水平線熱源からの乱流ブルームのスペクトル および乱流遷移グラスホフ数*

能 登 勝 久^{*1}, 寺 本 健 治^{*2}, 中 島 健^{*1}

Spectrum and Critical Grashof Number on Turbulent Transition of the Plume above a Line Heat Source

Katsuhisa NOTO, Kenji TERAMOTO and Tsuyoshi NAKAJIMA

The turbulent transition and turbulence characteristics of the plume above a line heat source in unstratified air are established by the statistical analysis of measured temperature. Spectra in the inertia-convective subrange and the inertia-diffusive subrange are expressed by $S[s]=0.130f[\text{Hz}]^{-5/3}$ and $S[s]=0.275f[\text{Hz}]^{-3.0}$, respectively. The laminar spectrum changes gradually to the turbulent spectrum in the transitional region. The plume spectrum enables us to exactly determine the flow state, i. e., laminar, transitional, or turbulent. The Grashof numbers for the beginning and the ending of the turbulent transition are $Gr_s=2.0 \times 10^8$ and $Gr_e=2.0 \times 10^9$, respectively. The frequency of the large-scale vortex in the turbulent region agrees well with the dominant frequency of the spectrum and the swaying frequency.

Key Words: Natural Convection, Unsteady Flow, Transition, Turbulent Flow, Thermal Plume, Spectrum, Determination of Flow State, Critical Grashof Number, Swaying Frequency

1. 結 言

非成層空気内の水平線熱源からのブルームの乱流遷移位置を明らかにすることは、ブルームの解明に重要である。そのため、従来から次のように求められてきた。Forstromら⁽¹⁾は比較的low加熱量 Q の $1.77 \leq Q[\text{W/m}] \leq 17.1$ の線熱源からのブルームで、線熱源加熱量または線熱源からの高さが大きくなれば、ブルームの時間平均温度分布が、層流分布から離れることを示し、「乱流バースト」の最初の出現によって、乱流への遷移開始を判定して、臨界グラスホフ数を求めた。Billら⁽²⁾は $13.0 \leq Q[\text{W/m}] \leq 67.8$ で、空気ブルームの可視化観察および熱電対計測による対称面の時間平均温度分布から、層流から乱流への遷移のグラスホフ数を求めた。しかし Forstromら⁽¹⁾ および Billら⁽²⁾ が得た遷移グラスホフ数は互いに異なる。能登ら⁽³⁾⁽⁴⁾ はブルームの乱流遷移および乱流状態の、それぞれの時間平均特性および時間依存特性を明らかにした。しかしそれらから遷移グラスホフを確定することができない。よって、遷移グラスホフ数は現在確定していない。

したがって、本研究では、非成層内の線熱源からの空気ブルームの測定温度を統計解析することによって、確率密度関数、自己相関係数、およびパワースペクトル密度(PSD)を求め、乱流遷移の開始および終了のグラスホフ数をPSDから特定し、乱流遷移および乱流ブルームの特性、およびブルーム振動数を明らかにする。

2. 記 号

- A : 線熱源中心から上壁までの距離 mm, m
- a : 温度伝導率 cm^2/s
- B : 線熱源中心から側壁までの距離 mm, m
- $C(\tau)$: 自己相関関数 $= \overline{t(t_i)t(t_i+\tau)}$ K^2
- d : 線熱源の直径 mm, m
- f : 振動数 Hz
- g : 重力の加速度 m/s^2
- Gr_x : 熱量基準グラスホフ数 $= x^3 g \beta Q / \nu^2 \lambda Pr$
- Gr^* : 温度差基準グラスホフ数
 $= x^3 g \beta (T_{cl} - T_\infty) / \nu^2$
- $h(0)$: 無次元温度の固有値 (空気では, 0.373 28)
- I : ニクロム線通過電流 A
- i : 時系列の時点番号, または虚数
- L : 代表長さ mm, m

* 原稿受付, 平成4年4月22日.

^{*1} 正員, 神戸大学工学部 (〒657 神戸市灘区六甲台町).

