

風による海洋最上層の流速

近藤純正*・内藤玄一・藤継幸雄

国立防災科学技術センター平塚支所

Wind-Induced Current in the Uppermost Layer of the Ocean

By

J. Kondo*, G. Naito and Y. Fujinawa

*Institute of Coastal Oceanology, National Research Center for Disaster Prevention,
Nijigahama 9-2, Hiratsuka, Kanagawa-ken 254*

Abstract

Measurements of wind-induced current were made in the uppermost layer of the ocean, lake, and water tank. A logarithmic current speed is obtained for the depths from 1 to 100 cm. The shear velocity in water v^* is nearly in agreement with the wind shear velocity u^* multiplied by $(\rho_a/\rho_w)^{1/2}$, where ρ_a and ρ_w refer to air and water densities, respectively.

The hydraulic roughness length underneath the air-water interface is obtained to be of the order of magnitude of 10^{-2} cm. It is found that there is a lack of significant dependency of the current shear and hydraulic roughness length on the fetch or the gravity-wave height. Hydraulic similarity is proposed for the layers above and below the air-water interface.

1. はしがき

本報告は GARP-AMTEX (地球大気開発国際協力研究のうち、日本が主体になって南西諸島近海で行なう海上での気団変質過程の研究で、わが国に冬から春にかけて災害をもたらす台湾低気圧発生・発達機構の解明に結びつけられるものである。)に国立防災科学技術センターが参加して行なう「海洋から大気への各種エネルギー輸送の研究」の一環として行なったもので、準備的基礎研究である。特に海面から水深数 m までの流れの微細構造の解明を目的としている。

さて、海洋と大気の間では相互作用の過程を経て各種のエネルギーの交換が行なわれている。風から海面に入る運動量の一部は直接海面付近に流速を生じ、更に下層へとレイノルズ

* 現在：東北大学理学部地球物理学教室

* Present address: Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai, Miyagi-ken 980.

応力の形で輸送される。残りは波のエネルギーを高めるために使われるが、砕波や粘性によってエネルギーは散逸していくであろう。

前者による流れは水面付近に速度こう配をつくり、水中に乱れの発生をもたらす。それが更に運動量の伝わり方を左右することになる。波によって水粒子は軌道運動を行っており、それとからみ合った複雑な力学過程が存在することになる。

一方、これを大気側から見れば、海面の運動は抵抗力として大気に作用し、台風や低気圧域内の風の運動、ひいては熱エネルギーや水蒸気量の分配の仕方に影響をもたらす。海面付近で風の作用で引き起こされた流速は、やがては大規模な海流とも結びつき、何千 km も離れた海域まで熱エネルギーや各種の物質を運ぶ。これら大規模現象も結局はマイクロな素過程が基本になっている。

本研究は上記の観点から、水面下のエネルギー輸送過程を理解するため、水面上に薄い油紙を流したり、また一定水深を保ちながら流れる小型ブイを用いて、水面から深さ 1 m 付近までの海洋最上層の流速分布を測定し、解析したものである。

2. 理論モデル

2.1 対数分布の流速

風洞水槽実験によると、水面直下の mm 範囲では流速は深さに対して直線的に減少している (Wu, 1968)。また、Kunishi (1963) の風洞水槽実験によると水面直下には分子粘性係数で計算される層流的な層の存在が報告されている。その下層の数 cm から 1 m の範囲では、深さの対数日盛のグラフ上で直線的、いわゆる対数分布の流速が最近報告されている (Shemdin, 1972 または今里, 1973)。筆者らは数年前から湖や相模湾で水面近くの流速の観測を行ってきたが、上記と同じ結果が得られている。それで従来の理論から得られる流速分布のモデルを最初に導入しておこう。

海面上の風速は微風時を除けば、空気力学的粗面流の性質を持つことが知られている。その度合いをあらわす空気力学的粗度高 z_0 についての最近の研究によると、海面上の波の高周波成分がつくる小さなでこぼこが主要素であるという (例えば, Kondo, Fujinawa, and Naito, 1973)。この海面上の小さなでこぼこを逆に水中から見ても、幾何学的には同程度の大きさであると見なしてよいであろうから、水面上と水面下の流れは流体力学的に相似であると仮定しよう。すなわち、海面上の風速が空気側のレイノルズ数 $Re = u^* h_p / \nu_a$ で支配されるのに対応して、水面下の流速が水中のレイノルズ数 $Re = v^* h_p / \nu_w$ で支配されると考える。ただし、 $u^* = (\tau / \rho_a)^{1/2}$ は空中の摩擦速度、 h_p は前記の Kondo らによって与えられた海面の波浪高周波成分が形成する小さなでこぼこの代表的高さで、0.6 mm から 6 mm 程度である。 ν_a と ν_w はそれぞれ空気と水に対する動粘性係数である。水面でせん断応力 τ が連続の仮定から水中の摩擦速度 v^* は次式で与えられる。

$$\tau = \rho_a u^{*2} = \rho_w v^{*2}, \quad (1)$$

$$v^* = (\rho_a / \rho_w)^{1/2} u^* \doteq 0.0346 u^*. \quad (2)$$

ただし、 ρ_a と ρ_w はそれぞれ空気と水の密度である。

空中で $u^* h_p / \nu_a \leq 5.7$ のときは滑面流で

$$z_0 = 0.111 \nu_a / u^* \quad (3)$$

であることに対応して水中で $v^* h_p / \nu_w \leq 5.7$ のとき

$$y_0 = 0.111 \nu_w / v^*. \quad (4)$$

ただし、 y_0 は z_0 に類似なもので、水面下の流体力学的粗度長である。前記 Kondo らの結果によると、空気中の $u^* h_p / \nu_a \geq 66.9$ で完全な粗面流になるので水中でも $v^* h_p / \nu_w \geq 66.9$ で粗面流と仮定する。レイノルズ数が上記二つの値の間、すなわち、 $5.7 < R_0 < 66.9$ のときは流れの性質は遷移領域であるとしよう。Kondo (1973) が空中に対して提案した z_0 の値と上述の力学的相似の仮定を用いると、水中の y_0 は図 1 の点線のごとく得られる。 z_0 と比較すると、同じレイノルズ数に対して、 $y_0 \doteq 1.35 z_0$ である。

