

2 重拡散密度境界面における熱および 物質の輸送機構に関する研究

STUDY ON THE HEAT AND MASS TRANSFER AT THE DENSITY INTERFACE IN DOUBLE-DIFFUSIVE PROCESSES

浅枝 隆*・玉井信行**・尾崎晴男***

By Takashi ASAEDA, Nobuyuki TAMAI and Haruo OZAKI

1. はじめに

水に溶解したり、あるいは懸濁した物質によって、安定な成層が閉鎖的な水系にみられる場合がある。このような場において、大気への逆放射、伝導、蒸発によって熱を失い、熱的に不安定な状態になると対流による混合現象が生ずる。溶解もしくは懸濁した物質（以後“物質”とよぶことにする）が安定要因として、熱が不安定要因として働く混合は2重拡散現象の一種であり、近年盛んに研究が進められている。こうした現象は、当初、海洋や極地の湖において取り上げられてきたが、その後、環境問題と密接にかかわり合った問題として水理学の分野でも注目されてきている。

密度が鉛直方向に連続的に変化する安定な物質成層を下方から加熱、もしくは上方から冷却する場合の2重拡散現象の研究は、Turner, Stommel¹⁾, Turner²⁾, Huppert, Linden³⁾ 浅枝, 玉井⁴⁾らによって行われてきている。これらの報告によって、密度が一様な非常によく混合された層と、密度が不連続に変化する境界面とが交互に重なる階段状構造が形成されることが明らかになってきている。このような階段状構造が形成された後も不連続境界面を挟んで相接した混合層同士が合体することによる変化が続き、しだいに全層にわたって一様化されていく。したがって、系全体の組織的な混合の素過程を知るには、こうした不連続な2重拡散境界面を通過する物質および熱量を定量的に調べる必要がある。

Turner⁵⁾, Crapper⁶⁾, Marmorino, Caldwell⁷⁾, Murota, Michioku⁸⁾ らによる実験的な計測によれば、

(1) 境界面を通過するフラックスは上下間の物質に

よる密度差 $\beta\Delta S$ と温度による密度差 $\alpha\Delta T$ の比 R_ρ の関数として表わされる。ここに ΔS は上下層間の物質濃度差、 β はその密度寄与率、 ΔT は上下層間の温度差、 α は体膨張係数を表わす。

(2) 下層から上層への物質フラックス βF_S と熱フラックス αF_T の比は、 $R_\rho > 2$ の領域ではほぼ物質の分子拡散係数 κ_S と温度伝導率 κ_T との比の平方根に等しくなり、 $R_\rho < 2$ の領域では R_ρ の減少に伴い急増する。

ことが知られている。

一方、理論面では Linden⁹⁾, Linden, Shirtcliffe¹⁰⁾ らの研究がある。これらの解析では、 $R_\rho > 2$ の領域での混合の主因は境界面に生じた密度の逆転層が不安定になることと仮定している。この逆転層は物質と熱に関する分子拡散係数が異なるがゆえに出現するのである。一方、 $R_\rho < 2$ の領域においては界面が変動することによる流体塊の連行が加わると考えられている。こうして得られた結果は、従来得られてきた層平均量の実測結果には比較的良好一致するものの、たとえば解析モデル中に用いられている、単一の物質による成層流中における乱れによる連行現象の機構ですら明確になっていない現況のもとでは分子拡散による混合と流体塊の連行を分離して扱うことの妥当性を論ずることも不可能であり、概念モデルの作成と同時に、混合の機構をより明確にとらえる測定が行われる必要がある。

本研究はこうした状況を踏まえ、まず第1に、境界面付近の運動自体を明らかにすることを目的としている。その後、その運動に基づいて、物質界面を通して熱および物質が輸送される物理的な構造が明らかにされるべきであると考えている。そのために、輸送の直接的な担い手は界面に発生するサーマルであることを示し、その性質や発生場所についての測定を行って従来の仮説の検定を行った。それとともに、サーマルの運動による物質

* 正会員 工博 埼玉大学助手 建設基礎工学科

** 正会員 工博 東京大学教授 土木工学科

*** 学生会員 東京大学大学院

輸送量を算出し、概念モデルの妥当性を検討した。

2. 実験装置および実験方法

実験は、底面が 90 cm×90 cm で深さが 70 cm の大水槽と、底面が 25 cm×25 cm で深さが 50 cm の小水槽の大小 2 種類の水槽を用いて行った。そのうち大水槽の横式図を図-1 に示す。小水槽も水槽壁の内側に断熱板を備えていないこと以外は同様である。水槽の底板はいずれもアルミニウム製とし、その下に一定熱量を供給するラバーヒーターを密着してある。また水槽壁の側面、ヒーターの下面、水面は発泡スチロール板で断熱されている。

