安定成層内の熱気流に発生するサーマル気筒による熱流動*
(第2報, 流れ特性)能登勝久^{*1}, 三橋 聡^{*2}, 中島 健^{*1}Flow and Temperature Due to Thermal Cylinders Occurring in Buoyant
Flow in Stably Stratified Air
(2nd Report, Flow Characteristics)Katsuhisa NOTO^{*3}, Satoshi MITSUHASHI and Tsuyoshi NAKAJIMA^{*3} Department of Mechanical Engineering, Kobe University,
1-1 Rokkodai-cho, Nada-ku, Kobe-shi, Hyogo, 657-8501 Japan

A flow induced by buoyancy in neutral or stably ($0 < st$) stratification or with an adiabatic ceiling ($st = 0$) in an enclosure was analyzed numerically where st is the degree of stratification, and a new flow resulted from both stably stratification and thermal cylinders was found as follows: At $0 \leq st$, the flow on the midplane had both a thermal cylinder flow (TCF) and the flow between TCFs, and a TCF developed to a small roof-shape flow, which parted right and left near the front, and layers were formed. Thus a large number of layers were generated intermittently. After the flow separation, at $st = 0$ and a small st , one edge was fixed near the midplane, the other edge moved, and a layer was elongated. As a result, adhesive type layers were formed. At a large st , the whole of a layer left the midplane and moved to a side. As a result, a large number of layers, that is, breakaway type layers, were formed near the side.

Key Words: Computational Fluid Dynamics, Stratified Flow, Natural Convection, Unsteady Flow, Thermal Cylinder Flow, Streakline, Intermittent Flow

1. 緒 言

密閉容器(以後「容器」と記す)内に形成された安定成層(以後「成層」と記す)状態の流体内に設置した熱源から熱気流が生じる。ここで熱気流とは熱源の上部で浮力に起因して生じる流れをいう。この熱気流は科学技術上の種々の熱機器内で発生し、またヒートアイランド気流とも関連し、熱流体力学上で重要な現象の一つである。そのためこの熱気流が従来から研究^{(1)~(10)}されてきた。第1報⁽¹⁰⁾では容器内の成層内に設置した線熱源(以後「ワイヤ」と記す)からの熱気流の温度特性を解明した。すなわちワイヤの近傍で水平の筒状の高温域のサーマル気筒(以後「TC」と記す)が間欠的に生じ、このTCは時間平均のクロスオーバー(周囲より低温になる現象。以後「CO」と記す)域を上方へ移動するという熱流体力学上重要なことを明らかにした。

しかしTCに起因する流れ(以後「サーマル気筒流

れ」と呼び、「TCF」と記す)とその特徴は流れ場を扱った従来の研究^{(1)~(3)(6)(7)(9)}でも第1報⁽¹⁰⁾でもまったく明らかにされていない。球状のサーマル(熱気泡)の流れでも加熱平板上の流脈の観察結果⁽¹¹⁾の報告のみで、サーマルによる流れも解明されていない。

しかしTCFを解明することは熱流体力学上極めて重要である。そのため本報では容器成層内の熱気流でサーマル気筒によって誘起される流れの特徴を解明する。この目的を達成するために第1報⁽¹⁰⁾と同様の数値計算と新たに流脈の計算と振動数の解析を行った。そして計算結果を考察した。考察内容をより明確にするために容器の上壁が断熱状態および容器内の流体が非成層状態での熱気流の流れ場も求め、比較・検討した。

その結果、どの熱気流の渦度分布も強制流れの渦度分布と根本的に異なって、弱成層度(断熱を含む)と強成層度でそれぞれ異なる熱流体力学的に極めて複雑な特異な流れが生じ、これらのメカニズムを解明した。言い替えれば本研究では、従来から実験的に知られている安定成層下で生じる偏平な流れ形状(フーミゲーション流れ)で実験で解明が不可能であった事柄を計算で解明し、この流れの構造を解明した。従来の実験⁽³⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾では流脈が可視化されたのみでTCとの関連

* 原稿受付 2001年12月6日。

^{*1} 正員, 神戸大学工学部(☎ 657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)。^{*2} 神戸大学大学院学生。

