

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE

MINISTRY OF TRANSPORT

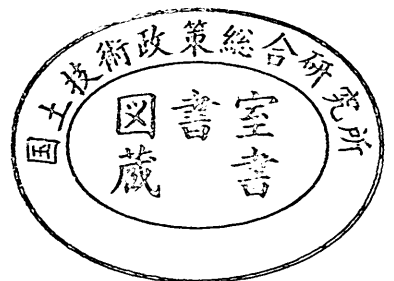
---

VOL. 21

NO. 2

JUNE 1982

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第 21 卷 第 2 号 (Vol. 21, No. 2), 1982 年 6 月 (June 1982)

## 目 次 (CONTENTS)

1. Theoretical Properties of Oblique Waves Generated by Serpent-type Wave-makers .....Tomotsuka TAKAYAMA..... 3  
(造波機によって発生する斜め波の特性について .....高山知司)
2. レーザー・ドップラー流速計による碎波帯内の流速場の構造の解明  
.....灘岡和夫・近藤隆道・田中則男..... 49  
(The Structure of Velocity Field within the Surf Zone Revealed by Means of Laser-Doppler Anemometry  
.....Kazuo NADAOKA, Takamichi KONDOH and Norio TANAKA)
3. プイ係留船舶の荒天時の振れ回り運動.....鈴木康正・諸石一幸..... 107  
(On the Slow Motions of Ships Moored to Single-point Mooring Systems  
..... Yasumasa SUZUKI and Kazuyuki MOROISHI)
4. 各種消波工による越波流量の減少効果  
.....高山知司・永井紀彦・西田一彦..... 151  
(Decrease of Wave Overtopping Amount due to Seawalls of Low Crest Types  
..... Tomotsuka TAKAYAMA, Toshihiko NAGAI and Kazuhiko NISHIDA)
5. コンクリート舗装の目地部における荷重伝達機能  
.....福手 勤・八谷好高・山崎英男..... 207  
(Efficiency of Load Transfer at Joints in Concrete Pavements  
..... Tsutomu FUKUTE, Yoshitaka HACHIYA and Hideo YAMAZAKI)
6. 7年間海洋環境下に暴露したプレストレストコンクリートはりの耐海水性につ  
いて.....大即信明・下沢 治..... 237  
(The Study on the Durability of PC beams after 7 Years' Exposure in Marine En-  
vironment.....Nobuaki OHTSUKI and Osamu SHIMOZAWA)
7. 港湾経済効果の計測手法.....中野 勉・稲村 肇..... 261  
(Development and Application of Synthetic Economic Evaluation Model for Port  
Planning .....Tsutomu NAKANO and Hajime INAMURA)
8. 付着油除去システムの開発実験.....奥出 律・松本 茂..... 315  
(Development of Removal System for Spilt Oil Sticking to Beaches and Coastal  
Structures .....Tadasu OKUDE and Shigeru MATSUMOTO)

## 2. レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の 流速場の構造の解明

灘 岡 和 夫\*・近 藤 隆 道\*・田 中 則 男\*\*

### 要 旨

従来適当な測定手段がなかったことから実態の解明が遅れていた砕波帯内の流速場に関して、新しい流速計であるレーザー・ドップラー流速計を用いた実験を行った。

その結果、以下のことが明らかになった。

- 1) 流速波形と水面波形の上下の非対称性は、沖から砕波点に近づくにつれてしだいに増加し、砕波点でピークを示した後、砕波帯内では再び減少する。一方、波形の前後の非対称性（前傾度）は、上下の非対称性よりかなり岸寄りの地点で現われ始め、砕波点付近で急増した後、砕波帯内でも引き続き漸増傾向を示す。また、いずれの非対称性についても、沖波波形勾配が小さくなるほど全般的に大きくなる。
- 2) 軌道流速に関する Dean の流れ関数法の推定精度は、砕波帯内では若干低下するものの、他の波動理論に比較するとかなり良好な結果を与える。水平軌道流速の岸向き・沖向き最大値に限れば、微小振幅波理論によっても若干の修正を加えることにより推定可能である。
- 3) 砕波帯内の流速場は、岸沖方向に見て、波動としては不安定であるが乱れの発達が十分でない「遷移領域」と、bore およびそれに伴う乱れが十分発達している「bore 確立領域」に明瞭に二分される。また、bore 確立領域は、大規模渦やそれに伴う高周波数の乱れと連行気泡の存在によって特徴づけられる「上層」と、上層から拡散して底面付近に到達した高周波数の乱れが底面近傍に source を持つ乱れと混在する領域である「底層」とで構成される。この上層の大規模渦のスケールや、高周波数の乱れの生成および気泡連行のプロセスを特徴づける長さのスケールは、bore 前面の波高である。
- 4) 砕波帯内外の水平方向の Euler 平均流速は、trough レベル付近を境にしてその上側で岸向きに、下側で沖向きになる。砕波帯内部の遷移領域では、trough レベル付近に上昇流が存在し、反対に bore 確立領域では下降流が存在する。また底面近傍の水平方向 Euler 平均流速の岸沖方向分布は、遷移領域と bore 確立領域の境界付近でピーク値  $((0.10 \sim 0.15) \sqrt{gh_0})$  を示す形となる。
- 5) 底面を滑動する粒子は、沖向きの輸送効果を持つ Euler 平均流速と、岸向きの輸送効果を持つ流速波形の（上下の）非対称性、という二つの作用の下での力学的バランスを得るように岸沖方向に移動する。両者の作用の相対的重要度には、沖波波形勾配が密接に関係する。

\* 水工部 礫砂研究室

\*\* 海洋水理部長

## 2. The Structure of Velocity Field within the Surf Zone Revealed by Means of Laser-Doppler Anemometry

**Kazuo NADAOKA\***  
**Takamichi KONDOH\***  
**Norio TANAKA\*\***

### Synopsis

The study of the internal velocity field in the surf zone is important from the viewpoints of sediment transport, wave deformation, thermal diffusion, design of coastal structures and others. Unfortunately, limited information on the velocity field within the surf zone is available at present, mainly because of the difficulty of velocity measurements. In this experimental study, a new velocimeter of laser-Doppler anemometry is used to make clear the structure of internal velocity field in the surf zone.

The following results are obtained through this study.

- (1) Vertical asymmetries of orbital velocity profile and surface wave profile increase gradually with the approach of wave to the breaking point, and then decrease in the surf zone. On the other hand, horizontal asymmetries, i.e., forward shifts of peak positions within each profile, begin to emerge at the points nearer to the breaking point than those for vertical asymmetries, and show rapid increase toward the breaking point, and further increase continuously in the surf zone. Both asymmetries become larger, as a whole, with the decrease of offshore wave steepness.
- (2) Accuracy of Dean's stream function theory in predicting orbital velocities slightly decreases in the surf zone compared with that for offshore zone. But it is concluded that the theory serves as the appropriate tool for description of velocity field in the surf zone compared with other wave theories. The maximum values of the onshore or offshore horizontal velocities may be estimated with Airy's wave theory by suitable modification of the wave amplitudes.
- (3) Close examinations on the interrelationships between the turbulence intensity, the entrained air bubble density and the Eulerian mean velocity show that the velocity field in the surf zone is clearly divided into two regions, i.e., the "transition zone" and "bore establishment zone". Further, it is found that the velocity field within the bore establishment zone consists of the "upper layer" and "bottom layer". The upper layer is characterized by the existence of large scale eddies, associated with the small scale turbulence and entrained air bubbles, whereas the bottom layer is characterized by the coexistence of the small scale turbulence originated from the upper layer and the bottom originated turbulence. It is also indicated that local wave height of bore is the predominant length scale which characterizes the generation of turbulence and air entrainment processes.
- (4) The Eulerian horizontal mean velocity in the surf zone and its proximity is directed onshoreward above trough level, whereas it is directed offshoreward below the trough level. There are upflow in the transition zone and downflow in the bore establishment zone. The onshore-offshore distribution of Eulerian horizontal mean velocity in the vicinity of bottom shows its peak value near the border point between those two zones.
- (5) The mechanism of onshore-offshore movements of bottom sand can be better understood by decomposing the bottom velocity field into the Eulerian mean velocity and the asymmetrically fluctuating orbital velocity; the former tends to transport sand offshoreward and the latter onshoreward. Relative importance of these two factors depends upon the offshore wave steepness.

---

\* Member of Littoral Drift Laboratory, Hydraulic Engineering Division

\*\* Director of Marine Hydrodynamics Division

## 目 次

要 旨 .....	49
1. ま え が き .....	55
2. 実験装置および実験方法 .....	55
2.1 実験装置 .....	55
2.2 実験およびデータ処理方法 .....	56
3. 実験結果および考察 .....	59
3.1 水面波形および流速波形——特に波形の非対称性——について .....	59
3.2 水粒子軌道速度の理論値との比較 .....	69
3.3 乱れおよび連行気泡について .....	75
3.4 Euler 平均流速について .....	83
4. 底質の移動特性と底面近傍の流れ場との関連 .....	92
5. む す び .....	93
参考文献 .....	94
記号一覧表 .....	95
付録 A. LDA (Laser-Doppler Anemometry) について .....	96
付録 B. Dean の流れ関数法について .....	100
付録 C. データ表 .....	102

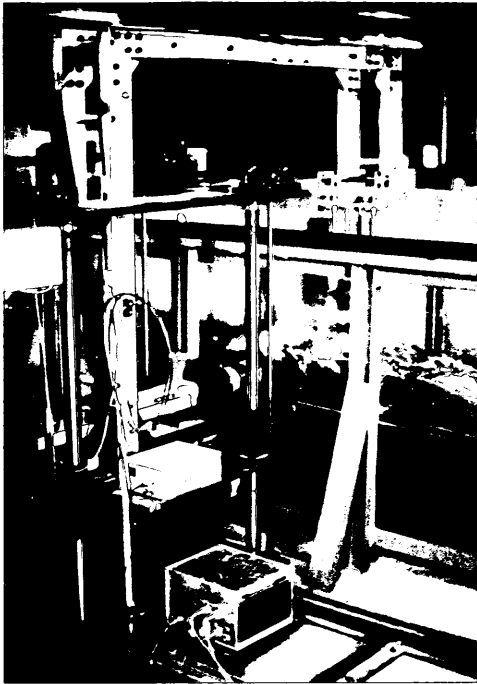


写真-1 トラバース装置の外観

写真-2(a) CASE 1 の  $P_3$  地点付近の状況



写真-2(b) CASE 5 の  $P_3$  地点付近の状況

## 1. まえがき

近年、碎波帯内での諸現象に対する関心が高まってきており、碎波帯内の水理現象に対する理解は急速に深まってきている。このうち、碎波帯内の波動場については、いまだ碎波帯内の波浪変形を記述する理論は存在しないものの、各方面から精力的な研究が行われており、碎波後の波高減衰や波速の変化、あるいは不規則波の確率分布特性等々さまざまな事柄が明らかにされてきている。

一方、碎波帯内の乱れを含めた流速場については、漂砂や海岸構造物の設計といった事に関連して古くからその重要性が認識されており、最近では、温排水の拡散といった環境問題の上からもその情報が必要とされるようになってきているけれども、その実態の解明はいまだ緒に付いたばかりという段階である。その主たる原因は、これまで碎波帯内の流速場を乱れを含めて精度良く測定しえる装置が存在しなかったことにある。例えば、hot-film 流速計を使用する試みが磯部<sup>1)</sup>や渡辺<sup>2)</sup>あるいは酒井<sup>3)</sup>によって報告されているけれども、通常の hot-film 流速計を波動場に用いる場合には、出力信号を流速の水平成分と垂直成分に精度良く分解して表わすことができず、さらに、乱れ強度が主流（軌道流速）の大きさに比べて十分小さいという条件<sup>4)</sup>が満たされないため、各方向の乱れ成分の抽出にも大きな誤差を伴うといった制約がある。そのため、精度の良いデータに基づいて碎波帯内の流速場を包括的に論じたのは、著者らが先に中間的に報告したもの<sup>5)</sup>、および流向判別可能な split 型センサー付きの hot-film 流速計を用いた泉宮・堀川<sup>6)</sup>の実験報告があるにすぎない。

一方、現地観測によるものとしては、例えば電磁流速計を用いて得たデータから水位変動と流速変動の相関等について論じた堀川<sup>7)</sup>の研究がある。しかし、現地観測の場合には、1回の観測では、ごく限られた状況下でのわずかなデータしか得られず、しかも良くコントロールされた条件下でのデータが得難いため、かなりのデータの蓄積を待たなければ、碎波帯内の流速場の全体的な構造を描き出すことは難しい。

ここでは、最近新しい流速計として注目を集めているレーザー・ドップラー流速計（LDA; Laser-Doppler Anemometry）を用いて二次元造波水路内での碎波帯内の流速場を測定し、その実態を明らかにすることを試み

た。この流速計によれば、hot-film 流速計に関する上述の制約がなくなる上、プローブの作り出す wake の影響や、プローブの固有振動の影響といった問題を全く考えなくてすむ。

碎波帯内の流速場を特徴づけているものには、bore の下部に存在する強い乱れとそれに伴う連行気泡の存在、それに流速変動の基本波形自体が強い非対称性を有することなどが考えられる。このうち、乱れや連行気泡は、碎波高の波高減衰と密接に関係しており、さらに乱れは、底質粒子の浮遊・拡散にも寄与している。また、流速波形の非対称性は、既に著者ら<sup>8)</sup>が明らかにしたように、底質粒子の岸沖方向の移動を規定する重要な要素となっている。

本報告では、このような碎波帯内の流速場の特徴を念頭において、流速波形と水面波形の特性（特に波形の非対称性）ならびに両者の関係、乱れ強度と気泡混入量の大きさならびに両者の関係、さらには Euler 平均流速の空間分布特性等を明らかにすることを通じて、碎波帯内およびその近傍の流速場の構造を解明することを試みた。また、これらの結果に基づいて、底面近傍の流れ場と底質移動特性との関連性について考察した。

## 2. 実験装置および実験方法

### 2.1 実験装置

実験は、水路長の一部が両面ガラス張りとなっている長さ 44.5 m、深さ 1 m、幅 49.5 cm の水路に、勾配 1/20 の木製の斜面を 図-1 に示すような形で設置して行った。造波機はピストン形のもので、造波機から静水時の汀線までの距離は 37.2 m、一様水深部水深は 70 cm とした。

流速測定には、1. に述べたようにレーザー・ドップラー流速計（以下、単に LDA と記す）を用いた。この流速計の測定原理、構成、特色等については、本報告の付録 A を参照して頂きたい。ここで使用した LDA は、DISA 社製の 1 カラー前方散乱システムで、光学系（55 X 型）、フォトマルチプライヤー（55X08 型）、周波数トラッカー（55N20 型）、周波数シフター（55N10 型）、それにレーザー・ガン（15 mW、He-Ne ガスレーザー、NEC 製）から構成されている。測定にあたっては、レーザー・ガン、光学系、それと受光器（フォトマルチプライヤー）を一体として三軸方向へ移動させるためのトラバース装置（写真-1）を使用した。これにより、測定点の移動が簡単になり、さらに測定点の移動のたびごと

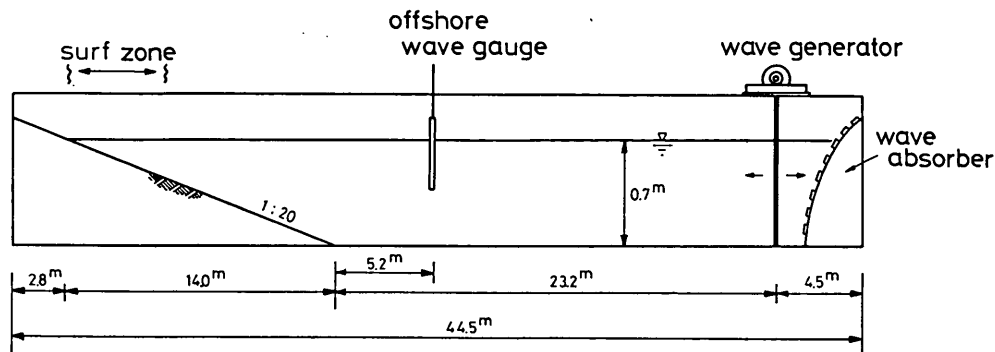


図-1 実験水路の概略図

に受光器の焦点合わせをすとい必要がなくなるため、機動性がかなり向上できた。

表面波形の測定には2台の容量式波高計を用い、流速測定点の直上と、一様水深部(図-1参照)での表面波形記録を取った。これらの波形データは、LDAからの流速信号・drop-out信号(後述)とともにデータレコーダに同時に記録した後、0.01sのサンプリング間隔でAD変換して電算機で処理した。

## 2.2 実験およびデータ処理方法

### (1) 実験ケース

実験には、表-1に示すような12種類の波を用いた。表中の $H_0'$ は、合田<sup>9)</sup>にならって沖波測定点(図-1)から碎波点までの水路内の摩擦作用による波高減衰を考慮した時の換算沖波波高であり、 $K_f$ はそのときの波高減少率である。

表-1に示すように、実験ケースは大きく二つに分か

表-1 実験ケース

ケース名	周期 $T$ (s)	換算沖波波高 $H_0'$ (cm)	波高減少率 $K_f$	沖波波形勾配 $H_0'/L_0$	碎波水深 $h_b$ (cm)	碎波高 $H_b$ (cm)	碎波形式	備考
CASE 1	1.32	21.6	0.948	0.0792	30.5	20.9	S	$H_0'$ をほぼ同じにして $H_0'/L_0$ を変化。
CASE 2	1.51	21.9	0.953	0.0618	28.4	22.9	S	
CASE 3	1.70	21.0	0.952	0.0466	24.8	23.0	S+P	
CASE 4	1.91	20.5	0.957	0.0359	25.7	24.4	S+P	
CASE 5	2.34	21.9	0.962	0.0257	24.8	24.9	P	
CASE 6	2.99	18.5	0.962	0.0133	22.1	26.1	P	
CASE 7	1.21	18.3	0.936	0.0803	25.9	18.8	S	$H_0'/L_0$ をCASE 1と ほぼ同じにして $H_0'$ を 変化。
CASE 8	1.07	12.5	0.917	0.0695	18.5	14.6	S	
CASE 9	0.92	10.0	0.891	0.0757	14.0	10.3	S	
CASE 10	2.13	20.8	0.959	0.0294	25.0	24.6	P	$H_0'/L_0$ をCASE 5と ほぼ同じにして $H_0'$ を 変化。
CASE 11	1.89	15.0	0.953	0.0268	20.9	20.1	P	
CASE 12	1.62	10.8	0.938	0.0263	14.4	15.1	P	

(備考, S; spilling breaker, P; plunging breaker, S+P; SとPの中間)



レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明

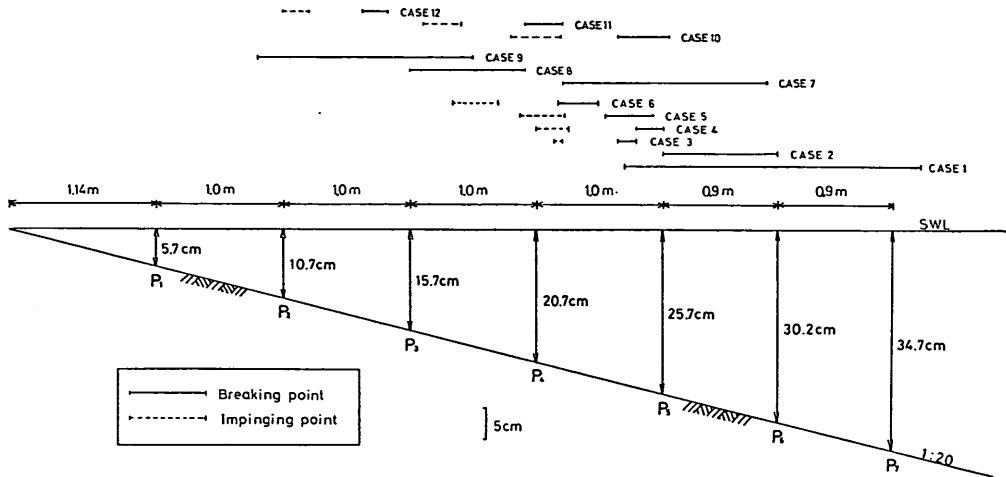


図-2 各ケースの砕波範囲と CASE 1~6 の測線位置

れる。すなわち CASE 1~CASE 6 では、換算沖波波高  $H_0'$  をほぼ一定として沖波波形勾配  $H_0'/L_0$  を変化させ、逆に CASE 7~CASE 12 では、 $H_0'/L_0$  を CASE 1 ないしは CASE 5 とほぼ同じにして、 $H_0'$  を変化させるようにした。

(2) 砕波点位置および砕波形式

砕波点は目視により決定したが、その位置は spilling 型の場合には crest 付近に気泡が生じ始める点として、また plunging 型の場合には crest 前面が鉛直となる点として定めた。砕波点としては、波峯の頂部が凸角状になる点あるいは実測波高が最大となる点をもって砕波点と定義するやり方もよく行われる。しかし、今回の実験では、波高のピーク地点が明確でない場合があったため、ここでは上記の定義法を採用した。図-2 は、このようにして決めた各ケースの砕波点と突っ込み点 (impinging point) の位置を示したものである。これらの点の位置は、水路内に生じる長周期波の水面変動によって周期的に移動するため、同図ではある範囲で示してある。先に示した表-1 中の砕波水深  $h_b$  と砕波高  $H_b$  は、この範囲の中心点で得られた値である。

図-3 (a), (b) は、ここで得られた砕波点での諸元を合田の示した砕波指標<sup>9)</sup> と照らし合わせ、その適合性について調べてみたものである。図中の実線が斜面勾配  $s=1/20$  に対する合田の砕波指標であり、破線は合田が用いたデータ ( $s=1/15\sim 1/20$ ) の散らばりの範囲を示したものである。また各ポイントには番号が添付されているが、これらはケース番号を表わしている。

図-3 (a) を見ると、砕波高  $H_b$  についてはほぼ合田の砕波指標と適合していると言えるようである。一方、図-3 (b) に示される砕波水深  $h_b$  については、大半が合田の用いたデータの散らばりの範囲に入っているものの CASE 5, 6 の値が多少下回る形になっている。これは、一つにはここでの砕波点の定義から得られる砕波諸元と波高のピーク点を砕波点としたときの砕波諸元とが若干異なるためと考えられる。

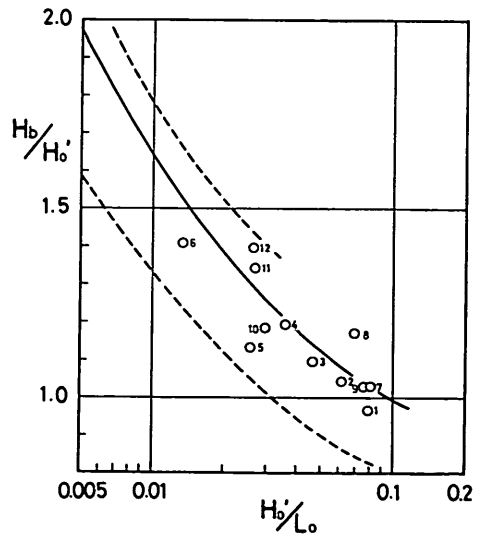


図-3 (a) 合田の砕波指標によるチェック ( $H_b/H_0' \sim H_0'/L_0$ )

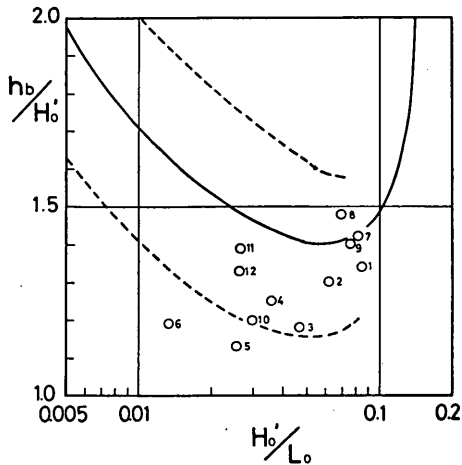


図-3 (b) 合田の碎波指標によるチェック ( $h_b/H_0' \sim H_0'/L_0$ )

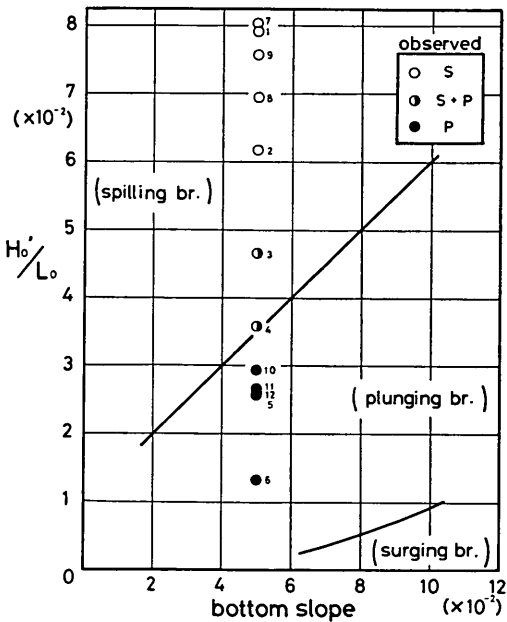


図-4 碎波形式分類図

碎波形式は、目視観測により決定した。その結果は、表-1 中に示すとともに、図-4 の碎波形式分類図<sup>10)</sup> 上にもプロットして示しておいた。

(3) 測定点

測定は、CASE 1~CASE 6 については、図-2 に示す

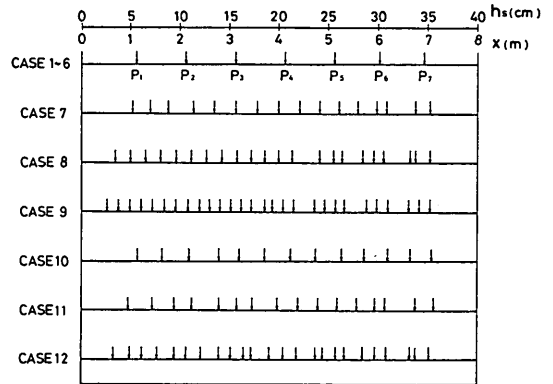


図-5 各ケースの測定点の一覧

$P_1 \sim P_7$  の 7 地点の水路中央部で行った。これらの測定の静水深は、それぞれ、5.7 cm, 10.7 cm, 15.7 cm, 20.7 cm, 25.7 cm, 30.2 cm, 34.7 cm である。一方、CASE 7~CASE 12 では碎波水深  $h_b$  が大きく変わるため、CASE 7~CASE 9 では各々の碎波水深と CASE 1 の碎波水深の比で CASE 1 の測定点と相似になるように測定点をずらし、CASE 10~CASE 12 についても CASE 5 の碎波水深に対して同様の操作をした。さらに、CASE 7~CASE 12 では、各測定点の中間点にも測定点を設けるとともに、 $P_7$  以深の領域にも可能な限り延長して測定点を設けた。図-5 に各ケースの測定点の一覧を示す。

これらの各ケースのうち、CASE 1 と CASE 5 では上述の  $P_1 \sim P_7$  の 7 測線で鉛直方向に 10~20 ポイントで水粒子速度の水平、垂直成分の測定を行った。このうち  $P_5 \sim P_7$  では trough レベルから上の点も測定対象としたが(ただし水平流速成分のみ)、 $P_1 \sim P_4$  では bore に伴う連行気泡の濃度が高過ぎたため trough レベルから上での測定は不可能であった。CASE 1 と 5 以外のケースでは、底面上 0.5 cm のポイントの水平流速成分だけを測定対象とした。また、CASE 5 では、 $P_2$  と  $P_5$  の 2 地点での平均流速の断面分布を測定する目的から各々 90 ポイント、72 ポイントで測定を行った。

これらすべての測定ポイントを合計すると、約 490 の測点数となる。なお、一様水深部では流速を測定していない。

(4) 気泡通過に伴う流速信号の drop-out

碎波帯内の流速場を測定するときの問題となるのは、連行気泡の存在である。

LDA を使用して気泡を含む流れを測定すると、ビー

ム交差点あるいは交差点より手前のレーザー・ビームが気泡が通過するときはレーザー・ビームが遮断され、そのためビーム交差点での干渉じまの形成が阻害される。そうした場合には出力信号の drop-out が生じる。(ただし、気泡濃度が極端に高くして散乱光の減衰が大きく、そのため  $S/N$  比が大幅に低下する場合や、受光器の開口径に匹敵する程の大きな気泡が通過する場合には、交差点から受光器側の気泡も drop-out の原因となる。)

drop-out が生じると、ここで使用した信号処理系ではその期間その直前の値がホールドされて出力され、それと同時にホールド状態にあることを示す drop-out 信号と呼ばれる信号が別に出力されるようになっている。

気泡の存在に基づくこのような drop-out の発生は、流速変動の統計諸量の計測の際には、一つの誤差要因となるが、逆に drop-out 信号を積極的に利用することによって気泡の存在状況に関する情報を得ることができる。具体的には、ここでは下に示すような drop-out rate を算出し、この空間分布から気泡の混入状況について検討した。

$$\text{drop-out rate} = \frac{\text{drop-out 発生時間}}{\text{全測定時間}} \quad (1)$$

(5) 乱れの定義

通常の定常流では、乱れは流速記録の時間平均値からの各瞬間値の差として定義される。しかし、波動下の流速のような往復流ではこのような定義は意味を失う。

このような場合の乱れの一つの定義法として、位相平均値からの差として乱れを表わす方法<sup>11)</sup>がある。この方法は、波の一波ごとの基本波形が同一である場合に有効な定義法となり得るが、今回の実験ではこの条件は満た

されず、基本波形は一波ごとにかなり変動することが確認されたので、この定義法は使用できない。

そこで、ここでは米山ら<sup>12)</sup>にならって、出力信号を 10~100 Hz の band pass filter に通して得られた信号を乱れと定義した。ただこの場合、具体的に使用する band pass filter の特性をよく把握しておく必要がある。図-6 は、今回使用した filter の周波数特性についてのテスト結果を示したものである。この図の縦軸は、function generator によって発生させたある周波数の信号の filter に通したときと通さないときの電圧レベルの比を示している。これから、およそ 15~60 Hz の範囲は減衰ゼロでフラットな特性を示していることがわかる。なお、cut-off 周波数付近の減衰傾度は 24 dB/oct である。

