拡散混合過程における不均一性の定量解析法*

近久武美^{*1}, 湯山 亮^{*1}, 菱沼孝夫^{*1}

A Method for Analyzing Heterogeneity Degree in Diffusion Process

Takemi CHIKAHISA^{*2}, Ryo YUYAMA and Yukio HISHINUMA^{*2} Div. of Mechanical Science, Hokkaido University, N13. W8. Sapporo-shi, Hokkaido, 060-8628 Japan

Investigation on diffusion process is required in variety of field such as chemical reaction, combustion, and environmental studies. However, there is no appropriate index for analyzing degree of homogeneity and scales of the clouds in diffusion field. This paper presents Entropic Method for determining the homogeneity degree and the scale of the heterogeneous clouds based on the statistic-entropy concept. The results of the investigation on the performance and characteristics of the method showed good correspondence between the analyzed results and the states of the tested pictures. A method for determining a mean effective diffusion-coefficient from the pictures is also discussed. The paper proposes an analytical method available for the study on diffusion phenomena.

Key Words: Methodology, Diagnostics, Homogeneity, Heterogeneity, Diffusion, Scale, Entropy

1. まえがき

燃焼現象や化学反応プロセス,あるいは大気中のガス拡散など,拡散混合に基づく現象は数多くあり,不均一状態の把握と拡散の制御が強く求められている。しかし,混合状態や不均一性を定量的に取り扱うための十分な指標は今のところ提案されていない。一方,混合過程では流体塊と渦の相互スケールが影響するはずであり,例えばミクロな流体塊の拡散に大きなスケールの剛体渦は寄与しない。したがって,流体塊の拡散混合制御を考える場合,不均一流体塊のスケールに応じた乱流制御が重要であり,スケールに関する定量的な表現法の確立が必要と思われる(本論文では対象とする画像中にある不均一な塊を,流体の拡散現象場を想定して不均一流体塊と呼ぶことにする)。

そこで本研究では統計力学的エントロピー概念に基づく均一性の定量化法を提案し,従来行われているフーリエ解析法や確率密度関数(PDF)法との比較を試みた。また,エントロピー法を用いた拡散速度の定量解析や不均一な流体塊のスケールの特定法について検討を行った。

関連した研究として,小森・植田は拡散が進むほど場の濃度変動が少なくなることに基づき,化学反応場の統計解析から混合度なる指標を定義した⁽¹⁾⁽²⁾。この

Fig. 1 Pictures examined for the entropic analysis

Fig. 2 PDF distribution of luminosity for the pictures in Fig. 1

* 原稿受付 2000年10月25日。

^{*1} 正員, 北海道大学大学院工学研究科(〒060-8628 札幌市北区北13条西8)。

E-mail: takemi@eng.hokudai.ac.jp

Fig. 3 Pictures examined for the Fourier analysis

Fig. 4 Fourier analysis for the pictures in Fig. 3

概念の妥当性と実現象における混合度の範囲に関する研究は数多く行われている^{(3)~(7)}。一方、PDF法は空間の濃度分布の確率密度を示すものであり、濃度の分散状態を示す指標として最も一般的に用いられている。例えば、池上・塩路は乱流場におけるPDFの変化特性を基に確率過程論モデルを作成している⁽⁸⁾。このほか、Popeは燃焼場における確率密度関数の輸送方程式に関する研究を詳細にレビューしている⁽⁹⁾。また、フーリエ変換法は流れ場の特性を把握する手法として古くから用いられており、これを用いた統計解析などが広く行われている。さらに、近年は画像の圧縮技術などに応用されており、二次元フーリエ変換技術が確立されている。ただし、不均一性の定量手法としてこれを直接用いた例は見当たらない。

2. 解析試験対象画像

解析対象として図1、図3および図5に示すような画像を用い、種々の手法による不均一性の解析結果の比較を行った。図1は拡散状態の異なる映像の一例であり、拡散が進行していないエチレン火炎と、拡散の進行した窒素噴流のレーザートモグラフィー写真である。両画像とも撮影には燃料噴流のノズル近傍で酸化チタン粒子を混入し、下流部におけるトレーサの分布状態をYagレーザによるシート光で可視化した。エチレン火炎中では窒素噴流に比べ大きな濃度むらが分布しているのに対して、窒素噴流ではトレーサが拡散して均一な状態になっている。一方、図3は円形

