

砕波点付近における傾斜底面上での質量輸送について

大阪府立工業高等専門学校 正員 平山秀夫
 大阪市立都島工業高等学校 正員 福島博行
 九州大学工学部 学生員 〇中山伸介

1. はしがき: 傾斜面上の砕波帯内外における質量輸送現象の究明は、漂砂による海浜地形の変化や海浜流系の機構を探る上で不可欠な要素であって、これまでに色々な角度から研究がなされてきている。特に最近では、砕波帯内におけるundertow(戻り流れ)の研究が盛んであって、Svendson(1984)をはじめとして土屋ら(1986)、灘岡ら(1986)及び安岡ら(1987)等によって砕波帯内における定常流の鉛直分布に関する理論的表示法の開発が試みられてきているが、いずれもまだ実験値を十分説明できるところまでには到っていないように思われる。

本研究では、これらの研究の一環として、ラグランジュ的立場から一様傾斜面上の砕波帯内外における質量輸送を理論的に解明しようとするものであって、ここでは特に、前報(1987)で示した質量輸送の基礎式に立脚して、砕波点付近における底面質量輸送の理論的表示法の確立を目指そうとするものである。

2. 基礎式: 一様傾斜面上におけるラグランジュ的質量輸送速度の基礎式は次式のように与えられる。

$$\bar{U} = \left\{ \frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \{ \overline{uw} - (\overline{uw})_\infty \} dz + \frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \int_z^{-h+D} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}_\infty^2}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} \right) dx dz \right\} \cos \theta - \frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \int_z^{-h+D} \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial z} \sin \theta dz dz - \frac{\cos \theta}{\nu} \frac{\partial D}{\partial x} \int_{-h}^z \bar{u}^2 dz + \frac{\partial u}{\partial x} \int u dt + \frac{\partial u}{\partial z} \int u dt \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 ν : 動粘性係数、 D : 境界層厚($=\delta/\alpha$, α : 変数(水平床上では $\alpha \equiv 4.0$)), $\delta = \sqrt{\nu/\sigma}$, $\sigma = 2\pi/T$, T : 周期, $\tan \theta$: 底勾配, (u, w) および (u_∞, w_∞) : それぞれ境界層内及び外縁での流速成分である。式(1)に境界層内の運動方程式から得られる (u, w) 等を代入して整理すれば、境界層内及び外縁での質量輸送が求められ、最終的には境界層外縁における質量輸送速度($\bar{U}_\infty$)は、次式のように表される。

$$\bar{U}_\infty = \frac{5}{4} \frac{A^2 k}{\sigma} \left\{ \frac{1}{5} (2+3\cos \theta) - \frac{3}{5} \cos \theta \cdot \frac{1}{Ak} \frac{dA}{dh} \frac{dh}{dx} - \frac{1}{5k} \sqrt{\frac{2\sigma}{\nu}} \sin \theta - \frac{4}{5} \frac{\cos \theta d\alpha}{A^2 k dx} \cdot A^2 \left(\alpha - \frac{1}{2} \right) \right\} \dots (2)$$

ここで、 $A = \hat{u}_\infty = H_0 \sigma \{ 2 \cosh^2 kh / (2kh + \sinh 2kh) \}^{1/2} / 2 \sinh kh = H_0 \sigma \cdot k_s / 2 \sinh kh$ (k_s : 浅水係数), $k = 2\pi/L$ (L : 波長), $\hat{u}_\infty$: u_∞ の最大値, である。式(2)中の最初の項は水平床上($\theta=0$)におけるLonguet-Higgins(1953)の結果と一致し、第2項以下が斜面勾配や境界層厚の変化を考慮することによって新たに出現した項である。

3. 砕波帯内外における底面質量輸送速度と境界層厚の推定式: (1)波高変化のモデル式: 式(2)を使って $\bar{U}_\infty$ を算出するには、 A 及び dA/dh 等の値が与えられなければならない。そのためには、砕波帯内外における波高 H の推定式が必要である。従ってここでは、砕波点以深では微小振幅波理論による浅水係数(k_s)を、一方、砕波点以浅では、次式に示すように、Battjes(1972)のboreモデルを修正した岩垣・間瀬(1981)らの波高推定式を用いて波高変化を表示した。

$$H = \gamma h_b \left\{ \left(1 - \frac{4}{9} k \right) \frac{h}{h_b} + \frac{4}{9} k \left(\frac{h}{h_b} \right)^{-3/4} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 γ は、次式で表示される菅原ら(1978)の提示式を用いた。

$$\gamma = \frac{H_0}{h_b} = 0.17 \left(\frac{h_b}{L_0} \right)^{-0.9} \times \{ 1 - \exp \left[-1.5 \pi \left(\frac{h_b}{L_0} \right)^{0.9} (1 + 15 \tan^2 \theta) \right] \} \dots \dots \dots (4)$$

ここで、 $k = (2\gamma/\pi) \cdot B \cdot \varepsilon_0^{-1}$, $\varepsilon_0 = \tan \theta / \sqrt{H_0/L_0}$, $B: h/h_b$ の関数, $L_0 = gT^2/2\pi$ である。

また、これらの式(3),(4)から dA/dh は次式のように与えられる。

$$\frac{dA}{dh} = \frac{\sigma}{2 \sinh kh} \left[-\frac{\gamma}{4} \left\{ \left(1 - \frac{4}{9}k\right) \frac{h}{h_b} + \frac{4}{9}k \left(\frac{h}{h_b}\right)^{-\frac{2}{3}} \right\} \times \left(1 - \frac{4}{9} \left(\frac{2\gamma}{\pi}\right) \cdot \varepsilon_0 \cdot \left(h_b \frac{dB}{dh} \left\{ \frac{h}{h_b} - \left(\frac{h}{h_b}\right)^{-\frac{2}{3}} \right\} \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + B \left\{ 1 + \left(\frac{h}{h_b}\right)^{-\frac{2}{3}} \right\} \right\} - H \cdot k \coth kh \right] \right. \quad \dots \dots \dots (5)$$