上記の y_0 を使うと、水中の流速をあらわす式は

$$\frac{V_s - V}{v^*} = \frac{1}{k} \ln \frac{y}{y_0} \quad (5)$$

となる。 y は水面から下向きに測った水深、 k はカルマン定数 ($\doteq 0.4$)、 V は水深 y における流速、 V_s は表面流である。

従来の研究 (Schlichting, 1962) から知られている結果を水中境界層に適用すると、滑面流領域では水面直下に層流境界層が存在し、その厚さは h_p より十分に厚く次式で与えられる。

$$\delta_w = \lambda \nu_w / v^*. \quad (6)$$

ただし、 λ は定数 ($\doteq 11.6$) である。すなわち、 $y < \delta_w$ で流速は直線的分布をとり、 $y \gg \delta_w$ の範囲は式 (5) が示す対数分布の流速である。

数値的な関係を表 1 に示した。表中の記号 u_{10} は大気が中立成層のときの海面上 10 m の高度の風速である。空気と水の密度のちがいから、空気中では $200 \leq u_{10} \leq 800$ cm/s ($6.2 \leq u^* \leq 29.9$ cm/s) の範囲が遷移領域であるのに対して、水中では $285 \leq u_{10} \leq 1,115$ cm/s ($0.31 \leq v^* \leq 1.48$ cm/s) の範囲が遷移領域である。

上記モデルは水中乱流によって運ばれる熱 Q が非常に小さく、いわゆる中立成層に近い条件に対するものである。実際には Q が存在するので、水深 y が大きくなると流速 V は対数分布からずれるものと予想される。対流分布が適用される深さを見積もってみよう。

境界層の乱流理論にしばしば用いられるモニン・オブコフの安定度長 L は

$$L = \frac{c \rho_w \theta v^{*3}}{k g Q}. \quad (7)$$

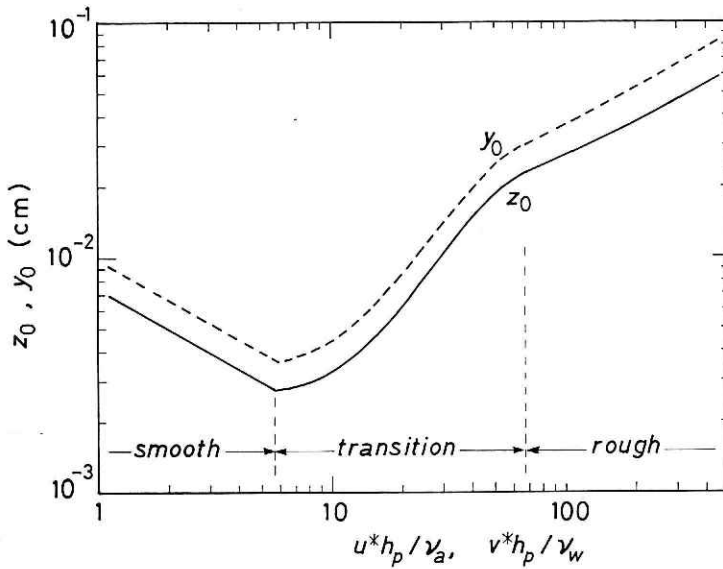


図 1 粗度レイノルズ数と海面の流体力学的粗度長。 z_0 は空気側から見た粗度長、 y_0 は水中側から見た粗度長。

表 1 流速の対数分布モデルにおける諸数値。 u_{10m} は高度 10 m の風速、 h_p は波浪高周波成分がつくる海面の幾何学的粗度の代表値、 C_{10m} は海上風の抵抗係数。その他は本文参照。

u_{10m} cm/s	h_p cm	C_{10m} $\times 10^{-8}$	u^* cm/s	v^* cm/s	$\frac{u^*h_p}{\nu_a}$	$\frac{v^*h_p}{\nu_w}$	δ_a cm	δ_w cm	z_0 cm	y_0 cm
58.5	0.060	1.17	2	0.069	0.78	0.41	0.880	1.66	0.0085	0.0160
123.6	0.103	1.045	4	0.138	2.69	1.42	0.440	0.83	0.0043	0.0080
191.6	0.136	0.980	6	0.208	5.34	2.83	0.293	0.55	0.0028	0.0054
300	0.187	1.02	9.58	0.332	11.7	6.3		0.35	0.0037	0.0037
400	0.220	1.10	13.27	0.459	19.1	10.1			0.0058	0.0045
500	0.249	1.20	17.32	0.599	28.2	14.9			0.0098	0.0061
600	0.279	1.28	21.46	0.742	39.1	20.7			0.0140	0.0088
700	0.308	1.35	25.71	0.890	51.8	27.4			0.0187	0.0128
800	0.342	1.40	29.9	1.034	66.9	35.4			0.0228	0.0171
900	0.375	1.425	34.0	1.176	83.4	44.1			0.0250	0.0219
1000	0.410	1.450	38.1	1.32	102	54.1			0.0273	0.0267
1100	0.447	1.475	42.2	1.46	123	65.3			0.0298	0.0298
1200	0.483	1.500	46.5	1.61	147	77.8			0.0322	0.0322
1500	0.622	1.575	59.5	2.06	242	128			0.0415	0.0415
2000	0.906	1.700	82.5	2.86	489	259			0.0604	0.0604
2500	1.268	1.825	107	3.70	885	469			0.0845	0.0845

高度 10 m の風速が 4 m/s 程度の場合を例にとると、表 1 から $u^*=13.37$ cm/s, $v^*=0.459$ cm/s となる。絶対温度 $\theta=290^\circ\text{K}$, 重力加速度 $g=980$ cm \cdot s $^{-2}$, $Q=200$ ly/d (=0.00232 ly/s) の場合には、 $L=31$ cm となる。同様に高度 10 m の風速が 10 m/s の場合には、 $L=750$ cm となる。対数分布が成立する範囲は $y \lesssim L$ であると言われているので、上記結果から、式 (5) が成立する範囲は数 10 cm までの深さ、または風が比較的強いときでも数 m までの水深であることが推論される。そして、それより深い範囲では流速は対数分布からずれるものと予想される。

