土木学会北海道支部　論文報告集　昭和52年度

砕波点の底面平均流速に関する研究

北見工業大学工学部　正員　佐藤幸雄

I．まえがき

Ippen & Eagleson らは波による斜面上の砂粒子の運動機構について力学的な取扱いを行ない，その中でいわゆる Null point（砂粒子の実質的移動がない状態）に関する式を提案している[1]。すなわち，局所的に Null point を求めると底面の平衡形状が得られる訳であるが，その場合の式の誘導過程においては，底質の粒径，比重，抗力係数等が関係するのは勿論であるが特に重要な値は底面の境界層内の質量輸送速度でありさらに，その外縁における質量輸送速度である。

Eagleson & Dean[2] は斜面上の底質移動に対して境界層外縁流速として Longuett-Higgins が求めた水平床の場合の有限振巾波の質量輸送速度を近似的に使用している。また，最近，Bijker 等[3]が斜面上の底面附近質量輸送速度を線型理論を用いて求め，Lagrangian Velocity による質量輸送速度について，主に砕波点より沖側の領域における実験値と比較検討を行っているこの場合，波高変化の見積りに微小振巾波の浅水度係数を用いて見積った理論値が非線型性の強い Shoaling の場合の実験値よりかなり大きい値を示している。本来，質量輸送が最も大きいと考えられる砕波点附近では　実際に波形が極端に非対称であること，また戻り流れの存在のため，それらの影響でどのような質量輸送速度の発生状況であるかを調べることが必要である．本研究では砕波点の底面附近における Euler 風に測られた値を使用した時間平均流速（zero net velocity）について実験値と上記各理論との比較検討を行ない，また，底面流速の峯，谷の位相での岸向き，沖向き最大流速が微小振巾波理論に比較的一致する[4]ことから時間的平均流速についても微小振巾波理論が適用可能か否かの検討を行ったものである。

II　実験方法

底勾配は $S=1/15$，$1/30$，$1/60$ の3種類で，底面は滑面状態である。実験波の諸元を表-1に示した。また，砕波点は目視でとらえ，その砕波点の底面附近（底面より5mmの高さの位置）の流速を熱線流速計を用いて測定しペン書きオッシログラフに記録した。この場合のプローブは円錐形のタイプのものを用いた。記録より時間的平均流速を求める方法としては，流速値の記録波形をスライド写真に撮し，さらにスライドプロジェクターにより2.5倍程度に引伸したものについてプラニメーターを用いて面積を求めた。プラニメーターの検定としては面積が既知の各種三角形についてプラニメーター定数を決定したところ定数はほとんど一定値を示し，目盛の読みとの間に直線的関係が得られた。

III．底面の質量輸送速度を与える各式

Bijker らが求めた底面境界層内の時間的平均流速 $\bar{U}$ は次式のようなものである。

$$\bar{U}=\frac{A^2k}{\sigma}\Big[-\frac{1}{2}\mu e^{-\mu}(\sin\mu+\cos\mu)+\frac{1}{2}e^{-\mu}\sin\mu-e^{-\mu}\cos\mu+\frac{1}{4}e^{-2\mu}+\frac{3}{4}\Big]+\frac{A}{\sigma}\frac{dA}{dx}\Big[\frac{1}{2}\mu e^{-\mu}(\sin\mu-\cos\mu)+2e^{-\mu}\sin\mu+\frac{1}{2}e^{-\mu}\cos\mu+\frac{1}{4}e^{-2\mu}-\frac{3}{4}\Big]\quad\cdots\cdots\cdots(1)$$

ここに，A は境界層外縁流速の振巾で $A=U_{\infty,max}$．であり，$\mu=(h+z)/\delta$，$\delta=(2\nu/\sigma)^{\frac{1}{2}}$，$\nu$；動粘性係数．である．（$\sigma=2\pi/T$，$k=2\pi/L$）

