可視化単気筒エンジンを用いた 低負荷運転時における燃焼サイクル変動解析

A Study of Cycle-to-cycle Variation of Combustion in Low Load Condition Using an Optical Single-cylinder Engine

2019年1月

千葉大学大学院工学研究科 人工システム科学専攻 / 機械系コース

保木本 聖

(千葉大学審査学位論文)

可視化単気筒エンジンを用いた 低負荷運転時における燃焼サイクル変動解析

A Study of Cycle-to-cycle Variation of Combustion in Low Load Condition Using an Optical Single-cylinder Engine

2019年1月

千葉大学大学院工学研究科 人工システム科学専攻 / 機械系コース

保木本 聖

目 次

目 次	1
Abstract	4
第1章 緒論	6
1.1 研究背景	6
1.2 燃焼サイクル変動	7
1.3 可視化計測によるサイクル変動解析例	9
1.4 本研究の目的	14
1.5 本論文の概要	14
参 考 文 献	16
第2章 筒内平均流サイクル変動成分の抽出法	19
2.1 はじめに	19
2.2 実験装置	19
2.2.1 供試エンジン	19
2.2.2 二輪車のエンジン諸元への合わせ込み	21
2.3 PIV による筒内流動計測	23
2.3.1 PIV(粒子画像流速)の原理	23
2.3.2 光学系	26
2.3.3 トリガパターン	26
2.3.4 トレーサ粒子の周波数応答性	
2.3.5 ベクトルマップへの処理とエラーベクトル除去	31
2.4 瞬時流の平均化処理	32
2.4.1 流速の定義	32
2.4.2 時間平均法	33
2.4.3 空間平均法	34
2.4.4 窓関数	35
2.4.5 畳み込み積分によるローパスフィルタリング	39
2.4.6 可変フィルタサイズ空間平均法	41
2.5 解析手法	43
2.5.1 積分長さスケールLの算出	43
2.5.2 積分時間スケール τ の算出	47
2.6 計測範囲および計測条件	47
2.7 計測結果および考察	49
2.7.1 カットオフ周波数 f_c の定義	49
2.7.2 局所流速に応じたフィルタサイズの算出	50

2.7.3 積分長さスケールLの比較	51
2.7.4 積分時間スケールτの比較	53
2.7.5 平均流パターンの比較	54
2.7.6 周波数/波数スペクトルの比較	59
2.7.7 サイクル変動成分のベクトルマップ比較	60
2.8 まとめ	62
参 考 文 献	63
第3章 低負荷運転時の燃焼サイクル変動解析	65
3.1 はじめに	65
3.2 解析手法	65
3.2.1 運転負荷の設定	65
3.2.2 筒内圧の絶対値補正	65
3.2.3 LIF (レーザ誘起蛍光)法の原理	66
3.2.4 蛍光剤の選定	68
3.2.5 光学系	71
3.2.6 トリガパターン	72
3.2.7 PLIF キャリブレーション方法	73
3.2.8 TR-PIV, PLIF 同時計測フローチャート	77
3.3 実験条件	78
3.3.1 メタルスリーブによる定常燃焼試験	78
3.3.2 モータリング時の筒内流動解析	79
3.3.3 ガラススリーブによる短時間燃焼 PIV+PLIF 試験	79
3.4 メタルスリーブによる定常 200 サイクル燃焼解析	79
3.5 モータリング時の筒内流動解析	86
3.5.1 筒内圧力および吸気圧履歴	86
3.5.2 連続 45 サイクル/アンサンブル平均流	87
3.5.3 平均流の変動率 COV 分布	91
3.5.4 平均流の運動エネルギおよび乱流運動エネルギのサイクル変動	93
3.6 ガラススリーブによる短時間燃焼 PIV 計測	95
3.6.1 連続 45 サイクルの燃焼計測結果	95
3.6.2 TPA による筒内平均温度の見積もり	96
3.6.3 ファイヤリングサイクルにおける筒内流動 COV 分布	97
3.6.4 IVC および点火時期前の筒内当量比分布	98
3.6.5 最大/最小仕事サイクルの筒内現象比較	99
3.6.6 IVC における平均流パターン比較	101
3.7 まとめ	104
参考文献	105
第4章 初期火炎成長同時撮影によるサイクル変動解析	107

4.1 はじめに	107
4.2 実験条件	107
4.2.1 光学系	107
4.2.2 トリガパターン	
4.2.3 運転条件	
4.3 実験結果および考察	109
4.3.1 連続 45 サイクルの燃焼解析結果	109
4.3.2 初期火炎伝播の直接撮影画像比較	110
4.3.3 最小/最大仕事サイクルの筒内平均流	113
4.3.4 筒内運動エネルギ KE および乱流運動エネルギ TKE 履歴	119
4.3.5 全45 サイクルの定量評価	122
4.3.6 点火1 deg.前における KE および TKE 分布	123
4.4 まとめ	
参 考 文 献	127
第5章 当量比変動が燃焼サイクル変動へ与える影響	
5.1 はじめに	
5.2 実験条件	
5.2.1 光学系	
5.2.2 PLIF 絶対値補正方法	129
5.2.3 蛍光剤(3-pentanone)の温度依存性補正	131
5.2.4 運転条件	132
5.2.5 TR-PIV, PLIF 計測範囲	132
5.3 実験結果および考察	133
5.3.1 連続 45 サイクル燃焼解析結果	133
5.3.2 運動エネルギ KE および乱流運動エネルギ TKE 履歴	134
5.3.3 点火時期1 deg.前における平均流パターンおよび当量比分布	135
5.3.4 点火前における各物理量の相関性	137
5.3.5 BDC における平均流パターンの比較	142
5.3.6 IVC における当量比分布	144
5.3.7 #014(Lowest)および#033(2 nd lowest)サイクルの平均流パターン比較	147
5.4 まとめ	
参 考 文 献	151
第6章 結論	152
Definitions / Abbreviations	154
謝 辞	
Appendix A 初期火炎伝播中の筒内流動同時計測	156
Appendix B 高タンブル条件の燃焼サイクル変動解析	168

Abstract

Cycle-to-cycle variation (CCV) of combustion occurs in internal combustion engines, which deteriorate a fluctuation of output power, fuel consumption, emission and drivability. Hence, improvement of CCV of combustion is required in engine development. It is considered that CCV of combustion is occurred by fluctuation of in-cylinder flow, fuel distribution, temperature distribution, ignition energy and distribution of residual gas at ignition timing. Also, CCV increases in the case of low-load and lean / diluted burn conditions. CFD (Computational Fluid Dynamics) is used for estimation of these CCV factors because the causal relationship of these factors cannot be investigated in a production engine. However, the detailed estimation of CCV using CFD is considered to be not enough yet. Therefore, it is necessary to use an optical engine for investigate and analyze of CCV of in-cylinder phenomena.

In the present study, low-load condition such as idling in motorcycle's engine was used as a target, investigation of CCV of in-cylinder phenomena using optical single-cylinder engine and optical measurements was carried out. As optical measurements, TR-PIV (Time Resolved, Particle Image Velocimetry) was used for analysis of CCV of in-cylinder flow, and PLIF (Planer, Laser Induced Fluorescence) was used for analysis of CCV of in-cylinder fuel distribution. First, the averaging methods of in-cylinder flow were examined for evaluate CCV of in-cylinder flow. Next, the basic characteristics of CCV of combustion was investigated in the case of stationary combustion. Finally, in order to analyze cyclically, simultaneous measurement between in-cylinder flow pattern, fuel distribution and combustion was performed for 45 consecutive cycles.

The second section describes the averaging methods of in-cylinder instantaneous flow for analysis CCV of in-cylinder flow. Instantaneous flow includes two fluctuation components, one is by turbulence and two is by CCV of averaged flow (main flow). In order to evaluate effect of CCV, it is necessary to analyze the fluctuation of averaged flow. Whereas, temporal-averaging and spatial-averaging exist as flow averaging method, definition of flow velocity is quite different between both of methods. In this section, comparison of the characteristic between temporally-averaged flow and spatially-averaged flow is carried out. Also, variable filter sized, spatial-averaging method is proposed as new flow averaging method. As a result, different characteristics on flow patterns, length scale and CCV component were obtained between temporally and spatially averaged even though both of averaging methods have almost the same filtering characteristic. Therefore, temporal-averaging method is considered to be correct, compared with spatial-averaging. The reason is that this average method is theoretical because time is used as a parameter as with the Navier-Stokes equation and Reynolds decomposition equation.

The third section describes the basic characteristics of CCV of combustion for 200 stationary firing cycles and cyclic simultaneous measurement between flow, fuel distribution and combustion for 45

consecutive cycles. From the results of a stationary combustion measuring, the more decrease net IMEP changed by throttle valve opening in the case of fixed ignition timing, fixed A/F and stoichiometry, the more increase COV (Coefficient of variance) of net IMEP became. This cyclic variation of net IMEP was affected by a phase variation of the early combustion. In other words, it is considered that the cyclic variation of net IMEP correlate closely with the ambience variation until ignition timing. Also, the narrower throttle valve opening changed, the weaker intake flow velocity becomes and the stronger COV of averaged flow became. From the results of the simultaneous measurement between flow, fuel distribution and combustion, equivalence ratio near the spark plug at ignition timing decreased in the lowest load cycle, compared with the highest load cycle. The flow pattern which has opposite direction of tumble rotation direction was also observed in lower load cycle. This characteristic flow pattern is considered to deteriorate a mixture formation.

The fourth section describes the cyclic comparison of averaged flow pattern until ignition timing and early flame propagation after ignition in two load conditions. The early flame propagation speed became higher in the higher load condition, flame shape and propagation direction were also different in higher / lower load cycle. The difference of averaged flow pattern was observed from BDC, it is assumed that horizontal offset of tumble vortex structure, which is formed until end of intake stroke, was occurred. Spatially-averaged turbulent kinetic energy (TKE) increased when the left side offset of tumble flow was occurred (close to exhaust valve). As a result, a series of causal relationship was observed that net IMEP increases when TKE increases until ignition timing and TKE also increases when left side offset of tumble flow structure is occurred.

The fifth section describes the cyclic comparison of averaged flow pattern and fuel distribution. Expansion of optical measurement area and improvement of accuracy about absolute value by PLIF were carried out. TKE increased in the cycle, when net IMEP increased as with in fourth section. However, this relationship was not observed in several cycles (irregular cycle). Although TKE became higher, net IMEP became lower in this irregular cycle. From the result of PLIF, it was observed that the absolute value of equivalence ratio at ignition timing is clearly lower compared to other regular cycle. Therefore, CCV of combustion (net IMEP) was affected by TKE and equivalence ratio at ignition timing, it is found that the influence of TKE was 80% and the effect of the equivalent ratio was 20% in this measurement result.

第1章 緒論

1.1 研究背景

内燃機関における高熱効率化,低燃費化,低エミッション化は古くからの改善課題であり, これまでの研究開発により大きく改善してきた.しかしながら,それらが改善されても規制 や要求自体も高まり続けているため,常に新たな改善法の提案と研究が必要となっている.

熱効率やエミッションを代表とするエンジンの性能指標は、低回転から高回転、低負荷から高負荷条件までの全運転領域で同じように改善されれば良いが容易なことではない. それを実現するため、可変バルブタイミング機構や、点火系、燃料系、排気系に大規模な電子制御を採用し、なるべく幅広い運転領域で総合的に性能を向上させるのが現在のエンジン開発の主流である.例えば、2016年12月に発表されたトヨタの新型エンジン(Dynamic Force Engine)ではガソリンエンジンで熱効率 40%を達成したが、可変バルブタイミング機構、電動ウォーターポンプ、可変容量オイルポンプなどの多くの電子制御を用いることにより回転数および負荷の変化に応じて最適な燃焼を実現した^[1].

四輪車のエンジンの場合,十分なスペースがあることから多くの電子制御機器を搭載する ことができるが,二輪車のエンジンの場合,限られた搭載スペースとコストの関係で,電子 制御を積極的に用いることはない.その上,スポーツ走行を想定した二輪車のエンジンの場 合,低燃費よりも高出力,高レスポンス(ドライバビリティ)を商品性とし開発を行っている ため,高負荷/高回転域における運転に最適化されたエンジン諸元となっていることが多い ^[2].その結果,高負荷/高回転域に最適化されたエンジンでは,アイドリング時などの低回転 /低負荷時の運転領域では,圧力,温度が低下する中での燃焼に加え,電子制御による最適 化が行えないとすると,より燃焼に厳しい条件となり,熱効率,エミッションを改善するこ とが困難となる.そんな中,二輪車のアイドリング時における燃焼サイクル変動が問題視さ れている.

前述したアイドリング時における「燃焼に厳しい条件」には以下3つの要因が挙げられる.

- 1. 点火時期固定
- 2. 吸排気バルブオーバーラップ大
- 3. 点火時期のリタード(遅角), リタード燃焼

1. に挙げた点火時期固定は、四輪車ではサイクル毎に点火時期を可変させ、回転数変動を 抑制するような制御が介入する場合があるが、二輪車はコストの問題からサイクル毎の計測 分解能を有した高価なセンサを採用することがなく、サイクル毎の制御を行うことができな い. そのためアイドリング時の点火時期は固定となる. 2. に挙げたバルブオーバーラップは、二輪車はその商品性から高回転域で高出力が出るようなエンジン設計が優先されるため、吸排気バルブのオーバーラップ期間を大きく取ったバルブタイミングが用いられる(オーバーラップ大).エンジン回転数が増加するにつれ平均ピストンスピードが増加することから吸気流速も増加する.バルブオーバーラップが大きいと不活性ガスである燃焼後の残留ガスを新気(燃焼前の混合気)によって吹き抜くことができることと、流体慣性力により充填効率を増加させることができる.同時に、二輪車では可変バルブタイミング機構を用いることが殆ど無いため、バルブオーバーラップの全運転領域で固定となる.その結果、低負荷時の吸気流速が低い条件では、オーバーラップが大きいと却って残留ガスが圧力の低い吸気ポート側へと移動し、残留ガス割合が高くなり、燃焼に不向きな混合気を形成する.

3. に挙げた点火時期リタードは、前述した二輪車の商品性が関係する. 二輪車では高回転、 高出力を商品性とするため、大径のスロットルバルブが採用される. 元々スロットルバルブ はその機構上,全閉時においても僅かな隙間が存在し、スロットル径が大きくなるほど隙間 の面積も大きくなる. 従って大径のスロットルバルブでは、全閉時でもバルブ隙間の影響に より吸入空気量を十分に絞ることが難しくなる. その結果、アイドリング/低負荷時のスロ ットル開度が全閉に近い条件では、要求回転数を満たせる吸入空気量よりも多く吸気してし まい、回転数が増加してしまう. そのため、スロットル絞りにより回転数を落とし込むこと に限界が生じるため、点火時期を最適点火時期である MBT (Minimum advance for the Best Torque) よりもリタードさせて等容度を下げ、BMEP (Brake Mean Effective Pressure: 正味平均 有効圧)を下げることで回転数を落とし要求回転数を満たしている. なお、排気 THC (Total Hydro Carbon) 低減の観点からすると、リタード燃焼は排気温度を増加させるため、三元触媒 の浄化作用を向上させることから、熱効率は下がるもののエミッションの面では有効である.

以上の制約から、二輪車アイドリング時は、四輪車以上に燃焼に厳しい条件で固定され、 必然的に燃焼サイクル変動が発生し易い環境となる.

また,排ガスの観点から二輪車と四輪車を比較すると,二輪車は四輪車に比べ排気量が少 なく,走行距離も短いことから相対的に排ガス量が少く,2000年代前後までは国内における 燃費規制は無かった^[3].そのため排ガスに関して二輪車は規制が緩い状況が続いたが,ASEAN 諸国を初めとした二輪車需要の急激な増加から,世界全体で見れば排ガスの影響を無視でき なくなり,2016年から EURO4 の適用,そして 2020年からは EURO5 の適用と四輪車に続く かたちで今後一層厳しい規制下におかれる.一方,近年の二輪車の需要は日本,欧州,米国で は横ばいであるが,ASEAN,特にインドにおける需要は 2000年代中盤から毎年増加傾向で ある^[4].そのため,今後排ガス規制の強化および走行台数の増加から二輪車のエンジン性能改 善へ向けた問題解決は必須であると言える.

1.2 燃焼サイクル変動

内燃機関において常に一定の燃焼を行うことはその機構から難しく、レシプロエンジンで

7

もガスタービンでも燃焼サイクル変動は問題視されており、その研究が行われている. 燃焼 サイクル変動は出力変動だけではなくサイクル毎のエミッションにも影響を及ぼすため、低 エミッション化へ向けた規制が厳しくなっている昨今では、燃焼サイクル変動抑制は重要な 課題である.

図 1.1 に燃焼サイクル変動の計測例を示す.本計測では,スロットル開度,点火時期そして 燃料噴射量一定条件の下,連続 200 サイクル計測した結果である.図(a)の赤線で示す 200 サ イクル平均値に対し,灰色線に示す全 200 サイクルの筒内圧力履歴を見ると,燃焼行程中に 大きくサイクル変動していることがわかる.その影響によりサイクル毎の net IMEP (net Indicated Mean Effective Pressure:図示平均有効圧)もサイクル変動する(図(b)).



Figure 1.1 Cycle-to-cycle variation of combustion.

燃焼サイクル変動は、点火時における筒内の雰囲気がサイクル毎に変動するため着火遅れ や着火後の火炎伝播速度が変動し、最終的に仕事(IMEP)の変動に繋がると考えられるが、 一般的には以下に示す要因が原因であると考えられている.

- 1. 筒内流動のサイクル変動
- 2. 筒内燃料分布/濃度のサイクル変動
- 3. 筒内温度分布/絶対値のサイクル変動
- 4. 点火(エネルギ,放電路形状)のサイクル変動
- 5. 残留ガス分布/濃度のサイクル変動

これらの要因が変動することで、初期燃焼速度が変化しそのサイクルの仕事が変動し、場合 によっては失火(miss fire)を起こす.低エミッション化を目的としたエンジンにおいて、通 常燃焼サイクルでは排気が清浄なエンジンでも、一度でも失火サイクルがあった場合、未燃 焼の混合気が多量に排気されるため、排気 THC の規制を満たすことが出来なくなる.そのた め、熱効率が高いリーンバーン(希薄燃焼)ガソリンエンジンでは、希釈雰囲気は点火に厳し いため,流動や濃度分布のサイクル変動により失火し易い.そのためサイクル変動抑制が重要である.

燃焼サイクル変動を引き起こしやすい条件としては,列挙した 5 つの代表要素を変動させ 易い条件が挙げられる.例えば,筒内流動のサイクル変動を引き起こしやすい条件は,吸気 流のエネルギが弱く,流れの不安定性が高まる低回転や低負荷条件であり,燃料濃度分布を 変動させ易い条件は DI (Direct Injection)方式のエンジンである.また DI は必然的に筒内温 度分布も成層的になることから,温度分布のサイクル変動も大きいと言える.さらに二輪車 のエンジンの場合,四輪車に比べバルブオーバーラップを広くとるため残留ガス割合が高く, その影響も大きいと考えられる.

1.3 可視化計測によるサイクル変動解析例

燃焼サイクル変動を解析するに当たり,通常のエンジンベンチ定常燃焼試験では、そこか ら得られるデータは筒内圧力や排ガス成分などの限られたデータであり、サイクル毎に筒内 で何が発生し、具体的に何がサイクル変動に影響を及ぼしているのかを判断することは難し い.そこでサイクル変動解析には、光学計測による筒内可視化や CFD (Computational Fluid Dynamics)が用いられることが多い.本節では、以下に可視化計測や CFD により行われたサ イクル変動研究例を紹介する.

表 1.1 に光学計測を用いてサイクル変動を解析した研究例一覧を示す. ここでは,対象とし た運転条件および解析対象,そして計測方法を年代順にまとめた. 全体的な傾向として 90 年 代では LDV (Laser Doppler Velocimeter)による筒内流速計測が行われ,2000 年初めに逐次 PIV (Particle Image Velocimetry),そして 2005 年から TR-PIV(Time Resolved - Particle Image Velocimetry)による時系列筒内流動計測と,計測機器の性能向上により計測対象や分解能も拡 大していることがわかる.また,エンジンの運転条件として燃料噴射方式に DI が用いられて いるのが殆どであり,DI 条件がもたらす燃料濃度分布のサイクル変動性が強いことが見てと れる. PFI (Port Fuel Injection) 方式の例は 90 年代の 2 例が該当するが,燃料濃度分布を計測 した例は 1 例と少なく, PFI 方式における燃料濃度分布のサイクル変動は他の要因に比べる と注目されていなかったことがわかる.

次に、各計測方法について既存研究例から得られた知見を述べていく. 1990 年代初め、光 学計測が可能な可視化エンジンの製作が各所で始まり、Moriyoshi らは LDV を用い圧縮行程 中の筒内で多点において時系列流速履歴を取得し、周波数フィルタにより乱れと平均流を分 離することで平均流のサイクル変動を解析した^[5]. 同様に、Johansson らも LDV を用い初期燃 焼までの筒内乱れを計測し、初期燃焼期間と乱れの周波数に相関があるという結果を得た^[7]. また Whitelaw らも LDV を用いスワール強化条件における初期火炎伝播形態と乱れの計測を 行い、スワール強化により火炎伝播のサイクル変動が減少する結果を得た^[8].

2000 年頃から PIV による流速の面データの計測が行われるようになり, Reuss はスワール 流を計測し,空間平均法による平均流と乱れの分離を行い 200 サイクルから平均流パターン の変動を,スワール渦構造の規模や強度から3つのクラスに分類した^[9].同じ頃, PIV とは別

9

の計測法として Schock らは MTV (Molecular Tagging Velocimetry)を用い、スワール条件、タ ンブル条件における流動のサイクル変動特性を調べ、タンブル強化に比ベスワール強化の方 がサイクル変動の安定性は向上する結果を得た^[10].このように、サイクル変動抑制にタンブ ル強化を初めとした「流動強化」が効果的であることは認知され始め、TCV (Tumble Control Valve)やポート隔壁を設けてタンブル強化する検討が行われた.ショールズらは TCV および ポート隔壁によるサイクル変動評価を行い、TCV ではタンブル強化されるもののサイクル変 動は悪化したが、ポート隔壁を用いることでタンブル強化およびサイクル変動が低減する結 果を得た^[12].

2005 年頃から高周波ダブルパルスレーザの登場により, TR-PIV による時系列流動計測が 始まった. Jarvis らは吸気から圧縮端までの一連の筒内流動を計測し, 筒内流動サイクル変動 をサイクル変動流速(時間平均流速とアンサンブル平均流速の差分)の RMS (Root Mean Square) 分布で評価し,吸気行程中のRMS分布よりも圧縮行程中の方が相対的に小さくなる結果を得 た^[13]. RMS 値を用いたサイクル変動解析は Muller らも行っており, TR-PIV を用いモータリ ング時におけるタンブル渦構造のサイクル変動を解析し、タンブル渦中心変動をクランク角 ごとの RMS 値の履歴で評価した. またモータリングの定常運転時においても突如渦中心が変 動するサイクルがあることを見つけ、運動エネルギおよび乱流運動エネルギを定量的に評価 することで、タンブル渦構造の違いが運動エネルギおよび乱れに与える影響を調べた[16].ま た Gomes らも同様に回転数違いのモータリング条件において,吸気から圧縮端手前までを TR-PIV により計測し、タンブル渦中心および運動エネルギのサイクル変動を計測した^[24]. 国 内の研究例では、大倉らはモータリング時における筒内流動を TR-PIV を用いて計測し、回転 数違いによる流動の特性を定量的に評価した. またアンサンブル平均流のパワースペクトル を解析し、そこから平均流と乱れを分離するためのカットオフ周波数を定義した^[20].同様に、 松田らもモータリング条件において高タンブル条件下におけるタンブル渦中心のサイクル変 動を定量的に評価し、点火プラグを外した条件だが、点火時期付近におけるプラグ位置近傍 流れの流速と方向に相関関係があることを得た^[30].

近年の PIV を用いた特殊な計測法としては, Bode らが行っている 2 断面 PIV 同時計測法で ある. この方法を用いることで 1 サイクル中の筒内流動を空間的に把握することができ,ボ ア中心断面以外の断面における流動が中心断面流速に影響を及ぼすことを示した^[27]. またそ の後の研究では,スキャニング TR-PIV を用いることで,3 断面 PIV 計測より DI 条件におけ る燃焼サイクル変動を行い,プラグ近傍の平均流が強いサイクルが高仕事サイクルとなる結 果を得た^[32].

PIV 法の普及により,得られる瞬時流データの平均化手法の検討も行われ,Druault らはこ れまで PIV に用いられてきた空間平均法ではなく,固有直交分解 POD (Proper Orthogonal Decomposition)を用いて平均流と乱れの分離を行い,流動サイクル変動の評価を行った^[11].

2000 年代半ば頃からコンピュータ性能の向上に伴い, CFD による流動の LES (Large-Eddy simulation) も可能となった. Adomeit らによる PIV, PLIEF (Planar, Laser Induced Exciplex Fluorescence)法を用いた流動計測と濃度分布計測,そして LES を用いた数値計算によりサイ クル変動評価を行い,実験結果と計算結果の相関性を確認したと共に,燃料濃度分布変動に

流動変動が影響を及ぼしていることを確認した^[14].また Goryntsev らも同様に LES を用いて DI エンジンにおけるサイクル変動を評価し、点火時におけるプラグ近傍の燃料分布変動によ り燃焼サイクル変動が起こることを数値的に求めた^[15].また Lacour らは吸気パイプ内流動お よび筒内流動を TR-PIV により計測し、それらが燃焼サイクル変動に及ぼす影響を LES と共 に解析した^[18]. Granet らは PIV による実験結果を用い LES の係数の合わせ込みを行い、LES を用いてサイクル変動を定性的、定量的に予測可能であることを示した^[19]. Fontanesi らは実 験困難な高回転域における燃焼サイクル変動を LES により評価し、7000 rpm 過給条件におい て点火プラグ近傍流れの変動によって初期火炎成長が変化する結果を得た^[26].

筒内燃料濃度分布のサイクル変動を調べた例として、Grunefeld らは当量比のサイクル変動 に着目し、レーザラマン分光法により筒内の当量比を計測し、サイクル毎の当量比変動と当 量比によって初期燃焼時の平均圧に相関関係があることを確かめた^[6].また Kim らは PLIF (Planar, Laser Induced Fluorescence) 法を用いタンブル条件およびスワール条件において噴射

圧がサイクル毎の燃料分布に及ぼす影響を調べた.その結果,噴射圧は分布にほとんど影響 せず,筒内流動が支配的である結果を得た^[21].

2011年にPetersonらはこれまで独立して計測を行ってきたTR-PIVとTR-LIF(Time Resolved - Laser Induced Fluorescence)を同時計測する方法により,DIエンジンにおける点火プラグ近傍の局所流動と局所濃度分布が燃焼に及ぼす影響を可視化により調べ,失火したサイクルでは点火自体は行われるものの,初期火炎成長が途中で止まってしまう現象を発見した^[17].その後の研究により,プラグ下流にあるピストンボウル内に溜まった濃い混合気に火炎核が到達しない場合失火サイクルとなる結果を得て,DI条件の場合にどこに濃い燃料が分布するかを明らかにすることがサイクル変動抑制に重要である結果を示した^[23].また,Yangらも高スワール,低スワール時における筒内流動および燃料濃度分布を同時計測し,高スワール時では低スワールに比べ点火時における燃料濃度分布が安定する結果を得た^[29].

最後に、初期火炎伝播を直接撮影する方法に関しては、Chen らはスワール DI エンジンに おいて初期火炎成長時の火炎伝播速度を計測することで、火炎伝播速度が速い場合に燃焼位 相が進角するという関係性を可視化から明らかにした^[22].また Zeng らも、スワール DI エン ジンにおいて燃料噴射時のスワールとその後の初期火炎伝播形態を3タイプに分類し、最も 悪い燃焼の場合、スワールが弱くプラグからの火炎伝播がボアに対して偏心する場合である ことを見つけた^[28].また、古井らは PFI タンブル流のエンジンにおいて、初期火炎伝播時に 筒内の平均流および乱れが作用すると考え、火炎伝播中における筒内流動の計測を行い、平 均流が強いサイクルで燃焼速度が増加する結果を得た^[31].

以上の研究結果より可視化計測から得られた主に明らかとなっているサイクル変動特性を 下記すると,

- 筒内流動はモータリング条件でも突如特性が変動するサイクルが存在する.
- 流動パターンが変化するとそれに応じて乱流運動エネルギも変化する.
- 筒内流動のサイクル変動はスワール強化もしくはタンブル強化などの吸気流動強化に

より安定させることができる.

- 点火時期のプラグ付近における局所流動の強さや方向は、初期燃焼速度に影響する。
- DI条件の場合,点火後の空間燃料濃度分布も重要であり,着火したものの濃い燃料分 布に火炎核が到達しないと失火するサイクルがある.

などが挙げられた.

これらの既存研究例より, PIV による筒内流動計測では, TR-PIV による時系列計測が現在 では主流であり,吸気~点火までの流動を計測し燃焼サイクル変動と流動との関係性を明ら かにすることが重要である.しかしながら燃焼サイクルにおいて吸気~点火までを通して解 析した例はない.つまり,列挙したように点火時期近傍で局所流動の影響が大きいことは既 知であるが,その流動が変動する根本的要因は明らかとなっていない.また,燃料濃度分布 では DI 条件の混合気濃度斑の大きい条件が解析対象となっており, PFI のような混合気斑が 少ないとされる条件は濃度分布よりも流動が支配的に作用すると考えられ,解析対象になっ ていない.

そこで本研究の位置づけとしては、TR-PIV による吸気~点火までの流動を定性的、定量的 に評価し、PLIF を用いることで PFI 条件の燃料濃度サイクル変動を評価する.また初期火炎 伝播形態の直接撮影も行い、これら 3 つの可視化計測をそれぞれ組み合わせることで、燃焼 サイクル変動要因の特定を行う.

また, 筒内流動サイクル変動の評価方法として, PIV から得られた瞬時流を何らかのフィ ルタにかけて平均流成分と乱れの成分に分離する方法を取るが, その際に適切な分離方法を 用いなければならない. 前述した既存研究例における PIV 計測では, 瞬時流を空間平均によ り平均した結果が用いられた例が多いが, 中には時間平均(周波数分離)を用いた例もあっ た. 数値解析結果と実験結果を定量的に比較する場合, 分離方法は多大な影響を与える. そ こで本研究ではサイクル変動解析を行うために, 瞬時流の「平均流と乱れの分離方法」の検 討も行った.

				Tabl	e 1. 1 Ex	cisting researd	ch using ol	ptical meas	surement ^[5]]∼[32] alvsis subiects			
	No.	Author (Affiliation)	Published year	Engine speed	Injection type (DI / PFI)	A/F	Intake pres. (abs) [kPa]	Flow (Turbulence)	Fuel distribution	Flame development	Flow motion	Measurement Stroke	Measurement tools
	-	Moriyoshi, et al., (Chiba univ.)	1993	320	Mot	oring	WOT	~			Swirl	Comp.	ΓDΛ
	7	Grunefeld, et al., (Laser-Laboratorium Gottingen)	1994	1400	PFI	Lean	'		>		Swirt	Intake ~ Comp.	Raman spectrum
	ы	Johansson, et al., (Lund univ.)	1994		Homo.	Lean	,	~				Comp.	LDV
	4	Whitelaw, et al.,(Imperial College)	1995	1000	PFI	Lean	Partial	~		1	Swirl	Intake ~ Comb.	LDV, Direct Photgraphing
	ъ	David, L. Reuss (General motors R&D)	2000		Mot	:oring	-	>			Swirt	Comp.	٨Id
	9	Schock, et al., (Michigan state univ.)	2003	1550	Mot	oring	WOT	~			Swirl / Tumble	Comp.	Molecular Tagging Velocimetry
	7	Druault, et al., (UPMC)	2005	1200	Mot	oring	WOT	>			Tumble	Intake ~ Comp.	VI4-AT
	8	ショールズ, 他 (日産)	2005	1200, 2000	Mot	oring	WOT	>			Tumble	Intake ~ Comp.	TR-PIV
	6	Jarvis, et al., (Loughborough univ.)	2006	2500	Mot	oring		>			Tumble	Intake ~ Comp.	VI4-AT
	10	Adomeit, et al., (FEV)	2007	2000	DI		-	>	~		Tumble	Intake ~ Comp.	PIV, PLIF, CFD(LES)
	11	Gorytsev, et al., (EKT)	2009	2000	DI	-	-	~	~		Tumble	Intake ~ Comp.	CFD(LES)
	12	Muller, et al., (Center of Smart Interface)	2010	500, 1000, 2000	Mot	oring	'	`			Tumble	Intake ~ Comp.	VI4-AT
13	13	Peterson, et al., (Center of Smart Interface)	2011	800	D	Stoichiometric	95	>	1		Tumble	Combustion	ΤR-ΡΙν, ΤR-ΡLΙF
	14	Lacour, et al., (IFP Energies nouvelles)	2011	1200	Homo.	ı	'	>		^	Tumble	Intake ~ Comp.	PIV, CFD(LES)
	15	Granet, et al., (CERFACS)	2012	1200	D	Stoichiometric		>		>	Tumble	Combustion	CFD(LES), Direct Photgraphing
	16	大倉, 他 (本田技研)	2013	700, 1500	Mot	oring	WOT	>			Tumble	Intake ~ Comp.	TR-PIV
	17	Kim, et al., (London univ.)	2013	1000	D	Stoichiometric	WOT		~		Swirl	Comp.	PLIF
	18	Chen, et al., (SJTU)	2014	800	DI	Stoichiometric	40	~		1	Swirl	Combustion	TR-PIV, Direct Photographing
	19	Peterson, et al., (Center of Smart Interface)	2014	800	IQ	Stoichiometric	95	>	~		Tumble	Combustion	ΤR-ΡΙν, ΤR-ΡLΙF
	20	Gomes, et al., (UFMG)	2015	$1000 \sim 2000$	Mot	oring	WOT	>			Tumble	Intake ~ Comp.	TR-PIV
	21	Rathinam, et al., (RNTBCI)	2015	1200, 1800	Mot	oring	100 ~ 200	>			Tumble	Intake	TR-PIV & CFD(RANS)
	22	Fontanesi, et al., (Modena univ.)	2015	7000	DI	Rich	WOT	`		۲	Tumble	Comp.	CFD(LES)
	23	Bode, et al., (TUDarmstadt)	2016	2000	DI	Lean	95	^			Tumble	Comp.	Two-planes TR-PIV
	24	Zeng, et al., (Sandia National Laboratories)	2016	1000, 2000	ō	Lean	95	>		>	Swirl	Comp.	TR-PIV, Direct Photographing
	25	Yang, et al., (SJTU)	2017	1200	DI	Stoichiometric	40	>	^		Swirl	Comp.	PIV, PLIF
	26	松田, 他 (慶應大)	2017	2000	Mot	oring	WOT	1			Tumble	Intake ~ Comp.	TR-PIV
	27	古井, 他 (イマジニアリング)	2017	1200	PFI	Stoichiometric	60	~		1	Tumble	Comp.	TR-PIV
	28	Bode, et al., (TUDarmstadt)	2018	2000	D	Lean	98.5	>			Tumble	Comp.	Scanning TR-PIV

第1章 緒論

1.4本研究の目的

本研究では、二輪車のエンジンにおいて問題となっている低回転、低負荷運転時における 燃焼サイクル変動を改善するため、低回転、低負荷運転時における筒内の現象およびその現 象が燃焼サイクル変動に及ぼす影響を、可視化単気筒エンジンと光学計測により解析し、燃 焼サイクル変動を誘起する要因を特定することを最初の目的とする。特に、初期燃焼位相の サイクル変動には、点火時期における平均流の運動エネルギや乱流運動エネルギ、そして当 量比が大きく関係すると考えられるため、それらの影響について検討を行う。また筒内流動 は吸気行程始めから時系列計測することで、点火時に発生する変動要因を時間を遡ることで どの段階から変動しているかを明らかにでき、流動サイクル変動抑制手法の確立へ向けた指 標を提示することをもう一つの目的とする。

1.5 本論文の概要

第1章 緒論

緒論では、二輪車のアイドリング時における燃焼サイクル変動の問題に関した本研究の背 景と目的を述べるとともに、可視化計測を用いたサイクル変動解析の既存研究例をまとめ、 研究分野全体における本研究の位置づけを明確にした.

第2章 筒内平均流サイクル変動成分の抽出法

筒内流動のサイクル変動を評価する上で重要となる瞬時流から平均流成分と乱れの成分を 分離する方法を確立した. PIV により得られた瞬時流の平均法では,空間平均法が用いられ ることが多いが, Navier-Stokes 方程式やレイノルズ分解の式などの流体の基礎式に基づいて 考えると,どちらも流体の時間変化を考慮している.そのためオイラー的に観測した流速の 時間履歴を抽出し,時間方向に平均を行う時間平均法が本質的に正しいと考えられる.ただ し,空間的な流体変動も存在することから,その場合には空間平均法を用いれば良い.

以上の背景から、本章では積分長さスケールのオーダが一致するようなフィルタリング特 性を持った時空間平均法を同じ瞬時流に適用することで、そこから得られる平均流やサイク ル変動成分、フィルタリング特性の差異を明らかにした.

また, 逐次 PIV 計測(低速サンプリング)の場合でも1枚のベクトルマップから時間平均 相当のベクトルマップを得ることができる可変フィルタサイズ空間平均法も新たに提案した.

第3章 低負荷運転時の燃焼サイクル変動解析

燃焼サイクル変動を引き起こす要因を特定するため、まずはメタルスリーブを用いて定常 燃焼試験により運転条件が燃焼変動率に及ぼす影響を調べた.その結果、点火時期固定でス ロットル開度を絞った低負荷条件ほど、燃焼変動率 COV が高くなった.そこでモータリング 条件においてスロットル開度違いによる筒内流動の平均流サイクル変動率を調べた結果、ス ロットルを絞った条件ほど、吸気行程中の吸気流れの COV が増加する傾向にあった.また燃 焼サイクル中にも吸気流れの COV が増加する傾向が得られた.そこで、連続 45 サイクル中 の燃焼仕事 net IMEP が最大および最小となったサイクルにおける筒内流動および PLIF 法に よる筒内当量比分布を調べたところ,最小仕事サイクルでは,吸気終わり IVC においてタン ブル回転方向と逆向きの局所流れが形成されていた.この流れがある場合,IVC の段階で濃 い燃料が点火プラグから遠ざけられてしまい結果的に燃焼が悪くなったと考えられる.

