

砕波後の波の変形と気泡連行深に関する研究

堺 茂樹*・和泉恵之**・小野敏行***
山下俊彦****・佐伯 浩*****

1. 緒 言

近年、我国では養殖漁業が盛んになってきている。新鮮な海水を養殖用いけすまでポンプにより取水する際、取水口の設計に対しては種々の観点から検討を加えなければならないが、特に砕波により連行された気泡が取水口より吸収され、ポンプの故障を引き起こした実例もあり、取水口の設置位置を決定するには砕波による気泡連行深の性状を把握する必要がある。

砕波により気泡が連行されるということは砕波現象の基本的な特性であり、また気泡連行深は砕波による乱れの規模を示す量の一つと考えられる。従来より、砕波による組織的渦構造の研究が活発に行なわれているが、気泡連行深そのものを扱ったものは少ない。

本研究では、まず気泡連行深の特性を実験的に明らかにし、またこれらと渦構造に関する研究結果との関係を検討する。次に、実験で得られた波高減衰率と気泡連行深との強い相関関係に着目し、気泡連行深を用いた波高減衰モデルを提案する。またこのモデルを利用すれば、従来実験的に得られている波高減衰特性から気泡連行深を推定することが可能であることを述べる。

2. 実験装置及び方法

実験は片面ガラス張りの二次元造波水路（深さ 80 cm, 幅 40 cm, 長さ 24 m）を用いて行った。水底勾配は 1/30 と 1/50 の二種類とした。

各位置での気泡連行深は一波毎にばらつきがあるので、一波毎の最大連行深を連続 50 波測定し、その平均値を気泡連行深とする。予備実験に於いて、気泡連行深の測定をビデオカメラと目視により行い、結果を比較したが両者はほぼ一致していたため、その後は目視により行った。

本論で用いる記号は 図-1 に示すように、B.P. は砕

波点、P.P. は 1 番目の突込み点、 h_a は静水面より測った気泡連行深、添字 b は砕波点での量であることを示している。なお、実験に用いた波の沖と砕波点での諸量と砕波形式を表-1 に示す。

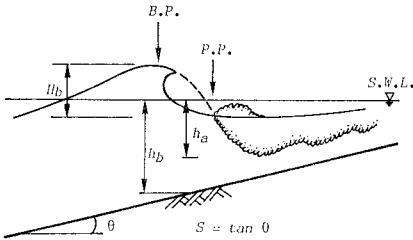


図-1 記号の説明

表-1 実験条件

Run	S	T (s)	H_0'/L_0	h_b (cm)	H_b (cm)	Breaking Type
6	1/30	2.11	0.028	28.8	23.3	SP
7	"	"	0.020	20.8	19.0	V,W,PL
8	"	"	0.032	30.2	25.5	PL
10	"	"	0.034	30.2	27.0	PL
11	"	1.78	0.041	25.2	23.8	SP
12	"	"	0.036	24.5	21.7	PL
13	"	"	0.031	20.8	18.0	W,PL
14	"	"	0.039	24.5	23.3	PL
15	"	"	0.048	34.5	26.0	SP
16	1/50	"	0.045	33.6	22.5	SP
18	"	"	0.040	25.2	21.0	W,PL
19	"	"	0.031	24.4	18.5	V,W,PL
20	"	2.00	0.029	22.4	20.5	PL
21	"	"	0.035	32.2	22.5	SP
22	"	"	0.025	22.0	20.8	W,PL
23	"	"	0.020	19.2	17.2	V,W,PL
24	"	2.21	0.020	18.4	19.0	PL
25	"	"	0.016	17.2	17.5	PL
26	"	"	0.024	32.0	25.0	W,PL

S: 水底勾配, T: 周期, H_0'/L_0 : 換算沖波波形勾配, h_b : 砕波水深, H_b : 砕波波高, SP: 崩れ波, PL: 巻き波, W, PL: 弱い巻き波, V,W,PL: 極めて弱い巻き波

* 正会員 工修 岩手大学助手 工学部土木工学科
** 正会員 工修 建設省
*** 正会員 北海道大学工学部 土木工学科
**** 正会員 工博 北海道大学助教授 工学部土木工学科
***** 正会員 工博 北海道大学教授 工学部土木工学科