3. 実験結果および考察

3.1 水面波形および流速波形——特に波形の非対称性——について

(1) 波高の岸沖方向分布

図-7 は、各ケースでの波高の岸沖方向分布を示したものである。ただし図の横軸には、各点での静水深  $h_s$  を碎波水深  $h_b$  で割って無次元化した量を用いており、また縦軸は、各点での波高  $H$  を碎波高  $H_b$  で無次元化して表わしている。同図には、碎波帯内の波高変化に関する Horikawa ら<sup>13)</sup>の実験曲線(実線)と中村ら<sup>14)</sup>の実験曲線(点線および一点鎖線)もあわせて示してある。ここでの実験値をこれらの実験曲線と比較すると、堀川らの曲線に対しては岸近くの領域で多少下回り、中村らの曲線に対しては、全体的に多少上回る結果になっている。ただし、ここでは沖波波形勾配  $H_0'/L_0$  が大きくなるほど波高減衰が大きくなる傾向を示しているが、これは中村らの実験曲線の傾向と一致している。

図-8 は、各点での波高  $H$  をその点での実水深  $h (= h_s + \bar{\eta})$  で割った値、いわゆる波高水深比  $\gamma (= H/h)$  の碎波点近傍から岸側での分布を示したものである。この波高水深比  $\gamma$  の値は碎波帯内で一定値をとるものと仮定されることが多いが、図を見ると、 $H_0'/L_0$  が大きい場合にはほぼこの仮定が成立するように見えるものの、 $H_0'/L_0$  が小さい場合には、碎波帯内に十分入った領域でも  $\gamma$  の値はなお漸減傾向にあることがわかる。また、 $\gamma$  の大きさは同じ  $h_s/h_b$  でも  $H_0'/L_0$  によってかなり異なっており、 $H_0'/L_0$  が小さいほど  $\gamma$  の値は大きくなっている。これと同様のことは、佐々木ら<sup>15)</sup>の実験においても報告されている。

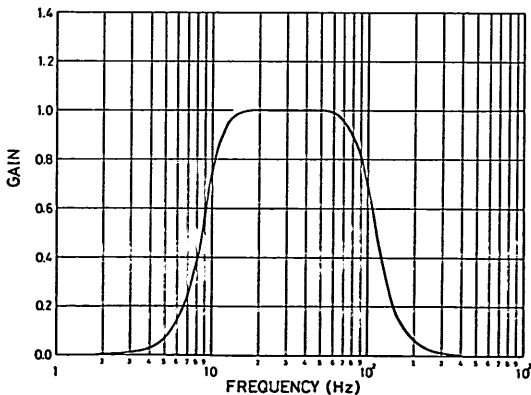


図-6 実験に使用した band pass filter の周波数特性

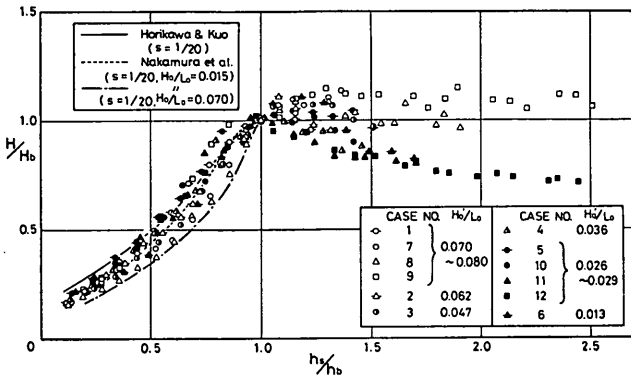


図-7 波高の岸沖方向分布

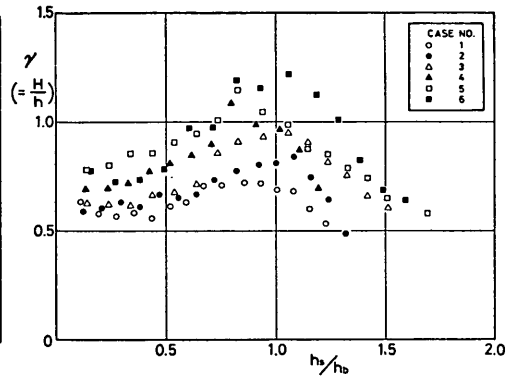


図-8 波高水深比の岸沖方向分布

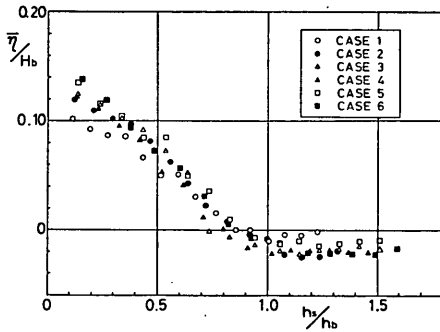


図-9 平均水位の岸沖方向分布

(2) 平均水位の岸沖方向分布

図-9 は、各点での表面波形記録を数値的に平均することによって得た平均水位の上昇量もしくは下降量  $\bar{\eta}$  を、各ケースの碎波高  $H_b$  で無次元化して表わしたものである。

(3) 水面波形および流速波形の生データ

ここでは、まず流速波形およびその直上で得られた水面波形の同時記録を数例示す。ただし、ここでは1チャンネルの LDA を使用している関係上、流速の水平成分と鉛直成分の同時記録は得られていない。したがって、以下の図では、水平波形  $\eta$  と水平流速  $u$ 、あるいは水面波形  $\eta$  と鉛直流速  $w$  の同時記録を示している（いずれも、平均値からの変動量）。

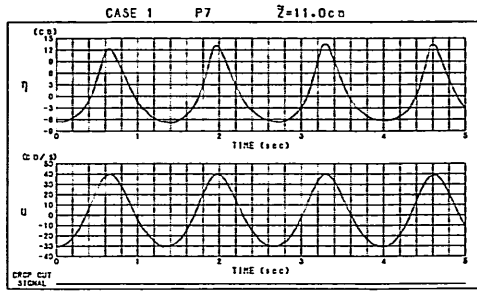
図-10 (a), (b) は、CASE 1 の碎波帯外の  $P_7$  地点 ( $kh=1.04$ ) での水位  $\eta$  と、底面上 11.0cm における水平流速  $u$  ないしは鉛直流速  $w$  の同時記録を示したも

のである。(図中の記号  $\bar{z}$  は、底面から鉛直上向きにとった高さ)。これを見るとわかるように、この地点での水面波形は波峰が高まって鋭くなっており、Stokes 波形的な形状になっている。しかし、波峰を中心として前後の形がやや非対称になっており、Stokes 波理論によって表わすことができない性質をも示している。一方、水平流速波形を見ると、水面波形ほど波峰がとがっておらず、前後の非対称性も少なくなっていることがわかる。しかし、鉛直流速波形については、上下の非対称性は小さいものの、前後の非対称性はかなり大きく、鉛直流速の最大値および最小値は、それぞれ波峰の直前と直後に現われている。

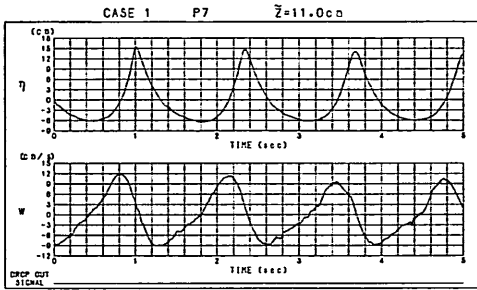
図-11 (a), (b) は、CASE 5 の  $P_7$  地点 ( $kh=0.531$ ) での水面波形と  $\bar{z}=11.0$  cm での流速記録を同様に示したものである。この場合には、水面波形、流速波形ともに上下および前後の非対称性が CASE 1 の場合と比べて増加している。また、この場合には波動による軌道流速成分以外に多少の乱れ成分が現われている。なお、各図の最下段には drop-out 信号も同時に示されているが、これらを見るとわかるように、碎波帯外の  $P_7$  地点では drop-out の発生はきわめて少ない。

次に、CASE 1 と CASE 5 の  $P_7$  地点での底面上 0.5 cm での記録を、それぞれ 図-12 (a), (b) および 図-13 (a), (b) に示す。まず、水平流速の記録を先の底面上 11.0 cm での記録と比べると、流速波形自体に大きな違いはないものの、乱れ成分が特に波の山および谷の位相でかなりの大ききで現われてきていることがわかる。このような乱れに関する状況は、鉛直流速記録を見るとより明瞭な形で理解できる。(鉛直流速記録につい

レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明

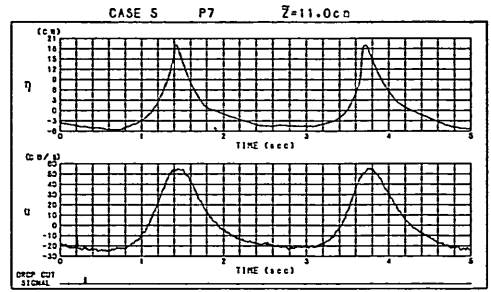


(a) 水平流速

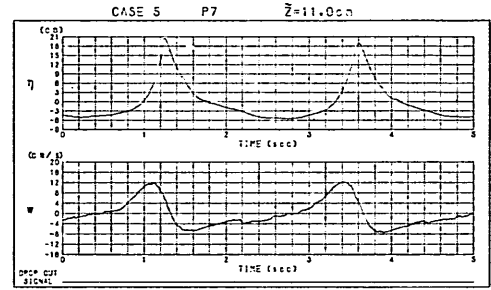


(b) 鉛直流速

図-10 CASE 1 の P<sub>7</sub> 地点での水位と底面上 11.0 cm における流速の同時記録

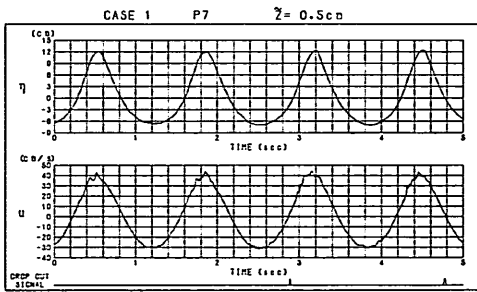


(a) 水平流速

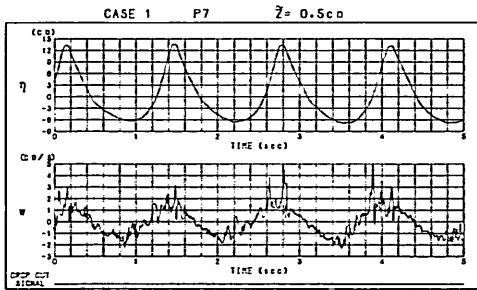


(b) 鉛直流速

図-11 CASE 5 の P<sub>7</sub> 地点での水位と底面上 11.0 cm における流速の同時記録

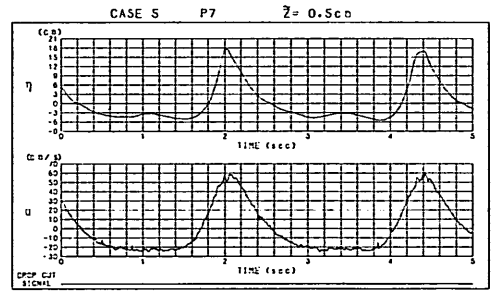


(a) 水平流速

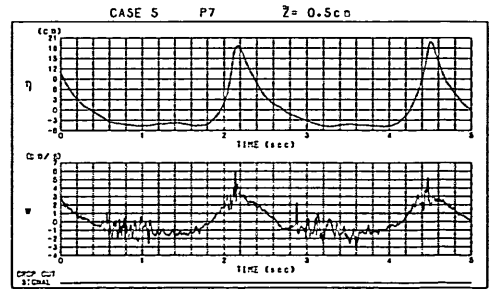


(b) 鉛直流速

図-12 CASE 1 の P<sub>7</sub> 地点での水位と底面上 0.5 cm における流速の同時記録



(a) 水平流速



(b) 鉛直流速

図-13 CASE 5 の P<sub>7</sub> 地点での水位と底面上 0.5 cm における流速の同時記録

ては、縮尺をかなり拡大して表わしてある。) これを見ると、乱れの発生が波の山と谷の位相でかなり顕著になっている様子がわかる。このような、振動流のもとでの乱れの生成・消滅に関しては、円管内交番振動流に関する日野らの研究<sup>16), 17)</sup>が参考になる。そこでは主流の減速時に乱れが急激に発生することが実験的に明らかにされており、流速のピーク時付近で乱れの発生が著しい今回の実験結果とは異なったものとなっている。なお、鉛直流速波形のピークの現われる位相は、底面上 11.0 cm の場合と比べてかなり違ってきており、ほぼ水面波形のピークの位相と一致しているが、これは底面が傾斜していることの影響が現われているためと考えられる。

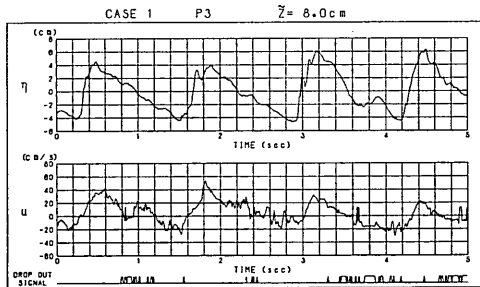
次に、砕波帯内での記録の 1 例を 図-14 (a), (b) に示す。これは、CASE 1 の P<sub>3</sub> 地点の底面上 8.0 cm での記録であり、この場合には、連行気泡の存在によって信号の drop-out がある程度発生している。また、流速波形に全体としてかなりの不規則性が現われており相当程度の強度の乱れが存在している様子がうかがわれる。特に、鉛直流速の記録を見ると波動としての位相変化がはっきりしなくなるほどの不規則変動が生じており、乱

れとしてかなり大規模な変動が生じているものと考えられる。流速波形ほど高周波の乱れは存在しないものの、水面波形にもかなりの不規則変動が重なっており、さらに、水面波形・流速波形ともに一波ごとの全体的な波形が互いに異なっていることも、砕波帯外の波形記録と比較して、大きな特色となっている。

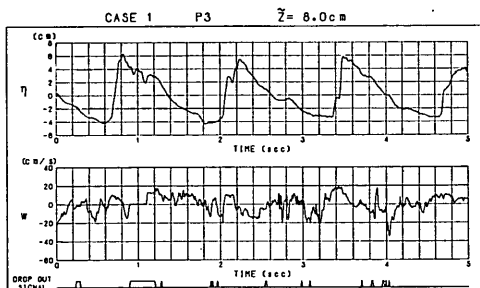
図-15 (a), (b) は、同じ地点の底面上 0.5 cm での記録を示したものである。このうち特に鉛直流速記録を見ると、やはり乱れ強度がかなり大きくなっているが、先に示した砕波帯外のものに比べると、特定の位相での乱れの増大といった現象は見られず、全位相にわたって一様に乱れが発生していることがわかる。

#### (4) 平均波形の算出

前に述べたように、砕波帯内での水面波形および流速波形にはかなりの規模の不規則変動が含まれるため、波形の全体的な様子は一波ごとに大きく変化する。また、水路内に発生する長周期変動(変動周期; 5~9s)のため、平均水位あるいは砕波点が時間的に変化することなどもあり、水面波形および流速波形の生記録から直接、波動としての特徴を論じることは困難である。そこで、

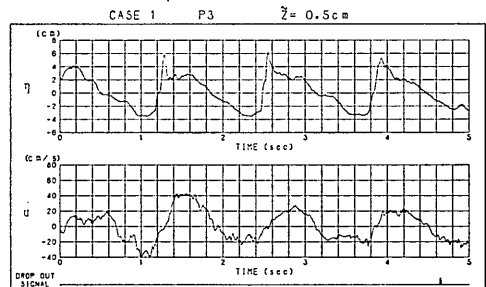


(a) 水平流速

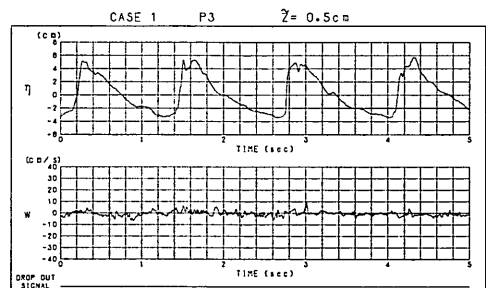


(b) 鉛直流速

図-14 CASE 1 の P<sub>3</sub> 地点での水位と底面上 8.0 cm における流速の同時記録



(a) 水平流速



(b) 鉛直流速

図-15 CASE 1 の P<sub>3</sub> 地点での水位と底面上 0.5 cm における流速の同時記録

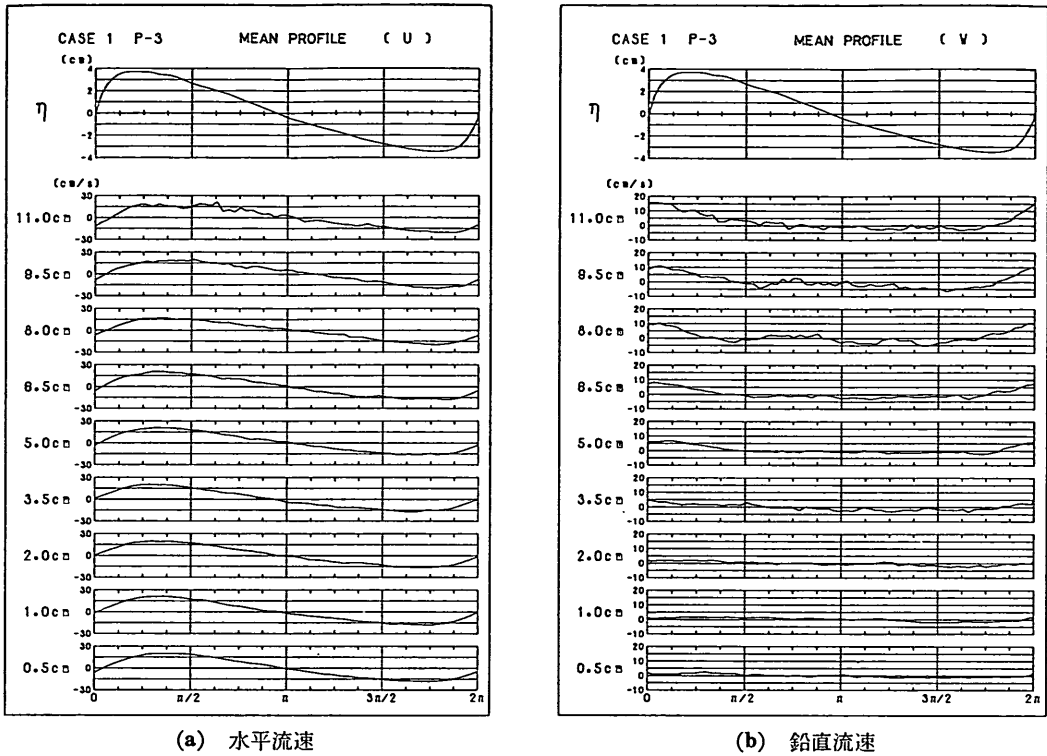


図-16 CASE 1 の P<sub>3</sub> 地点での平均波形

ここでは、数値フィルターを通して長周期変動と直流成分を取り除いた後の記録を数十波にわたって平均して水面および流速の平均波形を算出することにより波動成分を抽出し、それをもとに波動としての特性量を算定することにした。平均波形の算出にあたっては、まず水面変動記録を zero-up cross 法を用いて一波ごとに分割し、これから計算される平均波高から  $\pm 3\%$  以内に入る波高を有する水面波形記録とそれに対応する流速波形記録を平均波形算出の対象とすることによって極端な変動を示す記録を排除するようにした。この操作によって得られる波数の割合は、砕波帯内で、40~60%，砕波帯外で80~90%であった。また、結果的に得られる波数は40~60波となるようにした。

計算結果の一例として、CASE 1 の砕波帯内の P<sub>3</sub> 地点での結果を図-16 (a), (b) に、砕波帯外の P<sub>1</sub> 地点での結果を図-17 (a), (b) に示しておく。

(5) 波形の非対称性

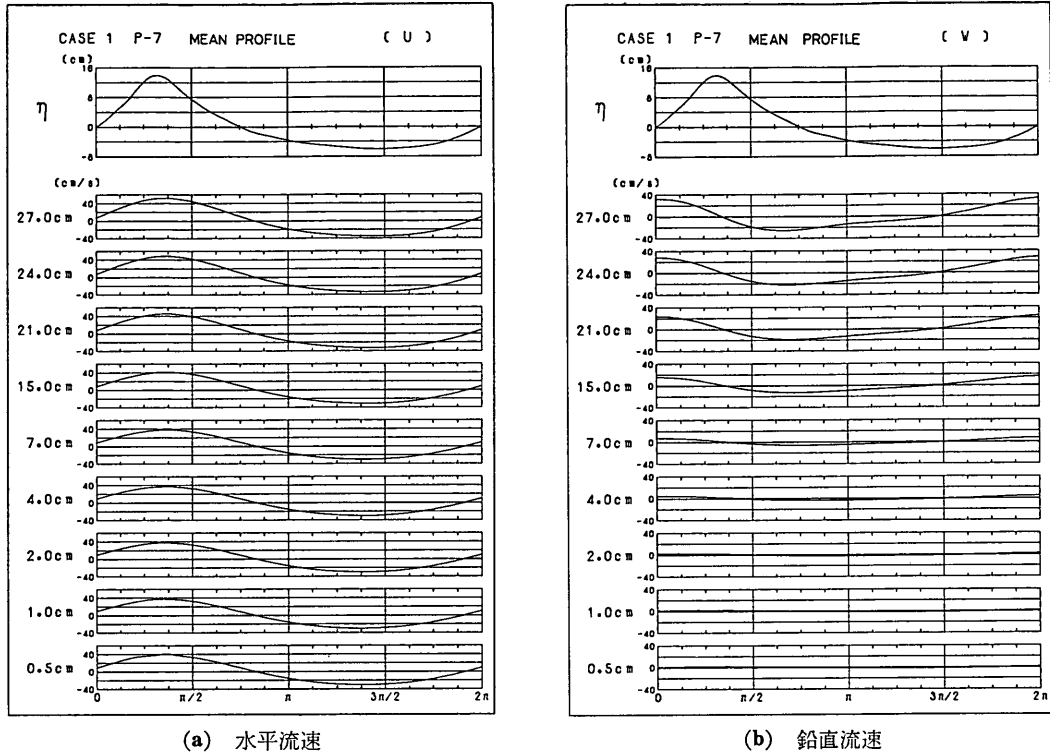
砕波帯内およびその近傍の波動場を特徴づけるものとして、波形の非対称性が挙げられる。このうち、流速波形

の非対称性については、それが漂砂の岸沖方向の移動を考える際に重要な要素となることなどからその重要性が早くから認識されていたけれども、測定の難しさなどから実測に基づいた議論はほとんどなく、水素気泡法を用いて砕波点近傍の流速を測定した Adeyemo<sup>18)</sup> や Kemp<sup>19)</sup> あるいは岩垣ら<sup>20)</sup> などの実験があるに過ぎない。特に、砕波帯内部については著者らの知る限りでは、系統的な実測例は存在しないようである。一方、砕波前の波の波形の非対称性を取扱った理論としては岩垣・酒井<sup>21)</sup> の理論があるが、理論の適用範囲がかなり狭く ( $h/L \leq 0.0157$ )、そのため通常の条件下の波動場には使えない。

そこで、ここでは先に述べた平均波形のデータから、水面波形と流速波形の非対称性および両者の関係について検討した。非対称性を表わすパラメータとしては、ここではまず波形の上下の非対称を表わすパラメータとして次の種類のパラメータを用いた。

$$\textcircled{1} \quad \frac{\eta^+}{\eta^-} \quad \text{および} \quad \frac{u^+}{u^-} \quad (2)$$

$$\textcircled{2} \quad (\sqrt{\beta_1})_{\eta} \quad \text{および} \quad (\sqrt{\beta_1})_{u} \quad (3)$$



(a) 水平流速

(b) 鉛直流速

図-17 CASE 1 の P<sub>7</sub> 地点での平均波形

ここに、 $\eta^+$ ; 波峰高,  $\eta^-$ ; 波底高,  $u^+$ ; 岸向き最大流速,  $u^-$ ; 沖向き最大流速,  $(\sqrt{\beta_1})_\eta$ ,  $(\sqrt{\beta_1})_u$ ; それぞれ水面波形, 流速波形の skewness である。このうち, ①で示したパラメータは, それぞれ, Adeyemo<sup>18), 22)</sup> の言う wave vertical asymmetry, および horizontal velocity (magnitude) asymmetry に対応もしくは同等のものである。次に, 波形の前後の非対称性, すなわち波形の前傾度を表わすパラメータとしては,

$$\textcircled{3} \left( \frac{t_0}{T} \right)_\eta \quad \text{および} \quad \left( \frac{t_0}{T} \right)_u \quad (4)$$

という値を用いた。(前者は, Adeyemo<sup>22)</sup> の言う wave horizontal asymmetry に対応する。)ただし,  $T$  は波の周期で,  $t_0$  は波の前面の谷から引き続く峯までの時間である。

以下, 順を追ってこれらのパラメータの岸沖方向分布特性等について見ていくことにする。

a)  $\eta^+/\eta^-$  および  $u^+/u^-$  について

図-18 (a), (b) は, それぞれ  $\eta^+/\eta^-$  および  $u^+/u^-$  の値を横軸に  $h_s/h_b$  をとって全ケースについてプロットし

たものである。ただし,  $u^+/u^-$  は底面上 0.5 cm での流速波形に対する値である。

まず,  $\eta^+/\eta^-$  について見てみると, 以下の様な特徴があることがわかる。

- ① 碎波帯外では, 沖から碎波点に近づくにつれて  $\eta^+/\eta^-$  の値はしだいに増加し, 碎波点を過ぎると急激に減少する。
- ② 沖波波形勾配の効果が顕著に現われ, 沖波波形勾配が小さいほど, 全体的に  $\eta^+/\eta^-$  の値が大きくなる。
- ③ 沖波波形勾配が大きく ( $H_0'/L_0=0.07\sim 0.08$ ), spilling 型の碎波となるケースでは, 碎波後  $h_s/h_b=0.7$  付近までは単調に減少するものの, その後, やや増加する傾向を示す。
- ④ 反対に, 沖波波形勾配が小さく ( $H_0'/L_0=0.026\sim 0.029$ ) plunging 型の碎波形式となるケースにおいては,  $\eta^+/\eta^-$  の値は碎波帯内全体で減少傾向を示す。そのため,  $h_s/h_b=0.5$  付近で,  $\eta^+/\eta^-$  の値の大小関係が逆転する。



レーザー・ドップラー流速計による碎波帯内の流速場の構造の解明

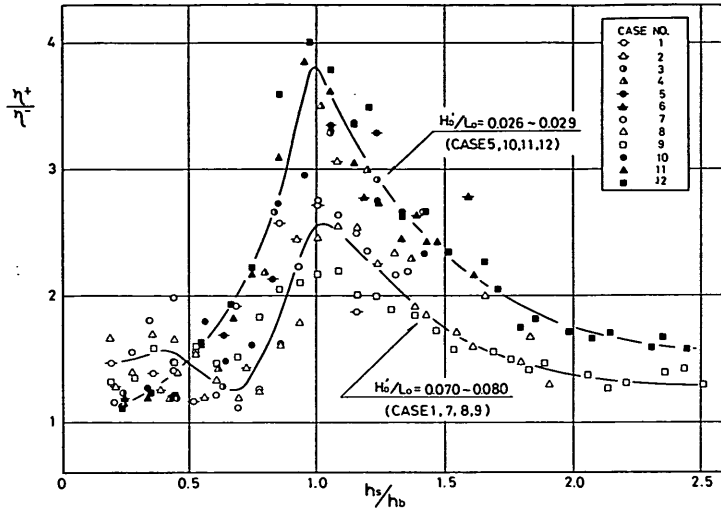


図-18 (a)  $\eta^+/\eta^-$  の岸沖方向分布

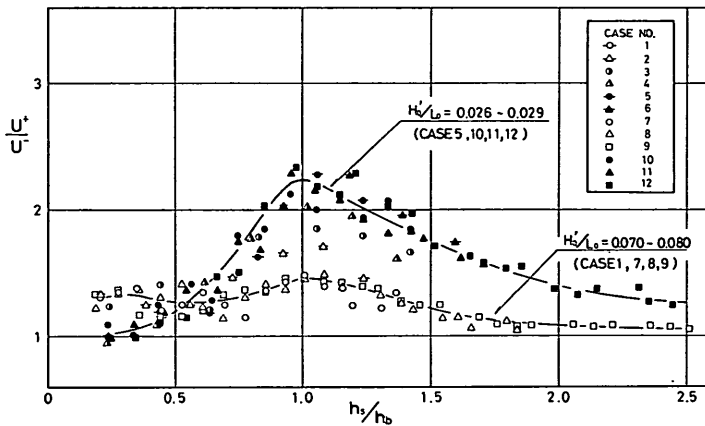


図-18 (b)  $u^+/u^-$  の岸沖方向分布

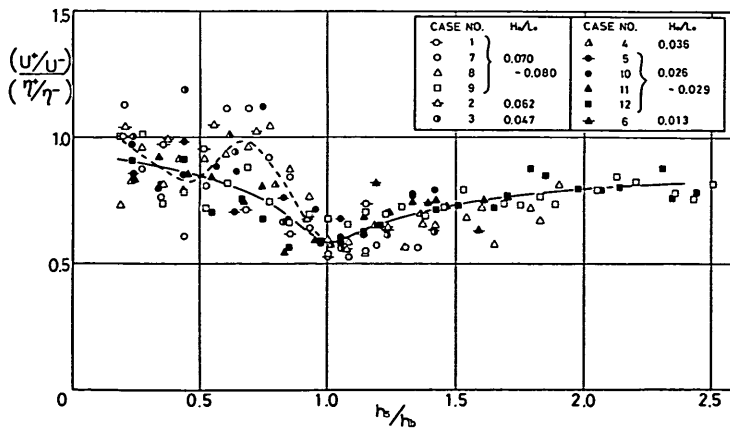


図-18 (c)  $(u^+/u^-)/(\eta^+/\eta^-)$  の岸沖方向分布

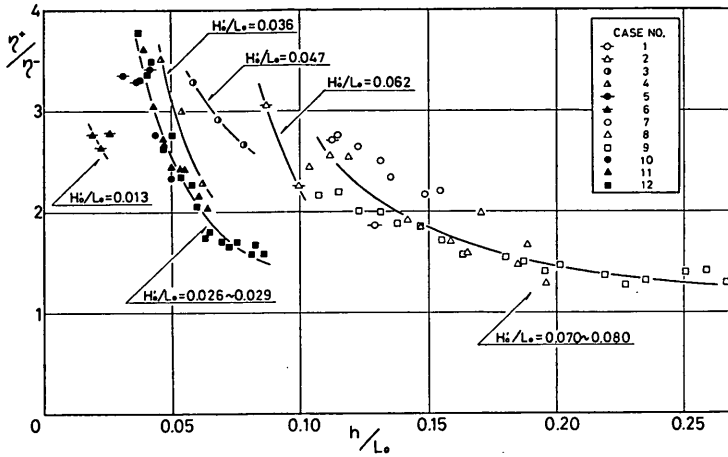


図-19 (a) 碎波帯外での  $\eta^+/\bar{\eta}$  と  $h/L_0$  の関係

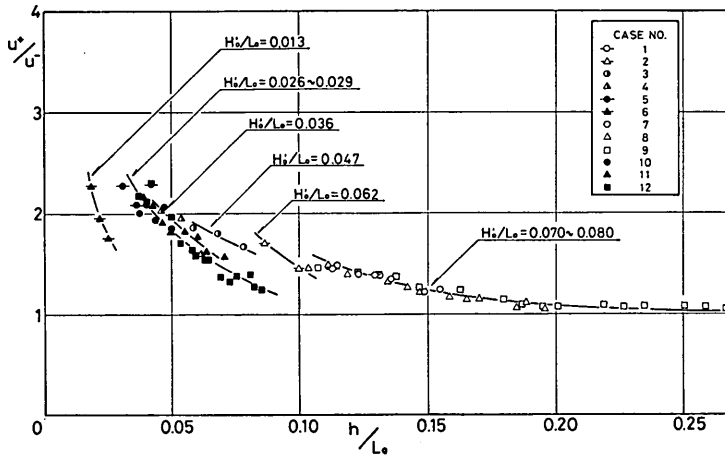


図-19 (b) 碎波帯外での  $u^+/u$  と  $h/L_0$  の関係

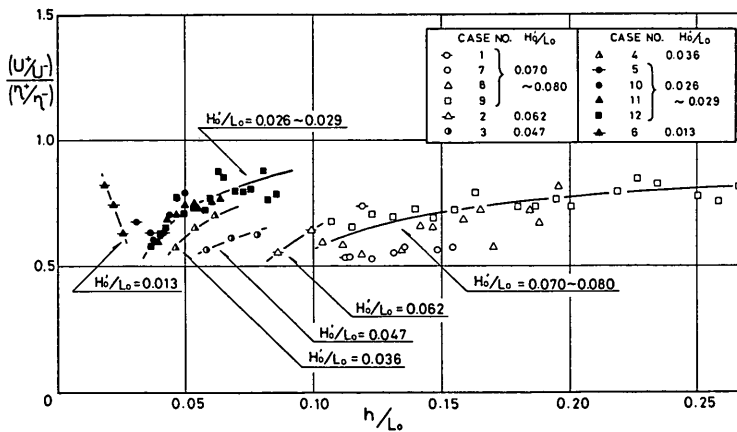


図-19 (c) 碎波帯外での  $(u^+/u)/(\eta^+/\bar{\eta})$  と  $h/L_0$  の関係

レーザー・ドップラー流速計による碎波帯内の流速場の構造の解明

一方、 $u^+/u^-$  について見ると、 $\eta^+/\eta^-$  に関する上記の①～④のことがほぼ同様に当てはまるが、そのほかに、次のことが知れる。

