容器内における2熱源からのサーマルプルームの挙動特性*

一宮浩市^{*1}, 齋木英之^{*2}

Behavior of Thermal Plumes from Two-heat Sources in an Enclosure

Koichi ICHIMIYA^{*3} and Hideyuki SAIKI^{*3} Yamanashi University, Dept. of Mechanical System Engineering,
Takeda-4, Kofu, Yamanashi, 400-8511 Japan

The present paper describes the upward motion, the interaction and the impingement heat transfer to the upper wall of two thermal plumes from two heated sections on a horizontal plate. Numerical analysis was performed for dimensionless pitch $P_t=0.26, 0.50, 0.76$ and 1.0 , Grashof number $Gr=10^3\sim10^6$ and $Pr=170$. Numerical results show that the upward motion is divided into three patterns depending on the pitch of two heated sections. The first pattern is the unification of two thermal plumes like one for short pitch. The second one is the separate upward motion after the unification. The third one is the independent motion for long pitch. These patterns were investigated by visualization of thermosensitive liquid crystal suspension. The impingement local heat transfer on the upper wall is evaluated transiently for various Grashof numbers. Mean Nusselt number depends on $Gr^{-0.16}$.

Key Words: Thermal Engineering, Natural Convection, Thermal Plume, Two-Heat Sources, Numerical Analysis, Thermosensitive Liquid Crystal Suspension

1. 緒 論

サーマルプルームは電子機器内の冷却, 小形熱交換器のような比較的狭い空間内の自然対流熱移動, 少しスケールの大きい蓄熱槽, 室内の暖房による熱移動, さらにヒートアイランドのような都市レベルの環境問題, 温排水問題等にも関係しており幅広く見られる現象である。単一熱源からのサーマルプルームに関する研究は著者ら一人⁽¹⁾も行っているように比較的広範囲に行われてきている^{(2)~(4)}。しかし, 上記に述べた現実の状況では電子機器内の各半導体からの発熱, 蓄熱層内の蓄熱源, 部屋の暖房熱源, 都市のビルなど複数の熱源からのサーマルプルームが存在する場合が多く, 現象も時間とともに変化している。複数熱源からのサーマルプルームは単一熱源からのサーマルプルームの挙動, 不安定性, 熱移動に加えサーマルプルーム同士の干渉が現象をより複雑にしている。そこで複数熱源からのサーマルプルームの基礎研究として2熱源からのサーマルプルームを取り上げた。複数熱源に関

する研究ではおもに Gebhart ら⁽⁵⁾がサーマルプルームの強さ, ピッチを変化させ光学的手法を駆使して観察し, 流れの非定常性, 周囲の影響などを検討しているがサーマルプルームの熱移動特性などについては求められていない。

本研究では容器内底面に2熱源を要した体系における伝熱流動について数値予測および感温液晶粉末とシリコンオイルの感温液晶懸濁液による可視化実験を行い複数熱源からのサーマルプルームに関する挙動特性を基礎的に検討した。特にサーマルプルームの上昇パターンおよび上壁をわずかに加熱することによりサーマルプルームが対向壁に衝突したときの伝熱特性をとらえ, それらに注目した。

おもな記号の説明

 a : 作動流体の熱拡散率 b : 加熱面幅 B : 無次元加熱面幅 $= b/h$ g : 重力の加速度 Gr : グラスホフ数 $= g\beta h^3(T_H - T_c)/\nu^2$ h : 容器内高さ H : 無次元容器高さ $= h/h=1$ Nu : 局所ヌッセルト数 $= ah/\lambda$