これらの水槽中に塩水もしくは濁水と淡水とにより、密度がほぼ不連続に変化する 2 成層をつくり、下端から加熱する。水温の測定にはサーミスタ=リニアライザーを、塩分濃度の測定には導電率計を用いている。また、

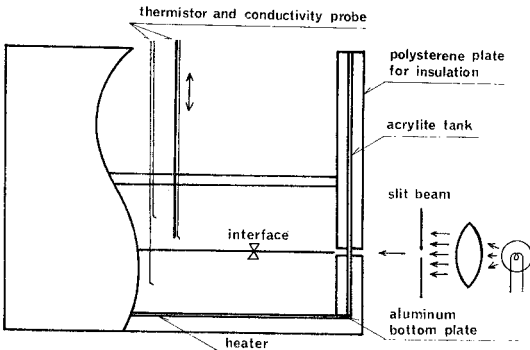


図-1 実験装置の概要

表-1 実験条件

実験番号	全水深 (cm)	初層下層 (cm)	初期の物質による上下層密度差 ($\times 10^{-3}$ g/cm)	底板からの熱フラックス ($\times 10^{-2}$ cal/cm ² s)	注 釈
1	25.0	11.0	1.63	2.8	カオリナイト
2	25.0	12.0	1.55	2.7	カオリナイト
3	23.5	9.0	3.80	1.7	食塩水 可視化
4	23.5	7.0	4.10	1.7	“ “
5	17.0	6.5	1.15	0.6	食塩水 可視化
6	15.0	6.0	1.17	0.6	“ “
7	17.0	6.0	1.02	1.3	“ “
8	17.0	7.0	1.06	1.3	“ “
9	15.0	7.5	1.14	1.3	“ “
10	15.0	8.0	1.25	1.3	“ “
11	17.0	6.0	1.02	2.2	“ “
12	17.0	6.5	1.04	2.2	“ “
13	14.0	7.0	1.49	0.6	食塩水 界面変動
14	14.0	7.0	1.42	1.3	“ “
15	14.0	7.0	1.54	2.2	“ “
16	14.0	7.0	1.14	0.6	食塩水 プリューム密度
17	14.0	7.0	0.94	0.6	“ “
18	14.0	7.0	1.43	1.3	“ “
19	14.0	7.0	1.58	1.3	“ “

一部にカオリナイト溶液を用いた実験を行ったが、この濃度の測定には透過光式濁度計を用いた。濁度の測定に関しては、著者らの報告に詳しく述べられているのでここでは省略する。

層内に発生するプリュームの数や発生箇所の可視化は塩水と淡水中とにあらかじめアルミニウム粉末を懸濁させておき、それに鉛直もしくは水平方向のスリット光を照射する方法によって行われた。

3. 密度境界面付近に生ずるプリュームの特性

(1) 密度境界面付近の現象の可視化

鉛直スリット光により密度境界面付近を可視化すると上層については境界面から流体塊が上昇し、下層については下降しているのが観察される。ここでは、こうした流体塊をプリュームとよぶことにする。そこで、こうしたプリュームの形状について調べるために、境界面直上に水平スリット光を照射し、プリュームの平面的な発生箇所を可視化したものが図-2 である。図中において黒い線として写っている部分が、上層においてプリュームが発生している場所である。境界面直下を可視化した場合にも同様の模様がみられるが、線の密度は図-2 に示されるものより密になっている。この写真にみられるようにプリュームは網の目状の線源から発生しており、膜状をしていることがわかる。

これは、現象としては一様な流体を下端から直接加熱した場合と類似している。2 重拡散現象に特有な現象である安定な密度境界面より上の層に形成される対流は、こうしたプリュームにより誘起されている。また、4. において示されるように、境界面を通過する熱や物質のフラックスもこのようなプリュームによりもたらされている。このように、上層での対流を支配する熱や物質の移動は、平面的に一様に生じているのではなく、実際には網の目状の線に沿って生じていることがわかる。したがって、まず、境界面より発生するプリュームの諸特性か