^{*2} 神戸大学学生.

l : ニクロム線長さ mm, m

N : データサンプリング個数

$P(f)$: パワースペクトル密度

$$= \int C(\tau) \exp(-i2\pi f\tau) d\tau \quad \text{K}^2 \cdot \text{s}$$

$p(\eta)$: 確率密度関数 $= d \text{Prob}[t(t_i) \leq \eta] / d\eta$

Pr : プラントル数 $= \nu/a$

Q : 線熱源単位当たりの対流熱量(線熱源加熱量)
 $= Q_t - Q_r \quad \text{W/m}$

Q_r : 線熱源単位長さ当たりのふく射熱量
 $= \varepsilon \sigma_s \pi d (T_w^4 - T_\infty^4) \quad \text{W/m}$

Q_t : 線熱源単位長さ当たりの発熱量
 $= IV/l \quad \text{W/m}$

$R(\tau)$: 自己相関係数 $= C(\tau)/C(0)$

Ra : レイリー数 $= L^3 g \beta Q / \lambda \nu^2$

Re_f : 振動レイノルズ数 $= fL^2/\nu$

S : 温度分散値で規格化されたパワースペクトル密度
 $= P(f)/\sigma^2 \quad \text{s}$

T : 時間平均温度 $(\sum t_i)/N \quad \text{K}$

t : 瞬時温度 $= T + t' \quad \text{K}$

t_i : 時刻 s

t' : 温度変動値 $= t - T \quad \text{K}$

V : ニクロム線両端の電位差 V

x : 線熱源中心から鉛直方向距離 mm, m

y : 線熱源中心から水平方向距離 mm, m

β : 体膨張係数 $= 1/T_\infty \quad \text{K}^{-1}$

ε : ニクロム線のふく射率

η : 任意の実数

λ : 熱伝導率 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$

ν : 動粘性係数 m^2/s

ξ : y 方向無次元距離 $= (y/x) Gr_x^{1/5}$

σ_s : ステファン・ボルツマン定数 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$

τ : 隔り時間 s

添 字

A : $L=A$ での値

B : $L=B$ での値

b : 初期遷移終了および後期遷移開始の値

cl : 中心面の値

e : 乱流遷移終了の値

i : $i=i$ での値

s : 乱流遷移開始の値

w : 線熱源の値

∞ : ブルーム周囲の値

3. 実験装置および方法

実験装置, ブルーム発生, 温度計測, およびデータ

サンプリング法は既報⁽³⁾⁽⁴⁾と同一である。既報で、本実験の層流域の結果は従来の結果に一致し、乱流域の結果は線熱源からの乱流ブルームの特性とも傾向が一致した。したがって本実験のブルーム形成、測定方法、および結果は正しいと判断できた。

本研究では、ブルーム温度の時系列データを統計解析して、確率密度関数 (PDF)、自己相関係数およびパワースペクトル密度を求めた。なおパワースペクトル密度を、FFT より高性能の最大エントロピー法 (MEM) を検討⁽⁵⁾して求めた。本研究の層流スペクトルから求めた揺動振動数は従来の結果⁽⁶⁾に一致した。したがって、本研究の結果は正しいと判断された。

4. 結果とおよび考察

4.1 確率密度関数 層流域, 遷移域, および乱流域の対称面上の確率密度関数 (PDF) (定義式は記号欄参照) を図 1 に示す。図 1 中の▼, ▽印は、4.6 節で求める乱流遷移開始および終了のグラスホフ数 $Gr_s (= 2.0 \times 10^8)$, $Gr_e (= 2.8 \times 10^9)$ の位置である。黒矢印は初期遷移域と後期遷移域の境界位置⁽⁴⁾ ($Gr_b = 7.52 \times 10^8$) を示す。

層流域の温度変化は弛緩振動的である⁽⁴⁾ため、PDF は高温領域にピーク値を持つ。後期遷移域でも、最高温度一定の層流の特徴が残る。遷移終了間際で、PDF のこの特徴が完全に消滅し、PDF は対称の分布になる。乱流域では、PDF のピーク値が増大する。なお乱流域で x が増大すれば、PDF のピーク値の温度が低下する。これは、下流へ行くほど、ブルーム対称面上の時間平均温度が小さくなる⁽³⁾ ことに対応する。Kotsovinos⁽⁷⁾ のノズルからの乱流ブルーム温度の確

