

成層せん断流の乱流構造(3)エネルギーおよび浮力変動収支

大阪大学工学部 正 員 室田 明
 大阪大学工学部 正 員 中辻 啓二
 大阪大学大学院 学生員 〇歳壽 正哉

1. まえがき : 表層放流された密度噴流は、密度差の違いによって著しく異なった挙動を呈する。浮力効果が増すにつれて成層安定化が進行する。すなわち、成層流は下層からの連行をとまなうせん断流型から、波形の崩壊により混合のおこる内部重力波型の流れに移行する。その限界のせん断層リチャードソン数 R_{is} は、実験によれば0.125である。²⁾本研究では、乱れエネルギーおよび浮力変動の収支関係から形態の異なる流れ場の乱れ構造の把握を試みた。

2. 実験および解析 : 実験および計測データは前回と同様であり、 R_{is} は表層流速 U_s 、表層浮力 B_s および代表長さスケール $L_u = U_s / (\frac{\partial U}{\partial z})_{max}$ で定義される $R_{is} = B_s L_u / U_s^2$ である。今回、解析の対象とした実験ケースは、 $R_{is} = 0.021, 0.106, 0.234$ であり、それぞれせん断流型、遷移段階、内部波型の流れに対応する。

乱れエネルギーおよび浮力変動の収支式は、定常、境界層近似および局所等方性の仮定に基づいて次式のように示される。

$$\underbrace{-\overline{v\frac{\partial q^2}{\partial z}}}_{\text{Convection}} + \underbrace{-\overline{uv\frac{\partial U}{\partial z}}}_{\text{Shear Production}} + \underbrace{-\overline{vB}}_{\text{Buoyancy Production}} + \underbrace{-\frac{\partial}{\partial z}[\overline{v(q^2 + \frac{B}{\rho})}]}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{-9\nu\overline{(\frac{\partial U}{\partial z})^2}}_{\text{Dissipation}} = 0 \quad (1)$$

$$\underbrace{-\overline{v\frac{\partial b^2}{\partial z}}}_{\text{Convection}} + \underbrace{-2\overline{vb\frac{\partial B}{\partial z}}}_{\text{Production}} + \underbrace{-\frac{\partial}{\partial z}[\overline{v(b^2)}]}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{+Kb\frac{\partial^2 \overline{b^2}}{\partial z^2} - Kb(\frac{\partial \overline{b}}{\partial z})^2}_{\text{Dissipation}} = 0 \quad (2)$$

ここで、乱れエネルギー $\overline{q^2}$ は $\frac{1}{2}(\overline{u^2} + 2\overline{v^2})$ で近似する。また、 $\overline{b}$ は浮力変動を示す。(1)式の遷散項は、Heskestad²⁾(1968)の方法に基づいて $(\partial U / \partial z)^2$ から算定した。(1)式の拡散項、(2)式の遷散項は、方程式中の残差として計算した。

3. エネルギー収支 : 図-1は、それぞれ $R_{is} = 0.021, 0.234$ のエネルギー収支を示す。横軸 Z/H は鉛直方向水深 Z を成層界面水深 H で、縦軸は表層流速 U_s および流程方向距離 X (計測位置: 80 cm)を無次元化表示した。得られた知見をまとめるとつぎのようである。

(1) せん断流型および内部重力波型のエネルギー収支関係は非常に酷似している。断面内全域にわたって生成項と拡散項とが釣り合っており、その最大値はレイノルズ応力

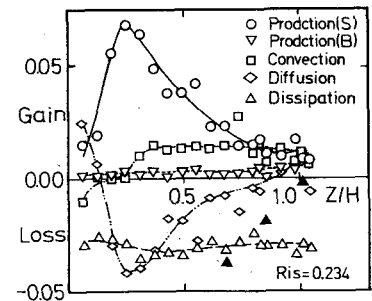
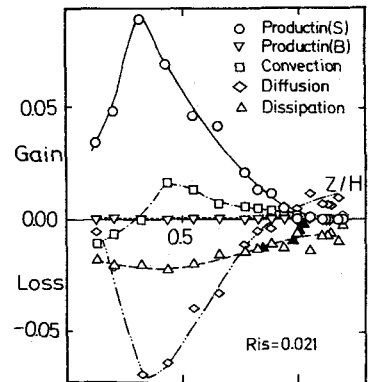


