

燃烧容器内における乱流火炎伝ば(2)

飯沼, 一男 / IINUMA, Kazuo / 伊庭, 由昌 / 上野, 真 /
UENO, Makoto / IBA, Yoshimasa

(出版者 / Publisher)

法政大学工学部

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

Bulletin of the Faculty of Engineering, Hosei University / 法政大学工学部
研究集報

(巻 / Volume)

12

(開始ページ / Start Page)

7

(終了ページ / End Page)

17

(発行年 / Year)

1976-01

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00004208>

燃焼容器内における乱流火炎伝ば(第2報)

飯 沼 一 男*・伊 庭 由 昌*
上 野 真**

Turbulent Flame Propagation in a Combustion Bomb (2nd Report)

Kazuo IINUMA, Yoshimasa IBA and Makoto UENO

Abstract

As the flame propagation behaviors together with structure of flame zone in a spark-ignition engine have not been understood satisfactorily, the effect of turbulence on flame propagation in propane air mixtures of different equivalence ratio has been observed in detail by means of high speed schlieren motion pictures. In this study, turbulence is generated by moving a pair of perforated plates, in place of a rotating fan used in the former study, and somewhat similar turbulence to the one in an engine can be obtained.

Main conclusions are as follows: (1) Reduction of combustion time due to turbulence is more conspicuous in rich mixture than in leaner one, and variation of combustion time also decreases with richer mixtures. (2) At the very early period of flame growth, the effect of turbulence does not depend on the equivalence ratio, but the effect becomes striking in richer mixtures soon after. (3) Turbulent burning velocity shows maximum with the equivalence ratio richer than the one where flame temperature or laminar burning velocity becomes maximum. This is due to the above mentioned selective nature of turbulence. (4) Such a nature seems to correspond to the fact that roughness of the flame surface is finer in richer mixtures with the same degree of initial turbulence.

§1. ま え が き

自動車からの大気汚染物質の最大の発生源である火花点火機関内の燃焼過程については、かなり以前から現在に至るまでの多くの研究によって、基本的には一応明らかにされてきたといえる。しかし汚染物質の生成に直接関係をもつ火炎伝ば挙動の詳細については、測定の高難さや現象の複雑さのため、不明確な点が数多く残されており、汚染物質の生成や機関性能の解析に必要な燃焼過程の定量的シミュレーションは、いまだにきわめて不完全な現状にある。⁽¹⁾⁽²⁾その

*機械工学科

**大学院工学研究科(現在はトヨタ自動車工業株式会社勤務)

最大の難点は、火炎構造および火炎伝ば挙動に及ぼす乱れの影響に関する知識の欠如で、定量的な理解が得られていないばかりでなく、混合気組成や燃料の種類による相違など、関係する諸因子の影響についてもほとんど調べられていない。

そのような観点から筆者らは、乱れ発生装置を内蔵する定容燃焼容器を用いて、比較的単純な場における混合気中の乱流火炎伝ばの挙動を詳細に観察し、実際の火花点火機関内における燃焼過程の理解を促進するための研究に着手した。

手はじめとして、容器内で小さなファンを回転することによって混合気に乱れを与える方法を用いて、火炎構造や燃焼速度に対する乱れの効果を調べた結果については、すでに報告したとおりで、⁽³⁾乱れによる燃焼速度の増大が火炎面積の増加にほぼ対応すること、火炎面の凹凸による面積の増大が混合気組成でかなり相違することなどが明らかにされた。しかしその方法では原理的にあまり強い乱れを与えることができず、従って火炎構造も実際の機関で観察されるものとは相違すると判断されたので、乱れ発生の方法を改め、前回よりも強い乱れを与えた場合について実験を行なった。

§ 2. 実験装置と方法

図1に示すような100×80×24 mmの燃焼容器内に、直径2 mmの小孔50個をもつ2枚の乱れ発生板を上下から挿入し、電磁弁により空気シリンダに高圧空気を送入して中央位置から上下に急速に移動することで混合気に乱れを与え、所定の時間後に容器中心で火花点火する方法を採用した。下側の乱れ発生板が下端に到達した瞬間をCdSで検出し、その瞬間から0～50 ms後の任意の時刻に点火できるようにデジタルの遅延回路を利用した。空気シリンダの特性の違いから上下の乱れ発生板の動きが完全に対称にはならず、そのために混合気全体としての流動が多少残ったが、一部の条件の場合を除いては火炎伝ばに影響するほどではない。板の平均移動速度は約3 m/sである。

点火装置は市販の自動車機関用点火コイルの一次側に容量放電回路を接続した形式のもので、点火エネルギーは60 mJ程度である。火花電極には市販の点火プラグの中心電極に直径約1 mmの鋼線をつぎたしたもの2個を向い合わせに容器壁から挿入し、電極間隔は0.9 mmとした。電極による消炎効果を小さくするため、先端は円錐形にした。

火炎伝ばの高速度シュリーレン撮影を行なうため、容器側面には厚さ約20 mmの石英ガラスを使用し、洩れ止めにはテフロン製のOリングを用いた。シュリーレン撮影と圧力変化の記録には、光源に500 Wのクセノンアーク灯を用いたほかは前報⁽³⁾と同じ装置を使用し、同一条件で最低数回の同時測定を行なったほか、圧力変化についてはさらに多数回の測定を繰返した。図2に点火および圧力測定装置の構成を示す。