図 1 確率密度関数 ($Q=27.8 \text{ W/m}$)

率密度関数も、図1の乱流域の分布と同様の分布をし、PDFのピーク値もほぼ等しい。

4.2 自己相関係数 層流域、遷移域、および乱流域の対称面上の自己相関係数(定義式は記号欄参照)を図2に示す。層流域では、遅れ時間約60sまで相関が存在する。しかし乱流域では、相関が遅れ時間約7sまでしかない。乱流域では、層流域より、自己相関係数分布で、相関は弱い。遷移域では、層流分布から乱流分布へ漸近的に変化した。

確率密度関数および自己相関係数分布で、乱流遷移の開始および終了位置を、定量的に明確に特定することが不可能であるため、ブルームスペクトルを求める必要がある。

4.3 対称面上のスペクトル分布 ブルームの温度分散値で規格化したパワースペクトル密度(PSD)(定義式は記号欄参照)を求めた。低加熱量および高加熱量ブルームの、対称面のスペクトル分布を図3に示す。なお高加熱量の乱流ブルームには、時間平均温度および温度変動強度分布に、自己保存性⁽³⁾⁽⁴⁾が存在した。

どの加熱量でも、 x が比較的小さい領域では、スペクトルはこう配値 $-9/2$ および -8 を持ち、実線で示す次式の層流ブルームのスペクトル分布⁽⁶⁾に一致した。

$$S[s] = 6.47 \times 10^{-7} \cdot Q[W/m]^{3/2} \cdot f[Hz]^{-9/2} \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$S[s] = 1.00 \times 10^{-11} \cdot Q[W/m]^{8/3} \cdot f[Hz]^{-8.0} \quad \dots\dots\dots(2)$$

すなわち x が比較的小さい領域は層流状態であって、そのスペクトルは揺動現象のみに起因する。

x が比較的大きい領域のスペクトルには、 $-5/3$ お

よび -3.0 のこう配値が存在した。こう配値 $-5/3$ は、Kolmogorovの局所等方性仮説⁽⁸⁾に基づく、乱流の慣性対流小領域のこう配値と一致する。こう配値 $-5/3$ より高振動数域に存在するこう配値 -3.0 は、乱流ブルームの慣性拡散小領域を特徴づける値であることがわかった。

図3のこう配値 $-5/3$ および -3.0 の実線は、本実験の加熱量範囲で、それぞれ次式で表された。

$$\text{慣性対流小領域: } S[s] = 0.130 f[Hz]^{-5/3} \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$\text{慣性拡散小領域: } S[s] = 0.275 f[Hz]^{-3.0} \quad \dots\dots\dots(4)$$

したがって、こう配 $-5/3$ および -3.0 を持つ、 x の比較的大きい領域は乱流状態と判断され、そのスペクトルは乱流および揺動現象に起因する。層流域のスペクトルは対流加熱量 Q に依存した。しかし式(3)および式(4)の乱流スペクトルは対流加熱量 Q に依存しない。このことは、線熱源からのブルームが乱流化すれば、少なくとも式(3)および式(4)を満足する振動数域の熱流動の乱れ現象は、局所値に支配されるためと考えられる。ブルーム乱流域の巨大渦の変動振動数⁽⁴⁾は、式(3)が占める振動数域より、低振動数域に存在した。

ブルームはいずれの加熱量でも、線熱源から上方へ行くにしたがって、上記のような、対称面上で層流から乱流状態へ遷移した。層流から乱流への遷移域では、スペクトルこう配値は $-9/2$ と -8.0 から $-5/3$ と -3.0 へ変化した。 $Q \geq 27.8 W/m$ の遷移域では、 $f = 1.0 Hz$ 近傍に小さいピークを持つことが、現象論的にわかる。

