

砕波に伴って発生する大規模水面渦による 平均渦度の推定法

ESTIMATION METHOD OF MEAN VORTICITIES DUE TO LARGE-SCALE VORTICES
NEAR THE WATER SURFACE INDUCED BY BREAKING WAVES

平山秀夫¹・本田尚正²

Hideo HIRAYAMA and Naomasa HONDA

¹正会員 工博 大阪府立工業高等専門学校教授 建設工学科(〒572-8572 大阪府寝屋川市幸町 26-12)

²正会員 博(工) 大阪府立工業高等専門学校助教授 建設工学科(〒572-8572 大阪府寝屋川市幸町 26-12)

The undertow is one of important factors which causes the disastrous erosion of beach. So far, the problems of this phenomenon have been treated both theoretically and experimentally by many investigators especially for elucidating the mechanics of transport of sediment. In order to establish the theory of undertow, it is essential to estimate quantitatively the vorticity of large-scale vortices induced on the water surface by breaking waves, because it is also one of main boundary conditions for solving the basic equation of undertow.

The present paper describes a method of theoretical predictions for estimating vorticity of large-scale vortices induced by breaking waves. In comparison of this model with other experimental and analytical results, it is found that this theoretical prediction is very useful in application for estimating vorticity of large-scale vortices induced on the water surface by breaking waves.

Key Words : Mass transport, undertow, large-scale vortices, breaking waves, surf zone, sedimentation

1. 結 言

近年, 現地観測や室内実験の進展により, 砕波帯の水理現象に関する理解が急速に深まりつつある。なかでも, 砕波帯内における戻り流れは, 海浜地形の変化や海浜流の発生機構と密接に関係しており, 主として砕波に伴って発生する平均水位の上昇や, 水表面の組織的渦と乱れに支配されることがわかってきた^{1), 2)}。したがって, 砕波帯内における戻り流れの分布特性を理論的に表示するためには, この水表面付近の渦層内の渦度を定量的に把握することが不可欠である。しかしながら, それらについては, 砕波帯のダイナミックスを特徴づける基本的な要素の一つであるにもかかわらず, これまで理論解析的な取扱いはあまり行われていない現状にある。

本研究は, このような観点から, 傾斜海浜上におけるより精度が高く, かつ, 簡便な水面渦度推定法の確立を目指したものである。ここでは水面渦度の推定モデルとして, 灘岡・広瀬³⁾の渦度供給過程モデルと類似な方法を適用し, さらに, このような傾斜海浜上においては, とくに, 砕波に伴う渦によるエネルギー損失に加え, 底面摩擦によるエネルギー損失も考慮に入れて, 平均渦度の推定式を導出する。なお, その際の波高 H は岩垣・間瀬・田中⁴⁾による推定式を適用するが, 同時に, より簡便

な表示法として波高水深比を一定値($H/h = 0.8$)とした場合についても計算を行い, その適合性を検討する。

一方, 上述の推定法により得られた渦度の妥当性については, 現状ではまだ実験的にも砕波帯内の正確な渦度の値が確立されていないため, 灘岡らおよび平山⁵⁾の推定法による結果との比較により, その検証を行う。

2. 水面渦度の評価に関する従来の研究

日野・山崎⁶⁾は, 消波作用に大きな役割を果たしている渦の形態を明らかにする目的で, 鉛直面の尖端で剥離によって発生する渦を図-1のような Rankine 渦の状態と仮定し, その動きと大きさを実験的に求めるとともに理論的考察を加え, 渦の単位幅当たりの運動エネルギー e を次式のとおり導いた。

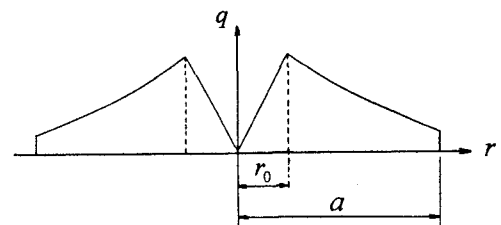


図-1 渦の速度分布⁷⁾

$$e = \frac{\rho}{2} \int_0^a 2\pi r q^2 dr = \frac{1}{16} \pi \rho \omega^2 r_0^4 \left(1 + 4 \ln \frac{a}{r_0} \right) \quad (1)$$

