

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	光学計測による自動車用エンジンの筒内流動特性解明と燃焼促進に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	大倉康裕
Author(English)	Yasuhiro Okura
出典(和文)	学位:博士（工学）, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第9970号, 授与年月日:2015年9月25日, 学位の種別:課程博士, 審査員:店橋 護,花村 克悟,小酒 英範,村上 陽一,志村 祐康
Citation(English)	Degree:, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第9970号, Conferred date:2015/9/25, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成 27 年度 学位論文

**光学計測による
自動車用エンジンの筒内流動特性解明と
燃焼促進に関する研究**

指導教員 店橋 護 教授

東京工業大学大学院理工学研究科

機械宇宙システム専攻

大倉 康裕

目次

第 1 章 緒論	1
1.1. 研究の背景	2
1.2. 従来の研究	6
1.2.1. 超高回転エンジンにおける流動解析	7
1.2.2. 筒内乱流解析	7
1.3. 本論文の構成	8
第 2 章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析	14
2.1. はじめに	15
2.2. 超高回転可視化エンジンの開発	16
2.3. 計測原理	17
2.3.1. 粒子画像流速計 (PIV)	17
2.4. 実験装置, 計測条件	19
2.4.1. エンジン諸元	19
2.4.2. 計測装置	19
2.4.3. 計測条件	20
2.5. 超高回転域での筒内流動特性	20
2.5.1. 大域的流動特性	20
2.5.2. 乱流特性とその強化	22
2.6. 本章の結論	25
第 3 章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法	36
3.1. はじめに	37
3.2. 実験装置・計測条件	37
3.2.1. エンジン諸元	37
3.2.2. 計測装置	38
3.2.3. 計測条件	41
3.3. 時間フィルター法	41
3.3.1. 速度分布	41
3.3.2. 乱流変動の分離法	42
3.3.3. 乱流強度特性	46
3.3.4. 乱流特性と燃焼特性の関係	47
3.4. 本章の結論	49

第 4 章	過給 GDI エンジンの筒内流動解析	64
4.1.	はじめに	65
4.2.	実験装置・計測条件	65
4.2.1.	エンジン諸元	65
4.2.2.	計測装置	66
4.2.3.	計測条件	67
4.3.	過給 GDI エンジン筒内の流動特性	68
4.3.1.	大域的流動特性	68
4.3.2.	乱流成分分離法に対する時間分解能の影響	69
4.3.3.	乱流特性に対するピストントップ形状の影響	73
4.4.	本章の結論	74
第 5 章	吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進	86
5.1.	はじめに	87
5.2.	実験装置・計測条件	87
5.2.1.	エンジン諸元	87
5.2.2.	計測装置	88
5.2.3.	計測条件	89
5.3.	吸気切換えデバイスによる筒内流動強化	89
5.3.1.	TCV による大域的流動特性の変化	89
5.3.2.	TCV による乱流特性の変化	92
5.3.3.	TCV による乱流特性変化と燃焼特性の関係	97
5.4.	本章の結論	100
第 6 章	結論	120
付章 A	PIV 計測の誤差解析	124
A.1	計測・解析パラメーターがおよぼす速度誤差への影響	125
A.2	2 時刻の時間間隔がおよぼす速度誤差への影響	127
付章 B	乱流運動エネルギー方程式の導出	133
付章 C	混合気の物性推算	142
参 考 文 献		147
謝 辞		154

第1章

緒論

1.1. 研究の背景

近年、人間の経済活動によって排出された CO₂ による地球温暖化やそれにもなう気候変動が問題になっている。気候変動に関する政府間パネル IPCC(Intergovernmental Panel on Climate Change)の第5次調査報告によると、観測事実として、「1880～2012 年において、世界平均地上気温は 0.85(0.65～1.06)℃上昇しており、最近 30 年の各 10 年間の世界平均地上気温は、1850 年以降のどの 10 年間よりも高温である」と報告されている。さらに温暖化の要因として、「人間活動が 20 世紀半ば以降に観測された温暖化の主要因であった可能性が極めて高い」ことが指摘されている。また、IEA(International Energy Agency)によると石油の生産量は年々増加しており、石油の生産量と経済活動による消費量から決定されるピークは、今後の経済成長割合により、いくつかの予測があるものの 2025～2050 年と予測されている。

図 1.1 に自動車産業を取り巻く環境と課題の大きさを示す。自動車産業を取り巻く環境は、時代とともに大きく変化している。1970 年代には、自動車から排出される排ガス等による大気汚染問題に代表される都市環境問題が深刻となっていた。この課題をクリアするために、エンジンにおいては、主副ふたつの燃焼室を持つ CVCC(Compound Vortex Controlled Combustion)エンジンや燃料噴射を高精度で制御する電子制御システム[1]などの開発により、自動車から排出される CO や NO_x 等に代表される有害物質を低減した。1990 年代からは、CO₂ 排出による地球温暖化等の地球環境問題が社会的に注目され、この課題をクリアするために燃費向上(CO₂ 排出低減)を目的としたポート噴射や直噴による成層リーバーンエンジン[2][3][4]が開発され、自動車用エンジンの効率向上が行われた。自動車用エンジン技術は、このように時代とともに大きく変化する要求に応じてきた歴史がある。今後、化石燃料枯渇によるエネルギーが大きな問題になると考えられ、この課題をクリアするためにバイオ燃料や水素エンジン[5]などの再生可能エネルギーへの転換や、自動車用エンジンのさらなる効率向上が、今でも求められている。

これらの社会問題を背景に、自動車の法規制も年々厳しくなっている。アメリカでは、企業平均燃費 CAFE(Corporate Average Fuel Efficiency)による燃費基準の適用が行われている。欧州では、従来から規制されている排ガス成分(CO, HC, NO_x, PM)に加えて、2014 年からガソリン直噴エンジンを対象として粒子数 PN が規制対象に加えられている。また、NEDC(New European Driving Cycle)や WLTC(Worldwide harmonized Light-duty Test Cycle)などの固定モード以外に、リアルワールドでの排出ガスを規制する RDE(Real Drive

Emission)の導入が検討されており，これに必要な自動車搭載用小型排ガス分析装置 PEMS(Portable Emission Measurement System)の開発も並行して行われている．これらの法規制の運用は先進国で開始された後，中国など新興国にも導入が予定されている．

以上のような社会的背景をもとに，自動車用エンジンに対する改善要求が高まっており，その要求に応えるための早急な技術革新が求められている．

ガソリンエンジンの理論熱効率 η_{th} はオットーサイクルに従っており，式(1.1)に示すように比熱比 κ と圧縮比 ε のみで決定される．

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

正味熱効率 η_e は，理論熱効率 η_{th} の式には現れない各種の損失が存在するため，理論値より減少する．図 1.2 に筒内圧力 P と容積 V で示した燃料空気サイクルと実際のサイクルの比較を示す[6]．また，図 1.3 には熱効率へ影響をおよぼす因子の要因分析を示す．主な損失として，燃焼の時間遅れによる【時間損失】，シリンダー壁面等への熱移動による【熱損失】，吸排気ポートやバルブの流動抵抗による【ポンプ損失】，十分な排ガス交換のために下死点手前で排気バルブを開くことによる【排気損失】やピストンリングとスリーブ間の摩擦等による【機械損失】が挙げられる．他にも不完全燃焼による燃料の排出や熱かい離による損失なども存在する．

エンジン開発においては，これらの損失をいかに低減できるかが熱効率向上のキーとなる．熱損失低減には，燃焼最高温度を減少させることが有効であり，空燃比 A/F を増加させるリーン燃焼や大量 EGR (Exhaust Gas Recirculation) による希釈燃焼が手段として挙げられる．さらにリーン燃焼は，理論 A/F に対して相対的に空気量を増加させているため，ポンプ損失低減や比熱比増加による熱効率の向上も得ることが可能である．一方，時間損失の低減には流動強化による急速燃焼が有効であり，一般的に吸気ポート断面積を減少させて流入速度を増加させる手段が用いられる．ガソリンエンジンでは筒内にタンプル流と呼ばれる縦渦を形成させることが多いが，時間損失を低減できる反面，過度にポート断面積を減少させるとポンプ損失の増加や高回転域での出力低下が課題となる．また，圧縮比増加は熱率向上に有効な手段であるが，高負荷域で発生するノッキング回避のため，点火時期の遅角が必要となり，結果，時間損失増加により熱効率悪化が発生する．

以上のように，正味熱効率向上の手段は数多く挙げられるが，ある損失を低減させるためのエンジン諸元や運転パラメータを選択すると別の損失

が増加する「トレードオフ関係」が存在する．このため、正味熱効率の向上は容易ではない．

自動車用エンジンに求められる要求として、前述のような燃費（熱効率）向上や排ガス低減などが挙げられるが、一方では、自動車にはクオリティーオブライフを向上させるという社会的要求も本質的に求められており、それは「走りの楽しさ」として社会生活の向上に寄与している．図 1.4 に、これらの要求と、その要求に応えるエンジン燃焼技術を模式的に示す．

従来エンジンに対して、「高効率・低排出ガス」の要求に応えるためのエンジン燃焼技術として、HCCI(Homogeneous Charge Compression Ignition)燃焼や大量 EGR 燃焼が挙げられる．HCCI 燃焼は高効率と低 NO_x の両立が可能な燃焼形態であることから研究が盛んに行われている．HCCI 燃焼は火炎伝播できないリーン混合気を、高圧縮比化や負のオーバーラップによる内部 EGR 増加により自己着火温度まで増加させ、燃焼室全体の混合気を、ほぼ同時期に燃焼させる方式である[7][8]．リーン混合気による比熱比増加と高圧縮比化による高効率燃焼が可能となり、さらにスロットルによる絞りが無いこと、燃焼室全体を同時期に燃焼させることにより、ポンプ損失と時間損失の低減が可能となる．しかし、低負荷側では混合気が自己着火温度に達しないことによる失火の発生、また、高負荷側では急激な圧力上昇によるノック発生により運転範囲が限定されるため、燃焼制御のむづかしさと運転可能範囲の狭さにより、未だ実用化に至っていない．高負荷側での運転範囲を増加するために、他気筒のブローダウンを利用して EGR を過給する方式[9]や EGR による筒内温度や燃料による成層化を行い、着火タイミングを空間的にずらす手法などが試みられている[10]．また、可変圧縮比機構を採用することにより、運転条件に応じた最適な圧縮比設定による運転範囲の増加が試みられている[11]．HCCI 燃焼等のリーン燃焼においては、3 元触媒が動作しないため、NO_x 触媒等の排ガス処理装置が別途必要となる．この追加デバイス設置を回避するために、大量 EGR 燃焼が研究・開発されている．大量 EGR 燃焼は、外部 EGR 導入によるポンプ損失低減、未燃焼ガス温度減少によるノック回避や熱損失低減等により正味熱効率の向上を可能とする．しかし、EGR 導入により燃焼速度が減少し、時間損失が増加する．この課題をクリアするために、吸気ポート形状やピストン形状を最適化し、流動強化を行う対策が施されている[12][13][14]．

「走りの楽しさ」の要求に応えるためのエンジンとして、高回転高出力型エンジンが挙げられる．スポーツカー用自然吸気エンジンとして、ビッグボア、ショートストロークによる高回転化や吸気バルブ径拡大による体積効率向上が行われ、排気量 1L (1000cm³) 当たりの出力が 125PS (92kW) とな

るエンジンが開発された[15]. このエンジンは最高出力 250PS (184kW), 最高回転数 8300rpm の出力性能を有しており, 「走りの楽しさ」の要求に応えるスポーツカーにふさわしいエンジンとなっている. 「走りの楽しさ」の極限に位置するエンジンは, F1 (Formula 1) に代表されるレース用エンジンである. レース用エンジンの開発は高出力化を主眼として進められ, ビッグボア, ショートストロークによる高回転化と吸気バルブ径の拡大による体積効率向上が主な開発項目であった[16][17][18]. しかし, 燃焼室は極端に扁平化し, 火炎伝播距離の増加や高回転による時間損失の増加など, 燃焼に対してより厳しい条件となった. そのため, エンジンのさらなる高出力化を行う上で, 流動強化が燃焼速度向上の重要なキー技術となっており, 高回転域における筒内流動の解析が必要となってきた.

SI(Spark Ignition)エンジンにおいて, 外部 EGR 導入やアトキンソンサイクルによる熱効率向上の研究開発が行われている[13]. これらの技術は高い熱効率が得られることから燃費向上に寄与するものの, 効率の良い運転範囲が部分負荷領域に限られるため, HEV (Hybrid Electric Vehicle) に搭載されたモーターとの組み合わせにより, 「高効率」と「走りの楽しさ」の両立を図っている. 一方, エンジンシステムのみで, 「高効率」と「走りの楽しさ」の両立を目的とした過給ダウンサイジングエンジンが開発されている[19][20]. このエンジンのコンセプトは, 図 1.5 に示すように自然吸気エンジンに対してターボチャージャーなどの過給機を用いることにより, 低回転高負荷領域の熱効率が高い領域を拡大・多用することである. 低回転高負荷運転では機械損失とポンプ損失が減少するため, 高トルク化と効率の良い運転範囲の増加により, 「高効率」と「走りの楽しさ」の両立が可能である.

過給ダウンサイジングエンジンの主な技術課題として, 特に低回転高負荷領域ではノックが発生し易く, 熱効率の向上が期待できないことが挙げられる. ノック改善の手段として, 燃焼室, 吸気ポート形状の最適化[21][22]によるエンジン筒内の流動強化が以前から行われており, 急速燃焼による等容度の向上が検討されている. 流動強化の手段として, 一般的に吸気ポート断面積を減少させて, 燃焼室へ流入する速度を増加させる. エンジン筒内に生成される流動パターンは大きく分けて, タンブル流と呼ばれる縦渦とスワール流と呼ばれる横渦の 2 種類ある. 吸気行程で生成されたタンブル流は圧縮行程後半まで保存され, 圧縮上死点付近で崩壊することにより, スワール流よりも効率的に乱れの生成が可能であると考えられている[23]. そのため, SI エンジンにはタンブルポートの採用が多くみられる. しかし, 過度な吸気ポート等による絞りは, 高回転域でチョーキングを発生させ, 吸入空気量が制限されることから出力の低下を招く. この課題をクリアするため, タンブ

ルコントロールバルブ TCV (Tumble Control Valve) [19][24][25]やスワールコントロールバルブ[26]などの吸気切換えデバイスが研究・開発されている。TCV は、吸気ポートを上下に分離するためのプレート（隔壁）と片方の通路を塞ぐためのフラップで構成されており、フラップを開閉することにより、ポート断面積を自在に変更することが可能である。TCVは過給 GDI (Gasoline Direct Injection) エンジンに適用され、タンブル流の強化を目的としていた[19]が、フラップの一部を切り欠いて斜めスワール流を生成する機構[27]や冷間時の始動性向上[28][29]へと、その適用範囲は拡大している。

以上のことから、SI エンジンのノック低減を行う上で、流動強化がキー技術となり、筒内の詳細な乱流解析が必要となってきた。

1.2. 従来の研究

自動車の開発は、設計工程とテスト工程の対応関係が段階的に整理された V フロープロセスと CAE (Computer Aided Engineering) によるモデルベース開発 MBD (Model-Based Development) を組み合わせて進められている[30]。エンジン開発における V フロープロセスを図 1.6 に模式的に示す。V フローの左側は設計工程、右側はテスト工程を示す。開発の段階は、上から自動車 1 台分、エンジン単体、エンジン機能、エンジン部品の大きく 4 つに分けられ、設計工程における自動車 1 台分の目標（燃費性能等）は、自動車を構成するサブシステムの 1 つであるエンジン単体へ要求として分配される。この要求を達成するために、蓄積されたデータや CAE をもとにした流動や混合気分布などの燃焼コンセプトがエンジン機能として設計される。さらに、この要求を達成するために、燃焼室形状やインジェクター諸元等のエンジン部品が設計される。設計された機能や部品は、V フロープロセスの右側に示されたテスト工程において、設計された同じ階層にて検証される。

エンジン機能の検証において、燃焼コンセプトが正しく設計できていることを確認するために可視化エンジンが必要となってきた。可視化エンジンとは、燃焼室内を可視化できるように燃焼室やピストントップなどに石英やサファイア等の透明な窓が設置された特殊エンジンである。可視化エンジンは、1990 年代から独自に開発され、筒内上部のみの観察が可能な「サイドウィンドウタイプ」や「ショートスリーブタイプ」、全ストロークの観察が可能な「ロングスリーブタイプ」など、用途に応じた様々な機能を有している[31]。

1.2.1. 超高回転エンジンにおける流動解析

SI エンジンでは、回転数が増加しても低回転域と同程度のクランゲン角度範囲で燃焼を完了することが可能である。これは、エンジン回転数の増加にともない乱流強度が増加し、それにより燃焼速度が増加するためだと考えられている。すなわち、エンジンの火炎伝播燃焼を促進するためには、乱流を強くすることが有効であることを示唆している。

従来、超高回転用エンジンの形状最適化や筒内流動解析を行う場合、定常流場における実験を主として実施しており、試行錯誤による諸元決定を行ってきた。より実機に近い非定常流場での筒内流動解析を行うためには、可視化エンジンを用いた計測が必要である。しかしながら、可視化エンジンを用いた筒内流動解析は乗用車用エンジンを対象として進められており、1000rpm 程度の低回転域でのみ行われていた[32]。レースエンジンを対象とした超高回転域での計測・解析において、実機のプラグ穴に熱線流速計を設置し、点火プラグ近傍の局所的な流動解析を行った例[33]は報告されているが、筒内全体の流動解析を行った例はまだ無い。また、レースエンジン以外の領域において、Fuyuto et al.[34]により開発された単気筒可視化エンジンは、6000rpm でのファイアリング運転を可能としているが、この回転数を上まわる可視化エンジンでの計測・解析についての報告はない。そのため、CFD(Computational Fluid Dynamics)は、超高回転域の流動検証が不十分なまま、エンジン設計に活用されていた。また、燃焼解析は筒内圧によるマクロ的なデータでのみ行われていた[35][36]。

以上のことから、レースエンジンのような超高回転域において、どのような速度分布が形成され、さらに流動強化が燃焼速度の増加に対して有効であるのか不明であった。

1.2.2. 筒内乱流解析

エンジン筒内の乱流計測手法として、熱線流速計や LDV(Laser Doppler Velocimetry)による計測が古くから行われてきたが、点計測であるため燃焼場全体を評価することが必ずしも容易ではない。近年、粒子画像流速計(Particle Image Velocimetry : PIV)がエンジン燃焼室内の流速計測に数多く適用されている。PIV により得られる結果は速度分布を与えることから LDV に比べて情報量が多く、エンジン燃焼室内の流動をより詳細に評価できる。

一方、計測された速度から乱流成分を分離する手法は、以前から多くの研究者により検討されてきた。城戸ら[37]は、熱線流速計を用いて計測された圧縮行程中の速度から、サイクル平均した速度を平均流成分とするアンサン

ブル平均法により乱れを分離している．ここで，アンサンブル平均法により得られる乱流成分には平均流のサイクル毎の変動が合算されることが指摘されている．脇坂ら[38]や浜本ら[39]は，熱線流速計を用いて計測された圧縮上死点付近の速度から，定常的時間平均法を用いて1サイクル毎に平均流成分と乱流成分の分離を行っている．定常時間平均法とは，圧縮上死点付近において各サイクルの短い期間ではガス流を定常流とみなせると仮定したもので，圧縮上死点を中心として圧縮行程と膨張行程に平均化時間 Δt （または，平均化クランク角度幅 $\Delta \theta$ ）をそれぞれ設定し，その区間の平均速度を平均流成分として取り扱う手法である．しかしながら，平均化時間に関する明確な物理的定義は与えられていない．神本ら[40]や大谷ら[41]は，LDVにより計測された速度をもとに，サイクル平均された速度の積分パワースペクトルが90%以上となる周波数をカットオフ周波数とすることを提案しているが，カットオフ周波数には任意性があるとしている．また，近年行われているPIV計測結果においてもアンサンブル平均された速度を平均流とし，この平均流に対する変動成分を乱流成分とする場合が多い[42][43]．他の方法としてカットオフ長さを導入し，空間フィルターを用いて乱流成分を分離する試みも報告されている[44][45]が，カットオフ長さの決定法は必ずしも明確でない．このように，乱流成分の分離に関しては種々の手法が提案されているが，異なるエンジン諸元や運転条件に対してこれらの手法の適用性は明らかではない．

乱流計測を行う際に重要となる時間分解能について，国内外の自動車メーカーより高速PIVシステムを用いたエンジン筒内の時系列流動計測・解析の報告はない．また，比較的新しい報告においても，通常のPIVシステムを用いたクランク角度30deg毎の流動計測が行われている[46]．海外の大学では，高速PIVシステムによるエンジン筒内の時系列流動計測・解析は，すでに行われており，Jakob et al.[47]とMuller et al.[43]は6kHzで，Ghandhi et al.[48]は1kHzでの時系列流動計測・解析を行った結果が報告されている．しかし，これを上回る時間分解能で計測された研究についての報告はない．

1.3. 本論文の構成

本論文では，各種自動車用エンジンを模擬した可視化エンジンを対象としてPIV計測を行い，エンジン筒内の流動特性解明と燃焼促進効果を明らかにすることを目的としている．すなわち，高効率かつ高出力の自動車用次世代エンジンとして高過給ダウンサイジングエンジンが有望であるが，これを実現するには高回転域におけるエンジン筒内流動計測技術と乱流燃焼速度に

寄与する乱流成分の分離法の確立が必要である。本論文では、それらを実現し、過給ダウンサイジングエンジンにおける強流動ポートとピストントップ形状が流動・燃焼特性に与える影響、及び高回転域での出力低下を低減させる吸気切換えデバイスによる乱流強化と燃焼促進効果との関係を明らかにすることを目的としている。

第2章では、レース用エンジンの高出力化においてキー技術である流動を対象とし、超高回転域における可視化技術の確立と流動特性の解明を目的とする。超高回転域で運転可能な可視化エンジンは存在しないため、まず、可視化エンジンの開発を行い、超高回転可視化エンジンの製作に必要な技術を明らかにする。次に、超高回転域にて PIV 計測を行い、世界で初めてエンジン回転数 10000rpm における流動分布や流入速度などの流動特性を明らかにする。最後に吸気 1 バルブ休止運転により流動特性を大きく変化させ、PIV により得られた流動特性と実機における燃焼特性を比較し、超高回転時の流動と燃焼の相関性を明らかにする。

第3章では、筒内における平均流成分と乱流成分の分離法の確立を目的とする。従来型のエンジンにタンブルプレートを取り付けることにより疑似的に流動強化を行い、第2章で構築した可視化技術を高時間分解能に拡張した高速 PIV により速度分布の計測を行う。従来行われてきたサイクル平均法では、平均流成分のサイクル変動も乱流成分に含まれる可能性があることから、高速 PIV による時間分解能の高さを利用した時間フィルター法を新たな分離法として提案する。まず、2つの手法により得られる速度や乱流エネルギーの特性について明らかにする。次に、時間フィルター法により得られる乱流特性と燃焼特性の相関性を検証し、時間フィルター法の有効性を明らかにする。

第4章では、強流動ポートを持つ過給ダウンサイジングエンジンに、第3章で開発した時間フィルター法を適用し、強流動場における乱流特性の解明を目的とする。エンジン筒内では世界初となる高速 PIV による時間分解能 10kHz で計測された速度をもとにして、乱流解析に必要な時間分解能を明らかにする。また、時間フィルター法で用いるカットオフ周波数について考察を行い、その物理的意味を明らかにする。最後に、エンジン回転数やピストントップ形状が乱流特性へおよぼす影響を解析し、過給ダウンサイジングエンジンの筒内乱流特性を解明するとともに、時間フィルター法の強流動場適用への有用性を明らかにする。

第5章では、高回転域でチョーキングによる最大出力低下を低減させるための吸気切換えデバイスであるタンブルコントロールバルブ TCV の乱流特性を明らかにすることを目的としている。高速 PIV により計測された速度分

第 1 章 緒論

布より，隔壁長さやフラップ位置等の TCV 諸元変更により変化する流動・乱流特性を明らかにする．また，同一諸元を持つ実機用 4 気筒エンジンの燃焼特性と時間フィルター法により得られた乱流特性の間の相関性を明らかにし，TCV が燃焼促進に対して有効なデバイスであることを明らかにする．

第 6 章は，第 2 章から第 5 章までの結論である．

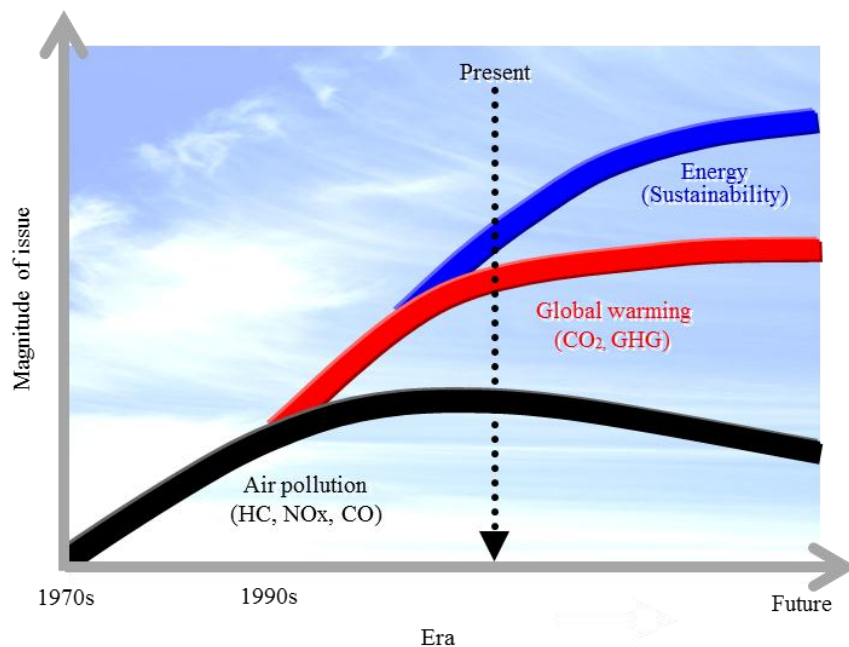


図 1.1: 自動車産業を取り巻く環境と課題の大きさ.

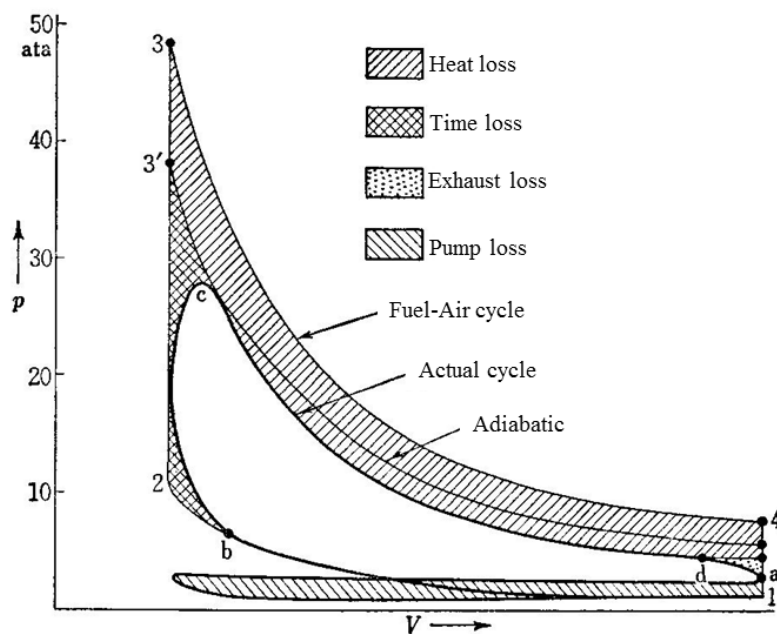


図 1.2: 燃料空気サイクルと実際のサイクルの比較[6].

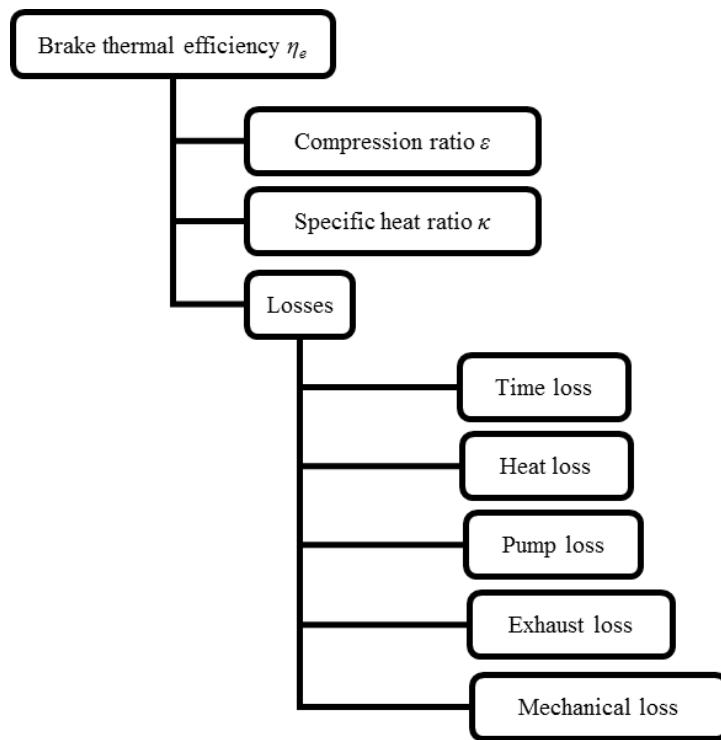


図 1.3: 熱効率へ影響をおよぼす因子の要因分析.

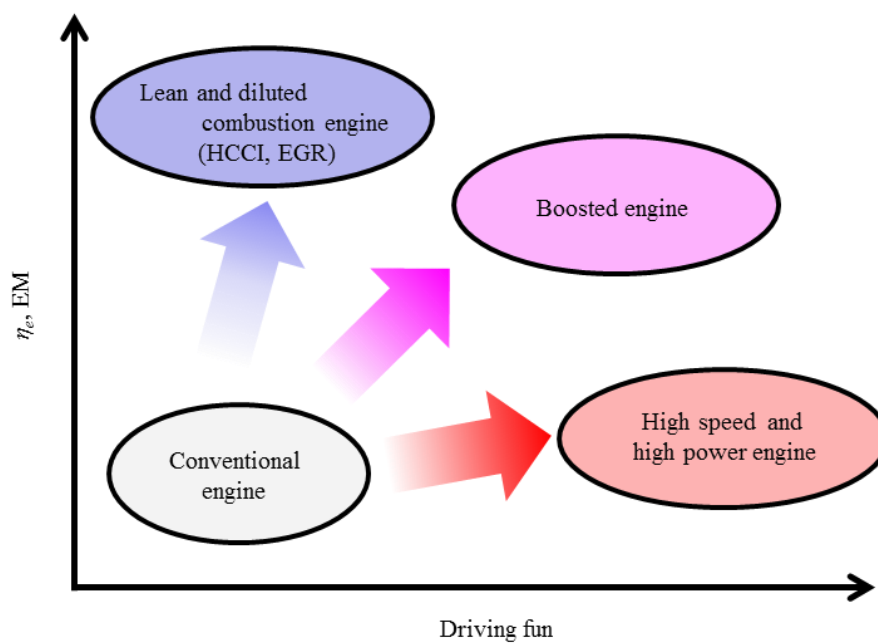


図 1.4: 自動車用エンジンに求められる要求.

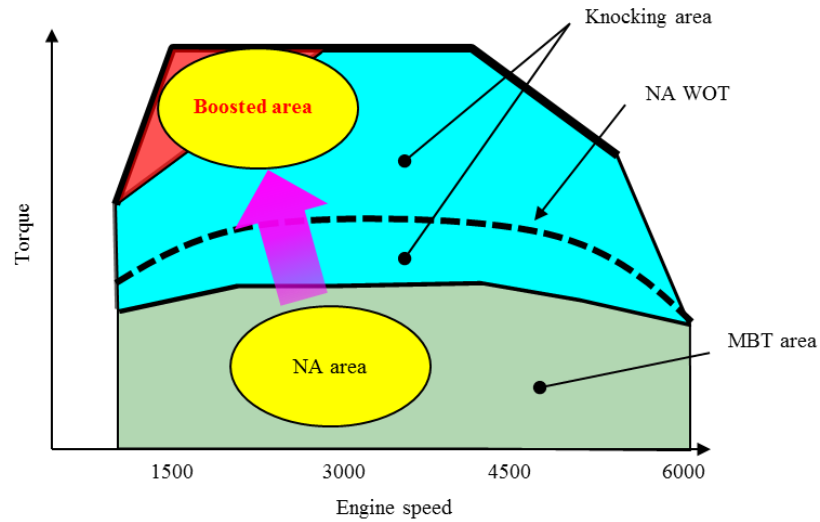


図 1.5: 過給ダウンサイジングエンジンのコンセプト.

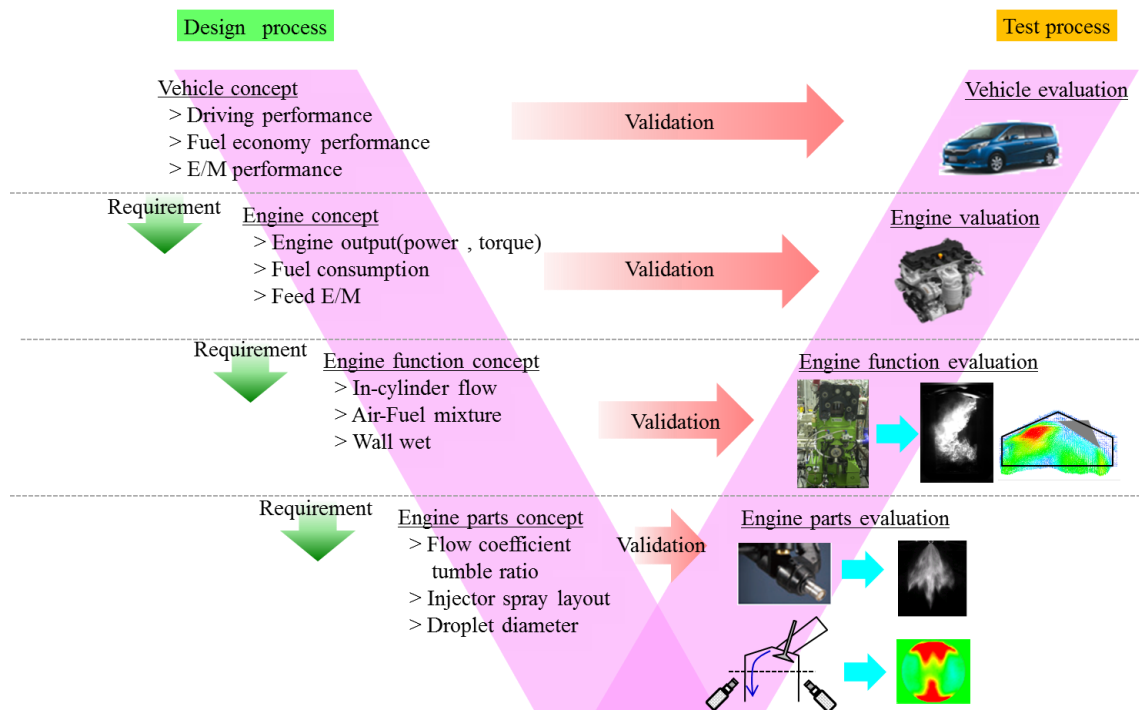


図 1.6: 自動車用エンジン開発における V フロープロセス.

第2章

超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

2.1. はじめに

「走りの楽しさ」の要求に応えるためのエンジンとして、高回転高出力型エンジンが挙げられる。その極限に位置するエンジンは、F1 に代表されるレース用エンジンである。レース用エンジンの開発は高出力化を主眼として進められ、ビッグボア、ショートストロークによる高回転化と吸気バルブ径の拡大による体積効率向上が主な開発項目であった[16][17][18]。しかし、燃焼室は極端に扁平化し、火炎伝播距離の増加や高回転による時間損失の増加など、燃焼に対してより厳しい条件となった。そのため、エンジンのさらなる高出力化を行う上で流動強化が燃焼速度向上の重要なキー技術となっており、高回転域における筒内流動の解析が必要となってきた。

従来、超高回転用エンジンの形状最適化や筒内流動解析を行う場合、定常流場における実験を主として実施しており、試行錯誤による諸元決定を行ってきた。より実機に近い非定常流場での筒内流動解析を行うためには、可視化エンジンを用いた計測が必要である。レースエンジンを対象とした超高回転域での計測・解析において、実機のプラグ穴に熱線流速計を設置し、点火プラグ近傍の局所的な流動解析を行った例[33]は報告されているが、筒内全体の流動解析を行った例はまだ無い。また、レースエンジン以外の領域において、Fuyuto et al.[34]により開発された単気筒可視化エンジンは、6000rpmでのファイアリング運転を可能としているが、この回転数を上まわる可視化エンジンでの計測・解析についての報告はない。そのため、CFD は、超高回転域の流動検証が不十分なまま、エンジン設計に活用されていた。以上のことから、レースエンジンのような超高回転域において、どのような速度分布が形成され、さらに流動強化が燃焼速度の増加に対して有効であるのか不明であった。

本章では、レース用エンジンの高出力化において、キー技術である流動を対象とし、超高回転域における可視化技術の確立と流動特性の解明を目的とする。超高回転で運転可能な可視化エンジンは存在しないため、まず、可視化エンジンの開発を行い、超高回転可視化エンジンの製作に必要な技術を明らかにする。次に、超高回転にてPIV計測を行い、世界で初めて超高回転域における流動分布や流入速度などの流動特性を明らかにする。最後に吸気1バルブ休止運転により流動特性を大きく変化させ、PIVにより得られた流動特性と実機における燃焼特性を比較し、超高回転時の流動と燃焼の相関性を明らかにする。

2.2. 超高回転可視化エンジンの開発

可視化エンジン製作に当たり、まず、基本コンセプトを以下のように決定した。

- ・ 実機エンジンと同一諸元
- ・ 超高回転運転での計測（目標回転数 15000rpm）
- ・ ピストンストローク全域の視野確保
- ・ 可視化ウィンドウ脱着の簡易化

図 2.1(a)に単気筒可視化エンジンの概観を示す。本可視化エンジンは直立した単気筒エンジンで、石英スリーブをヘッドとブロックの間に挟み込む構造である。ヘッドの締付力が直接石英スリーブに掛からないように、ブロックに配置した4つの支柱によって、ヘッドは支えられている。石英スリーブの厚さは11.3mmで、モータリング時の筒内圧力から安全率3で設計を行った。ヘッド締付ボルトは、ヘッドカバーやカムを取り外すことなく石英スリーブの脱着が可能となるようにヘッドの外側に配置し、メンテナンス性を確保した。これにより、石英スリーブの清掃時間は約20分で行うことが可能である。図 2.1(b)の上図に延長ピストンの外観、下図に断面図を示す。ピストントップランドは、ピストンストローク全域の視野確保を目的とした石英スリーブ取り付けによりヘッド方向へ延長される。さらに、延長されたピストントップランド内部を中空構造にすることにより軽量化を図り、超高回転域での運転を可能とした。また、石英スリーブの耐久性を確保するため、延長したピストントップランドは、石英スリーブに接触しないクリアランスを保ち、ピストンリングも延長したトップランドには設置せず、通常的位置にあるピストンリングのみで筒内のガスシールを行った。

石英スリーブの支持方法を図 2.2 に示す。スリーブが直接ヘッドとブロックの金属面に接触しないように、ヘッド側はゴム製 O リング、ブロック側はゴム付きメタルシートで、スリーブ支持とガスシールの両立を図った。また、スリーブ中心の位置出しは、スリーブ外側に配置したゴム製 O リングにより行われた。初期のモータリング運転では、クランクケースからピストンリングを通過して筒内へ浸入したオイルが石英スリーブ内部に付着し、クリアな視野の確保が困難であった。主な原因として、低フリクションを目的としたピストンリングの1本化が考えられたが、ピストンリングをさらに追加するスペースが無いため、図 2.3 に示す通り、スリーブ側にリングを追加してオイル付着防止対策を行った。スリーブリングは、石英スリーブとブロ

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

ックの間に取り付けられた金属製リングであり、延長ピストンのトップランドに付着しているオイルを掻き落とす構造である。通常、ピストンリングはオイルにより潤滑摺動しているが、このスリーブリングは無潤滑に近い状態で摺動している。そのため、図 2.1 に示したピストントップランド延長部分に、DLC(Diamond Like Carbon)コートを施すことにより、耐久性の確保を行った。

図 2.4 に筒内スリーブ壁面へのオイル付着に対するスリーブリングの効果を示す。画像は CCD カメラとストロボにより撮影されたもので、条件はエンジン回転数 $N_e=10000\text{rpm}$ 、WOT (Wide Open Throttle)、ピストン位置は下死点 (クランク角度 $\theta=180\text{deg}$ BTDC) である。スリーブリング無しの場合、クランクケースから筒内へオイルが浸入し、石英スリーブの内側に付着している様子が見られる。これに対してスリーブリング有りの場合、クランクケースから筒内へのオイル浸入は無く、クリアな視界の確保が可能である。

以上のような改良を施すことにより、 $N_e=10000\text{rpm}$ で約 10 秒間のモータリング運転が可能な可視化エンジンが完成し、実機と同一諸元での筒内流動や混合気分布計測が可能になった。なお、 10000rpm を超えるエンジン回転数では、延長されたピストントップランドと石英製スリーブの接触が発生し、目標とする 15000rpm での計測は達成できなかった。要因として、トップランド延長によるピストン挙動の悪化が考えられる。しかし、 10000rpm は乗用車エンジンで計測される回転数に対して約 10 倍大きく、超高回転域の筒内流動の解析は十分可能であると考えられることから計測・解析を実施した。

2.3. 計測原理

2.3.1. 粒子画像流速計 (PIV)

PIV の計測原理を以下に示す[49]。速度計測において、流れ場に微細なトレーサー粒子を混入させ、これをパルスレーザーなどの光源で瞬間的にシート状に照明する。この照明は流れの面内で 2 時刻行われ、トレーサー粒子からの散乱光は、カメラにより連続する 2 時刻の粒子画像として記録される。トレーサー粒子は流れに十分追従しているとし、連続する 2 時刻の画像上のトレーサー粒子移動量 ΔX と画像入力の間隔 (レーザー照射間隔) Δt 、および画像の変換係数 α から、式(2.1)より流れ場の局所速度を計算する。

$$u = \alpha \frac{\Delta X}{\Delta t} \quad (2.1)$$

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

画像上のトレーサ移動量 ΔX を求めるために画像解析が行われる．画像解析の手法として，1 時刻目の画像（第 1 画像）に任意に設定した検査領域の輝度値パターンが，2 時刻目の画像（第 2 画像）の，どの位置に移動したかを求める相互相関法が用いられる．このため，画像上の粒子 1 つ 1 つが認識される必要はない．相互相関法には，相互相関値の算出に直接的な相互相関関数を用いる直接相互相関法や，相互相関値の算出にフーリエ変換を用いる FFT 相互相関法（Fast Fourier Transform : FFT）などが用いられる．本研究で用いた FFT 相互相関法は，検査領域内の輝度値パターンが検査領域外に周期的に繰り返されていることを仮定して FFT 処理される．この輝度値パターンの周期性は必ずしも確保されていないので，測定精度の点では直接相互相関法に対してやや不利であるが，計算量が少ないために高速で処理できる利点がある．第 1 画像および第 2 画像の候補領域の輝度値パターンをそれぞれ $f(X,Y)$, $g(X,Y)$ とし，そのフーリエ変換を $\mathcal{F}\{f(X,Y)\}$, $\mathcal{F}\{g(X,Y)\}$ とすると，クロススペクトル S_{fg} は式(2.2)により得ることができる．

$$S_{fg}(\xi, \eta) = \mathcal{F}^*\{f(X,Y)\}\mathcal{F}\{g(X,Y)\} \quad (2.2)$$

ここで，上付き添え字*はフーリエ変換の共役形式である．このクロススペクトル S_{fg} に逆フーリエ変換を施すことにより， $f(X,Y)$, $g(X,Y)$ の間の相互相関関数 C_{fg} を式(2.3)より得ることができる．

$$C_{fg}(X,Y) = \mathcal{F}^{-1}\{S_{fg}(\xi, \eta)\} \quad (2.3)$$

ここで， $\mathcal{F}^{-1}$ はフーリエ逆変換を表す．相互相関法により得られた相関係数分布から，最も係数の高い座標へ粒子が移動したとして， ΔX が決定される．また，相関係数の分布にガウス分布や 2 次曲線などを当てはめて，そのピーク値を求めることにより，1pixel 以下の移動量を求めることが可能となる（サブピクセル解析）．この解析を粒子画像全体に施すことにより，速度分布が得られる．ただし，得られた局所速度は検査領域内における空間平均速度となることから，検査領域以下のスケールを持つ流れは検出できない．

得られた速度分布において，実際とは異なる粒子対応付けが行われてしまうことにより，非常に大きな誤差を含むベクトルが現れる．流体の速度分布は，空間的に滑らかに分布するはずであり，局所的に大きさや方向の異なる速度ベクトルは，突如として表れないと考えられる．このことから，このようなベクトルを誤ベクトルと呼び，周囲ベクトルとの統計量に基づいて除去する手法が確立されている．この手法として，メディアンフィルター法などが代表として挙げられる．これは，ある速度ベクトルの周囲 8 点から中央値ベクトルを求め，中央値ベクトルとの差が閾値以上である場合，このベクトル

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

ルを除去する手法である．本研究では，閾値を一般的に用いられる周囲 8 点の速度ベクトルの標準偏差の 3 倍とした．

2.4. 実験装置，計測条件

2.4.1. エンジン諸元

単気筒可視化エンジンの主要諸元を表 2.1 に示す．ボア 97mm，ストローク 40.5mm で排気量は 300cm^3 である．圧縮比は 12.2（設計値）で燃焼室，吸気排気ポート形状は実機エンジンと同一である．バルブは吸気，排気ともに 2 バルブであり，最大リフトはそれぞれ 14.5mm，14.0mm である．図 2.5 にバルブリフトカーブを示す．吸気バルブタイミングは 1mm リフト時でオープン 381deg BTDC，クローズは 116deg BTDC である．

2.4.2. 計測装置

速度の計測手法には PIV システムを用いた．PIV システムの主要な仕様を表 2.2, 概略を図 2.6 に示す．光源には，ダブルパルス Nd:YAG レーザー (New Wave Research, Solo PIV III-15) を用い，波長 $\lambda=532\text{nm}$ ，出力 $50\text{mJ}/\text{shot}$ である．レーザーより発振された光は，光学系により幅 100mm，厚さ 1mm のシート状に引き伸ばされた後，エンジン横方向から筒内へ照射される．カメラにはダブルシャッター CCD カメラ (TSI, PIVCAM 10-30) を用い，解像度は $1008 \times 1018\text{pixel}$ である．PC によって制御されたシンクロナイザーにより，レーザーとカメラの同期撮影が行われる．撮影には，第 1 フレームの後半に 1 回目のレーザー照射，第 2 フレームの前半に 2 回目のレーザー照射を行うフレームストラドリング撮影を行った．レーザー照射の時間間隔 Δt は，計測条件に応じて $\Delta t=6 \sim 8\mu\text{s}$ の範囲で調整した．トレーサーは粒径 $\phi 2.5\mu\text{m}$ の SiO_2 (東ソ・シリカ工業, E200-A) を用い，エンジン上部にある吸気チャンバーに接続されたトレーサー供給装置から供給され，できるだけ均一に分布するように配慮した．なお，トレーサー供給量は，装置の出口にあるバルブの開度により調整した．任意のクランク角度で発振されるトリガー信号をシンクロナイザーに入力し，エンジンと PIV システムの同期を行った．トリガー信号はレーザーとカメラの作動周波数 15Hz 以下で安定して計測できるように 13 サイクルに 1 回発振させた．カメラにより計測された画像は PC に保存された後，画像解析ソフト (TSI, Insight Ver3) により速度ベクトル抽出処理を行った．解析アルゴリズムは FFT 相互相関法を用い，検査領域 $32 \times$

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

32pixel, オーバーラップ 50%にて計算を行った. 燃焼室撮影領域の空間分解能は 1.6mm である. 燃焼室ボア方向の速度を u 速度成分, ストローク方向の速度を v 速度成分とする.

2.4.3. 計測条件

表 2.3 に計測条件を示す. エンジン回転数 N_e は 10000rpm で, スロットルは WOT とした. 同じ回転数にて慣性過給効果が最大に得られるように吸気ポート長 $L_{import}=200\text{mm}$ とした. また, 流動強化による燃焼改善効果を確認するため, 吸気 2 バルブ運転をベースとし, 簡易的に流動強化が可能な吸気 1 バルブ休止運転を行った. 可視化エンジンにて体積効率 η_v を計測したところ, 2 バルブ運転時の $\eta_v=100\%$ に対して, 吸気 1 バルブ休止時は $\eta_v=94.2\%$ となり, その差は 5.8%であった. 吸気 1 バルブ休止により吸気断面積をおおよそ 1/2 に減少させているが, η_v の大きな減少は認められない. このことから, 吸気 1 バルブ休止による流動強化が有効となる回転域は, 吸気断面積の変化を考慮して 10000rpm までと考えられ, これ以上の回転数ではチョーキングにより出力低下を招くと考えられる. 撮影は, 吸気行程である $\theta=270\text{deg}$ BTDC から圧縮行程である $\theta=60\text{deg}$ BTDC まで 30deg 毎に行い, 各クランク角度で 100 サイクル計測した. ここで, 多数の独立したサイクルで計測されたデータを同一クランク角度でアンサンブル平均することをサイクル平均と定義する.

