

# 吹送流に関する実験的研究

鶴谷 広一\*・中野 晋\*\*・加藤 始\*\*\*・一戸 秀久\*\*\*\*

## 1. ま え が き

吹送流は、風波の発達に重要な役割を果たすほか、水面上に拡がる流出油の運動や湾内水・湖水の循環あるいは淡塩二層界面の混合等に関係し、工学的にもきわめて重要である。吹送流の表面流速については Keulegan<sup>1)</sup> の研究をはじめとして実験室や現地での観測により、風速の3%程度であることが一般に認められている。その際、風速として実験室では平均風速や自由流風速、現地では10mの高さでの風速を用いることが多い。しかし、平均風速や自由流風速は本来実験施設に依存したものであり、表面流速とこれらとの比が現地ではどう対応するかについては明らかではない。また、内湾や湖等の閉鎖性水域と外海とでは、風の条件が同じでも発生する吹送流も異なった性質を持つはずである。本研究ではこれらの問題点のうち、主として境界条件によって発生する吹送流に違いが生ずるかどうかに着目し、風洞水路に反流を生じさせた場合と生じさせない場合について、水面に作用する風のせん断力とそれにより発生する吹送流の特性について検討したものである。

## 2. 実験装置および実験方法

実験は、図-1に示す風洞水路(全長22m、幅60cm、高さ85cm)を用いた。水路の中には仮設の床板を設け、その下を水が自然循環できるようにして反流を生じないようにした。反流ありのケースでは風下側の仮設床板の

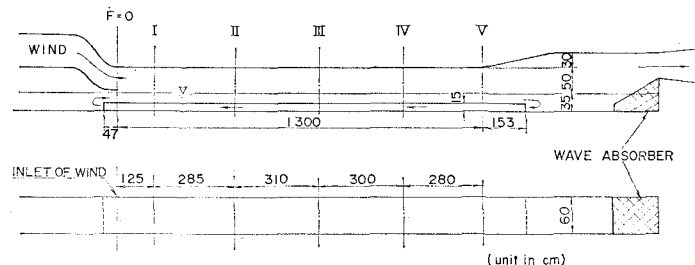


図-1 実験水路

表-1 実験ケース

| Case | 水深 (cm) | 反 流 | 水 質    |
|------|---------|-----|--------|
| A    | 20      | な し | 水 道 水  |
| B    | "       | あ り | "      |
| C    | 15      | な し | "      |
| D    | "       | あ り | "      |
| CR   | "       | な し | 界面活性剤入 |
| DR   | "       | あ り | "      |

開孔部を閉じて実験を行った。実験ケースは表-1に示す6ケースで、CR、DRの2ケースでは界面活性剤(ラウリル硫酸ナトリウム)を投入し、波を消した。

測定はI~IIの5断面で行い、主要な測定項目ならびに測定方法は次のとおりである。(i) 風速分布: ピトー管と高精度差圧計を使用し、高さ $z$ の基準は静止水面とした。(ii) 波と水面勾配: 5台の抵抗線式波高計を用いた。(iii) 風洞内静圧: (i)で用いたピトー管と差圧計を用いた。(iv) 表面流速: パラフィンをしみこませた径6mmの円型紙フロートが一定距離(50cm)流下する時間を30回ストップウォッチで測り平均して求めた。その際波に乗ったフロートは棄却した。(v) 吹送流分布: トレーサー(塩化ビニール粉末)と一方向熱膜流速計を併用した。トレーサーによる測定では水路中央の $x-z$ 面に針金と糸でメッシュを張り、トレーサーが一定距離(1, ..., 5cmのいずれか)を通過する時間をストップウォッチで測った。熱膜流速計は、特に波を消したCRのケースと波の小さい風速下での水面近くの測定に用いた。

## 3. 実験結果および考察

### 3.1 風速分布と抵抗係数

水面上における風速の鉛直分布  $U(z)$  が水面近くでは

$$\frac{U(z)}{U_{*a}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_{0a}} \dots\dots\dots (1)$$

