

イソオクタン過濃予混合火炎におけるすす生成メカニズムに関する研究

池田, 孝

<https://hdl.handle.net/2324/7363742>

出版情報 : Kyushu University, 2024, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :



博士論文

イソオクタン過濃予混合火炎における
すす生成メカニズムに関する研究

九州大学大学院 工学府 機械工学専攻
池田 孝

目次

第1章 序論	1
1.1 背景・目的	1
1.2 従来の研究の概要	7
1.2.1 成層燃焼	7
1.2.2 すす	9
1.2.2.1 すすの生成メカニズム	9
1.2.2.2 層流過濃予混合燃焼とすす	12
1.2.2.3 乱流過濃予混合燃焼とすす	14
1.2.3 すすの生成に関連する燃焼特性	16
1.2.3.1 火炎の不安定性	16
1.2.3.2 火炎伸長	21
1.2.3.3 乱流火炎の形態	24
1.3 本論文の目的と実施内容	29
第2章 計算方法および計算条件	31
2.1 本章の概要	31
2.2 研究の手段	31
2.3 数値シミュレーション	35
2.3.1 FK ³	35
2.3.2 支配方程式	35
2.3.2.1 反応性ガス力学の基礎方程式	35
2.3.2.2 反応速度論	38
2.3.2.3 詳細化学反応メカニズム	39

2.3.2.4	すすの生成モデル	39
2.3.3	乱流計算	41
2.3.4	火炎伸長率	42
2.3.4.1	火炎面の定義	43
2.3.4.2	火炎面の移動ベクトル	43
2.3.4.3	火炎伸長率	44
2.4	計算条件	45
第3章	層流過濃予混合火炎	46
3.1	本章の概要	46
3.2	計算の初期条件	46
3.3	解析結果	48
3.3.1	火炎形状	48
3.3.2	火炎伸長率	57
3.3.3	温度とすすの分布	59
3.3.4	すすの生成メカニズム	65
3.4	本章の結論	77
第4章	乱流過濃予混合火炎	79
4.1	本章の概要	79
4.2	計算の初期条件	79
4.2.1	初期火炎形状および初期流れ場	79
4.2.2	乱れ強さと積分スケール	80
4.2.3	乱流燃焼ダイアグラム	81
4.3	解析結果	83
4.3.1	火炎形状	83

4.3.2 火炎伸長率	87
4.3.3 温度とすすの分布	90
4.3.4 すすの生成メカニズム	93
4.4 本章の結論	99
第5章 乱流火炎のすす生成メカニズムへの影響	101
5.1 本章の概要	101
5.2 火炎形状に対する影響	101
5.3 火炎伸長率に対する影響	102
5.4 温度とすすの分布に対する影響	104
5.5 本章の結論	110
第6章 結論	111
参考文献	114
謝辞	123

記号

本論文で用いた主な記号を以下に示す.

A 火炎面の面積

A_{am} 摂動の振幅

A_m 頻度因子

c モル濃度

C_p 混合気の定圧比熱

$C_{p,k}$ 化学種 k の標準状態の低位発熱量

$\bar{C}_{p,k}$ 化学種 k の定圧モル熱容量

D 拡散係数

D_h 熱拡散係数

D_k 化学種 k の拡散係数

D_{kj} 化学種 j に対する化学種 k の 2 成分間の拡散係数

D_ψ すすの拡散係数

E_m 活性エネルギー

h 混合気のエンタルピー

h_k 化学種 k のエンタルピー

h_k^0 化学種 k の標準状態のエンタルピー

L Markstein 長さ

L_x, L_y, L_z 計算要素の各座標軸方向の長さ

l_E 積分スケール

M 反応の数

M_s すすの質量密度

M_p すすの一次粒子の分子量

m_k	化学種 k の質量
N	化学種数
N_A	アボガドロ数
N_s	すすの数密度
$\vec{n}$	火炎面の法線ベクトル
P	混合気圧力
R	気体定数
R_{Vinc}	核生成によるすすの体積分率の変化率
R_{sur}	表面成長によるすすの体積分率の変化率
R_{oxi}	酸化によるすすの体積分率の変化率
r	火炎半径
T	混合気温度
T_0	標準状態の温度
T_b	既燃側のガス温度
T_u	未燃側のガス温度
t	時間
u_i	気体速度
$\acute{u}$	乱れ強さ
u_l	火炎伸長を受けていない層流燃焼速度
V_k	化学種 k の拡散速度
$V_{k,i}$	化学種 k の i 方向の拡散速度
$\vec{V}_{fluid}$	火炎面での流速
$\vec{v}$	火炎面の速度
W_k	化学種 k のモル質量

X_j	化学種 j のモル分率
Y_k	化学種 k の質量分率
α	火炎伸長率
β_m	温度乗数
δ_{ij}	クロネッカーのデルタ関数
δ_F	層流火炎の予熱域厚さ
ε	圧縮比
η	コルモゴロフ長さスケール
η_{th}	理論熱効率
$\eta_{k.M}$	第三体の係数
κ	比熱比
λ_i	テイラー・マイクロスケール
λ_{th}	混合気の熱伝導率
$\mathcal{M}_k$	化学種 k の記号
$v'_{k,m}, v''_{k,m}$	化学種 k の化学量論係数
ρ	混合気密度
ρ_s	すすの密度
σ	波数
σ_e	l_E における波数
τ_{ij}	粘性応力
ϕ	当量比
$\dot{\omega}_k$	化学種 k の単位体積当たりの質量変化速度

第 1 章 序論

1.1 背景・目的

燃焼とは、多量の発熱を伴う発熱化学反応であり、反応によって発生する熱エネルギーや活性化学種によって自発的に反応が継続される現象と定義¹⁾²⁾されている。

燃焼は、反応物質が酸化されることで生じ、燃焼には、反応物質に応じた可燃限界濃度以上の酸化剤と、酸化反応の活性化エネルギー以上となる温度が必要となる。

燃焼のうち、反応物質と酸化剤を燃焼前に均質に混合している燃焼を予混合燃焼といい、燃焼時に反応物質と酸化剤が混合する燃焼を拡散燃焼という。燃焼に対して流体力学的な乱れは、大きな影響を及ぼす。乱れの影響化にある燃焼を乱流燃焼、そうでないものを層流燃焼という³⁾。

気相で起こる均質でかつ乱流燃焼は活用例が多く、ボイラーやガスタービン、自動車用の内燃機関から家庭用のコンロまで広く利用されている。いずれの機器においても、燃焼の目的は、熱エネルギーを生み出すことであり、燃焼機器は得られた熱エネルギーを直接活用するほか、用途に応じて動力や電気に変換している。炭化水素を中心とした化石燃料は取り扱いが容易で、かつ比較的エネルギー密度が高いことから、これらの燃焼機器の燃料として広く用いられている。

一方で、2015 年に採択されたパリ協定⁴⁾は、2020 年以降の地球温暖化対策の国際的な枠組みであり、パリ協定において、世界の平均気温上昇を産業革命前と比較して、2°Cより十分低く抑え、1.5°Cに抑える努力を行うという目標が示された。この目標を達成するために、国際社会は今世紀後半までに世界全体の温室効果ガス排出量を実質ゼロにすることが求められている。

炭化水素系の燃料が燃焼する際、温室効果ガスである CO₂ を排出することから、燃焼機器に対して、アンモニアや水素等の、燃焼時に CO₂ を排出しない代替燃料の活用に関する

取り組みが進められている。しかしながら、代替燃料は供給力、製造コスト、また運用に対して課題⁵⁾があり、さらに、炭化水素系の燃料に比べてインフラが整備されていない⁶⁾。従って、これら代替燃料の課題解決に向けた取り組みを加速しつつ、炭化水素系の燃料の利用効率を高めていくことが現実解となる。

国土交通省によると、2022 年における日本の CO₂ 排出量は 10 億 3,700 万トン⁷⁾であり、運輸部門からの CO₂ 排出量は 1 億 9,180 万トンで 18.5%であった⁴⁾。2022 年の運輸部門からの CO₂ 排出量は、CO₂ 排出量が最大となった 2001 年以降一様に減少しているが(図 1.1)、IEA が示すシナリオ⁸⁾によれば、現行の公表政策 (STEPS)ではパリ協定の目標を達成できないことが明らかになっており、今後更なる低減が求められるものと考える。

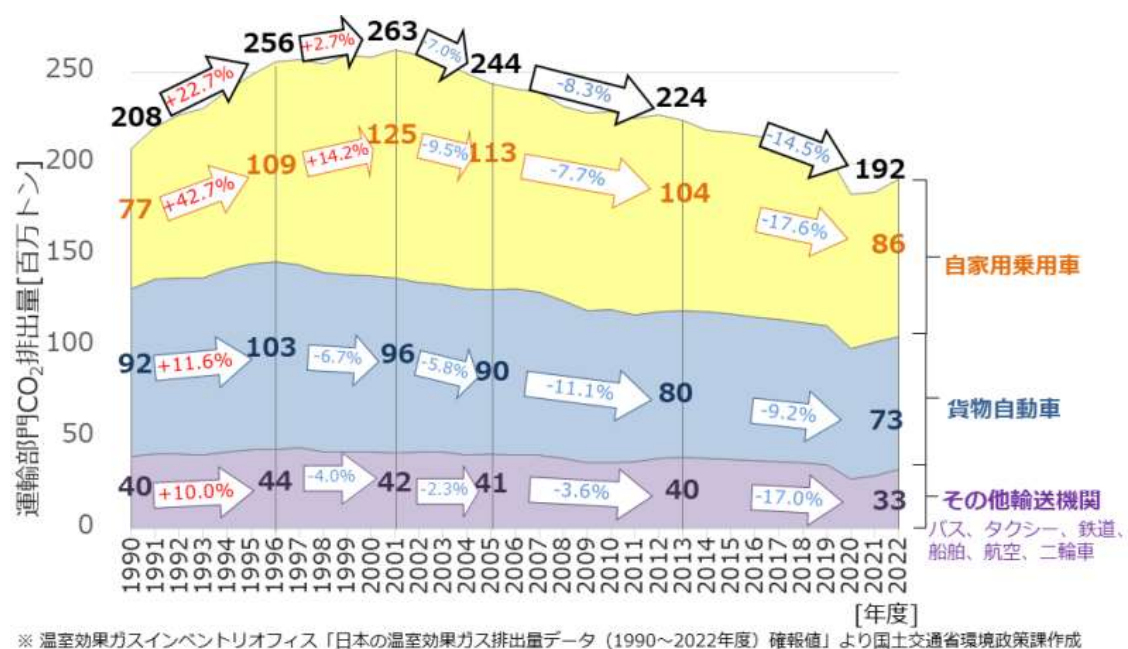


Figure 1.1 Trend of CO₂ emission from transport subject⁷⁾.

図 1-1 に示すように、2022 年の国内の運輸部門からの CO₂ 排出量のうち、エンジンを使用する自家用乗用車および貨物自動車からの排出量が運輸部門の 82.8%を占める⁷⁾。国土交通省が示す 2022 年の国内での自動車燃料消費量⁹⁾では、ガソリン消費量は 3.64 百万 kL、軽

油 0.91 百万 kL であり、今後 EV 車や燃料電池 (FCV) 車の割合は、低・脱炭素化のニーズに伴い徐々に増加すると考えられるものの、車両コストや、充電インフラの整備や車両・メンテナンスコスト、航続距離等の課題¹⁰⁾により、今後も引き続き、運輸部門では、ガソリンエンジンの需要が継続すると考えられる。従って、運輸部門からの CO₂ 排出量を低減するには、エンジン、特にガソリンエンジンからの CO₂ 排出量の低減が必要となる。

ガソリンは炭化水素燃料であり、燃焼により必然的に CO₂ が発生することから、ガソリンエンジンから排出される CO₂ の実用的な低減手段は、エンジンの燃費を改善し、単位出力あたりに必要な燃料消費量を少なくすることである。

既存車両のガソリンエンジンのサイクルは、オットーサイクルである。オットーサイクルは定容サイクルとも呼ばれ、吸気、圧縮、燃焼および排気行程から成る。オットーサイクルの理論熱効率 η_{th} は式(1.1)で表される¹¹⁾。

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} \quad (1.1)$$

ここで、 ε は圧縮比であり、 κ は比熱比である。この理論熱効率に対して、(i) 燃焼の時間的遅れ、(ii) 不完全燃焼、(iii) シリンダ壁への熱損失、(iv) ガス交換損失¹¹⁾の影響が生じ、実際の熱効率は小さくなる。

オットーサイクルを理論効率とするガソリンエンジンの燃費を改善する有望な手段の一つが、希薄燃焼（リーンバーン）である¹²⁾。リーンバーンとは、理論空燃比よりも希薄側、すなわち、空気過剰側で燃焼させる方式である。木村ら¹³⁾は、乗用車用中型エンジンにおいて、空気過剰率 2.5 の条件において最高熱効率が 47.5%となる結果を示している。また、西田ら¹⁴⁾は、リーンバーンによって、比較対象とした乗用車用中型エンジンよりも燃費を改善したと報告している。

ガソリンエンジンにおいて、リーンバーンを実現することによる燃費改善のメカニズムは、大きく以下に示す3つの要因¹⁵⁾による。

- ・ ガス交換損失が低減する¹⁴⁾

- ・ 理論空燃比の混合気に比べて比熱比が高くなる ¹⁴⁾
- ・ シリンダ壁への熱損失が低減する ¹²⁾

ガソリンエンジンでは、スロットルバルブの開度で吸気量を調整しており、スロットルバルブ部において圧損が生じている。リーンバーンでは、従来の理論空燃比条件での燃焼に比べ空気を多く取り込むため、吸気量調整のためのスロットルバルブの開度を大きくする。その結果、スロットルバルブ部の空気抵抗による圧損が低減し、ガス交換損失が低減する。また、リーンバーンのために、シリンダ内に取り込まれる空気質量が大きくなることで、シリンダ内の混合気の定圧比熱および混合気の比熱比が、理論空燃比の混合気に比べて大きくなる。さらに、混合気の定圧比熱が大きくなることによって、燃焼による筒内の温度上昇が理論空燃比での燃焼に比べ抑制され、シリンダ内の燃焼ガスと、シリンダ壁面との間で生じる熱損失も低下する。

ガソリンエンジンには、予混合燃焼方式、副室燃焼方式 ¹⁶⁾、直接噴射燃焼方式 ¹⁷⁾があるが、エンジンの点火プラグ周りに燃料が薄い領域が生じた場合には火炎伝播速度が小さくなり、十分な火炎核の形成を行うことが出来ないため、リーンバーンに対しては、点火プラグ近傍に過濃混合気を形成し、安定した火炎核形成を行うことが出来る副室燃焼方式 ¹⁶⁾、および直接噴射燃焼方式 ^{13) 18)}が適切である。しかし、副室燃焼方式では、田坂ら ¹⁹⁾の定容容器を用いた実験が示すように、エンジン主室の希薄混合気への点火を行うための火炎噴流で熱損失が増加することから、リーンバーンの実現には直接噴射燃焼方式が有利である。直接噴射燃焼方式では、空気のみをシリンダに取り込み圧縮することから、圧縮後のエンドガスにガソリンが存在せず、ノックが発生する可能性が低い。ノックは、点火プラグから発した火炎面が、燃焼ガスの膨張と共に伝播し、未燃部分を圧縮する断熱圧縮の影響によって、温度上昇し、未燃部分の温度が自発火温度を超えた場合に、未燃部全体が急激な圧力上昇と共に自発火する現象である ²⁰⁾。ノックによって生じた衝撃波は、ピストンや壁面を痛め、エンジンの破損につながる可能性がある。通常の子混合燃焼方式を採用しているガソリンエ

ンジンでは、式(1-1)に示す理論熱効率の向上のために空気とガソリンとの混合気の圧縮比を大きくすると、混合気の温度上昇が促進され、ノック発生につながる懸念がある。しかし、直接噴射燃焼方式では、ノックが発生する可能性が低いことから予混合燃焼式に比べて圧縮比を高くすることが可能であり、リーンバーンでの更なる燃費改善が期待できる。

直接噴射燃焼方式を採用し、リーンバーンにおける燃費改善について検討を行った木村らの研究¹³⁾では、圧縮比が 11 である予混合燃焼方式のエンジンを直接噴射燃焼方式に変更し、更に、理論熱効率を向上する目的でエンジンの圧縮比を 14 に変更した。また同様に、西田ら¹⁴⁾も、予混合燃焼式のエンジンの圧縮比 14.0 に対して、直接噴射燃焼方式に変更したエンジンでは、圧縮比を 16.3 と大きくしている。

直接噴射燃焼方式では、燃料噴射弁の位置および燃料噴射量、タイミングの適正化に加え、エンジン筒内のスワール流やタンブル流といった流動状態の適正化によって点火プラグの近傍に所望の過濃混合気を形成し、安定した火炎核を形成しつつ、エンジン筒内全体としては希薄混合気として燃焼させる。この燃焼方式を成層燃焼という。木村らの取り組み¹³⁾では、点火直前に少量の燃料噴射を行い、点火プラグ付近に燃料を弱成層させ、安定したリーンバーンを実現している。また西田ら¹⁴⁾はシリンダ内への 70MPa の高圧噴射によって所望の混合気を形成し、成層燃焼によって着火性を向上させている。

成層燃焼では、エンジンの燃焼室内の気流および燃料の噴射方式を調整して、適度な濃度の局所的な予混合気とその周囲に適切な空気量を与え、安定的な燃焼を実現することが理想である^{17) 18)}。しかし現実には、シリンダ内に燃料の過濃部が形成され、その過濃部において燃焼の際にすすが生成される可能性が示唆されている²¹⁾⁻²⁴⁾。

すすは、Particulate Matter (PM) の主成分である。直接噴射燃焼方式のガソリンエンジンを用いた伏見らの研究²⁵⁾によれば、排出されるすすの粒子質量の約 80%が元素状炭素であるとされている。中島ら²⁶⁾は、可視化エンジンを用いて固体熱発光とみなすことが出来る 680nm の波長の計測を行い、火炎が伝播した背後にすすによるものと思われる固体熱発光

を観察した。Johansen et al.²⁷⁾は、単筒の可視化エンジンを用いた E85（エチルアルコールを 85%含むアルコール燃料）の成層燃焼の試験において固体熱発光を計測し、過濃領域からすすが生成されていること、また、すすの生成が、酸化に適切な条件において停止することを示した。Oh et al.²⁴⁾は、成層燃焼を行う可視化エンジンを用いた試験において、青色火炎の燃焼の後にすすの燃焼に起因すると思われる輝炎を確認した。また更に、燃料噴射タイミングをパラメータとした試験を実施し、すすの生成量が、燃料噴射タイミングを遅角させるにつれて大きくなった結果に基づいて、すすの生成が成層混合気の不均一性に基づいていると考察した。Cheolwoong et al.²⁸⁾は、6 シリンダの自然吸気の直接噴射燃焼方式のガソリンエンジンを用い、空気過剰率を 1 からリーンリミットまで変更した際の排気について調べ、空気過剰率が 1.5 以上の成層燃焼で PM が増加することを示した。

高濃度の PM は発がん性物質であり、また肺などの呼吸器系障害を起こす可能性が指摘されていることから、自動車のエンジンからの排ガスについては排出量が規制の対象となっている。2018 年 10 月から採用された排出ガス試験サイクルでは、世界統一基準により自動車走行実態に即した排出ガス・燃費試験方法が採用されるようになった²⁹⁾。今後、ガソリンエンジンの低燃費化に資するリーンバーンの実用化と、成層燃焼におけるすすの生成の抑制の両立を目指した、すすの生成メカニズムの解明と抑制手段の検討に対するニーズが一層高まることが考えられる。

森吉ら²¹⁾ディーゼルエンジンのすすに関する取り組みや、定常拡散火炎の研究事例を参考に、ガソリンエンジンにおけるすすの生成のメカニズムの概要として、

1. 燃料が熱分解されて形成された低級炭化水素が成長し、すすの核となる。
2. すすの核が合体や凝集を繰り返しながら成長し、すすとなる。

という考察を行っている。しかし、エンジンのシリンダ内では、主に吸気によるシリンダ中心軸周りの旋回流であるスワール流と、主にピストンの上下動によるタンブル流による流動が組み合わさり、形成された乱流が、熱と物質の輸送に影響する。更にピストンによる

圧縮と燃料の燃焼反応による発熱，シリンダやピストン壁面等への熱損失といった伝熱現象による不均一な温度分布が形成されている．シリンダ内の乱流と不均一な温度分布は，シリンダ内の燃焼反応に強く影響し，その燃焼反応の過程においてすすが形成される．このように，エンジンのシリンダ内で生じている燃焼反応は非常に複雑であり，ましてや成層燃焼では，シリンダ内の混合気に広い濃度分布が存在することが，より一層，現象の解明を困難にしている．

成層燃焼は乱流で，複雑な不均一場であるが，すすが生成される可能性が示唆されている．過濃部は局所的に見ると，当量比が異なる過濃予混合気で構成されていると考えることが出来る³⁰⁾．したがって，成層燃焼の過濃予混合気を構成する代表的な当量比に対し，層流，および乱流におけるすすの生成メカニズムを調べることは，成層燃焼におけるすすの生成メカニズムを明らかにすることにつながると考える．

1.2 従来の研究の概要

1.2.1 成層燃焼

成層燃焼とは，層状燃焼ともいい，シリンダ内の流動もしくは，噴射をコントロールして，点火プラグ近傍に適切な濃度の混合気を形成し，燃焼速度の低下を抑制することで，着火後の火炎核の形成を安定化させる燃焼方式である³¹⁾．点火プラグ近傍は適切な濃度の混合気とする一方で，点火プラグから離れた位置は希薄混合気とし，シリンダ全体でリーンバーンを実現する．特に，エンドガスに燃料が存在しない直接燃料噴射式の成層燃焼は，耐ノック性に優れるため，大幅な燃費改善が期待出来る．適切な成層燃焼の実現に向けた基礎的な研究が大聖ら³⁰⁾や，西山らによって実施された．大聖らは，石英ガラスによる可視化構造を持つ，エンジンを模した定容容器にメタンを噴射して成層混合気を形成し，25 点の瞬時濃度計測から成層の形態を調べると共に，点火・燃焼実験を行った．この結果から，変動を伴った噴射燃料の濃度変動と，濃度変動の減衰，濃度の均一化が進む様子が示され，成層燃焼を

促進する、スワールを考慮した適正な点火位置が示された。西山らの第 1 報³²⁾では、円筒形状の定容燃焼器内の旋回乱流場に噴射したプロパンに対して、容器中心で火花点火を行い、点火成功率と燃焼効率の算出、燃焼圧力解析および火炎撮影による燃焼特性の取得が行われた。試験では、定容容器に備えられたスワール生成用バルブが閉じてから点火までの時間と、燃料噴射終了後から点火までの時間を変化させることで、点火時期において異なる旋回乱流場および濃度勾配を形成し、上記燃焼特性に対する旋回乱流場および、濃度勾配の影響が調べられた。また第 2 報³³⁾では、レーザー誘起蛍光 (LIF : Laser Induced Fluorescence) 法による濃度分布の測定を行い、旋回流と燃料の拡散の速度、点火位置付近の混合気濃度への旋回流への影響が調べられた。

LEE et al.³⁴⁾は、定容容器に形成したスワール強度と、シュリーレン撮影から求めた火炎伝播速度との関係を調べた。スワールによって作り出される乱れ強さが火炎伝播速度を促進し、火炎の範囲を拡大することによって空気と燃料の混合を促進するため、スワール強度が大きくなると、燃焼期間が著しく短くなることを示した。また燃焼速度は、燃料噴射率が大きくなると共に大きくなる一方、事前の混合量が大きくなると、未燃の燃料量が増えることによって燃焼速度が小さくなることが分かった。これらの結果から、燃焼速度と成層度合いに対する関係を見出し、最大体積燃焼速度が、成層燃焼条件を評価する項目の一つとなり得ることを示した。

数値シミュレーションを活用した、実際のエンジンの運用環境における成層燃焼の課題に対する研究も進められている。Kim et al.³⁵⁾は、LES (Large Eddy Simulation) を用いた燃焼解析において、点火プラグ周りのタンブル流による火炎伸長の着火安定性への影響を評価し、安定した燃焼の実現に向けた適正な燃料噴射方式を提案している。

このように、成層燃焼に関する取り組みによって、成層燃焼における燃焼現象が明らかになりつつあるが、現象の複雑さから、依然として成層燃焼には未解明な部分が多く存在する。

1.2.2 すす

1.2.2.1 すすの生成メカニズム

環境負荷の観点から、拡散燃焼を行うディーゼルエンジンや、噴霧燃焼を行うガスタービンを中心に、燃焼から生じるすすの生成メカニズム解明に対する取り組みが行われてきた。すすは、炭素を主成分とする粒子状物質である。

Leung et al.³⁶⁾は、エチレンとプロパンの拡散火炎内のすすの生成メカニズムについて、すすの核生成、表面成長、凝集および酸化というプロセスを示しており、特に、核生成および表面成長について、アセチレンが主要な役割を担う化学種としている。Leung et al.³⁶⁾は核生成に対して、すすが熱分解生成物の分布に依存するという測定結果を基に、燃料が熱分解によってアセチレンやベンゼンのような多価不飽和環状炭化水素に分解され、アセチレンを前駆体として核が生成されるというモデルを提案した。核生成において、三好^{37) 38)}は、アセチレンの標準生成エンタルピーが正の発熱反応であることから、アセチレンの分解反応



が発熱反応であり、熱力学的に自発的に起こりうることから、アセチレンを前駆体とすることの合理性を示している。また表面成長に対して、Leung et al.³⁶⁾はアセチレンがすす表面の活性基に吸着し、質量が増加するとして、以下の表面成長の反応を仮定した。



Harris et al.³⁹⁾の観察によって、すすの質量増加がアセチレン濃度に対して一次近似であることが示されている。アセチレンによる表面成長は、HACA (Hydrogen-Abstraction-C₂H₂-Addition)メカニズムとして知られている。HACA メカニズムでは、燃焼反応で生じた、H、OH ラジカルなどの化学種によってすす表面からの水素引き抜き反応が起こり、生じたラジカルサイトにアセチレンが付加することで、すすの質量が炭素原子 2 個分増加するメカニズムである。Xu et al.⁴⁰⁾は、C/O 比が 0.78 から 0.98 の層流予混合エチレン空気火炎を調べ、アセチレンの直接付加反応に対して、HACA メカニズムの仮定に基づく予測との相関

を確認した。

一方、近年は、すすの核生成に対して、2つ以上のベンゼン環を持つ化合物、多環芳香族炭化水素 (PAH: Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) をすすの前駆体と考えるモデルも多い。三好³⁷⁾³⁸⁾は PAH について、すすの前駆体の電子顕微鏡と X 線回折による観察結果から考察を行っている。観察によると、すすの構造は、グラファイトの結晶が外殻に凝集した、10 から 80 nm のほぼ球形の一次粒子が、数十から数千個程度凝集して形成された二次粒子であるとしている。グラファイトの結晶を構成するのはグラフェン小板であり、グラフェン小板は PAH の成長や凝集によって形成されることから、PAH がすすの前駆体として考えられている根拠とした。

渡邊ら⁴¹⁾⁴²⁾は、ジェット燃料 (Jet A) を対象としたすすの生成メカニズムとして、核生成、凝集、表面成長、酸化を考慮したすす生成モデルを用いた。渡邊らが参照した⁴¹⁾、Vlasov P. et al.⁴³⁾によるすすの生成メカニズムの概略図を図 1.2 に示す。

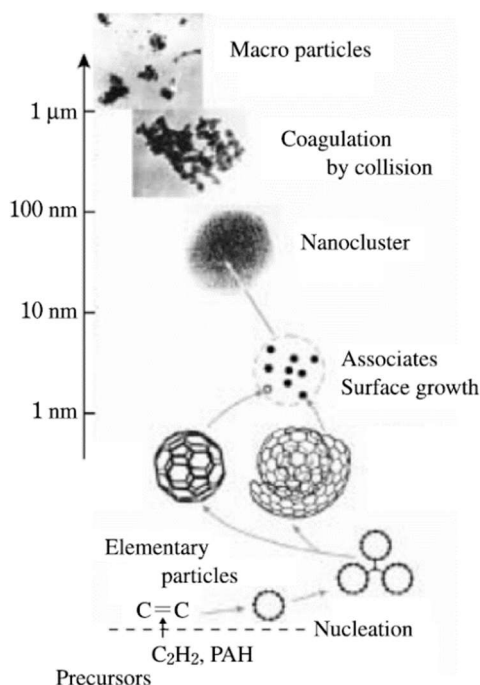


Figure 1.2 Image of mechanism of soot formation.⁴³⁾

渡邊らは、核生成にに対してアセチレンおよび、アセチレンとベンゼンによる PAH をすすの前駆体とし、凝集は生成された微粒子核同士の衝突によって生ずると考え、すすの大きさ、および混合気の平均自由行程に基づく衝突頻度を考慮している。表面成長は、アセチレンがすすの表面にある活性点に付着することを考慮し、アセチレン濃度とすすを球形と仮定した表面積に基づくとした。酸化は OH ラジカルと O_2 の両方を酸化材として考慮している。渡邊⁴¹⁾らは本モデルを用いて、n-デカンを燃料とした層流対向流場に形成される噴霧火炎における、すすの生成挙動を調べ、すすが形成される領域および、すすの燃焼に伴う輻射のエネルギーの当量比との関係が実験結果と定性的に一致することを示した。すすの酸化プロセスについては Neoh et al.⁴⁴⁾によって調べられている。

秋濱ら⁴⁵⁾は、ガソリンサロゲート燃料を対象としたすすの生成メカニズムとして、核生成、凝集、表面成長を考慮している。核生成では、燃料の気相反応プロセスで生じたピレンからコロネンまでの 8 種の PAH を前駆体とし、PAH の平均速度と PAH の断面積の積によって求められる PAH の衝突速度を計算し、PAH の衝突で生じた二量体をすすとみなしている。凝集では、すすを球形粒子として衝突を考慮しており、また、表面成長は、HACA メカニズムおよび PAH の凝集を考慮している。HACA メカニズムとしては 11 種類の反応式を考慮しており、11 種類の反応式には、H, OH, CH_3 , C_3H_3 および C_2H の化学種による、すす表面にラジカルサイトが生成される水素引き抜き反応と、ラジカルサイトに対してアセチレンが付加する反応を考慮している。秋濱らはこのモデルを、ガソリンサロゲート燃料を用いた衝撃波管によるすす生成実験に適用し、すすの生成時間、すすの生成量が妥当なレベルで一致することを確認した。

Wang et al.⁴⁶⁾も、すすの核生成プロセスについて、気相反応プロセスで生成されたベンゼンが複数結合し生成された PAH が前駆体と呼ばれる中間生成物となり、それら PAH の二体衝突によって形成された二量体が、すすの粒子核となるとしている。また核生成プロセスでは、ベンゼンから PAH の生成においてアセチレンが関係する反応機構である HACA メカニ

ズムが重要な役割を果たすとしている。

以上のように、多くの取り組みによって、すすの生成メカニズムの解明が徐々に進んでいるが、すす生成の各プロセスはナノスケールで起こり、反応物の濃度やその場の温度にも強く影響を受ける。エンジン筒内は複雑な乱流場であり、生じている燃焼も乱流燃焼である。火炎付近の流れが層流である場合に生じる層流火炎は、滑らかで薄い火炎帯を有するが、乱流の場合に生じる乱流火炎では火炎帯の中の反応領域が複雑かつ時間的に不規則に変化する。従って、成層燃焼における、すすの生成についてより理解を深めるためには、すすの生成と、燃焼特性との関連を調べることが重要である。

1.2.2.2 層流過濃予混合火炎とすす

すすは、成層燃焼で生じた燃料の過濃域で生成され则认为られる。エンジン筒内は乱流であり、乱流の渦による熱・物質の輸送がすすの生成に影響する。すすのメカニズムを調べるには、層流火炎におけるすすの生成を調べたうえで、乱流火炎におけるすすの生成を調べることによって、乱流がすすの生成に与える影響の理解を深めることが出来ると考える。また、ガソリンエンジンの直接燃焼方式では、着火に火花点火が行われるため、初期に形成された火炎核が伝播する過程で生じるすすが、成層燃焼では重要となると考える。

点火点から火炎伝播する、層流予混合火炎を対象としたすすの研究は、Lin et al.⁴⁷⁾、宮田ら⁴⁸⁾、Lockett⁴⁹⁾によって行われた。

Lin et al.⁴⁷⁾は、356mm の可視化窓を有する定容容器にエチレンの過濃予混合気を充填し、その燃焼により生じるすすの様子を観察した。試験では、重力の影響を取り除くため、定容容器の自由落下中に燃焼させる試験を行った。当量比は 1.6 と 2.2 のエチレンの過濃予混合気の燃焼に対し、可視光カメラによる撮影とシャードグラフ法による撮影を行い、当量比 2.2 の大気圧下の試験にて、青色火炎に続いて、すすによると思われる橙色の火炎を確認した。

宮田ら⁴⁸⁾は、内径 265mm の 3 つの円筒の直交相貫形状で 35,000cm³ の容積を持つ定容容器を用い、燃料として、ガソリンのサロゲート燃料の主成分の一つであるイソオクタン火炎の可視化実験を行った。当量比が 1.8 の定容容器による過濃予混合気を用いた実験において、燃焼が進行し火炎半径が大きくなるにつれて、図 1.3 に示すように、青色の火炎の背後に黄橙色の輝炎が直接撮影画像において観察された。

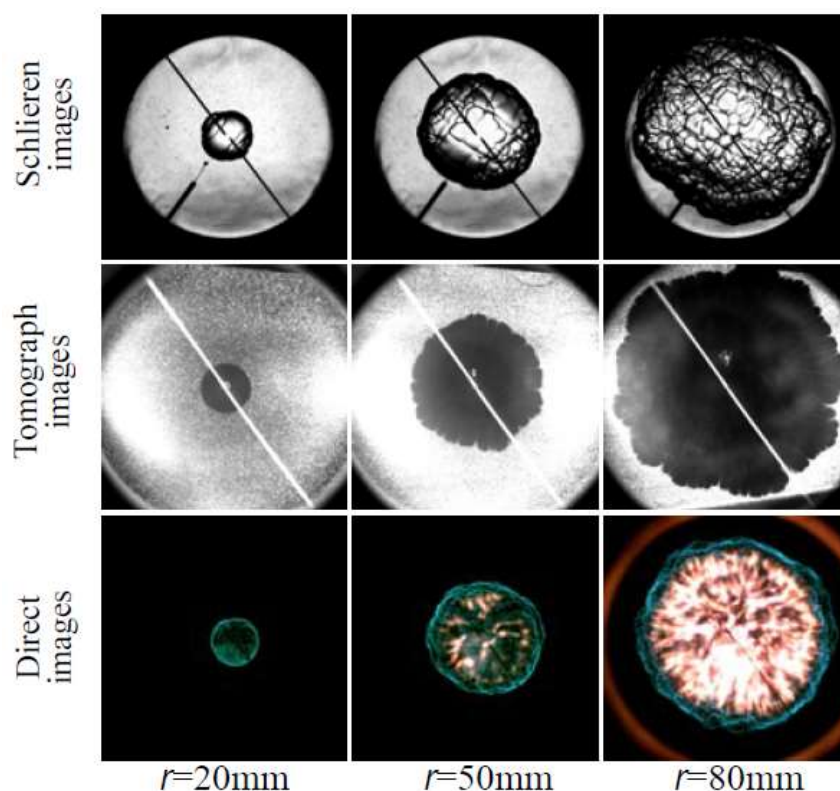


Figure 1.3 Photograph image of Iso-octane rich premixed flame with equivalence ratio 1.8, initial temperature 340K, and initial mixture pressure 0.10MPa⁴⁸⁾.

燃焼中に生じる黄橙色の輝炎は、すすの固体放射によって生じ、そのエネルギーは可視から赤外領域にわたる連続スペクトルを有する。このエネルギーはその他気体の化学種からの発光エネルギーに比べて強いことから、すすの発生を示す指標となる。宮田らの電子顕微

鏡用グリッドにより捕集した粒子状物質の観察によって、粒子状物質は小さな要素粒子が凝集して形成されており、大きい粒子状には、より多くの要素粒子が凝集していることが示された。更に高速度カメラによって、熱-拡散効果による不安定性により火炎面上に形成された皺が観察され、直接撮影と同じく行われたレーザー断層写真から、皺によりセル状となった火炎のカスプ部から既燃側に、すすからのレーザーの散乱光であると考えられるすす状の像が捉えられた。この結果から、すすによると考えられる輝炎が、不安定性によりセル状となった火炎面のカスプ部で生じている可能性があることが示された。

Lockett⁴⁹⁾は、31 L の定容容器を用いた過濃予混合イソオクタン混合気の球状伝播層流火炎の PLIF による観察と、直径 8cm の圧力容器に備えた 30mm の観察窓に対してレーザー誘起加熱法 (LII : Laser Induced Incandescence) とミー散乱の同時計測を適用して得られた層流火炎のすすの体積分率の分布の比較から、すすの生成メカニズムを推定した。Lockett は、観察されたすすは火炎面の背面である既燃側で生成されており、またすすの分布がハニカム構造であり、ハニカム構造のセルサイズが、球状伝播層流火炎の観察で見られた火炎の不安定性によるセル状火炎のセルサイズと同程度であることから、すすが層流火炎の表面に生じた Deep crack において生じていると考察した。更に Lockett は、Deep crack では局所的な酸素の枯渇によって燃焼反応が停止し、未燃の混合気が熱分解されることが、すすの生成メカニズムであると考察している。

いずれの研究結果においても、すすは、火炎面の背面である既燃側で形成されていることを示しており、また、すすは、セル状となった火炎面のカスプ部で主に生成されていることを示している。このことから、カスプ部における火炎の特性、またカスプ部を形成する燃焼特性が、すすの生成と結びついている可能性が考えられる。

1.2.2.3 乱流過濃予混合燃焼とすす

El-Asrag et al.⁵⁰⁾, Shariatmadar et al.⁵¹⁾は、乱流予混合火炎を対象とした数値シミュレーション

ョン, およびラボ試験によって, 乱流がすすの生成に与える影響を調べた.

El-Asrag et al.⁵⁰⁾はエチレン乱流火炎を対象として, すすの生成に関する乱流の影響について LES を用いた数値シミュレーションにて調べた. すすの生成モデルとして, 核生成, 表面成長, 凝集を考慮し, 核生成におけるすすの直径は, 平均自由行程よりも小さいとした. 数値シミュレーションの結果, すすが生成される C/O 比に対し臨界値の存在が指摘され, また, すすの生成のピーク位置と核生成が最も大きくなる位置とが一致すること, さらにアセチレンの質量分率のピークの位置と一致することが示された. C/O 比が高く, アセチレンの濃度が高い領域では, 表面成長率が, C/O 比が低い火炎と比較して高く, 乱流によってすすの衝突頻度が増加することで, すすの凝集が増加することが明らかになった. すすの凝集が増加することは一方で, すすの単位体積当たりのすすの平均表面積を小さくする. 表面成長率は, 乱流強度が大きくなると, 小さくなることが分かった. 乱流の形態が及ぼす影響について, 火炎帯内の混合気の滞留時間が長くなることが, すすの生成量を大きくし, また, 乱流によるサブグリッドスケールの局所的な物質拡散と熱拡散のバランスの変化が, 表面成長速度および, すすの生成量に影響すると考察している.