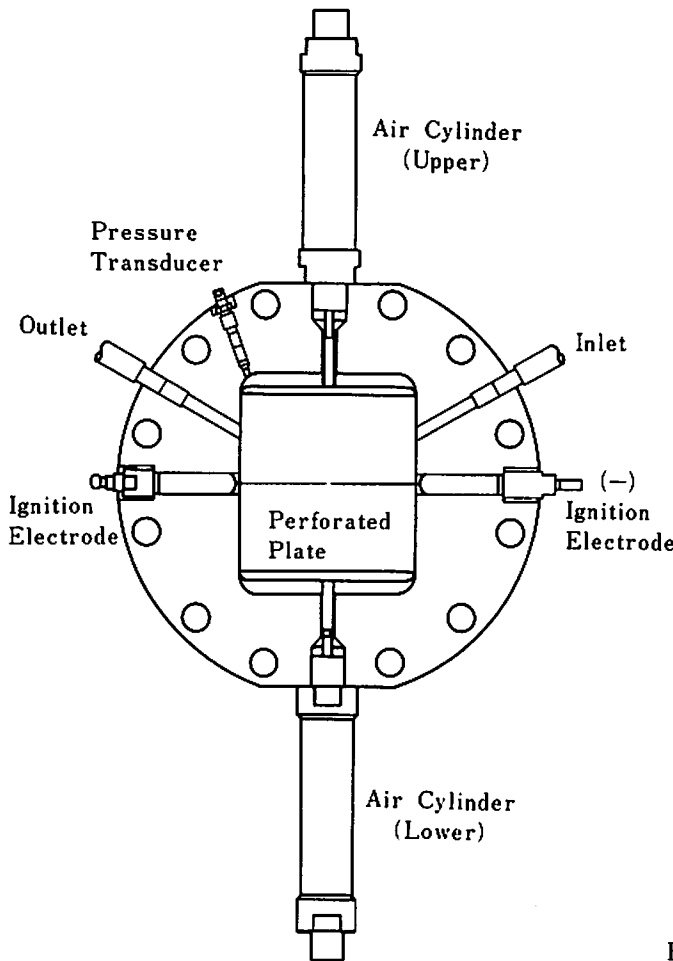


Fig. 1 Combustion bomb with turbulence generator

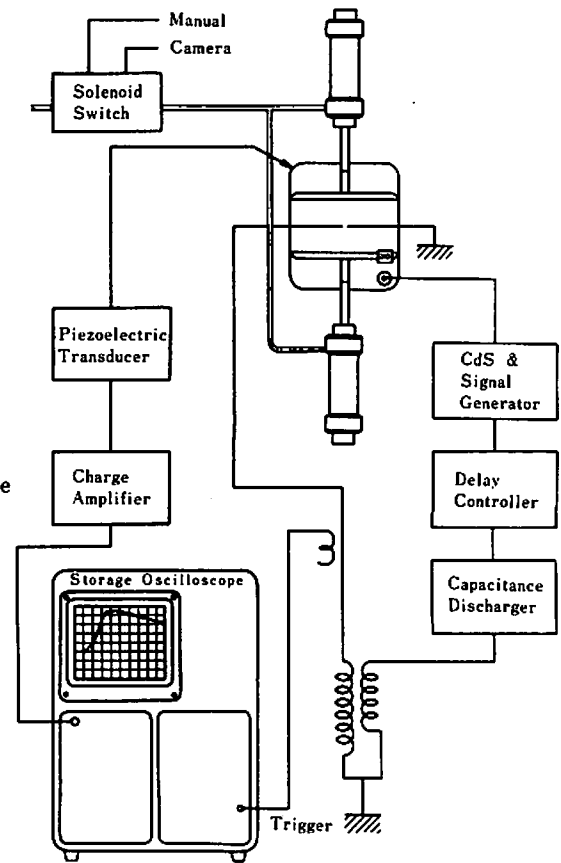


Fig. 2 System diagram of turbulence generator, spark ignition and pressure record

燃料には市販の純プロパン（99.9%）を用い、あらかじめ混合容器内で空気との所定の当量比の均質混合気（室温、5 kgf/cm²程度）をつくっておき、燃焼容器内に初圧 2 kgf/cm²で充填した。

混合気の乱れの測定には、点火用電極のある中央断面内の数個所に熱線風速計のプロープを挿入することにより、非燃焼時の電流波形を記録したが、情報量が少ないために乱れの性質を十分明確に把握することはできなかった。過渡現象なので正確な測定は困難と思われるが、この点については今後の改善が必要と考えている。

§ 3. 結果と考察

3.1 火炎面の性状

高速度シュリーレン写真の代表例を図 3 に示す。写真だけから火炎面性状の相違を定量的に知ることは困難であるが、詳細な観察によれば、乱れの強弱と火炎面上の細かい凹凸との間には少なくとも定性的な対応がみられ、また実際の火花点火機関内の火炎について観察される性状⁽⁴⁾とかなり類似していると判断される。

図 3(a)は同一混合気で点火の時刻を変えた場合の火炎性状を比較したもので、乱れの減衰とともに火炎面の凹凸は少なくなり、乱れ発生から 50ms 後の点火の場合には、前述の回転ファン