第4章 初期火炎成長同時撮影によるサイクル変動解析

第3章では筒内流動と燃料濃度分布からサイクル変動を評価したが,燃焼サイクル変動を 誘起させる原因は初期燃焼にあると考え,点火時期までの筒内流動から算出した運動エネル ギおよび乱流運動エネルギのサイクル変動を定量的に評価するとともに,初期燃焼時の火炎 伝播形態の直接撮影画像から net IMEP 変動時の火炎伝播形態を比較した.初期火炎伝播が速 いサイクルほど net IMEP が増加する傾向にあり,それらの高 net IMEP サイクルでは,圧縮端 の点火時期前における乱流運動エネルギが高くなる傾向が得られた.また,圧縮端において TKE が増加するサイクルでは,筒内流動パターンを遡ると,吸気終わり下死点においてピス トン冠面上流れパターンとの相関性を確認した.それには吸気行程中に筒内に形成されるタ ンブル渦構造の水平方向のオフセットが影響を及ぼしており,高仕事サイクルでは排気バル ブ寄りに,低仕事サイクルでは吸気バルブ寄りにオフセットしていることがわかった.

第5章 当量比変動が燃焼サイクル変動へ与える影響

第4章の流動と火炎伝播形態の同時計測による解析では、乱れと net IMEP の相関が取れな いサイクルが存在した.その原因は燃料濃度にあると考え、TR-PIV と PLIF の同時計測によ り点火時期前の雰囲気状態を計測した.本章では新たに予混合吸気条件による PLIF 計測結果 からの補正により当量比の絶対値精度を大幅に向上させた.その結果、仕事が大きく変化す るサイクルの中でおよそ 80%は乱れとの相関性が確認でき、残りの 20%において当量比との 相関性を確認した.つまり全体の 20%では乱れよりも点火時における当量比が初期燃焼速度 に影響を及ぼすことがわかった.

第6章 結論

第6章では、第2~5章から得られた結果および知見を述べる.

参考文献

- 1. 坂田邦彦, 戸田忠司, 坂井光人, 秤谷雅史, 加藤寿一, トヨタ新型直列4気筒 2.5L ガソ リンエンジン, トヨタテクニカルレビュー, Vol.64 (2018).
- 加藤昇一,林田高典,飯田実,燃焼安定性におけるポート噴射の影,ヤマハ発動機技法, No.44 (2008), pp.79-87.
- 3. 都竹広幸, 二輪車の燃費改善, ヤマハ発動機技法, No.36 (2003).
- 4. ヤマハ 2017 年 12 月期本決算資料, available from <https://global.yamahamotor.com/jp/ir/library/report/pdf/2017/2017explain.pdf>.
- Moriyoshi, Y., Kamimoto, T. and Yagita, M., Prediction of Cycle-to-Cycle Variation of In-Cylinder Flow in a Motored Engine, SAE Technical Paper, 930066.
- Grunefeld, G., Beushausen, V., Andresen, P. and Hentschel, W., A Major Origin of Cyclic Energy Conversion Variations in SI Engines: Cycle-by-Cycle and Residual Gas of the Initial Charge, SAE Technical Paper, 941880.
- 7. Johansson, B., The Influence of Different Frequencies in the Turbulence on Early Flame Development in a Spark Ignition Engine, SAE Technical Paper, 940990.
- 8. Whitelaw, H. J. and Xu, M. H., Cyclic Variations in a Lean-Burn Spark Ignition Engine Without and With Swirl, SAE Technical Paper, 950683.
- Reuss, L. D., Cyclic Variability of Large-Scale Turbulent Structures in Directed and Undirected IC Engine Flows, SAE Technical Paper, 2000-01-0246.
- Schock, H., Shen, Y., Timm, E., Stuecken, T., Fedewa, A. and Keller, P., The Measurement and Control of Cyclic Variations of Flow in a Piston Cylinder Assembly, SAE Technical Paper, 2003-01-1357.
- 11. Druault, P., Guibert, P. and Alizon, F., Use of proper orthogonal decomposition for the time interpolation from PIV data -Application to the cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder engine floes, Experiments in Fluids, Vol.39 (2005), pp.1009-1023.
- ケビン・ショールズ,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,自動車技術会論文集,Vol.36, No.6, pp.25-30.
- Jarvis, S., Justham, T., Clarke, A., Garner, P. C., Hargrave, K. G. and Richardson, D., Motored SI IC Engine In-Cylinder Flow Field Measurement Using Time Resolved Digital PIV for Characterisation of Cyclic Variation, SAE Technical Paper, 2006-01-1044.
- Adomeit, P., Lang, O., Pischiger, S., Aymanns, R., Graf, M. and Stapf, G., Analysis of Cyclic Fluctuations of Charge Motion and Mixture Formation in a DISI Engine in Stratified Operation, SAE Technical Paper, 2007-01-1412.
- Goryntsev, D., Sadiki, A., Klein, M. and Janicka, J., Large eddy simulation based analysis of the effects of cycle-to-cycle variations on air-fuel mixing in realistic DISI IC-engine, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.32 (2009), pp.2759-2766.
- 16. Müller, R. H. S., Böhm, B., Gleißner, M., Grzeszik. R., Arndt, S. and Dreizler, A., Flow field

measurement in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed PIV, Experimental Fluids, Vol. 48, Issue 2 (2010), pp.281-290.

- 17. Peterson, B., Reuss, L. D. and Sick, V., High-speed imaging analysis of misfires in a spray-guided direct injection engine, Proceeding of the Combustion Institute, Vol.33 (2011), pp.3089-3096.
- Lacour, C. and Pera, C., An Experimental Database Dedicated to the Study and Modelling of Cyclic Variability in Spark-Ignition Engines with LES, SAE Technical Paper, 2011-01-1282.
- Granet, V., Vermorel, O., Lacour, C., Enaux, B., Dugue, V. and Poinsot, T., Large-Eddy Simulation and experimental study of cycle-to-cycle variations of stable and unstable operating points in a spark ignition engine, Combustion and Flame, Vol.159 (2012), pp.1562-1575.
- 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の乱流計測,日本機械学会論文集 B 編, Vol.79, No.806 (2013), pp.319-332.
- Kim, S., Yan, Y. and Arcoumanis, C., Effects of intake flow and coolant temperature on the spatial fuel distribution in a direct-injection gasoline engine by PLIF technique, Fuel, Vol.106 (2013), pp.737-748.
- Chen, H., Xu, M., Hung, S. L. D. and Zhuang, H., Cycle-to-cycle variation analysis of early flame propagation in engine cylinder using proper orthogonal decomposition, Experimental Thermal and Fluids Science, Vol.58 (2014), pp.48-55.
- 23. Peterson, B., Reuss, L. D. and Sick, V., On the ignition and flame development in a spray-guided direct-injection spark-ignition engine, Combustion and Flame, Vol.161 (2014), pp.240-255.
- 24. Gomes, J. A. C., Da Costa, R. B. R., Franco, L. R., Huebner, R. and Valle, M. R., PIV measurements of in-cylinder tumble flow in a motored single cylinder optical research engine, SAE Technical Paper (2015), 2015-36-0305E.
- Rathinam, B., Ravet, F., Servant, C., Delahaye, L., Naithani, U., Experimental and Numerical Investigations of Tumble Motion on an Optical Single Cylinder Engine, SAE Technical Paper (2015), 2015-01-1698.
- Fontanesi, S., d'Adamo, A. and Rutland, C., Large-Eddi simulation analysis of spark configuration effect on cycle-to-cycle variability of combustion and knock, International Journal of Engine Research, Vol.16, No.3 (2015), pp.403-418.
- 27. Bode, J., Schorr, J., Kruger, C., Dreizler, A., Bohm, B., Influence of three-dimensional in-cylinder flows on cycle-to-cycle variations in a fired stratified DISI engine measured by time-resolved dual-plane PIV, Proceedings of the Combustion Institute 000 (2016), pp.1–9.
- Zeng, W., Sjoberg, M. and Reuss, D., Uding PIV Measurements to Determine the Role of In-Cylinder Flow Field for Stratified DISI Engine Combustion, SAE Technical Paper, 2014-01-1237.
- Yang, J., Xu, M., Hung, S. L. David, Wu, Q. and Dong, X., Influence of swirl ratio on fuel distribution and cyclic variation under flash boiling conditions in a spark ignition direct injection gasoline engine, Energy Conversion and Management, Vol.138 (2017), pp.565-576.
- 30. 松田昌祥,横森剛,吉田真悟,源勇気,志村祐康,岩本薫,店橋護,飯田訓正,高タンブ ルガソリンエンジンにおける筒内流動のサイクル間変動に与えるタンブル渦挙動の影響,

内燃機関シンポジウム前刷集 (2017), 20178044.

- 31. 古井隆,西山淳,リーミンコイ,池田裕二, PIV を用いたガソリンエンジンの筒内流動が 火炎伝播形状に与える影響の解析,自動車技術会春季大会前刷集(2017),20175185.
- Bode, J., Schorr, J., Kruger, C., Dreizler, A. and Bohm, B., Influence of the in-cylinder flow on cycle-to-cycle variation in lean combustion DISI engines measured by high-speed scanning-PIV, Proceeding of the Combustion Institute, Vol.31 (2018), pp.1-8.

第2章 筒内平均流サイクル変動成分の抽出法

2.1 はじめに

第1章で燃焼サイクル変動を引き起こす要因のひとつとして筒内流動のサイクル変動を挙 げた.サイクル毎の燃料濃度斑が無ければ基本的に火炎伝播速度は,層流燃焼速度と乱れ速 度の和で決まるため燃焼サイクル変動は乱れ速度がサイクル変動することで起こると考えら れる.筒内の乱れは,初めに最もエネルギを有した平均流(大規模タンブル渦)が吸気行程中 に筒内に形成され,圧縮行程により燃焼室で潰されることで平均流が崩壊し,エネルギーカ スケードを介して乱れへエネルギが供給され,乱れが増加する.すなわち,根本を辿ると吸 気行程中に形成される平均流そのものがサイクル変動していると推測できる.

入口境界条件が一定の風洞内などの非定常流れ場では,平均流は時間的変化をしないこと から,乱れは瞬時流と(時間)平均流の差分で定義することができる.そのため,乱れと平均 流の切り分けや乱れの定量的な評価は容易である.一方で,本研究対象とした筒内流動では, 吸気行程中にピストン降下により空気がバルブを介し筒内へと引き込まれ,短時間の間に平 均流が形成されるため,入口境界条件が毎サイクル同じとは言えず,時間変動する平均流自 体がサイクルごとに変動する.そのため,燃焼サイクル変動を解析する上で重要となる乱れ と平均流の切り分けは容易ではなく,まずはその切り分け手法の確立が必要である.

本章では、平均流のサイクル変動を評価するための瞬時流から平均流と乱れを切り分ける 手法の確立と、いくつかの流れの平均化手法を用い、それぞれの平均特性を調べた.また新 たな流速平均手法として可変フィルタサイズ空間平均法を提案する.

2.2 実験装置

2.2.1 供試エンジン

図 2.1 に本研究を遂行するに当たり一貫して使用した可視化単気筒エンジンを示す.本エ ンジン (小山ガレージ製) は,エンジンヘッドに量産の 2L,4 気筒ガソリンエンジン (HONDA 製) の 1 気筒を使用し,それに付随したバルブ,カムシャフト類も量産品のまま使用してい る.可視化エンジンの目的として,筒内の様子を外部から可視化するために,ペントルーフ 部,シリンダライナ部に石英ガラス製の窓およびシリンダライナを使用し,延長ピストンを 採用することで,ピストン下部からのボトムビューによる可視化や光源の挿入も可能とした 実験機である.シリンダライナの材質に石英ガラスを用いたことで,通常のピストンリング ではガラス面が損傷してしまうため,ピストンリングはテフロン製リング 2 本と耐熱性の向 上ためにテフロンに銅を混ぜ込んだリング 2 本の計 4 本を使用している.それにより内部を 可視化するための無潤滑運転を行うことができる.

表 2.1 に可視化エンジンの諸元を示す. ボア x ストロークは 86 x 86 mm, 排気量は 500 cm³,

圧縮比は9.2 である. 前述した通り,本研究では二輪車の燃焼サイクル変動の原因特定を目的 としており,二輪車では高回転域での運転が求められることからショートストローク(ボア ストローク比 <1)が主流である.一方,本可視化エンジンは量産四輪車ベースで製作されて いる都合で,スクエア(ボアストローク比 =1)のエンジンであり,二輪車の一般的な諸元と は差異がある.しかしながら,スクエアの本可視化エンジンで燃焼サイクル変動の基礎的な 解析を行うことでエンジン諸元の基準となる現象を計測,評価できる.

バルブタイミングは表 2.1 に示す通り,吸排気バルブのオーバーラップ期間は無い.一般的 な二輪車では,高回転時により多くの空気を吸気させるためバルブオーバーラップ期間が広 くとられたエンジンがあるが,このようなエンジンの場合,アイドリング時に前サイクルの 残留ガスの影響によるサイクル変動が生じやすい.そこでまずはバルブオーバーラップをゼ ロとすることで残留ガス量変動によって誘起されるサイクル変動をなるべく減らし,その他 の要素の特定に重点を当てた.

エンジンセットアップの概略図を図 2.2 に示す.エンジン本体は動力計に接続されており, モータ駆動により運転することができる(モータリング).また冷却水およびエンジンオイル は外部ポンプにてエンジン駆動とは無関係にそれぞれ循環させている.クランクシャフト軸 にロータリーエンコーダ(OMRON, E6B2-CWZ3E)を接続し,そこから得られるクランク角 信号を制御装置に入力し,点火時期や噴射時期の設定を行った.図中記号に示すように,吸 排気管に絶対圧センサ(Kistler, 4005B, 4007C),ヘッドにピエゾ式圧力センサ(Kistler, 6052C) を設置し,各圧力を高速データロガ(YOKOGAWA, DL750)にてクランク角1deg.ごとに計測 した.排気中の空燃比 A/F は排気管に設置した A/F センサ(NGK, ZFAS-U1)を用い,各所に 設置した熱電対(Sheath K type)は A/F センサとともに低速データロガ(OMRON, ZR-45)に より 200 ms 間隔で計測を行った.





Figure 2.1 Optical engine.

Displaced volume	[cm ³]	500
Bore	[mm]	86
Stroke	[mm]	86
Connecting rod length	[mm]	139
Compression ratio	[-]	9.2
Number of valves		4
Intake valve opening (IVO)	[deg.ATDC]	361
Intake valve closing (IVC)	[deg.ATDC]	586
Exhaust valve opening (EVO)	[deg.ATDC]	133
Exhaust valve closing (EVC)	[deg.ATDC]	350
Water temperature (inlet)	[deg.C]	70
Fuel injection type		PFI

T 1 1 A 1		
	Linging of	nooitiontiona
		DECTICATIONS
10010 2.1		<i>been to a constant</i>
	<i>u</i> 1	



Figure 2.2 Schematic drawing of the engine setup.

2.2.2 二輪車のエンジン諸元への合わせ込み

前節でも述べたように本研究では二輪車のエンジンを対象としているが,可視化エンジン は四輪車ベースの実験機である.そのため排気量やボアスト比に関しては変えることは出来 ないものの,運転条件をなるべく二輪車の諸元に近づけなくてはならなかった.

二輪車と四輪車のエンジンにおいて大きく異なるのが、スロットルから吸気バルブまでの 体積である.四輪車の場合、通常多気筒から構成されているため、図2.3に示すようにスロッ トル下流域に吸気チャンバ(吸気マニホールド)があり、スロットルから吸気バルブまでの 体積が大きいと言える.一方,二輪車の場合は気筒毎に独立スロットルが設けられることが 多く,図2.2に示したようにスロットルから吸気バルブまでの体積が小さく,スロットルから 吸気バルブまでの体積と1気筒当たりの体積(排気量)が1:1程度であることが多い.

このスロットルから吸気バルブまでの体積の違いは、スロットルを絞った低負荷条件の吸 気圧履歴に大きな影響を及ぼす.図 2.4 に吸気チャンバ有無による吸気圧履歴を示す.青線に net IMEP = 150 kPa,赤線に net IMEP = 350 kPa の二つの低負荷条件を示し、実線にチャンバ 無し、破線にチャンバ有の結果を示す.実線のチャンバ無しの結果(二輪車のエンジン)で は、吸気行程中に大きく吸気圧が低下し、IVC(Intake valve closing)から次のサイクルの IVO

(Intake valve opening) にかけて吸気圧が大気圧へ向けて回復していることがわかる.特に赤線で示す net IMEP=350 kPa 条件では大気圧まで回復している.一方,破線のチャンバ有の結果(四輪車のエンジン)では、二つの低負荷条件どちらも IVC 以降の圧力回復が弱く、負圧のまま次の IVO を迎えていることがわかる.以上の結果より、「IVO における吸気圧の絶対値」がチャンバの有無で大きく異なる結果となった.

この IVO における吸気圧の差異は、筒内流動に大きな影響をもたらす. 図 2.5 に PIV 計測 により得たベクトルマップからオイラー的に観測した定点流速強度を比較した結果を示す. 青線で示す吸気チャンバ無しの結果に対し、赤線で示す吸気チャンバ有の結果は、吸気行程 中に強い脈動が生じていることがわかる.この脈動現象は四輪車のエンジンでは一般的であ り、脈動を積極的に利用し性能向上に活かす場合もある.しかしながら、二輪車では脈動が 生じるエンジンは一般的ではないため、筒内流動解析において脈動の有無は重要な要素であ る.そこで本研究では、この低負荷時の流動脈動現象を発生させないように図 2.2 に示した 「吸気チャンバ無し」を実験条件とした.



Figure 2.3 Schematic drawing of the engine setup for four wheels.



Figure 2.4 Comparison between with and without intake chamber on intake pressure.



Figure 2.5 Comparison between with and without intake chamber on intake velocity.

2.3 PIV による筒内流動計測

2.3.1 PIV(粒子画像流速)の原理

図 2.6 に PIV (Particle Image Velocimetry) 法の概略図を示す. PIV は面計測なので,3次元 流体場において任意面の粒子像のパターンのみを撮影するために,シリンドリカルレンズや ラインジェネレータレンズなどを用いてシート状に形成したシート光が用いられる.光源は 極力強力なものが必要となるためレーザがよく用いられる.図中に示した光源はダブルパル スレーザの場合であるが,CW(連続光)レーザを用いた場合も同様に,微小時間間隔 Δt を 設けた二時刻の粒子画像をカメラにて撮影する.この二時刻画像より,粒子の空間的移動量 を求めることができれば,時間間隔 Δt で除することで局所の流速を求めることができる.こ こで、粒子一つ一つの移動量を求める方法は粒子追跡法(PTV: Particle Tracking Velocimetry) と呼ばれており、別の計測法に分類される. PIV の場合はあくまで粒子群を対象としており、 二時刻画像間で"似ている粒子群"の移動量を画像相関法から捉える.そのため、本質的に粒 子群の大きさで空間平均された代表速度を求めることになる.一方で PTV は、粒子一つ一つ を判別させるまでの処理自体は非常に高度であるが、粒子ごとの移動量を求めることができ るため PIV に比べ高い空間分解能となる. PIV に比べ PTV があまり用いられない理由として は、処理の難しさにあると考えられ、PIV は比較的容易に面データの流動場が取得できる方 法として現在流体計測において広く用いられている.



Figure 2.6 Principle of PIV.

PIV の粒子群の移動量の算出法として,まず自己相関(Auto-correlation)と相互相関(Crosscorrelation)の二種類に分類される.自己相関の場合,1 画像内に2時刻の粒子像を露光させ 1 枚の画像内から粒子群パターンの相関を行う方法である.相互相関の場合,前述したような 2 時刻の粒子像をそれぞれ1枚ずつ撮影し,2 画像の画像相関をとる方法である.前者の自己 相関法では,粒子の移動量が小さい場合に粒子の判別が難しいという問題があり,近年のカ メラ性能の向上から1 フレーム内に2 時刻露光させる必要性がなくなったのもあり,現在で は後者の2 画像相互相関が PIV の主流である.

相関法の中でも直接相関法とFFT (Fast Fourier Transform)相関法が主に用いられる. どち らの相関法においても PIV の処理アルゴリズムとしては,図 2.7 に示すような方法が取られ る.まず図中上段にある微小二時刻間隔で撮影した粒子画像の中に検査領域 (Interrogation area) と呼ばれる小領域を設ける.この検査領域内の粒子像のデジタルデータを二時刻目の画像か ら相互相関関数を用いて探査していく.相互相関法の場合,相関係数が高いほど比較する両 者のデータパターンが近いため,「相関係数が最も高くなるような変位(移動量)」を探す処 理を行う.その結果,図中左下のような2次元相関関数マップが得られ,ピークが現れてい る座標が検査領域内の粒子群が二時刻目に移動した座標となる.最終的には,図中右下に示 すように検査領域内の代表速度が流速ベクトルとして算出される.この検査領域内の代表速 度を求める点が、PTV における粒子一つ一つの流速を求める手法に比べ空間分解能が劣る点 である. PIV では、以上のような処理を計測範囲全体で検査領域をオーバーラップさせなが ら移動させ、局所の代表流速を順次求めていく.

検査領域内におけるデジタルデータの相互相関を行う上で、前述した通り二つの方法が用いられる.前者の直接相関法では、検査領域内におけるデータをそのまま他のデータと相互 相関関数を用いて処理していく方法で、計算量が多くなるのが欠点ではあるものの、後述す るFFT 相関法よりも計測精度は高いと言える.後者のFFT 相関法では、Wiener-Khintchine の 定理に基づき、デジタルデータを 2D フーリエ変換しパワースペクトルを求め、二画像それぞ れのパワースペクトルをクロススペクトルし、逆フーリエ変換で元の次元に戻すことで相互 相関マップが得られる.相互相関マップより相関係数がピークを取る座標から二画像間の移 動量を求める.後者のFFT 相関法では、フーリエ変換を使用する都合で検査領域内のデータ が "周期的に連続する"と仮定し処理を行う.そのため本質的には正しくなく直接相関法に 精度の点で劣る.また、検査領域のサイズが8x8や32x32といった2の累乗個しか扱えな いという制約もある.かつて直接相関法は高精度だが処理に時間がかかり、FFT 相関法では 高速化が可能という認識と、国内の PIV ソフトウェアでは直接相関法、欧州ではFFT 相関法 を用いるという背景があったが、近年コンピュータ性能の向上により、処理速度に大きな差 は無くなってきたため直接相関法を採用したソフトウェアは増えてきている.



Figure 2.7 2D Cross-correlation method.

2.3.2 光学系

TR-PIVの光学系を図 2.8 に示す. 光源には高周波ダブルパルス Nd:YLF レーザ(New wave research, Pegasus PIV, 527 nm, 4 mJ @ 10 kHz)を使用し,エンジンのクランクシャフト軸に接続したロータリーエンコーダから得られるクランク角信号を基に,分周とパルス形成したトリガパルスを入力することでエンジン回転数に応じた発振を行った.なお,TR-PIVの発振間隔(時間分解能)は3 kHz (2 deg. @ 1000 rpm)とした.波長 527 nm のビームは 532 nm 用のミラーを介し反射させ,凹凸レンズによりビーム径を拡大したのち,二枚のシリンドリカルレンズ(シグマ光機)によりシート光に形成した.シート光は延長ピストン下に設置したミラー(シグマ光機,TFAE-5065R02)により反射させピストン窓を介し筒内へと照射した.トレーサ粒子には粒径 2 µm の SiO₂ 多孔質中空粒子(鈴木油脂工業,ゴッドボール B-6C)を用い,予めタンク内に適量封入した状態で圧縮空気を通過させ気流に乗せ,スロットル上流部に供給し,吸気行程中の吸入空気と共に吸気させた.レーザ照射による Mie 散乱光パターンは、ダイクロイックミラー(IRIDIAN, 495DPS, HR > 500 nm : 99%, HT 400 - 500 nm : 96.3%)を介し90度反射させ,マクロレンズ(Nikon, Ai AF Micro Nikkor 105 mm F2.8D)を装着したCMOS モノクロハイスピードカメラ(Photron, SA-X2)により撮影した.



Figure 2.8 Schematic drawing of the optical setup.

2.3.3 トリガパターン

図 2.9 に TR-PIV 計測に用いたトリガパルスパターンを示す. 前述した通り, ロータリーエ ンコーダからの 1 deg.信号(A 相)が全ての基準となる. まず 1 deg.信号を 10 進カウンタ/ デコーダを用いた分周回路に通すことで 2 deg.間隔に分周する. その信号をパルスジェネレー タ (nf, WAVE FACTORY WF1946)に入力し,任意ディレイ,任意幅のパルス波形を作成し,

それぞれ Nd:YLF レーザの Laser 01 および 02 のトリガとして与える. ここで, 筒内流動の TR-PIV 計測では,吸気行程中の高流速(30 m/s 程度)から圧縮行程後半の低流速(5 m/s 以 下)まで幅広い流速範囲を計測しなければならない. PIV 計測で重要となる微小二時刻撮影 間隔 Δt は、「 Δt 秒間に粒子像が 5~10 pix.移動する」程度が最適値と言われており^[2]、粒子の 移動量が大きすぎる場合、検査領域外まで移動してしまい画像相関が取れなくなり、粒子の 移動量が小さすぎる場合、ピークロッキングと呼ばれるサブピクセル補間が正しく行われな くなる不具合が生じる^[2]. そこで本研究では,吸気行程中と圧縮行程中で Δt を切り替えるこ とで、行程違いの平均流速違いに対応させ、より高精度な計測を実現させた.具体的には、 Laser 01 には全行程で同じトリガパルスを与え, Laser 02 に入力させるトリガパルスに Δt = 25 µs と Δt = 50 µs の二つを予め用意しておき,吸気行程中に正となる TTL 信号をトリガとして 使用することで、吸気行程終わりの BDC を基準に CMOS アナログスイッチを用いた回路に よりパルスを切り替えた.各レーザはトリガ入力後,レーザ内部のQスイッチのディレイ(~ 1030 ns) を経て発振される.ハイスピードカメラはトリガ入力の度に 20000 fps で 2 枚撮影す る設定(ランダムリセットトリガ)とし,Laser 01のトリガ入力後 295 µs のディレイを与え, 1セット目のレーザ光の撮影を飛ばす事により、2セット目から2発のレーザ光を各フレーム 内に収めるフレームストラドリング撮影を行った.なお,吸気/圧縮行程でΔt が切り替わっ ても同じフレームレートで撮影できるようなカメラディレイ(295 us)とした.



Figure 2.9 Trigger patterns for TR-PIV.

2.3.4 トレーサ粒子の周波数応答性

PIV 計測に用いるトレーサ粒子は、流れに十分追従できる粒径と密度、それに加え筒内流 動計測の場合、圧縮や燃焼時の温度に耐えられるものが必要となる.また、連続燃焼運転を 行っても高価な石英シリンダガラスを傷つけない粒子を使用することも研究を遂行する上で 重要である.表 2.2 にエンジン PIV を行った既存研究例で使用したトレーサ粒子の調査結果 を示す.表に示すトレーサより、シリコーンオイル系の液体トレーサと SiO₂系の固体トレー サが用いられていることがわかる.石英ガラスシリンダを傷つけないことを重視すると液体 トレーサが有効であることから、本研究でもまずは液体トレーサを試した.液体トレーサと してセバシン酸ジオクチル (Dioctyl sebacate)を用い、ラスキンノズルを用いた専用のシーデ ィングジェネレータ (西華デジタルイメージ, Pivpart40) によりエアロゾル化させ、吸入空気 と共にエンジンに吸気させた.

No.	Author (Affiliation)	Year	Engine specifications Bore x Stroke Engine speed	Tracer (Diameter)
1	神本武征,他 (東京工業大)	1987	80 x 80 mm 300 rpm	シリコンオイル (4 μm)
2	David L. Reuss (General motors R&D and planning)	2000	92 x 86 mm	Silicone oil droplets
3	Philippe Druault, et al., (Université Pierre-et-Marie-Curie)	2005	1200 rpm	Oil droplets (2 ~ 4 µm)
4	ケビン・ショールズ,他 (日産自動車)	2005	83 x 90 mm 1200, 2000 rpm	Glass bubbles
5	S.H.R.Muller, et al., (Center of Smart Interfaces)	2010	82 x 86 mm 500, 1000 & 2000 rpm	Hydraulic oil (LIQUIMOLY)
6	Brian Peterson, et al., (Michigan Univ.)	2011	86 x 86 mm 800 rpm	Silicone oil (~ 1 μm)
7	大倉康裕,他 (本田技研)	2013	86 x 86 mm 700 & 1500 rpm	SiO₂ ゴッドボール
8	Wei Zeng, et al., (Sandia National Labs.)	2014	86 x 95.1 mm 1000, 2000 rpm	Silicone oil droplets (1 µm)
9	Carlos Alberto Gomes Júnior, et al., (UFMG)	2015	82 x 86 mm 1000, 1500, 2000 rpm	Vegetable oil droplets (~ 0.5 μm)
10	Balamurugan Rathinam, et al., (RNTBCI)	2015	77 x 85.8 mm 1200, 1800 rpm	Oil particle
11	J.Bode, et al., (Technische Universität Darmstadt)	2016	83 x 92 mm 2000 rpm	Silicon oil (~ 0.5 μm)
12	Minh Khoi Le, et al., (Imagineering Inc.)	2017	86 x 86 mm 1200 rpm	Burning-resistant silica-based tracer
13	松田昌祥,他 (慶應義塾大)	2017	75 x 112.5 mm 2000 rpm	SiO ₂ ゴッドボール

 Table 2.2
 Tracer particles for engine research^{[3]~[15]}

トレーサ粒子の粒径は大き過ぎる場合,慣性により粒子が流れから離脱してしまい,正確 な流れ場を計測出来なくなる.粒子が追従しているかどうかを調べるのに,粒子時定数 τ_p を 算出し,流れの時間スケールと比較する方法がある.粒子時定数 τ_p はストークスの式を変形 し,式(2.1)のように定義され, τ_p は「粒子周囲の流体が静止状態から突然流れ始めたときに, 粒子の速度 u_p が流体の速度 u_f の1-1/e (≒ 63%)に達するまでの時間」を表す.ここで, ρ_p は粒子密度, d は粒子直径, μ は流体粘度である.

$$\tau_p = \frac{\rho_p d^2}{18 \ \mu} \tag{2.1}$$

上式により得られた粒子時定数 τ_p が流れの時間スケール T(=L/U)に比べ十分小さけれ ば、粒子は空間スケール L の渦を解像するに十分な追従性を有すると言える. しかしながら、 上記方法では、「十分に小さい」という曖昧な条件があり、追従性を評価する上で判断材料が 乏しいのが欠点である.

そこで次に、粒子の周波数応答性を計算した.流体の振動周波数に対し、粒子の振動の振幅比 η および位相遅れ β を求めれば、粒子が周囲流体にどの程度追従するかを判断することが出来る. η および β は下式(2.2)~(2.7)で計算を行った^[1].この際、流体密度 ρ_f は作動流体を空気とし1.2 kg/m³、粒子密度 ρ_p はセバシン酸ジオクチルの900 kg/m³、粒径 d は 2 µm として計算を行った.

$$\eta = \sqrt{\left(1 + f_1\right)^2 + f_2^2} \tag{2.2}$$

$$\beta = \tan^{-1} \left(\frac{f_2}{1 + f_1} \right)$$
(2.3)

$$s = \frac{\rho_p}{\rho_f} \tag{2.4}$$

$$N_s = \sqrt{\frac{\nu}{\omega d^2}}$$
(2.5)

$$f_{1} = \frac{\left\{1 + \frac{9}{\sqrt{2}(s+1/2)}N_{s}\right\} \left(\frac{1-s}{s+1/2}\right)}{\frac{81}{(s+1/2)^{2}} \left(2N_{s}^{2} + \frac{N_{s}}{\sqrt{2}}\right)^{2} + \left\{1 + \frac{9}{\sqrt{2}(s+1/2)}N_{s}\right\}^{2}}$$
(2.6)

$$f_{2} = \frac{\frac{9(1-s)}{(s+1/2)^{2}} \left(2N_{s}^{2} + \frac{N_{s}}{\sqrt{2}}\right)}{\frac{81}{(s+1/2)^{2}} \left(2N_{s}^{2} + \frac{N_{s}}{\sqrt{2}}\right)^{2} + \left\{1 + \frac{9}{\sqrt{2}(s+1/2)}N_{s}\right\}^{2}}$$
(2.7)

上式を用いて周波数応答性を計算したところ、3 kHz の流体振動周波数に対し, 粒子の振動 は振幅比 97.6%, 位相遅れは 0.23 deg.となり、5 kHz の場合でも, 振幅比 94.0%, 位相遅れ 0.39 deg.と高い追従性であることが分かった. 前述した通り,本研究における TR-PIV 計測のサン プリング周波数は 2 deg.@1000 rpm=3 kHz である.その条件では 98%近い追従性を持つため, トレーサ粒子にセバシン酸ジオクチルを用いるのは有効であることが言える. セバシン酸ジオクチルのような液体トレーサを用いる最大のデメリットは、高温場で蒸発 してしまうことである.図2.10に示す圧縮行程中における粒子のMie 散乱光パターンの直接 撮影画像より、筒内に流入させたセバシン酸ジオクチルの液滴は、圧縮上死点までは液滴と して存在できず40 deg.BTDC 付近から蒸発し見えなくなってしまう.粒子が無ければ画像相 関を取ることもできないため、PIV 計測も不可となる.そのため、セバシン酸ジオクチルの液 体トレーサは、流体への周波数応答性は非常に高いものの、筒内流動計測では、圧縮端の流 動場を計測することができないため、不適切であった.表 2.2 にも示したように、液体トレー サとしてよく用いられるものに、シリコーンオイルやオリーブオイルがあるが、沸点を比較 したところ、セバシン酸ジオクチルの方が高かったため、他の液体トレーサを使用しても結 果は同じか悪くなると判断した.海外の研究例に油圧オイルを用いた例があり^[7]、沸点も高い と考えられるが、論文中からは詳細が不明であったため検討しなかった.

本研究では、圧縮端(点火時期まで)を計測し、燃焼サイクル変動を誘起する筒内流動の因 子を特定することを一つの目的としているため、圧縮端まで計測することは重要である.そ こで次に固体粒子を検討した.固体粒子としてSiO2多孔質中空粒子(鈴木油脂工業、ゴッド ボールB-6C)を用いた.本粒子は近年国内のエンジンPIVにおいて実績が高い^{[9],[15]}.図2.11 にゴッドボールを使用した際の圧縮行程中における Mie 散乱光パターンを直接撮影した結果 を示す.図2.10に示した液体トレーサの時とは異なり、圧縮端においても蒸発することなく、 粒子像が残存していることがわかる.また、液体トレーサの場合、ガラス面に液膜となって 付着することにより筒内の鮮明度が低下する場合があったが、固体トレーサの場合はそうい った不具合は少ない.ただし、投入量が多過ぎる場合、ピストン冠面のガラス窓へ多量に堆 積し、レーザ光の妨げになるといった問題が生じる.そのため液体トレーサに比べ、投入量 の調整に気を使う点がデメリットとして挙げられる.

ゴッドボール B-6C の粒径を 2 μm, 密度を 450 kg/m³とし, の流体への周波数応答性を下式 (2.2)~(2.7)より計算すると, 3 kHz の振動周波数に対し, 粒子の振動は振幅比 99.3%, 位相遅 れは 0.11 deg.となり, 5 kHz の場合でも, 振幅比 98.1%, 位相遅れ 0.19 deg.となり, 十分な応 答性であった.

以上の検討より,本研究では PIV トレーサに固体トレーサのゴッドボール B-6C を用い, TR-PIV 計測を行った.



Figure 2.10 Direct photographs of Mie scattering during compression stroke using liquid tracers.



 $CA = 638 \text{ deg.ATDC} \qquad CA = 656 \text{ deg.ATDC} \qquad CA = 674 \text{ deg.ATDC} \qquad CA = 692 \text{ deg.ATDC} \qquad CA = 710 \text{ deg.ATDC}$

Figure 2.11 Direct photographs of Mie scattering during compression stroke using solid tracers.

2.3.5 ベクトルマップへの処理とエラーベクトル除去

本研究における粒子画像からベクトルマップへの処理は市販ソフトウェア(DANTEC, Dynamic studio 2015a)を使用した.本ソフトウェアでは,FFT 相互相関法を用いており,検 査領域は初めに設定した大きさから段階を分けて小さくしていき,より小範囲の相関をとる アルゴリズムとなっている.本研究では初期の検査領域の大きさを 128 x 128 pix.とし,そこ から 64 x 64, 32 x 32, 16 x 16 まで 3 段階に変化させながら相互相関を取った.また検査体積 を移動させる際のオーバーラップ値は 50%としたため,8 pix.あたり一つの流速ベクトルが得 られる(16 pix.の 50%).

エラーベクトルの処理において、一般的には流速値に閾値を設け、閾値以上または閾値以 下の流速はエラーとみなし除去する方法がある. 平均流速が一定条件の風洞試験などではそ の方法が確実であるが、前述したように筒内流動は吸気行程と圧縮行程で平均流速が数倍変 化し、サイクル変動もある. 各計測クランク角においてエラーベクトル除去のための閾値を 変化させるのは困難であったため、本研究ではメディアンフィルタリング(Median filtering) によるエラーベクトルの除去を行った. 図 2.12 にメディアンフィルタの概略図を示す. メデ ィアンフィルタでは、対象とするデータの周囲データを小さい順に並べ、その中央値を取る フィルタである. 本フィルタのメリットはスパイク状のノイズ除去に優れており、移動平均 などに比べエラーではない正しいデータにはフィルタリングの影響が比較的少ない. 図中で は5x5のメディアンフィルタを示すが、データ中心に周囲とは明らかに異なる数値(ノイズ) がある場合、メディアンにより周囲に近い数値へとフィルタリングされる(100 → 5). 図中 右側に示す実際の流速ベクトルマップへ適用した例より、正しい流動場にほとんど悪影響を 及ぼすことなく、RAW データで見られるエラーベクトルを除去できていることがわかる. こ の結果の場合、仮に閾値を用いた除去を行うと、ベクトル図左側に分布する正しい高流速域 もエラーベクトルと流速強度が近いため除去されてしまう.

