

成層化による乱れの非等方性度について

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 〇角谷 孝義

1. まえがき

表層密度噴流においては密度差に基づく成層化により乱れが抑制され、運動量・スカラー量の鉛直方向への輸送が著しく劣化することは既に明らかであるが、その影響下での乱れ構造の解明は十分ではない。本報では、二次元表層密度噴流の実験を行ない、乱れ構造が浮力によりどのように変形するかを定量的に把握することを試みた。

2. 解析内容

解析は密度差 $\Delta\rho=0.01$ の実験 RUN 310 ($U_{10}=29.5\text{cm/sec}$, $H_0=1.66\text{cm}$, $\theta=0.112\text{cm}$) の流程距離 $x=10\text{cm}$, 20cm での鉛直方向分布を対象に行なった。また、比較のために等密度噴流 RUN 300 ($U_{10}=27.5\text{cm/sec}$, $H_0=1.82\text{cm}$, $\theta=0.199\text{cm}$) の $x=20\text{cm}$ での解析も行なった。

3. 断面内乱れ特性

解析断面 $x=20\text{cm}$ ($x/H_0=11.5$) は、平均流速の鉛直方向分布が RUN 310, 300 とともにガウス分布となる噴流の確立領域に位置している。すなわち、半値半幅 $Z_{0.5}$ を代表長さとする相似分布形の表示が可能である。

図-1 は乱れ変動の一例として間歇因子 γ の鉛直方向分布を示す。 γ は主流流速 u の尖度 K を用いて $\gamma=28/K$ で近似的に定義され、乱流変動と非乱流変動の出現の度合いを示す。密度差のある場合の乱れ特性の鉛直方向分布は等密度の分布を鉛直上方へ縮小した形状を呈しており、 γ の分布にもその特徴が明瞭に現われている。平均量が自己保存状態にある領域においても乱れ構造は浮力効果等によって強く影響を受け、 $Z_{0.5}$ で相似形を表現し得ない。このことは乱れが局所的な相似構造に到っていないことを示唆している。

図-2 は動力学的な面から乱れ構造を調べるために、RUN 310 の $x=10\text{cm}$, 20cm 断面でのエネルギー収支をそれぞれ破線、実線で示す。流下にもない収支関係は均質混合層での Wignanski-Fiedler の実験結果²⁾と類似した傾向になるが、

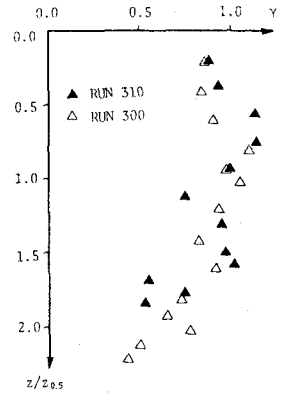


図-1 間歇因子 γ の鉛直方向分布

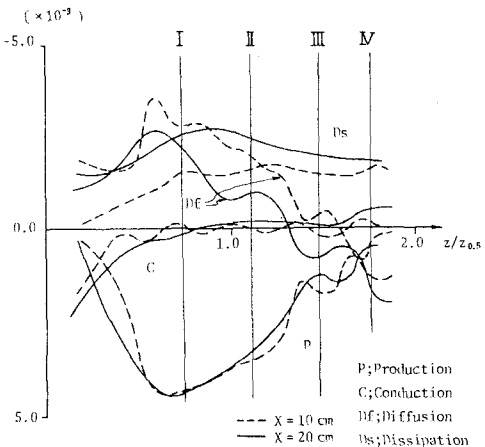


図-2 乱れのエネルギー収支

$z/z_{as} \approx 1.5$ 近傍においてエネルギー生成項に凹凸が観られる。この位置は成層界面直上にあり、浮力効果が乱れの生成に寄与している。流下につれて遠散項・拡散項が変化し、乱れが発達して自己保存状態に近づくものと考えられる。

そこで図中に示す4点での観測時系列の長時間変動解析を行なった。各点は④レイノルズ応力最大の水深、⑩生成項と遠散項・拡散項の和が釣り合う水深、⑭浮力効果の影響を及ぼす水深、⑮局所リチャードソン数の急増大する界面にそれぞれ対応している。サンプリング間隔は0.005秒、サンプル数は4,000であり、表-1にその結果をまとめる。

