

ベキ則に従う強風下吹送流の生成とバースト層の役割

小等原敏記*・久保田踊児**・安田孝志***

強風時吹送流の鉛直構造とバースト層内の乱流特性との関係を明らかにしなければ、海水流動モデルの本質的な改善に結び付かない。そこで本研究は、微小変動量の解析可能な階層制の相関法による PIV 手法を開発し、その高密度・高精度流速データによるアンサンブル平均によって得られた統計量を基に、白波砕波下のベキ則に従う流速分布の発達とバースト層内の乱流特性との関係を明らかにする。その結果、強風下吹送流のベキ則型と強い乱流エネルギーを伴うバースト層が有義波高程度の厚さでほぼ一致し、ベキ則層の発達が砕波に起因する高周波乱流成分に依存していることを実証することができた。

1. 緒 言

潮流が弱く停滞性の強い内湾では、強風により流況と水質環境が激変することを橋本ら（2000）は報告している。特に、台風や寒冷前線などのイベントの気象攪乱によって生成される強い表層流は、海底高濁度層を破壊し、栄養塩や酸素の供給を通じて海面から海底までの水質環境を一変させ、生態系に大きな影響を与えている（朱ら、1999）。こうした強風下における表層流の鉛直構造の重要性は、有義波高の約2倍の表層において流速分布がベキ則に従い、吹送流の全流量の3割強がそこで輸送されることを明らかにした小笠原ら（2003）の実験結果からも裏付けられる。

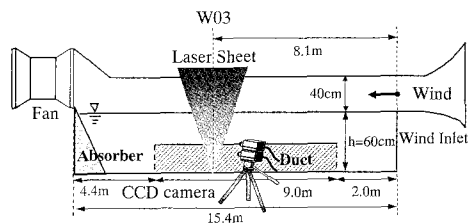
しかしながら、強風時の碎波や気流のはく離によって生じる強い乱れの鉛直構造については、激しい海面変動や気泡混入による計測の困難さに加え、長時間計測や大量データの取得に対する計測機器の制約のために、正確かつ十分な乱流情報による解明が難しく、表層流との関係が不明確なままとなっている。

そこで本研究では、微小変位量の解析を可能とする階層的相関法による PIV 手法を開発して、高空間解像度かつ高精度な流速値を算出し、アンサンブル平均した統計量を基に、白波砕波下のベキ則層の発達とバースト層内の乱流特性との関係を明らかにする。

2. 実験の概要

(1) 実験方法とその条件

実験は、長さ 15.4 m、高さ 1.0 m、幅 0.4 m の風洞水槽に、アクリル製の管路 (${}^L9.0\text{ m} \times {}^B0.38\text{ m}$ 、内径高 $h_c = 10\text{ cm}$) を底面に設置した二重床構造の風洞水槽を用いて行った (図-1)。全実験中において水深は 60 cm に固定した。基準風速 ($U_r = 3.3, 6.7, 10.4$ および 12.0 m/s) は、ピトー管付微差圧計を用いて風洞入口の静水面上



図一1 自然循環式二重床風洞水槽の概略

表一1 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_b [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

20 cm で計測した。水面変位は、風洞入口から測点 W 03 の 8.1 m の位置に容量式波高計を設置して計測した。また、水粒子速度を計測するために、水槽底面より 5 W 半導体レーザをシート状にして照射し、水槽内に投入したトレーサ(粒径: 50 μm , 比重 1.02)を可視化して、同期させた 2 台の高速度ビデオカメラ(撮影間隔: 125 fps, シャッタースピード: $\text{fps} \times 2$ 倍, 空間解像度: 0.03 cm/pixel)を用いて 16.4 秒間の連続撮影を行った。そして、その撮影画像に PIV 解析を行い、水粒子速度を算出した。このとき、 $U_r = 3.3$ m/s は 3 回、 $U_r = 6.7$ m/s は 5 回、 $U_r = 10.4$ m/s および 12.0 m/s は 10 回の繰返し計測を行った。その実験条件を表-1 に示す。表中の有義波高 H_s 、有義波周期 T_s および波形スペクトルのピーク周波数 f_p は、各風速のケース平均値を示す。また、空気側の摩擦速度 u_{*a} は、Wu (1980) の式より算出した。

