

内部静振に関する実験的研究

長崎大学工学部 正 員 古 本 勝 弘

長崎大学大学院 学生員 ○藤 川 佳 彦

長崎大学工学部 山 崎 陽 彦

1. はじめに

密度成層した湖沼では風に起因して内部静振がよく発生する。内部静振の現象は波動方程式を基に固有値問題として種々の密度分布の成層場について解かれて、各振動モードの周期などは解析的に与えられている。しかし、刻々変化する風応力に対して内部静振が、いかに変化するかを与えるものではない。ここでは密度二成層場に非定常な風応力が作用する場合の内部静振の応答を解析解をもとに求める方法を示し、これを検証するために行った風洞水槽での実験について報告する。

2. 内部静振に関する理論的取り扱いについて

長方形水槽内の二成層水体に長軸方向の風で発生する内部静振を考える。静振現象は微小振幅の長波とみられ、これを減衰させる抵抗を流速の1乗に比例すると仮定すると、方程式系は線形となり重ね合わせの原理を使い得るようになる。図-1の座標系をとり、上・下層の平均流速 u_{2m}, u_{1m} 、水表面と界面の鉛直変位、 ζ_1, ζ_2 、を用いた連続式と運動方程式を基礎式とする。静止状態の水体に $t=0$ で突然、次式で表わされる風応力が作用し始め持続し続けるものとする。 $T_s = H(t) \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\pi x/l)$ (1)

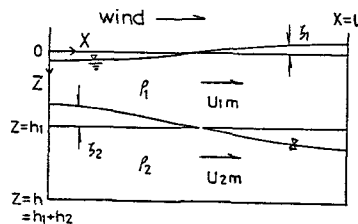


図-1

ここに、 $H(t)$ は Heavyside の単位関数である。界面及び水底における抵抗を $\rho_m = (\rho_1 + \rho_2)/2$ として $T_0 = 2f\rho_m(u_{1m} - u_{2m})$, $T_b = 2k\rho_2 u_{2m}$ と仮定すると、この時の内部界面の変位 ζ_2 は次式で与えられる。この式の誘導は、文献2), 3) に譲る。 $\zeta_2 = Z_2(t) \cos(n\pi x/l)$ (2)

$$Z_2 = \frac{A_n l}{n\pi(\rho_2 - \rho_1)gh_1} \left\{ 1 - \left(\cos \frac{n\pi\sigma_n}{l} t + \frac{Kh_1 l}{n\pi h\sigma_n} \sin \frac{n\pi\sigma_n}{l} t \right) \exp\left(-\frac{h_1}{h} Kt\right) \right\} \quad (3)$$

ここに、 $K = \frac{k}{h_1} + \frac{fh}{h_1 h_2}$, $\epsilon_n = \frac{4K^2 l^2 h_1 h_2}{n^2 \pi^2 g h^3}$, $\sigma_n^2 = \frac{gh_1 h_2}{h} \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} - \epsilon_n \frac{h^2}{h_2^2} \right)$

(2), (3) 式は (1) の風応力分布についての解であるので、任意の分布の風に対しては、これをフーリエ級数で表現し各項の応答を加え合わせることによって求め得る。すなわち、

$$T_s = H(t) A_n \sin(n\pi x/l) \quad (5) \quad \zeta_2 = \sum_{n=1}^{\infty} Z_2(n, t) \cos(n\pi x/l) \quad (6)$$

風応力が $x=0, l$ で $T_s = 0$, $0 < x < l$ では $T_s = A$ (一定) とすると、

(4) 式のフーリエ係数は容易に決め得て、 $A_n = 4A / n\pi$ ($n=1, 3, 5, \dots$) (4) とおけばよい。次節の実験に対応する計算においては水面に一律な風応力を与えることとして (4) 式を用いている。

ところで、図-2に示す時刻 $\tau \sim \tau + d\tau$ におけるパルス状風応力 $A(\tau)$ の時刻 t における応答 $d\zeta_2$ は、時刻 τ に強さ A の風が吹き始めて持続する場合の解 $\zeta_2(t-\tau)$ に、その $d\tau$ 時間後に強さ $(-A)$ の風が吹き続ける解 $\zeta_2(t-\tau-d\tau)$ を加えることにより求め得る。連続する風に対する応答は、これを数値積分して求める。

$$\zeta_2 = \int_0^t -A(\tau) \frac{\partial \zeta_2(t-\tau)}{\partial \tau} d\tau = A_1 \zeta_2(t) + (A_2 - A_1) \zeta_2(t-\tau_1) + (A_3 - A_2) \zeta_2(t-\tau_2) + \dots$$