Shariatmadar et al.⁵¹⁾は, エチレンの対向予混合乱流火炎の試験を行い, ガスサンプリングによって, すすおよび, すすの前駆体と考えられる PAH の濃度に対する当量比や乱流の影響を調べた. 試験では, 平面レーザー誘起蛍光法 (PLIF: Planar Laser-Induced Fluorescence) と弾性光散乱の同時計測を行によって PAH の濃度が測定され, その後ガスクロマトグラフィー質量分析 (GC-MS), さらにエネルギー分散型 X 線分光法 (EDX) と走査型電子顕微鏡 (SEM) を用いた分析を適用した燃焼生成物の調査が行われた. その結果, 燃焼生成物のモル分率が, 当量比とともに直線的に増加するのとは対照的に, すすは, 当量比が増加するにつれて著しく増加することが明らかになった. PAH の濃度は, ひずみ速度の増加に著しく敏感であり, ひずみ速度が大きい条件では, PAH の濃度が大きく低下していた. PAH が形成される時間スケールが, 乱流, 気相反応およびすす粒子間の小規模な相互作用の時間スケール

ルに比べて遅いことで、これらの影響が大きくなった結果であると Shariatmadar et al.は考察している。また、PAH は 1400K から 1500K にかけて生成量が多くなり、1600 K 以上でわずかに減少していた。これは、すすの酸化反応が 1600K 以上で徐々に大きくなることを示唆する結果としている。更に、サンプリング後の遠心分離において、PAH の一つであるベンゾピレンの濃度が高くなる結果を受け、乱流条件下では、すすに対する PAH の吸着が促進されているという見解を示している。

いずれの研究においても、すすの生成に対する乱流の影響が示されており、層流予混合燃焼の特性と共に、乱流予混合燃焼の特性も、すすの生成に影響を与える可能性があることが示されている。

1.2.3 すすの生成に関連する燃焼特性

宮田ら⁴⁸⁾や、Lockett⁴⁹⁾の層流火炎を対象とした研究では、層流火炎のセル状の火炎表面のカスプ部においてすすが生じていることが示された。また、El-Asrag et al.⁵⁰⁾は、すすの生成と、乱流による局所的な物質拡散と熱拡散のバランスとすすの生成との関係について言及している。層流および乱流予混合火炎において、局所的な温度、物質の濃度分布が一様でないことが、すすの生成に影響していると考えられる。層流予混合火炎では、火炎の不安定性、火炎伸長による熱-拡散効果が局所的な火炎の温度および物質の濃度分布に影響し、乱流予混合火炎では火炎の不安定性、火炎伸長による熱-拡散効果に加えて、更に乱流の流れすすの生成に影響する。

1.2.3.1 火炎の不安定性

層流火炎に対して、重力の効果を無視すると、流体力学的不安定性と、熱-拡散効果による不安定性が作用する⁵²⁾。流体力学的不安定性は、Darrieus と Landau により発見された不安定性であり、Darrieus-Landau 不安定性⁵³⁾⁻⁵⁵⁾と呼ばれる。Darrieus-Landau 不安定性は、火

炎面前後で密度が不連続に変化する影響で、火炎は無条件に不安定であるというものである。Darrieus-Landau 不安定性では、火炎面付近の質量の保存、火炎面の接線方向と法線方向の運動量の保存を考慮し、火炎帯を物理量の不連続面として、火炎帯で密度が不連続に変化するとする。火炎面の摂動を仮定し、火炎伝播速度に対する火炎伸長の影響を考慮せず、流速および圧力が不連続面において保存則を満たす解を求めた場合、摂動の振幅が時間と共に増加することから、火炎は常に不安定とされた。これは、一定速度で伝播する火炎において、曲率を持ち、流れに対して接線が傾斜した火炎面を流体が横切る場合、速度の接線成分の連続性を保つために、流線が火炎面の局所法線に向かって偏向されることを意味とする^{55) 56)}。図 1-4 では、紙面左側が未燃側、紙面右側が既燃側として、曲率のある火炎面のイメージ図を示している。図 1-4 が示すように、曲率のある火炎に流入する流管の未燃側の初期面積 A に対して、未燃側に凸状の曲率がある火炎面に流入する際の面積は A より大きくなる。非圧縮の流れでは、面積の拡大は流速の低下につながるため、凸状の曲率がある火炎面は上流側に移動することになる。一方、未燃側に対して凹状の曲率である火炎面ではそれと逆になる。結果として火炎面に凹凸形状がある場合、凹凸の火炎面で逆方向の移動が起こり、火炎は常に不安定となる。

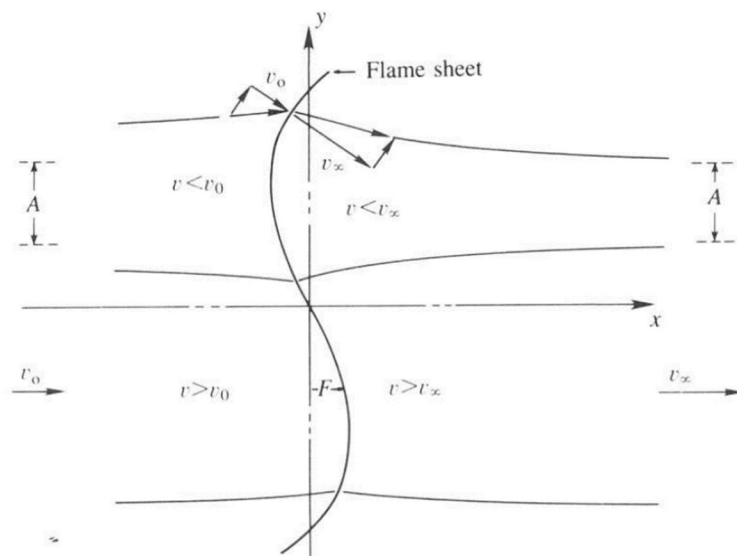


Figure 1.4 Streamline image around flame front with curvature.^{55) 56)}

しかしながら、実際に観察される火炎では、条件によって、ある一定の火炎半径まで凹凸の無い安定した火炎が観察されることがあり、Darrieus-Landau 不安定性だけではこのような、安定火炎を説明することが出来ない。この矛盾を説明するのが熱-拡散効果である。Bechtold et al.⁵³⁾, Addabbo et al.⁵⁷⁾は、密度、流速、圧力の不連続面に火炎伸長率を考慮し、また、火炎伝播速度に熱拡散率 a と物質拡散係数 D の比で表されるルイス数 ($Le = a/D$)と火炎伸長率 α を考慮して、この矛盾を解決した。Bechtold et al.⁵³⁾, Addabbo et al.⁵⁷⁾は、球状伝播火炎を対象とした漸近解析^{58) 59)}において、火炎の不安定性は、火炎面上の擾乱による摂動の振幅が1を超えることで生じるとし、その増幅率を式(1.4)で表現した。

$$A_{am} = A_{am0} r^{\omega(1+\epsilon\Omega/\ln R)} \quad (1.4)$$

ここで A_{am} は火炎面上の摂動の振幅、 r は任意の火炎面の局所の火炎半径である。

Bechtold et al.は、対象とする混合気の Le が、1未満の値を持つ臨界ルイス数 Le^* を下回ると、火炎面の摂動の振幅の増幅率は常に1以上となり、着火火炎伝播の早期から火炎には不安定性の特徴であるセルが形成されるとしている。一方、 Le が Le^* 以上の場合、着火火炎伝播の早期では、熱-拡散効果が流体力学的不安定性を抑え、摂動の増幅率が1未満となり、火炎表面は滑らかであるが、火炎が所定の火炎半径以上になると、熱-拡散効果が流体力学的不安定性を抑えられなくなり、増幅率が1以上となり、火炎は不安定になるという結論を得た。更に、混合気の熱伝導率 λ 、未燃混合気の密度 ρ_u 、混合気の熱容量 C_p 、層流燃焼速度 u_l による層流火炎の予熱域厚さ($\delta_F = \lambda_{th}/\rho C_p u_l$)を用いて火炎半径を無次元化した、ペクレ数($Pe = r/\delta_F$)を考慮すると、火炎半径に対する擾乱の増幅率は、同じ波数であっても、 Le が小さい混合気の火炎ほどより小さい Pe で擾乱の振幅の増幅率が正となり、また同じ Le の混合気であっても、波数によって増幅率が正となる Pe が異なる⁶⁰⁾ことが分かった。Bechtold et al.⁵³⁾は、所定の混合気において、火炎面上に擾乱が現れる最も小さい Pe を、臨界ペクレ数とした。ただし、この考えは、火炎面に不安定性が現れるか否かについてののみ示すものであり、不安定性現れた後の示唆は与えていない。Bechtold et al.⁵³⁾の論文において、

漸近解析の結果は、別途実施した試験結果と定性的に一致したと報告されている一方、漸近解析を用いて予測したプロパン-空気の臨界ペクレ数は、Groff et al.⁶¹⁾の試験結果より小さい結果であった。この要因について、Bechtold et al.は、試験では、火炎面上においてセル視認できたタイミングを不安定性の発生タイミングとしているためであると考察している。

Bradley et al.^{62) 63)}は、Markstein 数 Ma が負である層流過濃イソオクタン予混合火炎を対象に、定容容器において可視光および、PLIF を用いた撮影を行った。球状伝播する火炎の可視光撮影の結果、火炎が伝播するにつれて、着火直後は滑らであった火炎表面にセルが生じ、更に火炎の伝播に伴って火炎が大小様々な大きさのセルに覆われることが確認された。このセルは、火炎の不安定性によるものであり、火炎に内在する流体力学的不安定性を抑えていた熱-拡散効果が小さくなることで生じたもので、Bechtold et al.⁵³⁾の結果と定性的に一致することが示された。Bradley et al.⁶²⁾は、火炎伝播と共に熱-拡散効果が小さくなるのは、火炎の伝播によって火炎面の伸長率が小さくなることによると考察している。また、Bradley et al.⁶²⁾はこの研究において、火炎面に生じたセルの様子および、不安定性が現れた後のセルの様子を詳しく観察している。セル部分は、未燃混合気側に対して凸形状で正の火炎伸長率であり、また、隣接するセル同士は、未燃混合気側に対して凹形状で負の火炎伸長率であるカスプで繋がっていた。火炎面上に新規に生じたセルでは、局所的に曲率が大きくなることで局所的な正の火炎伸長率が大きくなり、熱-拡散効果が流体力学的不安定性を抑えることで安定化する。しかし、火炎が伝播することによって、次第に局所的なセルの火炎伸長率が小さくなり、セルにおける流体力学的不安定性を熱-拡散効果が抑えられなくなると、更に小さいサイズのセルが発生していくというメカニズムを示した。ここで、生じるセルの最小サイズは火炎帯厚さ程度としている。この結果は Bechtold et al.⁵³⁾が漸近解析で示した結果と定性的に一致すると考察されている。また、PLIF 撮影により得られたセル付近の局所的な OH ラジカルの分布において、正の曲率部分では OH ラジカルの分布が大きいものの、セルとセルを隔てているカスプ部分では OH ラジカルの濃度が小さいという結果を得た。こ

の結果から Bradley et al.は、カस्प部において燃焼反応が正の曲率部分に比べて緩慢化し、すすの発生につながることを指摘している。

不安定性は、 Ma に影響する混合気の初期圧力や当量比にも影響を受ける。北川⁶⁴⁾は、メタンおよびプロパンと空気の予混合層流火炎を対象に、火炎の不安定性に対する圧力および当量比の影響について調べている (図 1.5)。プロパン混合気の予混合火炎において、混合気圧力が高くなるにつれて、火炎にすじが形成される時期が早くなり、また火炎面に形成されるセルの大きさは、混合気圧力が高くなるにつれて小さくなっていった。また、当量比が大きくなるにつれても同様に、火炎にすじが発生する時期が早くなっていった。メタン混合気では、混合気圧力が高くなるにつれて、火炎にすじが形成される時期が早くなる傾向はプロパンと同様であるが、当量比については、当量比が小さくなるにつれてすじが発生する時期が早くなっていった。メタン、プロパン混合気は共に、混合気初期圧力が高くなるにつれて、 Ma が小さくなる。また、北川⁶⁴⁾が試験した混合気圧力 0.5MPa では、メタンの希薄および化学当量混合気、プロパンの過濃混合気において Markstein 数が小さくなる。これは、Bechtold et al.⁵³⁾が示す、 Ma が小さいほど、セル火炎に遷移する臨界ペクレ数が小さくなるという考えと一致する結果である。

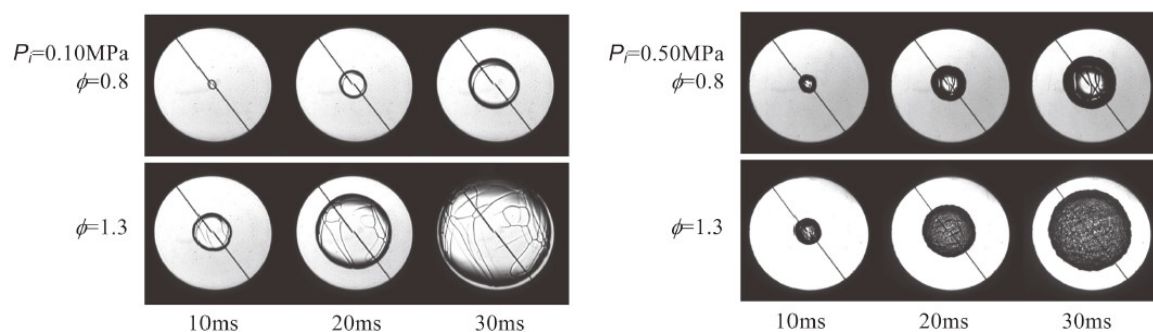


Figure 1.5 Schlieren photograph of Propane rich premixed flame.⁶⁴⁾

後述する Peters^{65) 66)}のダイアグラムにおいて Corrugated flamelets に分類されるような、乱れ強さが小さく、乱流が火炎帯内部まで影響を与えない火炎の場合、乱流火炎であっても局所的には層流の火炎構造を有していると考えられている。また、乱流火炎では、火炎面は乱流の渦による伸長を受けていることから、乱流火炎であっても、不安定性が影響すると考えられている⁶⁷⁾。Bradley et al.⁶⁸⁾は異なる Ma の条件に対して、Karlovitz 数 Ka を変更した試験を行い、 $Ka < 0.1$ において、不安定性が乱流と相互作用し、火炎伝播速度に影響を与えることを示した。

1.2.3.2 火炎伸長

火炎伸長は、乱流燃焼における消炎メカニズムを説明するために、Karlovitz et al.⁶⁹⁾によって提案された。流れがある予混合気において、火炎は速度勾配を持つ流れ場の中に存在する。Karlovitz et al.⁶⁹⁾は、流れ場の速度勾配によって、火炎は流れの伸長に伴った伸長を受け、火炎の予熱帯の温度および、火炎の伝播速度が、伸長を受けていない火炎に比べて変化していることに対する解析を行い、伸長を受ける火炎の燃焼速度に関する熱理論につながる基礎を築いた。現在では、Karlovitz et al.⁶⁹⁾による火炎伸長の考え方をより、網羅的に、一般的な形で定義するために、火炎面の移動に着目した導出に基づく式と、Matalon⁷⁰⁾が示した火炎面要素に着目した導出に基づく式とがある。いずれも結果は一致する。火炎面の移動に着目した火炎伸長率は、式(1.5)である。

$$\alpha = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (1.5)$$

本研究では、後述するが、火炎面に沿った局所的な火炎伸長率の算出を行っているため、火炎面要素に着目した式を用いている。火炎要素に着目した火炎伸長率では、曲率を持った火炎が伝播することによる伸長と、火炎要素近傍の流れの速度の非一様性による伸長の考慮が必要である。

北川らの試験⁶⁴⁾において、 Le が 1 ではない火炎では、火炎伸長率によって火炎伝播速度

が変化することが示されている。北川らは、当量比 0.8 から 1.3 までのプロパン混合気に対し、初期圧力を 0.1MPa から 0.5MPa まで変更した燃焼試験を行い、 Ma と燃焼速度、火炎面に現れるセルとの関係を調べた。火炎が伸長を受けていない時の層流燃焼速度を u_l 、火炎が伸長 α を受けている時の燃焼速度を u_n とすると、式(1.6)のように表すことが出来る⁵⁵⁾。

$$u_l - u_n = L \cdot \alpha \quad (1.6)$$

火炎伸長率が小さい時の、火炎伸長による燃焼速度の火炎伸長率 α の比例定数 L は長さの次元を持ち、Markstein 長さと呼ばれる^{71) 72)}。 L を層流火炎の予熱域厚さ δ_F で無次元化したものが Markstein 数 Ma である。

北川らの試験⁶⁴⁾におけるプロパンの予混合火炎は、初期圧力を大きくするにつれて、また、当量比を大きくするにつれて Ma が小さくなった。得られた結果は図 1.6 に示す通りである。この試験において、火炎伸長率は式(1.5)で示されている。式(1.5)に示すように、火炎伸長率は火炎半径を用いて算出されており、火炎伸長率が小さくなることは、火炎半径が大きくなることを意味する。

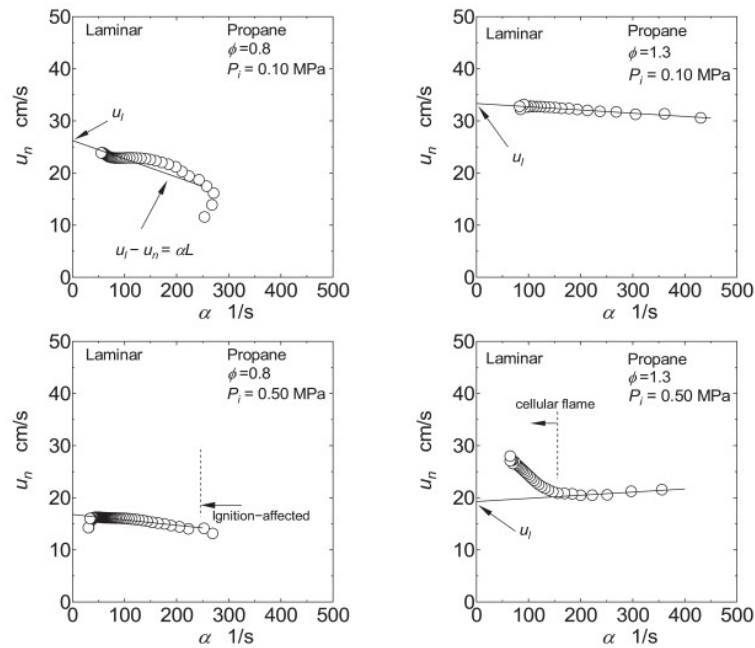


Figure 1.6 Stretched laminar burning velocity with flame stretch rate α .⁶⁴⁾

当量比 0.8 の火炎および、当量比 1.3 で混合気初期圧力が 0.1MPa の火炎では、火炎伸長率が小さくなるにつれて、燃焼速度が大きくなっていた。一方、当量比 1.3 で混合気初期圧力が 0.5MPa の火炎では、火炎伸長率が小さくなるにつれて、燃焼速度は小さくなり、また火炎伸長率が 200 1/s より小さくなるタイミングで、急激に燃焼速度が大きくなっていた。これは、当量比 1.3 で混合気初期圧力が 0.5MPa の火炎が、火炎伸長率が 200 1/s においてセル状火炎となり、火炎面積が大きくなったことが要因と考えられている。

北川らが示すように、層流火炎において、燃焼速度は火炎伸長率によって変化する。この要因として考えられているのが、熱-拡散効果である。

火炎面近傍では、既燃側から未燃側への熱の拡散、および燃料または酸化剤の不足成分の、物質の濃度勾配に応じた拡散が生じている。熱の拡散により、未燃混合気の温度が上昇することで化学反応が活性化し、また、物質拡散は、不足成分を火炎面に供給することによって火炎が維持される。火炎伸長の影響を受けていない火炎は、火炎から熱が伝わる未燃部の面積および火炎に物質が拡散する未燃部の面積と、火炎の面積とが一致する一方、火炎伸長の影響を受けている火炎は、火炎伸長の影響を受けていない火炎に比べて、火炎から熱が伝わる未燃部の面積および火炎に物質が拡散する未燃部の面積と、火炎の面積とが一致しない。火炎が正の火炎伸長率を持つ場合、火炎から熱を受け、また火炎に物質が拡散する未燃側の面積が火炎の面積よりも大きいため、火炎はより大きな面積に熱を伝える必要がある。一方で、火炎には、火炎の面積よりも大きい面積から不足成分の物質が拡散する。火炎が正の火炎伸長率を持つ場合、熱の拡散は火炎の温度を低下させる作用だが、物質の拡散は火炎の温度を上昇させる作用を持つ。

火炎が負の火炎伸長率を持つ場合は、この逆となる。熱の拡散と物質の拡散のどちらが優勢かによって、火炎温度が上昇するか、減少するかが決まり、それを評価する無次元数が、熱拡散率と物質拡散係数の比であるルイス数 Le である⁵⁶⁾。

混合気の Le が 1 より大きい場合、熱拡散が物質拡散に対して優勢であるため、正の火炎

伸長率であれば火炎温度が低下する一方、負の火炎伸長率であれば火炎温度が上昇する。反対に、混合気の Le が 1 より小さい場合、物質拡散が熱拡散に対して優勢であるため、正の火炎伸長率では火炎温度が上昇し、負の火炎伸長率では火炎温度が低下する。このように、 Le が 1 ではない混合気において、火炎伸長率によって伸長を受けていない火炎に比べて熱および不足成分の物質拡散のバランスが変化し、火炎温度、そして火炎伝播速度に影響を与える現象を熱-拡散効果という^{56) 64)}。

1.2.3.3 乱流火炎の形態

乱流予混合燃焼は、乱流の中で生じる予混合燃焼であり、乱流が予混合燃焼に干渉する。乱流は幅広い時間的、空間的スケールを有しており、空間的スケールとして乱流を記述する代表的な長さスケールには、積分スケール l_E 、テイラー・マイクロスケール λ_i 、およびコロモゴロフ長さスケール η がある⁷³⁾。それぞれの大きさは、 $l_E > \lambda_i > \eta$ 、である。 l_E は大規模な流体塊の大きさを表す長さスケールであり、非等方性乱流では、方向により異なる値を持つ。 l_E は乱流速度の変動分から求まる自己相関関数から求められ、自己相関関数 $R_{xx}(r)$ は、式(1-7)で表される⁷³⁾。 x は相関を求める座標軸である。

$$R_{11}(r) = \overline{u_1(x_1 + r, x_2, x_3)u_1(x_1, x_2, x_3)} \quad (1.7)$$

ここで、 u は流速、添え字は座標軸を表す。

自己相関関数は $r = 1$ の時、最大値の 1 となり、十分な遠方では 0 となる。自己相関関数は、距離に応じた速度の相関性を示す。乱流は非定常現象であるが、自己相関関数を縦軸に取り、横軸に距離を取った場合に、囲まれた面積の範囲は、任意の 2 点の速度が関係を持っている領域を示す。この自己相関関数を評価点からの距離に対して積分し、その面積と等価な面積を、縦軸 1 の矩形として求めた場合の横軸の距離が l_E となる。 λ_i は、自己相関関数における $r = 0$ の点の微分係数を用いて、放物線を描いた際に、その放物線が横軸の距離と交差する点までの距離で表される。 λ_i は l_E より常に小さく、乱れ強さの減衰、散逸と強い結び

つきを持っている値とされているが、物理的な解釈は未だ明らかではなく、研究段階である。

η は、乱流運動の最小スケールを代表する長さである。レイノルズ数が異なる、いかなる乱流場であっても、慣性小領域から散逸領域に至るスペクトル形状は、 η とコルモゴロフ速度スケールを用いて整理できる⁷³⁾。

各長さスケールに対し、乱流の速度スケールである二乗平均変動速度 u'_{rms} を用いることで、それぞれの時間的スケールを求めることが出来る⁷³⁾。コルモゴロフ時間スケールについては、コルモゴロフ速度スケールを式(1.8)のように定義し、時間的スケールを式(1.9)のように定義するのが一般的である⁷³⁾。 ε_k は乱流エネルギーの消失量、 ν_k は動粘性係数である。

$$u_k = (\nu \varepsilon_k)^{1/4} \quad (1.8)$$

$$\tau_k = \eta / u_k = \left(\frac{\nu_k}{\varepsilon_k} \right)^{1/2} \quad (1.9)$$

これらの乱流の特徴を表す長さスケールおよび時間的スケールを、予混合燃焼の特徴を表す長さスケールおよび時間的スケールと比べることで、乱流が予混合燃焼に干渉する乱流予混合燃焼における乱流火炎の形態を記述することができる。

乱流火炎の形態については、Borghi⁷⁴⁾、Peters⁶⁵⁾⁶⁶⁾が分類を提案している。

Borghi は、予混合火炎の速度スケールとして層流燃焼速度 u_l を用い、縦軸に乱流の速度スケールである、 u'_{rms} と u_l との比 (u'_{rms}/u_l)を取り、横軸に乱流の長さスケールとして l_E を用い、予混合火炎の長さスケール δ_L との比 (l_E/δ_L)をとって乱流火炎の形態をダイアグラム上で分類した⁷⁴⁾。一般に乱流燃焼ダイアグラムと呼ばれるものである。予混合火炎の速度スケールとして、 u_l を用いているが、乱流の速度スケールに Borghi は、乱流エネルギーの平方根を用いている。しかし、乱流エネルギーは式(1.10)で表される通り、乱れ強さが用いられていると考えられる⁷³⁾。

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u_l^2} \right) = \frac{3}{2} \dot{u}_{rms}^2 \quad (1.10)$$

一方、長さスケールについて、乱流の長さスケールには l_E が用いられているが、予混合火炎

の長さスケール δ_L は明確には定められていない。店橋らは、層流火炎の層流火炎厚さを δ_L として解釈を行っている。店橋ら⁷³⁾は図 1.7 に示す Borghi のダイアグラムの各位置に対し、B-1 から B-5 の付番を行い、各付番の位置におけるそれぞれの火炎の特徴を示した。図 1.7 の縦軸の S_L は u_l と同じものである。

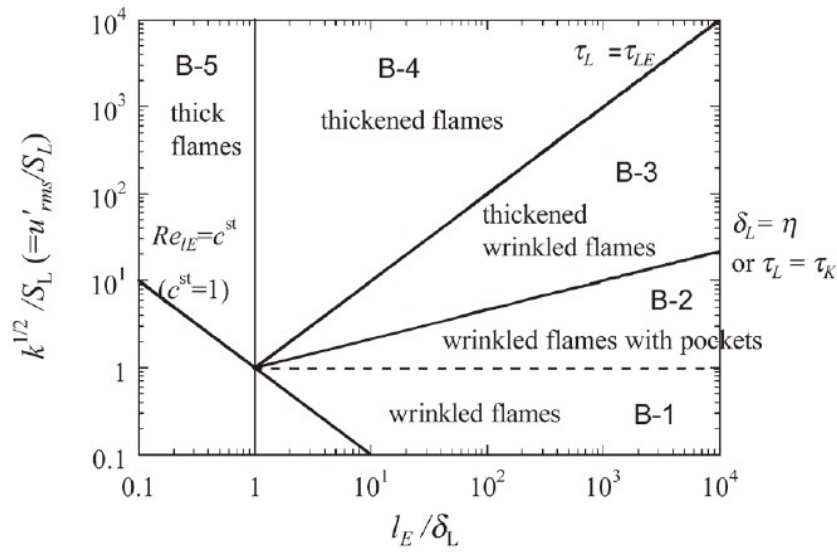


Figure 1.7 Borghi diagram.⁷³⁾

B-1 : Borghi はこの領域を「wrinkled flames」と表現した。乱流の全ての長さスケールは、層流火炎厚さよりも大きく、乱れ強さは層流燃焼速度よりも小さい。従って、この領域では、乱流は予混合火炎の火炎面に皺を与える程度と考えられる。予混合火炎の内部構造は乱流の影響を受けず、層流火炎の特徴と同様である。

B-2 : Borghi はこの領域を「wrinkled flame with pockets」と表現した。乱流の全ての長さスケールは、層流火炎厚さよりも大きく、乱れ強さも層流燃焼速度より大きい。この領域では乱流が火炎面形状を大きく変形させることで火炎面が分離し、未燃予混合気中に既燃ガス塊や、既燃ガス中に未燃混合気塊が形成される。予混合火炎の内部構造は乱流の影響を受けず、層流火炎の特徴と同様である。

B-3 : Borghi はこの領域を「thickened wrinkled flames」と表現した．乱流の積分スケールは層流火炎厚さより大きく，また，積分時間スケールは層流火炎の時間スケールよりも大きい．一方，テイラー・マイクロ時間スケールおよびコルモゴロフ時間スケールは，層流火炎の時間スケールと同程度，もしくは小さくなる．その結果，予混合火炎の内部構造が乱流の影響を受け，層流火炎の特徴とは異なる火炎の内部構造となる．

B-4 : Borghi はこの領域を「thickened flames」と表現した．乱流の積分スケールは層流火炎厚さより大きい，積分時間スケールが層流火炎の時間スケールよりも小さくなる．積分スケールの乱流の大きな流体の運動が，予混合火炎の内部構造に影響する．

B-5 : Borghi はこの領域を「thick flames」と表現した．乱流のすべての長さスケールが層流火炎厚さよりも小さく，乱れ強さが層流燃焼速度よりも大きい．この条件では，火炎面が明確に定義できなくなる．

Borghi のダイアグラムの縦軸と横軸の積は，式(1.11)のようになり，レイノルズ数の他に予混合火炎の速度スケールと長さスケールが残存する⁷³⁾．

$$\frac{u'_{rms}}{u_l} \frac{l_E}{\delta_L} = \frac{\nu}{u_l \delta_L} \frac{u'_{rms} l_E}{\nu} = \frac{\nu}{u_l \delta_L} Re_{l_E} \quad (1.11)$$

これは，Borghi のダイアグラムが，予混合火炎の速度スケールと長さスケールが同じ条件の火炎における，乱流の乱れ強さや長さスケールの影響を議論することはできるものの，予混合火炎の速度スケールと長さスケールが異なる火炎において，乱流の乱れ強さや長さスケールの影響を議論するには適切ではないことを示している．

Peters は， $\delta_F = \nu/u_l$ で定義される予熱域厚さを，予混合火炎の長さスケールとして導入することでダイアグラムの縦軸と横軸の積がレイノルズ数になるように修正を行った．この修正により，燃料や当量比が異なる，予混合火炎であっても，レイノルズ数が同じ場合，ダイアグラム上で同一線上になるために，乱流の特性の影響が議論出来るようになる．Peters のダイアグラムを図 1.8 に示す^{65) 66)}．Peters のダイアグラムの横軸は長さのスケール比(l_E/δ_F)，縦軸は速度のスケール比(u'_{rms}/u_l)である．このダイアグラムの中でレイノルズ数

$Re < 1$ の領域は層流火炎の形態である。ダイアグラムには、層流火炎の予熱域厚さ δ_F と η の比として定義した乱流カルロピッツ数 Ka^{75} 、 δ_F よりも薄い火炎の内層と η の比として定義した乱流カルロピッツ数 Ka_δ^{75} があり、コルモゴロフ長さスケールの渦の火炎への影響範囲を表す。図 1.8 のダイアグラムにおいて、 S_L は u_l と同じものであり、 l_F は δ_F である。

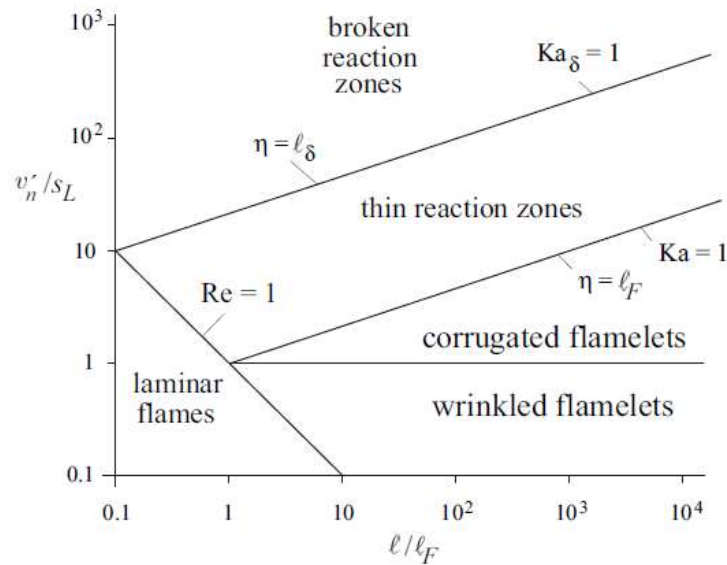


Figure 1.8 Peters diagram.

このダイアグラムの中で、Peters は乱流の形態を以下の 4 つに類型化している⁶⁵⁾⁶⁶⁾。

winkled flamelets：乱流のすべての特性スケールが層流火炎の予熱域厚さより大きく、乱れ強さが層流燃焼速度よりも小さい。火炎面には乱流の影響による皺が形成される。

corrugated flamelets：乱れ強さが層流火炎速度より大きいものの、 $Ka < 1$ であり、層流火炎の時間スケールがコルモゴロフ時間スケールよりも小さい。corrugated flamelets では、火炎面の皺が winkled flamelets より強調して形成されるが、火炎の内部構造にまで乱流の効果は及ばない。局所的な火炎要素の特性は層流火炎と同じである。

thin reaction zones： $Ka > 1$ であるが、 $Ka_\delta < 1$ である。層流火炎の δ_F は η より大きい。しかし、火炎の熱発生率を支配する内層の大きさは、 η に比べて小さく、コルモゴロフ長さスケ

ールの渦はこの内層までは影響しない。Peters はこの内層の代表長さは δ_F の 1/10 程度としている。乱流運動により火炎面に作用する伸長が大きくなり、火炎は分断される。

broken reaction zones：積分スケールが層流火炎の時間スケールよりも小さくなる。火炎が面として存在しない。

このように、乱流の時間的、空間的スケールによって、予混合火炎の形態が変化し、乱流予混合火炎となる。

1.3 本研究の目的と実施内容

背景で述べたように、温室効果ガスの排出量の低減に向けて、エンジンには CO_2 の低減に寄与する熱効率の大幅な改善技術が今後ますます必要となると考える。直接噴射燃焼方式のガソリンエンジンは、成層燃焼を用いたリーンバーンと圧縮比向上を実現出来る可能性があり、ガソリンエンジンの燃費を向上出来る期待がある。しかし一方で、成層燃焼において、すすが生成される懸念があり、成層燃焼を用いたリーンバーンによる熱効率の改善と併せてすすに対する排出を抑制する技術の確立が求められている。成層燃焼におけるすすの生成メカニズムへの影響を把握することは、今後、より重要性を増してくると考えられるものの、エンジンのシリンダ内の複雑な非定常場によって現象解明が困難となっており、また予混合火炎におけるすすの生成を対象とした研究は、拡散火炎を対象としたものに比べて研究事例が少なく、十分な知見が得られていない現状がある。

そこで、直接噴射燃焼方式のガソリンエンジンの成層燃焼を構成する過濃から希薄にわたる各濃度において、それらの均質燃焼のすすの生成について調べることは、ガソリンエンジンの成層燃焼で生成されるすすの生成メカニズムの解明に寄与すると考えられる。すすの生成メカニズムの解明に対しては、すすが生成している可能性が高い場所の火炎の状態を把握することが有用である。そこで本研究では、北川らの既報を参照とし、すすによると思われる輝炎が観察された当量比 1.8 をはじめ、当量比 1.4, 1.6 のイソオクタン層流および

当量比 1.4, 1.8 の乱流予混合伝播火炎に対する数値シミュレーションを行い、その燃焼現象および燃焼から生じるすすの生成過程について調べた。

第 2 章では、本研究で用いた数値シミュレーションの基礎方程式について説明する。

第 3 章では、当量比 1.4, 1.6 および 1.8 のイソオクタン層流過濃予混合火炎に対する、数値シミュレーションの結果得られた、層流火炎において生成されるすすの量および分布、すすの生成メカニズムの考察を示す。層流火炎の計算では、実験によるセル状火炎を再現するために初期の火炎面に正弦波による擾乱を与え火炎の球状伝播を計算した。すすの生成メカニズムについては、熱-拡散効果に影響する局所的な火炎伸長率の分布と併せて考察する。

第 4 章では、当量比 1.4, 1.8 のイソオクタン乱流過濃予混合火炎に対する、数値シミュレーションの結果得られた、乱流火炎において生成されるすすの量および分布、すすの生成メカニズムの考察を示す。乱流においても、局所的な火炎伸長率の分布と併せて、すすのメカニズムを考察する。

第 5 章では、当量比 1.4 の火炎を対象として、層流火炎と乱流火炎との局所的なすすの生成量および分布を比較した結果を示す。比較は、第 3 章および第 4 章で行った数値シミュレーションにおいて、同程度の火炎伸長率となった場所で行った。

第 6 章では、本研究のまとめを示す。

第2章 計算方法および計算条件

2.1 本章の概要

本研究では、DNS による燃焼シミュレーションを行った。本章では、研究の手段としての数値シミュレーションの位置づけについて述べ、数値シミュレーションで考慮している支配方程式として、反応性ガス力学の方程式、および反応モデル、すすの生成モデルについて説明する。また次に、第4章で述べる乱流の計算手法について説明する。更に火炎伸長率の計算について、火炎面の定義、火炎面の移動ベクトルの計算手法、および、火炎伸長率の計算手法について述べる。

2.2 研究の手段

対象とする現象の解明に対する研究の手段は複数あるが、主に以下に大別できる。

- ・ 理論研究（理論計算）
- ・ 実験研究
- ・ 数値解析（数値シミュレーション）

理論計算では、研究対象とする現象に対して物理法則に基づいて定式化を行い、設定した仮定・条件の下での解析解を得る手法である。理論計算では、研究対象に対して影響を及ぼし得る本質的な要因に着目し、設定した仮定・条件における感度、変化、相互作用等を評価する。実際の現象として生じ得る内的、外的な誤差や擾乱等を排して、目的とする対象を直接研究することができ、得られた結果は、設定した仮定・条件の下で厳密な解となる。

実験研究は、研究対象とする現象を作り出せる環境において、研究対象に対する特徴、またその特徴を表す特性量に影響を与える内的、外的因子を、直接、または間接的に操作し、研究対象の特徴もしくは、特徴を表す特性量を代替可能な物理量で定義し、測定する手法である。得られた結果は仮説もしくは理論と適合させる。実験研究には対象現象に対する知識

のみならず、対象とする現象の評価に際して、付随する考慮すべき環境要因、また実験に係る機器や分析手法の特性を十分に把握することが求められ、理論との適合においては、事実に基づいた概念と知識とが必要となる。実験では、得られるデータは定量的であることが多い。

シミュレーションは模擬実験のことであり、数値シミュレーションとは、対象とする現象に対する数値モデルを利用した模擬実験のことである。また、理論計算による解を得ることが不可能な場合に対し、近似的な解、数値解を得ることが出来る手法でもある。研究対象とする現象が非常に複雑かつ、支配方程式中に含まれる主要な項に非線形性が強いものが含まれる場合や、計測等が困難などに、数値的に確からしい近似解をコンピュータによって計算する。ただし、数値シミュレーションは、コンピュータ能力の制約を強く受けることから、実際の現象の一部を解析対象として切り出すことが多い。また数値シミュレーションによって得られる結果は、与えた初期条件、境界条件に強く依存する。数値シミュレーションによる結果を利用する際には、得られた結果は、所定の条件の制約の中の、切り出された現象の一部であることを認識する必要がある⁷⁶⁾。

燃焼現象を支配する、熱および流れ、化学反応の問題に対して、数値シミュレーションは実際の現象を近似することが出来、所定の条件の下での解を得ることが出来ることから、燃焼現象の解明に対して、数値シミュレーションは実験の代わりになることはないものの、強力なツールとみなされている。特に燃焼に大きな影響を与えると考えられる要因の一つである流れは、現象が複雑であり、また他の物理量の輸送現象への影響が大きいことから、現象をとらえるための様々な手法が提案されている。流れを伴う燃焼現象を数値シミュレーションで解く際に用いられる偏微分方程式は複数あり、その中には非線形性が強い項が含まれる。それらの式から、現象解明に必要な数値解を得るためには様々な長さスケール、時間スケールの現象を解像する解析手法が必要となる。

