

乱流可燃性混合気の  
火花点火機構に関する研究

石井 一 洋

①

乱流可燃性混合気の  
火花点火機構に関する研究

指導教官 河野通方教授

07060 石井一洋

平成4年12月21日

## 目次

	ページ
記号表	
第1章 序論	1
第2章 実験装置および方法	9
2-1 燃焼容器および混合気	9
2-2 火花点火回路	11
2-3 シュリーレン写真撮影	13
2-4 乱れ強さの測定	15
2-4-1 レーザドップラ流速計	15
2-4-2 熱線流速計	16
2-4-3 乱れ強さの定義	19
2-5 乱れスケールの測定	19
第3章 数値解析の方法	23
3-1 層流火花点火モデル	23
3-1-1 基礎方程式	23
3-1-2 境界条件	28
3-1-3 初期条件	29
3-1-4 計算方法	31
3-2 乱流火花点火モデル	33
3-2-1 乱流モデルの選定	33

3 - 2 - 2	大規模流れ場の基礎方程式	3 5
3 - 2 - 3	S G S モデル	3 8
3 - 2 - 4	境界条件および初期条件	4 0
3 - 2 - 5	計算方法	4 1
第 4 章	結果および考察	4 2
4 - 1	モデルの検証	4 2
4 - 1 - 1	火炎核の成長形態	4 2
4 - 1 - 2	火花電極の影響	4 4
4 - 1 - 3	放電時間の影響	4 7
4 - 2	乱流特性値	4 9
4 - 3	火花放電波形	5 0
4 - 4	火炎核の成長形態	5 1
4 - 5	乱れ強さの影響	5 8
4 - 6	火花電極の影響	6 1
4 - 7	後続成分の影響	6 4
第 5 章	モデルに関する考察	6 9
5 - 1	他の乱流計算コードとの比較	6 9
5 - 1 - 1	直接計算	6 9
5 - 1 - 2	$k - \varepsilon$ モデル	7 0
5 - 1 - 3	本乱流火花点火モデル	7 1
5 - 2	火花エネルギーの与え方	7 2
5 - 3	今後のモデル	7 4



謝 辭

参 考 文 献

付 録 1 QUICK法

付 録 2 初期速度分布

## 記 号 表

A :	熱線検定定数
B :	熱線検定定数
C :	コンデンサ容量 F
$C_p$ :	定圧比熱 $J / mol \cdot K$
D :	拡散係数 $m^2 / s$
D :	ひずみ速度 $1 / s$
E :	活性化エネルギー $J / mol$
$E_s$ :	火花エネルギー J
e :	内部エネルギー $J / kg$
f :	質量流速 $kg / m^2 \cdot s$
H :	熱伝達量 $J / kg$
h :	エンタルピー $J / kg$
h :	格子サイズ m
J :	熱流速 $J / m^2 s$
K :	渦粘性係数 $m^2 / s$
$K_E$ :	渦温度伝播率 $m^2 / s$
$K_c$ :	渦拡散係数 $m^2 / s$
k :	反応速度 $mol / m^3 \cdot s$
k :	波数 $1 / m$
$L_s$ :	積分空間スケール m

M : 分子量  $\text{kg} / \text{mol}$

p : 圧力  $\text{Pa}$

Q : 反応熱  $\text{J} / \text{mol}$

q : 熱流速  $\text{J} / \text{m}^2 \text{s}$

$\dot{q}$  : 熱発生率  $\text{J} / \text{m}^3 \text{s}$

R : 気体定数  $\text{J} / \text{kg} \cdot \text{K}$

$\bar{R}$  : 一般気体定数  $\text{J} / \text{mol} \cdot \text{K}$

R : 空間相関係数

r : 半径方向座標  $\text{m}$

$r_w$  : 熱線抵抗  $\Omega$

S : 面積  $\text{m}^2$

T : 温度  $\text{K}$

t : 時間  $\text{s}$

$u'$  : 乱れ強さ  $\text{m} / \text{s}$

V : 体積  $\text{m}^3$

V : 電圧  $\text{V}$

v : 速度  $\text{m} / \text{s}$

Y : 質量分率

Z : 状態方程式前係数

z : 軸方向座標  $\text{m}$

$\Delta r$  : 空間刻み  $\text{m}$

$\Delta z$  : 空間刻み  $\text{m}$

$\Delta t$  : 時間刻み s

$\varepsilon$  : 乱れの消散率  $m^2/s^3$

$\eta$  : コルモゴロフスケール m

$\kappa$  : 熱伝導率  $J/m \cdot s \cdot K$

$\lambda$  : テイラーマイクロスケール m

$\mu$  : 粘性係数  $kg/m \cdot s$

$\nu$  : 動粘性係数  $m^2/s$

$\rho$  : 密度  $kg/m^3$

$\sigma$  : Subgrid Scale応力テンソル Pa

$\tau$  : 応力テンソル Pa

$\tau_t$  : 積分時間スケール s

$\omega$  : 反応速度  $mol/m^3 \cdot s$

添字

c : 化学反応

$C_3H_8$  : プロパン

i : 化学種

$N_2$  : 窒素

$O_2$  : 酸素

Prod. : 燃焼生成物

r : 半径方向

z : 軸方向

$\theta$  : 周方向

## 第 1 章 序 論

火花点火機関において、混合気を確実に点火することは機関出力の向上、燃料消費率の改善、排気エミッションの低減等において重要である。機関燃焼室内では、希薄混合気の使用とあいまって火炎伝播促進の要求から、強い乱れが形成されている。一般に、乱れにより火炎面は変形し、燃焼速度は増大する。しかしながら火花放電により生じた火炎核の成長段階では、乱れによる周囲の未燃ガスへの熱伝導量促進の効果が火炎伝播の促進効果を上まわり、火花点火に関しては乱れは不利と考えられている。

乱流場における火花点火に関する先駆的実験として、Swett の研究<sup>(1)</sup>がある。Swettはジェットエンジンの高高度における再点火を対象として、一様流中に設けた格子により乱れを発生させ、乱れ強さの増大とともに最小点火エネルギーが増大する結果を得ている。Ballalらも同様の目的で、一様流中に設けた多孔板の孔径、そのピッチ、主流流速を変えることにより乱れ強さと乱れスケールとを独立に変え、それらが最小点火エネルギーに及ぼす影響について調べている<sup>(2)</sup>。乱れ強さに関してはSwettと同様な結果を得ているが、乱れスケール、とくに積分空間スケールの影響に関しては、乱れ強さに応じて積分空間スケールが最小点火エネルギーに及ぼす影響が異なるという結果を得ている。

これらの実験はいずれも比較的低压（0.03 MPa以下）の混合気に

関して行われており、乱れ強さも火花点火機関の燃焼室内のものと比較して大きいとはいえない。とくにBallalらの実験は、火花間隙長を十分大きくとることにより、火花電極による火炎核の冷却効果を無視できる条件で行われている。しかしながら、実際の火花点火機関では、火花放電時に生ずるノイズが他の電子回路に悪影響を及ぼすのを避けるため、絶縁破壊電圧を低く抑えたいという要求がある。そのため、実機で用いられている点火プラグでは、火花電極による冷却効果は無視できるほど広く火花間隙はとられていない。このような条件では、乱れ強さの影響のみならず、火花電極直径、火花間隙長が最小点火エネルギーに及ぼす影響が重要となる。

SoeteらはBallalらと同様な方法で乱れを発生させ、種々の火花間隙長に対して最小点火エネルギーを求めている<sup>(3)</sup>。その結果乱れ強さとともに最小点火エネルギーが増大すること、どの乱れ強さにおいても火花間隙長が3 mmで最小点火エネルギーが最小となり、以後火花間隙長とともに最小点火エネルギーは直線的に増加する結果が得られている。しかしながら、彼らが用いているC D I点火装置では、火花間隙長と火花放電時間とを独立に変えることができない。このうち火花放電時間に関しては、層流混合気中の実験ではあるが、最小点火エネルギーが最小となる最適な火花放電時間の存在が確認されている<sup>(4)・(5)</sup>。乱流場においても、火花放電時間が点火能力に影響を及ぼすことを否定する理由はとくに考えられない。したがって、彼らの実験結果には、火花間隙長と火花放電時間の両



影響が含まれていると考えられる。

Akindeleらは、密閉容器内において四方向からファンを回転させることにより主流のない乱流場を実現し、火花点火実験を行っている<sup>(6)</sup>。その結果、点火成功の目安となる火炎核の臨界半径の存在を確認しており、この値は層流火炎帯厚さと同程度であり、発達した予混合乱流炎の火炎帯厚さよりは小さいと結論している。また、ファン回転数が低いときは火炎核表面はしわ状層流火炎の様相を呈しているが、ファン回転数が高い場合は、単位時間あたりの火炎核半径の増加率が大きく、彼らはこれは分散型の反応帯が形成されているためと考えている。

BradleyらはAkindeleらの用いた燃焼容器において火花点火実験を行い、ひずみ速度に注目して実験結果を整理している<sup>(7)</sup>。それによると、乱流火炎核では火炎核半径がおよそ2.5 mmになるまでは層流火炎核と同一のひずみ速度であるが、その後乱れの影響により依然高いひずみ速度が保たれる。火炎核半径が臨界半径に到達したときに、ひずみ速度の逆数が、層流火炎帯厚さを層流燃焼速度で除した値で定義される反応特性時間より小さい場合には、火炎核は強いひずみによりその後消滅する。ここで、火花エネルギーが大きい場合は、火炎核内が断熱火炎温度以上であるために反応性が高く、ひずみに打ち勝ち、点火に成功する。Bradleyらは、臨界半径以後ひずみ速度の逆数が、上記反応特性時間に等しくなるまでの領域をSpark Assisted Propagationと呼び、この領域を経たのち通常の火

炎伝播に移行すると考えている。

以上の研究では、基礎的な観点から火花電極として針端電極を用いているが、Tagalianらは、可視化用火花点火機関において実際の点火プラグを用いて、火炎核の成長形態の観察を行っている<sup>(8)</sup>。その結果、火花放電後火炎核はまず層流火炎核として球状に成長し、その後火花電極付近より伸長を受けること、層流火炎核でいる期間は燃焼時間のうち20%弱であるが、この期間における質量燃焼割合は1%にすぎないことが示されている。この結果より、層流火炎核でいる期間の短縮が燃焼時間の短縮につながり、ひいては等容度の向上より機関出力の増大をもたらすと考えられる。したがって、層流火炎核から乱流火炎核へ遷移し、自己伝播可能な火炎へと発達していくという火花点火機構の解明が重要な研究課題となる。

本研究では、乱流場における火花点火機構の解明を目的として、基礎的な観点から、主流のない乱流場において針端電極を用いて火花点火実験を行った。実験においては燃焼容器内において四方向から噴流を衝突させるという方法で乱れ場を実現した。この方法では、乱流発生格子を用いる方法と比較して強い乱流場を得ることができる。また、各噴流の流速を調整して主流をなくすことにより、容器内における火炎核の位置を固定させ、その成長過程の観測を容易にすることができるなどの利点がある。また点火装置として、火花点火機関で通常用いられる合成火花<sup>(9)</sup>を模擬した火花が発生可能なものを用いた。合成火花は放電時間の短い容量火花と、点火コイル

に蓄えられたエネルギーが放出される放電時間の長い誘導火花とから成り立っている。合成火花の点火能力に関する研究は、静止混合気中もしくは層流混合気中では従来より行われている<sup>(10), (11)</sup>ものの、乱流場においては見あたらない。さらに本研究で用いた装置では、容量火花およびそれに後続する火花のエネルギーを独立に変えられるようにしてある。実験パラメータとしては、乱れ強さ、火花電極直径、火花間隙長、火花成分の割合を選び、これらが最小点火エネルギーに及ぼす影響について調べた。

ところで、火花点火現象は非常に短時間でしかも狭い領域で生ずるために、各種計測が困難である。したがって、火花点火機構の解明において、今後数値シミュレーションが果たす役割が大きくなると考えられる。本研究では、火花点火機構解明の一手段として乱流場における火花点火過程の数値シミュレーションを行った。

一般に火花点火のモデリングは、火炎核内のエネルギーバランスより最小点火エネルギーを求める物理モデルと、数値シミュレーションにより基礎方程式を解き、火炎核生成から自己伝播可能な火炎への成長過程を計算する数値モデルとに大別される。

物理モデルでは、火花エネルギーのうちで火炎伝播に寄与するエネルギー（以下有効火花エネルギー）が、臨界体積の火炎核を未燃混合気温度より断熱火炎温度まで加熱するのに必要なエネルギーを上回るときに点火可能と考える。このモデルでは臨界体積の見積りが重要であり、その代表長さは消炎距離あるいは火炎帯厚さに基

いている。この種のモデルとして、乱流拡散係数に基づいたSoeteのモデル<sup>(6)</sup>と乱流燃焼速度に基づいたBallalらのモデル<sup>(12), (13)</sup>があげられる。Soeteは、乱流拡散係数を乱れ強さより見積り、乱流火炎面厚さを求めている。また、乱れによる火炎核の冷却を考慮して火花エネルギーに対する有効火花エネルギーの割合を定式化し、放電時間および乱れ強さの増大による有効火花エネルギーの減少を模擬している。Ballalらは球状の火炎核を想定し、単位時間単位体積あたりの反応熱が層流熱流束および乱流熱流束の和に等しいとして火炎帯厚さを見積り、彼らの乱流燃焼速度式を用いて、火炎核臨界直径を求めている。以上のような物理モデルは、火花点火機構の解明というよりもむしろ、実験値との比較・校正により任意の混合気条件に対して最小点火エネルギーおよび火炎核臨界体積を求めることに目的があると思われる。

数値モデルは、運動量やエネルギーの輸送に着目して、数値シミュレーションにより火炎核の成長を計算するものである。Akindeleら<sup>(4)</sup>は一次元球座標を、Bradleyら<sup>(7)</sup>は一次元円筒座標を用いて火炎核の成長過程を計算している。一次元計算では、本来三次元の現象である乱れを一次元で取り扱うので、乱れによるエネルギーの輸送を考慮するために必然的に渦粘性を導入することになる。しかしながら、一般に火花放電直後の火炎核の大きさは、渦粘性の基盤となるエネルギー輸送の代表的な渦の規模と比較して小さい。そこで彼らは渦粘性係数の時間依存性を考慮しているが、規模の小さな

火炎核の成長に対して渦粘性を導入すること自身に無理があると思われる。一次元計算は火炎核の臨界体積の見積りには有用であるが、火炎核の変形そのものを取り扱うことができず、火花放電により誘起される流れ<sup>(10)</sup>も考慮することができない。とくに乱流場では流れが重要な役割を担うため、多次元数値計算が火花点火機構を解明するうえでより本質的なアプローチとなると考えられる。しかしながら、多次元数値計算の例は見あたらない。

本研究では、乱流場における火花点火過程に関して、流れ場を重視して多次元の数値シミュレーションを行った。計算モデルの構築は、以下の二つの段階に分けて行った。第一段階として、乱流場に適用するモデルの核となる、層流火花点火モデルを確立した。このモデルは二次元円筒座標のもとで支配方程式を差分法により解くものである。ここで、静止混合気中における火炎核においても、その成長形態は火花放電により誘起される流れの影響を受けることが知られている<sup>(10)</sup>。このモデルによる計算結果を従来の静止混合気中における実験結果と比較することにより、層流火花点火モデルにおける流れ場の表現の妥当性を検証した。第二段階として、層流火花点火モデルをもとに乱流火花点火モデルを構築した。このモデルでは、計算格子以下の規模の乱れについてはSubgrid Scale モデルにより取扱い、それ以上の規模の乱れについては直接計算を行うという方法をとった。初期条件としては、流速測定結果より得られた乱れ強さおよび乱れスケールを満たす速度分布を与えた。このモデル



を用いて、乱れ強さおよび火花成分の割合が火花点火能力に及ぼす影響について調べた。



## 第 2 章 実験装置および方法

### 2-1 燃焼容器および混合気

本研究では主流の存在しない強い乱れ場を実現するために、四方向からの噴流を衝突させるという方法を用いた。図 2-1 に実験に用いた燃焼容器概略を、図 2-2 に燃焼容器の写真を示す。この容器はステンレス製で、内直径 40 mm、厚さ 30 mm の円筒形である。その周上四箇所に容器中心に向かう出口直径 3 mm のノズルが取り付けられている。ノズル入口部のバルブを調整することにより、混合気噴出速度を変化させ、容器中心部における主流をほぼなくすことができる。また燃焼容器両端面には、シュリーレン写真撮影および流速測定用として、厚さ 10 mm の合成石英製のガラスが取り付けられている。火花電極としてはステンレス線を用い、容器中心と火花間隙とを一致させた。さらに、常に電極先端で火花が飛ぶよう先端部を針状に加工して使用した。

