み合わせた理論で，現在，風車の設計および性能解析で最も用いられている設計理論のひとつである．

(1) 運動量理論

運動量理論では，風車ロータを作動円盤 (actuator disc) とみなす．流れは軸対称定常流れとし，ロータ後流の回転はなく，ロータ面全体にわたって推力は一様であり，ロータの無限遠上流と下流の静圧は大気圧と等しいものと仮定する．これらの仮定の下で，運動量の保存則を用いればロータに作用する推力を導くことができる．

しかし，実際の風車ロータは回転しており，風の持つパワーの一部はロータのトルクに変えられる．ロータ後方における風の流れはその反動としてロータの回転とは逆方向に回転することになる．その結果，風の角運動量は変化してロータ回転軌道の接線方向（ロータの回転とは逆方向）に速度成分が生じる．角運動量を考える際には，接線方向の風速変化が作動円盤の半径位置により異なるので，作動円盤を微小厚の円環に分割した図―2 で示される環状流管モデルを考える．



図―2 環状流管モデル

図―2 において，section1~4 はそれぞれロータ無限遠上流，ロータ直前，ロータ直後，ロータ無限遠下流における流管の断面位置，$V_1 \sim V_4$ は各断面位置における風速，$p_1 \sim p_4$ は各断面位置における静圧，$A_1 \sim A_4$ は各断面位置における断面積．Ω はロータの回転角速度，r は円環の半径位置，dr は円環の厚さである．

ロータ面通過前後の流体にベルヌーイの方程式を適用し，ロータ面前後の圧力差を考えることで軸方向流れと接線方向流れの影響を考慮した推力，トルクを算出することができる．半径 r，厚さ dr の円環部分における推力 dT およびトルク dQ を以下に示す.

$$dT = 4a(1-a)\frac{1}{2}\rho V^2 2\pi r dr \tag{1}$$

$$dQ = 4a'(1-a)\frac{1}{2}\rho V \Omega r^2 2\pi r dr \tag{2}$$

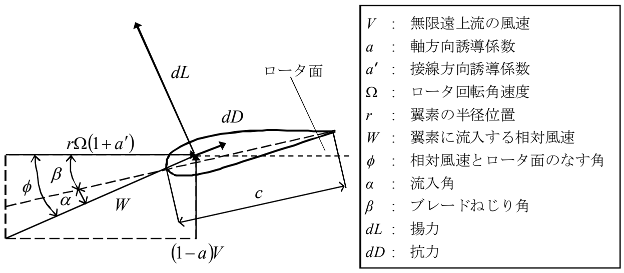
ここで a は軸方向誘導係数，a'は接線方向誘導係数，ρ は空気密度，V はロータから無限遠上流の流入風速である．軸方向誘導係数 a はロータ無限遠上流の風速を基準としてロータ位置における風速の減速率を表し，接線方向誘導係数 a'は風の角運動量が変化する割合を表している．それぞれ以下の式で定義される．なお，ωはロータ位置における風の相対角速度の増分である．

$$a = \frac{V_1 - V_2}{V_1} \tag{3}$$

$$a' = \frac{\omega / 2}{\Omega} \tag{4}$$

(2) 翼素理論

翼素理論では，ブレードを微小幅の要素（翼素）にわけて，その要素位置でのブレード断面（図―3）を考えることで各翼素に作用する流体力を求める．それらをブレードの長さ方向に足し合わせることでロータに作用する推力を計算する. 各翼素に作用する流体力は, 風洞実験などで得られる流入角αと揚力係数 C_L および抗力係数 C_D に関するデータを用いて算出される．ブレード半径位置 r，幅 dr の B 枚の翼素が発生させる推力 dT およびトルク dQ はそれぞれ以下の式で表される.



図―3　ブレード断面図

$$dT = \frac{1}{2}\rho W^2 Bc\left(C_L \cos\phi + C_D \sin\phi\right)dr \tag{5}$$

$$dQ = \frac{1}{2}\rho W^2 Bcr\left(C_L \sin\phi - C_D \cos\phi\right)dr \tag{6}$$

ここでブレード断面図から幾何学的に次式が求まる．

$$W = \frac{(1-a)V}{\sin\phi} = \frac{(1+a')\Omega r}{\cos\phi} \tag{7}$$

運動量理論および翼素理論から導かれる以上の式(1)～(7)を用いて反復計算を行い，誘導係数の値を収束させることで解を求め，推力およびトルクの値を計算するのが翼素運動量理論による風荷重の計算方法である．

2.3　翼素運動量理論の修正

(1)　翼端損失およびハブ損失による影響

翼素運動量理論では，風車ロータを無限翼枚数として軸対称定常流れを仮定しているために，渦放出による影響が考慮されていない．特に翼端付近やハブ付近において誘導速度への影響が顕著であり，翼端損失やハブ損失と呼ばれている．AeroDyn では，これらの影響を式(1)と式(2)の右辺に次式で表される Prandtl の損失係数F を翼端損失およびハブ損失について乗じることで考慮している [12]．

$$F = \frac{2}{\pi}\cos^{-1} e^{-f} \tag{8}$$

$$\text{翼端：}\ f_{tip} = \frac{B}{2}\left(\frac{R-r}{r\sin\phi}\right) \tag{9}$$

$$\text{ハブ：}\ f_{hub} = \frac{B}{2}\left(\frac{r-R_{hub}}{R_{hub}\sin\phi}\right) \tag{10}$$

ここで，B はブレード枚数，R はロータ半径，r はブレード半径位置，R_{hub} はハブ半径，ϕは翼素に対する相対風速とロータ面のなす角である．

(2)　風の斜め流入による影響

風車にはヨー制御装置があるものの常に流入風に対して正対しているわけではなく，むしろ斜めになっていることの方が多い．したがって，翼素運動量理論における軸対称流れの仮定が満たされない．そこで AeroDyn では，以下の式により誘導係数を補正している．

$$a_{skew} = a\left(1 + \frac{15\pi}{32}\frac{r}{R}\tan\frac{\chi}{2}\cos\psi\right) \tag{11}$$

ここに，χは流入風のロータ面に対する角度であり，ψはロータ面内で最も風下を基準値 0 度とするアジマス角（ブレードの回転角度）である．

(3)　Glauert の経験式

軸方向誘導係数 a が 0.4 以上，すなわち風車ロータの回転による誘導流の速度が無限遠上流風速の 40%を超えてくるとロータ後流に乱れが生じ，翼素運動量理論での仮定が破綻する．この場合，実験に基づく以下の Glauert の経験式により修正を行う [12]．

$$a = \frac{18F - 20 - 3\sqrt{C_T(50-36F) + 12F(3F-4)}}{36F - 50} \tag{12}$$

ここで，F は式(8)，式(9)で表される翼端損失係数，C_T はスラスト係数である．スラスト係数 C_Tは風車ロータ全体に作用する推力のロータを円盤とみなした際の推力に対する比である．

