

## Offshore vortex train の特性に関する定量的評価

## ESTIMATION OF CHARACTERISTIC QUANTITIES OF OFFSHORE VORTEX TRAIN

松永信博\*・竹原幸生\*\*・栗谷陽一\*\*\*

By Nobuhiro MATSUNAGA, Kosei TAKEHARA and Yoichi AWAYA

A row of two-dimensional vortices forms in an offshore zone when regular surface waves run up a sloping flat bed. This vortex row has been called the offshore vortex train. Its formation region and quantitative properties have been investigated on the basis of experiments for three slopes of the bed. The vortex train is independent of types of wave breaking and forms when the steepness of deep water waves is smaller than  $4.2 \times 10^{-2}$ . The formation region can be expressed universally in the  $H/L$  and  $(1 + 6.4 \tan \theta) h/L$  coordinates system, where  $H$  is the wave height,  $L$  the wavelength,  $h$  the water depth and  $\tan \theta$  the bed slope. The net shoreward velocity near the sloping bed is given by an empirical relation independent of  $\tan \theta$ . The horizontal interval between the vortices is expressed by  $1.2 \times 10^{-2} (\tan \theta)^{1/3} (h/L)^{-1} h$ . The length of the vortex train is dominated by the wavelength and the water depth at the breaking point. The velocity of the vortex movement is given by  $3.6 \times 10^1 (\tan \theta)^{2/3} (h/L) U_{\max}$ , where  $U_{\max}$  is the maximum velocity of steady offshoreward flow induced on a horizontal bed.

Keywords: wave-induced current, steady streaming, flow visualization

## 1. はじめに

沿岸海域における定常流系を明らかにすることは、漂砂量の推定や砕波帯内外での海水交換プロセスの解明等において、きわめて重要である。Bagnold<sup>1)</sup>は、二次元浅水波が水平床上を伝播するとき、底面付近に波の進行方向に向かう定常流が生ずることを実験によって見出した。Longuet-Higgins<sup>2)</sup>は、この定常流を底面境界層を考慮することによって理論的に明らかにした。彼は、この定常流の補流として波の進行方向と逆向きの質量輸送が水表面に沿って生ずる場合があることを示した。そして、この質量輸送は、非回転運動の仮定に基づいた波の進行方向への質量輸送(ストークス・ドリフト)を打ち消すほどのオーダーとなり得ることを指摘した。Bijker<sup>3)</sup>は、傾斜面上を進行する波によって生ずる境界層内における質量輸送と底面勾配との関係を実験と理論に基づいて調べた。

著者らは、沖波波形勾配が比較的小さい二次元規則波

が一樣傾斜面上を遡上するとき、砕波点付近で周期的に形成される剥離渦と、砕波点よりも沖側で定常的に観察される渦列を見出した<sup>4)~7)</sup>。写真-1に、アニリン・ブルー染料を用いて可視化された渦列の一例を示す。CB間は50 cm、B点における平均水深は14.0 cm、底面勾配は1/23.5である。写真の左側が岸側で、砕波はC点よりも岸側1.68 mのところまで生じている。時計方向の回転をもった渦が、ほぼ水深程度の間隔で並んでいることがわかる。著者らは、この渦列を砕波帯外に形成する渦列として“offshore vortex train”と名付けている。砕波点付近ではトレーサーは波状パターンを示し、沖方向に移動するにつれ渦パターンに発達する。offshore vortexの発生原因は、底面に沿った岸向き定常流とそ

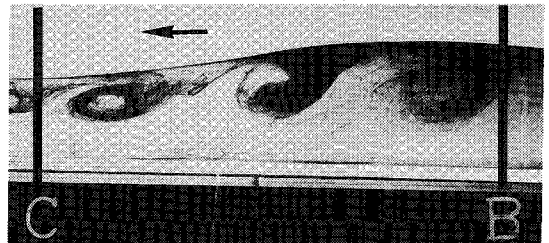


写真-1 Offshore vortex train の一例  
(矢印は波の進行方向を示す)

\* 正会員 工博 九州大学助手 工学部水土木工学科  
(〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1)

\*\* 正会員 工修 近畿大学助手 理工学部土木工学科  
(〒557 大阪府東大阪市小若江 3-4-1)

\*\*\* 正会員 工博 九州共立大学教授 工学部開発学科  
(〒807 北九州市八幡区自由丘 1-8)

れを補うために水表面に沿って生ずる沖向き定常流との間のせん断不安定によるものと考えられる。

この渦は沖方向にゆっくり移動しながら互いに合体を繰り返す、その間隔をほぼ水深のオーダーに保つ。そして、岸向き-沖向き定常流間のせん断率が小さくなった沖合で渦列は消滅する。このような渦列が砕波点より沖側で形成されることはこれまでほとんど知られておらず、流体力学上、大変興味深いものである。また、沿岸海域における物質拡散や砕波帯内外における海水交換などの海岸工学上の問題を解明するうえでも考慮されなければならない現象であると思われる。

本研究の目的は、底面勾配を種々変化させることにより offshore vortex train の形成条件とその特性量を可視化実験に基づいて明らかにすることである。

