

博士学位論文

高圧ガソリン噴射による乱れの強度と
空間スケールを制御した火花点火エンジンの
火炎伝播と燃焼特性に関する研究
Flame Propagation and Combustion Characteristics of
Spark Ignition Engines with
Controlled Turbulence Intensity and Length Scale by
High Pressure Gasoline Injection

2020年7月

神長 隆史
Takashi KAMINAGA

博士学位論文

高圧ガソリン噴射による乱れの強度と
空間スケールを制御した火花点火エンジンの
火炎伝播と燃焼特性に関する研究
Flame Propagation and Combustion Characteristics of
Spark Ignition Engines with
Controlled Turbulence Intensity and Length Scale by
High Pressure Gasoline Injection

2020年7月

早稲田大学大学院 創造理工学研究科
総合機械工学専攻 熱エネルギー反応工学研究

神長 隆史
Takashi KAMINAGA

2020年度 博士学位論文

高圧ガソリン噴射による乱れの強度と空間スケールを 制御した火花点火エンジンの火炎伝播と 燃焼特性に関する研究

Flame Propagation and Combustion Characteristics of Spark Ignition Engines with Controlled Turbulence Intensity and Length Scale by High Pressure Gasoline Injection

目次

Page

第1章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.2 先行研究	5
1.2.1 ガソリンエンジンの異常燃焼の抑制に関する先行研究	5
1.2.2 ガソリンの高圧噴射に関する先行研究	13
1.2.3 ガソリンエンジンの乱流燃焼速度の向上に関する先行研究	21
1.3 本研究の目的	28
1.4 本論文の構成	29
参考文献	30
第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析	40
2.1 計算方法	40
2.1.1 HINOCA の概要と計算手法	40
2.1.2 火炎伝播モデル	46
2.2 予混合ガソリンエンジンにおける火炎伝播燃焼の解析	61
2.2.1 LES による非定常多サイクル燃焼計算の手法	61
2.2.2 計算条件	62
2.2.3 計算結果と考察	67
2.3 異なる乱流特性場における炎伝播速度についての解析	82
2.3.1 定容容器モデルにおける乱流場の再現手法	82
2.3.2 計算条件	84
2.3.3 計算結果と考察	88
2.4 まとめ	93
参考文献	94
第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析	99
3.1 実験方法	99
3.1.1 定容容器を用いたガソリン噴霧の計測	99
3.1.2 供試エンジン	102
3.1.3 実験装置	103
3.2 計算方法	104
3.2.1 KIVA-4 の概要	104
3.2.2 噴霧モデルの改良	105

3.2.3 火炎伝播モデルの改良	114
3.3 実験結果及び考察	122
3.4 数値計算による燃焼メカニズム解析	126
3.4.1 計算条件	126
3.4.2 高圧ガソリン噴霧により誘起される筒内の乱れの特徴	128
3.4.3 燃焼計算結果と火炎伝播挙動の解析	130
3.5 まとめ	133
参考文献	133
第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析	136
4.1 エンジンの基本コンセプト	136
4.2 実験方法	141
4.2.1 供試エンジンと実験装置	141
4.2.2 熱勘定分析手法	143
4.2.3 燃料噴射時期および点火時期の設定手順	145
4.3 計算方法（異常燃焼の予測手法）	146
4.4 実験結果	148
4.4.1 性能評価結果	148
4.4.2 熱勘定と筒内観察による分析	151
4.4.3 燃焼室形状の改良による性能改善	153
4.5 数値計算による燃焼メカニズム解析	158
4.5.1 筒内の当量比および乱れの分布	158
4.5.2 火炎伝播と異常燃焼の解析	162
4.7 まとめ	168
参考文献	168
第5章 結論	171
5.1 結論	171
5.2 今後の展望	174
5.2.1 高圧ガソリン噴射を用いた火花点火燃焼のさらなる性能改善	174
5.2.2 部分負荷域の熱効率改善へ向けた取り組み	176
5.2.3 実走行条件下における燃焼の最適化と数値解析技術の発展	178
参考文献	179
謝辞	181
研究業績	182

第1章 序論

1.1 研究背景

内燃機関は、1886年にDaimlerが4サイクルのガソリンエンジンを搭載した4輪自動車を開発し、1908年にFordがモデルTの大量生産に成功して以来、今日に至るまで1世紀以上に渡り乗用車の主要な動力源としてモビリティの発展に貢献してきた。これは、内燃機関が利便性、性能、製造性やコスト等、乗用車の動力源としての要求を高いレベルで満たしてきたことに他ならず、HEV (Hybrid Electric Vehicle) や PHEV (Plug-in Hybrid Electric Vehicle) における電動化技術との組み合わせを含めると、2030年においてもグローバルで90%以上の乗用車に搭載され続けることが予測されている⁽¹⁾。一方で環境面に注目した場合、近年は特に地球温暖化の観点から温暖化効果ガス(GHG: Greenhouse Gas)のひとつである二酸化炭素(CO₂)排出量の削減が重要な課題となっている。図1.1は、各国における車両CO₂排出量のNEDC(New European Driving Cycle)換算値の推移と将来目標値を示したものである。直近の15年間で走行時のCO₂排出量は各国平均で年約2%のペースで削減されているが、今後も同等以上の削減率が求められており、欧州においては2030年時点で2021年比37.5%減の規制案も提示されている⁽²⁾。このような厳しい規制動向に対応するためには、電動化技術の採用や車両の軽量化、サーマルマネジメントなど多岐に渡る対策が要求されるが、主要な動力源として使用され続ける内燃機関の熱効率改善の寄与度は依然として大きい。

また、2015年の国連気候変動枠組条約締約国会議(COP21)で採択された「パリ協定」⁽⁴⁾により、批准国には極めて厳しいCO₂排出量の削減目標の提示が求められ、我が国においても2030年に2013年比で26%削減する約束草案が提出された⁽⁵⁾⁽⁶⁾。このような背景のもと、従来のTank-to-WheelからLCA(Life Cycle Assessment)に基づくWell-to-WheelによるCO₂排出量の評価も検討されている⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾。図1.2は、乗用車のライフサイクルにおけるCO₂排出量を動力源と発電方式別に比較した結果の一例である。内燃機関を搭載しないBEV(Battery Electric Vehicle)は、走行時のCO₂排出量はゼロであるが、製造および発電時を含めるとPHEVを含む内燃機関搭載車よりCO₂排出量が多くなるケースが存在する。これは、電力構成の特殊な欧州以外の日本を含む多くの地域⁽¹¹⁾において、内燃機関搭載車とBEVの総合的なCO₂排出量の差は縮小することを示唆し、BEVの普及のみでは短中期的なCO₂排出量の大幅な削減は困難であると言える。このような観点においても、走行時以外のCO₂排出量の少ない内燃機関の熱効率改善は運輸部門に留まらない総合的なCO₂排出量の削減に向けて有効な対策となり得る。

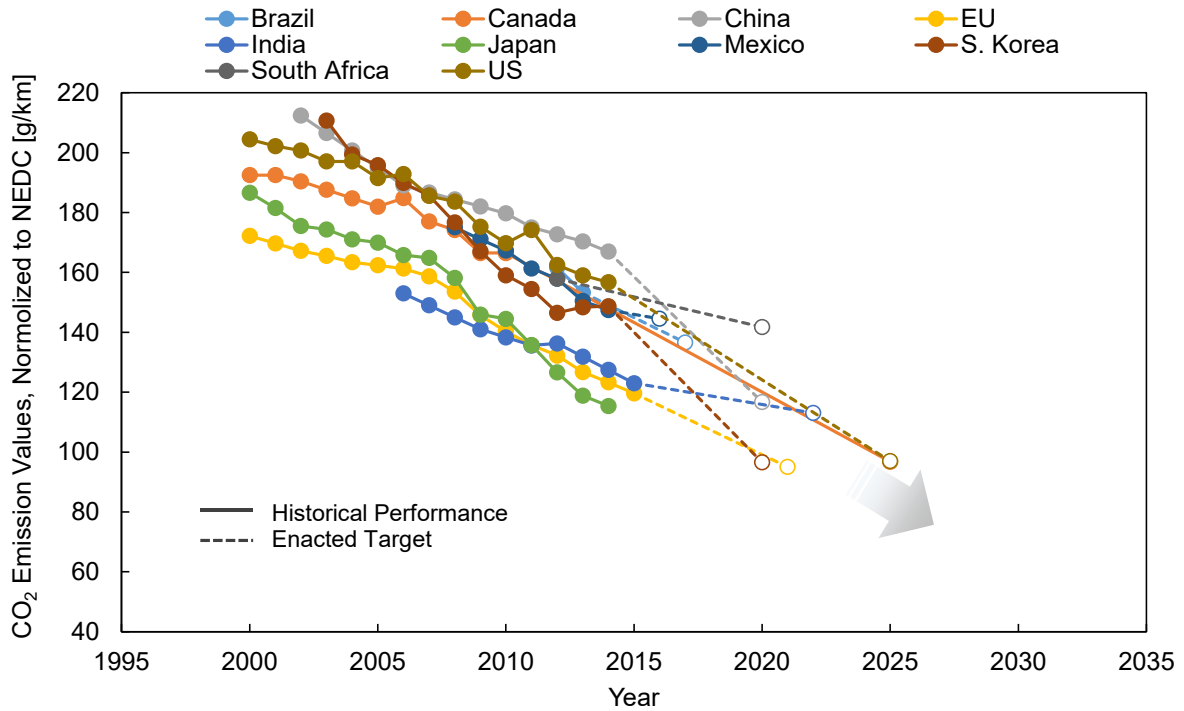


Fig. 1.1 Historical fleet CO₂ emissions performance and future targets (normalized to NEDC) for passenger cars ⁽²⁾⁽³⁾

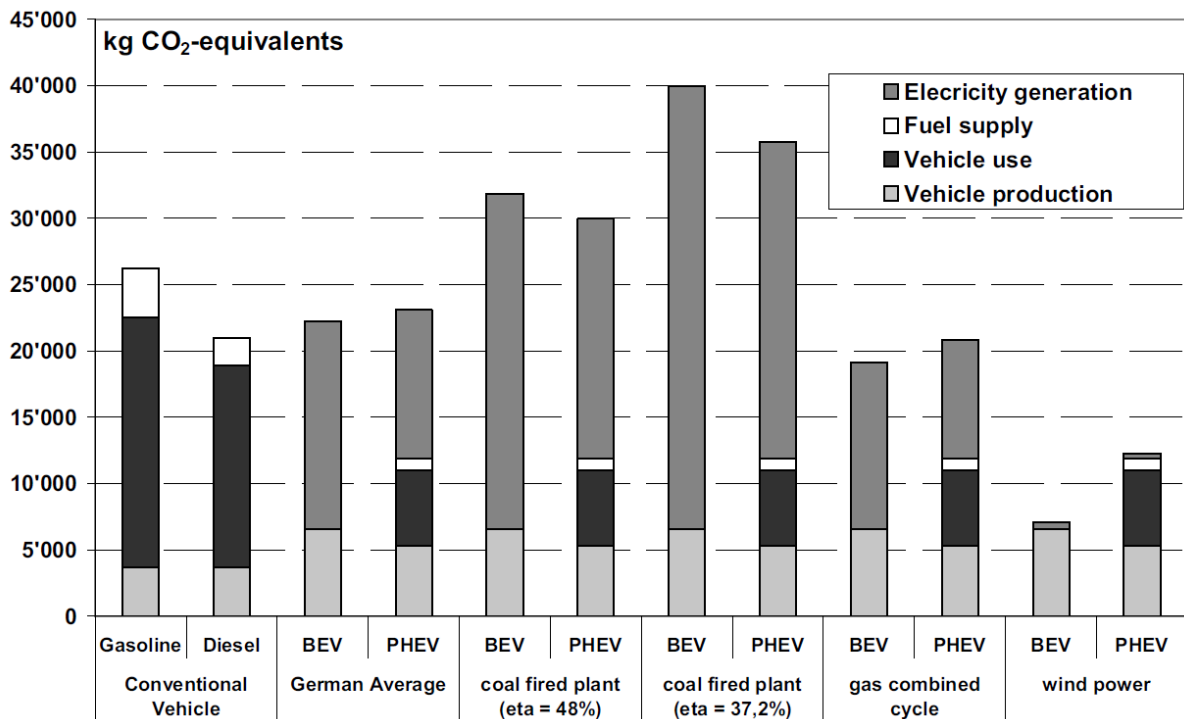


Fig. 1.2 Life cycle GHG emissions of a compact car with different drive trains and electricity power generation methods ⁽¹⁰⁾

以上のように、高い利便性とコストパフォーマンスを備える内燃機関は、今後も新興国を中心に台数増加を続ける⁽¹²⁾乗用車の主要な動力源であると考えられ、その熱効率の改善はさらなるモビリティ社会の発展と地球環境保護の両面において重要な課題であると言える。内燃機関の中でも火花点火式ガソリンエンジンは多くの乗用車に搭載されており、その熱効率と出力は登場以来絶え間ない技術革新により改善を続けてきた⁽¹³⁾。しかしながら、理論的なオットーサイクルの熱効率が約 70 %であることに對し、現在市販されている乗用車のガソリンエンジンの正味熱効率は最高でも 40 %程度であり、ディーゼルエンジンと比較しても低い。これは、熱効率の支配因子である圧縮比と空気過剰率の増大が困難であることが真因であり、前者は異常燃焼、後者は燃焼安定性と排出ガスの浄化機能(三元触媒)の維持により制約される。特にノックを代表とする異常燃焼の対策と圧縮比の向上はガソリンエンジンの誕生直後からの課題であり、図 1.3 に示すように熱効率の改善と密接に関係している。圧縮比の向上は古くは燃料の耐ノック性を示す指標のひとつである Anti-Knock Index (AKI) に依存してきたが、1980 年以降ではノックセンサの搭載と制御技術の進歩により同一 AKI のもと高圧縮比化が可能となっている。さらに近年ではノック回避を可能とする燃焼技術の開発も進み、圧縮比が 14 以上のガソリンエンジンが実用化されている⁽¹⁷⁾。

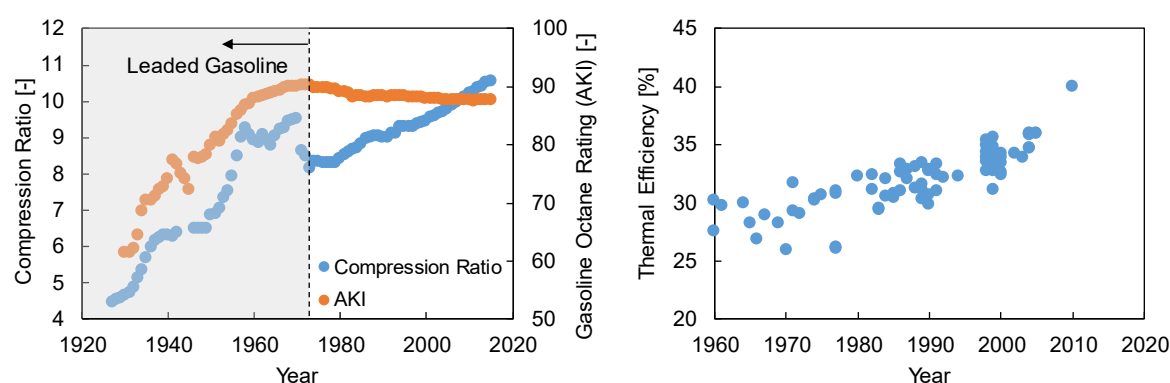


Fig. 1.3 Historical trends of compression ratio, AKI (left figure) and thermal efficiency (right figure) of passenger car gasoline engines ⁽¹⁴⁾ ⁽¹⁵⁾ ⁽¹⁶⁾

このように、ガソリンエンジンの熱効率改善に向けては、高圧縮比化が理論・実用を問わずに本質的な手法であると言え、近年は制御や燃焼技術の進歩により大きな向上を果たした。しかしながら、希薄燃焼や遮熱技術による冷却損失低減との組み合わせを考慮した場合、圧縮比をさらに高めることでガソリンエンジンの熱効率は大きく改善する余地がある⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。図 1.4 は、既存の圧縮比 14 のガソリンエンジンを基準とした場合の圧縮比と空気過剰率に対する図示熱効率を計算により予測した結果である⁽²⁰⁾。希薄側までを考慮すると、圧縮比は 17~19 に理想値が存在し、空気過剰率 λ を 5 程度とすることで熱効率は圧縮比 14 の量論空燃比($\lambda = 1$)から 9 %pnt.以上改善する。しかしながら、このような超高圧縮比・希薄燃焼の実現は従来の燃焼技術の延長では難しく、燃焼方式自体を変更する必要がある。例えば、空気過剰率の面では一般に $\lambda = 2$ 以上では層流燃焼速度の低下により安定した燃焼は困難となるため、HCCI (Homogeneous Charged Compression Ignition)⁽²¹⁾⁽²²⁾や RCCI (Reactivity Controlled Auto Ignition)

(23) のような圧縮自着火を用いた燃焼, または火炎伝播と圧縮自着火の組み合わせである SACI (Spark Assisted Compression Ignition) (24) 燃焼が用いられている. これらは特に部分負荷域の熱効率改善に対して有力な燃焼技術である. 一方の圧縮比の面では, 一部で圧縮自着火を併用したエンジンで圧縮比 16 が実用化(25)されているものの, 多くの火花点火式ガソリンエンジンの圧縮比は 14 以下であり, 圧縮比 17 以上で実用化されている例は見られない. これは, 比較的希薄化が容易な部分負荷域においては先述の圧縮着火燃焼技術の適用により高圧縮比化が可能となっても, 全負荷(WOT: Wide Open Throttle)までの高負荷域においては出力や排気浄化要求のため量論空燃比による火炎伝播燃焼に切り替える必要があり, 異常燃焼が問題となって広い運転領域において性能を保証する必要のある乗用車用エンジンとして成立しなくなるためである. なお, 希薄限界を拡大可能な各種圧縮着火燃焼も, 安定した自己着火を実現する上で高圧縮比を要求する技術であり, それらの実用化を考慮しても高負荷域の異常燃焼の回避と性能の両立は不可避な課題である.

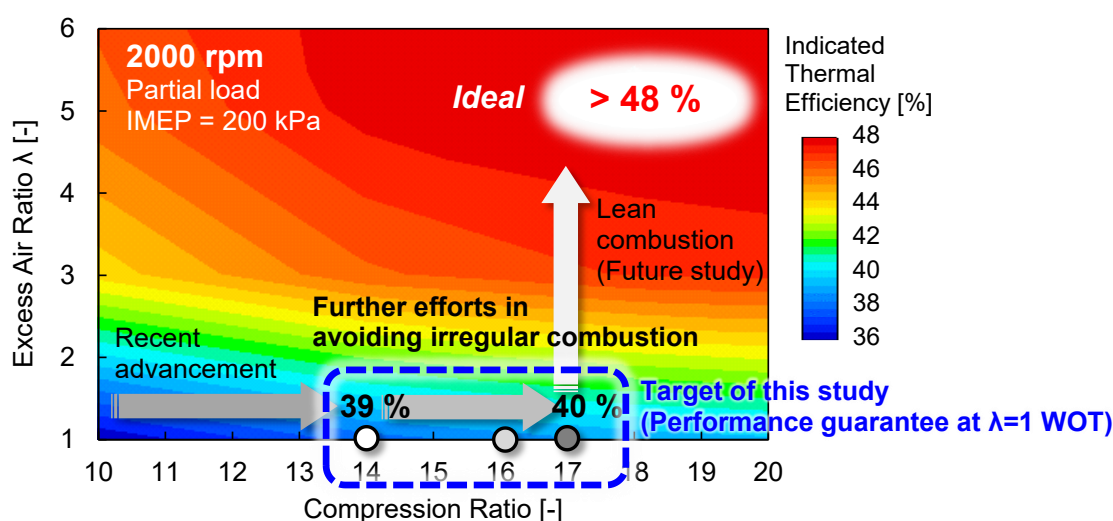


Fig. 1.4 Possibility and a pathway for further improvement in thermal efficiency of a gasoline engine (Post scripted on an indicated thermal efficiency map from reference (20))

以上から, 高効率なガソリンエンジンの実現に向けて, 超高圧縮比下における異常燃焼を回避する技術が前提として要求される. そこで本研究では, ガソリンエンジンの超高圧縮比化を可能とする燃料の高圧噴射を用いた新たな火花点火燃焼方式の開発と特性解明を目的とする. 乗用車として一般的な自然吸気の排気量 2.0 L 相当の 4 気筒ガソリンエンジンを対象に, ガソリンの噴射圧力を最大 120 MPa にまで高め, 圧縮比 17 の全負荷運転において異常燃焼を回避しつつ既存の圧縮比 14 のエンジンと同等の等容度と熱効率を実現可能な燃焼技術を確立する. この技術を高負荷域に適用して熱効率の悪化を抑制することで, 将来的に部分負荷の広い領域における高圧縮比と希薄燃焼を組み合わせた熱効率改善が, 出力性能を犠牲にすることなく可能となる. さらに, 実用的な計算時間でガソリンの高圧噴射を用いた火炎伝播燃焼を予測可能な数値計算(CFD: Computational Fluid Dynamics)用モデルを構築することで, 筒内の現象を詳細に分析し, その特性を明らかにする.

1.2 先行研究

1.2.1 ガソリンエンジンの異常燃焼の抑制に関する先行研究

火花点火式ガソリンエンジンでは、燃焼の開始は点火時期により制御され、燃焼速度は回転速度に依存した筒内の乱れと乱流火炎伝播速度により律速される。これにより、乗用車に求められる幅広い運転領域において安定した燃焼を可能としている。一方で、通常の点火時期や火炎伝播速度から想定される熱発生率を過剰に逸脱して燃焼することを広義に異常燃焼と呼び、高周波の圧力振動による燃焼騒音やトルク変動を招くだけでなく、設計限界を超える強度や頻度で発生した場合にはエンジンの損傷に至る。異常燃焼はプレイグニッションとノックに大きく分類され、さらに発生源や発生条件により様々な形態が存在する。プレイグニッションは、オイルやデポジット、または高温に過熱された燃焼室構造体の表面着火により点火前に燃焼を開始する現象であり、近年は特にエンジンのダウンサイジングを目的とした高過給エンジンの低速高負荷域において不規則に発生する LSPI (Low Speed Pre-Ignition)⁽²⁶⁾ が問題となっている。ノックは、火炎伝播により圧縮を受けた燃焼室末端の未燃領域(エンドガス)の自着火を起点として、局所的かつ急峻な熱発生から筒内に圧力波が生じ、燃焼騒音(ノック音)として観測される現象である。また燃焼騒音以外にも、ノックでは圧力波が燃焼室表面の温度境界層に干渉し、熱伝達率が増大する現象が知られている⁽²⁹⁾。このため、高速高負荷運転において連続して発生した場合には、高い熱負荷による構造部品の溶損や油膜の脱離による焼き付きを招く。なお、プレイグニッションから高強度のノックを誘発する場合もあり(Super knock)、発生すれば図 1.5 に示すようにエンジンが運転不能に陥るような深刻なダメージを及ぼす可能性がある。これらの異常燃焼に共通する特性として、筒内が高温・高圧であるほど発生の確率が高くなるため、高圧縮比エンジンでは対策技術の適用が求められる。

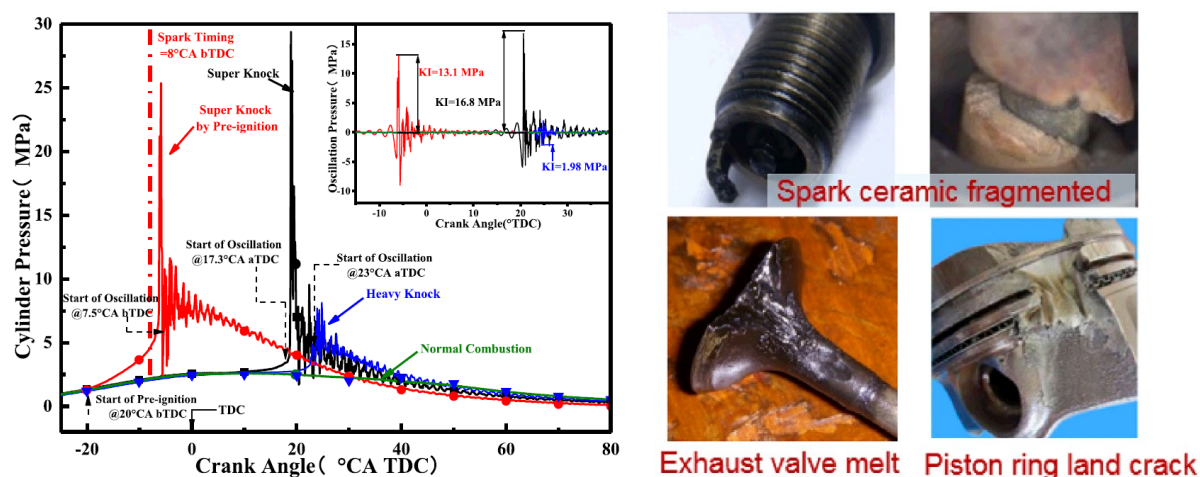


Fig. 1.5 Samples of in-cylinder pressure history (left figure) and damaged engine components (right figure) resulted from the occurrence of super knock ⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾

異常燃焼に関する研究は、古くは 1920 年代から Ricardo や Withrow らによって実施されており、エンジンおよび急速圧縮装置内の圧力計測や高速度直接撮影、燃焼発光計測により現象の理解が進められてきた。ノックについては、火炎の急激な加速やデトネーション説も当初は有力であったが、1960 年代

に Affleck らは, 2-methylpentane を燃料として予混合のバーナー火炎と急速圧縮装置内の自己着火, 火花点火燃焼後のノックの 3 つの燃焼発光スペクトルを計測し, ノック発生時には予混合の火炎伝播とは異なる自己着火に類似した冷炎反応の特徴があることを示している⁽³⁰⁾. さらに, レーザ計測技術の発展に伴い, 1990 年代には Bäuerle と Warnatz らがエンジン筒内の 2 次元の LIF (Laser Induced Fluorescence) 計測により, 冷炎反応中に蓄積されることが知られているホルムアルデヒドがノック発生前のエンドガスにおいて高濃度に分布している様子を直接捉えることに成功している(図 1.6). このように, ノック現象がエンドガスの自己着火により支配されていることが実験的に裏付けられることに並行して, 1980 年代には反応速度論と詳細反応機構に基づいたノックの予測計算も Smith と Westbrook らによって試みられている⁽³³⁾. 以後, 炭化水素特有の低温酸化反応の重要性も唱えられるようになり, 経験則に基づいていた燃料の対ノック性の指標である RON (Research Octane Number) や MON (Motor Octane Number) の意味も燃料の分子構造と筒内の温度・圧力履歴から理論的に解釈できるようになった⁽³⁴⁾ ⁽³⁵⁾.

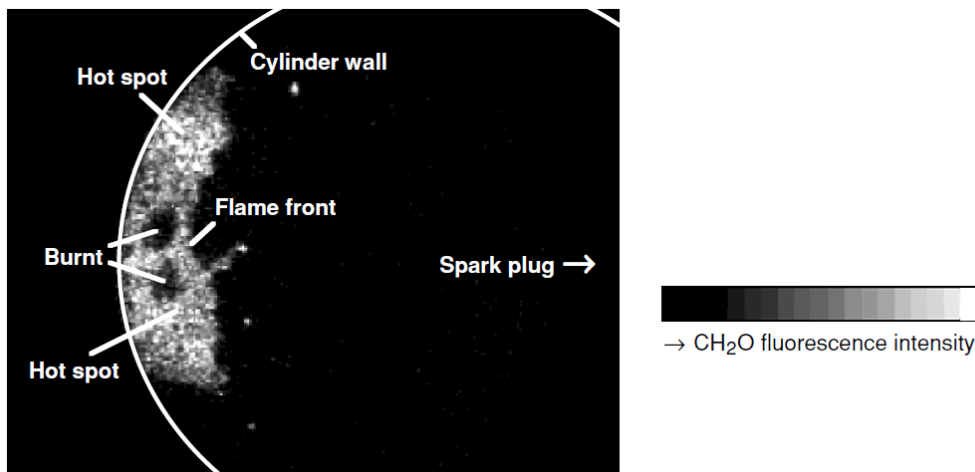


Fig. 1.6 High concentration of formaldehyde (CH_2O) visualized in the end gas before auto-ignition by 2D-LIF ⁽³¹⁾⁽³²⁾

ノックの対策については, 古くはテトラエチル鉛(TEL)等の添加剤の使用を含む燃料の耐ノック性の向上が主であり, エンジンにおいてはノックが発生しない圧縮比, 点火時期で運転させることが実用上の設計方針であった. しかしながら, 上述のように現象の支配因子の理論的な分析・予測が可能となり, 燃料の耐ノック性に依存しない様々な手法が提案されるようになる. エンドガスのノック発生を簡易的に検討する手法として, ノックの発生時期 t_{ign} を以下の積分型の式で表現する Livengood-Wu 積分⁽³⁶⁾が提案されている.

$$\int_{t=0}^{t=t_{ign}} \frac{1}{\tau_{ign}} dt = 1 \quad (1.1)$$

ここで, τ_{ign} は着火遅れ時間であり, 以下の式(1.2)に示す燃料と酸素の反応を考慮した一般的な 1 段のアレニウス式で表現できる.

$$\tau_{ign} = A[\text{Fuel}]^a[\text{O}_2]^b \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \quad (1.2)$$

式(1.2)中の A は衝突頻度因子, $[Fuel]$ と $[O_2]$ はそれぞれ燃料と酸素のモル密度, E は活性化エネルギー, R はガス定数, T は温度である. 上述の式に基づけば, ノックを回避するためには着火遅れ期間を長期化することがまず有効であると言え, そのためには, エンドガス温度の低減, 燃料濃度の低減, 酸素濃度の低減が必要となる. エンドガス温度を低減する手法としては, 可変動弁系を用いた残留ガス量の低減⁽³⁷⁾⁽³⁸⁾をはじめとして, 燃料の筒内直接噴射(以下, 直噴)と潜頭熱による冷却⁽³⁹⁾, 受熱の抑制を含む吸気冷却⁽⁴⁰⁾等が行われている. また, 圧縮行程以後も冷却水の流れ制御⁽⁴¹⁾やオイルジェット⁽⁴²⁾による壁面温度制御での冷却促進も見られるが, 軽負荷域における冷却損失や機械抵抗損失の悪化を招く場合がある. この対策として, ウォータージャケットスパーサーによりシリンダライナーの温度分布を最適化し, 弊害を軽減している例⁽⁴³⁾も見られる. 燃料および酸素濃度の低減については, 排気された CO_2 , H_2O , N_2 で構成される高温の不活性ガスを熱交換器で冷却して筒内に再導入する Cooled EGR (Exhaust Gas Recirculation) が有効である. 過給エンジンにおいては適用例⁽⁴⁴⁾があるが, 自然吸気エンジンでは酸素分圧の低下が避けられないため WOT 条件で適用した場合には出力が犠牲となる. また, 多くの Cooled EGR システムには応答遅れが存在し, 乗用車のドライバビリティに寄与する過渡的なトルク特性との両立が課題となる場合がある. その他, 近年では高過給エンジンにおいて水噴射による冷却を実施している例も多数報告されており⁽⁴⁵⁾⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾, 潜頭熱による冷却効果に追加して, 比熱比低下による圧縮端温度低減の両面で効果が期待できる. ただし, 有効な効果を得るためには燃料噴射量相当の水噴射量を要求し, オンボード回収システム⁽⁴⁸⁾の必要性やオイル希釈, 極低温環境下での氷結といった課題もあり, 広くは用いられていない. この他, 可変圧縮比機構⁽⁴⁹⁾によりノックを回避する手段も実用化されており, 過給エンジンにおいて従来は低圧縮比下のために犠牲となっていた軽負荷域の熱効率の回復に対して極めて有効な手段である. しかしながら, 複雑なリンク機構を搭載する必要があり, また中高負荷域以上では圧縮比を低下させて異常燃焼を回避するため, 実質的には点火時期の遅角と同様に熱効率が悪化するという課題がある.

着火遅れ期間の長期化と並行して, ノックに対しては火炎伝播の急速化も有効であるとされている⁽⁵⁰⁾. これは, 着火遅れ期間内, すなわち式(1.1)の着火判定時期である t_{ign} に至る前に火炎伝播を完了させれば自己着火に至らないためである. 火炎伝播の急速化の先行研究については 1.2.3 節でも述べるが, 図 1.7 に示すように燃焼室にスキッシュ領域を設け, 上死点近傍の押し出し流れ(スキッシュ流)を強化し, 燃焼後半の火炎伝播速度を高めることで, 耐ノック性が向上することが確認されている⁽⁵¹⁾⁽⁵²⁾. また, 副室式の点火プラグ(PCP: Pre-Chamber Plug)を用いて多点点火的に燃焼を開始し, さらに副室からの噴流により燃焼の急速化を図ることでノックを改善している例も見られ⁽⁵³⁾, 圧縮比 10 のエンジンを基準として +3 程度の高圧縮化が可能とされている. なお, 吸気行程時に筒内に生成される環状渦(タンブル流)や旋回渦(スワール流)の強化もガソリンエンジンの代表的な燃焼促進手法であるが, 同時に筒内全域の熱伝達率が増加するため, 受熱による筒内温度の上昇や熱損失の増加を招き⁽⁵⁴⁾, 燃焼期間の短縮による熱効率改善効果を相殺する場合がある. このため, これらの手法を適用する場合には個々の作用を見極めた上での最適な設計が要求される.

以上のように, 高圧縮比化の弊害となるノックに注目した場合, 多くの手法の基本的な考え方は燃料の着火遅れ期間の長期化, または, 燃焼の急速化によりエンドガスが自己着火に至る前に火炎を末端部まで伝播させることを狙いとしている. これらの手法を単独, または複数組み合わせることによって近年は図 1.8 に示すように圧縮比 14 程度までの高圧縮比化が可能となった⁽⁵⁵⁾.

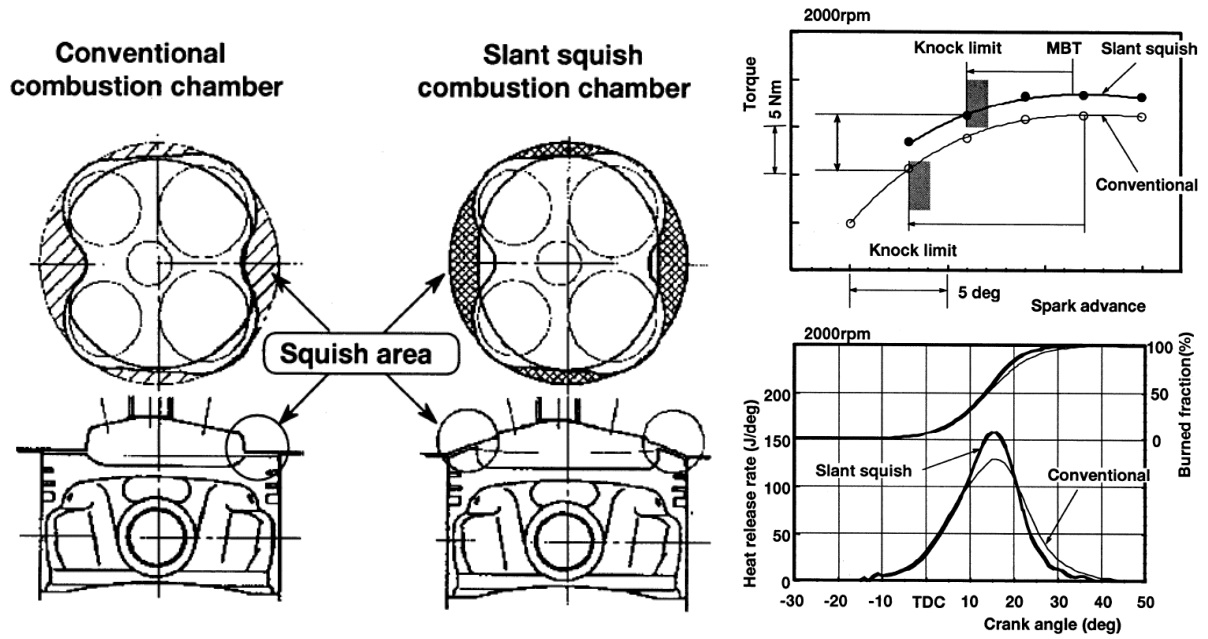


Fig. 1.7 Improvement of knock limit and torque by optimized squish flow and combustion enhancement ⁽⁵¹⁾

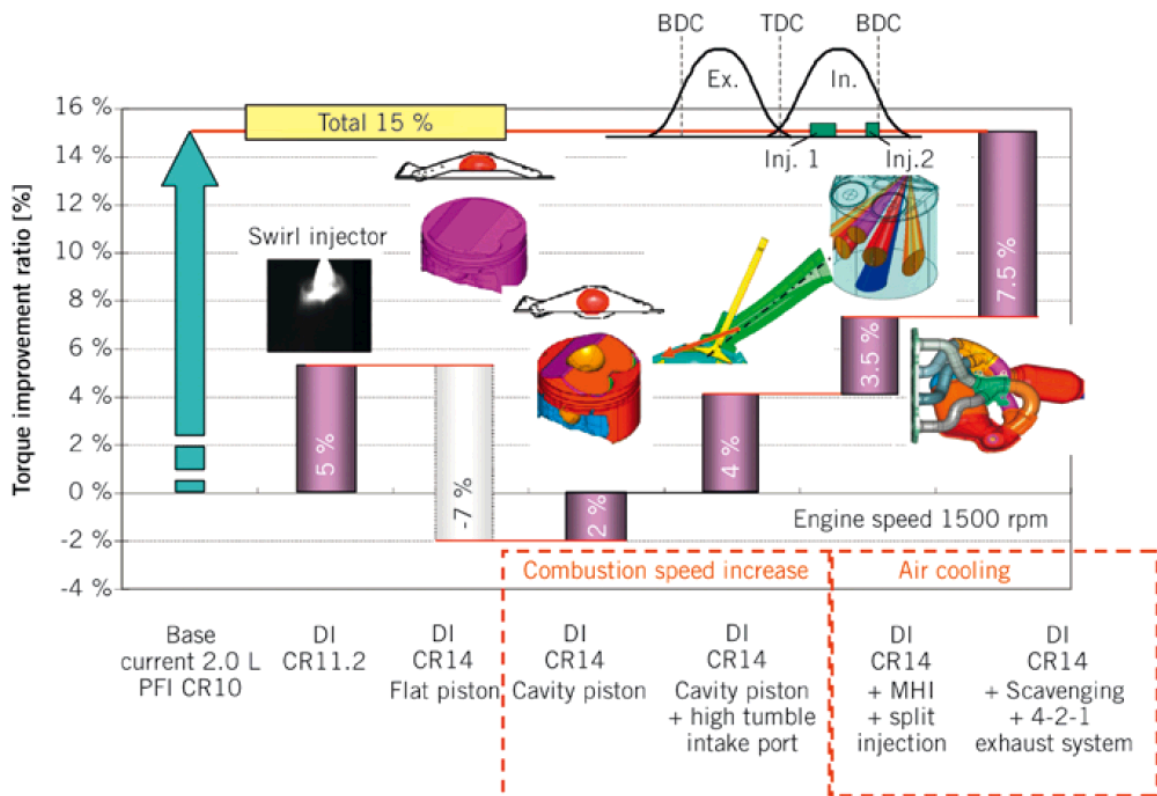


Fig. 1.8 Comprehensive measures against knock mitigation for achieving compression ratio of 14 ⁽⁵⁵⁾

異常燃焼を回避した上で圧縮比を 17 にまで上げるためには、さらなる対策が要求される。図 1.9 は、圧縮比 13.5 のエンジンを基準として、圧縮比を 17 まで上げた際の負荷に対するエンジン回転数 2000 rpm の正味熱効率と燃焼重心位置を実験により調べた先行研究例である⁽⁵⁶⁾。圧縮比 13.5 では、高負荷域まで燃焼重心をノックにより遅角させることなく、熱効率も維持できている。圧縮比 17 にした場合、ノックの発生しない部分負荷域においては熱効率改善が可能となっているものの、BMEP (Brake Mean Effective Pressure)=650 kPa 以上ではノックにより燃焼が遅角し、熱効率も急激に低下する。ここで IVC (Intake Valve Closure) を遅閉じにして有効圧縮比を低下させ、ミラーサイクルとすることでノックを回避して燃焼進角と熱効率の回復が可能となるが、BMEP が 750 kPa 以上では再びノックにより燃焼重心の遅角と熱効率低下が見られる。なお、有効圧縮比低下は充填効率の低下も同時に招くため、圧縮比 13.5 と比較して最大 BMEP の低下は避けられない。一般的な排気量 2.0 L の自然吸気の乗用車用エンジンでは、2000 rpm の低回転域においても BMEP として概ね 1200 kPa 以上が実用トルク(190 Nm)として求められるが、圧縮比 17 においてその要求を満たすためには、本来の膨張比に近い有効圧縮比による運転(オットーサイクル)とした上で、高負荷域の異常燃焼を抜本的な対策で回避することが要求される。

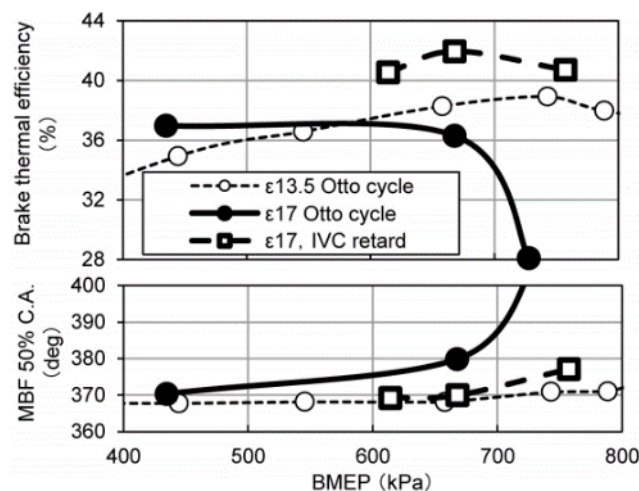


Fig. 1.9 Brake thermal efficiency and 50% mass burn fraction position of compression ratio of 13.5 and 17 at 2000 rpm with different IVC timing ($\lambda=1$, EGR=20 %)⁽⁵⁶⁾

ここで、式(1.1)に注目すると、着火時期 t_{ign} は着火遅れ期間 τ_{ign} の長期化以外にも、積分開始時期である $t=0$ を遅らせることで、平行して遅延可能であることが分かる。これは、燃料の直噴化により噴射時期(SOI: Start of Injection)を点火開始直前にまで遅角することで実現できる。しかしながら、混合気の形成速度が大きな課題となるため、実施例は少ない。近年では、津田らが最大 40 MPa のガソリンの噴射系を用いた遅角噴射コンセプトを提案している⁽⁵⁷⁾。図 1.10 に示すように、小径の多噴孔インジェクタを備えた圧縮比 13 の単気筒エンジンを用いて、2000 rpm の全負荷条件で上死点前-20 deg.aTDC までの遅延噴射によるノック改善効果を評価した。その結果、ベースの PFI (Port Fuel Injection) 方式と比較して、ノックの回避により燃焼質量割合 (MFB: Mass Fraction Burned) の重心位置に相当する MFB50%位置を 4 deg.CA 進角できることを示している。ただし、これは高圧縮比化のポテンシャルとしては+1 程度に相当し

(58), 効果としては大きくない. 燃焼期間も最大で約 1 割程度短縮することが確認されたが, SOI を上死点近くまで遅角すると短縮化の効果は見られなくなり, 同時にMFB50%位置が遅角している. また, 熱発生量が PFI 条件から低下していることから, 未燃損失やスモークの悪化が考えられ, 混合気形成が不十分なまま燃焼していることが考えられる.

Table1 Engine specifications

Engine type	Single cylinder SI
Bore × Stroke (mm)	86 × 95
Displacement (cc)	551.8
Compression ratio	13.0 : 1
Intake port	Tumble or Swirl
Injection system	DI , PFI
DI layout	Center
DI maximum Pinj (MPa)	40
DI nozzle type	multi-hole
Piston type	cavity

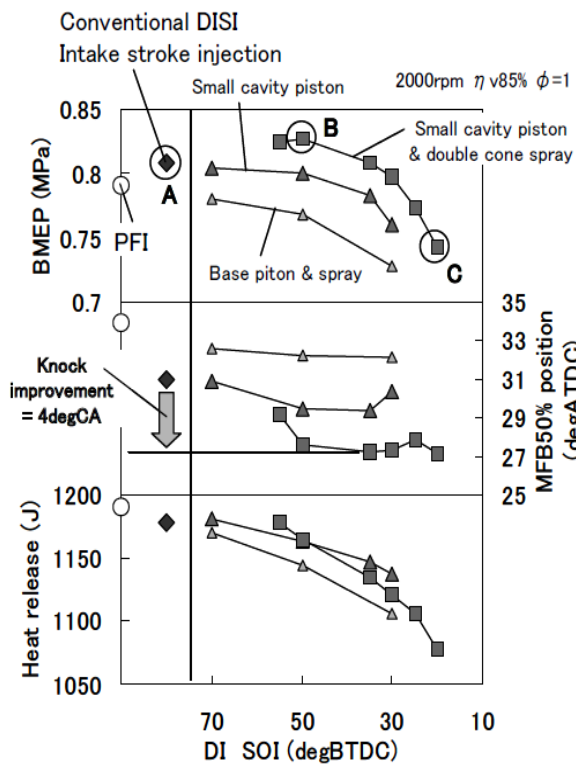
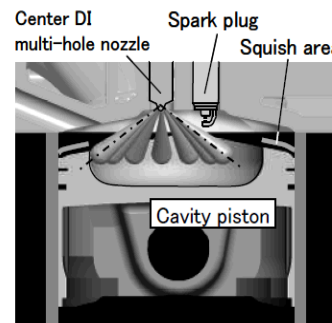


Fig.14 Effect of piston & spray

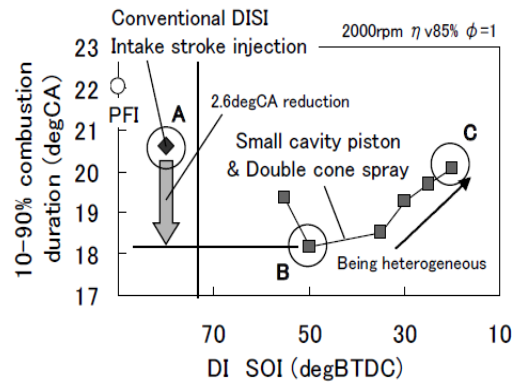


Fig.19 Combustion duration

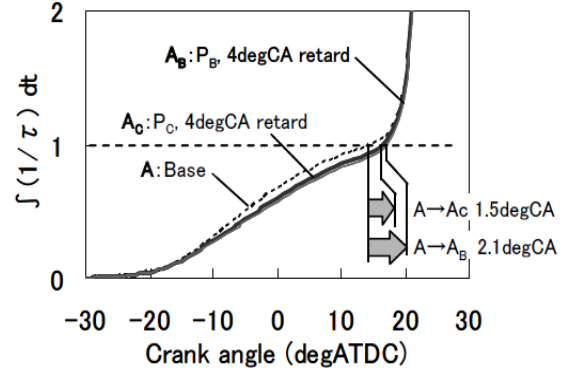


Fig.20 Estimates of burning rate effect

Fig. 1.10 Retarded fuel injection timing concept and engine performance results (Example 1) (57)

より高い噴射圧力のガソリン遅延噴射を用いた例として, Tanaka らは, 燃料噴射圧力と圧縮比をそれぞれ 80 MPa と 15.2 にまで高め, 図 1.11 に示す単噴孔の中心噴射の構成で Lift-off 燃焼 (火炎が噴霧下流に定在した予混合の噴射率律速の燃焼) を試みている(59). 高圧縮比にもかかわらず, 異常燃焼が

回避できており、さらに未燃損失やスモークの発生も伴うことなく安定的な燃焼を実現している。また、可視化エンジンを用いて LIF 計測により点火点断面の空燃比 (A/F) も観察し、上死点近傍噴射にもかかわらず点火点においては量論空燃比に近い良質な混合気が形成されることを確認している。これは、ガンソリンの高圧噴射が燃料と空気の急速混合を実現する上で有効であることを示唆するものである。ただし、熱発生率が火炎伝播速度ではなく噴射率に依存しているため、高負荷や高回転時には燃焼期間が長期化する点や、実用を想定して多噴孔化する際の点火点や噴霧の配置方法が課題として挙げられる。

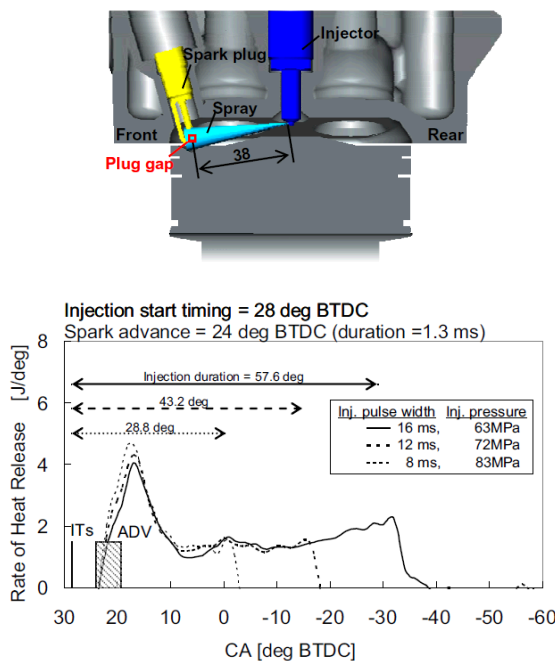


Fig. 12 Characteristics of lift-off spray combustion with gasoline fuel for different injection durations

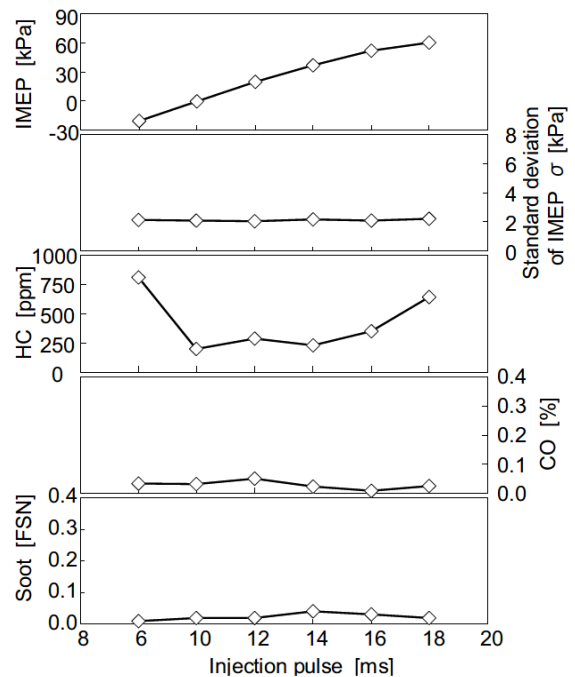


Fig. 13 Combustion and emission characteristics

Fig. 1.11 Retarded fuel injection timing concept and engine performance results (Example 2) ⁽⁵⁹⁾

このように、燃料の噴射時期を遅延し、混合気が高压高温場に暴露される時間を短縮することで異常燃焼を回避する手法は理論的には有効と考えられるが、先行研究例においては十分な効果や実用的な性能が得られるまでには至っていない。これは、燃焼室形状を含む混合気形成に課題がある他、ノックの回避や熱効率の維持にとって重要な燃焼速度が要件を満たしていないことが原因と考えられる。実際に圧縮比 17 で圧縮比 14 と同等以上の熱効率を実現するために必要な遅延噴射燃焼コンセプトの要件を、藤川らは Livengood-Wu 積分を用いた 0 次元モデルにより見積もっている⁽²⁰⁾。2000 rpm の全負荷を対象として、まず図 1.12 の左に示すように圧縮比 14 から 20 まででプレイグニッションを回避するために必要な SOI の要求遅角量を計算し、圧縮比 17 においては -12 deg.aTDC が進角限界となることを示した。次に、その進角限界の SOI においてノックを回避しつつ、圧縮比 14 と同等以上となる燃焼期間と燃焼開始時期(点火時期)を計算し、図 1.12 の右に示すように点火時期は 9 deg.aTDC、燃焼期間は 20 deg.CA が要求されることを示した。これらの要求を満たした場合に予想される熱発生率と燃焼圧力線図を図

1.13 に示す. 圧縮比 14 の燃焼と比較して燃焼の開始は遅れているものの, その後に急速に燃焼することで高い膨張圧力が得られている. このとき, 噴射開始から点火までの許容間隔は 2 msec となっており, 短時間で混合気を形成する機能が要求される. また, 燃焼期間は圧縮比 14 の 45 deg.CA から 20 deg.CA までに短縮する必要があり, 既存のエンジンから 2.25 倍以上の燃焼速度を実現する必要がある.

以上を目標とした燃焼技術を確立することで, 近年圧縮自着火を併用することで圧縮比 16 を実現したエンジン⁽²⁵⁾から, さらに圧縮比 1 ポイント増大させた圧縮比 17 においても異常燃焼を回避しつつ, 実用的な性能を維持したままガソリンエンジンのさらなる高効率化が可能となると予想される. そのためには, 短時間で混合気形成を可能とするガソリンの高圧噴射技術と, それをさらに効率的に火炎伝播の加速に利用した急速燃焼技術が必要となる. 次節以降では, これらの先行研究について言及する.

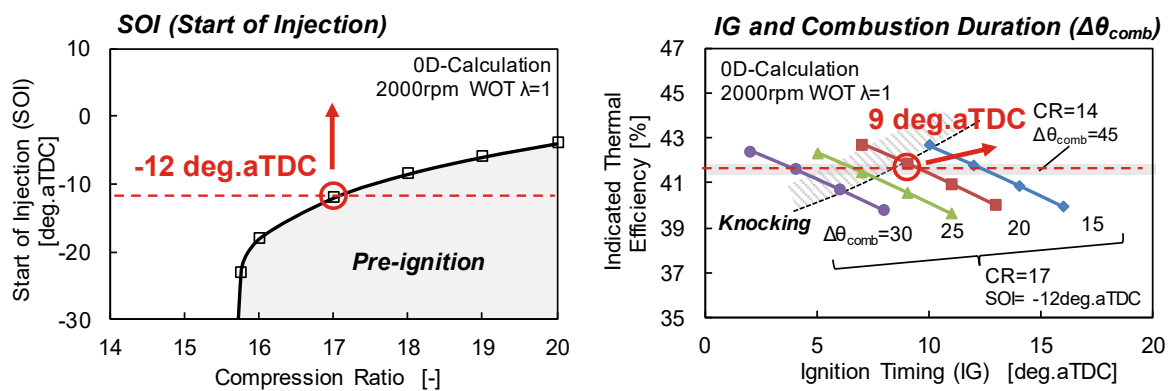


Fig. 1.12 Requirements for avoiding pre-ignition and knock at compression ratio 17⁽²⁰⁾
 (Left figure: SOI advancement limit, Right figure: Ignition timing and combustion duration requirements)

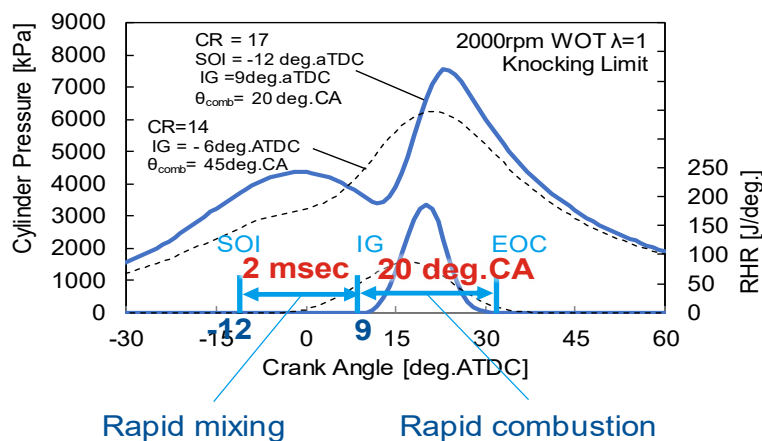


Fig. 1.13 Estimated heat release rate and combustion pressure at compression ratio 17 for achieving the same thermal efficiency as that of compression ratio 14⁽²⁰⁾

1.2.2 ガソリンの高圧噴射に関する先行研究

予混合気の火炎伝播燃焼を行う火花点火式ガソリンエンジンにおいて、燃料の噴射系は液体のガソリンを供給し、空気との混合気の形成を担う重要な部品である。乗用車においては、アイドルから高回転の全負荷までの運転条件に応じて吸入空気量が大きく変化するが、全域において量論空燃比に近い混合気が形成できるように精密に供給量を制御する必要がある上、ドライバーのアクセル操作に追従して遅れ無く燃料を供給することが求められる。さらに近年では、排気中の有害物質や燃料消費率の低減の観点から形成される混合気の均質性も重要な要件となっており、燃料の微粒化から蒸発、そして空気との混合までを適正に制御する必要がある。こうした中で、燃料の供給方式も 1970 年代までは吸気系の上流に設けられた機械式の気化器を用いた方式が主流であったが、電子制御を含む噴射系技術の発展に伴って SPI (Single Point Injection) から気筒ごとの PFI とより筒内に接近した位置での燃料供給方式に移り変わり、現在では多くの乗用車において直噴である DI (Direct Injection) 方式が採用され、精密な噴射量と混合気の制御が可能となった。

ガソリンの直噴技術は、船舶や航空機用エンジンを対象として古くは 1910 年代から開発が行われているが、乗用車用としては、1952 年に 2 ストロークの 2 気筒直噴エンジンを Goliath 社が少量生産している⁽⁶⁰⁾。2 ストロークエンジンにおいては掃気時の燃料の吹き抜けが問題となるが、直噴化によりその抑制が可能となり、燃料消費率の改善に効果があったとされる。また、4 ストロークエンジン用としても 1954 年には Daimler-Benz 社がスポーツカーの 300 SL 用に直列 6 気筒の直噴ガソリンエンジンを生産している(図 1.14)。燃料は気筒毎にプランジャー式の列型ポンプで圧送され、燃料噴射圧力は 4.5 MPa 程度であったとされる。全回転域において出力と燃料消費率が改善され、当時からガソリンの直噴化によるメリットは確認されていたが、高いコストや燃料消費率に対する社会的ニーズが低かった背景もあり、広くは普及しなかった。その後、1960 年から 1980 年代にかけては直噴方式の混合気形成機能に着目し、ガソリンエンジンの成層燃焼を試みた研究が多く実施されている。Texaco 社の TCCS (Texaco Controlled Combustion System) 燃焼⁽⁶³⁾、MAN 社の FM 燃焼⁽⁶⁴⁾、Ford 社の PROCO (Programmed Combustion) 燃焼⁽⁶⁴⁾⁽⁶⁵⁾が代表的なコンセプトであり、ピストンにキャビティを設けて圧縮行程で燃料を筒内に噴射し、点火プラグ周りに成層化された混合気を形成することで希薄燃焼を行っていた。これらのエンジンコンセプトも熱効率改善の面では有効性が確認されていたが、一部の少量生産を除いて普及することは無かった。理由として、当時の自由度の低い機械式インジェクタや低い噴射圧力では、幅広い運転領域において排気性能と熱効率を両立することが困難であったことが挙げられる。特に噴射圧力については、例えば Ford 社の PROCO 燃焼では 最大でも 2 MPa 程度であったとされ、高負荷域の空気過剰率が低下する領域では混合気形成に課題が生じ、未燃の HC や CO、そして燃料消費率が悪化した。

1990 年代以降では、直噴インジェクタの電子制御化と 10 MPa を超える噴射圧力の高圧化により、飛躍的に噴射の自由度が高まる。これにより、三菱自動車工業社の GDI エンジン⁽⁶⁷⁾をはじめとして、多くの自動車メーカーにおいて直噴ガソリンエンジンが開発される⁽⁶⁸⁾⁽⁶⁹⁾⁽⁷⁰⁾。またこの頃より、運転条件や燃焼に応じて筒内の混合気分布が幅広く制御されるようになる。例えば、図 1.15 に示すように最大噴射圧力 20 MPa のピエゾ駆動型高応答インジェクタを用い、運転領域ごとに噴射時期と回数を制御し、成層燃焼から均質予混合燃焼までを運転シーンに応じて切り替える直噴エンジンが開発されている⁽⁷¹⁾。このように、燃料の直噴技術の進化は燃焼の高度化にも寄与しており、ガソリンエンジンの高効率化を進める上で重要な役割を担っている。また、その進化には燃料の高噴射圧化が大きく貢献している。

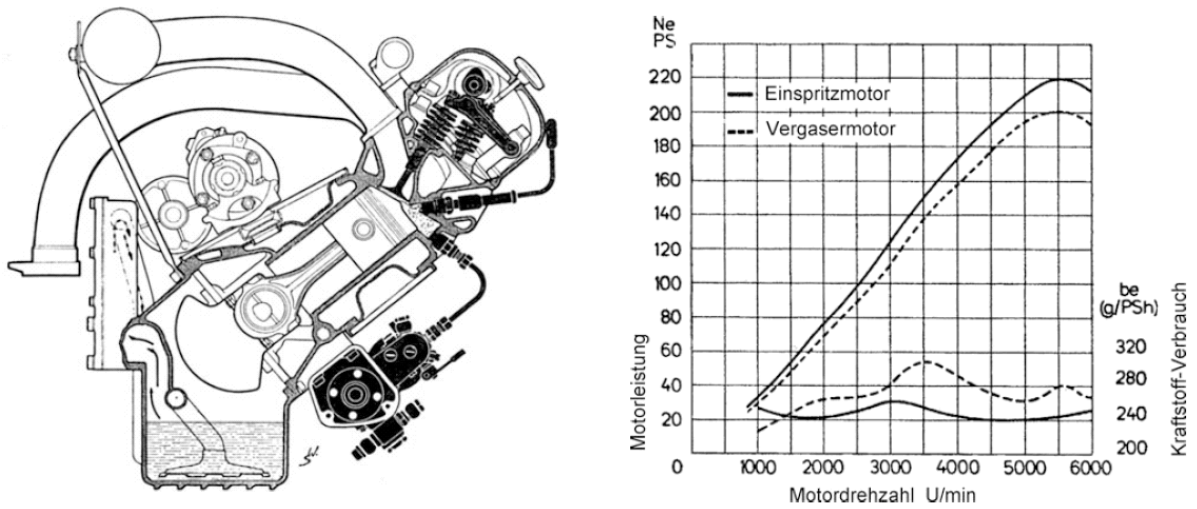


Fig. 1.14 Cross-sectional image (left figure) and performance comparison against a carburetor engine (right figure) of the direct injection gasoline engine for the Daimler-Benz 300 SL ⁽⁶¹⁾⁽⁶²⁾

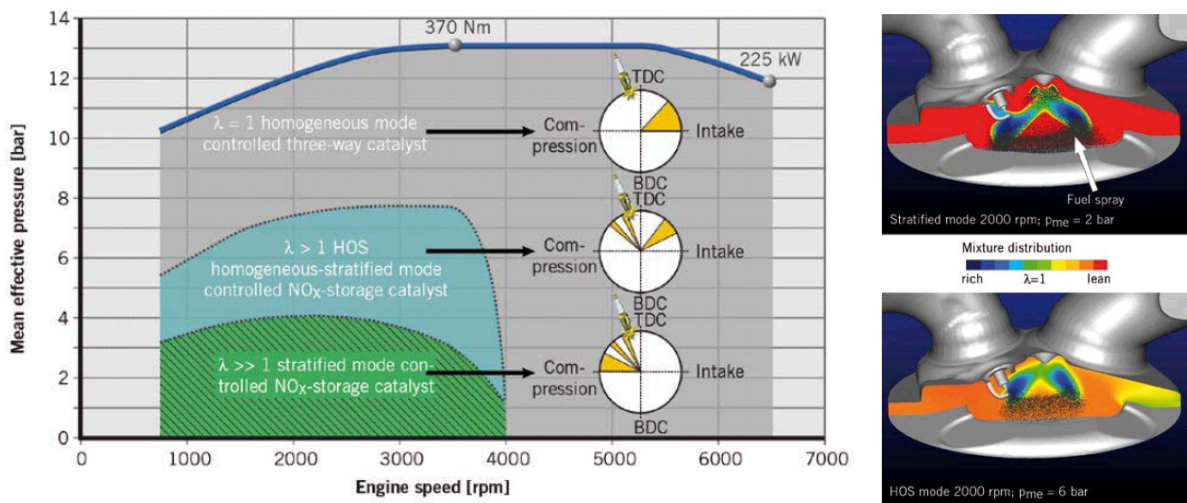


Fig. 1.15 The parametric operating mode map of a recent mass production direct injection gasoline engine ⁽⁷¹⁾

直噴ガソリンエンジンにおける燃料の噴射圧力は、混合気の形成速度に大きな影響を及ぼす。燃料はインジェクタの噴孔から液柱として噴射されるが、内部の乱れや気液間の相対速度に応じて液滴表面に不安定な振動が発生し、それが進行して界面が崩壊することで液滴へ分裂する。さらに液滴の再分裂が進むことで噴霧内の空気導入が促され、また液滴径も減少することで総比表面積が増加して蒸発速度も高まる。すなわち、高噴射圧化により初期の液相速度が高まれば、これらの微粒化から蒸発、混合までの全ての過程が促進されることになる。また、高噴射圧化は噴射率の増加にもつながるため、噴射期間の短縮を可能とし、特に高負荷や高回転運転時の混合時間が不足する場面においては混合気形成のために必要な時間を確保するために有効に作用する。

燃料噴霧の研究は、先行して筒内直噴技術が発展してきたディーゼル噴霧における研究例が多く、古くは1920年代からNACAのBeardsleyによって実施されている⁽⁷²⁾。高速度撮影が可能な実験装置を構築した上で、高压の定容容器内のディーゼル燃料を撮影し、噴霧の先端到達距離や噴霧角などの概形的な項目について雰囲気圧力、噴射圧力を変えて観察している。1970年代以降では、このような噴霧の直接撮影に加え、レーザ回折法やPDA(Phased Doppler Anemometry)⁽⁷³⁾などの新しい計測技術も開発され、ディーゼル噴霧の分裂長さ、先端到達距離、および噴霧角や粒径分布などの主要な特性値が実験式として整理された。例えば、Hiroyasuらは噴霧の分裂時間 t_b や液滴のザウター平均粒径 X_{32} (SMD:Sauter Mean Diameter)を計測して図1.16のように噴射圧力に対する特性を明らかにし、式(1.3)および式(1.4)の実験式を提案している⁽⁷⁴⁾。

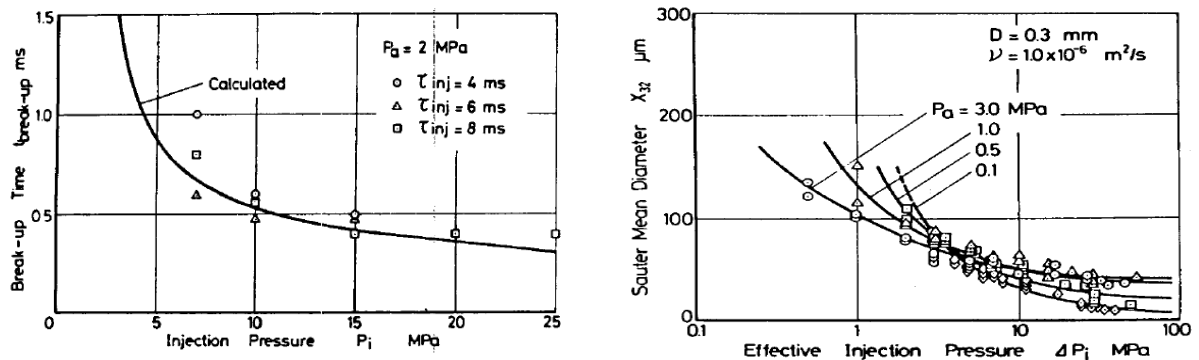


Fig. 1.16 The effect of injection pressure against break-up time (left figure) and SMD (right figure) of a diesel fuel spray⁽⁷⁴⁾

$$t_b = 28.65 \frac{\rho_l d}{\sqrt{\rho_a \Delta P}} \quad (1.3)$$

$$\frac{X_{32}}{d} = 0.38 Re^{0.25} We^{-0.32} \left(\frac{\mu_l}{\mu_a}\right)^{0.37} \left(\frac{\rho_l}{\rho_a}\right)^{-0.47} \quad (1.4)$$

ここで、 ρ と μ は密度と動粘度を表わし、添字の l と a はそれぞれ燃料と空気を示す。また、 d は噴孔径であり、 ΔP は噴射と雰囲気の圧力差である。2つの無次元数 Re はレイノルズ数、 We はウェーバー数であり、 v_{vel} を気液間の速度差、 σ を液滴の表面張力として、それぞれ以下の形で表わされる。

$$Re = \frac{\rho_l v_{vel} d}{\mu_l} \quad (1.5)$$

$$We = \frac{\rho_a v_{vel}^2 d}{\sigma} \quad (1.6)$$

上記の関係から、分裂の早期化と液滴径の低減を同時に進めるためには、噴孔径 d の縮小か高噴射圧化(液滴速度の増加)が有効であることが分かる。ただし、噴孔径の縮小は噴射率の低下を招くため、噴射期間が長期化して燃焼までの混合時間が不足するという課題も生じる。なお、上記は直線型の円筒噴孔における実験式であり、噴孔内部の形状を変更することで噴孔径や噴射圧力を固定したまま微粒化特性を制御する手法も取られているが⁽⁷⁵⁾⁽⁷⁶⁾、これらにおいても燃料の噴射エネルギー、すなわち噴射圧力が重要であることに変わりはない。

ディーゼルエンジンにおける高圧噴射の効果として、1980年代に Katoらは、最大 250 MPa の高圧噴射を可能とする流体増圧型のユニット式噴射系を構築し、噴射圧力 40 MPa の従来型ジャーク式噴射系と比較して PM (Particulate Matter) を 80 % 以上低減可能なことを単気筒エンジン実験により確認している⁽⁷⁷⁾。実際のエンジン筒内の燃焼では、燃料が蒸発した後の気相の当量比分布が重要であるが、近年ではその観察も可能となっている。Suzuki および Nishida らは、2 波長レーザー吸収・散乱光度法 (LAS: Laser Absorption-Scattering) により、ディーゼル噴霧の液相および蒸気相の定量的な濃度計測を可能とし⁽⁷⁸⁾、Yamakawa らによりガソリン噴霧への適用も行われている⁽⁷⁹⁾。Yamauchi らは、この LAS 計測手法を用い、多噴孔ディーゼルインジェクタにおいて噴射圧力が噴霧の蒸発速度に及ぼす影響を調査した。図 1.17 に示すように、噴射圧力を 80 MPa から 180 MPa にまで高めることで、完全蒸発に至る時間は約 1/2 にまで短縮され、同時に噴霧の分散性も向上し、均質化が進むことが確認されている⁽⁸⁰⁾。このように、ディーゼルエンジンにおける高圧噴射の有効性は早くから確認されており、噴霧単体試験による混合気形成挙動の評価からもその有効性を定量的に説明することが可能となっている。近年では、300 MPa を超える噴射圧力⁽⁸¹⁾や、噴射率制御⁽⁸²⁾などの新しい技術も検証されており、今後も発展を続けていくものと予想される。

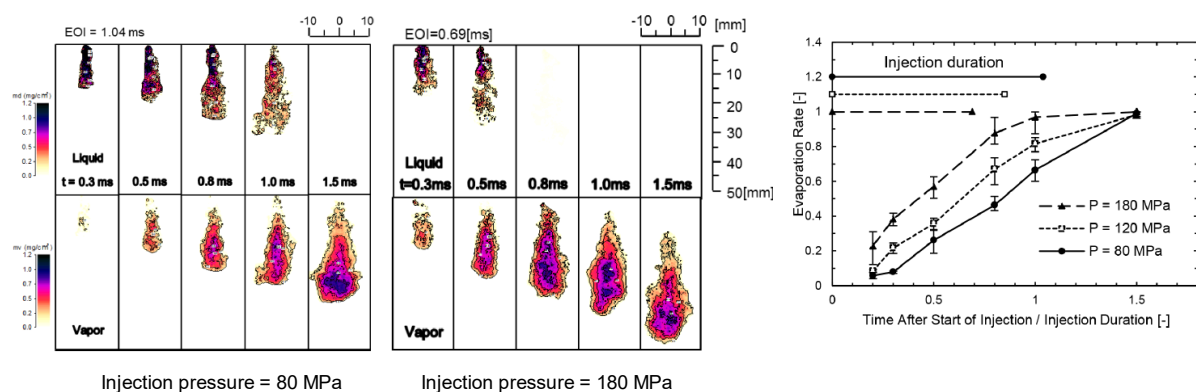


Fig. 1.17 The effect of injection pressure against liquid and vapor phase distribution of diesel sprays (left figure) and a comparison of the evaporation ratio for each injection pressure (right figure)⁽⁸⁰⁾

ガソリンエンジンの直噴技術においては、現在量産されている多くの噴射系の最大噴射圧力は 20～35 MPa 程度であり、図 1.18 に示すように高圧化の進むディーゼルエンジンと比較して低い。噴射系の対

応が困難という構造面の理由もあるが、ガソリンエンジンでは高負荷を中心として吸気行程噴射により均質予混合気を形成する場面が多い点も背景にある。すなわち、雰囲気密度の低い場において吸気流動による攪拌効果も利用して混合気を形成するため、そもそも高い噴射圧力を要求しない。一方で、欧州では2014年の排出ガス規制であるEURO 6から、従来のディーゼル車だけではなくガソリン車も排気中の粒子状物質であるPMの重量に加え、その粒子数であるPN (Particulate Number)も規制対象となった。さらに2017年のEURO 6c/6d-TEMP規制からは、ディーゼル車並みの厳しい排出基準となる上、台上試験の他に実走行のRDE (Real Driving Emissions)での試験も実施されている⁽⁸⁶⁾。これにより、直噴ガソリンエンジンにおいてもPMおよびPNの低減に向けた対策が求められており、燃焼上の対策のひとつとしてガソリンの高噴射圧化が注目されている。

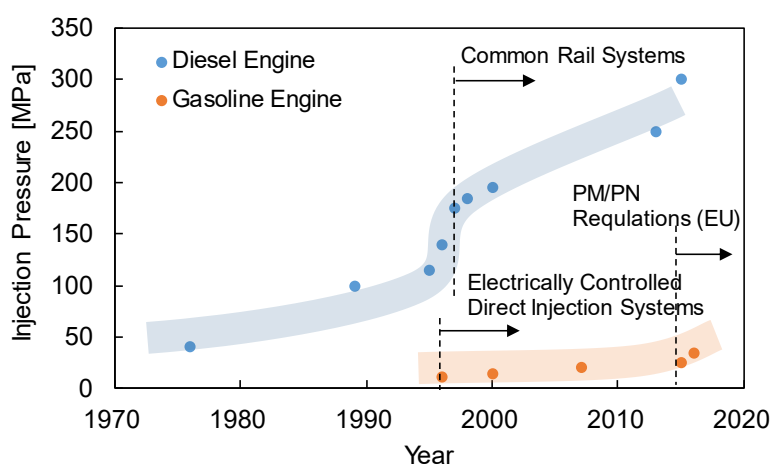


Fig. 1.18 Historical trends of fuel injection pressure of direct injection systems in passenger car engines ⁽⁸³⁾⁽⁸⁴⁾⁽⁸⁵⁾

50 MPaを超えるガソリンの高圧噴射に関する研究は、2000年代にNauwerckらが実施している⁽⁸⁷⁾。高圧の定容容器内において噴射圧力50 MPaまでのガソリン噴霧の噴霧先端到達長さや液滴粒径(SMD)を2次元のレーザ散乱光撮影およびPDAにより計測し、噴霧長さは高噴射圧化により大きく伸びることはないものの、SMDについては図1.19に示すように噴射圧力を20 MPaから50 MPaに高めることで40%以上低減されることを確認している。また、噴霧上流の周囲空気の流速分布をPIV (Particle Image Velocimetry)により計測し、高圧噴射条件では噴霧内への高い流速の空気導入流れが形成され、蒸発の促進に寄与していると述べている。より詳細に高圧のガソリン噴霧の特性を調査している例として、Payriらは、定容容器内において噴射圧力150 MPaまでのディーゼルとガソリンの非蒸発噴霧を同一の噴射系を用いて比較している⁽⁸⁸⁾。噴射率計測も併せて実施し、同じ噴射圧力でも密度の小さいガソリンは質量流量がディーゼルと比較して減少するものの、噴霧の貫徹力や発達過程に燃料の粘度や表面張力の違いに起因した大きな差は見られず、噴霧角や噴霧先端到達長さはディーゼルとガソリンで高圧噴射条件下でも同じような特性となることを示している。また、Medinaらも同様に噴射圧力150 MPaまでのガソリンの非蒸発噴霧を観察し、ディーゼル噴霧用に構築されたHiroyasuらのモデル⁽⁷⁴⁾を含む各種実験式が、一部の条件を除いてガソリン噴霧の挙動を概ね良好に再現可能なことを示している⁽⁸⁹⁾。

Yamaguchi らは、噴孔形状(通常の円筒型と拡大および縮小テーパ型)を変更したインジェクタを用いて、噴射圧力 150 MPa までの非蒸発噴霧について SMD を含めて観察している⁽⁹⁰⁾。図 1.20 に示すように、分裂時間と SMD は噴射圧力 100 MPa までは大きく減少するが、それ以上では飽和傾向にあり、さらに高密度条件下では噴孔形状による微粒化特性の差も縮小する結果が示されている。

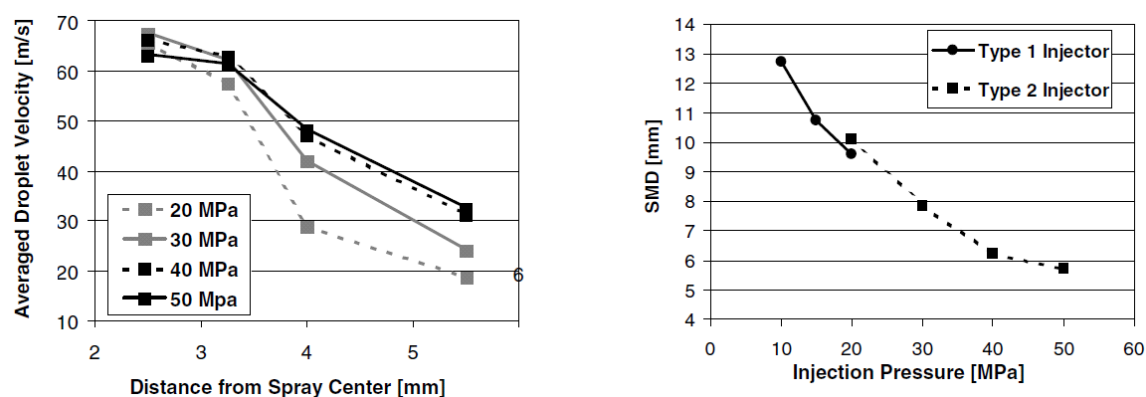


Fig. 1.19 Droplet velocity and SMD of high-pressure gasoline injection up to 50 MPa ⁽⁸⁷⁾

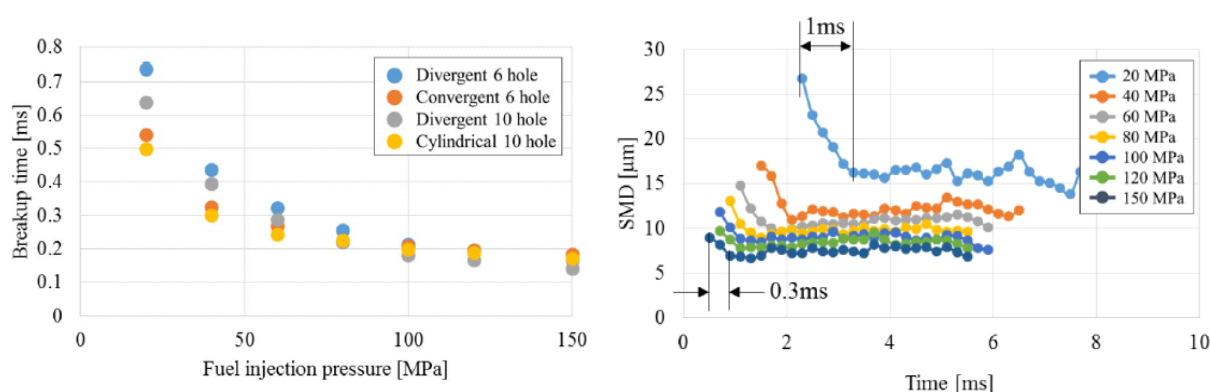


Fig. 1.20 Breakup time and temporal changes of SMD of high-pressure gasoline injection up to 150 MPa ⁽⁹⁰⁾

実際の高圧縮比エンジンの蒸発場におけるガソリンの混合気形成速度については、藤川らが圧縮行程噴射による異常燃焼回避コンセプトの提案と併せて評価している⁽²⁰⁾。筒内の温度と圧力を模擬した高圧容器において、ガソリンの噴射圧を 20 MPa から 120 MPa にまで高めた際の自由噴霧の液相および気相の当量比分布を先述の LAS 法⁽⁷⁸⁾⁽⁷⁹⁾により計測し、圧縮比 17 において異常燃焼を回避するための条件である混合気形成速度の実現性を検証した。図 1.21 に実験条件と液相および蒸気相の濃度分布の積算値から算出された、各噴射圧力における蒸発割合の時系列変化を示す。また、図 1.22 に噴射圧力ごとの噴霧の液相と蒸気相の濃度分布を示す。1.2.1 節で述べたように、圧縮比 17 で異常燃焼を回避しつつ圧縮比 14 と同等の熱効率を得るためには、噴射開始後 2 msec 以内に蒸発を完了させて混合気形成を完了させる必要があるが、図 1.21 の蒸発割合の結果においては、噴射圧力 80 MPa 以上であれば

要求を満たすことが可能となっている. 図 1.22 の燃料濃度分布に注目すると, 噴射圧力を高めることによって液相の到達距離には変化は見られないものの, 蒸気相についてはより下流方向に伸びており, さらに噴霧の中心においても当量比が低く均質化が進んでいることが示されている. なお, 液相長さについては, 噴射圧力および経過時間によらず 50 mm 以下になっており, この結果は燃焼室を設計する際に点火のくすぶり防止などの観点から確保すべき噴霧輸送距離として考えることができる.