以上のことを要約すると、このモデルでは水面直下のきわめて薄い層を除外すれば、1 cm から 1 m 付近の範囲で流速は水面からの深さの対数にほぼ比例した分布となる。ところで、実際の水面には波があって、水粒子は軌道運動を繰り返している。これに伴う振動流速の振幅は例えば波高が 1 m, 周期が 5 秒とすると、水面では 63 cm/s, 水深 3 m では 39 cm/s, 水深 10 m では 13 cm/s 程度の振幅である。この振動的流速の存在が水中での運動量輸送に特別な影響を及ぼすものと推測されるが、しかし今までのところこの役割についての明確な定量的評価はなされていない。

2.2 ストークス流

波による軌道運動は水粒子が同一軌道を描くのではなく、1 回転ごとに波の進行方向へ少しずつずれる。このため水粒子は平均流速をもつ、これはストークス流と呼ばれる。

水深がきわめて大のとき、すなわち有限振幅深水波について考える。表面波形 η を静水面 x 軸からの変位とし、波高を H_0 , 周期を T , 波の位相速度を C_0 , 波長を L_0 として、第 3 次近似までとれば

$$\eta = a_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{L_0} - \frac{2\pi t}{T}\right) + \frac{\pi a_0^2}{L_0} \cos\left(\frac{4\pi x}{L_0} - \frac{4\pi t}{T}\right) + \frac{3}{2} \frac{\pi^3 a_0^3}{L_0^2} \cos\left(\frac{6\pi x}{L_0} - \frac{6\pi t}{T}\right). \quad (8)$$

ただし

$$a_0 = \frac{H_0}{2} \left[1 - \frac{3\pi^2}{8} \left(\frac{H_0}{L_0} \right)^2 \right], \quad (9)$$

$$C_0 = \sqrt{\frac{gL_0}{2\pi}} \left[1 + \left(\frac{2\pi a_0}{L_0} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} \left[1 + \left(\frac{2\pi a_0}{L_0} \right)^2 \right]. \quad (11)$$

また、水粒子の点 (\bar{x}, \bar{y}) からの変位は

$$\xi = -a_0 \left[\exp\left(\frac{2\pi \bar{y}}{L_0}\right) + \frac{3}{2} \left(\frac{2\pi}{L_0}\right)^2 a_0^2 \exp\left(\frac{6\pi \bar{y}}{L_0}\right) \right] \times \sin\left(\frac{2\pi \bar{x}}{L_0} - \frac{2\pi t}{T}\right) + C_0 t \left(\frac{2\pi}{L_0}\right)^2 a_0^3 \exp\left(\frac{4\pi \bar{y}}{L_0}\right)$$

$$-C_0 t \left(\frac{2\pi}{L_0} \right)^2 a_0 \exp \left(\frac{6\pi \bar{y}}{L_0} \right) \cos \left(\frac{2\pi \bar{x}}{L_0} - \frac{2\pi t}{T} \right), \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \zeta = a_0 \left[\exp \left(\frac{2\pi \bar{y}}{L_0} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{L_0} \right)^2 a_0^2 \exp \left(\frac{6\pi \bar{y}}{L_0} \right) \right] \cos \left(\frac{2\pi \bar{x}}{L_0} - \frac{2\pi t}{T} \right) \\ - C_0 t \left(\frac{2\pi}{L_0} \right)^3 a_0^3 \exp \left(\frac{6\pi \bar{y}}{L_0} \right) \sin \left(\frac{2\pi \bar{x}}{L_0} - \frac{2\pi t}{T} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

であるから、ストークス流によって前進する距離は式 (12) の右辺の第 2, 第 3 項である。それを t で微分するとストークス流の流速が次式のように求まる。

$$V \approx C_0 \left(\frac{2\pi}{L_0} \right)^2 a_0^2 \exp \left(\frac{4\pi \bar{y}}{L_0} \right). \quad (14)$$

(以上については土木学会編, 水理公式集, 昭和 46 年改訂版, p. 76 参照)

上式は単一周期の波による質量輸送速度すなわちストークス流速を示しているが、多くの成分波の合成である実際の波浪に適用するために次のように考えよう。波のパワースペクトルを $E(f)$ とし周波数 f と $f+df$ の間の波の振幅を $a(f)$ とすると

$$\sum_f^{f+df} [a(f)]^2 = 2E(f)df. \quad (15)$$

周波数 ($f, f+df$) 成分のストークス流への寄与を dV とおき、 $a_0 \approx a(f)$, $L_0 = gT^2/2\pi = g/2\pi f^2$, $C_0 \approx (gL_0/2\pi)^{1/2} = g/2\pi f$ とすれば、式 (14) と (15) から

$$\begin{aligned} dV &= \sum_f^{f+df} \frac{(2\pi f)^3}{g} [a(f)]^2 \exp \left[\frac{2y}{g} (2\pi f)^2 \right] \\ &= \frac{2}{g} (2\pi f)^3 \exp \left[\frac{2y}{g} (2\pi f)^2 \right] E(f)df. \end{aligned} \quad (16)$$

dV を $f=0$ から ∞ まで積分すればストークス流の流速が求まる。その場合に必要なものは波による水位変動のパワースペクトル密度 $E(f)$ である。有限吹送距離に対する Mitsuyasu (1971) の式は

$$\begin{aligned} E(f) &= 1.15 \times 10^{-4} (gF/u_{10}^2)^{-0.312} g^2 f^{-5} \\ &\quad \times \exp [-99.6 (gF/u_{10}^2)^{-1.32} (u_{10}f/g)^{-4}]. \end{aligned} \quad (17)$$

上式で $u_{10} \approx 25u^*$ とおき $(gF/u^{*2}) = 10^7$ とすれば、Mitsuyasu の式は無限吹送距離に対してつくった Pierson-Moskowitz (1964) の式とほとんど同じになる。また簡単化した Bretschneider (1968) の式とも近似的に同じである。

式 (17) を式 (16) に代入し、 f について積分すると

$$\begin{aligned} V &= \int_0^\infty dV = 2.3 \times 10^{-4} (2\pi)^3 g (gF/u_{10}^2)^{-0.312} \\ &\quad \times \int_0^\infty f^{-2} \exp \left[\left(\frac{2y}{g} \right) (2\pi f)^2 - 99.6 \left(\frac{gF}{u_{10}^2} \right)^{-1.32} \left(\frac{u_{10}f}{g} \right)^{-4} \right] df. \end{aligned} \quad (18)$$