本研究では、上記メディアンフィルタを RAW データ全てに処理することで、処理済みのデ ータを瞬時流ベクトルマップとし解析に用いた.



Figure 2.12 Median filtering.

2.4 瞬時流の平均化処理

流動場の平均化処理による乱れと平均流成分の分離は、1970年代から行われるようになった LDV (Laser Doppler Velocimeter)や熱線流速計による流速定点計測まで遡る.現在のよう に PIV による流速を面データとして得られなかった頃は、流体の運動を任意定点でオイラー 的に観測することで得た時系列流速履歴をもとに、収集した時系列履歴を時間平均すること で平均流速を得ていた.

その後 1990 年代から PIV が行われるようになり, 面データとしての空間流速分布が得られ るようになった.しかしながら LDV のような高時間分解能のデータサンプリングは, 計測機 性能の問題から難しく, 時系列データの取得は困難であった.そのため, LDV で用いられて きた時間平均法を用いることができなくなり, 代わりに 2 次元ガウシアンフィルタをはじめ とした空間流速分布を利用した空間平均法が主流となった.

そして現在,計測機器の性能向上により PIV を用いて LDV には及ばないが面データを高時 間分解能でサンプリングすることが可能となった.これを一般的に TR-PIV やダイナミック PIV と呼ぶ. TR-PIV 計測では,時間方向,空間方向どちらにも十分なサンプリングデータが あることから,どちらの次元にも平均化を行うことが可能であり,時空間の平均流を求める ことができる.しかしながら,一般的に PIV による流体研究に用いられている平均法は空間 平均法であり,時間平均法を用いた解析例は殆どない.そこで本研究では,時空間平均法の 特性を確認すると共に,筒内流動サイクル変動評価に適した平均法の検討を行う.

2.4.1 流速の定義

流動場中のある定点において,瞬時流速の時間履歴をオイラー的に観測した場合,ある時 刻における瞬時流速 $\tilde{u}_{(t)}$ は式(2.8)により,時間平均流速 $\bar{U}_{(t)}$ と変動流速 $u'_{(t)}$ の和で定義される. ここで,変動流速 $u'_{(t)}$ は乱れに相当し,式(2.8)はレイノルズ分解と呼ばれている.また,時間 平均流速ではなく,アンサンブル平均流速 $\langle U \rangle_{(t)}$ を用いた場合,式(2.9)で定義され,乱れ $u'_{(t)}$ とサイクル変動流速 $u_{c(t)}$ の和で定義される.サイクル変動が無い $(u_{c(t)}=0)$ 場合,エルゴー ドの仮説が成り立つと仮定すると、この2式より式(2.10)が得られる. 図 2.13(a)に示す図がエ ルゴードの仮説が成り立つ流れ場であり、時間平均流速 $\overline{U}_{(t)}$ とアンサンブル平均流速 $\langle U \rangle_{(t)}$ は 同じ赤線で示す結果となる.

サイクル変動がある $(u_{c(t)} \neq 0)$ 場合,式(2.8)および式(2.9)を合成すると,式(2.11)が得られ, 時間平均流速 $\overline{U}_{(t)}$ はアンサンブル平均流速 $\langle U \rangle_{(t)}$ にサイクル変動成分 $u_{c(t)}$ が加算された物理 量であることがわかる.図 2.13(b)に示すように,赤線で示す時間平均流速 $\overline{U}_{(t)}$ と青線で示すア ンサンブル平均流速 $\langle U \rangle_{(t)}$ に差が生じこの変位がサイクル変動流速 $u_{c(t)}$ となる.

$$\tilde{u}_{(t)} = U_{(t)} + u'_{(t)} \tag{2.8}$$

 $\tilde{u}_{(t)} = \left\langle U \right\rangle_{(t)} + u'_{(t)} + u_{c(t)}$ (2.9)

$$\overline{U}_{(t)} = \left\langle U \right\rangle_{(t)} \tag{2.10}$$

$$\overline{U}_{(t)} = \left\langle U \right\rangle_{(t)} + u_{c(t)} \tag{2.11}$$



Figure 2.13 Definition of instantaneous flow velocity.

以上のような流体の定義より,Navier-Stokes 方程式やそれに基づくレイノルズ分解はどち らも流体の時間変化の概念を持っている.これらの流体基礎方程式と同じ形で平均法を定義 した場合,時間平均法が妥当であると言える.しかしながら,流体変動や偏差は時間的,空間 的に存在しており,内燃機関の筒内流動サイクル変動においても時空間どちらの次元におい ても変動成分は存在すると思われる.従って,用途に応じて時空間の平均法を使い分ける必 要があると言える.

2.4.2 時間平均法

時間平均法は流体場の小さな渦がもたらす乱れによる定点データの振動を周波数で捉える ことで,高周波数域は乱れ,低周波数域は平均流であるとしてローパスフィルタリングに平 均を行う.本研究で用いた時間平均法の具体的な手順を図2.14に示す概略図と共に述べる.
- 1. 左上に示す TR-PIV により得られたクランク角系列の瞬時流速ベクトルマップにおい て任意定点(図中×印)の時系列流速履歴を抽出する.
- 右上図が任意定点においてオイラー的に観測した流速履歴である.この流速履歴をカットオフ周波数相当の窓関数を用いた畳み込み積分によるローパスフィルタリングでカットオフ周波数以下の低周波成分を抽出する.(※カットオフ周波数の決定および畳み込み積分の詳細は後述する.)
- 3. 右下図に示す赤線が1次元の時間平均結果であり、高周波数域の乱流成分が除去され た平均流成分である.この時系列データを元の空間配列に戻し、PIV 計測範囲の全座標 で以上の処理を行うことにより、左下図の時間平均流速のベクトルマップが得られる.

以上の処理により瞬時流の時間平均を行う.ここで,時間平均では定点データにおける流 速の時間履歴が必要となる.そのため,ある程度高速な TR-PIV 計測が不可欠であり,低速サ ンプリングである逐次 PIV 計測の場合, PIV とは別に LDV などにより時系列流速データを取 得しない限り時間平均を行うことはできない.



Figure 2.14 Flowchart of temporal-averaging method.

2.4.3 空間平均法

空間平均法では、平均対象の次元を周波数から波数に置き換えることにより、高波数域は 乱れ、低波数域は平均流と定義することで、ローパスフィルタリングにより低波数成分の抽 出を行う.一般的にはガウス関数を用いた畳み込み積分のガウシアンフィルタがよく用いら れる.図2.15にガウシアン空間平均法の概略図を示し、その手順を述べる.

- 1. 左図に示すように対象とする瞬時流データの任意座標点に対し、平均に用いる任意サ イズの窓を用意する.この窓サイズ(*NxN* data)によって平均化の強さが変化し、フ ィルタサイズが大きいほど高波数域まで平均化するためフィルタが強くかかる.
- 窓内のデータを用いて算術平均する場合は移動平均となるが、一般的には重み付きの 平均を行う.そこで図に示すような2次元ガウス関数を重みとして与え、算出平均を 行う(ガウシアン平均).
- 3. 図中の式はガウシアン平均の式であり, 添え字*i*, *k* はそれぞれ *X*, *Z* 座標を示している. *N* x *N* 窓内の全空間流速データ配列にガウス関数の重み *Wt* を掛け,その積算値を重み *Wt* の積算値で除したものがガウシアン平均値となる.
- 4. 得られたガウシアン平均流速は、窓中心の値となるので平均後の同座標に格納し、この処理を RAW データの全座標で行うことで、ベクトルマップ全体の空間平均を行う.

空間平均法では閾値がフィルタサイズ, すなわち空間的な"大きさ"であるため, 直接渦ス ケールを閾値として使用でき, 渦への取り扱いが明確であると言える.



Figure 2.15 Flowchart of spatial-averaging method.

2.4.4 窓関数

本研究では時間平均法,空間平均法どちらもローパスフィルタとして窓関数の畳み込み積 分を用いた.与える窓関数には矩形波やガウス関数があるが,いずれにせよサンプリング周 波数(波数)およびカットオフ周波数(波数)から窓サイズを推定できるような定義をしなけ ればならない.ガウス関数は式(2.12)に示す式により算出した(1次元ガウス関数).図 2.16 に 矩形およびガウス関数の窓関数形状と、それをフーリエ変換し得られたパワースペクトルを 示す.図(a)左に示す矩形波,および図(b)左に示す矩形波のパワースペクトルより、矩形波の カットオフ特性として、図中赤矢印で示すように窓サイズNの増加に伴い、より低周波数域 でパワーが低下する(フィルタが強くかかる)ことがわかる.低周波数域で急激にカットオ フ(メインローブ)されたのち、高周波域へ向けて複数回にわたるパワーの増減が見られる. これはサイドローブと呼ばれ、実際のカットオフ周波数よりも高周波成分がフィルタを透過 してしまうことを意味している.そのためこのサイドローブによる高周波数成分透過を抑制 するため、図(a)右に示すガウス関数がフィルタ関数に用いられることが多い.図(b)右に示す ガウス関数のパワースペクトルを見ると、メインローブは矩形波に比べ緩慢なものの、サイ ドローブはほとんど見られない.そのため適切なフィルタサイズを決めれば狙ったカットオ フ周波数のローパスフィルタリングを行うことができる.



Figure 2.16 Filtering characteristics of window function.

またガウス関数の形状は式(2.12)に示した通り、フィルタサイズN(式中ではxに相当)と 分散 σ²に依存する.任意カットオフ周波数になるようなガウス関数を用いたフィルタ窓を作 成し畳み込み積分によるローパスフィルタを行うため、ガウス関数の形状はフィルタサイズ Nに依存させるように定義した.式(2.13)に標準偏差 σ をフィルタサイズ Nの関数とする式を示す.式中 α は定数で、この定数を変えることによりガウス関数がどのように変化するか調べた結果を図 2.17 に示す.

ここではフィルタサイズを固定した矩形波の他に、4 つの a により分散 o²を変えたガウス 関数の形状とそのパワースペクトルを比較した.図(a)の窓関数形状を見ると、a を大きくす るにつれ、分散 o²は小さくなり、ガウス関数はより急峻な形状へと変化する.一方で、a が 2 以下になると図中の灰色線および赤線のガウス関数ように矩形波(黒線)に近づくことがわ かる.これはフィルタサイズ(横幅)を固定したため、フィルタサイズを超えたガウス関数の 波形は値がゼロとなるからである.これらの波形を図(b)のパワースペクトルで見ると、a が 大きい場合、メインローブのパワー低下が緩慢となり a を小さくすると共に急峻になるが、 元々の窓関数形状がより矩形波に近づくためサイドローブが発生してしまう.

以上の結果より、本研究で使用する係数はα=4を使用し、メインローブが出来るだけ細く 尚且つサイドローブの影響が小さい分散σ²とした.

$$\sigma = \frac{(N-1)}{\alpha} \quad (\alpha = 1, 2, 3, \cdots)$$
^(2.13)



Figure 2.17 Gauss function's shapes.

矩形波による畳み込み積分(移動平均)では、式(2.14)を慣習的に用いることが多い^[16]. こ れはカットオフ周波数 f_c 、サンプリング周波数 f_s 、そしてフィルタサイズ N の関係を表した ものであり、カットオフ条件として窓関数のパワースペクトルのゲインが-3 dB になる周波数 をカットオフ値としたものである. 図 2.18 に示すのがその概略図であり、フィルタサイズ約 4.5 ms の場合、パワースペクトルのゲイン-3 dB (≒ 0.7)では f_c = 100 Hz となる. この条件 をガウス関数の窓関数形状の場合にも検討したのが、図 2.19 に示す結果である. ここでは、 カットオフ値はゲインが-3 dB 尚且つカットオフ周波数が 100 Hz とした場合の矩形波(黒線) とガウス関数 (赤線)の比較を示す.両者を比較すると,パワースペクトルのメインローブは ほぼ一致し,矩形波で見られるサイドローブはガウス関数では見られず,より精度の高いフ ィルタ窓となっていることがわかる.この時のフィルタサイズを比較すると,矩形波の場合 は N=13 data (4.3 ms @f_s=3 kHz)に対し,ガウス関数の場合は N=19 data (6.3 ms @f_s=3 kHz) が要求フィルタサイズとなった.以上の結果より式(2.14)に示した関係式にある係数を算出す ると,0.612 となり式(2.15)に示すガウス関数をフィルタ窓とした場合の関係式が得られた.



Figure 2.18 Cut-off criterion of rectangular filter.



Figure 2.19 Comparison of filter characteristics between rectangular and Gauss on same cut-off criterion.

$$f_c = \frac{0.612}{N} \cdot f_s \tag{2.15}$$

2.4.5 畳み込み積分によるローパスフィルタリング

ローパス/ハイパスフィルタでは、処理の高速化の観点から FFT(高速フーリエ変換)を 用い、RAW データを周波数または波数スペクトルに変換し、任意カットオフ値を閾値として 重みを与え、逆 FFT で元の次元に戻す方法が用いられることが多い.

PIVの原理の節でも述べたが、フーリエ変換を使用した処理では、限られた区間のRAWデ ータが周期的に連続した波形であると仮定して処理を行う.そのため、RAWデータのデータ 点数が少ない場合や始まりと終わりのデータに大きな差がある場合、無理に周期性を仮定す ると誤差を生じる可能性が高い.その対策として窓関数を用いたウィンドウィング (Windowing)がある.ガウス窓 (Gaussian window)、ハニング窓 (Hanning window)やハミ ング窓 (Hamming window)といったデータの始まりと終わりの両端の数値が近くなるような 窓関数を重みとして与えることで、周期的な連続波形を仮定した際の悪影響を減らすことが できる.しかしながら、本質的には強引な仮定による処理を行うことになるのと、2の累乗個 というデータ数の制約は消えないため、本研究ではより確実な平均化方法として畳み込み積 分によるローパスフィルタを行った.

図 2.20 に畳み込み積分の概略図を示す. 図中では1次元流速データ例を示しており,両端の流速はゼロとした.本研究における PIV 計測では,時/空間データ共に RAW データ両端がゼロとなる.なぜなら流速時間履歴では,オイラー的に定点を観測するため,観測点によってはピストン移動によって観測点がピストンよりも下となる時期があり,その時期では観測点の流速値はゼロとなる.また,流速空間履歴でも流動場範囲外では流速はゼロとなる.

図 2.20 に示す1次元流速データを左から矩形の窓関数を畳み込む場合,図(a)では,赤枠で 示す窓関数の左半分がゼロとなり,右半分が RAW データとなる.このような窓の配置におい て,窓内のデータを算術平均(移動平均)した場合,そこから得られる数値はゼロを含んだ平 均となるため,本来の値よりも強い平均化がかかる.これが畳み込み積分の問題点であり, RAW データ端の平均において,窓関数のサイズに対し,左右方向にゼロでない RAW データ が十分に存在せず,厳密には平均することができない.その対策として以下に示す方法が考 えられる.

- 1. 窓内全ての値が RAW データになるまで畳み込み積分を行わない. すなわち, RAW デ ータ端を窓サイズ半分まで縮小させ,全体としては窓サイズ分小さくなる.
- 2. 窓内にゼロデータが含まれる場合, ゼロデータのみを削除し正しいデータのみを使用 して平均を行う.

一つ目の方法では、本質的に正しい方法であり、最も高精度な平均方法である.しかしな がら有限なデータ量を対象とした平均の場合、平均結果のデータ量が小さくなり過ぎてしま う問題があり、フィルタサイズと RAW データ量の割合によっては、そもそも平均を行えない 場合もあり、実用的ではない.図(b)においても青線矢印に示す範囲しか平均化結果として得 ることができない.

そこで本研究では、二つ目の方法として挙げた図(a)に示すような窓関数がゼロデータと

RAW データを跨ぐような場合,その窓内に存在する RAW データのみを平均することでゼロ の影響を小さくした.その結果,データ端では実質窓サイズが小さくなるため,実質カット オフ値が設定値よりも高くなってしまうという問題はある.しかしながら,PIV という限ら れたデータ量の中で十分な平均データを得るためにはこの方法が最善策であると判断し,解 析に用いた.

図 2.21 にローパスフィルタ適用例を示す.図(a)に示すのはゼロデータが存在しない計測開 始から終わりまで全て RAW データの場合である.この場合にカットオフ周波数 *f_c* = 100 Hz のローパスフィルタを適用すると赤線のようになり,高流速域から低流速域まで高周波の振 動が除去されていることがわかる.一方,図(b)に示す両端にゼロデータを有した RAW デー タの場合,ゼロの時にはフィルタリングされずに RAW データがある時期から最小で半窓の 窓関数を用いたフィルタリングがされる.その結果フィルタリング後のデータでもデータ範 囲外はゼロのままとなり,正しいフィルタリングが行われていることがわかる.



Crank angle [deg.ATDC]Crank angle [deg.ATDC](a) Data sample 1(b) Data sample 2

Figure 2.21 Examples of low-pass filtered data using convolution ($f_c = 100 \text{ Hz}$).

以上より、本研究では時/空間平均法の実態としてガウス関数の畳み込み積分によるロー パスフィルタリングを行う.カットオフ周波数(波数)は、フィルタサイズを変えることで変 化させられるような式(2.15)を定義し、それを使用していく.

2.4.6 可変フィルタサイズ空間平均法

2.4.1 節で述べたように,LDV で計測した場合は時間平均法を用い,逐次 PIV の場合には空間平均法を用い平均流を求めてきた.そして TR-PIV が可能となった現在,どちらの平均法も行うことができるが,計測機器が高価な問題から TR-PIV が行える環境はまだ少なく,逐次 PIV による流動解析を強いられる場合が多い.その結果,必然的に平均法に空間平均法を使用せざるを得ない.

そこで本研究では新たな平均法のアプローチとして、サンプリング周波数の低い逐次 PIV 計測においても時間平均相当のベクトルマップを得るための「可変フィルタサイズ空間平均 法」を提案した.

図 2.22 に可変フィルタサイズ空間平均法(以降,可変サイズ法)の概略図を示す.通常の 空間平均法(以降,固定サイズ法)では,図(a)に示すようにフィルタ適用範囲全域固定のフ ィルタ窓サイズにより空間平均を行う.そのためカットオフ波数は全域同じでもカットオフ 周波数は局所によって異なる.本研究で提案する可変サイズ法では,図(b)に示すようにフィ ルタ窓を適用する座標の流速の強度および方向によってフィルタ窓形状とサイズを変化させ る.これは流速が高い場合,単位時間あたりに流体移動量も長くなるため大きなフィルタ窓 が必要となり,渦中心などの低流速域では流体はほとんど移動しないため小さなフィルタ窓 となるからである.フィルタ窓サイズの決定では,テイラーの乱流凍結仮説を用いカットオ フ周波数を局所ごとにカットオフ波数に換算する.この方法ならば周波数ベースの空間フィ ルタリングが可能となると考えられ,低速サンプリングの逐次 PIV 計測でも時間平均相当の 空間平均流速ベクトルマップを得ることができる.



Figure 2.22 Variable sized, spatial-averaging method.

可変サイズ法の具体的な処理方法を以下で述べる.式(2.16)左に示すのは式(2.15)にも示し たガウス関数を窓関数とした際のカットオフ周波数*f*_c,サンプリング周波数*f*_s,そしてフィル タサイズ N の関係を表した式である.基本的に周波数と波数は次元が異なるだけであり,特

(2.19)

性としては同じ振る舞いをするため、図(2.16)右に示すようにカットオフ波数 k_cとサンプリン グ波数 k_sを用いて表すことができる.次に式(2.17)左にテイラーの乱流凍結仮説の式を示す. この式によると波数と周波数は流速を用いて変換することができる.ここで、波数および周 波数はどちらもカットオフ値に直すことができ、式(2.17)右のような式が得られる.式(2.16)右 と式(2.17)右より、式(2.18)が得られ、カットオフ周波数 f_c、サンプリング波数 k_s、そして流速 Uからフィルタサイズ Nを見積もることができる.ここで、サンプリング波数 k_sは PIV の計 測空間分解能となるので計測条件に依存した固定値となり、カットオフ周波数 f_c を任意値と することで、周波数ベースの空間平均を行うことができる.

PIV の場合,基本的には2次元計測となるため,流速値としては *u*, *w* の 2 成分が得られる. 可変サイズ法では,式(2.19)に示すように,この2 成分のフィルタリングではそれぞれ異なる フィルタサイズを与える.これは *u*, *w* のバランスを考慮したものであり,合成成分である流 速強度 *U*length からフィルタサイズ *N*を算出した場合の *u*, *w* どちらかの成分に過剰なフィルタ がかかってしまうことを回避した.その結果,*u*, *w* から算出したフィルタサイズ *Nu*, *Nw* に合 わせた 2 次元ガウス関数は図 2.23 に示す通りとなり,固定サイズ空間平均法では左図の正方 形の 2 次元ガウス関数を用い,可変サイズ法では右図の矩形の 2 次元ガウス関数を重みとし て与えた.また,フィルタサイズ *N* は実数となるため,算出した *N* から最も近い奇数の整数 を実際のフィルタサイズとして使用した.

$$f_c = \frac{0.612}{N} \cdot f_s \rightarrow k_c = \frac{0.612}{N} \cdot k_s$$
(2.16)

$$k = \frac{f}{U} \quad \rightarrow \quad k_c = \frac{f_c}{U} \tag{2.17}$$

$$N = 0.612 \cdot \frac{k_s}{f_c} \cdot U \tag{2.18}$$

$$N_u = 0.612 \cdot \frac{k_s}{f_c} \cdot \left| \tilde{u} \right|, \qquad N_w = 0.612 \cdot \frac{k_s}{f_c} \cdot \left| \tilde{w} \right|$$



Figure 2.23 2D Gaussian weight patterns.

2.5 解析手法

2.5.1 積分長さスケールLの算出

流体の特性を解析する上で重要となるのがスケールである.そこで本研究も前述した3つの平均法から得られるスケールを比較することで平均法の特性を明らかにしていく.式2.20 に積分長さスケール算出のための流れの相関の定義を示す^[17].

 \tilde{u} は流速の瞬時値, \overline{U} は平均値(時間平均), そしてu'は変動量(乱れ)を示しており, 添 え字i,jは異なる2点を示している. $\overline{u'_iu'_j} \neq 0$ の場合, $u'_i \geq u'_j$ に相関があり, $\overline{u'_iu'_j} = 0$ の場 合, 相関がないと言える.ここで, u'_i および u'_j はそれぞれ時間の関数であるため, 時系列変 化する変動量(乱れ)の相関を取らなければならない.過去に Fansler ら^[18]や大谷ら^[19]は, 2 点同時 LDV を行うことで2点間の乱れ時間履歴の相関をとり積分長さスケールを算出し,小 保方ら^[20]も光ファイバ LDV により2点間の空間流速の相関を求めた.これら LDV の場合, 2点同時計測しか行うことが出来ない(通常は1点のみ)が, TR-PIV を用いることで時間分 解能は LDV に比べて劣るものの,面データとして多点同時時系列計測が可能であるため,多 点同時空間相関を行うことが可能となる.そのため LDV で課題となる空間的データ統計量を TR-PIV ならば十分確保することができる.

$$\overline{\widetilde{u}_{i}\,\widetilde{u}_{j}} = \overline{(\overline{U}_{i} + u_{i}')(\overline{U}_{j} + u_{j}')}$$

$$= \overline{U}_{i}\overline{U}_{j} + \overline{u_{i}'u_{j}'} + \overline{\overline{U}_{i}u_{j}'} + \overline{\overline{U}_{j}u_{i}'}$$

$$= \overline{U}_{i}\overline{U}_{j} + \overline{u_{i}'u_{j}'}$$
(2.20)

図 2.24 に本研究で行った積分長さスケール L 算出の概略図を示す.式(2.20)によると,相関 の際には面データのみではなく,その前後のデータから得られる時系列履歴の流れの関数の 相関をとる必要がある.これが LDV で行ってきた 2 定点相関法の概念である.そこで,図に 示す青枠の解析タイミングの他に前後 2 データずつ(計 5 data = 10 deg.@ 1000 rpm)を相関 対象とした.図中右側に示すように距離 Δx の時系列乱れ履歴は黒線と黒破線の曲線となり, この二つの乱れの時間履歴の相関を式(2.21)により行う.計測範囲全体の相関を取る際は,赤 枠で示す 2 次元検査領域内のデータにおいて 2 点間の距離 Δx を変えながら検査領域内に存 在する全通りの組み合わせの相関を行い,検査領域を Z 軸方向へシフトさせながら計測範囲 全体の相関を行う.各 Z 軸座標の水平相関から得られた長さスケールは,空間全体で算術平 均することで,空間平均値を求めた.なお, Δx が十分大きい相関(例えば $\Delta x = 30$ mm)は, 筒内流動の長さスケールのオーダから外れるため相関を行う意味がない.そこで本研究では Δx の閾値として 15 mm を相関の最大距離とした.



Figure 2.24 Spatial cross-correlation of flow field.

$$R_{\Delta x} = \frac{\sum u'_{i(z,t)} \cdot u'_{j(z,t)}}{\sqrt{\sum \left\{ u'_{i(z,t)} \right\}^2} \cdot \sum \left\{ u'_{j(z,t)} \right\}^2} \quad (j = i + \Delta x)$$
(2.21)

実験結果から得られる相関関数はデータの統計量が十分とは言えない.本研究で使用した 実験結果では,最も統計量の多い相関($\Delta x = 0$)の時でおよそ 250 個,最も統計量の少ない 相関($\Delta x = 15 \text{ mm}$,最大閾値)の時でおよそ 170 個であった.そのため得られた相関関数の RAW データは図 2.25 に示すような結果となる.図より RAW データはあまり綺麗な曲線とは ならないため,何らかの平滑化が必要となる.

ここで、一様等方性乱流において2点間の相互相関を行う場合、「縦相関」と「横相関」と 呼ばれる相関方向があり、それぞれ相関関数の形状が異なる^[21].図2.26に示すように、相関 方向と流れ方向が同じ「縦相関」の場合、相関関数は1からゼロへと収束する指数関数形状 (図(a))となるが、相関方向と流れ方向が90 deg.交差した「横相関」の場合、相関関数は1 から一度マイナスとなりその後ゼロへと収束する指数関数と cos 関数の合成関数形状(図(b)) となる.図2.25に示した本実験結果の場合、青線は縦相関(水平 u 成分相関)、赤線は横相関 (水平 w 成分相関)となり、図2.26に近い傾向が見てとれる.

そこで本研究では、u成分の長さスケールを式(2.22)で、w成分の長さスケールを式(2.23)に 示す非線形最小二乗法により近似させた.時定数Bは西山がまとめたアルゴリズムを参考に 収束計算を行う^[22].具体的には式(2.24)より RAW データの相関関数を $h_{(x)}$ 、近似関数を $f_{(x)}$ 、 $g_{(x)}とし、第二項までテイラー展開した補正関数から誤差 <math>Q^2$ を求め、 Q^2 が十分小さくなるよ うに時定数Bを収束計算させた.前述した通りデータの統計量は Δx によって変化し、 Δx が 小さい場合は多く、 Δx が大きい場合には少なくなる.そのため、統計量に応じた重みを付け なければならない.そこで式(2.24)に示す $Wt_{(x)}$ よって各 Δx における統計量そのものを重みと して与えた. 図 2.27 に示す近似結果より,実線で示す RAW データに比べ,破線で示す近似 曲線では *Δx* が小さい時のデータに重きを置きつつ滑らかに近似できている.また,図 2.26 に 示した縦/横相関の例と比較しても近い関数形状が得られていることがわかる.



Figure 2.25 Example results of cross-correlation.



Figure 2.26 Vertical correlation and horizontal correlation^[21].

$$f_{(x)} = \exp(-x/B) \tag{2.22}$$

$$g_{(x)} = \exp(-x \cdot B) \cdot \cos(x \cdot B) \tag{2.23}$$

$$Q^{2} = \sum_{x=0}^{\max} \left\{ h_{(x)} - f_{(x)} \right\}^{2} \cdot Wt_{(x)}, \quad Q^{2} = \sum_{x=0}^{\max} \left\{ h_{(x)} - g_{(x)} \right\}^{2} \cdot Wt_{(x)}$$
(2.24)

$$\frac{dQ^2}{dB} \approx 0 \tag{2.25}$$



以上の工程より得られた相関関数から,積分長さスケールを求める方法を図 2.28 に示す. 一般的には,相関関数がゼロとなる時期まで積分し,その面積と同面積となる長方形(図中 破線)の横幅を L と定義する.しかしながら,エラーやノイズがある実験結果では,相関関 数がゼロにならない場合もあるため,この方法が使用できない.本研究では重み付き非線形 最小二乗法により近似を行っているため,基本的には殆どのデータにおいてほぼゼロに収束 するが,中には Δx が十分大きい場合でも高い相関係数となる結果も存在した.ここで,浜本 らは近似曲線が exp の式に近いことを利用して閾値として 1/e(≒ 0.368)を用い,相関関数が 1/e に達した時期を積分長さスケール L と定義した^[23].本研究の場合,縦相関には exp の式, 横相関には exp *cos の式とそれぞれ異なる近似を行ったが,全ての結果において必ずしも最 大長さスケールの閾値(今回は最大 15 mm)内でゼロに収束しなかった.そのような結果の 場合,面積からの L 算出を行うことが出来ない.そこで以上の背景より,本研究でも浜本ら が使用した閾値 1/e となる時の横軸の値を L と定義した.



Figure 2.28 Definition of length scale *L*.

2.5.2 積分時間スケール τ の算出

図 2.29 に積分時間スケール τ 算出における概略図を示す.積分長さスケール L の算出とは 異なり時間スケールの場合,オイラー的に抽出した乱れの時系列履歴の自己相関により相関 関数を得る.ここで,吸気始めから圧縮終わりまでの長期に渡って時間スケールが維持され る訳ではないため,解析クランク角を基準とした前後数 deg.間の微小時間区間内の乱れの時 間履歴が自己相関対象となる.本研究では,任意クランク角を基準とし過去 10 deg.間の乱れ の時系列履歴をそのクランク角における相関区間と設定した.そのため,過去のデータが存 在せず相関区間を設けることができない吸気行程初めのデータは解析対象外とした.相関関 数 R の式は式(2.26)に示す通りで, Δt を変えながら任意解析クランク角における計測範囲全 体の個々の座標におけるデータを統計とした.

得られた相関関数は統計量が多くない問題から,積分長さスケールと同様にノイズの影響 があるため exp の式で近似し, 閾値 1/e の時の横軸 Δt を積分時間スケール τ と定義した.



Figure 2.29 Temporal auto-correlation of flow field.

$$R_{\Delta t} = \frac{\sum u'_{i(x,z)} \cdot u'_{j(x,z)}}{\sqrt{\sum \left\{ u'_{i(x,z)} \right\}^2} \cdot \sum \left\{ u'_{j(x,z)} \right\}^2} \quad (j = i + \Delta t)$$
(2.26)

2.6 計測範囲および計測条件

図 2.30 に PIV 計測範囲であるレーザシートの照射範囲を示す.本可視化エンジンのピスト ンガラス窓は Φ 40 mm であるため、レーザシートの最大幅もボア中心において 40 mm であ る.そこで、PIV 計測範囲はボア中心の幅 40 mm とした.また、図中に示す×印は後述する 周波数解析に用いた定点である.また同様に図中縦矢印は波数解析に用いたデータ抽出線で あり、この同一線上の空間流速データ履歴を使用する.

流動場の平均法の検討では、非燃焼のモータリング条件による実験を行った.表 2.3 に実験 条件を示す.前述したように、本研究では低負荷時の燃焼サイクル変動の現象解明を目的と しているため、機関回転数は1000 rpm とし、スロットル開度のパラメータに該当する最小吸 気圧は 37 kPa (abs.)とした.この最小吸気圧の値は、後述する燃焼試験において点火時期 5 deg.ATDC で燃焼させた場合、図示平均有効圧が net IMEP=150 kPa に相当する吸気圧条件(ス ロットル開度条件)である.

PIV の時間分解能は、2.3.3 に示したトリガパターンの通り、2 deg.間隔(3 kHz @ 1000 rpm) とした.しかし 2.5.2 で述べた積分時間スケール算出に関しては、時間方向へのデータ量の問 題から 2 deg.間隔では 5 点しか相関を行うことができず時間分解能が不十分であった.そこ で、積分時間スケールの比較に関してのみ 1 deg.間隔(6 kHz @ 1000 rpm)の条件の PIV 計測 結果を基に、10 点のデータを対象とした解析を行った.



Figure 2.30 Measurement area of PIV.

Table 2.3 Me	asurement co	nditions
Engine speed	[rpm]	1000
Water temperature (inlet)	[deg.C]	70
Minimum intake pressure (abs.)	[kPa]	37
Ignition timing	[deg.ATDC]	none
Injection timing	[deg.ATDC]	none
PIV measurement timing	[deg.ATDC]	358 ~ 714
Number of measurement cycles	[cycles]	45

2.7 計測結果および考察

2.7.1 カットオフ周波数 f. の定義

瞬時流から平均流成分と乱れ成分を切り分けるためのカットオフ周波数の議論は古から行われてきた. Iijima らは、LDV で計測した時系列流速履歴をフーリエ変換により処理することでアンサンブル平均流速のパワースペクトルを求め、その最大周波数をカットオフ周波数 fcと定義した^[24].神本らも、LDV により周波数スペクトルを求め、その周波数スペクトルの 積分値が 90%に達した値をカットオフ周波数 fcと定義した^[3].大倉らは高速 PIV から得られた定点流速時間履歴の周波数スペクトルを求め、周波数スペクトルの傾きが変化する周波数 において、流動の変動特性が変化していると考え、その点をカットオフ周波数 fc と定義した^[25].また、Fraser らは平均流速の空間勾配からのカットオフ周波数決定を提案した^[26].

以上の既存研究例を基に,図 2.30 に示した×印の点においてオイラー的に観測した定点流 速時系列履歴をフーリエ変換しパワースペクトルを求めた. 図 2.31 にその結果を示す. 図(a) にパワースペクトルを示し、複数ある灰色線に連続 45 サイクルの瞬時流の結果、赤線に 45 サイクル・アンサンブル平均した平均流から算出したパワースペクトルを示す.サイクル変 動を含んだ平均流を抽出する際には、このアンサンブル平均のパワースペクトルが基準とな る.図(a)の結果より、アンサンブル平均流のスペクトルの対し、瞬時流のスペクトルは、お よそ 100 Hz 以上から差が大きくなり、100 Hz 以下の低周波数域では差異が小さい. そこで本 研究ではこの"差が大きくなり始める周波数"をカットオフ周波数 fc とし、その周波数以下 は平均流,その周波数以上は乱れと定義した.なお、大倉らの定義した"アンサンブル平均流 のスペクトルの傾きが変化し始める点"は、図(a)内の赤丸で示す点に該当し、周波数はおよ そ 120 Hz であり、本研究で定義した 100 Hz とオーダは一致した. さらに、図(b)に示す積分 パワースペクトルの傾向を見ると、100 Hz の位置は最大値の 78%に相当し、神本らの定義し た"積分パワースペクトル90%"の定義に従うと $f_c = 400$ Hz となり、本研究における定義、 大倉らの定義よりも大きくなった.しかしながら、神本らの検討では、圧縮行程中の流速値 を基に定義を行っており、本研究では吸気~圧縮端までの流速レンジが異なるデータを基に した定義であり、流速のオーダが異なることから本質的に一致しないと考えられる.また、 その後の大谷らの研究^[19]では機関回転数 300 rpm の場合に 30 Hz 前後の値を使用しているこ とから, 1000 rpm に換算した場合 100 Hz 程度になると思われ, 定性的に 100 Hz という値は 妥当であると考えている.

以上の結果より、本研究ではカットオフ周波数 $f_c = 100$ Hz と定義し、吸気行程から圧縮端 まで一定値を使用して時間平均を行った.

49



Figure 2.31 Comparison between instantaneous flow and ensemble-averaged flow on power spectra and integral powers of time-series velocity data which are extracted fixed point Eulerian.

2.7.2 局所流速に応じたフィルタサイズの算出

前節より,時間平均法に用いるカットオフ周波数は $f_c = 100$ Hz と定義した.そこで,図 2.32 に可変フィルタサイズ空間平均法に用いる局所流速に対するフィルタサイズ算出結果を示す. 横軸に流速強度を示し,ここでは筒内流動における流速のオーダとなる 0~30 m/s とした.そ して縦軸のフィルタ窓サイズ N は,カットオフ周波数 f_c ,サンプリング波数 k_c ,および係数 0.612を用い,式(2.19)から算出した結果である.吸気行程中の筒内流動のオーダは最大 30 m/s 程度となるが,その時のフィルタ窓サイズは 209 data となる.本計測条件の PIV 空間分解能 は 0.865 mm / data であるため,およそ 180 mm 四方の窓が必要となる結果となった.この値 は PIV 計測範囲(横幅 40 mm)を大きく超える結果となるため,本来は処理することができ ない.一方,圧縮行程中における流速オーダとなる 5 m/s 以下の場合,フィルタ窓サイズは 33 data (28.5 mm)以下となり, PIV 計測範囲と比較しても処理できる範囲となる.

PIV 計測範囲よりも大きな窓サイズは、平均に必要な十分なデータを確保できないことか ら通常処理することができないが、新たに提案する可変サイズ法の特性を確認するべく、2.4.5 節で述べた、畳み込み積分に用いた変則的な方法を用いて処理することにした.畳み込み積 分のデータ端の処理では、窓内に存在する RAW データのみを使用して平均する方法を取っ たが、この方法を2次元的に発展させ、窓内に存在する空間 RAW データのみを抽出し、デー タ範囲から外れた数値(ゼロデータ)は考慮しない方法で平均を行った.



Figure 2.32 Filter window size for variable sized, spatial-averaging.

