

砕波帯内における水面渦度の推定法

大阪府立工業高等専門学校 正会員 平山 秀夫

1. はしがき: 戻り流れ(undertow)は海岸侵食を誘起する要因の一つであって, その発生は, ラディエーション応力とそれによる wave set-up の圧力勾配の差に依存しており, これまでにも理論と実験の両面から多くの研究がなされてきている. この戻り流れの鉛直分布について, より精度良い理論的表示法を確立するためには, 基礎方程式を解くに当たっての境界条件の一つでもある, 砕波帯内の水表面付近に生じる, 回転軸が波峯線に平行な水平軸をもつ大規模渦の渦度等の特性を定量的に把握することが不可欠である. 本研究では, 灘岡ら¹⁾の砕波による渦度供給過程のモデル化と類似な方法で, 傾斜面上砕波帯内における水面渦度の推定法を提案するものである. また, 渦度推定モデル式のより簡便な表示法の確立のために, 砕波帯内における最も簡単な波高推算式($H = \alpha h$; α : 定数(0.7~0.9), H : 波高, h : 水深)を適用した場合の水面渦度と, 岩垣・間瀬ら(1981)の波高推定式による計算結果との比較も行い, その適合性も検討した.

2. 砕波帯内における大規模渦の渦度の推定法: いま, 灘岡らの実験によれば, 1 波長内での単位時間当たりの砕波による渦の発生個数(N)は, 1 個の渦の循環(Γ_0)を用いて次のように表される.

$$N \approx \frac{q_0}{\pi r_0} = \frac{\Gamma_0}{2(\pi r_0)^2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで, q_0 : 渦外縁の流速, r_0 : 渦の半径($=H/2$)である.

次に, 砕波帯内の大規模渦をランキン渦でモデル化できるとすれば, 1 個のランキン渦によるエネルギー損失の計算法にならって¹⁾, 1 波長内での単位時間当たりの渦によるエネルギー損失(ε_1)は次式のように表される.

$$\varepsilon_1 = N \cdot e = N \left\{ \frac{\rho \Gamma_0^2}{16\pi} (1 + 4 \ln \frac{a}{r_0}) \right\} = \frac{\rho \Gamma_0^2 b}{32\pi r_0^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで, ρ : 流体密度, a : 渦による流速が 0 とみなせる場合の渦中心からの距離, $b = 1 + 4 \ln(a/r_0)$ である.

また, 1 波長内での単位時間当たりの底面摩擦によるエネルギー損失(ε_2)は, 底面摩擦力(τ_0)による, 単位時間, 単位面積当たりに損失される平均エネルギー(D_f)を用いて次のように表される.

$$\varepsilon_2 = L \cdot D_f = \frac{4\pi^2}{3} \frac{\rho f H^3 L}{T^2 \sinh^3(kh)} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで, L : 波長, T : 周期, f : 摩擦係数, $k = 2\pi/L$ である.

次に, 定常状態におけるエネルギー保存則は次式のように示される.

$$\frac{\partial}{\partial x} (C_g E) = -\frac{1}{L} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで, $E = 1/8 \rho g H^2$ (g : 重力加速度), $C_g = C \{1 + 2kh / \sinh(2kh)\} / 2$ (C : 波速)である. また, 砕波帯内では, 浅海であるので $kh \ll 1$ より, $C_g = C = \sqrt{gh}$ と近似でき, 式(4)に式(2)と式(3)を代入して循環(Γ_0)についてまとめると次式のように求められる($\tan \theta$: 底面勾配).

$$\Gamma_0 = \left\{ \frac{2\pi^3 g^2 T^2 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta - \frac{4\pi^2 f H^3 T g^2}{3hb} \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (5)$$

次に, 灘岡らの実験結果に基づき, 1 個の渦が q_0 で半円周進む毎に新しい渦が発生するとし, その時 1 波長内での単位時間当たりの砕波による渦の発生個数を N とする. いま, 1 波長内の渦領域での平均渦度 ω_0 を推算するため, 渦間の渦なし領域も含めた 1 波長内の全領域が, この N 個の渦を合成して全体として 1 個の渦になると仮定すれば, 次式が成り立つ. (S : 渦なし領域も含めた 1 波長内の渦領域の断面積.)

砕波, 水面渦度, 戻り流れ.

