

# 砕波帯内の沿岸流

岩田憲幸・田中孝紀

国立防災科学技術センター平塚支所

## Longshore Current in Breaker Zone

By

Noriyuki Iwata and Takanori Tanaka

Hiratsuka Branch, National Research Center for Disaster Prevention

### Abstract

Theoretical model of longshore currents in the breaker zone has been developed using the dynamical relationships between radiation stress and bottom friction. Field observations are carried out at the surf zone in a sand beach by making use of electromagnetic current meters. Utilizing the operational amplifiers, the authors have succeeded in constructing electric circuits which are capable of obtaining running means and variances of horizontal two velocity components of water particles.

These observed values are compared with the values from theoretical models and it is concluded that the bottom friction coefficient is not constant but varies as a function of the amplitude of the velocity component along the shore.

### まえがき

砕波帯で波による水粒子の運動を長期連続観測して、波浪とそれによる沿岸流の実態を明らかにすることは流漂砂に伴う海岸侵食研究にとって大変重要なことであるが、砕波帯という苛酷な条件下で長期間連続して流速の観測資料を得るのは極めて困難であった。このため我々は(岩田ら1971)流速測定用に、機械的な作動部分を全く含まない電磁流速計を使用しさらに演算増幅器を利用した回路の開発によって平均流速(沿岸流と離岸流)、振動流のパワーなどの統計的諸量を実時間処理することに成功した。

以下に述べることは、この観測システムにより実際に得られた資料の解析と理論的なモデルとの対比である。

### 1. 沿岸流のモデル

平均流 $\bar{U}$ は鉛直方向の変化を無視する。質量輸送は

$$\hat{M} = \int_{-h}^{\bar{\zeta}} \rho U dz = \rho(h+\bar{\zeta})U \quad (1)$$

で与えられる。波による水粒子速度を $u$ とすれば、その質量輸送は

$$M = \int_{-h}^{\zeta} \rho u dz \quad (2)$$

である。ここで $\bar{\zeta}$ は波による平均水位の変動量を、 $h$ は水深を示す。したがって全体の質量輸送と輸送速度は

$$\tilde{M} = \hat{M} + M, \quad \tilde{U} = \frac{\tilde{M}}{\rho(h+\bar{\zeta})} = U + U_* \quad (3)$$

となる。ここで $U_*$ は波による質量輸送速度の平均値で

$$U_* = \frac{M}{\rho(h+\bar{\zeta})} = (ka)^2 c \frac{\coth k(h+\bar{\zeta})}{2k(h+\bar{\zeta})} \quad (4)$$

である。ただし $k$ は波数、 $c$ は位相速度、 $a$ は振幅を示す。さて波水の運動に微小振幅波近似を用い、2次の項まで考慮すると、まず質量の保存則(連続の方程式)は

$$\frac{\partial}{\partial t} \{ \rho(h+\bar{\zeta}) \} + \nabla \cdot \tilde{M} = 0 \quad (5)$$

運動量の保存則は

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{M} + \nabla \cdot (\tilde{M}\tilde{U} + \tilde{\sigma}) = -\rho g(h+\bar{\zeta}) \nabla \bar{\zeta} - \tau \quad (6)$$

ここで  $\tilde{M}\tilde{U}$  は2つのベクトルの不定積でディアドックを示し、 $\tilde{\sigma}$  はラジエーション・ストレス (radiation stress) で座標及び入射角を図1のようにとると、

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} E \left\{ \frac{c}{g} (1 + \cos^2 \theta) - \frac{1}{2} \right\} & E \frac{c}{g} \frac{\sin 2\theta}{2} \\ E \frac{c}{g} \frac{\sin 2\theta}{2} & E \left\{ \frac{c}{g} (1 + \sin^2 \theta) - \frac{1}{2} \right\} \end{pmatrix} \quad (7)$$