数値シミュレーションの中で現在広く使用されている手法の中で、一般的に気相の燃焼

解析に用いられている手法は有限体積法である。有限体積法では、計算領域に対してコントロールボリュームと呼ばれる小領域を設定し、すべてのコントロールボリュームに対して以下の数値アルゴリズムによって解を求める⁷⁶⁾。

- ・ 計算領域全体に渡って流れやスカラーの支配方程式を積分する。
- ・ 得られる積分方程式を、代数方程式に変換する（離散化する）。
- ・ 反復解法によって代数方程式を解く。

有限体積法では、コントロールボリュームへの物理量の流入量を観察し、コントロールボリューム内の物理量の変化量を求めることから、物理量が厳密に保存される。また、離散化手法については、時間変化項や生成項だけでなく、移流や圧力勾配、粘性による拡散といった輸送現象を構成する個々の現象に適したスキームが提案されている。前述の通り、流れの問題に関する非線形性や、関係する物理量の相互作用を詳細に考慮するため、有限体積法では更に反復解法を必要とする。有限体積法による数値シミュレーションにおいて、各物理量の解は、コントロールボリュームを設定したセル内部の格子点もしくはコントロールボリュームの中心点において与えられるため、コントロールボリュームを設定する格子の種類、サイズは、対象とする現象を考慮したものでなければならない⁷⁶⁾。

近年、コンピュータの性能の目覚ましい発展に伴い、燃焼現象の解明に直接数値シミュレーション（DNS）が盛んに用いられるようになってきた。直接数値シミュレーションとは、層流や乱流といった流れを数値的に解析する手法の 1 つである。直接数値シミュレーションは、流れに係る質量保存の式、運動量保存の式、エネルギー保存の式といった基礎方程式を、対象とする流れ場に含まれる全ての大きさの渦を解像出来る計算格子を用いてシミュレートする手法であり、極めて高い現象の再現性を持つ一方、流れの特性によっては膨大な計算負荷を必要とする手法である。燃焼現象では火炎帯と呼ばれる極薄い面のような領域において、反応物質と酸化剤の、中間生成物を含む反応が生じており、前述のように反応物質と酸化剤の濃度は燃焼現象の流れ場に大きく依存する極めてモデル化が困難な物理現象

であることから、その現象解明に際しては直接数値シミュレーションが有力な手法の一つ
となると考える⁷⁶⁾。

2.3 数値シミュレーション

2.3.1 FK³

本研究では燃焼シミュレーションコードである FK³ を用いて数値シミュレーションを行った⁷⁷⁾。FK³ は圧縮性流れに対して、圧力による半陰解法を適用した内製コードであり、これまで、予混合火炎から噴流火炎などに適用されてきた。本章では、FK³ に用いられている予混合燃焼に関する基礎理論を紹介する。基礎理論には、反応性ガス力学の基礎方程式、熱力学、反応速度論、詳細化学反応メカニズムが含まれる。

2.3.2 支配方程式

2.3.2.1 反応性ガス力学の基礎方程式⁷⁷⁾⁻⁸⁰⁾

本研究が対象とする流れ場は、低マッハ数の弱圧縮性流れである。式(2.1)から式(2.4)に支配方程式として気体の質量流量、運動量、エネルギーの保存式および化学種の保存式を解く。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h}{\partial x_i} = \frac{\partial P}{\partial t} + u_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho D_h \left(\frac{\partial h}{\partial x_i} - \sum_k \left(h_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \right) \right) - \rho \sum_k (h_k Y_k V_{k,i}) \right] + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Y_k}{\partial x_i} = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho V_{k,i} Y_k) + \rho \dot{\omega}_k \quad (2.4)$$

ここで ρ は混合気の密度、 u_i は気体速度、 P は圧力、 τ_{ij} は粘性応力、 h は混合気のエンタルピー、 D_h は熱拡散係数、 h_k は化学種 k のエンタルピー、 Y_k は化学種 k の質量分率、 $V_{k,i}$ は化学種 k の i 方向の拡散速度、 $\dot{\omega}_k$ は化学種 k の単位体積当たりの質量変化速度である。

混合気の状態方程式は式(2.5)で表される。 T は混合気温度、 R は気体定数である。また W_k は化学種 k のモル質量を表す。

$$P = \rho R T \sum_k \frac{Y_k}{W_k} \quad (2.5)$$

粘性応力 τ_{ij} は式(2.6)となる.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2.6)$$

ここで δ_{ij} はクロネッカーのデルタ関数であり式(2.7)となる. また μ は混合気の粘性係数である.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases} \quad (2.7)$$

化学種 k のエンタルピーは式(2.8)で表される.

$$h_k = \int_{T_0}^T C_{p,k} dT + h_k^0 \quad (2.8)$$

ここで, T_0 は標準状態の温度, $C_{p,k}$ は化学種 k の標準状態の低位発熱量, h_k^0 は化学種 k の標準状態のエンタルピーを表す. 標準状態は, ここでは 298.15 K である. 化学種 k の定圧モル熱容量 $\bar{C}_{p,k}$ は, NASA 多項式プログラムに従い, 式(2.9)で表される.

$$\frac{\bar{C}_{p,k}}{R^0} = \sum_{j=1}^J a_{k,j}^{(l)} T^{(j-1)} \quad (2.9)$$

定圧モル熱容量 $\bar{C}_{p,k}$ は温度の多項式であるが, 次数 $(j-1)$ は4もしくは5が選択される. これら伝熱に関する物性値は CHEMKIN のデータベースに従う形で決定される. すなわち, 多項式の係数である $a_{k,j}^{(l)}$ は化学種 k および, 化学種が存在する温度 (l) に依存した値となる. 化学種 k に対する定圧モル比熱およびエンタルピーは式(2.10)および式(2.11)で与えられる.

$$C_{p,k} = \frac{R^0}{W_k} \left(\bar{a}_{k,1} + \bar{a}_{k,2} T_k + \bar{a}_{k,3} T_k^2 + \bar{a}_{k,4} T_k^3 + \bar{a}_{k,5} T_k^4 \right) \quad (2.10)$$

$$h_k = \frac{R^0}{W_k} \left(\bar{a}_{k,1} T_k + \frac{1}{2} \bar{a}_{k,2} T_k^2 + \frac{1}{3} \bar{a}_{k,3} T_k^3 + \frac{1}{4} \bar{a}_{k,4} T_k^4 + \frac{1}{5} \bar{a}_{k,5} T_k^5 \right) + h_k^0 \quad (2.11)$$

熱拡散係数 D_h は式(2.12)で表される.

$$D_h = \frac{\lambda_{th}}{\rho C_p} \quad (2.12)$$

λ_{th} は混合気の熱伝導率, C_p は混合気の定圧比熱である. C_p は式(2.13)で求められる.

$$C_p = \sum_k C_{p,k} \frac{Y_k}{W_k} \quad (2.13)$$

化学種 k の i 方向の拡散速度である $V_{k,i}$ は, Curtiss–Hirschfelder の first order approximation⁸⁰⁾にて求めた. すなわち,

$$V_{k,i} = -\frac{D_k}{X_k} \nabla X_k \quad (2.14)$$

ここで X_j は化学種 j のモル分率であり, 式(2.15)となる. また D_k は化学種 k のモル拡散係数である.

$$X_k = Y_k \frac{W}{W_k} \quad (2.15)$$

W は混合気のモル質量であり, 式(2.16)で表される.

$$W = \sum_k W_k \quad (2.16)$$

化学種 k の拡散が, 化学種 k の濃度勾配に依存すると仮定した場合, 化学種 k の質量流速 j_k は式(2.17)となる.

$$j_k = \frac{c^2}{\rho} \sum_{j=1}^N m_k m_j D_{kj} \nabla X_k \quad (2.17)$$

c はモル濃度, m_k は化学種 k の質量, D_{kj} は化学種 j に対する化学種 k の 2 成分間の拡散係数, N は化学種の数である. 式(2.17)を変形することで式(2.18)である Stefan-Maxwell の式となり, 拡散速度 $V_{k,i}$ に用いられている ∇X_k が算出できる. V_j および V_k は化学種 j および k の拡散速度である.

$$\nabla X_k = \sum_{j \neq k} \left\{ \frac{X_j X_k}{D_{jk}} (V_j - V_k) \right\} \quad (2.18)$$

拡散速度について, 化学種 i 以外の拡散速度が同じ値と仮定すると, 式(2.19)が導かれ,

$$V_j = \frac{Y_i}{1-Y_i} V_i \quad (2.19)$$

式(2.19)を式(2.18)である Stefan-Maxwell の式に適用することで, 化学種 k のモル拡散係数である式(2.20)となる.

$$D_k = \frac{1-Y_k}{\sum_{j \neq k} X_j / D_{kj}} \quad (2.20)$$

2.3.2.2 反応速度論

FK³ では詳細反応機構を考慮している⁷⁷⁾⁻⁸⁰⁾。燃焼反応には数十から時には数千個以上の分子レベルの化学反応である素反応が関係している。燃焼反応は燃料と酸化剤だけではなく、燃焼過程で一時的に存在する中間活性基によって構成されており、素反応機構ではそれらの個々の反応も考慮する。素反応機構では活性基はまず起鎖反応によって生成され、その後分枝反応によって増加し、再結合反応によって失活することで反応熱と反応物が生成される。

反応の数を M とすると、反応式は式(2.21)で表せる。

$$\sum_{k=1}^N \nu'_{k,m} \mathcal{M}_k \rightleftharpoons \sum_{k=1}^N \nu''_{k,m} \mathcal{M}_k \quad m = 1, 2, \sim M \quad (2.21)$$

ここで $\mathcal{M}_k$ は化学種 k の記号、 $\nu'_{k,m}$ や $\nu''_{k,m}$ は化学種 k の化学量論係数である。化学種 k の反応 m に対する反応速度は式(2.22)である。

$$\dot{\omega}_k = W_k \sum_{m=1}^M (\nu''_{k,m} - \nu'_{k,m}) k_m(T) \prod_{l=1}^N c_l^{\nu'_{l,m}} \quad (2.22)$$

$k_m(T)$ はアレニウス式で表せられる反応速度係数である。反応速度係数は式(2.23)となる。

$$k_m(T) = A_m T^{\beta_m} \exp\left(-\frac{E_m}{R^0 T}\right) \quad (2.23)$$

反応 m に対して、 A_m は頻度因子、 β_m は温度乗数、 E_m は活性エネルギーを表す。また化学種 k の濃度は、質量分率を用いて式(2.24)と表せる。

$$c_k = \frac{\rho Y_k}{W_k} \quad (2.24)$$

反応速度式は、対象とする計算領域全体で式(2.25)を満たす。

$$\sum_k \dot{\omega}_k = 0 \quad (2.25)$$

式(2.21)以外に、式(2.26)となる反応式が存在する。

$$\sum_{k=1}^N \nu'_{k,m} \mathcal{M}_k + M_m \rightleftharpoons \sum_{k=1}^N \nu''_{k,m} \mathcal{M}_k + M_m \quad (2.26)$$

ここで M_m は第三体を表す。第三体の濃度は式(2.27)となる。

$$c_M = \sum_{k=1}^N \eta_{k,M_m} c_k \quad (2.27)$$

η_{k,M_m} は第三体の係数である。

2.3.2.3 詳細化学反応メカニズム

本研究のイソオクタンの予混合燃焼には、イソオクタンと空気の詳細反応メカニズムを用いた。イソオクタンの化学反応機構は Cai と Pitsch の素反応機構である化学種数 355, 素反応数 1610⁽⁸³⁾⁽⁹⁴⁾を, CHEMKIN の DRGEP⁽⁸⁵⁾によって簡略化し, 化学種数 90, 素反応数 855 とした化学反応機構を用いた。Cai と Pitsch による素反応過程と, 本研究で用いた簡略化した素反応過程との層流燃焼誤差は 5%以下である。

2.3.2.4 すすの生成モデル

すすの生成過程は核生成, 表面成長, 凝集, 酸化を考慮した。すすの核生成は, エチレンとプロパンの拡散火炎内のすすの生成に対して, 式(2.28)に示すようにアセチレンを前駆体とした Leung et al.⁽³⁶⁾⁽⁸⁶⁾のモデルを用いた。



このとき, すすの核生成による数密度 N_s の生成速度は式(2.29)で与えられる。

$$\left(\frac{dN_s}{dt}\right)_{\text{Inc.}} = c_1 N_A \left(\rho \frac{Y_{\text{C}_2\text{H}_2}}{W_{\text{C}_2\text{H}_2}}\right) \exp\left(-\frac{21000}{T}\right) \quad (2.29)$$

N_A はアボガドロ数で $6.022 \times 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$ である。 $Y_{\text{C}_2\text{H}_2}$ は C_2H_2 の質量分率, $W_{\text{C}_2\text{H}_2}$ は C_2H_2 のモル質量, T は混合気温度である。

すすの表面成長による質量密度 M_s の生成速度は式(2.30)で与えられる。式(2.30)では Frenklach et al.⁽⁸⁷⁾, Harris et al.⁽⁸⁸⁾による素反応解析を基に, すすの表面成長を核生成同様に C_2H_2 の質量分率および, すすの表面積によって考慮している。

$$\left(\frac{dM_s}{dt}\right)_{\text{Gro.}} = c_2 \left(\rho \frac{Y_{\text{C}_2\text{H}_2}}{W_{\text{C}_2\text{H}_2}}\right) \exp\left(-\frac{12100}{T}\right) \left[(\pi N_s)^{1/3} \left(\frac{6M_s}{\rho_s}\right)^{2/3}\right] \quad (2.30)$$

ρ_s はすすの密度であり 2000 kg/m^3 とした。

すすの詳細な生成過程のモデルとしては, 核生成において, PAH を前駆体と見なすモデルがある。またすすの表面成長の詳細なモデルとして, HACA メカニズムがある。HACA メカニズムはすすの前駆体, もしくは生成されたすすに対して, H や OH ラジカルによる水素

引き抜き反応が生じ、ラジカルサイトが生成される反応である。生じたラジカルサイトに対して、 C_2H_2 が付加され、炭素原子数が増加し、すすの前駆体、もしくはすすの重量が増加する。従って C_2H_2 は、すすの核生成、表面成長のいずれに対しても重要な役割を果たす化学種であり、 C_2H_2 を考慮する Leung のモデル^{36) 86)}は、簡易でありながらも定性的にすすの生成予測が可能なモデルとして採用した。

すすの凝集は、生成された微粒子核同士の衝突によって生じると考えることが出来る。従って凝集は、すすの数密度 N_s のみに影響を与え、すすの質量密度 M_s へは影響をしない。式(2.31)にすすの凝集による N_s の生成速度を示す。

$$\left(\frac{dN_s}{dt}\right)_{Coa.} = -\left(\frac{24R}{\rho_s N_A}\right)^{1/2} \left(\frac{6}{\pi \rho_s}\right) T^{1/2} M_s^{1/6} N_s^{11/6} \quad (2.31)$$

すすの酸化は Neoh et al.⁴⁴⁾によると O および OH ラジカルが酸化剤として作用すると考えられている。また、すすの酸化の反応速度は、形成されたすすの局所の反応に寄与する面積にも影響を受ける。すすの反応に寄与する面積は、生成されたすすの質量密度および数密度に依存するため、すすの酸化は式(2.32)によって表される。

$$\left(\frac{dM_s}{dt}\right)_{Oxi.} = -\left[c_3 \eta \rho \frac{Y_{OH}}{W_{OH}} + c_4 \rho \frac{Y_{O_2}}{W_{O_2}} \exp\left(-\frac{19778}{T}\right)\right] T^{1/2} (\pi N_s)^{1/3} \left(\frac{6M_s}{\rho_s}\right)^{2/3} \quad (2.32)$$

すすの酸化反応はすすの質量密度 M_s にのみ影響を与える。

すすの核生成から酸化を表す式(2.29)から(2.32)の各式中の係数は、 $c_1 = 54 \text{ s}^{-1}$, $c_2 = 9000.6 \text{ kg} \cdot \text{m}(\text{kmol} \cdot \text{s})^{-1}$, $\eta = 0.13$, $c_3 = 105.81 \text{ kg} \cdot \text{m}(\text{kmol} \cdot \text{K}^{1/2} \cdot \text{s})^{-1}$, $c_4 = 8903.51 \text{ kg} \cdot \text{m}(\text{kmol} \cdot \text{K}^{1/2} \cdot \text{s})^{-1}$ である⁸⁹⁾。すすは生成項を介して混合気と相互作用する。

すすの輸送方程式は式(2.33)である。

$$\frac{\partial \rho \psi}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \psi}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_\psi \frac{\partial \psi}{\partial x_j} \right) + \gamma \frac{\mu}{T} \psi \frac{\partial T}{\partial x_j} + S_\psi \quad (2.33)$$

ψ はすすの数密度 N_s もしくは質量密度 M_s のどちらかを表し D_ψ はすすの拡散係数である。 S_{N_s} , および S_{M_s} はそれぞれ、すすの数密度、質量密度の生成項で以下のように与えられる。

$$S_{N_s} = \frac{1}{N_A} \left[\left(\frac{dN_s}{dt}\right)_{Inc.} + \left(\frac{dN_s}{dt}\right)_{Coa.} \right] \quad (2.34)$$

$$S_{M_s} = \frac{M_P}{N_A} \left(\frac{dN_s}{dt} \right)_{Inc.} + \left(\frac{dM_s}{dt} \right)_{Gro.} + \left(\frac{dM_s}{dt} \right)_{Oxi.} \quad (2.35)$$

ここで M_p は一次粒子の分子量を表し、炭素原子が 100 個程度集まったものが気相に析出し一次粒子となるとして 1200 kg/kmol とした。式(2.33)の右辺第 2 項はすすの熱泳動による拡散を表し、 γ は以下で表す。係数 A は 1.0 とした。

$$\gamma = \frac{3}{4(1+\pi \cdot A/8)} \quad (2.36)$$

2.3.3 乱流計算

本研究の乱流過濃予混合火炎の数値シミュレーションにおいて、二次元の初期条件の乱流場は、三次元の等方性乱流場から、任意の二次元面を切り出して生成した。

三次元の等方性乱流について、線形理論に基づく Navier-Stokes 方程式から求められたエネルギースペクトル方程式に対して、Orszag⁹⁰⁾, Rogallo⁹¹⁾らによるフーリエスペクトル法を適用して計算した。

非圧縮の等方性乱流は、式(2.37)で与えられるエネルギースペクトル方程式に従う。

$$E_{(\sigma)} = \frac{32}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{u'^2}{\sigma_e} \left(\frac{\sigma}{\sigma_e} \right)^4 \exp \left[-2 \left(\frac{\sigma}{\sigma_e} \right)^2 \right] \quad (2.37)$$

Deissler⁹²⁾によると、レイノルズ数が小さい場合、エネルギーは常に減少するが、レイノルズ数が十分に大きい場合、エネルギーは有限時間増加し、その後減衰することが示されている。

ここで、 u' は乱れ強さ、 σ_e は任意の積分スケール l_E における波数である。 σ_e と l_E との関係は式(2.38)で表せられる。また、波数 σ は式(2.39)で表される。

$$l_E = \frac{2\pi}{\sigma_e} \quad (2.38)$$

$$\sigma = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2} \quad (2.39)$$

ここで σ_x , σ_y と、 σ_z は、式(2.40)で表され、各方向成分である。 L_x , L_y と、 L_z は計算要素の各座標軸方向の長さである。

$$\sigma_j = (j - 1) \frac{2\pi}{L_j}; \text{ where } j = x, y, z \quad (2.40)$$

初期の乱流場の構築に対しては、フーリエ変換が用いられており、各座標軸方向の速度に対するフーリエ係数は、式(2.41)から式(2.43)のように表される。

$$u_k = \frac{\alpha\sigma\sigma_x + \beta\sigma_x\sigma_z}{k\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}} \quad (2.41)$$

$$v_k = \frac{\beta\sigma_x\sigma_z - \alpha\sigma\sigma_x}{\sigma\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}} \quad (2.42)$$

$$w_k = \frac{\beta\sqrt{(\sigma_x^2 + \sigma_y^2)}}{\sigma} \quad (2.43)$$

ここで α , β は式(2.44), 式(2.45)で与えられる。

$$\alpha = \sqrt{\left(\frac{E(\sigma)}{4\pi\sigma^2}\right)} e^{i\theta_1} \cos\phi \quad (2.44)$$

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{E(\sigma)}{4\pi\sigma^2}\right)} e^{i\theta_2} \sin\phi \quad (2.45)$$

θ_1 , θ_2 , および ϕ は, 0 から 2π rad までのランダムな値を取る。

生成された二次元の乱流場が式(2.1)から式(2.4)を満たすように収束計算を行い、乱流過濃予混合火炎の数値シミュレーションの初期場とした。

2.3.4 火炎伸長率

火炎は速度勾配のある流れ場の中に存在する場合や、曲率を持った火炎が伝播する際に伸長を受ける。Karlovit et al.⁶⁹⁾は火炎が伸長を受ける際に、予熱帯の温度分布が伸長を受けていない時に比べて変化していることに着目し、初期の火炎伸長論を定義した。また任意の流れ場や任意の形状、曲率を持つ火炎に対する火炎伸長率について、Matalon⁷⁰⁾は任意の火炎面要素に着目した試みを行い、漸近解析結果と併せて火炎伸長率と火炎温度、燃焼速度との関連性の導出に成功している。

2.3.4.1 火炎面の定義

火炎伸長率は Williams⁵⁶⁾の定義に基づいて、火炎面積の増加率として求められる。火炎面積を定義する火炎面について、Lewis と Von Elbe⁹³⁾は火炎帯内の温度の変曲点を火炎面と考えた。また Matalon⁷⁰⁾は温度および物性値の不連続面として火炎面を捉えた。火炎伸長率を算出する火炎面は、本来、火炎伝播速度が、混合気の温度上昇による流速の増加の影響を受けない Cold boundary で計算されるべきである。しかし、本研究においては、火炎帯の中で燃料であるイソオクタンが全て消費される 1400 K の位置を火炎面として定義した。

2.3.4.2 火炎面の移動ベクトル

本研究で、火炎面の移動ベクトルは、火炎面の法線方向であると仮定した。また、任意の火炎面の点の周囲のグリッドも近似的に同じ火炎面の移動ベクトルを持っていると仮定して算出した。今回は移動ベクトルの算出に Lucas と Kanade によって提案された Lucas-Kanade 法⁹⁴⁾を用いた。温度 T に対して Lucas-Kanade 法では以下の仮定を行う。

- ・ 火炎面の移動ベクトル移動前後の火炎面付近の温度分布は不変
- ・ 温度分布は時間的、空間的に連続的に変化
- ・ 移動量は微小

温度 T である評価点が任意の微小時間 dt において (dx, dy) 移動したと仮定すると、式(2.46)となる。

$$T'_{\left(x+\frac{dx}{dt}, y+\frac{dy}{dt}, t+\frac{dt}{dt}\right)} = T_{(x,y)} \quad (2.46)$$

式(2.46)をテイラー展開し、共通項を除いて整理すると式(2.47)を得る。

$$T'_{\left(x+\frac{dx}{dt}, y+\frac{dy}{dt}, t\right)} \cong T_{(x,y)} + \frac{dT}{dx} \frac{dx}{dt} + \frac{dT}{dy} \frac{dy}{dt} + \frac{dT}{dt} \quad (2.47)$$

ここで

$$\frac{dx}{dt} = u \quad (2.48)$$

$$\frac{dy}{dt} = v \quad (2.49)$$

として、 T の時間勾配 $\frac{dT}{dt}$ を dT とすると、

$$\frac{dT}{dx}u + \frac{dT}{dy}v = -dT \quad (2.50)$$

この u, v が求めたい火炎面の移動ベクトルであるが、更にここで、移動ベクトルを算出する任意の火炎面位置を取り囲む 8 つの計算格子が同じ移動ベクトルを持つと仮定すると式 (2.51) を得る。

$$\begin{pmatrix} \frac{dT}{dx} & \frac{dT_1}{dy} \\ \frac{dT_2}{dx} & \frac{dT_2}{dy} \\ \frac{dT_3}{dx} & \frac{dT_3}{dy} \\ \frac{dT_4}{dx} & \frac{dT_4}{dy} \\ \frac{dT_5}{dx} & \frac{dT_5}{dy} \\ \frac{dT_6}{dx} & \frac{dT_6}{dy} \\ \frac{dT_7}{dx} & \frac{dT_7}{dy} \\ \frac{dT_8}{dx} & \frac{dT_8}{dy} \\ \frac{dT_9}{dx} & \frac{dT_9}{dy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -dT_1 \\ -dT_2 \\ -dT_3 \\ -dT_4 \\ -dT_5 \\ -dT_6 \\ -dT_7 \\ -dT_8 \\ -dT_9 \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

この仮定で得られる 9 つの連立方程式に対して、得られる複数解に対して最小二乗法による線形フィッティングを行うことで、火炎面の移動ベクトルを求めた。本研究では温度 T として火炎面とした 1400 K を用いて、火炎面の移動ベクトルを算出した。

2.3.4.3 火炎伸長率

火炎面を独立した座標系パラメータの関数として規定し、時間的に移動する火炎面の微小面要素を考慮すると、式(2.52)に表される火炎伸長率が得られる⁹⁵⁾。

$$\alpha = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = -\{\nabla \times (\vec{V}_{fluid} \times \vec{n})\} \cdot \vec{n} + (\vec{v} \cdot \vec{n})(\nabla \cdot \vec{n}) \quad (2.52)$$

ここで A は火炎面の面積、 $\vec{V}_{fluid}$ は火炎面での流速を表し、 $\vec{n}$ は火炎面の法線ベクトル、 $\vec{v}$ は火炎面の速度を表す。右辺第一項は、一般的には、火炎と速度ベクトルが直交しないことか

ら生じるもので、速度の非一様性による伸長を表す。またこの第一項は、非一様流中の定常火炎の場合、火炎が曲率を持たなくとも伸長を受けることを示している。第二項は火炎面の曲率による項であり、曲率を持った火炎が移動することによる伸長を表す。またこの第二項は、火炎が一様な流れの中を伝播している場合、火炎の法線方向の移動速度と局所の曲率によって伸長を受けることを示している。

2.4 計算条件

層流火炎、乱流火炎いずれも、スカラー量の移流項には QUICK スキームを用い、非線形項、微分項は2次の有限差分法で求めている。時間発展については3次のルンゲクッタ法を用いた。また境界は勾配一定条件とした。

第 3 章 層流過濃予混合火炎

3.1 本章の概要

成層燃焼におけるすすの生成は、核生成や表面成長、凝集および酸化といった各生成プロセスの複雑な影響を受ける一方、実際の成層燃焼における混合気の濃度や流れの不均一性が、すすの生成メカニズムの理解をより一層困難にしている。成層燃焼を構成する過濃から希薄にわたる各濃度において、それらの均質燃焼のすすの生成について調べることは、直接噴射燃焼方式のガソリンエンジンの成層燃焼全体で生成されるすすの生成メカニズムの解明に寄与すると考えられ、最終的に、成層燃焼におけるすすを有効に低減する手段の確立につながると考える。

本章ではまず、層流火炎の予混合火炎において、すすの生成について調べた。すすが生成している可能性が高い場所として、宮田ら⁴⁸⁾による、イソオクタン過濃予混合火炎で生じるすすの観察を行った既報を参照とし、すすによると思われる輝炎が観察された当量比 $\phi = 1.8$ をはじめ、当量比 $\phi = 1.4, 1.6$ を対象とし、その燃焼現象および燃焼から生じるすすの生成過程について調べた。

3.2 計算の初期条件

本研究の解析条件は、宮田ら⁴⁸⁾の既報にて示された実験の混合気条件を参照して決定した。燃料はイソオクタンを用い、当量比 $\phi = 1.4, 1.6$ および 1.8 とした。それぞれの当量比における Le はそれぞれ、 $0.965, 0.953, 0.941$ といずれも 1 未満である。計算初期の温度は 341K 、圧力は 0.1MPa とした。いずれの計算でも、任意の ϕ に設定した計算領域の中心部に初期火炎核相当の高温領域を与え、伝播する火炎を計算した。高温領域は平均半径 3mm で温度 1807K とした。高温領域の形状について、層流火炎では第 1 章で述べたように、火炎面上の擾乱による摂動の振幅の増幅率が 1 を超えた場合に不安定となる。実際の火炎において擾乱は、点

火プラグや僅かな混合気の乱れ，混合気中の微粒等の影響により生じる．しかし，数値シミュレーションでは，擾乱を生じさせるきっかけが存在しないことから，層流火炎において数値的に不安定性を生じさせるために，図 3.1 に示すように，初期に正弦波による擾乱を与えた．平均半径 $r = 3\text{mm}$ とし，正弦波は，波数 = 6，振幅 = 0.3mm とした．また高温領域の外側 0.5mm 間は式(3.1)から式(3.3)に示すように，温度が 1807K から 341K に線形で変化するように設定した．

$$T = T_{\max} ; \text{ for } r \leq r_{\min} \quad (3.1)$$

$$T = (T_{\max} - T_i) \times \left(\frac{r - r_{\min}}{r_{\max} - r_{\min}} \right) + T_i ; \text{ for } r_{\min} \leq r_{\max} \quad (3.2)$$

$$T = T_i ; \text{ for } r_{\max} \leq r \quad (3.3)$$

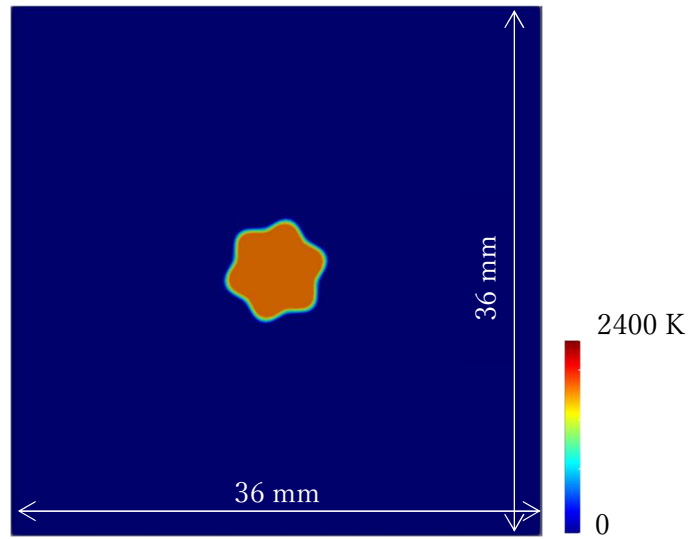


Figure 3.1 Temperature profile of initial flame kernel of laminar flames with equivalence ratio 1.8.

計算領域は， $\phi = 1.4, 1.6$ の条件では，二次元の $-28\text{ mm} \leq x \leq 28\text{ mm}$ ， $-28\text{ mm} \leq y \leq 28\text{ mm}$ の矩形領域を用い， $\phi = 1.8$ の条件では，二次元の $-18\text{ mm} \leq x \leq 18\text{ mm}$ ， $-18\text{ mm} \leq y \leq 18\text{ mm}$ の矩形領域を用いた．計算格子はスタaggerド格子を使用した．境界として x 方向， y 方向に 4 つの計算格子を配置した． $\phi = 1.4, 1.6$ の条件は， 700×700 点を配置し， $\phi = 1.8$ の条件は 450

× 450 点を配置した。 $\phi = 1.4$, 1.6 および $\phi = 1.8$ の計算においていずれも格子幅は同じである。 $\phi = 1.8$ の条件は層流燃焼速度が遅く、不安定性の特徴が他の当量比条件に比べて小さな火炎半径から生じることから、計算の効率化を考えて計算領域を小さく設定した。式(3.4)で示される火炎帯厚さに対して、火炎帯の分割数はどの当量比条件においても、Berger et al.⁹⁶⁾が推奨する 10 以上である。

$$\delta_{th} = \frac{(T_b - T_u)}{\left. \frac{dT}{dx} \right|_{max}} \quad (3.4)$$

ここで T_b は既燃側のガス温度を表し、 T_u は未燃側のガス温度を表す。 $\left. \frac{dT}{dx} \right|_{max}$ は火炎帯部での温度勾配の最大値である。

不安定性の特徴がセル状火炎として十分生じたと考えられる計算時間として、 $\phi = 1.4$ の条件は 10.5msec, $\phi = 1.6$ の条件および、 $\phi = 1.8$ の条件は 16.5msec までの計算を行った。時刻は $\phi = 1.4$, 1.6 の条件は 5.0×10^{-7} s, $\phi = 1.8$ の条件は 2.5×10^{-7} s とした。 $\phi = 1.8$ の条件は他の計算ケースに比べて計算が安定しなかったため、計算刻みを小さく設定した。計算機はスーパーコンピュータ ITO (Fujitsu PRIMERGY CX2550/CX2560 M4) を使用した。

3.3 解析結果

3.3.1 火炎形状

図 3.2 から図 3.4 に各 ϕ における数値シミュレーション結果の温度分布および、 $\phi = 1.4$ から 1.8 の、すすの体積分率($= M/\rho_s$)のコンターを示す。燃焼に伴う熱発生によって、計算領域全体が断熱圧縮となることにより、図 3.2 から図 3.4 に示した火炎の最大温度は、いずれの当量比においても初期の圧力における断熱火炎温度を超える値となった。結果は、Bechtold et al.⁵³⁾, Bradley et al.⁶³⁾が示したように、無次元の火炎半径であるペクレ数 Pe に対して示した。また Pe と併せて、数値シミュレーション上の経過時間を併記した。 Pe は火炎半径 r および層流火炎の予熱域厚さ δ_F を用いて式(3.5)で表される。 δ_F は式(3.6)で計算され、 u_l は火炎伸長の影響を受けていない層流燃焼速度である。

$$P_e = \frac{r}{\delta_F} \quad (3.5)$$

$$\delta_F = \frac{\lambda}{c_p \rho u_l} \quad (3.6)$$

火炎伸長の影響を受けていない層流燃焼速度は、CHEMKIN による一次元の詳細反応計算によって求めた。結果は、 $\phi = 1.4$ にて $u_l = 0.25$ m/s, $\phi = 1.6$ にて $u_l = 0.10$ m/s, および $\phi = 1.8$ にて $u_l = 0.05$ m/s であった。

図 3.2 から図 3.4 のいずれの当量比においても、火炎面に与えた初期の擾乱による摂動に相当する正弦波の振幅は、火炎伝播と共に減少し、火炎面は滑らかな円状に近づいた。しかしその後、未燃側に対して凸状の場所が平坦な形状になると共に、凹状の場所カスプ形状となった。更に火炎が伝播すると、平坦部分に新たな凹凸形状が生じ、火炎全体がセル状となり始めた。火炎全体がセル状となり始めたペクレ数 Pe は、Bechtold et al.⁵³⁾が示した臨界ペクレ数 Pe^* であると考えられる。

火炎面に生じた新たな凹凸形状によるセルは初期に与えた正弦波と異なる波数であり、これらは不安定性火炎の特徴が現れたものとする。 ϕ のうち、不安定性火炎の特徴が現れた Pe は、 $\phi = 1.8$ が最も小さい結果であった。3.2 章で述べたように、イソオクタン混合気は ϕ が大きくなるにつれて、 Le が小さくなる。また、北川らのイソオクタンを用いた球状伝播火炎の実験において、当量比 $\phi = 1.4$ 以上のイソオクタンの火炎の Ma は負の値であり、 ϕ が大きくなるにつれて Ma が小さくなるという結果が得られている⁹⁷⁾。不安定性火炎の特徴が現れた Pe において、 $\phi = 1.8$ が最も小さいという結果は、Bechtold et al.⁵³⁾が示す、 Ma が小さいほど、セル火炎に遷移する Pe^* が小さく、より燃焼の初期段階で不安定性が発生するという考えと定性的に一致する。

1 章でも述べたように、Bradley et al.⁶²⁾や Bechtold et al.⁵³⁾による不安定性火炎に対する取り組みでは、火炎伝播の初期において火炎に内在する流体力学的不安定性は、高い火炎伸長率の熱-拡散効果によって抑え込まれ、火炎面には表れず、更に、 Ma が大きいほど火炎はよ

り安定であるとされている。一方、火炎が伝播し Pe が大きくなると、火炎伸長率が減少し、流体力学的不安定性を抑制していた熱-拡散効果が小さくなる。そのため、火炎面に不安定性の特徴であるセル形状が現れ、最終的に火炎面は、セル状火炎になる。

図 3.2 から図 3.4 のいずれの当量比においても、 Pe が大きくなるに従って火炎面に様々な大きさのセルが生じた。本計算では同じ Pe での比較は得られていないものの、 ϕ が小さくなり、 Ma が小さくなるにつれて、 Pe の増加と共に火炎面上に現れるセルの大きさの幅が大きくなる傾向が確認できた。Bechtold et al.⁵³⁾による漸近解析に基づく不安定性火炎の理論的な取り組みに基づいて、図 3.6 に示すように、火炎面の摂動の振幅の増幅率が正となる波数には上限 n_S と下限 n_L が示されている⁶²⁾。図 3.6 の上限 n_S と下限 n_L との間が、火炎面の摂動の振幅の増幅率が正となる領域である。

摂動の増幅率が正の波数は、不安定性として火炎面上に現れるが、逆に増幅率が負の波数は、火炎面上に現れない。擾乱による摂動の振幅の増幅率が正となる波数の下限は Pe の増加に対して鈍感であり、僅かに減少するだけであるが、波数の上限は Pe が増加するに伴い線形的に増加する。これはすなわち、擾乱による摂動の振幅が正となり、火炎面に現れる波数の幅は Pe の増加と共に増加することを意味している。またこの上限と下限の間の領域は同じ Pe であっても、 Ma が小さい火炎ほど大きくなる。図 3.2 から図 3.4 における、 Pe の増加と共に火炎面上に現れるセルの大きさの幅が、 Ma が小さくなるにつれて大きくなる傾向からも、数値シミュレーションの結果は不安定性火炎の特徴を表していると考ええる。

図 3.2 から図 3.4 において、すすの体積分率の最大値は、 $\phi = 1.8$ が最も大きかった。いずれの ϕ においても、すすは火炎面の背後の既燃側で生成されており、特にカスプ部ですすの体積分率が大きくなっていた。またすすは、 Pe の増加に伴って、既燃側に大きく広がっていた。この傾向は、火炎面の背後に、すすによると思われる輝炎を観察した宮田らの実験結果⁴⁸⁾と定性的に一致する。

Bradley et al.⁶²⁾は $\phi = 1.4$ のイソオクタンの球状伝播火炎において、燃焼反応の支配的な連

鎖伝達体の一つである OH ラジカルの観察を行った。図 3.6 は数値シミュレーションで得られた OH ラジカルの質量分率と、Bradley et al.による観察結果との比較である。図 3.6 では、いずれの当量比においても OH ラジカルの質量分率は火炎の凸部で相対的に高いものの、カスプ部では低く、OH ラジカルで見る火炎面がカスプ部で分断されている様子が観察された。また凸部において、特にカスプ近傍が最も OH ラジカルの質量分率が高く、カスプ部から離れるにしたがって OH ラジカルの質量分率は徐々に低下する傾向を示した。この定性的な特徴は、Bradley et al.の観察結果と良く一致していた。

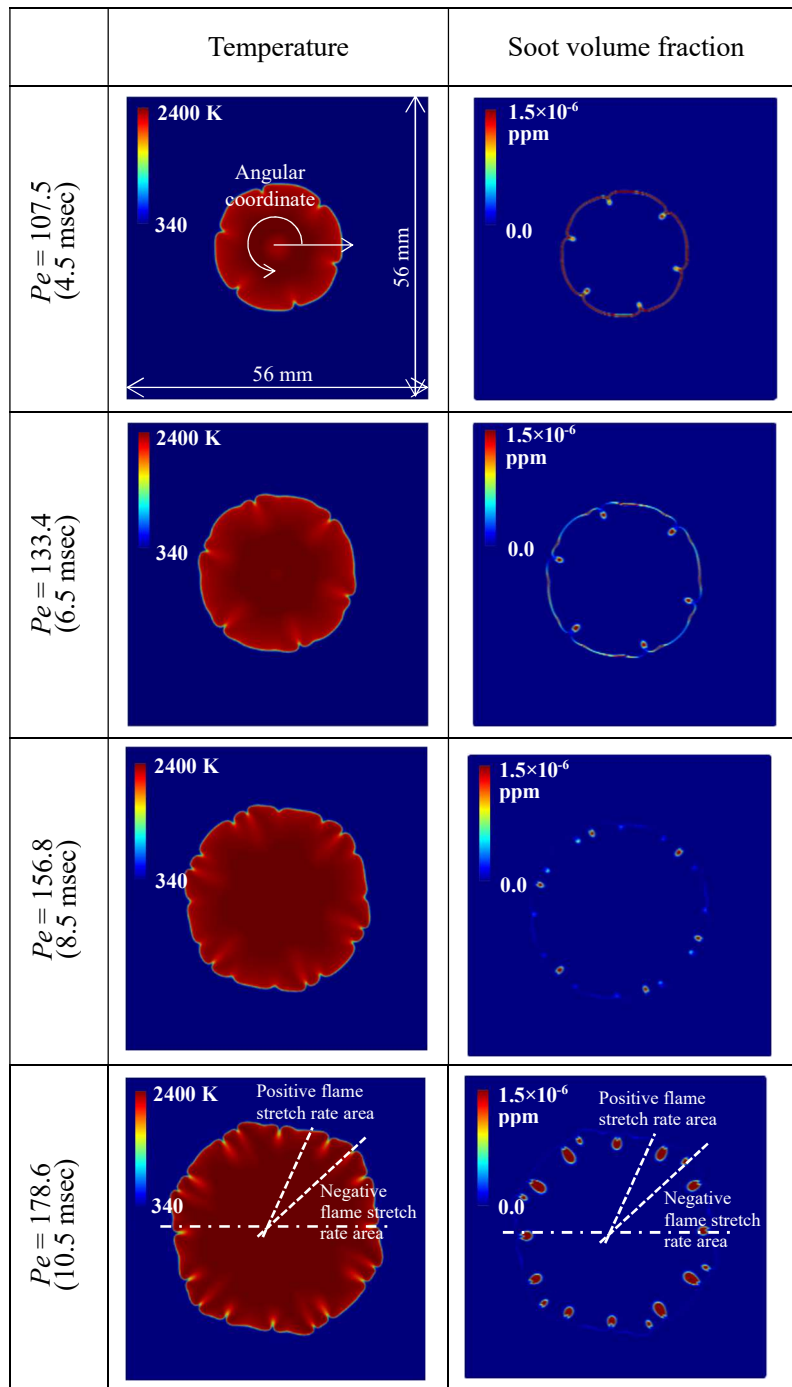


Figure 3.2 Instantaneous temperature and soot volume fraction distribution with equivalence ratio

1.4.