の対数則に従うことはよく知られている。ここに、 $U_{*a} = \sqrt{\tau_a / \rho_a}$  は風の摩擦速度

( $\tau_a$  は風のせん断力、 $\rho_a$  は空気密度)、 $\kappa$  はカルマン定数、 $z_{0a}$  は水面の粗度高さである。図-2は風速分布の測定例(ケースA、断面II)であるが、全ケースにお

\* 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室長  
 \*\* 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室  
 \*\*\* 正会員 工博 茨城大学教授 工学部建設工学科  
 \*\*\*\* 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室

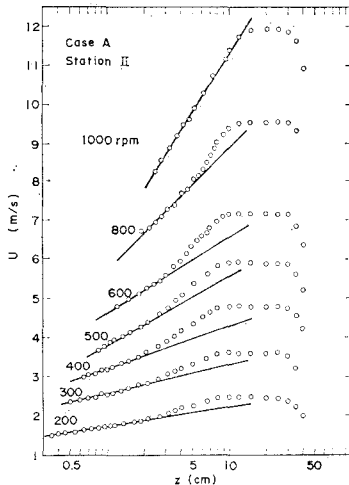


図-2 風速分布測定例(ケースA, 断面II)

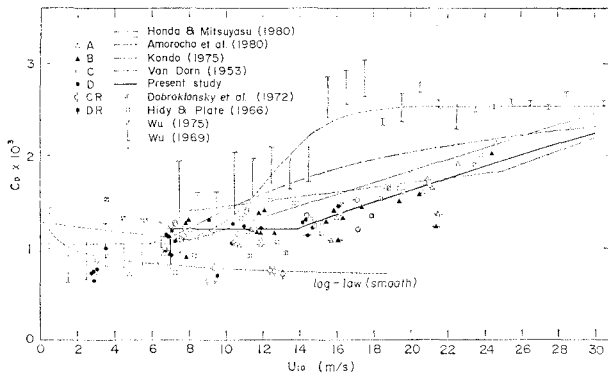


図-3 風速と抵抗係数(横棒付は断面Iのデータ)

いて水面近くで対数則に従うことが確認された。これに式(1)を適用し、 $U_{*a}$ 、 $z_{0a}$ 、さらに式(1)によりデータを外挿し、 $z=10$  mでの風速  $U_{10}$  を求めた。こうして得た  $U_{*a}$  と  $U_{10}$  から水面の抵抗係数  $C_D (= (U_{*a}/U_{10})^2)$  を求めた結果を図-3に示す。データはかなりのばらつきがあるが、風速により一定の傾向が見出せる。 $U_{10} < 7$  m/s および波を消したケースではほぼ滑面の対数則に従っている。 $U_{10} = 7$  m/s 付近では  $C_D$  の値のばらつきが大きく、この付近で砕波が始まり急速に抵抗が増加することに対応している。 $7 < U_{10} \leq 14$  m/s では  $C_D$  はほぼ一定で平均的に  $1.2 \times 10^{-3}$  である。 $U_{10} > 14$  m/s では  $C_D$  は増加の傾向を示す。これらの結果をまとめると次のようになる。

$$\left. \begin{array}{ll} U_{10} < 7 \text{ (m/s)} & \text{滑面对数則} \\ U_{10} = 7 & C_D = 0.814 \sim 1.2 \times 10^{-3} \\ 7 < U_{10} \leq 14 & C_D = 1.2 \times 10^{-3} \\ U_{10} > 14 & C_D = 3.70 \times 10^{-3} U_{10}^{0.800} \end{array} \right\} \dots (2)$$

今回の実験と従来の研究成果<sup>2)-9)</sup>とを比較すると、 $U_{10}$  の大きな所で  $C_D$  の値は小さいものの本多・光易<sup>2)</sup>と同