(2) 階層的相関法 PIV による風波下速度場への適用

より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 で得られる流速ベクトル分布の高空間解像度および高精度な微小変位量の算出が要求される。本研究で開発したサブピクセル移動量を考慮する階

* 正会員 博(工) 岩手大学助手 工学部建設環境工学科

岐阜大学大学院 工学研究科環境エネルギーシステム専攻

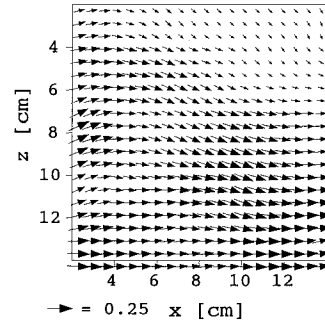
*** 正会員 工 博 岐阜大学教授 大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻

層的相关法は、誤ベクトルを減らすとともに、空間解像度の高いデータを取得する点に特徴がある。

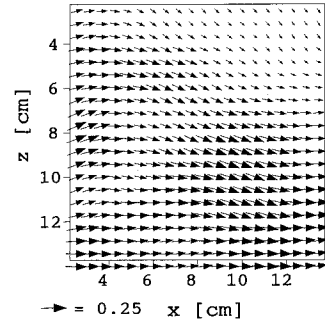
以下に、その解析手順の概略を述べる。

- ① 大領域 64×64 pixel の検査窓を用いてオーバーラップ無しで直接相互相関による解析を行い、輝度値パターンの移動量ベクトルを求める。
- ② 誤ベクトルの除去および補間を行い、次ステップのベクトル候補とする。誤ベクトル除去で正しいと判断されたベクトルは、そのままベクトル候補とする。
- ③ 中領域 32×32 pixel の検査窓を用いて、探查領域を②で算出されたベクトル候補の周辺に限定する。
- ④ ②を再度繰返し、小領域 16×16 pixel の検査窓で③と同様にしてベクトルを求める。
- ⑤ 小領域の検査窓のままオーバーラップを $1/2$ として再度ベクトルを求める。
- ⑥ ⑤で得られる相関値よりガウス近似を用いてサブピクセル移動量を算出し、求める流速ベクトルとする。

図-2 は、可視化情報学会の HP (www.vsj.or.jp/piv) より取得した標準画像の正解流速ベクトルとその画像に階層的相关法による PIV を適用させて求めた流速ベクトルを示したものである。本手法による流速分布は、流向・流速共に正解流速分布とよく一致しており、本手法が正確な流速ベクトルを算出できることがわかる。