Ambient temperature [K]	700			
Ambient pressure [MPa]	4			
Ambient gas	N ₂			
Test fuel	p-Xylene			
Injection type	Single hole			
Hole diameter [mm]	φ 0.1			
Fuel pressure [MPa]	120	80	40	20
Injection pulse width [ms]	0.55	0.68	0.96	1.05
Injection quantity [mm ³]	3			

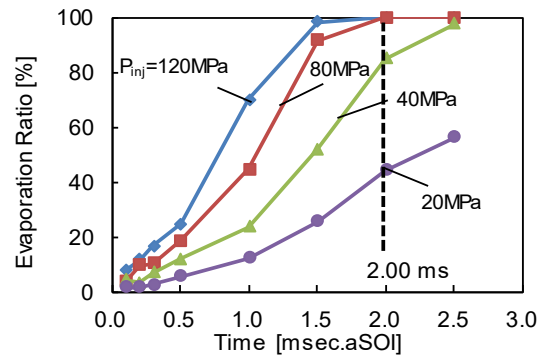


Fig. 1.21 Experimental conditions and the increase of evaporation ratio for gasoline sprays with high pressure injection up to 120 MPa ⁽²⁰⁾

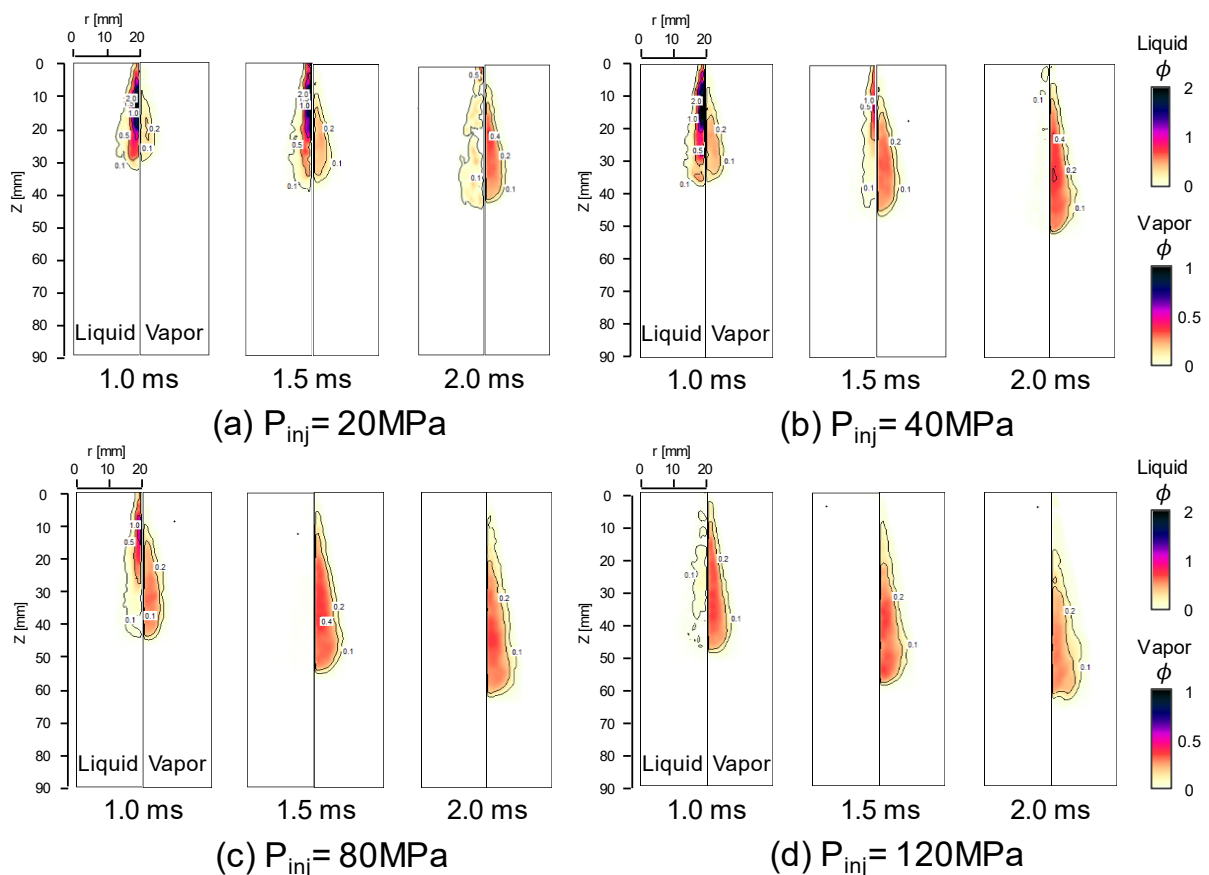


Fig. 1.22 The effect of injection pressure against liquid and vapor phase distribution of gasoline sprays with injection pressure up to 120 MPa ⁽²⁰⁾

このように、ガソリンの噴射圧力を 100 MPa 程度にまで高めることによってディーゼル噴霧と同様に混合気の形成時間は大幅に短縮され、点火直前の遅延噴射にも対応できる可能性が複数の研究によって示唆されているが、実際に高圧縮比のエンジンに適用して燃焼上の効果を確認した例は少ない。ディーゼルエンジンに近い圧縮着火燃焼を目的として実施している例は複数見られるが⁽⁹²⁾⁽⁹³⁾、本研究において対象としている火炎伝播燃焼に適用した例としては、Buri らが図 1.23 に示すセンター噴射のスプレーガイド方式の燃焼系において、100 MPa までのガソリン高圧噴射を用いた成層燃焼を圧縮比 11 の単気筒エンジンにおいて評価している⁽⁹⁴⁾。この研究における目的は、成層燃焼の高負荷限界を拡大することであり、噴射圧力 20 MPa の予混合燃焼および成層燃焼と噴射圧力 100 MPa の成層燃焼を比較している。噴射圧力 20 MPa の成層燃焼では、エンジンの負荷を表す図示平均有効圧力 (IMEP: Indicated Mean Effective Pressure) が 6 bar を超え、空気過剰率 λ が 1.5 を下回ると FSN (Filter Smoke Number) 換算のスモーク排出量が増加し、成層燃焼が困難となる。一方で噴射圧力を 100 MPa まで高めることによって、IMEP=8 bar, $\lambda=1.2$ まではスモークの増加無く成層燃焼が可能となっており、同時に燃焼変動率 (CoV: Coefficient of Variation) や NOx の低減も確認されている。ただし、IMEP 8 bar 以上の量論空燃比に近い条件ではスモーク排出量が大幅に増加しており、本研究で対象としているような全負荷において予混合燃焼並みの性能とするためには高圧噴射と併せて適切な燃焼室形状の設計が必要となることが示唆される。

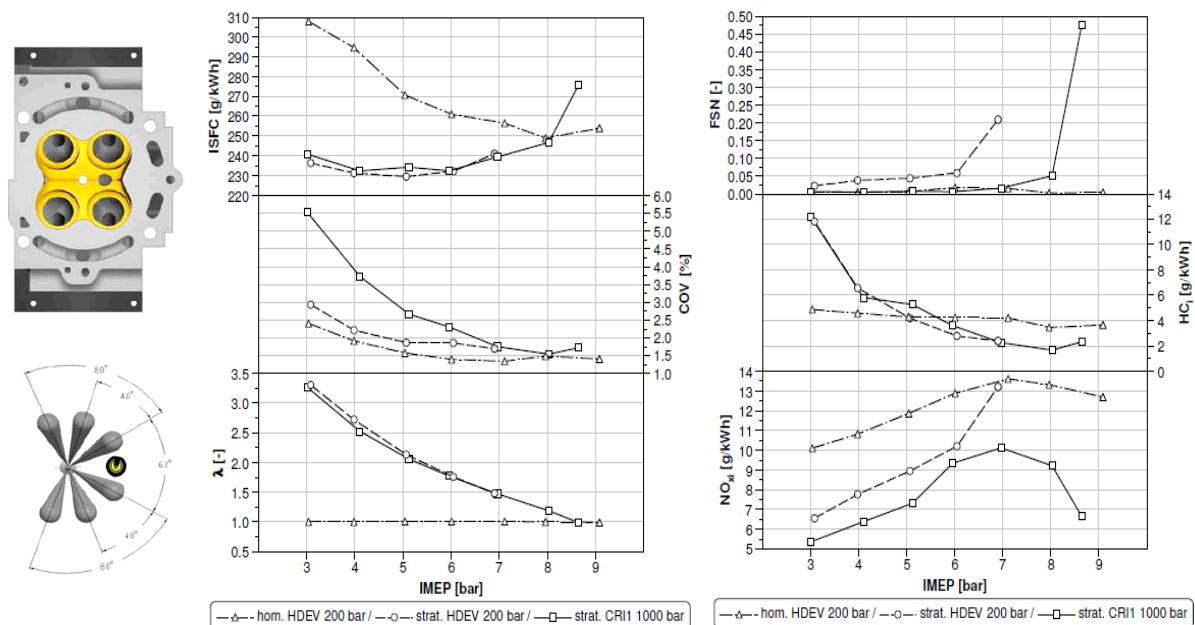


Fig. 1.23 Lean stratified DISI combustion performance with high-pressure gasoline injection at 2000 rpm (hom.: homogeneous, strat.: stratified) ⁽⁹⁴⁾

以上のように、噴霧単体試験ではディーゼル噴霧と同様にガソリンの高圧噴射化は高密度場においても大幅に微粒化と混合気の形成速度が改善される結果が得られており、異常燃焼を回避した点火直前の噴射でも十分に燃焼可能な混合気を形成できる可能性が示されている。しかしながら、実際にエンジンに適用して検証した例は少なく、特に高圧縮比エンジンの異常燃焼回避を目的に高負荷域の量論

空燃比で火炎伝播燃焼を実施している先行研究例は見られない。本研究で目標とする燃焼コンセプトを実現するためには、ガソリンの高圧噴射化に併せて、エンジン筒内における混合気形成や燃焼過程、およびそれらを支配している現象を解明した上で、その機能を最大化する燃焼室を設計する必要がある。

1.2.3 ガソリンエンジンの乱流燃焼速度の向上に関する先行研究

ノックの回避に対しては燃焼期間の短縮が有効であるが、1.2.1 節で述べた通り圧縮比 17 では未燃領域の着火遅れ時間が極めて短いため、既存の圧縮比 14 のエンジンの燃焼に対して 2 倍以上の燃焼速度の実現が求められる。ここでは、ガソリンエンジンの燃焼速度の向上のために求められる条件について先行研究を参考に整理しつつ、実現手段について述べる。

火花点火式ガソリンエンジンは予混合の乱流火炎伝播燃焼を基本としており、その燃焼速度は火炎伝播速度に依存する。燃焼の過程としては、圧縮開始前に形成された燃料と空気の予混合気に対し、上死点近傍で燃焼室内の 1 点または複数点において火花点火を行い、吸気行程時の流動やピストン圧縮動作により生成された乱れの運動と熱および物質の拡散作用により、筒内に一様に火炎を伝播させる。この基本的な燃焼形態は 1876 年に Otto がガソリンエンジンを発明して以来変わっていないものの、筒内の火炎伝播の詳細な現象については現在においても不明瞭な点が多く、応用が先行して進んできた。乱流燃焼の理論的な実験研究を初めて実施したのは Damköhler であるとされており⁽⁹⁵⁾⁽⁹⁶⁾、1940 年代にプロパンを燃料としたブンゼンバーナー火炎を用いた実験から、乱流燃焼速度は Re 数の平方根と比例関係にあることを示した。また、火炎帯厚さに対して十分に大きな乱れは、火炎内部の構造に影響を与えず、表面を湾曲させる作用のみが働くものとして、図 1.24 に示すしわ状層流火炎の概念を示している。

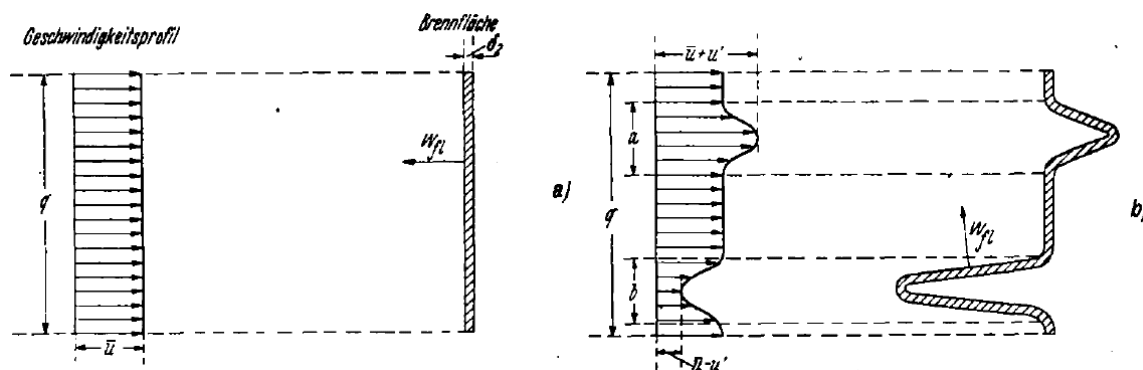


Fig. 1.24 The effect of coarse-body turbulence on a flame surface proposed by Damköhler ⁽⁹⁶⁾

上記の概念に従えば、乱流燃焼速度 S_T と層流燃焼速度 S_L の比は以下の式に示す火炎表面の面積比 (A_T/A_L) と等しいことになる。

$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_T}{A_L} \quad (1.7)$$

ここで、平面状の層流火炎においては主流速度 $\bar{u} \cong S_L$ であるので、式(1.7)右辺の面積比は、幾何学的な相似関係から乱れ u' を用いて以下の式として表わすことができる。

$$\frac{A_T}{A_L} = 1 + \frac{u'}{S_L} \quad (1.8)$$

従って、式(1.7)と式(1.8)から、以下の関係が得られる。

$$S_T = S_L + u' \quad (1.9)$$

火炎帯内部の化学反応と流れの作用を分離して考える、いわゆる Flamelet 理論⁽⁹⁷⁾にも繋がるこの基礎的な概念は、現在においてもエンジン設計で乱流燃焼速度の向上を検討する際にしばしば用いられる。すなわち、温度や当量比により層流燃焼速度 S_L を高めつつ、筒内流動により乱れ u' を強化することがエンジン筒内の乱流燃焼速度を高める上での基本と言える。しかしながら、その後の多くの研究により乱流燃焼速度は乱れの単調増加とはならないことが明らかになっている⁽⁹⁸⁾。Peters は、乱れが過度に強い場合、微小領域の分子拡散速度に火炎帯の化学反応速度が追従できなくなる可能性を考慮し、化学反応と流れの特性時間の比であるダムケラー数(Da)を用いて式(1.11)の乱流燃焼速度式を提案している⁽⁹⁹⁾。この式に基づいた場合、乱流強度 u' と乱流燃焼速度の増加量($S_T - S_L$)の関係は、 Da 数に対して図 1.25 のような変化を示す。

$$Da = \frac{\tau_T}{\tau_L} = \frac{S_L L}{u' l_f} \quad (1.10)$$

$$\frac{S_T - S_L}{u'} = -\alpha Da + \sqrt{\alpha^2 Da^2 + 4\alpha Da} \quad (1.11)$$

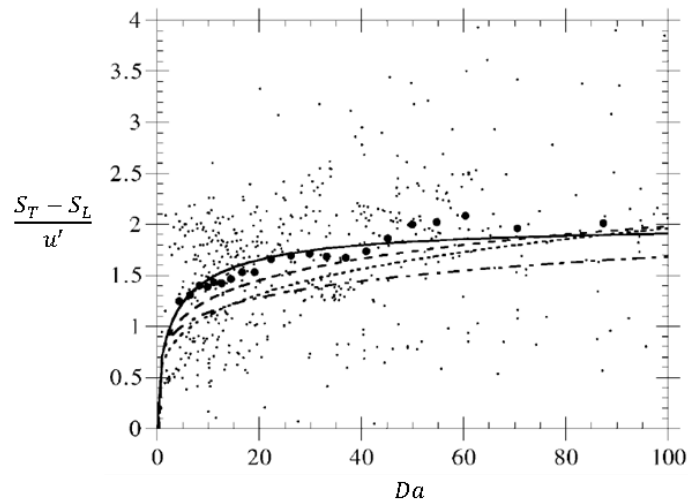


Fig. 1.25 The increase of burning velocity normalized by turbulence intensity as a function of Damköhler number (comparison against experimental data) ⁽⁹⁹⁾

式(1.10)の τ_T と τ_L はそれぞれ乱れと化学反応の特性時間、 L は乱れの積分スケール、 l_f は火炎帯厚さであり、また式(1.11)の α はモデル定数となる。図 1.25 から、 Da 数が大きい領域では S_T は u' に応じてほぼ比例的な関係となるが、概ね 1 を下回る領域、すなわち流れの特性時間に対して反応物の滞在時間が短くなる条件においては、 $(S_T - S_L)/u'$ は 1 を下回り、乱れは乱流燃焼速度を低める方向にも作用する可能性があることが分かる。時間的な特性値以外にも、乱れのスケールと火炎帯厚さの関係も重要とされ

ており、以下の式に示すカルロピッツ数 Ka と乱流構造ダイアグラム⁽⁹⁹⁾を用いてしわ状層流火炎以外の火炎形態も整理されている。ここで、 η は乱れの最小スケールであるコルモゴロフ・スケールである。

$$Ka = \frac{l_f^2}{\eta^2} = \left(\frac{u'}{S_L}\right)^{3/2} \left(\frac{l_f}{l}\right)^{1/2} \quad (1.12)$$

乱流構造ダイアグラムに基づけば、 Ka 数が100を上回る領域では乱れの渦が火炎内部の反応帯を侵食し、いわゆる分断火炎(Broken Reaction Zone)となって明確な火炎帯が維持されなくなるとされており、実用的には Ka 数が1を上回れば安定的な燃焼は困難となる⁽¹⁰⁰⁾。一方で、実際の乱れと火炎の相互作用については未解明な点が多く、実験的な観察も困難であるため、近年では局所の火炎構造に注目して詳細反応機構と3次元DNS(Direct Numerical Simulation)を用いた数値実験による解明が試みられている。その中で、店橋らはそもそも乱れ強度と乱流燃焼速度の間には強い相関は見られず、直接的には場のひずみ速度 S_{ij} が重要であることを指摘している⁽¹⁰¹⁾。このように、乱流強度を高めることで乱流燃焼速度は増大するが、そのメカニズムは複雑であり、特に乱れが強い場においてはその強度に対して比例的に火炎伝播が促進されるものとは限らない。さらに、後述するように乱れの強化と併せてそのスケールも制御することの有効性も唱えられている。

ここまで述べた乱流火炎に関する理論は、理想的な平面火炎や一様な等方性乱れを対象としているが、実際のエンジン筒内では点火点を中心に半径を拡大させながら伝播する非定常な球状火炎となっており、乱れのサイズも様々である。このような場合、平面火炎とは乱れのスケールの影響が異なることも指摘されており、エンジンにおいて乱流燃焼速度を効率的に高めるためにはその影響も考慮する必要がある。Tingらは、火炎のサイズに応じて表面の湾曲に作用する乱れのスケールも変化し、特に火炎半径の小さい初期火炎に対しては同様に小さいスケールの乱れが燃焼速度の向上に寄与するとして、図1.26の概念図を示している⁽¹⁰²⁾。また、永野および北川らは、図1.27に示すように攪拌用のファンを備えた大型の定容容器において、ファンのサイズを変えることで異なる積分スケールの乱れ場を形成し、イソオクタン予混合気の球状火炎の伝播をシュリーレン像撮影により観察している⁽¹⁰³⁾。その結果、積分スケールの小さい条件では点火後の早い段階で火炎表面に微細なしわが形成され、特に燃焼の初期において燃焼期間が短縮されることを示している。このように、燃焼の初期においてスケールの小さい乱れが燃焼速度の向上に寄与することは、エンジン実験の結果からも示されている。Hillは、単気筒エンジンにおいて回転数や当量比などの運転条件を変化させ、別途得られている乱れ強さから相似則に基づいてテイラー・マイクロスケール λ_t を推定し、点火後の着火遅れ期間を $\tau_0 = \lambda_t/4S_L$ と定義した上で以下の経験式を提案している⁽¹⁰⁴⁾。ここで、 ν は粘性係数である。

$$\tau_0 = \frac{\lambda_t}{4S_L} = \frac{1}{S_L} \sqrt{\frac{15\nu L}{16u'}} \quad (1.13)$$

式(1.13)から、積分スケールの小さい乱れを点火点周りに形成することで、点火後の着火遅れ期間を短縮可能なことが分かる。さらに、Hillらは上記着火遅れ期間とその変動 σ_0 にも比例関係があることを実験的に見出し、以下の経験式を提案している⁽¹⁰⁵⁾。このことは、スケールの小さい乱れは初期燃焼を促進させるとともに、そのサイクル間変動の低減にも寄与することを示唆し、異常燃焼回避のために点火時期を遅角した運転を行う上では重要な特性となる。

$$\sigma_0 = \frac{2}{3} \left(\frac{\lambda_t}{4S_L} \right) \quad (1.14)$$

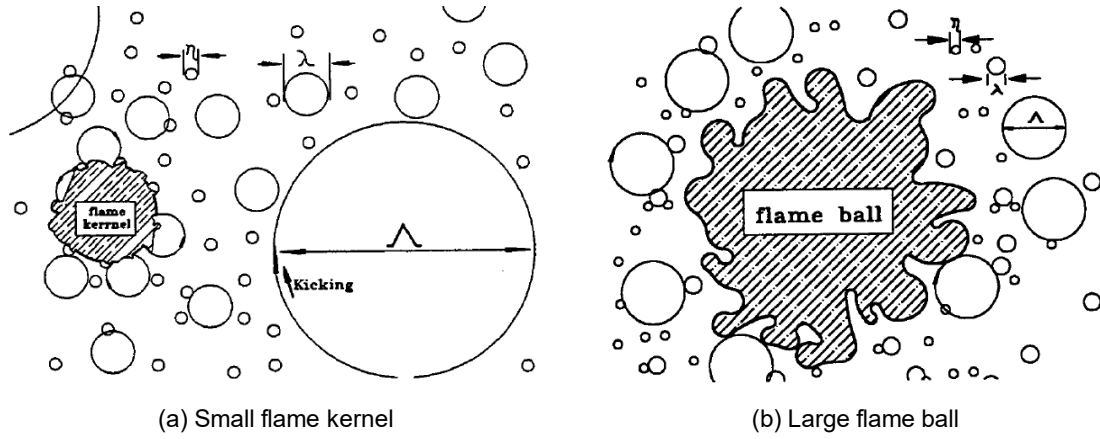


Fig. 1.26 A schematic image of the effect of turbulence eddy size against small and large flames ⁽¹⁰²⁾

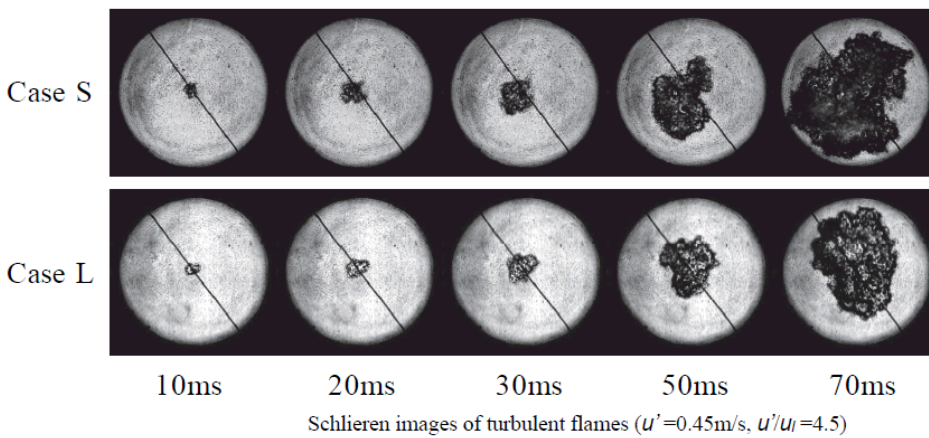
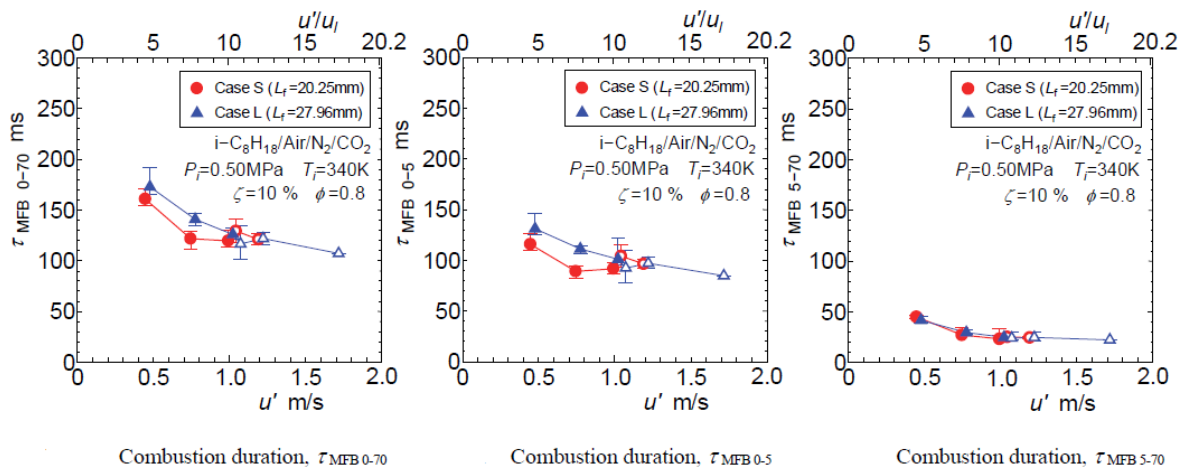


Fig. 1.27 The effect of turbulence integral length scale against the flame development speed and burn duration (L_f denotes the turbulence integral length scale) ⁽¹⁰³⁾

以上のように、乱れの強化と併せて、その領域や火炎の成長を最大限促進するようなスケールを考慮することで、エンジン筒内の乱流燃焼速度を効率的に高められる可能性がある。一般的なガソリンエンジンにおいては、吸気行程において新気がバルブを通過する際に高速の環状流や旋回流(スワール, タンブル)を形成することで乱れを誘起する。これらの吸気行程時に形成された気流は、ピストン圧縮に伴う空間の縮小を受けて角速度を増加させつつ、壁面とのせん断によりスケールの小さく高い強度の乱れに変換されていく⁽¹⁰⁶⁾。この生成過程に基づけば、吸気流動の強化は乱流燃焼速度の向上に対して有効な手法であると言え、近年でも多くの研究例が存在し⁽¹⁰⁷⁾⁽¹⁰⁸⁾⁽¹⁰⁹⁾、市販エンジンでも応用されている⁽¹¹⁰⁾。しかしながら、燃焼期間の短縮以外に冷却損失やポンプ損失の悪化等の副作用も指摘されている⁽¹¹¹⁾。

これに対し、本研究で対象としている高圧ガソリン噴射のように液体や気体の噴流を用いることで乱れを生成し、乱流燃焼速度を高める手法も提案されている。噴流のような自由せん断流では、周囲気体との速度勾配に基づいたせん断力により乱れが生成され、噴出速度に応じて乱れも強化される。1.2.1 節で述べた PCP は代表的な手法であり、賀谷らは天然ガスエンジンにおいて PCP の絞り比(副室容積と連通孔面積の比)を噴流強度と定義してその諸元を変更し、噴流強度が高い程燃焼期間が短縮されることを示している⁽¹¹²⁾。この他、高圧の空気噴射による乱れ強化も試みられている。Hirooka らは、急速燃焼によるノック回避を目的に、噴射圧力 10 MPa の高圧空気インジェクタを燃焼室の吸排気方向に 2 本備えたエンジンにおいて、圧縮行程中の空気噴射により燃焼速度が約 2 倍にまで促進できることを確認している⁽¹¹³⁾。また、Suzuki らも噴射圧力 8 MPa の高圧空気インジェクタを用い、初期燃焼の促進を目的に点火点周りの乱れを噴流により強化し、図.1.28 に示すようにエンジン実験にて燃焼期間の短縮と希薄限界の拡大を確認している⁽¹¹⁴⁾。このとき、事前に数値計算により噴流の到達領域では高強度かつ小スケールの乱れが形成されることを予測し、点火点周りの適度な領域に噴出方向を調整することで、狙い通りの初期燃焼加速効果を得ている。これは、噴流による乱れ強化と燃焼促進を行う際のひとつの方向性を示す重要な結果である。ただし、空気噴射の場合、乱れの強化と同時に噴流の到達する領域では空気過剰率が増加して層流燃焼速度が低下するため、過度に噴流の速度や噴出量を高めた場合には Ka 数が増加して消炎方向に作用する懸念がある。この点においては、燃料噴射を用いれば空気過剰率は低下して Ka 数が増加しない方向に作用するため、高い乱流強度まで安定した燃焼が実現できる可能性がある。

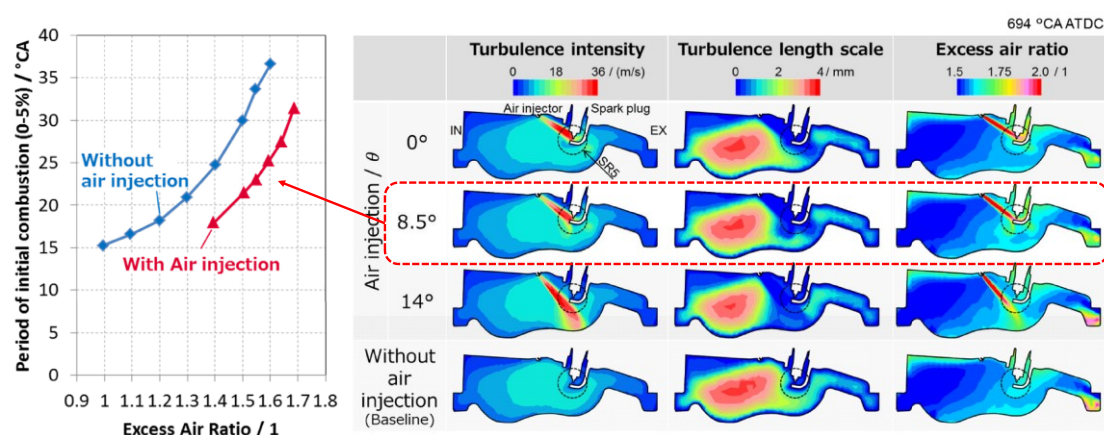


Fig. 1.28 An example of combustion rate enhancement by high pressure air injection ⁽¹¹⁴⁾
(Left figure: Engine test results at 1500 rpm, Right figure: CFD analysis results)

エンジン筒内における乱れの強度やスケール、サイクル間変動等の特性については、熱線流速計や LDV (Laser Doppler Velocimeter) による時系列の速度データから Taylor の仮説に基づいて類推する手法が取られてきたが⁽¹¹⁵⁾、近年は PIV 計測と画像処理技術の進歩により空間相関による分析が可能となった。吸気流動により生成される乱れを評価した例として、野村らは定常流を用いたリグ試験により PIV を用いて筒内の乱れの分布を評価し、積分スケールは吸気流速によらず 4~8 mm 程度となり、他の研究例とも値が一致することを述べている⁽¹¹⁶⁾。また、流動と乱れのサイクル変動を分析した例として、松田らは、高速度 PIV により高タンブルエンジンの筒内流動の多サイクル計測を行い、巨視的なタンブル渦の中心位置に注目して吸気から圧縮行程にかけての軌跡を分析している。その結果、タンブル渦中心は圧縮行程にかけて大きく変動し、燃焼のサイクル間変動を引き起こしている可能性を指摘している⁽¹¹⁷⁾。同様に保木本らは、高速度 PIV と燃焼の同時撮影を行い、圧縮行程において筒内流動のサイクル間変動が増加し、点火時期における点火点の乱流エネルギーと初期燃焼の変動につながっていることを示している⁽¹¹⁸⁾。また、乱流エネルギーの時間履歴に注目した場合、平均的な傾向として圧縮行程中の上死点前 60 deg.bTDC 近傍で最大値を取り、以後は上死点にかけて減少していく結果が得られている。

他方で、噴流による乱れに注目した場合、ガソリンの直噴により生成される筒内の乱れを評価している研究例がある。図 1.29 に示すように、Zhuang らは、シリコン液滴をトレーサーとした噴霧流動の PIV 計測により、噴射圧力 12 MPa で吸気行程噴射と圧縮行程噴射を行った際の筒内の積分スケールの空間分布を計測している⁽¹¹⁹⁾。その結果、特に圧縮行程噴射 (SOI=-90 deg.aTDC) では噴霧近傍の積分スケール長さが噴射の無い条件と比較して半減していることが確認され、実験的に燃料噴霧により誘起された乱れは明確に小さいスケールとなることを示している。一方で、乱流強度の空間的な分布に注目した場合、噴霧誘起の乱れは局所的な領域においてのみ強度が高まり、またその時間履歴については図 1.30 に示すように噴射終了後は即座に減衰する結果も確認されている。この他、Zeng らは噴射圧力 17 MPa のスプレーガイド式の直噴エンジンにおいてエンジン筒内の PIV 計測を実施し、観測視野内の速度の空間平均を指標にサイクル間の噴射の有無によるサイクル間の変動の差を分析している⁽¹²⁰⁾。その結果、図 1.31 に示すように特に吸気流動の影響の弱い低回転条件において燃料噴射による筒内の速度変動率が低減されていることが確認でき、燃料噴霧誘起の乱れはサイクル間変動の改善にも有効な可能性が示唆されている。また、高圧で噴射される燃料噴霧は周囲気体との運動量交換により強い乱れ場を形成する点も大きな特徴である。その検証として、藤川らは高圧ガソリン噴霧の PIV 計測により、噴射圧力を 120 MPa にまで高めることによって 2000 rpm における吸気流動の乱れに対して 2.7 倍以上の強度が得られることを明らかにしている⁽²⁰⁾。これらの研究例から、吸気流動誘起と燃料噴霧を含む噴流誘起の乱れの特徴を比較した結果を表 1.1 に示す。高圧に噴射された燃料噴霧誘起の乱れは、吸気流動では実現の困難な特徴を有していることが分かる。

なお、これらの PIV による乱れの観察の多くは非燃焼場において実施されているが、実際のエンジン筒内の燃焼場においては伝播する火炎面に作用する局所的な乱れの特徴が重要となる。複数断面の LIF と PIV の組み合わせにより、3 次元的に火炎面と周囲流動の相互作用を同時計測する手法も試みられているが⁽¹²¹⁾、極めて高度な計測技術を要求し、広くは燃焼の解析に用いられていない。一方で数値計算に注目した場合、近年ではエンジンのような現実的な規模のモデルにおいても化学反応と流れの連成解析が可能となっており⁽¹²²⁾、本節の乱流燃焼のように経験則では限界に到達しつつある現象を理解し、制御の上では有効な手段となる。これまでに述べたように火炎伝播燃焼では乱れのスケールや

非定常性の影響が重要となるが、これを部分的に考慮する LES (Large Eddy Simulation) による解析も計算機の性能向上に伴い可能となってきた。LES は、格子サイズ以下の乱れは SGS (Sub Grid Scale) モデルにより解き、それ以上の分解可能なスケールの乱れは直接 Navier-Stokes 方程式を解く手法である。幅広いスケールを解像するためには格子サイズを可能な限り小さくする必要があり、工学的には計算コストが高い点が課題であったが、1990 年代には Naitoh らによりガソリンエンジンを対象とした計算が実施されている⁽¹²³⁾。近年では、複数サイクルの計算により燃焼変動を統計的に評価した例も見られ⁽¹²⁴⁾ ⁽¹²⁵⁾、これまで数値計算では再現の困難であった現象も扱うことが可能となっている。しかしながら、エンジン筒内の局所的な火炎面への乱れの作用とそれが全体の燃焼期間に及ぼす影響を詳細に調査している例は少なく、実用的な燃焼改善手法を提案するためには高精度な計算と併せて、エンジン筒内の乱流火炎伝播燃焼の支配因子の抽出を目的としたさらなる分析が求められる。

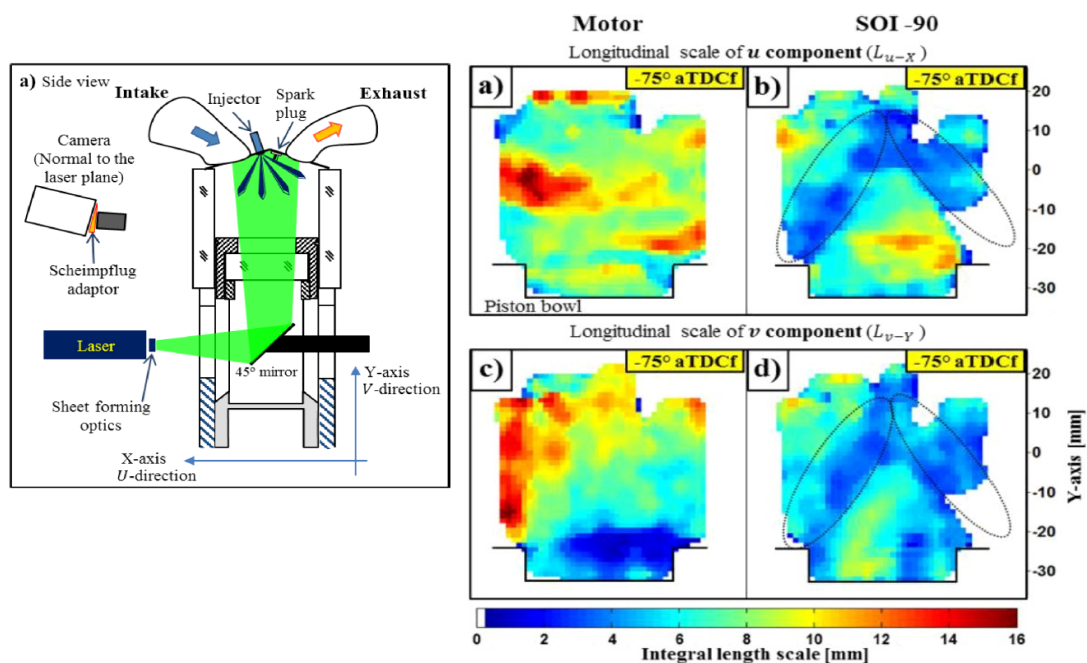


Fig. 1.29 Integral length scale measurements of a spray induced turbulence by high-speed PIV with silicon oil tracer droplets at 1300 rpm ⁽¹¹⁹⁾

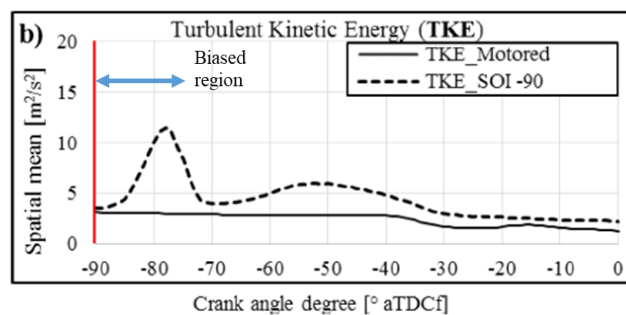


Fig. 1.30 A comparison of spatial mean TKE (Turbulent Kinetic Energy) histories between motored and late fuel injection conditions at SOI=-90 deg.aTDC, 1300 rpm ⁽¹¹⁹⁾

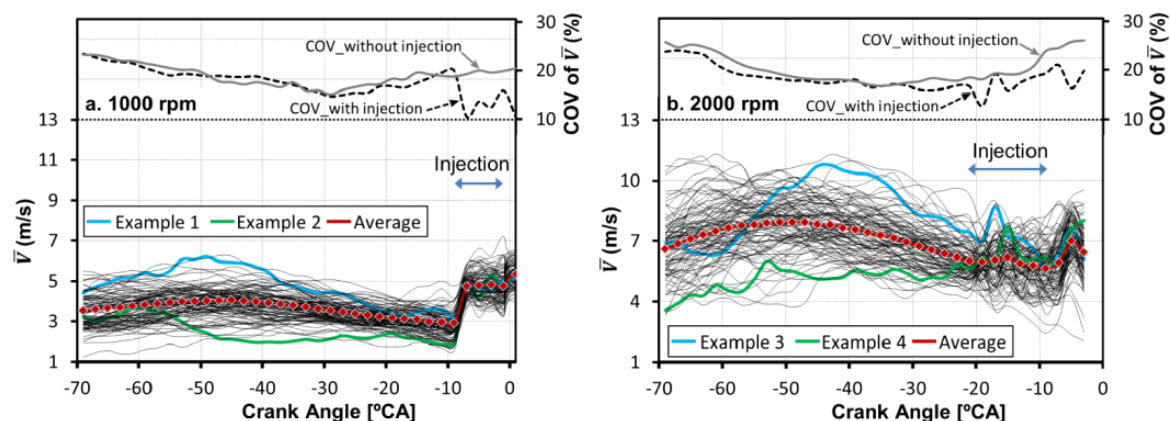


Fig. 1.31 Measurement results of cycle-to-cycle variations of spatially averaged flow speed (\bar{V}) with fuel injection at 1000 rpm (left figure) and 2000 rpm (right figure) ⁽¹²⁰⁾

Table 1.1 Summary of characteristics of turbulence induced by intake flow or fuel spray

	Intake flow induced turbulence	Fuel spray induced turbulence
Integral length scale	4 ~ 8 mm	2 ~ 4 mm
Turbulence intensity (@ 2000rpm)	2.0 m/s	5.5 m/s
Peak intensity timing	-60 deg. aTDC	Injection timing (variable)
Dissipation rate	Slow	Fast
Spatial distribution	Bulk	Local
Cyclic variation	Large	Small

1.3 本研究の目的

1.1 節において述べた通り、火花点火式ガソリンエンジンの熱効率改善に向けては高圧縮比化が有効であり、希薄側までを含めると理想的な圧縮比は 17 以上となるが、高負荷域の量論空燃比運転におけるノックを代表とした異常燃焼が課題となる。ノック回避に関する先行研究例に注目すると、混合気の冷却や燃焼速度の向上によりエンドガスの自着火が発生する前に火炎伝播を完了させる手法が多く、その場合の実用的な圧縮比の上限は 14 程度となる。一部で圧縮自着火を併用することで圧縮比 16 を達成したエンジンも存在するが、さらに圧縮比を理想値に近い 17 にまで高めるためには、ガソリンの直噴技術を活用した燃料の遅延噴射による予混合気の暴露時間の短縮が有効であると考えられる。しかしながら、このような手法では混合気形成の悪化や燃焼速度が課題となり、高圧縮比エンジンにおいて実用的な性能を示した例は見られない。これに対し、理論計算により圧縮比 17 以上において異常燃焼を回避しつつ、圧縮比 14 と同等以上の熱効率を実現するための急速混合と急速燃焼の 2 つの機能に対する要件が整理されており、前者についてはガソリンの高圧噴射により実現できる可能性が示されている。一

方で後者の急速燃焼の実現については、乱流燃焼速度を従来から大幅に高める必要があるが、多くの研究や応用例のある吸気流動による乱れの強化では、燃焼の不安定化や冷却損失およびポンプ損失の悪化を招く可能性がある。このような課題について、高圧の燃料噴射のように噴流により乱れを誘起することで、乱流燃焼速度を向上させる手法も有効性が示唆されている。ただし、従来の吸気流動とは異なり、乱れのスケールや強化領域の大きさ、減衰速度が大きく異なることも指摘されている。このため、火炎伝播速度を効率的に高めるためには適切な供給方法の検討が必要となるが、エンジン筒内の乱流火炎の特性に基づいて調査された例は見られない。

そこで本研究では、ガソリンエンジンの乱流燃焼の高速化に必要な乱れの特性、供給方法を数値計算により明らかにし、その上で高圧のガソリン噴射を乱流燃焼の促進に活用した新たな火花点火燃焼方式の提案と特性解明を目的とする。現在市販されている直噴ガソリンエンジンでは噴射圧力は最大でも 35 MPa 程度であるが、これを 100 MPa 以上にまで高め、乱流燃焼速度の大幅な向上を狙う。これに高圧噴射による急速混合の機能を組み合わせ、圧縮比 17 において圧縮比 14 と同等の等容度と熱効率、排気性能を実現する燃焼系を提案する。

また、本研究で対象とする高圧ガソリン噴射を用いた火花点火燃焼は、先行研究例や知見のほとんど存在しない燃焼形態である。従って、その燃焼メカニズムの解明とモデリングは今後のさらなるエンジン燃焼技術の発展を目指す上で重要な研究課題となる。このため、本研究では高圧のガソリン噴射がエンジン筒内の乱流燃焼に与える影響を数値計算により再現および説明できることを目指し、エンジン開発や新たな燃焼手法のコンセプト検討にも応用可能な数値計算モデルを構築することも目的とする。

1.4 本論文の構成

本論文は、以下の 5 章にて構成される。

第 1 章は序論であり、本研究の背景として乗用車用ガソリンエンジンの熱効率改善の重要性と方向性について述べ、障壁となる異常燃焼について従来実施されてきた代表的な対策と効果について整理する。その中で、超高圧縮比条件下で異常燃焼を回避するために有効と考えられる燃料の筒内遅延噴射に注目し、先行研究における検討結果から急速混合と急速燃焼の 2 つの機能についての具体的な要件と実現上の課題について述べ、本研究の目的を定める。

第 2 章では、異常燃焼回避の要件のひとつである急速燃焼を効率的に実現可能な乱れ場の特性を明らかにするため、予混合ガソリンエンジンを対象に乱れの非定常性とスケールを考慮可能な LES による火炎伝播燃焼計算を実施する。高精度かつ高速な計算を実現に向け、新たに境界埋込み (IB: Immersed Boundary) 法^{(126) (127)}を基にした流体ソルバーに火炎伝播モデルを組み込み、非定常的な燃焼の変動を考慮した複数サイクルの燃焼計算を実施する。燃焼圧力や燃焼質量割合位置の予実差検証を行った後に、伝播中の火炎面に作用する乱れの統計的な分析を行うことで、ガソリンエンジンの乱流燃焼速度の向上に対して有効な乱れの強化領域、および時期を明らかにする。さらに、任意の乱れ場を設定可能な定容容器モデルにおいて球状火炎伝播の計算を実施し、乱れの積分スケールが火炎伝播速度に得える影響を調査する。これらの結果から、エンジン筒内の火炎伝播を効率的に速めるために必要な乱れの特性を明らかにする。

第3章では、ガソリンの高圧噴射を用いた急速燃焼の検証を直噴のガソリンエンジンを用いて実施する。現象を単純化するため、単噴孔の高圧インジェクタを備えたエンジンを構築し、異常燃焼の発生しやすい低回転の高負荷領域を対象に噴射圧力や時期が燃焼速度に及ぼす影響を調査する。さらに、高圧のガソリン噴射による急速燃焼のメカニズムを明らかにするため、3次元CFDによる燃焼解析も実施する。高圧ガソリン噴射を用いた燃焼を総合的に予測するためには、第2章での流動と火炎伝播に追加して、燃料噴霧とその蒸発、そして第4章においては異常燃焼の予測に向けた詳細反応計算との連成が必要になる。これを実用的な計算時間で実現するため、第3章では計算格子幅を拡大したRANSベースでの数値解析手法を用い、火炎伝播計算についてはCFM(Coherent Flame Model)⁽¹²⁸⁾を基に第2章で得られた知見を活用して新たに高圧噴射により誘起される乱れの作用を考慮可能な火炎伝播モデルを構築する。また、高圧ガソリン噴射の数値計算にあたっては噴霧モデルの精度が重要となるため、定容容器におけるガソリン噴霧の観察によるモデルの検証および改良を行う。これらの構築したモデルを用いてエンジン実験の代表的な条件について解析し、高圧噴射による筒内の乱れ場の変化と火炎伝播への作用を考察する。

第4章では、実際に高圧のガソリン噴射による急速混合と急速燃焼の機能を適用した高圧縮比エンジンの燃焼室コンセプトを提案し、単気筒エンジンにおいて性能評価を実施する。燃料噴射時期や点火時期の設定方法について述べ、熱効率や排気性能を調査する。また、実機検証において明らかになった課題を分析し、改善のための施策を検討する。さらに、第3章の3次元CFDソルバーと構築したモデルを用いつつ、詳細反応動力学計算との連成により筒内の燃焼解析を実施する。これにより、本研究で対象とした高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの詳細な燃焼特性と異常燃焼回避のメカニズムを明らかにする。

第5章は、第4章までに得られた結果と知見を総括し、高圧ガソリン噴射を用いた火花点火式ガソリンエンジンの燃焼の特徴と今後の研究展望について述べる。

参考文献

- (1) International Energy Agency, “Transport, Energy and CO₂”, IEA Report, 78-92-6407316-6, 2009
- (2) Z. Yang and A. Bandivadekar, “2017 Global Update: Light-duty Vehicle Greenhouse Gas and Fuel Economy Standards”, ICCT Report, 2017
- (3) European Commission, Climate Action News, https://ec.europa.eu/clima/news/europe-accelerates-transition-clean-mobility-co-legislators-agree-strong-rules-modernisation_en, 2018
- (4) United Nations, Framework of Convention on Climate Change, COP 21 Report Add.1 - Paris Agreement, <https://unfccc.int/process-and-meetings/conferences/past-conferences/paris-climate-change-conference-november-2015/cop-21>, 2016
- (5) United Nations, Framework of Convention on Climate Change, Submission of Japan’s Intended Nationally Determined Contribution (INDC), https://www4.unfccc.int/sites/submissions/INDC/Published%20Documents/Japan/1/20150717_Japan's%20INDC.pdf, 2015
- (6) 環境省, 地球温暖化対策推進法と地球温暖化対策計画, <https://www.env.go.jp/earth/ondanka/g>

- hg/2020.html
- (7) 石崎 啓太, 中野 冠, “内燃機関自動車, ハイブリッド自動車, 電気自動車, 燃料電池自動車における車内空調を考慮した量産車両 LCCO₂ 排出量の比較分析”, 日本機械学会論文集, 84 巻, 866 号, 18-00050, 2018
 - (8) European Parliament, Adopted Texts, “Emission performance standards for new passenger cars and for new light commercial vehicle”, P8_TA-PROV (2019) 0304, 2019
 - (9) Goldman Sachs, “車のライフサイクルアセスメント”, <https://www.goldmansachs.com/japan/insights/pages/electric-vehicles-life-cycle-assessment.html>, 2020
 - (10) H. Helms, M. Pehnt, U. Lambrecht and A. Liebich, “Electric vehicle and plug-in hybrid energy efficiency and life cycle emissions”, 18th International Symposium Transport and Air Pollution, 2010
 - (11) B. Dudley, “BP Statistical Review of World Energy”, BP Statistical Review, 2017
 - (12) PwC Japan, “自動車の将来動向 第4章”, <https://www.pwc.com/jp/ja/knowledge/thoughtleadership/automotive-insight/vol6.html>, 2019
 - (13) 中島 泰夫, 村中 重夫, “改訂 自動車用ガソリンエンジン”, 山海堂, 1999
 - (14) U.S. Department of Energy's Office of Energy Efficiency and Renewable Energy (EERE), “Diverging Trends of Engine Compression Ratio and Gasoline Octane Rating”, <https://www.energy.gov/eere/vehicles/fact-940-august-29-2016-diverging-trends-engine-compression-ratio-and-gasoline-octane>, 2016
 - (15) K. Nakata, D. Uchida, A. Ota, S. Utsumi and K. Kawatake, ““The Impact of RON on SI Engine Thermal Efficiency,” SAE Technical Paper 2007-01-2007, 2007
 - (16) K. Yamaji, M. Tomimatsu, I. Takagi, A. Higuchi, T. Yoshida and E. Murase, “New 2.0L I 4 Gasoline Direct Injection Engine with Toyota New Global Architecture Concept”, SAE Technical Paper 2018-01-0370, 2018
 - (17) 山川 正尚, 養祖 隆, 藤川 竜也, 西本 敏朗, 和田 好隆, 佐藤 圭峰 佐藤 圭峰, 横畑 英明, “高圧縮比ガソリンエンジンの燃焼技術の開発”, 自動車技術会論文集, 43 巻, 1 号, p.81-87, 2012
 - (18) D. Caris, E. Nelson, “a new look at High Compression Engines”, SAE Technical Paper 590015, 1959
 - (19) H. Fujimoto, H. Yamamoto, M. Fujimoto and H. Yamashita, “A Study on Improvement of Indicated Thermal Efficiency of ICE Using High Compression Ratio and Reduction of Cooling Loss”, SAE Technical Paper 2011-01-1872, 2011
 - (20) 藤川 竜也, 原田 雄司, 養祖 隆, 山川 正尚, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術 第一報 -高圧噴射による可能性検討-”, 第 28 回内燃機関シンポジウム, 63-201780 67, 2017
 - (21) P. Najt and D. Foster, “Compression-Ignited Homogeneous Charge Combustion”, SAE Technical Paper 830264, 1983
 - (22) R. Thring, ““Homogeneous-Charge Compression-Ignition (HCCI) Engines”, SAE Paper 892

- 068, 1989
- (23) S. Curran, V. Prikhodko, L. Cho, C. Sluder, J. Parks, R. Wagner, S. Kokjohn and R. Reitz, “In-Cylinder Fuel Blending of Gasoline/Diesel for Improved Efficiency and Lowest Possible Emissions on a Multi-Cylinder Light-Duty Diesel Engine”, SAE Paper 2010-01-2206, 2010
- (24) T. Urushihara, K. Yamaguchi, K. Yoshizawa and T. Itoh, “A Study of a Gasoline-fueled Compression Ignition Engine ~ Expansion of HCCI Operation Range Using SI Combustion as a Trigger of Compression Ignition ~”, SAE Technical Paper 2005-01-0180, 2005
- (25) E. Nakai, T. Goto, K. Ezumi, Y. Tsumura, K. Endou, Y. Kanda, T. Urushihara, M. Sueoka and M. Hitomi, “MAZDA SKYACTIV-X 2.0L Gasoline Engine”, 28th Aachen Colloquium Automobile and Engine Technology, 2019
- (26) C. Dahnz, K. Han, U. Spicher, M. Magar, R. Schiessl and U. Maas, “Investigations on Pre-Ignition in Highly Supercharged SI Engines”, SAE Int. J. Engines 3(1):214-224, 2010
- (27) L. Zhou, R. Kang, H. Wei, D. Feng, J. Hua, J. Pan and R. Chen, “Experimental analysis of super-knock occurrence based on a spark ignition engine with high compression ratio”, Energy, Volume 165, Part B, p.68-75, 2018
- (28) Z. Wang, H. Liu, R. Reitz, “Knocking combustion in spark-ignition engines”, Progress in Energy and Combustion Science, Volume 61, p.78-112, 2017
- (29) Y. Harigaya, F. Toda, S. Ohyagi and H. Tsuji, “Surface Temperature and Wall Heat Flux in a Spark-Ignition Engine Under Knocking and Non-Knocking Conditions”, SAE Technical Paper 891795, 1989
- (30) W. Affleck and A. Fish, “Knock: Flame acceleration or spontaneous ignition?”, Combustion and Flame, Volume 12, Issue 3, p.243-252, 1968
- (31) B. Bäuerle, F. Hoffmann, F. Behrendt and J. Warnatz, “Detection of hot spots in the end gas of an internal combustion engine using two-dimensional lif of formaldehyde”, Symposium (International) on Combustion, Volume 25, Issue 1, p.135-141, 1994
- (32) J. Warnatz, U. Maas and R. Dibble, “Combustion 4th Edition”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- (33) J. Smith, R. Green, C. Wesbrook and W. Pitz, “An experimental and modeling study of engine knock”, Symposium (International) on Combustion, Volume 20, Issue 1, p.91-100, 1985
- (34) 酒井 康行, 安東 弘光, 桑原 一成, “低温酸化反応機構から考えるオクタン価”, 日本燃焼学会誌, 第 54 卷 170 号, p.221-229, 2012
- (35) 養祖 隆, 山川 正尚, 廣瀬 敏之, 田中 重行, 中山 竜太, 草鹿 仁, “ガソリン HCCI 機関における燃料特性と自己着火に関する検討(第 1 報)”, 自動車技術会論文集, 40 巻, 1 号, p.99-104, 2009
- (36) J. Livengood, P. Wu, “Correlation of autoignition phenomena in internal combustion engines and rapid compression machines”, Symposium (International) on Combustion, Volume 5,

- Issue 1, p.347-356, 1955
- (37) 畑村 耕一, “熱効率改善に関する可変動弁系技術の現状と将来”, 日本燃焼学会誌, 第 52 巻, 161 号, p.181-188, 2010
- (38) M. Kassa, C. Hall, F. Vidal-Naquet and T. Leroy, “The Impact of Intake Valve Dynamics on Knock Propensity in a Dual-Fuel SI Engine”, SAE Technical Paper 2017-01-2236, 2017
- (39) W. Anderson, J. Yang, D. Brehob, J. Vallance and R. Whiteaker, “Understanding the Thermodynamics of Direct Injection Spark Ignition (DISI) Combustion Systems: An Analytical and Experimental Investigation”, SAE Technical Paper 962018, 1996
- (40) Y. Imaoka, K. Shouji, T. Inoue and T. Noda, “A Study of Combustion Technology for a High Compression Ratio Engine: The Influence of Combustion Chamber Wall Temperature on Knocking”, SAE International Journal of Engines, Volume 9, Issue 2, p.768-776, 2016
- (41) K. Nakama, J. Kusaka and Y. Daisho, “Study of Knock Control in Small Gasoline Engines by Multi-Dimensional Simulation”, SAE Technical Paper 2006-32-0034, 2006
- (42) S. Cho, C. Song, S. Oh, K. Min, K. Ha and B. Kim, “An Experimental Study on the Knock Mitigation Effect of Coolant and Thermal Boundary Temperatures in Spark Ignited Engines”, SAE Technical Paper 2018-01-0213, 2018
- (43) T. Yamada, S. Adachi, K. Nakata, T. Kurauchi and I. Takagi, “Economy with Superior Thermal Efficient Combustion (ESTEC)”, SAE Technical Paper 2014-01-1192, 2014
- (44) 室谷 満幸, 末國 栄之介, 藤山 智彰, 山形 直之, 岩井 浩平, 沖田 齡次, “新型ガソリンターボエンジン「SKYACTIV-G 2.5T」の開発”, マツダ技報, No. 33, p.16-22, 2016
- (45) R. Lanzafame, “Water Injection Effects in A Single-Cylinder CFR Engine”, SAE Technical Paper 1999-01-0568, 1999
- (46) M. Bhagat, K. Cung, J. Johnson, S. Lee, J. Naber and S. Barros, “Experimental and Numerical Study of Water Spray Injection at Engine-Relevant Conditions”, SAE Technical Paper 2013-01-0250, 2013
- (47) F. Hoppe, M. Thewes, J. Seibel, J. Balazs and J. Scharf, “Evaluation of the Potential of Water Injection for Gasoline Engines”, SAE International Journal of Engines, Volume 10, Issue 5, p.2500-2512, 2017
- (48) Y. Sun, M. Fischer, M. Bradford, A. Kotrba and E. Randolph, “Water Recovery from Gasoline Engine Exhaust for Water Injection”, SAE Technical Paper 2018-01-0369, 2018
- (49) K. Moteki, S. Aoyama, K. Ushijima, R. Hiyoshi S. Takemura, H. Fujimoto and T. Arai, “A Study of a Variable Compression Ratio System with a Multi-Link Mechanism”, SAE Technical Paper 2003-01-0921, 2003
- (50) Y. Nakajima, T. Nagai, T. Iijima, J. Yokoyama and K. Nakamura, “Analysis of Combustion Patterns Effective in Improving Anti-knock Performance of a Spark Ignition Engine”, JSAE Review, No.13, p.9-17, 1984
- (51) T. Ueda, T. Okumura and S. Sugiura, “Effects of Squish Area Shape on Knocking in a F

- our-Valve Spark Ignition Engine”, SAE Technical Paper 1999-01-1494, 1999
- (52) S. Mahendar, N. Giramondi, V. Venkataraman and C. Erlandsson, “Numerical Investigation of Increasing Turbulence through Piston Geometries on Knock Reduction in Heavy Duty Spark Ignition Engines”, SAE Technical Paper 2019-01-2302, 2019
- (53) W. Attard, H. Blaxill, E. Anderson and P. Litke, “Knock Limit Extension with a Gasoline Fueled Pre-Chamber Jet Igniter in a Modern Vehicle Powertrain”, SAE International Journal of Engines, Volume 5, Issue 3, p.1201-1215, 2012
- (54) A. Alkidas and I. Suh, “The Effects of Intake-Flow Configuration on the Heat-Release and Heat-Transfer Characteristics of a Single-Cylinder Four-Valve S.I. Engine”, SAE Technical Paper 910296, 1991
- (55) T. Goto, R. Isobe, M. Yamakawa and M. Nishida, “The New Mazda Gasoline Engine Sky activ-G”, MTZ, Volume 72, Issue 6, p.40-47, 2011
- (56) K. Ikeya, M. Takazawa, T. Yamada, S. Park and R. Tagishi, “Thermal Efficiency Enhancement of a Gasoline Engine”, SAE International Journal of Engines, Volume 8, Issue 4, p. 1579-1586, 2015
- (57) 津田 里志, 吉松 昭夫, 柏倉 利美, “高圧燃料噴射システムによるガソリン直噴エンジンのノック改善”, 自動車技術会論文集, Volume 45, No.2, 2014
- (58) S. Russ, “A Review of the Effect of Engine Operating Conditions on Borderline Knock”, SAE Technical Paper 960497, 1996
- (59) D. Tanaka, K. Hiraya, H. Tsuchida, H. Wakasa, Y. Murata, J. Kusaka and Y. Daisho, “A Study of Gasoline Lift-off Combustion in a Spark Ignition Engine”, SAE Technical Paper 2008-01-0140, 2008
- (60) U. Meinig, “One Hundred Years of Gasoline Direct Injection Part 2”, MTZ Worldwide, Volume 77, p. 30–37, 2016
- (61) R. Basshuysen, “Ottomotor mit Direkteinspritzung und Direkteinblasung”, Springer Vieweg, Wiesbaden, 2017
- (62) Scherenberg, H.: Rückblick über 25 Jahre Benzineinspritzung in Deutschland”, MTZ, Volume 16, No. 9, p. 245-254, 1955
- (63) M. Alperstein, G. Schafer and F. Villforth, “Texaco's Stratified Charge Engine - Multifuel Efficient, Clean, and Practical”, SAE Technical Paper 740563, 1974
- (64) J. Meurer and A. Urlaub, “Development and Operational Results of the MAN FM Combustion System”, SAE Technical Paper 690255, 1969
- (65) A. Simko, M. Choma and L. Repko, “Exhaust Emission Control by the Ford Programmed Combustion Process – PROCO”, SAE Technical Paper 720052, 1972
- (66) A. Scussel, A. Simko and W. Wade, “The Ford PROCO Engine Update” SAE Technical Paper 780699, 1978
- (67) T. Kume, Y. Iwamoto, K. Iida, M. Murakami, K. Akishino and H. Ando, “Combustion Control Technologies for Direct Injection SI Engine”, SAE Technical Paper 960600, 1996

- (68) J. Harada, T. Tomita, H. Mizuno, Z. Mashiki and Y. Ito, "Development of Direct Injection Gasoline Engine", SAE Technical Paper 970540, 1997
- (69) H. Tatsuta, M. Matsumura, J. Yajima and H. Nishide, "Mixture Formation and Combustion Performance in a New Direct-Injection SI V-6 Engine", SAE Technical Paper 981435, 1998
- (70) R. Wurms, M. Grigo and W. Hatz, "Audi Fsi Technology-Improved Performance and Reduced Fuel Consumption" SAE Technical Paper 2002-33-0002, 2002
- (71) A. Waltner, P. Lückert, G. Doll and R. Kemmler, "New 3.5-L V6 gasoline engine with direct injection from mercedes-benz", MTZ Worldwide, Volume 71, p.10-17, 2010
- (72) E. Beardsley, "The NACA Photographic Apparatus for Studying Fuel Sprays from Oil Engine Injection Valves and Test Results from Several Researches", NACA Report, No. 274, 1927
- (73) W. D. Bachalo and M. J. Houser, "Phase/Doppler Spray Analyzer for Simultaneous Measurements of Drop Size and Velocity Distributions", Optical Engineering, Volume 23, Issue 5, 235583, 1984
- (74) H. Hiroyasu and M. Arai, "Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines", SAE Technical Paper 900475, 1990
- (75) C. Bae, J. Yu, J. Kang, J. Kong and K. Lee, "Effect of Nozzle Geometry on the Common-Rail Diesel Spray", SAE Technical Paper 2002-01-1625, 2002
- (76) N. Kurimoto, M. Suzuki, M. Yoshino and Y. Nishijima, "Response Surface Modeling of Diesel Spray Parameterized by Geometries Inside of Nozzle", SAE Technical Paper 2011-01-0390, 2011
- (77) T. Kato, K. Tsujimura, M. Shintani, T. Minami and I. Yamaguchi., "Spray Characteristics and Combustion Improvement of D.I. Diesel Engine with High Pressure Fuel Injection", SAE Technical Paper 890265, 1989
- (78) M. Suzuki, K. Nishida, H. Hiroyasu, "Simultaneous Concentration Measurement of Vapor and Liquid in an Evaporating Diesel Spray", SAE Technical Paper 930863, 1993
- (79) M. Yamakawa, D. Takaki, Y. Zhang, K. Nishida and T. Li, "Quantitative Measurement of Liquid and Vapor Phase Concentration Distributions in a D.I. Gasoline Spray by the Laser Absorption Scattering (LAS) Technique", SAE Technical Paper 2002-01-1644, 2002
- (80) J. Yamauchi, P. Dong, K. Nishida and Y. Ogata, "Effects of Hole Diameter and Injection Pressure on Fuel Spray and Its Evaporation Characteristics of Multi-Hole Nozzle for Diesel Engine", SAE Technical Paper 2017-01-2305, 2017
- (81) 鈴木 浩高, 港 明彦, 北畠 亮, 島崎 直基, "超高压噴射を用いた従来ディーゼル燃焼領域における燃焼改善効果", 自動車技術会論文集, 40 巻, 4 号, p. 1041-1046, 2009
- (82) T. Aizawa, S. Akiyama, T. Shimada, Y. Toyama, Y. Nishikawa, S. Saruwatari and Y. Noguchi, "TAIZAC -Tandem Injectors Zapping ACtivation- for Thermal Efficiency Improvement of Diesel Engine", SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mo

- bility, Volume 2, Issue 1, p. 310-318, 2020
- (83) 宮本 武司, 廣瀬 眞司, 中村 久, “ディーゼル機関の高圧噴霧技術”, 日本燃焼学会誌, 47 巻, 141 号, p. 179-185, 2005
- (84) Y. Shinohara, K. Takeuchi, O. Herrmann and H. Laumen, “3000 bar Common Rail System”, MTZ Worldwide, Volume 72, p. 4-9, 2011
- (85) 山下 幸宏, “ガソリンエンジン用燃料噴射装置の現状と将来”, JSAE Engine Review, Volume 7, No. 4, p. 7-10, 2017
- (86) Commission Regulation (EU) 2018/1832, EUR-Lex, <https://eur-lex.europa.eu/legal-content/EN/ALL/?uri=CELEX:32018R1832>
- (87) A. Nauwerck, J. Pfeil, A. Velji, U. Spicher and B. Richter, “A Basic Experimental Study of Gasoline Direct Injection at Significantly High Injection Pressures”, SAE Technical Paper 2005-01-0098, 2005
- (88) R. Payri, A. Garcia, V. Domenech, R. Durrett and A. Plazas, “An experimental study of gasoline effects on injection rate, momentum flux and spray characteristics using a common rail diesel injection system”, Fuel, Volume 97, p. 390-399, 2012
- (89) M. Medina, M. Fatouraie and M. Wooldridge, “High-Speed Imaging Studies of Gasoline Fuel Sprays at Fuel Injection Pressures from 300 to 1500 bar” SAE Technical Paper 2018-01-0294, 2018
- (90) A. Yamaguchi, L. Koopmans, A. Helmantel, F. Karrholm and P. Dahlander, “Spray Characterization of Gasoline Direct Injection Sprays Under Fuel Injection Pressures up to 150 MPa with Different Nozzle Geometries”, SAE Technical Paper 2019-01-0063, 2019
- (91) S. Buri, S. Busch, H. Kubach, U. Spicher, “High Injection Pressures at the Upper Load Limit of Stratified Operation in a DISI Engine”, SAE International Journal of Engines, Volume 2, Issue 2, p. 40-47, 2010
- (92) G. Kalghatgi, P. Risberg and H. Ångström, “Advantages of Fuels with High Resistance to Auto-ignition in Late-injection, Low-temperature, Compression Ignition Combustion” SAE Technical Paper 2006-01-3385, 2006
- (93) V. Manente, B. Johansson, P. Tunestal and W. Cannella, “Effects of Different Type of Gasoline Fuels on Heavy Duty Partially Premixed Combustion” SAE International Journal of Engines, Volume 2, Issue 2, p. 71-88, 2010
- (94) S. Buri, S. Busch, H. Kubach, U. Spicher, “High Injection Pressures at the Upper Load Limit of Stratified Operation in a DISI Engine” SAE International Journal of Engines, Volume, Issue 2, P. 40-47, 2010
- (95) 城塚 正, 酒井 清孝, “火炎における輸送現象”, 化学工学, 32 巻, 12 号, p. 1178-1187, 1968
- (96) G. Damköhler, “Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen”, Zeitschrift für Elektrochemie, Volume 46, No. 11 p. 601-652, 1940
- (97) N. Peters, “Laminar flamelet concepts in turbulent combustion”, Symposium (International) on Combustion, Volume 21, Issue 1, p. 1231-1250, 1988

- (98) D. Bradley, “How fast can we burn?”, Symposium (International) on Combustion, Volume 24, Issue 1, p. 247-262, 1992
- (99) N. Peters, “Turbulent Combustion”, Cambridge University Press, 2000
- (100) 三藤 祐子, 島崎 貴道, 白石 泰介, 寺地 淳, “高 EGR 下における燃焼不安定発生条件に関するカルロビッツ数に着目した考察, 自動車技術会論文集, 47 巻, 3 号, p. 673-678, 2016
- (101) 塩飽 展弘, 店橋 護, 宮内 敏雄, “乱流予混合火炎の階層構造と SGS 燃焼モデル”, 熱工学コンファレンス講演論文集, B153, 2006
- (102) D. Ting, M. Checkel and B. Johansson, “The Importance of High-Frequency, Small-Eddy Turbulence in Spark Ignited, Premixed Engine Combustion” SAE Technical Paper 952409, 1995
- (103) 永野 幸秀, 森田 理喜, 福田 洋介, 野小 生晃, 北川 敏明, “定容容器による希薄・EGR 条件下におけるイソオクタン予混合乱流火炎の火炎伝播特性に及ぼす乱れのスケールの影響の検討”, 第 27 回内燃機関シンポジウム, No. 11, 2016
- (104) P. Hill, “Cyclic variations and turbulence structure in spark-ignition engines”, Combustion and Flame, Volume 72, Issue 1, p. 73-89, 1988
- (105) P. Hill and A. Kapil, “The relationship between cyclic variations in spark-ignition engines and the small structure of turbulence”, Combustion and Flame, Volume 78, Issue 2, p. 237-247, 1989
- (106) C. Arcoumanis and J. Whitelaw, “Fluid Mechanics of Internal Combustion Engines—a Review”, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Volume 201, Issue 1, p. 57-74, 1987
- (107) 大村 哲生, 高橋 大志, 葭原 泰司, 中田 浩一, “高タンブル化と燃焼変動抑制手法に関する研究”, 自動車技術会 2016 年春季大会学術講演会, 講演予稿集, No. 59-16, p. 1431-1436. 2016
- (108) D. Jung, K. Sasaki, K. Sugata, M. Matsuda, T. Yokomori and N. Iida, “Combined Effects of Spark Discharge Pattern and Tumble Level on Cycle-to-Cycle Variations of Combustion at Lean Limits of SI Engine Operation”, SAE Technical Paper 2017-01-0677, 2017
- (109) 中山 智裕, 加藤 真亮, 武藤 涼, “ガス流動制御を用いたガソリンエンジンの熱効率向上”, 自動車技術会論文集, 49 巻, 5 号, p. 974-979, 2018
- (110) M. Hakariya, T. Toda and M. Sakai, “The New Toyota Inline 4-Cylinder 2.5L Gasoline Engine”, SAE Technical Paper 2017-01-1021, 2017
- (111) R. Ogink and A. Babajimopoulos, “Investigating the Limits of Charge Motion and Combustion Duration in a High-Tumble Spark-Ignited Direct-Injection Engine” SAE International Journal of Engines, Volume 9, Issue 4, p.2129-2141, 2016
- (112) 賀谷 龍, 小林 慎一, 名田 譲, 木戸口 善行, “天然ガス希薄燃焼エンジンにおける熱効率向上と NOx 低減の両立(第 2 報) —燃焼諸元の影響—”, 自動車技術会論文集, 48 巻, 5 号, p. 981-986, 2017
- (113) H. Hirooka, S. Mori and R. Shimizu, “Effects of High Turbulence Flow on Knock Charac

- teristics”, SAE Technical Paper 2004-01-0977, 2004
- (114) T. Suzuki, B. Lehrheuer and S. Pischinger, “Turbulence Enhancement by Direct Air Injection for a Lean-Burn SI Engine”, 26th Aachen Colloquium Automobile and Engine Technology, p. 429-444, 2017
- (115) D. Lancaster, “Effects of Engine Variables on Turbulence in a Spark-Ignition Engine”, SAE Technical Paper 760159, 1976
- (116) 野村 友和, 高橋 易資, 武田 親士, 石間 経章, 小保方 富夫, “LDA・PIV によるシリンダ内定常流れの解析とパーシャルセル法数値計算の検証”, 日本機械学会論文集 B 編, 70 巻, p. 694 号, 2004
- (117) 松田 昌祥, 横森 剛, 吉田 真悟, 源 勇氣, 志村 祐康, 岩本 薫, 店橋 護, 飯田 訓正, “高タンブルガソリンエンジンにおける筒内流動のサイクル間変動に与えるタンブル渦挙動の影響”, 第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集, 20178044, 2017
- (118) 保木本 聖, 窪山 達也, 森吉 泰生, 飯田 実, 渡辺 敬弘, 孕石 三太, “高速 PIV 計測による低負荷時における燃焼サイクル変動要因の検討”, 第 28 回内燃機関シンポジウム 講演論文集, No. 66, 20178033, 2017
- (119) H. Zhuang, V. Sick and H. Chen, “Impact of Fuel Sprays on In-Cylinder Flow Length Scales in a Spark-Ignition Direct-Injection Engine” SAE International Journal of Engines, Volume 10, Issue 3, p. 752-766, 2017
- (120) W. Zeng, M. Sjöberg and D. Reuss, “Using PIV Measurements to Determine the Role of the In-Cylinder Flow Field for Stratified DISI Engine Combustion” SAE International Journal of Engines, Volume 7, Issue 2, p. 615-632, 2014
- (121) B. Peterson, E. Baum, A. Dreizler and B. Böhm, “An experimental study of the detailed flame transport in a SI engine using simultaneous dual-plane OH-LIF and stereoscopic PIV”, Combustion and Flame, Volume 202, p. 16-32, 2019
- (122) 草鹿 仁, 大聖 泰弘, “詳細な素反応過程を考慮した多次元モデルによる天然ガス予混合圧縮着火に関する基礎的研究”, 自動車技術会論文集, 32 巻, 2 号, p. 43-48, 2001
- (123) K. Naitoh, T. Itoh, Y. Takagi and K. Kuwahara, “Large Eddy Simulation of Premixed-Flame in Engine based on the Multi-Level Formulation and the Renormalization Group Theory”, SAE Technical Paper 920590, 1992
- (124) 小坂 英雅, 野村 佳洋, 永岡 真, 稲垣 昌英, 久保田 正人, “LES によるガソリンエンジン筒内燃焼計算のための火炎伝播モデルの開発”, 自動車技術会論文集, 41 巻, 4 号, p. 827-832, 2010
- (125) B. Enaux, V. Granet O. Vermorel, C. Lacour, C. Pera, C. Angelberger and T. Poinso, “LES study of cycle-to-cycle variations in a spark ignition engine”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume 33, p. 3115-3122, 2011
- (126) C. Peskin, “The immersed boundary method”, Acta Numerica, p. 479-517, 2002
- (127) R. Mittal and G. Iaccarino, “Immersed Boundary Methods”, Annual Review of Fluid Mechanics, Volume 37, p. 239-261, 2005

- (128) F. Marble and J. Broadwell, “The Coherent Flame Model for Turbulent Chemical Reactions”, Project Squid, Technical Report, TRW-9-PU, 1997

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

乱流燃焼を主体とする火花点火式ガソリンエンジンでは、筒内の乱れに依存した火炎伝播速度の制御が重要となる。例えば、熱効率改善を目的とした希薄燃焼では乱流燃焼速度の低下と不安定化が問題となり、近年では盛んに現象解明と対策の検討が進められている⁽¹⁾⁽²⁾。これは、高圧縮比エンジンにおいても同様であり、異常燃焼を回避しつつ高い熱効率を得るためには、点火時期を遅角して急速燃焼により等容度と燃焼安定性を高め、エンドガスの自着火前に火炎伝播を完了させる必要がある。一般にガソリンエンジンにおける筒内の乱流燃焼速度は、吸気行程中に形成される筒内流動と乱れに依存し、上死点後ではその強度は急速に減衰する。このため、上死点以降に点火した場合には燃焼期間が長期化し、同時にサイクル間の燃焼変動が増加する。この対策の検討にあたり、本章では一般的な予混合ガソリンエンジンにおける火炎伝播燃焼の解析を行い、安定した急速燃焼を実現するために必要な乱れの特性を明らかにする。

筒内の乱れの観察は実験的にも試みられているが、火炎面への局所かつ非定常的な作用を理解する必要があり、数値解析による理解が有効である。そのため、本研究では流れと乱れの非定常性を考慮可能な LES による火炎伝播燃焼計算により分析を実施した。ただし、LES では高い格子品質が要求され、またガソリンエンジンのように複雑な形状の移動境界を有するモデルの解析は容易ではない。そこで、これらの課題を解決し、直交格子の IB 法⁽³⁾⁽⁴⁾を基に開発されたエンジン用 3 次元 CFD ソルバーである HINOCA⁽⁵⁾に火炎伝播モデルを組み込んで解析を実施する。

2.1 計算方法

2.1.1 HINOCA の概要と計算手法

HINOCA は、内閣府の総合科学技術・イノベーション会議が主導する戦略的イノベーション創造プログラム (SIP: Strategic Innovation Promotion Program) の「革新的燃焼技術」において開発されたエンジン用 3 次元 CFD ソルバーである。骨格となる流動計算のプラットフォームには、航空宇宙分野において実績のある宇宙航空研究開発機構 (JAXA) の圧縮性流体ソルバー FaSTAR⁽⁶⁾ の CFD 技術が用いられている。等間隔直交格子と IB 法を用いていることが最大の特徴であり、任意の物体形状ファイル (STL:

Standard Triangulated Language)から自動で計算格子を生成することが可能である。また、壁面への熱損失、液膜を含む燃料噴霧、点火、火炎伝播、ノック、PM(Particulate Matter)生成等のエンジン筒内の一連のプロセスを解析可能な各種サブモデルが実装可能となるように、高い拡張性が確保されている。本研究では、ver. 2.0.7(2017/5/25 版)をベースコードとして用いた。

(1) 支配方程式とSGS応力モデル

エンジン筒内においては、低バルブリフトにおけるチョーク流れ、吸排気行程における圧力脈動や異常燃焼発生時における圧力波の伝播のように、非圧縮性流体を仮定した場合には考慮の困難な現象が見られる。HINOCA では、このようなエンジン内の複雑な流動場を高い精度で解析するため、支配方程式として非定常3次元の圧縮性乱流場を扱うことが可能な Favre フィルタリングされた3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を用いている⁷⁾。\$f\$を任意の変数とすれば、Favre 平均\$\tilde{f}\$は混合気のアンサンブルの平均密度\$\bar{\rho}\$を用いて以下で表わされる。

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (2.1)$$

これにより、支配方程式は以下の Favre 平均された保存形として表現される。

$$\frac{\partial \bar{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{F}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{F}_z}{\partial z} = \frac{\partial \bar{F}_{vx}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{F}_{vy}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{F}_{vz}}{\partial z} + \widetilde{\omega_s} \quad (2.2)$$

$$\bar{Q} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho}\tilde{u} \\ \bar{\rho}\tilde{v} \\ \bar{\rho}\tilde{w} \\ \tilde{e} \\ \bar{\rho}\tilde{Y}_i \end{pmatrix}, \bar{F}_x = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\tilde{u} \\ \bar{\rho}\tilde{u}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho}\tilde{u}\tilde{v} \\ \bar{\rho}\tilde{u}\tilde{w} \\ (\tilde{e} + \bar{p})\tilde{u} \\ \bar{\rho}\tilde{Y}_i\tilde{u} \end{pmatrix}, \bar{F}_y = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\tilde{v} \\ \bar{\rho}\tilde{u}\tilde{v} \\ \bar{\rho}\tilde{v}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho}\tilde{v}\tilde{w} \\ (\tilde{e} + \bar{p})\tilde{v} \\ \bar{\rho}\tilde{Y}_i\tilde{v} \end{pmatrix}, \bar{F}_z = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\tilde{w} \\ \bar{\rho}\tilde{u}\tilde{w} \\ \bar{\rho}\tilde{v}\tilde{w} \\ \bar{\rho}\tilde{w}^2 + \bar{p} \\ (\tilde{e} + \bar{p})\tilde{w} \\ \bar{\rho}\tilde{Y}_i\tilde{w} \end{pmatrix},$$

$$\bar{F}_{vx} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \beta_x \\ -\bar{\rho}u_i^{diff} \end{pmatrix}, \bar{F}_{vy} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \beta_y \\ -\bar{\rho}v_i^{diff} \end{pmatrix}, \bar{F}_{vz} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \beta_z \\ -\bar{\rho}w_i^{diff} \end{pmatrix}$$

ここで、\$\bar{Q}\$は保存量ベクトル、\$\bar{F}\$は移流(非粘性)流束ベクトル、\$\bar{F}_i\$は粘性流束ベクトル、\$\widetilde{\omega_s}\$は化学種\$i\$の化学反応による生成項である。\$\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}\$はそれぞれ\$x, y, z\$方向の速度、\$\tilde{Y}_i\$は化学種\$i\$の質量分率、\$\tau\$は応力テンソル、\$\beta\$は熱拡散速度、\$u_i^{diff}, v_i^{diff}, w_i^{diff}\$は化学種\$i\$の拡散速度、\$\bar{p}\$は圧力であり、以下の理想気体の状態方程式から、密度\$\bar{\rho}\$、温度\$\tilde{T}\$、化学種\$i\$の分子量\$M_i\$、ガス定数\$R\$により求められる。

$$\bar{p} = \bar{\rho}R\tilde{T} \sum_i \frac{\tilde{Y}_i}{M_i} \quad (2.3)$$

また、\$\tilde{e}\$は単位体積当たりの全エネルギーであり、圧縮性流体に対応して密度を変数とし、以下の式で表わされる。

$$\tilde{e} = \bar{\rho}\tilde{E} = \sum_i \bar{\rho}\tilde{Y}_i H_i(\tilde{T}) - \bar{p} + \frac{1}{2}\bar{\rho}(\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2 + \tilde{w}^2) \quad (2.4)$$

第 2 章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

ここで, \tilde{E} は単位質量当たりの全エネルギー, H_i は化学種 i の単位質量当たりのエンタルピーである. 式(2.2)右辺の粘性流速ベクトルについては, ニュートン流体を仮定し, 応力項, 熱拡散項, 分子拡散項がそれぞれ以下の式で与えられる.

$$\tau_{xx} = (\mu + \mu_t) \left[2 \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right) \right], \quad (2.5)$$

$$\tau_{yy} = (\mu + \mu_t) \left[2 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right) \right],$$

$$\tau_{zz} = (\mu + \mu_t) \left[2 \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right) \right],$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} \right),$$

$$\tau_{xz} = \tau_{zx} = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} \right),$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = (\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} \right)$$

$$\beta_x = \tilde{u}\tau_{xx} + \tilde{v}\tau_{xy} + \tilde{w}\tau_{xz} + (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} - \bar{\rho} \sum_i \tilde{Y}_i H_i u_i^{diff}, \quad (2.6)$$

$$\beta_y = \tilde{u}\tau_{yx} + \tilde{v}\tau_{yy} + \tilde{w}\tau_{yz} + (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial y} - \bar{\rho} \sum_i \tilde{Y}_i H_i v_i^{diff},$$

$$\beta_z = \tilde{u}\tau_{zx} + \tilde{v}\tau_{zy} + \tilde{w}\tau_{zz} + (\lambda + \lambda_t) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} - \bar{\rho} \sum_i \tilde{Y}_i H_i w_i^{diff}$$

$$u_i^{diff} = -(D_i + D_{it}) \frac{\partial \tilde{Y}_i}{\partial x}, \quad v_i^{diff} = -(D_i + D_{it}) \frac{\partial \tilde{Y}_i}{\partial y}, \quad w_i^{diff} = -(D_i + D_{it}) \frac{\partial \tilde{Y}_i}{\partial z} \quad (2.7)$$

ここで, ν は分子粘性係数であり, 混合気体内の複数成分の質量加重平均値を用いている. また, λ は熱伝導係数であり, 分子粘性係数と混合気平均の定圧比熱 C_p , およびプラントル数 P_r により求められる. ν_t は SGS 渦粘性係数であり, 後述する SGS 応力モデルで与える必要がある. λ_t と D_{it} はそれぞれ乱流熱伝導係数と乱流拡散係数であるが, 本研究では入力値である乱流プラントル数 ($P_{rt} = 0.9$) と乱流シュミット数 ($S_{ct} = 0.9$) を用いて与えている. なお, D_i は化学種 i の拡散係数である. 移流項の計算スキームには, 全速度型の AUSM (Advection Upstream Splitting Method) 系スキームである SLAU2 (Simple Low-dissipation Advection-Upstream-splitting-method 2) ⁽⁸⁾ が用いられ, 空間 3 次 の MUSCL (Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws) ⁽⁹⁾ 法により高次精度化される. 時間積分は保存量ベクトルの保持を必要としない 2 段階の Jameson 型 Runge-Kutta 法により陽解的に解かれる.

