予混合乱流伝ば火炎の微細構造に関する研究*
(微細構造モデルによるシュリーレン像の解析)城戸 裕之^{*1}, 中島 健四郎^{*1}
黄 樹偉^{*2}, 北野 康司^{*3}Studies of Turbulent Flame Structure in Premixed Mixtures
(An Analysis of the Schlieren-photographs of Propagating
Flame by a Turbulent Combustion Zone Model)

Hiroyuki KIDO, Kenshiro NAKASHIMA, Shuwei HUANG and Koji KITANO

To gain insight into the micro-structure of turbulent flame, an analysis of the schlieren-images of propagating flame has been made by a turbulent combustion zone model. Combustion experiments were made in a constant volume bomb, where the characteristics of the mixture (laminar flame thickness, laminar burning velocity and oxygen concentration) and the turbulence intensity were varied independently. The obtained schlieren-images showed that the wrinkling of flame front increased and the scale of the smooth area decreased as the turbulence intensity increased. The increased wrinkling has been explained by a superimposition of the schlieren-images of turbulent flamelets existing along the combustion zone thickness. In this analytical discussion, the turbulent combustion zone has been considered to be mixed with the wrinkled laminar flame zone and the distributed-islands flame zone, where each reaction rate has been determined by a Damköhler number and each characteristic reaction time.

Key Words: Internal Combustion Engine, Turbulent Combustion, Turbulent Flame Structure, Turbulent Combustion Zone Model, Wrinkled Laminar Flame, Distributed-Islands Flame, Damköhler Number, Schlieren-Photography

1. ま え が き

エンジン内での乱流燃焼の速さや火炎伝ば限界と密接な関連を有する、予混合乱流伝ば火炎微細構造の解明は、エンジン内燃焼の制御やそのシミュレーションモデル作成上重要な課題である。乱流火炎微細構造の基本となる乱れの構造に関し Tennekes⁽¹⁾は、コルモゴロフ尺度 η_K 程度の直径の渦管が、テイラーの微細尺度 λ_g の間隔で分布するモデルを示している。この乱れ構造モデルをもとに、Tabaczynski ら⁽²⁾は乱流火炎の微細構造モデルを考え、エンジンの運転条件を変化させた計測結果と性能予測計算結果が、かなり良く一致することを示している。Smith⁽³⁾によるエンジン内乱流伝ば火炎のマイクロシュリーレン像によれば、層流火炎面の集まりを示唆する複雑な縞模様と、その縞間隔がエンジン回転速度の上昇とともに急激に小さくなる現象が見られ、またレーリー散乱法により、火炎素面の厚さは乱れ強さの上昇とともに厚くなることが示されている。

本研究は、予混合乱流伝ば火炎の微細構造を明らかにするために、混合気の特値(層流火炎反応域厚さ、層流燃焼速度、酸素濃度)および乱れ場の乱れ強さを、それぞれ単独に変化させた燃焼実験により得られた乱流火炎シュリーレン像の画像処理結果と、その解析のための基本的な考え方を示すものである。

2. 実験方法と乱れ場の特性

球形に近い定容燃焼実験装置の中心部に、ほぼ等方的な定常乱れ場を作り、中心点火により燃焼実験を行った⁽⁴⁾。乱流伝ば火炎のシュリーレン撮影には図1の光学系を用い、シュリーレンストップの直径は0.7 mmとした。乱れ発生用ファンの各回転速度に対する空気乱れ場の計測結果⁽⁵⁾によれば、乱れ強さ u' と縦方向積分空間尺度 L_f の関係は図2に示すように、 u' の増加とともに L_f はわずかに大きくなる傾向を示す。また、各 u' に対する乱れの波数スペクトル $E(k)$ は、次式で近似できる⁽⁴⁾。

$$E(k) = (1-\alpha) \cdot 16 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{(u')^2 k^4}{k_m^5} \exp \left\{ -2 \left(\frac{k}{k_m} \right)^2 \right\} \\ + \alpha \cdot \frac{3(u')^2 k}{2k_m^2} \exp \left(-\frac{k}{k_m} \right) \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 k は波数、 k_m はスペクトルが最大値を示す