2.7.3 積分長さスケールLの比較

図 2.33 に各平均法により得られた乱れ分布の相関をとることで算出した積分長さスケール Lの履歴を示す.ここでは、図(a)に u 成分の縦相関により得られた長さスケール L_{fu} 、図(b) に w 成分の縦相関により得られた長さスケール L_{fw} を示す.同様に、各成分を横相関すること で得られた長さスケール L_{gu} および L_{gw} を図(c)、図(d)に示す.各プロットは、青〇に時間平 均、赤△に固定サイズ空間平均、緑×に可変サイズ空間平均の結果を示す.また、各プロット はクランク角ごとに図 2.24 に示した検査領域を計測範囲全体に移動させて取得した筒内全体 の空間平均値、かつ全 45 サイクルにおけるアンサンブル平均値を示した.

図(a)~(d)までそれぞれのLの傾向は異なるが、図(a)の縦相関に着目すると時間平均の結果では、吸気行程から吸気終わり下死点にかけてLは低下し、圧縮行程中で暫く一定となった後、圧縮行程後半で再度増加、TDCへ向けて減少する傾向となった.一般的に、筒内流動におけるLの傾向として、TDC前にタンブル崩壊により乱れが生成される過程でLは少し増加し、圧縮TDCで極小となることが知られている.図(a)に示す結果では、時間平均結果はTDC

(CA=720 deg.ATDC) に向けて極小に向かうが,固定サイズ空間平均の結果はむしろ増加傾向となった.また,可変サイズ空間平均の結果は,吸気行程中の絶対値は概ね時間平均の結果と一致するが,圧縮行程中の絶対値は時間平均結果と差異があった.しかしながら,Lの増減傾向に着目すると時間平均結果と一致し,周波数的な空間フィルタリングが行えていることがわかる.図(b)および図(c)における結果では,時間平均法と固定サイズ法はTDCへ向けてほぼ一定となり,図(d)の結果では両者共に減少した.つまり4つの相関方向によってTDCで極小となるLの傾向が得られる場合とそうでない場合があった.すなわち,図(a)の結果は時間平均法では一般的なLの傾向が得られているが,固定サイズ法では得られなかったと言える.一方,図(b)~(d)における可変サイズ法の結果では,圧縮行程中におけるLの傾向は,時間平均結果の傾向を再現できており,全ての相関方向においてもフィルタ特性は時間平均法と一致した.

ここで、一様等方性乱流の場合、縦相関から得られた長さスケール L_f は横相関から得られた長さスケール L_g の2 倍になる^[21]. 図の結果では、図(a)と図(c)、図(b)と図(d)がその関係性に該当する.しかしながら、本計測結果からは2 倍となる結果は得られなかった.その理由として、筒内流動は圧縮端では局所等方性乱流が形成されていると考えられるが、全域で一様等方性乱流とはならない.図の結果では PIV の計測範囲全体の空間平均値をとったため、局所等方性の結果と非等方性の結果が相殺し、2 倍の結果にはならなかったと考えられる.

図 2.34 に固定サイズ空間平均のフィルタ窓サイズを変えた場合による *L_{fu}*の結果を示す. 固定サイズ法の特性として,フィルタ窓サイズ *N*を小さくすれば(カットオフ波数 *k_c*を大き くすれば) *L*の絶対値も小さい方へとシフトした.図 2.33 に示した固定サイズ法の結果では, 図 2.34 で時間平均法とオーダがほぼ一致した 19 x 19 data のフィルタ窓サイズの結果を用い た. すなわち, "時間平均結果ありきの"フィルタ窓サイズの選定を行った結果である.

高速 PIV ならば時系列流速履歴が得られるため、このような固定サイズ法のフィルタ窓サ イズの選定が可能であるが、逐次 PIV ではフィルタ窓サイズの選定を行うことは出来ず適当 なサイズを用いる他にない.そこで可変フィルタサイズ法を用いることで、1 枚のベクトルマ ップからでも L の傾向を時間平均の結果と一致させることができる.ただし前節でも述べた ように、可変サイズ空間平均法では吸気行程中のフィルタ窓サイズは場所により PIV の計測 範囲を超える大きさとなるため、平均法を適用する流速範囲に注意する必要がある.







Figure 2.34 Comparison of filter data size in the case of fix sized, spatial-averaging method.

2.7.4 積分時間スケールτの比較

図 2.35 に各平均法により得られた乱れ分布から算出した積分時間スケール履歴を示す.図 (a)に u 成分,図(b)に w 成分を示す.時間平均法,固定サイズ法では,時間スケール τ のオーダはサブミリ秒となり,松田らが TR-PIV により計測した結果と一致した^[15].可変サイズ法の場合, τ のオーダが吸気行程中で急増した.この原因は後述するベクトルマップを見れば明らかであるが,吸気行程中のフィルタ要求サイズの問題から,正しいフィルタリングを行えないからである. τ のオーダが妥当な時間平均法と固定サイズ法の結果を見ると,時間平均法では τ はクランク角の経過とともに減少するが,固定サイズ法では増加し,傾向も不一致となり,さらに圧縮行程中における可変サイズ法の結果は固定サイズ法の結果とほぼ一致した.

図 2.36 にテイラーの乱流凍結仮説を用い,時間スケール τ から長さスケール L へ換算した 結果を示す.図(a)に直接空間相関から得た長さスケール,図(b)に時間スケールから平均流速 を用い換算した結果を示す.一様等方性乱流の場合,両者の結果は一致するが,今回の結果 では時間スケールから換算した結果の方が絶対値が低くなり不一致となった.



Figure 2.35 Comparison of three averaging method on integral time scale.



Figure 2.36 Comparison of integral length scale between direct correlation and calculated with Taylor's frozen turbulence hypothesis.

2.7.5 平均流パターンの比較

図 2.37 ~ 図 2.40 に瞬時流および各平均法により得られた平均流のベクトルマップを示す. 各図では, CA=390 deg.ATDC から 690 deg.ATDC まで 30 deg.間隔で示し, 最後に PIV 計測最 終時期である CA=714 deg.ATDC の結果を示す. ベクトルマップの流速カラースケールは CA = 510 deg.ATDC までの吸気行程中は 0~20 m/s, CA=BDC 以降の圧縮行程中は 0~6 m/s で表 示した.

各図の結果より,図 2.37 の瞬時流に比べ,図 2.38 の時間平均流および図 2.39 の固定サイズ 空間平均流はそれぞれ平滑化が成され,平均流の成分が抽出されていることがわかるが,時 間平均流と固定サイズ空間平均流を比較すると,固定サイズ空間平均流では渦中心などの低 流速域への平滑化が過剰であるように見える. 圧縮端である CA = 714 deg.ATDC の結果を見 ても,固定サイズ法の平均流では細かい流れパターンが平滑化され一様流れのようになって いることが確認できる.

一方,図2.40に示す可変サイズ法による平均流の結果を見ると,吸気行程中はフィルタサ イズの問題もあり,他の平均法に比べ明らかに吸気流速が低下してしまい正しい結果とは言 えないが,CA=BDC以降の結果では,固定サイズ法に比べ可変サイズ法の結果の方が明らか に時間平均流に近い流れパターンとなっていることが言える. 圧縮端でも同様で,固定サイ ズ法では過剰となってしまったが,可変サイズ法では流速に応じてフィルタサイズが変化す るため,低流速域に小さなフィルタが適用され,空間的に同一のカットオフ周波数相当のフ ィルタリングが行えている. ただし,時間平均とは本質的に異なる次元のデータを平均化に 用い,可変サイズ法ではその瞬時の1枚のベクトルマップ内のデータしか使用することは出 来ないため,瞬時流の時間方向へのノイズはフィルタリングされず,時間平均流と完全に一 致はしない. このように,扱うデータの次元が異なるために,時空間のフィルタリングを一 致させるには限界がある.







Figure 2.38 Temporally-averaged flow ($f_c = 100 \text{ Hz}$).



Figure 2.39 Fix sized, spatially-averaged flow (19 x 19 data)



Figure 2.40 Variable sized, spatially-averaged flow ($f_c = 100$ Hz base)

2.7.6 周波数/波数スペクトルの比較

図 2.41 に図 2.30 に示した「×印」と「縦矢印」上における時系列流速履歴(128 data) およ び空間系列流速履歴のデータ(64 data)から算出した周波数パワースペクトル(ナイキスト周 波数 = 1500 Hz)および波数パワースペクトル(ナイキスト波数 = 584 m⁻¹)をそれぞれ示す. なお,波数スペクトルは CA = BCD の結果を基に算出した.図(a)に示す周波数スペクトルで は,黒線に示す瞬時流と青線で示す時間平均の結果を比較すると,カットオフ周波数100 Hz 付近までは同じパワーの傾向を辿るが,100 Hz から両者の差が開き始め時間平均のパワーが 低下し,200 Hz から急激にパワーが低下する.一方,赤線と緑線で示す空間平均の結果では, どちらも高周波数域まで瞬時流とほぼ変わらないパワーが推移し,時間方向(周波数ベース) のフィルタリングはほとんどかかっていないことがわかる.

次に、図(b)に示す波数スペクトルの結果では、まず、慣性小領域内におけるパワースペクトルは-5/3 になる(-5/3 乗則)という傾向が一般的には知られているが、図(b)に示す黒線の瞬時流の結果からもその傾向が得られていることがわかる.そのため、本 TR-PIV 計測の分解能と解析方法の妥当性が確認できる.黒線で示す瞬時流のスペクトルに対し、赤線で示す固定サイズ空間平均法の結果は、ある波数から差が大きくなり、空間方向(波数ベース)でのフィルタリングがかかっていることがわかる.一方、青線に示す時間平均法と緑線に示す可変サイズ空間平均法は、高波数域で瞬時流よりも少しパワーが低下するが、大きなカットオフは見られず時間平均法と可変サイズ法は同じようなパワーとなった.

以上の結果より、可変サイズ空間平均法では、原理的に時間方向にはフィルタリングしないため周波数スペクトルでは時間平均法と一致しないが、2.7.5 節で述べた平均流パターンがほぼ一致したように、波数スペクトルでは時間平均と同じようなスペクトルを1枚のベクトルマップからでも再現出来ていると言える.また、2.7.4 節で述べた積分時間スケール τの傾向が時間平均結果と一致しないのも、この周波数的なフィルタリングがされていないことが原因である.





2.7.7 サイクル変動成分のベクトルマップ比較

図 2.42 に各平均法から算出した平均流のサイクル変動成分のベクトルマップを示す. なお, サイクル変動成分は式(2.11)に基づき,各平均流速からアンサンブル平均流速を差し引いた成 分とした.

図(a)に示す時間平均ベースの結果,図(b)に示す固定サイズ空間平均ベースの結果,そして 図(c)に示す可変サイズ空間平均ベースの結果より,2.7.5節で述べた時間平均法と可変サイズ 法による平均流でほぼ一致していたことと,アンサンブル平均流速は3つの平均法で全て同 じであるため,その差分として求めたサイクル変動流速に関しても時間平均ベースのものと 可変サイズ空間平均ベースの結果は圧縮行程中でほぼ一致した.同じように,吸気行程中に おける可変サイズ法の結果は時間平均法の結果と不一致となった.そして固定サイズ法の結 果はサイクル変動成分に関しても平滑化が過剰となり,細かい流れ,特に低流速域の分解能 が低下する傾向となった.

以上の結果より、時間平均法と空間平均法(固定サイズ)から得られる平均流およびサイ クル変動成分は異なる結果となり、同じ結果は得られない. 筒内流動のサイクル変動を解析 する上で、どちらかの一方の平均法を選ぶことが多いが、それぞれの特性を理解したうえで 解析に用いる必要があると言える.

本研究では、時間平均法を用いることで Navier-Stokes 方程式などと同じく、時間をパラメー タとした平均法により、より流速の定義に従った平均法を行える点に利点があると考えてい る.空間平均法では理論上「空間的なサイクル変動成分」を抽出することが出来るが、流速の 定義に従うと、空間的の変動も「各点における時間的変動」により引き起こるものと捉える ことができる.すなわち、サイクル変動の本質的な特徴を捉えるためには時間平均を用いる のが正しいと言える.従って、本研究における筒内流動サイクル変動解析では、瞬時流を時 間平均した平均流のサイクル変動を解析対象とし、後述する解析を行った.

60



Figure 2.42 Comparison of CCV components.

2.8 まとめ

本章では、筒内流動サイクル変動解析のため、瞬時流から乱れと平均流を切り分け、サイ クル変動を含んだ平均流を抽出する方法の確立を行った.平均法には時間、空間の二つの次 元があるため、同じフィルタ特性を持った畳み込み積分によるローパスフィルタを作成し、 時空間それぞれの平均法を瞬時流に適用させ、結果を比較した.また、1時刻のベクトルマッ プから時間平均相当のベクトルマップを得る方法として新たに可変サイズ空間平均法を提案 した.得られた結果を以下に示す.

- カットオフ周波数の決定では、瞬時 45 サイクルのパワースペクトルと 45 サイクル・アンサンブル平均流のパワースペクトルを比較することで、両者に差が生じ始める周波数と定義し、f_c = 100 Hz とした.
- 積分長さスケールのオーダが時間平均ベースの結果と一致するように固定サイズ空間平 均サイズを決定したところ 19 x 19 data ≒ 16.4 x 16.4 mm となった.そしてそれらの平 均法から得られた平均流を比較すると、時間平均流に対し、固定サイズ空間平均流は低 流速域に過剰なフィルタがかかってしまい、小さな渦などは消失してしまった.一方、f_c = 100 Hz ベースの可変サイズ空間平均法による平均流は、吸気行程中はフィルタサイズ の問題から差異が大きいが、平均流速が小さくなる圧縮行程中では時間平均流とよく一 致した.
- 3. 一般的に圧縮 TDC において積分長さスケール L は極小値を取るが, 固定サイズ法ではその傾向が得られない場合があったが,時間平均法,可変サイズ法では TDC へ向けて減少傾向となった.
- 4. 各平均法の周波数スペクトルおよび波数スペクトルを比較すると、時間平均法と可変サ イズ法の波数スペクトルはほぼ同じパワーとなっており、空間的なフィルタリング特性 が近いことがわかった.しかし可変サイズ法では時間方向にはフィルタリングをしない ことから周波数特性は時間平均法と一致しない.
- 5. 時間平均法および固定サイズ空間平均法から得られるサイクル変動成分は異なる結果となった.そのため時間的/空間的に変動する成分を解析するための平均法を選択する必要があると言える.また可変フィルタサイズ空間平均法は、高速サンプリングを行えない逐次 PIV 計測においては時間平均流を補完する手段として有用であることがわかった.

参考文献

- 1. 可視化情報学会, PIV ハンドブック, 第1版第4 刷発行 (2013), 森北出版.
- 2. 可視化情報学会,第 20 回可視化フロンティア「PIV 講習会 2015(大阪)」(2015).
- 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.
- 4. David L. Reuss, Cyclic Variability of Large-Scale Turbulent Structures in Directed and Undirected IC Engine Flows, SAE Technical Paper (2000), 2000-01-0246.
- Philippe Druault, Philippe Guibert, Franck Alizon, Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data Application to the cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder engine flows, Experiments in Fluids, Vol.39 (2005), pp.1009–1023.
- ケビン・ショールズ,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,自動車技術会論文集, Vol.36, No.6, pp.25-30.
- Müller, R. H. S., Böhm, B., Gleiβner, M., Grzeszik. R., Arndt, S. and Dreizler, A., Flow field measurement in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed PIV, Experimental Fluids, Vol. 48, Issue 2 (2010), pp.281-290.
- Peterson, B., Reuss, L. D. and Sick, V., High-speed imaging analysis of misfires in a spray-guided direct injection engine, Proceedings on the Combustion Institute, Vol.33, No.2 (2011), pp.3089-3096.
- 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の乱 流計測,日本機械学会論文集 B 編, Vol.79, No.806 (2013), pp.319-332.
- Zeng, W., Sjöberg, M. and Reuss, D., Using PIV measurements to determine the role of the incylinder flow field for stratified DISI engine combustion, SAE International Journal of Engines, Vol.7, No.2 (2014), pp.615-632, doi:10.4271/2014-01-1237.
- Gomes, J. A. C., Da Costa, R. B. R., Franco, L. R., Huebner, R., Valle, M. R., PIV measurements of in-cylinder tumble flow in a motored single cylinder optical research engine, SAE Technical Paper (2015), 2015-36-0305.
- Rathinam, B., Ravet, F., Servant, C., Delahaye, L., Naithani, U., Experimental and Numerical Investigations of Tumble Motion on an Optical Single Cylinder Engine, SAE Technical Paper (2015), 2015-01-1698.
- Bode, J., Schorr, J., Kruger, C., Dreizler, A., Bohm, B., Influence of three-dimensional in-cylinder flows on cycle-to-cycle variations in a fired stratified DISI engine measured by time-resolved dualplane PIV, Proceedings of the Combustion Institute, Vol.31 (2016), pp.1–9.
- Le, K. M., Furui, T., Nishiyama, A., Ikeda, Y., The Interaction between Flow Field and Spark Ignited Flame inside an Optical SI Engine using High-Speed PIV Diagnostics, 自動車技術会秋 季大会前刷集(2016), 20166312.
- 15. 松田昌祥,横森剛,吉田真悟,源勇気,志村祐康,岩本薫,店橋護,飯田訓正,高タンブ

ルガソリンエンジンにおける筒内流動のサイクル間変動に与えるタンブル渦挙動の影響, 内燃機関シンポジウム前刷集(2017), 20178044.

- 16. 小沢慎治, ディジタル信号処理 (1979), 実教出版.
- Tennekes, H. and Lumley, J. H., A first course in turbulence (1972), The MIT Press. (藤原仁志, 荒川忠一(訳), 乱流入門(1998), 東海大学出版会)
- 18. Fansler, T. and French, D., Cycle-resolved laser-velocimetry measurements in a reentrant-bowl-inpiston engine, SAE Technical Paper (1988), 880377.
- 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.3173-3180.
- 小保方富夫, Bopp, S. and Tropea, C., 2 点相関測定用アダプタ付き光ファイバ LDA プローブ,日本機械学会論文集 B 編, Vol.55, No.513 (1989), pp.1490-1493.
- 21. 日野幹雄, 流体力学 (1992), 朝倉書店.
- 22. 西原美一,メスバウアー・スペクトラムのコンピュータによる解析,固体物理(1976), Vol.11, p.315-321.
- 浜本嘉輔,冨田栄二,章忠,栗城洋,片岡義弘,エンジンシリンダ内乱流の計測(ディジ タルフィルタによる平均流と乱れの分離),日本機械学会論文集 B 編, Vol.58, No.550 (1992), pp.1969-1974.
- 24. Iijima, T. and Bracco, F., LDV measurements in an engine with square and circular piston cups, SAE Technical Paper (1987), 872073.
- 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の乱流計測,日本機械学会論文集 B 編, Vol.79, No.806 (2013), pp.319-332.
- 26. Fraser, R. and Bracco, F., Cycle-resolved LDV integral length scale measurements in an I.C. engine, SAE Technical Paper (1988), 880381.

第3章 低負荷運転時の燃焼サイクル変動解析

3.1 はじめに

第1章でも述べたが、燃焼サイクル変動は筒内流動、筒内燃料濃度分布、筒内温度分布、 残留ガス分布、点火エネルギなどがサイクル毎に変動することで引き起こされる.実際のエ ンジンの燃焼試験においては圧力センサから得られる情報が主となり、基本的に流動や燃料 濃度のサイクル変動を知ることができない.そこで本章では、可視化単気筒エンジンにおい て連続燃焼中の筒内現象を TR-PIV および PLIF により筒内平均流パターンおよび燃料濃度分 布をそれぞれ計測することで、何がサイクル変動に影響を及ぼしているのかを調査した.

3.2 解析手法

3.2.1 運転負荷の設定

基本的に、二輪車のアイドリング時は点火時期固定、A/F 固定の条件となる.そこで本研究 でも点火時期は-5 deg.ATDC、A/F は理論空燃比になるように燃料噴射量を調整した.そのた め実際に負荷を調整する際にはスロットル開度を変え、変化する吸入空気量に合わせて排気 A/F が理論空燃比になるように燃料噴射量(燃料噴射期間)を調整する作業を行った.

図 3.1 にスロットル開度を変えた際に変化する吸気圧履歴を示す.スロットル開度自体は 計測していないため、図に示すような吸気圧履歴を常時モニターし吸気行程終わりに位置す る「最小吸気圧」の値を読み、1 kPa 毎に変化させ、任意運転負荷に合わせ込んだ.



Figure 3.1 Intake pressures.

3.2.2 筒内圧の絶対値補正

本可視化エンジンでは、吸排気ポートに設置した圧力センサには歪み式の絶対圧センサを 用い、筒内圧の計測にはピエゾ式の圧力センサを用いた.そのため筒内圧力は絶対圧センサ に比べドリフトし易い. そこで計測後のデータ解析の際に,吸排気圧を基準とした筒内圧の 絶対値補正を行う.図 3.2 に計測を行った 3 つの圧力履歴(筒内圧,吸気圧,排気圧)をそれ ぞれ示す.図(a)に示すように, CA = -360 ~ -180 deg.ATDC の吸気行程中における吸気圧と筒 内圧,そして CA = 180 ~ 360 deg.ATDC の排気行程中における排気圧と筒内圧は,それぞれバ ルブが開き,同じ領域の圧力を計測していることになるが差異が確認できる.そこで本研究 では図(b)に示すように CA = -360 ~ -180 deg.ATDC の吸気行程中において吸気圧と筒内圧履歴 が重なるように補正値を重みとして与えた.その結果,吸気行程中は一致するが排気行程中 の排気圧と筒内圧にはまだ差異があった.しかしながら,本可視化エンジンの構造上,排気 ポートよりもその下流にある排気管の断面積の方が小さいことから,筒内圧センサ側の圧力 が高くなることが考えられ,本結果は妥当であると判断した.



Figure 3.2 Calibration of in-cylinder pressure.

3.2.3 LIF (レーザ誘起蛍光)法の原理

LIF 計測では、特定の物質に特定の波長の光を照射し励起させ、その物質が基底状態に戻る際に放出する蛍光を撮影することで、蛍光強度分布から濃度や温度といった物理量の強度へと換算する計測法である.

まず、図 3.3 に分子のエネルギ状態と光の相互作用の概略図であるヤブロンスキー図を示 す^[1]. ある物質に光エネルギ (E = hv)を与えると、基底状態 S_0 から励起し第1励起一重項状 態 S_1 または第2励起一重項状態 S_2 に遷移する. 厳密には各励起状態には振動準位 (Vibrational states)が存在し、図中に示す灰色細線が各振動準位、黒二重線はゼロ振動準位を示している. S_2 に遷移した場合、振動緩和を経てゼロ振動準位まで遷移し、そこから内部転換(Internal conversion)により極短時間で S_1 の同じ振動準位まで熱のみを放出しながら無輻射遷移 (Nonradiative transition)する. S_1 に戻った後、 S_0 まで戻る際に余分なエネルギとして「蛍光

(Fluorescence)」を放出しながら輻射遷移(Radiative transition)する.また、 S_1 に戻った後に ゼロ振動準位から励起三重項状態 T_1 の高振動準位へ無輻射遷移する場合があり、これを項間 交差(Intersystem crossing)と呼ぶ.項間交差した後、 T_1 から S_0 に戻る際に余分なエネルギと して「燐光 (Phosphorescence)」を放出しながら輻射遷移する. 本来,項間交差からの $T_1 \rightarrow S_0$ の燐光放出は異なるスピン多重度状態へ変化するため「禁制」 であるが,スピン軌道相互作用の影響で僅かに禁制が破れることでスピン反転しながら S_0 へ 輻射遷移することができる.この過程の有無により蛍光と燐光の放出には S_0 までの遷移時間 に大きな差が生じ,それぞれの発光寿命が異なる.蛍光の場合,電子のスピン状態が変化し ないまま遷移するため寿命はナノ秒程度と短く,燐光の場合,スピン反転に時間がかかるた め寿命はミリ秒から数秒と長い.また, S_1 から S_0 ,または T_1 を経由して S_0 へ戻る遷移確率は 吸光物質によって異なり, S_1 から S_0 ,への遷移確率が高い物質は,相対的に蛍光強度が強いと いう特徴を持つ.



Figure 3.3 Jablonski diagram.

LIF 計測では蛍光を撮影することで、計測したい物理量を蛍光強度から定量的に求めていく.物理量を定量的に算出する際に用いる蛍光強度 *S_{FL}の*定義式は、各研究例によって式の形が僅かに異なるが、基本的には圧力、温度、濃度によって変化する.そこで本論文では下式(3.1)で蛍光強度を考えていく.

$$S_{FL} = \eta_{opt} \cdot \frac{E}{hc/\lambda} \cdot n_{abs}(P,T) \cdot \sigma(\lambda,T) \cdot \varphi(\lambda,P,T)$$
(3.1)

$$n_{abs} \propto \chi \frac{P}{T}$$
 (3.2)

式(3.1)より,初めの η_{opt} は光学系依存の係数である. Eはレーザ(光源)の単位面積当たりの エネルギ [J/cm²], hc/λ は,励起波長 λ における吸収光子のエネルギ [J] である. 次に n_{abs} は, 吸光分子の数密度 [cm⁻³] を示しており圧力と温度の関数である. σ は吸光断面積 [cm² / molecule] で励起波長と温度の関数である.最後に φ は量子収率(励起によって放出された光 子の数と,吸収された入射光の光子数との比)で,こちらも励起波長,圧力,温度の関数であ る. また式(3.2)に示すように,吸光モル分率 χ と圧力,温度は n_{abs} と比例関係となる.

以上の式から,基本的に入力する励起光のエネルギが一定,励起物質の状態も一定であれば, 蛍光強度 *S_{FL}*は励起物質のモル分率(≒濃度)と比例関係となる.また励起物質のモル分

率が一定であれば、蛍光強度 S_{FL}は圧力と温度に比例(反比例)関係となるため、計測の方法 次第では、濃度分布以外にも圧力分布、温度分布を求めることは可能である.ただし、どれか 一つの物理量だけを変えることは不可能であるため、何らかの仮定や補正は必須である.

3.2.4 蛍光剤の選定

LIF 計測で重要になるのが, 蛍光を放出物質(蛍光剤)の選定と, その蛍光剤を励起させる 波長を有した光源の選定である.表 3.1 に LIF 計測を用いた既存研究例において使用された 蛍光剤と光源, そして計測対象の調査結果を示す^{[2]-[17]}.

LIFを用いた計測でエンジン分野に限ると、燃料濃度分布計測の割合が多く、特に燃料濃度 斑が大きい直噴(DI)エンジンにおける燃料濃度分布計測例が多い一方、本研究と同じポー ト噴射(PFI)条件を対象とした計測例はほとんどない.この理由として、PFIではポート内 で一度蒸発してから吸気されるため濃度勾配が DIに比べ相対的に小さくなることと(蛍光強 度勾配が小さく計測が難しい)、DI条件に比べれば濃度分布が燃焼に直接影響を及ぼすこと はない(計測する必要性が低い)ことが考えられる.

表より,エンジン LIF で実績のある蛍光剤と励起波長(レーザ)の組み合わせは以下の通りとなる.

- Acetone / 3-pentanone (Diethyl ketone) / Toluene + Nd: YAG (FHG 266 nm)
- Acetone / 3-pentanone (Diethyl ketone) / Toluene + KrF excimer (248 nm)
- Dimethyl-aniline + KrF excimer (248 nm)
- Biacetyl + Nd:YAG (THG 355 nm)

これらの例は、筒内燃料濃度分布の計測で多く見られた.ここで、LIFを用いた燃料濃度分布 計測では、上記蛍光剤を主燃料に混合し、「蛍光剤の濃度=主燃料の濃度」として計測するこ とになる.そのため、特に重視されるのは主燃料との蒸発性の違いである.LIFでは計測対象 が液相でも気相でも可能であるが、筒内燃料濃度分布では主に気相を対象とする.そこで主 燃料と蛍光剤の蒸発特性、特に沸点が大きく異なる場合、蛍光剤の強度が主燃料の濃度を一 致しない可能性が生じる.

また NO, 残留ガスの濃度分布計測では,以下の蛍光剤が用いられていた.

- NO + ArF excimer (193 nm)
- Di-tert-butyl silfide (DTBS) + KrF excimer (248 nm)

NO 濃度分布計測では、燃焼時に生成される NO を直接励起させ計測する. そのため特別な蛍 光剤は必要としないが、200 nm 以下の紫外光が必要となる. また残留ガスの計測では、Di-tertbutyl silfide (DTBS)を用いた計測例があった. DTBS 自体は 248 nm で励起しないが、DTBS が 燃焼することで SO4を生成する. この SO4 が 248 nm で励起することで蛍光を放出し、間接的 に既燃ガスの濃度を計測することができる(トレーサ生成 LIF).

			1.0 21001				10000010				
No.	Author (Affiliation)	Year	Engine specifications	Measurement object	Laser	Laser power	Wave length	Sheet thickness	LIF tracer	Fluorescence band	Blending ratio
.	秋浜一弘, 他 (豊田中研)	1996	定容容器	Basic characteristics	Nd:YAG KrF Excimer	<10 mJ	266 nm 248 nm	Beam	Acetone Diethyl ketone Toluene	300-550 nm 300-550 nm 270-370 nm	ı
7	Taketoshi Fujikawa, et al., (Toyota central research)	1997	86 x 86 mm 1200 rpm, PFI	Fuel distribution Temperature distribution	Nd:YAG KrF Excimer	<10 mJ	266 nm 248 nm	< 1 mm	Acetone 3-pentanone Toluene	300-550 nm 300-550 nm 270-370 nm	ı
3	漆原友則, 他 (NISSAN)	1998	86 x 86 mm 1400 rpm, DI	Fuel distribution	KrF Excimer	-	248 nm	I	Dimethyl-aniline	280-400 nm	0.20%
4	田村雅之, 他 (東京ガス)	1999	Gas engine with pre-chamber	Temperature distribution	Dye Laser	14 m J	283.92 nm	I	Acetone	410 nm	10vol.%
5	田中達也, 他 (マツダ)	2000	78 x 83.6 mm Homo	Fuel distribution NO distribution	ArF Excimer	250 m.J	193 nm	0.5 mm	ON	I	,
9	S.Einecke, et al., (Heidelberg Univ.)	2000	80 × 74 mm 1000 rpm	Fuel distribution Temperature distribution	KrF Excimer XeCl Excimer	50 m J	248 nm 308 nm	0.5 mm	3-pentanone	330-550 nm	10vol.%
7	Guillaume de Sercey, et al., (Brighton Univ.)	2005	1500 rpm, GDI	Fuel distribution	Nd:YAG	Րա 08	266 nm	1 mm	Acetone	350-450 nm	5vol.%
8	Teruyuki Itoh, et al., (Nissan)	2005	86 x 86 mm 1200 rpm, GDI	Fuel distribution	KrF Excimer	400 m J	248 nm	I	Dimethyl-aniline + Toluene	266 nm	0.2 + 8vol.%
6	沖秀樹, 他 (YAMAHA)	2006	86 × 86 mm 2000 rpm, GDI	Fuel distribution	Excimer Laser	I	308 nm	0.4 - 0.8 mm	Acetone	I	10%
10	角方章彦, 他 (日産)	2006	93 x 73.3 mm 1200 rpm, GDI	Fuel distribution	KrF Excimer	-	248 nm	0.5 mm	Toluene	< 400 nm	, ,
1	藤川武敏, 他 (豊田中研)	2007	86 x 86 mm 1200 rpm, PFI	EGR distribution	KrF Excimer	-	248 nm	1	Di-tert-butyl silfide (DTBS)	330 nm	20wt%
12	Ben Willianms, et al., (Oxford Univ.)	2010		Fuel distribution	KrF Excimer	I	248 nm	< 1 mm	Acetone Toluene 1,2,4, Tri-methylbenzene	350-550 nm 270-330 nm 270-350 nm	5vol.% 2vol.% 2vol.%
13	小島宏一, 他 (京都大)	2010	定容容器 ディーゼル噴霧	Fuel distribution Temperature distribution	Nd:YAG	150 mJ	266 nm	0.75 mm	3-pentanone	I	10vol.%
14	Brian Peterson, et al. (Michigan Univ.)	2011	86 x 86 mm 800 rpm, GDI	Fuel distribution	Nd:YAG	1.4 mJ	355 nm	0.5 mm	Biacetyl	I	10vol.%
15	S.Kim, et al., (London Univ.)	2013	83 × 92 mm 1000 & 1500 rpm, GDI	Fuel distribution	Nd:YAG	92 m J	266 nm	0.1 mm	3-pentanone	350-550 nm	20vol.%
16	Mohammadreza Anbari Attar , et al.,(Brunel Univ.)	2014	80 × 89 mm 1200 rpm, GDI	Fuel distribution	XeCI Laser KrF Excimer	300 mJ	277 nm 248 nm	I	3-pentanone	I	,

第3章 低負荷運転時の燃焼サイクル変動解析
本研究の LIF 計測では、燃料濃度分布のサイクル変動を解析するのを目的とし、光源が Nd:YAG レーザしかないという都合もあり、蛍光剤には Acetone, 3-pentanone (Diethyl ketone), そして Toluene を候補とした. 秋浜らの研究^[2]によると、これら3つの蛍光剤の特性はそれぞ れ表 3.2 に示すとおりである.3つの蛍光剤において、Acetone と3-pentanone は吸収波長と放 出(蛍光)波長は同じバンドを持ち、266 nm 励起で 400 nm 前後の蛍光を放出し、Toluene だ けは 300 nm 前後の蛍光を放出する.また、沸点は 3-pentanone の 102 deg.C、Toluene の 111 deg.C は比較的近い値であるが、Acetone は 57 deg.C と他の蛍光剤に比べ明らかに低い、本研 究では主燃料にガソリンの主成分である iso-octane を使用する.iso-octane の沸点は 99 deg.C であるため、最も沸点が近く蒸発特性が近いのは 3-pentanone になる.秋浜らの調査した蛍光 強度比較では、表より Acetone の計測面における優位性があると言える.このよう に蛍光強度が異なるのは、前節で述べた励起状態の遷移確率の違いにあり、アルデヒド、ケトン類は $S_1 \rightarrow T_1$ へ項間交差する確率が高く、 $S_1 \rightarrow S_0$ の蛍光遷移確率が圧倒的に高いため、結果的に蛍光強度が高くなるためである.

Malagulag	Boiling point	Absorption band	Emission band	Relative LIF intensity
wolecules	[deg.C]	[nm] [nm]		[mol⁻¹]
Acetone	57	220-340	300-550	1.0
3-pentanone (Diethyl ketone)	102	220-340	300-550	1.3
Toluene	111	220-290	270-370	33

Table 3.2Characteristics of LIF tracer excited by 266 nm^[2]

また各蛍光剤の量子収率は、励起する際の雰囲気温度、圧力によって変化する.いわゆる 温度・圧力依存性を持っている.藤川らは Acetone, 3-pentanone (Diethyl ketone), そして Toluene それぞれを雰囲気温度、圧力を変えた容器内で 248 nm および 266 nm を光源として蛍光を計 測することで各依存性の比較を行った^[3].その結果, Acetone, Toluene に比べ 3-pentanone は 温度・圧力依存性が小さいという結果が得られた.

以上より,温度と圧力の計測範囲が幅広いエンジン計測において,主燃料であるガソリン の蒸発特性と類似し,尚且つ雰囲気条件によって蛍光の強度変動が小さい蛍光剤として本研 究では 3-pentanone(励起光: 266 nm)を計測に用いた.図 3.4 に既存研究例の結果として, Modica らが計測した 266 nm 励起時の 3-pentanone から放出される蛍光波長を示す^[18].この結 果より,3つの圧力条件で計測しているが基本的には中心波長 420 nm 程度の蛍光が得られる ことがわかる.つまり,実際の計測では励起光源 266 nm による蛍光剤液滴の Mie 散乱光はフ ィルタにより除去し,蛍光波長のみを撮影する必要がある.



Figure 3.4 Fluorescence spectra of vapour 3-pentanone in nitrogen at 437 K for three pressures^[18].

3.2.5 光学系

図 3.5 に TR-PIV, PLIF 同時計測の光学系概略図を示す. TR-PIV に関しては第2章と同じ であるが,トレーサ粒子は液体のセバシン酸ジオクチルをラスキンノズルを用いたシーディ ングジェネレータ(西華デジタルイメージング, Pivpart40)によりエアロゾル化したものを使 用した. 粒径は約2µm,かさ密度は900 kg/m³で粒子の周波数応答性は97.6%と十分な応答性 を有した粒子である.

PLIF 計測では,光源にダブルパルス Nd:YAG レーザ (New Wave Research, SOLO120, 15 Hz, 25 mJ @ 266 nm) の第四高調波 (FHG: Fourth Harmonic Generation) を用い,266 nm 用の光反 射ミラー (シグマ光機,TFMHP-50C08-266,HR 266 nm > 98%) により 90 度反射させる.本 YAG レーザは非線形光学結晶により波長変換しているため,266 nm 以外の高波長成分も僅か に発振される.そのため図に示すように266 nm 用のミラーを透過する成分 (SHG:532 nm) があり,この光は後述するビーム強度補正に用いた.ミラーを反射した266 nm のビームは TR-PIV の場合と同様にシリンドリカルレンズによりシート光へと変換し,ピストン下のミラ ーおよびピストン窓を介し筒内へと照射した.

蛍光剤はメイン燃料である iso-octane と混合した状態で PFI インジェクタへ燃圧 350 kPa で
供給した.ポートインジェクタから噴射された燃料および蛍光剤は筒内で混合し、レーザ照
射により得られる蛍光は、ロングパスフィルタ(シグマ光機, SCF-50S-37L) により 370 nm 以
上を透過させ、レーザ光源である 266 nm 成分はフィルタに吸収される.フィルタを透過した
370 nm 以上の蛍光は、ダイクロイックミラー(IRIDIAN, 495DPS, HR > 500 nm : 99%, HT 400
- 500 nm : 96.3%)を通過することで 400~500 nm の成分が透過し、高速ゲートイメージイン
テンシファイヤ(以下 I.I.)(浜松ホトニクス、C10880-03C/F)を装着した高速度 CMOS カラ
ーカメラ(Photoron, SA-X-CV)により増幅、撮影される.