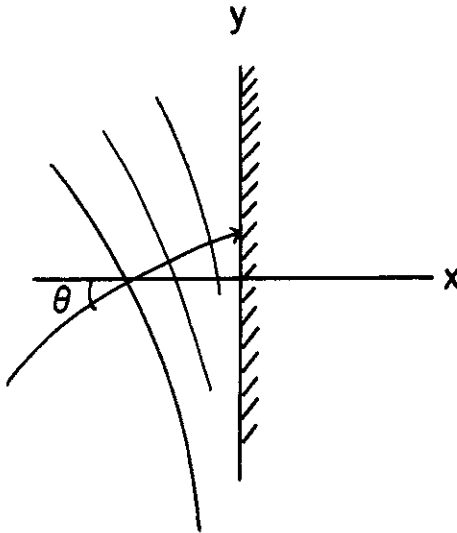


図1 座標軸と波の入射角

となる。ここで  $E$  は波のエネルギー密度で波高を  $H = 2a$  とすれば

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (8)$$

で与えられる。右辺の  $\tau$  は平均流に振動流が重なった場合の平均的な海底摩擦力で、ここでは

$$\tau = \rho \langle |u_{orb}| \rangle \Omega \cdot \tilde{U} \quad (9)$$

とする。括弧は一周期についての平均を示す。 $\Omega$  は一般的に言へば2階のテンソルであるがここでは

$$\Omega = \begin{pmatrix} K_{xx} & 0 \\ 0 & K_{yy} \end{pmatrix} \quad (10)$$

と仮定する。さて以上の2つの保存則とは別にエネルギーの保存則も存在するが、考察している事柄が砕波帯内部のことであるのでエネルギーの保存は考慮しない。ここで問題を簡単にするために  $\partial/\partial t = 0$  すなわち定常状態を考える。また直線一様な海岸で海岸に沿った方向、すなわち  $y$  方向に現象は変化しないとする。

一般に

$$\nabla \cdot (\tilde{M}\tilde{U}) = \tilde{M} \cdot \nabla \tilde{U} + \tilde{U} \nabla \cdot \tilde{M} \quad (11)$$

であるが(5)により  $\nabla \cdot \tilde{M} = 0$  であるから(6)は

$$\tilde{M} \cdot \nabla \tilde{U} + \nabla \cdot \tilde{\sigma} = -\rho g(h+\bar{\zeta}) \nabla \bar{\zeta} - \tau \quad (12)$$

或は成分にわければ、 $y$  方向の変化がないから

$$\tilde{M}_x \frac{\partial}{\partial x} \tilde{U}_x + \frac{\partial}{\partial x} S_{xx} = -\rho g(h+\bar{\zeta}) \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} - \tau_x \quad (13)$$

$$\tilde{M}_x \frac{\partial}{\partial x} \tilde{U}_y + \frac{\partial}{\partial x} S_{xy} = -\tau_y \quad (14)$$

さて(5)から  $\partial/\partial y = 0$  だから

$$\frac{\partial}{\partial x} \tilde{M}_x = 0$$

となるが  $x=0$  のてい線では明らかに  $\tilde{M}_x = 0$  であるから  $x$  の到るところでまた  $\tilde{M}_x = 0$ 、したがって  $\tilde{U}_x = 0$  となる。

浅海域では波は長波の性質を持つようになるから

$$c = \sqrt{g(h+\bar{\zeta})} = c_g$$

と近似しさらに砕波帯では

$$H = \gamma(h+\bar{\zeta}), \quad \gamma \approx 0.8 \quad (15)$$

と仮定する。(7)から

$$S_{xx} = \frac{\gamma^2}{8} \rho g (h+\bar{\zeta})^2 \left( \frac{1}{2} + \cos^2 \theta \right) \quad (16)$$

$$S_{xy} = \frac{\gamma^2}{8} \rho g (h+\bar{\zeta})^2 \frac{\sin 2\theta}{2} \quad (17)$$

が得られる。

微小振幅波近似では一次元の波の粒子速度は

$$u = \sigma a \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh}$$

これから (Longuet-Higgins, 1970)

$$u_m = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 u dz = \frac{\sigma a}{kh} = \frac{\gamma}{2} \sqrt{g(h+\bar{\zeta})} = \frac{\sqrt{\gamma}}{2} \sqrt{gH} \quad (18)$$

また

$$|u_{orb}| = u_m |\cos \chi|, \quad \chi = \sigma t - k \cdot r$$

$$\langle |u_{orb}| \rangle = \frac{4}{2\pi} \int_0^{\pi/2} u_m \cos \chi d\chi = \frac{2}{\pi} u_m$$

となるので(9)は

$$\tau = \frac{2}{\pi} \rho_m \Omega \cdot \bar{U} \quad (19)$$

したがって(13), (14)は

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} S_{xx} = -\rho g(h+\bar{\zeta}) \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} S_{xy} = -\frac{2}{\pi} \rho u_m K_{yy} \bar{V} \quad (21)$$

