

混合層の水温変動特性

大阪大学工学部 正 員 室田 明
 神戸大学工学部 正 員 〇道奥康治
 建設省 正 員 阪口進一

1. まえがき

停滞水域内の鉛直方向物質輸送をもたらす風の応力と熱対流の擾乱作用を振動格子と加熱底板を用いて実験的にモデル化し両擾乱作用が相乗的に作用する場合における水温変動特性に関する基礎的検討を行う。

2. 実験方法

実験装置は図-1に示すように縦88cm×横88cm×高さ40cmのアクリル製鉛直一次元水槽を用いる。熱対流による擾乱は底面に設置したラバーヒーターに一定の電圧を作用させることにより、機械的擾乱は振動格子を底面から $d(=3.9\text{cm})$ だけ上方に設置し、これを所定の振幅・周波数で振動させることによりそれぞれ供給される。平均水温は鉛直方向20点に設置したサーミスターにより計測する。水温変動量は鉛直方向6点に設置した時定数の低い高感度サーミスターを水槽中央部40cmにわたり水平方向に一定速度で走査して計測した。

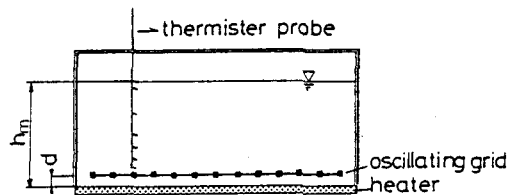


図-1 実験装置

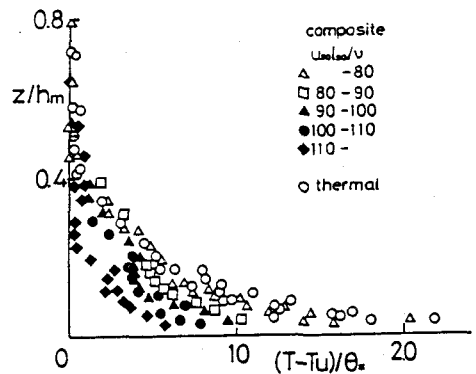


図-2 平均水温の鉛直分布

平均水温の鉛直分布を図-2に示す。横軸は上端水温 T_u からの各点における水温偏差 $(T-T_u)$ を対流代表温度スケール $\Theta = \frac{Hs}{(\alpha g Hs h m)^{1/3}}$ を用いて無次元化している。ここに Hs : 底面熱フラックス、 α : 熱膨張係数、 g : 重力加速度、 hm : 水深である。本実験はRayleigh数が非常に大きい乱流対流領域に属し、また各計測点は粘性底層よりはるか上方に位置している。したがって平均水温に及ぼす分子粘性、拡散の影響はほとんどないため熱対流のみが作用する場合についてこの無次元化によって水温鉛直分布が一義的に基準化できる。熱的擾乱に加えて機械的擾乱が複合的に作用する場合には、振動格子の代表速度スケール u_{so} 、代表長さスケール l_{so} 、動粘性係数 ν により定義されるReynolds数 $\frac{u_{so} l_{so}}{\nu}$ が支配パラメータとなる。図-2において $\frac{u_{so} l_{so}}{\nu}$ が増大するにつれて水温差が小さくなる傾向が見られる。

4. 水温時系列特性

層下部($z/hm=0.3$ 付近)における水温変動時系列の計測例を図-3に示す。熱対流のみが作用する場合(図-3(a))には負(低温)側の変動は平坦であるのに対し、正(高温)側の変動は非常に急激なパルス状の変動を示し底面から浮力不

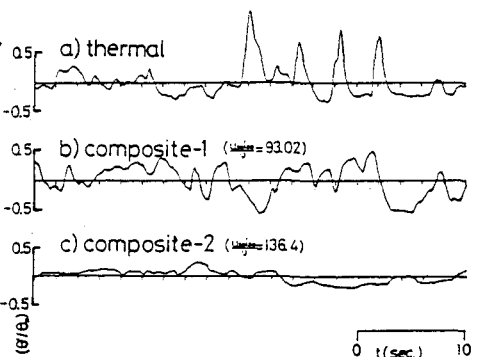


図-3 水温変動時系列の典型例

Akira MUROTA, Kohji NICHIOKU and Sin-ichi SAKAGUCHI

安定によって上昇する高温水塊を間歇的に捉えている。機械的擾乱強度が比較的小さい場合(図-3(b))には熱的擾乱の場合に見られたパルス状の変動がみられなくなり正負両側に比較的均等に変動し、変動強度も若干小さくなる。機械的擾乱強度が大きくなるにつれ(図-3(c))水温変動はしだいに減少する。

