

II-61

二成層場の吹送流

九州工業大学 工学部 正会員 浦 勝
 大学院 学生員 廣畑 浩司
 工学部 学生員 中村 力

1. 緒言 比較的細長い貯水池が水深方向に密度成層化されている場合の水表面に外力として風の剪断力が作用する場合を考える。この時、外力の評価、吹送流、密度界面に発生する内部波、進行速度などについては既に発表した。¹⁾²⁾ 最近日野³⁾は淡水層内に大規模な構造をもつ下渦の存在を見出し、界面変動および進行現象との関連性を指摘したが定量的な評価には至っていない。本報告は、水域中央部における吹送流の特性、特に規則的に組織した下渦構造の存在について乱れの測定から定量的評価を行い、さらに界面の可視化により進行との関連性を実験的に検討したものである。

2. 実験装置および方法の概要 実験は図-1に示す長さ5m、深さ $h_0 = 0.39$ m、幅0.2mの風洞水槽内に初期密度差 $\Delta\rho$ 、初期界面深さ h_i の密度二成層場を塩水と水道水を用いて形成した後水面上(風路高さ0.2m)に一定風速による剪断応力を作用させて行った。¹⁾ 密度場は、上・下流の2点(199, 296cm)で鉛直密度分布を、二成層場の吹送流の水平方向流速成分は円錐型熱膜流速計を ± 52 cmに設置して求めた。

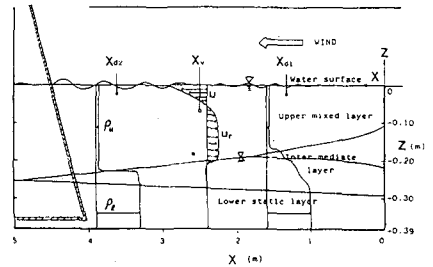


図-1 風洞水槽内の流況

3. 吹送流の特性 水表面の摩擦速度 u_{*f} および上層水深 h_1 を用いて無次元化した二成層場における吹送流の平均流速 U/u_{*f} および乱れ強度 u'/u_{*f} の鉛直方向分布を、 u_{*f} を三段階に変えて測定した例を図-2(a)(b)に示す。次に、流速変動の周波数スペクトル $E(f)$ より、次のようにして長さスケールを求めた。1つは、 $L_x = cU^3/E$ (ここに c : エネルギー散逸率, $c = 0.82$)を用いたマクロスケール L_x である。この値と h_1 を用いて無次元化した分布を図-2(c)に示す。 L_x の値は積分長さスケール(= $E(0)/4u_*^2$)とほぼ同じ値であった。もう一つの長さスケールは、流速変動のスペクトルの卓越周波数 f_p より、 $L_p = U/f_p$ として求めらる値であり、 L_p/h_1 の分布を図-2(d)に示す。

これより、二成層場の吹送流は水表面近傍の対数分布に従う順流部が $Z/h_1 = -0.2 \sim -0.3$ でほぼ一様な逆流平均速度 $U/u_{*f} \approx 1.6$ をもつ逆流部となること、水平乱れ強度は順流部では水深とともに減少するが、逆流部では、 $u'/u_{*f} = 0.6$ の一定値であること、逆流部における乱れのマクロ(積分)スケールはほぼ $L_x/h_1 = 0.3 \dots (1)$ で

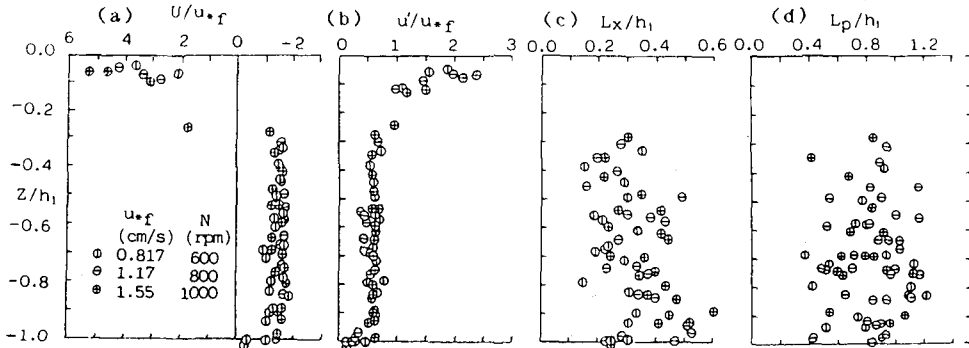


図-2 吹送流の平均流速 乱れ強度 マクロスケール 卓越長さスケールの鉛直分布

あるといえる。また、逆流部には卓越した長さスケール $L_p/h_1 = 0.8 \dots (2)$ が存在し、これは日野らが指摘した組織渦と考えられる。その大きさは逆流部水深の大きさをもつことがわかった。