LES 用の SGS 応力モデルとしては, 本研究では壁近傍での SGS 粘性係数の減衰関数を必要としない WALE (Wall Adapting local Eddy-viscosity) モデル ⁽¹⁰⁾ を用いた. WALE モデルにおける SGS 渦粘性係数 ν_t は以下の式で与えられる.

$$v_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (2.8)$$

$$S_{ij}^d S_{ij}^d = \frac{1}{6} (S^2 S^2 + \Omega^2 \Omega^2) + \frac{2}{3} S^2 \Omega^2 + 2IV_{S\Omega} \quad (2.9)$$

$$S^2 = \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}, \quad \Omega^2 = \tilde{\Omega}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij}, \quad IV_{S\Omega} = \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij}$$

ここで、 C_w はモデル定数となり、LES においてしばしば用いられるスマゴリンスキーモデル⁽¹¹⁾におけるスマゴリンスキー定数 C_s とは $C_w^2 \approx 10.6 C_s^2$ の関係が成り立つ。本研究では、 $C_s = 0.17$ を設定した。また、 S_{ij} はひずみ速度テンソル、 Ω_{ij} は渦度テンソルであり、それぞれ以下の式で与えられる。

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.10)$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.11)$$

なお、IB 法では壁面境界近傍の IB セルにおける体積を厳密に求めることが困難である。このため、特にエンジンのような移動境界を有する計算領域においては質量保存性を確保するための工夫が要求される。本研究においては、図 2.1 に示す ghost-cell 法⁽¹²⁾⁽¹³⁾により IB セルの物理量を決定した。

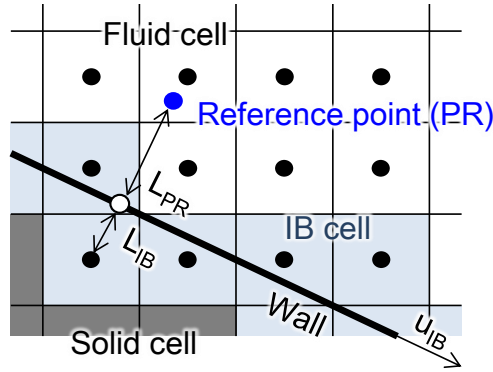


Fig. 2.1 The schematic image of the ghost-cell method ⁽¹²⁾⁽¹³⁾

まず、IB セル中心点から物体壁面法線方向にプローブを伸ばし、さらに流体セルまで延長して参照点 (PR) を定める。そして IB セル中心から物体壁面 (黒線) までの距離を L_{IB} 、物体壁面から参照点までの距離を L_{PR} とすれば、IB セルの接線方向速度 \tilde{u}_{IB} 、法線方向速度 \tilde{v}_{IB} 、圧力 \tilde{p}_{IB} 、温度 \tilde{T}_{IB} 、密度 $\tilde{\rho}_{IB}$ は以下の式で得られる。

$$\tilde{u}_{IB} = - \left. \frac{du}{dy} \right|_{PR} (L_{PR} - L_{IB}) \quad (2.12)$$

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

$$\tilde{v}_{IB} = 2 u_s - \tilde{v}_{PR} \quad (2.13)$$

$$\bar{p}_{IB} = \bar{p}_{PR} \quad (2.14)$$

$$\tilde{T}_{IB} = \tilde{T}_{PR} - \left. \frac{dT}{dy} \right|_{PR} (L_{PR} - L_{IB}) \quad (2.15)$$

$$\bar{\rho}_{IB} = \frac{\bar{p}_{IB}}{R\tilde{T}_{IB}} \quad (2.16)$$

ここで、 u_s は移動境界の速度であり、勾配 $du/dy|_{PR}$ および $dT/dy|_{PR}$ は壁法則を用いて求める。IB法では、格子幅や移動境界の形状によって最大で6%程度の質量誤差が生じることが指摘されており、上記の手法からさらなる改良が重ねられているが⁽¹⁴⁾、本研究においてはエンジンのピストン形状が単純で格子に対して平行な面が多いため、計算上で3%未満(圧縮・膨張行程中)の質量誤差になっていることを確認している。

以上がHINOCAの基礎となる流動についての計算手法であり、南部らは、エンジンバルブを模擬したSteady state flow benchにおけるバルブ周り流れのLESによる検証を実施し、バルブ近傍から遠方までの幅広い領域において変動成分を含む速度が実験値と良好な一致を示すことを明らかにしている⁽¹³⁾。特にバルブ遠方については、他の境界適合格子を用いたLES結果と比較しても精度の改善が確認されており、等間隔直交格子により壁面から離れた領域においても数値粘性による減衰が抑制された結果であるとしている。これは、様々な行程と現象を含むエンジン筒内の流動と乱れを精度良く予測する上で重要な特性となる。

(2) 各種サブモデル

HINOCAでは上述の流体計算をベースとして各種サブモデルの組み込みを行うことでエンジン筒内の様々な現象を予測する。本研究では予混合ガソリンエンジンの計算に関わる壁面熱伝達モデル、点火モデル、火炎伝播モデルを使用している。壁面熱伝達モデルにはHan-Reitzのモデル⁽¹⁵⁾を、点火モデルには堀のモデル⁽¹⁶⁾を用いた。また、火炎伝播にはLESの予混合乱流燃焼計算において多くの実績があるG方程式モデル⁽¹⁷⁾を用いた。これらのサブモデルを含む計算手法のまとめを表2.1に示す。図2.2の計算フローチャートに示すように、計算ステップ毎にピストンと吸排気バルブの動作を考慮した形状データ(STL)に基づいてIBセルと境界条件が設定され、その後主となる流体計算のループが実行される。点火時期以後は点火および火炎伝播とそれに伴う組成や温度変化が計算されるが、これらはRunge-Kutta法による対流や粘性項等の時間積分とは分離して組み込み、計算負荷の増大を抑制した。点火モデルと火炎伝播モデルの詳細は2.1.2節にて述べる。

Table. 2.1 Summary of the calculation method and sub-models used in this chapter

Base code	HINOCA
Mesh structure	Cartesian Grids with IB method
Governing equation	Favre filtered compressible Navier-Stokes equation
Advection term	SLAU2 ⁽⁸⁾ with reconstruction by 3rd order MUSCL approach ⁽⁹⁾
Time integration	2-stage Runge-Kutta method
Turbulence / SGS model	LES / WALE model ⁽¹⁰⁾
Wall heat convection	Han-Reitz model ⁽¹⁵⁾
Spark ignition	Hori model ⁽¹⁶⁾
Flame propagation	G -Equation model ⁽¹⁷⁾ S_T : Pitsch model S_L : Gülder model fitted to S5R

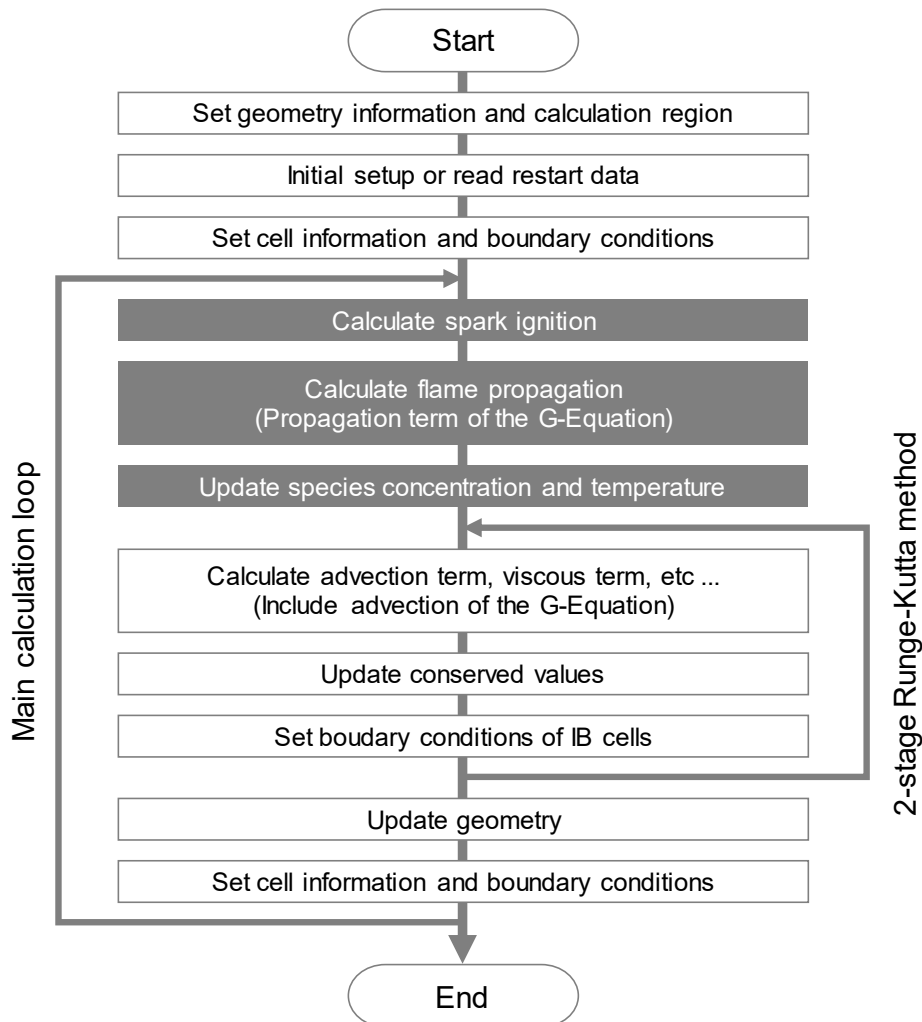


Fig. 2.2 Calculation flow of HINOCA with combustion sub models

2.1.2 火炎伝播モデル

G 方程式モデルでは, Flamelet 理論⁽¹⁸⁾に基づき火炎帯を厚さの無い反応面としてスカラー G の等値面で表現し, 層流燃焼速度 S_L (LES の場合は SGS の乱流燃焼速度 \bar{S}_T , 以後 S_T とする)に従うように火炎を伝播させる. Level set 法の一つである本手法は, RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation), LES を問わず多くのエンジン燃焼数値解析で用いられている例があり⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾⁽²¹⁾, 図.2.3 に示す Peters の乱流燃焼構造ダイアグラム⁽²²⁾上では Flamelet 理論が成り立つ $Ka < 100$ の Thin reaction zones にまで対応する. 実際のガソリンエンジンにおいては, Corrugated flamelets と Thin reaction zones が乱流火炎の形態として一般的であり, これらは原則として G 方程式モデルを用いた解析が可能である. ただし, LES において用いる際は方程式を閉じるために S_T をモデルにより与える必要があり, また基本的に G 方程式モデルは GS (Grid Scale) で分解可能な発達した火炎を想定しているため, 火花点火から初期火炎核成長のような微少なスケールの現象は別途モデルで取り扱う手法が取られる⁽²³⁾.

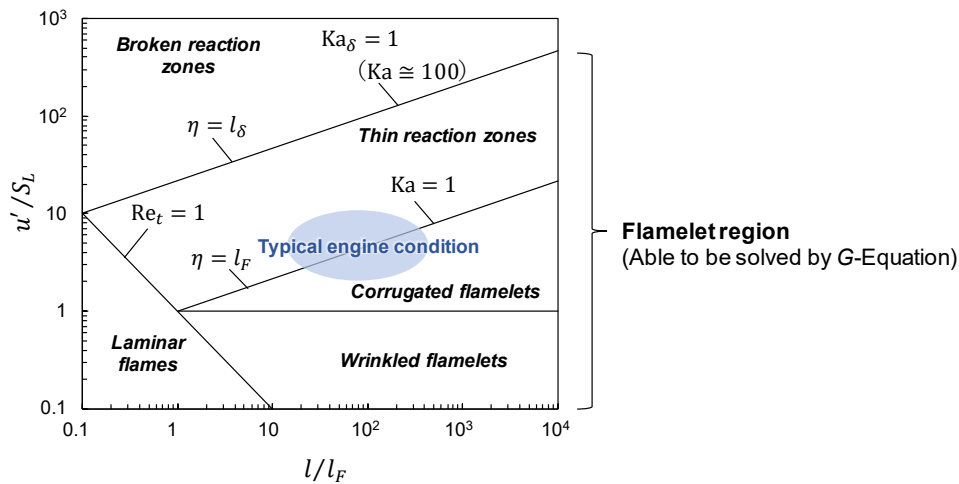


Fig. 2.3 Turbulent flame diagram by N. Peters ⁽²²⁾ and the flamelet region where G -Equation is available

(1) 点火モデル⁽¹⁶⁾

点火モデルでは, 放電経路伸張, 電気回路, 再放電をモデル化することで, 電極間に放電パーセルの生成, 周囲気体との相互作用による湾曲, および再放電を考慮している. ここでは, その中でも火炎伝播モデルへの接続に関わる放電経路伸張モデルと火炎核成長モデルについて述べる.

一般的なガソリンエンジンの点火プラグは, 中心電極(カソード)と側方電極(アノード)の 2 極で構成され, 電極間の隙間(ギャップ)において高電圧の容量放電と気体の絶縁破壊により放電経路が形成される. 放電経路はその後の数 msec における誘導放電期間中も維持され続けるが, 高圧の筒内においては流動により放電経路の伸長が起きる. 放電経路の長さにより予混合気へのエネルギー供給量は変化し, 初期燃焼期間や点火の成否, 火炎の形状にも影響を及ぼすため, 特に希薄条件下や高流動場ではその放電経路の挙動をモデルで考慮することが望ましい. このため, 放電経路を多数の粒子で表現し, ラグランジュ的にその挙動を追跡する手法が提案されている. 放電経路を形成する i 番目の粒子の座標を $x_{p,i}$ とし, 周囲の気体速度を $u_{pg,i}$ とすると, その放電粒子の移動速度は次の式で表現できる.

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

$$\frac{d\mathbf{x}_{p,i}}{dt} = C_g \mathbf{u}_{pg,i} \quad (2.17)$$

ここで、 C_g は放電粒子の気体速度への追従性を調整する係数であり、本研究では $C_g = 0.8$ を与えた。放電経路の長さを l_{spk} とすれば、気体速度に応じて移流された粒子間の距離の合計値として得ることができる。

$$l_{spk} = \sum_i^{n-1} |\mathbf{x}_{p,i+1} - \mathbf{x}_{p,i}| \quad (2.18)$$

また、電極間の電位差 V_{gc} は、 l_{spk} と雰囲気圧力 p 、点火コイルの2次電流 i_s の関数として与えることができ、Kimらは以下の式を提案している⁽²⁴⁾。

$$V_{gc} = 40460 l_{spk} i_s^{-0.32} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0.51} \quad (2.19)$$

なお、電極間では上記の放電経路中の電圧降下と併せて、電極と放電経路の間に形成される空間電位層に応じた電圧降下がカソード側とアノード側にそれぞれ V_{cf} 、 V_{af} として生じるが、これらは電極材料や電子放出比により一律に決まり、放電中に変化しないものとして与えられる。ここで、電極間の総電圧降下量を $V_{ie} = V_{cf} + V_{af} + V_{gc}$ とし、混合気へ供給されるエネルギーを q_{gc} 、点火エネルギーを q_{spk} とすると、火炎核成長に利用される電力の効率 η_{gc} は以下の式で表現される。

$$\eta_{gc} = \frac{q_{gc}}{q_{spk}} = \frac{V_{gc}}{V_{ie}} \quad (2.20)$$

すなわち、放電経路伸長により V_{gc} が増大すれば、混合気へのエネルギー供給効率が増加する。なお、本研究で用いた点火モデルでは放電経路伸長が進行して電極間電圧 V_{ie} がある一定以上の電位差となると、より短い放電経路において再放電が起きるようにモデル化されている。2次電流 i_s の時間変化については、点火コイルの2次側のリアクタンスを L_s として、誘導エネルギー E_s から、

$$i_s = \sqrt{\frac{2E_s}{L_s}} \quad (2.21)$$

として得られる。また、2次回路の抵抗値は電極間抵抗と比較して小さく無視できるため、 E_s は点火エネルギー E_{spk} と等しいものと仮定することができ、その時間変化は以下のように計算できる。

$$\frac{dE_{spk}(t)}{dt} = \frac{dE_s(t)}{dt} = -V_{ie} i_s(t) \quad (2.22)$$

本研究では点火エネルギーの初期値 $E_{spk}(0)$ として点火コイルの設計値である60 mJを与えた。

以上が放電経路の計算方法の概要であり、同時に初期火炎核の成長が各放電粒子においてDPIK (Discrete Particle Ignition Kernel) モデル⁽²³⁾に基づき計算される。初期火炎核の半径 r_k とすると、その成長速度は火炎核内の温度と圧力変化を無視した場合、乱流燃焼速度 s_t とプラズマによる熱膨張速度 s_{plasma} の合計値として簡易的に以下の形で表現される⁽²⁵⁾。

$$\frac{dr_k}{dt} = \frac{\rho_u}{\rho_k} (s_t + s_{plasma}) \quad (2.23)$$

$$s_{plasma} = \frac{i_s V_{gc}}{4\pi r_k^2 \left[\rho_u (I_k - h_u) + p \frac{\rho_u}{\rho_k} \right]} \quad (2.24)$$

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

ここで、 ρ_w 、 ρ_k はそれぞれ未燃混合気の密度、 I_k は火炎核の比内部エネルギー、 h_u は未燃混合気の比エンタルピーである。式(2.23)で計算された火炎核半径 r_k が臨界半径 $r_{critical}$ 以上となった時点で火炎伝播モデルへ移行するが、本研究では格子幅を Δ として $r_{critical} = \Delta$ を与えた。このとき、図 2.4 に示すように各放電粒子の球状の火炎核の包絡線上に G 方程式の火炎面 $G = 0$ が配置される。

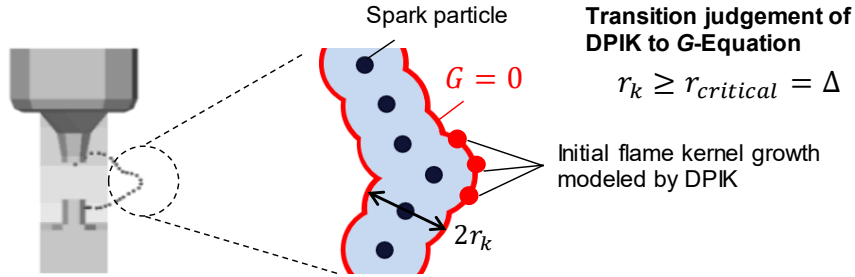


Fig. 2.4 Schematic image of a transition from the spark ignition model to G -Equation

(2) G 方程式モデル⁽¹⁷⁾⁽²²⁾

G 方程式モデルでは、図 2.5 の中央に示すように Flamelet 理論に基づき火炎を未燃と既燃を分離する無限に薄い面であると仮定し、その存在をスカラー値 G で表現する。すなわち、ある時間 t 、位置 \mathbf{x} において以下の等式が成り立つ場合、火炎面の存在が判定される。

$$G(\mathbf{x}, t) = G_0 \quad (2.25)$$

G_0 は火炎面、 $G < G_0$ が未燃部、 $G > G_0$ が既燃部となる。 G_0 は火炎面を定義する任意の固定値に設定されるが、本研究では $G_0 = 0$ とした。ここで、火炎面に対して垂直な法線ベクトル \mathbf{n} を以下の式のように定義する。

$$\mathbf{n} = -\frac{\nabla G}{|\nabla G|} \quad (2.26)$$

このとき、火炎面の曲率 k_{curv} は以下で表わされる。

$$k_{curv} = \nabla \cdot \mathbf{n} = \nabla \cdot \left(-\frac{\nabla G}{|\nabla G|} \right) \quad (2.27)$$

火炎の伝播速度を $d\mathbf{x}_f/dt$ とすれば、式(2.26)の法線ベクトルを用いて、

$$\frac{d\mathbf{x}_f}{dt} = \mathbf{u}_f + \mathbf{n}S_L \quad (2.28)$$

となる。ここで、 \mathbf{u}_f は熱膨張を含む周囲のガス流速であり、 S_L は層流燃焼速度である。式(2.28)を時刻 t について微分し、さらに式(2.25)と式(2.26)から、

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \nabla G \cdot \frac{d\mathbf{x}_f}{dt} = 0 \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \mathbf{u}_f \cdot \nabla G = S_L |\nabla G| \quad (2.30)$$

が得られる。式(2.30)の左辺第 2 項は対流項を、右辺は伝播項を表わす。上述の式(2.30)は、乱れによる火炎面の湾曲を完全に解像できる場合においてのみ成り立つ。Shim らは、火炎のフラクタル特性に

注目し, DNS による予混合乱流火炎の計算により火炎表面のインナーカットオフスケールがコルモゴロフスケール η の 10 倍程度であることを示しており⁽²⁶⁾, 以下で定義される Gibson スケール l_G によっても簡易的に定義できる⁽²⁷⁾.

$$l_G = \frac{S_L^3}{\varepsilon} = l \left(\frac{S_L}{u'} \right)^3 \quad (2.31)$$

Kobayashi らは, 高圧雰囲気場における Gibson スケールを実験的に調査し, 雰囲気圧力と乱れ強さの上昇に応じて縮小することを示している⁽²⁸⁾. 概ねエンジンの上死点に近い状態量においては, l_G は 0.1 mm を大きく下回り, このようなスケールの曲率を G 方程式で補足するためには同等以下の格子幅を要求する. したがって, 実用的には LES においても火炎の局所的な湾曲を全て表現できるほどの分解能を有さず, 式(2.30)を乱流火炎の計算に用いることは不適切である. これに対し, Peters らは式(2.2)の他の保存量と同様に火炎面にフィルター操作を施し, 解像の困難な格子幅以下の湾曲による火炎面積の増加の効果を SGS の乱流燃焼速度 S_T として表現することを提案しており⁽²²⁾, このようなフィルタリングされた G 方程式を用いた LES による乱流火炎の計算は種々の先行研究において実施例がある⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾. 支配方程式と同様に Favre 平均を用いると, $\bar{\rho}$ を平均密度として, フィルター後の速度ベクトル $\tilde{\mathbf{u}}$ と $\tilde{\mathbf{G}}$ を,

$$\tilde{\mathbf{u}} = \frac{\overline{\rho \mathbf{u}}}{\bar{\rho}} \quad (2.32)$$

$$\tilde{\mathbf{G}} = \frac{\overline{\rho \mathbf{G}}}{\bar{\rho}} \quad (2.33)$$

とした上で, 以下の式の G 方程式が得られ, 計算格子で解像できない SGS の乱流燃焼速度 S_T を別途モデルで与えることで, LES における乱流火炎の追跡が可能となる.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\mathbf{G}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{u}} \tilde{\mathbf{G}}) = \bar{\rho} S_T |\nabla \tilde{\mathbf{G}}| \quad (2.34)$$

$\tilde{\mathbf{G}}$ は平均的な火炎面からの変動を含む距離関数として扱われる. なお, 本計算コードにおいては $\tilde{\mathbf{G}}$ の移流も支配方程式中の他の保存量と同様のスキーム(SLAU2)により陽解的に解いた.

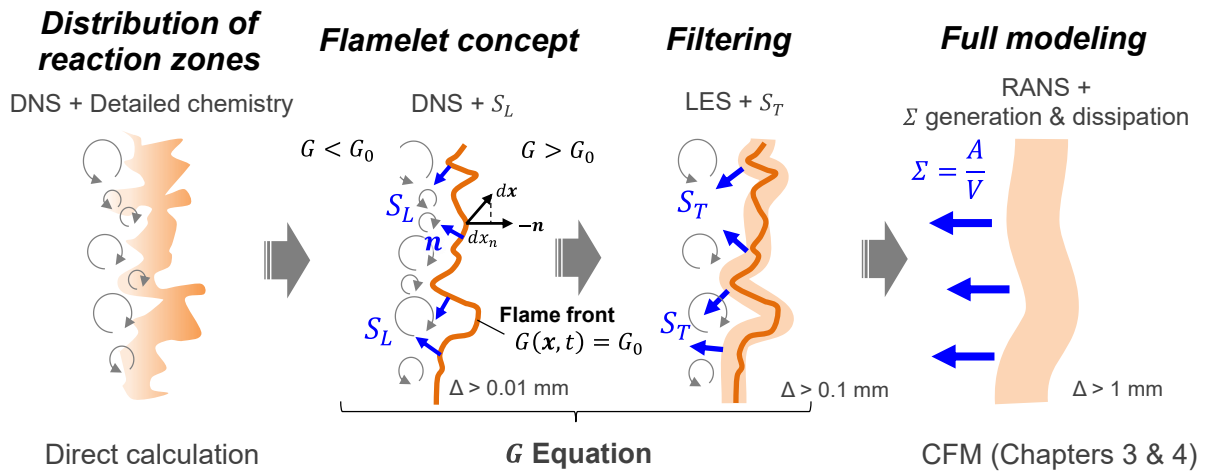


Fig. 2.5 Description and filtering of the G -Equation model

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

式(2.34)のように LES で G 方程式を Level set 法として用いる場合、時間発展により火炎面が進行すると火炎面以外 ($\tilde{G}(\mathbf{x}, t) \neq G_0$) において以下の式の G の距離関数としての性質が崩れる。

$$|\nabla \tilde{G}| = 1 \quad (2.35)$$

この修正のため、再初期化操作が必要となる。代表的な例として、Osher および Sussman らは以下の再初期化方程式を用いた手法を提案している⁽³¹⁾⁽³²⁾。

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \text{sign}(\tilde{G}(\mathbf{x}, t) - G_0)(1 - |\nabla g|) \quad (2.36)$$

ここで、 g は再初期化計算のための仮の距離関数、 sign は符号関数であり、以下のように定義される。

$$\text{sign}(\tilde{G}(\mathbf{x}, t) - G_0) = \begin{cases} 1 : \tilde{G}(\mathbf{x}, t) - G_0 > 0 \\ -1 : \tilde{G}(\mathbf{x}, t) - G_0 < 0 \\ 0 : \tilde{G}(\mathbf{x}, t) - G_0 = 0 \end{cases} \quad (2.37)$$

初期値を $(\mathbf{x}, t) = G_0$ とすれば、 $\text{sign}(\tilde{G}(\mathbf{x}, t) - G_0) = 0$ となり、火炎面に基準が置かれる。その後、 g の時間発展について式(2.35)を満たすまで繰り返し計算を行うことで、再初期化が完了する。Level set 法は種々の移動境界面の追跡に用いられ、例えば気液境界面を扱う場合には大きな密度差に応じて数値振動が発生する場合がある。Sussman らは、これを回避するために以下の式に示す smoothed Heaviside 関数を用いることで急激な密度変化を抑制し保存性を改善させる手法を提案している。

$$H(\tilde{G}) = \begin{cases} 1 & \tilde{G} > \Delta \\ 0 & \tilde{G} < -\Delta \\ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\tilde{G}}{\Delta} + \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi \tilde{G}}{\Delta}\right) \right] & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.38)$$

本研究においても、火炎面を境界として既燃部と未燃部で大きく状態量が変わることから式(2.38)を用いて後述の火炎伝播に伴う組成や温度の変化を見積もった。なお、再初期化操作は計算負荷の増加を招くため、操作時期と領域を工夫することが望ましい。本研究では、Narrow band 法⁽³³⁾により処理領域を限定した。この手法では、火炎面を基準とした任意の幅の領域(本研究では、計算格子幅の 6 倍とした)を Narrow band と定義し、その領域内においてのみ G 方程式の解法と再初期化操作を行う。

(3) 層流燃焼速度モデル

乱流火炎が層流火炎片の集合であると仮定する Flamelet 理論においては、筒内の温度、圧力、組成といった状態量から層流燃焼速度を先に求め、それを乱流燃焼速度モデルに代入することで正味の火炎伝播速度を得る。層流火炎の伝播速度は、反応帯の化学反応速度とあわせて予熱帯への熱伝導、物質拡散が複合的に作用し、温度・圧力場のみならず燃料組成によっても大きく変化する。本研究では、CHEMKIN-II パッケージ⁽³⁴⁾内の PREMIX⁽³⁵⁾を用いた 1 次元の輸送と反応の連成計算から層流火炎の特性を求め、それを再現するように未燃の温度、圧力、当量比を入力として用いる既存の代数式のパラメータを推定することで、3 次元エンジン燃焼計算における計算負荷の低減を図った。以下に、PREMIX における層流 1 次元の予混合定常火炎の支配方程式を示す。

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

$$\dot{M} = \rho u A \quad (2.39)$$

$$\dot{M} \frac{dT}{dx} - \frac{1}{C_p} \frac{d}{dx} \left(\lambda A \frac{dT}{dx} \right) + \frac{A}{C_p} \sum_{k=1}^K \rho Y_k V_k c_{pk} \frac{dT}{dx} + \frac{A}{C_p} \sum_{k=1}^K \dot{\omega}_k h_k W_k = 0 \quad (2.40)$$

$$\dot{M} \frac{dY_k}{dx} + \frac{d}{dx} (\rho A Y_k V_k) - A \dot{\omega}_k W_k = 0 \quad (2.41)$$

$$\rho = \frac{p \bar{W}}{RT} \quad (2.42)$$

ここで、 x は1次元方向の距離、 \dot{M} は質量流量、 T は温度、 Y_k は化学種 k の質量割合、 p は圧力、 u は混合気の流れ速度、 ρ は密度、 W_k は化学種 k の分子量、 \bar{W} は混合気の平均分子量、 R はガス定数、 λ は混合気の熱伝導率、 C_p は混合気の定圧比熱、 c_{pk} は化学種 k の定圧比熱、 $\dot{\omega}_k$ は化学種 k の単位体積あたりの化学反応に伴うモル変化量、 h_k は化学種 k の比エンタルピー、 V_k は化学種 k の拡散速度、 A は火炎を取り囲む計算領域の断面積である。式(2.39)から、層流燃焼速度は以下の式で得られる。

$$S_L \approx u = \frac{\rho A}{\dot{M}} \quad (2.43)$$

反応機構については、本研究では三好らの構築したガソリン燃料の着火性や火炎伝播速度を再現した5成分ガソリンサロゲート燃料の簡略化反応機構 rev. 1.0(化学種数:110, 反応数:347)⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾を用いた。本反応機構は、着火遅れ時間のみならず、層流燃焼速度についても幅広い温度と圧力の実験値に対して高い再現性が確認されている⁽³⁶⁾。本章のエンジン実験ではレギュラーガソリンを用いており、数値計算にあたってはその性状を模擬した表2.2のS5Rの燃料組成比を設定した。層流燃焼速度の計算にあたっては、断熱の自由伝播火炎を仮定し、図2.6に示すように標準的なエンジンの圧縮線を考慮した異なる未燃温度・圧力の4条件について当量比の感度を計算した。図2.7に、計算にて得られた各温度と圧力条件における層流燃焼速度を示す。また、図2.8に断熱火炎温度 T_b と、未燃温度を T_u として以下の式の温度勾配により算出された火炎帯厚さ l_F を示す。

$$l_F = \frac{T_b - T_u}{\max\left(\frac{dT}{dx}\right)} \quad (2.44)$$

層流燃焼速度は、当量比 $\phi=1.1$ 近傍を最大値として、希薄側と過濃側の両側において低下する。また、温度に対しては正の相関を、圧力に対しては負の相関を示す。火炎帯厚さについては、希薄側で変化が大きく、 $\phi=0.7$ 以下において急激に増加する。エンジンの圧縮端近くの状態量(10 atm, 550 K)では $\phi=1.0$ の場合、 δ_F は0.06 mmであるのに対し、 $\phi=0.5$ では0.22 mmまで増加し、希薄条件下において、カルロピッツ数 Ka が増加する一因となる。一方で、十分に当量比の高い場合には、火炎帯厚さも薄くなるため Ka の増加を抑制しつつ乱れ強さを高めて乱流燃焼速度を高めることができる。また、圧力の感度が高く、温度の影響は比較的少ない特性となる。

Table 2.2 Composition and octane numbers of S5R gasoline surrogate fuel ⁽³⁶⁾⁽³⁷⁾

Constituent	RON	MON	Fraction	
			vol%	mass%
Isooctane (C ₈ H ₁₈)	100	100	29.0	23.8
<i>n</i> -heptane (C ₇ H ₁₆)	0	0	21.5	19.9
methylcyclohexane (C ₇ H ₁₄)	74.8	73.8	5.0	5.3
diisobutylene (C ₈ H ₁₆)	96	82	14.0	12.1
toluene (C ₇ H ₈)	120	109	30.1	38.8
RON	90.8			
MON	82.9			
Density g/cm ³	0.7545			

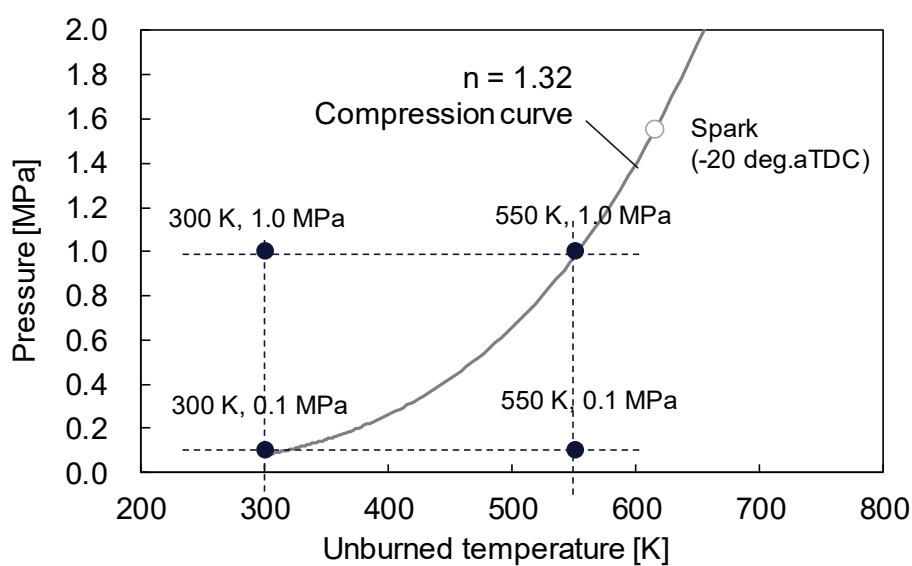


Fig. 2.6 Calculation conditions for premixed laminar flame, based on a typical compression curve of a gasoline engine with compression ratio of 14

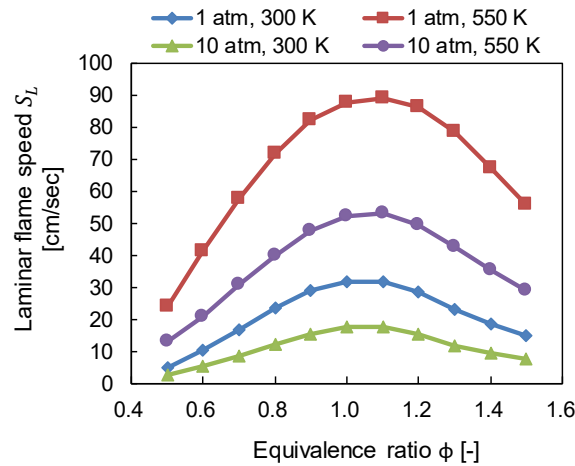


Fig. 2.7 Calculated laminar flame speed of S5R gasoline surrogate mechanism

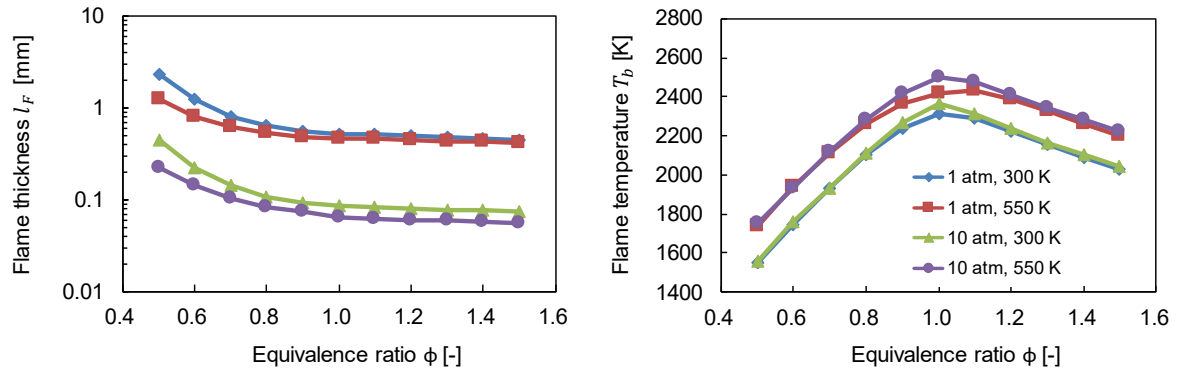


Fig. 2.8 Calculated flame temperature and thickness of S5R gasoline surrogate mechanism

上記の層流1次元予混合定常火炎計算により得られた層流燃焼速度を代数式にて表現する。代表的な層流燃焼速度のモデルとして、以下に示す Metghalchi-Keck の実験式⁽³⁸⁾が提案されている。

$$S_L = S_{L,ref} \left(\frac{T_u}{T_{u,ref}} \right)^\gamma \left(\frac{P_u}{P_{u,ref}} \right)^\beta (1 - 2.1Y_{dil}) \quad (2.45)$$

ここで、 $S_{L,ref}$ は基準層流燃焼速度、 T_u と P_u は未燃温度と圧力、 $T_{u,ref}$ と $P_{u,ref}$ は基準温度と圧力、 Y_{dil} は希釈質量割合である。 γ および β の温度・圧力補正項は、それぞれ当量比 ϕ の関数として、以下のよう
に表現される。

$$\gamma = 2.18 - 0.8(\phi - 1) \quad (2.46)$$

$$\beta = -0.16 + 0.22(\phi - 1) \quad (2.47)$$

基準層流燃焼速度 $S_{L,ref}$ は、以下の式で与えられ、ガソリンと物性値の近いイソオクタン燃料について表2.3に示す係数が燃料種ごとに提案されている。なお、これらの係数は、圧力 P_u が1から8 atm、温度

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

T_u が 300 から 700 K の範囲の実験値に対して、最小二乗法を用いて決定されている。

$$S_{L,ref} = B_m + B_\phi (\phi - \phi_m)^2 \quad (2.48)$$

Table 2.3 Model parameters for the empirical formula proposed by Metghalchi and Keck ⁽³⁸⁾

Fuel type	ϕ_m	B_m cm/sec	B_ϕ cm/sec
isooctane	1.13	26.3	-84.7

Metghalchi-Keck 式を基に、当量比に対する感度を Gülder が改善しており、以下の式の基準層流燃焼速度について以下の指数関数型の式を提案している⁽³⁹⁾。 $\omega, \eta, \xi, \sigma$ は全てモデル定数であり、イソオクタン燃料に対しては表 2.4 の値が提案されている。

$$s_{L,ref} = \omega \phi^\eta \exp[-\xi(\phi - \sigma)^2] \quad (2.49)$$

Table 2.4 Model parameters for the reference laminar flame speed formula proposed by Gülder ⁽³⁹⁾

Fuel type	ω	η	ξ	σ
isooctane	26.9	2.2	3.4	0.84

これらのモデルと S5R 反応機構との比較結果を図 2.9 に示す。Metghalchi-Keck 式は、特にエンジンの燃焼予測において重要となる高圧・高温場において層流燃焼速度が過大に予測される。また、式の構造上、希薄側においては層流燃焼速度の低下が著しく、当量比 $\phi=0.6$ 以下では負の値を取る。これに対し、Gülder の式は希薄側において当量比に対する感度が改善され、 ϕ が 0.6 以下でも負の値を取らないため、定性的な検討においては広い範囲で使用できる。しかしながら、依然として絶対値については特に高温・高圧場において差が存在し、圧力・温度場が大きく変化するエンジン計算への適用に向けては改善が必要となる。

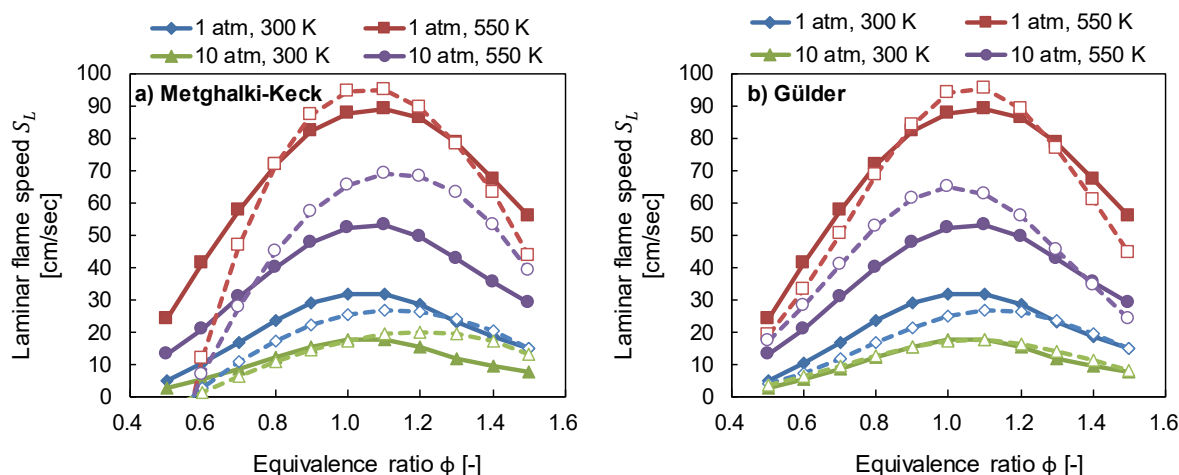


Fig. 2.9 Comparisons of calculated laminar flame speed of the empirical models and S5R
(Solid lines: Results of the S5R reaction mechanism, Dotted lines: Results of the empirical formula)

本研究では、Metghalchi-Keck および Gülder の実験式を基に、S5R 反応機構を再現するように各種モデル定数と補正項のパラメータ推定を実施した。具体的には、図 2.7 の S5R の計算結果として得られた当量比、温度、圧力の異なる合計 44 点について、S5R の層流燃焼速度を $S_{L,S5R}$ 、各代数式の層流燃焼速度を $S_{L,empirical}$ とした以下の式の相対誤差の平均値 σ_R を評価関数とし、式(2.49)の $S_{L,ref}$ に追加して式(2.46)と式(2.47)の γ および β の温度・圧力補正項を含めた合計 11 変数のパラメータ推定を行った。

$$\sigma_R = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \frac{|S_{L,empirical,i} - S_{L,S5R,i}|}{S_{L,S5R,i}} \times 100 \quad (2.50)$$

パラメータ推定には、ESTECO S.p.A 社の modeFRONTIER⁽⁴⁰⁾を用い、MOGA-II (Multi-Objective Genetic Algorithm II)⁽³²⁾により 5000 世代までの最適化計算を行った。図 2.10 に各世代の評価関数の履歴を示す。相対誤差は概ね 3000 世代で最小値の 7%に到達する。

パラメータ推定により得られた温度、圧力補正項を式(2.51)と式(2.52)に、式(2.49)の $S_{L,ref}$ 用のパラメータを表 2.5 に示す。また、これらのパラメータを用いた最適後のモデルと S5R 反応機構により計算された層流燃焼速度の比較を図 2.11 に示す。図 2.9 に示した従来のモデルと比較して全域で誤差が縮小し、特にエンジンの燃焼場に近い状態量(10 atm, 550 K)では、S5R 反応機構の層流燃焼速度を全ての当量比についてほぼ定量的に再現していることが分かる。本モデルを HINOCA に組み込み、層流燃焼速度の計算に使用した。

$$\gamma = 2.06 - 0.2 (\phi - 1) \quad (2.51)$$

$$\beta = -0.247 - 0.04 (\phi - 1) \quad (2.52)$$

Table 2.5 Optimized parameters for the $S_{L,ref}$ based on equation (2.49)

Fuel type	ω	η	ξ	σ
S5R	48.4	3.05	2.36	0.49

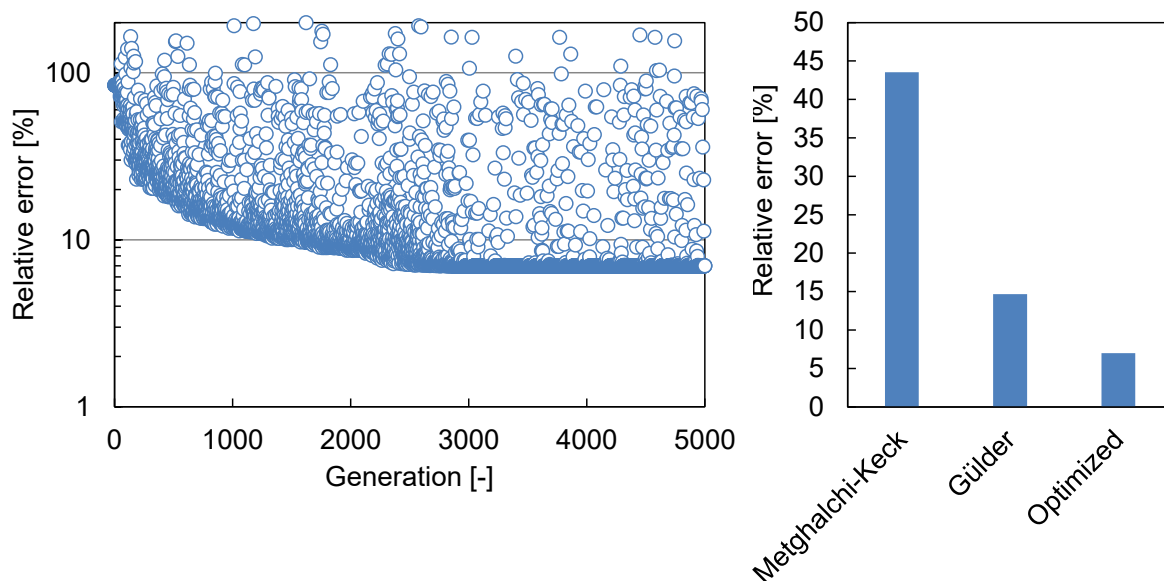


Fig. 2.10 The optimization process (left figure) and relative error against the S5R mechanism (right figure) of the empirical laminar flame speed models

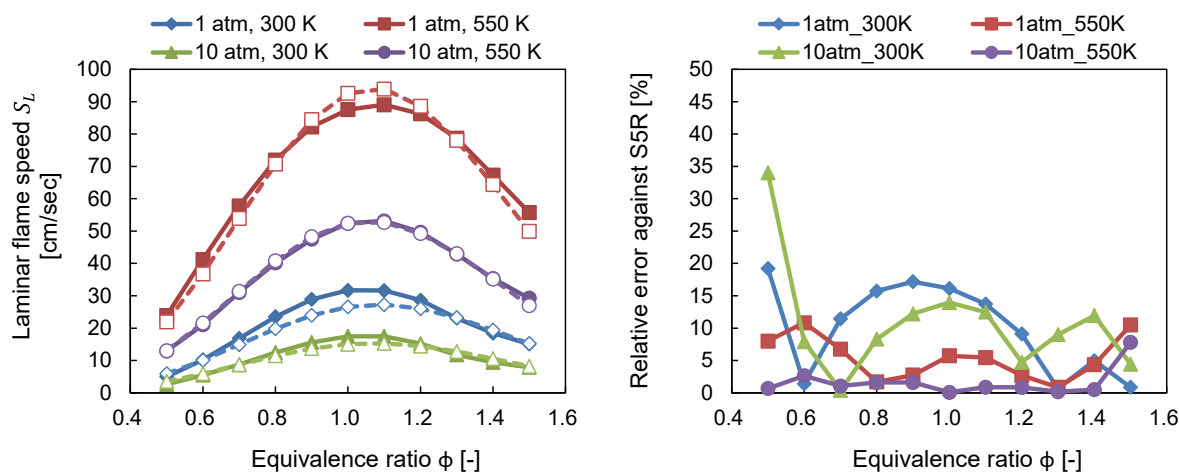


Fig. 2.11 Comparisons of S_L and relative error of the parameter estimated laminar flame speed model (Solid lines: Results of the S5R reaction mechanism, Dotted lines: Results of the optimized formula)

(4) 乱流燃焼速度モデル

式(2.34)に示したように、LESにおいてはGS以下の乱流運動による火炎の面積増加を考慮するため、SGSの乱流燃焼速度をモデルにより与える必要がある。SGSの乱流燃焼速度モデルとしては、SGSの乱流強度 u'_Δ の単調増加として表現した簡易的なモデルから、火炎のフラクタル特性に基づいたモデル⁽⁴²⁾まで様々な種類が存在するが、本研究では、LESの予混合乱流火炎の解析において多くの実績のあるPitschらの乱流燃焼速度モデル⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾を用いた。Pitschらは、PetersによるG方程式の火炎面に相当するスカラー値Gの輸送、および乱流によるひずみ、層流燃焼速度による復元、そして拡散や曲率による散逸の3つの変動の効果を表現したRANS用の方程式⁽¹⁹⁾⁽⁴⁵⁾を基に、LES用に拡張した以下の乱流燃焼速度モデルを提案している。

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 - \frac{a_4 b_3^2 \Delta}{2b_1 l_F} + \left[\left(\frac{a_4 b_3^2 \Delta}{2b_1 l_F} \right)^2 + a_4 b_3^2 \frac{u'_\Delta \Delta}{S_L^0 l_F} \right]^{1/2} \quad (2.53)$$

ここで、 Δ は格子幅、 u'_Δ はSGSの速度変動成分、 l_F は火炎帯厚さであり、燃料分子の混合気中の拡散係数 D と未燃混合気の動粘性係数 ν の比であるシュミット数 $Sc = \nu/D$ を1と仮定した場合、拡散係数 D と層流燃焼速度 S_L の比として式以下の式で定義され、熱伝導率 λ 、熱容量 C_p 、密度 ρ 、層流燃焼速度 S_L を用いて求めることができる。ここで、添字の0は反応帯における値を、 u は未燃混合気における値を示す。

$$l_F = \frac{D}{S_L} = \frac{(\lambda/C_p)_0}{(\rho S_L)_u} \quad (2.54)$$

また、 a_4, b_1, b_3 はモデル定数であり、表2.6の値を設定した。 a_4 は以下の式に示すように乱流拡散係数 D_t を表現するモデル定数であり、渦動粘性係数 ν_t と乱流シュミット数 Sc_t に応じて変化する。本研究では Sc_t を固定値(0.7)とし、Pitschらの提案する Sc_t と a_4 の比から $a_4 = 0.78$ としている。

$$D_t = a_4 u' l \approx a_4 u'_\Delta \Delta = \frac{\nu_t}{Sc_t} \quad (2.55)$$

Table 2.6 Model parameters for the SGS turbulent flame speed model proposed by Pitsch⁽⁴⁴⁾

Parameter	Proposed value	This study
Sc_t	0.4	0.7
a_4	1.37	0.78
b_1	2.0	
b_3	1.0	

なお、式(2.53)は Δ を代表長さとした以下の乱流ダムケラー数 Da_Δ を用いれば、式(2.57)の形に整理でき、第1章の式(1.11)と同様の形を取る。

$$Da_\Delta = \frac{S_L \Delta}{u' l_F} \quad (2.56)$$

$$\frac{S_T}{S_L} = 1 - \frac{a_4 b_3^2}{2b_1} Da_\Delta + \left[\left(\frac{a_4 b_3^2}{2b_1} Da_\Delta \right)^2 + a_4 b_3^2 Da_\Delta \right]^{1/2} \quad (2.57)$$

すなわち、希薄な高乱流条件など Da_Δ が減少する場においては、乱流燃焼速度 S_T/S_L の u'_Δ への追従性が悪化する。このように、SGS の乱流強度 u'_Δ と併せてスケール比 Δ/l_F の影響も考慮することで、図 2.3 の Thin reaction zones まで対応するモデルとなっている。

なお、式(2.53)の計算においては RANS における乱流強度 u' に相当する SGS 速度変動成分 u'_Δ を与える必要があるが、本研究では式(2.58)に示すスマゴリンスキーモデル⁽¹¹⁾の渦粘性係数 ν_t を用いて、式(2.59)により与えた⁽⁴⁶⁾。

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2.58)$$

$$u'_\Delta = \frac{\nu_t}{C_s} = C_s \Delta \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2.59)$$

ここで、 S_{ij} は式(2.10)で計算されるひずみ速度、 C_s はスマゴリンスキー定数である。なお、RANS における乱流燃焼速度の見積もりを目的に開発された本モデルは、格子幅により u'_Δ の乱流燃焼速度への作用が変化し、明確な物理的な根拠が伴っていない点が課題である。ここで求めたい u'_Δ は、SGS 成分で火炎表面の湾曲に作用する乱れ強さであるが、流れの SGS 成分の乱れが必ずしもそれに比例するとは限らない。先述したように、フラクタル特性に基づく火炎表面の最小スケール(インナーカットオフスケール)は火炎帯厚さが十分に薄い場合には 10η 程度となる⁽²⁶⁾。一方で、Hiraoka らは本章で用いた Pitsch らの SGS 乱流燃焼速度モデルについてフィルタサイズを 20.3η と 40.6η の 2 水準とした場合の火炎表面積の増加率を DNS による結果と比較し、フィルタサイズが 40.6η の条件においてより高い相関を確認している⁽⁴²⁾。このときの η は 0.011 mm であり、フィルタサイズは約 0.45 mm となる。経験的には、 η の 30 倍程度のスケールから粘性小領域が始まるとされており⁽⁴⁷⁾、これより小さいスケールの乱れでは式(2.59)の仮定(局所平衡性)が崩れ、さらには相対的な火炎帯の厚さも無視できなくなるため、 G 方程式の前提である Flamelet 理論が成立しない場合が考えられる。また、Johanson は、エンジン筒内の LDV により Taylor 仮説に基づいて火炎成長に寄与する乱れのスケールを調査し⁽⁴⁸⁾、 0.7 mm 程度のスケールにおいて極値を取り、それ以下のスケールでは急速に寄与度が低下することを示している。これは、経験的ではあるが火炎の表面積増加に寄与する乱れの有効スケールを示唆する重要な結果である。従って、乱れおよび火炎のスケール特性や火炎伝播モデルの前提、そして実際に火炎伝播速度の増加に有効に作用する乱れのスケールを総合的に勘案すると、代表スケールを約 0.5 mm とした SGS の乱れ強さを考慮することによって式(2.59)により乱流燃焼速度の増加に寄与する SGS の乱れ強さ、すなわち、元々の RANS モデルにおける要求に近い u' を適切に捉えることが可能となると言える。以上から、本研究では後述の 2.2.2 節でも述べるように格子幅は 0.5 mm とした上で、エンジン計算時の燃焼圧力が実機を再現するように流動計算とは独立して $C_s = 0.23$ を与え、等間隔直交格子を用いていることから空間領域や計算ステップ、条件間によって変化は生じないものとして固定値に設定した。

(5) 燃焼モデル

これまでに述べたモデルにより、 G 方程式によるエンジン筒内の火炎伝播の計算が可能となるが、 G 方程式は火炎面に見立てた非反応の境界面の移動のみを解くため、火炎面の進行に伴う組成や温度の変化は別途計算する必要がある。火炎面の存在するセルにおいて、組成の変化速度 $d\tilde{Y}_i/dt$ は以下のように計算できる。

$$\frac{d\tilde{Y}_i}{dt} = \frac{Y_i^{eq} - Y_{i,0}}{\tau_f} \quad (2.60)$$

ここで、 $Y_{i,0}$ は未燃組成、 Y_i^{eq} は定圧変化における平衡組成である。 τ_f は乱流燃焼速度に応じた化学反応特性時間であり、乱流燃焼速度 S_T と格子サイズ Δ を用いて、以下のように定義される。

$$\tau_f \propto \frac{\Delta}{S_T} \quad (2.61)$$

ただし、これは火炎面の法線ベクトルが隣接する格子を結ぶ線と平行な場合においてのみ成り立つ。実際には、図 2.12 に示すように格子に火炎が入る方向により通過距離が変化するため、本研究では火炎面が格子に侵入した直後の距離関数 G を $|G_{in}|$ として、反応特性時間を以下のように置き換えた。

$$\tau_f = \frac{2 \cdot |G_{in}|}{S_T} \quad (2.62)$$

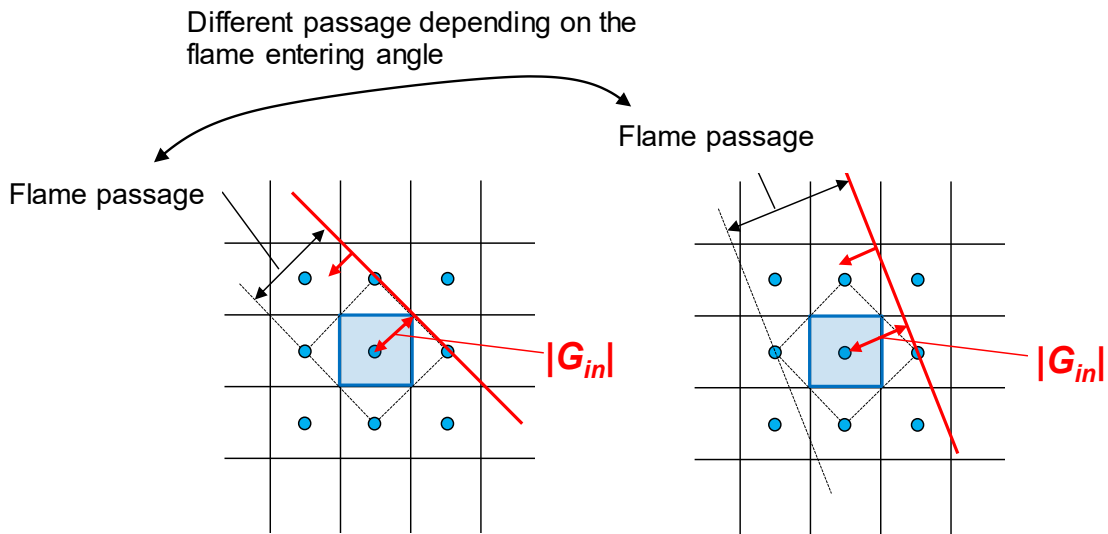


Fig. 2.12 Relationship between $|G_{in}|$ and the flame passage

式(2.62)を用いて式(2.60)を離散化すると、以下の式が得られ、現在の組成を Y_i^0 として、ある時間刻み Δt 後の組成 Y_i^1 が得られる。

$$Y_i^1 = Y_i^0 + (Y_i^{eq} - Y_{i,0}) \frac{S_T}{2 \cdot |G_{in}|} \Delta t \quad (2.63)$$

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

未燃組成 $Y_{i,0}$ は現在の組成 Y_i^0 から、平衡組成 Y_i^{eq} 、反応進行度 c を用いて、以下の式から逆算する。

$$Y_{i,0} = \frac{Y_i^0 - c \cdot Y_i^{eq}}{1 - c} \quad (2.64)$$

したがって、式(2.63)は以下の式に書き換えられる。

$$Y_i^1 = Y_i^0 + \frac{Y_i^{eq} - Y_i^0}{1 - c} \frac{S_T}{2 \cdot |G_{in}|} \Delta t \quad (2.65)$$

反応進行度 c は、有限の格子幅相当の反応帯を仮定し、式(2.38)の距離関数 \tilde{G} の smoothed Heaviside 関数を用いて表現する方法が提案されている⁽⁴⁹⁾。

$$c = H(\tilde{G}) \quad (2.66)$$

温度変化については、未燃と平衡状態の組成変化と反応特性時間を基に内部エネルギーの差分を求めることで得られる。

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} = \frac{u^{eq} - u_0}{\bar{\rho} C_v} \frac{S_T}{2 \cdot |G_{in}|} \quad (2.67)$$

ここで、 u^{eq} は平衡温度における比内部エネルギー、 u_0 は未燃温度における比内部エネルギー、 C_v は混合気の定容比熱である。式(2.67)を離散化すれば、以下の式が得られ、ある時間刻み Δt 後の内部エネルギー u^1 には式(2.63)で求めた組成を与え、その初期値に現時刻の温度 T を適用した上で、Newton 法により繰り返し計算を行うことで、新しい温度 T^1 が得られる。

$$T^1 = T^0 + \frac{(u^1 - u_0)}{\bar{\rho} C_v} \quad (2.68)$$

なお、燃焼反応に伴う熱発生率 $d\tilde{Q}/dt$ は、以下の式で計算することができる。

$$\frac{d\tilde{Q}}{dt} = \bar{\rho} \cdot \Delta^3 (u^1 - u_0) \quad (2.69)$$

2.2 予混合ガソリンエンジンにおける火炎伝播燃焼の解析

2.2.1 LES による非定常多サイクル燃焼計算の手法

本章におけるエンジン燃焼計算では、HINOCA における火炎伝播燃焼の精度予測の検証と併せて、非定常的な流れと乱れが火炎伝播に及ぼす影響について統計的に分析することで、燃焼の急速化と安定化に寄与する筒内の乱れの特性を明らかにすることを目的としている。このため、吸気行程から排気行程までの全行程を連続して複数サイクル計算し、現実の燃焼のサイクル間変動を定量的に再現した上で分析を進める必要がある。LES の大きな特徴が非定常性を考慮できる点にあるため、先行して行われてきたエンジン計算に関する研究も当初から複数サイクルに渡る計算が実施されてきた⁽⁵⁰⁾。理想的には吸排気ポート内における圧力脈動の変動までを考慮し、新気の導入口から排気のテールエンドまでの広い領域を計算格子として再現することが望ましいが、極めて大規模なモデルとなり、複数サイクルの計算は現実上困難となる。一方で、吸排気管までを計算格子として考慮し、境界条件にサイクル平均の圧力脈動を設定した計算でも実機の多サイクル間の燃焼変動を議論可能なことも確認されている⁽⁵¹⁾⁽⁵²⁾。特に本研究で解析対象とする運転条件は部分負荷で吸気絞りをを行っているため、吸気管内の圧力脈動は小さくその変動が燃焼に及ぼす影響は小さい。そこで、計算格子はエンジンのシリンダヘッド内のポート端面までとし、サイクル間のアンサンブル平均の温度および圧力脈動を境界条件として設定した。なお、圧縮および排気行程中も吸排気ポートの格子は維持しつつ計算を継続する。

吸排気の境界条件の設定にあたっては、図 2.13 に示すように排気には圧力(静圧)の時間履歴を設定し、吸気については実機の吸入空気量を正確に再現するため質量流量の時間履歴を設定した。これらの圧力および質量の時間履歴は、1次元の吸排気流れの解析が可能な Gamma Technologies 社の CFD コードである GT-POWER⁽⁵³⁾を用いて求めた。なお、境界条件における温度も1次元計算結果から得られた時系列データを与えた。また、壁面境界については全面を等温の滑り無し境界とした。

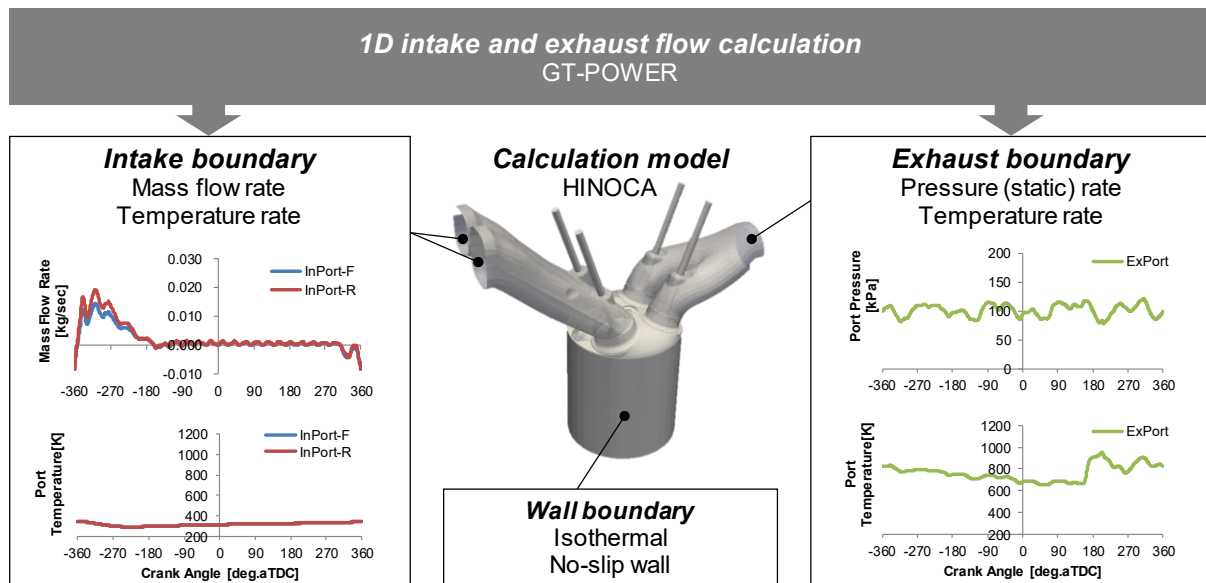


Fig. 2.13 Boundary conditions for the LES calculation

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

計算機としては、表 2.7 に示す JAXA の JSS2 (JAXA Supercomputer System generation 2) を用い、計算領域分割数を 358 として、各領域で 8 コアのスレッド並列による、2,864 CPU コアを使用した。この環境において、吸気から排気行程までの 1 サイクル当たりの計算時間は約 80 CPU 時間となった。このように、本計算手法ではエンジン筒内の非定常的な流動と火炎伝播を詳細に解くことが可能であるが、次章以降における本研究で対象としている高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼をノックまでを考慮した上で現実的な時間で解析することは困難である。なお、ピストンの圧縮、膨張動作により各計算領域に対する負荷の分散が発生するが、それに伴う CPU のロードバランスの平滑化は本研究では未実装のため適用していない。このため、格子数の減少する上死点近傍においてはアイドル状態となる CPU が発生する。燃料噴霧や燃焼反応の計算をこれらの CPU へ分散させることも計算時間の短縮に貢献する。

Table 2.7 Specifications of the supercomputer JSS2 ⁽⁵⁴⁾

System	SORA-MA
Model	Fujitsu FX100
Total number of nodes (used)	3,240 (90)
Theoretical peak performance	3.49 PFLOPS
Number of cores per node	32
Memory size per node	32 GB
Interconnect	Torus Fusion (Tofu) Interconnect 2 (12.5 GB/s in each direction)

2.2.2 計算条件

本章の解析の対象としたエンジンの諸元を表 2.8 に示す。直列 4 気筒のマツダ製 L3 型ガソリンエンジンをベースに、第 1 気筒を燃焼解析用に吸気系、燃料系を独立させ、燃料は均質予混合気として PFI により供給されるように改造した。燃焼室はペントルーフ型であり、第 1 気筒のみ凸型のピストン形状として圧縮比を 15.6 としている。運転条件を表 2.9 に、吸排気バルブプロフィールを図 2.14 に示す。エンジン回転数は 2000 rpm とし、冷却水温度は 90 °C の暖気状態において実験データを取得した。負荷は吸気負圧を -30 kPa (ゲージ圧) 一定となるように吸気絞り弁 (スロットル) にて調整し、燃料噴射量により空気過剰率を変更した。また、点火時期は上死点前 20 deg.bTDC 固定とした。筒内圧力は、Kistler 製のピエゾ素子型圧力センサ 6125B とチャージアンプ 5011B を用い、各条件において 200 サイクル計測した。また、吸入空気量は司測研製の層流型空気流量計 LFE-300B、燃料流量は小野測器製の容積式流量検出器 FP-213 を用いて計測した。これら実験装置の詳細は第 3 章においても述べる。

Table 2.8 Engine specifications

Engine	Mazda L3 in-line 4-cylinder gasoline engine	
Cylinder #	1 (Analyzed)	2 - 4
Displacement cc	2,260	
Bore mm	87.5	
Stroke mm	94.0	
Tumble ratio	1.37	
Combustion chamber shape	Pent roof type	
Piston shape	Convex	Flat
Compression ratio	15.6	9.5
Fuel supply	PFI	DI
Fuel	Regular gasoline	

Table 2.9 Engine operating conditions

Condition	Stoichiometry	Lean
Engine speed rpm	2000	
Intake boost pressure kPa (gauge)	-30	
Intake air temperature deg.C	26.3	27.3
Excess air ratio λ	1.0	1.3
IMEP kPa	523	397
Fueling mg/str.	17.8	14.3
CoV of IMEP %	2.0	10.9
Spark ignition timing deg.aTDC	-20	
External EGR ratio %	0	

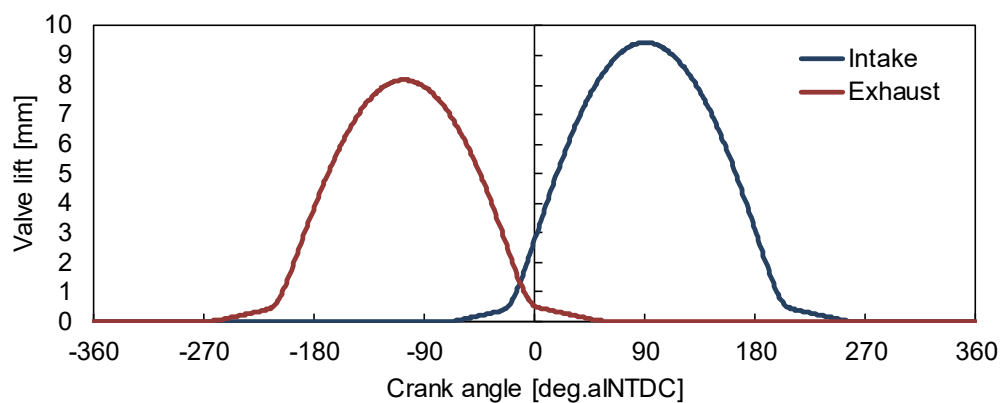


Fig. 2.14 Intake and exhaust valve profiles

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

表 2.9 の 2 つの運転条件について、図 2.15 に示す 1 次元の GT-POWER モデルを用いて吸排気の境界条件として入力する圧力、質量、温度の時系列データを計算した。3 次元計算における解析対象は第 1 気筒のみであるが、排気については他気筒と共通のマニホールドを使用しており、気筒間の排気干渉が圧力脈動に及ぼす影響を考慮する必要がある。そのため、4 気筒全てをモデル化して推定した。また、計算における燃焼圧力については、GT-POWER に備わる TPA(Three Pressure Analysis)内の熱発生率推定機能を用いて実験値を再現するように同定した。図 2.16 に、GT-POWER により計算した筒内圧力履歴の実験値との比較、および入力用の境界条件を示す。筒内圧力に注目した場合、吸排気中ガス交換期間において良好な一致が確認され、本手法により導出した境界条件は実機の動的な吸排気挙動を再現できているものと判断される。3 次元計算においては、境界面に対応する位置の質量流量と温度の時系列データを吸気に、圧力(静圧)と温度の時系列データを排気に入力した。

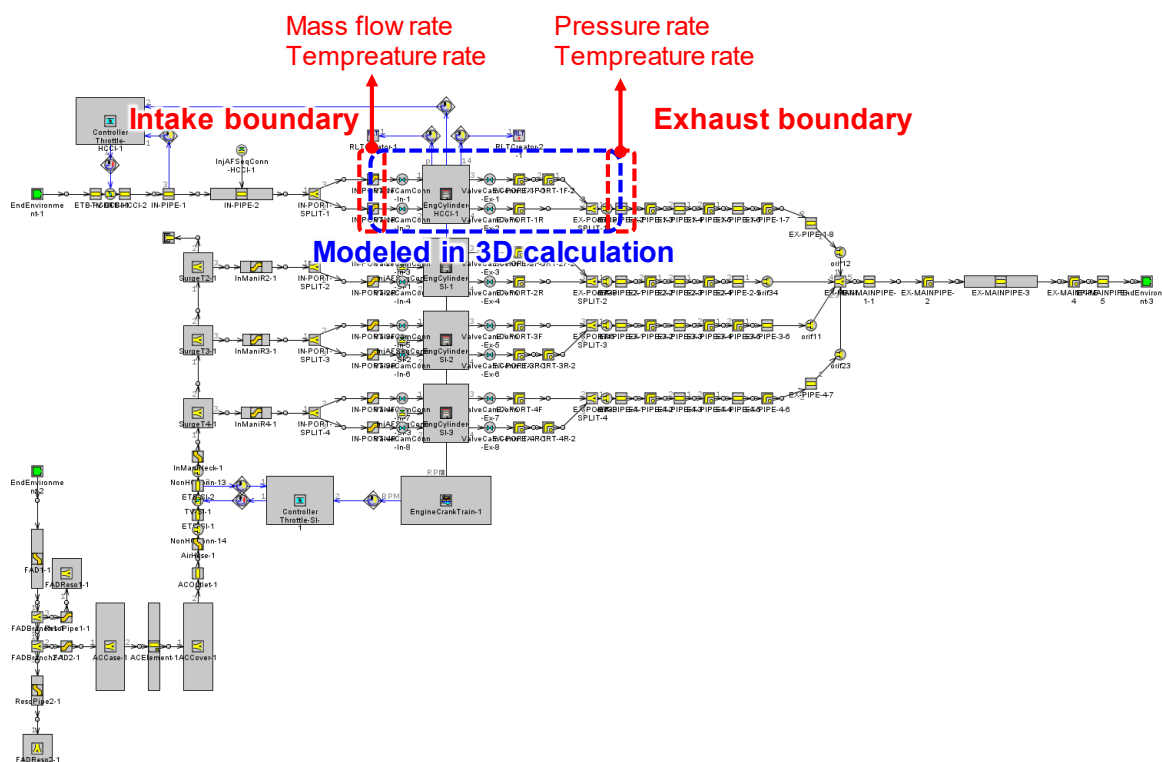


Fig. 2.15 The one dimensional model for estimating intake and exhaust boundary conditions

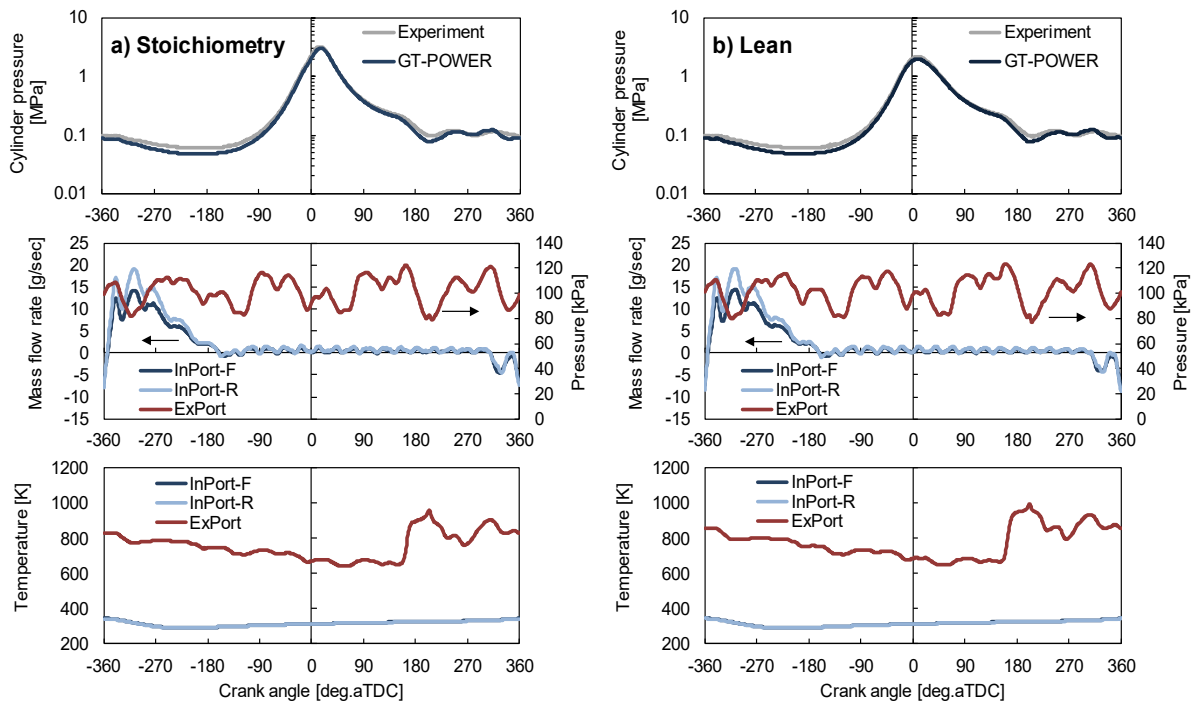


Fig. 2.16 Estimated boundary conditions by the one dimensional gas exchange calculation
(Upper row: Cylinder pressure, Middle row: Intake mass flow rate and exhaust pressure,
Bottom row: Intake and exhaust temperature)

図 2.17 に供試エンジンの形状モデルと自動生成された計算格子を、また表 2.10 に計算条件を示す(記載の無い項目は表 2.1 に準ずる)。格子幅は等間隔の 0.5 mm として設定し、この場合の格子数は下死点において 6,965,6321 となる。計算の時間刻み幅は 0.0025 deg.CA 固定とした。燃料については、実験が吸気境界の上流において PFI により供給されるため、計算では均質の予混合気として他の組成と同じく吸気境界からイソオクタンにて代表させて流入させた。その他、化学種については平衡計算において生成濃度の高い代表的な 7 種 (iC_8H_{18} , N_2 , O_2 , H_2O , CO_2 , OH , CO , H_2) を考慮した。混合気の粘性係数は、これらの組成割合に応じた平均値が用いられる。壁面境界は全て等温壁条件として、前述の Han および Reitz の圧縮性壁関数⁽¹⁵⁾により熱損失を考慮した。サイクル計算は、安定化のための助走として 3 サイクル、その後の評価用に 10 サイクルの合計 13 サイクルを空気過剰率違いの 2 条件について実施した。助走サイクルにおける筒内の IVC 時期における質量、残留ガス割合を図 2.18 に示す。3 サイクル目においてそれぞれ定常値に漸近し、1 次元吸排気計算による実機の推定量とも概ね一致する。計算精度の検証とサイクル間の燃焼変動の分析は、4 サイクル目以降を対象に実施した。

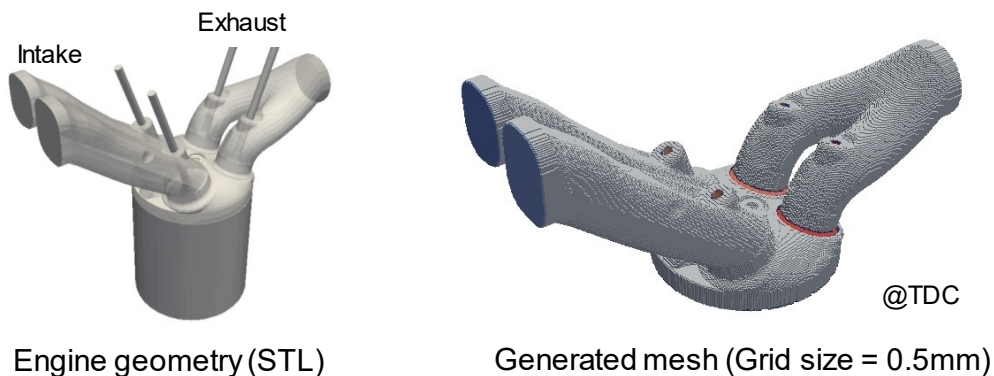


Fig. 2.17 Engine geometry and generated mesh for the 3 dimensional calculation

Table 2.10 Calculation conditions for the LES multi-cycle 3 dimensional combustion calculation

Mesh resolution mm	0.5	
Time step deg.CA (sec)	0.0025 (4.16667×10^{-7})	
Boundary conditions	Intake	Mass flow and temperature rate
	Exhaust	Static pressure and temperature rate
Wall boundary	Iso-thermal + wall function (Han Reitz model) ⁽¹⁵⁾ Wall temperature: 400.15 K	
Chemical species	iC ₈ H ₁₈ , N ₂ , O ₂ , H ₂ O, CO ₂ , OH, CO, H ₂	
Calculated cycles	10 (Additional 3 for Run-up)	

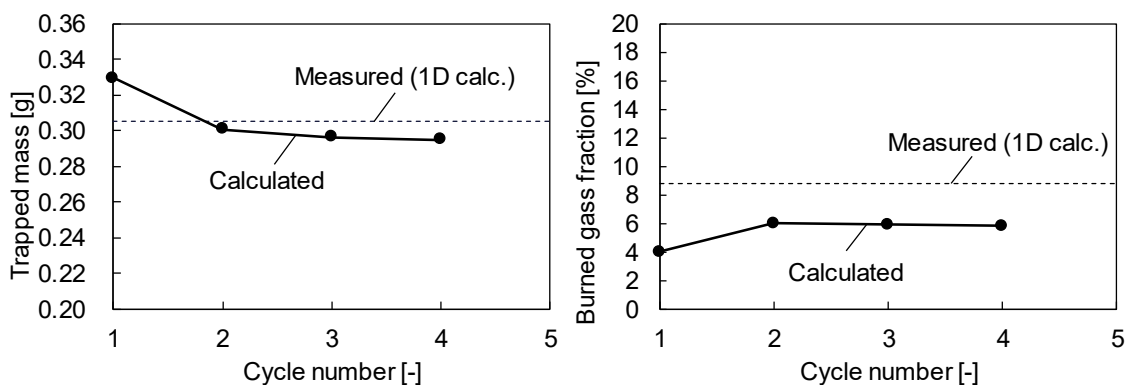


Fig. 2.18 In-cylinder trapped mass and residual gas fraction trends at IVC during the run-up cycles

2.3 計算結果と考察

(1) 空気過剰率による燃焼圧力変動と燃焼特性の予測結果

はじめに、HINOCA による実機の燃焼圧力と非定常的なサイクル間の変動の予測精度を評価した。筒内圧力の計測値と計算値の比較を図 2.19 と図 2.20 に示す。図内の黒線は 10 サイクルのアンサンブル平均である。計測された圧力履歴に対して、本計算では妥当な圧力履歴が得られており、空気過剰率の変化にも追従できている。各条件間でモデル係数の調整は実施しておらず、本計算コードにより空気過剰率に対する燃焼の変化を再現可能なことが明らかとなった。続いて、図示平均有効圧 ($IMEP$) とその変動率 (CoV_{IMEP}) の比較結果を図 2.21 に示す。 CoV_{IMEP} については、特に量論条件についてはほぼ定量的に、また希薄化による悪化も定性的に再現されている。希薄条件の変動を過小評価した理由として、計算サイクル数が実験の計測サイクルと比べて少なく、実験において突発的に発生する低 $IMEP$ サイクルを捉えられていない可能性がある。図 2.22 に、実機の 100 サイクルまでの $IMEP$ と計算値のサイクル履歴の比較と、実験値の CoV_{IMEP} を計算と同様に 10 サイクルの評価区間で走査して評価した結果を示す。60 サイクル目までは概ね実験と計算の CoV_{IMEP} の傾向は一致しているものの、突発的な低 $IMEP$ サイクルが発生する 70 サイクル目以降で CoV_{IMEP} の予実差が拡大する。このような発生頻度の低い現象を LES でも捉えるためには、計算サイクル数を増加させる以外にも、今回考慮できていない吸排気境界条件のサイクル間変動や、PFI による燃料噴霧のポート壁面へ付着と蒸発の過程を含めた燃料供給量の変動までをモデル化する必要があるものと考えられる。また、 $IMEP$ の絶対値も実験に対して高くなっているが、本研究では冷却損失の検証・調整を実施しておらず、熱効率等の定量的なエネルギー収支の予測に対しては課題があると言える。

続いて、空気過剰率による燃焼特性の変化の再現性に注目した。希薄化による燃焼変動増加の特徴として、筒内最大圧力とその位置や、燃焼質量割合位置の変化に着目した例がある。本研究でも計算における燃焼特性の再現性を確認するため、図 2.23 においてそれらの実験値と計算値の比較を行った。筒内圧力最大値 (P_{max}) とその位置 (CA_{Pmax}) は、安定領域においては CA_{Pmax} の遅角に応じて P_{max} は下降し、不安定領域においては逆の傾向を示すことが示されている⁽⁵⁵⁾。また、不安定時の燃焼特性の分析として、燃焼重心位置 ($MFB50\%$) に対する 10%燃焼質量割合位置 ($MFB10\%$) と 90%燃焼質量割合位置 ($MFB90\%$) の比較を行った例⁽⁵⁶⁾では、運転条件によらず、 $MFB50\%$ 位置と $MFB10\%$ および $MFB90\%$ 位置には線形的な関係が見られ、燃焼変動を引き起こす要因は燃焼初期の初期火炎成長の変動であること指摘されている。本研究においても、双方の指標において実験と計算の両面で同様の傾向を再現している。以上から、本計算コードと手法では、空気過剰率変化に対して燃焼のサイクル間変動が悪化する実際の現象を適切に表現可能なものと判断される。

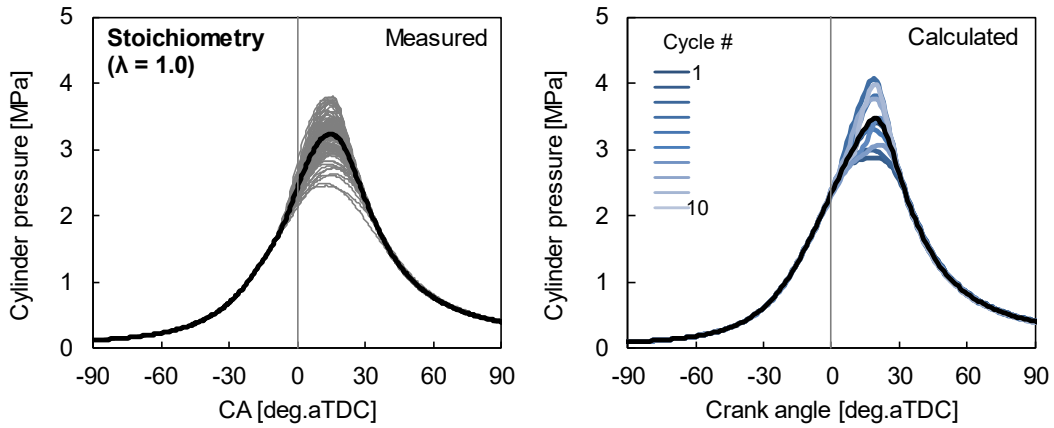


Fig. 2.19 Comparisons of cylinder pressure histories between measurements and calculations (Stoichiometric condition)

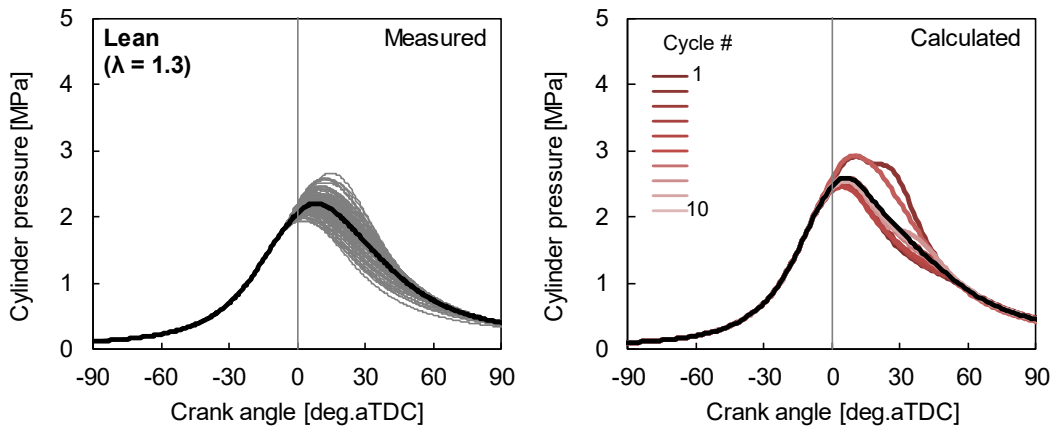


Fig. 2.20 Comparisons of cylinder pressure histories between measurements and calculations (Lean condition)

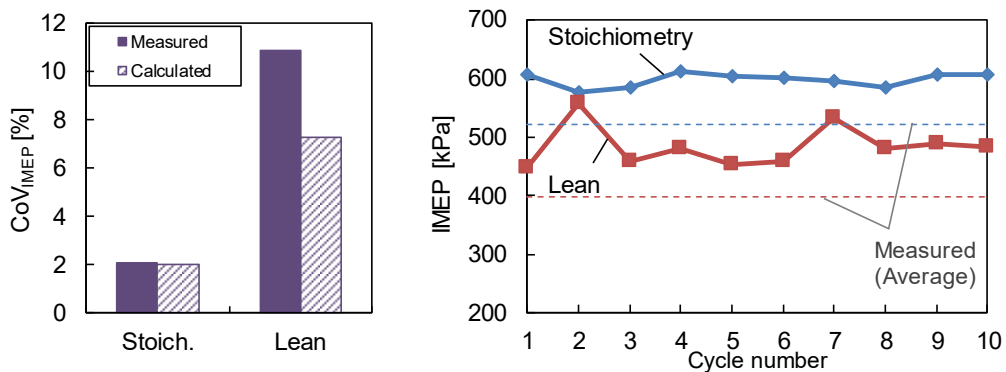


Fig. 2.21 Comparisons of measured and calculated $IMEP$ and CoV_{IMEP}

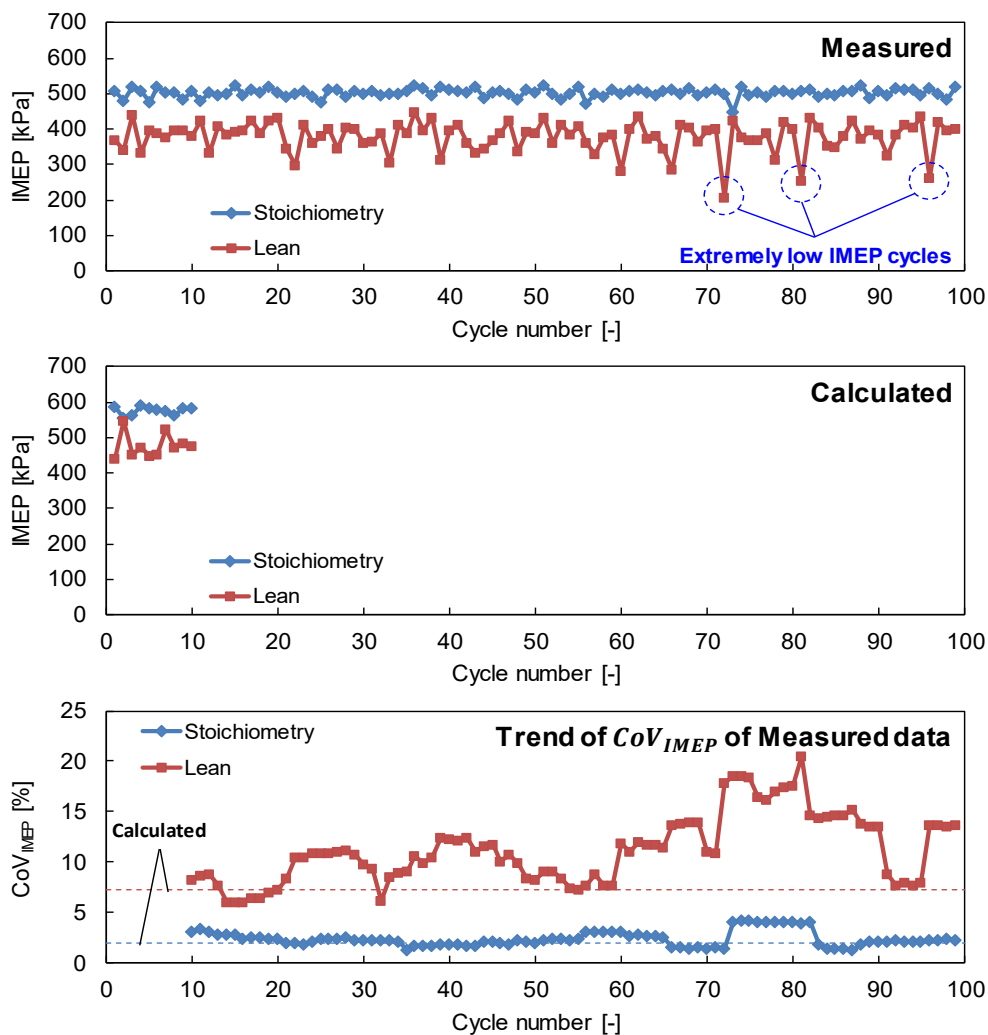


Fig. 2.22 Comparisons of cycle trends of measured and calculated $IMEP$ (top and middle figures) and CoV_{IMEP} (bottom figure, values are shown for every 10 cycles)

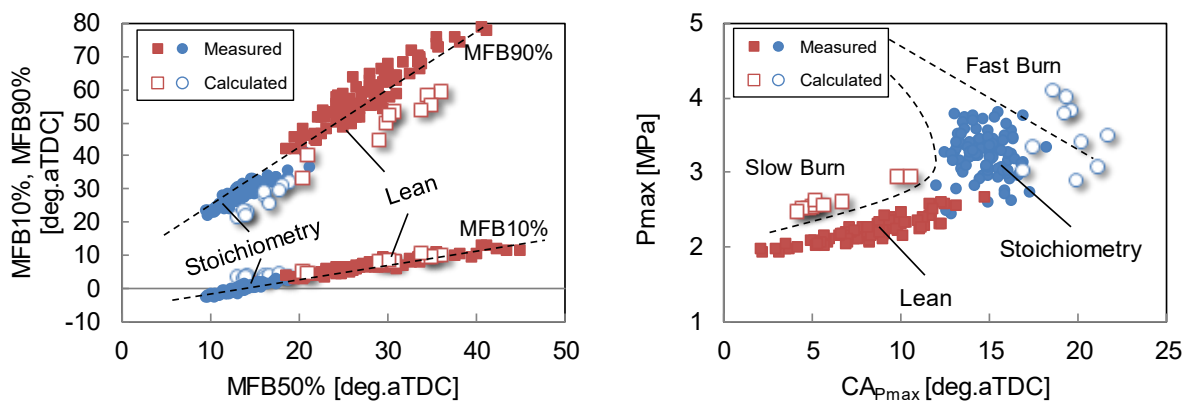


Fig. 2.23 $CA_{P_{max}}$ vs P_{max} diagram (left figure) and relations between $MFB_{10\%}$, $MFB_{90\%}$ and $MFB_{50\%}$ (right figure) for measured and calculated data

(2) 燃焼のサイクル間変動の要因分析

計算において実験の燃焼サイクル間変動の再現が確認されたため、影響因子の分析を行った。ガソリンエンジンの負荷変動は、火炎伝播の乱流燃焼速度の変動に支配されるが、それは第1章の式(1.9)に示されるように層流燃焼速度 S_L と乱流強度 u' の和として考えることができる。層流燃焼速度は、式(2.45)にも示されているように筒内の温度、圧力、当量比、残留ガス量といった化学反応速度面への依存度が強い。一方で、筒内の乱流強度は前サイクルの残留成分、吸気行程における生成過程、圧縮行程中の散逸過程に支配され、それぞれの影響を考察している例⁽⁵⁷⁾もあるが、特性を明瞭に表現することは困難である。本研究では、図 2.24 に示すように A)圧縮開始時の状態量と、B)吸気行程から点火時期までの筒内平均および点火点の流動、そして C)点火後は成長する火炎面における流動と状態量に着目し、サイクル間におけるそれらの変動と燃焼の関係を計算結果から分析した。

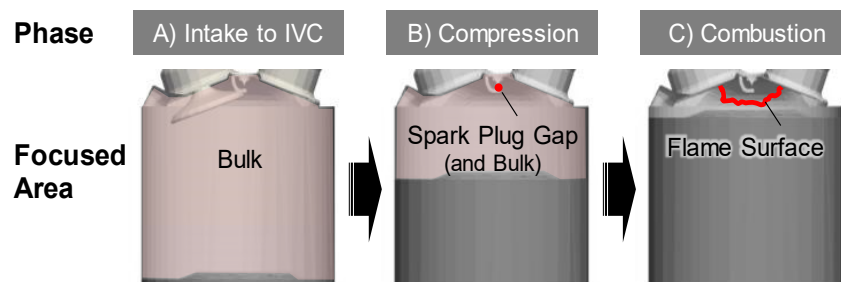


Fig. 2.24 Description of phase and focused areas of cycle-by-cycle combustion variation analysis

A. 圧縮開始時の状態量の変動

ガソリンエンジンでは、部分負荷のように吸気絞りが行われている条件においては吸排気のパルプオーバーラップ期間中に排気が再吸入され、残留ガス量が増加する。このとき、吸排気の圧力バランスやバルブ開口部および燃焼室隙間の頬部における非定常的な流れの変動により、サイクル毎に残留ガス割合も変動する。これにより、酸素濃度や空燃比のみならず、圧縮開始温度も影響を受けるため、新気充填量の変動にもつながる可能性がある。例えば Galliot らは、図 2.25 に示すように部分負荷において残留ガス割合 f がサイクル間で $\pm 1\%$ 変動すれば、IMEP も $\pm 1\%$ 変動することを実験的に確認している⁽⁵⁸⁾。本研究も吸気絞り条件において解析を行っているため、その変動量を確認した。

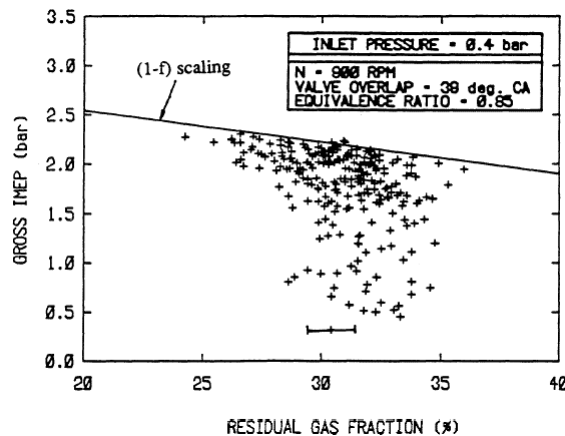


Fig. 2.25 Correlation between individual residual gas fraction and IMEP under throttled condition ⁽⁵⁸⁾

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

圧縮開始(IVC)時期における筒内の充填質量, 残留ガス割合, 筒内平均温度のサイクル間変動を確認した結果を図 2.26 に示す. 残留ガス割合の標準偏差は 0.1 %pnt.程度であり, 圧縮開始温度の標準偏差も 1 K に満たないことが確認でき, 量論と希薄条件の間で大きな差は認められない. また, 充填質量の標準偏差は量論・希薄条件で差は少なく, 1 mg に満たないため, これらの変動の燃焼への影響は無視できるレベルと判断される. また, 点火点における局所的な残留ガス割合で整理した結果を図 2.27 に示すが, 量論条件のみ図 2.25 と同様に僅かな感度は確認できるものの, その変動幅は小さくIMEPとの有意な相関は認められない. 本研究では吸排気境界をサイクル間で固定と設定している影響も考えられるが, その上で低頻度の低IMEPサイクルを除いた希薄化による実験の安定性悪化と燃焼変動の挙動を再現した. したがって, 少なくとも希薄化に伴う燃焼変動の悪化がこのような圧縮初期における残留ガスを含んだ状態量の変動に起因している可能性は低い. このことから, 燃焼変動の主要因は筒内流動, 特にモデル上で乱流燃焼速度に直接影響する乱流強度 u' の変動と推測される.

