

砕波により生起する渦の挙動について

大阪大学工学部 正員 榎木 亨
 大阪大学工学部 正員 岩田 好一朗
 大阪大学大学院 学生員 ○松本 昇

1. 緒言

著者らは、昨年の土木学会年次学術講演会¹⁾において、砕波後の乱れの特性が砕波の型式 (plunging型とspilling型) で大きく異なることを指摘した。すなわち、plunging型砕波の場合、渦形成領域、流体内での気泡連行領域、それ以後波面上での気泡連行領域の三つに分けられるが、spilling型砕波においては渦形成領域がなく、波頭部に気泡を連行するのみである。そこで今回は、渦の規模、渦の移動速度などの渦の挙動について実験的に検討を加え、さらに砕波後の波高変化ならびに、波形変化 (非対称性) に及ぼす渦の効果について考察を加えたので、その結果を報告する。

2. 実験装置と実験方法

実験水槽は、 $0.7\text{m} \times 0.95\text{m} \times 3.0\text{m}$ の二次元鋼製水槽を用い、shoalingならびに、戻り流れの影響を避けるために、水平床を用い、その前端部に $1/2$ の勾配の斜面を設け、砕波させた。又砕波後の渦の挙動を調べるため、トレーサー (四塩化炭素とキシレンで水の比重と等しく作ったもの) を入れ、 16mm 高速シネカメラ (123コマ/秒) で撮影した。なお実験諸元は、表-1のとおりである。

h (水深) cm	H_0 (波高) cm	T (周期) sec	H_0/L_0
7	3.5	0.8	0.016
	1.0	1.0	0.031
	11.5	1.2	0.115
11	6.0	0.8	0.031
	1.0	1.0	0.031
	12.0	1.2	0.105
14	7.5	0.8	0.033
	1.0	1.0	0.033
	13.5	1.2	0.105

表-1 実験諸元

3. 実験結果と考察

i) 砕波型の分類

砕波は、大きくspilling型とplunging型砕波型式に2分される。図-1に示す様に、一定水深水平床では h/L_0 (水深・沖波波長比) と H_0/L_0 (沖波波形勾配) により砕波型は分類され、 H_0/L_0 が大きくなるにつれてspilling型からplunging型砕波へ移行し、その限界は、ほぼ $H_0/L_0 \approx 0.7 (h/L_0)$ である。この様に H_0/L_0 が大きくなると砕波型式はspilling型からplunging型砕波に移行するが、これは従来一様勾配傾斜部で得られた結果、つまり、 H_0/L_0 が大きくなるにつれてplunging型からspilling型砕波へ移行するという結果と異なる。この差異は、一様勾配傾斜部での水深変化にともなうshoaling効果ともなり流れの効果が一様水深水平床では生じないこと、また砕波水深は、一様傾斜水域と異なり水平床では常に一定

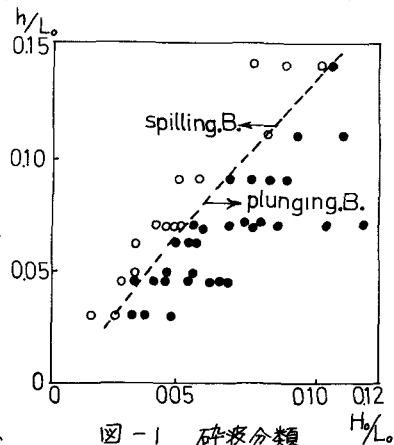


図-1 砕波分類

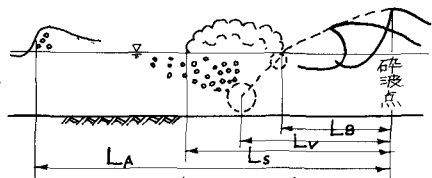


図-2 plunging型砕波模式図

水深 h であるため、入射波高が大きくなるにともないそれだけ多くのエネルギーを急激に放出しなければならぬ事に帰因するものと考えられる。

ii) 砕波時の特性

plunging 型砕波は、図-2 に示す様に砕波後波先が水面と交わり

渦を形成する。それと同時に静水面上に Splash (水のもりあげり) が出来る。渦により連行された気泡は、渦消滅時より上方へ移動し、波頭部前面にのみ残る様になる。図-3 は、砕波点から波面が静水面と交差する地点 L_B/L 、渦の消滅する地点 L_V/L 、Splash の届く地点 L_S/L 、連行された気泡が波面にのみ残る地点 L_A/L の値と H_0/L_0 の関係を示したものである。同図によれば、 H_0/L_0 の値如何に拘わらず、 H_0/L_0 が大きくなると L_B/L 、 L_V/L 、 L_S/L 、 L_A/L の順で値が大きくなり、この中でも特に L_A/L の変化が大きく、波形勾配の大きな波ほど気泡を流体中に連行している距離が大きいと言える。一方、 L_B/L 、 L_V/L 、 L_S/L は L_A/L に比して H_0/L_0 の変化により大きく変化する事はなく L_B/L は 0.2、 L_V/L は 0.3、 L_S/L は 0.4 程度となる。又同図より水深による L_A/L 、 L_V/L 、 L_S/L 、 L_B/L の変化は明確でない。

iii) 渦の移動速度と規模

渦は波先が水面と交わる点より生じ、その移動速度は、図-4 に示す様に発生地点で一番速く、振動しながら徐々に減少していく。渦の発生から消滅までの速度の平均をとり、これを渦の移動速度 U_w として、 H_0/L_0 との関係を示したのが図-5 である。同図より U_w は H_0/L_0 が

