

二成層場および連続成層場における熱塩対流に関する研究

THERMOSOLUTAL CONVECTION IN TWO-LAYERED AND CONTINUOUSLY STRATIFIED SYSTEMS COMPOSED OF HEAT-SALT COMPLEX

室田 明*・道奥 康治**

By Akira MUROTA and Kohji MICHIOKU

In order to study the mass transport process produced by the thermal convection, the thermosolutal convection in the two-layered and continuously stratified systems composed of heat-salt complex is investigated, experimentally and theoretically. Our preceding results, i.e., the stability criterion for the system with arbitrary distribution profiles of two density components and the evaluation of the diffusive and convective components of the heat-salt flux across the density interface, are introduced to develop the numerical model for the mixing process. The numerical results agrees well with the experimental data. In addition, the transforming process on the internal energy into the potential energy through the vertical mixing is quantitatively understood.

1. 序 論

(1) はじめに

湖沼・貯水池の水質保全は利水システム運営上必須の条件である。こうした停滞水域では移流と乱れの効果が低減するため水温成層が発達し鉛直方向の運動を抑制したり、逆に熱対流により鉛直混合が促進される等、熱エネルギー収支が水質輸送に支配的な影響力をもつ。近年、貯水池水温成層場を有限差分分割する数理モデルにより生物的・化学的および物理的水質指標の動態を推定する予測手法が確立されつつあるが移流効果に重点を置いた解析が主体であり水表面熱収支や冷水塊の流入によって生ずる熱対流混合過程を陽に考慮したものは数少ない。

熱対流がもたらす成層場での水質混合は2つの過程から成るといえよう。1つは温度密度転倒による静的不安定を解消する対流混合過程であり、もう1つは対流層と周囲流体との間で生ずる連行過程である。前者の場合、対流層厚さや混合量は、混合前後の熱量を保つように密度転倒領域を等温層に置換することによって容易に評価される。これに対し後者の場合は対流運動が引き起こ

す密度界面での乱れ渦が混合の担い手であり、連行量は乱れ特性量を把握することによってのみ評価され得る。しかしながら、後者の過程は水質の鉛直輸送促進に大きく貢献するにもかかわらず、現時点においてはそれほど多くの研究成果があるとはいがたい。

そこで本研究では一様に混合した対流層と明瞭な界面連行現象がともに観察される場として熱塩対流場を対象とし、熱と水質の輸送機構を基礎的に理解することを試みる。熱塩成層場においては熱と塩分濃度の拡散性の違いから二重拡散現象とよばれる特有の拡散形態を呈することが知られている¹⁾。これは直接的には海洋微細構造の形成や貯水池・湖沼の深層部での緩やかな鉛直混合に貢献するといわれており²⁾、拡散係数の増大としてしかこれまで評価されていなかった不明確な混合現象の実態の一部を説明し得るものとして研究が積み重ねられてきた。二重拡散現象自体は熱と物質の拡散性が異なること・物質濃度が密度差に寄与することなど特殊な条件を必要とし、湖沼・貯水池の表面混合層内の熱対流によつて生起する主躍層面での水質混合と直接相似するものではないが、対流の発生・対流層境界での乱れによる水質混合過程、熱エネルギーから物質輸送をもたらす仕事量への変換過程等個々の基礎過程は実水域と相似な現象であり、これらを把握することは水質輸送量を評価するう

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科
(〒565 吹田市山田丘2-1)

** 正会員 工修 大阪大学助手 工学部土木工学科(同上)

えできわめて重要であると考えられる。

(2) 既往の研究

熱対流による連行過程に重点を置き、しかも連行量の定量評価を行った研究はきわめて数少ない。Deardorff ら (1980)³⁾ は安定な水温成層を底面から加熱する実験において、対流層上端での連行 (Entrainment)・逆連行過程 (Detrainment) の存在を確認し、これらが鉛直混合に及ぼす重要性を示唆している。Denton ら (1981)⁴⁾ は Deardorff らの実験観察をもとに対流層上端での連行過程を組み込んだ対流混合層のモデル化を行っている。

一方、熱塩対流に関する研究の流れは大きく 2 つに分けられよう。1 つは二重成層場の安定・不安定問題に関する研究であり、Baines & Gill (1969)⁵⁾ の研究を始めとして種々の二重成層に対する安定限界条件が得られている。他の 1 つは混合過程に関するものである。Turner (1965)⁶⁾ は塩分二成層界面での熱・濃度の輸送量を定量的に評価した。Shirtcliffe (1968)⁷⁾ は線形分布を有する塩分濃度成層を底面から加熱する実験を行い、Rayleigh-Taylor 不安定の断続的な発生によって多段階密度構造が発達していく過程を実験的に明らかにしている。Huppert ら (1979)⁸⁾ は以上の成果を組み入れた解析モデルを開発している。玉井ら (1982)⁹⁾ は貯水池の濁度成層化を想定して熱-濁度成層場で生ずる混合過程を熱-塩の場合と比較し本質的に両者に差異のないことを示すとともに、対流層の発生条件等に関し興味ある成果を得ている。Delnore (1980)¹⁰⁾ は海洋混合層の数値モデルに熱塩対流効果を組み入れることによって予測結果が改善されることを示している。

(3) 本研究の概要

著者らは先に、任意の温度・濃度分布を有する二重成層場での対流発生限界を理論的に誘導し、模型実験によってその妥当性を検証している¹¹⁾。また塩分二成層での熱対流の実験において界面変動の特性を明らかにし、連行速度の定量的評価を行っている¹¹⁾ (以下文献 11) を論文-I と記す)。本研究は以上 2 つの成果を基盤として底面から加熱された塩分二成層場および連続成層場での熱対流混合過程の変遷に関する数値解析を行い、実験結果との比較検討を行うとともに成層場のエネルギー収支に関する考察を加えたものである。

2. においては実験方法と条件を記す。

3. では二層系での対流混合を論ずる。まずエネルギー方程式から多層系での対流代表速度を誘導し、これを二層系に適用して連行係数とリチャードソン数の関係を明らかにする。実験より得られた連行量・拡散量の輸送則から、上・下層の温度・濃度・体積の経時変化を再現し、実験値との比較によって輸送則の妥当性を検証する。

4. では連続成層系での対流混合を論ずる。任意の分布形状を呈する二重成層場の安定限界条件と二層系での輸送則をもとにして、線形および一般的な分布形を有する連続濃度場の鉛直混合過程を推定し実験結果との比較を行う。また熱エネルギーが鉛直混合を経て場のポテンシャルエネルギーへと移行する過程についての考察を行う。

