

砕波後の波にともなう流速場に関する現地観測

堀川 清 司*・堀田 新 太 郎**・水 口 優***・磯 部 雅 彦****

1. はじめに

砕波帯内では、砕波にともなう種々の現象が複雑かつダイナミックに共存しており、自然現象としても極めて興味のある研究の場を提供している。

砕波帯内も基本的には波動場と考えられるが、その波を完全に記述し得る理論は見当たらない。現在の所では波として最も簡単な第1次近似である微小振幅波理論を援用しているにすぎない。しかしながら、その妥当性についての裏付けは乏しい。砕波帯内の波の特性としては、従来、もっぱら波高に関心が寄せられてきた。砕波後の流体運動の内部機構としては、岩田 (1976) による研究などがあるが、この場合にも、結果としての波高減衰を説明することに主眼がおかれ、定性的なモデルの試案の域を出ていない。その理由は、砕波帯内の流速場を測定する有効な手段を欠いていたことによると考えられる。

近年、電磁流速計の使用により、現地における流速場の測定が可能となり、幾つかの例が報告されている。

- (1) Huntley・Bowen (1974) は、複数の流速計を岸沖方向に設置して、砕波後の波の波速は有限振幅長波理論の値に近いことを確認した。
- (2) Thornton ら (1976) は、容量式波高計と電磁流速計の同一地点での同時測定記録から、波形のスペクトルに微小振幅波理論による応答関数を乗じて得られたスペクトルに比して、実測の流速変動スペクトルの方が 20~100% 大きくなるという結果を得た。
- (3) Huntley (1976a) は、異なった潮位時に観測を行えば、汀線からの距離が相対的に変化することを利用して、shear stress $\int u'v' dz$ の岸沖方向の勾配を求め、それから摩擦係数を算出したが、これは従来言われているものの半分以下の値であった。その際に、鉛直方向の一様性を仮定し、底面付近の一点での流速記録のみを用いた。橋本・宇多 (1978) も、ソリを用いて同様な観測を行なっている。

- (4) Huntley (1976b) は、砕波帯内の岸沖方向の3点に設置した電磁流速計の記録に卓越する長周期波成分に着目し、それが cut-off モードの edge 波である可能性を指摘した。

以上の研究に共通することは、鉛直方向には一様という前提に立つ観測記録に基づいて議論していることである。そこで、本研究においては、砕波帯内の水平速度変動の鉛直分布 (3~4 点) と波形、波向きの同時観測を行い、その結果をもとに砕波帯内の流速場の特性について検討した。

2. 現地観測

現地観測は茨城県那珂湊市阿字ヶ浦海岸にある建設省土木研究所漂砂調査用棧橋を利用して、昭和 53 年 3 月 29 日に実施した。

図-1 は、電磁流速計を用いた流速測定装置を示したものである。この支柱の上端に波高観測用のスケールを

取り付け、棧橋上より吊り下げて、海底に設置した。波高と波向きの観測には、同期された2台の 16 mm メモーションカメラを用いた。1 台は流速測定装置の真上より水面を撮影することにより波向きの観測に用い、他の 1 台は流速

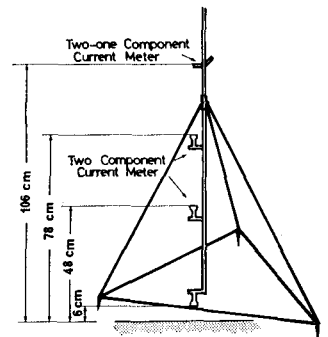


図-1 流速測定装置 (センサー支持体)

測定装置の位置より約 30 m 岸側の棧橋上から流速測定装置に取り付けたスケールに沿う水面変動を撮影し、波高の観測に用いた。サンプリング間隔は 0.2 秒で、流速測定と 16 mm カメラの同期は手動によった。観測時の海底地形は図-2 に示すように bar 型であった。流速測定装置は矢印の位置 (trough のほぼ中央) に据えつけた。測定装置は干潮時の正午に据えつけ、潮位の上昇による水深の変化を待って、午後 1 時、3 時、5 時の 3 回観測を実施した。1 回の観測時間は 12 分であった。表-1