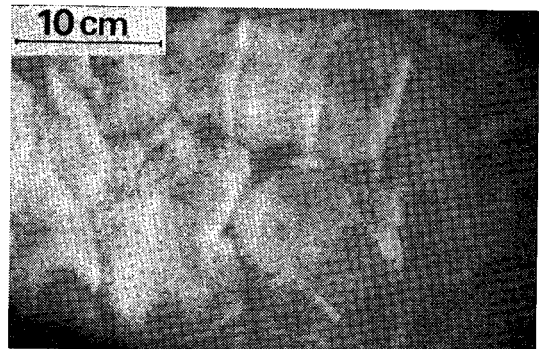


図-2 プリュームの平面的発生箇所

ら検討していく。なお、本論文では界面上でのプリュームの発生位置を示す網目状の線を湧昇線とよぶ。

(2) サーマルの発生頻度

湧昇線から発生するプリュームは定常的に同一の上昇速度や温度で持続しているわけではなく、ある瞬間に流体が1つの固まりとなって上昇し、その後しばらくの間は上昇流が弱まりながら続く。最初に発生する部分の形状は塊状ではなく膜状の場合が多いが、ここではこの1つの上昇流の非定常過程をサーマルとよぶことにする。

一度サーマルが発生した箇所には引き続きサーマルが発生しやすく、多くの場合、既存のサーマルが消滅しないうちに連なってサーマルが発生し、1つのプリュームを形成する。そのため、サーマルの継続時間に比べプリュームの継続時間の方が長く、また湧昇線の継続時間も長い。また、湧昇線の1辺が1つのサーマルの長さにあたっているわけではなく、いくつかの膜状のサーマルが連なって湧昇線の1辺を形成する。このように、サーマルが上昇流の最小単位と考えられるため、個々のサーマルの発生特性を調べる必要がある。ここでは、まず実際の実験データを整理する前に、サーマルの発生を支配する量について論じ、その結果と実験結果を比較検討する。

従来において得られている成果には次のようなものがある。

浅枝・二宮¹¹⁾によると、均一な流体中に生ずる熱対流中にサーマルが発生する場合には、熱伝導によって底板付近に形成される層の安定が崩れて発生するという仮説が実験結果とよく一致する。2重拡散境界面における場合についても、上下層間の物質による密度差と温度による密度差の比 R_ρ が2より大きいようなきわめて安定な場合には、これと同様な考え方によるモデルが、Linden, Shirtcliffe¹⁰⁾ や Stern¹²⁾ らにより考案されている。しかし、これらのモデルは1次元的な鉛直方向の温度分布についての概念モデルであり、3.に示された網の目状に発生するというサーマルの3次元的な特徴は考慮されていない。そのため、従来のモデルがどの程度妥当であるかを検証するためには、発生の際の2次元的なスケールを求めおく必要がある。そこで、この水平スケールを、密度境界面付近に生ずる層が不安定になった時点で生ずる擾乱の波数 a_c で近似させて考察を行う。

Linden¹⁰⁾ らの解析によると、熱拡散係数の方が物質の分子拡散係数より大きいために境界面付近に生ずる密度の逆転層が崩れた状態から、再びそうした層が形成され不安定に達するまでの時間 t_c は、

$$t_c = \frac{2^{2/3}}{\pi} \frac{1}{\kappa_T} \left\{ \frac{R_{a_c}}{\alpha \Delta T g} \kappa_T \nu \right\}^{2/3} \quad (1)$$

$$\frac{1}{(1 - R_\rho \sqrt{\kappa_S / \kappa_T})^{2/3} (1 - \sqrt{\kappa_S / \kappa_T})^{4/3}} \dots (1)$$

と表わされる。ここに、 R_{a_c} は限界 Rayleigh 数を表わし、 α は体膨張係数、 κ_T は温度伝導率、 κ_S は物質の分子拡散係数、 ΔT は上下層間の温度差、 $R_\rho = \beta \Delta S / \alpha \Delta T$ 、ただし ΔS は上下層間の物質濃度差、 β は物質濃度の密度に対する係数を表わす。また、このときの密度の逆転層の等価層厚 δ_c は、ほぼ

$$\delta_c = \sqrt{\pi \kappa_T t_c} - \sqrt{\pi \kappa_S t_c} \dots (2)$$

と表わされる。 a_c が一定であるとすれば、水平スケール L は、 $2\pi\delta_c/L = a_c$ に式(2)を代入し

$$L = 2\pi^{3/2} \sqrt{\kappa_T t_c} \left(1 - \sqrt{\frac{\kappa_S}{\kappa_T}} \right) \cdot \frac{1}{a_c} \dots (3)$$