混合気としては 4.7 vol. % のプロパン-空気予混合気を用いた。実験に用いた混合気は以下の手順で作成した。まず混合気タンク内を真空ポンプにより真空とする。混合気タンク内に空気を約 1 気圧（絶対圧）まで注入する。所定の量のプロパンを注入した後、約 2 気圧まで空気を注入する。混合気タンクの底部には混合気かくはん用のスターラが取り付けられており、約 30 分のかくはんの後に実験を開始した。

混合気を燃焼室に送り込む方法としては、急速圧縮機を利用する、高圧ポンプより直接送り込むなどが考えられるが、これらの方法では連続実験が困難であり、とくに点火確率を求める際には有効ではない。そこで本研究では四サイクル機関の圧縮行程をポンプとして利用した。実験装置の概略を図2-3に示す。行程容積258 cc、圧縮比6.5の汎用四サイクル単気筒機関を駆動運転し、その圧縮行程において混合気をシリンダヘッド上部より四系統に分岐させて各ノズルに導いた。点火時期は、後述の乱れ強さの測定結果より圧縮上死点手前35°とした。また、点火時期センサとしてフライホイールに取り付けた近接スイッチを利用することにより、設定した点火時期において点火信号用のトリガパルスを得ることができる。しかしながら本実験で用いる機関は四サイクル機関であるため、点火時期センサは排気行程においても点火信号を出力してしまう。これを避けるために、燃焼容器に取り付けた圧力変換器を利用した。圧縮行程では混合気の流入により燃焼容器内の圧力が上昇することから、圧力上昇の有無により圧縮行程と排気行程を分離することができる。そこで、点火時期センサおよび圧力変換器からの信号をAND回路に入力し、その出力を最終的に点火信号として用いた。実験は以下の手順で行った。まず燃焼容器、リザーバタンク、クランクケースおよび配管内すべてを真空ポンプにより真空とする。つぎに、これらに混合気を充填し、大気圧・常温の状態とする。機関を所定の回転数で駆動運転し、点火回路に点火信号を入力して火花放電を開始

させる。

最小点火エネルギーの定義に関しては、同一条件における約30回の点火実験より火花エネルギーと点火確率の関係を求め、内挿により50%点火時の火花エネルギーを最小点火エネルギーとした。

## 2-2 火花点火回路

実験に用いた火花点火回路を図2-4に示す。この回路より発生する火花は合成火花を模擬しており、容量火花に対応する先行火花（以後容量成分と呼ぶ）および誘導火花に対応する後続火花が発生可能である。この後続火花は、以下に述べるように点火コイルに蓄えられたエネルギーを源としていないため、誘導成分ということではできない。そこで、以後これを後続成分と呼ぶことにする。図2-4でA側が容量成分を、B側が後続成分を発生する回路である。その動作原理を以下に述べる。100 V 電源にスライダックを接続し、その出力をネオントランスで約150 倍に昇圧する。これをダイオードブリッジにより全波整流し、電源用コンデンサによりリップルを取り除いて定電圧電源とする。これがA側の直流電源となる。B側については、通常の巻線式トランスを用いて同様の方法で直流電源を得る。両電源電圧は電圧計で監視され、スライダックで調整される。まず充電抵抗R4を通じてコンデンサC2（100 pF ~ 7360 pF）を10 kVで充電した後、サイラトロンThのゲートにトリガパルスを入力する。サイラトロンが導通により火花間隙に衝撃電圧が加わり、

絶縁破壊が生じC2の放電が開始する。これにより放電時間の非常に短い容量火花が発生する。引続き800 Vで充電されたコンデンサC3(6600 pF $\sim$ 0.47  $\mu$ F)が放電を開始し、これが後続成分の火花となる。なお、ダイオードD1はC2の充放電時にA、Bの回路間における干渉を防ぐため、ダイオードD2は容量成分の放電がC3に影響を与えるのを防ぐために加えている。容量成分および後続成分のエネルギーはC2、C3の容量を変化させることによりそれぞれ独立に変えることができる。

サイラトロンのゲートに入力するトリガ信号は200 V程度でないと、サイラトロンは導通しない。そのため点火信号の入力後遅れなしに200 V程度の出力を出すトリガ回路が必要となる。図2-5に本実験で用いたトリガ回路を示す。V0は定電圧電源により150 Vに保たれている。Vinに点火信号が入力されると、サイリスタScrが導通してコンデンサC1の放電が始まり、コイルL1に電流が流れる。相互誘導によりコイルL2に起電力が発生し、ダイオードD2により半波整流されサイラトロンのゲートに出力される。また、定電圧電源およびサイリスタに過電圧がかからないようにするためダイオードD1、抵抗R3が挿入されている。

従来までの点火実験では、コンデンサの容量Cとその充電電圧Vより火花エネルギーE<sub>0</sub>を

$$E_0 = \frac{1}{2} CV^2 \quad (2-1)$$

により求めている例が多い。しかしながら、通常はサイラトロンや

抵抗でのエネルギー損失があるため、コンデンサに蓄えられたエネルギーがそのまま火花エネルギーとはならない。したがって (2-1) 式による見積は  $E_0$  を過大評価することになる。そこで本研究では、火花電圧を  $V_g$ 、火花電流を  $I_g$ 、 $t_s$  を放電時間として  $E_0$  を次式により求めた。

$$E_0 = \int_0^{t_s} V_g I_g dt \quad (2-2)$$

ここで  $V_g$  は高電圧プローブ (Tektronix P6015) により、 $I_g$  はホールタイプの電流プローブ (Tektronix P6021) により測定した。さらにこの方法では、容量成分と後続成分の火花エネルギーを分離して測定できるという利点がある。なお、容量成分のみを放電させる場合は図 2-4 で A 側の回路のみを用いて実験を行なった。

### 2-3 シュリーレン写真撮影

図 2-6 にシュリーレン写真光学系を示す。キセノンランプを光源とし、撮影倍率を上げるために、撮影レンズ  $L_4$  をナイフエッジの前に設置した。撮影に用いた高速度カメラは CORDIN Model 350 である。この高速度カメラは、撮影速度が毎秒 200 こまから 35000 こままで可変であり、全体の撮影こま数は 224 こまである。

図 2-7 に高速度カメラの構造概略図を示す。カメラへの入射光はリレーミラーで反射し、リレーレンズにより集光され、被写体像は正八角形の回転ミラーに結像する。その後さらにリレーレンズを通して第二像をフィルム上に結像する。フィルムが装着されている



ドラムも回転しており、回転ミラーとドラムとの同期をとることにより、像は相対的にフィルム上に静止する。このとき、回転ミラーへの入射角に応じて光は二通りの光軸をとる。それぞれの光軸に対して光学系を組むことにより、像は35 mm フィルムに上下二段に露光される。また、露光は光軸状に配置された二つのダイヤモンドストップにより行われる。露光時間は第一のダイヤモンドストップを通過した像が第二のダイヤモンドストップを横切る時間として設定される。ダイヤモンドストップを交換することにより、露光時間を変えることができる。構造上、露光時間は撮影速度に依存し、毎秒35000こまの場合0.75, 1.5, 3.0  $\mu$ sの三種類の露光時間を得られる。本実験では、毎秒32000こま、露光時間1.6  $\mu$ sで撮影を行った。このとき撮影間隔は約31  $\mu$ sであり、総撮影時間は7.0 msである。フィルムには富士写真フィルムのネオパン 400 PRESTO (ASA 400) を用いた。

ところで、撮影の際にはシャッターを解放にしているため、フィルム上に露光を開始してからドラムが二回目の回転を始めると、二重露光の可能性が生じる。これを避けるため、光源として用いたキセノンランプの発光時間を調整した。図2-8にキセノンランプ発光回路を示す。使用したキセノンランプはElevam のMFT4562である。トリガ信号を入力すると、サイリスタScrが導通し200 Vで充電されたコンデンサC4の放電が開始する。相互誘導によりキセノンランプのトリガ極に約-6 kVの電圧がかかり、トリガ極とカソード



間が絶縁破壊する。これにより400 Vで充電されたコンデンサC1およびC2の放電が開始し、キセノンランプが発光する。発光時間はコイルL1、L2の自己インダクタンスおよびC1、C2の容量を変えることで調整した。また、コンデンサC3は光軸調整用であり、C1、C2よりも容量を小さくすることにより短時間で充電が済み、10 Hz程度の連続発光が可能である。なお、シュリーレン写真撮影時は、キセノンランプ立ち上がり時の光量不足を避けるため、キセノンランプを発光させた後約70  $\mu$ s遅らせて点火回路を作動させた。

## 2-4 乱れ強さの測定

燃焼容器中心において、容器中心軸に垂直な速度成分は、主流の存在の有無を調べる目的もかねてレーザドップラ流速計（以後LDVと呼ぶ）により、容器軸方向の速度成分は定温度型熱線流速計により測定した。なお、流速測定時には、火花電極を取り外し、燃焼容器および配管系に空気を充填して測定を行った。

### 2-4-1 レーザドップラ流速計

LDVにはDANTEC type 55Xの測定システムを用いた。使用したレーザはArイオンレーザ（波長514.5 nm）であり、出力は最大5 Wである。信号処理機としてはBurst Spectrum Analyzer（DANTEC 57N10、以後BSAと呼ぶ）を用いた。BSAは、ドップラバースト信号をほぼ実時間でハード的に高速フーリエ変換するものである。

従来のカウンタ型、トラッカー型の信号処理機と比較して、BSAはSN比の悪い信号の処理が可能であり、時系列の流速データを容易に出力することができる。散乱粒子としては、関東ローム（JIS粉体 11種）を用いた。図2-9に散乱粒子供給法を示す。リザーバタンクと機関吸気ポートとをつなぐ配管途中に粒子だめを設け、吸気行程中に散乱粒子を供給した。

図2-10にLDVの光学系を示す。流速測定点の位置調整の容易さを考えて、収束レンズと燃焼容器との間にビームトラバース装置Iを設けた。図2-11にビームトラバース装置Iの写真を示す。これは一つの集束レンズ（焦点距離300 mm）、四つの鏡、三組のXステージより成り立っており、これらを組み合わせることにより流速測定位置を三次元的に移動させることができる。なお、流れの方向を判別するために、ビームスプリッタ通過後のビームの片側に40 MHzの周波数シフトを行った。

#### 2-4-2 熱線流速計

燃焼容器中心における軸方向流速は、装置の都合上LDVによる流速測定が困難であるため、定温度型熱線流速計（司測研 HC-30）を用いて測定を行った。熱線プローブは直径 $5\mu\text{m}$ 、長さ1.2 mmのタングステン線である。熱線流速計を用いた測定では、あらかじめ風洞などを用いて検定実験を行い、流速と出力電圧との対応を調べる必要がある。このとき、実験条件とほぼ同じガス温度で検定しなけ

れば、正しい流速値は得られない。本実験では燃焼容器内の温度、密度が時間とともに変化するため、熱線流速計の出力を補正する必要がある。この補正はつぎのように行った。

熱線におけるエネルギー収支は以下の式で表すことができる<sup>(18)</sup>。

$$I^2 r_w - Q_E = \pi d l h (T_w - T_0) \quad (2-3)$$

ここで、 $I$ 、 $r_w$ 、 $Q_E$ 、 $d$ 、 $l$ 、 $h$ 、 $T_w$ 、 $T_0$ はそれぞれ熱線に流れる電流、熱線の抵抗、熱線支柱への熱伝導損失、熱線直径、熱線長さ、熱伝達率、熱線温度、ガス温度である。浜本らは、熱伝達率の温度、流速の依存性を考慮して以下の補正式を提案している<sup>(18)</sup>。

$$u = \left\{ \left( I^2 - \frac{Q_E}{r_w} \right) \frac{\kappa_0}{\kappa} \frac{\Delta T_0}{\Delta T} \left( \frac{T_f T_{g0}}{T_{f0} T_g} \right)^{-0.17} - \left( I_{*0}^2 - \frac{Q_E}{R_N} \right) \right\} \sqrt{\frac{\mu \rho_0}{\mu_0 \rho} \frac{1}{B'}} \quad (2-4)$$

ここで  $\rho$ 、 $\kappa$ 、 $\mu$  はそれぞれ密度、熱伝導率、粘性係数を表し、添字  $f$ 、 $g$ 、 $0$ 、 $*$  は、それぞれ熱線の温度境界層、ガス、常温、検定時で流速 0 の状態を表す。また、 $B'$  は検定定数である。

一方、リニアライザに入力する前の出力電圧  $V_{out}$  は、以下のキングの式により簡単に近似することができる<sup>(18)</sup>。

$$V_{out} = \sqrt{(T_w - T_0) (A + B\sqrt{u})} \quad (2-5)$$

ここで  $u$  は流速、 $A$  および  $B$  は熱線プローブに固有の定数である。ガス温度が熱線流速計の検定実験時と異なる場合、見かけ上得られる流速を  $u'$  とすると、上式より真の流速  $u$  は

$$u = \left[ \frac{1}{B} \left\{ \left( \frac{T_w - T_0}{T_w - T} \right) (A + B\sqrt{u'}) - A \right\} \right]^2 \quad (2-6)$$

となる。本研究では、(2-4)式と(2-5)との比較より、新たな補正式を考えた。まず、実験で流速測定時の温度範囲は300~400 K程度であるので、粘性係数および熱伝導率の温度依存性を次式により考慮した。

$$\mu/\mu_0 \propto \kappa/\kappa_0 = \frac{T+100}{400} \quad (2-7)$$

さらに、(2-4)式において、簡単のため  $(T_i T_{gs}/T_{is} T_g)$  の項を1とし、(2-4)、(2-6)、(2-7)式より、つぎの補正式を得た。

$$u = \left[ \left\{ \frac{T_w - T_0}{T_w - T} (A + B\sqrt{u}) \frac{400}{T+100} - A \right\} \frac{1}{B} \right]^2 \frac{T+100}{400} \frac{\rho_0 T}{\rho T_0} \quad (2-8)$$

A および B の値は、あらかじめ常温での検定実験より求めておいた。また燃焼容器内温度はK種のクロメル・コンスタンタン熱電対により、圧力は燃焼容器下部に取り付けた圧力変換器により測定した。密度は得られた温度、圧力を用いて理想気体の状態方程式より求めた。これらを用いて(2-8)式により流速値の補正を行った。

## 2-4-3 乱れ強さの定義

乱れ強さは一般的には、主流もしくは平均流からの流速の変動分のRMS値として定義される<sup>(17)</sup>。しかしながら、本研究では明確な主流が存在しないために従来の乱れ強さの定義は適用できない。したがって、流速そのものを乱れとして取扱い、流速のRMS値を乱れ強さと定義した<sup>(18)</sup>。具体的な手順は以下のようである。

電極軸方向の乱れ強さ  $u'_L$  を次式により求める。

$$\overline{u_k^2} = \frac{1}{\Delta t} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} u_k^2 dt \quad (2-9)$$

$$u'_L = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \overline{u_k^2}} \quad (2-10)$$

