

Evolution of Multi-layered Convection due to Double-diffusive Effect

○野口 尚史, 新野 宏 (東大海洋研)

Takashi NOGUCHI and Hiroshi NIINO

Ocean Research Institute, The University of Tokyo, Tokyo 164-8639, Japan

Time evolution of a multi-layered convective system which is produced and maintained by diffusive convection is investigated by a two-dimensional numerical simulation. Convective layers repeat merger with adjacent ones and increase their thickness until a single convective layer fills the whole calculation domain. Two distinct processes of the layer evolution are observed: a) vanishment of density gap between layers, and b) merger of density interfaces. A simple mechanistic model was devised to understand the physical processes which controls the layer evolution. The model assumes inviscid motions of convective plumes and turbulent entrainment due to the impingement of the plumes at the density gap between layers. The model can successfully reproduce the merger processes.

1. 結論

拡散速度が異なる 2 つの成分によって密度成層が作られているとき、遅く拡散する成分だけ見ると安定成層、速く拡散する成分だけ見ると不安定成層をしていて、かつ全体としては安定な密度成層になっている状況では拡散型対流 (diffusive 対流) という対流が発生することがある¹⁾。野口・新野^{2,3)}は一様に成層した流体が拡散型対流に対して線型的に不安定な場合には、自励的に対流運動が生じ、海洋中でしばしば観測されるような階段状の成層^{4,5)}が形成されること、また、線型的に安定な場合でも適当な強さの乱流混合を起こして成層を非直線的にしてやれば対流運動が生じ、同様の階段状成層にいたることを示した。

これらの階段状成層は活発な対流混合層とそれをはさむ密度境界面とが多数積み重なった構造をしている。一旦このような階段状の成層が形成されると、上下に隣合う層どうしで合併が起こり、階段状の成層はゆっくりと時間変化してゆくことが室内実験などでの観察から知られている⁶⁾。しかし、合併のメカニズムやその条件については現在でも十分に理解されていない。

そこで、本研究では、まず数値モデルで再現された階段状成層について、層の合併の形態と層内の対流運動との定性的な関係について解析する。次に、この解析結果にもとづき、簡単化したメカニスティックなモデルを提案し、このモデルが合併の形態と時間変化をよく再現することを示す。

2. 数値実験

2.1 設定

使用した数値モデル²⁾は 2 成分 Boussinesq 流体の 2 次元 (x, z) の運動を解くもので、分子拡散・分子粘性を陽に表現している。各変数は一様な成層とそれからの変動成分に分け、変動成分に対しては水平方向・鉛直方向ともに周期境界条件を課した。各変数はこの系の固有長さスケール $\delta \equiv |\rho_0^{-1} g \rho_{Tz} / (\kappa_T \nu)|^{-1/4}$ を用いて無次元化してある。ここで ρ_{Tz} は温度による基本場の鉛直密度勾配、 κ_T は熱の拡散係数である。計算は $630\delta \times 630\delta$ の領域を 256×256 格子で表現して行なった。

本研究では 2 つの成分を熱と塩分、したがって $\kappa_S / \kappa_T = 10^{-2}$ とし、各成分の密度成層への寄与の比を $-\rho_{Tz} / \rho_{Sz} = 0.89$ と設定した。この成層は線型的に不安定であり、自励的に運動が生じることが期待される。

2.2 結果

計算開始から無次元時間で 10 程度の際に、初期に与えたランダムなホワイトノイズから生じた対流運動は、厚さ 20 δ 程度の多数の層を形成した。これらの層は一旦生じると互いにゆっくりと合併を繰り返し、厚みを増した (Fig. 1)。時刻 $t = 1200$ までには層の厚さは最初の 10 倍 ($\sim 20\delta$) になった。

層の合併には Fig. 2 に模式的に示したような 2 つの形態が見られた。1 つは密度境界面をはさんで上下で密度が次第に等しくなり、ついには密度境界面が消滅する場合である (Fig. 1 A-D, Fig. 2a)。もう 1 つは対流層そのものがしだいに薄くなって消滅する場合 (Fig. 1 a-b, Fig. 2b) である。

3. 解析

層の消長にかかわる要因を探るため、層内の運動の特徴を調べた。まず層内の乱流強度の指標である運動エネルギーの鉛直分布の時間発展 (Fig. 3a) を見ると、境界面は運動エネルギーの

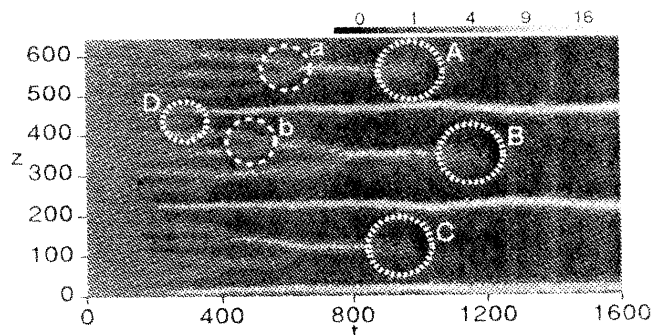


Fig. 1: Time evolution of vertical density gradient. Density gradient is scaled by its initial (uniform) value. Upper-case symbols correspond to the events of vanishment of the density gaps, and lower-case symbols to the events of merger of the density interfaces.