E-mail: noto@mech.kobe-u.ac.jp

や流れのメカニズムなどはまったく未解明であった。本報ではフロントとは熱気流の上方到達点、対称面とはワイヤを通る鉛直面、サイドとはフロントから離れた流脈の左右端をいう。

主 要 記 号

- a : 温度伝導率 m^2/s
 C_h : [上壁から容器内へ流入する全熱量]/[ワイヤの全発熱量] $= Dq_h/Q_s = (\partial\theta/\partial X)_h$
 f_p : (a/D^2) で無次元化した熱気流の卓越振動数
 g : 重力の加速度 m/s^2
 Gr : グラスホフ数 $= g\beta(Q_s/\lambda)D^3/\nu^2$
 h_p : 熱気流の高さ (D で無次元化されたワイヤとフロント間の距離)
 l : ワイヤ断面の周辺長さ m
 m : ワイヤとフロント下方の間に存在する TCF の個数
 P : TCF のピッチ (隣接する TCF 間の鉛直方向の距離を D で無次元化した値)
 $P(f)$: 無次元のパワースペクトル密度 (PSD)
 Pr : プラントル数 $= \nu/a$
 Q_s : 軸方向への単位長さ当たり単位時間当たりのワイヤから周囲流体への対流熱量 $= lq_s \text{ W}/\text{m}$
 q_h : 上壁から容器内へ流入する熱流束 $= \lambda(\partial\theta/\partial x)_h \text{ W}/\text{m}^2$
 q_s : ワイヤの熱流束 $= -\lambda(\partial\theta/\partial s)_s \text{ W}/\text{m}^2$
 Ra : レイリー数 $= Gr \times Pr$
 s : ワイヤの表面から垂直方向の距離 m
 t : 時刻 s
 U, V : x, y 方向の無次元の瞬時速度 $= (u, v)D/a$
 u, v : x, y 方向の瞬時速度 m/s
 X, Y : 鉛直, 水平方向の無次元の座標
 β : 体膨張係数 K^{-1}
 Θ : 無次元の瞬時の局所温度 $= (\lambda/Q_s)(\theta - \theta_c)$
 θ : 瞬時の局所温度 K
 λ : 熱伝導率 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$
 τ : 無次元の時間 $= (a/D^2)t$
 Ψ : 無次元の流れ関数 $= \psi/a$
 ψ : 流れ関数 $(U, V) = (\partial/\partial Y, -\partial/\partial X)\psi$
 Ω : 無次元の渦度 $= (D^2/a)(\partial\nu/\partial x - \partial u/\partial y)$
- 添 字
 c, h : 下壁, 上壁
 s : ワイヤ
 m : 時間平均

Fig. 1 Physical model

2. 定式化と数値解析

2.1 解析モデル 解析モデルを図1に示す。このモデルは第1報⁽¹⁰⁾と同じであるが、ここでは便宜上、要点のみを記す。容器は幅は D , 高さは H , アスペクト比 $A (= H/D)$ は 1.25, 容器内の流体は空気, 両側壁は断熱, 下壁は温度 θ_c , 上壁は等温 $\theta_h (\geq \theta_c)$ が等熱流束 q_h である。座標系は図1に示した。点 (x_s, y_s) にワイヤが存在し, ワイヤの熱流束は q_s , 温度は θ_s である。

2.2 基礎方程式系と数値解析 従来の実験⁽³⁾⁻⁽⁷⁾からワイヤからの熱流動を二次元・時間依存・層流とみなすことができた。浮力項をブジネスク近似で表した。基礎方程式は連続の式, x と y 方向のナビエ・ストークス式, エネルギー式である。これら流れ関数-渦度法によって変形し, さらに無次元化(記号欄参照)した。境界条件, 格子生成, 離散化, アルゴリズム, 格子依存性, 計算条件は第1報⁽¹⁰⁾と同じである。詳細は第1報⁽¹⁰⁾を参照されたい。

2.3 流脈の計算 流動状況を直感的かつ詳細に把握するために, 流れ場に理想粒子群を時間ステップ $\Delta\tau_p$ ごとに投入し続けて統合流脈を計算し, 作図するプログラムを作成した。粒子の投入位置はワイヤ上端の両端から水平方向に左右に間隔距離 3.0×10^{-3} で, 投入粒子数は左右に各 10 個ずつ計 20 個, $\Delta\tau_p$ は 4.0×10^{-5} であった。

