半球内自然対流の流れ場と温度場の可視化*

椎名保顕**, 秋野詔夫**, 功刀資彰**, 藤村 薫**

Visualization of Flow and Temperature Fields of Natural Convection in a Hemisphere Heated from Below

Yasuaki SHIINA Norio AKINO, Tomoaki KUNUGI and Kaoru FUJIMURA

ABSTRACT

Flow and temperature fields of natural convection in a hemisphere were visualized by using thermo-sensitive liquid crystal powder. Water, aqueous glycerin and silicon oils were used as working fluids in the experiment. The ranges of Rayleigh and Prandtl numbers based on the fluid bulk temperature and radius of the hemisphere were $1 \times 10^5 < Ra < 1.4 \times 10^6$ and $6 < Pr < 10000$, respectively. The results indicated that fluid flow in a hemisphere could be classified into three flow patterns.

Steady circulating flow, i.e., fluid rose up at the center of the hot surface and descended along the hemispherical inner surface, was observed at about $Ra = 1.9 \times 10^5$. For $Ra > 2 \times 10^5$, thermal boundary layer separated from the hot surface and hot thermal plumes were released periodically. The regular separation was maintained up to about $Ra = 4 \times 10^5 \sim 10^6$. For $Ra > 10^6$, however, observation of flow showed that the release of hot thermal plumes became irregular and finally the transition of flow from laminar to turbulent might be completed in this Rayleigh number range.

1. 緒 言

近年、産業の発達に従ってさまざまな形状を持つ容器内自然対流の研究が盛んになってきている。自然対流は、強制対流の存在しない、または、強制対流の弱い領域において熱・流体現象に支配的影響を与える可能性を持つ。現在開発が行われている高温ガス炉¹⁾の強制冷却喪失事故時には、炉心冷却に自然対流が重要な役割を果たす。

したがって、自然対流による圧力容器内の熱流動特性の知見を得ることは安全設計上重要である。著者らは圧力容器上部に着目し、底を加熱した半球容器でその形状を模擬して自然対流実験を行ってきた²⁾³⁾。その結果、かなり高いレイリー数領域まで ($Ra \sim 10^6$) 層流熱伝達機構が支配的であることが示唆された。本研究は半球容器内自然対流の研究の一環として、流れ場および温度場を可視化することにより熱伝達機構と流れ場の関係の知見を得ることを目的として行ったものである。流れ場および温度場の可視化は、主としてマイクロ

*原稿受付 1989年9月23日

**正会員 日本原子力研究所・高温工学部・高温熱工学研究室

カプセル化したコレステリック液晶を流体中に懸濁することにより行った。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略を Fig. 1 に示す。半球容器は肉厚 2 mm, 内径 100 ϕ および 300 ϕ のアクリル製容器である。容器底に銅板にシースヒーターを埋め込んだ加熱板を取り付けた。半球内外面にはそれぞれ 4 本ずつの熱電対を, また, 加熱面温度は 3 本 (100 ϕ) または 6 本 (300 ϕ) の熱電対により測定した。半球容器はアクリル製の矩形容器の中に設置し, 容器間に冷却水を流して半球面を冷却した。実験流体としては水, グリセリン 78w% 水溶液, 信越化学製シリコンオイル KF96-1000, -100, および -20 を用いた。Table 1 にそれぞれの流体の 25°C における物性値を示す。トレーサーとしては主として感温液晶を用いた。液晶は約 28°C ~ 32°C の間で白→茶→緑→青と変色するが, 液体が水の場合は液晶の色は鮮明ではないのでパール顔料⁴⁾ もトレーサーとして用いた。実験は加熱面温度を一定に保って行った。加熱面温度を T_h , 冷却面温度 (半球内面温度) を T_c とすると, 物性値はバルク温度 $T_b = (T_h + T_c)/2$ で評価した。半球半径 R および $\Delta T = T_h - T_c$ に基づいたレイリー数 ($Ra = R^3 g \beta \Delta T / \nu \kappa$, ここで ν ; 動粘性係数, κ ; 温度伝導率) 範囲およびプラントル数 (Pr) 範囲はそれぞれ $1 \times 10^5 < Ra < 1.4 \times 10^6$, $6 < Pr < 10000$ である。 T_h のばらつきは 0.3 °C 以内であり, T_c のばらつきは ΔT の 5% 以内である。可視化画像の撮影は, 垂直および水平スリット光を用いてそれぞれ容器頂部を含んだ垂直断面および加熱面近傍における水平断面で行っ