* 原稿受付 2000年5月9日。

^{*1} 山梨大学工学部 (〒400-8511 甲府市武田4-3-11)。^{*2} 丸誠重工業(株) (〒556-0021 大阪市浪速区幸町2-7-3)。

E-mail: ichimiya@ccn.yamanashi.ac.jp

Nu_{mean} : 平均ヌッセルト数

Nu_{min} : 最小ヌッセルト数

p : 圧力

p_i : 熱源ピッチ

P_i : 無次元熱源ピッチ $= p_i/h$

Pr : プラントル数 $= \nu/a$

q : 熱流束

t : 時間

T : 温度

T_H : 熱源温度

T_i : 流体初期温度

T_w : 上壁面温度

u : x 方向の速度

U : x 方向無次元速度 $= uh/\nu$

v : y 方向の速度

V : y 方向無次元速度 $= vh/\nu$

w : 容器幅

W : 無次元容器幅 $= w/h$

x, y : 座標系

X, Y : 無次元座標系 $= x/h, y/h$

α : 熱伝達係数 $= q/(T_w - T_i)$

β : 作動流体の体膨張係数

Θ : 無次元温度 $= (T - T_i)/(T_H - T_i)$

λ : 作動流体の熱伝導率

ν : 作動流体の動粘性係数

τ : 無次元時間 $= t\nu/h^2$

ϕ : 流れ関数

Ψ : 無次元流れ関数 $= \phi/\nu$

ω : 渦度

Ω : 無次元渦度 $= \omega h^2/\nu$

2. 数値解析

図1に対象としている二次元直交座標系を示す。容器高さ h , 容器幅 w で加熱幅 b の加熱部が底面にピッチ p_i で2箇所存在する。加熱部中心から側壁までの距離は c である。加熱部温度は T_H (一定), 上壁面はサーマルプルームが衝突したときに伝熱評価ができるように一様熱流束でわずかに加熱されている。その他の壁面は断熱条件である。数値解析にあたり次の仮定を設けた。(1)浮力項における密度以外の物性値は一定,(2)内部発熱はしない,(3)浮力項には Boussinesq 近似を使用し, 熱放射は考慮しない。

流れおよびエネルギーに関する基礎式は流れ関数 ϕ , 渦度 ω を導入し圧力項を消去した。そして「おもな記号の説明」で示した無次元パラメータを使用して無次元化した。以下に無次元基礎式, 無次元初期条件,

Fig. 1 Co-ordinate system

無次元境界条件を示す。

無次元基礎式

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} = -\Omega \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Omega}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Omega}{\partial Y} \right) = \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} \right) - Gr \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial Y} \frac{\partial \Theta}{\partial X} - \frac{\partial \Psi}{\partial X} \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right) = \frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} \right) \quad (3)$$

無次元初期条件

$$\tau=0: \Psi=\Omega=\Theta=0 \quad (4)$$

無次元境界条件

$\tau > 0$ において

$$X=0, 0 \leq Y \leq Y_1, Y_2 \leq Y \leq Y_3, Y_4 \leq Y \leq W: \Psi=0, \partial \Theta / \partial X=0 \quad (5)$$

$$X=0, Y_1 \leq Y \leq Y_2, X_3 \leq Y \leq Y_4: \Psi=0, \Theta=1$$

$$0 \leq X \leq 1, Y=0, Y=W: \Psi=0, \partial \Theta / \partial Y=0$$

$$X=1, 0 \leq Y \leq W: \Psi=0, \partial \Theta / \partial X = C_c [=qh/\lambda(T_H - T_i)]$$

なお, Y_1, Y_2 および Y_3, Y_4 は加熱部端の位置を示す。 C_c は上壁面の熱流束に関する無次元定数でサーマルプルームが上壁面へ衝突した際に熱伝達を評価するために使用し可視化実験と対応してその値を $C_c = 0.1003$ とした。 C_c の値が変化してもそれに対応して上壁面温度が変化するので上壁面上の熱伝達に本質的な影響を及ぼすものではない。上壁面での伝熱評価は局所ヌッセルト数 Nu および平均ヌッセルト数 Nu_{mean} で行った。 α を熱伝達係数として,

$$Nu = \alpha h / \lambda = C_c / \Theta_{IE} \quad (6)$$

$$Nu_{\text{mean}} = (C_c h / W) \int (1 / \Theta_{IE}) dY \quad (7)$$

なお Θ_{IE} は上壁面の無次元温度である。

計算格子は最小格子間隔 0.01 の不等間隔で, 分割数は最大 50 000 分割とした。数値解析では, 無次元温度 Θ , 無次元渦度 Ω には ADI 法, 無次元流れ関数 Ψ

にはSOR法を適用し、収束条件は $|\Psi^{n+1}-\Psi^n|/|\Psi_{\max}^{n+1}| \leq 5 \times 10^{-4}$ (n は反復回数)とした。計算条件としては無次元加熱幅 $B(=b/h)=0.10$ 、無次元容器高さ $H(=h/h)=1.0$ 、加熱部中心から側壁までの無次元距離 $C(=c/h)=0.75$ と一定とし、加熱源ピッチ $P_i(=p_i/h)$ を0.26, 0.50, 0.76, 1.0と変化させた。これに伴い容器縦横比 H/W は0.568, 0.5, 0.442, 0.40と変化する。グラスホフ数 Gr は $10^3 \sim 10^6$ 、プラントル数 Pr は可視化実験で使用するシリコンオイルに対応して170とした。

3. 感温液晶による可視化実験

実験に使用した容器寸法は、高さ100 mm、幅200 mm、加熱部は両側壁から75 mmの各位置に幅10 mmで設けた。上壁は厚さ10 mmの透明アクリル板に感温液晶シートと厚さ20 μm のステンレスはくを

