

Wave set-up に対する再考察

大阪大学工学部 正員 榎本 亨

大阪大学工学部 正員 出口 一郎

1 まえがき：砕波による波高減衰，砕波帯内の掃流，浮遊を含めた砂の濃度分布，あるいは底質の輸送流れとしての海浜流を解析するにあたり，砕波帯内の乱れ特性を十分に把握しておく必要がある。本研究は，すでに発表されている砕波帯内の Wave set-up, set-down の実験結果に基づいて砕波帯内の乱れに関する一考察を行なうものである。

2 砕波後の平均水位変動に関する基礎式：x 軸と汀線から直角沖方向に，z 軸と静水面から鉛直上方にとった座標系で定常状態の平均水位変動量 $\bar{\eta}$ が生じている場合， $\bar{\eta}$ ，Radiation 応力 S_{xx} 及び Reynolds 応力 R_{xx} の間の関係は次式で表わされる。

$$\partial(\int_{-h}^{\bar{\eta}} R_{xx} dz) / \partial x = -(\partial S_{xx} / \partial x + \rho g(h + \bar{\eta}) \partial \bar{\eta} / \partial x) \quad (1)$$

ここに $R_{xx} = \rho u^2$ (ρ は水の単位体積質量， u は波動にともなう乱れ) で，浅水近似された微小振幅波理論では波高 H に対して $S_{xx} = (3/8) \rho g H^2$ で与えられる。ここで砕波帯内のすべての乱れが水位変動として現われるならば Stream Function Theory あるいは Linear Filter によつて (1) 式中の R_{xx} が無視できるような水粒子速度を表面波形から推定することができるであろう。しかし砕波によつて流体内にもちこまれた乱れは，たとえば Horizontal roller のように水位変動としては現われず，いかなる波動論によつても決して表現し得ないものである。したがつてたとえ適当な波動論を用いて平均的な波動による水粒子速度が推定されたとしても，やはり R_{xx} は存在すると思ふなければならない。逆に浅水近似された微小振幅波理論を用いて S_{xx} を推定し， R_{xx} に対して新しい表現を考えるのも一つの实用的な方法と思われる。

3 平均水位変動から推定される R_{xx} ：以上の考察に基づいて，二次元造波水路の斜面上で生ずる平均水位変動量の測定結果から砕波帯内の乱れ強度の推定を試みる。図 1, 2 は Bowen (1969) 及び沢田 (1975) の実験結果を用い (1) 式から $\partial(\int_{-h}^{\bar{\eta}} \rho u^2 dz) / \partial x$ を計算した例を示してある。ただし S_{xx} は微小振幅波理論から求まる関係式に実測波高を用いて計算し， $\Delta x = 9.43 \text{ cm}$ の間の平均的な勾配としてそれぞれ Δx の量を与えている。これらの図から一般に微小振幅波理論から求まる S_{xx} を用いた場合，汀線近くでは $|\partial S_{xx} / \partial x| < |\rho g(h + \bar{\eta}) \partial \bar{\eta} / \partial x|$ ，砕波帯近くの水深の深い領域では $|\partial S_{xx} / \partial x| > |\rho g(h + \bar{\eta}) \partial \bar{\eta} / \partial x|$ と

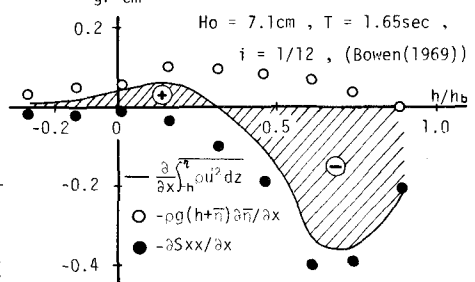


図 1

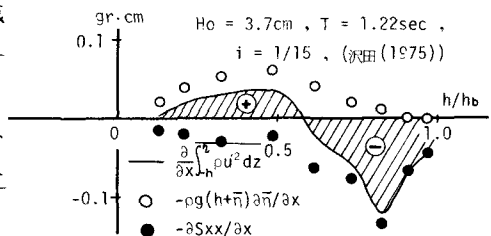


図 2

Toru Sawaragi Ichiro Deguchi

りその和は実線で示す変動となる。したがって(1)式であらわされる $\int R_{xx} \neq 0$ である。さらに図中斜線をほどこした部分の面積は砕波点に近い水深の大きい領域においては負となり u^2 が負となるという矛盾が生ずる。これは従来から指摘されているように微小振幅波理論から求まる S_{xx} は真値より大きい値を与えているためであろう。そこでさらに砕波帯内で測定された水位変動に対して Fourier 解析を行なった沢田(1975)の実験結果より S_{xxe} が次式であらわされると仮定して(1)式の関係と再検討してみると図3,4のような結果が得られる。