大きくなるにつれて明らかに大きくなるがほぼ波速の 5~6 割である。又渦の最大回転速度 ω_0 を与える半径 (r_0) は、 $h=7\text{cm}$ 、 11cm 、 14cm 、とも砕波波高の約 4 割である。 ω_0 の値の一例を示すと、 $h=7\text{cm}$ 、 $T=1.0\text{sec}$ 、 $H=8.0\text{cm}$ の波で、 $U_w=70\text{cm/sec}$ 、 $C=100\text{cm/sec}$ に対し $\omega_0=95\text{cm/sec}$ の値となりほぼ波速に等しい。

iv) 砕波後の波高変化に及ぼす渦の効果について

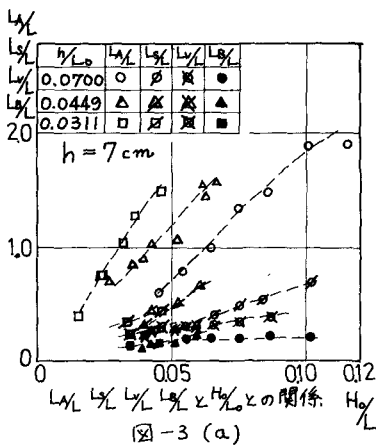


図-3 (a)

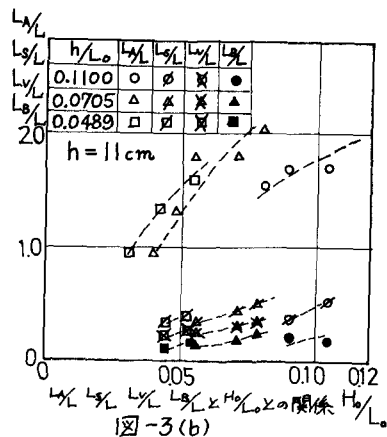


図-3 (b)

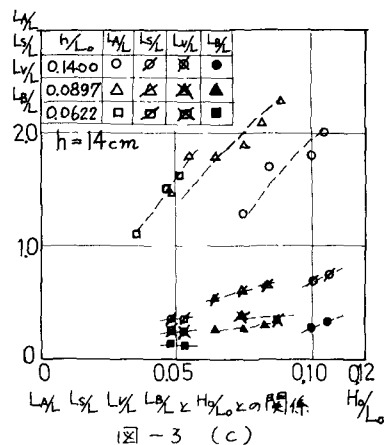


図-3 (c)

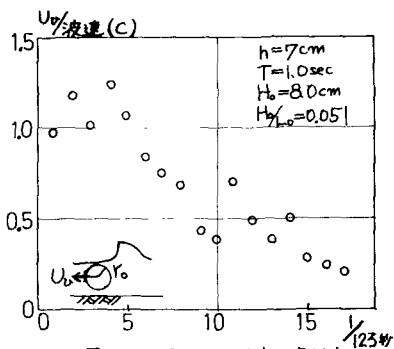


図-4 渦の移動速度の変化

図-6 の様な Rankine 渦を仮定すると、渦の単位
幅当りのエネルギー E_v は、(1) 式で与えられる。

$$E_v = \frac{1}{16} \pi \rho (v_0 v_0)^2 (1 + 4 \ln \frac{a}{r_0}) \quad \text{--- (1)}$$

実験値より渦のエネルギーを計算してみると $h=7\text{cm}$,
 $T=1.0\text{sec}$, $H_0=8.0\text{cm}$ の波の場合、実験で得られる
 $v_0=95\text{cm/sec}$, $r_0=3.2\text{cm}$, $a=4.9\text{cm}$ (木底より水面ま
での距離の半分をとる) を用いると、(1) 式で与えられ
る渦のエネルギー $E_v=1.91\text{gcm/sec}$ となり、砕波時よ
り渦が消滅する点までに失う全エネルギー E が砕波
前と同じ表示で計算できるものとする、砕波波高
 H_B と渦消滅地点の波高 H_v から (2) 式の様になる。

$$E = \frac{1}{8} \rho g (H_B^2 - H_v^2) L \quad \text{--- (2)}$$

これにより算定すると $E=6.16 \times 10^5 \text{gcm/sec}$ となり、渦によ
るエネルギー逸散率は、渦消滅点までの波高減衰の3割
程度である。従って、このことより砕波点より渦消滅点
までの急激な波高減衰は、渦のエネルギーだけでなく、

