

規則波中のスパーク型浮体式ウインドファームの動揺応答特性について

秋田大学 学生会員 ○利根川 宏
秋田大学 正会員 平川 知明

1. はじめに

現在、洋上風力発電は大量導入・コスト削減・経済波及効果が期待されており、再生可能エネルギーの切り札として、欧州を中心に世界で導入が拡大している。そのため、洋上風力発電の世界市場は今後 30 年間で著しい成長が見込まれる。特に、アジア市場は急成長が見込まれ、日本でも 2030 年に 1000 万 kW、2040 年までに 3000 万 kW~4500 万 kW の導入を目標としている。

洋上風力発電の中でも着床式では設置困難な水深 50m 以上の海域でも設置可能な浮体式洋上風力発電の普及が期待される。また、秋田県では将来的に秋田県沖に浮体式洋上風力発電ウインドファームの建設を目指している。

そのなかでも、スパーク型は構造が単純であり、製造が容易なため、低コストが見込まれ、水深の深い場所でも使用できる型である。そのため、一番設置される可能性が高い型がスパーク型である。しかし、スパーク型は風や波などの外力により動揺するため、発電効率や安全性に影響が出る。そのため、浮体の波に対する動揺特性を調べる必要がある。

しかし、浮体式単体の動揺解析が頻繁に研究されてきたが、複数体（ウインドファーム）の動揺に関しては詳しく分かっていない。そこで本研究では、浮体間の相互作用に着目して、複数のスパーク型浮体式のピッチ動揺特性を数値シミュレーションにより明らかにすることを目的とする。

2. 境界要素法の概要

非粘性非圧縮渦なし流れを考え速度ポテンシャル ϕ を導入することで、流速は $\mathbf{u} = \nabla\phi$ と表すことができ、流体領域全体において、 ϕ はラプラス方程式を満たす。

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

境界要素法では、上式とグリーン定理を合わせ得られる境界積分方程式（BIE）を解くことで、各時刻における境界上での ϕ とその法線方向の微分 ϕ_n を計算する。

$$\alpha(\mathbf{a})\phi(\mathbf{a}) = \iint_{\Gamma} \{G(\mathbf{x}, \mathbf{a})\nabla\phi - \phi\nabla G(\mathbf{x}, \mathbf{a})\} \cdot \mathbf{n} dS. \quad (2)$$

ここで、 \mathbf{n} は境界面の単位法線ベクトル、 $\alpha(\mathbf{a})$ は立体角、 \mathbf{x}, \mathbf{a} は位置ベクトルである。スカラー関数 G は $G = 1/|\mathbf{x} - \mathbf{a}|$ である。

本研究での BEM によるシミュレーションは以下の手順を繰り返すことである。

- 1 $\mathbf{x} \in \Gamma^{(D)}(t)$ 上の $\phi(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \Gamma^{(N)}(t)$ 上の $\phi_n(\mathbf{x})$ を与え BIE を作り、 $\mathbf{x} \in \Gamma^{(N)}(t)$ 上の $\phi(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \Gamma^{(D)}(t)$ 上の $\phi_n(\mathbf{x})$ について BIE(2) を解く。(ただし、 $\Gamma^{(D)}$ と $\Gamma^{(N)}$ はそれぞれ水面と構造物境界面を表す。)
- 2 各節点の流速 $\mathbf{u} = \nabla\phi(\mathbf{x})$ を計算する。
- 3 流速と力学的境界条件を時間積分することで、次の時刻の位置 $\mathbf{x}(t + \delta t)$ と速度ポテンシャル $\phi(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \Gamma^{(D)}(t + \delta t)$ を計算する。

3. 実験条件

秋田県の 2019 年の有義波高・有義周期を参考に、今回のシミュレーションの環境条件は、振幅 1.5 m、周期 5.0、6.0、7.0、8.0s とした。

3 浮体（浮体 A,B,C）間の間隔を $d = 100, 200, 300$ m と変化させシミュレーションを実施した。浮体の直径は $D = 14.8$ m、喫水は 78m とした。浮体間隔に応じて水槽の長さ×幅は、1200m×300m、800m×300m、400m×300m とした。また、水槽側面に造波板を設置し規則波を入射させた。

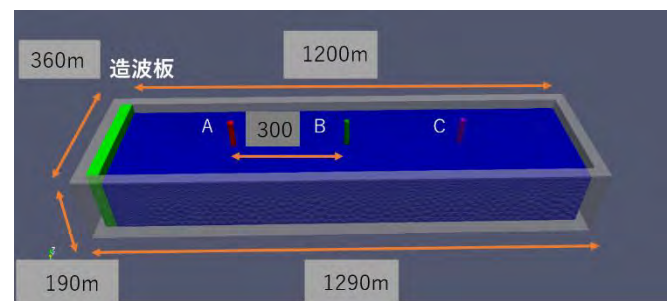


図 1：シミュレーションの水槽

5. 結果と考察

図 2 は、入射波周期 $T = 5.0, 7.0$ における、浮体間隔

d の変化に伴う、浮体A,B,Cのピッチ角の変化である。入射波の周期や浮体の位置に関わらず、大きく長周期の動揺に、小さく短い動揺が重なっている。

約90sの長周期の動揺は、浮体の位置と浮体間隔 d に寄らないことから、浮体の固有周期と考えられる。入射波周期に関わらず、浮体間隔 $d=300$ mにおいて浮体Bのピッチ角が比較的大きくなったが、この原因はわかっていない。

