

# 流れの中の風波の研究(2)

加 藤 始\*・鶴 谷 広 一\*

## 1. ま え が き

潮流などの流れがある海では、風と流れの向きの順・逆により海面状態すなわち波が著しく変化することが昔から船乗りなどの間では知られていた。事実、風洞水槽で流れの上に風を吹かせた場合、本文で示すように小さな流れでも風波の発生・発達に大きな影響をおよぼす。このような流れの影響は通常比較的短いフェッチに限られるが、河口や海峡などの流れの大きい場所での風波の推算を試みる場合には無視できないであろう。しかるに従来から使われている波の推算法でも、最近の風波の発達理論でも、水中の流れは全く無視されていて、簡単に流れの効果を算定する方法は見当らない。一方、流れの中の風波を実験的に調べた研究もあまりなく、著者らの知るところこれまでに発表されているのは Francis ら<sup>1)</sup>と加藤・佐野<sup>2)</sup>くらいである。

上記の第1報<sup>2)</sup>では、流れの中の風波の実験における波数スペクトルに代るものとして真のスペクトルの概念を導入し、逆流のケースについての実験結果から、真のスペクトルの計算を試みた。このスペクトル変換のためには流速分布に対応した波速、特に吹送流に対する波速の計算が必要で、第1報での直線分布を改良した放物線分布に対する波速の計算も行った<sup>3)</sup>。その後吹送流の分布は対数分布に近いという結果が Shemdin<sup>4)</sup>や Dobroklonsky ら<sup>5)</sup>によって発表された。著者ら<sup>6)</sup>もそれを実験で確認するとともに、対数分布の吹送流に対する波速を1次近似まで求め、また2本の波高計を用いて風波の成分波の波速を測定して計算値と比較した。この対数分布に対する波速は、精度を上げるためその後第2次近似まで計算されている<sup>7)</sup>。

著者らは最初に述べた流れが風波の発生・発達におよぼす影響を調べるため、風洞水路を使って順流および逆流の実験を行っているが、今回の論文では主として順流のケースでの実験結果について述べる。今回も波の測定結果から直接えられるのは見かけのスペクトルであるが、それから真のスペクトルを計算することによりいくつかの発生波の特性と順流の影響を調べる。

## 2. 実験および解析方法

### (1) 実験概要

実験は港湾技研の水循環装置付き風洞水路を使って行った。測定部は幅 1.5 m、高さ 1.3 m で長さは 28.5 m あり(図-1 参照)、その風下で水路は 5.0 m まで拡幅しながらさらに 18.0 m 延びており、その風下端にある砂利とステンレスくず製の消波装置の下に水循環用の孔あきパイプが設置されている。

流れの設定はベンチュリと流量調節バルブによって行った。実験での流れのケースは、順流の条件で(1)バルブ全開( $Q_{max} \approx 224 \text{ l/sec}$ )、(2)ベンチュリの差圧が  $dh=60.0 \text{ cm}$  ( $Q \approx 152 \text{ l/sec}$ )、(3)  $dh=15.0 \text{ cm}$  および(4)流れなしの4ケースで、水路での断面平均流速はそれぞれ  $\bar{U}=29.9, 20.3, 10.1$  および  $0 \text{ cm/sec}$  に相当する。

風速は送風機の回転数で設定しているが、実験での風のケースは rpm 200 と rpm 300 の2ケースで、このときの吹出口(A点)での断面平均風速はそれぞれ  $\bar{V} \approx 5.6$  および  $8.2 \text{ m/sec}$  である。今回の実験での水路にそった測定点は図-1に示した A-2, B, C, D の4点で、フェッチはそれぞれ 2.25 m, 9.75 m, 18.75 m, 27.75 m である。

流れの測定は小型プロペラ流速計で行い、表面での吹送流の大きさは紙のフロートを流して測定した。波の測定は周波数応答性を考慮して抵抗線式波高計により、検出部には  $100\mu$  の白金線(約 2 mm 間隔)を使った。風速は上記各点でピトー管と差圧計を使って測定した。これらの風と波のデータは、直接ディジタル・データレコーダに記録し、計算機であとの処理を行った。