ここに、 ρ は流体の密度、 r は渦中心からの距離、 q は渦の半径 r での円周方向の速度 ($q = \omega r/2$)、 ω は渦度、 r_0 は渦あり領域と渦なし領域との境界の半径、 a は $q \approx 0$ とみなせる時の r である。なお、式(1)は、渦の半径は $r = a > r_0$ までしかなく、 $r > a$ では $q = 0$ として導かれている。したがって、式(1)から、渦の運動エネルギーは、 a の与え方によりかなり変化することがわかる。

灘岡・広瀬³⁾は、砕波帯内の流速場には砕波によって発生する大規模渦によって多量の渦度が存在し、上層にかなり大きな岸向き質量フラックスが発生すること、それによって水粒子の平均水平移動距離の鉛直分布は波の進行方向に大きく傾くことを実験的に明らかにした。さらに、可視化実験によって、砕波による表層での渦度の生成が、この bore 前面での大規模渦の周期的な発生によってもたらされることを確認し、以下のような方法で渦度供給過程のモデル化を行った。

いま、渦 1 個当たりの循環を Γ_0 、単位時間当たりの渦の発生個数を n とすれば、単位時間当たりの渦度供給量は 1 波長 (L) 当たり $n\Gamma_0$ となる。よって、砕波により水表面から供給される渦度フラックス $f(x)$ およびその 1 波長平均値 $\bar{f}$ は、

$$\int_0^L f(x) dx = n\Gamma_0 \quad (2)$$

$$\bar{f} = \frac{1}{L} \int_0^L f(x) dx = \frac{n\Gamma_0}{L} \quad (3)$$

ここに、

$$n \approx \frac{q_0}{\pi r_0} = \frac{\Gamma_0}{2(\pi r_0)^2} \quad (\Gamma_0 = 2\pi r_0 q_0 = \omega \pi r_0^2) \quad (4)$$

ここに、 q_0 は渦外縁の流速、 r_0 は渦の半径 ($r_0 \approx H/2$ 、 H は波高) である。

次に、前出の日野らにならって Rankine 渦の状態を仮定し、渦の運動エネルギーがすべてエネルギー損失となるものとする、式(1)～式(4)より、渦 1 個の単位幅当たりの運動エネルギー e および 1 波長内での単位幅当たりのエネルギー散逸率 ε は、それぞれ次式で表される。

$$e = \frac{\rho}{16\pi} \Gamma_0^2 \left(1 + 4 \ln \frac{a}{r_0} \right) \quad (5)$$

$$\varepsilon \approx ne = \frac{n\rho}{16\pi} \Gamma_0^2 \left(1 + 4 \ln \frac{a}{r_0} \right) \quad (6)$$

一方、 ε は bore でのエネルギー減衰率によっても関連づけられ、固定座標系でのエネルギー保存式、

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (C_g E) = -\frac{\varepsilon}{L} \quad (7)$$

により、定常状態 ($\partial E / \partial t = 0$) を考えれば、

$$\varepsilon = -L \frac{\partial}{\partial x} (C_g E) \equiv L \Phi_d \quad (8)$$

ここに、 E は単位時間・単位幅当たりの波のエネルギー、 C_g は群速度、 Φ_d はエネルギー散逸関数である。

式(6)と式(8)を等しくおけば、 Γ_0 として次式を得る。

$$\Gamma_0^2 = \frac{8\pi}{\rho n} L \Phi_d \quad (9)$$

ただし、ここで、 $2(1 + 4 \ln(a/r_0))^{-1} \approx 1$ とおいている。

次に、水粒子の平均移動距離は 1 波長平均のオイラー平均流速の鉛直分布 $\bar{u}(z)$ によって決まるものとして、次式のように $\bar{u}(z)$ を導いた。

$$\bar{u}(z) = -\frac{\bar{f} h^2}{2\bar{v}_{to}} \left\{ \left(\frac{z}{h} + 1 \right)^2 - \frac{1}{3} \right\} \quad (10)$$

ここに、 h は水深である。また、 $\bar{v}_{to}$ は水面渦度の鉛直拡散係数を 1 波長内の全領域の平均値で示したものであり、実験結果との対比から、次式のように近似した。

$$\bar{v}_{to} \approx \frac{H q_0}{2} \frac{HL}{3hL} = \frac{H}{6\pi h} |\Gamma_0| \quad (11)$$

したがって、式(10)を z について微分し、 $z = 0$ を代入すれば、水面渦度 ($\omega = \partial \bar{u} / \partial z|_{z=0}$) が得られる。