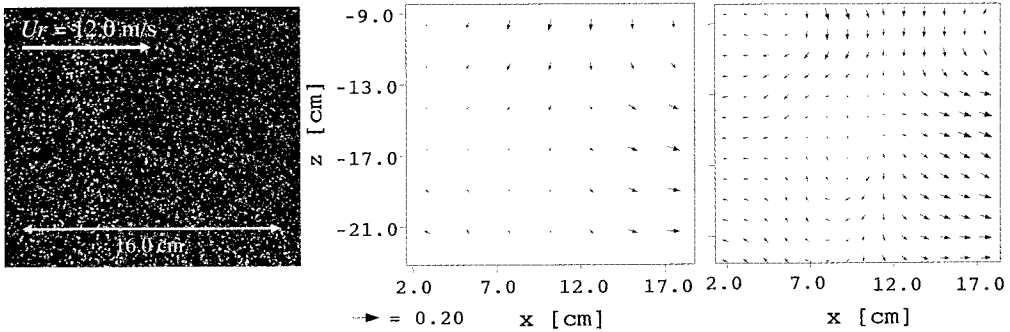


(a) 正解流速ベクトル



(b) 階層的相关法 PIV による流速ベクトル

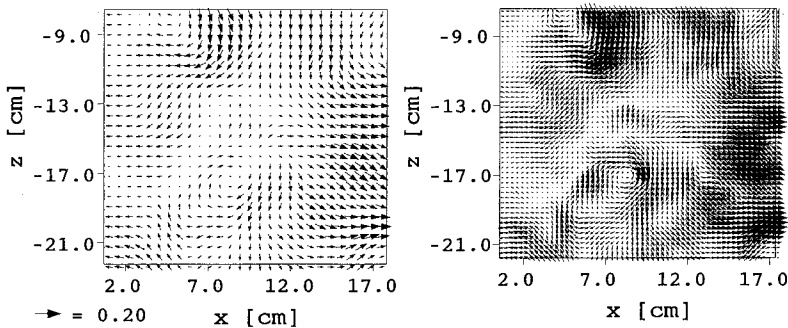
図-2 標準画像の正解流速分布と階層的相关法による流速分布の比較



(a) 風波下の可視化画像

(b) 大領域 64×64 pixel

(c) 中領域 32×32 pixel



(d) 小領域 16×16 pixel (non-overlap)

(e) 小領域 16×16 pixel (overlap $1/2$)

図-3 風速 $U_r = 12.0$ m/s における可視化画像と階層的相关法による PIV 解析過程で得られる流速ベクトル

図-3は、風速 $U_r=12.0$ m/sにおける水深 $z=-8$ cmから -22 cmまでの可視化画像とその画像に対する解析結果を示したものである。この結果、本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り、高空間解像度かつ高精度な流速ベクトルの算出を可能にしていることがわかる。

3. 強風下吹送流の鉛直構造

(1) 吹送流の鉛直分布

図-4は、風速 $U_r=12.0$ m/sにおけるトラフ面 ($z=-H_s/2$) 以深での吹送流 $\tilde{u}$ の鉛直分布を各ケースについて示したものである。 $\tilde{u}$ の値は、16.4秒間の時間平均水平流速 $\bar{u}$ から管路内で検出される戻り流れの断面平均の値 $U_B(-1.2 \times 10^{-2} U_r [\text{m/s}])$ を数値的に差し引いたものである。各ケースの $\tilde{u}$ の値は、水深が深くなるに連れて戻り流れに伴う湧昇流や循環流などの影響によって不安定な流速分布を示し、最大で約 0.13 m/s の速度差が生じていることがわかる。したがって、16.4秒の撮影時間では、長周期の変動成分を十分に捕らえることが不可能であることから、より正確な吹送流の鉛直分布の定式化を行うためには、各ケースを平均した統計量を用いる必要がある。

図-5は、各風速 U_r において統計量で表した吹送流 $\tilde{u}$ の鉛直分布を示したものである。 $U_r=3.3$ m/sおよび 6.7 m/s の場合、 $\tilde{u}$ の値は水面に向かって単調増加の分布となる。一方、 $U_r=10.4$ m/s および 12.0 m/s の場合、その値は水深 $z=-10$ cm 付近までは鉛直一様な分布を示すが、水面に近づくに連れて急激に増加するようになり、砕波の有無による水面状態の違いによって、流速分布が大きく異なることがわかる。そこで、水深 $z=-H_s/2$ から $-H_s$ までの表層の流速分布に次式のベキ則を回帰させ、その定式化を試みる。

