

砕波点における砕波の底面流速に関する研究

佐藤 幸雄*

1. ま え が き

砕波点の波については底質の移動機構の解明を目的として現在まで数多くの人々によって、理論的、あるいは実験的に研究が遂行されて来た。その中で砕波点を含めて沖側の波の変形については岩垣・酒井¹⁾、佐伯ら²⁾の研究、砕波点では合田³⁾の研究、砕波点ならびに砕波後の変形に関しては樺木・岩田ら⁴⁾、佐伯ら⁵⁾の研究がある。特に砕波点の流速分布については岩垣・酒井ら⁶⁾が水素気泡ならびに Hot-film を用いて測定を行ない、Dean の理論ならびに Stokes 波、微小振幅波などの各種理論との詳細な比較検討を行なっている。その中で指摘されていることは、流速分布の測定は難解ではあるが、本来砕波点の波が非対称波形でしかも非線型性の強い波であるにもかかわらず流速分布に関しては、波頂付近を除いて、Stokes 波、クノイド波より比較的微小振幅波理論と類似した値を示すことである。本研究では、特に砕波点の底面付近の流速値の変化を調べるため、熱線流速計を用いて測定を行ない、底面付近における波頂通過時の岸向き最大流速ならびに波谷通過時の沖向き最大流速が上述の岩垣・酒井らの場合と同様に微小振幅波理論と非常によく一致する傾向を示すことと、さらに岸向き、沖向き流速の差異についても砕波点の波長、波速、波高との関係で2、3検討を加えたものである。以下にその結果を報告する。

2. 実験方法

造波水槽は長さ 13.5 m、深さ 0.80 m の鋼製ガラス張り水槽で幅は 0.80 m の片側 0.20 m 部分を仕切って使用し、残り 0.60 m 部分は流速計検定用に使用した。水槽の一端には底面にアクリライト板を張った傾斜板を設置し、造波板前面には 1.50 m 間隔で2本の抵抗線式波高計を用いた。そのうち1本は沖波波高の測定用とし、また波が両波高計を通過する時間ならびに周期を記録紙より読み取り、波速と周期より造波板前面の波長 L_0' を求め、さらに沖波換算波長 L_0 は式(1)を用いて求めた。

$$L_0 = L_0' / \tanh \frac{2\pi h_0}{L_0'} \dots\dots\dots (1)$$

水平床部分の水深は $h_0 = 30.0$ cm で行なった。次に、砕波点は一度造波して比較的砕波点 が安定した 15~20 波目について目測により砕波点を決め、測定には同一波を再度発生させる方法を繰返した。砕波波高ならびに砕波波長は 16 mm シネカメラで撮影したフィルムを拡大して読み取った。勾配の種類は $S=1/15, 1/30, 1/60$ の3種で実験に使用した波の諸元は表-1 に示すとおりである。また、流速測定には日本科学工業製の熱線流速計(21シリーズ)を使用しプローブは Hot-film センサーの円筒型プローブを用いた。このセンサー部分を砕波点の底面より約 5 mm の高さに設置し、砕波の底面付近の流速変動をデーターレコーダーを通してペン書きオシログラフに記録した。また、プローブの検定⁷⁾は流速測定と同じ造波水槽の水を使用し円盤回転方式でプローブを往復運動させた。この場合のプローブ静止時と最大速度 67.1 cm/sec. に対応するノンリニア出力をリニアライザーにより 0~10 V にリニア化して使用方法を用いた。検定ならびにリニアライザーの調整は毎日午前午後の2回程度行ない、測定中の水温変化は $\pm 0.2^\circ\text{C}$ 程度である。

表-1 実験波の諸元

勾配	砕波水深	沖波々高	砕波比水深	沖波々形勾配	周期	記号
S	h _b	H ₀	h _v /L ₀	H ₀ /L _{0'}	Tsec	
1/15	3.8	1.5	0.012	0.007	0.8	▲
	~13.5	~9.4	~0.113	~0.084	1.0	△
1/30	3.0	1.0	0.009	0.005	1.2	×
	~14.8	~10.0	~0.140	~0.080	1.5	○
1/60	2.6	1.0~8.0	0.005	0.007	1.7	●
	~13.0		~0.111	~0.080		