可視化エンジンとは別に、混合タンクを用意し、そこで窒素雰囲気の燃料/蛍光剤均一予

混合気を作成した. PLIF の絶対値キャリブレーション時には、スロットルを全閉にした状態 で、スロットル下流から窒素予混合気を吸気させることで、その蛍光を PFI 条件と同様に撮 影し、得られた蛍光強度画像から補正を行った.



Figure 3.5 Optical setup for TR-PIV and PLIF.

3.2.6 トリガパターン

図 3.6 に燃焼/TR-PIV/PLIF 同時計測に用いたトリガパターンの概略図を示す. 図中緑線 で示すのが TR-PIV のトリガパターンであり, 2 deg.間隔(サンプリング周波数 f_s = 3 kHz @ 1000 rpm)で吸気行程初めから点火時期 1 deg.前まで発振させた. 微小二時刻間隔 Δt は吸気 行程中は 25 μ s, 圧縮行程中は 50 μ s とした.

PLIF 計測では、Nd:YAG レーザの最大発振周波数が 15 Hz であったため、ダブルパルスの 2 発を用いることで図中青線で示すように 1 サイクル中に 2 発振させた. 発振時期は IVC と 点火時期 2 deg.前とした. PLIF では I.I.により増幅させて蛍光画像を撮影させるため、I.I.はゲ ート駆動とし、YAG レーザ照射時に 50 µs 開放し撮影を行った. なお、図中右に示す点火時 期付近の拡大図より、PLIF 計測で点火のスパークを撮影した場合、全体的に明るくなってし まい蛍光強度分布の撮影ができなかった. また PIV 用の Nd:YLF レーザの強力な光源を I.I.に 通すのも危険であったため、右図に示すようにそれぞれ 1 deg.ずらして計測を行っている.

ここで,第2章で使用したSiO2中空粒子とは異なり,本計測では液体トレーサを使用したため圧縮行程後半でトレーサが蒸発した.そのためTR-PIVはCA=660deg.ATDC付近までしか計測することができず,点火前における可視化データはPLIFによる当量比分布のみである.



Figure 3.6 Trigger patterns for simultaneous measurement.

3.2.7 PLIF キャリブレーション方法

(i) ビーム強度補正

前述したように、LIF 計測に用いられるレーザには、Nd:YAG や KrF excimer が一般的であ る. そんな中、Nd:YAG レーザを用いた研究で問題視されるのが、レーザビームのショット毎 の出力変動である.本研究で使用している Nd:YAG レーザのカタログ値では、Energy stability は±9%であった.つまり蛍光強度を定量的に扱う LIF では、レーザのショット毎に濃度や温 度の計測値が±9%変動してしまうことになる.サイクル平均画像にすれば相殺できるものの、 本研究では瞬時サイクルを対象とするため、ショット変動の補正を行う必要がある.

一般的にビーム強度の計測では、光電子倍増管(フォトマルチプライヤ)やフォトダイオ ードにより直接ビームの光強度を電気信号に変換し、データロガーで収集するの方法により ショット毎の出力変動を計測、補正する.しかしながら、本研究で使用したレーザは照射時 間が3 ns と極短パルスであったため、十分な時間分解能を持ったフォトダイオードやロガー を用意することが出来なかった.そこで別の方法でビーム強度計測および補正を試みた.

図 3.5 に示した光学系の概略図より、レーザビームを反射させる 266 nm ミラーを透過する 成分があると述べた.この光は可視光であったため Nd:YAG 二倍波の 532 nm であると考えら れる.このミラーを透過する成分と反射して筒内へと照射される光は出力,波長は異なるも のの、ショット毎の出力変動は相対的に一致すると仮定し、図中赤破線枠で囲んだ計測系に より、ミラーを透過した成分をスクリーンまで誘導、照射し、そのビームスポット光をカメ ラにより撮影することで、画像内の平均輝度値から出力変動を見積もり、補正係数を重みと して与えた(図 3.7).



Figure 3.7 Shot-to-shot variation of beam intensity.

(ii) 空間強度補正

Lambert-beer の法則によると、ある蛍光分子が封入された一定濃度場へレーザ光を照射した 場合、通過している距離に比例して放出される蛍光強度は低くなる.これは蛍光放出のため に入力光のエネルギが蛍光分子に吸収され減少していくからである.図 3.5 に示すように本 可視化エンジンはピストン窓を介すことによりレーザシートを下方から照射している.その ため基本的には下方から上方に向けて強度は減衰していく(1次減衰).またレーザシートも シリンドリカルレンズによりビームを広げるため、幅方向へのレーザ強度分布はあり、光学 系が正確ならばシート中心を最大強度としたガウシアン分布となる.

本可視化エンジンではシリンダライナおよびペントルーフ窓に全面石英ガラスを使用して いる都合上,多くの迷光が計測ノイズとして撮影されてしまう.これらの迷光は光学系由来 のものであるため,ベース画像によりキャンセルすることができる.

また, I.I.を使用する上で注意しなければならないのは, I.I.由来の空間強度分布である. I.I. は撮影範囲全体の光を増幅するが, 画像中央部で最も輝度値(増幅率)が高くなり外側へ向 けて輝度値が低下するような2次元ガウシアン分布となる.

PLIF 計測ではこれらの空間強度に対する補正が必要となり,本研究では図 3.8 および図 3.9 に示すような方法でその補正を試みた.図 3.8 より,I.I.の空間強度分布補正では輝度値が空間的に一定と仮定した単色表示させた液晶ディスプレイ(LCD)を撮影することで,そこから得られた強度分布を I.I.が持つベース強度とし,空間的に逆数をかけることで補正した.

図 3.9 には空間強度補正のフローチャート図を示す.まず左端に示す蛍光強度の RAW デー タから蛍光剤無しレーザ照射有りの背景画像を差し引く.次に,I.I.のベース強度画像から算 出した補正係数をマップとして割り,さらに混合タンク内で作成した窒素/燃料/蛍光剤の 均一予混合気を吸気させた際に取得した均一予混合気蛍光画像もマップとして割る.最後に, 前述したビーム強度補正値も空間全体に重みとして与えた.以上より得られた補正画像(右端)は空間強度補正後の画像であるため,次に濃度絶対値への換算をおこなっていく.



Figure 3.8 I.I. base image.



Figure 3.9 Spatial-calibration for PLIF.

(iii) 定量補正(当量比の絶対値算出)

蛍光強度画像から濃度の絶対値を求めるため,図 3.10 に示す各補正線図を用いた.まず図 (a)に示す結果は、定容容器内において窒素/燃料/蛍光剤の均一予混合気を作成し、そこに レーザシートを照射し可視化エンジンと同様の設定をした I.I.およびカメラで撮影すること により、濃度が既知の状態で蛍光強度画像の取得した結果である.横軸に当量比、縦軸に蛍 光強度画像の平均輝度値から算出した蛍光強度 SFを示す.蛍光強度の次元は画像の階調であ り、16 bit 画像なので最大 65536 である.青プロットが定容容器における実験結果であり、今 回検討した当量比の範囲においては当量比と蛍光強度の関係はリニアな関係となった.なお 当量比をさらに大きくした場合、クエンチによりグラフの傾きが小さくなると予想される. 一方、赤プロットで示した結果は図 3.5 に示した可視化エンジンの光学系において当量比1の 条件で計測した結果である.同じ当量比において、定容容器と可視化エンジンで計測した蛍 光強度には差異が生じた.この原因は光学系を完全に一致させた条件で計測することができ ないからである.そこで定容容器の実験結果では、当量比と強度の関係がリニアになること を確認するのみとし、実際の可視化エンジンでは、当量比1のプロットを通過するように直 線近似した赤破線で示す補正線を用いることにした.

次に図(b)に示すのは、Kochらが実験的に求めた 3-pentanone の温度依存性の結果である^[19]. 横軸に温度、縦軸に 297 K 時の蛍光強度に対する相対強度を示す.この結果より、雰囲気温 度が増加するにつれ、相対蛍光強度は低下する傾向となることがわかる.ここで、本研究で は筒内温度に関しては計測を行っていない.そのため実験結果から得られた圧力を基にエン ジン1次元解析ソフト GT-POWER (Gamma Technologies)の TPA (Three Pressure Analysis) に より筒内平均温度を見積もった.得られた結果は後述する.

図(c)に Modica らが実験的に求めた 3-pentanone の圧力依存性の結果を示す^[18]. 横軸に雰囲 気圧力,縦軸に相対蛍光強度を示す. 圧力依存性は温度依存性とは異なり,温度の増加に伴 い強度もリニアに増加する傾向となっている.

最後に図(d)に酸素クエンチの影響を定容容器により調べた結果を示す.ここでは,窒素雰 囲気および空気雰囲気においてそれぞれ蛍光強度を計測することで,酸素含有率による強度 低下を求めた.エンジン内における雰囲気は空気雰囲気なので,図(a)から得られた当量比に 対し,およそ6%輝度値が低い値が大気雰囲気時の当量比ということになる.以上の補正線図 を用い,PLIF計測結果から濃度の絶対値を求めた.



Figure 3.10 Calibration curves for PLIF.

3.2.8 TR-PIV, PLIF 同時計測フローチャート

図 3.11 に TR-PIV および PLIF の同時計測時における計測フローチャートを示す. 同時計測 でボトルネックとなるのは PIV の連続撮影サイクル数であった. 高速度カメラの性能上, 連 続 45 サイクルしか計測を行うことが出来ないため, 図に示すように PIV の計測スタート時期 を最も遅くした. その結果, 点火開始からおよそ 30 秒はファイヤリング暖機時間とし, 温度 などの低速データロガの収集開始, 圧力センサの高速データロガの収集開始, PLIF の撮影開 始, そして最後に TR-PIV を計測開始した. 得られた全ての結果から各データがオーバーラッ プしている 45 サイクルを抽出し, 連続 45 サイクルの燃焼データおよび可視化データを整理 した. また, PLIF 補正用の背景画像や混合タンクから吸気させて撮影した予混合画像は, 燃 焼によりガラス面に付着した汚れによるエラーをキャンセルするために, 連続燃焼計測を行 ったあとに計測を行った.



Figure 3.11 Flowchart of simultaneous measurement.

3.3 実験条件

3.3.1 メタルスリーブによる定常燃焼試験

本研究で対象としている二輪車のアイドリング時は、多くの製品において点火時期は固定、 かつ空燃比はストイキ(理論空燃比)に固定されることが多い.本試験条件でもまずは表 3.3 に示すように、点火時期(*IT*: Ignition timing)は-5 deg.ATDC,排気 A/F はストイキ(当量比 1)に固定し、スロットル開度とその時の吸入空気量に合わせて燃料噴射期間を調整すること で運転負荷を変更した.しかし、点火時期固定で負荷調整するということは負荷条件によっ て燃焼位相が変わってしまい、燃焼状態の際も影響してしまう.エンジン燃焼解析における 一つの指標として「燃焼重心 CA50 を一定」にした評価方法がある.燃焼重心は熱発生率の積 分値が全体の 50%に達した時期(クランク角)を言う.そこで、本研究でも前述した「点火 時期固定条件」の他に「CA50 固定条件」におけるサイクル変動の評価も行った.表 3.4 に CA50 固定条件を示す.ここでは CA50 ≒ 45 deg.ATDC になるように各負荷条件において点 火時期を調整することで計測を行った.

本試験ではスロットル開度を変えた際の定常燃焼状態の変化を調べるために、シリンダラ イナにメタルスリーブを用いた.これにより熱によるガラス破損を考慮しなくて済むため長 時間の連続燃焼が可能である.しかしながら、ピストンリングは可視化時と同様のテフロン 素材を使用したため、数分程度の燃焼しか行うことが出来ない.そこで定常燃焼試験では、 点火開始からおよそ2分間を暖機時間とし、その後連続200サイクルの燃焼サイクルを計測 した.なお、燃料には一般的な二輪車に用いられるレギュラーガソリンを使用した.

Engine speed	Min intake pres.	Ignition timing	CA50	Injection timing	Injection duration	Equivalence ratio	
[rpm]	[kPa]	[deg.ATDC]	[deg.ATDC]	[deg.ATDC]	[ms]	[-]	
	34						
	37						
	40						
1000	43	-5	Variable	180	Variable	1.0	
	46						
	49						
	52						

 Table 3.3
 Operating conditions for stable firing (Fixed IT).

(Fuel : Regular gasoline)

 Table 3.4
 Operating conditions for stable firing (Fixed CA50).

Engine speed	Min intake pres.	Ignition timing	CA50	Injection timing	Injection duration	Equivalence ratio
[rpm]	[kPa]	[deg.ATDC]	[deg.ATDC]	[deg.ATDC]	[ms]	[-]
	34					
	37					
	40					
1000	43	Variable	45	180	Variable	1.0
	46					
	49					
	52					

(Fuel: Regular gasoline)

3.3.2 モータリング時の筒内流動解析

筒内流動の解析では、まずモータリング(非燃焼)条件により、スロットル開度がもたらす 吸気条件の差異がサイクル変動へ与える影響について調査した.表 3.5 に計測条件を示す.こ こでは、3つの負荷条件を対象とし、表 3.3 に示した中にもある 2 つの最小吸気圧条件とスロ ットル全開(WOT: Wide Open Throttle)条件を調べた.モータリング条件なので、エンジン 噴射、点火を行わないが、第2章表 2.1 に示した暖機温度を用い、壁面は 70 deg.C に暖機し た条件でモータリングを行った.

		1	υ		υ	
Engine speed	Min intake pres.	Ignition timing	CA50	Injection timing	Injection duration	Equivalence ratio
[rpm]	[kPa]	[deg.ATDC]	[deg.ATDC]	[deg.ATDC]	[ms]	[-]
	37					
1000	52	none	none	none	none	none
	WOT					

Table 3.5Operating conditions for motoring.

3.3.3 ガラススリーブによる短時間燃焼 PIV+PLIF 試験

PIV のみの燃焼可視化同時計測とは、燃料が異なる.表 3.6 に示す PLIF の場合、蛍光剤を 使用するため、燃焼は iso-octane をベースに 3-pentanone を蛍光剤として混合したものを使用 した.

Table 3.6Operating conditions for simultaneous measurement (PIV + PLIF).

Engine speed	Min intake pres.	Ignition timing	CA50	Injection timing	Injection duration	Equivalence ratio
[rpm]	[kPa]	[deg.ATDC]	[deg.ATDC]	[deg.ATDC]	[ms]	[-]
1000	37	-5	50	180	2.9	1.0
	52		35		4.3	

(Fuel : iso-octane 82vol.% + 3-pentanone 18vol.%)

3.4 メタルスリーブによる定常 200 サイクル燃焼解析

図 3.12 に各負荷条件における連続 200 サイクルの平均筒内圧力履歴を示す.図(a)に点火時 期 *IT* 固定条件,図(b)に燃焼重心 CA50 固定条件を示す.各線色は図中にあるように最小吸気 圧であり,暖色ほど高負荷,寒色ほど低負荷を示している.図(a)に示す *IT* 固定の場合,点火 時期は-5 deg.ATDC であるが,TDC 付近の圧縮端ではほとんど圧力は増加しておらず,10 deg.ATDC 付近から体積膨張による圧力増加が確認できる.その後の山のピークを燃焼 *P_{max}* と すると,燃焼 *P_{max}* の位置は低負荷条件ほどリタード(遅角)する傾向となる.図(b)に示す CA50 固定の場合,図(a)と同様に低負荷条件ほど圧力の絶対値は低下していくが,燃焼 *P_{max}* の位置 はどの負荷条件でもほぼ同じ時期になった.

図 3.13 に見かけの熱発生率履歴を示す.「見かけの熱発生率」とは圧力履歴から算出した熱 損失を含んだ熱発生率であり、燃料の発熱量(生成熱)起因の真の熱発生でない.そのため、 圧縮行程中の見かけの熱発生率は熱損失の影響により負となる.図(a)の*IT*固定条件では,低 負荷条件ほど熱発生率の位相がリタードし,ピークも低下する傾向となる.図 3.12(a)に示し た燃焼 *P_{max}*の位相がリタードした原因はこの熱発生の遅れである.図(b)に示す CA50 固定条 件では,筒内圧力履歴と同様に,熱発生率の位相は負荷により変化していないことがわかる.

図 3.14 に net IMEP の変動率を示す. 横軸に net IMEP (図示平均有効圧),縦軸に連続 200 サイクル中の net IMEP の COV (Coefficient of variation)を示す. ここでの COV は燃焼変動そ のものであるため、本研究はこの COV が増加してしまう原因を追究することになる. 図中プ ロットは黒プロットに IT 固定、赤プロットに CA50 固定条件を示し、各負荷条件でそれぞれ 3 回計測した結果を載せた. どちらの条件においても基本的な傾向として、低負荷条件ほど COV は増加する傾向となった. また、IT 固定および CA50 固定を比較すると、僅かに CA50 固定の方が同じ net IMEP でも大きくなる傾向が得られた.

図 3.15 に net IMEP と CA50 の比較を示す. 黒プロットの *IT* 固定条件では, リニアな関係 となり低負荷条件ほど燃焼位相が遅れる. 一方, CA50 固定条件では当然 CA50 はほぼ一定と なる. ここで, 今回 CA50 の固定値は 45 deg.ATDC としたが, この値は *IT* 固定条件の net IMEP = 150 kPa 条件の値である. つまり図からも net IMEP = 150 kPa 付近では, *IT* 固定および CA50 固定条件の CA50 の値はほぼ同じであることがわかる.

ここで,net IMEP = 150 kPa 付近と net IMEP = 350 kPa 付近における *IT* 固定/CA50 固定の 燃焼位相の差異に注目し,図 3.14 に示した COV の結果を見ると,net IMEP = 150 kPa 付近の COV の値にはそれほど差が無いことがわかる.この結果は *IT* と CA50 どちらも近い値であっ たためである (データのばらつきには計測誤差が含まれる).一方,net IMEP = 350 kPa 付近 の結果を見ると,明らかに CA50 固定条件の方が COV が高いことがわかる.この傾向より, 基本的に高負荷条件においても CA50 がよりリタードした条件の方が COV は高くなり易いと 判断するできる.この理由として,燃焼位相が遅れるということは,ピストン降下により体 積膨張/温度低下する中で火炎伝播しなければならない,より過酷な燃焼条件へと遷移し, 燃焼の不安定性が増加するからであると考えられる.

以上の結果より, IT 固定にすると CA50 が変化し, CA50 を変えると IT も net IMEP も変化 してしまい,両者の関係性を明確にすることは簡単ではない.図 3.12 に示した COV の結果 にスロットル開度に起因する最小吸気圧をカラーコンターとして載せた結果を図 3.16 に示す. 図より,黒矢印で示すように同じ最小吸気圧となる条件では,IT 固定条件と CA50 固定条件 は net IMEP が変化してしまうが,同じ吸気圧条件として考えると CA50 固定条件の方がリタ ードしなければならないため,COV は増加する.つまりスロットル開度を変えた際の絶対的 な COV の変化は図に示すように 2~8%となるが,燃焼位相の遅れ自体は,同じ吸気圧で比較 した際の 1 pt 程度であることが言える.

80







Figure 3.13 Apparent rate of heat releases.



Figure 3.14 COV of net IMEP.



Figure 3.15 net IMEP versus CA50.



Figure 3.16 net IMEP versus COV which are colored by minimum intake pressure.



Figure 3.17 Cycle variation of combustion phases during 200 cycles.

図 3.17 に示すのは, *IT* 固定条件における連続 200 サイクルの CA10, CA50 および CA90 の 相関図である.図(a)は横軸に CA50,縦軸に CA10 を,図(b)は横軸に CA50,縦軸に CA90 を それぞれ示す.ここで,CA10 というのは見かけの熱発生率の積分値が全体の 10%に達した燃 焼時期であり,CA90 は同様に 90%燃焼時期である.各プロット色は運転負荷となる最小吸気 圧である.図より,CA10,CA50,CA90 はそれぞれほぼリニアな関係性となっていることがわ かる. すなわち, CA10 が遅れれば CA50, CA90 も遅れるという関係となる. 希薄燃焼運転に おいては, CA10 付近の燃焼前半は同じでも CA50 以降の燃焼後半に差異が生じ, 等容度が同 じサイクルにおいても燃焼効率が変動することで, IMEP のサイクル変動が発生することが報 告されている^[20]が,本研究で対象としているストイキ燃焼の場合,基本的には初期燃焼の位 相変動が後半の燃焼まで影響していく.

また、図 3.18 に示すように各燃焼位相と net IMEP との関係性を示す. 横軸に CA10, CA50 そして CA90 の連続 200 サイクルごとの各位相変動,縦軸にサイクルごとの net IMEP を示す. 図中カラースケールは最小吸気圧を示し、シンボルとしてoに CA10、Δに CA50 そしてoに CA90 を示す. 全体的な傾向として、基本的には右肩下がりの分布となり、位相がリタードし たサイクルでは、net IMEP が低下する傾向となる. ただし、これは本計測条件の点火時期が MBT (Minimum advance for the Best Torque) よりもリタードしているからである. MBT とは トルクが最大となる最適点火時期のことを指し、一般的な SI エンジンでは CA50 = 8 deg.ATDC となるような点火時期が MBT と呼ばれることが多い. 図の結果からわかるように、CA50 は どの運転条件においても 8 deg.ATDC よりも遅れている. そのため本計測条件では、点火時期 を進角することで net IMEP は増加する.



Figure 3.18 Relationships between combustion phase and net IMEP during 200 cycles.

二輪車のアイドリング時の点火時期は固定の場合が多いと述べたが、点火時期を可変させた場合にスロットル開度(最小吸気圧)がサイクル変動悪化へ与える影響を相殺できるかを調べるために図 3.19 に点火時期を可変させ幅広い運転領域で計測した結果を示す.ここでは、最小吸気圧は 38,41,48 kPa の 3 条件を用い, net IMEP が各吸気圧条件でオーバーラップするように点火時期を変えた.点火時期は同一(IT = -5 deg.ATDC)の結果は黒破線で結ばれるプ

ロットであり,図 3.14 に示した結果と一致する.各吸気圧条件における同じ色のプロットは 右肩下がりの傾向となるが,プロットが右に位置するにつれ点火時期は進角した条件となる.

図より, 橙色線で示したのは net IMEP = 200, 300 kPa のラインとなり, net IMEP = 200 kPa の場合, 最小吸気圧 38 kPa と 41 kPa の条件はある点火時期によって一致する. net IMEP = 300 kPa の場合も同様である. この時, net IMEP の COV の値を見ると, 同じ net IMEP でも最小 吸気圧が低く, かつ点火時期を進角した方が COV は小さく, 燃焼サイクル変動が抑制できる ことがわかる. この傾向は net IMEP が 200 kPa, 300 kPa どちらの条件でも確認できる.

第1章の緒言でも述べたが、二輪車のアイドリング時の点火時期はリタード気味で固定されていることが多い.その理由は高回転、高出力に合わせて大径スロットルを採用することにより、低負荷時においては空気量を絞りきれず、点火時期をリタードさせることで要求回転数を維持しているからである.その背景より、スロットルをより絞り、かつ点火時期を進角することは燃焼 COV 抑制に効果はあるものの、現実的ではないと言える.



Figure 3.19 Result of COV in various ignition timings and throttle openings.

以上の結果より,net IMEP 変動は各燃焼位相の変動によって引き起こされ,各燃焼位相は リニアな関係性となるため,基本的には初期燃焼位相の変動がその後の燃焼を左右する.ま た net IMEP 変動はスロットル開度がもたらす吸気圧条件が低負荷になるほど増加する傾向に ある.従って,net IMEP 変動を解析するためには,スロットル開度が初期燃焼位相へ与える 影響を調べれば良いと言える.

3.5 モータリング時の筒内流動解析

3.5.1 筒内圧力および吸気圧履歴

モータリング時の筒内流動サイクル変動解析では,連続45サイクルを対象とし,表3.5に も示したように吸気圧条件として3条件の解析を行った.まず図3.20に連続45サイクル中 の吸気圧力履歴,図3.21に筒内圧力履歴を示す.これらは横軸に吸気行程初めTDCから圧縮 行程終わりTDCまでを示し,灰色細線に各サイクルの履歴,青色太線に45サイクル平均の 履歴を示す.図3.20の吸気圧履歴より,各吸気条件において絶対値の違いはあるが,青色線 で示す平均値から灰色線で示す瞬時値との差はそれほど生じていないことがわかる.図(a)に 示す吸気圧37 kPa条件では,平均値から瞬時値は最大でも±0.5 kPa程度であった.同様に, 図3.21に示す筒内圧力履歴からも圧縮TDC付近に着目してみると,図(a)の37 kPa条件では ±2.5 kPa程度であった.以上の結果より,モータリング条件における圧力履歴からでは,サイ クルごとの大きな変動は確認できず,毎サイクル安定した運転が行えている.



Figure 3.20 Intake pressures of individual cycle and ensemble-averaged.



Figure 3.21 In-cylinder pressures of individual cycle and ensemble-averaged.

3.5.2 連続 45 サイクル/アンサンブル平均流

次に,モータリング時における筒内流動のアンサンブル平均流を用いて比較していく.本 計測では連続45サイクルの筒内流動を計測したため,この連続瞬時データを式(3.3)によりア ンサンブル平均した.式中の添え字*i*,*k*,*CA*はそれぞれ,X座標,Z座標,クランク角(時間) を意味し,Nはサイクル数で45となる.

$$\left\langle U\right\rangle_{(i,k,CA)} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \left(\tilde{u}_{(i,k,CA,n)} \right)$$
(3.3)

図 3.22 に示すのは最小吸気圧 37 kPa 条件の結果である. 図では CA = 390 deg.ATDC から 690 deg.ATDC まで 30 deg.間隔で示し, さらに計測最終クランク角 CA = 714 deg.ATDC も示した. ベクトルの流速カラースケールは吸気行程と圧縮行程で切り替えており, CA = 510 deg.ATDC までの吸気行程中は 0 ~ 25 m/s, CA = BDC 以降の圧縮行程中は 0 ~ 8 m/s で表示した.

図 3.22 における筒内流動の全体的傾向として、右上にある吸気バルブが開くと共に、最大 流速 25 m/s 程度の吸気流れが生じ、筒内に反時計周りのタンブルを形成する.吸気バルブ閉 じ(IVC=600 deg.ATDC)以降ではタンブル回転方向は維持されるが、タンブルがピストン圧 縮により潰されていく.点火時期付近においてもタンブル回転方向は残存する.

図 3.23 および図 3.24 に示す吸気圧 52 kPa および WOT 条件の結果を比較すると,吸気圧の 増加=スロットル開度の増加に伴い,吸気流れの流速強度が増加することがわかる.また WOT 条件における CA=450 deg.ATDC の結果を見ると,ピストン冠面上に流れの淀み点が形 成されていることがわかる.この淀み点は吸気バルブ左側からピストン冠面へと旋回してき た右向きの流れと,吸気バルブ右側から下降してきた流れの境界面に位置する.この淀み点 は図 3.22 および 3.23 に示した吸気圧が低い(スロットル全閉に近い)条件では見られない傾 向であり,低負荷条件ほど吸気バルブからの流れ方向が左向きに遷移し,より反時計周りの タンブルを形成し易い状況になると言える.ただし,WOT 条件では吸気流速の絶対値は高く なるため,結果的に点火時期前の筒内流動では WOT 条件の方が強い平均流が存在する.

87





Figure 3.22 Ensemble-averaged flow pattern in the case of $P_{intake} = 37$ kPa.

Figure 3.23 Ensemble-averaged flow pattern in the case of $P_{intake} = 52$ kPa.



Figure 3.24 Ensemble-averaged flow pattern in the case of WOT.

3.5.3 平均流の変動率 COV 分布

第2章で瞬時流と平均流,そしてサイクル変動成分の関係について述べたが,モータリン グ時におけるスロットル開度がもたらす流動サイクル変動をサイクル変動成分の変動率 COV で評価した.式(3.4)に変動係数 COV の式を示す.ここではサイクル変動成分 *u_c*の連続 45 サ イクル中の変動率をマップとして求めた.式中の添え字*i,k, CA*はアンサンブル平均の式(3.3) と同様に,それぞれ X 座標, Z 座標,そしてクランク角である.Nはサイクル数で 45 とした. なお,サイクル変動成分 *u_c* は式(3.4)にも示した通り,サイクルごとの時間平均流速とアンサ ンブル平均流速の差分と定義した.なお,PIV で計測した流速は *u* 成分および *w* 成分がある が,ここでは二つの合成成分である流速強度 *U_{length}*を用い,流速強度のサイクル変動率 COV 分布を求めた.

$$COV_{(i,k,CA)} = \frac{\sigma_{(i,k,CA)}}{\langle U \rangle_{length(i,k,CA)}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \left(\overline{U}_{length(i,k,CA,n)} - \langle U \rangle_{length(i,k,CA)}\right)}}{\langle U \rangle_{length(i,k,CA)}}$$
(3.4)

図 3.25 に各吸気圧条件における 45 サイクル中の変動率 COV 分布を示す. 図(a)に吸気圧 37 kPa 条件,図(b)に 52 kPa 条件,そして図(c)に WOT 条件の結果をそれぞれ示す. COV コンター図のカラースケールは 1~1000%を対数スケールで表示した. COV は式(4.2)に示した通り,標準偏差を平均値で除するため,分母となる平均値(ある点におけるアンサンブル平均流速)がゼロに近い場合,発散し COV の値は増大する.つまり渦中心や淀み点では流速値がゼロに近づくため,COV の値は発散する.図に示す COV が 1000%になるような領域(赤色)があるのは,そこに渦が生じているためである.

各負荷条件を比較すると,吸気始めにおいて吸気バルブ下流域に COV が低下する領域があ ることがわかる.この領域は吸気流れに相当するため,吸気流れ自体は COV が低くサイクル 変動が小さいことがわかる.しかしながら各負荷条件を比較すると,この吸気流れ部の COV の値は低負荷条件ほど高いことがわかる.つまり吸気流れの平均流サイクル変動はスロット ルを閉じた低負荷条件ほど大きくなる.同様に CA=BDC の結果を比較すると,WOT 条件で はピストン冠面上に低 COV 分布が確認できる.図 3.24 に示したアンサンブル平均流と見比 べると,この領域は吸気行程中に流入してきた吸気流れが BDC でピストン冠面に到達する位 置であることがわかる.図(a)の 37 kPa 条件では WOT 条件に比べこのピストン冠面上の COV が高いことから,吸気流れのサイクル変動性が BDC においても影響していると言える.最終 的に CA=660 deg.ATDC の圧縮行程後半の結果を見ても,低負荷条件の方が COV が高くなっ ていることから,スロットルを絞った低負荷条件では,简内流動のサイクル変動が総じて悪 化していることが言える.

なお、この COV の算出では標準偏差をアンサンブル平均値で除していることから、負荷違いにおける流速強度の絶対値の差異の影響は無視することができている.



Figure 3.25 COV maps of CCV component.

3.5.4 平均流の運動エネルギおよび乱流運動エネルギのサイクル変動

燃焼サイクル変動では初期燃焼の変動によって引き起こされると述べたが、初期燃焼には 火炎核の成長に局所流動、特に乱れが支配的に効く.そこで次に、モータリング条件におけ る平均流の運動エネルギ KE および乱流運動エネルギ TKE について調べた. KE および TKE は式(3.5)および式(3.6)により求めた.ここでは、PIV 計測範囲全体を空間平均することで定量 的に評価した.また TKE は式(2.8)に基づき、瞬時流と時間平均流の差分を乱れとし、それを エネルギに換算し求めた.

$$KE_{(CA)} = \frac{1}{N_x N_z} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_z} \frac{1}{2} \left(\overline{u}_{(i,k,CA)}^2 + \overline{w}_{(i,k,CA)}^2 \right)$$
(3.5)

$$TKE_{(CA)} = \frac{1}{N_x N_z} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_z} \frac{1}{2} \left\{ \left(\tilde{u}_{(i,k,CA)} - \overline{u}_{(i,k,CA)} \right)^2 + \left(\tilde{w}_{(i,k,CA)} - \overline{w}_{(i,k,CA)} \right)^2 \right\}$$
(3.6)

図 3.26 に時間平均流の運動エネルギ KE 履歴を示す.図(a)に 37 kPa 条件,図(b)に 52 kPa 条件,そして図(c)に WOT 条件の結果をそれぞれ示し、上段図の横軸は吸気~圧縮行程、下段図の横軸は BDC 以降の圧縮行程に着目した結果を示す.また、図中の細線に瞬時 45 サイクルの結果,黒太線にアンサンブル平均の結果を示す.

平均流の KE は吸気行程半ばで最大値をとるが,前述したアンサンブル平均流の結果から も分かるように,低負荷条件ほど吸気流速が低下するため,低負荷条件ほど KE も低下する 傾向となった.BDC 以降の結果を見ると,サイクル毎に KE 履歴が大きく変動していること がわかる.またその変動(ばらつき)は,3つの負荷条件においてそれほど差が無いが,僅か に37 kPa 条件が最も変動しているように見える.絶対値も低負荷程小さくなる傾向のため, 相対的に低負荷条件では変動の影響が大きいと言える.

次に、図 3.27 に乱流運動エネルギ TKE 履歴を示す. TKE 履歴においても KE 履歴と同様の 傾向が確認でき、吸気行程半ばの TKE の最大値は低負荷条件ほど低下した. なお、明らかに スパイクノイズのような結果がいくつか見られるが、乱れは瞬時流と時間平均流の差分から 求めているため、瞬時流にエラーベクトルが残っていた場合に過剰な値が計算されてしまい エラーとなってしまう. そのためこれらのスパイクノイズは評価において無視した. BDC 以 降の TKE の変動は低負荷条件ほど小さくなる傾向が得られ、これまでの傾向(低負荷ほど変 動が大きい)とは乖離があった.

前述した通り、乱れは瞬時流と平均流の差分と定義した.今回行った時間平均では、ローパスフィルタに用いた *fc* を負荷条件に依らず一定とした. *fc* はエンジン回転数や平均流速のオーダ、燃焼期間に比例するという考えもあることから^{[21],[22]}、負荷違いによる平均流速違いでも *fc* は変化する必要性があるのかもしれない. そのため今回の結果では、低負荷ほど TKE の変動が小さくなったが、これまでの結果から考察すると低負荷条件では KE の変動や流速 強度の COV の変動が大きくなったことを考慮すると、TKE の変動率も低負荷ほど増加する 傾向にあるのではないかと推測している.



Figure 3.26 Spatially-averaged kinetic energy (KE) of temporally-averaged flow.



Figure 3.27 Spatially-averaged turbulent kinetic energy (TKE).

3.6 ガラススリーブによる短時間燃焼 PIV 計測

3.6.1 連続 45 サイクルの燃焼計測結果

図 3.28 および図 3.29 にガラススリーブによる連続 45 サイクルの燃焼計測結果を示す.図 3.28 に平均 net IMEP = 120 kPa 条件,図 3.29 に平均 net IMEP = 350 kPa 条件の結果をそれぞれ示す.また,図上段に瞬時サイクルの筒内圧履歴を示し,下段にサイクルごとの net IMEP と CA10 の結果を示す.

図 3.28 上段の筒内圧力より,各サイクルで大きな変動が確認できる.45 サイクル中の燃焼 変動率 COV は 11.4%であった.なお,図中赤線は45 サイクル中で最も仕事(net IMEP)が大 きくなった最大仕事サイクル,青線に最小仕事のサイクル,そして緑線に45 サイクル平均値 を示す.下段に示す結果より,net IMEP が大きくなるサイクルでは,CA10 は進角し,net IMEP が小さくなるサイクルでは,CA10 は遅角した.

図 3.29 に示す平均 net IMEP = 350 kPa 条件の結果からも同様の傾向が得られ, 筒内圧力の 絶対値は高くなり COV も 3.1%と図 3.28 に比べ小さくなるが, net IMEP と CA10 の傾向は両 者の運転条件で一致した.

ここで、二つの負荷条件において筒内圧力履歴に着目すると、平均 net IMEP=120 kPa 条件では最大/最小仕事サイクルの間に他の 43 サイクルがほぼ均等に分布しているのに対し、平均 net IMEP=350 kPa 条件では、最小仕事サイクルだけが他の 44 サイクルに対し、明らかに リタードしており、特徴的なサイクルであると言える.

以上の連続燃焼結果より,次の可視化試験では最大/最小仕事のサイクルについて解析を 行っていく.



Figure 3.28 Combustion results on individual cycle in the case of $P_{intake} = 37$ kPa.



Figure 3.29 Combustion results on individual cycle in the case of $P_{intake} = 52$ kPa.

3.6.2 TPA による筒内平均温度の見積もり

図 3.30 に GT-POWER の TPA により算出した, 筒内平均温度履歴の計算結果を示す. 青線 に示す平均 net IMEP = 120 kPa 条件に比べ, 赤線に示す平均 net IMEP = 350 kPa 条件の方が高 負荷条件であるが, 平均温度は低くなった. この理由として, 高負荷条件の方がスロットル 開度が大きく, 残留ガス温度に比べ冷たい吸入空気量が多くなるからである. 後述する PLIF 計測結果では, IVC (Intake valve closing: 吸気バルブ閉じ) と点火時期 IT 前の 2 時刻を計測 した. その際に 3.2.7 節で述べた補正にこの平均温度結果を使用した.



Figure 3.30 Estimated mean temperature from TPA.

3.6.3 ファイヤリングサイクルにおける筒内流動 COV 分布

燃焼時の筒内流動サイクル変動率分布を図 3.31 に示す. COV は式(3.4)を用いサイクル変動 流速(流速強度)の変動率を求めた.図 3.25 に示したモータリング条件では、低負荷条件ほ ど吸気行程中の吸気バルブ下流域の COV が増加する傾向を得た.今回の燃焼中の COV 分布 からも同様の傾向が得られ、吸気バルブ下流域の COV 分布が増加し、BDC において吸気流 れがピストン冠面に到達する位置の COV も低負荷条件ほど増加した.すなわち、非燃焼時と 燃焼時における筒内流動のサイクル変動特性は大きく変わらず、スロットルを絞った低負荷 条件ほど吸気流れのサイクル変動率は強くなる傾向を得た.



Figure 3.31 Distributions of COV of CCV component.