さらに，Bijker らは測定値と同様な Lagrangian Velo. を求める方向に進んでいるが，本実験の測定値のような Eularian Velo. の場合には，境界層外縁の時間平均流速は式(1)より，

図-1（a）

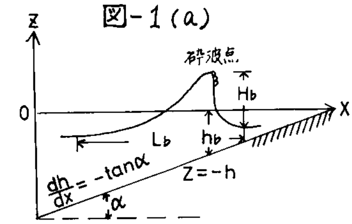


図-1（b）

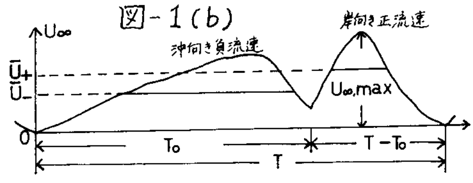


表-1

勾配	砕波水深	沖波々高	砕波比水深	沖波々形勾配	周期	記号
S	h_b cm	H_o cm	h_b/L_o	H_o/L_o	T sec	
1/15	4.2 ~ 13.3	2.6 ~ 9.2	0.011 ~ 0.12	0.006 ~ 0.08	0.8	▲
					1.0	△
1/30	3.0 ~ 9.6	1.0 ~ 6.9	0.005 ~ 0.09	0.004 ~ 0.07	1.2	×
					1.5	○
1/50	2.8 ~ 8.3	1.1 ~ 5.5	0.005 ~ 0.08	0.002 ~ 0.05	1.7	●

$$\overline{U}_\infty = \frac{3}{4}\frac{A^2k}{\sigma}\left(1-\frac{1}{Ak}\frac{dA}{dx}\right) = \frac{3}{4}\frac{A^2k}{\sigma}\left(1-\frac{1}{Ak}\frac{dA}{dh}\tan\alpha\right)$$

水平床の場合は $\overline{U}_\infty = \frac{3}{4}\frac{A^2k}{\sigma}$ である。 ----(2)

いま砕波点における A の値として微小振巾波の底面流速の最大値を用い，さらに砕波々高 H_b として Miche の式 $H_b/L_b = 0.142\tanh(2\pi h_b/L_b)$ を使用すると，

$$A = \frac{H_b\sigma}{2}\frac{1}{\sinh kh_b} = \frac{0.142L_o\sigma}{2}\frac{\sinh kh_b}{\cosh^2 kh_b} \quad \cdots\cdots(3)$$

また $2\pi h_b/L_o = k_oh_b = \psi_o$, $2\pi h_b/L_b = kh_b = \psi$,（$L_o$；沖波換算波長）とおくと，$k_oh_b = kh_b\tanh kh_b$ であるから，

$$\left.\begin{aligned}\frac{dA}{dh_b} &= \frac{0.142L_o\sigma}{2}\cdot\frac{1-\sinh^2 kh_b}{\cosh^3 kh_b}\\ \frac{dk}{dk_o} &= \frac{\cosh^2 kh_b}{\tanh kh_b\cosh^2 kh_b + kh_b} = \frac{d\psi}{d\psi_o}\\ \frac{d(k_oh_b)}{dx} &= -k_o\tan\alpha = \frac{d\psi_o}{dx}\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(4)$$

となる。式(4)と(2)より，$\overline{U}_\infty/\sqrt{gL_o}$ を求めると

$$\overline{U}_\infty/\sqrt{gL_o} = \frac{3}{4}\frac{A^2k}{\sigma\sqrt{gL_o}}\left[1-\frac{1}{Ak}\frac{dA}{d\psi}\frac{d\psi}{d\psi_o}\frac{d\psi_o}{dx}\right]$$

$$= \frac{3\sqrt{(2\pi)^3}\,0.142^2}{16}\frac{\sinh kh_b}{\cosh^3 kh_b}\left[1-\frac{\sinh^2 kh_b - 1}{\sinh kh_b\cosh kh_b + kh_b}\cdot\tan\alpha\right] \quad \cdots\cdots(5)$$