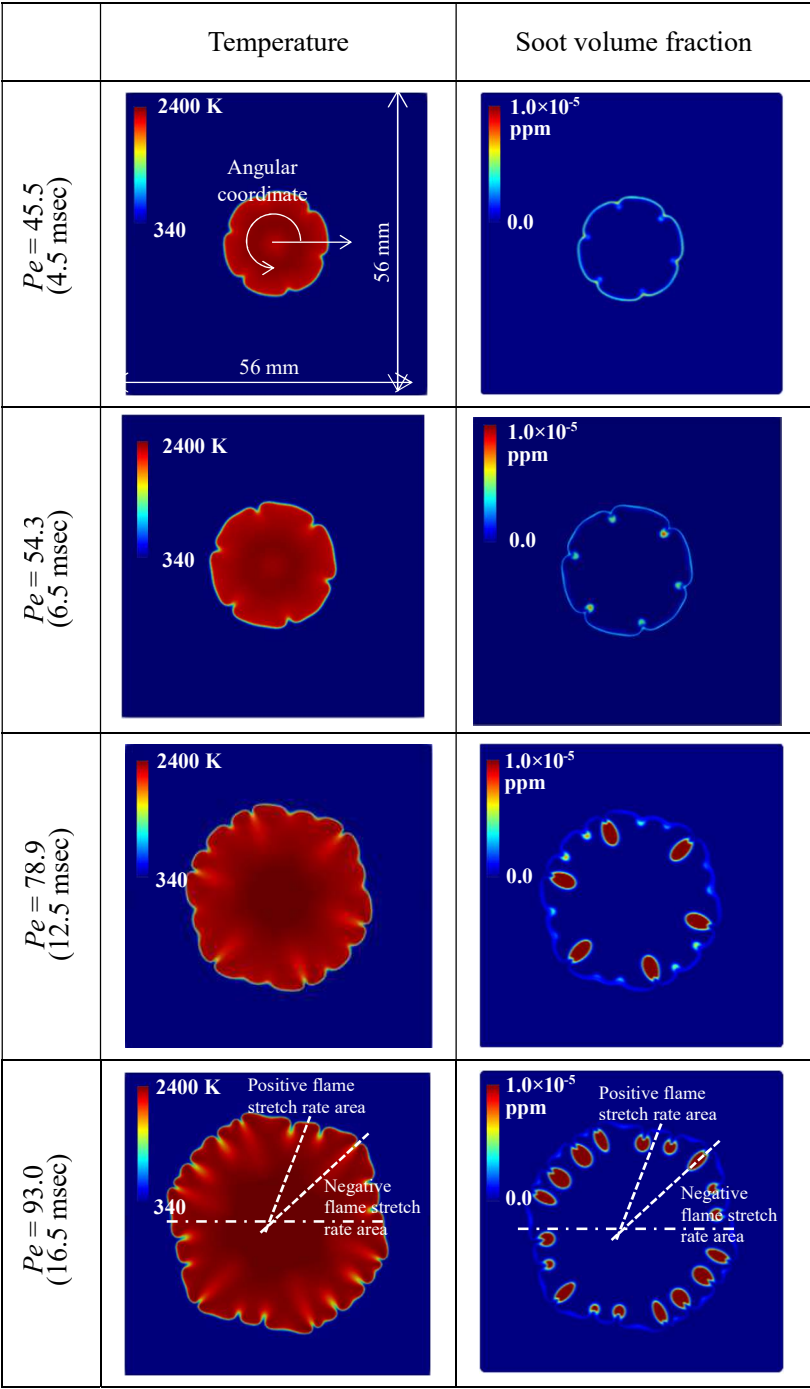


Figure 3.3 Instantaneous temperature and soot volume fraction distribution with equivalence ratio

1.6.

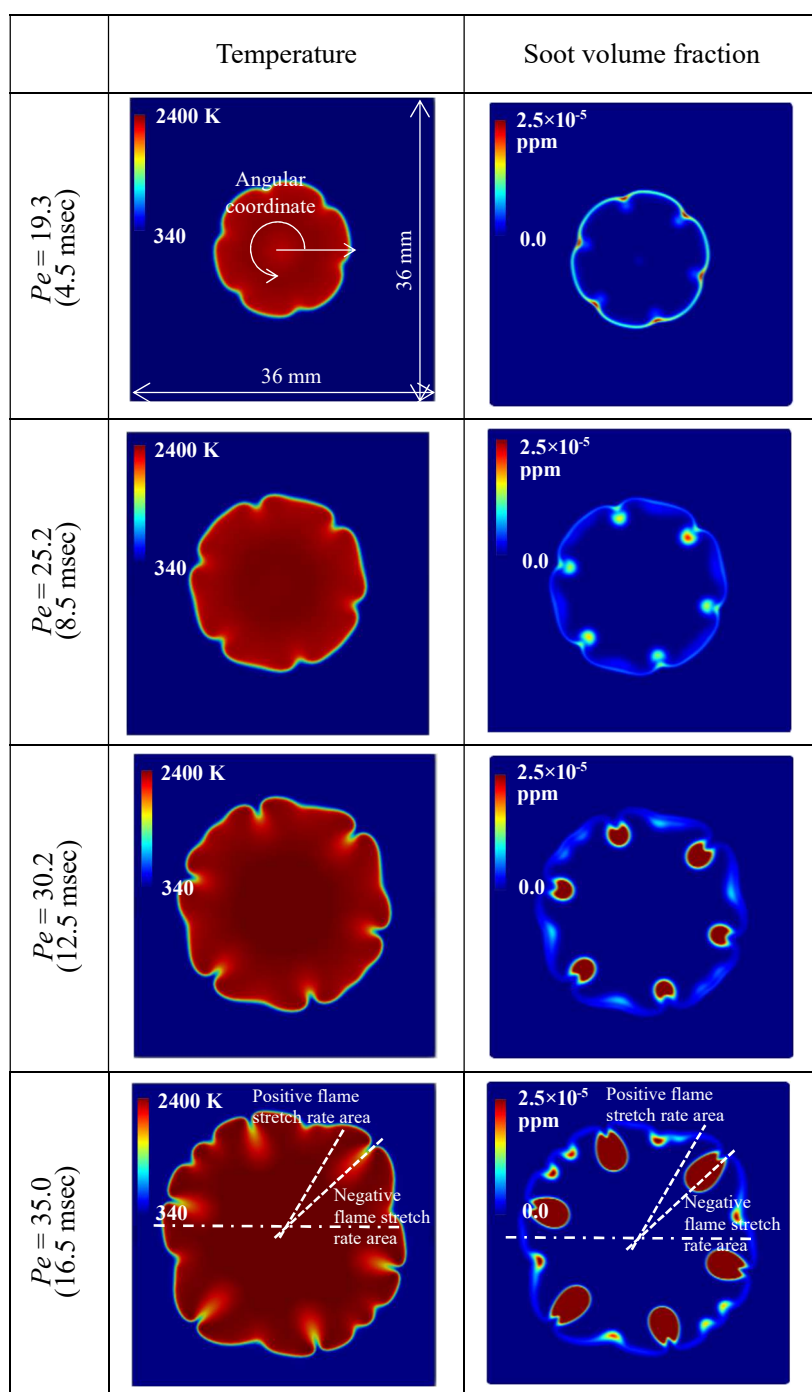


Figure 3.4 Instantaneous temperature and soot volume fraction distribution with equivalence ratio

1.8.

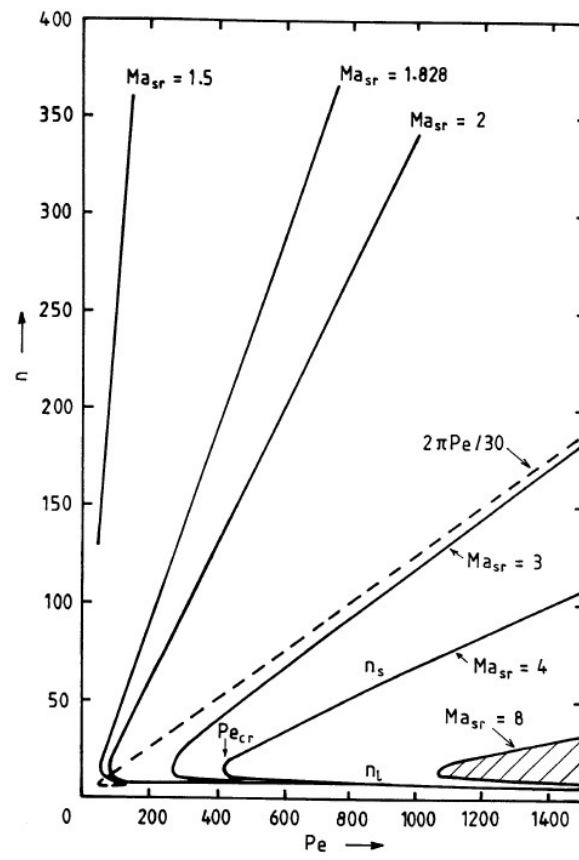
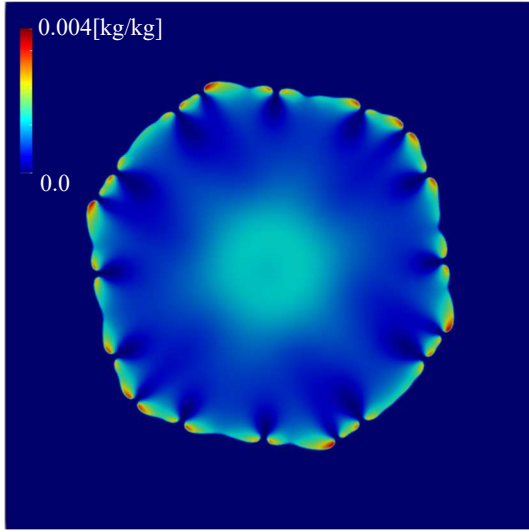
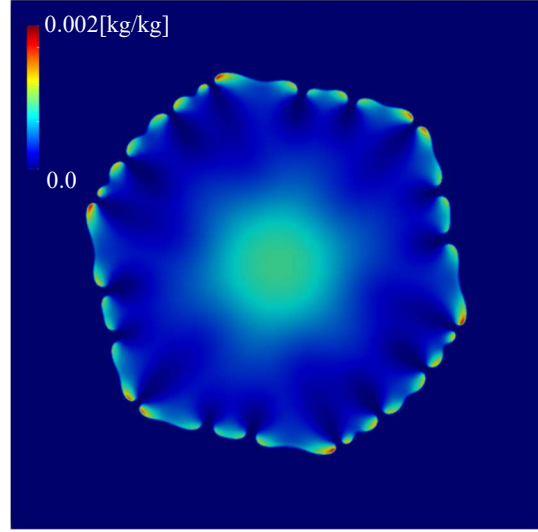


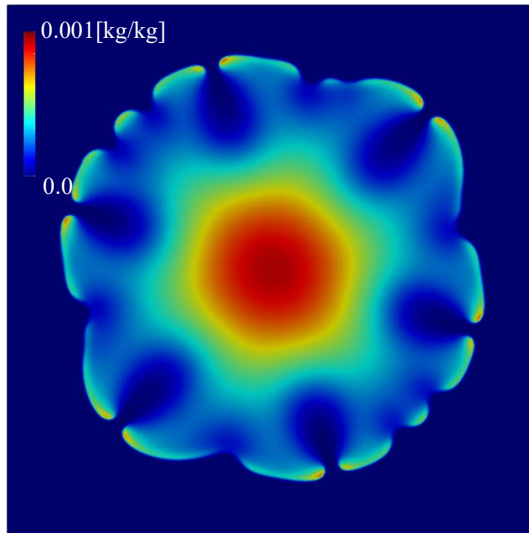
Figure 3.5 Relationship between wave number n and Pe ⁶²⁾.



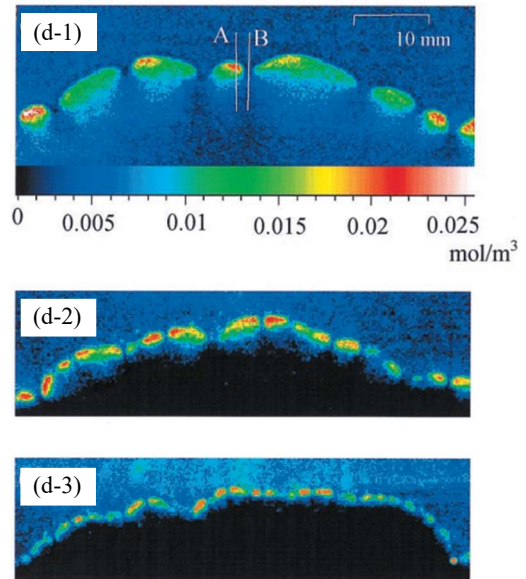
(a) $\phi = 1.4$ and $Pe = 178.6$.



(b) $\phi = 1.6$ and $Pe = 93.0$.



(c) $\phi = 1.8$ and $Pe = 35.0$.



(d) Image of laser-induced fluorescence of OH $\phi = 1.4$ taken by Bradley et al. (d-1) to (d-3) Iso-octane $\phi = 1.4$, at 1, 2, and 3 bar.⁶²⁾

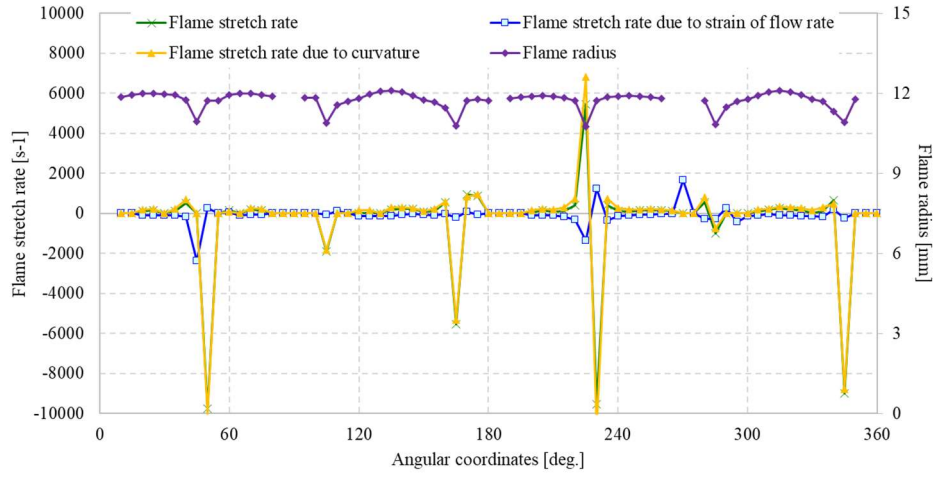
Figure 3.6 Instantaneous distribution of OH radical with equivalence ratio 1.4 to 1.8.

3.3.2 火炎伸長率

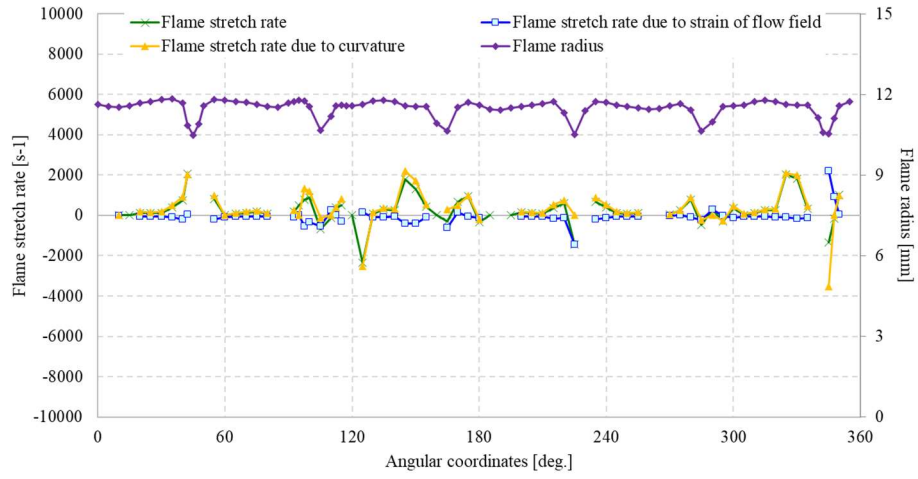
図 3.7 は、図 3.2 から図 3.4 において不安定性の特徴が火炎面の皺として生じたと思われるタイミングの、周方向の角度座標に対する火炎半径および火炎伸長率を示す、また図 3.7 には併せて、式(2.52)の第一項の速度の非一様性による伸長と、第二項の曲率による伸長も示す。火炎伸長率は、本研究で火炎面とした 1400 K において、周方向に求めた。図 3.7 の横軸は周方向の角度座標を示す。角度座標の原点は、計算領域の中心の位置とし、角度座標は原点を通る X 軸を 0° として、反時計方向の角度とした。角度座標の方向を図 3.2 から図 3.4 に示す。

図 3.7 に示すいずれの ϕ においても、火炎伸長率が火炎面の凸部で正の値となり、凹部で負の値となる傾向を示している。火炎半径が大きくなると、火炎伸長による熱-拡散効果が小さくなり流体力学的不安定性による不安定性が火炎面に現れ始める。層流火炎において、一旦火炎が不安定となると、火炎面に不安定の特徴として凹凸が現れることになるが、この凹凸によって火炎伸長率に局所的な差異が生じる。図 3.7 の火炎伸長率の局所的な差異は、火炎伸長による熱-拡散効果で抑えられなくなった不安定性が火炎面に発生し始めていることを示しており、この凹凸部における火炎伸長率の違いが図 3.2 から図 3.4 に見られたセル状化をさらに進行させたと考える。

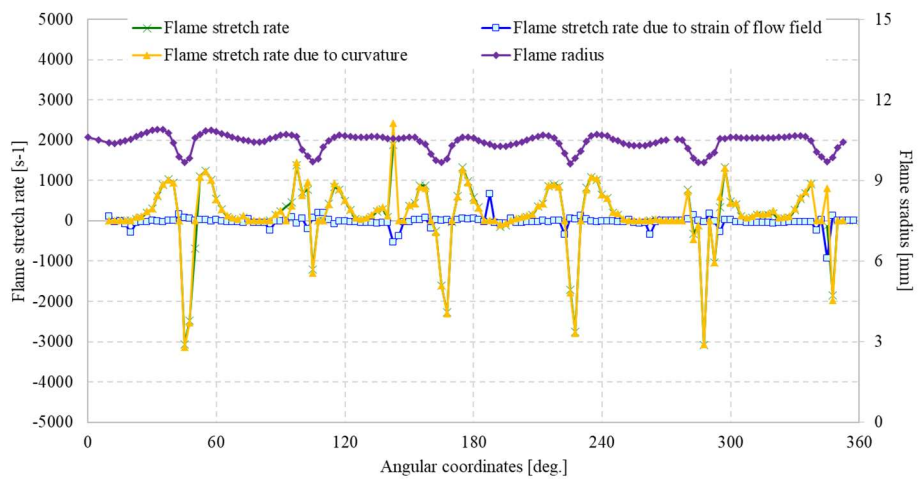
図 3.7 に示す、速度の非一様性による伸長と、曲率による伸長について、 $\phi = 1.4$ から 1.8 のいずれにおいても、曲率による伸長が、速度の非一様性による伸長よりも大きく、支配的であることが分かる。本章の数値シミュレーションは層流燃焼であり、解析領域内には乱流燃焼のような流れ場が存在しないため、火炎伸長率に対する曲率の影響が大きくなったと考えられる。



(a) $\phi = 1.4, Pe = 107.5$



(b) $\phi = 1.6, Pe = 54.3$



(c) $\phi = 1.8, Pe = 25.2$

Figure 3.7 Flame stretch rate and flame radius in each equivalence ratio.

3.3.3 温度とすすの分布

図 3.8 から図 3.10 に、 Pe^* に達し、不安定性の特徴が十分に表れた後の火炎の伝播方向の半径座標に対する火炎温度分布を示す。出力した場所は、図 3.2 から図 3.4 に示す。図 3.8 から図 3.10 の横軸は火炎面に垂直な方向距離である。

カスプ部における火炎の温度および温度勾配はいずれも凸部に比べて小さく、この違いは図 3.7 に示したカスプ部と凸部との火炎伸長率の違いによる、 Le が 1 未満の混合気の火炎の熱-拡散効果の影響と考えられる。火炎伸長を受ける火炎の不足成分の物質拡散と熱伝導による熱の拡散のバランスは、火炎伸長を受けていない火炎に比べて変化している。熱-拡散効果によって、正の火炎伸長である凸部では不足成分の物質拡散が優勢となり、負の火炎伸長であるカスプ部では熱の拡散が優勢となる。一方で、本研究のイソオクタン混合気の Le は 1 未満であることから、イソオクタン混合気では、熱の拡散に比べて物質拡散が優勢であり、結果として火炎温度は、火炎伸長の影響を受けていない火炎に比べて、凸部で高くなり、カスプ部で低くなると考えられる。火炎温度が高くなる凸部では燃焼速度が大きくなる一方、カスプ部では小さくなる。

ϕ について、 ϕ が大きくなるにつれて火炎の温度および温度勾配は小さくなっていた。これは ϕ が大きくなるにつれて、混合気の Le が小さくなるためと考える。

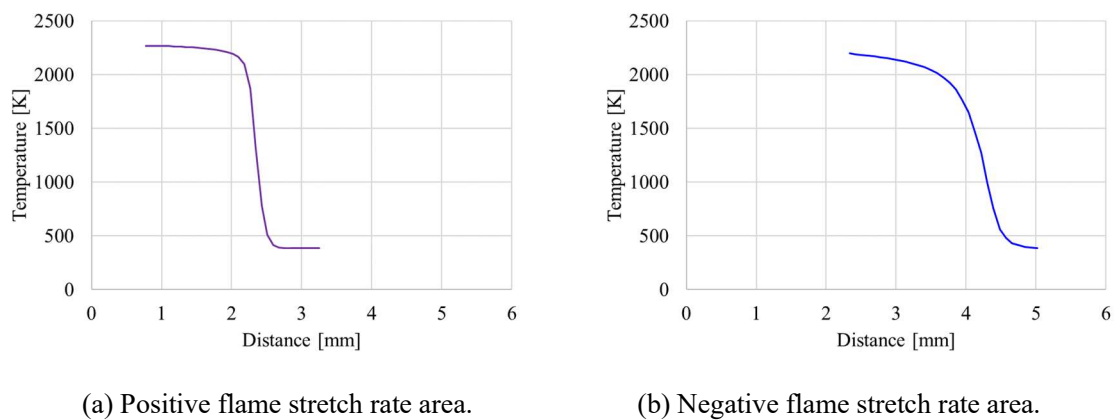
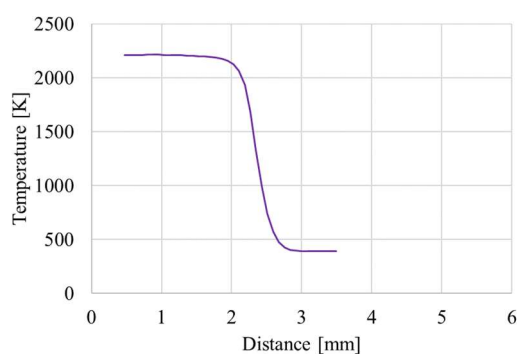
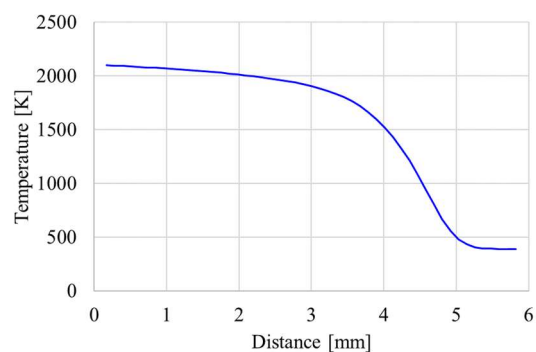


Figure 3.8 Profile of temperature at each examined points with equivalence ratio 1.4.

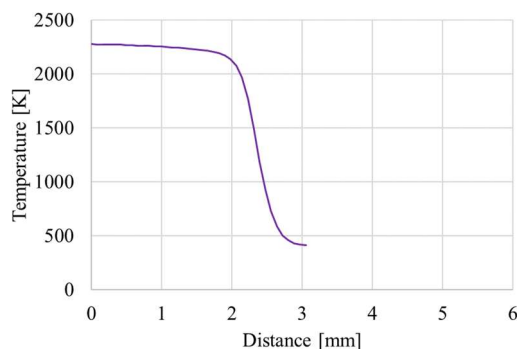


(a) Positive flame stretch rate area.

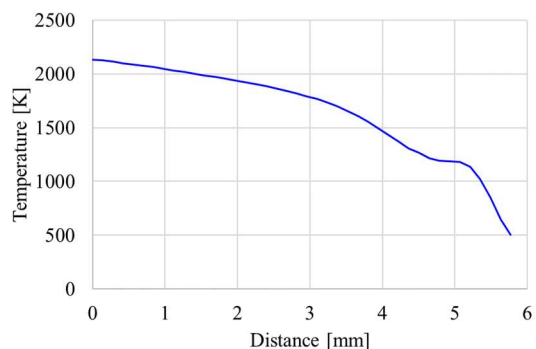


(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 3.9 Profile of temperature at each examined points with equivalence ratio 1.6.



(a) Positive flame stretch rate area.



(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 3.10 Profile of temperature at each examined points with equivalence ratio 1.8.

各 ϕ における正および負の火炎伸長率の火炎面付近の構造を調べるために、Pitsch et al.の研究⁹⁸⁾に倣い、イソオクタンの反応における主要な燃焼生成物の正規化した質量分率の分布の半径方向の分布を図 3.11 から図 3.13 に示す。Pitsch et al.による燃焼生成物の質量分率の分布は、DNS ではなく Reduced メカニズムによる計算結果であるが、Pitsch et al.の Reduced メカニズムはイソオクタンの当量比、圧力、雰囲気温度の違いに伴う層流燃焼速度の違いを再現できるメカニズムである。図 3.11 から図 3.13 の出力のタイミングおよび出力位置は、図 3.8 から図 3.10 と同じである。

図 3.11 から図 3.13 に示す、イソオクタンの燃焼で生じる主要な燃焼生成物の正規化した質量分率の分布では、未燃側から既燃側に向かい、イソオクタンが消費されると共に $i\text{-C}_4\text{H}_8$ が生成され、 $i\text{-C}_4\text{H}_8$ の質量分率が大きくなる Fuel-Consumption Layer, $i\text{-C}_4\text{H}_8$ が消費されると共に C_3H_4 が生成され、 C_3H_4 の質量分率が大きくなる $i\text{-C}_4\text{H}_8$ -Consumption Layer, $i\text{-C}_4\text{H}_8$ が消費されると共に C_3H_4 が生成され、 H , CO の質量分率が大きくなる C_3H_4 -Consumption Layer があるが、図 3.11 から図 3.13 に示すいずれの ϕ においても、凸部、カस्प部共に、 $i\text{-C}_4\text{H}_8$, C_3H_4 の正規化した質量分率のピークの相対位置は Pitsch et al.の結果と定性的に一致していた。また、 H と CO の正規化質量分率の分布について、イソオクタンの消費と共に H と CO の正規化した質量分率の勾配が大きくなり、 $i\text{-C}_4\text{H}_8$, C_3H_4 の正規化した質量分率のピークの位置付近で、 H と CO の正規化した質量分率の勾配が小さくなる傾向も、Pitsch et al.の結果と定性的に一致した。

火炎帯は予熱帯と反応帯より構成される。Pitsch et al.は、Fuel-Consumption Layer から $i\text{-C}_4\text{H}_8$ -Consumption Layer, C_3H_4 -Consumption Layer を合わせた領域が反応帯に相当するとしている。図 3.11 から図 3.13 のいずれの ϕ においても、この反応帯内の温度の勾配が最も大きく、カस्प部は凸部に比べて、 Le が 1 未満の熱-拡散効果の影響で温度が低くなっていた。反応帯に対してより既燃側の位置でも、 H_2 や CO の反応による火炎の温度上昇が続いているが、これは生成された H_2 や CO は酸化反応速度が小さいことによると考えられる。

当量比の違いについてみると、反応帯の厚さは、凸部ではいずれの ϕ でも同程度の厚さであるのに対して、カस्प部では ϕ が大きくなるにつれて厚くなっていた。カस्प部では、 ϕ が大きくなるにつれて熱-拡散効果によって火炎の温度および温度勾配が小さくなっていることから、温度の関数であるイソオクタンおよび主要な燃焼生成物の生成および消費の反応速度が ϕ が大きくなるにつれて遅くなったことで、結果として Fuel-Consumption Layer, $i\text{-C}_4\text{H}_8$ -Consumption Layer, および C_3H_4 -Consumption Layer が厚くなったと考えられる。

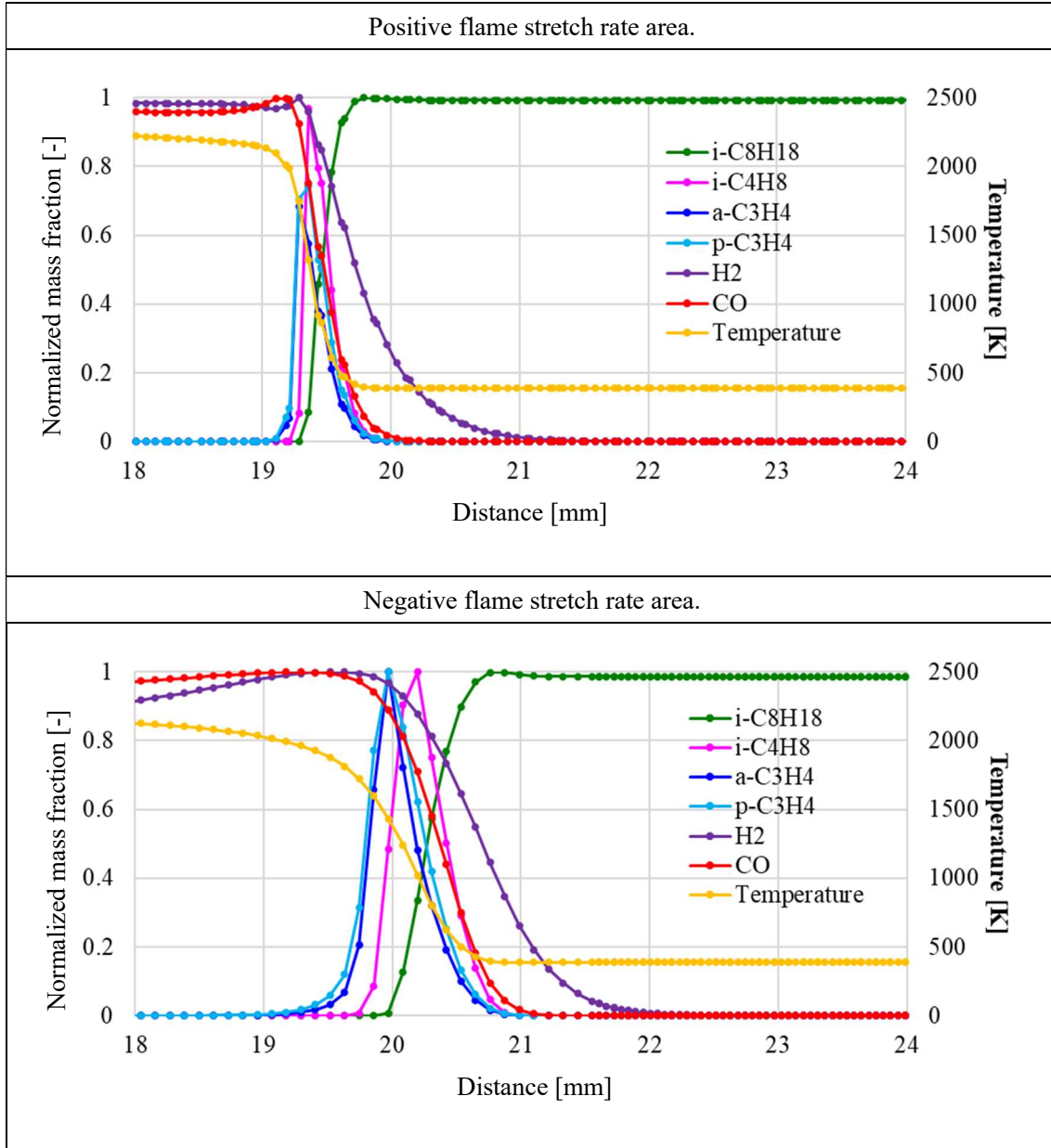


Figure 3.11 Comparison of temperature distribution and structure of preheat zone and reaction zone between convex and cusp area of equivalence ratio 1.4 at $Pe = 178.6$.

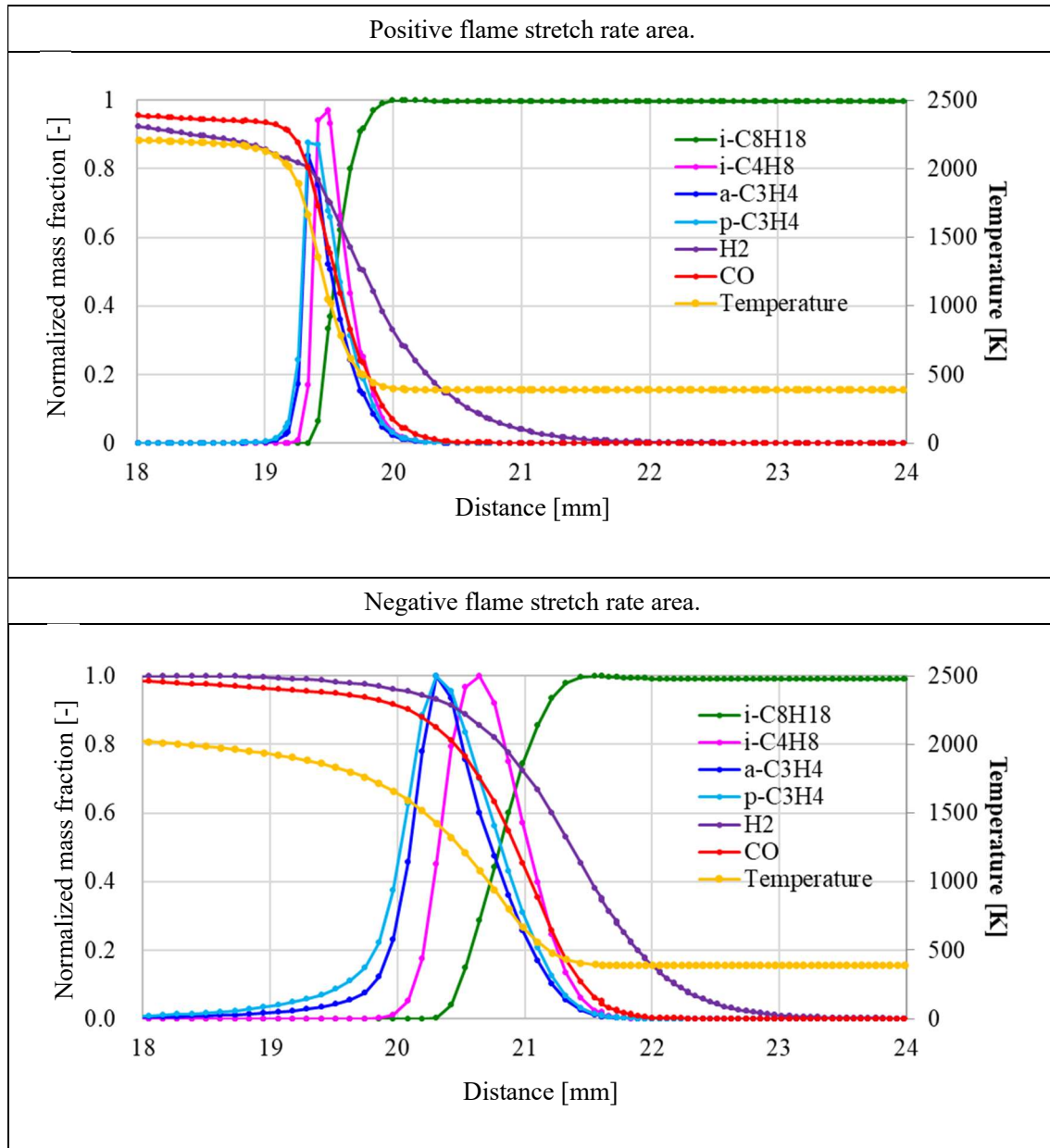


Figure 3.12 Comparison of temperature distribution and structure of preheat zone and reaction zone between convex and cusp area of equivalence ratio 1.6 at $Pe = 93.0$.