ここで  $U_k$  は  $k$  番目のサイクルの流速， $N$  は測定サイクル数， $t$  は時間， $\Delta t$  は平均化時間幅，である。本研究では  $N = 50$  とし， $\Delta t$  はクランクアングルで  $20^\circ$  とした。熱線流速計による測定では，熱線を容器中心軸と平行に配置し，その測定結果に  $2-4-2$  項に示した補正を施し，さらに上と同様の処理を行って乱れ強さ  $u'_{HW}$  を得た。しかし，熱線流速計は原理的に特定の速度成分の測定はできない。そこで，熱線に平行な速度成分に対してはその応答感度が低いために無視し， $u'_{HW}$  を熱線に垂直な速度成分によるものと考えた。すなわち， $u'_{HW}$  は電極軸方向乱れ強さ  $u'_L$  と容器中心軸方向の乱れ強さ  $u'_H$  が合成されたものと考え， $u'_H$  を次式により求めた。

$$u'_H = \sqrt{u'^2_{HW} - u'^2_L} \quad (2-11)$$

ここで， $u'_L$  は LDV により求めた値である。以上より，容器中心における乱れ強さは  $u'$  は容器中心軸についての対称性を仮定して，

$$u' = \sqrt{\frac{1}{3}(2u'^2_L + u'^2_H)} \quad (2-12)$$

により求めた。

## 2-5 乱れスケールの測定

積分空間スケール  $L_s$  は， $R(L)$  を測定点間距離  $L$  における空間相



関係数として

$$L_B = \int_0^{\tau} R(L) dL \quad (2-13)$$

で定義される<sup>(19)</sup>。実際には、定義にもとづいて積分空間スケールを求めることは、多点同時測定が必要なことから、実験装置の都合上困難な場合が多い。通常広く用いられている方法として、テイラーの仮説<sup>(20)</sup>を用いる方法がある。これは、主流流速を $u$ 、積分時間スケールを $\tau_i$ として

$$L_B = u\tau_i \quad (2-14)$$

とするものである。積分時間スケールは一点における流速測定の時系列データより得られるので、測定が比較的容易である。しかしながら、テイラーの仮説は凍結乱流を仮定しており、主流流速と比較して乱れ強さが小さい場合に成立する。したがって、本研究が対象としている主流の存在しない乱れ場に対して適用することはできない。このような乱れ場における積分空間スケールを求めている例として、城戸ら<sup>(21)</sup>およびAbdel-Gayedら<sup>(22)</sup>の例がある。城戸らは、密閉容器内において四方向からファンを回転させることにより、主流の存在しない乱れ場を実現している。形状の異なる二種類の熱線プローブの方向感度特性を調べ、流速の二点同時測定の結果より空間相関係数を求めている。しかし、熱線流速計はその原理上流れの方向を判別できないため、つねに正の流速値を出力する。そのため、相関係数の見積りが大きくなる可能性がある。また、Abdel-Gayedらは、次式より積分空間スケールを求めている。



$$L_s = s r_c \quad (2-15)$$

$$s = u' \sqrt{\frac{8}{\pi}} \quad (2-16)$$

ここで  $s$  は見かけの平均流速である。この式はテイラーの仮説にならったものと考えられるが、 $s$  の物理的意味が乏しい。

本研究では、流速値と流れの方向の両者を得るため、LDVによる流速の二点同時測定を行った。LDVによる積分空間スケールの測定例としてはFraserらの研究<sup>(23)</sup>がある。彼らは、ビーム交差角を狭めることにより光軸方向の測定体積長を長くし、同一の測定体積における二点の散乱光を受光することで、流速の二点同時測定を行っている。しかしながら、この方法では光軸と垂直方向の散乱光を受光するため、本研究で用いた燃焼容器では測定が困難となる。そこで本研究では、二系統のLDV光学系を組むことにより二点同時測定を行った。図2-12にその光学系を示す。Arイオンレーザからのレーザ光をビームスプリッタBS1で二本に分けた後、これをさらにBS2およびBS3により二系統に分岐させた。そのうちのビームトラバース装置Ⅰを用いている光学系は図2-10と同様である。もう一方の光学系には、集束レンズ（焦点距離400 mm）の前に、流速測定点微調整用のビームトラバース装置Ⅱを設置した。図2-13にビームトラバース装置Ⅱの写真を示す。散乱光は光電子増倍管(KANOMAX MODEL 1961)により受光し、BSA2で信号処理を行った。両光学系の光軸は互いに13度の角度をなしており、流速

測定値はこの角度分を補正している。二台のBSAの立ち上がりに時間的に若干のずれがあるため、点火信号をBSAに入力し、これを基準として二つの流速信号の時間を対応させた。このとき時間差が $4\mu\text{s}$ 以内の流速信号を同時と見なした。

以上の流速測定から得られた空間相関係数より積分空間スケールを求める方法であるが、(2-12)式による積分空間スケールの定義では、無限大の測定点間距離までの空間相関係数が必要なため現実的でない。また、噴流の衝突により乱れ場を実現しているために、測定間隔を広くとりすぎると、容器中心における乱れではなく噴流中の流れを測定することになる。そのため本研究では、脇坂ら<sup>(24)</sup>と同様に、自然対数の底を $e$ として、空間相関係数が $1/e$ となるときの長さを積分空間スケールとした。

以上より求めた、乱れ強さ、積分空間スケールより、テイラーマイクロススケール $\lambda$ を次式<sup>(25)</sup>より求めた。

$$\frac{\lambda}{L_g} = \left( \frac{15}{A} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{u/L_g}{v} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2-17)$$

ここで $v$ は300 Kにおける空気の値 $0.1604\text{ cm}^2/\text{s}$ を用いた。また、乱れの最小スケールであるコルモゴロフスケール $\eta$ は

$$\eta = (v^3/\epsilon)^{1/4} \quad (2-18)$$

のように表される<sup>(26)</sup>。ここで $\epsilon$ は乱れの消散率であり、次式のよう表される<sup>(28)</sup>。

$$\epsilon = 15v \frac{u'^2}{\lambda^2} \quad (2-19)$$

### 第 3 章 数 値 解 析 の 方 法

本研究では、乱流場における火花点火過程を計算するにあたり、モデル構築を、以下の二段階に分けて行った。まず乱流火花点火モデルの基礎として、層流火花点火モデルを構築し、静止混合気中における火花点火過程の数値計算を行った。計算結果と従来までの実験結果との比較により、層流火花点火モデルの妥当性を検証した。つぎに層流火花点火モデルをもとに乱流火花点火モデルを構築し、実験により測定した乱流特性値を初期条件として計算を行い、乱流場における火炎核の成長形態を求めた。以下に両モデルについて説明する。

#### 3-1 層流火花点火モデル

##### 3-1-1 基礎方程式

計算に使用した座標系は、図 3-1 に示すように電極軸方向に  $z$  軸を、それと垂直方向に  $r$  軸をとり、 $z$  軸については軸対称、 $r$  軸については線対称とした。計算領域は  $r$ 、 $z$  方向ともに 2.0 mm とした。計算を簡単にするために以下の仮定を行なった。

- (1) 自然対流および放射熱伝達は無視する。
- (2) 化学種はプロパン、酸素、窒素、燃烧生成物の四種を考え、化学反応は非可逆総括反応とする。
- (3) 火花電極表面の温度は 300 K とし、火花電極に接するセル

と火花電極表面との温度勾配に比例した熱流束がそのセルから失われる。

(4) Prandtl 数, Lewis 数はともに 1 とする。

計算に使用した基礎方程式は以下の通りである。

質量保存式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v_r r}{\partial r} + \frac{\partial \rho v_z}{\partial z} = 0 \quad (3-1)$$

運動量保存式

$$\frac{\partial \rho v_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v_r^2 r}{\partial r} + \frac{\partial \rho v_z v_r}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{rr} r}{\partial r} - \frac{\tau_{\theta\theta}}{r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} \quad (3-2)$$

$$\frac{\partial \rho v_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v_r v_z r}{\partial r} + \frac{\partial \rho v_z^2}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{rz} r}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \quad (3-3)$$

エネルギー保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho e_c}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho v_r e_c r}{\partial r} + \frac{\partial \rho v_z e_c}{\partial z} = & -\frac{1}{r} \frac{\partial q_r r}{\partial r} - \frac{\partial q_z}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial p v_r r}{\partial r} - \frac{\partial p v_z}{\partial z} \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\tau_{rr} v_r r + \tau_{rz} v_z r) + \frac{\partial}{\partial z} (\tau_{rz} v_r + \tau_{zz} v_z) + \dot{q}_c \end{aligned} \quad (3-4)$$

化学種保存式

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho_i v_r r}{\partial r} + \frac{\partial \rho_i v_z}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial r} r \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial z} \right) + (\dot{\rho}_i)_c \quad (3-5)$$

ここで,

$$\tau_{rr} = \mu \left\{ 2 \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_r r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right\} \quad (3-6)$$

$$\tau_{\theta\theta} = \mu \left\{ 2 \frac{v_r}{r} - \frac{2}{3} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right\} \quad (3-7)$$

$$\tau_{zz} = \mu \left\{ 2 \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right\} \quad (3-8)$$

$$\tau_{rz} = \mu \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \quad (3-9)$$

$$q_r = -\kappa \frac{\partial T}{\partial r} - \sum_{i=1}^n \rho_i h D \frac{\partial Y_i}{\partial r} \quad (3-10)$$

$$q_z = -\kappa \frac{\partial T}{\partial z} - \sum_{i=1}^n \rho_i h D \frac{\partial Y_i}{\partial z} \quad (3-11)$$

$$e_t = e + \frac{1}{2} (v_r^2 + v_z^2) \quad (3-12)$$

$$h = e + \frac{p}{\rho} \quad (3-13)$$

である。

気体の圧力  $p$ 、密度  $\rho$ 、温度  $T$  の間の関係式は次の状態方程式により与えた。

$$p = Z \rho R T \quad (3-14)$$

ここで  $Z$  は窒素についての値を用い、次のように温度依存性を考慮した。

$$Z = 0.981 - 7.75 \times 10^{-6} T + 9.89 \times 10^{-9} T^2 \quad (3-15)$$

定圧比熱  $C_p$  および動粘性係数  $\nu$  については窒素の値を使用し、そ



の温度依存性を次のように考慮した.

$$C_p/R = 3.33 - 3.61 \times 10^{-4} T + 5.06 \times 10^{-7} T^2 - 1.04 \times 10^{-11} T^3 \quad (3-16)$$

$$v = -9.69 \times 10^{-6} + 6.32 \times 10^{-8} T + 6.99 \times 10^{-11} T^2 \quad (3-17)$$

ここで  $R$  は窒素の気体定数,  $296.64 \text{ J/kgK}$  である. 粘性係数  $\mu$  は  $\nu$  を用いて次式で表わされる.

$$\mu = \rho \nu \quad (3-18)$$

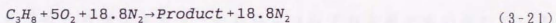
熱伝導率  $\kappa$  は Prandtl 数を 1 と仮定したので, 次式で表わされる.

$$\kappa = \rho \nu C_p \quad (3-19)$$

拡散係数  $D$  は Lewis 数 1 と仮定したので,  $\nu$  と同一になる.

$$D = \nu \quad (3-20)$$

化学反応式は次の非可逆総括反応を用いた.



ここで Product は 1 モルのプロパンから生成される燃焼生成物であり, 二酸化炭素 1 モルおよび水 4 モルをひとまとめにしたものである. その分子量  $M_{\text{product}}$  は 29.1 となる. また, 反応速度は次のように Arrhenius 型とした<sup>(27)</sup>.

$$k = 4.0 \times 10^{13} \exp(-E/RT) \quad (3-22)$$

$$\omega = k [C_3H_8]^{0.5} [O_2]^{0.5} \quad (3-23)$$

ここで, 活性化エネルギー  $E$  は Westbrook が提唱している値<sup>(28)</sup>である  $125.6 \text{ kJ/mol}$  を用いた. エネルギー保存式中における化学反応による単位時間, 単位体積あたりの熱発生率  $q_r$  は反応速度  $\omega$  を用いて次のように表わせる.

$$\dot{q}_c = Q\omega \quad (3-24)$$

ここで反応熱  $Q$  はプロパンの発熱量である  $2.045 \text{ MJ/mol}$  を用いた。  
また、化学種保存式における化学反応による化学種の密度変化は以下の通りである。

$$(\dot{\rho}_{C_3H_8})_c = -M_{C_3H_8}\omega \quad (3-25)$$

$$(\dot{\rho}_{O_2})_c = -5M_{O_2}\omega \quad (3-26)$$

$$(\dot{\rho}_{N_2})_c = 0 \quad (3-27)$$

$$(\dot{\rho}_{prod})_c = 7M_{prod}\omega \quad (3-28)$$

温度の決定については、次式を用いて内部エネルギー  $e$  より求めた<sup>(29)</sup>。

$$T = 64.8 + 1.28 \times 10^{-3}e - 1.83 \times 10^{-10}e^2 + 9.71 \times 10^{-18}e^3 \quad (3-29)$$

この温度と内部エネルギーの関係式は以下の手順で求められている。

- (1) 各温度について 12 種の化学種を用いて平衡計算を行ない、平衡組成よりエンタルピーを求める。
- (2) エンタルピーを温度で微分して定圧比熱を計算する。
- (3) 定圧比熱より気体定数を差し引くことにより定容比熱を求め、これを温度についての 5 次式で近似する。
- (4) 定容比熱を温度で積分して内部エネルギーを計算し、これを温度についての 6 次式とする。
- (5) (4) で求められた関係を、逆に温度を内部エネルギーの 3 次式で近似し、(3-29) 式が得られる。

(3-29) 式を用いることにより、多数の化学種を考慮せずに熱解離に

よる温度上昇の抑制を簡単に考慮することができる。

### 3-1-2 境界条件

境界条件は以下のように与えた。図3-1において、(1)および(2)の境界については対称境界とした。(3)および(4)の境界については、自由境界とし、速度、圧力等の境界を横切る勾配を0とした。火花電極表面での境界(5)および(6)については、火花電極表面ですべりはなく、火花電極に接するセルから火花電極表面への熱損失を考慮している。図3-2において、火花電極に接する斜線部分のセルの面積 $S$ 、体積 $V$ はそれぞれ近似的に次のように表わされる。

$$S=2\pi r\Delta z \quad (3-30)$$

$$V=2\pi r\Delta z\Delta r \quad (3-31)$$

ここで $r$ は火花電極中心軸からセル中心までの距離である。火花電極表面温度は300K一定としているので、火花電極表面での温度勾配はセルの温度を $T$ として次のようになる。

$$\frac{T-300}{\frac{\Delta r}{2}} \quad (3-32)$$

セルより電極表面へ向かう熱流速 $q$ はFourierの法則より次式で与えられる。

$$q = \kappa \frac{T-300}{\frac{\Delta r}{2}} = 2\nu\rho C_p \frac{T-300}{\Delta r} \quad (3-33)$$

単位時間、単位体積あたりセルが失う熱量をHとすると次式が成り立つ。

$$\rho VH = qS \quad (3-34)$$

(3-30)式, (3-31)式, (3-33)式, (3-34)式より

$$H = 2\nu C_p \frac{T-300}{\Delta r^2} \quad (3-35)$$

以上のことから、火花電極表面(5), (6)での境界条件は次のようになる。

$$H = 2\nu C_p \frac{T-300}{\Delta r^2} \quad (3-36)$$

$$H = 2\nu C_p \frac{T-300}{\Delta z^2} \quad (3-37)$$

### 3-1-3 初期条件

初期条件として、図3-1に示すように火花電極間に円柱状の放電経路を考え、火花エネルギーは各タイムステップごとに放電経路にエネルギーを添加することにより与えた。計算開始時よりエネルギー添加終了時までの期間を放電時間とし、放電中は単位時間あたり一定の割合でエネルギーを与えた。火花エネルギーは放電経路に添加した全エネルギーと定義し、その値は以下の手順で決定した。

- (1) 火花放電後数  $\mu s$  における火炎核のシュリーレン写真より、火花間隙より放射状に広がる衝撃波の進行速度を求める。
- (2) 衝撃波理論<sup>(30)</sup>より、火花間隙部の圧力を計算する。
- (3) (3-14)式より火花間隙部の温度を求める。
- (4) (3-29)式よりその温度に対応する内部エネルギーを求める。
- (5) (4) で求めた値より放電開始前の状態における内部エネルギーを減ずることにより火花エネルギーを得る。

以上の手順で求めた値を放電時間で除することにより、単位時間あたり放電経路部に添加するエネルギーを得た。

計算において最小点火エネルギーを求めるためには火花エネルギーを変化させる必要がある。火花点火の実験においては、火花エネルギーの増大とともに放電経路の円柱状の発光部分の半径が増大するという報告<sup>(31)</sup>がある。また Waly らは、点火エネルギーを増すと火花間隙部の高温領域の最高温度は変化せず、その高温領域が広がると報告している<sup>(32)</sup>。以上のことから、計算においては放電経路部の半径を増減することにより火花エネルギーを変化させた。図 3-3 にその方法について示す。火花エネルギーを大きく変化させる場合は、放電経路に相当するセルの  $r$  方向の数を増減した。さらに火花エネルギーの値を細かく調整するために、放電経路部の最外周のセルに加えるエネルギーレベルを level 1 から level 4 まで 4 段階に分けた。放電経路部の内側のセルのエネルギーレベルは常に level 1 の状態にし、最外周のセルのレベルを上下させて火花エ



エネルギーを細かく変化させた。

放電経路以外の領域については温度は 300 K, 圧力は 0.1 MPa とした。密度はすべての領域で  $1.199 \text{ kg/m}^3$  とした。速度については計算開始時にすべての領域で静止しているものとした。

### 3-1-4 計算方法

基礎方程式(3-1)から(3-4)は基本的に R I C E (Reactive Implicit Continuous Fluid Eulerian) コード<sup>(33)</sup>を用いて解いた。このコードは I C E (Implicit Continuous Fluid Eulerian) コード<sup>(34)</sup>に化学反応計算を組み込んだもので、その特徴は質量保存式と運動量保存式とを連立させて差分法により陰的に解き、エネルギー保存式および化学種保存式は陽的に解くことにある。また、計算の収束を速めるために質量保存式の離散化に人工拡散項を導入している。計算格子は図 3-4 に示すようにスタaggered 格子を用いて、速度および運動量はセルの境界面で定義し、その他の密度、圧力、温度などの物理量はセルの中心で定義した。このように速度に関する物理量と他の物理量を分離して扱うことで、物理的に非現実的な圧力場を回避することができ、セル間の圧力差により流れが生ずるという実際の現象と合致した運動量保存式の離散化が可能となる。

