

III-1 内部波のスペクトル特性

九州大学工学部 正員 橋 東一郎
 " " 須村 実
 " 学生員 橋本美喜男
 " " 島内正美

1. まえがき

塩水楔の塩境界面に発生する内部波は造波抵抗として境界面の抵抗係数を規定すると同時に、内部波の砕波に伴い淡水層内の塩分濃度の変動にも寄与すると考えられるが、今日までその性質は明らかではない。我々の室内実験により内部波の変動と境界面付近の塩分濃度の変動を記録し、内部波はつりては従来から wind wave に対して行われていたと同様の統計的解析法を適用して、内部波の波高及び周期の統計的性質をあると同時にスペクトル特性について若干の考察を行なった。

2. 実験装置と方法

実験装置の概略は図-1に示す通りである。淡水はヘッドタンク、流量調節用バルブ、静水槽を経て実験用水路に流入する。実験水路は長さ13.6m、幅0.18m、高さ0.3mで底勾配を 3.67×10^{-3} に保ち、両側面及び底面はアクリライト製で下流端に鋼製の混合槽(長さ1.5m、幅1.0m、高さ0.8m)を設け、水位を一定に保つため全幅にわたってオーバーフローさせている。混合槽はポンプで供給される。

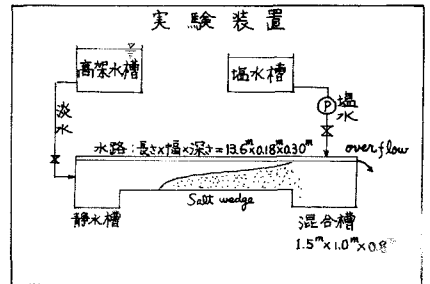


図-1

淡水流量 Q_f に応じて塩水供給量を適当に調節し、塩水楔が定常状態に達した後測定を行なった。

おもな測定量は塩水楔の形状、流速分布、境界面に発生する内部波の波高及び内部波の砕波に基づく境界面近傍の塩分濃度変動などである。流速分布はクロールベンゼン(C_6H_5Cl , 比重1.46)とキツレン($C_6H_6(CH_3)_2$, 比重0.87)の混合液を着色した微小球の移動時間から計算した。

内部波高の測定は内部波の変形に伴う2並行導線間の電気伝導度の変化が塩水中の導線の長さに比例する事を利用して長さ10cm、間隔0.3cmの白金線電極間の電気伝導度の変化をペン書きオシログラフに記録した。塩分濃度変化の測定は塩分濃度を電気伝導度に対応させる事が出来る事を利用して4電極AFC方式濃度計を試作して測定した。

表-1

	ϵ	Q_f (cm^3/sec)	h (cm)	U (cm/sec)	U_i (cm/sec)	概ね λ (cm)	Re	μ	内部波:波高 の測定
A-1	0.020	151	19.8	14.0~8.0	8.0~4.6	5.2	1.40×10^5	$1.97 \times 10^3 \sim 4.72 \times 10^3$	1.5m, 3.0m
A-2	0.020	109	18.1	12.7~8.1	7.0~4.7	8.5	1.20×10^5	$8.82 \times 10^2 \sim 3.94 \times 10^3$	2.0m, 5.5m
A-3	0.020	108	19.0	11.8~7.8	6.4~3.2	8.9	9.73×10^4	$5.23 \times 10^2 \sim 2.56 \times 10^3$	1m, 2.5m
B-1	0.010	39.1	15.5	7.1~4.4	4.2~1.8	11.4	4.29×10^4	$3.78 \times 10^2 \sim 0.96 \times 10^3$	3.0m, 7.0m
C-1	0.006	31.5	18.6	6.6~3.8	3.7~1.8	8.5	4.95×10^4	$3.51 \times 10^2 \sim 1.23 \times 10^3$	1m, 2.5m