平山⁵⁾は、Longuet-Higgins⁷⁾の水平床における非砕波時の水面渦度の理論結果と類似な考え方が、砕波帯内の水面渦度の評価にも適用できるものと仮定し、水面渦度を支配する要因を明らかにすることによって、水面渦度の簡単な推定式を求めることを試みた。

すなわち、水平質量輸送速度 $\bar{U}$ の鉛直速度勾配を理論的に求めることによって、傾斜面上任意水深における砕波帯内の渦度の鉛直分布を求め、水面渦度 ω を次式のように表した。

$$\omega = (\partial \bar{U} / \partial z)_{z=0} = -a^2 \sigma k^2 (2 + \beta) \coth(kh) \quad (12)$$

ここに、 $a = H/2$ 、 $\sigma = 2\pi/T$ (T は周期)、 $k = 2\pi/L$ 、 β は渦度係数である。なお、 $\beta = 2.0$ の時、水平床上の非砕波時の水面渦度を表す。

上式中の β の値は、戻り流れの理論値と実験値との対応から推定される。平山は、これまでに得られた β を次元解析的に h/H_0 (H_0 : 沖波波高)、 h/h_b (h_b : 砕波水深) 等の諸元で整理し、傾斜底面勾配にかかわらず、次式のような回帰曲線で表されることを明らかにした。

$$\beta = -35(h/H_0)(h/h_b) + 58.0 \quad (13)$$

3. 砕波帯内における水面渦度推定法のモデル化

本節では、前出の灘岡らの渦度供給過程モデルと類似の方法を適用して、傾斜面上砕波帯内における水面渦度の推定モデルを構築する。

いま、発生する渦は Rankine 渦とし、傾斜面上での 1 波長内での単位時間当たりのエネルギー損失 ε は、次式のとおり、砕波に伴う渦による損失 ε_1 と底面摩擦による損失 ε_2 によるものと仮定する。

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \quad (14)$$

まず、 ε_1 は、式(4)および式(6)により、

$$\varepsilon_1 = ne = \frac{\rho \Gamma_0^3 b}{32\pi^3 r_0^2} \quad (15)$$

ただし、ここで、 b は次のようにおいている。

$$b = 1 + 4 \ln(a/r_0) \quad (16)$$

次に、海底面に作用する摩擦力 τ_0 は次式で表される。

$$\tau_0 = F \rho u_0^2 \quad (17)$$

ここに、 F は摩擦係数、 u_0 は底面流速である。ここで、 u_0 に微小振幅波理論の結果を適用すると、

$$u_0 = \frac{\pi H}{T} \frac{\cos(kx - \sigma)}{\sinh(kh)} \quad (at \quad z = -h) \quad (18)$$

ここに、 x は汀線から沖への水平位置、 z は水面から鉛直上方向の位置、その他の記号は式(12)と同じである。

この τ_0 による単位時間、単位面積当たりのエネルギー損失の平均値は、次式のように表される。

$$D_F = \frac{T}{2} \int_{-T/4}^{T/4} \tau_0 u_0 dt \Big|_{x=0} = \frac{4\pi^2}{3} \frac{\rho F H^3}{T^3 \sinh^3(kh)} \quad (19)$$

したがって、 ε_2 は次式のように表される。

$$\varepsilon_2 = L D_F = \frac{4\pi^2}{3} \frac{\rho F H^3 L}{T^3 \sinh^3(kh)} \quad (20)$$

式(8)に式(14)、式(15)および式(20)を代入し、 $r_0 \approx H/2$ と近似すれば、循環 Γ_0 は次のようになる。

$$\Gamma_0 = \left\{ \frac{2\pi^3 g^2 T H^3 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta - \frac{4\pi^2 F H^5 T g^2}{3bh} \right\}^{1/3} \quad (21)$$

ここに、 g は重力加速度、 $\tan \theta$ は底面勾配である。なお、ここで、式(8)中の E および C_g には、それぞれ次式を用いた。

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (22)$$

$$C_g = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh(2kh)} \right) C \quad (23)$$

さらに、碎波帯内では浅海であるので、 $kh \ll 1$ より、式(23)では、 $C_g = C \approx \sqrt{gh}$ (C : 波速)とされている。