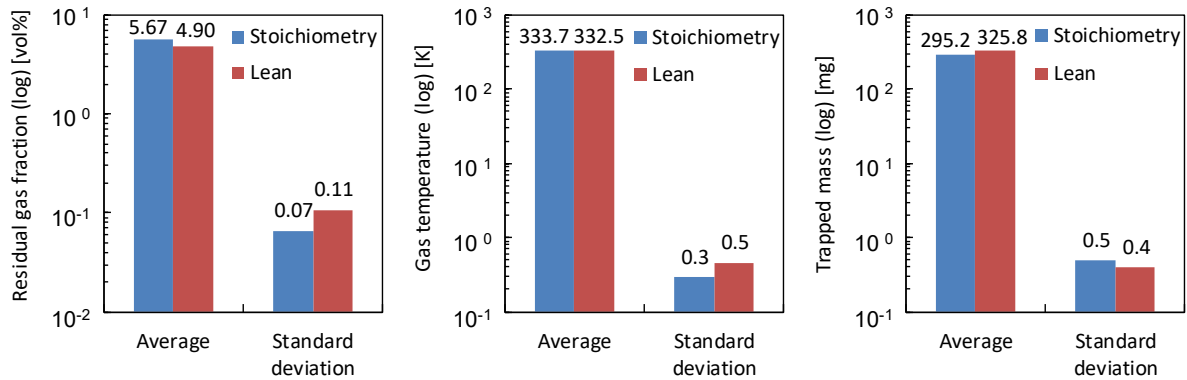


Fig. 2.26 Cycle-by-cycle variations of trapped mass, residual gas fraction and temperature at IVC

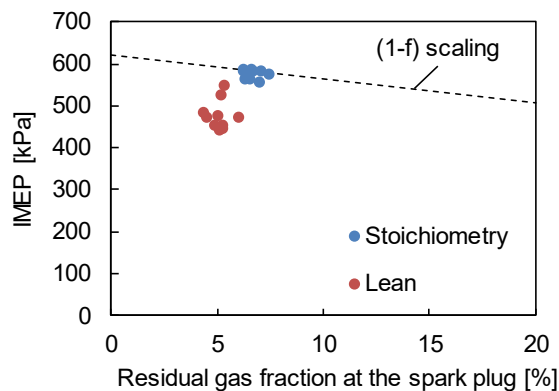


Fig. 2.27 Cycle-by-cycle variations at the local spark plug point (values were taken at -20 deg.aTDC)

B. 圧縮行程から点火までの流動の影響

次に, 筒内の流動に注目し, 吸気から点火時期までの筒内平均と点火点における局所の乱れの変動の影響を調査した. 本研究では, 格子解像度以下の乱れと乱流燃焼速度を式(2.53)および式(2.59)の SGS モデルにより表現しているが, はじめに点火後から上死点までの SGS 成分とグリッドスケール(GS)

成分の寄与度を確認した。図 2.28 に点火後 5 deg.CA に相当する -15 deg.aTDC から 0 deg.aTDC までの火炎断面図を、また図 2.29 に量論条件のアンサンブル平均に最も近いサイクル(#7)における、SGS 乱流燃焼と層流燃焼の速度比 $S_{T\Delta}/S_L$ と GS 成分までを含めた総和の燃焼速度比 S_T/S_L 、そして火炎半径 r_{flame} の履歴を示す。GS 成分までを含めた S_T については、点火点断面における 2 次元の火炎面積 A_{flame} を基に円の半径 r_{flame} を求め、既燃部の膨張の影響を考慮した以下の式にしたがい算出した⁽⁵⁹⁾。ここで、 ρ_u は未燃密度、 ρ_b は既燃密度である。

$$r = \sqrt{\frac{A_{flame}}{\pi}}, \quad S_T = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dr}{dt} \quad (2.70)$$

これらの結果から、点火後 10 deg.CA、火炎半径で約 5 mm までは火炎形状として解像できるサイズの大きな湾曲は見られず、火炎伝播速度としても SGS 成分 $S_{T\Delta}/S_L$ が支配的であることが分かる。これは、Kosaka らの LES における検討結果⁽⁶⁰⁾とも一致し、点火後の初期燃焼については SGS 成分の速度変動成分が乱流燃焼速度に対して支配的であると言える。この結果を受け、SGS 用にモデリングした u'_Δ を乱れ強度の指標として分析を進めた。

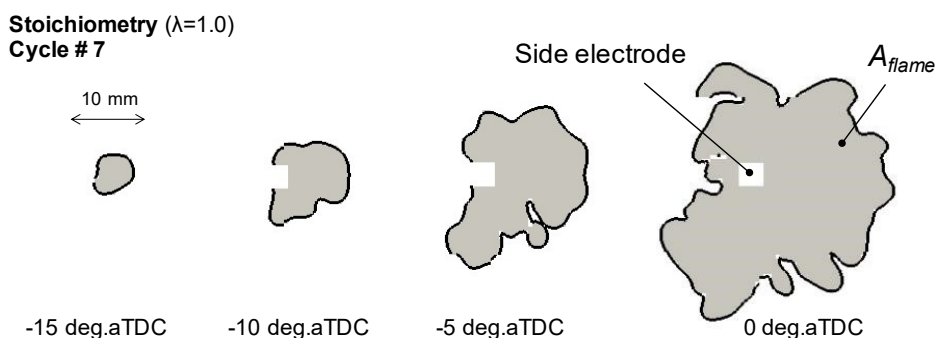


Fig. 2.28 Two-dimensional flame revolution starting from 5 deg.CA after spark ignition (Stoichiometry, cycle #7)

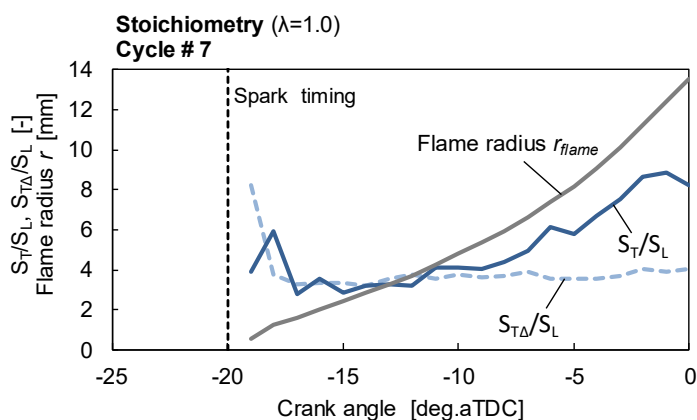


Fig. 2.29 Contributions of $S_{T\Delta}/S_L$ (SGS) and S_T/S_L (SGS +GS) to the turbulent flame propagation speed (Stoichiometry, cycle #7)

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

図 2.30 に量論条件における筒内の空間平均と点火点の u'_Δ のクランク角度履歴を示す。筒内平均の u'_Δ については、サイクル間で大きな差は見られない。一方で、点火点については吸気行程中の大きなサイクル間変動が見られ、圧縮行程から点火時期まで残存している。この2つの u'_Δ の変動率($CoV_{u'_\Delta}$)の履歴を図 2.31 に示す。筒内平均の変動率が吸気行程終了後は収束している一方で、点火点における変動率は IVC 時期に一度収束するものの、圧縮開始後に再び増大して点火時期においても 30%を超える。これらの結果は、エンジン筒内における乱流強度の変動は、バルク平均のサイクル間で見ただけの場合にはほとんど存在しないが、空間的には極めて大きいことを示している。圧縮行程中の変動の増加は PIV を用いた先行研究⁽⁶¹⁾⁽⁶²⁾でも指摘されているが、圧縮行程中では吸気流動の乱れへの遷移による u'_Δ の増加や散逸以上に空間的な変動が増加することを意味し、吸気流動強化により乱れを強める場合には課題のひとつとなる。図 2.32 に、連続したサイクルで特にIMEPの変動の大きい希薄条件のサイクル#1~3の筒内の中心断面における流速分布を示す。また、これに対応した点火点の u'_Δ のクランク角度履歴を図 2.33 に示す。図 2.32 の流速分布に注目した場合、吸気行程が終了する下死点においては燃焼室中央から排気側にかけて広範囲に高い流速の分布が存在する。しかしながら、圧縮行程中においては高流速の分布はピストン表面から吸気側のライナー側に集中し、上死点近くまで偏りを保っている。IMEPの高いサイクル#2 に注目すると、-60 deg.aTDC において燃焼室中央に中間的な強度の流速分布が存在し、その気流塊がピストン圧縮に伴い点火プラグ近傍に移流されている。これにより、点火後の初期の乱流燃焼速度が促進されたと考えることができる。

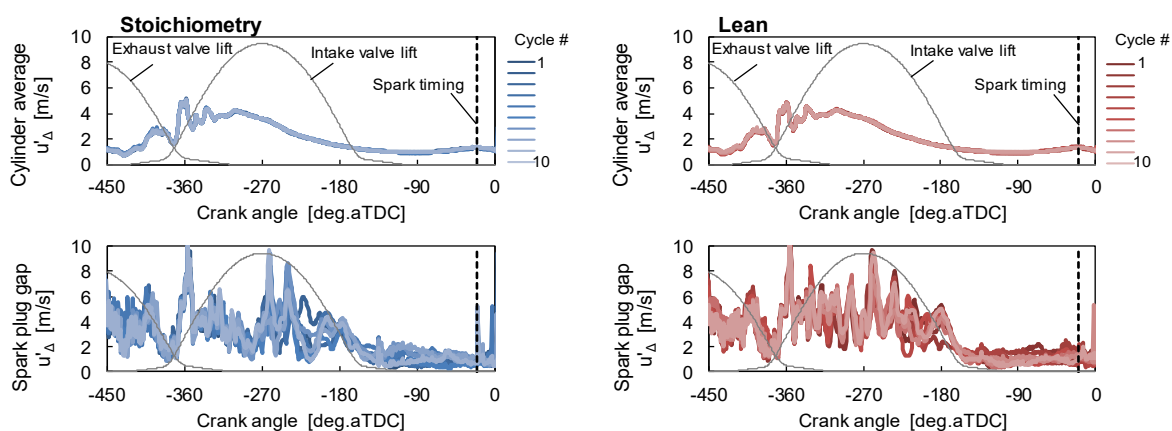


Fig. 2.30 Traces of u'_Δ of cylinder average and local values at the spark plug gap

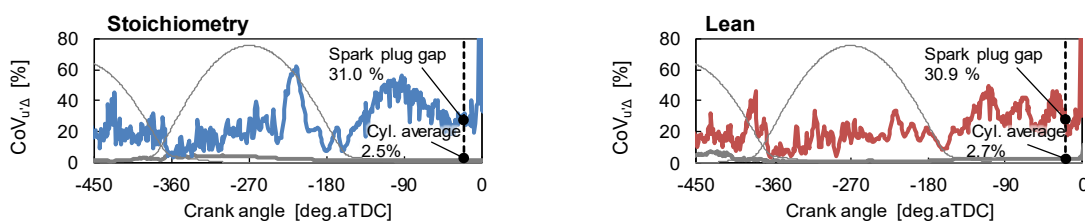


Fig. 2.31 Traces of $CoV_{u'_\Delta}$ of cylinder average and local values at the spark plug gap

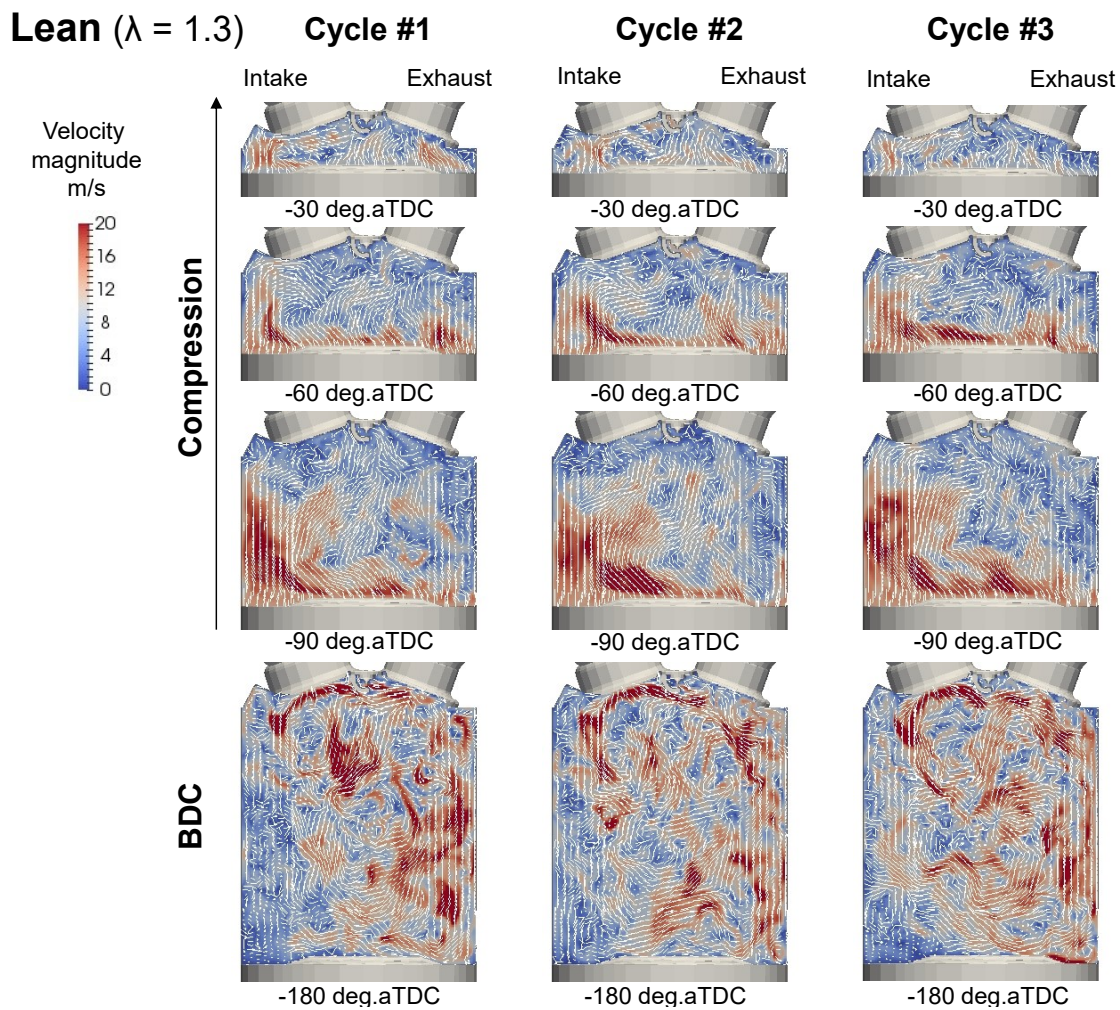


Fig. 2.32 In-cylinder distributions of flow velocity during the compression stroke (Lean condition, cycle #1 to 3)

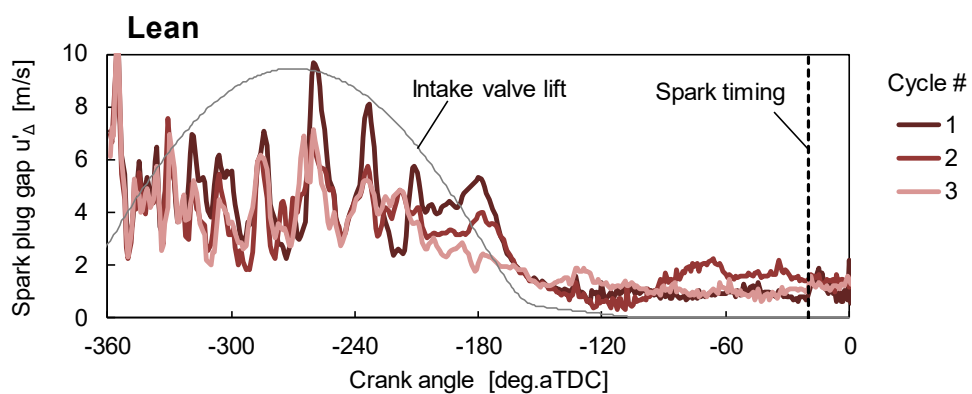


Fig. 2.33 Local traces of u'_Δ in the cylinder at the spark plug gap (Lean condition, cycle #1 to 3)

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

ここで、*IMEP*のサイクル間変動の大きい希薄条件における実験と計算のサイクル変動パターンに注目し、周期性の有無やコヒーレンスを調べた。各サイクルの*IMEP*をサイクル平均値により正規化し、計算結果の連続した10サイクルの起点を走査して実験とのRMS (Root Mean Square) 誤差を評価した。結果を図2.34に示す。概ね20サイクルに1回の頻度で誤差が縮小する点が存在し、正規化された*IMEP*の変動パターンも比較的良好に一致することが分かった。

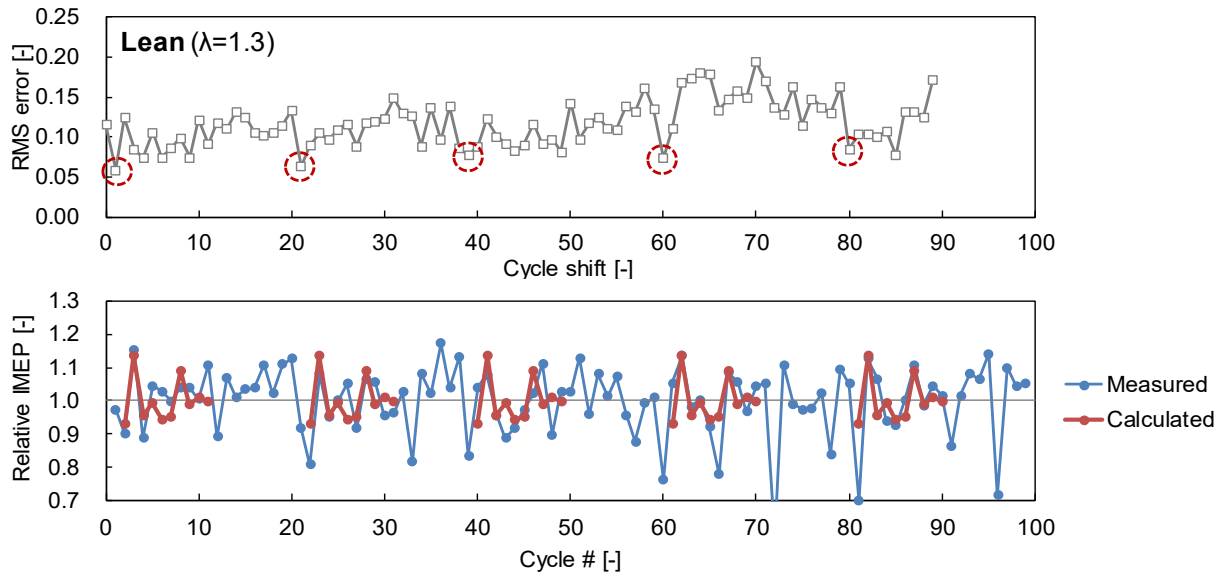


Fig. 2.34 Coherence of the variation pattern of normalized *IMEP* of measured and calculated data (Lean condition)

吸排気行程を伴う連続したサイクルにおいては、非燃焼の場合であっても吸気上死点における前サイクルの残存流動の影響により、吸気行程時のバルブ下流の環状流のパターンが変化することが指摘されている⁽⁶³⁾。本 LES においてもそのような連鎖的な変動特性を高精度に再現しているものと考えられ、現実のサイクル間変動がこのような非定常的な流動の変動により支配されていることを改めて示唆する結果となっている。今後、さらに詳細な解析を進めることで、例えば膨張行程における流動パターンから次サイクルの*IMEP*の予測に繋がる知見が得られる可能性がある。一方で、このような特性は強い非線形性を持つ乱れのカオス的な性質に基づいており、前サイクルの僅かな流動パターンの差が以後の吸気から圧縮行程の流動に大きな影響を及ぼしている。このため、エンジン形状や運転条件により容易に規則性が変化することが考えられ、普遍化をする上では極めて高度なパターン分析が要求される。

以上のように、吸気流動により生成される乱れは、筒内全体に均質に分布することは無く空間的な偏りを持ち、そのパターンがサイクル毎に異なるため、結果として点火プラグ近傍の局所的な乱れ強さがサイクル間で変動する。火炎は点火プラグを起点に球状的に伝播していくが、このような空間的な速度と乱れの変動により、局所的な乱流燃焼速度も影響を受けて熱発生率が変化することになる。なお、下死点と圧縮行程における速度分布に明確な相関は見られず、法則性の特定が困難な現象であることが示唆される。このため、燃焼が進行する上死点近傍において任意の領域の乱れを吸気流動により強化および管理するためには、極めて高い精度の流動制御が求められる。なお、最終的な点火時期における点火

点の u'_Δ と $MFB50\%$ 位置の相関を確認した結果を図 2.35 に示すが、相関係数 R は低く、因果関係は確認できなかった。すなわち、燃焼のサイクル間変動は吸気流動により乱れが生成される際の空間的な強度分布の変動により引き起こされているが、支配的な領域は点火点以外に存在することになる。そこで、次に点火後の火炎面における流動と燃焼変動との関係を分析した。

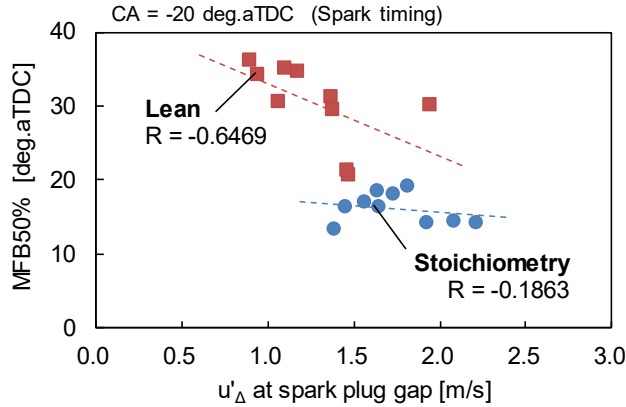


Fig. 2.35 10 Correlations of spark plug gap u'_Δ with $MFB50\%$ positions

C. 点火後の火炎面における乱れの影響

点火点における u'_Δ では $MFB50\%$ の変動を説明できなかったため、その直後の伝播していく過程の火炎面に注目した。ここでは、火炎表面($G = 0$ 等値面)における u'_Δ の面積平均値を火炎面に作用する乱れ強さと定義し、点火後から上死点までの各クランク角度における $MFB50\%$ との相関を 10 サイクルの統計値として評価した。図 2.36 に、点火時期までの点火点と、その後の火炎面における u'_Δ と $MFB50\%$ 位置の相関係数の履歴を示す。量論と希薄条件に共通して、点火後 4 deg.CA において相関係数が高くなるタイミングが存在する。このときの u'_Δ と $MFB50\%$ 位置の相関関係を図 2.37 に示す。図 2.35 に示した点火時期の点火点における結果と比較して、点火後 4 deg.CA では量論と希薄条件に共通して明らかに強い相関が見られ、この時期においては火炎面に作用する u'_Δ が強いほど $MFB50\%$ の進角、すなわち初期燃焼の促進効果が得られていることが分かる。このような相関の強い時期が存在する理由について考察するため、図 2.38 に示すように希薄条件における高 $IMEP$ サイクルと低 $IMEP$ サイクルの点火点高さ断面の火炎面とそこに作用する u'_Δ および速度の分布を比較した。ここで、火炎表面の色強度は SGS の乱流燃焼速度と層流燃焼速度比($S_{T\Delta}/S_L$)を表わす。比較の結果、高 $IMEP$ サイクルでは点火点周りの u'_Δ の強度が強く、図 2.36 において高い相関が見られた点火後 4 deg.CA において火炎面における $S_{T\Delta}/S_L$ が増加して以降の火炎伝播が速められていることが分かる。点火時の火炎核成長については、式(2.23)に示されているように乱流燃焼速度とプラズマによる熱膨張速度の合計値として考慮しているが、実質的には点火時は熱膨張速度が支配的である。このため、乱れが火炎の成長に寄与するのは火炎が半径 2 mm 程度にまで発達して乱れによる湾曲と表面積の増加を受け始める時期になる。これは、図 2.39 の Bradley らが示した点火後の火炎面のひずみ速度が乱れにより急激に増加する臨界半径⁽⁶⁴⁾と概ね一致する。したがって、相関係数が最大となった点火後 4 deg.CA は、火炎が乱れによる湾曲を開始する臨界半径に成長した時期と考えられ、運転条件やエンジンにより変化する可能性がある。一方で、臨界半径

については普遍性が強く、乱れを強化すべき空間的な領域の指標として幅広い条件で成り立つものと考えられる。

このように、 $MFB50\%$ 位置に対しては乱流火炎に遷移した直後の火炎面における u'_{Δ} が支配的であり、またそれは点火点における u'_{Δ} とは必ずしも相関が無いことが計算により示された。したがって、初期燃焼を強化し、全体的な燃焼期間を短縮するためには、火炎が臨界半径に達する点火点周りの直径 5 mm 程度の領域の乱れを強化することが有効であり、さらにその時期と領域における乱れは燃焼のサイクル間変動にも重要な影響を及ぼしていることが明らかとなった。

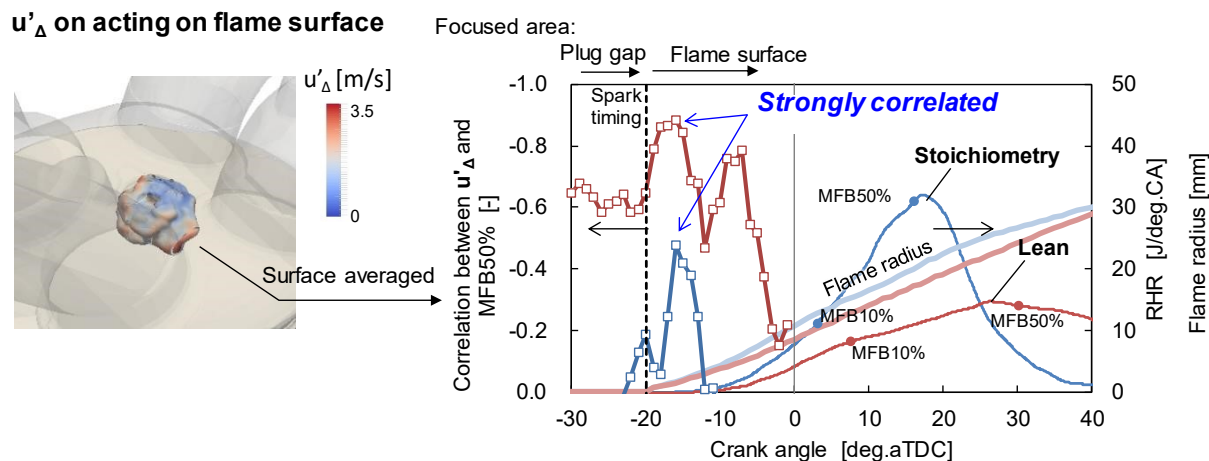


Fig. 2.36 Traces of correlation coefficient of surface averaged u'_{Δ} acting on the flame surface with $MFB50\%$ position (thick light lines denote the flame radius)

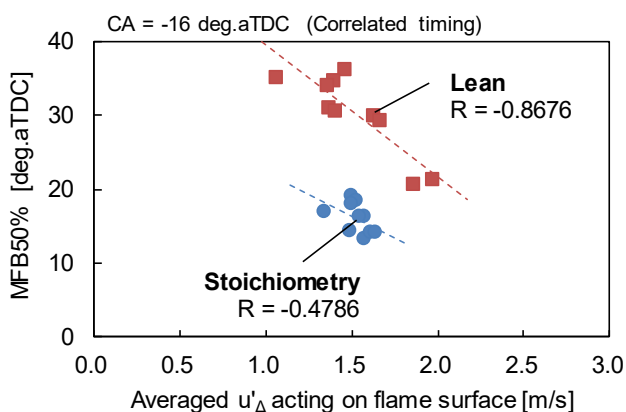


Fig. 2.37 Correlations of surface averaged u'_{Δ} acting on the flame surface with the $MFB50\%$ positions at -16 deg.aTDC

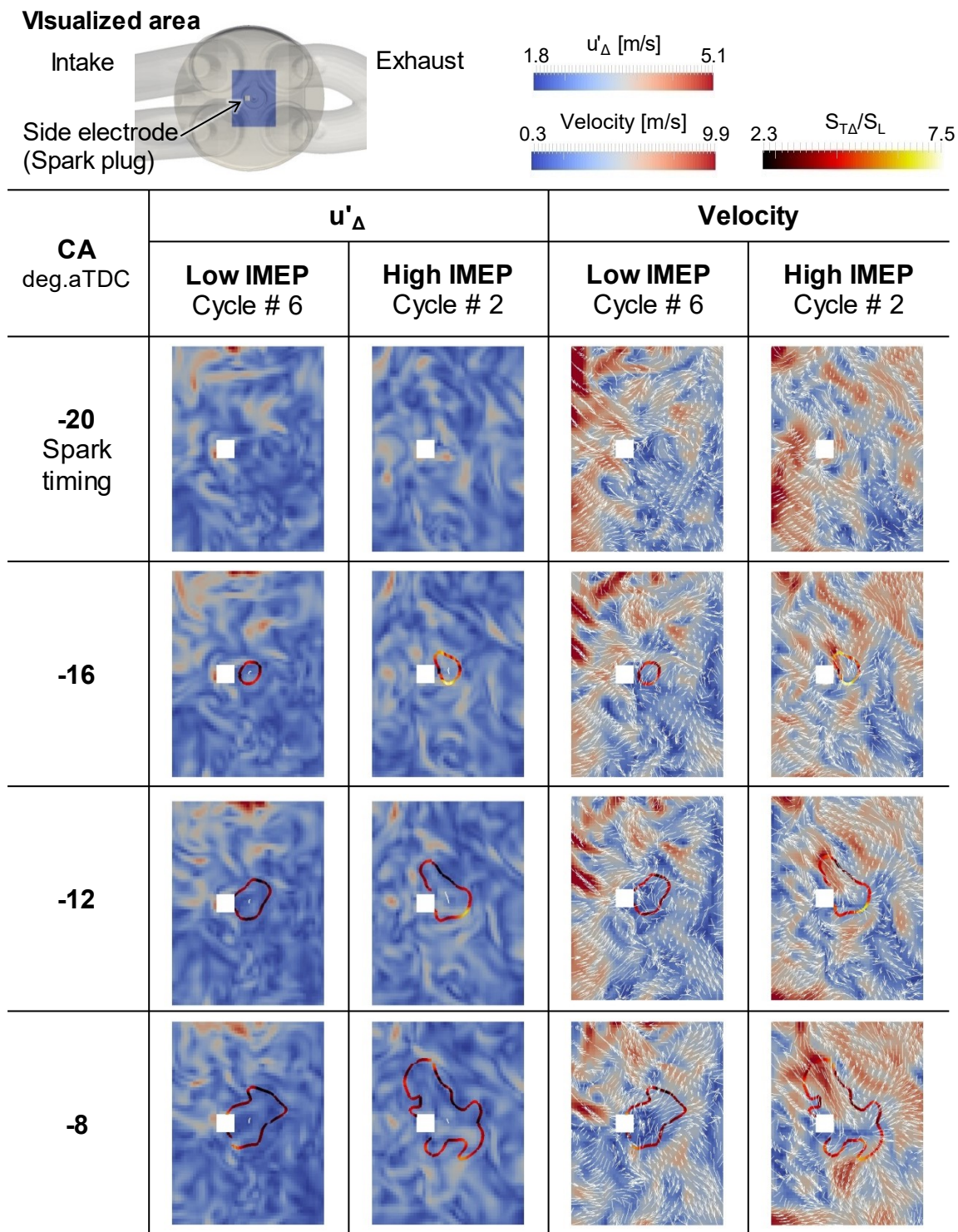


Fig. 2.38 Visualized results of u'_{Δ} , gas velocity and $S_{T\Delta}/S_L$ on flame surface around the spark plug (Lean condition)

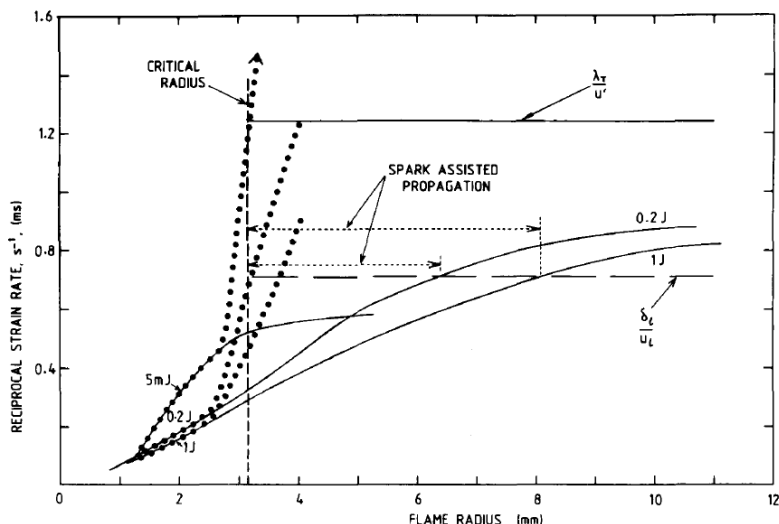


Fig. 2.39 Variations of reciprocal strain rates with flame radius for laminar (broken line) and turbulent (solid line) flames about different spark input energies (CH₄-air, $\phi=0.6$)⁽⁶⁴⁾

(3) 希薄化による燃焼変動悪化の原因

ここで、量論条件から希薄化することで、燃焼変動が増加する理由を考察した。まず、点火後の火炎面における層流燃焼速度 S_L と SGS の乱流燃焼速度 $S_{T\Delta}$ の 2 つに着目し、それぞれの標準偏差(σS_L , $\sigma S_{T\Delta}$)のクランク角度履歴を量論と希薄条件について比較した。比較結果を図 2.40 に示す。左上には、速度の基準として本章の条件における平均的な SGS の乱流燃焼速度($S_{T\Delta ave.}$)とピストン速度($V_{p ave.}$)を示した。 S_L と $S_{T\Delta}$ の標準偏差の比較から、まず S_L の変動幅は $S_{T\Delta}$ の 1/10 以下の 1 cm/sec レベルであり、燃焼変動に対する影響はほとんど無いことが分かる。これは、図 2.26 に示した圧縮開始時の状態量変動が無いという結果からも説明できる。一方の $S_{T\Delta}$ の変動幅は 10 cm/sec 以上と実際の火炎伝播速度に十分に影響を与える程度に大きく、改めて u'_Δ の変動が支配的であることが確認できるが、量論・希薄条件の間で標準偏差に差は見られない。

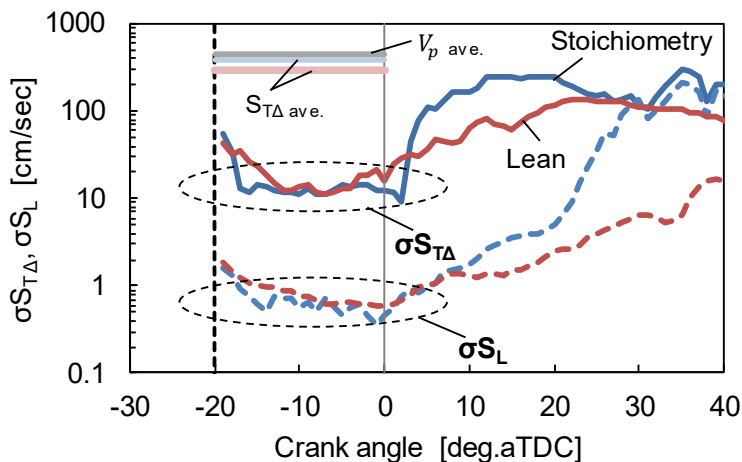


Fig. 2.40 Standard deviations of S_L and $S_{T\Delta}$ on the flame surface during the initial stage of combustion

続いて、図 2.36 で u'_Δ と $MFB50\%$ 位置に高い相関が確認された点火後 10 deg.CA までの各サイクルの $S_{T\Delta}$ と、 $MFB50\%$ 位置の関係を図 2.41 に示す。SGS の乱流燃焼速度 $S_{T\Delta}$ が小さいほど、 $MFB50\%$ 位置は遅角するが、その変化は累乗的な変化を示す。これは、主燃焼位置が遅れるにしたがい、ピストンの膨張速度と上死点位置からの距離が増加し、幾何学的な要求火炎伝播距離が長くなることで燃焼速度変動に対する燃焼期間の感度が大きくなるためと考えられる。したがって、同じ $S_{T\Delta}$ の変動幅であっても希薄条件のように絶対値が小さい場合には、 $MFB50\%$ 位置の変動に対する影響が大きくなる。

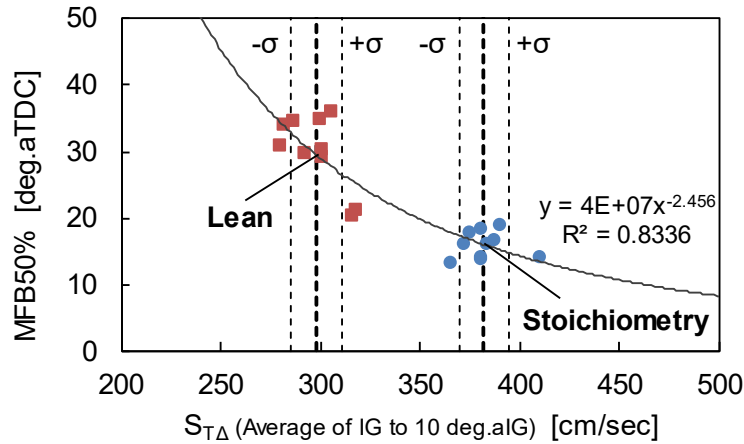


Fig. 2.41 Correlation of $S_{T\Delta}$ during the initial flame development with $MFB50\%$ position

以上から、本研究での希薄条件における安定性の悪化は、 S_L を含めた $S_{T\Delta}$ の変動幅の悪化によるものではなく、初期 $S_{T\Delta}$ に対する $MFB50\%$ 燃焼位置の感度が低 $S_{T\Delta}$ ほど累乗的に増加するためであることが分かった。流動等により乱れを強化することは、初期の $S_{T\Delta}$ を向上させることに繋がるため、乱れの変動とは無関係に燃焼安定性の向上に寄与することを示唆する。

一方で、燃焼室内に乱れ (u'_Δ) の変動率の低い領域が存在すれば、その領域において燃焼開始させることで効果的にサイクル間変動を低減できる可能性がある。そこで、 u'_Δ と $MFB50\%$ 位置の間に高い相関が確認された点火後 4 deg.CA の時期について、点火点 3 mm 下の断面における筒内の流速と u'_Δ の平均値、標準偏差 ($\sigma_{w'_\Delta}$)、そして変動率 ($CoV_{u'_\Delta}$) を分析した結果を図 2.42 に示す。 u'_Δ の分布に注目した場合、吸気側上下部の外周域において平均的に強い領域が存在する。しかしながら、この領域においては $\sigma_{w'_\Delta}$ も大きく、結果的に変動率 $CoV_{u'_\Delta}$ としては筒内にほぼ均質に分布しており、低い領域は存在しない。図 2.43 に、図 2.42 の筒内状態における u'_Δ に対する $\sigma_{w'_\Delta}$ の確率密度分布を示す。概ね $\sigma_{w'_\Delta}$ は u'_Δ に対して線形の比例関係にあることが分かる。これは、 u'_Δ の変動幅はその強度に依存し、変動のみを独立して制御することは困難なことを示唆している。したがって、流動による燃焼変動の抑制は、図 2.41 に見られるように乱流火炎遷移直後の $S_{T\Delta}$ を安定条件相当 (本研究内の条件では 350 cm/sec 以上) にまで強化し、その変動に対する $MFB50\%$ 位置の感度を緩和することに集約される。これは、サイクル平均的な視点で燃焼変動対策の検討が可能であることを意味し、少なくとも本章のような Flamelet 領域における燃焼状態においては RANS のような時間平均的な数値解析手法の有効性を示唆するものである。

CA = -16 deg.aTDC (4 deg.CA after spark ignition)

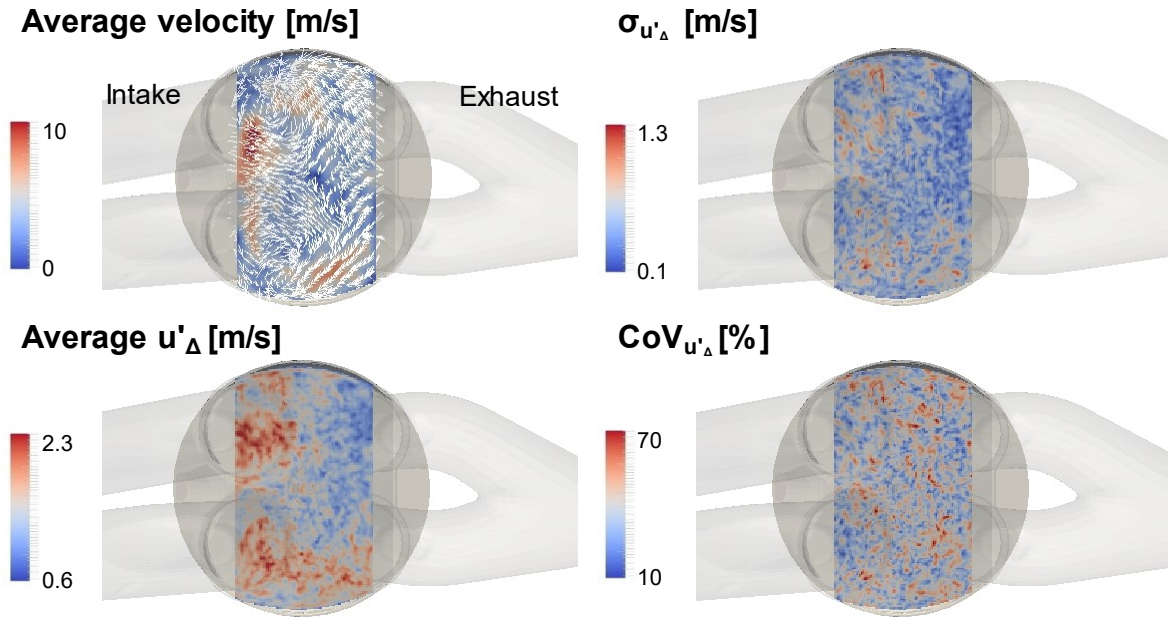


Fig. 2.42 In-cylinder distributions of average velocity, u'_Δ , $\sigma_{u'_\Delta}$ and $CoV_{u'_\Delta}$ for 10 calculated cycles at -16 deg.aTDC (Lean condition)

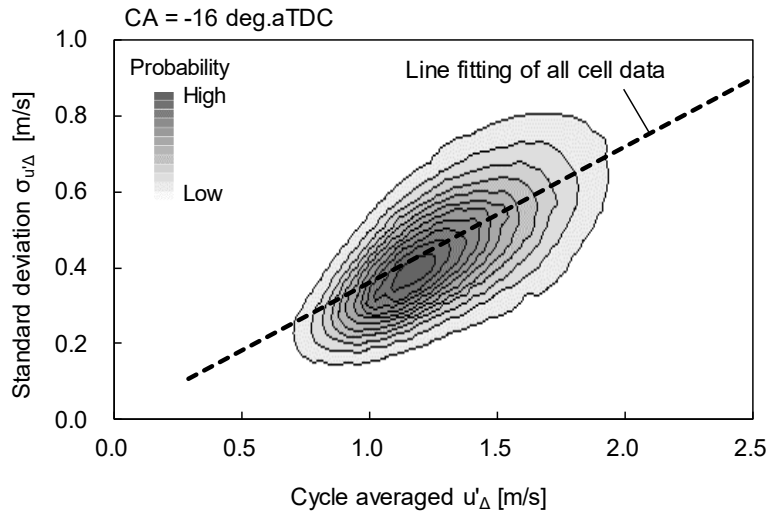


Fig. 2.43 Iso-contours of probability density as a function of $\sigma_{u'_\Delta}$ against the cycle averaged u'_Δ for 10 calculated cycles at -16 deg.aTDC (Lean condition)

2.3 異なる乱流特性場における炎伝播速度についての解析

前節におけるエンジン筒内の火炎伝播解析により、全体の燃焼期間を短縮するためには初期燃焼の強化が重要であり、また初期燃焼においては点火後の乱流遷移直後の火炎に作用する乱れを強化する必要があることが分かった。本節では、そのような燃焼初期段階における火炎を効率的に速めるために求められる乱れの特性について、任意の強さおよびスケールの乱流場を模擬可能な3次元の定容容器モデルにおける球状乱流火炎伝播の解析を行うことで調査する。具体的には、先行研究における定容容器の実験結果を参考に本章で用いた火炎伝播モデルの妥当性を検証し、その上でエンジン計算において重要と判断された初期燃焼に寄与する乱れの特性を明らかにする。

2.3.1 定容容器モデルにおける乱流場の再現手法

本検討に用いた定容容器モデルを図 2.44 に示す。1 辺の長さを 80 mm とした軸平行境界ボックス (AABB: Axis-Aligned Bounding Box) の計算領域を設定し、6 面は全て対称境界とした。格子幅は 2.3 節のエンジン計算と同様に 0.5 mm の等間隔直交格子とし、この場合の計算領域の容積は 512 cc とエンジンの下死点時とほぼ同等となり、格子数は 4,096,000 となる。

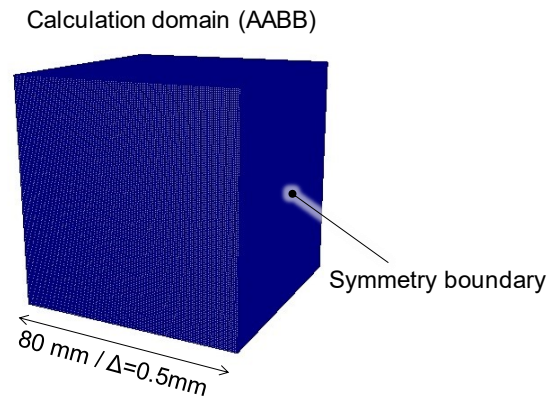


Fig. 2.44 Calculation model of a constant volume vessel

LES において乱流場の計算を行うためには、狙いとする積分スケールと乱流強度に応じた速度変動場を設定する必要がある。本研究では、先行研究の定容容器を模擬した球状火炎伝播の解析⁽⁶⁵⁾⁽⁶⁶⁾において実績があり、乱流統計量の制御が容易で計算領域に一樣の乱流場を設定可能な乱数により疑似的に速度変動場を生成する方法を用いた。理想的な等方性乱流を仮定すれば、波数 k に対する乱流のエネルギースペクトル $E(k)$ は以下の式の von-Karman Pao スペクトル⁽⁶⁷⁾を用いて表現することができる。

$$E(k) = \alpha \frac{u'^2}{k_e} \frac{(k/k_e)^4}{[1 + (k/k_e)^2]^{17/6}} \exp \left[-2 \left(\frac{k}{k_\eta} \right)^2 \right] \quad (2.71)$$

ここで、 u' は乱れ強さ、 k_η は最小の乱れスケールに相当するコルモゴロフの波数であり、消散率 ε と粘性率 ν から $k_\eta = \varepsilon^{1/4} \nu^{-3/4}$ として求められる。 α は定数であり、乱流エネルギー TKE について式(2.72)で正規化すれば、式(2.73)から求められる。

$$TKE = \int_0^\infty E(k) dk \quad (2.72)$$

$$\alpha = \frac{55}{9\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)} \approx 1.453 \quad (2.73)$$

また、式(2.71)中の k_e は最大エネルギーとなる波数であり、積分スケール L とその波数 k_L とは以下の関係にある。

$$k_e = \sqrt{\pi} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{3}\right)} \frac{1}{L} \approx \frac{0.746834}{L} = 0.746834 k_L \quad (2.74)$$

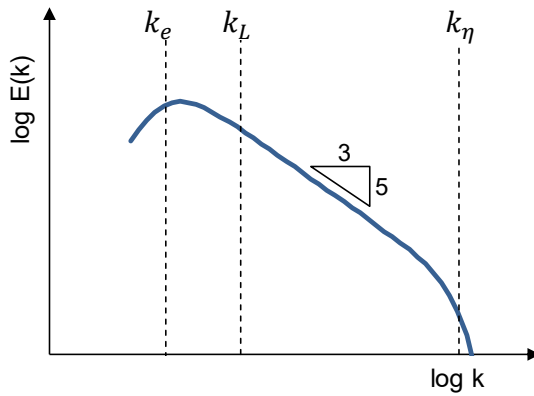


Fig. 2.45 Description of the von-Karman Pao energy spectrum

上記の乱流エネルギースペクトルから、速度変動場を生成する。Kraichnan らのランダムフーリエモード⁽⁶⁸⁾法を用いれば、3次元の様な速度変動場における座標 \mathbf{x} の速度 $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ が以下のフーリエ級数として表現できる⁽⁶⁹⁾。

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = 2 \sum_{m=1}^M q_m \cos(k_m \hat{\mathbf{k}}_m \cdot \mathbf{x} + \psi_m) \hat{\boldsymbol{\sigma}}_m \quad (2.75)$$

ここで、 M はモード数、 q_m は振幅、 k_m は m 番目の波数、 $\hat{\mathbf{k}}_m \equiv (k_{x,m}, k_{y,m}, k_{z,m})$ は m 番目の波数に対応する単位ベクトル、 ψ_m は位相角度、 $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_m$ は単位ベクトルである。 $\hat{\mathbf{k}}_m$ および ψ_m は一様乱数によりランダムに与えられ、 $\hat{\boldsymbol{\sigma}}_m$ は \mathbf{u} の発散をゼロ($\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$)として、 $\hat{\mathbf{k}}_m$ の垂直ベクトルとして与えられる。

$$\hat{\mathbf{k}}_m \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}_m = 0, \quad \forall m \in \{0, 1, \dots, M\} \quad (2.76)$$

また、振幅 q_m は式(2.71)の von-Karman Pao スペクトルを用いて以下の式で与えられる。

$$q_m = \sqrt{E(k_m) \Delta k} \quad (2.77)$$

なお、実際に本手法を離散化して用いるためには、連続性を担保する必要がある。Saad らは、 \mathbf{u} の発散について離散化ナブラ演算子 ∇_d を用い、以下の形に書き換えている⁽⁶⁹⁾。

$$\nabla_d \cdot \mathbf{u} = -2 \sum_{m=1}^M q_m \hat{\boldsymbol{\sigma}}_m \cdot \tilde{\mathbf{k}}_m \sin(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{x} + \psi_m) \quad (2.78)$$

ここで、格子幅 Δ を用いれば、 $\tilde{\mathbf{k}}_m$ は以下の形で表わされる。

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{k}}_m &\equiv (k_{m,x}, k_{m,y}, k_{m,z}) \\ &= \left[\frac{2}{\Delta} \sin\left(\frac{1}{2}k_m k_{m,x}\Delta\right), \frac{2}{\Delta} \sin\left(\frac{1}{2}k_m k_{m,y}\Delta\right), \frac{2}{\Delta} \sin\left(\frac{1}{2}k_m k_{m,z}\Delta\right) \right] \end{aligned} \quad (2.79)$$

式(2.76)に代わり、 $\hat{\sigma}_m$ を以下のように $\tilde{\mathbf{k}}_m$ の垂直ベクトルとして与えることで、連続性が保たれる。

$$\tilde{\mathbf{k}}_m \cdot \hat{\sigma}_m = 0, \quad \forall m \in \{0, 1, \dots, M\} \quad (2.80)$$

最大および最小の波数 k_{max} と k_0 は計算領域の長さ L_{space} と格子幅 Δ より、

$$k_{max} = \frac{\pi}{\Delta}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{L_{space}} \quad (2.81)$$

であるので、設定した計算領域ではモード数 M に応じて m 番目の波数 k_m は以下のように計算される。なお、本研究では、 $M = 5000$ とした。

$$k_m = k_0 + \frac{k_{max} - k_0}{M} (m - 1) \quad (2.82)$$

2.3.2 計算条件

計算条件については、本研究では Ting らの定容容器を用いたメタン予混合気の球状乱流火炎の観察実験⁽⁷⁰⁾を参考に設定した。Ting らは、図 2.46 に示す 1 辺 125 mm の立方体の定容容器において多孔プレートで容器内を往復させることで乱れ場を形成し、高速のシュリーレン撮影法により球状火炎の伝播を観察している。多孔プレートの穴直径と往復速度を変更することで、積分スケール $L = 2, 4, 8$ mm の 3 水準、乱れ強度 u' は最大で 2 m/s まで生成可能としている。容器のサイズを含め、これらはいずれもエンジン筒内における乱れの特性に近い。文献においては、当量比 $\phi = 0.9$ 、初期温度 300 K、大気圧条件下において初期の乱れ強さを揃え、積分スケールを変えた際の火炎伝播速度を評価している。図 2.47 の左上に示す通り、積分スケールが小さい条件では火炎半径の成長に対する乱れの減衰が早いものの、火炎伝播速度としては積分スケールに依存せず概ね同一の結果となっている。すなわち、図 2.47 の下に示されているように同一の火炎半径で評価した場合には積分スケールが小さい条件ほど乱流燃焼速度が大きい結果として整理できる。

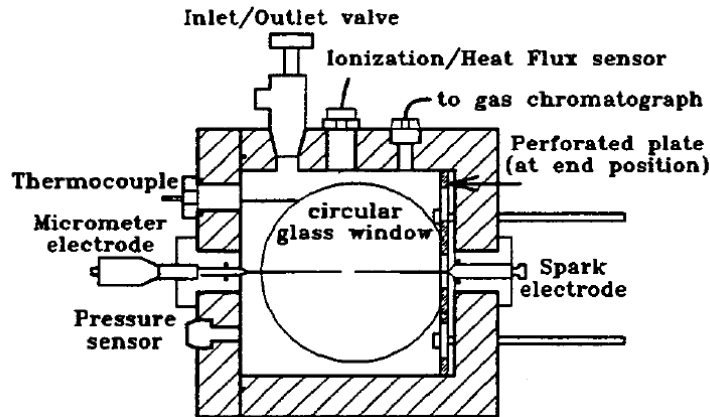


Fig. 2.46 Cubical constant volume combustion cell with a perforated plate turbulence generator ⁽⁷⁰⁾

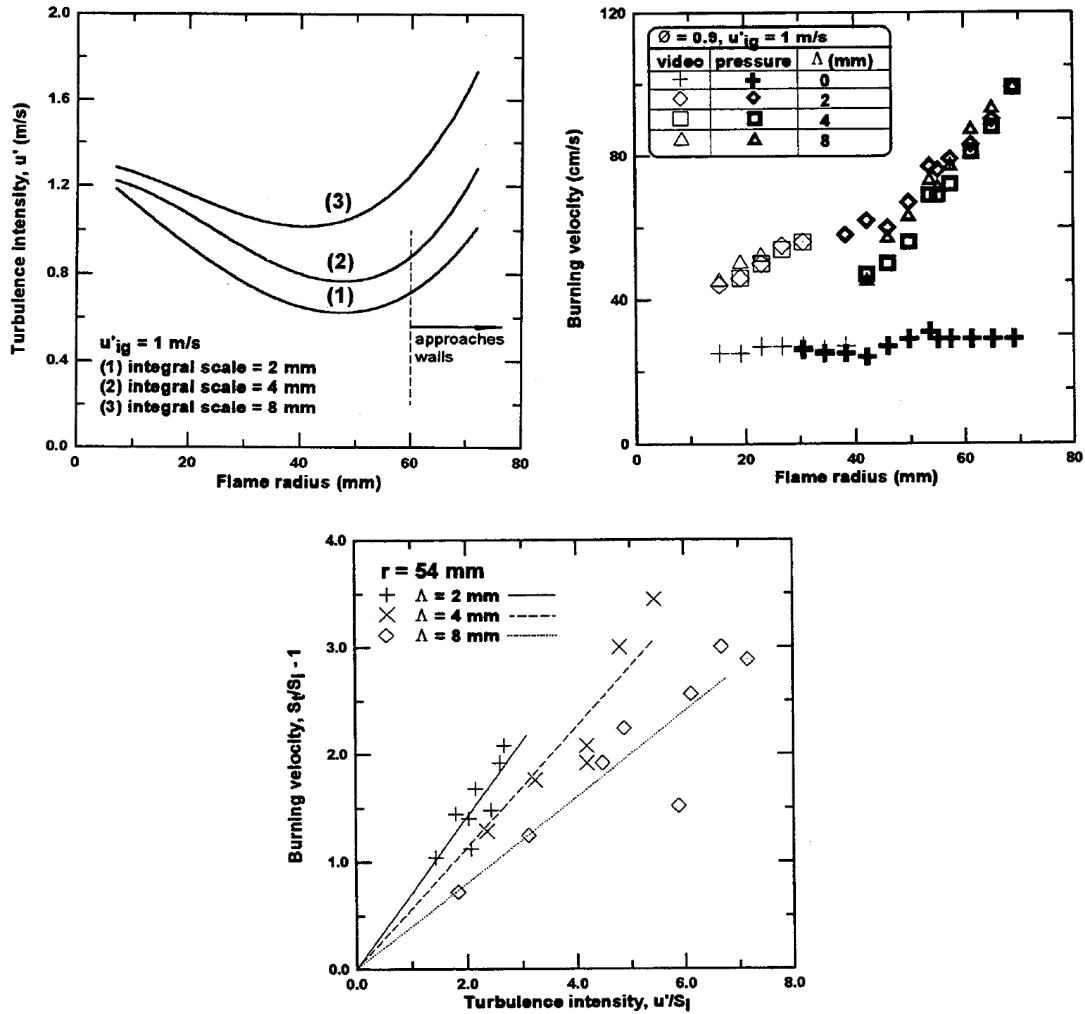


Fig. 2.47 Experimental results of a turbulent spherical flame propagating in a constant volume cell ⁽⁷⁰⁾

本研究では、上記の実験を再現した表 2.11 の条件について数値計算を実施した。初期の乱れ強さは 1.2 m/s とし、積分スケールは $L=2$ mm と 4 mm の 2 条件 (Case A, B) とした。燃料は計算上ではプロパンとし、当量比 $\phi=0.9$ 、初期温度 300 K、初期圧力 1 bar の空気との予混合気を初期条件として与えた。使用したモデルと計算設定を表 2.12 に示す。火炎伝播モデルは、エンジン計算時と同様に G 方程式と Pitsch らの SGS 乱流燃焼速度を用い、モデル定数も同一にした。層流燃焼速度については、当量比、初期温度、圧力を考慮して $S_L=38.4$ cm/sec の固定値として入力した。計算格子幅、時間刻みもエンジン計算時と同一の設定とした。なお、点火モデルは本計算では使用せず、半径 1.0 mm の球状の $G=0$ 等値面を強制的に計算領域の中央に配置することで燃焼を開始させた。

図 2.48 に本手法により生成された初期の 3 次元の速度場を示す。また図 2.49 には、本計算の乱流統計量に基づく乱流のエネルギースペクトルと 3 次元速度場における初期入力値の乱流エネルギースペクトルを再計算した結果、そして LES 計算による時間経過後の乱流エネルギースペクトルを示す。図 2.49 より、初期条件としては概ね狙いとする乱れの特性が表現できていることが確認できる。また、時間経過後のエネルギースペクトルに注目すると、その挙動は図 2.50 に示す Lesieur らの Bachelor 乱流の

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

特性に近い3次元の等方性減衰乱流のDNS結果⁽⁷⁾と定性的に一致し、時間経過により最大エネルギー保有波数が低下していく特性が確認できる。ただし、本章のLES計算においてはナイキスト限界近傍の高波数域においては数値粘性の影響と思われる減衰により慣性小領域における傾きが大きい傾向にある。なお、ナイキスト限界以上の波数の乱れは局所等方性理論に基づき2.2節のSGSの u'_Δ として扱った。

Table 2.11 Calculation conditions for turbulent spherical flame evaluation

Case	A	B
Integral length scale L mm	2	4
Initial turbulence intensity u' m/s	1.2	
Fuel	propane (C ₃ H ₈)	
Equivalence ratio ϕ	0.9	
Initial pressure bar	1	
Initial temperature K	300	

Table 2.12 Calculation settings and sub models

Mesh resolution	0.5
Time step sec	4.16667×10^{-7}
Boundary condition	Symmetry
Chemical species	C ₃ H ₈ , N ₂ , O ₂ , H ₂ O, CO ₂ , OH, CO, H ₂
Turbulence / SGS model	LES / WALE model ⁽¹⁰⁾
Spark ignition	Forced ignition by spherical $G = 0$
Flame propagation	G -Equation model ⁽¹⁷⁾ S_T : Pitsch model ⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾ S_L : Fixed (38.4 cm/sec)

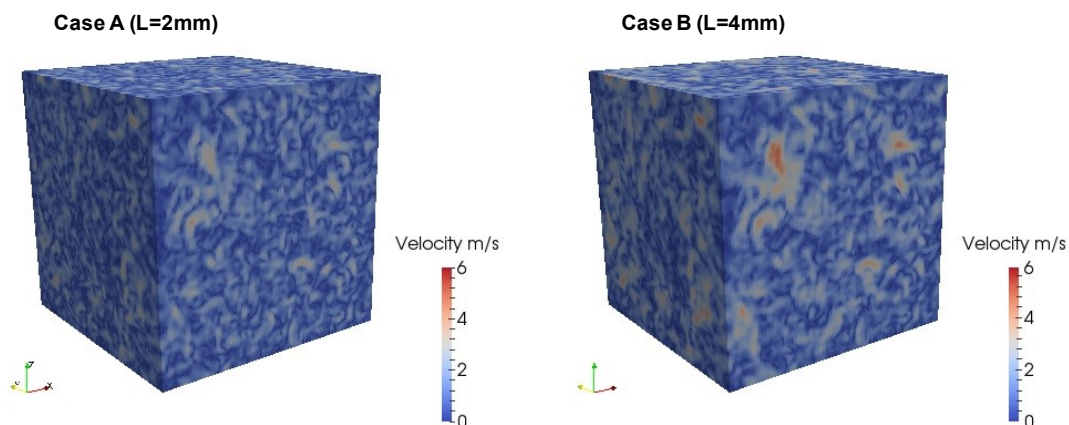


Fig. 2.48 Distribution of velocity magnitude of the generated turbulent flow fields with different integral length scales as initial conditions

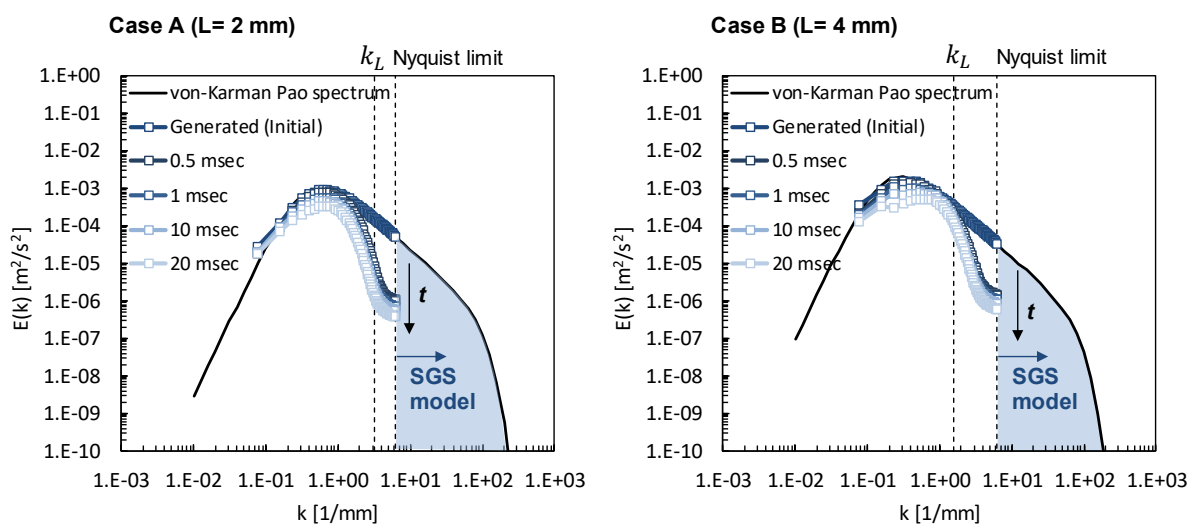


Fig. 2.49 Turbulence energy spectrum of von-Karman spectrum and the generated flow field

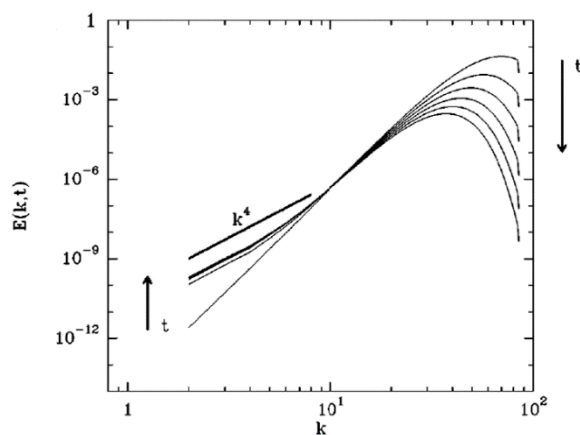


Fig. 2.50 Three-dimensional decaying isotropic turbulent energy spectrum calculated by DNS ⁽⁷¹⁾ (Mode number: 256³, $E(k, 0) \propto k^8$ for initial condition at $k \rightarrow 0$)

2.3.3 計算結果と考察

図 2.52 に、非燃焼計算における計算領域の乱れ強さ u' の時間履歴を示す。ここでは、 u' を GS における速度変動成分 u'_{GS} と、式(2.59)により計算される SGS の u'_Δ の合計値としている。 u'_{GS} については、主流速度をゼロとして、同様の乱流球状火炎を実験的に評価した PIV による 2 速度成分からの類推方法⁽⁵⁹⁾を参考に、図.2.51 に示す計算領域中央の x 軸上における 3 成分の速度(u, v, w)の RMS 値として以下の式により算出した。

$$u'_{GS} = \left[\frac{1}{3} (u'_{x,GS}{}^2 + u'_{y,GS}{}^2 + u'_{z,GS}{}^2) \right]^{1/2} \quad (2.83)$$

$$u'_{x,GS} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2 \right)^{1/2}, \quad u'_{y,GS} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2 \right)^{1/2}, \quad u'_{z,GS} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_i^2 \right)^{1/2}$$

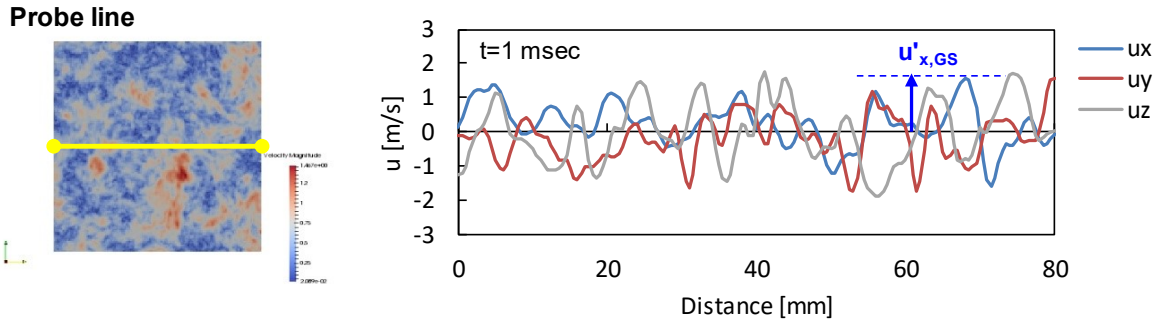


Fig. 2.51 Probe line for RMS of velocity in 3 directions and fluctuating velocity on the line

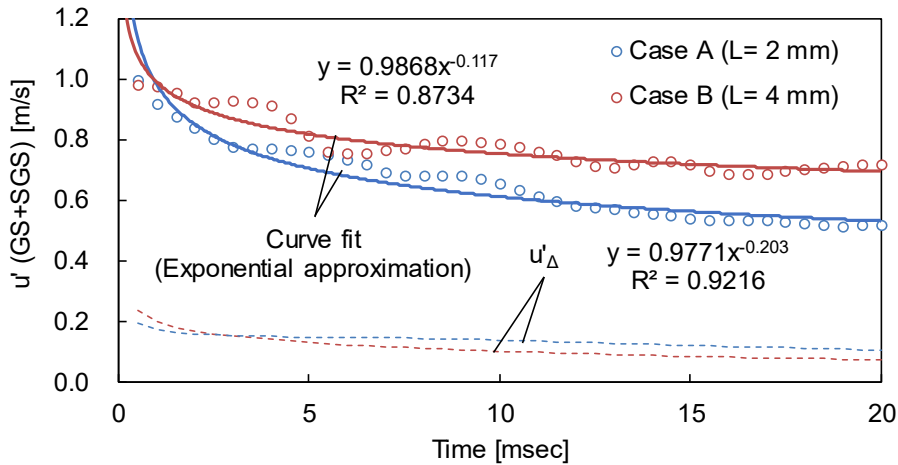


Fig. 2.52 Temporal changes of $u' = u'_{GS} + u'_\Delta$ of turbulence conditions with different integral length scale (without combustion)

等方性乱れの乱流エネルギーと乱れ強さの時間的変化は、以下の式に示すように時間に対して累乗近似的な特性となることが知られており、 $h = -5/2$ が Kolmogorov により提案されている。

$$E \propto (t+a)^{\frac{2h}{1-h}} = (t+a)^{-\frac{10}{7}}, \quad u' \propto (t+a)^{\frac{h}{1-h}} = (t+a)^{-\frac{5}{7}} \quad (2.84)$$

また、以下の式にて表わされるように、乱流エネルギーの減衰速度は積分長さスケールに反比例することが唱えられている⁽⁴⁷⁾。

$$\frac{t}{dt}E \approx \frac{d}{dt}u'^2 \approx -\varepsilon \approx -\frac{u'^3}{L} \quad (2.85)$$

図 2.52 の乱れ強さの時系列的な変化に注目すると、両条件とも u' は時間に対して累乗的な減衰を示しており、また積分スケールが小さい条件 A ではその減衰率がより大きい結果となっている。従って、定性的には本計算において等方性乱流の自然な減衰特性を再現できているものと判断される。なお、 u'_Δ については条件 A において高く推移し、より高波数側に乱流エネルギーが集中していることから、SGS の乱流燃焼速度は条件 A で高まる。

続いて、上記の乱れ場における球状火炎伝播の計算結果として、図 2.53 に各条件の時系列での火炎半径と火炎伝播速度を示す。火炎半径は既燃部($T > 1600$ K)の体積から真球状の半径換算値として式(2.70)に基づいて算出し、火炎伝播速度はその時間微分として計算した。火炎半径については条件間で大きな差は見られないが、伝播速度に注目すると 2 msec まではほぼ同等であるものの、その後は積分スケールの小さい条件 A から加速が始まり、条件 B はそれに遅れて追従していることが確認できる。その後、5 msec を過ぎると条件 A では火炎伝播速度の落ち込みが見られ、条件 B が逆転する。この後半における条件 A の火炎伝播速度の落ち込みは、図 2.52 に示めされているように、乱れ強さの減衰に伴う結果と考えられる。

図 2.54 に、図 2.47 の Ting らの先行研究結果⁽⁷⁰⁾と同様に、火炎半径で整理した非燃焼時の乱れ強さと、火炎伝播計算により得られた乱流燃焼速度と層流燃焼速度の比(S_T/S_L)の結果を示す。ここで S_T は、図 2.28 で示した幾何学的な火炎伝播速度と同義であり、GS 成分を含めた正味の乱流燃焼速度である。Ting らの実験結果と同様に、積分スケールの小さい条件では同一火炎半径に対して乱れ強さは低いものの、乱流燃焼速度としては同等以上を維持しており、スケールの影響による促進効果が示唆される。なお、共通する特性として、両条件とも火炎半径が 5 mm までは S_T/S_L は増加することなくほぼ一定で推移し、その後急激に増加する。図 2.55 に示すように、点火後の初期火炎の乱流燃焼速度は一定の時間遅れを伴って発達した乱流火炎へと遷移することが概念的に唱えられているが⁽⁷²⁾、その時間的な特性と積分スケールの定量的な影響が本計算により明らかとなった。