4.4 高さ一定断面上のスペクトル分布 対称面が乱流状態の高さで、水平方向距離のみを変化させたときのスペクトルの変化を図4に示す。図4中の実線は式(1)~(4)を示す。図4(a)で、対称面が乱流のとき、対称面近傍の分布は、式(3)および式(4)で示される乱流スペクトルである。したがって、この領域は乱流状態と判断できる。水平方向距離 y がさらに増大すれば、図4(b)および図4(c)のように、乱流状態から外れ、遷移状態になる。図示しないが、 y が十分に増大した領域では、式(1)および式(2)の層流状態のスペクトルになって、流れは層流状態と判断できた。

対称面が後期遷移状態の高さ一定断面上で y が増大すれば、スペクトルは図5のように変化する。遷移状態から層流状態へ近づく。図5中の実線は式(1)~(4)を示す。

図2 自己相関係数 ($Q=27.8 W/m$)

このように、式(1)～(4)は、対称面上のみならず、高さ一定断面上の流れ状態の判定に適用が可能である。

4・5 乱流遷移状態のスペクトルの特徴 図3の対称面上の遷移域のスペクトルと、図4および図5の高さ一定断面上で現れる遷移域のスペクトルの特徴は異なる。対称面上では、約1 Hzの位置に現れる小さなピークの個数は一つまたは数個である。一方、高さ一定断面上では、小さなピークが数多く現れる。この相

違は、ブルーム周囲の温度分布が、層流状で、対称面を離れるほど、高さ一定断面上の波形に多く現れ⁽⁴⁾、エントレイメントまたは間欠現象が影響⁽⁴⁾することに原因する。

なお高さ一定断面上の波形で、層流状の周囲流体温度が、大部分を占めるようになるにつれて、遷移領域のスペクトルで、ピークの個数が減少し、徐々に層流スペクトルに近づいた。

4・6 対称面上の乱流遷移開始および終了グラスホ

(a) $Q = 8.73 \text{ W/m}$

(b) $Q = 27.8 \text{ W/m}$

(c) $Q = 83.6 \text{ W/m}$

図3 対称面上のスペクトル

図 4 対称面が乱流状態の高さ一定断面上のスペクトル

フ数の特定 スペクトルが式(1)および式(2)を満足すれば層流状態, 式(3)および式(4)を満足すれば乱流状態と判定することによって, 層流から乱流への遷移開始および終了グラスホフ数を定量的に決定することが可能である。図3, および図3以外の本実験範囲のスペクトルから, 対称面上の乱流遷移の開始および終了のグラスホフ数 Gr_s, Gr_e を求めた。それらは, 低加熱量および高加熱量ブルームともに, 次式で表された。

$$Gr_s = 2.0 \times 10^8 \quad \text{..... (5)}$$

$$Gr_e = 2.0 \times 10^9 \quad \text{..... (6)}$$

時間平均温度⁽³⁾, プルーム半値幅⁽³⁾, 可視化写真⁽⁴⁾, 温度変形⁽⁴⁾, 変動強さ⁽⁴⁾, および本研究の確率密度関数, 自己相関係数に, 式(5)および式(6)を適用した議論は互いに矛盾せず, プルームの諸現象をよく説明した。したがって, 式(5)および式(6)の乱流遷移の開始および終了グラスホフ数は合理的な値と判断される。

4.7 高さ一定断面上の乱流遷移開始および終了グラスホフ数の特定 層流, 遷移および乱流状態の流れ状態は, x 方向のみならず, 図4および図5のように, y 方向へも変化した。すなわち, 対称面が乱流状態のとき, 高さ一定断面上で y が増大しても, 乱流状態である。図4の $Q \geq 27.8 \text{ W/m}$ では, 自己保存性を示す横軸座標 ξ が約 7.0 で乱流状態から遷移状態に変化した。さらに y が増大し, 図示しないが ξ が約 20.0 で層流状態に変化した。

対称面が遷移状態では, 対称面近傍は遷移状態である。 y が増大すれば, 例えば $Q=83.6 \text{ W/m}$, $Gr_x=1.98 \times 10^9$ では, ξ が約 12.0 で層流状態に変化した。