5. では本研究で得られた成果を要約し著者らの見解を付す。

2. 実験方法および実験条件

実験水槽は図-1 に示すように横 20 cm、奥行 8 cm、高さ 40 cm、側壁厚さ 2 cm の透明アクリライト製鉛直一次元水槽である。二成層は所定水深の淡水の底部に塩

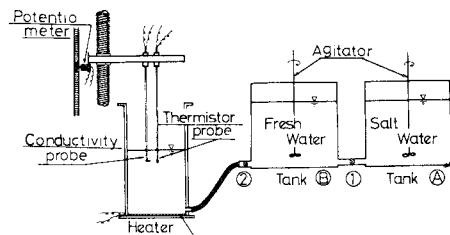


図-1 実験装置

表-1 二層系の実験条件

CASE	h_2 (cm)	h_1 (cm)	S_2 (%)	F_{T0} (cm^2/s)	Symbol
TL1	5.1	14.9	0.453	0.0567	○
TL2	7.5	12.5	0.473	0.0528	△
TL3	9.9	10.1	0.461	0.0564	⊕
TL4	12.6	7.4	0.500	0.0525	●
TL5	15.1	4.9	0.427	0.0567	●
TL6	5.0	15.0	0.217	0.0508	◇
TL7	7.5	12.5	0.307	0.0513	◆
TL8	10.0	10.0	0.227	0.0575	◆
TL9	15.1	4.9	0.246	0.0568	◆

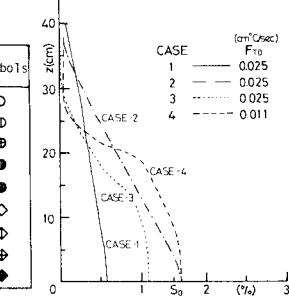


図-2 連続成層場の実験に用いた初期濃度分布 $S_0(z)$ と底面加熱度 F_{T0}

水を徐々に流入させることによって作製される。連続成層は塩水・淡水供給水槽のバルブ開度を適宜調節し混合濃度が連続的に変化したものを流入させることによって所定の分布形が作製される。熱対流はいずれの場合も水槽底面に設置したシリコンラバーヒーターによって発生させる。温度・塩分濃度はおのおのサーミスタおよび電導度計を用いて測定しその鉛直分布形を連続記録する。

表-1 に二層系の実験条件を示す (論文-I の再表示)。

図-2 に連続成層系の初期濃度分布 $S_0(z)$ および底面加熱度 F_{T0} を示す。

3. 塩分二成層場における熱対流過程

熱塩対流の特徴は一様に混合した対流層と明瞭な密度

境界面が形成される点にある。したがって、熱・濃度の鉛直輸送量は境界面での輸送量を把握することによって評価される。ここではその単純化された場として二成層場を対象とする。

(1) 対流層代表速度の評価

対流による鉛直輸送量を評価するためには対流層の長さ・速度に関する代表スケールを規定しなければならない。一様に混合した対流層に対しては層厚が長さスケールとして適しているよう、速度スケールとして論文-Iにおいては、簡単なエネルギー的考察のもとに二層系での対流代表速度の導出を試みた。本節では一般性を失わず、後章の議論に拡張できるように、図-3に示す多段階対

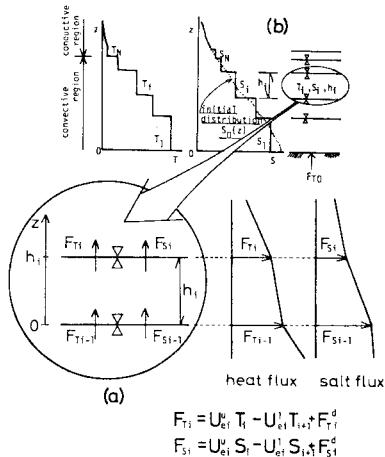


図-3 多層系および対流層の模式図

流層内の代表速度を成層場のエネルギー方程式から導出する。同図中 \$h_i\$ は下から第 \$i\$ 番目の対流層の層厚、\$F_{ti}\$、\$F_{si}\$ はおのおの密度界面での熱および濃度フラックスである。各物理量の鉛直方向の変化のみ考慮して温度・濃度および乱れ運動エネルギーに関する保存則はおのおの次のようになる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + w \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w'} T') = \kappa_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + w \frac{\partial S}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{w'} S') = \kappa_S \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{c^2}{2} \right) &= - \bar{w'} w' \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\bar{w'} \left(\frac{p'}{\rho} + \frac{c^2}{2} \right) \right] \\ &\quad - \frac{\bar{w'} \rho'}{\rho_0} g - \epsilon \end{aligned} \quad (3)$$

また、状態方程式は

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T + \beta S) \quad (4)$$

である。ここに \$t\$ は時間、\$z\$ は鉛直方向座標、\$\rho \cdot \rho_0\$ はおのおの密度およびその基準値、\$p\$ は圧力、\$u \cdot w\$ は水平・鉛直方向流速、\$T \cdot S\$ は温度・濃度であり、prime

はこれらの変動量であることを示す。\$\alpha \cdot \beta\$ はおのおの温度・濃度を密度に換算する係数、\$\kappa_T \cdot \kappa_S\$ はおのおの熱・濃度の拡散係数、\$c^2 = u'^2 + w'^2\$、\$g\$ は重力加速度、\$\epsilon\$ は逸散量、\$-\$ は時間平均操作を意味する。

ここで以下のようない仮定を設ける。

(Ⅰ) 各対流層内では一様に混合しておりその温度・濃度をそれぞれ \$T_i\$、\$S_i\$ とする。また分子拡散は無視できる。すなわち、\$\partial T / \partial z = \partial S / \partial z = 0\$、\$\partial T_i / \partial t = dT_i / dt\$、\$\partial S_i / \partial t = dS_i / dt\$、\$\kappa_T (\partial^2 T / \partial z^2) = \kappa_S (\partial^2 S / \partial z^2) = 0\$ が成立する。