4. スペクトル形の普遍化 発生、慣性および粘性の各小領域間の関係を明確にするには全波数に及ぶスペクトル分布形を知る必要があり、各種の実験データとの照合を容易にするためにスペクトル形の普遍化を行った。ここでは次式により、周波数スペクトル $E(f)$ および周波数 f を無次元化した一次元波数スペクトル $F^*(k^*)$ 、無次元波数 k^* に規格化したスペクトルを用いた。 $F^*(k^*) = E(f) / 2\pi U'^2 T$, $k^* = 2\pi T f$ ($T = L_x / U$: 積分時間スケール) $\dots (3)$

図-3は、風速および z/h_1 の異なる ($\circ: z/h_1=0.4$, $\Delta: z/h_1=0.7$, $\square: z/h_1=0.9$) $F^*(k^*)$ を示したものである。図中の細実線は乱れの発生、慣性小領域において成り立つとした Karman の経験的な内挿式 $F^*(k^*) = \frac{1}{k^*} (1 + k^{*2})^{-5/6} \dots (4)$ であり、太実線は橋らの $-1/3$ 乗則である。ここで、 $k^* = 2\pi$ なる点は、 $f_x = U/L_x$ となり L_x に対応した周波数を表わすことになる。また式(1),(2)より $L_p/L_x = 3/8$ である。したがって、 $k^* = 2\pi \times 3/8$ 近傍に表われたピークは、組織渦の存在を示したものである。

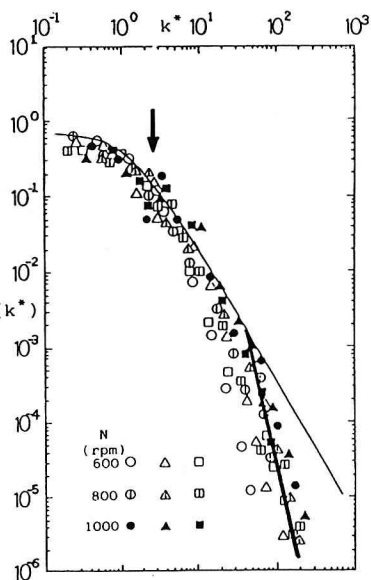


図-3 普遍化したスペクトル

5. 可視化による密度界面の変動スケール

密度界面に生じる界面変位については、逆流速度と同じ方向に進む正の内部K.H.波が主要な役割を果たすことは既に述べた¹⁾が、これらの変位の波長と流速変動スケールが連行にどのように寄与しているかを明らかにするために、界面の可視化を行った。密度界面の可視化にあたっては、境界面にのみフルオレセンで着色した中間密度 ($\rho_i = (\rho_u + \rho_d)/2$) の塩水を注入し、水槽の上面からスリット光を当てて行った。その一例を図-4(a)(b)に示す。

これより、小スケールの界面変位による巻き上げ(図中↓)と大スケールの上層全体への巻き上げ(図中↑)が観察された。これらの結果、小スケールの巻き上げは L_x に相当する乱れの爆撃により界面が変形しやすかに混合が生じるが、大スケールの上層全体への巻き上げは逆流部水深規模の組織的渦スケール L_p により行われていることがわかる。さらにこの組織的渦スケールは、正のK.H.波の卓越波長に相当している。

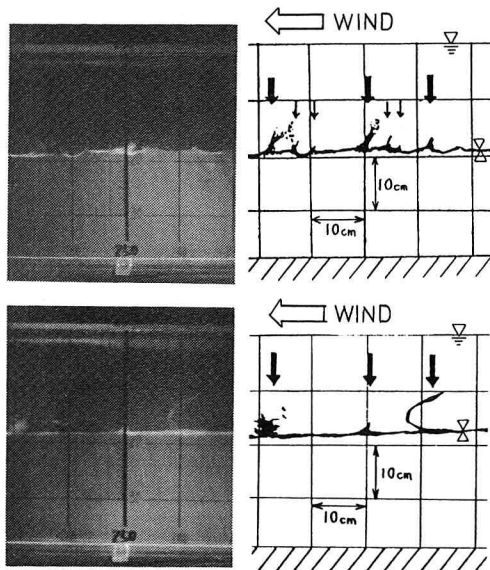


図-4 密度界面における連行スケール

6. 結言

以上、二成層場の吹送流の流速分布と乱れ特性を明らかにし、連行に主役を演じている卓越波と組織的渦スケールとの関係を明らかにした。

参考文献

- 1) 浦; 第30回海岸工学講演会論文集, P561~565, 1983
- 2) 浦・松村・藤田; 土木学会西部支部年講, P180~181, 1983
- 3) 日野・瀧岡・佐藤; 流れの可視化, Vol. 3, No. 10, P163~166, 1983
- 4) 橋・小松; 土木学会論文集, No. 268, P63~74, 1977