図-1 エネルギー収支

- $\overline{u'v'}$ と平均流速勾配 $\partial \bar{u} / \partial z$ の最大値を示す位置と一致する。

(2) 全体的な傾向は均質混合層で得られた Wygnanski-Fiedler²⁾(1969)の結果とよく一致している。

(3) 逸散項は断面内ではほとんど一定値を示し、せん断流型では0.02、内部重力波型では0.035である。成層界面に近づけば($z/H > 0.7$ では)卓越した負の貢献となり、他の全ての項の和と釣り合うことになる。比較のために、スペクトルから算出したエネルギー逸散項を同図に黒塗り記号で示した。 $-5/3$ 乗則の成立する範囲では先に求めた値とよく一致する傾向を示すが、浮力による成層効果が顕著となる領域では $-5/3$ 乗則の成立が危うくなることもあり、両者には差異が認められる。

(4) 浮力による生成項は内部重力波型で、とくに成層界面近傍で大きくなり、せん断力による生成項に匹敵する貢献を果たす。

4. 浮力変動 $\bar{b}$ の収支 : 図-2は同様の整理法で無次元化表示した浮力変動 $\bar{b}$ の収支関係を示す。

(1) せん断流型では拡散項を除いてエネルギー収支と類似した分布を示す。

(2) これに対して、内部重力波型では全く異なった収支関係を示し、成層界面に近づくにともなって生成項、逸散項は急増大する特異な分布を示す。また、 $z/H < 0.6$ ではあらゆる項の絶対値が非常に小さい。

(3) この各項の貢献が成層界面に局在化することの原因は浮力変動 $\bar{b}$ が界面近くで増大することにある。また、スペクトルから求めた黒塗り記号の逸散項と残差として求めた逸散項との差異も、 $\bar{b}$ の分布に関係した②式第4項の寄与が大きいためである。

(4) せん断流型と内部重力波型では移流項の貢献が著しく異なり、前者では正、後者では負の寄与をなす。

5. 運動エネルギーの断面内輸送特性 : 図-3は図-1の拡散項に含まれる運動エネルギーの断面内輸送量 $-\overline{v\bar{g}^2}$ を Ris をパラメーターにして示す。各ケースとも $-\overline{v\bar{g}^2}$ はほとんど正であり、せん断力により生成されたエネルギーが下向きに輸送されることがわかる。しかし、内部波型の $z/H > 0.6$ の領域では $-\overline{v\bar{g}^2} \approx 0.0$ となり、成層化によりエネルギー輸送が抑制されている傾向を示している。

[参考文献]

- 1) 戸上拓也; 大阪大学修士論文, 昭和58年
- 2) G. Heskestad; J. Applied Mech., (1968)
- 3) I. Wygnanski and Fiedler; J. Fluid Mech., (1970)

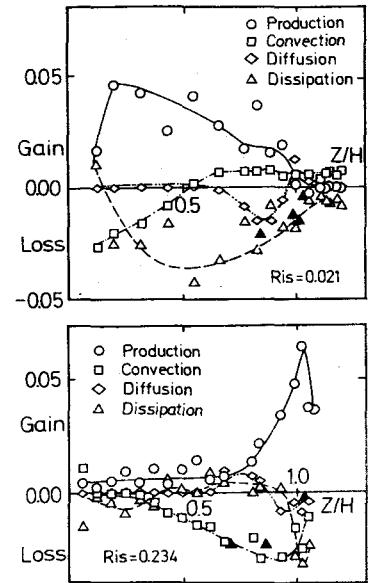


図-2 浮力変動収支

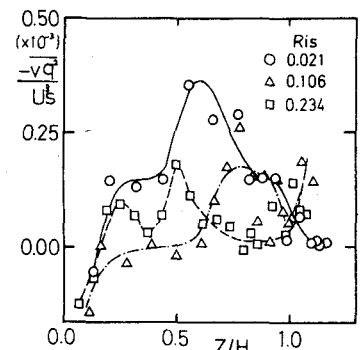


図-3 断面内輸送 $-\overline{v\bar{g}^2}$