Fig. 5 Pictures expressing different diffusion states

Fig. 6 Fourier analysis for the pictures in Fig. 4

でスケールおよび境界の鮮明度の異なった仮想不均一流体塊に対する画像である。これは特にフーリエ解析の特徴を把握する目的で作成した。また、図5は1点に集中していた流体塊が次第に周囲に拡散していく過程を模擬し、コンピュータで作成した画像である。

3. 従来手法による不均一性の解析結果

不均一性を定量評価する従来手法として、混合度、濃度分布のPDF解析、およびフーリエ解析がある。混合度は一点における混合二流体の時間的な濃度変動の平均と分散から統計的に求めるものであり、画像から算出するには多数の時系列画像(小森らは240,000点の計測値を用いている)、もしくは一画像から算出する

のであれば流れ情報のほかエルゴード性の仮定が必要となる。そこで、本章では単一の画像から解析できるPDF法とフーリエ解析法について検討を行った。

図2は図1における両画像に対する輝度のPDF分布を示したものである。縦軸はピクセルの個数であり、本文中において[-]は無次元量を意味するものとした。また横軸は輝度値でA. U. (Arbitrary Unit)で示した。不均一性の高いエチレン火炎画像では輝度の大きく異なった二領域に高い頻度が現れており、白黒に明瞭に分離した画像であることが示されている。一方、分散の進んだ窒素噴流画像では近接した輝度領域に出現頻度が集中しており、混合状態がより進行している様子がPDF分布から理解することができる。ただし、単一のスカラー量で不均一性の度合いを端的に記述することはできず、グラフは定量的であるものの、不均一性の度合いの表現は定性的にならざるを得ない。

次に、不均一な分布状態を定量的に表現する手法として二次元空間フーリエ変換法による解析を行った。この手法は種々の方向への濃度変動をフーリエ変換し、周波数情報として分布を表現するものである。今回はさらにそれを同一周波数帯ごとに2次元平面上で平均化し、空間全体の平均的周波数特性として表現した。解析にはデジタル画像の高速フーリエ変換ソフトであるフリーウェア、Scion Image (米 Scion Corporation 提供)を用いた。

図4は図3の2枚の画像に対するフーリエ変換結果である。横軸の周波数は256ピクセルで構成される画像の波数であり、例えば25.6ピクセルで一周期をなす変動では10と表現される。Case 1とCase 2に示されるサイズの異なる同一形状の画像を比較した場合、大きな円では低周波数領域が高くなっており、サイズに対応した特性が示されている。一方、境界を不鮮明にしたCase 2では高周波成分が大幅に低下しており、スペクトルの高周波領域は境界の鮮明度と強く関連していることがわかる。また、Case 2のように小さな円を分布させた場合には、約15の周波数領域にピークが出ている事がわかる。しかし、その程度は十分に明確であるとは言いがたい。

同様に図6は図5に示した流体塊が崩壊し拡散していく様子を模式的に描いた映像に対するフーリエ解析結果である。崩壊が進むに連れて低周波成分が減少し、Phase 3では高周波領域が増加している。そして全体的にスペクトルの傾斜が減少している様子が示されている。しかし、いずれの結果も明確なピークスペクトルが見られるわけではなく、不均一性の度合いや流体塊のスケールを定量的に論ずるのは難しい。

4. エントロピー解析法

これまでの結果からPDF解析法やフーリエ変換解析は流体塊の不均一性を論ずるのに必ずしも有効ではないので、統計力学的なエントロピー概念による不均一性の定量解析法について以下に提案を行った。

エントロピーは乱雑さを表す物理量であり、例えば溶液の混合等では均一化するにつれてエントロピーが増大する。そこで、統計力学的なエントロピー概念を画像の不均一性の解析に用いる事を試みた。