一方，水平床の場合の Longuett-Higgins の式は，無限に長い水路の場合は，

$$\overline{U}_\infty = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi H}{L}\right)\left(\frac{\pi H}{T}\right)\frac{1}{\sinh^2 kh} \quad \cdots\cdots(6)$$

断面内の質量輸送速度が0となるような，水路の一端が限られている場合は，

$$\overline{U}_\infty = \frac{1}{2}\left(\frac{\pi H}{L}\right)\left(\frac{\pi H}{T}\right)\frac{1-(L/2\pi kh)\sinh kh}{\sinh^2 kh} \quad \cdots\cdots(7)$$

また，粘性の影響を無視し得ないとした場合の，

$$\overline{U}_\infty = \frac{5}{4}\left(\frac{\pi H}{L}\right)\left(\frac{\pi H}{T}\right)\frac{1}{\sinh^2 kh} \quad \cdots\cdots(8)$$

などがある。式(6),(7),(8)について式(5)と同様に Miche の式と微小振巾波理論を適用して，$\sqrt{gL_o}$ で無次元化すると，それぞれ次式のようになる。

$$\overline{U}_\infty = 0.004\frac{1}{\cosh^2\frac{2\pi h_b}{L_b}}\tanh\frac{2\pi h_b}{L_b} \quad \cdots\cdots(9)$$

$$\overline{U}_\infty = 0.004\frac{\tanh\frac{2\pi h_b}{L_b}}{\cosh^2\frac{2\pi h_b}{L_b}}\left(1-\frac{L_b}{4\pi h_b}\sinh\frac{2\pi h_b}{L_b}\right) \cdots(10)$$

$$\overline{U}_\infty = 0.01\frac{1}{\cosh^2\frac{2\pi h_b}{L_b}}\tanh\frac{2\pi h_b}{L_b} \quad \cdots\cdots(11)$$

IV. 実験結果と考察

底面流速に関する測定値の1周期についての平均値である時間平均流速を $\sqrt{gL_o}$ で無次元化した値を h_b/L_o の関係でグラフを描くと，各勾配について，図-2,3,4 であり，図をみると，h_b/L_o が小さい範囲を除いては