図 2.7 に計測断面位置を示す. レーザーシートを排気側から入射させて, エンジン前側から撮影を行った. 計測断面は, 燃焼室中央であるボアセンター断面と吸気バルブ中央である吸気バルブセンター断面の 2 断面である. なお, 吸気 1 バルブ休止運転時, カメラ側の吸気バルブを休止させた.

2.5. 超高回転域での筒内流動特性

2.5.1. 大域的流動特性

ボアセンター断面と吸気バルブセンター断面のサイクル平均された速度分布を図 2.8 に示す. ボアセンター断面において, 吸気行程で筒内へ流入する速度は約 70m/s で, ピストンの降下にともない速度は増加する ($\theta=270\sim 240\text{deg}$ BTDC). 下死点付近で燃焼室中心付近を渦中心とするタンブル流が形成され ($\theta=210\sim 180\text{deg}$ BTDC), 圧縮行程前半ではピストンの上昇とともにタンブル流は上方に移動しながら徐々に減衰する ($\theta=150\sim 90\text{deg}$

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

BTDC). 圧縮行程後半では、さらにタンブル流が減衰し、吸気バルブ下側の上昇流のみが観察される ($\theta=90\sim60\text{deg}$ BTDC). 吸気バルブセンター断面において、吸気行程で吸気バルブから筒内へ流入する速度は約 80m/s である ($\theta=270\sim240\text{deg}$ BTDC). この時、燃焼室中央側と吸気側のシリンダー壁面側の両方から流入した流れがバルブ下側へ巻き込む 2 対の渦が形成される. この渦は下死点付近でさらに明確になり ($\theta=210\sim150\text{deg}$ BTDC), 圧縮行程においても維持されたまま、ピストンの上昇とともに上方へ移動する ($\theta=90\sim60\text{deg}$ BTDC). 一般的に、排気側へ向かう流れを強めるような強タンブルポート形状では、吸気ポートの有効開口面積が減少し、体積効率の低下を招く. 本エンジンの吸気ポート形状は、高い体積効率を得られるように吸気バルブ全周より空気を流入させる形状であり、吸気バルブ下の 2 対の渦はその特徴的な流れである.

図 2.9 にボアセンター断面における PIV 計測と CFD により得られた速度分布の比較を示す. CFD の計算には、汎用流体ソフト (Ricardo, VECTIS) を用い、乱流モデルは標準 $k-\varepsilon$ モデルで、作動流体は空気とした. 3D 形状モデルは吸気チャンバーから排気管までのすべてを含むフルモデルであり、 η_v や吸気排気管内の圧力脈動を収束させるために 4 サイクルの連続計算を行った. 最初の 3 サイクルはメッシュ 2mm , 残りの 1 サイクルはメッシュ 1mm で計算することによって、計算時間の短縮と計算精度維持の両立を図った. 計算時間は、1 条件で 8CPU (Pentium4, 2.4GHz) を用いた場合、約 5 日である. PIV 計測結果は 100 サイクル平均したものをを用いた. ボアセンター断面において、燃焼室に流入する速度、他の流れとの境界位置や $\theta=180\text{deg}$ BTDC で形成されるタンブル流の渦中心位置など、PIV と CFD の速度分布は良く一致している.

吸気バルブセンター断面における吸気バルブ上面から筒内へ流入する速度 U_{valve} とし、PIV と CFD で比較した結果を図 2.10 に示す. PIV の U_{valve} は $\theta=270\text{deg}$ BTDC で 50m/s であり、吸気バルブリフトが最大となる $\theta=240\text{deg}$ BTDC で最大値 80m/s となる. 吸気行程後半になるにしたがい U_{valve} は減少し、 $\theta=180\text{deg}$ BTDC で約 40m/s となる. CFD の U_{valve} も PIV とおおむね同じ傾向を示しており、両者の間に良い一致が見られた.

以上のように、ボアセンター断面における速度分布やバルブ断面における流入速度の比較から、3D フルモデルを用いた CFD 計算を行うことで $Ne=10000\text{rpm}$ の超高回転域においても筒内の流動状態が予測可能であることが明らかになった.

吸気バルブセンター断面における吸気バルブ上面から筒内へ流入する最大速度を $U_{\text{valve_max}}$ とし、 $U_{\text{valve_max}}$ と平均ピストン速度 U_p の関係を図 2.11 に

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

示す．CFD の結果は，図 2.9 で用いたモデルを用い，エンジン回転数を変化させることにより，異なるエンジン回転数における U_{valve_max} を求めた．PIV 計測結果は，図 2.10 の結果に加えて，乗用車エンジン（排気量 2L，4 バルブ，ガソリンエンジン）の計測結果も合わせてプロットした．なお，各プロットの横にエンジン回転数を併記する．エンジン回転数が大きく異なる乗用車エンジンを含め， U_{valve_max} は U_p の増加に対してほぼ線形的に増加しており，傾向を U_p で整理できることがわかる．実機エンジンの最高出力回転数に近い $Ne=18000rpm$ の U_{valve_max} は $185m/s$ であり， $15^\circ C$ における音速 $340m/s$ 以下である．吸気系内部の絞りにより局所速度が音速に近づくとチョーキングが発生し，吸入空気量が制限されるが，F1 エンジンも同様の物理現象により，最高回転域で高い流量係数が得られるような吸気ポートが設計されていることが明らかとなった．また，このような最高回転域の流動についても，CFD を用いたエンジン設計が可能であることが明らかになった．

2.5.2. 乱流特性とその強化

超高回転域での燃焼促進に対する流動強化の有効性を明らかにするため，簡易的に流動強化が可能な吸気 1 バルブ休止運転を行い，PIV 計測を行なった．ボアセンター断面における 2 バルブ運転と吸気 1 バルブ休止運転した場合の速度分布比較を図 2.12 に示す．速度分布は平均的な 1 サイクルを選択した．また，休止した吸気バルブは図 2.7 に示すように計測断面の手前側に設置されたバルブである．吸気行程で，吸気 1 バルブ休止運転時に筒内へ流入する速度は 2 バルブ運転時の速度より速く， $100m/s$ を超える速度も見られる．また，吸気 1 バルブ休止運転時の速度分布には，排気側に 1 つの渦が見られる（ $\theta=240deg$ BTDC）．下死点で，2 バルブ運転時にはタンブル流が生成されているのに対して，吸気 1 バルブ休止運転時には 2 つの対抗する渦が生成しており，その速度は約 $100m/s$ である（ $\theta=180deg$ BTDC）．圧縮行程では，2 バルブ運転に対して吸気 1 バルブ休止運転時の速度は速く，また，その分布も複雑となっている（ $\theta=90deg$ BTDC）．ここで，乗用車用エンジンにおいて，吸気 1 バルブ休止運転を行うことによりエンジン筒内に斜めスワール流が形成されていることが知られており[32]，本エンジンにおいても同様に斜めスワール流が生成されていると推測される．

空間スケールの大きい流動を主流成分，小さい流動を乱流成分とすると，エンジンのような流動場においては，主流成分（空間スケール大の流動）自身もサイクル毎に変動すると考えられる．そのため，サイクル平均から得られる速度を平均流成分とし，そこから各サイクルの瞬時速度を差し引いた成

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

分を乱流成分（空間スケール小流動）とした場合，この乱流成分に主流である平均流成分のサイクル変動が含まれると考えられる[37][50]．そこで，瞬時サイクルの速度分布を用いて，空間スケールの大きい流動と空間スケールの小さい流動に分離することにより，2バルブ運転と吸気1バルブ休止運転の乱流特性の比較を行う．平均流成分と乱流成分を分離するにあたり，その空間スケールを決定するため，流れの積分長さスケールの計算を行った[48]．式(2.4)より，流れの自己相関係数の計算を行った．

$$R_{uu}(\Delta x) = \frac{1}{u(x)^2} \sum u(x)u(x + \Delta x) \quad (2.4)$$

ここで， x はボア方向を示しており， u は x 方向の速度成分である．次に，流れの積分長さスケール L_E を，式（2.5）を用いて計算を行った．なお，積分範囲は自己相関係数が 0 となるまでとした．

$$L_E = \int R_{uu}(\Delta x) \quad (2.5)$$

ここでは， u 速度成分の縦方向（ x 方向）に関して計算式を示したが，横方向（ y 方向）に関して同様に計算を行った．これを， $R_{uu}(\Delta y)$ と表記する．また，ストローク方向の速度成分である v 速度成分にも同様の手法を用いて L_E の計算を行っている．ここで， L_E の計算を行う場合，空間分解能 1.6mm では分離される流動のスケールに対してやや大きいと考えられるため，同一画像を用いて空間分解能の増加を図った．PIV 解析アルゴリズムを再帰的 FFT 相互相関法(TSI, Insight Ver5)に変更し，開始検査領域 32×32 pixel から，最終検査領域 16×16 pixel まで 2 段階に検査領域を小さくした．この時の空間分解能は 0.8mm である．なお，最終検査領域内にトレーサは存在することは，事前に確認を行った．この速度分布をもとにして得られた $\theta=90\text{deg}$ BTDC における L_E の計算結果を表 2.4 に示す．いずれの値も 1 サイクル毎に計算した後，100 サイクル平均した値である．2 バルブ運転の場合，ボア方向（ x 方向）の $L_E[R_{uu}(\Delta x)]$ と $L_E[R_{vv}(\Delta x)]$ に対して，ストローク方向（ y 方向）の $L_E[R_{uu}(\Delta y)]$, $L_E[R_{vv}(\Delta y)]$ は小さい値を示している．これは，ボアに対してストロークが極端に短いため，ストローク方向に大きなスケールの流動が維持されないためだと考えられる．次に，吸気 1 バルブ休止運転の L_E は，2 バルブ運転と比較して全体的に小さい値を示す．この要因として，吸気 1 バルブ休止運転では 2 対の渦が生成される複雑な流動場(図 2.12 参照)となっており，渦のスケールが小さいためと考えられる．

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

次に乱れ強さの計算を以下の手順で行った．速度分布をフーリエ変換により各波数成分に分離する．その後，カットオフ長さ L_c より小さいスケールを乱流速度成分 u' , v' とし， u' , v' の速度分布から式(2.6)を用いて，乱れ強さの空間平均 u'_{Ave} を求めた．

$$u'_{Ave} = \sqrt{u'^2 + v'^2} \quad (2.6)$$

$\theta=90\text{deg}$ BTDC で， u'_{Ave} が平均に近いサイクルを 1 サイクル選択して，カットオフ長さ L_c と乱流強度 u'_{Ave} の関係を図 2.13 に示す．全体的な傾向として， L_c の増加にともない乱流速度成分 u' , v' に含まれる速度の割合が増加するため， u'_{Ave} は増加する．また，2 バルブ運転時の u'_{Ave} に対して吸気 1 バルブ休止運転時の u'_{Ave} は全体的に大きい． $R_{uu}(\Delta x)$ により計算された L_E における u'_{Ave} を比較すると，2 バルブ運転時の $L_E=15.3\text{mm}$ に対して吸気 1 バルブ休止運転の $L_E=9.9\text{mm}$ は小さいにも関わらず，吸気 1 バルブ休止時の u'_{Ave} は 2 バルブ運転時に対して約 3 倍大きい．

同一諸元を持つ単気筒性能エンジンで計測された 2 バルブ運転時と吸気 1 バルブ休止運転時の燃焼質量割合 MBF(Mass Burned Fraction)の比較を図 2.14 に示す．計測条件は，エンジン回転数 $N_e=10000\text{rpm}$ ， $A/F=12.3$ である．また，点火時期 θ_{ig} は，2 バルブ運転時に $\theta_{ig}=70\text{deg}$ BTDC，1 バルブ運転時に $\theta_{ig}=58\text{deg}$ BTDC で，それぞれ最適点火時期 MBT(Minimum advance for Best Torque)とした．なお，250 サイクル平均した筒内圧と熱力学第一法則から MBF を計算した．横軸には点火からのクランク角度，縦軸には MBF を示す．

θ_{ig} から MBF が 10% となるまでのクランク角度を初期燃焼期間，MBF が 10% から 90% となるまでを主燃焼期間と定義すると，吸気 1 バルブ休止運転することにより，初期燃焼期間は -13.2deg ，主燃焼期間は -5.8deg の結果を得た．

以上のことから，超高回転域においても流動強化により燃焼促進効果が得られることが，可視化・実機エンジンの結果から明らかになった．

2.6. 本章の結論

本章では、レース用エンジンの高出力化においてキー技術である流動を対象とし、超高回転域における可視化技術の確立と流動特性の解明を目的とした。F1 エンジンの吸気行程から圧縮行程の筒内可視化を目的とした可視化エンジンの開発を行い、さらに、PIV により超高回転域で形成される流動場の解析を行った結果、以下の結論を得た。

1. 中空構造の延長ピストンとスリーブリング採用により F1 エンジンと同一諸元を持つ 10000rpm まで計測可能な単気筒可視化エンジンを開発し、超高回転域での筒内解析が、世界で初めて可能となった。
2. 流動解析の結果、吸気バルブ下に生成される 2 対の渦が観察された。本エンジンの吸気ポート形状は高い体積効率が得られるように吸気バルブ全周より空気を流入させる形状であり、2 対の渦はその特徴的な流れである。
3. 3D モデルをフルモデルとし、適切なメッシュサイズと連続多サイクル計算による収束を行うことにより、F1 エンジンのような超高回転域でも CFD による筒内流動の予測が可能である。
4. 吸気 1 バルブ休止により簡易的に筒内流動強化を行った結果、流動強化による超高回転域の燃焼促進効果が確認された。

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

表 2.1: 単気筒可視化エンジンの主要諸元.

Engine	An optical single cylinder engine
Bore × Stroke	97mm × 40.5mm
Displacement volume	300cm ³
Compression ratio	12.2
Number of valve	In : 2, Ex : 2
Valve timing at 1mm lift	IVO : 381 deg BTDC IVC : 116 deg BTDC
Max valve lift	In : 14.5mm, Ex : 14.0mm

表 2.2: PIV システムの主要な仕様.

Laser	Double pulse Nd:YAG New Wave Research, Solo PIV III-15 $\lambda = 532\text{nm}$, 50mJ/shot, $\Delta t = 6 \sim 8 \mu\text{s}$
Camera	Double shutter CCD TSI, PIVCAM 10-30 1008 × 1018 pixel
Tracer	SiO ₂ , $\phi = 2.5 \mu\text{m}$ TOSOH, E200-A
PIV algorithm	FFT-based cross correlation TSI, Insight ver3 Interrogation window 32 × 32 pixel Overlap 50%

第 2 章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

表 2.3 計測条件.

Engine speed	10000rpm, Motoring
Throttle	WOT
Intake port length	$L_{inport}=200\text{mm}$
Measurement range and interval	$\theta=270\sim 60\text{deg BTDC}$ 30deg
Operation mode	2 valves 1 valve deactivation

表 2.4: 2 バルブと吸気 1 バルブ休止の流れの積分長さスケール比較($\theta=90\text{deg BTDC}$).

	2 valve	1valve deactivation
$L_E[R_{uu}(\Delta x)]$	15.3	9.9
$L_E[R_{vv}(\Delta x)]$	17.1	4.6
$L_E[R_{uu}(\Delta y)]$	4.3	3.4
$L_E[R_{vv}(\Delta y)]$	5.3	3.2

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

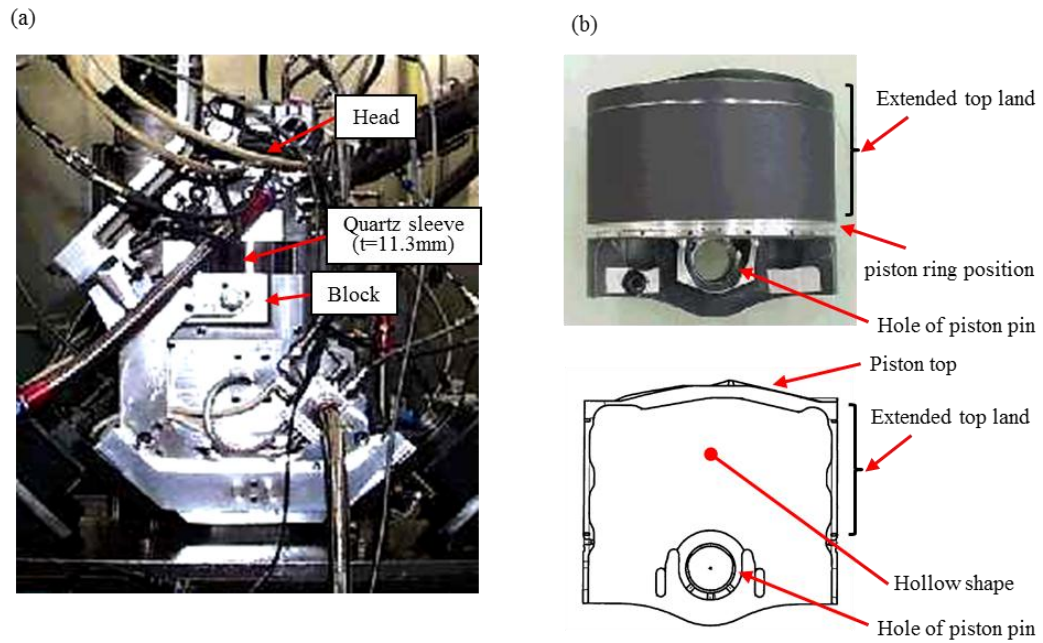


図 2.1: (a)単気筒可視化エンジン外観, (b)延長ピストン外観と断面図.

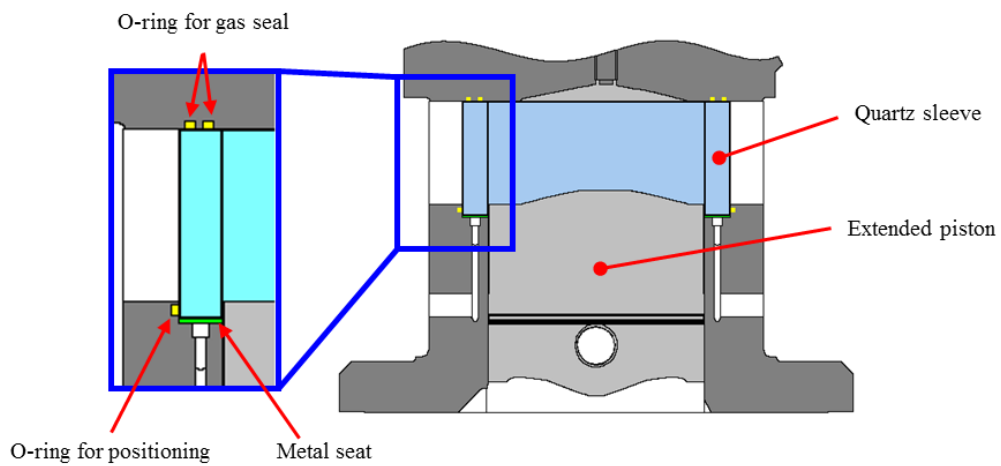


図 2.2: 石英スリーブの支持方法.

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

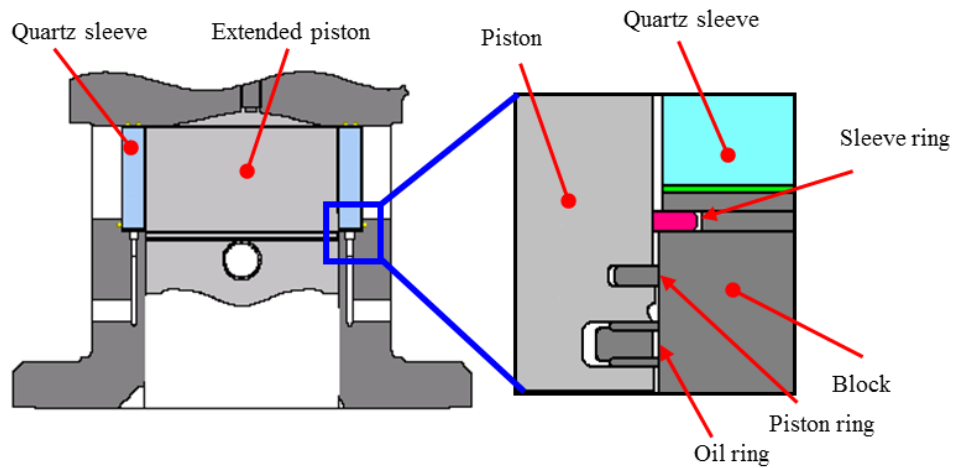


図 2.3: スリーブリング構造の概略図.

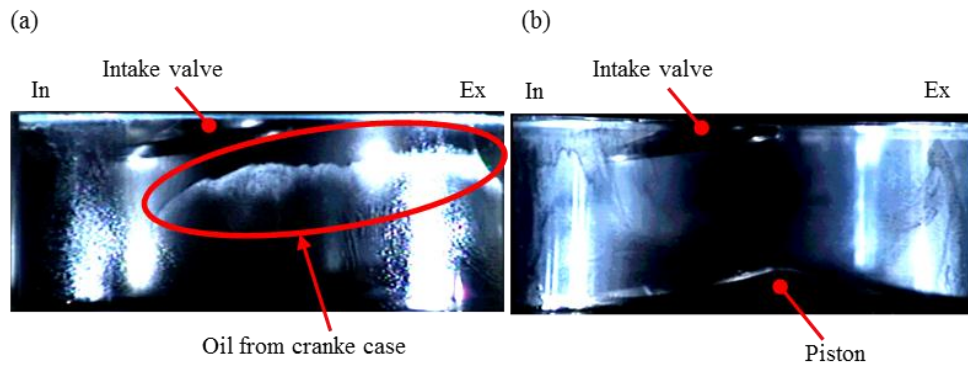


図 2.4: 筒内スリーブ壁面へのオイル付着に対するスリーブリングの効果 ($\theta=180^\circ$ BTDC), (a)スリーブリング無し, (b)スリーブリング有り.

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

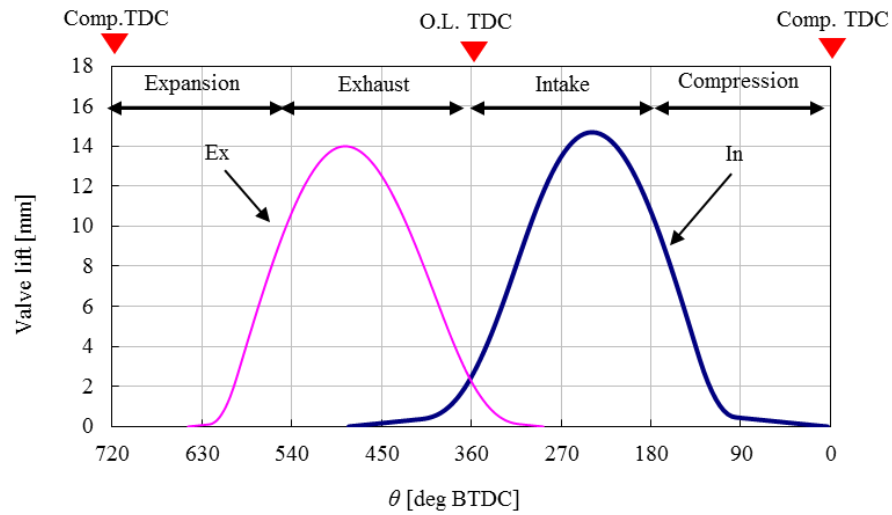


図 2.5: バルブリフトカーブ.

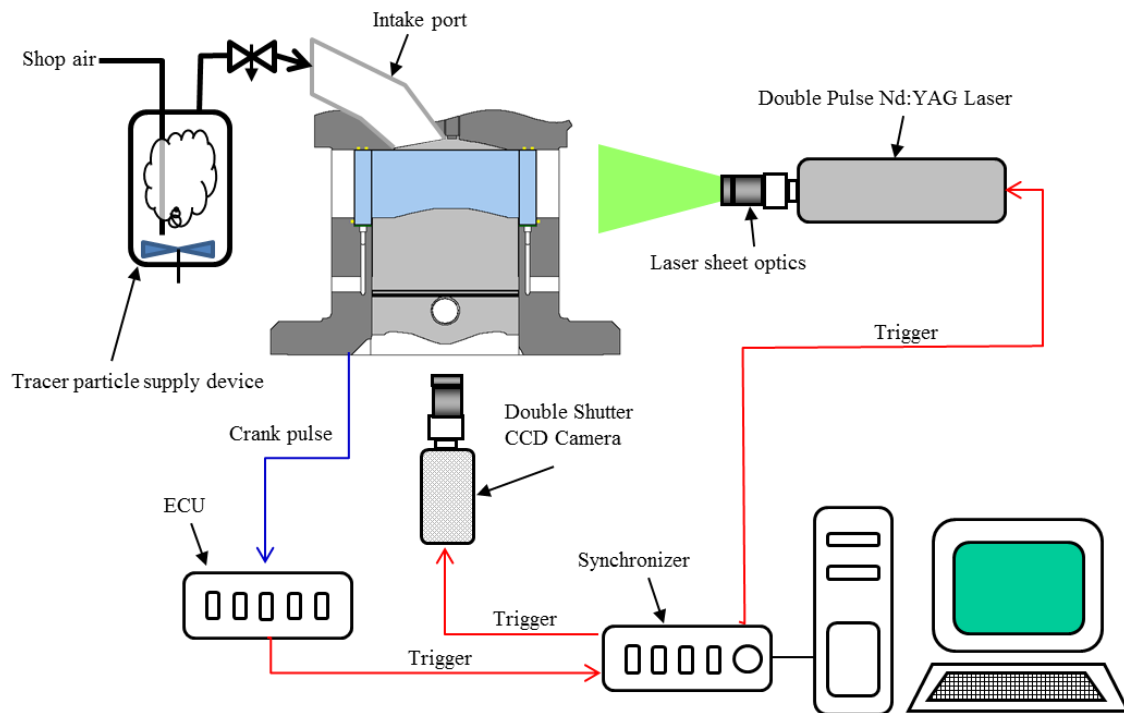


図 2.6: PIV システムの概略図.

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

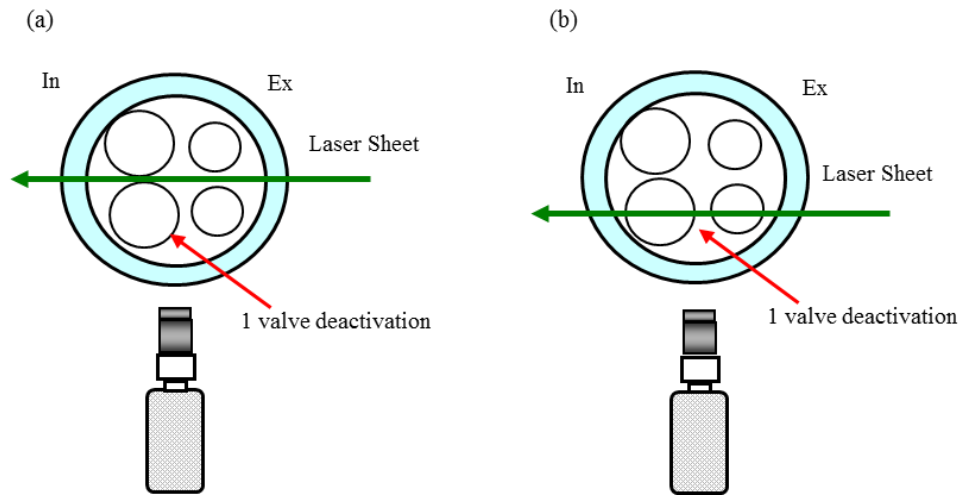


図 2.7: 計測断面, (a)ボアセンター断面, (b)吸気バルブセンター断面.

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

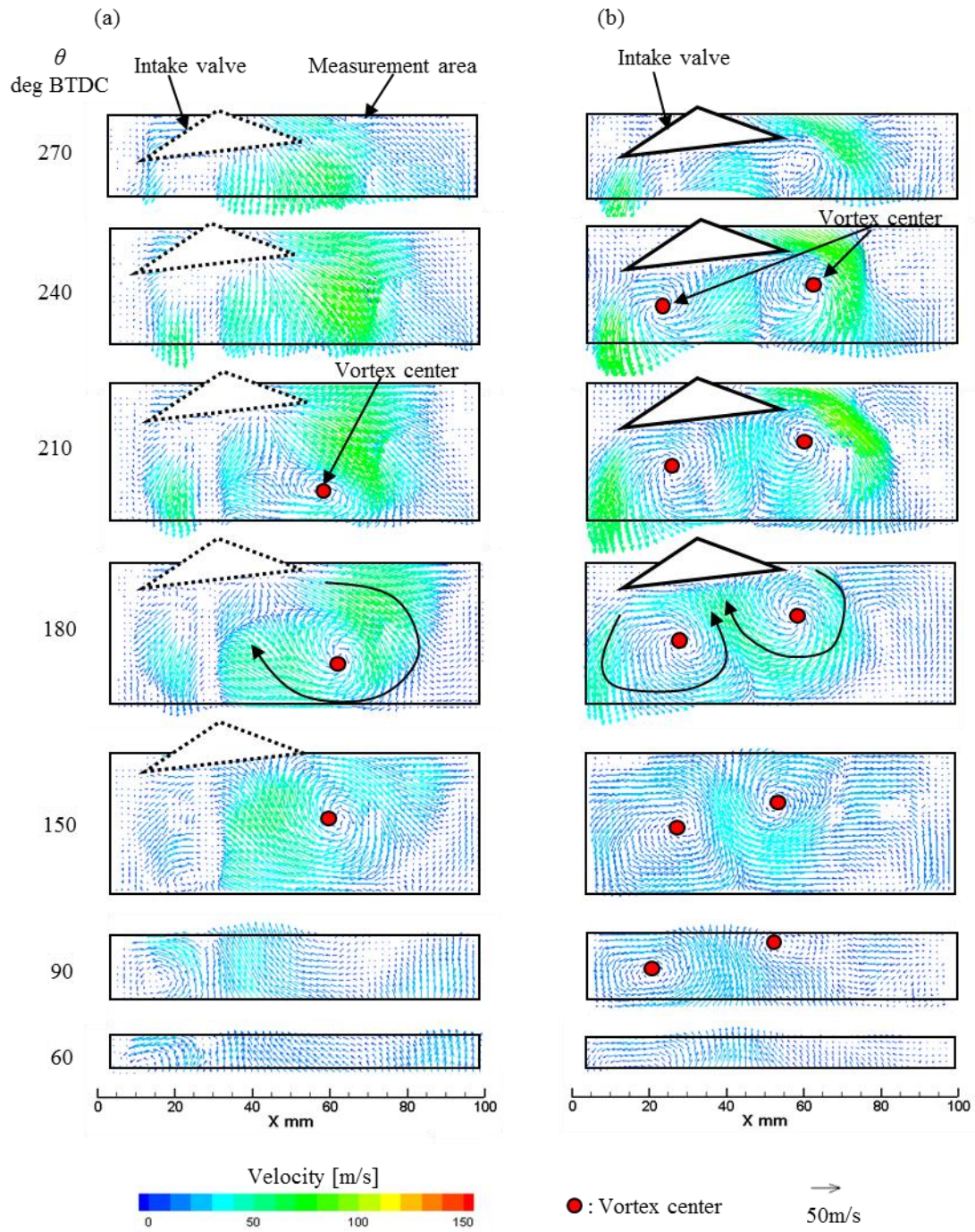


図 2.8: (a)ボアセンター断面と(b)吸気バルブセンター断面における速度分布の比較（100 サイクル平均）。

第2章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

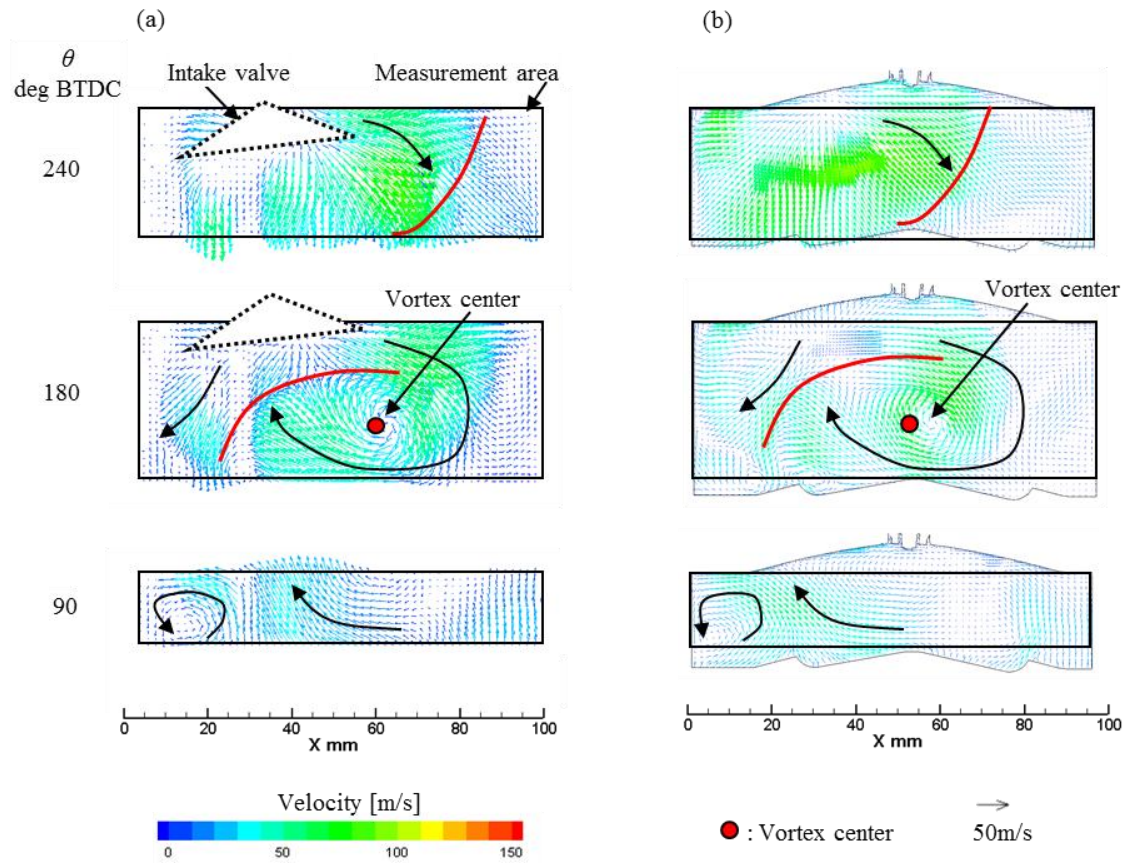


図 2.9: ボアセンター断面における(a)PIV計測と(b)CFD計算結果の速度分布比較.

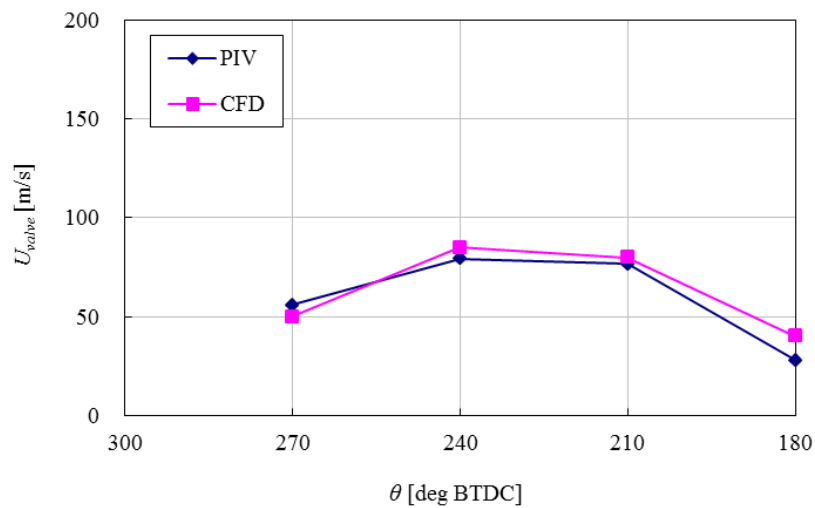


図 2.10: 吸気バルブセンター断面における吸気バルブ上面から筒内へ流入する速度 U_{valve} の比較.

第 2 章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

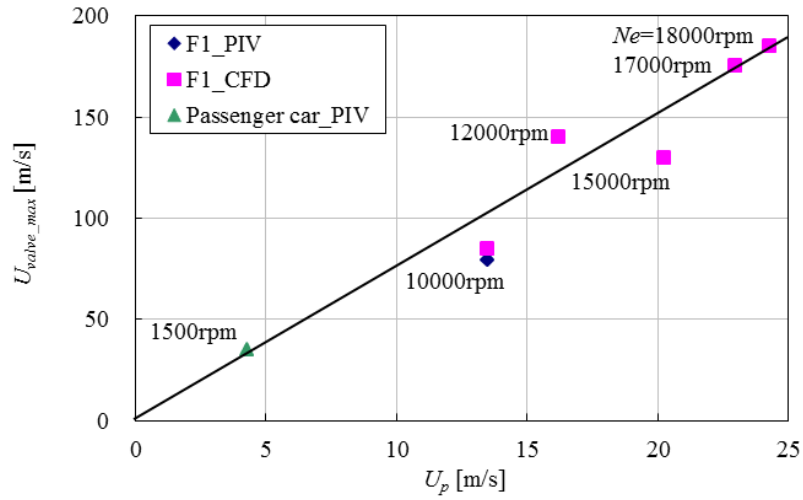


図 2.11: 吸気バルブセンター断面における吸気バルブ上面から筒内へ流入する最大速度 U_{valve_max} と平均ピストン速度 U_p の関係。

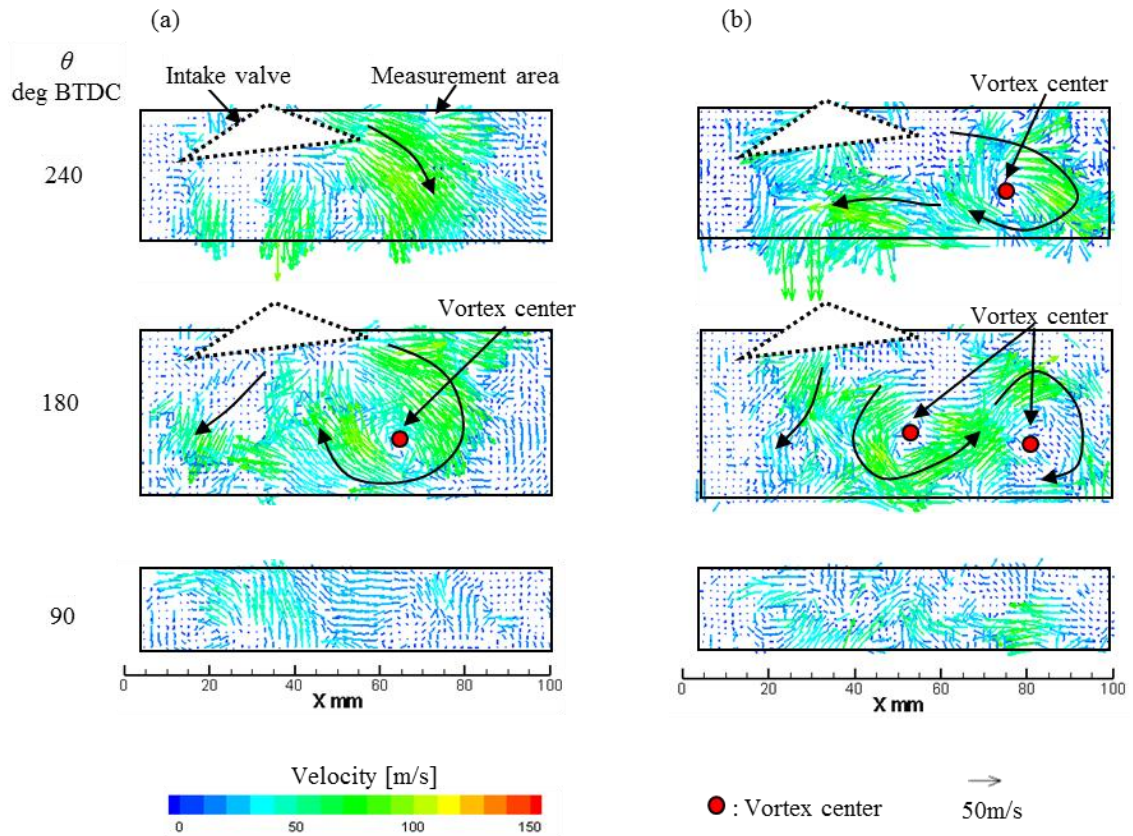


図 2.12: ボアセンター断面における(a)2 バルブ運転と(b)吸気 1 バルブ休止運転した場合の速度分布比較 (任意 1 サイクル)。

第 2 章 超高回転域でのエンジン筒内の流動解析

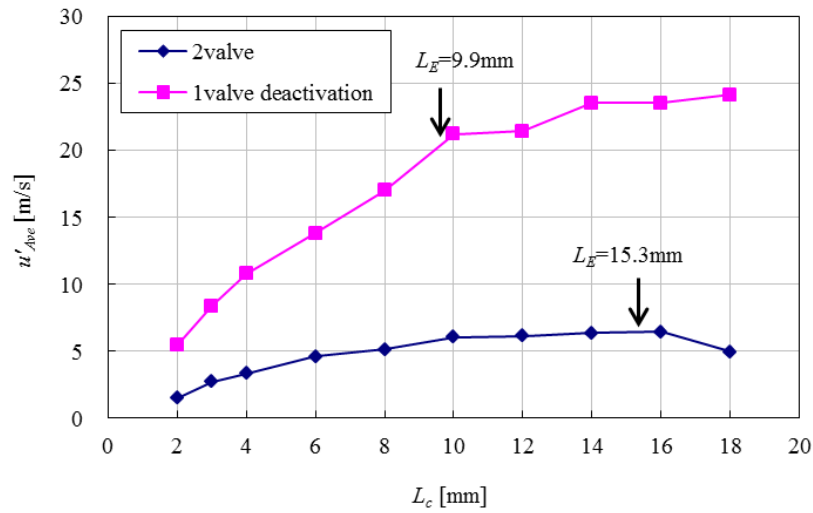


図 2.13: カットオフ長さ L_c と乱流強度 u'_{ave} の関係($\theta=90\text{deg}$ BTDC).

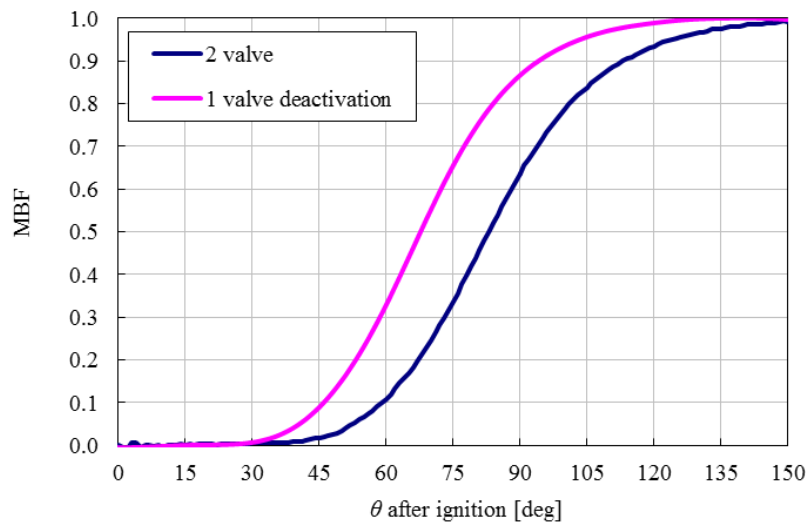


図 2.14: 単気筒性能エンジンにおける 2 バルブ運転と吸気 1 バルブ休止運転の燃焼質量割合 MBF の比較.

第3章

エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

3.1. はじめに

SI(Spark Ignition)エンジンにおいて、外部 EGR 導入やアトキンソンサイクルによる熱効率向上の研究開発が行われている[13]が、効率の良い運転範囲が部分負荷領域に限られるため、HEV に搭載されたモーターとの組み合わせにより、「走りの楽しさ」との両立を図っている。一方、エンジンシステムのみで、「高効率」と「走りの楽しさ」の両立を目的とした過給ダウンサイジングエンジンが開発されている[19][20]。このエンジンのコンセプトは、自然吸気エンジンに対して過給機を用いることにより、低回転高負荷領域の熱効率が高い領域を拡大・多用することである。

主な技術課題として、低回転高負荷領域ではノックが発生し易いことが挙げられ、その改善手段としてエンジン筒内の流動強化が行われている。エンジン筒内の乱流計測手法として、LDV 等による計測が古くから行われてきたが、点計測であるため燃焼場全体を評価することが必ずしも容易ではない。また、乱流成分の分離に関しては種々の手法が提案されているが、異なるエンジン諸元や運転条件に対してこれらの手法の適用性は明らかではない。

本章では、筒内における平均流成分と乱流成分の分離法の確立を目的とする。従来型のエンジンにタンブルプレートを取り付けることにより疑似的に流動強化を行い、第2章で構築した可視化技術を高時間分解能に拡張した高速 PIV により速度分布の計測を行う。従来行われてきたサイクル平均法では、平均流成分のサイクル変動も乱流成分に含まれる可能性があることから、高速 PIV による時間分解能の高さを利用した時間フィルター法を新たな分離法として提案する。まず、2つの手法により得られる速度や乱流エネルギーの特性について明らかにする。次に時間フィルター法により得られる乱流特性と燃焼特性の相関性を検証し、時間フィルター法の有効性を明らかにする。

3.2. 実験装置・計測条件

3.2.1. エンジン諸元

単気筒可視化エンジンの主要諸元を表 3.1 に、その外観を図 3.1 に示す。ボアとストロークはともに 86mm であり、燃焼室内を可視化できるように、エンジンヘッドに石英製サイドウィンドウを設置している。ヘッドとブロックの間には伸長スリーブと伸長ピストンを設置し、石英製ピストンウィンドウと 45° アルミ蒸着ミラーにより燃焼室下側からの可視化も可能としている。設計バルブリフトカーブを図 3.2 に示す。横軸にクランク角度、縦軸に

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

バルブリフト量を示し、吸気バルブと排気バルブの最大リフトはそれぞれ 7.9mm, 8.8mm である。バルブタイミングは表 3.1 に示している通りであり、有効バルブリフト高さを 1mm と定義した場合、バルブのオーバーラップは無い。

本章では、簡易的に燃焼室内の流動を変化させるためにタンブルプレート を吸気ポート内に挿入した (図 3.1 参照)。図 3.3 にタンブルプレート挿入によるポート形状の変化とそれに伴う燃焼室内の流動様式の変化を模式的に示す。タンブルプレートを挿入しない場合、吸気バルブ全周より空気が流入するため、吸気ポート上側からの流入 (赤線) と下側からの流入 (青線) が存在する。タンブルプレートを挿入すると吸気ポートの下側が絞られるため、吸気ポート下側から燃焼室への流入 (青線) が抑制され、吸気ポート上側からの流入が支配的になる。定常流の状態において両仕様のタンブル比を計測した結果、タンブル比はタンブルプレートを挿入することによって 0.59 から 1.0 へと約 70%増加し、タンブル流が強くなっていることが事前に確認されている。

3.2.2. 計測装置

実験・計測装置の概要を図 3.4 に示す。速度の計測手法には高速 PIV システムを用いた。光源に高繰り返しダブルパルス Nd:YAG レーザー (Lee, LDP-50MQG) を用い、レーザー光の波長は 532nm である。粒子画像の撮影には高速度 CMOS カメラ (Photron, SA1.1) を用い、1024×1024pixel の解像度で撮影を行った。カメラレンズには焦点距離 50mm (Nikon, Nikkor 50mm f/1.2S) を用い、計測条件により絞り値を 1.4~2.0 の間で調整して使用した。レーザー光はシリンダリカルレンズにより、厚さ 1mm のシート状に引き伸ばされた後、45° ミラーとピストンウィンドウを介して燃焼室下側からボア中心位置に照射される。なお、図 3.4(a) に示したカメラとレーザーシートの位置関係は模式的なものであり、実際のカメラ位置は、図 3.4(b) に示すようにレーザーシートに対して 90° の方向である。

トレーサーに粒径 $\phi=3\mu\text{m}$ の SiO_2 (鈴木油脂工業, ゴッドボール B-6C) を用い、スロットル直後の吸気チャンバーからエンジン内に吸入させ、できるだけ均一に分布するように配慮した。ここで、トレーサー粒子の流体追従性として、トレーサー粒子の周波数応答性[51]を評価する。これは、流体速度 u_{fluid} が角速度 $\omega (=2\pi f, f: \text{角周波数})$ で変動する時、球形粒子の速度 u_{particle} の u_{fluid} に対する追従性を u_{particle} と u_{fluid} の速度比として表したものである。トレーサー平均粒径 $\phi 3\mu\text{m}$, トレーサーかさ密度 $\rho_{\text{particle}}=180\text{kg/m}^3$ とし、吸

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

気行程における空気密度 $\rho_{fluid}=1.09\text{kg/m}^3$ (圧力：92kPa, 温度：26℃) との比 $\rho_{particle}/\rho_{fluid}=165$, 圧縮 TDC (Top Dead Center) における空気密度 $\rho_{fluid}=8.72\text{kg/m}^3$ (圧力：1268kPa, 240℃) との比 $\rho_{particle}/\rho_{fluid}=21$ の2つの場合に見積もられた流体の角周波数 f に対する $u_{particle}/u_{fluid}$ を図 3.5 に示す. これより, 流体の角周波数 f の増加にともない, $u_{particle}/u_{fluid}$ は減少するが, トレーサーの流体追従性は 1kHz の速度変動に対して 99%以上を示す. しかし, 回転場におかれたトレーサー粒子は, 流体との密度差により遠心力が働き, トレーサー粒子の追従性が悪化する. これより, 遠心力が働いた場合の流体に対するトレーサー粒子の追従性を, 式(3.1)に示すストークス数 St_f に見積もる.

$$St_f = \frac{\tau_{particle}}{\tau_{fluid}} \quad (3.1)$$

ここで, $\tau_{particle}$ は粒子応答時間であり, 式(3.2)で示すことができる.

$$\tau_{particle} = \frac{\rho_{particle} d_{particle}^2}{18\mu} \quad (3.2)$$

ここで, $\rho_{particle}$ はトレーサー密度, $d_{particle}$ はトレーサー粒子径, μ は流体の粘性係数である. $\rho_{particle}$, $d_{particle}$ は前述のかさ密度と平均粒径を用い, また, 流体の粘性係数は, 空気の粘性を物性推算法で計算した値を用いた[52]. τ_{fluid} は流体特性時間であり, コロモゴロフ時間スケール τ_η , テイラーマイクロ時間スケール τ_λ , 積分時間スケール τ_l などが用いられることから, これら3つの時間スケールに基づく流体特性時間について, トレーサー粒子の流体追従性の評価を行う. まず, 積分時間スケール τ_l は, 後述する第5章の燃焼室内において時間フィルター法により得られた圧縮上死点における乱流強度 u' から求めた. 次に, テイラーマイクロ時間スケール τ_λ は, 積分長さスケール l との関係式(3.3)よりテイラーマイクロスケール λ を求め, λ を u' で除することにより求めた.

$$\frac{\lambda}{l} = \left(\frac{15}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{u'l}{\nu}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

ここで, A は1のオーダーの定数であることから $A=1$ とした. また, ν は流体の動粘性係数である. 最後に, コロモゴロフ時間スケール τ_η は, λ との関係式(3.4)より, コロモゴロフ長さスケール η を求め, η をコロモゴロフ速度スケール u_k で除することにより求めた.