(20)に(19)を代入すれば  $\gamma^2/8 \ll 1$  を考慮して

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} = \beta \frac{\gamma^2}{8} (1+2\cos^2 \theta) \quad (22)$$

ただし  $\beta$  は海底の傾斜で

$$\beta = -\frac{\partial h}{\partial x}$$

すなわち wave set-up は海底の傾斜と入射角によって決定される。

(21)に(17), (18)を代入すれば

$$\bar{V} = \frac{\pi \beta}{2K_{yy}} \hat{v} \cos \theta, \quad \hat{v} = u_m \sin \theta \quad (23)$$

単一正弦波では長波の場合、か動粘性係数を一定とすると (Kajiura, 1968)

$$K_{yy} = a \left( \frac{v}{\sigma z_0} \right)^{-2/3}, \quad a = \text{const} \quad (24)$$

となる。次の問題は、(23), (24)の関係式を観測値と比較することである。以後  $K_{yy}$  を単に  $K$  と記す。

## 2. 観測値の整理

電磁流速計を使用した観測システムから得られる統計的な情報量は、流速の水平2成分の分散

$E_u, E_v$  と平均流速  $\bar{U}, \bar{V}$  の4つである。波を有義波で代表してしまえば  $\hat{v} = \sqrt{E_v}$  であり

$$\cos \theta = \frac{u}{u_m}, \quad \sin \theta = \frac{v}{u_m} \quad (25)$$

であるから(23)式から近似的に

$$K \doteq \frac{\pi}{2} \frac{\beta}{\bar{V}} \frac{u \hat{v}}{u_m} \quad (26)$$

となる。(26)によって観測値から  $K$  を求めることができる。(26)によれば周期一定の単一波では  $K$  は  $E_v^{-1/3}$  に比例するので、図2に  $K$  と  $E_v$  との関係を示した。

観測値がバラついているので断定するのは早計であるが経験的には

$$K \sim E_v^{-2/3} \quad (27)$$

となる。Longuet-Higgins(1970)は(23)式で

$$u_m \sim \sqrt{gH}$$

として

$$K \sim r \equiv \frac{\sqrt{gH}}{\bar{V}} \beta \sin \theta$$

と近似して Galvin-Nelson(1967)の資料から  $K = \text{const}$  と推定しているが、我々の観測からでは  $K$  を一定と考えるのは無理である。ところで図3には、Longuet-Higgins が使用したのと同じ資料によって  $K$  に比例する量  $r$  を  $\sin \theta$  の関数として示したが経験的には  $r$  は一定でなく

$$r \sim (H \sin \theta)^{-2/3}$$

となって(24)式で  $v \sim \sigma H \sin \theta$  と近似したのと同じ結果になる。ただしこれは野外観測の資料のみを利用した場合である。

我々の観測結果が単一表面波の場合に成立する(24)式と異なる理由は明らかでない。波の不規則性によるものであろうか。  $K$  が(24)式で近似できるならば(23)式から

$$\bar{V} \sim \beta E_v^{7/6} \quad (28)$$

となる。図4にこの関係を示した。この関係式は、沿岸流速が海底こう配と水粒子速度の岸に平行な成分のパワーだけから決定されることを示す。

表1には観測値を一覧表にして示してある。ここに掲載したもの以外にも比較的大きな沿岸流速が観測されたこともしばしばあったが、その場合は風速もまた大きく、吹送流が重なっていると考