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科
 ** 正会員 工修 東京都立大学助手 工学部土木工学科
 *** 正会員 工修 中央大学助教授 理工学部土木工学科
 **** 正会員 工修 東京大学助手 工学部土木工学科

表-1 観測時の条件

CASE	観測開始時	水深 h	有義波高 $H_{1/3}$	有義波周期 $T_{1/3}$	平均波高 $\bar{H}$	平均周期 $\bar{T}$
I	1:00 p.m.	92 cm	62 cm	7.9 sec	30 cm	4.0 sec
II	3:00 p.m.	127 cm	65 cm	6.3 sec	32 cm	3.5 sec
III	5:00 p.m.	171 cm	99 cm	7.2 sec	52 cm	4.5 sec

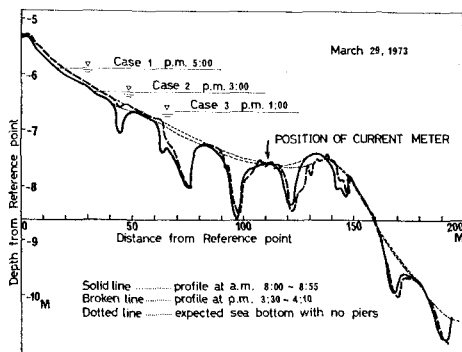


図-2 流速計の位置と海底プロファイル

には観測時の諸条件を示した。堀田等 (1976) によれば、波の進行方向に対するピア背後の局所洗掘は、荒天時、砕波帯内では、ピア構造体の外径の3~4倍程度の範囲まで影響が及ぶ。流速測定装置は、前面にあるピアの末端よりピア構造体の約3.8倍の位置に据えつけられ、影響範囲の限界近くにあたる。しかしながら、今回の観測時は静穏時であったこと、また trough のほぼ中央で砕波点でないことにより、午前 8:00~8:55 時のプロファイルに見られるように、ピア周辺の局所洗掘は小さい。そこで、目視観察によって波動運動にピアの影響が生じていないと思われる地点として測定装置の位置を定めた。尚、第2回目の測量時のプロファイルは、測定装置によって局所洗掘が発生していることを示している。砕波波高は、目視によれば全ケースを通じて 1.0~1.5 m であり、CASE-I の場合には bar の頂部より幾らか沖側で砕波することが多く、CASE-II, CASE-III と砕波点は岸側に移動し、CASE-III ではほぼ bar の頂部で砕波することが多かった。尚、波の谷の水面の泡を観察することによって、水面での平均的な流れの方向を知ることができた。その結果によれば、CASE-I, CASE-II では汀線に平行な流れは北向きであり、CASE-III では南向きに変わっていた。

3. データの処理

流速記録はデジタルデータレコーダーの記録より直接カードにパンチ出力した。波形はコマ送りできる 16 mm 映写機でフィルムを壁面に投影し、読み取った水面変動をカードにパンチした。読み取り精度は 1 cm である。波向きも同様にして波峰線を写し取ることによ

って求めた。

生データの一例として、CASE-III の 900 ~ 1200 コマの 1 分間をプロットしたものが図-3 である。図中、 η は水面変動を表わし、各ケースごとの平均水面を基準面にとってある。 u および v は岸沖方向および沿岸方向

の水粒子速度であり、正の方向はそれぞれ岸向きすなわち西向き、及び北向きにとってある。また、添字の 0 から 3 は上から何番目の流速計のデータであるかを示す。尚、全ケースを通じて、 u_2 すなわち底から 2 台目の流速計の沿岸方向成分はセンサー部の

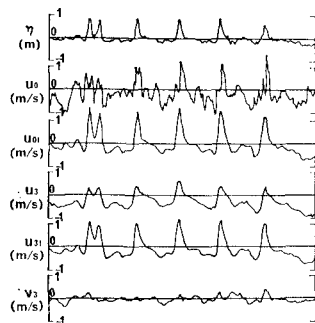


図-3 水位、流速の実測値及び線形フィルターによる計算値の例

故障のために欠測となった。波形に注目すると、波の峯は非常にとがっており、波の谷はなめらかで孤立波のような波形である。水深による岸沖方向の流速の変化を見ると、底面近くでは高周波変動が小さく、水面波形との対応がよいのに対し、上部になるにつれて次第に高周波変動が大きくなり、水面波形との対応が悪くなる。また、底面における平均値は明らかに負の値となり、下層において沖へ向かう流れの存在することがわかる。沿岸流速については、水面波形との対応が明らかな部分と、そうでない部分とがある。各ケースごとの平均値を計算した結果が図-4 であり、黒丸と白丸は u と v に対応する。