## 2. 実験

実験には、長さ 12.0 m、深さ 0.40 m、幅 0.15 m の二次元造波水槽を用いた。水槽の一端にはフラッター型の造波機を取り付け、振動数と振幅を広範囲に変えることにより種々の規則波に対して実験を行った。水槽の他端には斜面を設置した。斜面の勾配  $\theta$  は、板の長さを変えることにより  $1.55^\circ$ 、 $2.44^\circ$ 、 $4.65^\circ$  に変化させた。局所的な波高  $H$  は波高計を測定点に設置することにより求められた。一方、波長  $L$  と波速  $C$  は測定点をほさんだ 2 点における波高の同時測定により求められた。沖波波長  $L_0$  は  $gT^2/2\pi$  から、沖波波高  $H_0$  は浅水係数を用いて推定された。ここで、 $T$  は波の周期、 $g$  は重力加速度である。今回の実験において、水平床における沖側水深は 22.0~31.6 cm、 $T=0.517\sim 2.59$  秒の範囲でえられ、 $L_0=41.7\sim 470$  cm、 $H_0=0.93\sim 6.58$  cm の範囲の沖波が作られた。

Offshore vortex が形成されているか否かの判定は、トレーサーとしてアリニン・ブルー染料を用いた可視化実験に基づいて行われた。図-1 では、渦列に関連した特性量が定義されている。図中、(a) は波が砕波する直前に砕波点付近で周期的に発生する剝離渦を、(b) は offshore vortex train を模式的に示している<sup>7)</sup>。  $l$  は渦と渦との間の水平距離、 $L_r$  は砕波点から渦が消滅する位置までの距離で定義された渦列の形成区間の長さ、

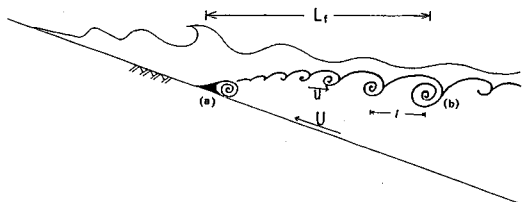


図-1 Offshore vortex train に関連した特性量の定義

$U$  は境界層外縁における底面に沿った岸向き定常流、 $u$  は渦の沖向き移動速度である。これらの諸量の測定も流れの可視化に基づいて行われた。境界層外縁での定常流速は、染料の先端が底面に沿って一定距離遡上するのに要する時間から求められた。その距離は 10 cm で、底面上の 2 本のラインによって印された。染料は波動による交番流のため、岸-沖方向に往復運動しながら遡上する。したがって、測定において交番流の影響を極力取り除くため、定常流による遡上時間を岸向き交番流によって染料の先端が沖側のラインを横切ったときから岸向き交番流によって岸側のラインを横切るまでの時間とした。このようにして、遡上する染料の先端の速度を 10 数回測定し、その平均値を境界層外縁での定常流速とした。 $l$  と  $u$  の値は渦列のビデオ撮影を行い、同じく 10 数回の測定値を平均することにより求められた。

## 3. 実験結果

### (1) Offshore vortex の形成領域

図-2 は、offshore vortex の形成を  $H_0/L_0$  と  $\tan \theta$  の座標系で表わし、砕波形態との関係を示したものである。白丸印は渦列が形成されたことを、黒丸印は形成されなかったことを表わしている。図中の実線は、巻波砕波領域、崩れ波砕波領域、および遷移状態領域を区分するもので、Gaughan and Komar<sup>8)</sup> によって与えられた。この図から offshore vortex が形成するか否かは砕波形態にほとんど依存せず、渦列は沖波波高勾配が約  $4.2 \times 10^{-2}$  以下の波が斜面上を進行するとき形成されることがわかる。

Offshore vortex train は、前述したように砕波点付近から形成されはじめ、岸向き-沖向き定常流間のせん断率が小さくなった沖合で消滅する。このような特性を

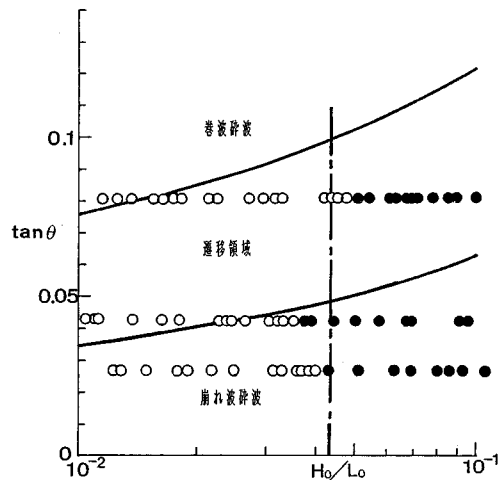


図-2 Offshore vortex の形成と砕波形態との関係

もつ渦列の形成領域を定量化するためには、沖波諸量のような代表量を用いるよりむしろ局所量を用いる方が有効である。表面波においては、波速、波長、周期の間に  $C=L/T$  の関係と分散関係式が成立することにより、渦列の形成を支配する物理量として  $L, h, H$  および  $\tan \theta$  を挙げれば十分となる。したがって、渦列の形成領域を無次元表示すれば、

$$f_1(h/L, H/L, \tan \theta)$$

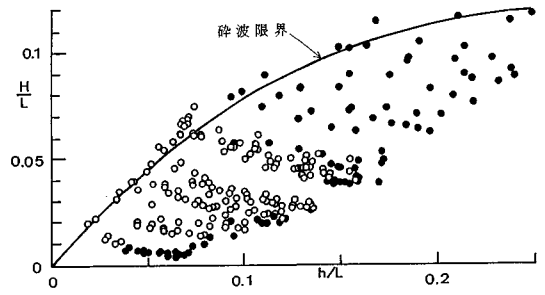
となる。ここで、波動境界層厚さに比べて水深が十分大きいことより、流体粘性の効果は無視されている。