さらに、別な形でエネルギー逸散があり、その一つが渦と同時に形成される splash のエ
ネルギーに、そしてその他は Spilling 型砕波の波高減衰と同じ機構によるエネルギー逸散
によるものと推察される。一方 Spilling 型砕波の砕波後の波高変化は図-7 に示されてい
る様に、plunging 型砕波とは異なり既述したように、渦形成をみなしたため波高減衰が plun
ging 型よりゆるやかである。この Spilling 型砕波の波高減衰機構は波頭部流速の急激な変
化による shear に帰因すると考えられるが、現段階では明確な論議はできない。

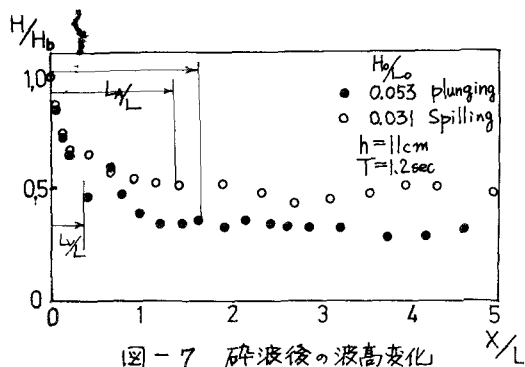


図-7 砕波後の波高変化

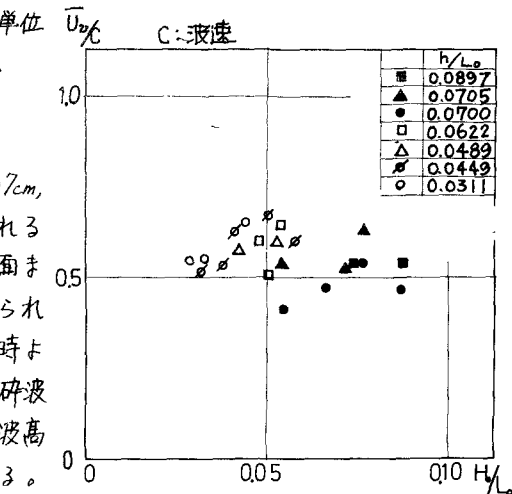


図-5 渦の移動速度

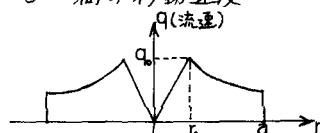


図-6 渦の流速分布

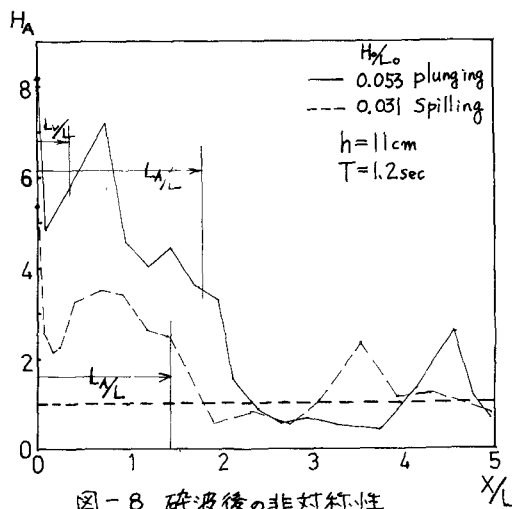


図-8 砕波後の非対称性

v) 碎波後の波形変化

非対称性 H_A を(3)式の様に定義する。

$$H_A = \frac{\text{波の Crest から波の後面が静水面と交わるまでの時間}}{\text{波の Crest から波の前面が静水面と交わるまでの時間}} \quad \text{--- (3)}$$

図-8 は Spilling 型, plunging 型碎波後の波の進行にともなう時間波形の非対称性について示したものである。同図によれば, $x/L = L_A/L$ までは非対称性が碎波型式如何に拘わらず大きく, $x/L > L_A/L$ になると振動しながら, $H_A = 1$ に近づき波形が対称性を帯びてくる。このうち plunging 型碎波については, この非対称性を図-7の波高変化と比較すると, 渦形成をみる L_v/L の領域では波高減衰が大きく, その場合非対称性は $H_A = 3.2 \sim 4.9$ と極めて大きく, ついで L_A/L の気泡が波面にのみ残る領域で $H_A = 2.3 \sim 2.8$ となり, ついで $x/L > L_A/L$ となると波高変化がほとんどなくなり, 又非対称性もなくなり対称性を帯びてくる。一方 Spilling 型碎波については, plunging 型碎波に比して非対称性は大きくなく, 渦の波形の対称性に寄与する度合の大きさが判明するが, $x/L < L_A/L$ で $H_A = 5 \sim 2.5$, $x/L > L_A/L$ では次第に $H_A = 1$ となる。この場合も波高の減衰が大きく非対称性が大きく, このことより波高変化と波形の非対称性は著るしい相関関係があり, 波高減衰の大きい程, 波形の非対称性が著るしく, これは碎波後の乱れの特性 (L_B/L , L_v/L , L_s/L , L_A/L) に対応している事が認められる。なお本実験のデータ整理に多大の労を惜しまなかった福井正幸氏(運輸省)に感謝の意を表する。

<参考文献>

1) 樫木・岩田: 碎波後の波高変化に及ぼす乱れの効果について 第27回年次学術講演会講演集