* 昭和63年10月18日 第66期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和63年3月16日。

^{*1} 正員、九州大学工学部 (〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)。

^{*2} 准員、九州大学大学院。

^{*3} 学生員、九州大学大学院。

波数であり、 α は裾野が広い平坦なスペクトルの占める割合で、 $u'=0.49$ m/sで $\alpha=0.35$ 、 $u'=3.67$ m/sで $\alpha=1.0$ と u' の増加とともに平坦なスペクトル形が支配的となる。 k_m と L_f の関係は次式で与えられる。

$$k_m = (1-\alpha) \frac{\sqrt{2\pi}}{L_f} + \alpha \frac{3\pi}{4L_f} \quad \dots\dots\dots (2)$$

計測された L_f と α から式(2)で k_m が求まり、式(1)で各 u' に対応する $E(k)$ が定まる。この $E(k)$ より求めたテイラーの微細尺度 λ_g も図2に示す。 L_f は混合気の組成によらず、ほぼ u' のみに依存するものと考えられるので⁽⁶⁾、テイラーの微細尺度 λ_g も混合気の組成に依存しない。図に示すように λ_g の大きさは、横方向積分空間尺度 $L_g(=L_f/2)$ 程度であり、 u' の増加とともにわずかに大きくなり、その後小さくなる傾向を示す。コルモゴロフ尺度 η_K は混合気の動粘度 ν に依存するため、図2には空気に対する計算結果を示す。このように、 η_K は0.1 mm程度以下と極めて小さく、 u' の増加とともに小さくなる傾向を示す。

3. 混合気の組成と実験条件

実験に用いた5種類のプロパン混合気の組成を表1に示す。層流火炎反応域厚さ δ_L 、層流燃焼速度 S_L および酸素濃度をそれぞれ単独に変化させるため、燃料と人工空気混合気を用いた。混合気初気圧は大気圧とし、それぞれの混合気に対し乱れ強さを5段階に変化させ、同一条件につき最低各10回の燃焼実験を行った。表1中 η は層流火炎の予熱域厚さ、 ϕ は当量比、 ν は混合気の動粘度、 T_0 は定圧断熱火炎温度である。

4. 実験結果と考察

4.1 シュリーレン像縞間隔の実測値 所定の乱れ強さを付加した予混合気の定常乱れ場で、中心点火を行うことにより、乱流火炎はほぼ球状に伝ばする。乱流火炎の外径が60 mm程度と、容器直径の半分程

度に発達した段階で図1の光学系によりシュリーレン撮影を行った。シュリーレン縞模様の解析精度を上げるため、外径がほぼ60 mmの乱流火炎の中心部(20 mm×30 mm)を拡大撮影した。この乱流火炎は球状であるため、シュリーレン像としては前後二つの乱流火炎帯の影響が重ね合わされたものとなっており、それぞれの火炎帯はカメラに近づく方向および遠ざかる方向に伝ばしている。各実験条件に対する乱流伝ば火炎のシュリーレン写真を図3に示す。この図から、乱れ強さの増加とともにシュリーレン縞模様の間隔 X_m は急激に小さくなり、同じ乱れ強さでは S_L や δ_L が大きいほど、また酸素濃度が高いほど X_m は大きくなることわかる。図3中、 δ_L が大きな混合気(43-P10-31)では $u'=3.06$ m/s、また酸素濃度が高く当量比 ϕ が0.5である混合気(43-P 05-23)では $u'=2.45$ m/sまでは、乱流火炎の伝ばは可能であったが、これ以上の乱れ強さに対しては火炎伝ばは不可能であった。