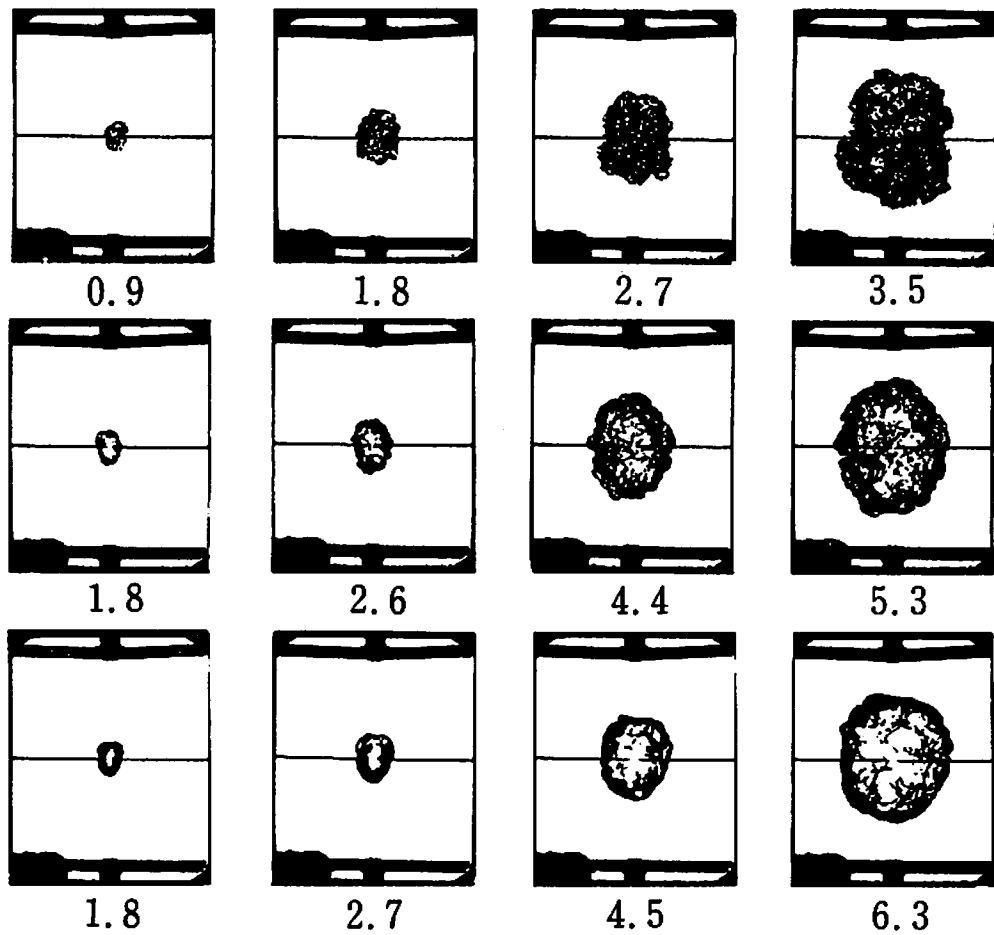


Fig.3-a Schlieren photographs of flames with different degree of turbulence
 Equivalence ratio: 1.12. Spark timing from the end of the stroke of turbulence generator: *upper* 0, *center* 20, *lower* 50 ms. Figures under the photographs indicate time from the spark in ms.

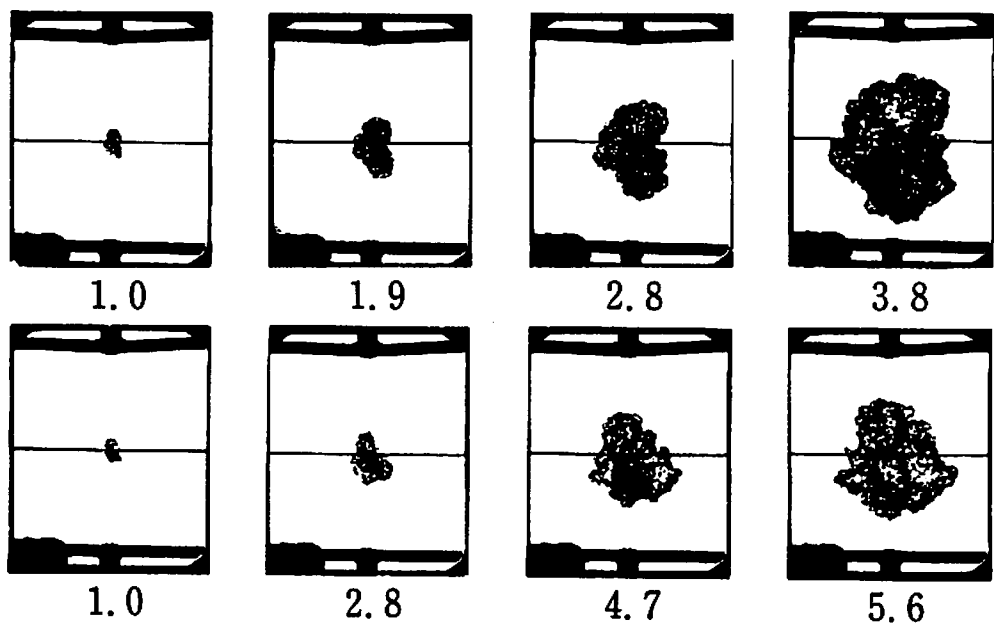


Fig.3-b Schlieren photographs of flames with different equivalence ratio
 Spark timing: the end of the stroke of turbulence generator. Equivalence ratio: *upper* 1.43, *lower* 0.83.

