

岐阜大学大学院 学生員 〇久保田踊児 岐阜大学大学院 学生員 村上智一
岐阜大学 正会員 安田孝志

1. はじめに

風応力によって生じる海洋表層の吹送流は、海水中の溶存酸素やプランクトン、漂砂等の各種物質の輸送・拡散に重要な役割を果たしている。特に、台風や寒冷前線通過時の気象擾乱によって生じる強風時の吹送流は、沿岸域の高潮や大規模な海浜変形の主因となるだけでなく、成層状態の破壊や底質の巻き上げによって内湾の水質・生物環境の激変などを引き起こす。よって沿岸域の防災や環境保全の観点から、この海面境界における物理過程を解明し、それを包括した海洋モデルの構築が必要となる。しかしながら、強風時の海面直下は碎波や気流の剥離によって生じる激しい海面変動や気泡混入により計測自体が非常に困難となっており、依然として強風下の海面境界過程は明らかにされていない。そこで本研究では強風下吹送流の輸送・乱流構造を明らかにするために水理実験を実施し、風波碎波下の強乱流場を高精度・高解像度に計測可能な粒子画像流速測定法（PIV）の開発を行った。そして、実験より得られた結果を基に輸送・乱流諸量の定式化を行い、その適用性を検証する数値実験を行った。

2. 実験方法および実験条件

実験は、水槽両端部での流量の連続性を満たすためにアクリル製循環用管路を設置した二重床風洞水槽（ $H1.0 \times B0.4 \times L15.4$ ）を用いて行った（図-1）。風速は、風洞入口水面より 20cm 上の位置を計測点とし、そこでの風速 U_r が 3.3, 6.7, 10.4, 12.0m/s となるように設定した。水粒子速度は、計測点 W03 に高速度ビデオカメラを設置して約 16.4 秒間の連続撮影を数ケース行い、これによって得られた流れの可視化画像に対して PIV 解析を行うことにより求められた。また、このときの波形の時間変化を容量式波高計を用いて、計測点 W03 で同期計測した（表-1 参照）。

3. 階層的相関法 PIV の開発と風波下速度場への適用

詳細な吹送流の鉛直構造および乱流構造を明らかにするためには、PIV 解析で得られる流速ベクトル分布から高空間解像度および高精度な微小変位量を算出することが要求される。本研究で開発した階層的相関法は、大領域から誤ベクトル除去、近傍データによる補間を行いながら小領域へと走査範囲を限定して行く階層的処理によりデータ収集率を向上させ、高精度かつ高解像度な流速ベクトルの算出を実現するものである。図-2 に風速 $U_r = 12.0\text{m/s}$ における水深 $z = -12\text{cm} \sim -26\text{cm}$ までの可視化画像とその PIV 解析結果を示す。これから、本解析手法が複雑な渦運動を伴う風波下速度場に対しても適用可能であることがわかる。

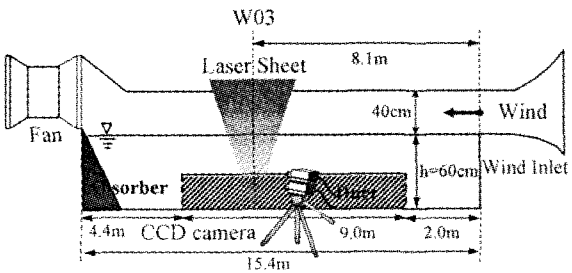


図-1 自然循環式二重床風洞水槽の概略

表-1 測点 W03 での各風速の波形諸量

U_r [m/s]	u_{*a} [m/s]	H_S [cm]	T_S [s]	f_p [Hz]
3.3	0.11	0.6	0.22	4.5
6.7	0.24	2.1	0.34	3.0
10.4	0.40	3.9	0.42	2.4
12.0	0.48	5.1	0.47	2.1

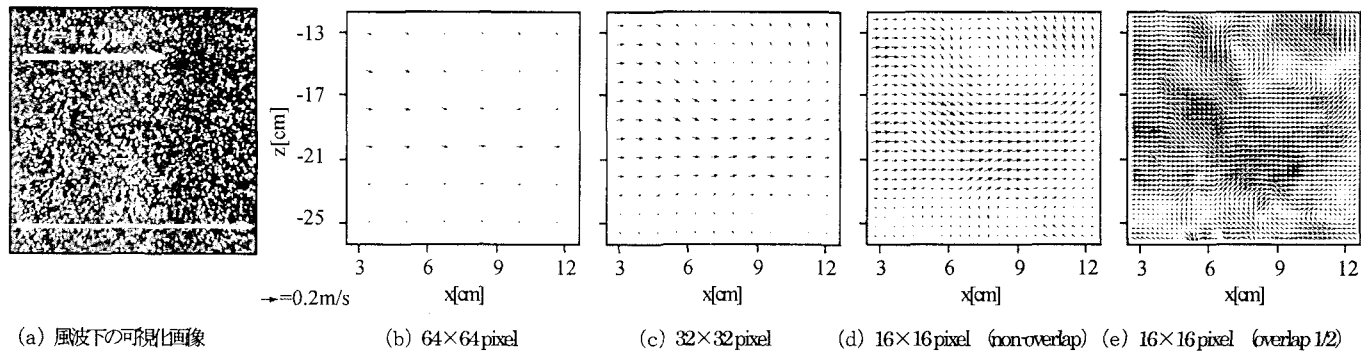


図-2 風速 $U_r = 12.0\text{m/s}$ における可視化画像と階層的相関法による PIV 解析過程で得られる流速ベクトル

4. 実験結果

(1) 吹送流の鉛直分布とその定式化

階層的相関法を用いて PIV 解析により得られた吹送流の鉛直分布に (1) 式のベキ則を回帰させ、定式化を行った。そして、(1) 式の支配定数 α および β を風速 Ur の 2 次関数とする (2) 式が得られた。以上より、弱風速から強風速まで ($3.3 \leq Ur \leq 12.0 \text{ m/s}$) の表層流の鉛直分布を風速条件のみで普遍的に算出することが可能となった。詳細については文献¹⁾を参照されたい。