と表わされる。Linden ら¹⁰⁾ の仮定が厳密に成立するとすれば、サーマルは式(3)に示される間隔で発生することになるが、実際には図-2で示唆されるように、サーマルの発生する湧昇線の分布はかなりランダムである。この原因は、下層および上層内に生じている対流の影響および境界面が上下に変動するために、境界面付近に形成される熱伝導および分子拡散による層が乱されること、発生したサーマルが流れの影響で傾斜させられることなどが挙げられる。しかし、このような密度の逆転層外の要因がそれほど支配的でない間は、平均的には、 $K_1 \cdot L^2$ の範囲に t_c の周期で発生すると考えてもよいであろう。ここで K_1 は擾乱の平面形によって決まる定数であり、擾乱の平面形が正方形ならば2、正六角形ならば2.31となり、形状によって大きく変化する量ではない。

これより、単位時間、単位面積当たりのサーマルの平均発生頻度 f_{pi} は

$$f_{pi} = \frac{1}{K_1 \cdot t_c L^2} = \frac{a_c^2}{K_1} \cdot \frac{1}{2^{10/3} \pi} \left(1 - \sqrt{\frac{\kappa_S}{\kappa_T}} \right)^{2/3} \cdot \left(\frac{R_\rho}{R_{a_c}} \right)^{4/3} \cdot \frac{\kappa_T}{d_u^4} \left(1 - R_\rho \sqrt{\frac{\kappa_S}{\kappa_T}} \right)^{4/3} \dots (4)$$

で表わされることになる。ただし、 d_u は上層厚を表わし、 $R_a = \alpha \Delta T g d_u^3 / \kappa_T \nu$ である。

$R_\rho > 2$ の領域において、単位時間・単位面積当たりの発生頻度 f_{pi} を求め、 $\{(1 - R_\rho \sqrt{\kappa_S / \kappa_T}) R_a\}^{4/3}$ に対する関係を示したものが図-3である。なお、ここで、サーマルの発生頻度は次のようにして得られている。

幅1cmの鉛直スリット光で境界面付近を可視化し、10cmの区間に発生するサーマルの数を約

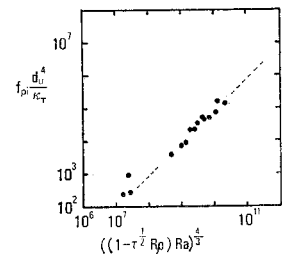


図-3 境界面より発生するサーマルの頻度 $\tau = \kappa_S / \kappa_T$ を示し、図中の破線は式(4)の関係を示す。

10 分間にわたって計測し、その平均値より求めている。測定場所の幅が狭いことによる影響が考えられるが、浅枝・二宮¹¹⁾によれば、そうした誤差はそれほど大きなものではない。図より、ほぼ、

$$f_{pi} = 8.0 \times 10^{-6} \left\{ \left(1 - \sqrt{\frac{\kappa_s}{\kappa_T} R_\rho} \right) R_a \right\}^{4/3} \frac{\kappa_T}{d_u^4} \dots\dots\dots (5)$$

の関係が得られる。式(4)と(5)を比較すると、関数形は一致しているものの、これから求まる $R_{ac}/a_c^{3/2}$ の値は簡単のために $K_1=2$ とした場合には、約 296 となり、通常の線形安定理論の結果 198.6 より大きな値となっている。しかし、この程度の差は次のような理由で問題となるものではない。

まず、通常の線形安定理論では擾乱の鉛直スケールは変化しないとして解析されている。しかし、密度境界面付近に生ずる密度の逆転層の上端は自由に伸び得る条件にあり、解析上の境界条件とは異なっている。したがって、関数形は一致するものの、限界 Rayleigh 数やそのときの波数の値は通常の線形安定理論の結果とは異なるものである(浅枝・玉井¹²⁾)。もう一つの理由として、サーマルは湧昇線のようにきわめて特殊な場所から発生している。そのため、現象は通常の安定論の条件とは異なりきわめて 3 次元的なものである。こうした条件の差がどのように影響しているかについての解析はなされていないが、限界 Rayleigh 数やそのときの波数が変化することは十分考えられる。

こうした点を考慮すると、関数形が一致することが示されたことによって、従来概念的にしか考えられていなかった輸送現象の素過程を実証し得たといえる。

(3) 界面における湧昇線の特性

3.(2)において、密度境界面付近からのサーマルの発生は、境界面付近に形成される密度の逆転層が不安定になることによることが実証された。なお、サーマルは図-2 に示されるような湧昇線のみから発生しているので、流動機構をより明確にしていくためには湧昇線の特性を調べる必要がある。

