

PSII-6 振動格子擾乱により誘起される鉛直混合過程の数値解析

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
 佐藤工業(株) 正員 口田光也

1. まえがき

振動格子擾乱により誘起される水温二層系での鉛直混合現象を、乱流完結モデルによって数値的に再現する。実験結果との単なる比較にとどまらず、従来物理的な制約から水理実験で再現することが困難であった条件下での現象の推定、実験計測誤差等のため不明確であった事実の確認、等をも含めて検討し、鉛直混合現象の本質を理解することを目的とする。

2. 数値解析の概要

本研究で用いた乱流モデルはMellorとYamada¹⁾により大気接地層を対象に開発されたLevel 2.5 モデルを基本としている。このモデルは乱れエネルギー方程式と乱流フラックス諸量に関する輸送方程式に体系的な簡易化を施し、代数的表現によって乱れの三次モーメント項を閉じるものである。モデル方程式の詳細は文献1)に記載されている。モデルに含まれる各種係数値には何らの修正も加えずそのまま用いられているが、安定成層中の乱れ特性長 ℓ に対しては次式の制約条件²⁾によって上限値を設けモデルを修正している。

$$\ell \leq 0.53 q / (\alpha g \theta / \theta z)^{1/2} \quad (1)$$

ここに、 $q = \sqrt{u_j^2}$: 乱れ速度成分の自乗平均値、 α : 熱膨張率、 g : 重力加速度、 θ : 平均温度、 z : 鉛直座標、である。HassidとGalperin²⁾はLevel 2.5 モデルによりKatoとPhillipsのせん断流実験を対象とした数値実験を行い、上式を考慮しない場合には混合層の発達率が過大に評価されることを指摘している。数値解析は振動格子擾乱による水温二層系での鉛直一次元混合過程を対象として行われる。数値実験において振動格子の運動を直接再現することは困難である。本研究では水槽底面に格子が設置されていると想定し、振動格子擾乱の水平方向乱れ速度に関する半経験式³⁾を用い、さらに擾乱源近傍での乱れの等方性を仮定して底面における乱れ速度各成分の境界値を与える。乱流浮力フラックスは底面において0とする。

3. 鉛直混合量

図-1は水温成層場における混合過程の数値解析結果を等密度線で表示した一例である。水理実験で観測される水温構造の変遷過程を良好に再現している。

種々の水理条件の下に計算された混合現象の解析結果から、水理実験の場合と全く同様に、連行係数 \hat{E}_s とリチャードソン数 \hat{R}_{is} を用いて鉛直混合量を整理する。ここに \hat{E}_s と \hat{R}_{is} は各々次のように定義される。

$$\hat{E}_s = (dh_m / dt) / u_s, \quad \hat{R}_{is} = \epsilon g \ell_s / u_s^2 \quad (2)$$

ここに、 h_m : 混合層(下層)の厚さ、 ϵ : 密度界面における相対密度差、 ℓ_s : 密度界面位置における積分特性長である。本解析で得られた両者の関係を図-2中に実線で示す。著者等の実験値⁴⁾を記号で併記する。計算値は実験値をやや下まわる。厳密には計算結果を単純なべき乗則であらわし得ないが、 $10 \leq Ri_s \leq 100$ の範囲では水理実験値と同様に概ね $\hat{E}_s \propto \hat{R}_{is}^{-1}$ なる関係が認められる。

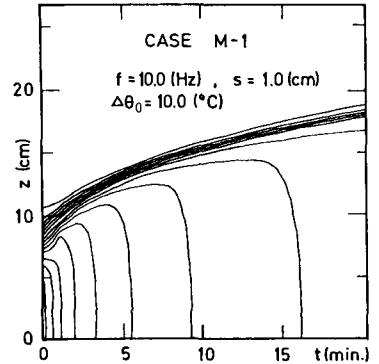


図-1 密度分布の時間変化 (数値実験)

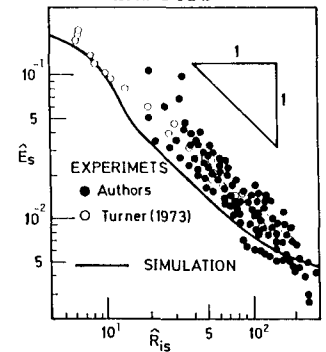


図-2 水理実験で得られた連行量との比較(水温成層場)

作業流体の物性、特に分子拡散性が混合量におよぼす影響を明らかにするために、拡散係数を適宜変化させて同様の検討を行った。図-3は塩分濃度成層場に対応する解析結果と水温成層場における進行量との比較を示す。既往の実験事実と同様、およそ $\hat{R}i_s > 20$ の領域における進行則の違いがみられるほか、高リチャードソン数領域でのペクレ数の影響が明瞭に確認される。また計算時間ステップを極端に小さくとり、混合が激しく現象の進行が速い場合の解析を行うことによって水理実験では確認が困難であった低リチャードソン数領域における進行特性が明らかになっている。