(Ⅱ) 亂れエネルギーの時間変化率は小さく \$(\partial / \partial t) \cdot (c^2 / 2) = 0\$ とおける。

(Ⅲ) 速度せん断はない。\$\partial u / \partial z = 0\$。

以上の仮定を用いてまず式(1)、(2)を図-3に示す境界条件のもとに積分すれば次式が得られる。

$$\bar{w'} T' = (F_{ti} - F_{ti-1}) z / h_i + F_{ti-1} \quad (5)$$

$$\bar{w'} S' = (F_{si} - F_{si-1}) z / h_i + F_{si-1} \quad (6)$$

したがって対流層内の熱・濃度輸送量は図-3(a)に示すように直線分布を呈する。一方、式(4)を用いて式(3)を混合層内で積分すれば次式が得られる。

$$\begin{aligned} \left[\bar{w'} \left(\frac{p'}{\rho_0} + \frac{c^2}{2} \right) \right]_0^{h_i} + \int_0^{h_i} (\beta \bar{w'} S' - \alpha \bar{w'} T') g dz \\ + \int_0^{h_i} \epsilon dz = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

ここでエネルギーの発生量と逸散量は対流運動エネルギーに比例する——\$(G+D) \propto U_n^3\$——と仮定し^[12]式(7)に式(5)、(6)を代入すれば対流層代表速度 \$u_n\$ は次式のように求められる。

$$U_n^3 = C [(\alpha (F_{ti} + F_{ti-1}) - \beta (F_{si} + F_{si-1})) g h_i] \quad (8)$$

ここで、\$C\$ は定数であり熱対流での速度スケールとの対応性を勘案して \$C=1\$ とおく。式(8)は4.において連続成層系での鉛直対流の評価に際し必要となる。

式(8)を二層系に適用すれば上・下層内の対流代表速度はおのおの次式のようになる。

$$U_{n1} = C [(\alpha (F_{t0} + F_{t1}) - \beta F_{s1}) g h_1]^{\frac{1}{3}} \quad (\text{下層}) \quad (9)$$

$$U_{n2} = C [(\alpha F_{t1} - \beta F_{s1}) g h_2]^{\frac{1}{3}} \quad (\text{上層}) \quad (10)$$

ここで \$F_{t0}\$ は底面からの熱供給量 \$(\text{cm}^3/\text{s})\$ である。\$U_{n1}\$ に関しては論文-Iと同じであり \$U_{n1}\$ については多少異なる結果である。上式は浅枝らが求めた結果^[13]と等価なものとなる。

(2) 連行係数

図-3中の第 \$i\$ 番目対流層内の体積・温度・濃度に関する保存式は次式のように表わされる。

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} h_i \\ h_i T_i \\ h_i S_i \end{bmatrix} =$$

$$\left[\begin{array}{l} U_{ei-1}^u - U_{ei}^u - U_{ei-1}^t + U_{ei}^t, \\ U_{ei-1}^u T_{i-1} - U_{ei}^u T_i - U_{ei-1}^t T_i + U_{ei}^t T_{i+1} \\ + F_{ni-1}^q - F_n^q + F_m \delta_{ii}, \\ U_{ei-1}^u S_{i-1} - U_{ei}^u S_i - U_{ei-1}^t S_i + U_{ei}^t S_{i+1} \\ + F_{si-1}^q - F_{si}^q. \end{array} \right] \dots \dots (11)$$

ここで d/dt は時間微分, U_{ei}^u, U_{ei}^t は第 i 界面でのおのの上方方向・下方向連行速度, F_n^q, F_{si}^q はおのの分子拡散による熱・濃度フラックス, δ_{ii} はクロネッカーデルタを表す。上式を二層系に適用し層厚・温度・濃度の実測値から上・下方向連行速度 U_e^u, U_e^t を求めた結果の一例を図-4 に示す。底面からの熱浮力供給によって界面での静的安定度 $R_o = \Delta\rho_s / \Delta\rho_t$ ($\Delta\rho_t$ は界面での温度密度差, $\Delta\rho_s$ は濃度密度差) が減少し界面変動が増大する結果、図に示すように連行速度が時間とともに急速に増大する。以上のように求めた U_e^u, U_e^t を式(9), (10) の代表流速 u_{∞}, u_{τ} を用いて無次元化し連行係数 $E^{u0} = U_e^{u0} / u_{\infty 12}$ とリチャードソン数 $R_i^{u0} = \epsilon g h_i / u_{\infty i}^2 (\epsilon = (\Delta\rho_s - \Delta\rho_t) / \rho_0)$ の関係として整理したものが図-5 で

ある。 $u_{\infty 2}$ に関する図-5(a) は論文-I の再図化である。図-5(b) についても値および傾向ともほとんど差異はなく論文-I で論じた界面変動特性に関する結果に本質的な変化は与えない。

図-5(a), (b) の最確値としてほぼ次式の関係を得る。

$$E = U_e / u_{\infty 1} = 0.02 R_i^{u0}^{-1} \dots \dots \dots (12)$$

ここで熱対流による混合効果と機械的擾乱である風による混合効果を比較することは、混合現象のモデル化という实用工学的見地からは興味深い問題である。

そこで塩分二層系での風による鉛直混合に関する W_u (1973) の実験結果¹⁴⁾

$$U_e / u_* = 0.234 R_{i*}^{-1} \dots \dots \dots (13)$$

と式(12)の比較を行う。上式中、 $R_{i*} = \epsilon g h / u_*^2$ は摩擦速度 u_* に関するリチャードソン数である。式(12), (13) から求められる U_e をそれぞれ等置して対流速度 u_r と摩擦速度 u_* 間の換算係数 $\eta = u_r / u_*$ を求めれば $\eta = 2.3$ が得られる。これは Zeman ら (1977)¹⁵⁾ が半理論的に求めた値ときわめてよく一致しており、また u_r が

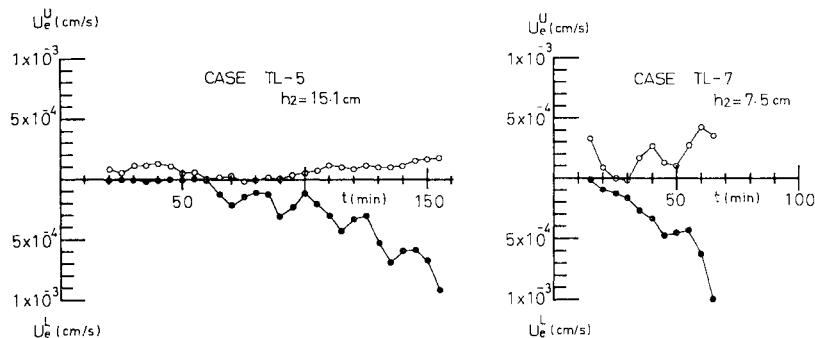
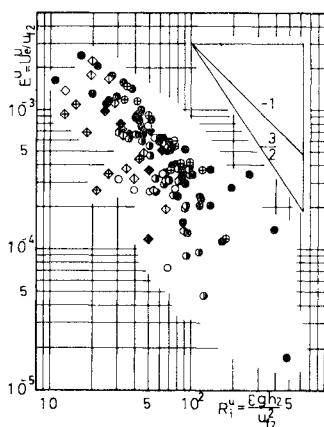
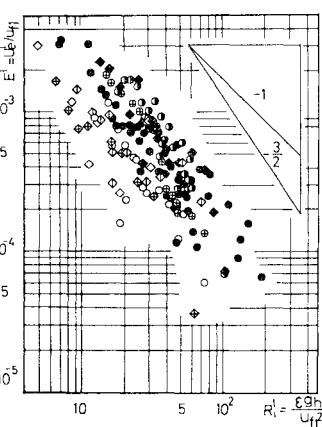


