

# 琉球大学学術リポジトリ

## 強風により発生する砕波波列に関する実験的研究

メタデータ	言語: 出版者: 琉球大学工学部 公開日: 2007-10-28 キーワード (Ja): キーワード (En): Breaking wave trains, Wind waves, Wind-induced currents 作成者: 筒井, 茂明, 土屋, 義人, Tsutsui, Shigeaki, Tsuchiya, Yoshito メールアドレス: 所属:
URL	<a href="http://hdl.handle.net/20.500.12000/2209">http://hdl.handle.net/20.500.12000/2209</a>

## 強風により発生する碎波波列

### に関する実験的研究

筒井 茂明\* 土屋 義人\*\*

## Experimental Studies on Breaking Wave Trains generated by Strong Winds on Shallow Water

Shigeaki TSUTSUI and Yoshito TSUCHIYA

### Synopsis

When strong winds blow over shallow water for a long duration, wind induced currents are generated. At the same time wind waves are evolved on them until the waves break such as white cups. The higher the wind wave heights evolve, the more the breaking of waves of particular wave heights and periods resonant with the wind speed may become predominant. At this circumstance the wind acts on the waves as a driving force. As the result of these interaction between winds and waves, we may often observe progressive breaking waves without deformation of their profiles. The breaking phenomena are named the 'Breaking wave trains'. The waves are vitally important in studying shore processes, as they deeply concern with near - shore currents and sand drifts in a surf zone.

Hydraulic experiments, as the first step to find out properties of the breaking wave trains, were carried out with a recirculating wind wave tank which can reproduce wind - generated random waves accompanied with currents. Wave periods and heights of breaking wave trains correspond to those obtained from the peak frequencies of wind wave power spectra and significant wave heights. The wind - induced currents have an important role in the mass transport in the wave trains. Because of the strong currents, the wave field may be considered as a unidirectional flow, and there exists a critical depth which is nearly equal to the mean depth of the breaking wave trains in a reference frame moving with the wave trains at a speed of the wave celerity. The phase of the wave crest is, hydraulically speaking, subcritical, and that of the wave trough is supercritical in this steady flow system.

**Key Words :** Breaking wave trains, Wind waves, Wind - induced currents.

---

受付 : 1981年 5月31日

\* 琉球大学助手工学部土木工学科

\*\* 京都大学教授防災研究所

## 1. 緒 言

海岸災害の主要な外力の1つである風波に関する研究は、従来その発生・発達機構をはじめ推算法に対して、数多くの努力が傾けられてきた。また、各種の条件下における波動理論も近年急速に発展してきている。その結果、現在では実用上、波高、周期などの基本的な水理量の推算とこれら推算量を用いて波力、質量輸送などをかなりの精度で予知できる段階にあると言えよう。しかし、その際用いられる理論的・実験的な成果は、越波などの特殊なものを除けば、ほとんど無風時の波動現象を対象にしたものであるといっても過言でない。

一方、現地海岸に目を転じると、強風時にいわゆる White caps が遠浅海岸をほとんど形を変えずに進行することを経験する。この現象を考えてみると、浅海域で強風が連吹するとき、風により発生する吹送流の効果が顕著に現われ、流体内部の運動は水平方向の流速成分が卓越していると考えられるであろう。さらに、波高が大きくなると砕波し、風速と resonance した波長、周期、波高をもつ砕波の出現頻度が高くなり、強風がこれら砕波に対する推進力として作用し、このような砕波現象が発生すると考えられる。ここでは、このような砕波を砕波波列 (Breaking wave trains) と呼ぶことにする。風による吹送流が卓越するときのこの砕波現象は、大きい質量輸送を伴い、特に離岸流の

発生や漂砂などと関連し、海岸工学上重要な問題であると考えられる。にもかかわらず、砕波波列に関する研究がこれまで皆無に近い状況であるのは、1つには現地におけるこのような砕波波列に対する実測に種々の困難を伴うこと、他方では、実験室において十分発達した吹送流を伴うような風波を発生させる風洞水槽が普及していないことなどに原因するのであろう。

そこで、本研究においては、砕波波列に関する研究の第1歩として、吹送流を十分発達させることのできる循環式風洞水槽を用いて水理実験を行ない、強風による砕波波列の発生特性、波列内の流速分布、質量輸送などの基礎的な水理特性を明らかにする。

## 2. 砕波波列に関する実験

### 2.1 実験装置および実験方法

#### (1) 循環式風洞水槽 (海岸波浪シミュレーター)

実験に用いた水槽は、京都大学防災研究所附属宇治川水理実験所に設置されている海岸波浪シミュレーターであり、図-1にその概略を示す。送風機により発生した風波は、直線水路部⑦の端部に設置されている波向制御装置を閉じるにより、水路内を循環するようになっている。予備実験の結果、本実験においては吹送流の流速が大きく、水路円弧部の影響が現われ、波が若干蛇行し平均水面の横振動がみられたので、図-1に示すように円弧部⑩に横振動防止用の制御板が取り付けられている。