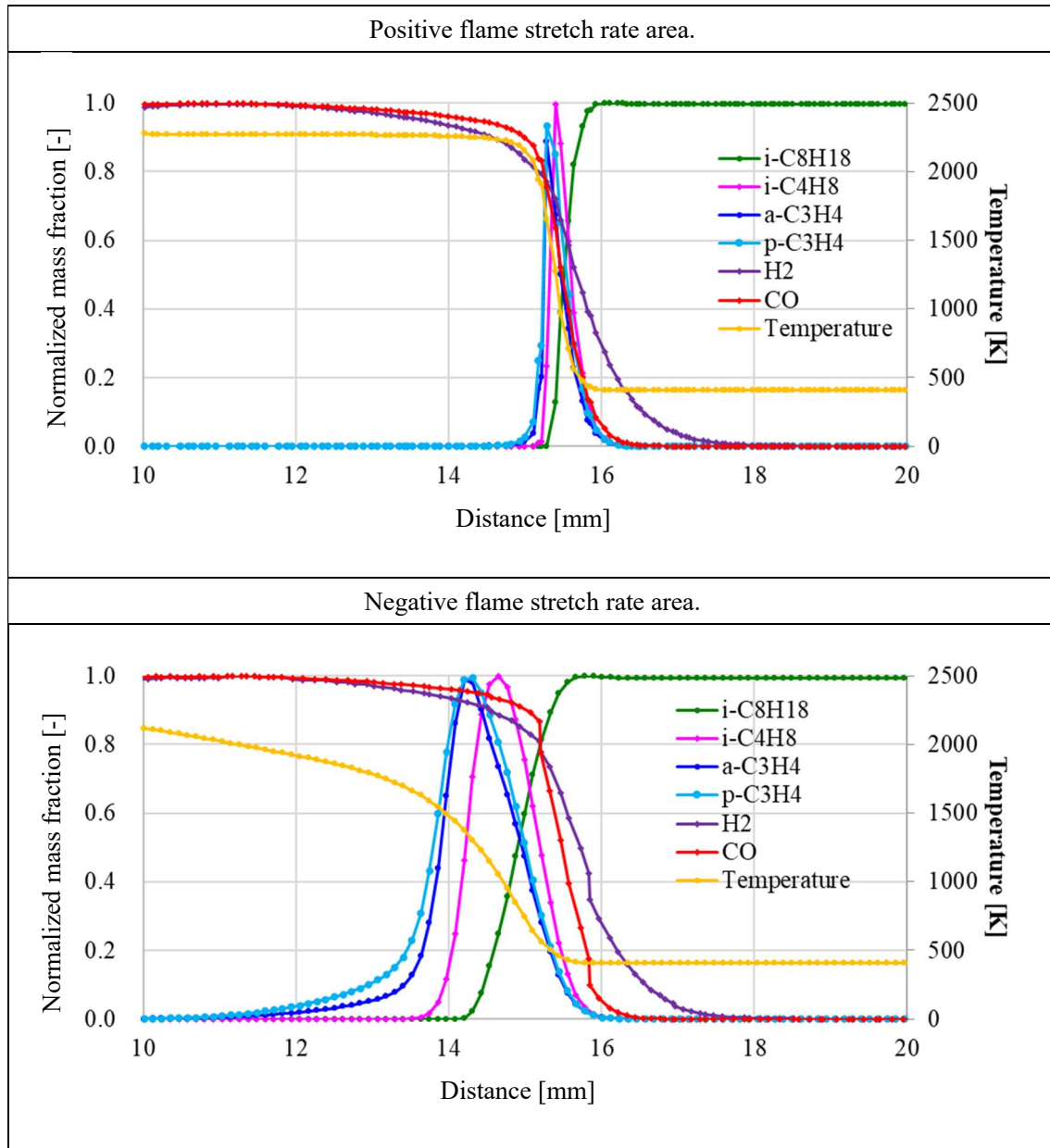


Figure 3.13 Comparison of temperature distribution and structure of preheat zone and reaction zone between convex and cusp area of equivalence ratio 1.8 at $Pe = 35.0$.

図 3.14 から図 3.16 に、図 3.2 から図 3.4 に示した出力位置における、すすの体積分率の分布を示す。横軸は、火炎面に垂直な方向の出力範囲の長さである。火炎伸長率が正の凸部と火炎伸長率が負のカスプ部とを比較すると、カスプ部は凸部に比べてすすの体積分率が大きくなっていた。

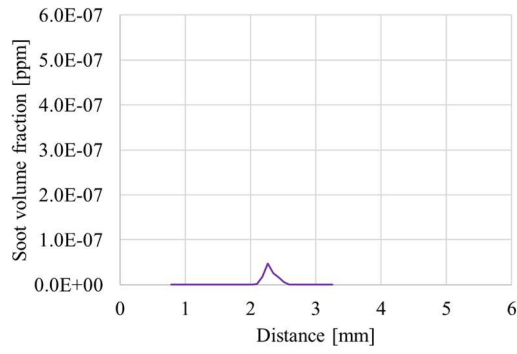
3.3.4 すすの生成メカニズム

本研究の数値シミュレーションにおいて、すすの体積分率の変化率 ($=dM_s/dt/\rho_s$) は、核生成 (R_{Vinc})、表面成長 (R_{sur})、および、酸化 (R_{oxi}) によって求められる。核生成および表面成長は、すすの生成プロセス、酸化はすすの消費プロセスである。各プロセスによる、すすの質量分率の変化率は、式(2.29)、式(2.30)および、式(2.32)で示される。図 3.17 から図 3.19 は、各 ϕ において、図 3.8 から図 3.10 と同じ出力位置およびタイミングにおける、すすの各生成プロセスによる、すすの体積分率の変化率である。 R_{Vinc} は、すすの数密度を用いて、式(2.35)の第一項によってすすの核生成による質量密度の変化率に換算し、すすの密度で除すことで求めた。すすの体積分率に直接影響しない凝集は図 3.17 から図 3.19 には示していない。

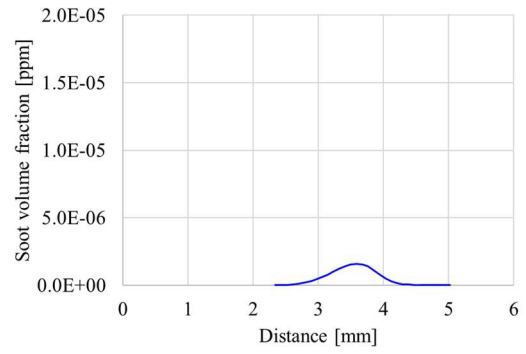
すすの各生成プロセスによる、すすの体積分率の変化率の大きさについて、すすの生成反応である R_{Vinc} と、 R_{sur} の合計は、火炎伸長率が正の凸部に比べて、火炎伸長率が負のカスプ部で大きくなっていた。

すすの体積分率が相対的に大きいカスプ部において、 $\phi = 1.4$ では、 R_{Vinc} が R_{sur} に比べて大きく、また R_{Vinc} は R_{oxi} の大きさよりも大きかった。従って、 $\phi = 1.4$ では、主に核生成によってすすが体積分率が大きくなっていた。 $\phi = 1.6$ では、 R_{oxi} の大きさが最も大きいものの、 R_{Vinc} および R_{sur} 大きさの合計は、 R_{oxi} の大きさを上回っていた。従って、 $\phi = 1.6$ では、核生成、表面成長の双方によってすすの体積分率が大きくなっていた。 $\phi = 1.8$ では、 R_{sur} が R_{Vinc} 、 R_{oxi} の大きさに比べて大きく、 $\phi = 1.8$ では主に、表面成長によってすすの体積分率が大きくなっていた。

図 3.14 から図 3.16 および、図 3.17 から図 3.19 において当量比の違いについてみると、すずの体積分率は ϕ が大きくなるにつれて大きくなっており、すずの生成プロセスである核生成、表面成長および酸化によるすずの体積分率の変化率の大きさも ϕ が大きくなるにつれて大きくなっていった。酸化は、すずの体積分率の関数であるため、 ϕ が大きくなるにつれて、すずの体積分率が大きくなったことにより、酸化によるすずの体積分率の変化率も ϕ と共に大きくなったと考えられる。

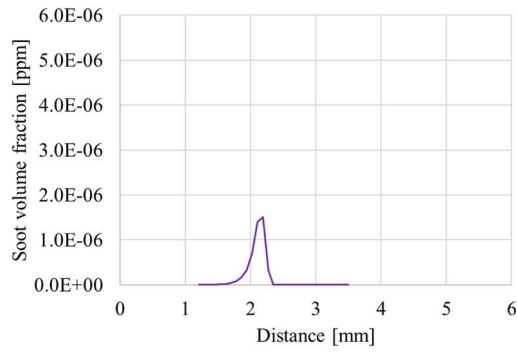


(a) Positive flame stretch rate area.

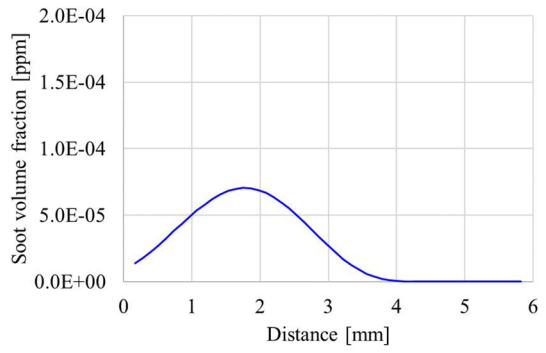


(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 3.14 Profile of soot volume fraction at each examined points with equivalence ratio 1.4.

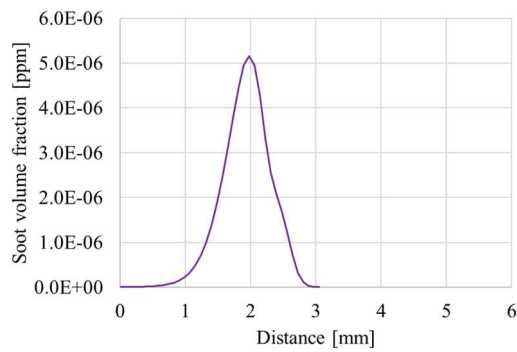


(a) Positive flame stretch rate area.

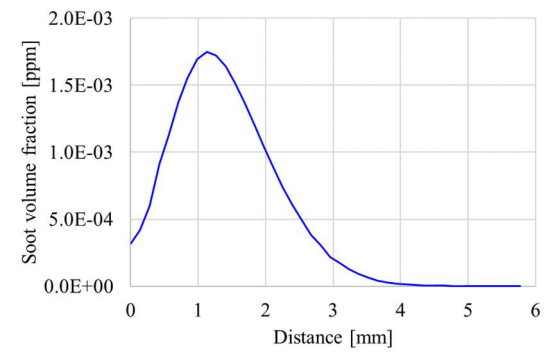


(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 3.15 Profile of soot volume fraction at each examined points with equivalence ratio 1.6.



(a) Positive flame stretch rate area.



(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 3.16 Profile of soot volume fraction at each examined points with equivalence ratio 1.8.

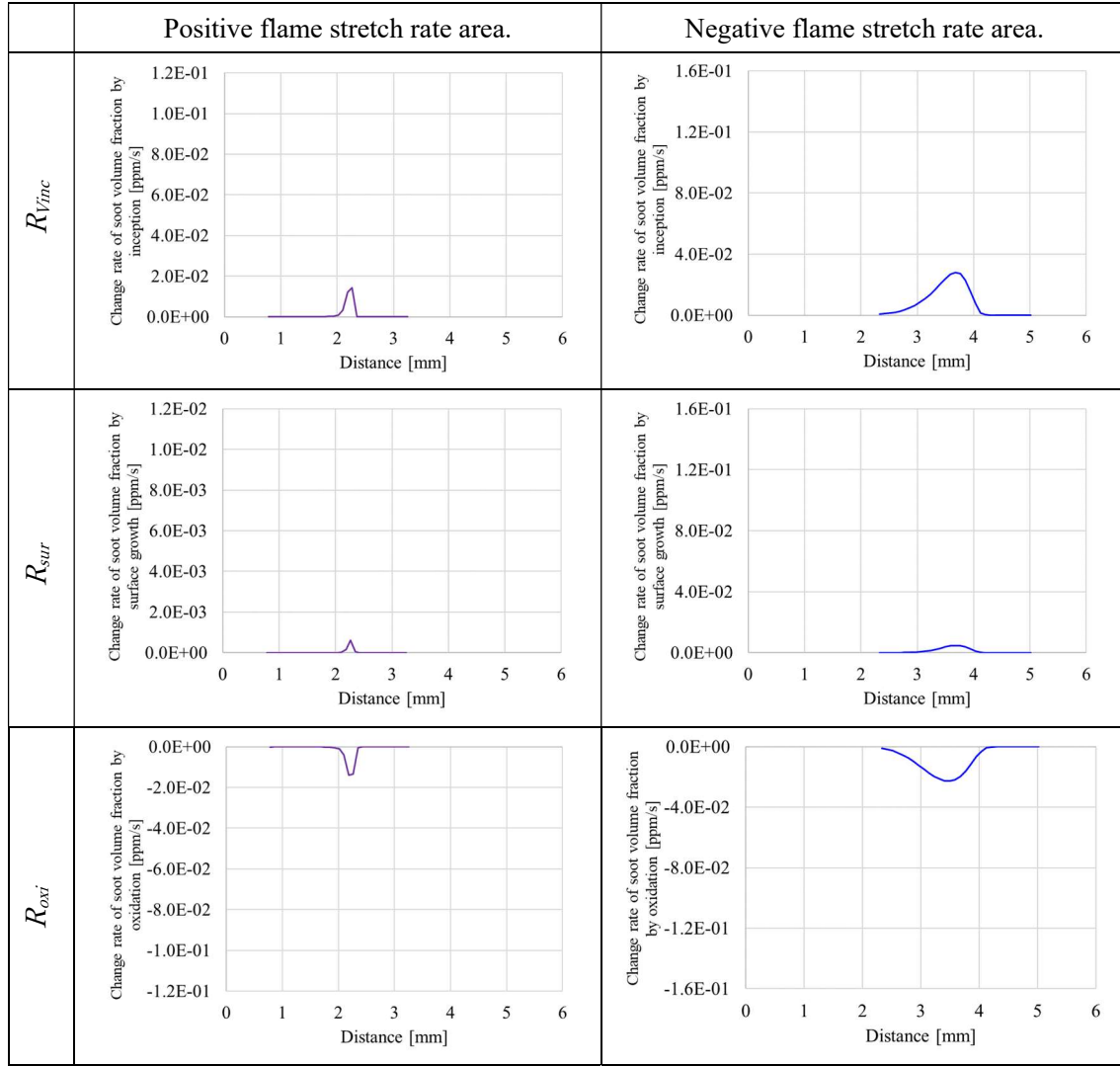


Figure 3.17 Contribution of each soot formation process at $Pe = 178.6$ with equivalence ratio 1.4.

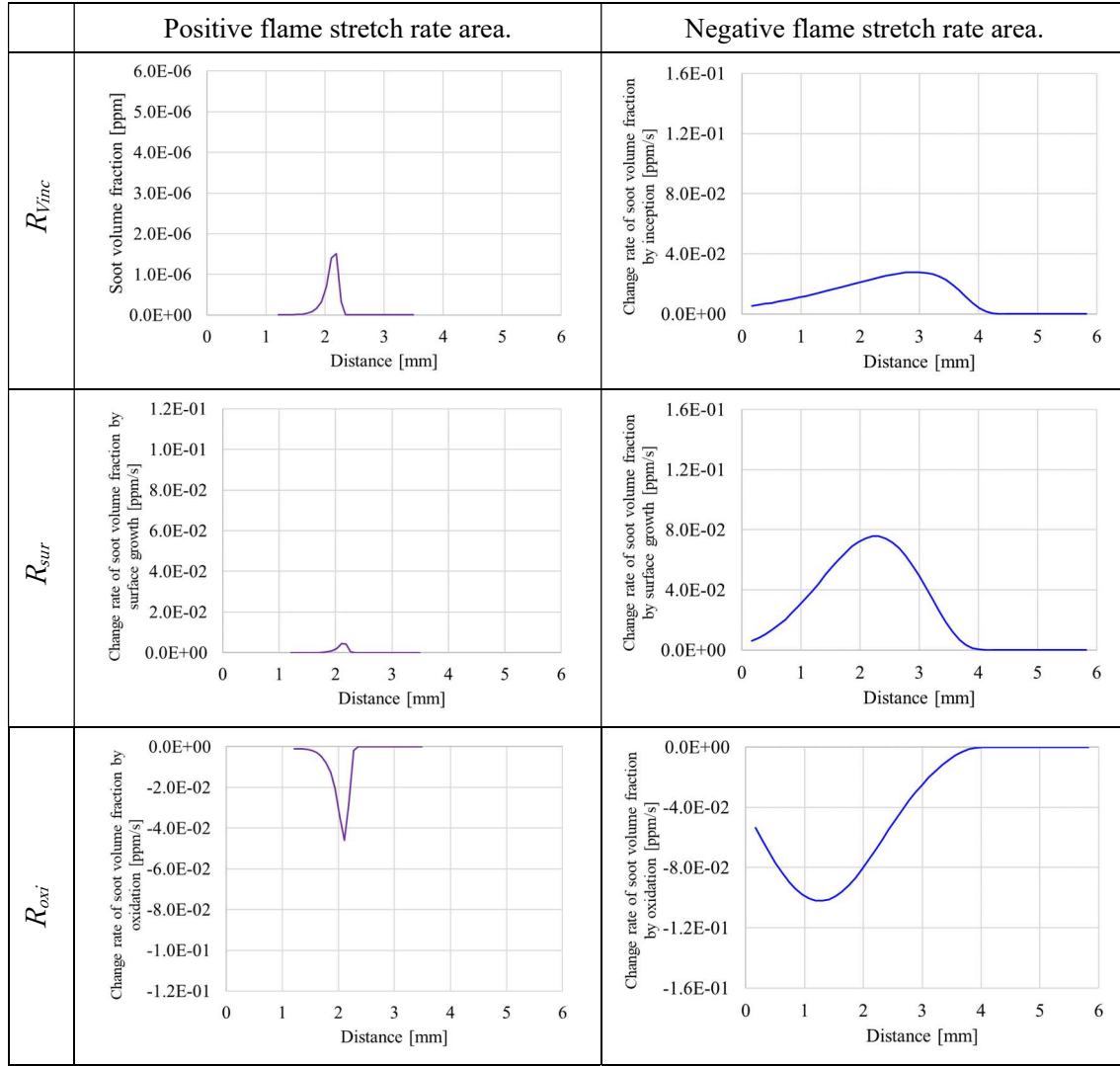


Figure 3.18 Contribution of each soot formation process at $Pe = 93.0$ with equivalence ratio 1.6.

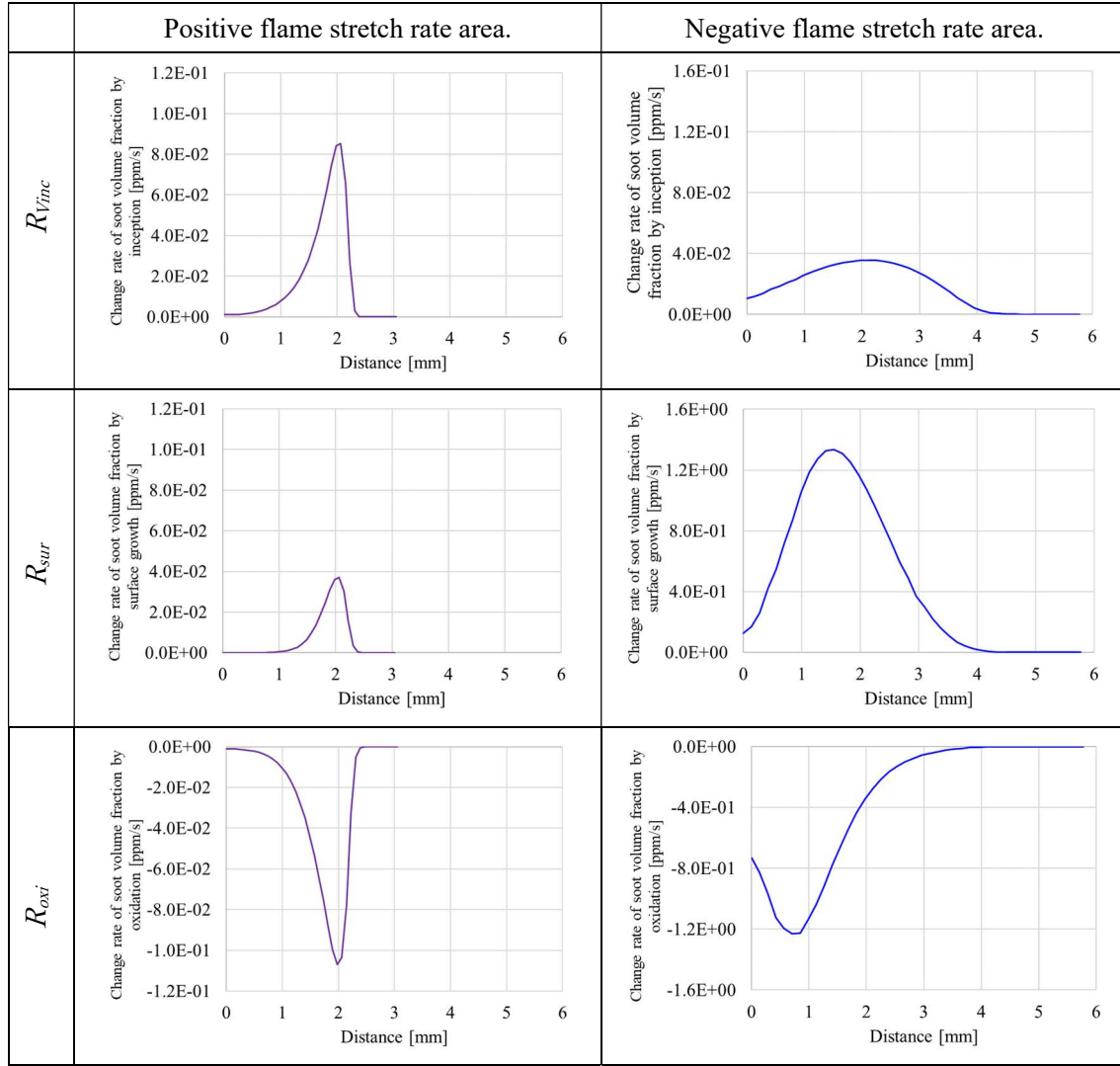


Figure 3.19 Contribution of each soot formation process at $Pe = 35.0$ with equivalence ratio 1.8.

3.3.3 章で示したように、すすは、生成反応である核生成、表面成長の大きさもしくは核生成と表面成長の合計が、消費反応である酸化の大きさよりも大きくなることで生じていた。式(2.29)および式(2.30)に示すように、核生成および表面成長はアレニウス型の反応速度式として与えている。アレニウス型として与えられる反応速度は温度と共に大きくなるが、負の火炎伸長率を持つカスプ部は、正の火炎伸長率を持つ凸部に比べて火炎温度が低いことから、すすの生成反応である核生成および表面成長には温度以外の要因が影響していると考えられる。

本研究では、Leung et al.のエチレンとプロパンの拡散火炎に関する研究を参考に、 C_2H_2 をすすの前駆体としたモデル用いており、 C_2H_2 の質量分率がすすの核生成および表面成長に及ぼす影響を、式(2.29)および式(2.30)のように与えている。図 3.20 は、図 3.17 から図 3.19 と同じ Pe における C_2H_2 の質量分率のコンターを示す。また図 3.21 から図 3.23 には、図 3.17 から図 3.19 と同じ出力位置、タイミングにおける C_2H_2 の質量分率の分布を示す。 C_2H_2 の質量分率は火炎伸長率が負のカスプ部が、火炎伸長率が正の凸部に比べて高く、図 3.14 から図 3.16 に示したすすの体積分率の分布と同様に、カスプ部から既燃部に広がるように分布していた。また、 C_2H_2 の質量分率の大きさは、 ϕ が大きくなるにつれて大きくなっていた。従って、カスプ部が凸部に比べてすすの体積分率が大きく、 ϕ と共にすすの体積分率が大きくなった主な要因は C_2H_2 であると考ええる。

図 3.18 から図 3.20 のカスプ部において、 $\phi = 1.4$ では核生成によるすすの生成が支配的であり、 $\phi = 1.6$ では核生成、表面成長双方がすすの生成に寄与していた。また、 $\phi = 1.8$ では表面成長によるすすの生成が支配的であった。

式(2.29)に示すように、核生成は、 C_2H_2 の質量分率に影響を受ける。また、表面成長も式(2.30)に示すように、 C_2H_2 の質量分率に影響を受けるが、すすの質量密度にも影響を受ける。表面成長に与える C_2H_2 の質量分率の影響は、 C_2H_2 の質量分率そのものによる影響と、核生成によるすすの質量密度による影響として、重畳的に作用するため、 C_2H_2 の質量分率に対

する感度は、核生成に比べて表面成長が大きいと考えられる。また、表面成長はすすの質量密度の関数であるため、表面成長によるすすの体積分率の変化率は、核生成によってすすが生成された後に大きくなると考えられる。 $\phi = 1.8$ では、 $\phi = 1.4$ に比べ、小さい Pe 数の燃焼初期においてすすが生じており、図 3.17 から図 3.19 に示したそれぞれの ϕ の結果における数値シミュレーション上の経過時間は $\phi = 1.8 > \phi = 1.6 > \phi = 1.4$ である。 $\phi = 1.4$ は表面成長の影響が大きくなる前の段階であると考えられ、 $\phi = 1.8$ は核生成によって生じたすすを基に、 C_2H_2 の質量分率の影響によって表面成長の影響が大きくなっている段階と考えられる。また $\phi = 1.6$ は、すすの生成の支配的プロセスが、核生成から表面成長へシフトする間の段階であると考えられる。

C_2H_2 の生成に関して、式(3.7)から式(3.10)には、本論文には載せていないものの、図 3.20 の C_2H_2 の質量分率の分布と同様の分布を示した、 C_2H_2 の生成と消費に主として関係していると考えられる化学種が関連する主な反応式を示している。式(3.7)は C_2H_2 の生成反応を示しており、式(3.8)から式(3.10)は消費反応を示す。式(3.7)に示すように、 C_2H_2 は燃料であるイソオクタンから生成された C_2H_4 によって生成される。図 3.21 には C_2H_2 の生成に関連する式(3.7)に關係する化学種の分布を示す。



ここで M_m は第三体を表す。図 3.24 はすすの体積分率が最も大きかった、 $\phi = 1.8$, $Pe = 35$ における、式(3.7)から式(3.10)に示した各反応の、凸部とカスプ部との反応速度の比較である。 C_2H_4 から C_2H_2 の生成反応に係る反応速度は、すすが C_2H_2 の消費速度より高く、また特に、火炎面の背面における C_2H_2 の生成速度は、凸部に比べてカスプ部が高くなっていた。この反応速度の違いは、負の火炎伸長率による Le が 1 未満の混合気の熱-拡散効果で、カス

プ部の火炎の温度および温度勾配が凸部より小さいことに基づいていると考えられる。

図 3.11 から図 3.13 において、いずれの当量比においてもカスプ部は凸部に比べて、 C_2H_4 よりも炭素数が大きく、熱分解反応によって C_2H_4 を生成する C_4H_8 、また、式(3.9)、式(3.10) で C_2H_2 の消費反応によって生じる C_3H_4 の分布の幅が広がっていた。この結果も、カスプ部は凸部に比べて C_2H_2 が広範囲で生成されており、火炎面背面で、既燃側に広がるようなすすの分布が生じていることを示すものと考えられる。また、カスプ部は凸部に比べて火炎の温度および温度勾配が小さくなっているため、すすの酸化は凸部より緩慢であると考えられ、また図 3.6 に示すように酸化剤である OH の質量分率がカスプ部で小さいことも、すすの既燃側への分布に影響したと考える。

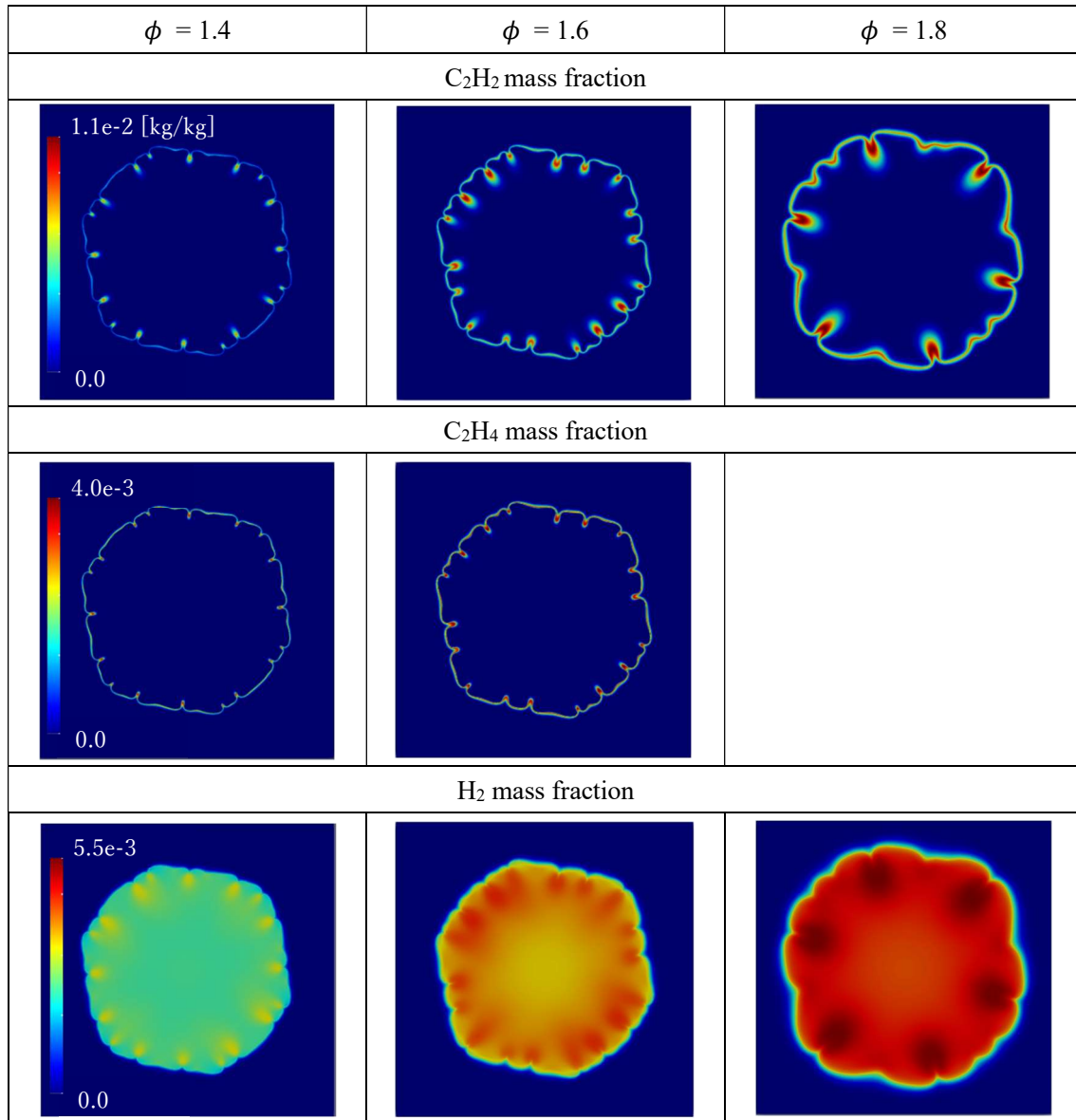


Figure 3.20 Instantaneous distribution of C₂H₂ and reaction products affecting C₂H₂ formation.

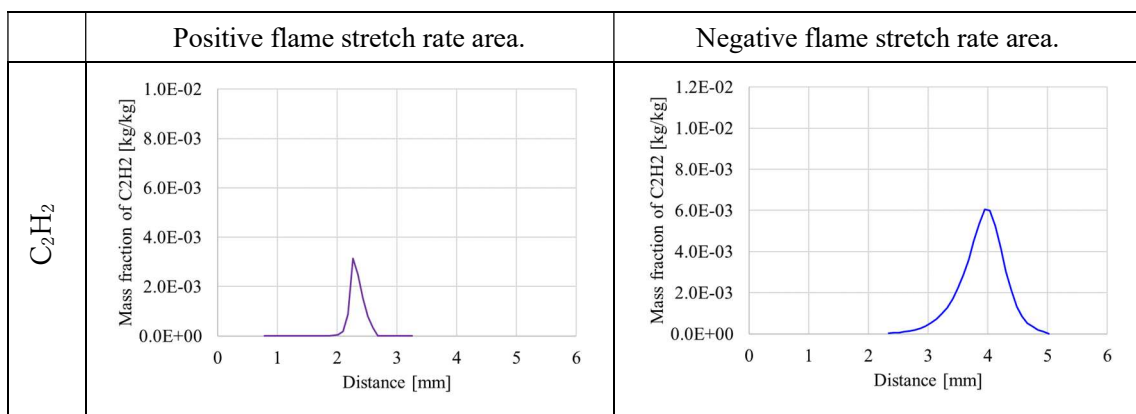


Figure 3.21 C_2H_2 profile with equivalence ratio 1.4.

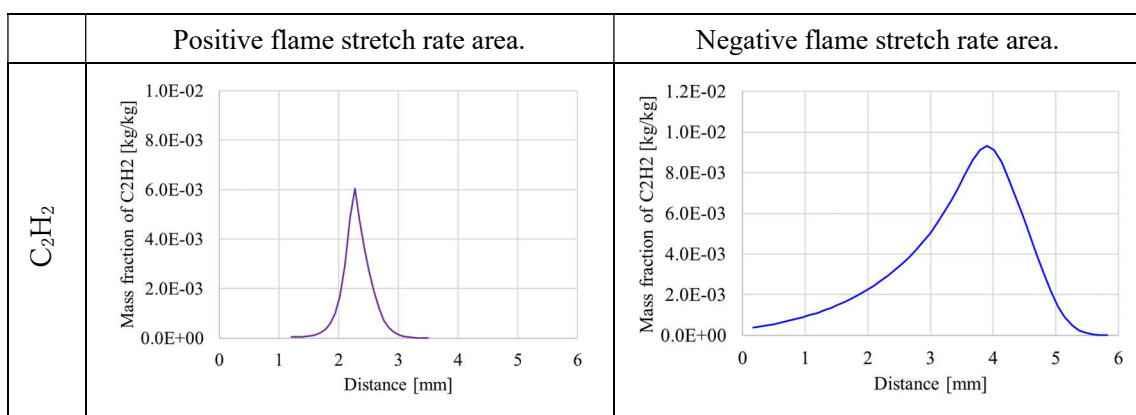


Figure 3.22 C_2H_2 profile with equivalence ratio 1.6.

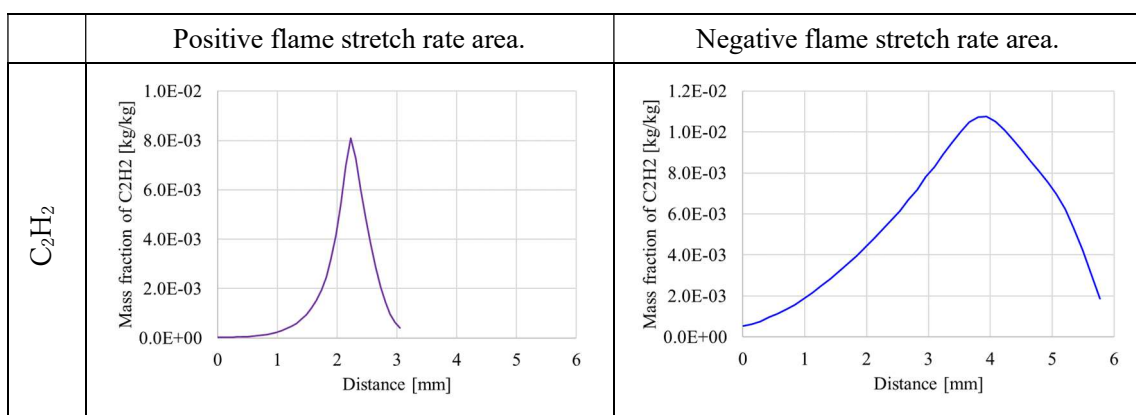


Figure 3.23 C_2H_2 profile with equivalence ratio 1.8.

