

強風時に生起する鉛直循環流の特性

日本文理大学工学部 学生員 〇堀 克弘 正員 樋田 操
九州大学大学院総理工 学生員 川上裕史 正員 松永信博

1. はじめに

沿岸域が暴風域にある場合、底質移動形態は波浪特性の変化だけでなく、吹送流の発生のため大きく変わるものと思われる。しかしながら、底質の移動や海浜変形を吹送流と関連付けて検討した研究はそれ程多くないように思われる。

本研究は、強風下にある沿岸域で生起する流れを対象としたモデル実験を行い、吹送流の基本的特性について検討する。

2. 実験装置および実験方法

実験には、長さ32m、幅0.6m、高さ0.94mの吸い込み式風洞を有する水槽を用いた。図-1にその概要を示す。水槽の風下側には海浜モデルとして勾配1/30の斜板を長さ12mにわたって設置した。水深 h を水平床部で30cmに設定した。空気取り込み口からの距離 $x=9.7, 10.7, 11.7\text{m}$ の3点(Pos.1~3)において、風速の鉛直分布、流れの鉛直分布、および波の計測を行った。風速の測定にはベーン式風速計、流速測定には高精度電磁流速計、波の測定には高精度容量式波高計を用いた。電磁流速計は風の吹送方向と鉛直方向の流速が測定可能な2方向タイプである。風洞内における断面平均流速 $\bar{U}_m$ は表-1で示すように4段階で変えられた。表-1で示されている諸量に付けられている記号「-」はPos.1~3で求められた諸量の平均を意味する。水表面に作用する空気の摩擦速度 $\bar{u}_a$ は風速分布に対数則をあてはめることによって算定した。また、水の摩擦速度 $\bar{u}_w$ は $\rho_a \bar{u}_a^2 = \rho_w \bar{u}_w^2$ から求められた。ここで、 ρ_a および ρ_w はそれぞれ空気と水の密度である。 $\bar{H}$ はゼロアップクロスから読みとられた平均波高、 $\bar{T}$ は風波の卓越周期、 $\bar{\lambda}$ と $\bar{c}$ は卓越波の波長と波速である。流速測定は水底から鉛直上方に0.5~2.0cmの間隔で行われた。流速と波の同時計測データを0.01秒間隔でデジタル化し、16,384個のデータを抽出した。

3. 実験結果および考察

図-2は、Pos.1における平均流速分布を $\bar{u}_a$ をパラメータとして示したものである。ここで、 z は平均水面から鉛直上方に取った座標である。 $-0.2 \leq z/h$ において、冲向きの流れが生起しており、 $\bar{u}_a$ の増加とともに大きくなることがわかる。 $-0.2 \leq z/h \leq 0$ に電磁流速計をセットすることは困難であったが、 $-0.2 \leq z/h \leq 0$ の範

囲において岸向きの強い吹送流が形成されていることが示唆される。

図-3は、図-2の結果を摩擦速度 $\bar{u}_w$ を用いて無次元化したものである。多少ばらつきはあるものの、図中の点線で近似できるものと思われる。しかしながら、その分布の風下方向の相似性は認められなかった。その理由として、水表面には一様せん断応力が作用しているにもかかわらず、水表面付近で生ずる岸向きの流れは汀線における境界のため岸に向かって減少するからである。岸向きの吹送流が減少すれば、その補流として生ずる冲向きの流れも減少することになる。従って、水表面上にはほぼ一様に働くせん断応力によって生ずる流れを普遍的に表わすためには、摩擦速度 $\bar{u}_w$ を用いるよりも、水表面上で生ずる岸向きの流れで無次元化すべきと考えられる²⁾。

図-4と5は、 $\bar{u}_a=0.265\text{m/s}$ と 1.13m/s におけるPos.1で測定された x 方向の流速変動のr.m.s.値をプロットしたものである。この流速変動には、波による変動 $\bar{u}$ と吹送流によって生ずる乱れ $\bar{u}'$ が含まれている。測定された $\bar{u}$ と $\bar{u}'$ を用いて、微小振幅波理論から計算した

$$\sqrt{\bar{u}'^2} = \frac{H\omega}{2\sqrt{2}} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh}$$

を水表面におけるr.m.s.値 $\sqrt{\bar{u}_s'^2} = \frac{H\omega}{2\sqrt{2}} \frac{\cosh kh}{\sinh kh}$ で無次元化したものを図中の実線で示す。測定データも $\sqrt{\bar{u}_s'^2}$ で無次元化されている。ここで、 ω は卓越波の角周波数で、 k は波数である。測定された流速変動強度は、乱流変動を含んでいるために実線よりも大きな値をとる。また、水表面に作用するせん断応力が大きくなる程、乱流変動成分も大きくなることがわかる。