ビデオカメラとパーソナルコンピュータを用いた画像処理により、撮影されたシュリーレン像から縞間隔の平均値 X_m を求めた。その結果を図4に示す。この X_m は図2に示す L_f や λ_g とは異なり、 u' の増加とともに急激に小さくなる。これは、乱流火炎帯の厚さ方向に存在する乱流火炎面の影響が、シュリーレン像に現れたものと考え、以下の解析を行った。

4.2 乱流火炎微細構造モデルによる解析 図5に、解析に用いた乱流火炎微細構造モデルを示す。図2に示す乱れの空間尺度 L_f は、表1に示す層流火炎反応域厚さ δ_L に比べ、かなり大きいものと判断し、乱れ強さだけに応じて三つの領域に分けている。図5(a)は、乱れが弱い場合に対応し、火炎素面は少ししか変形を受けず、未燃混合気塊が、火炎面に囲まれて分離するいわゆる群島状の火炎は見られない状態である。これはしわ状層流火炎とよばれている。表1に示す δ_L は、発熱率曲線の積分尺度として定義⁽⁴⁾してお

図1 シュリーレン光学系の概要

図2 乱れ強さと空間尺度の関係

表 1 実験に用いた混合気の特徴

MIXTURE	COMPOSITION	S_L (m/s)	δ_L (mm)	ϕ	η (mm)	v (m ² /s)	T_b (K)
43-P10-23	$C_3H_8 + 50_2 + 17.06N_2 + 0.36He$	0.43	0.23	1.0	0.045	1.43×10^{-5}	2329
43-P10-31	$C_3H_8 + 50_2 + 15.40N_2 + 5.60He$	0.43	0.31	1.0	0.071	1.76×10^{-5}	2262
73-P10-23	$C_3H_8 + 50_2 + 10.50N_2 + 6.50He$	0.73	0.23	1.0	0.047	1.90×10^{-5}	2440
43-P05-23	$C_3H_8 + 100_2 + 17.02N_2 + 3.71He$	0.43	0.23	0.5	0.059	1.61×10^{-5}	2045
43-P13-23	$C_3H_8 + 3.750_2 + 12.28N_2 + 1.61He$	0.44	0.23	1.33	0.052	1.50×10^{-5}	2155

図 3 乱流伝ば火炎のシュリーレン写真

り、発熱率曲線を三角形で近似すると、層流火炎の発熱域の厚さは $2\delta_L$ と考えられる。これと層流燃焼速度 S_L から、しわ状層流火炎の反応の特性時間 τ_w は、次式で与えられる。

$$\tau_w = \frac{2\delta_L}{S_L} \quad \dots\dots\dots (3)$$

乱れがある程度強くなると、図 5 (b) に示すようにしわの深さが深くなり、火炎面は不規則に乱れ、局所的に群島状火炎が出現する遷移領域となり、乱流火炎帯の厚さ d_T も大きくなる。さらに乱れが強くなると、図 5 (c) に示すように群島状火炎の出現が多くなり、乱流火炎帯 d_T もかなり厚くなる。いずれの火炎帯も

図 4 シュリーレン像縞間隔の実測値

未燃混合気に相対的に、乱流燃焼速度 S_T で伝ばし、図3に示すシュリーレン写真はその伝ば方向、すなわち図5の左側から乱流火炎帯を撮影したものである。

乱れが強く、 S_L が小さく、 δ_L が大きい場合に見られる火炎伝ば限界近くでの乱流火炎周辺部では、刷毛でかいたような枝別れが見られ、図5では連続して描いている火炎面が、この場合には局所的にとぎれていることが考えられる。平均的な空間尺度 X_c の未燃混合気塊の内部では、 S_L で火炎が進行すると考えると、群島状火炎の反応特性時間 τ_D は、次式で与えられる。

$$\tau_D = \frac{\beta_1(X_c - \beta_2\delta)}{S_L} \quad (4)$$

ここで β_1, β_2 はそれぞれおよそ 0.5, 1 程度の定数と考えられ、 X_c は L_f か λ_D に対応する。また、 δ は火炎素面の反応域厚さである。 $X_c \gg \beta_2\delta$ と考えられるので、

