II-222 躍層の低下と連行現象

九州工業大学 正 ○浦 勝

九州大学工学部 正 椿 東一郎

福岡市 正 松尾真治

1.はじめに 海洋や貯水池が安定に成層化されている時，表面に風のせん断力が加わると表層に密度が一定な混合層が形成され，下層との間に密度の急変する躍層が生じる。混合層は引き続く外乱力により，躍層下の静止状態にある流体を連行し，その厚さを増してゆく。この問題に関する研究は多くある[1)~5)]が，本研究は躍層低下と連行係数の物理的解釈と定量的評価を試みる第一段階として，乱れ速度，乱れスケール等の資料が得られるLinden[6)]の実験結果を用いてエネルギー収支の観点から検討したものである。なお，現象はx方向には変化しないと仮定した。

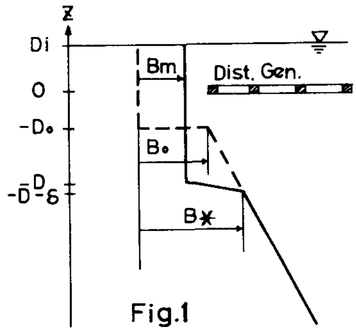


Fig.1

拡散方程式 密度$\hat{\rho}$のかわりに次式で定義される浮力$\hat{B}$を導入する。$\hat{B} = g(\rho-\rho_0)/\rho_0 = B+b$ …(1)。ここで^は瞬間値であり，これは平均値と変動値の和で表される。拡散方程式は次式で表される。$\partial B/\partial t + \partial(BW)/\partial z + \partial(\overline{bw})/\partial z = 0$ …(2)。図-1のように$z=0$に攪乱格子があり，初期分布を破線で示す。攪乱時間tにおける分布を実線で示す。式(2)を$z=D_i\sim -D$，$D_i\sim -D-\delta$でそれぞれ積分し，$B_*-B_0 = N^2(D-D_0)$ …(3)，$N^2 = -(\partial\rho/\partial z)g/\rho_0$ …(4)，を用いれば次式を得る。$B_m = [B_0 + \frac{N^2}{2}(D-D_0)](D-D_0)/(D+D_i)$ …(5)。一方，連続の式より混合層では$W=0$だから式(2)を$z=z\sim D_i$でさらに$z=-D\sim D_i$で積分して乱れによる浮力fluxが次のように求まる。

$$\int_{-D}^{D_i}\overline{bw}\,dz = \frac{1}{2}(D+D_i)^2\frac{\partial B_m}{\partial t} \quad \cdots(6)$$

これに式(5)を代入して，

$$\int_{-D}^{D_i}\overline{bw}\,dz = \frac{1}{2}\left[B_0(D_i+D_0) + \frac{N^2}{2}(D-D_0)(D+2D_i+D_0)\right]\frac{dD}{dt} \quad \cdots(7)$$

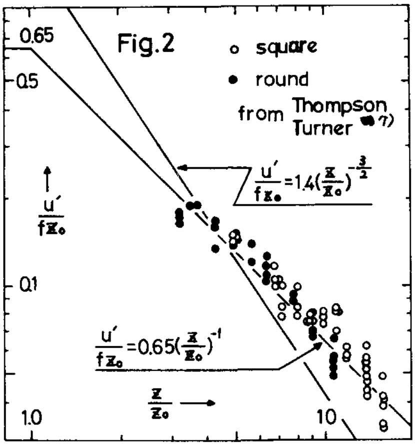
乱れエネルギー式 混合層における乱れエネルギー式は一般に

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\overline{q^2}}{2}\right) + \overline{uw}\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left[\overline{w\left(\frac{p}{\rho}+\frac{q^2}{2}\right)}\right] + \overline{bw} + \epsilon = 0 \quad \cdots(8)$$

で表されるが，$U=0$であり，才1項は無視し，格子より上の乱れは生成と消散が平衡しているとすれば，$z=-D\sim D_i$で積分して次式を得る。

$$\int_{-D}^{D_i}\overline{bw}\,dz = \frac{G}{2} - \left[\overline{w\left(\frac{p}{\rho}+\frac{q^2}{2}\right)}\right]_{-D} - \int_{-D}^{0}\epsilon\,dz \quad \cdots(9)$$

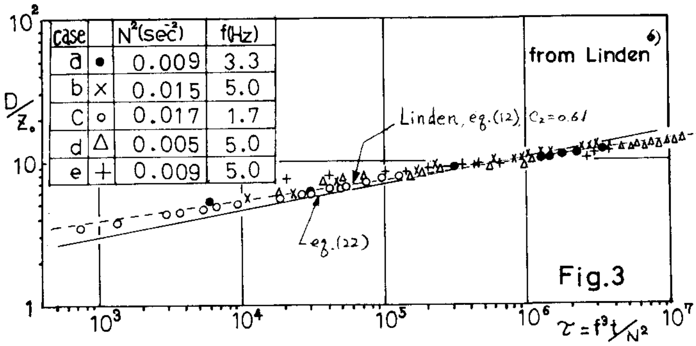
ここでGは格子により生成されたエネルギーである。



躍層低下の定量的評価 式(7)と(9)より躍層低下を規定する式が得られる。すなわち

$$\frac{1}{2}\left[B_0(D_i+D_0) + \frac{N^2}{2}(D-D_0)(D+2D_i+D_0)\right]\frac{dD}{dt} = \frac{G}{2} - \left[\overline{w\left(\frac{p}{\rho}+\frac{q^2}{2}\right)}\right]_{-D} - \int_{-D}^{0}\epsilon\,dz \quad \cdots(10)$$