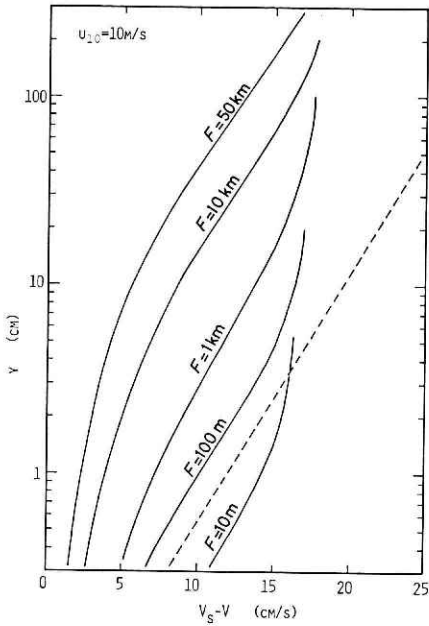


図2 ストークス流による流速の鉛直分布で風の吹送距離 F を助変数として示した図。ただし、表面流速 V_s と水深 y における流速 V との差を横軸にとった。参考のために、破線で対数分布モデルの場合を示した。いずれも高度 10 m の風速が 10 m/s の場合である。

上式を数値的に解き、流速を深さ y の関数として図2に示した。ただし実際の積分上限は $f=40$ Hz までとったが $y>1$ cm に対しては実質上 $f=10$ Hz を積分の上限にとったものとかかわらなかった。縦軸は y を対数目盛にとり横軸は水深 y における流速 V と表面流速 V_s との差である。 V_s は後述の式(20)によった。 $u_{10}=10$ m/s とし、吹送距離が $F=10$ m, 100 m, 1 km, 10 km, 50 km の場合である。この図からわかることは、ある水深範囲をとれば流速は対数分布と見なされ、Bye (1967) が指摘したとおりである。この計算結果はあとで実測と比較される。なお第2.1節の対数分布モデルによる流速を破線で参考のために示してある。ストークス流の鉛直分布における対数分布範囲は $F=10$ m で $y<1$ cm, $F=100$ m で $y<3$ cm, $F=1$ km で $y<10$ cm のごく浅い部分であることを注意する必要がある(後での観測との比較上の参考)。

特に表面流速に対しては式(18)で $y=0$ と

おくと

$$V_s = A \int_0^{\infty} f^{-2} \exp(-Bf^{-4}) df \quad (19)$$

ただし

$$A = 2.3 \times 10^{-4} (2\pi)^3 g (gF/u_{10}^2)^{-0.312},$$

$$B = 99.6 (gF/u_{10}^2)^{-1.32} (u_{10}/g)^{-4}.$$

式(19)で $f=T^{-1}$ とおきガンマ関数 Γ を用いると

$$V_s = A \int_0^{\infty} \exp(-BT^4) dT$$

$$= A \Gamma\left(\frac{1}{4} + 1\right) / B^{1/4}$$

$$= 0.0163 u_{10} (gF/u_{10}^2)^{0.018} \quad (20)$$

上式からわかることは、表面流速は吹送距離に弱い依存性を持つが、近似的に風速に比例する。図3にストークス流による表面流速を風の摩擦速度の関数とし、吹送距離を助変数にして示した。 $V_s \approx 0.5u^*$ または V_s は風速の約 1.6% ないし 2% である。これは従来海上

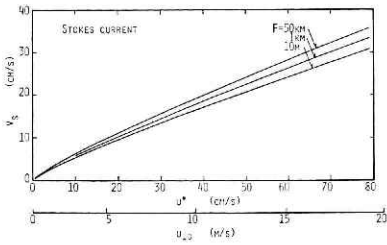


図3 ストークス流で計算された表面流速を空气中的摩擦速度の関数とし、吹送距離を助変数として示した。参考のために高度10mにおける風速 u_{10m} の概算目盛を図の下に示した。

や風洞水槽で得られている実測値よりも少し小さめであるが、近い数値である。

ところで、式 (16) または式 (18) の右边を

$$V \equiv \int_0^{\infty} Y(f) df \quad (21)$$

とおくと、 $E(f)$ が水位変動のパワースペクトル密度であるのに対し、 $Y(f)$ は流速のパワースペクトル密度と呼ぶべきものである。図4は $Y(f)$

の計算例を示すが、これは吹送距離が 50 km、風速が 10 m/s の場合である。 $Y(f)$ の最大値を持つピーク周波数 f_{YP} と $E(f)$ のピーク周波数 f_P との関係を求めてみよう。式 (17) から

$$f_{YP} = 2.99(gF/u_{10}^2)^{-0.33}(g/u_{10}) \quad (22)$$

であるから、水面における f_{YP} は式 (19) を用いて

$$f_{YP} = (5/2)^{0.25} f_P = 1.26 f_P \quad (23)$$

となる。水面下 y の深さにおける f_{YP} は数値計算から得られる。 y が増加するにしたがって、 f_{YP} はわずかに低周波側に移る傾向がある。

Bye (1967) によると、海面でのストークス流の計算値は実測値の 75% である。また二つの水深における流速差も観測値に非常に近いと報告している。しかし、あとも観測との比較がなされるが、流速の大きさにおいて計算値と実測値は相当くいちがっている。式 (18) すなわちストークス流は各成分波の単なる重ね合せによって数学的に得られたものであるが、各周波数成分を線形に重ね合せたことに疑問が残る。Shemdin (1972) の風洞水槽実験によると、水面での波高値を使って計算したストークス流速は実測表面流速の 9% である。また、Van Dorn (1953) の池での実測によると、 V_s は波高によらず風速だけできまるといふ。

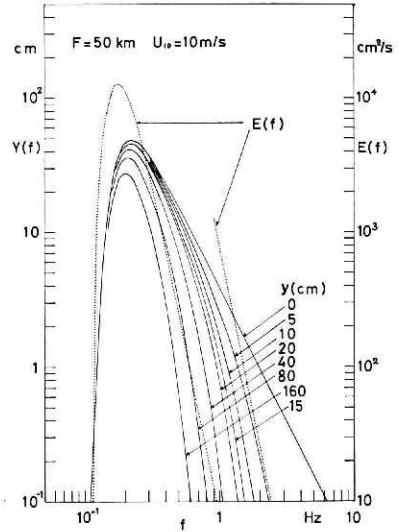


図4 流速のパワースペクトル $Y(f)$ の計算例。吹送距離が 50 km、風速が 10 m/s の場合。参考のために点線で波のパワースペクトル $E(f)$ を示した。 $f > 1$ Hz の範囲の $E(f)$ は図の右側につけた目盛より 2 けた小さく読むこと。