図 5 対称面が遷移状態の高さ一定断面上のスペクトル

4・8 従来の乱流遷移開始グラスホフ数との比較

Forstrom ら⁽¹⁾ および Bill ら⁽²⁾ は、測定データをコンピュータに取り込まないで、本研究と異なる方法によって、乱流遷移の開始および終了のグラスホフ数を求めた。図6のように、彼らの遷移グラスホフ数は、本研究で得た値より大きい。この相違の原因は、(1)ブルームの形成法が正しいか(特に、容器幅および線熱源長さ)、(2)判定基準量が局所値か高さ一定断面上の巨視量か、(3)その判定基準が客観的か主観的か、(4)客観的判定基準であれば、判定物理量の測定精度に起因する。

Forstrom ら⁽¹⁾ は、ブルームに「乱流バースト」が現れることをもって遷移開始と判断して、次式の遷移開始グラスホフ数を得た。

$$Gr_s = 5 \times 10^8 \dots\dots\dots (7)$$

しかし Forstrom らは「乱流バースト」およびそれによる判定方法の一切を述べていない。「乱流バースト」は、乱流に起因する温度波形の小さな乱れと判断される。ブルームの対称面上の温度変化⁽⁴⁾で、この温度乱れは遷移域でまず小さく発生した。ブルームは層流域でも、揺動現象のため時間依存する。したがって、温度波形で、温度乱れのみをまず特定して、次にその発生を判定して、遷移開始位置を明確に求めることは極めて困難である。

さらに温度波形は熱電対の時定数に依存する。しかし Forstrom らが使用した熱電対の時定数は不明である。Forstrom らの計測では、乱流域より層流域の時間平均値の計測に、より重点がある。したがって、「乱流バースト」が実際には相当顕著に出現する位置を、Forstrom らの計測法では、遷移開始点と判断した可能性があることも、相違の一原因と考えられる。

Bill ら⁽²⁾ は、対称面上の時間平均温度分布が、層流分布から外れ始めること、およびマッハ・ツェンダー干渉計による観察で、ブルームが水平方向に広がることによって、遷移開始位置を判定し、次の遷移開始グラスホフ数を得た。ここに Gr^* は温度差基準のグラスホフ数である(定義は記号欄参照)。

$$Gr_s^* = 6.4 \times 10^7 \dots\dots\dots (8)$$

この時間平均温度分布による判定法では、対称面以

外のある位置の流れ状態を判定することはできない。マッハ・ツェンダー干渉計による判定法は、局所のブルーム状態ではなく、ある高さのブルーム全体の状態を判定した。

Bill らは式(8)の値は次のグラスホフ数に対応するとした。

$$Gr_s = 1.12 \times 10^9 \dots\dots\dots (9)$$

線熱源から遷移開始位置までは層流であるため、 Gr^* の定義式に含まれる温度差に、層流域の温度分布式⁽⁶⁾を代入すれば、 Gr^* と Gr_s の次の関係式を得る。

$$Gr_s^* = 0.85 h(0) Gr_s^{4/5} \dots\dots\dots (10)$$

式(10)に、 $h(0) = 0.37328$ (空気)⁽⁹⁾ および Bill らの式(8)の値を代入すれば、次式の遷移開始グラスホフ数 Gr_s を得る。

$$Gr_s = 2.41 \times 10^{10} \dots\dots\dots (11)$$

式(9)と式(11)の値は本来同一になるべきである。しかし式(11)の値はBill らの式(9)の値と 2.05×10^3 %異なる。この相違の原因は現在不明であるが、Bill ら⁽²⁾ の遷移開始グラスホフ数には確かに矛盾がある。

4・9 従来の乱流遷移終了グラスホフ数との比較

Forstrom ら⁽¹⁾ は、遷移終了を、高さ一定断面上の時間平均温度分布が「十分」に広がったという定性的判定を行って、次の遷移終了グラスホフ数を得た。

$$Gr_e = 5.0 \times 10^9 \dots\dots\dots (12)$$

この判定法は局所の流れ状態を判定するのではなく、ある高さ全体の状態を判定した。したがって、Forstrom らの判定法では、ある局所位置の流れ状態を判定することができない。さらに Forstrom らの低加熱量ブルームの高さ一定断面上の温度分布⁽³⁾の広がり、が「十分」であるか否かは、主観的判断に基づいている。なぜなら、低加熱量の乱流ブルームでは、温度分布の自己保存性が見いだされていないからである。