$$\tilde{u}(z) = \alpha(z+h)^\beta \dots\dots\dots (1)$$

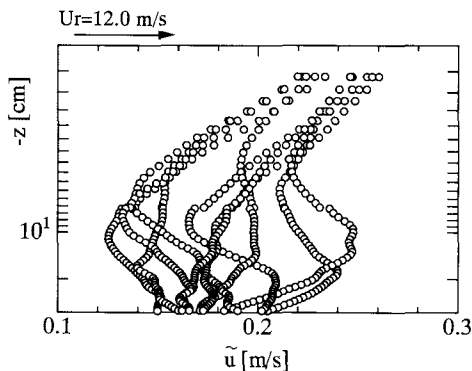


図-4 風速 $U_r=12.0$ m/sにおける各ケースでの吹送流 $\tilde{u}$ の鉛直分布

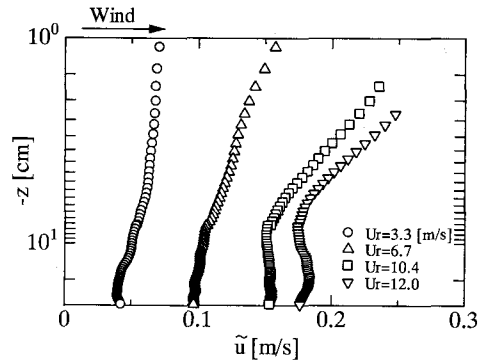


図-5 各ケースを平均して求めた各風速 U_r における吹送流 $\tilde{u}$ の鉛直分布

ここで、 α および β はベキ則の支配定数を表す。

(2) 表層流速分布の定式化

図-6は、式(1)のベキ則を回帰させて得られた支配定数 α および β と風速 U_r の関係を示したものである。いずれの値も風速 U_r とともに増大しているが、吹送流の速度を支配する定数 α の値は、砕波を伴う強風下で急激に増加するようになる。つまり、有義波高程度の厚さを仮定したベキ則層内では、砕波の駆動力作用が水塊の輸送に大きな影響を及ぼしているものと考えられる。また、両者の値を風速 U_r の二次関数として回帰(実線: α 、破線: β)すれば、次式のように定義することができる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= (1.6U_r^2 + 2.0U_r) \times 10^{-3} \\ \beta &= (0.3U_r^2 + 4.5U_r) \times 10^{-3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

これより、弱風速から強風速まで ($3.3 \leq U_r \leq 12.0$ m/s) の表層流の鉛直分布を風速条件だけで普遍的に算出することが可能となる。

4. バースト層の役割

(1) ベキ則層とバースト層内の乱流特性との関係

図-7は、水深 $z=-H_s/2$ 、 $-H_s$ および $-2H_s$ での水平流速スペクトルを各風速 U_r について示したものである

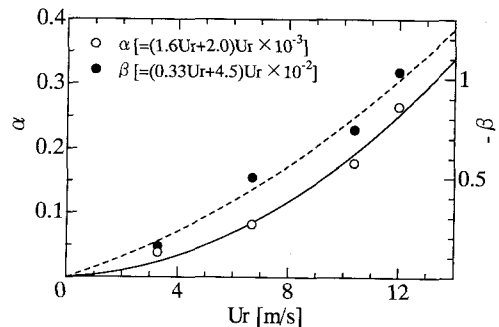
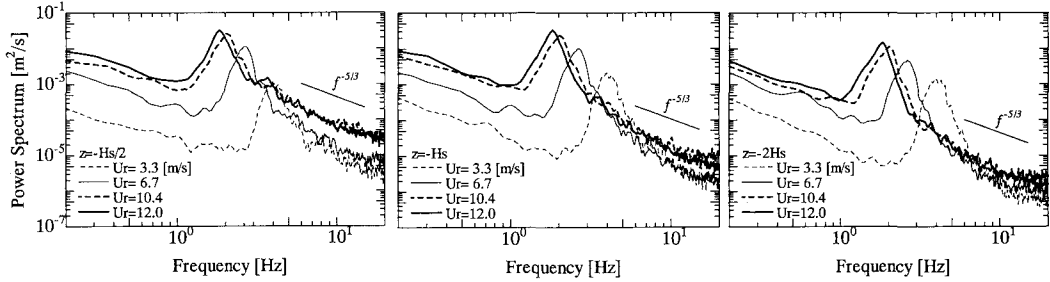


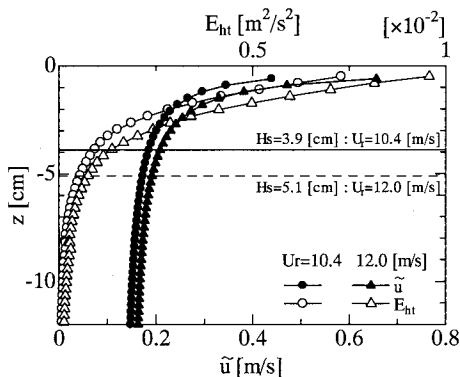
図-6 ベキ則の支配定数 α 、 β と風速 U_r の関係



図—7 各風速 U_r における水深 $z = -H_s/2$, $-H_s$ および $-2H_s$ での水平流速スペクトル

る。波動帯より高周波側の乱流成分に着目すると、 $z = -H_s/2$ および $-H_s$ では、強風速下の高周波数帯のパワーが弱風速下のそれに比べて発達している。しかし、 $z = -2H_s$ になると、風速によるその差がほとんど生じないことがわかる。この結果、高周波乱流成分の発達が白波砕波に起因するものの、その影響は有義波高程度の極く表層に限られると考えられる。そこで、波動帯と高周波数帯との臨界周波数を f_{nc} と定義し、そこから 20 Hz までの高周波数帯の流速スペクトルから求めた乱流エネルギー E_{ht} の鉛直分布と強風時 ($U_r = 10.4$ m/s および 12.0 m/s) における表層流 $\tilde{u}$ の鉛直分布との比較を行う。