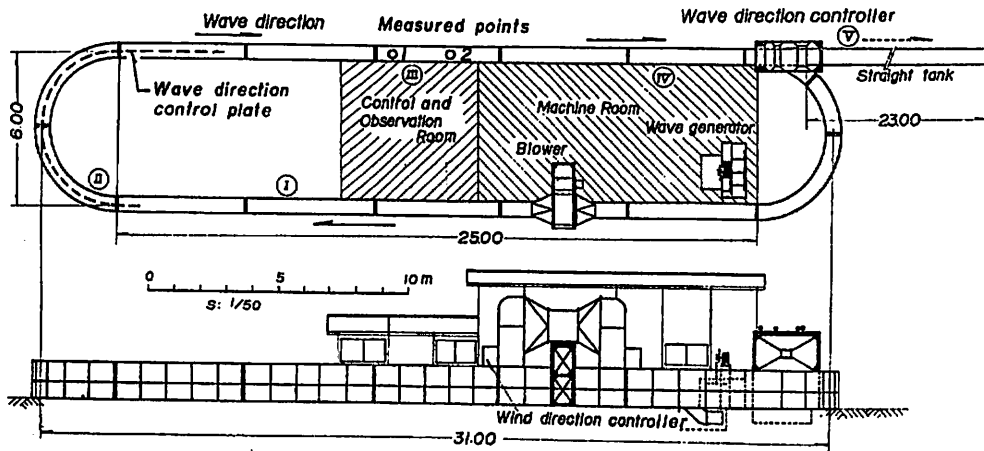


図-1 循環式風洞水槽 (海岸波浪シミュレーター)



## 2. 2 実験結果および考察

### (1) 風波の諸特性

図-3は、流速測定時に同時測定して得られた風波のFFT法によるパワー・スペクトルの時間変化を示すものである。ただし、波形記録時間は約100sec、読み取り間隔は0.06secである。Run 1, 2いずれの場合にも、ピーク周波数より高周波数側ではPhillips<sup>2)</sup>による $f^{-5}$ 則とよく一致し、 $f=2\text{ Hz}$ 付近に倍周波数成分の発生が顕著に現われている。また、通常の風波のパワー・スペクトルに比べて低周波数成分が大きいことが特徴的である。これは、発達した吹送流と砕波との相互作用により長周期波が水路内に発生していることを意味する。また、ピーク周波数よりやや低周波数側にスペクトルの極大値が現われているが、これは2. 1(1)で述べた平均水深の横振動に起因するものであろう。

図-3より、流速測定開始時間( $t=100\text{ min}$ )以後においては、パワー・スペクトルのピーク周波数は、Run 1, 2ともに $f \approx 1\text{ Hz}$ となっていることがわかる。

次に、図-4は、平均水面の低下量 $-\Delta h$ 、平均波高 $H_m$ 、有義波高 $H_{1/3}$ 、 $H_{1/10}$ 、最大波高 $H_{max}$ 、平均周期 $T_m$ 、および風波の崩れ率 $\alpha_0$ の時間変化を示すものである。平均水面の低下量は、吹送時間とともに漸増し一定値に近づくことがわかる。平均波高および $1/3$ 有義波高は、吹送時間 $t=50\text{ min}$ 以後ではほとんど一定であるが、最大波高は吹送時間に大きく左右されることを示している。対応する波の平均周期についてみると、ときに大きな値となる場合が見られる。これは砕波波高とその周期に影響されることを示し、平均波高の場合ほど一定しないことがわかる。

風波の崩れ率は、目視観測により、完全に砕波し波高がかなり減少している波、および波頂の部分が崩れているが波形がほぼ保たれている波高の大きい波の割合をそれぞれ $\alpha_{b1}$ および $\alpha_{b2}$ とし、全体の崩れ率を $\alpha_0 = \alpha_{b1} + \alpha_{b2}$ として定義したものである。 $\alpha_0$ は平均水位の低下量と同様に吹送時間により変化するが、 $t=100$

$\text{min}$ 前後からほぼ一定になっていると考えられる。

さらに、発生する風波の波高間の関係式としてLonguet-Higgins<sup>3)</sup>が与えた理論式と比較すると、図-5が得られる。いずれの場合にもLonguet-Higginsが与えた値よりも小さい。これは、土屋・山口<sup>4)</sup>が行った非砕波の場合の実験結果と同じ傾向であり、この海岸波浪シミュレーターの1特性である。