さらに Forstrom らの遷移終了グラスホフ数〔式(12)〕に近い $Gr_e = 5.54 \times 10^9$ の温度測定値は、本実験の遷移域と乱流域の分布の中間に存在⁽³⁾した。この原因は、Forstrom らの容器寸法では、メンダリングが発生する⁽³⁾ ことによると考えられた。したがって、式(12)の値は相当に誤差を含んでいると判断される。このことは、式(7)の遷移開始グラスホフ数の解釈にも適用できる。

Bill ら⁽²⁾ は、遷移終了を、マッハ・ツェンダー干渉計による観察で、ブルーム幅が「十分」に広がったという判定を行って、次の遷移終了グラスホフ数を得た。

$$Gr_e = 7.9 \times 10^9 \dots\dots\dots (13)$$

この判定法は、遷移開始位置をマッハ・ツェンダー計で判定したのと、同じ特徴を持つ。ブルーム半値

図6 従来および本研究による遷移領域の比較

幅⁽³⁾は後期遷移域で急激に増大し、乱流域では徐々に増大した。したがって、ブルーム幅が遷移終了位置で「十分」に広がり切ることに着目することは合理的である。Bill らの遷移終了グラスホフ数は本研究の値より大きい。この原因は、マッハ・ツェンダー干渉計の観察で、上記の位置を明確にデテクトできなかったためと考えられる。

Bill ら⁽²⁾は、彼らも述べているが、明らかに強いノイズを含むブルーム速度のスペクトルの一例を示した。Bill らはそのスペクトル分布を観察して、層流、遷移、および乱流状態を判別した。しかし客観的な判定クライテリオンではなく、主観的判断によった。

4・10 乱流遷移位置のスペクトルによる特定方法の特徴 本研究のスペクトルによる方法は、式(1)～(4)の客観的判定のクライテリオンを有し、どの局所位置の流れ状態の判定にも客観的に適用できた。したがって、Forstrom ら⁽¹⁾および Bill ら⁽²⁾の方法よりも、より客観的かつ定量的な判定方法である。

式(1)～(4)を、Kolmogorov 則のように、こう配値で規定すれば、流れ状態の判別クライテリオンは、「層流スペクトルはこう配-9/2 および-8.0 を、乱流スペクトルはこう配-5/3 および-3.0 を持つ」になる。

4・11 ブルーム振動数 ブルーム内のある局所位置のスペクトルで、PSD の最大値を持つ振動数をその位置の卓越振動数と定義する。図4および図5で、高さ一定断面上で y のみを変化させたとき、卓越振動数は変化した。そのため、高さ一定断面上の、種々の卓越振動数で、その高さの流れを最もよく表す卓越振動数を、その高さのブルーム振動数とまず定義し、次に各流れ状態のブルーム振動数を求める。

本実験の層流域の対称面上の卓越振動数は、従来の層流ブルーム⁽⁶⁾の対称面上の卓越振動数に一致し、加熱量 Q の $1/3$ 乗⁽⁶⁾に比例した。層流域では、対称面上の卓越振動数は対称面を離れた領域の卓越振動数の2倍だった。したがって、対称面から離れた領域の卓越振動数が、すなわち対称面上の卓越振動数の $1/2$ が、層流域のブルーム揺動の振動数である。

乱流スペクトルは層流スペクトルのように鋭いピーク分布を持たず、ゆるやかなピーク分布になる。対称面が乱流状態のとき、対称面上の卓越振動数は層流域のブルーム振動数に等しく、対称面を離れても、乱流域では卓越振動数は変化しない。この振動数が乱流域のブルーム振動数であって、層流域のブルーム振動数に一致した。乱流域のこのブルーム振動数は、乱流域の巨大渦⁽⁴⁾の変動振動数に一致した。