図-3(a), (b), (c) は 3 種類の勾配に対して、それぞれ渦列の形成を  $h/L-H/L$  座標面上でみたものである。白丸印は渦列が形成されたことを、黒丸印は渦が形成されなかったことを示している。図中の実線は著者らの今回の実験に基づいて経験的に決めた碎波限界である。3 種類の底面勾配に対して、渦列の形成領域は同じ傾向を示している。つまり波形勾配  $H/L$  の値が増大するにつれ、渦が形成される領域と形成されない領域の境界における  $h/L$  の値はだいに大きくなる。このことは言い換えれば、渦列の形成長  $L_f$  が長くなることを示唆している。 $H/L=0.03\sim 0.04$  では、その境界における  $h/L$  の値は最大値 0.14 をとる。 $H/L>0.03\sim 0.04$  では形成領域の  $h/L$  の値は急減し、碎波点における波形勾配が約 0.08 以上では渦列は全く形成されないことがわかる。

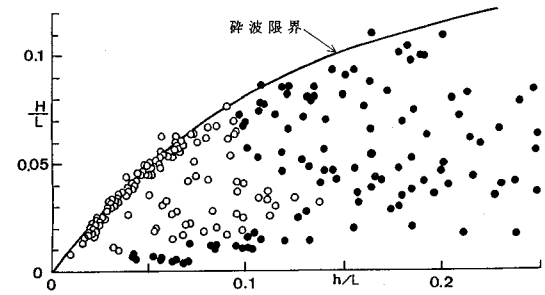
底面勾配を導入した形で渦列の形成領域を普遍表示するためには、まず碎波限界に対して  $\tan \theta$  をどのような形で導入すればよいかを検討する必要がある。McCowan<sup>9)</sup> によると碎波限界式は  $H_b/h_b=0.78$  で与えられる。また、Miche<sup>10)</sup> は  $H_b/h_b=0.142 \tanh(2\pi h_b/L_b)$  を提案しており、 $h_b/L_b$  が小さい場合  $H_b/L_b=0.89$  が成り立つ。ここで  $H_b, h_b, L_b$  はそれぞれ碎波点における波高、水深、波長である。その他、多くの研究者達が碎波点における諸量をさまざまな形で表現しているが、沖波波形勾配の小さい波が斜面上を進行するとき、 $H_b$  と  $h_b$  との間には比例関係が成り立つ。そこで、比例関係が成り立つ領域に対して、比例定数  $H_b/h_b$  と  $\tan \theta$  との関係を示したものが図-4 である。図中には著者らの実験結果に加えて、樫木ら<sup>11)</sup> と、合田<sup>12)</sup> による測定結果もプロットされている。著者らのデータの中で、 $\tan \theta=1/10$  の結果は  $H_b/h_b$  と  $\tan \theta$  との関係を確認するために大型造波水槽を用いて特別に行った実験から得られたものである。図中の実線は

$$H_b/h_b=0.72(1+6.4 \tan \theta) \dots \dots \dots (1)$$

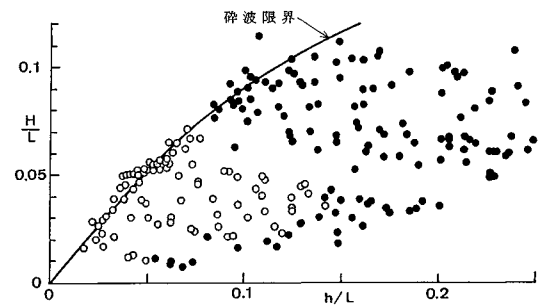
で与えられる経験式である<sup>13)</sup>。この図より、 $H_b$  が  $h_b$  に比例するところでは、式 (1) の関係が成り立つことがわかる。



(a)  $\tan \theta=1/37.0$



(b)  $\tan \theta=1/23.5$



(c)  $\tan \theta=1/12.3$

図-3 Offshore vortex の形成領域

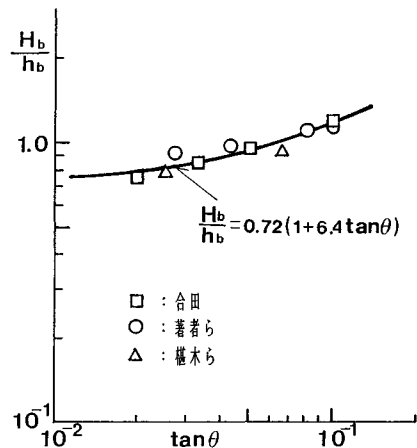
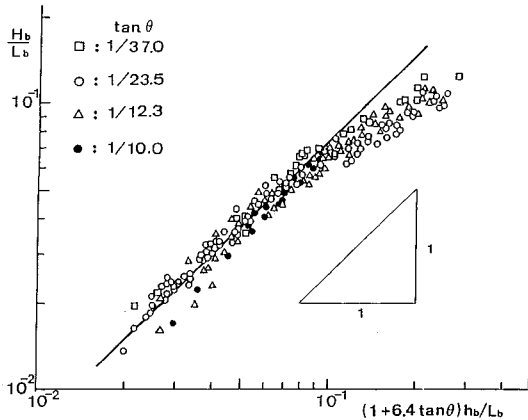


