



**HAL**  
open science

# Sensibilité d'un écoulement de roulement compressé et des variations cycle à cycle associées à des paramètres de remplissage moteur

Yujun Cao

► **To cite this version:**

Yujun Cao. Sensibilité d'un écoulement de roulement compressé et des variations cycle à cycle associées à des paramètres de remplissage moteur. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2014. Français. NNT : 2014ESMA0020 . tel-01127619

**HAL Id: tel-01127619**

**<https://theses.hal.science/tel-01127619v1>**

Submitted on 7 Mar 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

Pour l'obtention du grade de

## DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

*École Doctorale* : Sciences et Ingénierie en  
Mécanique, Matériaux, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : MÉCANIQUE DES MILIEUX FLUIDES

Présentée par

**Yujun CAO**

---

### Sensibilité d'un écoulement de rouleur comprimé et des variations cycle à cycle associées à des paramètres de remplissage moteur

---

Directeur de thèse : **M. Jacques Borée**

Co-encadrants : **M. Lionel Thomas** et **M. Stéphane Guilain**

Soutenue le 17 Décembre 2014 devant la Commission d'Examen

#### JURY

A. Dreizler	Professeur, TU Darmstadt, Darmstadt	Président
A. Cessou	Directrice de recherche, CORIA, Rouen	Rapportrice
C. Angelberger	Expert Modélisation de la Combustion Moteur (HDR), IFPEN, Rueil-Malmaison	Rapporteur
B.R. Noack	Directeur de recherche CNRS, PPRIME, Poitiers	Examineur
F. Ravet	Expert Simulation CFD, RENAULT, Lardy	Examineur
S. Guilain	Expert Aérodynamique et Remplissage, RENAULT, Lardy	Examineur
L. Thomas	Maître de conférence, PPRIME, Poitiers	Examineur
J. Borée	Professeur, PPRIME, Poitiers	Examineur



A mes parents et à ma famille.

致我敬爱的父母及家人。



# Remerciements

« *La vie n'est qu'un long regret de la veille.* »

Pour commencer ce manuscrit de thèse, je cite cette phrase d'un poète français *Joseph Méry* qui exprime parfaitement ce que j'ai appris pendant cette aventure inoubliable. Cela n'aurait pas été possible sans ma famille qui m'ont toujours soutenu dans mes choix.

Je tiens, avant tout, à exprimer toute ma profonde reconnaissance envers l'équipe *trio* qui a encadré ce travail: Jacques, Lionel et Stéphane. J'apprécie ses qualités professionnelles et scientifiques, ses disponibilités et ses conseils avisés m'ont beaucoup aidé à aboutir ce projet. Mais ce qui est le plus important est que j'apprécie énormément le soutien et l'encouragement qui m'ont généreusement offert tout au long de la thèse, surtout pendant ma période de « renaissance » (si je puisse l'appeler comme ça).

Cette aventure a commencé par trois heureuses années au seins de CTL Renault, où j'étais accueilli chaleureusement depuis mon stage de fin d'étude. Je tiens à remercier des collègues avec lesquels j'ai partagé des moments conviviales: Franck, très généreux et patient, qui est toujours disponible pour me filer un coup de main; Manu pour ses qualités humaines, pour son humour quotidien avec parfois des citations capricieuses. J'ai également partagé des bons moments avec des ami(e)s: Alex, Benoit, Christophe, Damien, Hélène, Géraldine, Lucie, Samya, Patrick et d'autres que je n'ai pas pu les tous citer.

J'ai eu énormément la chance de passer la dernière année de la thèse au seins du laboratoire D2 du ENSMA/Institut P'. En même temps de la rédaction de ce manuscrit, j'ai pris beaucoup de plaisir de découvrir le monde scientifique avec des chercheurs et des copains: Christophe, Diogo, Eurika, Faisal, Gilles, Laurent, Maxime, Ruiying, Yifei et beaucoup d'autres. Je les remercie pour m'accompagner pendant cette dernière partie de la thèse.

J'exprime ma gratitude à tous les membres du jury, et en particulier Mme Cessou et M. Angelberger qui ont très gentiment accepté de rapporter cette thèse. Quelques mots pour ceux qui m'ont contribué à cette thèse, je ne peux pas y arriver sans eux. Je remercie à l'équipe de Franck au rez de chaussée du bâtiment L16; aux Bruno et SERMEES; aux Judith et Cedric (LaVision); aux Eurika et Bernd pour partager une publication. Enfin, je remercie fortement à Patrick Braud pour ses aides précieuses.

Pour terminer, je souhaite d'évoquer un grand poète chinois *Li Bai* de la dynastie *Tang*, je cite un extrait de sa poésie « Qiang Jin Jiu (将进酒) »:

« 人生得意须尽欢，莫使金樽空对月。

天生我材必有用，千金散尽还复来。 »



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>1 Introduction, bibliographie et objectifs</b>	<b>1</b>
1.1 D'un point de vue du motoriste . . . . .	2
1.1.1 Dépollution et consommation . . . . .	2
1.1.2 Performance et rendement . . . . .	3
1.1.3 Objectifs globaux . . . . .	6
1.2 Variabilité cyclique des mouvements aérodynamiques . . . . .	7
1.2.1 Aérodynamique du moteur . . . . .	7
1.2.2 Origines des fluctuations cycliques . . . . .	8
1.2.3 Outil d'analyse des VCC . . . . .	10
1.3 Objectifs de la thèse . . . . .	12
1.4 Organisation du manuscrit . . . . .	13
<b>2 Moyens expérimentaux et numériques</b>	<b>15</b>
Introduction . . . . .	16
2.1 Banc moteur . . . . .	16
2.1.1 Les configurations . . . . .	16
2.1.2 Admission du moteur . . . . .	21
2.1.3 Aménagements optiques . . . . .	27
2.1.4 Amélioration de l'accès optique du banc . . . . .	30
2.2 Conditions aux limites . . . . .	31
2.2.1 Mesure de pression . . . . .	32
2.2.2 Mesure du débit . . . . .	36
2.2.3 Simulation numérique . . . . .	38
2.3 Vélocimétrie par imagerie de particules . . . . .	42
2.3.1 Plans de mesure . . . . .	43
2.3.2 Système et Matériel . . . . .	43
2.3.3 Ensemencement . . . . .	44
2.3.4 Déformation optique Calibration . . . . .	46
2.3.5 Traitement d'image . . . . .	46
2.4 Récapitulatif des essais réalisés . . . . .	47



<b>3</b>	<b>Aérodynamique interne dans la configuration moteur de référence</b>	<b>49</b>
	Introduction . . . . .	50
3.1	Analyse dans le plan de symétrie . . . . .	50
3.1.1	Présentation des données mesurées . . . . .	50
3.1.2	Évolution de l'écoulement . . . . .	52
3.1.3	Taux de rouleur . . . . .	57
3.1.4	Énergies intégrales . . . . .	58
3.2	Naissance de l'écoulement de rouleur . . . . .	62
3.2.1	Analyse de la structure locale . . . . .	62
3.2.2	Structuration tridimensionnelle . . . . .	66
3.3	Point mort bas de l'admission . . . . .	71
3.3.1	Analyses locale et globale de l'écoulement . . . . .	71
3.3.2	Interaction avec le piston . . . . .	75
3.4	Écoulement à mi-compression . . . . .	81
3.4.1	Effet de la compression . . . . .	81
3.4.2	Tridimensionalité de l'écoulement . . . . .	82
3.5	Phase de rupture de rouleur . . . . .	86
3.5.1	Plan horizontal et vertical du toit . . . . .	86
3.5.2	Rupture tridimensionnelle . . . . .	90
3.6	Classification en groupes de l'écoulement de rupture . . . . .	93
3.6.1	Coefficient de corrélation spatiale . . . . .	93
3.6.2	Évolution de la probabilité . . . . .	95
3.6.3	Analyse conditionnelle . . . . .	96
3.6.4	Décomposition triple . . . . .	98
3.6.5	Influence du nombre de groupes . . . . .	101
	Conclusion du chapitre . . . . .	102
<b>4</b>	<b>Variations des paramètres moteurs à iso-conduit</b>	<b>103</b>
	Introduction . . . . .	104
4.1	Caractéristiques intégrale . . . . .	104
4.2	Influence pendant la phase d'admission . . . . .	105
4.2.1	Dans le plan de symétrie . . . . .	105
4.2.2	Influence générale sur l'écoulement . . . . .	111
4.2.3	Dans la région proche du piston au PMB . . . . .	113
4.2.4	Estimation du jet des soupapes . . . . .	119
4.2.5	Conclusion . . . . .	122
4.3	Influence pendant la phase de compression . . . . .	123
4.3.1	L'écoulement à mi-compression . . . . .	123
4.3.2	Fin de la phase de compression . . . . .	125
4.3.3	Variation cyclique pendant la rupture . . . . .	131
	Conclusion du chapitre . . . . .	136

<b>5</b>	<b>Modification des conduits d'admission</b>	<b>137</b>
	Introduction . . . . .	138
5.1	Évolution de l'écoulement jusqu'à mi-compression . . . . .	138
5.2	Influence en fin de compression . . . . .	145
	5.2.1 Analyse statistique . . . . .	145
	5.2.2 Analyse par décomposition triple . . . . .	145
	Conclusion du chapitre . . . . .	153
<b>6</b>	<b>Méthodologie de classification par « clustering »</b>	<b>155</b>
<b>7</b>	<b>Conclusions &amp; Perspectives</b>	<b>165</b>
	7.1 Conclusion de la thèse . . . . .	166
	7.2 Perspectives . . . . .	171
	<b>Références</b>	<b>173</b>
	<b>Résumé</b>	<b>181</b>



# Chapitre 1

## Introduction, bibliographie et objectifs

### SOMMAIRE

---

<b>1.1 D'un point de vue du motoriste</b> . . . . .	<b>2</b>
1.1.1 Dépollution et consommation . . . . .	2
1.1.2 Performance et rendement . . . . .	3
Remplissage du moteur . . . . .	3
Optimisation des paramètres moteur . . . . .	4
1.1.3 Objectifs globaux . . . . .	6
<b>1.2 Variabilité cyclique des mouvements aérodynamiques</b> . . . . .	<b>7</b>
1.2.1 Aérodynamique du moteur . . . . .	7
1.2.2 Origines des fluctuations cycliques . . . . .	8
1.2.3 Outil d'analyse des VCC . . . . .	10
<b>1.3 Objectifs de la thèse</b> . . . . .	<b>12</b>
<b>1.4 Organisation du manuscrit</b> . . . . .	<b>13</b>

---

## 1.1 D'un point de vue du motoriste

### 1.1.1 Dépollution et consommation

En 2010, le nombre de véhicules en circulation a dépassé un milliard dans le monde, d'après le journal « Ward's Auto », et dans les trois prochaines décennies, le nombre de véhicules en circulation progressera de 80%. Malgré l'émergence de nouvelles technologies, la combinaison *moteur à combustion interne* et *carburants pétrolier* dominera, et pour longtemps encore, l'univers des transports routiers. Ainsi, l'industrie automobile fait face à deux enjeux principaux : la maîtrise des émissions de polluants et la réduction de la consommation de carburant. La croissance de la consommation pétrolière, surtout dans les pays émergents, exige des constructeurs automobiles, de développer des moteurs plus « propres » et plus efficaces pour réduire l'impact sur l'environnement et ralentir la pénurie mondiale de pétrole.

La plupart des émissions polluantes sont directement issues d'une mauvaise combustion. Les hydrocarbures ( $C_nH_m$ ) et le monoxyde de carbone (CO) peuvent causer des problèmes de santé. La production de  $CO_2$  est responsable du réchauffement climatique et directement liée à la quantité de carburant brûlé. La limitation de sa formation passe par une augmentation du rendement du moteur (à performances équivalentes) et notamment par l'amélioration de la qualité de la combustion. Ensuite, les oxydes d'azote  $NO_x$  sont les principales sources de pluies acides. Enfin, les particules fines sont cancérigènes pour l'homme. En Europe, les normes européennes d'émission (Euro 6 2014/2015) sont imposées à tous les constructeurs pour fixer les limites maximales de rejets polluants pour les véhicules circulant.

Un récent travail du département de l'énergie des États-Unis d'Amérique indique qu'il est possible d'atteindre une réduction de consommation de 30 à 35% environ en améliorant la technologie des moteurs. Les voies de progrès pour la réduction des émissions polluantes sont nombreuses. Parmi celles-ci, des technologies telles que les catalyseur, les filtres à particules ou la recirculation des gaz brûlés (EGR), sont appliquées sur la ligne d'échappement. Ce sont des solutions de post-traitement des polluants visant particulièrement à dissocier les espèces chimiques ou à réduire la taille des particules. Ils ne permettent pas de limiter l'émission de  $CO_2$ . Malgré l'efficacité de ces systèmes, le meilleur moyen de réduire les émissions reste la limitation de leur formation lors de la combustion du mélange air/carburant.

Dans ce manuscrit, nous nous intéressons seulement au moteur à allumage commandé (de type essence). Pour cette famille de moteurs, de nombreuses stratégies existent pour atteindre les objectifs fixés auparavant.

Zhao *et al.* (1999) ont résumé les technologies du moteur à injection essence directe des différents constructeurs automobiles. Ces technologies permettent un gain de consommation important (25% à 35%) des carburants, et aussi une maîtrise totale de la quantité de carburant. Il est également possible d'appliquer les technologies CAI (auto-inflammation contrôlée) (Zhao *et al.*, 2002) ou HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition) (Thring, 1989; Zhao *et al.*, 2003). Enfin, la stratégie la plus répandue est le « Downsizing » qui consiste à réduire la cylindrée du moteur tout en gardant la même performance du moteur grâce à un système de suralimentation (Lecointe et Monnier, 2003; Leduc *et al.*, 2003).

Notons que l'aérodynamique interne turbulente, dont nous parlerons plus loin dans ce chapitre, est un élément essentiel de ces stratégies de dépollution.

### 1.1.2 Performance et rendement

Un autre objectif principal des constructeurs automobiles est d'obtenir un moteur d'une puissance élevée et d'un meilleur rendement. La puissance du moteur est proportionnelle à la masse d'air (et/ou de carburant) rentrant dans le cylindre pendant le cycle moteur à un régime donné, soit le remplissage du moteur. Pour avoir un moteur plus puissant, il faut simplement faire rentrer plus de masse. Or, le mécanisme du mélange air-carburant n'est alimenté que par cette rentrée de masse via le système d'admission. Ainsi la conception et l'optimisation de ce système sont primordiales pour maximiser le rendement du moteur. C'est pourquoi dans ce qui suit, une attention toute particulière est portée sur les paramètres influant le remplissage moteur, ainsi que leur optimisation.

**Remplissage du moteur** La figure 1.1 illustre l'influence des phénomènes élémentaires sur le remplissage du moteur. A partir d'un moteur parfait, il y a d'abord un déficit de remplissage qui est lié aux gaz résiduels et à la vaporisation du combustible, et qui est quasiment indépendant de la vitesse de rotation du moteur (courbe A). Le remplissage diminue également à cause des échanges thermiques qui réchauffent le gaz (courbe B) et dont l'effet est d'autant plus important que la vitesse est faible. En fait, cette influence est compensée par l'augmentation du coefficient d'échange et l'effet est pratiquement indépendant de la vitesse. Ensuite, les pertes de charge font diminuer le remplissage comme le carré du débit moteur donc de la vitesse de rotation (courbe C). Enfin, les effets des ondes d'admission vont permettre d'améliorer le remplissage pour des vitesses de rotation élevées (l'amplitude des ondes de pression augmente quand la vitesse de rotation augmente). Ils seront exploités par un calage judicieux de la fermeture de la soupape d'admission, ainsi un effet d'inertie à haut régime (effet Kadenacy, voir Michel (1937)) améliore le remplissage mais le dégrade à bas

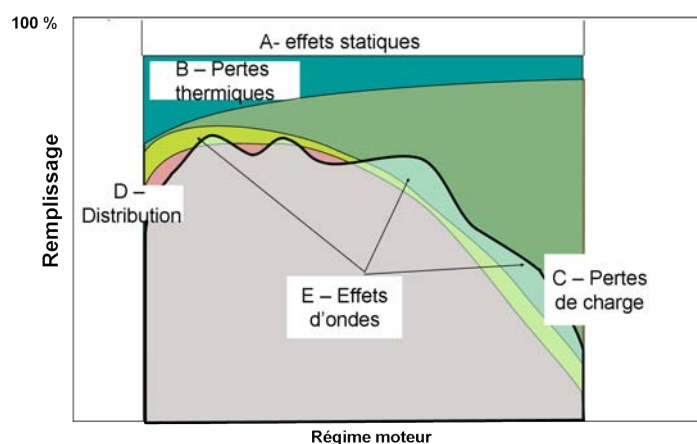


FIGURE 1.1 – Phénomènes influant sur le remplissage du moteur. Extrait de (Heywood, 1988, §6.2.3)

régime par désadaptation de la distribution (backflow ou refoulement) et crée des accords acoustiques favorables à des vitesses intermédiaires (tuning).

Ainsi, le remplissage d'un moteur est conditionné principalement par les paramètres suivants :

- Les paramètres géométriques du moteur (*général*), incluant l'alésage, la course du moteur, *etc.* ;
- Le type de combustible et la qualité du mélange ;
- Le rapport entre la pression des gaz d'échappement et des gaz frais ;
- La masse volumique de l'air admis, qui peut être modifiée en utilisant un (turbo-) compresseur et un refroidisseur d'air de suralimentation ;
- La géométrie du circuit d'admission au sens large (*général*), incluant la géométrie des soupapes, des sièges, *etc.* ;
- La distribution (*réglage*), incluant l'étalement et le phasage de la loi de levée, le calage des soupapes dans le cycle ;
- La vitesse de rotation du moteur.