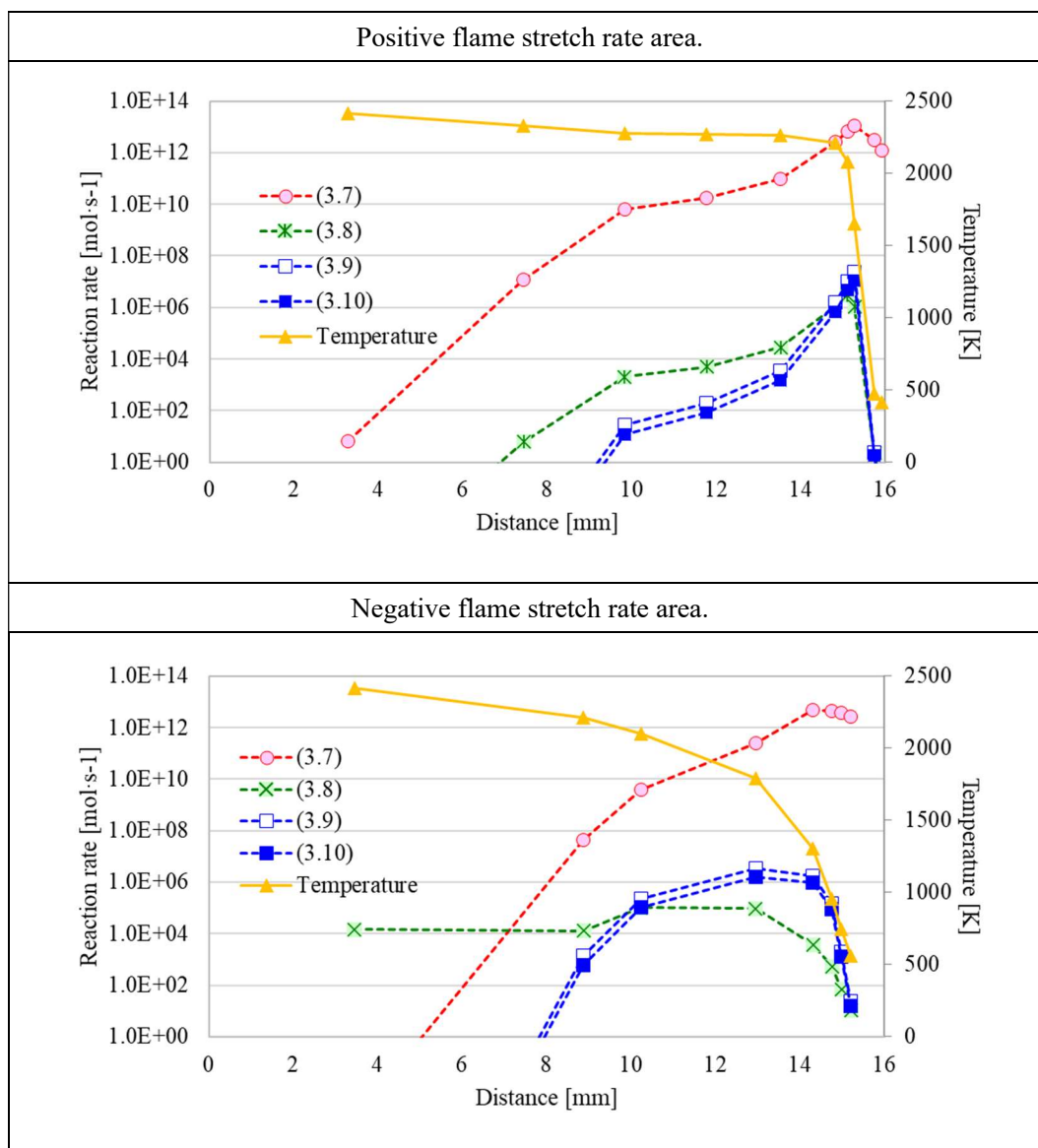


Figure 3.24 Reaction rates of formation/consumption reactions of C_2H_2 with equivalence ratio 1.8 at

$$Pe = 35.$$

3.4 本章の結論

本章では、当量比 1.4, 1.6 および 1.8 のイソオクタン層流過濃予混合伝播火炎を対象とした数値シミュレーションを行い、いずれの当量比においても、不安定性を示すセル状火炎が確認された。セル状火炎の未燃側に対して凸状の部分では、火炎伸長率は正となり、未燃側に対してカスプ状の部分では負の火炎伸長率となっていた。

ルイス数が 1 未満の混合気の火炎における熱-拡散効果によって、火炎伸長率が負であるカスプ部の火炎の温度および温度勾配は、火炎伸長率が正の凸部に比べて小さくなっており、その結果、カスプ部では、低い温度に起因してすすの体積分率が大きくなっていた。

カスプ部におけるすすの生成は、すすの各生成プロセスのうち、当量比 1.4 では核生成、当量比 1.8 では表面成長が支配的であった。また、当量比 1.6 は、核生成と表面成長によるすすの体積分率の変化率の合計が、酸化によるものに比べて大きくなっていた。すすの生成に支配的なすすの生成プロセスが、当量比によって異なった要因は、核生成によってすすが形成された後に、表面成長によるすすの体積分率の変化率が大きくなるという、すすの生成プロセスのうち支配的なプロセスが核生成から表面成長へシフトするタイミングが、各当量比で異なっていたことによると考えられる。

核生成、表面成長によるすすの体積分率の変化率に対する感度は、火炎温度に比べて C_2H_2 の質量分率が大きいと考えられる。カスプ部の C_2H_2 の質量分率は凸部に比べて大きく、これは、カスプ部の火炎面の背面において、燃料であるイソオクタンが熱分解して生じる C_2H_4 の熱分解反応による C_2H_2 の生成反応速度が、凸部に比べて大きくなり、かつ、生成反応速度が消費反応速度を上回ったこと生じていた。このカスプ部と凸部の C_2H_2 の質量分率の生成反応に対する差異は、負の火炎伸長率を持つカスプ部の、ルイス数が 1 未満の混合気における熱-拡散効果による火炎の温度に基づいていると考えられる。

以上のように、不安定性が確認された層流過濃予混合伝播火炎における、すすの生成は、火炎伸長率が負のカスプ部で大きくなっており、このすす生成の主要因は、ルイス数が 1 未

満の混合気における負の火炎伸長による熱-拡散効果によって、火炎伸長が正の凸部に比べて相対的に低くなった温度であることが明らかになった。これは、層流過濃予混合火炎のすすの体積分率が、局所的な火炎伸長率を用いて整理できる可能性が示唆される結果である。

第 4 章 乱流過濃予混合火炎

4.1 本章の概要

第 3 章では、層流過濃予混合伝播火炎を対象として、負の火炎伸長率であるカスブ部は、正の火炎伸長率である凸部に比べて、すすの生成量が大きく、また、当量比が大きくなるにつれてすすの生成量が大きくなることを示した。しかし、直接噴射燃焼方式のガソリンエンジンを含む、実際の燃焼機器における燃焼場は、乱流である場合が多い。乱流火炎では、乱流による熱および燃焼生成物の輸送による混合が生じ、それらが火炎に影響するため、直接噴射燃焼方式のガソリンエンジンの成層燃焼で生じるすすの生成メカニズムの解明に向けては、乱流の影響を踏まえたすすの生成を調べる必要がある。そこで、本章では、第 3 章で用いた当量比の条件のうち当量比 1.4 および 1.8 の混合気を対象として、乱流過濃予混合伝播火炎で生じる燃焼現象および燃焼から生じるすすの生成について調べた。

4.2 計算の初期条件

4.2.1 初期火炎形状および初期流れ場

本章の乱流火炎の燃料は、3 章の層流火炎と同様にイソオクタンを用いた。乱流火炎においても層流火炎と同様に当量比の影響を調べるため、当量比は $\phi = 1.4$ および 1.8 とした。レイリス数 Le はそれぞれ、0.965 および 0.941 であり、1 未満である。温度および圧力は 3 章と同様に、341K、0.1MPa とした。計算開始時に、計算領域の中心部にスパーク点火相当の高温領域を与え、伝播する火炎を再現した。高温領域は平均半径 3mm で温度 1807K である。乱流火炎では、乱流の渦による熱および燃焼生成物の輸送と混合が火炎面上に凹凸形状を形成すると考えたため、初期の高温領域は、第 3 章のような初期の擾乱に相当する正弦波は与えておらず、円状とした。高温領域の外側 0.5mm 間は、層流火炎と同様に、式(3.1)から式(3.3)に示すように、温度が 1807K から 341K に線形で変化するように設定した。また計

算領域の大きさ，計算格子の大きさおよび，計算の時間刻みは，3 章で示した $\phi = 1.4$ ，1.8 の計算と同じとした． $\phi = 1.4$ の計算初期の高温領域を図 4.1 に示す．

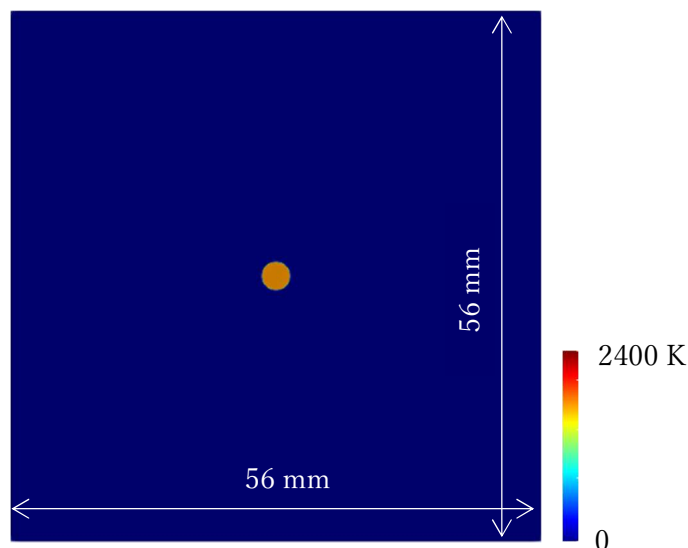


Figure 4.1 Temperature profile of initial flame kernel of turbulent flames with equivalence ratio 1.4.

4.2.2 乱れ強さと積分スケール

計算初期の流速分布を得るために，まず 2 章の式(2.37)に示すエネルギー Spektral 方程式に基づいて決定される 3 次元の等方性乱流の流速分布を作成した．北川らの定容燃焼装置内の乱れ場と同じ火炎伸長となる条件を想定して決定した⁹⁹⁾．

得られた 3 次元の等方性乱流の流速分布に対し，燃焼計算の初期の流速条件として用いる 2 次元の流速分布として，原点を通り Z 軸に垂直な中央断面の流速分布を切り出した．切り出した 2 次元の流速分布は，2 次元の計算領域内において式(2.1)から式(2.4)の保存式を満たしていないため，切り出した流速分布を基にして，流れ場の時間発展計算を行い，流速分布が計算領域全体で式(2.1)から式(2.4)の保存式を満たす流速分布を求め，燃焼計算の初期の流速条件とした．得られた流速条件の積分スケールおよび，乱れ強さは， $\phi = 1.4$ が 9.72×10^{-4} m および 5.20×10^{-1} m/s，また $\phi = 1.8$ が 1.00×10^{-3} m， 7.24×10^{-2} m/s であった． $\phi = 1.4$ の初

期の流速条件を図 4.2 に示す. また, $\phi = 1.8$ の初期の流速条件を図 4.3 に示す.

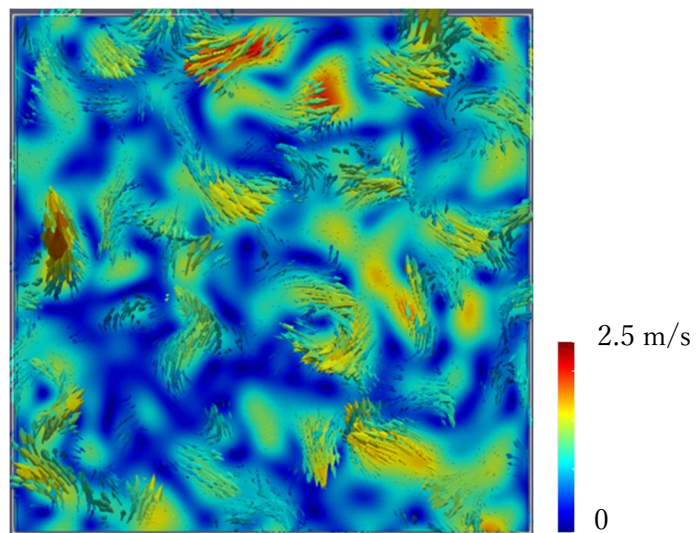


Figure 4.2 Initial flow field of equivalence ratio 1.4.

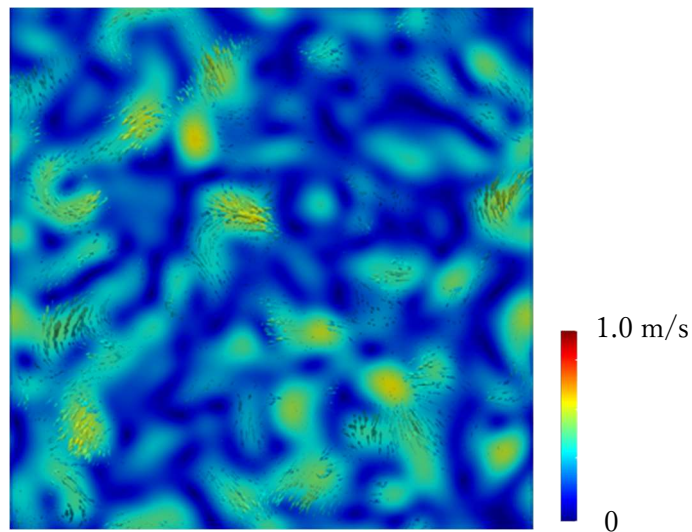


Figure 4.3 Initial flow field of equivalence ratio 1.8.

4.2.3 乱流燃焼ダイアグラム

乱流予混合火炎における燃焼形態を分類した乱流燃焼ダイアグラムは, 2 章に示しよう

に, Borghi や Peters によって提案されているが, ここでは Peters のダイアグラムを用いた. 火炎伸長の影響を受けてない層流火炎速度 u_l は, $\phi = 1.4$ で 0.25 m/s, $\phi = 1.8$ で 0.05 m/s であり, CHEMKIN の一次元シミュレーションから求めた. また, $\delta_F (= \lambda_r / c_p \rho u_l)$ で表される層流火炎の予熱域厚さは, 混合気の熱伝導率 λ_{th} , 定圧比熱 C_p , と, 密度 ρ によって計算した. $\phi = 1.4$ におけるそれぞれの値は $\lambda_{th} = 2.61 \times 10^{-8}$ kW/mm/K, $C_p = 1.08$ kJ/kg/K, $\rho = 1.10$ kg/m³ である. これらの値から計算される層流火炎の予熱域厚さ $\delta_F = 8.84 \times 10^{-5}$ m である. また, $\phi = 1.8$ におけるそれぞれの値は $\lambda_{th} = 2.61 \times 10^{-8}$ kW/mm/K, $C_p = 1.11$ kJ/kg/K, $\rho = 1.12$ kg/m³ である. これらの値から計算される層流火炎の予熱域厚さ $\delta_F = 4.12 \times 10^{-4}$ m である. ここで, 乱流カルロピッツ数は $Ka (= (u'/S_L)^{3/2} (l_E/l_F)^{-1/2})$ である. 図 4.4 に, Peters の乱流燃焼ダイアグラム上の, 本研究における $\phi = 1.4, 1.8$ の乱流火炎の位置を示す. Peters の乱流燃焼ダイアグラム上では, $\phi = 1.4$ は Corrugated flamelets に分類される乱流火炎であるが, $\phi = 1.8$ は, Thin reaction zones に分類される乱流火炎であった.

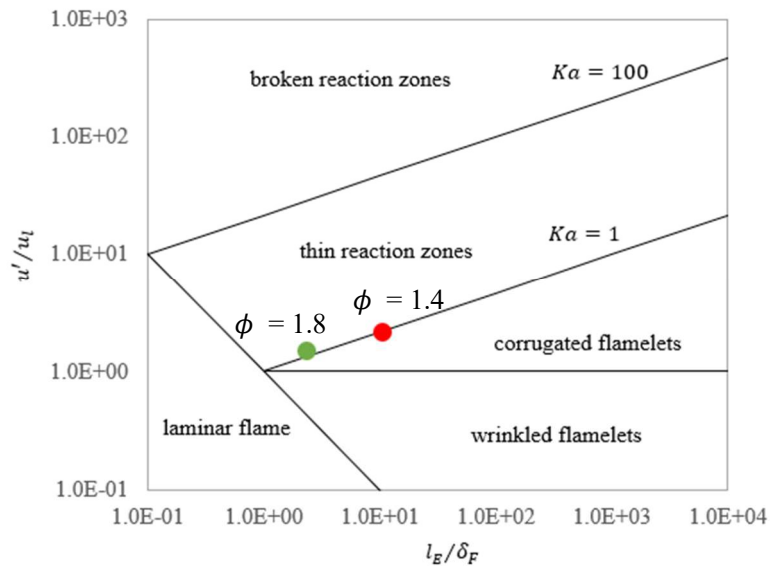


Figure 4.4 Simulation condition on Peters diagram.

Corrugated flamelets では, 第 1 章に示すように, Wrinkled flamelets に比べて火炎の皺が強

調して形成されるものの、火炎の内部構造にまで乱流の効果が及ばないとされており、また、名田らも、乱流の最小スケールであるコルモゴロフ長さスケールが火炎厚さより大きいことで、層流火炎の構造を維持しながら、火炎は折りたたまれるように湾曲するのみであるとしている。従って、 $\phi = 1.4$ は、局所的には層流火炎の特徴を維持していると考えられる。一方、 $\phi = 1.8$ では、コルモゴロフ長さスケールの渦は火炎の熱発生率を支配する内層までは影響していないと考えられるものの、乱流運動により火炎面に作用する伸長が $\phi = 1.4$ に比べて大きくなっていると考えられる。Peters は、Thin reaction zones では火炎が分断されるとしているが、 $\phi = 1.8$ の計算はそこまで至っていない。

4.3 解析結果

4.3.1 火炎形状

図 4.5 および図 4.6 に、 $\phi = 1.4, 1.8$ それぞれの乱流による火炎面の凹凸形状が現れた温度、流速、すすの体積分率のコンターを示す。本研究における乱流火炎は、火炎面の変形が層流に比べて相対的に大きく、従って火炎面全体での火炎半径の定義が困難であったことから、図 4.5 および図 4.6 には、 Pe ではなく、解析開始からの時間を示した。図 4.5 には、 $\phi = 1.4$ の解析結果として 8.5 msec から 11.5 msec のコンターを示す。また図 4.6 には、 $\phi = 1.8$ の解析結果として 11.5 msec から 14.4 msec のコンターを示す。本研究の火炎は、第 3 章の層流火炎と同様に、熱発生によって計算領域内の圧力が上昇したことで、火炎温度は初期雰囲気条件の断熱火炎温度以上となった。

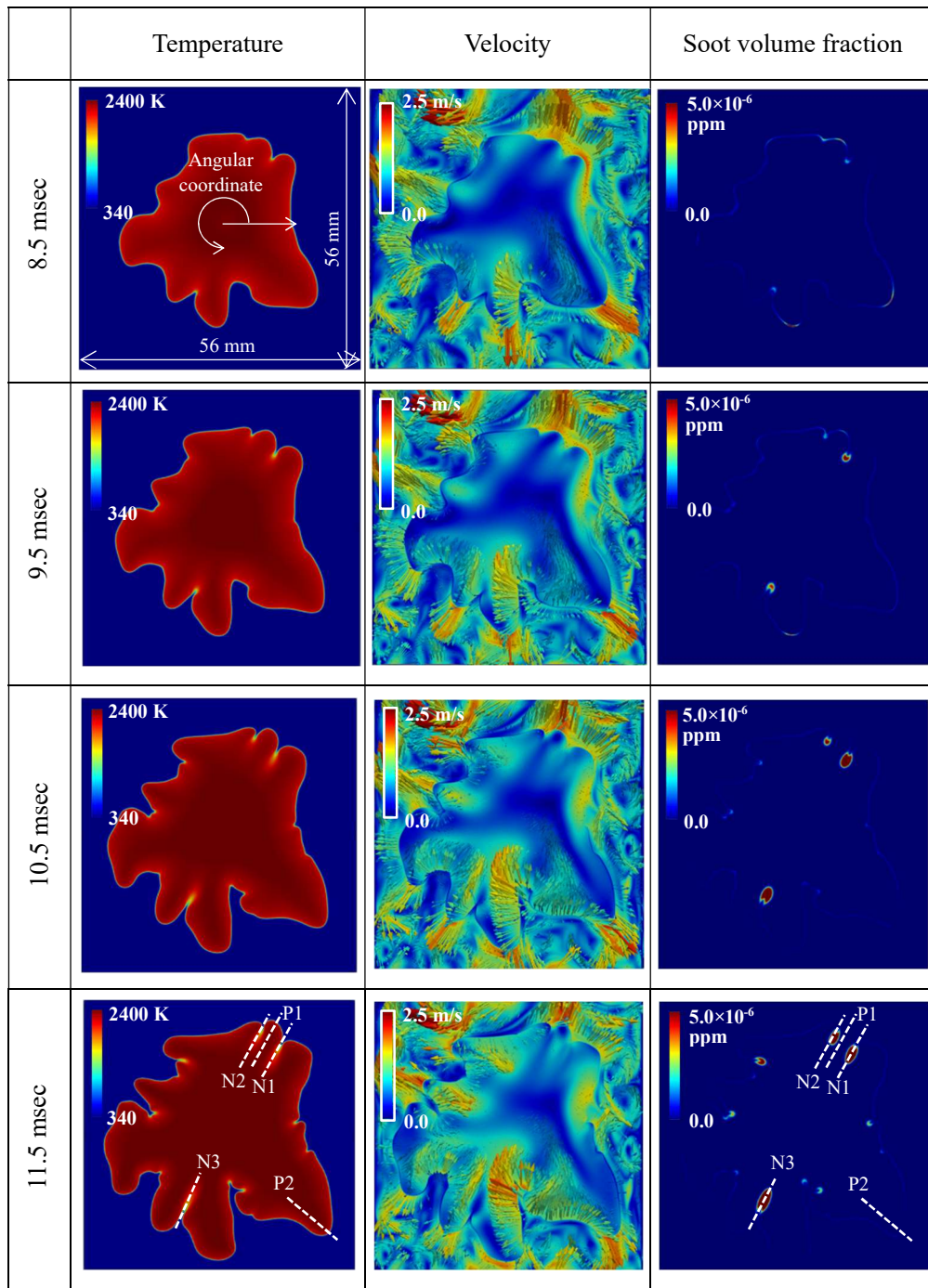


Figure 4.5 Instantaneous temperature, velocity, and soot volume fraction distributions with equivalence ratio 1.4.

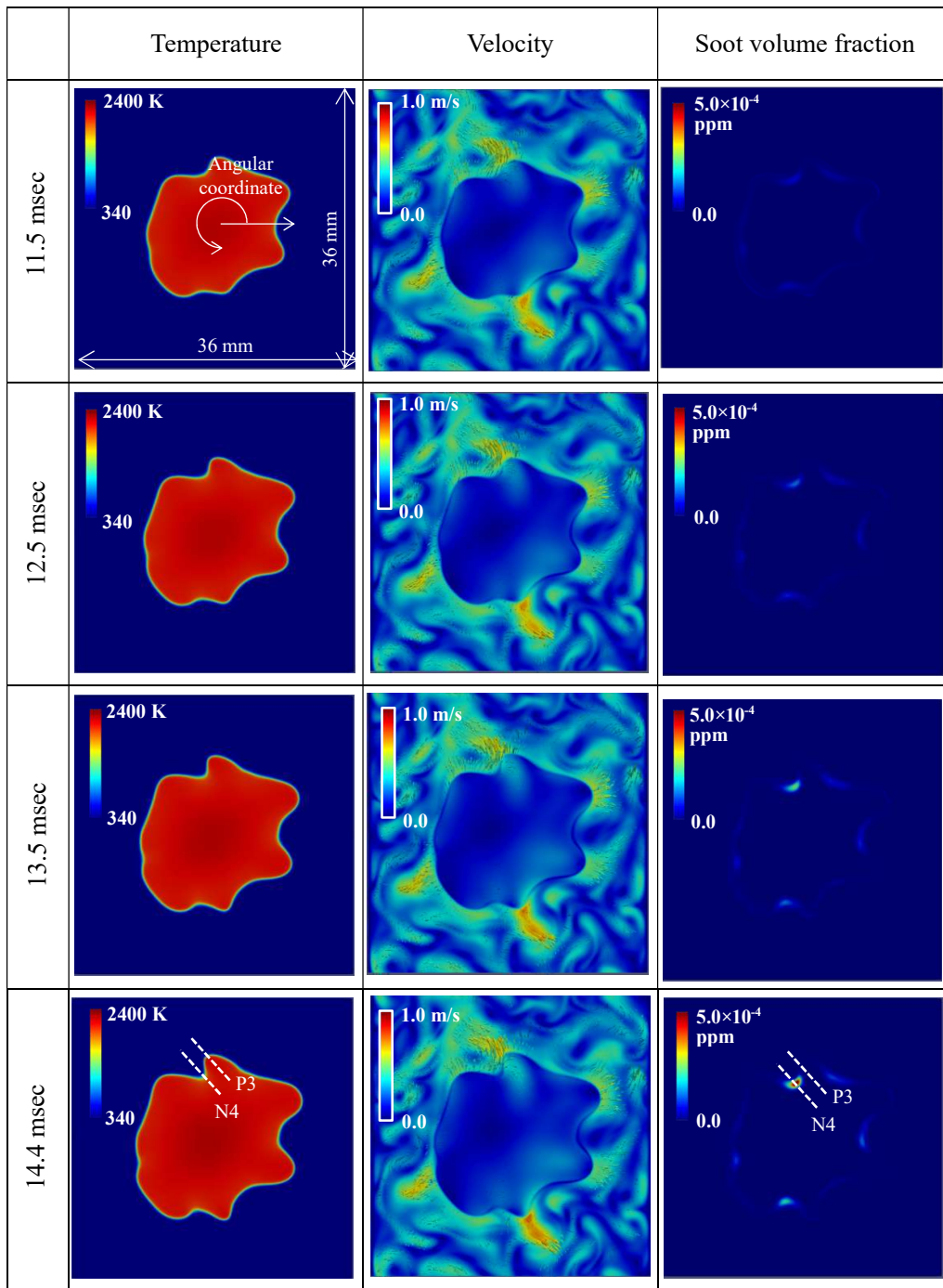


Figure 4.6 Instantaneous temperature, velocity, and soot volume fraction distributions with equivalence ratio 1.8.

$\phi = 1.4$ の 8.5 msec, また $\phi = 1.8$ の 11.5 msec における火炎面上には, 乱流によるものと考えられる様々な曲率半径を持つ凹凸形状が形成された. 乱流火炎における凹凸形状に対して, 不安定性が影響する可能性が Bradley et al.によって指摘されている. 不安定性によって火炎面に現れる波数は, Bechtold et al.が示すように, 火炎伝播と共にその幅が広がる特徴があるが, 第 1 章で示した臨界ペクレ数 Pe^* 付近では, 火炎面上に生じる波数の幅は小さく, 火炎面上に現れる波長は同程度の大きさになると考えられる. しかし, 図 4.5, 図 4.6 に現れた凹凸の曲率の大きさには幅があることから, 本研究では火炎面上の凹凸形状が, 不安定性によるものか, もしくは乱流によるものか, その寄与を明確に区別できていないものの, 火炎面上の凹凸形状は, 主に乱流によるものと考えられる.

時間の経過と共に, 未燃側に対して凸状の部分は, 未燃側への広がりが大きくなった一方, 未燃側に対して凹状の部分は時間の経過と共に曲率が小さくなり, Lockett et al.が示す Deep crack のような形状へと変化した. 火炎が伝播するにつれて, 初期の流速条件に対して混合気の熱膨張による外向きの流れが加わることで複雑な流れ場が形成される. 図 4.5 および図 4.6 に示す火炎形状はこの流れの影響を受けていると考えられる. 例えば, 図 4.5 の火炎の紙面下方部分にある Deep crack は, 8.5 msec から 11.5 msec にかけて, 位置の変化が他の Deep crack に比べて小さく, これは, 火炎の伝播速度と火炎面に向かう流れの速度が拮抗しているためと考えられる.

$\phi = 1.4, 1.8$ 共に, Deep crack の既燃側では, 周囲の既燃側に比べて相対的に低い温度分布となっていた. 従って, Deep crack の火炎の伝播速度は, 凸部に比べて低くなっていると考えられ, この温度の違いも結果として時間経過に伴う火炎面の変形に影響していると考ええる. またすすは, Deep crack の相対的に低い温度分布の位置において, 火炎面に対して内側の既燃部で大きくなっており, 分布は時間の経過と共に, 既燃側に広がっていた.

今回の乱流火炎は, Peters の乱流燃焼ダイアグラム上で, $\phi = 1.4$ は, Corrugated Flamelets に分類される. 従って, 本章の乱流のコルモゴロフ長さスケールは層流火炎の予熱域厚さよ

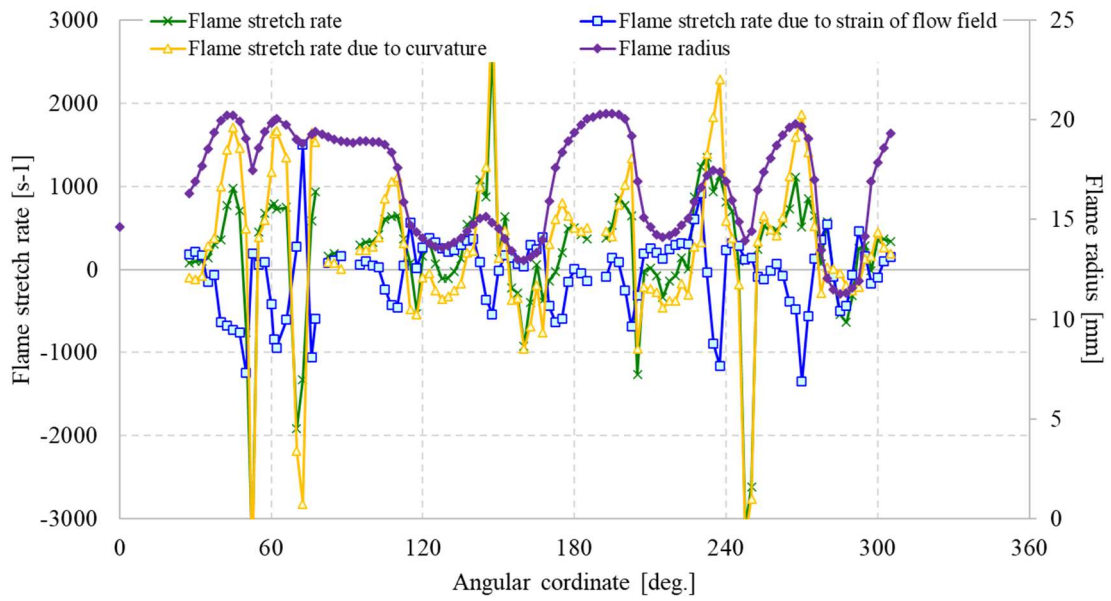
り大きく、火炎面は乱流によって変形しているものの、局所的には層流の火炎構造を保っていると考えられることから、 $\phi = 1.4$ において、すすの生成が確認された Deep crack の相対的に低い温度分布には、第3章の層流火炎と同様に Le が1未満の混合気の熱-拡散効果が影響していると考えられる。 $\phi = 1.8$ は Thin reaction zones に分類されているものの、 $\phi = 1.4$ と同様に $Ka=1$ 近傍にあり、また Thin reaction zones の特徴である火炎の分断が生じていないことから、本計算における $\phi = 1.8$ の火炎の火炎伸長の影響は $\phi = 1.4$ と同程度であると考えられる。従って、 $\phi = 1.8$ の相対的に低い火炎温度に対しても、 $\phi = 1.4$ と同様に、熱-拡散効果が影響していると考えられる。

乱流火炎における局所的なすすの生成について調べるため、 $\phi = 1.4$ において、11.5 msecのタイミングですすの生成量が大きく、火炎面上で負の曲率である場所を N1 から N3 と定義し、また、逆にすすの生成量が N1 から N3 に比べて小さく、火炎面上で正の曲率である場所を、P1 と P2 を定義した。N1 から N3 は同程度のタイミングで Deep crack となった場所であり、図 4.5 におけるすすの既燃側への広がりも同程度であった。また、 $\phi = 1.8$ において、すすの生成量が大きくなっている負の曲率の火炎面上の場所を N4 と定義し、すすの生成量が N4 に比べて小さく、正の曲率の火炎面上の場所を、P3 と定義した。 $\phi = 1.8$ では 14.4 msec の時点で N4 が最も曲率半径が小さく、N4 以外に同様のすすの広がりを持つ場所が存在していなかったことから、N4 のみを評価対象とした。N1 から N4、P1 から P3 の位置を、図 4.5 および、図 4.6 に示す。

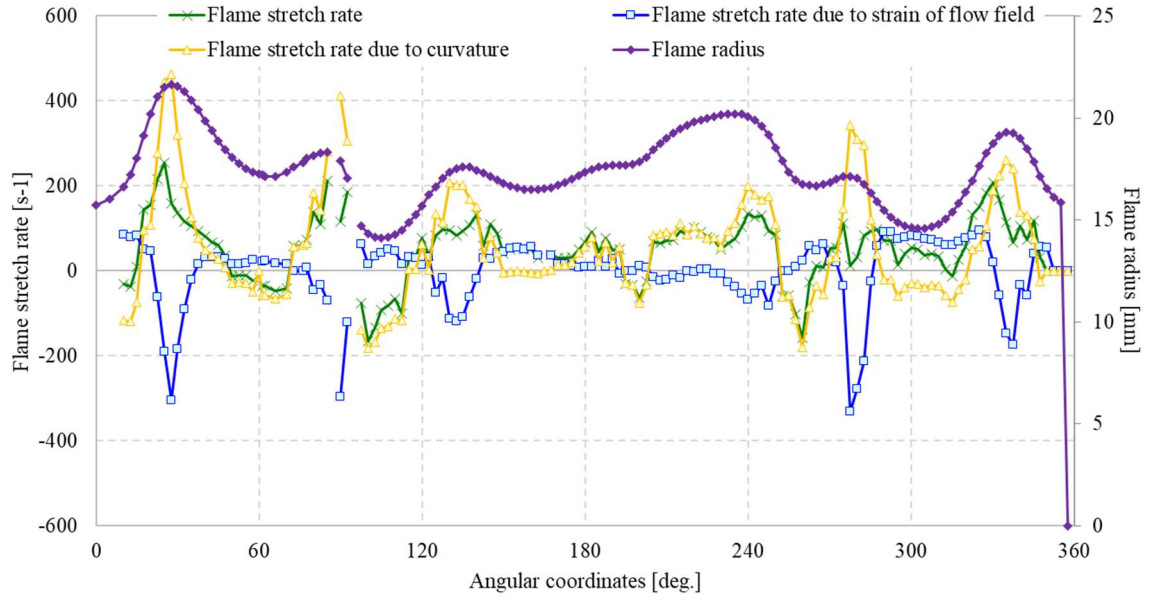
4.3.2 火炎伸長率

火炎は、2章で示すように、火炎面付近の速度の非一様性と、曲率を持った火炎が伝播することによる伸長の影響を受ける。3章の層流火炎では、曲率の影響が支配的であった一方、乱流火炎では、流れ場の影響として速度の非一様性の影響が大きくなると考えられる。図 4.7 に、 $\phi = 1.4$ における 8.5msec および、 $\phi = 1.8$ における 11.5msec の乱流火炎全体の火炎

伸長率を示す。火炎伸長率を求めたタイミングは、火炎面に乱流による凹凸形状が現れたタイミングであり、第3章の層流火炎で火炎伸長率を求めたタイミングとは異なる。図4.7には、計算領域の中心を基準とした局所的な火炎面の位置を局所的な火炎半径として示しており、また、速度の非一様性と曲率の火炎伸長率への影響も併せて示している。



(a) $\phi = 1.4$, 8.5msec



(b) $\phi = 1.8$, 11.5msec

Figure 4.7 Flame stretch rate and flame radius.

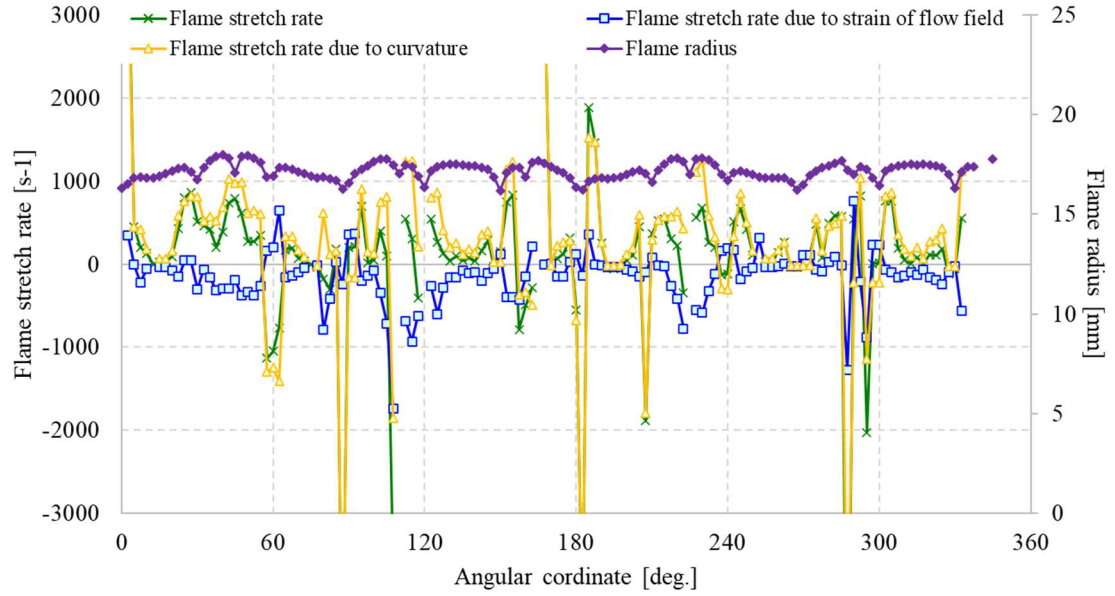


Figure 4.8 Flame stretch rate and flame radius of laminar flame with equivalence ratio 1.4 at 8.5 msec.

図 4.7 の火炎伸長率は、第 3 章の図 3.7 と同様に、本研究で火炎面とした 1400 K におい

て、周方向に求めた。図 4.7 の横軸は周方向の角度座標を示す。角度座標の原点は、計算領域の中心の位置とし、角度座標は原点を通る X 軸を 0° として、反時計方向の角度とした。角度座標の方向を図 4.5 および図 4.6 に示す。

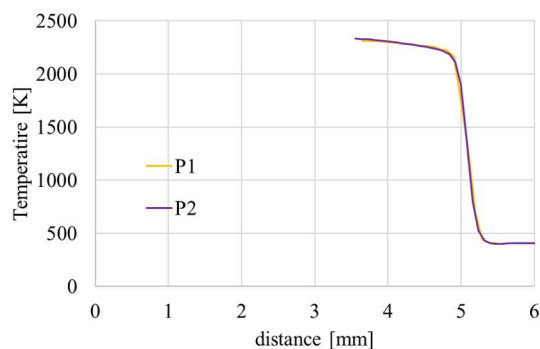
図 4.7 における火炎面の形状と、火炎伸長率の関係について、 $\phi = 1.4, 1.8$ 共に、負の曲率である Deep crack は負の火炎伸長率となっており、正の曲率である凸部は正の火炎伸長率となっていた。これは第 3 章で示した層流火炎と同じ傾向であった。 $\phi = 1.4, 1.8$ いずれも、4.3.1 章で示すように、局所では層流の火炎構造を保っていると考えられるため、正および負の火炎伸長率を持つ場所では、 Le が 1 未満の混合気における熱-拡散効果の影響を受けていると考えられる。 $\phi = 1.4, 1.8$ において、すすの生成量が大きくなっていた N1 から N4 はいずれも負の火炎伸長率である一方、P1 から P3 は正の火炎伸長率であった。

速度の非一様性と、曲率の火炎伸長率への影響について、図 4.7 に示す $\phi = 1.4$ および 1.8 の速度の非一様性による火炎伸長率の、正および負の平均値は共に、曲率の平均値より小さかった。これは、本研究の乱流火炎の火炎伸長率に対しては、曲率による影響が大きいことを示す。図 4.8 は第 3 章で示した層流火炎の $\phi = 1.4, 8.5 \text{ msec}$ の火炎伸長率である。図 4.7(a) と図 4.8 とを比較すると、図 4.7(a) の速度の非一様性による火炎伸長率の、正および負の平均値は図 4.8 に比べて大きく、本研究の $\phi = 1.4$ 乱流火炎において、火炎伸長率に対する速度の非一様性の影響は層流火炎よりも大きくなっていた。 $\phi = 1.8$ の 11.5 msec における層流火炎の火炎伸長率は、本論文では示していないが、 $\phi = 1.4$ と同様に、火炎伸長率に対する速度の非一様性の影響が、層流火炎よりも大きくなっていると考えられる。

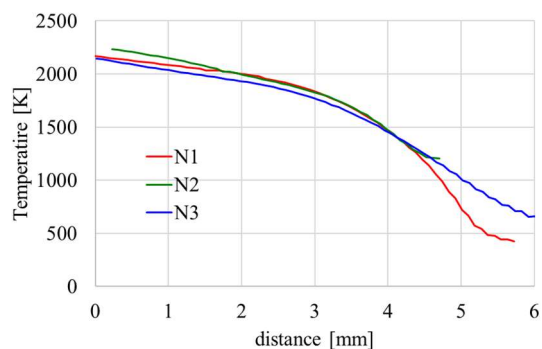
4.3.3 温度とすすの分布

$\phi = 1.4$ における、N1 から N3 および、P1, P2 の温度分布を図 4.9 に示す。また、 $\phi = 1.8$ における、N4 および、P3 の温度分布を図 4.10 に示す。図 4.9, 図 4.10 の温度分布は、火炎面とした 1400 K に対して垂直な方向の分布である。図 4.9, 図 4.10 の横軸は出力範囲の長

さであり、火炎面と定義した 1400 K の位置を揃えて示した。図 4.9, 図 4.10 の出力場所は、図 4.5 および図 4.6 に示している。 $\phi = 1.4$ の火炎の温度および温度勾配は、正の火炎伸長率である P1, P2 に比べて、負の火炎伸長率である N1 から N3 が小さかった。また同様に、 $\phi = 1.8$ の火炎の温度および温度勾配は、正の火炎伸長率である P3 に比べて、負の火炎伸長率である N4 は小さかった。この要因として、 $\phi = 1.4$ では、 Le が 1 未満の混合気における熱-拡散効果が考えられる。また $\phi = 1.8$ についても同様に、 Le が 1 未満の混合気における、熱-拡散効果の影響が大きいと考えられる。 $\phi = 1.8$ では、渦の影響が $\phi = 1.4$ より大きいと考えられるものの、図 4.7 に示す火炎伸長率が Deep crack で負であり、また図 4.9 に示す Deep crack の温度および温度勾配が凸部に比べて小さくなっていることが、 $\phi = 1.4$ および、第 3 章で示した層流火炎と同様であった。また、図 4.4 に示す Peters の乱流燃焼ダイアグラム上で $Ka = 1$ 近傍に位置していることを踏まえると、 $\phi = 1.8$ の局所的な火炎構造は Corrugated flamelets に近いと考えられる。 $\phi = 1.4$ の Deep crack である N1 から N3 の中には、N3 の火炎の温度および温度勾配が最も小さかった。一方、P1, P2 はほぼ同様の温度分布であった。N1, N2 の温度分布に対する N3 の温度分布の違いは、熱-拡散効果の差異によるものと考えられる。N1 から N3 は同程度のタイミングで Deep crack となった場所であるが、熱-拡散効果に影響する曲率半径などの燃焼特性の差異が要因あることが考えられる。今後、局所の熱拡散量および物質拡散量のそれぞれに着目した取り組みが必要であると考えられる。

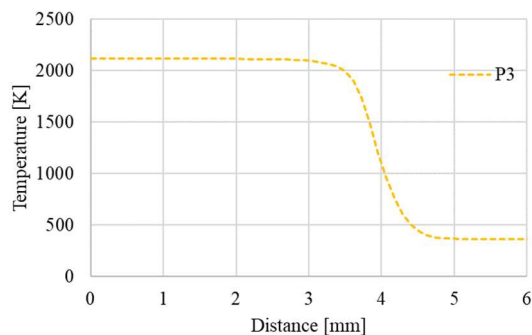


(a) Positive flame stretch rate area.