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

$$\frac{\lambda}{\eta} = 15^{\frac{1}{4}} Re_{\lambda}^{\frac{1}{2}} = 15^{\frac{1}{4}} \left(\frac{u' \lambda}{\nu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

なお、 u_k は、動粘性係数 ν と乱れの消散率 ε より、 $u_k = (\varepsilon/\nu)^{1/4}$ を用いて求めた。さらに、乱れの消散率 ε の計算には、 $\varepsilon = 15\nu u'^2/\lambda^2$ を用いた。結果を表 3.2 に示す。積分時間スケールに基づくストークス数 $St_t = 1.57 \times 10^{-3}$ となり、1 より 3 桁小さい値となる。また、テイラーマイクロ時間スケールに基づくストークス数 $St_{\lambda} = 2.01 \times 10^{-2}$ となり、1 より 2 桁小さい値を示すが、コロモゴロフ時間スケールに基づくストークス数 $St_{\eta} = 9.04 \times 10^{-2}$ となり、1 より約 1 桁程度小さい値となる。ストークス数が 1 よりも十分小さい場合、流れにトレーサー粒子が追従していると考えられることから、1 よりも 2 桁以下を十分小さいと仮定する。これより、本トレーサー粒子は、テイラーマイクロスケール程度まで追従していると考えられる。

高速 PIV システムの高速カメラとレーザーの同期はタイミングコントローラー(Labsmith, LC880)により行われ、エンジンクランクに取り付けられたエンコーダーの角度信号を基準に撮影を行った。計測タイミングチャートを図 3.6 に示す。レーザーの発振周波数を 1.1kHz、カメラの撮影速度を 2.2kHz とし、第 1 フレームの後半に 1 回目のレーザー照射、第 2 フレームの前半に 2 回目のレーザー照射を行うフレームストラドリング撮影を行った。この手法は、PIV 計測において撮影用カメラの画像取得周波数では粒子運動に追従できないような高速流体を対象とする場合に用いられるものである。レーザー照射間隔 Δt を計測条件により、 $10 \sim 14 \mu s$ の範囲で調整した。

計測および解析領域を図 3.7 に示す。黄色で示した領域がサイドウィンドウにより可視化可能な領域である。通常は排気バルブ間に点火プラグが設置されているが、点火プラグ周りの流動特性を計測・解析するために点火プラグを取り外して計測を行った。乱流解析が行われた領域は燃焼室内の横 30mm、縦 7mm であるが、本章では、通常、点火プラグにより着火される位置での解析を主として行った。得られた粒子画像は市販の PIV 解析ソフト（西華産業, Koncert ver1.0）により解析された。解析アルゴリズムには再帰的 FFT 相互相関法を用い、検査領域を $32 \times 32 \text{pixel}$ から $16 \times 16 \text{pixel}$ まで 2 段階に変化させ、オーバーラップを 50% とした。得られた速度ベクトルの時間分解能は 1.1kHz、空間分解能は 0.6mm である。ここで、時間分解能はカメラの撮影速度の 1/2、レーザーの発振周波数に相当する（図 3.6 参照）。本研究では、燃焼室ボア方向の速度を u 成分、ピストンストローク方向の速度を v 成分とする。

3.2.3. 計測条件

計測条件を表 3.3 に示す．エンジン回転数 N_e は 700rpm と 1500rpm とし，スロットル開度は WOT(Wide Open Throttle)とした．この状態でタンブルプレート を吸気ポートに挿入することによりタンブル比を変化させた． $N_e=1500\text{rpm}$ でタンブルポート有無の効果を検討したが，タンブルプレート無し (W/O) に対してタンブルプレート有り (W/T) の体積効率 η_v の減少はほとんど認められず，いずれも約 75%であった．時間分解能は前述の通りであるが，クランク角度にして $N_e=700\text{ rpm}$ の場合で 4deg, $N_e=1500\text{ rpm}$ の場合で 8deg の分解能である．計測したサイクル数は，いずれの条件についても 100 サイクルである．ここで，多数の独立したサイクルで計測されたデータを同一クランク角度でアンサンブル平均することをサイクル平均と定義する．

3.3. 時間フィルター法

3.3.1. 速度分布

タンブルプレート有無による平均的な流動様式の差を比較するために，サイクル平均された速度分布を図 3.8 に示す．図中の赤丸はタンブルの渦中心位置を示す．タンブルプレート無しの場合，吸気行程である $\theta=303\sim 183\text{deg}$ BTDC では吸気バルブ全体から空気が流入しており， $\theta=271\text{deg}$ BTDC の流入速度は最大で約 26m/s である．この流れはピストンの下降とともに下方向へ移動し，圧縮行程である $\theta=151\sim 31\text{deg}$ BTDC で燃焼室に帰ってくる．しかし，流れは大きく減速されており， $\theta=31\text{deg}$ BTDC の速度は最大で約 3m/s である．タンブルプレート有りの場合，吸気行程である $\theta=303\sim 183\text{deg}$ BTDC で，吸気ポート下側からの流入が抑制されるため排気側への流入が支配的になる． $\theta=271\text{deg}$ BTDC の流入速度は最大で約 32m/s であり，タンブルプレート無しの場合と比べて増加している．タンブルプレート無しの場合と同様，この流れはピストンの下降とともに下方向へ移動し，圧縮行程で燃焼室に帰ってくる．しかし，タンブル流が保存されており， $\theta=31\text{deg}$ BTDC の速度は最大で約 9m/s とタンブルプレート無しの場合よりも増加している．このようにタンブルプレート有りの場合，圧縮上死点付近でもタンブル流は崩壊せず，流れは維持されていることが確認された．

3.3.2. 乱流変動の分離法

瞬時の速度成分 u , v を, サイクル平均された速度成分 $\bar{u}$, $\bar{v}$ とそれからの変動成分 u'_c , v'_c の和として, それぞれ式(3.5), 式(3.6)のように表す.

$$u = \bar{u} + u'_c \quad (3.5)$$

$$v = \bar{v} + v'_c \quad (3.6)$$

ここで, サイクル平均された速度成分を平均流として取り扱うことをサイクル平均法と定義し, この場合の変動成分は下付き添え字 c で表現する.

点火プラグ着火点位置 (図 3.7 参照) での代表的な 5 サイクル分の瞬時速度成分 u , v とサイクル平均された速度成分 $\bar{u}$, $\bar{v}$ を図 3.9 に示す. 図示した条件は, $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate で, 横軸と縦軸はそれぞれクランク角度と速度を示している. これより, $\bar{u}$, $\bar{v}$ に対して u , v はともにサイクル変動を有しており, 特に吸気行程での変動が大きいことが分かる.

次に, 速度変動の特性を詳細に解析するために, 吸気から圧縮行程を 1 周期として, 離散フーリエ変換を施し, 周波数特性を調査した. 離散フーリエ変換には, それぞれ式(3.7), 式(3.8)を用いた.

$$\hat{u}(f) = \sum u(\theta) e^{-i2\pi f\theta} d\theta \quad (3.7)$$

$$\hat{v}(f) = \sum v(\theta) e^{-i2\pi f\theta} d\theta \quad (3.8)$$

ここで, θ はクランク角度, f は周波数, i は虚数である. 得られた流れの周波数特性を図 3.10 に示す. ここで横軸に周波数, 縦軸に離散フーリエ係数の絶対値を示している. 太線は 1 サイクル毎に得られた結果をサイクル平均したものであり, 細線は, その標準偏差を示す. これより, u 成分, v 成分ともにサイクル平均された速度に対して, すべての周波数帯でサイクル変動を有していることが分かる. 一般に, エンジン燃焼室内の火炎形態はしわ状層流火炎片領域に分類されると考えられている. この領域では, 流れの時間および空間スケールが大きいと火炎片は輸送されるのみで燃焼速度は増加しないと予測され, 逆にスケールが小さいと火炎面のしわが増加し, 燃焼速度も増加すると考えられる[53]. 通常, エンジン燃焼室の流動解析を行う場合, サイクル平均された速度を平均流成分とし, それからの変動を乱流成分と定義する場合が多い[25][42][43]. しかし, この方法では, 燃焼速度の増大に寄与しないと考えられる時間スケールの大きな速度変動も乱流成分に含まれることになり, 乱流強度を過大評価してしまう可能性がある[54]. ここで, 平均流成分と乱流成分に分離するためのスケール (時間周波数, あるいは空間波数) を決定できれば, 両者を分離でき, 乱流燃焼速度の増大に寄与

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

する乱流成分のみを抽出できると考えられる．本章では，高速 PIV を用いて流動場を計測しており，特徴として高時間分解能の速度データが得られている．この特徴を活かして 1 サイクル中で時間スケールの大きな流動（主流成分）を平均流成分と考え，それより小さなスケールの流動を乱流成分として分離することを検討した．

図 3.11 に各計測条件で得られた流れの周波数特性を示す．太線は u 成分，細線は v 成分を示し，いずれもサイクル平均された結果である．まず，タンブルプレート無しでエンジン回転数 Ne を 700rpm から 1500rpm へ増加させた場合の周波数特性は，周波数と速度がともに増加しているため，全体的に右上へシフトしている．これはエンジン回転数の増加に伴う流入速度の増加と乱流強度の増大を意味する．さらに， $Ne=1500\text{rpm}$ でタンブルプレートを挿入した場合の周波数特性は， u 成分では低周波成分の増加， v 成分では全体的な増加が見られる．これはタンブルプレートによる流入速度増加により，サイクル中の速度が上昇し，乱流としての Reynolds 数が高くなったことを意味する．

図 3.11 の結果から，いずれの計測条件でも周波数特性において傾きに変化する周波数が存在している．これは，この周波数を境にして変動特性が変化していることを示唆している．本研究では，この傾きが変わる周波数をカットオフ周波数 f_c と決定し，瞬時速度を平均流成分と乱流成分に分離した．表 3.4 に選択したカットオフ周波数 f_c を示す．エンジン回転数の増加により f_c は増加するが，タンブルプレート有無による f_c の変化はほとんど無い．エンジンが 1 回転する周期に対応する周波数 f_{ENG} で f_c を正規化した f_c/f_{ENG} は 6 ～ 7 とほぼ同じ値を示すことから， f_c の増加はエンジン回転数の増加によるものと予測される．ここで，時系列の速度データから求められる自己相関係数をもとに，流れの積分時間スケールの計算を行った．計測条件が， $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate の場合，吸気行程中盤から圧縮行程後半である $\theta=271\sim 7\text{deg}$ BTDC での流れの積分時間スケール τ は 5.5ms となり，その周波数 f_τ は 181.8Hz となる．本解析で得られた f_c は 175Hz であり， f_τ と近い値を示すことから， f_c は吸気により生成される比較的大きな時間スケールの速度変動に相当するものと考えられる．

本解析により得られた f_c を，過去に検討された手法により得られるカットオフ周波数と比較する．神本ら[40]は，サイクル平均された流速の積分パワースペクトルが 90%以上となる周波数を f_c とすることを提案している．彼らの手法を本計測結果に適用すると，計測条件が $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate の場合， $f_c=97.8\text{Hz}$ となり，本研究で提案している手法よりも低い周波数を与える．神本らの手法では，サイクル平均された速度に基づいて f_c を決

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

定しているため、燃焼に寄与しない時間スケールの大きな速度変動成分を乱流成分に含めるようなカットオフ周波数の設定となっている可能性がある」と推測される。

平均流成分と乱流成分の分離には離散逆フーリエ変換を用い、以後、本手法を時間フィルター法と定義し、瞬時の速度成分 u , v を、この手法で得られる平均流成分 $\tilde{u}$, $\tilde{v}$ を用いて、それぞれ式(3.9), 式(3.10)のように表現する。

$$u = \tilde{u} + u'_f \quad (3.9)$$

$$v = \tilde{v} + v'_f \quad (3.10)$$

ここで、時間フィルター法により得られる変動成分は下付き添え字 f で表現する。

図 3.12 に各計測条件で計測された代表的な 1 サイクルの瞬時速度と時間フィルター法により得られた平均流成分の比較を示す。細線は瞬時速度、太線は平均流成分を示している。これより、いずれの運転条件においても瞬時速度は本手法により分離した平均流まわりで変動している。

次に、瞬時速度、時間フィルター法とサイクル平均法により得られた平均流成分の比較を図 3.13 に示す。計測条件は $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate であり、瞬時速度と時間フィルター法による平均流成分は任意の 1 サイクルの結果である。 u 成分(左図)の吸気行程である $\theta=330\sim 180\text{deg BTDC}$ や v 成分(右図)の圧縮行程である $\theta=90\sim 30\text{deg BTDC}$ など、サイクル平均法により得られた平均流成分は、瞬時速度、および時間フィルター法に基づく平均流成分から大きくかい離している。すなわち、この領域では、ある 1 サイクル中で乱流生成に寄与する低周波の平均流成分がサイクル毎に大きく変動しており、サイクル平均法では、この平均流成分のサイクル変動を乱流成分として取り扱っている。

本研究で提案している時間フィルター法を用いる際には計測条件の設定が重要となり、それが計測精度にも大きな影響を与えられと考えられる。時間分解能については、まず、サイクル毎に異なる低周波数成分を高精度に計測する必要があることから、最低でもサイクル変動の原因と成る低周波数成分を捕らえるだけの時間分解能が必要となる。本研究では 1.1kHz での計測を行っているが、図 3.10 に示したように低周波数領域に対して高周波数領域のフーリエ係数絶対値は一桁程度小さいことから、十分に低周波数成分の変動を捕らえていると考えられる。次に、時間フィルター法により乱流成分を高精度に見積もるためには、乱流変動を捕らえるのに十分高い時間分解能が必要となる。本論文では、サイクル変動成分と燃焼特性に寄与する乱流変動成分の分離法に関して時間フィルター法を導入することに主眼が置かれて

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

おり、1.1kHz と比較的低い時間分解能での計測となっている．このため、この時間分解能よりも高い周波数の乱流変動は計測できていない．それらの成分は打ち切り誤差となり、周波数空間上ではエイリアス誤差と直交する関係にあるため、図 3.10 に示した周波数特性に含まれることとなる．空間分解能については、本研究の計測条件ではレーザーシート厚さ 1mm、レーザーシート平面内の空間分解能 0.6mm であり、測定体積は 0.36mm^3 となる．一般に、特別な光学系を用いない限り LDV の測定体積は約 0.02mm^3 （長さ 1.6mm、幅 0.2mm、高さ 0.2mm 程度）であるため、本研究の計測条件は LDV に比べて 1 桁程度空間解像度が低いこととなる．本研究で得られた速度は検査体積内の平均速度であり、検査体積の大きさよりも小さな空間スケールの速度変動は計測できないため、乱流運動エネルギーが小さく見積もられることとなる．本研究で提案している時間フィルター法は時系列データからの速度分離を試みており、圧縮上死点近傍を除けば、過小評価される乱流運動エネルギーは本手法で分離されている乱流燃焼速度に寄与する乱流変動成分に含まれるべきものである．すなわち、空間分解能の効果は結果的に乱流燃焼速度に寄与する乱流運動エネルギーを減少させるだけだと考えられるため、本研究で提案している分離法自体への影響は小さいと考えられる．

時間フィルター法により得られた高周波成分を乱流成分とした場合の乱流運動エネルギー k_f とサイクル平均法により得られた乱流運動エネルギー k_c の比較を図 3.14 に示す．乱流運動エネルギー k_f と k_c の計算には、それぞれ式(3.11)と式(3.12)を用いた．

$$k_f = \frac{1}{2}(u'_f{}^2 + v'_f{}^2) \quad (3.11)$$

$$k_c = \frac{1}{2}(u'_c{}^2 + v'_c{}^2) \quad (3.12)$$

計測条件は $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate で、 k_f と k_c のいずれも 1 サイクル毎に計算した後、サイクル平均を行った．全体的な傾向として、 k_c は k_f と比較して常に高い値を示している．特に吸気行程である $\theta=300\sim 270\text{deg}$ BTDC で k_c と k_f の差が大きくなる．また、圧縮行程後半である $\theta=30\text{deg}$ BTDC 付近で k_c にピークが表れるのに対して、 k_f は $\theta=0\text{deg}$ BTDC に向かって単調に増加している．これらの要因として、前述したようにサイクル平均法では平均流成分（低周波成分）のサイクル変動が乱流成分に含まれるため、結果として、 k_c が過大評価されたためだと考えられる．これらのことから、エン

ジン燃焼室内の流動解析を行う場合、サイクル平均した流速を平均流成分とすることは適切でないと考えられる。これより以後、時間フィルター法による解析結果を示す。

3.3.3. 乱流強度特性

図 3.15 に各計測条件の平均流成分と乱流成分の運動エネルギーを示す。平均流成分の運動エネルギー K_f を以下に示す式(3.13)で、乱流運動エネルギー k_f を前述の式(3.11)により計算した。

$$K_f = \frac{1}{2}(\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2) \quad (3.13)$$

いずれも点火プラグ着火点の速度について算出し、サイクル平均を行った。エンジン回転数 Ne を 700rpm から 1500rpm に増加させると K_f は全体的に増加し、それに伴い k_f も全体的に増加している。これはエンジン回転数の増加により流入速度が増加したためである。次に $Ne=1500\text{rpm}$ でタンブルプレートを挿入すると吸気行程である $\theta=300\sim 180\text{deg BTDC}$ の間で K_f はさらに増加する。この場合、 K_f は $\theta=180\text{deg BTDC}$ でタンブルプレート無しの K_f と同程度まで減少するものの $\theta=60\text{deg BTDC}$ で再びピークを示し、その後減少する。これは、吸気行程時に生成されたタンブル流が残存しており、ピストンの上昇とともに燃焼室の計測領域エリアに帰ってくるためである。一方、 k_f はタンブルプレートを挿入しても $\theta=180\text{deg BTDC}$ まではタンブルプレート無しの場合と大きな差は無いが、それ以降、 k_f はタンブルプレート無しの場合に対して大きい値を示し、 $\theta=0\text{deg BTDC}$ 付近まで増加し続けている。また、 $\theta=60\text{deg BTDC}$ 以降、 K_f は減少しているのに対して k_f はその後も増加している。これは、圧縮上死点付近でのタンブル流により、高周波数の乱流変動が生じるためであると考えられ、タンブルプレート有りの条件では乱流による燃焼促進が期待される。

サイクル平均された平均流成分の速度とその変動係数 COV(Coefficient Of Variation)を図 3.16(a)(c)に、サイクル平均された乱流強度 u' とその変動係数を図 3.16(b)(d)にそれぞれ示す。なお、乱流強度は式(3.11)の平方根とし、変動係数は、標準偏差をその平均値で除して求めた。エンジン回転数 Ne の増加やタンブルプレート取り付けにより、平均流と乱流強度は増加する。平均流の変動係数はクランク角度が TDC である $\theta=0\text{deg BTDC}$ に近づくにつれて増加する傾向にあるものの、いずれの条件においても 0.2~0.3 の値を示し

ている。これは、流動強化のために平均流成分の速度を増加させると、そのサイクル変動も増加することを意味している。サイクル平均法では、この変動が乱流成分に含まれていると考えられる。また、乱流強度の変動係数はクランク角度に対してほぼ一定の値で、いずれの条件においても約 0.1 を示す。

3.3.4. 乱流特性と燃焼特性の関係

上述の解析により明らかになった時間フィルター法による乱流特性と燃焼特性の関係を明らかにするために、同一の可視化エンジンにおいて燃焼テストを行った。図 3.17 左に各計測条件でファイアリングにより得られた筒内圧力 P_{cyl} , 右に燃焼質量割合 MBF (Mass Burned Fraction) [または, MFB (Mass Fraction Burned)] を示す。なお、可視化エンジンでファイアリング計測を行ったため、部分負荷である図示平均有効圧 $IMEP.H=400kPa$ でテストを行った。 $IMEP.H$ は圧縮から膨張行程のみの計算結果である。燃料に日本レギュラーガソリン (RON90) を用い、ポート噴射 (燃料噴射圧力 $0.3MPa$) により燃料供給を行った。排ガス分析計により計測される排気 3 成分 (CO , CO_2 , Total HC) の濃度から計算した空燃比が 14.7 になるように空気量と燃料量を制御した。得られた P_{cyl} と熱力学第一法則より MBF の計算を行った。各計測条件でエンジン回転数 Ne や点火時期が異なるため、MBF の横軸は点火からの時間で整理を行った。これより、 Ne を 700rpm から 1500rpm へ増加させると、 P_{cyl} の立ち上がり時期が早くなり、また、MBF の増加も急峻になっている。 $Ne=1500rpm$ でタンブルプレートを挿入すると P_{cyl} の立ち上がり時期がさらに早くなり、MBF の増加もさらに急峻となっている。

燃焼初期である点火から燃焼質量割合が 10% となるまで期間の温度上昇はそれほど大きくなく 330K 程度であり、その間の平均ガス温度は約 990K である。ファイアリング時では、燃料の供給により比熱が大きくなるためモータリング時に比べて温度が低下する。モータリング時の場合、この区間の平均ガス温度は 1080K であり、ファイアリング時との温度差は約 90K とわずかである。圧力 1MPa において、温度 990K と 1080K の空気の動粘性係数は、それぞれ 12.2 , $14.8mm^2/s$ であり、ファイアリング時の乱流レイノルズ数はモータリング時に比べて約 20% 増加すると予想される。これらのことから、モータリング時の乱流運動エネルギーはファイアリング時に比べてやや小さい値を示すものの、それほど大きな差ではないと予想され、燃焼初期においてはモータリング時に計測される乱流運動エネルギーの特性がファイアリング時の乱流運動エネルギーを決定する支配的な要素と考えられる。図 3.18(a) に点火時期における乱流運動エネルギー k_f と初期燃焼期間として点

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

火時期 t_{ig} から MBF が $x\%$ となるまでの時間 (t_{ig} -MBF x) の関係を示す. さらに, 図 3.18(b) に k_f と主燃焼期間として MBF=10% から 90% となるまでの時間 (MBF10-90) の関係を示す. これらの結果から, N_e を 700rpm から 1500rpm に増加させると k_f が増加し, それにともない (t_{ig} -MBF10) と (MBF10-90) はともに減少していることがわかる. $N_e=1500$ rpm でタンブルプレートを挿入すると, さらに k_f が増加し, それに伴って (t_{ig} -MBF10) と (MBF10-90) が減少している. また, (t_{ig} -MBF20) や (t_{ig} -MBF50) で比較を行っても, (t_{ig} -MBF10) とほぼ同様の傾向を示している. これらのことから, 乱流が強くなると燃焼が速くなる傾向となっており, 一般的に信じられている乱流と燃焼特性の相関性が確認できる.

本研究ではモータリングのみでの計測であるため, トレーサー粒子を混入させたことによる燃焼への影響を解析できていない. 実際に燃焼実験を行った場合, 混入したトレーサー粒子は, 高温である既燃焼ガスの膨張により, 既燃焼ガス中のトレーサー濃度が低下すると考えられる. しかし, 未燃焼ガス中に存在する乱流が, 燃焼室中を伝播する火炎面に作用することにより燃焼速度の増減に影響を与えることから, 乱流による燃焼促進効果の評価においては未燃焼ガス領域の乱流解析が重要となる. すなわち, 既燃焼ガス中のトレーサー濃度低下は解析結果に大きく影響しないと考えられ, ファイアリング時にトレーサー粒子を混入した場合においても, 同様の乱流特性が得られると考えられる.

図 3.19 に燃焼質量割合 MBF と直接撮影された火炎画像を示す. 火炎撮影に際しては図 3.4 のレーザー位置に高速度カメラ (Photron, FASTCAM-MAX 120K) を設置し, ボトムビュー撮影を行った. 火炎の撮影速度は 6kfps (frame per second) で, 512×584 pixel の解像度である. 同時に筒内圧力も計測を行った. 下図にはサイクル平均された MBF, 上図には平均的な燃焼サイクルの火炎画像を示す. これより, MBF が 5% 未満ではタンブルプレート有無による火炎の大きさに差が無いことが分かる. しかし, MBF が 10% となる付近からタンブルプレート有りの場合の火炎がタンブルプレート無しの場合に対して大きくなっており, わずかではあるが火炎の凹凸も増加しているように観察される. このことから, 乱流が強くなると火炎の成長が速くなり, 燃焼が急峻に行われることが確認できる. また, MBF=10% 程度の燃焼初期においても乱流が火炎に影響を及ぼしていることが分かる.

図 3.20 に圧縮行程後半におけるサイクル平均された速度, 平均流成分の速度と乱流運動エネルギー k_f の分布を示す. 計測条件は $N_e=1500$ rpm WOT with tumble plate である. 平均流成分と乱流運動エネルギーは速度分布内 (左図) に明記した解析領域内の分布である. これより, 圧縮行程中のピストン

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

上昇によりタンブル渦中心が排気側から燃焼室中央へ移動しており、それとともに k_f の分布も変化している。渦の中心は平均速度が遅く、 k_f は高いが、逆に渦の中心から離れると平均速度が速く、 k_f が低い。これより、点火プラグ近傍にタンブル渦中心が位置するようにすれば、強流動による初期火炎の吹き飛びが抑制され、かつ、高い乱流強度により燃焼が促進されることが考えられる。すなわち、強流動ポート適用にあたって点火時期にタンブル渦中心を点火プラグ近傍へ適切に制御できるような吸気ポート・燃焼室の設計が必要である。

3.4. 本章の結論

本章では、筒内における平均流成分と乱流成分の分離法の確立を目的とした。簡易的に燃焼室内の流動を変化させて、第2章で構築した可視化技術を高時間分解能に拡張した高速 PIV 計測を行い、得られた瞬時速度から平均流成分と乱流成分に分離する手法を検討した結果、以下の結論を得た。

1. 吸気から圧縮行程を1周期とする流れの周波数特性で、スペクトルの傾きが変化する周波数が存在する。この周波数をカットオフ周波数として瞬時速度から平均流成分と乱流成分に分離する時間フィルター法を開発した。
2. 本章で開発した時間フィルター法により、計測条件の違いから予想される乱流運動エネルギーの特性が抽出でき、燃焼速度との相関性が確認された。
3. タンブル渦中心は乱流運動エネルギーが高いことから強流動ポートの適用にあたって、タンブル渦中心を点火プラグ近傍へ適切に制御できるような吸気ポートや燃焼室の設計が必要である。

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

表 3.1: 単気筒可視化エンジンの主要諸元.

Engine	An optical single cylinder engine
Bore × Stroke	86mm × 86mm
Compression ratio	8.2
Valve diameter / Number	In : $\phi 32\text{mm} / 2$ Ex : $\phi 26\text{mm} / 2$
Valve timing at 1mm lift	IVO : 12deg ATDC IVC : 196deg ATDC EVO : -199deg ATDC EVC : -29deg ATDC
Max valve lift	In : 7.9mm, Ex : 8.8mm

表 3.2: 回転場におけるトレーサ粒子の流体追従性（第5章 TCV 無し $\theta = 0.4\text{degBTDC}$ のデータより推算）

	St	Scale		
		Time[ms]	Spatial[mm]	Velocity[m/s]
Integral scale	1.57×10^{-3}	2.07	3.75	1.81
Taylor microscale	2.01×10^{-2}	0.16	0.29	1.81
Kolmogorov scale	9.04×10^{-2}	0.395×10^{-3}	0.01	0.279

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

表 3.3: 計測条件.

Engine speed	Throttle opening	Tumble plate	η_v	Time resolution (Crank angle)
700rpm	WOT	W/O	70.9%	4deg.
1500rpm	WOT	W/O	74.7%	8deg.
	WOT	W/T	75.4%	

表 3.4: 時間フィルター法で用いたカットオフ周波数.

Test condition	Tumble plate	f_c	f_c/f_{ENG}
700rpm WOT	W/O	69Hz	5.9
1500rpm WOT	W/O	175Hz	7.0
1500rpm WOT	W/T	175Hz	7.0

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

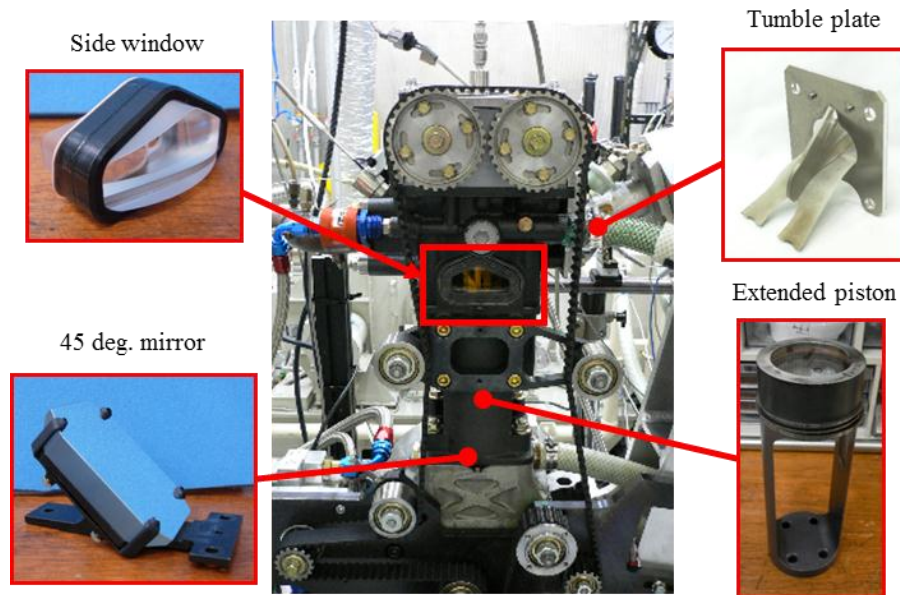


図 3.1: 単気筒可視化エンジンの外観.

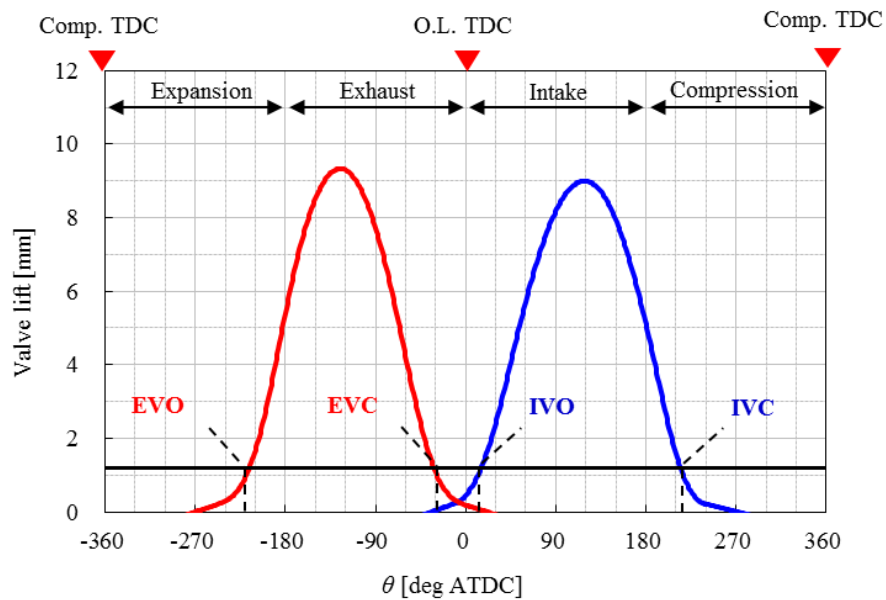


図 3.2: バルブリフトカーブ.

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

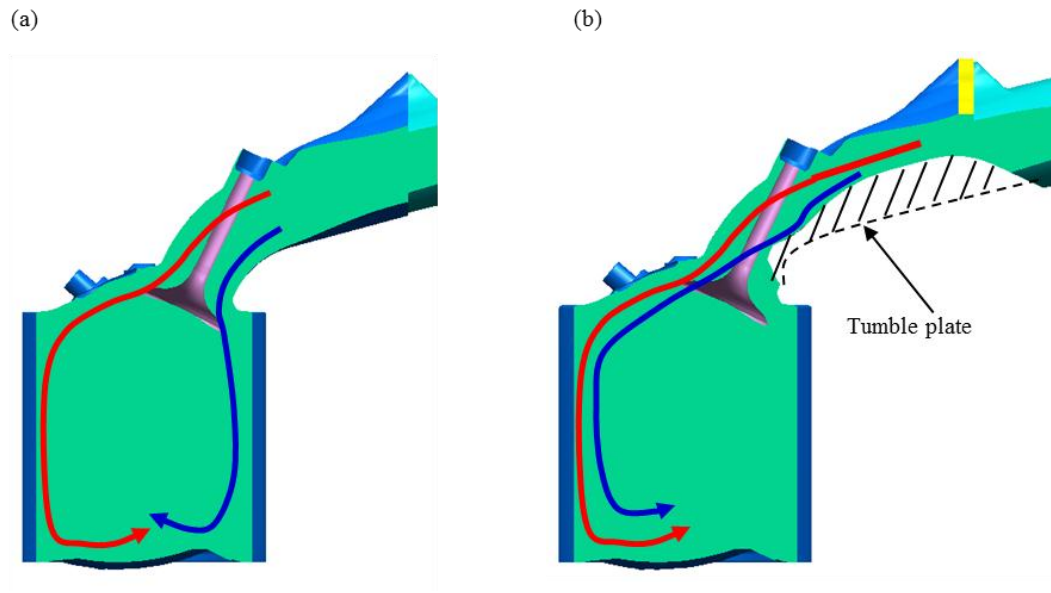


図 3.3: タンブルプレートによるポート形状の変化と流動様式の変化, (a) タンブルプレート無し, (b) タンブルプレート有り.

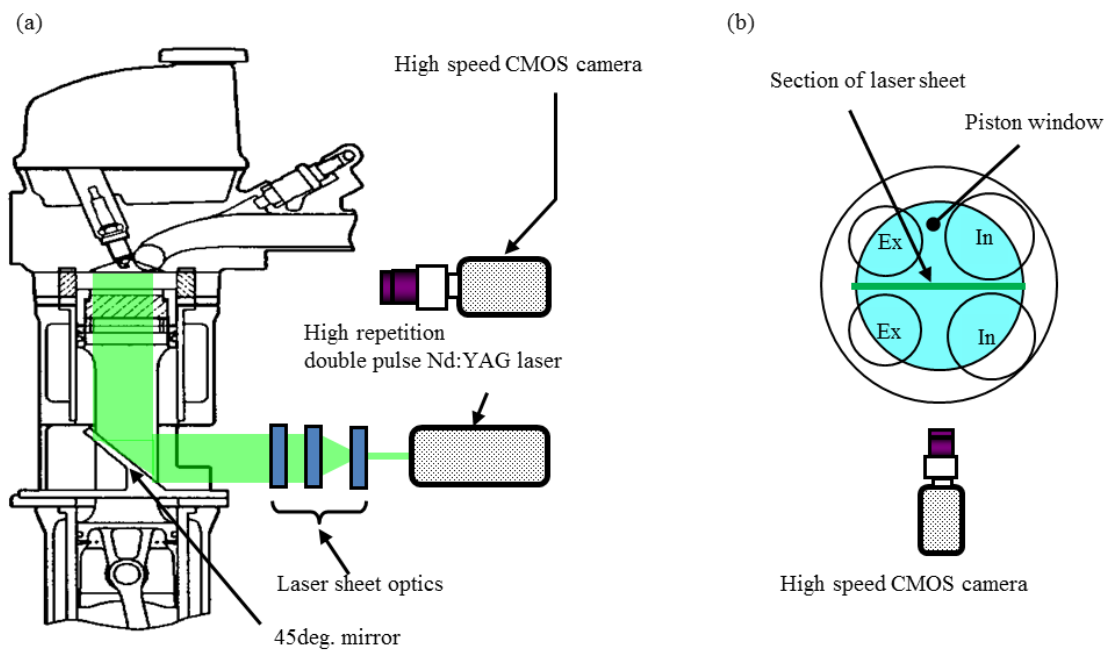


図 3.4: 計測装置の概要, (a)側面図, (b)上面図.

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

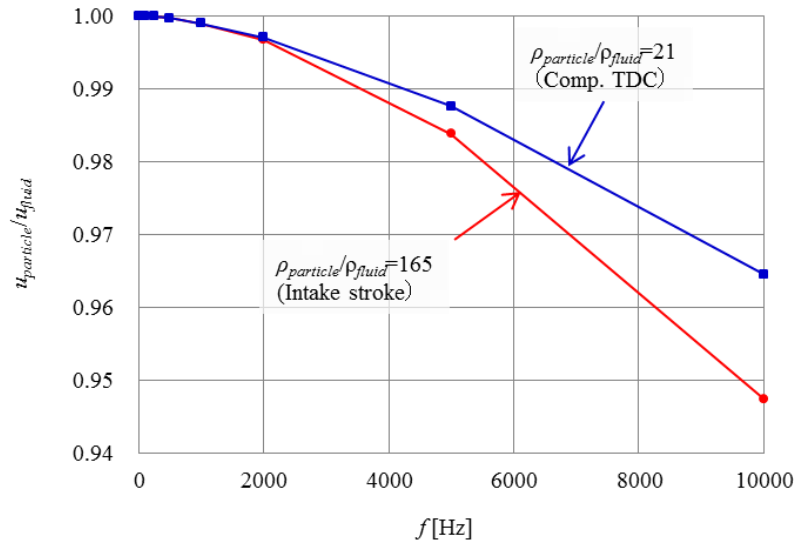


図 3.5: トレーサー粒子の周波数応答性（平均粒径 $\phi=3\mu\text{m}$ ，かさ密度 $\rho_{particle}=180\text{kg/m}^3$ ）。

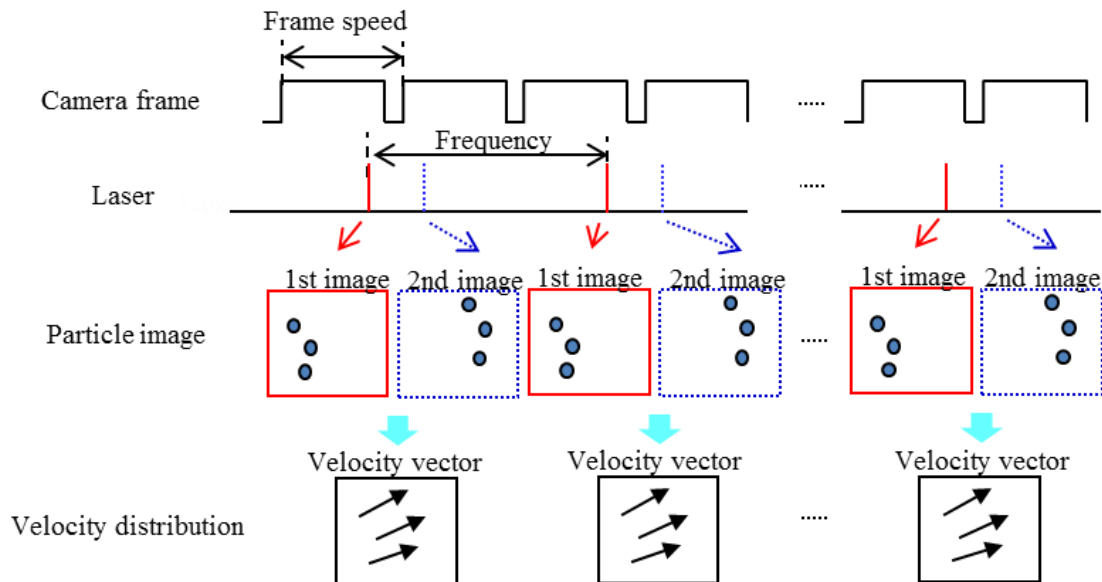


図 3.6: 高速 PIV システムにおける計測タイミングチャート。

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

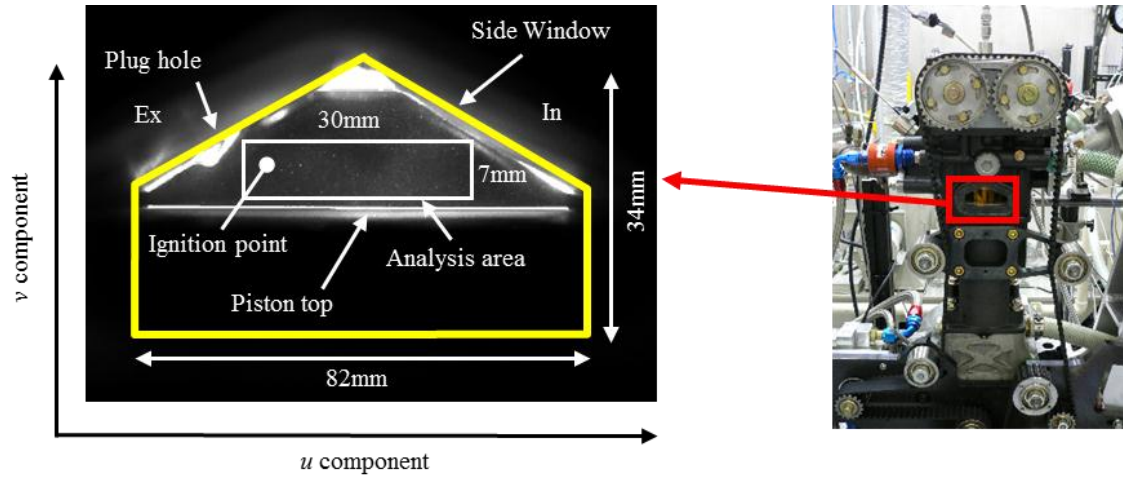


図 3.7: 計測および解析領域.

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

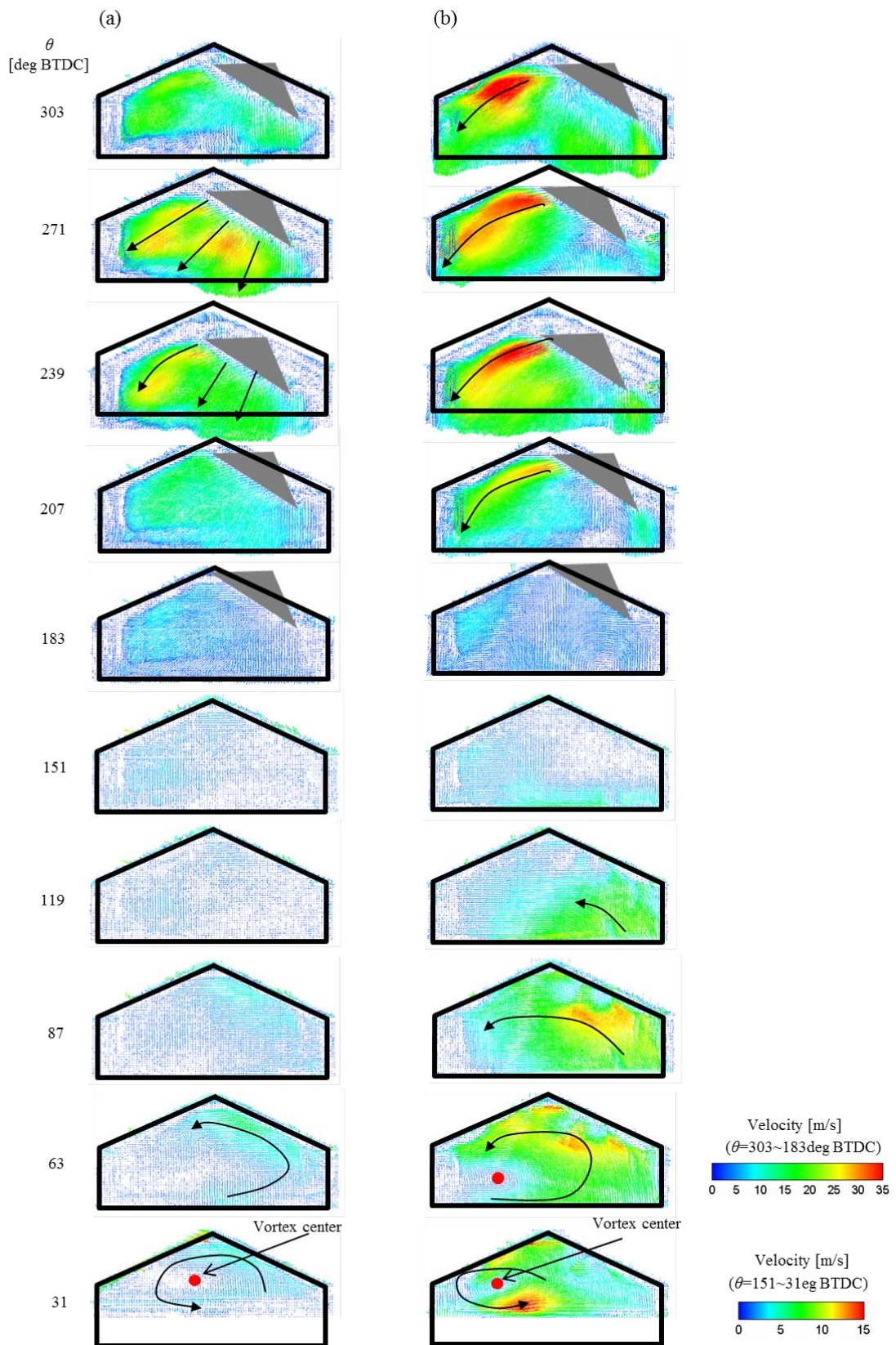


図 3.8: タンブルプレート有無による筒内速度分布比較, (a)タンブルプレート無し, (b)タンブルプレート有り.