境界面付近を可視化した際に得られた湧昇線の分布はさまざまな多角形で構成される網の目状をしている。したがって、ここでは、多角形の辺の長さの平均値を湧昇線の間隔を代表する水平スケール l と考えることにした。 l の値は次のようにして求められている。

まず、上・下層の条件がそれほど変化しない 3 分間程度の時間に 5~10 枚の境界面上の可視化写真を撮影し、その中に写し出さ

れている多角形の辺長を 50~100 個求め、その平均値を l とした。また、その時点での上層厚 d_u および、下層から上層への物質および温度の輸送量、 F_S, F_T も同時に測定した。なお、下層から上層への熱および物質の輸送量は次のようにして求めた。10 分程度の時間間隔で上層の物質濃度と温度の測定、および上層の厚さを測定し、その時間間隔における上層全体の物質および熱量の増分を求め、それぞれの平均的なフラックスを算出した。

ここで、上下層の対流の影響、境界面が変動する影響がないとすれば、この水平スケール l は近似的に L の数倍程度と考えられる。したがって、式(3)に式(1)を代入し、Linden ら¹⁰⁾のモデルより導かれる熱フラックスと上下層温度差との関係

$$\alpha F_T = \frac{1}{(\pi R_{ac})^{1/3}} \left(\frac{g \kappa_T^2}{\nu} \right)^{1/3} \frac{(1 - \sqrt{\kappa_s/\kappa_T} R_\rho)^{4/3}}{(1 - \sqrt{\kappa_s/\kappa_T})^{1/3}} (\alpha \Delta T)^{4/3} \dots\dots\dots (6)$$

を代入すると、

$$\frac{l}{d_u} \sim K_2 \frac{L}{d_u} = K_2 \frac{2^{4/3}}{\pi^{11/12}} \frac{R_{ac}^{1/4}}{a_c} (1 - \sqrt{\kappa_s/\kappa_T})^{1/4} \cdot \left(\frac{\alpha F_T g d_u^4}{\kappa_T^2 \nu} \right)^{-1/4} \dots\dots\dots (7)$$

が導かれる。なお、ここに現われる $\alpha F_T g d_u^4 / \kappa_T^2 \nu$ は温度に関するフラックス型 Rayleigh 数であり、

$$R_{af} = \frac{\alpha F_T g d_u^4}{\kappa_T^2 \nu} \dots\dots\dots (8)$$

とおく。また、 K_2 は定数であるとする。

このような考察より l/d_u を R_{af} に対して整理したものが図-4 である。なお、図中に比較のために均一な流体を底板から加熱した際に生ずる熱対流中の底板付近に可視化される湧昇線の長さを水深で無次元化した量を、底板からの流入熱量と水深により定まるフラックス型 Rayleigh 数に対して整理したものも同時に示してある¹⁴⁾。式(7)と、均一な流体を底板から加熱したときに底板付近にみられる湧昇線についての式¹³⁾を比較すると、2重拡散境界面の場合には、上下両端とも非粘性境

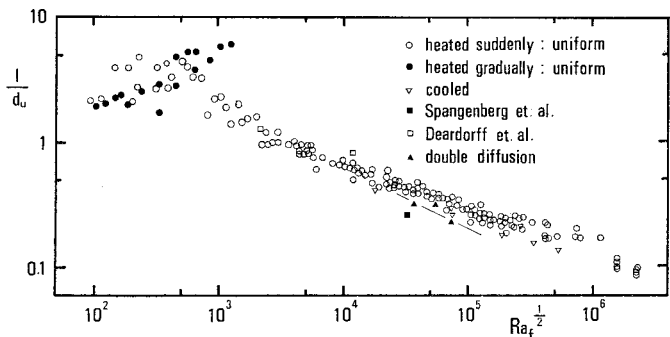


図-4 湧昇線の長さ と フラックス型 Rayleigh 数の関係

界であるために、下端が粘性境界となる均一流体の底板付近の場合に比べ、 R_{ac} の値が約 60% になること、および、 $R_{af}^{-1/4}$ の係数が $(1 - \sqrt{\kappa_S/\kappa_T})^{1/4}$ 倍になることが異なっている。この2つを考慮すると、2重拡散境界面における湧昇線の無次元水平スケールは、均一流体中の底板付近にみられるものに比べ、約 87% の値となることが予測される。2重拡散境界面における可視化はきわめて困難であるために、広い領域にわたるデータは得られないが、図からわかるように、均一流体中で実測されたものより多少小さい値となり、予測される結果とほぼ一致しているといえる。このことは、2重拡散境界面での湧昇線の分布は、均一流体中の底板付近での分布と同様な機構で定まっていることを示しており、対流現象がこうした湧昇線から発生するサーマルによって誘起されていることを考えあわせれば、2重拡散場における対流現象も、均一流体を下方から加熱した際に生ずる対流と同種の機構を備えているといえる。