2.4　AeroDyn における誘導係数算出方法

AeroDyn では式(1)~(7)に加え，式(8)~(12)を用いて結果の修正を行いつつ繰り返し計算を行い，解を収束させていく．本小節ではその手順について説明する．

まず，ϕは微小であるとして$\sin\phi \approx \phi$ を仮定する．続いて計算の初期値として$a' = 0$，$F = 1.0$，$C_L = 2\pi\alpha$，$C_D = 0$ とすることで次の式を得る．

$$a = \frac{1}{4}\left[2 + \pi\lambda_r\sigma' - \sqrt{4 - 4\pi\lambda_r\sigma' + \pi\lambda_r^2\sigma'(8\beta + \pi\sigma')}\right] \tag{13}$$

ここで，λ_r は局所周速比，σ' は局所ソリディティと呼ばれそれぞれ以下の式で定義される．なお，以下の式において各変数はこれまでのとおりであり，c はブレード弦長である．

$$\lambda_r \equiv \frac{\Omega r}{V} \tag{14}$$

$$\sigma' \equiv \frac{Bc}{2\pi r} \tag{15}$$

次にスラスト係数 C_Tの算出を以下の式により行い，翼端損失係数とハブ損失係数を掛け合わせたものの計算を行う．

$$C_T = \frac{\sigma'(1-a)^2\left(C_L\cos\phi + C_D\sin\phi\right)}{\sin^2\phi} \tag{16}$$

$$F = F_{tip}F_{hub} \tag{17}$$

このとき，$C_T > 0.96F$ すなわち$a > 0.4$ ならば，式(12)により軸方向誘導係数の値を求める．そうでない場合

は，以下の式により各誘導係数を算出する．

$$a=\left[1+\frac{4F\sin^2\phi}{\sigma'\left(C_L\cos\phi+C_D\sin\phi\right)}\right]^{-1} \tag{18}$$

$$a'=\left[-1+\frac{4F\sin\phi\cos\phi}{\sigma'\left(C_L\sin\phi-C_D\cos\phi\right)}\right]^{-1} \tag{19}$$

以上の式では揚力係数 C_L や抗力係数 C_D が必要となるが，これらは流入角αによって決まり，流入角は図―3のブレード断面図から幾何学的に求めることができる．解が収束したあとは式(18)，式(19)を式(1)，式(2)に代入すれば推力とトルクが求まる．

3. マルチボディダイナミクスによる運動解析

3.1 緒言

マルチボディダイナミクスは，多数の物体からなる構造物や機械の運動と制御を扱う学問である．ここで風車の構成について考えると，風車は主にタワー，ナセル，ロータから構成されている．ナセルはタワー上部に配置され，ヨー制御装置などを格納しており，タワー軸に対して回転することができる．ロータは風力エネルギーを電気エネルギーに変換するために回転している部分であり，ハブ，ブレードなどから構成される．ハブにはロータの出力特性を調整するピッチ制御システムが組み込まれており，ブレードのピッチ角をコントロールすることができる．このように風車は構成要素がいくつかの自由度を持ったシステムとなっているため，物体間に拘束式を用いることでシステムを分割して考えることのできるマルチボディダイナミクスを用いることは有効であると考えられる．本研究ではブレード，ハブ，ナセル，タワー，浮体基礎それぞれの構成要素を剛体とみなして，拘束のある多剛体系の運動方程式を用いることとした．剛体として扱っているため，ブレードやタワーのたわみや振動は考慮されない．

3.2 拘束式

マルチボディダイナミクスによる基本的な解析方法は，システムの分割と再結合である．そして，その分割された物体ごとに運動方程式を立て，各物体間の接続条件すなわち拘束条件を考慮することでシステム全体の運動を解析する．

本研究では，図―1 で示されたような 2MW 級の風車を搭載したスパー型浮体基礎を解析モデルとして，ロータハブとナセルの間が回転ジョイントで拘束され，ロータが一定の角速度で回転しているマルチボディシステムを考える．なお，その他の構成要素は剛結されているものとする．回転ジョイントは幾何学的拘束（ホロノミック拘束）であり，一定の角速度で回転させることは運動学的拘束（シンプルノンホロノミック拘束）である[11]．回転ジョイントは，以下の拘束条件式で表せる．式(20)は各物体におけるジョイント部分の位置が変化しない条件であり，式(21)は回転ジョイントの回転軸ベクトルの外積がゼロ，つまり平行である条件である．

$$\mathbf{C}^{(s)}\equiv\mathbf{r}^j+\mathbf{A}^{Oj}\mathbf{s}_j'^B-\mathbf{r}^i-\mathbf{A}^{Oi}\mathbf{s}_i'^B=\mathbf{0} \tag{20}$$

$$\mathbf{C}^{(p1)}\equiv\tilde{\mathbf{b}}^i\mathbf{b}^j=\mathbf{A}^{Oi}\tilde{\mathbf{b}}'^i\left(\mathbf{A}^{Oi}\right)^T\mathbf{A}^{Oj}\mathbf{b}'^j=\mathbf{0} \tag{21}$$

ここで，文字右上のダッシュ記号は各物体に固定された座標系（物体固定枠）における代数ベクトルであることを示している．また，i, j は物体を表す指標，$\mathbf{r}^i,\mathbf{r}^j$ は全体基準枠Oでの各物体固定枠の原点の位置ベクトル，$\mathbf{A}^{Oi},\mathbf{A}^{Oj}$ は枠 i または枠 j から枠 O への座標変換マトリックス，$\mathbf{s}_i'^B,\mathbf{s}_j'^B$ は物体固定枠での拘束点の位置ベクトル，$\mathbf{b}^i,\mathbf{b}^j$ は全体基準枠 O における回転軸ベクトル，$\mathbf{b}'^i,\mathbf{b}'^j$
は物体固定枠での回転軸ベクトルである．なお，$\tilde{\mathbf{b}}$ は $\mathbf{b}=\begin{bmatrix}b_x & b_y & b_z\end{bmatrix}^T$ に外積オペレーター（チルダ記号~）を適用させたもので，次式で定義される交代行列である．

$$\tilde{\mathbf{b}}=\begin{bmatrix}0 & -b_z & b_y\\ b_z & 0 & -b_x\\ -b_y & b_x & 0\end{bmatrix} \tag{22}$$