小さな動揺は、造波させた入射波に起因するもので、小さな動揺の周期は入射波の周期と一致していた。このことは、今回調べた全ての入射波周期 $T=5.0, 6.0, 7.0, 8.0$ を通して一貫した傾向であった。

図3は、入射波に対する浮体のピッチ角のスペクトルを示している。図3からも、小さな動揺の周期は、入射波周期に関わらず、入射波の周期と一致していることがわかる。

今回着目した、浮体間隔 d の変化に伴う、入射波に起因する動揺傾向の変化は、時間変化とスペクトルからは確認できなかった。このことから、今回の実験条件下では、浮体間で相互作用が極めて小さいと考えられる。

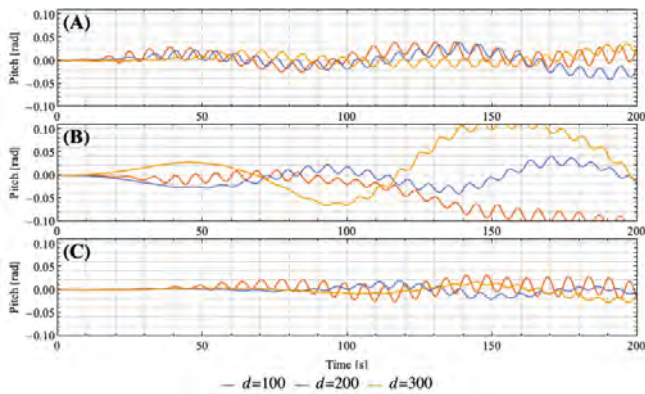
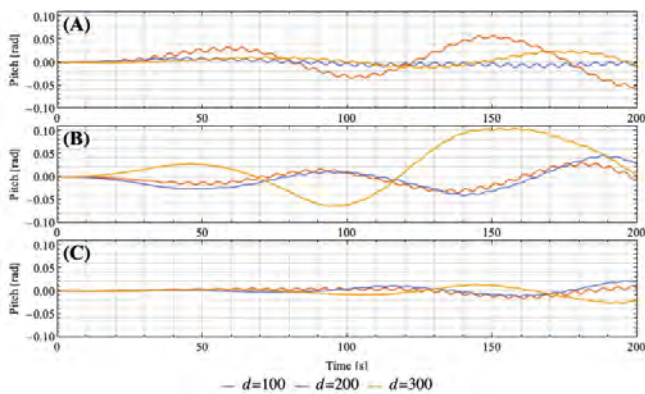


図2：浮体間隔 d の変化に伴う、浮体A,B,Cのピッチ角の変化（入射波周期 $T=5.0$ s（上）、 7.0 s（下））

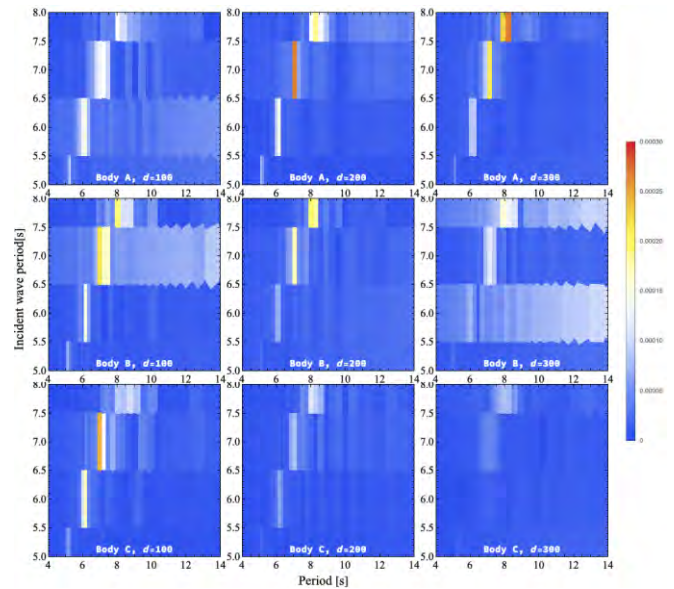


図3：入射波に対するピッチ角のスペクトル

6. まとめ

図2より、約90sの長周期の動揺は、浮体の位置と浮体間隔 d に寄らないことから、浮体の固有周期だと考えられる。また、浮体間隔 d の変化に伴う、入射波に起因する動揺傾向は時間変化とスペクトルからは確認できなかったため、今回の実験条件下では、浮体間で相互作用が極めて小さいと考えられる。今後は、浮体間隔 $d=300$ mにおいて浮体Bのピッチ角が比較的大きくなった原因を浮体を減らしたことでどのような影響が生じるかなどから解明していきたい。

参考文献

- 1) 洋上風力の産業競争力強化に向けた官民協議会、洋上風力産業ビジョン概要、2020
- 2) Laura Aguilera, Paulo Cesar Colonna Rosman & Claudio Freitas Neves. Effects of an array of widely separated vertical cylinders on time-averaged properties of progressive monochromatic waves.2020
- 3) Second-order wavemaker theory for multidirectional waves. H.A. Schaffer, C.M. Steenber.2002