$$\tau_D = \frac{X_c}{2S_L} \quad (5)$$

このように、乱流火炎帯にはしわ状層流火炎として反応特性時間 τ_w で燃焼する部分と、群島状火炎として特性時間 τ_D で燃焼する部分が混在するが、化学反応に比べて乱流混合が支配的となると、 τ_D で燃焼する割合が増加することになる。この割合に関し、乱流混合特性時間の化学反応特性時間に対する比、すなわちダムケラー数を用いて、以下の考察を行う。乱流混合の特性時間 τ_r は、乱れ強さ u' による空間尺度 X_c の乱れの半径分の混合時間、あるいはそこでの平均的な速度こう配の逆数として、次式で与えられる。

$$\tau_r = \frac{X_c}{2u'} \quad (6)$$

また、化学反応の特性時間 τ_c は、層流火炎の発熱域の厚さ $2\delta_L$ と層流燃焼速度 S_L から、

$$\tau_c = \frac{2\delta_L}{S_L} \quad (7)$$

これは、しわ状層流火炎の反応特性時間 τ_w と同じものである。したがって、ダムケラー数 Da は次式となる。

$$Da = \frac{\tau_r}{\tau_c} = \frac{X_c/(2u')}{2\delta_L/S_L} = \frac{S_L X_c}{4u'\delta_L} \quad (8)$$

いま、未燃混合気の単位質量のうち乱流混合により支配され、いずれ群島状層流火炎の反応特性時間 τ_D での反応が期待される割合を f_r とする。残りの $f_c (= 1 - f_r)$ では、 τ_w での反応が期待される。ダムケラー数 Da が少し増す方向に状態が変化すると、すなわち、乱流混合が少し弱まるかまたは化学反応が少し強くなると、質量割合 f_r は次式のように変化するものと考えられる。

$$df_r = -C_1 f_r dDa \quad (9)$$

すなわち df_r は、状態変化前の質量割合 f_r に比例するものと考えている。上式を積分すると、

$$\ln f_r = -C_1 Da + C_2 \quad (10)$$

定数 C_1 に関しては $C_1 = 1$ と近似する。 Da が零に近づき、乱流混合が支配的となると f_r は 1 に近づくので、 $C_2 = 0$ と決定される。したがって、それぞれの質量割合は、

$$f_c = 1 - e^{-Da}, \quad f_r = e^{-Da} \quad (11)$$

すなわち、しわ状層流燃焼と群島状燃焼はそれぞれ $f_c/\tau_w, f_r/\tau_D$ で進行することになる。これらの燃焼分担が完全に分離されていれば、反応速度が遅いもの、すなわち τ_w と τ_D のうち大きなものに反応速度が支配されることになるが、これらの反応が混在している実際の乱流火炎帯では、平均的な反応の特性時間 τ_M は次式で近似できる。

$$\frac{1}{\tau_M} = \frac{f_c}{\tau_w} + \frac{f_r}{\tau_D} \quad (12)$$

本論文の場合には、 $\tau_w \leq \tau_M \leq \tau_D$ であり、それぞれの

図5 乱流燃焼領域モデル

燃焼に支配される質量割合は結局 $f_c(\tau_M/\tau_W)$, $f_r(\tau_M/\tau_D)$ と表されることになる。式(12)で与えられる τ_M は、図5に示す乱流火炎微細構造モデルのどの領域にも適用できるものとなっている。すなわち、 $Da = \tau_r/\tau_c \gg 1$ の場合、 $f_c=1, f_r=0$, したがって $\tau_M = \tau_W$ となり、反応の大部分がしわ状層流燃焼で支配されることを示す。逆に $Da \ll 1$ の場合、 $f_c=0, f_r=1$, したがって $\tau_M = \tau_D$ となり、反応の大部分が群島状燃焼で支配されることになる。