図-4  $H_b/L_b$  と  $\tan \theta$  との関係



図—5 碎波限界の普遍表示

図—5は、式(1)の関係を導入して著者らの碎波点におけるデータを整理したものである。底面勾配をこのように導入すれば比例関係からはずれる領域においても、ほぼ普遍的に碎波限界を表わし得ることがわかる。

図—6は、式(1)で与えられる斜面勾配の関係を導入して、図—3(a), (b), (c)で示された渦列の形成領域を再び検討したものである。白抜き記号は渦列が形成されていることを示しており、黒塗の記号は形成されなかったことを示している。形成領域は、経験的に引かれた3つの曲線で囲まれている。形成領域上限の境界は、碎波限界曲線である。形成領域下限の境界は、碎波点から発生した渦列が消滅する沖側の境界を示している。もう1つの境界は  $H_0/L_0 = 4.2 \times 10^{-2}$  で与えられ、これは、図—2において示されたように、渦列の形成は碎波形態によらず  $H_0/L_0 < 4.2 \times 10^{-2}$  において生ずるという結果とも一致している。この図から、3種類の底面勾配に対し、形成領域は普遍的に表わされることがわかる。この

ことは、また、次元解析において分子粘性の効果は無視し得るとした仮定がほぼ妥当であることを示唆している。

(2) 境界層外縁における岸向き定常流速

前述したように Offshore vortex の形成に重要な役割を果たすものに、底面に沿った岸向き定常流がある。これは、渦列の特性を直接示すものではないがその特性を支配する代表量の1つであると考えられる。前述したように、Longuet-Higgins は水平床上を進行する波によって生ずる定常流を解析し、流速が、

$$U(z) = (\pi H/L)^2 C F_{kh-z/h} \dots \dots \dots (2)$$

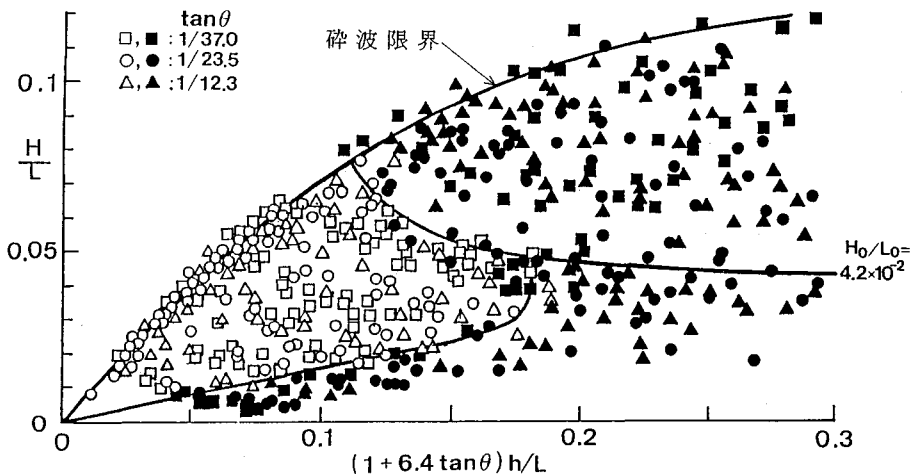
ここで、

$$F(\mu) = \frac{1}{4 \sinh^2 kh} \left[ 2 \cosh\{2 kh(\mu-1)\} + 3 + kh \sinh\{2 kh(3\mu^2 - 4\mu + 1)\} + 3 \left( \frac{\sinh 2 kh}{2 kh} + \frac{3}{2} \right) (\mu^2 - 1) \right]$$

となることを導いた。ここで、 $z$  は底面から鉛直上向きにとられた座標であり、 $k$  は波数、流速は波の進行方向が正となるようにとられている。境界層外縁における流速は、式(2)に  $z=0$  を代入して

$$U = \frac{5}{4} (\pi H/L)^2 C \frac{1}{\sinh^2 kh} \dots \dots \dots (3)$$

となる。前述したように、斜面上を進行する波によって生ずる境界層内における定常流の解析は Bijker らによって試みられているが、ここでは水平床上の理論解、式(3)と比較することによって境界層外縁の流速に及ぼす底面勾配の効果について検討を試みる。図—7は、測定によって得られた岸向き定常流速を無次元化し、 $kh$  に対してプロットしたものである。図中の点線は式(3)に対応し、Russell and Osorio<sup>(4)</sup> によって測定さ