- ①  $u^+/u^-$  の値は、 $\eta^+/\eta^-$  に比べて全体的に小さい。
- ②  $H_0'/L_0=0.07\sim 0.08$  のケースでは、 $u^+/u^-$  の値の碎波後の減少はあまり顕著でなく、碎波帯内ではほぼ同程度の値にとどまる。

次に、図-18 (c) は、 $u^+/u^-$  と  $\eta^+/\eta^-$  の関係を見るために、その比をとってその岸沖方向分布を調べたものである。これを見ると、次のことが理解される。

- ①  $(u^+/u^-)/(\eta^+/\eta^-)$  は、沖から碎波点に至るまでに減少し、碎波点で最小値 (約 0.6) を示す。

- ② 碎波点以浅では逆に増加傾向を示すが、沖波波形勾配の違いによって、その傾向の現れ方が異なる。

以上は、横軸に  $h_s/h_b$  をとって整理したものであるが、ここで、碎波帯外の浅水変形領域に対象をしぼり、新たに横軸として  $h/L_0$  をとって整理した結果を示す。図-19 (a), (b), (c) がその結果である。これを見ると、やはり沖波波形勾配の効果が明確に現われているが、同一の  $h/L_0$  に対して、 $H_0'/L_0$  が大きいほど、 $\eta^+/\eta^-$  あるいは  $u^+/u^-$  が大きくなる傾向にあることがわかる。また、 $u^+/u^-$  は、 $h/L_0 \approx 0.25$  でほぼ 1 に近づくと、流速波形の上下の非対称性がなくなるのに対し、水面波形の方は依然として  $\eta^+/\eta^- \approx 1.3$  程度の値を示して

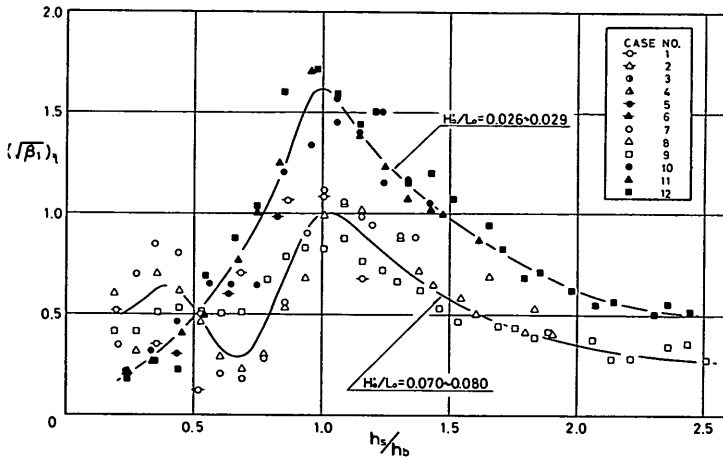


図-20 (a)  $(\sqrt{\beta_1})_\eta$  の岸沖方向分布

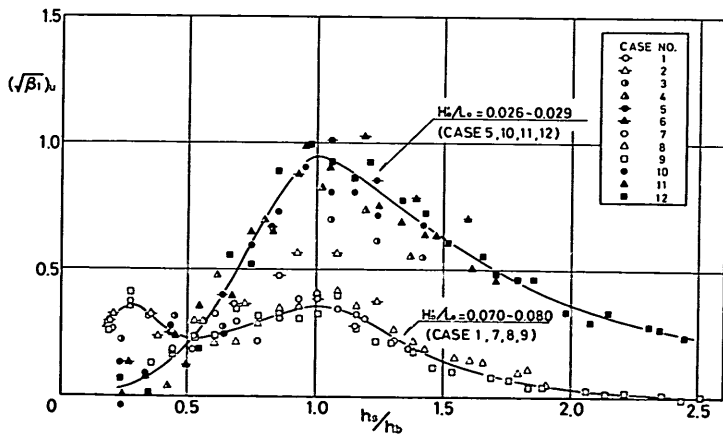


図-20 (b)  $(\sqrt{\beta_1})_\eta$  の岸沖方向分布

いる。これは、水平流速として底面上 0.5cm のデータを対象としているため、底層の水平粒子軌道速度が微小振幅波動的挙動を示すことはすでに指摘されているところである (Goda<sup>23)</sup>)。

b)  $(\sqrt{\beta_1})_\eta$  および  $(\sqrt{\beta_1})_u$  について

まず、横軸に  $h_s/h_0$  をとって整理した結果を図-20 (a), (b) に示す。これを見ると、skewness の分布傾向は、a) で述べた  $\eta^+/ \eta^-$  および  $u^+/u^-$  の分布傾向とほとんど同じであることがわかる。ただし、 $(\sqrt{\beta_1})_u$  と  $(\sqrt{\beta_1})_\eta$  の比の値は、碎波帯内での値がかなり散乱するので、ここでは示していない。

碎波帯外の値について、横軸に  $h/L_0$  をとって整理したものが図-21 (a), (b), (c) である。この場合も、 $(\sqrt{\beta_1})_\eta$ ,  $(\sqrt{\beta_1})_u$  については  $\eta^+/ \eta^-$  や  $u^+/u^-$  と同様の傾向を示す。しかし、両者の比  $(\sqrt{\beta_1})_u / (\sqrt{\beta_1})_\eta$  についてはかなり異なった形になる。すなわち、 $(u^+/u^-) / (\eta^+/ \eta^-)$  は、沖波波形勾配  $H_0'/L_0$  の違いによって異なった分布曲線として現われるのに対し、 $(\sqrt{\beta_1})_u / (\sqrt{\beta_1})_\eta$  の形で見ると、 $H_0'/L_0$  の値に関係なくほぼ同一の曲線上にのってくる。しかも、前者は  $h/L_0$  が減少するにつれて比の値もしだいに減少するが、後者では逆に増加する形になっている。

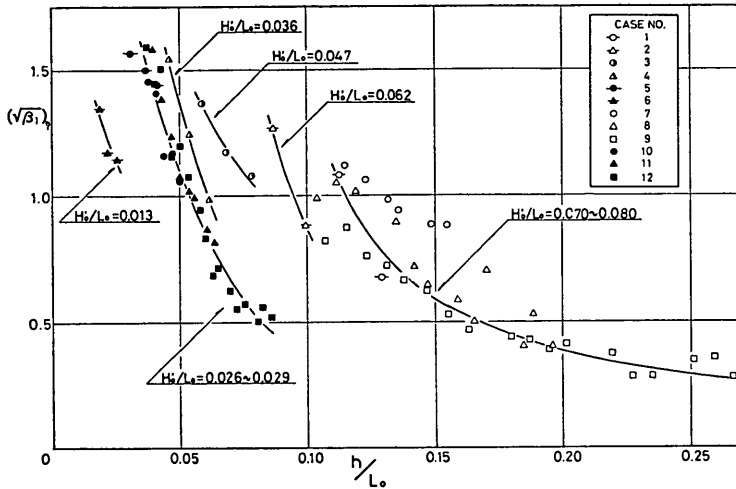


図-21 (a) 碎波帯外での  $(\sqrt{\beta_1})_\eta$  と  $h/L_0$  の関係

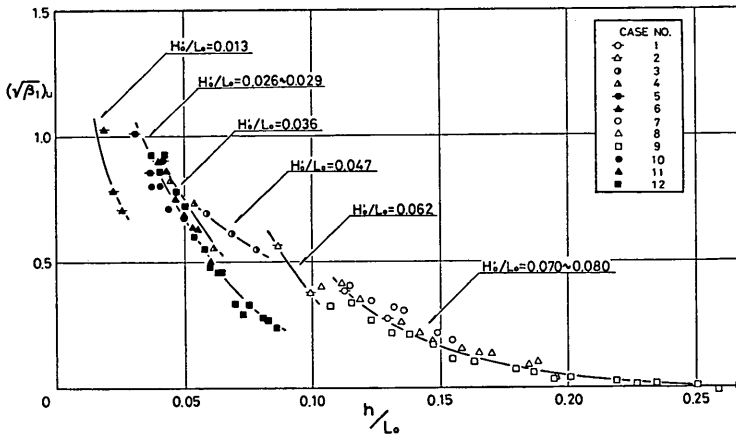


図-21 (b) 碎波帯外での  $(\sqrt{\beta_1})_u$  と  $h/L_0$  の関係

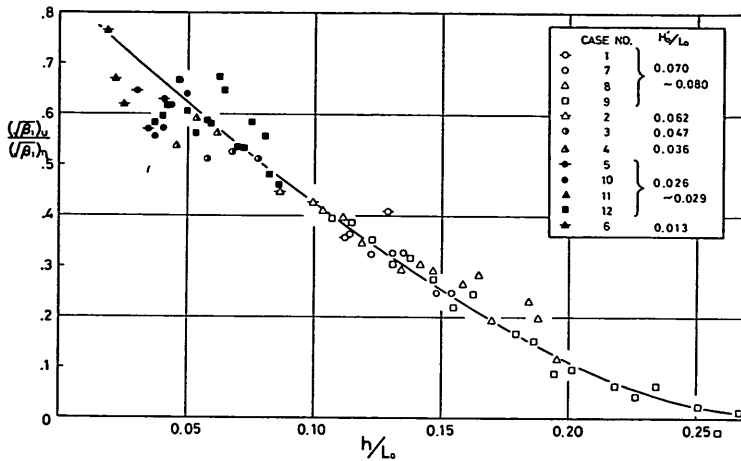


図-21 (c) 碎波帯外での  $(\sqrt{\beta_1}u)/(\sqrt{\beta_1}w)$  と  $h/L_0$  の関係

c)  $(t_c/T)_\eta$  および  $(t_c/T)_u$  について

最後に、波形の前後の非対称性、すなわち波形の前傾度を表すパラメータ  $t_c/T$  について述べる。

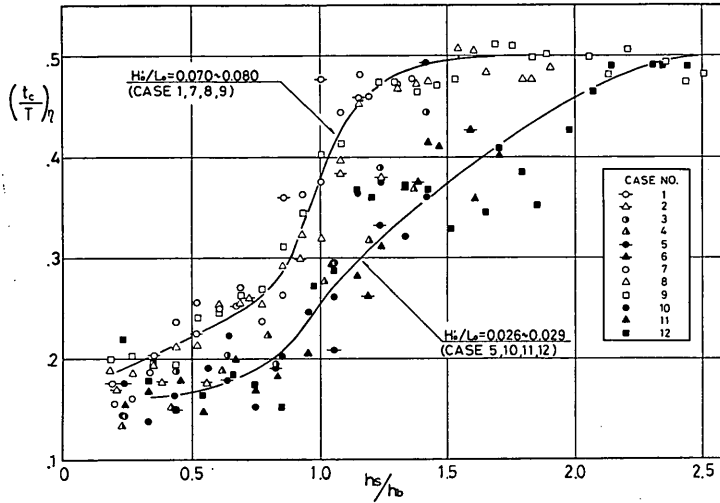
図-22 (a), (b) は、 $(t_c/T)_\eta$  および  $(t_c/T)_u$  の値を横軸に  $h_s/h_0$  をとって整理したものである。これより、次のことがわかる。

- ①  $\eta, u$  とも、 $t_c/T$  の値は、沖から碎波点にかけてしだいに減少し、碎波点の前後で急激に減少する。また、碎波帯内においても漸減傾向を示す。すなわち、碎波帯内では、碎波点付近に比べてさらに前後の非対称性が大きくなる。これは、先に述べた上下の非対称性の現れ方と全く逆である。
- ② 沖波波形勾配の影響が明瞭に現われ、沖波波形勾配が小さいほど、全体的に  $t_c/T$  の値が小さく、したがって波形の前傾度が大きくなる。これは、沖波波形勾配が小さい波ほど、碎波が典型的な plunging 型になることを別の角度から表示しているといえる。
- ③  $t_c/T$  の値が 0.5 から下がり始める点は、 $H_0/L_0 = 0.07 \sim 0.08$  の場合は  $h_s/h_0 \approx 1.5$ 、 $H_0/L_0 = 0.026 \sim 0.029$  の場合では  $h_s/h_0 \approx 2.5$  付近である。これらはいずれも、波形の上下の非対称性が現われる点よりもかなり碎波点寄りの点になっている。
- ④ 流速波形の前傾度は、水面波形のそれに比べて全体的に小さい。

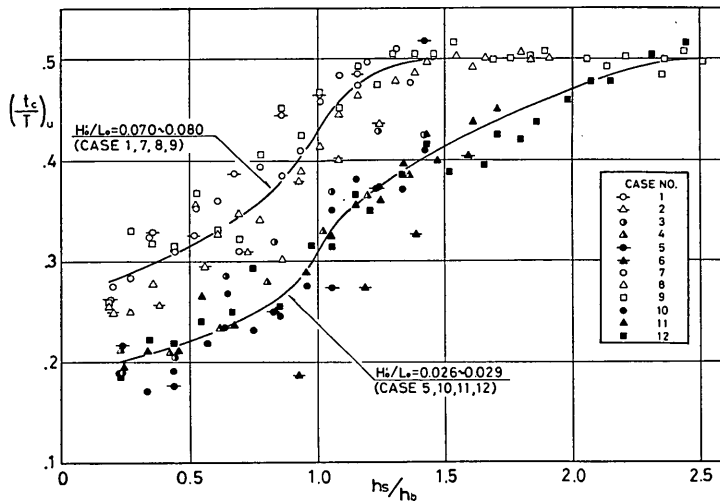
3.2 水粒子軌道速度の理論値との比較

波動による水粒子の軌道流速に関する実験的研究は、これまでにいくつか報告されている。例えば、Goda<sup>23)</sup> は小型プロペラ式流速計を用いて測定した水平水粒子速度の実験値を微小振幅波理論による計算値と比較して、波峯通過時の実験値が計算値を大幅に上回ることを指摘しており、また Le Méhauté ら<sup>24)</sup> は、中立粒子をトレーサーとした写真撮影によって水粒子速度を測定し、その結果を種々の理論値と比較した結果について報告している。

しかし、これらはいずれも碎波帯外の流速を対象としたものであって、斜面上の碎波点付近あるいは碎波帯内に対象を限ると実測例はそれほど多くない。岩垣らは、一連の研究<sup>20), 25), 26)</sup>で、hot-film 流速計、水素気泡法および中立粒子をトレーサーとする方法などによって碎波点ないしはその沖側近傍の水粒子速度を測定し、種々の理論による計算値と比較している。しかし、後の 3.4 で述べるように、碎波点近傍ではいわゆる戻り流れがかなりの大きさを示しており、その効果を取り除いていない岩垣らのデータ処理結果には、戻り流れによる影響が有意な誤差として入り込んでいるものと考えられる。また、測定方法の関係から、岩垣らの測定結果には岸向きあるいは沖向き最大流速の値しか示されておらず、その意味でも、理論値との比較が十分になされていると言えない。また、ごく最近になって LDA を使用した測定例が Stive<sup>27)</sup> によって報告されているが、この場合には測点数が少なく、それゆえ、それから明確な一般性の



(a) 水面波形



(b) 水平流速波形

図-22 波形の前傾度  $t_c/T$  の岸沖方向分布

ある結論を述べることには問題があると思われる。

これらの報告例で比較の対象とされた理論は、微小振幅波理論、Stokes 波理論およびクノイド波理論などであるが、このほかに、砕波帯内およびその近傍での波動場を特徴づけている波形の(前後の)非対称性をも表現し得る唯一の理論である Dean の流れ関数法<sup>28)</sup>(付録 B 参照)による計算結果と実験値とを比較した例が岩垣・酒井<sup>26)</sup>および日野・柏柳ら<sup>29)</sup>によって報告されている。しかし、これらの例では、前者では測定の対象が砕波点での岸向き最大水平流速に限られており、後者においても、一周

期全体の流速波形が対象とされているものの、hot-film 流速計を使用している関係上、水平方向と垂直方向の合成流速の絶対値 ( $\sqrt{u^2+w^2}$ ) の形でしか理論値との比較が行われていない。このようなことから、Dean の流れ関数法に対する評価もいまだ十分とは言えず、より詳細な検討が必要と思われる。

以上のようなことから本報告では、○水平・鉛直流速波形、○岸向き・沖向き最大水平流速 ( $u^+$ ,  $u^-$ ) の鉛直分布、○底面上 0.5 cm での  $u^+$ ,  $u^-$  および  $u^+/u^-$  の値の岸沖方向分布、を対象として理論値との比較を行い、

それらの適合性について検討する。ここで用いた理論は、Dean の流れ関数法、Stokes 波の第3次近似解、それに微小振幅波理論である。

もっとも、これらの理論はいずれも基本的前提として流れが渦なしであることを仮定しており、その意味では、碎波帯内のような渦ありの流れにこれらの理論を適用することには原理的な難点がある。実際、碎波帯内での乱れの存在が波高減衰に直接関係していることは明白である。しかし、ここで検討しようとしている理論の適合性は、波の変形過程に関する dynamics についてはなく、先の 3.1 (4) で述べたような、不規則変動を取り除いた平均水面波形とその直下の点での平均流速波形の局所的な対応関係についてであり、その意味ではこれらの理論の碎波帯内での使用が先験的に拒否されるべきものとは必ずしもいえない。

なお、以下に示す実験値は、すべて各点での流速データから、その点の平均流速を差し引いたものに基づいたものである。

(1) 流速波形について

まず、碎波帯外での流速波形の一例として、CASE 1 の  $P_7$  地点の底面上 11 cm での実測および計算波形を図-23 に示す。図の上段が水面波形  $\eta$ 、中段が水平流速波形  $u$  そして最下段が鉛直流速波形  $w$  を示している。このうち、まず  $u$  について見ると、Dean の流れ関数法による結果が最も良く実験値と一致していることがわかる。一方、 $w$  でもやはり Dean の流れ関数による結果が最も良好な一致を示しており、ほかの理論では  $u$  の場合と比べて相対的に誤差が増大している。

次に、碎波帯内での例として CASE 1 の  $P_2$  地点での底面上 4 cm での波形を図-24 に示す。この場合、

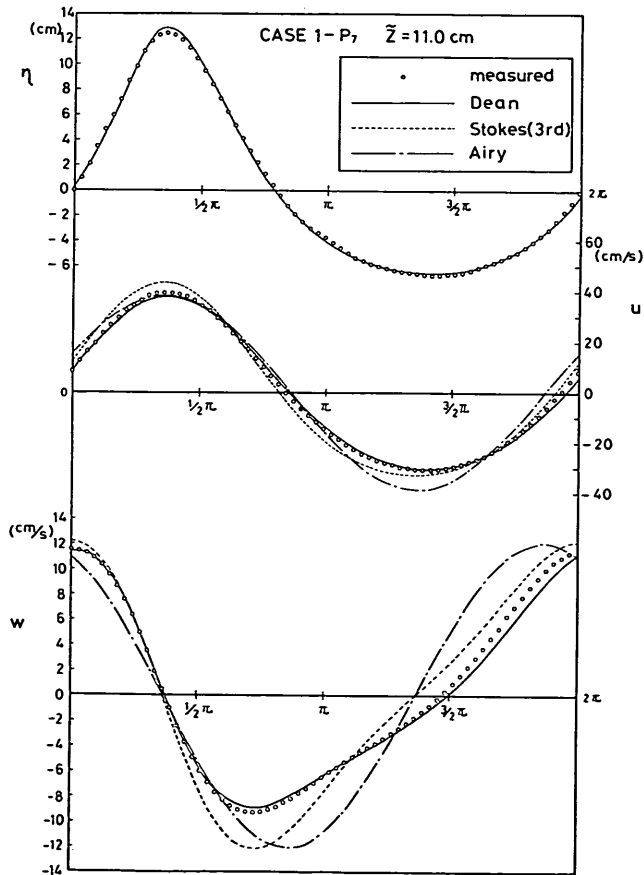


図-23 CASE 1 の  $P_7$  地点での  $\bar{z}=11\text{ cm}$  における軌道流速波形の実験値と理論値の比較

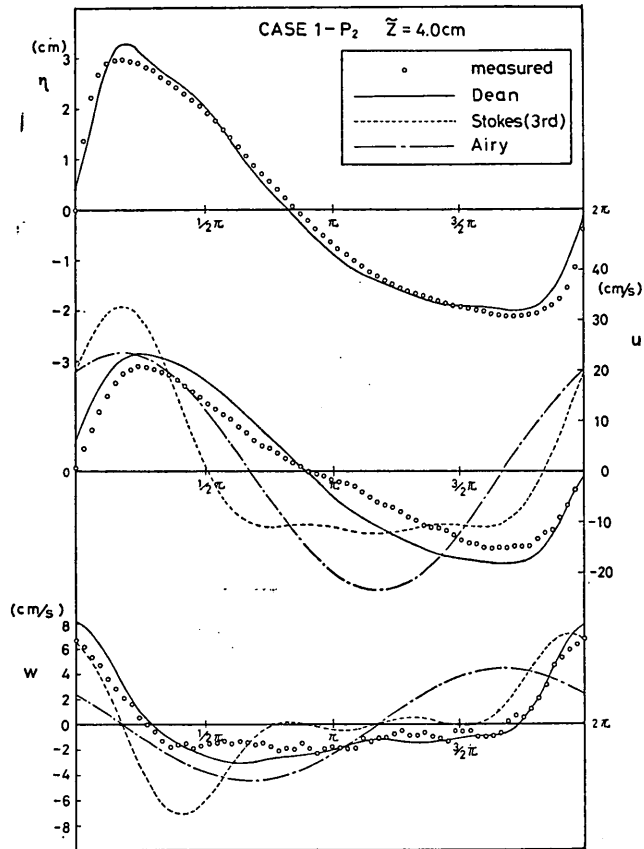


図-24 CASE 1 の  $P_2$  地点での  $\bar{z}=4\text{ cm}$  における軌道流速波形の実験値と理論値の比較

Dean の流れ関数法による結果は、砕波帯外のもの比べて実験値との一致が多少悪くなっており、 $u$ 、 $w$  ともいく分大きめの値を示している。しかしほかの理論では、実験値との対応はかなり悪く、その意味では、相対的に見て流れ関数法の適合性はかなり良いといえる。特に、流れ関数法では、流速波形の特徴がおおよそにおいて表現されており、例えば、 $\eta$  のピークに比べて  $u$  のピークが多少遅れて現われる現象についても表現されている。

なお、流速波形全体に対する Dean の流れ関数法による計算値と実験値の相対誤差の空間分布は、付録 B の図-B.3 に示されている。

(2) 岸向き・沖向き最大水平流速 ( $u^+$ ,  $u^-$ ) の鉛直分布について

ここでは、平均流速波形から求まる岸向き・沖向き最大水平流速の鉛直分布を、CASE 1 と CASE 5 の両ケ

ースについて理論値と比較した結果について述べる。図-25 がその結果である。これを見ると次のことがわかる。

- ① 砕波帯外では、Dean の流れ関数法による結果は実験値とかなり良く一致する。
- ② trough レベル上の岸向き最大水平流速についても、流れ関数法の結果は良好な一致を示す。
- ③ しかし、砕波帯内部では、流れ関数法の結果は実験値と比べて多少大きめの値となっている。また、CASE 5 の  $P_1 \sim P_3$  における岸向き最大流速の中層部分に見られるくびれの現象は、理論では表現できていない。
- ④ Stokes 波理論による沖向き最大流速の計算結果は、砕波点付近を除くと実験値とかなり良く一致しているが、岸向き最大流速については全般的に過大な値を示している。



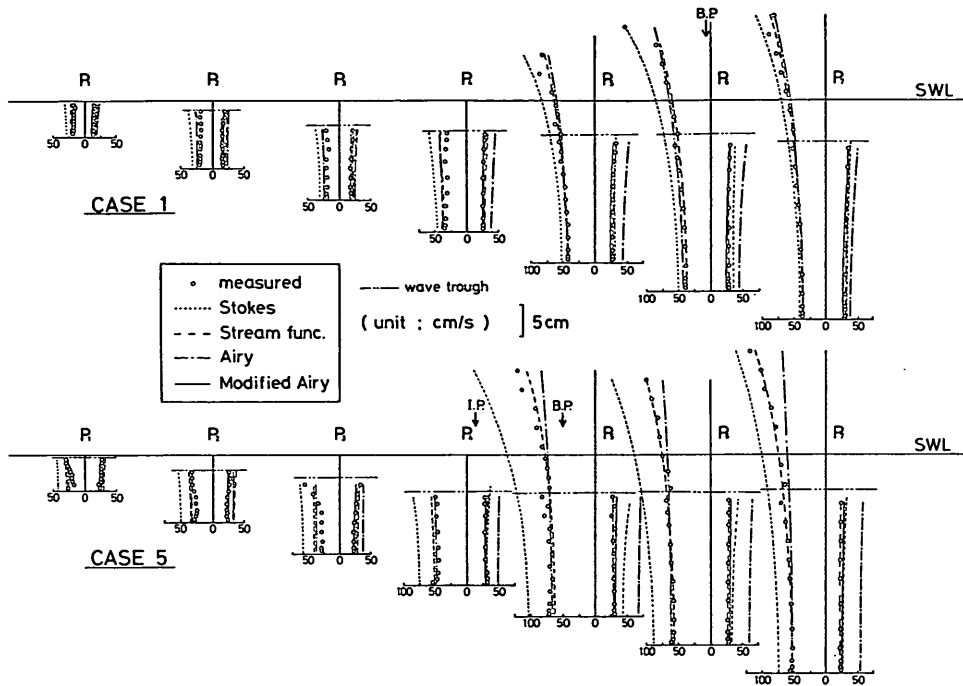


図-25 CASE 1 と CASE 5 の岸向き最大流速  $u^+$  と沖向き最大流速  $u^-$  の空間分布の実験値と理論値の比較

- ⑤ 微小振幅波理論による沖向き最大流速の計算結果は、全般的に過大な値を示すが、逆に、岸向き最大流速については実験結果とかなり良く一致している。しかし、trough レベルよりも上の値については、CASE 1 では比較的良好であるものの CASE 5 ではかなり過小な見積りとなっている。
- ⑥  $P_5 \sim P_7$  の岸向き最大流速の鉛直分布形について見ると、CASE 1 では Stokes 波より微小振幅波の結果の方がより測定分布形状に近いのに対し、CASE 5 では逆に Stokes 波の結果の方が近づいている。ここで、 $P_5 \sim P_7$  の  $kh$  の値は、CASE 1 で  $kh=0.86 \sim 1.04$ 、CASE 5 で  $kh=0.45 \sim 0.53$  である。
- ⑦ 沖向き最大流速の鉛直分布形については、Stokes 波、微小振幅波双方とも測定分布形状と良く一致している。
- ⑧ 図中、Modified Airy とあるのは、佐藤<sup>30)</sup> にならって微小振幅波理論による沖向き最大流速  $u^-$  の計算に際して、波高  $H$  の代りに  $2\eta$  を用いて計算を行ったものである ( $\eta$  は平均水面波形の谷高)。その結果は図中に実線で示されているが、これを見る

と、沖向き最大流速の実験値との一致は、砕波帯の内外にわたってかなり良好であることがわかる。

- (3) 底面近傍での  $u^+$ 、 $u^-$  および  $u^+/u^-$  の岸沖方向分布

a)  $u^+$  について

底面上 0.5cm での岸向き最大軌道流速の計算値と実験値との比  $(u^+)_{cal.}/(u^+)_{mes.}$  の岸沖方向分布を、CASE 9 ( $H_0'/L_0=0.076$ ) と CASE 12 ( $H_0'/L_0=0.026$ ) の二つのケースを例にとって示したものが 図-26 (a) である。これから、次の諸点が理解される。

- ① 実験値との一致は流れ関数法による計算値が最も良く、微小振幅波理論による計算値も、砕波帯内で 1.2~1.3 倍程度過大となるものかなり良好である。しかし Stokes 波理論による結果は砕波帯内では、1.5~2 倍程度過大な値を示している。
- ②  $(u^+)_{cal.}/(u^+)_{mes.}$  の値は、砕波点近傍から砕波帯内において単調に増加している。
- ③ 砕波帯外では、流れ関数法および微小振幅波理論による計算値は実験値を多少下回るのに対し、Stokes 波理論による計算値は逆に実測値を上回っている。