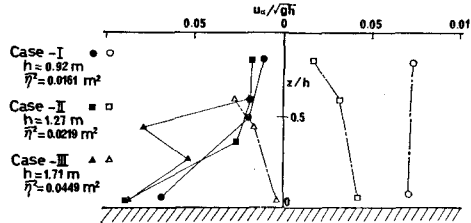


図-4 平均流速の鉛直分布

水面変動と岸沖方向水粒子速度とを結びつける波動理論を考えるに際し、砕波は非線形性が強いという問題点があるものの、ここでは波を単一正弦波の重ね合わせと考え、線形フィルター [Reid (1958)] を用いて、水面変動から各水深における水平水粒子速度を計算した。それをプロットしたものが記号 u_{01} および u_{31} によって図-3 に示してある。ただし、波向きは海岸線に直角であると仮定している。

実測値と計算値は底面において定性的には一致するが定量的には実測値の方が小さいことがわかる。

流速場の特性を更に詳しく調べるためにパワースペクトルおよびクロススペクトルの計算を行なった。砕波帯において岸沖方向の流速 u を、平均成分 $\bar{u}$ 及び変動成分 u' の和に分解し、更に変動成分 u' は波動成分 u_w および乱れ成分 u_t に分けることができるものとする。すなわち

$$u = \bar{u} + u' = \bar{u} + u_w + u_t \dots\dots(1)$$

ここで、波動成分と水面変動との関係は線形でコヒーレンスは1であるとし、更に乱れ成分と水面変動とは相関が全くないと仮定すると

$$\begin{aligned} |S_{\eta u}(f)| &= |S_{\eta u_w}(f)| \\ &= \sqrt{S_{\eta\eta}(f) \cdot S_{u_w u_w}(f)} \\ &\dots\dots\dots(2) \end{aligned}$$

の関係が得られる。ここで S に異なる添字を付けることによって、それらの間のクロススペクトルを、同じ添字を付けることによってパワースペクトルを表わすものとする。上の関係を用いると、水面変動 η から波動成分 u_w への伝達関数 $TF(f)$ は式(3)のように表わされ、コヒーレンス $\gamma(f)$ は式(4)のように変動成分全体に占める波動成分の割合を示すことになる。

$$TF(f) = S_{\eta u_w}(f) / S_{\eta\eta}(f) = S_{\eta u}(f) / S_{\eta\eta}(f) \dots\dots(3)$$

$$\begin{aligned} \gamma^2(f) &= |S_{\eta u}(f)|^2 / \{S_{\eta\eta}(f) \cdot S_{uu}(f)\} \\ &= S_{u_w u_w}(f) / S_{uu}(f) \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

また、水面変動 η と波動成分 u_w との位相差 θ は0となるはずである。尚、計算に際しては、時間間隔0.2秒のデータを1000個用い、ラグを125として求めた相関関数を Fourier 変換し、Hanning の式により平滑化を行なった。結果の例を図-5~7に示す。

図-7を見ると、底面に近づくにつれてコヒーレンスが1に近くなることがわかる。位相差が周波数 f ともほぼ直線的に増加しているのは、16mm シネカメラと電磁流速計との同期に0.2~0.3秒程度のずれがあっ