以下に計算手順を述べる。

- (1) 密度、運動量、圧力等の初期値、各種パラメータの値および電極形状を設定する。

- (2) 放電期間中であれば放電経路に所定のエネルギーを添加する。
- (3) 火花電極に接するセルについて(3-29)式より温度を求め、(3-35)、(3-36)式より電極表面への熱損失量を計算し、内部エネルギーの値を修正する。
- (4) 全領域について、内部エネルギーから(3-29)式より温度を求め、(3-15)、(3-16)、(3-17)式よりそれぞれ状態方程式の前係数、定圧比熱、動粘性係数を計算する。
- (5) 密度および温度から(3-14)式より圧力を計算する。
- (6) 質量保存式(3-1)より密度の仮定値 $\rho$ を求める。
- (7) 運動量保存式(3-2)、(3-3)より運動量の仮定値 $\rho v_x$ 、 $\rho v_z$ を求める。
- (8) (6)、(7)で求めた $\rho$ 、 $\rho v_x$ 、 $\rho v_z$ は基本的に質量保存式を満足していない。このため質量保存式(3-1)の右辺は0とならずに残差が生ずる。この残差が正の場合はセルに流入する運動量が不足することを意味するので、セルの圧力を下げて運動量流束を増す。残差が負の場合は逆の修正を施す。残差が収束基準以下になるまで $p$ 、 $\rho$ 、 $\rho v_x$ 、 $\rho v_z$ を残差より繰り返し修正する。
- (9) (8)より得られた密度、運動量より速度を求める。
- (10) エネルギー保存式(3-4)において、(8)、(9)で求めた密度、運動量を用いて、拡散による熱流束項と反応熱

$q_e$ を除いて陽解法によりトータルエネルギー  $e_t$ 、および内部エネルギー  $e$  を求める。

(11) 化学種保存式において、化学反応による生成項  $(\dot{\rho}_i)_e$  を除いて陽解法により  $\rho_i$  を求める。

(12) エネルギー保存式において拡散による熱流束項を計算して  $e_t$ 、 $e$  を修正する。

(13) (3-29) 式より温度を計算し、(3-31)、(3-32) 式より反応速度  $\omega$  を求める。

(14)  $\dot{q}_e$ 、 $(\dot{\rho}_i)_e$  を計算し、 $\rho_i$ 、 $e_t$ 、 $e$  を修正する。

(15) 所定の時刻にならない場合は時刻を1刻み進めて(2)に戻る。

時間刻みおよび空間刻みは、計算時間および計算の安定性を考慮して、それぞれ 20 ns、50  $\mu\text{m}$  とした。ただし、(13) の化学反応計算においては、時間刻みは他の過程の4分の1とした。

### 3-2 乱流火花点火モデル

#### 3-2-1 乱流モデルの選定

乱流場における気体の流動を計算する方法は、乱流モデルを用いる方法と直接計算する方法とに大別される。このうち後者にはスペクトル法<sup>(35)・(36)</sup>、高次精度差分法<sup>(37)</sup>などの手法がある。しかしながら、スペクトル法は計算対象が簡単な領域に限られるため、火花電極形状を考慮することは困難である。高次精度差分法は上記

のような欠点はないものの、差分スキームの打ち切り誤差による数値粘性に物理的背景がなく、また格子サイズ以下のスケールの渦の影響を表現することはできない。積分スケール程度の領域の直接計算においても、乱れの最小渦まで表現するために格子サイズをコルモゴロフスケールの10分の1程度にとり、レイノルズ数を $Re$ として格子数は空間の一方方向あたり $10 \times Re^{3/4}$ 程度、時間ステップ数は $10 \times Re^{1/4}$ 程度必要となる<sup>(34)</sup>。  $Re$ を仮に $10^4$ 程度とすると、三次元計算では総ステップ数は $10^{13}$ となり、現在の計算機の性能でも現実的ではない。したがって、何らかの乱流モデルの導入が必要となる。

現在用いられている乱流モデルとして、 $k-\varepsilon$ モデル、応力方程式モデル、Large Eddy Simulation（以下、LESと呼ぶ）などがある。このうち $k-\varepsilon$ モデルは工学的に最も広く用いられている。このモデルは乱れエネルギー $k$ とその消散率 $\varepsilon$ より積分スケール程度の渦に基づいた渦粘性を計算し、レイノルズ応力を速度勾配と渦粘性との積より見積もるものである。 $k-\varepsilon$ モデルは格子サイズが積分スケール以上となる比較的大きな場に対しては適用が可能と考えられる。しかし、火花点火のように非常に狭い領域で起こる現象では、格子サイズが積分スケールよりも小さくなるために渦粘性に物理的な意味がなくなる。また、このモデルでは乱れの表現は $k$ に集約されるが、主流がなく流れ自身が乱れとなるような場では、乱れによる火炎核の変形が表現できない。応力方程式モデルはレイノルズ応力をその輸送方程式より計算するモデルである。渦粘性の仮

定を用いないために、非等方性乱流の計算などには有効であるが、電極等の複雑な壁境界の取扱いが困難となる。LESは、支配方程式に空間フィルタをかけ、格子以上の大規模渦と格子以下の小規模渦とに分離し、大規模渦の流れに関しては直接計算を行い、小規模渦の寄与は別にSubgrid Scaleモデルにより見積もるというものである。乱流場における火花点火過程の計算にあたり、LESはこれまで述べてきたモデルのような不合理さはなく、より直接計算に近いと思われる。そこで本計算では、上述の層流火花点火モデルにLESの手法を模擬して乱流火花点火モデルを構築した。

### 3-2-2 大規模流れ場の基礎方程式

物理量  $f$  について空間フィルタをかけることにより、スケールの大きい成分  $\bar{f}$  とスケールの小さな成分  $f'$  に分離される。

$$f = \bar{f} + f' \quad (3-38)$$

$$\bar{f}(x_1, x_2) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x_1', x_2') \prod_{i=1}^2 G_i(x_i, x_i') dx_1' dx_2' \quad (3-39)$$

ここで  $G_i(x_i, x_i')$  は  $x_i$  方向のフィルタ関数であり、本研究ではガウス分布型のフィルタ



$$G_i(x_i, x_i') = \left( \frac{6}{\pi \Delta_i^2} \right)^{1/2} \exp \left( -6 \frac{|x_i - x_i'|^2}{\Delta_i^2} \right) \quad (3-40)$$

を用いることとする。上式で  $\Delta i$  はフィルタ幅であり、格子間隔を  $h$  とすると、スタグガード格子では  $\sqrt{2}h$  である。

計算には、層流火花点火モデルと同様に、二次元円筒座標を用いた。図 3-5 に座標系を示す。電極軸方向に  $z$  軸を、それと垂直方向に  $r$  軸を選び、計算領域は  $z$  軸方向に 6.4 mm,  $r$  軸方向に 3.2 mm とした。質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、化学種保存式に (3-40) 式で表されるフィルタ操作を施すと、解くべき支配方程式は

質量保存式

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_r}{\partial r} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_z}{\partial z} = 0 \quad (3-41)$$

運動量保存式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_r \bar{v}_r r}{\partial r} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_r \bar{v}_z}{\partial z} = \\ - \frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma_{rr} r + \overline{\tau_{rr}} r) + \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_{rz} + \overline{\tau_{rz}}) - \frac{\sigma_{\theta\theta}}{r} \end{aligned} \quad (3-42)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_z \bar{v}_r r}{\partial r} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_z \bar{v}_z}{\partial z} = \\ - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\sigma_{rz} r + \overline{\tau_{rz}} r) + \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_{zz} + \overline{\tau_{zz}}) \end{aligned} \quad (3-43)$$

エネルギー保存式

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{e}_t}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\rho} \bar{e}_t \bar{v}_r r}{\partial r} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{e}_t \bar{v}_z}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial r} (\bar{p} \bar{v}_r r + J_{r,r} - \overline{\tau_{rr}} \bar{v}_r r - \overline{\tau_{rz}} \bar{v}_z r + \bar{q}_{r,r})$$

$$-\frac{\partial}{\partial z}(\overline{pV_z} + J_z - \overline{v_{xz}V_z} - \overline{v_{zz}V_z} + \overline{q_z}) + \overline{q_c} \quad (3-44)$$

化学種保存式

$$\frac{\partial \overline{\rho_i}}{\partial t} + \frac{1}{x} \frac{\partial \overline{\rho_i V_x r}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho_i V_z}}{\partial z} = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left( \overline{\rho D \frac{\partial V_i}{\partial x}} r - \overline{f_x r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \overline{\rho D \frac{\partial V_i}{\partial z}} - \overline{f_z} \right) + (\overline{\rho_i})_c \quad (3-45)$$

である。

ここで、応力テンソル，熱流束等は(3-6)～(3-13)式と同様である。

本計算では

$$\sigma_{xx} = (\overline{\rho V_x V_x} - \overline{\rho V_x} \overline{V_x}) + \overline{\rho V_x' V_x'} + \overline{\rho V_x V_x'} + \overline{\rho V_x' V_x'} \quad (3-46)$$

$$\sigma_{xz} = (\overline{\rho V_x V_z} - \overline{\rho V_x} \overline{V_z}) + \overline{\rho V_x' V_z} + \overline{\rho V_x V_z'} + \overline{\rho V_x' V_z'} \quad (3-47)$$

$$\sigma_{zx} = (\overline{\rho V_z V_x} - \overline{\rho V_z} \overline{V_x}) + \overline{\rho V_z' V_x} + \overline{\rho V_z V_x'} + \overline{\rho V_z' V_x'} \quad (3-48)$$

$$\sigma_{zz} = (\overline{\rho V_z V_z} - \overline{\rho V_z} \overline{V_z}) + \overline{\rho V_z' V_z} + \overline{\rho V_z V_z'} + \overline{\rho V_z' V_z'} \quad (3-49)$$

$$J_x = (\overline{\rho e_c V_x} - \overline{\rho e_c} \overline{V_x}) + \overline{\rho e_c' V_x} + \overline{\rho e_c V_x'} + \overline{\rho e_c' V_x'} \quad (3-50)$$

$$J_z = (\overline{\rho e_c V_z} - \overline{\rho e_c} \overline{V_z}) + \overline{\rho e_c' V_z} + \overline{\rho e_c V_z'} + \overline{\rho e_c' V_z'} \quad (3-51)$$

$$f_x = (\overline{\rho_i V_x} - \overline{\rho_i} \overline{V_x}) + \overline{\rho_i' V_x} + \overline{\rho_i V_x'} + \overline{\rho_i' V_x'} \quad (3-52)$$

$$f_z = (\overline{\rho_i V_z} - \overline{\rho_i} \overline{V_z}) + \overline{\rho_i' V_z} + \overline{\rho_i V_z'} + \overline{\rho_i' V_z'} \quad (3-53)$$

の部分にモデル化を行った。(3-46)式から(3-53)式において、右辺第一項はレナード項，右辺第二項はクロス項，右辺第三項はレイノルズ項もしくはSGS (Subgrid Scale) 項と呼ばれ，それぞれ，スケールの大きい乱れ間の相互作用，スケールの大きい乱れと格子サイズ以下の乱れとの相互作用，格子サイズ以下の乱れ間の相互作用

用を表す。一般にレナード項およびクロス項はレイノルズ項と比較して小さいといわれており<sup>(39)</sup>, <sup>(40)</sup>スタaggerド格子や二次精度の差分とする場合は無視される場合が多い<sup>(41)</sup>。また、四次精度の差分の場合はその打ち切り誤差がほぼレナード項に対応するという報告もある<sup>(42)</sup>。本計算では対流項の差分に関して、スタaggerド格子のもとで三次精度で偽拡散の少ないといわれているQUICK法<sup>(43)</sup>を用いているため、とくにレナード項およびクロス項は考慮しなかった。

### 3-2-3 S G S モデル

本計算ではレイノルズ項のモデル化として、 $\tau_{ij}$ にSmagorinskyらのモデル<sup>(44)</sup>を用いた。

$$\sigma_{rr} = KD_r \quad (3-54)$$

$$\sigma_{rz} = KD_s \quad (3-55)$$

$$\sigma_{sr} = KD_s \quad (3-56)$$

$$\sigma_{zz} = -KD_r \quad (3-57)$$

$$D_r = \frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial z} \quad (3-58)$$

$$D_s = \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \quad (3-59)$$

ここでKはSubgrid Scaleの渦粘性係数である。また、 $f_i$ ,  $J_i$ には

渦拡散モデルを用いた。すなわち、

$$f_r = -K_e \frac{\partial \bar{p}_e}{\partial r} \quad (3-60)$$

$$f_z = -K_e \frac{\partial \bar{p}_e}{\partial z} \quad (3-61)$$

$$J_r = -K_c \frac{\partial \bar{p}_i}{\partial r} \quad (3-62)$$

$$J_z = -K_c \frac{\partial \bar{p}_i}{\partial z} \quad (3-63)$$

ここで  $K_e$  はエネルギーに関する渦拡散係数、 $K_c$  は化学種に関する渦拡散係数である。 $K$ 、 $K_e$ 、 $K_c$  は以下のように与えられる。

$$K = (C\Delta)^2 |D| \quad (3-64)$$

$$|D| = (D_r^2 + D_z^2)^{1/2} \quad (3-65)$$

$$K_e = C_e K \quad (3-66)$$

$$K_c = C_c K \quad (3-67)$$

ここで  $C$ 、 $C_e$ 、 $C_c$  はモデル定数である。通常  $C$  は 0.1 から 0.2 の値が用いられているが、本計算では火花放電により生じた衝撃波の背後の流れについても安定に計算を進めさせるため、 $C = 0.1$  とした。 $C_e$  は狩野ら<sup>(45)</sup>と同様に 1.4 とし、 $C_c$  は Antonopoulos-Domis<sup>(46)</sup>と同様に 2.0 とした。その他の物性値および化学反応の取扱いは層流火花点火モデルと同様である。

### 3-2-4 境界条件および初期条件

境界条件は図 3-5 において, (1) および (3) は周期境界, (2) は自由境界とした. また, 電極表面では (3-36), (3-37) 式により電極に接するセルからの熱伝達量を見積もった.