このように実測値は式(7)に示される関係と指数的にはよく一致しており、実測に一致するように定数を決定すれば、

$$K_2 \frac{R_{ac}^{1/4}}{a_c} = 71.4 \dots \dots \dots (9)$$

となる(図-4中の実線)。ところが、通常の解析で得られる値に近い値として $a_c = 2 \sim 3$ および均一流体を加熱した場合の結果¹⁵⁾ $K_2 \sim 2$ を代入すると、 $R_{ac} \sim 2.6 \times 10^7$ となりきわめて不合理な結果を与える。これは、 $R_\rho > 2$ の安定した条件におけるサーマルの発生機構は、基本的には境界面付近に生ずる逆転層の不安定によるものであるとしても、実際には湧昇線のみからしか発生しないという3次元性があるために、単純な理論では細部まで説明できないものと考えらる。

4. 密度境界面での熱および物質の輸送機構

これまで境界面付近から発生するサーマルは、密度の逆転層が不安定になって発生するものであることを示してきた。こうしたサーマルがきわめて理想的な条件で発生し、それによって熱および物質が輸送されるとすれば、境界面を通過する物質による過剰密度分 βF_S と熱による過剰密度分 αF_T のフラックス比 R_F は

$$R_F = \sqrt{\frac{\kappa_S}{\kappa_T}} \dots \dots \dots (10)$$

となる。

図-5は R_F を R_ρ に対して示した図である。 $R_\rho > 2$ の領域においては式(10)で示される関係、すなわち、熱塩2重拡散においては $R_F \approx 0.15$ 、カオリナイトを用いた熱濁2重拡散においては濃度が小さくなると測定上

の誤差が大きくなることを考慮すれば、 $R_F \approx 0.01$ にほぼ一致した関係が得られており、比較的理想に近い条件でサーマルが発生し輸送が行われていることがわかる。しかし、 $R_\rho < 2$ の領域においては R_ρ の減少とともに R_F は急激に増加している。Linden⁹⁾はこの原因は混合が拡散によるものと移流によるものの和となるためであるとした概念的なモデルを考案しているが、実際に混合の形態を明らかにした研究はなく、十分な検証はなされていない。ここでは、そうしたことを考慮して、 R_ρ が2より小さい領域での混合の担い手を明確にしていく。

図-6は、ある R_ρ に対する境界面の上下変動を測定し、5分間における最大値と最小値の差を整理してみたものである。これを見ると、境界面の変動は $R_\rho < 2$ の領域で急激に大きくなっていることがわかる。しかし、この図からただちに図-5における $R_\rho < 2$ の領域におけるフラックス比の増加が移流によっているものであるとは結論づけられない。

図-7は $R_\rho < 2$ の領域で境界面付近の現象を蛍光染料を用いて可視化したものである。境界面の上下変動はみられるものの、 $R_\rho > 2$ の領域で可視化した場合にみられるサーマルに類似した上昇流が頻繁に発生しており、境界面近傍の流体が上層内に取り込まれていくのが