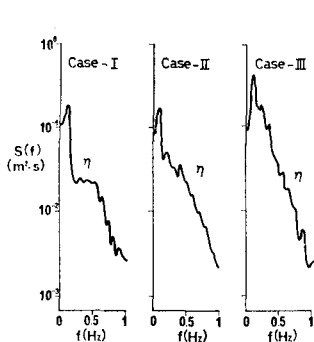


図-5 水位変動のパワースペクトル

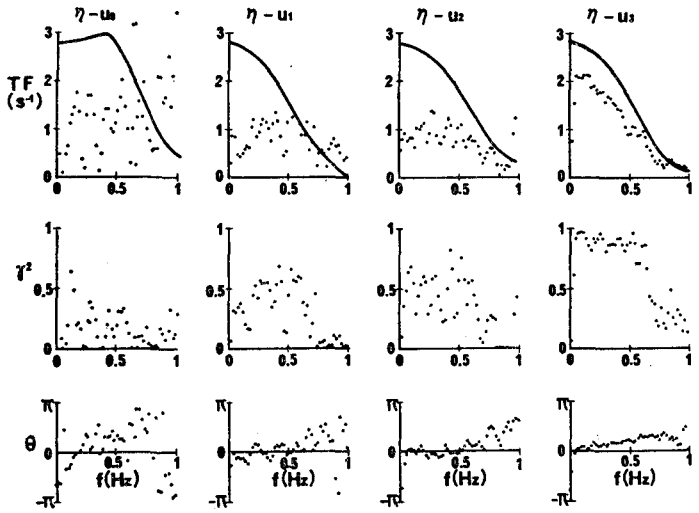


図-7 伝達関数、コヒーレンス及び位相差 (CASE-II)

たためと考えられ、実際の位相差はほぼ0に近いものと思われる。

伝達関数の値は波動成分の卓越する底面付近においては、波の卓越周波数域 (0.02~1 Hz) では、ばらつきは小さいが、微小振幅波理論による値 (図中の実線)

$$TF(f) = \sigma \cosh k(h+z) / \cosh kh \dots\dots\dots(5)$$

と比較すると、3割程度小さい。ここで σ は角周波数、 k は波数、 h は水深、 z は水面から鉛直上向きに測った高さである。

radiation stress および Reynolds stress は砕波帯内の現象に対して重要な役割を果たすが、これらは変動成分の自乗平均と密接な関係にある。ここでは0.05 Hz以下の成分は完全に通過し、0.0625 Hz以上の成分は完全にカットするような数値フィルターを生データにかけたものを平均成分とし、これを差し引いた残りを変動成分として記号'を用いて表わした。まず計算結果を zero down cross 法による1波ごとの波高を用いて、微小振幅波理論により計算した値によって正規化した。その結果、水面変動の自乗平均は、0.3~0.7 となり、正弦波か

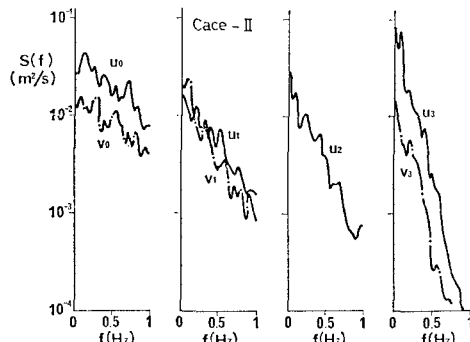


図-6 流速変動のパワースペクトル (CASE-II)

らは大きくずれるが、孤立波理論を修正したものを周期10秒、波高30~70cmの条件で計算した値0.3~0.5に近い。水粒子速度の自乗平均については、その比は底面付近で0.1~0.2、最も水面に近い所でも0.2~1.0となった。

そこで、水面形が正弦波形からずれていることを考慮し、線形長波理論を用い

た場合の水粒子速度の自乗平均 $\overline{u'^2 g/h}$ によって $\overline{u'^2}$ を正規化することにして、各ケースについての平均値をプロットしたのが 図-8 である。また、波動成分の比を見るために、 η' と u' との相関を計算した結果が 図-9 であり、底面では相関が高く、従って波動成分の大きいことがわかる。