た。撮影に使用したフィルム感度は ASA400, カメラはミノルタ α -7000 である。

3. 実験結果および考察

Fig. 2 に $Ra \sim 2 \times 10^5$, $Pr \sim 9000$ の場合の流れ場および温度場の垂直スリット光による可視化写真を示す。Fig. 2 (a) は $Ra = 1.9 \times 10^5$ の場合である。底面により加熱された流体は, 加熱面中央に向かい加熱面中央で定常プルームとなって上昇し, 半球内面に沿って冷やされ下降する定常な流れを形成する。加熱面近傍とプルームが上昇する半球容器中央付近で高温を示す青色域が観察される。図から加熱面上で流れ方向に温度境界層厚さが増加することがわかる。Fig. 2 (b) は $Ra = 2.3 \times 10^5$ の場合の結果である。この場合には加熱面近傍の温度境界層の一部が軸対称的に厚くなり, "膨らみ" となって厚さを増しながら加熱面中央に向かい, 半球中央の定常プルームと合体して "こぶ" 状を成して上昇する。Fig. 2 (c) に $Ra = 2.9 \times 10^5$ の場合の合体して上昇するプルームを示す。上昇後, 加熱面の温度境界層は薄くなるが底面からの加熱により再び厚みが増し, "膨らみ" が生じてこの現象が周期的に繰り返される。 Ra 数がさらに増加すると温度境界層の "膨らみ" は早く成長し, 半球中央に達する前に剝離して独立したプルーム (以後剝離プルームと称する) として周期的に上昇するようになる。この剝離プルームは上昇後軸対称的に広がり, 半球内面から離れた所を下降する。したがってこれが半球内面の熱伝達に与える影響は小さいと考えられる。

Fig. 3 に $Ra = 1.6 \times 10^6$, $Pr = 290$ の場合の可

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

Table 1 Thermal Properties of fluids at 25°C used in the present study

	Kinematic viscosity ($\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)	Prandtl number	Thermal expansion coefficient ($\times 10^{-4} 1/^\circ\text{C}$)
Water	0.92	6.3	2.5
78w% aqueous glycerine	31.6	~ 320	4.4
Silicon oil KF-96-1000	1000	~ 9200	9.2
KF-96-100	100	~ 940	8.9
KF-96-20	20	~ 195	10

(a) $Ra=1.9 \times 10^5$
 $Pr=9600$
(exposure
time=15
sec., F19)

(b) $Ra=2.3 \times 10^5$
 $Pr=9200$
(4sec., F11)

(c) $Ra=2.9 \times 10^5$
 $Pr=8800$
(2sec., F9.5)

Fig. 2 Flow patterns and temperature distributions in a hemisphere at $Ra \sim 2 \times 10^5$ and $Pr \sim 9000$

(a) Vertical view
(1 sec., F2.8)

(b) Horizontal
view (4 sec.,
F4)

Fig. 3 Flow patterns and temperature distributions at $Ra=1.6 \times 10^6$ and $Pr=290$

(a) Vertical view (2 sec., F6.7)

(b) Horizontal view (1 sec., F2.8)

Fig. 4 Flow patterns and temperature distributions at $Ra=6.2 \times 10^6$ and $Pr=190$

(a) Vertical view near the hot surface (2 sec., F4)

(b) Horizontal view (4 sec., F4.5)

Fig. 6 Flow patterns and temperature distributions at $Ra=4 \times 10^7$ and $Pr=290$

視化写真を示す。Fig. 3 (a)からわかるようにこの場合には、加熱面中央よりかなり手前から剥離ブリュームが形成される。Fig. 3 (b)は水平スリット光による結果であるが、中央に高温ブリュームを示す円環状の青色域が観察される。円環は写真手前側でわずかに途切れているが、ほぼ軸対称構造を成している。剥離ブリュームの軸対称構造が保持されるのはこのレイリー数領域までで、レイリー数が増すと軸対称構造は次第に崩れ、円環が途切れた構造となる。