次に、前出の灘岡らの考え方に基づき、1 波長内での単位時間当たりの碎波による渦の発生状況を図示すると、図-2 のようになる。

本研究では、2 個の渦間の渦なし領域も含めた 1 波長内の渦領域に、 n 個の渦が合成して全体として 1 つの渦になると想定する。そして、この合成渦の渦度を渦なし領域も含めた 1 波長内の渦領域での平均渦度として考えると、次式が成り立つ。

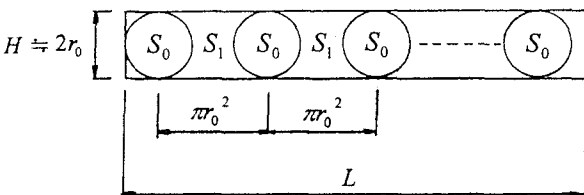


図-2 1 波長内での単位時間当たりの渦の発生状況

$$\omega_a S = n \Gamma_0 \quad (24)$$

ここに、 ω_a は平均渦度、 S は渦なし領域も含めた 1 波長内の渦領域の断面積である。ここで、1 個の渦あり領域の断面積を πr_0^2 とおけば、1 個の渦なし領域の断面積も πr_0^2 となり、 S は近似的に次式のように表される。

$$S = (2n-1) \pi r_0^2 \quad (25)$$

式(24)に式(25)と式(4)を代入すると、次式を得る。

$$\omega_a = \frac{8 \Gamma_0^2}{\pi H^2 (4 \Gamma_0 - \pi^2 H^2)} \quad (26)$$

以上より、式(21)を式(26)に代入すれば、平均渦度 ω_a が算定されることになる。

なお、上述の水面渦度推定法において、式中の波高 (H) は、次の二通りの表示法を適用する。

第一の表示法は、岩垣・間瀬・田中⁴⁾による推定式であり、次式で表される。

$$H = \gamma h_b \left\{ \left(1 - \frac{4}{9} K \right) \frac{h}{h_b} + \frac{4}{9} K \left(\frac{h}{h_b} \right)^{-\frac{2}{7}} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (27)$$

ここで、 γ は菅原・山本⁸⁾によれば次式のようにある。

$$\gamma = \frac{H_b}{h_b} = 0.17 \left(\frac{h_b}{L_0} \right)^{-0.9} \times \left[1 - \exp \left\{ -\frac{3}{2} \pi \left(\frac{h_b}{L_0} \right)^{0.9} \left(1 + 15 \tan^{\frac{3}{4}} \theta \right) \right\} \right] \quad (28)$$

ここに、 $K = (2\gamma/\pi)^{1/2} B \xi_0^{-1}$ 、 $\xi_0 = \tan \theta / \sqrt{H_0/L_0}$ 、 $L_0 = gT^2/2\pi$ 、 h は水深、 L_0 は沖波波長、 H_0 は沖波波高、 h_b は碎波水深、 H_b は碎波波高、 $\tan \theta$ は底面勾配である。また、 B は $\tan \theta$ 、 h/h_b をパラメータとして実験的に決定される値である。

上述の波高推定法は、若干複雑であり、実用上、簡単には使いにくい。そこで、ここでは第二の表示法として、最も簡単な波高推定式⁹⁾である次式を適用する。

$$H/h = \alpha \quad (\alpha = 0.7 \sim 0.9) \quad (29)$$

4. 計算結果および考察

(1) 底面摩擦によるエネルギー損失と碎波に伴う渦によるそれとの比較

ここでは、碎波時における底面摩擦の影響の大きさを調べるために、式(15)、式(20)および式(21)を用いて、 ε_2 と ε_1 の比を求める。

式(21)の適用にあたり、波高 H は式(29)によるものとする。また、式(21)中の b の決定にあたり、式(16)中の $q=0$ となる a の値は、理論上は無限長であるが、実用上ではこれを有限長に設定する必要がある。ここでは、 a を種々変化させて計算を行った結果、 $b \geq 15$ の範囲では、計算結果にほとんど差異が見られなかったことから、 $b=15$ とした。

以上より、 ε_2 と ε_1 の比を求めると次式のようにある。

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{4\pi^2 Fa^5 h^4 Tg^2}{3\Gamma_0^3 b} = \frac{8F\alpha}{15\pi \tan \theta - 8F\alpha} \quad (30)$$

ここで、 $F = 0.01^{10)}$ 、 $\alpha = 0.8$ とすると、次式のようになる。

$$\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = \frac{0.064}{15\pi \tan \theta - 0.064} \quad (31)$$