第 3 章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

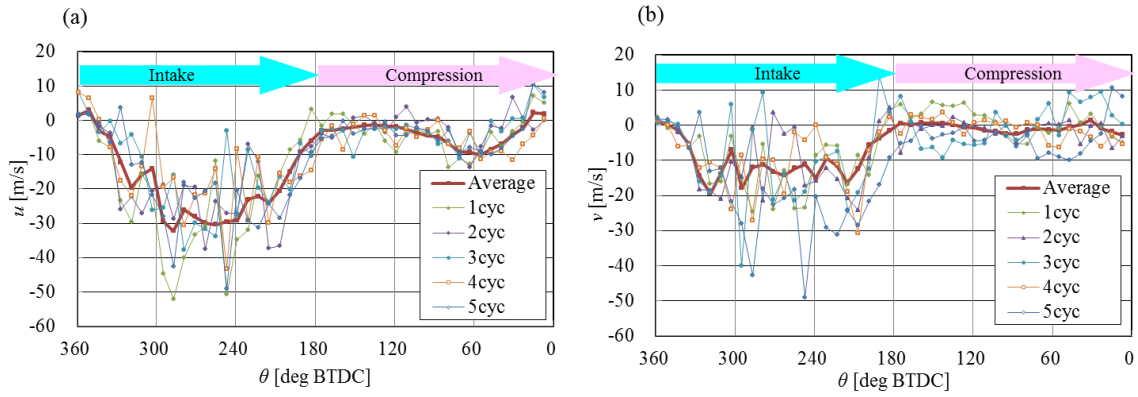


図 3.9: 代表的な 5 サイクル分の瞬時速度とサイクル平均された速度成分の比較（点火プラグ着火点位置， $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble），(a) u 速度成分，(b) v 速度成分。

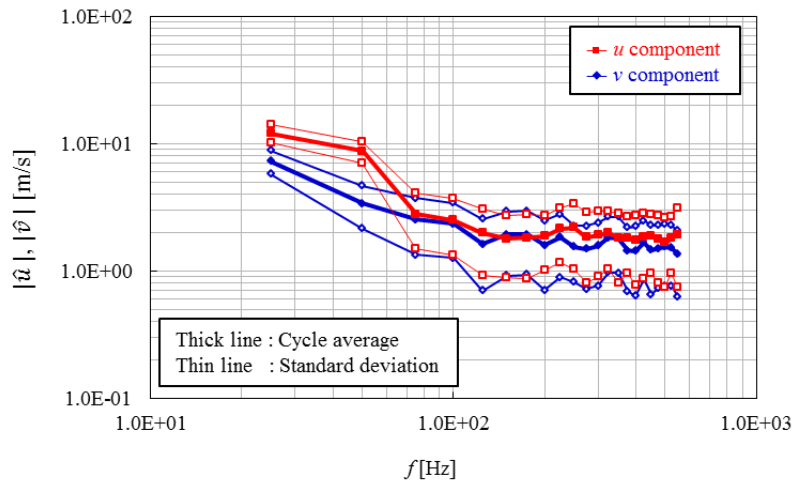


図 3.10: 流れの周波数特性（点火プラグ着火点， $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble）。

第 3 章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

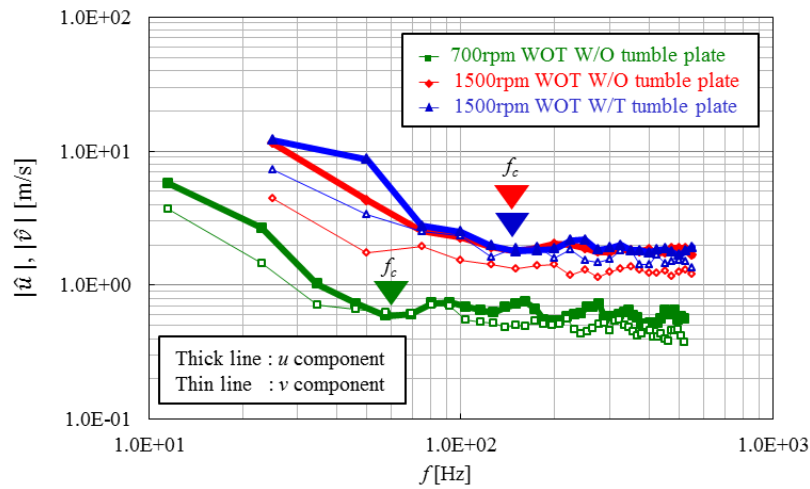


図 3.11: 各計測条件における流れの周波数特性（点火プラグ着火点）。

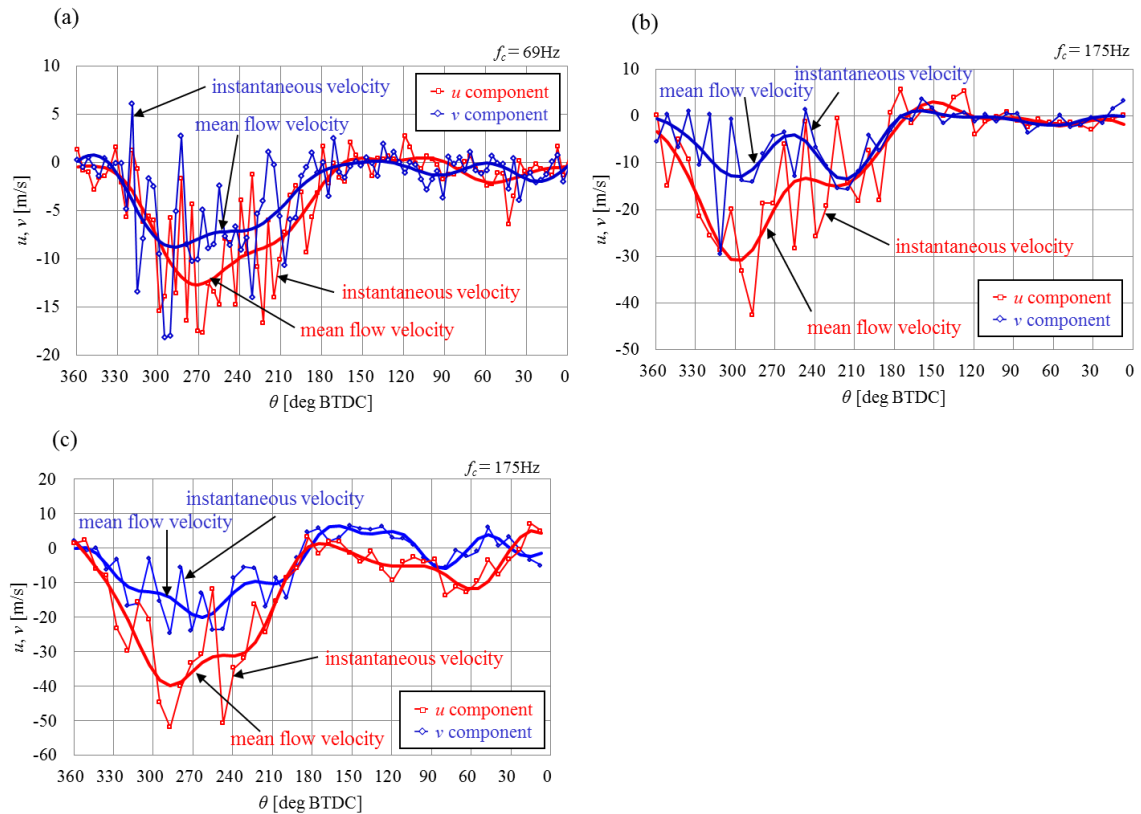


図 3.12: 代表的な 1 サイクルの瞬時速度と時間フィルター法で得られた平均流成分の比較（点火プラグ着火点），(a) $N_e=700\text{rpm}$ WOT without tumble plate, (b) $N_e=1500\text{rpm}$ WOT without tumble plate, (c) $N_e=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate.

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

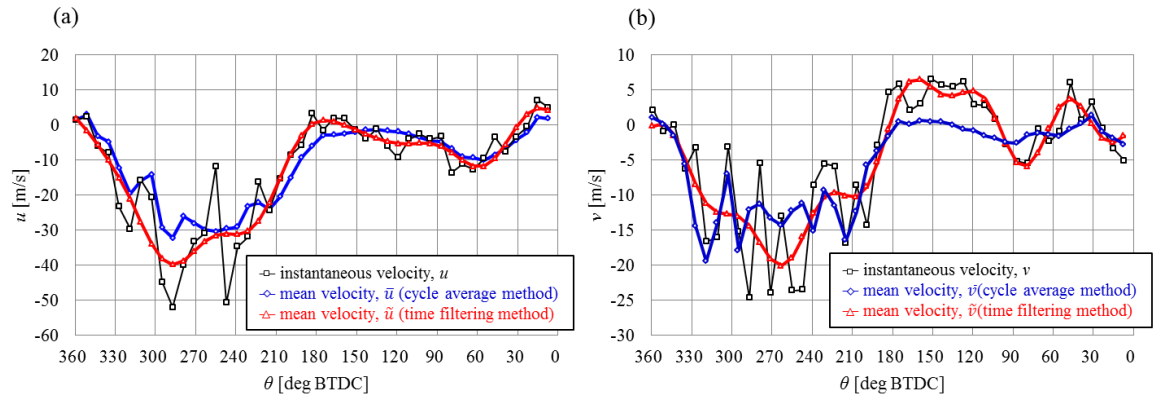


図 3.13:時間フィルター法とサイクル平均法により得られた平均流成分の比較（点火プラグ着火点， $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate），(a) u 速度成分，(b) v 速度成分。

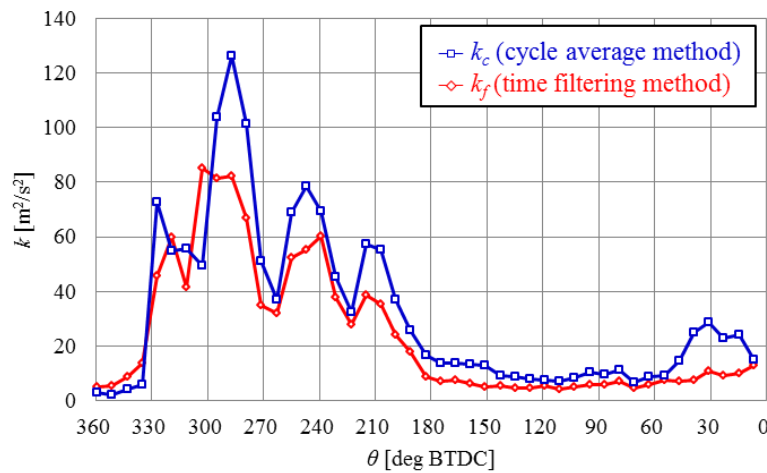


図 3.14:サイクル平均法と時間フィルター法により得られた乱流運動エネルギー k の比較（点火プラグ着火点， $Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate）。

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

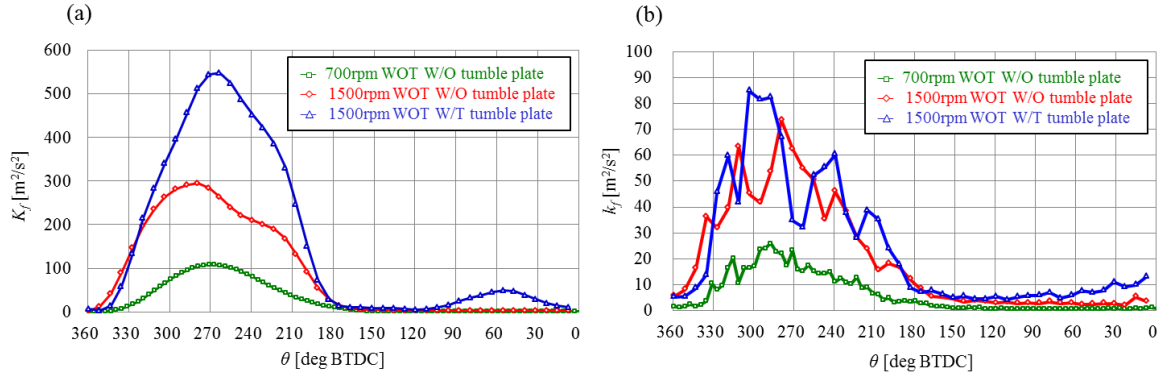


図 3.15: (a)平均流成分と(b)乱流成分の運動エネルギー比較（点火プラグ着火点）。

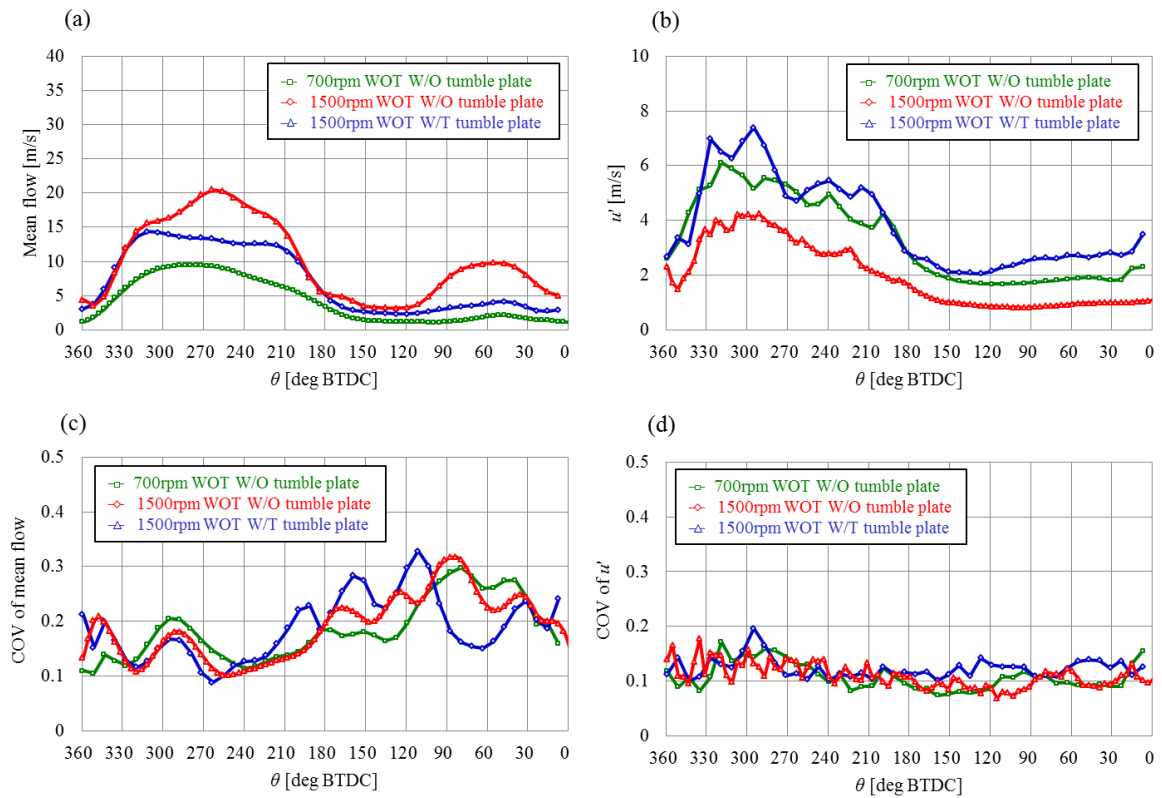


図 3.16: 時間フィルター法により得られた平均流成分と乱流成分のサイクル変動, (a)平均流成分のサイクル平均速度, (b)乱流強度のサイクル平均値, (c)平均流成分の速度変動係数, (d)乱流強度の変動係数。

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

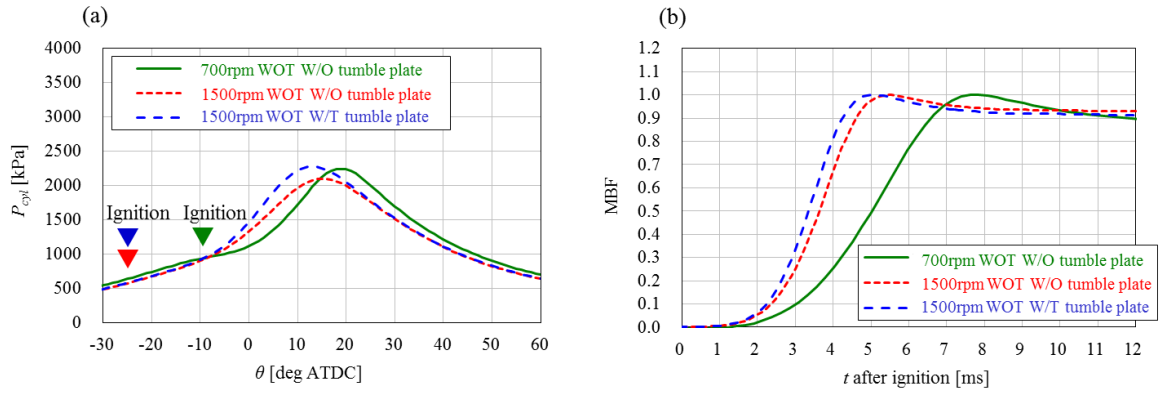


図 3.17: ファイリングにより得られた(a)筒内圧力 P_{cyl} と(b)燃焼質量割合 MBF(IMEP.H=400kPa A/F=14.7).

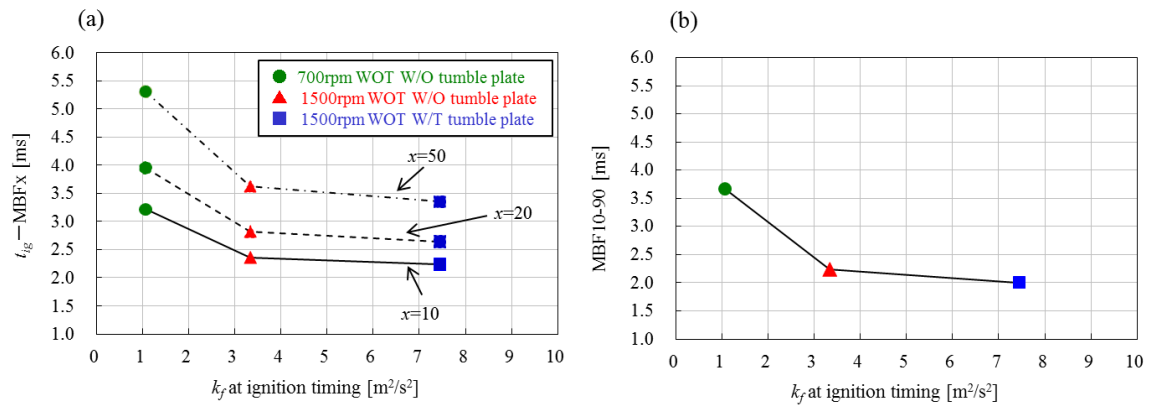


図 3.18: モータリング条件で計測された点火プラグ着火点における乱流運動エネルギー k_f とファイリング条件により得られた燃焼期間の関係, (a)初期燃焼期間 $t_{ig}-MBFx$, (b)主燃焼期間 MBF10-90.

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

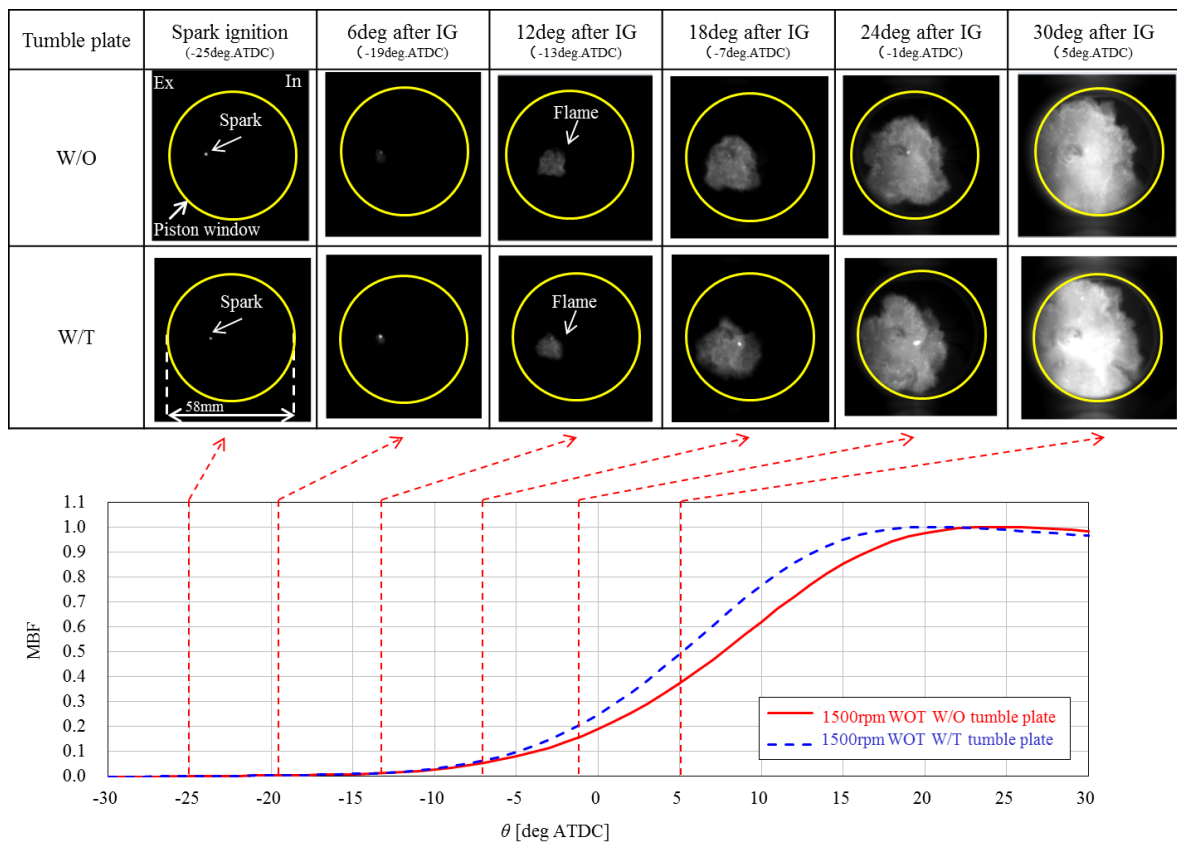


図 3.19: 燃焼質量割合 MBF（下図）と直接撮影された火炎画像（上図）の
関係(IMEP.H=400kPa A/F=14.7).

第3章 エンジン燃焼室内の乱流変動分離法

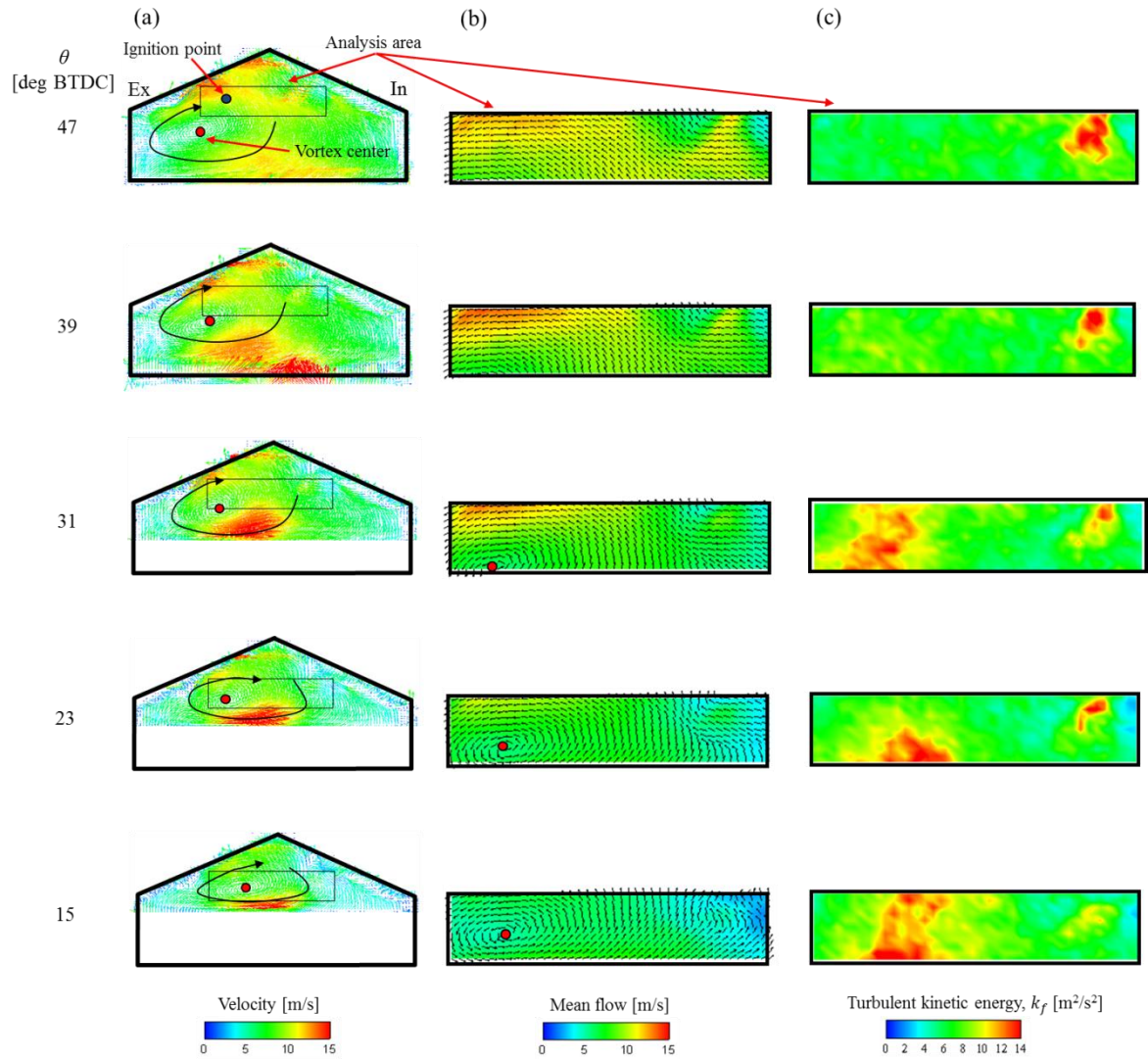


図 3.20: 圧縮行程後半におけるタンブル渦中心と乱流運動エネルギーの関係($Ne=1500\text{rpm}$ WOT with tumble plate), (a)サイクル平均された速度分布, (b)平均流成分の速度分布, (c)乱流運動エネルギー分布.

第4章

過給 GDI エンジンの筒内流動解析

4.1. はじめに

第3章では、筒内における平均流成分と乱流成分の分離法の確立を目的とし、従来型のエンジンにタンブルプレートを取り付けることにより疑似的に流動強化を行い、第2章で構築した可視化技術を高時間分解能に拡張した高速 PIV により速度分布の計測を行った。従来行われてきたサイクル平均法では、平均流成分のサイクル変動も乱流成分に含まれる可能性があることから、新たな乱流成分分離法として高速 PIV による時間分解能の高さを利用した時間フィルター法の適用性を検討し、2つの手法により得られる速度や乱流エネルギーの特性について明らかにした。また、時間フィルター法により得られた乱流特性と燃焼特性の相関性を検証し、時間フィルター法の有効性を明らかにした。

本章では、強流動ポートを持つ過給ダウンサイジングエンジンに、第3章で開発した時間フィルター法を適用し、強流動場における乱流特性の解明を目的とする。エンジン筒内では世界初となる高速 PIV による時間分解能 10kHz で計測された速度をもとにして、乱流解析に必要な時間分解能を明らかにする。また、時間フィルター法で用いるカットオフ周波数について考察を行い、その物理的意味を明らかにする。最後にエンジン回転数やピストントップ形状が乱流特性へおよぼす影響を解析し、過給ダウンサイジングエンジンの筒内乱流特性を解明するとともに、時間フィルター法の強流動場適用への有用性を明らかにする[55]。

4.2. 実験装置・計測条件

4.2.1. エンジン諸元

表 4.1 に単気筒可視化エンジンの主要諸元、図 4.1(a)にその外観を示す。エンジンは石英製の透明スリーブを有する可視化エンジン(小山ガレージ製)で、ボア径は 73mm、ストロークは 89.4mm で吸気と排気バルブはそれぞれ2つずつ備えている。ヘッドとブロックの間には透明スリーブが設置されており、吸気行程から圧縮行程中の流動の様子を可視化することが可能となっている。吸気ポートはタンブル流を生成しやすい形状となっており、定常流の状態において計測された平均タンブル比は 1.93 であり、自然吸気ポートの平均タンブル比 0.59[56]に対して大きい。図 4.1(b)に計測・解析領域を示す。ガスケット面より下側のスリーブ内を可視化することが可能であり、視野はボア方向に 65mm、ストローク方向に 75mm で、透明スリーブを保持し

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

ているホルダにより制限されている．なお，高時間分解能で計測する場合，シリンダー上部の横 36mm，縦 6mm の範囲に限定して計測を行った．

4.2.2. 計測装置

実験・計測装置の概要を図 4.2 に示す．速度の計測には高速 PIV システムを用いた．光源に高繰り返しダブルパルス Nd:YAG レーザー (Lee, LDP-50MQG) を用い，レーザーの波長は 532nm である．粒子画像の撮影には高速度 CMOS カメラ (Photron, APX-RS) を用いた．シリンダー全体の速度分布を計測する場合，撮影速度を 6kfps，空間解像度を 768×656 pixel として撮影を行った．また，高時間分解能で撮影する場合，撮影速度を最高で 20kfps，空間解像度を 512×256 pixel として撮影を行った．レーザー光はシリンドリカルレンズにより，厚さ 0.5mm のシート状に引き伸ばされた後，エンジン側面から透明スリーブを通過させてシリンダー内へ照射される．計測位置はボアセンターである．

高時間分解能 10kHz での計測を可能とするために，事前にレーザー発振条件について検討を行った．高繰り返しレーザーは定格出力が決まっているため，発振周波数の増加にともない 1 ショット当たりのエネルギーが減少する．本研究で用いたレーザーの定格出力は 25W であるため，レーザー発振周波数 3kHz でシリンダー全体の流れ場を計測した場合の 1 ショット当たりのエネルギーは 8.3mJ となる．ここで，単位測定体積当たりのレーザーエネルギー密度は粒子画像の明るさに影響し，この時のエネルギー密度は $2.6 \mu \text{J}/\text{mm}^3$ (レーザーシート幅 100mm，厚さ 0.5mm，ボア径 65mm) となる．次に，レーザー発振周波数を 10kHz に増加させると，1 ショット当たりのエネルギーは 2.5mJ と約 70% 減少する．レーザー発振周波数 3kHz の場合と同程度の明るさの粒子画像を得るためには，レーザーエネルギー密度を前述の値まで近づける必要がある．すなわち，レーザーシート幅を 100mm から 30mm まで減少し，同一のレーザーエネルギー密度とすれば，解析可能な粒子画像を得ることができると考えられる．この時，計測可能な領域は狭くなるため，燃焼特性の評価可能なシリンダー上部[図 4.1(b)参照]の範囲に限定して計測を行う．

トレーサーに粒径 $\phi = 3 \mu\text{m}$ の SiO_2 (鈴木油脂工業，ゴッドボール B-6C) を用い，スロットル直後の吸気チャンバーからエンジン内に吸入させ，できるだけ均一に分布するように配慮した．トレーサーの流体追従性として，トレーサー粒子の周波数応答性は 10kHz の速度変動に対して約 94% である (図 3.5 参照)．また，遠心力が働いた場合の流体に対するトレーサー粒子の追従

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

性をストークス数により評価した結果、テイラーマイクロスケール程度まで追従していると考えられることから、乱流計測まで可能であると考えられる(3.2.2 項参照)。計測を行ったクランク角度範囲を図 4.3 に示す。ここで、吸気バルブリフト、筒内圧 P_{cyl} 、吸気管内圧力 P_{intake} を参考として、合わせて図に加えた。計測クランク角度は、吸気 TDC(Top Dead Center)であるクランク角度 $\theta=360\text{deg}$ BTDC から圧縮 TDC である $\theta=0\text{deg}$ BTDC までとし、これを複数サイクルにわたり計測した。得られた粒子画像は市販の PIV 解析ソフト(西華産業, Koncert ver1.0)により解析された。解析アルゴリズムには再帰的 FFT 相互相関法を用い、検査領域を $64\times 64\text{pixel}$ から $16\times 16\text{pixel}$ まで3段階に変化させ、オーバーラップを 50%とした。得られた速度ベクトルの時間分解能は、シリンダー全体の場合、3kHz、シリンダー上部のみの場合、10kHz である。また、空間分解能はそれぞれ、1.1mm と 0.6mm である。本研究では、図 4.1(b)に示すように燃焼室ボア方向の速度を u 成分、ピストンストローク方向の速度を v 成分と定義する。また、複数サイクルの計測データを同一クランク角度で平均することをサイクル平均と定義する。

ここで、面外方向速度の影響は、本エンジンを対象とした CFD 解析の結果を用いて評価している。 $Ne=1500\text{rpm}$ の場合、CFD 解析から予測される最大面外方向速度は、クランク角度 $\theta=310\text{deg}$ BTDC において最大で約 12m/s と予測されており、本実験で用いた連続画像のレーザー照射間隔 $\Delta t=15\mu\text{s}$ での面外方向へのトレーサー粒子の移動量は、レーザーシート幅 0.5mm の約 1/3 である。通常、面外へのトレーサー粒子移動量はレーザーシート厚さの 1/4 以下であれば計測精度に影響しないことが知られている[57]。面外方向速度の最大値は吸気行程前半で観察され、その後急速に小さくなるため、吸気行程の極前半以外はこの条件が十分満足されている。

4.2.3. 計測条件

計測条件を表 4.2 に示す。エンジン回転数 Ne は 700rpm, 1500rpm と 2000rpm とし、スロットル開度は、いずれのエンジン回転数においても WOT(Wide Open Throttle)とした。計測サイクル数は、カメラに搭載されたメモリにより制限され、 $Ne=700\text{rpm}$ の場合、28 サイクル、 $Ne=1500\text{rpm}$ と 2000rpm の場合、50 サイクルである。レーザー照射間隔 Δt は、各エンジン回転数において、10~25 μs の範囲で調整した。

図 4.4 にピストントップ形状の変更と、それにより予想される流動の様式を模式的に示す。流入した流れを効率良く上昇流に変換し、強タンブル流の生成を狙いとした円筒形状を持つキャビティピストン[図 4.4(a)]と、その効

果を比較するためのフラットピストン[図 4.4(b)]の2種類で計測を行った。以後、特別にことわらない限り、キャビティピストンでの計測結果を示す。

4.3. 過給 GDI エンジン筒内の流動特性

4.3.1. 大域的流動特性

平均的な流動様式を解析するために、シリンダー全体の流動解析を行った。サイクル平均された速度分布を図 4.5 に示す。ボア方向の座標を x 、ストローク方向の座標を y とし、それぞれ、ボア中心を $x=0\text{mm}$ 、ガスケット位置を $y=0\text{mm}$ とした。計測条件は $N_e=1500\text{rpm}$ WOT で、時間分解能は 3kHz である。吸気行程前半である $\theta=299.5\text{deg}$ BTDC では、流入速度が最大で約 30m/s である。吸気行程中盤である $\theta=269.5\text{deg}$ BTDC では、排気側へ向かう速い流れが見られ、すでにシリンダー中央付近にタンブル流が生成されている。その後、流入した流れはピストンの下降とともに下側へ移動し、タンブル渦中心は吸気側へ移動する。下死点付近である $\theta=179.5\text{deg}$ BTDC では、ピストンに衝突した流れがシリンダー上部に帰ってきており、圧縮行程後半である $\theta=59.5\text{deg}$ BTDC においてもタンブル渦中心が左上に観察され、タンブル流が圧縮行程後半まで保存されていることが分かる。

サイクル平均された速度分布から求めたタンブル渦中心の軌道を図 4.6 に示す。タンブル渦中心は以下の手順で決定した。まず、ある座標点を軸中心としたタンブル比を計算し[58]、その軸中心を移動させることにより、タンブル比の空間分布を得る。次にタンブル比が最大値の 75%以上となる領域で、かつ、速度が最も低い座標をタンブル渦中心として定義した。ここで、空間ローパスフィルターにより分離された速度場において、速度と渦度の分布から求める手法も提案されている[43]。その際に重要となるカットオフ長さについて、本研究では十分に検討できていないため、この決定手法を用いなかった。本決定手法では、タンブル渦中心のサイクル変動評価を行うことはできないが、サイクル平均された速度分布から比較的簡単に渦中心を決定できる利点がある。これより、吸気行程前半に排気側で生成された渦中心はピストンの下降とともに吸気側へ移動しながら下降し、圧縮行程でピストンの上昇とともに排気側へ向かって上昇することがわかる。本過給エンジンのタンブル渦中心は、シリンダー内を時計回りに移動することが確認された。

4.3.2. 乱流成分分離法に対する時間分解能の影響

第3章で平均流成分と乱流成分を分離する手法として時間フィルター法を提案しており[56], 本分離法にとって重要と考えられる時間分解能とカットオフ周波数 f_c について解析を行った. まず, 時間分解能について解析を行った. 計測領域をシリンダー全体から図 4.1(b)で示した解析領域に限定し, 時間分解能を 10kHz に変更した. 図 4.7 に解析ポイントにおける u , v 成分のサイクル平均された速度を示す. 計測条件は, $Ne=1500\text{rpm}$ WOT である. $\theta=360\sim330\text{deg}$ BTDC と $30\sim0\text{deg}$ BTDC の範囲は, ピストンにより解析領域が隠されるため, 解析から除外した. これより, 吸気行程で速度は最大となり, u 成分の最大速度は, $\theta=300\text{deg}$ BTDC 付近で約 22m/s である. $\theta=180\text{deg}$ BTDC で u , v 成分の速度はともに約 3m/s まで低下するが, その後, 圧縮行程後半に向かって再び増加する. これは, 図 4.5 で示した様に吸気行程で流入した流れがピストンに衝突し, シリンダー上部にある解析領域へ帰ってくるためである.

図 4.8(a)に u 速度成分のエネルギースペクトル E_u に対する時間分解能の影響を示す. ここで, E_u は, まず, $\theta=330\sim30\text{deg}$ BTDC を 1 周期とする速度プロフィールに対してフーリエ変換を施すことによりエネルギースペクトルを得た後, それをサイクル平均して求めた. また, 時間分解能は, 同一計測データをクランク角度方向に間引いて用いることにより, 疑似的に減少させた. ここで, 計測される筒内速度分布の時間分解能は, 図 3.6 で示した高速 PIV システムの計測タイミングチャートより, カメラ撮影周波数(撮影速度)の $1/2$, または, レーザー発振周波数となる. すなわち, 疑似的にデータを間引いた解析を行うことは, 高速度カメラの撮影周波数やレーザー発振周波数を減少することと等価であり, 時間分解能を変化させたことに相当する. これより, 時間分解能が減少すると, E_u の最大周波数が減少し, 高周波成分(乱流成分)に打ち切り誤差が生じている. また, 200Hz 以下の低周波成分(平均流成分)に時間分解能の影響はほとんど見られないが, 高周波成分(乱流成分)は上側へシフトしており, エイリアス誤差が生じていると考えられる. 以上の傾向は, v 成分にも同様に見られた[図 4.8(b)].

時間フィルター法により得られた平均流の運動エネルギー K_f と乱流運動エネルギー k_f へおよぼす時間分解能の影響を図 4.9 に示す. カットオフ周波数 f_c は 360Hz 一定とした. 平均流の運動エネルギー K_f と乱流運動エネルギー k_f には, それぞれ式(4.1), 式(4.2)を用いて 1 サイクル毎に計算した後, サイクル平均を行った.

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

$$K_f = \frac{1}{2}(\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2) \quad (4.1)$$

$$k_f = \frac{1}{2}(u_f'^2 + v_f'^2) \quad (4.2)$$

ここで、 $\tilde{u}$, $\tilde{v}$ は時間フィルター法により分離された平均流成分の速度、 u_f' , v_f' は乱流成分の速度を示す．これより、時間分解能を 10kHz から 5kHz に低下させても K_f と k_f にほとんど変化は見られない．時間分解能を 2.5kHz まで低下させると、 K_f に大きな変化は見られないものの、 k_f は吸気行程でやや減少する．さらに時間分解能を 1kHz まで低下させると、 K_f は吸気行程で増加し、 k_f は全体的に減少する．以上のことから、本過給エンジンの流動場において、吸気から圧縮行程の k_f を評価する場合には、5kHz 以上の時間分解能が必要である．

ここで、PIV 計測原理より検査領域より小さなスケールの流れは計測できない．そのため、時間分解能が 5～10kHz で、空間分解能により、見かけ上、収束した可能性がある．これについて考察を行う．異なる空間分解能データにおいて時間分解能がおよぼす周波数特性の影響を図 4.10 に示す．図 4.10(a)は、図 4.8(a)で示した空間分解能が 0.6mm における流れの周波数特性である．図 4.10(b)は、図 4.10(a)で解析に用いた同一の粒子画像をもとに、検査領域を 64×64pixel にすることにより得られた空間分解能が 2.4mm における流れの周波数特性である．これより、空間分解能を 2.4mm へと大きく悪化させた場合においても、時間分解能の低下により、打ち切り誤差やエイリアス誤差が発生しており、空間分解能 0.6mm の場合と同様の傾向を示している．次に、異なる空間分解能データにおける時間分解能がおよぼす高周波成分エネルギーの影響を図 4.11 に示す．時間分解能の低下による打ち切り誤差とエイリアス誤差は、周波数空間上では直交する関係となることから、カットオフ周波数以上のエネルギーを積分し、時間分解能の影響を評価する．カットオフ周波数は 360Hz とし、縦軸は、 u , v 速度成分のエネルギー積分値を合算し、さらに時間分解能 10kHz のエネルギー積分値に対する変化率とした．これより、空間分解能 0.6mm の場合、時間分解能の増加にともない、エネルギーが増加するが、時間分解能 5kHz 以上ではその傾きは非常に緩やかになっており、おおむね一定となる．空間分解能 2.4mm の場合、時間分解能 10kHz から 5kHz へ減少させた場合の変化率は、空間分解能 0.6mm と同様であり、さらに時間分解能を 5kHz より小さくすると、エネルギーは大き

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

く減少する傾向を示す．以上のことから，本流動場に時間フィルター法を適用し，吸気から圧縮行程まで乱流評価を行う場合には，5kHz 以上の時間分解能が必要であることが明らかとなり，時間分解能は空間分解能に影響を受けないと考えられる．

本研究では，スペクトルの傾きが変化する周波数をカットオフ周波数 f_c としているが， f_c は吸気行程中盤から圧縮行程後半の流れの積分時間スケールに近い値を示している[56]．流れの積分時間スケールについての考察を行い， f_c の物理的な意味について解析を行った．解析領域内の空間平均された流れの積分時間スケールとピストン速度に関する特性時間 τ_p の比較を図 4.12 に示す．流れの積分時間スケールは，瞬時速度から自己相関係数を計算した後，自己相関係数が 0 となるまで積分して求めた． u ， v 速度成分から得られた流れの積分時間スケールを τ_u ， τ_v と定義する．また， τ_p は，任意のクランク角度 θ での，ボア中心における燃焼室上面からピストントップまでの燃焼室高さ h_p [図 4.1(b)] を瞬時ピストン速度 u_p で除した値と定義した．TDC での h_p は 15mm である．これより， τ_u は吸気行程から圧縮行程に向かって減少する傾向にあるが，その減少は $\theta=180\text{deg}$ BTDC 付近で，一旦緩やかになる． τ_v は， $\theta=240\text{deg}$ BTDC まで減少した後， $\theta=150\text{deg}$ BTDC に向かって再び増加し，その後，減少する． τ_u や τ_v の変化が $\theta=180\text{deg}$ BTDC 付近で変化する要因として，図 4.5 で示したように吸気行程で流入した流れがピストンに衝突し，シリンダー上部にある解析領域へ帰ってくるためであると考えられる．次に， τ_v の θ に対する変化は， τ_p とほぼ同じ傾向を示していることから，ピストン速度の変化は流れの速度変動のうち，比較的大きな時間スケールに影響を与えていることを示していると考えられる．本研究で提案している f_c は，吸気行程中盤の流れの積分時間スケールと近い値を示していることから， f_c は吸気行程時にピストン挙動で生成される比較的大きな流れの時間スケール（周波数）に相当するものと考えられる．これ以降， f_c は，吸気行程中盤である $\theta=270\text{deg}$ BTDC の τ_u ， τ_v の平均値の逆数とする．

ここで，カットオフ周波数を求めるための積分時間スケールが，吸気行程中盤のクランク角度である $\theta=270\text{deg}$ BTDC に相当する物理的な必然性について考察を行う．流れの積分時間スケールは，燃焼室高さ と瞬時ピストン速度から決定されるピストン速度特性時間と関係性が見られることから，燃焼室・吸気ポート形状とピストン速度により誘起される大スケールの流れであると考えられる．この流れは，吸気行程でピストンが下降することにより誘起されるため，吸気行程中盤である $\theta=270\text{deg}$ BTDC の積分時間スケールより求めた周波数を代表として用いている．まず， $\theta=270\text{deg}$ BTDC が吸気行程の代表と成りえるかについて考察を行う．図 4.13(a)に，吸気行程である

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

$\theta=360\sim180\text{degBTDC}$ の積分時間スケールの平均値から求めた周波数を縦軸、横軸に吸気行程中盤である $\theta=270\text{degBTDC}$ の積分時間スケールより求めた周波数を示す。これより、 $\theta=270\text{degBTDC}$ におけるカットオフ周波数は、吸気行程の積分スケールの平均値から求めた周波数とほぼ同じ値となり、両者の相関係数は 0.99 と非常に高い値を示す。すなわち、 $\theta=270\text{degBTDC}$ は、吸気行程を代表するクランク角度であると考えられる。次に、図 4.13(b)にクランク角度に対する瞬時ピストン速度 u_p と平均ピストン速度 U_p の比を示す。これより、吸気行程中盤である $\theta=270\text{degBTDC}$ 付近において u_p は最大となる。ここで、ピストン速度が増加すると流入速度が増加することから(図 2.11 参照)、吸気行程中盤である $\theta=270\text{degBTDC}$ が流入速度に対して最も影響を与えるクランク角度であると考えられる。以上のことから、吸気行程中にピストンの下降により誘起される大スケールの流れは、ピストン速度の最も速いクランク角度である $\theta=270\text{degBTDC}$ の積分時間スケールで代表することができ、これをカットオフ周波数として平均流成分(大スケール)と乱流成分(小スケール)の分離を行っていることになる。

さらに、第3章でカットオフ周波数として用いた流れの周波数特性において、傾きの変わる周波数 f_{slope} と本章でカットオフ周波数として用いる $\theta=270\text{degBTDC}$ の積分時間スケールより求めたカットオフ周波数 f_c の関連性についても考察を行う。 f_{slope} と f_c の比較を図 4.14 に示す。これより、 f_{slope} と f_c の間に高い相関が見られ、相関係数は 0.877 となる。別の観点で両者を比較すると、 f_c は、吸気行程から圧縮行程を 1 周期とした流れの自己相関から得られる積分時間スケールから計算している。一方、 f_{slope} は、吸気行程から圧縮行程を 1 周期としたフーリエ変換により得られる流れの周波数特性(スペクトル)から求めている。ここで、自己相関関数とパワースペクトルはフーリエ変換・逆フーリエ変換の関係[59]があることが知られており、これからも、 f_c と f_{slope} の相関があることが予想される。

流れの積分時間スケールを、流れの積分長さスケールと比較することで別の観点からも解析を行った。流れの積分空間スケールは、瞬時速度分布から空間方向に自己相関係数を計算した後、自己相関係数が 0 となるまで積分して求めた。 u 速度成分をボア方向に求めた長さスケールを L_x 、 v 速度成分をストローク方向に求めた長さスケールを L_y と定義する。また、カットオフ周波数 f_c の逆数と乱流強度の積から求めた長さスケール L_τ とし、 L_τ と L_x 、 L_y の比較を図 4.15 に示す。なお、乱流強度は式(4.2)で計算された乱流運動エネルギー k_f の平方根とした。吸気行程において、 L_x 、 L_y は L_τ に対して小さい値を示す。この要因として、解析領域が流れの積分長さスケールに対して小さいため、 L_x 、 L_y が過小評価されたためと考えられる。圧縮行程において、

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

L_x は L_y に対して近い値を示す．図 4.16 に， $\theta=40.0\text{deg}$ BTDC における時間フィルター法と空間フィルター法により得られた平均流と乱流強度の分布を示す．ここで，空間フィルター法は，カットオフ長さ L_c より小さいスケールを乱流成分，大きいスケールを平均流成分に分離する手法である． $\theta=40\text{deg}$ BTDC における L_x と L_y の平均値を L_c とし， $L_c=8.1\text{mm}$ とした．時間フィルター法により計算された平均流と乱流強度の分布は，空間フィルター法により計算された分布と概ね一致している．よって，流れの自己相関から決定された時間，または，空間スケールにより同程度のスケールの乱流成分を分離できていると考えられる．

4.3.3. 乱流特性に対するピストントップ形状の影響

時間フィルター法を用いて，種々の運転条件にて本過給エンジンの乱流特性を解析した．エンジン回転数 Ne が異なる場合の K_f と k_f の比較を図 4.17(a)(b) にそれぞれ示す．運転条件は， $Ne=700\text{rpm}$ ， 1500rpm と 2000rpm WOT で， f_c は 222Hz ， 360Hz と 640Hz とした．また， K_f と k_f は，図 4.1(b) に示した解析領域の空間平均を 1 サイクル毎に計算した後，サイクル平均を行った．これより， Ne の増加により K_f と k_f はともに増加しており，一般的に言われているエンジン回転数が増加すると乱流が強くなる傾向が見られる．次に， θ に対する傾向として， K_f は $\theta=300\sim 270\text{deg}$ BTDC で最大となった後に減少し， $\theta=40\text{deg}$ BTDC 付近で再び最大となり，その後，減少する． k_f もほぼ同様の变化を示すが， $\theta=40\text{deg}$ BTDC 付近で K_f が減少した後に k_f は増加しており，圧縮行程後半において，やや傾向が異なる．これは，圧縮行程後半において，平均流成分から乱流成分へエネルギーが移動していることを示しており，乱れの生成が行われていると考えられる．以上のことから，エンジン回転数の違いにより予想される乱流特性が得られており，過給エンジンのような強流動場においても，本手法による平均流と乱流の分離が可能であると考えられる．

燃焼促進に有効である流動強化法の 1 つとして，ピストントップ形状の最適化が挙げられる[24]．ピストントップ形状がおよぼす流動への影響を図 4.18 に示す．キャビティピストン，フラットピストンの形状はともに図 4.4 に示したものをを用いた．上段に速度，中段に平均流成分の速度，下段に k_f を示しており，いずれもサイクル平均した結果である．これより， $\theta=180\text{deg}$ BTDC で，キャビティピストンの場合[図 4.18(a)]，吸気側にピストントップにより上昇流に変換されたと考えられる流れが観察される．平均流成分の速度分布もほぼ同様の傾向を示す．フラットピストンの場合[図 4.18(b)]，前述

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

の上昇流は観察されず、吸気バルブから流入する流れのみが存在する。平均流成分もほぼ同様の分布であり、キャビティピストンに対しては全体的に速度が遅い。圧縮行程後半である $\theta=40\text{deg}$ BTDC で、キャビティピストンの場合、排気側から吸気側へ向かう速い流れが存在する。フラットピストンの場合、この流れは存在するものの、速度は遅い。また、平均流成分も同様の傾向である。 k_f を比較すると、フラットピストンに対してキャビティピストンの k_f は $\theta=40\text{deg}$ BTDC で約 2 倍の値を示す。燃焼室内の流動はエンジン構造上の制約により計測を行えてないが、燃焼室内においてもキャビティピストンの k_f は、フラットピストンより高い値を示すと予想され、キャビティピストンによる燃焼促進が予想される。

4.4. 本章の結論

本章では、強流動ポートと透明スリーブを有する可視化エンジンに、第 3 章で開発した時間フィルター法を適用し、強流動場における乱流特性の解析を行った結果、以下の結論を得た。

1. 吸気行程で生成されたタンブル流は圧縮行程後半まで保存されており、タンブル渦中心の軌道はシリンダー内を時計回りに移動する。
2. エンジン筒内において、時間分解能 10kHz もの高速による乱流分布計測を世界で初めて実施した。本流動場に時間フィルター法を適用し、吸気から圧縮行程まで乱流評価を行う場合には、5kHz 以上の時間分解能が必要である。
3. 時間フィルター法で提案しているカットオフ周波数は、吸気行程時にピストン挙動で生成される比較的大きい流れのスケール（周波数）に相当する。
4. エンジン回転数の違いにより予想される乱流特性が得られていることから、過給エンジンのような強流動場においても本手法による平均流と乱流の分離が可能である。
5. 流動強化に対しては、吸気行程で生成された流れを効率良くタンブル流に変換するピストントップ形状が有効である。

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

表 4.1: 単気筒可視化エンジンの主要諸元.