Fig. 4 (a), (b)に $Ra=6.2 \times 10^6$, $Pr=190$ の場合の垂直スリット光および水平スリット光による可視化写真を示す。Fig. 4 (a)では左右各2本の立ち上がった剥離ブリュームが観察される。これらは同時に別々の位置から発生したものではなく、ある定まった位置から時間遅れを伴って発生したものである。剥離ブリューム発生位置は Fig. 3 に比べて加熱面端部近くに移動している。Fig. 4 (b)からこれらの剥離ブリュームは幾つかに途切れてはいるが2重の同心円環状に分布することがわかる。

Fig. 5 に $Ra=2 \times 10^7$, $Pr=7$ (流体=水) の場合の加熱面近傍付近の可視化写真を示す。水を用いた場合液晶の色が明瞭ではないが、半球中央部で流体運動のゆらぎが見られる。しかし、加熱面近傍では剥離ブリュームの間隔に規則性があり、剥離ブリュームの放出が比較的周期的に生じていることが示される。

Fig. 6 は $Ra=4 \times 10^7$, $Pr=290$ の場合で、(a)は垂直スリット光による結果である。観察される剥離ブリュームの数は Fig. 4 の場合よりも多い。

Fig.5 Flow patterns and temperature distributions at $Ra=2 \times 10^7$ and $Pr=7$. Vertical view near the hot surface (0.5 sec., F4.5)

この場合も剥離ブリュームはほぼ一定時間間隔で加熱面の端に近い定まった位置から放出され、加熱面中央に移動しながら上昇する。 $Pr=7$ の場合 (Fig. 5) には、 $Pr=290$ の場合 (Fig. 6) よりも流体中のゆらぎが大きい。Rossby によると時間変動を伴う流れの発生は $Pr^{0.6}$ に比例する⁵⁾。それに従うと、 $Pr=7$ の場合の方が $Pr=290$ の場合よりも約9倍早くゆらぎを伴う流れになる。しかし、 $Pr=7$ の場合には加熱面近くにおいて剥離ブリュームが規則的に放出されていることから、加熱面および冷却面に沿う流れには本質的な不規則性は存在せず、Fig. 5に見られる流れのゆらぎは乱流遷移によるものではないと考えられる。Fig. 6 (b)は水平スリット光による結果である。Husar と Sparrow⁶⁾ は水平加熱円板からの自然対流流れを観察して、円板上に高温ブリュームの放射状の縞が形成されることを報告している。本実験の場合には高温流体塊 (剥離ブリューム) の縞模様が円環状 (加熱面端部) あるいは、放射状 (加熱面中央付近) に分布するのが見られる。本実験では Husar と Sparrow の報告した放射状の筋は顕著ではなく、むしろ同心円状に点在するブリュームの方が支配的である。

Fig. 7 は $Ra=5 \times 10^8$, $Pr=7$ の場合の可視化写真である。液晶の色の変化が不明確であったためにトレーサとしては液晶の他にパール顔料を用いた。流跡線からは規則的なブリュームの上昇を観察することはできなかった。加熱面の温度境界層の剥離はかなり不規則に生じているものと推察される。

Fig. 8 は $Ra=1.4 \times 10^9$, $Pr=6.5$ の場合の可視化写真である。この場合には非定常ブリューム

Fig. 7 Flow patterns at $Ra=5 \times 10^8$ and $Pr=7$. Vertical view (2 sec., F2.8)

Fig. 8 Flow patterns at $Ra=1.4 \times 10^9$ and $Pr=6.5$, Vertical view (1 sec., F2.6)

の発生はきわめて不規則となり、写真に示されるような小さな渦が生成・消滅を繰り返すのが観察される。流体の動きもきわめて不規則であり、流体が激しく混合されている様子が観察される。 $Ra \sim 10^7$ 程度まで半球容器中央に存在した定常ブリュームおよび容器内の循環流構造は消滅している。

下面加熱上面冷却の矩形容器内自然対流では、はじめ静止状態にある流体が臨界レイリー数を超えると定常な2次元セル対流となり、レイリー数の増加と共に3次元セル対流→時間変動を伴う流れへと変化してやがて $Ra=10^5 \sim 10^6$ で乱流に移行する⁷⁾。Fig. 3 (b), 4(b), 6(b)に見られる剝離ブリュームの軸対称構造とその崩壊のパターンは、主流が存在することによる温度境界層の発達に伴って形成されるもので、矩形容器のように容器内に主流が存在しない場合に生ずるパターンとは異なる。しかし、レイリー数が非常に高くなり乱流になると、不規則なブリュームの発生と激しい流体の混合により半球容器においても循環流は消滅し、矩形容器の場合と同じ流れパターンを形成する。