Pour obtenir de meilleures performances et un rendement plus élevé du moteur, une méthodologie d'optimisation a été mise en place pendant la procédure de développement. Il est très important de noter que la variation de ces paramètres conduit certainement à modifier le jet à la sortie des soupapes d'admission. Puisque ce jet de soupape est la seule source d'alimentation pour la formation de l'écoulement aérodynamique du mélange, il est très probable que les variations ont des impacts sur l'écoulement dans le cylindre. Dans la suite, nous allons discuter de l'optimisation de ces paramètres, et particulièrement du dimensionnement du conduit d'admission, qui agit directement sur l'écoulement aérodynamique.

**Optimisation des paramètres moteur** Dans le dimensionnement du moteur, la conception de la géométrie du conduit d'admission est une des problématiques qui préoccupent les aérodynamiciens-motoristes. Ce choix est décisif pour obtenir un parfait mélange air-carburant pour le type (la famille) de moteur donné(e). Nous allons décrire le processus d'optimisation des paramètres et son impact. Pour la brièveté du manuscrit, la description se limite aux paramètres les plus influents sur l'aérodynamique : la géométrie du moteur, et les paramètres de réglages (l'étalement, le maximum de la levée et les phasages de la loi de levée).

### *Géométrie du moteur*

Dans un premier temps, dans une phase très en amont du processus de développement du moteur, les paramètres géométriques du moteur sont d'abord choisis. Dans le cahier des charges, l'alésage (**B**) et la course (**S**) du moteur, deux paramètres primordiaux du moteur, sont précisés pour un type de moteur donné. Pour réaliser une famille de moteur, la variation de la course peut être décidée pour faire varier la puissance du moteur. Dans la littérature, Brunt (1980) a prouvé que la vitesse de flamme n'est pas influencée par la forme de la chambre de combustion, alors que la durée de combustion en est fortement dépendante. Une chambre plus compacte entraîne une réduction de cette durée. Également, Poulos et Heywood

(1983) ont étudié l'effet de dix configurations différentes des variations de la géométrie de la chambre et la position de la bougie sur la durée de combustion dans un moteur à allumage commandé. Des études similaires existent pour la combustion HCCI (Christensen *et al.*, 2002) et pour un moteur diesel (Lin *et al.*, 2000), ainsi que pour les études des autres paramètres généraux, tels que la forme du piston (Alkidas *et al.*, 1995 ; Christensen *et al.*, 2001 ; Genzale *et al.*, 2008 ; Harshavardhan et Mallikarjuna, 2013) et le régime du moteur (Stansfield *et al.*, 2007). Heywood (1984) a proposé une procédure rationnelle d'optimisation de la chambre de combustion, dont la priorité est de définir les paramètres géométriques de la chambre.

### *Conduit d'admission*

À partir de ces paramètres de base, la conception du conduit d'admission est faite dans un second temps. Le travail de ce manuscrit ne s'adresse qu'à des problématiques concernant le moteur à allumage commandé (de type essence). Dans ce cas, un conduit peut être caractérisé par un couple de grandeurs ( $R_t, S_e$ ).  $R_t$  est le taux de rouleur (« tumble ») qui caractérise le niveau de rotation de l'écoulement généré dans le moteur de type essence. La section équivalente  $S_e$ , associée à la perte de charge, quantifie la perméabilité du conduit d'admission : un conduit plus perméable permet d'admettre plus de masse dans le cylindre, ainsi le moteur est plus puissant si la combustion est peu affectée. La description détaillée et la mesure de ces deux grandeurs sont discutées plus tard (voir §2.1.2.2). En effet, pour générer plus de mouvements aérodynamiques, le taux de rouleur du conduit doit être augmenté, ceci conduit à une réduction de sa perméabilité. Ainsi, le choix du conduit revient à trouver le compromis entre l'intensité de rotation de l'écoulement et la perméabilité (la puissance du moteur).

Un moteur atmosphérique est plus contraint au niveau de l'exigence de perméabilité du moteur, parce que la puissance en haut régime ne peut être atteinte que par l'augmentation de la masse emmagasinée dans le cylindre du moteur. Dans ce cas-là, un conduit dit « remplissage » est choisi, dont le niveau de rouleur est très faible. En comparant deux conduits « tumble » (A) et « remplissage » (B) dans un moteur essence, (Bücker *et al.*, 2013a) a montré expérimentalement que le dessin du conduit d'admission modifie fortement la structure de l'écoulement.

Un moteur suralimenté est équipé un turbo-compresseur, dont la pression d'admission est supérieure à la pression atmosphérique (1 bar). Dans un conduit de « fort » ou de « moyen » tumble peut être choisi. Pour ce type de conduit, la perméabilité est faible, ce qui entraîne un déficit de la puissance du moteur à iso-pression de suralimentation, surtout en haut régime moteur ( $\approx 5500$  tr/min). En pratique, le conduit est optimisé seulement en bas régime ( $\approx 2000$  tr/min) et l'augmentation nécessaire de la puissance du moteur en plus haut régime peut être réalisée grâce au système de suralimentation. Cela veut dire qu'il est possible d'augmenter la puissance du moteur par l'augmentation de la pression d'admission. Dans ce type de moteur, un niveau élevé du taux de rouleur est recherché. Arcoumanis *et al.* (1998) a montré qu'une intensification du niveau de rouleur peut amplifier la pression moyenne indiquée effective (IMEP) et réduire le coefficient de variation de la pression IMEP dans un moteur essence à cause de la réduction significative de la durée de combustion. Ceci conduit à augmenter la performance du moteur et à réduire les émissions  $NO_x$ . Pour intensifier le



niveau de tumble, la solution conventionnelle est d'augmenter l'angle d'inclinaison entre la ligne directrice du conduit et le plan du joint de culasse. Falfari *et al.* (2012) et Brusiani *et al.* (2014) ont étudié l'influence de l'angle sur l'écoulement dans le cylindre pendant les phases d'admission et de compression grâce à des outils numériques. Ils ont confirmé qu'avec un angle élevé, la distribution de l'intensité turbulente est meilleure au voisinage de la bougie. (Vu et Guibert, 2012) ont essayé de contrôler le niveau de roulement via un volet dans le conduit d'admission, et ont observé que la variation cycle à cycle est modifiée en fonction de la profondeur d'insertion du volet. En outre, une nouvelle technique est proposée par Justham *et al.* (2006) pour étudier la corrélation entre les écoulements dans le conduit et dans le cylindre à faible charge (700 mbar). Aucune corrélation n'est détectée malgré l'utilisation simultanée de deux systèmes PIV pour obtenir des données.

#### *Paramètres de réglage*

Enfin, les paramètres de réglages sont considérés. L'étalement de la loi de levée peut être fixé ou variable selon le régime du moteur. Les phasages de la loi de levée, c'est-à-dire les ouvertures et fermetures des soupapes d'admission et d'échappement sont ajustables. Le réglage est fait grâce à un système de distribution variable (VVA ou VVT), qui permet d'améliorer le rendement du moteur à de multiples points de fonctionnement (Kreuter *et al.*, 1992). L'influence du maximum de levée de soupape d'admission (MVL) a été étudié expérimentalement (Liu *et al.*, 2012; Wang *et al.*, 2014) et numériquement (Qin *et al.*, 2014). Il a été montré qu'un MVL élevé conduit à une structure de roulement plus intense, alors qu'un faible MVL fait croître l'énergie cinétique fluctuante. Clenci *et al.* (2013) et Clenci *et al.* (2014) se sont intéressés à la faible levée qui permet d'amplifier l'énergie cinétique turbulente (TKE). Hong *et al.* (2004) ont fait une revue des technologies de VVT d'admission et d'échappement et ont étudié leurs influence sur le cycle moteur (pression-volume) grâce à un outil de simulation numérique.

Le déphasage de la loi de levée d'admission est aussi un paramètre important réglable par un VVT. À faible charge (la pression d'admission  $P_{adm}$  est inférieure à 1 bar), un déphasage positif, *i.e.*, une ouverture et une fermeture plus tardive des soupapes d'admission, sont souvent choisies pour piloter le remplissage du moteur dans le but de réduire l'écoulement retour (« backflow ») qui est plus important après le PMB de l'admission. Au contraire, à pleine charge ( $P_{adm} = 1$  bar), un déphasage négatif est créé pour maximiser le remplissage du moteur. En comparant sept différents déphasages de la loi de levée d'admission, grâce à deux mesures par Stéreo-PIV dans le plan de symétrie et le plan des soupapes, Bücken *et al.* (2013b) a confirmé que la déphasage de la loi de levée a un impact considérable sur l'énergie cinétique moyenne et turbulente, et qu'une ouverture (ou fermeture) retardée permet de stabiliser la structure de roulement. Des études similaires sur l'influence des phasages de la loi de levée sont faites par Jia *et al.* (2013) et Xu *et al.* (2014).

Au travers de l'analyse de la bibliographie, nous avons donné quelques exemples pour lesquels l'influence des paramètres, que ce soit des paramètres généraux ou la géométrie du conduit d'admission, est non négligeable sur la génération des mouvements cohérents. La modification de ces paramètres peut conduire à un impact sur l'intensité et la structuration

de l'écoulement. Ainsi, pour le dimensionnement du moteur, il semble judicieux de prendre en compte très tôt la sensibilité par rapport à des paramètres de réglages.

### 1.1.3 Objectifs globaux

Pour conclure cette section, notre travail s'oriente vers deux aspects pour étudier les mouvements aérodynamique de l'air (sans combustion) dans un moteur à allumage commandé :

1. Améliorer la compréhension fondamentale de l'écoulement interne au moteur dans l'objectif d'augmenter la qualité du mélange air-carburant, afin de caractériser la cause physique des phénomènes stochastiques de la variation cycle à cycle.
2. Examiner la robustesse de l'écoulement, ce qui conduit à quantifier la sensibilité de l'écoulement et de la variation cycle à cycle associée par rapport à des paramètres importants du remplissage de moteur. Ainsi, le travail de ce manuscrit essaie de répondre à la question suivante : dans l'optimisation d'une famille de moteurs, la méthodologie du choix du conduit d'admission doit-elle prendre en compte la variabilité des paramètres de réglage ?

## 1.2 Variabilité cyclique des mouvements aérodynamiques

### 1.2.1 Aérodynamique du moteur

L'aérodynamique dans le cylindre (transport à grande échelle par l'écoulement moyen et à petite échelle par la turbulence) est essentielle pour le mélange air-carburant. Le fait que la vitesse de flamme turbulente soit proportionnelle à la vitesse turbulente permet d'accomplir le processus d'oxydation plus rapidement, surtout en haut régime du moteur. Dans la littérature, une bonne corrélation existe entre les caractéristiques de la turbulence du mélange à l'allumage et les caractéristiques de combustion, notamment la vitesse propagation de la flamme et la durée de combustion (Hu *et al.*, 1992 ; Hadded et Denbratt, 1991). Cependant, pour un mélange de richesse proche de 1, une réduction de la durée de combustion n'est pas totalement bénéficiaire car elle peut entraîner plus de bruit ou à plus de production de  $NO_x$  (Hill et Zhang, 1994), alors que, pour un mélange pauvre, ou équipé d'un EGR, elle est bénéficiaire pour la performance du moteur.

Le conduit d'admission et la géométrie des soupapes sont conçus soigneusement pour générer des mouvements organisés. Dans un moteur à allumage commandé prémélangé, le mouvement de « Tumble » ou de rouleau est un mouvement de rotation dont l'axe est perpendiculaire à l'axe du cylindre et au plan diamétral traversant les deux centres de soupapes d'admission (FIG. 1.2).

Les motoristes sont préoccupés par la génération et la quantification du taux de rouleau dans le cylindre parce que l'énergie cinétique moyenne stockée dans ces mouvements de rotation donne un moyen par lequel les structures cohérentes et la turbulence peuvent être manipulées ou générées plus tard dans le cycle, lorsqu'on a besoin de ces mouvements pour assister à la préparation du mélange air-carburant et le processus de la combustion.

L'introduction et la manipulation de l'aérodynamique interne pour mieux accompagner ces processus est l'état de l'art de la conception du système de combustion, bien que soit rarement décrit explicitement la façon d'y parvenir. Ces manipulations sont réalisées soit par la modification des paramètres moteur (§1.1.2) soit par des actions plus générales (§1.1.1).

L'intensité des mouvements cohérents tels que tumble (ou le swirl pour les moteurs diesels) est estimé à partir des mesures à plusieurs levées de soupapes sur un banc d'écoulement stationnaire. Xu (2001) a présenté les problématiques associées à des techniques stationnaire de caractérisation d'une culasse moteur. En mesurant le moment angulaire selon chaque composante (tumble ou swirl) par du flux de masse traversant le système d'admission à chaque levée de soupape, une estimation du moment angulaire moyen par unité de masse introduite dans le cylindre est obtenue (Heywood, 1988). La vitesse angulaire  $\omega_t$  de l'écoulement à rotation solide avec le même moment angulaire moyen est utilisée pour définir le taux de rouleur :

$$R_t = \frac{\omega_t}{2\pi N}. \quad (1.1)$$

$N$  est le régime du moteur. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter plus précisément la mesure dans le banc stationnaire (voir §2.1.2.1). La mesure du taux de swirl à partir des champs de vitesse de l'écoulement instationnaire est souvent très proche de celle estimée dans un banc stationnaire (Reuss *et al.*, 1995 ; Petersen et Miles, 2011), alors que ce n'est pas forcément le cas pour le taux de rouleur. Comme l'axe du rotation de rouleur est perpendiculaire à l'axe du cylindre, l'effet du piston est non négligeable. Plus tard dans le chapitre 5, nous observerons que malgré une différence de valeur absolue entre les estimations stationnaire et instationnaire, les variations de ces deux grandeurs sont corrélées (TAB. 5.1).

### 1.2.2 Origines des fluctuations cycliques

Le challenge du développement du moteur est la compréhension, la modélisation et le contrôle de la variation cycle à cycle (VCC), qui contribue à l'instabilité pendant le fonc-

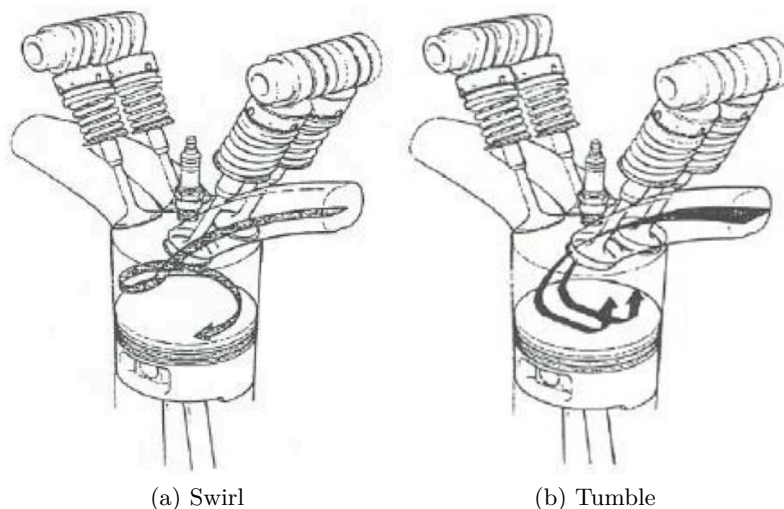
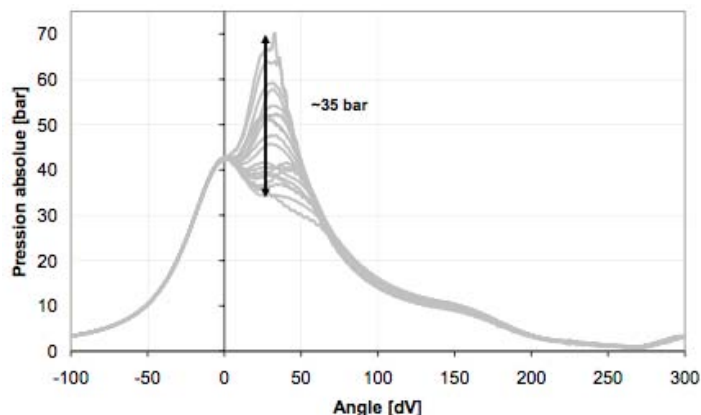
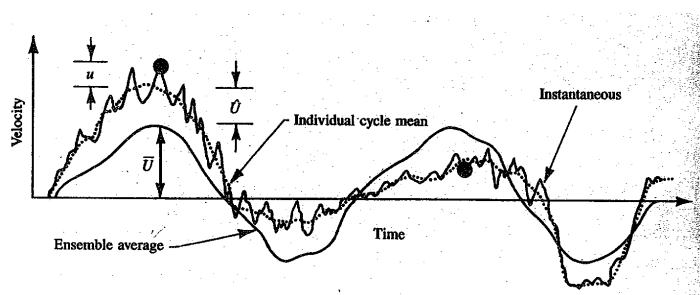


FIGURE 1.2 – mouvements cohérents d'ensemble du moteur. (Lumley, 1999)

## 1.2. Variabilité cyclique des mouvements aérodynamiques



(a) Exemple de la pression du cylindre d'une configuration présentant instabilités rendant impossible une industrialisation (Dugué, 2007)



(b) Variation cycle à cycle (Heywood, 1988)

FIGURE 1.3 – Variation cyclique de la pression dans le cylindre.

tionnement du moteur, au bruit et aux émissions excessives. Les conséquences des VCC sont particulièrement importantes pour les moteurs à allumage commandé à injection directe.