式(31)より、 $\tan \theta = 1/20$ の時、 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 0.028$ 、 $\tan \theta = 1/30$ の時、 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 0.042$ である。著者らは当初、砕波帯内における波のエネルギー散逸は、岸に向かって水深が減少するのに伴い、底面摩擦による影響を強く受けるものと考えていた。しかしながら、上述の計算結果から、底面摩擦によるエネルギー損失は、砕波に伴う渦によるエネルギー損失に対してかなり小さいことがわかる。

(2) 水面渦度の推定値の特性

図-3(a)および(b)は、それぞれ、Spilling 型砕波および Plunging 型砕波における水面渦度の水平分布について、本研究で提案した平均渦度の計算結果、灘岡らの平均流速分布に基づく推定法および平山の渦度係数 β を用いた推定法による計算結果を比較したものである。なお、両図とも、波高推定式は岩垣らの表示法によった。

図-4(a)および(b)は、水面渦度の水平分布を本研究による推定法および灘岡らの推定法によって算定するにあたり、二つの異なる波高推定法を適用して比較検討したものであり、それぞれ、Spilling 型および Plunging 型の破碎形式別に示したものである。

図-5(a)および(b)は、本研究による水面渦度推定法に二つの異なる波高推定法を適用し、1 波長内での単位時間当たりの渦の発生個数を計算したもので、両図とも、計算値は Spilling 型および Plunging 型の砕波形式別にプロットされている。

なお、これらの図における本研究の推定法による計算にあたっては、すべて $b = 15$ としている。また、簡便法による波高の推定にあたっては、すべての計算において $\alpha = 0.8$ としている。

また一方、これらの図中で、同一の h/h_b および同一の推定法に対して複数の計算値がプロットされている場合がある。これは、平山の推定法においては、渦度係数 β の値を実験値から決定する必要がある、ここでは岡安・柴山・堀川¹¹⁾による複数の実験結果を引用したこと、そして、他の二つの推定法においても、これらの実験条件に対応して計算を行ったことによる。

これらの図から、次のようなことがわかる。

a) 水面渦度推定法の相違による計算結果の比較

図-3(a)および(b)から明らかなように、各計算結果間の差は砕波形式によっても異なるが、すべての計算結果は $20 \sim 70 \text{ sec}^{-1}$ 程度であり、一般的な水面渦度 ω のオーダー ($1 \sim 10^1$) と一致している。

砕波形式による ω の水平分布形状は、各推定法ともに砕波形式によって顕著な相違はみられず、 h/h_b が小さくなるにつれて、すなわち、砕波点から岸に近づくにつれて ω は増大化する傾向を示している。とくに、本

研究および灘岡らの推定法による計算結果では、bore 状の波が十分に発達する付近 ($h/h_b \approx 0.7$) で、 ω は最大値またはそれに近い値を示しており、これらは実際の砕波帯内の状況をよく説明しているものと思われる。

一方、平山の推定法による計算結果では、 h/h_b が小さい範囲で ω が急増しているが、これは、式(13)で示されている β に起因するものである。現状では、実験的にも砕波帯内の正確な ω の値は確立されておらず、また、 h/h_b が小さい範囲での実験値の蓄積も乏しい状況にあることから、確定的なことはいえないが、定性的には、 ω は $h/h_b \approx 0.7$ 付近で最大値を示した後には、 h/h_b の減少とともにエネルギー損失に伴って漸減するものと考えられる。しかしながら、式(13)および式(12)によれば、 $h/h_b = 0$ の時 β および ω は最大値となる。したがって、式(13)の適用範囲、あるいは β の回帰式を導出するにあたって着目すべきパラメータについて、今後、再検討が必要と考えられる。