空間を M 個のメッシュに分割し、その中に M 個の粒子が分布しているとした場合、各メッシュに粒子がそれぞれ $N_1, N_2, \dots$ が分布している状態 $(N_1, N_2, N_3, \dots, N_M)$ に当てはまる微視的状态の組合せ数 W は⁽¹⁰⁾,

$$W = \frac{N!}{N_1! N_2! N_3! \dots N_M!} = \frac{N!}{M! N!} \dots \dots \dots (1)$$

エントロピーは組合せ数 W の自然対数で表され、 $N \gg 1$ と仮定できる場合、スターリングの近似式が適用できるので、以下のように表される⁽¹⁰⁾。

$$S = k \ln(W) = k \left[N \cdot \ln(N) - \sum_i \{ N_i \cdot \ln(N_i) \} \right] \dots (2)$$

ただし、 k はボルツマン定数である。ここで、各メッシュ内の粒子数 N_i は画像の輝度 $I_{(i)}$ に比例すると仮定すると、

$$S = \alpha \cdot \left\{ \sum_i I_{(i)} \right\} \cdot \ln \left\{ \alpha \cdot \sum_i I_{(i)} \right\} - \sum_i \left\{ \alpha \cdot I_{(i)} \cdot \ln \left\{ \alpha \cdot I_{(i)} \right\} \right\} \\ = \alpha \cdot \left\{ \sum_i I_{(i)} \right\} \cdot \ln \left\{ \sum_i I_{(i)} \right\} - \alpha \cdot \sum_i \left\{ I_{(i)} \cdot \ln \left\{ I_{(i)} \right\} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

ただし α はボルツマン定数および粒子数を輝度に置き換えた変換係数を包含した定数である。また、 $I_{(i)}$ は M 個に分割した各メッシュ内の粒子数に対応する輝度値であり、メッシュ内のピクセルの輝度値の和とした。

粒子が画像全体に均一に分散した状態を考えた場合の平均輝度は、空間分割数(メッシュ数)を M とおくと、

$$\overline{I_{(i)}} = \frac{1}{M} \cdot \sum_i I_{(i)} = \frac{I_t}{M} \dots \dots \dots (4)$$

となる。ただし、 I_t は空間全体の輝度の積分値である。この均一分散状態のエントロピーは以下ようになる。

$$S_1 = \alpha \cdot I_t \cdot \ln(M) \dots \dots \dots (5)$$

この S_i を用いて完全均一化した状態のエントロピーが1となるように正規化を行うと、式(3)は：

$$S^* = \frac{S}{S_1} = \frac{I_t \cdot \ln(I_t) - \sum_i^M \{I_{(i)} \cdot \ln(I_{(i)})\}}{I_t \cdot \ln(M)} \quad \dots\dots(6)$$

となる。

5. エントロピー法による解析結果

表1は図1、図3および図5に対するエントロピー解析結果である。この場合、式(6)における空間分割メッシュ数 M は 256×256 とし、1ピクセルごとの輝度値を $I_{(i)}$ とした。メッシュ分割数はいずれの画像においても同一としたので、画像間のエントロピーの直接比較が可能である。表より明らかなように拡散が進んだ画像ほどエントロピー値が高くなっていることがわかる。例えばエチレン火炎画像に比べて窒素噴流画像の方がトレーサが均一に分散しており、また図5ではPhase 1からPhase 4まで順次拡散状態が進み、それに対応してエントロピー値が増大している。

なお、Case 1に比べてCase 2の方が小さな流体塊に分割されており、しかも周辺部が不鮮明となっているため、拡散が一見進行しているように見える。しかし、そのエントロピー値はCase 2の方が小さい。式(6)において式(3)中の α が消去されていることから判るように、画像全体の輝度値はエントロピーに影響しない。したがって、全体の輝度値の総和 I_t をCase 2と同一とすると、Case 1は灰色の円となる。すなわち6章で述べるようにガウス分布を持った同一数粒子の拡散過程に置き換えるならば、Case1の円は面積が広い分、拡散が進行した状態と見なせるのである。