なお、これらの数式の算定に当っては、平均水位の変化も考慮して計算を行った。(2)碎波点付近での境界層厚の変化とその推定式：ここではまず最初に、質量輸送速度の実験値から式(2)を用いて差分による逐次計算法に基づいて境界層厚の変化特性($\alpha, d\alpha/dx$)の値を逆算した。その結果の1例を図-1に示す。これらの図からも明らかなように、差分法による結果は、 α については碎波点内外を問わず h の1次関数で、一方、 $d\alpha/dx$ は碎波点以深では h の1次関数で、碎波点以浅では h の2次関数で近似できるように思われるので、次式のような回帰曲線を仮定して計算を進めた。 $\alpha = ah + b, d\alpha/dx = ch + d$ ($h/h_b > 1$), $d\alpha/dx = eh^2 + fh + g$ $\dots \dots \dots (6)$

これらの未定係数(a,b,...g)は最小自乗法によって算定されるが、より実験値に適合するように若干修正された結果を、各実験条件ごとにまとめて示したのが表-1である。これらの結果から明らかなように境界層厚は碎波帯外から内に向かってほぼ直線的に減少することが明かである。次に、境界層厚の変化を波の諸元(例えばT, H_0/L_0 etc.)と関係づけることを試みた。その結果、これらの未定係数は、ここには示していないがいずれも周期Tの1次関数で表示できることが明らかになった。従って、最終的には、 α 及び $d\alpha/dx$ は勾配別に次式のように周期Tと水深 h の関数として表されることが見出された。

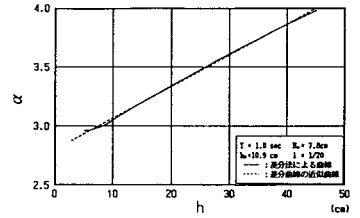
$i = 1/20$ の場合：(c. g. s 単位)

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= (-0.00701h + 0.30941) T + 0.03410h + 2.53276 \\ \frac{d\alpha}{dx} &= (-0.00056h + 0.05382) T + 0.00150h - 0.21021 \quad (h/h_b > 1 \text{ のとき}) \\ \frac{d\alpha}{dx} &= (-0.00177h^2 + 0.04723h - 0.26138) T + 0.00422h^2 \\ &\quad - 0.10839h + 0.49434 \quad (h/h_b < 1 \text{ のとき}) \end{aligned} \right\}$$

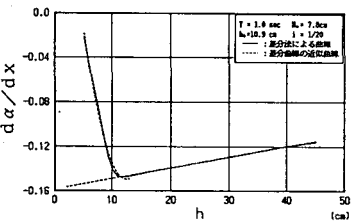
$i = 1/10$ の場合：(c. g. s 単位)

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= (-0.00901h + 0.37334) T + 0.03731h + 2.38270 \\ \frac{d\alpha}{dx} &= (-0.00134h + 0.12252) T + 0.00369h - 0.46666 \quad (h/h_b > 1 \text{ のとき}) \\ \frac{d\alpha}{dx} &= (-0.00055h^2 + 0.01706h - 0.00036) T + 0.00236h^2 \\ &\quad - 0.05422h - 0.13148 \quad (h/h_b < 1 \text{ のとき}) \end{aligned} \right\}$$

(3) 推定式に基づく理論結果と実験値の比較：図-2に式(7),(8)を用いて式(2)に基づいて計算された結果と実験値との比較を示す。これらの図から明かなように式(7),(8)に基づく推定式は実験値をほぼ説明しているように思われる。



(1) α の値の変化

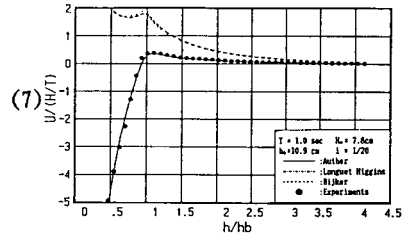


(2) $d\alpha/dx$ の値の変化

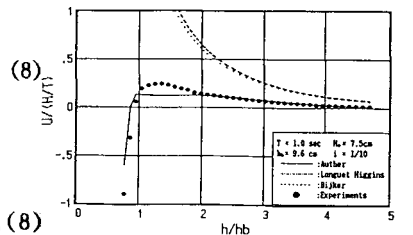
図-1 逆算された $(\alpha, d\alpha/dx)$ の結果

表-1 調整された未定係数の値

周期 T (sec)	水深 h0 (cm)	a	b	c	d	e	f	g
1/20	1.0	0.02544	0.30941	0.00064	-0.10413	0.00045	-0.00131	0.23276
1/20	1.5	0.02248	0.30941	0.00064	-0.12940	0.00177	-0.02422	-0.04104
1/20	2.0	0.01889	0.30941	0.00064	-0.10437	0.00068	-0.01204	-0.03062
1/10	1.0	0.01052	0.37334	0.00100	-0.11182	0.00125	-0.02007	-0.13720
1/10	1.5	0.01093	0.37334	0.00125	-0.10414	0.00180	-0.02715	-0.13184
1/10	2.0	0.02008	0.37334	0.00110	-0.10414	0.00190	-0.02180	-0.13172



(1) $i = 1/20$ の場合



(2) $i = 1/10$ の場合

図-2 Uの理論値と実験値の比較