$$S_{xxe} = \sum_i (3/16) g H_i^2 \quad (2)$$

(2)式において H_i ($i=1,2,\dots$) は i 倍周波数の成分波高を示し、 S_{xxe} は水面変動として現れたすべての波動に対し線型応答関数を用いて計算される S_{xx} の近似値である。図3,4から明らかのようにこの場合は図中に斜線をほどこした正の部分の面積(+)と負の部分の面積(-)の和は負にならず、また実線であらわされる $\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\eta} \rho u^2 dz / \partial x$ が汀線と砕波点の間に符号が正から負へと変化するところから $\int_0^{\eta} \rho u^2 dz$ も砕波帯内で極大値をとる。このことは従来の観測により指摘されていることと一致し、 $\int_0^{\eta} \rho u^2 dz$ の適正な評価が行なわれているものと思われる。一方 Battjes (1975) も指摘しているようにこのような砕波帯内の乱れは波動が砕波することによって失ったエネルギーと関係づけられるであろう。すなわち u' を乱れの代表流速、 $C_g (= \sqrt{g(h+\bar{\eta})})$ 及び E をそれぞれ水波動エネルギーの伝播速度及び波動エネルギー密度とするとエネルギー速散率 D は

$$D = \partial(E C_g) / \partial x \propto \rho u'^3 \quad (3)$$

となる。いま(3)式において比例定数を1として若干の変形を行なうと

$$\int_0^{\eta} \rho u'^2 dz \approx \rho u'^2 (h + \bar{\eta}) = \rho \left\{ (1/\rho) (\partial E C_g / \partial x) \right\}^{2/3} (h + \bar{\eta}) \quad (4)$$

という関係が得られる。図3,4には(4)式から求まる $\partial(\int_0^{\eta} \rho u'^2 dz) / \partial x$ の値も点線としてあるが(2)式から推定される S_{xxe} の勾配と $\rho g(h+\bar{\eta}) \partial \bar{\eta} / \partial x$ の和として求まる $\partial(\int_0^{\eta} \rho u'^2 dz) / \partial x$ (実線)とを比較してみると peak となる位置はずれるが絶対値はほぼ等しい。このことから砕波帯内において線型応答関数を用いて(2)式のような S_{xxe} を(1)式の S_{xx} の代りに用いた場合の水平方向に積分された Reynolds 応力(実線)はほぼ(4)式で与えられることが明らかになった。なお Battjes ら Bore 理論から求めた $D = (1/4) \rho g H^2 / (c T)$ と $\partial(E C_g) / \partial x$ の関係についても検討を行なっているが詳細は講演時に発表する。

参考文献

- Battjes et.al. (1975): Energy loss and Set-up due to Breaking of Random Waves, Proc. 16th ICCO
Bowen (1969): Rip current 1. Theoretical Investigation, JGR Vol. 74, NO. 23
沢田(1975): 周波数特性からみた傾斜水域での砕波後の波の変形に関する一考察, 阪大卒論

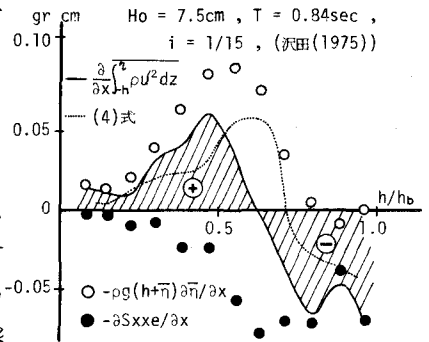


図 3

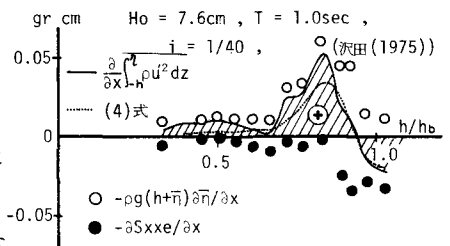


図 4