〒572 大阪府寝屋川市幸町26-12 TEL.0720-20-8582 FAX 0720-21-0134

$$\omega_s S = N \Gamma_o \dots \dots \dots (6)$$

また、1個の渦あり領域の断面積を πr_o^2 とおけば、1個の渦なし領域の断面積も πr_o^2 となり、Sは近似的に次式のよ
うに表される。

$$S \approx (2N-1)\pi r_o^2 \dots \dots \dots (7)$$

さらに、式(6)に式(7)と式(1)を代入し、平均渦度を算定す
れば次式のように表される。

$$\omega_s = \frac{8 \Gamma_o^2}{\pi H^2 (4 \Gamma_o - \pi^2 H^2)} \dots \dots \dots (8)$$

したがって、式(5)で表される Γ_o を式(8)に代入すれば、平
均渦度が算定されることになる。

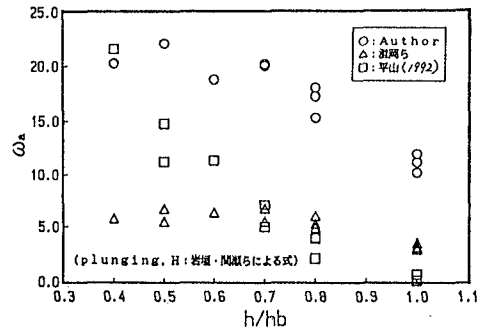
本研究では、波高に岩垣・間瀬ら(1981)による波高推定式
と $H=\alpha h$ ($\alpha=0.8$)を適用した場合の2caseについて水面渦度
を算定した。また、 $f=0.01$, $b=15$ とし、その他のパラメータ
については、岡安ら(1987)の実験結果を用いた。得られた計
算結果は、瀬岡ら¹⁾の平均流速分布に基づく場合の計算結果
及び平山(1992)²⁾の計算結果と比較検討した。

3. 解析結果：図一1は、本解析法に基づいて波高推定式に
岩垣・間瀬らの式を適用した場合の渦度の推定結果を示した
もので、この図から明らかなように、全ての計算結果は、 h/h_b
(h_b ：砕波水深)が小さくなるにつれて渦度が増大する傾向
を示し、実際の状況をよく説明していると思われる。また、
オーダー的にみても、一般的に知られている水面渦度のオー
ダー ($1 \sim 10^1$) と一致しており、各計算結果とも適合性は良
いようである。図一2は波高推定式に $H=0.8h$ を適用した場合
の結果であるが、分布傾向やオーダー的にみても図一1とは
顕著な相違がなく、また、各計算法による差異も図一1と同
程度である。このことから、本実験条件の範囲内では、砕波
帯内の波高推定式は、 $H=0.8h$ を適用しても、水面渦度の推定
にはあまり問題はないように思われる。

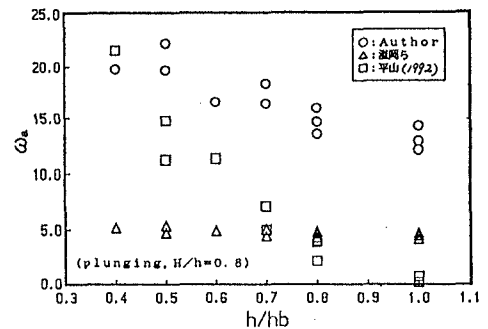
4. 結論：1) 砕波帯内における底面摩擦による波のエネルギー
逸散の割合は、砕波による大規模渦によるエネルギー損失の
約3～4%程度であって、非常に小さいことが明らかになった。
2) 本研究では、渦なし領域を含めた1波長平均渦度 (ω_s) の
推定法を提案したが、それに基づく計算結果は、オーダー及び
砕波帯内における水平分布傾向とも、これまで提示されている
他の推定式による結果とほぼ類似していることから、本渦度推
定式でも、砕波帯内における水面渦度の推定は可能である。

参考文献：1) 瀬岡和夫・広瀬文人：砕波の物理過程に基づい
た砕波帯内の拡散係数のモデル化，第33回海講演文集，1986。

2) 平山秀夫：砕波帯内における水面渦度の推定式とそれに基づ
く戻り流れの鉛直分布の理論，海岸工学論文集，第39巻，1992。

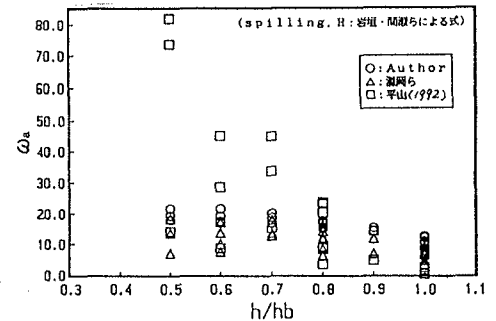


(1) 岩垣ら(1981)の波高推定式を適用した場合

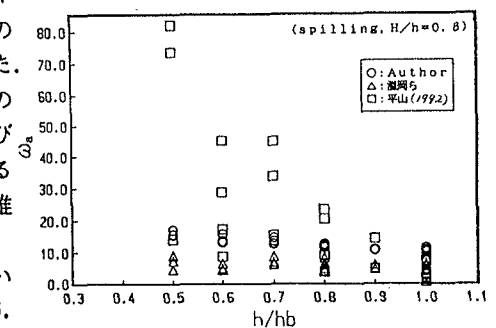


(2) 簡便な波高推定式($H=0.8h$)を適用した場合

図一1 plunging型砕波における水面渦度 (1/sec)の水平分布



(1) 岩垣ら(1981)の波高推定式を適用した場合



(2) 簡便な波高推定式($H=0.8h$)を適用した場合

図一2 spilling型砕波における水面渦度 (1/sec)の水平分布