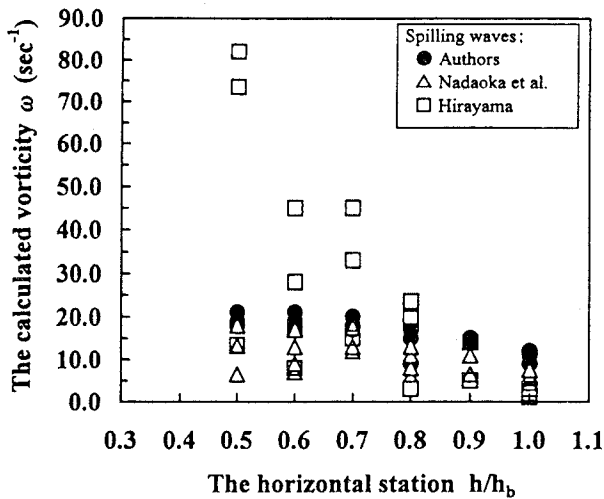
一方、本研究の計算結果と灘岡らの推定法による計算結果を比較すると、図-3 および図-4 より明らかなように、いずれの図においても、 ω は前者の方が後者よりも大きく多く見積もられている。この両者の差異は、前述したように、本研究の検討範囲では、底面摩擦によるエネルギー損失は、砕波に伴う大規模渦によるエネルギー損失に対してかなり小さいことから、底面摩擦による影響とは考えられない。したがって、この両者の差異は、もっぱら、本研究で提案する式(24)の基づく平均渦度と、灘岡らが提案するオイラー平均流速分布式(10)に基づく水面渦度との渦度算定法の相違によって生じたものと考えられる。

b) 波高推定法の相違による水面渦度の差異

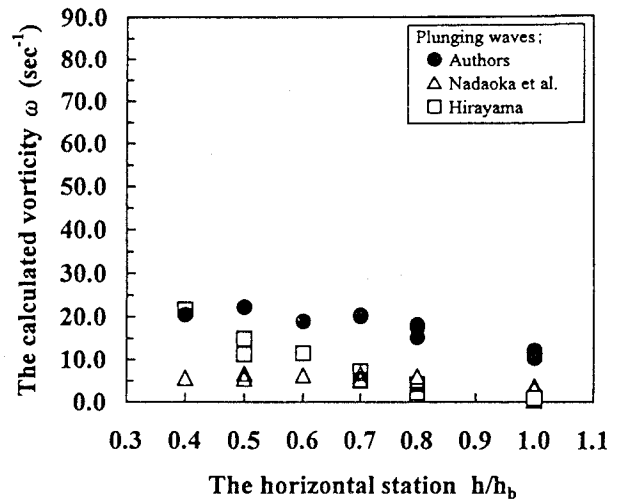
波高推定法の相違に着目して図-4(a)および(b)をみると、本研究による計算結果および灘岡らの推定法による計算結果はともに、本研究で提案した式(29)による場合の方が、岩垣らの波高推定式(27)を適用した場合に比べて、 ω は若干小さく見積もられている。しかしながら、波高推定法の相違によっても、計算される ω の値は、本研究の計算結果および灘岡らの推定法による計算結果はともに、 $1 \sim 10^1$ 程度のオーダーとなっている。

さらに、これらの図を比較して詳細に調べてみると、(a)、すなわち Spilling 型砕波の方は、実験データ数が多く、計算値のプロット数が多いため、一見、波高推定法の相違による ω の計算結果のばらつきが大きいように見える。しかし、まず、(a)では、波高推定法の相違による ω の差異は、本研究および灘岡からの推定法による計算結果はともに 5 程度である。一方、(b)に示した Plunging 型砕波の場合には、同じく 2~3 程度であって、砕波形式が異なっても、波高推定式の相違による水面渦度の推定値に大きな差異はみられない。

このように、砕波形式にかかわらず、式(29)において一律に $\alpha = 0.8$ として得られた ω と、岩垣らの波高推定式(27)を用いて得られた ω との間には、オーダーや分布特性の差異はあまりみられない。したがって、水面渦度の推定にあたり、岩垣らによる波高推定式に代わるより簡便な波高推定式として、式(29)を適用して