④ 流れ関数法による計算値は、砕波帯内の  $h_s/h_0 = 0.7$  付近から岸側で実験値を上回るようになる。同様に、微小振幅波理論による計算値は、砕波点付近から岸側で実測値を上回るようになる。

⑤ Stokes 波理論による計算値は、ほぼ全域にわたって実測値を上回っている。また、他の理論による計算値は沖波波形勾配の効果がほとんど現われていないのに対し、Stokes 波理論による計算値は、沖波波形勾配が小さい方が過大な値を与える結果となっている。

b)  $u^-$  について

$u^+$  と同様の整理を  $u^-$  について行った結果を図-26 (b) に示す。これから明らかとなる点を列挙すると以下のようなになる。

①  $u^+$  の場合と同様に、流れ関数法による計算結果は実験値と良く一致している。ただし、砕波帯内の  $h_s/h_0 \approx 0.7$  以浅では、2, 3 割程度過大な値となっている。

② Stokes 波理論による計算値は、 $u^+$  の場合とは逆に実測値との一致は多少良くなっている。

③ 微小振幅波理論による計算値は、 $u^+$  の場合と異なり、実験値よりかなり大きな値を与える。特に、沖波波形勾配が小さく plunging 型の砕波形式となる CASE 12 においては、砕波点付近で誤差が最も大きくなる。

④ しかし、波高  $H$  の代りに  $2\eta$  を用いて計算した値 (图中、Modified Airy と記してある) は、CASE 9 で砕波帯外で多少小さめの値となるものの、かなり実測値に近くなる。

c)  $u^+/u^-$  について

次に、3.1 (5) で述べた流速波形の上下の非対称性を表わすパラメータ  $u^+/u^-$  について、理論値と比較した結果を図-26 (c) に示す。これから、次のことがいえる。

① 流れ関数法は、非対称性パラメータ  $u^+/u^-$  についても良好な結果を与える。

② Stokes 波理論による計算値は、砕波点近傍では良く一致しているものの、砕波帯内ではかなり過大な値となる。また砕波帯外では、CASE 9 は良好な一致を示すものの、CASE 12 では過大な値となっている。

以上述べてきた事柄をここで簡単に要約すると以下のようになる。

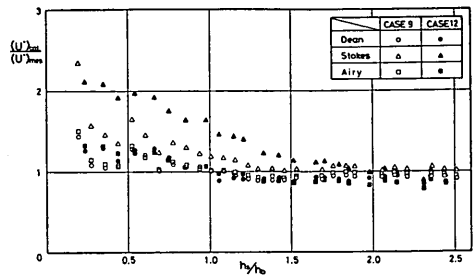


図-26 (a)  $\bar{z}=0.5 \text{ cm}$  での  $u^+$  の理論値と実験値の比の岸沖方向分布

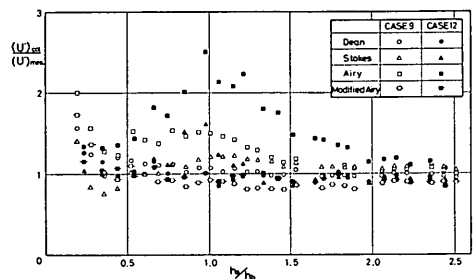


図-26 (b)  $\bar{z}=0.5 \text{ cm}$  での  $u^-$  の理論値と実験値の比の岸沖方向分布

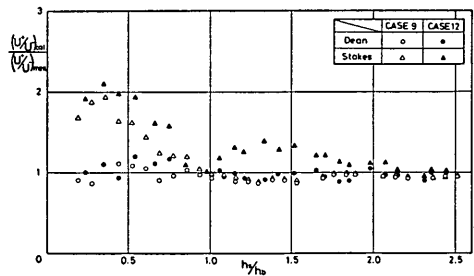


図-26 (c)  $\bar{z}=0.5 \text{ cm}$  での  $u^+/u^-$  の理論値と実験値の比の岸沖方向分布

i) Dean の流れ関数法は、砕波帯外では流速値をかなり精度よく推定することができる。特に trough レベルから上の点での岸向き最大流速値も実験値と良く一致する結果を示す。砕波帯内では、実験値よりも若干大きめの値を与えるが、ほかの理論と比べると実験値との一致は良好であるといえる。また、流速波形についても測定値に近い。

ii) Stokes 波理論では、沖向き最大流速  $u^-$  については多少実験値に近くなるものの、岸向き最大流速  $u^+$

はかなり過大な値を示す。

iii) 微小振幅波理論では、岸向き最大流速  $u^+$  は実験値と比較的良好一致する(ただし、沖波波形勾配が小さい場合には trough レベルから上では過小評価となる)。一方、沖向き最大流速  $u^-$  の計算値は実測値に比べてかなり大きな値となる。しかし、波高  $H$  の代りに  $2\eta$  を用いて計算した値は、実験値と良く一致する。

### 3.3 乱れおよび連行気泡について

碎波の状況を観察すれば明らかなように碎波後の bore に伴う強い乱れと連行気泡の存在は、先に述べた流速波形の非対称性とともな碎波帯内での流速場の大きな特徴となっている。これらは、碎波帯内での波高減衰に密接に関連しており、さらに乱れは、碎波帯内での諸々の拡散現象にも重要な役割を果している。このうち特に乱れについては、最近いくつかの、実験に基づく研究が行われるようになってきている<sup>81)</sup>。例えば、Peregrine と Svendsen<sup>82)</sup> は、人工的に加えた微細気泡によって碎波による乱れを可視化し、それによって、乱れの構造が turbulent mixing layer の構造に似ていることを示している。また、Battjes と Sakai<sup>83)</sup> は、一樣流中に翼を置くことによってその背後に定常的な碎波を発生させ、その内部の流速を LDA を用いて測定することにより、乱れの構造がむしろ plane wake のそれに近いことを示した。

振動流のもとでの乱流構造を Battjes らのように一樣流中の定常碎波によって模擬することの妥当性については議論のあるところであるが、ここでは、何らかの型の自由乱流せん断流の持つ乱流構造との対比ということを目的とするのではなく、碎波帯内での乱れを測定することによって、その空間分布、および連行気泡や他の水量との関係を明らかにすることに主眼を置いている。

#### (1) 乱れ強度の空間分布について

先の 3.1 (3) において、碎波帯内では、鉛直流速記録上で波としての軌道流速成分がはっきりと認められなくなるほどの大規模な乱れが存在すること(図-14 (b))を指摘した。写真-2 (a), (b) は、水路の側面から撮影した写真の一例で、CASE 1 および CASE 5 の  $P_3$  地点付近での状況を示したものである。この中で、赤い印がある地点がちょうど  $P_3$  地点に当たる。また、写真中の白っぽい部分が連行気泡である。これからわかるように、bore の下部には相当程度の気泡が連行されており、CASE 5 では連行気泡が底面近くにまで達している。また、気泡の連行領域の下縁は大きく波打っており、一

種のいわゆる organized motion<sup>84)</sup> の存在をうかがわせる(このような波打ち現象は、Peregrine ら<sup>82)</sup>の可視化実験でも観察されている)。また、この形状を見ると、Brown と Roshko<sup>85)</sup> が 2 次元の turbulent mixing layer 中で観察した大規模な渦塊とかなり良く類似しており、この種の自由乱流せん断流と共通した乱流構造の存在が予想されるが、ここでは、これについてはこれ以上立ち入らない。なお、ここで示した大規模渦は spilling 型碎波となる CASE 1 でも観察されており、その意味からも、榎木ら<sup>86)</sup>の言う horizontal roller とは異なるものである。

次に、乱れ強度の空間分布を測定した結果について述べる。図-27 (a), (b) は、2.2 (5) で述べた乱れの定義に従って計算した水平方向および鉛直方向の乱れ強度  $u'$ ,  $w'$  (r.m.s. 値) の空間分布を示したものである。ただし、ここで示す乱れは、10~100 Hz の band pass filter を通して得られた信号という定義から明らかなように、かなり高周波の不規則変動成分を抽出したものである\*。その意味で、上述の大規模渦を直接反映したものとはいえないが、乱れの cascade process から考えて、乱れの高周波数成分が大規模渦と独立に存在するものとは考え難く、高周波数成分の乱れは、大規模渦およびその崩壊過程と共存しているものと考えられる。一方、乱れの source は bore だけに限られるわけではなく、通常の pipe flow のように、底面近傍も乱れの重要な source になっていると考えられる。

このような状況は、図-27 (a), (b) を見ると明瞭に理解される。まず、碎波帯外の  $P_1$  地点での乱れ強度  $u'$ ,  $w'$  について見ると、底面近傍で  $u' \approx 1$  cm/s,  $w' \approx 0.5$  cm/s 程度の値を示すものの、上層ではかなり小さな値となっている。このことから、底面近傍が乱れの一つの source になっていることが示される。(CASE 5 の場合、上層でもある程度の乱れ強度を示しているが、これは底層からの拡散によるものではなく、碎波点以浅での乱れが波による軌道運動、および沖向きの定常流(後述)によって移流されてきたものと考えられる。)

ここで、今回の実験で得られた底面近傍での乱れ強度

\* 後述するように、流速変動のパワースペクトルの高周波領域では、 $-5/3$  乗則がほぼ成立している。これを前提に、 $f=10\sim 100$  Hz に対する乱れ強度に対して、 $f=5\sim 100$  Hz,  $f=2\sim 100$  Hz としたときの乱れ強度の増加率を計算すると、それぞれ 1.32 倍、1.86 倍となる。したがって、低周波側の cut-off 周波数を多少低くしても、算出される乱れ強度にオーダー的な極端な増加は生じない。

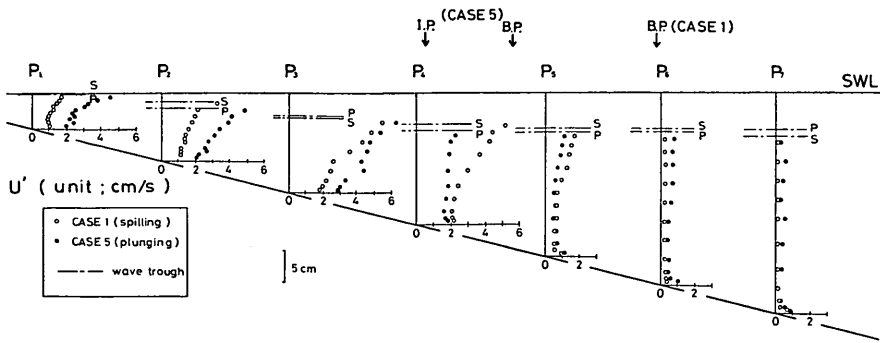


図-27 (a) 水平方向の乱れ強度の空間分布

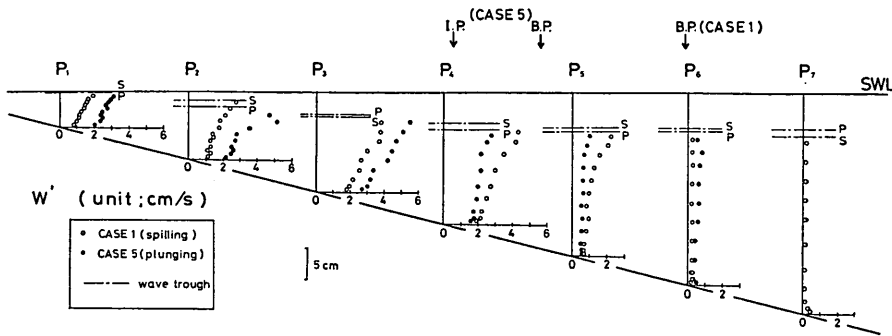


図-27 (b) 鉛直方向の乱れ強度の空間分布

$u' \approx 1 \text{ cm/s}$ ,  $w' \approx 0.5 \text{ cm/s}$  という値について検討しておく。振動流下での乱れ強度については定式化されたものがないので、ここでは、通常の pipe flow の inertial sub-layer において成立する  $u' \approx 2u^*$ ,  $w' \approx 0.8u^*$  という関係<sup>37)</sup>を用いる。ここに、 $u^*$  は摩擦速度である。いま  $u^{*2} = (f_r/2)u_m^2$  ( $f_r$ ; 摩擦係数,  $u_m$ ; 境界層外縁での最大水平流速) という関係式に, Jonnson の摩擦係数に関する実験曲線<sup>38)</sup> から滑面を仮定して得られる  $f_r \approx 0.013$  という値と, 図-25 から読み取った  $u_m \approx 30 \text{ cm/s}$  という値を代入すると  $u^* \approx 2.42 \text{ cm/s}$  となる。したがって, 先に示した関係から  $u' \approx 4.8 \text{ cm/s}$ ,  $w' \approx 1.9 \text{ cm/s}$  が得られる。これは, ここで得られた値の 4 倍前後の値であるが, 振動流下での壁面近傍の乱れは一周期の全位相にわたって一様に発生するわけではない (図-12 (b), 図-13 (b)) ので, ここで得られた値は, 底面近傍に source を持つ乱れの強度として, オーダー的にほぼ妥当な範囲にあるといえよう。

次に, 碎波帯内の乱れの分布について見てみると, 碎波帯外とは逆に, 底層から上層に行くにつれて急激に乱れ強度が増加していることがわかる。このことから, 碎

波帯内では, 上層の bore に伴う乱れが支配的であるといえることができる。

図-28 は, 乱れ強度の岸沖分布特性を調べるために, CASE 1 と CASE 5 の trough レベルの直下の測点で

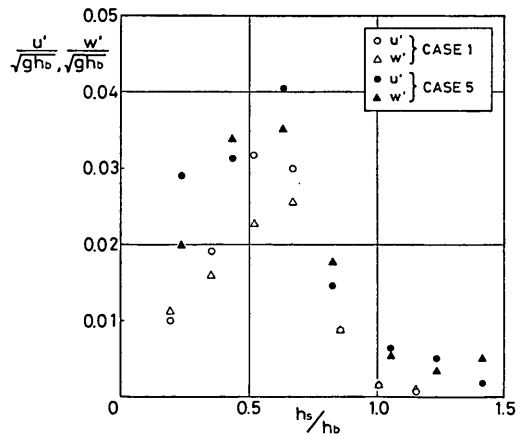


図-28 trough レベル直下での乱れ強度  $u'$ ,  $w'$  の岸沖方向分布 (CASE 1, 5)

レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明

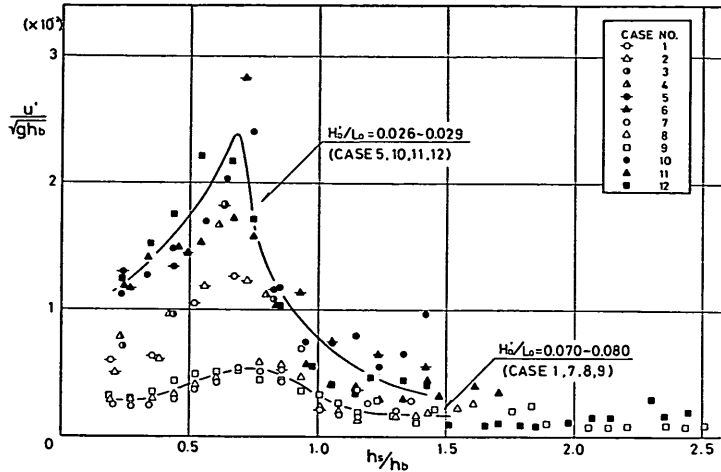


図-29 底面上 0.5cm での乱れ強度  $u'$  の岸沖方向分布

の乱れ強度を、横軸に  $h_s/h_b$  をとってプロットしたものである。これから、trough レベルの直下の乱れ強度は砕波点付近ではまだ小さく、それから急激に増加して  $h_s/h_b=0.7$  付近でピークを示し、その後は再び減少するというパターンを示すことがわかる。一方、図-29 は、CASE 1~12 の底面上 0.5cm での水平方向乱れ強度を同様に図示したものであるが、この場合も trough レベルの直下の乱れ強度と同様に、 $h_s/h_b=0.7$  付近でピークを示す分布形になる。

これに対して、底面近傍の水平軌道流速の振幅は、図-25 からうかがえるように砕波点付近をピークとして汀線に向かって漸減しており、これに伴って  $u^*(=\sqrt{f_T/2} \cdot u_m)$  が減少することを考えれば、砕波帯内では、上層に source を持つ乱れが底面近傍にまでかなりの程度達しており、そこで、底面近傍に source を持つ乱れと混在しているものと考えられる。このことは、砕波帯外での底面近傍での乱れ強度が、水面波形の位相に応じてかなりの変化を示すのに対し(図-12 (b), 図-13 (b)), 砕波帯内ではそのような位相依存構造が崩れてほぼ一様に分布していること(図-15 (b))によっても裏づけられる。なお、図-28 と 図-29 で、沖波波形勾配が小さいケースほど、同一の  $h_s/h_b$  の地点で乱れ強度が大きくなっているが、これは 図-8 で示したように、同一の  $h_s/h_b$  の地点での波高水深比  $\gamma$  が沖波波形勾配が小さいほど大きくなっていること、および、写真-2 (a), (b) が示しているように、沖波波形勾配が小さいケースほど大規模渦が

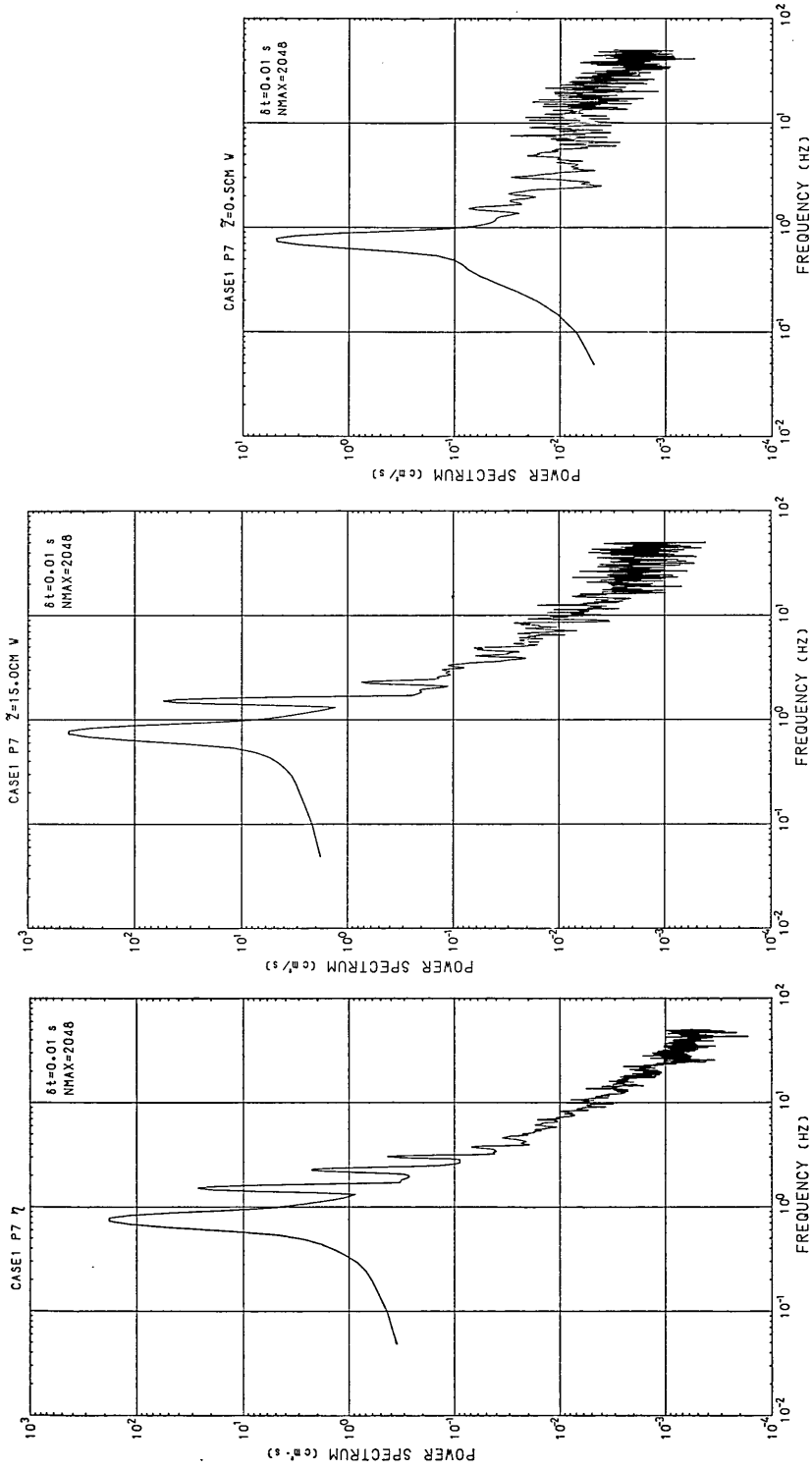
発達していることなどを反映しているものと考えられる。

(2) 水面変動および流速変動のスペクトル

ここでは、水面変動および流速変動記録をスペクトル解析した結果に基づき、周波数空間上での乱れの構造について考察する。スペクトル解析には FFT を使い、データ個数 2048、サンプリング周期 0.01s、およびスペクトルの等価自由度を 8.9 とした。

まず、CASE 1 の砕波帯外の  $P_7$  地点でのパワースペクトルを 図-30 (a)~(c) に示す。図-30 (a) は水面変動  $\eta$  のスペクトルであるが、これから水面変動には非線形性を反映して高次の高調波成分が存在していることが確認(6次まで可能)される。一方、図-30 (b) は、 $z=15$ cm の測点での鉛直流速変動  $w$  のパワースペクトルを示したものである。この場合には  $\eta$  ほど高次の高調波は見られず、せいぜい 3 次までの高調波が見られるだけである。このような事情は、ここには示していないが水平流速変動においても同じである。これは、3.1 で述べたように比べて  $u$  の方が波形の非対称性が小さいことを反映しているものである。

図-30 (c) は、同じ  $P_7$  地点での底面上 0.5cm での  $w$  に対するパワースペクトルを示したものである。底面近傍では壁面に直角の流速成分が抑えられるので、 $w$  の低周波側でのスペクトル値がかなり減少している。一方、高周波数領域では、底面近傍で発生する乱れの存在によって  $z=15$ cm のものよりむしろ増加している。したが



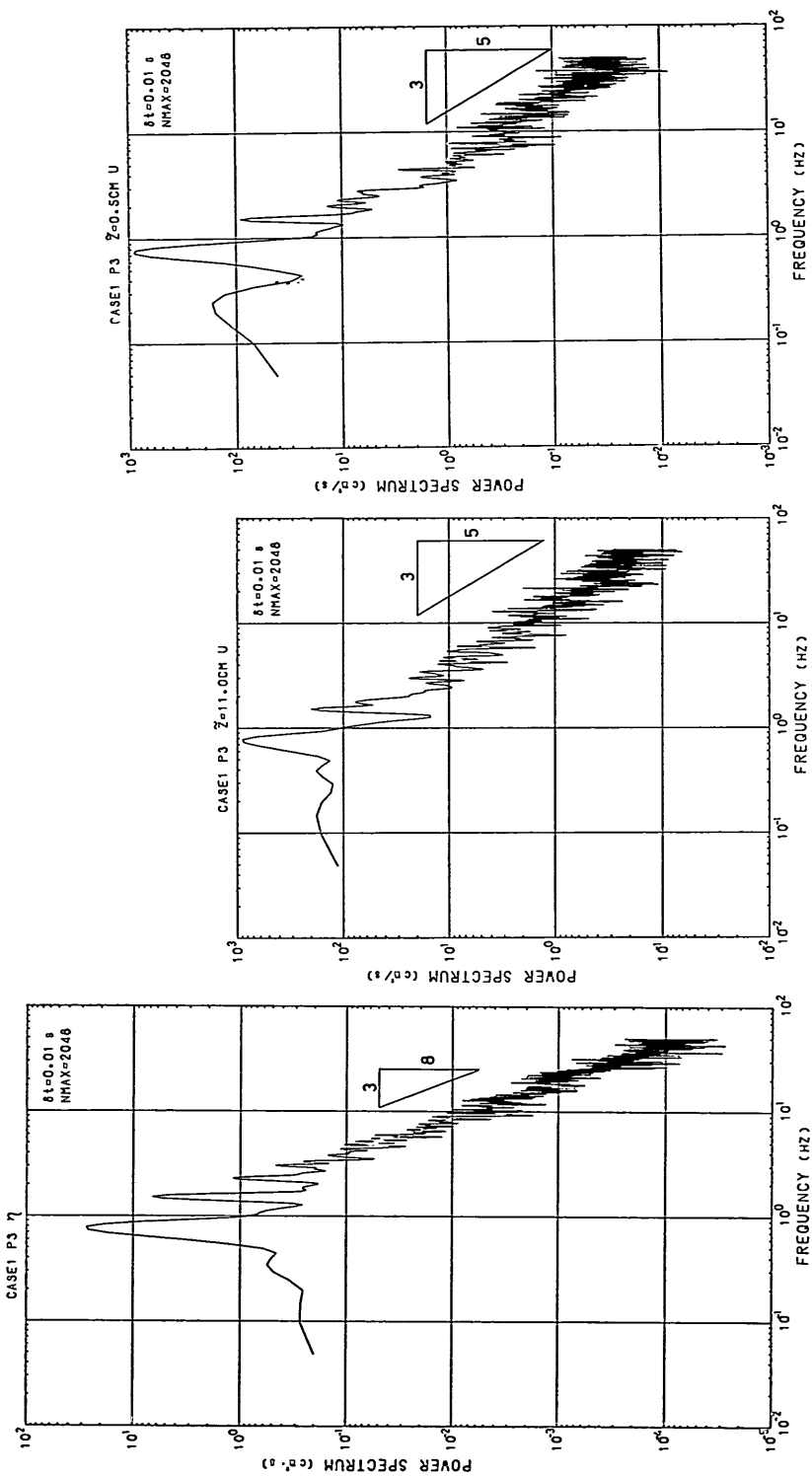
(c) 底面上 0.5 cm での鉛直流速変動  $w$

(b) 底面上 15 cm での鉛直流速変動  $w$

(a) 水面変動  $\eta$

図-30 CASE 1. P7 地点におけるパワースペクトル

レーザー・ドップラー流速計による碎波帯内の流速場の構造の解明



(a) 水面変動  $\eta$

(b) 底面上 11.0 cm での水平流速変動  $u$

(c) 底面上 0.5 cm での水平流速変動  $u$

図-31 CASE 1 P<sub>3</sub> 地点でのパワースペクトル

って、このスペクトル上において、パワーに増減のない中間の周波数  $f_0$  が、乱れ成分が支配的な周波数領域の下限を与えるものと考えられる。図-30の(b)と(c)を比較することによってこの  $f_0$  の値を読み取ると、およそ  $f_0 \approx 8 \text{ Hz}$  となっている。このことと、ここで使用した band pass filter の周波数特性(図-6)とを考え合わせると、 $f = 10 \sim 100 \text{ Hz}$  という cut-off 周波数を与えて得られる乱れ強度値は、砕波帯外の底面境界層での乱れ強度をほぼ正確に表現しているものと考えられる。ただし、砕波帯内の上層に見られるような、 $f_0$  以下の周波数帯で波動成分と混在しているある程度規模の大きい乱れについては、乱れとして抽出できないことになる。

次に、図-31(a)~(c)は、CASE 1 の砕波帯内での  $P_3$  地点におけるスペクトルであり、それぞれ  $\eta$ 、底面上 11 cm での  $u$ 、および底面上 0.5 cm での  $u$  のパワースペクトルである。図中には、高周波数側の傾きも書き入れてあるが、これによると  $\eta$  についてはほぼ  $-8/3$  乗程度の傾きになっており、 $u$  については通常の乱れの慣性小領域で成立する  $-5/3$  乗則に乗っていることがわかる。もっとも、底面上 0.5 cm で  $-5/3$  乗則が成立するのは 10 Hz 以上の周波数領域であり、3~10 Hz の範囲では相対的にパワーが落ちている。これに対して底面上 11 cm での  $u$  のパワースペクトルでは、ほぼ 3 Hz 程度のところまで  $-5/3$  乗則が成立しているが、これは(1)で述べた上層に存在する大規模渦の存在を反映したものである。

最後に、図-32(a), (b)に  $P_3$  地点での底面上 11 cm と 0.5 cm での  $u$  に対して ( $\eta \sim u$ ) 間のコヒーレンスを計算した結果を示す。 $P_3$  地点での  $\eta$  のパワースペクトルでは、砕波帯外の  $P_7$  地点に比べて波形の非対称性が小さくなる(図-20(a))ため4次までの高調波成分までしか見出しえない(図-31(a))。このうち、コヒーレンスが1に近い値を示すのは、図-32(a), (b)からわかるように2次の高調波までである。一方、図-32(c)は、比較のため、砕波帯外の  $P_7$  地点における  $\bar{z} = 15 \text{ cm}$  での  $u$  と直上の  $\eta$  の間のコヒーレンスの計算結果を示したものであるが、この場合には6次の高調波成分までかなり1に近い値を示している。このように砕波帯内では砕波帯外に比べて、(CASE 1 の場合)3次以上の高調波成分での ( $\eta \sim u$ ) 間のコヒーレンスが低下するが、これはこの周波数帯 (2~3 Hz 以上) で既に乱れの影響が現われていることを示すものと考えられる。

(3) 連行気泡および乱れとの関連

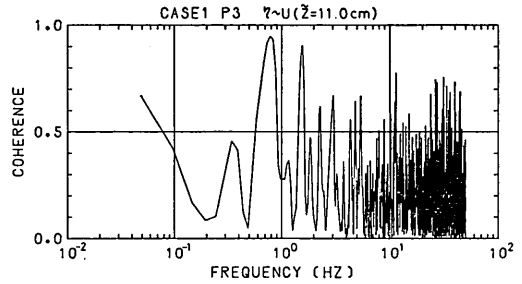


図-32 (a) CASE 1  $P_3$  地点における  $\eta$  と  $u$  ( $\bar{z} = 11.0 \text{ cm}$ ) の間のコヒーレンス

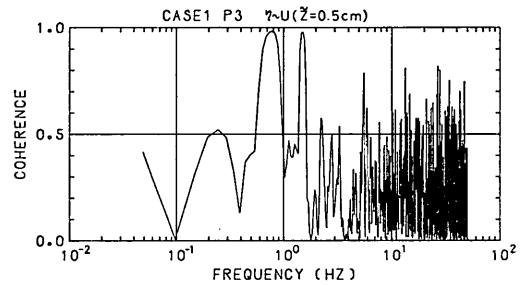


図-32 (b) CASE 1  $P_3$  地点における  $\eta$  と  $u$  ( $\bar{z} = 0.5 \text{ cm}$ ) の間のコヒーレンス