様の傾向を示している。図-4に  $z_{0a}$  を用いた粗度レイノルズ数  $R_{*a} (= U_{*a} z_{0a} / \nu_a)$  と  $C_D$  の関係を示す。このように  $R_{*a}$  を用いれば  $C_D$  はよくまとまり、 $R_{*a}$  の小さい所では SethuRaman & Raynor<sup>10)</sup> と、大きな所では本多・光易と同様の傾向を示している。なお、SethuRaman & Raynor は 8 m の高さでの抵抗係数  $C_8$  を求めているが、ここでは  $C_D$  に換算してある。今回の実験曲線で  $R_{*a} = 0.111$  の点は滑面状態と対応しており、この点と  $C_D = 1.2 \times 10^{-3}$  までの曲線は  $U_{10} = 7$  m/s に対応する。また、 $U_{10} = 14$  m/s は  $R_{*a} = 3.55$  に対応しており、固定壁上で完全粗面に遷移する粗度レイノルズ数に近い値である。

### 3.2 水面勾配

運動方程式を水深にわたり積分し、慣性項を省略すると次のようになる。

$$\tau_a + \tau_b = \rho_w g d \left( \frac{\partial h'}{\partial x} + \frac{1}{\rho_w g} \frac{\partial P_a}{\partial x} \right) \dots (3)$$

ここに、 $\tau_b$  は底面せん断力、 $h'$  は水面の変位、 $P_a$  は風洞内静圧、 $\rho_w$  は水の密度、 $d$  は水深である。風洞水路では静圧勾配による水面の吸上げの効果が無視できないため、 $h = h' + (P_a - P_0) / \rho_w g$  ( $P_0$ : 大気圧) として、圧力水頭を含んだ形で水面変位を考え、これの水面勾配  $\partial h / \partial x$  を求めた。なお、断面 I、V では静圧の急激な変化が見られるため、II~IV のデータを重視した。こうして得た  $\rho_w g d (\partial h / \partial x)$  と断面 II~IV での風速測定の結果得られた風のせん断力  $\rho_a U_{*a}^2$  の平均値と

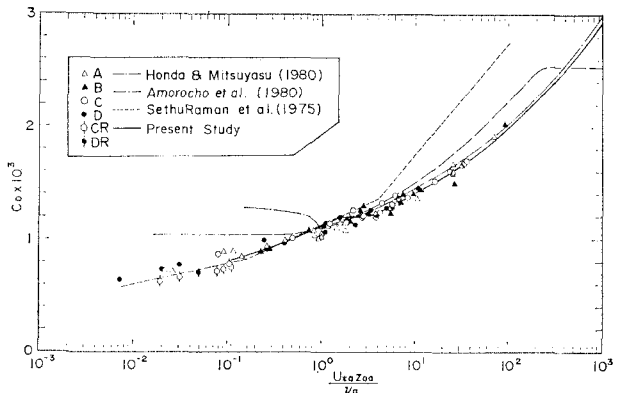


図-4 粗度レイノルズ数と抵抗係数

の関係を図-5に示す。反流あり、なしのケースによらず、ほぼ両者は一致するようであり、水面勾配から風のせん断力を知るうえで  $\tau_b$  はあまり重要でないことがわかる。

### 3.3 風のせん断力と波の運動量流束

風のもつ運動量流束  $\tau_a$  が水面に作用し、波の運動量  $\tau_w$  と流れの運動量  $\tau_s$  に分かれると考える。

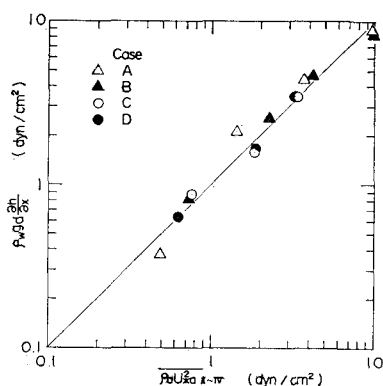


図-5 風のせん断力と水面勾配

$$\tau_a = \tau_w + \tau_s \quad (4)$$

また、 $\tau_w$  は波の運動量の時間変化で与えられるが、深海域では次式で近似される<sup>11)</sup>。

$$\tau_w = \frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial x} \quad (5)$$