3. 気泡連行深の特性

(1) 気泡連行深と波高の変化

砕波形式によって波高変化はもとより、気泡連行深の特性が異なるであろうことは当然予想される。水底勾配 1/50 で典型的な巻き波型砕波と崩れ波型砕波での波高変化と気泡連行深の例を 図-2 に示す。巻き波型砕波 (図中 ● 印) では 1 番目の突込み点 (P.P.) から波高の減衰が激しくなり、 $h/h_b=0.8$ 付近から緩やかな減衰を始める。これに対応して、気泡連行深も P.P. 付近から急激に増加し、 $h/h_b=0.9$ で水底付近まで達し、その後は単調に減少する。一方、崩れ波型砕波 (○印) では波高変化及び気泡連行深の変化は巻き波型砕波に比べかなり緩やかであり、気泡連行深は最大でも水深の約 4 割程度である。このように、気泡連行深は砕波形式によって極めて異なった傾向を有する。図中の曲線は気泡連行深の全体的傾向を示すものであるが、このような実験曲線の水底勾配と砕波形式別にまとめたのが 図-3~6 である。図-3 は水底勾配 1/30 で巻き波型砕波の場合であり、図中の各種曲線は各々異なった沖波波形勾配をもつ実験曲線である。気泡連行深は沖波波形勾配によって絶対値が多少異なるが、全体的傾向は極めて類似している。つまり、 $h/h_b=0.9$ 付近から急激に増加し、 $h/h_b=0.7\sim 0.8$ で 1 番目の極大値となり、その後は全体的には減少するが、 $h/h_b=0.55, 0.4$ で 2 番、3 番目の極大値を持ち、 $h/h_b=0.3$ 付近ではほぼ消滅している。絶対値に関し

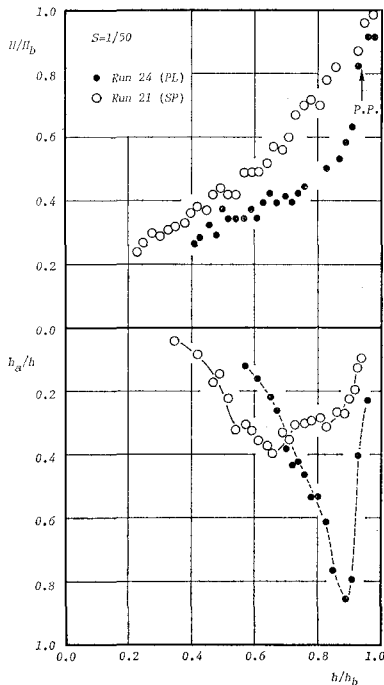


図-2 気泡連行深・波高変化の例

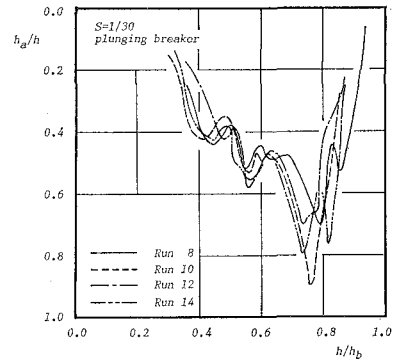


図-3 水底勾配 1/30, 巻き波型砕波での気泡連行深

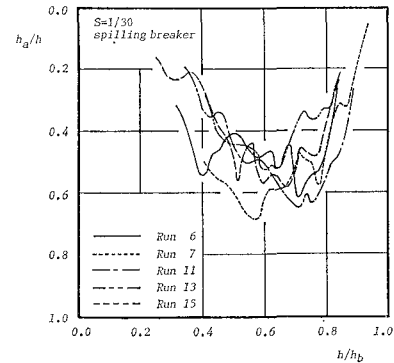


図-4 水底勾配 1/30, 崩れ波型砕波での気泡連行深

ては、最も大きい連行深であったのは $H_b/L_0=0.34$, $h_b/L_0=0.043$ の場合であった。図-4 は水底勾配 1/30 で崩れ波型及び弱い巻き波型砕波の場合であり、沖波波形勾配によるばらつきが大きい、全体的には $h/h_b=0.6\sim 0.7$ で最大となり、水深の約 6 割程度になる。また、最大となる点より浅い水深では巻き波型砕波とほぼ同じ値となる。図-5 は水底勾配 1/50 で巻き波型及び弱い巻き波型砕波の場合であり、 $S=1/30$ と同様沖波波形勾配によって絶対値は異なるが、全体的傾向は類似している。また、 $S=1/30$ では極大値が 3 個存在していたが、 $S=1/50$ ではその傾向は明瞭ではない。この点について