Dans la littérature, les variations cycle à cycle sont en général présentées de la même façon : lorsque l'on observe les courbes de pression de cycles successifs moteur, pour des moteurs à allumage commandé, on constate une variation conséquente de la pression maximale atteinte dans le cylindre. La figure 1.3a représente un cas extrême de cette instabilité.

La variabilité cyclique peut engendrer des phénomènes de mauvaise combustion, telles que le raté d'allumage (Chen *et al.*, 2011), le cliquetis (Blunsdon et Dent, 1994), le ré-allumage ou « rumble », qui dégradent significativement la performance du moteur, augmentent l'émissions de polluants, voire endommagent le moteur. Des anomalies de combustion, intermittentes, non-prévisibles, peuvent même être observées tous les 1 000 à 10 000 cycles moteurs (une fois toute les minutes ou à quelques minutes d'intervalle). La non-maîtrise de ces aléas exige des constructeurs automobiles d'augmenter les marges de sécurité pour assurer le bon fonctionnement du moteur.

Quelques sources potentielles de la fluctuation cyclique aérodynamique (Reuss, 2000) sont reprises et présentées par Laurent (2008) sur la figure 1.4. Les phénomènes internes au cylindre seront particulièrement observés dans le manuscrit.

L'origine de la variabilité cyclique est la variation à grande échelle de la structure de l'écoulement aérodynamique, qui influence les mouvements du fluide et la composition du

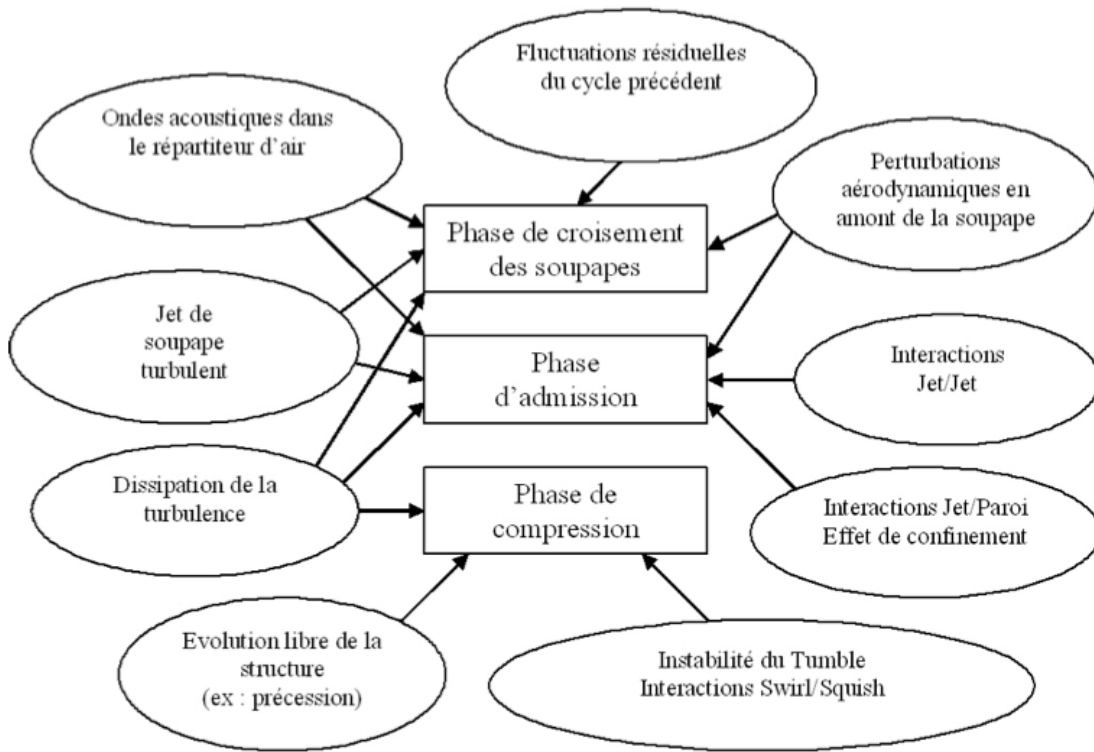


FIGURE 1.4 – Origines possibles de la fluctuation cyclique aérodynamique. Reprise de (Reuss, 2000) et complétées.

mélange air-carburant. Les conséquences de cette variabilité sont cruciales (Ozdor *et al.*, 1994), en particulier au voisinage de la bougie, où elles ont des conséquences directes au moment de l’allumage sur le développement du noyau de flamme. Les fluctuations à grande échelle sont considérées séparément des fluctuations aléatoires (FIG. 1.3b), qui sont liée à la turbulence du mouvement dans le moteur.

En fait, le but prioritaire des motoristes, qui cherchent à minimiser la durée du processus de combustion, est d’obtenir un niveau élevé de l’énergie cinétique turbulente (TKE) proche du point mort haut de compression (PMH), contenu principalement dans les tourbillons à petite échelle. Bien que cette fluctuation turbulente soit essentielle pour la combustion et la propagation des flammes, elle coexiste avec des VCC de l’écoulement dans le cylindre, qui est une structure cohérentes à grande échelle, de basse fréquence généralement.

### 1.2.3 Outil d’analyse des VCC

La turbulence est définie par les fluctuations autour d’une vitesse moyenne :

$$\mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{X}) = \overline{\mathbf{U}_n}(\theta, \mathbf{X}) + \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{X}). \quad (1.2)$$

$\mathbf{U}$  est le vecteur vitesse au point  $\mathbf{X}$ , à la phase ou l’angle de vilebrequin  $\theta$  pendant le cycle  $n$ . la définition la plus simple de la moyenne est la moyenne de phase, donnée par l’équation

(1.3).

$$\overline{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{X}) = \langle \mathbf{U} \rangle (\theta, \mathbf{X}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{X}), \quad (1.3)$$

calculée à une phase  $\theta$  donnée, pour un grand nombre ( $N$ ) de cycles indépendants. Évidemment, une telle définition mélange toutes les fluctuations ensemble, notamment les fluctuations cohérentes associées aux VCC, et les fluctuations turbulentes (d'échelle de longueur donnée par la longueur intégrale  $l$ ). Cette définition est adoptée dans l'approche classique de modélisation de la moyenne de Reynolds (RANS), dans laquelle l'équation (1.2) est substituée dans les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement pour dériver les équations qui régissent l'évolution du champ moyen de l'écoulement ainsi que de la turbulence. L'approche RANS est un outil efficace et utile pour la modélisation de la turbulence ou l'analyse des données de champs de vitesse. Cependant, cette approche ne convient pas pour la modélisation, la compréhension et le contrôle de la variabilité cyclique. Des approches en modélisation des grandes échelles (LES) (Haworth, 1999 ; Richard *et al.*, 2007 ; Vermorel *et al.*, 2009 ; Lacour *et al.*, 2009 ; Enaux *et al.*, 2010), basées sur le filtrage spatial, ont été exploitées. Le filtrage est effectué à une échelle de longueur beaucoup plus petite qui contient une faible énergie fluctuante et dont les statistiques sont approximativement isotrope. Un filtrage temporel a également été proposé récemment par Gatski *et al.* (2007). Ces méthodologies en plein essor sont toutefois coûteuses en temps de calcul.

Il est très délicat de séparer les contributions aléatoires de turbulence et les contributions cohérentes associés à CCV dans  $\mathbf{u}_n$  car il n'existe pas de frontière nette entre ces deux contributions. (Bonnet et Delville, 2001) a proposé une revue des méthodes d'identification des VCC. Nous abordons quelques approches associées à l'application du moteur :

- **Filtre fréquentiel** La technique la plus répandue est basée sur l'hypothèse de l'existence d'une fréquence de coupure entre les deux types de fluctuations. La turbulence de petites échelles est alors calculée à partir d'une moyenne de cycle obtenue par filtrage fréquentiel (ou temporel) (Fansler et French, 1988 ; Marc *et al.*, 1997). Les approches plus sophistiquées temps-fréquence, comme la transformée en ondelettes (Lewalle, 1994 ; Sullivan *et al.*, 1999 ; Söderberg *et al.*, 1998) ont été exploitées. Il faut noter que ces approches ne sont valables que s'il y a une séparation distincte des échelles temporelles (fréquentielle) ou spatiales entre les mouvements cohérents et aléatoires (Lumley, 1999) à chaque phase. Une analyse attentive montre cependant qu'une telle séparation d'échelle n'est pas observée et que le critère de filtrage passe-haut pour extraire l'intensité turbulente basé sur la discrimination de l'échelle temporelle est subjectif et arbitraire (Enotiadis *et al.*, 1990). En outre, l'élimination des mouvements turbulents à grande échelle par un filtre inapproprié aura un impact considérable sur la capacité de conserver la « turbulence » dans le transport des masses et des moments.
- **POD** Une approche prometteuse pour cette séparation est d'extraire les structures cohérentes directement à partir des champs de vitesse mesurés ou calculés. (Bonnet *et al.*, 1998) ont testé les différentes méthodes avec la même base de données, notamment la décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) (Lumley, 1999). Cette

technique de post-traitement permet d'extraire les structures dominantes. La structure spatio-temporelle est exprimée en fonction d'une base de fonctions propres orthogonales (modes spatiaux) et de coefficients (temporels) associés, qui captent la plus grande part de l'énergie cinétique fluctuante de l'écoulement pour un nombre de modes donné. Cette décomposition est appliquée à de nombreux écoulements interne moteur (Chen *et al.*, 2012). La décomposition POD est utilisée pour extraire la structure dominante et la variation cycle à cycle associée de l'écoulement d'admission (Kapitza *et al.*, 2010), d'écoulement de rouleau (Voisine *et al.*, 2011) et l'écoulement de swirl (Cosadia *et al.*, 2006). En revanche, le choix du nombre de modes est aussi subjectif, comme pour le filtre fréquentiel. La raison fondamentale est toujours le fait qu'on ne peut pas définir la frontière entre les contributions des VCC et de la turbulence. La POD permet aussi de construire un modèle d'ordre bas basé sur la POD invariante en phase (Fogleman *et al.*, 2004).

- **Classification en familles et statistiques conditionnelles** La décomposition POD peut être utilisée pour distinguer des « familles » de cycles selon leurs structures proches du point mort haut (PMH). Une statistique plus raffinée peut être calculée, avec  $\mathbf{U}_n$  calculée dans chaque famille de cycles. Cette technique est appliquée à des mesures par PIV dans le toit de la chambre de combustion pendant la fin de compression pour étudier la rupture du rouleau (Voisine *et al.*, 2011). Dans le chapitre 3, 4 et 5 de ce manuscrit, une méthodologie similaire sera proposée en utilisant le coefficient de corrélation spatiale (Liu et Haworth, 2011 ; Chen *et al.*, 2011). Enfin dans le chapitre 6, une deuxième méthodologie de classification par « clustering » (Bishop, 2006) sera présentée avec des mesures par PIV à haute fréquence.

### 1.3 Objectifs de la thèse

Parmi les nombreuses stratégies de réduction de la consommation, il est fondamental d'optimiser le mélange air-carburant pour une combustion plus efficace. Il est ainsi nécessaire de comprendre le mécanisme physique de l'écoulement dans le moteur influant sur la qualité de ce mélange avant la combustion. Pour améliorer la puissance du moteur, les paramètres de remplissage moteur doivent être également optimisés. Cependant, la modification de ces paramètres peut avoir un impact sur l'aérodynamique du moteur.

Dans ce contexte, le travail de cette thèse considère l'aérodynamique (sans combustion) pendant les phases d'admission et de compression dans un moteur à allumage commandé, de type essence, et aux variations cycle à cycle associées. Les premiers objectifs de la thèse consiste à :

- approfondir la compréhension de la physique fondamentale de l'écoulement dans une configuration du moteur suralimenté (configuration de référence **(1)**) grâce à un banc mono-cylindre transparent ;
- mettre en place des outils expérimentaux associées, *i.e.*, la mesure par PIV (basse fréquence) du champ de vitesse couplée avec les mesures de pression et de débit pour

fournir à l'outil numérique les conditions aux limites de l'écoulement interne du moteur ;

- développer la méthodologie d'analyse pour caractériser l'écoulement du moteur et sa fluctuation cyclique, y compris l'exploitation de la tridimensionnalité de l'écoulement et la méthodologie de classification en familles/groupes des cycles pour distinguer leur propriétés structurelles.

Dans le but d'apporter les informations utiles et les outils d'analyse nécessaires à une évolution du processus du dimensionnement, le second objectif de la thèse est d'amener une étude de la sensibilité/robustesse de l'écoulement de roulement et de la variation cycle à cycle associée par rapport à des paramètres de remplissage moteur. À partir d'une configuration de référence **(1)** présentée au chapitre 2, trois paramètres sont choisis pour les raisons suivantes :

- **Configuration (2) : Déphasage négatif de -20° de la loi de levée d'admission**, *i.e.*, une avance de l'ouverture des soupapes d'admission peut a priori modifier l'intensité et la topologie de l'écoulement de roulement ;
- **Configuration (3) : une augmentation de +11% de la course du moteur**, qui reste une modification modeste d'un paramètre géométrique de la chambre de combustion, pratiquée pour augmenter la cylindrée ;
- **Configuration (4) et (5) : Conduit « roulement renforcé » et « remplissage »**, nous souhaitons mesurer la variation de la préparation du mélange par rapport au changement du conduit.

## 1.4 Organisation du manuscrit

Le manuscrit de la thèse est organisé de la façon suivante.

- Le chapitre 2 présentera les moyens expérimentaux et numériques, sur lesquels le travail s'appuie.
- Le chapitre 3 décrira l'aérodynamique dans une configuration du moteur de référence **(1)**, pendant les phases d'admission et de compression. Les mesures par PIV dans plusieurs plans bidimensionnels verticaux et horizontaux révéleront la complexité et la tridimensionnalité de l'écoulement. Grâce à la méthodologie de classification en groupes, la variation cycle à cycle de l'écoulement en fin de compression sera examinée.
- Le chapitre 4 apportera une quantification de la sensibilité de l'écoulement par rapport aux paramètres à iso-conduit (le déphasage de la loi de levée d'admission **(2)** et la course du moteur **(3)**) grâce à des outils statistiques d'analyse et à la méthodologie de classification en groupes. L'estimation numérique du flux de masse en admission permettra de comprendre les origines de la modification de l'écoulement vis-à-vis du changement de ces deux paramètres.
- Le chapitre 5 examinera la variation du conduit d'admission, concernant les configurations **(4)** et **(5)**. En présentant seulement les données indispensables à la compréhension, une analyse dans le plan de symétrie mettra en évidence son influence sur la structuration de l'écoulement.



- Le chapitre 6 proposera d'appliquer une nouvelle méthodologie de classification en groupes basée sur un algorithme de « clustering » sur une base de données à haute fréquence. Il s'agit un travail en collaboration avec B. Noack et E. Kaiser (Institut Pprime).

Au final, les conclusions générales et les perspectives seront données dans le chapitre 7.

## Chapitre 2

# Moyens expérimentaux et numériques

### SOMMAIRE

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>16</b>
<b>2.1 Banc moteur</b> . . . . .	<b>16</b>
2.1.1 Les configurations . . . . .	16
Loi d'arbre à came . . . . .	17
Mouvement du piston . . . . .	19
Aérodynamique du moteur . . . . .	21
2.1.2 Admission du moteur . . . . .	21
2.1.2.1 Soufflerie stationnaire . . . . .	22
2.1.2.2 Comparaison des conduits d'admission . . . . .	26
2.1.2.3 Polaire de soupapes . . . . .	26
2.1.3 Aménagements optiques . . . . .	27
2.1.4 Amélioration de l'accès optique du banc . . . . .	30
<b>2.2 Conditions aux limites</b> . . . . .	<b>31</b>
2.2.1 Mesure de pression . . . . .	32
Mesures à l'admission et à l'échappement . . . . .	32
Mesure de pression dans le cylindre . . . . .	35
2.2.2 Mesure du débit . . . . .	36
Perte par « blow-by » . . . . .	38
2.2.3 Simulation numérique . . . . .	38
<b>2.3 Vélocimétrie par imagerie de particules</b> . . . . .	<b>42</b>
2.3.1 Plans de mesure . . . . .	43
2.3.2 Système et Matériel . . . . .	43
2.3.3 Ensemencement . . . . .	44
2.3.4 Déformation optique Calibration . . . . .	46
2.3.5 Traitement d'image . . . . .	46
<b>2.4 Récapitulatif des essais réalisés</b> . . . . .	<b>47</b>

---

## Introduction

Pour effectuer le travail de ce manuscrit, nous nous sommes appuyés principalement sur le dispositif expérimental de Renault : un banc mono-cylindre optique. Dans ce chapitre, les outils expérimentaux (mesure par PIV à basse fréquence, couplée avec des capteurs caractérisant les conditions aux limites) et numériques (simulation mono-dimensionnelle de l'acoustique dans le circuit d'air moteur) sont présentés.

Dans un premier temps, les configurations d'étude de robustesse sont comparées à travers de différentes caractéristiques du moteur (§2.1). Puis les mesures des conditions aux limites sont présentées (§2.2), couplées avec les mesures par PIV (vélocimétrie par imagerie de particules) (voir §2.3). Au final, nous donnerons un récapitulatif des mesures effectuées pour ce manuscrit.