なお，拘束式を考える際にはそれぞれの拘束が独立なものとなっていることを確認しなければならない．式(21)は 3 つの式から成っているが，実際の独立式は 2 つであるためどれか 1 つの式を除く必要がある．除外する式はどの式でも構わないが，より絶対値の小さい変数を多く含む式を除外するのが望ましい[11]．

続いて式(20), 式(21)の微小変分を求めると以下の式を得る．

$$\delta\mathbf{C}^{(s)}\equiv\delta\mathbf{r}^j-\mathbf{A}^{Oj}\tilde{\mathbf{s}}_j'^B\delta\boldsymbol{\theta}'^j-\delta\mathbf{r}^i+\mathbf{A}^{Oi}\tilde{\mathbf{s}}_i'^B\delta\boldsymbol{\theta}'^i=\mathbf{0} \tag{23}$$

$$\begin{aligned}\delta\mathbf{C}^{(p1)}\equiv{}&\mathbf{A}^{Oj}\tilde{\mathbf{b}}'^j\left(\mathbf{A}^{Oj}\right)^T\mathbf{A}^{Oi}\tilde{\mathbf{b}}'^i\delta\boldsymbol{\theta}'^i\\&-\mathbf{A}^{Oi}\tilde{\mathbf{b}}'^i\left(\mathbf{A}^{Oi}\right)^T\mathbf{A}^{Oj}\tilde{\mathbf{b}}'^j\delta\boldsymbol{\theta}'^j=\mathbf{0}\end{aligned} \tag{24}$$

ただし，$\delta\mathbf{r}$ は仮想変位，$\delta\boldsymbol{\theta}'$ は仮想回転である．ここで$\delta\mathbf{r}$ を速度ベクトル$\mathbf{v}$，$\delta\boldsymbol{\theta}'$ を角速度ベクトル$\boldsymbol{\omega}'$ に換えれば
時間による微分形式となる．これらの微分形式をさらに時間微分し，整理して表すと以下の加速度方程式が得られる．

$$\mathbf{C}_{\mathbf{r}}\dot{\mathbf{v}}+\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}\dot{\boldsymbol{\omega}}'=\boldsymbol{\gamma} \tag{25}$$

$$\boldsymbol{\gamma}=-\dot{\mathbf{C}}_{\mathbf{r}}\mathbf{v}-\dot{\mathbf{C}}_{\boldsymbol{\theta}'}\boldsymbol{\omega}' \tag{26}$$

ここに，文字の上のドット記号は時間微分を表し，$\mathbf{C}_{\mathbf{r}}, \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}$ は拘束式の変分形式(23), (24)における仮想変位と仮想回転の係数マトリックスである．また，拘束式(20)，拘束式(21)の $\boldsymbol{\gamma}$ はそれぞれ以下のとおりである．

$$\boldsymbol{\gamma}^{(s)} = \mathbf{A}^{Oi}\tilde{\boldsymbol{\omega}}'^{Oi}\tilde{\boldsymbol{\omega}}'^{Oi}\mathbf{s}'^{B}_{i} - \mathbf{A}^{Oj}\tilde{\boldsymbol{\omega}}'^{Oj}\tilde{\boldsymbol{\omega}}'^{Oj}\mathbf{s}'^{B}_{j} \tag{27}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\gamma}^{(p1)} = &-\mathbf{A}^{Oj}\left[\left(\tilde{\boldsymbol{\omega}}'^{Oj}\mathbf{b}'^{j}\right)^{\sim}\mathbf{A}^{ji} + \tilde{\mathbf{b}}'^{j}\mathbf{A}^{ji}\tilde{\boldsymbol{\omega}}'^{Oi}\right]\mathbf{b}'^{i}\boldsymbol{\omega}'^{Oi} \\ &+\mathbf{A}^{Oi}\left[\left(\tilde{\boldsymbol{\omega}}'^{Oi}\mathbf{b}'^{i}\right)^{\sim}\mathbf{A}^{ij} + \tilde{\mathbf{b}}'^{i}\mathbf{A}^{ij}\tilde{\boldsymbol{\omega}}'^{Oj}\right]\mathbf{b}'^{j}\boldsymbol{\omega}'^{Oj}\end{aligned} \tag{28}$$

これらのベクトル $\boldsymbol{\gamma}$ と上記の係数マトリックス $\mathbf{C}_{\mathbf{r}}$ と $\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}$ は多剛体系の運動方程式を解く際に必要となる．

運動学的拘束は，式(20)や式(21)のような形で表すことはできないが，それらを時間微分した形式で表すことができるので，そのまま運動方程式の作成に用いることができる．風車ロータをロータ軸まわりに一定角速度 ω で回転させる拘束条件式は次式となる．カッコはベクトルの成分を表している．

$$\dot{\mathbf{C}} = \boldsymbol{\omega}'(1) - \omega = 0 \tag{29}$$

3.3　拘束のある多剛体系の運動方程式

物体間があるジョイントによって拘束されている場合，そのジョイント部分には拘束力として反力が生じる．ここで，拘束力を $\mathbf{f}^{(c)}$，拘束モーメント $\mathbf{n}'^{(c)}$ をとおき，物体に作用する外力と外モーメントの総和をそれぞれ $\mathbf{f}^{A}$，$\mathbf{n}'^{A}$ とおくと，以下のニュートン・オイラーの運動方程式が導かれる．

$$\mathbf{M}\dot{\mathbf{v}} = \mathbf{f}^{A} + \mathbf{f}^{(c)} \tag{30}$$

$$\mathbf{J}'\dot{\boldsymbol{\omega}}' = \mathbf{n}'^{A} + \mathbf{n}'^{(c)} - \tilde{\boldsymbol{\omega}}'\mathbf{J}'\boldsymbol{\omega}' \tag{31}$$

ここで $\mathbf{M}$ は質量マトリックス，$\mathbf{J}'$ は物体重心まわりの慣性マトリックスである．式(30)，式(31)を変分形式で表すと次式となる．

$$\begin{aligned}&\left\{\mathbf{M}\dot{\mathbf{v}} - \left(\mathbf{f}^{A} + \mathbf{f}^{(c)}\right)\right\}^{T}\delta\mathbf{r} \\ &+\left\{\mathbf{J}'\dot{\boldsymbol{\omega}}' + \tilde{\boldsymbol{\omega}}'\mathbf{J}'\boldsymbol{\omega}' - \left(\mathbf{n}'^{A} + \mathbf{n}'^{(c)}\right)\right\}^{T}\delta\boldsymbol{\theta}' = 0\end{aligned} \tag{32}$$