3.6.4 IVC および点火時期前の筒内当量比分布

図 3.32 に平均 net IMEP = 120 kPa 条件における PLIF 計測から得られた, IVC および点火時 期前の筒内当量比分布を示す. 図中では,連続 45 サイクルから代表例として#1,#2,#3 の瞬時 サイクル,そして 45 サイクルのアンサンブル平均結果を示す.なお,アンサンブル平均結果 では同時計測した筒内流動も示した.下段に示す IVC のタイミングの結果を比較すると,サ イクル毎に当量比分布が大きく変動していることがわかる.アンサンブル平均結果の筒内流 動と当量比分布を見ると,筒内右側に形成されるタンブル流のピストン冠面からの巻き上げ 流れの領域に高い当量比が分布した.PFI 方式で排気行程噴射を行うと,吸気行程始めに濃い 混合気が流入し,吸気行程後半にスロットルから新たに流入してきた空気と吸気ポート内で 混合した薄い混合気が吸気される.そのため本計測結果の IVC 付近で右側の当量比が高く, 左側の当量比が低いパターンは,タンブル流の傾向からも妥当であると言える.また,上段 に示す点火時前の結果を比較すると, IVC の結果と同様に当量比分布に変動が確認できる.

図 3.33 に平均 net IMEP = 350 kPa 条件における当量比分布を示す. 図 3.32 に比べ高負荷条件の IVC 結果では,吸気バルブ付近の当量比は 3 近くなり,平均当量比自体が 1 よりも大きくなった.これは, 3-pentanone の温度依存性の補正を筒内平均温度から行ったのが原因であると考えている. 実際には高負荷条件ほど燃料噴射量が多くなるため,蒸発潜熱により吸気温度が低下し,筒内に大きな温度分布が生じるが平均温度を用いた場合,その空間的補正が行えない. そのため本研究の平均温度からの補正では不十分であり,高負荷条件の当量比の絶対値算出には課題がある.



Figure 3.32 Distributions of equivalence ratio in the case of net IMEP = 120 kPa.

一方で図 3.33 上段に示す結果では,図 3.32 で表示したものと同じカラースケールで表示す ることができた.これは圧縮端における空間的温度斑が IVC に比べ相対的に小さくなるため, 補正精度が向上したからである.サイクル毎の結果を見ると,ここでも大きな当量比分布, 絶対値の変動を確認できた.



Figure 3.33 Distributions of equivalence ratio in the case of net IMEP = 350 kPa.

3.6.5 最大/最小仕事サイクルの筒内現象比較

図 3.34 に平均 net IMEP = 120 kPa 条件の連続 45 サイクルから最大および最小仕事となった サイクル#016, #026 の結果を示す.上段に示す点火時期前の当量比分布から,点火プラグ左 側の当量比を比較すると僅かに最大仕事サイクルの方が高くなった.タンブル流は反時計周 りに形成されるため,点火時期では初期火炎は左方向へと伝播する.その時当量比が高い場 合,初期火炎伝播速度が増加し,CA10 の進角,net IMEP の増加が起こったと考えられる.下 段に示す IVC における平均流パターンと当量比分布を比較すると,前述した通り当量比分布 は右側に高いものが分布するが,平均流パターンを見ると,最小仕事サイクルではタンブル 回転方向とは逆向きの時計回りの流れ(赤矢印)が形成されていた.この対向流れが存在す ると,右側に分布した濃い燃料分布を点火プラグから遠ざけると考えられる.

図 3.35 に示す平均 net IMEP = 350 kPa 条件の結果からも図 3.34 と同様の傾向が得られ,最 小仕事サイクルでは,タンブル回転に対向する流れ(赤矢印)が形成されており,この逆タン ブル流れパターンがサイクル変動を引き起こす一つの要因であると考えられる.



Figure 3.34 Results of the highest and lowest load cycle in the case of net IMEP = 120 kPa.



Figure 3.35 Results of the highest and lowest load cycle in the case of net IMEP = 350 kPa.

3.6.6 IVC における平均流パターン比較

前節で比較した IVC の平均流のパターンにおいて,最大仕事サイクルでは綺麗なタンブル 流れが形成されていたのに対し,最小仕事サイクルではタンブルに対向する局所流れが形成 されていた.そこで,最大/最小以外の仕事が大きく変動したいくつかのサイクルに着目し, IVC における平均流パターンの比較を行った.

図 3.36 に net IMEP=120 kPa 条件における高仕事 5 サイクルおよび低仕事 5 サイクルの IVC における平均流パターンを示す.サイクル番号の下の括弧内には平均 net IMEP からの変動率 を示す.図(a)に示す高仕事サイクルの結果では、黒矢印で示すピストン冠面からのタンブル 流れを主流とし、その他の局所流れもタンブル回転方向(反時計周り)の流動場となってい ることがわかる.ただし、#043 の結果のみ赤矢印で示すようにタンブルに対向する局所流れ が確認された.

一方で、図(b)に示す低仕事サイクルの結果では、赤矢印で示すようなタンブルに対向する 局所流れが確認され、定性的に低仕事サイクルでは逆タンブル流れが形成され易い流動場と なっていることがわかる.また図(a)および図(b)の黒矢印の規模を比較すると、図(a)の結果の 方が大規模な平均流が冠面上に形成されていることがわかる.すなわち、低仕事サイクルに おいて逆タンブル流れが形成されてしまう原因として、IVC までに筒内に形成されたタンブ ル流れのエネルギが弱く、流速の低い平均流にタンブル回転方向の指向性を持たせることが 出来ず、流れ方向のランダム性が増加したのであると考えられる.

同様に図 3.37 に net IMEP = 350 kPa 条件の結果を示す. 図(a)および図(b)の結果を比較する と,低仕事サイクル 2 サイクル (#029, #037) において赤矢印で示すタンブル回転方向に対向 する局所流れが確認されたが,他の低仕事サイクルでは確認できなかった. 高仕事サイクル では逆タンブル流れは確認されないことから,図 3.36 の結果と同様の低仕事サイクルほど, 逆タンブル流れが形成され易い条件になっていることが推測される. また,括弧内に記した 平均 net IMEP からの変動率を見ると, net IMEP = 120 kPa 条件に比べ変動率が相対的に小さ く,変動率が小さいことから燃焼変動に支配的に作用する流動パターンの差異が確認しにく い条件であることも影響していると思われる.

ここで、図 3.37 の最小仕事サイクル#029 では、他の低仕事サイクルに比べ明らかに低下率 が大きい.このサイクルでは他のサイクルには無い、燃焼を遅らせる強い要因があると考え られる.そのようなサイクルにおいて強い逆タンブル流れが確認されているという事実を考 慮すると、逆タンブル流れそのものの燃焼サイクル変動への寄与率が高いことが示唆される.

101



Figure 3.36 Comparison of averaged flow pattern in the case of net IMEP = 120 kPa condition.



Figure 3.37 Comparison of averaged flow pattern in the case of net IMEP = 350 kPa condition.

3.7 まとめ

本章では、メタルスリーブを用いた定常燃焼試験とガラススリーブを用いた短期間燃焼可 視化試験を行い、燃焼サイクル変動の基本的な特性と可視化から得られた変動要因の抽出を 行った.得られた結果を以下に示す.

- 1. 点火時期固定でスロットル開度を変えた場合,net IMEP の変動率 COV はスロットルを 閉じた低負荷条件ほど増加した.また燃焼重心 CA50 を固定した条件の場合,同じスロ ットル開度で整理すると CA50 が遅れた条件の方が COV は 1pt.程度増加し,燃焼位相の 遅れよりもスロットル開度の方が燃焼 COV に支配的に影響を及ぼした.
- 2. 本研究で対象としている点火時期 *IT* = -5 deg.ATDC の場合, MBT よりも点火時期が遅れ ているため, 燃焼位相が進角すれば仕事 (net IMEP) は増加し, 燃焼位相が遅角すれば仕 事は低下する傾向となった. また各燃焼位相と仕事の関係性はそれぞれリニアな関係と なるため, 基本的に初期燃焼位相 (CA10) が変動することで仕事が変動した.
- 3. モータリング条件における筒内流動変動率 COV 分布による解析では、スロットルを絞った低負荷条件ほど平均流の吸気流れのサイクル変動が悪化する傾向が得られた. また燃焼時における筒内流動 COV 分布でも同様の傾向を得た.
- 4. 連続45サイクルにおける筒内燃料濃度分布は、IVCおよび点火時期前で大きく変動した. 最小/最大仕事となったサイクルを比較すると、最小仕事サイクルの場合、IVC におい てタンブル回転方向とは逆向きの流れが形成されていた.この流れがあると、吸気バル ブ側に分布した濃い燃焼を点火プラグから遠ざける効果があり、それにより初期燃焼の 遅れが生じたと考えられる.

参考文献

- Verhoeven, W. J., Glossary of terms used in photochemistry, The Scientific Journal of IUPAC, Vol.68, Issue 12 (1996), pp.2223-2286.
- 秋浜一弘,藤川武敏,2次元燃料濃度分布計測用蛍光剤における LIF 強度の温度・圧力依存性,可視化情報, Vol.16, No.1 (1996), pp.161-164.
- Fujikawa, T., Hattori, Y. and Akihama, K., Quantitative 2-D Fuel Distribution Measurements in an SI Engine Using Laser-Induced Fluorescence with Suitable Combination of Fluorescence Tracer and Excitation Wavelength, SAE Technical paper, 972944 (1997).
- 4. 漆原友則,角方章彦,伊東輝行,高木靖雄,LIFによる筒内直噴エンジン燃焼室内の混合 気形成可視化,自動車技術会論文集, Vol.29, No.3 (1998), pp.31-36.
- 5. 田村雅之,田井英男,レーザ誘起蛍光による濃度・温度測定,ながれ, Vol.18 (1999), pp.222-227.
- 田中達也,田端道彦, PLIF 方によるエンジン燃焼室内の混合気濃度分布と NO 分布計測, 自動車技術会論文集, Vol.31, No.3 (2000), pp.57-62.
- Einecke, S., Schulz, C. and Sick, V., Measurement of temperature, fuel concentration and equivalence ratio fields using tracer LIF in IC engine combustion, Applied Physics B, Vol.71 (2000), pp.717-723.
- 8. Sercey, d. G., Awcock, G. and Heikal, M., Computers in Industry, Use of LIF image acquisition and analysis in developing a calibrated technique for in-cylinder investigation of the spatial distribution of air-fuel mixing, Vol.56 (2005), pp.1005-1015.
- Itoh, T., Kakuho, A., Hiraya, K., Takahashi, E. and Urushihara, T., Quantitative Analysis of Mixture Preparation Processes in New Direct-Injection Spark Ignition Engines, JSME International Journal series B, Vol.48, No.4 (2005), pp.679-686.
- 10. 沖秀樹, 鈴木裕一, 黒澤伸一, 筒内直噴 S.I.エンジンにおける混合気形成とノッキングに ついての考察, ヤマハ技法, No.42 (2006).
- 11. 角方章彦,長嶺守洋,伊東輝行,漆原友則,LIF法を用いた中心噴射ガソリン直噴エンジンの混合気形成解析,自動車技術会論文集, Vol.37, No.6 (2006), pp.45-51.
- 12. 藤川武敏,福井健二,遠山護,服部義昭,秋濱一弘,内部 EGR 分布計測技術の開発(第 1報),自動車技術会論文集,Vol.38,No.6 (2007), pp.89-94.
- Williams, B., Ewart, P., Wang, X., Stone, R., Ma, H., Walmsley, H., Crancknell, R., Stevens, R., Richardson, D., Fu, H. and Wallace, S., Quantitative planar laser-induced fluorescence imaging of multi-component fuel-air mixing in a firing gasoline-DI-engine, Combustion and Flame, Vol.157 (2010), pp. 1866-1878.
- 小島宏一,川那辺洋,石山拓二,ディーゼル噴霧における燃料濃度分布のPLIF 計測,日本機械学会論文集(B編), Vol.76, No.768 (2010), pp.1326-1333.
- 15. Peterson, B., Reuss, L. D. and Sick, V., High-speed imaging analysis of misfires in a spray-guided direct injection engine, Proceeding of the Combustion Institute, Vol.33 (2011), pp.3089-3096.
- Kim, S., Yan, Y. and Arcoumanis, C., Effects of intake flow and coolant temperature on the spatial fuel distribution in a direct-injection gasoline engine by PLIF technique, Fuel, Vol.106 (2013), pp.737-748.
- Atter, A. M., Herfatmanesh, R. M., Zhao, H. and Cairns, A., Experimental investigation of direct injection charge cooling in optical GDI engine using tracer-based PLIF technique, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol.59 (2014), pp.96-108.
- 18. Modica, V., Morin, C. and Guibert, P., 3-Pentanone LIF at elevated temperatures and pressures: measurement and modeling, Applied Physics B, Vol.87 (2007), pp.193-204.
- Koch, D. J. and Hanson, K. R., Temperature and excitation wavelength dependencies of 3pentanone absorption and fluorescence for PLIF applications, Applied Physics B, Vol.76 (2003), pp.319-324.
- 20. 森吉泰生,窪山達也,楯村俊希,金子誠,山田敏生,リーンバーンガソリン機関における サイクル変動要因の解析,自動車技術会春季大会前刷集(2017).
- 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.
- 22. 浜本嘉輔, エンジンシリンダ内乱流の計測, 自動車技術会論文集, Vol.51, No.9 (1997), pp.3-5.

第4章 初期火炎成長同時撮影によるサイクル変動解析

4.1 はじめに

第3章において,燃焼サイクル変動を燃焼可視化同時計測することで解析を行い,最小/ 最大仕事となるサイクルにおいて,简内流動に特徴的なパターンを得た.しかしながら,net IMEP の変動に支配的な初期燃焼や点火時期付近の流動計測は行っておらず,本質的な net IMEP 変動の原因特定はできなかった.そこで本章では,点火時期付近までの筒内流動と点火 後の初期火炎成長の可視化を同時計測することで,より詳細なサイクル変動原因の特定を行 う.

4.2 実験条件

4.2.1 光学系

本計測では、TR-PIV による時系列筒内流動と、そのサイクルの初期火炎伝播形態を直接撮影により計測する.図4.1 に光学系を示す.第3章で述べたTR-PIV、PLIF 同時計測の場合、 ダイクロイックミラーを用いて蛍光波長と Mie 散乱光を分離して計測したが、本計測では図に示すようにダイクロイックミラーを用いて 400~500 nm の火炎波長と 500 nm 以上の Mie 散乱光を分離した.通常火炎は、低温火炎である青炎(Blue flame)と煤の自発光による輝炎

(Luminous flame) があるが,500 nm 以下の火炎しか撮影することができないため,得られる 火炎画像は全て青色の火炎となる.



4.2.2 トリガパターン

図 4.2 に本計測のトリガパターンを示す. ここでは, TR-PIV と直接撮影(Direct photographing) を行うためのパルスパターンを構成した. TR-PIV では第3章と同様に吸気行程始めから圧縮 行程終わりの点火時期1deg.前とし, 火炎伝播の直接撮影のトリガは点火信号の立ち上がりを 基準に作成した. 点火の放電は点火パルスの落ち始めで起こるため直接撮影開始時期は点火 放電の少し前からとなる. なお,時間分解能は PIV: 2 deg.間隔(3 kHz @ 1000 rpm),直接撮 影:1 deg.間隔(6 kHz @ 1000 rpm)とした.



Figure 4.2 Trigger patterns.

4.2.3 運転条件

表 4.1 に本計測の運転条件を示す.本条件は基本的に第三章で述べた燃焼可視化同時計測 と同様の条件であり,最小吸気圧 37 kPa および 52 kPa の二つの低負荷条件において同一点火 時期(*IT* = -5 deg.ATDC)による検討を行った.

Table 4.1 Operational conditions				
Engine speed	[rpm]	10	00	
Min intake pres (abs.)	[kPa]	37	52	
Ignition timing <i>IT</i>	[deg.ATDC]	-5		
net IMEP (average)	[kPa]	140	350	
CA50 (average)	[deg.ATDC]	50.6	35.8	
Start of Injection θ_{SOI}	[deg.ATDC]	180		
Injection duration	[ms]	2.89	4.12	
Equivalence ratio	[-]	1.0		
Measurement cycles	[cycles]	45		

Table 4.1Operational condition

(Fuel : iso-octane)

4.3 実験結果および考察

4.3.1 連続 45 サイクルの燃焼解析結果

図 4.3 に連続 45 サイクル中の筒内圧力履歴および見かけの熱発生率履歴を示す.図(a)に平均 net IMEP = 140 kPa 条件,図(b)に平均 net IMEP = 350 kPa 条件を示す.灰色線に全 45 サイクルの結果,赤線に最大仕事サイクルの結果,青線に最小仕事サイクルの結果,そして緑線 にサイクル平均結果を示す.本計測結果では,二つの負荷条件における燃焼変動率はそれぞれ 7.91%と 3.35%となった.図 4.3 に示す結果より,第三章でも述べたように最大仕事と最小仕事のサイクルを比較すると,最小仕事の方が熱発生率の位相が遅れ,圧力の立ち上がりが遅れ仕事が低下する.

次に、図 4.4 にサイクル毎の燃焼解析結果を示す.図(a)に平均 net IMEP=140 kPa 条件、図 (b)に平均 net IMEP=350 kPa 条件を示し、上段にサイクルごとの net IMEP および CA10、下 段に各燃焼位相と net IMEP の関係を示す.まず上段に示すサイクルごとの net IMEP と CA10 を見ると、図(a)、(b)ともに、net IMEP が低いサイクルでは、CA10 が遅角していることがわかる.また、下段に示す各燃焼位相と net IMEP の関係より、プロットの分布から CA10、CA50 そして CA90 の各位相において分布の傾きは異なるものの、概ねリニアな関係となっており、かつ高い相関が見て取れる.つまり可視化計測では、初期燃焼の位相に着目した解析を行う 必要があると言える.

そこで次に、図 4.4 上段における青丸で囲む最小仕事サイクルおよび赤丸で囲む最大仕事 サイクルについて可視化結果の解析を行う.



Figure 4.3 In-cylinder pressures and apparent rate of heat releases.



Figure 4.4 Combustion analysis on individual 45 cycle.

4.3.2 初期火炎伝播の直接撮影画像比較

図 4.5 に初期火炎伝播の直接撮影結果を示す. ここでは平均 net IMEP = 140 kPa 条件における最大/最小仕事サイクルと平均 net IMEP = 350 kPa 条件における最大/最小仕事サイクルの結果を示し、各条件において左から CA = -5 deg.ATDC の点火時期から右に向けて 5 deg.間隔で示している.また、図(a)左端に示すように可視化画像に対し右側が吸気バルブとなるため、タンブル回転方向は反時計回りとなる.

図(a)および図(b)より,平均 net IMEP = 140 kPa 条件の最大/最小仕事サイクルを比較する と、点火後からの青色で可視化される火炎の大きさに差異が生じ、最大仕事サイクルの方が 同じクランク角でも火炎は大きくなる. 図中の白破線に点火プラグ中心軸を示すが、最大/ 最小仕事どちらも CA = 5 deg.ATDC まではタンブル回転方向に沿って左側へ火炎伝播してい ることがわかる. しかし CA = 10 deg.ATDC 以降において最大仕事サイクルではタンブル回転 方向に対向する右側へ火炎伝播が生じ、結果的に火炎の大きさに差異が生じた. さらにプラ グから右側の火炎の前面投影面積自体は最大/最小仕事サイクルでほとんど差がないことも わかる. また、最大仕事の方が火炎が明るいように見えるが、これは火炎の温度が高くなっ たことによる輝度値増加によるものと考えられる.

図(c)および図(d)より, 平均 net IMEP = 350 kPa 条件の最大/最小仕事サイクルを比較する と, こちらも火炎の大きさに差異が生じた.しかしながら, 平均 net IMEP = 140 kPa 条件のよ うな火炎伝播方向の差異は確認できず, プラグ位置から左右均等に火炎伝播し, その伝播速 度の差異による火炎の大きさの差異が生じた.また, この負荷条件においても最大仕事サイ クルの方が火炎が明るくなっており, 図(a)と(b)の明るさの傾向は一致した.

20 deg.ATDC	20 deg. ATDC	20 deg.ATDC	20 deg. ATDC
15 deg.ATDC	15 deg.ATDC	15 deg.ATDC	15 deg.ATDC dition t load cycle.
10 deg.ATDC net IMEP ≒ 140 kPa cond	10 deg.ATDC net IMEP ≒ 140 kPa conc	10 deg.ATDC net IMEP ≒ 350 kPa con	10 deg.ATDC net IMEP ≒ 350 kPa conc
5 deg.ATDC	5 deg.ATDC	5 deg.ATDC	5 deg.ATDC) The lowest load cycle in 5 Early flame kernel gro
(a)	DC	(c)	TDC (d
Tumble direction -5 deg.ATDC (Ignition timing)	-5 deg.ATDC (Ignition timing)	-5 deg.ATDC (Ignition timing)	-5 deg.ATDC (Ignition timing)

111

第4章 初期火炎成長同時撮影によるサイクル変動解析

次に, 火炎の前面投影面積を定量的に比較した結果を図 4.6 および図 4.7 に示す. ここでは, 撮影画像を閾値でフィルタリング(二値化)することで火炎帯面積を解析した. ただし, 運転 負荷条件によって火炎の輝度値が変化したため同じ閾値を用いることが出来なかった. そこ で,各負荷条件において最大仕事サイクルの CA=40 deg.ATDC における火炎面積で正規化す ることで評価を行った.

図 4.6 に net IMEP = 140 kPa 条件の結果を示す. 灰色線に瞬時 45 サイクルを示し, その 45 サイクルの中から net IMEP が平均値に対して 10%以上となった高仕事サイクルを赤線で示 し, 10%以下となった低仕事サイクルを青線で示す. さらに本結果では, 点火プラグ左右の面 積で分類し, 図(a)にプラグ左側の火炎面積, 図(b)にプラグ右側の火炎面積を示す. 高仕事お よび低仕事サイクルの結果を比較すると, 明らかに赤線の方が早い段階で立ち上がっており, それだけ火炎伝播速度が速いことを示している. また図(a)および図(b)を比較すると, 図(b)に 示すプラグ右側の火炎面積の方が変動が大きく, 低仕事サイクルでは火炎伝播が特に遅れて いることがわかる. ここで, 赤線および青線を除き, 灰色線で示す仕事が大きく変動しなか ったサイクルに着目すると, プラグ右側よりも左側の結果の方が変動が大きいことがわかる. つまり, 図(b)における青線で示す低仕事サイクルの結果は特異な結果であると言える.

図 4.7 に示す net IMEP = 350 kPa 条件の結果では、赤線に平均 net IMEP から 4%以上となっ たサイクルを示し、青線に 4%以下となったサイクルを示す.高仕事および低仕事サイクルの 火炎面積の傾向は図 4.6 の低負荷条件と一致し、低仕事サイクルほど伝播速度が低下する傾 向が得られた.また、プラグ左右を比較すると図(a)に示すプラグ左側の方が変動しており、 これも低負荷条件と一致した.

以上の結果より,図4.5に示した最大/最小仕事サイクルの火炎形態の画像による傾向は, 定量的にも net IMEP と火炎伝播速度の相関が得られることがわかった.また net IMEP = 140 kPa 条件の低仕事サイクルは,プラグ右方向への火炎伝播が非常に遅れる特異なサイクルで あり,基本的にはタンブル流れ下流となるプラグ左方向の伝播速度のサイクル変動が大きく なる傾向が得られた.



Figure 4.6 Normalized projection area of flame in the case of net IMEP = 140 kPa.



Figure 4.7 Normalized projection area of flame in the case of net IMEP = 350 kPa.

4.3.3 最小/最大仕事サイクルの筒内平均流

図 4.8~4.11 まで二つの負荷条件における最大/最小仕事サイクルの時間平均流ベクトルマ ップをそれぞれ示す. これらの図では, CA = 390 deg.ATDC ~ 690 deg.ATDC まで 30 deg.間隔 で示し,最後に点火時期 1 deg.前(CA = 714 deg.ATDC)の結果を示す. 図中ベクトルのカラ ースケールは CA = 510 deg.ATDC までの吸気行程中で 0~25 m/s, BDC 以降の圧縮行程中で 0 ~7 m/s とした.

図 4.8 および図 4.9 に示す平均 net IMEP = 140 kPa 条件の最大/最小仕事サイクルの平均流 を比較すると, 圧縮行程中におけるピストン冠面からの巻き上げ流れの強さに差異が生じた. 図中赤矢印で示すように,図 4.8 の最大仕事サイクルの場合,BDC 以降で強い巻き上げ流れ が形成され, CA = 714 deg.ATDC の点火時期前まで筒内にタンブル流が残存した.一方,図 4.9 の最小仕事サイクルの場合,巻き上げ流れ位置が吸気バルブ寄り(図中右寄り)にオフセッ トしていることと,流速強度も低いことが確認できる.また,点火時期 1 deg.前においてもタ ンブル流れは確認できるが,図 4.8 に比べ点火プラグから右方向へオフセットした.このタン ブル渦構造のオフセットは Müller らもモータリング条件においてタンブル渦中心位置のサイ クル変動を確認している^[1].また,CA = 660 deg.ATDC の結果に着目すると,青矢印に示すよ うにタンブル回転方向とは逆向きの流れが形成されていた.これは第3章 3.6.5 節で得られた 結果でも確認された.

ピストン冠面からの巻き上げ流れに差異があったことから,図 4.8 および図 4.9 で BDC の 結果を比較すると,BDC の段階でピストン冠面上流れに差異が生じていた.最大仕事サイク ルの場合,黒矢印で示すようにピストン冠面から上向きの流れとなり,最小仕事サイクルの 場合,ピストン冠面に沿うような流れとなった.

次に,図4.10および図4.11に示す平均 net IMEP = 350 kPaの最大/最小仕事サイクルの結

果を比較すると、赤矢印で示すように圧縮行程中のピストン冠面からの巻き上げ流れのオフ セットが確認できた.しかしながら、青矢印で示すように第3章3.6.5節の最小仕事サイクル で見られたタンブル回転方向と逆方向の流れが図4.10の最大仕事サイクルでも確認された. BDCにおけるピストン冠面上の流れを比較すると、平均 net IMEP=140 kPaの条件と同様に、 最大仕事サイクルの場合ピストン冠面から離れるような上向きの流れが形成されており、最 小仕事サイクルではピストン冠面に沿うような流れパターンとなった.

以上の最大/最小仕事サイクルを比較することで得られた筒内平均流パターンの傾向とし てまとめると,

- 1. 圧縮行程中のピストン冠面からの巻き上げ流れの位置が,最小仕事サイクルの場合,吸 気バルブ寄り(図中右寄り)にオフセットし,点火時期1deg.前では点火プラグから離れ てしまう.
- 2. BDC における筒内平均流パターンでは、最大仕事サイクルの場合、ピストン冠面から離れて上向きの流れとなり、最小仕事サイクルの場合、ピストン冠面に沿った流速強度の 高い流れパターンとなる.

以上の二つが挙げられる.

この二つの現象には図 4.12 に示すようにタンブル渦構造のオフセットが生じていることが 考えられる.1番目に挙げた巻き上げ流れはタンブル流そのものであるため,この巻き上げ流 れが左右にオフセットするということはタンブル渦構造自体のオフセットが考えられる.さ らに2番目に挙げた BDC のピストン冠面上の流れは,吸気行程中に筒内に導入された吸気流 れが到達する位置にある流れである.すなわち,吸気流れの先端に近い流れとみなすことが できる.そのため最小仕事サイクルでピストン冠面に沿うような流れ場となったのは,すで にタンブル先端が通過しており,最大仕事サイクルでピストンから離れ上向きの流れとなっ ていたのは,BDC の段階でタンブル先端が通過しようとしている時期であると考えられる. 従って,BDC の段階で筒内に形成されるタンブル渦構造の位置と通過タイミングがサイクル 変動しており,最小仕事サイクルの場合には右側にオフセットし,最終的に点火プラグから 離れた位置に平均流が存在し,初期火炎成長時に十分な乱れを供給できなかったと考えるこ とができる.

第2章でも述べたが、タンブル流が形成される筒内流動では圧縮行程中に押しつぶされる ことで最もエネルギを有したタンブル流(平均流)が崩壊し、エネルギーカスケードを通じ て小さな渦(乱れ)を形成する.その乱れの強弱により乱流燃焼速度が変化する.そのため本 計測結果から得られたタンブル渦構造のオフセットは点火プラグ近傍(ボア中心部)におけ る乱れの形成に大きく影響を及ぼしていると考えられる.そこで次に、平均流の運動エネル ギ KE および乱流運動エネルギ TKE 履歴を比較することで、サイクルごとの評価を行った.

114



Figure 4.8 Temporally-averaged flow pattern in the highest load cycle (net IMEP = 140 kPa).



Figure 4.9 Temporally-averaged flow pattern in the lowest load cycle (net IMEP = 140 kPa).



Figure 4.10 Temporally-averaged flow pattern in the highest load cycle (net IMEP = 350 kPa).



Figure 4.11 Temporally-averaged flow pattern in the lowest load cycle (net IMEP = 350 kPa).



Figure 4.12 Assumption of horizontal offset of tumble flow pattern.

4.3.4 筒内運動エネルギ KE および乱流運動エネルギ TKE 履歴

筒内における平均流の運動エネルギ KE および乱流運動エネルギ TKE は式(3.5)および式 (3.6)により定義した.ここでも各クランク角における計測範囲全体の空間平均値を求めた. また TKE は乱れのエネルギであるが,乱れは第2章2.4.1節でも述べたように「瞬時流速– 時間平均流速」で定義した.

図 4.13 に全 45 サイクル中の BDC 以降の圧縮行程中における KE 履歴および TKE 履歴を示す. 図中上段に KE 履歴, 図中下段に TKE 履歴そして図(a)に平均 net IMEP = 140 kPa 条件, 図(b)に平均 net IMEP = 350 kPa 条件を示す.

図(a)の平均 net IMEP=140 kPa 条件の結果より、上段の KE 履歴では、赤線で示す最大仕事 サイクルの方が最小仕事サイクルの KE よりも高い値を推移した.運動エネルギと仕事の関 係性は Buschbeck らの研究でも得られている^[2]. この傾向は前節で示した平均流ベクトルマッ プの流速強度を見ても明らかである.また最大仕事サイクルでは、全45 サイクル中でみても 非常に高い KE を保ったまま点火時期を迎えていた.次に下段の TKE 履歴を見ると、TKE の 傾向として TDC 前の CA = 660 deg.ATDC 付近で一度 TKE が増加し、TDC へ向けて低下して いく傾向を見せた.これは吸気行程中に筒内に形成されたエネルギを持った平均流が圧縮行 程中においてピストン上昇によって潰されることで崩壊し乱れ (TKE) を生成するからであ る.この傾向は大倉らの研究でも確認されている^[3]. その中で最大/最小仕事サイクルを比較 すると、最大仕事サイクルの方が高い TKE で推移しているが、KE ほど大きな差異とはなら なかった.

次に、図(b)に示す平均 net IMEP=350 kPa 条件の結果では、上段の KE 履歴では最大/最小

仕事サイクルに図(a)ほど大きな差は生じず,むしろ点火時期 1 deg.前となるグラフの右端で はほぼ同じ TKE となった.また,下段に示す TKE 履歴でも大きな差は確認できないが,最 大仕事サイクルの方がより圧縮端まで高い TKE を持続していた.

図(a)および図(b)の TKE の傾向として,最大/最小仕事サイクルで絶対値としてはそれほ ど大きな差は確認できないが,これには PIV 計測範囲の問題もあると考えている.本計測で はボア 86 mm に対し PIV 計測幅 40 mm と 50%弱の範囲しか計測できておらず,図 4.13 の結 果はその 50%弱の空間平均値である.そのためボア全域を計測した場合との差はあると思わ れる.ただし,この計測範囲内から得られた最大/最小仕事サイクルの特徴として,最大仕 事の方が丸プロットで示した TKE のピーク位置が,より圧縮端に近づいた.そこで,この傾 向が他のサイクルでも見られるかどうかを次に検討した.

図 4.14 に高仕事サイクルおよび低仕事サイクルの BDC における平均流パターンと TKE 履 歴を示す.まず図中右側の TKE 履歴より,暖色で示した高仕事サイクルの方が,ピーク位置 の位相が寒色で示した低仕事サイクルよりも遅れていることがわかる.この傾向は図(a)およ び図(b)に示す平均 net IMEP 違いでも同じであった.従って,高仕事サイクルの方が圧縮端ま で高い TKE が推移し易いような筒内流動が形成されていることがわかる.

次に、図 4.14 左側に示す BDC における平均流パターンを比較すると、前節での述べたように低仕事サイクルでは、黒矢印に示すようにピストン冠面に沿うような流れパターンが形成されている.一方高仕事サイクルでは、ピストン冠面から離れ上向きの流れとなった.各平均流パターンに対応した TKE 履歴を見ると、ピストン冠面に沿う流れとなる低仕事サイクルでは、総じて TKE のピークが低くなり、ピーク位置も進角した.高仕事サイクルでは、図(b)の#044 サイクル(橙色)では、BDC におけるピストン冠面上流れがほとんど確認できないが、TKE 履歴を見ると明らかに高い TKE を推移した.

以上の結果より、TKEを高いまま点火時期まで持続させるには、少なくとも BDC までに筒 内に形成されるタンブル渦構造が左寄りにオフセットしている必要があると考えられる.

120



Figure 4.13 Comparison of cycle data on spatially-averaged kinetic energy and turbulent kinetic energy.



Figure 4.14 Relationship between TKE and averaged flow at BDC.

4.3.5 全 45 サイクルの定量評価

ここまでの結果より、net IMEP と点火時期近傍の TKE には相関性が見られ、また TKE と BDC までに筒内に形成されるタンブル渦構造に定性的に相関性が確認できた.ただし、最大 /最小仕事サイクルといくつかのサイクル間における相関性である.そこで計測した全45 サ イクルにおける相関性を定量的に確認する.本節では、net IMEP と点火時期前の TKE の相関、 点火時期前の TKE と BDC 付近の流れパターンの相関を調べた.前者の点火時期前の TKE は, 図 4.13 に示した空間平均 TKE 履歴より、点火時期から前 30 deg.の間の平均値を相関対象と した.後者の BDC 付近の流れパターンの相関では、BDC の結果では、流れパターンの変動が 大き過ぎ、定性的には比較できるが定量的に評価することが困難であった.そのため今回、 CA = 570 deg.ATDC の時間平均流のベクトルマップからピストン冠面からの巻き上げ流れの 角度を相関対象とした.図 4.15 にその概略を示す.前述した通り、タンブル渦構造のオフセ ットはピストン冠面からの巻き上げ流れの角度により説明することができる.そのため図 4.15 中の黒枠内の流速ベクトルから求めた平均角度が大きければ、タンブル渦構造が右方向 ヘオフセットしており、角度が小さければ左方向へオフセットしていることになる.

図 4.16 に全 45 サイクル中における相関結果を示す.図(a)に net IMEP=140 kPa 条件の結果 を示す. 左図に点火時期前 TKE と net IMEP の相関結果,右図に巻き上げ流れの角度と TKE の相関結果を示す.net IMEP には TKE 以外の要因も影響を及ぼすため,左図の結果では分布 のばらつきは大きく,相関が高いとは言い切れないが,概ね右肩上がりの傾向が確認でき, 計測を行った全 45 サイクル通しても,点火時期前の TKE が高いサイクルほど,点火後の net IMEP も増加する傾向にあることがわかる.また,右図に示す結果より概ね左肩上がりの傾向 が確認でき,流れの角度が大きいサイクル,すなわち巻き上げ流れがより右向きで,ピスト ン冠面に沿うような流れパターンの場合,点火時期前の TKE は低くなる傾向が得られ,前節 までの定性的評価と傾向は一致した.また,図(b)に示す net IMEP = 350 kPa 条件の結果でも 同様の傾向が得られ,どちらの負荷条件でも高い相関性とは言えないが,同じ傾向が得られ た.



Figure 4.15 Flow angle.



Figure 4.16 Relationship between net IMEP and TKE, and between TKE and flow angle.

4.3.6 点火 1 deg.前における KE および TKE 分布

図 4.17 に点火時期 1 deg.前における筒内平均流パターンおよび TKE 分布を示す.まず図(a) に示す平均 net IMEP = 140 kPa 条件の平均流パターンでは,高仕事サイクルである#035 およ び#042 で強い平均流が確認できる.一方低仕事サイクルである#037 にも強い平均流があるこ とがわかる.しかしながら,TKE 分布を見ると高仕事サイクルの二つでは点火プラグ右側に 局所的に強い TKE 分布が確認できるが,低仕事サイクルの#037 ではそれが確認できない.古 谷らは点火時に強い平均流がある方が,燃焼位相が早くなる結果を得た⁽⁴⁾が,本計測結果では, 強い平均流が点火時期付近まで残存することはその後の燃焼には直接的には影響しておらず, 強い平均流が作る強い乱れ (TKE) が影響を及ぼすことがわかった.また,局所的に高い TKE はプラグから右側に分布していることから,図 4.5 に示した初期火炎伝播の直接撮影結果に おいて最大仕事サイクルでは右側にも火炎伝播していくことを考えると,この局所的に高い TKE によって右側へと火炎伝播が生じたことが推測できる. 次に図(b)に示す平均 net IMEP = 350 kPa 条件の結果では,強い平均流が残存したサイクル は高仕事の#044 のサイクルだけであり,最大仕事となった#010 のサイクルでは強い平均流は 確認できなかった.またそれに伴って TKE 分布においても#044 では点火プラグ下に局所的 に高い TKE の分布が確認できるものの,#010 では僅かに高い TKE 分布しか確認することが できなかった.平均 net IMEP = 350 kPa 条件の特徴として局所 TKE の分布は点火プラグから ほぼ左右均等,またはプラグ真下に分布していることから,図 4.5 に示した火炎伝播形態が左 右均等に伝播したことも納得できる.