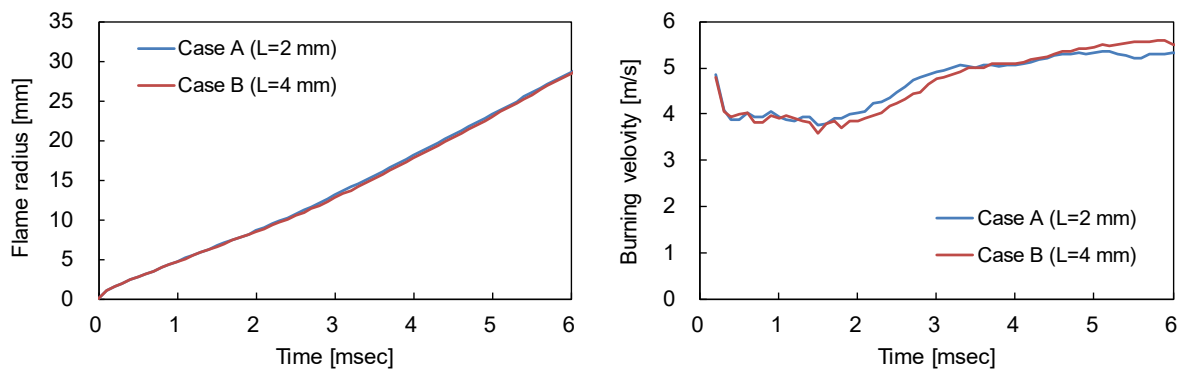


Fig. 2.53 Time series of flame radius and burning velocity of turbulent spherical flame

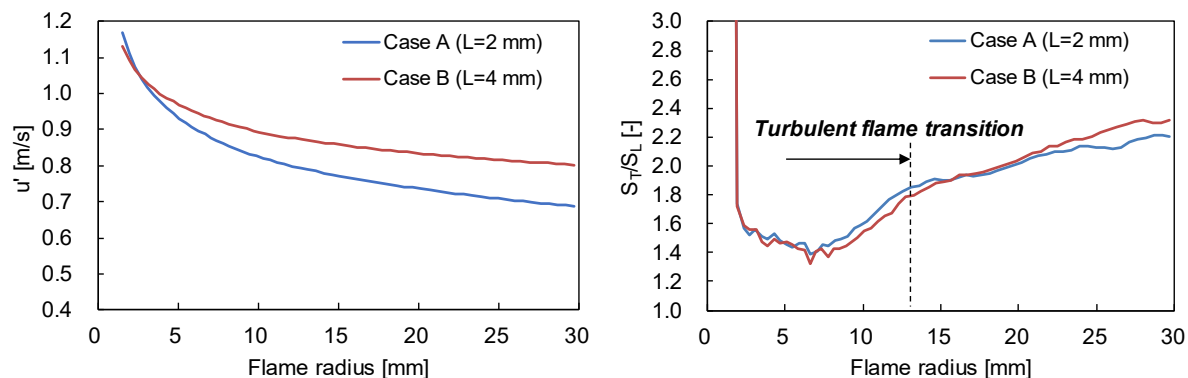


Fig. 2.54 Turbulence intensity u' and turbulent burning velocity S_T/S_L

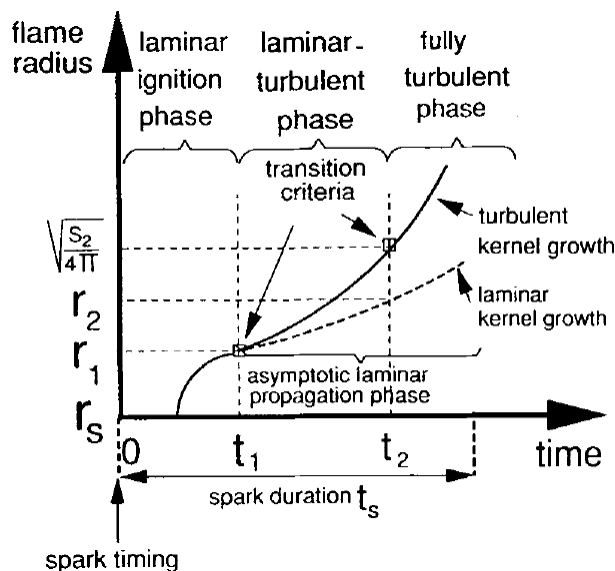


Fig. 2.55 Description of turbulent flame kernel growth speed of a spherical flame ignited by spark ignition ⁽⁷²⁾

図 2.56 に、乱れによる乱流燃焼速度の増加率として、乱流燃焼速度と層流燃焼速度の差分 $\Delta S = S_T - S_L$ と u' の比 ($\Delta S/u'$) で整理した結果を示す。上段には、条件 B を基準として、積分スケールを縮小した条件 A における $\Delta S/u'$ の増加率を示した。条件 A では、火炎半径が約 5 mm を超えた時点から $\Delta S/u'$ が大きく増加する。この理由の説明として、図 2.57 に各時刻における流速分布と 2 次元の火炎断面 ($G = 0$ 等値面) を示す。また、図 2.58 に火炎の湾曲による表面積の増加率の時間履歴を示す。ここで、火炎表面積の増加率は式(2.70)の既燃部体積から求められる真球換算の半径 r の表面積の比を用いて $A_{flame}/(4\pi r^2)$ として算出した。 A_{flame} は、火炎伝播計算時の実際の 3 次元火炎の表面積である。図 2.58 より、積分スケールの小さい条件 A では、点火後の早い時期において $A_{flame}/(4\pi r^2)$ が増加している。これは、図 2.57 から火炎周囲の細かい速度のひずみに合わせ火炎が湾曲を開始した結果であると言える。すなわち、曲率を有する球状火炎においては、火炎半径に対する積分スケールが小さい乱れであるほど与えられた乱れ強さに対する乱流燃焼速度の増加率が向上し、より効率的に燃焼を促進できる

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

ことになる。この結果は、従来から実験的に唱えられてきた事実と一致し⁽⁷⁰⁾⁽⁷³⁾、本章の LES と G 方程式による解析においてもそのような球状火炎特有の現象を再現可能なことが分かった。なお、図 2.58 では 3 msec 以降で再び条件間で表面積の湾曲量に差が見られなくなるが、これは図 2.52 にも示されているように積分スケールが小さい条件 A では乱れ強さの減衰が速いため、小スケール化による初期の燃焼速度増大効果が打ち消されるためと考えられる。条件 A の条件 B に対する $\Delta S/u'$ の改善率を見た場合、火炎半径 3 mm 程度から差が生じ、半径 10 mm 時点でピークを迎え、その後は再び低下する。なお、火炎半径 10 mm は 2.2 節のエンジン計算の場合、熱発生率の立ち上がり時期に相当し、図 2.36 において $MFB50\%$ 位置と火炎表面に作用する u'_Δ の相関の強い期間と重なる。この結果から、積分スケールを 4 mm から 2 mm にまで半減することができれば、同じ u' であっても特に点火後の燃焼の初期において乱流燃焼速度を 20% 以上高められ、 $MFB50\%$ を進角できる可能性があることが分かった。実際のエンジンにおける積分スケールは、第 1 章でも述べたように 4~8 mm 程度であり、積分スケールの縮小による初期燃焼速度の改善の余地が存在する。

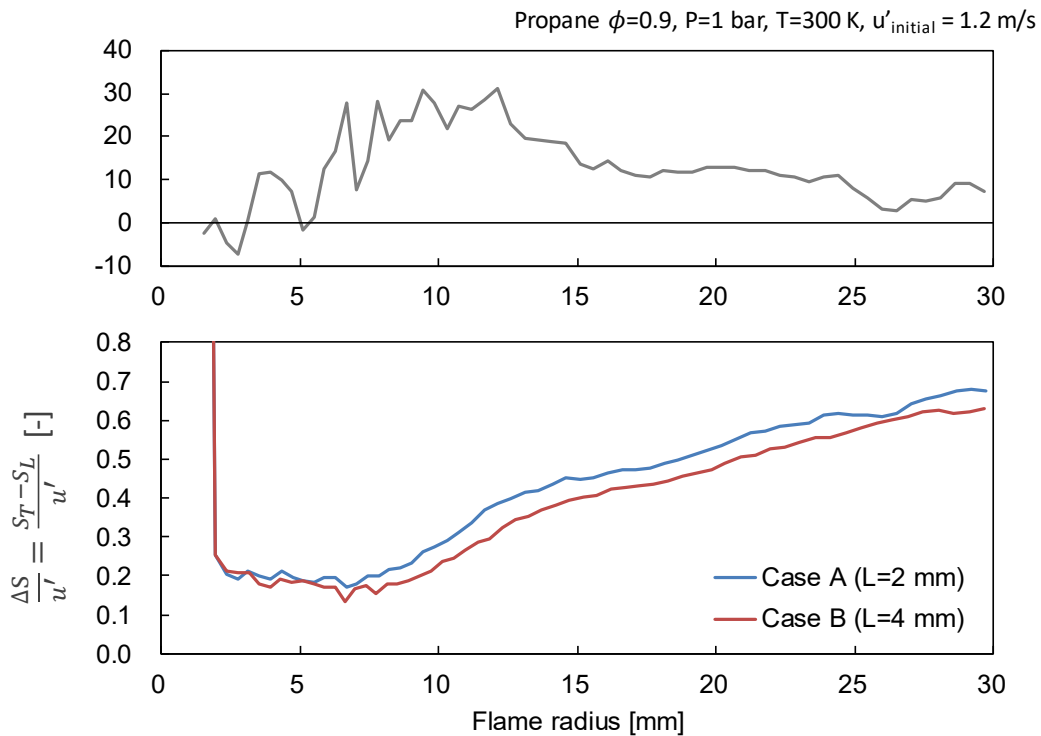


Fig. 2.56 Comparisons of $\Delta S/u'$ (bottom figure) and improvement in $\Delta S/u'$ with smaller integral length scale (L=4 to 2 mm) versus the flame radius

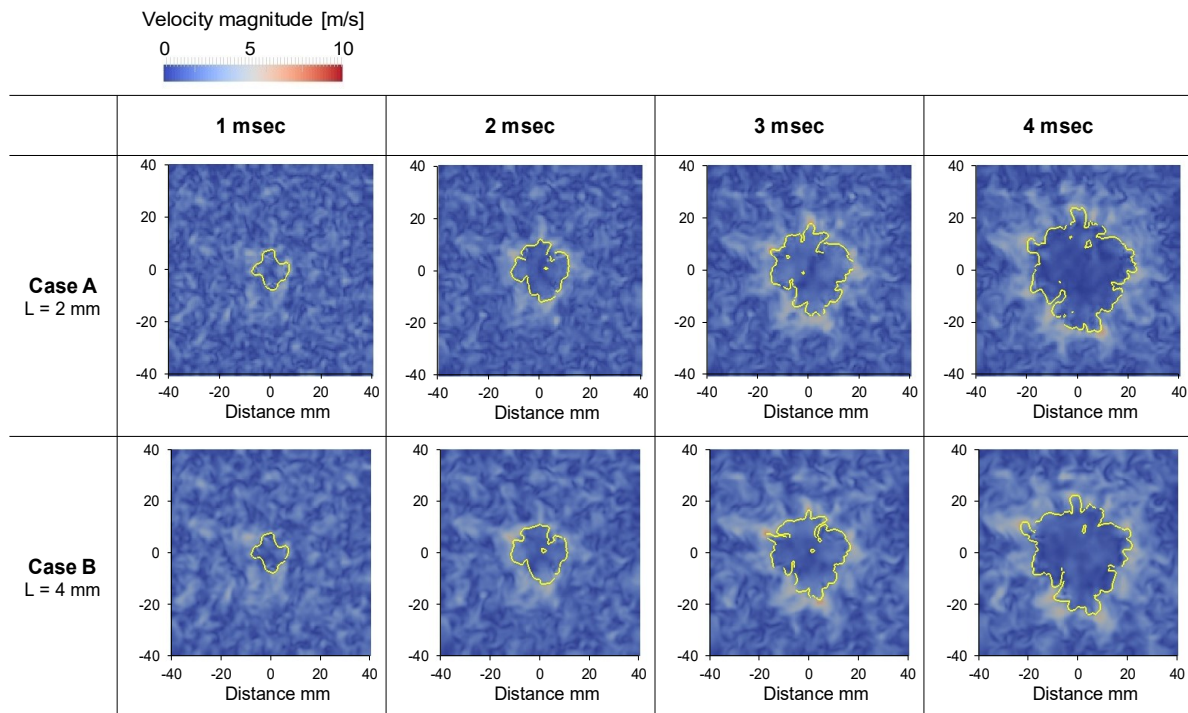


Fig. 2.57 Visualized results of distribution of velocity magnitude and flame geometries of turbulent spherical propagating flames for different turbulence integral length scales

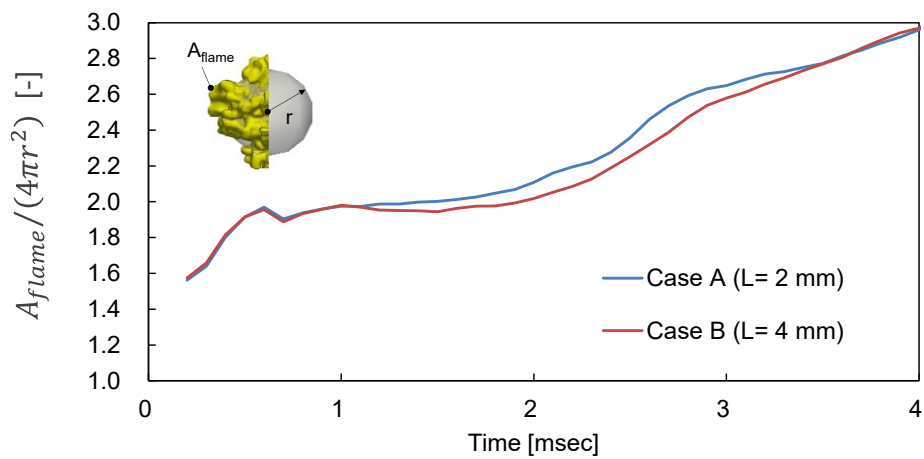


Fig. 2.58 The comparison of flame surface area increment ratio $A_{flame}/(4\pi r^2)$ between case A and B

2.3 まとめ

本章では、ガソリンエンジンの燃焼速度短縮、およびサイクル変動の低減に必要な乱流の特性を明らかにするため、予混合ガソリンエンジンの基礎的な燃焼解析と定容容器を模擬した定常場における球状乱流火炎伝播の LES を用いた数値計算を実施した。数値計算の実施にあたっては、エンジンのような移動境界を伴う複雑な形状においても LES に求められる高い格子品質での解析を可能とする IB 法をベースとしたエンジン用 3 次元 CFD ソルバーである HINOCA を用い、LES に対応した火炎伝播モデルを組み込むことで実機の燃焼を再現可能とした。また、球状乱流火炎の解析にあたっては、任意の乱流統計量を模擬可能なランダムフリーモード法に基づく速度変動場の生成手法を用いることで、積分スケール違いの乱れが火炎伝播に及ぼす影響を調査した。以下に本章の結論を記す。

1. 本章で使用および構築した多サイクルの非定常燃焼計算手法により、当量比違いの条件における筒内圧力変動、 $IMEP$ 変動率(CoV_{IMEP})の増加、燃焼質量割合(MFB)位置の変動特性等、実機の現象を再現・予測することが可能であった。さらに、乱れ特性を変化させた際の球状火炎伝播の計算により、エンジン筒内における非定常的な流動と併せて初期火炎における乱れと火炎伝播の作用を適切に表現できることを示した。
2. 吸気行程により生成されたタンブル流れは、圧縮行程中に小さいスケールの乱れに変換され、結果として SGS の乱流強度 u'_{Δ} が高まる。このとき、同時に u'_{Δ} のサイクル間変動が増加し、点火後の初期燃焼がこの影響により変動することで燃焼のサイクル間変動が生じる。また、筒内の u'_{Δ} の強度とその変動 $\sigma_{u'_{\Delta}}$ には相関が認められ、乱れの強化に付随してその変動が増加することが明らかとなった。
3. サイクル間における燃焼重心($MFB50\%$)位置の変動は、点火後 4 deg.CA (火炎半径約 2 mm) 程度の乱流火炎遷移直後における火炎面の乱流強度 u'_{Δ} の変動と相関がある。一方で、層流燃焼速度の変動にかかわる残留ガス割合、筒内温度、充填質量とサイクル間における $MFB50\%$ 位置の変動に因果関係は見られなかった。
4. 量論と希薄条件の間で SGS の乱流燃焼速度 $S_{T\Delta}$ の変動幅に差は無く、希薄化によりサイクル間の燃焼変動が悪化する原因は、 $MFB50\%$ 位置変動に対する $S_{T\Delta}$ 変動の感度がピストンの膨張に伴う要求火炎伝播距離の増加に応じて指数関数的に大きくなるためである。このため、点火プラグ周りの平均的な乱流強度を高めることで、燃焼期間のみならずサイクル間の燃焼変動も低減できる可能性がある。
5. 球状火炎伝播では、点火後に発達した乱流火炎に遷移するまでの間で遅れ時間が存在する。このとき、乱れの積分スケール長さを 4 mm から 2 mm にまで半減することにより、同一乱れ強さにおける乱流燃焼速度は最大で 20 %強化される。ガソリンエンジンにおいては、全体の燃焼期間は初期燃焼速度に連動して短縮されるため、この結果は点火プラグ周りに積分スケールの小さい乱れを形成することで、効率的に燃焼期間を短縮できる可能性を示唆するものである。

参考文献

- (1) 飯田 訓正, “SIP「革新的燃焼技術」ガソリン燃焼チームの研究状況—高効率ガソリンエンジンのためのスーパーリーンバーン研究開発—”, 自動車技術, Volume 70, No. 9, p. 18–24, 2016
- (2) 丸田 薫, 中村 寿, “SI エンジンの超希薄燃焼と燃焼基礎研究”, 日本燃焼学会誌, 58 巻, 183 号, p. 9-19, 2016
- (3) C. Peskin, “The immersed boundary method”, Acta Numerica, p. 479-517, 2002
- (4) R. Mittal and G. Iaccarino, “Immersed Boundary Methods”, Annual Review of Fluid Mechanics, Volume 37, p. 239-261, 2005
- (5) 安田 章悟, 八百 寛樹, 菱田 学, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, 石田 崇, 橋本 敦, 森井 雄飛, “直交格子法および IB 法を用いたレシプロエンジン向け圧縮性流体解析ソルバの開発”, 第 29 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, D06-5, 2015
- (6) 橋本 敦, 村上 桂一, 青山 剛史, 菱田 学, 坂下 雅秀, ラファール パウルス, “高速な非構造格子流体ソルバ FaSTAR の開発”, 日本航空宇宙学会論文集, 63 巻, 3 号, p. 96-105, 2015
- (7) 南部 太介, “SIP コアソフトウェアプログラムの概要”, 第 1 回コアソフト講習会資料, 2016
- (8) Kitamura, K., and Shima, E., “Improvements of Simple Low-dissipation AUSM against Shock Instabilities in consideration of Interfacial Speed of Sound,” Paper No.1283, Proceedings of ECCOMAS CFD 2010, Lisbon, Portugal, 2010
- (9) B. Leer, “Towards the ultimate conservative difference scheme, V. A second order sequel to Godunov's method”, Journal of Computational Physics, Volume 32, Issue 1, p. 101-136, 1979
- (10) F. Ducros, N. Nicoud and T. Poinsot, “Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity Models for Simulations in Complex Geometries”, Numerical Methods for Fluid Dynamics VI, p. 293-300, 1998
- (11) J. Smagorinsky, “General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiments”, Monthly Weather Review, Volume 91, No. 3, p. 99-164, 1963
- (12) R. Mittal and G. Iaccarino, “Immersed Boundary Method”, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 37, p. 239-261, 2005
- (13) 南部 太介, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, 安田 章悟, 菱田 学, 高木 正英, “等間隔直交格子及び Immersed boundary 法に基づいた流体解析ソルバにおける燃料噴霧流解析”, 自動車技術会 2016 年秋季大会学術講演会前刷集, No. 146-16, p. 1227-1232, 2016
- (14) 八百 寛樹, 南部 太介, 溝渕 泰寛, “高精度内部流シミュレーションに向けた IB 法の改良”, 第 51 回流体力学講演会／第 37 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム講演集, 2A03(JSASS-2019-2098), 2019
- (15) Z. Han and R. Reitz, “A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling”, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 40, Issue 3, p. 613-625, 1997
- (16) 堀 司, “火花点火機関における放電経路伸長と再放電のモデリング”, 自動車技術会論文集, 48 巻, 3 号, 2017
- (17) F. Williams, “Combustion Theory. 2nd Edition”, Westview Press, 1985
- (18) N. Peters, “Laminar flamelet concepts in turbulent combustion”, Symposium (International) on

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

- Combustion, Volume 21, Issue 1, p. 1231-1250, 1988
- (19) Z. Tan and R. Reitz, “Modeling Ignition and Combustion in Spark-ignition Engines Using a Level Set Method”, SAE Technical Paper 2003-01-0722, 2003
- (20) R. Dahms, M. Drake, R. Grover, A. Solomon and T. Fansler, “Detailed Simulations of Stratified Ignition and Combustion Processes in a Spray-Guided Gasoline Engine using the SparkCIMM/G-Equation Modeling Framework”, SAE International Journal of Engines, Volume 5, Issue 2, p.141-161, 2012
- (21) J. Koch, M. Schmitt, Y. Wright, K. Steur and K. Boulouchos, “LES Multi-Cycle Analysis of the Combustion Process in a Small SI Engine” SAE International Journal of Engines, Volume 7, Issue 1, p. 2269-285, 2014
- (22) N. Peters, “Turbulent Combustion”, Cambridge University Press, 2000
- (23) L. Fan, G. Li, Z. Han and R. Reitz, “Modeling Fuel Preparation and Stratified Combustion in a Gasoline Direct Injection Engine”, SAE Technical Paper 1999-01-0175, 1999
- (24) J. Kim and R. Anderson, “Spark Anemometry of Bulk Gas Velocity at the Plug Gap of a Firing Engine”, SAE Technical Paper 952459, 1995
- (25) R. Herweg and R. Maly, “A Fundamental Model for Flame Kernel Formation in S. I. Engines”, SAE Technical Paper 922243, 1992
- (26) Y. Shim, S. Tanaka, M. Tanahashi and T. Miyauchi, “Local structure and fractal characteristics of H₂-air turbulent premixed flame”, Proceedings of the Combustion Institute, Volume 33, Issue 1, p. 1455-1462, 2011
- (27) N. Peters, “Laminar flamelet concepts in turbulent combustion”, Symposium (International) on Combustion, Volume 21, Issue 1, p. 1231-1250, 1988
- (28) H. Kobayashi, T. Nakashima, T. Tamura, K. Maruta and T. Niioka, “Turbulence measurements and observations of turbulent premixed flames at elevated pressures up to 3.0 MPa”, Combustion and Flame, Volume 108, Issues 1-2, p. 104-110, 111-117, 1997
- (29) 岡 秀行, 春海 一佳, “G 方程式モデルを用いた予混合乱流燃焼場の数値解析”, 日本マリンエンジニアリング学会誌, Volume 38, No. 11, p. 43-53, 2003
- (30) 新城 淳史, 溝渕 泰寛, 立花 繁, 小川 哲, “LES によるガスタービン燃焼器内の振動燃焼の数値解析”, 情報処理学会論文誌: コンピューティングシステム, Volume 44, 2003
- (31) S. Osher and J. Sethian, “Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations”, Journal of Computational Physics, Volume 79, Issue 1, p. 12-49, 1988
- (32) M. Sussman, P. Smereka and S. Osher, “A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow”, Journal of Computer Physics, Volume 114, Issue 1, p. 146-159, 1994
- (33) D. L. Chopp, “Computing Minimal Surfaces via Level Set Curvature Flow”, Journal of Computer Physics, Volume 106, p. 77-91, 1993
- (34) R. Kee, F. Rupley and J. A. Miller, “Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the

第 2 章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

- Analysis of Gas-Phase Chemical Kinetics”, Sandia Report, SAND89-8009B UC-706, 1995
- (35) R. Kee, J. Grcar, M. Smooke and J. Miller, “A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames”, Sandia Report, SAND85-8240 UC-4, 1995
- (36) 三好 明, 酒井 康行, “ガソリンサロゲート詳細反応機構の構築”, 自動車技術会論文集, 48 巻, 5 号, p. 1021-1026, 2017
- (37) 三好 明, “SIP 革新燃焼 - ガソリンサロゲート反応機構”, <http://akrmys.com/kinm/mod1.html.ja>, 2017
- (38) M. Metghalchi and C. Keck, “Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature”, *Combustion and Flame*, Volume 48, p. 191-210, 1982
- (39) Ö. Gülder, “Correlations of Laminar Combustion Data for Alternative S.I. Engine Fuels”, SAE Technical Paper, 841000, 1984
- (40) ESTECO, modeFRONTIER, <https://www.esteco.com/modefrontier>
- (41) S. Poles, “MOGA-II An Improved Multi-Objective Genetic Algorithm”, ESTECO Technical report 2003-006, 2003
- (42) K. Hiraoka, Y. Minamoto, M. Shimura, Y. Naka, N. Fukushima and M. Tanahashi, “A Fractal Dynamic SGS Combustion Model for Large Eddy Simulation of Turbulent Premixed Flames”, *Combustion Science and Technology*, Volume 188, Issue 9, p. 1472-1495, 2016
- (43) L. Duchamp and H. Pitsch, “A level-set approach to large eddy simulation of premixed turbulent combustion”, Annual Research Briefs-2000, Center for Turbulence Research, Stanford, CA, p. 105–115, 2000
- (44) L. Duchamp and H. Pitsch, “Progress in large-eddy simulation of premixed and partially-premixed turbulent combustion”, Annual Research Briefs-2001, Center for Turbulence Research, Stanford, CA, p. 97- 107, 2001
- (45) N. Peters, “The turbulent burning velocity for large-scale and small scale turbulence”, *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 384, p. 107-132, 1999
- (46) P. Flohr and H. Pitsch, “A turbulent flame speed closure model for LES of industrial burner flows”, Center for Turbulence Research, Proceedings of the Summer Program 2000, p. 169-179, 2000
- (47) U. Frisch, “Turbulence : The Legacy of A.N. Kolmogorov”, Cambridge University Press, 1975
- (48) B. Johansson, “Cycle to Cycle Variations in S.I. Engines - The Effects of Fluid Flow and Gas Composition in the Vicinity of the Spark Plug on Early Combustion”, SAE Technical Paper 962084, 1996
- (49) 山本 姫子, 豊永 壘, 溝渕 泰寛, 佐藤 哲也, “G 方程式を用いた噴流浮き上がり火炎の数値解析”, 第 49 回流体力学講演会／第 35 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, p. 139-142, 2017
- (50) K. Naitoh, T. Itoh, Y. Takagi and K. Kuwahara, “Large Eddy Simulation of Premixed-Flame in Engine based on the Multi-Level Formulation and the Renormalization Group Theory”, SAE Technical Paper 920590, 1992
- (51) O. Vermorel, S. Richard, O. Colin, C. Angelberger, A. Benkenida and D. Veynante, “Multi-Cycle

第2章 エンジン筒内の火炎伝播燃焼の基礎的解析

- LES Simulations of Flow and Combustion in a PFI SI 4-Valve Production Engine”, SAE Technical Paper 2007-01-0151, 2007
- (52) J. Koch, M. Schmitt, Y. Wright, K. Steurs and K. Boulouchos, “LES Multi-Cycle Analysis of the Combustion Process in a Small SI Engine” SAE International Journal of Engines, Volume 7, Issue 1, p. 269-285, 2014
- (53) Gamma Technologies, LLC., <https://www.gtisoft.com/>
- (54) 宇宙航空研究開発機構, JSS2 ユーザガイド 3.2 版, 2016
- (55) J. Heywood, Internal Combustion Engine Fundamentals, McGraw-Hill Inc., p. 413-418, 1998
- (56) 保木本 聖, 窪山 達也, 森吉 泰生, 飯田 実, 渡辺 敬弘, 孕石 三太, “高速 PIV 計測による低負荷時における燃焼サイクル変動要因の検討”, 第 28 回内燃機関シンポジウム 講演論文集, No. 66, 20178033, 2017
- (57) D. Reuss, “Cyclic Variability of Large-Scale Turbulent Structures in Directed and Undirected IC Engine Flows”, SAE Technical Paper 2000-01-0246, 2000
- (58) F. Galliot, W. Cheng, C. Cheng, M. Sztenderowicz and J. Heywood., “In-Cylinder Measurements of Residual Gas Concentration in a Spark Ignition Engine”, SAE Technical Paper 900485, 1990
- (59) A. Hayakawa, Y. Miki, Y. Nagano, T. Kitagawa, “Analysis of Turbulent Burning Velocity of Spherically Propagating Premixed Flame with Effective Turbulence Intensity”, Journal of Thermal Science and Technology, Volume 7, p. 507-521, 2012
- (60) H. Kosaka, Y. Nomura, M. Nagaoka, M. Inagaki and M. Kubota, “A fractal-based flame propagation model for large eddy simulation”, International Journal of Engine Research, Volume 12, Issue 4, p. 393-401, 2011
- (61) 松田 昌祥, 横森 剛, 吉田 真悟, 源 勇気, 志村 祐康, 岩本 薫, 店橋 護, 飯田 訓正, “高タンブルガソリンエンジンにおける筒内流動のサイクル間変動に与えるタンブル渦挙動の影響”, 第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集, 20178044, 2017
- (62) 保木本 聖, 窪山 達也, 森吉 泰生, 飯田 実, 渡辺 敬弘, 孕石 三太, “高速 PIV 計測および初期火炎伝播可視化による低負荷運転時における燃焼サイクル変動の解析”, 日本機械学会論文集, 84 巻, 865 号, 18-00051, 2018
- (63) M. Schmitt, C. Frouzakis, A. Tombouliders, Y. Wright and K. Boulouchos, “Direct numerical simulation of multiple cycles in a valve/piston assembly”, Physics of Fluids, Volume 26, Issue 3, 035105, 2014
- (64) D. Bradley and F. Lung, “Spark ignition and the early stages of turbulent flame propagation”, Combustion and Flame, Volume 69, Issue 1, p. 71-93, 1987
- (65) 山口 義博, 有馬 敏幸, “LES 計算による乱流場での球状火炎伝播速度への考察”, 第 28 回内燃機関シンポジウム講演論文集, 104-20178125, 2017
- (66) H. Shehab, H. Watanabe, M. Muto, R. Kurose, T. Kitagawa, “Numerical Study on the Effects of Turbulence Intensity and Scale on Spherically Propagating Hydrogen Flames within Multiple Flame Radii”, International Journal of Automotive Engineering, Volume 10, No. 4, p. 292-298, 2019
- (67) C. Bailly and D. Juve, “A stochastic approach to compute subsonic noise using linearized Euler's

- equations”, AIAA paper 99-1872, 1999
- (68) R. Kraichnan, “Diffusion by a Random Velocity Field”, *The Physics of Fluids*, Volume 13, Issue 1, p. 22-31, 1970
- (69) T. Saad, D. Derek, R. Stoll and J. Sutherland, “Scalable Tools for Generating Synthetic Isotropic Turbulence with Arbitrary Spectra”, *AIAA Journal*, Volume 55, No. 1, p.327-331, 2017
- (70) D. Ting, M. Checkel and B. Johansson, “The Importance of High-Frequency, Small-Eddy Turbulence in Spark Ignited, Premixed Engine Combustion”, SAE Technical Paper 952409, 1995
- (71) M. Lesieur, S. Ossia and O. Métais, “Infrared pressure spectra in two-and three-dimensional isotropic incompressible turbulence”, *Physics of Fluids*, Volume 11, No. 6, p. 1535-1543, 1999
- (72) P. Boudier, S. Henriot, T. Poinso and T. Baritaud, “A model for turbulent flame ignition and propagation in spark ignition engines”, *Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, p. 503-510, 1992
- (73) 早川 晃弘, 三木 由希人, 久保 俊彦, 永野 幸秀, 北川 敏明, “球場伝播予混合乱流火炎の燃焼速度および火炎面形状の有効乱れ強さによる変化”, *日本燃焼学会誌*, 第 55 卷, 172 号, p. 202-209, 2013

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

本章では、本研究で異常燃焼回避のために着目したガソリンの高圧噴射を用い、第2章で明らかにしたガソリンエンジンにおいて急速燃焼を実現するための乱れに対する要求特性の実現の可否、及び実際に燃焼させた際の燃焼速度の向上効果を実験により検証する。

圧縮行程のガソリン高圧噴射を乱流燃焼の促進に活用した先行研究例は少なく、筒内の詳細な燃焼メカニズムの把握は、燃焼系の改良を進める上でも必要不可欠となる。そこで、本章では実機検証と併せて3次元の噴霧および火炎伝播計算による燃焼解析も併せて実施する。第2章では、エンジン筒内の火炎伝播に対する乱れの作用を調査するため、LESを用い解像できない乱れと火炎の変動をSGSの乱流燃焼速度モデルで表現した。このような手法は、モデル化の範囲を最小化し、把握できていない現象を予測する上では極めて有効である。しかしながら、火炎伝播に追加してエンジン筒内の噴霧や化学反応に律則される異常燃焼を予測し、エンジニアリング用途として解析を行う上では計算時間の観点から現在の計算機能力をもってしても課題が大きい。そこで、本章では計算格子幅を拡大して計算時間を削減しつつ、RANSベースの数値計算手法を用いることで、実用的な計算時間で高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼の予測を行う。このとき、高圧ガソリン噴射により生成される乱れにより促進される火炎伝播の予測に対応するため、第2章で得られた知見を基に、球状火炎の初期燃焼の乱流遷移過程における乱れのスケールの影響を考慮可能なモデルを新たに構築する。

3.1 実験方法

3.1.1 定容容器を用いたガソリン噴霧の計測

本研究で対象とするガソリンの高圧噴射を用いた火炎伝播燃焼では、圧縮行程中の噴射による短期間での予混合気の形成の実現を目指しており、その過程は火花点火後の火炎伝播燃焼にも大きな影響を与える。そのため、実際の高密度場における噴霧の分裂、及び蒸発の過程の把握は、数値計算において燃焼の予測を行う上でも重要となる。そこで、本章ではまず高圧の定容容器を用い、高圧場に噴射されたガソリンの蒸発噴霧を観察することで噴霧特性を調査した。

第 3 章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

図 3.1 に、本章で用いた定容容器の概観と実験装置図を示す。定容容器は前後方の両面に石英製の円形の観察窓を備え、また側面にはレーザーシート照射用のスリットを備えている。燃料インジェクタは容器の上部に専用の蓋を介して取り付けられ、その他に容器内圧力測定用のセンサ、点火プラグ、ガスの充填および掃気用の連通孔が備わる。本研究では、噴霧の液相観察では Nd:YAG レーザーを光源としたレーザーシートによる液滴散乱光を、蒸気相観察では中心波長 265 nm の UV-LED を光源とした紫外光吸収法⁽¹⁾⁽²⁾を用いた。液相観察のレーザーシートは噴霧中心を通過するように光軸調整され、断面の液相が撮影される。一方、蒸気相観察の紫外光吸収法では、紫外光を背景光として燃料内の芳香族成分による吸光度を得るため、撮影される画像は、噴霧を視野方向に積算した影として得られる。第 1 章および第 4 章で詳細を述べる LAS 法等のレーザー吸収法と比較して、光源の出力間隔の制約が少なく、時間分解能の高い時系列撮影が可能となる点が特徴である。なお、背景光に白色 LED を用いることで、シャドウグラフ法による液相観察も可能となっている。定容容器にはコンプレッサ、真空ポンプ、そしてエチレン (C₂H₄)、N₂、O₂ のガスボンベが接続されており、それぞれ任意の圧力でガスを充填し、火花点火により燃焼させることで、定容容器内の温度と圧力を上昇させる。その後、冷却により圧力降下中の任意の時期で燃料噴射と撮影を行うことで、実際のエンジン筒内の状態量を模擬した高密度場での噴霧像が得られる。なお、燃料は後述するエンジン実験においても用いる外部のガソリン用高圧燃料ポンプにより供給した。

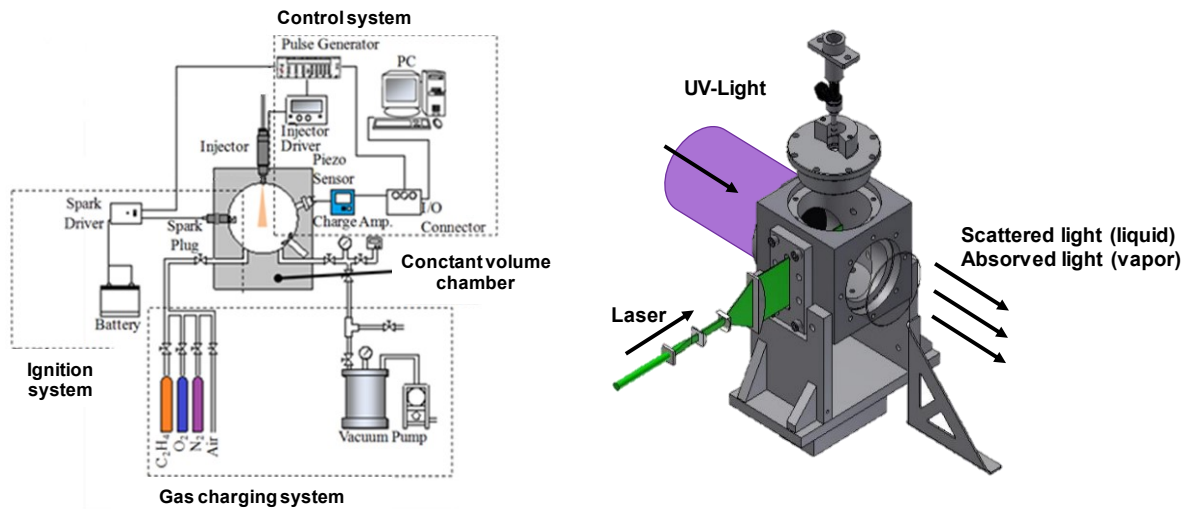


Fig. 3.1 The constant volume chamber and optical system setup for spray measurement

実験条件を表 3.1 に示す。高圧燃料噴射の可能なディーゼル用のピエゾ駆動式単噴孔インジェクタを転用し、同一噴射量の噴射圧力 20, 60, 100 MPa の噴霧を観察した。噴孔諸元の詳細は、3.2.2 節において述べる。定容容器内の雰囲気は、表 3.2 に示すようにエンジンの圧縮行程中の噴射時期違いの筒内状態量を考慮し、5 水準の異なる密度を設定した。この時のエチレン燃焼前後のガス組成を図 3.2 に示す。画像集録には NAC 製高速度カメラ GX-8 を用い、液相と蒸気相をフレームレート 20,000 fps にて撮影した。なお、蒸気相の撮影では紫外光に対応する II (Image Intensifier) をカメラの前段で用いた。

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

Table 3.1 Fuel injector specifications and injection conditions

Injector	Diesel type (Piezo pneumatic driven)		
Hole number	Single		
Hole diameter mm	Refer to Fig. 3.10		
Nozzle L/D	Refer to Fig. 3.10		
Injection quantity mg	6.08		
Injection pressure MPa	20	60	100
Injection pulse width msec	3.198	1.269	0.834
Fuel	Regular gasoline		

Table 3.2 Target ambient gas conditions for spray measurement

Density kg/m ³	Pressure MPa	Temperature K	Assumed SOI in a gasoline engine deg.aTDC
4.84	0.783	564	-40
6.79	1.250	641	-30
9.74	2.057	736	-20
13.3	3.173	829	-10
15.3	3.815	872	0

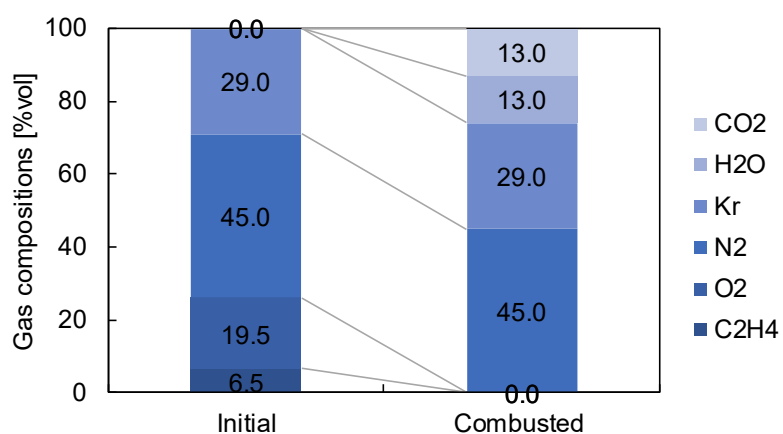


Fig. 3.2 Charged and combusted gas compositions in the constant volume chamber

3.1.2 供試エンジン

高圧ガソリン噴射を用いた火花点火燃焼の基礎的な特性を調査するにあたり、既存の圧縮比 14 の排気量 1,998 cc 直列 4 気筒ガソリンエンジンをベースに、第 1 気筒の吸気系、燃料噴射系、およびピストン形状を変更した表 3.3 の諸元のエンジンを用いた。燃焼室の吸気側には高圧ガソリン噴射が可能な表 3.1 の高圧直噴インジェクタが備わり、インジェクタの噴射時期と噴射量は駆動回路を介して外部のエンジンコントローラにより電子的に制御される。吸気側より噴射された燃料がプラグ近傍へ輸送されるように、第 1 気筒のみ図 3.3 に示す凸型形状のピストンを採用し、また現象の単純化のため、高圧インジェクタは定容容器試験と同様に単噴孔とした。ただし、単噴孔インジェクタでは噴射率に制約があるため、PFI による燃料供給も行うことで、予混合気量と圧縮行程噴射量を任意の割合に調整可能とした。

Table 3.3 Engine specifications

Engine	Mazda PE in-line 4-cylinder gasoline engine (modified)	
Cylinder #	1 (Analyzed)	2 - 4
Displacement cc	1,998	
Bore mm	83.5	
Stroke mm	91.2	
Tumble ratio	1.7	
Combustion chamber shape	Pent roof type	
Piston shape	Convex	Cavity
Compression ratio	15.4	14.0
Fuel supply	PFI + DI (diesel type)	DI
Aspiration	NA (Naturally Aspirated)	
Fuel	Regular gasoline	

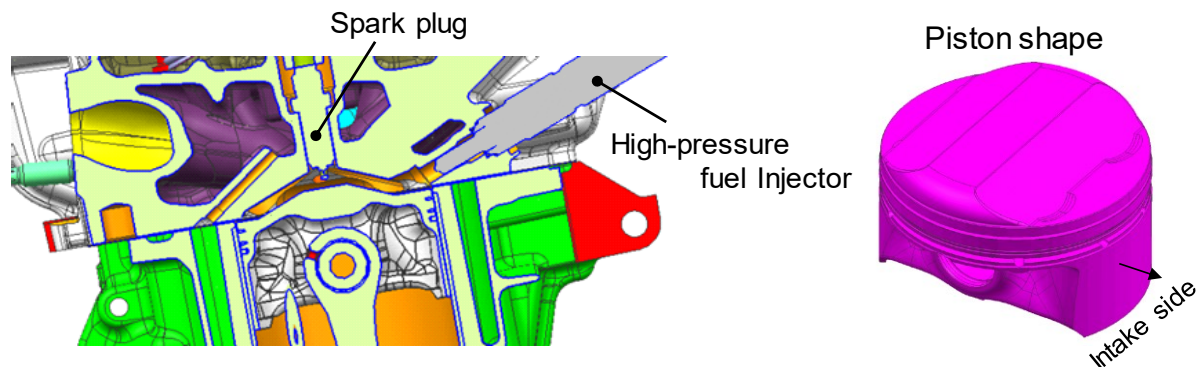


Fig. 3.3 Combustion chamber configuration and piston shape of the test engine

3.1.3 実験装置

図 3.4 に、供試エンジンの台上試験装置図を示す。第 1 気筒の PFI と高圧 DI、そして第 2~4 気筒の DI 用に 3 つの供給圧力の異なる燃料系統を構築し、第 1 筒と第 2~4 気筒で燃料回路は独立させた。燃料消費量計には小野測器製の容積式流量検出器 FP-213 と FP-2140H を用いた。高圧 DI については、外部燃料ポンプにより最大噴射圧力 100 MPa までの連続運転が可能となっており、燃料噴射圧力は燃料ポンプユニット内に備わるコモンレールの電子制御式圧力レギュレータにより目標値に調圧される。なお、燃料は RON が 91 のレギュラーガソリン燃料に、噴射系の保護のために摩耗防止剤(サンフリック FM-6)を 500 ppm 添加して供給した。燃料の温度は、水冷式の熱交換器により一定に保たれる。

第 1 気筒のみ吸入空気量を司測研製の層流型空気流量計 LFE-300B を用いて計測し、また排気組成濃度(CO₂, CO, THC, NO/NO_x)を堀場製作所製の排気濃度分析計 MEXA-7100 により計測した。筒内圧力計測には、第 1 気筒は Kistler 製の筒内圧力センサ 6125C とチャージアンプ 5018A を用い、また第 2~4 気筒では 6125B と 5011B を用いた。各圧力は小野測器製燃焼解析システム DS-2000 により 300 サイクル分計測され、その他の排気組成濃度や各部の温度は National Instruments 製のデータ収集(DAQ)システム PCI-6250 により集録される。動力計には明電舎製フレックダイナモメータ 150kW-FCDY を用い、エンジン回転数が一定となるように負荷制御される。また、エンジンの冷却水温度は水冷式の熱交換機と ON/OFF 電磁弁制御により 90°C 一定に維持される。

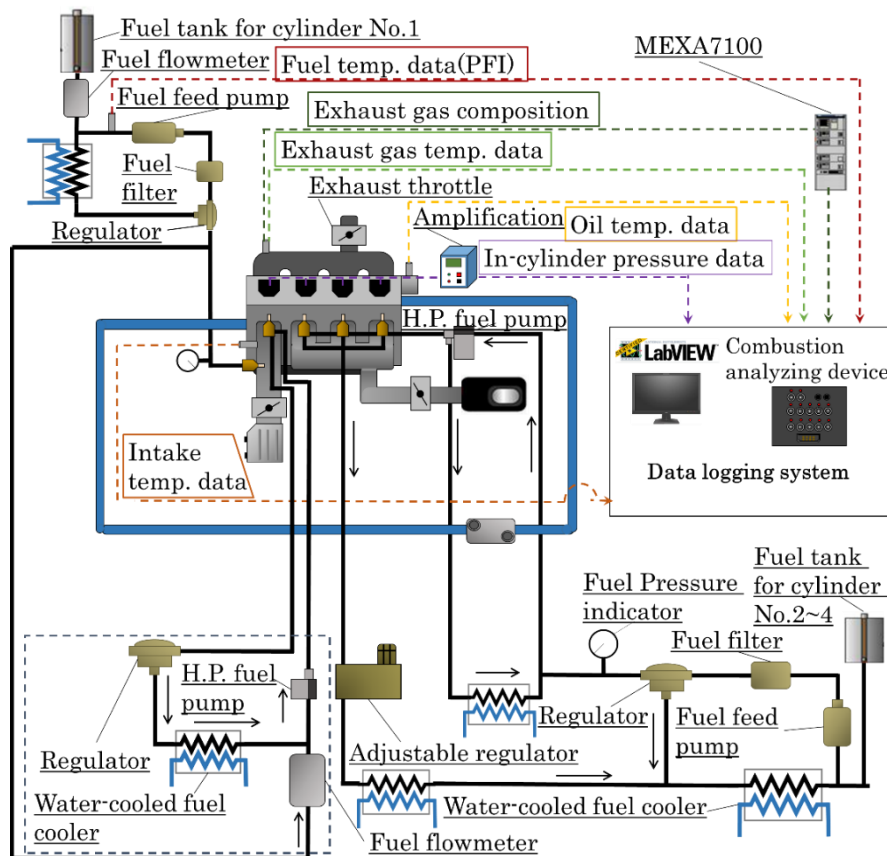


Fig. 3.4 Experimental setup for engine combustion and performance measurements

3.2 計算方法

3.2.1 KIVA-4の概要

火炎伝播現象を数値計算により詳細に分析する上では、火炎面における乱れの非定常的な作用を完全または部分的に考慮可能な DNS や LES により解析を行うことが望ましい。一方で、実際のエンジン筒内における火炎伝播燃焼では、第2章の図 2.41 で示したように初期燃焼期間における平均的な乱れ強さと燃焼速度がサイクル間変動を含む全体の燃焼プロセスに大きな影響を及ぼしている。このため、時間平均的なモデルであっても支配的な現象を適切に考慮することで、エンジン筒内の燃焼メカニズムを分析することは希薄限界等の特殊な場合を除き十分に可能と判断される。本章では、高圧噴射を用いた火花点火燃焼の数値解析を実施するにあたり、Los Alamos National Laboratory で開発されたエンジン用 3 次元 CFD ソルバーである KIVA-4⁽³⁾⁽⁴⁾を用いた。KIVA-4 は、支配方程式として RANS を基にした時間平均の非定常 3 次元 Navier-Stokes 方程式を用い、噴霧を含むエンジン内の反応流れの解析が可能なプラットフォームとして設計されている。有限体積法を基にしつつ、ラグランジュ的な移動境界と液滴の追跡に対応するため ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) 法⁽⁵⁾を採用し、移流および拡散項の時間積分にはサブサイクル法を併用する陽解法が、圧力や速度の非粘性項の時間積分には陰解法として SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) 法⁽⁶⁾が用いられる。大きな特徴として、オープンソースであるため各種サブモデルの追加や改良が容易に実施でき、学内の先行研究においても詳細化学反応との連成や噴霧モデルを中心に多くの改良が進められてきた⁽⁷⁾⁽⁸⁾。本研究では、高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼の予測に対応するため、特に噴霧モデルと火炎伝播モデルの改良に注力した。表 3.4 に、計算手法と本研究で使用した主要なモデルを示す。

Table 3.4 Summary of the numerical code and sub-models used in this chapter

Base code	KIVA-4
Mesh structure	Staggered grids with ALE method ⁽⁵⁾
Governing equation	Reynolds-averaged Navier-Stokes equation
Advection term	Sub-cycled explicit method
Time integration	SIMPLE method ⁽⁶⁾
Turbulence model	RNG $k-\varepsilon$ ⁽⁹⁾
Fuel spray model	DDM Spray breakup: KH-RT model with, Modified breakup length model Particle collision model ⁽¹⁰⁾ Gas-parcel relative velocity interpolation ⁽¹⁰⁾
Spark ignition model	KIVA default (specific internal energy addition)
Flame propagation model	Modified CFM with the effective turbulence delay term S_L : Keck, Gülder model (fitted to S5R)

3.2.2 噴霧モデルの改良

(1) 液滴分裂モデルの概要

KIVA-4 では、燃料噴霧を液滴群(パーセル)として離散的かつラグランジュ的に扱う DDM (Discrete Droplet Model) が用いられている。これに、液滴の変形や分裂、そして蒸発過程がモデル化されることで、エンジン筒内に噴射された燃料の空気との混合の計算が可能となるが、特に混合気の形成過程で重要な現象が液滴の分裂である。本研究では、上死点近傍の高密度場においてガソリンの高圧噴射を行うため、噴霧形態としてはディーゼルに近い。そこで、ディーゼルの噴霧計算で広く用いられている KH-RT モデル⁽¹⁾を使用した。

図 3.5 に示すように、高密度場に高速で噴射された液柱の燃料は、周囲空気との速度差に応じて微細な表面波が形成され、それが成長していくことでより小さな液滴へと分裂する(1 次分裂)。分裂した液滴は、界面に作用する周囲空気からの垂直の抗力と加速度に応じて表面波が形成され、1 次分裂と同様にそれが成長することでさらに小さな液滴へと分裂を繰り返していく(2 次分裂)。KH-RT モデルでは、このように液柱の 1 次分裂に Kelvin-Helmholtz(KH) の不安定性を、以降の液滴の 2 次分裂に Rayleigh-Taylor(RT) の不安定性を適用して液滴の微粒化をモデル化している。

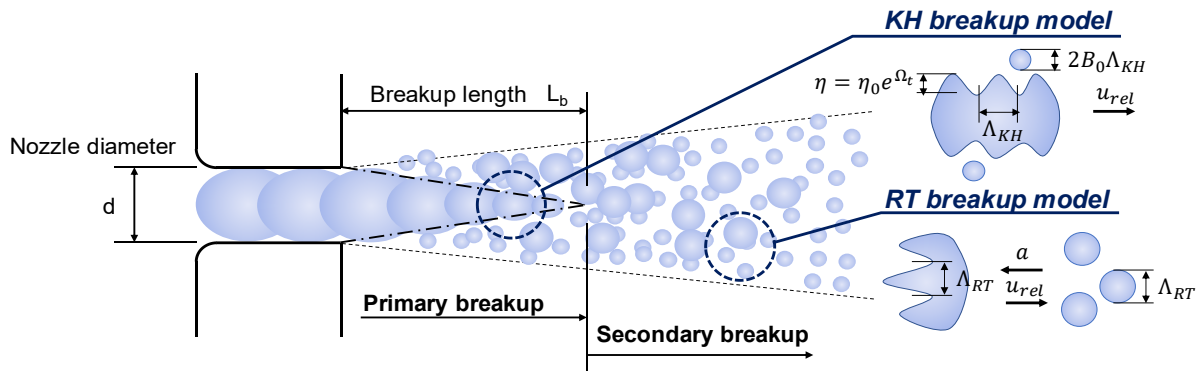


Fig. 3.5 Description of the KH-RT hybrid breakup model

Reitz らは、直径が噴孔径 d に相当する円筒状の液柱を仮定し、表面に作用する Kelvin-Helmholtz の不安定性に基づき、線形解析から表面波の最大成長率 Ω_{KH} とその波長 Λ_{KH} について以下の近似式を提案している⁽¹²⁾。

$$\Lambda_{KH} = \frac{9.02r_p(1 + 0.45\sqrt{Z})(1 + 0.4T^{0.7})}{(1 + 0.865We_g^{1.67})^{0.6}} \quad (3.1)$$

$$\Omega_{KH} = \frac{0.34 + 0.38We_g^{15}}{(1 + Z)(1 + 1.4T^{0.6})} \sqrt{\frac{\sigma_l}{\rho_l r_p^3}} \quad (3.2)$$

ここで、 r_p は液滴半径、 ρ_l は液滴の密度、 σ_l は液滴の表面張力である。 We_g は周囲気体のウェーバー数、 Z はオーネソルゲ数、 T はテイラー数であり、液滴のウェーバー数 We_l とレイノルズ数 Re_l を用いて以下の無次元数として与えられる。

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

$$We_g = \frac{\rho_g u_{rel}^2 r_p}{\sigma_l}, \quad Z = \frac{\sqrt{We_l}}{Re_l}, \quad T = Z \sqrt{We_g}$$

$$We_l = \frac{\rho_l u_{rel}^2 r_p}{\sigma_l}, \quad Re_l = \frac{2\rho_l u_{rel} r_p}{\mu_l}$$

ここで、 u_{rel} は液滴と周囲気体の相対速度、 μ_l は液滴の粘度である。これにより、KH 分裂モデルにおける液滴の分裂時間 $t_{b,KH}$ は Λ_{KH} と Ω_{KH} を用いて以下の式で求めることができる。

$$t_{b,KH} = 3.726 \frac{B_1 r_p}{\Lambda_{KH} \Omega_{KH}} \quad (3.3)$$

また、分裂後の子液滴の半径 $r_{c,KH}$ は波長 Λ_{KH} から以下の式で与えられる。

$$r_{c,KH} = B_0 \Lambda_{KH} \quad (3.4)$$

以上から、KH 分裂前の液滴径 r_p は以下の式にしたがい減少していく。

$$\frac{dr_p}{dt} = -\frac{r_p - r_{c,KH}}{t_{b,KH}} \quad (3.5)$$

式(3.3)の B_1 と式(3.4)の B_0 はモデル定数であり、モデルで考慮できていない噴孔内の乱れやキャビテーションの影響を含むため、実際の噴霧特性に合わせて適切なパラメータを与える必要がある。

KH 分裂と同様に、Bellman と Pennington らは Rayleigh-Taylor の不安定性に基づく液滴表面波の最大成長率 Ω_{RT} とその波長 Λ_{RT} について以下の式を提案し⁽¹³⁾、Su らによりディーゼル噴霧の計算に導入されている⁽¹⁴⁾。

$$\Omega_{RT} = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{3}\sigma_l} \frac{[-a(\rho_l - \rho_g)]^{3/2}}{\rho_l + \rho_g}} \quad (3.6)$$

$$\Lambda_{RT} = \frac{2\pi}{K_{RT}} = C_{RT} 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma_l}{a(\rho_l - \rho_g)}} \quad (3.7)$$

ここで、 C_{RT} はモデル定数、 a は液滴の加速度であり、球状を仮定した液滴に作用する抗力から以下の式により求まる。

$$a = \frac{3}{8} C_D \frac{\rho_g u_{rel}^2}{\rho_l r_p} \quad (3.8)$$

C_D は抗力係数であり、TAB (Taylor Analogy Breakup) モデル⁽¹⁵⁾における液滴の無次元変形量 Y を用いて以下の式により与えられる。

$$C_D = C_{D,sphere} (1 + 2.632Y) \quad (3.9)$$

ここで、 $C_{D,sphere}$ は Stokes の抵抗則により液滴のレイノルズ数 Re_l に応じて以下の式により求めることができる。

$$C_{D,sphere} = \frac{24}{Re_l} \left(1 + \frac{1}{6} Re_l^{2/3}\right), \quad (Re_l \leq 1000) \quad (3.10)$$

$$C_{D,sphere} = 0.424, \quad (Re_l > 1000) \quad (3.11)$$

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

以上により, RT 分裂における分裂時間 $t_{b,RT}$ と分裂後の子液滴の半径 $r_{c,RT}$ は以下の式で与えられる.

$$t_{b,RT} = \frac{C_\tau}{\Omega_{RT}} \quad (3.12)$$

$$r_{c,RT} = \frac{\Lambda_{RT}}{2} \quad (3.13)$$

また, RT 分裂前の液滴径 r_p は以下の式にしたがい減少していく.

$$\frac{dr_p}{dt} = -\frac{r_p - r_{c,RT}}{t_{b,RT}} \quad (3.14)$$

ここで, 式(3.12)の C_τ はモデル定数であり, 本研究では $C_\tau=1.0$ とした. なお, KH 分裂と RT 分裂では共に分裂前のパーセルに含まれる液滴の数は保存するものとし, 質量保存則から子液滴の半径から分裂後のパーセルに含まれる液滴数が求まる.

以上の2形態の分裂モデルを組み合わせる KH-RT モデルでは, 液柱の長さに相当する分裂長さ L_b を導入して KH 分裂と RT 分裂の優先度を切り替えている. 元々のモデルでは, 分裂長さを超える領域の液滴についてのみ RT 分裂を考慮するのに対して, 本研究では分裂長さを超えない位置の液滴であっても, KH 分裂によって液柱から分裂した液滴であれば RT 分裂の対象とすることとした. 全体の処理としては,

$$We_g > WeberLimit, \quad r_{c,KH} < r_p \quad (3.15)$$

を満たす液滴について, KH 不安定性の成長時間 t_{KH} に時間刻み幅 dt を加算し, また,

$$\Lambda_{RT} < 2r_p \quad (3.16)$$

を満たす液滴について, RT 不安定性の成長時間 t_{RT} に時間刻み幅 dt を加算する. ただし, ここでは分裂長さを超えない領域では1回以上の KH 分裂を起こしていることを判定条件に加える. そして, それぞれの積算時間 t_{KH} と t_{RT} が分裂時間 $t_{b,KH}$ および $t_{b,RT}$ を超えた場合に分裂を起こす. この時, 分裂長さ L_b は, その前後で分裂時間判定の優先順序を KH 分裂から RT 分裂へと切り換えるために用いる. ここで, 判定式(3.15)中の臨界ウェーバー数 $WeberLimit$ は本研究では6.0とした. なお, 分裂長さ L_b については解析的に求めることは通常困難であるため, 経験式を用いて与えられる場合が多く, Levich 理論に基づき以下の式で予測できる. ここで, d は噴孔出口の直径, C_b はモデル定数である.

$$L_b = C_b d \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \quad (3.17)$$

(2) インジェクタ噴孔諸元と要求噴霧特性の予測

本研究では, 高圧に噴射された燃料噴霧により乱れを誘起し, 火炎伝播燃焼における乱流燃焼速度の向上を狙う. これは, インジェクタには燃料と空気の急速混合に加え, 火炎伝播を促進するための高強度の乱れを形成する機能が求められることを意味する. 燃料噴霧のペネトレーションや微粒化特性は, 本研究で注目している燃料噴射圧力の他に, インジェクタの噴孔形状によっても大きく変化する. 図3.6は, ディーゼル用のインジェクタについて, 噴孔のアスペクト比 L/D (Length / Diameter 比) を変更した際

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

のペネトレーションと噴霧角を定容容器において調査した先行研究例である⁽¹⁶⁾。L/D が大きくなるにつれ、噴霧角は縮小し、ペネトレーションが増加する傾向にある。

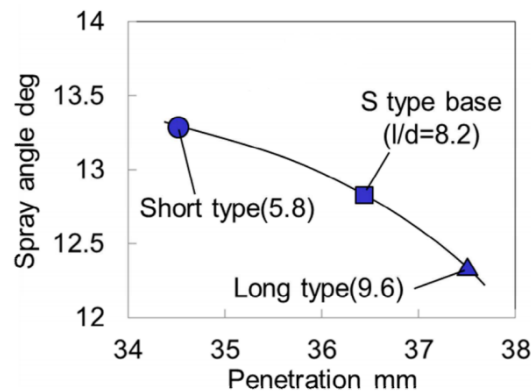


Fig. 3.6 An example of penetration length and angle of sprays with different nozzle L/D ⁽¹⁶⁾
(Diesel fuel, nozzle diameter: $\phi 0.083$ mm, injection pressure: 130 MPa)

ここで、急速燃焼を実現する観点から、疑似的に分裂モデルのパラメータを操作して L/D の異なる噴霧を模擬し、それぞれの当量比と乱流エネルギーの分布から目的とする火炎伝播の促進に適した仕様を検討した。表 3.5 に、検討した 2 つの噴霧の分裂モデルのパラメータを示す。KH-RT モデルの KH 分裂の分裂時間と RT 分裂の最大成長波長、そして分裂長さに関わるパラメータを変更することで、L/D の短い噴霧 (Short L/D) と長い噴霧 (Long L/D) の異なる噴霧特性を再現した。噴射圧力 (P_{inj}) を 100 MPa としたときのこれらの噴霧の非蒸発場における概形と時系列のペネトレーション長さを図 3.7 に示す。Short L/D では、広角噴霧かつ早期の 1 次分裂の進行により噴霧の根本から高い分散性が見られ、ペネトレーションが抑制される。一方で Long L/D では、分裂長さが長く噴孔から離れた位置において周囲空気とのせん断による 2 次分裂が主として進行する。

Table 3.5 Breakup model parameters for prediction of high penetration and high dispersion sprays

Assumed nozzle type	Long L/D	Short L/D
B_0	0.61	
B_1	40	20
C_{RT}	0.025	0.0125
C_τ	1.0	
C_b	24	12
Spray cone angle deg.	12.5	25.0

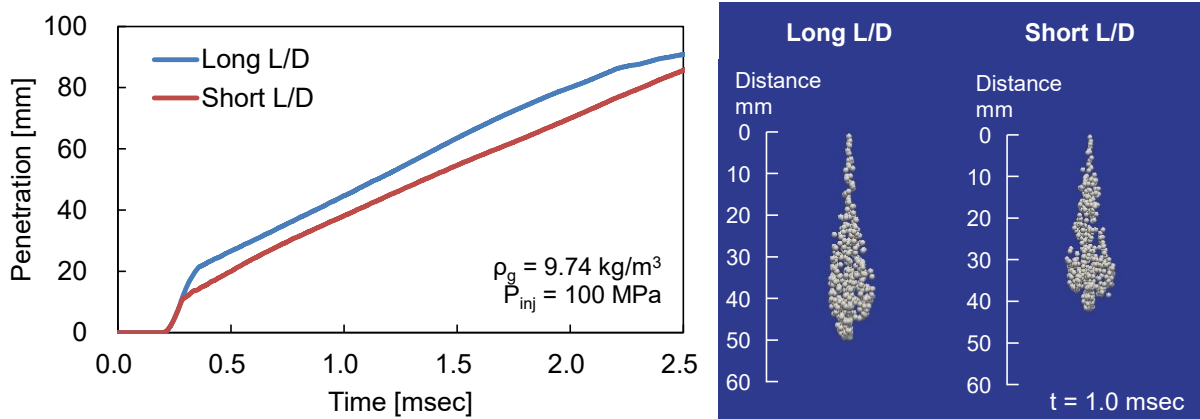


Fig. 3.7 Simulated spray and time histories of penetration length of the two different spray concepts (Non-evaporating spray, $\rho_g = 9.74 \text{ kg/m}^3$, $P_{inj} = 100 \text{ MPa}$)

続いて、2つの噴霧の噴射開始後2 msecにおける当量比と乱流エネルギー(TKE)の分布を図3.8に示す。Long L/Dの噴霧は、Short L/Dと比較して当量比の高い領域が下流に分布し、同時に混合も進行することで局所的な当量比が低下する。また、噴霧の軌跡における到達点までの乱流エネルギーも高く、混合と乱れの強化が両立できている。一方でShort L/Dの噴霧では、早期に気化を開始するが上流における局所的な当量比は高く、乱流エネルギーはLong L/Dの噴霧と比較して低く分布している。図3.9には、噴霧内($\phi \geq 0.1$)の計算格子における乱流エネルギーと当量比を $\phi - TKE$ 頻度分布として整理した結果を示す。急速燃焼を実現するためには、層流燃焼速度が最大値を取る当量比 $\phi = 1.1$ 前後の範囲の乱流エネルギーを高めることが有効と考えられる。2つの噴霧特性において当量比と乱流エネルギーは比例関係にあるが、Long L/Dでは同一時刻においてより $\phi = 1.1$ 近傍の頻度が高く、わずかに高乱流エネルギー側に分布している。

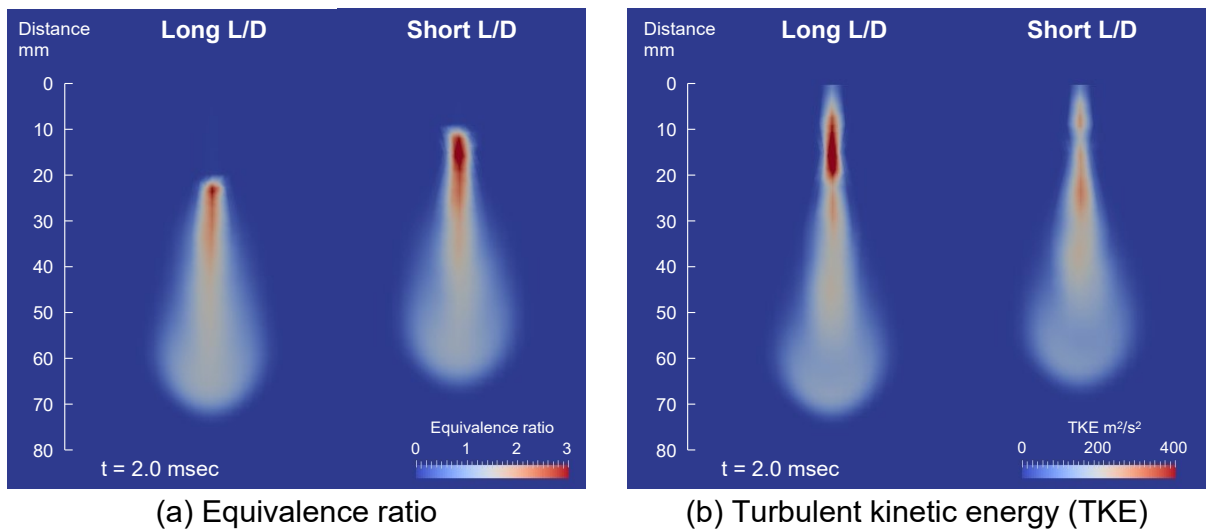


Fig. 3.8 Equivalence ratio and TKE distributions of the two different spray concepts (Evaporating spray, $P_g = 2.0 \text{ MPa}$, $T_g = 735 \text{ K}$, $P_{inj} = 100 \text{ MPa}$)

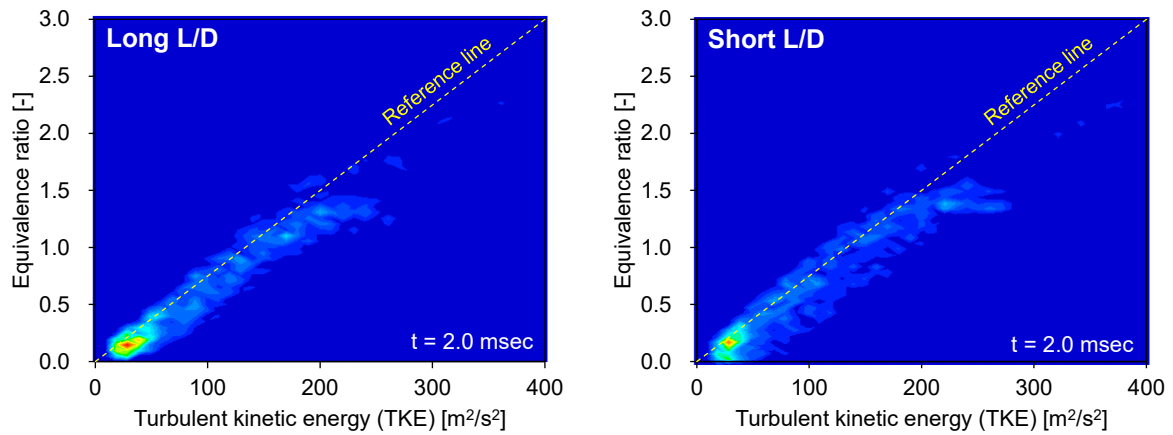


Fig. 3.9 Equivalence ratio – turbulent kinetic energy ($\phi - TKE$) PDF of the two spray concepts (Evaporating spray, $P_g = 2.0$ MPa, $T_g = 735$ K, $P_{inj} = 100$ MPa)

以上の結果から、L/D の長い噴孔形状により高ペネトレーション型の噴霧を実現することで層流燃焼速度と乱流強度を同時に高め、最終的な乱流燃焼を促進できるものと考えられる。なお、噴霧の運動量の高さは混合気を点火点へ運ぶ輸送性にも関わるため、実際のエンジン燃焼室に高圧噴霧を適用する上でも有利な特性となる。本章では、供試インジェクタとして強いペネトレーションの期待できる図 3.10 に示す噴孔径 $\phi = 0.111$ mm, L/D = 7.2 の噴孔形状を採用した。

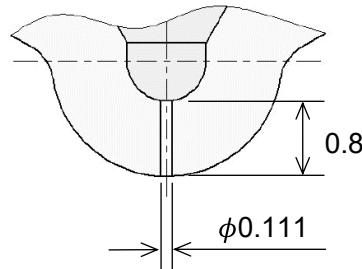


Fig. 3.10 Geometry of the test injector nozzle (single hole)

(3) 高圧ガソリン噴霧の観察と分裂長さ予測式の改良

図 3.10 の噴孔形状の供試インジェクタについて、3.1.1 節で述べたエンジン筒内を模擬した高圧の定容容器内の噴霧観察実験により噴霧特性を調査し、分裂長さ L_b の予測式を構築した。まず、噴霧観測実験により得られた噴射圧力 P_{inj} 違いの噴霧の成長過程について、液相は噴射開始から 0.05 msec 間隔で 0.4 msec までの比較を、また蒸気相は 0.2 msec 間隔で 0.8 msec までの比較を行った。図 3.11 に液相の計測結果を、図 3.12 に蒸気相の計測結果を示す。また、図 3.13 には、画像解析により得られた各条件の液相と蒸気相のペネトレーション長さの解析結果を示す。計測は、表 3.2 における雰囲気密度 9.74 kg/m^3 の条件と 4.84 kg/m^3 の 2 条件について実施し、エンジンの噴射時期換算で -40 deg.aTDC と-

第 3 章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

20 deg.aTDC に相当する。なお、液相はレーザーシートによる噴霧断面の液滴散乱光を撮影した結果であり、蒸気相は紫外 LED 吸光法により撮影した結果である。

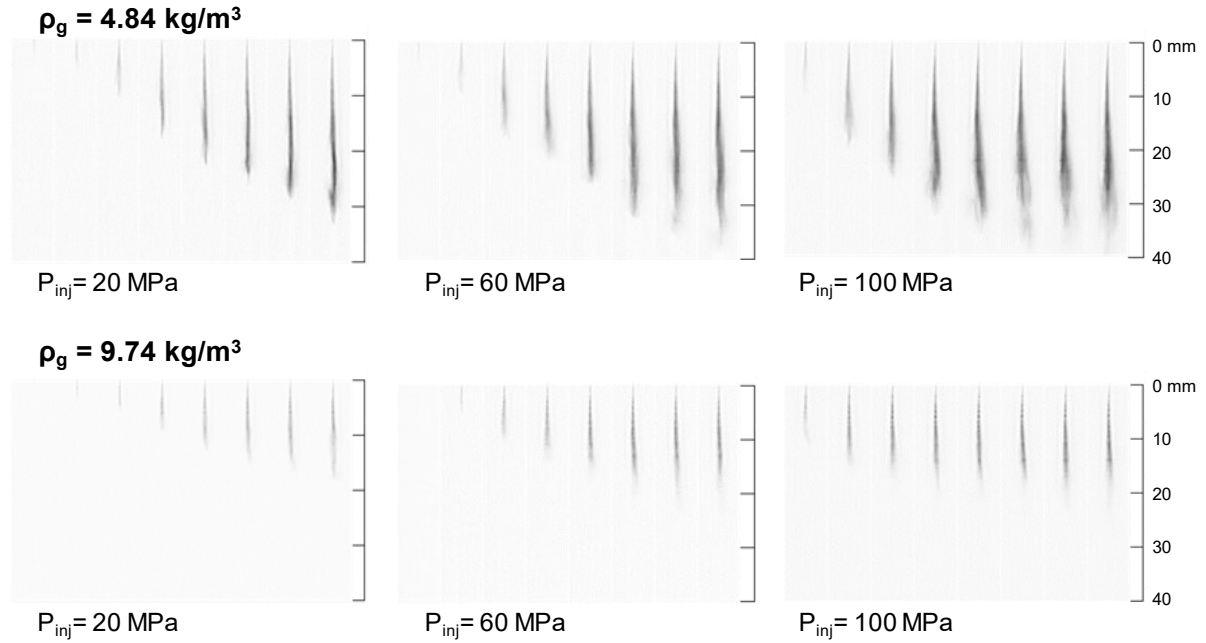


Fig. 3.11 Visualized results of gasoline spray injected in a CVC (Liquid phase, 0.05 msec interval)

s

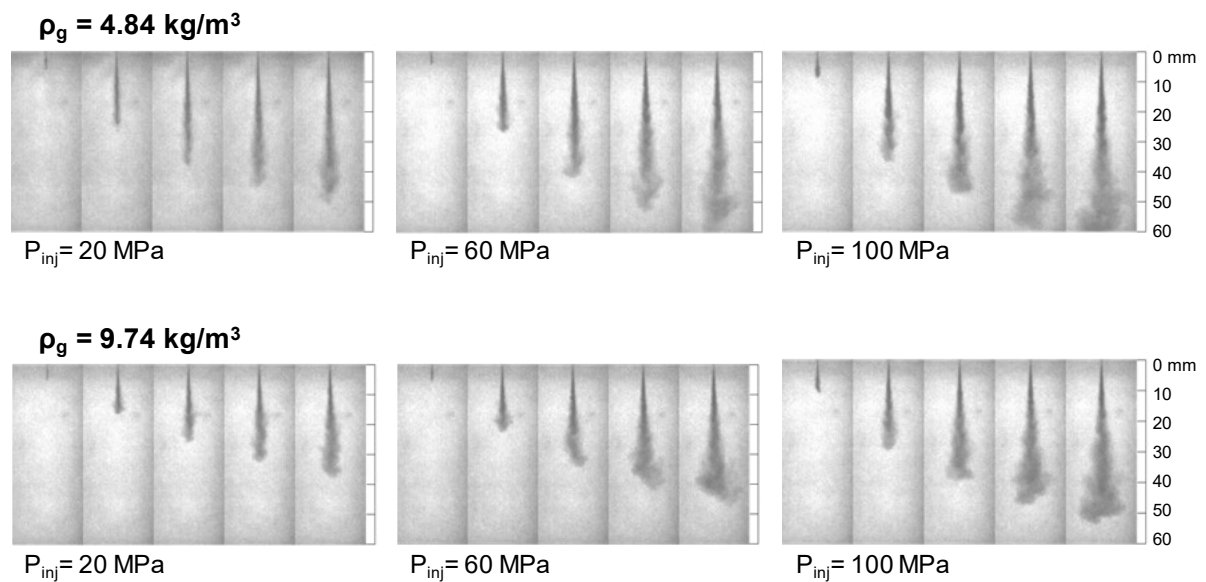


Fig. 3.12 Visualized results of gasoline spray injected in a CVC (Vapor phase, 0.2 msec interval)

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

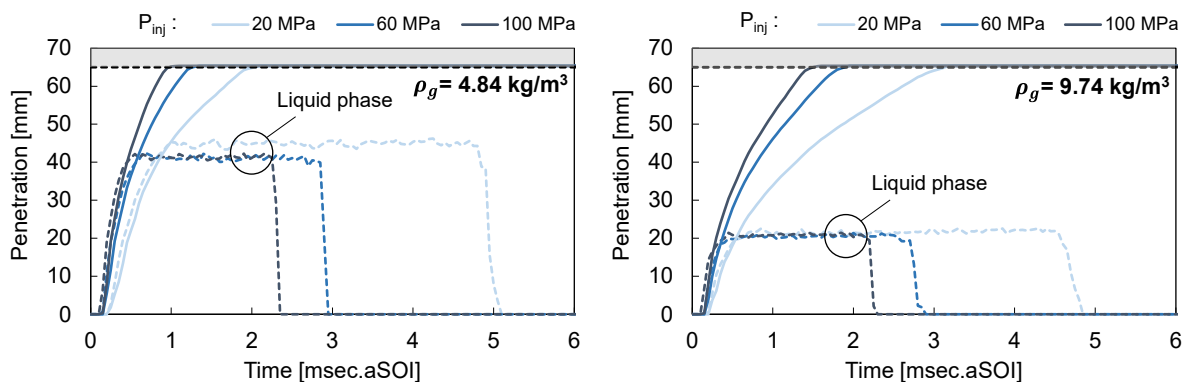


Fig. 3.13 Variation of liquid and vapor phase penetration of gasoline sprays under different ambient conditions and injection pressure measured in a CVC

噴霧観察結果より、最大の液相長さについては噴射圧力により大きな変化は生じていないことが分かる。噴射圧力に応じて液滴の噴射速度は上昇するが、同時に微粒化と蒸発も促進されるため、それらが相殺して噴射圧力に依存しない結果になったと考えられる。一方で、雰囲気気密度により液相長さは大きく変化している。これは、高密度場であるほど、周囲空気との運動量交換が促進されて噴霧は減速し、到達距離が短縮されるためである。これらの結果は、従来のディーゼル噴霧における液相の観察結果⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾と同様の傾向にあり、高圧噴射されたガソリン噴霧の微粒化や蒸発過程も定性的には同じ特性であると言える。蒸気相については、高噴射圧化により先端到達距離は長くなり、さらに半径方向にも広く分散していることが確認できる。気相に変化した後では、燃料の空間的な広がりには噴霧が有していた運動量と拡散速度のみに依存するため、噴霧速度の大きい高圧噴射であるほど空間的な広がりが拡大する。これらのガソリン噴霧に対する雰囲気気密度と噴射圧力の影響を整理した結果を図 3.14 に示す。液相の到達距離は雰囲気気密度の上昇に応じて噴射圧力に関係なく短縮される一方で、蒸気相の成長速度は噴射圧力に依存して増加するため、エンジンの上死点近傍の高密度場においては燃料噴射圧力を高めることで噴霧の蒸発と混合が大きく促進されることを示唆する。

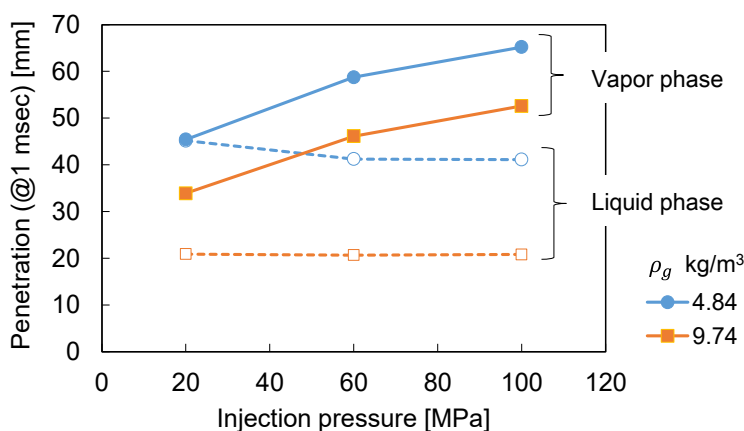


Fig. 3.14 The effect of ambient gas density and injection pressure on the penetration of a gasoline sprays (Measured timing: 1 msec.aSOI)

第 3 章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

以上の効果を数値計算において再現するためには、式(3.17)に示した液相長さを支配する分裂長さ L_b を雰囲気密度に応じて適切に予測する必要がある。ここで、表 3.2 に示した 5 つの雰囲気密度場について KH-RT モデルを用いた噴霧計算を行い、実験の液相長さが再現された C_b を密度比 ρ_l/ρ_g で整理した結果を図 3.15 に示す。本結果より、雰囲気密度に応じて要求の C_b は大きく変化し、固定値とした場合にはエンジン筒内のように密度変化のある場で分裂長さを適切に予測できないことが分かる。そこで、図 3.15 に示す累乗近似式を用いて式(3.17)内のモデル定数 C_b 自体を以下の式のように燃料密度と雰囲気密度の関数として動的に与え、吸気行程から圧縮行程までの幅広い雰囲気密度の予測に対応させた。

$$C_b = 1.30 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.676} \quad (3.18)$$

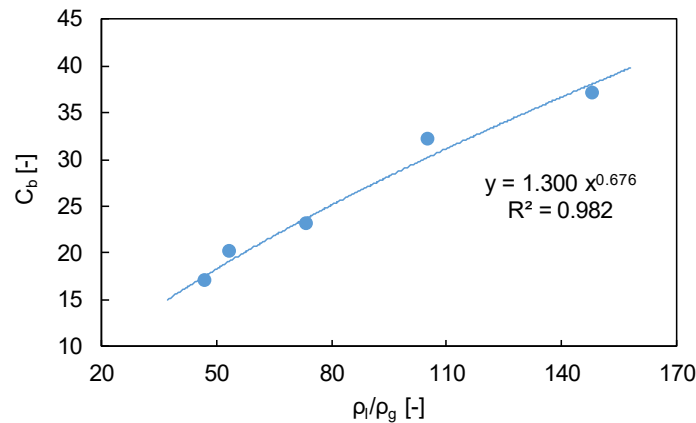


Fig. 3.15 Estimated C_b for predicting the measured liquid length under different gas density conditions

式(3.18)を用いて、噴射圧力 100 MPa の異なる密度条件場の液相長さを計算し、実験の計測結果と比較した結果を図 3.16 に示す。また、各雰囲気密度の噴射開始後 1 msec における噴霧のシャドウグラフ法による撮影結果と計算結果の比較を図 3.17 に示す。 L_b 予測式の雰囲気密度に対する感度が調整されたことで、液相噴霧における最大到達距離を幅広い雰囲気密度場について良好な精度で再現できている。

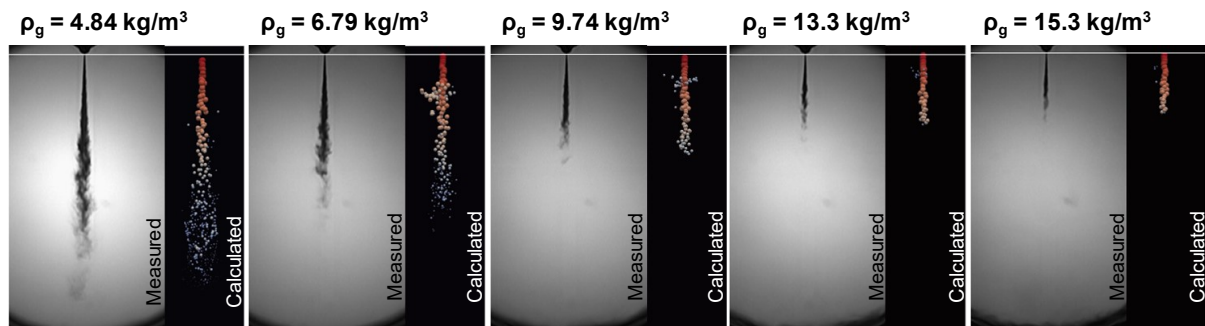


Fig. 3.16 Comparisons of measured and calculated evaporating gasoline spray images under different gas density conditions with injection pressure of 100 MPa at 1 msec.aSOI