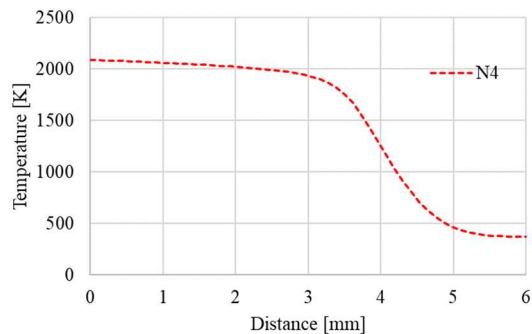


(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 4.9 Profile of temperature profile at each examined points with equivalence ratio 1.4.



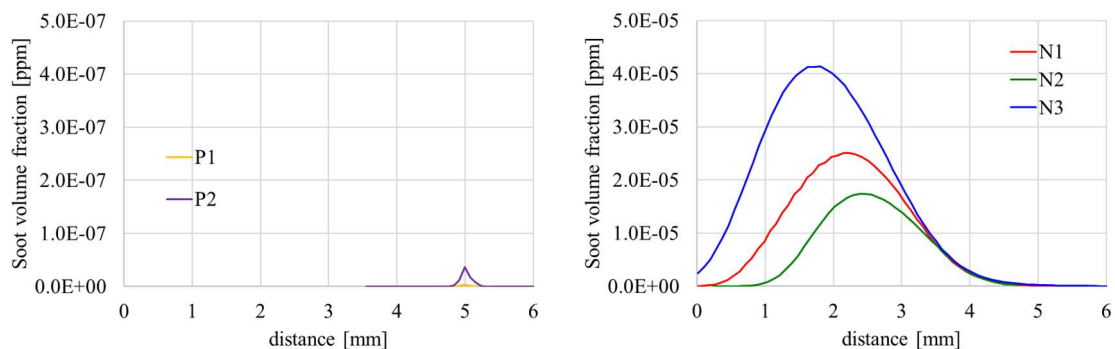
(a) Positive flame stretch rate area.



(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 4.10 Profile of temperature at each examined points with equivalence ratio 1.8.

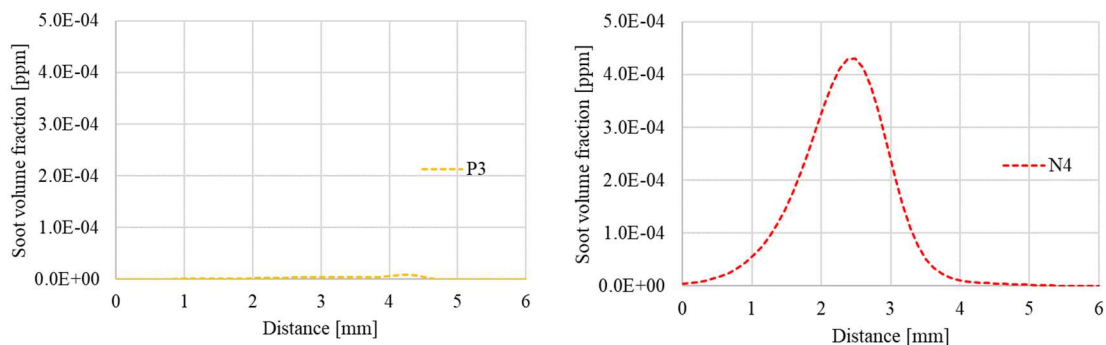
図 4.11 および図 4.12 に、 $\phi = 1.4$ の N1 から N3 および、P1 および P2、また、 $\phi = 1.8$ の N4 および P3 におけるすすの体積分率(= M/ρ_s)の分布を示す。図 4.11 の横軸は、図 4.9 と同様に、本研究で火炎面とした 1400 K の位置を揃えている。すすの体積分率の出力位置は、図 4.9、図 4.10 と同じである。図 4.11 および図 4.12 示す $\phi = 1.4$, 1.8 いずれにおいても、すすの体積分率は、正の火炎伸長率である P1 から P3 に比べて、相対的に火炎の温度および温度勾配が小さい負の火炎伸長率の N1 から N4 が大きかった。 $\phi = 1.4$ では、N1 から N3 のの中では、最も火炎の温度および温度勾配が小さい N3 におけるすすの体積分率が最も大きかった。



(a) Positive flame stretch rate area.

(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 4.11 Profile of soot volume fraction at each examined points with equivalence ratio 1.4.



(a) Positive flame stretch rate area.

(b) Negative flame stretch rate area.

Figure 4.12 Profile of soot volume fraction at each examined points with equivalence ratio 1.8.

4.3.4 すすの生成メカニズム

第3章に示す通り，すすは，核生成 (R_{inc})，表面成長 (R_{sur})，酸化 (R_{oxi})，および凝集の4つの生成プロセスが影響する．第3章と同様に，乱流火炎における，すすの体積分率に対する，すすの各生成プロセスの影響を調べるために， $\phi = 1.4, 1.8$ の N1 から N4 および，P1 から P3 における R_{inc} ， R_{sur} ，および R_{oxi} を図 4.13 および，図 4.14 に示す．すすの体積分率に直接的に影響しない凝集は図 4.13 および図 4.14 には示していない．図 4.13 の横軸は，図 4.9 と同様に，本研究で火炎面とした 1400 K の位置を揃えている．

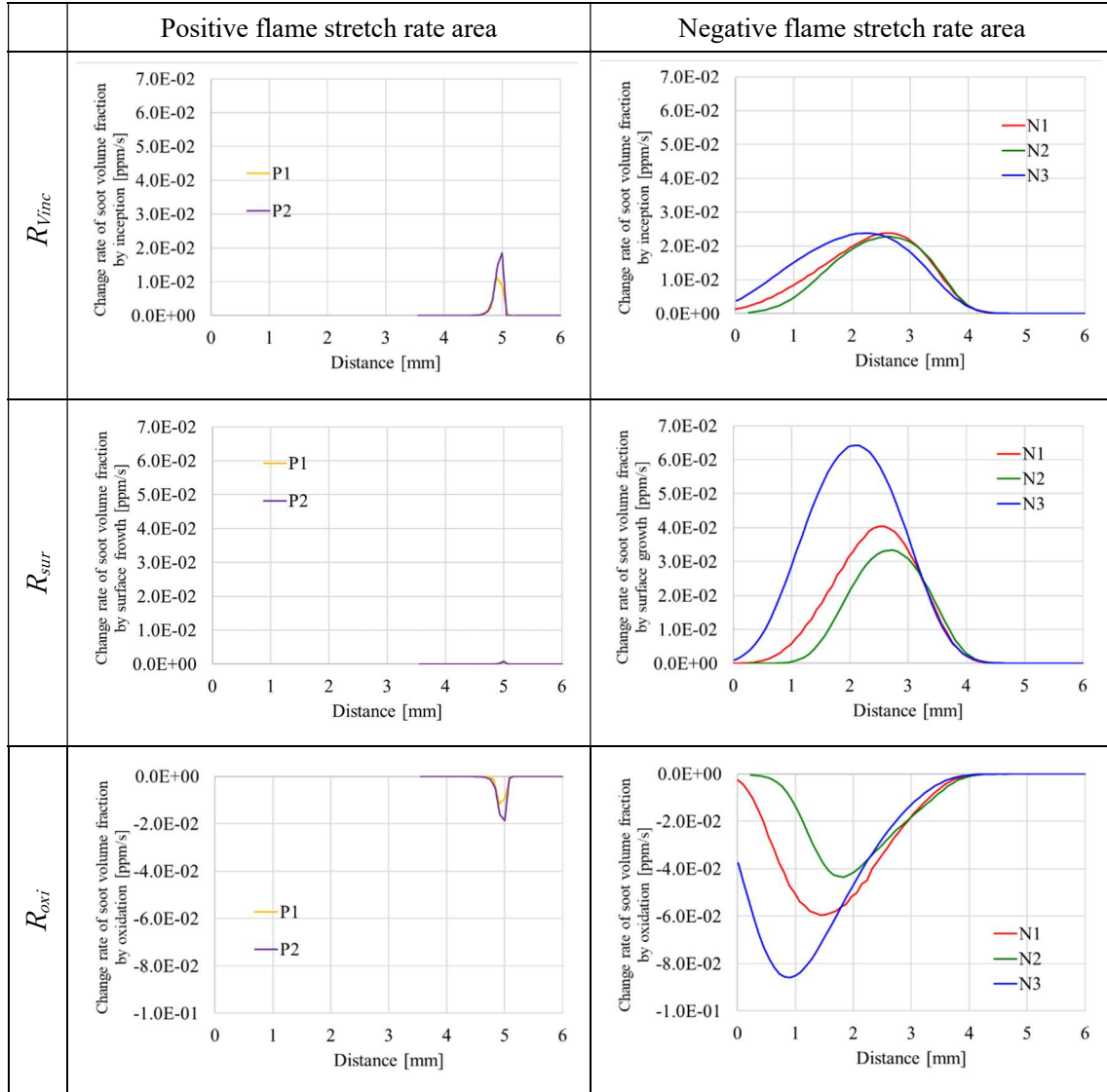


Figure 4.13 Profile of change rate of soot volume fraction by each process with equivalence ratio

1.4.

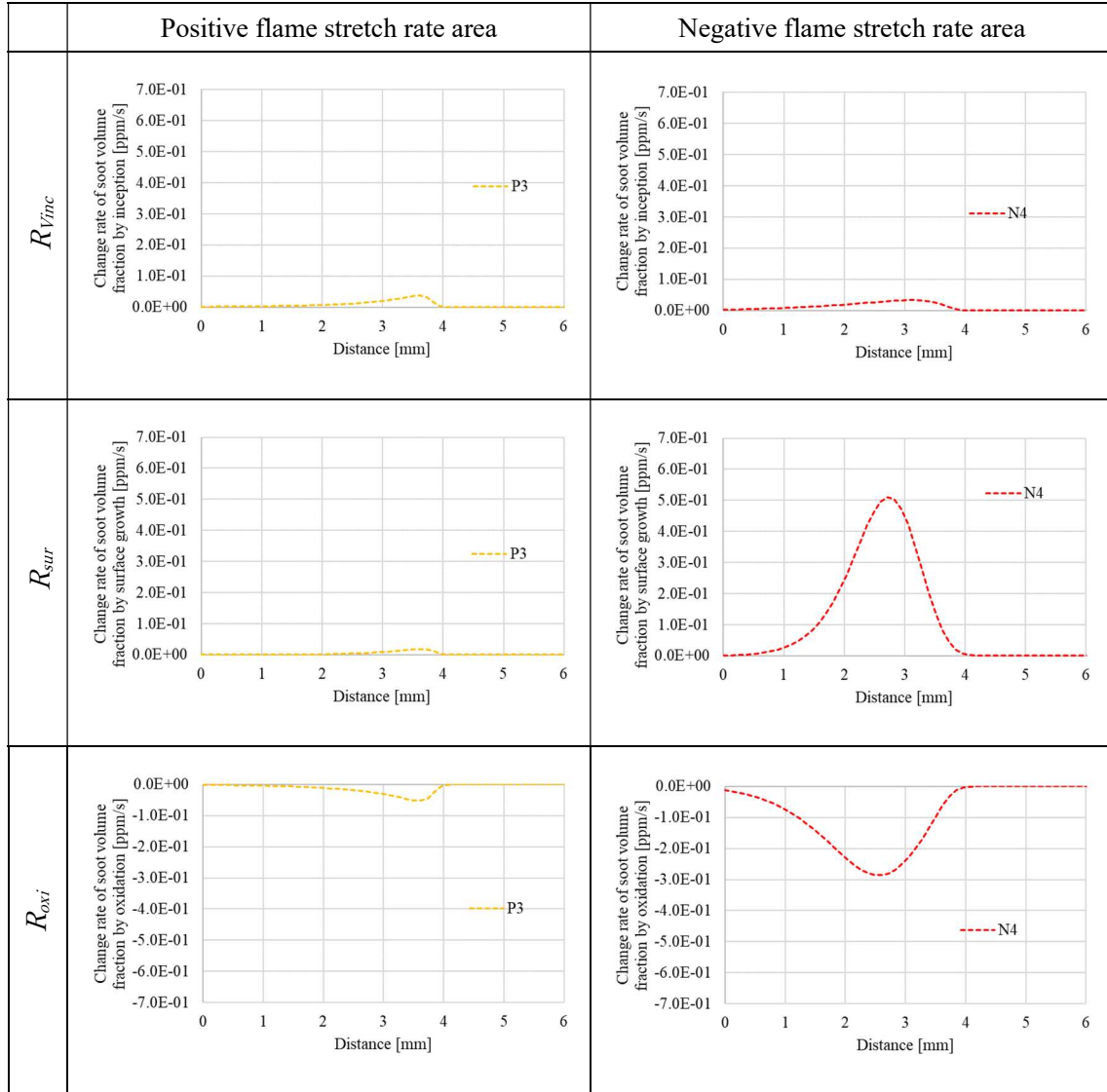


Figure 4.14 Profile of change rate of soot volume fraction by each process with equivalence ratio

1.8.

すすの体積分率の変化率について、 $\phi = 1.4$ における N1 から N3 の R_{vinc} は、P1 および P2 の R_{vinc} に比べて、ピークの値は同程度であったものの、分布が広がっていた。また、N1 から N3 において、 R_{vinc} の最大値はいずれも同程度であった。 R_{sur} は、P1 および P2 に比べて N1 から N3 のピークの値が大きく、 R_{vinc} と同様に分布も広がっていた。N1 から N3 における R_{sur} の最大値の大きさは R_{vinc} と異なり、N3 が最も大きい結果であった。N3 は N1 から N3 の中で、最も火炎の温度および温度勾配が小さい場所である。すすの消費反応である R_{oxi} について、N1 から N3 の R_{oxi} の最大値は R_{vinc} や R_{sur} に比べて大きいものの、 R_{vinc} および R_{sur} の合計に比べると小さく、 $\phi = 1.4$ におけるすすの体積分率の変化率は正であった。図 4.13 において、 $\phi = 1.4$ における N1 から N3 の R_{vinc} および R_{sur} のピークの位置が N1 から N3 で異なっているが、これは、火炎面である 1400 K の位置を揃えて示していることによる。ここで、すすの体積分率が最も大きい N3 に着目すると、 R_{vinc} および R_{sur} のピークの位置に対して、すすの体積分率の位置には差異が生じている。これは、すすの生成反応である R_{vinc} および R_{sur} のピークの位置と、消費反応である R_{oxi} のピークの位置に差異があり、これらの和がすすの生成項として、すすの体積分率に影響することによる。

上述の通り、図 4.13 では、N1 から N3 のいずれの場所においても R_{oxi} の大きさが最も大きい、 R_{vinc} および R_{sur} 大きさの合計は、 R_{oxi} の大きさを上回っていた。これは、第 3 章に示した層流火炎の $\phi = 1.6$ と同様の傾向であった。

図 4.14 に示す、 $\phi = 1.8$ におけるすすの体積分率の変化率について、 $\phi = 1.8$ では、 R_{vinc} 、 R_{sur} および R_{oxi} のいずれも、P3 に比べて N4 が大きかった。また N4 において、すすの体積分率の変化率における支配的なプロセスは R_{sur} あり、第 3 章に示した層流火炎の $\phi = 1.8$ と同様であった。

$\phi = 1.4, 1.8$ の乱流火炎において、すすの体積分率が大きかった N1 から N4 の火炎の温度および温度勾配が、P1 から P3 に比べて小さかったことから、N1 から N4 の R_{vinc} および R_{sur} の分布には、 C_2H_2 の質量分率が主に影響していると考えられる。図 4.15 および図 4.16

に、 $\phi = 1.4$ および 1.8 の N1 から N4 および、P1, P3 における C_2H_2 の質量分率を示す。 $\phi = 1.4$ において、N1 から N3 の C_2H_2 の質量分率は、P1 および P2 より大きかった。特に、N3 の C_2H_2 の質量分率は、N1, N2 に比べて大きかった。 $\phi = 1.4$ のすすの体積分率のピーク値の昇順は C_2H_2 の質量分率のピーク値の昇順と一致しており、 R_{sur} および、 R_{sur} によるすすの体積分率は、第 3 章の層流火炎同様に C_2H_2 の質量分率が主な要因であると考えられる。また、 $\phi = 1.8$ においても、N4 の C_2H_2 の質量分率は P3 より大きく、 R_{sur} および、すすの体積分率に対して主に影響を与えたのも、 C_2H_2 の質量分率であると考えられる。

$\phi = 1.4, 1.8$ いずれも、局所的には層流火炎の同様の火炎構造であると考えられることから、凸部に比べて Deep crack で C_2H_2 の質量分率が大きくなり、また、 C_2H_2 の質量分率に基づいてすすの体積分率が大きくなった主な要因は、 Le が 1 未満の混合気における負の火炎伸長率による熱-拡散効果で、相対的に低くなった温度であると考えられる。

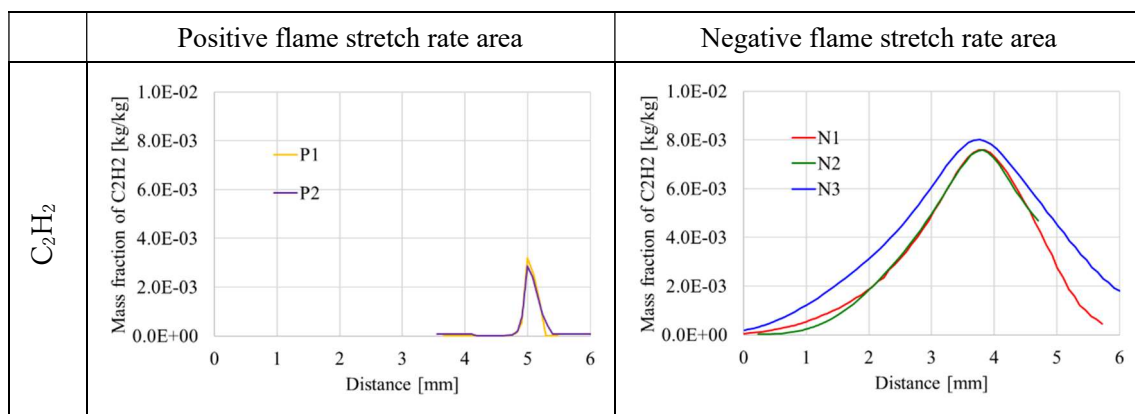


Figure 4.15 C_2H_2 profile with equivalence ratio 1.4

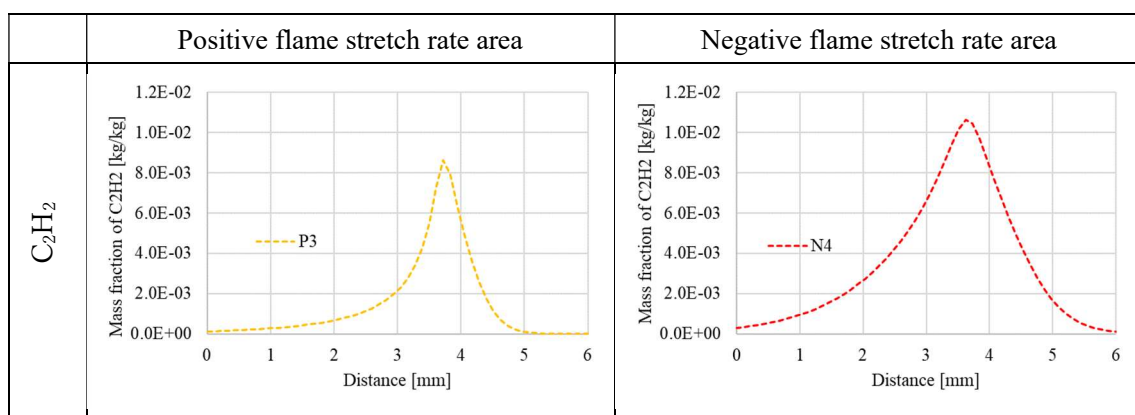


Figure 4.16 C_2H_2 profile with equivalence ratio 1.8

4.4 本章の結論

本章では、当量比 1.4, 1.8 のイソオクタン乱流過濃予混合伝播火炎を対象とした数値シミュレーションを行った。いずれの当量比においても、火炎面には、乱流によると思われる凹凸形状が形成され、未燃側に対して凸状の部分は未燃側への広がりが大きくなる一方、未燃側に対して凹状の部分は時間の経過と共に曲率が小さくなり、Lockett et al. が示す Deep crack のような形状へと変化した。

当量比 1.4, 1.8 共に、負の曲率である Deep crack では負の火炎伸長率となっており、正の曲率である凸部では正の火炎伸長率となっていた。これは第 3 章で示した層流火炎と同じ傾向であった。温度について、Deep crack の火炎の温度および温度勾配は凸部より小さかった。本章の乱流火炎において、当量比 1.4 は Corrugated flamelets に分類される火炎であり、乱流火炎ではあるが、局所的な温度分布は層流火炎の特徴を保っていると考えられる。また当量比 1.8 は Thin reaction zones に分類される火炎であり、当量比 1.4 に比べ火炎構造への渦の影響が大きいと考えられるものの、Peters のダイアグラムにおいて $Ka = 1$ 近傍であることから、局所的には層流火炎と同様の火炎構造を保っていると考えられる。従って、いずれの当量比においても、Deep crack の火炎の温度および温度勾配が凸部より小さかった主要因は、レイス数が 1 未満の混合気における、熱-拡散効果であると考えられる。

すすの体積分率は、評価したいずれの当量比、評価位置においても、Deep crack が凸部に比べて大きく、Deep crack におけるすすの生成プロセスの内訳として、当量比 1.4 では、すすの消費反応である酸化によるすすの体積分率の変化率の大きさが最も大きかったものの、すすの生成反応である核生成および表面成長によるすすの体積分率の変化率の大きさの合計が、酸化による大きさを上回っており、結果として、すすの体積分率の変化率は正であった。一方、当量比 1.8 における、すすの生成プロセスの内訳として、表面成長によるすすの体積分率の変化率が最も大きかった。

第 3 章で示したように、核生成、表面成長によるすすの体積分率の変化率に対する影響

は、火炎温度に比べて C_2H_2 の質量分率が大きいと考えられる。当量比 1.4, 1.8 いずれも、Deep crack で C_2H_2 の質量分率が凸部に比べて大きくなっており、Deep crack のすすの体積分率が凸部に比べて大きくなった主要因は、 C_2H_2 の質量分率であることが分かった。 $\phi = 1.4, 1.8$ いずれも、局所的には層流火炎の同様の火炎構造であると考えられることから、凸部に比べて Deep crack で C_2H_2 の質量分率が大きくなり、また、 C_2H_2 の質量分率に基づいてすすの体積分率が大きくなった主要因は、レイス数が 1 未満の混合気における負の火炎伸長率による熱-拡散効果で、相対的に低くなった Deep crack の火炎の温度であると考えられる。

以上のように、局所的に層流火炎と同様の火炎構造を保っていると考えられる乱流過濃予混合伝播火炎において、すすの体積分率は、負の火炎伸長率である Deep crack が正の火炎伸長率である凸部に比べて大きくなっており、これはレイス数が 1 未満の混合気における熱-拡散効果によって、Deep crack の火炎の温度および温度勾配が凸部に比べて小さくなったことが要因であることが分かった。この結果は、本研究が対象とした、局所的に層流の火炎構造を保っている乱流過濃予混合火炎におけるすすの体積分率も、層流過濃予混合火炎火炎と同様に、局所的な火炎伸長率を用いて整理できる可能性を示すものである。

第 5 章では、乱流のすす生成への影響を考察するため、層流火炎および乱流火炎にて、火炎伸長率が同程度であるものの、火炎伸長率に対する速度の一様性の影響、曲率の影響が異なる場所において、火炎の温度およびすすの生成について比較を行った。

第 5 章 乱流火炎のすす生成メカニズムへの影響

5.1 本章の概要

第 3 章では層流火炎におけるすすの生成を調べ、また第 4 章では乱流火炎におけるすすの生成について調べた。乱流火炎は層流火炎に比べて、流れによる熱および燃焼生成物の輸送が生じる。また第 4 章で示したように、本研究の乱流火炎では、層流火炎に比べて、火炎伸長率に対して速度の非一様性の影響が大きくなっていた。乱流による流れの影響がすすの生成メカニズムに及ぼす影響について調べるために、本章では第 3 章および第 4 章に示した $\phi = 1.4$ の火炎を対象に、同等の火炎伸長率の値を持ちながら、火炎伸長率に対する曲率および速度の非一様性の火炎伸長率に対する影響が異なる評価点を設定し、すすの生成メカニズムに対する乱流の影響を調べた。 $\phi = 1.8$ については、第 3 章および第 4 章で示した層流火炎および乱流火炎にて同等の火炎伸長率を持つ場所が存在しなかったため、本論文では評価を行っていない。

5.2 火炎形状に対する影響

図 3.2, および図 4.5 に示す、 $\phi = 1.4$ の火炎面上に形成されたセルの様子は、計算開始から同じ時刻が経過したタイミングにおいて、層流と乱流とで異なっていた。 $\phi = 1.4$ において、10.5 msec の層流火炎と乱流火炎とを比較すると、層流火炎の火炎面上のセルの数は、乱流火炎よりも多く、またセルの凹凸の曲率の大きさのばらつきは、層流火炎に比べて乱流火炎の方が大きかった。層流火炎における火炎面の凹凸形状は流体力学的不安定性により生じ、その後、熱-拡散効果の影響を受けたものである。一方、乱流火炎の火炎面は、更に乱流の影響を受ける。乱流火炎に対する、不安定性の影響は Bradley et al. が指摘しているが、本研究ではそれらを区別するには至っていない。

5.3 火炎伸長率に対する影響

乱流火炎のすす生成メカニズムの影響を調べるため、図 5.1 に示す層流火炎の L、乱流火炎の T1 および T2 を定義し、L、T1 および T2 において火炎温度、またすすの生成について調べた。L、T1、および T2 は、正の火炎伸長率である凸部と負の火炎伸長率である凹部を含み、図 3.2 および、図 4.5 で示した火炎の中で、すすの生成量としては大きくないものの、同程度の負の火炎伸長率を持つ場所である。L、T1 および T2 の凹部における負の火炎伸長率の大きさは同程度であるが、L および T1 と、T2 とでは火炎伸長率が負になる要因が異なる。

図 5.2 に、L、T1 および T2 の詳細な火炎伸長率の分布を示す。図 5.2 の火炎伸長率は、本研究で 1400 K の等温面として定義した火炎面上において、-20 から 20 と付番した格子点において出力した。0 と付番された格子点は凹部の頂点の位置とした。図 5.2 には、火炎伸長率の式(2.52)の第一項である速度の非一様性の影響と、第二項である曲率の影響を併せて示した。L、T1 の凹部における負の火炎伸長率は、主に曲率によるものである一方、T2 は、速度の非一様性によるものである。また図には示していないが、L、T1 および T2 では、負の火炎伸長率の最小値の時間変化も同程度であった。

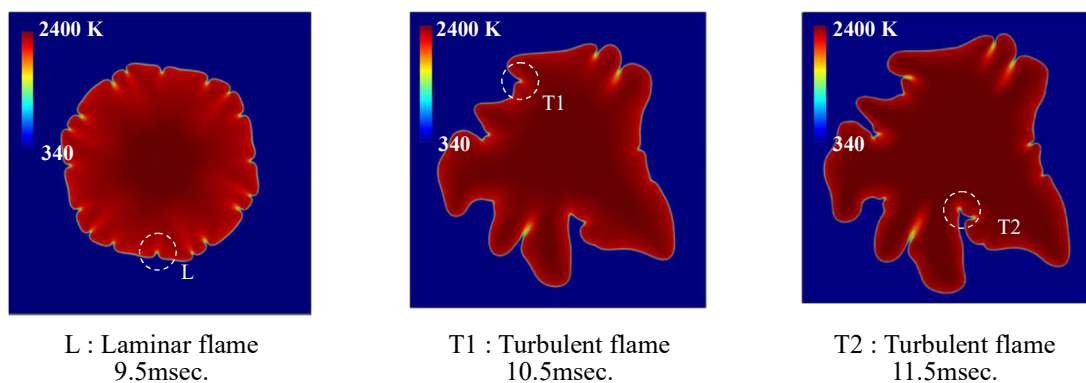
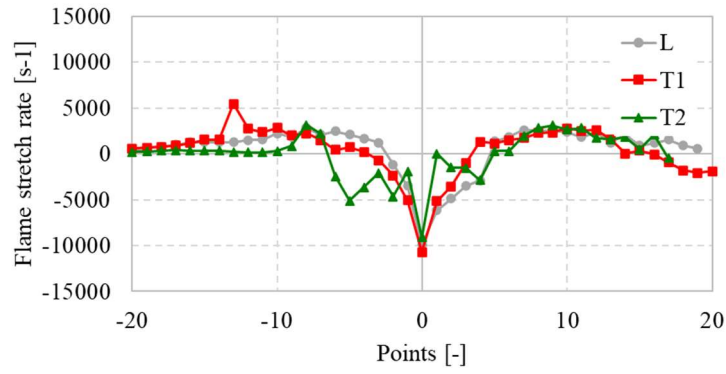
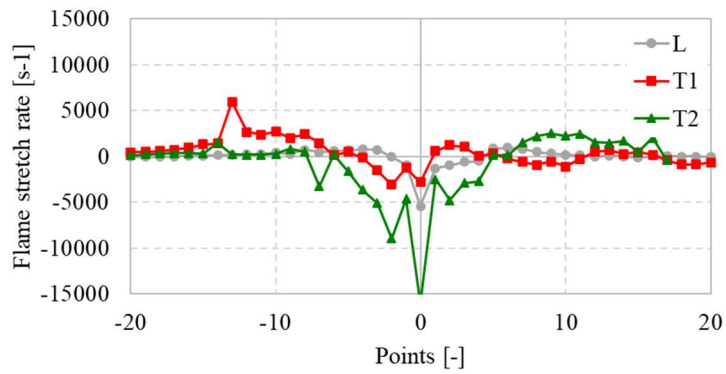


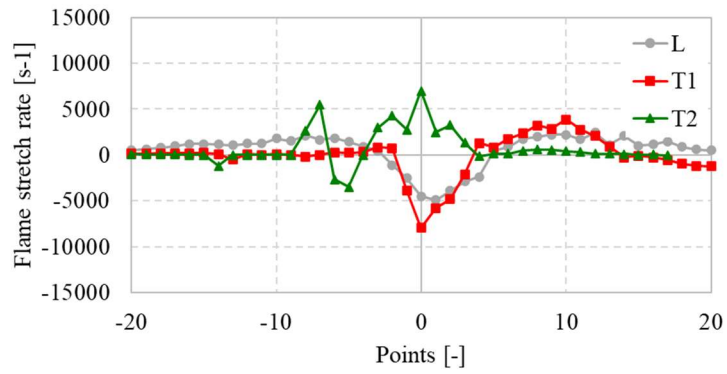
Figure 5.1 Examined area L, T1, and T2.



(a) Flame stretch rate.



(b) Contribution of flow strain to flame stretch rate.



(c) Contribution of curvature to flame stretch rate.

Figure 5.2 Flame stretch rate and contribution of flow strain and curvature to flame stretch rate at L, T1, and T2.

5.4 温度とすすの分布に対する影響

図 5.3 に、L, T1 および T2 の、負の火炎伸長率である凹部および正の火炎伸長率である凸部における温度分布を示す。また、図 5.4 にすすの体積分率($= M/\rho_s$)の分布を示す、図 5.5 には、すすの各生成プロセスによるすすの体積分率の変化率のうち、核生成 (R_{inc})、表面成長 (R_{sur})、そして酸化 (R_{oxi}) の分布を示す。すすの体積分率に直接的に影響しない凝集は図 5.5 では示していない。

図 5.3 から図 5.5 示す、凹部における温度、すすの体積分率、すすの体積分率の変化率の分布は、L, T1 および T2 の凹部の頂点において、1400 K で定義した火炎面に対して法線方向に出力した。また凸部の分布は、凹部と同様に火炎面に対し、法線方向に出力した。

図 5.3 から図 5.5 の横軸は、出力範囲の長さであるが、本研究で火炎面とした 1400 K の位置を出力位置の基準として、L, T1 および T2 で揃えている。

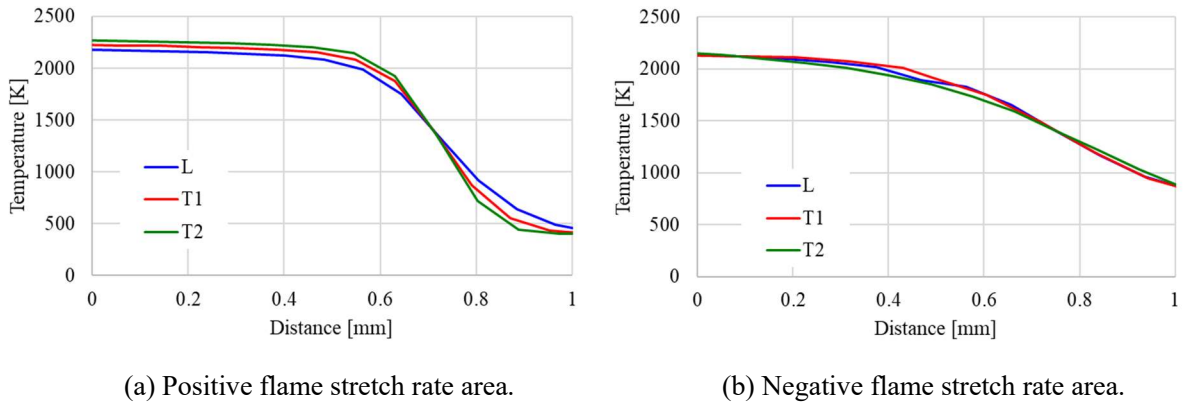
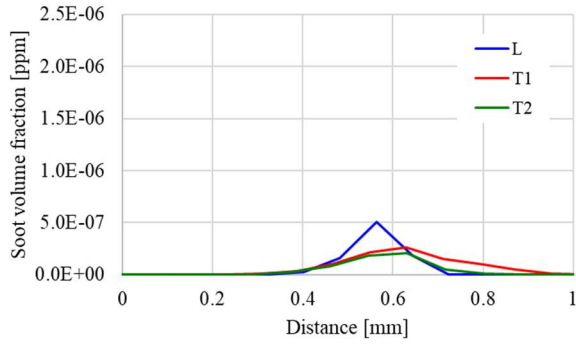
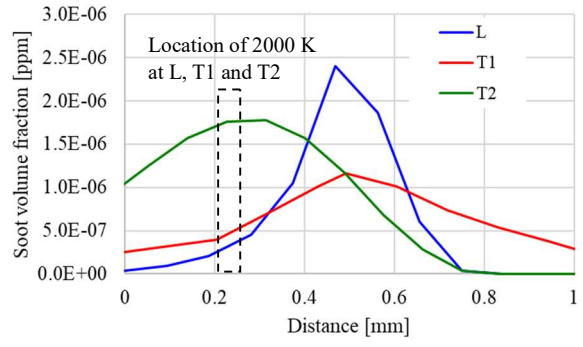


Figure 5.3 Profile of temperature at each examined points.

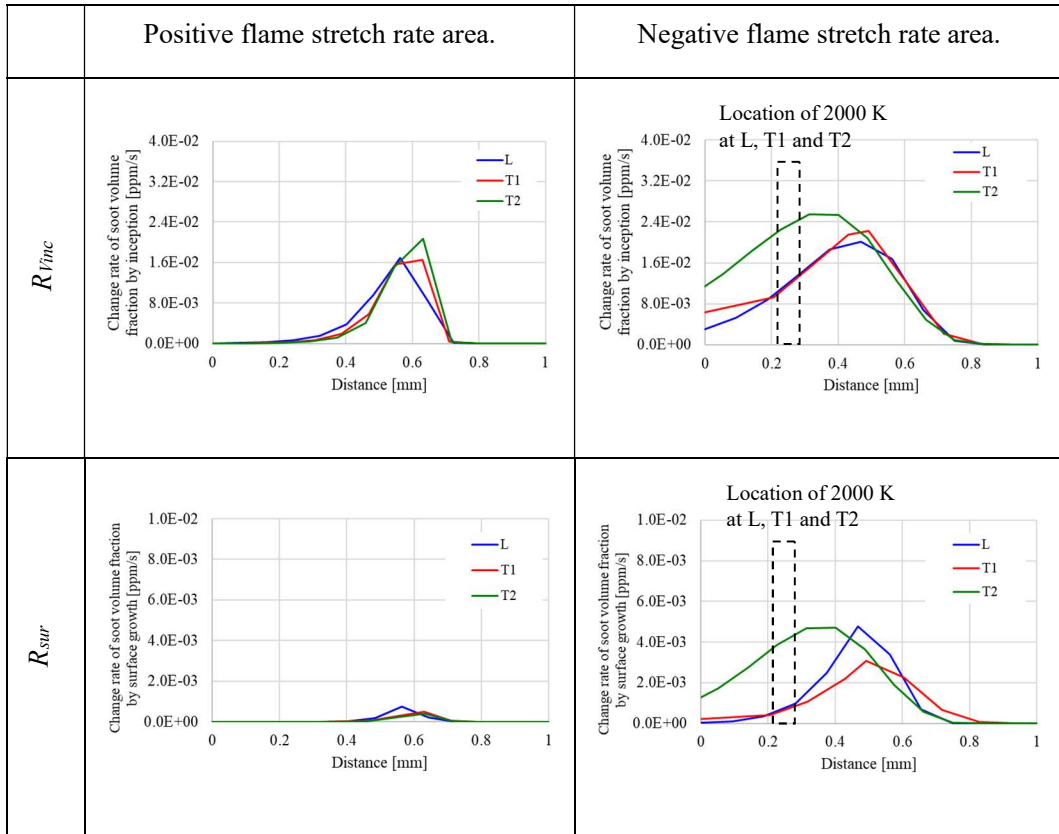


(a) Positive flame stretch rate area



(b) Negative flame stretch rate area

Figure 5.4 Profile of soot volume fraction at each examined points.