Engine	An optical single cylinder engine with a quartz sleeve
Bore×Stroke	73mm×89.4mm
Displacement	374cm ³
Valve train	DOHC 4valves

表 4.2: 計測条件.

Engine speed	Throttle opening	Cycle number	Δt [μ s]
700rpm	WOT	28	25
1500rpm	WOT	50	15
2000rpm	WOT	50	10

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

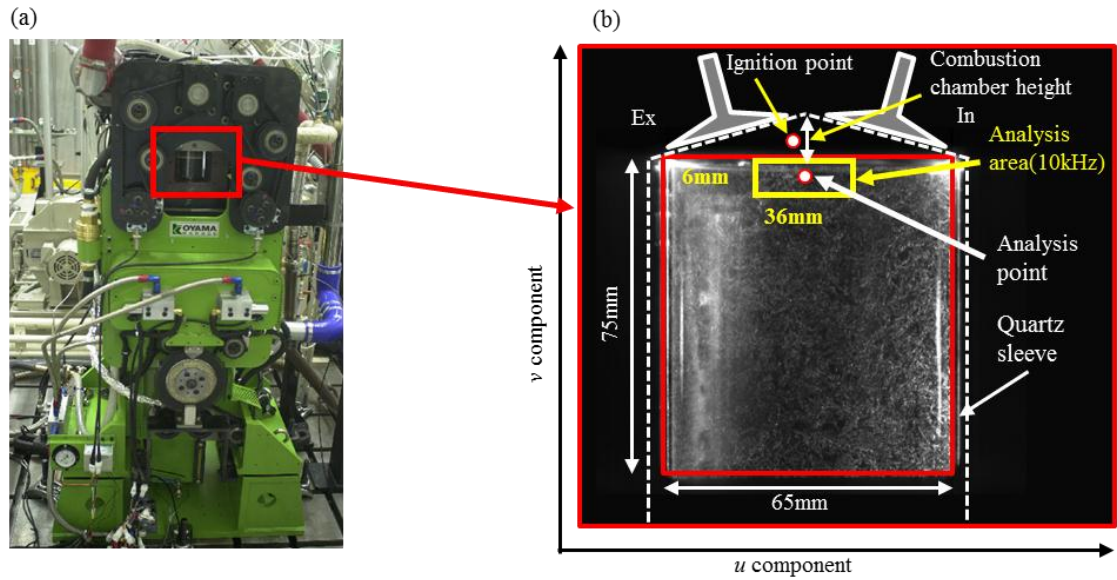


図 4.1: (a)単気筒可視化エンジンの外観, (b)計測・解析領域.

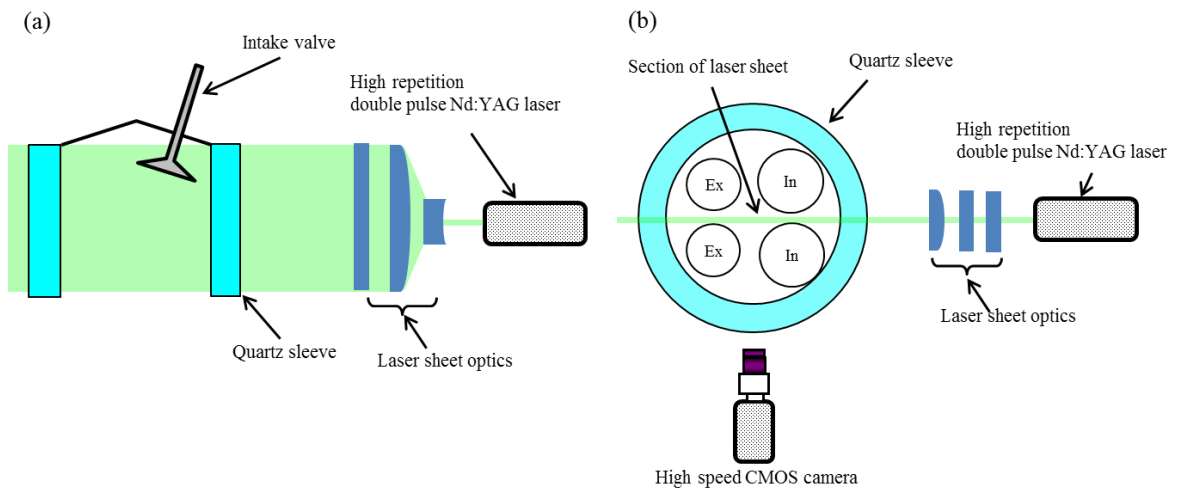


図 4.2: 計測装置の概要, (a)側面図, (b)上面図.

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

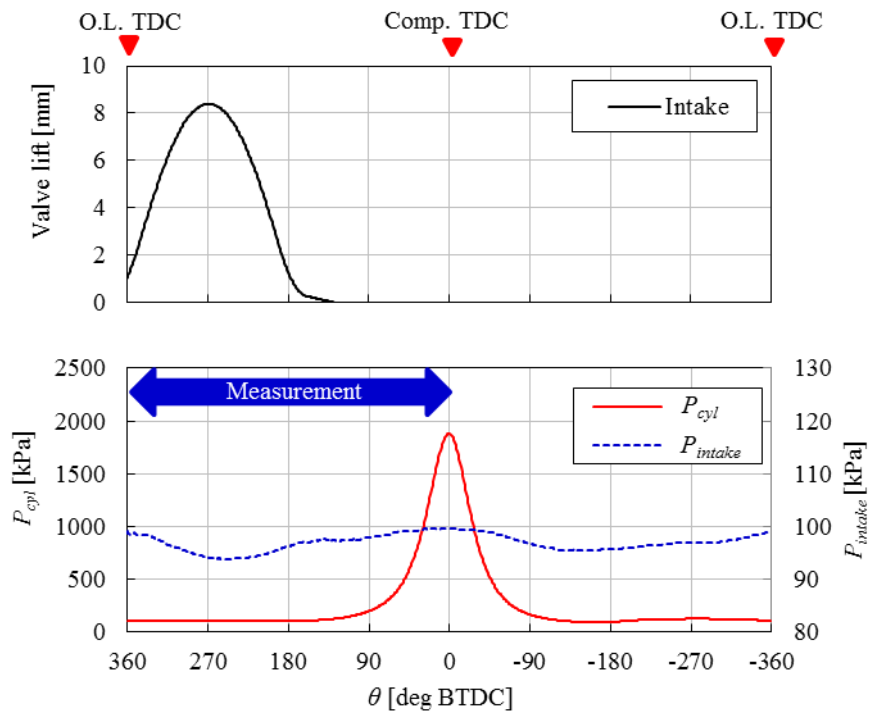


図 4.3: 計測クランク角度.

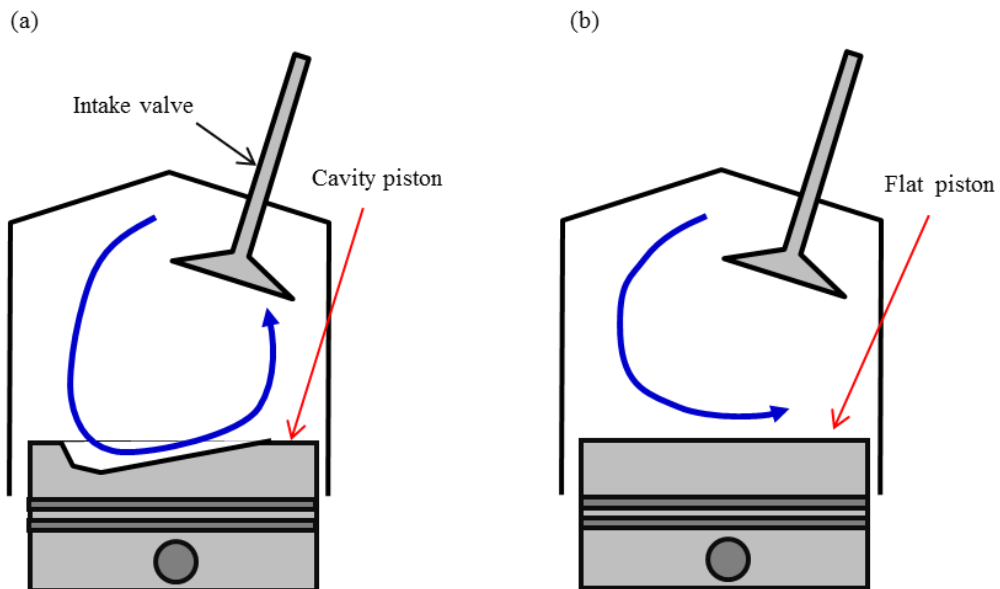


図 4.4: ピストントップ形状と予想される筒内流動パターン, (a)キャビティピストン, (b)フラットピストン.

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

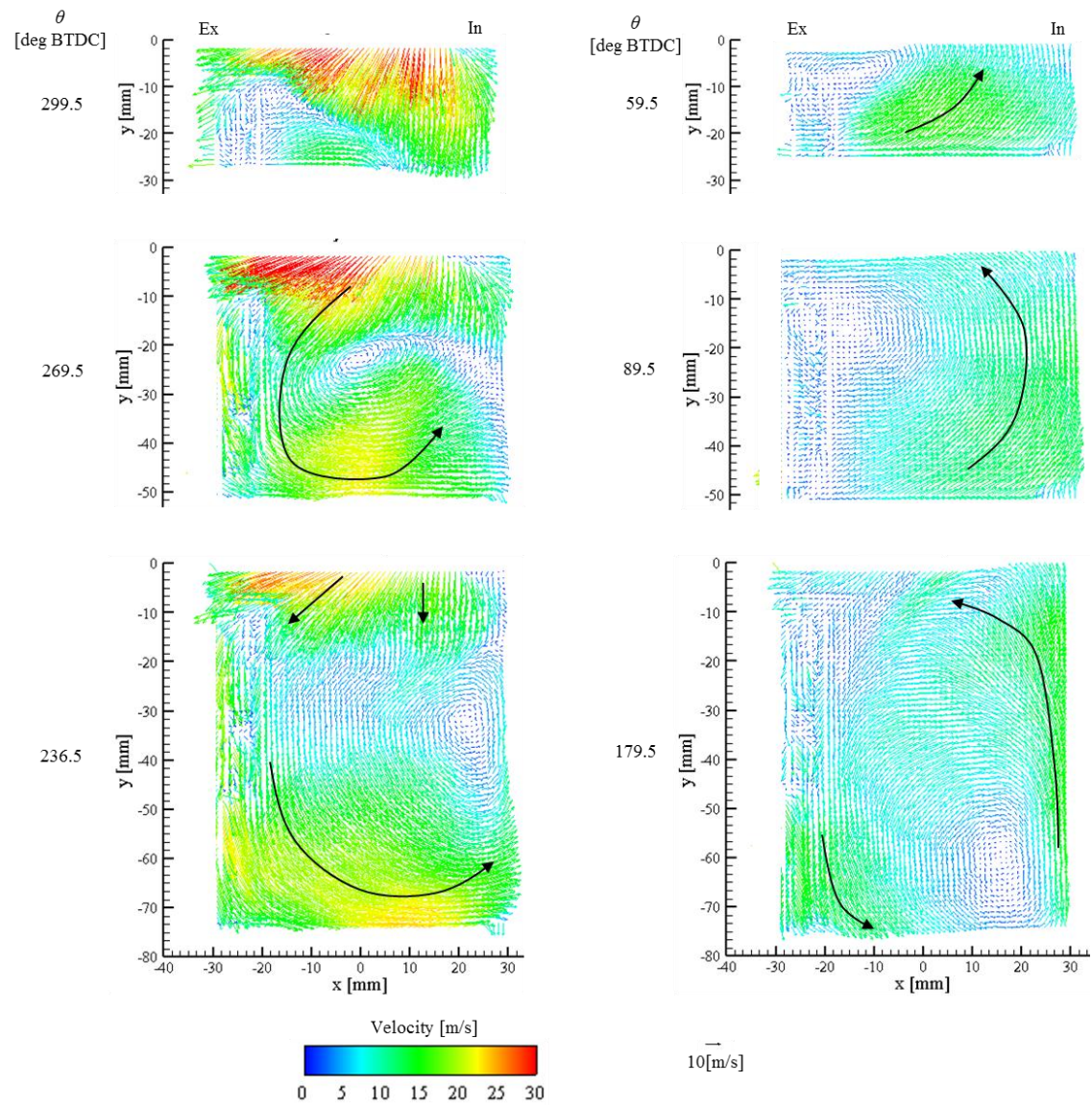


図 4.5: 筒内速度分布 ($N_e=1500\text{rpm}$ WOT, 時間分解能 3kHz) .

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

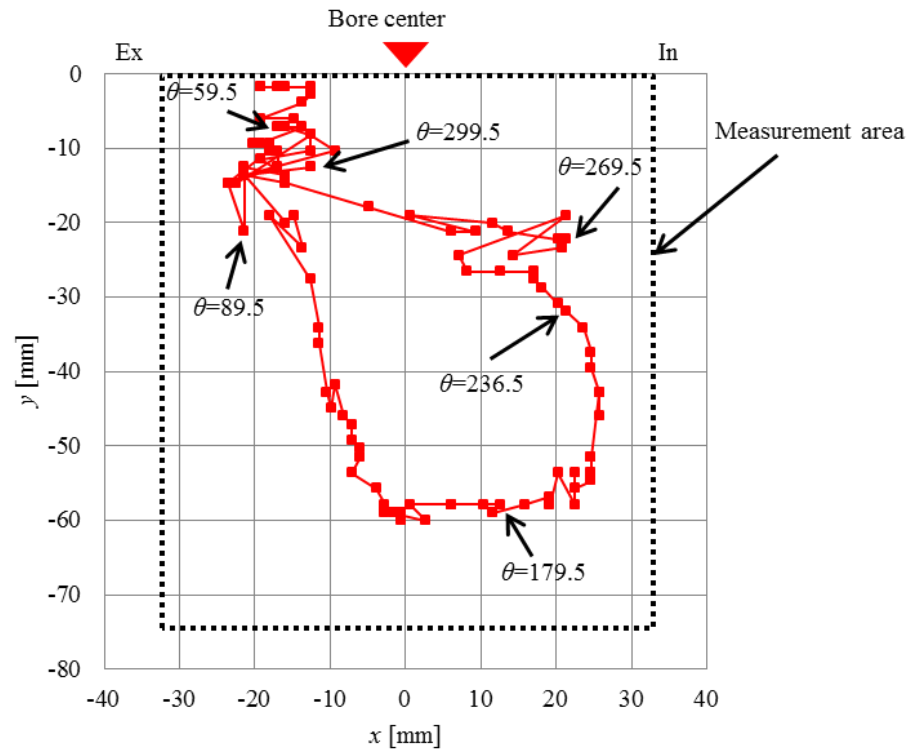


図 4.6: タンブル渦中心の軌道 ($N_e=1500\text{rpm}$ WOT) .

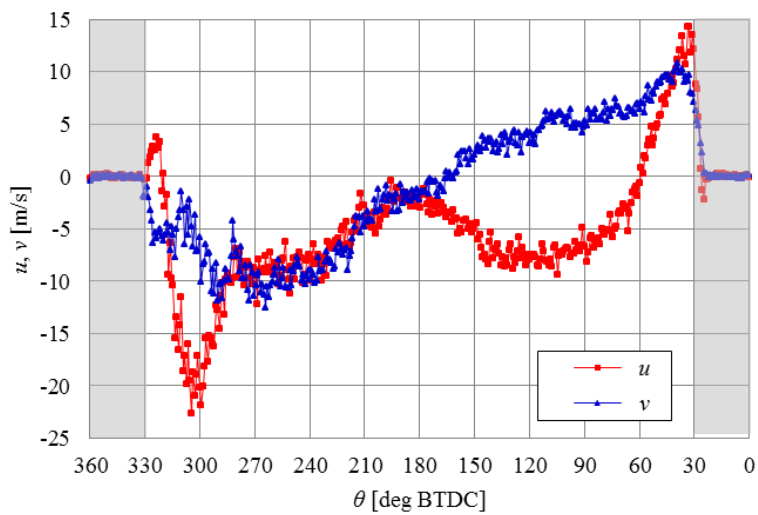


図 4.7: サイクル平均速度 (解析ポイント, $N_e=1500\text{rpm}$ WOT) .

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

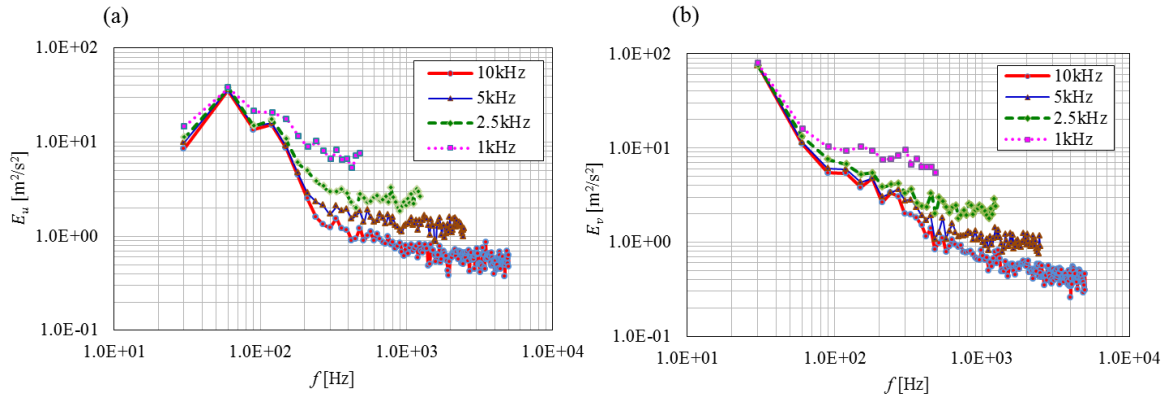


図 4.8: エネルギースペクトルへおよぼす時間分解能の影響 (解析ポイント), (a) u 速度成分, (b) v 速度成分.

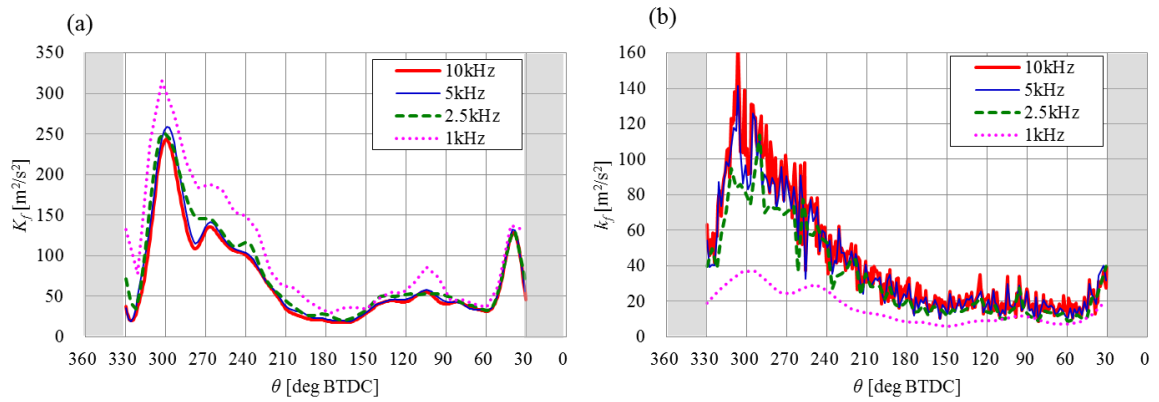


図 4.9: 運動エネルギーへおよぼす時間分解能の影響 (解析ポイント, カットオフ周波数 $f_c=360\text{Hz}$), (a) 平均流成分の運動エネルギー K_f , (b) 乱流運動エネルギー k_f .

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

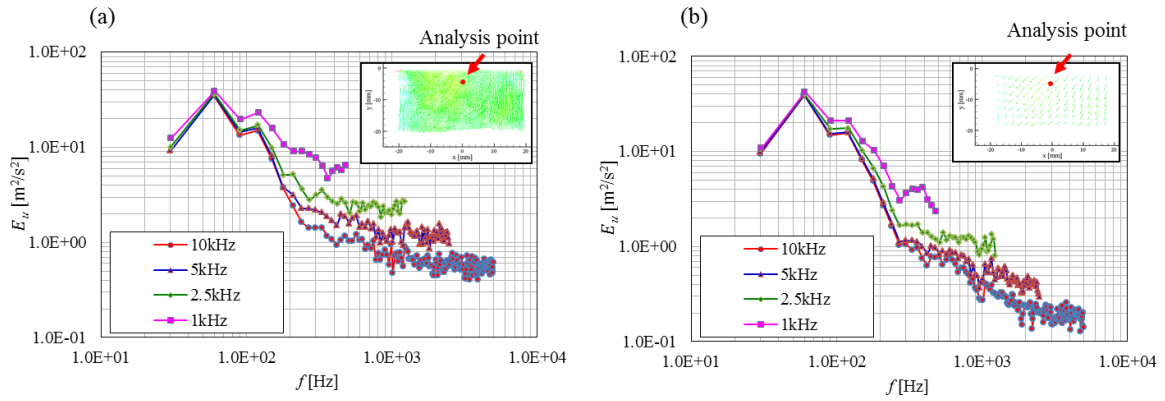


図 4.10: 異なる空間分解能データにおける時間分解能がおよぼす周波数特性への影響 (解析ポイント, u 速度成分), (a)空間分解能 0.6mm, (b)空間分解能 2.4mm.

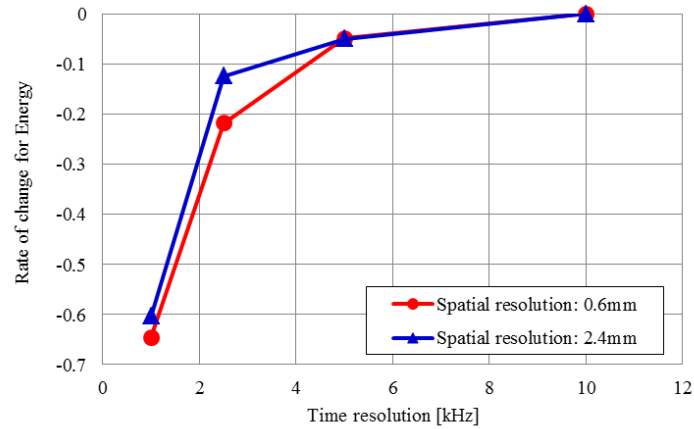


図 4.11: 異なる空間分解能データにおける時間分解能がおよぼす高周波成分エネルギーへの影響 (解析ポイント, カットオフ周波数 $f_c=360$ Hz).

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

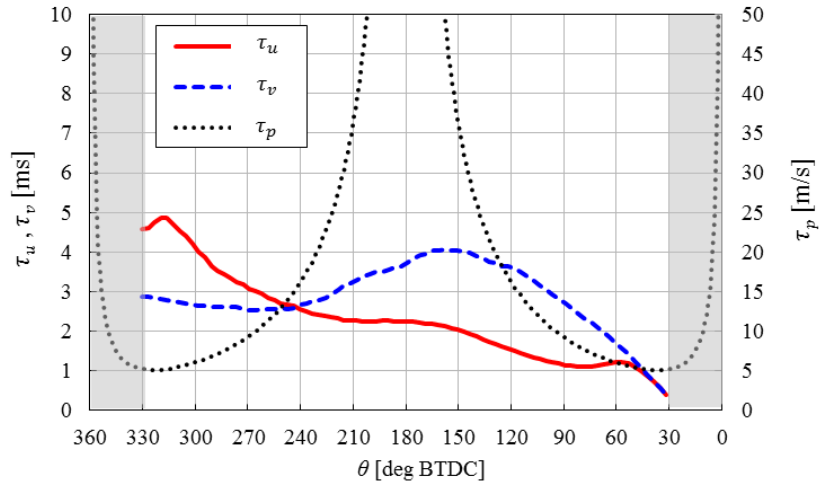


図 4.12: 流れの積分時間スケール τ_u , τ_v とピストン速度に関する特性時間 τ_p の関係（空間平均）。

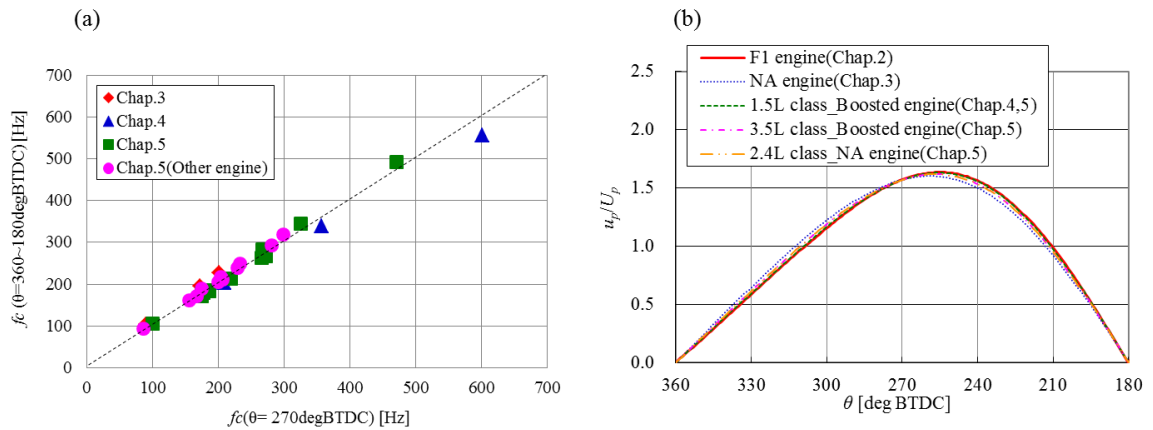


図 4.13: (a) 吸気行程中盤の積分時間スケールより求めたカットオフ周波数 $f_c(\theta=270\text{degBTDC})$ と吸気行程平均値 $f_c(\theta=360-180\text{degBTDC})$ の関係, (b) クランク角度 θ と瞬時ピストン速度 u_p の関係。

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

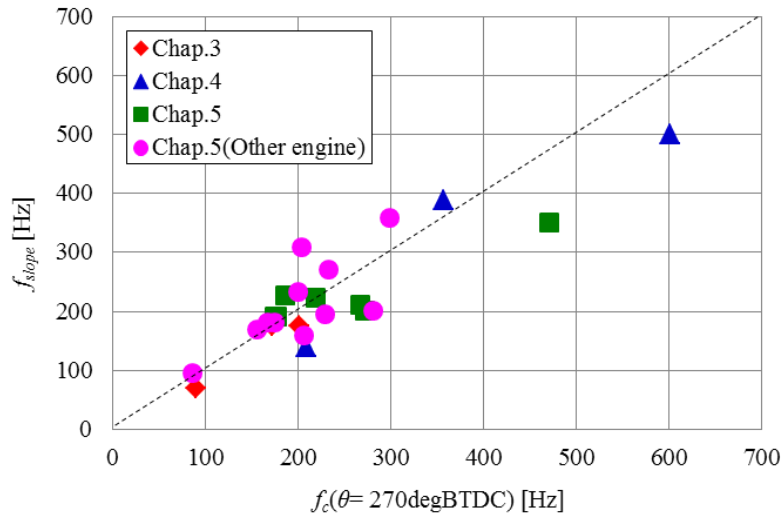


図 4.14: 流れの周波数特性で傾きの変わる周波数 f_{slope} と $\theta=270\text{degBTDC}$ における流れの積分時間スケールより求めたカットオフ周波数 f_c の関係。

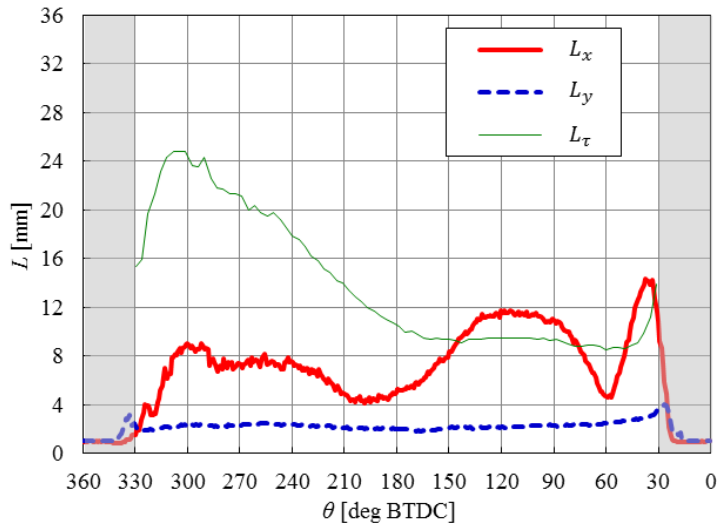


図 4.15. 時間フィルター法により得られた積分長さスケール L_τ と空間フィルターより得られた積分長さスケール L_x , L_y の比較（空間平均）。

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

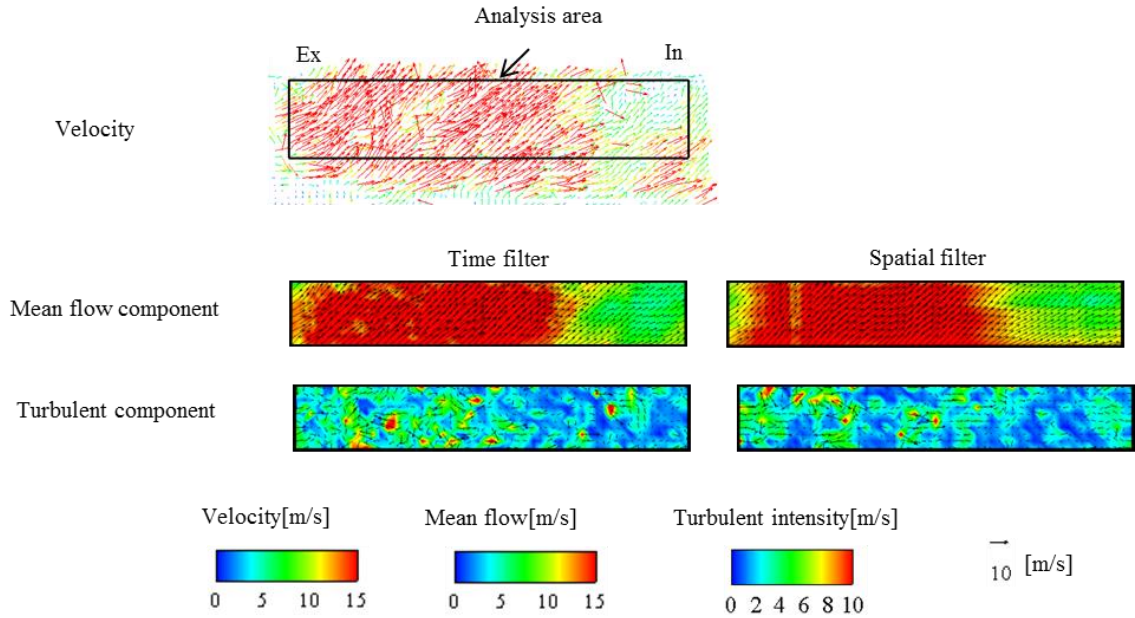


図 4.16: 時間フィルター法と空間フィルター法により得られた平均流速と乱流強度の分布 (カットオフ周波数 360Hz, カットオフ長さ 8.1mm, $Ne=1500\text{rpm}$ WOT, $\theta=40.0\text{deg}$ BTDC) .

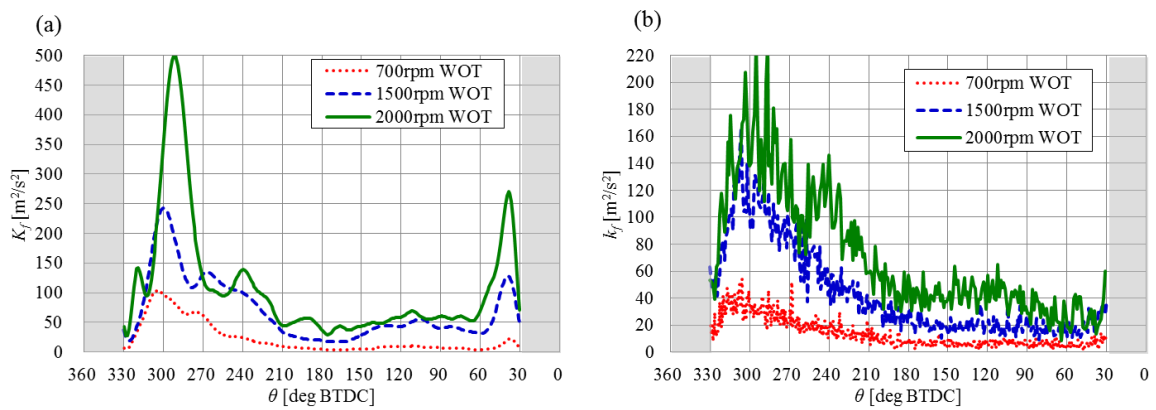


図 4.17: 異なるエンジン回転数におけるエネルギーの比較 (空間平均), (a) 平均流成分の運動エネルギー K_f , (b)乱流運動エネルギー k_f .

第4章 過給 GDI エンジンの筒内流動解析

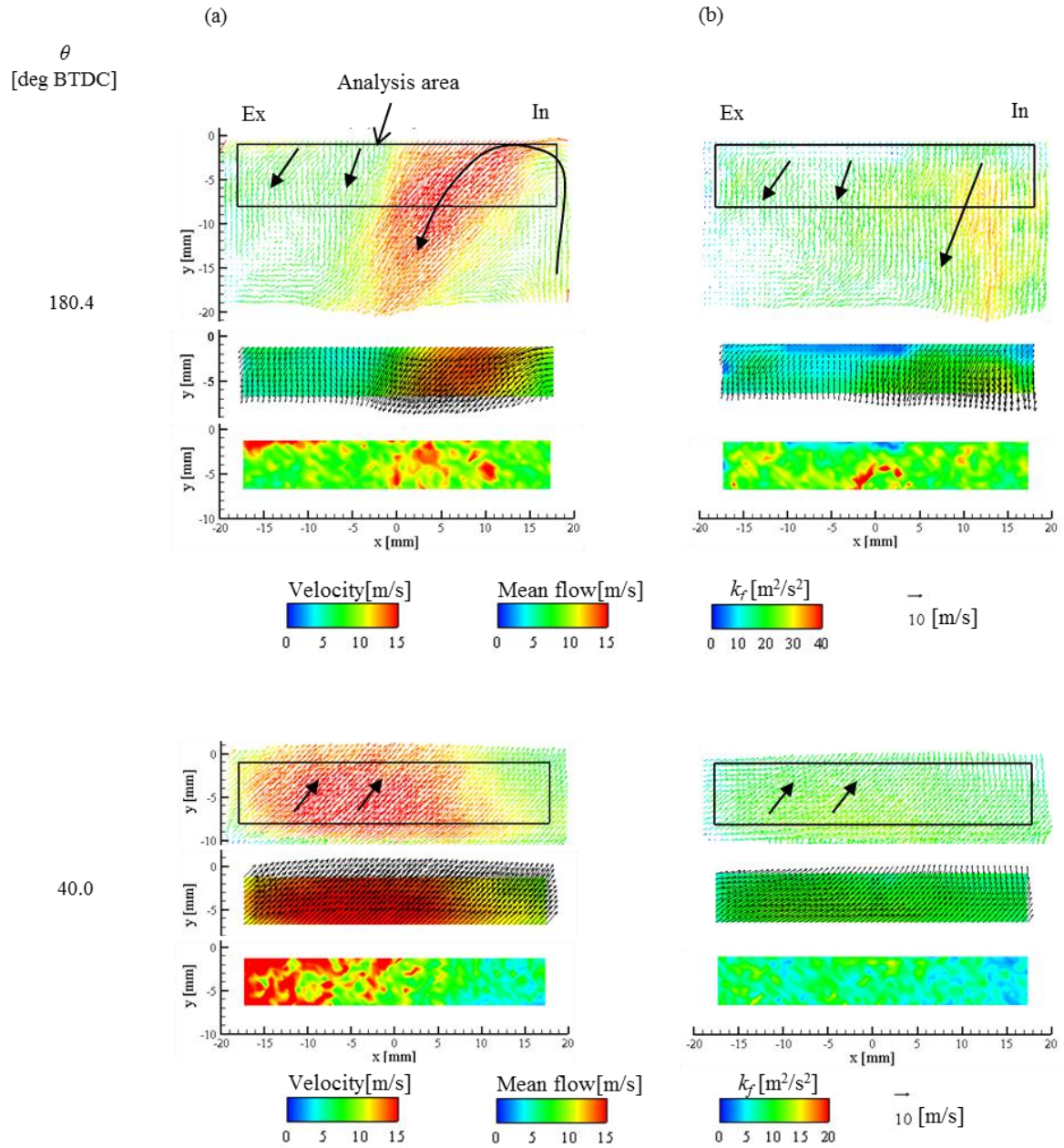


図 4.18: ピストントップ形状がおよぼす流動への影響 ($N_e=1500$ rpm WOT),
(a)キャビティピストン, (b)フラットピストン.

第5章

吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と 燃焼促進

5.1. はじめに

第4章では、強流動ポートを持つ過給ダウンサイジングエンジンに、第3章で開発した時間フィルター法を適用し、強流動場における乱流特性の解明を行った。エンジン筒内では世界初となる高速 PIV による時間分解能 10kHz で計測された速度をもとにして、乱流解析に必要な時間分解能を明らかにした。また、時間フィルター法で用いるカットオフ周波数について考察を行い、その物理的意味を明らかにした。最後に、エンジン回転数やピストントップ形状が乱流特性へおよぼす影響を解析し、過給ダウンサイジングエンジンの筒内乱流特性を解明し、時間フィルター法の強流動場適用への有用性を明らかにした。

本章では、過給ダウンサイジングエンジンにおいて、高回転域でチョーキングによる最大出力低下を低減させるための吸気切換えデバイスであるタンプルコントロールバルブ TCV の乱流特性を明らかにすることを目的とする。まず、高速 PIV により計測された速度分布より、隔壁長さやフラップ位置等の TCV 諸元変更による流動・乱流特性を明らかにする。次に、得られた乱流特性と同諸元を持つ実機エンジンの燃焼特性の相関性を比較し、TCV が燃焼促進に対して有効なデバイスであることを証明する。

5.2. 実験装置・計測条件

5.2.1. エンジン諸元

表 5.1 に単気筒可視化エンジン主要諸元、図 5.1 にその外観を示す。エンジンは石英製の透明スリーブを有する単気筒可視化エンジン（小山ガレージ製）である。ボア径は 73mm、ストロークは 89.4mm で、吸気と排気バルブはそれぞれ 2 つずつ備えている。ヘッドとブロックの間には透明スリーブが設置されている。第4章で用いた可視化エンジンに対して、ヘッドをガスケット面から燃焼室方向へ削り込むことによりガスケット面をエンジン上方へ移動させ、さらに透明スリーブをヘッド方向へ延長させることにより、シリンダーから燃焼室をつなぎ目無く可視化することが可能となっている（図 5.2）。ピストントップには石英製ピストンウィンドウが設置されており、延長ピストンの内側に設置された角度 45° のミラー（以下、 45° ミラー）により燃焼室下側からの可視化も可能である。

TCV の部品構成を図 5.3 に示す。隔壁は吸気ポート内の中心位置で、ポートを上下に分割するように挿入され、仕様の変更は差し替えにより行われる。

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

フラップはスパーサー内に設置され、スパーサーを交換することにより、TCV 有無やフラップ形状の仕様変更が行われる。

5.2.2. 計測装置

実験・計測装置の概要を図 5.4 に示す。速度の計測には高速 PIV システムを用いた。光源に高繰り返しダブルパルス Nd:YAG レーザー (Lee, LDP-50MQG) を用い、レーザー光の波長は 532nm である。粒子画像の撮影には高速度 CMOS カメラ (Photron, APX-RS) を用いた。撮影速度を 20kfps, 空間解像度を 512×256pixel で撮影を行った。レーザー光はシリンドリカルレンズにより、厚さ 0.5mm のシート状に引き伸ばされた後、45° ミラーとピストンウィンドウを通過させて、下側から燃焼室内へ照射される。計測位置はボアセンターである。トレーサーに粒径 $\phi=3\mu\text{m}$ の SiO_2 (鈴木油脂工業, ゴッドボール B-6C) を用い、スロットル直後の吸気チャンバーからエンジン内に吸入させ、できるだけ均一に分布するように配慮した。トレーサーの流体追従性として、トレーサー粒子の周波数応答性は 10kHz の速度変動に対して約 94% である (図 3.5 参照)。また、遠心力が働いた場合の流体に対するトレーサー粒子の追従性をストークス数により評価した結果、テイラーマイクロスケール程度まで追従していると考えられる (3.2.2 項参照)。

計測・解析領域を図 5.5 に示す。計測範囲は燃焼室内の横 46.6mm, 縦 24mm である。計測時、点火プラグは取り外され、先端が燃焼室壁面と同じ位置となるダミープラグが取り付けられる。参考として、点火プラグの着火位置を赤丸で図中に示す。空間平均する場合、吸気バルブにより隠されない横 8mm, 縦 4mm の範囲を対象とした。計測クランク角度は、吸気 TDC (Top Dead Center) 付近であるクランク角度 $\theta=360\text{deg}$ BTDC から圧縮 TDC 後である $\theta=-62.6\text{deg}$ BTDC までとし、これを複数サイクルにわたり計測した。得られた粒子画像は市販の PIV 解析ソフト (西華産業, Koncert ver2.0) により解析された。解析アルゴリズムには再帰的 FFT 相互相関法を用い、検査領域を 64×64pixel から 16×16pixel まで 3 段階に変化させ、オーバーラップを 50% とした。得られた速度ベクトルの時間分解能は 10kHz で、空間分解能は 1.6mm である。燃焼室ボア方向の速度を u 成分、ピストンストローク方向の速度を v 成分と定義する。また、複数サイクルの計測データを同一クランク角度で平均することをサイクル平均と定義する。なお、計測サイクル数は、カメラに搭載されたメモリにより制限され、50 サイクルである。

5.2.3. 計測条件

TCV の主要諸元を表 5.2 に示す. フラップにより隔壁の下側通路を塞いだ場合, 空気は隔壁の上側通路を流れることから, この仕様を「上流し」と呼び, UF (Upper Flow) と表記する. 逆に, フラップにより隔壁の上側通路を塞いだ場合, 空気は隔壁の下側通路を流れることから「下流し」と呼び, LF (Lower Flow) と表記する. 隔壁長さ L_{plate} は, 45mm, 69.9mm, 92.8mm の 3 種類である. L_{plate} が長い程, 隔壁の先端位置が吸気バルブシステムに近づくため, 隔壁先端から吸気バルブシステムまでの距離 G_{plate} は, 50mm, 25mm, 2mm と小さくなる. 以後, 隔壁先端から吸気バルブシステムまでの距離を TCV の代表的な諸元として, 「上流し」で $G_{plate}=2\text{mm}$ の場合, フラップと隔壁の仕様をまとめて UF2mm と表記する.

計測条件を表 5.3 に示す. エンジン回転数 $Ne=1500\text{rpm}$, スロットル開度は WOT (Wide Open Throttle) である. 吸入空気量は, スーパーチャージャーによる過給で変化させた. TCV 全仕様の流動特性を解析する場合, 過給無しでテストを行い, その時の吸気管内圧力 $P_{intake}=95\text{kPa}$, 体積効率 $\eta_v=45\%$ であった. 吸入空気量の影響を解析する場合, TCV は UF2mm の 1 仕様とし, $P_{intake}=100\text{kPa}$ と 140kPa に設定し, 体積効率はそれぞれ $\eta_v=72\%$, 135% であった.

5.3. 吸気切換えデバイスによる筒内流動強化

5.3.1. TCV による大域的流動特性の変化

TCV により, さらなる流動強化を行った場合, 吸気ポート絞りにより吸気抵抗が増えることから, トータルのエンジンシステム性能に大きな影響をおよぼす. この影響を明らかにするため, 定常流にてタンブル比と流量係数の特性を解析した. まず, 流動強化の特性を解析するために定常流におけるタンブル比の計測を行った. エンジンヘッド下側に取り付けられたアクリル製透明スリーブ内の定常的な流れを, ステレオ PIV システム (Flowtech Research, FtrLFV E1000) により, 200 ペアの粒子画像を計測した. 図 5.6 に定常流におけるタンブル比の計算方法を模式的に示す. 計測断面はガスカート面より下方へ 36.5mm (ボアの 1/2) の位置である. 200 ペアの粒子画像により得られた速度分布から平均速度分布を求め, その速度 3 成分のうち計測断面を鉛直方向に横切る速度成分 w を用いて, 各バルブリフトにおけるタンブル比 TR_{lift} と計測場の角速度 ω_{lift} を求めた. 計算には, それぞれ式(5.1), 式(5.2)を用いた[60][61].