図—6 Offshore vortex の形成領域の普遍表示

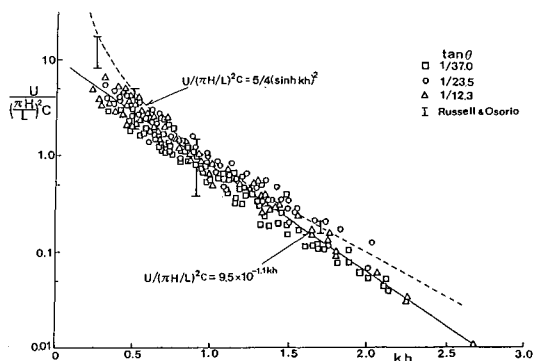


図-7 境界層外縁における岸向き定常流速

れた水平床, 順勾配底面, 逆勾配底面上に生ずる定常流速を範囲記号 I で示している. Russell and Osorio の測定結果と同様, 著者らの測定結果からも, 岸向き定常流は底面勾配に依存しないことが認められる.  $kh$  が十分大きいところ, 十分小さいところでは, この測定結果は Longuet-Higgins の理論解からはずれる傾向がある. 実線はデータの最小二乗近似によって得られた関係式

$$U = 9.5 \times 10^{-11} kh (\pi H/L)^2 C \dots\dots\dots (4)$$

である. 著者らの測定結果と Russell らの結果から, 境界層外縁における定常流速は, 底面勾配に依存しない形で経験的に式 (4) で評価できることがわかる.

(3) Offshore vortex train に関する特性量

a) 渦の間隔

渦の間隔  $l$  は, 前述と同様の次元解析により無次元形式

$$l/h = f_2(H/L, h/L, \tan \theta)$$

で表わされる. 図-8(a), (b), (c) はそれぞれの底面勾配に対して  $l/h$  と  $H/L$  に対してプロットしたものである. 図より

$$l/h \propto (H/L)^{-1}$$

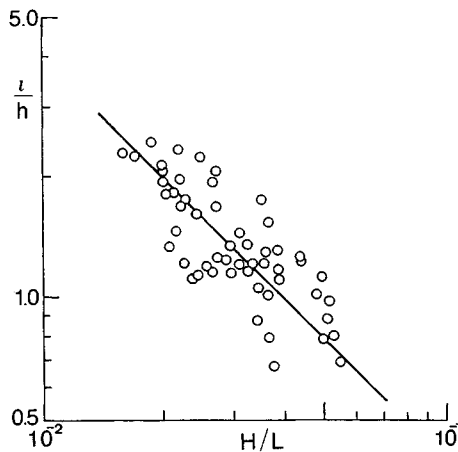
の関係がそれぞれの勾配に対して成り立つことがわかる. さらに,  $l/h$  と  $h/L$  との関係調べた結果, 明瞭な相関が認められなかった. 上式の比例係数  $(l/h)/(H/L)^{-1}$  と  $\tan \theta$  との関係調べたところ, 比例係数はほぼ  $(\tan \theta)^{-1/3}$  に比例する. これらの結果に基づいて,  $l/h$  を  $(\tan \theta)^{-1/3} (H/L)^{-1}$  に対してプロットしたものが図-9である. 図より渦の間隔に関しては

$$l = 1.2 \times 10^{-2} (\tan \theta)^{1/3} (H/L)^{-1} h \dots\dots\dots (5)$$

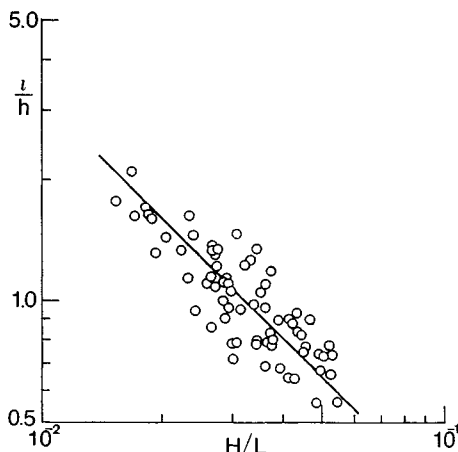
の関係が成り立つようである.

b) 渦の形成区間長

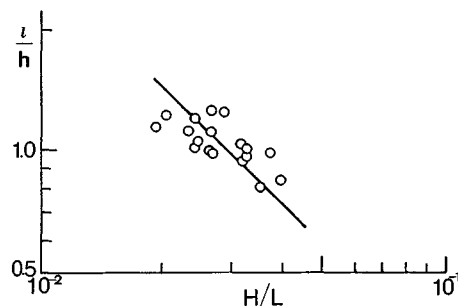
渦の形成区間の長さ  $L_f$  は, 1 実験においてある 1 つの値をとることにより,  $L_f$  を規定する物理量として局所的なものを用いるよりむしろ代表量を用いる方が妥当である. さらに, 渦列が砕波点付近から形成し始めるこ