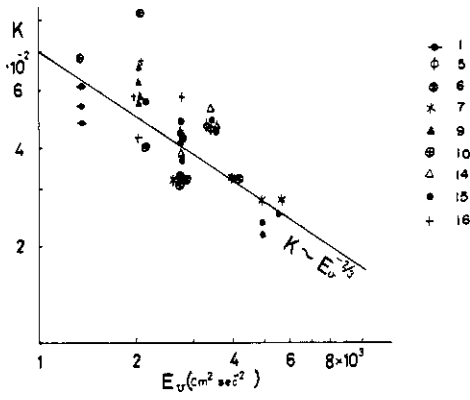


図2 海底摩擦係数と岸に平行な振動流のパワーとの関係。図中の番号は表1のRun Numberと同じ。

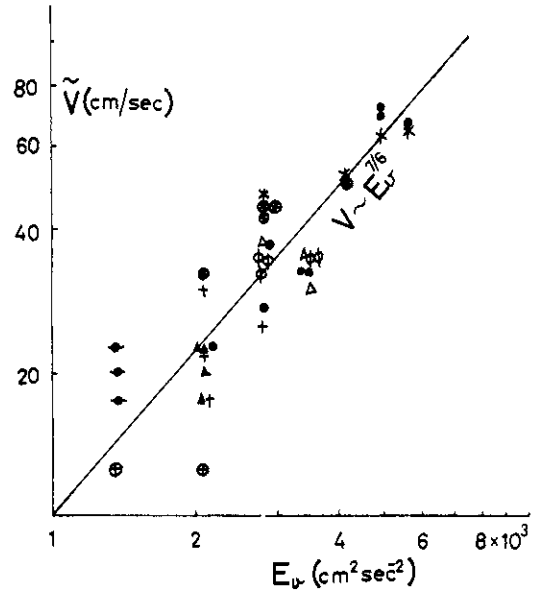


図4 沿岸流と岸に平行な振動量のパワーとの関係。

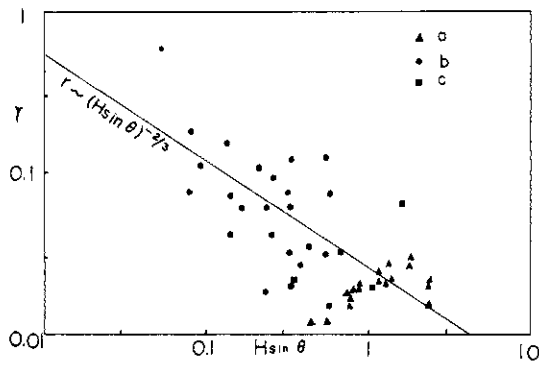


図8 海底摩擦係数に比例するパラメーターrと碎波高Hおよび入射角との関係。Galvin-Nelson (1967)による。  
 a) Putnam et al (1949)  
 b) Inman and Quinn (1951)  
 c) Galvin and Savage (1966)

表1 観測結果の一覧表  $T_m$  は沖波(観測塔における)の記録から求めた有義波の周期

Run	$\tilde{V}$	$E_v$	$\tilde{U}$	$E_u$	$T_m$	Wind	Time & Date
	cm/sec	(cm/sec) <sup>2</sup>	cm/sec	(cm/sec) <sup>2</sup>	sec		
1	20	1.38 <sup>10<sup>3</sup></sup>	3	1.10 <sup>10<sup>4</sup></sup>	10	NE	2 0h Jan. 1
1	23	"	"	0.96	"	"	1
1	18	"	"	0.89	9	"	2
5	33	2.75	-5	1.10	5.5	W	3 16 Feb. 17
5	35	"	"	"	7.5	SW	9 19
5	"	"	0	1.17	"	N	5 21
5	"	3.44	-3	1.24	"	"	4 22
5	"	"	"	1.38	"	"	" 23
6	45	2.75	-13	0.69	10	N	5 0 Feb. 27
6	43	"	-10	"	"	"	1
6	50	4.13	-15	0.76	"	"	2
6	45	2.75	-15	0.96	"	"	3
6	33	2.06	-10	1.10	"	"	4
7	65	5.50	-20	0.83	11	"	2 18 Feb. 27
7	63	4.81	-15	"	"	SE	3 14
7	53	4.13	"	0.96	"	"	4 15
7	48	2.75	-10	1.24	"	"	" 16
9	-23	2.06	15	"	6.6	WSW	17 Mar. 16
9	"	"	10	0.96	"	"	18
9	-20	"	"	0.89	"	"	19
9	-18	"	8	0.83	"	"	20
10	-13	1.38	15	0.89	10	SSW	5 14 Mar. 17
10	"	2.06	"	"	"	"	15
14	30	3.44	18	1.03	7.5	WSW	6 21 Apr. 9
14	38	2.75	8	"	8	NE	5 22
14	35	3.44	5	"	"	"	4 23
15	28	2.75	-10	0.48	8.5	N	6 12 Apr. 29
15	23	2.06	-8	0.83	10	"	" 14
15	33	3.44	"	0.69	"	"	" 15
15	38	2.75	"	0.55	"	"	" 16
15	70	4.81	-10	0.62	"	"	" 17
15	73	"	"	0.48	10.5	"	" 18
15	68	5.5	"	0.62	"	"	" 19
15	33	3.44	5	0.96	"	"	" 21
16	-25	2.75	8	"	8	N	3 7 May 5
16	-23	2.06	10	0.89	"	"	1 8
16	-30	"	8	0.83	7.5	SW	0 9
16	-18	"	"	"	"	WSW	4 10