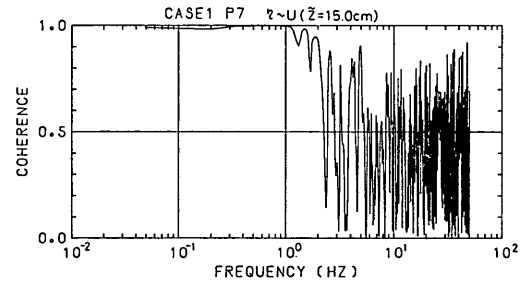


図-32 (c) CASE 1  $P_7$  地点における  $\eta$  と  $u$  ( $\bar{z} = 15.0 \text{ cm}$ ) の間のコヒーレンス

先に示した写真-2(a), (b)でわかるように、砕波帯内では bore の通過に伴ってかなりの程度の気泡が連行されている。この連行気泡の大部分は、写真に見られるように上層の大規模渦の内部に存在している。それゆえ、気泡の連行のメカニズムとしては、この大規模渦が重要な役割を果たしているものと考えられる。以下に、この連行気泡の空間分布状況を、もう少し定量的に調べてみることにする。

2.1(4)で述べたように、レーザー・ビームを気泡が通過すると出力の drop-out が生じ、その間 drop-out



レーザー・ドップラー流速計による碎波帯内の流速場の構造の解明

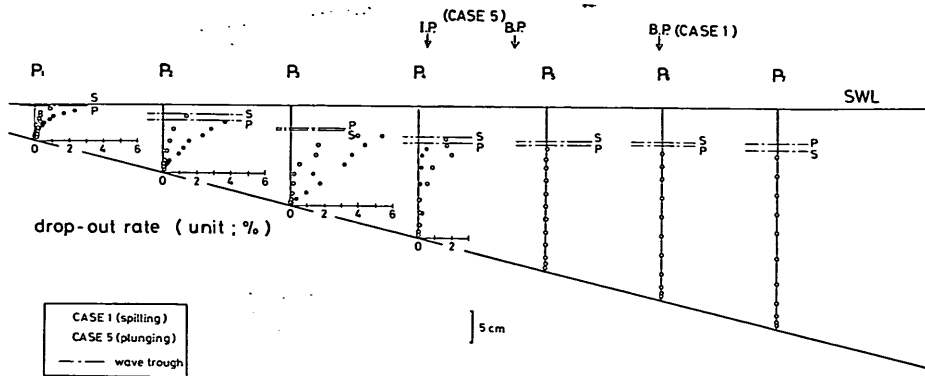
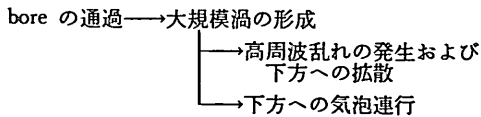


図-33 CASE 1 と CASE 5 での drop-out rate の空間分布

信号が出力される。この drop-out 信号の全測定時間に対する割合 (drop-out rate, 式 (1)) は、連行気泡の濃度に直接関連しているものと考えられる。

図-33 は、この drop-out rate の空間分布を示したものである。これから、まず、碎波点近傍および碎波帯外の  $P_5 \sim P_7$  の測線では、drop-out rate はほぼゼロであり、気泡の混入は生じていないことがわかる。逆に碎波帯内の  $P_1 \sim P_4$  の測線では、かなりの大きさの drop-out rate の値を示している。ただし、底面近傍では CASE 5 においてもほぼゼロとなっており、連行気泡は底面にはほとんど到達していないことがわかる。

碎波帯内での drop-out rate の鉛直分布形は、乱れ強度の鉛直分布形と比べると、前者が底面ではほぼゼロとなるのに対し、後者はある値を持つという違いはあるものの、底層から上層に行くにつれて急激に増加する形となっている点で良く一致している。このことは、bore の通過に伴って、



というプロセスが進行していることを示すものと考えられる。ここで、気泡連行と高周波乱れの関係をもう少し詳しく見てみることにする。

図-34 は、trough レベルの直下の乱れ強度  $q' (= \sqrt{u'^2 + w'^2})$  と同じ点での drop-out rate の関係を調べてみたものである。ただし、図中の各ポイントに付された番号は地点番号を表わしている。これからわかるように、二、三の点を除くと両者の相関はかなり高い。次

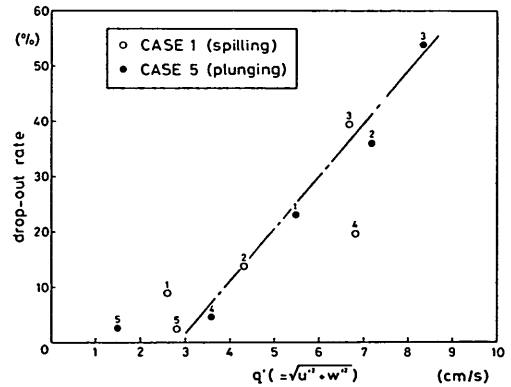
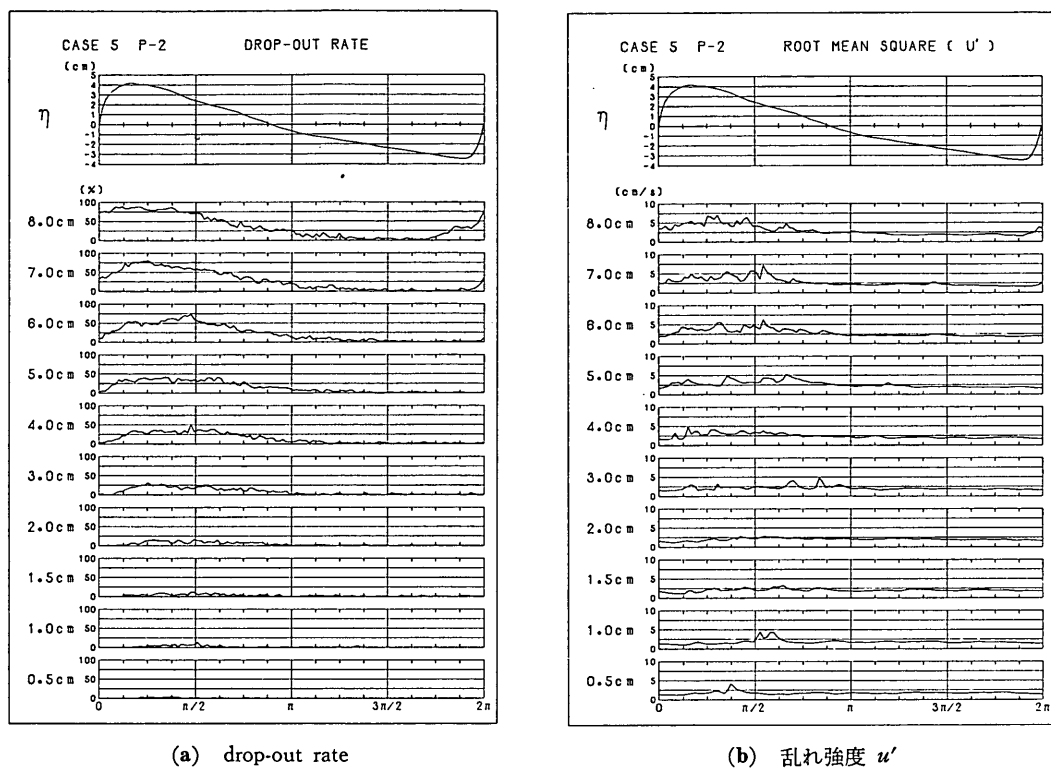


図-34 trough レベル直下での乱れ強度  $q'$  と drop-out rate の関係 (CASE 1, 5)

に、両者の一周期内的での位相分布を見てみた結果を 図-35 (a), (b) に示す。まず 図-35 (a) を見ると、気泡の混入は bore の通過直前からほぼ半周期の範囲で生じていることがわかる。一方、図-35 (b) に示す乱れ強度も同様の傾向を示しており、この範囲で乱れ強度が増大している。

このように、乱れ強度と気泡の混入状況はかなり密接な対応関係を示している。ただし、先にも述べたように drop-out rate は底面近くではほぼゼロとなるのに対し、乱れ強度は底面近傍でもある値を持つという相違点もある。これは、連行気泡の多くが上層の大規模渦の中に留まっていること、重力効果のため連行気泡の下方への拡散範囲が運動量の拡散範囲に比べて多少小さくなること、さらには、底面近くでは、底面近傍に source を持



(a) drop-out rate (b) 乱れ強度  $u'$   
 図-35 CASE 5 P<sub>2</sub>における drop-out rate と乱れ強度  $u'$  の位相分布

つ乱れがある程度存在していること、などによるものである。

それでは次に、上層から供給される乱れ、あるいは連行気泡を支配する物理量について考察してみる。それには、上層と底面近傍の2箇所に source を持つ乱れについてではなく、上層のみに source を有する連行気泡の分布状況とほかの水理量との対応関係を調べてみるのが良い。

図-36 は、drop-out rate の値が trough レベルの直下の値の半分になる点の trough レベルから測った深さ  $h_{50}$  (以下、半値水深と呼ぶ) をその点の波高  $H$  に対してプロットしたものである。図中の各ポイントに付されている数字は地点番号を示しているが、CASE 5 の突っ込み点の前後にあたる P<sub>4</sub> と P<sub>3</sub> のポイントを除けば、ほぼ同一の直線上に乗ってることがわかる。ケース数が少ないので明確には結論づけられないが、この結果を見る限りでは、半値水深  $h_{50}$  はその地点での波高と密接な関係を持ち、およそその3割程度の値となるようである。こ

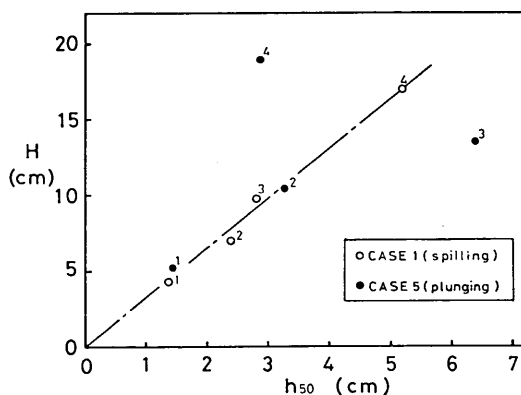


図-36 半値水深  $h_{50}$  と波高  $H$  の関係 (CASE 1, 5)

のことから、上層での乱れの生成および下方への拡散、あるいは気泡の連行過程を特徴づけている長さのスケールとして、bore 前面の波高が重要となることが理解される。また、連行気泡の大部分が上層の大規模渦の内部

に存在することから、この大規模渦のスケールは、その地点での bore 前面の波高によって支配されるということもできる。

(4) 碎波帯内の乱れの場に関する概念的モデル

堀川ら<sup>37)</sup>は、現地観測によって得た、水面変動と直下の数点での流速変動の同時記録のスペクトル解析の結果に基づいて、碎波帯内の流速場に関して次のような三層モデルを提案している。

- i) 上層……碎波による乱れが支配的な領域。
- ii) 中層……上層と後述する下層の中間的な領域。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。
- iii) 下層……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。

しかし、本節の(1)で述べたように、底面近傍では、上層に source を持つ高周波数の乱れが到達して底面付近に source を持つ乱れと混在しており、堀川らの下層に対する定義は妥当性に欠けるものと思われる。

そこで、ここでは、先に述べた大規模渦や連行気泡に関する事柄も含めて、新たに次のような概念的モデルを提案する。

- i) 上層 (upper layer)……bore 直下に存在する大規模渦、およびそれに伴う高周波数の乱れ、ならびに連行気泡の存在によって特徴づけられる。高周波数の乱れ、および連行気泡量は、底面に近づくにつれて急激に減少する。このうち連行気泡は、その大部分が大規模渦の内部にあり、底面にはほとんど到達しないが、高周波数の乱れは底層にまで拡散する。
- ii) 底層 (bottom layer)……上層から底面近傍にま

で到達した高周波数の乱れと、底面付近に source を持つ乱れとが混在する領域。

なお、堀川らと同様に中間に buffer zone を設けて三層モデルとすることは可能であるが、本質的には上記の二層モデルで十分である。また、実験で得られた底面境界層での乱れ強度はあまり大きくないが、現地の砂浜海岸では粗度がかなり大きくなるため、上層から到達する乱れ強度に比べて相対的に大きな値を持つ乱れが底面近傍で発生するものと考えられる。

図-37 (a), (b) は、ここで示した概念的モデルを、碎波帯外のものも含めて模式的に示したものである。

3.4 Euler 平均流速について

碎波帯内およびその近傍の平均流速は、漂砂現象において一つの中心的な役割を持つ。それゆえ、過去においてこのような平均流速の実態を探ろうとする試みが、数は少ないが、幾つも行われている。たとえば、堀川ら<sup>39)</sup>や Sunamura ら<sup>40)</sup>は、浮子あるいは中立粒子をトレーサーとして投入し、その動きから平均流速を測定しようとしている。

しかし、トレーサーの追跡によって得られる平均流速は、いわゆる質量輸送速度すなわち Lagrange 流の平均流速であることに注意する必要がある。Lagrange 流の平均流速に対して、空間的に固定された点での平均流速、すなわち Euler 流の平均流速に関してはあまり測定例がない。最近になって、渡辺ら<sup>2)</sup>は hot-film 流速計を用いて碎波帯内外の底面近傍の Euler 平均流速を測定することを試みた結果について報告しているが、測定方法の関係から精度の点で多少問題があるようである。もう少し本格的な測定例としては、昨年(第28回

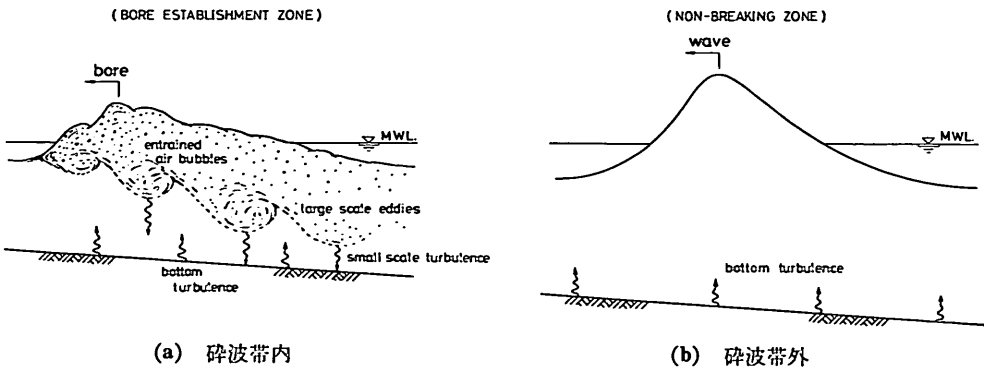
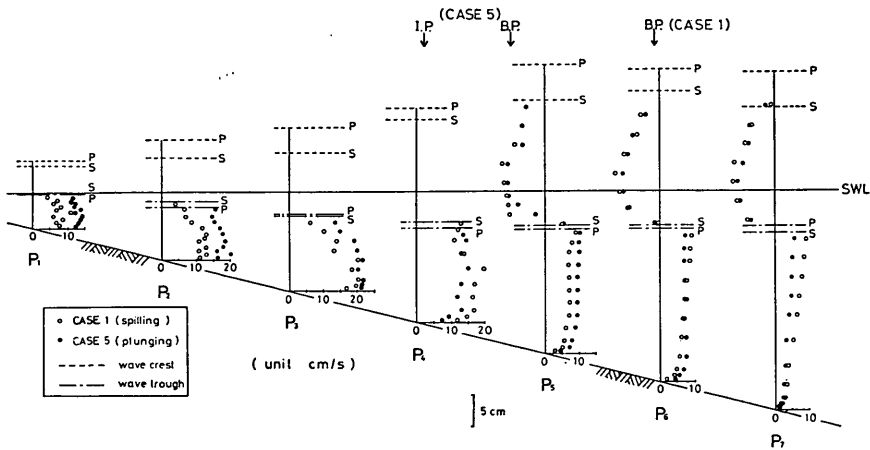
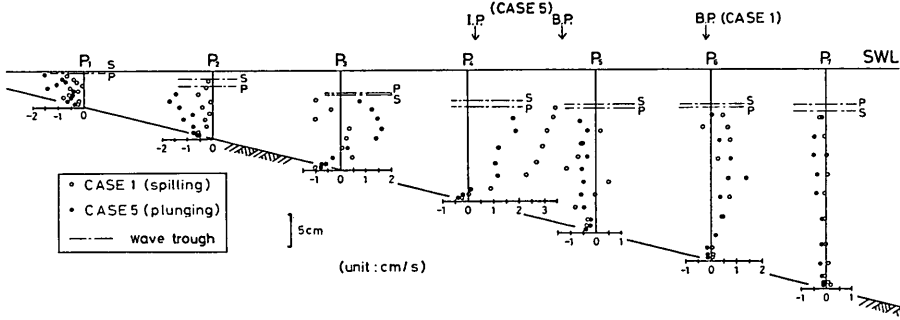


図-37 碎波帯内外の乱れの構造の模式図



(a) 水平方向流速



(b) 鉛直方向流速

図-38 CASE 1 と CASE 5 の Euler 平均流速の空間分布

海岸工学講演会で発表された、split 型センサーを取り付けた hot-film 流速計を用いた泉宮・堀川<sup>6)</sup>の実験的研究、および、同じ場で本論文の一部を発表した著者ら<sup>5)</sup>の報告がある。ただし、前者では鉛直流速の測定は行われていない。

(1) Euler 平均流速の全体的な分布状況

図-38 (a), (b) は、本実験で得られた水平方向と鉛直方向の Euler 平均流速 (以後、単に平均流速と呼ぶ) の空間分布を、CASE 1 と CASE 5 について、その平均 crest レベルと平均 trough レベルとともに示したものである。ただし、ここで示した平均流速の値は、各ケースの 70 波分に相当するデータを平均して求めたものである。また、trough レベルより上の測点は、測定時間の何割かが空中に位置することになるが、この場合には、空中での流速値をゼロとして平均操作を行って

いる。

これらの図を見ると、碎波帯内外の平均流速の全体的な分布は、おおよそ次の様になっていることがわかる。すなわち、水平方向平均流速は、trough レベル付近を境としてその上下で流向が大きく変化しており、trough レベルから上ではほとんどすべての点で岸向きに、逆に trough レベルより下ではすべての点で沖向きになっている。碎波帯内部での trough レベルから上では、強い気泡混入のため測定値が得られていないけれども、trough レベルから下の強い沖向き流れから考えて、岸向きにかなりの大きさの平均流があるものと考えられる。一方、鉛直方向の平均流速は、碎波点のやや岸側で上昇流となり、逆に碎波帯内の中ほどより浅い領域では下降流となって現われている。ただし、底面近傍ではいずれの測定でも下降流が生じているが、これは底面が傾斜している

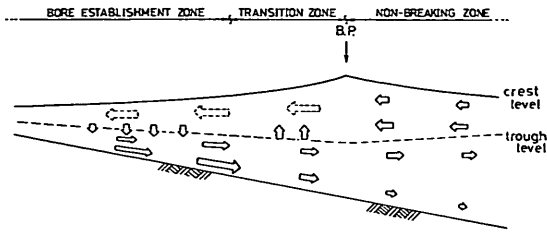


図-39 流れのパターンの模式図

ため、底面条件を満たすように斜面に平行に流れが生じていることによるものである。

図-39 は、このような状況を模式的に示したものである。

(2) 水平方向平均流速の鉛直分布型について

次に、先の 図-38 (a) で水平方向平均流速分布の鉛直分布型について見てみると、砕波帯外の P<sub>1</sub> 地点での分布型と砕波帯内の特に P<sub>3</sub> 以浅での分布型がかなり異なっていることがわかる。

a) 砕波帯外の平均流速の鉛直分布形

この場合には、trough レベルから下の沖向きの平均流速は底面近くで最小の値となり、上方に行くにつれて漸増し、trough レベルの直下で沖向き平均流速の最大値が現われる。trough レベルを越えると流向が急変して沖向きから岸向きとなり、平均水位のやや上方で岸向き平均流速の最大値が現われた後、漸減傾向を示し、crest 付近ではゼロに近い値となる。

このような trough レベルでの流向の急変現象は、微小振幅波理論によってもある程度説明できる。まず、微小振幅波理論での水平流速  $u$  の表示式を時間的に平均することにより次式が得られる。

$$\bar{u}(z) = \frac{1}{T} \int_0^T u dt = \begin{cases} \frac{1}{\pi} \sigma \sqrt{a^2 - z^2} \coth kh & (-a \leq z \leq a) \\ 0 & (-h \leq z \leq -a) \end{cases} \quad (5)$$

ここに、 $a$ ；振幅、 $\sigma$ ；角周波数、 $k$ ；波数、 $h$ ；水深、 $z$ ；平均水位から上向きにとった鉛直座標、である。この式 (5) による  $\bar{u}(z)$  の計算結果を図示すると 図-40 中の実線のようになる。

しかし、式 (5) は、波の進行方向に拘束条件がない場合に対するものであって、今の場合のように断面全体を通過する質量フラックスがゼロとなる必要があるときには上式はそのままの形では使えない。この場合には、座

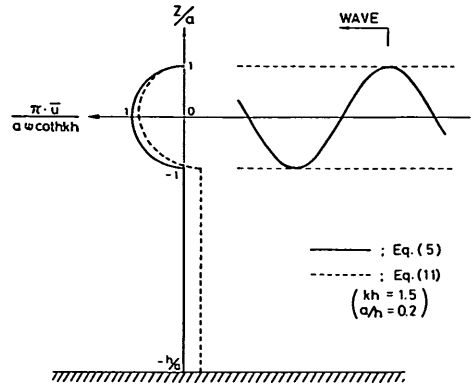


図-40 微小振幅波理論による Euler 平均流速の鉛直分布

標系をある一定速度で移動させることにより、系全体に波の進行方向と逆方向にある一定の値の一樣流を加えた形にし、その結果、断面全体の積分値がゼロになるようにする必要がある\*。いまこの沖向きの一樣流速の値を  $U_0$  ( $>0$ ) とすると、波の運動はこの  $U_0$  の存在によって影響を受ける。この場合、固定座標系で見た時の水平方向流速は次式で与えられる<sup>(1)</sup>。

$$u = a(\omega + kU_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\sinh kh} \cdot \cos(kx - \omega t) - U_0 \quad (6)$$

ここで、 $\omega$  は固定座標系から見た角周波数で、次の分散関係を満足する。

$$(\omega + kU_0)^2 = \sigma^2 = gk \tanh kh \quad (7)$$

ここで、 $\sigma$  は流れに相対的な座標系からみた角周波数である。平均流速  $\bar{u}$  は、式 (6) を一周期にわたって平均すれば  $(a/h)^2$  のオーダーまでの解としてただちに次のように求まる。

$$\bar{u}(z) = \begin{cases} \frac{1}{\pi} (\omega + kU_0) \sqrt{a^2 - z^2} \coth kh \\ -\frac{U_0}{\pi} \cos^{-1}\left(\frac{z}{a}\right) & (-a \leq z \leq a) \\ -U_0 & (-h \leq z \leq -a) \end{cases} \quad (8)$$

上式中の  $U_0$  は、

\* いわゆる戻り流れの与え方として、波の位相に関係なく、水表面以下の全領域に常に一定の流速  $U_0$  を与えることには若干疑問が残る。しかし、仮に波の位相と連動させて  $U_0 \cdot (1 + \eta/h)^{-1}$  というような与え方をしても、 $U_0$  がもともと  $(a/h)^2 \cdot \sqrt{gh}$  のオーダーなので、単に  $U_0$  として与えたときとの違いは、せいぜい  $(a/h)^3 \cdot \sqrt{gh}$  のオーダーである。

$$\int_{-h}^a \bar{u}(z) dz \equiv 0 \quad (9)$$

なる条件より、次式のように表わされる。

$$U_0 = \frac{a\omega \coth kh}{(2h/a) - ak \coth kh} = a^2 k \omega \frac{\coth kh}{2kh - (ak)^2 \coth kh} \quad (10)$$

これを、先の式 (8) に代入すると、次式を得る。

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\pi \cdot \bar{u}(z)}{a\omega \cdot \coth kh} &= \left\{ 1 + \frac{(a/h)^2 \cdot kh \cdot \coth kh}{2 - (a/h)^2 \cdot kh \cdot \coth kh} \right\} \\ &\cdot \sqrt{1 - \left(\frac{z}{a}\right)^2} - \left\{ \frac{(a/h)}{2 - (a/h)^2 \cdot kh \cdot \coth kh} \right\} \\ &\cdot \cos^{-1}\left(\frac{z}{a}\right) \quad (-a \leq z \leq a) \quad (11 \cdot a) \\ \frac{\pi \cdot \bar{u}(z)}{a\omega \cdot \coth kh} &= -\frac{\pi(a/h)}{2 - (a/h)^2 \cdot kh \cdot \coth kh} \quad (11 \cdot b) \\ &\quad (-h \leq z \leq -a) \end{aligned} \right.$$

先に示した 図-40 中の破線は、上式で、 $a/h=0.2$ 、 $kh=1.5$  とした場合の計算例である。これを見ると trough レベル付近での平均流の流向の急変現象が、実験値と似通った形で表現されていることがわかる。

次に、trough レベルから下の沖向き平均流速が上方に行くにつれて漸増する分布形を示す点について検討する。ここでは質量輸送速度に関して水の粘性の効果を取り入れた Longuet-Higgins<sup>(42)</sup> のアプローチを用いる。(この Longuet-Higgins の理論については水平床の場合にはすでに Russell と Osorio<sup>(43)</sup> の実験によってその有効性が確認されている。)

さて本報告では、流体中のある固定点での Euler 流の平均流速の測定値が得られているので、Euler 流の平均流速の理論解を求める必要がある。

まず、場を記述する流れ関数  $\psi$  を次式のように  $\varepsilon$  を  $a/L$  のオーダーの微小パラメーターとしたせつ動展開表示する。

$$\psi = \varepsilon\psi_1 + \varepsilon^2\psi_2 + \dots \quad (12)$$

このうち  $\psi_1$  は、微小振幅波理論の解に対応している。 $\psi_i$  は、各次のオーダーの流速 ( $u_i, w_i$ ) と次の関係がある。

$$(u_i, w_i) = \left( \frac{\partial \psi_i}{\partial \hat{z}}, -\frac{\partial \psi_i}{\partial x} \right) \quad (i=1, 2, \dots) \quad (13)$$

いま、一次のオーダーの平均流速がゼロと仮定すると、若干の式の展開の後に、 $\bar{\psi}_2$  に関する次のような基礎式が得られる。

$$\nabla^4 \bar{\psi}_2 = 0 \quad (14)$$

ただし、 $\bar{\psi}_2$  は  $\psi_2$  の時間平均値であることを意味する。上式は、Longuet-Higgins の得た conduction solution の基礎式に対応するものである。

基礎式 (14) を適当な境界条件のもとで解いて  $\bar{\psi}_2$  が得られれば、 $\bar{u}_z = \partial \bar{\psi}_2 / \partial \hat{z}$  より Euler 流平均流速が得られることになるが、ここではその境界条件として次の四つの条件式を用いる。

$$i) \quad \hat{z}=0 \text{ で, } \bar{\psi}_2=0 \quad (15)$$

$$ii) \quad \hat{z}=0 \text{ で, } \frac{\partial^2 \bar{\psi}_2}{\partial \hat{z}^2}=0 \quad (16)$$

$$iii) \quad \hat{z}=h_T \text{ で, } \bar{\psi}_2 = \frac{1}{\rho} M_x \quad (17)$$

$$iv) \quad \hat{z}=h_T \text{ で, } \frac{\partial \bar{\psi}_2}{\partial \hat{z}} = \bar{u}_b \quad (18)$$

ここに、 $\hat{z}$ ; trough level から下方に正にとった鉛直座標、 $h_T$ ; trough level から底面までの深さ、 $M_x$ ; trough レベルから下の全平均質量フラックス、 $\bar{u}_b$ ; 底面境界層外縁での平均流速である。Longuet-Higgins の conduction solution は、もともと Lagrange 流の平均流速を対象としたものなので平均水位のレベルで境界条件を設定することができたけれども、Euler 的な平均流速場の記述に、一部空中に出る平均水位の高さで境界条件を与えるのは問題がある。そこで、ここでは平均水位の代りに trough レベルで上端の境界条件を与えるようにした。上式中、式 (15) と (17) は、それぞれ trough レベルと底面境界層外縁での運動学的条件すなわちこれらのレベルが各々平均流の流線になっていることを条件として与えている式である。式 (16) は、trough レベルでの力学的条件、すなわち、このレベルで水平方向に平均的なせん断力が作用していないことを仮定する式である。Longuet-Higgins は、式 (16) とは異なった条件式を用いているが、その場合には、得られた解が  $kh \rightarrow \infty$  のとき発散するという難点を持つので、これを避けるためここでは Huang<sup>(44)</sup> にならって式 (16) の形の条件式を用いた。最後の式 (18) は、底面の境界層外縁での平均流速を規定したものである。

上記の境界条件のもとに、基礎式 (14) を解くと、最終的に次式が得られる。

$$\bar{u}_z(\hat{z}) = \frac{\partial \bar{\psi}_2}{\partial \hat{z}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{M_x}{\rho h_T} - \frac{\bar{u}_b}{2} + \frac{3}{2} \cdot \left(\frac{\hat{z}}{h_T}\right)^2 \cdot \left(\bar{u}_b - \frac{M_x}{\rho h_T}\right) \quad (19)$$

上式中の  $u_b$  としては、Longuet-Higgins の理論式<sup>(45)</sup>、

$$u_b = \frac{3}{4} \cdot \frac{a^2 k \omega}{\sinh^2 kh} \quad (20)$$

を用いることもできる。しかし、後述するように、式(20)は、今回の実験結果とあまり良く適合しないので、ここでは  $u_b$  として底面上 0.5 cm での測定値  $\bar{u}_{0.5}$  を用いることにした。その場合には、底面での境界条件 iv) は、次のように変更される。

$$\text{iv)'} \quad \hat{z} = h_a \text{ で, } \frac{\partial \bar{\psi}_2}{\partial \hat{z}} = \bar{u}_{0.5} \quad (18)'$$

これに対応する解は、

$$\bar{u}_x(\hat{z}) = \left\{ 1 + \frac{3}{(h_T/h_a)^2 - 3} \right\} \cdot \bar{u}_{0.5} - \frac{3}{(h_T/h_a)^2 - 3} \left( \frac{M_x}{\rho h_T} \right) + \frac{3}{1 - 3(h_a/h_T)^2} \left( \frac{M_x}{\rho h_T} - \bar{u}_{0.5} \right) \cdot \left( \frac{\hat{z}}{h_T} \right)^2 \quad (19)'$$