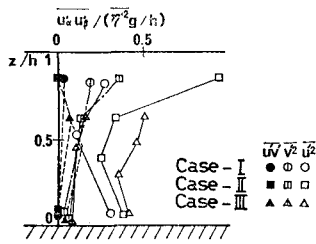


図-8 変動成分の相関

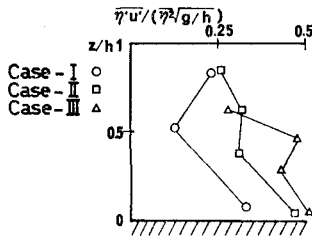


図-9 水面変動と水粒子速度との相関

波向きは 16 mm フィルム上の波峯線から求める方法の他

に、測定された 2 方向の水平水粒子速度を用いて求める次の 3 通りの方法が考えられる。

$$\theta_1 = \arctan \{ (v'_{\max} - v'_{\min}) / (u'_{\max} - u'_{\min}) \}$$

$$\theta_2 = \arctan \{ v' / u' = v'_{\max} / u'_{\max} \}$$

$$\theta_3 = \arctan \{ 2\overline{u'v'} / (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \}$$

θ_1 は岸沖方向および沿岸方向の水粒子速度の変動量から求めるもので、符号は他の手段によって決めなければならない。 θ_2 は波の峯が通過するあたりで岸沖方向の水粒子速度が最大になる時の 2 成分の比から求めるものである。 θ_3 は $\overline{u'v'}=0$ となるような座標軸の回転角からの波向きを求めるものである。

図-10 は $\theta_1 \sim \theta_3$ をフィルムから読み取った波向 θ_0 とそれぞれ比較したものである。

尚、解析に用いたデータは CASE-II の中で、波峯線が直線に近く、波形も双峯型ではない孤立波状のものである。流速記録としては、水位変動との相関が最も高く、最も水底に近い u_3, v_3 を用いた。その結果、かなりのばらつきがあるというものの、 θ_2 による評価が相対的に良い結果を与えた。

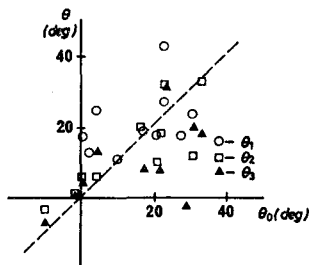


図-10 波向き測定値の比較

4. 考察及び結論

4.1 観測時間内の平均量について [図-4 参照]

岸沖方向の平均流速は、全ケース、全測定点で沖向きであり、且つ底面付近で最大となる、かなり非一様な鉛

直分布となっている。底面付近での沖向きの流れ $\bar{u}_b$ は、全ケースとも $\bar{u}_b = (0.07 \sim 0.09) \sqrt{gh}$ であった。その向きは、いわゆる質量輸送速度とは逆である。堀川他 (1972) は、2 次元固定斜面の実験において、碎波帯内での平均的な流れの場を測定し、表層では岸向き、中底層では沖向きで、しかもその値は碎波帯外の値に比してかなり大きいことを報告している。今回の観測では、場が 3 次元であるために、鉛直平均しても 0 にはならないものの、その鉛直分布の形状は実験の結果と非常によく似ている。沿岸方向成分 $\bar{v}$ は、16 mm メモーションカメラ上の表層泡の動きから予期されたように、CASE-I, II, III の順に北向きの流れが小さくなり、最後の CASE-III においては、僅かに南向きになっている。尚、鉛直方向にはほぼ一様である。

その結果、表層と底層とでは平均的な水の移動方向がかなり異なるものの、その生因は 2 次元断面的なものと考えられ、3 次元平面的な流れの場に関しては、鉛直方向に一樣とするのは妥当な近似と言える。尚、測定位置は 3 ケースとも、沖向きの流れが卓越しており、離岸流の存在する領域にあったものと思われる。

4.2 パワースペクトル

各ケースを通じて、各点ともに η, u, v の入射波と考えられるピークの周波数は一致したが、CASE-II の u_2, u_3 , CASE-I, II, III の v_1, v_3 で長周期側 ($f \rightarrow 0$) に最大のピークが存在した。入射波周期のハーモニックスが CASE-II, III で存在した。CASE-I ではパワーが入射波周波数に集中している。高周波数側 (0.4~0.5 Hz 以上) の特性として、水位 η については指数的な減衰を示し、その傾きは 3 ケースともほぼ同じであり、また流速変動においては、各ケースともに底にいくに従って急激な減衰を示す。

ハーモニックスの現象は、主として波形の有限振幅性によるものと考えられるが、部分的な非碎波が 2 次波峯を形成 (ソリトン分裂) することによりハーモニックスを形成することも考えられる [Byrne (1969)]。

