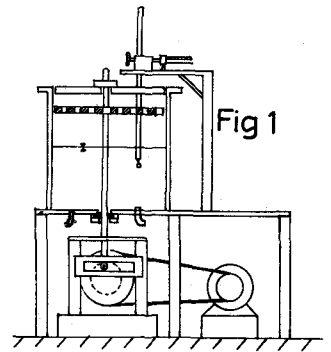


V-2 密度躍層の低下に関する基礎的実験

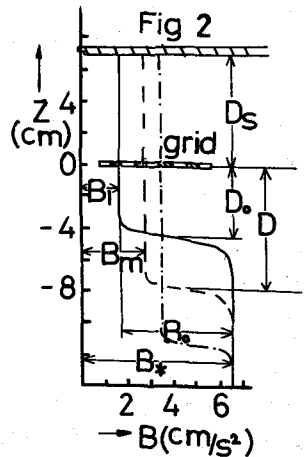
九州大学 正 椿 東一郎
九州工業大学 正 浦 勝
九州工業大学 学生員 ○ 中村 邦明

はじめに 密度成層化された貯水池や海域において、上層に何らかの外乱力が加わると、静止状態にある下層水が成層界面を越えて上層に運搬され、上層密度の増加と躍層の低下をもたらす。本報告はこの問題に関する基礎的研究として、二成層密度分布の場を実験水槽内に作り、振動格子で上層に乱れを与え、界面の低下、界面近傍の密度変動周期、運搬係数などを測定し、理論の検討を行なったのである。

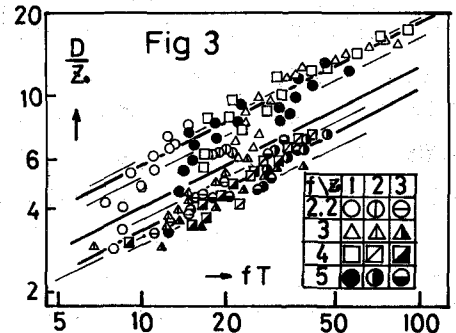
実験装置 実験装置の概略をFig.1に示す。水槽は内寸 $25.4 \times 25.4 \times 40$ cm で蓋を設けた。格子は $1 \times 1 \times 25$ cm の支柱が中心間隔 5 cm で互に直交する形である。格子は Y の中心が 1 cm の棒により水槽底面のオレシルを通してスキャフolding に連結されている。成層の場は塩水により形成した。実験はモーター振動とともに、各時刻における鉛直密度分布を X-Y レコーダに記録させた。



密度変化と界面の変動 Fig.2 に測定した鉛直密度分布の時間的变化の一例を浮力 $B = g(\rho - \rho_0)/\rho_0$ で示す。実線・破線・一点鎖線はそれぞれ時刻 0, 11, 270 秒後の分布である。これは $B_0 = 6.58$, $D_0 = 5$ cm, 格子ストローク $Z_0 = 2$ cm, 振動数 $f = 3$ Hz の場合である。この図からも上層の混合層では乱れのために密度が一樣であることがわかる。界面の状態は乱れの強さによって異なるが、Fig.2 の場合には界面は乱れ渦により下方に打撃され直径 2 cm, 深さ 1 cm 程度の窪みが生じ、つぎに浮力により反響する時頂部が破れて塩水が上方に帯状で舞い上る様子が観察された。界面における密度の変動周期 T を測定したものを Fig.3 に示す。これより、界面が格子から離れるにともない T が大きくなり、混合の頻度が減少することがわかる。



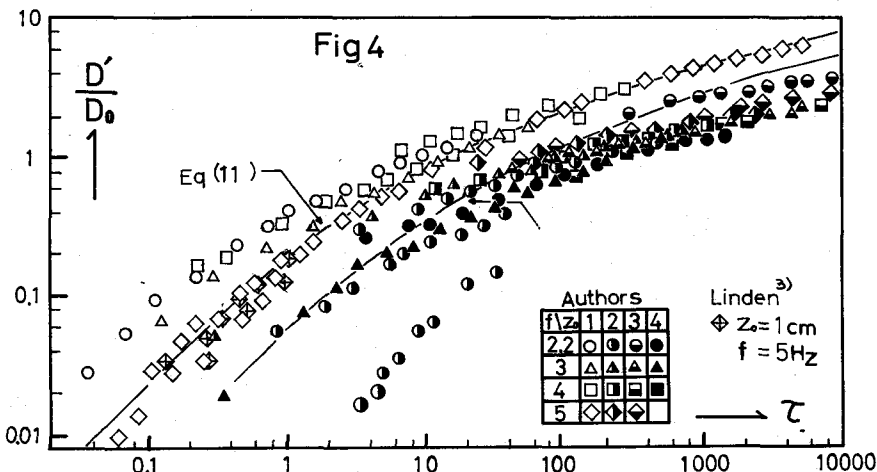
躍層低下のエネルギー的考察 躍層低下の定量的評価は前報¹⁾において、乱れエネルギーの収支の観点から述べたが、これによれば二層分布の場合の基本式は $\frac{1}{2} B(D_0 + D_s) \frac{dD}{dt} = G/2 - [w(\rho_0 + \rho_s)]_D - \int_D^{\infty} dz \dots (1)$ で表わされる。ここで浮力 B , 界面位置 D は Fig.1 のようにとる。 G は格子の生成エネルギーでこの場合 $G = 4.704 (f Z_0)^3 \dots (2)$ となる。ところでエネルギー・拡散項と消散項は乱れの特性格が必要となるが、前報では Thompson・Turner²⁾ の $Z_0 = 1$ cm の均一流体に関する測定結果を整理して、水平乱れ強度 $u'/4 Z_0 = m \cdot (Z/Z_0)^{-1} \dots (3)$ 積分スケール $l/Z_0 = R \cdot (Z/Z_0) \dots (4)$ (いずれも $Z/Z_0 \leq 1$ では一定値 m, R とする。以下 $Z/Z_0 \geq 1$ のみ記述する) とした。拡散項は $w(\rho_0 + \rho_s)|_D = R_1 (f Z_0)^3 (D/Z_0)^3 \dots (5)$ に $R_1 = \frac{3}{2} R (1 + \alpha) m^3 \dots (6)$ 。消散項は栗原³⁾ の式 $\epsilon = (\sqrt{2})^3 / 6 K_2 l \dots (7)$ に等号性を仮定して、 $\int_D^{\infty} dz = [4 - (D/Z_0)^3] M_0 (f Z_0)^3 \dots (8)$ に $M_0 = \sqrt{3} m^3 / 6 K_2 R \dots (9)$ を得た。これらの関係式を式 (1) に代入し、 $Z/Z_0 \geq 1$ に対して積分を行えば躍層低下量 $D = D_0 \dots (11)$ に関して次の結果を得る。