図-4 連行速度の時間変化の例 (Case TL-5, 7)



(a) 上向き連行



(b) 下向き連行

図-5 連行係数とリチャードソン数の関係

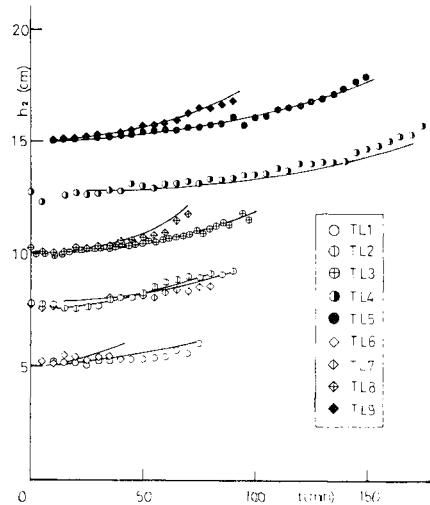


図-6 界面位置の時間的変化

u_* に比べて 2 倍強の混合能力を有することを示し、興味深い結果である。

(3) 热塩二層系での鉛直混合過程の推定

热塩成層界面では連行に加えて拡散による輸送過程が存在する。これは実験より、連行速度と同時に算出され、次式のように表わされる¹¹⁾。

$$F_{si}^d/F_{rp} = \begin{cases} \frac{4.9(R_{\rho_t}-1)}{R_{\rho_t}-0.59} R_{\rho_t}^{2.8} & (1 \leq R_{\rho_t} \leq 2.8) \\ 4.0 R_{\rho_t}^{2.8} & (2.8 \leq R_{\rho_t}) \end{cases} \quad \dots(14)$$

$$\beta F_{si}^d/\alpha F_{ri}^d = 0.15$$

ここで F_{rp} は界面と同じ温度差を有する伝導板での熱フラックスの理論値である。

本節では式 (12), (14) で与えられる輸送則を式 (11) に適用して、まず二層系での変遷過程を再現し、実験値との比較を行うことによって輸送則の精度と妥当性を確認する。ほぼ明瞭な密度界面が形成された時刻の諸量を初期値として式 (11) を数値積分する。

図-6 は界面位置 (下層厚さ)、図-7 は上・下層の温度 T_i 、濃度 S_i ($i=1, 2$)、図-8 は界面での温度密度差 $\Delta\rho_T$ 、濃度密度差 $\Delta\rho_S$ 、ならびに界面での静的安定度 $R_\rho = \Delta\rho_s/\Delta\rho_t$ の時間変化をそれぞれ示す。図中、各記号が実験値、各曲線が計算による再現値である。成層浸食による界面位置の変化は連行輸送量のみによって、温度・濃度の変化は連行と拡散輸送量の両者によってもた

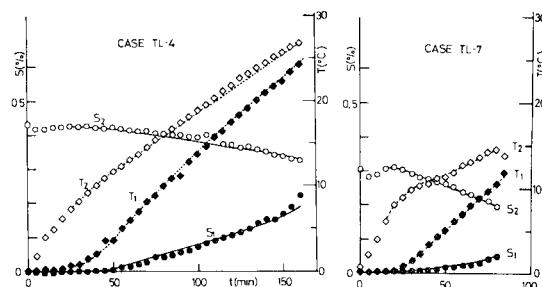


図-7 上・下層内の温度・濃度の時間変化の例 (TL-4, 7)

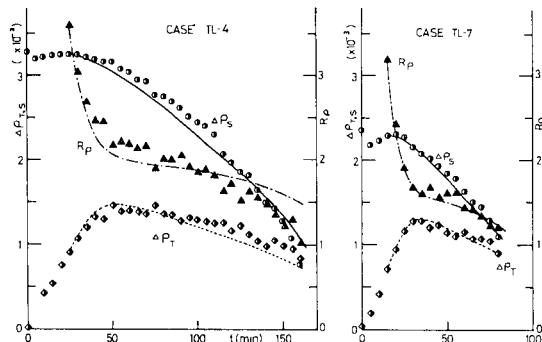


図-8 界面での温度密度差 $\Delta\rho_T$ 、濃度密度差 $\Delta\rho_S$ 、界面安定度 $R_\rho = \Delta\rho_s/\Delta\rho_t$ の時間変化の例 (Case TL-4, 7)

らされるが、そのいずれもが精度よく再現されている。これより熱塩密度界面においては式 (12) の連行量と式 (14) の拡散量という 2 つの輸送過程から成るという輸送則の妥当性が裏づけられる。

4. 連続濃度成層場における熱対流過程

二層系での混合現象に関する知見と二重成層場での安定性解析に関する成果をもとに連続成層場での鉛直混合について論ずる。実験は二層系の場合と同様に底面から安定な成層を加熱することによって行う。実験条件は図-2 に示されたように、従来対象とされてきた一定の濃度勾配をもつ線形密度場に加えて、半水深付近に 1 つの変曲点を有する tanh-型関数形の濃度場を対象とする。後者は水深方向に勾配が変化する点と線形密度場に比べてより安定な分布形である（ポテンシャルエネルギーが大きい）という特徴をもつ一般的な濃度場として設定された。

(1) 数値解析法

連続成層系を底面加熱した場合に形成される多段階密度構造を図-3(b) のように理想化してその発達を論じた Huppert ら (1979) の混合層モデル⁸⁾に対し、著者らの研究成果および本研究独自の修正を加えて成層場の混合過程の推定を行う。Huppert らのモデルは図-3(b) に示すように対流層群から成る階段状構造部とその上方の熱拡散領域とから成り、これらの境界である対流層上端部において密度ジャンプが 0 すなわち

$$\Delta\rho_N = \beta(S_N - S_0(d_N)) - \alpha T_N = 0 \dots(15)$$

という条件を課して熱塩成層場の発達を推定するものである。ここで $d_N = \sum_{i=1}^N h_i$ は対流層上端の高さである。本章で述べる数値計算法はこれに加えて以下の設定を行う。