図—8 は、その結果を示す。トラフ面から平均水面までに至る空白域の流速分布は、前述したベキ則の回帰式(2)を外挿したものであり、その流速分布の積分値は、戻り流れの流速 U_B によって算出される吹送流の全流量 ($q_T = -U_B h$) と一致した。図中の実線および破線は、 $U_r = 10.4$ m/s および 12.0 m/s の各有義波高 H_s に相当する平均水面からの深度であり、その付近からベキ則層の発達に伴って乱流エネルギー E_{ht} も急増するようになる。また、 $\tilde{u}$ の鉛直分布も同様な傾向を示している。これより、 E_{ht} および $\tilde{u}$ の値が共に急増し始める平均水面下



図—8 強風速下でのベキ則回帰式による流速分布と高周波乱流エネルギー E_{ht} の鉛直分布の比較

から有義波高程度までをバースト層と定義することは妥当と判断できる。

(2) バースト層の乱流構造

ここでは、有義波高程度の厚さを持ち、強い乱流エネルギーを伴うバースト層の乱流構造について、波動帯より低周波数帯および高周波数帯の乱流成分におけるレイノルズ応力に着目して検討を行う。

図—9 は、低周波数帯および高周波数帯のレイノルズ応力 $-\overline{u\omega_i}$ および $-\overline{u\omega_h}$ の鉛直分布のケース平均を風速 $U_r = 6.7$ m/s および 10.4 m/s について比較したものである。白波砕波が生成されない $U_r = 6.7$ m/s の場合、 $-\overline{u\omega_h}$ の値は鉛直一様にほぼゼロである。しかし、 $-\overline{u\omega_i}$ が支配項となることによって、吹送流に対して風向きの駆動力が卓越し、水面での風応力(せん断応力)が下方に伝達され、下層まで含めて吹送流が駆動されるものと考えられる。これに対し、測点 W 03 付近で白波砕波が発生し始める $U_r = 10.4$ m/s の場合、 $-\overline{u\omega_h}$ の値が水面に向けて急増し、非砕波状態のそれに比べて卓越するようになる。これより、バースト層で流速 $\tilde{u}$ が急増する主因が高周波成分のレイノルズ応力 $-\overline{u\omega_h}$ の寄与にあると推察できる。

さらに、図—10 は各風速 U_r における高周波成分のレイノルズ応力 $-\overline{u\omega_h}$ の鉛直分布を示したものである。 $U_r = 3.3$ m/s および 6.7 m/s の低風速では、 $-\overline{u\omega_h}$ の値がほぼゼロで鉛直一様な分布であることから、低周波数帯の乱流成分によるレイノルズ応力 $-\overline{u\omega_i}$ によって対数則(壁則)に従う吹送流が生成される。すなわち、Blunberg・Mellor (1983) を代表とする Rigid lid モデルをそのまま適用することができる。その一方、 $U_r = 10.4$ m/s および 12.0 m/s の強風速では、 $-\overline{u\omega_h}$ の値がトラフ面下層で正方向に急激に増加することから、砕波起源による $-\overline{u\omega_h}$ によってベキ則に従う吹送流がバースト層に生成されると推察される。

そこで、水深 $z = -H_s/2$ から $-H_s$ までの強風時の $-\overline{u\omega_h}$ の値にベキ則を適用させ、その定式化を試みた。図中の破線 ($U_r = 10.4$ m/s) および実線 ($U_r = 12.0$ m/s)

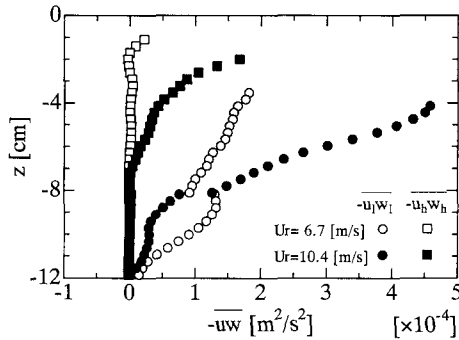


図-9 風速 $U_r=6.7$ m/s および 10.4 m/s における低周波数帯および高周波数帯のレイノルズ応力 $-u_i w_i$ および $-u_h w_h$ の鉛直分布