2.4 振動数解析 高速フーリエ変換(FFT)のプログラムを作成した。窓関数は矩形窓である。スムージングは行わなかった。 X 方向の瞬時速度の時系列データを用いて振動数を計算した。従来の実験⁽⁵⁾⁽⁷⁾で熱気流の卓越振動数(以後「 f_p 」と記す)の最大値は $f_p = 1.933 \times 10^3$ であった。本計算でのサンプリング間

隔 $\Delta\tau_s$ は 1.0×10^{-4} 、ナイキスト振動数 $f_N [=1/(2\Delta\tau_s)]$ は 5.0×10^3 であった。この f_N 値は上記の f_p 値より大きい。よって本サンプリング間隔は妥当であった。

2.5 成層度 $\theta_h=0$ を「非成層」、 $C_h=0$ を「断熱」、 $C_h>0$ を「成層条件」と呼ぶ。 $0 \leq C_h$ での熱流動域 ($X_s < X < A, 0 < Y < 1$, 図1参照)内の対称面から離れた領域の θ 分布は等温または成層状態になった。そこで $(d\theta/dX)$ を成層度 st と定義した。 st は C_h の値に等しかった⁽¹⁰⁾。

2.6 数値解の妥当性 妥当性と解像度は第1報⁽¹⁰⁾で示した。第1報以外の本報での妥当性の検証結果は次のとおりである。わかっていて異なる波形を複数個重ね合わせた波形をFFTし、妥当性をあらかじめ検証した。速度変化の振幅と周期と波形は時間が経過しても変化しないで、安定な数値解が得られた。後で図示するが、両サイドでの複雑な形状の多層の流脈群は従来の可視化実験⁽³⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾の流脈群と定性的に合致した。左右対称を仮定しない本計算で高さ一定断面

上の時間平均速度(以後「 U_m 」と記す)の分布は対称面に対称になった。よって本計算で安定かつ妥当な数値解が得られた。

3. 流線と渦度

3.1 流線 非成層、断熱、成層条件の瞬時流線(以後「流線」と記す)の分布を図2に示す。対称面上の中央よりやや下方に存在する小さな四角形が高温ワイヤである。どの条件でもワイヤから熱気流が継続して上方向へ立ち昇った。非成層条件の図2(a)の流線分布は第1報⁽¹⁰⁾で示したように Deschamps ら⁽¹²⁾の結果と一致した。フロントは非成層と断熱条件では上壁の近傍に、成層条件ではワイヤと上壁の中間に存在し、 $st(=C_h)$ が増せばフロントはワイヤに近づいた。熱気流の高さ h_p (記号欄参照)の分布を図3に示す。フロントは対称面近傍の流線の最高位置で特定した。 h_p は st が減少すれば断熱条件に近づき、 st が増せば減少した。白丸の計算値は図3中の実線の次式でよく近似できた。

$$h_p = 0.136 st^{-2/5} \quad (0.018 \leq st) \quad \dots\dots\dots (1)$$

図2(a)~(d)で等値線間隔の $\Delta\psi$ はともに1.0である。断熱と成層条件では流線間隔が非成層条件より

Fig. 2 Streamline at $Ra=1.0 \times 10^7$ ($\Delta\psi=1.0$)

Fig. 3 Plume height at $Ra=1.0 \times 10^7$

(a) On midplane

(b) On given height

Fig. 4 Time-averaged velocity at $Ra=1.0 \times 10^7$

極めて大きい。このことは非成層条件より断熱と成層条件の熱気流のほうが速度が小さいことを示す。非成層と成層条件の U_m を図4に示す。断熱条件では図4の図(i)と図(ii)の中間の分布であった。図4のように成層の影響で U_m が確かに減少した。

図2の熱流動域の二つの循環流の Ψ で、左上の循環流の中心位置で $\Psi_{\min}$ 、右上の中心位置で $\Psi_{\max}$ である。ここで添字 max, min は最大値, 最小値を示す。図2(a)で $\Psi_{\max}$ と $|\Psi_{\min}|$ が異なっていた。つまり二つの循環流の形は同じでなく、左右非対称であった。断熱と成層条件の図2(b)~(d)では $\Psi_{\max}=|\Psi_{\min}|$ であって、ワイヤ上部の循環流自体は対称分布であって、この循環流以外での流線分布が非対称であった。