4.3 水面変動と岸沖方向流速の相関について

応答関数 $TF(f)$ は、常に実測値が線型理論値を下回り Thornton (1976) とは逆の結果となった。応答関数の実測値と理論値との差は、今回のように 16 mm メモーションカメラによってポール上の水位を読み取る場合には、Thornton の用いた容量式波高計による場合に比して、碎波後の波のもつ泡のために、波峯高を過大に評価している可能性はあるものの、それだけでは説明がつかず、碎波後の乱れによる影響があるものと考えられる。

流速場については、図-5~9 の結果に基づいて、次の鉛直層モデルを提案する。

a) 上層 (upper layer): 典型的なケースは、II-0 であ

る。その特徴は、砕波による乱れが支配的であり、図-6に見られるように、高周波数側の減衰も小さく、入射波ピークの乱れのピーク群の1つと見なし得ることになる。

- b) 中層 (middle layer): 典型的なケースは、II-2 である。上層と後述する下層の中間的な所である。上層で生産された乱れがある程度波の場を攪乱している領域であり、乱れが波動運動のエネルギーを食い、結果として全エネルギーが小さくなるという現象も見られる。
- c) 下層 (bottom layer): 典型的なケースは、II-3 である。上層の乱れが及ばず、水位変動に伴う圧力変動に従う流速変動が支配的な領域である。最下層には、粘性もしくは底面粗度の支配的な領域が存在するであろうが、ここにはそれを含まない。尚、下層においても、乱れ成分は存在するが、そのパワーは極端に小さい。

各層の分布状況には、砕波の状況、測定点の砕波帯内での相対的な位置（特に砕波点からの距離）等が影響すると考えられる。今回のケースでは、水面からの距離が支配的であり、それぞれ 0~0.3 m, 0.3~0.9 m, 0.9 m 以深に対応した。

尚、下層では、 u, v のパワーの高周波数側のスムーズさが水位 η 以上であることや、高周波数域でのピーク地点の u, v の一致の良さを合わせて考えると、その流速変動は、系統的なものと判断され、radiation stress の形成に寄与するのであろう。但し、定量的な評価に際しては、実際の波を波高と周期の等しい正弦波に置き換え、微小振幅波理論を用いると過大に評価すること、及び上記の鉛直構造の存在には注意する必要がある。

現地観測に際しては、建設省土木研究所所属の阿字ヶ浦の棧橋を利用させて頂いた。ここに記して謝意を表す。また、本研究は文部省科学研究費総合研究A（研究代表者 堀川清司）および、トヨタ財団の補助を受けて行われたものであることを付記する。

参考文献

- 1) Byrne, R. J.: Field occurrence of induced multiple gravity waves, J. Geophys. Res., 74 (10), pp. 2590~2596, 1969.
- 2) Huntley, D. A. and A. J. Bowen: Field measurement of nearshore velocities, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., pp. 538~557, 1974.
- 3) Huntley, D. A.: Lateral and bottom forces on long-shore currents, Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., pp. 645~659, 1976a.
- 4) Huntley, D. A.: Long-period waves on a natural beach, J. Geophys. Res., 81 (36), pp. 6441~6449, 1976b.
- 5) Reid, R. O.: Correlation of water variations with wave forces on a vertical pile for nonperiodic waves, Proc. 6th Conf. on Coastal Eng., pp. 749~786, 1958.
- 6) Thornton, E. B., J. J. Galvin, F. L. Bub and D. P. Richardson: Kinematic of gravity waves, Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., pp. 461~476, 1976.
- 7) 岩田好一朗: 浅海波の変形機構と波浪制御に関する基礎的研究, 大阪大学工学部学位論文, 262 p., 1976.
- 8) 堀田新太郎・宇多高明・佐々木民雄: 砕波帯内の橋脚周辺の洗掘地形の現地観測, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 240~249, 1976.
- 9) 堀川清司・砂村継夫・鬼頭平三・品川正典: 海浜変形に関する実験的研究 (第1報) 一波による斜面上の net flow pattern について, 第27回土木学会年次学術講演会概要集, II-38, pp. 95~98, 1972.
- 10) 橋本 宏・宇多高明: 海浜流と摩擦係数の現地観測, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 435~439, 1978.