した。内部波の統計的性質を検討するに当って、内部波の発生に寄与する物理的要因は各様であるためレイノルズ数 Re 即ち境界面の不安定パラメーター μ ($= \frac{U \rho_i}{\epsilon g h_i}$)を出来るだけ広い範囲で変化させる必要がある。解析に用いた実験要目は表-1に示す通りである。

3. 内部波の波高及び周期

内部波の波形 $\eta(x)$ 及び境界面近傍で測定された濃度変動の記録の一部を図-2に示す。内部波の波高、周期はやはりランダム性に属しているが長周期の波の上に短周期の波が重畳したものであるから適当な移動平均により長周期、短周期の波に分離して取扱うことはある。移動平均に用いた重み関数は $W(t) = (T_0 - t) / T_0^2$ その周波数特性は $W(\omega) = \left\{ \frac{\sin(\frac{\omega T_0}{2})}{\frac{\omega T_0}{2}} \right\}^2$ である。実線で示した波形は長周期の波である。

内部波は楔の先端部から直ちに発生、発達し流れ方向に僅かに増加する傾向があるが凡波のように fetch による顕著な発達は認められず、長周期、短周期の波により zero up cross 法により波高及び周期を求め、有義波高 $eg H_{1/2} / U^2$ 、有義周期 $eg T_{1/2} / U$ を40個計してプロットしたものが図-3、4である。

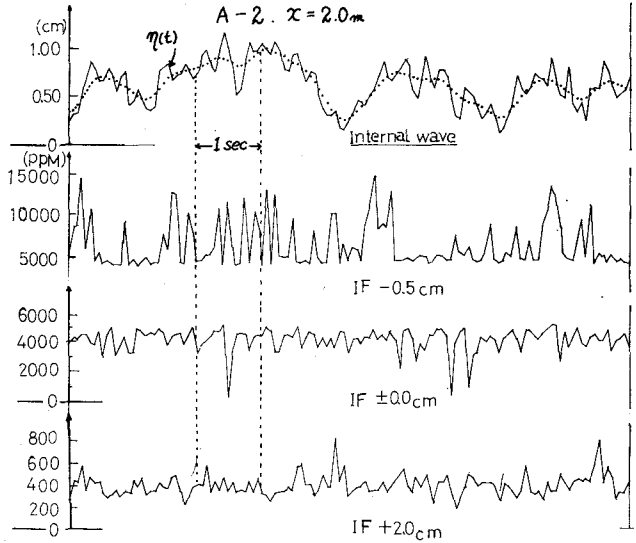


図-2

表-2

		value	平均	n
長周期の波	$\frac{eg H_{1/2}}{U^2}$	$0.66 \times 10^{-1} \sim 16.7 \times 10^{-1}$	1.11×10^0	560×10^0
	$\frac{eg T_{1/2}}{U}$	1.15 ~ 2.88	1.911	34 × 10
短周期の波	$\frac{eg H_{1/2}}{U^2}$	$0.60 \times 10^{-1} \sim 11.4 \times 10^{-1}$	8.2×10^{-1}	1.88×10^2
	$\frac{eg T_{1/2}}{U}$	1.51 ~ 3.09	2.24	3.01×10^2

散ばりはかなり著しいが表-2のとおりであってこの実験範囲では4による系統的な差は認められず。

次に短周期の波については200個、長周期の波については約40個の資料から波高及び周期の累加分布曲線について検討した。凡波については Longuet-Higgins が、実験水路の河床に発生した dune type の sand wave により、平均波高や波長は近似的に Rayleigh 分布

$$P\left(\frac{H}{H_0}\right) = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H}{H_0} \exp\left\{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H}{H_0}\right)^2\right\}$$

に従うことを示しているが、短周期の内部波の波高分布は図-4に示すように凡波や sand wave とほぼ同一の近似で Rayleigh 分布に従うと云える。又、測定された $\frac{H_{1/2}}{H_0} = 1.60$ 、 $\frac{T_{1/2}}{T_0} = 2.07$ であって Rayleigh 分布のそれぞれ値 1.60、2.03 に近い値をとっている。