拘束点で摩擦がなく滑らかな拘束である場合，仮想変位 $\delta\mathbf{r}$ と仮想回転 $\delta\boldsymbol{\theta}'$ が拘束条件を満足しながら運動するときには，拘束力は仮想仕事をしないから以下の式が成立する．

$$\mathbf{f}^{(c)T}\delta\mathbf{r} + \mathbf{n}'^{(c)T}\delta\boldsymbol{\theta}' = 0 \tag{33}$$

したがって，式(32)は以下の式となる．

$$\left\{\mathbf{M}\dot{\mathbf{v}} - \mathbf{f}^{A}\right\}^{T}\delta\mathbf{r} + \left\{\mathbf{J}'\dot{\boldsymbol{\omega}}' + \tilde{\boldsymbol{\omega}}'\mathbf{J}'\boldsymbol{\omega}' - \mathbf{n}'^{A}\right\}^{T}\delta\boldsymbol{\theta}' = 0 \tag{34}$$

式(23)や式(24)を満たす仮想変位 $\delta\mathbf{r}$ と仮想回転 $\delta\boldsymbol{\theta}'$ に対し式(34)が成立するとき，ラグランジュの未定乗数法の定理より

$$\begin{aligned}&\left\{\mathbf{M}\dot{\mathbf{v}} - \mathbf{f}^{A} + \mathbf{C}_{\mathbf{r}}^{T}\boldsymbol{\lambda}\right\}^{T}\delta\mathbf{r} \\ &+\left\{\mathbf{J}'\dot{\boldsymbol{\omega}}' + \tilde{\boldsymbol{\omega}}'\mathbf{J}'\boldsymbol{\omega}' - \mathbf{n}'^{A} + \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}^{T}\boldsymbol{\lambda}\right\}^{T}\delta\boldsymbol{\theta}' = 0\end{aligned} \tag{35}$$

を満たすベクトル $\boldsymbol{\lambda}$ が存在する．式(25)，式(26)および式(35)から以下の拘束のある多剛体系の運動方程式が定まる．

$$\begin{bmatrix}\mathbf{M} & \mathbf{0} & \mathbf{C}_{\mathbf{r}}^{T} \\ \mathbf{0} & \mathbf{J}' & \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}^{T} \\ \mathbf{C}_{\mathbf{r}} & \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'} & \mathbf{0}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\dot{\mathbf{v}} \\ \dot{\boldsymbol{\omega}}' \\ \boldsymbol{\lambda}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\mathbf{f}^{A} \\ \mathbf{n}'^{A} - \tilde{\boldsymbol{\omega}}'\mathbf{J}'\boldsymbol{\omega}' \\ \boldsymbol{\gamma}\end{bmatrix} \tag{36}$$

3.4　解析手法

本解析では，回転の角度表現にタイト・ブライヤン角 $\boldsymbol{\theta}_{T} \equiv [\phi \quad \theta \quad \psi]^{T}$ を用いた．これは，回転後の物体固定枠の姿勢を順番に全体基準枠を z 軸まわりに ψ だけ，y 軸まわりに θ だけ，x 軸まわりに ϕ だけ回転させて表すものである．

数値解析では，まず時々刻々の $\boldsymbol{\lambda}$ を式(37)により求め，それを式(38)に代入し加速度，角加速度ベクトルを求める．続いてそれらを数値積分することで物体の位置および姿勢を得る．ただし，角速度 $\boldsymbol{\omega}'$ は積分できないので，関係式(39)より回転角の時間微分 $\dot{\boldsymbol{\theta}}'$ を求め，これを数値積分することで物体の姿勢を得る．

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\lambda} = &\left(\mathbf{C}_{\mathbf{r}}\mathbf{M}^{-1}\mathbf{C}_{\mathbf{r}}^{T} + \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}\mathbf{J}'^{-1}\mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}^{T}\right)^{-1}\cdot \\ &\left\{\mathbf{C}_{\mathbf{r}}\mathbf{M}^{-1}\mathbf{f}^{A} + \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}\mathbf{J}'^{-1}\left(\mathbf{n}'^{A} - \tilde{\boldsymbol{\omega}}'\mathbf{J}'\boldsymbol{\omega}'\right) - \boldsymbol{\gamma}\right\}\end{aligned} \tag{37}$$

$$\left.\begin{aligned}\dot{\mathbf{v}} &= \mathbf{M}^{-1}\left(\mathbf{f}^{A} - \mathbf{C}_{\mathbf{r}}^{T}\boldsymbol{\lambda}\right) \\ \dot{\boldsymbol{\omega}}' &= \mathbf{J}'^{-1}\left(\mathbf{n}'^{A} - \tilde{\boldsymbol{\omega}}'\mathbf{J}\boldsymbol{\omega}' - \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}^{T}\boldsymbol{\lambda}\right)\end{aligned}\right\} \tag{38}$$

$$\begin{aligned}\dot{\boldsymbol{\theta}}_{T} &= \left(\mathbf{G}'_{T}\right)^{-1}\boldsymbol{\omega}' \\ &= \frac{1}{\cos\theta}\begin{bmatrix}\cos\theta & \sin\phi\sin\theta & \cos\phi\sin\theta \\ 0 & \cos\phi\cos\theta & -\sin\phi\cos\theta \\ 0 & \sin\phi & \cos\phi\end{bmatrix}\boldsymbol{\omega}'\end{aligned} \tag{39}$$

以上のようにして数値解析を行うわけであるが，式(36)は実際には拘束式(20)や拘束式(21)を時間で 2 回微分した加速度方程式(25)を用いているため，解析が進むにつれて数値誤差が蓄積され，拘束式が満たされなくなることが知られている．そこで本研究では，バウムガルテの安定化法により式(36)において $\boldsymbol{\gamma}$ ではなく

$$\hat{\boldsymbol{\gamma}} \equiv \boldsymbol{\gamma} - 2\alpha\left(\mathbf{C}_{\mathbf{r}}\mathbf{v} + \mathbf{C}_{\boldsymbol{\theta}'}\boldsymbol{\omega}'\right) - \beta^{2}\mathbf{C} \tag{40}$$

を用いることで拘束式の安定化を図っている [11]．ここで α および β は解析対象の動的変化の速さに対応して設定される．本解析では $\alpha = \beta = 20$ とした．