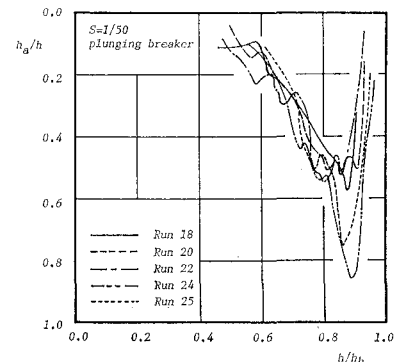


図-5 水底勾配 1/50, 巻き波型砕波での気泡連行深

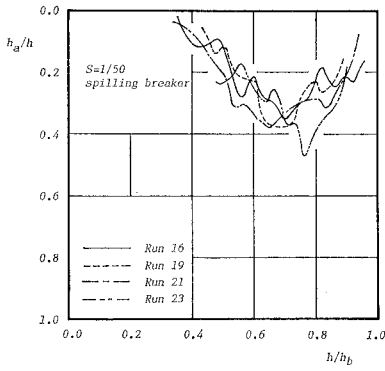


図-6 水底勾配 1/50, 崩れ波型砕波での気泡連行深

は次章で述べる。最も深い連行深であったのは、 $H_0/L_0=0.02$, $h_b/L_0=0.024$ の場合であった。図-6 は水底勾配 1/50 で崩れ波型及び極めて弱い巻き波型砕波の場合であり、全体的にはほぼ同一の傾向を示す。S=1/30 の崩れ波型砕波に比べると連行深は浅く、最大でも水深の約 4 割強にすぎない。

以上のように、気泡連行深の特性は水底勾配と砕波形式によって特徴づけられ、その絶対値は沖波波形勾配によって異なる。

(2) 気泡連行深と渦

酒井ら^{1),2)}は水底勾配 1/20 の実験から、波の峯から飛出した水塊は水面との衝突により水平渦を発生させ、同時に多量の気泡を含んだ第2の水塊を前方に飛出させ、このサイクルが3回繰返すことを指摘している。また、渦の大きさは第1の渦が第2, 第3の渦より大きく、Miller³⁾ が示した結果と異なることも述べられている。本実験の S=1/30 で巻き波型砕波の場合では、気泡連行深が3個の極大値をもつことが明らかにされた。連行された気泡の軌跡は水平渦の規模そのものではないが、気泡連行深は渦の強さを示す量と考えられる。従って、気泡連行深が3個の極大値を持つということは、その点の直前で強い渦が発生したことを示しており、第2, 第3の突込み点の存在を明らかにしている。また、図-3 に示したように、気泡連行深の大きさは第1の極大値が最も大きく、次いで第2, 第3の順であり、発生した渦も第1の突込みによるものが最も大きかったと考えられ、酒井らの結果と一致する。

斜面と水平床の接続部で強制的に砕波させ、その後水平床上を進行する波の渦運動に関してはいくつかの研究が行なわれているが、巻き波型砕波での上述のサイクルを指摘しているのは灘岡ら⁴⁾のものだけであり、他の研究ではこれについて述べられていない。このことは、水平床上での第2, 第3の突込みは斜面上のものに比べると規模が小さく、不明瞭なためと考えられる。つまり、酒井らの 1/20 の実験と本研究の 1/30 の実験では明瞭

な3回のサイクルが存在し、また本研究の 1/50 では不明瞭であったことから、このサイクルが明瞭に発生するか否かは水底勾配に強く依存しており、1/30 を境に急勾配で顕著となる現象と見なすことができる。

日野ら⁵⁾、灘岡らは気泡混入領域の下縁に発生する斜降渦の存在を指摘しているが、本実験のいずれの水底勾配に於ても、その存在が確認された。

(3) 気泡連行深とエネルギーフラックスの変化率

砕波後のエネルギー逸散の原因としては渦、乱れ、気泡連行等がある。気泡連行が多い場合には強い渦、乱れが発生することが考えられるので、本節では、全体のエネルギー逸散を表わすエネルギーフラックスの変化率と気泡連行深の関係を検討する。水深と測定された波高を用いた線形長波理論によりエネルギーフラックスを求め、隣接する2点での値より変化率を計算する。図-7, 8 は巻き波型砕波及び崩れ波型砕波での例であるが、どちらの形式に於いても連行深の変化の方が岸側にづれているが、両者の変化の様子は極めて良く似ており、強い相関関係が見られる。

エネルギーフラックスの変化率と気泡連行深のずれは、気泡が連行され最大連行深に達するまでに気泡が波動により岸方向に移動するために生じる。このずれ($\bar{x}$)とその点での波長の比 $\bar{x}/L$ は図-9 に示すように、砕波形式により異なり、若干のばらつきはあるが巻き波型