となる。ただし、今の場合、 $h_T - h_a = 0.5 \text{ cm}$  である。

図-41 (a), (b) は、式 (19)' に基づいて計算した結果を実験値と比較したものである (図では縦軸に  $\bar{z}$  を用いている)。ただし、計算では  $M_x$  として実験値を用いている。これを見ると、岸寄りの P<sub>3</sub> 地点では砕波帯内の下層での強い戻り流れの影響を受けて、底面近くの分布形が相対的にふくらんだ形になっているが、沖側の地点に行くほど実験値と計算値の適合性は良くなっている。また、いずれの地点での計算値も下層から上層に向かって漸増する形になっており、その意味で測定分布形の特徴を良く表わしている。

b) 砕波帯内での水平平均流速の鉛直分布型

砕波帯外での trough レベル下部の平均流速分布は、上層に向うにつれて漸増し、trough レベルの直下でピークを示す型となるが、これに対して、砕波帯内部の特に P<sub>3</sub> 以浅では、沖向き流速のピーク位置が底面付近に

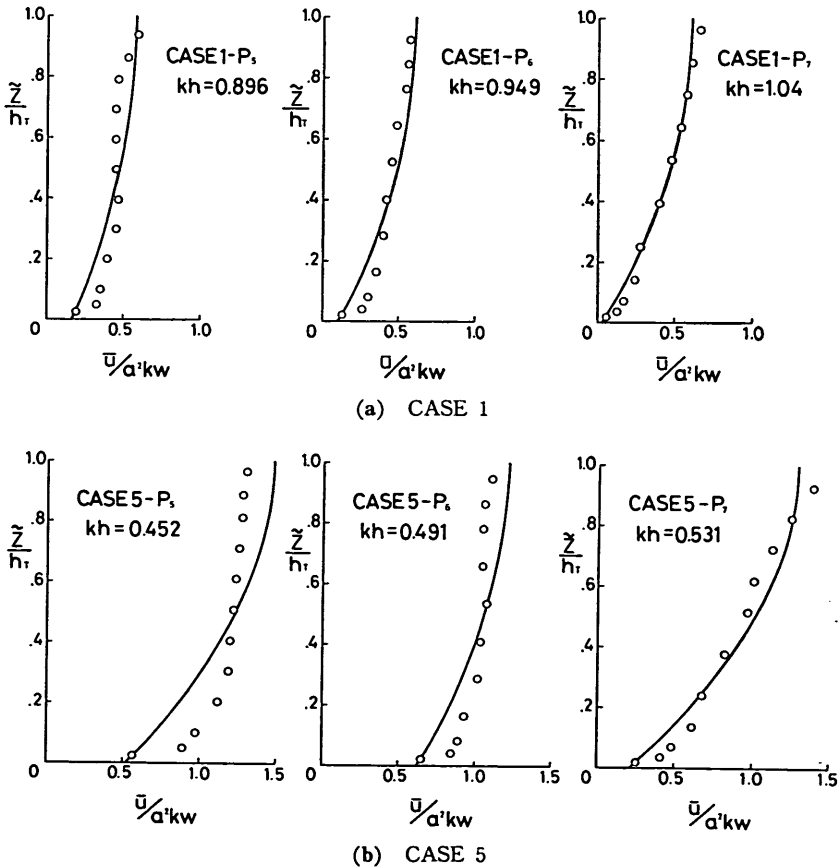


図-41 P<sub>3</sub>~P<sub>7</sub> 地点の trough レベル下部の Euler 平均流速の鉛直分布に関する理論値と実験値の比較

シフトし、上層の流速分布型がかなり岸側に引きずり込まれた型となっている。

このように、砕波帯内の trough レベル下部の平均流速分布型が砕波帯外のものとは大きく異なるのは、前節で述べたように、砕波帯内では上層に bore に伴う大規模渦やそれに付随する高周波数の乱れが存在しているため運動量の鉛直混合がさかんに行われ、その結果、上層部分に平均的に岸向きの shear が作用するためと考えられる。ここで、運動量の鉛直混合によって平均的に岸向きの shear が作用することは、水平流速波形の岸向きの位相で上層の乱れ強度がかなり大きくなっていること(図-35 (b))によって裏付けられる。

(3) 平均質量フラックスと乱れ強度の岸沖分布特性  
Euler 的な平均流速の記述では、trough レベルから上には、波の進行方向に次式で与えられるような 2 次のオーダーの平均質量フラックスが存在する(例えば、Phillips<sup>45)</sup>, p. 40)。

$$M_x = \frac{1}{2} \rho a \omega^2 \coth kh \quad (21)$$

この式は、式(5)を積分すれば得られることからわかるように、波の進行方向に拘束条件がない場合に対するものである。したがって、いまの場合のように断面全体の平均質量フラックスがゼロとなる必要があるときには、先に導いた式(11)の流速分布を積分する必要がある。それによって得られる結果は、

$$M_x = \frac{\rho a \omega (h-a) \coth kh}{(2h/a) - a k \coth kh} \\ = \frac{1}{2} \rho a \omega^2 \frac{[1 - (a/h)] \cdot \coth kh}{1 - (a^2 k / 2h) \coth kh} \quad (22)$$

となり、この  $M_x$  が trough レベルより上で岸向きに、また trough レベル下部では沖向きに存在することになる。

図-42 は、式(22)で計算される trough レベルから下の沖向き平均質量フラックス  $(M_x)_{cal.}$  で測定値  $(M_x)_{mes.}$  を割ったものを縦軸に、 $h_s/h_b$  を横軸にとって示したもので、図中の黒くつぶした記号でその結果を示している。これを見ると、実験値と理論値との比は、砕波点付近から沖では 1 より小さい 0.6~0.7 程度の値となっているのに対し、 $h_s/h_b = 0.6 \sim 0.7$  付近を境としてその岸側では、逆に 2 ないし 2.5 程度の値に増加している。

ただし、これはあくまでも微小振幅波理論による結果であって、もともと非線形性の強い砕波帯内およびその近傍での波動場に、機械的に微小振幅波理論を適用する

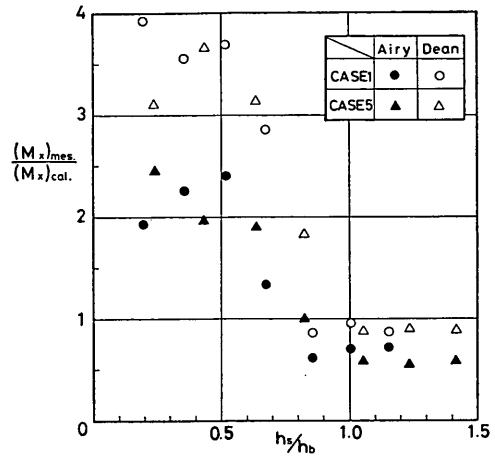


図-42 沖向き平均質量フラックス  $M_x$  の実験値と理論値の比の岸沖方向分布

ことは、少なくとも定量的な議論においては慎重であらねばならない。実際、砕波点近傍での理論値が実測値よりかなり小さな値となっているのは、これら点での波動場を微小振幅波理論では十分な精度で記述することができないためと考えられる。

そこで、ここでは、3.2 でその適用性について詳しく検討した Dean の流れ関数法(付録 B. 参照)を用いて平均質量フラックスを算定することを試みた。この Dean の流れ関数法によれば、砕波点以深ではかなりの精度で流速波形を記述でき、砕波帯内においても、多少の誤差を含むものの流速波形の推定は可能である。流れ関数法による質量フラックスの計算法としては、次のような方法をとった。まず、trough レベルから上の流速波形の推定値に、ある一定の沖向きの一様流速を加えたものに対して一周平均をとり、それを trough レベルから上で鉛直方向に積分して得られる岸向き平均質量フラックスを計算する。そして、この値が先の沖向き一様流速に trough レベル下の水深をかけ合わせて算出される沖向き平均質量フラックスに等しくなるように、繰り返し計算によって、その一様流速を決定するというやり方をとった。

先に示した図-42には、このようにして算出した流れ関数法による計算値に対する実験値の比の値も白ぬきの記号で記入してある。これを見ると、砕波点付近での値はかなり実験値に近くなっていることがわかる。(多少計算値が大きめになっているが、これは沖向き流速として断面全体に一様な流速を加えたためと考えられる。)



レーザー・ドップラー流速計による碎波帯内の流速場の構造の解明

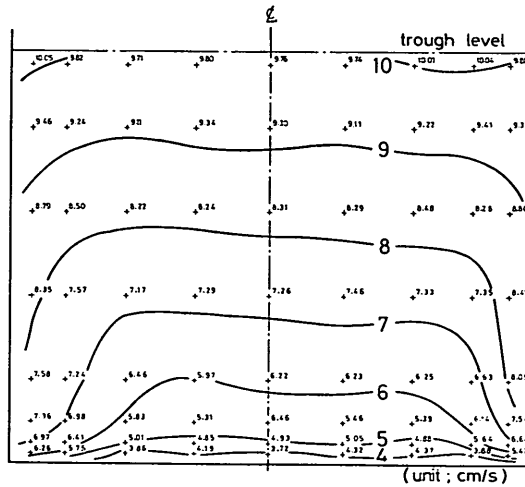
このことから流れ関数法による上記の算定法が妥当であることが明らかとなった。

そこで、流れ関数法による結果を碎波帯の内部について見ると、やはり、 $h_s/h_b=0.7$  付近を境にして実測値が計算値を大幅に上回り 3.5 倍前後の値になっている。

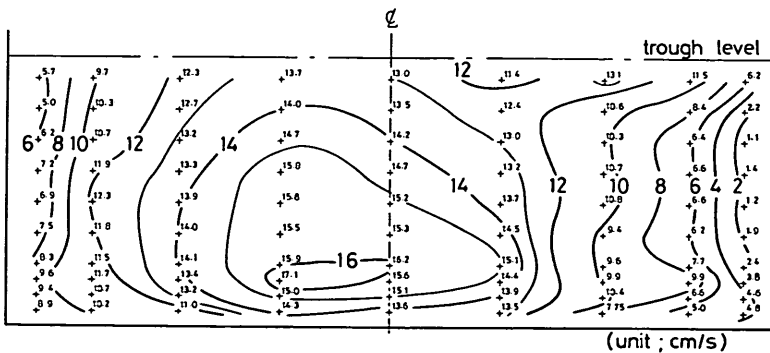
このように、 $h_s/h_b=0.7$  付近より岸側の領域では、質量フラックスの値が、波動として計算される値よりかなり大きくなる。また、3.3 の 図-28 で示したように trough レベルの直下の乱れ強度の岸沖方向分布もやはり  $h_s/h_b=0.7$  付近を境に急激に増加して、それより岸側では高レベルの値を示す分布形となっている。このことは、碎波点を経てしだいに発達してきた bore が、 $h_s/$

$h_b=0.7$  付近から岸側では十分発達した状態となり、それより岸側では、波のもつ運動量のかなりの部分が bore に伴う乱れの生成過程を通じて平均流に移行しているということを示唆するものである。

以上述べたように、碎波帯内の流速場は、bore に伴う乱れの発達、および平均質量フラックスの増加という観点から大きく二つの領域に分けて考えることができる。Svendsen ら<sup>46)</sup> は、主として水面波形形状の観点から碎波帯内を outer region と inner region に分けて論じているが、ここでは上記の観点から、上述の二つの領域を遷移領域と bore 確立領域と呼ぶことにする。すなわちここでは、



(a) CASE 5  $P_5$  地点



(b) CASE 5  $P_2$  地点

図-43 平均流速の断面分布

- 遷移領域 (transition zone)——波動としては不安定であるが乱れの発達は十分でなく、次の bore 確立領域への移行過程にある領域。
- bore 確立領域 (bore establishment zone)——bore およびそれに伴う乱れが十分発達した領域。乱れの発達により、平均質量フラックスは波動として計算される値よりかなり大きくなる。

という領域分けを行ったことになる。

なお、ここで先の  $M_x$  の実験値  $(M_x)_{mes.}$  について若干の補足しておく。この  $(M_x)_{mes.}$  は、水路中央部で測定された平均流速に基づいた値であるが、もし水路横断方向に、流速分布に極端な違いがあると  $(M_x)_{mes.}$  はその断面全体を代表する値とはいえなくなる。そこで、平均流速の断面分布を CASE 5 の  $P_3$  と  $P_2$  の 2 断面について調べてみた。その結果が 図-43 (a) と (b) である。図の周辺の実線は水路の側壁および底面を示している。これより碎波点近傍の  $P_3$  断面では、断面方向の一様性がほぼ満たされていることがわかるが、bore 確立領域内の  $P_2$  断面では流速のピークが水路中央下部付近にはっきりと現われている。しかし、実際にこの断面分布から得られる  $(M_x)_{mes.}$  の断面平均値と水路中央部での  $(M_x)_{mes.}$  の違いを調べてみると、前者は後者の 8 割程度の値に減るだけであった。したがって、bore 確立領域内では平均流速分布の断面内の不均一性があるものの、流速場の岸沖方向の特性に関する上述の議論を覆すほどのものではないといえる。

(4) trough レベル付近の鉛直方向平均流速について

ここで、3.4 (1) で述べた trough レベル付近の鉛直方向の平均流速の岸沖分布と、上述の二つの領域との関連について見てみる。図-38 (b) あるいは 図-39 によると、bore 確立領域ではおよそ下向きの鉛直流速となり、逆に遷移領域では上向きの鉛直流速となっている。このうち、bore 確立領域で下向きの流速となることは、次のようにして説明できる。まず、先の式 (22) で、長波近似と  $H \approx \gamma h$  という概略的な関係を用い、さらに  $\omega \approx \sigma$  と近似すると次式のようになる。

$$M_x \approx \frac{\rho \gamma (1 - \gamma/2)}{8\gamma - \gamma} h \sqrt{gh} \quad (23)$$

ここで、 $\gamma$  の値として孤立波の碎波限界  $\gamma = 0.78$  を用いることにし、さらに 図-42 より bore 確立領域では、およそ  $(M_x)_{mes.} \approx 2(M_x)_{ca1.}$  となることを用いれば、

$$M_x \approx 0.1 \rho h \sqrt{gh} \quad (24)$$

となる。いま  $x$  軸として沖から岸に向かって正にとるようを選び、 $M_x$  が上層についてのものとすると、trough レベルでの鉛直平均流速  $\bar{w}$  は、平均 trough レベルの勾配の影響を無視すれば上式の結果を用いて、

$$\begin{aligned} \bar{w} &\approx \frac{1}{\rho} \frac{dM_x}{dx} \\ &\approx 0.15 \sqrt{gh} \cdot \frac{dh}{dx} \end{aligned} \quad (25)$$

として表わすことができ、これより bore 確立領域では下向きの鉛直流速となることがわかる。また上式で、 $dh/dx \approx -1/20$  として計算すると、 $h = 5 \text{ cm}, 10 \text{ cm}, 15 \text{ cm}$  に対する  $\bar{w}$  の値は、それぞれ  $-0.52, -0.74, -0.92 \text{ cm/s}$  となり、図-38 (b) に見られる値とオーダー的にはほぼ一致している。ただし、データが散らばっているため、岸沖方向の大小関係については必ずしも一致していない。

一方、遷移領域においては  $(M_x)_{mes.}/(M_x)_{ca1.}$  が連続的に増加するため、上と同じような扱いはできないが、この場合は、図-44 に示すように  $x$  の正の方向に対して  $M_x$  が急激に増加することから、 $\bar{w}$  が上向きの値を示す結果になっている。なお、碎波帯外においても、式 (22) が  $x$  の増加に伴って増加する関数になっていることから上向きの平均鉛直流速が存在することが示されるが、この場合はオーダー的にかなり小さい値となる。

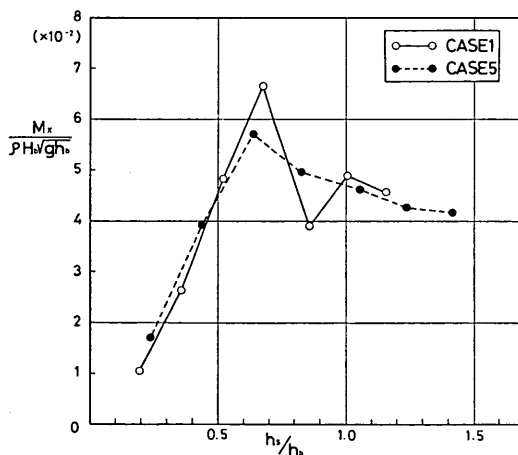


図-44 平均質量フラックス  $M_x$  の測定値の岸沖方向分布

(5) 底面近傍の水平方向平均流速について

a) 底面近傍の平均水平流速の岸沖方向分布

底面近傍の水平方向平均流速は、底質移動に直接関係

レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明

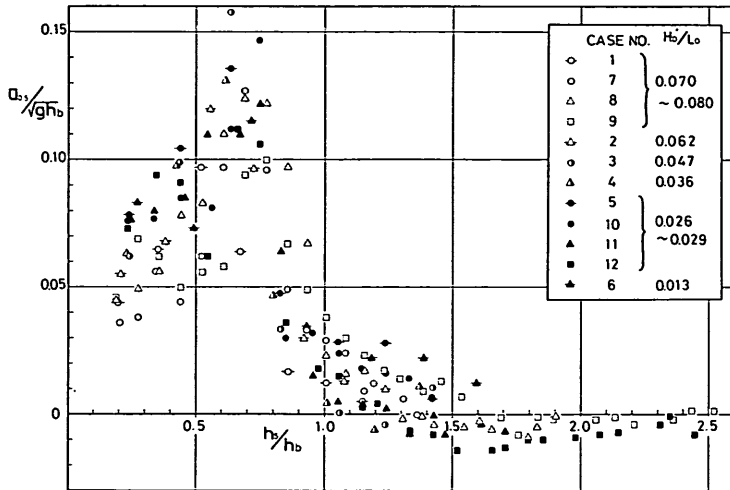


図-45 底面上 0.5cm での Euler 平均流速の岸沖方向分布

する水理量であることから、漂砂の分野では重要性がきわめて高い。

そこでまず、底面上 0.5cm での平均水平流速の岸沖方向分布について検討する。ここで示す流速の測定値は、すべて砕波点での長波の波速で無次元化した。これは次のような理由による。砕波帯内での平均流速の全体的な大きさを決定づけているのは、砕波点での trough レベル上で砕波帯内に流入している平均質量フラックス  $M_{xb}$  であると考えられるが、この  $M_{xb}$  は、先の式 (23) より次式で評価される。

$$M_{xb} \approx 0.05 \rho h_b \sqrt{gh_b} \quad (26)$$

ただし、添字  $b$  は砕波点での諸元であることを示している。上式から、砕波点での平均流入速度  $\langle \bar{u} \rangle_b$  は

$$\langle \bar{u} \rangle_b = \frac{M_{xb}}{\rho H_b} = \frac{0.05}{\gamma} \sqrt{gh_b} \approx 0.064 \sqrt{gh_b} \quad (27)$$

となる。ただし、 $\gamma = 0.78$  としている。これより  $\langle \bar{u} \rangle_b$  が  $\sqrt{gh_b}$  と比例関係にあることがわかる。

図-45 は、底面上 0.5cm の平均流速  $\bar{u}_{0.5}$  を上述のように  $\sqrt{gh_b}$  で割って無次元化したものの岸沖方向分布を調べたものである。(ただし、図では沖向き流速を正にとって示してある)。同図によれば、底面平均流速の岸沖方向分布は、ちょうど前節で述べた遷移領域から bore 確立領域への移行点である  $h_s/h_b = 0.7$  付近で明瞭なピークを持つきわめて特徴的な分布型となることがわかる。このピーク点での流速は  $(0.10 \sim 0.15) \sqrt{gh_b}$  に達

している。一方、砕波帯外では、 $h_s/h_b = 1.2 \sim 1.7$  程度の範囲まで沖向き流速となっており、それより沖では流向が逆転して岸向きになるものの、大きさとしてはごく微弱な値となっている。なお、bore 確立領域内では沖波波形勾配が小さいほど大きな値となっているが、これは、図-8 で示したように、同一の  $h_s/h_b$  でも、 $H_b/L_0$  が小さいほど波高水深比  $\gamma$  が大きくなっているためと思われる。

b) 砕波帯外での底面近傍平均流速の理論値との比較  
次に、砕波帯外での底面近傍の平均流速を、Euler 平均流速に関する Longuet-Higgins<sup>43)</sup> の理論式 (式 (20)) と比較する。なお、式 (20) に、Bijker ら<sup>47)</sup> にならって斜面勾配の効果を含ませることは可能であるが、彼らの得た結果によると、1/20 の勾配では、斜面勾配の影響はせいぜい 2~3% であるので、ここではその効果は考慮していない。

図-46 (a), (b) は、各測定値と式 (20) の理論値の比を、横軸に  $k_0 h$  ( $k_0 = 2\pi/L_0$ ) をとって整理したものである (岸向きが正)。これからわかるように、理論値と実験値はかなり食い違っている。特に砕波点付近では戻り流れの影響によって沖向きの流速値となっている。また、 $k_0 h$  が 1.5 程度になってもまだ実験値は理論値に比べてかなり小さくなっている。図-46 (b) では、粒子径 5mm 程度の中立トレーサーを用いて行った Bijker ら<sup>47)</sup> の実験結果から、ここでの実験条件に近いものを選んで記入してある。ただし、その場合得られる平均流速

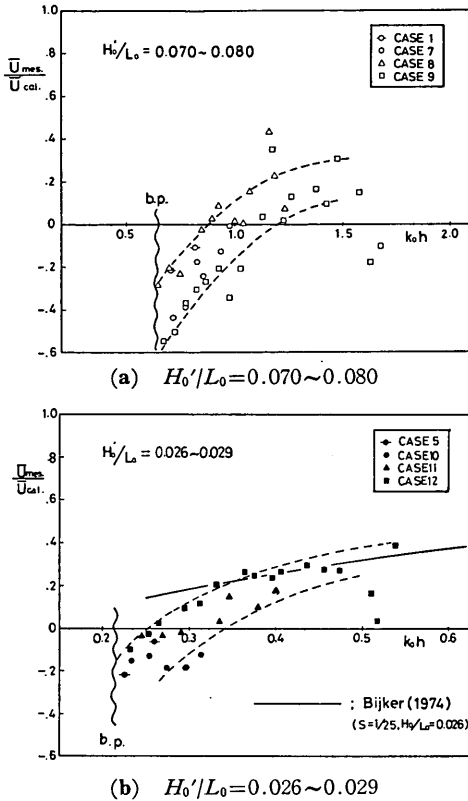


図-46 碎波帯外の底面近傍の平均流速の実験値と理論値(式(20))との比の分布

は Lagrange 流の平均流速であるので、理論値は式(20)で係数を 3/4 から 5/4 に変更したのとなっている。これからわかるように Bijker らの結果も  $kh$  が大きい場合でもかなり小さい値となっている。この原因としては、一つには、測定点が底面上 0.5 cm と、若干境界層外縁から離れている点が考えられるが、有意な差を生じさせるほどの距離とは思われない\*。あるいは、Longuet-Higgins<sup>48)</sup> が前提とした乱れ強度の一周期内での一様性の仮定が、先の 図-12 (b) あるいは 図-13 (b) で見られるように成立していないということも一因となっている可能性があるが、これらの点については今後の課題としたい。

\* 層流境界層を仮定すれば、境界層厚  $\delta (\approx 4\sqrt{\nu T/\pi})$  は、最も大きい CASE 6 で 0.39 cm、最も小さい CASE 9 で 0.22 cm となる。実際にはある程度乱れ成分が存在するため、境界層厚はこれより多少大きくなるものと考えられる。

#### 4. 底質の移動特性と底面近傍の流れ場との関連

底質粒子の波の進行方向(あるいは逆方向)の移動はいわゆる岸・沖漂砂の問題として最近注目を集めているが、この場合の、特に移動方向を支配する要素としてはさまざまなものが考えられる。この中で、沖浜領域については、sand ripple が重要な役割を果たすことが知られている<sup>49)</sup>。一方、碎波帯内では、sand ripple は存在しないのが普通なので flat bed 上での砂移動の支配要素を見出す必要がある。しかしながら、flat bed 上での砂移動を特に底面近傍での流速場との関連で論じた研究は意外に少ない。

野田ら<sup>50)</sup>は、砂の移動方向と移動量が、Euler 的に見たときの流速波形の非対称性によって大きく支配されるという考え方を示しているが、著者ら<sup>8)</sup>も既に、同様の考え方により碎波帯内での現地観測結果を整理し、その妥当性を確認している。そこでは、同一の有義波高  $H_{1/8}$  に対して、流速波形の skewness が大きいほど、波の進行方向への砂粒子の平均移動速度が増大することが示されている。

一方、図-45 で示されるような底面近傍の平均水平流速  $\bar{u}_{0.5}$  は、skewness ( $\sqrt{\beta_1}u$ ) のこのような岸向きの輸送効果に対抗して、砂粒子を沖向きに輸送する効果を持つ。このような相反する二つの外力要因(より正確にいうと重力効果等も考える必要があるが)のもとでの砂粒子は、二つの要因による作用がちょうどバランスする点で静止することが期待される。そして、底面平均流速は碎波帯内で大きく、逆に skewness は碎波帯外で相対的に大きな値を示すことや、底面平均流速のピーク位置が遷移領域から bore 確立領域への移行点(今の場合  $h_s/h_b = 0.7$ ) 付近であるのに対し(図-45)、skewness のピークは碎波点 ( $h_s/h_b = 1$ ) 付近となること(図-20 (b))から、上述のバランス点は碎波点付近から  $h_s/h_b = 0.7$  付近までの範囲に存在し、ほかの地点にある砂粒子はこのバランス点に向かって収束してくることが予想される。そこで、そのことを確かめるために、直径 2.5 mm、比重 2.5 のガラス玉を碎波帯の内外に数個投入し、その運動を観察してみた。その結果、各ケースとも碎波点付近ないしはややその岸側にすべてのガラス玉が集まることを確認された。

また、沖波波形勾配  $H_0'/L_0$  の減少に伴って skewness が全体的に増加するという事実(図-20 (b))は、たとえば、通常の平衡海浜に関する議論に関連して言えば、あ

る特定の底質粒径と沖波波高の比  $H_0/d_{50}$  に対して、 $H_0/L_0$  を減少していくと、欠壊型の暴風海浜から堆積型の正常海浜へと移行していくという事柄<sup>11)</sup>と密接に関連しているものと考えられる。ただし、今回の実験は海底勾配を一定にして行われたものなので、より明確な結論を出すにはそういった効果も加えたさらに広範な条件下でのデータの蓄積が必要である。

なお、3.3 において、上層の乱れが底面近傍にまで到達すること、および底面近傍の乱れ強度のピークが、底面平均流速と同じように、遷移領域と bore 確立領域の境界付近でピークを示すこと (図-29) が今回の実験で明らかとなったが、これらのことは、底質の底面からの巻き上げ機構や、底面近傍の浮遊砂濃度の岸沖分布等に密接に関連しているものと考えられる。

## 5. む す び

本報告は、新しい流速計である LDA を用いることによって、これまであまり明らかにされていない砕波帯内の流速場の構造を解明することを試みた。その結果、砕波帯内の流速場を特徴づけている軌道流速波形の非対称性、bore に伴う乱れや連行気泡、さらには Euler 平均流速等の空間分布特性が明らかになり、同時に、これらの諸量間の密接な関連性の解明を通じて、砕波帯内の流速場の全体的な構造が把握された。

また、本報告で得られた砕波帯内の底面近傍での流速場に関する情報に基づいて、掃流形態で移動する砂粒子の岸沖方向移動特性と、その直接の外力となっている流速場の特性との密接な関係が明らかになった。

以下に、本報告で得られた主な結論を列挙する。

- 1) 流速波形と水面波形の上下の非対称性は、沖から砕波点に近づくにつれてしだいに増加し、砕波点でピークを示した後、砕波帯内では再び減少する。一方、波形の前後の非対称性 (前傾度) は、上下の非対称性に比べてかなり砕波点よりの地点で現われ始め、砕波点付近で急増した後、砕波帯内でも引き続き漸増傾向を示す。また、いずれの非対称性についても、沖波波形勾配が小さくなるほど全般的に大きくなり、同一の条件で比べると、流速波形の非対称性の方が直上の水面波形の非対称性よりも小さくなる。
- 2) 軌道流速に関する Dean の流れ関数法の推定精度は、砕波帯内では若干低下するものの、ほかの波動理論と比較するとかなり良好な結果を与える。水平軌道

流速の岸向き・沖向き最大値に限れば、微小振幅波理論によっても若干の修正を加えることにより推定可能である。

- 3) 砕波帯内の流速場は、岸沖方向に見て、波動としては不安定であるが乱れの発達が十分でない「遷移領域」 (“transition zone”) と、bore およびそれに伴う乱れが十分発達し、それによって波のもつ運動量のかんりの部分が平均流に移行している「bore 確立領域」 (“bore establishment zone”) に明瞭に二分される。また、bore 確立領域は、大規模渦やそれに伴う高周波数の乱れと連行気泡の存在によって特徴づけられる「上層」 (“upper layer”) と、上層から拡散して底面付近に到達した高周波数の乱れが底面近傍に source を持つ乱れと混在する領域である「底層」 (“bottom layer”) とで構成される。この上層の大規模渦のスケールや、高周波数の乱れの生成および気泡連行のプロセスを特徴づける長さのスケールは、bore 前面の波高である。
- 4) 砕波帯内外の水平方向の Euler 平均流速は、trough レベル付近を境にしてその上側で岸向きに、下側で沖向きになる。砕波帯内部の遷移領域では、trough レベル付近に上昇流が存在し、逆に、bore 確立領域では下降流が存在する。また、底面近傍の水平方向 Euler 平均流速の岸沖方向分布は、遷移領域と bore 確立領域の境界付近でピーク値  $((0.10 \sim 0.15) \cdot \sqrt{gh_0})$  を示す形となる。
- 5) 底面を滑動する粒子は、沖向きの輸送効果を持つ Euler 平均流速と、岸向きの輸送効果を持つ流速波形の (上下の) 非対称性という二つの作用の下での力学的バランスを得るように移動する。今回の実験結果により、この流速波形の非対称性は、沖波波形勾配が小さくなるほど全般的に大きくなることが明らかにされたが、このことは、沖波波形勾配を小さくしていくとき、海浜の断面形状が欠壊型から堆積型に移行していくというこれまでの経験則をある程度説明していると考えられる。

今回の実験は、斜面勾配を 1/20 に固定して行った。それゆえ、斜面勾配の効果は明らかにできなかった。これについては、今後のデータの蓄積が望まれる。また、今回の実験は 2 次元水路内で行われたものなので、3 次元の拡がりを持った現地海岸に本報告の結果を適用する際には、若干の注意が必要である (特に、Euler 平均流