(i) 各密度界面に式(12), (14) の輸送則を導入し、式 (11) を各層に適用して層厚・温度・濃度の時間的変化を計算する。連行速度は拡散輸送量を式 (14) によって求めた後、式 (12) を $i=1, N-1$ の各界面で連立させて解くことにより得られる。対流層代表速度としては式 (8) を用いる。

(ii) 対流層上方の領域の温度変化は熱拡散方程式を解いて得られ、濃度は初期の値を保つとする。温度場が次式で与えられる限界条件を満足したとき、新たな対流層が最上対流層直上に瞬時に形成されるとする。

$$\lambda = R_T / R_{TC} \geq 1 \dots(16)$$

ここで R_T , R_{TC} は図-9 に示すように熱拡散領域内の安定性を吟味する範囲 d に対する温度レイリー数とその限界値であり、それぞれ次のように与えられる¹¹⁾。

$$R_T = \alpha \Delta T g d^3 / \kappa_T \nu \dots(17)$$

$$R_{rc} = \frac{(1+\tau/P_r) < \sin^2 \pi z_1 \cdot g(z_1) >}{(1+1/P_r) < \sin^2 \pi z_1 \cdot f(z_1) >} \cdot R_s + \frac{27(P_r + \tau)(\tau + 1)\pi^4}{8P_r < \sin^2 \pi z_1 \cdot f(z_1) >} \quad \dots \dots \dots (18)$$

ここで、 ν は動粘性係数、 $\Delta T(d)$ 、 $\Delta S(d)$ はおのれの d に対応する熱拡散域での温度差および濃度差、 $\tau = x_s/x_T$ はルイス数、 $\sigma = \nu/x_T$ はプラントル数、 $z_1 = z/d$ は無次元鉛直方向座標、 $f(z_1) = -(d/\Delta T) \cdot (dT/dz_1)$ は無次元温度勾配、 $g(z_1) = -(d/\Delta S) \cdot (dS_0/dz_1)$ は無次元濃度勾配、 $R_s = \beta \Delta S g d^3 / x_s \nu$ は濃度レイリー数である。また $< > = \int_0^1 dz_1$ である。

(iii) 発生した対流層の厚さの初期値は $R_T = R_{rc}$ を満足する d に等しいとし、その温度・濃度はそれぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} h_{N+1} &= d, \quad T_{N+1} = \frac{1}{d} \int_{d_N}^{d_{N+1}} T(z) dz \\ S_{N+1} &= \frac{1}{d} \int_{d_N}^{d_{N+1}} S_0(z) dz \end{aligned} \right| \dots \dots \dots (19)$$

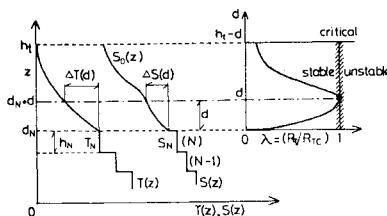
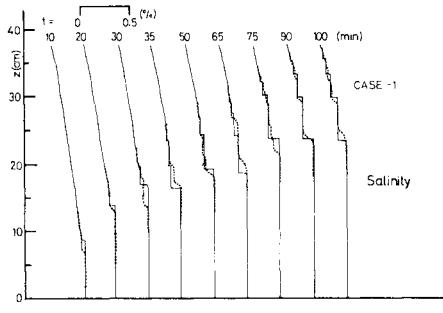
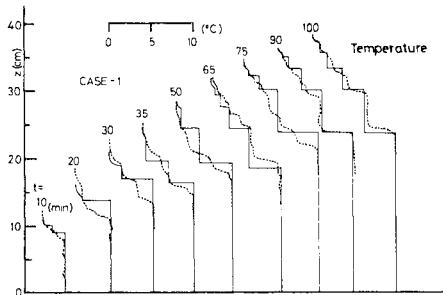
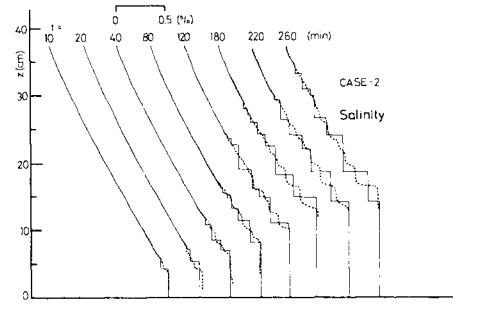
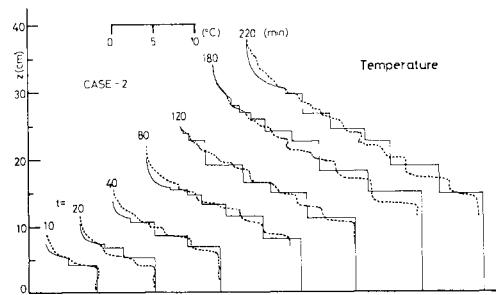