## 2.1 Banc moteur

### 2.1.1 Les configurations

Le dispositif expérimental utilisé ici a été éprouvé par de précédents travaux, aussi bien dans des configurations essence que diesel (Baby, 2000 ; Deslandes, 2004 ; Cosadia, 2006 ; Laurent, 2008 ; Voisine, 2010). Dans notre situation, le banc est placé en configuration monocylindre essence. Le montage expérimental est composé d'un moteur mono-cylindre transparent. Tout l'ensemble du moteur, accouplé à un moteur d'entraînement à courant continu, repose sur un bâti rigide en marbre isolé du sol par quatre pieds qui absorbent les vibrations. Nous étudions l'écoulement aérodynamique du moteur sans combustion, c'est-à-dire que le moteur aspire seulement de l'air. L'adaptabilité du banc a été étudié auparavant dans Baby (2000), qui permet un fonctionnement du moteur stable à un régime donné. Un codeur angulaire de AVL<sup>1</sup> est mis en place pour mesurer la phase moteur, appelée aussi l'angle vilebrequin, avec une précision de 0,025 degré de vilebrequin (dv). Dans toute l'étude, le régime du moteur est fixé à  $N = 1200$  tr/min (tour par minute).

L'ensemble du montage expérimental est illustré sur la figure 2.1. Il comprend le cylindre transparent, la culasse du moteur et le système de distribution. Ces éléments sont reliés via le système de courroie. Seuls les moteurs à allumage commandé sont concernés par l'étude présentée dans ce manuscrit. Nous conduisons une étude de la sensibilité autour du moteur *TCE90 Renault*, qui est un moteur downsizé pour réduire les émissions des polluants et la consommation des carburants. Il est doté de trois cylindres et quatre soupapes par cylindres dont deux pour l'admission et deux pour l'échappement. La plage de variations sont présentée dans le tableau 2.1. Dans la suite du manuscrit, ce moteur est dénommé le moteur REF.

---

1. cf. <https://www.avl.com/crank-angle-encoder>

## 2.1. Banc moteur

Configurations $N_{cfg}$	REF (1)	RFA <sup>-</sup> (2)	COURSE <sup>+</sup> (3)	TUMBLE <sup>+</sup> (4)	ATMO (5)
Moteur	REF	REF	REF	REF	ATMO
Conduit ADM	REF	REF	REF	TUMBLE <sup>+</sup>	ATMO
Alésage B [mm]	72,2	72,2	72,2	72,2	72,2
Course S [mm]	73,1	73,1	81,22	73,1	81,22
DPC [mm]	0,7	0,7	0,7	1,45	1
$\theta_{RFA}$ [dv]	210	190	210	210	228

TABLE 2.1 – Récapitulatif des paramètres des configurations d’étude. Le point mort haut (PMH) de compression est fixé à 360 dv. La distance DPC est l’espace entre le piston au PMH et le plan du joint de culasse.  $\theta_{RFA}$  est la phase de la fermeture des soupapes d’admission à 0,7 mm de levée sans compte des jeux.

La distance piston-culasse (DPC) est l’espace entre le piston au point mort haut (PMH) et le plan du joint de culasse (plan face-feu, FIG. 2.2). Cet espace est imposé dans le but d’éviter la collision entre le piston et les soupapes. Alors le rapport volumétrique (ou le taux de compression), qui est le rapport entre le volume au point mort haut et celui au point mort bas (PMB), est défini comme :

$$r_v = \frac{V_{PMH}}{V_{PMB}} \text{ avec } \begin{cases} V_{PMH} = V_{CC} + V_{DPC} \\ V_{PMB} = V_{CC} + V_{DPC} + V_{Cyl}(\theta_{PMB}) \end{cases} \quad (2.1)$$

$V_{Cyl}(\theta)$  est le volume du cylindre du moteur à la phase  $\theta$ , entre le plan face-feu (FF) et le piston.  $V_{CC}$  est le volume du toit de chambre de combustion, au dessus du plan FF. Et  $V_{DPC}$  est le volume associé à la distance DPC. Dans notre configuration d’essai, le piston à géométrie réelle est remplacé par le piston plat transparent pour des raisons optiques (§2.1.3). Nous avons donc modifié la distance piston-culasse pour conserver le même rapport volumétrique lors de l’adaptation au banc d’essai. On obtient alors  $DPC = 0,7$  mm pour un taux de compression de  $r_v = 12,3$ .

Dans ce travail, un second moteur, toujours de type essence, est considéré. Il s’agit un moteur atmosphérique dont la course est allongée d’un facteur de 10/9 (TAB. 2.1). On parlera du moteur ATMO et la configuration d’étude associée est la configuration **(5)**, dénommé aussi ATMO. Notons que l’alésage est identique pour les deux moteurs. Pour faciliter la comparaison, la distance DPC est calculée pour conserver le rapport volumétrique (TAB. 2.1). Le concept du second moteur diffère de celui du moteur de référence. Ses caractéristiques sont discutées dans la suite.

**Loi d’arbre à came** Pour un moteur à quatre temps, le cycle moteur est défini pour les phases  $\theta \in ]-360; 360]$  dv, qui correspond à deux tours de vilebrequin. La référence de 0 dv est fixée au début de la phase d’admission et le point mort haut (PMH) de compression (ou de combustion) est donc à 360 dv. Ainsi les quatre temps d’un cycle moteur sont :

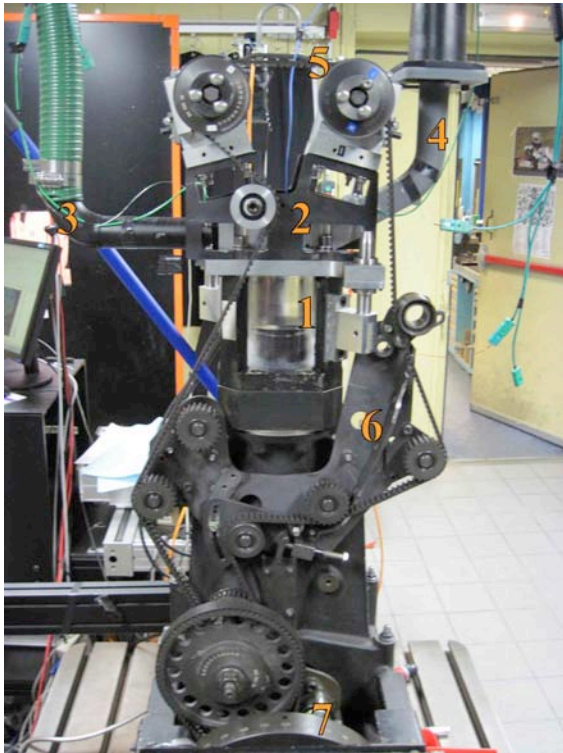


FIGURE 2.1 – L'ensemble Culasse-Moteur adapté au banc PIV. 1 Cylindre transparent. 2 Culasse. 3 Collecteur d'échappement. 4 Répartiteur d'admission. 5 Cassettes de distribution. 6 Courroie de distribution. 7 Moteur à courant continu.

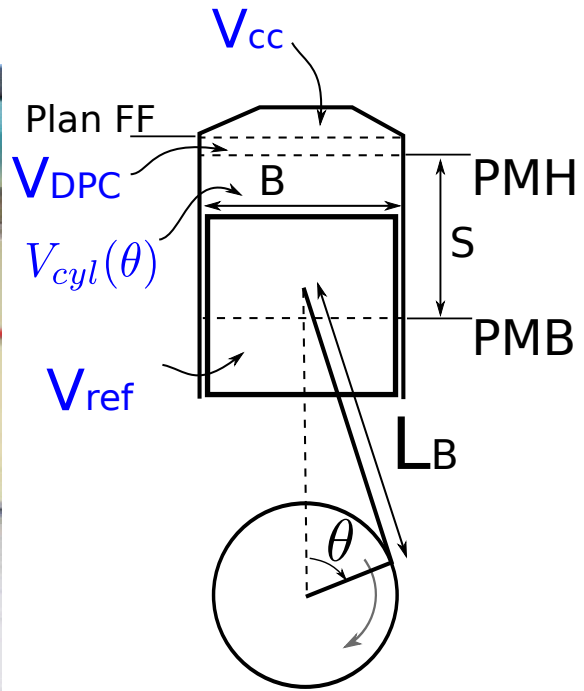


FIGURE 2.2 – Schéma de fonctionnement du moteur. Références : PMH - point mort haut ; PMB - point mort bas ; Plan FF - Plan Face-Feu. Longueurs : B - l'alésage du moteur ; S - la course du moteur ;  $L_B$  - longueur de bielle.  $\theta$  - la phase du moteur ou l'angle vilebrequin. Volumes :  $V_{CC}$  - Volume de la chambre de combustion ;  $V_{DPC}$  le volume DPC ;  $V_{cyl}(\theta)$  le volume du cylindre ;  $V_{ref}$  le volume balayé pendant un cycle moteur.

## 2.1. Banc moteur

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Phase d'admission} \quad \theta = [0; 180] \text{ dv} \\ \text{Phase de compression} \quad \theta = [180; 360] \text{ dv} \\ \text{Phase de détente} \quad \theta = [-360; -180] \text{ dv} \\ \text{Phase d'échappement} \quad \theta = [-180; 0] \text{ dv} \end{array} \right.$$

La culasse est dotée de quatre soupapes, deux pour l'admission et deux pour l'échappement. Ces soupapes sont mises en mouvement, par les arbres à cames dans la cassette de distribution. Les soupapes d'admission et d'échappement n'ont pas la même loi de levée, mais cette dernière est identique pour les deux soupapes d'admission et pour les deux soupapes d'échappement. Les lois d'arbre à came (AAC) sont caractérisées par leur calage, c'est-à-dire les angles d'ouverture et de fermeture des soupapes dans le cycle. Par la suite, les lois AAC sont notées comme  $[AOA * RFA]/[AOE * RFE]$  avec :

**AOA** avance par rapport au PMH de l'admission

**RFA** retard par rapport au PMB de l'admission

**AOE** avance par rapport au PMB de l'échappement

**RFE** retard par rapport au PMH de l'admission

Le tableau 2.2 distingue les lois dans toutes les configurations et elles sont tracées sur la figure 2.3. Les phases sont données à 0,7 mm de levée sans précise en compte des jeux de soupapes. Les lois de l'échappement sont choisies identiques pour toutes les configurations. Dans la configuration **(2)** (désignée  $RFA^-$ ), un déphasage négatif de 20 dv est créé dans la loi d'admission (FIG. 2.1). Les soupapes d'admission ouvrent et ferment plus tôt, ceci revient à avancer la fermeture des soupapes d'admission (RFA) :  $\theta_{RFA}^{(2)} = \theta_{RFA}^{(1)} - 20 \text{ dv}$ . Lorsqu'il s'agit du moteur ATMO, l'évolution de la loi de l'admission est similaire à celle dans la configuration **(1)**, à l'exception d'une levée maximale plus courte, *i.e.*,  $l_v^{(5)}/l_v^{(1)} = 0,94$ . Notons que dans la zone de croisement des soupapes pour  $\theta \in [\theta_{RFE}; \theta_{AOA}]$ , les soupapes d'admission et d'échappement sont ouvertes toujours simultanément pendant une courte période.

$N_{cfig}$	Loi AAC (calages)	Loi AAC [dv]	levée maximale
<b>(1),(3),(4)</b>	$[-5 * 30]/[29 * -5]$	$[5 * 210]/[-209 * -5]$	8,45 mm
<b>(2)</b>	$[15 * 10]/[29 * -5]$	$[-15 * 190]/[-209 * -5]$	8,45 mm
<b>(5)</b>	$[-22 * 48]/[29 * -5]$	$[22 * 228]/[-209 * -5]$	7,97 mm

TABLE 2.2 – Lois d'arbre à came dans toutes les configurations.

**Mouvement du piston** La position du piston ( $z_p$ ) et la vitesse du piston ( $U_p$ ) sont données en fonction de la phase moteur (FIG. 2.4a,b). Nous précisons que la longueur de bielle est  $L_B = 128 \text{ mm}$ . La vitesse moyenne du piston est proportionnelle à la course du piston et au régime moteur et on a  $\overline{U_p} = 2NS$ . N et S sont le régime et la course du moteur. Pour la configuration de référence, on obtient alors  $\overline{U_p}^{(1)} = 2,92 \text{ m/s}$ . La vitesse piston est maximale en valeur absolue vers 75 dv et 280 dv.

Dans la configuration **(3)**, nous faisons varier la course du moteur afin d'étudier l'influence de ce paramètre. La course est allongée dans le cas d'étude et elle est égale à la course du

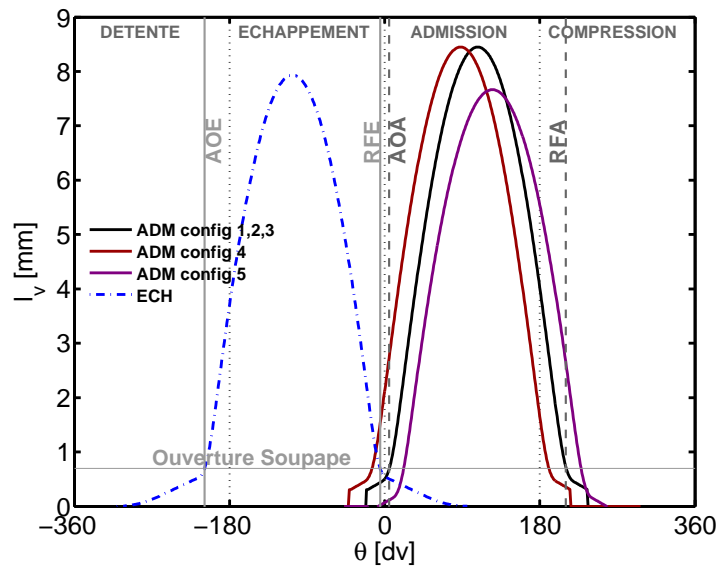


FIGURE 2.3 – Loi des arbres à cames d’admission et d’échappement de toutes les configurations.  $\cdots$  : délimitation des quatre phases du moteur.  $--$  : ouverture d’admission.  $-$  : ouverture d’échappement. La ligne horizontale représente l’ouverture de soupapes à 0,7 mm.

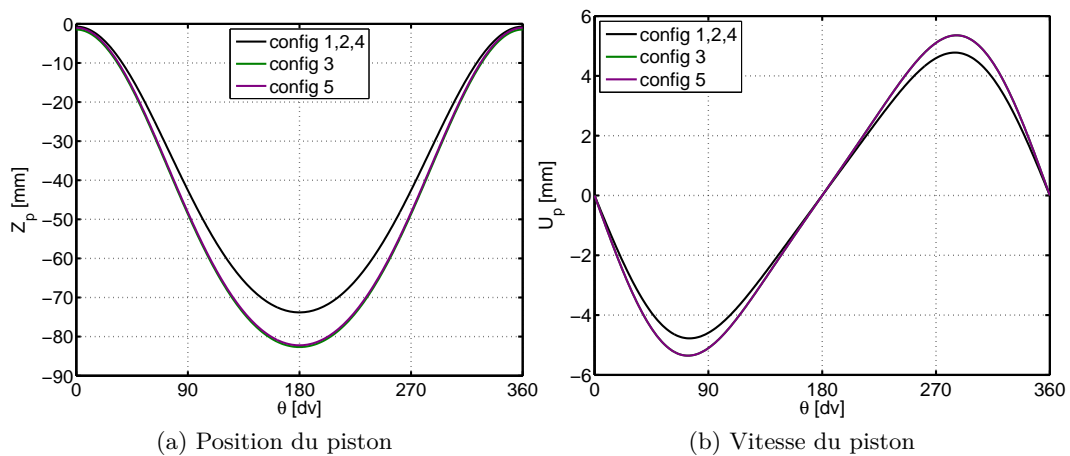


FIGURE 2.4 – Mouvement du piston du moteur.

## 2.1. Banc moteur

---

moteur ATMO. Cette variation fait augmenter la vitesse moyenne du piston. On obtient alors  $\overline{U}_p^{(3)} = \overline{U}_p^{(5)} = 3,25$  m/s. Comme nous le verrons ultérieurement, l'intensité de l'écoulement de roulement est sensée être amplifiée dans cette configuration d'étude. Notons que les positions du piston diffèrent légèrement de part les différentes distances DPC dans les deux configurations.

**Aérodynamique du moteur** Dans le but de caractériser le niveau de l'aérodynamique du moteur, le taux de roulement (ou de tumble) est défini pour classer les écoulements du moteur essence. Cette grandeur sans dimension compare la vitesse angulaire de l'écoulement et la vitesse de rotation du moteur. Supposons l'écoulement à rotation solide équivalente autour de l'axe horizontal, perpendiculaire à l'axe principal du cylindre. Et supposons aussi le centre géométrique du domaine comme étant le point par lequel passe l'axe de rotation, le taux de roulement  $R_t$  est calculé comme :

$$R_t = \frac{\omega_y}{2\pi N} \text{ où } \omega_y = \frac{\sigma_y}{I_y} \quad (2.2)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \omega_y & \text{Vitesse angulaire de l'écoulement} \\ N & \text{Régime moteur} \\ \sigma_y & \text{Moment cinétique angulaire autour de l'axe } y \\ I_y & \text{Moment d'inertie autour de l'axe } y \end{array} \right.$$

Les méthodes, numériques ou expérimentales, utilisées pour la détermination de cette grandeur sont très variées. Il est usuel de le mesurer systématiquement en situation stationnaire pour toute la gamme de levée de soupape sur banc moteur stationnaire (Heywood, 1988). Elle sera discutée dans la section suivante.