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

$$TR_{lift} = \frac{\omega_{lift}}{\omega_{mot}} \quad (5.1)$$

$$\omega_{lift} = \frac{\sum(w_i - \bar{w})r_i A_i}{\sum(r_i^2 A_i)} \quad (5.2)$$

ここで、 ω_{mot} は基準となる角速度である．また、 i は PIV 解析格子を示し、 r は回転中心からの距離、 A は格子面積、 $\bar{w}$ は w の空間平均値である．なお、回転中心はボアセンターとした．通常、 ω_{mot} の計算にはエンジクランク角速度を用いるが、定常流における ω_{mot} は $\bar{w}$ とエンジンストローク s を用いて、式(5.3)より求めた．

$$\omega_{mot} = \frac{\pi \bar{w}}{s} \quad (5.3)$$

次に、TCV によるポート絞りがエンジンシステム性能へ与える影響として、流量係数低下によりエンジン回転数を増加させても出力が増加しないことが挙げられる．流量係数は値が大きいほど吸気抵抗が小さいことを意味するが、よりエンジンへ与える影響を想像しやすくするために、流量係数から限界回転数 Ne_{limit} を計算する．ここで、吸入通路抵抗と成りえる最小断面積は吸入空気速度により異なり、式(5.4)により得られる吸入空気速度と音速の比である吸気速度係数 M_i が 0.5 を超えると、体積効率が減少することが経験的に知られている[62][63]．

$$M_i = \frac{U_p A_p}{a_i A_v C_{fm}} \quad (5.4)$$

ここで、 U_p は平均ピストン速度、 A_p はピストン面積、 A_v は吸気バルブ面積、 C_{fm} は平均流量係数、 a_i は吸気管内音速である．平均ピストン速度は、ストローク s とエンジン回転数 Ne を用いて、 $U_p = (s \times Ne)/30$ で表すことができることから、 M_i は式(5.5)のように変形することができる．

$$M_i = \frac{U_p A_p}{a_i A_v C_{fm}} = \frac{V_s}{a_i A_v C_{fm} \frac{30}{Ne}} \quad (5.5)$$

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

ここで、 V_s は排気量で、 $V_s=s \times A_p$ の関係より計算を行った。前述したように、吸気速度係数 M_i が 0.5 を超えると体積効率の減少が起こるため、 $M_i=0.5$ となる回転数を限界回転数 Ne_{limit} と定義する。

定常流における平均タンブル比 TR_m 、平均流量係数 C_{fm} と限界回転数 Ne_{limit} の関係を図 5.7 に示す。 TR_m は、クランク角度 θ におけるバルブリフトカーブと、それに対応するタンブル比 TR_{lift} から、式(5.6)により計算を行った。

$$TR_m = \frac{1}{180} \int TR_{lift} \left(\frac{u_p(\theta)}{U_p} \right)^2 d\theta \quad (5.6)$$

ここで、積分範囲は吸気行程（クランク角度 180° ）とし、 u_p は瞬時ピストン速度、 U_p は平均ピストン速度である。また、平均流量係数は、同時に計測された各バルブリフトにおける流量係数とバルブリフトカーブより計算を行った。これより、全体的な傾向として、TCV により TR_m を増加させると、それによってもなつて C_{fm} が減少する。これは、吸気ポート断面積の減少により、筒内への流入速度が増加するが、その反面、吸気抵抗が増加することを意味する。平均タンブル比に着目すると、TCV 無しの場合、 $TR_m=1.7$ 、TCV UF2mm の場合、 $TR_m=3.2$ となる。TCV UF2mm の仕様が最も高い平均タンブル比を示すが、 Ne_{limit} は 3895rpm となり、エンジン回転数をこれ以上増加させてもチョーキングによる出力低下が発生する。そのため、TCV のフラップを高回転時に開くことにより、 Ne_{limit} を 5800rpm 程度まで増加することができ、出力低下を抑制することが可能となる。以上のことから、TCV により、流動強化による熱効率向上と吸気抵抗低減による出力向上の両立が可能になると考えられる。

ここから、可視化エンジンを用いて TCV の流動特性を解析する。TCV 無し、TCV UF2mm と TCV LF2mm の場合の可視化エンジンにて計測された速度分布を図 5.8(a)(b)(c)にそれぞれ示す。いずれもサイクル平均された分布であり、渦中心を赤丸で図中に示している。計測条件は過給無し（ $P_{intake}=95\text{kPa}$ ）である。吸気行程前半である $\theta=300.1\text{deg BTDC}$ で、TCV 無しの場合、バルブ全周より空気が流入している。これに対して、TCV UF2mm の場合、吸気バルブ下側からの流入が抑制され、排気側へ向かう流れが支配的となっている。TCV LF2mm の場合、吸気バルブ下側からの流れが見られ、排気側へ向かう流れは見られない。吸気行程中盤である $\theta=270.4\text{deg BTDC}$ で、TCV UF2mm の場合、ピストンに衝突して上昇流に変換された流れが見られるが、TCV LF2mm の場合、排気側から吸気側へ回転する流れ（逆タンブル流）が見られる。吸気行程後半である $\theta=180.4\text{deg BTDC}$ で、TCV UF2mm

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

の場合、ピストンに衝突した上昇流はさらに顕著となり、TCV 無しに対して速度が速い。TCV LF2mm の場合、TCV UF2mm に見られるような速い流れは見られない。圧縮行程中盤である $\theta=90.4\text{deg}$ BTDC で、TCV 無しの場合、ボアセンターよりやや排気側へオフセットした渦中心を持つタンブル流が見られる。TCV UF2mm の場合も同様にタンブル流が生成されているが、その渦中心はボアセンター付近に存在し、速度が速い。以上のことから、隔壁の上側通路を流すと排気側へ流入する流れが支配的となり、圧縮行程の速度が増加する。また、隔壁の下側通路を流すと吸気バルブ下側からの流入が支配的となり、逆タンブル流の形成により圧縮行程後半の速度が減少することが明らかになった。

隔壁先端から吸気バルブシステムまでの距離 G_{plate} を変化した場合の速度分布比較を図 5.9 に示す。計測条件は過給無し ($P_{intake}=95\text{kPa}$) で、図 5.9(a)TCV 無し、(b)TCV UF2mm、(c)TCV UF25mm、(d)TCV UF50mm をそれぞれ示す。吸気行程前半である $\theta=300.1\text{deg}$ BTDC で、TCV UF2mm の場合、排気側へ向かう流れが支配的であり、 G_{plate} の増加とともに吸気バルブ下側へ流入する流れが見られる。吸気行程中盤である $\theta=270.4\text{deg}$ BTDC で、TCV UF2mm の場合、ピストントップに衝突したと考えられる上昇流が見られるが、この上昇流は G_{plate} の増加とともに見られなくなる。圧縮行程後半である $\theta=30.1\text{deg}$ BTDC で、TCV UF2mm の場合、 G_{plate} の増加により渦中心の位置は大きく変化しないものの速度は減少する。以上のことから、隔壁先端を吸気バルブシステムへ近づけることにより、筒内の排気側へ向かう流れが支配的となり、圧縮行程後半の速度が増加することが明らかになった。

5.3.2. TCV による乱流特性の変化

乱流成分の分離には、第 3 章で提案した時間フィルター法を用いた[56]。本手法の特徴は、カットオフ周波数 f_c より高い周波成分を乱流成分とすることにより、燃焼促進に寄与しないと考えられる平均流成分（低周波成分）のサイクル変動分を乱流成分に含めないことである。そのため、得られる乱流成分は燃焼特性との相関性が高いと考えられる。 f_c は、吸気行程時にピストン挙動で生成される比較的大きい流れの時間スケールに相当し、吸気行程中盤である $\theta=270\text{deg}$ BTDC の流れの積分時間スケールの逆数としている[55]。図 5.10(a)に隔壁先端から吸気バルブシステムまでの距離である G_{plate} を変化した場合の u 速度成分の流れのエネルギースペクトル E_u と f_c の関係を示す。ここで、 E_u はクランク角度 $\theta=360\text{deg}$ BTDC から $\theta=-62.6\text{deg}$ BTDC を 1 周期とし、離散フーリエ変換により 1 サイクル毎に計算された後、サイクル平均

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

して計算される．計測条件は過給無し ($P_{intake}=95\text{kPa}$) である．TCV 無し，TCV UF2mm，TCV UF25mm，TCV UF50mm の f_c は 267Hz，219Hz，185Hz，272Hz とし，これらを図中に矢印で示す．これより，得られた f_c は， E_u の傾きが増加する周波数におおむね相当しており，流れの変動特性が変化している周波数をカットオフ周波数としていることが分かる．図 5.10(b) に v 速度成分の流れのエネルギースペクトル E_v と f_c の関係を示す． v 速度成分の場合も同様に得られた f_c は E_v の傾きが増加する周波数におおむね相当している．

図 5.11(a) に，隔壁先端から吸気バルブシステムまでの距離 G_{plate} が乱流運動エネルギー k_f におよぼす影響を示す．TCV 無し，TCV UF2mm，TCV UF25mm，TCV UF50mm の f_c は，前述の 267Hz，219Hz，185Hz，272Hz をそれぞれ用いた．また， k_f は，式(5.7)を用いて 1 サイクル毎に計算し，空間平均を行った後，サイクル平均を行った．

$$k_f = \frac{1}{2}(u_f'^2 + v_f'^2) \quad (5.7)$$

ここで， u_f' ， v_f' は時間フィルター法により分離された乱流成分の速度を示す．吸気行程 ($\theta=360\sim180\text{deg BTDC}$) で，TCV UF2mm の k_f は TCV 無しの場合に対して減少しているが，TCV UF25mm，TCV UF50mm へと G_{plate} を増加させると k_f は増加する．圧縮行程 ($\theta=180\sim0\text{deg BTDC}$) で，TCV UF2mm の k_f は TCV 無しの場合に対して増加するが，TCV UF 25mm，TCV UF50mm へと G_{plate} を増加させると k_f は減少し，TCV 無しの場合の k_f に近づく．これより， G_{plate} が小さいほど圧縮行程後半の k_f が増加する傾向にある．次にフラップ位置が k_f におよぼす影響を図 5.11(b) に示す．いずれも $G_{plate}=2\text{mm}$ とし，TCV LF2mm のカットオフ周波数は $f_c=470\text{Hz}$ とした．TCV LF2mm の場合の k_f は，TCV UF2mm に対して吸気から圧縮行程の全域にかけて低い値を示す．さらに吸気ポート断面積を約 1/2 に減少させているにも関わらず，TCV 無しの場合の k_f よりも低い．

TCV が乱流成分へおよぼす影響を明らかにするため，TCV 無し，TCV UF2mm と TCV LF2mm の場合の平均流成分の速度と乱流運動エネルギー k_f の空間分布を図 5.12(a)(b)(c) にそれぞれ示す．カットオフ周波数 f_c は，267Hz，219Hz，470Hz とし，計測条件は過給無し ($P_{intake}=95\text{kPa}$) である．これより，平均流成分の速度分布において，TCV UF2mm の速度は TCV 無しの場合に対して速く，渦中心は燃焼室中心付近に存在する．TCV LF2mm の速度は，TCV 無しの場合と比べておおむね同じ値を示し，分布にも大きな差は見られない．次に，運動エネルギー k_f の分布において，TCV UF2mm の k_f は，TCV

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

無しの場合に対して高い値を示しており、タンブル流の渦中心がある燃焼室中心付近の k_f が特に高い値を示す。TCV LF2mm の k_f は、TCV 無しの場合と比べておおむね同じ値を示し、さらに分布にも大きな差は見られない。

吸入空気量が平均流成分の速度と乱流運動エネルギー k_f の空間分布へおよぼす影響を解析した。図 5.13(a)に過給無し ($P_{intake}=95\text{kPa}$)、(b)(c)はそれぞれスーパーチャージャーにより過給を行っており、吸気管内圧力はそれぞれ $P_{intake}=100\text{kPa}$ 、 140kPa である。なお、TCV の仕様は UF2mm である。表 5.3 に示すように、過給を行った場合の吸入空気量は、過給無しに対して $P_{intake}=100\text{kPa}$ で約 1.8 倍、 $P_{intake}=140\text{kPa}$ で約 3 倍となる。これより、平均流成分の速度分布において、吸気行程前半である $\theta=300.1\text{deg BTDC}$ で、 $P_{intake}=140\text{kPa}$ の流入速度が他の条件と比べてやや遅い傾向を示すものの、クランク角度や過給の有無によらず速度と乱流エネルギーの分布はおおむね同じである。以上のことから、過給による空気密度の増加により吸入空気量は増加するが、流入速度は過給により大きく変化しないことが明らかになった。

TCV の火炎構造を乱流予混合燃焼ダイアグラム[64]により予測し、流動強化による燃焼促進効果の有無を検討した。その結果を図 5.14 に示す。縦軸の乱流強度 u' と層流燃焼速度 S_L は、以下の手順で求めた。 u' は、可視化エンジンでモータリング時に計測された速度場をもとにして時間フィルター法で得られた圧縮 TDC 付近である $\theta=0.4\text{deg BTDC}$ の乱流運動エネルギー k_f の平方根とした。乱流計測時の作動流体は空気であるが、ダイアグラムにプロットするために当量比 1.0、EGR 率 0%の混合気と仮定して計算を行った。燃料組成は疑似ガソリン PRF(Primary Reference Fuel)とし、層流燃焼速度 S_L は、素反応計算により計算した値を用いた[65]。横軸の乱れの積分長さスケール l と火炎帯厚さ l_F は、それぞれ式(5.8)、式(5.9)より求めた。

$$l = u' \times \tau_w \quad (5.8)$$

$$l_F = \nu_F / S_L \quad (5.9)$$

ここで、 τ_w は乱れの積分時間スケール、 ν_F は混合気の動粘性係数で、物性推算法により計算した値を用いた[52]（付章 C 参照）。計算により得られた乱流特性値を表 5.4 に示す。なお、表には積分スケールに基づくレイノルズ数 Re_l 、テイラーマイクロスケールに基づくレイノルズ数 Re_λ も示している。これより、TCV 無しと TCV UF2mm の場合の火炎構造は、いずれも「corrugated flamelets」に分類され、TCV UF2mm の u' と l は、TCV 無しに対して大きいことから、右上にプロットされる。この領域では火炎面にしわが形成されているが火炎の内部構造にまでは乱流が影響を及ぼさないと考えられており、

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

「wrinkled flamelets」領域より火炎面のしわが強調されている[66]。以上のことから、TCVにより乱れが強くなれば、燃焼促進効果を得られることが期待される。

ここから、時間フィルター法について考察を行う。まず、カットオフ周波数についてである。時間フィルター法において、吸気行程中盤である $\theta = 270\text{degBTDC}$ の積分時間スケールを代表とし、その積分時間スケールよりカットオフ周波数を求めていたが、任意クランク角度における積分時間スケールを、そのクランク角度におけるカットオフ周波数として分離する手法も考えられる。これについて考察を行う。図 5.15(a)に TCV 無しと TCV UF2mm の場合のデータをもとに、カットオフ周波数 f_c を $\theta = 270\text{degBTDC}$ の積分時間スケールより求めた f_c 一定とした場合と、各クランク角度における積分時間スケールより求めた f_c を用いる場合の乱流運動エネルギーの比較を示す。TCV 無しの場合、 f_c を一定とした場合とクランク角度毎に変化させた場合の運動エネルギーに大きな差は見られないが、TCV UF2mm の場合、圧縮行程後半において、 f_c をクランク角度毎に変化させた場合のエネルギーは、 f_c 一定の場合に対して減少する。これは、圧縮行程後半に向かって積分時間スケールが短くなるためである。図 5.15(b)に各 TCV 仕様における圧縮 TDC ($\theta = 0.4\text{deg BTDC}$) での乱流運動エネルギーの比較を示す。これより、いずれの TCV 仕様においても f_c をクランク角度毎に変化させた場合のエネルギーは、 f_c 一定の場合より低い値を示し、エネルギーが高いほどその影響は顕著となる。これは、タンブル流のような強流動の場合、流入した流れが観測領域に複数回帰ってくるため、吸気行程中盤である $\theta = 270\text{degBTDC}$ の積分時間スケールが、強流動ほど長くなる傾向にある。一方、圧縮 TDC 付近では、強流動ほど速度が急激に減少するために積分時間スケールが短くなる傾向にある。すなわち、強流動ほど両者の積分時間スケールの差が大きくなり、その結果、エネルギーが高いほど両手法により得られるエネルギーの差が大きくなったと考えられる。カットオフ周波数 f_c をクランク角度毎に変化させることは、流れの特性がクランク角度に応じて変化する様子を表していることから、一見良い手法のように思えるが、この手法では計測条件の制約により生じる時間分解能や計測ウィンドウ（計測クランク角度）の関係から、圧縮行程後半でのカットオフ周波数が非常に高くなり、これにより乱流成分の分離ができなくなる場合がある。よって、時間分解能や計測条件による制約を受けづらい吸気行程中盤である $\theta = 270\text{degBTDC}$ を代表としたカットオフ周波数を用いることが適当であると考えられる。

次に、従来手法であるサイクル平均法では、サイクル変動の分離ができないことから、これを分離可能とする手法として時間フィルター法を開発し

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

た．ここからは，時間フィルター法により分離されている平均流成分のサイクル変動について考察を行う．吸気行程前半である $\theta=300.1\text{degBTDC}$ におけるサイクル平均速度分布と瞬時速度分布の比較を図 5.16 に示す．なお，データは第4章の時間分解能 10kHz で計測された結果を用いた(図 4.7 参照)．これより，図 5.16(a)に示すサイクル平均速度分布において，吸気から排気側へ向かう流入する流れが存在し，その下方には渦中心(図中赤丸)が見られる．図 5.16 (b)に示す任意 6 サイクルの瞬時速度分布において，4 サイクル目の速度分布のように吸気から排気へ向かって流入する流れが見られるサイクルもあるものの，他サイクルでは速度分布や渦中心位置が異なっており，サイクル変動を有していることが分かる．

時間フィルター法で分離された平均流運動エネルギー K_f のサイクル平均と任意 5 サイクルを図 5.17 に示す．なお，任意 5 サイクルは図 5.16(b)の 1 ～5 サイクルに相当する．また，カットオフ周波数は 360Hz とし，解析ポイントにおけるデータを用いている[図 4.1(b)参照]．これより，サイクル平均された平均流運動エネルギーに対して，任意サイクルの平均流運動エネルギーは変動しており，瞬時速度から分離された平均流成分自身もサイクル変動を有していることが分かる．

時間フィルター法とサイクル平均法により得られた流れの周波数特性を図 5.18 に示す．データは，図 5.16 と図 5.17 で示したデータと同一である．時間フィルター法により得られた周波数特性は 1 サイクル毎にフーリエ変換で周波数特性を求めた後にサイクル平均処理を行った．サイクル平均法により得られた周波数特性は，サイクル平均された速度からフーリエ変換により求めた．これより，時間フィルター法では，カットオフ周波数より高周波側で囲まれた領域が乱流成分となるが，サイクル平均法では，サイクル平均された速度から瞬時速度を差し引いた速度を乱流成分と定義しているのので，時間フィルター法とサイクル平均法で囲まれた領域が乱流成分となる(赤と青で囲まれた領域)．ここで，カットオフ周波数より低い周波数のエネルギー(赤で囲まれた領域)がサイクル平均法の乱流成分に合算されてしまう．次に，時間フィルター法により得られたエネルギーのサイクル変動として，標準偏差を平均値に加えて図 5.18 に点線で示す．ここで，360Hz 以下の周波数帯におけるサイクル毎の変動成分は，時間フィルター法では平均流のサイクル変動成分と定義されているが，サイクル平均法では乱流成分に合算されてしまう(緑で囲まれた領域)．

以上のことから，時間フィルター法では，カットオフ周波数以下の平均流成分とそのサイクル変動分が乱流成分には含まれない手法であることが明らかとなる．ここで，流れのサイクル変動は，吸気ポートから筒内へ流入す

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

る際の吸気バルブ周りで剥離した流れに起因するものと予想されるが、具体的なメカニズム解明までは至っていない。しかし、時間フィルター法では、吸気行程中にピストンの下降により誘起される大スケールの流れとして定義された平均流のサイクル変動成分は乱流成分には含まれないことになる。

時間フィルター法とサイクル平均法により得られた乱流運動エネルギーの特性と予想される乱流火炎構造について考察を行う。TCV 無しと TCV UF2mm の乱流運動エネルギーの分離法による比較を図 5.19(a)に示す。これより、分離法による運動エネルギーの差は主に圧縮行程後半で現れており、サイクル平均法により得られた乱流運動エネルギーは、時間フィルター法に対して高い値を示す。次に、各 TCV 仕様における圧縮行程後半である $\theta = 0.4\text{deg BTDC}$ での乱流運動エネルギーの比較を図 5.19(b)に示す。いずれの TCV 仕様においても、サイクル平均法で得られた乱流運動エネルギーは 1.6~1.9 倍程度高い値を示し、その差はエネルギーが高いほど大きくなる。これは、流動強化により平均流成分の速度が増加すると、それにともないサイクル毎の速度変動が増加するためである[図 3.16(a)(c)参照]。また、両者には相関が見られることから、サイクル平均法により得られた乱流特性を用いても、エンジン仕様差における流動の良し悪しを相対的に評価することは、一見、可能のように思える。しかし、サイクル平均法により得られる乱流特性は過大評価されるため、図 5.20 に示すように予混合乱流燃焼ダイアグラム上では実際よりも上方にプロットされる。本エンジンにおいては、時間フィルター法とサイクル平均法のプロット位置は、ともに「corrugated flamelets」で同じ領域であったが、今後、過給リーンバーンや大量 EGR 燃焼などの層流燃焼速度が低下する燃焼形態においては、さらなる流動強化が予想されるため、異なる領域にプロットされる可能性がある。すなわち、正しい燃焼設計を行うためには、より正確な乱流計測・解析が必要となるため、時間フィルター法の適用が必要であると考えられる。

5.3.3. TCV による乱流特性変化と燃焼特性の関係

まず、TCV が筒内噴霧挙動へおよぼす影響を解析した。TCV 無しと TCV UF2mm の場合のボアセンターにおける噴霧画像を図 5.21 の上図に、噴霧面積比 $R_{\text{spray_area}}$ を図 5.21 の下図に示す。噴霧画像は、噴霧にレーザーを照射することにより得られる Mie 散乱光を高速度カメラで計測した。計測機は図 5.4 に示したのと同じで、筒内全体が撮影できるようにカメラ位置を調整した。この時の空間分解能は 0.17mm/pixel 、時間分解能は 6kHz である。また、ダブルパルスレーザーは片側のみを発振させ、カメラフレームが開いた

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

1 μ s 後に、エネルギー0.4mJ/shot で筒内へレーザー照射を行った。計測条件は、 $N_e=1500$ rpm, $P_{intake}=130$ kPa である。燃料供給は、6 噴孔を持つマルチホールインジェクターにより、筒内へ直接噴射により行われる。なお、燃料噴射圧力 $P_f=8$ MPa で噴射回数は 2 回とした。噴射時期は、噴射開始クランク角度 SOI(Start Of Injection)をパラメーターとし、 $SOI_1=260$, $SOI_2=210$ deg BTDC で、1 回当たりの噴射時間は 1.939ms とした。また、噴霧画像より噴霧面積を抽出し、得られた噴霧面積と計測領域の面積（図中の黄色と白線で囲まれた領域）の比を R_{spray_area} とした。噴霧画像において、1 回目の噴射直後であるクランク角度 $\theta=240$ deg BTDC では、TCV 有無による噴霧挙動の差は見られない。 $\theta=212.8$ deg BTDC では、TCV UF2mm の場合に噴射された噴霧は TCV 無しに対して筒内下方へ流されており、TCV によるスリーブを下降する速い流れにより噴霧が流されている様子が観察された。 $\theta=179.8$ deg BTDC では、TCV UF2mm の場合、2 回目に噴射された噴霧は、タンプル流により燃焼室上部の排気側へ流されている様子が観察された。この時、TCV UF2mm の 1 回目に噴射された噴霧は、すでに筒内を回転し、2 回目の噴射された噴霧と同じ位置まで移動している。その後、TCV UF2mm の場合、1 回目と 2 回目に噴射された噴霧は重なったまま、筒内を回転する様子が観察された。圧縮行程後半である $\theta=91.2$ deg BTDC 以降では、TCV UF2mm の場合の噴霧散乱強度が TCV 無しに対して小さくなっており、TCV により噴霧気化が促進されていると考えられる。これは、図 5.21 の下図に示した噴霧面積比 R_{spray_area} においても明らかであり、圧縮行程後半である $\theta=30$ deg BTDC 付近において、TCV UF2mm の R_{spray_area} は TCV 無しと比較して小さい。以上のことから、TCV による流動強化により、噴霧の拡散・蒸発が促進されており、より均質な混合気が形成されていると考えられる。

次に、TCV による燃焼促進効果を明らかにするため、可視化エンジンを用いて火炎挙動を解析した。TCV 無しと TCV UF2mm の場合の火炎挙動を図 5.22 に示す。上図に平均的な任意 1 サイクルの火炎自発光画像、下図にサイクル平均された燃焼質量割合 MBF (Mass Burned Fraction)を示す。計測条件は、 $N_e=1500$ rpm, 図示平均有効圧 IMEP.H は 300kPa で、 $A/F=14.7$ である。同一の可視化エンジンでテストを行ったため、部分負荷での計測となり、その時の体積効率は $\eta_v=33\%$ であった。インジェクターは、図 5.21 で使用したマルチホールインジェクターで、燃料噴射圧力 20MPa による高燃圧化と SOI を 290deg BTDC へ進角することによる噴霧蒸発時間の確保により、混合気ができるだけ均質になるように配慮した。筒内圧を 200 サイクル計測し、サイクル平均された筒内圧と熱力学第一法則より MBF の計算を行った。火炎計測は、図 5.4 のレーザーが設置されている位置に高速度カメラ (Photorn,

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

SA1.1) を設置し、点火直前から膨張行程後半であるクランク角度 $\theta=30\sim-150\text{deg}$ BTDC の範囲で、撮影速度 10kHz にて 30 サイクルのボトムビュー撮影を行った。視野はピストンウィンドウにより制限され、ピストンウィンドウの直径は $\phi 47\text{mm}$ である。その時の空間分解能は 0.09mm/pixel で、時間分解能は 0.9deg である。これより、TCV 無しに対して TCV UF2mm の MBF は、 $\theta=3.9\text{deg}$ BTDC を超えたあたりから急激に上昇しており、TCV による燃焼促進が可視化エンジンにて確認された。次に、火炎画像において、TCV 無しの場合、 $\theta=20\text{deg}$ BTDC で点火された後、 $\theta=3.9\text{deg}$ BTDC 付近で明確な火炎核が観察される。 $\theta=-5.1\text{deg}$ BTDC では、点火プラグから少し排気側にオフセットした位置を中心として火炎が伝播しており、 $\theta=-14.1\text{deg}$ BTDC 以降では、火炎は吸気側へ向かって伝播する。これに対して、TCV UF2mm の火炎は、 $\theta=-5.1\text{deg}$ BTDC で点火プラグから吸気側へ大きく流されながら伝播しており、火炎表面の凹凸や面積は TCV 無しの場合に対して増加している。 $\theta=-9.6\text{deg}$ BTDC 以降で、火炎は排気側へ伝播しており、火炎面積の差は TCV 無しの場合に対して、さらに大きくなっている。以上のことから、TCV UF2mm の場合、圧縮上死点付近で筒内に存在する速い流れにより、火炎が吸気側へ流されているものの、高い乱流運動エネルギーにより、燃焼が促進されることが明らかとなった。

同一諸元を持つ実機用 4 気筒エンジン（以下、実機エンジン）にて TCV の効果を確認した。可視化エンジンにてモータリング時に得られた乱流運動エネルギー k_f と実機エンジンにてファイリング時に得られた燃焼期間の関係を図 5.23 に示す。実機エンジンの運転条件は、 $N_e=1500\text{rpm}$ 、 $\text{IMEP.H}=1000\text{kPa}$ である。点火から $\text{MBF}=10\%$ となるまでの期間を初期燃焼期間 ($\theta_{ig}\text{-MBF}10$)、MBF が 10% から 90% となるまでの期間を主燃焼期間 ($\text{MBF}10\text{-}90$) と定義する。なお、 k_f は点火時期 θ_{ig} の値を用いた。これより、TCV により k_f を増加させると、それにともない ($\theta_{ig}\text{-MBF}10$) と ($\text{MBF}10\text{-}90$) は減少する。TCV 無しに対して、効果が大きかった TCV の仕様は UF2mm と UF25mm である。逆に悪化した仕様は、LF2mm であった。以上のことから、燃焼室形状に最適な流れを設計することが重要であり、最適な仕様を選択することにより TCV は燃焼促進に対して有効なデバイスであることが確認された。

最後に、各種エンジンにて得られた乱流特性を示す。まず、エンジン回転数に対する乱流特性を図 5.24 示す。いずれのエンジンにおいても時間分解能 10kHz で計測された速度をもとにして、時間フィルター法により分離された乱流強度をプロットした。乱流強度は燃焼室内の吸気バルブにより隠されない領域における空間平均値である。縦軸に圧縮 TDC における乱流強度 u' 、

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

横軸にエンジン回転数 Ne を示す．同一エンジン回転数での複数プロットは，吸入空気量の条件が異なる．これより，自然吸気エンジンに対して過給エンジンの u' は高い傾向を示す．また，いずれのエンジンにおいても，エンジン回転数が増加すると，それにともない u' も増加する傾向である．また，空気量を変化させても圧縮 TDC における u' は大きく変化しないことが明らかになった．次に，定常流において計測された平均タンブル比 TR_m に対する乱流強度 u' の関係を図 5.25 に示す．縦軸は，乱流強度 u' へおよぼすエンジン回転数 Ne やエンジンストロークの影響を正規化するため，平均ピストン速度 U_p で除した値を用いた．これより，いずれのエンジン諸元においても， TR_m の増加にともない， u'/U_p は増加する傾向にある． u'/U_p と TR_m の2つのパラメーターにより，おおむねエンジンの流動特性が整理できることが明らかになった．

5.4. 本章の結論

本章では，高回転域でチョーキングによる最大出力低下を低減させるための吸気切換えデバイスであるタンブルコントロールバルブ TCV の乱流特性を明らかにすることを目的として解析を行った結果，以下の結論を得た．

1. 隔壁先端から吸気バルブステムまでの距離を減少させると排気側へ向かう流れが支配的となり，圧縮行程後半の速度が増加し，乱流運動エネルギーも増加する．
2. 流入する空気は，隔壁の上側通路を流すと排気側へ流入する流れが支配的になり，圧縮行程後半の速度が増加する．隔壁の下側通路を流すと吸気バルブ下側からの流入が支配的となり，逆タンブル流の形成により圧縮行程後半の速度が減少する．
3. 可視化エンジンで得られた乱流運動エネルギーと実機 4 気筒エンジンで計測された燃焼期間の間に相関性がある．
4. 燃焼室形状に最適な流れを設計することが必要であり，最適な仕様を選択することにより，TCV は燃焼促進に対して有効なデバイスとなる．

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

表 5.1: 単気筒可視化エンジンの主要諸元.

Engine	An optical single cylinder engine with a quartz sleeve
Bore×Stroke	73mm×89.4mm
Displacement	374cm ³
Valve train	DOHC 4valves

表 5.2: タンブルコントロールバルブの主要諸元.

Spec.	Flow part	G_{plate} [mm]	L_{plate} [mm]
UF2mm	Upper	2	92.8
UF25mm	Upper	25	69.9
UF50mm	Upper	50	45
LF2mm	Lower	2	92.8
LF25mm	Lower	25	69.9
LF50mm	Lower	50	45

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

表 5.3: 計測条件.

N_e [rpm]	P_{intake} [kPa]	η_v [%]	TCV spec.
1500	95	45	All spec.
	100	72	UF2mm
	140	142	UF2mm

表 5.4: TCV における乱流特性値 ($\theta=0.4\text{degBTDC}$)

	u' [m/s]	$\tau_{u'}$ [ms]	l [mm]	ν_F [mm ² /s]	S_L [cm/s]	l_F [μ m]	Re_l	Re_λ
W/O TCV	1.81	2.07	3.73	2.66	38.7	6.9	2537	195
TCV UF2mm	2.14	2.08	4.45	2.83	42.3	6.7	3355	224

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

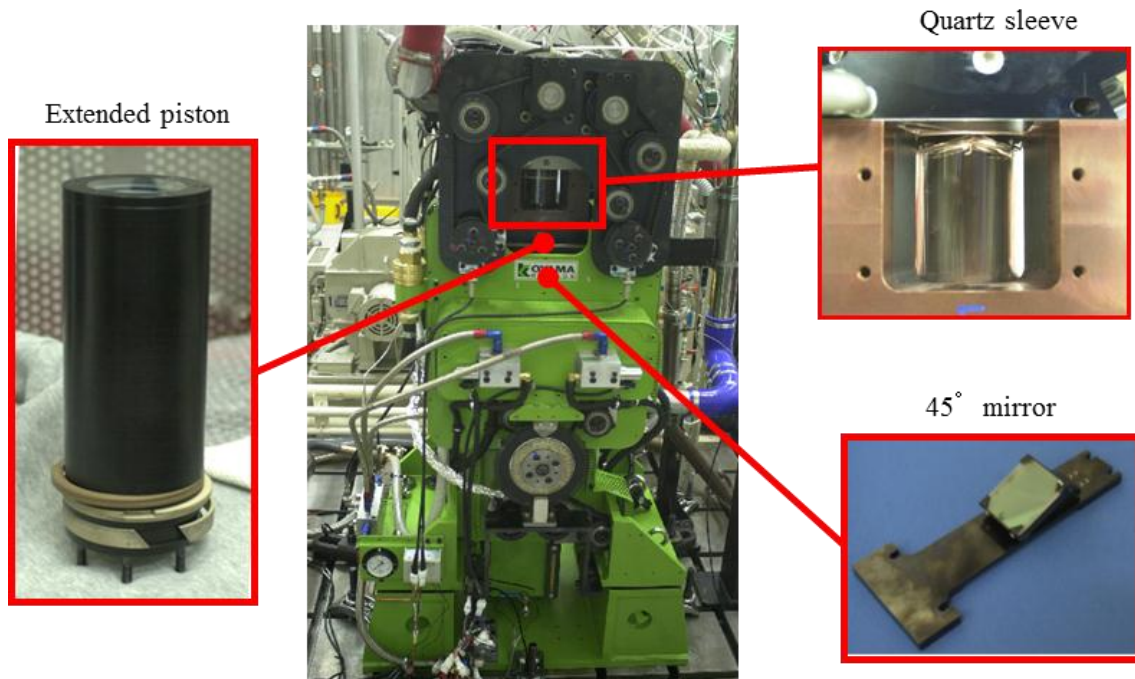


図 5.1: 単気筒可視化エンジンの外観.

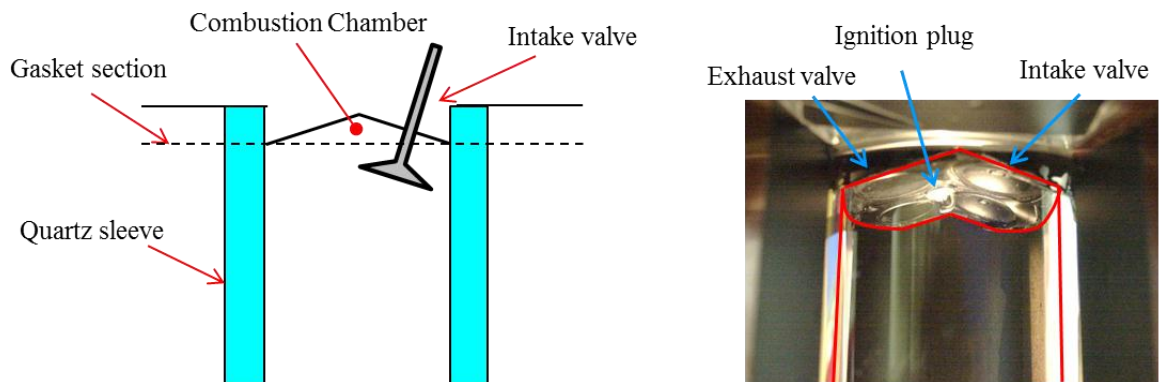


図 5.2: 単気筒可視化エンジンの燃焼室周りの改良.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

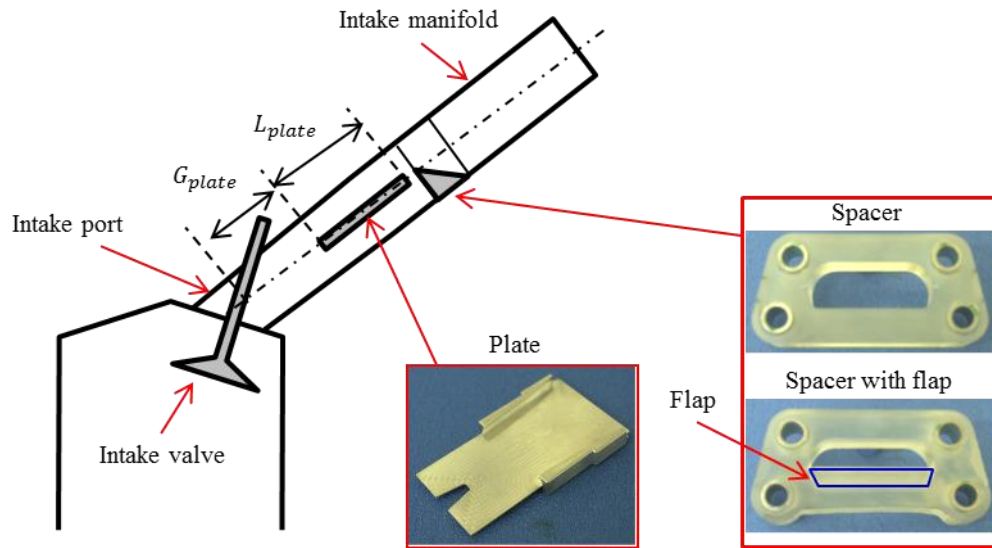


図 5.3: タンブルコントロールバルブの部品構成.

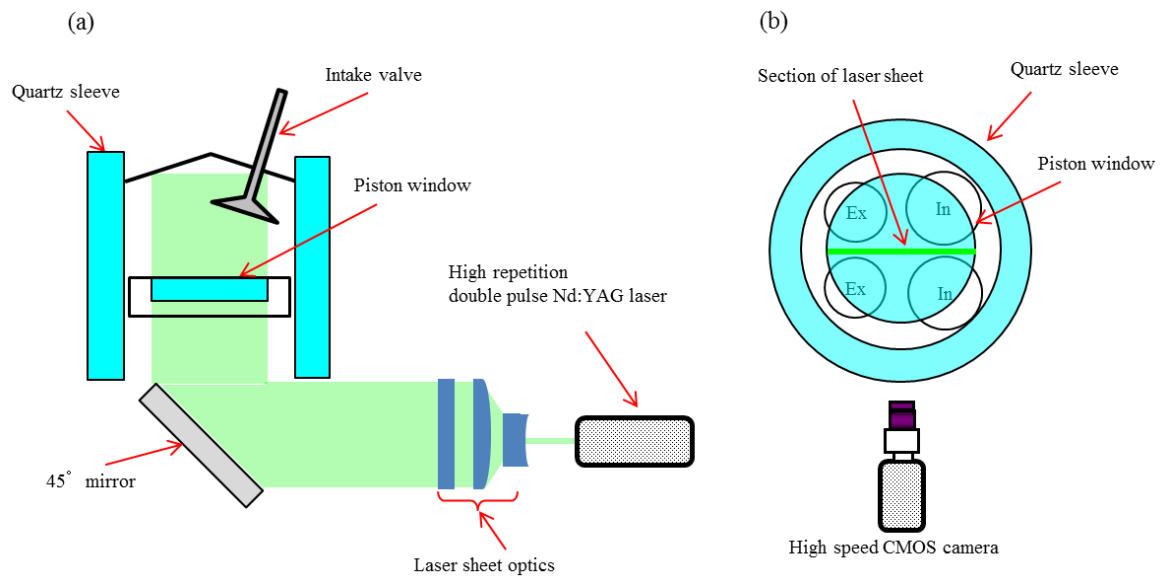


図 5.4: 計測装置, (a)側面図, (b)上面図.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

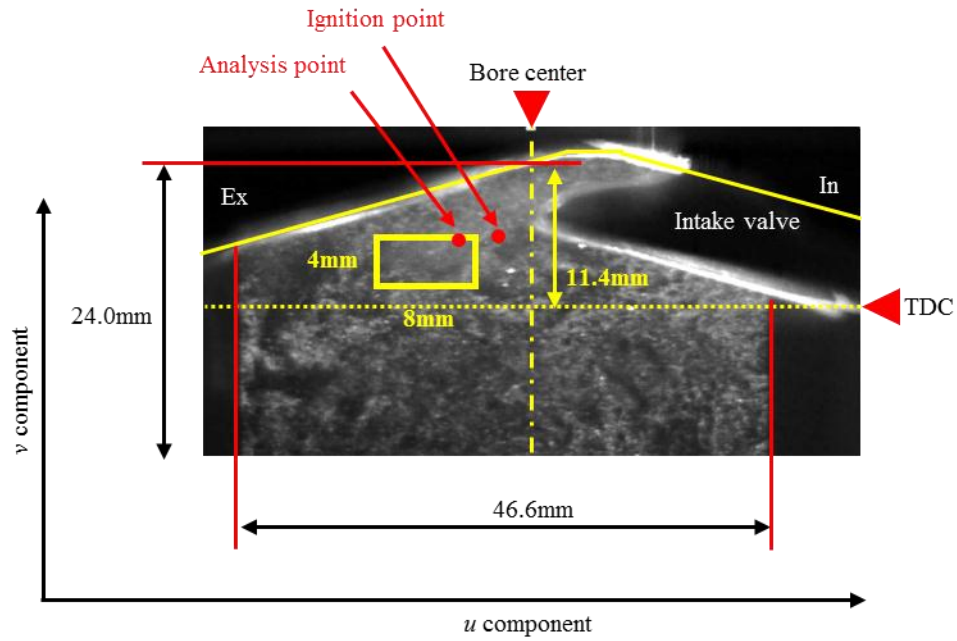


図 5.5: 計測・解析領域.

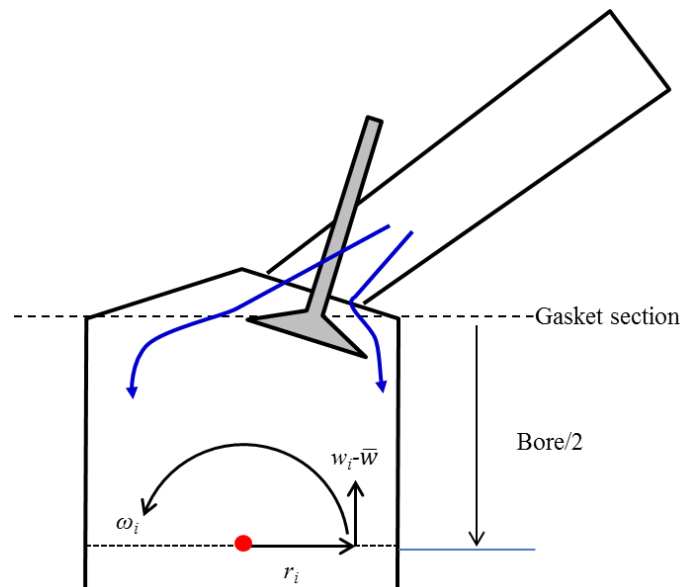


図 5.6: 定常流タンブル比計算方法の模式図.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

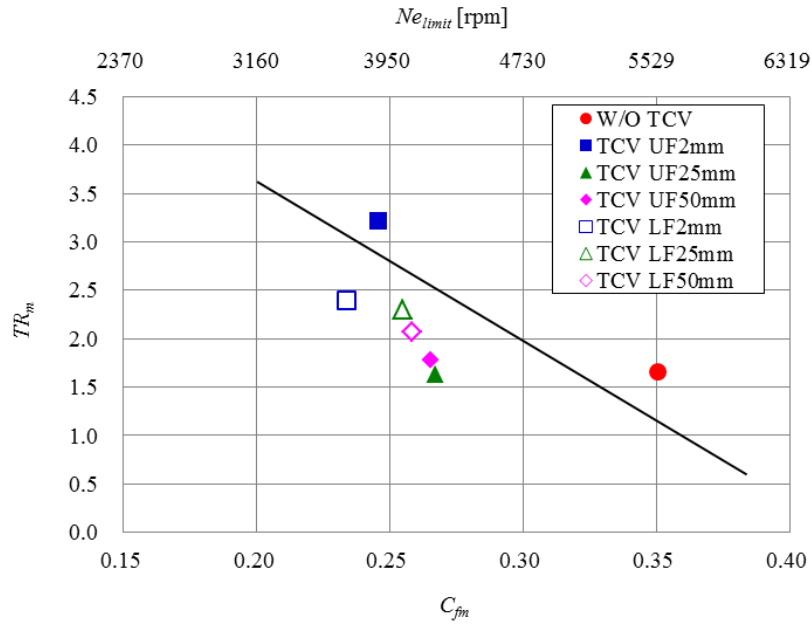


図 5.7: 定常流における平均タンブル比 TR_m , 平均流量係数 C_{fm} と限界回転数 Ne_{limit} の関係.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

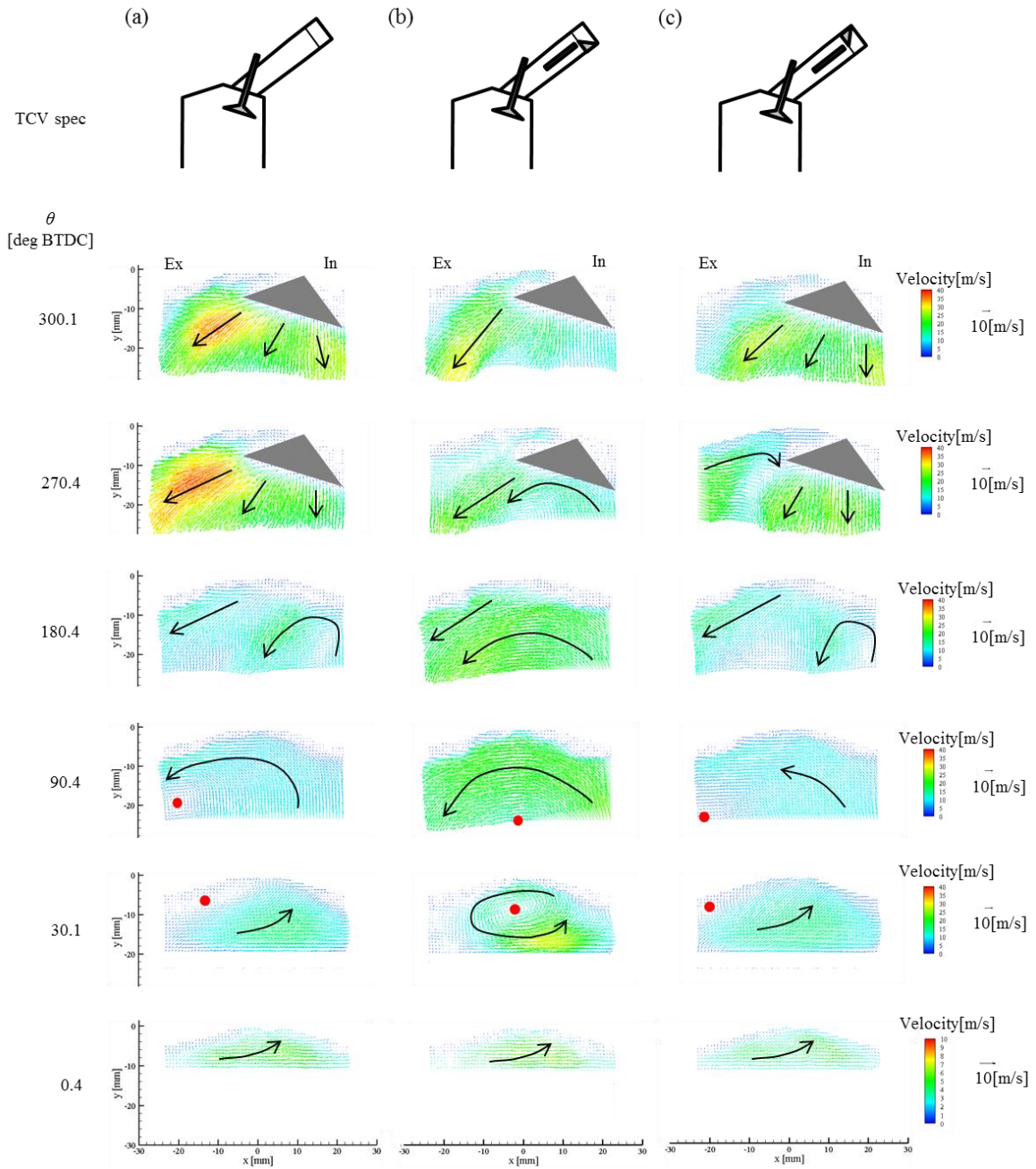


図 5.8: TCV 仕様における速度分布比較 ($Ne=1500\text{rpm}$ $P_{intake}=95\text{kPa}$), (a)W/O TCV, (b)TCV UF2mm, (c)TCV LF2mm.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

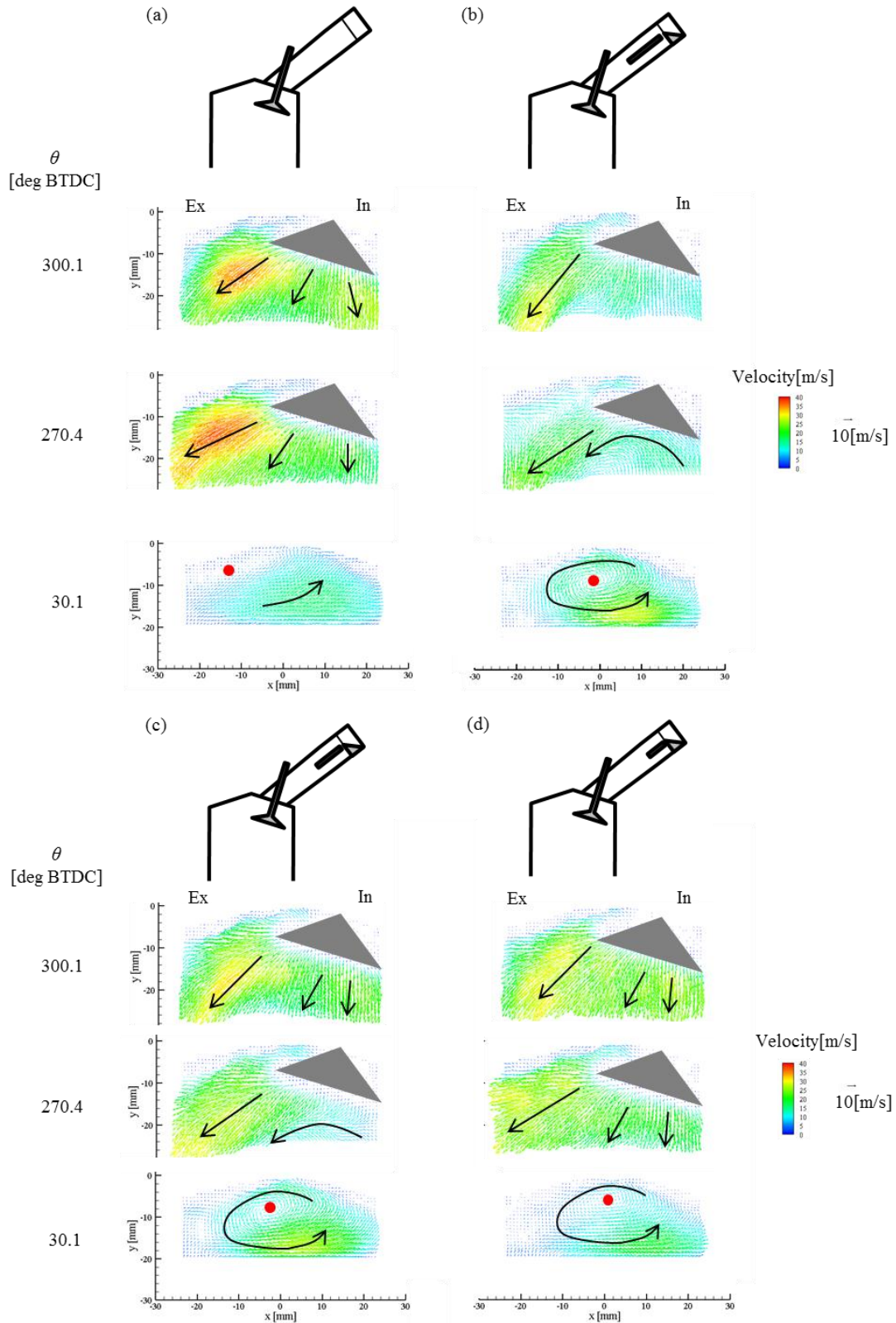


図 5.9: 隔壁先端から吸気バルブシステムまでの距離 G_{plate} を変化した場合の速度分布 ($Ne=1500\text{rpm}$ $P_{intake}=95\text{kPa}$), (a)W/O TCV, (b)TCV UF2mm, (c)UF25mm, (d)UF50mm.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

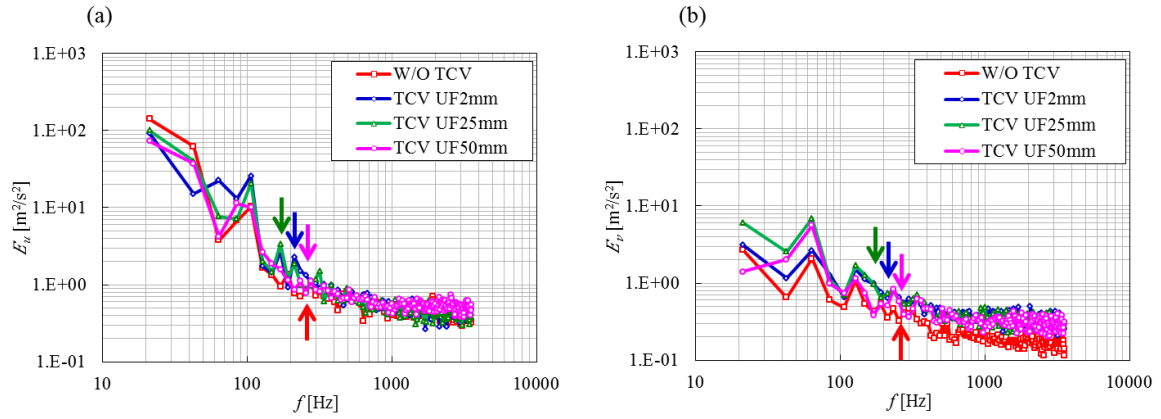


図 5.10:隔壁先端から吸気バルブシステムまでの距離 G_{plate} を変化した場合のエネルギースペクトル E とカットオフ周波数 f_c (矢印位置) の関係 (解析ポイント, $Ne=1500\text{rpm}$ $P_{intake}=95\text{kPa}$), (a) u 速度成分, (b) v 速度成分.