対称面が遷移状態のときは、対称面上の卓越振動数は層流の卓越振動数よりも小さいが、対称面を離れば、スペクトルが層流分布に漸近し、図5(a)の $\xi = 6.71$ の遷移域の卓越振動数は層流域のブルーム振動数に一致した。

このように、遷移および乱流域のブルーム振動数は、層流域のブルーム揺動の振動数⁽⁴⁾に一致し、ブルーム振動数は、線熱源から容器上壁までの距離 A および容器側壁までの距離 B を用いて無次元化すれば、次式で表された。

$$Re_{f_A} = 0.333 Ra_A^{1/3} \dots\dots\dots (14)$$

$$Re_{f_B} = 0.219 Ra_B^{1/3} \dots\dots\dots (15)$$

5. 結 論

(1) 対称面上の温度波形の確率密度関数分布で高温領域にピークを持つ層流の特徴は、後期遷移域でも残っていて、遷移終了間際で、完全に消滅することが明らかにされた。

(2) 自己相関係数は遷移域では、層流分布から乱流分布へ漸近的に変化した。

(3) 確率密度関数および自己相関係数から流れ状態(層流、遷移、および乱流状態)の明確な特定はできない。

(4) 線熱源からのブルームの乱流状態のスペクトルは次式で表され、線熱源の加熱量 Q に依存しない。慣性対流小領域では-5/3のこう配を、慣性拡散小領域では-3.0のこう配を持つ。

$$\text{慣性対流小領域: } S[s] = 0.130 f[\text{Hz}]^{-5/3}$$

$$\text{慣性拡散小領域: } S[s] = 0.275 f[\text{Hz}]^{-3.0}$$

(5) どの局所位置での流れ状態(層流、遷移、および乱流状態)をも、スペクトル分布で定量的に特定できることがわかった。

(6) 対称面上および高さ一定断面上の流れ状態の判別クライテリオンは、「層流スペクトルはこう配-9/2 および-8.0 を、乱流スペクトルはこう配-5/3 および-3.0 を持つ」である。

(7) スペクトル分布の判定から、対称面上の乱流遷移の開始および終了のグラスホフ数は、次式になる。

$$\text{遷移開始グラスホフ数: } Gr_s = 2.0 \times 10^8$$

$$\text{遷移終了グラスホフ数: } Gr_e = 2.0 \times 10^9$$

(8) 高さ一定断面上では、対称面が乱流状態で y が増大したとき、 ξ が約 7.0 で乱流から遷移状態に、 ξ が約 20.0 で遷移状態から層流状態に変化した。

(9) Forstrom らおよび Bill らの遷移グラスホフ数を考察した。

(10) 対称面上の遷移域では、層流スペクトルから乱流スペクトルへ漸近的に変化するが、小さなピークが数個出現した。一方、高さ一定断面上の遷移域では、小さなピークが多数出現した。

(11) 遷移域および乱流域でのプルーム振動数は、次式で表され、層流域の揺動振動数に一致した。

$$Re_{f_A} = 0.333 Ra_A^{1/3}$$

$$Re_{f_B} = 0.219 Ra_B^{1/3}$$

非成層内の線熱源からのプルームの乱流遷移の臨界グラスホフ数を、Forstrom ら⁽¹⁾ および Bill ら⁽²⁾ に引き続いて、本研究で解明した。乱流プルーム現象で現在未解明の乱流構造の詳細などの解明に、本研究が役立つことが期待される。

文 献

- (1) Forstrom, R. J. and Sparrow, E. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **10** (1967), 321.
- (2) Bill, R. G. and Gebhart, B., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **18** (1975), 25.
- (3) 能登・ほか2名, 機論, 59巻掲載予定.
- (4) 能登・ほか2名, 機論, 59巻掲載予定.
- (5) Noto, K. and Matsumoto, R., *Mem. Facult. Eng.*, **31** (1984), 103, Kobe Univ.
- (6) Noto, K., *AIAA J. Thermophys. Heat Transf.*, **3-4** (1989), 428.
- (7) Kotsovinos, N., *J. Fluid Mech.*, **81** (1977), 45.
- (8) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1975), 236, McGraw-Hill.
- (9) Fujii, T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **6** (1963), 597.