### 2.1.2 Admission du moteur

Dans l'objectif d'évaluer la performance de l'ensemble moteur, l'intégralité de la culasse moteur est considérée pour la caractérisation. Dans le sens de l'écoulement, l'admission du moteur est composée essentiellement du conduit d'admission, des deux soupapes d'admission et du toit de la chambre de combustion. Nous rappelons que pour toutes les configurations, les soupapes d'admission sont identiques. Pour chacun des deux moteurs dans notre étude, la géométrie du toit de la chambre de combustion est unique. La hauteur du toit dans le plan de symétrie est  $h_{toit} = 8,8$  mm. La conception du conduit d'admission joue un rôle important dans la création de l'écoulement de roulement.

Le rôle du conduit d'admission est d'une part de faire rentrer plus de masse d'air pour augmenter la performance du moteur. Pour cela, l'élargissement de la section de sortie fait augmenter généralement le débit massique de l'air. D'autre part, pour atteindre un taux de roulement plus élevé, on doit provoquer le décollement de l'écoulement à l'arête à la sortie des soupapes. Ce choix géométrique pénalise fortement la section de sortie ( $\Sigma_2 < \Sigma_1$ , FIG. 2.5). Dans le cahier de charge, les constructeurs automobiles se basent ainsi sur deux grandeurs



principalement : la section équivalente  $S_e$ , qui caractérise le perméabilité du moteur (voir définition plus tard), et le taux du rouleau  $R_t$ , qui caractérise l'intensité de l'écoulement rotationnel. L'enjeu est d'obtenir un meilleur compromis du couple  $(S_e, R_t)$ .

Deux moyens de caractérisation ont été utilisés. Une soufflerie stationnaire est à notre disposition pour mesurer le taux de rouleau grâce à un couple mètre. En parallèle la simulation numérique de ce banc donne la répartition du débit à la sortie de chaque soupape.

### 2.1.2.1 Soufflerie stationnaire

Pour caractériser un conduit d'admission, le moyen de mesure stationnaire est privilégié, il s'agit d'une soufflerie stationnaire, type AVL Tippelmann<sup>2</sup>. Ayant installé l'ensemble de la culasse sur un faux cylindre, une différence de pression est imposée entre l'entrée et la sortie du système (FIG. 2.6). Les cassettes de distribution sont déconnectées pour qu'on puisse agir directement sur les tiges de soupapes d'admission. En dessous du faux cylindre, l'air rentre dans un couple-mètre hémisphérique (appelé aussi « swirl meter »), à partir duquel qu'on relève les données dans les trois directions. Enfin une mesure du débit est disponible en aval de l'écoulement.

Le tableau 2.3 liste les grandeurs mesurées dans cette soufflerie stationnaire et leurs incertitudes relatives associées. Les grandeurs sont mesurées pour toute la gamme de levées, c'est à dire à chaque millimètre de la levée entre  $l_v \in [1, l_{v,max}]$ . Le maximum de levée est fixé à 9 mm vis à vis des levées maximales des différentes lois dans le tableau 2.2.

Mesures	incertitude relative
Pression amont $P^{E_1}$	0,35%
Température aval $T^{E_2}$	0,35%
Débit massique $Q_m$	0,5%
Couple mètre C	1,5%

TABLE 2.3 – Mesures du banc stationnaire

• $E_1$  : état d'amont. • $E_2$  : état d'aval. • $T$  désigne la transposée du vecteur ou matrice. Le couple mètre a trois composantes dans l'espace  $\vec{C} = (C_x, C_y, C_z)^T$ .

2. cf. [www.avl.com/flow-test-bench-development](http://www.avl.com/flow-test-bench-development)

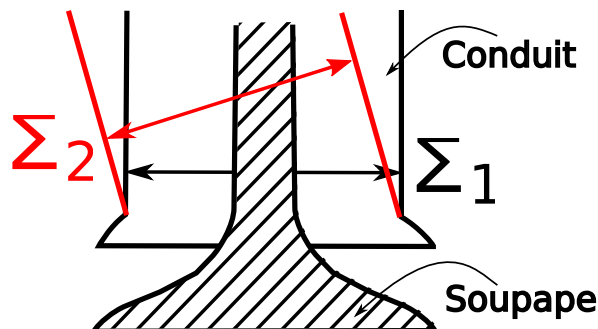


FIGURE 2.5 – Variation de la section du conduit.  $\Sigma_1$  et  $\Sigma_2$  : sections du conduit.

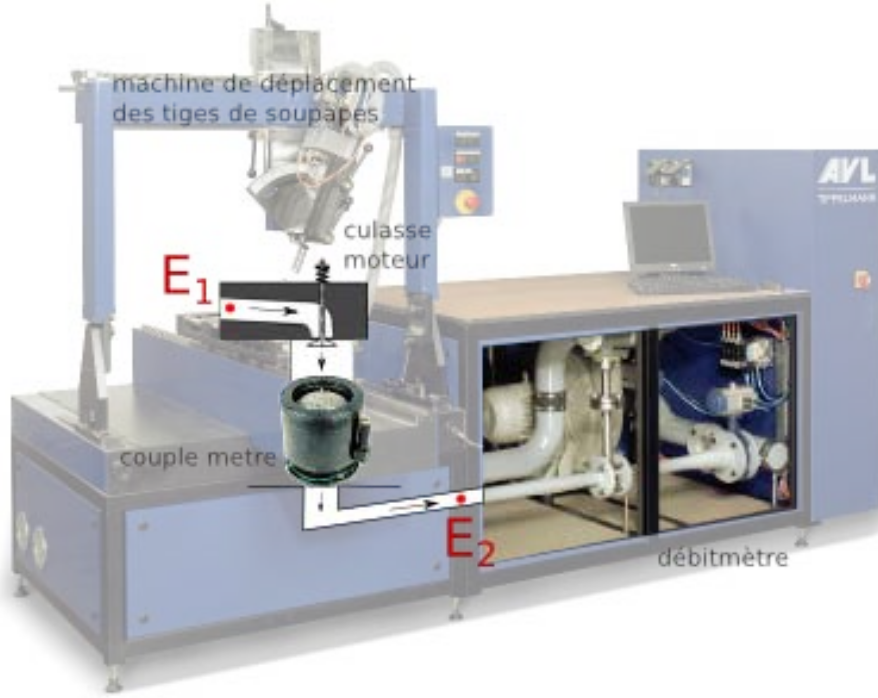


FIGURE 2.6 – Soufflerie stationnaire.  $\rightarrow$  : sens du fluide.  $E_1$  : état d'amont.  $E_2$  : état d'aval.

La perte de charge caractérise la chute pression du fluide à travers des soupapes d'admission. En supposant l'air est au repos en amont  $U^{E_1} \approx 0$  (FIG. 2.6), la perte de charge s'exprime comme :

$$\Delta P = C_f \frac{\rho U^2}{2} \quad (2.3)$$

$C_f$  est le coefficient de perte de charge.  $\rho$  est la masse volumique.  $U$  est la vitesse du fluide. Or le débit de masse à travers de ces soupapes d'admission est conservé :  $Q_m = \rho U \Sigma$ .  $\Sigma$  est la section d'orifice. Elle correspond ici au rideau de soupape, qui est l'ouverture créée par le déplacement de soupape d'admission. Ainsi la notion d'une section fictive est introduite en tenant compte de la section d'orifice et du coefficient de perte de charge, il est facile d'obtenir :

$$S_e = \frac{\Sigma}{\sqrt{C_f}} = \frac{Q_m}{\sqrt{2\rho\Delta P}} \quad (2.4)$$

Au banc stationnaire, la pression différentielle est  $\Delta P = P^{E_1} - P^{E_2} = 50$  mbar, le fluide peut être supposé incompressible. La section équivalente ( $S_e(l_v)$ ) est estimée à chaque levée de soupape. La masse volumique en aval s'exprime comme  $\rho = (P^{E_1} - \Delta P)/(RT^{E_2})$  d'après la loi de gaz parfait. La constante spécifique massique du gaz parfait est  $R = 287,058$  Jkg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>. La pression d'entrée et la température sont extrêmement stables, avec  $P^{E_1} \approx 0,95$  mbar et  $T^{E_2} \approx 25$  °C. On obtient alors  $\rho = 1,05$  g/cm<sup>3</sup>. A l'aide de la loi de levée  $l_v(\theta)$ , on en déduit l'expression de la section équivalente en fonction de la phase moteur  $S_e(\theta)$  grâce à l'interpolation linéaire.

Pour obtenir le taux de roulement, le couplemètre permet de mesurer la force exercée par le fluide dans les trois directions  $C$ .  $C_y$  est la composante qui mesure l'effort dans l'axe de

rotation du rouleau. Dans la littérature, plusieurs définitions ont été proposées pour adimensionner cette grandeur Uzkan *et al.* (1983). En particulier, (Tippelmann, 1977) a proposé :

$$C_y^{TIP} = \frac{C_y}{2Q_m^2/(\rho B)} \quad (2.5)$$

$Q_m$  est le débit de masse mesuré.  $\rho$  est la masse volumique.  $B$  est l'alésage du moteur. Nous optons pour une définition similaire à celle présentée ci-dessus, qui est plus adapté pour notre soufflerie stationnaire (Floch *et al.*, 1995) :

$$C_y^* = \frac{C_y}{Q_m^2/(2\rho B)} = 4C_y^{TIP} \quad (2.6)$$

De même, l'interpolation linéaire permet d'obtenir les valeurs en fonction de la phase moteur  $C_y^*(\theta)$ . Tenant compte de la rotation du moteur, le taux de rouleau  $R_t(\theta)$  en fonction de la phase est estimé comme (Floch *et al.*, 1995) :

$$R_t(\theta) = \int_{\alpha=0}^{\alpha=\theta} C_y^*(\alpha) \left( \frac{U_p(\alpha)}{\bar{U}_p} \right)^2 d\alpha \quad (2.7)$$

$U_p(\theta)$  et  $\bar{U}_p$  sont respectivement les vitesses du piston, à la phase  $\theta$  et sa moyenne.

Malgré sa répétabilité et sa robustesse, ce moyen stationnaire présente quelques défauts dans la modélisation de l'écoulement instationnaire. Pendant l'essai, à chaque levée de soupape, les données sont mesurées à une distance fixe en absence du piston. Notons que la hauteur du faux cylindre est à 152,25 mm, environ deux fois la course du moteur. De plus, le calcul de taux de rouleau  $R_t$  est une intégrale au cours du cycle en supposant que l'écoulement est stationnaire à chaque levée de soupape. C'est une estimation très approximative mais elle fournit quand-même un critère de comparaison aux constructeurs automobiles. Pour un écoulement instationnaire avec le moteur en fonctionnement, la simulation numérique est souvent employée. Plus tard dans la section §3.1.3, les mesures PIV permettent de déterminer le moment angulaire  $\omega_y$  de l'écoulement instationnaire, mais seulement dans un plan 2D. Nous allons discuter des différences entre ces deux approches (§5.1).

### 2.1.2.2 Comparaison des conduits d'admission

Il a été évoqué auparavant que la stratégie du « downsizing » est appliquée pour le moteur de référence. La stratégie « downsizing » consiste à réduire la cylindrée du moteur pour diminuer la consommation des carburants. Pour conserver la même performance du moteur, une des solutions est d'augmenter l'intensité de l'écoulement de rouleau. Dans la phase d'amont de la conception de la culasse moteur, plusieurs prototypes du conduit d'admission sont considérés. Et une étude plus approfondie de comparaison permet de choisir un modèle final. Parmi les prototypes, deux conduits d'admission ont été sélectionnés pour étudier la sensibilité de l'écoulement par rapport à la variation de la géométrie du conduit. La configuration REF est équipée du conduit REF (FIG. 2.8a), qui conduit à un taux de rouleau de  $R_t = 2,5$ , tandis que la configuration TUMBLE<sup>+</sup> est équipée du conduit TUMBLE<sup>+</sup> (FIG. 2.8b), d'un taux de rouleau

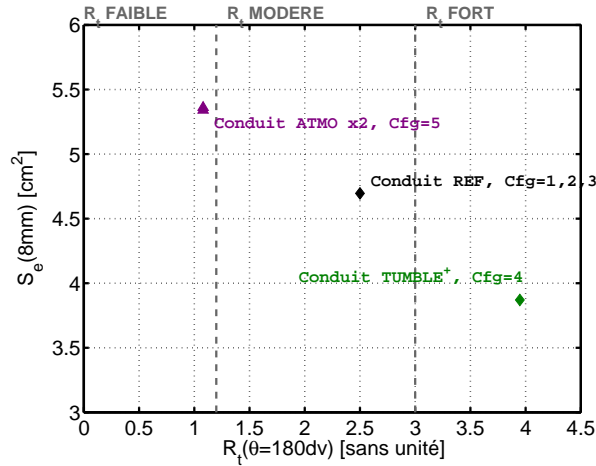


FIGURE 2.7 – Diagramme  $S_e$ - $R_t$ . x2 : 2 mesures dans les mêmes conditions.

fort à  $R_t = 3,95$ . Ces valeurs de  $R_t$  sont estimés à 180 dv à partir des mesures stationnaires. Le diagramme du couple  $(R_t, S_e)$  est tracé sur la figure 2.7 pour toutes les configurations. Nous remarquons que la section équivalente du conduit TUMBLE<sup>+</sup> est 20% plus petite que celle du conduit REF. Sur cette figure, les valeurs de  $R_t$  sont données à 180 dv lorsque les  $S_e$  sont données à  $l_v = 8$  mm de levée.

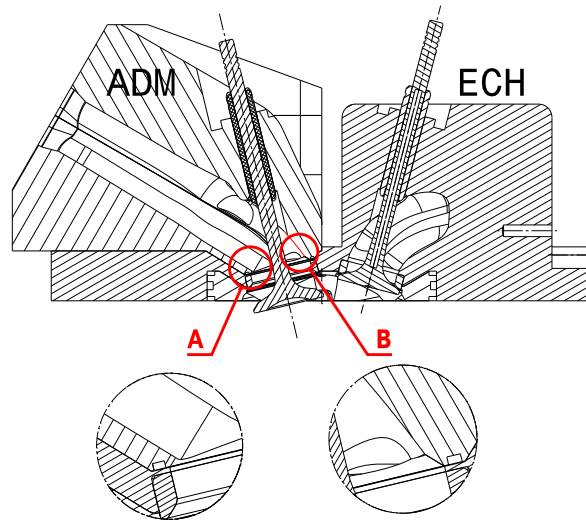
Le profil 2.8c s’agit du culasse du moteur ATMO, le conduit d’admission est alors dénommé comme conduit ATMO pour être plus cohérent. Par rapport aux deux conduits du moteur REF, les angles des soupapes et d’inclinaison du conduit est toujours inchangé. En revanche, aucune arête est imposé pour provoquer le décollement. La forme à la sortie du conduit est quasi perpendiculaire à la section du conduit. Le choix de cette géométrie fait diminuer significativement le taux de roulement, et la perméabilité est alors augmentée.

### 2.1.2.3 Polaire de soupapes

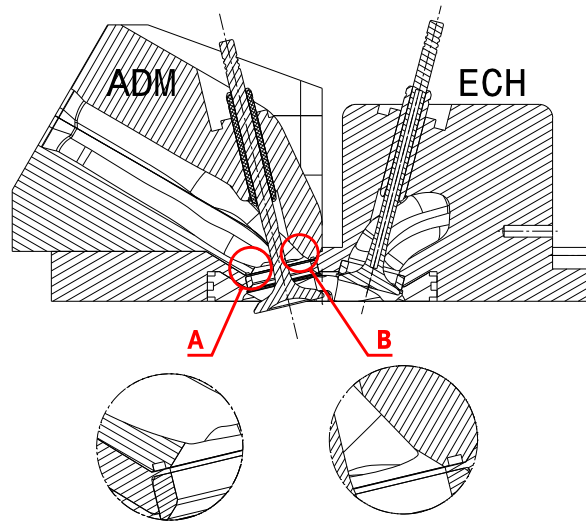
Pendant la phase d’admission du moteur, le jet sortant des soupapes permet de former les mouvements cohérents. La répartition de ce jet conditionne la structure de l’écoulement dans le cylindre. Elle est très différente pour les différents conduits étudiés. Généralement le jet n’est pas homogène dans toutes les directions, surtout pour les conduits d’un taux de roulement renforcé. Ainsi, la simulation numérique est utilisée pour déterminer la polaire des soupapes, qui est la répartition du débit de masses à la sortie des soupapes.