以上のように今回提案を行ったエントロピー解析によって、場の均一性を定量的に表現し得ることがわかる。ただし、その値は白黒の2値に別れた図3を除きいずれも1に近く、下2から3桁程度の値が拡散の度合いを比較する上で重要といえる。

つぎに空間分割数 M の影響について解析を試みた。図7は先の図1における2つの画像に対するエントロピー解析結果であり、横軸は空間分割数である。拡散の進んだ窒素噴流では不均一性の高いエチレン火炎画像に比べてエントロピーが高く、また分割数による差が僅かとなっている。これに対して、エチレン火炎画像では分割数に対するエントロピー変化が大きく、メッシュサイズを大きくし分割数を少なくするにつれてエントロピーが減少している。式(1)および式(2)に

Table 1 Entropy values for the tested pictures

Pictures	Figure No.	Entropy S^*
C_2H_4	1	0.981
N_2	1	0.996
Case1	3	0.847
Case2	3	0.809
Phase1	5	0.813
Phase2	5	0.887
Phase3	5	0.932
Phase4	5	0.964

Fig. 7 Entropy change for different number of meshes in the analysed space

示されたエントロピーの基本定義は、空間分割されたメッシュ内に画像と同一な配分で粒子が分布する際の粒子の組み合わせ数を示している。この場合、空間分割数を1とした場合の組み合わせは常に1通りとなることから明らかなように、基本定義式自体に分割数の影響を含む形となっている。このことより、本来エントロピーは空間分割数を無限に大きく、メッシュサイズを無限小とした際の値とすべきであることが理解される。この意味から上記解析は最小のメッシュサイズである1ピクセルを空間分割サイズとし、分割数 M が最大となるように設定すべきといえる。

以上、今回定義したエントロピーは均一性を表す尺度として利用可能であることがわかる。また、先に示したフーリエ解析法やPDF法に比べて、単一のスカラー量で均一度を表現できる特徴がある。なお、局所的な輝度の分布量を表わしたPDFデータからエントロピーを計算できるのに対して、エントロピーからPDF分布を求めることはできず、この点、PDFに比べて情報量が少なくなっている。ただし、後述するようにエントロピー値をさらに分析することによって、不均一流体塊のスケールや拡散速度を解析可能である。

6. エントロピーと拡散速度

エントロピーは拡散の度合いを表わしていることから、本章ではその変化量の解析から拡散速度を求める手法について検討を行った。

一点に滴下された流体塊が拡散係数 D で周囲に拡散する際の濃度分布はガウス分布となることが知られている⁽¹¹⁾。乱流拡散においても分子拡散と同様に拡散係数を用いて現象を扱い得るものと仮定すると、一点（正確には二次元の場合、一直線）から拡散開始後 t 秒経過時の粒子の分布関数は下記の通りとなる⁽¹¹⁾。

$$\frac{dn}{dx} \equiv f(x, t) = \frac{N}{(4\pi Dt)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad \dots\dots(7)$$

なお、 x は距離[m]、 N は全粒子数、 n は局所的な粒子数、 D は拡散係数[m²/s]である。ここで画像視野から見た拡散の程度を論ずるために、代表スケールを視野サイズ x_0 にとり、代表時間 t_0 を下記のように拡散係数と代表スケールで定義するものとする：

$$t_0 = \frac{x_0^2}{2D} \quad \dots\dots(8)$$

この代表スケールおよび代表時間を用いて、式(7)を書き直すと、下記の通りとなる。

$$\frac{dn^*}{dx^*} = f^*(x^*, t^*) = \frac{1}{(2\pi t^*)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^{*2}}{2t^*}\right) \quad \dots\dots(9)$$

ただし、 $*$ は代表の長さ x_0 、時間 t_0 および個数 N で割った無次元数を意味している。上式は視野のスケールと拡散係数により定義された無次元時間を用いると、種々のスケールや拡散速度のものがその視野から相似的に論じ得ることを示している。また、この場合のガウス分布の広がり（標準偏差）は $t^{*1/2}$ となることがわかる。