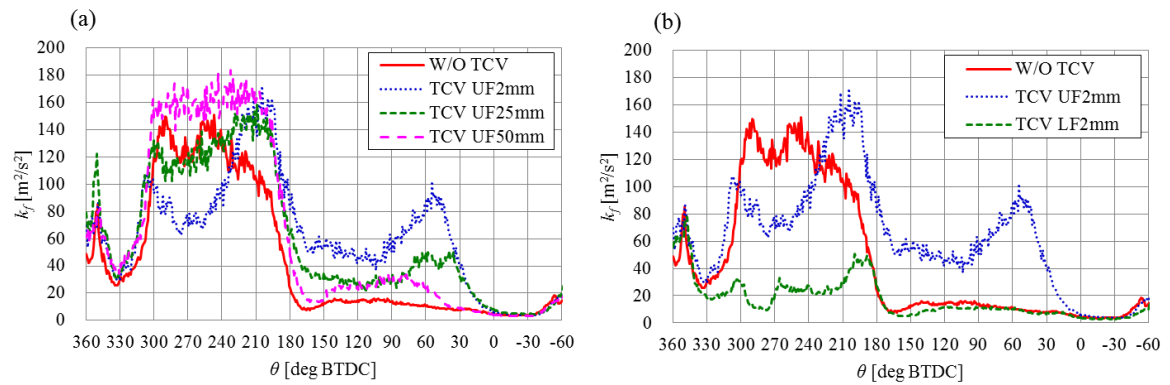


図 5.11:TCV 仕様における乱流運動エネルギー比較 ($Ne=1500\text{rpm}$ $P_{intake}=95\text{kPa}$), (a)隔壁先端から吸気バルブシステムまでの距離 G_{plate} の影響, (b)フラップ位置の影響.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

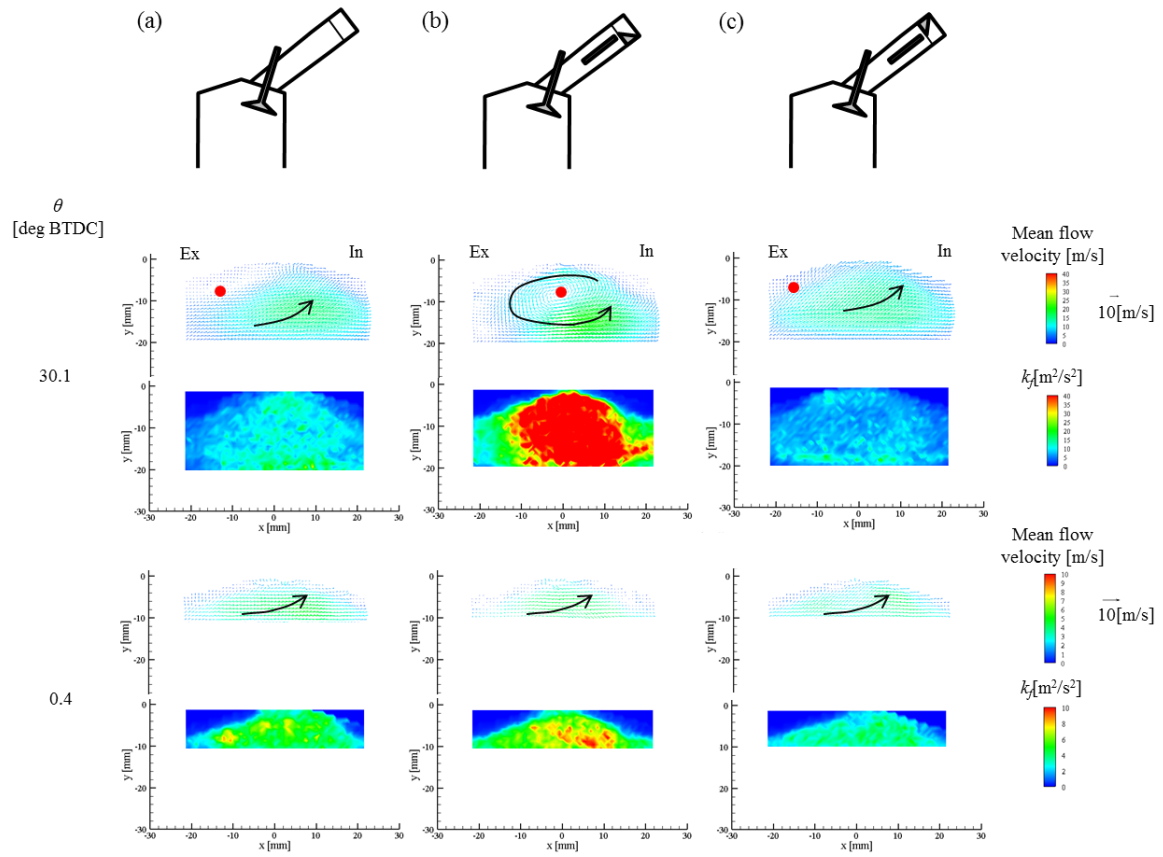


図 5.12: TCV 仕様における平均流成分の速度と乱流運動エネルギーの空間分布比較 ($Ne=1500\text{rpm}$ $P_{\text{intake}}=95\text{kPa}$), (a)W/O TCV, (b)TCV UF2mm, (c)TCV LF2mm.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

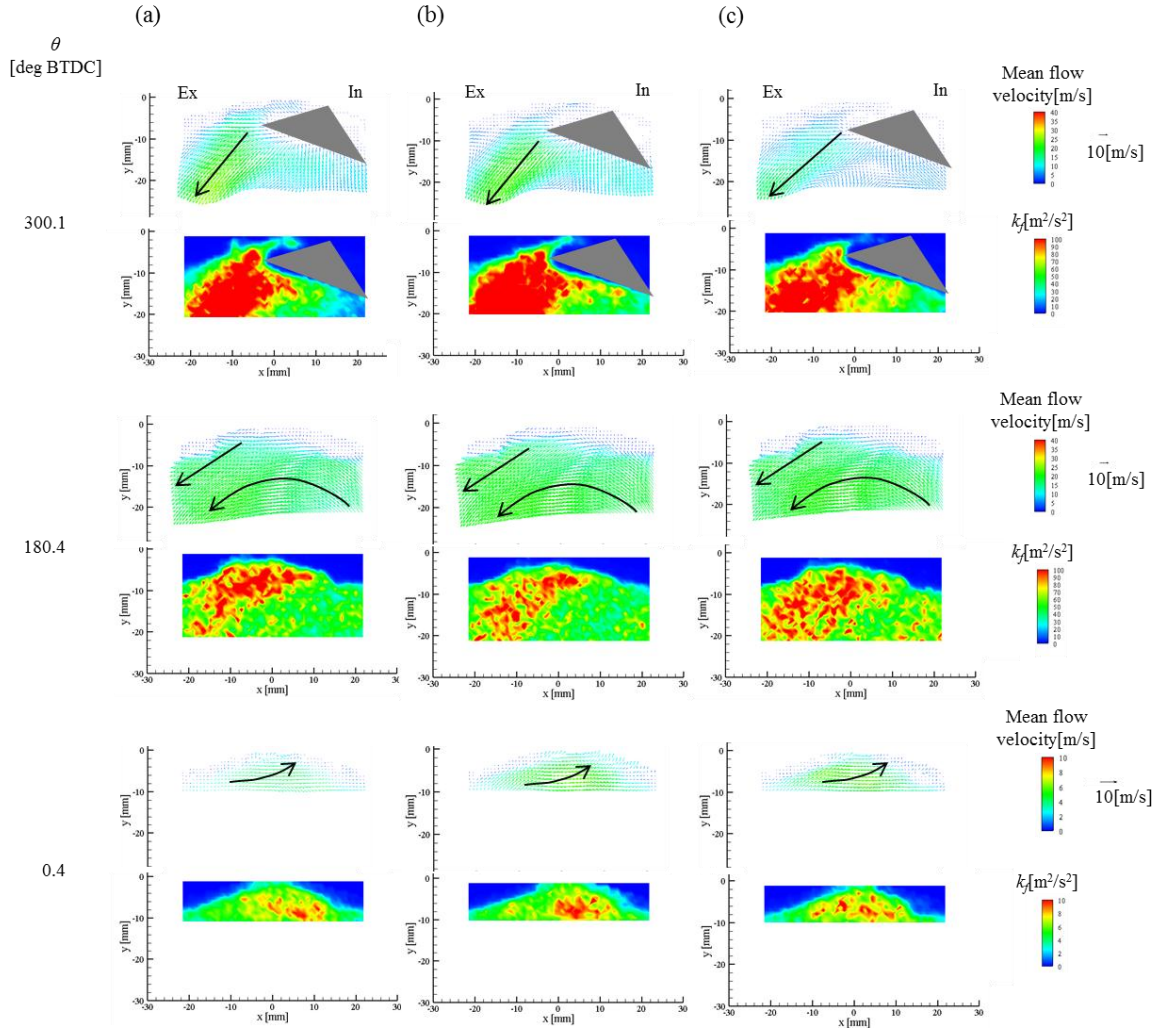


図 5.13: 吸入空気量が平均流成分の速度と乱流運動エネルギーにおよぼす影響 ($Ne=1500\text{rpm}$, $TCV \text{ UF}2\text{mm}$), (a) $P_{intake}=95\text{kPa}$ $\eta_v=45\%$, (b) $P_{intake}=100\text{kPa}$ $\eta_v=72\%$, (c) $P_{intake}=140\text{kPa}$ $\eta_v=142\%$.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

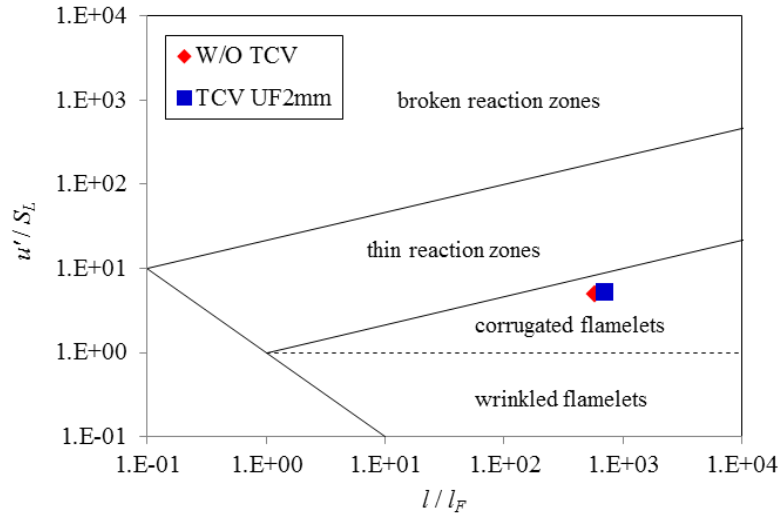


図 5.14: 予混合乱流燃焼ダイアグラム[64]による乱流火炎構造の予測 ($Ne=1500\text{rpm}$ $P_{intake}=95\text{kPa}$ $\theta=0.4\text{deg BTDC}$) .

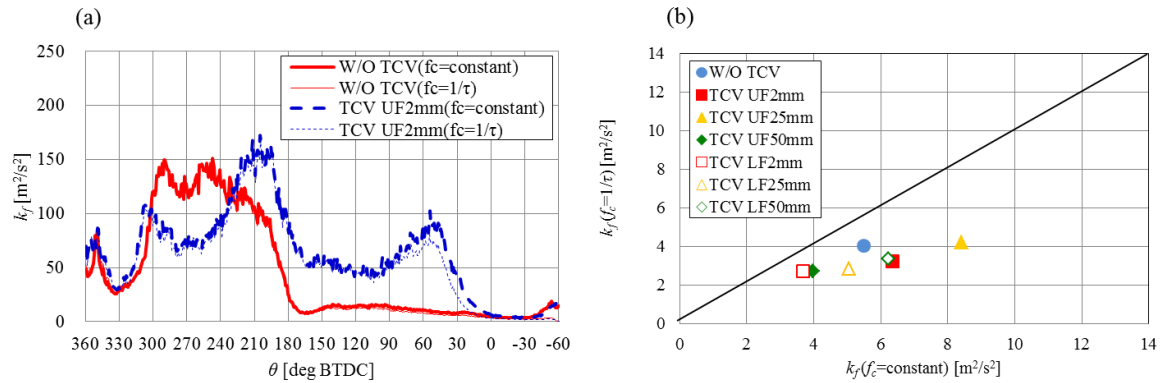


図 5.15: 時間フィルター法におけるカットオフ周波数を固定した場合と任意クランク角度で変化させた場合の乱流運動エネルギーの比較, (a)TCV 無しと TCV UF2mm の比較, (b)各 TCV 仕様における圧縮 TDC ($\theta=0.4\text{deg BTDC}$)での比較.

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

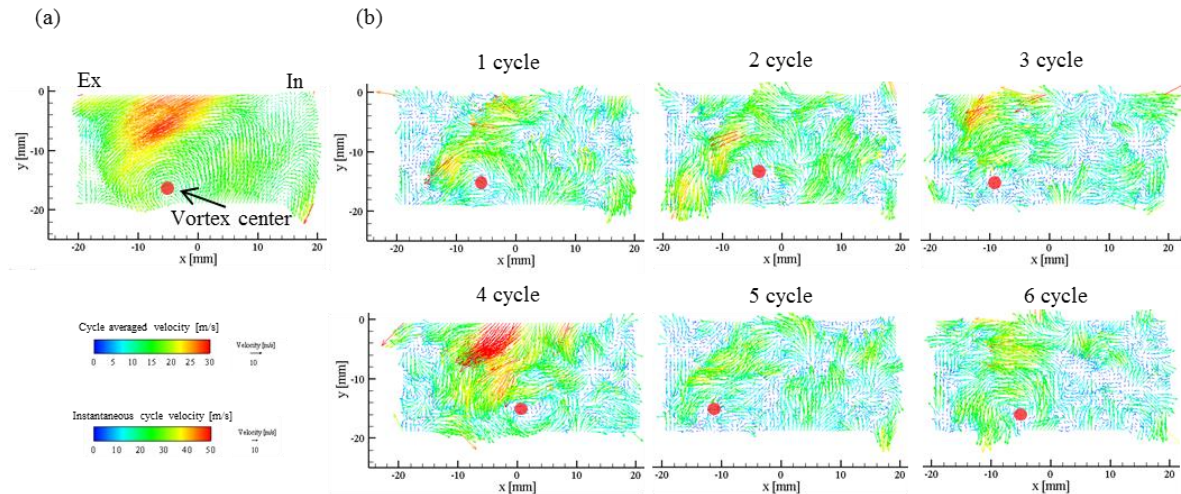


図 5.16: 吸気行程前半における(a)サイクル平均速度分布と(b)瞬時速度分布の比較（第4章， $\theta=300.1\text{deg BTDC}$ ）。

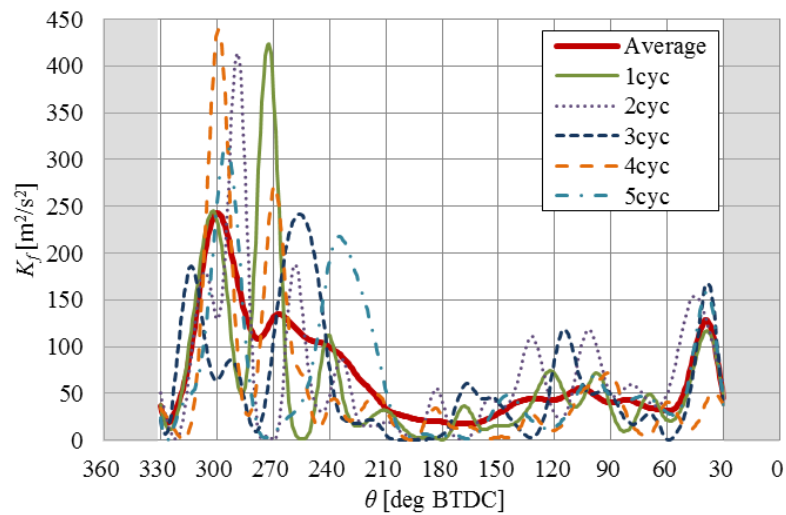


図 5.17: 時間フィルター法により得られた平均流成分の運動エネルギー K_f のサイクル変動（第4章，解析ポイント）。

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

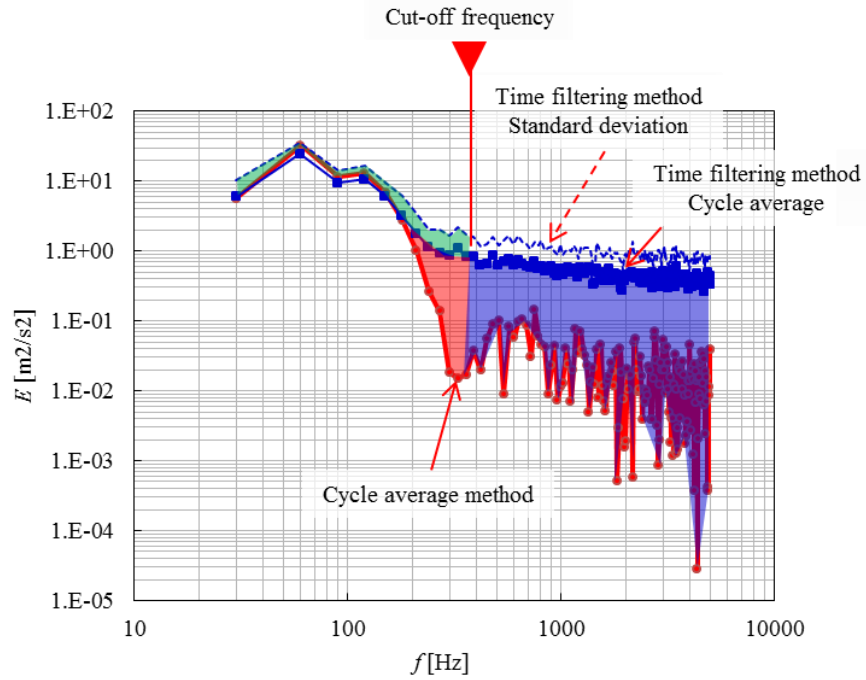


図 5.18: 時間フィルター法とサイクル平均法により得られた流れの周波数特性の比較（第4章，解析ポイント）。

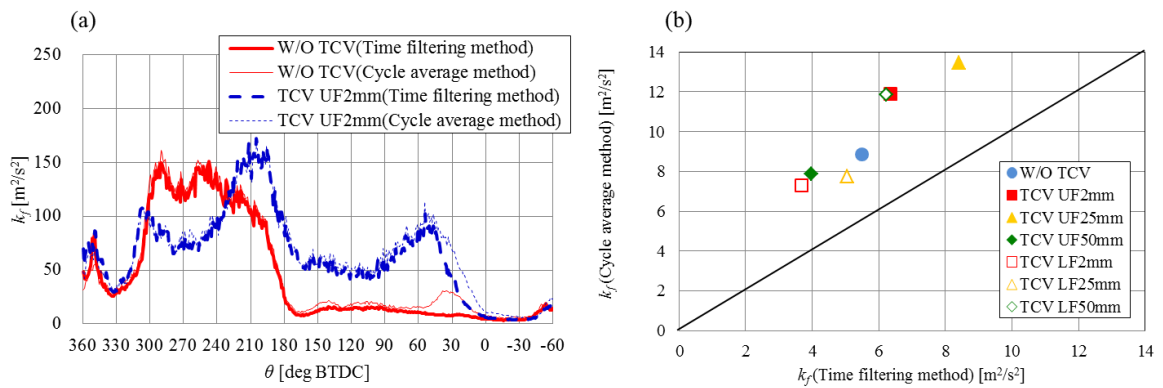


図 5.19: 時間フィルター法とサイクル平均法により得られる乱流運動エネルギーの比較，(a)TCV 無しと TCV UF2mm の比較，(b)各 TCV 仕様における圧縮 TDC ($\theta=0.4\text{deg BTDC}$)での比較。

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

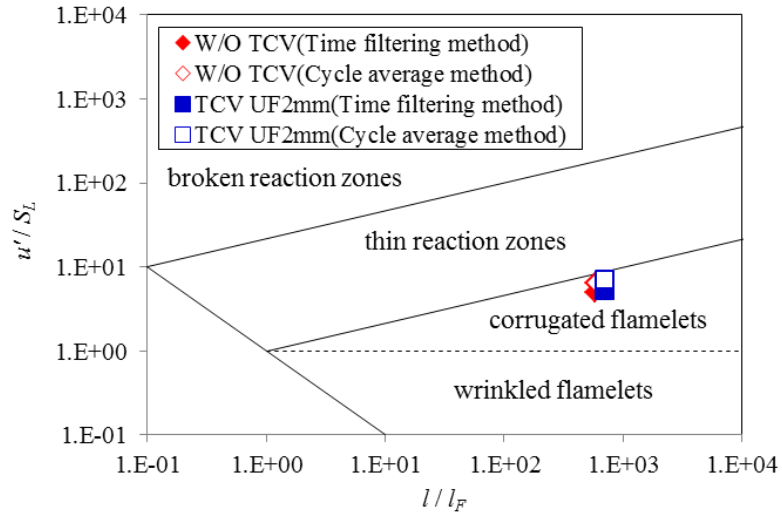


図 5.20: 時間フィルター法とサイクル平均法により予想される乱流火炎構造の比較 ($\theta=0.4\text{deg BTDC}$) .

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

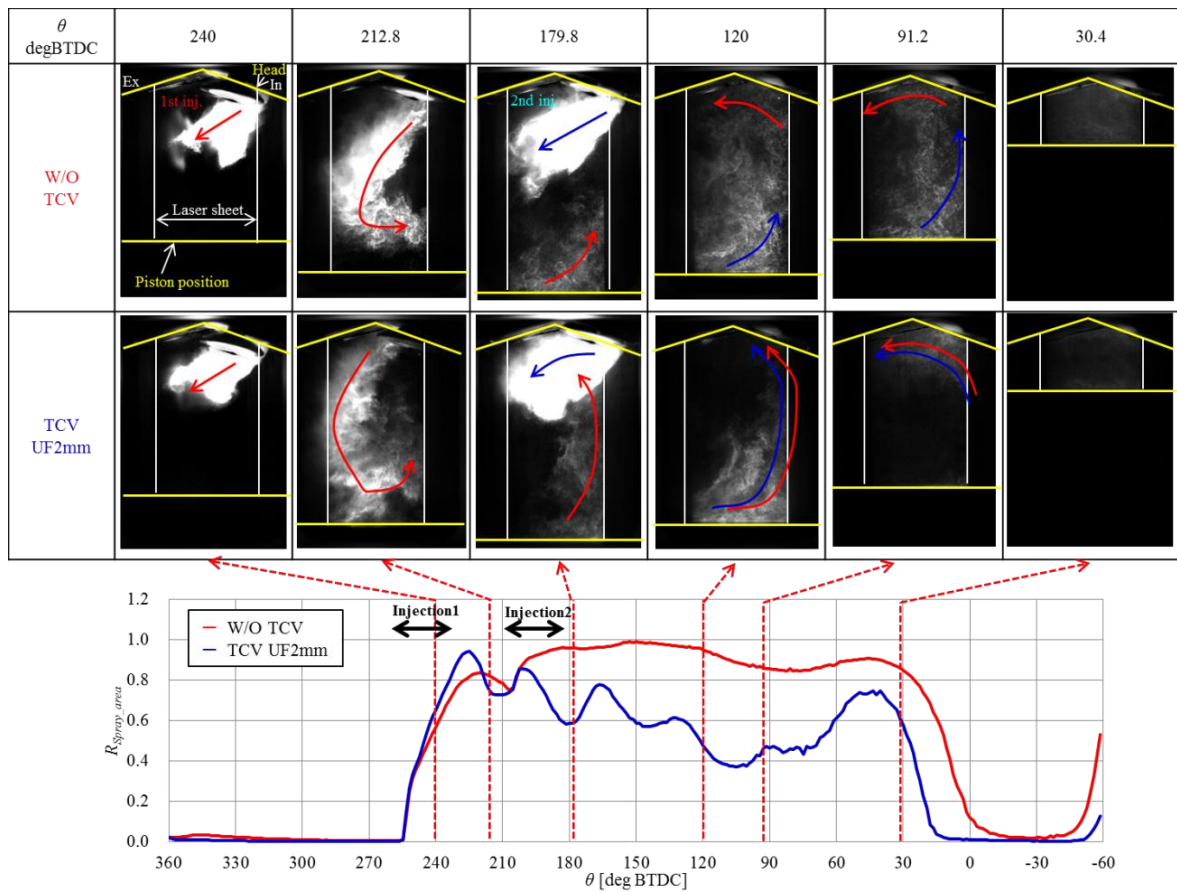


図 5.21: 噴霧挙動へおよぼす TCV の影響 ($N_e=1500\text{rpm}$ $P_{\text{intake}}=130\text{kPa}$ 燃料噴射圧力 8MPa 直噴用 6 噴孔インジェクターによる 2 分割噴射)。

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

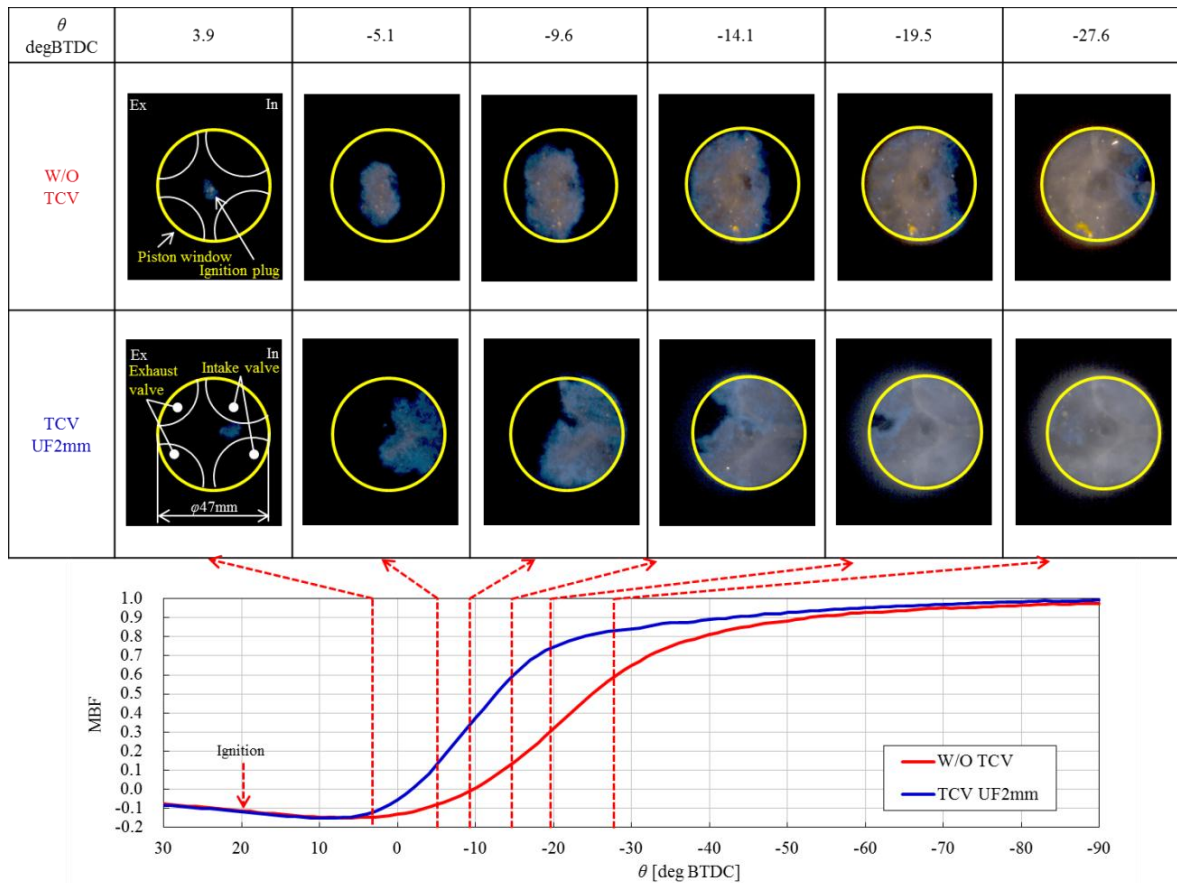


図 5.22: TCV が火炎挙動へおよぼす影響 ($N_e=1500\text{rpm}$ IMEP.H=300kPa 燃料噴射圧力 20MPa 直噴用 6 噴孔インジェクター SOI=290deg BTDC) .

第 5 章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

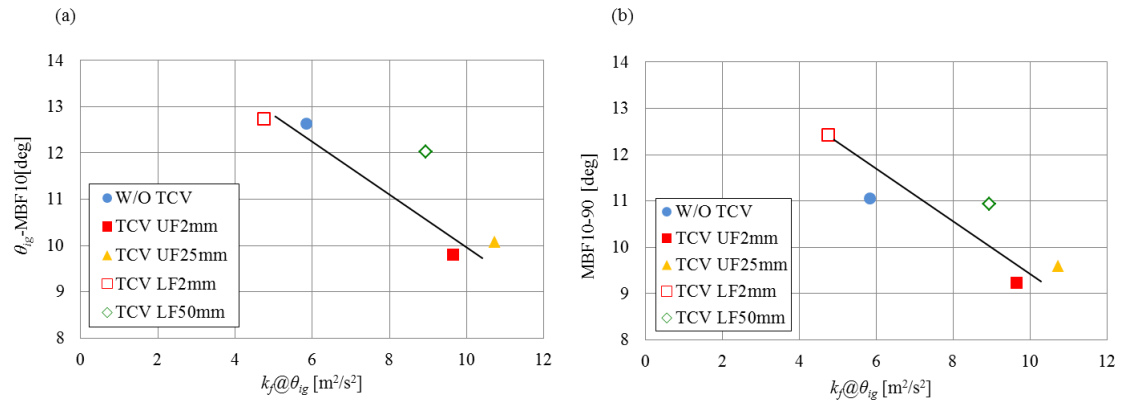


図 5.23: 可視化エンジンで得られたモータリング時の乱流運動エネルギー（時間フィルター法）と実機エンジンで得られた燃焼期間の関係，(a)初期燃焼期間 $θ_{ig}$ -MBF10，(b)主燃焼期間 MBF10-90.

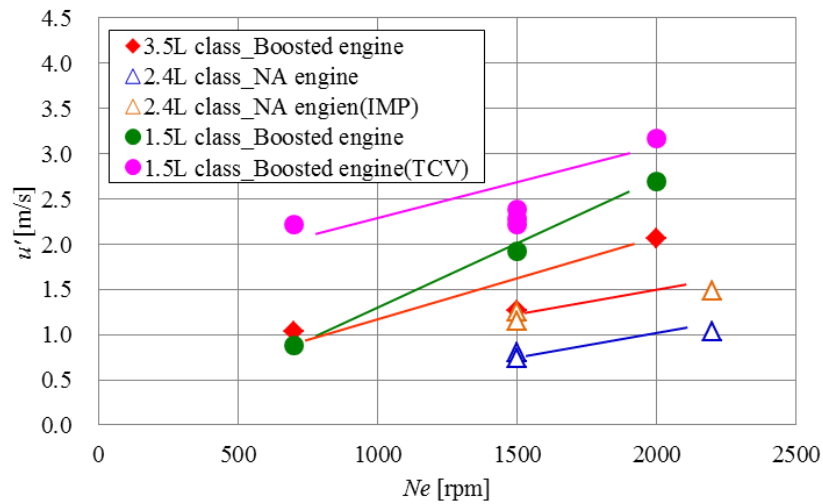


図 5.24: 各種エンジンにおけるエンジン回転数の圧縮 TDC の乱流特性（時間フィルター法）。

第5章 吸気切換えデバイスによる筒内乱流強化と燃焼促進

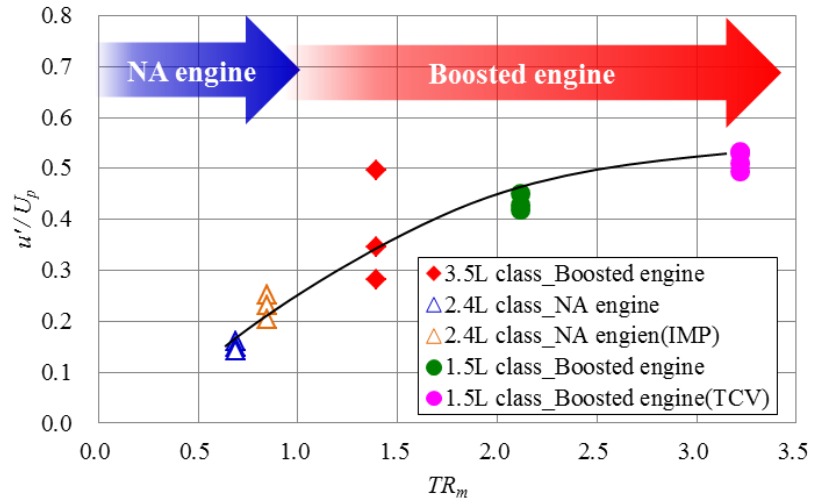


図 5.25: 各種エンジンにおける定常平均タンブル比 TR_m と圧縮 TDC における時間フィルター法により得られた乱流強度 u' の関係.

第6章

結論

高効率かつ高出力の自動車用次世代エンジンとして高過給ダウンサイジングエンジンが有望であるが、これを実現するには高回転域におけるエンジン筒内流動計測技術と乱流燃焼速度に寄与する乱流成分の分離法の確立が必要である。本論文では、それらを実現し、過給ダウンサイジングエンジンにおける強流動ポートとピストントップ形状が流動・燃焼特性に与える影響、及び高回転域での出力低下を低減させる吸気切換えデバイスによる乱流強化と燃焼促進効果との関係を明らかにすることを目的とした。各章で得られた結果をまとめると、次のようになる。

第2章では、レース用エンジン的高出力化においてキー技術である流動を対象とし、超高回転域における可視化技術の確立と流動特性の解明を目的とした。F1 エンジンの吸気行程から圧縮行程の筒内可視化を目的とした可視化エンジンの開発を行い、さらに、PIVにより超高回転域で形成される流動場の解析を行った結果、以下の結論を得た。

1. 中空構造の延長ピストンとスリーブリング採用により F1 エンジンと同一諸元を持つ 10000rpm まで計測可能な単気筒可視化エンジンを開発し、超高回転域での筒内解析が、世界で初めて可能となった。
2. 流動解析の結果、吸気バルブ下に生成される 2 対の渦が観察された。本エンジンの吸気ポート形状は高い体積効率が得られるように吸気バルブ全周より空気を流入させる形状であり、2 対の渦はその特徴的な流れである。
3. 3D モデルをフルモデルとし、適切なメッシュサイズと連続多サイクル計算による収束を行うことにより、F1 エンジンのような超高回転域でも CFD による筒内流動の予測が可能である。
4. 吸気 1 バルブ休止により簡易的に筒内流動強化を行った結果、流動強化による超高回転域の燃焼促進効果が確認された。

第3章では、筒内における平均流成分と乱流成分の分離法の確立を目的とした。簡易的に燃焼室内の流動を変化させて、第2章で構築した可視化技術を高時間分解能に拡張した高速 PIV 計測を行い、得られた瞬時速度から平均流成分と乱流成分に分離する手法を検討した結果、以下の結論を得た。

1. 吸気から圧縮行程を 1 周期とする流れの周波数特性で、スペクトルの傾きが変化する周波数が存在する。この周波数をカットオフ周波数として瞬時速度から平均流成分と乱流成分に分離する時間フィルター法を開発した。

2. 本章で開発した時間フィルター法により，計測条件の違いから予想される乱流運動エネルギーの特性が抽出でき，燃焼速度との相関性が確認された．
3. タンブル渦中心は乱流運動エネルギーが高いことから強流動ポートの適用にあたって，タンブル渦中心を点火プラグ近傍へ適切に制御できるような吸気ポートや燃焼室の設計が必要である．

第4章では，強流動ポートと透明スリーブを有する可視化エンジンに，第3章で開発した時間フィルター法を適用し，強流動場における乱流特性の解析を行った結果，以下の結論を得た．

1. 吸気行程で生成されたタンブル流は圧縮行程後半まで保存されており，タンブル渦中心の軌道はシリンダー内を時計回りに移動する．
2. エンジン筒内において，時間分解能 10kHz もの高速による乱流分布計測を世界で初めて実施した．本流動場に時間フィルター法を適用し，吸気から圧縮行程まで乱流評価を行う場合には，5kHz 以上の時間分解能が必要である．
3. 時間フィルター法で提案しているカットオフ周波数は，吸気行程時にピストン挙動で生成される比較的大きい流れのスケール（周波数）に相当する．
4. エンジン回転数の違いにより予想される乱流特性が得られていることから，過給エンジンのような強流動場においても本手法による平均流と乱流の分離が可能である．
5. 流動強化に対しては，吸気行程で生成された流れを効率良くタンブル流に変換するピストントップ形状が有効である．

第5章では，高回転域でチョーキングによる最大出力低下を低減させるための吸気切換えデバイスであるタンブルコントロールバルブ TCV の乱流特性を明らかにすることを目的として解析を行った結果，以下の結論を得た．

1. 隔壁先端から吸気バルブステムまでの距離を減少させると排気側へ向かう流れが支配的となり，圧縮行程後半の速度が増加し，乱流運動エネルギーも増加する．
2. 流入する空気は，隔壁の上側通路を流すと排気側へ流入する流れが支配的になり，圧縮行程後半の速度が増加する．隔壁の下側通路を流すと吸気バルブ下側からの流入が支配的となり，逆タンブル流の形成により圧縮行程後半の速度が減少する．

3. 可視化エンジンで得られた乱流運動エネルギーと実機 4 気筒エンジンで計測された燃焼期間の間に相関性がある.
4. 燃焼室形状に最適な流れを設計することが必要であり, 最適な仕様を選択することにより, TCV は燃焼促進に対して有効なデバイスとなる.

以上のように, 本論文では, 各種自動車用エンジンを模擬した可視化エンジンを対象として PIV 計測を行い, エンジン筒内の流動特性解明と燃焼促進効果を明らかにしてきた. しかし, 乱流燃焼は「乱流」と「火炎」という 2 つの物理現象であるため, 今後の研究として乱流火炎の研究が必要不可欠であると考えられる. 例えば, OH-LIF により得られる乱流火炎画像をもとにしたフラクタル解析が挙げられ, 乱流による急速燃焼のメカニズムをさらに明らかにしていく. また, 乱流を精度良く計測・解析を行うためには, 時間・空間分解能を高くする必要がある. PIV により得られる速度は検査体積内の平均速度であることから, 空間分解能は乱流の絶対値に影響を及ぼす. 今後, この影響について研究することが必要である. また, 時間分解能に関しては, その影響を本論文により明らかにしたが, 時間分解能は高いほど良いと考えられる. 本論文で用いた高速 PIV システムは 2005 年の導入時には最高性能を有していたが, 2015 年の最新システムを用いた場合には, 時間分解能 50kHz での計測・解析が可能であると考えられる. また, これら計測機の進化は日進月歩であり, 次の 10 年後には時間分解能 100kHz での計測も夢ではない.

最後に, 今後のエンジン燃焼技術であるが, ガソリンエンジンシステムに付加される燃焼技術は, 「直噴」, 「過給」, 「EGR」など, 軽油を燃料とするディーゼルエンジンとおおむね同じ構成になってきている. 近い将来, ガソリンエンジンとディーゼルエンジンの境界は少しずつ小さくなり, 同一のエンジンシステムへと進化していくと考えられる. 今後, 燃料を燃やして動力を発生するエンジンシステムは, HEV システムやバイオ燃料などの技術と融合・進化しながら, 燃料を燃やさずに動力を得る電動化時代まで主役であり続けられるように, 常に進化していく必要がある. そのためにも, エンジン燃焼技術を支える存在である筒内可視化技術は進化させていくべきものである.

付章A

PIV 計測の誤差解析

A.1 計測・解析パラメーターがおよぼす速度誤差への影響

PIV 計測において、推定される誤差要因と計測結果へおよぼす影響を明らかにし、PIV 計測の誤差を定量的に評価する[67].

2 時刻の連続するパルス状の照明で撮影された粒子画像の移動距離から物理空間における速度を求める場合、物理空間における速度 u は式(A.1)で求めることができる.

$$u = \alpha \frac{\Delta X}{\Delta t} + \varepsilon \quad (\text{A.1})$$

ここで、 α は変換係数、 ΔX は画像空間における粒子移動量、 Δt は 2 時刻の時間間隔、 ε は誤差である. この誤差 ε を推定する.

PIV 計測の各パラメーターから生じる誤差要因が、どのように速度 u へ伝播するかを図 A.1 に模式的に示す. 速度 u へ直接影響する誤差要因として、画像空間上での粒子移動量 ΔX , 変換係数 α , 2 時刻の時間間隔 Δt に加えて、計測原理から生じる誤差 δu の 4 つが挙げられる. トレーサーの「流体追従性」や流れの 3 次元性から生じる「透視投影」の影響は、計測原理に起因する誤差 δu として定義される. また、「レーザー強度の時間的・空間的な変動」は、「トレーサー粒子の散乱光強度」に影響し、「画像上の粒子位置の誤差」から移動量 ΔX へ起因する誤差として、最終的に u へ影響をおよぼす.

計測誤差の定義を図 A.2(a)に示す. 計測の誤差は「真値との隔たり」として定義され、計測値は、ある値のまわりにバラツキをもって分布する. 「計測値の平均値 $\bar{u}$ と真値の隔たり」を偏り誤差 β , 「個々の値が平均値よりずれる量」を偶然誤差 ε_k と呼ぶ. 計測値の誤差は、この偏り誤差 β と偶然誤差 ε_k の和 δ_K で定義される. 図 A.2(b)に誤差が伝播する様子を示す. ある 1 つの任意パラメーター s に依存する計測値 $u(s)$ を考える. 横軸にパラメーター s , その時の誤差 E を縦軸にとると、 s に誤差 ε_s が生じる場合、計測値は $u(s + \varepsilon_s)$ となり、真値 $u(s)$ から誤差 E_ε を持つ. この関係を式(A.2)に示す.

$$u(s + \varepsilon_s) = u(s) + \frac{\partial u}{\partial s} \varepsilon_s + O(\varepsilon_s^2) \quad (\text{A.2})$$

通常、パラメーターに含まれる誤差 ε_s は、パラメーター s に比べて十分小さいことから、誤差の影響のうち、2 次以上の項は小さいとして無視できると考えられる. よって、真値 $u(s)$ の近傍で、 s に対する u の傾き $\partial u / \partial s$ に、 ε_s

付章 A PIV 計測の誤差解析

をかけたものを誤差として取り扱って良いと考えられる．ここで， $\partial u / \partial s$ を感度係数と呼ぶ．

表 A.1 に誤差解析の結果を示す．評価に用いた速度場の条件は，第 3 章で計測された結果を参考とし，圧縮行程後半における速度 $u=10\text{m/s}$ ，変換係数 $\alpha=0.0903\text{pixel/mm}$ ，粒子移動量 $\Delta X=1.11\text{pixel}$ ，2 時刻の時間間隔 $\Delta t=10\ \mu\text{s}$ とした．なお，図 A.1 に示した中で，すべての誤差要因に対して定量的に解析することは困難であったため，一部，経験的な値を仮定して誤差を見積もった．また，画像解析の誤差については検討できていない．不確かさ U を，速度の単位を持つ正確度 B_{abs} と精密度 S_{abs} を用いて，それぞれ式(A.3)，式(A.4)，式(A.5)により計算を行った．

$$U = \sqrt{(B_{abs}^2 + S_{abs}^2)} \quad (\text{A.3})$$

$$B_{abs}^2 = \sum_{i=1}^N B_{abs_i}^2 \quad (\text{A.4})$$

$$S_{abs}^2 = \sum_{i=1}^N S_{abs_i}^2 \quad (\text{A.5})$$

ここで， i はパラメーター， N はパラメーターの数を示す．また，速度の単位を持つ B_{abs_i} と S_{abs_i} は，各パラメーター i に含まれる誤差の要因 j の絶対正確度 B_{abs_j0} ，絶対精密度 S_{abs_j0} と感度係数 θ_j を用いて，式(A.6)，式(A.7)より計算を行った．

$$B_{abs_i}^2 = \sum_{j=1}^M (B_{abs_j0} \theta_j)^2 \quad (\text{A.6})$$

$$S_{abs_i}^2 = \sum_{j=1}^M (S_{abs_j0} \theta_j)^2 \quad (\text{A.7})$$

解析の結果，不確かさ $U=0.13\text{m/s}$ となり，速度 $u=10\text{m/s}$ に対して約 1.3%の誤差となる．また，本研究において，速度へおよぼす誤差として，もっとも影響の大きいパラメーターは変換係数 α であった．

表 A.2 に誤差解析結果の詳細を示す．パラメーター i に含まれる誤差の要因 j の相対正確度 B_{rlt} ，相対精密度 S_{rlt} を示す．相対正確度と相対精密度は，それぞれ式(A.8)，式(A.9)より計算を行った．

$$B_{rlt_j}^2 = \left(\frac{B_{abs_0j} \theta_j}{M_i} \right)^2 \quad (A.8)$$

$$S_{rlt_j}^2 = \left(\frac{S_{abs_0j} \theta_j}{M_i} \right)^2 \quad (A.9)$$

ここで、 M_i はパラメーター i における速度場の条件として用いた値である。解析を行った結果、変換係数 α において、もっとも影響が大きい誤差要因は「スケールの読み取り誤差」で、約 0.6% であった。今回の誤差解析において、基準となる像長さを読み取る手法は、もっとも簡単な手法である「2 点間の距離抽出」とし、読み取り誤差を 2.5pixel/回と仮定した。しかし、実際は 2 点以上の点を読み取り、さらに最小二乗法により α を求めていることから、この誤差は小さいと予想される。他に、計測機を設定する際に配慮すべき誤差要因である「レーザーシートの物体平面とカメラの画像平面の非直角度 γ 」と「物体平面におけるレーザーシート面と校正用ターゲットの位置ずれ ΔZ_s 」について、それぞれ $\gamma=2^\circ$ 、 $\Delta Z_s=0.5\text{mm}$ と経験的な値を仮定して、誤差を見積もった。非直角度 γ は、変換係数 α と画像空間における粒子移動量 ΔX に影響をおよぼし、 $\gamma=2^\circ$ の場合、 α へ約 0.2%、 ΔX へ約 0.2% となり、速度へおよぼす影響は、それぞれ小さいと考えられる。また、 α へ影響をおよぼす「レーザーシート面と校正用ターゲットの位置ずれ ΔZ_s 」は、 $\Delta Z_s=0.5\text{mm}$ の場合、約 0.2% となり、その影響は小さい。以上のことから、計測機の設定において、非直角度 $\gamma \leq 2^\circ$ 、レーザーシート位置と校正ターゲットの位置ずれ $\leq 0.5\text{mm}$ 以内にするすることで、速度へおよぼす誤差を小さくすることができる。なお、計測の際に配慮すべき誤差要因である「流れの 3 次元性に起因する透視投影」については、 Δt が最適に設定されていると仮定し、速度に影響をおよぼさないと仮定した。 Δt は、レーザーシート面内の粒子移動量のみならず、面外方向速度からも決定されるべき重要なパラメーターであるため、次節にてさらに詳細に述べる。

A.2 2 時刻の時間間隔がおよぼす速度誤差への影響

2 時刻の時間間隔は、実際のテストにおいて、レーザー照射間隔に相当する。そこで、レーザー照射間隔 Δt が速度へおよぼす影響を解析する。第 4 章で用いた過給ダウンサイジングエンジンを対象とし、解析ポイントにおけるレーザー照射間隔 Δt が速度へおよぼす影響を図 A.3 に示す。ここで、ボ

ア方向の速度成分を u 速度成分, ストローク方向の速度成分を v 速度成分と定義し, 計測条件は 1500rpm WOT である. これより, 圧縮行程である $\theta = 180 \sim 30 \text{deg}$ BTDC では, Δt を $10 \sim 30 \mu\text{s}$ の間で変化させても, u , v 速度成分に大きな差は見られない. しかし, 吸気行程前半である $\theta = 330 \sim 240 \text{deg}$ BTDC では, Δt を $10 \mu\text{s}$ から $30 \mu\text{s}$ へ増加させると, それにともない u , v 速度成分が減少する傾向がみられる.