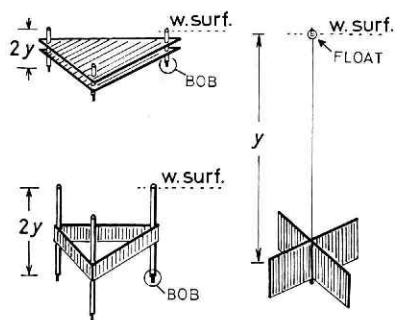


図 5 各種ブイの説明図

3. 流速の測定方法

表面流速は謄写版用原紙に赤いマジックインクで見やすくするために色をつけたもの、または非常に薄い和紙に油をにじませたものを水面に流して、ある時間間隔に流れた距離を測って求めた。水面下の流速については図 5 に示すような浮きを用いて、その流れの軌跡を観測して求めた。図の右に示す浮きは $y \geq 6 \text{ cm}$ に対して用いたもので、

十字に組み合わせた抵抗板は薄いプラスチック、または牛乳用の紙容器に用いられている材料で作った。その中心から細い糸が上方へ伸び、直径 4 mm の赤いつり用の球状ブイに結ばれている。抵抗板の下のおもりを調節して、浮力がちょうどバランスするように作られている。図の左下に示す浮きは $2 \text{ cm} \leq y \leq 6 \text{ cm}$ 用のもので、3本のビニールパイプの上端がちょうど水面に浮かぶように作られている。図の左上に示す浮きは 5 mm から 2 cm 水深用のものである。

平塚沖の海洋観測塔での観測は水面から 20 m の高さにトランシットを設置し、望遠鏡をのぞいてブイを追跡した。その際、テープレコーダに 1 秒ごとの音声をあらかじめ吹き込んでおいたので、それを聞くことによって時間を知ることができた。各時刻の浮きの方位角と伏角を図 6 に示す用紙にプロットして流速を算出した。この図で伏角 θ の逆正接を同心円上に書いてあるので図上の距離と実際の距離が比例関係にある。角度 θ が小さくなると、水面で全反射がおり、浮きの識別が困難になる。多くの場合、 $\theta > 15$ 度範囲で観測した。

霞ヶ浦での観測はあらかじめ決めた距離区間を浮きが通過するに要した時間を何回も繰り返して測定して流速を求めた。またこれとは別の方法も用いた。すなわち湖面上 4 m の高さの堤防上に互いに 50 m 離れて 2 台のトランシットを設置し、時間を音声で吹き込んだテープレコーダからスピーカを両方のトランシットまで配線し、それで時刻を聞きながら浮きの方位角を同時に測定した。この際、伏角 θ が非常に小さいので、望遠鏡で直接測定用の浮きを識別することができない。それゆえ、つりごおの先に糸をつけ、その端に直径 3 cm の識別用の浮きを取りつけたものを用いて、もう一人が流速測定用浮きが流れている位置の近くを指し示すことによって位置を測定した。同時に、深さの異なる数種類の浮きを流した。またこの際に 3 台の携帯用無線機を用いて連絡した。

当センター平塚支所の屋上に幅 1.5 m、長さ 2.5 m、水深 20 cm の水槽をつくり、その中の流速も測定した。この水槽は水があふれる程度に満水し、中央部の測定部に自然風をあてた。測定部の両わきに平行にブロックで仕切りをつけ逆流のみぞをつくり、そのみぞの上はプラスチック板でふたをして風が当たらないようにした。測定部の長さ 2.5 m の水面の

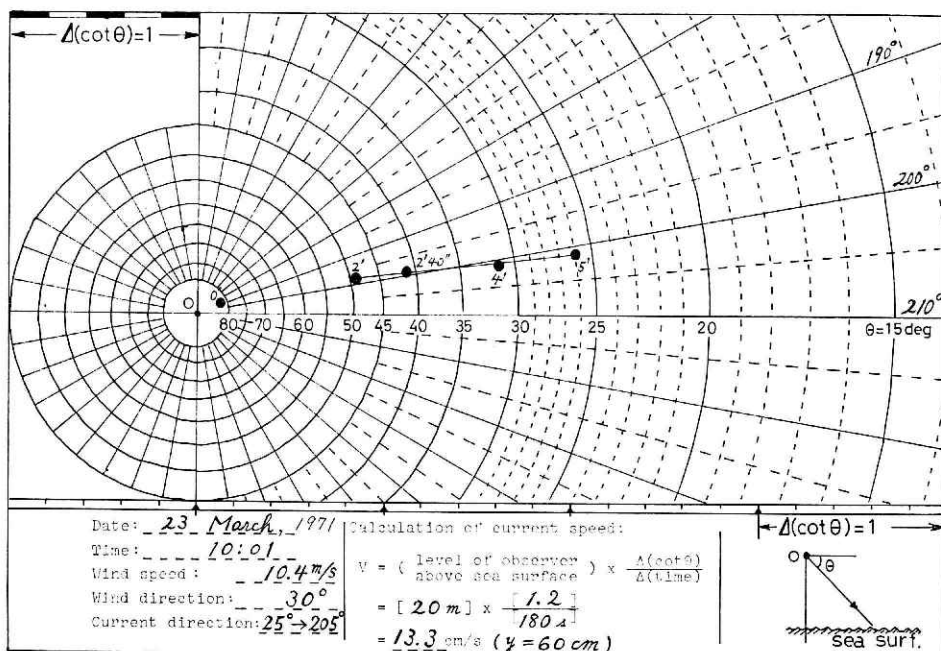


図6 流速算出用紙

うち、1 m の距離を各種の浮きが流れるに要した時間を測定した。

4. 観測結果

4.1 表面流速

観測した表面流速を空気中の摩擦速度 u^* の関数として図7に示した。風速 u_{10} と u^* との近似関係は参考のために図の下に記入してある。図中の一つの記号は何回も測定した結果の平均値である。今回得られた観測値は従来の多くの結果とほぼ同じであると見なされる。