Linden[6)]は$D_i=6$cm，正方格子をf(Hz)，ストローク$z_0=1$cmで鉛直方向に振動させて実験を行ない，$D_0=0$，$B_0=0$のCase ⓐ～ⓔに対し図-3の実験結果を得た。また，初期条件として$D_0=7$cmに躍層が存在し$B_0\neq 0$の場合のcase ⓕ～ⓘ の結果を図-4



case		N^2(sec^{-2})	f(Hz)
a	•	0.009	3.3
b	×	0.015	5.0
c	o	0.017	1.7
d	△	0.005	5.0
e	+	0.009	5.0

に示した。Lindenは式(10)のエネルギー式において右辺第1項と第3項が等しいとし，第2項が躍層に到達した運動エネルギーに比例するとして；これを$\frac{3}{2}c_2 u'^3$とおいた。さらに，水平乱れ速度はThompson-Turner[7]の実験式 $u'/fz_0 = 1.4(z/z_0)^{-3/2}$ ……(11) に従って減衰するとして，次の関係式を得ている。

$$D^{\frac{13}{2}}\left(\frac{1}{15}D+\frac{12}{13}\right)=3(1.4)^3 C_2\, f^3 t/N^2 \quad \cdots\cdots (12).$$

図-3には $C_2=0.61$ とした式(12)を破線で示した。

式(12)の適合度が高いにもかかわらず $B_0 \neq 0$ の場合は不確定的要素が多いこと，さらに式(10)の右辺の寄与は第2項のみではなく，3つの項の差が左辺に寄与しているとの観点から著者らは次のように各項を検討した。 $C_D=2.05$，$A_G/A=25.4^2/225$，$v^3=\frac{4}{3}\pi^2(fz_0)^3$ より $G=\int_{-D}^{D_i}\left(\frac{1}{2}\rho C_D A_G v^2\right)v\,dz \Big/ \rho A(D+D_i) = G_r(fz_0)^3 = 4.704(fz_0)^3$ …… (13)，乱れ速度の分布式は[7]の文献より再整理して図-2の関係が得られ，格子に対しては次式を用いることにした。$u'/fz_0 = m$;($z/z_0<1$)，$u'/fz_0 = m(z/z_0)^{-1}$ ($z/z_0 \geq 1$) … (14)．乱れスケールは $l = k(z/z_0)$ …… (15)．($m=0.65$，$k=0.1$) 等方性を仮定し $c^2 = 3u'^2$ を用い，粟原[8]の式 $\epsilon = \frac{1}{8K_v}\frac{(\sqrt{\overline{c^2}})^3}{l}$ …(16)．を用いれば，$M_D=\frac{\sqrt{3}\,m}{8K_v k}$ …(17) として

$$\int_{-D}^{0}\epsilon\,dz=\begin{cases}3M_D(D/z_0)(fz_0)^3 & \cdots (D/z_0<1.0)\\ \left[4-(D/z_0)^{-3}\right]M_D(fz_0)^3 & \cdots (D/z_0 \geq 1.0)\end{cases} \quad \cdots(18).$$

次に拡散項は不明確であるが，

$\left(\frac{p}{\rho}+\frac{c^2}{2}\right)\equiv(1+\alpha)\frac{c^2}{2}$，$\overline{w\frac{c^2}{2}} = r\sqrt{\overline{w^2}}\cdot\frac{\overline{c^2}}{2}$ なる係数を用いて，さらに $R_I=\frac{3}{2}m^3(1+\alpha)r$ …… (19) とおけば

$$\left[\overline{w\left(\frac{p}{\rho}+\frac{c^2}{2}\right)}\right]_{-D}=\begin{cases}R_I(fz_0)^3 & (;D/z_0<1)\\ R_I(D/z_0)^{-3}(fz_0)^3 & (;D/z_0 \geq 1)\end{cases} \quad \cdots(20)$$

以上，式(10)に式(13)，(18)，(20)を代入すれば，記述を簡単にするため $D/z_0 \geq 1$ に対して~~式~~示せば次のようになる。

$$\frac{dD}{dt}=\frac{2(M_D-R_I)(fz_0)^3}{\left(\frac{D}{z_0}\right)^3\left[B_0(D_i+D_0)+\frac{N^2}{2}(D-D_0)(D+2D_i+D_0)\right]} \qquad (21)$$