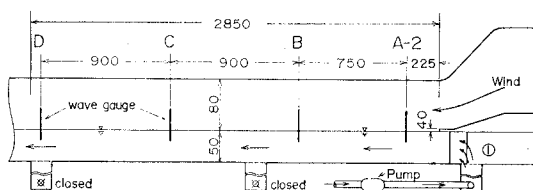


図-1 水路測定部見取図

(2) 解析方法

波のデータからはまず見かけの周波数  $f_A$  についてのパワースペクトル  $\phi_A(f_A)$  を計算する。次に吹送流と一般流の測定結果をもとに真のスペクトル  $\phi_0(f_0)$  を求めるが、それは次のような関係による。第1報<sup>2)</sup>に述べたように真の周波数  $f_0$  とは波長  $L$  の波が静止した水中でもつ周波数と定義しており、静水中の波速を  $c_0$  とすると次のように表わされる

$$f_0 = \frac{c_0}{L} = \frac{k}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{T_1 k}{\rho}\right) \tanh kd} \quad \dots\dots(1)$$

ここに、 $k$  は波数、 $T_1$  は表面張力、 $d$  は水深である。一方、ある流れの中での波長  $L$  の波の波速を  $c_A$  とすると、見かけの周波数  $f_A$  は次のように表わされる。

$$f_A = c_A/L \quad \dots\dots(2)$$

この  $c_A$  の計算に当っては吹送流の影響を考慮しなければならないが、著者らはすでに吹送流が式(3)の形の対数分布でよく表わされることを示してそれに対する波速を計算しており<sup>6),7)</sup>、ここではその結果を使う。すなわち吹送流の分布は次のように仮定する。

$$U(y) = u_0 - U_r \ln \left( \frac{z_{0w} - y}{z_{0w}} \right) - by \quad \dots\dots(3)$$

ここに、 $z_{0w} = 0.01 \text{ cm}$  とし、 $u_0$ 、 $U_r$ 、 $b$  は実際の分布に合せている。 $z_{0w}$  の値については、Keller ら<sup>8)</sup> は(3)で  $b=0$  とした分布形に対して実験結果から  $z_{0w} \cong 0.3/u_0$  の関係をえており、これはわれわれの rpm 300 の実験結果とよく合っている。

流れの場に応じて波長  $L$  の関数として波速  $c_A$  が計算できれば(1)と(2)の関係から、流速分布に応じて  $f_0 \rightarrow L \rightarrow f_A$  あるいはこの逆の計算ができる。波の方向分散を無視すると、実験範囲でこの  $f_A$  と  $f_0$  は1対1に対応するので、 $\phi_A(f_A)$  と  $\phi_0(f_0)$  の間には

$$\phi_0(f_0) = \phi_A(f_A) \frac{\partial f_A}{\partial f_0} \quad \dots\dots(4)$$

の関係があり、これを使って見かけのスペクトル  $\phi_A$  から真のスペクトル  $\phi_0$  を求めている。

3. 実験結果とその考察

流れなし、順流の  $Q_{\max}$  および  $Q_{60}$  ( $\Delta h = 60 \text{ cm}$  の意味)の各ケースごとに各点の水路中央で測定した風速分布より求めた  $u_*$  の値を表-1に示す。

幅方向流速分布の例として、順流  $Q_{\max}$ 、rpm 300 のケースの A-2 点と C 点のものを図-2に示す。図-1の①にある整流板と金網で調節したので A-2 点での水面近くの分布は幅方向にほぼ一様であるが、C 点あたりからは水面近くの分布で中央部が増大して幅方向の一様性が悪くなり、これは改善できなかった。

波の測定は各ケース・各点ごとに、幅方向には中央 ( $l=0$ ) と中央より左と右に各 50 cm ( $l=-50, +50 \text{ cm}$ )

表-1 流れなしと順流のケースの  $u_*$  の値 (cm/sec)

| 測 点 | rpm 200    |          |             | rpm 300    |          |             |
|-----|------------|----------|-------------|------------|----------|-------------|
|     | $Q_{\max}$ | $Q_{60}$ | $\bar{U}=0$ | $Q_{\max}$ | $Q_{60}$ | $\bar{U}=0$ |
| A-2 | 19.1       | 19.7     | 21.9        | 34.8       | 34.3     | 38.8        |
| B   | 23.5       | 24.2     | 26.1        | 30.3       | 35.3     | 43.5        |
| C   | 19.6       | 20.5     | 24.5        | 27.9       | 31.3     | 37.0        |
| D   | 18.0       | 20.0     | 24.9        | 26.3       | 28.5     | 41.8        |