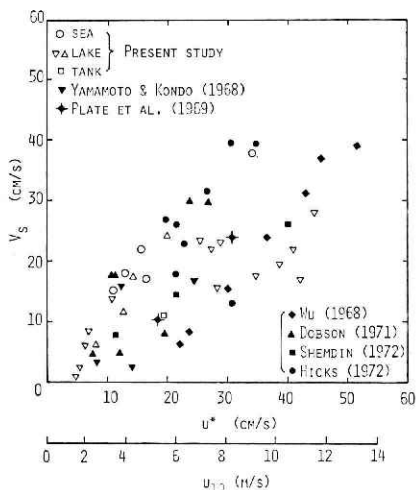


図7 表面流速 V_s と空気中の摩擦速度 u^* との関係

Plate *et al.* (1969), Wu (1968), Shemdin (1972) は風洞水槽実験による値であるが、海面での値と比較するといくらか小さめである。その理由は、水底が浅い水槽では底の影響のために流れが十分におこらないためであろう。また、湖や海面での値がかなりばらついているのは、湖流や潮流の影響によるものと考えられる。相模湾の観測塔では時によって水深1 m 以深の流向と以浅の流向が逆の場合もある。下層は潮流

によって流れていても、上層では風によって流されている。潮流と風の方向が互いに逆の場合は表面流速は下層の流れに引っぱられて弱くなり、潮流が風の方向と同じ場合は表面流速は大きくなるようである。この図から V_s は u^* の 0.6 ないし 1.3 倍と見なされる。あるいは u_{10} の 2 ないし 4% とも言える。前節で計算したストークス流としての図 3 とこの図 7 を比較してみると観測される表面流はストークス流としての計算値の約 1.4 倍ないし 2.3 倍の大きさである。

4.2 流速の鉛直分布

簡易水槽、湖および海洋観測塔で観測した流速の鉛直分布をほぼ同じ条件ごとに分類し、10 回ないし 30 回分を平均した。流速の鉛直分布に式 (5) を適用して水中の摩擦速度 v^* を求めた。図 8 は表面流速と水深 y における流速 V との差を v^* で割り、無次元化した流速を横軸に、水深を対数目盛で縦軸に示したものである。観測値に多少のばらつきが見られるが、流速分布は対数分布とみなされるようである。

図 9 は Shemdin (1972) の風洞水槽内の流速鉛直分布観測値で、新たに分布線を書き入れ

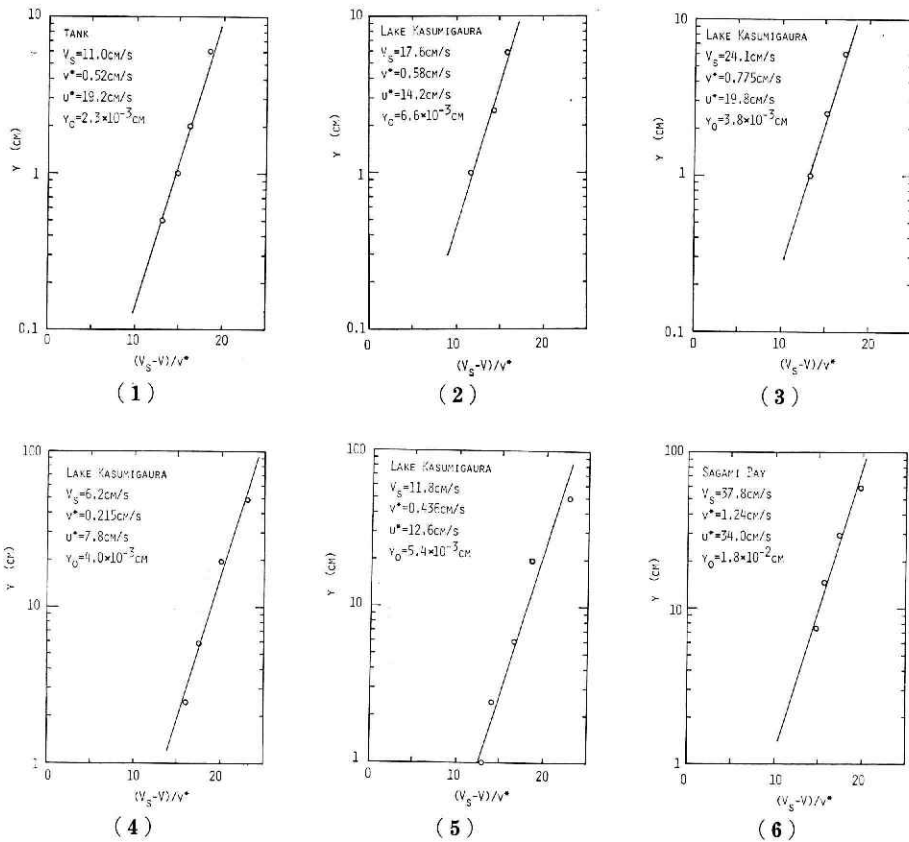


図 8 流速鉛直分布の観測。(1) は水槽, (2)~(5) は霞ヶ浦, (6) は平塚沖観測塔における観測で、同一条件のものを 10 回ないし 30 回集めて平均した分布である。

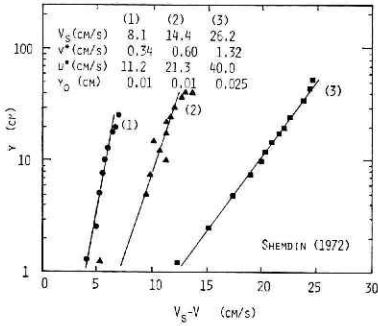


図 9 Shemdin による風洞水槽内の流速鉛直分布

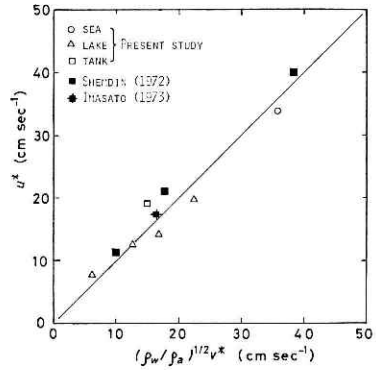


図 10 風から計算した空気中の摩擦速度 u^* と流速鉛直分布から計算した水中の摩擦速度 v^* との比較

表 2 風による鉛直方向の運動量輸送, すなわち, 摩擦応力 τ_a に対する波に残る運動量 dM/dt の比. % 単位で示す. * 印は未発表資料.