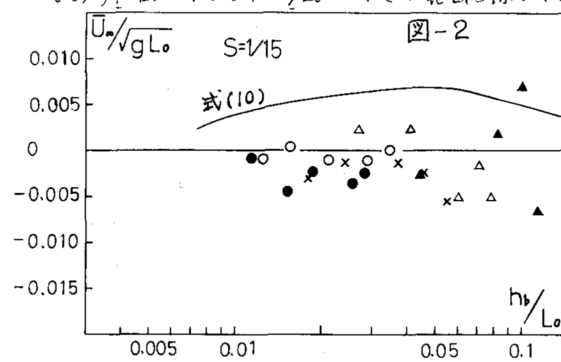


図-2

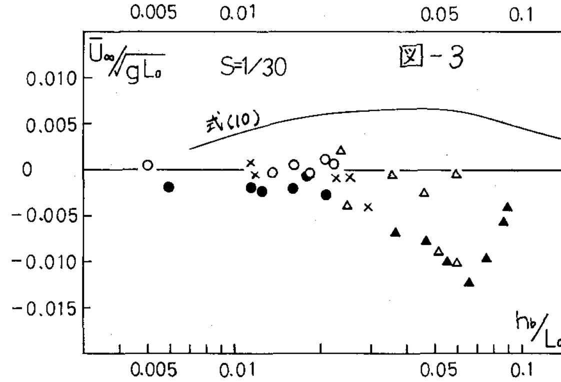


図-3

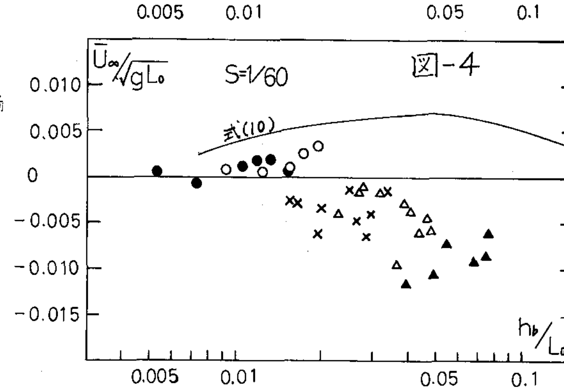
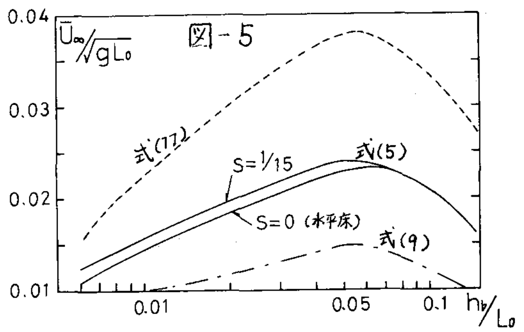


図-4



ほとんど負の沖向き流れとなっている。図中の実線は水平床の場合の式(10)を示したものであるが，砕波点の場合と同様な現象を表わす式であるため，図-5 に示した，他の式(5)，(9)，(11)の場合の値に比べて，かなり測定値に接近していると思われる。しかし，理論式の場合の値が正流速であるのに対して測定値にはほとんど負流速の場合が多いのは，戻り流れがあることに加えて，波が非対称になるにしたがって，図-1(b)に示すような負流速の発生時間 T_0 が正流速 $T-T_0$ に比べて次第に長くなり，さらに h_b/L_0 が大きい場合は負流速が増大するので時間平均流速もまた負流速で増大する傾向になると云える。勾配別でも背面波長が長い $S=1/60$ の場合の方が他の勾配の場合に比して時間的平均においては負流速が大きく現われると云える。したがって砕波点におけるような非対称的流速値の発生の場合と比較的対称な水平床の場合では大きな差異があると考えられる。式(5)については，図-5でも解る通りBijker 等は勾配の影響は僅かであり，むしろ波高の影響による場合が大きいことを指摘していることから考えると，Miche の式は実際の砕波々高より若干大きい値を与えるため，他の式(9)，(10)，(11) の場合も同様実際にはやゝ小さい値となるだろうことが予想される測定値に関してもやはり勾配の影響そのものより，勾配の変化によって生ずる非対称性の度合の方が影響が大きいと云える。

次に，正負流速の発生時間が非対称であっても水平床の場合とあまり差異が現われないような，図-1(b)に示すような時間的平均流速，$(\overline{U}_+ - \overline{U}_-)$ の値について考えてみる。

$$\overline{U}_+ = \frac{1}{T-T_0}\int_{T_0}^{T} U_\infty dt \ , \quad \overline{U}_- = \frac{1}{T_0}\int_0^{T_0} U_\infty dt$$

とすると，

$$\overline{U}_\infty = \frac{1}{T}\int_0^T U_\infty dt = \frac{1}{T}\left[\int_0^{T_0} U_\infty dt + \int_{T_0}^{T} U_\infty dt\right] \qquad \cdots\cdots(12)$$

より，$\overline{U}_+ - \overline{U}_- = \frac{T}{T_0}(\overline{U}_\infty - \overline{U}_+) + 2\overline{U}_+$ の関係となる。したがって，水平床の場合あるいは微小振巾波理論の場合のように，正負流速の発生時間 $(T-T_0)$，T_0 にあまり差異がないと考えられるときは $T-T_0 \fallingdotseq T_0$ として近似的に $\overline{U}_+ - \overline{U}_- = 2\overline{U}_\infty$ が成り立つ。この関係を用いて，測定値に最も類似している式(10)から，

$$\frac{\overline{U}_+ - \overline{U}_-}{\sqrt{gL_0}} = 2\times 0.004\,\frac{\tanh\frac{2\pi h_b}{L_b}}{\cosh^2\frac{2\pi h_b}{L_b}}\left(1-\frac{L_b}{4\pi h_b}\sinh\frac{2\pi h_b}{L_b}\right) \qquad \cdots\cdots(13)$$

