

大阪大学工学部 正員 道奥康治

大阪大学工学部 正員 室田 明

1. まえがき

水温成層水域に風応力のような機械的擾乱と熱対流による擾乱が複合作用した場合の鉛直混合機構を解明するために、熱輸送量と水温変動特性に E_σ について基礎的検討を行った。前報と同じく機械的擾乱として振動格子を熱的擾乱として加熱底板を用いた実験装置を使用した。

2. 連行量

複合因擾乱の場合の連行係数 E_σ は次式で定義される速度代表量 σ によって整理され、リチャードソン数 Ri_σ の -1 乗に比例することが前報で示された。

$$\sigma = \{u_f^3 + \eta^3 u_s^3\}^{1/3} \quad (1)$$

ここに $u_f = (\alpha g H_s h_m)^{1/3}$; 対流速度, $\alpha g H_s$; 底面加熱の浮力フラックス,

h_m ; 混合層厚, u_s ; 振動格子による密度界面位置での乱れ速度, η ; 換算係数, であり, 連行係数とリチャードソン数は各々 $E_\sigma =$

$(dh_m/dt)/\sigma$, $Ri_\sigma = \epsilon g h / \sigma^2$ (ϵg は密度界面での浮力差)

と定義される。前報においてばらつきが大きかった初期の実験ケースに対し、再度実験を行い E_σ と Ri_σ の関係を修正したものを図-1に示す。

3. 乱れによる熱輸送量の鉛直分布

鉛直一次元熱保存則より算出される熱輸送量の乱れ成分 $\overline{w'T'}$ の分布の経時変化を図-2に示す。縦軸は混合層厚 h_m で無次元化された鉛直座標, 横軸は底面熱フラックス H_s で無次元化された乱れ熱フラックス $\overline{w'T'}/H_s$ である。ただし、機械的擾乱の場合については生の値で示されている。図中、破線は、密度界面位置、一点鎖線は $\overline{w'T'}=0$ となる高さを示す。図-2(a)の機械的擾乱の場合は常に $\overline{w'T'} \leq 0$ であり、界面の直下において $\overline{w'T'}$ の負の極大値があらわれている。 $\overline{w'T'} \leq 0$ は上層の高温水が界面を横切って鉛直下方へ輸送されることを意味し、機械的擾乱の場合こうした界面での乱れ連行によってのみ混合層が発達するのがわかる。一方、熱的擾乱の場合(図-2(b))では $\overline{w'T'} \leq 0$ の範囲は界面直下約 $0.2 \times h_m$ の厚さに限定され負の $\overline{w'T'}$ の極大値も小さく時間的に一定である。これより上層水の下方への取りこみが混合層の増大におよぼす影響は小さく、むしろ静的成層浸食過程(pseudo-encroachment)の貢献がより大きいといえる。図-3(c)の複合因擾乱の場合、初期の混合層厚が小さい間は機械的擾乱の寄与が卓越し、上層水の取りこみによる負のフラックスは大きい。時間とともに混合層厚が増大すると熱的擾乱の場合

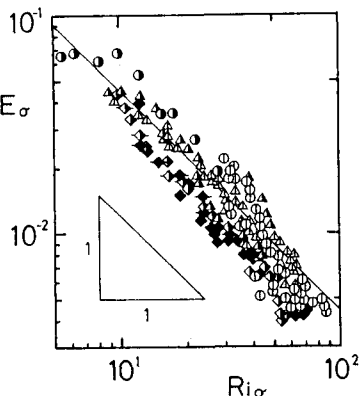
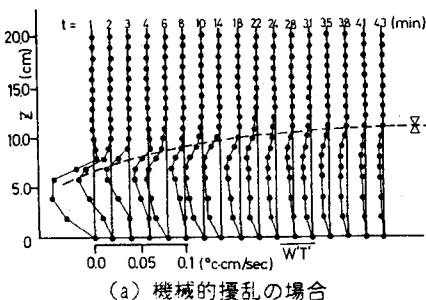
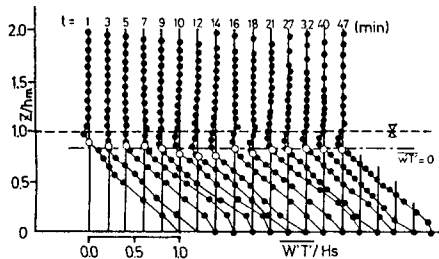