Author	$\left(\frac{dM}{dt}\right) / \tau_a$ (%)
Starr (1947)	10
Korvin-Kroukovsky (1965)	7
Barnett (1971)	10
Stewart (1961)	20
Wu (1968)	20 (12—30)
Taira (1972)	5 (3—10)
Imasato & Kunishi (1971)*	(2—15)
Imasato & Kunishi (1973)*	7 (3—10)
Toba (1972)	$7.5 \exp(-1.9C/U)$

図には今里 (1973) の結果も追加してある. この図から式 (2) が近似的に成立していることがわかる.

ところで風から海面に入った運動量 τ_a は波の発達のために一部分が残る (例えば Taira, 1972 と 1973). 表 2 に示されているように, この量は多くの場合 τ_a の 10% 前後である [まとめは近藤 (1973) のレビューを参照のこと]. τ_a は u^* の 2 乗に比例するので, 10% の平方根, すなわち約 3% の誤差で u^* と v^* は比例関係にあると見なしてよいであろう.

この節の結果を要約すると, 水中の流速分布はそのこう配だけについて見るならば, ストークス流から計算される値にほぼ等しく (ただし対数分布範囲について), また対数分布モデルとも一致する (図 2 参照). しかし流速の大きさそのものについては, ストークス流と相当くいちがっているが対数分布モデルに近いようである.

たものである. この分布からも水中の摩擦速度 v^* を求めた.

水面を境にして, 空気中での摩擦応力と水中での摩擦応力が連続しているとの仮定から得られる式 (2) が成り立つかどうかを見るために, 図 10 の縦軸に風速から計算した空気側の摩擦速度 u^* をとり, 横軸は図 8 と図 9 に示されている水中の流速分布に式 (5) を適用して求めた水中側の摩擦速度 v^* をとって比較した. ただし, 水と空気 の密度比の平方根を v^* に乗じてある.

4.3 水面下の粗度長

前節で流速は $1\text{ cm} < y < 100\text{ cm}$ の範囲で対数分布になることがわかった。対数分布の助変数、すなわち水面を水中から見た流体力学的粗度長 y_0 を水中の摩擦速度 v^* に対して示したのが図 11 である。同図には参考のため空気中の摩擦速度 u^* および高度 10 m における風速 u_{10} の目盛も記入しておいた。図中の太線は第 2.1 節で述べたモデルによる関係であり、また太い破線は流体力学的滑面流の場合である。数本の細線は第 2.2 節のストークス流として得られる対数分布範囲から得られる形式的な y_0 で吹送距離 $F=10\text{ m}, 100\text{ m}, 1\text{ km}, 10\text{ km}, 50\text{ km}$ の場合を示している。

図 2 でも見られたように、ストークス流として計算された流速分布で対数分布と見なされる範囲の速度こう配は観測値の速度こう配にほぼ等しいけれども、流速の大きさや粗度長については計算値と観測値は相当くいちがっている。むしろ、観測値は空気中の風速分布と似た、いわゆる対数分布モデルに近いようである。

以上のことをまとめてみると、水中の流速は表面で最も大きく風速の 2 ないし 4% でストークス流としての計算値の約 2 倍程度である。水深が増すに従って流速は急激に減少する鉛直分布である。この減少の仕方はストークス流としての値よりも大きい減り方である。

実際の海面には前述したように波による水粒子の前後方向の振動的運動があり、それに伴う瞬間的な流速シャーが存在する。この運動による影響は定性的には海面付近の乱流混合作用を強めるものと予想され、風速が同じであっても波高が大きいときは小さいときに比較して流速の鉛直こう配は水面付近で小さくなる。また、この作用は水面付近の水中熱輸送にも影響するので、波が大きいときは表面水温の日変化は小さくなると思われよう。しかしな

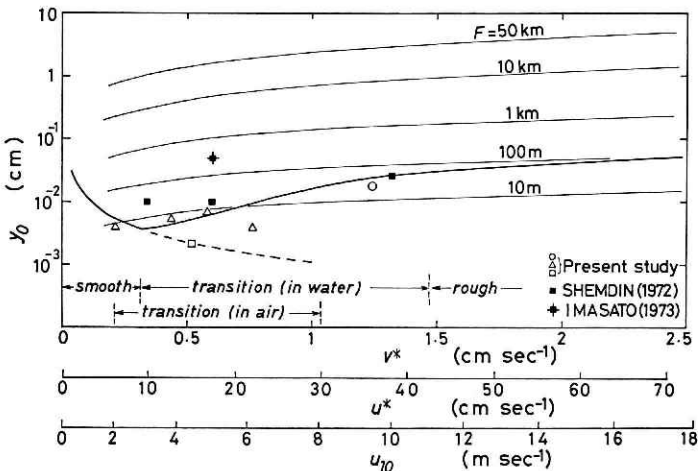


図 11 水面を水中から見た流体力学的粗度長 y_0 と水中の摩擦速度 v^* との関係。各記号は観測値、太い実線は対数分布モデルによる関係、細い数本の実線はストークス流の対数分布範囲から決められる形式的な粗度長。

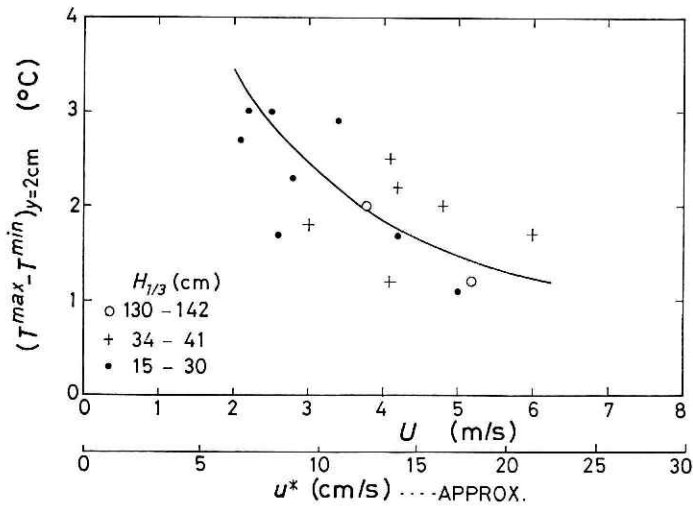


図 12 晴天日の海面水温の日変化の最高水温と最低水温の差に対する高度 10 m の平均風速との関係。各記号は波浪の有義波高の平均値 $H_{1/3}$ によって分類した。ただし、1969年7月から9月の期間で日照時間が9時間以上の場合である。水温計はブイに取り付けてあるので波とともに上下に動くように作られている。(資料は近藤・内藤・藤縄, 1972 による。)