中間領域での τ_M は、次式で与えられる。

$$\frac{1}{\tau_M} = \frac{1}{\tau_W} \left\{ (1 - e^{-Da}) + \frac{S_L}{u'} \frac{e^{-Da}}{Da} \right\} \quad \text{.....(13)}$$

また、上式中の S_L/u' の項を Da と Re の関数として表現することもできる。

次に乱流火炎帯は、未燃混合気に対して乱流燃焼速度 S_T で伝ばするので、その厚さ d_T は次式で与えられる。

$$d_T = \tau_M \cdot S_T \quad \text{.....(14)}$$

乱流火炎帯の厚さ d_T 内に含まれる平均尺度 X_c の乱れの個数は d_T/X_c となり、図3に示すシュリーレン写真のように火炎伝ば方向からは、間隔 X_c 内に d_T/X_c 個の乱流火炎面が観測されることになる。したがって、シュリーレン像に現れる縞模様の間隔の予測値 X_p は、前後二つの火炎帯をあわせて、

$$X_p = \frac{X_c}{2(d_T/X_c)} = \frac{X_c^2}{2\tau_M \cdot S_T} \quad \text{.....(15)}$$

ここで d_T/X_c が1以下となる、たとえば図5(a)に示すしわ状層流火炎の場合には、その逆数である X_c/d_T 個の乱れにつき1個の割合で、縞模様として観測しうる程度の火炎面変形を与える乱れ強さを有しているものと考えている。本実験と同じ混合気を用いた乱流燃焼速度 S_T に関する実験結果⁽⁴⁾⁽⁷⁾をもとに、平均的な空間尺度 X_c として縦方向積分空間尺度 L_f を採用した場合の、縞間隔の予測値 X_p と乱れ強さ u'

図6 シュリーレン像縞間隔の予測値

の関係を図6に示す。図4に示す縞間隔の実測値 X_m と同様に、 u' の上昇とともに予測値 X_p も急激に小さくなっており、乱れが強い場合には両者の定量的な一致もかなり良い。しかしながら、 X_m と比べると乱れが弱い場合の X_p はやや小さく、また δ_L を大きくした場合の X_m は、基準混合気(43-P10-23)より大きくなったが、その予測値 X_p は小さくなる結果を与えている。また、平均的な空間尺度 X_c としてテイラーの微細尺度 λ_g を採用すると、式(15)による予測値 X_p はかなり小さくなり、実測値 X_m との対応はかなり悪くなる。図4の実測値 X_m と、 $X_c = L_f$ とした場合の図6に示す予測値 X_p との関係を図7に示す。乱れが強く X_m が小さい領域では、 X_m と X_p の対応は良いが、乱れが弱く X_m が大きい領域では X_p が X_m の約1/2の値となっている。また、 δ_L を大きくした混合気に対しては X_p は全体的に小さな値となっている。これらに共通している原因としては、乱れが弱い場合、あるいは層流火炎反応域厚さが厚いために、シュリーレン像の縞模様として検出されなかったものが存在したためと考えられる。

4.3 乱流火炎微細構造の遷移領域に関する考察

式(8)で $X_c = L_f$ としたダムケラー数 Da と、次式で表されるレイノルズ数 Re の関係を図8に示す。

$$Da = \frac{S_L L_f}{4u' \delta_L}, Re = \frac{u' L_f}{\nu} \quad \text{.....(16)}$$

ここで、 ν は混合気の動粘度である。また、代表寸法としては、前節での考察結果から L_f を用いている。図に示されるように、同一混合気に対する実験点では、 Re の上昇とともに Da が減少する傾向となる。図中の記号で×印をつけたものは、火炎伝ばが不可能であったことを示し、参考のためにメタン・人工空気混合気を用いた乱流燃焼実験⁽⁴⁾で同様な結果となったもの