初期条件としては次の三条件

実速度

$$v_i(k) = [v_i(-k)]^* \quad (3-68)$$

等方性

$$\langle v_i(k) v_j(k) \rangle = 0, i \neq j \quad (3-69)$$

エネルギースペクトル

$$v_i(k) v_i^*(k) = \frac{E(k)}{2\pi k^2} \quad (3-70)$$

を満足させるように乱数を発生させ速度場を求めた<sup>(42)</sup>. ここで,  $k$  は波数ベクトルを  $v(k)$  は波数空間における速度場を,  $E(k)$  はエネルギースペクトルを,  $*$  は共役複素数を,  $\langle f \rangle$  は変数  $f$  の空間平均を表す. ここで,  $E(k)$  は次式<sup>(47)</sup>で与えた.

$$E(k) = \frac{8}{\pi} u'^2 L_s \frac{k^4 L_s^4}{(1+k^2 L_s^2)^3} \quad (3-71)$$

しかしながら, 以上の速度場を単に与えるだけでは各種保存式を満足せず, また乱流場としても十分発達しているとはいえない. そこで, 火花エネルギーを与えずに上述の方法で得られた速度場を初期



値として、800 ステップ計算を行った速度場、温度場、密度場を初期条件とした。

計算において乱れ強さは次式により定義した。

$$u' = \left( \frac{1}{N} \sum \sum \frac{1}{2} (v_r^2 + v_z^2) \right)^{1/2} \quad (3-72)$$

ここで、N は総セル数である。

また乱れスケールに関しては、得られた速度分布の z 軸方向の空間相関係数を求め、実験と同様にこれが 1/e となる長さを積分空間スケールとした。この値が実験値とほぼ等しくなるように (3-71) 式において  $L_s$  を調整した。

火花エネルギーの与え方は層流火花点火モデルと同様である。また、合成火花の放電時は図 3-3 に示すように、容量成分および後続成分を一定の割合で添加することにより模擬した。

### 3-2-5 計算方法

計算方法は層流火花点火モデルと同様である。時間刻みおよび空間刻みは、それぞれ 20 ns, 50  $\mu$ m とした。これにより、計算格子は z 軸方向に 128, r 軸方向に 64 である。使用した計算機は、横河ヒューレット・パッカード社製ワークステーション HP Apollo 9000 シリーズ 700 モデル 720 (57MIPS, 17.2MFLOPS) であり、計算時間は 8000 ステップで約 8 時間である。

## 4 章 結果および考察

### 4-1 モデルの検証

乱流混合気の火花点火過程では、層流混合気の場合よりも流れがより重要な役割を果たすと考えられる。したがって、乱流場における火花点火のモデリングにも適切に流れ場を表現することが求められる。一方、静止混合気中における火花点火においても、火炎核の成長形態は火花放電により誘起される流れに支配される<sup>(10)</sup>ことが報告されている。本節では、層流火花点火モデルの検証を目的として、静止混合気中における火花点火過程の数値シミュレーションを行った。そして、火花電極および放電時間が点火機構に及ぼす影響について調べ、計算結果を従来の実験結果と比較することにより、層流火花点火モデルの流れ場の表現の妥当性について検証を行った。

#### 4-1-1 火炎核の成長形態

図4-1から図4-5に、放電時間の短い容量火花を与えた場合の計算による温度分布の時間変化を示す。図4-1（火花放電後4  $\mu\text{s}$ ）では火炎核は火花電極を長軸とする回転楕円体であるが、図4-2（20  $\mu\text{s}$ ）では火花電極先端付近にくびれを生じ、火炎核はz軸方向に締められr軸方向に伸張している。その後図4-3（60  $\mu\text{s}$ ）では、くびれがz軸方向に発達し、火炎核は円環状となっている。また、このとき円環部内側に鋭いくぼみが生じている。その後

火炎核は外向きに発達し、図 4-4 ( $100\mu\text{s}$ )、図 4-5 ( $160\mu\text{s}$ )  
と時間が進行するにしたがい円環部の寸法が増大している。

このような火炎核の成長形態は火花電極近傍の速度分布により説明することができる。図 4-6 に火花放電開始後  $3\mu\text{s}$  における圧力分布および速度分布を示す。同図において、圧縮波が放射状に進行していることがわかる。火花点火実験では、火花放電による急激な圧力上昇により、放射状に進行する衝撃波が生ずることが知られている<sup>(10)</sup>。図 4-6 において圧縮波前後の圧力比は最大 1.4 程度であるが、本計算は圧力勾配を明確にとらえるスキームではないこと、また初期条件として与える火花エネルギーが、計算では実験よりも一桁から二桁ほど小さいことを考慮すると、この圧縮波は実験で観測される衝撃波に対応するものと考えられる。このとき衝撃波の内側、とくに火花間隙部の圧力は約 86 KPa と負圧になっている。また火花電極先端付近に、火花電極に沿って火花間隙中心に向かう流れが生じている。この流れの発生は次のように考えられる。火花放電により高温となる領域は円柱状であるため、放電直後は火花間隙部の気体は主として  $r$  軸方向に膨張する。このことは、図 4-6 において、最高圧力を示す部分は圧縮波のうち  $r$  軸方向に進行する部分にあり、ここで放射状外向きの流れが最も速いことから裏付けられる。一方火花間隙部は急激な膨張により負圧になり、火花間隙中心に向かう流れが生ずる。このとき火花間隙近傍では、 $r$  軸付近よりも  $z$  軸付近の方が圧力が回復している。これは上述したよう

に、膨張方向が非等方であるためである。そのため、火花間隙中心に向かう流れのなかでも、火花電極に沿って火花間隙中心に向かう流れが顕著となる。この解釈の妥当性を検証するために、さらに電極を除いた条件で長さ 1.0 mm の円柱状の放電経路のみを与えた場合について計算を行なった。その結果を図 4-7 に示す。同図において、図 4-6 で見られるのと同様な流れが生じていることから、この流れの生ずる原因としては電極の存在ではなく、放電経路が円柱状であることに起因していることが確かめられる。図 4-8 に、火花電極が存在する場合の衝撃波進行後の速度分布を示す。火花電極に沿って火花間隙に流入する流れは中央部で互いに衝突して r 軸方向に向きを変えている。この流れが円環状の火炎核を r 軸方向に発達させるとともに、周囲の低温気体の流入により図 4-3 に見られるような円環部内側のくぼみを生じさせる。

以上の数値解析の結果は、時間的な差異があるものの、図 4-9 の火炎核のシュリーレン写真<sup>(31)</sup>とよく一致しており、層流火花点火モデルの妥当性が示される。つぎに、このモデルにより火花電極、放電時間が点火機構に及ぼす影響について調べた。

#### 4-1-2 火花電極の影響

図 4-10 に、火花電極直径を 4-1-1 項の 0.2 mm より 0.4 mm と大きくした場合の、温度分布および速度分布を示す。図 4-4 と比較して火花電極先端付近での火炎核のくびれが顕著であり、火炎

核は円環部と火花間隙部の高温領域とに二分されている。このような火炎核の形態は速度分布により説明される。火花電極直径が大きいと、火花電極に沿う内向きの流れは火花間隙中心までは流入できず、中心付近は流れがよどむ。このため火炎核は円環部と火花間隙部内の高温領域とに分離される。また、このとき火花間隙内では火花間隙中心から火花電極先端へ向かう流れが生じている。高温領域は、この流れにより促進される電極への熱損失と周囲の低温気体への熱伝導により衰えていくと考えられる。

図4-11に図4-10と比較して火花間隙長を2.0 mmと長くした場合の温度分布および速度分布を示す。火炎核は、火花間隙中央付近でしばられているものの、図4-10のように円環部と火花間隙部の高温領域とに二分されてはいない。電極に沿って火花間隙部に流入する流れは、火花間隙中央付近にまで到達しており、流れがよどむことはない。そのため火花間隙部に高温領域は残存せず、図4-10に見られるような火花間隙内の流れは生じていない。また、火花間隙中央で互いに衝突してr軸方向に向きを変える流れの速度が比較的小さいために、円環状ともなっていない。以上のよう  
に、火花電極直径および火花間隙長により火炎核形状が異なることがわかる。

図4-12に同一の火花エネルギーを与えた場合の火花電極への熱損失量の時間変化を示す。縦軸は火花エネルギーE<sub>0</sub>に対する熱損失量E<sub>loss</sub>の比を表わす。本計算では、熱損失の内訳を火花エネ



ルギーからのものか、化学反応による発熱からのものかを区別することはできない。そのため  $E_{100}$  は、点火に寄与することのない無効な火花エネルギーを直接意味するわけではない。しかしながら、火花放電後しばらくの間は化学反応による発熱は火花エネルギーと比較して小さいと考えられるため、 $E_{100}$  により与えた火花エネルギーのうち火花電極への熱損失となる割合を見積ることができる。火花間隙長が 1.0 mm の場合、火花間隙部には高温領域が存在する。この高温領域は点火に寄与することなく、上述した火花間隙内の流れにより熱を奪われる。火花電極直径が大きいほど高温領域に含まれるエネルギーの割合が大きくなるため、火花電極直径の増加とともに  $E_{100}$  が増加すると考えられる。火花間隙長が 3.0 mm の場合は、火炎核は火花電極より離れて形成されるために、火花放電後しばらくは  $E_{100}$  は火花電極直径の影響を受けていない。

図 4-13 に、火花電極直径・火花間隙長を変化させた場合の最小点火エネルギーを示す。実験データは、参考文献(14)の静止混合気中での値である。計算において最小点火エネルギーは、点火成功時の最小の火花エネルギーで定義した。また、火炎核が成長して、図 3-1 における境界(3)もしくは(4)に到達した場合に点火成功と判断した。実験結果は希薄混合気に対するものなので、最小点火エネルギーの絶対値の比較は意味がない。また、希薄混合気の場合は Lewis 数の影響を考慮しなければならない。しかしながら、最小点火エネルギーに及ぼす火花電極の影響に関しての定性的傾向

の比較は、モデルの妥当性の検証に有効である。実験結果と計算結果との定性的傾向の一致より、火花電極の影響について計算結果を用いてつぎのように説明することができる。火花間隙長が  $3.0 \text{ mm}$  の場合、図 4-12 に示されるように、火炎核は火花電極による冷却効果をあまり受けないため、最小点火エネルギーは火花電極直径によらず一定である。これに対し火花間隙長が  $1.0 \text{ mm}$  の場合、火花電極直径が比較的小さいとき ( $0.3 \text{ mm}$  以下) には、図 4-5 に示すように円環部の内側は火花電極先端付近にとどまるので、火花電極への熱損失量が大きい。このため最小点火エネルギーは火花電極直径とともに増加する。火花電極直径が大きいとき ( $0.3 \text{ mm}$  以上)、火炎核は円環部と火花間隙部の高温領域とに二分される。このうち点火に寄与するのは円環部であり、火花電極直径とともに高温領域に含まれるエネルギーの割合は大きくなるので、最小点火エネルギーは火花電極直径とともに徐々に増加すると考えられる。ただし、円環部は図 4-10 のように火花間隙より突出した形態となるために、円環部から火花電極への熱損失は少ないと考えられる。

#### 4-1-3 放電時間の影響

図 4-14 に放電時間を  $10 \mu\text{s}$  と長くした場合の温度分布および速度分布を示す。図 4-4 と比較して、火炎核は依然火花電極を長軸とする回転楕円体であり、火花電極先端付近のくびれは生じていない。火花エネルギー一定のまま放電時間を長くすると、火花放

電により生ずる衝撃波は弱く、衝撃波背後の火花電極に沿う内向きの流れも弱い。したがって図4-14のように気体の流動がほとんどないと考えられる。

図4-15に放電時間を変化させた場合の最小点火エネルギーを示す。実験データは参考文献(14)の結果を用いている。実験結果と計算結果の両者は、最小点火エネルギーが最小となる最適な放電時間が存在している点で一致している。このような最適な放電時間の存在は次のように説明することができる。放電時間が短い場合、火花放電により生ずる衝撃波により与えた火花エネルギーのうちかなりの量を持ち去られるとされている<sup>(8)</sup>。計算において、衝撃波により持ち去られるエネルギーを衝撃波背後の運動エネルギーと考え、衝撃波背後の運動エネルギーの時間変化を求めた。図4-16に、同一火花エネルギーを与えた場合の衝撃波背後の運動エネルギーを示す。このとき、化学反応による発熱は考慮せず、また高温ガス核から電極への熱損失は無いものとした。計算結果では、衝撃波背後の運動エネルギーと火花エネルギーとの比は、放電時間が $0.5\mu\text{s}$ で6.3%程度である。計算スキーム自身が鋭い圧力勾配をとらえることを目的としておらず、衝撃波は人工拡散項によりぼかされている。そのため、衝撃波の減衰が早い。しかし放電時間が短くなるほど衝撃波に持ち去られるエネルギーが増大する、という傾向は示されている。また、放電時間が短くなると、火花間隙内に流入する低温気体の量が増加し、火炎核を冷却する作用が強くなる。そのため

火炎伝播に有効なエネルギーを減じる結果となる。放電時間が長い場合については、火花間隙付近にはほとんど流れが生じないため、このような効果はない。しかしながら、図4-14のように火炎核は火花間隙に存在するために、放電時間が長いほど火炎核が火花電極と接する時間が長い。したがって火花電極への熱損失量は図4-17に示すように放電時間とともに増大する。また、点火が確立した後にも火花エネルギーが供給される可能性があり、これは明かに点火に寄与するものではない。このような理由より、最適な放電時間が存在すると思われる。

以上の結果より、火花放電により生ずる流れが火炎核の成長を支配していること、この流れは火花電極直径、火花間隙長、火花放電時間の影響を受けることがわかる。さらに、従来の実験結果との比較より、層流火花点火モデルの妥当性が示された。

#### 4-2 乱流特性値

図4-18に、燃焼容器中心でのLDVによる容器軸垂直方向流速の測定例を示す。このとき機関回転数は600 rpmであり、圧縮行程中の測定結果である。圧縮行程全域にわたり流速が正負に振動していることから、容器中心で明確な主流が存在していないことがわかる。このような流速測定結果より求めた乱れ強さの各方向成分を表1に示す。なお、表中LDVはLDVによる測定結果を、HWは熱線流速計による測定結果を示す。容器軸方向の乱れ強さ $u'_{H(HW)}$ は、

容器軸に垂直方向の乱れ強さ $u'_L(LDV)$ と比較してその値が小さく、等方性は成立していないことがわかる。また $u'_L(HW)$ は、 $u'_L(LDV)$ との比較により、LDV測定用散乱粒子が流れ場へ追従しているかどうかを調べるために求めたものである。このとき熱線プローブは容器軸と平行に配置し、熱線に平行な速度成分はその応答感度が低いものとして無視することにより、容器軸に垂直な速度成分をのみを測定した。 $u'_L(HW)$ と $u'_L(LDV)$ の値はほぼ一致しており、散乱粒子は乱れエネルギーを輸送する大規模渦には追従していることがわかる。このような流速測定結果より得られた火花点火時期における乱れ強さ $u'$ は、機関回転数150 rpm, 300 rpm, 450 rpm, 600 rpmでそれぞれ2.53 m/s, 4.70 m/s, 7.10 m/s, 9.87 m/sである。

図4-19に、LDVによる流速の二点同時測定により得られた空間相関係数 $R(L)$ を示す。LDVでは、二つの測定点の間隔 $L$ を小さくとりすぎると、測定体積どうしが重なってしまう。そのため、光電子増倍管の空間分解能も考慮して、最小間隔を0.2 mmとした。これより求めた積分空間スケール $L_s$ は、150 rpm, 300 rpm, 450 rpm, 600 rpmでそれぞれ0.88 mm, 0.92 mm, 1.07 mm, 1.23 mmである。これら $u'$ 、 $L_s$ より求めた各乱流特性値を表2に示す。機関回転数の増大とともに $u'$ 、 $L_s$ は増加しているが、テイラーマイクロスケール $\lambda$ およびコルモゴロフスケール $\eta$ は減少する傾向にあることがわかる。

#### 4-3 火花放電波形



図 4-20 に本実験で用いた容量成分の放電波形を示す。絶縁破壊後、電流・電圧はともに振動しているものの、火花エネルギーのほとんどは第一周期内で発生しており、放電時間は  $0.5\mu\text{s}$  以下ということができる。火花エネルギー増大の影響は主として電流波形に現れ、放電電流の振幅が増大するとともにその減衰も速やかになる。図 4-21 に後続成分の放電波形を示す。電流値は緩やかに減少しているが、電流と電圧の積である電力は放電時間中ほぼ一定と考えられる。放電開始直後では、放電電流は約  $270\text{ mA}$  であり、グロー放電としては電流値が高い。しかし、放電時の自発光強度が弱いこと、後述するように火炎核の一部が負電極を覆う現象が起きていることから、後続成分の放電はグロー放電に近いと考えられる。本点火装置では、後続成分のエネルギーはコンデンサの容量を増減することにより変えているため、図 2-4 における R6 と C3 の積で定められる時定数も変化する。それゆえ、後続成分のエネルギーを増すことは電力一定のまま放電時間を長くすることを意味する。

合成火花の火花エネルギーの測定に関しては、容量成分と後続成分とではその放電電圧、放電電流、放電時間の程度が異なる。したがって、それぞれの波形を別々にオシロスコープに取り込んで火花エネルギーを求めた後、両者の和を合成火花の火花エネルギーとした。

#### 4-4 火炎核の成長形態

容量火花により生じた火炎核のシュリーレン写真を図4-22から図4-26に示す。図4-22から図4-26における乱れ強さは、それぞれ、 $2.53 \text{ m/s}$ 、 $4.70 \text{ m/s}$ 、 $7.10 \text{ m/s}$ 、 $9.87 \text{ m/s}$ 、 $7.10 \text{ m/s}$ であり、また図4-22から図4-25は点火成功時、図4-26はミスファイア時の写真である。まず、どの乱れ強さにおいても火炎核が一方向に流されることなく、ほぼ火花間隙部にその中心があることから明確な主流が存在しないことが裏付けられる。図4-22において、火花放電後 $20 \mu\text{s}$ では火炎核は円環状をしており、火炎核表面に乱れの影響は現れていない。乱流場においてもこの時刻までは、火炎核は乱れの影響をあまり受けずに、静止混合気中と同じ成長形態をとることがわかる。しかしながら、 $83 \mu\text{s}$ では写真上で下側の火炎核が火花間隙長程度の規模の渦による変形を受けている。以後、火炎核表面に規模の小さい乱れが生じ、円環体が徐々に崩れている。このような火炎核表面は、しわ状層流火炎と同様であると思われる。図4-23においては、 $20 \mu\text{s}$ では火炎核は円環体を保ってはいるものの、すでに火炎核表面にしわが現われている。以後図4-22と同様な成長形態をとっているが、しわの規模が図4-22と比較して小さい。図4-24では、 $51 \mu\text{s}$ ですでに円環が崩れている。以後、火花電極軸方向に伸長を受け、円環の原型をとどめていない。また、特徴的なこととして、 $114 \mu\text{s}$ より火炎核の一部が写真左側より伸張を受け、その後この部分は消滅している。このように、乱れが強い場合には、火炎核の成長段階より局所的な