による乱流火炎面に近い、比較的滑らかな外観を呈する。熱線風速計での測定によれば、乱れ発生板が停止してから10ms までの間では、平均乱れ強さ0.5~1 m/s、周波数500Hz前後、平均寸法1 mm 程度の比較的大きな乱れと、乱れ強さが数cm/s程度で6000Hz 前後の小さな乱れが支配的であり、前者は時間とともに指数関数的に減衰して60msで数cm/s程度になり、周波数も100Hzくらいまで低下するが、後者の減衰は比較的遅く、周波数もほとんど変わらない。また火炎面に現われる大きな変形は、前述の全体としての混合気流動に起因すると考えられるが、乱れ発生板停止時で2 m/s程度、10ms後には1 m/s程度、50ms後には0.5m/s以下に低下する。

図3(b)は火炎性状に及ぼす乱れの影響の当量比による相違を比較したもので、同じ程度の混合気中の乱れに対して濃混合気の場合ほど火炎面に生ずる細かい凹凸が多くなる傾向はみられるが、前回のきわめて弱い乱れの場合ほど明確ではない。今回の実験においても、乱れが十分弱い条件のもとではその傾向が比較的顕著に認められるが、乱れが強い条件のもとでは希薄混合気の場合でも火炎面に細かい凹凸を生ずるので、写真だけからの判定は困難である。しかし火炎面性状に対する乱れの効果の混合気組成による相違が、細かい凹凸のある火炎面近傍での燃料と酸素分子の拡散速度の違いのために、酸素不足の濃混合気の場合ほど凹凸の変形が助長される結果であるという解釈に立てば、乱れが強くなるにつれて分子拡散の違いによる効果は相対的に小さくなり、火炎面の凹凸に関しては混合気組成の影響が少なくなるはずである。その点を明確にするためには、写真の解像力を高めるか、または他の方法で火炎面の凹凸の度合を測定することを工夫しなければならない。

3.2 火炎伝ば時間

点火から火炎伝ばが完結するまでの時間は、火炎写真からは求めにくく、また統計的処理のためにも多くの労力を要するので、圧力記録から圧力上昇終了までの時間で測定した。同一条件で30~60回の測定を行ない、その頻度分布を図示すると図4のよう

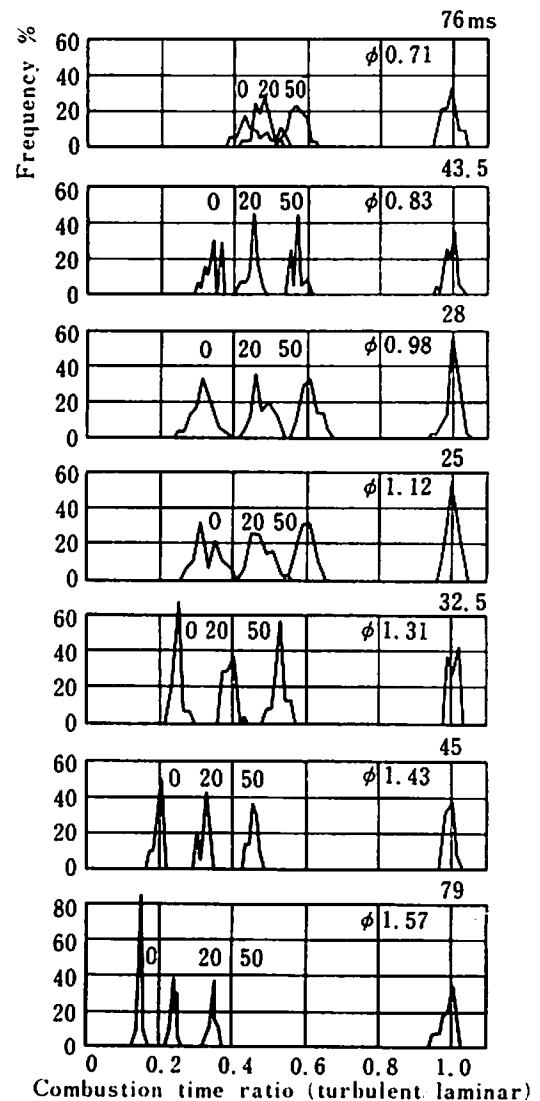


Fig. 4 Frequency distribution of relative combustion time

Parameters indicate spark timing from the end of the stroke of turbulence generator in ms.