図2(b)の流線間隔は図2(a)より大きかった。図2(b)と図2(c)の熱気流の分布は上壁またはフロント上部の流れの影響を受けている。一方、図2(d)では上記の影響を受けていない。上記の結果、流線分布は非成層[図2(a)], 弱成層(断熱条件を含む) [図2(b)と図2(c)], 強成層[図2(d)]の3種類に分類できる。

(a) $\Theta_h=0$ at $\tau=0.591$
($|\Omega|<3.02\times 10^4$)

(b) $C_h=0$ at $\tau=2.0764$
($|\Omega|<2.70\times 10^4$)

(c) $C_h=0.03$ at $\tau=2.3729$
($|\Omega|<2.75\times 10^4$)

(d) $C_h=0.2$ at $\tau=3.0719$
($|\Omega|<2.58\times 10^4$)

Fig. 5 Vorticity at $Ra=1.0\times 10^7$ ($\Delta\Omega=500$)

3・2 渦度分布 等渦度線を図5に示す。どの渦度分布も強制流れの渦度分布と根本的に異なった。すなわち対称面の右側領域ではワイヤの右側面近傍に負の渦度域、この渦度域の外側の広領域に正の渦度が存在した。対称面の左側領域では右側領域の符号を逆にした渦度が生じた。はく離せん断層は生じない。図5(b)の分布は図5(a)と非常に異なる。図5(b)と図5(c)ではフロントとワイヤのほぼ中間で孤立した渦

Fig. 6 Streakline at $\Theta_h=0$, $Ra=1.0\times 10^7$ and $\tau=0.510 \sim 0.591$

(a) $C_h=0$ at $\tau=2.067 \sim 2.087$

(b) $C_h=0.01$ at $\tau=2.362 \sim 2.382$

(c) $C_h=0.03$ at $\tau=2.362 \sim 2.382$

(d) $C_h=0.1$ at $\tau=3.862 \sim 3.882$

Fig. 7 Streaklines at $Ra=1.0\times 10^7$

度の島が生じた。一方, 図 5(d) では渦度の島が存在せず, 左右方向に伸びる等渦度線が生じた。上記の結果, 渦度分布は非成層[図 5(a)], 弱成層(断熱条件を含む)[図 5(b)と図 5(c)], 強成層[図 5(d)]の3種類に分類できる。

Fig. 8 Streakline at $Ra=1.0 \times 10^7$, $st=0.2$ and $\tau=3.062 \sim 3.082$

Fig. 9 Streakline visualization⁽⁷⁾ for air at $Ra=6.05 \times 10^8$ and $st=1.96$

Fig. 10 Time-dependent velocity on midplane at $Ra=1.0 \times 10^7$

4. 流 脈

4.1 計算結果 流線は瞬間分布であるが, 流脈には流れの時間経過の情報が含まれる⁽¹³⁾。そのため次に示す流脈は図 2 の流線分布と相違した。非成層条件の流脈を図 6, 断熱および成層条件の流脈を図 7, st が 0.2 の流脈を図 8 に示す。図 8 の尺度は図 7 の尺度の 2.00 倍である。図 8 は図 7 より拡大されている。図 7 と図 8 の流脈は図 6 の流脈と非常に異なった。図 6 の流脈は左右非対称の分布であった。しかし成層条件の図 7 と図 8 では流脈内部のしま模様や流脈の先端の形状も含めて全域で厳密に左右対称の分布であった。

4.2 可視化実験 可視化実験の流脈⁽⁷⁾を図 9 に示す。ワイヤは図 9 中の中央下部に存在する。図 9 の尺度は図 7 の 3.05 倍, 図 8 の 1.52 倍である。図 9 の現象が可視化と計測実験⁽³⁾⁻⁽⁷⁾で二次元状態であることが確認された。図 7(d)と図 8 でも図 9 でも両サイトで複雑な多層および偏平な流れ形状が生じた。図 7(d)と図 8 と図 9 の両サイドでの特徴のある流れは後で解明する強成層度での離脱型の多層である。本計算と実験で st 値, Ra 数, 粒子投入の仕方と時間が異なるが(10.5 節参照), 計算と実験の結果は定性的に合致した。