### (2) 風の諸特性

図-6は、風波上の風速分布を片対数紙上に示したもので、通常言われているように風速は対数則で近似されることを表わしている。風速分布を

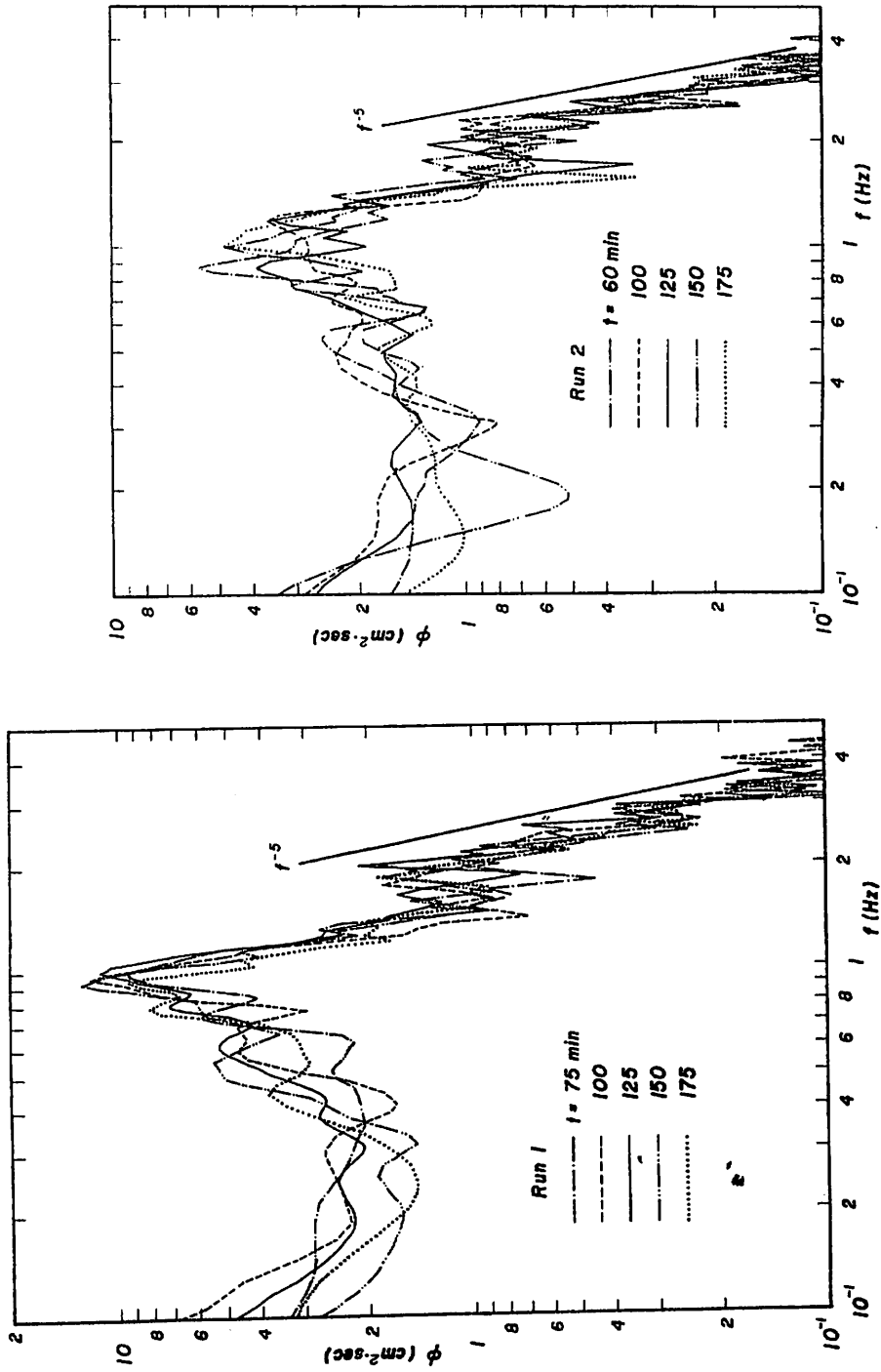
$$\frac{W-c}{W^*} = \frac{1}{k} \log_{10} \frac{Z}{Z_0} \quad (1)$$

で近似し、実験時の風の特性量を示すと表-1のようになる。ここに、 $W$ ：風速、 $W^*$ ：摩擦速度、 $c$ ：特性波の波速、 $Z$ ：静水面よりの鉛直距離、 $Z_0$ ：相当粗度、および $k$ ；Kármán定数(0.4)である。

図-7は、水面での摩擦係数 $\gamma^2$ と粗度 Reynolds 数 $Re_* = W^* H / \nu$ との関係を示すものである。ここに、 $H$ ：特性波の波高、 $\nu$ ：空気動粘性係数であり、 $H$ としては後述の砕波波列の波高を用いている。同図からわかるように、砕波波列はRun 1, 2ともに波の崩れの発生する領域 $Re_* > 10^3$ に位置することがわかる。しかし、摩擦係数は他の実験値<sup>4)</sup>の約 $1/2$ となっている。これらの実験値は、図中に記してあるように吹送距離 $F=6.9 \sim 20\text{ m}$ に対するものであるが、本実験においては $F \approx \infty$ であるので、吹送距離の相違により発生する吹送流に本質的な相違があることも関係があると考えられる。さらに、風波の崩れ率と上述の粗度 Reynolds 数の関係を示すと、図-8が得られる。鳥羽ら<sup>4)</sup>の実験値は粗度 Reynolds 数の増加と共に崩れ率が增大するが、本実験値はほぼ一定となっている。これは、図-7に対して述べたように吹送距離が相違すること、および本実験においては同一の波が循環することに起因するものであろう。

表-1 実験時の風の特性

Run	$W_{10}(\text{m/s})$	$W^*(\text{cm/s})$	$Z_0(\text{cm})$	$10^3 \gamma^2$	$Re_* = W^* H / \nu$
1	17.65	51.4	0.005	1.07	3830
2	15.18	35.8	0.0003	0.712	1877



(1) Run 2

(2) Run 1

図-3 吹送流を伴う風波のパワー・スペクトルの時間変化 (FFT 法)