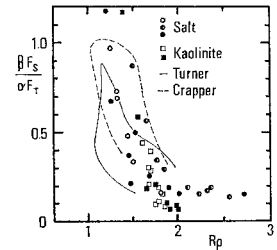


図-5 境界面を通過する物質および温度による過剰密度のフラックス比

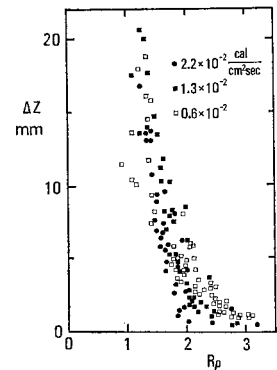


図-6 境界面の上下変動

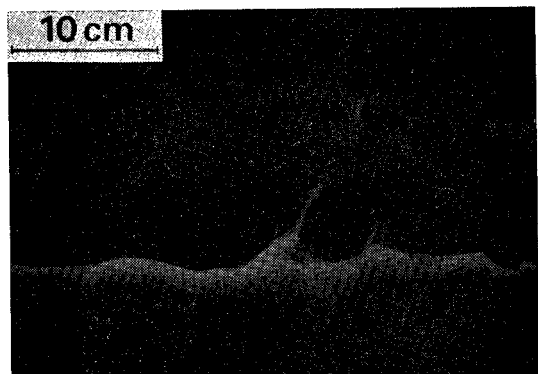


図-7 $R_\rho = 1.5$ 付近での境界面を通しての液体輸送

観察される。なお、境界面の下側では同様の下降流がみられる。熱や物質の輸送の主たる部分はこうした上昇流によっていると考えられる。このような上昇流の正体を明らかにするために境界面より発生する上昇流内に含まれる物質による過剰密度分 βS_P と熱による過剰密度分 αT_P の比 R_P を R_ρ に対して示したものが図-8である。これは、境界面の変動域より約 1 cm 上方に導電率計およびサーミスタ=リニアライザのセンサーを設置し、境界面より上昇してくる上昇流中に含まれる塩分濃度および温度を測定することにより得られたものである。

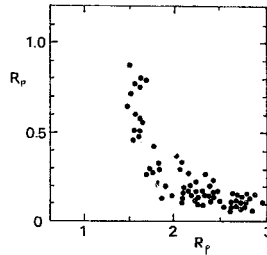


図-8 サーマル内の物質および温度による過剰密度の比

この図より次のことがわかる。

$R_\rho > 2.5$ の領域では、 R_P は 0.05~0.25 のほぼ一定の値である。これは平均的には式(10)の関係を満たしており、 $R_\rho > 2$ の領域でのサーマルの発生機構から得られる結果に矛盾しないものだと見える。しかし、 $R_\rho = 2$ 付近より小さい領域では R_P は急激に大きくなり、図-5 における R_P とまったく同様の傾向を示している。ところが、こうした上昇流が対流によって連行された流体であるとすれば、 R_P の値が R_ρ の値に等しくなるはずであろうし、 $R_\rho > 2$ の領域におけるサーマルと同種のものであるとすれば、 R_P の値は 0.1 程度の値となるはずである。したがって、図-7 にみられるような上昇流は、連行された流体そのものでも、 $R_\rho > 2$ の領域のサーマルと同種のものでもないと考えられ、さらに、 R_P の値は同一の R_ρ のもとでは比較的同一の値であることから、上昇流に連行流体とサーマルの2種類が存在しているとも考えられない。すなわち、両方の性質を兼備した1種類のものとするのが適当であるとえられる。

上下層内の対流強度は、境界面の上下変動と同様、 $R_\rho < 2$ の領域では、 R_ρ の減少とともに急激に大きくなる(浅枝・玉井・服部¹⁶⁾)。しかも、 R_P の値は、輸送が単純なサーマルによっている $R_\rho > 2$ の領域から、 R_ρ の減少とともにしだいに増加していることから、境界面にみられる上昇流は、しだいにサーマル的性質から連行流体的性質を強めていっていると考えてよい。この原因は、次のように考えられる。熱伝導や分子拡散による層は、ある程度境界面が変動したり、対流が存在していても形成される。このような現象による連行は、主として、境界面が盛り上がった後に沈み込もうとするとき

に生ずるものであるが、対流によるせん断力が弱ければ、その際に、熱伝導や分子拡散による層、すなわちそれはサーマルとしてもほぼ上昇し得る部分であるが、その層のみを取り込むことになるであろう。そうした場合にはサーマル的性質の強い上昇流を生ずることになる。しかし、対流によるせん断力が強くなってくると、その下方にある流体をも同時に連行することになり、今度は連行流体的性質の強い上昇流を生ずることになる。すなわち、 R_P の値が大きくなると考えられる。

このように、境界面における輸送においては、サーマルの発生源である熱伝導、分子拡散による層とそこに働く浮力、および対流のせん断力の強度によって、上層(下層)に取り込まれる流体の性質が変化していくものと考えられる。