$$D/D_0 = (1 + \tau)^{1/4} - 1 \dots\dots (11) \quad \text{ここに, } \tau = 8(M_0 - R_z)(z/D_0)^2 f t / R_{10} \dots\dots (12) \text{ (無次元時間)},$$

$$R_{10} = B_0(D_0 + D_s) / (4z_0)^2 \dots\dots (13) \text{ (総型Richardson数)}.$$

実験した界面下の
時間的变化をFig.4に示す。横軸の無次元時間
は式(12)で $(M_0 - R_z) = 0.135$ とした。これは式(3),(4)の $M_0 = 0.65$ $R_z = 0.1$ が成立するとみなしたものである。
Fig.4に式(11)を示したが、 $z_0 = 1\text{cm}$ はほぼ一致するが、 $D < 5\text{cm}$ では D' が小さいと過大に、 z_0



$> 2\text{cm}$ では適合しないこと、とくに D_0 が大きいと過大になることがわかった。これらの原因は式(3),(4)の適用範囲に問題があると考えられ、 z_0 が異なる場合を次のように仮定する。
 $u'/z_0 \sim (z_0/M)^5 (z/M)^m \dots\dots (14)$
 $l/M \sim (d/M)^2 (z/M)^2 \dots\dots (15) \quad M: \text{Mesh}, d: \text{格子幅}$
 乱れの測定が困難であるが、前述した観察から、界面変動の周期 T が渦の寿命時間 τ_e に比例するものと仮定して、 $T \sim \tau_e = l/u' \dots\dots (16)$ に式(14),(15)を代入して次式を得る、
 $fT = (d/M)^2 (z_0/M)^{5-m} (z/M)^{2-m} \dots\dots (17)$
 一方、Fig.3より $fT = \begin{cases} \text{const.} & (R_{10} < 1) \\ (M/z_0)(D/M)^2 & (D/M > 1) \end{cases} \dots\dots (18)$
 式(17),(18)より、 $2-m, 5$ の満足すべき条件と、さらに Thompson の資料を再検討して、 u', l を次のように表す。

Range	I	II	III	式
z/M	0~1	1~2.4	2.4~6	
u'/fz_0	const. = m_0	$m_0(z/M)^{-1}$	$2.4m_0(z/M)^2$	(19)
l/M	const. = R_0	$R_0(z/M)$	$2.4R_0$	(20)

詳細は省略するがこの表の関係を用いれば、 $D > 2.4M$ であればⅢの領域となり、さらに $D_0 > 2.4M$ であれば、 D の式は、 $D/M = 2, D_0/M = 2, \lambda = 4R_z/M_D$ として表示すれば次のようになる。

$$(7^2 - 7_0^2)/6 + (7^2 - 7_0^2)/5 + (7^2 - 7_0^2)^2/4 + (7^2 - 7_0^2)^3/3 + (7^2 - 7_0^2)^4/2 + (7 - 7_0)\lambda^5 + \lambda^5 \ln |7 - \lambda/\gamma_0| = 2.76R_z(z/M)ft/\lambda R_{10} \dots\dots (21)$$

$\lambda \gg 1$ だから 7_0 が小さければ $7 - 7_0 \sim \lambda$, 大きければ $\sim \lambda^2$ であり、 D の大きい所の傾度はほぼ満足される。定量的評価は次回に報告する。界面における連行係数 $E = (d\phi/dt)/u'$ と局所 Richardson 数 $R_i = B(D_s + D)/u'^2$ の測定結果をFig.5に示した。 $z_0 \geq 2\text{cm}$ の結果は $E \sim R_i^{1/4}$ から示される α は u' に式(19)のⅡの領域の式に代用したためである。式(19),(20)のように乱れの強度、スケールが水槽内で変化しているものと推定される。

最後に、スリット・フランクの設計と製作に多大な尽力を載せた九大・機械工学科・金澤守一先生と実験と解析に協力した九大・田中傑、若尾芳昭、西村直人氏に心から感謝の意を表わします。

参考文献 1) 渾橋 弘見; 土木学会年講Ⅱ-222 (1978), 2) Thompson-Turner; J.F.M. vol. 67 (1975), 3) Linden; J.F.M. vol. 71 (1975)