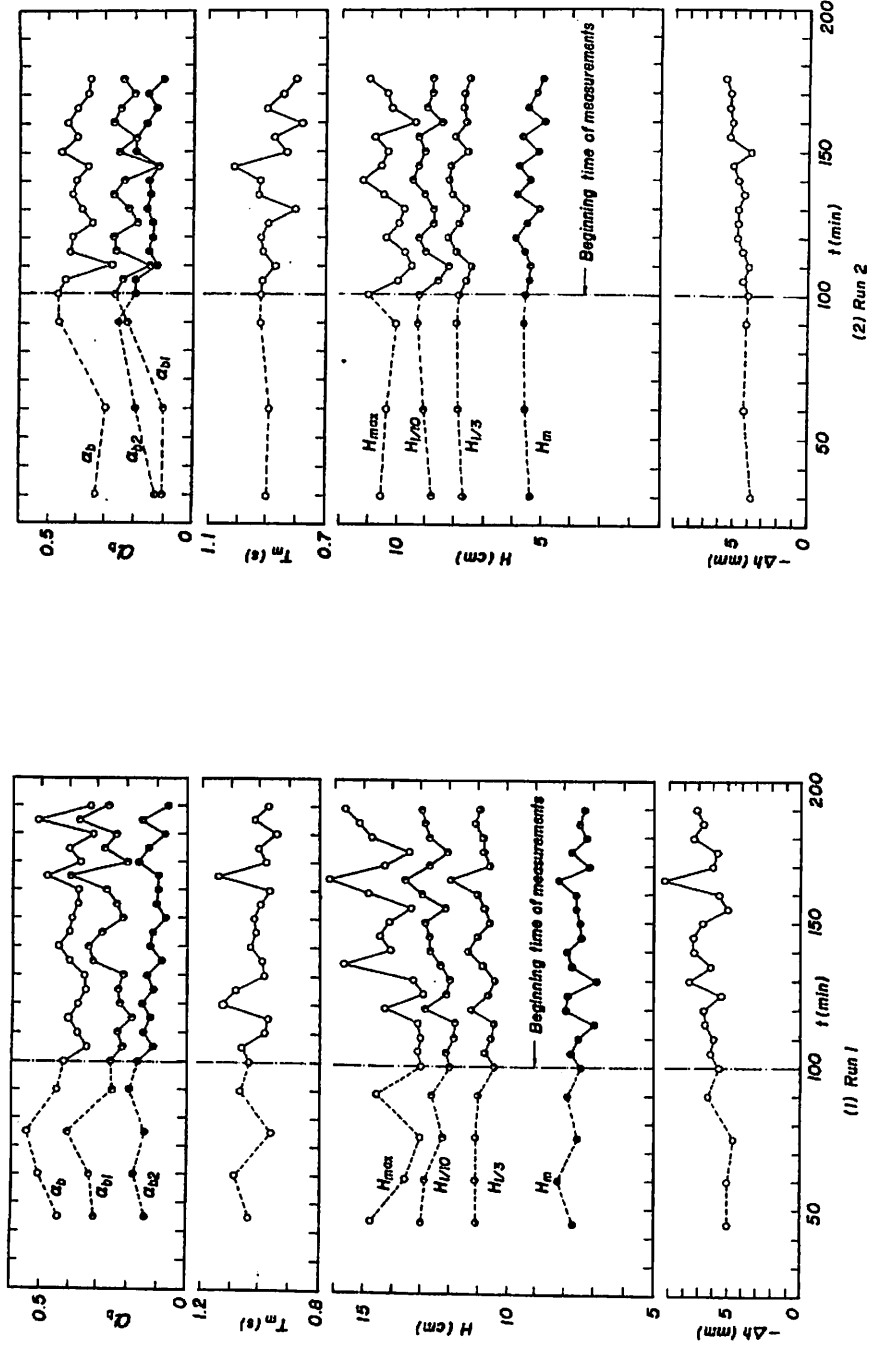


図-4 平均水位、波高、周期、および崩け率の時間変化

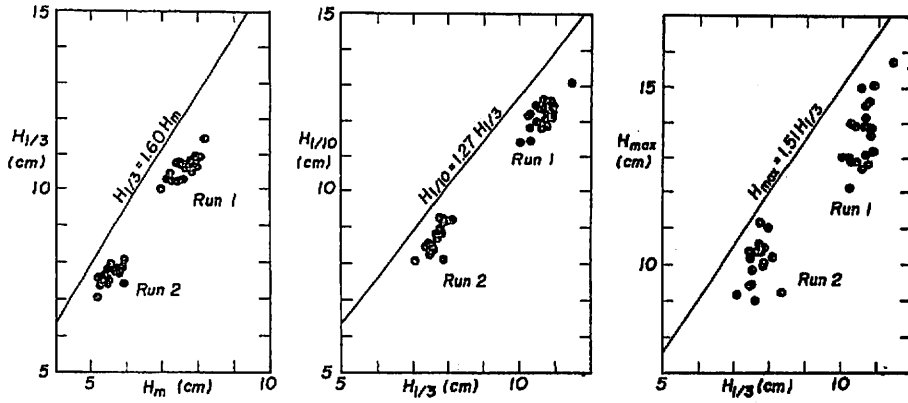


図-5 風波の波高間の関係

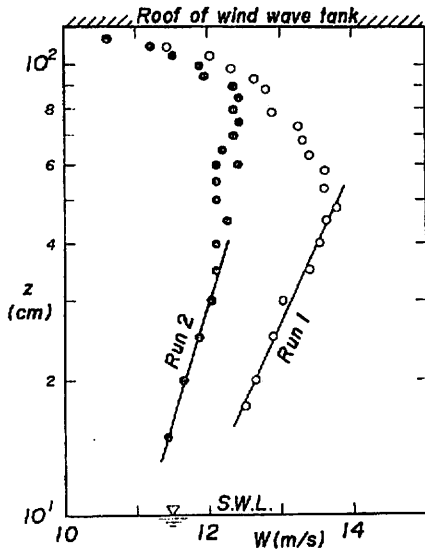


図-6 風波上の風速分布

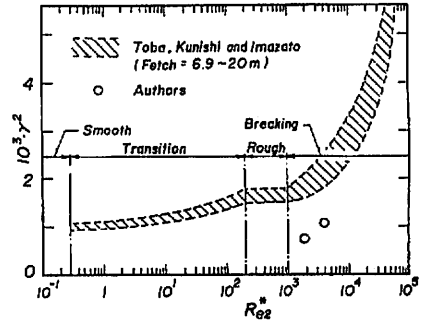


図-7 摩擦係数と粗度 Reynolds 数との関係

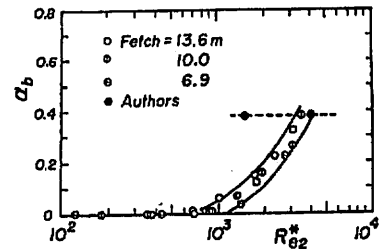


図-8 風波の崩壊率と粗度 Reynolds 数との関係

(3) 砕波波列の波形および流速分布

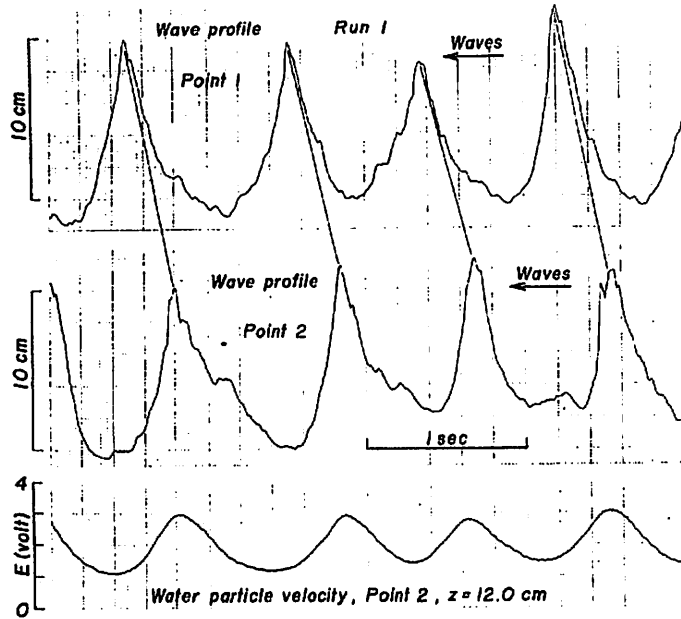
2. 1で述べた方法により得られた砕波波列の波形および流速の測定例を図-9に示す。波の谷の部分に短周期の表面波あるいは砕波により生じた攪乱波が存在することがよく判る。また、流速の測定曲線から、波の谷の部分で流向の反転が見られず、発生した吹送流の流速が波動成分の流速よりも大きいことがわかる。

ただし、このような砕波波列が常に現われるのではなく、1測定時間内(約100sec)に数回かつ不規則に観測される。このようにして得られる砕波波列のうち、波形、波高、周期がほぼ同一と考えられるものを抽出して得られた砕波波列の諸元は表-2のようになる。ただし、 $h$ :平均水深、 $g$ :重力の加速度である。図一