ここで、平均 net IMEP=350 kPa 条件の最大仕事(#010)では、TKE が低いにも関わらず仕 事が増加した.これは、乱れを含む筒内流動以外の要素がより初期火炎成長に影響を及ぼし たと考えられる.特に、燃料濃度分布のサイクル変動は、第3章3.6.4 節の結果でも確認され た.つまり、燃焼サイクル変動を誘起する要因として筒内流動よりも強い影響を燃料濃度分 布が与えた可能性が考えられる.DI 条件では、筒内燃料濃度分布がより成層的になるため燃 料濃度分布の燃焼サイクル変動への影響は大きく、そこに着目した研究例もある^[5].本研究の 場合 PFI 条件であるため比較的均一の状態となるが、今回の結果から、net IMEP と点火前に おける筒内流動の関係性の他に点火前の燃料濃度分布も同時に観察しなければならないと考 えられ、次章でその検討を行う.



Figure 4.17 Results of averaged flow pattern and TKE distribution at 714 deg.ATDC.

4.4 まとめ

本章では,net IMEP 変動に支配的に影響を与える初期燃焼に着目し,点火後の初期火炎伝 播形態と点火時期前までの筒内流動を同時計測することで,サイクル変動に影響を及ぼす因 子の特定を行った.得られた結果を以下に示す.

- 初期火炎伝播形態の比較では、平均 net IMEP=140 kPa 条件における最大/最小仕事サイ クルを比較すると、最大仕事サイクルでは、点火プラグ左右に火炎伝播したが、最小仕 事サイクルでは、プラグ右方向(タンブル対向)への火炎伝播が著しく低下し、そこでの 火炎面積の違いから初期燃焼位相の差が生じた.平均 net IMEP=350 kPa 条件では、最大 /最小仕事サイクルともにプラグから左右均等に火炎伝播したが、その伝播速度に差異 が生じた.火炎面積の定量比較でも、基本的にはプラグ左右均等に火炎伝播し、net IMEP = 140 kPa の低仕事サイクルが特異なサイクルであることがわかった.
- 筒内時間平均流の比較では、低仕事サイクルでは BDC においてピストン冠面に沿うよう な流れに対し、高仕事サイクルではピストン冠面から離れて上方向へ向いた流れとなっ た.これにはタンブル渦構造の水平方向上のオフセットが考えられ、低仕事サイクルで は、タンブル渦構造が吸気バルブ寄り(右寄り)となった。
- 3. 筒内平均した平均流の運動エネルギ KE および乱流運動エネルギ TKE 履歴では, どちら も最大仕事サイクルの方が大きくなり,高仕事サイクルほど圧縮行程中にある TKE のピ ーク位置が近くする傾向となった.
- 点火時期1deg.前の平均流パターンおよび TKE 分布の比較では、局所的に高い TKE が分 布したサイクルでは仕事が大きくなった.ただし平均 net IMEP=350 kPa 条件の最大仕事 サイクルでは高い TKE 分布は見られなかったため、筒内流動以外の要因が初期燃焼に影 響を与えていると考えられる.
- 5. net IMEP と点火時期前 TKE,そして点火時期前 TKE と BDC 付近の巻き上げ流れのパタ ーンを定量比較した結果,全45 サイクルの結果を見ても相関性が得られ,タンブル渦構 造の水平方向オフセットが net IMEP を変動させる要因のひとつであることを定量的にも 確認した.

参考文献

- Müller, R. H. S., Böhm, B., Gleiβner, M., Grzeszik. R., Arndt, S. and Dreizler, A., Flow field measurement in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed PIV, Experimental Fluids, Vol. 48, Issue 2 (2010), pp.281-290.
- Buschbeck, M., Bittner, N., Halfmann, T. and Arndt, S., Dependence of combustion dynamics in a gasoline engine upon the in-cylinder flow field, determined by high-speed PIV, Experimtanel Fluids, Vol.53 (2012), pp.1701-1712.
- 3. 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), pp.27-32.
- 4. 古井隆,西山淳,リーミンコイ,池田裕二, PIV を用いたガソリンエンジンの筒内流動が 火炎伝播形状に与える影響の解析,自動車技術会春季大会前刷集(2017),20175185.
- 5. Peterson, B., Reuss, L. D. and Sick, V., On the ignition and flame development in a spray-guided direct-injection spark-ignition engine, Combustion and Flame, Vol.161, No.1 (2014), pp.240-255.

第5章 当量比変動が燃焼サイクル変動へ与える影響

5.1 はじめに

第4章では、燃焼サイクル変動における初期燃焼 CA10 の位相の変動は初期火炎伝播にあ ると考え、筒内流動と同時計測することで解析を行った.その結果、低仕事サイクルではタ ンブル渦構造のオフセットにより圧縮行程中のピストン冠面からの巻き上げ流れが右側へオ フセットすることで、点火時、点火栓近傍における平均流とその平均流が生成する乱れが弱 くなり、初期火炎伝播が遅れる結果が得られた.しかしながら、全てのサイクルで傾向が一 致したわけではなく、筒内流動以外の要因、特に燃料濃度分布のサイクル変動による影響が あることが示唆された.そこで本章では、予混合吸気条件における PLIF 計測を行い PFI 条件 時の当量比の絶対値計測の精度を向上させた計測法を用い、改めて筒内流動と燃料濃度分布 の同時計測を行った.

5.2 実験条件

5.2.1 光学系

図 5.1 に本計測に用いた光学系を示す. 基本的には第3章 3.2.5 で用いた光学系と同じであるが,異なる点が3点ある.

- 1. トレーサ粒子には第4章で使用した SiO₂中空粒子を用い,上死点付近の点火時期前の PIV 計測も可能にし,光学計測範囲も拡大した.
- スロットル上流部の吸気管に吸気ポートに設置した PFIと同じインジェクタを設置し、 燃料をスロットル上流部から噴射させることにより、均一予混合気の吸気を可能とした。
- 3. スロットル上流における燃料噴射において蒸発が不十分であることから壁面付着が生じた.その対策として吸気管の一部をシートヒータにより 150 deg.C まで加熱すること で壁面に付着した燃料の蒸発を促進させた.

以上3点の改善を加えることにより,PLIFの精度を向上させると共に,点火時期前の流動と 濃度分布を同時計測できるような光学系を構成した.

PLIF 絶対値校正のための均一予混合気吸気は、第3章でも行っていたが、そこでは外部の 混合タンクで窒素/燃料/蛍光剤の均一混合気を作成し、スロットル下流から供給し、非燃 焼条件にて校正用の画像を取得していた.その問題点として運転負荷となる吸気圧を合わせ ることが出来ないことと、非燃焼であるため燃焼条件と温度の不一致があった.それらの点 は本光学系において解決しており、解析したい PFI 条件と校正に用いる Uniform (均一)条件 で吸気圧, 排気 A/F が一致した結果を用いて校正を行うことができるようにした.



Figure 5.1 Optical setup.

5.2.2 PLIF 絶対値補正方法

蛍光画像から当量比の絶対値を求める方法を図 5.2 および図 5.3 に示す. PLIF の背景キャンセル, I.I.の空間強度などの空間補正は第 3 章で用いた方法と基本的には同じであるが,今回は,補正対象の蛍光画像と同じファイヤリング条件で計測した結果である.ただし,通常燃焼と予混合燃焼では,燃焼状態が違い,残留ガス量の違いによる温度の差異は存在する. 図中左上に示すのが PFI 条件で計測した蛍光画像の補正方法であり,RAW 画像から背景画像を差し引き,I.I.の区間強度分布を正規化したマップを除する.その結果左下の結果が得られる.この作業を Uniform 条件でも行ったのが図中右側の結果である.右下に得られた補正済みの Uniform 画像では,サイクル変動を相殺するため複数回をアンサンブル平均した結果を用いる.Uniform 画像では,Lambert-Beer の法則に基づく蛍光強度の上方向への1次減衰と,レーザシート内の強度ガウシアン分布,そして吸気バルブ下のガラス汚れを含んだ蛍光強度分布となる.

ここで、本計測では PFI 条件および Uniform 条件どちらも燃料,点火時期,排気 A/F を同 一の燃焼条件で計測した.そのため図 5.3 に示すように上段左右の結果はどちらも平均当量 比が 1 の結果となる.すなわち、上段左の PFI 画像を上段右の Uniform 画像で除することに より上段中央の当量比の絶対値分布を得ることができる(温度依存性は未補正).得られた当 量比分布では、I.I.が持つノイズの影響で多くのスパイクノイズが確認でき、燃料濃度分布が 不明瞭であった.そこでメディアンフィルタをかけることにより下段に示すフィルタリング した当量比分布に処理し,解析に用いた.



Figure 5.2 Spatially calibration method.



Figure 5.3 Calculation of absolute value on equivalence ratio.

5.2.3 蛍光剤 (3-pentanone) の温度依存性補正

図 5.4 に図 5.3 で用いた計測時の筒内圧力(計測値)と筒内平均温度履歴(TPA 計算値)を 示す.図 5.3 で示した本補正方法では, PFI 条件と Uniform 条件の運転条件を一致させている. そのためスロットル開度が同じであることから燃焼の差異はあるものの,点火前までの筒内 圧力履歴は両者で一致した.すなわち 3-pentanone の蛍光強度の圧力依存性を補正する必要が なくなった.また,第3章では窒素雰囲気の均一予混合気を吸気させていたが,今回は酸素 雰囲気なので,3-pentanone の酸素クエンチも補正する必要はない.図 5.4(b)に示す GT-POWER の TPA により計算した筒内平均温度履歴では,Uniform 条件に比べ PFI 条件の方が筒内温度 が低下した.これはポート噴射時に燃料が蒸発することによる蒸発潜熱の影響で吸気温度が 低下するからである.なお,PFI 条件および Uniform 条件どちらも 150 deg.C で吸気管加熱は 行っているため,スロットルから吸気される吸気温度に差異はなく,あくまでポート内にお ける冷却の違いである.

この平均温度差を用い,図 5.5 に示す Koch らが実験的に求めた 3-pentanone の温度依存性の感度曲線に当てはめ,補正係数を求め,係数は IVC で 0.976,点火前で 0.833 となった.



Figure 5.4 Comparison between PFI and Uniform condition on measured pressure and calculated temperature using TPA.



Figure 5.5 Temperature dependence of 3-pentanone, referenced from Koch^[1].

5.2.4 運転条件

表 5.1 に運転条件を示す. PLIF 計測では吸気圧を上げ運転負荷を上げると相対的に燃料噴 射量が増加し、ガラス汚れが激しくなり、良好な蛍光画像の取得が困難であった. そこで本 計測では、ガラス汚れを最小限に抑えられる最小吸気圧 37 kPa の1条件のみで計測を行った.

Engine speed	[rpm]	1000
Min intake pres (abs.)	[kPa]	37
Ignition timing <i>IT</i>	[deg.ATDC]	-5
net IMEP (average)	[kPa]	155
CA50 (average)	[deg.ATDC]	49.9
Start of Injection θ_{SOI}	[deg.ATDC]	180
Injection duration	[ms]	2.93
Equivalence ratio	[-]	1.0
Measurement cycles	[cycles]	45

 Table 5.1
 Operational conditions

(Fuel : iso-octane 82vol.% + 3-pentanone 18vol.%)

5.2.5 TR-PIV, PLIF 計測範囲

図 5.6 に TR-PIV および PLIF のレーザシート照射位置および範囲を示す.本計測では、ピストンヘッドを改良し、ガラス窓サイズを Φ40 mm の円形から図(b)の黒破線で示す台形形状 へと変更した.本ガラス窓を用いることで、ボア中心断面で幅 58 mm、吸気バルブ中心軸断面でおよそ 41 mm のレーザシートを挿入することができる.

今回はボア中心断面の点火プラグ近傍の局所流れを検討したいので,図に示すように照射 位置はボア中心とし,幅 58 mmの計測範囲とした.





5.3 実験結果および考察

5.3.1 連続 45 サイクル燃焼解析結果

第3章,4章と行ってきたように図 5.7 に連続 45 サイクル中の筒内圧履歴および見かけの 熱発生率履歴を示す.基本的にはこれまでの結果と変わらず,点火時期-5 deg.ATDC 固定の条 件では,高仕事サイクルでは熱発生率の立ち上がりが進角し,TDC 後の筒内圧力の立ち上が りも進角する.本計測における net IMEP の変動率 COV は 8.74%であった.

次に図 5.8 にサイクル毎の net IMEP および CA10 の結果を示す.本章では高仕事/低仕事 サイクルを複数サイクル対象にし,サイクル変動要因の特定を行うため,図中黒破線で示す ように 45 サイクル平均の net IMEP に対し,赤破線の+10%ラインと青破線の-10%ラインを設 け,そのラインを超えたサイクルを可視化の解析対象とした.本計測結果では,高仕事 5 サ イクル,低仕事 7 サイクルの計 12 サイクルを対象とした.なお,同負荷条件での計測では, 稀に-20%を下回るサイクルも得られることもあるが,本計測結果の 45 サイクル内には存在し なかった.



Figure 5.7 In-cylinder pressure and apparent rate of heat release during 45 cycles.



Figure 5.8 Individual cycle data on net IMEP and CA10.

5.3.2 運動エネルギ KE および乱流運動エネルギ TKE 履歴

TR-PIV から得られた瞬時流および時間平均流から算出した計測範囲全体の KE および TKE の空間平均値履歴を図 5.9 に示す.本計測では連続 45 サイクルを計測しているが,前節で述 べたように, net IMEP が特に大きく変動した計 12 サイクルを対象とした. 図中黒線で示す結 果は 45 サイクル平均値であり,青線に net IMEP が-10%以下となったサイクル,赤線に net IMEP が+10%以上となったサイクルを示す.

図(a)に示す KE 履歴より, BDC 後の CA = 600 deg.ATDC 付近までは, データの相関性は見 えないが, CA = 660 deg.ATDC 付近からは赤線で示す高仕事サイクルは殆どのサイクルで, 黒 線で示す平均値を上回り, 青線で示す低仕事サイクルは平均値を下回っていることがわかる. 特に点火時期 1 deg.前となるグラフの右端の結果では, net IMEP が高いサイクルでは KE も高 く, net IMEP が低いサイクルでは KE も低いという相関関係が得られた.

図(b)に示す TKE の結果でも同様で,圧縮行程後半において net IMEP との相関関係がほとんどのサイクルにおいて得られた(10/12 サイクル).



Figure 5.9 Spatially-averaged kinetic energy and turbulent kinetic energy.

しかしながら,図 5.10 に示す 2 サイクルのみが前述した相関関係が得られなかった.#033 サイクルでは,net IMEP は低いにも関わらず TKE は平均値よりも高く,#006 サイクルでは net IMEP は高いが,TKE は平均程度であった.この 2 サイクルに関しては,乱れ(TKE)が 初期燃焼に及ぼす影響よりも他の要因が強くでていると考え,次に点火時期 1 deg.前における 平均流パターン,TKE 分布,そして当量比分布を比較する.



Figure 5.10 Two irregular cycle's data on TKE.

5.3.3 点火時期1 deg.前における平均流パターンおよび当量比分布

図 5.11 および図 5.12 に点火時期 1 deg.前における可視化結果を示す. 図中左から時間平均 流パターン, TKE 分布, 当量比分布を示し, 図 5.11 では低仕事サイクル 7 サイクルを上から net IMEP が低い順に並べた. 同様に図 5.12 では, 高仕事サイクル 5 サイクルを上から net IMEP が低い順に並べた.

図 5.11 および図 5.12 において図中左に示す時間平均流パターンを比較すると,低仕事サイ クルにおいては,タンブル流の巻き上げ流れが筒内右側に確認できるが,どれも流速強度が 弱いか,点火プラグからの距離が遠いことがわかる.一方で,高仕事サイクルでは,強いタン ブル流れが形成されており,点火プラグ近傍にも強い平均流がある場合が多い.

次に図中中央の TKE 分布を比較すると,第4章で得られた傾向と同様に高仕事サイクルの 方が高い局所 TKE 分布が存在し,点火プラグにも近いことがわかる.図 5.11 において#033 の 結果に着目すると,点火プラグ下に高い TKE 分布が確認でき,全体的に見ても他のサイクル よりも TKE は高いように見え,図 5.10 に示した平均値の結果とも一致する.

最後に、図中右に示す当量比分布を比較すると、どの結果も似たような当量比分布となっており、PFIの排気行程噴射の場合、点火時期にはほとんど均一に混合し、DI条件でサイクル変動を引き起こす燃料分布の塊のようなもの^[2]は確認できなかった.ここで、図 5.10 に示

した#033 のサイクルに着目すると、当量比は他のサイクルに比べ明らかにリーンであること がわかる.前述した通り、#033 サイクルは TKE は平均値よりも高く、本来は net IMEP が高 いサイクルとなるはずである.しかしながら net IMEP が-15.7%となったのは、この当量比が 原因であることがわかった.同様に、図 5.10 で取り上げた#006 サイクルの結果を見ると全サ イクルの中でも当量比は高いほうであることがわかる.つまり#006 サイクルでは TKE は低 く、燃焼は遅れるはずが、当量比がリッチであったため初期火炎速度の遅れが相殺されたの だと考えられる.







Figure 5.12 Average flow pattern, distributions of TKE and equivalence ratio at 714 deg.ATDC in higher load cycle.

以上の結果より, net IMEP 変動が特に大きなサイクル, 12 サイクルを対象とした解析では, 10 / 12 サイクル(約 80%)において,点火時期前の TKE と net IMEP の相関関係が確認でき たが,2 / 12 サイクル(約 20%)において,TKE 以上に点火時期前の当量比の絶対値が net IMEP に影響を及ぼしていることがわかった.

5.3.4 点火前における各物理量の相関性

点火後の火炎伝播の殆どは乱流火炎伝播となるため、燃焼サイクル変動では局所ごとの乱 流燃焼速度がサイクル毎に変動していると推測できる. 乱流燃焼速度 S_T は,式(5.1)に示すよ うに概ね層流燃焼速度 S_L と乱れ速度 u'の和となり、層流燃焼速度 S_L は最も完結にした式は 式(5.2)~(5.4)に示す通りとなり、圧力、当量比、温度で決まる^[3].式(5.3)~(5.4)の係数を求め る式は、燃料種や条件によって異なるため様々な式の形が存在するが、有名な研究例として Metghalchi と Keck の実験式^[4]を引用する. この研究では燃料としてプロパンを使用した定容 容器の試験により,当量比を 0.8~1.5, 圧力を 40~5000 kPa,そして温度を 298~750 K の範 囲で実験し得られた係数の実験式である.式(5.1)の添え字 *u* は未燃ガスの物理量であるため, 基本的には未燃ガスの圧力,温度,当量比が大きくなれば,層流燃焼速度も比例して増加す ると言える.

以上の基本的特性より,乱流燃焼速度は点火時または点火後の筒内圧力,温度,当量比,そして乱れが大きいほど,増加し最終的に net IMEP が増加する.

$$S_T \cong S_L + u' \qquad \left(S_L < u'\right) \tag{5.1}$$

$$S_L(\phi, T_u, p_u) = S_{L0} \left(\frac{T_u}{T_0}\right)^{\alpha} \left(\frac{p_u}{p_0}\right)^{\beta}$$
(5.2)

$$\alpha(\phi) = 2.18 - 0.8(\phi - 1) \tag{5.3}$$

 $\beta(\phi) = 0.16 - 0.22(\phi - 1) \tag{5.4}$

本計測では,式(5.1)を満たす物理量の中で,温度以外は光学計測により計測している.そこ で次に各物理量と燃焼の相関関係を定量的に評価した.

図 5.13 に各物理量を平均値で正規化した値の散布図を示す.まず図(a)に初期燃焼位相を示 す CA5 と net IMEP を示す.これまでにも述べてきたようにストイキ燃焼の場合,初期燃焼の 変動が燃焼期間を変動させ最終的に燃焼仕事を変動させる.そのため,CA5 と net IMEP には 高い相関がみられ,Pearsonの積率相関により相関係数 R を求めると R = 0.929 と非常に高い 値となる.次に,図(b)に点火時期前の筒内平均 TKE と CA5 の相関を示す.全45 サイクルの ばらつきは大きいものの,分布の傾向としては右肩下がりとなり,TKE が高いサイクルでは, CA5 は小さく(燃焼位相が進角)する.同様に,図(c)に点火時期における筒内圧力と CA5 の 相関を示す.横軸の筒内圧力は正規化するとほとんど変動しておらず,CA5 との相関関係は ほとんど無いことがわかった.図(d)に点火時期 2 deg.前の筒内平均した当量比と CA5 の相関 関係を示す.当量比においても右肩下がりの相関関係が見られ,当量比が増加したサイクル 程燃焼は進角する関係となった.

以上の結果より、TKE、圧力、当量比の中で圧力以外には CA5 との相関が得られたが、相関係数として比較すると、図中に示すように TKE の場合 *R*=0.364 となり、当量比の場合 *R*=0.381 となり、どちらも同程度であることがわかった.ちなみに、TKE と当量比の関係を確認してみると、非常に低い相関となり、この二つの物理量は無関係であった(図(e)).つまりこの二つの物理量は独立して変動し、独立して燃焼サイクル変動へ起因する.

図 5.14 に示す結果は、図 5.13(e)の結果にプロット色として net IMEP を正規化した値を表示した. 横軸,縦軸どちらも 1.0 が平均値となるため,黒破線の交点よりも右上は TKE と当



量比のどちらも高いサイクルとなる. 全45 サイクルの分布を見ると, 概ね右上に net IMEP が高いサイクル, 右下に net IMEP が低いサイクルが分布する結果が得られた.

Figure 5.13 Correlations of various quantities which affect flame speed before ignition timing.



Figure 5.14 Relationship of equivalence ratio and TKE, indicated on net IMEP.

次に、計測することができる当量比、乱れ、圧力の他に温度を GT-POWER の TPA により 見積もることで、「温度のサイクル変動がない」条件を仮定し、層流燃焼速度 S_L および乱流燃 焼速度 S_T を求め、CA5 との相関を調べた.前述した式(5.2)は、プロパンの燃焼に調整された 式であるため、今回の検討では下式を用いた.

$$S_{L} = S_{L,ref} \left(\frac{T_{u}}{T_{0}}\right)^{\gamma} \left(\frac{P}{P_{0}}\right)^{\beta} \left(1 - 2.1Y_{dil}\right)$$
(5.5)

$$S_{L,ref} = B_M + B_2 \left(\phi - \phi_M\right)^2$$
(5.6)

 $\gamma = 2.18 - 0.8(\phi - 1) \tag{5.7}$

$$\beta = -0.16 + 0.22(\phi - 1) \tag{5.8}$$

式(5.5)は、種々の燃料成分に適用された S_L 算出式であり、式(5.6)でその調整を行う^[4]. 層流燃 焼速度は燃料物性によりその最大値を得る当量比が異なる. そのため式(5.2)で算出した場合、 プロパンとその他の燃料で層流燃焼速度の基準値(S_L の最大値)に差異が生じ、結果的に正 しい S_L を算出することができない. 本実験では、iso-octane + 3-pentanone の混合燃料を用いた が、その 82vol.%は iso-octane である. そこで式(5.6)の各係数に iso-octane の物性値を用い、 B_M = 26.32 cm/s、B₂=-84.71 cm/s、 φ_M =1.13 とした. また、 Y_{dl} は希釈率であり、GT-POWER から 算出した残留ガス割合 6% (= 0.06)を使用した. さらに、乱れ速度 u'は、本来ならば 3 次元 空間の平均値を用いるべきであるが、PIV から得られた乱れは 2 次元(u,w成分)である. そ こで奥行方向の v 成分に関しては,等方性乱流を仮定し重みを付けることで 3 次元平均の乱 れを乱流燃焼速度の算出に用いた.

図 5.15 に全 45 サイクルにおける層流燃焼速度 S_L と CA5 の関係を示す. 一般的に S_L が増加することで燃焼速度が増加, CA5 は小さくなる関係だが,分布の傾向からほとんどのサイクルにおいて, S_L は一定に近いことがわかる. 図中の青プロットは,図 5.11 にも示した著しく当量比が低下したサイクルで, S_L も大きく低下していることがわかる.

図 5.16 に同様に乱流燃焼速度 S_T と CA5 の関係を示す. 乱れ u'を加算することで, プロットの変動幅が S_L に比べ増加していることがわかり, S_T が増加することで CA5 が減少する関係が得られている. このことから, CA5 (初期燃焼)の変動は, 圧力, 当量比がもたらす S_L の影響よりも乱れによる S_T の変動が支配的であると言える.



Figure 5.15 Laminar flame speed vs. CA5.



Figure 5.16 Turbulent flame speed vs. CA5.
5.3.5 BDC における平均流パターンの比較

点火時期における平均流パターンおよび TKE と net IMEP の関係性が明らかとなったが, その流動パターンはどの段階から変動が生じるのかを本節では検討する. 第4章では, BDC における流動パターンとして, ピストン冠面上流れがピストン冠面に沿うようなパターンで ある場合,タンブル渦構造が吸気バルブ寄りにオフセットし,その後の圧縮により巻き上げ 流れがプラグ近傍から遠ざかり,初期燃焼が遅れる傾向が得られた. しかしながら第4章で は計測範囲が狭いことから,前述した傾向はあくまで予測であった. そこで次に計測範囲を 拡大した本計測結果でも BDC における流動パターンの比較を行った.

図 5.17 に高仕事サイクルの BDC における平均流パターン,図 5.18 に低仕事サイクルの平 均流パターンを示す.図 5.17 より,高仕事サイクルでは,黒矢印で示すように BDC における タンブル流の先端はボア中心かもしくは中心よりも左側にあることがわかる.一方,図 5.18 に示す低仕事サイクルでは、タンブル先端はどのサイクルでもボア中心よりも右側にあり, 流れ方向自体もほぼ水平に近いことがわかる.つまり第4章でも得られた結果であるが、本 計測結果からも点火時に TKE が増加し,初期燃焼が促進されるような高仕事サイクルでは、 BDC の段階でタンブル渦構造が排気バルブ寄りとなり、低仕事サイクルでは吸気バルブ寄り となることがわかった.

ここで、低仕事サイクルにも関わらず TKE が平均値よりも増加した#033 サイクルに注目 すると、図 5.18 の結果より、他の低仕事サイクルと似た筒内流動パターンとなっていること がわかる. つまり圧縮行程中における TKE の増加は BDC 以降に PIV 計測断面外から流入し てきた流れにより生成されたものであると考えられる.



Figure 5.17 Flow pattern at BDC in the case of higher load cycles.



Figure 5.18 Flow pattern at BDC in the case of lower load cycles.

5.3.6 IVC における当量比分布

図 5.19 および図 5.20 に低仕事 7 サイクルと高仕事 5 サイクルの CA=600 deg.ATDC の IVC における時間平均流パターンと当量比分布を示す. 第3章でも得られたように IVC における 当量比分布は図中右側にある吸気バルブからタンブル流れに乗って吸気された濃い燃料がピ ストン冠面からの巻き上げ流れに沿って右側に分布し,全体としては右がリッチで左がリー ンの分布となる. 図 5.19 に示す高仕事サイクルでは、当量比が著しく変化したサイクルは確認できなかった が、最大仕事となった#20 サイクルで最もリッチであるように見える.

図 5.20 に示す低仕事サイクルの結果より, IVC の段階では燃料濃度の分布と絶対値のサイ クル変動は大きく,安定していないことがわかる.一般的に PFI 条件のエンジンの場合,排 気行程噴射を行う場合でも吸気始めにポート内に溜まった濃い混合気が吸気され,追いかけ るようにスロットルから入った空気が流入する形となり, IVC の段階では燃料斑が多く存在 する. IVC の段階では斑があるが,圧縮行程中に混合が進み,図 5.11 および 5.12 に示した TDC 付近の結果のようにほとんど均一となる.そのため IVC における分布のサイクル変動に は IVC までの筒内流動パターンが支配的であると言える.特に#014 サイクルでは IVC の段 階では最も当量比が低くなったが,図 5.11 に示した点火時期 1 deg.前では他のサイクルと変 わらない程度まで当量比は増加している.そのため,IVC において当量比が低い原因は吸気 流れによって濃い混合気の塊がボア中心断面から逸れてしまったと考えられる.一方,#033 は点火前では当量比が最も低くなったが,IVC の段階では他のサイクルとほとんど差が無い. そのため#033 では IVC 以降に何か原因があると考えられる.



Figure 5.19 Temporally-averaged flow and distribution of equivalence ratio at CA = 600 deg.ATDC in higher load cycles.



Figure 5.20 Temporally-averaged flow and distribution of equivalence ratio at CA = 600 deg.ATDC in lower load cycles.

5.3.7 #014 (Lowest) および#033 (2nd lowest) サイクルの平均流パターン比較

前節の結果では、#014 の最小仕事サイクルでは IVC における当量比は最も低くなったが、 点火時期前には他のサイクルと同じ程度まで回復した.その原因を調べるために#014 サイク ルと2番目に仕事が小さい#033 サイクルの筒内時間平均流を比較した.図 5.21 に示す#014 と 図 5.22 に示す#033 の流動パターンを比較すると、CA = 450 deg.ATDC 付近において通常は #033 のように2次元流れ(タンブル流)が形成されるが、#014 の結果では図中赤矢印で示す ように放射状の流れが形成されていた.この放射状の流れは期間として CA = 420 ~ 460 deg.ATDC までの 40 deg.の間存在した.この流れ場は PIV 計測断面に対し法線方向流れの存 在を示しており、スワール流が発生していることがわかった.スワール流れが発生すると吸 気行程中の濃い燃料濃度の塊がボア中心断面から外れることが考えられ、図 5.20 で#014 の当 量比が低くなった説明がつく.

一方で,#033 では IVC から点火時期前まで当量比が他のサイクルに比べ低下したが,今回の結果からは特徴的なものは発見できず,燃料の壁面付着やピストンクレビスへの侵入などの PIV 計測範囲外の要因が影響していると考えている.

以上の結果より、燃焼サイクル変動に影響を及ぼす要因として大きなものに筒内流動と燃料濃度分布があるが、今回の計測結果からはおよそ 8 割のサイクルにおいて流動起因のサイクル変動が発生し、残りの 2 割のサイクルにおいて燃料濃度起因のサイクル変動が発生していることがわかった.燃焼濃度起因は DI 条件の時のように濃度斑ではなく、サイクル毎の点火時期における当量比の変化であり、これには壁面付着やクレビス侵入などの未計測の要素が影響していると考えている.また、筒内流動においても殆どのサイクルで BDC における流動パターンその相関性が確認できたものの、#033 のサイクルは例外であった.このサイクルでは、PIV 計測断面外からの流動による影響が大きいため、言い換えれば、いかに指向性を持った2次元流れを形成できるかどうかも流動安定性を向上させるために重要であると言える.



Figure 5.21 Temporally-averaged flow pattern in #014 cycle (Lowest).



Figure 5.22 Temporally-averaged flow pattern in #033 cycle (2nd lowest).

5.4 まとめ

本章では, 第4章で net IMEP と TKE に相関関係が見られなかったサイクルにおいて当量 比のサイクル変動があると仮定し, その検証を行った. 得られた結果を以下に示す.

- 1. 予混合吸気により PLIF の補正画像を取得することで,外部タンクを用いるよりもより高 精度な補正が可能となり,当量比の絶対値計測を可能とした.
- 2. 連続 45 サイクル中で特に net IMEP 変動が大きいサイクルを計 12 サイクル抽出し, TR-PIV 計測結果から算出した TKE の変動を確認した. 12 サイクル中 10 サイクルで, TKE が平均よりも高いサイクルは net IMEP が高くなり, TKE が平均よりも低くなるサイクル では net IMEP も低くなる傾向が得られた.
- 3. 12 サイクル中2 サイクルで TKE と net IMEP の相関関係が得られず,点火時期前の当量 比分布を調べたところ,#033 の低仕事サイクルでは TKE は高いものの点火時期前の当 量比が他のサイクルに比ベリーンであり,それが原因で初期燃焼が遅れた.また#006 の 高仕事サイクルでは TKE は平均値程度であるが,点火時期前の当量比が他のサイクルに 比べ高いことがわかり,それが原因で初期燃焼が進角したものと思われる.
- 4. 乱流燃焼速度の決定する物理量として, 圧力, TKE, 当量比をサイクル毎に CA5 と比較 した結果, 圧力には相関性が確認出来ず, TKE, 当量比は同程度の相関係数が得られた. しかし TKE, 当量比はそれぞれ独立した変動をしており, どちらも高い(または低い)サ イクルでは net IMEP も高く(または低く)なる傾向が得られた.
- 5. 層流燃焼速度および乱流燃焼速度による評価では,層流燃焼速度は CA5 と相関が得られ ないが,乱流燃焼速度とは相関が得られた.このことからも初期燃焼変動には乱れが支 配的に作用していると言える.
- 6. BDC における筒内流動パターンでは,殆どの低/高仕事サイクルでタンブル渦構造が左 右方向にオフセットする傾向が得られ,低仕事サイクルでは吸気バルブ寄り,高仕事サ イクルでは排気バルブ寄りとなった.
- IVC における当量比分布は点火時期前に比ベサイクル毎の変動が大きく、特に#014の最小仕事サイクルでは、IVC における当量比は他のサイクルに比べ明らかに低くなった. IVC までの筒内流動より、通常2次元流れが形成されるが、#014 サイクルではスワール流れが確認され、この流れにより吸気始めに流入する濃い混合気の塊がボア中心断面から移動したものと考えられる.

参考文献

- Koch, D. J. and Hanson, K. R., Temperature and excitation wavelength dependencies of 3pentanone absorption and fluorescence for PLIF applications, Journal of Applied Physics B, Vol.76, No.3 (2003), pp.319–324.
- 2. Peterson, B., Reuss, L. D. and Sick, V., On the ignition and flame development in a spray-guided direct-injection spark-ignition engine, Combustion and Flame, Vol.161, No.1 (2014), pp.240-255.
- Amirante, R., Distaso, E., Tamburrano, P. and Reitz, D. R., Laminar flame speed correlations for methane, ethane, propane and their mixtures, and natural gas and gasoline for spark-ignition engine simulations, International Journal of Engine Research, Vol.18, No.9 (2017), pp.951-970.
- 4. Metghalchi, M and Keck, J. C., Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature, Combustion and Flame, Vol.48 (1982), pp.191-210.

第6章 結論

アイドリング条件における二輪車のエンジンでは、高回転、高出力向けのエンジン仕様に よる制約の観点から低回転、低負荷時には点火時期はリタードされ固定される.そのため、 燃焼に厳しい条件における運転を強いられ、燃焼安定性は悪化する.その上、四輪車のよう に電子制御により燃焼の最適化、燃焼サイクル変動の抑制を行うことができない理由から、 エンジン単体の性能により燃焼サイクル変動の抑制が必要となっている.そこで本研究では、 二輪車のアイドリング時を模擬した運転条件において、可視化単気筒エンジンと光学計測を 用いることで筒内雰囲気の計測を行い、燃焼サイクル変動に影響を及ぼす要因の特定を行っ た.ここまでに得られた結果からの知見を以下に述べる.

(1) 筒内流動における瞬時流平均方法の検討

筒内流動サイクル変動評価のために,瞬時流では乱れのランダム性の影響から評価するこ とが難しい.そこで時間または空間的配列のデータを用いたローパスフィルタにより,瞬時 流から平均流の成分と乱れの成分を分離する方法が用いられる.また,時間平均および空間 平均は TR-PIV の高速サンプリングデータにおいてはどちらも使用することが出来るが,一 般的には空間平均法が主流である.しかしながら,流速の定義において Navier-Stokes 方程式 やレイノルズ分解の式はどちらも時間を考慮した式であり,平均法にも時間平均を用いるの が好ましいと考えられる.そこで,本研究では時空間平均法を同じ瞬時流に適用した場合の フィルタリング特性を比較した.

積分長さスケールのオーダが一致するような時間,空間平均結果を比較すると,平均流パ ターンは異なり,空間平均結果の方が強いフィルタがかかり,小さな渦などを過剰にフィル タリングした.また筒内流動における積分長さスケールの特性として,圧縮上死点で極小値 を取ることが知られているが,時間平均法ではその傾向が得られ,空間平均法では得られな い場合があった.これらの結果から,空間平均法による瞬時流の成分分離には問題があると 考えられ,TR-PIV における瞬時流の平均法は,NS 方程式などの定義式と同じ時間をパラメ ータとした時間平均法を用いるのがより理論的であり,正しいと言える.

また,逐次 PIV の低速サンプリングの場合に時間平均相当のベクトルマップを得る方法と して可変フィルタサイズ空間平均法を提案した.本平均法はカットオフ周波数相当の空間平 均を行うことが可能であり,時間平均流に近い平均流パターンを1枚のベクトルマップから 得ることができた.

(2) 燃焼サイクル変動に影響を及ぼす筒内流動パターン

二輪車のアイドリング時を模擬した運転条件における燃焼サイクル変動では,点火時期固 定でスロットル開度を絞った低負荷条件ほど燃焼サイクル変動は悪化した.この原因は初期 燃焼位相の遅れに伴い燃焼期間全体の位相が遅れるためである.この初期燃焼の遅れの原因 を TR-PIV 計測による筒内流動計測および火炎伝播形態の直接撮影から解析を行った.

初期燃焼が遅れた低仕事サイクルにおける点火時期前の筒内平均流パターンおよび乱流運 動エネルギ TKE 分布では、点火プラグ近傍の平均流が弱く、平均流によって形成される局所 TKE 分布が弱いか、高い TKE 分布が存在してもプラグから離れた位置であることがわかっ た.そのため点火後の初期火炎伝播速度が遅くなり燃焼位相の遅れに繋がった.一方、初期 燃焼が早い高仕事サイクルでは、局所的に高い TKE 分布がプラグ近傍に存在することから、 その方向へ火炎伝播が促進され、結果的に燃焼速度が増加した.

点火時期に TKE が増加するサイクルの特徴として、平均流パターンをクランク角を遡って 観察すると、吸気終わり BDC の段階で差異が生じた.低仕事サイクルの場合、ピストン冠面 上流れが冠面に沿うような流動パターンであるのに対し、高仕事サイクルの場合、ピストン から離れた流れパターンとなった.この現象は BDC までに形成されるタンブル渦構造の水平 方向オフセットであると考えられ、低仕事では吸気バルブ寄り、高仕事では排気バルブ寄り にオフセットすることがわかった.