(a)  $\tan \theta = 1/37.0$



(b)  $\tan \theta = 1/23.5$



(c)  $\tan \theta = 1/12.3$

図-8  $l/h$  と  $H/L$  との関係

とを考慮すれば, 渦の形成長さは沖波に関する代表量ではなく, 砕波点における諸量  $H_b, h_b, L_b$  によって支配されると考えられる. 与えられた底面勾配に対して  $h_b$  と  $H_b$  との間には図-4 で示されたように一定の関係が存在するので,  $L_f$  の無次元形は,

$$L_f/L_b = f_3(h_b/L_b, \tan \theta)$$

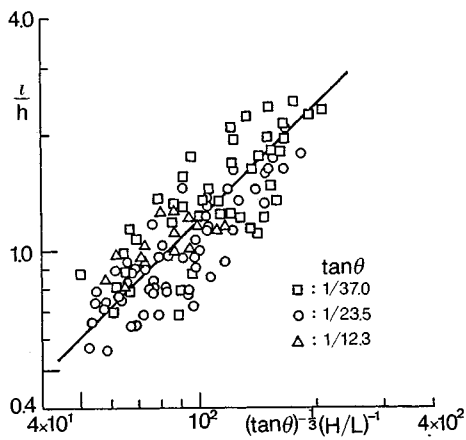


図-9 渦の間隔の普遍表示

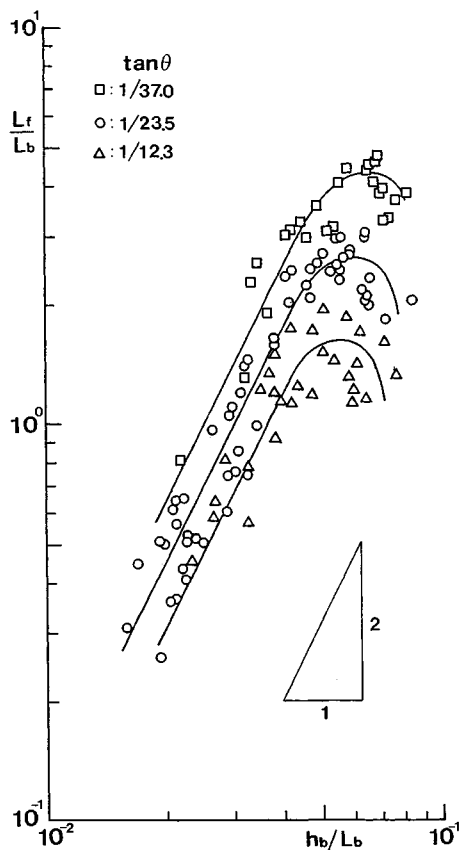


図-10  $L_r/L_b$  と  $h_b/L_b$  との関係

で表わすことができる。

図-10は、 $L_r/L_b$ の値を  $h_b/L_b$  に対してプロットしたものである。 $h_b/L_b \leq 0.04$ では、それぞれの勾配において  $L_r/L_b \propto (h_b/L_b)^2$  の関係が成り立つ。そして、 $h_b/L_b \approx 0.05$ で  $L_r/L_b$ は極大値をとった後、急激に減少する。図-3で示した形成領域のグラフにおいて、

$h/L$ -軸は、渦の形成長さを表わすものでもあることを考慮すれば、 $L_r$ に関するこのような定性的傾向は形成領域からも推測できるものである。

図-11は、 $L_r/L_b$ が  $(h_b/L_b)^2$  に比例する区間に対して比例係数が底面勾配にどのように依存するかを示したものである。この図より  $L_r$ は  $(\tan \theta)^{-3/4}$  に比例することが認められる。

図-12は底面勾配の効果を考慮して、図-10のデータを再整理したものである。渦の形成長さは、

$$L_r/L_b = 1.0 \times 10^2 (\tan \theta)^{-3/4} (h_b/L_b)^2 \dots \dots \dots (6)$$

で与えられるが、底面勾配が大きいほど、上式から早くはずれ始める。これは、底面勾配が大きいほど岸向き-沖向き定常流間のせん断率が小さくなるため渦も早く消滅し、形成区間の長さ  $L_r$ も短くなるためと考えられる。

c) 渦の移動速度

渦の移動速度  $u$ を波速  $C$ で直接無次元化し、定量化することは不適當である。なぜならば、 $u$ と  $C$ はそのオーダーにおいて大きく異なり、また  $u$ の場所的变化に比べ  $C$ の変化は非常に小さいからである。その他の速度スケールとして、境界層外縁での岸向き定常流速  $U$ が考えられる。それを用いて、渦の移動速度を無次元表示すると

$$u/U = f_4(H/L, h/L)$$

となる。 $U$ の値を式(4)で評価し、 $u/U$ の値を  $h/L$ に対してプロットしたものが図-13である。両者により相関は認められないが、 $u/U$ の値はほぼ  $2.5 \times 10^{-1}$ の値を中心に分散しているようである。明瞭な相関が得られない理由として岸向き定常流流速は渦の移動を間接的にしか表現していない点が挙げられる。この渦の移動速度をうまく説明するには、むしろ岸向き定常流の補流として生ずる沖向き定常流の代表流速を用いる方が妥当と思われる。そこで、Longuet-Higginsによって与えられた流速分布、式(2)から沖向き定常流の最大流速  $U_{max}$ を算定し渦の移動速度の再整理を試みた。図-14(a), (b), (c)は、それぞれの勾配に対して  $u/U_{max}$ と  $h/L$ の値を算定し、プロットしたものである。図において、 $H/L$ の値は4つの範囲に区分して示されている。これらの図より、 $u/U_{max}$ の値は、波形勾配  $H/L$ に明瞭には依存せず、