図-9 不安定限界時の $\lambda=R_T/R_{rc}$ と d の説明図



(a) Case 1



(b) Case 2

図-11 溫度・濃度分布の時間的変化（線形濃度の場合）

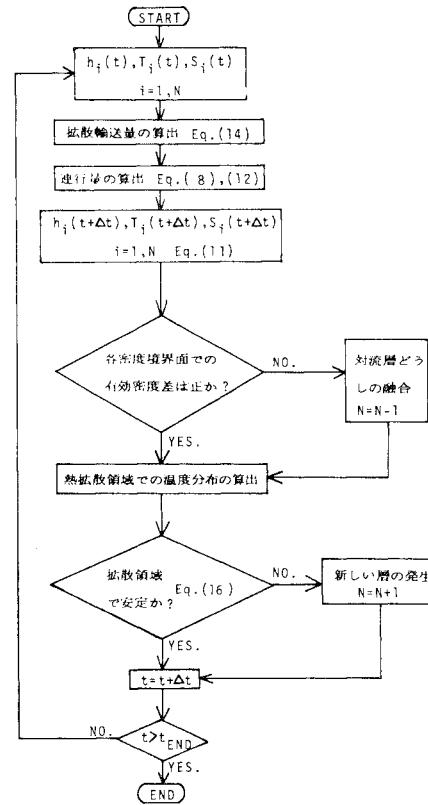


図-10 計算の流れ図

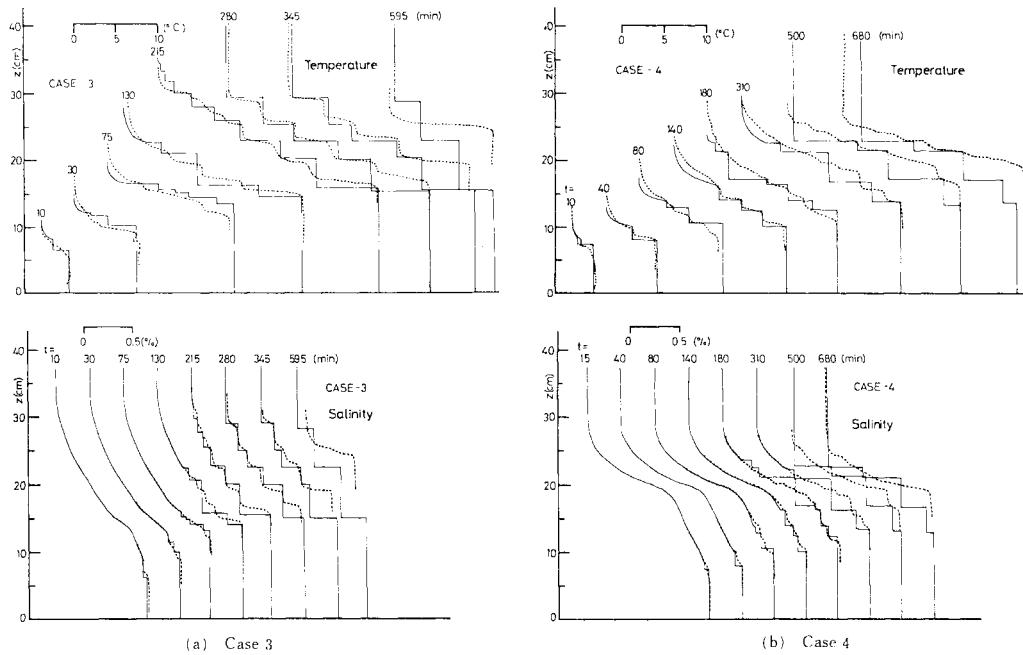


図-12 温度・濃度分布の時間的変化（変曲点を有する場合）

以上の設定のもとに各対流層の保存式と熱拡散方程式をそれぞれ数値積分していくば、熱塩成層場の発達を推定することができる。図-10に計算の流れ図を示す。

(2) 実験結果と計算結果の比較検討

図-11は初期濃度分布がほぼ一定勾配を有する場合(Case 1, 2)の温度・濃度分布の時間的変化を、図-12は変曲点をもつ場合(Case 3, 4)のものを示す。いずれも点線が測定値、実線が数値計算値である。なお密度境界面には対流層厚の0.1倍のオーダーの波高を有する内部波が絶えず生長しており¹¹⁾、同図中に示す実測値はこの程度の変動も反映した鉛直分布形の瞬間値である。

まず線形濃度場のケースにおいてはCase 1, 2とも加熱度はほぼ等しいが、初期濃度勾配はCase 1において、より小さいため対流層上端の上昇がより早く、また全層混合に至るまでの時間は短いことがわかる。下方の層では密度境界面での有効密度差が減少するため対流層どうしの融合を繰り返しながら層厚が増大する。

一方、変曲点を有するCase 3, 4においては対流層上端が中央の密度変曲点付近に達すると発達速度が減退し、下部層での蓄熱量が増加する。変曲点付近では濃度勾配が最大であるため、温度による不安定密度勾配は式(16)～(18)で与えられる不安定限界に至るまで増加し続ける。この場合、熱拡散域においては温度・濃度分布とともに曲率が大きくなるため線形分布を仮定した従来の安定性解析では対流層発生を正確に評価することはでき

なくなる。これに対し、本解析では温度・濃度分布形を考慮に入れた限界条件を用いることによって、変曲点付近から水槽上端に至るまでの大きな対流層の発生が実験値とよく対応して再現されている。全水深にわたって対流層が形成された後は、層数がだいに減少してゆき濃度勾配最大値付近において1つの界面が残り、二層系が形成されることが実験値よりわかる。同図には示さないが、その後、二層系の実験と全く同様の変遷過程をたどり、最終的には全層一様に混合する。

いずれのケースも実験値については鉛直上方に向かうほど、視覚的には界面の存在が認められるものの、分布形に現われる階段構造が不明瞭となる。これは上部の対流層では温度差と層厚が小さいため、層内が十分一様に混合されるほど対流運動が活発ではないことに起因していると考えられる。これに対し、計算モデルにおいては各対流層の規模にかかわらず、すべての層に対して二層系での輸送則を適用しているため、計算値と実験値との差異が上方において特に大きいと考えられる。以上のようなモデルの適用限界があることから多層系においても二層系と同じ程度の精度で混合現象を再現することは困難であろうが、対流層厚・温度・濃度のいずれについても比較的正しく推定されているといえよう。なお、Case 3, 4の後半において実験値と計算値の適合度が劣る理由としては、Case 1, 2に比べて長時間の実験であるため、その間所定の実験条件に制御することが困難となり側壁・上端からの熱損失の評価が時間とともに不正