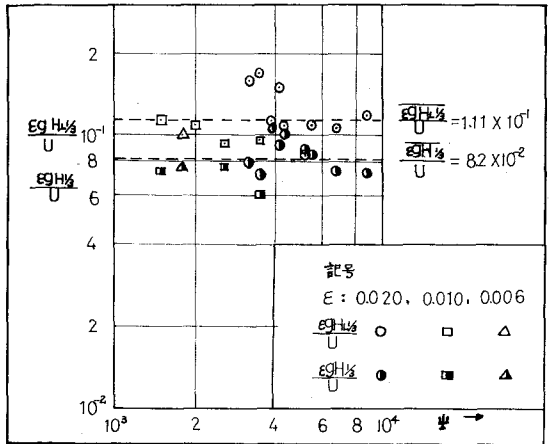


図-3

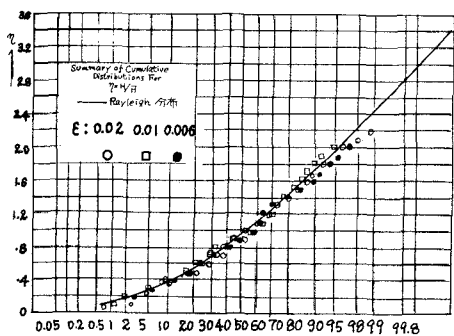


図-4 (η=1/4の累加分布曲線)

4. 内部波のパワースペクトル

サンプリングの時間間隔を $\Delta t = 0.05 \sim 0.1 \text{ sec}$ とし、データの個数 $N = 1000$ 、最大ずらし個数 $M = 100$ として内部波のパワースペクトルを計算した。この計算には OKITAC 5010 を用いた。

計算結果の例として図-6に実験 A-②、および C-①のパワースペクトルを示した。内部波のスペクトル幅が広くまた資料数が少なかったため低周波領域に存在する著しいエネルギーピークはぼけてしまっているが図-6の高周波の波に対応するエネルギーピークが存在し、注目すべき事はこの卓越周波数より高周波領域ではスペクトルは f^{-3} に従って減衰しおなじ低周波側の遷移領域ではスペクトルは f^{-2} に従っている。

一般に不規則変動のスペクトルに於ては、高周波領域を規正する主要な因子が存在し、最もよく知られているものは乱流理論における5乗則があり、凡波スペクトルの平衡領域における Phillips の5乗則がある。又、最近日野は移動床水路における砂の周波数スペクトルについて、次の考察より、次式

$$S(f) = \begin{cases} f_m(\psi) U_*^2 f^{-3} & (f_1 < f < f_0) \\ \frac{\alpha(\psi)}{2} U_*^2 f^{-2} & (f_0 < f < f_1) \end{cases}$$