表-1. 統計解析の結果

Point	$\frac{z}{z_{0.5}}$	γ	R_i	$\frac{\overline{uv}}{\overline{u'v'}}$	$\frac{\overline{v'v'}}{\overline{\rho'v'}}$	$\frac{\rho'}{\Delta\rho}$	T_u	T_v	T_ρ	$\frac{T_u}{T_v}$	$\frac{T_u+T_v}{2 \times T_\rho}$	ℓ
I	0.74	1.09	0.038	0.374	0.027	0.625	0.073	0.030	0.057	2.41	0.92	0.29
II	1.12	0.73	0.066	0.477	0.021	0.358	0.089	0.041	0.079	2.20	0.82	0.31
III	1.49	0.93	0.083	0.347	0.010	0.254	0.151	0.045	0.125	3.38	0.78	0.27
IV	1.77	0.78	0.152	0.377	0.039	0.180	0.211	0.076	0.142	2.78	1.01	0.23

局所リチャードソン数は $R_i = \varepsilon g (ds/dz) / (d\sigma/dz)^2$ で定義され、局所的安定性を示す指標として用いられる。この値は水深の増加に伴って増大し、噴流の外縁 $z/z_{as} = 1.77$ で急増大する。一般に急増大点が界面として採用される。自己相関関数から求めた平均寿命時間 T_u, T_v, T_ρ は水深増加とともに増大し、同時に u 変動と v 変動との比 T_u/T_v も徐々に増加する。格子乱流に代表される等方性乱流場では同比は2となることから考えて、浮力効果が等方性からの離脱を生じさせる原因となることが推測される。また、 $\frac{1}{2}(T_u+T_v)/T_\rho$ の値は成層界面での1.0を除いて噴流内では1.0以下となり、運動量とスカラー量の拡散の代表長さの相違を示しているのは興味深い。つぎに、 $\overline{uv} = \ell^2 |\partial u/\partial z| |\partial v/\partial z|$ で定義される混合距離 ℓ は運動量の鉛直方向輸送を直接的に表現し得る指標であり、浮力の影響で減少するのが見られる。

4. 乱れの非等方性度

等方性からの乱れの離脱の度合いを表わす尺度として $\overline{v^2}/\overline{u^2}$ が考えられ、図-3に局所リチャードソン数 R_i との関係を示す。同図において R_i 数が $(1 \sim 3) \times 10^{-1}$ の範囲で $\overline{v^2}/\overline{u^2}$ が極小値をとるようである。自由乱れ剪断流においては連行過程は R_i 数が $1/4$ となる点で停止することが既に報告されており²⁾、上記結果はこれに対応する。また成層化が増すにつれて非等方性が増大するという予想に反して、 3×10^{-1} より大きな R_i 数の領域で $\overline{v^2}/\overline{u^2}$ の値が再び増大する傾向を呈するが、これは成層界面以下の位置であるために u 変動が極端に小さくなったことに原因していると思われる。このような傾向は小森・水料³⁾の実験結果にも見られる。

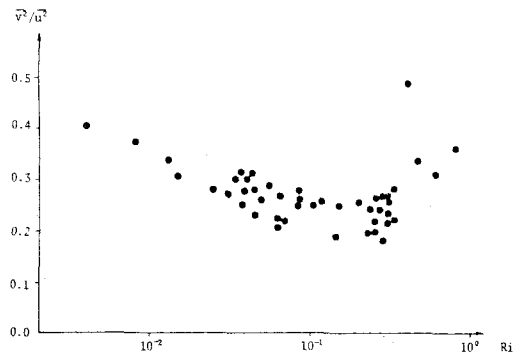


図-3. 局所リチャードソン数と $\overline{v^2}/\overline{u^2}$ の相関

参考文献 1) Wgnanski-Fiedler: JFM, Vol. 41, 1970.

2) Hopfinger: Proc. of Structure and Mechanics of Turbulence II, 1977.

3) 小森・水料: 例えは国立公衆衛生研究所シンポジウム報告, 1980.