消炎が起こっていることがわかる。図 4-25 では、火花エネルギーが他の条件と比較して大きく、 $8\mu\text{s}$  においても火花間隙部に発光領域が存在している。火花放電時には燃焼室圧力は約  $0.18\text{ MPa}$  であり、この条件下では陽光柱における電子温度とガス温度はほぼ同じ温度<sup>(48)</sup>である。したがって、上記発光領域は、電界を取り除くことにより電子温度が減少してガス温度に近づくというアフターグロー<sup>(49)</sup>とは考えにくい。通常、陽光柱は電界とともに消滅する。しかし、図 4-25 の条件では過大な火花エネルギーによりその体積が大きく、消滅に時間を要し、その間に火花電極軸に垂直な流れにより引き延ばされたものと考えられる。このことは  $39\mu\text{s}$  において火炎核が火花電極軸に垂直方向に発達していることから裏付けられる。一方、図 4-26 のミスファイア時では、 $145\mu\text{s}$  までは点火成功時とほぼ変わらない成長形態であるが、以後広範囲に広がるとともにシュリーレンにおける明暗の差が徐々になくなっていく。

以上の写真をもとに、層流火炎核から乱流火炎核へ遷移する時間を求めた結果を図 4-27 に示す。乱れ強さが大きいほど火炎核に乱れの影響が現れる時刻が早くなっている。これに関して、Abdel-Gayedらは、乱流予混合気中における火花点火において、火花放電直後は火炎核の大きさが乱れのスケールと比較して小さいために、大規模渦は主流として作用し、小規模渦が火炎核形状に影響を及ぼすと考えている<sup>(22)</sup>。しかし、彼らは乱れのスペクトルの強さを問題としていない。このことをさらに調べるために、各乱れ強さにおけ

るパワースペクトルを求めた。求め方としては、流速データに高速フーリエ変換を施し、各周波数の実部と虚部の二乗和をパワースペクトルとした。その結果を図4-28に示す。ここで、LDVによる流速測定結果はデータレートの関係から時間分解能が十分ではないため、パワースペクトルは熱線流速計による流速測定結果をもとにしている。熱線流速計による測定では、逆方向流速が反転し正の値をとるため、周波数に関する定量的な議論はできない。しかしながら、乱れが強くなるほど全体のスペクトル強度が増すという傾向はいえる。このことから、層流火炎核から乱流火炎核への遷移を次のように説明することができる。乱れが弱い場合には、小規模渦は、そのエネルギーが小さいために火炎核に及ぼす影響は小さい。したがって、エネルギーの強い大規模渦が主たる影響を及ぼす。大規模渦はその特性時間が長いので、火炎核全体をゆっくりと変形させる。乱れが強くなると、火炎核に影響を及ぼすだけの十分なエネルギーを持つ渦の規模が小規模渦側に拡大していくため、早期より乱流火炎核に遷移するとともに、火炎核表面のしわの規模が小さくなる。同時に大規模渦により火炎核全体が変形を受けると考えられる。

つぎに、乱流火花点火モデルによる火炎核の成長形態の計算結果について述べる。まず、図4-29、図4-30、図4-31、図4-32に計算に用いた初期速度分布を示す。それぞれ機関回転数が150 rpm, 300 rpm, 450 rpm, 600 rpmの場合に対応し、乱れ強さとしては測定値を与えた。また、初期速度分布における積分空間ス



ケールはそれぞれ、0.85 mm, 0.85 mm, 1.05 mm, 1.25 mmである。

また、火花放電時間はとくに断りが無い限り $0.5\mu\text{s}$ とした。

4-1節より、静止混合気中では火花放電により誘起される流れにより火炎核形状が支配されることがわかっている。乱流場においては、火花放電により誘起される流れと乱れの双方が火炎核形状を決定すると考えられる。このような観点から、火花放電後の圧力および速度の分布を求めた。図4-33と図4-34には、乱れ強さが $4.70\text{ m/s}$ の場合の、火花放電後 $4\mu\text{s}$ と $6\mu\text{s}$ における圧力分布および速度分布を、また図4-35と図4-36には、乱れ強さが $9.87\text{ m/s}$ の場合の、火花放電後 $4\mu\text{s}$ と $6\mu\text{s}$ における圧力分布および速度分布をそれぞれ示す。与えた火花エネルギーはすべての条件で $0.356\text{ mJ}$ である。図4-33では、放射状に進行する衝撃波が見られる。衝撃波内側には、静止混合気中と同様一對の渦が見られる。図4-34では、初期条件として与えた乱れはあるものの、渦の強さと比較して乱れは弱い。したがって、火炎核形状は火花放電により誘起された流れに支配され、火炎核は静止混合気中と同様な成長形態をとることになる。一方、乱れが強い場合、図4-35では、右側の電極より火花間隙部に向かう流れが速い。これは初期速度分布に、火花放電により誘起された流れが重なりあったためと考えられる。その後図4-36では、図4-34と異なり流れの対称性が崩れており、乱れ強さにより火花放電後の流れ場自身が異なることがわかる。



つぎに、計算による火炎核の成長形態について、図4-37から図4-39に乱れ強さが $2.53 \text{ m/s}$ の場合を、図4-40から図4-42に $4.70 \text{ m/s}$ の場合を、図4-43から図4-45に $7.10 \text{ m/s}$ の場合を、図4-46から図4-48に $9.87 \text{ m/s}$ の場合を示す。これらはいずれも点火成功時のものであり、与えた火花エネルギーは、乱れ強さが $9.87 \text{ m/s}$ の場合 $0.175 \text{ mJ}$ 、それ以外は $0.089 \text{ mJ}$ である。図4-37では、火炎核は電極先端付近でくびれを生じており、静止混合気中の図4-2とほぼ同様な形態である。また静止混合気中と同様に、火花間隙部に一對の渦が生じているが、時計方向に回転する渦の速度が大きい。この非対称性は初期速度分布の影響である。図4-38では、火炎核は静止混合気中の火炎核を全体として時計方向に回転した形態である。図4-39では、火炎核は $r$ 軸方向に伸張を受けており、円環体が崩れている。このような形態は、図4-22の3こまめまでと類似している。乱れ強さが $4.70 \text{ m/s}$ の場合、火花放電開始後 $20 \mu\text{s}$ の図4-40では、火炎核は図4-37と同様な形態であるが、時間の進行にともない乱れ強さが $2.53 \text{ m/s}$ の場合よりも早期に円環体が崩れていく。図4-41、図4-42では、図4-38、図4-39よりもさらに $r$ 軸方向に伸張している。このような火炎核の成長形態は、図4-23のジュリーレン写真と比較すると、火炎核表面の細かいしわは現れていない。これらのしわの規模は概算で数 $100 \mu\text{m}$ 程度であり、これらは小規模渦の影響であると考えられるが、本計算で用いている $50 \mu\text{m}$ の格子サイズではこ

の程度の渦を表現することは困難である。しかしながら、このような小規模渦による運動量やエネルギーの移動はSGSモデルにより考慮しており、本計算で得られる温度分布そのものは、火炎核の外形を表現していることになる。また、乱れは統計的に取り扱うべき現象であり、同一条件で実験を行っても同一の流れ場が得られるとは限らない。とくに、火花点火のように比較的狭い空間で起こる現象に関しては、火花間隙付近の速度分布は実験ごとの変動が激しい。本計算で用いた初期条件では、火花間隙付近で時計方向に回転する渦を与えているために、主として火炎核は $r$ 軸方向に発達する形態をとることになる。乱れ強さは異なるが図4-42の火炎核は図4-22と類似しており、図4-22では火炎核の下半分が反時計方向に回転する渦による変形を受けていることから、ほぼ同様な速度分布であると考えられる。

乱れ強さが $7.10 \text{ m/s}$ の場合、図4-43では図4-37、図4-40とほぼ同様な形態であるが、図4-45では図4-42の火炎核がさらに伸長した形態である。とくにこの場合、与えた火花エネルギーが最小点火エネルギーであり、等温線の囲む面積から判断して、図4-45の火炎核に含まれるエネルギーは図4-42のものと比較して小さい。また火炎核表面積は大きくなっており、同一の火花エネルギーを与えた場合には、乱れが強くなるほど点火能力において劣ることが理解できる。このような火炎核の成長形態は、図4-24よりも図4-25と類似している。乱れ強さが $9.87 \text{ m/s}$ の

場合では、図 4-46 では他の条件とそれほど差異はないものの、図 4-47 では高温領域が上下にほぼ二分されている。図 4-48 では、下部の高温領域は消滅し、上部の高温領域が発達しており、以後点火に至るものと考えられる。このような現象は図 4-24 でとらえられている火炎核の局所的消炎と対応している。以上のように計算結果による火炎核の成長形態は、実験における火炎核のシェーレン写真と、その全体の形状に関してよく対応しているといえる。

#### 4-5 乱れ強さの影響

乱れは火炎核に対し、火炎伝播を促進させる効果および火炎核を消滅させる効果の両者を同時に及ぼすと考えられる。前者として、乱れは火炎核を変形させ、その表面積を増加させることにより燃焼速度を増加させること、また火炎面における活性化学種の輸送を活発にすることがあげられる。後者としては、周囲の未燃ガスへの熱の輸送量を増大させることがあげられる。火炎核が十分発達し、自己伝播可能な火炎が形成されているならば、火炎核に含まれるエネルギーが大きいために、後者の影響は考えなくてもよい。したがって、前者の影響が支配的になり、火炎伝播は促進される。しかしながら、火花放電直後では、火炎核の規模が小さいために、後者の影響が大きくなる。図 4-49 から図 4-52 に各乱れ強さに対する最小点火エネルギーの実験値を示す。乱れ強さの増大とともに最小

点火エネルギーが指数関数的に増加しており、これらの実験結果は、火花点火では乱れによる熱の輸送が支配的であることを示している。図 4-53 に最小点火エネルギーの計算値を示す。最小点火エネルギーの絶対値は異なっているが、実験結果と計算結果は定性的に一致している。最小点火エネルギーの絶対値の相違に関しては、つぎのように考えられる。第一に、計算では、火花エネルギーすべてが熱として放電経路に与えているが、実験では、火花エネルギーはすべて放電経路の加熱に使われるのではない。すなわち、火花エネルギーはまず、電子やイオンの運動エネルギーに変換され、これらが他の分子と衝突することにより、エネルギーの一部は加熱に使われ、残りは活性化学種の生成に費やされると考えられる。したがって、計算では後者のエネルギーを考慮していない。第二に、計算は二次元軸対称で行っているために、一軸方向の渦しか考慮することができないため、SGSモデルにおける渦粘性係数の見積りが三次元計算と比較して小さくなる。したがって、乱れによる熱の移動量の見積りが小さくなるものと思われる。しかしながら、実験結果と計算結果の定性的傾向の一致より、計算結果を用いて乱れ強さの影響を説明することができる。ここでは、火炎核からの熱の輸送量を計算により見積ることにより、本節冒頭で述べた火炎核に及ぼす乱れ強さの影響に関する考察の検証を行った。

本計算では、格子サイズ以下の小規模渦による熱の輸送に関してはSGSモデルにより、格子サイズ以上の乱れにによる熱の輸送に



関しては直接分子熱伝導率を用いてFourierの法則より熱伝導量を見積っている。図4-54に火炎核からの全熱伝導量に対するSGSモデルによる熱伝導量の比を示す。ここで、計算により温度分布を求めた際、400 K以上の高温領域を火炎核とみなし、火炎核表面からのSGSモデルによる単位時間当りの熱伝導量を $q_{sgs}$ としている。Fourierの法則による単位時間当りの熱伝導量を $q_{moi}$ とすると、火炎核からの全熱伝導量 $q_{total}$ は $q_{sgs}$ と $q_{moi}$ の和として定義される。 $q_{sgs}/q_{total}$ を見積もることにより、熱の輸送量に及ぼす小規模渦の効果を調べることができる。与えた火花エネルギーは、600 rpmで0.175 mJ、それ以外の条件では0.089 mJである。火花放電後しばらくは、火花放電により誘起された流れのために、 $q_{sgs}$ は大きな値をとる。したがって、 $q_{total}$ に対する $q_{moi}$ の寄与は少なく、 $q_{sgs}/q_{total}$ は乱れ強さによらない。その後、火炎核の成長にしたがい、乱れ強さによる差異が顕著になっており、乱れ強さとともに $q_{sgs}/q_{moi}$ が増加することが示されている。

図4-55に火炎核からの熱伝導量と火炎核に含まれる内部エネルギーとの比を示す。ここで、 $E_{ix}$ は火炎核に含まれる内部エネルギーを示す。計算条件は図4-54の場合と同一である。乱れ強さが9.87 m/sの場合を除き、 $q_{total}/E_{ix}$ は、乱れ強さとともに増加している。これは、乱れが強くなるほど火炎核から周囲未燃ガスへの熱伝導量が増加するという、本節冒頭の考察を裏付けていることに他ならない。乱れ強さが9.87 m/sの場合は、他の三条件と同一の



火花エネルギーを与えると火炎核が計算途中で消滅してしまうため、より大きな火花エネルギーを与えている。したがって、乱れ強さが  $9.87 \text{ m/s}$  の場合は、他の三条件と比較して特徴的なグラフとなると考えられる。図 4-56 に、乱れ強さが  $9.87 \text{ m/s}$  の場合の、点火成功時およびミスファイア時の  $q_{\text{core}}/E_{\text{ix}}$  および火炎核の最高温度を示す。与えた火花エネルギーは、点火成功時で  $0.175 \text{ mJ}$ 、ミスファイア時で  $0.089 \text{ mJ}$  である。本計算では、3-1-3 項で述べたように、火花エネルギーによらず放電経路の温度は一定である。したがって火花放電後  $50 \mu\text{s}$  において、火炎核温度に約  $260\text{K}$  の差が生じているのは、 $q_{\text{core}}/E_{\text{ix}}$  の違いによるものに他ならない。火炎核の温度の低下は反応速度を減少させ、これがさらに火炎核温度の低下を促進させることになる。このように、火花放電後の  $q_{\text{core}}/q_{\text{ix}}$  の大小関係により点火の成否を説明することができる。

#### 4-6 火花電極の影響

火炎核は火花電極と接触すると冷却される。この冷却効果は、火花電極直径が大きくなるほど、火花間隙が狭くなるほど大きくなると考えられる。従来より静止または層流混合気中では、火花電極の影響に関する研究例は多い。しかしながら、乱流場ではそのような研究例はあまり見あたらない。これは、ひとつには、乱流場においても火花電極による冷却効果に変わりはないと考えられるためである。ところで、一様流中における火花点火では、流速が大きく

( $5\text{ m/s}$ 以上) になると、最小点火エネルギーが流速とともに増大すること、火花間隙長が大きく火花電極直径が小さい場合には流速の影響を受けにくくなるという実験結果<sup>(14)</sup>があり、これらは火花電極後流に生じた乱れによるものと考えられている。したがって、乱流場においても、火花電極による火炎核冷却の影響と、火花電極により流れの状態が変化することによる影響とが組合わさっていると考えられる。そこで、各種火花電極直径および火花間隙長に対して最小点火エネルギーを実験的に求めた。乱れ強さを変えた場合の結果を図4-57から図4-59に示す。まず、火花間隙長の影響に関しては、火花間隙が狭くなるほど最小点火エネルギーが増大している。また、火花間隙が広くなると火花電極直径によらず最小点火エネルギーはほぼ一定値となっている。このような傾向は、図4-13の静止混合気中における実験結果と同様である。

つぎに火花電極直径の影響に関して考察する。静止混合気中では、火花間隙長一定のまま火花電極直径を増していくと最小点火エネルギーは単調に増加してゆく。これは火花電極直径が大きくなるほど、火炎核と火花電極との接触面積が増加し、火花電極への熱損失量が増加するためである。しかしながら乱流場においては、ほとんどの条件において、火花電極直径が $1.0\text{ mm}$ の場合に最小点火エネルギーが極小となる結果が得られている。とくにこの傾向は火花間隙長が小さい場合に顕著である。本実験では、すべての火花電極について電極先端を加工し針端電極としているため、火花放電距離が変化し