Dans cet objectif, le banc stationnaire est modélisé à l’aide de Star-CCM+<sup>3</sup>. Le détail concernant cette modélisation ne sera pas présenté dans ce manuscrit pour des raisons de confidentialité. Mais il est important de noter qu’une étude de corrélation a été réalisée pour valider la modélisation. Grâce à cette étude, le coefficient de corrélation  $R_{E-C}$ , entre les taux de roulement issu de l’essai et du calcul, est supérieur à 0,95. Dans ce travail, nous obtenons  $R_{E-C} = 0,97$  pour le conduit REF et  $R_{E-C} = 0,99$  pour le conduit TUMBLE<sup>+</sup>. L’étude du conduit ATMO est toujours en cours en interne Renault. Au final, nous pouvons confirmer que les résultats de la simulation sont fiables et corrélés avec ceux issu de la mesure au banc

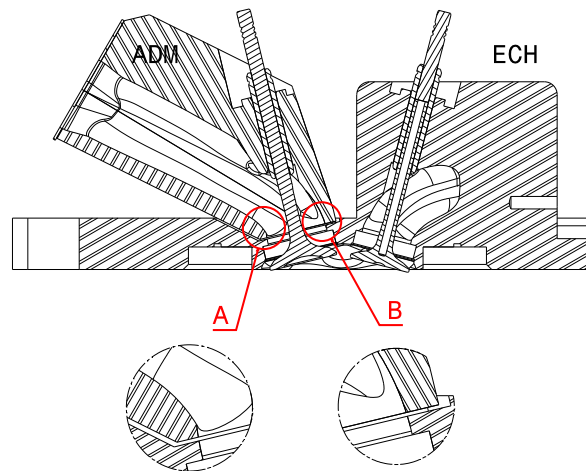
3. cf. [www.cd-adapco.com/products/star-ccm](http://www.cd-adapco.com/products/star-ccm)



(a) Conduit REF,  $N_{cfg} = \{(1), (2), (3)\}$



(b) Conduit TUMBLE<sup>+</sup>,  $N_{cfg} = (4)$



(c) Conduit ATMO,  $N_{cfg} = (5)$

FIGURE 2.8 – Profils des culasses des moteurs.

stationnaire.

Le schéma 2.9 détaille le principe de calcul des polaires. Le déplacement de la soupape d'admission correspond à la levée de soupape  $l_v(\theta)$  en fonction de la phase moteur. Le rideau de soupape désigne l'espace créé par cette ouverture. Considérons maintenant le plan des soupapes d'admission qui traverse le milieu du rideau de soupape, dont le repère  $x_v O_v y_v$  est pivoté d'un angle  $\alpha_v$ <sup>4</sup> par rapport au repère global  $xOy$  selon l'axe  $\vec{Oy}$ . La valeur de  $\alpha_v$  n'est pas fournie dans le manuscrit pour des raisons de confidentialité. Dans ce plan local, le débit  $dQ_m$  sortant élémentaire à travers d'une surface élémentaire du rideau de soupape  $l_v \frac{\Phi_v}{2} d\beta$  s'exprime comme :

$$dQ_m = \rho \mathbf{U}(\beta) l_v \frac{\Phi_v}{2} d\beta \quad (2.8)$$

Où  $\Phi_v$  est le diamètre des soupapes d'admission<sup>5</sup>.  $\beta$  est l'angle polaire dans le repère local. La vitesse sortant  $\mathbf{U}$  est dans la direction normale par rapport à la surface. Les soupapes  $V^+$ , et  $V^-$  respectivement, sont localisées du côté  $y^+$  ( $y$  positif), et  $y^-$  ( $y$  négatif) respectivement, dans le repère global.

Les résultats de la simulation sont disponibles pour la gamme de levées entre  $l_v \in [2; 8]$  mm et la figure 2.10 donne une représentation polaire des débits sortant de la soupape  $V^+$  du conduit REF à chaque levée de soupape dans le repère local. Les données sont discrétisée en segments de largeur de  $\Delta\beta = 5^\circ$ . Nous observons que les débits sont dominants dans la direction  $\vec{Ox}_v$  quelle que soit la levée de soupapes : le conduit REF favorise donc le jet dans cette direction.

Par le même principe d'interpolation que pour le calcul du taux de roulement, nous obtenons la polaire en fonction de la phase moteur selon la loi de levée. Les polaires de deux soupapes, à  $\theta = 120$  dv, dans les deux configurations, sont comparées sur la figure 2.11. Dans ces deux cas d'étude, la levée des soupapes d'admission est identique à 120 dv, l'ouverture de soupape est presque maximale à  $l_v = 8$  mm. Il s'agit d'une vue de dessus de la culasse, le débit maximale est de 0,72 g/s. Les débits vers l'avant sont légèrement plus grands pour le conduit TUMBLE<sup>+</sup>, tandis que le débit vers l'arrière sont plus faibles.

### 2.1.3 Aménagements optiques

Des aménagements ont été faits pour permettre l'accès optique au moteur. La chemise de cylindre est transparente, constituée de quartz avec une épaisseur de 23,5 mm. Ceci permet un large accès optique pour les mesures PIV.

Afin de nous permettre de regarder au travers du piston transparent, la rehausse supportant le piston est évidée pour pouvoir positionner un miroir à  $45^\circ$  (FIG. 2.21). Toujours dans le but d'avoir un large accès optique, nous remplaçons le piston réel par un piston plat pour simplifier la correction de la déformation optique. Par rapport à un piston à géométrie réelle, le volume mort au point mort haut est modifié, ce qui pourrait entraîner une différence des taux de compression. Dans notre étude, elle sera compensé en adaptant une distance DPC (§2.1.1).

---

4. cf. Fiche des données confidentielles Renault

5. cf. Fiche des données confidentielles Renault

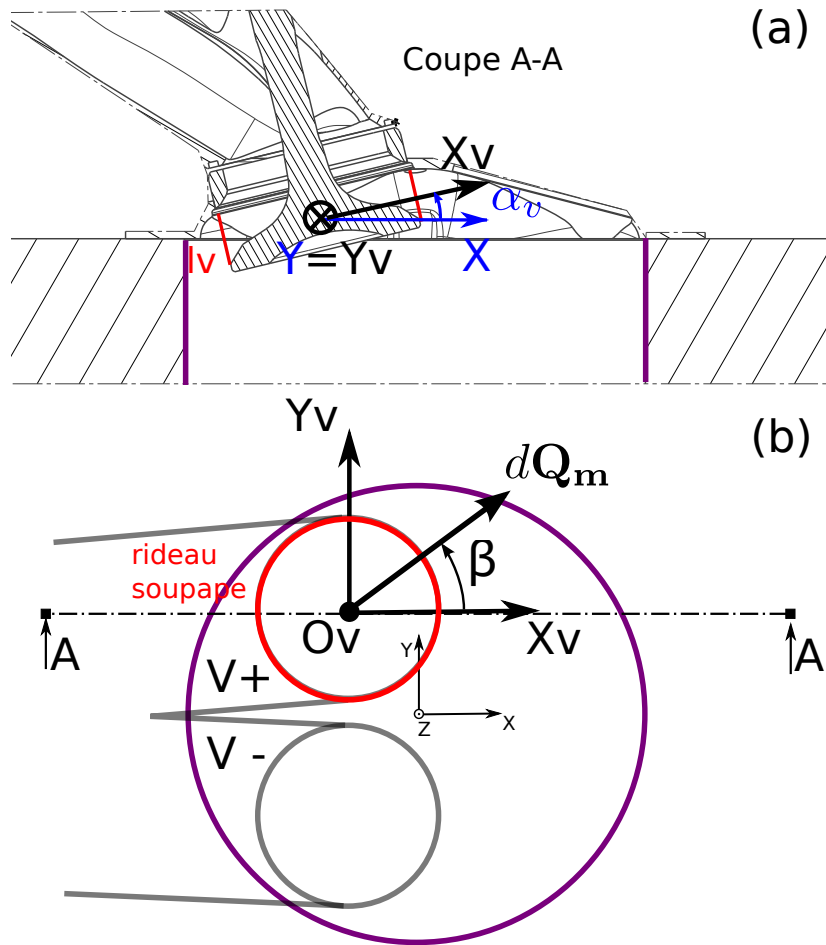


FIGURE 2.9 – Principe de calcul de la polaire de soupapes. (a) une coupe du plan A-A.  $\alpha_v$  l'angle des soupapes d'admission.  $Oxyz$  : repère global.  $x_v O_v y_v$  repère local. (b) Vue dessus du culasse.  $dQ_m^+(l_v)$  densité angulaire de débit sortant.  $V^+$  : soupape d'admission du côté  $y$  positif.  $V^-$  : soupape d'admission du côté  $y$  négatif.

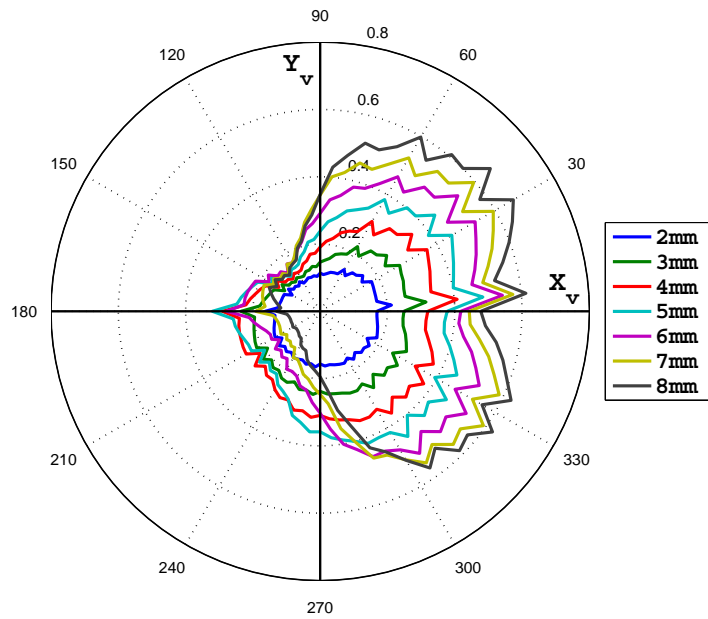


FIGURE 2.10 – Polaire de soupape du débit sortant  $dQ_m^+$  de la soupape  $V^+$  du conduit REF, pour les levées de soupape  $l_v \in [2; 8]$  mm.

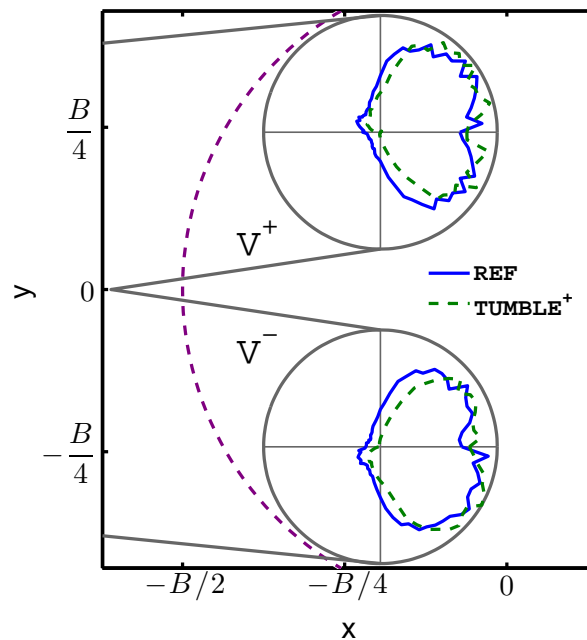


FIGURE 2.11 – Comparaison des polaires des soupapes à 120  $dv$  pour les conduits REF et TUMBLE<sup>+</sup>. Vue dessus du culasse. Le débit maximale est de 0,72 g/s.



Une gorge est usinée dans le piston pour insérer des segments. La segmentation ainsi placée permet de « racler » les parois du cylindre sur quasiment toute la hauteur de celui-ci. Les problèmes d'encrassement des parois du cylindre liés à l'ensemencement sont donc ainsi minimisés. La qualité des mesures PIV est optimisée ainsi que l'étanchéité du montage. Pour ne pas compromettre la visibilité optique, le moteur fonctionne sans lubrification. Ainsi, les segmentations ont été étudiées dans le travail de Cosadia (2006). Dans notre configuration du banc, la durée d'essai est limitée à 4 min pour éviter un échauffement trop important.

Un hublot rectangulaire transparent est introduit par Voisine *et al.* (2011) pour visualiser l'écoulement autour de l'arc électrique de la bougie à la fin de la phase compression. Par contre, nous choisissons volontairement de retirer la bougie du moteur car la présence de la bougie peut masquer une partie du domaine de visualisation (Voisine, 2010).

#### **2.1.4 Amélioration de l'accès optique du banc**

La connaissance de l'état de l'écoulement au voisinage de bougie est importante pour notre analyse, surtout en fin de compression. L'écoulement du moteur dans le toit de la chambre de combustion nous intéresse particulièrement. Mais l'accès optique à cette région critique est difficile pour la mesure par PIV. Voisine (2010) a introduit un hublot rectangulaire transparent qui a permis un accès direct à cette région. La mesure dans le plan de symétrie (PVT) de la chambre de combustion est alors divisée en deux parties : le cylindre et le toit. Un exemple des deux images brutes dans les zones A et B (FIG. 2.12a) est donné sur la figure 2.12c et d. Dans la zone B, nous observons clairement que la zone centrale est masquée par le joint de culasse, qui assure l'étanchéité du moteur. Cette séparation conduit à une discontinuité de l'image et de l'écoulement après le traitement d'image. De plus, les chemins optiques entre le plan de mesure et l'objectif de la caméra sont très différents. En haut de l'image, peu de déformation optique est observée car la diffusion de laser traverse une surface plane. En revanche, en bas de l'image, l'image des particules (points blancs) est observée à travers d'une surface cylindrique, les particules sont plus allongées horizontalement. Ainsi la mesure doit être faite indépendamment dans ces deux domaines car la mise au point de la caméra est différente.

Pendant la thèse, nous avons apporté une modification du montage expérimental, qui permet d'accéder aux deux domaines simultanément avec une seule caméra. L'idée s'agit de rehausser la chemise transparente du cylindre de 10 mm (voir le schéma 2.12b). Puis il suffit de créer une fente dans la partie toit pour remplacer le hublot transparent. Idéalement, le joint de culasse ne gêne plus la visualisation dans la chambre de combustion. Néanmoins, dans la pratique, une marche a été créée sur la chemise du cylindre, elle permet de conserver le taux de compression du moteur. Nous avons observé que l'image des particules est toujours masquée par une bande lumineuse, qui se trouve à la même hauteur que la marche. En fait, la polissage au niveau de cette marche est très délicat à réaliser, l'irrégularité à cet endroit entraîne à une perte de la netteté de l'image acquise. D'autres soucis ont été constatés. La réflexion de l'image dans la zone C est beaucoup plus grande que celle dans la zone B. De plus, une légère différence existe entre les rayons de courbure en haut et en bas de la marche,

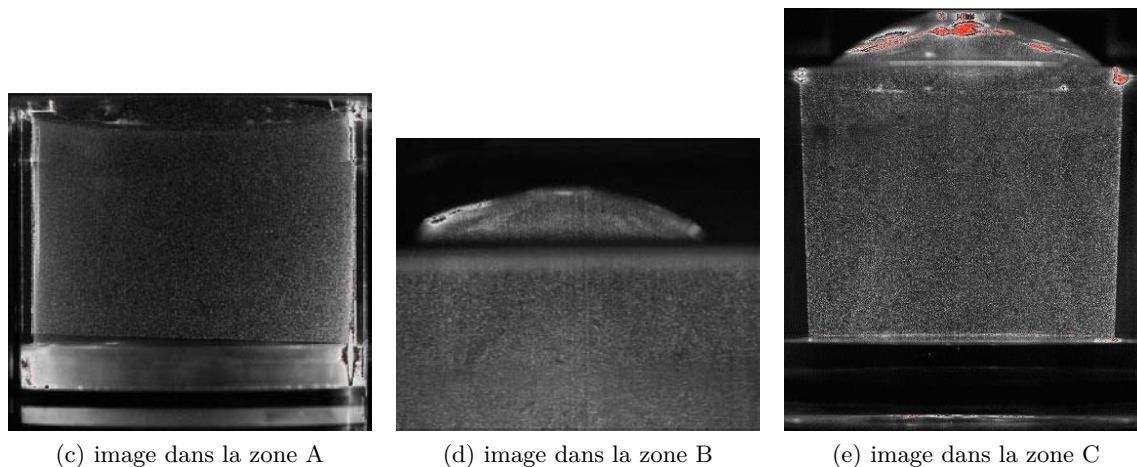
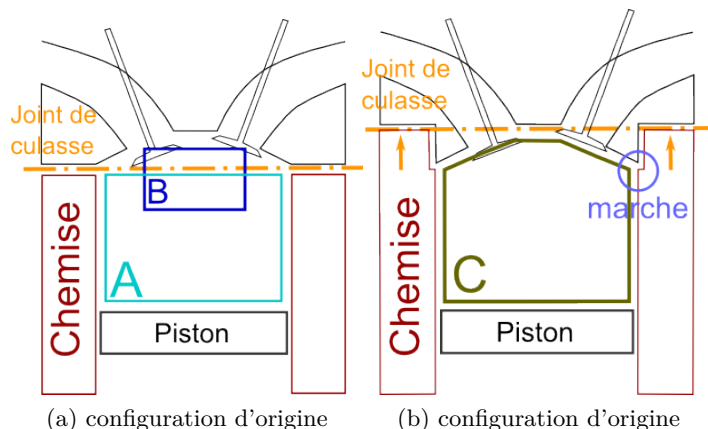


FIGURE 2.12 – Déformation optique

il n'est pas facile de trouver un focal commun. Bien que nous avons tenté de proposer une modification du montage de banc pour accéder à l'intégralité de la chambre, cette modification ne permet pas d'aboutir l'objectif prévu en tenant compte de la qualité des résultats obtenus. Dans ce manuscrit, cette modification ne concerne que la mesure dans la configuration (5), mais les images sont prises de la façon usuel dans ce plan de mesure (plan de symétrie), c'est-à-dire que deux images seront prises indépendamment dans les deux parties de la chambre de combustion.