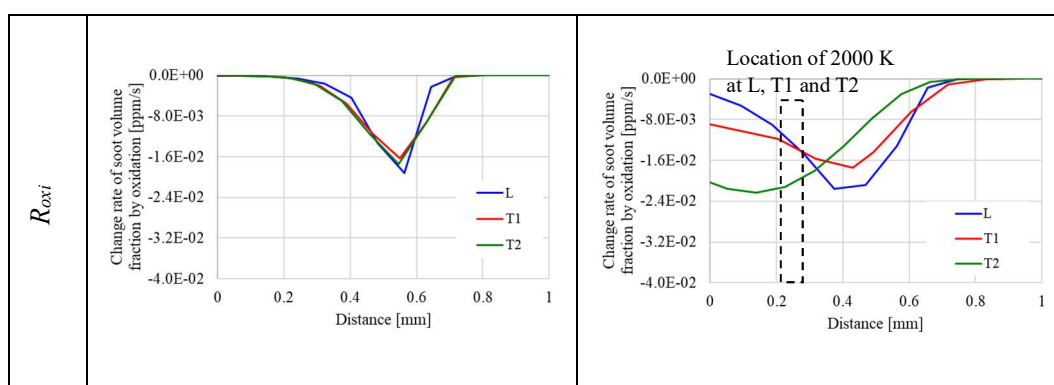


Figure 5.5 Comparison of change rate of soot volume fraction by each soot formation process profiles against distance.

図 5.3 に示すように、L、T1 および T2 のいずれの位置においても、負の火炎伸長率を持つ凹部の場所の火炎の温度および温度勾配は、正の火炎伸長率を持つ凸部より小さかった。また L、T1 および T2 の負の火炎伸長率を持つ凹部における火炎の温度および温度勾配は同様であったが、わずかに T2 の火炎の温度および温度勾配が L、T1 に比べて小さかった。

すすの体積分率について比較すると、L、T1 および T2 のいずれにおいても、凹部のすすの体積分率は、凸部のすすの体積分率よりも大きかった。また、L、T1 および T2 のいずれも、すすの各生成プロセスの中で、 R_{vinc} の大きさは R_{sur} 、 R_{oxi} よりも大きく、L、T1 および T2 におけるすす生成の主要因は核生成であった。

図 5.4 の負の火炎伸長率である凹部において、T1、T2 のすすの体積分率の分布のピークは L より小さかった。一方、L、T1 のすすの体積分率は、同程度の位置にピークがあるのに対し、T2 のすすの体積分率のピークの位置は、より既燃側に位置していた。すすの生成プロセスである核生成と表面成長について、凹部における L、T1 および T2 の図 5.2 に示す火炎伸長率の負の値および、図 5.3 の温度分布は同程度であるにもかかわらず、T2、特に 2000 K よりも高温側の領域において、 R_{vinc} および R_{sur} は共に L、T1 より大きかった。乱流のすすへの影響として、Lingnell et al.¹⁰⁰⁾ はエチレンの拡散乱流火炎を対象とした直接数値シミュレーションを行い、すすは流れと共に移動するが、火炎の伝播速度には火炎の曲率が影響し、

その相対的な速度によって、すすが火炎とともに移動するか、あるいは火炎から遠ざかるとしている。しかし、本章で示した L, T1 および T2 にてすすの体積分率が大きかった凹部は、いずれも負の曲率であり、負の火炎伸長率を持つため、既燃側に広がる T2 のすすの体積分率が、曲率のみの影響によるとは考えにくい。 R_{vinc} および R_{sur} は温度と C_2H_2 の質量分率の関数である一方、温度分布は図 5.2 のように同程度であることから、凹部の T2 における R_{vinc} および R_{sur} の分布には主に C_2H_2 の質量分率が影響していると考えられる。図 5.6 に、L, T1 および T2 における C_2H_2 の質量分率の分布を示す。

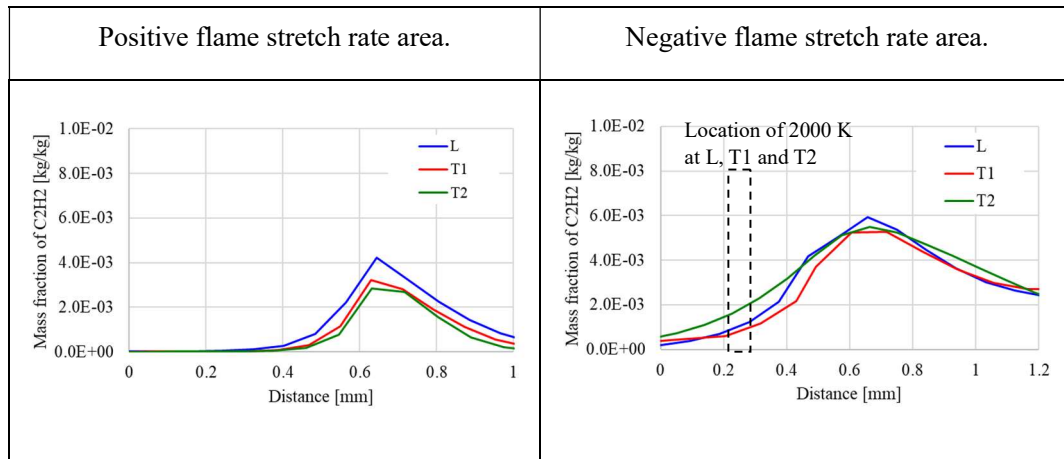


Figure 5.6 Comparison of C_2H_2 mass fraction profiles against distance.

図 5.6 に示す L, T1 および T2 の C_2H_2 の質量分率は、負の火炎伸長率である凹部が正の火炎伸長率である凸部よりも大きかった。凹部における、凸部に対して相対的に大きい C_2H_2 の質量分率が、 R_{vinc} と R_{sur} を大きくし、結果、凹部のすすの体積分率を、凸部に比べて大きくしたと考えられる。第 3 章に示すように、 C_2H_2 はイソオクタンの燃焼反応の過程で C_2H_4 より生成される。一方、 C_2H_2 は主に OH ラジカルによる酸化で消費される。凹部では、凸部に比べて、 Le が 1 未満の混合気における熱-拡散効果によって相対的に温度が低いため、凹部における OH ラジカルの質量分率は凸部に比べて小さく、相対的に低い OH ラジカルの質量分率によって、凹部での C_2H_2 の酸化による消費反応が抑制されたと考える。

図 5.6 の凹部において、T2 の C_2H_2 の分布は、2000 K 以上で、L、T1 よりも大きかった。T2 の C_2H_2 が大きい場所は、 R_{inc} 、 R_{sur} が大きい場所と一致していた。凹部において、L、T1 および T2 は同様の温度分布を持つことから、2000 K 以上にピークがあり、既燃側に広がる T2 のすすの体積分率の分布は、 C_2H_2 の質量分率の影響によると考えられる。

C_2H_2 の質量分率について、L、T1 では、負の火炎伸長率は曲率が支配的であるのに対し、T2 では、火炎面付近の流れの非一様性が支配的である。

乱流による燃焼に影響を与える特徴量として、歪み速度および渦度がある。歪み速度は粘性応力に関連⁷⁶⁾しており、また渦度は熱および物質の移流に関連している⁶⁵⁾⁶⁶⁾。 $\phi = 1.4$ の乱流火炎は Corrugated flamelets であり、渦の熱および物質の拡散および輸送への影響は小さいと考える。一方、歪み速度について、齋藤ら¹⁰¹⁾や店橋ら¹⁰²⁾は、火炎面に作用する強い歪み速度によって局所火炎厚さが薄くなり、濃度勾配の増加による熱発生率への寄与の大きな素反応が促進される可能性を指摘している。また、乱流火炎を伸長した層流火炎片の集まりとみなす層流火炎片モデルでは、スカラー量への流れ場による火炎の伸長の影響として、歪み速度を考慮する⁷⁶⁾。図 5.7 に、図 4.5 における 11.5msec の火炎の歪み速度を示す¹⁰³⁾¹⁰⁴⁾。T2 の場所では比較的大きい歪み速度が生じている一方、11.5msec において、T1 に相当する場所での歪み速度は、T2 に比べて小さい。歪み速度が大きい場所では、流体塊の変形が大きくなる。T2 では、流れが火炎面に向かう方向に生じていることから、T2 での流体塊の変形は既燃側である。流体塊の変形は、熱および物質を拡散させる。図 5.3 に示す凹部の温度には、熱の拡散の影響が明確には表れていないものの、僅かではあるが、T2 の火炎の温度および温度勾配が小さい。この差が有意かどうか、本研究では明確に出来ていないものの、T2 の既燃側への歪み速度による変形に伴って、熱と共に C_2H_2 が既燃側に拡散し、主に C_2H_2 の分布によって、既燃側に広がるすすの体積分率の分布につながった可能性がある。歪み速度による熱および C_2H_2 を含む燃焼生成物の拡散への感度とすすの体積分率への影響に対しては、引き続きの検討が必要である。

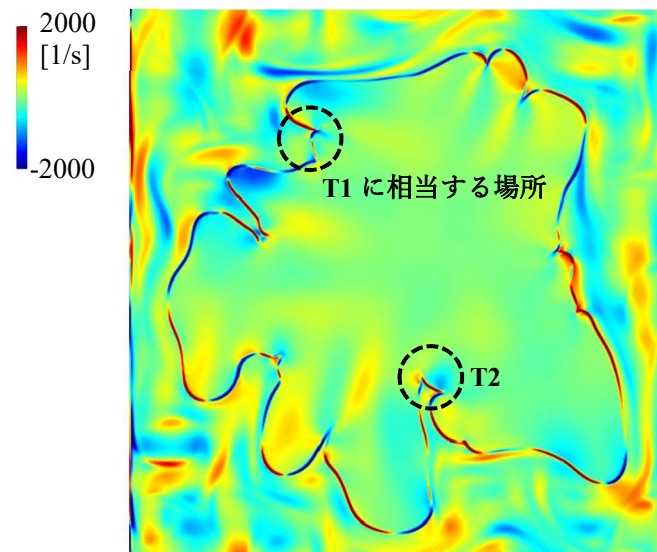


Figure 5.7 Instantaneous distribution of strain rate at 11.5 msec.

5.5 本章の結論

本章では、乱流による流れの影響がすすの生成に及ぼす影響について調べるために、第3章および第4章に示した $\phi = 1.4$ の火炎を対象に、同等の負の火炎伸長率の値を持ちながら、曲率および速度の非一様性の火炎伸長率に対する影響が異なる評価点として、L、T1 および T2 を設定し、すすの生成メカニズムに対する乱流の影響を調べた。

L、T1 および T2 のいずれの位置においても、負の火炎伸長率を持つ未燃側に対して凹状の部分の場所の火炎の温度および温度勾配は、正の火炎伸長率を持つ未燃側に対して凸状の部分より小さく、また、L、T1 および T2 の、凹部における火炎の温度および温度勾配は同様であった。

すすの体積分率は、L、T1 および T2 のいずれにおいても、凹部は凸部に比べて大きく、すす生成の主要因は核生成であった。L、T1 の凹部のすすの体積分率のピークの位置は火炎面とした 1400 K を基準として同程度であったにもかかわらず、T2 のすすの体積分率のピークの位置は、より既燃側に位置しており、これは、T2 の C_2H_2 の質量分率が既燃側に分布していることが要因であった。T2 は、L および T1 と比べて、火炎伸長率に対して、火炎面付近の流れの非一様性が支配的であり、乱流によって、T2 の C_2H_2 の質量分率が既燃側に広がる状況が形成されていることが分かった。

以上のように、本研究で対象とした予混合火炎において、火炎伸長率に対する曲率や速度の非一様性の影響が異なる場所では、火炎の温度および温度勾配が同程度であってもすすの体積分率の分布が異なることが分かり、この分布の差異は、火炎伸長率に対して速度の非一様性の影響が強い場所において、乱流によって既燃側に C_2H_2 の質量分率の分布が広がる状況が形成されたことが要因であることが分かった。乱流による C_2H_2 の質量分率の分布への影響については、引き続きの検討が必要である。

第 6 章 結論

温室効果ガスの低減に向けて、エンジンには CO_2 の低減に寄与する熱効率の大幅な改善が求められる中で、直接燃料噴射方式のガソリンエンジンの成層燃焼を用いたリーンバーンにおける、すすの生成メカニズムへの影響を把握することは、今度、より重要性を増してくると考えられる。

直接噴射燃焼方式のエンジンの成層燃焼を構成する過濃から希薄にわたる各濃度において、それらの均質燃焼のすすの生成について調べることは、ガソリンエンジンの成層燃焼全体で生成されるすすの生成メカニズムの解明に寄与すると考えられる。すすの生成メカニズムの解明に対しては、すすが生成している可能性が高い場所の火炎の状態を把握することが有用である。そこで本研究では、当量比 1.4, 1.6 および 1.8 のイソオクタン層流および当量比 1.4, 1.8 の乱流予混合球状伝播火炎に対する数値シミュレーションを行い、その燃焼現象および燃焼から生じるすすの生成過程について調べた。以下に本研究の結論を示す。

第 3 章では、当量比 1.4, 1.6 および 1.8 のイソオクタン層流過濃予混合伝播火炎を対象とした数値シミュレーションを行った。いずれの当量比の火炎も、火炎の不安定性によるセル状火炎となり、未燃側に対して凸状の部分に比べて、未燃側に対してカスプ状の部分ですすが多く生成されていることが明らかになった。火炎伸長率は、セル状火炎の凸部では正であり、カスプ部では負であった。また、ルイス数が 1 未満の混合気における熱-拡散効果によって、火炎伸長率が負であるカスプ部の火炎の温度および温度勾配は、凸部に比べて小さくなっていた。カスプ部において、すすの生成に対して支配的なすすの生成プロセスは、当量比 1.4 では核生成、当量比 1.8 では表面成長であった。また、当量比 1.6 では酸化によるすすの体積分率の変化率の大きさが最も大きかったものの、核生成と表面成長によるすすの体積分率の変化率の合計が、酸化によるものに比べて大きくなっており、結果としてすすの体積分率の変化率は正になっていた。すすの生成に対する支配的なすすの生成プロセスが当量比によって異なっていたことに対する要因は、核生成によってすすが形成された後に、

表面成長によるすすの体積分率の変化率が大きくなるという、すすの生成プロセスのうち支配的なプロセスが核生成から表面成長へシフトするタイミングが、各当量比で異なっていたことによると考えられる。カスプ部の核生成、表面成長によるすすの体積分率の変化率に影響したのは、 C_2H_2 の質量分率であり、 C_2H_2 の質量分率は凸部に比べてカスプ部で大きくなっていた。この要因は、ルイス数 1 未満の混合気の熱-拡散効果によって、カスプ部の火炎の温度および温度勾配が、凸部に比べて小さくなったことで、カスプ部において、燃料であるイソオクタンが熱分解して生じる C_2H_4 の熱分解反応による C_2H_2 の生成反応量が凸部に比べて大きくなったことであった。この結果は、層流過濃予混合火炎のすすの体積分率が、局所的な火炎伸長率を用いて整理できる可能性を示唆するものである。

第 4 章では、当量比 1.4, 1.8 のイソオクタン乱流過濃予混合伝播火炎を対象とした数値シミュレーションを行った。いずれの当量比においても、火炎面には、乱流によると思われる凹凸形状が形成され、未燃混合気に対して凸形状を持つ部分は未燃側への広がりが大きくなる一方、凹形状を持つ部分は時間の経過と共に曲率が小さくなり、Deep crack のような形状へと変化した。当量比 1.4, 1.8 共に、Deep crack では負の火炎伸長率、凸部では正の火炎伸長率となっており、第 3 章の層流火炎と同じ傾向であった。また温度についても、Deep crack の火炎の温度および温度勾配は凸部より小さかった。本研究の乱流火炎は、局所的には層流火炎と同様の火炎構造を保っていると考えられるため、Deep crack の火炎の温度および温度勾配が凸部より小さかった要因は、ルイス数が 1 未満の混合気における、熱-拡散効果であると考えられた。すすの体積分率は、評価したいずれの当量比、評価位置においても、Deep crack が凸部に比べて大きかった。Deep crack におけるすす生成の主な要因は、当量比 1.4 では、すすの生成プロセスのうち、核生成と表面成長によるすすの体積分率の変化率の合計が、酸化によるものに比べて大きくなったことであった。一方、当量比 1.8 では、すすの生成プロセスのうち、表面成長によるすすの体積分率の変化率が大きくなったことであった。当量比 1.4, 1.8 いずれも、Deep crack で C_2H_2 の質量分率が凸部に比べて大きくなっ

ており、Deep crack のすすの体積分率が凸部に比べて大きくなった主要因が C_2H_2 の質量分率であることが分かった。 $\phi = 1.4, 1.8$ いずれも、局所的には層流火炎の同様の火炎構造であると考えられることから、凸部に比べて Deep crack で C_2H_2 の質量分率が大きくなり、また、 C_2H_2 の質量分率に基づいてすすの体積分率が大きくなった主要因は、ルイス数が 1 未満の混合気における負の火炎伸長率による熱-拡散効果で、相対的に低くなった温度であると考えられる。この結果は、本研究が対象とした、局所的に層流の火炎構造を保っている乱流過濃予混合火炎におけるすすの体積分率も、層流過濃予混合火炎と同様に、局所的な火炎伸長率を用いて整理できる可能性を示すものである。

第 5 章では、乱流による流れの影響がすすの生成に及ぼす影響について調べるために、第 3 章および第 4 章に示した $\phi = 1.4$ の火炎を対象に、同等の火炎伸長率の値を持ちながら、曲率および速度の非一様性の火炎伸長率に対する影響が異なる評価点を設けて、すすの生成に対する乱流の影響を調べた。評価点のいずれにおいても、負の火炎伸長率を持つ凹部の場所の火炎の温度および温度勾配は、正の火炎伸長率を持つ凸部より小さく、また凹部の評価点における火炎の温度および温度勾配は同様であった。すすの体積分率は、評価点のいずれにおいても、凹部が凸部に比べて大きく、また、すす生成の主要因は、いずれの評価点においても核生成であった。評価点のうち、火炎伸長率に対して曲率の影響が大きい評価点と比べて、流れの非一様性の影響が大きい評価点では、すすの体積分率のピークの位置が、より既燃側に位置しており、この要因は、火炎伸長率に対して速度の非一様性の影響が強い部分において、乱流によって既燃側に C_2H_2 の質量分率の分布が広がる状況が形成されたことが要因であることが分かった。乱流の影響については、引き続きの検討が必要である。

本研究では、二次元の予混合火炎を対象としたが、実際のエンジンにおけるシリンダ内の成層燃焼は三次元であり、また混合気に広い濃度分布が存在する。今後の展望として、本研究成果を基に、より実際の成層燃焼に近い計算条件として、三次元かつ濃度分布を持つ混合気の乱流火炎における、すすの生成メカニズムについて調べる必要があると考える。

参考文献

- [1] 水谷幸雄, 燃焼工学, 森北出版株式会社 (2002).
- [2] 平野敏右, 燃焼学, 海文堂 (1986).
- [3] 新岡嵩, 河野通方, 佐藤順一, 燃焼現象の基礎, オーム社 (2001).
- [4] WWF, パリ協定とは? 脱炭素社会へ向けた世界の取り組み, <https://www.wwf.or.jp/> (2020).
- [5] 経済産業省, 水素・アンモニアを取り巻く現状と今後の検討の方向性, 資源エネルギー庁資料 (<https://www.meti.go.jp/>) (2022).
- [6] 経済産業省, 効率的な水素・アンモニア供給インフラの整備について, 総合資源エネルギー調査会資料 (<https://www.meti.go.jp/>) (2022).
- [7] 国土交通省, 運輸部門における二酸化炭素排出量, <https://www.mlit.go.jp/> (2022).
- [8] IEA, World Energy Outlook 2024, <https://www.iea.org/reports/world-energy-outlook-2024>.
- [9] 国交省, 自動車燃料消費量調査, <https://www.mlit.go.jp/k-toukei/nenryousyouhiryou.html> (2024).
- [10] 竹内国貴, 電気自動車 (EV) の現状と今後の展望, 電気設備学会誌 (2021).
- [11] 長尾不二夫, 内燃機関講義, 普賢堂 (1987).
- [12] 横森剛, スーパーリーンバーンエンジンの実現とそれを支える要素研究, JSAE 10 (2020), No. 4.
- [13] 木村幸四郎, 坂井洋志, 大村哲生, 高橋大志, カーボンニュートラル実現に向けた熱効率 50% スーパーリーンバーンエンジンの開発, 自技会 (2023).
- [14] 西田良太郎, 中原康志, 西田正美, 山谷光隆, 加藤二郎, 高旗達也, 岡澤寿史, 福馬真生, 新型 2L 直列 4 気筒「SKYACTIV-X」のエンジン技術, マツダ技報 36 (2019).
- [15] 日本機械学会, 機械工学事典, <https://www.jsme.or.jp/jsme-medwiki/doku.php?id=11:1002707> (2023).

- [16] 遠藤浩之, コラム 副室, JSAE 10 (2020) No. 6.
- [17] 小池誠, 直噴ガソリンエンジンにおける混合気形成と燃焼, 豊田中央研究所 33 (1998).
- [18] J. Bode, J. Schorr, C. Krüger, A. Dreizler, B. Böhm, Influence of three-dimensional in-cylinder flows on cycle-to-cycle variations in a fired stratified DISI engine measured by time-resolved dual-plane PIV, Proceedings of the Combustion Institute 36 (2017) 3477-3485.
- [19] 田坂英紀, 御子神隆, 松岡信, 副室付き定容容器内予混合気燃焼の熱損失と熱発生, 日本機械学会論文集 50 (1984) 454.
- [20] 飯島晃良, 動画で見るエンジンレビュー エンジンの筒内可視化 (第2報) 一点火から火炎伝播までー III: ノッキングの基礎, JSAE 11 (2021) No. 5.
- [21] 森吉泰生, 橋本淳, 小林佳弘, ガソリンエンジンにおける粒子状物質の生成, 日本燃焼学会誌 56 (2014) 298-307.
- [22] 熊什, 武田拓也, 窪山達也, 森吉泰生, 秋濱一弘, 橋本淳, 鈴木央一, 直噴ガソリンエンジンのすすと微粒子の計測方法改善に関する研究, 自技会 (2018).
- [23] E. Singh, N. Kim, D. Vuilleumier, S. Skeen, E. Cenker, M. Sjoberg, L. Pickett, Particulate Matter Emissions in Gasoline Direct-Injection Spark-Ignition Engines: Sources, Fuel Dependency, and Quantities, Fuel 338 (2023).
- [24] H. Oh, J. Jung, C. Bae, B. Johansson, Combustion process and PM emission characteristics in a stratified DISI engine under low load condition, IMechE (2013) 179-192.
- [25] 伏見暁洋, 齊藤勝美, 小林伸治, 近藤美則, 藤谷雄二, 高見昭憲, 田邊 潔, 直噴ガソリン乗用車から排出される粒子状物質の化学組成, NMCC 共同利用研究成果報文集 19 (2012).
- [26] 中島樹志, 馬崎政俊, 斎藤公孝, 古野志健男, 直噴ガソリンエンジンにおける成層燃焼解析, JSAE 24 (2003) 17-23.

- [27] L. C. R. Johansen, S. Hemdal, I. Denbratt, Comparison of E10 and E85 spark ignited stratified combustion and soot formation, *Fuel* 205 (2017) 11-23.
- [28] C. Park, S. Lee, U. Yi, Effects of engine operating conditions on particle emissions of lean burn gasoline direct-injection engine, *Energy* 115 (2016) 1145-1155.
- [29] 羽二生隆宏, 松岡正紘, 伊藤貴之, WLTC モード作成方法およびランダムサイクルジェネレータへの適用, *JARI Research Journal* (2022).
- [30] 大聖泰弘, 斎藤孟, 堀内大資, 筒本直哉, 直接噴射式成層燃焼に関する基礎的研究, *日本機械学会論文集* 52 (1986).
- [31] 日本機械学会, 機械工学事典, <https://www.jsme.or.jp/jsme-medwiki/doku.php?id=11:1006772> (2017).
- [32] 西山淳, 富田栄二, 河原伸幸, 吉山定見, 浜本嘉輔, 定容容器内燃料-空気混合気の燃焼に及ぼす旋回乱流場および層状燃料濃度場の影響 (第 1 報, 層状混合気の燃焼特性), *日本機械学会論文集* 69 (2003).
- [33] 西山淳, 富田栄二, 河原伸幸, 吉山定見, 浜本嘉輔, 定容容器内燃料-空気混合気の燃焼に及ぼす旋回乱流場および層状燃料濃度場の影響 (第 2 報, 燃料濃度場および乱流場が燃焼特性に及ぼす影響), *日本機械学会論文集* 70 (2004).
- [34] K. LEE, C. LEE, H. Jeoung, A Study on the Effect of Stratified Mixture Formation on Combustion Characteristics in a Constant Volume Combustion Chamber. *JSME* 48 (2005).
- [35] J. Kim, K. Min, Analysis of combustion cyclic variation in a lean burn spark-ignited engine using large eddy simulation, *Fuel* 343 (2023) 127886.
- [36] K. M. Leung, R. P. Lindstedt, A Simplified Reaction Mechanism for Soot Formation in Nonpremixed Flames, *Combustion and Flame* 87 (1991) 289-305.
- [37] 三好明, 燃焼からの PAH とすす粒子生成の化学反応 (1), *日本機械学会誌* 59 (2017) 55-60.

- [38] 三好明, 燃焼からの PAH とすす粒子生成の化学反応 (2), 日本機械学会誌 59 (2017) 102-108..
- [39] J. S. Harris, M. A. Weiner, Chemical Kinetics of Soot Particle Growth. Ann. Rev. The Journal of Physical Chemistry 36 (1985) 31-52.
- [40] F. Xu, P. B. Sunderland, G. M. Faeth, Soot Formation in Laminar Premixed Ethylene/Air Flames at Atmospheric Pressure, Combustion and Flame 108 (1997) 471-493.
- [41] 渡邊裕章, 黒瀬良一, 牧野尚夫, 小森悟, 燃焼により発生するすすの生成モデルと数値シミュレーション, Earozoru Kenkyu 23 (2008) 79-85.
- [42] H. Watanabe, R. Kurose, M. Hayashi, T. Kitano, S. Komori, Effects of ambient pressure and precursors on soot formation in spray flames, Advanced Powder Technology 25 (2014) 1376–1387.
- [43] P. A. VLASOV, J. WARNATZ, DETAILED KINETIC MODELING OF SOOT FORMATION IN HYDROCARBON PYROLYSIS BEHIND SHOCK WAVES, Proceedings of the Combustion Institute 29 (2002) 2335–2341.
- [44] K. G. Neoh, J. B. Howard, A. F. Sarofim, Soot Oxidation in Flames, Particle Carbon (1981) 261–282.
- [45] 秋濱一弘, 中村真菜, 石井一洋, 橋本淳, ガソリンサロゲート燃料の簡略すす粒子生成モデル, 自枝会 (2021).
- [46] H. Wang, Formation of nascent soot and other condensed-phase materials in flames, Proceedings of the Combustion Institute (2010).
- [47] K. C. Lin, M. I. Hassan, G. M. Faeth, SOOT FORMATION IN FREELY-PROPAGATING LAMINAR PREMIXED FLAMES, NASA Conference Publication 10194 (1997).
- [48] 宮田晃明, 藤崎泰弘, 永野幸秀, 北川敏明, 透過型電子顕微鏡によるイソオクタン-空気予混合火炎により生成される粒子状物質の観察, 日本エネルギー学会大会 24 (2015).

- [49] R. D. Lockett, Instabilities and soot formation in spherically expanding, high pressure, rich, iso-octane-air flames, *Journal of Physics: Conference Series* 45 (2006) 154–160.
- [50] H. El-Asrag, T. Lub, C.K. Law, S. Menona, Simulation of soot formation in turbulent premixed flames, *Combustion and Flame* 150 (2007) 108-126.
- [51] H. Shariatmadar, F. Hampp, R. P. Lindstedt, Quantification of PAH concentrations in premixed turbulent flames crossing the soot inception limit, *Proceedings of the Combustion Institute* 38 (2021) 1163-1172.
- [52] 門脇敏, 予混合火炎の固有不安定性：流体力学的効果と拡散-熱的効果, *日本燃焼学会誌* 57 (2015) 167-173.
- [53] J. K. Bechtold, M. Matalon, Hydrodynamic and Diffusion Effects on the Stability of Spherically Expanding Flames, *Combustion and Flame* 67 (1987) 77-90.
- [54] K. Matsue, M. Matalon, Dynamics of hydrodynamically unstable premixed flames in a gravitational field—local and global bifurcation structures, *Mechanical Science and Engineering* 27 (2023).
- [55] P. Clavin, DYNAMIC BEHAVIOR OF PREMIXED FLAME FRONT IN LAMINAR AND TURBULENT FLOWS, *Progress in Energy and Combustion Science* 11 (1985) 1-59.
- [56] F. A. Willians, *Combustion Science and Engineering Series, Combustion Theory Second Edition* (2018).
- [57] R. Addabbo, J. K. Bechtold, M. Matalon, Wrinkling of Spherically Expanding Flames, *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002) 1527-1535.
- [58] 竹野忠夫, 一次元火炎理論と漸近解析, *ながれ* 8 (1988) 205-218.
- [59] 三谷徹, 新岡嵩, 燃焼現象における漸近解析, *日本航空宇宙学会誌* 31 (1983).

- [60] Z. Liu, V. R. Unni, S. Chaudhuri, C. K. Law, A. Saha, Local statistics of laminar expanding flames subjected to Darrieus–Landau instability, *Proceedings of the Combustion Institute* 38 (2021) 1993-2000.
- [61] E. G. Groff, The cellular nature of confined spherical propane-air flames, *Combustion and Flame* 48 (1982) 51-62.
- [62] D. Bradley, C. G. W. Sheppard, R. Woolley, D. A. Greenhalgh, R. D. Lockett, The Development and Structure of Flame Instabilities and Cellularity at Low Markstein Numbers in Explosions, *Combustion and Flame* 122 (2000) 195-209.
- [63] D. Bradley, C. M. Harper, The Development of instability in Laminar Explosion Flames, *Combustion and Flame* 99 (1994) 562-572.
- [64] 北川敏明, 球状伝播予混合火炎に及ぼす圧力の影響, *日本燃焼学会誌* 56 (2014) 15-22.
- [65] N. Peters, *Turbulent combustion*, Cambridge Univ. press (2000).
- [66] N. Peters, *Combustion Theory*, Combustion Energy Frontier Research Center text (2010).
- [67] A. M. Steinberg, J. F. Driscoll, S.L. Ceccio, Temporal evolution of flame stretch due to turbulence and the hydrodynamic instability, *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009) 1713-1721.
- [68] D. Bradley, M. Lawes, K. Liu, M.S. Mansour, Measurements and correlations of turbulent burning velocities over wide ranges of fuels and elevated pressures, *Proceedings of the Combustion Institute* 34 (2013) 1519-1526.
- [69] B. Karlovitz, D.W. Denniston Jr., D.H. Knapschaefer, F.E. Wells. Studies on turbulent flames: A. Flame Propagation Across velocity gradients B. turbulence Measurement in flames. *Proceedings of the Combustion Institute* 4 (1953) 613–620.
- [70] M. Matalon On Flame Stretch, *Combustion science and technology* 31 (1983) 169-181.

- [71] E. C. Okafor Y. Nagano, T. Kitagawa, Experimental and theoretical analysis of cellular instability in lean H₂-CH₄-air flames at elevated pressures, INTERNATIONAL JOURNAL OF HYDROGEN ENERGY 41 (2016) 6581-6592.
- [72] J. K. Bechtold, M. Matalon, The Development of the Markstein Length on Stoichiometry, Combustion and Flame 127 (2001) 1906-1913.
- [73] 店橋護, 乱流予混合燃焼 I – 乱流と予混合火炎の代表スケール, 日本燃焼学会誌 51 (2009) 295-302.
- [74] R. Borghi, Turbulent combustion modelling, Progress in Energy and Combustion Science 14 (1988) 245-292.
- [75] 名田譲, 志村祐康, 乱流予混合火炎の局所火炎構造の解明とモデル化, 日本機械学会誌 58 (2016) 33-40.
- [76] H. K. Versteeg, W. Malalasekera, 数値流体力学【第 2 版】, 森北出版株式会社 (2015).
- [77] R. Kurose, About in-house code FK3, http://www.tse.me.kyoto-u.ac.jp/members/kurose/link_e.php.
- [78] H. Shehab, H. Watanabe, R. Kurose, T. Kitagawa, Numerical study on the effects of turbulence scale on spherically propagating hydrogen flames within multiple flame radii, International Journal of Automotive Engineering 10 (2019) 292-298.
- [79] H. Shehab, H. Watanabe, M. Muto, R. Kurose, T. Kitagawa, Numerical Study on the Effects of Turbulence Intensity and Scale on Spherically Propagating Flames, JSAE 28 (2017).
- [80] H. Shehab, Morphology, Structure and Burning Velocities of Spherically Propagating Premixed Turbulent Hydrogen Flames, A Doctoral Dissertation (2020).
- [81] T. Poinso, D. Veynante, Theoretical and Numerical Combustion Second Edition, Philadelphia: R.T. Edwards (2005).
- [82] V. Giovangigli, Convergent iterative methods for multicomponent diffusion, IMPACT of

- Computing in Science and Engineering 3 (1991) 244–276.
- [83] G. Blanquart, P. Pepiot, H. Pitsch, Chemical mechanism for high temperature combustion of engine relevant fuels with emphasis on soot precursors, *Combustion and Flame* 156 (2009) 588–607.
- [84] L. Cai, H. Pitsch, Optimized chemical mechanism for combustion of gasoline surrogate fuels, *Combustion and Flame* 162 (2015) 1623-1637.
- [85] CHEMKIN-Pro 2021R1, ANSYS, Inc., San Diego, 2021.
- [86] 渡邊裕章, 黒瀬良一, 小森悟, H. Pitsch, 噴霧火炎内すす生成の数値シミュレーション, *日本機械学会論文集* 73 (2007).
- [87] M. Frenklach, W. E. Clary, C. William, J. Gardiner, E. S. Stein, Detailed kinetic Modeling of Soot Formation in Shock-tube Pyrolysis of Acetylene, *Symposium (International) on Combustion* 20 (1984) 887-901.
- [88] J. S. Harris, M. A. Weiner, J. R. Blint, Formation of small aromatic molecules in a sooting ethylene flame, *Combustion and Flame* 72 (1988) 91-109.
- [89] Watanabe H, Kurose R, Hayashi M, Kitano T, Komori S, Effect of ambient pressure and precursors on soot formation, *Advanced Powder Technology* 25 (2014) 1376-1387.
- [90] S. A. Orszag, Numerical methods for the simulation of turbulence, *Physics of Fluids* 12 (1969).
- [91] R. S. Rogallo, Numerical Experiments in Homogeneous Turbulence, NASA Technical Memorandum (1981) 81315.
<https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19810022965/downloads/19810022965.pdf>
- [92] R. G. Dessler, Turbulent solution of the equations of fluid motion, *REVIEWS OF MODERN PHYSICS* 56 (1984).
- [93] B. Lewis, G. Von Elbe, *Combustion, flames and explosions of gases*, (1987).
- [94] B. D. Lucas, T. Kanade, An iterative image registration technique with an application to stereo

- vision, IJCAI 7 (1981) 24-28.
- [95] 石塚悟, 定常火炎における火炎伸長とその静的特性, 燃焼研究 116 (1999) 49-70.
- [96] L. Berger, K. Kleinheinz, A. Attili, H. Pitsch, Characteristic patterns of thermodiffusively unstable premixed lean hydrogen flames, Proceedings of the Combustion Institute 37 (2019) 1879-1886.
- [97] 北川敏明, 丸山晃助, 中原崇志, 角邦洋, 早川晃弘, イソオクタン予混合火炎の層流および乱流燃焼速度に及ぼす圧力の影響, 自技会 (2008).
- [98] H. Pitsch, N. Peters, K. Seshadri. NUMERICAL AND ASYMPTOTIC STUDIES OF THE STRUCTURE OF PREMIXED iso-OCTANE FLAMES, 26th The Combustion Institute (1996) 763-771.
- [99] 北川敏明, 永野幸秀, 恒吉幸策, 圧力によるプロパン予混合伝播火炎の乱流燃焼速度の変化についての乱流 Reynolds 数および Markstein 数による検討, 日本機械学会論文集 72 (2006).
- [100] D. O. Lignell, J. H. Chen, P. J. Smith, T. Lu, C. K. Law, The effect of flame structure on soot formation and transport in turbulent nonpremixed flames using direct numerical simulation, Combustion and Flame 151 (2007) 2-28.
- [101] 齋藤敏彦, 店橋護, 宮内敏雄, 乱流予混合火炎における乱流強度と燃料種の影響, 日本燃焼学会誌 44 (2002) 243-252.
- [102] 店橋護, 宮内敏雄, 名田譲, 今村征寛, 水素・空気乱流予混合火炎の局所構造, 日本機械学会論文集 64 (1998).
- [103] Guozhu Li, Mengxiang Zhou, Yu Wang, Sensitivity of soot formation to strain rate in steady counterflow flames determines its response under unsteady conditions, Combustion and Flame 241 (2022) 112107.
- [104] Jizhou Zhang, Fuwu Yan, Yu Wang, Sensitivity of soot formation to strain rates in counterflow diffusion flames of various C3-C5 alkanes and alcohols, Fuel 333 (2023) 126321.

謝辞

本研究を遂行するにあたり、終始暖かく、時に厳しく、粘り強く見守って下さり、また、多大なご指導、ご助言を頂きました多くの方々に、深く感謝の意を表します。

九州大学大学院 北川敏明教授には、本論文の主査として、本研究全般に対するご指導、ご助言のみならず、研究者としてあるべき考え方や姿勢なども親身にご教示いただきました。心より感謝申し上げます。

九州大学大学院 渡邊裕章教授には、数値シミュレーションの実施や結果の評価、考察に対しまして非常に多くのご助言、ご協力を頂きました。心より感謝申し上げます。

九州大学大学院 Okafor Ekenechukwu Chijioke 准教授には、論文執筆に際して、英語での表現に対するご指摘、ご助言を頂き、また結果の考察に対して丁寧なご指導をいただきました。心より感謝申し上げます。

九州大学大学院 森上修教授、井上智博准教授には、本論文の副査として、多くのご助言を頂きました。心より感謝申し上げます。

九州大学大学院 反応性ガス力学研究室 Hazim Hasan Ali Shehab 氏には数値シミュレーションおよび考察についてご助言を頂きました。心より感謝申し上げます。

6年前、博士課程に進みたいという希望に対し、親身に相談に乗っていただき、北川敏明教授を紹介して頂いた、三菱重工業 長船信之介氏、瀬戸口稔彦氏に心から感謝申し上げます。また会社での業務と研究活動との両立について相談に乗っていただいた、三菱重工業 山本研二氏、岡崎輝幸氏に心より感謝申し上げます。

燃焼の研究に対する興味と基礎知識を与えてくださった、九州大学大学院 高崎講二教授、田島博士准教授、中島政吉技監に心より感謝申し上げます。

友人達の存在は、研究が行き詰った時、悩んでいる時の心の支えになってくれました。心より感謝申し上げます。

最後に、いつも背中を押して、前向きな言葉をかけ続け、長期間にわたる研究活動を支えてくれた母 池田有子、弟 池田仁、暖かく、いつも笑顔で、課題に立ち向かう力と勇気、元気を与えてくれた妻 池田鮎美、長男 池田朝陽、長女 池田未来、次女 池田美怜、また、安心して研究に集中できる環境を作ってくれた義父 中津和也、義母 中津尚子に、心より感謝申し上げます。

今後、本研究活動を通して得た知識、学んだ姿勢、考え方を活かし、更に高みを目指して会社での業務に取り組み、また併せて、学术界の発展に向けて、後輩達の育成に努めていきたいと考えています。

令和 6 年 12 月

九州大学大学院 工学府 機械工学専攻

池田 孝