$$\bar{u}(z) = \alpha(-z+h)^\beta \cdots (1) \quad \alpha = \frac{-31 + \sqrt{31^2 + 4 \times 1.3 \times 10^3 \times Ur}}{2 \times 1.3 \times 10^3}, \beta = \frac{4.9 - \sqrt{4.9^2 + 4 \times 1.3 \times 10^2 \times Ur}}{2 \times 1.3 \times 10^2} \cdots (2)$$

(2) 碎波応力項の定式化

碎波を伴う吹送流の流速成分について、平均流からのカスケード・ダウン成分に加えて波動運動・碎波による乱流成分が加わることを考慮し、 $u = \bar{u} + u_i + u_t$ と定義する。ただし、 $\bar{u}$ は平均流成分、 u_i は平均流起源の低周波乱流成分、 u_t は碎波起源の高周波乱流成分とする。これを運動方程式に代入し、Reynolds 平均則を適用すると (3) 式となる。

ただし、異なる周波数帯の流速成分間の相関は、ほぼ 0 であることを実験により確認しており、 $\overline{u_i u_t}$ 等は 0 とした。

(3) 式において、右辺第 3 項は、平均流起源の乱流成分のみの Reynolds 応力項であるので、乱れを平均流の速度勾配と関連付けた渦粘性の仮定を用いることが可能であり、 $-\overline{u_i w_i} = \nu_T \partial \bar{u} / \partial z$ として与えることができる。しかし、右辺第 4 項は碎波起源の乱流成分による Reynolds 応力項であるので渦粘性の仮定では解くことが不可能である。そこで本研究では、右辺第 4 項の高周波成分を碎波応力項 D_b とし、実験結果を基に定式化を行った。(3) 式に平衡状態を仮定し、さらに流速の水平方向の変化率は鉛直方向の変化率に比べて微小であると仮定し、 D_b についてまとめると (4) 式となる。(4) 式に上述の平均流速の回帰式より求めた $\bar{u}$ を代入して D_b を定式化した。このとき、渦粘性係数 ν_T は (5) ~ (7) 式に示す $k-\varepsilon$ model を用いて求めた。

$$\frac{D\bar{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 \bar{u} - \left(\frac{\partial \bar{u} u_i}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u} v_i}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u} w_i}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial \bar{u} u_t}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u} v_t}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u} w_t}{\partial z} \right) \cdots (3)$$

$$D_b = -\nu \nabla^2 \bar{u} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_T \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \cdots (4)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} = P - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} \cdots (5)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = (C_1 P - C_2 \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right\} \cdots (6)$$

$$\nu_T = C_\mu k^2 / \varepsilon, \quad P = \nu_T \left(\partial \bar{u} / \partial z \right)^2 \cdots (7)$$

$$C_\mu = 0.09, \sigma_k = 1, \sigma_\varepsilon = 1.3, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92$$

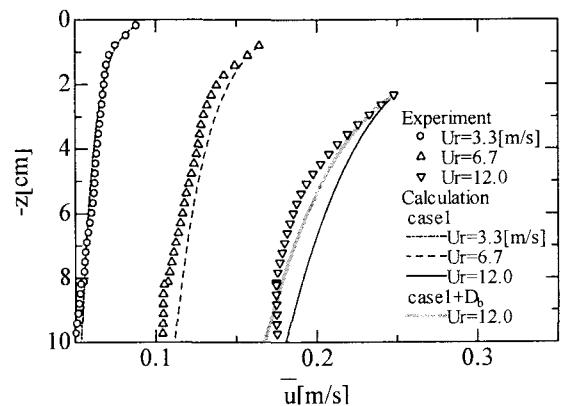


図-3 数値計算結果と実験値の比較

D_b の定式化の適用性を検証するために鉛直 1 次元計算を行った。境界条件について、上部境界は実験値を直接与え、底部境界は平均流速の回帰式より速度勾配を与えた。図-3 は静水状態から計算を開始し、定常状態に達したときの平均流速 $\bar{u}$ の鉛直分布の計算結果と実験値を比較したものである。非碎波状態である $Ur = 3.3$ および 6.7 m/s では D_b を考慮しない数値計算 (case1) でも実験値と概ね一致した。一方、強風時の風速 $Ur = 12.0 \text{ m/s}$ においては従来型の case1 では実験値の急峻な分布を表すことができないのに対し、 D_b を組込んだ計算結果は実験値により近い分布となった。

5. おわりに

今後は、追加実験を行うことにより普遍的な碎波応力項のモデル化を進めるとともに、これを海洋モデルに組込んで実海域のシミュレーションを行い、その適用性・有用性を検証したい。

参考文献

1) 小笠原敏紀・久保田踊児・安田孝志：ベキ則に従う強風下吹送流の生成とバースト層の役割, 海岸工学論文集, 第 51 巻, pp.76-80, 2004.