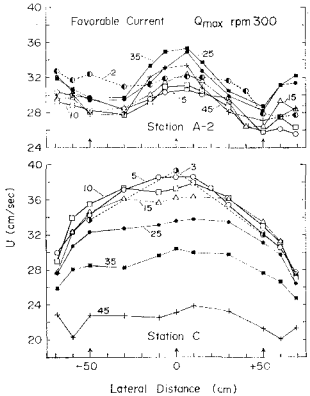


図-2 幅方向流速分布

の3点で測定している。流れなしと順流の  $Q_{15}$  のケースでは、各点とも  $\sqrt{\eta^2}$  は幅方向にほぼ一様であるが、順流の  $Q_{60}$  および  $Q_{\max}$  の C 点と D 点では、中央 ( $l=0$ ) より  $l=\pm 50 \text{ cm}$  の値が相当大きく、その差は D 点では 30~40% もあった。これは上に述べた流速分布の不均一性によるものと思われる。

見かけのスペクトルの例として、順流  $Q_{\max}$ 、rpm 300 のケースの各点中央 ( $l=0$ ) での結果を図-3に示す。この図は通常の波の発達を示しているように見えるが、流れの影響でピークはかなり高周波数側へシフトしてい

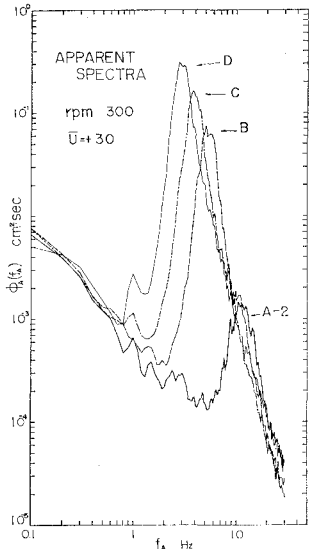
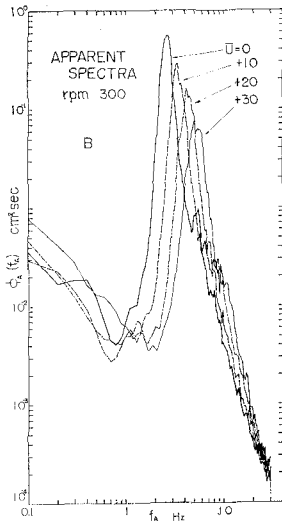
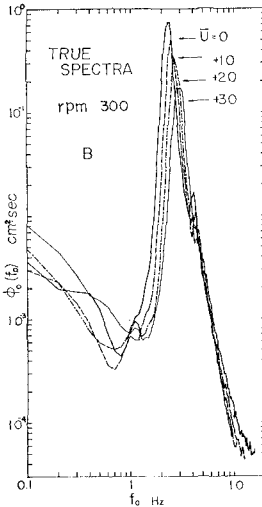


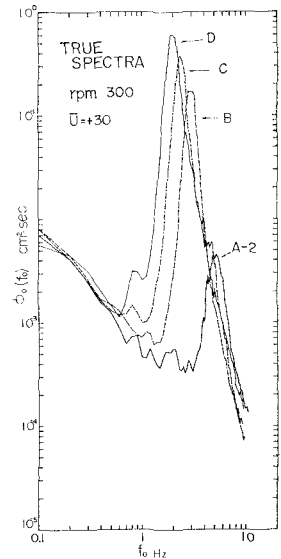
図-3 見かけのスペクトル



図—4 見かけのスペクトル



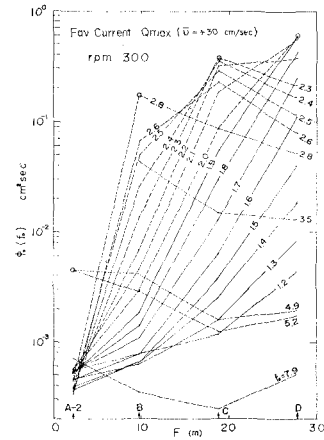
図—5 真のスペクトル



図—6 真のスペクトル

て、各成分波の変化を見るのには都合が悪い。たとえば図—4 に示したのはフェッチ 18.75m の B 点で風は rpm 300 で一定とし、流れの条件だけを  $\bar{U} \div 0, +10, +20, +30$  cm/sec と変えたときの見かけのスペクトルであるが、一見全く異なる波のように見える。しかしこれらを前述の方法で真のスペクトル  $\phi_0(f_0)$  に変換すると図—5 のようになり、一定のフェッチにおける別々の流れの条件の下での波のスペクトルの高周波数領域がかなり似た変化をすることを示している。