3. 実験及びその結果と考察

実験は図-3に示す長さ6m、幅0.3m、高さ0.6m(水深0.28m、風路0.32m)の風洞水槽に水道水と塩水を用いて密度二成層場(

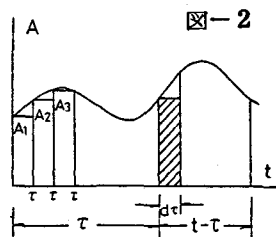


図-2

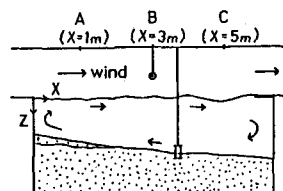


図-3

初期密度差 $\Delta\rho = 3.06 \text{ kg s}^{-2} \text{ m}^{-4}$) を形成した後、プロローから風を送り界面の動揺を測定した。風速はプロロー吸込口の開度を段階的に変えて変化させた。各開度の風についての水面風応力を評価するために、あらかじめ風速分布をサーミスター風速計で詳細に計測した。水面近傍の風速分布に対数則を適用し、水面風応力 $\tau_a = \rho_a U_{*a}^2$ を求め、水面上 10 cm 高さの風速 (U_{10}) と対応をつけた。代表的な風速分布を図-4 に、風の摩擦速度 U_{*a} と風速 (U_{10}) との関係を図-5 に示す。風の吹送中における密度分布を図-6 に示している。風による上層の循環流のために、内部界面の混合水は風上側に流掃され、風下側 C 点の界面は明瞭に上下層が分離されるが、風上側の A 点の界面には、混合水が吹き寄せられ、躍層は厚くなっている。

内部静振に伴う界面の鉛直変位は抵抗線式内部波高計を用いて計測した。風速の時間的变化に対する内部界面の変位の様子を C 地点で計測されたものについて、図-7 に実線で示している。この界面変位の時系列について、6 秒間隔で採取した 512 個のデータを用いて、自己相関係数とパワースペクトルを計算し図-8 と図-9 に示している。これらによると、90 秒の整数倍のラグタイムに相関のピークが在り、また、パワースペクトルにも周期 90 秒に相当する周波数に高いピークを示し、この実験で発生した内部静振の周期はほぼ 90 秒であることがわかる。パワーの配分からみてもこの周期の波が卓越し、これより高周波の波の寄与は非常に小さい。前節の理論解から計算される第 1 モードの波 (両端を腹、中央を節とする定常波) の周期はほぼ 86 秒であることを考えれば、実験では、この第 1 モードの波しか発生していないことがわかる。

図-7 中に前節の計算法を用いて表-1 の計算条件のもとに界面変位をシュミレートした結果を点線で記入している。計算の振幅が実測のものより大きく出ること、位相に若干のずれが出るなどがみられるが、ほぼ満足すべき結果を得た。抵抗係数 K を二層流界面における抵抗係数から推測すると、ここで用いた値よりも、かなり小さい値となる。抵抗の評価に問題を残しているが、計算方法の有効性は認められる。

おわりに、本実験について御指導頂いた九州工大浦勝先生に謝意を表します。参考文献。

- 1) Robert, J. (1975) : Internal Gravity Waves in the Ocean : ,Dekker
- 2) Heaps, N.S. and A.E.Ramsbottom. (1966) ,Phil.Trans.Roy.Soc.London, Ser.A, Vol.259, A1102, p.391~430
- 3) 古本, 武政 他 (1985) : 水講論文集, 第29, (67)

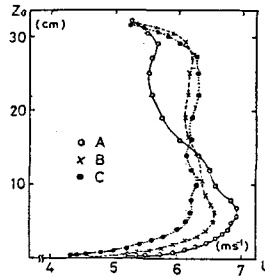
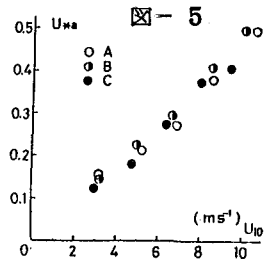


図-4 風速分布

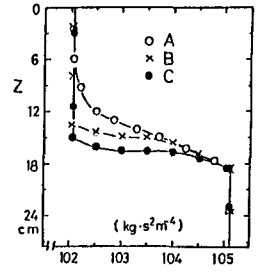
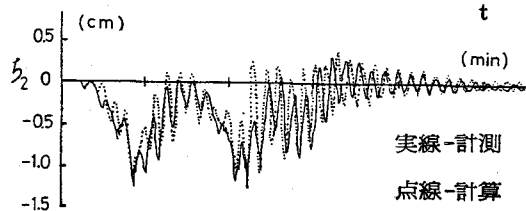
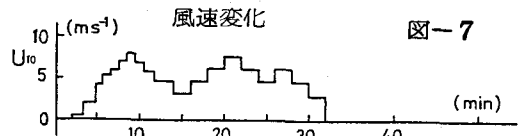


図-6 密度分布



C 地点の界面変位

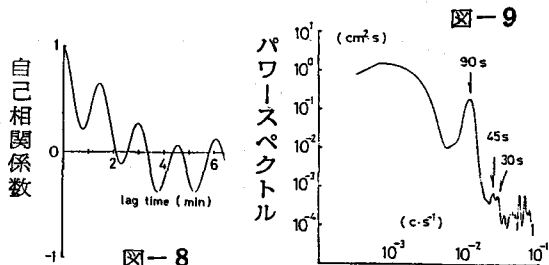


図-9

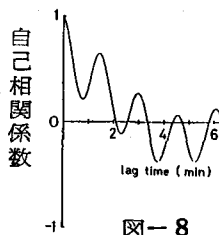


図-8

表-1

計算条件	
$l = 6$	m
$h_1 = 0.14$	m
$h_2 = 0.14$	m
$\rho_1 = 102.04$	$\text{kg s}^{-2} \text{ m}^{-4}$
$\rho_2 = 105.10$	$\text{kg s}^{-2} \text{ m}^{-4}$
$K = 2.7 \times 10^{-3}$	s^1