5. 熱気流の振動

5.1 熱気流の特徴 図 7~9 の流れは複雑に見えた。この流れはサーマルの可視化実験⁽¹¹⁾でも図 6 で

Fig. 11 Power spectrum density at $Ra=1.0 \times 10^7$

Fig. 12 Dominant frequency at $Ra=1.0 \times 10^7$

も観察されなかった。この流れまたはこれに類似する流れは文献(3), (6), (7)以外には従来の熱流体力学でまったく知られていない。したがって図7~9の流れの特徴を説明する必要がある。そのため次に対称面近傍, フロント近傍, フロント以遠の流れの特徴を説明する。本章では対称面近傍の流れの振動を考察する。

5.2 振動とその原因 対称面上の X 方向の瞬時速度(以後「 U 」と記す)の時間変化を図10に示す。どの条件でも自然に時間変化した。図10(a-i)と図10(c-i)の振動波形のパワースペクトル密度(PSD)を図11に示す。ピーク振動数が整数倍で生じた。各図で最大の $P(f)$ をもつ f が f_p である。図10(i)と図10(ii)で求めた f_p は同じであった。非成層条件の f_p は第1報⁽¹⁰⁾のように揺動の振動数に一致した。したがって非成層条件の時間変化の原因は揺動現象であると特定できた。

成層と断熱条件の f_p の分布を図12に示す。 st が減少すれば f_p は断熱条件に漸近し、 st が増せば f_p は増した。白丸の計算値は次式の実線でよく近似できた。

$$f_p = 445st^{1/30} \quad (0.014 \leq st) \quad (2)$$

さて成層と断熱条件での時間依存性の要因として揺動⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾かTCによって誘起される運動(TCF)が考えられる。図12の f_p は非成層条件の f_p の(5.2~5.6)倍で、非常に大きかった。このように大きい f_p は本計算範囲の st 値と Ra 数の揺動では決して生じない⁽³⁾。事実、3.1節で述べたように断熱と成層条件の流れ分布は左右方向に交互に揺動しなかった。つまり成層と断熱条件の振動の原因は揺動現象ではなく、TCに起因すると特定できる。図2で循環流の速度は非成層条件では大きく、断熱と成層条件では小さかった。その結果、二つの循環流が非成層条件では相互に干渉しあって、揺動が生じた。断熱と成層条件では干渉しあわないため、揺動が生じなかったと考えられる。

5.3 振動波形 上記のように時間変化の原因が非成層条件と断熱と成層条件で異なった。その結果、図10の振動波形も異なった。すなわち鋭い山と谷を非成層条件ではもち、断熱と成層条件ではもたない。高い位置ほど揺動振幅が増すため、図10(a)で高い位置ほど振幅が増した。TCの温度は高い位置ほど低下した。その結果、断熱条件の図10(b)で、成層条件では図示しないが、振幅は高い位置ほど減少した。この減少の割合は st が増せば、減少した。なお図10(c-ii)の $X=0.688$ は図2(c)で流線が左右に分岐し始める位置であった。その結果、振幅は減少しなかった。

5.4 流線分布の振動 揺動⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾は左右方向の運動である。その結果、非成層条件の図2(a)の対称面近傍の流線が左右に微小に揺れ、周囲に伝ばし、流線分布は非対称になって、微小に時間変動した。一方、TCに起因する運動は7.3節で述べるように対称面上の鉛直方向の運動である。その結果、図2(b)~(d)では対称分布のまま、対称面近傍の流線の間隔の粗密が X 方向に変化した。流線間隔が密な領域にTCが存在した。時間とともにTCが上方向に移動した。この動きによって流線の粗密が周囲へ伝ばした。その結果、循環流の流線分布は左右の対称性を保ったまま時間変動した。

6. 浮力状態と流れ

6.1 クロスオーバー域 第1報⁽¹⁰⁾で成層条件の $C_h(=st)=0.2$ の対称面上の $0.50 \leq X \leq 0.65$ では時間平均の正浮力状態であった。時間平均の負浮力状態は $0.65 < X \leq 0.79$ にあって、対称面近傍が時間平均のCO域であった。フロントは $X=0.81$ にあった。