ここに、 $E (= \rho_w g \bar{\eta}^2)$  は波のエネルギーである。ところで Mitsuyasu<sup>12)</sup> は、実験室および現地のデータから  $\bar{\eta}^2$  について次式を提案している。

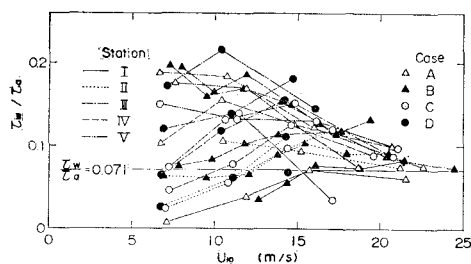
$$\frac{g\sqrt{\bar{\eta}^2}}{U_{*a}^2} = 1.31 \times 10^{-2} \left( \frac{gF}{U_{*a}^2} \right)^{0.504} \quad (6)$$

これから、式 (5) は次のようになる。

$$\frac{\tau_w}{\tau_a} = 0.071 \left( \frac{gF}{U_{*a}^2} \right)^{0.008} \approx 0.071 \quad (7)$$

これによれば  $\tau_w$  は  $\tau_a$  の 7% 程度となることがわかる。

図-6 は式 (5) を用いて実験結果から求めた  $\tau_w/\tau_a$  と  $U_{10}$  の関係であり、低風速では 2~20% とばらついているが、高風速では 7% に近づいている。

図-6  $\tau_w/\tau_a$  の風速に対する変化

### 3.4 表面流速

図-7 は表面流速  $u_0$  の測定例である。記号に付した縦棒は標準偏差を示している。この図から、 $u_0$  はフェッチにあまり依存しないことがわかる。次に  $u_0/\bar{U}$  と  $u_0 d/\nu_w$  ( $\nu_w$ : 水の動粘性係数) の関係を 図-8 に示す。反流ありのケースでは Keulegan<sup>1)</sup> の実験曲線とほぼ一致し、 $u_0/\bar{U} = 3.3\%$  程度までであるが、反流なしのケースではこの比は 3.8% 程度に達する。

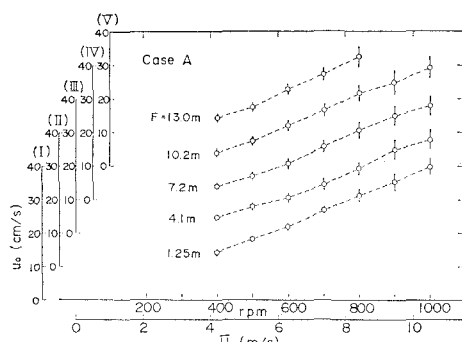
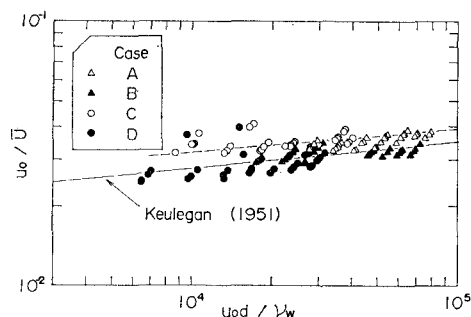


図-7 表面流速の測定例 (ケース A)