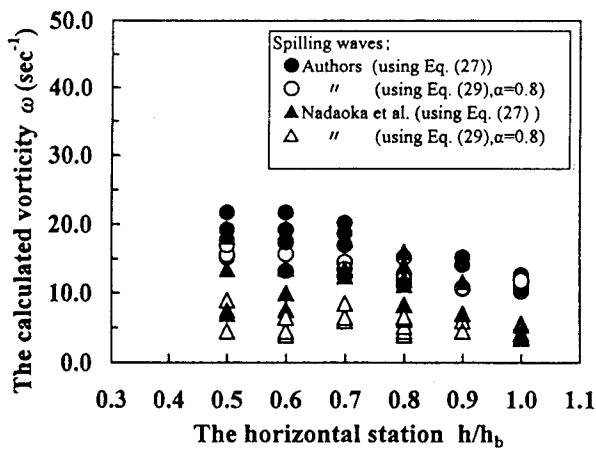


(a) Spilling 型砕波における水面渦度の水平分布

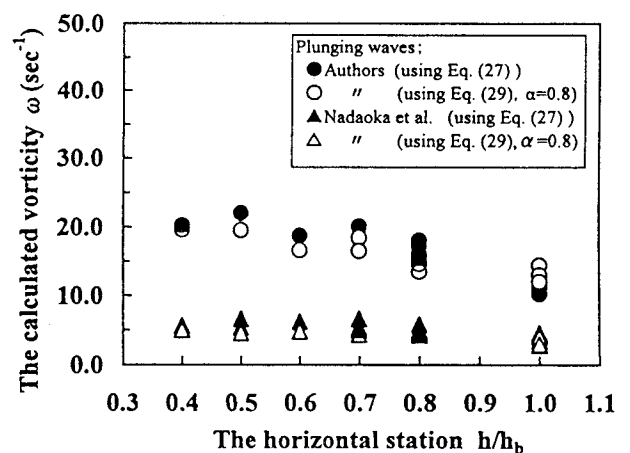


(b) Plunging 型砕波における水面渦度の水平分布

図-3 水面渦度の計算結果の比較 (波高推定法は岩垣らの表示法による)

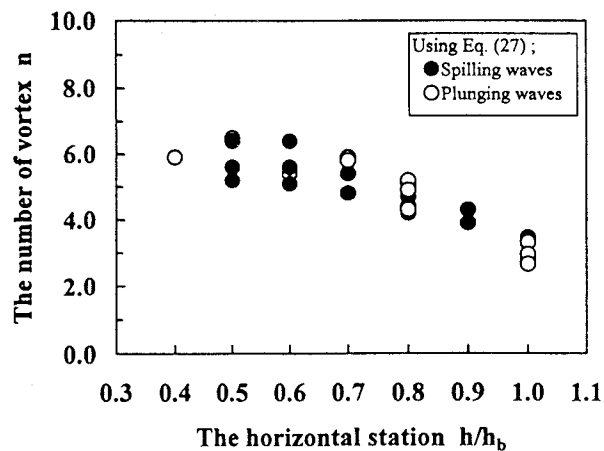


(a) Spilling 型砕波における水面渦度の水平分布

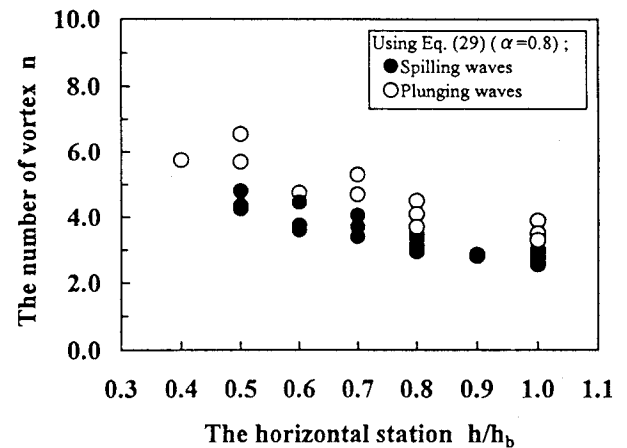


(b) Plunging 型砕波における水面渦度の水平分布

図-4 波高推定法の相違による水面渦度の差異



(a) 岩垣らの波高推定法を適用した場合



(b) 波高推定式 $H=0.8h$ を適用した場合

図-5 1 波長・単位時間当たりの渦の発生個数

も問題はないと考えられる。なお、本研究では一律に $\alpha = 0.8$ としたが、今後、 α の最適値を検討することにより、 ω の計算精度もより高めることができる。

c) 波高推定法の相違による渦の発生個数の差異

図-5(a)および(b)をみると、1 波長内での単位時間当たりの渦の発生個数 n は、全体的に h/h_b が小さくなるにつれて増大化している。これは、 h/h_b の減少に伴って波高が減衰し、それにつれて発生する渦の大きさも小さくなることによるものと推察される。

n の計算結果のばらつきは、岩垣らの波高推定式を適用した(a)の方が、波高推定式に式(29)を適用した(b)よりも若干小さい。また、砕波形式の相違による n の差異は、(a)では 1 個程度、(b)では 1~2 個程度である。

さらに両図を比較すると、Spilling 型砕波の場合には、Plunging 型砕波の場合よりも波高推定法の相違による n の差異が若干大きい。しかし、その差は、Plunging 型砕波の場合には 1 個程度であるのに対して、Spilling 型砕波の場合には 1~2 個程度である。