断熱条件の対称面の近傍では時間平均で $0.50 \leq X \leq 0.68$ で正浮力状態、 $0.68 < X$ ではほぼ中立浮力状態であった。ただし $0.68 < X$ では周囲温度との差が 1.0×10^{-3} 以下だった。上記の時間平均の中立浮力状態の対称面の近傍が間欠的なCO域であった。そこでは正と負の浮力状態を間欠的に交互に繰返した。

6.2 時間平均の速度 図4(a)で断熱と成層条件の対称面上の U_m はワイヤを離れると、まず時間平均の正浮力域で増し、その後、時間平均の負または中立浮力域で減少した。しかしワイヤとフロント間の対称面上の U_m はつねにプラス値であった。さらに図4(b)のように対称面近傍の U_m はプラス値であった。したがって時間平均または瞬時の負浮力状態をもっている熱気流はどこでも時間平均としてつねに上昇した。

6.3 負浮力状態での瞬時の流れ 時間平均また

は間欠的な負浮力状態には上向きの浮力が働かない。したがって流れは上昇しないはずである。ところで時間平均または間欠的なCOでの U の時間変化は図10(c-ii)または図10(b-ii)であった。つまり負浮力域の U の最小値は零ではなく、プラス値であった。上記のことは各TCが周囲より高温なため上方へ移動し、同時に各TCに挟まれた領域の流体も上方向へ移動していることを示す。すなわち熱気流はワイヤとフロント間で、時間平均または間欠的な負浮力状態でも瞬時的につねに継続して上昇した。このことは図2(b)～(d)の流線の分布と対応した。

7. サーマル気筒流れと気筒間流れ

7.1 サーマル気筒流れと気筒間流れの共存 図7(a)～(d)のようにフロント近傍を除く対称面上ではTCFでない領域がほとんどであった。TCFでない領域の流れ(気筒間の流れ)は6.3節で述べたように継続して上昇した。図10(b)と図10(c)の分布で、最小値が気筒間流れの速度、最大値がTCFの速度である。つまり熱気流にはTCFと気筒間流れが別個に共存する。図10(b)と図10(c)で対称面上のある定点を通過する流れはTCFから気筒間流れへ徐々に変化した。さらにTCFと気筒間流れには速度差があって、気筒間流れ速度よりTCFの移動速度のほうが大きかった。

7.2 小屋根状の流脈 上記の速度差によってTCの上部では流体が上方へ押し上げられ、流脈の粒子群がたまった。その結果、図7(a)～(c)のように流脈が太り始めた。この流れがTCFである。TCFが上方に移動すれば太り具合が増した。 st が増せば太り始める位置がフロントに近づいた。図7(d)と図8では流脈の太りが見えにくくなった。TCFは図7(a)～(c)ではフロントのやや下方で、図7(d)と図8ではフロント近傍で水平の半円筒状の小屋根状の流脈に成長した。図7(a)～(c)ではこの小屋根のサイズは X 方向にフロント近傍まで増大し続けた。

7.3 サーマル気筒流れの特徴 図7でTCFのサイズと速度を大きく見積もっても、TCFのレイノルズ数は1以下で、TCFの下側に渦列は発生しない。つまりTCF自体の± Y 方向への横振り運動は生じなかった。その結果、TCFの対称面はつねに対称面上に存在し、TCFは図7のようにまっすぐに上昇した。TCFがある点を通過する振動数(通過振動数)は図12の f_p である。したがって通過振動数はTCFの発生振動数(発生振動数)と同じであった。すなわち st が増せば、TCFの発生振動数は増大する。その結果、図

7で st が増せば、層の個数が増大した。

TCFの X 方向への移動速度は図10のような U 分布から求めることができる。移動速度は高さ X によって変化した。しかしワイヤとフロントのやや下方の間で移動速度 W は極めておおまかに次式で近似できた。

$$W = 100 - 50st \quad (0 \leq st) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ピッチ P と W と f_p の間に次式が成立する。

$$P = W/f_p \quad (0.014 \leq st) \quad \dots\dots\dots (4)$$

式(4)に式(2)と式(3)を代入すれば次式を得る。

$$P = (100 - 50st)/(445st^{1/30}) \quad (0.018 \leq st) \quad \dots\dots\dots (5)$$