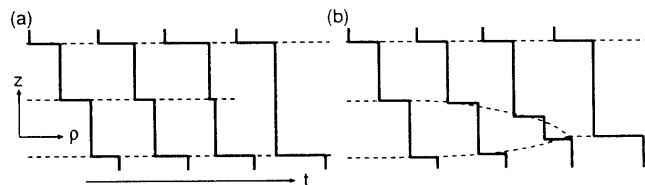


Fig. 2: Two types of layer evolution: a) vanishment of density gap between layers, and b) merger of density interfaces.

大きな側から小さな側へと移動する傾向があることが分かる。つぎに、層内の運動の上下対称性の指標である、鉛直速度の歪度 $\overline{w^3}/\overline{w^2}^{3/2}$ (Fig. 3b) を見ると、境界面は層内の運動が上下非対称になると消滅する傾向にあることが分かる。

隣合う 2 層で乱流強度が大きく異なっていれば、境界面を通して一方的なエントレインメントが起こることが予想される。また、鉛直速度の歪度はプリュームのような局在的な上昇流の活発さを反映していると思われる。したがって、境界面の移動や、境界での密度差の時間変化をプリュームによる乱流エントレインメントの競合と結び付けたモデルの構築が期待される。

4. 非対称エントレインメントモデル

前節での解析にもとづいて、対流運動でよく混合され一様になった多数の層が互いに薄い境界面を隔てて接しているという層モデルを考え、以下のプロセスを仮定する。

- 境界面での温度差 (ΔT) に比例する浮力を得たプリュームが境界面から上昇 (下降) を始める。
- プリュームは層内を混合や摩擦を受けずに自由上昇 (下降) し、もう一方の境界面に衝突して隣の層から流体をエントレインする。

以上のプロセスを数学的に表わすことを考える。第 i 番目の層について、上/下の境界面を $\pm$ の記号で区別すると、エネルギー的考察から、衝突の際にプリュームが持つ速度 U は、

$$U_i^{\pm} = (\Delta T_i^{\pm} L_i)^{1/2} \quad (1)$$

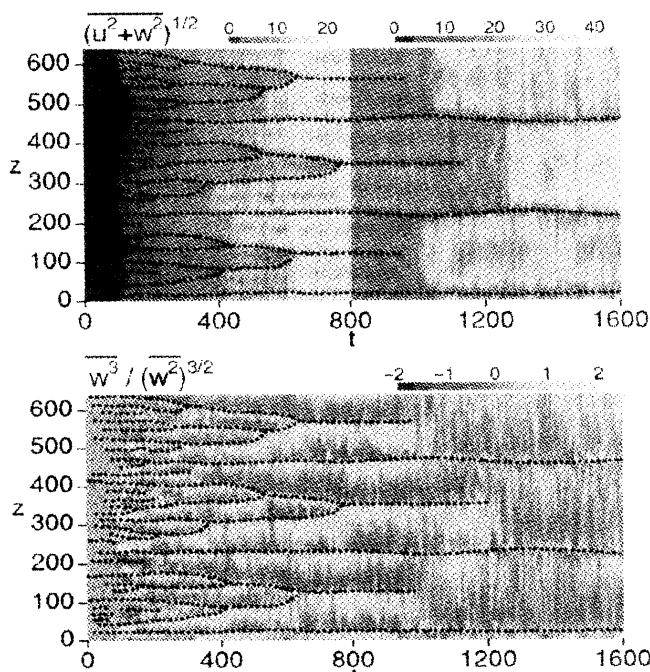


Fig. 3: Time evolution of the vertical distribution of a) kinetic energy, and b) skewness of w . Density interfaces are shown by the dotted lines. Note that the kinetic energy is rescaled by a factor of two at $t = 800$.

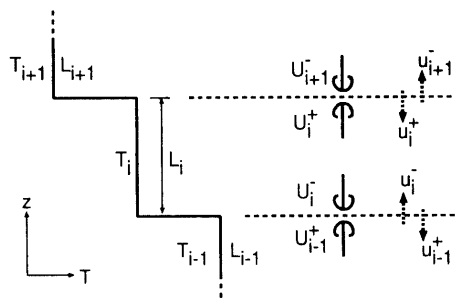


Fig. 4: Schematic of the asymmetric entrainment model.