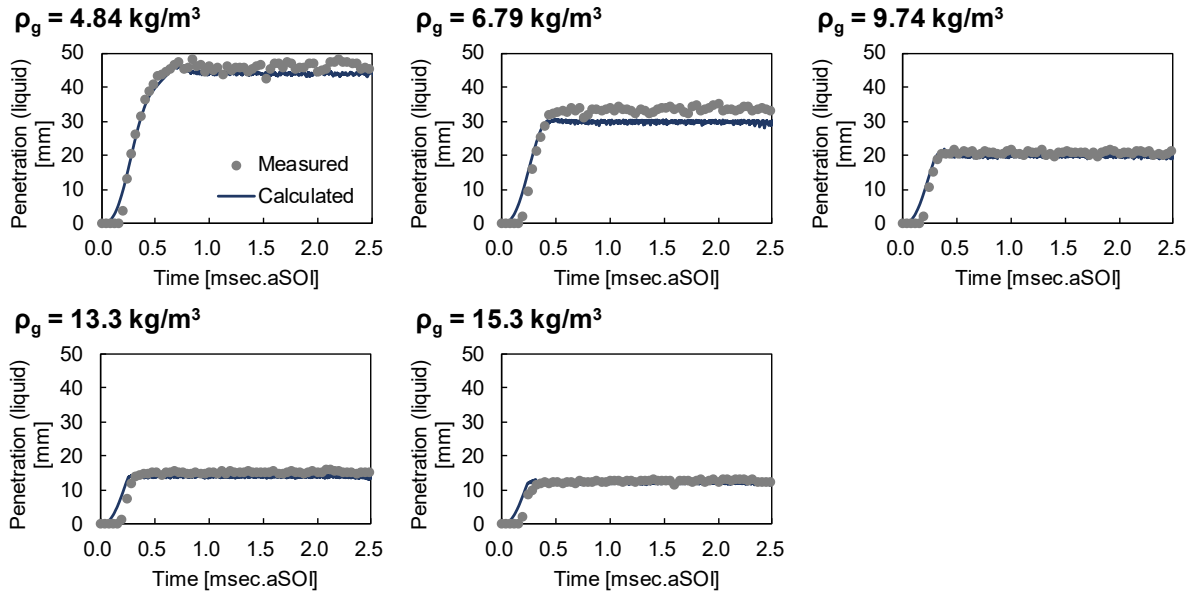


Fig. 3.17 Comparisons of liquid penetration length between measured and calculated results under different gas density conditions with injection pressure of 100 MPa

3.2.3 火炎伝播モデルの改良

(1) 火炎伝播モデルの概要

高圧ガソリン噴射を用いた筒内の異常燃焼を含む様々な現象を考慮しつつ、実用的な計算時間における解析を可能とするため、本章では RANS ベースの数値計算を実施する。LES の場合は SGS 成分を除き、直接乱れと火炎の湾曲を解くことが可能であるが、RANS では全てのスケールの乱れをレイノルズ平均で巨視的に与えるため、局所的な火炎表面への乱れ的作用と湾曲による乱流燃焼速度の増加を計算することはできない。そのため、火炎伝播の計算を行うためにはモデルの導入が不可欠となる。本章では、単位体積当たりのしわ状火炎の表面積である火炎面密度を以下の式のスカラー Σ で定義し、その輸送方程式を解くことで火炎伝播による燃焼の進行を表現する CFM (Coherent Flame Model)⁽¹⁹⁾を用いた。

$$\Sigma = \frac{A}{V} \quad (3.19)$$

CFM では Level set 法の G 方程式と異なり再初期化操作を必要とせず、計算負荷の増加を抑制しつつ他のスカラー値と同様に輸送方程式を解けば乱流火炎の追跡が可能となる。 Σ は、一般に以下に示す輸送方程式にしたがって計算される。

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{u}\Sigma) = \text{div} \left[\left(\frac{v_T}{Sc_t} \right) \text{grad}(\Sigma) \right] + S - D \quad (3.20)$$

ここで、 v_t は乱流動燃性係数、 Sc_t は乱流シュミット数、 \mathbf{u} は速度ベクトルである。CFM による火炎伝播の計算では、式(3.20)の生成項の S と消散項の D を別途モデルにより与える必要があり、火炎の湾曲に対する乱れ的作用や壁面近傍での消炎効果等を適切に表現することが重要となる。生成項と消散項については様々なモデルが提案されているが、完全発達した理想的な平面火炎を前提としているものが多く、

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

エンジン筒内の様々な場における火炎の発達や消炎を網羅しているとは限らない。特に第2章で示したようにエンジン燃焼場においては層流火炎から乱流火炎への遷移時期や速度が全体の燃焼過程に対して支配的であるが、CFMにおいてもそのような遷移過程を適切にモデルとして表現する必要がある。

まず消散項 D については、火炎面の相互干渉に伴う火炎面密度の減少を考慮する Boudier らのモデル⁽²⁰⁾と壁面近傍における乱流火炎の消炎特性時間を考慮する FIST (Flame Interaction with Surface and Turbulence) モデル⁽²¹⁾に基づき、以下の式で与えた。

$$D = \beta \frac{S_L + a_c k^{\frac{1}{2}}}{1 - \theta} \Sigma^2 + D_Q \quad (3.21)$$

ここで、 a_c と β はモデル定数であり、 $a_c=0.1$ 、 $\beta=1$ が提案されている⁽²⁰⁾。 S_L は層流燃焼速度、 k は乱流エネルギー、 θ は既燃状態からの温度低下率を表わし、現在の温度 T 、未燃温度 T_u 、既燃温度 T_b (\equiv 断熱火炎温度 T_a)を用いて以下の式で与えられる。

$$\theta = \frac{T - T_u}{T_b - T_u} \quad (3.22)$$

また、式(3.21)の D_Q は壁面における消炎の効果を表現し、消炎層内の火炎面密度 Σ_Q と消炎特性時間 t_Q を用いて以下の式で与えられる。

$$D_Q = \frac{\Sigma_Q}{t_Q} \quad (3.23)$$

$$\Sigma_Q = \Sigma_1 \frac{a_Q}{a_Q + 1}, \quad a_Q = \frac{v_t t_Q}{S_{c_t} \delta_T^2}, \quad t_Q = \frac{2l_F}{S_L} \quad (3.24)$$

ここで、 Σ_1 は壁面に接する計算格子の火炎面密度、 v_t は渦動粘性係数、 l_F は火炎帯厚さ、 δ_T は消炎層厚さであり、ペクレ数 Pe を用いて $\delta_T = Pe l_F$ で与えられる。

CFMの生成項については、乱れの作用による単位時間当たりの火炎面密度の増加を考慮する。乱流渦の半径を r 、接線速度を v_r とすれば、火炎面密度の増加速度は乱流渦による火炎伸長と等しいものと仮定して以下により表わされる。

$$S = \frac{d\Sigma}{dt} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \Sigma = \frac{v_r}{r} \Sigma \quad (3.25)$$

さらに、式(3.25)は乱流渦の特性時間 $\tau_t = k/\varepsilon$ を用いることで以下の形に置き換えられる。

$$\frac{v_r}{r} \Sigma \approx \frac{1}{\tau_t} \Sigma = \frac{\varepsilon}{k} \Sigma \quad (3.26)$$

実際の乱流火炎では、粘性による渦の散逸や火炎の曲率に応じた熱および濃度拡散等の影響により、式(3.26)は広くは成立しない。そこで、これらの作用をモデル定数と補正項により考慮する以下の式の ITNFS (Intermittent Turbulence Net Flame Stretch) モデルが提案されている⁽²²⁾。

$$S = \alpha \frac{\varepsilon}{k} \Gamma_k \left(\frac{u'}{S_L}, \frac{L}{l_F} \right) \Sigma \quad (3.27)$$

ここで、 α はモデル定数であり、 $\alpha = 2.10$ が提案されている。 L は積分スケールであり、乱流強度 u' と乱流エネルギー k の関係から局所平衡を仮定して以下で与えられる。

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

$$L = \frac{u'^3}{\varepsilon}, \quad u' = \sqrt{\frac{2}{3}k} \quad (3.28)$$

また、式(3.27)の $\Gamma_k(u'/S_L, L/l_F)$ は補正項であり、DNS 結果により得られた火炎伸長に対するスケール比 (L/l_F) の関係を累乗近似した以下の代数式として定義される。

$$\begin{aligned} \log_{10}(\Gamma_k) = & -\frac{1}{s+0.4} \exp[-(s+0.4)] \\ & + \{1 - \exp[-(s+0.4)]\} \left[\sigma_1 \left(\frac{u'}{S_L} \right) s - 0.11 \right] \\ s = & \log_{10} \left(\frac{L}{l_F} \right), \quad \sigma_1 \left(\frac{u'}{S_L} \right) = \frac{2}{3} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \exp \left[- \left(\frac{u'}{S_L} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.29)$$

式(3.27)の補正項では、図 3.18 に示されているように火炎の厚みに対してスケールの小さな乱れは火炎面密度の増加に寄与しないことを考慮している。このように、ITNFS は DNS により得られた乱流渦が火炎の伸張率に及ぼす影響を代数式として表現することで、乱流火炎に対する乱れ強さに追加して火炎帯厚さと積分スケールの影響を考慮している点が特徴となっている。

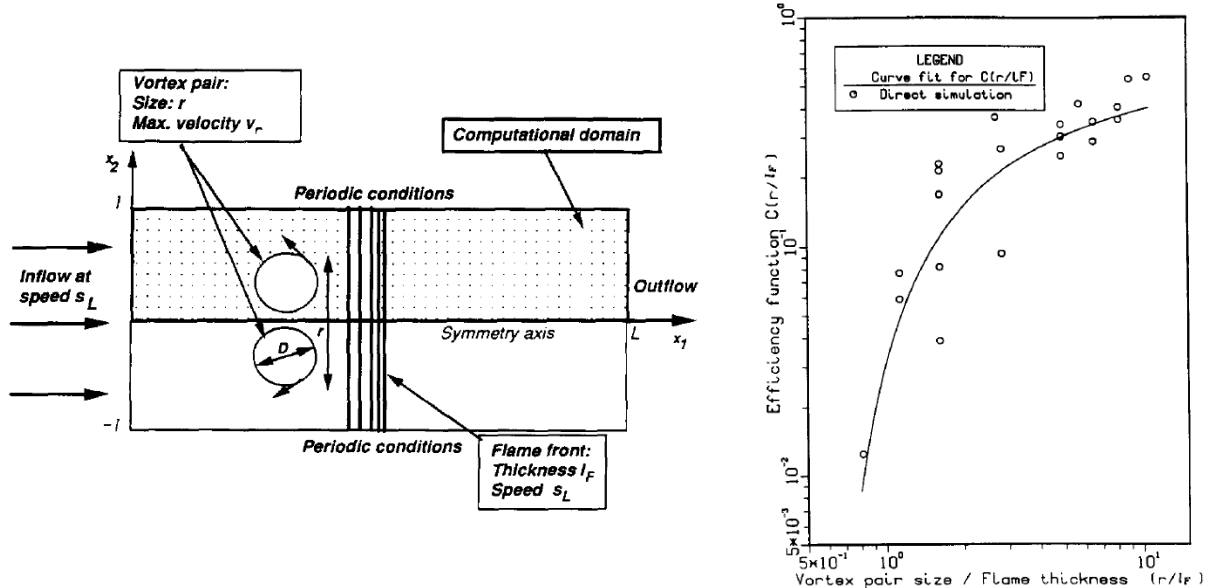


Fig. 3.18 DNS turbulence flame calculation setup (left figure) and characteristics of the compensation term Γ_k of the ITNFS model (right figure) ⁽²²⁾

(2) 有効乱れ強さと層流火炎に対応した CFM 生成項の構築

第 2 章で述べたように、エンジン筒内の火炎伝播を考える上では乱流火炎に遷移した直後の初期燃焼、すなわち未発達の初期火炎における火炎に対する乱れの作用を考慮する必要がある。また、このような球状火炎伝播の初期段階においては、積分スケールが乱流燃焼速度に及ぼす影響は上述の ITNFS モデルにおける特性とは異なり、より小さいスケールの乱れが発達した乱流火炎への遷移を早めることが第 2 章の LES による乱流球状火炎の計算により示された。さらに、後述する非燃焼計算の結果や第 1 章の先行研究例からも明らかなように、噴霧により誘起される乱れは、吸気流動により誘起される乱れと比較して積分スケールが小さい点が特徴となっている。これに対し、ITNFS モデルは図 3.18 に示したように完全発達した平面火炎を前提としているため、初期燃焼に対する積分スケールの影響を的確に再現できず、高圧噴射を用いた場合の燃焼速度を適切に予測できないことが懸念される。そこで、本研究では図 3.19 に示すように CFM において点火後の層流火炎から発達した乱流火炎に遷移するまでの一連のプロセスを考慮できるように火炎面密度の生成項を拡張した。方針としては、完全発達した乱流火炎を前提とした式(3.27)の生成項をベースに、層流火炎における火炎面密度の増加と乱流火炎への遷移遅れを新たにモデルとして考慮する。

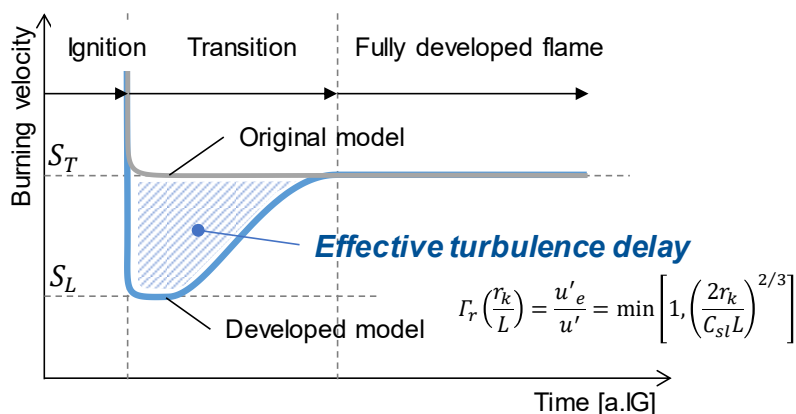


Fig. 3.19 The principle of the modified source term of the CFM accounting for the turbulent flame transition delay caused by effective turbulence

CFM では、点火により Σ が与えられても、乱れのない場においては火炎密度が増加せずに消散により火炎の伝播はやがて停止する。実際には、層流燃焼速度と熱膨張に基づいて緩やかに火炎は伝播していく。この効果をはじめに生成項として追加する。球状の層流火炎を仮定した場合、その火炎伸長率は火炎核半径 r_k の曲率を用いて以下のように表わされる⁽²⁴⁾。

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{2}{r_k} \frac{dr}{dt} \quad (3.30)$$

さらに、火炎核半径の成長速度 dr/dt は層流燃焼速度 S_L と未燃及び既燃混合気の密度 ρ_u と ρ_b を用いて熱膨張も考慮することで以下に式により求められる。

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\rho_u}{\rho_b} S_L \quad (3.31)$$

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

したがって、式(3.30)と式(3.31)から気体の状態方程式を用いることで、球状の層流火炎の火炎面密度の増加率は以下の式から得ることができる。

$$\frac{d\Sigma}{dt} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \Sigma = 2\beta_l \frac{T_b S_L}{T_u r_k} \Sigma \quad (3.32)$$

ここで、 β_l はモデル定数、 T_b は既燃温度、 T_u は未燃温度である。 β_l については、本学の定容容器における層流火炎の観察結果⁽²³⁾を再現するように定めた。図 3.20 に、式(3.32)を CFM の生成項として用い、 $\beta_l = 1.40$ と設定した際の定容容器における予混合層流火炎の計算と実験の圧力履歴と火炎伝播挙動の比較結果を示す。計算結果は実験の圧力履歴と火炎形状を良好に再現し、CFM による層流火炎の計算が可能となった。

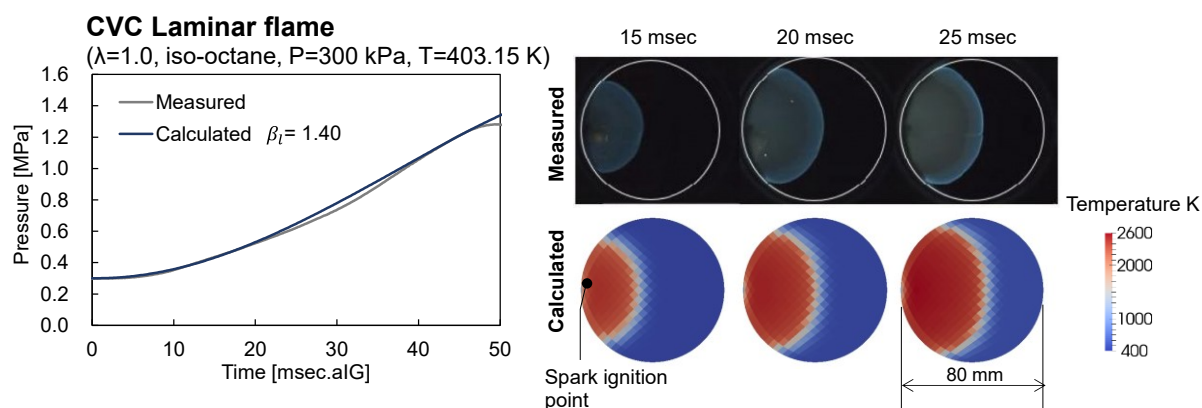


Fig. 3.20 Calculation results of a laminar propagating flame in a CVC⁽²³⁾ by the modified CFM (Left figure: Pressure histories, Right figure: Side view of flame geometry)

続いて、層流火炎から乱流火炎への遷移遅れをモデル化する。本研究では、Hayakawa らの乱れの波数と火炎の湾曲に対する有効乱れ強さの関係⁽²⁴⁾を参考に、火炎半径と積分スケールに基づく補正項 $\Gamma_r(r_k, L)$ を乱流燃焼の生成項に追加することで対応した。補正項の式としては、以下に示す Wiese らの初期火炎核成長についてのモデル⁽²⁵⁾を用いた。

$$\Gamma_r \left(\frac{r_k}{L} \right) = \frac{u'_e}{u'} = \min \left[1, \left(\frac{2r_k}{C_{sl}L} \right)^{2/3} \right] \quad (3.33)$$

ここで、 u'_e は乱流火炎の表面の湾曲に寄与する乱れ強さを表わす。Hayakawa らは、乱流火炎の表面の湾曲に寄与する波数 k_0 までの有効乱れ強さ u'_e について、その波数までが保有する乱流エネルギーから以下の式を定義している。

$$u'_e = \left[\frac{2}{3} \int_{k_0}^{\infty} E(k) \right]^{1/2} \quad (3.34)$$

ここで、閾値の波数となる k_0 は、火炎核半径 r_k から以下で与えられる。

$$k_0 = \frac{\pi}{r_k} \quad (3.35)$$

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

式(3.33)の C_{sl} は調整係数となり、最終的に球状火炎を発達した乱流火炎とみなせる火炎半径に応じて決定する必要がある。本研究では有効乱れ強さの比 u'_e/u' について、波数 k_0 に対応する波長と積分スケールの比 $2\pi k_0/L$ を用い、Hayakawa らが整理した結果を再現するように $C_{sl}=8.0$ と定めた。これにより得られる波数 k_0 に対応する u'_e/u' を、Hayakawa らが整理した特性と比較した結果を図 3.21 に示す。 $2\pi k_0/L$ は火炎半径と積分スケールの比である $2r_k/L$ と対応しているため、点火直後の火炎伝播開始時は $u'_e/u'=0$ となるが、火炎が伝播して成長するにしたがい徐々に u'_e/u' は増加する。最終的に火炎半径が積分スケールの4倍の大きさに到達した時点、すなわち $2\pi k_0/L=8$ において $u'_e/u'=\Gamma_r=1$ となり、全てのスケールの乱れが火炎の湾曲に寄与する完全発達した乱流火炎として扱われる。

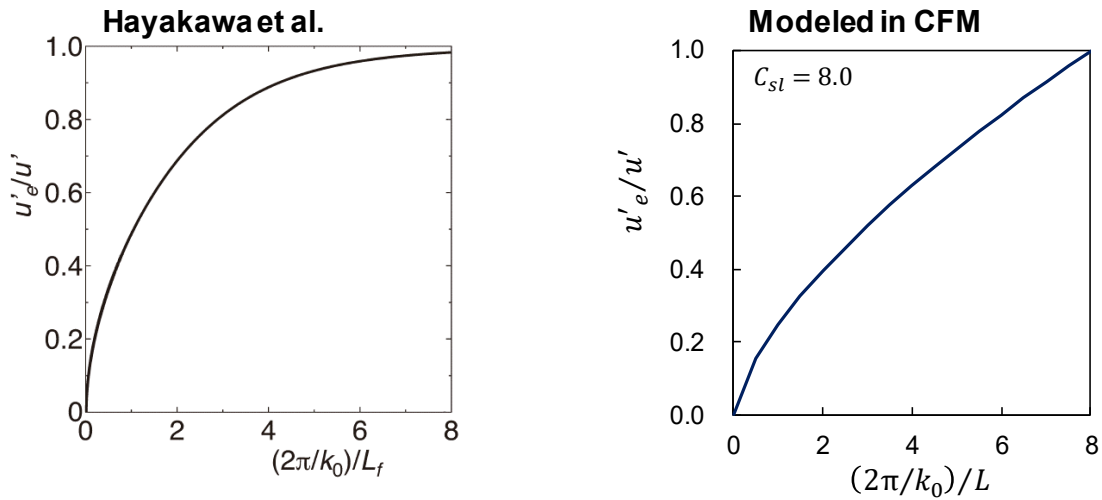


Fig. 3.21 A comparison of the relationship of u'_e/u' and $(2\pi/k_0)/L$ between the results of Hayakawa et al. (left) and the present model (right)

以上により本研究で構築した最終的な CFM における生成項を以下に示す。

$$S = \alpha \frac{\varepsilon}{k} \Gamma_r \left(\frac{r_k}{L} \right) \Gamma_k \left(\frac{u'}{S_L}, \frac{L}{l_f} \right) \Sigma + 2\beta_l \frac{T_b S_L}{T_a r_k} \Sigma \quad (3.36)$$

残る右辺第1項のモデル定数 α については、実際のエンジンの熱発生率を再現するように $\alpha=1.23$ に調整するが、先に決定した右辺第2項の層流火炎の火炎伸長に関わる係数 $\beta_l=1.40$ と有効乱れ強さにかかわる右辺第1項の式(3.33)内の係数 $C_{sl}=8.0$ については普遍と考えられるため固定とした。

式(3.36)の改良した CFM 生成項の有効性を確認するため、第2章の2.3節の積分スケール違い($L=2\text{ mm}$ および 4 mm)の減衰乱流場における乱流球状火炎の計算を実施し、初期の層流火炎から完全発達した乱流火炎までの遷移遅れの再現性を検証した。ここで、第2章の LES 結果から得られる有効乱れ強さについては、以下の式により定義した。

$$\frac{u'_e}{u'} \approx \frac{\Delta S}{u'} = \frac{C(S_T - S_L)}{u'} \quad (3.37)$$

C は、発達した乱流火炎において u' に対する乱流燃焼速度の増加率を示すスケール定数であり、 Da 数が十分に大きい場合、第1章の図 1.25 で示されているように $C \rightarrow 2$ に漸近する。式(3.37)により LES

第 3 章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

結果から有効乱れ強さを求めた結果を図 3.22 の左に、改良した CFM により同じ球状乱流火炎を計算して得られた式(3.33)の遷移を図 3.22 の右に示す. 火炎半径に対する遷移や, $L=4\text{ mm}$ から 2 mm に積分スケールを縮小した際の同一火炎半径における有効乱れ強さの増加率は概ね LES 結果を再現し, 本章で構築した CFM モデルで初期火炎核の成長に対する積分スケールの影響を概ね定量的に表現できていることが確認できる.

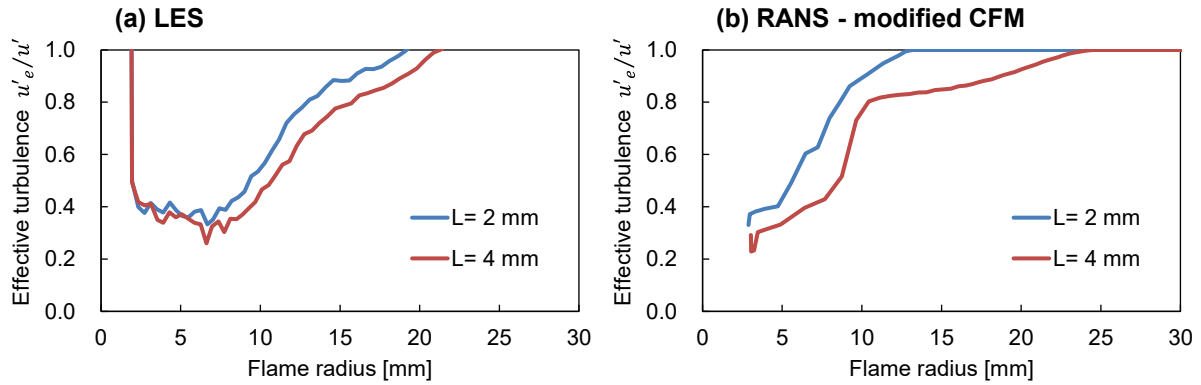


Fig. 3.22 Comparison of the variations of the effective turbulence against the flame radius for different integral length scales ($L=2\text{ mm}$ and 4 mm , $u'_{initial}= 1.2\text{ m/s}$)

以上から, 本研究で構築した CFM では実際のエンジン筒内において非定常的に大きさの変化する球状乱流火炎の伝播速度を適切に表現可能であり, エンジン筒内の火炎伝播燃焼において支配的なプロセスである初期燃焼中の乱流火炎への遷移過程や, 高圧ガソリン噴射により生成される小スケールの乱れの作用を考慮した計算が可能なもの判断される. 図 3.23 に, 本モデルにより予測可能な火炎形態の範囲について火炎構造ダイアグラムを用いて示す. 改良前の CFM では, 発達した平面乱流火炎のみを予測可能範囲としていた. これに対し, 層流燃焼速度項を追加したことによって Laminar flames 領域にまで予測可能範囲を拡張し, さらに火炎核半径(曲率)に対する有効乱れ強さの影響を補正項として追加することで, 点火直後の球状火炎までを予測可能とした.

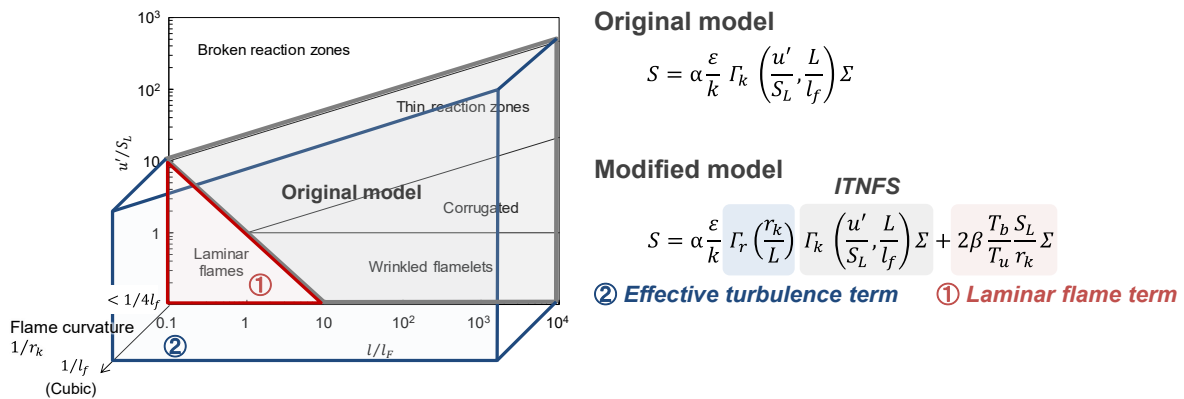


Fig. 3.23 Extension of the CFM to laminar and cubic flames with curvature

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

(3) 層流燃焼速度予測式の補正

本章では、第2章で構築したS5R詳細反応機構の層流燃焼速度を再現するように改良した層流燃焼速度予測式を計算に用いた。本モデルは、当量比 $\phi = 0.5 \sim 1.5$ の範囲でパラメータ推定したモデルであるが、本章では点火直前の圧縮行程噴射により混合気を形成するため推定条件の範囲を超えた当量比の中を火炎が伝播することが予想される。そこで、Pecchiaらの提案する以下の層流燃焼速度補正モデル⁽²⁷⁾を $\phi = 1.4$ 以上の過濃側に適用した。

$$S_{L,rich} = \frac{PSF^{rich}(\phi) \cdot p_w + TSF^{rich}(\phi, T_u) \cdot T_w}{p_w + T_w} S_{L,\phi=1.4} \quad (3.38)$$

ここで、 PSF^{rich} と TSF^{rich} は圧力補正項と温度補正項、 p_w と T_w は重み付け係数であり、 $p_w = 1.0$ 、 $T_w = 5.0$ が提案されている。また、 $S_{L,\phi=1.4}$ は当量比 $\phi = 1.4$ における補正前の層流燃焼速度である。圧力補正項と温度補正項はそれぞれ当量比の関数として以下の形を取る。

$$PSF^{rich} = \frac{r_3|\phi - 1.4|^2 + r_2|\phi - 1.4| + r_1|\phi - 1.4| + r_0}{r_0} \left(1 + m' \frac{p - p_{ref}}{p_{ref}} \cdot \frac{|\phi - 1.4|}{0.6} \right) \quad (3.39)$$

$$TSF^{rich} = m^{rich} \frac{T_u}{T_{ref}} + q^{rich} \quad (3.40)$$

式(3.39)の $r_0 \sim r_2$ と m' はモデル係数(表3.6に記載)、 p は現在の圧力、 p_{ref} は参照圧力(7 MPa)である。また、式(3.40)の T_u は未燃温度、 T_{ref} は参照温度(550 K)であり、 m^{rich} と q^{rich} は以下の当量比の多項式により得られ、 $rmh_0 \sim rmh_4$ と $rqh_0 \sim rqh_4$ は表3.7で与えられる。

$$m^{rich} = rmh_4\phi^4 + rmh_3\phi^3 + rmh_2\phi^2 + rmh_1\phi + rmh_0 \quad (3.41)$$

$$q^{rich} = rqh_4\phi^4 + rqh_3\phi^3 + rqh_2\phi^2 + rqh_1\phi + rqh_0 \quad (3.42)$$

Table 3.6 Fitting coefficients for the fuel rich S_L compensation model for gasoline over $\phi = 1.4^{(27)}$ (1)

Parameter	r_0	r_1	r_2	r_3	m'
Value	9.989×10^{-1}	-2.197	3.363	-2.131	2.915×10^{-1}

Table 3.7 Fitting coefficients for the fuel rich S_L compensation model for gasoline over $\phi = 1.4^{(27)}$ (2)

i	0	1	2	3	4
rmh_i	-7.163×10^1	1.464×10^2	-1.122×10^2	3.842×10^1	-4.952
rqh_i	1.376×10^2	-2.781×10^2	2.125×10^2	-7.278×10^2	9.398

(4) 火炎伝播に伴う化学種組成変化の計算

CFMによる火炎面密度の輸送に伴う化学種の組成変化は、火炎通過後の既燃部を平衡状態と同等であると仮定して、以下の式により計算した。

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} = \frac{S_L \Sigma \frac{\rho_u}{\rho} (Y_b^{eq} - Y_i)}{1 - \theta} \quad (3.43)$$

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

ここで、 Y_i は現在の組成の質量分率、 Y_i^{eq} は平衡組成の質量分率、 ρ と ρ_u は現在の密度と未燃状態の密度である。 θ は反応進度関数であり、CFM では厳密な火炎面位置が定義できないため、モデルにより与える必要がある。本研究では、各セルにおける化学種分率から計算されるギブス自由エネルギー G を用いて以下の式により定義した⁽²⁸⁾。

$$\theta = \frac{G_0 - G}{G_0 - G_{eq}} \quad (3.44)$$

ここで、 G_0 は未燃状態の化学ポテンシャル、 G_{eq} は平衡状態の化学ポテンシャルである。 G_0 を求める際には、各計算格子における当量比 ϕ から未燃組成を類推する。このとき、計算格子によっては燃焼反応が進行しているため単純に燃料と酸素の濃度比から当量比を得ることはできない。そこで、原子 j の酸化数を q_j 、分子 i に含まれる原子 j の数を $p_{i,j}$ 、その分子の計算格子におけるモル分率を X_i として、正負の参加数の総和とその比から以下のように与えた。

$$\phi = \frac{\sum_i (X_i \sum_j p_{i,j} q_j) (q_j > 0)}{-\sum_i (X_i \sum_j p_{i,j} q_j) (q_j < 0)} \quad (3.45)$$

3.3 実験結果および考察

本章の供試エンジンにおいて、ガソリンの噴射圧力と噴射時期が熱発生率に及ぼす影響を調査した。表 3.8 に運転条件を示す。エンジン回転数は 2000 rpm とし、WOT 条件について、点火時期を全ての条件でノックの発生しない 3 deg.aTDC に固定し、高圧直噴インジェクタの燃料噴射圧力と噴射時期を変更した際のエンジン諸性能と筒内圧力、熱発生率を評価した。なお、単噴孔インジェクタでは噴射率と均質化に限界があるため、DI 運転時は噴射量を総量の 50 % とし、残りは PFI により補助した。

Table 3.8 Engine operating conditions

Engine speed rpm	2000		
Throttle position	WOT		
Overall excess air ratio λ	1		
Coolant and oil temperature deg.C	90		
Intake air temperature deg.C	25		
Fuel injection pressure (DI) MPa	PFI only	60	100
Fuel injection duration (DI) msec (deg.CA)	0	5.5 (65.8)	4.3 (52.1)
DI fraction %	0	50	50
Fuel injection quantity mg/str.	27.8		
Fuel	Regular gasoline (with 500 ppm of lubricant additive)		

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

実験結果として、図 3.24 に噴射圧力 60 MPa と 100 MPa において噴射終わりと点火時期の間隔 ($EOI - IG$) をパラメータとした時の燃焼重心 ($MFB50\%$) 位置の変化を示す。比較として、全量 PFI 運転時の結果を赤色で示している。また、図 3.25 に横軸を燃焼質量割合 10 %位置 ($MFB10\%$) とした場合の、 $MFB50\%$ および $MFB90\%$ との相関を示す。これらの結果から、噴射圧が高いほど、また $EOI - IG$ の間隔が短いほど燃焼期間は短縮することが分かる。また、 $MFB10\%$ と $MFB50\%$ 、 $MFB90\%$ には明確な相関が見られることから、この燃焼期間の短縮は初期燃焼期間 ($IG - MFB10\%$) が短縮された結果であると判断され、第 2 章で分析した予混合ガソリンエンジンの燃焼と同じ特性である。すなわち、ガソリンの高圧噴射を用いた火炎伝播燃焼においても、初期燃焼が速められることで以後の燃焼後半にかけての期間も追従して短縮されることになる。 $EOI - IG$ 間隔については、近接状態の 0 deg.CA が最も急速燃焼化の効果が高く、高圧ガソリン噴射を用いる場合には乱れの減衰が進む前に燃焼を開始させる必要があることが分かる。一方で、噴射と点火時期をさらに接近させてオーバーラップさせると、燃焼後半の燃焼期間 ($MFB50\% - 90\%$) が長期化する。この時の CO と THC の排出濃度を図 3.26 に示す。噴射期間と点火時期がオーバーラップする区間では、CO と THC 双方において増加が見られ、燃料と空気の混合時間の不足に伴い、未燃損失が増加したものと考えられる。近接噴射は燃焼期間短縮のためのひとつの要件となるが、同時に混合も十分に進めて良好な可燃混合気を形成する必要がある。本供試エンジンでは混合気改善については未対策であるが、実際に第 4 章で述べる高圧ガソリン噴射に特化した燃焼室を設計する際にこの点を考慮することでさらなる燃焼期間の短縮が得られる可能性を示唆する。

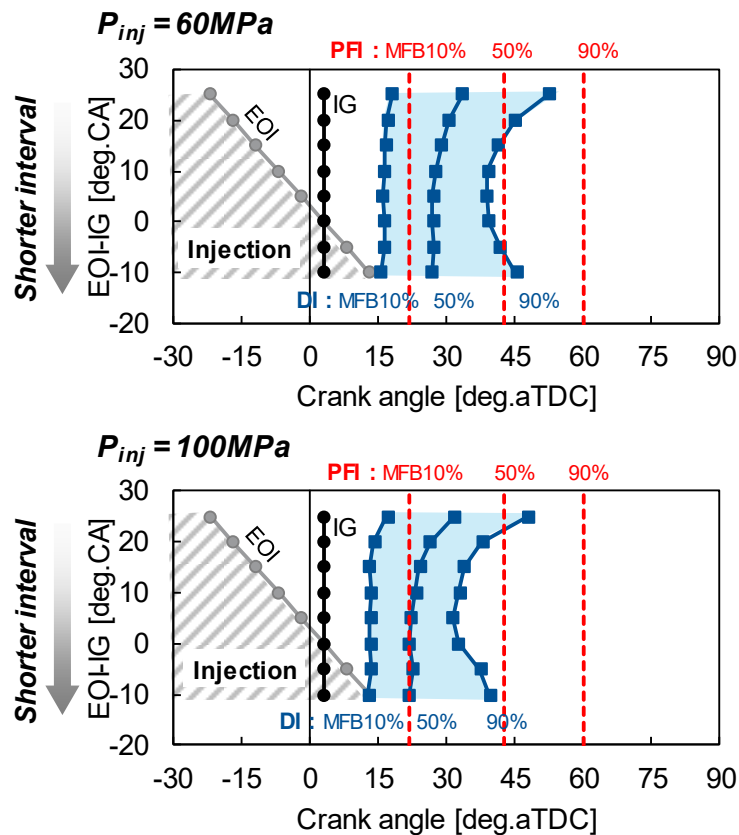


Fig. 3.24 The effect of the delay for the end of injection and ignition on the crank angle timings of 10, 50 and 90 % MFB for PFI, DI-60 MPa and DI-100 MPa injection pressures

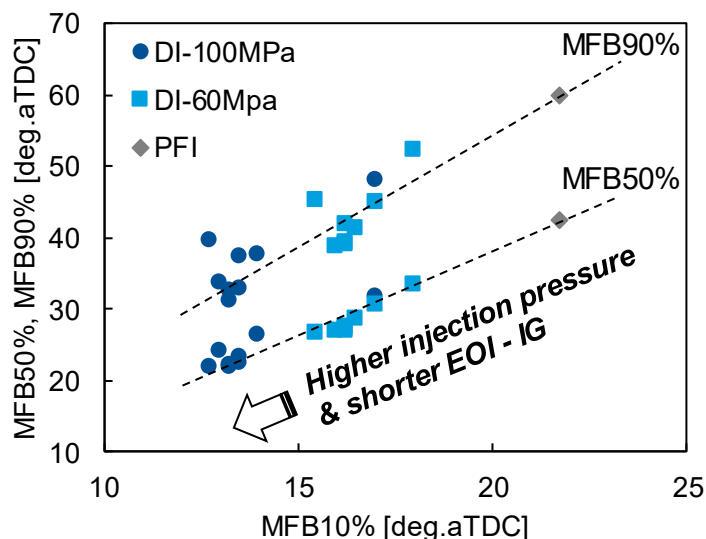


Fig. 3.25 Crank angle timings of $MFB_{50\%}$ and 90% versus $MFB_{10\%}$

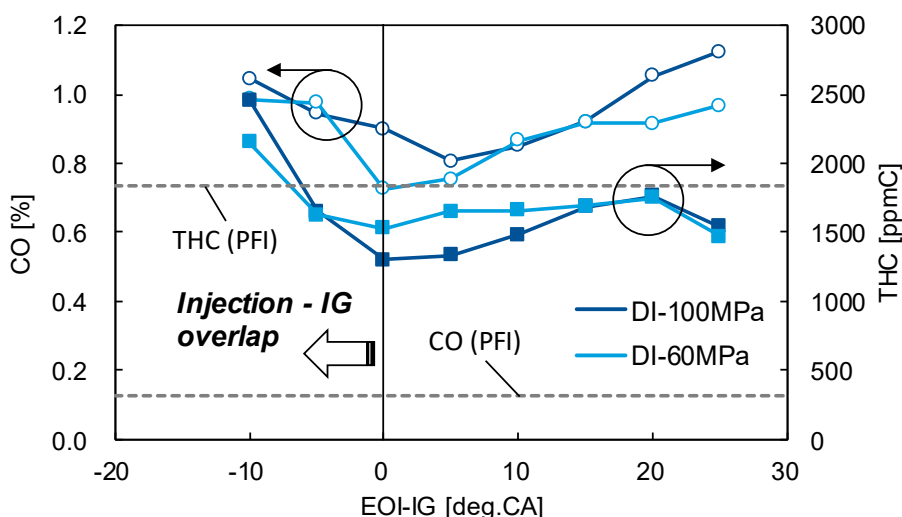


Fig. 3.26 Exhaust gas concentrations of CO and THC measured by an exhaust gas analyzer

図 3.27 に、 $EOI - IG = 0 \text{ deg.CA}$ における噴射圧力違いの筒内圧力と熱発生率を示す。高圧噴射条件では上死点後の点火であっても等容度の高い燃焼を実現できていることが分かる。また、図 3.28 に各条件における質量燃焼割合のサイクル間変動と図示平均有効圧 ($IMEP$) の変動率 (CoV_{IMEP}) を示す。高圧噴射の条件では、点火後の平均的な熱発生率の立ち上がりが速いだけでなく、その変動も小さい。この結果、 CoV_{IMEP} は同じ点火時期であっても PFI 条件より大きく低減されている。このように、単噴孔インジェクタを用いた局所的な乱れの強化であっても、ガソリンの高圧噴射により初期燃焼が大幅に速められ、全体の燃焼期間の短縮と燃焼安定性の改善が得られることが分かった。

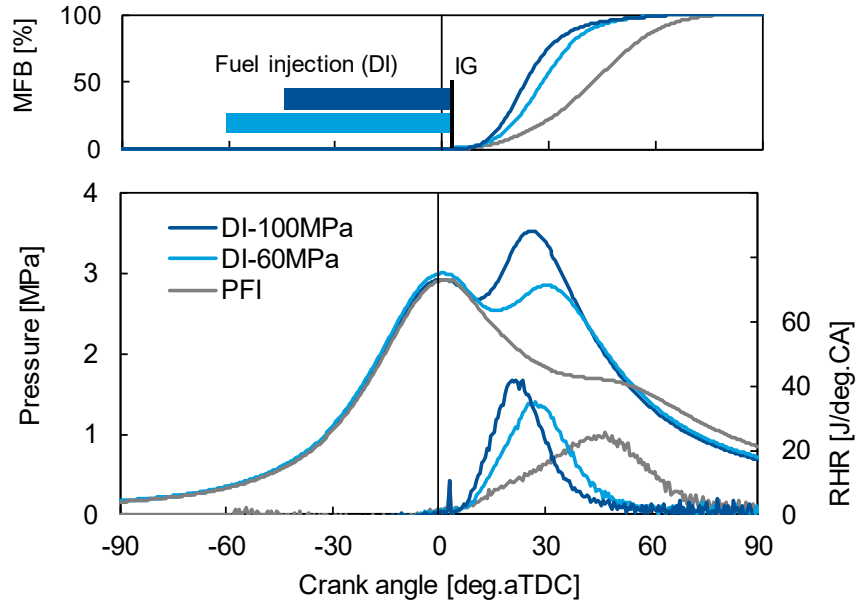


Fig. 3.27 Measured in-cylinder pressure, heat release rate (bottom figure) and mass fraction burned histories (upper figure) for PFI, DI-60 MPa and DI-100 MPa operated at $EOI - IG = 0 \text{ deg.CA}$

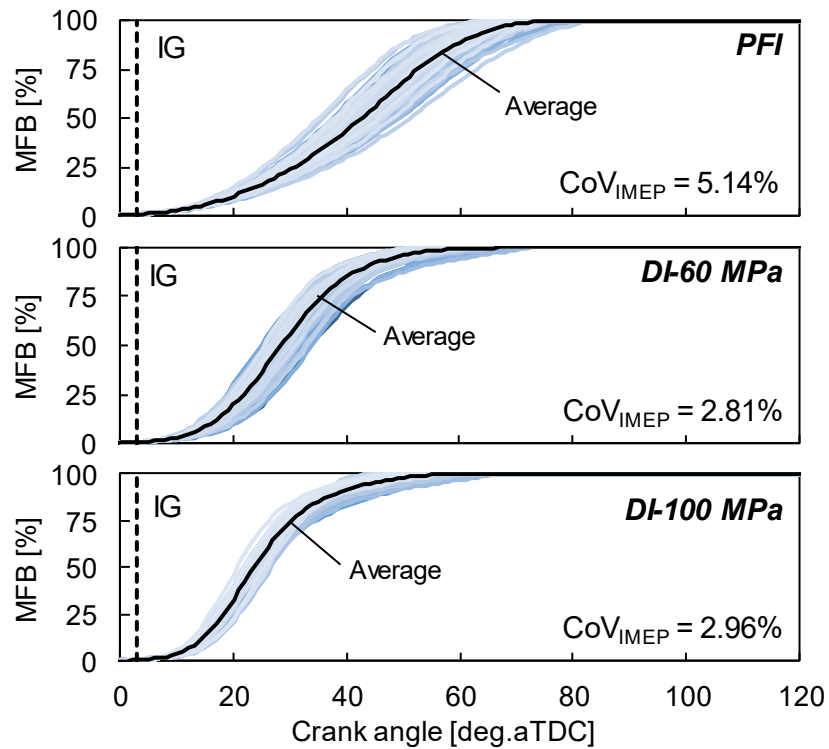


Fig. 3.28 Comparisons of mass fraction burned histories of measured 100 cycles between PFI, DI-60 MPa and DI-100 MPa conditions operated at $EOI - IG = 0 \text{ deg.CA}$

3.4 数値計算による燃焼メカニズム解析

3.4.1 計算条件

前節のエンジン実験の結果、燃料噴射圧力の高圧化、噴射と点火時期の近接化により燃焼期間の大幅な短縮化が確認できた。ここで、ガソリンの高圧噴射による燃焼促進の原理について考察するため、非燃焼による噴霧計算と火炎伝播モデルを用いた燃焼計算を実施した。

エンジン計算に用いた計算格子を図 3.29 に示す。格子幅は約 2 mm として、ピストンとシリンダヘッドは実機エンジン形状を再現した吸排気ポート無しシリンダモデルとした。初期流動には、図 3.30 に示すように実機のタンブル比に基づいた縦渦の流動を与え、乱流エネルギーの初期値 k_0 には以下の式により筒内平均の主流速度 V_0 に応じた乱れ強さ u' に相当する値を与えた。

$$k_0 = \frac{3}{2}u'^2 = \frac{3}{2}(\eta_k \cdot V_0)^2 \quad (3.46)$$

ここで、 η_k は主流速度に対する乱れ強さの割合であり、 $\eta_k=0.2$ とした。また、初期の積分スケールについては主流の厚みに相当するものとして⁽²⁹⁾、吸気の最大バルブリフト高さ(10.1 mm)と等価に設定した。

計算は、筒内の乱れの時間履歴や分布を解析するための非燃焼計算と、高圧ガソリン噴射による火炎伝播の加速効果を解析するための燃焼計算の大きく 2 条件について実施した。それぞれの計算条件を表 3.9 と表 3.10 に示す。噴射圧力は、非燃焼計算では 20, 60, 100 MPa の 3 水準、また燃焼計算では 60 と 100 MPa の 2 水準について計算した。非燃焼計算においては評価時期を上死点に設定し、 $EOI - IG = 25, 15, 0 \text{ deg.CA}$ の 3 水準について筒内の当量比および乱れの分布を評価した。一方の燃焼計算では、 $EOI - IG$ 間隔をエンジン実験で最も燃焼期間が短縮された 0 deg.CA と設定し、点火時期も実験に合わせて 3 deg.aTDC とした。なお、計算結果から得られる乱れ強さ u' と積分スケール L は式(3.28)にしたがい算出した。

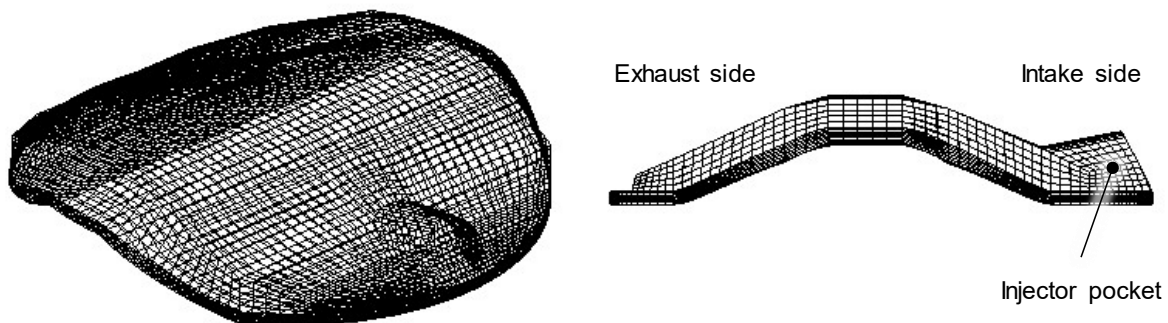


Fig. 3.29 Calculation mesh (at TDC position)

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

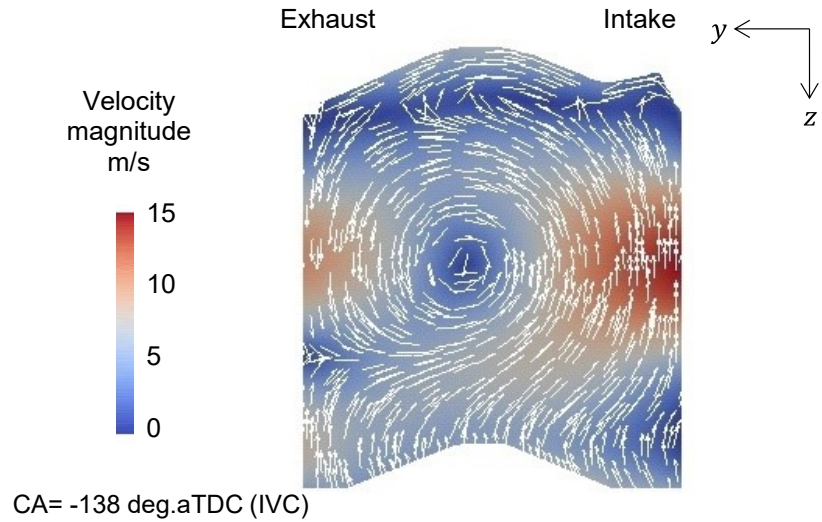


Fig. 3.30 Initial velocity field inside the cylinder on the y-z cross section

Table. 3.9 Calculation conditions for motoring calculation

Engine speed rpm	2000			
Tumble ratio	1.7			
Overall excess air ratio λ	1.0			
Fuel injection pressure (DI) MPa	PFI only	20	60	100
Fuel injection duration (DI) deg.CA	0	110.3	65.8	52.1
DI fraction %	0	50	50	50
Total mass of injected fuel mg/str.	27.8			
EOI-IG interval deg.CA	25, 15, 0			
Spark ignition (evaluation) timing deg.aTDC	0			

Table 3.10 Calculation conditions for combustion calculation

Engine speed rpm	2000		
Tumble ratio	1.7		
Overall excess air ratio λ	1.0		
Fuel injection pressure (DI) MPa	PFI only	60	100
Fuel injection duration (DI) deg.CA	0	65.8	52.1
DI fraction %	0	50	50
Total mass of injected fuel mg/str.	27.8		
EOI-IG interval deg.CA	0		
Spark ignition timing deg.aTDC	3		

3.4.2 高圧ガソリン噴霧により誘起される筒内の乱れの特性

高圧ガソリン噴射による筒内の乱れ場に注目した非燃焼計算の結果として、図 3.31 に異なる $EOI - IG$ 間隔, および異なる噴射圧力における筒内空間平均の乱れ強さ, 積分スケールのクランク角度履歴を示す. $EOI - IG$ を近接させつつ, 噴射圧力を高めることにより, 筒内平均の乱れは大きく強化されることが分かる. 同時に, 筒内平均の積分スケールは噴射圧力と乱れ強さの増加に応じて小さくなる. 本章の供試エンジンでは, 単噴孔インジェクタを用いているため, 噴霧による乱れの誘起は筒内の局所的な領域に限定される. しかしながら, その高い運動量により巨視的な筒内平均量で評価しても高圧噴射を行わない PFI 条件と比較して明確な差が確認できた. 図 3.32 に, $EOI - IG = 0 \text{ deg.CA}$ における EOI (TDC) 時期の筒内の乱れ強さと積分スケールの噴射圧力違いの分布を示す. 筒内の乱れの分布に注目すると, 点火点近傍の局所的な領域において強度が高く, かつ積分スケールが小さくなっていることが分かる. この点火点における乱れ強さと積分スケールのクランク角度履歴を図 3.33 に示す. 噴霧が到達する領域に注目した場合, 高圧噴射を行わない吸気流動のみの PFI 条件からの変化量は極めて大きく, 積分スケールについては吸気流動のみの場合の半分の水準に達する. すなわち, 適切な領域と時期を狙うことで, 吸気流動では実現困難な乱れ場を形成し, 燃焼を促進できる.

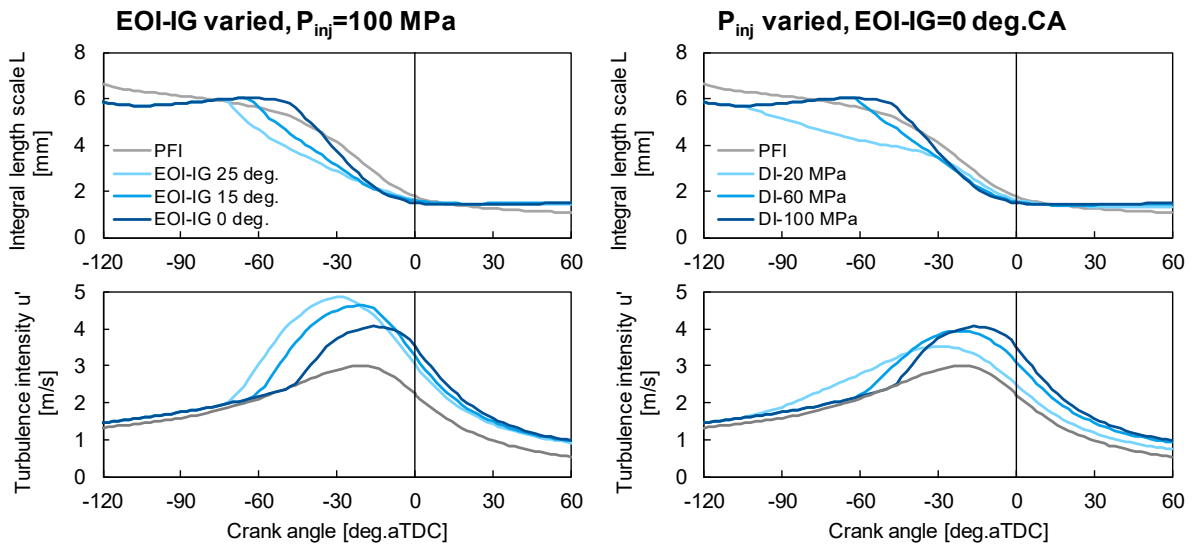


Fig. 3.31 Calculated in-cylinder averaged turbulence intensity and integral length scale histories for different $EOI - IG$ interval and fuel injection pressure

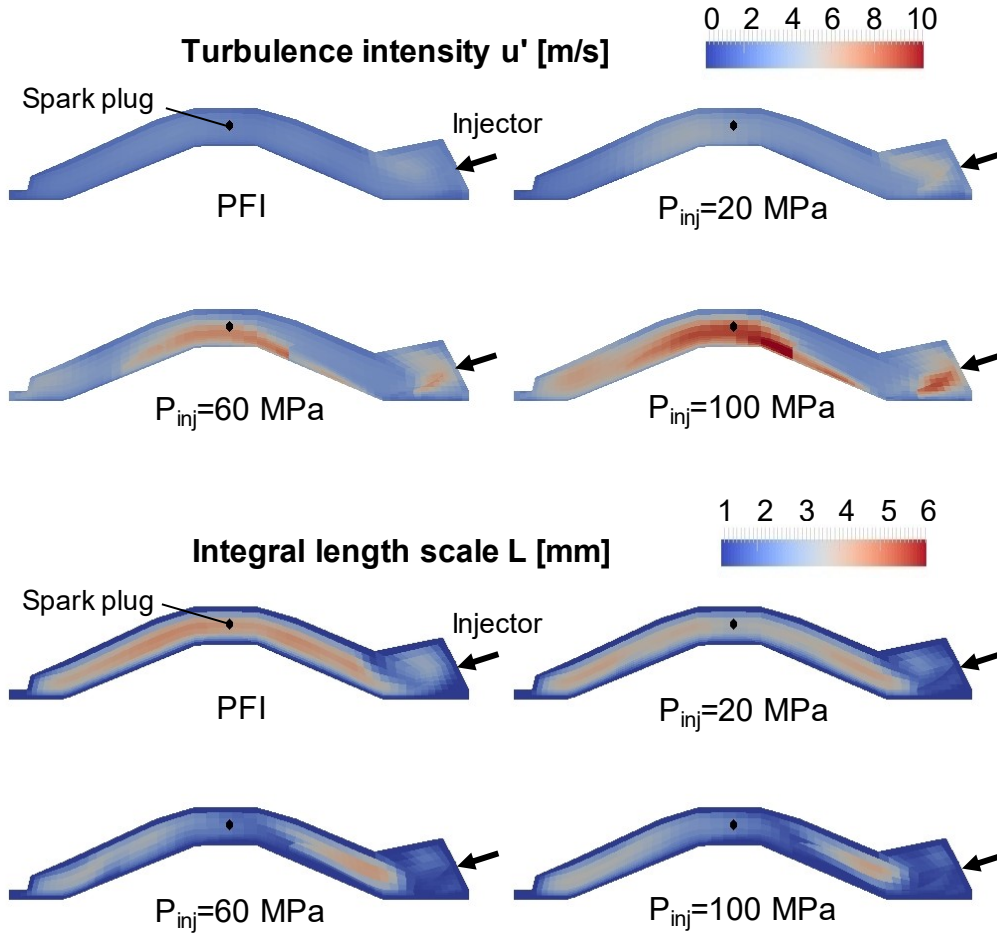


Fig. 3.32 Calculated in-cylinder distribution of turbulence intensity (upper figure) and integral length scale (bottom figure) at TDC with $EOI - IG = 0$ deg.CA

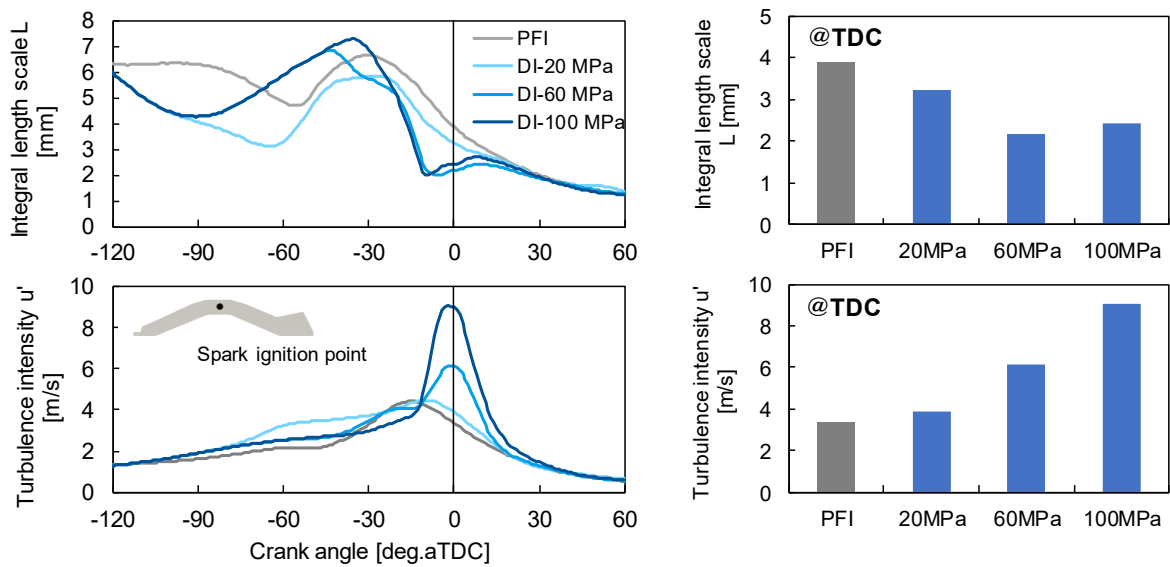


Fig. 3.33 Crank angle histories (left figure) and instantaneous value at TDC (right figure) of calculated local turbulence intensity and integral length scale with $EOI - IG = 0$ deg.CA

3.4.3 燃焼計算結果と火炎伝播挙動の解析

続いて、筒内の燃焼と火炎伝播挙動を分析するため、 $EOI - IG = 0 \text{ deg.CA}$ の噴射圧力 60, 100 MPa について、3.2.3 節で改良した CFM による燃焼計算を行った。筒内圧力と熱発生率の実験と計算の比較結果を図 3.34 に示す。また、PFI 条件における IG から MFB50% までの燃焼期間で正規化した各高圧噴射条件の相対的な燃焼期間短縮率を図 3.35 に示す。ここでは、噴霧による乱れ強化が点火点近傍に限定されるため、燃焼前半に注目して比較した。

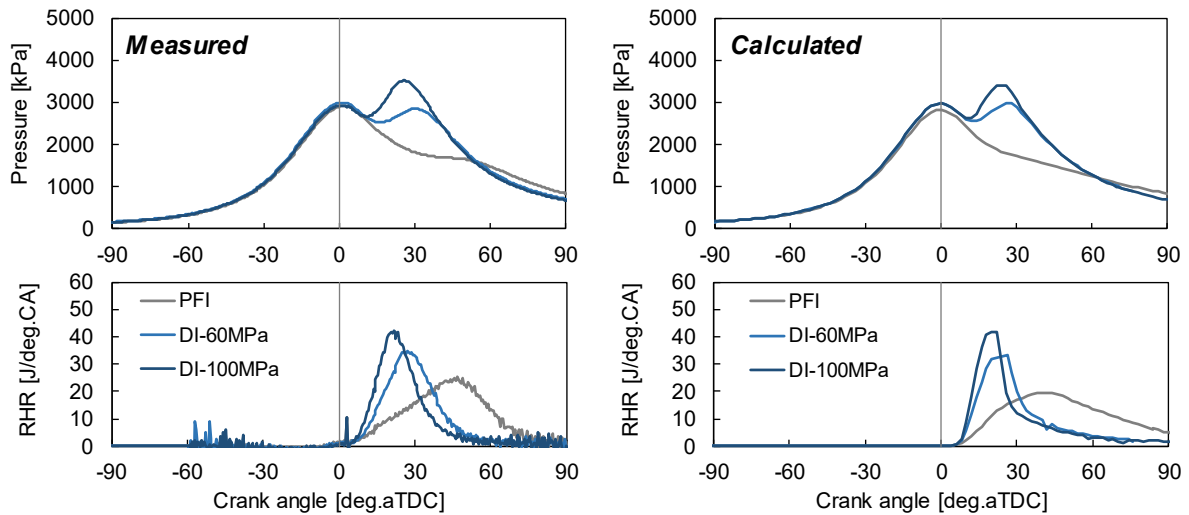


Fig. 3.34 Comparisons of measured and calculated crank angle histories of in-cylinder pressure and heat release rate for different fuel injection pressure

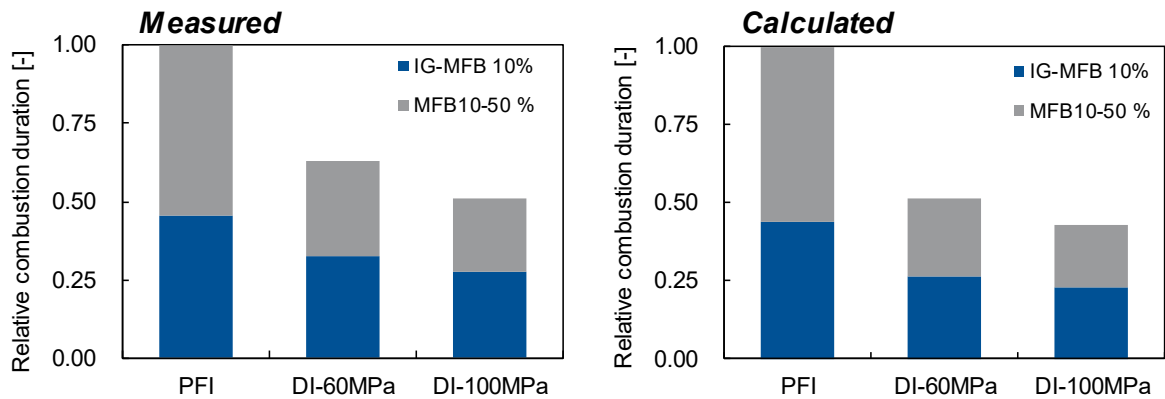


Fig. 3.35 Comparisons of relative combustion duration normalized to the PFI condition between the measured and calculated results

全ての条件で、計算は実験の熱発生率と相対的な燃焼期間の変化を良好に再現した。特に、高燃圧化による初期燃焼期間の短縮率については実機を精度良く再現しており、噴霧が到達する領域の乱れ場の火炎伝播に対する影響を適切に再現できているものと考えられる。この結果から、本研究で構築した CFM により、吸気流動から高圧噴射までの乱れの質の大きく異なる条件をモデル定数は固定した上で適切に予測できることが分かった。

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

ここで、各条件における火炎伝播の挙動を図3.36に示す。CFMでは明確な火炎面は定義されないため、ここでは火炎前面の位置として反応進行度 $\theta=0.5$ の等値面を表示した。火炎の広がり注目した場合、高圧噴射条件では、PFI条件と比較して燃焼初期から火炎面密度が高く、急速に伝播していることが確認できる。この初期における加速が、以後の火炎の広がりにも影響を及ぼし、結果として火炎がエンド部に到達するための時間が短縮されている。なお、高圧噴射条件では燃焼の後半で火炎が排気側に偏って伝播するが、これは図3.37に示すように筒内の乱流エネルギー分布に依存した結果である。

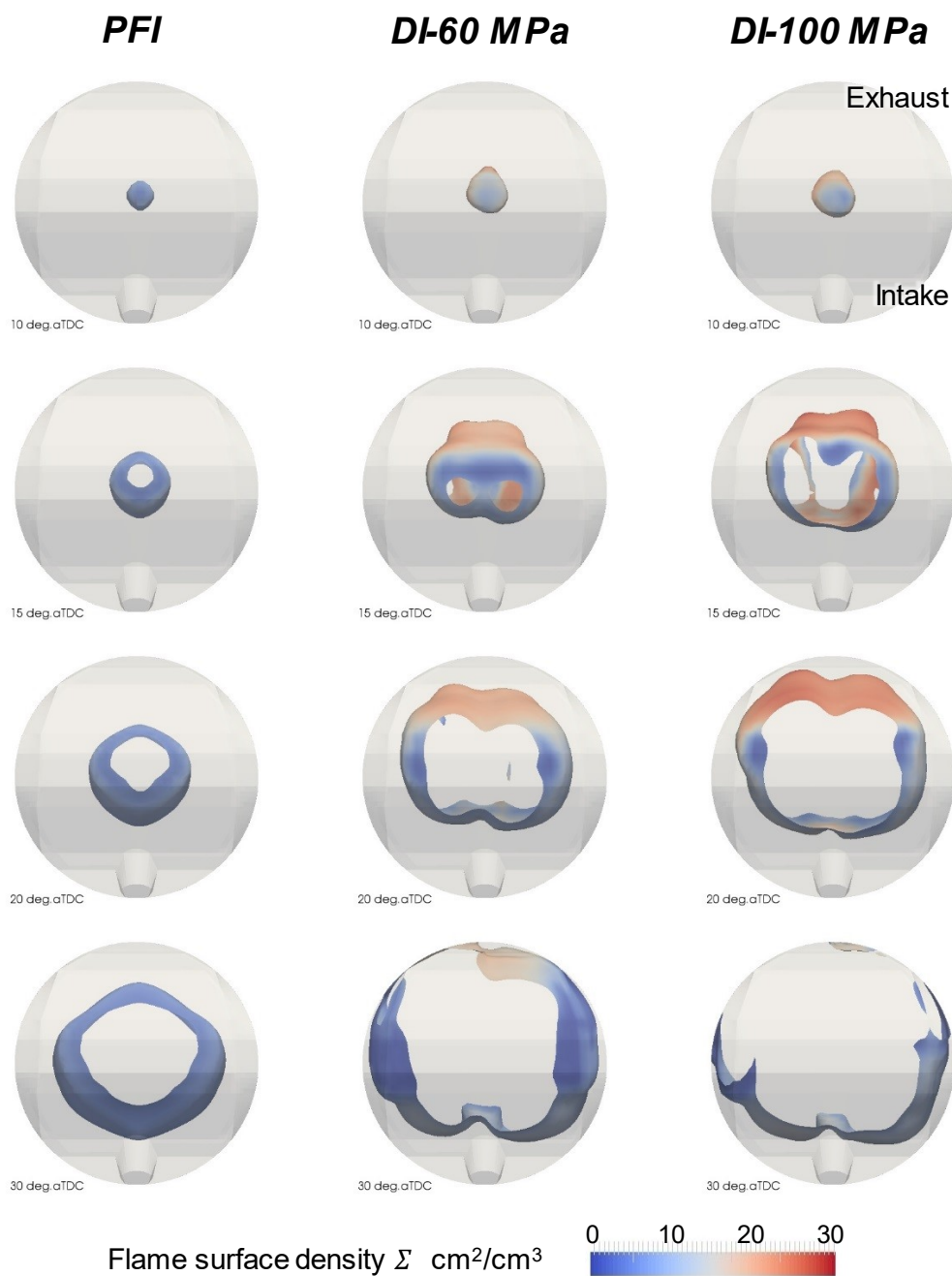


Fig. 3.36 Distributions of flame surface density Σ on the propagated flame for each crank angle

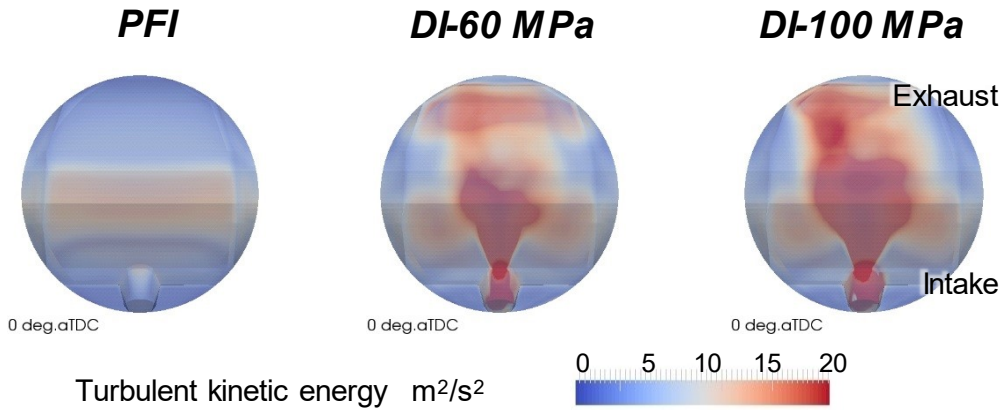


Fig. 3.37 Calculated TKE distributions at TDC (3 deg.CA before ignition) under motoring conditions

最後に、点火後の燃焼初期における式 (3.33) の有効乱れ補正項のクランク角度履歴を図 3.38 に示す。ここでは、積分スケールは火炎表面 (反応進行度 $\theta = 0.2$ の等値面) における面積平均値を抽出した。図 3.38 より、高圧噴射条件では積分スケールが小さいため、初期燃焼における有効乱れ強さ Γ_r は PFI 条件と比較して大きくなり、完全な乱流火炎に遷移する時期が早いことが分かる。したがって、元々の噴流による乱流エネルギーの強化に追加して、乱れの小スケール化による遷移の早期化が得られたため、初期燃焼が u' の強化量以上に促進されて燃焼期間全体の短縮がもたらされたことになる。

以上の非燃焼および燃焼計算の結果をまとめると、高圧の燃料噴射を活用した火花点火燃焼では、点火点周りに高い運動量の噴霧を導き、減衰の無いように EOI を点火に近接した時期とすることが求められる。これにより、局所的であっても高強度かつ小スケールの乱れによる初期燃焼の大きな促進効果が得られ、以後の燃焼期間も連動して短縮される。この効果により、燃料の噴射圧力を 100 MPa 以上とすることで、第 1 章で述べた圧縮比 17 における異常燃焼回避の要件となる既存エンジンの 2 倍以上の燃焼速度を実現できることが実機検証と数値計算により明らかとなった。

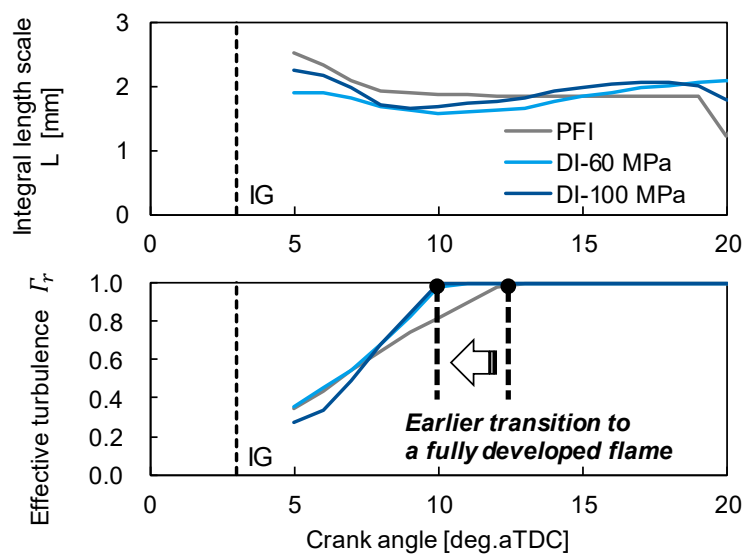


Fig. 3.38 The effect of fuel injection strategies on the histories of integral length scale and the effective turbulence term Γ_r of Eq. (3.33) on the flame surface

3.5 まとめ

本章では、高圧ガソリン噴射によるガソリンエンジンの乱流火炎伝播燃焼の高速化の検証を目的として、100 MPa までの高圧噴射が可能な単噴孔インジェクタを備えたエンジンを用い、実験および数値計算から高圧噴霧により誘起される乱れとそれによる火炎伝播の促進メカニズムを解析した。数値計算にあたっては、高圧噴射されたガソリン噴霧の混合および燃焼に対する特徴を再現するため、噴霧モデルと火炎伝播モデルの改良を実施した。以下に本章の結論を記す。

1. 定容容器を用いて高圧噴射されたガソリン噴霧の観察を実施した結果、液相の分裂長さは噴射圧力に依存せず、雰囲気密度が高くなると短縮される。一方で蒸気相の到達距離と半径方向の広がりは噴射圧力に応じて拡大するため、圧縮上死点近傍においては噴射圧力の上昇により混合気形成速度が改善される。これらの特性はディーゼル噴霧に類似し、KH-RT モデルの分裂長さ予測式の改良により幅広い噴射圧力と密度場におけるガソリン噴霧の予測が可能となった。
2. 高圧ガソリンインジェクタを備えたエンジンにおいて噴射時期と噴射圧力が熱発生率に与える影響を調査した結果、噴射と点火時期の間隔を短縮し、噴射圧力が高めることで燃焼期間を大幅に短縮することができる。さらに、高圧噴射を用いた火炎伝播燃焼ではサイクル間の燃焼質量割合と負荷変動率を低減することが可能となる。一方で、噴射と点火時期がオーバーラップした場合には混合不良に伴う未燃損失の増加と燃焼後半における燃焼速度の低下が起こる。均質な混合気形成を可能とする燃焼室を設計することで、さらに燃焼速度を改善できる可能性がある。
3. 数値計算により筒内の乱れ場を分析した結果、上死点近傍の高圧ガソリン噴射により、点火プラグ近傍に高強度かつ小スケールの乱れが形成される。このような乱れ場が燃焼初期の火炎伝播成長に及ぼす影響を適切に表現するため、火炎面密度の増加に寄与する有効乱れ強さを考慮したCFMを新たに構築し、第2章のLESにおける乱流球状火炎の計算結果や実機の噴射圧力違いの燃焼について計算精度を検証した。その結果、乱流火炎遷移前の初期球状火炎核に対する積分スケールの影響を適切に表現し、また燃料噴射圧力違いの実機の熱発生率と燃焼期間を良好に再現することを示した。
4. 高圧ガソリン噴射により形成される乱れは、吸気流動により形成される乱れと比較して強度が高く、積分スケールが小さいことが特徴である。このような乱れは、点火後の初期火炎核を早期に発達した乱流火炎へと遷移させる。また、高圧噴射を用いた火炎伝播燃焼においても第2章の予混合ガソリンエンジンと同様に全体の燃焼期間は初期燃焼期間に依存する。したがって、点火プラグ近傍に乱れを誘起できる噴霧配置とすることで、初期燃焼とそれに連動した全体の燃焼期間を効果的に短縮することが可能となる。

参考文献

- (1) 宮下 和也, 塚本 崇通, 丸山 智久, 近藤 克文, 相澤 哲哉, “紫外・可視レーザー影写真による GDI 筒内プール燃焼場の時系列可視化”, 第 27 回内燃機関シンポジウム, 13-20162903, 2016

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

- (2) 大澤 駿, 井手口 悟士, 喜久里 陽, 大聖 泰弘, 草鹿 仁, “紫外光 LED を用いたディーゼル噴霧の蒸気相可視化計測および燃料液滴微粒化に関する研究”, 自動車技術会 2017 年春季学術講演会前刷集, No. 2-17, 20175011, 2017
- (3) A. Amsden, P. O'Rourke and T. Butler, “KIVA-II: A Computer Program for Chemically Reactive Flows with Sprays”, Los Alamos National Laboratory, LA-11560-MS, 1989
- (4) D. Torres and M. Trujillo, “KIVA-4: An unstructured ALE code for compressible gas flow with sprays”, Journal of Computational Physics, Volume 219, Issue 2, p. 943-975, 2006
- (5) D. Benson, “An efficient, accurate, simple ale method for nonlinear finite element programs”, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Volume 72, Issue 3, p. 305-350, 1989
- (6) S. Patankar and D. Spalding, “A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows”, International Journal of Heat Mass Transfer, Volume 15, p. 1787-1806, 1972
- (7) 草鹿 仁, 森島 彰紀, 堀江 信彦, 大聖 泰弘, “詳細な素反応過程を考慮した数値流体コードによるディーゼル燃焼の数値解析 -高速微分方程式ソルバーを用いた3次元シミュレーション-”, 自動車技術会 2005 年春季学術講演会前刷集, No. 66-05, P. 7-10, 2005
- (8) 堀江信彦, 草鹿 仁, 西浦久泰, 大聖泰弘, “小型ディーゼルエンジンにおける着火・燃焼過程の数値解析”, 自動車技術会 2005 年春季学術講演会前刷集, No. 66-05, p. 19-24, 2005
- (9) V. Yakhot, S. Orszag, S. Thangam, T. Gatski and C. Speziale, “Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique”, Physics of Fluids A: Fluid Dynamics, Volume 4, Issue 7, p. 1510-1520, 1992
- (10) N. Nordin, “Complex Chemistry Modeling of Diesel Spray Combustion”, Chalmers University of Technology, Doctoral Thesis, <http://files.nequam.se/thesis.pdf>, 2001
- (11) J. Beale and R. Reitz, “Modeling spray atomization with the Kelvin-Helmholtz/Rayleigh-Taylor hybrid model”, Atomization and Sprays, Volume 9, Issue 6, p. 623-650, 1999
- (12) R. Reitz, “Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays”, Atomization and Spray Technology, Volume 3, p. 309-337, 1987
- (13) R. Bellman and R. Pennington, “Effects of Surface Tension and Viscosity on Taylor Instability”, Quarterly of Applied Mathematics, Volume 12, No. 2, p. 151-162, 1954
- (14) T. Su, M. Patterson, R. Reitz and P. Farrell, “Experimental and Numerical Studies of High Pressure Multiple Injection Sprays”, SAE Technical Paper 960861, 1996
- (15) P. O'Rourke and A. Amsden, “The Tab Method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup”, SAE Technical Paper 872089, 1987
- (16) N. Takada, T. Hashizume, T. Tomoda, K. Inagaki, I. Kazuhisa and K. Kawamura, “Theoretical Study on Spray Design for Small-Bore Diesel Engine (Second Report)”, SAE International Journal of Engines, Volume 10, Issue 3, p. 1110-1118, 2017
- (17) H. Hiroyasu and M. Arai, “Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines”, SAE Technical Paper 900475, 1990
- (18) 横田 克彦, 張 瓏, “ディーゼル機関における蒸発噴霧液相の計測”, 可視化情報学会誌, 17

第3章 高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼のモデリングと解析

- 巻, 2号, p. 265-268, 1997
- (19) F. Marble and J. Broadwell, “The Coherent Flame Model for Turbulent Chemical Reactions,” Project Squid Report, TRW-29314-6001-RU-00, 1977
 - (20) P. Boudier, S. Henriot, T. Poinsoot and T. Baritaud, “A model for turbulent flame ignition and propagation in spark ignition engines”, Twenty-Fourth Symposium on Combustion”, Volume 24, Issue 1, p. 503-510, 1992
 - (21) T. Poinsoot, D. Haworth and G. Bruneaux, “Direct Simulation and Modeling of Flame-Wall Interaction for Premixed Turbulent Combustion”, Combustion and Flame, Volume 95, Issue 1-2, p. 118-132, 1993
 - (22) C. Meneveau and T. Poinsoot, “Stretching and quenching of flamelets in premixed turbulent combustion”, Combustion and Flame, Volume 86, Issue 4, p. 311-332, 1991
 - (23) S. Ratnak, J. Kusaka and Y. Daisho, “3D Simulations on Premixed Laminar Flame Propagation of iso-Octane/Air Mixture at Elevated Pressure and Temperature”, SAE Technical Paper 2015-01-0015, 2015
 - (24) A. Hayakawa, Y. Miki, Y. Nagano and T. Kitagawa, “Analysis of Turbulent Burning Velocity of Spherically Propagating Premixed Flame with Effective Turbulence Intensity”, Journal of Thermal Science and Technology, Volume 7, No. 4, p. 507-521, 2012
 - (25) W. Wiese, S. Pischinger, P. Adomeit and J. Ewald, “Prediction of Combustion Delay and -Duration of Homogeneous Charge Gasoline Engines based on In-Cylinder Flow Simulation”, SAE Technical Paper 2009-01-1796, 2009
 - (26) K. Mann, D. Ting and P. Henshaw, “A Semi-Empirical Model of Spark-Ignited Turbulent Flame Growth”, SAE Technical Paper 2000-01-0201, 2000
 - (27) M. Pecchia, S. Breda, A. D'Adamo, S. Fontanesi, A. Irimescu and S. Merola, ”Development of Chemistry-Based Laminar Flame Speed Correlation for Part-Load SI Conditions and Validation in a GDI Research Engine”, SAE International Journal of Engines, Volume 11, Issue 6, p. 715-741, 2018
 - (28) 山崎 光, 周 ベイニ, 草鹿 仁, 石井 義範, 安立 利明, 喜久里 陽, 大聖 泰弘, “軽油着火方式を用いた天然ガスエンジンの燃焼に関する数値解析”, 自動車技術会 2017 年春季学術講演会前刷集, No. 55-17, 2017
 - (29) B. Heywood, “Internal Combustion Engine Fundamentals”, New York :McGraw-Hill, 1988

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

前章までで、ガソリンエンジンの高圧縮比化を実現する上で重要となる燃焼期間の大幅な短縮化のために求められる乱れの特性を明らかにし、またガソリンの高圧噴射によりその要求を満たした乱れの生成が可能であることを示した。検証にあたっては、実際に単噴孔インジェクタを用いた基礎的なエンジン実験を行い、ガソリンの噴射圧力を 100 MPa にまで高めることにより、燃焼の前半において吸気流動のみを用いた場合と比較して 2 倍以上の燃焼速度が得られることを明らかにした。併せて、ガソリン噴霧に誘起される乱れの影響を考慮した火炎伝播モデルを構築し、筒内の燃焼メカニズムの分析を行った。その結果、噴霧により生成された高強度かつ小スケールの乱れが初期燃焼の乱流火炎への遷移を促進することで、高い燃焼速度が得られることを示した。

本章では、ここまで明らかにになったガソリン高圧噴射の急速混合および急速燃焼の機能を実際に圧縮比 17 のエンジンの燃焼室に適用し、異常燃焼の抑制効果と基本的な燃焼特性を明らかにする。併せて、性能上の課題についても詳細に分析を行い、改善のための手段を提案して検証する。さらに、前章において構築した火炎伝播モデルを用い、3 次元の燃焼解析を実施することで筒内における混合気と乱れの生成から火炎伝播までのプロセスを解析し、複雑な燃焼形態の特性を明らかにする。これらの実験および数値解析による分析を通じて、本研究で提案する高圧ガソリン噴射を用いた火花点火燃焼の特徴をまとめる。

4.1 エンジンの基本コンセプト

第 2 章と第 3 章で述べた通り、ガソリンエンジンにおいて急速燃焼を実現するためには、初期燃焼の促進が有効である。これは、層流燃焼速度を高めつつ初期の乱流燃焼速度を速める、すなわち高強度かつ小スケールの乱れを点火点周りに形成させて発達した乱流火炎への遷移を早めることで実現される。高圧ガソリン噴射を活用するには、噴霧内の当量比や乱れの特性を考慮し、急速混合と急速燃焼を両立する噴霧および点火点の配置を決定する必要がある。図 4.1 に、第 3 章の供試インジェクタにより得られる高ペネトレーション型自由噴霧の噴射圧力 100 MPa における噴霧内構造の解析結果を示す。条件はエンジン筒内の圧縮場に近い雰囲気温度 (2.057 MPa)、圧力 (736 K) とし、第 1 章の先行研究⁽¹⁾により得られている要求の混合時間 (2 msec.aSOI) の時刻における噴霧を示している。噴霧中心軸にお

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

る当量比に注目した場合、噴孔から 20 mm までは液柱として 1 次分裂が進行し、以降は蒸発を開始して急激に上昇する。その後、噴霧への空気導入と混合の進行により徐々に当量比は低下し、60 mm の点において概ね量論に近い当量比となる。乱れ強さは、液柱の領域において最も高いが、蒸発後は概ね一定で推移し、70 mm では急速に低下する。一方で積分スケールについては、噴孔から遠方になるほど増大していくが、当量比と乱れ強さの低下する噴霧の外縁部において再び減少する特性となっている。このように、噴霧の中心軸の距離で考慮した場合、噴孔から 60~70 mm の位置において初期燃焼の促進に適した混合気が形成されることが分かる。

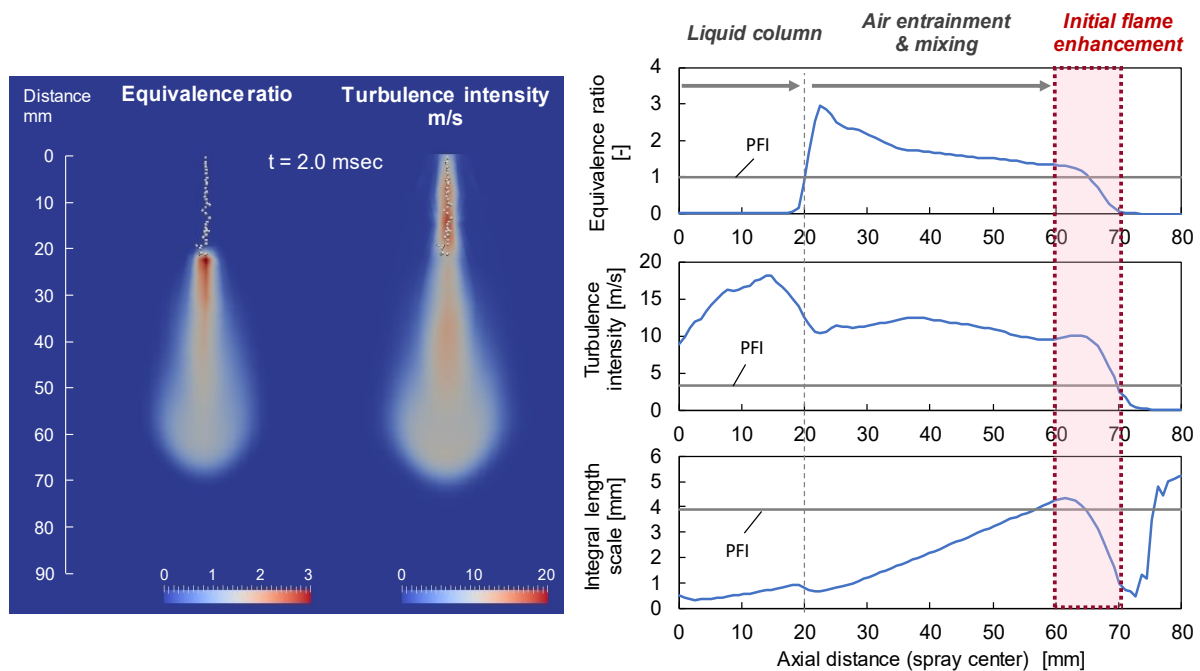


Fig. 4.1 Simulated equivalence ratio and turbulence intensity inside a gasoline spray injected into high gas density condition with high injection pressure (Evaporating spray, $\rho_g = 9.74 \text{ kg/m}^3$, $P_{inj} = 100 \text{ MPa}$)

以上の噴霧特性を踏まえ、高圧噴霧の機能をエンジン用の燃焼室に適用するため、図 4.2 に示す噴射後に燃焼室壁面に衝突させ混合気を形成するウォールガイド方式を基本コンセプトに燃焼室形状を検討した。まず、燃焼室内の空気利用率を高めるため、放射状に 12 の噴孔数を設けた多噴孔インジェクタを燃焼室のボア中心に配置した。次に、火炎伝播距離の短縮を狙いとし 2 点点火方式とすることで 2 つの火炎が対称形状となるように点火プラグはシリンダ壁面から 1/4 の間隔のポイントに 2 本配置した。この構成において、インジェクタにより噴射された燃料の混合を進めつつ点火プラグ近傍へ輸送するコンセプトを検討した。

一般に成層直噴ガソリンエンジンにおいて用いられる点火プラグ近傍への燃料の輸送方法は、スプレーガイド方式、ウォールガイド方式、エアガイド方式の 3 種類に大別される⁽²⁾。図 4.1 でも示したように、高圧ガソリン噴霧の初期燃焼の促進に有利な当量比と乱れの分布は噴孔から 60 mm 下流の領域において形成され、また 20 mm までは液柱として蒸発が進行しない。本研究における供試エンジンのボア径は

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

83.5 mm であり, 図 4.1 の構成にしたがえば, インジェクタから点火プラグまでの距離は 20.9 mm, さらに壁面までの距離は最大でも 41.8 mm となる. このため, スプレーガイド方式では燃料液滴による点火プラグのくすぶり, および噴射時期によってはシリンダライナーにおける潤滑油のガソリン希釈等の信頼性上の問題が懸念される. また, エアガイド方式では蒸発した気相の燃料を筒内流動により輸送するが, 第 2 章においても述べたように筒内の流動はサイクル間で大きく変動するため, 安定した燃焼を実現するためには高度な空気流動制御が求められる. ウォールガイド方式においては, これらの懸念が少なく, ロバストに点火点近傍に噴霧先端部を輸送することが可能であり, また噴孔から点火点までの輸送距離も長く確保できる.