## 2.2 Conditions aux limites

Dans l'objectif de reproduire les mêmes conditions de fonctionnement du moteur réel, des moyens de mesures sont mis en place dans le système d'air pour contrôler les conditions aux limites (CL) à l'entrée et à la sortie du moteur. De plus, les ondes acoustiques dans le système d'air conditionnent le remplissage du moteur, qui est caractérisé par la masse d'air entrant dans le cylindre. Alors il est nécessaire de maîtriser conditions aux limites pour étudier l'écoulement interne du moteur.

Trois mesures de pression d'admission, d'échappement et de la chambre de combustion,

sont initialement implantées dans le circuit d'air. Grâce au département FTC de l'institut Pprime, un débitmètre instantané breveté est mis en place pour quantifier la variation de la masse d'air emmagasinée. Au cours de l'essai, les relevés des mesures sont tous gérés par une centrale d'acquisition « LDS-NICOLET ». En parallèle, nous avons utilisées l'outil numérique pour modéliser l'acoustique du moteur. Ceci donne accès à toutes les informations dans le système d'air.

### 2.2.1 Mesure de pression

Le système d'air autour du moteur est composé d'une ligne tubulaire avec un volume tampon au bout de celle-ci. La figure 2.13 met en évidence la complexité du circuit d'air entre le volume tampon et l'entrée des soupapes d'admission.

Le volume tampon (A5) est là pour réduire les effets acoustiques liés aux pulsations générées lors des ouvertures et des fermetures des soupapes. La ligne d'admission étant beaucoup plus grande que sur une architecture réelle (5,5 m au total), un second volume tampon a été introduit dans le circuit (A2, FIG. 2.13). Il est sensé pouvoir assimiler la répartition d'admission dans un réel moteur. Une telle longueur d'admission a tendance à minimiser les effets acoustiques.

Pour suivre au plus près de ses variations, il est judicieux d'installer les prises de pression le plus proche possible des soupapes. La figure 2.14 montre les emplacements des capteurs de pression. Pour assurer le bon fonctionnement des capteurs, les capteurs doivent être placés dans une section où le conduit est plus rectiligne possible. Et sa taille physique doit être également prise en compte, car certains capteurs sont intrusives.

**Mesures à l'admission et à l'échappement** Le capteur piézo-résistif de pression absolue est choisi pour mesurer les pressions d'admission et d'échappement. Il s'agit d'un pont de Wheatstone composé de quatre jauges associé à un diaphragme en silicium. Lorsqu'une pression est appliquée, les quatre jauges de contraintes réagissent aux forces de flexion imposées sur le diaphragme : la force résultante déséquilibre le pont de Wheatstone. La variation de tension en sortie du pont est directement proportionnelle à la pression appliquée sur le diaphragme. On utilise ici un capteur de type KISTLER 4005BA5F associé à un amplificateur de type KISTLER 4618A0. L'étendue de mesure est choisie à 5 bar avec une incertitude de 3,1 mbar, soit moins de 0,1% en pleine échelle. La pression d'échappement est du même ordre de grandeur que celle d'admission. La même étendue de mesure est alors choisie avec une incertitude estimée à 3,0 mbar.

Les figures 2.15a et b représentent les pressions instantanées d'admission et d'échappement au travers d'un exemple d'essai dans la configuration de référence. Nous avons pu observer que ces signaux issus de deux capteurs sont donc extrêmement répétables. Soit un signal de pression  $P_n(\theta)$  à la phase  $\theta$  du cycle  $n$  du moteur, la moyenne de phase de la pression est définie comme :  $\langle P \rangle(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=n}^N P_i(\theta)$ .  $N$  est le nombre de cycles. La fluctuation cyclique de pression s'écrit alors  $p_i(\theta) = P_i(\theta) - \langle P \rangle(\theta)$ . Nous en déduisons l'écart-type associé à la moyenne de phase comme  $\sigma_P(\theta) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p_n^2(\theta)}$ . Le histogramme des incertitudes-types

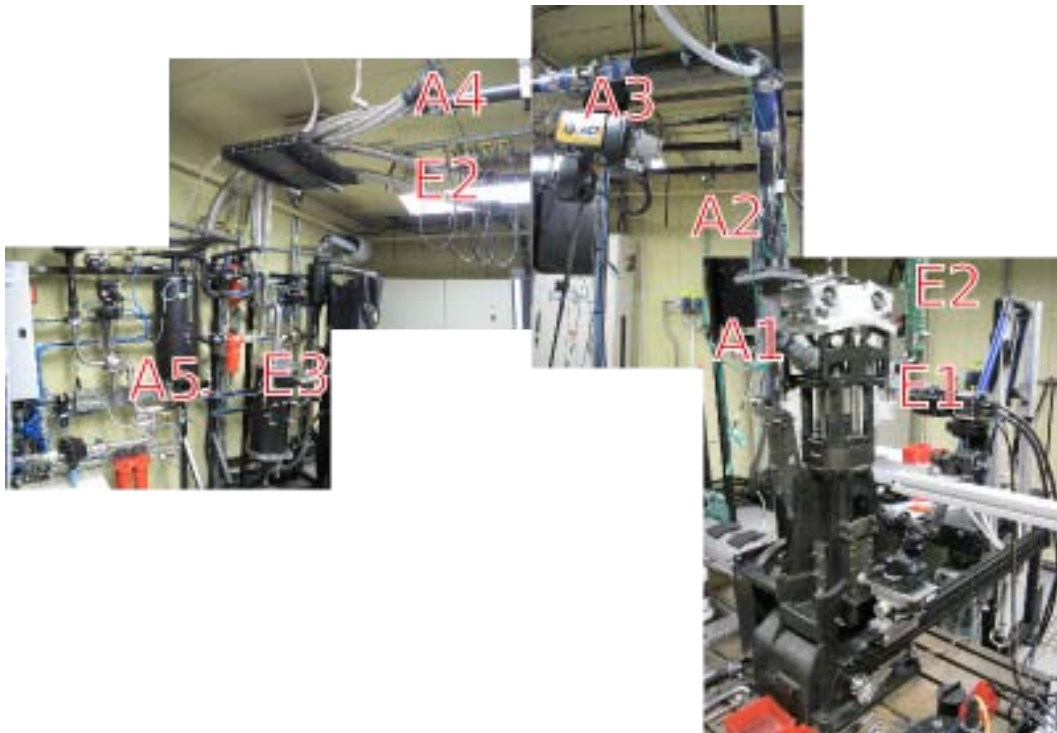


FIGURE 2.13 – Système d’admission et d’échappement Ligne d’Admission : A1 - Répartiteur d’admission. A2-Volume tampon 2. A3 - Débitmètre instationnaire. A4 - ligne tubulaire d’admission. A5 - Volume tampon d’admission. Ligne d’Échappement : E1 - Collecteur d’échappement. E2 - ligne tubulaire d’échappement. E3 - Volume de tampon de l’échappement.

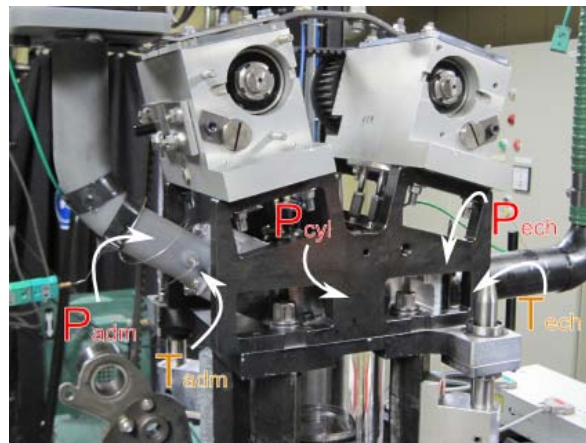
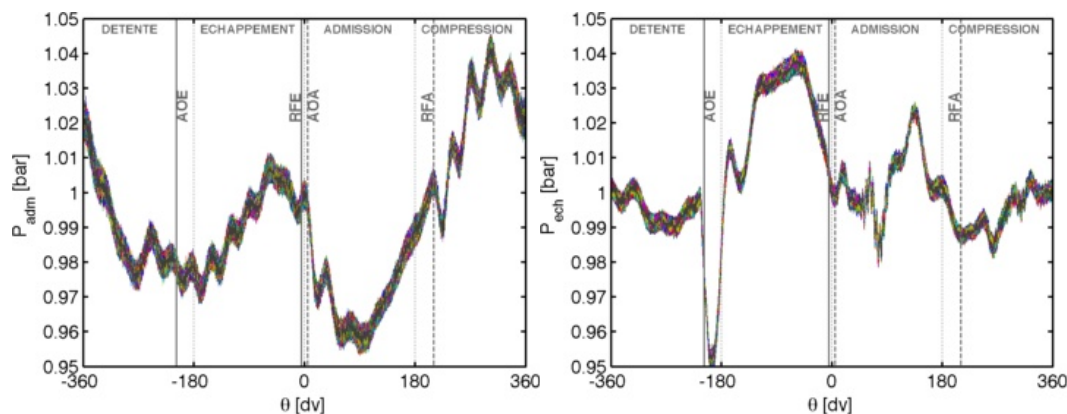
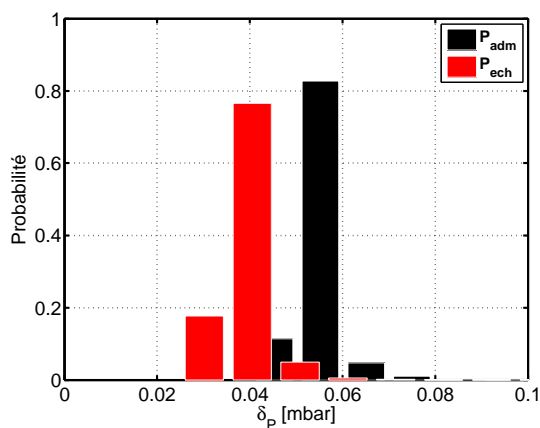


FIGURE 2.14 – Emplacement des capteurs de pression et de température. Les mesures de la pression  $P_{adm}$  et la température  $T_{adm}$  à l’admission sont dans la même section du conduit d’admission, *Idem* pour les mesures de la pression  $P_{ech}$  et la température  $T_{ech}$ . La mesure de la pression du cylindre  $P_{cyl}$  est aménagée dans le toit de la chambre de combustion.



(a) Exemple de pressions d'admission instantanées  $P_{adm}$  (b) Exemple de pressions d'échappement instantanées  $P_{ech}$



(c) Incertitude-type  $\delta_P$

FIGURE 2.15 – Analyse des signaux de pressions d'admission et d'échappement. (a) et (b) Exemples de pressions instantanées à l'admission et à l'échappement dans la configuration (1). (b) Histogramme des incertitudes-types  $\delta_P$  de pressions à l'admission et l'échappement pour tous les essais réalisés. L'incertitude du capteur est 3 mbar.

de la pression  $\delta_P = \sigma_P / \sqrt{N}$  est tracé sur la figure 2.15c pour les deux signaux de pressions. La statistique prend en compte la majorité des essais réalisés dans notre travail, soit environ 160 essais. On constate que les variations est inférieure à la précision des capteurs. Deux hypothèses sont possibles pour expliquer ce constat : soit l'amplitude des variations cycliques des pressions est trop petite pour la dynamique de ce type de capteur, soit le phénomène des variations cycliques n'est pas présent dans les conditions aux limites. Malheureusement, notre analyse ne permet pas de tirer une conclusion de ces résultats. Dans la perspective de ce travail, il sera plus intéressant d'opter pour des capteurs plus précis pour tester la première hypothèse.

Pour compléter les mesures de pression, deux sondes de température sont implantées aux mêmes emplacements (FIG. 2.14). L'entendue de mesure est de 50 °C avec une incertitude de 3,8 °C. Les deux mesures de température sont également répétables.

## 2.2. Conditions aux limites

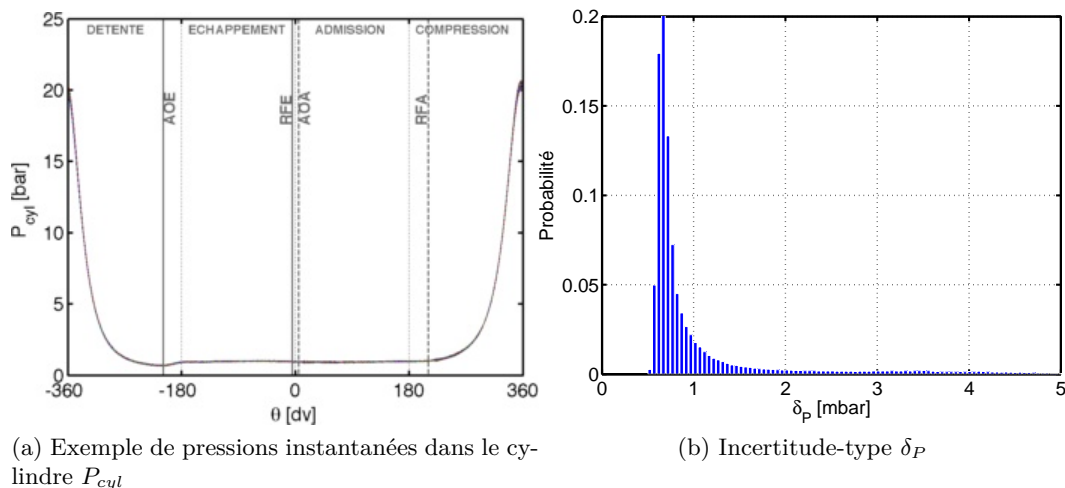
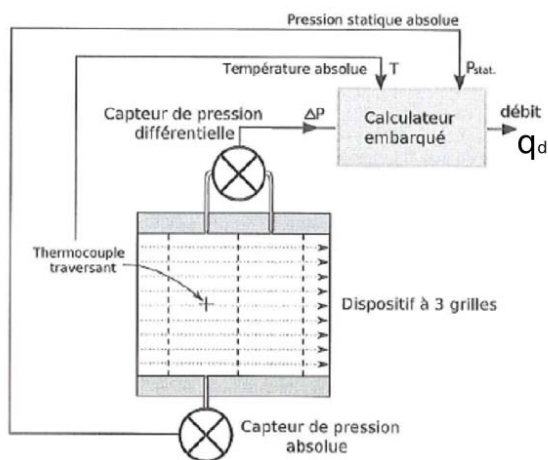


FIGURE 2.16 – Analyse du signal de pression du cylindre. (a) Exemple de pressions instantanées du cylindre dans la configuration (1). (b) Histogramme des incertitudes-types  $\delta_P$  de pressions dans le cylindre pour tous les essais réalisés. L’incertitude du capteur est 82,5 mbar.

**Mesure de pression dans le cylindre** La technologie piézo-électrique est choisie pour mesurer la pression dans le cylindre du moteur. Le principe est de transformer l’intensité de la force reçue par le capteur en un courant électrique, qui est composé de plusieurs lamelles de quartz polarisées. La déformation du quartz générée par la force est ainsi transformée en tension électrique qui vient charger un condensateur. Un capteur du type KISTLER 6052A1 est utilisé ici, dont le signal est amplifié par un amplificateur de charge de type KISTLER 5011. Le capteur est aménagé dans le toit de la chambre de combustion (FIG. 2.14). L’incertitude du capteur est de 0,165% sur toute la gamme de 50 bar d’entendu. La répétabilité des mesures de pression dans le cylindre est aussi constatée sur la figure 2.16a. La figure 2.16b indique que la variation cycle à cycle n’est pas non plus détectable par ce capteur.



(a) schéma de principe

FIGURE 2.17 – Schéma de principe du débitmètre. Image reprise de (Szegez, 2010).

### 2.2.2 Mesure du débit

Pour un moteur à quatre-temps, le taux de remplissage du moteur  $\eta_v$ , ou rendement volumétrique, est défini comme la masse emmagasinée dans le cylindre par cycle moteur  $m_{adm}$  divisé par la masse de référence ( $\rho_{adm}V_{ref}$ ) balayée par le piston (Heywood, 1988). On obtient alors :

$$\eta_v = \frac{m_{adm}}{\rho_{adm}V_{ref}}. \quad (2.9)$$

$m_{adm}$  est la masse d'air d'entrée via le système d'admission.  $\rho_{adm}$  est la masse volumique à l'admission. Le volume balayé par le piston est  $V_{ref} = V_{cyl}(\theta_{PMB}) = \pi B^2 S/4$ .  $B$  et  $S$  est l'alésage et la course du moteur. Comme l'écoulement dans le moteur est alimenté continuellement par l'énergie pénétrant dans le cylindre via le système d'admission, la connaissance de la variation de des flux d'air dans le cylindre permettrait de mieux comprendre l'évolution de l'écoulement du moteur.

Les régions au voisinage des soupapes présentent de fortes fluctuations de masse due aux ouvertures des soupapes. Ainsi dans ces régions, la mesure du débit de masse n'est pas triviale. De plus, l'inversion du sens de l'écoulement peut être provoqué par le refoulement de l'air. Plus tard, nous constaterons que le débit moyen est environ de 3 g/s avec une variation crête à crête de 30 g/s.