この分布をエントロピー解析すると：

$$\begin{aligned} S^* &= \frac{N \cdot \ln(N) - \int_{-1/2}^{1/2} N \cdot f^*(x^*, t^*) \cdot \ln\{N \cdot f^*(x^*, t^*)\} dx^*}{N \cdot \ln(N)} \\ &= \frac{- \int_{-1/2}^{1/2} f^*(x^*, t^*) \cdot \ln\{f^*(x^*, t^*)\} dx^*}{\ln(N)} \quad \dots\dots(10) \end{aligned}$$

ただし、上式では分布関数 $f(x^*, t^*)$ の空間積分は1となることを用いた。したがって、エントロピーの時間

Fig. 8 Entropy change in diffusion process for Gaussian concentration profile with a constant diffusivity

Fig. 9 Relationship between Entropy change and dimensionless time: fitting to this curve by the adjustment of t_0 in Eq. (8) leads diffusivity coefficient.

変化は無次元時間と空間分割数のみの関数となることからわかる。図8は全体輝度値 I_t や拡散係数 D を変化した際の軸対称的なガウス分布に対するエントロピーの時間変化を解析した結果である。拡散係数を変化させても無次元時間に対するエントロピーの変化は同様となっている。ただし、画像全体の輝度値が十分に大きな場合は同一の曲線に収束していたが、輝度値が低い場合には図のように t^* の小さな領域で多少上方にシフトしている。これは先のスターリングの近似式において N が十分に大きいと仮定していること、ならびにガウス分布に対して256階調に整数化した輝度値を用いたことなどによるものと思われる。

この図を用いるとガウス分布的な拡散状態とエントロピー値の対応関係を理解することができ、拡散開始後エントロピーは急激に1に漸近し、0.9以上の数値の変化が拡散状態の差異を表すのに重要であることがわかる。また、空間に複数の同様な拡散状態の流体塊

が分散している場合には、この図と同様な変化を示すことになるので、図8を用いてエントロピーと全体の平均的な拡散状態とを対応づけることが可能である。

この図を図9に示すように縦軸を $\log(1-S^*)$ 、横軸を $\log(t^*+t_s^*)$ としてプロットし直すと、 t_s^* を 0.028 と設定するとほぼ直線的なグラフとなり、下記のような式でこの曲線を近似的に表現できる。ただし、 t_s^* はこの近似関数への変換過程で生じる補正無次元時間である。

$$1-S^*=10^{-4} \cdot (t^*+0.028)^{-2.25} \quad \dots\dots\dots(11)$$

したがって、任意の画像のエントロピーの時間変化を図9のようにプロットし、その傾きが上式の指数である -2.25 となるように代表時間 t_0 を決定すると、視野のスケール x_0 と式(8)の定義式から拡散係数 D を求めることができる。この拡散係数は、視野内の状態をエントロピー値が等価となるガウス分布に置き換え、このガウス分布の拡散係数に相当していることになる。

7. 不均一流体塊スケールの解析方法

次に本章ではエントロピー解析法を用いて、不均一流体塊のスケールを特定する方法について考察する。不均一流体塊と同程度のスケールを持つ解析対象領域を取り、これを空間内でスキャンすると、流体塊と解析対象領域が重なった場合にはその領域内が比較的均一化しているとみなされるので、解析対象領域内のエントロピー値は増大する。これに対して両者がずれている場合には領域内に濃度の勾配が強く生じるので、エントロピー値は低下する。したがって、このスキャン過程のエントロピーの変化傾向を種々の解析対象領域サイズについて比較することにより、流体塊のスケールを特定できる可能性がある。

図10は視野サイズに対するガウス分布の標準偏差、

Fig. 10 Entropy change in the process of scanning analysis-windows for Gaussian concentration profile