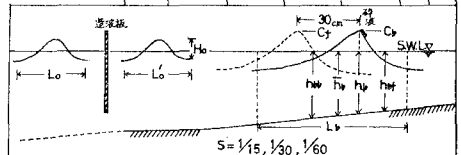


図-1 記号の説明

* 正会員 北見工業大学助教授 工学部土木工学科

3. 砕波点の補正水深と砕波波長

斜面上の水深変化に伴う波長の変化については有限振幅波理論がよく適合するといわれているが、砕波点においては砕波比水深 h_b/L_b が大きい場合は有限振幅波、あるいは微小振幅波理論によく適合するが逆に h_b/L_b が小さい約 0.06~0.07 位より次第に微小振幅波理論より離れてくる傾向にある。これは砕波比水深が小さくなると砕波波形の非対称性が増大し砕波前面波長 L_{bf} は背面波長 L_{bb} に比して極端に短くなる。したがって砕波水深 h_b は砕波波長 L_b の変化に比べて微小振幅波理論より過少な値を与えるようになるものと考えられる。一方、佐伯ら⁹⁾の研究による砕波点近傍の平均水位については、むしろ wave set down により静水面より下降する結果が得られているので、砕波水深 h_b よりさらに減少することになる。したがって本研究では、水深が変化している領域に長く存在している砕波波長の変化の取扱いについては本来の砕波水深 h_b よりやや大きい水深として次のような補正水深 $\bar{h}_b$ を使用して測定値を整理し微小振幅波理論と比較することを試みた。すなわち、図-1 により砕波波形を波頂より前面と背面に分け、前面波長 L_{bf} ならびに背面波長 L_{bb} を与える平均水深をそれぞれ h_{bf} , h_{bb} とし、さらに砕波波長 $L_b (=L_{bf}+L_{bb})$ を与える平均水深を補正水深 $\bar{h}_b$ とすると、底勾配を S として、

$$\bar{h}_b = (h_{bf} + h_{bb})/2 = h_b + S(L_{bb} - L_b)/4 \dots\dots(2)$$

である。式(2)をみると、補正水深 $\bar{h}_b$ には砕波波長 L_b および背面波長 L_{bb} を含んでいるため、これを沖波波長 L_0 と関係付けておく方が便利である。そこで、背面波長に関する比水深 $h_b/2L_{bb}$ と h_b/L_b の関係を図-2 に示すとほぼ直線関係が得られこれを次式で近似した、

$$\frac{h_b}{2L_{bb}} = 1.13 \left(\frac{h_b}{L_b} \right)^{1.22} \dots\dots(3)$$

式(3)を式(2)に代入し、両辺を L_b で割ると、

$$\frac{\bar{h}_b}{L_b} = \frac{h_b}{L_b} + \frac{S}{4} \left\{ 0.885 \left(\frac{h_b}{L_b} \right)^{-0.22} - 1 \right\} \dots\dots(4)$$

となり、さらに沖波波長 L_0 との関係では、

$$\begin{aligned} \frac{\bar{h}_b}{L_0} &= \frac{h_b}{L_0} + \frac{S}{4} \left(\frac{L_b}{L_0} \right) \left\{ 0.885 \left(\frac{h_b}{L_b} \right)^{-0.22} - 1 \right\} \\ &= \frac{h_b}{L_0} \left[1 + \frac{S}{4} \frac{1}{(h_b/L_b)} \left\{ 0.885 \left(\frac{h_b}{L_b} \right)^{-0.22} - 1 \right\} \right] \end{aligned} \dots\dots(5)$$