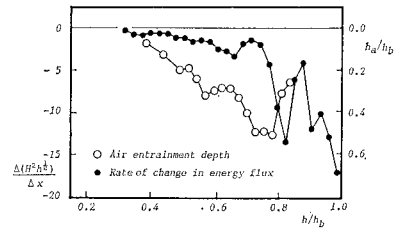


図-7 エネルギーフラックスの変化率と気泡連行深

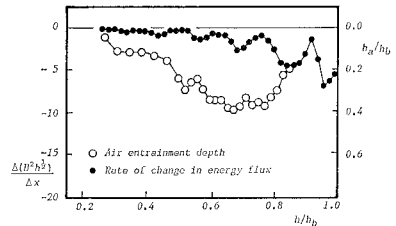


図-8 エネルギーフラックスの変化率と気泡連行深

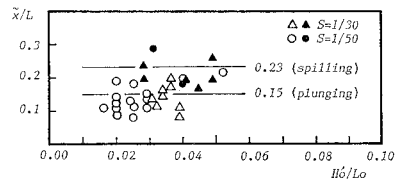


図-9 $\bar{x}/L$ と砕波形式・沖波波形勾配の関係

砕波（白ぬきの記号）では、0.15，崩れ波型砕波（黒ぬきの記号）では 0.23 である。樫木ら⁶⁾は水平床上での実験により，巻き波型砕波での砕波点から突込み点までの距離 x_B/L ，horizontal roller の消滅する点（気泡が最も深く連行される点）までの距離 x_V/L 等と沖波波形勾配との関係を示している。本実験での 1 番目の突込み点で考えると， $\tilde{x}/L$ は $x_V/L - x_B/L$ に対応している。樫木らの結果ではこの値は 0.08~0.13 であり，本実験の巻き波型砕波での値とほぼ一致しているが，斜面上での値の方が若干大きいようである。

4. 気泡連行深を用いた波高減衰モデル

エネルギー保存則により波高変化を求めるには，エネルギーフラックスの変化率とその場所でのエネルギー逸散率が釣り合うとして計算されるが，前章で述べたように，エネルギーフラックスの変化率と気泡連行深が良く似た形状を示すということはエネルギー逸散率を気泡連行深で表現できる可能性を示している。気泡連行は砕波後の波のエネルギー逸散の一部を表わすにすぎないが，連行深が大きい場合には乱れ等他の要因によるエネルギー逸散量も大きくなるであろうから，全体の逸散を気泡連行深である程度代表できるものと考えられる。

気泡連行深を用いた波高減衰モデルとしては Führböter⁷⁾ のものがあり，気泡の混入に必要な静的エネルギー dE_{stat} を以下のように導いている。

$$dE_{\text{stat}} = pg \frac{y^2}{2} \frac{C_a}{1 - C_a} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで， p は水の密度， g は重力加速度， y は気泡連行深， C_a は空気混入率である。式 (1) を用い水平床上での波高変化が計算されているが，気泡連行深 y は崩れ波型砕波では $y \propto H$ ，巻き波型砕波では $y \propto H_b$ という仮定が設けられている。しかし，本研究から明らかなように，一様勾配上での気泡連行深は Führböter が仮定するようなものではない。

砕波後の波の特性を線形長波理論で近似すると，エネルギーフラックス E_f は

$$E_f = \frac{1}{8} \rho g H^2 \sqrt{g h} \quad \dots\dots\dots (2)$$

また，気泡連行による静的エネルギーの逸散率 ΔE は

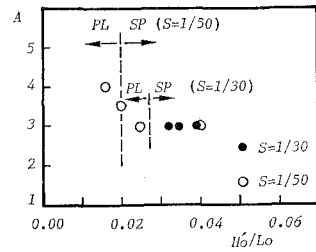
$$\Delta E = \frac{dE_{\text{stat}}}{T} = \rho g \frac{h_a^2}{2} \frac{1}{T} \frac{C_a}{1 - C_a} \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる。前述のように全体の逸散量を気泡連行深で代表させようとするものであるから，補正係数 α を用い，