を得る。一方測定値を $\sqrt{gL_0}$ で無次元化した場合の図を図-6，7，8のようになり。$S=1/60$ の場合で h_b/L_0 が大きい場合はやはり非対称性の影響を強く示しているが全体的には各勾配共に正流速が多く類似した傾向を示している。また，図中の破線は式(13)を示したもので図-2，3，4 の場合よりよく類似して来ているのがわかる。他の(5)，(9) (11)式については傾向は測定値とよく類似しているが値については図-6，7，8の測定値と比較した場合は平均的にそれぞれ3倍，5倍，7倍ぐらいの差異となっている。

次に，正流速，負流速の各々について，発生時間 $T-T_0$，T_0 を $\frac{1}{2}$ 周期とする微小振巾波を考えると，底面流速の時間的変動は，

$$U = \frac{H\sigma}{2}\frac{1}{\sinh kh}\sin(\sigma t)$$ より，岸向き，沖向きについて，

$$U_+ = \frac{1}{2}(2\eta_c)\frac{2\pi}{2(T-T_0)}\frac{1}{\sinh\frac{2\pi h_b}{2L_{bf}}}\sin\left\{\frac{2\pi}{2(T-T_0)}t\right\}$$

$$U_- = \frac{1}{2}(2\eta_t)\frac{2\pi}{2T_0}\frac{1}{\sinh\frac{2\pi h_b}{2L_{bb}}}\sin\left\{\frac{2\pi}{2T_0}t+\pi\right\}$$

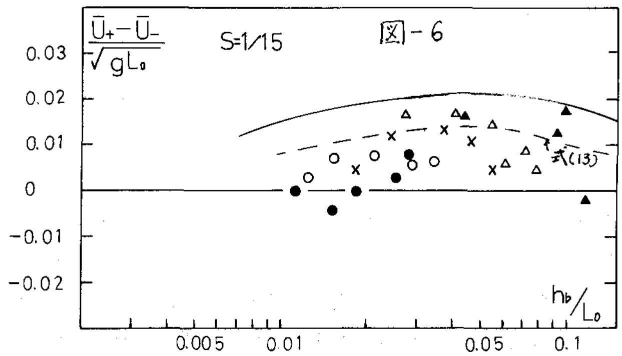
で表わすことにする。ここで η_c，η_t，L_{bf}，L_{bb} はそれぞれ静水面より峯高，谷高ならびに砕波の前面波長，背面波長である。上式を用いて $\overline{U}_+ - \overline{U}_-$ の値を求めると

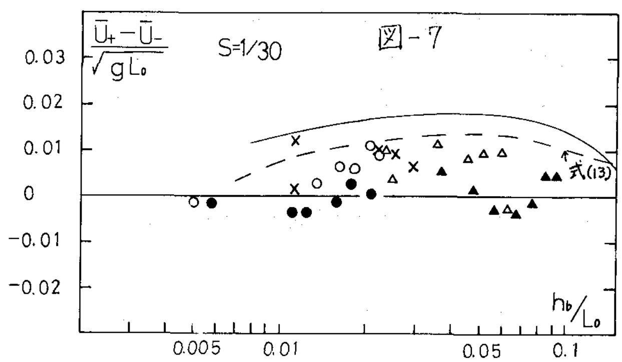
$$\overline{U}_+ - \overline{U}_- = \frac{2\eta_c}{T-T_0}\frac{1}{\sinh\frac{2\pi h_b}{2L_{bf}}} - \frac{2\eta_t}{T_0}\frac{1}{\sinh\frac{2\pi h_b}{2L_{bb}}}$$