図-8  $u_0/\bar{U}$  と  $u_0 d/\nu_w$ 

### 3.5 吹送流の流速分布

#### (1) 反流ありの場合

式 (4) のように  $\tau_s$  だけが流れに移行すると考える。さらに、 $\tau_s (= \rho_w u_{*w}^2) = \alpha \tau_a$ 、 $\tau_b (= \rho_w u_{*b}^2) = m \tau_a$  とおく。なお、 $\tau_b$  は水面勾配に伴い発生する反流の結果働く底面せん断力で、 $\tau_a$  と同方向 ( $m > 0$ ) に作用する。ここに  $u_{*w}$ 、 $u_{*b}$  はそれぞれ水面、底面での水の摩擦速度である。流速分布は水面と底面の両方の寄与により決まるので、 $u(z)$  を  $u_1(z)$ 、 $u_2(z)$  の和と考える。ここに  $u_1$  は  $\tau_s$  に起因する流速、 $u_2$  は  $\tau_b$  に起因する流速である。さて水面付近では吹送流は、対数分布となることが明らかにされている<sup>8), 14)</sup>。また底面付近でも同様に対数分布となるであろう。そこで  $u_1$ 、 $u_2$  を次のように仮定する。

$$\frac{u_0' - u_1}{u_{*w}} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z_{0w} + z}{z_{0w}} \quad (8)$$

$$\frac{u_2}{u_{*b}} = \frac{-1}{\kappa} \ln \frac{d + z_{0b}}{z_{0b}} \quad (9)$$

ここに、 $u_0'$  は見掛けの表面流速、 $z_{0w}$ 、 $z_{0b}$  はそれぞれ水面、底面の粗度高さである。また、 $z$  は水面から鉛直上向きとし、底面は  $z = -d$  である。式 (8)、(9) から全断面にわたる流速分布を

$$u(z) = u_1 + u_2 \quad (10)$$

とする。ただし、 $u(-d) = 0$ 、断面平均流速  $\bar{u} = 0$  である。さらに水面の上下で粗度レイノルズ数が一致し、底面は滑面であると仮定すれば、

$$\frac{U_* z_{0w}}{\nu_w} = \frac{u_* z_{0w}}{\nu_w} \dots\dots\dots(11)$$

$$\frac{u_* z_{0b}}{\nu_w} = 0.111 \dots\dots\dots(12)$$

であり、これに式(2)の $C_D$ と $U_{10}$ の関係を用いると、結局、 $u(z)$ は次式となる。

$$\frac{u(z)}{U_{10}} = \frac{1}{\kappa} \sqrt{C_D \frac{\rho_a}{\rho_w}} \left\{ \sqrt{\alpha} \ln \frac{z_{0w}+d}{z_{0w}-d} - \sqrt{m} \ln \frac{d+z_{0b}+z}{z_{0b}} \right\} \dots\dots\dots(13)$$

$$\frac{U_* d}{\nu_w} = 0.111 \sqrt{\frac{\rho_w}{m \rho_a}} \exp \left( \sqrt{\frac{\alpha}{m}} + 1 \right) \dots\dots\dots(14)$$

## (2) 反流なしの場合

これは反流ありの場合生じる反流がそのまま循環用通水を流れたと考えればよい。すなわち式(13)から式(9)の $u_2$ を引けばよい。つまり、

$$\frac{u(z)}{U_{10}} = \frac{1}{\kappa} \sqrt{C_D \frac{\rho_a}{\rho_w}} \sqrt{\alpha} \ln \frac{z_{0w}+d}{z_{0w}-d} \dots\dots\dots(15)$$

図-9, 10は式(13), 式(15)で $\alpha=1.0$ として $U_{10}$ だけ与えて計算したものと実験値との比較であるが、どちらもよく一致している。

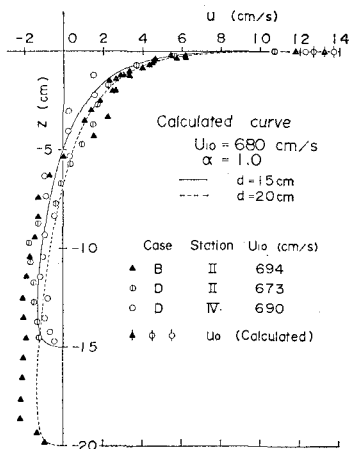


図-9 吹送流分布 (反流あり)