と表わすことができる (Fig. 4)。ただし複号同順とし、比例定数は省略した。同様にエネルギーの考察から、エントレインメント速度 u は

$$u_i^\pm = \frac{(U_i^\pm)^3}{\Delta T_i^\pm L_i} \quad (2)$$

と書ける。ここで $\Delta T_i^\pm = T_i - T_{i\pm 1}$ である。(式 (1),(2) は普通に用いられる海洋の混合層のモデルに上下非対称の効果を取り入れたものである。)

これから、層 i についての質量保存の式

$$\frac{dL_i}{dt} = u_i^+ + u_i^- - u_{i-1}^+ - u_{i+1}^- \quad (3)$$

および熱の保存式

$$\frac{dL_i T_i}{dt} = u_i^+ T_{i+1} + u_i^- T_{i-1} - u_{i-1}^+ T_i - u_{i+1}^- T_i \quad (4)$$

の 2 つが得られる。式 (3),(4) は各層の厚さと温度を変数とする 1 階の微分方程式系なので、適当な初期条件と境界条件を与えれば解くことができる。

5. 結果と考察

5.1 周期的な 2 層モデル

もっとも単純な場合として、2 層からなる基本構造が無限に上下に繰り返している状況を考えよう。このとき、独立な変数は一方の層の厚さ L と層間の温度差 ΔT の 2 つだけになるので、解のふるまいは平面上に相図として描くことができる (Fig.

5)。中心の点 (白丸) は不安定平衡点であり、四隅の点 (黒丸) すなわちいずれかの層の厚さが 0 となる点が平衡点であることが分かる。したがってこの周期的な 2 層のシステムは不安定で、必ず 1 層になってしまうことが分かる。

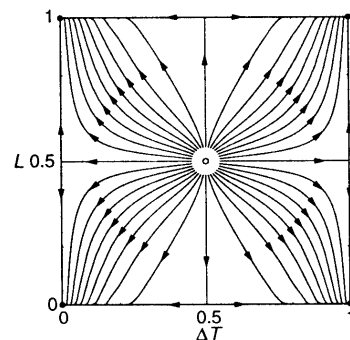


Fig. 5: Phase diagram of the periodic two-layer system. Open circle denotes source point and closed circles sink points.

Fig.1 の A-D での状況はこの 2 層の設定に近い。A-D それぞれの境界面をはさんでの密度差の時間発展と、初期に同じ厚さの層から始めた周期的 2 層モデルの解析解とを比較したものが Fig. 6a である。

5.2 周期的な 3 層モデル

一方、Fig.1 の a,b の状況は、ある 1 つの層が上下から似たような層によってはさまれた 3 層構造になっている。簡単のため周期的な 3 層 (ただし中央以外の 2 つの層は常に同じ厚さであると仮定する) を考えると、2 層の場合と同様に 2 変数で表わされる。

Fig.1 の a,b での中央の層の厚さの時間発展と、周期的 3 層モデルの解析解を比較したものが Fig. 6b である。

式 (3),(4) に出てくる比例係数は周期的 2 層モデル、3 層モデルの両方で同じ値を用いるように最小二乗法で定めた。いずれも数値実験の結果と単純化モデルの解の時間変化は非常に良く一致している。このことは、層の合併が本質的にエントレインメントでコントロールされるとした仮定を支持している。

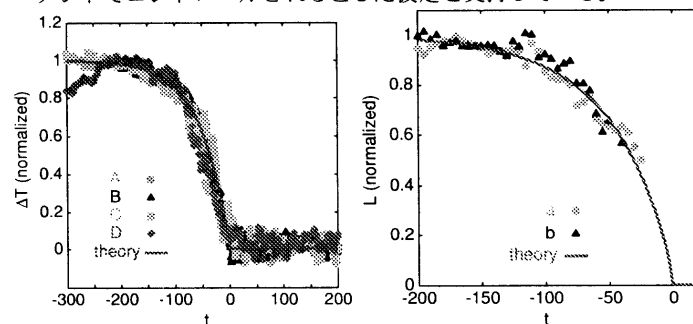


Fig. 6: Time evolutions of a) temperature gap between above and below the interface, and b) layer thickness. Symbols are the same as in Fig. 1.

6. 結論

拡散型対流によって生ずる多層対流系の時間発展について調べた。数値実験の解析から、層境界面の移動と消長は対流ブリュームが境界面に衝突するときの乱流エントレインメントに支配されることが示唆された。このメカニズムにもとづいたメカニスティックなモデルを作成したところ、層構造の合併過程をよく再現することが分った。

引用文献

- 1) G. Veronis: *J. Marine Res.* **23** (1965) 1.
- 2) 野口 尚史・新野 宏: 日本流体力学学会年會 2000 講演論文集 (2000) 405.
- 3) 野口 尚史・新野 宏: 日本流体力学学会年會 2001 講演論文集 (2001) 511.
- 4) S. Neshyba, V. T. Neal & W. Denner: *J. Geoph. Res.* **76** (1971) 8107.
- 5) R. I. Tait & M. R. Howe: *Deep-Sea Res.* **15** (1968) 275.
- 6) P. F. Linden: *Deep-Sea Res.* **23** (1976) 895.