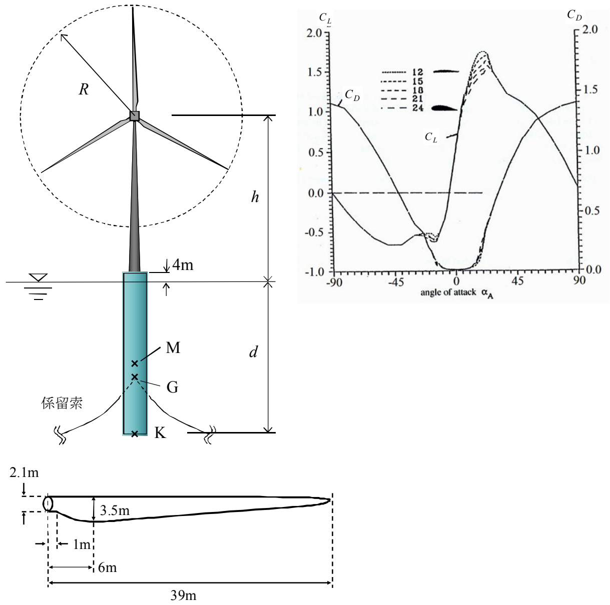
4.　浮体式洋上風車の動揺解析

4.1　解析モデル

解析モデルとして2MW級風車を搭載した直径8.9m，喫水 60m の単純スパー型浮体基礎を想定した．また，構成要素は図―1 に示されたようにブレード 3 枚，ハブ，ナセル，タワー，浮体基礎，および係留索である．なお，係留索については質量や大きさは考えず，線形バネによる力のみを考慮した．解析モデルの主な諸元を表―1 に，解析モデルの概要図，ブレード形状，空力特性[13]を図―4 に示す．

表―1　解析モデルの主な諸元

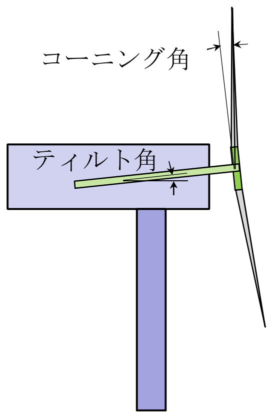
ロータ半径 R	40 m	浮体質量	3586 Mg
ハブ高さ h	66 m	浮体直径	8.9 m
ブレード質量	6.63 Mg/枚	喫水 d	60.0 m
ハブ質量	20.11 Mg	乾舷	4.0 m
ナセル質量	80.0 Mg	重心高さ KG	25.04 m
タワー質量	120.48 Mg	メタセンタ高さ GM	5.04 m



図―4　解析モデルの概要図および翼空力特性[13]

(1)　**風車ロータ（ブレード，ハブ）**

ロータは風車の回転している部分であり，ブレードおよびハブから成る．ブレード形状は図―4 に示すように長さ 39m で，根元から 6m の位置で最大弦長 3.5m となる形状である．空力特性は根元部から 1m までは抗力係数 1.2 の円柱とし，そこから先端までは図―4 に示された空力特性曲線を持つ NACA4412 を採用した．なお，質量中心は根元部から 19.5m とした．また，ねじり角は 0 度で一定とし，コーニング角は 0 度とした．タワー軸から風車ロータの重心までの距離は風下方向に 2m とし，ロータのティルト角は 0 度とした．風車ロータの重心まわりの慣性モーメントは[1.0886×10^4　0.5312×10^4　0.5312×10^4]$\mathrm{Mgm^2}$ である．なお，座標軸の取り方は図―1 のように風下方向を x 軸正方向に取るものとする．



図―5　ティルト角およびコーニング角

(2)　**ナセル**

ナセルは長さ 12m，幅 3m，高さ 4m の直方体で模擬した．質量中心は，静止時に浮体基礎が直立するようロータに作用する重力とのバランスを考え，タワー軸から風上方向に 1m とし，中立軸上にあるものとする．質量中心まわりの慣性モーメントは[166.67　214.67　204.0]$\mathrm{Mgm^2}$ である．

(3)　**タワー**

タワーは円錐台として直径は頂上部で 2.5m，基礎部で 4m とした．質量分布は一様で質量中心は底面から 25.47m である．質量中心まわりの慣性モーメントは[3.454×10^4　3.454×10^4　692.1]$\mathrm{Mgm^2}$ である．

(4)　**浮体基礎**

浮体基礎は，喫水 60m，乾舷 4m の全長 64m，直径 8.9m の単純円筒型スパーである．重心位置は浮体底面から 19.5m の位置であり，重心まわりの慣性モーメントは[1.704×10^6　1.704×10^6　4.22×10^4]$\mathrm{Mgm^2}$ である．また，付加質量および付加慣性モーメントは以下の行列成分に対して考慮した．

$$\mathbf{ADMASS}=\begin{bmatrix} a_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{22} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & a_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & a_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (41)$$

ここで番号 1 は Surge 成分，2 は Sway 成分，3 は Heave 成分，4 は Roll 成分，5 は Pitch 成分，6 は Yaw 成分である．

数値シミュレーションにおいては付加質量を回折波

理論により算出する．Surge (Sway) 付加質量は円柱断面に対する付加質量係数$C_a = 1.0$を仮定して次式により求めた. ただし，ρ は海水密度, R は浮体基礎半径, d は喫水である．

$$a_{11} = a_{22} = C_a \rho \pi R^2 d \\ = 1.0 \times 1.025 \times \pi \times 4.45^2 \times 60 = 3826\ \mathrm{Mg} \tag{42}$$

次にHeave付加質量は円筒底面に付加した半球の水質量として次式となる．

$$a_{33} = \rho \frac{2}{3} \pi R^3 = 1.025 \times \frac{2}{3} \pi \times 4.45^3 = 189.2\ \mathrm{Mg} \tag{43}$$

Roll および Pitch に関する付加慣性モーメントは以下の式から求めた．なお，DG は海水面から浮体重心までの距離，KG は浮体底面から浮体重心までの距離である．

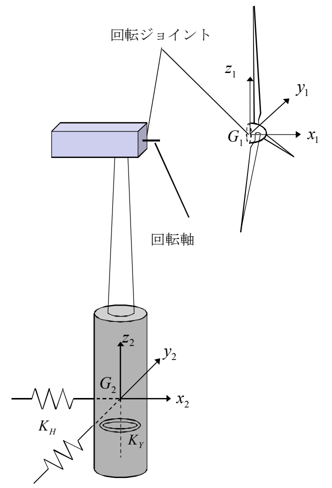
$$a_{44} = a_{55} = \rho \pi R \left(DG^3 + KG^3 \right) / 3 \\ = 1.025 \times \pi \times 4.45^2 \times \left(34.96^3 + 25.04^3 \right) \\ = 1.242 \times 10^6\ \mathrm{MG}m^2 \tag{44}$$

(5) 係留索

本研究では係留力の簡易的な評価として，解析モデル全体の重心位置に線形バネが取り付けられているモデルを考えた．各方向の線形バネ係数は，Surge 方向および Sway 方向については K_H=100kN/m とし，Yaw 方向については K_Y=6000kNm/rad とした.

