

神戸大学工学部 正員 梶 源亮
 神戸大学工学部 学生員 ○ 井口 理一郎
 神戸大学工学部 学生員 木佐 幸佳

まえがき

海面におよぼす風の作用に関して、物理的な機構を解明する事が必要であるが、現実の問題として色々な風速に対して若干の物質拡散の状態がどのようなものであるのかという事が挙げられる。今回、我々は、風速吹送距離を変え各場合の海面近傍の流れを測定し、海面拡散を求め、それがどのように変化するか実験研究を行った。

実験装置および実験方法

実験装置は図1に示すように、長さ4.2m(測定部分3.12m)、幅13.7cm、上部水槽高さ30cm、下部高さ20cmなる風洞水槽で、水が回流するようにしてある。一方から整流格子を通した後、測定部分へ導入され、風は他端に設けてある排風口から排風するようにしてある。送風口の幅は13.7cm、高さ10cmで、その下端を静水面に一致するように、ほぼ水平に取り付けた。送風口付近の風速の縦方向の偏り、横方向の偏りは各々約±4%以内で一様と考えてよいだろう。なお水槽末端部にトラポットを配置し、波消しを行った。平均風速はピトー管で行い、傾斜マノメータ(差圧 $\Delta p = 1/50 \text{ mmHg}$)で数値を読み取った。又流速変動、風速変動は定温度熱線流速計を用い、直線化増幅器に掛けデータレコーダで記録した。得られた値はサンプリング周波数2kHzでA-D変換器に掛け紙テープにパンチした。測定点は吹送口から50mm, 150mm, 250mmのところで測定した。また補正として6(Ⅰ), 100(Ⅳ), 200(Ⅶ)mmのところで平均風速、平均流速を測定した。それと同時に水位変動を各点で記録した。

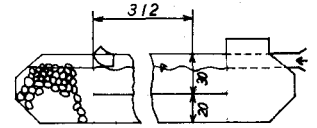


図-1 風洞水槽

実験結果

測点Ⅰ(吹送口より6mm)における静水面上6mmの風速(以後P.W.Vとする)7m/sに関して断面Ⅱ,Ⅳ,Ⅶでの風速分布を図2に示す。図2からRossby(1936)によって提唱されたように対数法則が適用出来るが、水面近くで幾分速くなる傾向を示している。この原因として、波により気流が乱れた結果、生じた固有の現象ではないかということで幾かの見解がある。しかし、波型の界面自体が気流に及ぼす影響が、いまだはっきりしない事、測定に固有の誤差の入る可能性のあることなどを考えるとはっきりしたことは言えない。¹⁾ 図2に対応する流速分布を図3に示す。

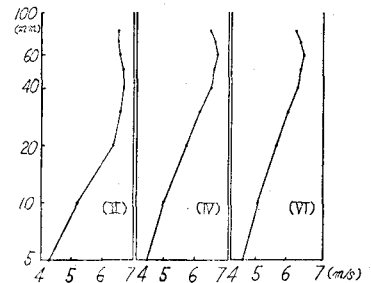


図-2

考察

実験した風速分布より求めた U_z を図4に示す。図中の○はJ.Wuの求めた値である。彼は海洋と実験室とでスケールが違う事とWind Wave tankの違いによって風の機構が異なるため、結果は一般性を持たないと言っているが、我々の場合、後者を考慮しなければならぬが、一応の目安としてプロットしたが、一応の評価は出来ると思われる。又、 z_0 と波高との関係を図5に示す。これは、8割程度の小さな値($z_0 \sim$ 波高)すなわち波の初期発達段階における海面の粗糙状態を示す。図中、○は国司(1963) ($gH/\lambda = 6.5 \times 10^{-2} \sim 0.5$)、●はHidy & Plate (1966) ($gH/\lambda = 2.8 \times 10^{-2} \sim 2.0$)を示す。今回の我々の実験では

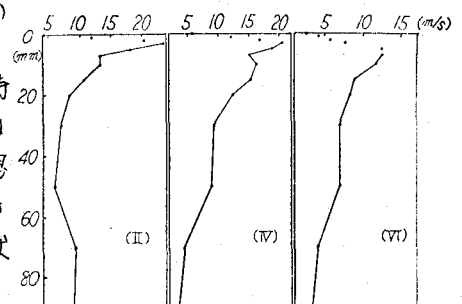


図-3

$gH/\omega^2 = 6.9 \times 10^{-2} \sim 2.5 \times 10^{-1}$ であり、波の初期発達段階であり、粗面に関しては、遷移領域か幾分粗面領域に入ると考えられる。