$$u/U_{max} \propto h/L$$

の関係が成り立つ。上式の比例係数と  $\tan \theta$ との関係を示したものが図-15である。これらの結果から渦の移動速度は、ほぼ

$$u/U_{max} = 3.6 \times 10^1 (\tan \theta)^{2/3} (h/L) \dots \dots \dots (7)$$

で表わされる。しかしながら、この渦の移動速度に関してはさらなる詳細な検討を要するものと思われる。

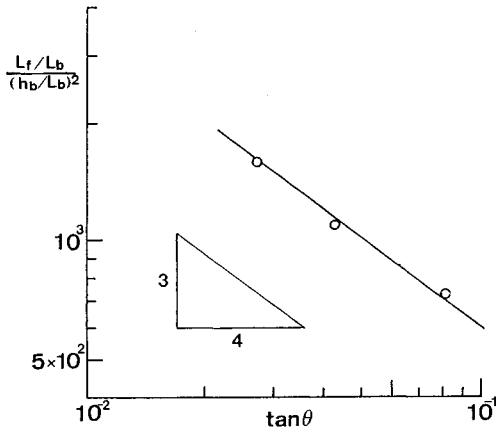
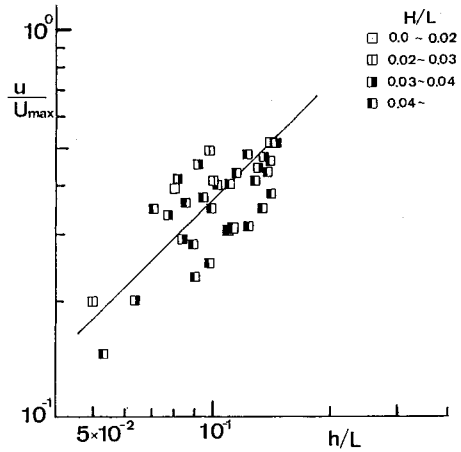


図-11 形成区間長と底面勾配との関係



(a)  $\tan \theta = 1/37.0$

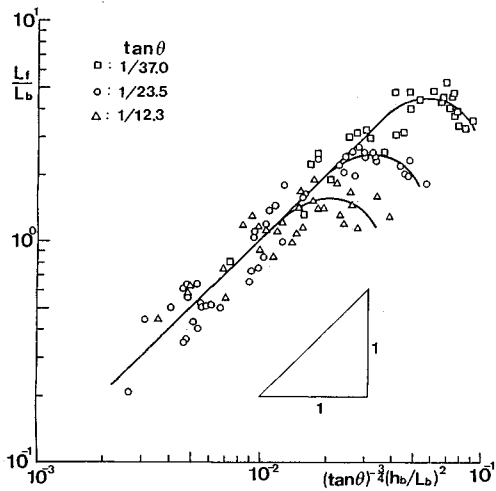
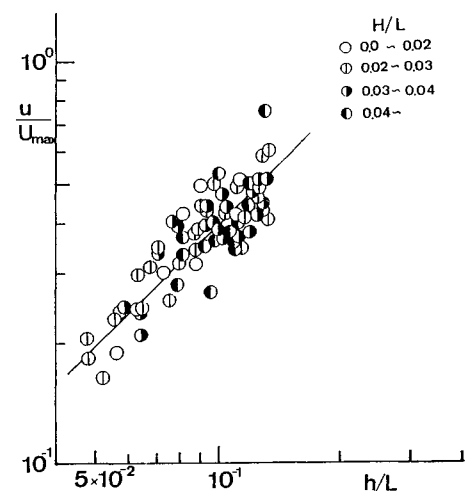


図-12 形成区間長の普遍表示



(b)  $\tan \theta = 1/23.5$

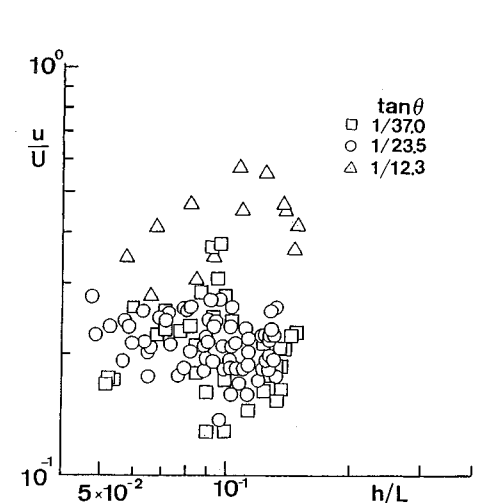
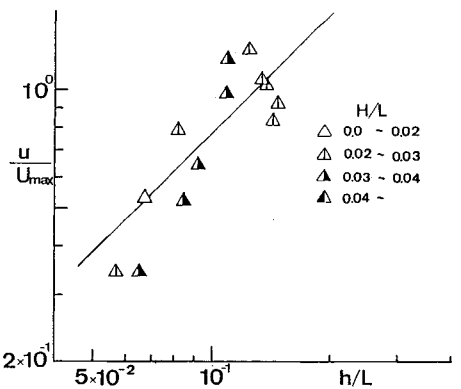
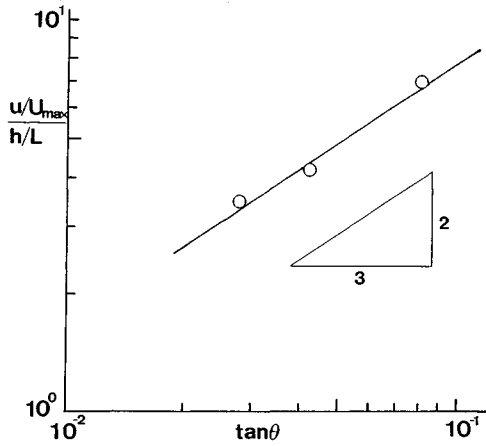