になる。図の横軸は、乱れを与えない層流火炎伝ばの場合の伝ば時間に対する割合で表わしてあり、層流の場合の伝ば時間の平均値 (ms) を併記してある。パラメータは乱れ発生板停止時から点火までの時間 (ms) である。濃混合気ほど乱れによる伝ば時間短縮の効果が大きく、しかも乱れ強さの増大とともに火炎伝ば時間の変動が小さくなる傾向を示すのに対して、希薄混合気では乱れによる伝ば時間の短縮もあり顕著ではなく、極端な希薄混合気では変動がかなり増加することがわかる。

乱れ発生板停止時から点火までの時間、従って乱れ強さをパラメータとして、乱れない場合との比で表わした火炎伝ば時間 (全燃焼時間) の平均値を当量比に対してプロットすると、図5のようなになる。過濃側では乱れ強さの増大とともに燃焼時間が著しく短縮されるのに対して、希薄側では短縮効果は小さくなり、とくに当量比 0.7 程度になると乱れ強さに対する依存度もきわめて小さくなる。同図中の破線は前に報告した回転ファンによる実験の結果で、ファンの回転速度をパラメータにとってある。乱れの性質がかなり相違するにもかかわらず、今回の実験における弱い乱れの結果を外挿したような傾向を示しており、乱れによる火炎伝ば時間の短縮効果に対する混合気組成の影響にも不連続性は現われない。

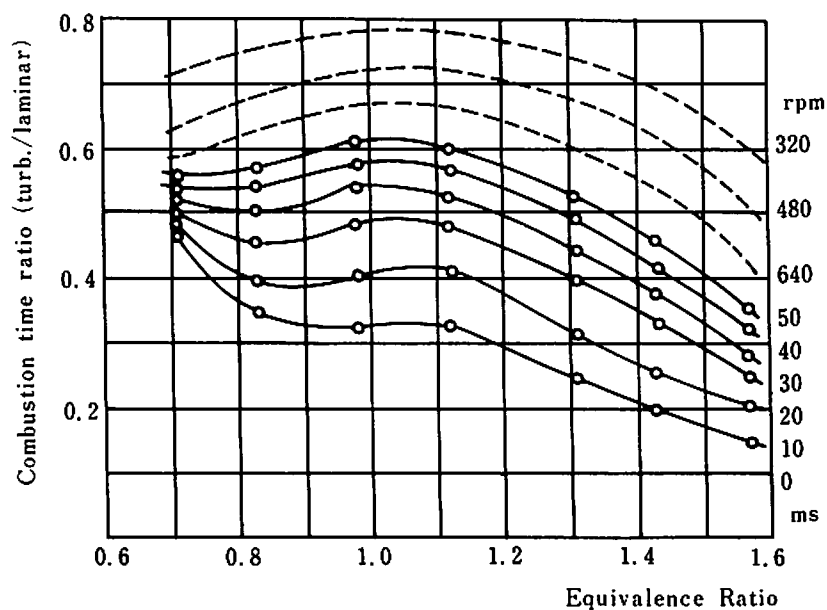


Fig. 5 Change of relative combustion time with equivalence ratio

Parameters indicate spark timing from the end of the stroke of turbulence generator. Dashed lines are reproduction of the results of former experiment with rotating fan in a bomb.

3.3 火炎の伝ば過程

シュリーレン高速度撮影によって得られた火炎面形状の時間的変化の一例を図6に示す。火炎伝ばの進行とともに燃焼ガスの膨脹が容器形状の影響をうけ、従って未燃混合気中に三次元

的な流動を生ずることが推定される。図6のような図をもとに火炎の平均直径を求め、点火からの時間に対してプロットすると図7のような火炎伝ば線図が得られる。図7には便宜上、代表的な当量比に対する乱れ強さ最大の場合と、乱れを与えない場合だけについてその一部を示した。乱れが弱い場合には、点火後1ms程度まで乱れによる火炎加速の効果はみられないが、乱れが強い場合には、0.5msを過ぎると効果が現われはじめる。このことは回転ファンによる実験では直径数mm程度の火炎に対して乱れの影響が認められないのに、実際の火花点火機関内

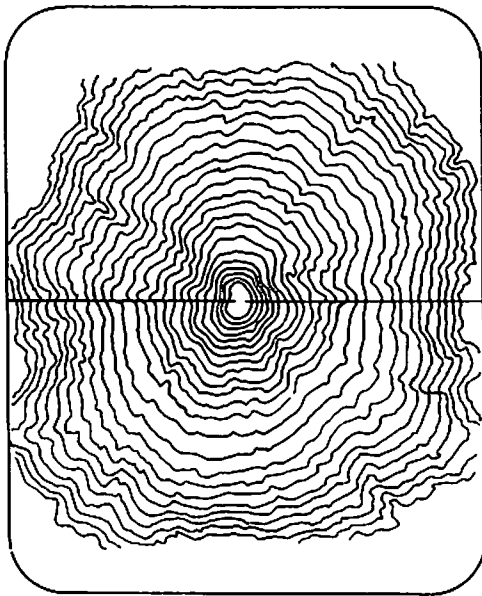


Fig. 6 An example of flame contours obtained from high speed schlieren motion pictures

Time interval: 0.375 ms.