式(5)中の h_b/L_b の値は微小振幅波理論

$$\frac{h_b}{L_0} = \frac{h_b}{L_b} \tanh \frac{2\pi h_b}{L_b} \dots\dots(6)$$

を近似的に使用する。以上のような補正水深を測定値を使用して式(2)より求めた場合、 $\bar{h}_b/L_b$ と $\bar{h}_b/L_0$ の関係は微小振幅波理論によく一致した傾向を示すことが認められた。

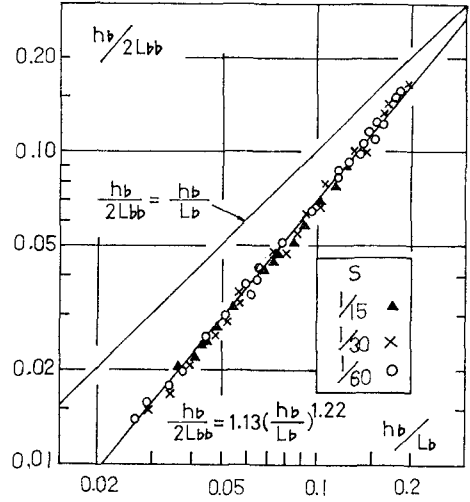


図-2 背面波長に関する $h_b/2L_{bb}$ の値と砕波比水深との関係

4. 砕波点付近の波頂速度

砕波波頂の進行速度 C の値は 16mm フィルムより読み取った砕波点手前 30cm より砕波点までの平均速度

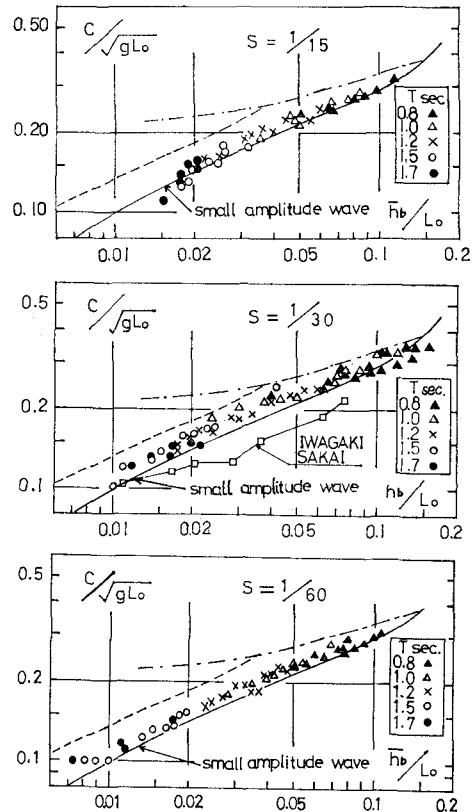
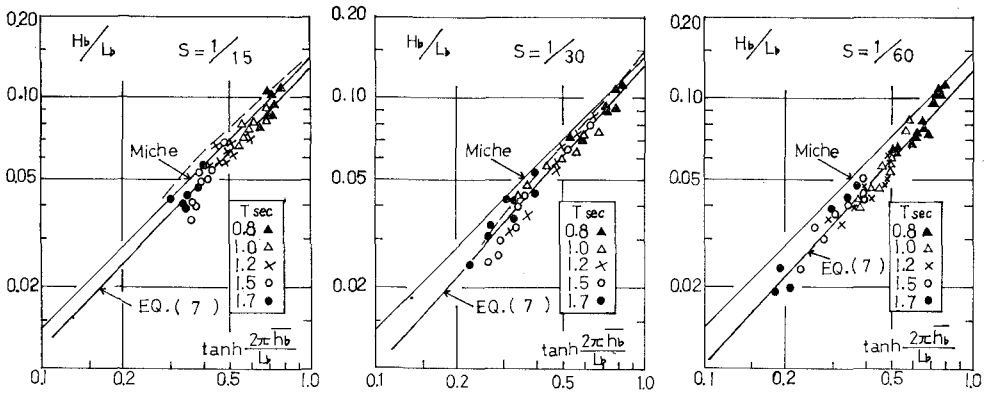