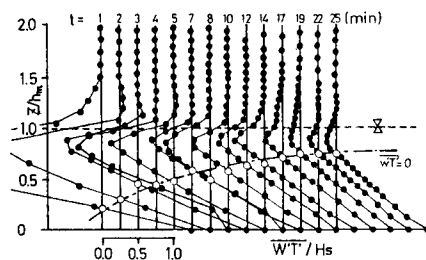
図-1 複合因擾乱の場合の連行係数とリチャードソン数



(a) 機械的擾乱の場合



(b) 熱的擾乱の場合



(c) 複合因擾乱の場合

図-2 熱フラックス $\overline{w'T'}/H_s$ の鉛直分布の経時変化

と同様の分布形に漸近する。 $\overline{w'T'}=0$ の高さ（一点鎖線）は時間とともに増大している。

4. 水温変動時系列

界面近傍に固定したサーミスタプローブによる水温変動の計測例を図-3に示す。界面がプローブの下方に位置する7～10分の間は界面付近に隆起・沈降する低温の混合層水塊を間欠的に捉らえている。11～13分では密度界面がほぼプローブ位置にまで上昇し水温変動は増大する。18分以降になると混合層水塊の占有時間が増大し変動強度は再び減少する。全体をとおして変動の周期は時間とともに増加している。

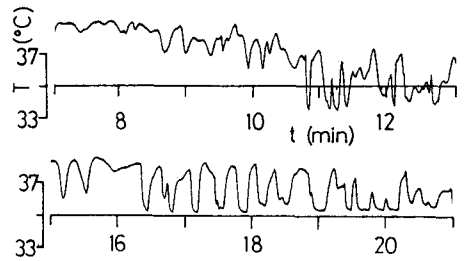
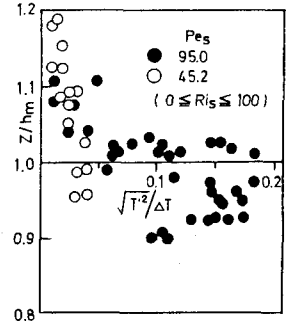


図-3 水温変動時系列の計測例
(複合因擾乱の場合)

5. 水温変動の相対強度

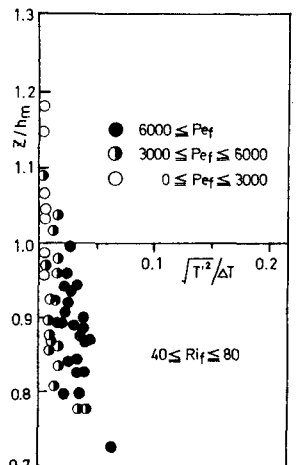
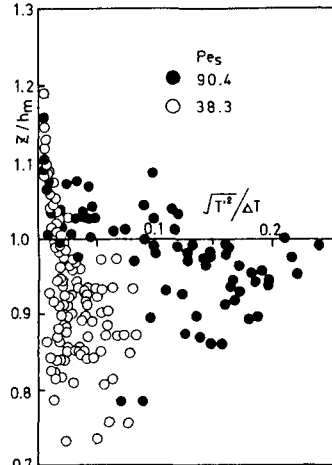
上下層の平均温度差 ΔT により規格化された水温変動の相対強度の鉛直分布を図-4に示す。

(a) 機械的擾乱の場合(図-4(a)) : リチャードソン数 R_{is} が一定の範囲 ($0 \leq R_{is} \leq 100$) のデータを抽出し、ペクレ数 Pe_s をパラメータとして $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ の分布を表示する。 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ の極大値が界面直下に見られる。ペクレ数が大きい程 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ が大きい。ここには示さないが、リチャードソン数の減少にともない $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ が増加する傾向が見られた。



(a) 機械的擾乱の場合

(b) 熱的擾乱の場合(図-4(b)) : (a)の場合と同じくペクレ数 Pe_f に対して相対強度が増大する。リチャードソン数に関しても同様の傾向が得られた。しかし、 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ の値は(a)に比べてかなり小さく、また界面直下での極大値はあらわれない。これより熱的擾乱の場合には乱流塊の界面への衝突や上層水の取りこみにともなう水温変動は小さく、図-2(b)の負の熱輸送量が小さいことも対応することがわかる。したがって混合層の増大の大部分が静的成層侵食によることが裏づけられよう。



(c) 複合因擾乱の場合

(b) 熱的擾乱の場合

図-4 相対水温変動強度 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ の鉛直分布

(c) 複合因擾乱の場合(図-4(c))

: 連行量を支配する速度代表量を用いて定義したペクレ数 Pe_σ 、リチャードソン数 R_{is} に対して $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ は明確な傾向

を示さなかった。逆に二つの擾乱要因のうち機械的擾乱のみに関するパラメータ Pe_s や R_{is} に対しては $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ の分布に一定の傾向が見られた。すなわち、図-4(c)においては(a)の場合と同じく Pe_s が大きい程、 $\sqrt{T'^2}/\Delta T$ が大きくあらわれる。また界面直下での極大値が見られる。したがって複合因擾乱の場合の相対強度に関しては連行量と異なりが必ずしも支配パラメータとはならない。むしろ二つの擾乱因のうち特に機械的擾乱のもたらす乱れが上層水のとりこみ(負の $\overline{w'T'}$)や水温変動に対し相対的に重要であることがわかる。

本研究は昭和59年度文部省科学研究費一般研究(B)(研究代表者 室田明)の補助のもとに行われた。

参考文献 (1) 室田・道奥 ; 第29回水理講演会論文集, pp.407-412, 1985.