図3から風の作用による水の流速の乱れが大きい領域は深さ2cm以内であり、この領域において波動の影響は避け難い。すなわち、 u は波動による変動と純然たる

乱流変動が加わったものと考えられる。 u_p を波動による変動、 u_s は純然たる乱流変動とし、 $u(t)u(t+\tau)$ を考える。

$$\begin{aligned} u(t)u(t+\tau) &= \{u_p(t) + u_s(t)\} \{u_p(t+\tau) + u_s(t+\tau)\} \\ &= u_p(t)u_p(t+\tau) + u_p(t)u_s(t+\tau) + u_s(t)u_p(t+\tau) + u_s(t)u_s(t+\tau) \end{aligned}$$

ところで、砕波を起していない場合、波高のオーダ内では $\overline{u_p u_p} \approx 0$ と仮定出来る²⁾ので結局のところ

$$\overline{u(t)u(t+\tau)} = \overline{u_p(t)u_p(t+\tau)} + \overline{u_s(t)u_s(t+\tau)}$$

となる。そこで我々は、求めに自己相関係数において、第2周期以降に現われる大きな周期性のものは波動によるものと考え、元のものから差引いて、純然たる乱流の自己相関係数として、Lagrangeの相関係数を用いると、拡散係数 K_L は

$$K_L = U^2 \int_0^\tau R_L(\xi) d\xi$$

と表示される。

求めた K_L の値を表-1に示す。又、 U_{sw} より海面でのせん断力 τ_a 、 τ_{sw} が等しいとして、 $U_{sw} = \sqrt{\rho_a / \rho_w} U_{sa}$ より U_{sw} を求め、又流速分布より、流速勾配を求め

$$\rho U_{sw}^2 = \tau = \rho K_g \frac{\partial u}{\partial y} = \rho U^2 K_L \frac{\partial u}{\partial y}$$

より U を求めると表-2のようになり、ほぼ一定であるとみられる。逆に、 $\alpha = 0.6$ において K_L を水の速度勾配から求めると、表-1に示す通りとなり、拡散係数の両者はほぼ一致する。表-1をみると同一の距離では、風速の増加に従い拡散係数が増加することがわかる。又吹送距離に関しては、ある所までは、距離に応じて増加するが、それ以上は、一定か、むしろ減少する傾向にある。

参考文献

- ① 光易 恒：水面に作用するせん断力と水面粗度について
第11回海岸工学講演会講演集(1964)

② S.A. KITAI & ORODSKII: THE PHYSICS OF AIR-SEA INTERACTION

Israel Program for Scientific Translations.

③ JIN WU: Wind-induced drift currents, J. Fluid Mech. (1975) vol 68 part 1 pp. 49-70

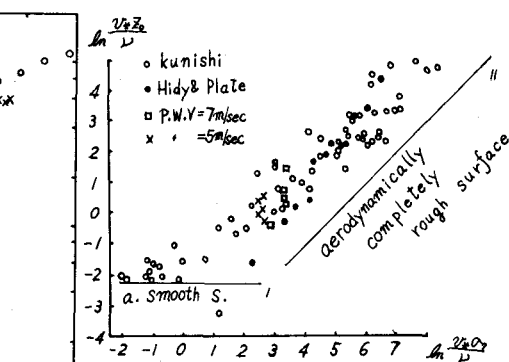
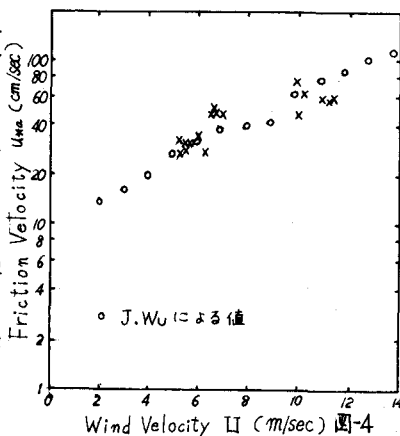


図-5

Point Wind Velocity 5 [m/sec]				
測点	$\sqrt{u'^2}$ [cm/sec]	t^* [sec]	K [cm ² /sec]	K' [cm ² /sec]
II $y=0.5$	3.739	0.0157	0.219	0.216
IV $y=0.5$	3.345	0.0306	0.342	0.384
VI $y=0.5$	2.849	0.0357	0.290	0.251
P. W. V. 7 [m/sec]				
II $y=0.5$	5.848	0.0143	0.491	0.422
IV $y=0.5$	4.341	0.0316	0.596	0.388
VI $y=0.5$	3.739	0.0550	0.769	0.616
P. W. V. 10 [m/sec]				
II $y=1.0$	6.389	0.0133	0.543	資料なし
IV $y=1.0$	5.667	0.0520	1.670	
VI $y=1.0$	4.633	0.0505	1.084	

表-1

測点	II	IV	VI
5 m/sec	0.56	0.52	0.60
7 m/sec	0.60	0.68	0.62

表-2