透明率90%以上の両面接着シートで接着した。

可視化に使用した感温液晶は粒径50 μm の粉末で、これをシリコンオイルに0.2%重量の割合で混入し、色変化に伴う温度変化および粉末の挙動による流動観察を行った。感温液晶の適用範囲は粒子で24~28°C、シートで24~29°Cである。

4. 結果と検討

2熱源からのサーマルブルームの上昇状況を代表的に $P_i=0.50$, $Gr=10^4$ に対する無次元温度 Θ および無次元流れ関数 Ψ の時間経過としてそれぞれ図2, 3に示す。図2, 3中、横軸の斜線部が加熱部である。加熱開始から、熱伝導層厚さを代表長さとする臨界レイレー数を超えた状態から浮力誘起のブルームがあたかも単一熱源からのサーマルブルームのように2個上昇

Fig. 2 Iso-thermal lines ($P_i=0.5$, $Gr=10^4$)

Fig. 3 Dimensionless stream function ($P_i=0.5$, $Gr=10^4$)

し凸状に発達する。上壁では一様熱流束に伴う熱伝導層が形成される[図2(a)]。 $\tau=4.5 \times 10^{-1}$ [図2(b)]では、加熱部付近で $\theta=0.3$, 0.6 の高温部が内側に湾曲し互いに接近しながら上昇し、 $\theta=10^{-4}$ の等温線が両方のプルームを包括した形になる。先端では $\theta=0.1$ の閉じた高温部が形成される。内側に湾曲するのは、両側のプルームの上昇により加熱区間中央部で流れが加速され圧力が減少するためと側壁と容器中央部間で形成される循環流のためである。次に二またに分かれている高温部が熱伝導層を通過して上壁に衝突する。その後、 $\tau=7.2 \times 10^{-1}$ [図2(c)]では加熱部間の中央から $\theta=0.1$ および $\theta=0.3$ の比較的高温層が上昇し、一方、上壁側からは $\theta=10^{-3}$ と $\theta=10^{-2}$ の低温層が下向きに発達してくる。 $\tau=9.0 \times 10^{-1}$ [図2(d)]では $\theta=0.1$ の層がさらに上昇し上壁から低温層を押し上げる傾向になる。これらの温度場に対応して無次元流れ関数分布では、浮力駆動によるプルームの上昇

開始付近で加熱部間に2個の対称な小循環流が生じ、上昇流と側壁間で2個の大循環流が形成される[図3(a)]。 $\tau=4.5 \times 10^{-1}$ ではプルームの湾曲に伴い2大循環流となり、その中心が $X=0.6$ 付近まで上昇する[図3(b)]。プルームが上壁に衝突後、循環流の中心が下降し、加熱部に接近した形で2大循環流が維持される[図3(c), (d)]。定性的ながら可視化実験により2プルームの湾曲[図4(a)]が見られた。加熱部付近のプルームの上昇速度は数 mm/s から 10 mm/s 程度である。合体後のプルーム先端の広がりや上壁付近の温度成層の状況[図4(b)]が数値計算結果と対応して明らかになった。次に加熱部間のピッチを狭くした場合 ($P_i=0.26$, $Gr=10^4$, $\tau=4.5 \times 10^{-1}$) の無次元温度 θ および無次元流れ関数 Ψ を図5(a), (b)に示す。間隔が狭くなることにより両加熱部からの高温線 $\theta=0.3$ が加熱部付近で合致し、あたかも単一プルームであるかのように上昇する。したがって無次元流

(a) Two separate thermal plumes ($\tau=4.5 \times 10^{-2}$) (b) Unification of two thermal plumes ($\tau=1.3 \times 10^{-1}$)Fig. 4 Color distribution of two thermal plumes ($P_i=0.5$, $Gr=4 \times 10^4$)

(a) Isothermal lines

(b) Dimensionless stream function

Fig. 5 Isothermal lines and dimensionless stream function ($P_i=0.26$, $Gr=10^4$, $\tau=4.5 \times 10^{-1}$)

(a) Isothermal lines

(b) Dimensionless stream function

Fig. 6 Isothermal lines and dimensionless stream function ($P_i=1.0$, $Gr=10^4$, $\tau=4.5 \times 10^{-1}$)

れ関数は2大循環流を形成する。これに対しピッチを広くした場合 ($P_i=1.0$, $Gr=10^4$, $\tau=4.5 \times 10^{-1}$), 図6(a), (b)に示されているようにブルームが上壁に衝突するまでは互いに干渉することなく単独で上昇し, 上壁に衝突後, 温度成層を形成する。したがって無次元流れ関数は中心が上壁側に移行した4個の循環流が形成され小循環流と大循環流の境界では Ψ のY方向(幅方向)のこう配が高くX方向(高さ方向)の速度が大きいことを示している。以上, 加熱部間隔の相違により, サーマルブルームが上壁に衝突するまでに流動パターンが次の3種類, (1)加熱源からの高温領域の合体によりあたかも単一ブルームであるかのように上昇する状態, (2)2ブルームがいったん合体後,