レーザー照射間隔 Δt を変化させた場合の画像空間における粒子移動距離へ与える影響を図 A.4 に示す. ここで, ボア方向への粒子移動量を ΔX , ボア方向を ΔY と定義する. Δt を変化させると ΔX , ΔY ともに増加する. 図 A.3 において Δt が速度へおよぼす影響が小さい圧縮行程では, ΔX , ΔY ともに 2pixel 以下である. これに対して, Δt が速度へおよぼす影響が大きい吸気行程前半では, ΔX , ΔY ともに 2pixel を超えている.

図 A.5 に, 画像処理により計算された全空間のベクトル数に対してバリデーションにより除去されなかった残存ベクトル数の比 $R_{\text{valid_vector}}$ とレーザー照射間隔 Δt の関係を示す. なお, 誤ベクトルの除去には, メディアンフィルタ法を用いた. これより, Δt の影響が大きい吸気行程前半では, Δt を増加させると $R_{\text{valid_vector}}$ は減少する. $\Delta t = 30 \mu\text{s}$ では, 画像相関より計算されたベクトルの約 70% が除去されていることが分かる.

一般的に, PIV 解析において画像空間上の粒子移動量が検査領域の $1/4$ 以下であれば精度に影響しないことが知られている. 本研究では, 再帰的 FFT 相互相関法を用いており, 最終検査領域は $16 \times 16 \text{pixel}$ である. これより, $\Delta t = 30 \mu\text{s}$ 時の粒子移動量は約 3pixel であり, 最終検査領域の $1/4$ である 4pixel を下回っている. しかし, バリデーションにより相当な数のベクトルが過誤ベクトルとして除去されている. この要因として, 第 4 章で述べた面外方向速度の影響が挙げられる. 吸気行程前半では, 吸気バルブ全周より筒内へ空気が流入することから, 非常に複雑な流れ場となっている. したがって, レーザーシート面を通過する速度 (面外方向速度) が, 圧縮行程より速くなり, Δt の影響がより大きく表れると考えられる. 今後, クランク角度に応じて Δt を変化させるなどの対応ができれば, さらなる誤差低減が可能となる.

付章 A PIV 計測の誤差解析

表 A.1: 誤差解析結果.

Parameter, i	B_{abs} [m/s]	S_{abs} [m/s]	U [m/s]
α	0.10399	-	0.13
ΔX	0.07037	-	
Δt	0.00054	0.00054	
δu	0.00120	0.03000	

表 A.2: 誤差解析結果の詳細.

Parameter, i	Factor of error, j	B_{rlt}	S_{rlt}
α	Scale length	-0.00592	-
	Physical location	0.00184	-
	Lens distortion	-0.00754	-
	CCD element distortion	0.00000	-
	Non-orthogonal of an optical axis	-0.00246	-
	Laser sheet position	-0.00262	-
ΔX	Variation of laser intensity	0.00424	-
	CCD element distortion	0.00506	-
	Non-orthogonal of an optical axis	0.00244	-
Δt	Pulse generator jitter	0.00002	0.00004
	Light emission jitter	0.00005	0.01107
Δu	Traceability	0.00010	0.00600
	Perspective projection	0.00007	-

付章 A PIV 計測の誤差解析

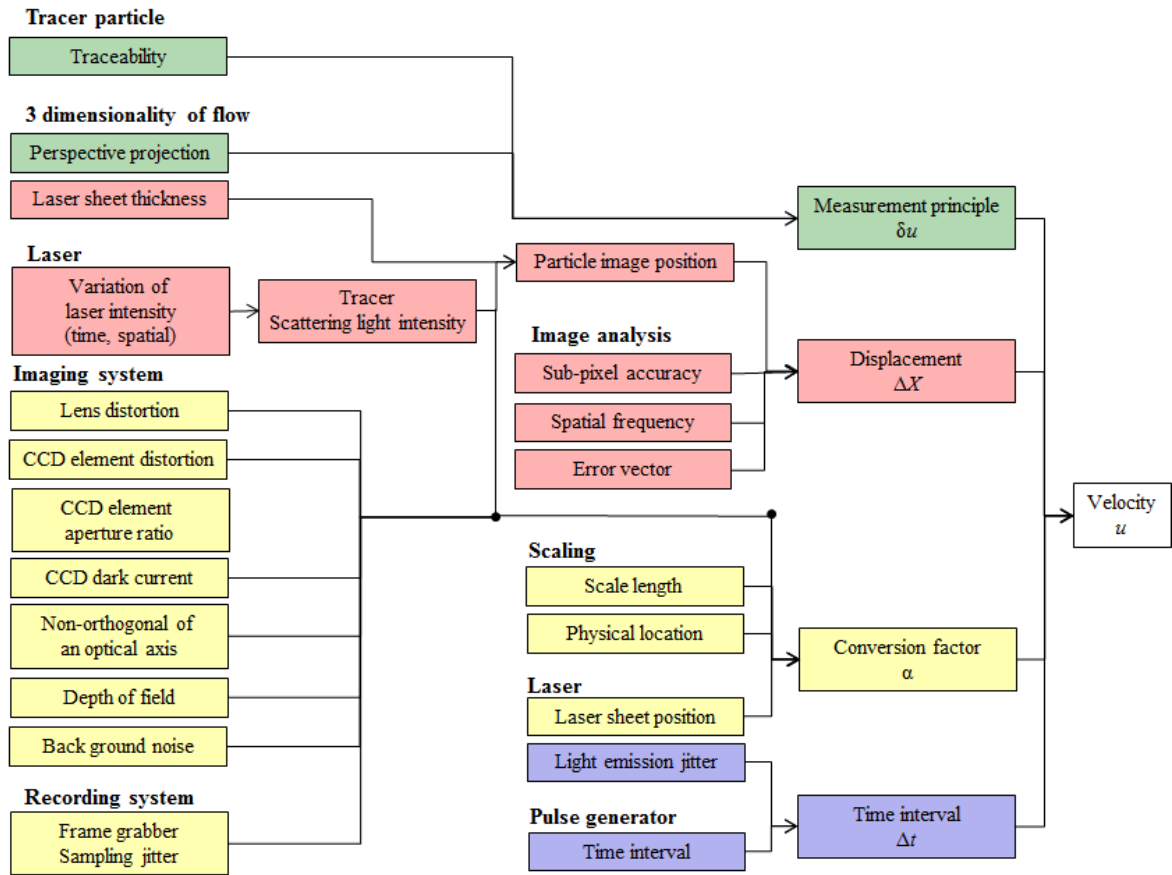


図 A.1: PIV 計測における各パラメーターから生じる誤差要因の伝播.

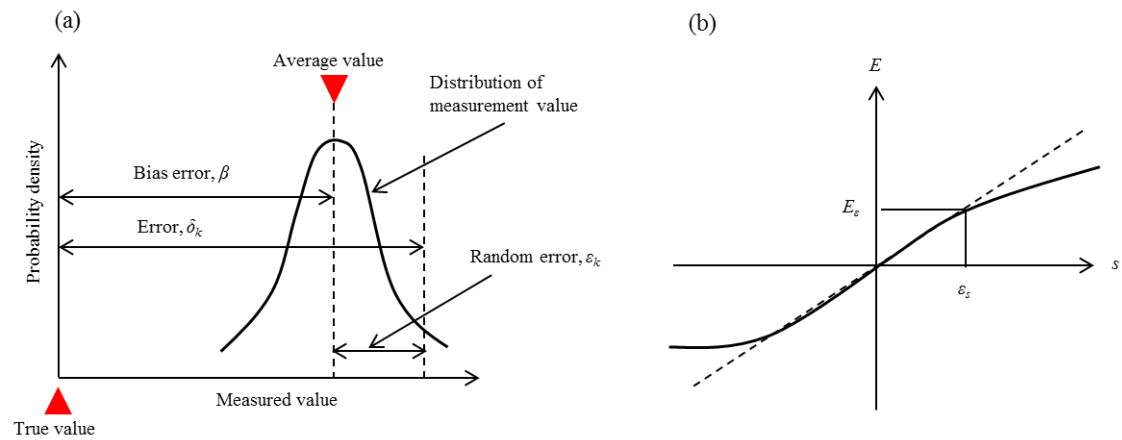


図 A.2: (a)誤差の定義, (b)任意パラメーターにおける誤差の伝播.

付章 A PIV 計測の誤差解析

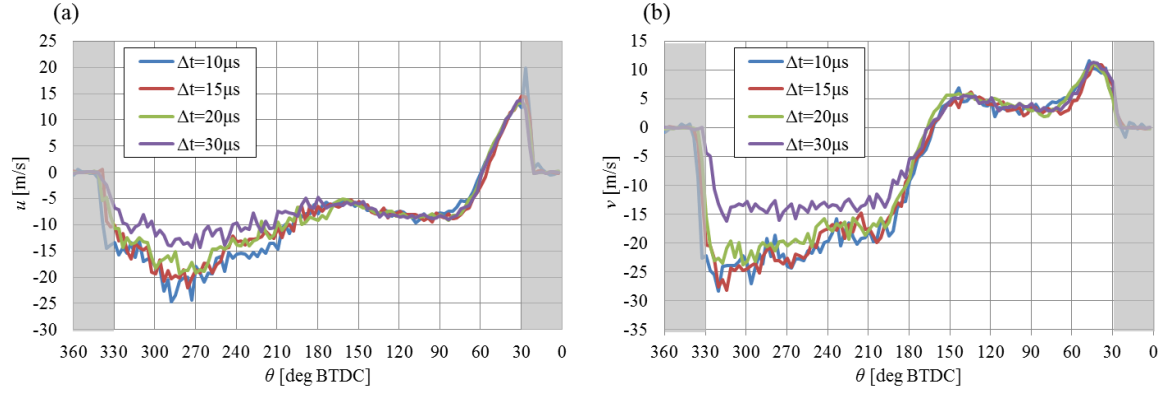


図 A.3: レーザー照射間隔 Δt が速度へおよぼす影響 (解析ポイント, $Ne=1500\text{rpm}$ WOT), (a) u 速度成分, (b) v 速度成分.

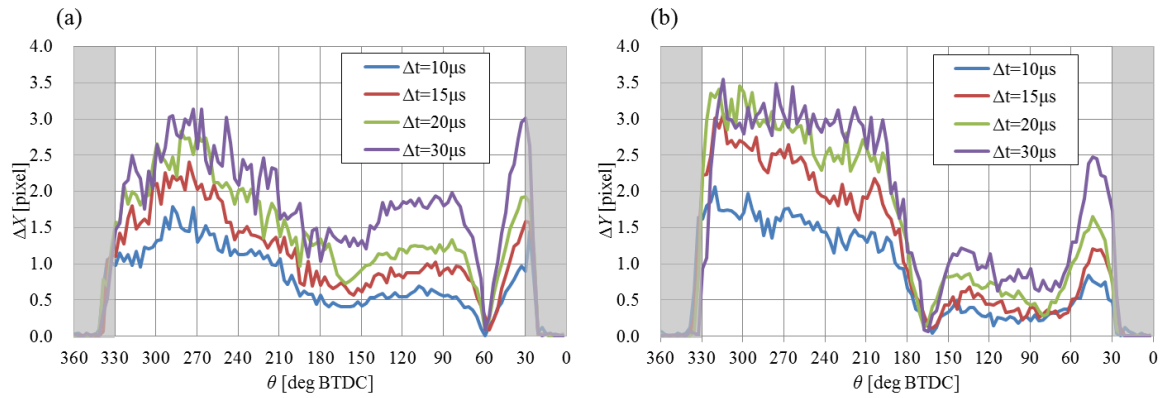


図 A.4: レーザー照射間隔 Δt が粒子移動量へおよぼす影響 (解析ポイント, $Ne=1500\text{rpm}$ WOT), (a) u 速度成分, (b) v 速度成分.

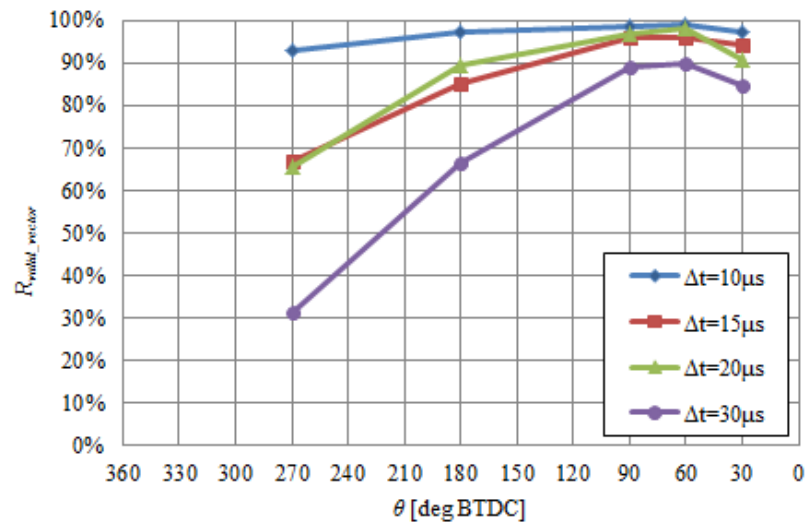


図 A.5: レーザー照射間隔 Δt とバリデーション後の残存ベクトル割合 R_{valid_vector} の関係 ($N_e=1500\text{rpm}$ WOT) .

付章B

乱流運動エネルギー方程式の導出

付章 B 乱流運動エネルギー方程式の導出

乱流運動エネルギー k についての輸送方程式の導出をまとめる[68].

座標 x_i 方向の速度 u_i を, 式(B.1)に示すように平均流成分 $\bar{u}_i$ とその変動成分 u_i' に分離する.

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (\text{B.1})$$

この式に平均操作を施せば, $\bar{u}_i = \bar{u}_i$ であることから, 式(B.1)は以下のようになる.

$$\bar{u}_i = \bar{\bar{u}_i} + \overline{u_i'} \rightarrow \overline{u_i'} = 0 \quad (\text{B.2})$$

ここで, 添え字 i についての使い方を示す. 「1 つの項の中に同じ添え字が繰り返される場合, その添え字について 1~3 の総和をとることとする」という約束をアインシュタインの総和規約という. 例を以下に示す.

$$\begin{aligned} a_i b_i &= a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 \\ u_i^2 &= u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 \end{aligned}$$

また, 繰り返されていない添え字は, その添え字について 1~3 の 3 つの式が連立することを意味する. 例として以下の式の場合を示す.

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = F_i$$

この場合, j は繰り返しているが, i は繰り返していないので, 以下のようになることを意味する.

$$u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + u_3 \frac{\partial u_1}{\partial x_3} = F_1 \quad (i = 1)$$

$$u_1 \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + u_3 \frac{\partial u_2}{\partial x_3} = F_2 \quad (i = 2)$$

$$u_1 \frac{\partial u_3}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_3}{\partial x_2} + u_3 \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = F_3 \quad (i = 3)$$

また, 繰り返している添え字は, 単に加え合わせることを意味するので, 以下のように他の文字への書き換えが可能である.

付章 B 乱流運動エネルギー方程式の導出

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k}$$

乱流を記述する式として、連続の式とナビエ・ストークスの式がある。流れが非圧縮性である場合、連続の式とナビエ・ストークスの式は、それぞれ式(B.3)、式(B.4)となる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{B.4})$$

平均流成分と変動成分の連続の式を得るために、式(B.3)に対して、式(B.1)を用いることにより、式(B.5)に示すように流速を平均流成分と変動成分に分離する。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{B.5})$$

式(B.5)に対して平均操作を施すと式(B.6)を得る。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{B.6})$$

さらに、 $\overline{u_i'} = 0$ 、及び、 $\bar{u}_i = \overline{u_i}$ の関係より、式(B.7)を得る。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{B.7})$$

また、式(B.7)より、式(B.6)は式(B.8)となる。

$$\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{B.8})$$

これより、流速の平均流成分と変動成分のそれぞれについて連続の式が成立する。

付章 B 乱流運動エネルギー方程式の導出

次に、平均流成分と変動成分の運動方程式を得るために、ナビエ・ストークス方程式について平均流成分と変動成分の分離を行う。まず、式(B.4)の左辺第 2 項（対流項）について、式(B.3)の関係を利用して変形を行うことにより、式(B.9)を得ることができる。

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) - u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) \quad (\text{B.9})$$

上式に対して、式(B.1)の関係をを用いて、平均流成分と変動成分の分離を行う。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) &= \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{u}_i + u_i')(\bar{u}_j + u_j')] \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}_i u_j' + u_i' \bar{u}_j + u_i' u_j') \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

これに平均操作を施すと、右辺第 2 項と第 3 項がゼロとなることから、式(B.11)を得ることができる。

$$\overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i' u_j'}) = \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i' u_j'}) \quad (\text{B.11})$$

このように対流項に平均操作を施すと、変動成分の積に関する新たな項が現れる。これは、対流項が流速に対して非線形性をもつためである。対流項以外の項は u や圧力 p に対して線形なので、平均化しても新たな項は現れない。例えば、圧力 p において、 $\overline{\bar{p} + p'} = \bar{p}$ となる。これより、式(B.4)に平均操作を施すことにより、平均流成分の運動方程式を得る。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (\text{B.12})$$

最終項に現れた $-\overline{u_i' u_j'}$ はレイノルズ応力と呼ばれる。次元的には $-\rho \overline{u_i' u_j'}$ がレイノルズ応力と呼ばれるべきであるが、通常、 ρ のない形も同様に呼ばれる。平均操作により生成される未知量（レイノルズ応力）を表現するために、乱流のモデル化が必要となる。乱流モデルは、レイノルズ応力自体を直接求める「レイノルズ応力モデル」とレイノルズ応力に渦粘性の概念を導入した「渦粘性モデル」の 2 つに大きく分けられる。渦粘性モデルの代表例が、 $k-\varepsilon$ モデルである。

付章 B 乱流運動エネルギー方程式の導出

次に、変動成分の運動方程式を得るために、ナビエ・ストークス方程式である式(B.4)の u_i に式(B.1)を代入し、平均流成分と変動成分に分離する。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{u}_i + u_i') + (\bar{u}_k + u_k') \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{u}_i + u_i') = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{p} + p') + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} (\bar{u}_i + u_i') \quad (\text{B.13})$$

式(B.13)から、添え字 j を k に変更した式(B.12)を差し引くことにより、変動成分の運動方程式を得る。

$$\frac{\partial u_i'}{\partial t} + u_k' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \bar{u}_k \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i' u_k' - \overline{u_i' u_k'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k^2} \quad (\text{B.14})$$

さらに、変動成分の運動エネルギー方程式を得るため、式(B.14)に u_i' をかけて、平均操作を施すことにより以下の式を得ることができる。

$$\overline{u_i' \frac{\partial u_i'}{\partial t}} + \overline{u_i' u_k' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}} + \overline{u_i' \bar{u}_k \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} + \overline{u_i' \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i' u_k' - \overline{u_i' u_k'})} = -\frac{1}{\rho} \overline{u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \nu \overline{u_i' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k^2}} \quad (\text{B.15})$$

整理しやすいように各項毎に書き出して変形を行う。左辺第1項は以下のように変形できる。

$$\overline{u_i' \frac{\partial u_i'}{\partial t}} = \frac{1}{2} \overline{\frac{\partial u_i'^2}{\partial t}} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} \overline{u_i'^2} = \frac{\partial k}{\partial t} \quad (\text{B.16})$$

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i'^2} \quad (\text{B.17})$$

ここで、 k は乱流運動エネルギーである。さらに左辺第2～5項は、それぞれ以下のように変形できる。

$$\overline{u_i' u_k' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}} = \overline{u_i' u_k'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \quad (\text{B.18})$$

$$\overline{u_i' \bar{u}_k \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} = \bar{u}_k \overline{u_i' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} = \bar{u}_k \frac{1}{2} \overline{\frac{\partial u_i'^2}{\partial x_k}} = \bar{u}_k \frac{\partial k}{\partial x_k} \quad (\text{B.19})$$

付章 B 乱流運動エネルギー方程式の導出

$$\overline{u_i' \frac{\partial u_i' u_k'}{\partial x_k}} = \overline{u_i' u_k' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} + \overline{u_i' u_i' \frac{\partial u_k'}{\partial x_k}} = \overline{u_i' u_k' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} = \frac{1}{2} \overline{\frac{\partial u_i'^2 u_k'}{\partial x_k}} \quad (\text{B.20})$$

$$\overline{u_i' \frac{\partial}{\partial x_k} u_i' u_k'} = \overline{u_i'} \frac{\partial \overline{u_i' u_k'}}{\partial x_k} = 0 \quad (\text{B.21})$$

ここで、左辺第 5 項は式(B.2)の関係を用いた。また、右辺第 1～2 項は、それぞれ以下のように変形できる。

$$-\frac{1}{\rho} \overline{u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} = -\frac{1}{\rho} \overline{\frac{\partial u_i' p'}{\partial x_i}} = -\frac{1}{\rho} \overline{\frac{\partial u_k' p'}{\partial x_k}} \quad (\text{B.22})$$

$$\overline{v u_i' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k^2}} = \frac{\nu}{2} \overline{\frac{\partial^2 u_i'^2}{\partial x_k^2}} - \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right)^2} \quad (\text{B.23})$$

式(B.15)に式(B.16)～式(B.23)を代入し、整理することにより、変動成分のエネルギー方程式（乱流運動エネルギーの方程式）を得ることができる

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial k}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \overline{\frac{\partial u_k' p'}{\partial x_k}} - \frac{1}{2} \overline{\frac{\partial u_i'^2 u_k'}{\partial x_k}} + \frac{\nu}{2} \overline{\frac{\partial^2 u_i'^2}{\partial x_k^2}} - \overline{u_i' u_k' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}} - \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right)^2} \quad (\text{B.24})$$

ここで、左辺の第 1 項を非定常項、第 2 項を対流項、右辺の第 1 項を圧力拡散項、第 2 項を乱流拡散項、第 3 項を粘性拡散項、第 4 項を生成項、第 5 項を消散項と呼ぶ。

レイノルズ応力の輸送方程式を得るために、変動成分の運動方程式である式(B.14)に u_j' を書けた後に平均操作を施すことにより、以下の式を得ることができる。

$$\begin{aligned} \overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial t}} + \overline{u_j' u_k' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}} + \overline{u_j' \bar{u}_k \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} + \overline{u_j' \frac{\partial}{\partial x_k} (u_i' u_k' - \bar{u}_i \bar{u}_k')} &= -\frac{1}{\rho} \overline{u_j' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \overline{v u_j' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k^2}} \\ \overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial t}} + \overline{u_j' u_k' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}} + \overline{\bar{u}_k u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} + \overline{u_j' \frac{\partial u_i' u_k'}{\partial x_k}} &= -\frac{1}{\rho} \overline{u_j' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} + \overline{v u_j' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k^2}} \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

付章 B 乱流運動エネルギー方程式の導出

式(B.25)の i と j を入れ替えた式と式(B.25)を加えた後，整理しやすいように各項毎に書き出して変形を行う．右辺第 1～4 項までは，以下のようにそれぞれ変形できる．

$$\overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial t}} + \overline{u_i' \frac{\partial u_j'}{\partial t}} = \overline{\frac{\partial u_i' u_j'}{\partial t}} \quad (\text{B.26})$$

$$\overline{u_j' u_k' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}} + \overline{u_i' u_k' \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k}} \quad (\text{B.27})$$

$$\overline{\bar{u}_k u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} + \overline{\bar{u}_k u_i' \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}} = \overline{\bar{u}_k \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_k}} \quad (\text{B.28})$$

$$\overline{u_j' \frac{\partial u_i' u_k'}{\partial x_k}} + \overline{u_i' \frac{\partial u_j' u_k'}{\partial x_k}} = \overline{\frac{\partial u_i' u_j' u_k'}{\partial x_k}} \quad (\text{B.29})$$

同様にして，右辺第 1 項と第 2 項は以下のように，それぞれ変形できる．

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \overline{u_j' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} - \frac{1}{\rho} \overline{u_i' \frac{\partial p'}{\partial x_j}} &= -\frac{1}{\rho} \left(\overline{\frac{\partial u_j' p'}{\partial x_i}} - \overline{p' \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}} \right) - \frac{1}{\rho} \left(\overline{\frac{\partial u_i' p'}{\partial x_j}} - \overline{p' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \right) \\ &= -\frac{1}{\rho} \left(\overline{\frac{\partial u_i' p'}{\partial x_j}} + \overline{\frac{\partial u_j' p'}{\partial x_i}} \right) + \frac{p'}{\rho} \left(\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} + \overline{\frac{\partial u_j'}{\partial x_i}} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

$$\begin{aligned} \overline{\nu u_j' \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k^2}} + \overline{\nu u_i' \frac{\partial^2 u_j'}{\partial x_k^2}} &= \nu \left(\overline{\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_i' u_j'}{\partial x_k^2}} - \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}} \right) + \nu \left(\overline{\frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_i' u_j'}{\partial x_k^2}} - \overline{\frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_k}} \right) \\ &= \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k^2} - 2\nu \left(\overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} \right) \left(\overline{\frac{\partial u_j'}{\partial x_k}} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

式(B.26)～(B.31)を整理すると，以下に示すようなレイノルズ応力の輸送方程式を得ることができる．

付章 B 乱流運動エネルギー方程式の導出

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k} \\
 &= -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i' p'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j' p'}}{\partial x_i} \right) + \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \overline{u_i' u_j' u_k'}}{\partial x_k} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k^2} \\
 & \quad - \left(\overline{u_j' u_k'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + \overline{u_i' u_k'} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) - 2\nu \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k} \right) \left(\frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_k} \right)
 \end{aligned} \tag{B.32}$$

ここで、 $i=j$ とすると式(B.24)の乱流運動エネルギーの方程式となる．その場合、右辺第 2 項の圧力ひずみ相関項はゼロとなるため、乱流運動エネルギーの方程式には表れない．

最後に、平均流成分の運動エネルギー方程式を得るために、平均流成分の運動方程式である式(B.12)の両辺に $\overline{u_i}$ をかける．

$$\overline{u_i} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \overline{u_i} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \overline{u_i} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \right) \tag{B.33}$$

整理しやすいように各項毎に書き出して変形を行う．左辺第 1 項は以下のように変形できる．

$$\overline{u_i} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_i u_i}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{2} \overline{u_i^2} = \frac{\partial K}{\partial t} \tag{B.34}$$

$$K = \frac{1}{2} \overline{u_i^2} \tag{B.35}$$

ここで、 K は平均流成分の運動エネルギーである．左辺第 2 項は以下のように変形できる．

$$\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \overline{u_j} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) = \overline{u_j} \frac{\partial K}{\partial x_j} \tag{B.36}$$

右辺第 1 項～第 3 項は以下のように、それぞれ変形できる．

付章 B 乱流運動エネルギー方程式の導出

$$-\frac{1}{\rho} \bar{u}_i \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{u}_i \bar{p}}{\partial x_i} - \bar{p} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{u}_i \bar{p}}{\partial x_i} \quad (\text{B.37})$$

$$\bar{u}_i \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = \nu \bar{u}_i \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} = \nu \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \bar{u}_i^2}{\partial x_j^2} - \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 \quad (\text{B.38})$$

$$\bar{u}_i \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i' u_j'}) = \frac{\partial \overline{u_i' u_j' u_i}}{\partial x_j} - \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (\text{B.39})$$

式(B.33)に式(B.34)～(B.39)を代入し，整理すると平均流成分の運動エネルギー方程式を得ることができる．

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial K}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{u}_i \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u_i' u_j' u_i}}{\partial x_j} + \frac{\nu}{2} \frac{\partial^2 \bar{u}_i^2}{\partial x_j^2} + \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 \quad (\text{B.40})$$

ここで，比較のため，乱流運動エネルギーの方程式[式(B.24)]を以下に示す．

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{u_k' p'}}{\partial x_k} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_i'^2 u_k'}}{\partial x_k} + \frac{\nu}{2} \frac{\partial^2 \overline{u_i'^2}}{\partial x_k^2} - \overline{u_i' u_k'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \nu \left(\frac{\partial \overline{u_i'}}{\partial x_k} \right)^2$$

右辺第4項は，平均流成分の運動エネルギーと乱流運動エネルギーの両方の方程式に表れている．また，この項の符号は，両方程式の間で異なることから，平均流と乱流の間でのエネルギーのやり取りを示す．通常，平均流から乱流へエネルギーが渡されることから，この項は乱れの生成項と呼ばれる．

付章C

混合気の物性推算

付章 C 混合気の物性推算

混合気の物性を物性推算法により推算を行った[52]．物性定数は，一般的に温度および圧力の関数である．物性定数の数値は物性により異なるが，温度・圧力による変化には共通性がみられる．この共通性に関する原理を「対応状態原理」と言う．

定圧における対応状態理論を適用した無極性の純粋気体粘度 η の推算式は式(C.1)で示される．

$$\eta\xi = 4.610T_r^{0.618} - 2.04e^{-0.449T_r} + 1.94e^{-4.058T_r} + 0.1 \quad (\text{C.1})$$

ここで， η の単位はマイクロポアズ [μP] であり， ξ は粘度パラメーター， T_r は対臨界温度である． ξ は式(C.2)により求めることができる．

$$\xi = \frac{T_c^{1/6}}{M^{1/2}P_c^{2/3}} \quad (\text{C.2})$$

ここで， T_c は臨界温度[K]， P_c は臨界圧力[atm]， M は分子量である．また，対臨界温度 T_r は以下の式(C.3)により求めることができる．

$$T_r = \frac{T}{T_c} \quad (\text{C.3})$$

ここで， T は気体の温度[K]である．低圧における混合気体の粘度 η_m^0 は，式(C.1)に示した純粋気体の粘度を用いて，以下の式(C.4)～(C.6)により求めることができる．

$$\eta_m^0 = \sum_{i=1}^n \frac{y_i \eta_i}{\sum_{i=1}^n y_i \phi_{ij}} \quad (\text{C.4})$$

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + (\eta_i/\eta_j)^{1/2} (M_j/M_i)^{1/4}\right]^2}{\left[8(1 + M_i/M_j)\right]^{1/2}} \quad (\text{C.5})$$

$$\phi_{ji} = \frac{\eta_j M_i}{\eta_i M_j} \phi_{ij} \quad (\text{C.6})$$

ここで，下添え字の i および j は， n 成分中の i 番目および j 番目の成分を表す．さらに，臨界温度・臨界圧力よりも高い状態においては，混合気体の粘

付章 C 混合気の物性推算

度の圧力補正が必要となる。高圧における混合気体の粘度 η_m は以下の式 (C.7) より求めることができる。

$$(\eta_m - \eta_m^0) \xi_m = (1.08) [\exp(1.439 \rho_{rm}) - \exp(-1.111 \rho_{rm}^{1.858})] \quad (C.7)$$

ここで、 ρ_{rm} は混合気体の擬対臨界密度である。 ρ_{rm} は以下の式 (C.8) で表される。

$$\rho_{rm} = \frac{\rho_m}{\rho_{cm}} \quad (C.8)$$

ここで、 ρ_m は混合気体の密度、 ρ_{cm} は混合気体の擬臨界密度で、以下の式 (C.9) より求めることができる。

$$\rho_{cm} = \frac{P_{cm}}{Z_{cm} R T_{cm}} \quad (C.9)$$

ここで、 R はガス定数である。また、式 (C.7) の混合気体の粘度パラメーター ξ は、以下の式 (C.10) より求めることができる。

$$\xi_m = \frac{T_{cm}^{1/6}}{M_m^{1/2} P_{cm}^{2/3}} \quad (C.10)$$

n 成分の混合気の平均臨界定数は以下の式 (C.11) ~ (C.14) により求めることができる。

$$T_{cm} = \sum_{i=1}^n T_{ci} y_i \quad (C.11)$$

$$z_{cm} = \sum_{i=1}^n z_{ci} y_i \quad (C.12)$$

$$V_{cm} = \sum_{i=1}^n V_{ci} y_i \quad (C.13)$$

$$P_{cm} = \frac{Z_{cm}RT_{cm}}{V_{cm}} \quad (\text{C.14})$$

ここで、 T_{cm} は平均臨界温度、 V_{cm} は平均臨界容積、 P_{cm} は平均臨界圧力、 y_i は i 番目の成分のモル分率、 z_{cm} は擬臨界圧縮係数である。擬臨界圧縮係数 z_{cm} は以下の式(C.15)により求めることができる。

$$z_c = \frac{P_c V_c}{RT_c} \quad (\text{C.15})$$

ここで、 V_c は臨界容積である。

以上のように、式(C.7)より、疑似燃料 PRF の粘性係数を求めることができる。また、計算に使用した値を表 C.1 にまとめる。

表 C.1: 疑似燃料 PRF による混合気の粘性係数を計算するための物性値.

Component	M [kg/kmol]	T_c [K]	P_c [atm]	V_c [ml/mol]	y	z_c
Air	29	132.5	37.2	92.7	0.98302	0.313
i-octane	114.2	544.3	25.5	468	0.01128	0.264
n-heptane	100.2	540.2	27	432	0.00310	0.260
Toluene	92.1	591.7	40	316	0.00261	0.257

参 考 文 献

- [1]川合誠，橋本英樹，赤崎修介，西村要一，大保慎一，上田伸一，“Ultra Low Emission Vehicle のための高精度空燃比制御 ECU”，Honda R&D Technical Review, Vol.9(1997), pp.100-110.
- [2]西澤一俊，堀江薫，三浦啓二，荻原秀実，田中力，山田範之，“VTEC-E リーンバーンエンジンの開発”，Honda R&D Technical Review, Vol.4(1992), pp.22-31.
- [3]甲田豊，菅波友二，小林裕幸，小川賢，“高性能・低エミッション 2.0L 直噴ガソリンエンジンの開発”，Honda R&D Technical Review, Vol.16, No.1(2004), pp.39-46.
- [4]山田卓也，溝田新，武田真明，森田照義，“スプレーガイド直噴エンジンの混合気形成に関する研究”，第 47 回燃焼シンポジウム講演論文集，E135(2009).
- [5]高倉史郎，高橋真嘉，石賀雅浩，中村勝則，秋元茂，“予混合水素エンジンにおける異常燃焼の要因解析と抑制手法”，第 21 回内燃機関シンポジウム講演論文集，C1-3 (2010)，pp. 171-176.
- [6]長尾不二夫，内燃機関講義，第 3 次改著(1996)，pp.36-39，養賢堂.
- [7]Urata, Y., Awasaka, M., Takanashi, J., Kakinuma, T., Hakozaki, T., Umemoto, A., “Study of Gasoline-fueled HCCI Engine Equipped with an Electromagnetic Valve train”, *SAE technical paper*, 2004-01-1898(2004).
- [8]猪原建彦，飯田実，デイビッド E.フォスター，“負のオーバーラップによるガソリン HCCI の吸気バルブタイミングと燃焼の性質”，YAMAHA MOTOR TECHNICAL REVIEW(2007), pp.1-10.
- [9]窪山達也，森吉泰生，山田敏生，高梨淳一，鈴木正剛，畑村耕一，“筒内温度・燃料濃度分布がブローダウン過給 HCCI ガソリン機関の燃焼特性に与える影響”，第 20 回内燃機関シンポジウム，20090052(2009).

- [10]代田大祐, 飯田訓正, ” 温度および当量比の層状化による HCCI 燃焼時の圧力上昇率低減効果に関する研究”, 第 20 回内燃機関シンポジウム, 20090028(2009).
- [11]Hyvonen, J., Haraldsson, G., Johansson, B., “Operating Range in a Multi Cylinder HCCI Engine Using Variable Compression Ratio”, *JSAE/SAE international Spring Fuels & Lubricants Meeting*, JSAE 20030178, SAE 2003-01-1829(2003), pp.1-11.
- [12]田岸竜太郎, 池谷健一郎, 高沢正信, 山田健人, “ガソリンエンジンの熱効率追求”, 自動車技術会講演論文集, 146-20145712(20015).
- [13]鈴木雅樹, 早川修一, 石原祥道, 進藤俊洋, “小型車用 新 L4 ガソリンエンジンの開発”, 自動車技術会学術講演会前刷集, 20145057(2014), pp.9-12.
- [14]倉内孝, 山田哲, 高木功, “ESTEC 1NR-FKE エンジン開発”, 自動車技術会学術講演会前刷集, 20145224(2014), pp.19-22.
- [15]明本禧洙, 上島英夫, 川口仁, 天川豊, 松本誠司, 中村健佐, 佐藤利行, “S2000 用 高出力 低エミッション DOHC-VTEC エンジンの開発”, *HONDA R&D Technical Review*, Vol.11, No.1(1999), pp.29-38.
- [16]本田技術研究所編, *F1 Special (The Third Era Activities)*, Technical Review(2009), 本田技術研究所.
- [17]藤吉美広, 北山拓, “F1 エンジンにおけるエンジン技術”, *エンジンテクノロジー*, 第 4 巻, 第 2 号, 通巻 19 号(2002), pp. 8-13, 山海堂.
- [18]高橋真嘉, 大倉康裕, 花田尚喜, 三浦啓二, “F1 エンジンにおける吸気圧力干渉を利用したトルク特性開発手法の構築”, 第 20 回内燃機関シンポジウム講演論文集, 20090084(2009).
- [19]Middendoft, H., Krebs, R., Szengel, R., Pott, E., Fleib, M., Hagelstein, D., “Volkswagen introduces the worlds first double charge air direct injection petrol engine”, *14th Aachen Colloquium* (2005), p.961-986.

- [20]Szengel, R., Middendorf, H., Pott, E., Theobald, J., Etzrodt, T., Krebs, R., “The TSI with 90 kW – the Expansion of the Volkswagen Family of Fuel Efficient Gasoline Engines”, *28th International Wiener Motor Symposium* (2007).
- [21]小島晋爾, 勝見則和, 宮川浩, 奥村猛, 植田貴宣, ”斜めスキッシュ形燃焼室のノック抑制機構（燃焼後半の火炎加速によるノック抑制）”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.65, No.638(1990), pp.3523-3529.
- [22]佐々木潤三, 志々目宏二, 藤川竜也, 佐藤圭峰, 和田好隆, 大森秀樹, 小田祐介, ”高圧縮比エンジンの出力改善について”, 第 21 回内燃機関シンポジウム講演論文集, B1-2(2010), pp.99-104.
- [23]漆原友則, 村山太一, 李奇衡, 高木靖雄, “スワール・タンブルによる乱流生成と燃焼特性”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.60, No.580(1994), pp.4280-4286.
- [24]能川真一郎, 中田浩一, 神田睦美, ”過給リーンバーンエンジンによる熱効率向上”, 第 21 回内燃機関シンポジウム講演論文集, A7-4(2010), pp.533-538.
- [25]Adomeit, P., Weinowski, R., Ewald, J., Burnn, A., Kleeberg, H., Tomazic, D., “A New Approach for Optimization of Mixture Formation on Gasoline DI Engines”, *SAE International*, 2010-01-0509(2010), p.1-17.
- [26]三藤祐子, 丹澤一樹, 渡辺通夫, 永山勇太, ”新型 1.2L スーパーチャージャガソリンエンジンの燃焼性能設計”, 自動車技術会学術講演会前刷集, 2011562(2011), pp.23-26.
- [27]Wurns, R., Budack, R., Bohme, J., Dornhofer, R., Eiser, A., Hatz, W., “The New 2.0L TFSI with the Audi Valvelift System for the Audi A4 – The Next Generation of the Audi TFSI Technology”, *17th Aachen Colloquium*(2008), pp.1067-1090.
- [28]新井文人, 細井啓志, 土屋富久, 嶋村仁志, 荻原建志, 伊藤良秋, 星幸一, ”新 AR シリーズエンジンの開発”, 自動車技術会シンポジウム, 20094117(2009), pp.19-24.

- [29]宮本勝彦, 山下正行, 五島賢司, 藤永尚人, 三木田彰, ”可変吸気流制御による燃費, 排気ガス低減に関する研究”, 三菱自動車 テクニカルレビュー, No.20, pp.69-74.
- [30]藤本茂希, 大高義行, 小堂智史, “MBD 実現に向けたエンジンプラントモデルと段階的システム同等環境の構築”, Honda R&D Technical Review, Vol.24, No.2(2012), pp. 120-127.
- [31]佐々木隆, 吉田一夫, 浦田泰弘, 大野敏久, 石井清, “筒内現象解析用可視化エンジンの紹介”, Honda R&D Technical Review, Vol.10(1998), pp.78-89.
- [32]浦田泰弘, 吉田一夫, 大野敏久, 石井清, “レーザシート法によるシリンダ内流れの 3 次元測定”, HONDA R&D Technical Review, Vol.8(1996), pp. 106-114.
- [33]中島樹志, 加藤毅彦, 秋山清和, 小森啓介, “レースエンジン開発における燃焼解析技術”, エンジンテクノロジー, 第 8 巻, 第 2 号, 通巻 43 号(2006), pp. 50-54, 山海堂.
- [34]Fuyuto, T., Hattori, Y., Fujikawa, T., Akihama, K., “Combustion Visualization Using Newly-developed Optically Accessible Single-Cylinder Engines”, R&D Review of Toyota CRDL, Vol.44, No.2(2013), pp.43-53.
- [35]Bianchi, M.G, Cantore, G., Mattarelli, E., Guerrini, G. and Papetti, F., “Influence of Stroke-to-Bore Ratio and Combustion Chamber Design on Formula One Engines Performance”, SAE Technical Paper Series, 980126(1998), pp. 494-509.
- [36]Alten, H., Illien, M., “Demands on Formula One Engines and Subsequent Development Strategies”, SAE Technical Paper, 2002-01-3359(2002), pp.139-151.
- [37]城戸裕之, 和栗雄太郎, 村瀬栄一, 藤本勝也, 王智民, 富田攻, ”圧縮行程中でのシリンダ内乱れの空間尺度の変化”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.50, No.452(1984), pp.1114-1121.
- [38]脇坂知行, 浜本嘉輔, 木下史郎, ”内燃機関の燃焼室内における乱流特性”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.48, No.430(1982), pp.1198-1205.

- [39]浜本嘉輔, 富田栄二, 三葉浩義, ”四サイクル機関シリンダ内乱流の計測”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.53, No.491(1987), pp.2226-1205.
- [40]神本武征, 八木田幹, 森吉泰生, 小林治樹, 盛田英夫, ”透明シリンダエンジンによるシリンダ内空気流動に関する研究”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.53, No.492(1987), pp.2686-2693.
- [41]大谷英男, 森吉泰生, 八木田幹, 神本武征, ”圧縮行程中のシリンダ内乱れの減衰と生成に及ぼすスワールの影響(空間相関法による乱れスケールの LDV 測定)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.56, No.530(1990), pp.3137-3180.
- [42]鄭海泳, 古井隆, 西山淳, 池田裕二, ”PIV と LDV を利用した点火プラグ近傍の乱流特性計測”, 第 22 回内燃機関シンポジウム講演論文集, 24(2011), pp. 139-144.
- [43]Muller, H.R.S., Bohm, B., Gleibner, M., Grzeszik, R., Arndt, S., Dreizler, A., “Flow Field Measurements in an Optically Accessible Direct-Injection Spray-Guided Internal Combustion Engine using High-Speed PIV”, *Experiments in Fluids*, Vol. 48, No. 2(2010), pp.281-290.
- [44]Kaneko, M., Ikeda, Y., Nakajima, T., “Tumble Generator Valve (TGV) Control of In-Cylinder Bulk Flow and Its Turbulence Near Spark Plug in SI Engine”, *SAE Technical Papers*, 2001-01-1306(2001), pp.1-9.
- [45]Reuss, L., D., “Cyclic Variability of Large-Scale Turbulent Structures in Directed and Undirected IC Engine Flows”, *SAE Technical Papers*, 2000-01-0246(2000), pp.1-18.
- [46]石田礼, 渡辺温, 後藤大輔, 金子隆, 金子誠, 森川弘二, “レーザー計測を用いた筒内非定常流動 CAE 解析の精度検証”, 第 20 回内燃機関シンポジウム講演論文集, 20090040(2010), pp.133-137.
- [47]Jakob, M., Pischinger, S., Adomeit, P., Brunn, A., Ewald, J., “Effect of Intake Port Design on the Flow Field Stability of a Gasoline DI Engine”, *SAE technical papers*, 2011-01-1284(2011), pp. 1-17.

- [48]Ghandhi, B.J., Herold, E.R., Shakal, S.J., Strand, E.T., “Time Resolved Particle Image Velocimetry Measurements in an Internal Combustion Engine”, *SAE Technical Paper Series*, 2005-01-3868 (2005).
- [49]可視化情報学会編, PIV ハンドブック, 第 1 版(2002), pp.4-77, 森北出版.
- [50]Sholes, R.K., 川島純一, 森信三, “PIV による筒内流動サイクル変動解析手法の開発”, 自動車技術会秋季学術講演会, 20045515(2004), pp. 9-14.
- [51]可視化情報学会編, PIV ハンドブック, 第 1 版(2002), pp.30-38, 森北出版.
- [52]大江修造, 物性推算法, p.225-237(2002), データブック出版社.
- [53]水谷幸夫, 燃焼工学, 第 2 版(1992), pp.91-98, 森北出版.
- [54]濱本嘉輔, “エンジンシリンダ内乱流特性”, エンジンテクノロジー, Vol. 2, No. 4 (2000), pp.85-89.
- [55]大倉康裕, 瀬川誠, 鬼丸裕美, 浦田泰弘, 店橋護, “高速 PIV を用いた過給 GDI エンジンの筒内流動解析”, 自動車技術会論文集, Vol.46, No.1(2015), 20154023, p.27-33.
- [56]大倉康裕, 樋口和哉, 浦田泰弘, 染矢聡, 店橋護, “高速 PIV によるエンジン燃焼室内の乱流計測”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.79, No.809(2013), pp.2193-2206.
- [57]可視化情報学会編, PIV ハンドブック, 第 1 版(2002), pp. 151-162, 森北出版.
- [58]Jaffri, K., Hascher, G., H., Novak, M., Lee, K., Schock, H., Bonne, M., Keller, P., “Tumble and Swirl Quantification within a Motored Four-Valve SI Engine Cylinder Based on 3-D LDV measurements”, *SAE technical paper series*, 970792(1997), pp. 1-12.
- [59]日野幹雄, スペクトル解析, 第 3 刷(2012), 朝倉書店, pp.42-43.
- [60]Petschenig, E., Glanz, R., Sorger, H., “Differential flow field analysis in engine development”, *MTZ*, 0512010, Vol.71(2010), pp.26-32.

- [61]Glanz, R., “Differential Measurement of Tumble Flows”, *MTZ Motortechnische Zeitschrift*, Vol.61(2000), pp.2-5.
- [62]櫻原一雄, 新里智則, 大津啓二, 沖田忠之, 明本禧洙, “‘92 モデルプレリウドエンジンについて”, *HONDA R&D Technical Review*, Vol.4(1992), pp.41-52.
- [63]福谷格, 渡部英一, “平均吸気マッハ数による 4 サイクル機関の容積効率の整理 - 臨界流れによる吸気のチョーク現象, 臨界容積効率曲線の解明 - ”, *内燃機関*, 19 巻 10 号(1980), pp.9-28.
- [64]Peters, N., *Turbulent Combustion*, Fourth printing with corrections (2006), pp.78-86, CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS.
- [65]Ohashi, T., Yang, X., Takabayashi, T., Urata, Y., Kubota, S., Katsuyama, H., “Ignition and Combustion simulation in HCCI engines”, *SAE technical paper series*, 2006-01-1522 (2006).
- [66]店橋護, “乱流予混合燃焼火炎 I - 乱流と予混合火炎の代表スケール - ”, *日本燃焼学会誌*, 第 51 巻, 158 号(2009), pp.37-44.
- [67]可視化情報学会編, *PIV ハンドブック*, 第 1 版(2002), pp.137-164, 森北出版.
- [68]日本機械学会編, *伝熱工学の進展* 第 2 巻, pp. 83-86, 養賢堂.

謝 辞

本研究は、東京工業大学理工学研究科 店橋護教授のご指導のもとで実施されたものであります。研究を開始するきっかけは、2009 年に開催されたホンダ燃焼コロキアムで、私の研究発表に対して有益なご助言を頂いたことによります。店橋護教授には、研究の進め方から論文の作成にいたるまで、ご指導ご鞭撻を賜り深く感謝いたします。

本研究を開始するにあたり、社会人博士課程に入学することを快く承認して頂いた当時のマネージャーである木村英輔主任研究員、当時のグループリーダーである松浦浩海室長には深く感謝いたします。また、事情により半年遅れての入学となってしまいましたが、当時のマネージャーである足立秀幸主任研究員、グループリーダーである藤原幹夫主任研究員にも深く感謝いたします。

三浦啓二主任研究員には、レースエンジン用可視化エンジンの製作や光学計測の機会を与えて頂きました。なかなか成果が出せない時でも、有益な助言と研究継続の承認をして頂きました。この時にご指導して頂いた「エンジン燃焼技術の知識」と「研究に取り組む姿勢」は、私のホンダでの研究人生の基礎となっており深く感謝いたします。

浦田泰弘主任研究員には、強力点火系やバイオ燃料などの新規性の高い研究テーマや新計測法開発の着手など、国内外の企業や大学との共同研究の機会を与えて頂きました。この時にご指導して頂いた「新しいことに挑戦する姿勢」と「光学計測の知識」は、私の研究人生の幅を広げることとなり深く感謝いたします。

レース用エンジン製作を共同で行ってきた松原珠研究員、可視化を行うにあたり CFD の観点から有益なご助言を頂いた花田尚喜研究員、平出篤志研究員、高橋真嘉研究員には深く感謝いたします。過給ダウンサイジングエンジンの流動計測や燃焼解析を共同で推進した瀬川誠研究員、佐藤誓祐研究員、鬼丸裕美氏には、自分では気づきえない観点からご助言を与えて頂き、深く感謝いたします。

最後に、研究生生活を背後から支えてくれた妻に心より感謝します。この論文を親愛なる私の妻と子供に捧げます。

2015 年 6 月
自宅にて
大倉 康裕