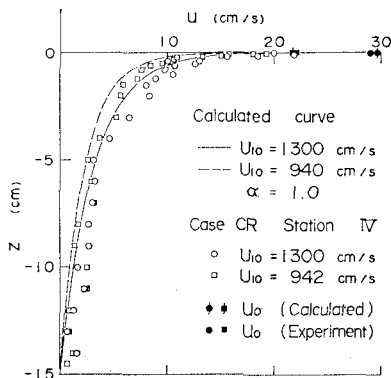


図-10 吹送流分布 (反流なし)

## 3.6 表面流速の推定

式(13), 式(15)から $u_0$ の値が次のように与えられる。

$$\frac{u_0}{U_{10}} = \frac{1}{\kappa} \sqrt{C_D \frac{\rho_a}{\rho_w}} \left( \sqrt{\alpha} \ln \frac{z_{0w}+d}{z_{0b}} - \sqrt{m} \ln \frac{z_{0b}+d}{z_{0b}} \right) \dots\dots\dots(16)$$

$$\frac{u_0}{U_{10}} = \frac{1}{\kappa} \sqrt{C_D \frac{\rho_a}{\rho_w}} \sqrt{\alpha} \ln \frac{z_{0w}+d}{\tau_{0w}} \dots\dots\dots(17)$$

ただし、式(16)は反流ありの場合、式(17)は反流なしの場合である。ところで3.3で示したように $\tau_w/\tau_a$ が7%程度となることがわかったので、波の影響の小さい $U_{10} < 7 \text{ m/s}$ では $\alpha = (1 - \tau_w/\tau_a) = 1.0$ 、 $U_{10} \geq 7 \text{ m/s}$ では $\alpha = 0.93$ と考へて、式(16), (17)について計算した。その結果と今回の実験値を比較したのが図-11である。いずれのケースも実験値は理論値とほぼ一致しており、反流なしの場合には $u_0$ は $U_{10}$ の約2%, 反流ありの場合には約1.7%である。また、 $u_0$ は水深にも影響を受

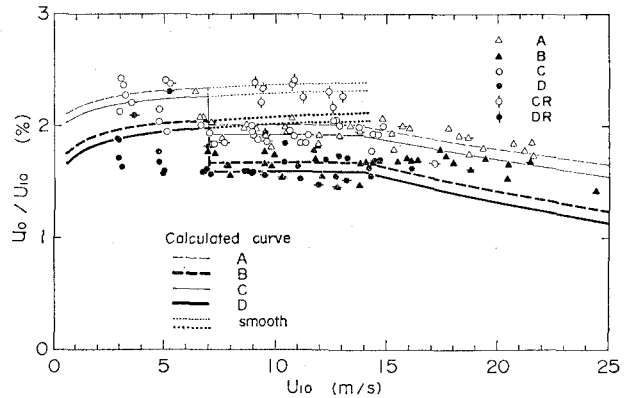


図-11  $u_0/U_{10}$  の風速に対する変化

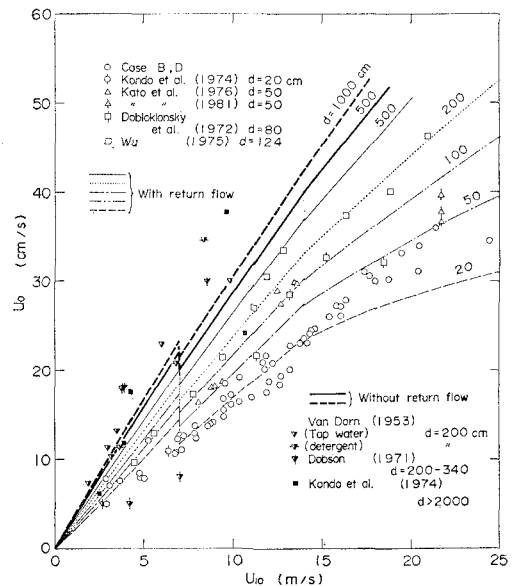


図-12  $u_0$  の推定

けることがわかる。そこで、水深ごとに式 (16), (17) について計算し、従来の実測値<sup>5), 6), 8), 13)~16)</sup>とともに 図-12 に示した。実験室内での測定値は計算値とかなり一致している。しかし、現地データについての計算値との一致は十分でないが、これは潮汐等が影響していることも考えられる。なお計算に用いた物理量の値は  $\rho_a=1.22 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ ,  $\rho_w=1.00 \text{ g/cm}^3$ ,  $\nu_a=0.145 \text{ cm}^2/\text{s}$ ,  $\nu_w=0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$  である。