式(21)より Case ⓐ～ⓔ に対しては $B_0=0$，$(1+\alpha)r=1.1$ として

$$\frac{1}{6}\left[\left(\frac{D}{z_0}\right)^6-1\right]+2.4\left[\left(\frac{D}{z_0}\right)^5-1\right]=0.54\left[\left(f^3t/N^2\right)-3.38\right] \cdots(22)$$

Case ⓕ～ⓘ に対しては $N^2=0$ 又は B_0 の項にくらべて小さいので

$$D/D_0=\left[1+K\left(z_0 f^3 t/B_0\right)\right]^{1/4} \cdots (23)$$ の型となる。

そして D−D₀ が小さいときは，

$$\frac{D-D_0}{D_0} \doteqdot \frac{1}{4}K_0\left(z_0 f^3 t/B_0\right) \cdots (24)$$ の型となりほぼ直線近似される。図-4の直線は $r(1+\alpha)=1.1\sim1.25$ とした式(21)の理論解である。以上よりなお拡散項に不明な因子があるがエネルギー式において各項の担う役割がある程度

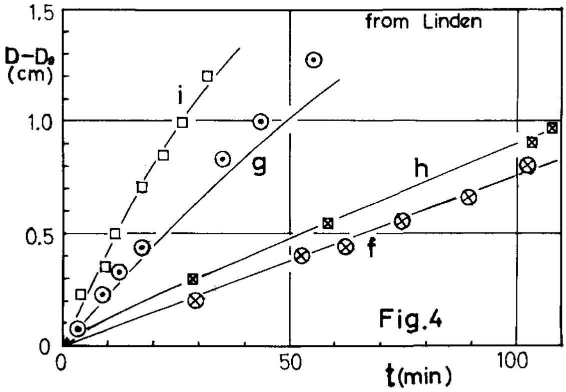
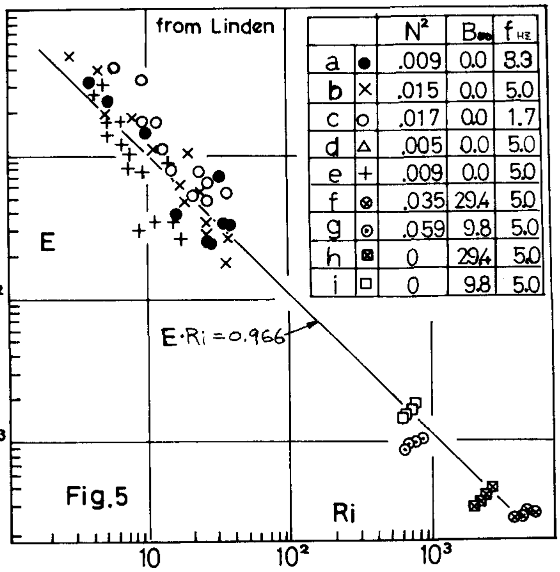


Fig.4



		N^2	B_{00}	f_{HZ}
a	●	.009	0.0	3.3
b	×	.015	0.0	5.0
c	○	.017	0.0	1.7
d	△	.005	0.0	5.0
e	+	.009	0.0	5.0
f	⊗	.035	29.4	5.0
g	⊙	.059	9.8	5.0
h	⊠	0	29.4	5.0
i	□	0	9.8	5.0

Fig.5

明らかになったといえるだろう。

連行係数 E と Richardson 数 Ri の関係，

overallな Ri 数 $R_i=\frac{\Delta\rho}{\rho}g(D+D_i)/u'^2=(B_*-B_m)(D+D_i)/u'^2$ …(25)

連行係数 $E=\frac{dD/dt}{u'}$ …(26) に式(3)，(5)，(14)，(21)，を代入して，次の量を求め得る。

$$E\cdot R_i=\frac{(B_*-B_m)(D+D_i)\frac{dD}{dt}}{u'^3}=2(M_D-R_I)/m^3$$
$$=3\left[\frac{1}{4\sqrt{3}K_v k}-(1+\alpha)r\right] \quad \cdots\cdots (27)$$

$K_v=1.011$，$k=0.1$，$(1+\alpha)r \doteqdot 1.1$ を用いれば上式は

$E\cdot R_i=0.966$ …(28) である。Linden[6]の実験より得られたEとRiの関係を図-5に示す。これより不確定係数 $(1+\alpha)r$ の関数ではあるが，$E\sim R_i^{-1}$ であることがエネルギー式より説明できた。おわりに 平均流速が存在する場合についても同様な考察を行っているが，今後の課題とする。

参考文献 1) Niiler : J. MarinRes. 33.3 (1975)
2) Denman : J. Phy Ocean vol. 3 (1973)
3) Wu : J.F.M. vol.61 (1973)
4) Kato-Phillips : J.F.M vol.37 (1969)
5) Kantha-Phillips-Azad ; J.F.M vol.79 (1977)
6) Linden : J.F.M vol.71 (1975)
7) Thompson-Turner ; J.F.M vol.67(1975)
8) 粟原 九大応研報 3.3 (1947)