図-3 各勾配の砕波の波頂速度と微小振幅波の波速との比較



図—4 H_b/L_b と $\tanh(2\pi\bar{h}_b/L_b)$ の関係

C_f と碎波波長 L_b を碎波周期 (沖波周期 T とほぼ同値) で割った値 $C_b(=L_b/T)$ をさらに平均した値 $C=(C_f+C_b)/2$ を用いた。この波頂速度 C を L_b で無次元化した値 $C/\sqrt{gL_b}$ と補正水深 $\bar{h}_b$ による $\bar{h}_b/L_b$ の関係で、勾配別に図に示したのが図—3 である。図中に微小振幅波理論、Stokes 波の第3近似、孤立波理論で $H_b/h_b=0.78$ の場合の波速の値をそれぞれ実線、一点鎖線、破線で示した。図よりわかるとおり測定値は微小振幅波理論によく沿っている結果が得られた。

したがって、碎波点付近においては、波は変形を伴うが波頂速度はほぼ微小振幅波の波速に近いと考えられる。また、底勾配 $S=1/30$ の場合の岩垣・酒井⁹⁾の水素気泡による波頂付近の流速値を図に合せてプロットしてみるとやはり微小振幅波理論に沿った傾向を示しているのがわかる。

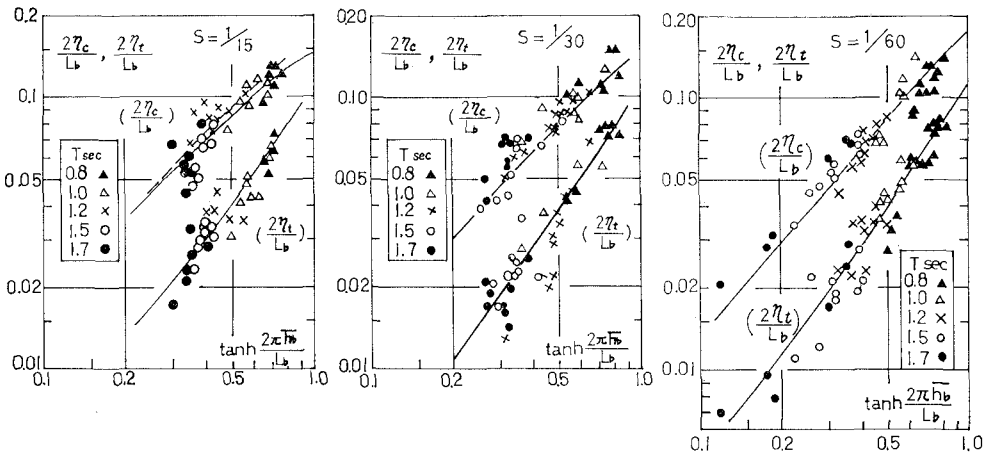
5. 碎波波高について

碎波波高 H_b は 16mm フィルムより波頂と碎波前面の波谷までの値を使用し、 $\bar{h}_b/L_b$ を用いて勾配別に測定

値を図示したのが図—4 である。 $S=1/15, 1/30$ の場合について、合田の碎波指標¹⁰⁾より求めた破線の値と比較すると測定値がやや小さい値を示している。これは流速計のサポートによる波頂の乱などにより碎波波高の読み取りが十分でないものと考えられる。また Miche の式との比較では傾向は類似しているが、 H_b/L_b の値については各勾配ともに必ずしも一致しているとはいえない。したがって図中の実線は測定値の平均的な値として次のような式で示したものである。

$$\left. \begin{aligned} S=1/15; \quad \frac{H_b}{L_b} &= 0.13 \tanh^{1.04} \frac{2\pi\bar{h}_b}{L_b} \\ S=1/30; \quad \frac{H_b}{L_b} &= 0.13 \tanh^{1.13} \frac{2\pi\bar{h}_b}{L_b} \\ S=1/60; \quad \frac{H_b}{L_b} &= 0.125 \tanh^{1.09} \frac{2\pi\bar{h}_b}{L_b} \end{aligned} \right\} \dots (7)$$