図—3 の見かけのスペクトルに対応する真のスペクトルは図—6 のようになる。この図から各成分波の発達の様子が読取れるわけであるが、それをさらにわかりやすくするため、各周波数  $f_0$  ごとにスペクトル密度のフェッチに対する変化をプロットしたのが図—7 である。こ



図—7  $\phi_0(f_0)$  の変化

表—2 各測点間での発達率  $a$  の値 (rpm 300 の流れなしと順流の各ケース、単位  $m^{-1}$ )

| $f_0$<br>(Hz) | $\bar{U} = 0$ |         |         | $\bar{U} \div +10$ |         |         | $\bar{U} \div +20$ |         |         | $\bar{U} \div +30$ |         |         |
|---------------|---------------|---------|---------|--------------------|---------|---------|--------------------|---------|---------|--------------------|---------|---------|
|               | A~B           | B~C     | C~D     | A~B                | B~C     | C~D     | A~B                | B~C     | C~D     | A~B                | B~C     | C~D     |
| 1.3           | 0.136         | 0.278   | (0.355) | 0.314              | 0.188   | 0.314   | 0.205              | 0.130   | 0.250   | 0.041              | 0.104   | 0.186   |
| 1.4           | 0.165         | 0.359   | 0.351   | 0.346              | 0.240   | (0.388) | 0.183              | 0.171   | 0.312   | 0.068              | 0.149   | 0.223   |
| 1.6           | 0.397         | 0.525   | 0.236   | 0.346              | 0.438   | 0.360   | 0.206              | 0.324   | (0.357) | 0.071              | 0.233   | 0.322   |
| 1.7           | 0.536         | (0.539) | 0.123   | 0.372              | 0.502   | 0.277   | 0.225              | 0.419   | 0.315   | 0.097              | 0.274   | (0.330) |
| 1.8           | 0.676         | 0.488   | 0.020   | 0.446              | (0.529) | 0.150   | 0.284              | 0.461   | 0.260   | 0.132              | 0.340   | 0.296   |
| 2.0           | 0.850         | 0.263   | -0.115  | 0.617              | 0.448   | -0.056  | 0.449              | (0.483) | 0.056   | 0.220              | 0.379   | 0.214   |
| 2.2           | (0.921)       | -0.019  | -0.090  | 0.773              | 0.231   | -0.130  | 0.603              | 0.366   | -0.084  | 0.362              | (0.427) | 0.020   |
| 2.5           | 0.851         | -0.195  | -0.042  | (0.949)            | -0.127  | -0.070  | 0.861              | 0.008   | -0.083  | 0.653              | 0.193   | -0.102  |
| 2.7           | 0.594         | -0.136  | 0.047   | 0.824              | -0.174  | -0.019  | (0.931)            | -0.139  | -0.072  | 0.774              | 0.014   | -0.090  |
| 3.1           | 0.153         | 0.022   | 0.061   | 0.535              | -0.102  | 0.075   | 0.743              | -0.195  | 0.041   | (0.830)            | -0.188  | -0.010  |

の図の各区間の直線の勾配  $a$ , すなわち

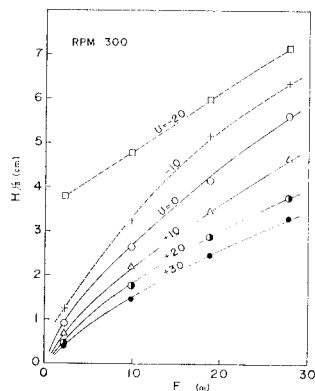
$$a = (1/\Delta x) \log [\phi_{0x_1+\Delta x}(f_0)/\phi_{0x_1}(f_0)] \cdots \cdots (5)$$

は各区間での波の発達率を表すが、rpm 300 の各ケースについて計算した  $a$  の値は表—2 のようになる。この表には、どこかの区間で  $a$  が最大値をとる周波数  $f_0$  はすべて含めてあり、各最大値は  $\square$  で示してある。測定点が4点しかないので、フェッチごとのこまかい変化は見にくい、図—7 および 表—2 から次のことがわかる。すなわち、特定の周波数について見ると、スペクトル密度はフェッチの増加とともにはじめはゆるやかに発達し、あるフェッチに達すると指数関数的な急激な発達をし、その周波数がスペクトルのピークの位置を越えるとともに発達が停止する。また各区間での発達率の最大値は流れの条件の違いにより ( $Q_{\max}$  のケースがやや小さいが) それほど差はないが、流れが大きいほどその最大値の生ずる周波数は大きく、したがってピークより下の特定の周波数についてみると、流れが小さいほど  $a$  の値は大きくなっている。図—5 に示されたスペクトルの高周波数領域の性質を考慮すると、 $a_{\max}$  の生ずる周波数の違いが、後で述べるような流れの条件により発生波の大きさに差が出る原因と密接な関係があると思われる。