図7 シュリーレン像縞間隔の実測値と予測値の比較

も加えた。

しわ状層流火炎と群島状火炎の境界は明確ではなく、一般の火花点火機関における乱流燃焼状態の大部分は、遷移領域にあるといわれている⁽⁹⁾。この遷移領域に関し、以下の考察を行った。まず、層流火炎の予熱域厚さ η は、一般的に次式で定義される。

$$\eta = \frac{a}{S_L} = \frac{\nu}{S_L Pr} \quad (17)$$

ここで a は熱拡散率、 Pr はプラントル数であり、これらは未燃混合気状態における値である。本実験に用いた混合気の η も表 1 に示す。表 1 における δ_L/η は 4~5 と変化するが、層流火炎の予熱域厚さと反応域厚さの比をほぼ一定値と考えれば、

$$\delta_L = C_0 \eta \quad (18)$$

ここで、 C_0 は本実験に用いた混合気の δ_L/η の平均値 4.5 とする。式 (17)、(18) からレイノルズ数は、

$$Re = \frac{u' L_f}{\nu} = \frac{C_0}{Pr} \cdot \frac{u' L_f}{S_L \delta_L} \quad (19)$$

式 (16)、(19) より、

$$Da \cdot Re = \frac{C_0}{4Pr} \left(\frac{L_f}{\delta_L} \right)^2 \quad (20)$$

次に、前節で検討したしわ状層流燃焼と群島状燃焼の反応速度の比 ξ は、次式で与えられる。

$$\xi = \frac{f_c/\tau_w}{f_r/\tau_0} = (e^{Da} - 1) \cdot \frac{L_f}{4\delta_L} \quad (21)$$

これは、 $\xi \gg 1$ すなわち f_c/τ_w が f_r/τ_0 よりかなり大きければ、ほとんどの反応がしわ状層流燃焼で進行し、 $\xi \ll 1$ となる逆の場合には、群島状燃焼で反応が進行することを示すパラメータとなっている。

式 (20)、(21) から、しわ状層流火炎と群島状火炎の境界に関する、ダムケラー数とレイノルズ数の関係が得られる。

$$Re = \frac{4C_0}{Pr} \xi^2 \frac{1}{Da(e^{Da} - 1)^2} \quad (22)$$

前述のように、 $C_0 = 4.5$ とし、 $Pr = 0.7$ とすると、

$$Re = 26 \xi^2 \frac{1}{Da(e^{Da} - 1)^2} \quad (23)$$

上式で、 ξ を 1, 5, 10, 20 としたダムケラー数とレイノルズ数の関係を、図 8 中に 4 本の曲線で示す。 $\xi = 1$ の場合には、しわ状と群島状の燃焼分担割合が同じであることから、図 5 に示すモデルでは群島状火炎に属するものと考えられる。また、図からわかるように、火炎伝ばが不可能となった実験点は $\xi = 1$ の曲線の近くに存在している。イオン素子による乱流火炎面の計測によれば、基準混合気(43-P10-23)の $u' = 1.47$ m/s 以上の乱れ強さでは、乱流火炎帯の中に未燃混合気塊が存在することを示す、複数の山を持つイオン電流波形が得られたことから、 $\xi = 10$ 付近を、しわ状層流火炎と群島状火炎の境界領域とみなせる。すなわち、群島状火炎の燃焼分担割合が、しわ状層流火炎のその約 1/10 程度となる場合を、遷移領域と考えることができる。これらの曲線の傾きは小さく、同一混合気に対する実験点は、 Re の上昇とともにこれらの曲線を横切ることから、乱れ強さの上昇とともに乱流火炎微細構造は、しわ状層流火炎から群島状火炎へと変化するしていくことが説明できる。

ある Re で、 $u' L_f$ が一定となるように Da を大きく (L_f を大きく、 u' を小さく) していくと、群島状火炎からしわ状層流火炎へと変化する。また、図に示す曲線はゆるやかな右下がりをすることから、ある Da で $L_f/u' =$ 一定となるように Re を大きく (L_f, u' とも大きく) していくと、群島状火炎からしわ状層流火炎へとゆるやかに変化するものと考えられる。