ていることは考えられない。4-1節で得られた乱れ強さは火花電極を取り外した状態で測定したものであるため、乱流場においても火花電極直径が大きい場合には、火花電極により流れの状態が変化することは十分考えられる。そこで、火花電極を取り付けた状態で火花間隙における流速測定を行った。測定方法としては熱線流速計を用い、熱線は火花電極軸に対して垂直に設置した状態で測定を行った。火花間隙長が1.0 mmの場合を図4-60に、1.5 mmの場合を図4-61に示す。なお、火花間隙長が0.5 mmの場合は熱線プローブが火花電極先端と干渉するため測定を行うことができなかった。両図において、火花電極直径が0の場合、すなわち火花電極のない場合の乱れ強さは、表1の乱れ強さより若干大きな値となっている。これは、熱線を火花電極軸と垂直に配置したことにより、他の流速成分より小さい燃焼容器軸方向流速成分をとらえていないためであると考えられる。図4-60では、火花電極直径とともに乱れ強さは減少しており、火花電極直径が1.0 mm付近よりほぼ変わらない値となっている。一般に一樣流中にメッシュ、ハニカム、ガラスビーズ等の障害物を入れると、流れは整流され、乱れが取り除かれる。火花電極も乱れにとっては障害物となるために、火花電極直径が大きくなるほど乱れの抑制効果が大きくなると考えられる。一方図4-61では、機関回転数600 rpmの場合は、電極直径とともに乱れ強さが減少しているものの、他の機関回転数の場合は図4-60のような特徴的な傾向は見られない。これらの結果より、火花電極の

存在により乱れ強さが変化すること、そしてその効果は火花電極直径と火花間隙長に依存することがわかる。したがって、図4-57から図4-59における最小点火エネルギーの極小値は、火花電極による冷却効果と乱れの抑制効果の両者のバランスより生じたものと考えられる。

#### 4-5 後続成分の影響

火花点火機関で通常用いられる火花は容量火花と誘導火花とが組合わさった合成火花であり、火花電極による冷却効果が少ない条件では、合成火花の点火能力は容量火花のそれを上回ることが知られている<sup>(50)</sup>。しかしながら、乱流場で合成火花およびその火花成分に着目した研究は見あたらない。そこで合成火花の各火花成分のエネルギー割合を変化させて、混合気の点火能力を調べた。図4-62から図4-66に合成火花により生じた火炎核のシュリーレン写真を示す。図4-62は、乱流場と比較のための静止混合気中における写真である。静止混合気中では、容量成分のみの場合と比較して、後続成分により火花間隙および陰極先端部に高温領域が存在している。とくに陰極を覆う高温部はグロー放電時の負グロー<sup>(51)</sup>によるものと思われる。とくに、火花間隙部の高温領域は円環部内側の溝に入り込み、周囲気体による冷却を防いでいると考えられる。図4-63から図4-66の乱流場では、火炎核はその成長初期段階では、静止状態とほぼ同一の形態であり、乱れが強くなるにつれ

て、火炎核は早期に変形するようになるとともに火炎核表面のしわの規模が小さくなっている。これらの成長形態は基本的に容量成分のみの場合と同様である。

図4-67に最小点火エネルギー時の容量成分および後続成分のエネルギーの組合せを示す。乱れ強さが $2.53 \text{ m/s}$ の場合は、後続成分を加えると常に点火確率が50%を越えてしまい、最小点火エネルギーを求めるとができなかった。この図より、容量成分にわずかなエネルギーの後続成分を加えることにより、点火能力が大幅に改善されることがわかる。とくに、後続成分付加の影響は乱れが強い場合に顕著である。図4-67の結果をもとに、後続成分のエネルギーに対する全火花エネルギーを求めた結果を図4-68に示す。後続成分のエネルギーが大きいほど、全火花エネルギーは小さくなっている。換言すれば、同一の火花エネルギーでは、後続成分のエネルギーの比率が高いほど点火能力が向上することがわかる。

このような後続成分付加の影響は次のように考えられる。後続成分の放電により、火花間隙には常に高温の放電経路部が形成されるため、火炎核は内部より加熱を受けると同時に放電経路部より生じた活性化学種の供給を受ける。この両者があいまって燃焼反応を促進し、合成火花の点火能力が優れる。この後続成分付加の効果は、既燃ガス中に火花放電を行うことにより燃焼促進を図ることと基本的に同一であると考えられる。中山は、放電付加型攪拌燃焼器において、わずかな電力の放電付加により、既燃ガス温度が上昇し、燃



焼負荷の増大する結果を得ている<sup>(52)</sup>。これは合成火花の点火能力の優位性を支持する結果である。

次に数値計算により合成火花の点火能力について調べた。本計算では、モデルを簡単にするために活性化学種を考慮していない。したがって本計算では熱的側面に注目して後続成分による影響について調べた。後続成分は、図4-21に示されるように、その放電中は、火花エネルギーとして火花間隙部に加えられる電力はほぼ一定である。計算では総火花エネルギーを一定とし、計算時間の都合上最長の放電時間を $100\mu\text{s}$ とした。後続成分として単位時間当りに加える火花エネルギーは総火花エネルギーを $100\mu\text{s}$ で除した値とし、放電時間を変えることにより後続成分の火花エネルギーの割合を変化させた。さらに、シュリーレン写真で見られる火花電極陰極側先端を覆う負グローを表現するために、図3-5における左側の火花電極先端より $1\text{mm}$ の範囲にわたって後続成分と同一のエネルギーを添加した。容量成分の放電時間は $0.5\mu\text{s}$ であり、総火花エネルギーより後続成分のエネルギーを差し引いた値を容量成分のエネルギーとした。また、初期速度分布は乱れ強さが $4.70\text{ m/s}$ のものをを用いた。

図4-69から図4-71に、総火花エネルギーが $0.350\text{ mJ}$ で後続成分のエネルギー割合が70%の場合の火炎核の成長形態を示す。

図4-69では、同一の乱れ強さで容量成分のみを与えた場合（図4-40）における火炎核と比較して、火花間隙部に高温領域が見られる。高温領域の最高温度は約 $4900\text{ K}$ であり、容量成分のみを与

えた場合よりも温度は高い。また、容量成分のエネルギーが小さいために、火花放電により誘起される流れは弱い。したがって、火花電極先端でのくびれは少ない。図4-70では、容量成分により生じた円環体をもとに火炎核は成長し、周囲の乱れによりr軸方向の伸長を受けている。このような計算による火炎核の成長形態は、図4-64のシュリーレン写真におけるものとよく一致している。図4-71では、後続成分の放電は終了しているにもかかわらず、依然火花間隙部に高温領域が残存している。これは、火花放電により誘起される流れが弱いためである。

つぎに、後続成分のエネルギー割合の影響についての計算結果に関して述べる。図4-72に種々の後続成分のエネルギー割合に対する火炎核最高温度の時間変化を示す。このときの総火花エネルギーは0.175 mJと一定である。静止混合気中では、図4-17に示されるように火炎核温度が最も高くなる最適な火花放電時間が存在しているが、乱流場においては放電時間が長いほど、すなわち後続成分のエネルギーの割合が大きいくほど火炎核温度が高くなっている。静止混合気中では、4-1-3項で述べたように、最適火花放電時間より放電時間が長い場合には火花電極への熱損失の影響が大きくなるため、火炎核温度が低くなると考えられる。乱流場においても、図4-73に示されるように後続成分の割合が大きくなると火花電極への熱損失が増大する。しかしながら、火炎核の体積が小さくなるために火炎核から周囲の未燃ガスへの熱の移動量は少なくなる。

また火花放電により誘起される流れが弱いために、周囲の低温ガスが火花間隙部に流入することがない。一方、放電時間の短い容量火花により瞬間的に高温領域を与えると、周囲の乱れにより、火炎核からの熱の移動量は増大する。このことを検証するために、火炎核からの熱伝導量を求めた結果を図4-74に示す。縦軸は $q_{\text{cond}}$ を火花エネルギー $E$ で除した値である。同図において、放電時間が異なると火炎核の表面積および化学反応による発熱量が異なるため、一概に比較することはできないが、後続成分の割合が大きくなるほど $q_{\text{cond}}/E$ は時間に対する増加の割合が緩やかであり、これにより火炎核温度が高くなること、ひいては点火能力において優れることが理解できる。とくに、実験および計算においては、火花電極が0.2 mmと細いために火花電極への熱損失の影響が小さく、後続成分の割合による点火能力の差が顕著に現れたものと思われる。

## 第 5 章 モデルに関する考察

### 5-1 他の乱流計算コードとの比較

乱流場における火花点火過程の数値シミュレーションに関して、本乱流火花点火モデル構築にさきだち、直接計算、 $k-\varepsilon$ モデルのモデルの適用を試みた。これについて以下に簡単にふれる。

#### 5-1-1 直接計算

本計算で用いている差分格子の空間刻みは $50\ \mu\text{m}$ であり、この値は通常の乱流場の計算で用いられている空間刻みよりも2桁から3桁ほど小さい。これは火花点火は狭い領域で生ずる現象であり、数 $\text{mm}$ 程度の計算領域を考えればよいためである。したがって、この空間刻みであれば直接計算も可能と考え、スペクトル法および三次精度風上差分(QUICK法)の両者の適用を試みた。

スペクトル法では、実空間における物理量をフーリエ変換し、波数空間で微分を行うために、空間微分の精度が非常に高い。これにより、高波数成分の乱れも精度よく取り扱うことができ、乱流場の計算手法としては有力である。しかしながら、スペクトル法では複雑な形状の境界を取り扱うことが困難であるため、火花点火の計算においては火花電極を取り除いた状態で計算を行った。計算開始直後は、火花放電により計算領域内の圧力が空間的にほぼステップ状に変化する。スペクトル法は、物理量の空間分布を正弦、余弦関数

もしくはチェビシェフ級数を用いて近似する。したがって、これらの関数を用いてステップ状分布の近似をおこなうと、本来一定であるべき物理量が幾分空間的に振動することになり、その微分値は0とはならない。これにより、物理的に意味のない解を得ることになってしまう。

一方QUICK法による直接計算では、差分精度は劣るものの上述の難点はない。しかしながら、その計算結果は、本乱流火花点火モデルと同様火炎核表面のしわを表現することはできない。さらに、火炎核表面からの熱の輸送は分子熱伝導率のみにより計算しているため、初期条件として与える乱れを強くしても火炎核が消滅するような結果は現れなかった。従って、計算において乱れにより最小点火エネルギーが増大するような傾向を模擬するためには、格子刻みをさらに細かくしてしわ状の火炎面を表現し、分子熱伝導率のみによっても乱れにより熱伝導量が増すようにするか、もしくは何らかの乱流モデルを導入する必要がある。このような観点から、 $k-\epsilon$ モデルを適用した結果を次に述べる。

#### 5-1-2 $k-\epsilon$ モデル

$k-\epsilon$ モデルは、時間平均した運動量保存式に現れるレイノルズ応力を、乱れエネルギー $k$ およびその消散率 $\epsilon$ を用いて算出した渦粘性係数と、平均流の速度勾配との積より見積るモデルである。初期条件としては、 $k$ 、 $\epsilon$ の初期値を全計算領域一定として与えた。



また、このモデルでは流れ場がないとレイノルズ応力を見積ることができないため、初期条件としてさらに本研究で用いたものと同様な速度場を与えた。このモデルにより乱流場における火花点火過程を計算すると、火花放電により誘起された流れの速度が比較的大きいために、過大なレイノルズ応力を見積る。これにより、計算が著しく不安定となる。また計算がその後続けられたとしても、このモデルにおける渦粘性は、積分空間スケール程度の渦による運動量の輸送に基づいており、空間刻みに比べて渦粘性が過大評価される。したがって、初期速度分布は早期に減衰する。また円環状の火炎核を形成する一対の渦も早期に減衰するため、初期火炎核は円環状とはならない。さらに、乱れの影響を初期速度分布と  $k$ 、 $\varepsilon$  の初期値とで二重に考慮することになる。このように、 $k - \varepsilon$  モデルは物理的な意味が希薄な上に、現実とは程遠い計算結果が得られる。

### 5-1-3 本乱流火花点火モデル

5-1-1 項で述べたように、直接計算によっても  $50 \mu s$  の空間刻みでは、火炎核表面のしわを表現することはできない。このようなしわはスケールの小さい乱れによる影響であり、図 4-25 のシュリーレン写真よりしわのスケールを  $0.1 \text{ mm}$  と見積り、しわを表現するために最低 10 個のセルが必要とすると、空間刻みは  $10 \mu s$  となる。これは本空間刻みの五分の一であり、計算安定性のためには時間刻みも五分の一とする必要があるため、計算時間は 125 倍となる。

このような計算は現実的には無理がある。したがって、しわ状の構造の原因となる小スケール渦による影響は、何らかの乱流モデルにより考慮する必要がある。しかしながら、乱流モデルの導入により、火炎核の初期形状を決定する一対の渦を減衰させてしまえば、実際の現象とは異なってしまう。本計算では、LESと同様の手法を用いて、大規模な流れは直接計算により解き、小規模な流れの影響はSGSモデルにより求めるという手法を採用している。これによる本モデルは上述の要求を満たしており、現時点では最良のモデルと考えられる。本モデルは定量的予測の段階には至っていないが、第4章で述べたように乱れが火炎核に及ぼす影響についての定性的傾向は説明することができ、乱流場における火花点火機構の解明のための一手段となりうると考えられる。

## 5-2 火花エネルギーの与え方

初期条件としてエネルギーを与える領域に関しては、放電による直径数百 $\mu\text{m}$ 程度の円柱上の自発光像を高速度シュリーレン撮影によりとらえることができる。またMalyらは、放電経路は最小でも40 $\mu\text{m}$ 程度であり、火花エネルギーを増すことは放電経路の直径を増すことに相当すると報告している<sup>(32)</sup>。したがって、計算において直径数百 $\mu\text{m}$ の放電経路により火花放電を模擬することは妥当と考えられる。しかしながら、計算において初期条件として与えた火花エネルギーの値は、実験値と1桁から2桁ほど異なっている。この

相違については次のように考えられる。

本実験で用いた容量火花は、その放電電流が数十Aと高く、電流値からみればアーク放電と考えられる。通常のアーク放電では、高温の陰極からの熱電子の放出により放電が持続している。しかし、本実験では放電時間が $0.5\mu\text{s}$ 以下と短く、しかも単発の放電であることから熱電子を放出するほど陰極が高温になっているとは考えにくい。このような、過渡的な放電では、その放電機構はむしろグロー放電に近いと考えられる。グロー放電では、陰極近傍の陰極降下<sup>(53)</sup>の部分で加速されたイオンが、陰極と衝突することによる二次電子放出により電子を供給している。この陰極降下分の電圧はアーク放電と比較して高く、グロー放電では主としてこの部分にエネルギーが集中している。したがって、陰極へのエネルギー損失が大きいと考えられ、投入した火花エネルギーすべてが火花間隙部の気体分子の加熱に費やされているわけではない。この他の損失としては輻射損失が考えられる。計算においてこの損失は無視しているが、その概算値は見積もる必要がある。また、衝撃波により持ち去られるエネルギーが計算と実験とで異なると考えられる。すなわち、本計算では衝撃波に対応する圧縮波が発生するものの、本計算スキームが鋭い圧力勾配を模擬するようなものではないために、衝撃波がぼやけてしまう。これにより、衝撃波に持ち去られるエネルギーの見積りが計算では小さいと考えられる。

化学反応の取扱いに関しては、計算では総括反応を用いている。

総括反応は、火炎伝播を簡単に模擬するという点では有効である。しかしながら、点火、すなわち反応開始の段階から総括反応が有効であるかどうかは疑問の余地がある。とくに自発点火の計算では、ほとんどの研究で詳細な素反応式が用いられている。したがって、同一の温度場を与えたとしても、総括反応を用いるか、素反応を用いるかにより結果が異なる可能性がある。まして、火花放電により、どのような化学種がどの程度生成されるかは現在のところ不明であり、火炎中における化学種の組成とは異なる可能性が高い。

以上のように、本計算で用いた初期条件は、火花放電そのものを完全に模擬するものでない。しかしながら、静止混合気中において、実験と同様円環状の火炎核の成長形態がうまく模擬されていること、火花電極、放電時間の影響が説明できることから、火花電極付近の流れ場をもとに火花点火機構を解明するに際しては、実験と計算における初期条件の相違は本質的な問題とはならないと考えられる。

### 5-3 今後のモデル

5-2節で述べたように、素反応式および化学種を考慮した数値計算により、化学的な見地から火花点火の機構解明を行うというのも一つの方法である。また、本研究のように、流体力学的な見地から、流れを重視して機構解明を行うことも重要である。この両者を同時に行うことは、現在の計算機の性能では無理がある。また、初