式(5)で st が増せば P は小さくなった。個数 m (記号欄参照)、 h_p 、 P の間に次式が成立し、さらに式(1)と式(5)を代入すれば次式を得る。

$$m = h_p/P = h_p f_p / W = 60.5 / \{st^{11/30}(100 - 50st)\} \quad (0.018 \leq st) \quad \dots\dots\dots (6)$$

式(6)で m は $C_h = 0.03, 0.1, 0.2$ で2.22, 1.48, 1.21であった。 st が増せば m は減少した。これらは第1報⁽¹⁰⁾のTC分布の結果と一致した。なお本章の事柄はフロント近傍を除外した対称面とその近傍で成立した。

8. 層の間欠的な形成

8.1 分岐 成層条件のフロント近傍では上昇してきたTCが低温化し、浮力をもたず、CO強度(時間平均のCO域と周囲流体との温度差)も減少した。つまり熱気流は上昇しにくくなった。すなわちフロントの上部の成層がいわば天井のように熱気流を覆った。断熱条件では容器の上壁が天井になった。上記の結果、図4(a-ii)のように成層でも断熱条件でもフロント近傍で U_m によって上昇速度が小さくなった。流れはフロントの上方へはもちろん進入できない。その結果、流れはフロント近傍で左右方向に分岐した。

8.2 層の間欠的な形成 分岐後、流脈は左右の外側方向への移動を開始した。この流動がまず一つの層になった。フロントの下方からTCFが間欠的に順次、上昇してきた。その結果、1個のTCFが左右両側にそれぞれ一つずつの層を形成した。後で生成された層(新しい層)は以前に生成された層(古い層)の内側に位置した。

8.3 粘着条件 フロントと天井の間で粘着条件が断熱条件では働き、成層条件では働かない。この相違によって断熱と成層条件の流脈分布が次のように異なった。

9. 粘着形が多層

断熱条件では粘着条件のため層は対称面近傍から離れなかった。その結果、図7(a)のようにフロントの近傍に多くの層が存在するようになった。さらに層の先端が左右の外側方向へ移動した。図7(b)は図7(a)と似ている。図7(c)ではフロントは上壁からかなり離れているにもかかわらず、層は対称面近傍から離れなかった。すなわち図2(c)のようにフロント上部域で循環する流線は上壁と側壁の粘着力の影響を受ける。その結果、流脈の層の近傍の流線は流れにくい。その結果、層は対称面近傍から離れなかった。上記の弱成層では層の端が対称面近傍にあって、層の先端が右下または左下へ伸びるため、細くて長い層群が形成された。

10. 離脱形が多層

10・1 層の離脱 成層度が大きければ粘着力が作用しない。すなわち図2(d)に示すフロント上部域の流線は上壁の粘着力の影響を受けない。つまり流脈の層の近傍の流線は流れやすい。その結果、図7(d)と図8のように層の全体が対称面から左右の外側方向に離れてしまった。離れた層は流線に乗って移動した。すなわち左下または右下方向に進み、それから下降した。上記の強成層では層全体が対称面近傍から離れてしまうため、太くて短い層群が形成された。

10・2 離れた層の多層化と水平移動 新しい層は古い層の内側に生成し続けた。流れは成層で押さえられているため不安定化しない。この二つの理由によって両サイドに多層の流脈群が形成された。層群の形は完全に左右対称であった。 st が増せば7章で述べたようにピッチが減少し、層と層の間隔が短くなって、層の間隔が密な多層の流脈群が両サイドに図7(d)と図8と図9のように形成された。時間がたてば両サイドに層がいくらかでも存在するようになった。その結果、両サイドの多層群自体は左右の外側方向へ移動した。ワイヤを通過する水平面上で対称面を離れた領域の温度はほぼ一定であった⁽¹⁰⁾。その結果、両サイドの多層群は時間がたてば等温線に沿って全体的に左右の外側方向へほぼ水平に移動した。図7(d)の $st=0.1$ と図8の $st=0.2$ での多層群の水平移動速度 V_h はそれぞれ ± 13.5 と ± 11.8 であった。 st が増せば V_h は減少した。このことは st が増せば、図10のようにTCの上昇速度が減少したためである。