では同程度の火炎に対して回転速度の上昇が明らかに火炎直径を増大するという結果⁽⁴⁾を裏書きするもので、直径数mmの程度まで生長した火炎核に対しては、ある程度強い乱れのほうが火炎伝ばを促進することが確かめられた。

図8は点火後1.5および5.5msにおける、乱れ強さ最大の場合と乱れがない場合との平均火炎直径の比を当量比に対してプロットしたもので、火炎伝ばのごく初期には乱れによる火炎伝ばの促進がそれほど大きくはなく、また当量比によってほとんど変わらないが、

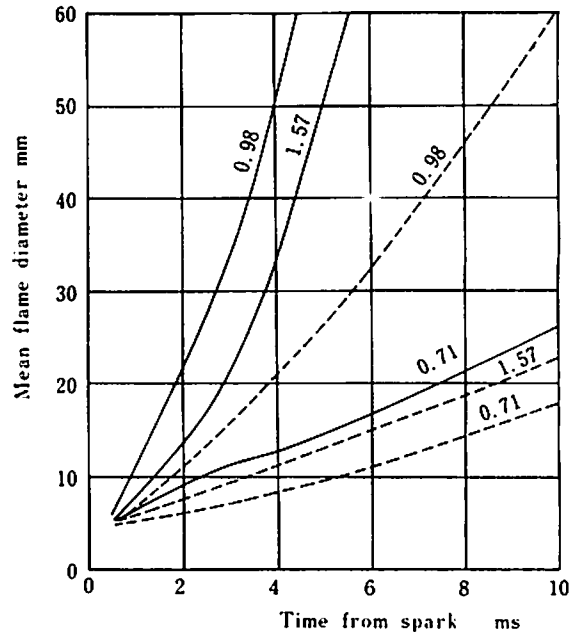


Fig. 7 Increase of mean flame diameter with time from the spark

Solid line: turbulent, dashed line: laminar. Figures indicate equivalence ratio.

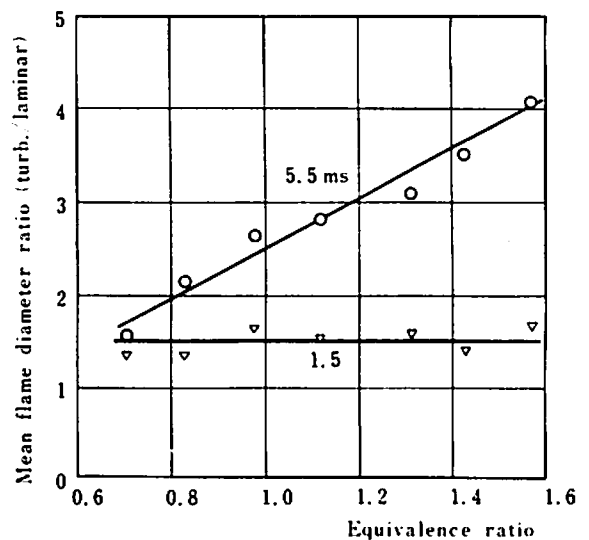


Fig. 8 Relative increase of mean flame diameter

Spark timing: the end of the stroke of turbulence generator. Parameters: time from the spark.

火炎伝ばの進行とともに濃混合気の場合ほど効果が大きくなることを表わしており、図5に示した全燃焼時間の短縮の状況に対応している。

点火後0.5msから1.5および5.5msまでの間の平均火炎速度を当量比に対して図示すると図9のようになり、火炎伝ばの比較的初期における乱れの影響が当量比によって異なることは、この図からも明らかである。図7に示した平均火炎直径は二次元的なシュリーレン像から求めたもので、容器の奥行が浅いことによる火炎形状の変化に対する補正は行っていない。従って図8および図9における5.5msに対応する値は、過濃混合気の場合ほど過大評価されていることになるが、容積の等しい球状火炎でおきかえた等価直径で整理しても、全体の傾向はそれほど変わらない。

図6に示したような火炎位置の時間的変化を追跡してみると、乱れがない場合には火炎伝ばの後半になって伝ば速度が小さくなるのに対して、乱れを与えた場合にはかなり終りに近づくまで伝ば速度がほぼ一定に保たれることがわかる。火炎伝ばの後半には、燃焼による未燃側への膨脹速度が小さくなるため、火炎速度は小さくなるのが当然と考えられるので、伝ば速度があまり変わらないことは、むしろ乱流燃焼速度の増大を意味する。一方、乱れ発生板によって混合気中に生成される乱れは時間とともに減衰し、火炎伝ばの遅い混合気の場合ほど、混合気中にあらかじめ存在する乱れは弱くなる。従って火炎伝ばの遅い場合にも乱流燃焼速度が増大することは、火炎伝ばに伴って未燃混合気中に新たな乱れが生成されると考えなければ説明が付きにくい。また火炎写真の観察によっても、たとえば極端な希薄混合気の場合、かなり長い伝ば時間にもかかわらず、火炎伝ばの比較的初期と後期の火炎面の凹凸の度合はそれほど変わってはいない。前述のようにかかなり高周波の小さな乱れは減衰が遅いので、その効果は無視できないが、やはり乱流火炎そのものによる燃焼ガスの不規則な膨脹に起因する乱れの発生があるものと考えざるを得ない。火炎面近傍の未燃ガス中に生ずるこのような乱れは、火炎面の変動自体にもとづくもので、火炎伝ばの比較的初期における火炎性状が、伝ばの後期に至るまで保たれることも不合理ではない。以上に述べたようなことは、実際の火花点火機関においてもほぼ同様な事情にあるといえよう。