速の大きさ等について)。

なお、本研究の遂行およびとりまとめに際しては、当所の合田良実水工部長、ならびに加藤 始元海洋水理部長(現茨城大学教授)より、しばしば有益な御批判、御助言を頂いた。ここに記して深甚なる謝意を表する。

(1982年3月31日受付)

参 考 文 献

- 1) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司: 砕波帯における流速場に関する二次元実験, 第26回海岸工学講演会論文集, 1979年, pp. 41~45.
- 2) 渡辺 晃・磯部雅彦・野沢是幸・堀川清司: 斜面上で砕波する波の底面流速に関する実験的研究, 第27回海岸工学講演会論文集, 1980年, pp. 40~44.
- 3) 酒井哲郎・稲田義和: 斜面上の砕波による乱れの測定, 第35回年次講演会講演概要集, II, 1980年, pp. 83~84.
- 4) Hinze, J. O.: Turbulence, 2nd ed., McGraw-Hill, 1975.
- 5) 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男: LDAを用いた砕波帯内の流速場に関する実験的研究, 第28回海岸工学講演会論文集, 1981年, pp. 24~28.
- 6) 泉宮尊司・堀川清司: 砕波帯における定常流に関する実験的研究, 第28回海岸工学講演会論文集, 1981年, pp. 34~38.
- 7) 堀川清司・堀田新太郎・水口 優・磯部雅彦: 砕波後の波にともなう流速場に関する現地観測, 第26回海岸工学講演会論文集, 1979年, pp. 46~50.
- 8) 灘岡和夫・田中則男・加藤一正: 螢光砂を用いた局所的砂移動と移動量の観測, 第28回海岸工学講演会論文集, 1981年, pp. 178~182.
- 9) 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, 1970年, pp. 39~49.
- 10) 土木学会編・水理公式集(昭和46年改訂版), 1971年, p. 506.
- 11) 日野幹雄・大西亮一: 浅水表面波の粗底上の乱流構造, 第18回海岸工学講演会論文集, 1971年, pp. 83~91.
- 12) 米山 晋・沢本正樹・山下俊彦: 波動下での砂漣上の乱れ分布と浮遊砂の拡散, 第35回年次講演会講演概要集, II, 1980年, pp. 85~86.
- 13) Horikawa, K. and Kuo, C. T.: A study on wave transformation inside surf zone, Coastal Engineering in Japan, Vol. 9, JSCE, 1966, pp. 69-81.
- 14) 中村 充・白石英彦・佐々木泰雄: 砕波による波の変形に関する研究, 第13回海岸工学講演会講演集, 1966年, pp. 71~75.
- 15) 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, 1974年, pp. 39~44.
- 16) 日野幹雄・沢本正樹・高須修二: 円管内振動流の乱流遷移に関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第237号, 1975年, pp. 75~86.
- 17) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲巖・原 輝彦: 交番振動流における乱れの発生とエネルギー輸送機構, 東工大研究報告, No. 27, 1980年, pp. 1~65.
- 18) Adeyemo, M. D.: Velocity fields in the wave breaker zone, Proc. 12th Conf. Coastal Eng., 1970, pp. 435~460.
- 19) Kemp, P.H.: Wave asymmetry in the nearshore zone and breaker area, Nearshore Sediment Dynamics and Sedimentation, J. Haris and A. Carr ed., John Wiley & Sons, 1975, pp. 47~67.
- 20) 岩垣雄一・酒井哲郎・川島 毅: 斜面上の波の水粒子速度の鉛直分布について, 第18回海岸工学講演会論文集, 1971年, pp. 93~96.
- 21) 岩垣雄一・酒井哲郎: 一様勾配斜面上の有限振幅長波について, 土木学会論文報告集, 第196号, 1971年, pp. 65~74.
- 22) Adeyemo, M. D.: Effect of beach slope and shoaling on wave asymmetry, Proc. 11th Conf. Coastal Eng., 1968, pp. 145~172.
- 23) Goda, Y.: Wave forces on a vertical circular cylinder: Experiments and a proposed method of wave force computation, Rept. P.H.R. I., No. 8, 1964.
- 24) Le Méhauté, B., Divoky, D. and Lin, A.: Shallow water waves: A comparison of theories and experiments, Proc. 11th Conf. Coastal Eng., 1968, pp. 86~107.
- 25) 岩垣雄一・酒井哲郎・月岡康一・沢井信樹: 斜面上の砕波の水粒子速度の鉛直分布と砕波型について, 第20回海岸工学講演会論文集, 1973年, pp. 553~557.
- 26) 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, 1974年, pp. 27~32.
- 27) Stive, M. J. F.: Velocity and pressure field of spilling breakers, Proc. 17th Conf. Coastal Eng., 1980, pp. 547~566.
- 28) Dean, R. G.: Stream function representation of nonlinear ocean waves: Jour. Geophys. Res., 1965, pp. 4561~4572.
- 29) 日野幹雄・柏柳正之: Wave Set-down, Set-upおよび水粒子軌道速度の推定におけるDeanの流関数法の適用性, 第25回海岸工学講演会論文集, 1978年, pp. 18~22.
- 30) 佐藤幸雄: 砕波点における砕波の底面流速に関する研究, 第24回海岸工学講演会論文集, 1977年, pp. 40~44.
- 31) 酒井哲郎: 砕波による乱れ, 1980年度(第16回)水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, 1980年.

- 32) Peregrine, D. H. and Svendsen, I. A.: Spilling breakers, bores and hydraulic jumps, Proc. 16th Conf. Coastal Eng., 1978, pp. 540~550.
- 33) Battjes, J. A. and Sakai, T.: Velocity field in a steady breaker, Proc. 17th Conf. Coastal Eng., 1980, pp. 499~511.
- 34) Laufer, J.: New trends in experimental turbulence research, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 7, 1975, pp. 307~326.
- 35) Brown, G. L. and Roshko, A.: On density effects and large structure in turbulent mixing layers, J. Fluid Mech., Vol. 64, Part 4, 1974, pp. 775~816.
- 36) 榎木 亨・岩田好一朗・松本 昇: 砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について——砕波の内部機構に関する基礎的研究 第3報——, 第20回海岸工学講演会論文集, 1973年, pp. 565~570.
- 37) 例えば, Tennekes, H. and Lumley, J. L.: A First Course in Turbulence, The MIT Press, 1972, p. 162.
- 38) Jonsson, I. G.: Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th Conf. Coastal Eng., 1966, pp. 127~148.
- 39) 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(第一報)——波による斜面上の net flow pattern について, 第27回年次学術講演会講演概要集, II, 1972年, pp. 95~98.
- 40) Sunamura, T., Yang, D. and Wang, H.: Laboratory drift-velocity distribution at wave breaking point with some implications to sediment transport processes, Dept. Civil Eng., Univ. of Delaware, Ocean Eng. Rept., No. 22, 1980.
- 41) 加藤 始: 波と流れとの相互干渉, 1978年度(第14回)水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, 1978年.
- 42) Longuet-Higgins, M. S.: Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London. A., Vol. 245, No. 903, 1953, pp. 535~581.
- 43) Russell, R. C. H. and Osorio, J. D. C.: An experimental investigation of drift profiles in a closed channel, Proc. 6th Conf. Coastal Eng., 1958, pp. 171~193.
- 44) Huang, N. E.: Mass transport induced by wave motion, Jour. Marine Res., Vol. 28, No. 1, 1970, pp. 35~50.
- 45) Phillips, O. M.: The dynamics of the upper ocean, 2nd ed., Cambridge Univ. Press, 1977.
- 46) Svendsen, I. A., Madsen P. A. and Buhr Hansen, J.: Wave characteristics in the surf zone, Proc. 16th Conf. Coastal Eng., 1978, pp. 520~539.
- 47) Bijker, E. W., Kalkwijk, J. P. Th. and Pieters, T.: Mass transport in gravity waves on a sloping bottom, Proc. 14th Conf. Coastal Eng., 1974, pp. 447~465.
- 48) Longuet-Higgins, M. S.: The mechanics of the boundary-layer near the bottom in a progressive wave, Appendix to a paper by R. C. H. Russell and J. D. C. Osorio, Proc. 6th Conf. Coastal Eng., 1958, pp. 184~193.
- 49) 砂村継夫・阪東浩造・堀川清司: 非対称砂れん上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究, 第25回海岸工学講演会論文集, 1978年, pp. 250~254.
- 50) 野田英明・松原雄平: 岸・沖向き漂砂量に関する研究, 第27回海岸工学講演会論文集, 1980年, pp. 197~201.
- 51) Iwagaki, Y. and Noda, H.: Laboratory study of scale effects in two-dimensional beach processes, Proc. 8th Conf. Coastal Eng., 1963, pp. 194~210.
- 52) Durst, F., Melling, A. and Whitelaw, J. H.: Principles and practice of laser-Doppler anemometry, Academic Press, 1976.
- 53) 精機学会: シンポジウム, レーザー・ドップラー技術とその応用, 1980年.
- 54) DISA: LDA System Manual, DISA, Copenhagen, 1978.

記号一覧表

$H$	: 波高
$H_b$	: 砕波高
$H_0'$	: 換算沖波波高
$L$	: 波長
$L_0$	: 沖波波長
$M_x$	: trough level から上あるいは下の全平均質量フラックス
$M_{xb}$	: 砕波点での $M_x$
$T$	: 周期
$U_0$	: 沖向き一様流速
$\phi_i$	: $i$ 次の流れ関数
$a$	: 表面波の振幅
$d_{50}$	: 底質の中央粒径
$f$	: 周波数
$f_c$	: 周波数空間上で乱れが支配的な領域の下限を与える周波数
$f_r$	: 摩擦係数
$g$	: 重力加速度
$h_s$	: 静水深
$h$	: 実水深 ( $=h_s + \bar{\eta}$ )
$h_a$	: 底面上 0.5 cm の測点の trough level から測った深さ
$h_b$	: 砕波水深

- $h_T$  : trough level から底面までの深さ
- $h_{50}$  : 半値水深
- $k$  : 波数
- $q'$  : trough レベル直下の乱れ強度 ( $=\sqrt{u'^2+w'^2}$ )
- $s$  : 斜面勾配
- $t_0$  : 波の前面の谷から引き続く峯までの時間
- $u$  : 水平方向流速
- $\bar{u}$  : 水平方向 Euler 平均流速
- $\bar{u}_b$  : 底面境界層外縁での Euler 平均流速
- $\bar{u}_{0.5}$  : 底面上 0.5 cm での水平方向 Euler 平均流速
- $\langle \bar{u} \rangle_b$  : 碎波点での平均流入速度
- $u^+$  : 平均軌道流速の岸向き最大流速
- $u^-$  : 平均軌道流速の沖向き最大流速
- $u^*$  : 摩擦速度
- $u_m$  : 境界層外縁での最大水平流速
- $u'$  : 水平方向流速の乱れ強度
- $w$  : 鉛直方向流速
- $\bar{w}$  : 鉛直方向 Euler 平均流速
- $w^+$  : 平均軌道流速の上向き最大流速
- $w^-$  : 平均軌道流速の下向き最大流速
- $w'$  : 鉛直方向流速の乱れ強度
- $x$  : 波の進行方向を正にとった水平座標
- $z$  : 平均水位から上方に正にとった鉛直座標
- $\bar{z}$  : 底面から上方に正にとった鉛直座標
- $\hat{z}$  : trough level から下方に正にとった鉛直座標
- $(\sqrt{\beta_1})_u$  : 水平方向平均軌道流速波形の skewness
- $(\sqrt{\beta_1})_\eta$  : 平均水面波形の skewness
- $\gamma$  : 波高水深比 ( $=H/h$ )
- $\delta$  : 境界層厚
- $\epsilon$  : せつ動展開の微小パラメータ
- $\eta$  : 水面波形
- $\bar{\eta}$  : 平均水位
- $\eta^+$  : 平均水面波形の波峯高
- $\eta^-$  : 平均水面波形の波底高
- $\nu$  : 動粘性係数
- $\rho$  : 水の密度
- $\sigma$  : 流れに相対的な座標系から見た角周波数
- $\omega$  : 固定座標から見た角周波数

付録 A. LDA (Laser-Doppler Anemometry) について<sup>52), 53), 54)</sup>

レーザー・ドップラー流速計 (以下, 単に LDA と記

す) は, 1964 年に Yeh と Cummins によって管内層流の計測に使用されて以来, その後数多くの研究・改良を経て, 現在では信頼性・操作性の高い測定装置として各分野で使用され始めている流速計である。

ここでは紹介の意味も含めて, LDA の原理・構成ならびに特長について述べる。

(1) LDA の測定原理

LDA は, 流体中にレーザー・ビームを 1 本ないしは 2 本投射し, 流体中の微小粒子によるレーザー・ビームの散乱光のドップラー・シフトを測定することによって流速を測定しようとするものである。このドップラー周波数と流速との間の関係は

$$f_D = f_s - f_i = \frac{1}{\lambda} \vec{U} \cdot (\vec{e}_s - \vec{e}_i) = \frac{2}{\lambda} U_x \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{A.1})$$

で表わせる。ここに,

- $f_D$ ; ドップラー周波数,
- $f_s$ ; 散乱光の周波数,
- $f_i$ ; 入射光の周波数,
- $\vec{e}_s$ ; 散乱光の単位ベクトル,
- $\vec{e}_i$ ; 入射光の単位ベクトル,
- $\lambda$ ; 入射光の波長,
- $\vec{U}$ ; 流速ベクトル,
- $U_x$ ;  $x$  方向の流速
- $\theta$ ; 入射光と散乱光の角度 (図-A.1 参照)。

また, 式 (A.1) より,

$$U_x = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\sin(\theta/2)} f_D \quad (\text{A.2})$$

となる。入射光の波長  $\lambda$  は, レーザー光のような単色でコヒーレントな光を使用すれば一定であるので,  $\theta$  を決定すれば,  $f_D$  を計測することによって上式より流速  $U_x$  を知ることができる。この流速  $U_x$  は, 図-A.1 に示すように入射光と散乱光の二つの単位ベクトルから形成さ

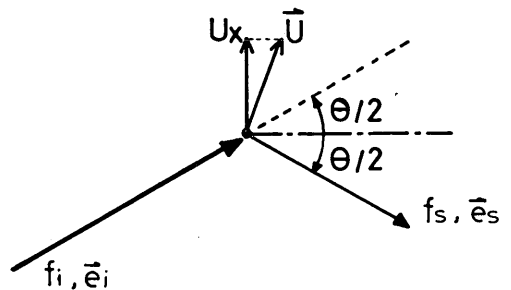


図-A.1 LDA 基本ベクトル図



れる平面内にあり、かつ、これら二つの単位ベクトルの二等分線に直角の方向の流速成分である。

LDA は、大きく分けてレーザー光源、光学系および信号処理系からなる。このうち光学系の構成は、通常、次の三つの方式に分けられる。

a) 参照光方式 (reference beam mode)

図-A. 2 のように入射光と参照光の 2 本のビームを必要とし、入射光を受けた粒子からの散乱光を参照光と同軸上で受光する。そうすると、参照光の周波数  $f_{ref}$  (入射光の周波数  $f_i$  と同じ) と散乱光の周波数  $f_s$  との差によって  $f_D$  (この場合はビート周波数となって現われる) を求めることができる。

この方式では、散乱粒子の濃度が高い場合に  $S/N$  比の高い信号が得られるとされている。しかし、受光器 (photo-multiplier もしくは photo-diode) を参照光の光軸上に設置しなければならず、受光器の受光面積も小さくする必要がある。

b) 単一光方式 (one beam mode もしくは two scattered beam mode)

図-A. 3 に示すように、1 本の入射光を受けた粒子からの散乱光を二方向から受光し、その二つの散乱光の干渉を利用することによってドップラー周波数  $f_D$  を求める。

この方式も、参照光方式と同様に、散乱光の受光面積を小さくしなければならない。

c) 干渉じま方式 (fringe mode もしくは dual beam mode)

図-A. 4 (a), (b) に示すように、二本のレーザー・ビームを交差させると交差部分に干渉じまを生じる。この

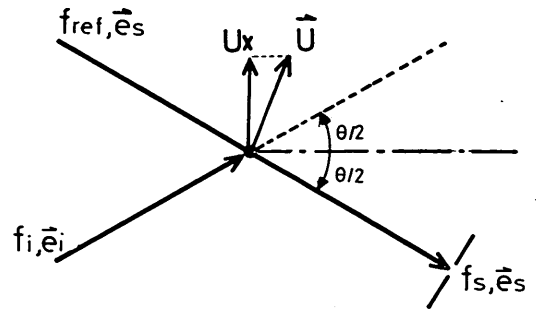


図-A. 2 参照光方式

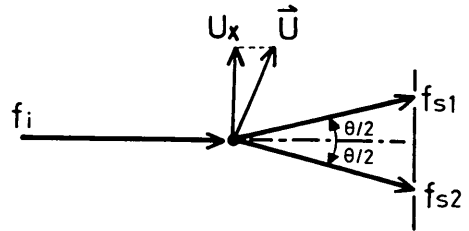


図-A. 3 単一光方式

干渉じまの間隔  $\delta_f$  は、次式で与えられる。

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (A.3)$$

ただし、この場合の  $\theta$  は、二本の入射光の交差角である。この入射光の交差点を通過する微粒子によって得られる散乱光の周波数を  $f_D$  とすると、流速  $U_x$  は、

$$U_x = f_D \cdot \delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \cdot f_D \quad (A.4)$$

で求めることができる。

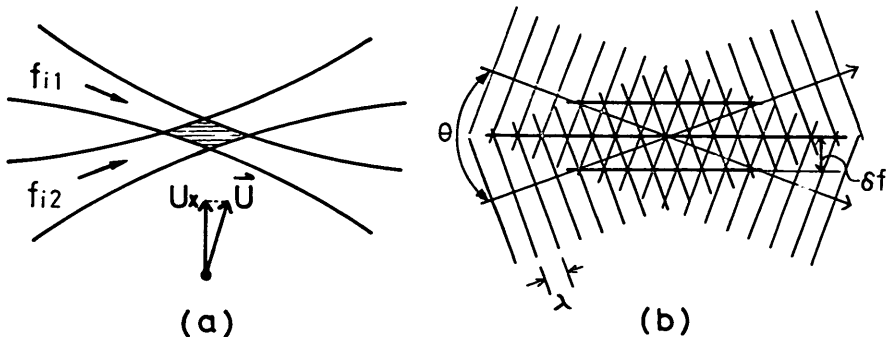


図-A. 4 (a) 干渉じま方式 (b) 干渉じまの形成

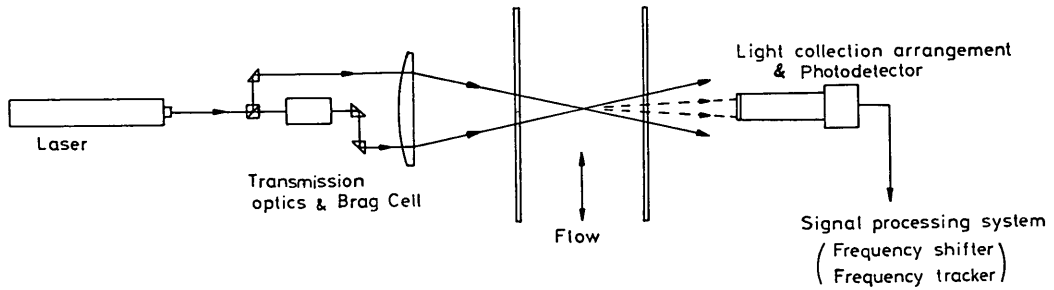


図-A. 5 LDA の基本構成 (前方散乱・干渉じま方式)

この方式では、参照光方式とは逆に粒子濃度は低い方が良くとされている。ただし、測定体積中には常に1個以上の粒子がなければならない。

また、この方式では、ほかの方式と違って受光方向を限定されない。しかも、受光面積を大きくとれるので散乱光強度の低い場合に有利となる。したがってこの方式では、ほかの方式と比べて光学系の設定がかなり容易である。

なお光学系は、この受光方向のとり方によって、前方の散乱光を検出する前方散乱方式と、後方の散乱光を検出する後方散乱方式とに分けられるが、散乱粒子の径が  $10\ \mu\text{m}$  以下の場合には、前方への散乱光の強度は後方への散乱光の強度に比べて10~100倍程度強い信号が得られる (Mie 散乱) ので、その意味では前方散乱方式の方が有利である。

以上示した三つの方式のうち、通常良く利用されるのは、a) と c) の方式であるが、その中でも、上述したような理由から c) の干渉じま方式が現在最も多く利用されているようである。本研究でも、この干渉じま方式の光学系を用いている。図-A. 5 は、前方散乱方式による干渉じま方式の LDA の基本構成を示したものである。以下は、このタイプの方式を前提として述べる。

### (2) 信号特性

受光器からの信号は、図-A. 6 に示すように、低周波成分 (ペDESTAL と呼ばれる) と高周波成分 (ドップラ

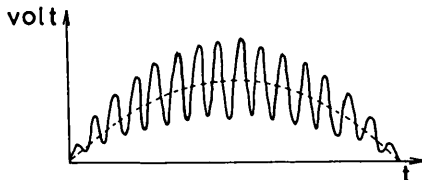


図-A. 6 散乱光の信号の基本パターン

ー信号) を含んでいる。このうち、流速を求める上で必要とされるのは、高周波成分である。したがってペDESTAL 成分は、電気フィルター等を使用して除去しなければならない。

信号の  $S/N$  比は、主として次のような操作によって向上する。

- レーザー・ビームのパワーを上げる。
- 2本のビームの強度を等しくする。
- 光学系のセット・アップを正確に行う。

また、測定体積中に散乱粒子がなくなった場合、信号の欠落 (drop-out) が生じる。このような場合 (特に気流) には、人工的に適当な散乱粒子を注入してやる必要がある。これを seeding というが、水流の場合には通常は必要としない。しかし、逆に測定体積中に散乱粒子が多くありすぎても問題があり、この場合には、個々の散乱粒子からの位相の異なった散乱波の重ね合わせによる ambiguity noise が生じ、高周波数側のスペクトルにひずみが見られる。

### (3) 信号処理

LDA の信号処理、すなわち、受光器で電気信号に変換された散乱光信号からドップラー周波数を検出し、それから最終的に流速値を得る方法にはいろいろあるが、現在では次の三種類の方法が良く使用されている。

#### a) 周波数アナライザー

信号を一定時間掃引し、そのスペクトルを算出することによって、中心周波数と広がりからそれぞれ平均流速と乱れ強度を求めることができる。しかし、掃引時間が長いと瞬時のスペクトルの変動を知ることができず、そのため、変動流速を real time で測定することができない。

#### b) 周波数カウンター

測定点を1個の粒子が通過した時のドップラー周波数

を, zero-crossing 法によって求めるものである。この場合には, 1 個の粒子が通過した時に測定を完了するので粒子濃度が低い時でも測定が可能である。

c) 周波数トラッカー

トラッカー内部の VCO (電圧制御型発振回路) からの出力信号の周波数とドップラー周波数の差を電圧として, 瞬時に測定するもので, 乱流の測定にも利用できる。しかし, 散乱粒子の濃度が低いと, 散乱光の得られない時間だけ drop-out が生じて記録が中断する (この場合には, 通常 drop-out の直前の値をホールドして出力する機能を有するものが多い)。したがって, このタイプは, 水流のような散乱粒子濃度が高い流体の測定に有利である。本研究でもこのタイプの信号処理装置を用いている。

(4) 周波数シフター

低流速時には, ドップラー中心周波数とベDESTAL が周波数空間上で接近するためベDESTAL の除去が困難になる。また, 波のような往復流では流れの方向の情報が必要となる。

このような場合には, 2 本の入射波のうちの片方または両方に周波数シフトを施す。この周波数シフトの方法には, Bragg Cell や回転回折格子などいくつかの方法がある。ここではその説明は省略するが, これらの装置により, ビーム交差部の fringe パターンをあらかじめ決められた方向に, ある一定速度で走行させることができる。したがって, たとえばゼロ流速時にも fringe の走行方向と走行速度に対応した信号が得られ, 結果的にある一定流速がたされる効果となって現われる。

このような手法により, 正逆の符号を有する往復流が見かけ上, 決められた方向への脈動流へと変換されるので流れの方向が確定される。

(5) LDA の特色

LDA の特色を長所と短所に分けて列挙すると以下のようなになる。

〔長所〕

- a) ドップラー周波数と流速の間が明確な線形関係で結ばれており, しかもその比例定数がレーザー光の波長と交差角度だけで決まるため, これらの値を知れば検定の必要がなくなる。
- b) 探測子が光であるため, 流れの場を乱すことがない。そのため, hot-film 流速計を使用する際に問題となるプローブの作り出す wake の影響とか, プローブ自体の固有振動の影響を全く考えなくてすむ。また,

水路内の水のよごれやゴミの付着あるいは水温の変化等に起因するドリフトといったやっかいな問題もなくなる。

- c) 波動場でも, 所定の方向の流速成分を乱れも含めて精度よく分解して抽出できる。
- d) 流体の温度, 圧力, 密度, 粘性度等の影響を受けない。
- e) 空間分解能が良い。たとえばここで使用した LDA の測定体積は, 径が 0.22 mm, 奥行き 2.2 mm という程度である。
- f) 流速の測定レンジが非常に広い。例えばここで用いた LDA では 0 cm/s ~ ±32 m/s の流速が測定できる。(光学系を変更すれば ±377 m/s まで可能。)
- g) 周波数応答が良い。
- h) 流体内部に気泡や砂粒子等を含むような多相流であっても, ある程度の濃度以下であれば測定可能である。

以上の諸点のうち, b), c) は計測精度に直接関わる項目である。特に c) に述べた事柄は, 通常の hot-film 流速計に対する大きな優位点となっている。

〔短所〕

- a) 高価である。
- b) 水路内部にレーザーを入射し, 散乱光を受光できるような構造の水路でなければならない。
- c) 多くの場合トラバース装置が必要。
- d) 場合によっては, 人工的に散乱粒子を流体内に混入させる (seeding) 必要がある。
- e) 水面や壁面近傍の面に垂直な流速成分を測定する際に, 片方のビームが遮断されるので, 若干光軸を傾ける必要があり (本研究で用いた LDA の場合, 最大約 6° 程度), そのため多少の誤差を伴う。

上記の諸点のうち, d) については水流を対象とする場合ほとんど問題とならない。また, e) についても, ビーム投射方向の流速がない場合には, これによる誤差はせいぜい 0.5% 程度である。

なお, 上記の長所の a) 項については若干の補足が必要である。通常の水路で LDA を使用する時には, 水中でのレーザー光の波長  $\lambda_1$  が空気中での波長  $\lambda$  と異なる。この違いは次式で表わせる。

$$\lambda_1 = \frac{n}{n_1} \lambda \quad (\text{A.5})$$

ここに,  $n, n_1$  はそれぞれ空気, 水の真空に対する屈折率である。一方, snell の法則により, 空気中および水

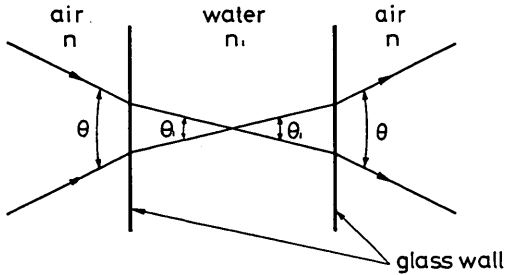


図-A.7 水路を使用する場合のレーザー光の屈折

中でのビーム交差角をそれぞれ  $\theta$ ,  $\theta_1$  とすると (図-A.7 参照), 両者の間には次式の関係がある。

$$\sin \frac{\theta_1}{2} = \frac{n}{n_1} \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.6})$$

したがって式 (A.5), (A.6) より, 式 (A.4) は

$$U_x = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} f_D = \frac{\lambda_1}{2 \sin(\theta_1/2)} f_D \quad (\text{A.7})$$

となり, けっきょく, 水路の場合にも  $f_D$  と  $U_x$  を関係づける比例定数は空気中のものと変わらないということが示される。

付録 B. Dean の流れ関数法について

この理論は, 1965 年に Dean<sup>28)</sup> によって発表されたもので, 既知の表面波形記録  $\eta_{mi}$  ( $i=1, 2, \dots, I$ ) から, そのもとの水粒子速度を推定しようとするものである。以下にその概略を述べる。

この方法では, 水平床上を一定の波速で伝播する波動に対する流れ関数  $\Psi$  を, 波とともに移動する座標系から見たときに次式のような形で表わす。

$$\Psi = \frac{L}{T} z + \sum_{n=4,6,8,\dots}^{N-1} \frac{\sinh \frac{(n-2)\pi(h+z)}{L}}{L} \cdot \left\{ X_n \cdot \cos(n-2) \frac{\pi}{L} x + X_{n+1} \cdot \sin(n-2) \frac{\pi}{L} x \right\} \quad (\text{B.1})$$

表面波形  $\eta$  は, 上式で  $z=\eta$  と置くことにより, 次式のように表わせる。

$$\eta = \frac{T}{L} \Psi_\eta - \frac{T}{L} \cdot \sum_{n=4,6,8,\dots}^{N-1} \frac{\sinh \frac{(n-2)\pi(h+\eta)}{L}}{L} \cdot \left\{ X_n \cos(n-2) \frac{\pi}{L} x + X_{n+1} \cdot \sin(n-2) \frac{\pi}{L} x \right\} \quad (\text{B.2})$$

ここで,  $\Psi_\eta$  は,  $z=\eta$  における  $\Psi$  の値である。式 (B.