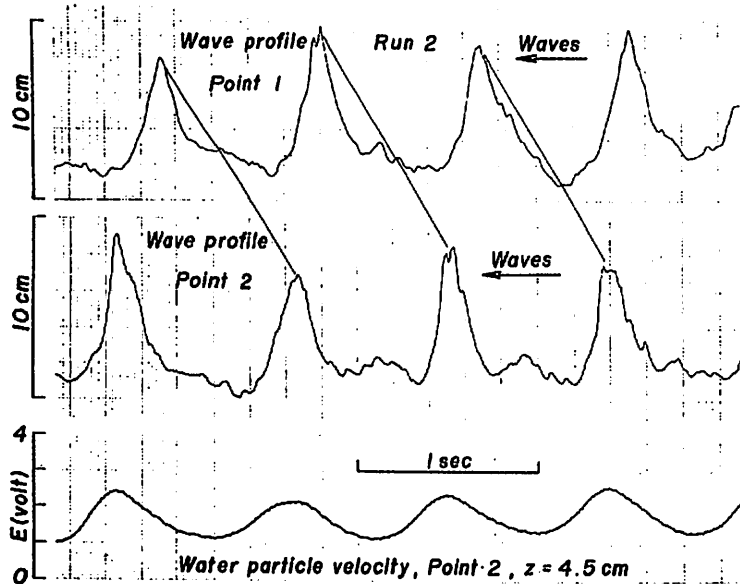


3, 4と比較すればわかるように, 砕波波列の周期は  
パワー・スペクトルのピーク周波数に対応するもので

あり, また, その波高は1/3有義波高の程度となってい  
る。



(1) Run 1



(2) Run 2