がら、観測結果を見るかぎり波が小さい風洞水槽内と波が大きい海や湖における流速鉛直分布の相違は検出できない。図 12 は 1969 年 7 月から 9 月の晴天日（横浜地方気象台での日照時間が 9 時間以上の日を晴天日とした。）に相模湾内平塚沖海洋観測塔で観測した海面水温（実際には水深 2 cm 付近の水温）の日変化の最高水温と最低水温の差である。6 時から 15 時にかけての平均風速を横軸にとり、波浪の有義波高によって記号わけをした。白丸印は台風の余波をうけてかなり波が高いとき、黒丸印は波が非常に小さいとき、プラス記号は中間の波高のときである。この図は一つの証拠を示すものであろうが、鉛直熱輸送によって起こる海面付近の水温変化は、摩擦速度に依存するが、うねりのような長周期波の波高に依存しているかどうかは明確でない。

6. 結 論

風によって流される海洋最上層について、薄い油紙を水面に流したり、微小ブイを水面下の一定水深に流し、その移動を追跡して、流速鉛直分布を観測した。

流速は水面からの深さに対して対数分布の形である。この対数分布の流体力学的粗度長は海面を空気側から見た幾何学的粗度と水中側から見た幾何学的粗度が等しいという仮定と、流体力学的相似のモデルから得られる値にほぼ等しい。ただし、海面の空気側から見た空気力学的粗度長は波浪の高周波成分、すなわち 3 Hz から 30 Hz の周波数成分がつくる幾何学的粗度で形成される代表的なスケールの関数である（前回の研究による。).

水中の流速対数分布のこう配からきめられる水中のレイノルズ応力は風速から求まるレイノルズ応力と近似的にほぼ等しい。

表面流速は高度 10 m の風速の 2 ないし 4%, または空気中の摩擦速度とほぼ等しい値である。また、ストークス流としての計算値は観測値のおよそ半分である。水中の流速については、その対数分布範囲のこう配だけで比較するならばストークス流としての計算値と対数分布モデルの値はほぼ等しいが、流速の大きさはストークス流と観測値は相当くいちがう。ストークス流の鉛直分布は吹送距離、すなわち風胴水槽内であるか海岸かによって異なるが、観測される流速鉛直分布は海面のレイノルズ応力だけでほぼきまり、風胴水槽の海洋における差違は明りょうでない。

7. 謝 辞

本研究を遂行するに当たり、国立防災科学技術センター平塚支所の渡部勲氏、霞ヶ浦での観測に際しては東北大学の山本義一名誉教授を研究代表者とする大気境界層研究グループの方々に御協力をいただいた。ここに感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Bretschneider, C. L. (1968): Significant waves and wave spectrum. *Fundamental in Ocean Engineering*, Part 7, Ocean Industry, Feb., 40—46.
- 2) Bye, J. A. T. (1967): The wave-drift current. *J. mar. Res.*, **25**, 95—102.
- 3) Dobson, F. W. (1971): Measurements of atmospheric pressure on wind-generated sea waves. *J. Fluid Mech.*, **48**, 91—127.
- 4) Hicks, B. B. (1972): Some evaluations of drag and bulk transfer coefficients over water bodies of different sizes. *Boundary-Layer Meteorol.*, **3**, 201—218.
- 5) Imasato, N. (1973): Momentum transfer from the air to the sea. *Mar. Sci., Tokyo*, **5**, 24—29. In Japanese.
- 6) Kondo, J. (1973): Recent progress of air-sea boundary layer research. *Tenki, Meteorol. Soc. Jap.*, **20**, 401—409. In Japanese.
- 7) Kondo, J. (1973): Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Manuscript*.
- 8) Kondo, J., G. Naito and Y. Fujinawa (1972): Semi-diurnal change in temperature of the sea water. *J. Mar. meteorol. Soc. Jap.*, **48**, 53—59. In Japanese.
- 9) Kondo, J., Y. Fujinawa and G. Naito (1973): High-frequency components of ocean waves and their relation to the aerodynamic roughness. *J. phys. Oceanogr.*, **3**, 197—202.
- 10) Kunishi, H. (1963): An experimental study on the generation and growth of wind waves. *Disaster Prev. Res. Inst. Bull., Kyoto Univ.*, No. 61, 1—41.
- 11) Mitsuyasu, H. (1971): On the form of fetch-limited wave spectrum. *Coastal Eng. Jap.*, **14**, 7—14.
- 12) Pierson, W. J. and L. Moskowitz (1964): A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii. *J. geophys. Res.*, **69**, 5181—5190.
- 13) Plate, E. J., P. C. Chang and G. M. Hidy (1969): Experiments on the generation of small water waves by wind. *J. Fluid Mech.*, **35**, 625—656.
- 14) Schlichting, H. (1962): *Boundary-Layer Theory*, 4th ed. McGraw-Hill, New York, 647 pp.
- 15) Shemdin, O. M. (1972): Wind-generated current and phase speed of wind waves. *J. phys. Oceanogr.*, **2**, 411—419.
- 16) Taira, K. (1972): A field study of the development of wind-waves (1). The experiment. *J. Oceanogr. Soc. Jap.*, **28**, 187—202.

- 17) Taira, K. (1973): Measurements of underwater Reynolds stresses in the surface layer of a wave field. *Manuscript*.
- 18) Van Dorn, W. G. (1953): Wind stress on an artificial pond. *J. mar. Res.*, **12**, 249—276.
- 19) Wu, J. (1968): Laboratory studies of wind-wave interactions. *J. Fluid Mech.*, **34**, 91—111.
- 20) Yamamoto, G. and J. Kondo (1968): Preliminary study on evaporation control. *Report from the Civil Engineering Division, Tohoku Electric Power Company*, 51 pp. In Japanese.

(1973年7月31日原稿受理)