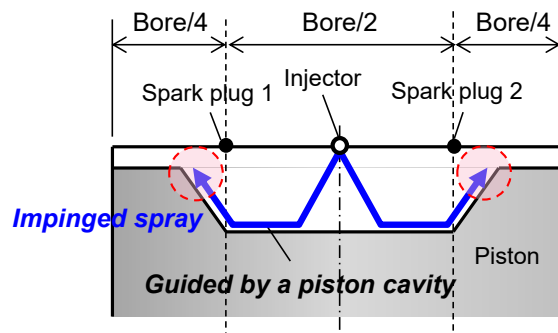


Fig. 4.2 Conceptual image of the combustion chamber designed for high pressure gasoline spray

一方で, ウォールガイド方式において噴霧の運動量の低下を抑制し, 点火点周りに高強度の乱れを生成するためには, 衝突噴霧における噴霧の運動量の低下を可能な限り抑制する必要がある. 江原, 新井らは, 定容容器内における壁面衝突噴霧の内部構造の観察により, 噴霧と壁面の衝突角度が浅い場合には噴霧が拡散せず周囲空気との運動量交換が抑制され, 等速成長することを示している⁽³⁾. 実際に適切な衝突角度を決定するため, 江原, 新井らの提案する衝突噴霧の実験式を用いて検討した⁽⁴⁾. 図 4.3 に示す 1 次分裂完了後の衝突噴霧系を仮定した場合, 噴霧の成長速度は自由噴霧領域, 衝突後の等速成長(スリップ)領域, そして分裂完了後の自由噴霧と同様に経過時間の 1/2 乗で成長する速度減衰領域の 3 つに分けられる.

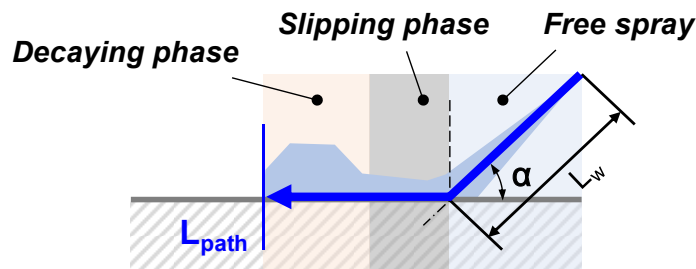


Fig. 4.3 Description of the impinging spray penetration model

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

全体の噴霧貫徹長さ L_{path} は、自由噴霧長さ L_w と衝突後の噴霧軌跡長さ \tilde{L}_{path} を用いれば以下の関係が成り立つ。

$$\tilde{L}_{path} = L_{path} - L_w \quad (4.1)$$

また、噴射後の経過時間を t_{inj} についても、衝突までの時間を t_w 、衝突後の経過時間を \tilde{t}_{inj} とすれば、以下の関係が成り立つ。

$$\tilde{t}_{inj} = t_{inj} - t_w \quad (4.2)$$

\tilde{L}_{path} については、等速成長領域は以下の式(4.3)で、速度減衰領域は式(4.4)で与えられる。

$$\tilde{L}_{path} = C_1 C_2 A' (\tilde{t}_{inj})^{1/2} \quad (4.3)$$

$$\tilde{L}_{path} = \frac{1}{2} A_{free} (t_w)^{-1/2} \tilde{t}_{inj} \quad (4.4)$$

ここで、 C_1 と C_2 は圧力、雰囲気密度、インジェクタの噴孔諸元に依存した実験定数であり、 $C_1 = 0.11$ 、 $C_2 = 6.40$ とした。また、 A' は放射状噴流や壁面隣接噴流と同様の現象を考慮した比例定数であり、実験的な回帰分析により、衝突角度を α として以下が $\alpha = 0 \sim 90^\circ$ の範囲で以下の予測式が提案されている⁽⁴⁾。

$$A' = -0.36L_w - 0.39\alpha + 0.33L_w\alpha + 56.1 \quad (4.5)$$

また式(4.4)の A_{free} は自由噴霧の比例定数であり、高圧ガソリン噴霧の観察結果⁽¹⁾を参考に $A_{free} = 3.44$ とした。これにより、自由噴霧長さ L_{path} も以下の式で計算できる。

$$L_{path} = A_{free} \left(\frac{\Delta P}{\rho_g} \right)^{1/4} (d t_{inj})^{1/2} \quad (4.6)$$

ここで、 ΔP は噴射圧力と雰囲気圧力の差圧、 ρ_g は雰囲気密度、 d は噴孔径である。なお、式(4.3)と式(4.4)の切り替えは、以下の式で与えられる衝突後の等速度成長領域の長さ \tilde{L}_{uni} を用いて判別する。

$$\tilde{L}_{uni} = \frac{2A'^2}{A_{free}} t_w^{1/2} \quad (4.7)$$

以上の衝突噴霧モデルを用いて、衝突距離を $L_w = 10 \text{ mm}$ とした場合の噴霧貫徹長さ L_{oath} に対する衝突角度 α の影響を図4.4に示す。計算条件は、雰囲気密度 $\rho_g = 20.2 \text{ kg/m}^3$ 、噴射圧力 $P_{inj} = 120 \text{ MPa}$ 、インジェクタ噴孔径 $d = 0.1 \text{ mm}$ ($L/D = 8.3$)とし、噴射開始後 $t_{inj} = 1.5 \text{ msec}$ における結果を評価した。計算結果より、衝突角度の拡大に伴い噴霧貫徹長さは減少するものの、 $\alpha = 10^\circ$ までは自由噴霧と同等であり、 $\alpha = 20^\circ$ としても自由噴霧の10%低下に悪化を抑制可能であることが分かる。本結果を基に、実際の燃焼室設計にあたっては衝突距離 $L_w = 11.3 \text{ mm}$ 、衝突角度 $\alpha = 21.6^\circ$ として、衝突後のピストンキャビディ外縁までは曲率を連続的に変化させたクロソイドカーブで接続する形状とした。図4.5に、供試エンジンの燃焼室形状を示す。

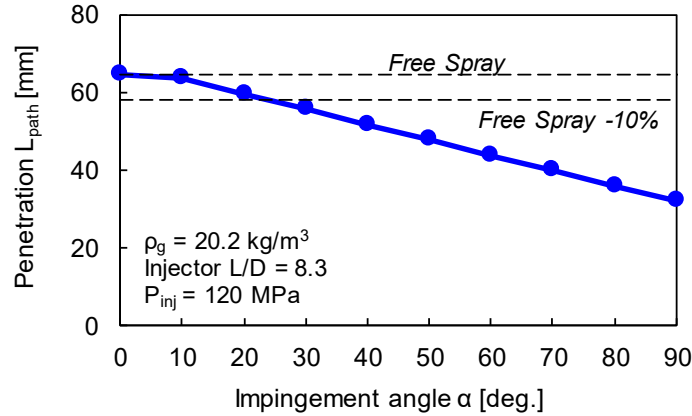


Fig. 4.4 The effect of spray impinging angle on the penetration length at 1.5 msec.aSOI

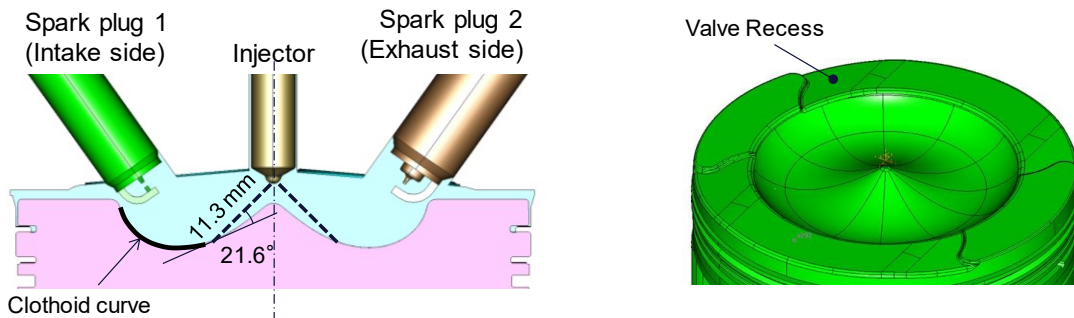


Fig. 4.5 Combustion chamber and piston geometries of the concept engine

燃焼室のシリンダヘッド側の形状については、噴霧の誘導、混合の機能をキャビティに集約するため、フラット形状とした。ただし、全開性能確保の観点から、吸入空気の充填効率従来のペントルーフ型と同等以上に保つ必要がある。そこで、ポート形状はバルブ挟み角 5° のタンブル流れを抑制した高流量係数 (C_f) ポートとして設計した。この結果、2 点点火、フラット形状に対応するために吸排気バルブ径を縮小した上で、図 4.6 に示すように既存エンジンと同一ボア径ながら、以下の式に示す吸気有効断面積 A_{eff} としては同等を確保した。

$$A_{eff} = 2C_f\pi \left(\frac{d_{valve}}{2}\right)^{1/2} \quad (4.8)$$

ここで、 d_{valve} はバルブ直径である。タンブル比は、圧縮比 14 のベースエンジンの 1.7 から 0.4 に低下する。このように、燃焼室はフラット形状とすることで噴霧と火炎伝播の均質性を優先し、高流量係数ポートにより充填効率を確保しつつ、フラット形状シリンダヘッドによるタンブル流低下の燃焼速度への影響は噴霧誘起の乱れで増強するコンセプトとした。なお、高圧縮比エンジンにおいては冷却損失の増加が課題となるが、吸気流動の低減は圧縮行程中における壁面熱伝達率の低減に寄与し、さらにフラット形状であれば燃焼室の扁平性が軽減され、燃焼室表面積と容積の比 (S/V) が低下するため、本コンセプトはこの点においても有利となる。

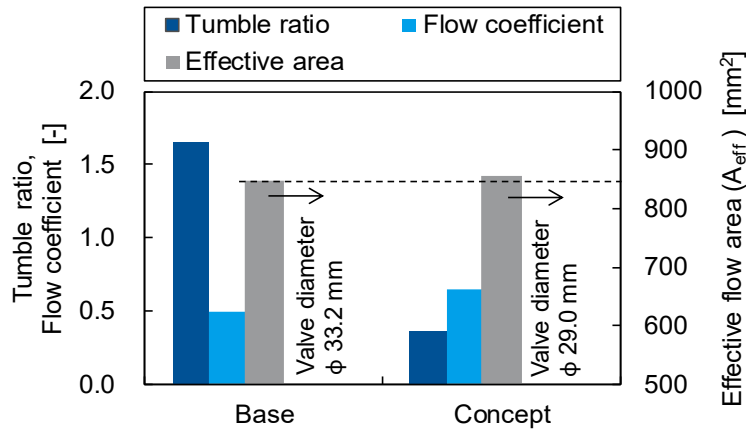


Fig. 4.6 Comparisons of tumble ratio, intake flow coefficient and effective area between the baseline and the conceptual engine

4.2 実験方法

4.2.1 供試エンジンと実験装置

本章では、吸排気に油圧自在駆動バルブシステムを備える自然吸気の排気量 499 cc、圧縮比 17.0 の単気筒エンジンを用いて性能の検証を実施した。燃焼室中央に高圧のガソリン噴射を可能とするピエゾ式マルチホールインジェクタを備え、燃料噴射にはディーゼルエンジン用のコモンレール噴射系を流用した。エンジンの仕様を表 4.1 の左列に示す。また、比較用に用いた圧縮比 14 の既存エンジンの諸元を表 4.1 の右列に示す。筒内圧力は Kistler 製の水冷式筒内圧力センサ 6043A とチャージアンプ 5018A を用い、また吸排気ポートにおける圧力脈動を Kistler 製の絶対圧センサ 4005B と 4049B により計測した。各条件において 300 サイクルを小野測器製燃焼解析システム DS-3000 により計測した。燃料流量は、AVL 製燃料消費量計 AVL730 により計測し、排気濃度 (CO₂, CO, THC, NO_x, O₂) 計測には堀場製作所製 MEXA-1500DEGR、スモーク濃度計測には AVL 製フィルタ式スモークメータ AVL415S を用いた。エンジンは、外部のラピッドプロトタイピング型 ECU (Engine Control Unit) により制御され、噴射圧力、噴射量、噴射時期、点火時期をそれぞれ任意に操作可能としている。運転条件を表 4.2 に示す。エンジン回転速度は 2000 rpm とし、スロットル開度は全開 (WOT: Wide Open Throttle)、空気過剰率 $\lambda=1$ にて運転した。冷却水およびオイルの温度は外部の温調機により 90 °C 一定に制御し、吸気温度は 35 °C 一定に制御した。燃料は、RON が 96 のガソリン燃料に、噴射系保護のために摩耗防止剤 (サンフリック FM-6) を 500 ppm 添加して供給した。供試エンジンは、油圧駆動弁により吸排気のバルブタイミングおよびリフトを無段階に制御可能としており、バルブタイミングは出力要求から掃気性が最大となる排気開弁 (EVO: Exhaust Valve Opening) 時期と吸排気バルブオーバーラップ量に設定し、吸気閉弁 (IVC) については吸気慣性効果が最大となる時期に設定して運転した。図 4.7 に使用したバルブプロフィールと代表的な運転条件における吸排気脈動圧力を示す。

Table 4.1 Engine specifications

	Concept engine	Base engine
Engine type	4 stroke, 4 valves	
Number of cylinders	Single cylinder	In-line 4 cylinder
Displacement cc	499	1,998
Bore mm	83.5	
Stroke mm	91.2	
Compression ratio	17.0	14.0
Tumble ratio	0.4	1.7
Fuel system	Direct injection (Common-rail system)	Direct injection
Number of spark plug(s)	2	1
Aspiration	NA (Naturally Aspirated)	

Table 4.2 Engine operating conditions

Engine speed rpm	2000
Throttle position	WOT
Excess air ratio λ	1
Coolant and oil temperature deg.C	90
Intake air temperature deg.C	35
Fuel	96 RON gasoline (with 500 ppm of lubricant additive)

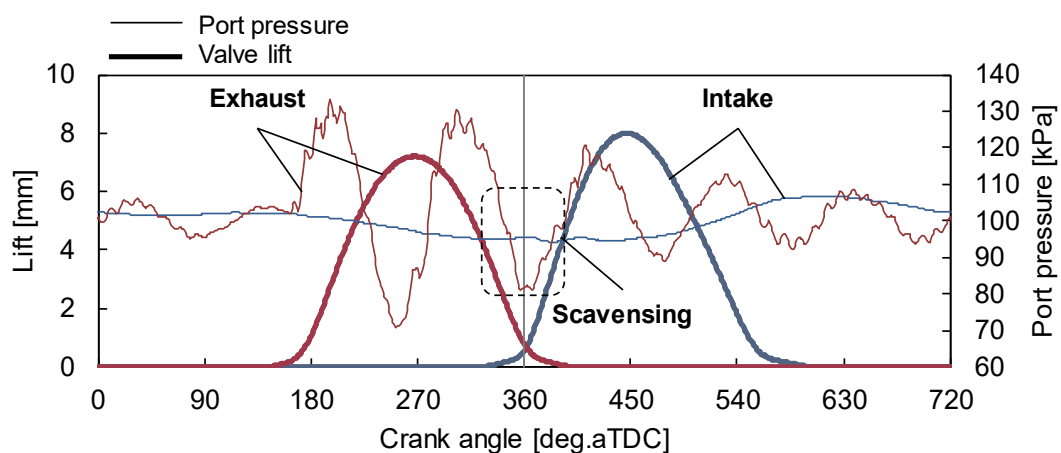


Fig. 4.7 Intake and exhaust valve lift profiles and measured intake and exhaust port pressures

4.2.2 熱勘定解析方法

エンジンの性能評価を実施するにあたり、投入熱量に対する熱効率を含む全体のエネルギーバランスを把握することは極めて重要である。理想的な断熱空気サイクルにおける理論熱効率から、実際のサイクルにおいては主に未燃損失、冷却損失、排気損失、ポンプ損失、機械抵抗損失の発生により有効な仕事量は減少する。現在のガソリンエンジンの熱効率が高くても 40 % 前後であることを考慮すれば、残りの 60 % 以上は上記の損失により占められ、それらの内訳を精査することで理論や期待値からの乖離を具体的に分析することが可能となる。本研究では、投入燃料量、筒内圧力履歴、そして排気未燃成分の 3 点の計測結果を用いて、図 4.8 に示す排気開弁 (EVO: Exhaust Valve Opening) 時期における筒内のエネルギーバランスの積算値から熱勘定を実施した。

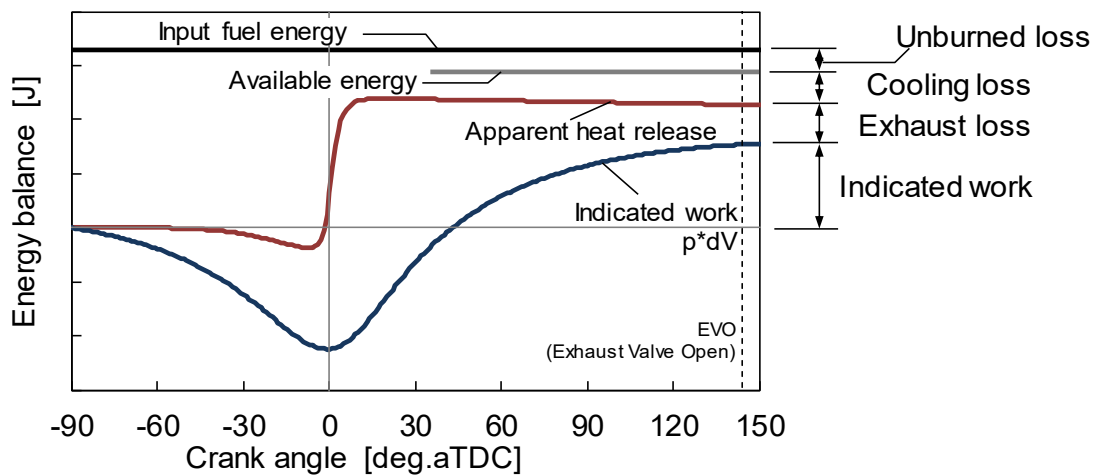


Fig. 4.8 Cumulative histories of differential piston work, heat release, available energy and fuel enthalpy

本手法では、筒内圧力履歴から求められる見かけの熱発生量と投入熱量から未燃損失を除いた有効投入熱量との差から冷却損失を見積もる。さらに、見かけの熱発生量と有効仕事量の差から排気損失を見積もる。このため、筒内圧力計測の精度に熱勘定結果が大きく依存する。冷却損失を含む正確な筒内圧力の計測に向けては、筒内圧力のサンプリングクロックに使用するクランク角度エンコーダの TDC 位置とエンジンの機械的な TDC 位置を正確に同期させる必要がある。そこで、静電容量式の TDC センサを用い、ピストンの最接近時期を計測することで、この同期を実施した。図 4.9 に、圧縮比 14 と 17 のモータリング運転時における筒内圧力と TDC センサの信号履歴の比較を示す。筒内圧力は、冷却損失と漏れ損失に応じた圧力損失角度の発生により機械的な TDC より早い時期に最大値を迎え、TDC センサとの位相差は圧縮比が高いほど増加する。この圧力損失角度を考慮したエンコーダの位相補正を実施し、熱勘定を行う。

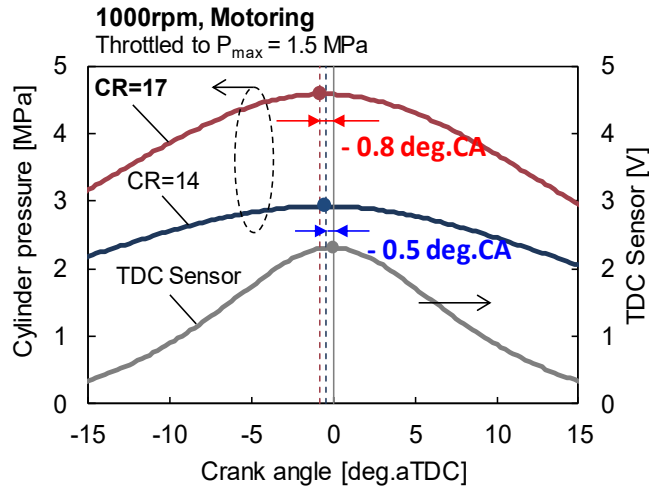


Fig. 4.9 The effect of compression ratio on the actual peak pressure crank angles

また、未燃損失についても正確に見積もるため、排気組成として計測している CO と THC の濃度から計算される標準状態における化学生成エンタルピーと、筒内では未燃として排出された後に排気管内で燃焼した成分の化学生成エンタルピーの 2 つを合計して未燃損失とした。後者は、筒内圧力から推定することができないため、図 4.10 と式(4.9)に示すように、排気バルブ直後と排気ポート下流の 2 点間の温度を計測し、この区間における外部との熱のやりとりはないものとし、また組成変化が比熱に及ぼす影響も無視できるものと仮定して温度上昇による内部エネルギー変化を後燃えの熱量として換算した。

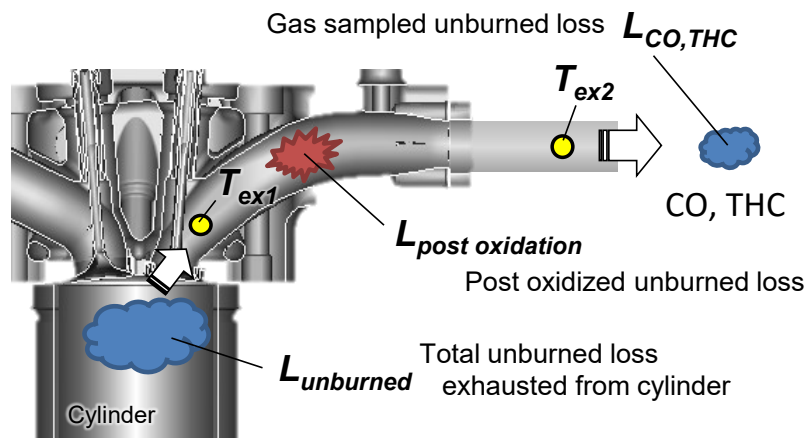


Fig. 4.10 Definition of unburned loss estimated from post oxidation through the exhaust port

$$L_{unburned} = L_{CO,THC} + L_{post\ oxidation} \quad (4.9)$$

ここで、 $L_{CO,THC}$ は排気濃度分析計により計測した THC および CO の濃度から得られる未燃損失のエンタルピー、 $L_{post\ oxidation}$ は排気ポート内の 2 点間の温度から計算される後燃え損失であり、それぞれ以下の式で求められる。

$$L_{CO,THC} = Q_{ex}(\rho_{THC}\Delta H_{THC}Y_{THC} + \rho_{CO}\Delta H_{CO}Y_{CO}) \quad (4.10)$$

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

$$L_{post\ oxidation} = Q_{ex}\rho_{ex}C_{p,ex}(T_{ex2} - T_{ex1}) \quad (4.11)$$

式(4.10)中の Q_{ex} は排気の体積流量であり、 ρ_{THC} 、 ΔH_{THC} 、 Y_{THC} はそれぞれ THC の密度、単位発熱量、体積濃度、また ρ_{CO} 、 ΔH_{CO} 、 Y_{CO} はそれぞれ CO の密度、単位発熱量、体積濃度である。THC の組成は全て燃料(C7.9)と仮定した。また、式(4.11)中の $C_{p,ex}$ は排気の定圧比熱であり、排気組成と温度の関数として計算した。 T_{ex1} と T_{ex2} は排気管内の上流(排気バルブ直後)と下流のガス温度である。以上の処理により、筒内においては未燃成分として排出されるものの、排気管内の後燃えにより消費され排気濃度計測において検出されない未燃成分を定量化した。

4.2.3 燃料噴射時期および点火時期の設定手順

本実験における燃料噴射と点火時期の設定の考え方を図 4.11 に示す。まず燃料噴射時期は高圧縮比下におけるプレイグニッションとノックを回避するため、上死点近傍の燃焼直前まで遅延化させることが第一の狙いとなる。一方で、点火時期は従来の火花点火燃焼と同様に等容度向上のため、燃焼重心を適切な位置まで進角させることが望ましい。ここで、点火時期を過度に進角すると、可燃混合気の点火プラグへの輸送が間に合わずに失火が発生し、さらには、燃料噴霧と周囲空気の混合時間の不足によってスモークや未燃損失の増加を招く。したがって、噴射と点火の間隔をこれらの限界にまで短縮した状態(燃料輸送限界と定義する)において、ノック発生限界まで噴射と点火時期を進角した点を最良運転点と考えることができる。また、この燃料輸送限界は噴霧の速度に依存するため、噴射圧力が高いほど有利となる。本研究ではこの設定手順に基づいて、異なる仕様や運転条件におけるエンジン性能を評価した。

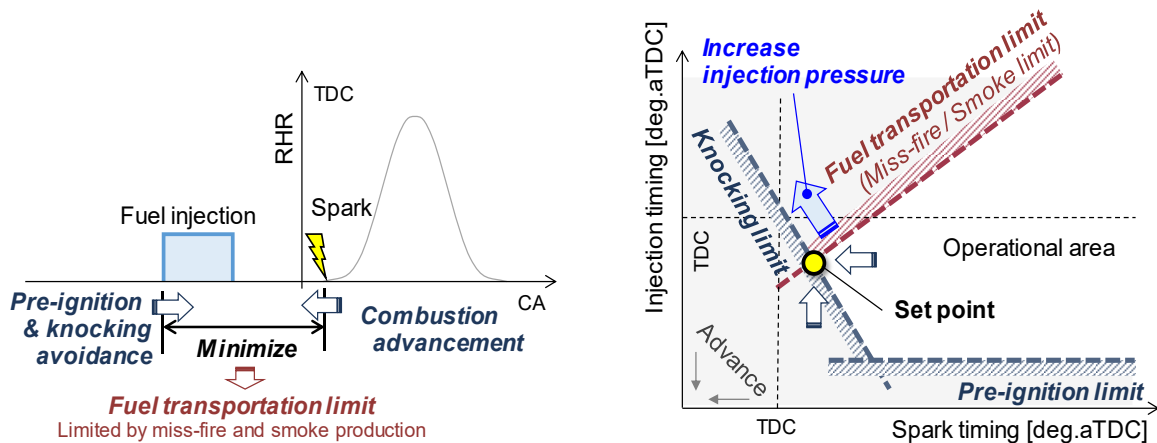


Fig. 4.11 Strategies of fuel injection and spark ignition timing settings at knock limit

4.3 計算方法(異常燃焼の予測手法)

本章では、エンジン実験と併せて 3 次元の燃焼数値計算により筒内の燃焼メカニズム解明を試みる。数値計算コードには、第 3 章でも使用した RANS ベースの KIVA-4 を用い、噴霧および火炎伝播モデルを含む各種サブモデルも第 3 章で改良および構築したものを使用する。なお、本章では実際に高圧縮比エンジンにおいて圧縮行程遅延噴射による異常燃焼の回避についても検証しているため、数値計算においてもその再現およびメカニズムの分析を行う。表 4.3 に、本章で追加する異常燃焼の予測モデルを含む計算モデルの概要を示す。また、図 4.12 に供試エンジンの計算格子を示す。

Table 4.3 Summary of the numerical code and sub-models used in this chapter

Calculation code	KIVA-4
Fuel spray model	DDM Spray break up: KH-RT model with, Particle collision model by Nordin Gas-parcel relative velocity interpolation Modified breakup length model (from chapter 3)
Spark ignition model	KIVA default (specific internal energy addition)
Flame propagation model	Modified CFM with the effective turbulence delay term (from chapter 3) S_L : Keck, Gülder model (fitted to S5R)
Chemical reaction	Detailed chemical kinetics ODE solver: ERENA ⁽⁵⁾ Turbulence interaction: Partially Stirred Reactor ⁽⁶⁾ Chemical reaction scheme: S5R (reduced) ^{(16) (17)}

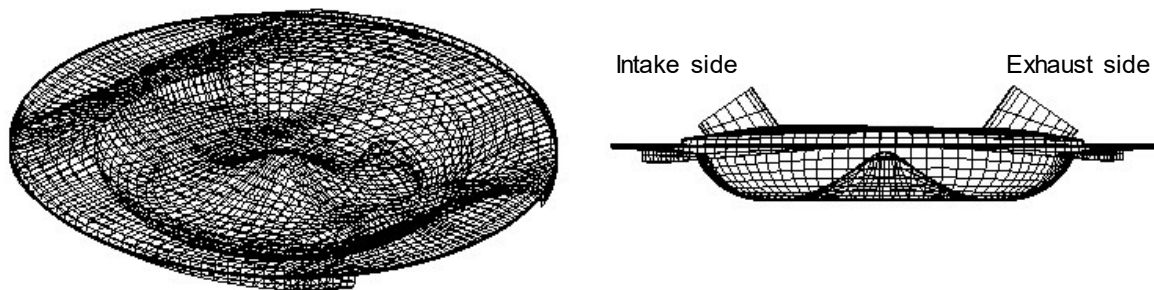


Fig. 4.12 Calculation mesh (at TDC position)

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

ガソリンエンジンの3次元燃焼計算において化学反応を伴う異常燃焼やHCCIのような自己着火の予測手法については、計算負荷の軽減を考慮した様々な手法が提案されている。例えば、予め着火遅れテーブルを用意して各計算格子の温度圧力からLW積分を行う手法⁽⁷⁾、簡易反応動力学モデルの一種であるShellモデルを詳細反応計算結果に合わせて改良し用いる手法⁽⁸⁾、低温酸化反応の支配的な反応経路と化学種を選定し、パラメータの最適化により予測精度を確保する手法⁽⁹⁾等が挙げられる。これらの多くの手法は計算精度とコストを高いレベルで両立することを可能とするものの、均質予混合場を対象として構築および改良されている場合が多く、本研究で対象とするような不均質で非定常性の強い場において適用するためには多くの検証作業を必要とする。特に燃焼メカニズムが未解明な場合には、可能な限り第一原理的な手法で計算し、現象の理解を優先すべきであると言える。そこで本研究では、詳細な素反応過程までを考慮した化学反応動力学計算に基づいて異常燃焼の予測を行った。

詳細反応機構の解法にあたっては、CHEMKIN-IIパッケージ内の各種サブルーチンをKIVA-4に連成させることで行う⁽¹⁰⁾。ただし、第3章と本章ではレイノルズ平均に基づくRANSで有限体積法を用いて離散化を行っているため、各計算格子内は空間的に均一とみなされ、化学反応もWSR(Well Stirred Reactor)として解かれる。実際には、計算格子のサイズ(約2 mm)に対してシリンダ内部の乱流は積分長スケールからコロモゴロフスケールまで存在しており、これらの乱流渦に起因した濃度および温度の勾配が存在する。このため、計算格子内の化学反応速度を実際より過大に見積もる可能性があり、対策として乱流混合特性時間に基づいて化学反応速度を補正するPaSR(Partially Stirred Reactor)モデル⁽⁶⁾を用いた。また、先述した通り詳細反応動力学計算では考慮する化学種と素反応数に応じて解くべき方程式の数が増加し、3次元計算では大幅な計算時間の増加を招く。硬直性の強い化学反応の常微分方程式の解法には陰解法の一つであるVODE(Variable coefficient Ordinary Differential Equations solver)⁽¹¹⁾が広く用いられているが、近年は陽解法をベースとした高速解法の開発も進み⁽¹²⁾⁽¹³⁾、VODEに対して100倍以上の高速化が確認されている⁽¹⁴⁾。本研究では、陽解法の一つでCHEMEQ2をベースとする森井らのERENA(Extended Robustness-Enhanced Numerical Algorithm)⁽⁵⁾を使用した。さらに、各計算格子における化学反応計算に対してOpenMP(Open Multi-Processing)による複数スレッド間の並列化処理を実装し、さらなる高速化を図った⁽¹⁵⁾。

ガソリン燃料の詳細反応機構については、これまで第2章および第3章において層流燃焼速度の算出に用いてきた三好らのS5Rガソリンサロゲート機構の簡略化版⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾(化学種数:110, 反応数:347)を用いた。ただし、本章の実験で使用したガソリン燃料のRONとMONを再現すべく、TPRF(Toluene Primary Reference Fuel)燃料としてセンシティブリティ($S = RON - MON$)が実燃料と一致するようにKalghatgiらの組成割合決定手法⁽¹⁸⁾を用いて組成を変更した。表4.4に燃料組成を示す。また、本反応機構とCHEMKIN-IIパッケージ内のSENKINを用いて計算した着火遅れ時間のアレニウスプロットを図4.13に示す。

なお、詳細反応計算が実行される条件については、各計算格子において Da 数が1を下回る場合とした⁽¹⁹⁾。すなわち、火炎伝播モデル(CFM)の火炎面密度が $\Sigma > 0$ かつ $Da > 1$ である場合には、火炎面が存在するものとして詳細反応計算は実行されず、CFMの反応進行度に基づいて組成および温度変化を計算する。また、例えば未燃領域のエンド部において Σ が0である場合でも、詳細反応計算の結果 $Da > 1$ となり、計算格子内の当量比 ϕ とOHの生成率 dX_{OH}/dt がある閾値を超えた場合には Σ を与えてCFMへ移行させる。この時の当量比の閾値は $\phi_c > 1.2$ 、OHの生成率の閾値は $dX_{OH}/dt_c > 200$ とした。

Table 4.4 Compositions of the TPRF fuels for numerical calculation

Constituent	TPRF91	TPRF96
	Fraction vol%	Fraction vol%
isooctane (C ₈ H ₁₈)	71.2	10.1
<i>n</i> -heptane (C ₇ H ₁₆)	12.6	18.9
toluene (C ₇ H ₈)	16.2	71.0
RON	90.8	96.0
MON	88.5	86.1
Sensitivity	2.3	9.9

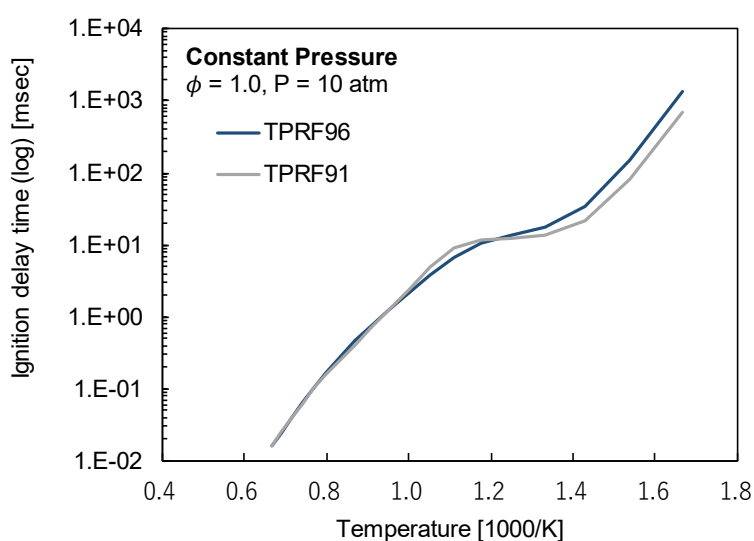


Fig. 4.13 Ignition delay time of the model fuels (reaction mechanism: S5R reduced ⁽¹⁶⁾)

4.4 実験結果

4.4.1 性能評価結果

燃料噴射圧力 P_{inj} =60 MPa, 80 MPa, 120 MPa について, 4.2 節で述べた運転方法による性能評価を実施した. 供試インジェクタの噴孔諸元は, 12 噴孔, 噴孔径 ϕ 0.10 mm である. 図 4.14 に噴射圧力ごとの最良運転点における熱発生率とその時の噴射開始・終了時期 (SOI, EOI), 点火時期と燃焼重心位置 (MFB50%) を図示する. また, 図 4.15 に PV 線図を, 図 4.16 に各種性能値を示す. 比較として, 圧縮比 14 の既存エンジンの吸気行程噴射による結果も破線で示した. ここで, 等容度 η_{DCV} は以下の式に従い算出した. Q_{max} は最大熱発生量, V_{max} は下死点における筒内容積, C_{start} と C_{end} は燃焼開始と終了時期, k は比熱比, dQ_{θ} と V_{θ} はクランク角度 θ における熱発生率と筒内容積である.

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

$$\eta_{DCV} = \frac{1}{Q_{max}} \int_{C_{start}}^{C_{end}} \frac{dQ_{\theta} \left[1 - \left(\frac{V_{\theta}}{V_{BDC}} \right)^{k-1} \right]}{1 - \left(\frac{1}{\epsilon} \right)^{k-1}} \quad (4.12)$$

高圧の圧縮行程噴射を用いた本燃焼では、燃焼期間が大幅に短縮されており、噴射圧力の上昇に応じてその効果は顕著となる。これは、第3章における検討通りの効果であり、本エンジンにおいては多噴孔化や噴霧の輸送性を考慮した燃焼室形状とすることで、高圧噴射による燃焼の急速化の効果を有効に活用することができている。また、噴射圧力が高圧であるほどノックが緩和され、燃焼重心の進角が可能となっている。これは、高圧噴射であるほど噴射速度が向上するため、噴射と点火時期の近接化が可能となり、エンドガスの反応時間がさらに短縮された結果と推察される。同時にスモークも噴射圧力に応じて低減が確認でき、急速な混合が実現できている。結果として、図4.15と図4.16に示すように噴射圧力120 MPaにおいて圧縮比14の既存エンジンからスモークの悪化を招くことなく、同等の等容度を達成し、超高圧縮比下の異常燃焼に対する本燃焼コンセプトの有効性が明らかとなった。さらに、COやTHCの未燃損失も既存エンジンから大きく悪化しておらず、混合気の形成機能についても高圧噴射の有効性が示された。ただし、図示熱効率 η_{th} は圧縮比14に対して2.8 %pnt.低い結果となった。

ここで、図示熱効率 η_{th} について等容度 η_{DCV} により整理した結果を図4.17に示す。比較として、実機の等容度における理論熱効率も示した。実機では圧縮比17において120 MPaの高圧噴射による異常燃焼の回避と燃焼期間の短縮により圧縮比14より高い等容度を実現した。理論的にこれらの効果を考慮すると、熱効率は2.9 %pnt.改善する。しかしながら、実機においては熱効率が悪化する結果となっている。したがって、本研究の目的であった高圧縮比化における等容度の低下は、高噴射圧化により狙い通り抑制できたが、代わりに理論計算では考慮できていない損失が増加していることを示唆する。

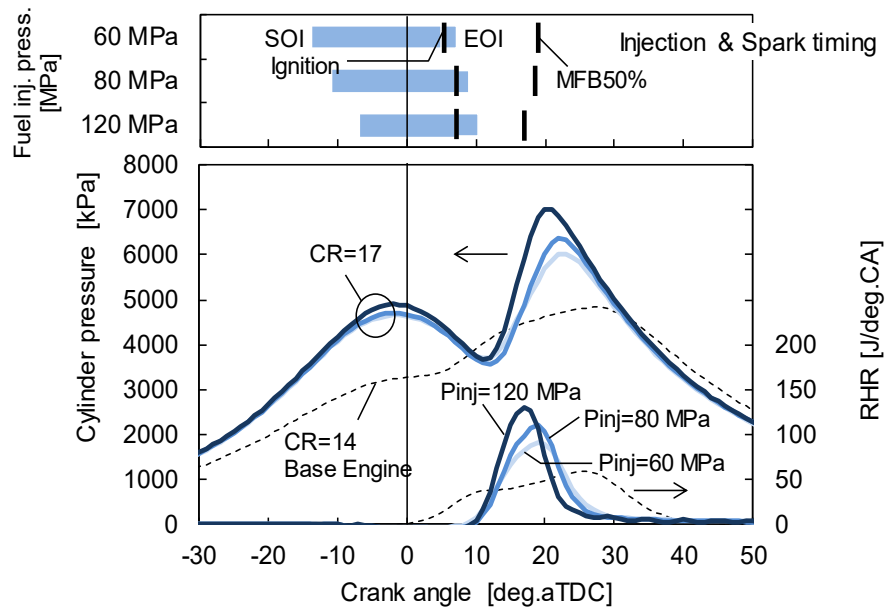


Fig. 4.14 Comparisons of in-cylinder pressure and heat release rates under different fuel injection pressure conditions at knock limit (2000 rpm, WOT, $\lambda=1$)

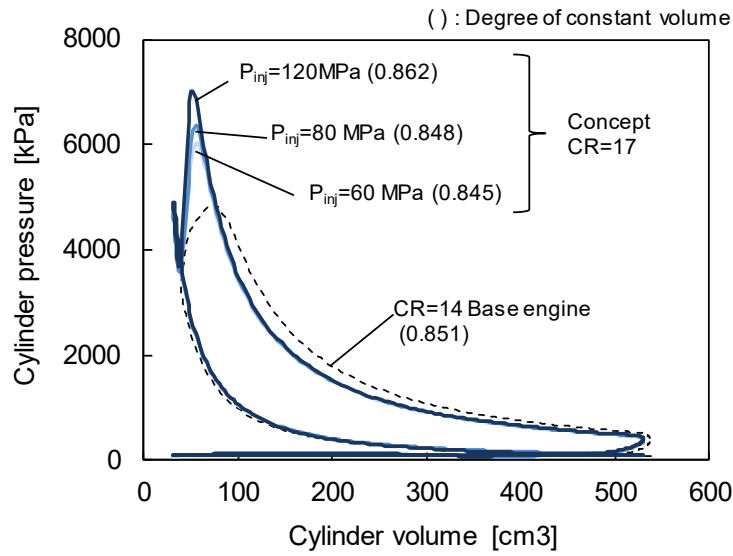


Fig. 4.15 Cylinder pressure and volume diagram under different fuel injection pressure conditions

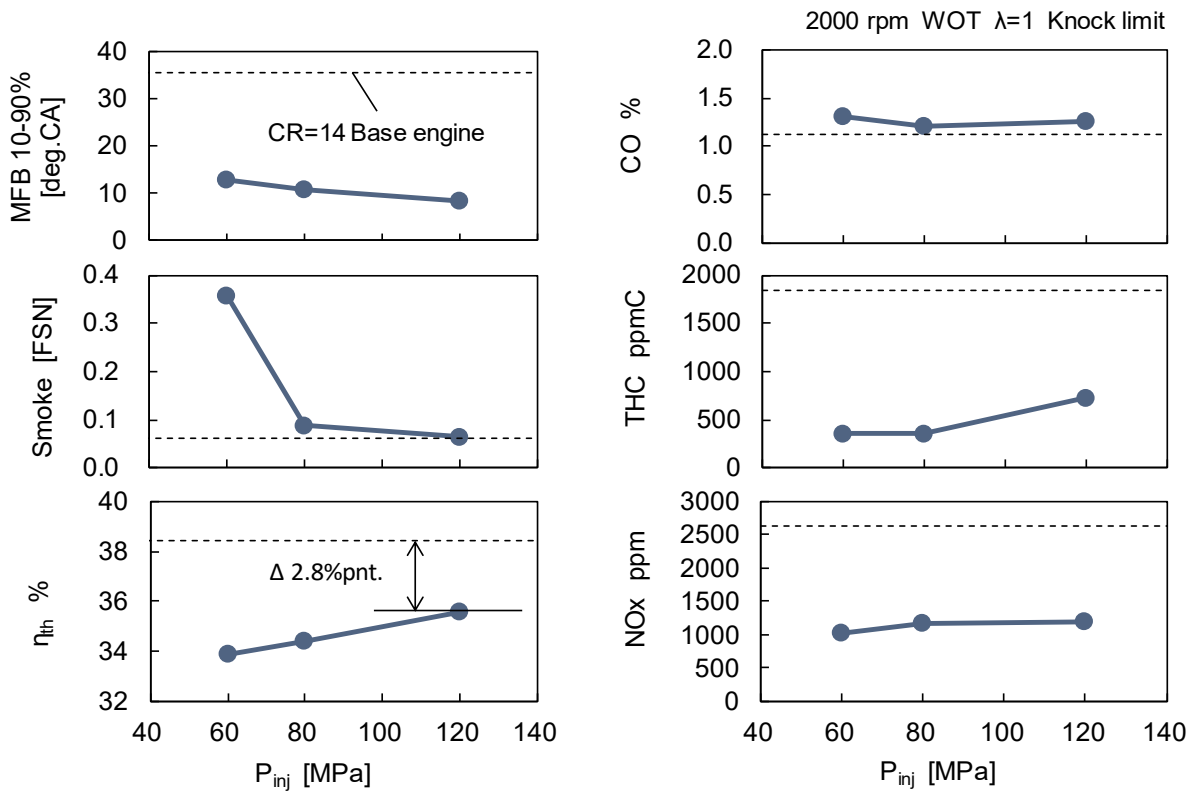


Fig. 4.16 The effect of injection pressure on combustion and exhaust gas emission characteristics

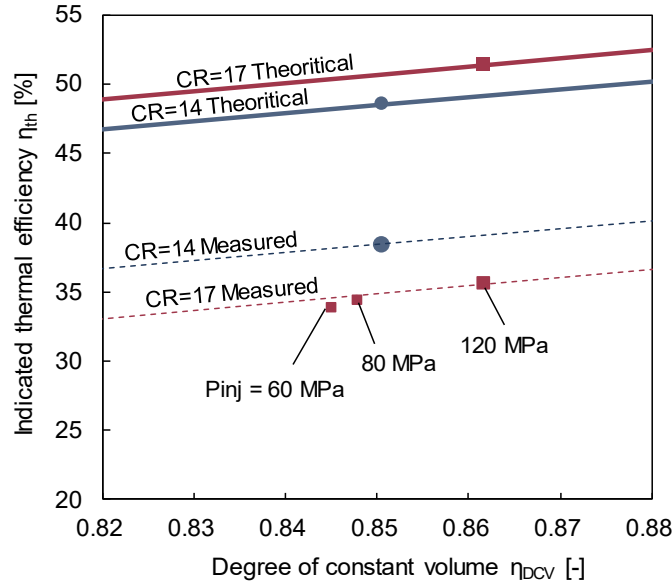


Fig. 4.17 Relationships between theoretical and measured degree of constant volume combustion η_{DCV} and indicated thermal efficiency η_{th}

4.4.2 熱勘定と筒内観察による分析

図 4.17 に示したように、本燃焼コンセプトでは高圧噴射を用いることで狙い通り圧縮比 14 の燃焼と同等以上の等容度を実現したにもかかわらず、熱効率が低い結果となった。予測における理想的な条件では未考慮の損失の発生が考えられ、その原因を明らかにするため熱勘定を実施した。圧縮比 14 の既存エンジンとの熱勘定の比較結果を図 4.18 に示す。圧縮比 17 の供試エンジンでは、高圧縮比化と異常燃焼の回避による燃焼進角の効果により、排気損失は大きく低減されている。一方で、未燃損失が悪化しており、このために図示熱効率は圧縮比 14 の既存エンジンを下回る結果となっている。また、この未燃損失の内 4.0 %pnt. は、排気管内で燃焼された後燃え損失 ($L_{post\ oxidation}$) であることが分かった。

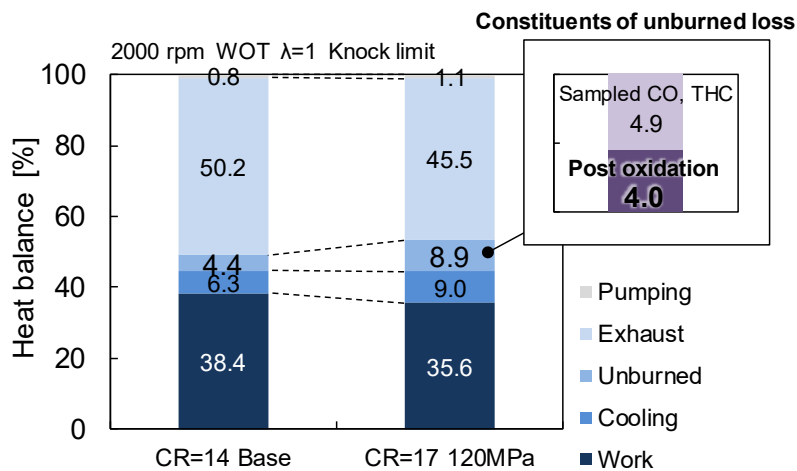


Fig. 4.18 Heat balance analysis results of the baseline and the concept engine

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

後燃え損失が増加した原因を調査するため、筒内の燃焼をボアスコープと高感度 CCD カメラにより観察した。CCD カメラは、露光時間を 0.1 msec として、1 サイクル中 1 フレームの静止画撮影を行い、ボアスコープは吸気側点火プラグ孔より筒内に挿入した。このため、撮影時は排気側の 1 点点火により運転している。撮影時期は、EVO 前の膨張行程後半(108 deg.aTDC)に設定した。また、撮影にあたってはエンジン諸元を供試エンジンから表 4.5 の仕様に変更した。撮影結果を図 4.19 に示す。筒内の観察の結果、膨張行程後半の時期において筒内のピストン表面の広範囲で輝炎が観察された。この輝炎の発生は、衝突噴霧でピストン表面に形成された液膜によるものと考えられ、これが後燃え損失として未燃損失の大きな割合を占めている可能性が示唆される。確認のため、同一エンジンに PFI による予混合燃焼との性能を比較した結果を図 4.20 に示す。燃焼重心は 2 つの燃焼形態で同一に設定し、膨張行程における熱発生率を比較した。ボアスコープにより輝炎が観察された同一の時期において、PFI による運転では見られない緩やかな熱発生率が確認できる。この運転状態における等容度と熱効率、および排気温度の比較結果を図 4.21 に示す。図 4.17 の結果と同様に、圧縮行程噴射による燃焼では等容度の改善が見られるにもかかわらず、熱効率は低下し、また排気温度は大きく上昇している。以上から、本燃焼コンセプトにおいては、上死点近傍の圧縮行程噴射による液膜形成が原因と考えられる後燃え損失の発生が大きな損失となっていることが分かった。

Table 4.5 Engine specifications and operating conditions for in-cylinder visualization

Engine type	4 stroke, 4 valves
Number of cylinders	Single cylinder
Displacement cc	499
Bore mm	89.0
Stroke mm	80.3
Compression ratio	18.4
Number of spark plug(s)	1 (Exhaust side)

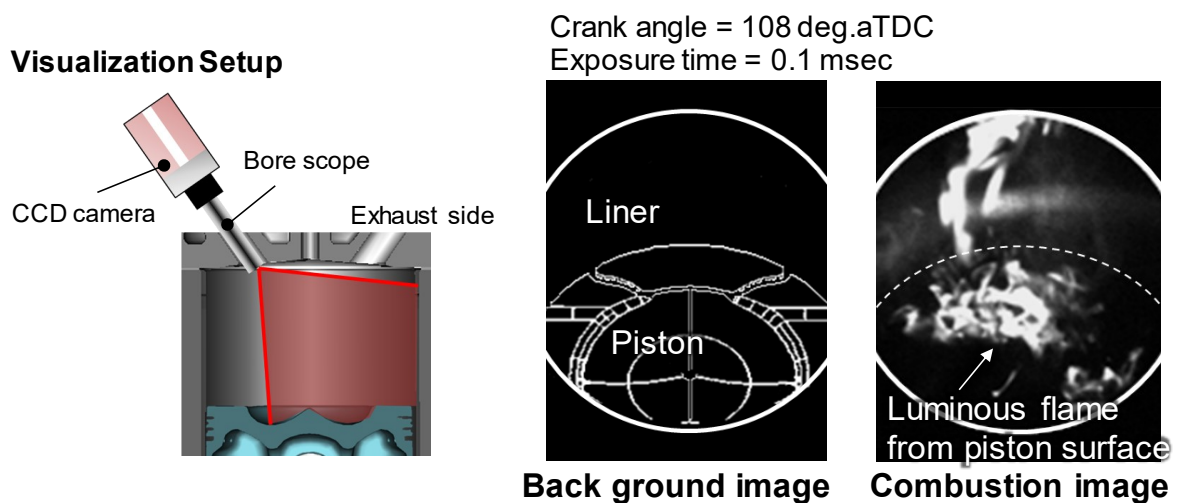


Fig. 4.19 In-cylinder visualization results by the use of a bore scope during the expansion stroke

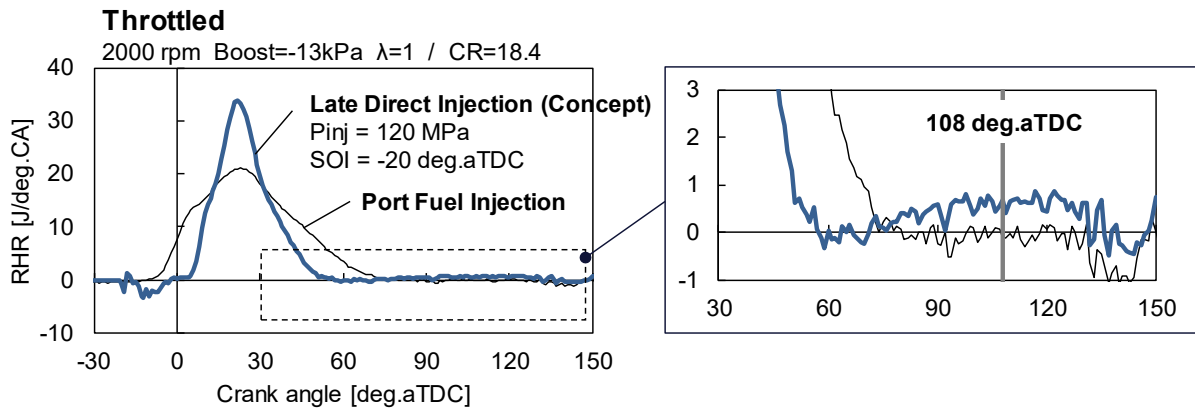


Fig. 4.20 A comparison of rate of heat release (RHR) between PFI and late-DI combustion

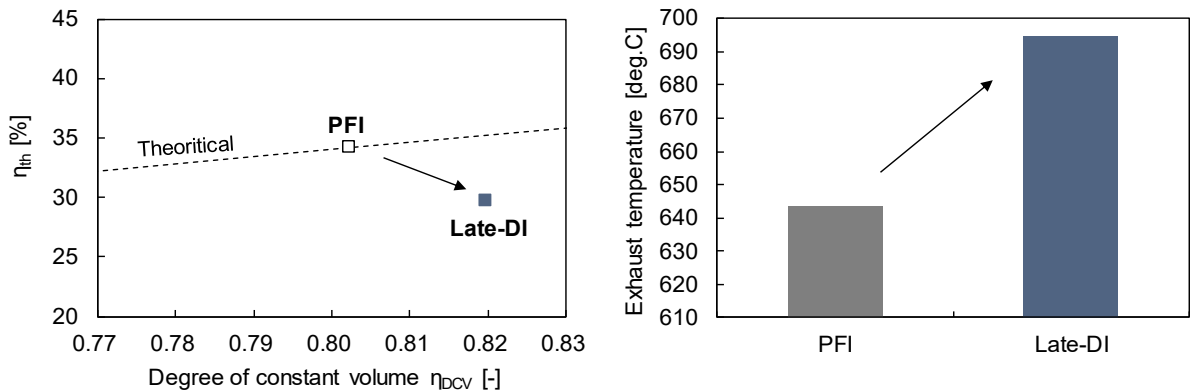


Fig. 4.21 Comparisons of degree of constant volume combustion, indicated thermal efficiency and exhaust temperature between PFI and late-DI combustion

4.4.3 燃焼室形状の改良による性能改善

熱勘定と筒内燃焼の観察の結果、本燃焼コンセプトでは未燃損失の増加に伴う図示熱効率の悪化が見られ、その大半が燃焼室内では未燃として排出され、排気管内で燃焼する後燃え損失であることが分かった。この後燃え損失の発生の原因と考えられる液膜の形成は、ピストンに衝突する際の噴霧形態によって変化することが考えられ、適正化することで低減できる可能性がある。そこで、燃焼室断面での可視化が可能な2次元キャビティを用い、噴孔から衝突壁面までの距離が蒸発量に与える影響を調査した。燃料噴霧の蒸発率の計測には、先行研究でも用いられている⁽²⁾波長レーザー吸収散乱光度(LAS)法⁽²⁰⁾を用いた。

LAS法では、Nd:YAGレーザーにより出力されるビーム光をダイクロイックミラーにより波長266 nmの紫外光と532 nmの可視光に分離する。可視光は燃料液滴の散乱によってのみ減衰し、紫外光は燃料液滴の散乱と燃料液滴と蒸気の両方により吸収される特性を利用し、2つのCCDカメラで燃料蒸気と液滴の透過率の差を計測することで燃料蒸気の透過率を得る。266 nm付近の紫外線を強く吸収し、532 nm

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

付近の可視光をほとんど吸収しないパラキシレンを燃料として用いることで、実際の噴射量に対して $\pm 15\%$ の精度で蒸発後の燃料質量を定量的に計測することができる⁽²¹⁾。

LAS法を用い、インジェクタをベースの位置から噴霧方向に沿ってオフセットさせることで、ピストンに対する衝突位置は固定のまま、衝突距離のみを変更した時の蒸発量の変化を計測した。計測時の定容容器内の雰囲気条件を表4.6に示す。また、インジェクタとピストンの位置関係を表4.7と図4.22に示す。ここで、ベースの衝突距離は、エンジンでの上死点前10 deg.CAのピストン位置を想定した距離とした。

Table 4.6 Measurement conditions of the constant volume vessel (CVV)

Gas pressure MPa	2.5
Gas temperature K	550
Charged gas	N ₂
Assumed piston position deg.aTDC	-10
Piston temperature deg.C	200
Fuel injection pressure MPa	120
Fuel injection quantity mg	3

Table 4.7 Spray impinging distance and angle settings in CVV

Injector position	Base configuration	Offset configuration
Impinging distance* mm	15.8 (11.6)	19.2 (16.1)
Impinging angle deg.	21.6	←

※ (): At the timing assuming TDC

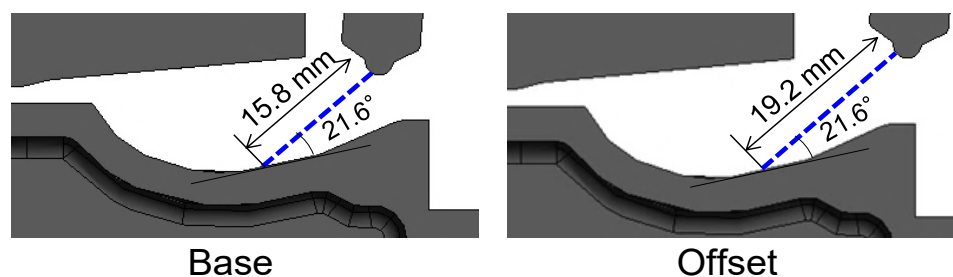


Fig. 4.22 Piston and injector positions in 2 dimensional optical measurement rig cavity

計測結果として蒸気分布を図4.23に示す。1.0 msec.aSOI時点に注目した場合、インジェクタ位置を相対的に上方にオフセットさせ、噴霧の衝突距離を拡大した仕様において、噴霧の壁面衝突前に蒸発が開始していることが分かる。これは、1次分裂と蒸発が進行する前にピストン表面に噴霧が衝突すること

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

を回避可能なことを示している。また、各時刻における蒸気量の積算値を図 4.24 に示す。結果として、インジェクタ位置を上方にオフセットさせた条件では、1.5 msec.aSOI 時点における蒸気量はベース仕様から 13.8%増加することが明らかとなった。以上から、衝突距離の拡大によりピストン表面の液膜起因の後燃え損失を減できる可能性が示唆された。

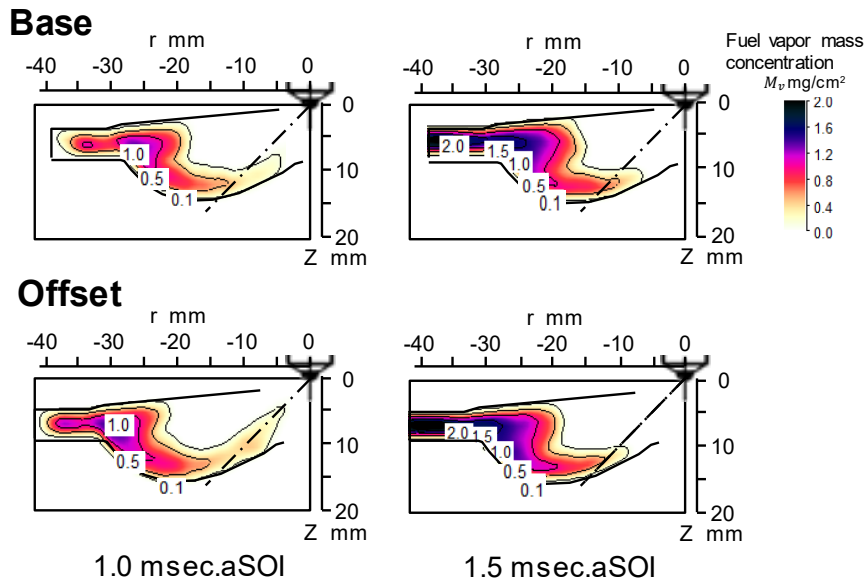


Fig. 4.23 Comparisons of fuel vapor mass distributions measured in a CVV with a two-dimensional cavity

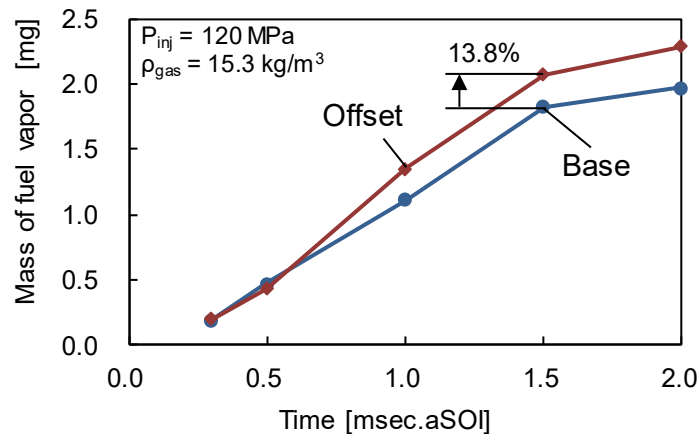


Fig. 4.24 Temporal changes in fuel vapor mass of different impinging distance configurations

以上の結果に基づいて、インジェクタ諸元と燃焼室形状を再検討した。新しい燃焼室形状を図 4.25 に、噴孔諸元および衝突距離と角度を Table 4.8 に示す。噴霧の衝突距離を拡大するため、キャビティの深皿化と併せて、インジェクタの噴孔位置をシリンダヘッド側にオフセットさせ、さらに噴射角度の広角化を行った。この結果、衝突距離はベースの 11.3 mm から 18.0 mm にまで拡大する。また、燃焼室全体の空

第 4 章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

気利用率の改善を狙い、噴孔数はベースの 12 噴孔より少ない 10 噴孔とし、噴霧間隔を拡大することで噴霧干渉を抑制しつつ、噴霧間への空気導入を促進した。噴孔径は $\phi 0.10$ mm を維持して微粒化特性とペネトレーションのバランスを図った。

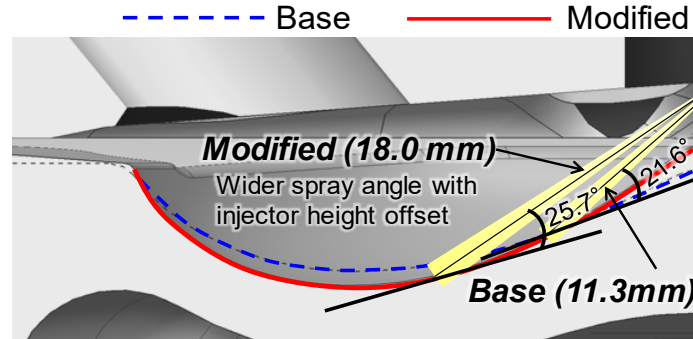


Fig. 4.25 Piston cavity geometry, spray directions and spray impinging positions of the baseline and the modified configurations

Table 4.8 Modified injector specifications and spray impinging distance and angles

Configuration	Baseline	Modified
Injector hole diameter mm	$\phi 0.10$	←
Injector hole number	12	10
Spray cone angle deg.	90	100
Impinging distance mm	11.3	18.0
Impinging angle deg.	21.6	25.7

改良仕様の燃焼室およびインジェクタでのエンジン性能評価結果を図 4.26 に示す。また、熱勘定結果を図 4.27 に、筒内圧力と熱発生率を図 4.28 に示す。未燃損失の改善により、図示熱効率はベース仕様の 35.6 %から 37.7 %まで 2.1 %pnt.改善した。この改善により、圧縮比 14 のエンジンの熱効率に対して、図示熱効率差は 0.7 %pnt.差まで縮小した。同時に、噴射圧力 $P_{inj} = 80$ MPa においても性能の悪化が限定的となり、低噴射圧化による機械抵抗の低減、燃料システムの簡素化が期待できる結果となった。ただし、未燃損失はまだ既存のベースエンジンと比較しても多く、低減の余地が残されている。

以上により、圧縮比 17 において高圧ガソリン噴射の急速混合と急速燃焼の機能を用い、異常燃焼を回避しつつ、圧縮比 14 の既存エンジンと同等の熱効率と排気性能をガソリンの高圧噴射により実現可能であることを確認した。特に等容度については圧縮比 14 を超えており、今後さらなる混合気改善を進めることで、ベースエンジン以上の熱効率を実現できる可能性がある。第 1 章の図 1.4 に示されているように、本技術に HCCI 燃焼等の希薄燃焼技術を組み合わせることで、高負荷域の性能を悪化させることなく軽負荷域の大幅な熱効率改善が可能となる。

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

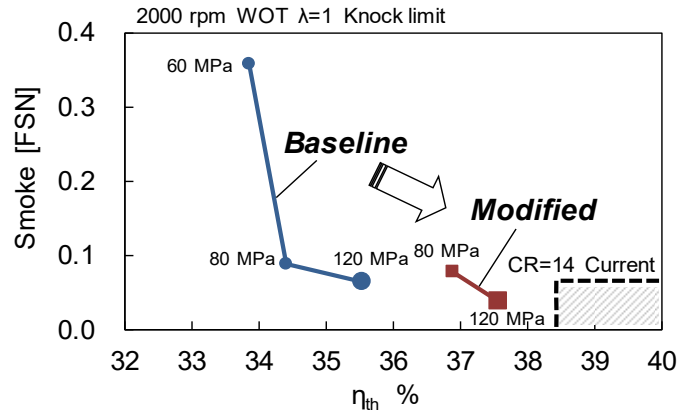


Fig. 4.26 Improvements in smoke and thermal efficiency by modifications of the piston cavity geometry and injector specifications

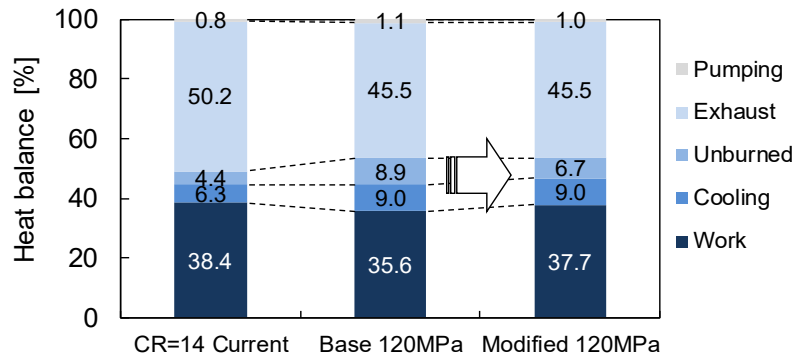


Fig. 4.27 Heat balance analysis results of the baseline and modified combustion chamber design

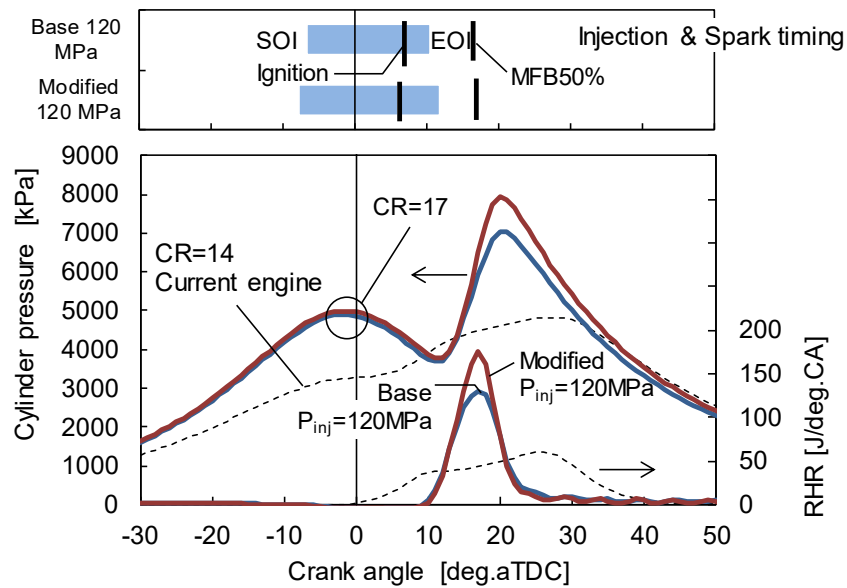


Fig. 4.28 Comparisons of in-cylinder pressure and heat release rates of the baseline and the modified piston and injector configurations

4.5 数値計算による燃焼メカニズム解析

4.5.1 筒内の当量比および乱れの分布

前節の性能評価を実施した供試エンジンの燃焼について、数値解析によりその燃焼メカニズムを明らかにする。まず、噴射から点火前における筒内の混合気および乱れの分布を調査した。表 4.9 に計算条件を示す。解析にあたっては、4.4.3 節において述べた燃焼室改善仕様のノック限界点の条件を対象とした。計算は IVC 時期から開始し、初期の流動および乱流エネルギーと積分スケールはタンブル比に基づき第 3 章と同様の手法で設定した。なお、非燃焼計算では比較として燃料噴射の無いモータリング条件も計算した。

Table 4.9 Calculation conditions for in-cylinder mixture and combustion analysis

Combustion chamber configuration	Modified (Fig. 4.25, Table 4.8)
Engine speed rpm	2000
Throttle position	WOT
Excess air ratio λ	1
Injection pressure MPa	120
Fuel type	TPRF96 (TPRF91 for knocking evaluation)
Fueling mg/str.	35.8
SOI deg.aTDC	-9
EOI deg.aTDC	7.8
Spark ignition timing deg.aTDC	6
Tumble ratio	0.4
Wall temperature K	450

非燃焼計算の結果として、図 4.29 に筒内平均の乱流強度 u' と積分スケール L のクランク角度履歴を示す。ここで、 u' と L は第 3 章と同様に乱流エネルギーとその消散率から局所平衡則に基づき算出した。第 3 章で示した単噴孔インジェクタを用いた結果と比較して、燃料噴射量の増加と多噴孔インジェクタによる燃焼室全域への均等な噴霧配置により、筒内平均で見た場合でもモータリング条件と比較して乱流強度は大幅に強化されていることが分かる。同様に積分スケールも筒内平均として噴射を行わない場合から大きく減少している。

続いて、点火点における当量比 ϕ および乱流強度と積分スケールのクランク角度履歴を図 4.30 に示す。ここで、薄色の線種はモータリング条件の結果であり、濃色の線種は高圧噴射条件の結果を示す。図 4.29 の筒内平均の結果と比較して、乱れの絶対的な強度に大きな差は見られず、改めて本燃焼室のコンセプトでは筒内全域の乱れが均質に強化されていることが確認できる。一方で、吸気側と排気側では SOI 前から乱流強度と積分スケールに差が見られ、また噴霧の到達時期やその後の乱流強度にも差が生じている。供試エンジンでは吸排気側で点火プラグのサイズを変えており、プラグ孔の形状差の影響

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

響が考えられ、このような形状の非対称性により点火点における乱れは大きく影響を受けることを示唆する。

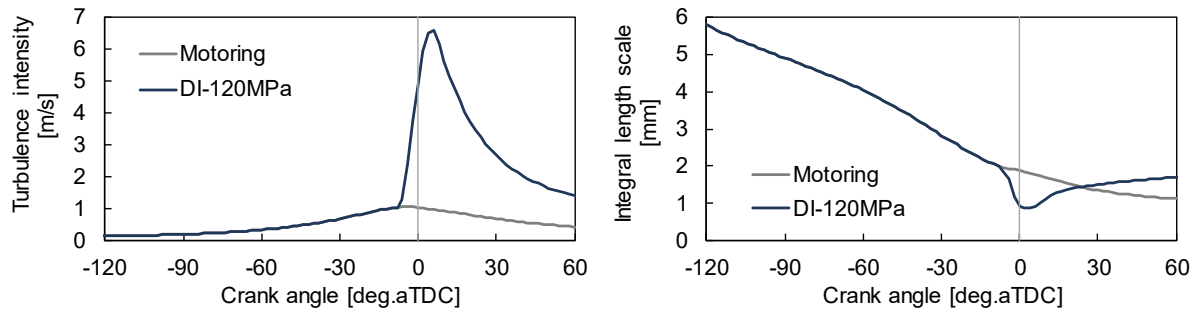


Fig. 4.29 Cylinder averaged turbulence intensity and integral length scale under motoring and DI-120 MPa conditions

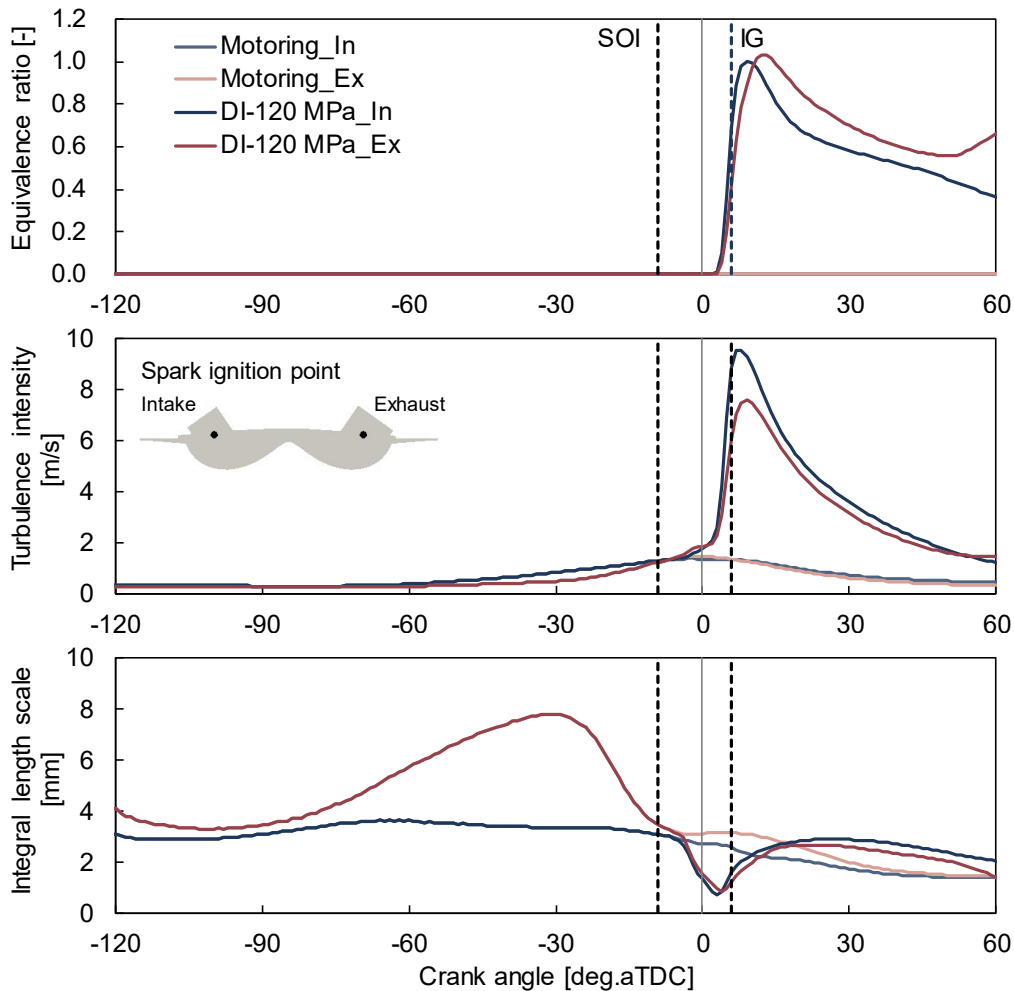


Fig. 4.30 The histories of local equivalence ratio, turbulence intensity and integral length scale under motoring and DI-120 MPa conditions

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

図 4.31 に、実験のノック限界点と同様に SOI から点火時期までの期間が 15 deg.CA (1.25 msec) の場合の点火時期における吸排気断面の当量比、乱流強度、積分スケールの分布を示す。燃料はキャビティに沿って短期間で吸排気の点火プラグに到達し、当量比も $\phi=1$ に近い。高圧噴射により、短期間での輸送と混合が同時に実現されていることを示している。また、狙い通り点火プラグ近傍において初期燃焼の強化に有利な高強度かつ小スケールの乱れ場が形成できており、本章の供試エンジンのように圧縮比が高く上死点における空間的制約の大きい燃焼室であっても、適切なピストン形状と噴霧配置を組み合わせることで、高圧ガソリン噴射の特徴である初期燃焼の促進に適した混合気と乱れの分布を実現することができる。

なお、図 4.30 においても見られたように、吸排気で乱れの特徴値には差が生じており、吸気側には高強度の乱れが比較的広く分布している。当量比にも同じような差が見られることから、吸排気で噴霧の輸送やシリンダヘッドへ衝突後の分散の面で非対称性が生じていることが原因と考えられ、火炎伝播の不均一性を招く可能性がある。

図 4.32 に、高圧噴射した条件において燃焼室を上面から観察した際の当量比と乱流エネルギー TKE の分布を時系列で示す。上死点后 10 deg.aTDC までは、当量比と乱流エネルギーの高い領域は概ね一致しており、ピストンキャビティの外縁に沿った円環状の分布を示している。その後、20 deg.aTDC では乱流エネルギーは同じ領域に残存して減衰していくものの、混合気は燃焼室中央部に移流し、乱流エネルギーと当量比の分布に差が生じる。本研究では初期燃焼の強化に焦点を置いてきたが、燃焼の後半においてはこのような乱流エネルギーと当量比の分布の違いにより火炎伝播やノックの特性が変化することが予想され、エンジン性能への影響の把握と管理は今後の研究課題である。