2) で示される流れ関数は, 基礎方程式である Laplace の方程式のほかに, 底面および水面での運動学的条件を満足している。式 (B.1) あるいは (B.2) 中の係数  $X_n$  は, 残る水面での力学的条件, すなわち, Bernoulli sum

$$\eta + \frac{1}{2g} \left\{ \left( u - \frac{L}{T} \right)^2 + w^2 \right\} = Q \quad (\text{B.3})$$

が一周期にわたって一定であるという条件, および, 実測波形  $\eta_{mi}$  と予測波形  $\eta_{pi}$  ( $i=1, 2, \dots, I$ ) とが一致するという条件を最もよく満足するように選ばれる。実際には, 次式で評価される誤差  $E_T$

$$E_T = E_1 + \lambda E_2 \quad (\text{B.4})$$

$$E_1 \equiv \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I (Q_i - \bar{Q})^2 \quad (\text{B.5})$$

ここに, 
$$E_2 \equiv \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I (\eta_{mi} - \eta_{pi})^2 \quad (\text{B.6})$$

$$\bar{Q} \equiv \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I Q_i \quad (\text{B.7})$$

を最小にする条件により  $X_n$  が逐次近次によって決定される。式 (B.4) 中の  $\lambda$  は, Lagrange の未定定数の働きをするパラメータであるが, ここでは日野・柏柳<sup>29)</sup> にならって  $\lambda=1$  にとることとした。

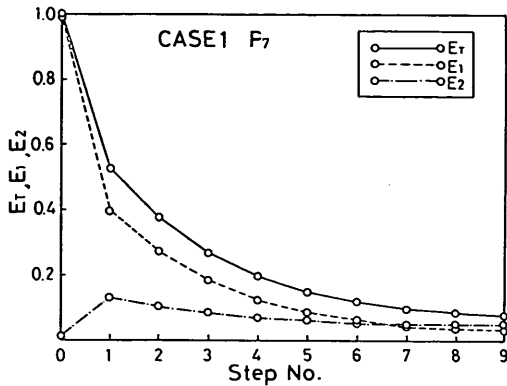
具体的な計算においては, 初期値として実験での設定周期,  $T(=X_2)$ , およびそれから微小振幅波理論で計算される波長  $L(=X_1)$  を用い,  $X_3 \sim X_N$  については式 (B.6) で表わされる  $E_2$  を最小にする条件により初期値が設定される。そうした後, 上述の  $E_T$  を最小にする条件から各  $X_n$  の増分  $\delta X_n$  が計算され,  $X_n + \delta X_n$  を新たな  $X_n$  として  $\delta X_n$  が十分小さくなるまで同様の計算を繰り返す。なお, 原論文では周期  $T$  も未知数として取り扱われているが, ここでは実験に用いた設定周期に固定して扱った。

Dean の流れ関数法は, 上述のように水平床上の保存波に対する理論であるが, これを斜面上の碎波を伴う波動場に適用する際には, 次の2点に注意しておく必要がある。

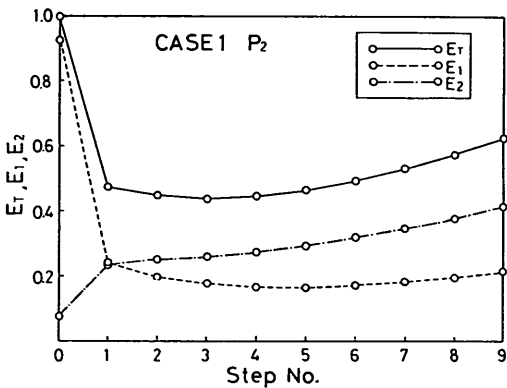
(1) iteration の回数について

ほかの波動理論と違って, 流れ関数法は上記のようにそのアルゴリズムの中に iteration を含むが, 適用する対象によってはその収束性が低下し, 場合によっては発散する可能性もある。したがって, 流れ関数法を適用するにあたっては, その収束性をあらかじめ検討し, それに基づいて iteration の回数を決めてやる必要がある。

図-B.1 (a), (b) は, 式 (B.4) ~ (B.6) で計算される



(a) CASE 1 P<sub>7</sub> 地点



(b) CASE 1 P<sub>2</sub> 地点

図-B. 1 誤差パラメータ  $E_T, E_1, E_2$  の変化

誤差パラメータ  $E_T, E_1, E_2$  が, iteration の step no. の増加に伴ってどのように変化するかを, CASE 1 の  $P_7$  と  $P_2$  のポイントでの計算結果を例にとって調べてみたものである。この図で, step no. 0 は初期値に対応しており, そこでの  $E_T$  の値でほかのすべての値を割って無次元化して示してある。同図からわかるように, 碎波帯外の  $P_7$  地点と碎波帯内の bore 確立領域内の  $P_2$  地点とでは収束性に大きな違いがある。すなわち,  $P_7$  では step no. の増加に伴って誤差パラメータが単調に減少していき, step no. 9 では十分小さな値となるのに対し,  $P_2$  では step no. 3 で  $E_T$  が最小となり, それ以後はむしろ増加する傾向を示す。しかも,  $P_2$  では,  $E_T$  の最小値は初期の  $E_T$  の 4 割程度になるにすぎない。

このように, 収束性の点で見ると碎波帯の内と外とでは著しい違いがあり, そのため iteration の打ち切り回数を一律に決めることはできない。そこでここでは, 最

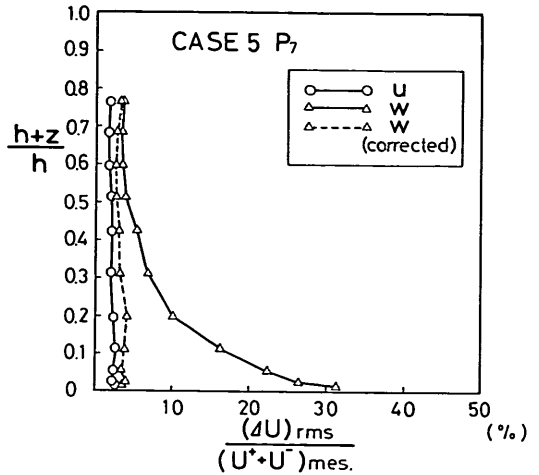


図-B. 2 流速の実測値と計算値の一周期にわたる二乗平均誤差

大繰り返し回数を 9 とし, その中で最小の  $E_T$  を示した step no. の値をもって計算値とした。

(2) 鉛直方向流速の計算方法について

上述のように Dean の流れ関数法は, 水平床上の波動に対する理論であるため, これを斜面上の流速, 特に底面近傍の鉛直流速へ適用する際には注意を要する。というのは, 斜面上の場合は底面での鉛直流速成分がゼロという条件でなく, 斜面に直角方向への流速成分がゼロという条件に置き換わるため, その影響が底面近傍の鉛直流速成分に最も大きく現われてくるからである。

図-B. 2 は, 流速の実測値と計算値の一周期にわたる二乗平均誤差を, その点の実測流速波形の全振幅で割って無次元化したものの鉛直分布を, CASE 5 の  $P_7$  を例にとって示したものである。この中の実線で示されているものが, 水平床を仮定した場合の流れ関数法による計算値に対応する誤差分布である。これからわかるように, 水平流速  $u$  に比べて鉛直流速  $w$  の相対誤差は, 底面近傍で急激に増大している。

そこで, ここでは流速の鉛直流速成分の修正値  $\hat{w}$  を次のようにして算出した。

$$\hat{w} = w_p \cdot \cos \theta + u_p \cdot \sin \theta \quad (\text{B.8})$$

$$\theta = -\theta_0 \frac{z}{h} \quad (\text{B.9})$$

ここに,  $u_p, w_p$ ; 流れ関数法による水平・鉛直流速成分の予測値,  $z$ ; 平均水位から上方に正にとった測定点までの距離,  $\theta_0 (>0)$ ; 斜面の傾斜角, である。

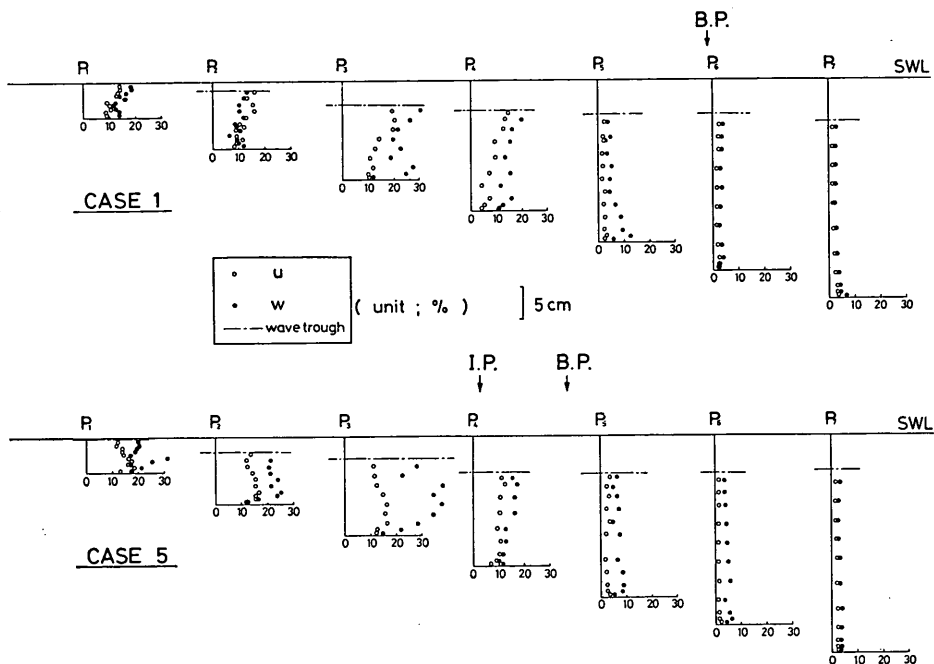


図-B. 3 CASE 1 と CASE 5 での相対誤差の空間分布

図-B. 2 中の破線で示したものは、このようにして得られた鉛直流速の修正値と実測値の相対誤差の鉛直分布である。これを見ると修正後の相対誤差はかなり減少しており、上記の修正方法が有効であることがわかる。

以上のことをふまえた上で、CASE 1 と CASE 5 の trough レベル下の全測点で計算値と実測値の相対誤差を算出し、その空間分布について見たものが 図-B. 3 である。これを見ると、およそ次のような点が理解される。

- a) 砕波帯の内外を問わず、全体的に流速の鉛直成分の方が水平成分に比べて相対誤差が多少大きくなる。
- b) 相対誤差の大きさは、砕波帯外の  $P_1$  ではせいぜい 2~3% であるのに対し、砕波点から遷移領域にかけ

て次第に増加し、bore 確立領域内の  $P_1 \sim P_3$  では、水平成分で 10~20%、鉛直成分では、10~30% 程度の値を示す。

#### 付録 C. データ表

以下の表に示すデータは、CASE 1 と CASE 5 での実験値である。このうち、 $\eta^+$ 、 $\eta^-$ 、 $u^+$ 、 $u^-$ 、 $w^+$ 、 $w^-$  は、3.1 (4) で述べた平均水面波形と平均流速波形から求められたものである。また、通常の算定法によって得た波高  $H$  も示してあるが、これは平均波形に不規則な変動成分が重なった状況の記録に対する peak to peak 値の平均値として計算されるものなので、一般的に  $H > \eta^+ + \eta^-$  となっている。

レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明

CASE 1

地点	(cm)	測点 $\bar{z}$ (cm)	$\bar{u}^{*1}$ (cm/s)	$u^{+*2}$ (cm/s)	$u^{-*2}$ (cm/s)	$\bar{w}$ (cm/s)	$w^{+*2}$ (cm/s)	$w^{-*2}$ (cm/s)	$u'$ (cm/s)	$w'$ (cm/s)
P <sub>1</sub>	$h_s = 5.70$	0.5	-7.59	19.2	13.1	-0.21	1.81	1.04	1.05	0.84
	$H = 4.22$	1.0	-6.72	18.0	14.0	-0.21	2.37	1.31	0.86	1.02
	$\bar{\eta} = 1.28$	1.5	-8.64	18.0	13.5	-0.87	3.74	1.50	0.93	1.14
	$\eta^+ = 2.24$	2.0	-5.97	17.9	13.4	-0.62	4.34	1.91	0.99	1.14
	$\eta^- = 1.53$	2.5	-10.94	17.5	13.2	-0.23	5.76	2.01	1.07	1.26
		3.0	-6.83	17.3	13.6	-0.58	6.85	2.40	1.27	1.44
		3.5	-8.12	17.3	14.4	-0.05	8.58	2.34	1.27	1.51
		4.0	-5.99	17.9	13.8	-0.31	9.73	1.47	1.48	1.63
		4.5	-7.16	15.5	15.7	-0.39	10.8	3.89	1.63	1.67
		5.0	-4.12	18.7	14.5	-0.72	12.0	2.91	1.74	1.94
P <sub>2</sub>	$h_s = 10.7$	0.5	-11.2	20.6	15.3	-0.54	1.44	1.19	—	1.12
	$H = 6.92$	1.0	-12.8	19.7	15.9	-0.60	1.92	1.50	1.14	1.32
	$\bar{\eta} = 1.02$	1.5	-10.9	19.6	14.4	-0.58	3.14	1.21	1.15	1.10
	$\eta^+ = 3.09$	2.0	-12.8	20.1	15.4	-0.25	3.81	1.85	1.20	1.27
	$\eta^- = 2.23$	3.0	-10.9	20.8	15.2	-0.30	5.91	2.60	1.40	1.23
		3.5	-12.4	18.8	15.1	-0.06	6.72	2.41	1.36	1.47
		4.0	-12.9	20.8	15.4	-0.13	6.78	2.27	1.48	1.41
		5.0	-11.8	19.0	14.8	-0.36	9.11	3.38	1.63	1.79
		6.0	-8.94	18.2	14.5	-0.05	10.7	2.99	1.82	1.83
		7.0	-7.37	18.7	15.6	-0.58	12.5	3.81	1.98	2.13
P <sub>3</sub>	$h_s = 15.7$	0.5	-16.8	20.2	18.2	-1.05	2.01	1.41	1.83	1.81
	$H = 9.77$	1.0	-19.4	21.4	18.2	-0.47	1.62	1.98	2.03	1.96
	$\bar{\eta} = 0.30$	2.0	-20.2	19.9	16.4	0.46	2.11	2.58	2.21	2.18
	$\eta^+ = 4.00$	3.5	-18.5	20.2	17.3	0.08	4.98	3.39	2.47	2.53
	$\eta^- = 3.45$	5.0	-20.3	20.9	16.5	0.21	6.70	2.18	2.63	2.65
		6.5	-13.3	20.8	17.6	0.26	8.34	3.39	3.61	3.00
		8.0	-14.2	17.3	19.7	-1.00	10.8	4.99	4.35	3.73
		9.5	-10.1	19.9	20.1	-0.37	11.0	4.90	4.85	3.77
		11.0	-6.12	21.7	20.5	-1.00	15.9	3.13	5.47	3.82
	P <sub>4</sub>	$h_s = 20.7$	0.5	-12.0	36.1	26.4	-0.23	2.21	1.68	2.18
$H = 16.9$		1.0	-14.7	35.0	25.0	0.01	2.62	2.12	2.11	2.18
$\bar{\eta} = -0.10$		2.0	-16.8	31.4	24.8	0.91	3.28	2.17	2.07	2.22
$\eta^+ = 8.82$		4.0	-16.4	34.3	24.9	2.37	6.51	2.99	2.22	2.50
$\eta^- = 4.60$		6.0	-17.0	31.9	25.3	2.70	9.55	4.26	2.45	2.73
		8.5	-19.7	31.7	24.3	2.93	14.8	6.24	3.01	2.99
		11.0	-14.1	35.1	25.3	3.09	18.3	6.48	3.68	3.49
		13.0	-10.9	34.5	27.9	3.36	22.4	9.22	4.25	4.19
		14.5	-12.2	32.1	25.8	3.45	25.3	7.55	4.45	4.33
		15.5	-12.8	32.7	24.8	—	—	—	5.18	—
P <sub>5</sub>	$h_s = 25.7$	0.5	-2.90	44.3	27.8	-0.43	2.78	1.90	0.92	0.69
	$H = 19.7$	1.0	-5.00	42.5	27.0	-0.41	3.55	2.28	0.53	0.69
	$\bar{\eta} = -0.50$	2.0	-5.32	42.0	27.0	-0.36	4.47	2.30	0.50	0.71
	$\eta^+ = 12.8$	4.0	-6.06	42.6	27.1	-0.83	7.84	3.55	0.52	0.78
	$\eta^- = 4.98$	6.0	-6.86	42.3	27.7	-0.03	9.82	4.37	0.68	0.95
		8.0	-7.12	44.9	27.2	0.47	12.8	7.56	0.72	0.88
		10.0	-6.87	45.7	28.2	-1.15	16.4	9.79	0.73	0.97

\*1 岸向きを正とする。したがって本文中の平均流速に関する実験値の符号と逆である。

\*2 測定値から平均値を差し引いた値である。

\* trough レベルから上の測点。

灘岡和夫・近藤隆道・田中則男

地点	(cm)	測点 z(cm)	$\bar{u}^{*1}$ (cm/s)	$\bar{u}^{*2}$ (cm/s)	$\bar{u}^{-*2}$ (cm/s)	$\bar{w}$ (cm/s)	$\bar{w}^{*2}$ (cm/s)	$\bar{w}^{-*2}$ (cm/s)	$\bar{u}'$ (cm/s)	$\bar{w}'$ (cm/s)
		12.0	-6.84	47.5	28.6	-0.71	20.7	11.8	0.97	1.11
		14.0	-6.81	48.9	28.2	-0.53	23.7	14.7	1.27	1.27
		16.0	-7.07	53.3	29.6	0.17	26.4	16.8	1.40	1.57
		17.5	-8.03	52.6	30.7	-2.22	30.5	17.4	1.55	2.01
		19.0	-9.04	55.6	32.5	-1.58	35.0	20.5	1.72	2.23
		# 20.5	-5.01	53.1	—	—	—	—	—	—
		# 22.0	10.2	60.8	—	—	—	—	—	—
		# 23.5	10.4	57.0	—	—	—	—	—	—
		# 25.0	11.1	60.1	—	—	—	—	—	—
		# 27.0	11.7	67.1	—	—	—	—	—	—
		# 30.0	12.2	86.0	—	—	—	—	—	—
		# 33.0	8.68	83.1	—	—	—	—	—	—
	P <sub>6</sub>	$h_s = 30.2$	0.5	-2.13	40.8	28.2	0.03	2.01	1.40	0.37
$H = 21.0$		1.0	-4.19	39.7	27.8	0.05	2.27	1.52	0.34	0.28
$\bar{\eta} = -0.07$		2.0	-4.78	39.7	27.7	0.01	3.08	1.78	0.29	0.24
$\eta^+ = 14.6$		4.0	-5.70	39.6	27.6	0.20	5.33	3.64	0.24	0.25
$\eta^- = 5.39$		7.0	-6.33	40.6	27.5	0.43	8.57	6.29	0.22	0.26
		10.0	-6.74	41.3	27.8	0.70	12.2	9.44	0.21	0.26
		13.0	-7.33	43.4	28.2	0.67	16.1	13.4	0.24	0.23
		16.0	-7.80	45.8	28.6	0.29	20.0	16.0	0.26	0.26
		19.0	-8.80	49.9	29.9	0.75	24.5	19.8	0.30	0.30
		21.0	-8.98	52.0	30.6	0.66	27.1	22.5	0.24	0.24
		23.0	-9.21	55.7	31.4	0.45	30.4	26.1	0.26	0.27
		# 25.0	0.32	51.1	—	—	—	—	—	—
		# 27.5	9.66	56.3	—	—	—	—	—	—
		# 30.0	11.6	60.3	—	—	—	—	—	—
		# 33.0	12.9	68.1	—	—	—	—	—	—
	# 36.0	8.27	75.1	—	—	—	—	—	—	
	# 39.0	6.32	85.2	—	—	—	—	—	—	
	# 42.0	7.40	133.2	—	—	—	—	—	—	
P <sub>7</sub>	$h_s = 34.7$	0.5	-0.82	41.7	30.1	0.17	2.20	1.44	0.65	0.40
	$H = 19.8$	1.0	-1.75	38.0	29.8	0.10	2.42	1.64	0.25	0.29
	$\bar{\eta} = -0.08$	2.0	-2.26	37.9	29.7	-0.06	2.68	1.71	0.18	0.13
	$\eta^+ = 12.4$	4.0	-3.31	37.6	29.7	0.07	4.61	3.07	0.11	0.12
	$\eta^- = 6.62$	7.0	-3.77	38.5	29.9	-0.03	7.40	5.67	0.10	0.10
		11.0	-5.41	39.7	30.5	-0.06	11.5	9.32	0.10	0.11
		15.0	-6.52	41.5	31.1	-0.05	16.1	12.7	0.10	0.12
		18.0	-7.35	43.7	32.0	0.04	20.2	16.1	0.10	0.11
		21.0	-7.92	46.0	37.7	0.02	24.0	18.9	0.11	0.13
		24.0	-8.41	48.7	33.7	0.07	28.5	21.8	0.11	0.14
		27.0	-9.11	52.5	35.1	-0.27	32.6	25.6	0.12	0.18
		# 30.0	8.08	51.3	—	—	—	—	—	—
		# 33.0	11.2	56.2	—	—	—	—	—	—
		# 36.0	12.1	62.6	—	—	—	—	—	—
		# 39.0	11.6	70.5	—	—	—	—	—	—
	# 42.0	8.60	78.5	—	—	—	—	—	—	
	# 45.0	6.70	88.9	—	—	—	—	—	—	
	# 48.0	0.97	82.7	—	—	—	—	—	—	



レーザー・ドップラー流速計による砕波帯内の流速場の構造の解明

CASE 5

地点	(cm)	測点 $\bar{z}$ (cm)	$\bar{u}^{*1}$ (cm/s)	$u^{*2}$ (cm/s)	$u^{-*2}$ (cm/s)	$\bar{w}$ (cm/s)	$w^{*2}$ (cm/s)	$w^{-*2}$ (cm/s)	$u'$ (cm/s)	$w'$ (cm/s)
P <sub>1</sub>	$h_s = 5.70$	0.5	-12.3	24.2	23.9	-0.32	1.73	1.68	2.03	2.05
	$H = 5.22$	1.0	-13.0	18.1	22.2	-0.64	2.20	2.40	2.41	2.34
	$\bar{\eta} = 2.27$	1.5	-13.7	19.6	25.3	-0.50	3.59	2.44	2.19	2.47
	$\eta^+ = 2.78$	2.0	-14.0	21.0	24.8	-0.42	5.66	2.23	2.44	2.38
	$\eta^- = 2.35$	2.5	-12.0	20.6	25.4	-0.46	3.77	2.79	2.32	2.46
		3.0	-13.5	23.2	25.6	-1.39	8.39	3.49	2.54	2.74
		3.5	-11.9	23.8	26.4	-1.08	8.12	3.28	3.03	2.66
		4.0	-12.1	26.7	25.7	-0.75	9.59	2.42	3.26	2.83
		4.5	-11.1	29.9	27.2	-0.85	13.0	3.01	3.78	2.95
	5.0	-11.4	28.9	27.7	-1.54	13.7	3.31	4.53	3.11	
P <sub>2</sub>	$h_s = 10.7$	0.5	-16.3	28.2	23.6	-0.61	2.28	1.62	2.09	2.20
	$H = 10.3$	1.0	-20.0	26.1	22.1	-0.78	2.30	2.18	2.20	2.44
	$\bar{\eta} = 1.78$	1.5	-15.9	24.7	23.0	-0.52	2.83	1.81	2.64	2.59
	$\eta^+ = 4.32$	2.0	-17.8	24.4	22.3	-0.77	2.95	2.33	2.56	2.50
	$\eta^- = 3.57$	3.0	-18.6	26.0	22.4	-1.13	5.07	2.72	2.76	2.72
		4.0	-18.0	25.9	23.6	-0.79	6.81	2.33	3.14	2.81
		5.0	-17.0	29.3	25.1	-1.28	9.94	3.30	3.44	3.57
		6.0	-15.1	32.1	27.2	-1.66	13.1	2.59	3.90	5.15
		7.0	-14.7	32.0	28.1	-1.44	15.5	4.07	4.09	4.70
	8.0	-15.5	33.0	25.6	—	—	—	4.88	—	
P <sub>3</sub>	$h_s = 15.7$	0.5	-21.2	28.4	23.7	-0.84	2.85	2.22	2.87	2.70
	$H = 13.5$	1.0	-21.3	28.8	22.3	-0.60	2.69	2.72	3.03	2.99
	$\bar{\eta} = 0.93$	2.0	-21.7	27.3	22.2	-0.31	4.42	1.54	3.32	3.19
	$\eta^+ = 6.48$	3.5	-20.4	29.5	21.8	0.27	6.04	3.18	4.43	3.35
	$\eta^- = 3.83$	5.0	-21.6	29.4	23.9	1.42	7.66	4.47	4.25	4.20
		6.5	-20.0	28.5	26.7	1.72	7.63	4.93	4.62	4.46
		8.0	-19.1	34.0	26.8	1.53	9.82	4.92	4.79	4.68
		9.0	-15.0	41.7	28.5	0.53	—	4.36	5.39	5.11
		11.0	-13.6	54.9	33.6	0.01	—	5.12	6.31	5.49
P <sub>4</sub>	$h_s = 20.7$	0.5	-7.44	53.0	32.5	-0.40	2.80	1.98	1.82	1.57
	$H = 18.8$	1.0	-9.01	46.8	32.8	-0.19	3.05	2.52	1.66	1.78
	$\bar{\eta} = 0.07$	2.0	-11.8	45.6	32.5	0.14	3.81	2.26	1.62	1.76
	$\eta^+ = 10.2$	4.0	-11.8	44.5	29.7	1.19	6.72	2.11	1.72	1.94
	$\eta^- = 4.78$	6.0	-13.0	46.0	29.7	1.02	9.64	3.32	1.85	1.99
		8.5	-15.1	45.7	28.4	1.24	15.3	4.33	1.85	2.16
		11.0	-13.1	48.1	30.6	1.89	22.1	5.24	1.93	2.18
		13.0	-14.7	46.9	28.0	1.59	25.9	6.08	2.03	2.52
		14.0	-14.1	50.1	28.5	—	30.2	5.22	2.28	2.76
P <sub>5</sub>	$h_s = 25.7$	0.5	-4.43	70.9	31.1	-0.41	4.16	1.89	1.17	0.58
	$H = 25.9$	1.0	-6.86	72.3	29.4	-0.23	4.97	2.20	0.51	0.52
	$\bar{\eta} = -0.60$	2.0	-7.64	71.4	29.3	-0.29	6.55	2.25	0.71	0.51
	$\eta^+ = 18.1$	4.0	-8.79	70.3	29.6	-0.49	10.2	2.42	0.64	0.56
	$\eta^- = 5.41$	6.0	-9.35	65.2	29.2	-0.58	11.7	3.47	0.46	0.60
		8.0	-9.39	71.3	29.1	-0.50	18.3	5.70	0.60	0.54
		10.0	-9.58	66.7	29.1	-0.54	19.7	7.21	0.51	0.60
		12.0	-9.69	72.8	28.5	-0.37	26.5	9.81	0.63	0.58
		14.0	-9.84	70.6	30.0	-0.56	28.2	11.5	0.72	0.61
	16.0	-10.0	78.8	26.9	-0.33	34.3	12.6	0.90	0.70	

灘岡和夫・近藤隆道・田中則男

地点	(cm)	測点 $\bar{z}$ (cm)	$\bar{u}^{*1}$ (cm/s)	$u^{*2}$ (cm/s)	$u^{-*2}$ (cm/s)	$\bar{w}$ (cm/s)	$w^{*2}$ (cm/s)	$w^{-*2}$ (cm/s)	$u'$ (cm/s)	$w'$ (cm/s)
		17.5	-10.0	73.5	31.3	-0.61	36.5	14.8	0.99	0.85
		19.0	-10.2	83.1	27.0	—	41.9	15.8	1.11	0.98
		# 20.5	-5.51	69.9	—	—	—	—	—	—
		# 22.0	2.69	72.8	—	—	—	—	—	—
		# 23.5	7.63	75.4	—	—	—	—	—	—
		# 25.0	10.4	79.0	—	—	—	—	—	—
		# 27.0	10.6	83.4	—	—	—	—	—	—
		# 30.0	10.6	91.6	—	—	—	—	—	—
		# 33.0	6.47	92.6	—	—	—	—	—	—
		# 36.0	6.54	114.4	—	—	—	—	—	—
	# 39.0	5.40	120.6	—	—	—	—	—	—	
P <sub>6</sub>	$h_s = 30.2$	0.5	-4.42	60.0	28.8	-0.15	3.27	1.48	1.01	0.49
	$H = 25.1$	1.0	-5.75	57.3	26.9	-0.15	3.39	1.58	0.60	0.30
	$\bar{\eta} = -0.55$	2.0	-7.03	56.8	27.1	-0.18	4.35	1.38	0.45	0.17
	$\eta^+ = 17.6$	4.0	-7.79	57.2	27.1	0.16	6.48	1.85	0.48	0.41
	$\eta^- = 5.35$	7.0	-7.60	57.3	27.4	0.45	10.5	4.48	0.43	0.43
		10.0	-7.00	58.6	27.4	0.34	14.4	6.84	0.45	0.57
		13.0	-7.25	60.1	27.6	1.35	17.9	9.12	0.62	0.63
		16.0	-7.11	61.5	27.8	0.77	21.9	11.9	0.70	0.60
		19.0	-7.10	64.8	28.4	0.32	25.8	15.8	0.72	0.67
		21.0	-7.21	66.4	27.8	-0.31	28.6	16.8	0.71	0.80
		23.0	-7.52	68.5	28.3	0.02	32.7	19.8	0.79	0.53
		# 25.0	1.52	63.3	—	—	—	—	—	—
		# 27.5	8.99	66.4	—	—	—	—	—	—
		# 30.0	10.5	73.3	—	—	—	—	—	—
		# 33.0	10.8	79.9	—	—	—	—	—	—
	# 36.0	9.22	82.7	—	—	—	—	—	—	
	# 39.0	7.68	91.7	—	—	—	—	—	—	
	# 42.0	5.38	100.3	—	—	—	—	—	—	
P <sub>7</sub>	$h_s = 34.7$	0.5	-1.50	55.3	23.8	-0.13	3.05	1.41	0.85	0.44
	$H = 24.3$	1.0	-2.46	52.2	22.9	-0.11	3.13	1.96	0.55	0.31
	$\bar{\eta} = -0.34$	2.0	-2.91	52.7	23.1	-0.18	3.64	2.27	0.31	0.13
	$\eta^+ = 17.2$	4.0	-3.72	52.8	22.5	-0.23	5.60	2.37	0.29	0.12
	$\eta^- = 4.68$	7.0	-4.10	53.0	22.9	-0.20	8.67	3.80	0.32	0.12
		11.0	-4.97	54.2	22.9	-0.18	12.9	6.52	0.38	0.13
		15.0	-5.84	55.6	23.6	-0.36	17.4	9.48	0.48	0.14
		18.0	-6.06	57.4	22.8	-0.34	22.0	12.2	0.29	0.11
		21.0	-6.77	59.3	23.6	-0.49	25.4	13.9	0.42	0.14
		24.0	-7.52	61.9	23.3	-0.48	28.6	16.8	0.54	0.13
		27.0	-8.01	70.3	24.8	-0.15	36.9	18.2	0.28	0.80
		# 30.0	7.15	64.3	—	—	—	—	—	—
		# 33.0	10.2	70.1	—	—	—	—	—	—
		# 36.0	10.4	—	—	—	—	—	—	—
		# 39.0	9.74	79.8	—	—	—	—	—	—
	# 42.0	7.79	86.8	—	—	—	—	—	—	
	# 45.0	4.88	96.8	—	—	—	—	—	—	
	# 48.0	2.79	103.0	—	—	—	—	—	—	
	# 51.0	1.96	119.6	—	—	—	—	—	—	