5. 結 論

予混合乱流伝ば火炎の微細構造を明らかにするため、乱流火炎シュリーレン像の解析と、乱流火炎微細構造モデルによる考察を行い、以下の結論を得た。

(1) 予混合乱流伝ば火炎シュリーレン像の縞間隔は、乱れ強さの増加とともに急激に小さくなる。これは、乱流火炎帯の厚さ方向に存在する乱流火炎面の影響が、シュリーレン像に重ね合わされた結果によるものと考えられる。

(2) 同じ乱れ強さのもとでは、層流燃焼速度 S_L が大きいほど、層流火炎反応域厚さ δ_L が厚いほど縞間隔は大きくなる。また、プロパン燃料を用いた場合、 S_L, δ_L が一定であれば、酸素濃度が高い(当量比が 1.0 より小さい)ほど縞間隔は大きい。

図 8 ダムケラー数とレイノルズ数の関係

(3) 予混合乱流伝ば火炎の微細構造モデルにより、シュリーレン像縞間隔の解析を行った結果、乱れが強い場合には、予測値と実測値は定量的によく対応するが、乱れが弱い場合と層流火炎反応域厚さが厚い場合の予測値はやや小さな値となった。この解析では、未燃混合気塊の大きさ X_c として、縦方向積分空間尺度 L_f を採用したが、 X_c としてテイラーの微細尺度 λ_0 を採用すると、予測値は全体的にかなり小さなものとなり、実測値との対応はよくない。

(4) しわ状層流火炎と群島状火炎の遷移領域に関する考察を行い、ダムケラー数とレイノルズ数の関数として遷移領域を示した。

終わりに、本研究費の一部は、文部省科学研究補助

金(一般研究 C), No. 61550165 および矢崎科学技術一般研究助成金によるものであることを記し、謝意を表する。

文 献

- (1) Tennekes, H., *Phys. Fluids*, 11-3(1968), 669.
- (2) Tabaczynski, R. J., ほか2名, *Combust. Flame*, 39 (1980), 111.
- (3) Smith, J. R., *SAE Paper*, 820043(1982).
- (4) 城戸・ほか2名, 機論, 51-466, B(昭60), 1899.
- (5) 城戸・ほか3名, 機講論, No848-3(昭59-11), 186.
- (6) Abdel-Gayed, R. G. and Bradley, D., *Proc. 16th (Int.) Symp. Combust.*, (1976), 1725.
- (7) 城戸・ほか5名, 機論, 52-480, B(昭61), 3084.
- (8) Abraham, J., ほか2名, *SAE Paper*, 850345(1985).

討 論

〔質問〕 吉 田 亮〔東京電機大学工学部〕

(1) 貴研究では乱流燃焼速度の増加をしわ状層流火炎面の面積増加に置き換えている。しかし貴研究の条件ではコルモゴロフ尺度 η_k は発熱帯厚さ $2\delta_L$ よりかなり小さく、コルモゴロフ尺度程度の微小渦が層流火炎帯内に侵入し、火炎伝ば機構を変化させている可能性があると思われる。したがって、局所的な燃焼速度として層流燃焼速度を仮定するのは妥当ではないと思われるがどうか。

(2) シュリーレン像しま間隔を未燃混合気塊の空間尺度と考えた場合、当然火炎帯厚さ方向に変化し、燃焼ガス側では零になるはずである。これを乱れの積分尺度と仮定する物理的な根拠をご教示願いたい。

〔回答〕 (1) 現在のところ、乱れの平均尺度 L_f は δ_L より十分に大きいものと考えられることと、極端に乱れが強い場合を考えていないことのため、反

応領域では層流火炎面が支配的であると考え、考察を行っている。

最近のイオン素子での計測によれば、層流火炎反応域厚さ δ_L に対応する火炎素面の厚さは、層流火炎の場合よりも乱流火炎 ($u' = 2.45\text{m/s}$) の場合のほうが若干厚くなるものと考えられる。また、火炎は局所的には未燃混合気へ S_L で伝ばするとして本論文の考え方は、Tabaczynski らの考え⁽²⁾と同様であり、これらの点に関しては今後詳細に検討する必要がある。