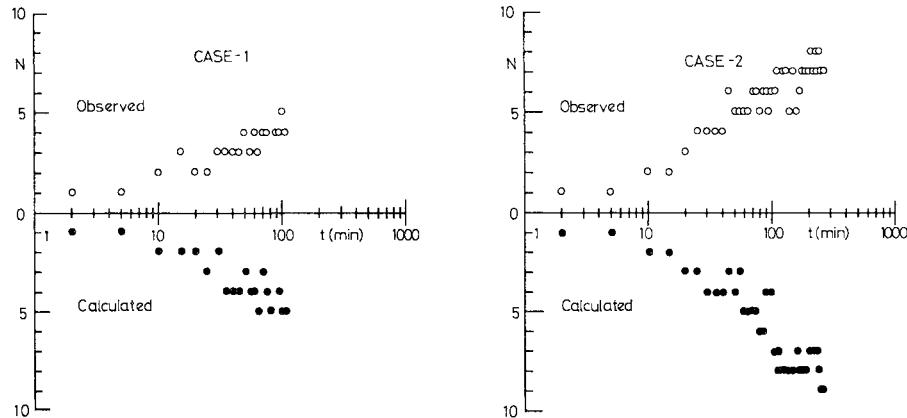


図-13 対流層数の時間的変化（線形濃度分布の場合）

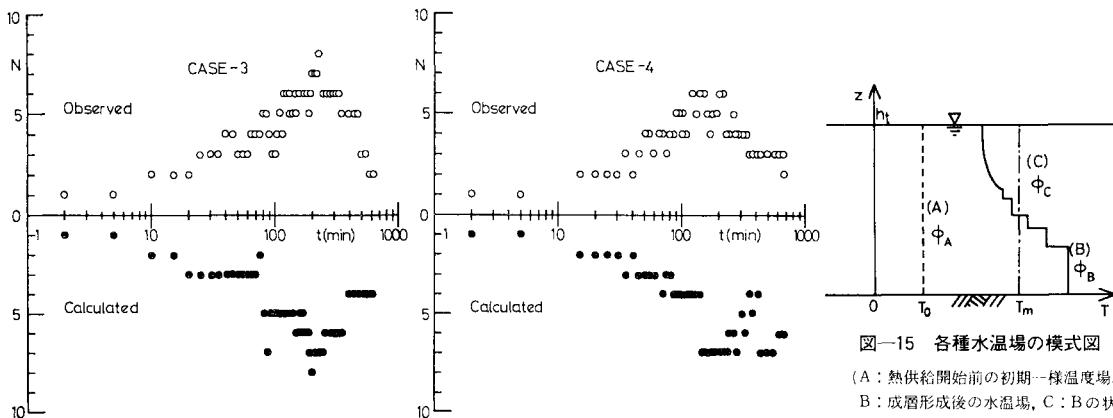


図-14 対流層数の時間的変化（変曲点を有する場合）

確になることが考えられる。

図-13, 14 は対流層数の時間的変遷である。白抜きの記号が実験値、黒塗りの記号が計算値を示す。層数は、熱拡散域での不安定に続く対流層の発生によって増加し、対流層どうしの融合によって減少する(図-10 参照)。対流層の発生頻度と融合頻度はともに実験値と計算値でよく対応しており、安定限界条件と熱塩輸送則とがそれぞれ妥当であることが認識される。初期濃度分布が線形の場合には Huppert ら (1979)⁸⁾ が示したようにほぼ時間の 1/2 乗に比例して層数が増大する。変曲点を有する Case 3, 4 においては対流層上端が水槽上端に達した後も実験を継続している。この場合、新たな対流層が発生することではなく、対流層の融合の繰り返しによって層数が減少する。

Huppert らの数値計算では計算値と実験値が合うよう に輸送量と安定限界値を定めているため任意性を含むが、本モデルでは運行過程を考慮した輸送則および分布形を考慮した安定限界値をそのまま用いてあらゆる分布

形に対する変遷をより正しく推定することが可能となつた。

(3) 热塩成層場のポテンシャルエネルギー

温度密度と濃度密度がもたらす成層場のポテンシャルエネルギー(以下、P.E. と略す)をそれぞれ評価し、系外から供給された熱的内部エネルギーがいかなる推移を経て成層場の P.E. として蓄えられるかを考察する。

温度・濃度・体積の保存を考慮すれば、加熱開始前の状態からの温度密度場の P.E. の増分 $\Delta\phi_T$ 、および濃度密度場の P.E. の増分 $\Delta\phi_S$ はおのおの次式のように定義される。

$$\Delta\phi_T = \int_0^{h_t} \rho_0 \alpha g |T(z, t) - T_0| (h_t - z) dz \dots\dots\dots (20)$$

$$\Delta\phi_S = \int_0^{h_t} \rho_0 \beta g |S(z, t) - S_0(z)| z dz \dots\dots\dots (21)$$

ここで T_0 は初期水温である。いま、温度密度場に関して図-15 に模式的に示すような 3 つの状態、すなわち、A：熱供給開始前の初期一様水温場、B：成層形成

後の水温場, C:B の状態を断熱過程で完全混合した一様水温場, をそれぞれ想定し, 各状態での温度に起因する P.E. を ϕ_A , ϕ_B , ϕ_C とおく.

定義より $\Delta\phi_T = \phi_B - \phi_A$ である。このうち、

は熱供給に伴う平均温度の上昇による P.E. の増分である。したがって $\Delta\phi_T$ と $\Delta\phi_{T_1}$ の差

$$\Delta\phi_{r2} \equiv \Delta\phi_r - \Delta\phi_{r1} = \phi_B - \phi_C$$

$$= \int_p^{h_t} \rho_0 a g \left(\frac{h_t}{2} - z \right) T(z, t) dz \dots \dots \dots (23)$$

が温度成層化がもたらす不安定性の尺度となる。

式(22), (23)からわかるように $\Delta\phi_{T1}$, $\Delta\phi_{T2}$ の正負は熱供給の形態によって表-2のようになる。 $\Delta\phi_{T1}$ の

表-2 热供給の形態と温度場の安定性との関係

熱供給の形態	$\Delta\phi_{r1}$	$\Delta\phi_{r2}$	温度勾配の形態
① 上 方 加 热	正	負	安 定
② 下 方 冷 却	负	负	安 定
③ 下 方 加 热	正	正	不 安 定
④ 上 方 冷 却	负	正	不 安 定

正負にかかわらず③, ④の場合, すなわち $\Delta\phi_{T_2} > 0$ のときにだけ不安定温度勾配を形成する. $\Delta\phi_{T_1}$ は, 結局, 静的な P.E. の変化分で, $\Delta\phi_{T_2}$ は成層の安定性と混合に直接関与する断熱的な P.E. の増分であるといえよう.