図-13  $u/U$  と  $h/L$  との関係



(c)  $\tan \theta = 1/12.3$

図-14  $u/U_{max}$  と  $h/L$  との関係



図—15 渦の移動速度と底面勾配との関係

4. 結 論

砕波帯外で発生する渦列“offshore vortex train”に関する定性的特性に基づき、3種類の底面勾配に対して渦列の形成領域の普遍表示、ならびに渦列に関する特性量の評価を行った。得られた結果は次のとおりである。

(1) 渦列の形成は砕波形態に依存せず、沖波波形勾配が  $4.2 \times 10^{-2}$  以下の波が斜面上を進行するとき渦列は形成される。

(2) 渦列の形成領域は  $H/L$  と  $(1+6.4 \tan \theta) h/L$  の座標系において普遍表示することができる。形成領域は砕波限界曲線と  $H_0/L_0 = 4.2 \times 10^{-2}$  の曲線と、沖側の渦の消滅位置を表わす曲線で囲まれる。

(3) 底面に沿った境界層外縁での岸向き定常流の流速は、底面勾配に依存せず、式(4)で評価できる。

(4) 渦と渦との間隔は式(5)で与えられ、渦はほぼ水深に比例してその間隔を増大させる。

(5) 渦の形成長は式(6)で表わされるが、底面勾配が大きいくほど、岸向き-沖向き定常流間のせん断率が沖に向かって早く低下するため、渦列の最大形成長も短くなる。

(6) 渦の移動速度は、Longuet-Higginsの理論解から得られる沖向き定常流の最大流速を用いることによって式(7)で表わされる。

謝 辞：最後に、本研究を行うにあたり、有益なご助言を下された九州大学工学部水工土木学科 小松利光助教授に感謝致します。また、実験ならびにデータ処理

に協力して下さった樽谷俊哉君（現在リクルートコスモス社）と宗方鉄生君（九州大学大学院修士課程）に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) Bagnold, R. A. : Sand Movement by Waves : Some Small-Scale Experiment with Sand at Very Low Density, J. Inst. Civ. Engr., Vol. 27, No. 4, pp. 447~469, 1947.
- 2) Longuet-Higgins, M.S. : Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. Roy. Soc., Ser. A, Vol. 245, No. 903, pp. 535~581, 1953.
- 3) Bijker, E. W., Kalkwijk, J. P. Th. and Pieters, T. : Mass Transport in Gravity Waves on a Sloping Bottom, Proc. 14th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 447~465, 1974.
- 4) 松永信博・並川 正・柴田敏彦・榎村康史：一樣勾配斜面上での砕波による乱れ特性，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 21~25, 1986.
- 5) 松永信博・竹原幸生・栗谷陽一：Offshore vortexの特性，第32回水理講演会論文集，pp. 583~587, 1988.
- 6) 松永信博・栗谷陽一・竹原幸生：砕波帯外に誘起される渦列，土木学会論文集，第393号/II-9, pp. 229~232, 1988.
- 7) Matsunaga, N., Takehara, K. and Awaya, Y. : Coherent Eddies Induced by Breakers on Sloping Bed, Proc. 21st Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 234~245, 1988.
- 8) Gaughan, M.K. and Komar, P.D. : The Theory of Wave Propagation in Water of Gradually Varying Depth, and the Prediction of Breaker Type and Height, J. Geophys. Res., Vol. 80, pp. 2991~2996, 1975.
- 9) McCowan, M. A. : On the Highest Wave of Permanent Type, Phil. Mag., Ser 5, Vol. 38, pp. 351~357, 1984.
- 10) Miche, R. : Mouvements Ondulatoires de la Mers en Profondeur Constante ou Decroissante, Ann. Ponts Chaussees, Vol. 114, pp. 25~78, 131~164, 270~292, 369~406, 1944.
- 11) 榎木 亨・岩田好一郎・中辻啓二：砕波の内部機構に関する基礎的研究(第一報)，第16回海岸工学講演会論文集，pp. 35~40, 1969.
- 12) 合田良実：砕波指標の整理について，土木学会論文報告集，第180号，pp. 39~49, 1970.
- 13) Dyer, K.R. : Coastal and Estuarine Sediment Dynamics, John Wiley & Sons, p. 297, 1986.
- 14) Russell, R.C. H. and Osorio, D.C. : An experimental Investigation of Drift Profiles in a Closed Channel, Proc. 6th Conf. Coast. Eng., pp. 171~183, 1958.

(1989. 8. 23・受付)