4. 水温(密度) 遷移層厚さ

密度分布より躍層界面位置での遷移層厚さ Δh を求め、リチャードソン数 $\hat{R}i_s$ 、ペクレ数 $\hat{P}e_s$ との相関を各々図-4, 5に示す。いずれの場合も併記した実験値を良好に再現している。特に熱と塩分濃度の中間の拡散性を有する架空の作業流体をいくつか想定して数値実験を行い、図-5のようにこれまで水理実験によっては不明であった広範囲にわたる $\Delta h / \ell_s$ と $\hat{P}e_s$ の関係が明らかとなった。

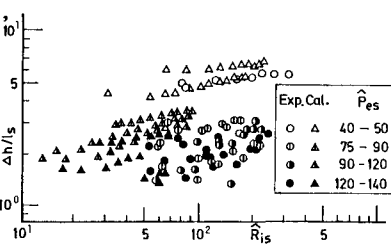


図-4 密度遷移層厚 $\Delta h / \ell_s$ とリチャードソン数 $\hat{R}i_s$ の関係

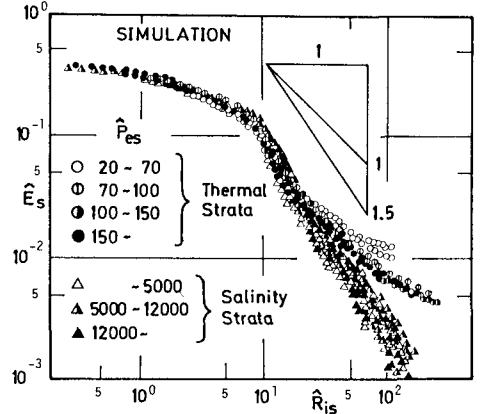


図-3 水温成層場と塩分濃度成層場における進行量の比較(数値実験)

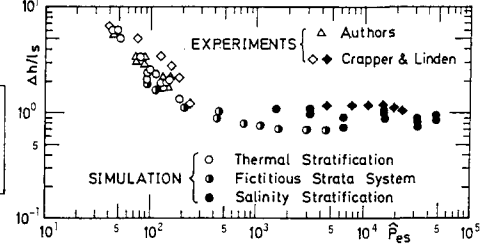


図-5 密度遷移層厚 $\Delta h / \ell_s$ とペクレ数 $\hat{P}e_s$ との関係

体をいくつか想定して数値実験を行い、図-5のようにこれまで水理実験によっては不明であった広範囲にわたる $\Delta h / \ell_s$ と $\hat{P}e_s$ の関係が明らかとなった。

5. 水温(密度) 変動強度

図-6は密度界面位置における相対水温変動強度 $(\sqrt{\theta'^2} / \Delta \theta)_i$ ($\Delta \theta$ は界面での水温差)と $\hat{R}i_s \times \hat{P}e_s^{-1}$ との関係を水理実験値とともに示したものである。計算値は実験値と同様の傾向を示すが、かなり小さく評価されている。

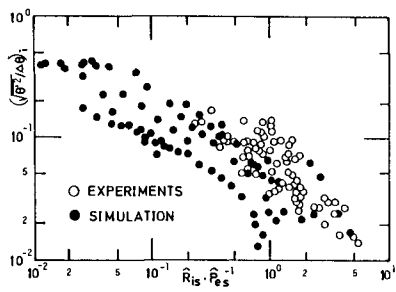


図-6 密度界面近傍の相対水温変動強度の最大値 $(\sqrt{\theta'^2/\Delta\theta})_i$ と $\hat{R}i_s \cdot \hat{P}e_s^{-1}$ との関係

6. 流速変動強度

図-7は水平・鉛直方向流速の変動強度の自乗 $\overline{u^2}/u_s^2, \overline{w^2}/u_s^2$ および乱れの非等方性度 $\sqrt{\overline{w^2}/\overline{u^2}}$ の鉛直分布を示す。おおよそ $0 \leq z/h_m \leq 0.7$ の範囲では等方性が保たれており均質密度場で実験的に得られた振動格子擾乱の低減特性と同様 $(\sqrt{\overline{u^2}}, \sqrt{\overline{w^2}}) \propto z^{-1}$ なる関係が認められる。しかし密度界面に近づくにつれ非等方性が急増する。

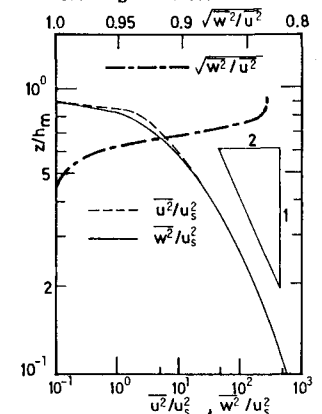


図-7 相対乱れ強度の自乗値 $\overline{u^2}/u_s^2, \overline{w^2}/u_s^2$ と乱れの非等方性度 $\sqrt{\overline{w^2}/\overline{u^2}}$ の鉛直分布

参考文献

1) Mellor & Yamada : J. Atmos. Sci., 31, 1974., 2) Hassid & Galperin : Boundary-Layer Meteorol., 26, 1983., 3) Hopfinger & Toly : J.F.M., 78, 1976., 4) 室田・道奥 : 土木学会論文集, 369, 1986., 5) 室田・道奥 : 土木学会論文集, 375, 1986.