さらに、碎波波高 H_b については、静水面より峯高 η_c ならびに谷高 η_t との値に差異が見られ、これらの値を $2\eta_c/L_b$, $2\eta_t/L_b$ と $\bar{h}_b/L_b$ を用いた値との関係で図示すると図—5 に示すとおりである。 $S=1/15$ の場合について、合田が示した $\eta_c/H_b=0.75$ ($S=1/10$ の場合) の値



図—5 各勾配についての峯高と谷高に関する値の比較

を換算して破線で示してみるとほぼ測定値と一致しているといえる。また、有限振幅波の静水面より波高中分面までの高さ δ_b に関する式 (8) と式 (7) とを用いて $2\eta_c/L_b$, $2\eta_t/L_b$ の値を求め図中に実線で示すと各勾配ともに測定値とほぼ一致することが認められた。

$$\frac{\delta_b}{L_b} = \frac{1}{4} \left(\frac{H_b}{L_b} \right) \frac{(1+8\lambda^2-3\lambda^4)^{1/2} - (1+\lambda^2)}{(3-2\lambda^2)\lambda^2},$$

$$\lambda = \tanh \frac{2\pi \bar{h}_b}{L_b} \dots \dots \dots (8)$$

6. 砕波点における底面流速

底面流速の測定記録より斜面に沿った波頂通過時の岸向き最大流速 $u_{b,c}$ ならびに波谷通過時の冲向き最大流速 $u_{b,t}$ を求め、沖波換算波長 L_0 で無次元化した $u_{b,c}/\sqrt{gL_0}$, $u_{b,t}/\sqrt{gL_0}$ を $\bar{h}_b/L_0$ との関係で図示したのが図-6~8 である。一方、微小振幅波理論の底面の最大流速 u_b は岸向き冲向きともに等しく L_0 で無次元化した場合については、

$$\frac{u_b}{\sqrt{gL_0}} = \sqrt{2\pi} \frac{(H_b/2)}{L_b} \frac{1}{\cosh(2\pi \bar{h}_b/L_b)} \dots \dots (9)$$

で与えられる。しかし図より明確なように砕波点においては岸向きが冲向きの場合より流速値は大きく現われ、そしてこの傾向は図-5 の $2\eta_c/L_b$, $2\eta_t/L_b$ の値と類似の傾向にある。したがって式 (9) の H_b に代って岸向き、冲向きの場合にそれぞれ $2\eta_c$, $2\eta_t$ を使用することを試みた。この場合の岸向き冲向きの最大流速値はそれぞれ、

$$\frac{u_{b,c}}{\sqrt{gL_0}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{2\eta_c}{L_b} \right) \frac{1}{\cosh(2\pi \bar{h}_b/L_b)},$$

$$\frac{u_{b,t}}{\sqrt{gL_0}} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{2\eta_t}{L_b} \right) \frac{1}{\cosh(2\pi \bar{h}_b/L_b)} \dots \dots (10)$$

となり、 $\bar{h}_b/L_0$ と $\bar{h}_b/L_b$ との関係には $\bar{h}_b/L_0 = (\bar{h}_b/L_b) \tanh(2\pi \bar{h}_b/L_b)$ を用いる。次に、式 (7), (8) を用いて求めた $2\eta_c/L_b$, $2\eta_t/L_b$ の値を式 (10) に代入して計算した $u_{b,c}/\sqrt{gL_0}$, $u_{b,t}/\sqrt{gL_0}$ の値を図-6~8 の各勾