#### 4. あとがき

今回の実験では次のような結果が得られた。

- 1) 水面上の抵抗係数については式 (2) の実験式が導かれた。また抵抗係数を粗度レイノルズ数で整理するとよくまとまった。
- 2) 表面流速と平均流速の比は反流のある場合では約 3.3% になるが、反流のない場合は約 3.8 % であった。
- 3) 吹送流の流速分布を反流のある場合とない場合について導いた。これは実験値とよく一致し、境界条件の差異によって流速分布に違いが生ずることが示された。さらに、この式を用いて風の条件だけから推定した表面流速が水深の関数となること、そしてこの水深の違いで従来の研究結果がほぼ説明できることが確認された。

#### 参 考 文 献

- 1) Keulegan, G. H.: Wind tides in small closed channels, J. Res. Nat. Bur. Stand., 46, pp. 358~381, 1950.
- 2) 本多忠夫・光易 恒: 水面に及ぼす風の作用に関する実験的研究, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 90~93, 1980.
- 3) Amoroch, J. and J. J. DeVries: A new evaluation of the wind stress coefficient over water surfaces, J. Geophys. Res., Vol. 85, No. C1, pp. 433~442, 1980.
- 4) Kondo, J.: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, Boundary-Layer Meteorol., 9, pp. 91~112, 1975.
- 5) Van Dorn W. G.: Wind stress on an artificial pond, J. Marine Res., 12, pp. 249~276, 1953.
- 6) Dobroklonsky, S. V. and B. M. Lesnikov: A study of near surface layer of drift currents in laboratory conditions, Izv. Acad. Sci. Atm. Oceanic Physics, 8, pp. 1177~1187, 1972.
- 7) Hidy, G. M. and E. J. Plate: Wind action on water standing in a laboratory channel, J. Fluid Mech., Vol. 26, pp. 651~687, 1966.
- 8) Wu, J.: Wind-induced drift currents, J. Fluids Mech., Vol. 68, pp. 49~70, 1975.
- 9) Wu, J.: Wind stress and surface roughness at air-sea interface, J. Geophys. Res., 74, pp. 444~455, 1969.
- 10) SethuRaman, S. and G. S. Ravnor: Surface drag coefficient dependence on the aerodynamic roughness of the sea, J. Geophys. Res., Vol. 80, pp. 4983~4988, 1975.
- 11) 鶴谷広一・中野 晋・加藤 始・一戸秀久: 吹送流に関する風洞実験, 港湾技研報告, Vol. 22, No. 2, pp. 127~174, 1983.
- 12) Mitsuyasu, H.: On the growth of the spectrum of wind-generated waves (I), Rep. Res. Inst. App. Mech. Kyushu Univ., Vol. 16, No. 55, pp. 459~482, 1968.
- 13) 近藤純正・内藤玄一・藤縄幸雄: 風による海洋最上層の流速, 国立防災科学技術センター研究報告, 第 10 号, pp. 67~82, 1974.
- 14) 加藤 始・鶴谷広一・土肥俊満・宮崎 豊: 流れの中の風波についての実験的研究 (第 2 報), 港湾技研報告, Vol. 15, No. 4, pp. 3~48, 1976.
- 15) 加藤 始・鶴谷広一・寺川博也: 同上 (第 3 報), 港湾技研報告, Vol. 20, No. 3, pp. 93~129, 1981.
- 16) Dobson, F. W.: Measurements of atmospheric pressure on wind-generated sea waves, J. Fluid Mech., 48, pp. 91~127, 1971.