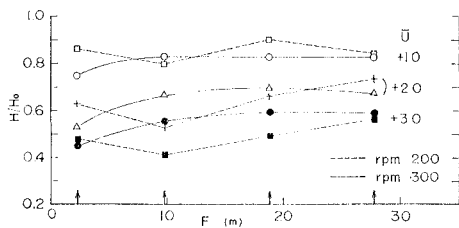
次に各ケースでの波の変化をみるため、スペクトルの全パワー  $\bar{\eta}^2$  から1つのパラメーターとして  $H_{1/3}$  を求めて  $l=0, \pm 50$  の3点平均値でプロットしたのが図—8, 9 である。両図には参考のため逆流の  $Q_{15}$  と  $Q_{60}$  の2ケースの結果(点線)も示してある。そのうち  $\bar{U} = -20$  cm/sec のケースでは第1報でも述べたようにフェッチ  $\pm 0$  の点にも大きな波が生じ、A-2, B点あたりでは斜めに伝播する波長の長い波が存在するが、この現象にはまだ不明な点があり、今回の論文では立入らない。順流の各ケースでは流れだけによる水面変動分は補正してあり、また  $\bar{U} = +20$  および  $+30$  cm/sec のケースのC点とD点については、前述のように中央 ( $l=0$ ) だけの波高は両図の値よりかなり小さくなる。それはともかくとして、図—8, 9 の結果から順流が大きくなるほど

各点の波が順次小さくなる様子がよくわかる。順流の各ケース各点の  $H_{1/3} (= \bar{H})$  とその点の流れなしでの  $H_{1/3} (= \bar{H}_0)$  との比をとると図—10 のようになるが、rpm 200 と 300 とで多少異なる傾向がみられる。同じ風速でも順流が大きいほど波が小さくなる原因の1つには、表—1 に見られる  $u_*$  の減少があるであろうが、それ以上に支配的なのは流れが波のエネルギー伝達速度  $c_E$  を増加させることではないかと思われる。もしそうであれば、フェッチが短かく波の波長が小さいときほど  $\bar{H}/\bar{H}_0$  は小さくなることが予想される。図—10 で rpm 200 の A-2 点の結果はこれに反する傾向を示すが、この場合波は極端に小さいので何か別の原因があるのかも知れない。

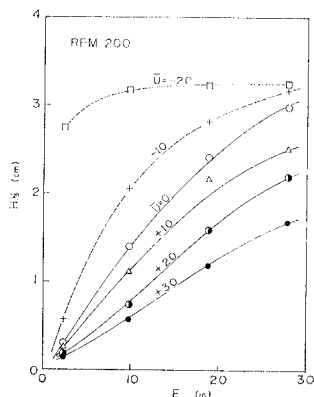
各点での卓越波の変化をみるため、スペクトルのピーク  $f_m$  に相当する波長を流速分布を考慮に入れて計算した値  $L_m$  を図—11 (rpm 200) と 図—12 (rpm 300) に



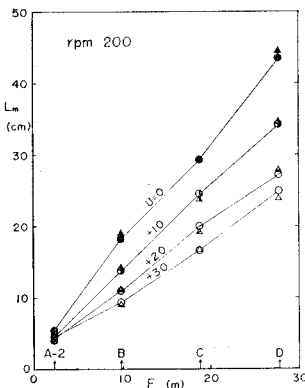
図—9  $H_{1/3}$  (rpm 300)



図—10  $\bar{H}/\bar{H}_0$  の値



図—8  $H_{1/3}$  (rpm 200)



図—11  $L_m$  (rpm 200)

示す。両図には文献 6) で述べた 2 本の波高計の記録のクロス・スペクトルから求めた ( $f_m$  に対する) 波長  $L'_m$  も示してあるが、 $L_m$  と  $L'_m$  はかなりよく一致している。図-11, 12 からわかるように波長  $L_m$  は順流が大きいケースほど各点とも小さくなっている。一般に流れのない場所での発生波が順流の中へ侵入したときは、波高は減衰するが波長は増大する。すなわち侵入波は、波長に関して流れの中での発生波とは全く逆の性質を示すことは注意を要する。