4.2 解析方法

3 節で述べたように本研究ではロータハブとナセルが回転ジョイントによって結合された解析モデルを考えた．また，ロータは一定の角速度 17.5rpm でx_1軸正方向に右ねじが進む方向に回転しているものとする．また，その他の構成要素はそれぞれ剛結しているものとする．したがって，図―6 に示すような 2 つの物体からなるマルチボディシステムとなる．



図―6 マルチボディシステム

ここでブレード，ハブからなるロータ部分を Body 1 とし，ナセル，タワー，浮体基礎から成る部分を Body 2 とする．各物体固定枠の原点の初期位置座標は，解析モデルの重心を原点とする全体基準枠表示でそれぞれ

$$\mathbf{r}^{G1} = \begin{bmatrix} 2 & 0 & 100.96 \end{bmatrix}^T (m)，\mathbf{r}^{G2} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}^T (m)$$

である．初期姿勢はともに

$$\boldsymbol{\theta}_T = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}^T (\mathrm{deg})$$

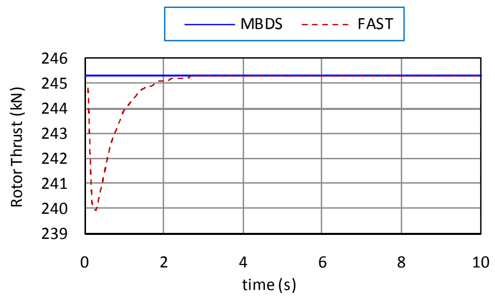
である．なお，Body 1 の原点は物体すなわちロータの重心にとっているが，Body 2 の原点は解析モデル全体の重心にとっている．運動方程式を立てる際には各 Body の質量を求め, また各構成要素の慣性モーメントを原点まわりに換算する必要がある．なお，本研究の浮体動揺は解析モデル全体の重心位置における変位および回転で考慮している．

運動方程式の右辺, すなわち外力については風荷重, 係留力，重力，浮力による復原力を考慮し，波力や潮流力については考慮していない.

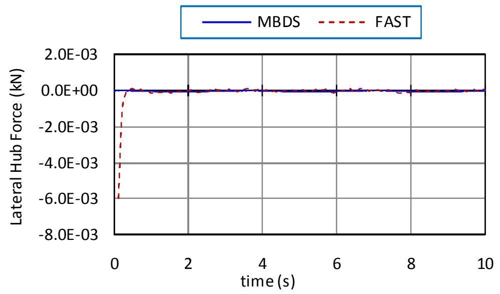
まず，流入風条件として風速は 13m/s で一定とし，風向は図―1 の座標系で常に X 軸方向とした．また，ウインドシアは考慮せず空間的に一様な風が吹いているものとした．浮力による復原力は，静的復原モーメントを仮定し，浮体がθrad 傾斜した場合の復原モーメントは$\rho g V \cdot \mathrm{GM} \cdot \theta$ kNm とした．ここでρは海水密度 1.025Mg/m^3，g は重力加速度，V は浮体の排水体積，GM はメタセンタ高さである．

4.3 風荷重の確認

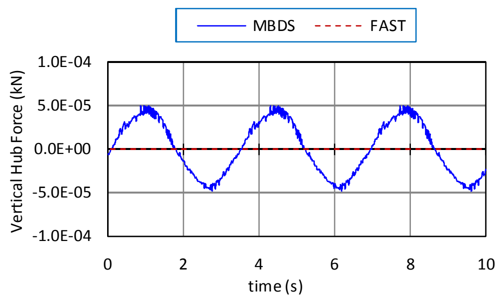
動揺解析を行う前に解析プログラムで出力される風荷重の妥当性を確認するために風速 13m/s，風向 x 軸正方向，ロータ回転数 17.5rpm の条件下で静止時における風荷重を風車設計解析コード FAST による結果と比較した．その結果を図―7～図―11 に示す．ここで MBDS と表したのが本解析プログラムによる結果である．図より，始めは差異があるものの，荷重が安定した後は両者の結果がよく一致していることがわかる. なお，FAST ではタワーに作用する風荷重は計算されていないので，本解析プログラムにおいても無視することとした．また，本研究では評価していないが，暴風時においてはロータの回転角速度を 0rpm として風車の運転を停止した状態で解析を行う．暴風時では, ロータに作用する風荷重よりもタワーに作用する風荷重の影響が大きいので，本解析プログラムにタワーに作用する風荷重を計算するコードを加える必要がある.



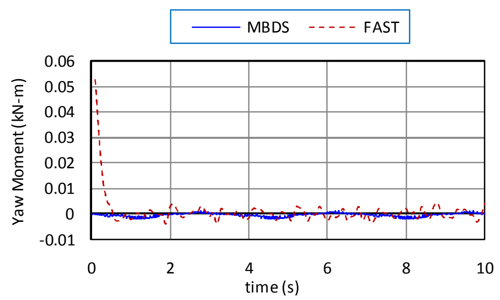
図―7　Rotor thrust の比較



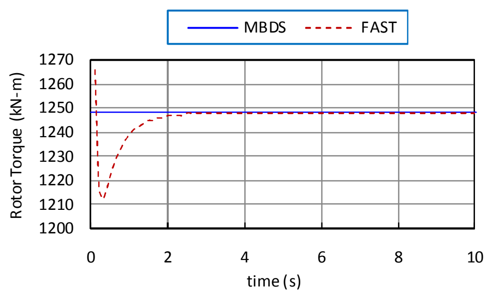
図―8　Lateral hub force の比較



図―9　Vertical hub force の比較



図―10　Nacelle yaw moment の比較



図―11　Rotor torque の比較

4.4　固有周期の確認

次に無風状態において浮体モデルに初期変位を与え，自由振動シミュレーションを行い，解析モデルの固有周期の確認を行った．結果を図―12～図―15 に示す．ここで各方向の固有周期は以下の式より求められる．ただし，変数はこれまでのとおりであり，M は解析モデルの全質量，A は浮体基礎の断面積，I はそれぞれの軸まわりの慣性モーメントである．表―2 に式(45)～式(49)から計算される固有周期と解析結果を示す．表から解析モデルが計算通りの固有周期を持つことがわかる．