(2) 火炎帯厚さ d_T の中では、付図1の点線で示す初期の大きさを有する未燃混合気塊が、 S_L の速度で燃焼し時間の経過とともに小さくなるものと考えているので、未燃混合気塊の燃焼が完了するまでの、火炎面の数には変化がないものと考えている。したがって火炎伝ば方向からは間隔 X_c 内に、群島の大きさの大小にかかわらず d_T/x_c 個の個数だけしま模様を観測

付図1

付図2 画像処理の例

される。初期の群島の大きさは乱流混合の平均尺度すなわち乱れの積分空間尺度 L_f と考えている。

〔質問〕 新井 雅 隆〔広島大学工学部〕

シュリーレン写真から乱れのしま数を測定する具体的な方法をご教授願いたい。また計測としては、火炎ボールの前後二つの火炎面の複合効果としてのシュリーレン写真としてとらえていると思うが、この二つの火炎面の複合効果と計測値の関連性をお教え願いたい。

〔回答〕 シュリーレン写真をビデオカメラで再び撮影し、パーソナルコンピュータによる画像処理を施した。その一例を付図2に示す。ビデオ画面カーソル上の白黒の濃淡を識別し、これをグラフィック画面上で横軸に写真の位置と、縦軸に濃淡の度合を描かせたものである。すなわちグラフィック画面上で上に凸に出ているのがシュリーレン像の白いしまであり、しまとしまの間隔を計算した。1枚の写真につき異なるカーソル位置で、上述の方法により5回計測し、また1実験条件につき、10枚以上の写真のしま間隔を計測し、その算術平均を求めた。

また計測については、図1に示す焦点距離400 mmのFocusing lensと、焦点距離400 mmのカメラで、燃焼室中心の点火電極に焦点を合せ、撮影を行ったので、点火電極からの距離がほぼ等しい前後二つの火炎面を重ね合せて撮影していることになる。

〔質問〕 香月 正 司〔大阪大学工学部〕

乱れの弱い場合から強い場合まで、総合的に扱うモ

デリングとして、たいへん興味深い。ただ、シュリーレン写真のしま間隔に関して、手前と向こう側へ伝ばする乱れの弱い火炎〔図5(a)〕の場合には、うずのスケールに対応するしまは観測されないように思われる。したがって、式(15)の適用できる火炎には、乱れ強さに関して限界があるように思われるがいかがか。

〔回答〕 本論文では式(15)で、乱れが弱い場合すなわち d_T/X_c が1以下になっても、その逆数である X_c/d_T 個の乱れにつき1個の割合で、シュリーレンしま模様として観測できる程度の火炎面変形を与え得ると考えている。ご指摘のとおり、乱れが弱い場合予測値と実測値の一致は良くないが、その原因としては、乱れが弱いためまた δ_L が厚いためにシュリーレンしま模様が観測されなかったことは十分考えられる。

〔質問〕 神本 武 征〔東京工業大学〕

シュリーレン画像から求めた乱れのスケールはしわの長さの算術平均値とのことだが、これは熱線流速計で測定した乱れのスケールの定義と一致するのか。

〔回答〕 シュリーレン画像から求めたしま間隔は、乱れの積分空間尺度ではない。熱線流速計で計測された乱れの積分空間尺度程度の乱れが火炎帯内に取り込まれて深さ方向に燃焼して小さくなっていくと考えて計算したしま間隔の予測値と、実測されたしま間隔がよく合うことから、火炎帯に取り込まれる未燃混合気の平均尺度は乱れの縦方向積分空間尺度に対応するものと考えている。