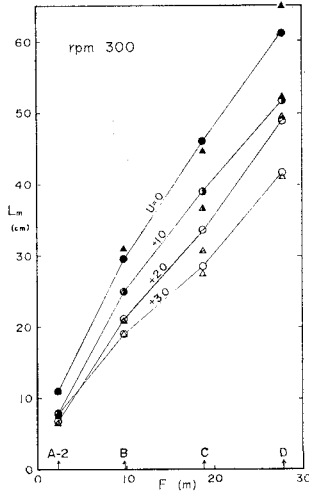


図-12  $L_m$  (rpm 300)

Huang ら<sup>9)</sup>が示したように静水中で  $\phi_0(f_0)$  のスペクトルをもつ波が一般流速  $U_1$  の場所へ侵入したときのスペクトル  $\phi_A(f_A)$  は次式で表わされる ( $f_A=f_0$ )。

$$\left. \begin{aligned} \phi_A(f_A) &= 4(1+R^{1/2})^{-1} \cdot (R+R^{1/2})^{-1} \cdot \phi_0(f_0) \\ R &= 1 + (8U_1\pi f_0/g) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

しかしながら、上に述べたようにこの種の計算は流れの中での発生波のスペクトルの推定には使えない。実際にどのように違うかを見るために rpm 300 で流れなしのケースの C 点(中央)での真のスペクトルをもとに、この波が  $U_1=35.0$  cm/sec の順流の中へ侵入したときのスペクトル( $\phi_A$ )を式 (6) から求め、これをさらに真のスペクトルに変換したものを 図-13 の①(点線)に示す。同図には

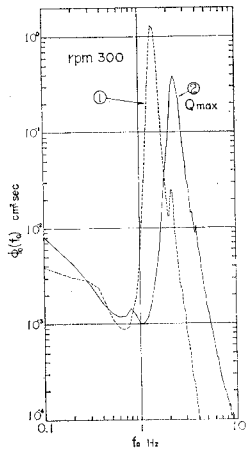


図-13 侵入波のスペクトル

rpm 300, 順流  $Q_{max}$  の C 点(中央)での真のスペクトルを ② として示してある。吹送流の取扱いに多少不正確さはあるが、①と②が全々別の波であることを示すには十分と思われる。

#### 4. あとがき

以上、順流の中での風波の実験結果について述べた。順流が波の発達におよぼす影響について定量的な表現をうるには至らなかったが、真のスペクトルとそれから求めた各成分波の発達率を調べるにより、いくつかの興味ある事実が見出された。今回の実験では測定点が 4 点で少なかったのもっと多い実験を計画中である。

最後に、実験とデータ整理に協力して頂いた水理研究室の宮崎 豊、土肥俊満両技官に深く感謝の意を表します。なお、データ処理と計算には港研計算センターの電子計算機 TOSBAC-5600 を使用している。

#### 参 考 文 献

- Francis, J.R.D. and C.R. Dudgeon: An experimental study of wind-generated waves on a water current. Q.J. Roy. Met. Soc., Vol. 93, 247-253, 1967.
- 加藤 始・佐野喜久雄: 流れの中の風波についての研究 (1), 第 17 回海岸工学講演会論文集, 19-24, 1970.
- 加藤 始: 放物線分布の吹送流に対する波速の計算, 第 19 回海岸工学講演会論文集, 113-118, 1972.
- Shemdin, O.H.: Wind-generated current and phase speed of wind waves. J. Phys. Oceanog., Vol. 2, 411-419, 1972.
- Dobroklonsky, S.S. and B.M. Lesnikov: A study of near surface layer of drift currents in laboratory conditions. Izv. Acad. Sci., Atm. Oceanic Physics, Vol. 8, 1177-1187, 1972.
- 加藤 始・鶴谷広一: 風波の成分波の波速について, 第 21 回海岸工学講演会論文集, 255-259, 1974.
- 加藤 始: 対数分布の吹送流に対する波速の計算, 土木学会論文報告集, 第 239 号, 37-46, 1975.
- Keller, W.C., T.R. Larson and J.W. Wright: Mean speeds of wind waves at short fetch., Radio Sci., Vol. 9, 1091-1100, 1974.
- Huang, N.E., D.T. Chen and C.C. Tung: Interactions between steady non-uniform currents and gravity waves with applications for current measurements, J. Phys. Oceanog., Vol. 2, 420-431, 1972.