5. 結 論

不連続な境界面を有する2重拡散対流において、境界面での輸送現象に着目した実験を行い、次のような結論を得た。

(1) 2重拡散境界面からは膜状のプリュームが発生しており、このプリュームは連続的もしくは間欠的に発生するサーマルによって構成されている。

(2) 物質による密度差と温度による密度差 R_ρ が2より大きい領域においては、このサーマルの単位時間、単位面積当たりの発生頻度は式(5)に示されるようになり、これは、境界面付近に形成される密度の逆転層の安定が崩れて発生するという結果に一致する。このようにサーマル自体の性質を調べることにより、 $R_\rho > 2$ の領域では密度の逆転層が崩れて発生するサーマルによって物質および熱の輸送が行われていることの確証が得られた。

(3) こうしたサーマルは湧昇線と名付けられる線源から発生しているが、上層厚で無次元化した湧昇線の間隔は境界面を通過する熱量、上層水深を用いて構成されるフラックス型 Rayleigh 数の減少関数として表わされる。しかも、サーマルの発生が他の擾乱により乱されない間においては、フラックス型 Rayleigh 数の $-1/4$ 乗に比例する。

(4) $R_\rho < 2$ の領域では、物質と温度による過剰密度のフラックス比は急激に大きくなる。しかし、境界面からはサーマルに似た上昇流(下降流)が発生しており、また、その上昇流内の物質と熱による過剰密度の比もフラックス比と同様の傾向を示している。これより、物質や熱の輸送はやはり一つの形態によっていることが明らかになった。ただし、 $R_\rho < 2$ の領域では上下層内の対流の強度が強くなり熱伝導・分子拡散による層と同時

に下層流体をはぎ取っていくために上昇流の性質が変化していると考えられる。

6. あとがき

本研究の一部は第 14 回乱流シンポジウムにおいてすでに発表済みであるが、これは、それをさらに検討し、体系化したものである。本研究を行うにあたり、服部邦男君(当時東京大学学生、現・中部電力)の助力を得た。また文部省科学研究費、特定研究(代表 日野幹雄東京工業大学教授)、および、奨励研究(A)(浅枝 隆)の援助を受けた。記して謝意を表わす。

参 考 文 献

- 1) Turner, J.S. and H. Stommel : A new case of convection in the presence of combined vertical salinity and temperature gradients, Proc. N.A.S., Vol. 52, pp. 49~53, 1964.
- 2) Turner, J.S. : The behavior of a stable salinity gradient heated from below, J. Fluid Mech., Vol. 33, pp. 183~200, 1968.
- 3) Huppert, H.E. and P.F. Linden : On heating a stable salinity gradient from below, J. Fluid Mech., Vol. 95, pp. 431~464, 1979.
- 4) 浅枝 隆・玉井信行 : 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.
- 5) 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.
- 6) Crapper, P.F. : An experimental study of mixing across density interfaces, Ph.D. Thesis, University of Cambridge, 1973.
- 7) Marumorino, G.O. and D.R. Caldwell : Heat and salt transport through a diffusive thermohaline interface, Deep-Sea Res., Vol. 23, pp. 59~67, 1976.
- 8) Murota, A. and K. Michioku : Stability and vertical mixing process in double-diffusive stratification system composed of heat-salt complex, J. Hydroscience and Hydraulic Eng., Vol. 1, pp. 53~64, 1983.
- 9) Linden, P.F. : A note on the transport across a diffusive interface, Deep-Sea Res., Vol. 21, pp. 283~287, 1974.
- 10) Linden, P.F. and T.G.L. Shirtcliffe : The diffusive interface in double-diffusive convection, J. Fluid Mech., Vol. 87, pp. 417~432, 1978.
- 11) 浅枝 隆・池田駿介・二宮嘉朗 : 熱対流における組織的構造について, 第26回水理講演会論文集, pp. 447~452, 1983.
- 12) Stern, M.E. : Ocean Circulation Physics, Academic Press, 1975.
- 13) 浅枝 隆・玉井信行 : 大きな Rayleigh 数をもつ熱対流セル内のブリュームについて, 土木学会論文報告集, 第 336 号, pp. 65~73, 1983.
- 14) Tamai, N. and T. Asaeda : Thermal convection for large water depth and large Rayleigh numbers, J. Hydroscience and Hydraulic Eng., Vol. 1, pp. 37~52, 1983.
- 15) 浅枝 隆・二宮嘉朗 : 乱流熱対流中に発生するブリュームの特性について, 第 27 回水理講演会論文集, pp. 159~165, 1983.
- 16) 浅枝 隆・玉井信行・服部邦男 : 不連続境界面を有する二重拡散現象について, 第 35 回年次学術講演会講演概要集Ⅱ, pp. 502~503, 1980.

(1983.7.14・受付)