10・3 特徴 上記の粘着形と離脱形が多層群を含む流れ系は従来の流体および熱流体の力学でまったく

知られていないで、極めて珍しい流れである。これらの多層群の生成はTCに起因した。つまり上記の多層群が生じていれば、その熱気流にTCが必ず生じているといえる。図9より h_p が大きくて、揺動が現れ、左右非対称の分布になって、さらに乱流⁽⁵⁾⁽⁷⁾になった熱気流⁽³⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾でも両サイドに離脱形が多層群が実験的に可視化されている。そのため本研究ではじめて解明した粘着形と離脱形が多層の流れ系は種々の条件で比較的良好に生じている現象であると判断できる。

10・4 容器アスペクト比Aの影響 TCFの発生とその運動、強成層度の多層とその挙動は容器壁によってAの影響を受けていない現象と考えられる。しかし弱成層度の流線、循環流、流脈は容器壁の影響を受け、本研究では $A=1.25$ の場合を解明した。

10・5 計算と実験条件の相違 小屋根状の流脈がフロント近傍のみで生じた離脱形が多層分布[図7(d)と図8]のみでは多層の発生のメカニズムとTCとの関連の解明が不可能であった。そのため弱成層度の分布を求めることが必要であった。強成層度での離脱形が多層の図9の Ra 数で st 値を小さくすれば揺動が生じ、TCFと揺動を伴う極めて複雑な流れになって、弱成層度のTCFの挙動を明確にとらえることが困難であった。そのため Ra 数と st 値を小さくし、揺動が生じない計算条件を選定した。その結果、上記で述べてきたようにTCFと多層発生のメカニズムとTCとの関連が解明できた。

11. 結 論

容器内の非成層、断熱、成層条件での熱気流を数値解析し、その妥当性を示し、サーマル気筒によって誘起される流れの特徴を次のように解明した。

(1) 熱気流の流動は非成層、弱成層(断熱条件を含む)、強成層の3種類に分類できた。どの熱気流の渦度分布も強制流れの渦度分布と根本的に異なった。

(2) 対称面上の熱気流の振動とその原因、振動の周囲への伝ばを解明した。断熱とどの成層条件でも対称面上の熱気流にはTCFと気筒間流れが共存し、TCFが小屋根状流脈に成長した。

(3) 流れはフロント近傍で左右方向に分岐し、層を形成した。層は間欠的にいくらかでも生じた。

(4) 弱成層度(断熱条件を含む)では分岐後、層の端は対称面近傍から離れないで、他方の端が伸びる粘着形が多層を生じた。

(5) 強成層度では層全体が対称面から離れ、左右方向へ移動し、両サイドに多層を形成し、多層は外側方向へ水平移動する離脱形が多層が生じた。

(6) 上記の(1)~(5)のすべての主因は安定成層とサーマル気筒(TC)にあって、(1)~(5)は流体および熱流体の力学上極めて珍しい流れである。しかしこの流れ系は比較的良好に生じている現象と推測される。

文 献

- (1) Torrance, K. E., *J. Fluid Mech.*, **95**-3 (1979), 477-495.
- (2) Giovannoni, J. M., *Boundary-Layer Meteorol.*, **41** (1987), 9-26.
- (3) 能登勝久・ほか2名, 機論, **58**-555, B (1992), 3429-3436.
- (4) 能登勝久・ほか2名, 機論, **58**-555, B (1992), 3421-3428.
- (5) 能登勝久・ほか2名, 機論, **63**-614, B (1997), 3338-3346.
- (6) Noto, K., *Int. J. Atmospher. Environ.*, **30**-3 (1996), 475-485.
- (7) Noto, K., ほか2名, *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **15**-1 (2001), 55-63.
- (8) Lu, J., ほか3名, *J. Appl. Meteorol.*, **36** (1997), 1377-1391.
- (9) Lu, J., ほか3名, *J. Appl. Meteorol.*, **36** (1997), 1392-1402.
- (10) 能登勝久・ほか2名, 機論, **68**-672, B (2002), 2340-2347.
- (11) Sparrow, E. M., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **41** (1970), 793-800.
- (12) Deschamps, V. and Desryyaud, G., *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **8**-1 (1994), 84-91.
- (13) Noto, K., *Theoret. Appl. Mech.*, **40** (1990), 311-318.
- (14) Noto, K., *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **3**-4 (1989), 428-434.
- (15) Noto, K., ほか2名, *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **13**-1 (1999), 82-90.