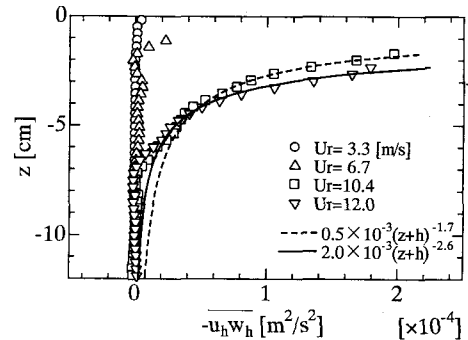


図-10 各風速 U_r における高周波乱流成分のレイノルズ応力 $-u_h w_h$ の鉛直分布

s) がその結果であり、それぞれ次式として求められる。

$$\left. \begin{aligned} -\overline{u_h w_h} &= 0.5 \times 10^{-3} (z+h)^{-1.7} \text{ (Broken line)} \\ -\overline{u_h w_h} &= 2.0 \times 10^{-3} (z+h)^{-2.6} \text{ (Solid line)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

また、このときのエネルギー散逸率を

$$\varepsilon_h(z) = -\overline{u_h w_h} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \dots\dots\dots (4)$$

と表し、式 (1) を z で微分すれば、

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = C(z+h)^{\beta-1} \dots\dots\dots (5)$$

となる。ここで、 C は微分係数である。そして、上式のベキ乗の係数 $\beta-1$ と式 (4) の各支配定数より $\varepsilon_h \sim z^{-3.6 \sim -4.6}$ の関係を導くことができる。この結果、表層のエネルギー散逸が壁則から予測される水深の -1 乗則よりも急激に減衰し、Gargett (1989) の提示した水深の -4 乗則の現地観測結果とよく一致することがわかる。これは、実海域においても吹送流のベキ則層がバースト層と一致することを示唆するものと言える。

5. 結 語

サブピクセル移動量を考慮した階層的相関法による PIV 手法を開発し、高空間解像度かつ高精度流速情報を得ることが風波場で可能になった。そして、その流速データからケース平均して求めた統計量を基に、白波砕波下のベキ則層の発達とバースト層内の乱流特性との関係を

明らかにした。その結果、風速 10 m/s を越える強風下吹送流のベキ則層と強い乱流エネルギーを伴うバースト層が、有義波高程度の厚さでほぼ一致し、ベキ則層の生成が白波砕波に起因する高周波乱流成分に依存していることを実証することができた。さらに、実験室内で計測されるバースト層内の乱流特性が実験室レベルに留まらず、現地観測と同様な乱流特性を示すことがわかった。

謝辞：科学研究費基盤 (B) (2) 1636024312 による成果であることを付記し、謝意を表す。また、本研究で実施した実験に熱心に協力された当時学部生の竹内弘昭君および中村直宏君に深謝する。

参 考 文 献

- 小笠原敏記・久保田踊児・安田孝志 (2003): 白波砕波を伴う強風時吹送流の平均水面下の鉛直分布とそのモデル, 海岸工学論文集, 第 50 巻, pp. 351-355.
- 朱 小華・高杉由夫・橋本英資・安田秀一 (1999): 広島湾における底層懸濁物質の濃度変動, 沿岸海洋研究, 第 37 巻, 第 1 号, pp. 59-67.
- 橋本英資・朱 小華・長尾正之・高杉由夫 (2000): 広島湾の海洋構造に及ぼす風の影響, 海と空, 第 76 巻, 第 3 号, pp. 137-143.
- Blunberg, A. F. and G. L. Mellor (1983): Diagnostic and prognostic numerical circulation studies of the South Atlantic Bight, J. Geophys. Res., 88, pp. 4579-4592.
- Gargett, A. E. (1989): Ocean turbulence, Ann. Rev. Fluid Mech., 21, pp. 419-451.
- Wu, J. (1980): Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions, J. Phys. Oceanogr., 10, pp. 727-740.