すなわち $t^{*/2}$ が 0.1 (分散 0.01 の 2 分の 1 乗) であるものを対象とし、数通りの解析対象領域サイズ x_w のウィンドウをスキャンした際の領域内のエントロピー変化を示したものである。いずれのウィンドウでも周囲状態から流体塊に近づくにつれてエントロピーは一旦下がった後、ガウス分布の中心でエントロピーが最大となっている。ただし、その曲率が異なっており、無次元ウィンドウサイズ x_w/x_0 が 0.3 の時に最も尖った曲線となっている。したがって、上に凸なエントロピー変化の曲率が最大となるウィンドウサイズにより、流体塊のスケールを特定可能と推定される。そこで、下記のような曲率に関連したパラメータを定義し、これをスケール対応度 (Degree of Scale-Correspondence: ρ) と名づけることにする。

$$\rho = - \frac{\partial^2 S^*}{\partial (x/x_w)^2} \bigg|_{S^* \text{ peak}} = - \left(\frac{x_w}{x_0} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 S^*}{\partial x^{*2}} \bigg|_{S^* \text{ peak}} \quad \dots\dots\dots(12)$$

すなわち、スケール対応度 ρ はエントロピー解析のウィンドウ幅 x_w で無次元化した長さによるエントロピーの 2 階微分であり、無次元数である。

図11は分散の異なる3つのガウス分布を対象として、横軸に無次元ウィンドウサイズをとり、その際のスケール対応度を縦軸にプロットしたものである。ガウス分布の分散 t^* が大きなものほど、スケール対応度が最大となるウィンドウサイズが増大しており、良好な対応を示していることがわかる。この場合のウィンドウ幅とガウス分布の標準偏差の比、すなわち $x_w/(x_0 t^{*/2})$ はいずれの場合も 4.3 程度となっている。また、図には無次元サイズが 0.3 および 0.7 の白色な対象

Fig. 11 Degree of scale-correspondence, ρ , for different window sizes, x_w , for variety scales of Gaussian and square-step (black and white) profiles

Fig. 12 Pictures consisting of Gaussian concentration clouds with two different scales: $t^*=0.003$ and 0.01

物（流体塊）に対するスケール対応度を併せて示したが、この場合には対応するウィンドウサイズにシャープなピークが現れている。

以上の結果より、流体塊に対応したウィンドウスケールで（ガウス分布の場合には標準偏差の4.3倍）スケール対応度が最大となることが明らかとなった。

図12は2種類のサイズの異なった軸対称なガウス分布の流体塊が視野内にランダムに分散されている画像であり、図13はこの画像内を縦横にスキャンして得られたスケール対応度の平均値を、ウィンドウスケールを横軸として示したものである。すなわち、スキャン中のエントロピー変化の中で、上に凸な各ピークにおけるスケール対応度を求め、その相加平均を計算したものである。与えたガウス分布の標準偏差が0.055と0.1（分散0.003と0.01の2分の1乗）であるのに対して、その約4.3倍である0.25と0.43のウィンドウサイズの位置にピークが認められ、流体塊スケールと対応した結果が得られている。なお、その他のスケールにもピークが現れているが、これは流体塊が近接したものを等価なスケールとみなしたり、分布に偏りがあるものを拾っているためと思われる。特にウィンドウサイズが大きな領域では対応度の凹凸が大きくなっているが、これはスキャンできる幅が小さくて平均処理するデータ量が少ないことが原因と思われる。

図14は図1のエチレンおよび窒素噴流画像に対するスケール対応度であり、窒素噴流画像では小さなスケールの不均一性が高いため、ウィンドウスケールが0.06程度までの領域とそれ以上の領域を2つに分け、表示を行った。この場合、スケールの小さな領域の解析では全体視野を8分の1に狭めて、ピクセルの数値的補間を行い、ピクセルサイズが8分の1となるようにした。窒素噴流画像では均一にトレーサーが分布しており、スケール対応度が低くなっている。ただし、

Fig. 13 Results of the analysis of degree of scale-correspondence for the picture in Fig. 12