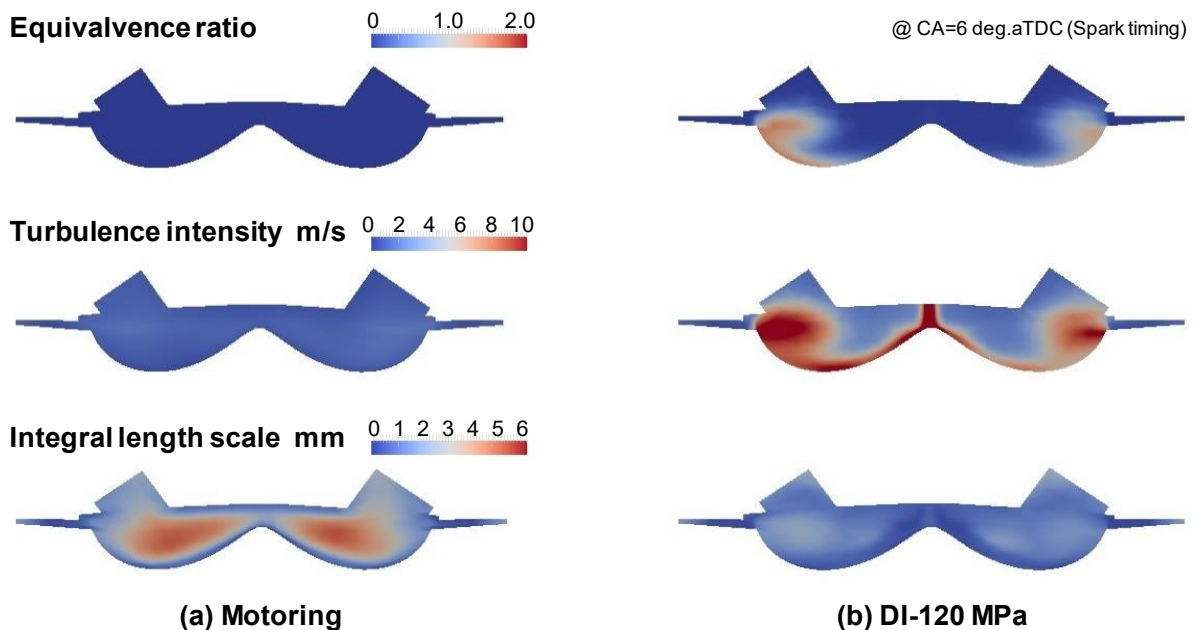


Fig. 4.31 In-cylinder distributions of equivalence ratio (top), turbulence intensity (middle) and integral length scale (bottom) under motoring and DI-120 MPa conditions

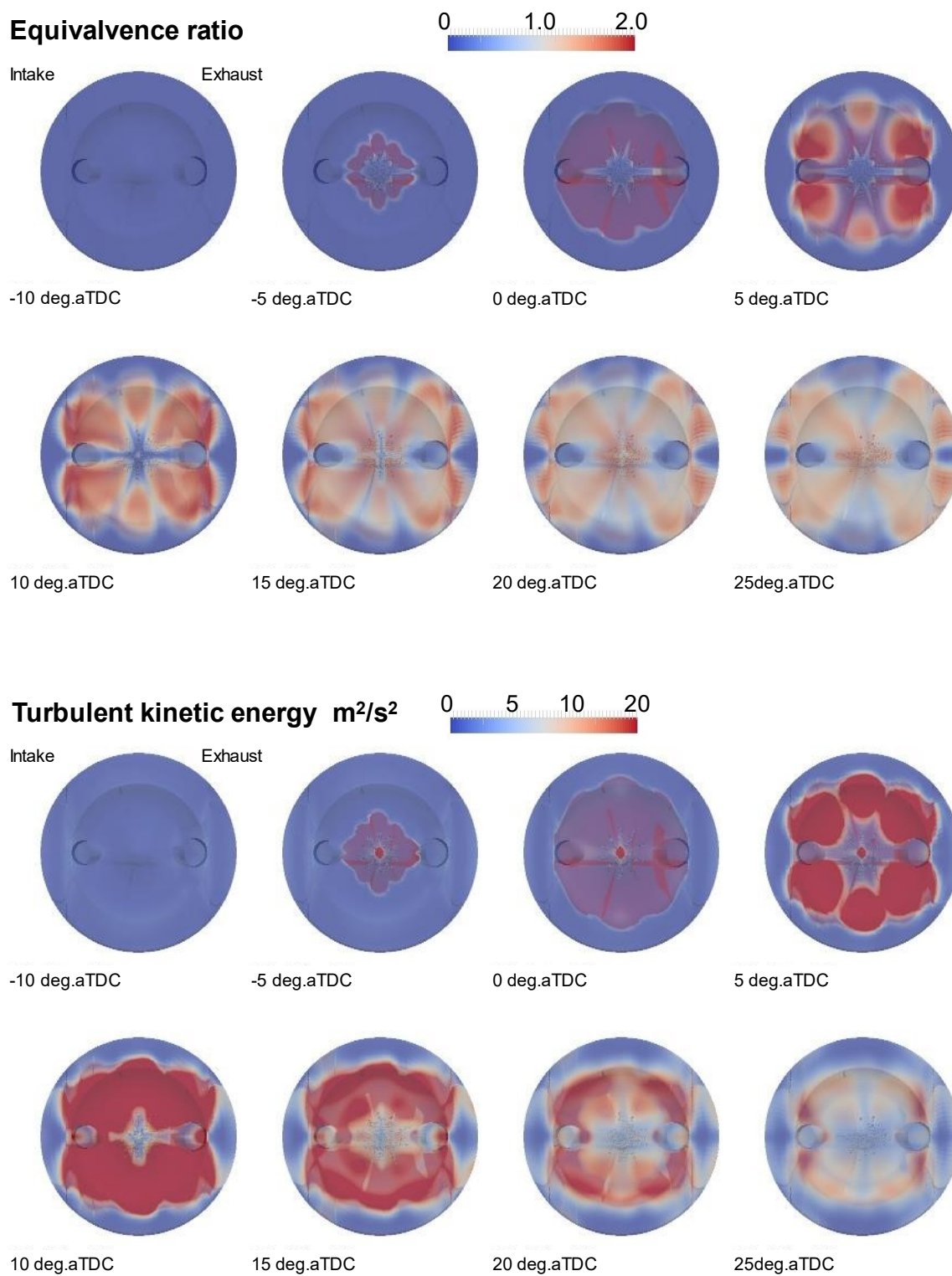


Fig. 4.32 Temporal change of in-cylinder distributions of equivalence ratio (top) and turbulent kinetic energy (bottom) under DI-120 MPa condition

4.5.2 火炎伝播と異常燃焼の解析

続いて表 4.9 の条件について、燃焼計算を CFM モデルにより実施した。計算上の燃料組成は、表 4.4 において実験時の RON と MON に近い TPRF96 とした。図 4.33 に筒内圧力履歴の熱発生率、図 4.34 に燃焼質量割合 (MFB) の計算結果と実機との比較を示す。これらの結果から、第 3 章にて構築した火炎伝播モデルを用いることで、実機の筒内圧力と熱発生率を良好に再現できることが分かる。このように、本研究で構築した RANS ベースの解析手法によって、高圧の多噴孔インジェクタと 2 点点火を用いた実用的な燃焼室形状の燃焼であっても定量的な燃焼の予測が可能であることが示された。この時の筒内の火炎伝播の挙動を図 4.35 に示す。ここで、火炎面の位置は反応進行度 $\theta = 0.5$ の等値面とし、表面の色強度は火炎面密度 Σ を表わす。点火後、火炎は上下(燃焼室の前後)方向に向けて急速に伝播を開始する。これは図 4.32 の乱流エネルギーの分布に準じており、円環状に形成された高乱流エネルギー領域に向けて火炎が伝播した結果と考えることができる。特に吸気側は伝播速度が速く、火炎表面においても点火直後から高い Σ となっていることが確認できる。16 deg.aTDC まで時間が進行すると、吸排気の火炎は互いに干渉を開始し、同時に火炎面における Σ も低下し、燃焼室の上下の残りの未燃部に向けて緩慢に伝播することで燃焼は完了する。全体を通して燃焼室中央に向かう火炎の Σ は低く、外周領域の火炎伝播が速い点が本燃焼の特徴となっている。

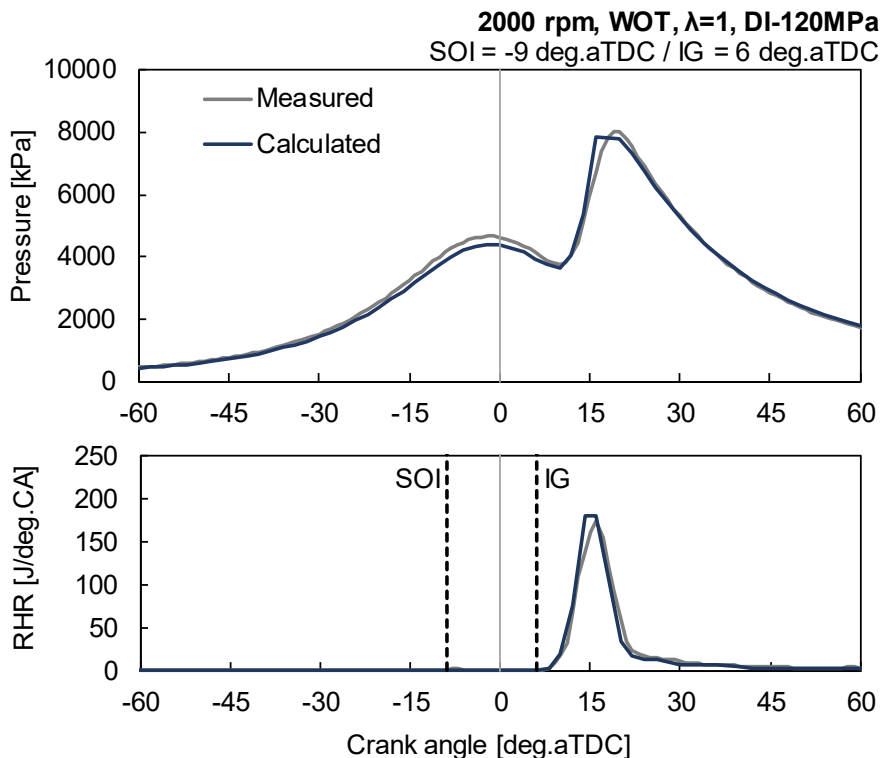


Fig. 4.33 Comparisons between measured and calculated in-cylinder pressure and heat release rates of a firing condition with DI-120 MPa (Fuel: TPRF96)

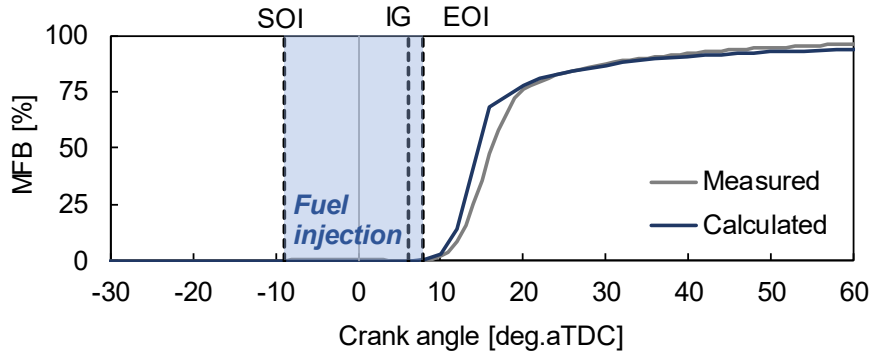


Fig. 4.34 Comparison of measured and calculated mass fraction burned histories

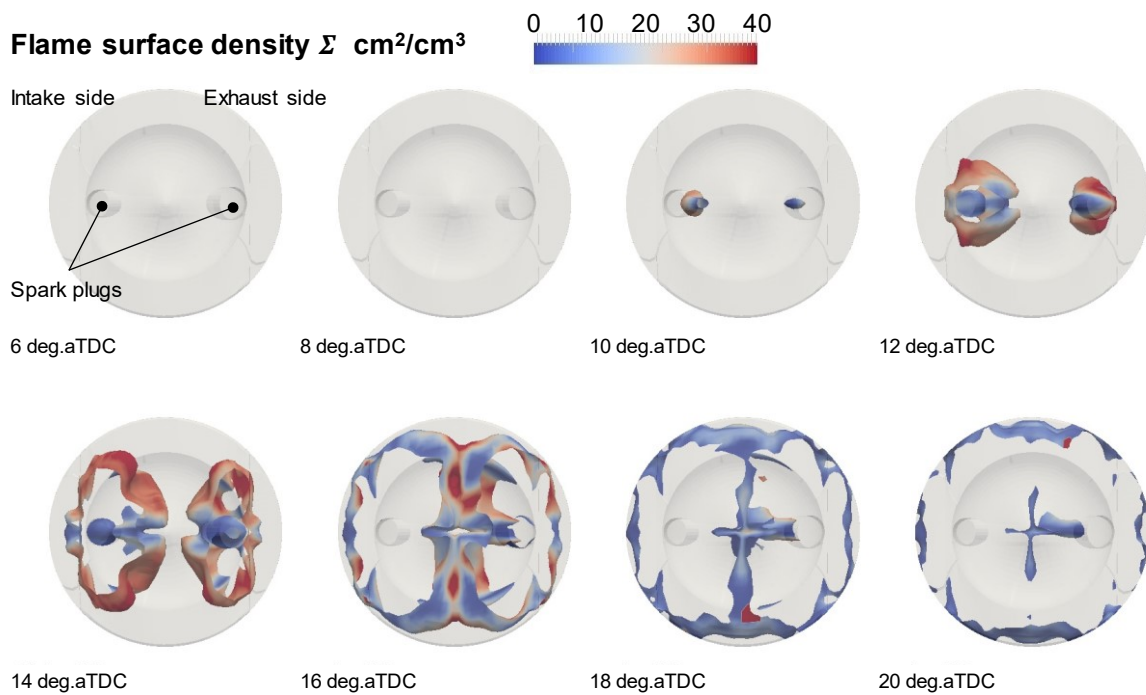


Fig. 4.35 Calculated iso-contour of flame surface density Σ on the surface of progress variable $\theta=0.5$

続いて、本燃焼方式における異常燃焼回避のメカニズムを分析した。解析対象とした運転条件では、圧縮比 17 の全開運転にもかかわらず、実験において異常燃焼の発生は確認されず、詳細反応を考慮した本計算においても自己着火に伴う熱炎反応は図 4.35 において確認されていない。一般的な中心点火の予混合ガソリンエンジンにおいては、燃焼室円周部の末端の予混合気がピストンと火炎の断熱圧縮を受けて自己着火に至るが、本燃焼方式においては点火時期の直前に燃料を遅延噴射し、混合気の形成と火炎伝播が同時に進行する複雑な燃焼形態となっている。そこで、ノックの発生挙動が顕著に見られるように燃料を RON の低い表 4.4 の TPRF91 に変更した上で、図 4.36 に示す燃焼室内の異なる 5 点についての温度、当量比、そしてノック発生前の冷炎反応過程において蓄積されるホルムアルデヒド HCHO の濃度に注目し、異常燃焼の発生する可能性の高い領域の特定と分析を進めた。

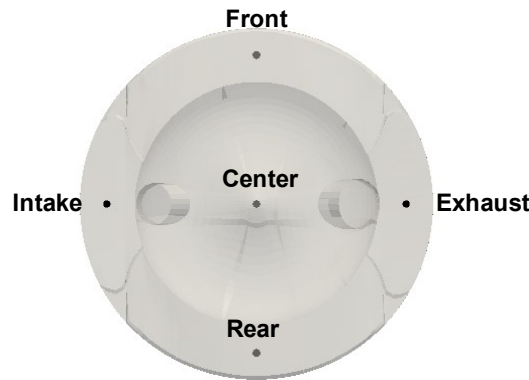


Fig. 4.36 Monitored positions for knock analysis

図 4.37 に、各点における HCHO 濃度と当量比および温度のクランク角度履歴を示す。なお、HCHO は冷炎反応のみならず火炎前面の予熱帯においても生成されるため⁽²²⁾、ここでは CFM の火炎帯内の反応進行度 θ を用いて以下の式により蓄積質量濃度 $Y_{HCHO,accum}$ を評価し、冷炎反応中の生成濃度のみを抽出した。

$$Y_{HCHO,accum} = Y_{HCHO}(1 - \theta) \quad (4.13)$$

上記の式の Y_{HCHO} は HCHO の質量濃度である。図 4.37 に示す燃焼室内の各点の $Y_{HCHO,accum}$ に注目した場合、特に燃焼室の前後方向 (Front, Rear) において早期から蓄積が開始され、高い濃度を示していることが分かる。これらの点では当量比も高く、また図 4.35 に示されているように火炎の到達が遅いため、ノックが発生しやすい領域であると言える。一方で、温度履歴から読み取れるようにその消費時期(クランク角度 16 deg.aTDC 前後)は概ね火炎の到達による温度上昇と一致しており、自己着火による熱炎反応には至っていない。

ここで、Front 領域に注目して、エンドガス領域の未燃部(反応進行度 $\theta \leq 0.1$)の温度や当量比、乱流エネルギーの時間履歴からノック回避の原理を考察する。図 4.38 に、当該領域の当量比と温度、そして乱流エネルギーのクランク角度履歴を示す。ここでは、燃料噴射の効果を明らかにするため、モータリング条件における結果も比較として図示した。なお、温度については異常燃焼の発生のない条件を仮定して、 $\phi=1$ の予混合気を圧縮した場合のモータリング時の温度履歴を実線として示し、また燃料噴射を行わない空気圧縮の場合の温度履歴を破線として示した。まず温度履歴に注目すると、予混合気を圧縮した場合は空気圧縮条件と比較して圧縮行程中の比熱比が低いことから、圧縮端温度は大きく低下する。しかしながら、本研究のように上死点近傍噴射とした場合においても、相応の温度低下が噴射後に得られていることが分かる。これは、燃料の潜顕熱による混合気冷却の結果であり、本研究では噴射される燃料液滴(パーセル)温度を 340 K と設定しているが、特に高温場となる上死点近傍においては、顕熱の影響が大きくなる。この結果、エンドガスにおける未燃混合気の着火遅れは長期化するため、ノックを抑制する方向に作用する。

また、図 4.38 の乱流エネルギーの履歴に注目すると、高圧噴射をした条件ではモータリング条件と比較して大幅に乱れが強められ、燃焼後半まで高く維持されていることが分かる。ここで、同時刻における筒内の火炎伝播と HCHO の質量濃度の分布を図 4.39 に示す。吸排気方向から伝播してきた火炎に挟

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

まれる領域に、高濃度の HCHO が分布していることが確認できる。一方で、同じ領域の乱流エネルギーに注目した場合、図 4.32 でも見られるように噴霧がピストンのキャビティに沿ってシリンダヘッド側に衝突する領域でもあるため、強い乱れが形成されている。このため、火炎表面における火炎面密度 \dot{m}'' も増加しており、火炎が加速されて自己着火に至る前に火炎伝播を完了し、ノックには至らなかったものと考えられる。寺地らは、タンブル流を用いた予混合ガソリンエンジンのノックの数値解析により、ノックの発生するエンド部は火炎の接近に伴い高圧に圧縮されるため、乱流エネルギーと層流燃焼速度が低下して火炎の進行が阻害されるとしている⁽²³⁾。これに対し、本燃焼方式ではエンド部に相当する未燃領域は高圧噴射により直接形成された混合気であり、その領域における乱流エネルギーも自ずと高くなり、火炎伝播は減速することなく自己着火に至る前に未燃部を消費することが分かった。

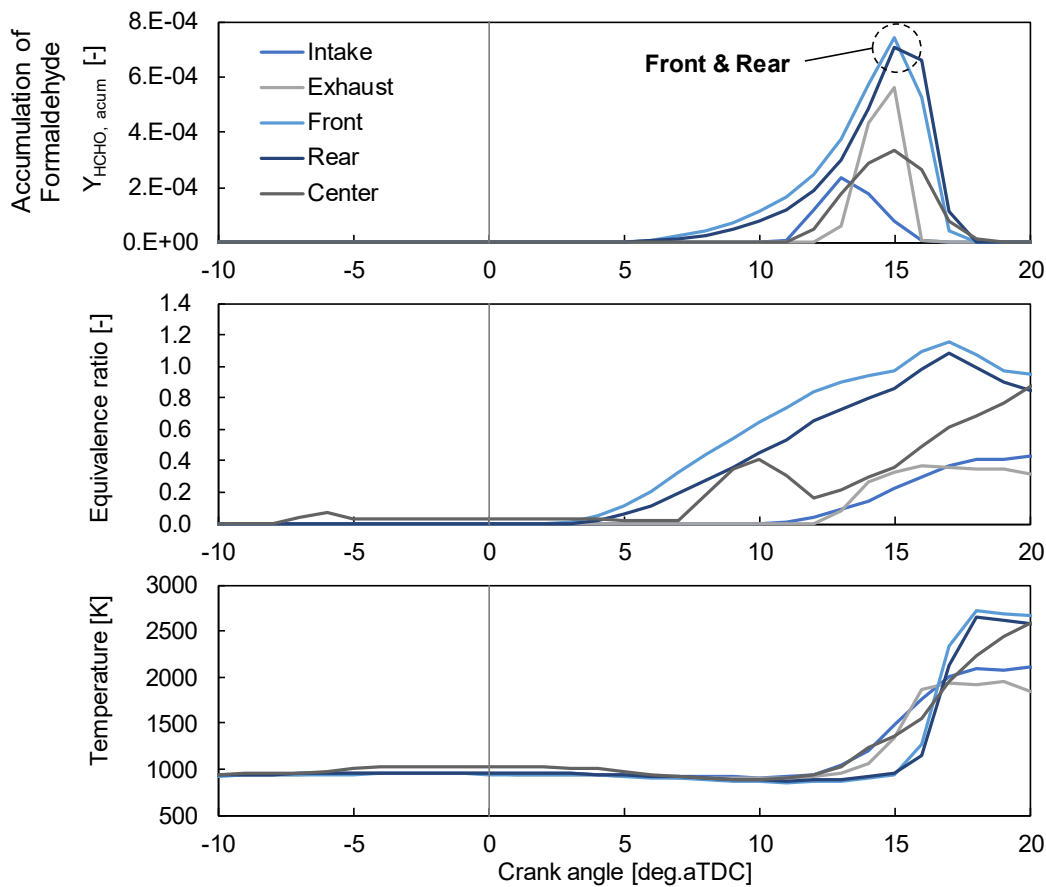


Fig. 4.37 Crank angle histories of accumulated HCHO, equivalence ratio and temperature at the 5 different points inside the combustion chamber (Fuel: TPRF91)

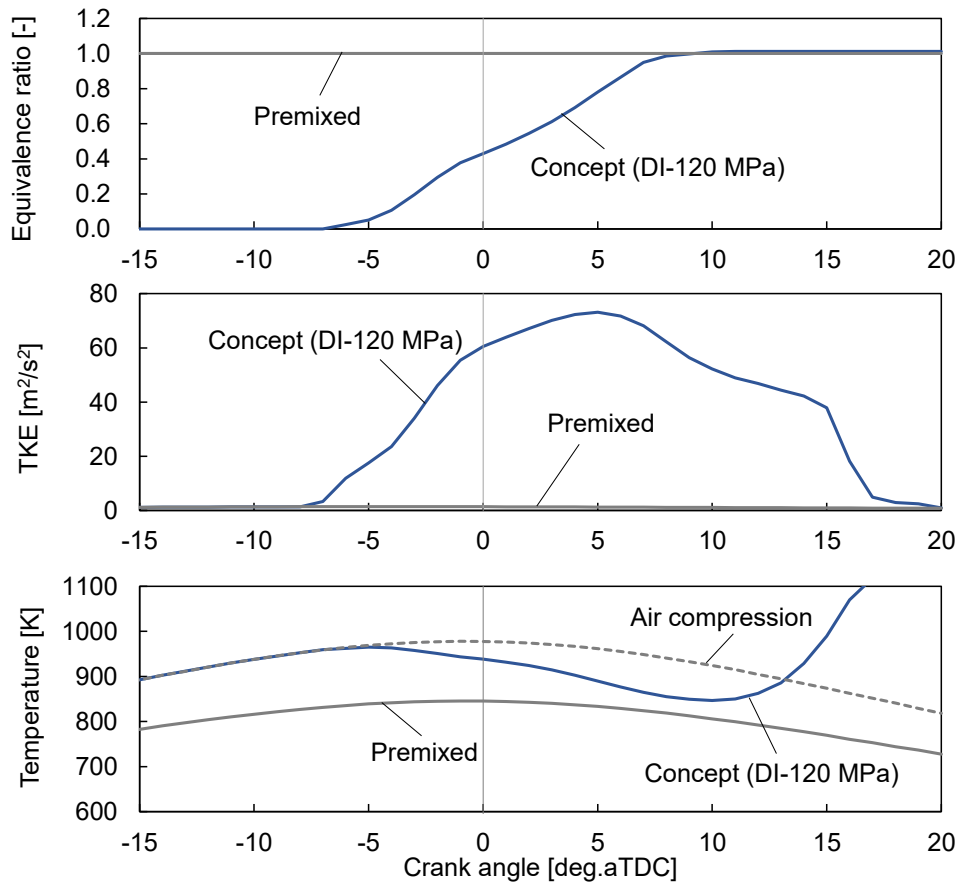


Fig. 4.38 Crank angle histories of averaged equivalence ratio, TKE and temperature in the end gas in the front region of the combustion chamber

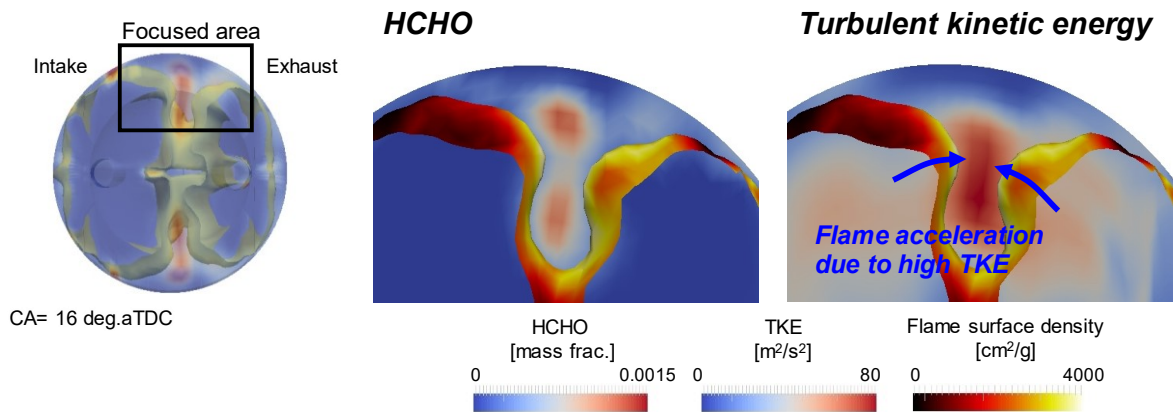


Fig. 4.39 Consumption of unburned mixture with high HCHO concentration by flame acceleration due to high TKE generated by a fuel spray injected at high pressure

最後に、上述した高圧噴射による筒内の冷却と火炎伝播促進による異常燃焼の回避効果について、着火遅れと火炎伝播遅れの特性時間で整理した結果を図 4.40 に示す。ここで、着火遅れ時間 τ_{ign} については未燃部の温度、圧力、当量比から 3 次元計算でも用いた詳細反応計算により算出した。なお、比

第 4 章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

較として示した吸気行程噴射条件の温度と圧力については $\phi=1$ の予混合気相当の比熱比で圧縮された場合を仮定した。また、火炎伝播遅れ時間 τ_{flame} は、図 4.40 の左に示すように燃焼室前方(Front)の未燃領域体積換算の真球を仮定し、その半径 $r_{u,end}$ を要求火炎伝播距離として定義した上で、以下の式により図 4.38 に示した物理量を用いて求めた。乱流燃焼速度については $S_T = S_L + C u'$ で与え、調整係数 C には第 3 章と同様に 2 を用いた。

$$\tau_{flame} = \frac{r_{u,end}}{S_T} = \frac{r_{u,end}}{S_L + C u'} \quad (4.14)$$

上述の定義において、 $\tau_{flame} < \tau_{prop}$ であれば、自己着火前に火炎伝播が完了するものと判断される。図 4.40 の右には吸気行程噴射を仮定した予混合条件の特性時間を薄色線で示しているが、上死点前から燃焼終了時期まで τ_{ign} は τ_{flame} より 4 msec 以上短く、容易にノックに至る状態にあることが分かる。濃色で示す上死点近傍の圧縮行程噴射を行うことで、まず上死点前においては燃料がエンドガスに存在しないため着火遅れ時間は無限大となり、過早着火は強制的に回避される。その後、燃料の供給と当量比の上昇に応じて τ_{ign} は急速に短くなるが、破線で示す燃料噴射の無い場合と比較して潜頭熱による冷却効果により 0.7 msec 程度遅延される。これに追加して、高圧燃料噴射によるエンドガス領域の乱れの強化により、 τ_{flame} は 4 msec 以上と大幅に短縮され、Front 領域の未燃部が概ね消費される 15 deg.aTDC まで τ_{prop} は τ_{ign} を超えることなく、自着火が発生する前に火炎伝播を完了できる状態が維持される。このように、本燃焼コンセプトでは遅延噴射による過早着火の抑制に加え、エンドガス領域のガソリン噴霧による冷却と火炎伝播の促進効果が組み合わせられた結果、圧縮比 17 の全開条件においても異常燃焼の回避が可能となった。

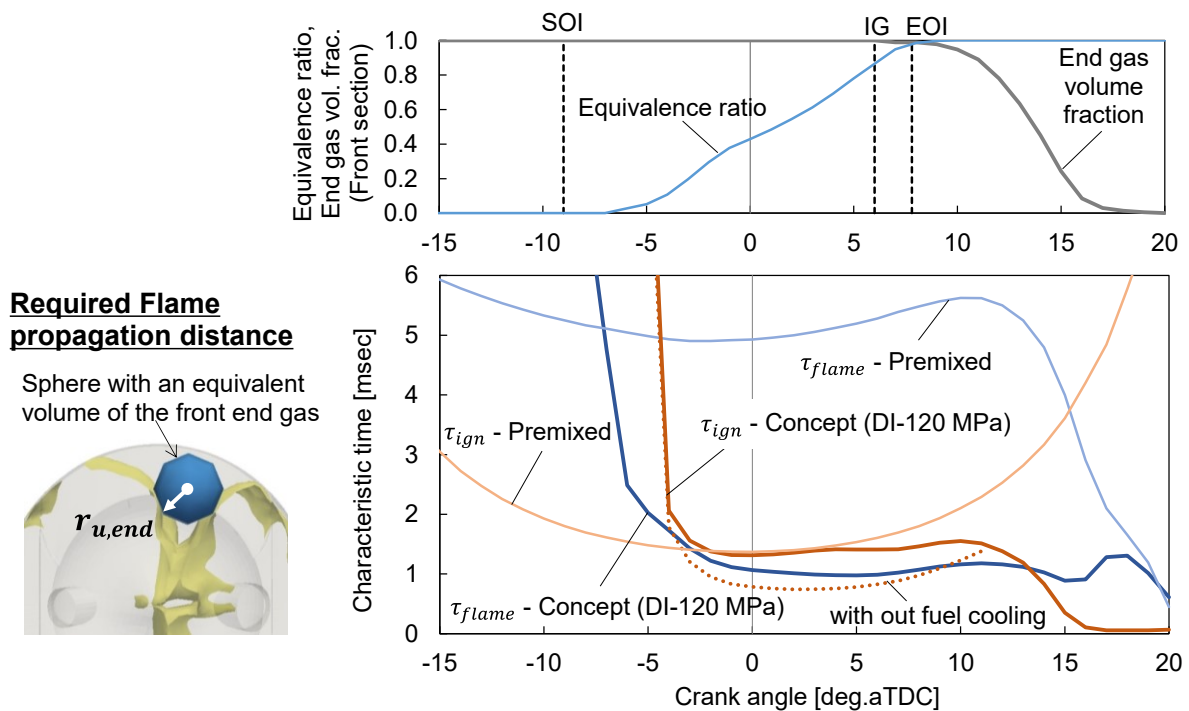


Fig. 4.40 Changes in characteristic time of auto-ignition and flame propagation in the end gas with high pressure gasoline injection

4.6 まとめ

本章では、圧縮比 17 のガソリンエンジンの高負荷域における異常燃焼回避と熱効率低下の抑制を目的として、高圧ガソリン噴射による急速混合、急速燃焼の機能を適用した燃焼室形状を検討した。実際に単気筒エンジンにおいて性能を評価して基本的な性能と燃焼特性を調査し、明らかになった課題への対策を検討した。また、火炎伝播モデルと詳細な素反応過程を連成した数値計算を実施することで、供試エンジンにおける燃焼特性の詳細を解析した。以下に本章の結論を記す。

1. 高圧ガソリン噴射による急速混合と急速燃焼の機能を適用したウォールガイド方式の燃焼室形状を試作して単気筒エンジンにより性能を評価した結果、燃料噴射圧力を 120 MPa まで高めることにより、混合不良を伴うことなく噴射時期を上死点近傍まで遅延させて異常燃焼の回避が可能となり、圧縮比 14 の既存エンジンと同等以上の等容度、排気性能にて運転可能であることを明らかにした。
2. ピストンキャビティへの衝突噴霧を用いた本燃焼方式では、液膜の形成を起因とした未燃成分の発生が大きな損失となっている。噴霧の衝突距離を適正化することで、液膜量と未燃損失の低減が可能となる。これを考慮した燃焼室形状の改良とインジェクタの噴孔諸元の見直しを行った結果、圧縮比 14 の既存エンジンの熱効率に対して、図示熱効率で 0.7 %pnt.差まで改善できることを示した。なお、熱勘定の結果、未燃損失には改善の余地が残されており、混合気形成の改善によりさらなる熱効率改善が可能となる。
3. 数値計算による筒内の乱れと混合気分布を解析した結果、高圧ガソリン噴射により短期間での点火プラグまでの燃料の輸送と混合が実現されていることが示された。また、燃焼解析の結果、第3章で構築した数値解析手法により筒内圧力と熱発生率を定量的に予測することが可能であり、本燃焼方式では円環状に形成された高乱流エネルギー領域に沿って火炎が急速に伝播する特徴的な燃焼形態となっていることを明らかにした。
4. 詳細な化学反応動力学計算との連成により、筒内の異常燃焼回避メカニズムを解析し、本燃焼方式では燃焼室の前後方向の未燃領域においてノック発生前の冷炎反応中に蓄積されるホルムアルデヒドが高濃度に分布していることを明らかにした。一方で、当該領域では燃料の潜熱冷却効果により温度が低下し、さらに高圧噴射により高強度に誘起された乱れが分布していることで、火炎が減速することなく伝播して熱炎反応に至る前に火炎伝播が完了することを示した。
5. 超高圧縮比エンジンに本燃焼技術を適用することで、課題である高負荷域の熱効率の悪化を抑制しつつ、部分負荷の常用域において希薄燃焼を組み合わせた熱効率改善の検討が可能となる。

参考文献

- (1) 藤川 竜也, 原田 雄司, 養祖 隆, 山川 正尚, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術 第一報 -高圧噴射による可能性検討-”, 第 28 回内燃機関シンポジウム, 63-20178067, 2017
- (2) C. Preussner, C. Döring, S. Fehler and S. Kampmann, “GDI: Interaction Between Mixture Preparation, Combustion System and Injector Performance”, SAE Technical Paper 980498, 1998

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

- (3) 江原 拓未, 新井 雅隆, “衝突噴霧の挙動 : 第 1 報, 壁面噴流としての挙動と内部構造”, 日本機械学会論文集 B 編, 64 巻, 626 号, p. 3510-3516, 1998
- (4) 江原 拓未, 新井 雅隆, “衝突噴霧の挙動 : 第 2 報, 壁面におけるスリップを伴う到達距離の実験式”, 日本機械学会論文集 B 編, 64 巻, 627 号, p. 3888-3893, 1998
- (5) Y. Morii, H. Terashima, M. Koshi, T. Shimizu and E. Shima, “Fast and robust time integration method for stiff chemical kinetic ODEs”, AIAA 2014-3920, 2014
- (6) V. Golovitchev, N. Nordin, R. Jarnicki and J. Chomiak, “3-D Diesel Spray Simulations Using a New Detailed Chemistry Turbulent Combustion Model”, SAE Technical Paper 2000-01-1891, 2000
- (7) 寺地 淳, 津田 剛, 野田 徹, 久保 賢明, 伊東 輝行, “火花点火機関における火炎伝播モデルの開発とノッキング予測への適用”, 日本機械学会論文集 B 編, 71 巻, 710 号, p. 2581-2587, 2005
- (8) 中間 健二郎, 村瀬 栄二, 草鹿 仁, 大聖 泰弘, “乱流燃焼モデルと簡易化学動力学モデルの連成計算によるガソリンエンジンのノッキング予測解析”, 日本燃焼学会誌, 48 巻, 143 号, p. 117-127, 2006
- (9) 養祖 隆, 山川 正尚, 田村 亮, 草鹿 仁, “多成分燃料に対応できる簡略化反応スキームの開発”, 自動車技術会論文集, 46 巻, 4 号, p. 737-742, 2015
- (10) 草鹿 仁, 大聖 泰弘, “詳細な素反応過程を考慮した多次元モデルによる天然ガス予混合圧縮着火に関する基礎的研究”, 自動車技術会論文集, Volume 32, No. 2, p. 43-48, 2001
- (11) P. Brown, G. Byrne and A. Hindmarsh, “VODE: A Variable-Coefficient ODE Solver”, SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing, Volume 10, No. 5, p. 1038-1051, 1989
- (12) D. Mott and E. Oran, “CHEMEQ2: A Solver for the Stiff Ordinary Differential Equations of Chemical Kinetics”, Naval Research Laboratory Report NRL/MR/6400--01-8553, 2001
- (13) X. Gou, W. Sun, Z. Chen and Y. Ju, “A dynamic multi-timescale method for combustion modeling with detailed and reduced chemical kinetic mechanisms”, Combustion and Flame, Volume 157, p. 1111-1121, 2010
- (14) 寺島 洋史, “研究討論会概要: 詳細化学反応機構を用いた流体シミュレーション技術とその適用に関する研究”, 燃焼学会誌, 第 59 巻, 189 号, p. 149-150, 2017
- (15) 三又 秀行, 草鹿 仁, 大聖 泰弘, “詳細な素反応過程を考慮した数値流体コードによるディーゼル燃焼の数値解析—マルチコア対応による高速化—”, 自動車技術会 2010 年秋季学術講演会前刷集, No. 149-10, 2010
- (16) 三好 明, 酒井 康行, “ガソリンサロゲート詳細反応機構の構築”, 自動車技術会論文集, 48 巻, 5 号, p. 1021-1026, 2017
- (17) 三好 明, “SIP 革新燃焼 - ガソリンサロゲート反応機構”, <http://akrmys.com/kinm/modl.html.ja>, 2017
- (18) G. Kalghatgi, H. Babiker and J. Badra, “A Simple Method to Predict Knock Using Toluene, N-Heptane and Iso-Octane Blends (TPRF) as Gasoline Surrogates”, SAE International Journal of Engines, Volume 8, Issue 2, p. 505-519, 2015
- (19) 山崎 光, 周 ベイニ, 草鹿 仁, 石井 義範, 安立 利明, 喜久里 陽, 大聖 泰弘, “軽油着火方

第4章 高圧ガソリン噴射を用いた高圧縮比エンジンの開発と解析

式を用いた天然ガスエンジンの燃焼に関する数値解析”, 自動車技術会 2017 年春季学術講演会前刷集, No. 55-17, 2017

- (20) M. Suzuki, K. Nishida, H. Hiroyasu, “Simultaneous Concentration Measurement of Vapor and Liquid in an Evaporating Diesel Spray”, SAE Technical Paper 930863, 1993
- (21) M. Yamakawa, D. Takaki, Y. Zhang, K. Nishida and T. Li, “Quantitative Measurement of Liquid and Vapor Phase Concentration Distributions in a D.I. Gasoline Spray by the Laser Absorption Scattering (LAS) Technique”, SAE Technical Paper 2002-01-1644, 2002
- (22) 山本 和弘, 大西 將博, 林 直樹, 尾関 賢宏, 山下 博史, “OH-HCHO 同時 PLI 法による乱流予混合火炎の可視化と火炎構造”, 日本機械学会論文集 B 編, 73 巻, 733 号, p. 165-171, 2007
- (23) A. Teraji, A. Kakuho, T. Tsuda Y. and Hashizume, “A Study of the Knocking Mechanism in Terms of Flame Propagation Behavior Based on 3D Numerical Simulations” SAE International Journal of Engines, Volume 2, Issue 1, p. 666-673, 2009

第5章 結論

5.1 結論

火花点火式ガソリンエンジンは現在の乗用車の主要な動力源であり、将来的にも電動化技術の採用が進む中で車両の総合的な効率を支配する重要な役割を担っている。そのため、ガソリンエンジンの熱効率改善は短期的な CO₂ 排出量削減に留まらず、中長期的な観点からも運輸部門に留まらない総合的な環境負荷低減に貢献し、持続的な社会を実現する上では極めて重要な課題であると言える。

ガソリンエンジンの熱効率改善は、高圧縮比化の歴史でもあり、希薄燃焼までを考慮すると圧縮比 17 以上が理想値となることがこれまでの研究により示されている。しかしながら、高負荷域の量論空燃比運転におけるノックを代表とした異常燃焼の発生が障壁となるため、実用的には圧縮比 14 程度が上限とされてきた。さらなる高圧縮比化に向けては、異常燃焼の原因となる未燃混合気の自己着火を強制的に回避する必要がある。そのためには燃料の筒内直接噴射技術を用いた点火時期直前の遅延噴射による予混合気の滞在時間短縮が有効であるとの着想に至った。そこで本研究では、圧縮比 17 において異常燃焼を回避しつつ、既存の圧縮比 14 と同等の高負荷熱効率を実現することを目的としてガソリンの高圧噴射を用いた新たな火花点火燃焼の提案と特性調査を実施した。先行研究において示された異常燃焼回避のための要件のうち、特に検証例が少なく現象の不明な噴霧誘起の乱れを用いた火炎伝播燃焼の高速化について重点的に調査を進めた。

はじめに、基礎的な予混合ガソリンエンジンを対象として、格子幅以上の非定常的な乱れを考慮可能な LES による火炎伝播解析を実施し、全体の燃焼を支配する火炎伝播のフェーズとその時に火炎の成長に寄与する乱れの要件を調査した。高精度な LES による火炎伝播燃焼計算を行う上では、複雑な形状の移動境界を有するガソリンエンジンを高い品質の計算格子で再現する必要があるため、IB 法に基づく等間隔の直行格子を自動で生成する 3 次元圧縮性熱流体ソルバーの HINOCA を用いた。本プラットフォームに G 方程式火炎伝播モデルと乱流燃焼速度モデルを組み込むことで、多サイクルの非定常燃焼計算が可能となり、実機のサイクル間の燃焼圧力変動を再現できることを示した。その上で、各サイクルにおける燃焼重心位置と火炎表面に作用する乱れ強さの関係を統計的に分析した結果、点火後 4 deg.CA (火炎半径約 2 mm) における乱流遷移直後の火炎面に作用する乱れと燃焼重心位置に相関があることを見出した。これは、点火プラグ近傍の乱れを局所的に強化することで、全体の燃焼プロセスを加速させることが可能であることを示唆する。さらに、任意の乱れ場を初期条件として与えることのできる定容容器を模擬した計算モデルにおいて、LES による球状火炎伝播速度の計算を行い、積分スケールが火炎伝播速度に及ぼす影響を調査した。その結果、先行研究で実験的に示されてきた積分スケール

が火炎伝播速度に及ぼす影響を計算においても再現でき、積分スケールが小さい条件においては燃焼初期から早期に表面の湾曲が進むことで、乱流火炎への遷移が早まることが分かった。以上により、ガソリンエンジンの燃焼を効率的に速めるために有効な乱れの供給時期、領域、そしてスケールを明らかにした。

次に、高圧ガソリン噴射が可能な単噴孔の直噴インジェクタを備えたガソリンエンジンを用い、実験により高圧噴射による燃焼期間の短縮効果を評価した。また、RANS を基にした 3 次元 CFD により噴霧により生成される筒内の乱れ場の特徴や、それが火炎伝播速度に及ぼす影響を調査し、異常燃焼回避のために要求される急速燃焼の実現性を検討した。数値計算にあたっては、高圧ガソリン噴射を用いた火炎伝播燃焼の予測に対応するべく、重要な現象となる燃料噴霧と火炎伝播のモデルの改良も進めた。噴霧モデルは、エンジン筒内の温度圧力場を再現した定容容器を用いて噴霧の散乱光や吸光度の高速度撮影により異なる密度と噴射圧力における噴霧を観察し、それらを再現するように液滴分裂モデル内の分裂長さのモデルを改良した。これにより、非定常的に筒内圧力が変化する圧縮行程中のガソリン高圧噴霧の再現が可能となった。火炎伝播モデルについては、RANS における火炎伝播計算において多くの実績のある CFM を基にしつつ、LES で明らかになった球状火炎に対する小スケール乱れの影響と初期燃焼の乱流火炎への遷移遅れを考慮する必要がある。このため、新たに有効乱れ強さを考慮した補正項と、層流火炎の予測にも対応するべく熱膨張を含む層流燃焼速度に依存した火炎面密度の生成項を追加した。これにより、CFM で点火直後の層流火炎核から発達した乱流火炎までの幅広い火炎伝播形態に対応するモデルに拡張することを可能とし、第 2 章の異なる積分スケールの乱れ場における乱流球状火炎の LES 結果の乱流遷移遅れを再現可能であることを示した。

高圧ガソリン噴射を用いたエンジン実験では、点火時期を固定して燃料の噴射時期と噴射圧力を変更し、それによる筒内圧力と熱発生率の変化を計測することで、100 MPa までの高圧噴射により、燃焼期間と燃焼安定性を従来から大幅に改善できることが明らかとなった。また、冒頭の予混合ガソリンエンジンと同様に、燃焼質量割合 10%位置 (*MFB10%*) と *MFB50%* および *MFB90%* のタイミングには比例の関係があり、高圧噴射を用いた火花点火燃焼においても初期燃焼速度が全体の燃焼期間の短縮に寄与することを見出した。このときの筒内の乱れの分布と時間的な変化、そして火炎伝播の挙動を改良した噴霧と火炎伝播モデルを用いて解析した結果、噴射圧力が高く、噴射終わりから点火時期の間隔が短い程、点火プラグ周りには高強度かつ小スケールの乱れが局所的に形成されていることを示した。火炎伝播計算では、本研究で構築した CFM により実機の噴射圧力違いが熱発生率に及ぼす影響を適切に再現可能であることを確認した上で、火炎伝播挙動を解析した。その結果、高圧噴射条件では点火後の初期燃焼期間において火炎面密度が大きく上昇し、急速な火炎伝播が実現できていることを明らかにした。このときの火炎表面に作用する乱れの積分スケールと改良された CFM 中の有効乱れ補正項 ($\Gamma_r = u'_e/u'$) の時間履歴を比較した結果、高圧噴射条件では噴射を行わないモータリング条件と比較して早期に有効乱れ強さが上昇し、完全発達した乱流火炎へと遷移していることが示唆された。以上により、ガソリンの高圧噴射を用いることで、全体の火炎伝播プロセスの中でも重要な初期燃焼を高強度かつ小スケールの乱れで効率的に促進することが可能であり、異常燃焼回避のための要件のひとつである、既存のガソリンエンジンの 2 倍以上の燃焼速度が得られることを示した。

最後に、実際に圧縮比 17 のガソリンエンジンにおいて高圧ガソリン噴射による急速混合と急速燃焼の機能の最大化に特化した燃焼室を検討し、単気筒エンジンにて性能評価を実施した。本供試エンジン

では、燃焼室の中央に多噴孔の高圧ガソリン直噴インジェクタを備え、ピストンのキャビティで燃料噴霧を2本の点火プラグに向けて誘導する衝突噴霧を用いた燃焼室形状とし、燃料と空気の混合という機能をピストンに集約させるため、シリンダヘッドは多くのディーゼルエンジンに類似したフラット形状とした。また特徴として、吸排気バルブ径の縮小による充填効率の低下と高圧縮比エンジンにおいて課題となる冷却損失の低減を目的に、従来の一般的なガソリンエンジンとは異なる低タンプルの高流量係数ポートとした上で、乱流燃焼に必要な乱れを高圧噴射により供給するコンセプトとした。エンジン実験は回転速度2000 rpmの全開条件について実施し、燃料の噴射圧力を120 MPaまでに高めることにより、圧縮比17において異常燃焼を回避しつつ圧縮比14より高い等容度にて燃焼可能なことを確認した。しかしながら、熱効率については既存の圧縮比14のエンジンより2.8 %point低い結果となり、熱勘定分析と筒内の燃焼観察から、ピストン表面への液膜形成を起因とした後燃え損失が発生していることが判明した。この改善のため、燃料噴霧の衝突距離に注目し、定容容器における衝突噴霧計測結果を基に、ピストンのキャビティ形状とインジェクタの噴射角度を適正化した燃焼室形状を検討した。改良された燃焼室についてエンジン性能評価を実施した結果、未燃損失の低減が確認され、既存の圧縮比14のエンジンと同等の熱効率とスモーク性能を実現し、本燃焼コンセプトが有効であることを実証した。

このような高圧ガソリン噴射に特化した供試エンジンの燃焼メカニズムを解析するため、さらに本研究で構築した噴霧および火炎伝播モデルを用いた数値解析を実施した。構築したモデルにより、実機の筒内圧力と熱発生率は定量的に再現できていることが確認され、RANSをベースに構築した数値解析手法の妥当性を示した。また、筒内の火炎伝播挙動を分析した結果、本燃焼コンセプトでは円環状に形成された高乱流エネルギー分布にしたがって燃焼室外縁方向の火炎面密度が高まり、火炎が円周方向に急速に伝播する特徴的な燃焼形態となっていることを明らかにした。さらに、詳細な素反応過程を考慮した熱流体計算による異常燃焼回避メカニズムの分析を実施した結果、本燃焼コンセプトでは燃焼室の前後方向の未燃部でノックの予兆となる冷炎反応中に蓄積されるホルムアルデヒドが高濃度に生成していることが確認され、また同時に、同領域では燃料噴霧により温度が低減されつつ誘起された乱れによって乱流エネルギーも上昇しており、結果として火炎が未燃部方向に急速に伝播することで未燃部が熱炎反応に至る前に火炎伝播により消費されていることが明らかとなった。

以上、本研究ではガソリンエンジンの高圧縮比化を進める上で問題となる高負荷域の異常燃焼回避を目的に、高圧ガソリン噴射を用いた新たな火花点火燃焼方式を開発し、その中でも重要な機能のひとつである急速燃焼に注目した分析と特性解明を実験と数値解析により進めた。これにより得られた知見は、高圧縮比化に伴い問題となる異常燃焼の回避のみに限定されず、従来の吸気流動に依存してきた火炎伝播速度制御の自由度を拡張し、ガソリンエンジンの飛躍的な進化の可能性を示唆すると言える。

5.2 今後の展望

5.2.1 高圧ガソリン噴射を用いた火花点火燃焼のさらなる性能改善

本研究では高圧ガソリン噴射を用いることで圧縮比 17 の全負荷運転においても異常燃焼を回避し、実用的な性能を実現できることを第 4 章で示したが、既存の圧縮比 14 のガソリンエンジンと比較して未燃損失が多く、改善の余地が残されていることが熱勘定分析の結果明らかになっている。量論空燃比での運転であるため、筒内に余剰酸素は残存せず、120 MPa の高圧噴射でも過濃な領域が残存していることが考えられる。さらなる混合気の改善を進めることで未燃損失の低減と熱効率の改善が得られるものと考えられ、例えば図 5.1 に示すように、燃焼室内をインジェクタの噴孔ごとの領域に分け、各噴孔が担当する領域の燃焼室体積に合わせてインジェクタの噴孔方向および噴孔径を調整することで、第 4 章で示した熱効率からさらなる改善が確認されている⁽¹⁾。このような噴霧配置状の工夫と併せて、ガソリンの高圧噴霧に適した噴孔形状の検討も必要である。燃料の微粒化は噴射圧力のみならず、噴孔径や内部の形状によっても変化し、ガソリンの高圧噴霧においても様々な形状が検討されている⁽²⁾⁽³⁾。例えば図 5.2 は、楕円型の縮小オリフィス形状の噴孔をガソリンの高圧噴射に用いることで、ノズル内のキャビテーションが抑制され、高い貫徹力の噴霧が得られる可能性を示している。本研究のように高圧噴射により乱れを誘起し、火炎伝播速度を速める燃焼方式において求められる噴霧特性についての調査は今後の課題であり、適正化することでさらなる燃焼の改善や噴射圧力の低減につながる可能性がある。

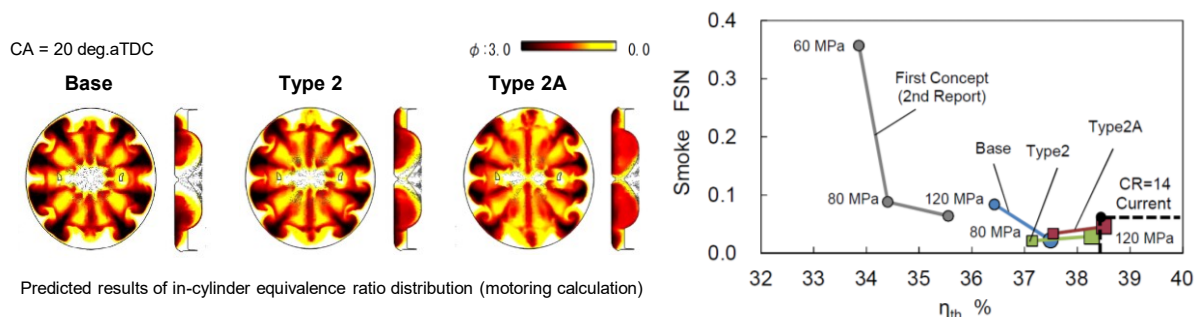


Fig. 5.1 An example of further improvement in thermal efficiency for the combustion process studied in this research (2000 rpm, $\lambda=1$, WOT) ⁽¹⁾

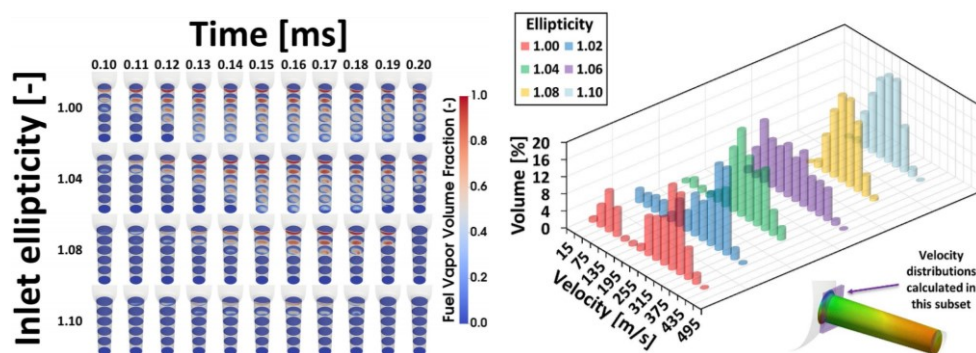


Fig. 5.2 The effect of nozzle inlet ellipticity on velocity magnitude and frequency distribution inside the orifice with high pressure injection of straight-run gasoline ⁽³⁾

また、火炎伝播燃焼のさらなる促進も重要な研究課題である。本研究においては、これまで一般的であったシリンダ内のバルクな吸気流動による乱れの生成に対して、高圧ガソリン噴射を用いることで、乱れの供給時期や領域に自由度を与えつつ、ガソリンエンジンの燃焼において支配的な初期燃焼の促進に適した特性の乱れが得られることを示した。これにより高圧縮比エンジンにおいて異常燃焼の回避が可能となったことは本論文において述べた通りであるが、他にもガソリンエンジン燃焼の様々な場面において乱流燃焼速度の制御は性能に大きな影響を及ぼす。例えば、熱効率向上に対して重要な希薄条件下で安定した火炎伝播燃焼を実現するためには、層流燃焼速度の低下を補うように乱流燃焼速度を高める必要がある。これは、HCCI燃焼のような圧縮自着火燃焼を軽負荷域で用いる場合においても、高負荷域の火花点火燃焼との大きな状態量差を埋めるためには必要な機能となる。また、第4章でも述べたように筒内における火炎伝播の偏りにより負の曲率が生じることで大きなエンドガス領域が形成され、ノックに至ることも指摘されている⁽⁴⁾。高圧ガソリン噴射は、このような用途や対策においても有効と考えられる一方で、乱れの積分スケールをはじめとする特性は、あくまで生成手法と雰囲気条件に依存した結果であり、火炎伝播の湾曲を強めることに対して最適であるとは限らない。第2章でも引用した通り Johansson は、初期燃焼における火炎伝播速度と相関のある乱れの波数とスケール長さをエンジン筒内の点火点近傍の LDV 計測により調査し、図 5.3 に示すように初期燃焼速度に対する乱れの波数とスケールの相関を示している⁽⁵⁾。最も相関の高い波数は約 4500 kHz であり、Taylor の凍結仮説に基づく積分スケールは約 0.7 mm 程度となる。第1章でも述べた通り、吸気流動により生成される乱れの積分スケールは 4 mm 以上であるが、本研究の高圧噴射では約 2 mm 程度のスケールの乱れを生成できることを示した。これにより、同一乱れ強さで乱流燃焼速度を 20 %以上高めることが可能となり、高圧噴射による燃焼促進の重要な要因となっている。図 5.3 は、積分スケールをさらに 1 mm 以下にまで縮小できれば、同一の乱れ強さで燃焼を現状よりも促進できる可能性を示唆する。このときに課題となるのは、そのような微細スケールの乱れを生成すること以上に、粘性小領域に近い高波数の乱れは即座に減衰するため強度を維持できない点にある。これに対し、乱れとは異なる手段、例えば図 5.4 に示すような音響アクチュエータにより場に高周波の変動を生じさせ、火炎面の湾曲の増加や燃料の混合を促進させて燃焼速度を速める手段も提案されている⁽⁶⁾⁽⁷⁾。このような火炎伝播の特性に則した新たなデバイスによる燃焼促進手法を組み合わせることで、これまで燃焼の困難な場においても安定した火炎伝播燃焼を実現できる可能性がある。

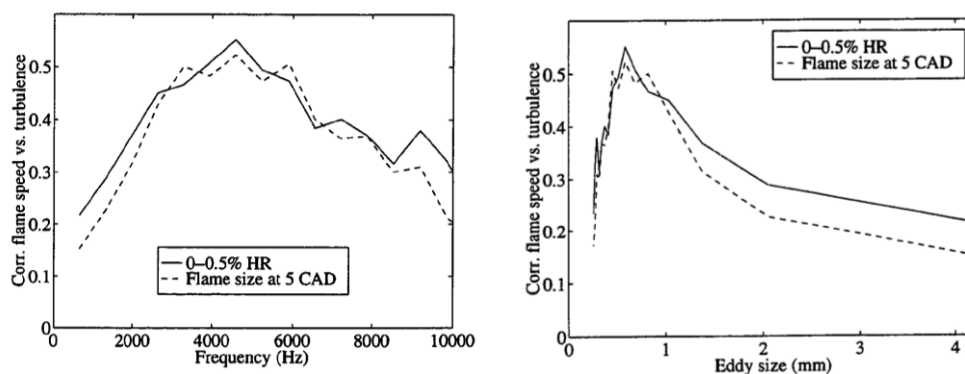
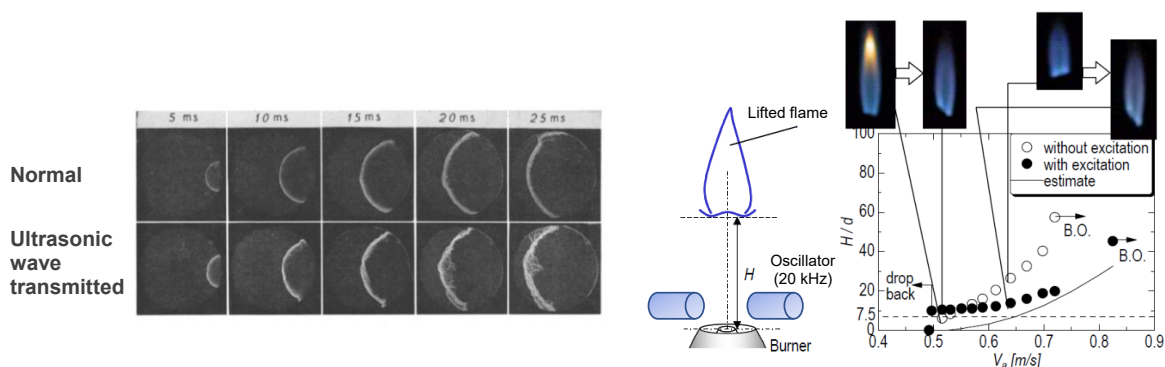


Fig. 5.3 Correlations for the individual FFT coefficients, eddy size and the duration of 0-0.5 % heat released duration ⁽⁵⁾



(a) Flame acceleration by an ultrasonic wave transmitter ⁽⁶⁾ (b) Flame acceleration by an acoustic actuator ⁽⁷⁾

Fig. 5.4 Effects of wrinkle on the flame (left figure) and mixing rate (right figure) on the burning velocity and flame height enhanced by acoustic generators ⁽⁶⁾⁽⁷⁾

5.2.2 部分負荷域の熱効率改善に向けた取り組み

本研究では、高圧縮比エンジンの高負荷域における異常燃焼の抑制とそれを実現する急速燃焼メカニズムに注目して実施したが、これにより本来期待される効果は軽負荷域における最大熱効率の改善である。第1章の図1.4でも示したように、圧縮比17において空気過剰率 $\lambda=5$ の希薄燃焼を実施すれば、図示熱効率は48%に到達し、既存の圧縮比14のエンジンから20%以上の改善となる。なお、図1.4の検討結果は吸排気行程中のポンプ損失を除いており、既存のエンジンでは $\lambda=1$ の運転で空気量をスロットリングにより調整し吸気負圧が発生する条件であるため、実際にはこの改善率はさらに拡大する。本研究の第4章の供試エンジンの軽負荷域で実際に希薄燃焼を適用した際の負荷率に対する熱効率の実機計測結果⁽⁸⁾を図5.5に示す。希薄燃焼方式としてはHCCI燃焼を用い、PVO (Positive Valve Overlap) による大量内部 EGR の導入により、燃焼安定性を向上させつつと未燃損失を低減させて理論的な改善予測に近い熱効率を実現した結果である。

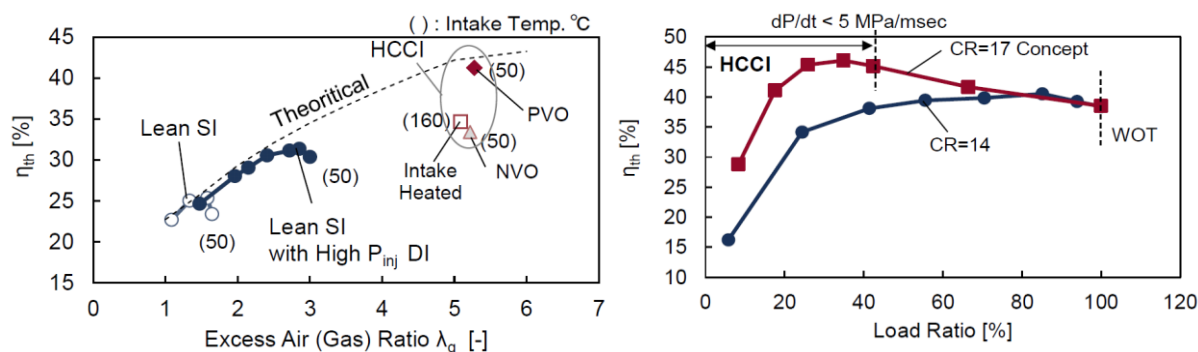


Fig. 5.5 Improvement of thermal efficiency by adapting HCCI combustion at partial load ⁽⁸⁾

このように、本研究で提案する高圧ガソリン噴射を用いた異常燃焼回避技術を用いて高圧縮比化を進めることで、高負荷の熱効率を悪化させることなく走行時の使用頻度の高い低中負荷域の幅広い領域で熱効率を大幅に改善できる。ここで、熱効率の将来的な目標値について言及する。図 5.6 は、車両の製造から走行までを考慮した国内と欧州における 2030 年時点の各種動力源の乗用車における総 CO₂ 排出量の予測結果である⁹⁾。この結果から、グローバルの広い地域でガソリンエンジン搭載車が LCA 上の優位性を発揮するためには、HEV で 20% の再生可能燃料を用いることを前提として、正味熱効率で 50% 以上を要求することが分かる。図示熱効率としてはさらに高い熱効率を要求し、図 5.5 の最高熱効率は 2000 rpm という冷却損失の比較的大きい低回転条件という制約はありながらも、到達していない。したがってこのような高い熱効率を実現するためには、高圧縮比化と希薄化に追加して、遮熱技術⁽¹⁰⁾による冷却損失の低減やさらなる排気損失の低減に向けた高圧縮比、高膨張比化⁽¹¹⁾との組み合わせが有効であるが、特に後者を実現するためには本研究の高圧噴射を用いた火炎伝播燃焼技術のさらなる改善が求められ、今後の研究課題である。

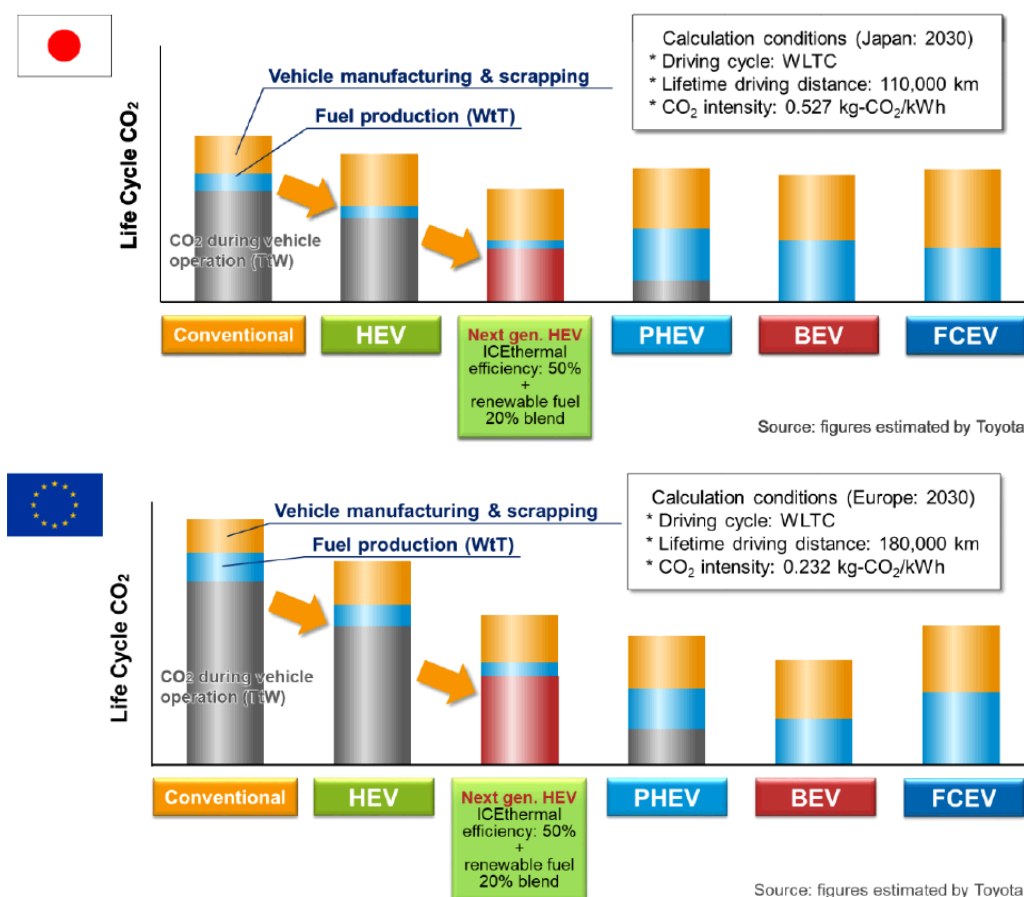


Fig. 5.6 Life Cycle CO₂ estimation of passenger cars in Japan and Europe at 2030 ⁽⁹⁾

5.2.3 実走行条件下における燃焼の最適化と数値解析技術の発展

本研究で対象とした燃焼技術を含め、乗用車用エンジンに適用する上では、車両にエンジンが搭載され、ドライバーによる過渡的な走行においても台上試験と同等の性能が発揮されてはじめて価値のある技術であると言える。しかしながら、燃焼形態が複雑になり、高圧ガソリン噴射のように自由度を拡張するデバイスが追加されれば、それに応じて指数関数的に最適化が必要なパラメータは増加する。運転状態のみならず外部環境も非定常的に変化する実走行においては、それらを動的に最適な操作量に制御する必要があるが、従来のエンジン制御手法での対応は困難となりつつある。例えば、火花点火燃焼では吸入空気量とエンジン回転数をセンシングし、それに応じた点火時期をテーブルから参照するマップ制御により燃焼を成立させている。一方で、本研究の高圧ガソリン噴射を用いた火花点火燃焼では、第4章の図4.11でも示したように最適な運転点は点火時期で一義的に決めることはできず、噴射と点火時期を噴霧の輸送速度を考慮して最接近させた時期に設定する必要があり、従来のマップ制御とノックセンサを用いた補正では要求の燃焼状態を実現することは困難である。これに対し、近年はモデル予測制御(MPC: Model Predictive Control)のように、筒内の吸気から燃焼後の膨張までの現象をECUで演算可能な数理モデルに落とし込み、将来の状態を予測しながら逐次最適化する手法をエンジン制御に適用する研究も進められている⁽¹²⁾⁽¹³⁾。これにより、複雑な燃焼形態であっても常に最適な燃焼状態で運転することが可能となり、過渡性能の改善のみならず、従来のマップ制御で必要であった制御定数を同定するための適合工程の削減にも寄与する。

以上のような制御技術を用いる上では、高精度かつ軽量な予測モデルが要求されるが、それらが構築されることでエンジンの開発プロセスの効率化も可能となる。従来は、リグ試験や単気筒エンジンを用いて燃焼コンセプトを検証し、その後、多気筒エンジンの試作と適合を経て、車両への搭載と実走行における最終検証を実施していた。これをV字プロセスと呼び、初期の燃焼コンセプトの車両走行時における成立性や性能を検証できるのは最終の実車両走行による評価を待つ必要があった。これに対し、高精度な予測モデルが構築できれば、初期の燃焼開発段階において車両走行時の過渡的な要求トルクや運転パターンを想定した検証を数値計算で仮想的に実施することもできる。すなわち、各開発フェーズ(V字プロセスの左バンク)のエンジンや車両等のハードウェアが存在しない段階において、数理モデルによる細かな検証と最適化のサイクルを繰り返すことで、実機検証工程を大幅に削減しつつ、課題を早期に洗い出すことが可能となる。これをモデルベース開発(MBD: Model Based Development)⁽¹⁴⁾と呼ぶ。本開発手法は、HEVやPHEVのように複雑化するパワートレインシステムの中で最適な機能配分や制御を検討する上でも有効となる。

このように、今後は燃焼技術の創出と併せて車両への搭載と制御までを考慮した予測モデルの構築も同時に進めなければ、最終的な車両実走行時の燃料消費率やCO₂排出量および有害排気成分の低減は実現できないと言える。そのためには、極めて非定常性が強く複雑なエンジン筒内の燃焼現象を熱力学、流体力学、輸送論、反応論を基礎として適切な理論やモデルで記述し、さらに支配因子を把握した上で、簡易的なモデルに縮退するプロセスが要求される。本研究で対象とした高圧ガソリン噴射を用いた火花点火燃焼も、燃料の混合から乱れの誘起、そして火炎伝播と様々な現象が複雑に進行しているが、LESによる詳細計算から支配的な現象を特定し、モデル化することでより軽量のRANSベースでの燃焼予測を可能となった。今後はさらに運転条件や燃料を含む外乱の影響、過渡的な応答へと検証範

囲を広げつつ、共通する支配的な現象を計測や3次元CFDにより抽出し、低次元化モデルへの簡略化を進める必要があり、それを可能とするプロセスの構築が求められる。

対極的に、今後は計算機能力の向上に伴い、LES や DNS による詳細反応との連成計算も徐々にエンジン規模のモデルを対象としつつも実用的な計算時間で解析可能になるものと予想され、現時点においては RANS が主流であるエンジニアリング用途にも広く用いられることが見込まれる。これにより、特にエンジン開発の上流工程においてこれまで観察の困難であった現象や物理量を定量化しつつ、制御も可能にするものと予想される。前述の通り、本研究では点火後の初期燃焼という数 mm オーダーのスケールの現象に注目し、それを RANS ベースの大格子幅でも再現できるようにモデリングとパラメータの調整を行い、実用的な計算時間での詳細反応までを含めたエンジン燃焼計算を可能とした。しかしながら、さらにミクロな現象、例えば火花点火からの火炎核形成や壁面近傍における消炎などもエンジンの熱効率を高める上では制御の要求される重要な現象であり、かつ多くの課題が残されている領域でもある。これらの現象を厳密に扱うためには、計算格子解像度を高め、LES や DNS で非定常性を考慮することが本質的なアプローチであり、モデル化を伴わずに検証されていない領域にまで予測可能な範囲を拡大して数値実験による検証までを可能とする。その一方で、モデルパラメータの調整による誤差因子の吸収を同時に困難なものとするため、個々の現象のモデルの精度以上に基礎的な流体計算や計算スキーム自体の精度が問われる。すなわち、このような数値解析手法の改善も計算機能力の向上と並行して重要な課題であり、さらには得られた膨大なデータから意義のある情報を抽出するポスト処理の技術も要求される。これらの数値解析技術の発展は内燃機関の性能改善にも直結し、さらなる進化をもたらすための鍵であると言える。

参考文献

- (1) 養祖 隆, 神長 隆史, 長野 高皓, 藤川 竜也, 山川 正尚, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術(第3報) -混合気制御による熱効率改善の検討-”, 自動車技術会 2018 年春季大会, 学術講演会講演予稿集, No. 63-18, 2018
- (2) S. Saitoh, H. Shibata, M. Ookuma and M. Shigenaga, “Evolution of Gasoline Direct Injection System for Reduction of Real Mode Emission”, SAE Technical Paper 2019-01-0265, 2019
- (3) R. Torelli, G. Magnotti, S. Som, Y. Pei and M. Traver, “Exploration of Cavitation-Suppressing Orifice Designs for a Heavy-Duty Diesel Injector Operating with Straight-Run Gasoline”, SAE Technical Paper 2019-24-0126, 2019
- (4) 寺地 淳, 津田 剛, “CFD によるノッキング発生メカニズムの現象把握”, 日本燃焼学会誌, 52 号, 159 号, p. 26-32, 2010
- (5) B. Johansson, “Cycle to Cycle Variations in S.I. Engines - The Effects of Fluid Flow and Gas Composition in the Vicinity of the Spark Plug on Early Combustion”, SAE Technical Paper 962084, 1996
- (6) S. Kumagai, T. Sakai and I. Kimura, “Effect of ultrasonic waves on flame propagation and spark ignition”, Symposium (International) on Combustion, Volume 4, Issue 1, p. 148-151, 1953

- (7) M. Hirota, K. Hashimoto, H. Oso and G. Masuya, “Improvement of Laminar lifted Flame Stability Excited by High-Frequency Acoustic Oscillation”, *Journal of Thermal Science and Technology*, Volume 4, No. 1, p. 169-177, 2009
- (8) 神長 隆史, 養祖 隆, 長津 和弘, 藤川 竜也, 長野 高皓, 山川 正尚, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術(第4報)—部分負荷運転時の燃費性能の検討—”, *自動車技術会論文集*, 49巻, 6号, p. 1156-1161, 2018
- (9) K. Keiji, “Diversified Electrification - The Key for Toyota’s Challenge towards a Sustainable Society”, 40th International Vienna Motor Symposium, 2019
- (10) 小坂 英雅, 脇坂 佳史, 野村 佳洋, 堀田 義博, 小池 誠, 中北 清己, 川口 暁生, “壁温スイング遮熱法によるエンジンの熱損失低減 - 数値計算による適切な遮熱膜特性の検討 -”, *自動車技術会論文集*, 44巻, 1号, p. 39-44, 2013
- (11) D. Akihisa and S. Daisaku, “Research on Improving Thermal Efficiency through Variable Super-High Expansion Ratio Cycle”, SAE Technical Paper 2010-01-0174, 2010
- (12) 金子 成彦, “SIP「革新的燃焼技術」制御チームの研究状況”, *自動車技術*, Volume 70, No. 9, p. 32-37, 2016
- (13) Q. Zhu, R. Prucka, M. Prucka and H. Dourra, “A Nonlinear Model Predictive Control Strategy with a Disturbance Observer for Spark Ignition Engines with External EGR”, *SAE International Journal of Commercial Vehicles*, Volume 10, Issue 1, p. 360-372, 2017
- (14) 今田 道宏, 小森 賢, “エンジン制御システム開発技術”, *計測と制御*, 第53巻, 第8号, p. 702-709, 2014

謝 辞

本学位論文をまとめるにあたり、主査として多大なるご指導とご鞭撻を賜りました早稲田大学理工学術院 草鹿 仁教授に心より感謝の意を表します。また、副査として本論文の完成度を高める上で欠かすことのできない数多くの貴重なご指摘とご助言を頂きました早稲田大学理工学術院 中垣 隆雄教授、滝沢 研二教授、松田 佑准教授に厚く御礼申し上げます。

本論文第2章は、内閣府 総合科学技術・イノベーション会議の SIP(戦略的イノベーション創造プログラム)「革新的燃焼技術」(管理法人:JST)のご支援を受けて実施した研究の一部をまとめたものです。プロジェクトを指揮されました制御チームリーダーの東京大学 金子 成彦名誉教授に御礼申し上げます。国産の CFD ソフトウェア HINOCA(火神)の開発を一緒に実施しました同チーム CAE グループ長の宇宙航空研究開発機構 溝渕 泰寛様及び開発メンバーの皆様に謝意を表します。自動車用内燃機関技術研究組合(AICE) CAE・PM 分科会長の本田技術研究所 高林 徹様には、数値解析結果に対する貴重なご助言を頂きました。改めて御礼申し上げます。

本論文第3, 4章は、マツダ株式会社と早稲田大学の共同研究の成果を主にまとめたものです。このような機会を与えて頂いたマツダ株式会社 山本 博之技監、山川 正尚首席研究員に感謝致します。養祖 隆マネージャー、藤川 竜也主幹エンジニアには本論文の核となる部分において貴重なご助言と多大なるご支援を頂きました。深く御礼申し上げます。長津 和弘様、長野 高皓様、張 武様、阿部 博聰様、鈴木 裕和様にはエンジン設計と実験面で有益なご助言とご協力を頂きました。また、広島大学 西田 恵哉教授には、ガソリン噴霧計測においてご協力を賜りました。ここにお名前を記し謝意を表します。

本論文は、早稲田大学草鹿研究室関係者各位のご協力とご支援なくしてはまとめることはできませんでした。常に激励と貴重なアドバイスを頂きました早稲田大学 大聖 泰弘名誉教授、実験及び数値計算手法について共に検討しました Sok Ratnak 准教授、周 蓓霓講師、山口 恭平講師に御礼申し上げます。石井 泉様、古賀 守様には、実験の遂行にあたりご支援を頂きありがとうございました。さらに、本研究において研究を一緒に進めてきました草鹿研究室学生の今駒 龍太郎氏、野尻 大輔氏、須藤 智広氏、松尾 涼平氏、鈴木 敬也氏、水野 文彬氏に心より謝意を表します。

最後に、本論文の執筆と研究活動を支え続けてくれた妻と家族に感謝致します。

2020年7月
神長 隆史

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名 神長 隆史 印

(2020年 5月 現在)

種 類 別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
論文 (査読付)	<p>○神長 隆史, 長津 和弘, 養祖 隆, 藤川 竜也, 長野 高皓, 山川 正尚, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術（第2報）－単気筒エンジンによるコンセプト検証－”, 自動車技術会論文集, 49巻, 4号, p. 751-757, 2018年7月</p> <p>○神長 隆史, 喜久里 陽, 周 蓓霓, 森井 雄飛, 山田 健人, 高林 徹, 草鹿 仁, 安田 章悟, 八百 寛樹, 菱田 学, 南部 太介, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, “火花点火ガソリンエンジンにおける燃焼のサイクル間変動のLES解析”, 自動車技術会論文集, 50巻, 1号, p. 19-24, 2019年1月</p> <p>○Takashi Kaminaga, Kyohei Yamaguchi, Sok Ratnak, Jin Kusaka, Takashi Youso, Tatsuya Fujikawa and Masahisa Yamakawa, “A Study on Combustion Characteristics of a High Compression Ratio SI Engine with High Pressure Gasoline Injection”, SAE Technical Paper 2019-24-0106, September 2019</p>
論文・講演	<p>喜久里 陽, 神長 隆史, 周 蓓霓, 山田 健人, 高林 徹, 草鹿 仁, 安田 章悟, 八百 寛樹, 菱田 学, 南部 太介, 森井 雄飛, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, “自動車用エンジンにおける火炎伝播の数値解析”, 第49回流体力学講演会/第35回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 1C08 (JSASS-2017-2043-A), 2017年6月</p> <p>喜久里 陽, 神長 隆史 (代理発表), 周 蓓霓, 山田 健人, 高林 徹, 草鹿 仁, 安田 章悟, 八百 寛樹, 菱田 学, 南部 太介, 森井 雄飛, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, “火花点火ガソリンエンジンにおける火炎面の分布特性に関するLES解析”, 自動車技術会 2017年秋季学術講演会, No. 139-17, 20176142, 2017年10月</p> <p>○神長 隆史, 長津 和弘, 養祖 隆, 藤川 竜也, 長野 高皓, 山川 正尚, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術（第2報）－単気筒エンジンによるコンセプト検証－”, 第28回内燃機関シンポジウム, 64-20178068, 2017年12月</p> <p>○神長 隆史, 喜久里 陽, 周 蓓霓, 森井 雄飛, 山田 健人, 高林 徹, 草鹿 仁, 安田 章悟, 八百 寛樹, 菱田 学, 南部 太介, 溝渕 泰寛, 松尾 裕一, “火花点火ガソリンエンジンにおける燃焼のサイクル間変動のLES解析”, 自動車技術会 2018年春季学術講演会, No. 37-18, 20185159, 2018年5月</p> <p>養祖 隆, 神長 隆史, 長野 高皓, 藤川 竜也, 山川 正尚, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術（第3報）－混合気制御による熱効率改善の検討－”, 自動車技術会 2018年春季学術講演会, No. 63-18, 20185291, 2018年5月</p> <p>○神長 隆史, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術”, 自動車技術会 第5回ガソリン機関部門員会, 2018年11月</p>

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

種 類 別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
著 書	<p>○神長 隆史, “HINOCA によるガソリンエンジンの火炎伝播計算とサイクル間燃焼変動の解析”, SIP 革新的燃焼技術 Research Report 2019.1, p. 17, 2019年1月</p> <p>○神長 隆史, “火炎伝播モデル:「入門と最新手法の紹介」”, 自動車技術会 2019年春季大会フォーラム, 2019年5月</p> <p>○Takashi Kaminaga, Kyohei Yamaguchi, Sok Ratnak, Jin Kusaka, Takashi Youso, Tatsuya Fujikawa and Masahisa Yamakawa, “A Study on Combustion Characteristics of a High Compression Ratio SI Engine with High Pressure Gasoline Injection”, SAE 14th International Conference on Engines & Vehicles, September 2019</p> <p>金子 成彦, 草鹿 仁, 高林 徹, 溝渕 泰寛, 南部 太介, 尾形 陽一, 高木 正英, 川内 智詞, 小橋 好充, 周 蓓霓, 堀 司, 神長 隆史, 森井 雄飛, 橋本 淳, “基礎からわかる自動車エンジンのシミュレーション”, コロナ社, 2019年7月</p>
その他 (論文)	<p>Takashi Kaminaga and Jin Kusaka, “Improvement of combustion and exhaust gas emissions in a passenger car diesel engine by modification of combustion chamber design”, SAE Technical Paper 2006-01-3435, November 2006</p> <p>Takashi Kaminaga, Jin Kusaka and Yoshinori Ishii, “A three-dimensional numerical study on exhaust gas emissions from a medium-duty diesel engine using a phenomenological soot particle formation model combined with detailed chemistry”, International Journal of Engine Research, Vol. 9, No. 4, p. 283-296, August 2008</p> <p>Takashi Kaminaga, Takashi Youso, Masahisa Yamakawa, Satoshi Ito, Akira Hozumi and Jin Kusaka, “Study on auto-ignition characteristics of ethanol and ETBE blended fuels in a gasoline HCCI engine”, 8th International Conference on Modeling and Diagnostics for Advanced Engine Systems, p. 416-421, July 2012</p> <p>神長 隆史, 養祖 隆, 長津 和弘, 藤川 竜也, 長野 高皓, 山川 正尚, “ガソリン高圧噴射を用いた高圧縮比エンジンの燃焼技術(第4報) 一部分負荷運転時の燃費性能の検討”, 自動車技術会論文集, 49巻, 6号, p. 1156-1161, 2018年11月</p>
その他 (特許)	<p>早田 光則, 山本 剛, 中原 康志, 養祖 隆, 阿部 博聴, 長野 高皓, 井上 淳, 長津 和弘, 神長 隆史, 藤川 竜也, “内燃機関の燃焼室構造”, 公開特許, 特開 2017-106385</p> <p>長野 高皓, 山川 正尚, 養祖 隆, 長津 和弘, 藤川 竜也, 張 武, 神長 隆史, 宮本 亨, 岡田 晋太郎, 久留 裕貴, “エンジンの燃焼室構造”, 公開特許, 特開 2016-128668</p>