図-9 砕波波列の波形および流速の測定例

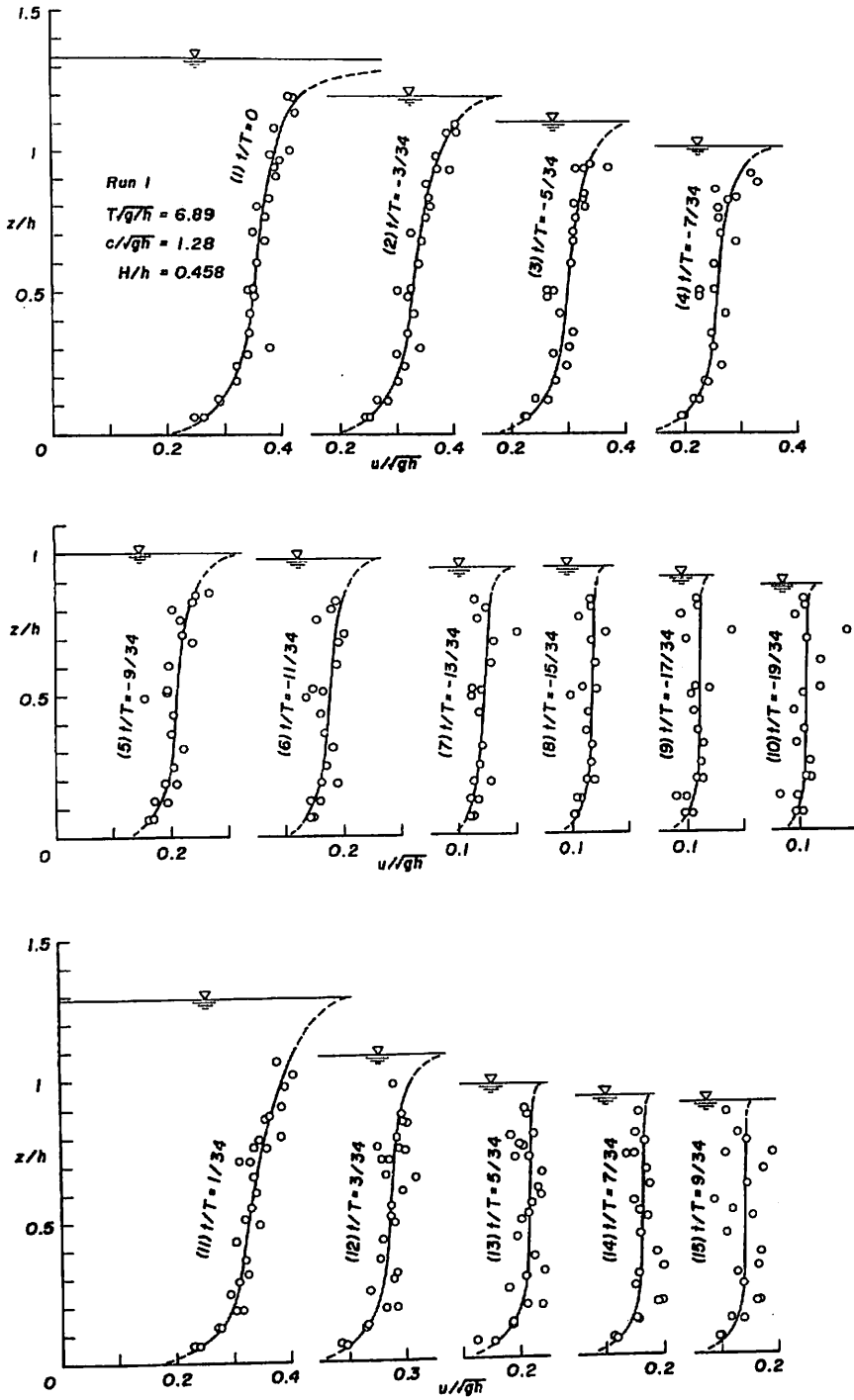


図-10 砕波波列の各位相における流速分布 (Run 1)

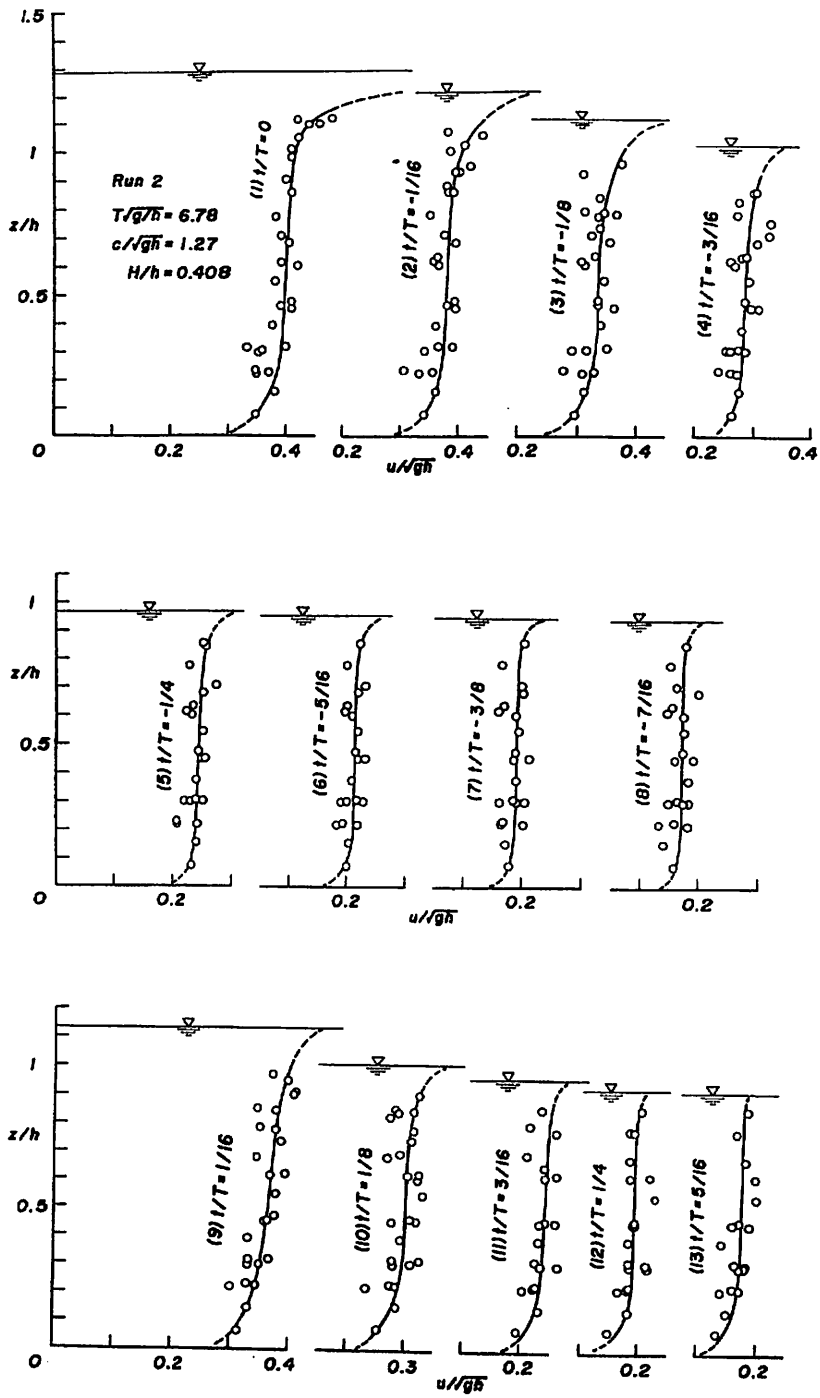


図-11 碎波波列の各位相における流速分布 (Run 2)