ウィンドウを小さくした場合には無次元ウィンドウサイズが0.02および0.05程度のところにピークが現れており、図1のトレーサー粒子サイズおよびその凝集したものに对应したスケールの不均一性が認められる。一方、エチレン火炎の画像ではウィンドウスケールが0.15および0.21の位置に对应度の高い点が認められ、図1に見られる各種不均一流体塊サイズが示されているものと考えられる。

なお、上述したように視野全体のピクセル分割数が1辺256程度の場合、スケールを特定できるウィンドウ領域は全体領域の0.1から0.6程度のサイズであり、それ以外のスケールではウィンドウ内の分割数を増やしたり、ウィンドウに対する全体領域を拡大するなどの操作が必要といえる。また、不均一流体塊の重なりが大きな場合には、図12のように既知のスケールの流体塊であっても対応したスケールに必ずしもピークが現れないことがあったので、今後さらにスケール特定精度の良い手法について検討が必要である。

図15は本手法の応用例として水中に噴射した蛍光流体のレーザートモグラフィ写真であり、図16はその噴流中央部と先端部の二領域におけるスケール対応度ならびにエントロピー値である。噴流先端部のエントロピーは中央部に比べて高くなっており、均一化がより進んでいることがわかる。また中央部(Position 1)では複数のスケールがほぼ等間隔で存在しており、階層的な不均一構造となっているものと思われる。このうち最小の特徴的なスケールは約0.1程度であるのに対して、先端部(Position 2)になると約0.15および0.2程度の流体塊が多くあり、先端では流体塊のスケールが増大することが示されている。またその間隔は等間隔ではなく、不均一な流体塊の構造が噴流中央部に

Fig. 14 Heterogeneity scales for the Pictures in Fig. 1

比べて不規則になっているものと推定される。

以上、本手法により不均一流体塊の平均的なスケールを特定し得ることが明らかとなった。

8. 結 論

本研究では、拡散混合過程における燃料塊の不均一性を定量的に表現する手法として、エントロピー法の提案を行った。本手法によると従来の二次元空間フーリエ変換やPDF法と比べて均一性の程度を単一のスカラー量で表現可能となり、均一性の比較や評価を簡単に行うことができる。また、エントロピーの時間変化を解析することにより、分子拡散と同様に扱った際の拡散係数を求められること、スケール対応度がピークを示す解析対象ウィンドウサイズから不均一流体塊のスケールを特定できることが示された。これまで、拡散混合過程を研究する上で、均一化の程度を定量的に求める有効な手段はほとんどなく、本手法はこうした研究に有用な新たな定量解析法を提示したものと考えられる。

本研究の一部は文部省科学研究費基盤研究（C）ならびに機械学会研究分科会RC170の一環として行われた。また、本研究の遂行に当たり、当時研究室学生であった渡辺芳彦君、佐藤達也君、現学生の牛田博久君、安斉英憲君の協力を得た。ここに特記して謝意を表する。

参考文献

- (1) Komori, S. and Ueda, H., Phys. Fluids, 27 (1984), 77-86.
- (2) 小森(日本流体力学会), 流体力学の世界, (1990), 140-168, 朝倉書店.
- (3) Mudford, N. R. and Bilger, R. W., 20th Symp. (Int.) on Combust., (1984), 387-394.

Fig. 15 A laser sheet picture of a liquid jet applied for the analysis of diffusion state and scales

Fig. 16 Comparison of Entropy values and the heterogeneity scales for the locations in Fig. 15

- (4) Bilger, R. W., ほか2名, Phys. Fluids, 28 (1985), 3175-3177.
- (5) 小森, ほか2名, 第50回化学工学会年會講演論文集, (1985), 241.
- (6) Komori, S., ほか3名, Phys. Fluids A, 1 (1989), 349-351.
- (7) Komori, S., ほか3名, J. Fluid Mech., (1991), 629-59.
- (8) 池上, 塩路, 機論, 46-404, B(1980), 754-761.
- (9) Pope, S. B., Prog. Energy Combust. Sci., 11 (1985) 119-192.
- (10) 池田, 統計熱力学, (1992), 7-31, 共立出版.
- (11) 米沢, ブラウン運動, (1996), 56-60, 共立出版.