5. 水温変動強度

対流代表温度スケール q_x で無次元化した水温変動強度の鉛直分布を図-4, 5に示す。このような無次元化を行えば平均水温分布(図-2)同様、熱対流擾乱のみが作用する場合の実験ケースが全て一義的に表現される。その最適合曲線を図中に実線で示してある。図-4は機械的擾乱強度 $\frac{u_{solso}}{\nu}$ をパラメータとして整理したものであるが $\frac{u_{solso}}{\nu}$ が増大するに従い水温変動強度が全水深にわたって抑制される明確な傾向が示されている。図-5は(機械的擾乱強度)/(熱的擾乱強度)の比をあらわす $\frac{u_{so}}{u_{fo}}$ をパラメータとして整理したものである。図-4と同じく $\frac{u_{so}}{u_{fo}}$ が増大するに従い水温変動強度は減少する傾向が見られるが $\frac{u_{so}}{u_{fo}}$ が大きい場合に逆の傾向も見られ、図-4ほど明確には傾向が見られない。したがって熱対流の代表スケールである q_x, h_m を用いて無次元化を行った場合、複合因擾乱場の浮力変動に対する乱れの効果は $\frac{u_{solso}}{\nu}$ なるパラメータによって表現されることが考えられる。浮力不安定により底面で発生する高温水塊が振動格子の擾乱によって強制的に混合され、そのために $\frac{u_{solso}}{\nu}$ の増加とともに水温変動量が抑制されるものと考えられる。

6. 水温変動の特性長さスケール

水温変動の時系列データからzero-up-cross法を用いて特性時間スケールを求め、この時間スケールにプローブの走査速度を乗じて乱流場の水平方向長さスケール l を算出した。熱的擾乱のみが作用する場合については従来より無次元長さスケール l/h_m はフラックス型のRayleigh数とPrandtl数の関数として次式のように表わされることが理論的に証明されている。*)

$$l/h_m = 7.1(Ra_f \cdot Pr^{-2})^{-1/6} \quad (1)$$

ここに Ra_f : フラックス型Rayleigh数 ($\alpha g H_3 h_m^4 / \nu \kappa^2$)、 Pr : Prandtl数 (ν / κ)、 κ : 分子熱拡散係数である。図-6に l/h_m と $(Ra_f Pr^{-2})^{1/2}$ との関係を示す。本研究で得られた水平スケールは厳密には浅枝らの定義によるものとは異なるが彼等の実験結果および(1)式とほぼ一致している。図-7は長さスケール l/h_m の鉛直分布例を示す。熱的擾乱が作用する場合、複合因擾乱に作用する場合ともに鉛直方向の長さスケールの変化に対して顕著な傾向は見られない。

参考文献: *) 浅枝・玉井・高橋: 土木学会論文報告集, 第323号, pp.121~132, 1982.

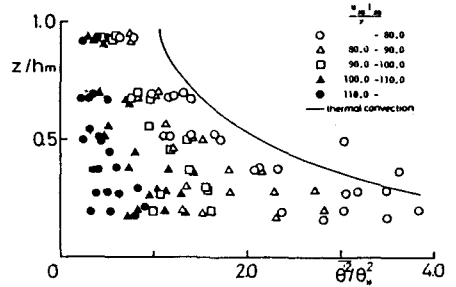


図-4 水温変動強度鉛直分布 (u_{solso}/ν による整理)

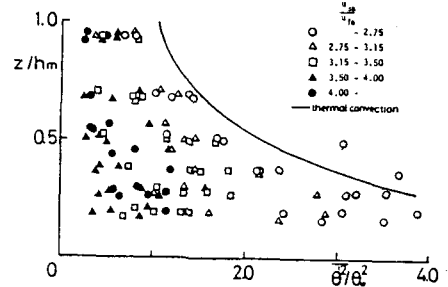


図-5 水温変動強度鉛直分布 (u_{so}/u_{fo} による整理)

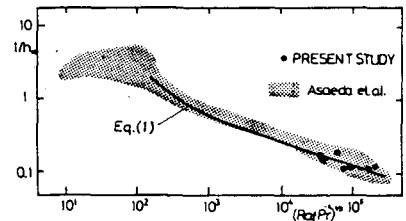


図-6 熱的擾乱のみが作用する l/h_m と $(Ra_f Pr^{-2})^{1/2}$ との関係

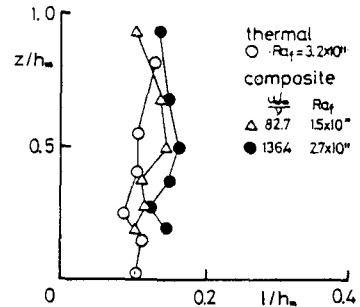


図-7 水平長さスケール l の鉛直分布の例