本実験における $\Delta\phi_1$, $\Delta\phi_{12}$ および $\Delta\phi_s$ の時間的変遷を図-16に示す。図中の曲線は前節での数値解析から得られた値である。さらに図-16から予想されるエネルギーの推移過程の模式図を図-17に示す。同図中、矢印の太さはエネルギー移行量の大きさを概念的に表わしている。両図の結果を総合すると以下のようである。

系外からの熱供給エネルギーの大半である E_1 は鉛直混合に関与することなく、そのまま $\Delta\phi_{t1}$ として蓄えられる。残りの部分 E_2 のうちの一部 ε_2 は対流運動エネルギーという形を介して、濃度場の P.E. の増分 $\Delta\phi_s$ に変換される。しかし E_2 の中の多くの割合を占める ε_1 なる量は濃度成層の安定効果のため、混合に貢献することを抑制され、 $\Delta\phi_{t2}$ として残存する。このことは図-16 に示されるように、成層度が強いあるいは加熱度が弱い実験ケースほど $\Delta\phi_s/\Delta\phi_{t2}$ が小さいことからも裏づけられる。その他、対流運動エネルギーのごく一部 ε_3 は粘性逸散を経て再び熱エネルギーに還元されようが、その

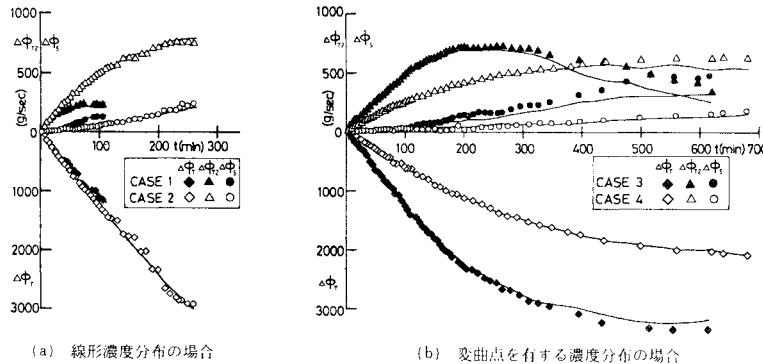


図-16 各種ポテンシャルエネルギーの時間的変化

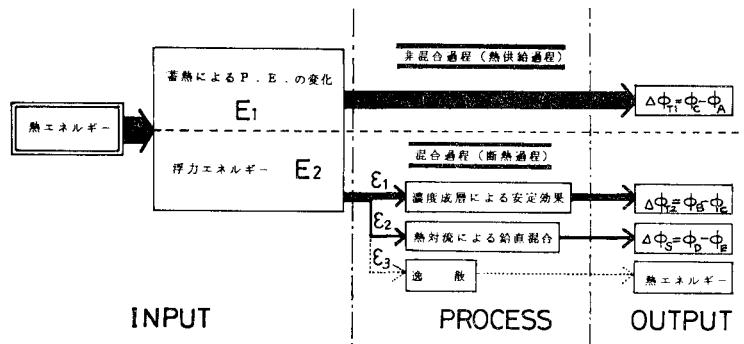


図-17 エネルギー推移過程の模式図

量は僅少であると予想される。

以上のように熱的内部エネルギーの移行過程の大容が理解されるとともに物質輸送に貢献するエネルギーの割合が定量的に把握された。

5. 結 論

本論文は熱対流が誘因となる鉛直混合に伴う物質輸送機構を調べるため、その1つの基礎的過程として鉛直一次元熱塩対流を対象とし、二成層場と連続成層場での熱対流過程を明らかにしたものである。

本研究で得られた主要な研究成果を要約すると以下のようになる。

(1) 成層場での乱れに関するエネルギー輸送方程式から多層系の対流層内代表速度を求めた。これを用いて熱塩二層界面での連行速度を無次元化し、リチャードソン数との関係を求めたところ論文-Iとほぼ同様の結果を得た。

(2) 热塩二層系で得られた輸送則を用いて混合過程の再現を行ったところ、体積・温度および濃度のいずれについても実験結果とのよい一致が得られた。これより鉛直輸送量が連行輸送量と拡散輸送量から成るとして評価された輸送則の妥当性が裏づけられた。

(3) 二層系での輸送則および任意の温度・濃度分布形を有する二重成層場の安定限界条件を基礎として、一般的な分布形を有する連続濃度場での熱対流過程を推定するモデル化を行った。その結果、温度・濃度分布および層数についてほぼ実験値を説明し得る解析結果が得られた。

(4) 温度密度・濃度密度の変化に起因するポテンシャルエネルギーをおのおの評価することによって熱エネルギーが熱塩成層場のポテンシャルエネルギーへと推移していく過程が理解された。また熱エネルギーのうち物質輸送に使われる仕事量が定量的に評価された。

参 考 文 献

- 1) Turner, J. S. : Buoyancy effects in fluids, Cambridge Academic Press, 1973, 367 p.
- 2) Fischer, H. B., et al. : Mixing in inland and coastal waters, Academic Press, 1979, 478 p.
- 3) Deadorff, J. W., G. E. Willis and B. H. Stockton : Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 100, pp. 41~64, 1980.
- 4) Denton, R. A. and Wood, I. R. : Penetrative convection at low Péclet number, *J. Fluid Mech.*, Vol. 113, pp. 1~21, 1981.
- 5) Baines, P. G. and Gill, A. E. : On thermohaline convection with linear gradients, *J. Fluid Mech.*, Vol. 37, pp. 289~306, 1969.
- 6) Turner, J. S. : The coupled turbulent transport of salt and heat across a sharp density interface, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 8, pp. 759~767, 1965.
- 7) Shirtcliffe, T. G. L. : The development of layered thermosolutal convection, *Int. J. Heat Mass transfer*, Vol. 12, pp. 215~222, 1968.
- 8) Huppert, H. E. and Linden, P. F. : On heating a stable salinity gradient from below, *J. Fluid Mech.*, Vol. 95, pp. 431~464, 1979.
- 9) 玉井信行・浅枝 隆・高橋由多加：熱的外乱により連続成層場に生ずる対流の特性について、土木学会論文報告集, 第323号, pp. 109~119, 1982.
- 10) Delnoe, V. E. : Numerical simulation on thermo-haline convection in the upper ocean, *J. Fluid Mech.*, Vol. 96, pp. 803~826, 1980.
- 11) Murota, A. and Michioku, K. : Stability and vertical mixing process in double-diffusive stratification system composed of heat-salt complex, *J. Hydroscience and Hydraulic Engineering*, Vol. 1, pp. 53~63, 1983. (論文I)
- 12) Kraus, E. B. : Modelling and prediction of the upper layers of the ocean, Pergamon Press, 1975, 325 p.
- 13) 浅枝 隆・玉井信行・阿部文彦：熱塩二重拡散系における対流の強度について、土木学会年次学術講演会講演概要集, 36, pp. 422~423, 1981.
- 14) Wu, J. : Wind-induced turbulent entrainment across a stable density interface, *J. Fluid Mech.*, Vol. 61, pp. 275~287, 1973.
- 15) Zeman, O. and Tennekes, H. : Parameterization of the top of the daytime atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 34, pp. 111~123, 1977.

(1983.9.19・受付)