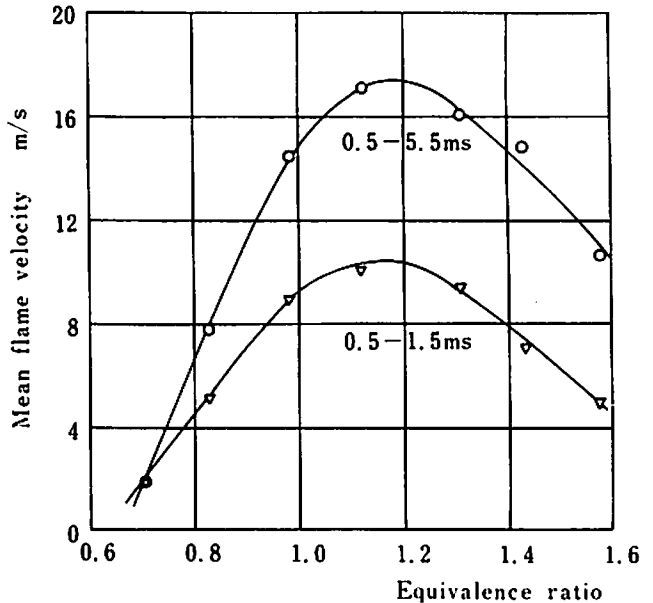


Fig. 9 Mean flame velocity at the earlier periods of flame propagation

Spark timing: the end of the stroke of turbulence generator. Parameters: time from the spark.

図4にみられる、強い乱れの希薄混合気における火炎伝ば時間の大きな変動は、点火から10ms以内における火炎発達の相違によるもので、極端な場合にはその間、火炎直径がほとんど変わらないようなこともある。これは強い乱れのために、火炎面に隣接する未燃混合気の着火が阻害される結果で、僅かな条件の違いが火炎の生長に大きな相違をもたらすことになるものと考えられる。濃混合気では変動が小さいのは、同じ火炎生長期に火炎面の細かい凹凸が多く、隣接する未燃混合気の着火に有利なためと考えられ、火炎の撮影結果からも上述のような火炎発達の著しい相違はみられない。実際の火花点火機関での希薄混合気運転において燃焼変動が著しくなるのも、以上のような状況が関係するものと思われる。

3.4 乱流燃焼速度

火炎面の变形が大きい場合、平均火炎面積および燃焼ガス容積の推定にはかなりの誤差をまぬがれないと思われるので、前回のよう詳細な熱力学的計算によらず、圧力上昇が無視できる初期火炎伝ば期間における乱流燃焼速度のみを周知の方法で算出した。ただし、平均火炎半径10mm以内では、写真から求められる平均半径を半径とする球状火炎で近似し、半径20mmの場合は二つの平行な平面で切り取られた球の体積と等しい体積をもつ球状火炎におきかえた。従って得られた値は第一近似的なものとみるべきで、絶対値の信頼性はあまり高くはないが、もっとも強い乱れの場合の結果を図示すると図10のようになる。

層流火炎の場合は誤差要因も少ないので、絶対値もほぼ正しいと考えられるが、図示した値は火炎半径10mmにおけるもので、20mmにおいては濃混合気側で多少小さな値となる。バーナ火炎による測定値および前回の実験における値も、濃混合気側では図示の値よりも小さく、10mmにおける値とのくい違いの原因についてはなお検討を要するが、ここでは乱流燃焼速度との比較のために、大きめの値のほうを採用した。

乱流燃焼速度は火炎半径10mm程度までは火炎半径の増加とともに増大するが、

半径20mmでは10mmにおける値と大差ない値を示す。初期火炎伝ば期間において燃焼速度が小さいのは、火炎曲率が大きいこと火炎面に隣接する未燃混合気への熱および活性粒子の輸送密度が小さいことによると考えられ、層流火炎伝ばにおいても同様であるが、乱れがある場合にはその効果が拡大されたような結果となる。前節で述べたように、火炎伝ばの後半では乱流燃焼

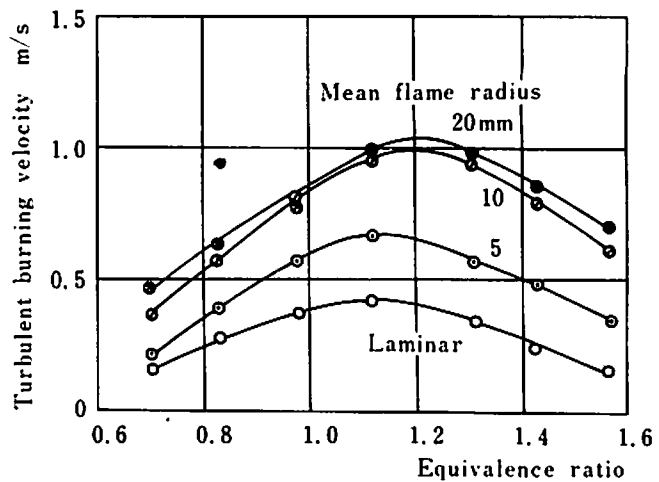


Fig. 10 Turbulent and laminar burning velocities against equivalence ratio

Spark timing: the end of the stroke of turbulence generator.