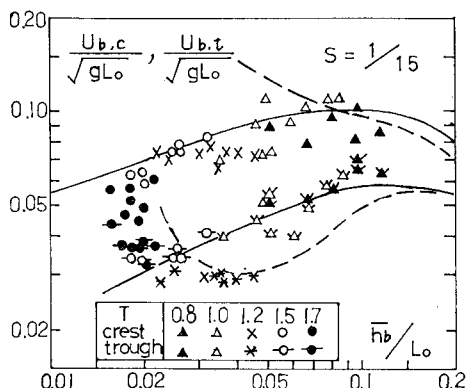


図-6 $S=1/15$ の場合の底面の岸向き・冲向き最大の流速

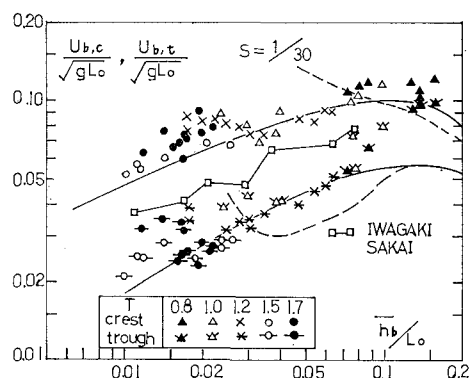


図-7 $S=1/30$ の場合の底面の岸向き・冲向き最大の流速

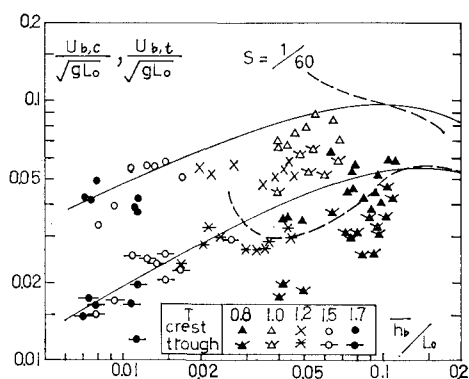


図-8 $S=1/60$ の場合の底面高岸向き・冲向き最大の流速

配についてそれぞれ実線で示すと、測定値にかなりバラツキが見られるが、比較的良好に一致する傾向が得られた。また、図中の破線は各勾配別に式 (7) を用いて計算した Stokes 波の第 3 近似の値であり岸向き冲向きともに $\bar{h}_b/L_0$ の大きい場合に測定値と一致する。さらに $S=1/30$ の場合について岩垣・酒井の水素気泡による岸向きの場合の測定値より底面付近の値を用いてプロットしてみるとやはり微小振幅波理論に沿った値を示しているといえる。

7. むすび

底面付近の冲向きならびに岸向き最大流速が Stokes 波の場合より微小振幅波理論によく沿った傾向を示すことが認められたこと、さらに冲向き岸向き最大流速の差異は砕波波高の峯高、谷高の差異と関係が深いことなどがわかった。しかし砕波波高の見積りが十分でないことあるいは冲向き岸向き流速の差異が底質移動と直接関係するか否かは今後検討すべき問題と考えられる。

終りに、本研究をまとめるにあたり、ご指導を賜りました北大工学部尾崎 晃教授・佐伯 浩助教授をはじめ

データ整理など多大なご助力を得ました本学の鰐目淑範
助手・4年目学生諸君に対し深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・酒井哲郎: 有限振幅波の shoaling について (2), 第15回海岸工学講演会講演集, pp. 10~15, 1968.
- 2) 佐伯 浩・大鶴徳雄: 緩勾配斜面上での波の変形, 第31回年次学術講演会講演概要集, pp. 29~30, 1976.
- 3) 合田良実: 砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第180号, pp. 39~49, 1970.
- 4) 横木 亨・岩田好一朗・中辻啓二: 砕波の内部機構に関する基礎的研究(第1報), 第16回海岸工学講演会講演集, pp. 35~39, 1969.

- 5) 佐伯 浩・佐々木幹夫: 砕波後の波の変形に関する研究(1), 第20回海岸工学講演会論文集, 1973.
- 6) 岩垣雄一・酒井哲郎: Stream Function Theory による斜面上の砕波の水粒子速度の表現について, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 27~32, 1974.
- 7) 佐藤幸雄: 熱線流速計の非定常的検定法について, 北海道支部論文報告集, 第32号, pp. 265~268, 1976.
- 8) 佐々木幹夫・佐伯 浩: 砕波後の波の変形に関する研究(2), 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 39~44, 1974.
- 9) 前出 6).
- 10) 前出 3).