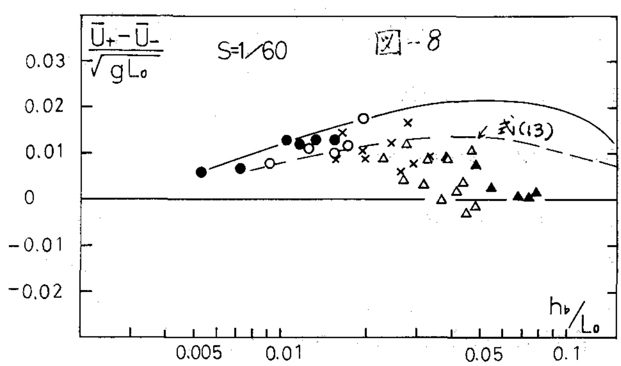
を得る。さらに，$T : L_b = (T-T_0) : L_{bf}$ の比例関係が成立つと考えると，$\sqrt{gL_0}$ で無次化した式は，

$$\frac{\overline{U}_+ - \overline{U}_-}{\sqrt{gL_0}} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\tanh\frac{2\pi h_b}{L_b}\left[\frac{(2\eta_c)}{L_b}\frac{1}{L_{bf}/L_b}\frac{1}{\sinh\frac{2\pi h_b}{2L_{bf}}} - \frac{(2\eta_t)}{L_b}\frac{1}{L_{bb}/L_b}\frac{1}{\sinh\frac{2\pi h_b}{2L_{bb}}}\right] \qquad \cdots\cdots(14)$$

また L_0，L_b の関係には $L_b = L_0\tanh(2\pi h_b/L_b)$ を用いた。







式中のL_b, L_{bb}, L_{bf}については

$L_b = L_{bf} + L_{bb}$, $(L_{bb}/L_b) = (h_b/2L_b)/(h_b/2L_{bb})$

$L_{bf}/L_b = 1 - L_{bb}/L_b$であり，$h_b/2L_{bb}$の値には文献4)に示した実験式 $h_b/2L_{bb} = 1.13(h_b/L_b)^{1.22}$を使用した．さらに，$2\eta_c/L_b$，$2\eta_t/L_b$の値も同様に文献4)中の値を使用して式(14)の値を計算したものが図-6, 7, 8に実線で示した曲線である。測定値との比較についてはやゝ値に違いが見られるがほゞ類似した傾向が得られた。また，勾配$S=1/60$の場合ではh_b/L_0の大きい場合で差異が大きいのは，$T-T_0$，T_0とL_{bb}，L_{bf}の間に比例関係が成り立たない状態にあることも考えられ。発生時間$T-T_0$，T_0の非対称性を十分把握する必要があると考えられる。

V. むすび

砕波附近の非対称性の強い波に関して，流速値を1周期間について時間平均流速を求めると波長が長い背面側の流速値が大きく現われ結果としては沖向きの負の質量輸送が多くなることがわかった。このことは普通底質移動の実験等でよく見受けられる細い浮遊砂が沖向きに移動する現象を表わしていると考えられるが，掃流砂の場合には必ずしも適合せず，むしろ，水平床の場合の質量輸送速度と類似の傾向にある．岸向き，沖向きの場合のそれぞれの平均流速の差（$\bar{U}_+ - \bar{U}_-$）の値が有効になる様に考えられる。

参 考 文 献

1) Ippen, A.T. and Eagleson, P.S. : A Study of Sediment Sorting by Waves on a Plane Beach, BEB Tech. Memo, NO. 75 (1955)

2) Eagleson, P.S. and Dean, R.G. : Wave Induced Motion of Bottom Sediment Particles, Proc. ASCE, HY 10 (1959)

3) Bijker, E.W., Kalkwijk, J.P. and Pieters, T : Mass Transport in Gravity Waves on a Sloping Beach, Proc. of 14th Coastal Eng. (1974) pp. 447～465

4) 佐藤幸雄 : 砕波点における砕波の表面流速に関する研究, 第24回 海講 (1977)