期条件として与える化学種の濃度分布に関する知見が必要となる。  
現在はこの二つの方向で別々に火花点火が取り扱われているが、将来的には一つの方向として融合し、火花点火機構の解明と同時に、火花点火に最適な点火回路、火花成分、火花電極等の開発に重要な役割を果たすと思われる。



## 第 6 章 結 論

乱流場における火花点火機構の解明を目的として、燃焼容器内において四方向から噴流を衝突させるという方法で乱れ場を実現した。このような乱流場において、火花点火機関で通常用いられる合成火花を模擬した火花を用い、乱れ強さ、火花電極直径、火花間隙長、火花成分の割合が最小点火エネルギーに及ぼす影響について調べた。さらに、流れ場を重視した多次元数値シミュレーションにより乱れ強さ、火花成分の割合が火花点火能力に及ぼす影響について調べた。その結果以下の結論を得た。

- (1) 火花放電により生じた火炎核は、その成長初期には静止混合気中と同様の成長形態を示す。その後火炎核表面にしわが現れるとともに火炎核自身に変形していく。乱れ強さの増加とともに火炎核表面のしわの規模が小さくなるとともに火炎核の局所的な消炎が生ずる。また、火炎核に乱れの影響が現れる時刻は乱れ強さが大きいほど早くなっている。この原因として、乱れが弱い場合には、小規模渦のエネルギーが低いために火炎核表面はあまり乱されず、大規模渦により火炎核全体が変形を受けるが、乱れ強さの増加とともに、小規模渦のエネルギーが増加するために、早期より火炎核表面は乱されるとともに、大規模スケール渦による変形の効果が加わると考えられる。

- (2) 最小点火エネルギーは乱れが強くなるとともに指数関数的に増

大する。このことは、乱れが強くなるほど、火炎核に含まれるエネルギーに対する火炎核周囲の未燃ガスへの熱伝導量が増大する、という数値シミュレーションの結果より説明することができる。

- (3) 火花間隙が狭い場合には、火花電極直径を増していくと最小点火エネルギーが極小となる直径が存在することが確認された。これは、火花電極による火炎核の冷却効果と、火花電極により火花間隙部の乱れが抑制される効果とのバランスにより生ずると考えられる。また、火花間隙長を増していくと、最小点火エネルギーは火花電極直径によらず一定値をとるようになる。これは、火花電極による火炎核の冷却効果と乱れの抑制効果の双方の影響が小さくなるためと考えられる。特に火花点火機関では絶縁破壊電圧を低く抑えたいという要求があり、実際の点火プラグの火花間隙長では火花電極の影響を無視できない。したがって本実験結果より、実機においても、最適な火花電極直径、火花電極形状が存在することが示唆される。

- (4) 容量火花にわずかなエネルギーの後続成分を付加することにより、乱流場における点火能力は飛躍的に向上する。これは後続成分による放電により、火炎核が内部より加熱されると同時に活性化学種を供給されるためと考えられる。また、同一の火花エネルギーでは、後続成分のエネルギーの割合が大きいほど点火能力に優れる。このことは、後続成分のエネルギーの割合が

大きいほど火炎核最高温度が高くなる，という数値シミュレーションの結果より説明できる。

## 謝 辞

最後に、本研究を行うにあたり、ご指導頂いた東京大学工学部航空学科教授河野通方先生をはじめとして、適切かつ有益な助言を頂いた東京大学工学部反応化学科教授平野敏右先生、航空学科教授長島利夫先生、航空学科教授荒川義博先生、機械工学科助教授畔津昭彦先生に深く感謝の意を表します。

また、公私にわたり適切な御指導、御助言を賜りました日本大学生産工学部の氏家康成先生に厚く御礼申し上げます。

実験および計算の両面で御協力をしてくださった東京大学大学院生の青木敦君、実験を手伝ってくださった日本大学生産工学部当時大学院生の千葉康雄君、中島明浩君、当時学部学生の竹内英志君、宮下政士君、茂木久君、飯田秀君、小根山正一君、山田信彦君、赤石富男君、越川直己君、神野裕之君に深く感謝いたします。

最後に、実験の準備等で御協力頂いた河野研究室の和田佳之助手、内海正文技官、諸々の御手伝いをしてくださった富岡定毅君、岸武行君をはじめとする河野研究室の皆様にも深く御礼申し上げます。

## 参考文献

1. Swett, JR. C. C., Spark Ignition of Flowing Gases Using Long-Duration Discharges, Sixth Symposium (International) on Combustion, pp. 523-532, 1957.
2. Ballal, D. R. and Lefebvre, A. H., The Influence of Flow Parameters on Minimum Ignition Energy and Quenching Distance, Fifteenth Symposium (International) on Combustion, pp. 1473-1481, The Combustion Institute, 1975.
3. Soete, G. G., The Influence of Isotropic Turbulence on the Critical Ignition Energy, Thirteenth Symposium (International) on Combustion, pp. 735-743, The Combustion Institute, 1971.
4. Ballal, D. R. and Lefebvre, A. H., The Influence of Spark Discharge Characteristics on Minimum Ignition Energy in Flowing Gases, Combustion and Flame, vol. 24, pp. 99-108, 1975.
5. Kono, M., Kumagai, S. and Sakai, T., The Optimum Condition for Ignition of Gases by Composite Sparks, Sixteenth Symposium (International) on Combustion, pp. 757-766, The Combustion Institute, 1977.
6. Akindele, O. O., Bradley, D., Wak, P. W. and McMahon, M.,



- Spark Ignition of Turbulent Gases, Combustion and Flame, vol. 47, pp. 129-155, 1982.
7. Bradley, D. and Lung, F. K-K., Spark Ignition and the Early Stages of Turbulent Flame Propagation, Combustion and Flame, vol. 69, pp. 71-93, 1987.
8. Tagalian, J. and Heywood, J. B., Flame Initiation in a Spark-Ignition Engine, Combustion and Flame, vol. 64, pp. 243-246, 1986.
9. 熊谷清一郎, 燃烧, p. 25, 岩波, 1976.
10. Kono, M., Niu, K., Tsukamoto, T and Ujiie, Y., Mechanism of Flame Kernel Formation Produced by Short Duration Sparks, Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, pp. 1643-1649, The Combustion Institute, 1989.
11. 文献9, p. 37.
12. Ballal, D. R. and Lefebvre, A. H., Ignition and Flame Quenching in Flowing Gaseous Mixtures, Proceedings of the Royal Society of London Series A, vol. 357, pp. 163-181, 1977.
13. Ballal, D. R. and Lefebvre, A. H., A General Model of Spark Ignition For Gaseous and Liquid Fuel-air Mixtures, Eighteenth Symposium (International) on Combustion, pp.

- 1737-1746, The Combustion Institute, 1981.
14. 河野通方, 羽鳥和夫, 飯沼一男, 流動混合気の火花点火における要因解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 第51巻, 461号, pp. 248-256, 1985.
  15. 浜本嘉輔, 脇坂知之, 大西正幸, 熱線流速計による内燃機関シリンダ内の空気流速測定について, 日本船用機関学会誌, 第16巻, 第5号, pp. 455-463, 1980.
  16. 谷一郎, 小橋安次郎, 佐藤浩編, 流体力学実験法, p. 173, 岩波書店, 1977.
  17. Hinze, J. O., TURBULENCE, p. 4, McGRAW-HILL, 1987.
  18. 浜本嘉輔, 大川尚男, 山本弘明, 菅原良輔, 密閉容器内燃料一空均一混合気の燃焼に及ぼす乱れの効果, 日本機械学会論文集 (B 編), 第49巻, 444号, pp. 1791-1798, 1983.
  19. 文献17の p. 43.
  20. Rotta, J. C., 大路通雄訳, 乱流, p. 62, 岩波書店, 1975.
  21. 城戸裕之, 和栗雄太郎, 小野信輔, 畑中啓治, 熱線流速計による密閉容器内の定常乱れ場の計測と解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 第46巻, 405号, pp. 1016-102, 1980.
  22. Abdel-Gayed, R. G., Al-Khishali, K. J. and Bradley, D., Turbulent burning velocities and flame straining in explosions, Proceedings of Royal Society of London Series A, vol. 391, pp. 393-414, 1984.

23. Fraser, R. A. and Bracco, F. V., Cycle-Resolved LDV  
Integral Length Scale Measurement in an I.C. Engine, SAE  
Paper 880381, 1988.
24. 脇坂知之, 浜本嘉輔, 木下史朗, 内燃機関の燃焼室内における  
乱流特性, 日本機械学会論文集(B編), 第48巻, 430号, pp.  
1198-1205, 1982.
25. Tennekes, H. and Lumley, J. L., A First Course in  
Turbulence, p. 67, The MIT Press, 1972.
26. 文献17のp. 223.
27. 塚本達郎, 定容容器内層流火炎伝ばのモデリングに関する研究,  
東京大学博士論文, p. 42, 1987.
28. Westbrook, C. and Dryer, F., Simplified Reaction  
Mechanism for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in  
Flames, Combustion Science and Technology, vol. 27,  
pp. 31-43, 1981.
- 29 文献27, p. 11.
30. Olsen, H. L., Edmonson, R. B. and Gayhart, E. L.,  
Microcrhonometric Schlieren Study of Gaseous Expansion  
from an Electric Spark, Journal of Applied Physis, vol.  
23, pp. 1157-1162, 1952.
31. 丹生謙一, 火花点火における火炎核の生成過程のモデリングと  
その実験的検証, 東京大学大学院修士論文, p. 43, 1988.

32. Waly, R. and Vogel, M., Initiation and Propagation of Flame Fronts in Lean CH<sub>4</sub>-Air Mixtures by the Three Modes of the Ignition Spark. Seventeenth Symposium (International) on Combustion, pp. 821-831. The Combustion Institute, 1979.
33. Rivard, W. C., Farmer, O. A., and Butler, T. D., RICE, National Technical Information Service, LA-5812, 1975.
34. Harlow, F. H. and Amsden, A. A., A Numerical Fluid Dynamics Calculation Method for All Flow Speeds, Journal of Computer Physics, vol. 8, pp. 197-213, 1971.
35. Orszag, S. A. and Patterson, G. S., Numerical simulation of three-dimensional homogeneous isotropic turbulence, Physical Review Letters, vol. 28, pp. 281-318.
36. Canuto, C., Hussaini, M. Y., Quarteroni, A. and Zang, T. A., Spectral Methods in Fluid Dynamics, Springer-Verlag, 1986.
37. Kawamura, T. and Kuwahara, K., Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness, AIAA Paper No. 84-0340, 1984.
38. 谷一郎, 流体力学の進歩 乱流, 丸善, p. 131, 1980.
39. Deardorff, J. W., A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, Journal

- of Fluid Mechanics, vol. 41, pp. 453-480, 1970.
40. 狩野正徳, 小林敏男, 低レイノルズ数二次元クエット乱流の  
Large Eddy Simulation による数値解析, 日本機械学会論文集  
(B 編), 第53巻, 488号, pp. 1199-1206, 1987.
41. 三宅裕, 梶島岳夫, 乱流の数値シミュレーション, 日本機械学  
会論文集 (B 編), 第53巻, 491号, pp. 1869-1877, 1987.
42. Shaanan, S., Ferziger J. H. and Reynolds, W. C.,  
Numerical Simulation of Turbulence in the Presence of  
Shear, Report No. TF-6, Thermoscience Division,  
Department of Mechanical Engineering, Stanford  
University, 1975.
43. Leonard, B. P., A Stable Accurate Convective Modeling  
Procedure Based On Quadratic Upstream Interpolation,  
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering,  
Vol. 19, pp. 59-98, 1979.
44. Smagorinsky, J., Manabe, S. and Holloway, J. L. Jr.,  
Numerical results from a nine-level general circulation  
model of the atomosphere, Monthly Weather Review, vol.  
93, No. 12, 1965.
45. 狩野正徳, 小林敏男, 石原智男, 乱流促進体をもつ二次元チャ  
ンネル内の乱流予測に関する研究, 日本機械学会論文集 (B 編)  
第50巻, 449号, pp. 257-264, 1987.



46. Antonopoulos-Domis, M., Journal of Fluid Mechanics, vol.

104, p. 55, 1981.

47. 文献17のp. 211.

48. 本多侃士, 気体放電現象, p. 152, 東京電気大学出版, 1978.

49. 文献48のp. 175.

50. 文献9のp. 38.

51. 文献48のp. 110.

52. 中山良男, 放電による燃焼反応促進機構に関する研究, 東京大

学博士論文, p. 59, 1985.

53. 文献48のp. 115.

乱流場における計算では、乱れをいかに精度良く解くかが重要である。とくに差分法を用いる場合は、高周波成分の乱れは差分の打ち切り誤差に埋もれる可能性があり、高次精度の差分法が望まれる。本計算では、基礎方程式の対流項の差分化にQUICK法<sup>(43)</sup>を用いている。QUICK法は三次精度の風上差分で偽拡散が少ないと言われており、スタaggerド格子との相性も良い。その差分スキームについて以下に簡単に説明する。

図3-4において、格子中央で定義される物理量 $f$ の $z$ 方向の差分について、 $f$ の格子境界における一次空間微分GRADおよび格子中央における二次空間微分CURVを、それぞれ次のように計算する。

$$GRAD(i+\frac{1}{2}, j) = \frac{1}{\Delta z} (f(i+1, j) - f(i, j)) \quad (\text{付1-1})$$

$$CURV(i, j) = \frac{1}{\Delta z} (GRAD(i+\frac{1}{2}, j) - GRAD(i-\frac{1}{2}, j)) \quad (\text{付1-2})$$

さらに、格子境界におけるCURVを、 $z$ 方向の速度の正負に応じて、次のように定める。

$$CURV(i+\frac{1}{2}, j) = \begin{cases} CURV(i, j) & \text{if } v_z(i+\frac{1}{2}, j) \geq 0 \\ CURV(i+1, j) & \text{if } v_z(i+\frac{1}{2}, j) < 0 \end{cases} \quad (\text{付1-3})$$

ここで得られたCURVを用いて、対流項中の物理量  $f(i+1/2, j)$  は次のように計算される。

$$f(i+\frac{1}{2}, j) = \frac{1}{2} (f(i, j) + f(i+1, j)) - \frac{\Delta z^2}{8} \text{CURV}(i+\frac{1}{2}, j) \quad (\text{付1-4})$$

r 方向についても、同様である。

付録 2 初期速度分布

初期速度分布としては次の三条件

実速度

$$v_i(k) = [v_i(-k)]^* \quad (\text{付2-1})$$

等方性

$$\langle v_i(k) v_j(k) \rangle = 0, i \neq j \quad (\text{付2-2})$$

エネルギースペクトル

$$v_i(k) v_i^*(k) = \frac{E(k)}{2\pi k^2} \quad (\text{付2-3})$$

を満足する必要がある。本計算ではShaanan らの方法を二次元場に適用して初期速度分布を求めた。その方法について以下に説明する。

波数空間では速度ベクトル  $v_i(k)$  は次のように分解される。

$$v_i = (v_i)_R + i(v_i)_I \quad (\text{付2-4})$$

ここで、 $R$  は実部を  $I$  は虚部を表す。これを(付2-3)に代入して、

$$\langle v_i v_i \rangle_R + \langle v_i v_i \rangle_I = \frac{E(k)}{2\pi k^2} \quad (\text{付2-5})$$

となる。 $v_i v_i$  を、 $E(k)/2\pi k^2$  となるように選び、 $\zeta$  を 0 から 1 までの乱数として、 $v_i v_i$  を以下のように分解する。

$$\langle v_i v_i \rangle_R = \zeta \langle v_i v_i \rangle \quad (\text{付2-6})$$

$$\langle v_i v_i \rangle_I = (1 - \zeta) \langle v_i v_i \rangle \quad (\text{付2-7})$$

(付2-2)を満たすよう、 $\xi$ を0から $2\pi$ までの乱数とし、これらを $r$ 方向および $z$ 方向の波数ベクトルに次のように分解する。

$$(v_r)_R = \sin \xi (v_r v_z)^{1/2}_R \quad (\text{付2-8})$$

$$(v_z)_R = \cos \xi (v_r v_z)^{1/2}_R \quad (\text{付2-9})$$

$$(v_r)_I = \sin \xi (v_r v_z)^{1/2}_I \quad (\text{付2-10})$$

$$(v_z)_I = \cos \xi (v_r v_z)^{1/2}_I \quad (\text{付2-11})$$

このようにして得られた波数空間での速度場を、 $r$ 方向および $z$ 方向と二回逆フーリエ変換することにより初期速度分布が得られる。

このとき、どちらの方向より逆フーリエ変換するか、その順序は任意であるが、二回目の変換の際に(付2-1)を満足させる必要がある。