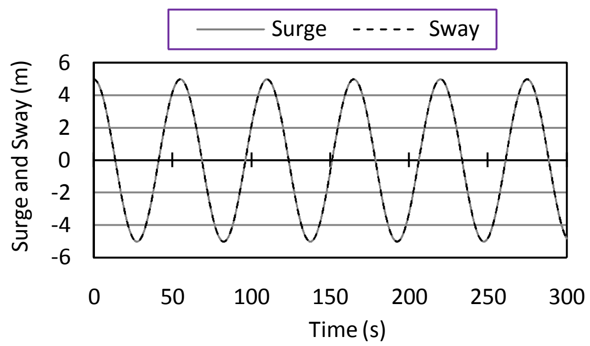
$$T_{Surge} = T_{Sway} = 2\pi\sqrt{\frac{M + a_{11}}{K_H}} \tag{45}$$

$$T_{Heave} = 2\pi\sqrt{\frac{M + a_{33}}{\rho g A}} \tag{46}$$

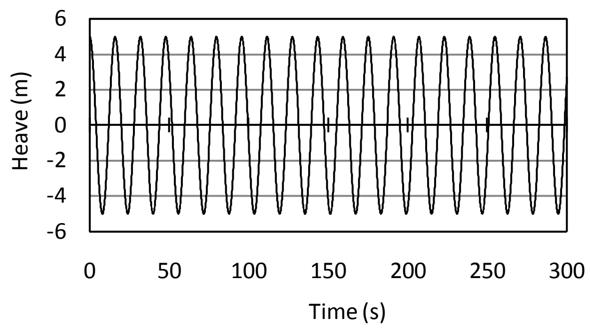
$$T_{Roll} = 2\pi\sqrt{\frac{I_1 + a_{44}}{\rho g V \cdot \mathrm{GM}}} \tag{47}$$

$$T_{Pitch} = 2\pi\sqrt{\frac{I_2 + a_{55}}{\rho g V \cdot \mathrm{GM}}} \tag{48}$$

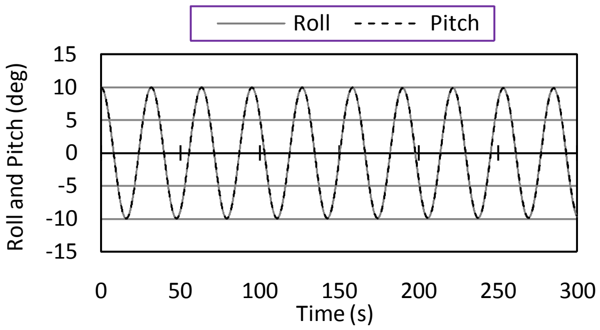
$$T_{Yaw} = 2\pi\sqrt{\frac{I_3}{K_Y}} \tag{49}$$



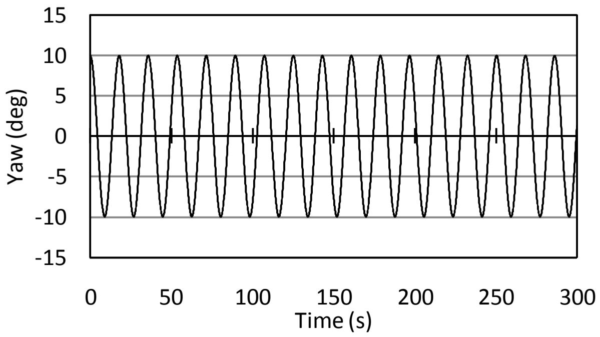
図―12　Surge 自由振動および Sway 自由振動



図―13　Heave 自由振動



図―14　Roll 自由振動および Pitch 自由振動



図―15　Yaw 自由振動

表―2　固有周期

	式の値 (s)	解析値 (s)
Surge (Sway)	55.0	55.0
Heave	15.9	15.9
Roll	31.7	31.7
Pitch	31.7	31.7
Yaw	17.9	17.9

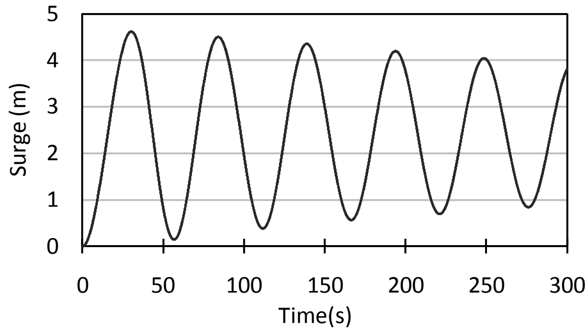
4.5　解析結果

4.2 で述べた一定の風速･風向の解析条件における浮体基礎の動的応答を図―16～図―21 に示す．ここで図―16～図―18 は解析モデルの重心位置 G の並進方向への変位であり，図―19～図―21 は回転方向への変位を表している．

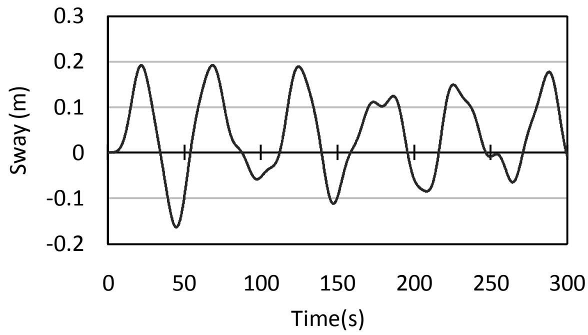
まず，並進運動に関して，風向と平行な Surge 方向の応答はよく出ているが, 他はあまり出ておらず Sway は最大で 0.2m 程度，Heave は-0.1m程度である．Heave 応答が負の値となっているのは浮体の傾斜によってロータ面が傾き，風荷重による鉛直方向成分の外力が生じたことが原因と考えられる．Surge の動揺周期は固有周期とほぼ等しく，他の動揺周期についても近い数値となっている．また，Surge 応答は徐々に減衰していっている．これは Surge 応答によって風車ロータに流入する相対風速が下がり，空力減衰が生じているためと思われる．

回転運動についても同様に Pitch 応答は減衰していき，十分時間が経過した後には約 8 度程度で定常状態に落ち着くことがわかる．図―7 から静的な状態での風荷重は約 245kN であり，浮力による復原力との釣り合いから静的な Pitch は約 8 度と計算されるので，この数値結果は妥当と言える．