(3) 点火時における流動および当量比の燃焼サイクル変動への寄与率

TR-PIV および PLIF による燃焼同時計測を行うことで、筒内流動パターンおよび当量比の 計測を行った.初期燃焼に影響を与える TKE は吸気終わり BDC の段階でタンブル渦構造の オフセットにより決まり、net IMEP と BDC の流動場の相関関係は概ね得られていた.しかし ながら、TKE が高いサイクルにも関わらず初期燃焼が遅れる場合があった.そこで PLIF から 得られた点火時期直前の当量比を比較した結果、TKE が高いサイクルにおいても点火直前の 当量比が低いサイクルでは初期燃焼が遅角し、TKE が平均程度で当量比が高いサイクルでは 燃焼が進角するサイクルがあることを確認した.計測を行った 45 サイクル中で特に燃焼変動 が大きいサイクルでは、およそ 80%が流動起因で、20%が当量比起因の燃焼サイクル変動と なり、殆どが流動起因であることを確認した.また、吸気終わりの当量比分布変動の要因と して、吸気行程中に 2 次元的流れ(タンブル)の他にスワール成分の流れパターンが存在す ることを確認した.そのため、サイクル変動抑制法の一つとして、いかに 2 次元的な指向性 を持ったタンブル流を筒内に形成できるかが重要であると考えられる.

153

Definitions / Abbreviations

٠	A/F	Air Fuel Ratio	
٠	ATDC	After Top Dead Center	
٠	BDC	Bottom Dead Center	
٠	BTDC	Before Top Dead Center	
٠	CA	Crank Angle	
•	CA5	Crank Angle 5% burned	
٠	CA10	Crank Angle 10% burned	
٠	CA50	Crank Angle 50% burned	
٠	CA90	Crank Angle 90% burned	
٠	CW	Continuous Wave	
٠	DI	Direct Injection	
٠	EVC	Exhaust Valve Closing	
٠	EVO	Exhaust Valve Opening	
•	FFT	Fast Fourier Transform	
•	FHG	Fourth Harmonic Generation	
٠	HR	High Reflection	
•	HT	High Transmission	
٠	I.I.	Image Intensifier	
٠	IMEP	Indicated Mean Effective Pressure	
٠	IVC	Intake Valve Closing	
٠	IVO	Intake Valve Opening	
٠	LDV	Laser Doppler Velocimeter	
٠	LIF	Laser Induced Fluorescence	
•	MBT	Minimum advanced for the Best Torque	
•	PFI	Port Fuel Injection	
٠	PIV	Particle Image Velocimetry	
•	PLIF	Planar, Laser Induced Fluorescence	
•	PTV	Particle Tracking Velocimetry	
•	SHG	Second Harmonic Generation	
•	TDC	Top Dead Center	
•	TR-PIV	Time Resolved - Particle Image Velocimetry	
•	WOT	Wide Open Throttle	
•	CCV	Cycle-to-Cycle Variation	

• *S*_{ave} Spatially-averaged

謝 辞

本研究は、千葉大学大学院工学研究科において森吉泰生 教授の指導のもと行ったものである. また同研究室として窪山達也 准教授、金子誠 特任准教授、森川弘二 特任教授、そして山田 敏生 特任教授にも日々の研究生活の中で、技術面、学術面においてご指導頂いた.ここに感 謝の意を表する.

また本研究は、サステナブルエンジンリサーチセンター(千葉大学)およびヤマハ発動機株 式会社との共同研究であり、同社の飯田実氏、渡辺敬弘氏、孕石三太氏には、研究費や装置の 提供をはじめとした環境面において協力を頂いた.同様に、感謝の意を表する.

2019年1月 保木本 聖

Appendix A 初期火炎伝播中の筒内流動同時計測

A.1 はじめに

第4章で述べたTR-PIV と火炎伝播の直接撮影の同時計測結果では,点火時期1deg.前までの筒内流動と点火後の火炎伝播の比較を行った.しかしながら火炎伝播中の平均流パターンは計測することができなかった.そこで本章では,点火後のTR-PIV を可能とするトリガパターンを形成し,吸気始めから初期火炎伝播中までの流動と初期火炎伝播形態の比較を行った.

A.2 実験条件

A.2.1 光学系

本計測では,TR-PIV による筒内流動計測と火炎伝播の直接撮影の同時計測を行う.そのため,光学系は第4章図4.1 に示した光学系と同じものを使用した.

A.2.2 トリガパターン

第4章では、点火時期1deg.前までTR-PIV 計測を行ったが、本計測では、図A.1 に示すように点火後40deg.まで引き続きレーザ出力用のトリガを形成し、TR-PIVを行った.火炎伝播の直接撮影用のトリガは点火信号の立ち上がり時期を基準に形成し、TR-PIV 同様に点火後40deg.まで3kHzのサンプリング周波数で計測を行った.



Figure A.1 Trigger patterns.

A.2.3 燃焼中の粒子画像

図 A.2 に初期火炎伝播中のトレーサ粒子の Mie 散乱光パターンを示す.本光学系ではダイ クロイックミラーにより 500 nm を基準に分光し,500 nm 以上の波長を PIV 用の画像として 撮影している.撮影される画像は Mie 散乱光である Nd:YLF レーザの 527 nm と,火炎伝播中 の 500 nm 以上の成分が含まれているが,燃焼開始前および燃焼開始後の粒子パターンには大 きな変化はなく,基本的に PIV で解析できる程度の明瞭な粒子像を得ることができた.粒子 パターンは未燃部,既燃部に大きな違いはないが,密度変化による明るさの違いが現れた. 図中黄色の実線に粒子画像から明るさの違いから目測で判断した火炎帯を示す.図に示す通 り,既燃部 (火炎内)の粒子も燃えずに残存していることがわかる.すなわち,火炎内の流動 計測も PIV の原理的には可能であった.そこで,本研究では未燃部と既燃部を切り分けるこ となく,計測範囲全体の流動場の解析を行った.



Figure A.2 Particle images during early flame growing.

A.2.4 運転条件

表 A.1 に本計測における運転条件を示す. 基本的にはこれまでの計測と同様に最小吸気圧 37 kPa のスロットル開度において点火時期-5 deg.ATDC の運転条件とした. ただし,これまで の燃焼/TR-PIV 計測の同時計測では連続 45 サイクルの計測だったが,図 A.1 に示したトリ ガパルスからも分かるように,1 サイクル当たりの PIV サンプリング回数が増加した. その ため高速度カメラの連続収集データ量の都合で,連続 40 サイクル中の計測とした.

	-	
Engine speed	[rpm]	1000
Min intake pres (abs.)	[kPa]	37
Ignition timing <i>IT</i>	[deg.ATDC]	-5
net IMEP	[kPa]	152
CA50	[deg.ATDC]	47.4
Start of Injection θ_{SOI}	[deg.ATDC]	180
Injection duration	[ms]	2.95
Equivalence ratio	[-]	1.0
Measurement cycles	[cycles]	40

Table A.1 Operational conditions

(Fuel : iso-octane 82vol.% + 3-pentanone 18vol.%)

A.3 実験結果および考察

A.3.1 連続 45 サイクルの燃焼計測結果

図 A.3 および図 A.4 に連続 40 サイクル中の燃焼計測結果を示す. 第5章と同様に可視化範囲を拡大した都合で,net IMEP = 350 kPa の運転では,計測までにガラスが汚れてしまう問題が発生したため,今回も net IMEP = 150 kPa の運転のみとした.また,これまでと同様に図A.3(a)に筒内圧力履歴,図A.3(b)に見かけの熱発生率履歴,図A.4 に各サイクルにおける net IMEP および CA10 をそれぞれ示す.今回の計測では点火前の流動から点火後の流動が燃焼サイクル変動に及ぼす影響を調べるため,図A.4 の黒破線で示す平均 net IMEP に対し,+10%以上,-10%以下そして-20%以下となった〇で囲んだサイクルについて可視化結果からの解析を行った.



Figure A.3 In-cylinder pressures and ROHRs during consecutive 40 cycles.



Figure A.4 Cycle analysis data on net IMEP and CA10.

A.3.2 点火時期周辺のアンサンブル平均流パターン

まず,点火後の流動パターンを把握するため,連続40サイクルのアンサンブル平均流により点火後の燃焼中の流動場の確認を行った.

図 A.5 に点火時期 1 deg.前 (CA = -6 deg.ATDC)から点火後 27 deg. (CA = 22 deg.ATDC)までのアンサンブル平均流パターンを 2 deg.間隔で示す.点火時期 IT = -5 deg.ATDC なので、2 枚目の画像から点火,燃焼が開始している.点火時期周辺の筒内流動パターンはタンブル流のパターンとなり、プラグ右側に反時計周りの循環流れが確認できる.その流れパターンは TDC 付近まで確認できる.また TDC 付近から点火後の初期火炎伝播が始まり、点火プラグ近傍から外側へ向けた流れが形成され始める.これは火炎伝播に伴った既燃部の体積膨張による膨張流による影響である.その膨張流はクランク角の経過と共に、外側へと伝播していくが、その流速は点火前のタンブル流よりも高い.そのため、タンブル流が初期火炎伝播に与える影響は、火炎核が成長し火炎伝播し始める点火後の数 deg.しかなく、十分に火炎核が成長した後には火炎帯下流の周囲流れよりも膨張流そのものが支配的になることがわかる.タンブル強化したエンジンでは、火炎核が強いタンブル流に流されながら成長する傾向が見られるが^{III},本計測条件のような弱タンブル条件では、サイクル変動としては確認できたが、平均的な燃焼としてはほぼ左右均等に火炎伝播した.



Figure A.5 Ensemble-averaged flow pattern after ignition timing.

A.3.3 筒内平均 KE, TKE 履歴

図 A.6 に PIV 計測範囲全体から算出した平均流の運動エネルギ KE および乱流運動エネル ギ TKE の空間平均値履歴を示す.ここでは、図 A.4 から得られた net IMEP が平均値に対し +10%以上、-10%以下、そして-20%以下となったサイクルのみを表示した.図(a)に示す KE 履 歴を見ると、点火時期(*IT*=715 deg.ATDC)における KE は net IMEP が高くなったサイクル (赤線)は黒線で示す平均値よりも高く、net IMEP が低くなったサイクル(水色、青線)は 概ね黒線よりも低くなっていることがわかる.しかしながら、圧縮行程中に一貫してそのよ うな関係になっているのではなく、傾向が得られるのは 710 deg.ATDC 付近からで、青線で示 す最小仕事サイクルは、640 deg.ATDC 付近の KE は平均値よりも大きくなった.

図(b)に示す TKE 履歴においても、基本的特性は KE 履歴と同様で、点火時期においては net

IMEP との相関性が確認できるが、それ以前の圧縮行程半ばでは net IMEP と KE, TKE の相関性が弱い.

圧縮行程半ばの KE, TKE と net IMEP の相関性が低い問題は, PIV によりある1 断面しか計 測出来ていないからである(本計測の場合,ボア中心断面).吸気流れが強く指向性を持った 流れである場合,2次元流れに近い綺麗なタンブルが形成され,ボア中心断面のデータを時系 列に追跡しても net IMEP との相関性を常に得ることができると考えられるが,低負荷時のス ロットルを絞った条件では,3次元流れの成分も多く見られ,単純にボア中心だけを観察して もボア中心断面に入流する成分が時々刻々変化する.そのために,圧縮端で見られた相関関 係は,時系列を遡って比較しても常に得られない.

一方,点火後の KE, TKE はどちらも増加傾向となった.これは点火前の流動場に対し火炎 伝播することで生じる体積膨張に起因した流速増加が影響しているものである.点火前まで は net IMEP との相関関係が確認できるが,点火後はその相関が得られず net IMEP が高いサ イクルでも KE, TKE が低くなるサイクルがあった.これには PIV 計測断面における 2 次元 火炎伝播速度が影響を及ぼしていると考えられ,3次元火炎伝播速度と net IMEP には高い相 関性があると推測できるが,ある断面のみに着目した場合には,相関が取れる場合とそうで ない場合があると思われ,本計測結果ではその影響が生じたと考えている.



Figure A.6 Spatial-averaged KE and TKE.

A.3.4 初期火炎伝播/平均流パターン/TKE 分布の比較

図 A.7 から図 A.10 に点火後の平均流パターン, TKE 分布そして火炎伝播形態の直接画像の 比較を示す. 平均流のカラースケールは 0~3 m/s で示し, TKE は 0~2 m²/s² で示した.

全体的な傾向として、平均流パターンは図 A.5 のアンサンブル平均流の結果と同じく、火 炎伝播による体積膨張に起因した流体の移動が生じ、点火プラグを中心とした放射状の流れ 場が火炎伝播と共に形成される.また TKE では、火炎帯下流域に高い局所 TKE 分布が形成 され、放射状に伝播する形態となった.

図 A.7 および A.8 に示す二つの高仕事サイクルの結果では、点火時期直後の-4 deg.ATDC の 平均流パターンは、点火プラグを跨ぐような大規模な循環流れが形成され、それに伴い局所 的に高い TKE 分布も確認できる.一方で、図 A.9 および A.10 に示す低仕事サイクルの場合、 図 A.9 では流速強度が低く、図 A.10 の場合、循環流れは形成されているものの、プラグから の距離があるなどの要因から初期燃焼速度が遅れたものと考えられる.また、TKE に関して も高仕事サイクルに比べ明らかに低くなった.

以上の傾向をまとめると、高仕事サイクルでは、点火プラグを跨ぐような流速強度の高い 局所流れが存在し、それに伴い局所 TKE も高くなる.一方、低仕事サイクルでは、強度の高 い循環流れが存在してもプラグから距離がある場合、初期燃焼にほとんど影響を及ぼさない ことがわかった.

また、点火後の火炎伝播形態を比較すると、図 A.7 および A.8 に示す高仕事サイクルの場合、8 deg.ATDC における既燃部の形状を見ると、既燃部右下の一部が白矢印で示すように右方向に伸長していることがわかる.同じ時期の平均流パターンを見ると、火炎帯が伸長する方向に向けた流れが形成されていることがわかる.つまりこの火炎帯伸長には筒内に残存したエネルギを持った平均流が影響を及ぼしていると考えられ、低仕事サイクルでは見られない特徴的な傾向である.従って、高仕事サイクルになるためのもう一つの要因として、火炎伝播による体積膨張流がかき消すことが出来ない程度の強度と指向性を持ち、尚且つ火炎を伸長させるような方向を有した平均流の存在の有無も考えられる.

162



Figure A.7 Comparison of flow, TKE and flame shapes at #014 cycle (Higher load).



Figure A.8 Comparison of flow, TKE and flame shapes at #035 cycle (Higher load).



Figure A.9 Comparison of flow, TKE and flame shapes at #028 cycle (Lower load).



Figure A.10 Comparison of flow, TKE and flame shapes at #038 cycle (Lower load).

A.4 まとめ

本計測では、点火後の火炎伝播形態と平均流パターンとTKE分布の推移を比較することで、 これまで行えなかった点火前後の筒内現象と net IMEP との相関性の検討を行った.得られた 結果を以下に示す.

- 1. アンサンブル平均流の結果より,点火後の平均流パターンは基本的に火炎伝播に伴った 体積膨張に起因した点火プラグを中心として放射状の流れ場となる.
- 2. 点火前の KE, TKE 履歴では, 第5章で得られた結果とほぼ同様に, net IMEP との相関 性が確認できた.しかし点火後の KE 履歴では相関性が得られなくなった.これには PIV 計測断面上の火炎伝播速度の影響が大きいからである.
- 3. 高仕事および低仕事サイクルにおける平均流パターン,TKE分布,そして火炎伝播の直接撮影結果を比較したところ,高仕事サイクルでは、点火プラグを跨ぐような指向性を持った強度の高い流動場が形成されており、TKEも高い.一方,低仕事サイクルの場合,強度の高い循環流れが存在しても点火プラグからの距離が離れており,初期火炎伝播に作用しなかった.また,高仕事サイクルではある程度平均流が残存することから、火炎伝播中の火炎帯が流動により伸長される様子を確認した.

Appendix B 高タンブル条件の燃焼サイクル変動解析

B.1 はじめに

筒内流動サイクル変動の抑制手法の一つとして,古くからスワール強化やタンブル強化に よる吸気流動強化が行われている.本研究で用いた可視化エンジンは通常状態ではタンブル 流型の燃焼室形状であるため,本研究でもタンブル強化した際のサイクル変動抑制効果の確 認を行った.

B.2 実験条件

B.2.1 タンブル強化方法

タンブル強化では、一般的には吸気バルブに流入する気流を制御することで実現すること が多い.ショールズらは TCV (Tumble Control Valve) と呼ばれるバルブにより、吸気ポート の下側を塞ぐことにより、吸気ポート内上部の流速を高め、吸気行程中に吸気バルブ下側か ら流入する流速成分を抑制、その分吸気バルブ上側から入流する流速を上げた^[1].また森吉ら は吸気ポート内に気流を絞るノズル形状を挿入し、流速を上げることでタンブル比を増加さ せた^[2]. さらに最も容易な方法として、古井らは吸気パイプ接続部に挿入する紙ガスケット形 状を変えることで、ポート下半分をガスケットで塞ぐようにし、ポート上側の流速を増加さ せた^[3]. そこで本研究でも簡易的な方法として、図 B.1 に示すように吸気パイプ接続時に挿入 する紙ガスケットの形状を変え、ポート断面積の約 50%を塞ぐような形状のガスケットを使 用した.



Figure B.1 Strong tumble gasket.

B.2.2 計測条件および運転条件

表 B.1 に本計測における運転条件を示す. タンブル強化条件では、同時に初期火炎伝播中 における筒内流動パターンも計測したため、連続 40 サイクルの計測を行った. 通常ガスケッ ト(弱タンブル)の場合、最小吸気圧 37 kPa (abs.)で net IMEP がおよそ 150 kPa になるが、同 じ吸気条件でタンブル強化を行うと、流動強化により初期燃焼速度が増加し、仕事も増加し た. そのため net IMEP を弱タンブル条件に近づけるため、最小吸気圧は 36 kPa とした. その 他の運転条件は基本的には通常条件と同一とした.

Engine speed	[rpm]	1000
Min intake pres (abs.)	[kPa]	36
Ignition timing <i>IT</i>	[deg.ATDC]	-5
net IMEP (average)	[kPa]	157
CA50 (average)	[deg.ATDC]	46.5
Start of Injection θ_{SOI}	[deg.ATDC]	180
Injection duration	[ms]	2.86
Equivalence ratio	[-]	1.0
Measurement cycles	[cycles]	40

Table B.1Operational conditions.

(Fuel : iso-octane 82vol.% + 3-pentanone 18vol.%)

B.3 実験結果および考察

B.3.1 CFD によるタンブル比,比較結果

実験結果からタンブル比を計測するには、計測範囲が不十分であることと、ある断面のみの計測結果から算出するしかない.正確なタンブル比を算出するには筒内平均の角速度が必要となる.そこでガスケット変更によるタンブル比増加効果は CFD により検討した.

検討に使用した CFD には CONVERGE (Convergent Science)を用いた. CONVERGE は多彩 な格子最適化機能や移動境界,詳細化学反応計算によりエンジン燃焼シミュレーションに特 化した CFD である^[4].本検討では,モータリング WOT 条件を計算条件と使用し,通常ガス ケット時およびタンブル強化ガスケット時の計算を行った.入口圧力境界条件には実験で計 測した吸気圧履歴を用い,出口圧力境界条件には実機の排気圧履歴を入力した. 筒内流動の 計算では乱流モデルに RNG *k-ε* モデルを使用し,筒内最大格子数は約 500 万メッシュ (最小メッシュ = 0.625 mm) とした.

図 B.2 に CONVERGE による計算結果を示す.図(a)に示すタンブル比履歴では、実線で示 す開口率 100%および 50%の二つのタンブル比に大きな違いが生じた.通常ガスケットの開口 率 100%(青線)では、吸気行程中の最大タンブル比は 0.5 程度であるが、タンブル強化ガス ケットの開口率 50%(赤線)では、最大タンブル比は 2 となり、およそ 4 倍のタンブル強化 を実現した.ここでタンブル比の数値がマイナス値となっているが、これは計算モデルの設 定軸に対する値であり、この絶対値がタンブル比となる.なお、図中破線の結果は、筒内のタ ンブル方向を直交する断面のタンブル比であり、両者はともにほぼゼロであった.

図(b)に示すスワール比の計算結果では、スワール流型のエンジンではないため、通常ガス



ケットもタンブル強化ガスケットもどちらも小さな値となり,無視できる結果であった.

Figure B.2 Calculate results of tumble ratio and swirl ratio by CFD.

B.3.2 メタルスリーブ定常燃焼試験による燃焼特性比較

図 B.3 にメタルスリーブを使用した定常燃焼試験により計測した net IMEP と連続 200 サイ クル中の変動率 COV の結果を示す. 黒プロットで示すのは開口率 100%の通常吸気条件,赤 プロットで示すのが開口率 50%のタンブル強化条件である. COV の傾向として net IMEP が 300 kPa 以下の運転条件では明らかにタンブル強化条件の方が燃焼変動率が低くなることが わかる. また図 B.4 に各燃焼位相 (CA10, CA50, CA90) とそれぞれの 200 サイクル中の標準 偏差を比較すると,燃焼位相が早い CA10 (丸プロット) ではタンブル強化条件の標準偏差が 低くなり,残りの CA50, CA90 では,通常条件と差が無かった. すなわち,タンブル強化条件 により初期燃焼の安定性のみが向上したことがわかる. また CA50, CA90 の特徴としてタン ブル強化条件の方が横軸の位相が進角していることがわかる. タンブル強化条件ではこのよ うな燃焼後期の進角,燃焼期間の縮小が確認された.

定常的な吸気条件の差異は以上二つの結果から把握できたため,次に可視化計測により二 つの条件が燃焼サイクル変動に及ぼす影響を解析していく.



Figure B.3 Comparison of aperture ratio on COV of net IMEP.



Figure B.4 Comparison of standard deviations on CA10, CA50 and CA90.

B.3.3 アンサンブル平均流比較

タンブル強化条件の基本的流動特性を比較するために,まずはモータリング WOT 条件に よるアンサンブル平均流の比較を行う.

図 B.5 に開口率 100%におけるモータリング WOT 条件,図 B.6 に開口率 50%におけるモー タリング WOT 条件の結果をそれぞれ示す.ベクトルのカラースケールは吸気行程中を 0~30 m/s, 圧縮行程中を 0~7 m/s で示す.

タンブル強化条件によって大きく変化するのは,吸気行程始めにおけるバルブ下流域の流 速強度分布である.図 B.5 の CA = 450 deg.ATDC の結果では,破線丸で囲むようにバルブ下 流域に均一に高い流速強度分布が見られる.一方で図 B.6 のタンブル強化条件では,吸気バ ルブ左下に高い流速強度分布が確認でき,吸気バルブ中央よりも右側では流速は遅くなる. これはタンブル強化ガスケットの開口部が吸気ポート上部であるため、吸気流れも吸気バル ブ上側の流動が強化され、より水平方向に吸気されるようになるからである。筒内に流入し た流れは左側のシリンダライナに接触し、旋回することでピストン冠面上に右方向へ流れる が、CA=480 deg.ATDC 以降のピストン冠面上流れに注目すると、タンブル強化条件では明ら かに強い右方向流れが形成されている. CA=BDC の結果では、通常吸気条件ではピストン冠 面から巻き上がるような流れパターンとなり、本論文中ではこの巻き上げ流れの位置により 圧縮行程中の TKE が変化し、最終的に net IMEP が変化した. タンブル強化条件の BDC の結 果では、ピストン冠面上流れのほとんどが右方向の流れとなり、ピストン冠面からの巻き上 げ流れは本計測範囲では確認することができず、恐らく計測範囲外の右側に位置すると思わ れる. 圧縮行程中の流動パターンは、計測範囲外に位置する巻き上げ流れが右側から戻るこ とで CA=660 deg.ATDC 以降では綺麗な二次元タンブル流れが形成される.

図中に示すoプロットはタンブル渦中心を示しており, 橙色が通常吸気条件時, 緑色がタン ブル強化条件の結果である. タンブル渦中心を比較すると, アンサンブル平均流パターンが 異なるように吸気条件の違いにより大きく異なった. 図 B.5 および B.6 に示すモータリング WOT 条件の場合, 圧縮行程中のタンブル渦中心の傾向として, 通常吸気条件よりもタンブル 強化条件の方が右側に位置する傾向となった.

次に低負荷燃焼時における流動パターンの比較を行う. 図 B.7 に Appendix A で解析した, 通常吸気の net IMEP=152 kPa 条件におけるアンサンブル平均流を示す. 同様に, 図 B.8 にタ ンブル強化条件のアンサンブル平均流パターンを示す. ベクトルのカラースケールは吸気行 程中を 0~20 m/s, 圧縮行程中を 0~7 m/s で示す. CA=510 deg.ATDC までの吸気行程中のパ ターンを比較すると, タンブル強化による吸気バルブ下流域の高流速強度分布のオフセット は確認できるが, 図 B.5, B.6 より得られたピストン冠面上流れの差異はほとんど見られなか った. これはスロットル全閉状態に近い低負荷条件での運転によるものであり, ガスケット 開口率変化によりタンブル強化を行っても, スロットルを絞ってしまうとその効果は小さく なった. CA=BDC 以降の圧縮行程中の流動パターンは, タンブル強化条件の方がピストン冠 面上の流速強度が増加し, より大回りのタンブル渦構造を形成した. CA=690 deg.ATDC の点 火時期前の結果を比較すると, 通常吸気ではタンブル渦中心が点火プラグ右側に分布するた め, プラグ近傍では下向きの流れ場が形成されているが, タンブル強化によりほぼ左向き流 れを形成した.

タンブル渦中心位置をoプロットで示すが, 黄色で示す通常条件と赤丸で示すタンブル強化 条件を比較すると, 図 B.6 に示したモータリング WOT の場合と渦中心位置の傾向は一致し なかった(計測範囲外の赤丸は予想結果).

以上のことから,タンブル強化条件により吸気流動が水平方向へシフトすることで,より 大回りのタンブル渦構造が形成される.その結果,点火時期近傍の流れ方向も変化した.し かしながら WOT 条件に比ベスロットル全閉に近い低負荷条件では,タンブル強化による流 動強化の効果はほとんど得らないことがわかった.

172



Figure B.5 Ensemble averaged flow in the normal operation (motoring WOT).



Figure B.6 Ensemble averaged flow in the strong tumble operation (motoring WOT).



Figure B.7 Ensemble averaged flow pattern in the normal operation (firing low-load).



Figure B.8 Ensemble averaged flow pattern in the strong tumble operation (firing low-load).

B.3.4 サイクル変動流速の COV 分布比較

図 B.9 および B.10 に式(3.4)により算出した平均流のサイクル変動率 COV 分布を示す. コ ンター図のカラースケールは 1~1000%までを対数スケールで示した. 図 B.9 に示す通常吸気 条件と図 B.10 に示すタンブル強化条件を比較すると, CA = 480 deg.ATDC までの吸気行程前 半の結果では,通常吸気条件の方が吸気バルブ下流域の COV が低く,吸気流れが安定してい ることがわかる. しかしながら, CA = BDC 付近でピストン冠面上に分布する吸気流れの平均 流は,タンブル強化条件の方が明らかに COV が低く,サイクル変動が抑制された. この BDC 以降のピストン冠面流れの COV は圧縮行程を通してタンブル強化条件の方が低く,点火前に おける吸気バルブ下から点火プラグへ向かう流れの領域においても COV は低くなった.

COV 分布の傾向として,流速強度の比較的高い平均流の領域では COV は低くなり,渦中 心などの流速が低い領域において COV は高くなる.これは式(3.4)の分母の値に依存する.本 計測の低負荷タンブル強化条件では,点火時期前に点火プラグ近傍(右側)に筒内を1周し てきたタンブル流の平均流が分布するため,通常条件に比べ COV は低くなった.つまりタン ブル強化により,点火時期における平均流のサイクル変動は抑制されたと言える.



Figure B.9 COV distributions of CCV component in the case of 100% aperture ratio.


570 deg.ATDC

Figure B.10 COV distributions of CCV component in the case of 50% aperture ratio.

B.3.5 筒内平均運動エネルギおよび乱流運動エネルギ履歴

流動パターンの違いを定量的に評価するため、筒内平均の運動エネルギ KE および乱流運 動エネルギ TKE で評価した.図 B.11 に圧縮行程中における瞬時 45 サイクルとアンサンブル 平均の履歴を示す.今回、通常条件とタンブル強化条件を比較するため、net IMEP を一致さ せた.そのため、タンブル強化条件の方が最小吸気圧(スロットル開度)は小さく、絶対的な 吸気条件はタンブル強化条件の方が弱い条件となっている.図(a)左と図(b)左に示す KE 履歴 を比較すると、黒線で示す平均値履歴の絶対値は図(b)の方が高いことがわかる.つまりスロ ットル開度は小さいものの、筒内の運動エネルギは増加した.また TKE でも同様に、通常条 件に比べ、タンブル強化条件の方が絶対値は僅かに増加した.

KE および TKE のサイクル変動を比較すると, KE は通常条件の方が灰色線で示す瞬時サイ クルの値のばらつきが大きく, タンブル強化条件に比ベサイクル変動が大きいことがわかる. また TKE では,通常条件で1サイクルだけ大きく外れた結果が得られたが,それを除けばど ちらの条件も履歴のサイクル変動は同程度となった.



Figure B.11 Comparisons of aperture ratio on KE and TKE.

B.3.6 連続40 サイクル中の燃焼計測結果

図 B.12 に連続 40 サイクル中の各サイクルにおける net IMEP および CA10 の履歴を示す. 本計測結果の 40 サイクル中の net IMEP の COV は 6.0%となり,メタルスリーブの結果でも 得られていたが,これまで得られた通常吸気条件の net IMEP = 150 kPa 条件の COV = 8%前 後の値に比べ,小さくなった.しかしながら,net IMEP が変動する原因としては,CA10 の位 相変動が関係しており,通常吸気条件と本質的に原因は変わらない.本計測結果では,平均 net IMEP に対して+10%以上,または-10%以下となったサイクルは全 6 サイクル該当した.

通常吸気条件では、これまでに筒内流動と net IMEP との相関性は吸気終わり BDC の段階 でピストン冠面上流れパターンの差異からタンブル渦構造のオフセットが原因であると述べ た.そこでタンブル強化条件においても上記6サイクルを対象に BDC における時間平均流パ ターンを比較した.



Figure B.12 Individual cycle combustion data.

B.3.7 BDC における高仕事/低仕事サイクルの時間平均流比較

図 B.13 に図 B.12 で net IMEP が大きく変動した 6 サイクルの BDC における時間平均流パ ターンを示す.図(a)に net IMEP が大きくなった高仕事サイクル,図(b)に低仕事サイクルをそ れぞれ示す.ベクトルのカラースケールは 0~7 m/s で示した.

通常吸気条件では、高仕事/低仕事サイクルで明確な流れパターンの違いが確認できたが、 タンブル強化条件では、図(a)および図(b)に特徴的な流れパターンの差異は確認できなかった. 通常吸気条件で得られた傾向としては、低仕事サイクルではピストン冠面上流れが冠面を沿 うように水平右方向への流れとなった.しかし図 B.13 の結果では、#006 および#037 でその 傾向が確認できるが#023 の高仕事サイクルでも似たような流れパターンが確認でき、net IMEP との相関性がないと言える.

タンブル強化条件において BDC の流動パターンと net IMEP の相関が取れない原因は,巻き上げ流れの位置にあると考えられる.通常吸気条件の場合,ピストン冠面からの巻き上げ流れは計測範囲中央から右側となり,殆どのサイクルにおいて計測範囲内に確認することができた.しかしながらタンブル強化条件では,どのサイクルでも冠面上流れは曲率半径の大きな右方向流れとなり,巻き上げ流れは計測範囲外に位置した.従って本計測範囲では,net IMEP との相関がある流れパターンが可視化出来ていないものと思われる.

図 B.14 に示す BDC から 30 deg.経過した CA = 570 deg.ATDC の結果で改めて比較すると, 高仕事サイクルのピストン冠面流れは黒矢印で示すように曲率半径の小さい上向きの流れと なっており,低仕事サイクルでは,曲率半径の大きい右向きの流れとなった.つまり,通常吸 気条件で得られた net IMEP と筒内流動の相関性と同じ相関が得られた.



Figure B.13 Comparison of temporally-averaged flow pattern at BDC.



Figure B.14 Comparison of temporally-averaged flow pattern at CA = 570 deg.ATDC.

B.3.8 点火後の平均流パターン/TKE 分布/火炎伝播形態比較

Appendix A でも行った点火後の可視化結果の比較をタンブル強化条件において行った.図 B.15,図 B.16 に高仕事サイクル2サイクル,図 B.17,図 B.18 に低仕事サイクル2サイクルの 結果をそれぞれ示す.点火時期1deg.後(CA=-4deg.ATDC)の平均流パターンを比較すると, 高仕事2サイクルでは,右から左に向けた点火プラグを跨ぐような強い平均流が確認できる. 一方で低仕事2サイクルでは,図 B.18の#037の結果では、タンブル回転方向に沿った反時計 周りの流れ場となり、高仕事サイクルと同じであるが、流速強度が低い.また図 B.17の#006 の結果では、明らかにタンブル回転法とは逆向きの流れが形成されており、綺麗な2次元流 れパターンとなっていないことが考えられる.これらの net IMEP と平均流の傾向は Appendix A で述べた通常吸気条件でも得られた傾向と同じであった.

また TKE 分布も同様であり,高仕事2サイクルに比べ低仕事2サイクルの結果を見ると, プラグ近傍に局所的に高い TKE 分布は確認できない.高仕事の#011サイクルではプラグ右側 に,#023ではプラグ左側に高い TKE 分布が確認できる.

Appendix A で述べた通常吸気条件では,高仕事サイクルの火炎伝播形態では,火炎伝播途中で右方向(タンブルと逆方向)への火炎伝播が発生し,同時に局所的に強い平均流も確認できた.この特徴的な傾向は,タンブル強化条件では見られなかった.図 B.15~B.18の火炎 伝播形態を比較すると,画像右方向よりも左側への伝播速度の違いが net IMEP の差として表れており,タンブル流に対向する右方向への火炎伝播速度は高仕事/低仕事サイクルでほとんど変わらない.

通常吸気とタンブル強化条件において火炎伝播方向に差が生じた根本的な原因は,図 B.7, 図 B.8 に示したアンサンブル平均流の CA = 690 deg.ATDC の結果を見ると,タンブル渦中心 位置が明らかに異なる点にあると考えられる.通常吸気条件では渦中心はプラグ右側,タン ブル強化条件ではプラグ左側に位置する.このことからタンブル強化条件では,基本的にプ ラグ右側では左向きの流れが形成され,右側へ火炎伝播しにくい条件となった.一方,通常 吸気条件では,渦中心がプラグ右側にあることから,渦中心位置の変動の影響を受けやすく, 火炎伝播方向が変化しやすい条件であったと考えられる.

以上の結果から、タンブル強化条件では、少なくとも火炎伝播方向の安定化が実現し、その点で通常吸気条件よりも net IMEP の COV が低下したと考えられる. しかしながら、プラ グ近傍流れパターンが燃焼サイクル変動に与える影響は大きく、本質的には通常吸気条件も タンブル強化条件も同じ特性を持ち、点火時期において点火プラグを跨ぐような強い平均流 が存在するサイクルでは、その後の火炎伝播速度が増加し、net IMEP が増加する傾向となった.

183



Figure B.15 Comparison of flow, TKE and flame shapes at #011 cycle (Higher load).



Figure B.16 Comparison of flow, TKE and flame shapes at #023 cycle (Higher load).



Figure B.17 Comparison of flow, TKE and flame shapes at #006 cycle (Lower load).



Figure B.18 Comparison of flow, TKE and flame shapes at #037 cycle (Lower load).

B.4 まとめ

サイクル変動抑制手法として実績のあるタンブル強化条件をガスケット形状を変えること で本可視化エンジンにも導入し,低負荷運転条件における流動パターンと初期燃焼および net IMEP の相関性を確認した.タンブル強化条件および通常吸気条件により得られた知見を以下 に示す.

- 1. メタルスリーブによる定常燃焼試験結果において強タンブル条件では、低負荷時における net IMEP の変動率 COV は通常吸気条件に比べ小さくなった. その原因は初期燃焼位相である CA10 の標準偏差が減少したことにあった.
- 2. モータリング WOT 条件では、通常吸気条件に比べ強タンブル条件は明らかに流動が強化され、特に圧縮行程中における筒内の流速強度を増加させた.しかしながら、スロットルが全閉に近い低負荷条件では、WOT 条件で見られたような大きな流動強化は見られず、タンブル渦構造に差異が生じた程度であった.ただし、サイクル変動成分の COV 分布で比較すると、流速強度の高い平均流の領域では COV が低くなったことから平均流自体の安定性は向上することがわかった.
- 3. 点火時期後の平均流パターン,TKE分布,そして火炎伝播形態を高仕事/低仕事サイク ルで比較した結果,高仕事サイクルとなる条件として点火プラグを跨ぐような強い平均 流が形成されていることがわかった.この傾向は通常吸気条件の場合と同じである.一 方,火炎伝播形態の比較では,通常吸気条件の高仕事サイクルではタンブルに対向する 伝播速度の増加が見られたが、タンブル強化条件では高仕事/低仕事どちらもそのよう な伝播形態は確認できず,どちらもタンブル回転方向への伝播速度が増加した.つまり, タンブル強化条件により、少なくとも火炎伝播方向の安定化が行えることがわかった.

参考文献

- ケビン・ショールズ,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,自動車技術会論文集,Vol.36, No.6, pp.25-30.
- 2. 森吉泰生,窪山達也,楯村俊希,金子誠,山田敏生,リーンバーンガソリン機関における サイクル変動要因の解析,自動車技術会春季大会前刷集(2017).
- 3. 古井隆,西山淳,リーミンコイ,池田裕二, PIV を用いたガソリンエンジンの筒内流動が 火炎伝播形状に与える影響の解析,自動車技術会春季大会前刷集(2017),20175185.
- 4. 保木本聖, 窪山達也, 森吉泰生, 山田敏夫, 3次元数値シミュレーションによる副室式ガ スエンジンの燃焼解析, 日本機械学会論文集, Vol.81, No.830, (2015).