速度の増大が考えられるが、圧力上昇を無視した計算からは燃焼速度を求めることはできず、確証を得るには至っていない。

図10からわかるように、層流燃焼速度は火炎温度最高の当量比付近で最大となるのに対して、乱流燃焼速度はそれよりも過濃側で最大値を示す。このことは図9に示した火炎速度の当量比による変化においても認められることで、火炎速度が乱流燃焼速度に依存することから当然であるが、その原因として火炎伝ばに対する混合気中の乱れの効果が過濃混合気ほど大きいことによることは明らかである。火花点火機関における火炎速度および出力最大の空燃比が、断熱火炎温度最高の空燃比よりも過濃側にあることは古くから知られていたことであるが、その理由についての明確な説明はなされていない。前述の写真による火炎性状の観察だけでは火炎領域の内部構造まではわからないが、未燃混合気中にあらかじめ存在する乱れが、濃混合気の場合ほど燃焼速度の増大に効果的であることは間違いない。

図10に示した火炎半径10mmにおける乱流燃焼速度と層流燃焼速度との比を図11に示す。濃混合気ほど乱れの効果が大きくなる様子がわかるが、前述のように濃混合気における層流燃焼速度が図10に示した値より小さいとすれば、濃混合気における乱れの効果はいっそう大きいということになる。いずれにしてもこの場合の乱流燃焼速度が層流燃焼速度に比例し

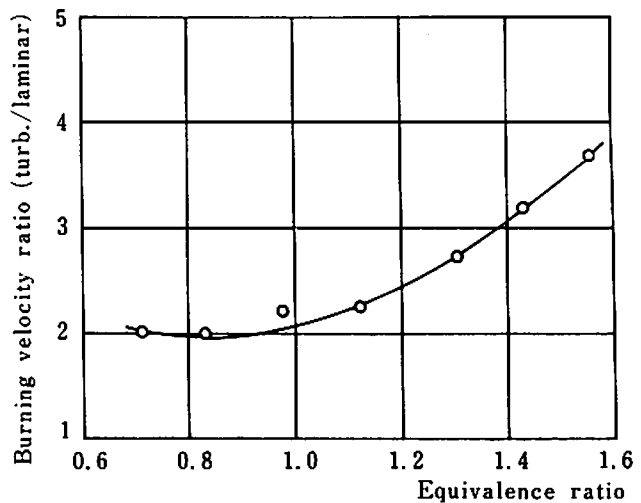


Fig. 11 Relative increase of burning velocity with turbulence

Spark timing: the end of the stroke of turbulence generator. Burning velocities at the mean flame radius of 10 mm.

ないことは明らかであるが、同時にまた前回の実験で認められたような、凹凸による火炎面積の増大だけで説明される“wrinkled laminar flame”モデルに適合するような傾向も示さない。

混合気中に寸法の大きな乱れと、寸法のごく小さな乱れとが共存する場合には、乱流燃焼速度と層流燃焼速度との関係が、その割合によって異なることは当然で、乱れの性質が十分明確にされなければ両者の関係を定量的に論ずることはできないが、そのほかに混合気組成も同様に重要な影響因子であることは否定できない。

§ 4. 結 び

密閉容器内における乱流火炎伝ば挙動の詳細を明らかにするために、前報の回転ファンによる方法のかわりに、容器内で多孔板を動かすことによって点火前のプロパン空気混合気に乱れを

与える方法を用い、主としてシュリーレン高速度撮影により火炎性状の観察と火炎伝ば過程の測定を行なった。乱れの性質は実際の火花点火機関におけるものと同じとはいえないが、火炎性状や燃焼速度の大きさなどからみて、ある程度類似したものと考えられる。得られたおもな結論を列挙すると次のようになる。

- (1) 火炎伝ば時間は混合気に与えられた乱れが強いほど短くなるが、その短縮効果は濃混合気ほど著しく、極端な希薄混合気では、ある程度以上乱れを強くしても大きな効果はみられない。
- (2) 火炎伝ば時間の変動は濃混合気の場合に小さく、しかも乱れが強いほどむしろ小さくなる傾向を示すのに対して、希薄混合気では変動が大きく、乱れ強さに対しては逆の傾向が認められる。
- (3) 乱れによる火炎伝ばの促進効果は、火炎伝ばのごく初期には当量比によってあまり変わらないがそれ以降には濃混合気ほど顕著となり、定性的には火炎面の凹凸の度合に対応する。
- (4) 乱流燃焼速度、従ってまた火炎速度最大の当量比が火炎温度、従ってまた層流燃焼速度最大の当量比よりも過濃側に移るのは、乱れの火炎構造に対する影響が濃混合気ほど大きいことによる。
- (5) 乱流燃焼速度と層流燃焼速度との関係は、乱れの性質だけでなく、当量比によっても相違する。
- (6) 火炎伝ばに伴って未燃混合気中に新たな乱れが発生し、火炎進行とともに乱流燃焼速度は増大する傾向がみられる。

乱れに関する測定が不十分なため、得られた結論にも定性的な部分が多いが、少なくとも火花点火機関における初期火炎伝ば期間に対応する乱流火炎伝ば挙動の詳細が明らかにされ、所期の目的の一部は達成された。

終りに本研究は日本自動車研究所（燃焼と排気研究委員会）の研究補助金にもよることを付記して謝意を表する。

文 献

- (1) R. A. Phillips, P. L. Orman: *Advances in Automobile Engineering IV* (1966), Pergamon, 93.
- (2) 金：日本機械学会論文集40-336(1974), 2321; 40-337(1974), 2656.
- (3) 飯沼, 山田：法政大学工学部研究集報11(1975), 23.
- (4) 飯沼, 伊庭：日本自動車研究所研究速報10(1972), 59; 15(1973), 51.