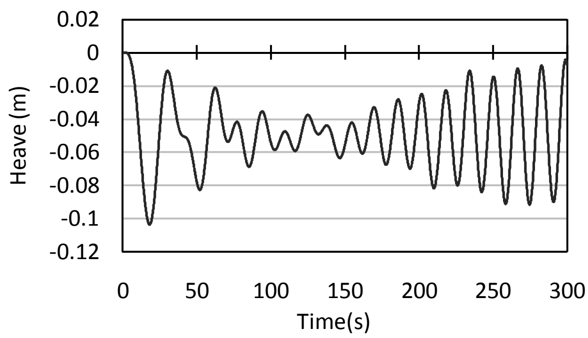
また，浮体が傾斜するとロータ部分の回転によりジャイロ効果が働くことで浮体には Yaw 方向のモーメントが発生し，その結果ロータ面が風向に対して傾くことにより Roll 応答が発生している．Roll 方向や Yaw 方向には減衰が働かないため動揺が続いたままとなっている．



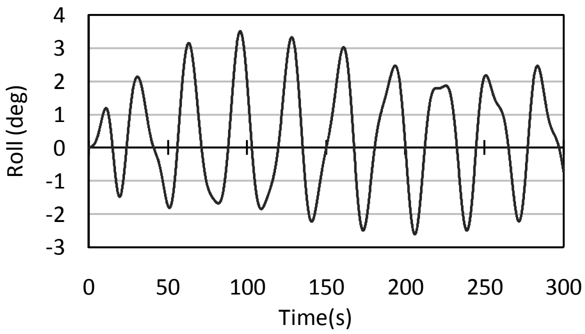
図―16　Surge 応答変位



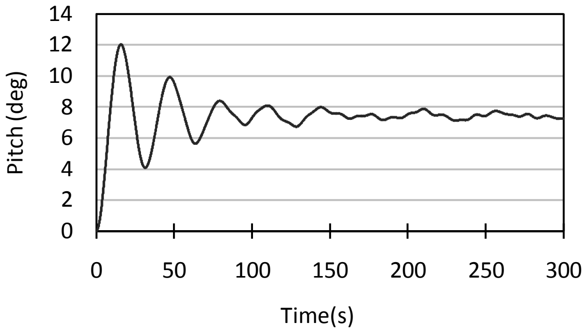
図―17　Sway 応答変位



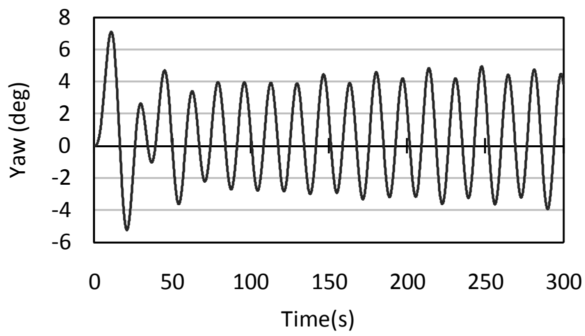
図―18　Heave 応答変位



図―19　Roll 応答変位



図―20　Pitch 応答変位



図―21　Yaw 応答変位

5.　結論

2MW 級風車を搭載したスパー型浮体基礎に対して，マルチボディダイナミクスによる動揺解析を行った．その際，空力負荷計算コードとして AeroDyn を組み込み，翼端損失や風の斜め流入による影響を考慮し，翼素運動量理論による風荷重計算結果の修正を実施した．その結果，風荷重の値に大きな変化は見受けられず，修正後においても従来の解析プログラムと同様にジャイロ効果によって浮体基礎に対して Yaw 方向の応答が発生することを確認した．

本研究では，係留力を線形バネとして模擬したが，実際は複雑な非線形反力特性を有し，減衰効果があることもわかっている．また，浮力による復原モーメントも浮心を求め，重心との位置関係からモーメントを求めるのが望ましい．さらに外力条件として波力や潮流力も考慮し，これらが風と同時に作用する場合の動的応答を評価する必要がある．

今後は，本解析で用いた動揺解析プログラムを上記の内容を考慮できるよう改良していくことが必要である．

参考文献

1) 山口敦，石原孟：メソスケールモデルと地理情報システムを利用した関東地方沿岸域における洋上風力エネルギー賦存量の評価，日本風工学会論文集，Vol. 32, pp.63-75, 2007.
2) BlueH Technology BV：Launch of the first ever Floating Wind Turbine, Available from: http://www.bluehgroup.com/company-newsandpress-0712062.php, 2007.
3) 宇都宮智昭，松熊秀和，髙清彦，浜村英樹，小林修，佐藤郁，野本禎久，安井賢太郎：洋上風力発電用ハイブリッドスパーの1/10モデルによる実海域実証実験，第31回風力エネルギー利用シンポジウム, pp.205-208, 2009.
4) 森屋陽一，安野浩一朗，原基久，福本幸成，鈴木英之，藤田圭吾：洋上風力発電のためのRC製二段円筒型浮体の動揺特性，海洋開発論文集，Vol. 23, pp.985-990, 2007.
5) 石原孟，ファムバンフック，助川博之：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, pp.221-224, 2008.
6) 安野浩一郎，国元将生，関本恒浩，福本幸成，鈴木英之，飯島一博：浮体式洋上風力発電施設のトラススパー型・セミサブ型浮体の構造特性に関する研究，海洋開発論文集, Vol. 24, pp.123-128, 2008.
7) 宇都宮智昭，佐藤朋希，松熊秀和，矢後清和：洋上風力発電用スパー型浮体の波浪応答実験と解析，海洋開発論文集, Vol. 25, pp.13-18, 2009.
8) 松熊秀和，宇都宮智昭，佐藤郁：風荷重が作用する浮体式洋上風車のロータ回転時における動揺解析，海洋開発論文集, Vol. 24, pp.141-146, 2008.
9) 牛山泉：風車工学入門　基礎理論から風力発電技術まで，森北出版株式会社, 2002.
10) NWTC External Web Site：NWTC Design Codes (Simulators), Available from: http://wind.nrel.gov/
11) 日本機械学会：コンピュータダイナミクスシリーズ3 マルチボディダイナミクス(1)―基礎理論―，コロナ社, 2006.
12) Moriarty, P.J. and Hansen, A.C.：AeroDyn Theory Manual, National Renewable Energy Laboratory, 2005.
13) The MathWorks：MATLABからFortranプログラムの呼び出し, Available from: http://www.mathworks.co.jp/
14) Gasch, R. and Twele, J. : Wind Power Plants,James&James, p.143, 2002

（2010 年 3 月 9 日　受付）