を導いている。ここに U_* は摩擦速度、 $\psi = \frac{U_*^2}{sgd}$

従って内部波のスペクトルは f に對して sand wave と同一の形をとり平衡領域には f^{-2} の境界面の

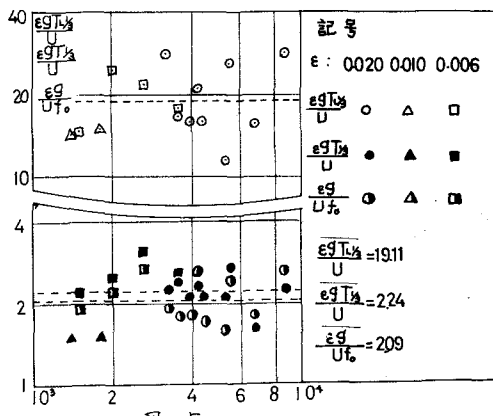
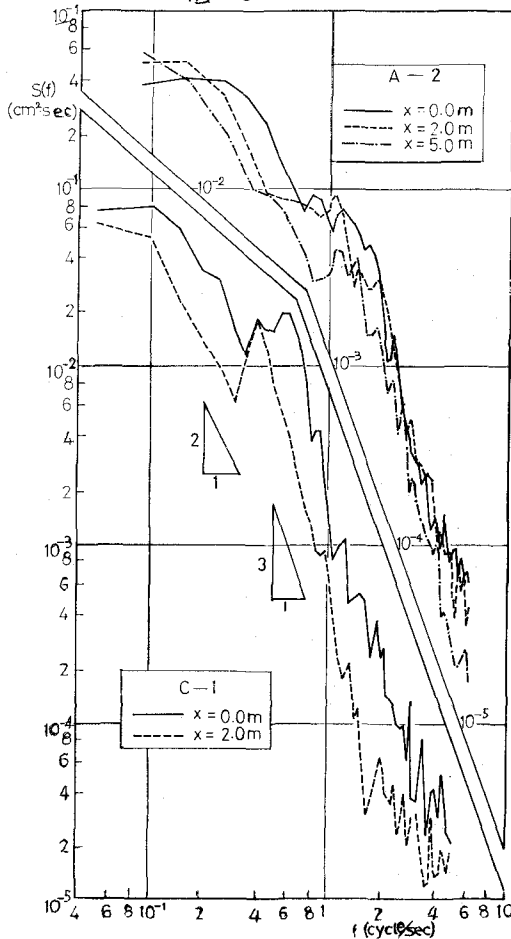


図-5

図-6



抵抗 τ が、或いは上層流の流速が支配的役割をもつる次の形

$$S(f) = \alpha u^2 f^{-3} \quad (f, < f < \infty) \quad \text{--- (1)}$$

が予想される。この取扱状態にあつて流速 C は周波数 f は関係なく境界面の流速 $u_i = \beta U$ ($\beta = 0.56$)に比例する。従つて、(1)式に対応する波数スペクトルは

$$S(k) = \beta^2 \alpha k^{-3} \quad \text{--- (2)}$$

と見る。上式と実験的に確かであるとは不可能であるが sand wave の場合と同様に(2)式が広い範囲で成立すると仮定する。この遷移領域では流れとの相互作用が強い

$$\frac{C(k)}{\frac{u}{2}} = \alpha \left(\frac{egT}{u} \right)^m = \alpha \beta^{\frac{1}{m}} \left(\frac{eg}{\frac{u^2}{2} k} \right)^{\frac{m}{m}}$$

とすると

$$S(k) dk = S(f) df \quad f = Ck$$

より $S(f)$ は $n = -\frac{1}{2}$ として次の様になる。

$$S(f) = \frac{\alpha \beta^2}{16\pi} \left(\frac{u^2}{eg} \right) f^{-2} = B * \left(\frac{u^2}{eg} \right) f^{-2} \quad \text{--- (3)}$$

(1), (3)式における α 及び B は k , f や u に依つて若干影響されるであろうがほぼ constant であると推定される。各実験での α 及び B を逆算した結果をまとめて図-7に示した。高周波数の平衡領域にありては(1)式が、遷移領域では(3)式がほぼ成立していると云える。結局内部波のパワー・スペクトルは低周波数におけるエネルギーピークより(3)式に従つて減少し、高周波の波によるエネルギーピークを生じた後(1)式に従つて急減する。高周波の卓越周期 f_0 はほぼ(1), (3)式の f_0 を置き換へて $f_0 = \frac{1}{\lambda} \times \frac{eg}{u^2}$ と u との関係も図-5に示してある。図-5より卓越周期 f_0 は高周波の波の T_0 にほぼ等しい。又、 $f_0 = \frac{1}{\lambda} \times \frac{eg}{u^2}$ における流速 $C \doteq u_i = \beta U$ であるから波形勾配の平均値は次略

$$\left(\frac{H}{\lambda} \right)_{\frac{1}{3}} = \frac{egH_0}{u^2} \times \frac{egT_0}{u} \times \frac{C}{u} = \frac{0.2 \times 10^{-2}}{2.24 \times 0.56} = 6.53 \times 10^{-2}$$

と見る。

図-7