図-6は、 $-0.2 \leq z/h \leq -1.0$ において生起する冲向きの流れの最大値 $\bar{u}_{\max}$ を $\bar{u}_w$ で無次元化したものをレイノルズ数 $\bar{u}_w L_g/\nu$ に対してプロットしたものである。ここで、 L_g は汀線から測定点までの距離であり、 ν は水の動粘性係数である。図中の低レイノルズ数における関係

$$\bar{u}_{\max}/\bar{u}_w = 2.78 \times 10^{-3} \bar{u}_w L_g/\nu$$

は、松永他²⁾が求めたストークス流れの厳密解から得られるものである。一方、高レイノルズ数 $10^4 \sim 10^6$ においては、 $\bar{u}_{\max}/\bar{u}_w$ は約2.5の値をとることがわかる。

今後は、広範囲におけるレイノルズ数に対する実験

を行い、 $\bar{u}_{\max}/\bar{u}_{*w}$ とレイノルズ数との関係を明らかにして行く予定である。

【参考文献】

- 1) 松永・鈴木, 土木学会西部支部講演概要集, 1995.
- 2) 松永他, ながれ, 第14巻, 第6号, 1995.

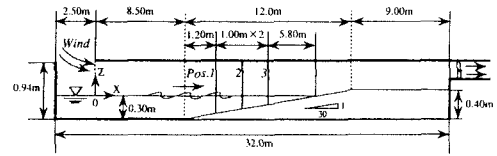


図-1 実験装置

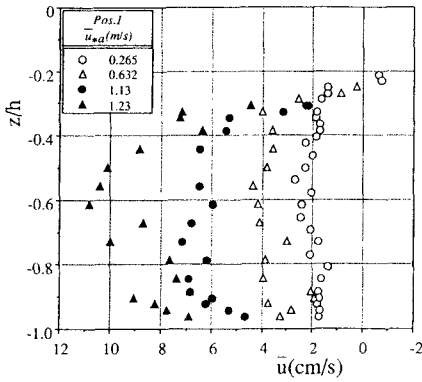


図-2 平均流速分布

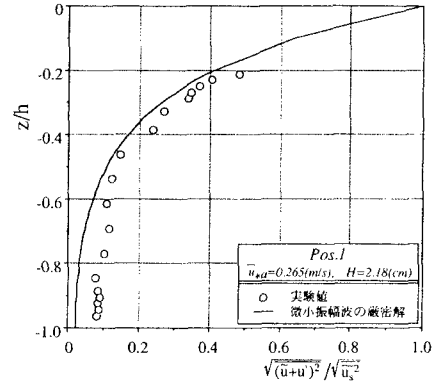


図-4 $\bar{u}_{*a}=0.265(\text{m/s})$ における流速変動のr.m.s.値

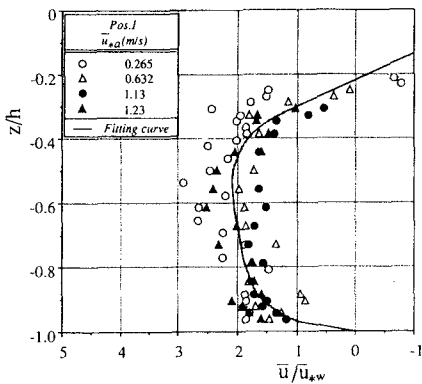


図-3 無次元平均流速分布

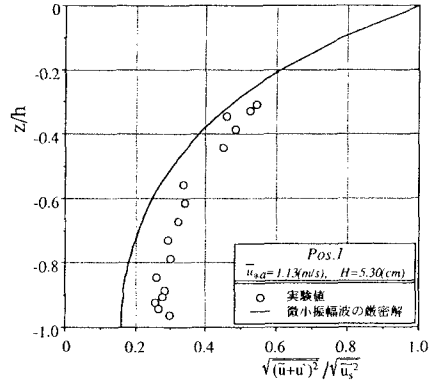


図-5 $\bar{u}_{*a}=1.13(\text{m/s})$ における流速変動のr.m.s.値

表-1 実験条件

$U(\text{m/s})$	$\bar{u}_{*a}(\text{m/s})$	$\bar{u}_{*w}(\text{cm/s})$	$H(\text{cm})$	$\bar{T}(\text{sec})$	$\bar{L}(\text{m})$	$\bar{C}(\text{m/s})$
7.48	0.265	0.928	2.92	0.423	0.365	0.858
11.3	0.632	2.21	5.04	0.558	0.532	0.954
15.4	1.13	3.95	5.82	0.611	0.647	1.06
18.7	1.23	4.31	5.90	0.630	0.727	1.15

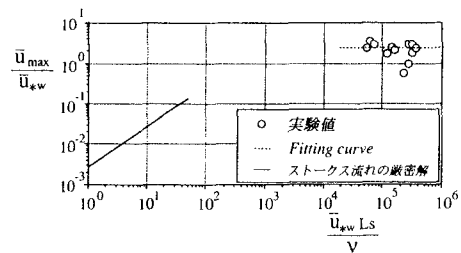


図-6 無次元沖向き最大流速のレイノルズ数依存性