波高推定式および砕波形式の相違による n の計算結果の差異は、そのまま ω の計算結果の差異に反映されると考えられる。しかし、前項までの考察により、この両者の相違による ω の差異は小さいことから、以上みてきた n の差異も小さいものと考えられる。

5. 結 語

本研究では、砕波帯内において大規模渦により発生する水面渦度の推定法として、灘岡らの渦度供給過程モデルと類似な方法を適用して平均渦度の推定式を提案し、他の推定式との比較計算を行った。また、より簡便な水面渦度推定法の確立を目的として、岩垣らの波高推定式に代わって、波高水深比を一定値とした簡便法 ($H/h = 0.8$) を提案し、両者による水面渦度の推定値の比較を行った。以上の検討結果から、いくつかの興味ある知見が得られた。それらを要約すると、次のとおりである。

1) 本研究による推定法によって算定された平均水面渦度は、砕波点から岸へ近づくにつれて増大化する傾向を示し、とくに bore 状の波が十分に発達する付近 ($h/h_b \approx 0.7$) で最大値またはそれに近い値を示した。また、渦の発生個数は、砕波点から岸に近づくほど多くなる。これらは、実際の砕波帯内の状況をよく説明していると思われる。さらに、本計算結果は、一般的な水面渦度のオーダー ($1 \sim 10^1$) と一致しているおり、オーダー的にみても水面渦度推定法としての妥当性は概ね良好であると思われる。

2) 本研究による推定法および灘岡らによる推定法による水面渦度の計算結果と、平山の推定法による計算結果とを比較すると、前二者と後者との適合性が、とくに h/h_b が小さくなるにつれて悪化することから、平山の推定法における渦度係数 β の適用範囲等について今後再検討が必要であると思われる。

3) より簡便な水面渦度推定法の構築のために、複雑な岩垣らによる波高推定式に代わって非常に簡単な式である $H = 0.8h$ を用いて水面渦度の計算を行った結果、その分布傾向およびオーダーとも、両者に差異があまりみられないことから、簡便法としての本方法の有為性が確かめられた。今後、 α の最適値を検討することにより、 ω の計算精度もより高められると思われる。

4) 本研究の範囲内では、波のエネルギー散逸に及ぼす底面摩擦の影響は、水面に発生する大規模渦によって消失されるエネルギー損失に比べて非常に小さいという結果となった。その妥当性について、著者らは今後、底面摩擦によるエネルギー損失の記述方法について再検討するほか、実験的に検証することも必要と考えている。

謝辞: 本研究の遂行にあたり、東京工業大学大学院 灘岡和夫教授には、砕波帯内における渦の発生個数に関する式の導出過程について、ご懇切なるご教示を頂戴した。横浜国立大学工学部 柴山知也教授ならびに岡安章夫助教授には、貴重な実験データを快くご提供いただいた。ここに併せて記すとともに、心から感謝の意を表します。

参考文献

- 1) たとえば、Svendsen, I. A. : Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Engineering, Vol. 8, pp. 347-365, 1984.
- 2) たとえば、土屋義人・山下隆男・植木 実: 砕波帯における戻り流れについて、第 33 回海岸工学講演会論文集, pp.31-35, 1986.
- 3) 灘岡和夫・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 回海岸工学講演会論文集, pp.26-30, 1987.
- 4) 岩垣雄一・間瀬肇・田中剛: 不規則波の浅海波モデルについて、第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.104-108, 1981.
- 5) 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, pp.71-75, 1992.
- 6) 日野幹夫・山崎丈夫: 波による鉛直板よりの渦の形成とエネルギー逸散, 第 18 回海岸工学講演会論文集, pp.61-65, 1971.
- 7) Longuet-Higgins, M. S. : Mass transport in the boundary layer at a free oscillating surface, J. F. M., Vol. 8, pp.293-306, 1960.
- 8) 菅原輝男・山本正昭: 波の浅水変形計算モデル, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp.80-84, 1978.
- 9) 全国海岸協会編: 海岸保全施設築造基準解説, pp.52, 1987.
- 10) (社) 土木学会編: 水理公式集一昭和 60 年版一, pp.491, 1985.
- 11) 岡安章夫・柴山知也・堀川清司: 砕波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.31-35, 1987.

(2000.10.2 受付)