Fig. 9 に伝熱実験装置²⁾ で測定した加熱面近傍における液温の変動波形を示す。(a)は $Ra=8.2 \times 10^6$, $Pr=8900$ の場合で規則的な温度変動が観察される。(b), (c), (d)は、それぞれが Fig. 5, Fig. 6 および Fig. 8 の実験条件にほぼ対応する。(b), (c)とも温度変動の規則性がまだ保たれているが、(d)ではきわめて不規則な変動が示されており容器内流れは乱流に遷移をしていると考えられる。

Fig. 9 Time traces of fluid temperature near the hot surface

Fig. 10 Dependence of flow regimes on Rayleigh number

Fig. 11 Relation between separation point of thermal boundary layer and Rayleigh number

これらの結果をレイリー数と半球容器内自然対流流れの関係として Fig. 10 に示す。図ではプラントル数の影響は考慮していない。 $Ra \leq 1.9 \times 10^5$ では定常な循環流が形成され $2 \times 10^5 \leq Ra \leq 4 \times 10^7 \sim 10^8$ では周期的な剝離ブリューム流れが形成される。 $Ra \geq 10^8$ では温度境界層の剝離が不規則になり、やがて乱流に遷移する。

Fig. 11 に可視化実験で求めた温度境界層の剝離点位置とレイリー数の関係を示す。図で X は

加熱面端から中心に向かって測った距離である。これによると剝離点位置 X/R と Ra の間にはほぼ $X/R \sim Ra^{-1/3}$ の関係がある。温度境界層厚さとレイリー数の関係もこれと相似であるとすれば、剝離プルームの放出は温度境界層厚さに基づくレイリー数に規定されることを示唆する。

実験の結果、半球容器内自然対流では $Ra \leq 10^8$ では乱流に遷移しないことが示された。このレイリー数は下面加熱上面冷却の矩形内自然対流の場合と比べるとかなり高く、定性的に伝熱実験の結果^{2) 3)} を支持している。

4. まとめ

底面を加熱した半球容器内自然対流の可視化実験を行った結果、以下の結論を得た。

$Ra \leq 1.9 \times 10^5$ では自然対流流れは、容器中央付近で上昇し、半球面に沿って下降する定常な流れを形成する。 $Ra \geq 2 \times 10^5$ では加熱面上の温度境界層は周期的に剝離して上昇する剝離プルームを形成する。この剝離プルームは最初は軸対称円環状であるが、レイリー数が増加すると軸対称性は崩れる。剝離プルームの発生位置は、レイリー数と共に加熱面中央付近から次第に加熱面端部に移動する。この規則的な剝離プルームを伴う流れは、 $Ra = 4 \times 10^7 \sim 10^8$ まで続くが、 $Ra \geq 10^8$

では剝離が不規則になり、やがて発達した乱流になるものと考えられる。乱流領域では、容器中央で上昇し半球面に沿って下降する大きな循環流構造は消滅し、矩形容器内乱流自然対流と同様な不規則な上昇および下降流を形成する。乱流遷移が 10^8 を越える高いレイリー数領域で生じるというこの実験結果は伝熱実験^{2) 3)} の結果を支持している。

参考文献

- 1) 佐野川好母：高温工学試験研究炉，機械学会誌，90 (昭62)，790
- 2) Shiina, Y. and Fujimura, K.: Heat Transfer by Natural Convection in a Half-Sphere Heated from Below, J. Nuc. Sci. Technol., 23 (1986), 568
- 3) Shiina, Y., Fujimura, K., Akino, N. and Kunugi, T.: Natural Convection Heat Transfer in a Hemisphere, J. Nuc. Sci. Technol., 25 (1988), 254
- 4) 秋野詔夫他：平行平板流路内に設置された円柱周辺の流れ、流れの可視化，5，(1985)，193
- 5) see Chu, T. Y. and Goldstein, R. J.: Turbulent Convection in a Horizontal Layer of Water, J. Fluid Mech., 60 (1973), 141
- 6) Husar, R. B. and Sparrow, E. M.: Patterns of Free Convection Flow Adjacent to Horizontal Heated Surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, 11 (1968), 1208
- 7) Krishnamurti, R.: On the Transition to Turbulent Convection. Part 2. The Transition to Time-Dependent Flow, J. Fluid Mech., 42 (1970), 309