えられるので除外した。  
 流速計の設置場所は平塚海岸で、い線から約50m離れた平均水深約2.8mのところである。平塚海岸の潮汐の主要4分潮の和は約1.0mであるから、潮時によって水深は大体1.8mから3.8mの間で変化する。この水深の変化は(8)式によって水粒子速度に影響し、したがって沿岸流速も潮時に応じてい線からの距離によって変化するはずであるが、今回のように一点の観測ではこの間の事情はわからない。ただし(8)式には水深の影響は陽(explicit)に表われていないので(15)式が満足されてしかも、最初の砕波線にあまり近くないような場所ならば(8)式はい線からの距離に関係しない。表1の符号は、沿岸流 $\tilde{V}$ に関しては、江の島から大磯方面へ流れる場合を正とし、直角成分に関しては、離岸流すなわち岸から沖へ向う場合を正としてある。  
 $\tilde{V}$ の正負は波の進入角によることは明らかであるが、直角成分の正負がどのようにして定まるのか、それ程明白でない。その時どきの卓越波の波高、周期と潮時による水深変化に関係して、丁度流速計の設置してある水底上約0.5mの高さの流速が決定されるのか、或は流速計の位置が、たまたま形成されるrip-

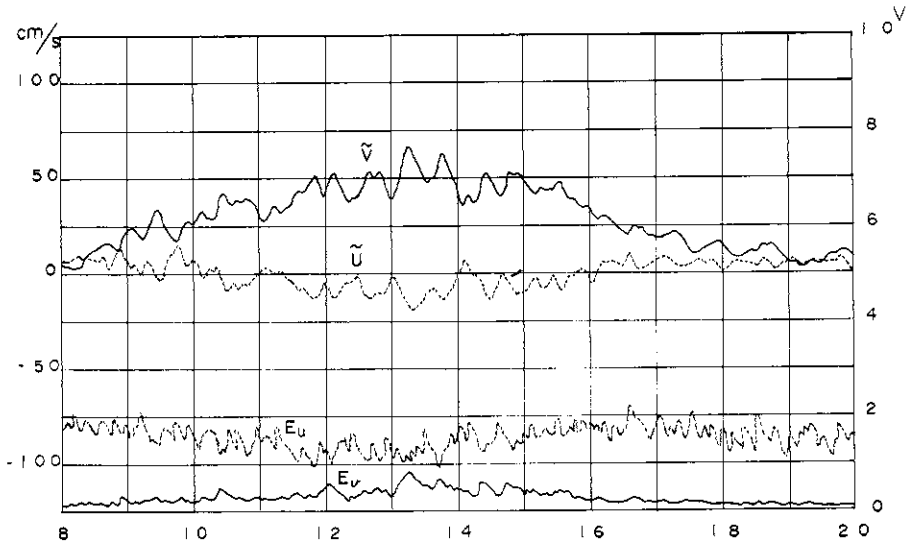


図5 観測例 Run 7

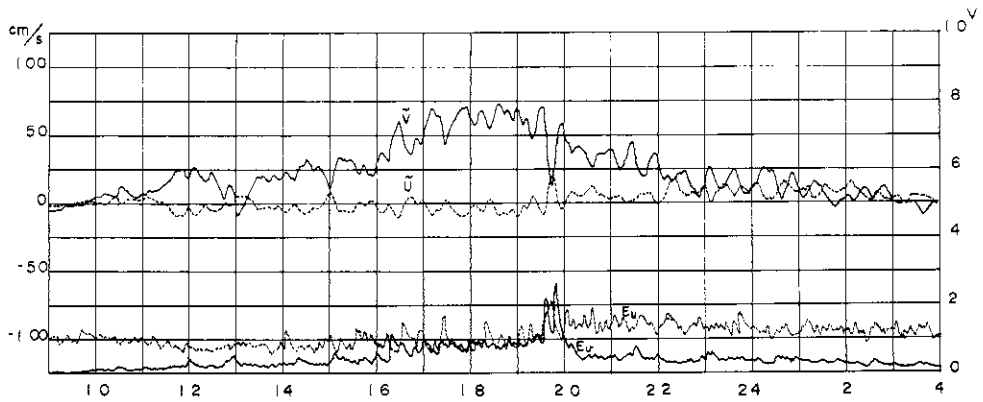


図6 観測例 Run 15

current の帯の中へ入ったり出たりするためであろうか。

図5及び図6に代表的な観測例を示した。図5はRun 7の場合で沖波の波高は1.0m周期11secであり図6はRun 15の場合で沖波の波高は1.3m周期10secであった。実線が $\tilde{v}$ と $E_v$ を

点線が $\tilde{u}$ と $E_u$ を示す。図6は今期の観測で最大の沿岸流を記録したものである。沿岸流 $\tilde{v}$ が $E_u$ が殆んど変らない場合でも $E_v$ によって大きく変化することが認められる。

図7は吹送流の影響が出ている場合を示すもので、Run 14の場合である。風は4hにSW

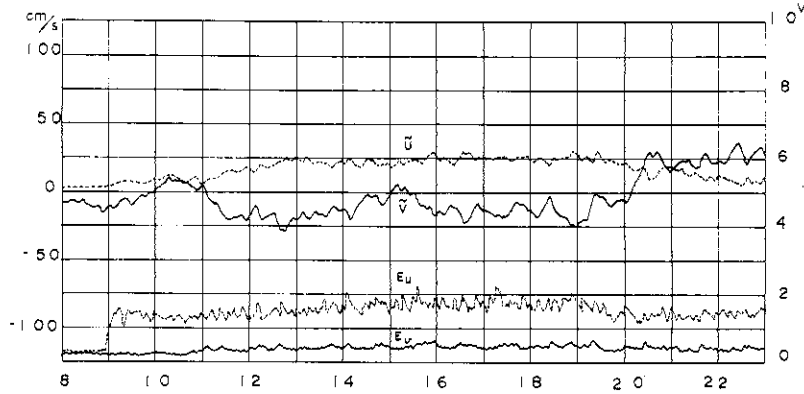


図7 観測例 Run 14