上昇とともに2方向に分離する状態, (3)互いのブルームが干渉することなく独立して上昇する状態, に分類されることが明らかになった。

上述の温度場, 流れ場に対する, サーマルブルームが上壁に衝突した際の局所ヌッセルト数の時間的変化を図7(a)~(c)に示す。 $P_i=0.26$ [図7(a)]の場合, 単一ブルームのように上昇し, 衝突した後, 左右に分離するので $\tau=7.2 \times 10^{-1}$ では3点で極小値をとる。左右の極小値の位置は時間経過とともに側壁側へ移動する。 $P_i=0.50$ [図7(b)]では2またのブルームが衝突するので中央を境に2箇所の極小値をもつ。 $\tau=1.8$ に至っては追従する高温部が中央に衝突するのでそれに伴い中央で極小値をもつ。 $P_i=1.0$ [図7(c)]では独立に2個のブルームが衝突するので2箇所の極小値をもつが, 時間が経過してもそれらの位置はそれほど変化しない。3条件とも $\tau=5.4$ 程度で容器内の温度上昇のため局所ヌッセルト数は平坦化される。

Gr 数の影響を検討するために, Gr 数を 10^5 に増大させたときの状況を図8に示す。加熱部と流体間の温度差が大きく, ブルーム内の高温部が上壁に衝突することにより局所ヌッセルト数の左右の分布に微細な凹

Fig. 7 Local Nusselt number ($Gr=10^4$)

Fig. 8 Local Nusselt number ($P_i=0.5$, $Gr=10^5$)

Fig. 9 Transient mean Nusselt number ($P_i=0.5$)

Fig. 10 Mean Nusselt number

凸が見られる。図示されていないが $Gr=10^6$ では不安定性が生じ左右の対称性が崩れる。

局所ヌッセルト数を上壁面上で平均した Nu_{mean} の時間的变化を、 Gr をパラメータにして図9に示す。 $Gr=10^3$ では加熱開始後 $\tau=2.5$, $Gr=10^4$ では $\tau=0.5$ を境にこう配が異なる二段変化をしている。 $\tau=5$ 付近より Gr によらず同じこう配で変化している。 $\tau=5$ 付近とは上壁上の局所変化が平坦化されつつある時間帯である。

安定化している $\tau=10$ におけるグラスホフ数と平均ヌッセルト数の関係を図10に示す。二つのプルームの干渉が Gr 数の上壁への熱伝達の依存性を弱め、単一プルーム⁽¹⁾ の Gr の指数 -0.2 より絶対値は小さく -0.16 になっている。

5. 結 論

密閉容器内の下面の2加熱源より生ずるサーマルプ

ルーム上昇状況を数値的に解析し、可視化実験と対応させた。さらに上壁伝熱面に衝突したときの伝熱特性も評価した。サーマルプルームが上壁に衝突するまでの流動パターンが、加熱源のピッチに依存して3種類に分類できることが明らかになった。すなわち、(1)加熱源からの高温領域の合体によりあたかも単一プルームであるかのように上昇する状態、(2)2プルームがいったん合体後、上昇とともに2方向に分離する状態、(3)互いのプルームが干渉することなく独立して上昇する状態の3種である。これらのパターンに伴い上壁面上の局所ヌッセルト数は極小値をとり、その位置および個数が時間とともに変化する。また平均ヌッセルト数 Nu_{mean} はグラスホフ数 $Gr^{-0.16}$ で依存し単一プルームの場合の指数 -0.2 より絶対値は小さくなる。

文 献

- (1) 一宮浩市・安部寿久, 単一サーマルプルームの上壁伝熱面への衝突による熱移動, 機論, **62**-601, B(1996), 3446-3452.
- (2) Pera, L. and Gebhart, B., On the Stability of Laminar Plumes: Some Numerical Solutions and Experiments, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **14** (1971), 975-984.
- (3) Lai, M.C., Structure of Turbulent Adiabatic Wall Plumes, *J. Heat Transf.*, **108** (1986), 827-834.
- (4) Noto, K., Swaying Motion in Thermal Plume Above a Horizontal Line Heat Source, *J. Thermophys. Heat Transf.*, **3**-4 (1989), 428-434.
- (5) Gebhart, B., Shaukatullah, H. and Pera, L., The Interaction of Unequal Laminar Plane Plumes, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **19** (1976), 751-756.