$$\Delta E' = \alpha \Delta E \quad \dots\dots\dots (4)$$

とし，エネルギーフラックスの変化率とエネルギー逸散の釣り合いをとると，

$$\frac{d}{dx} (H^2 h^{1/2}) + \frac{A}{\sqrt{g T}} h_a^2 = 0$$



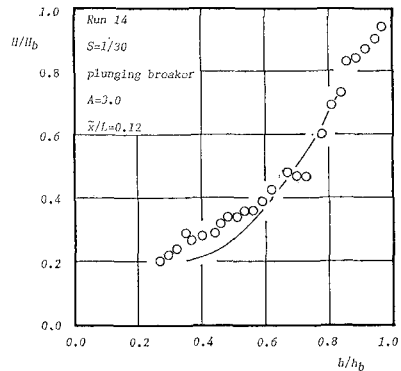
図—10 A と沖波波形勾配との関係

$$A = 4\alpha \frac{C_a}{1 - C_a} \quad \dots\dots\dots (5)$$

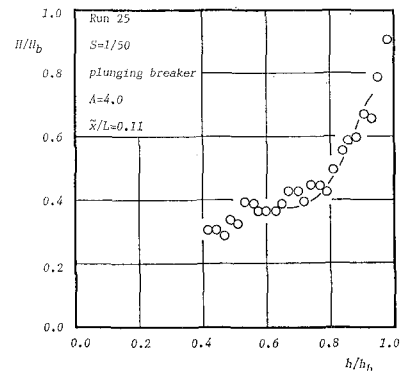
となる。式 (5) により波高変化を計算する場合には， h_a は波高を求めようとする位置での値ではなく， $\tilde{x}/L$ だけ岸側での値を用いる。また，計算は 1 番目の突込み点から始めなければならない。

A を一定値と仮定し，このモデルによる計算値が実験値を最も良く近似する A の値を求めると 図—10 のようになる。図中には沖波波形勾配と水底勾配によって決まる砕波形式の境界が示してあるが，明瞭な巻き波型砕波の領域では A の値は約 4 であり，巻き波型から崩れ波型へ移行する境界付近からは約 3 になっている。

図—9，10 に示した $\tilde{x}/L$ と A の値を用い，波高変化を計算した例が 図—11，12 である。図中の実線が計算



図—11 計算結果と実験値の比較



図—12 計算結果と実験値の比較

値であり、突込み点直後の変化の様子をよく近似している。このことは、この気泡連行の激しい領域では碎波によるエネルギー逸散を気泡連行深で代表することが可能であることを示している。 h/h_b が小さくなると、気泡連行と関係しない損失、たとえば底面摩擦によるものが卓越するため、本モデルでは近似し得なくなる。

碎波後の波高変化に関しては、多くの実験的研究により、その変化特性が得られている。 A 及び $\bar{x}/L$ と沖波波形勾配との定量的な関係が得られれば、本モデルを用いて従来得られている波高変化特性から気泡連行深を推定することが可能となる。

5. 結 語

本論では、碎波後の波の変形と気泡連行深に関して述べたが、主要な結論を要約すると、

- 1) 気泡連行深の特性は水底勾配と碎波形式によって特徴づけられ、その大きさは沖波波形勾配によって異なる。
- 2) 水塊の突入とそれに次ぐ新たな水塊の突入という繰返しは、水底勾配が急な場合に明瞭に現われる。
- 3) エネルギーフラックスの変化率と気泡連行深には強い相関関係が見られ、気泡連行深を用いた波高減衰モデルの可能性を示す。
- 4) 本論で提案されたモデルは碎波点直後の波高変化をよく近似している。

- 5) 従来より得られている碎波後の波高変化特性と本モデルを用いると、気泡連行深を推定することが可能となる。

最後に、本論作製に当り岩手大学工学部土木工学科 笹本誠技官と大学院生冷水康悦君の協力を得たことを記し、ここに感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 酒井哲郎・内田雅博: 巻き波碎波による乱れと底質浮遊機構, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 296~300, 1984.
- 2) 酒井哲郎・田中秀明: 斜面上の碎波における水塊の突入と渦の挙動, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 70~74, 1985.
- 3) Miller, R.: Role of vortices in surf zone prediction: sedimentation and wave forces, Soc. Econ. Paleontol. Mineralog., Spec. Publ. No. 24, pp. 92~114, 1976.
- 4) 灘岡和夫・小谷野喜二・日野幹雄: 二成分光ファイバー流速計を用いた碎波帯内流速場の特性の解明, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 50~54, 1985.
- 5) 日野幹雄・灘岡和夫・小俣 篤: 碎波帯内の乱れの組織的渦構造と水粒子運動について, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 1~5, 1984.
- 6) 樫木 亨・岩田好一郎・松本 昇: 碎波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について —— 碎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, pp. 565~570, 1973.
- 7) Führbötter, A.: Air entrainment and energy dissipation in breakers, Proc. of 12th I.C.C.E., pp. 391~398, 1970.