表-2 碎波波列の諸元

Run	h(cm)	$T\sqrt{g/h}$	H/h	$c/\sqrt{gh}$	$W/\sqrt{gh}$
1	24.1	6.89	0.458	1.28	11.48
2	19.7	6.78	0.408	1.27	10.93

次に、碎波波列の各位相での流速分布を Run 1, 2 について示すと図-10, および11が得られる。図中の曲線は実験値に対する内挿曲線である。ただし、波の峰近くの位相においては、水面近くの流速が測定されていないので、下側領域での実験値から外挿してある。

Run 1, 2 とともに、波の背後 ( $t/T \leq 0$ ) の峰近くでは大きい表層流が発生し、峰から遠ざかるにつれてこの表層流は漸減し、一様分布に近い流速分布となることが判る。また、波の前面 ( $t/T > 0$ ) では、表層流の減衰は急激に起っている。これは、この表面流が主として波の崩れに起因する流速成分であり、いわゆる遮へい領域の存在を示唆している。

(4) 碎波波列における限界水深の発生

図-10, および11に示した流速の鉛直分布から各位相における平均流速

$$\bar{u} = \frac{1}{\eta} \int_0^{\eta} u dz \quad (2)$$

を計算し、波速  $c$  の移動座標から見て定常化された流速  $\bar{u}-c$ , および波形  $\eta$  とともに示すと図-12が得られる。ただし、同図には便宜上  $c-\bar{u}$  が表示されている。これらの図から判るように、平均水面近くで  $(c-\bar{u})/\sqrt{gh} = 1$  となる位相が峰の前後に存在する。これは、この移動座標から碎波波列を観ると、流れの状態は峰付近では常流、谷の部分では射流となっているこ

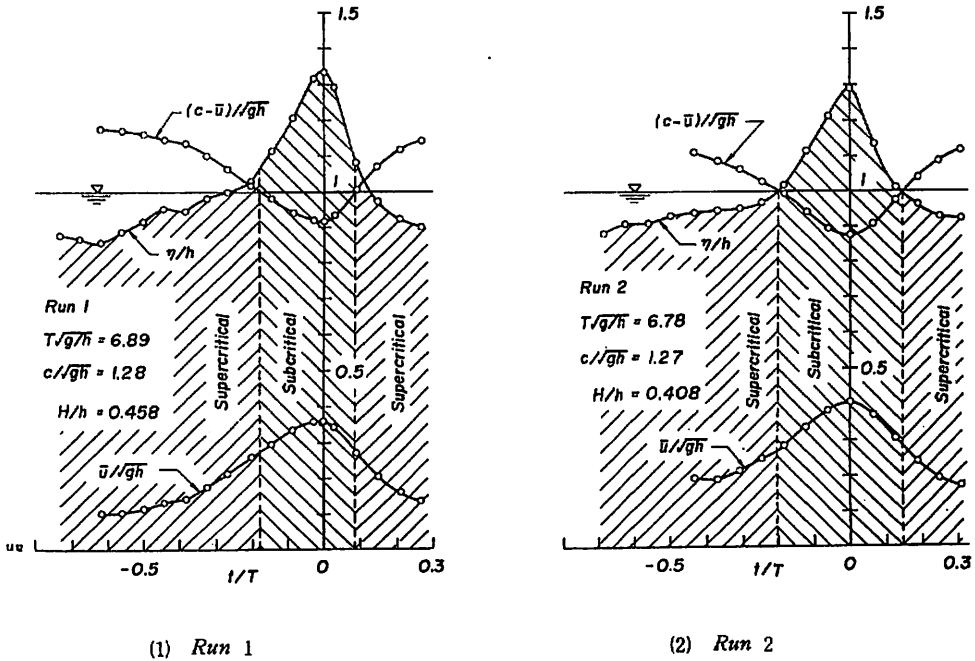


図-12 碎波波列における限界水深の発生

とを示すもので、水理学的に非常に興味ある事実である。

(5) 風による吹送流

流速の測定値の計測時間  $T_{total}$  内の平均流速

$$U_m = \frac{1}{T_{total}} \int_0^{T_{total}} u dt \quad (3)$$

の鉛直分布を平均水面下について示すと図-13のようになる。当然のことながら、この流速には波動成分も含まれているが、強風により発生した吹送流の程度を示すと考えられる。

(6) 砕波波列の質量輸送速度

砕波波列の質量輸送速度を次式で定義する。

a. 波の谷より下側の領域 ( $z = z_0$  上) :

$$u_m = \frac{1}{T} \int_0^T u dt = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_j \quad (4)$$

b. 波の谷より上側の領域 ( $z = \eta - z_0$  上) :

$$u'_m = \frac{1}{T'} \int_0^{T'} u dt = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \Delta u_j \quad (5)$$

1 周期平均で表わすと、式(5)は

$$\begin{aligned} u'_m &= \frac{1}{T'} \int_0^{T'} u dt \\ &= \frac{T'}{T} u_m = \frac{n}{N} u_m \end{aligned} \quad (6)$$

となる。

図-14は、式(4)~(6)で与えられる質量輸送速度の鉛直分布を示すものである。波の谷より上側の領域においては便宜上波の峰の位相  $z = \eta_{crest} - z_0'$  にプロットしてある。図-14から次のことがわかる。波の谷より