7 m/secであったものが8hにSSW, 12m/sec, 13hに最高のSSW, 20m/secに達しその後段々と弱まり20hにSSW, 9m/secとなり, 21hではWSW, 6m/sec 22h以降はNE, 5m/secとなっている。図7では強い南風の場合と弱い北風の場合で、沿岸流の流向が逆になっているが、これから吹送流速を推定すると30~40cm/secとなる。これは風速の2~3%に相当する。

### 3. 今後の問題

演算増幅器を利用した自乗積分回路と電磁流速計の組合せによって砕波帯の中における沿岸流と水粒子速度のパワーとを長期間連続観測することに成功した。その記録の一部(図5, 6, 7)を見てもわかるように、平均流速及びパワーは、30分前後の見かけの周期を持っている。この現象は、強風の場合でも無風の場合でも同様に認められる。

理論的なモデルの $\tilde{v}$ と $\tilde{u}$ は鉛直方向の平均値であるが、実際に観測されるものは海底上0.5mの高度における値であるので、観測される $\tilde{u}$ が図7に示すように零でなく相当大きな値を持つ場合がある。このようなときでもx方向の全流束は零なのであろうか。

図6で特に目立つことは16hから20hの間

で $E_v$ が $E_u$ と同じ程度に大きくなることである。このときに限ってみかけ上波向が激変することになるが、実際にはどうなっているのであろうか。

波向の推定に今回は $E_u$ と $E_v$ を使用した。できれば $\tilde{u}$ の観測値が欲しい。これは掛算器をいまひとつ増設することによって可能となるので将来機会があれば実施してみたい。

### 参 考 文 献

- 1) 岩田憲幸ほか(1971): 砕波と沿岸流。防災科学技術総合研究報告, 第25号, 87—95.
- 2) Galvin, J. and R. A. Nelson (1967): Compilation of longshore current data. U. S. Army, Coastal Engng. Res. Center, Misc. Pap. No. 2-67.
- 3) Kajiura, K. (1968): A model of the bottom boundary layer in water waves. Bull. Earthq. Res. Inst., 46, 75-123.
- 4) Longuet-Higgins, M. S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, I. J. Geophys. Res., 75(33), 6778-6789.