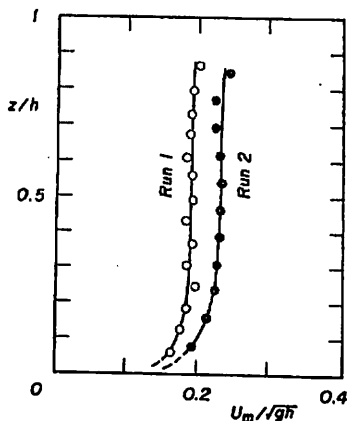


図-13 吹送流の鉛直分布

下側の領域における質量輸送速度は、図-13に示した吹送流によるものより若干大きく、波動成分による質量輸送速度の存在が認められるが、吹送流による質量輸送が卓越する。谷より上方では、図-10, 11にも示されているように、表層流の効果が大きい。

また、本実験においては、無次元周期  $T\sqrt{g/h} \approx 6.8 \sim 6.9$  とほぼ一定であるが、波高水深比  $H/h$  の小さい Run 2 の場合が Run 1 よりも質量流速が大きくなっている。この点については、発生する吹送流および砕波波列との関連が深いので、数多くの実験による検討が必要であろう。

### 3. 結 言

循環式風洞水槽（海岸波浪シミュレーター）を用いて十分発達した吹送流を伴う砕波波列の波形、流速、質量輸送速度、質量流速などの水理特性、および風波のパワー・スペクトルとの関係について、実験的に調べた結果を要約すると、次のようになる。

(1) 風による吹送流が十分発達するため、水粒子はこの流れと同方向に移動し、通常の波のような周期的な流向の反転は見られず、この波動場は流れに近い状態となっている。

(2) 発生する砕波波列は、風波のパワー・スペクトルのピーク周波数に対応する周期をもち、その波高をもった波列も観測されるが、その出現頻度は小さい。

(3) 砕波波列をその波速と等しい速度をもつ移動座標から見ると、平均水面よりやや上方の位置に限界水深が発生する。すなわち、峰の部分は常流、谷の部分は射流状態となっている。

(4) 砕波波列による質量流速については、波の谷より下側の領域では吹送流、峰の部分では表層流による質量流速が卓越する。

(5) 無次元周期が一定のとき、波高水深比が小さい波列が大きい質量流速をもつ傾向が認められたが、この点に関してはより多くの実験により検討する必要があるであろう。

以上の結果のうち、特に(1)および(3)は砕波波列の重要な基礎的特性と考えられ、十分発達した吹送流を伴う砕波波列の機構を解明するための基礎となるであろうことが期待される。

最後に、本実験に際し多大な御助力をいただいた京都大学防災研究所海岸災害部門ならびに同所附属宇治川水理実験所の関係各位に深謝の意を表わす。

また、本研究は、文部省科学研究費補助金（奨励研

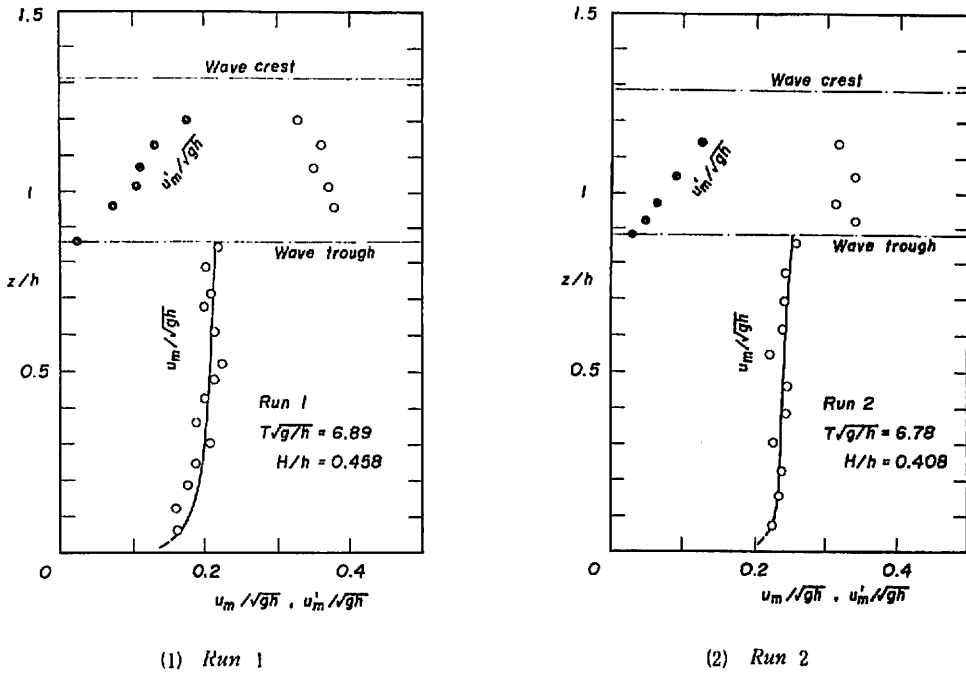


図-14 砕波波列の質量輸送速度の鉛直分布

究 A) による研究成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 土屋義人・山口正隆：風洞水槽を利用した不規則波の発生装置（海岸波浪シミュレーター）とその 2, 3 の特性について, 京都大学防災研究所年報, 第14号 B, 1971, pp.1~16.
- 2) Phillips, O.M.: The equilibrium range in the

- spectrum of wind-generated waves, Jour. Fluid Mech., Vol.4, 1958, pp.426~434.
- 3) Longuet-Higgins, M.S.: On the statistical distribution of height of sea waves, Jour. Mar. Res., Vol.11, No.13, 1952, pp.245~266.
- 4) Toba, Y. and H.Kunishi: Breaking of wind waves and the sea surface wind stress, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, 26, 1970, pp.71~80.