Pour connaître le débit instantané d'un fluide en écoulement instationnaire, il est généralement nécessaire de mesurer d'abord la vitesse de ce fluide et de l'intégrer par rapport au temps. De nombreuses techniques sont envisageables pour effectuer la mesure de vitesse, notamment les méthodes de vélocimétrie telles que la PIV (Vélocimétrie par imagerie de particules) et la LDV (Vélocimétrie Laser Doppler). L'inconvénient de ce type de mesure est son coût de mise en œuvre élevé. De plus, la résolution fréquentielle de PIV est très pauvre et nécessite un post-traitement. La technique du tube de Pitot propose de mesurer une différence de pression à un instant donné. Mais le dispositif est intrusif et le système ne peut mesurer une vitesse que quand il est face à l'écoulement. Enfin, le système à fil chaud est insensible au sens du fluide. Il est aussi intrusive, fragile et vieillit rapidement, et ceci nécessite une maintenance régulière.

Dans notre étude, un débitmètre instationnaire à temps réel a été intégré dans la ligne d'admission. Il s'agit d'un protocole LEA-0901 (Foucault *et al.*, 2010). C'est un débitmètre qui permet d'accéder en temps réel au débit massique de fluide traversant une conduite, particulièrement dans le cas où celui-ci présente des fluctuations rapides. En plus, il prend en compte aussi le sens de l'écoulement (voir Szeger, 2010). Le schéma 2.17 explique le principe de fonctionnement du dispositif. La gamme du débitmètre est de 60 g/s d'entendue. Considérons que l'écoulement dans les conduits d'admission est unidirectionnel, le débit instantané est estimé en fonction de la pression différentielle :

$$k_1 \frac{dq_d}{dt} + \frac{k_2}{\rho} q_d |q_d| = \Delta P(t) \quad (2.10)$$

Où  $q_d$  est le débit massique issu du débitmètre.  $k_1$  et  $k_2$  sont des constantes géométrique du dispositif.  $\rho$  est la masse volumique mesurée grâce à la pression statique  $P_{stat}$  et la température

## 2.2. Conditions aux limites

absolue.  $\Delta P(t)$  est la pression différentielle mesurée en fonction du temps  $t$ .

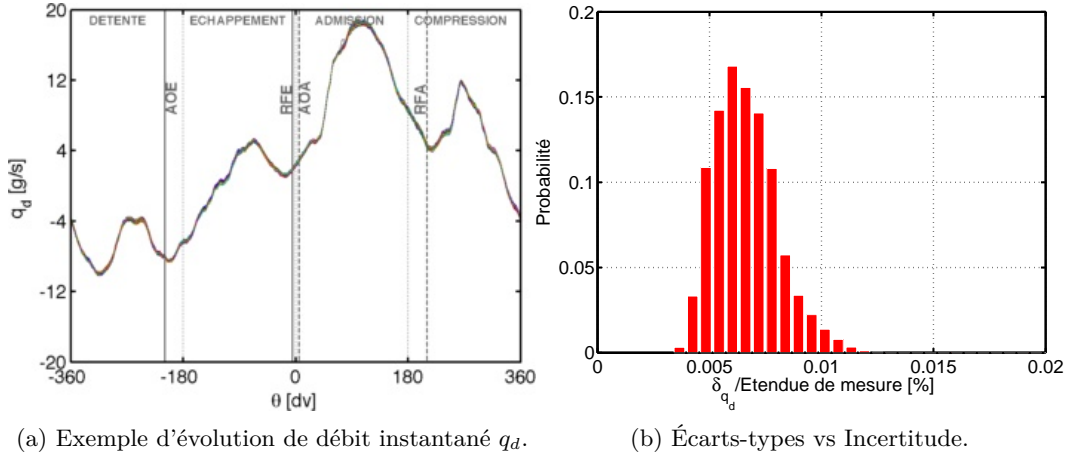


FIGURE 2.18 – Analyse du signal du débitmètre. (a) Exemples de pressions instantanées du cylindre de la configuration (1). (b) estimation des erreurs du débit.

Dans la pratique, le choix de l'emplacement du débitmètre a été problématique. C'est un dispositif volumineux dont la longueur totale est de 200 mm avec un diamètre de 40 mm. De plus, l'écoulement doit être établi dans les deux sens de la mesure de pression différentielle. Nous n'avons pas eu d'autres choix que de le placer en amont du volume tampon d'admission pour éviter une perturbation des ondes du moteur (FIG. 2.13). Il ne peut donc pas réellement être considéré comme un instrument de mesure du débit aux soupapes parce qu'il est situé à plus de 1 m de distance par rapport aux soupapes d'admission. Néanmoins, il nous permet de proposer une piste prometteuse pour mesurer le débit instantané dans la ligne d'admission. Sur la figure 2.18a, l'évolution du débit au cours du temps montre que les variations de la masse d'air est captée par le dispositif. Mais encore une fois, les signaux sont extrêmement répétables. L'erreur de ce débitmètre est difficile à estimer car la relation (2.10) est quadratique. En régime stationnaire, le débit est déduit à partir de (2.10) :

$$q_d = k_2 \sqrt{\rho \Delta P} \quad (2.11)$$

Puisque  $k_2$  est une constante, l'erreur relative est calculée comme :

$$2 \frac{\Delta q_d}{q_d} = \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta(\Delta P)}{(\Delta P)} \quad (2.12)$$

De plus, la masse volumique est calculée à partir de la loi de gaz parfait, on a alors

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta P^{stat}}{P^{stat}} + \frac{\Delta T}{T} \quad (2.13)$$

Où  $P^{stat}$  est la pression statique absolue et  $T$  est la température absolue. On en déduit que :

$$2 \frac{\Delta q_d}{q_d} = \frac{\Delta P^{stat}}{P^{stat}} + \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta(\Delta P)}{(\Delta P)} \quad (2.14)$$



Où les erreurs relatives des deux mesures de pression sont connues :  $\frac{\Delta P^{stat}}{P^{stat}} = 1\%$  et  $\frac{\Delta(\Delta P)}{(\Delta P)} = 0,25\%$  (Szeger, 2010). Donc l'erreur du débit est minorée par 0,625%. La figure 2.18b montre que les variations de débit mesuré sont inférieures au minimum d'incertitude. Encore une fois la variation cyclique ne se manifeste pas sur les signaux enregistrés.

Pour estimer la variation de la masse dans le cylindre, il est nécessaire d'avoir deux débitmètres, un à l'admission et l'autre à l'échappement. Dans ce travail, ceci n'a malheureusement pas été possible. Néanmoins, l'introduction du débitmètre à l'admission permet déjà de valider un moyen de mesure répétable. Il permet au moins d'estimer le débit de masse d'entrée via le système d'admission et cela nous aidera à comprendre les phénomènes physiques pendant la phase d'admission du moteur.

Ce débitmètre présente quelques inconvénients. La taille physique est aussi très gênante et elle ne permet pas de se rapprocher au plus près des soupapes pour suivre les fortes variations de masse. Les variations de masses est donc atténués et l'estimation est moins fiable.

Pour estimer les débits instantanés aux soupapes, la simulation numérique a été introduite.

**Perte par « blow-by »** Il est important de noter que la fuite d'air est inévitable dans notre configuration. Le perte par « blow-by » de pression caractérise la fuite d'air du cylindre vers le système bielle-manivelle à travers l'espace entre le piston, les segments du piston et la paroi du cylindre. Dans la littérature, Namazian et Heywood (1982) estime le volume total des fentes à 3.5% du volume au point mort bas (PMB), soit 4.9% de perte en pression avec l'hypothèse du gaz parfait dans une configuration réelle du moteur. Cependant, il n'est pas surprenant d'avoir un blow-by plus conséquent dans notre configuration d'essai. En effet, la segmentation a bien pour rôle d'assurer l'étanchéité de la chambre mais elle doit aussi respecter les parois en quartz qui sont extrêmement fragiles mais indispensables à la visualisation par PIV. Ce compromis est fortement pénalisant pour la réduction du blow-by. La perte de pression dans notre configuration d'essai peut atteindre 20 à 25% près du point mort haut (PMH) de combustion. L'estimation de cette perte est donc nécessaire pour étudier les conditions aux limites du moteur. Dans notre étude, cela n'est pas possible avec un seul débitmètre. En revanche, un modèle de fuite est mis en place dans une simulation numérique.

### 2.2.3 Simulation numérique

Pour accéder à toutes les informations dans le système d'air, une modélisation numérique est réalisée grâce au logiciel GT-Suite<sup>6</sup>. Le solveur est basé sur la solution mono-dimensionnel des équations Navier-Stokes instationnaires. L'onde de pression, créée par les ouvertures des soupapes d'admission et d'échappement, est captée via les équations d'onde non-linéaires. Dans le cadre de notre travail, nous avons modélisé la totalité du circuit d'air du moteur. Un modèle mono-dimensionnel complet des lignes d'admission et d'échappement du banc PIV a été mis en place (FIG. 2.19).

6. [www.gtisoft.com](http://www.gtisoft.com)

## 2.2. Conditions aux limites

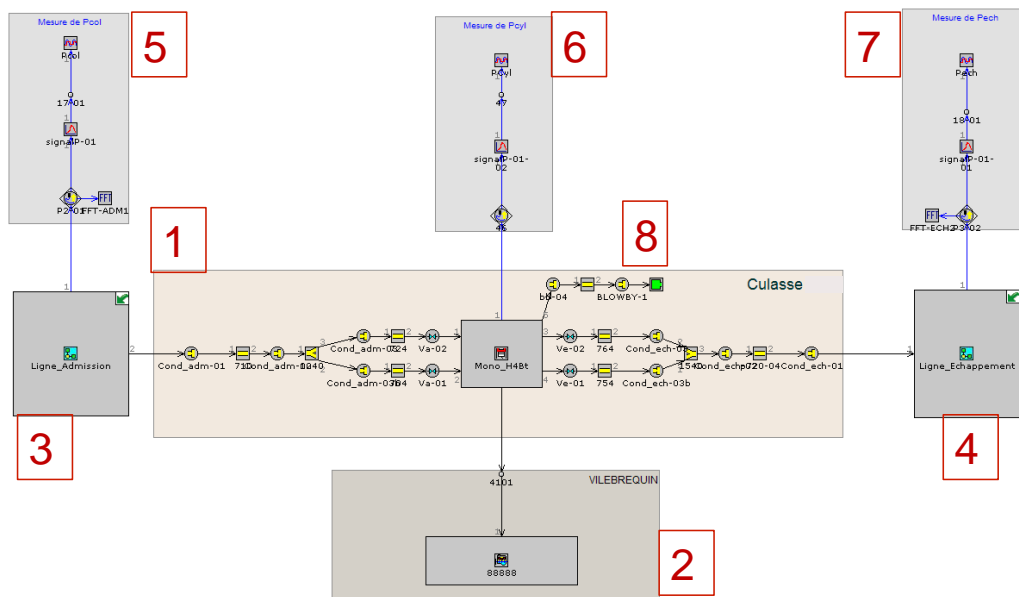


FIGURE 2.19 – simulation 1D GT-Power. 1 Culasse du moteur. 2 Cinématique du vilebrequin. 3 circuit d’admission. 4 circuit d’échappement. 5,6 et 7 mesure de contrôle de  $P_{adm}$ ,  $P_{cyl}$  et  $P_{ech}$ , respectivement, aux mêmes emplacements que les capteurs au banc d’essai. 8 modèle de fuite.

Pour modéliser les éléments dans le circuit d’air, les dimensions de chaque pièce ont été mesurées. Par exemple, un élément de conduit rectiligne comprend essentiellement des paramètres géométriques tels que le diamètre, les sections d’entrée et de sortie du conduit. Ces caractéristiques permettent de calculer la perte de charge de l’élément. Les pièces, dont la géométrie est complexe, sont simplifiée, grâce à un module spécifique de logiciel, pour être intégrée dans la modélisation. Les éléments de la culasse du moteur sont particulièrement concernés (Partie « Culasse », FIG. 2.19). Pour modéliser la fonctionnement du moteur, les mouvements du piston et des soupapes sont pris en compte. Le déplacement du piston est modélisé dans le module « crankshaft », lorsque la loi de levée et l’évolution de la section équivalente sont données dans la modélisation. Enfin, comme la perte de pression par « blow-by » est conséquent dans un moteur optique, un modèle de fuite a été proposé. Concrètement, une fuite de section constante a été introduite en liaison avec le « cylindre ». La dimension de cette fuite a été ajustée pour se rapprocher des résultats de l’essai.

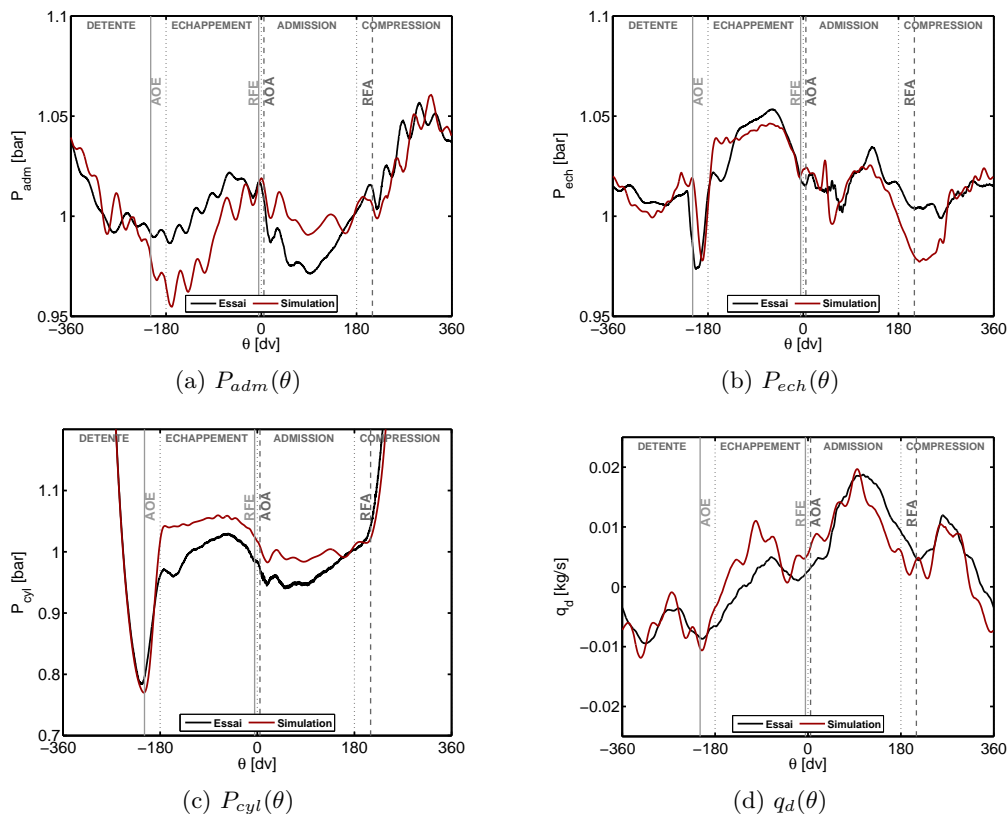


FIGURE 2.20 – comparaison des signaux expérimentaux et numériques. Essai : signaux expérimentaux. Simulation : signaux numériques. ..... : délimitation des quatre phases du moteur. --- : ouverture et fermeture d’admission. — : ouverture et fermeture d’échappement.

La figure 2.20 compare l’évolution des signaux expérimentaux et numériques en fonction de l’angle vilebrequin  $\theta$ . Dans la modélisation, les signaux sont enregistrés aux mêmes emplacements que les capteurs de mesure. Nous constatons que la simulation numérique est capable de reproduire les évolutions globales des signaux de pressions et du débit issus de l’essai.

Pour les pressions d’admission, les variations des ondes acoustiques sont toutes présentes dans les deux signaux, mais les différences sont non négligeables en amplitude et en phase (FIG. 2.20a). Sur la figure 2.20b, les évolutions des pressions d’échappement sont très similaires. Mais les phénomènes locaux de haute fréquence ne sont pas tout à fait les mêmes dans les deux cas, particulièrement à l’ouverture de la soupape d’échappement ( $\theta_{AOE}$ ), le signal de pression d’échappement remonte à un niveau plus élevé pour la simulation. Nous observons une similitude de l’évolution des pressions du cylindre avec un écart quasi constant pendant les phases d’admission et d’échappement (FIG. 2.20c). En revanche, au voisinage de la phase  $\theta_{AOE}$ , l’accord entre les deux courbes montre que le modèle de fuite est efficace dans la modélisation. Ces différences entre les signaux expérimentaux et numériques sont dûs au fait que certains éléments spécifiques, par exemple le filtre pour l’huile, sont très difficiles à modéliser précisément.

Concernant les signaux du débit, les amplitudes des deux signaux du débit sont au même niveau. Mais nous observons beaucoup plus d’oscillations de haute fréquence dans le modèle

## 2.2. Conditions aux limites

numérique. Puisque le débitmètre se trouve en amont très loin du cylindre dans notre configuration du banc (§2.2.2), les ondes acoustiques peuvent être atténuées et difficilement captées par celui-ci.

A partir de l'information du débit, nous pouvons calculer la variation de masse à travers le débitmètre. Il est facile de démontrer que la masse emmagasinée via le système d'admission  $m_{adm}$  est équivalente à la masse passant le débitmètre  $m_d$ . Considérons que le volume entre le débitmètre et les soupapes est le volume de contrôle  $\mathcal{V}_c$ , délimité par la surface de contrôle  $S_c$ . Le bilan de masse est obtenu en intégrant l'équation de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \iiint_{\mathcal{V}_c} \rho dv \right] + \iint_{S_c} \rho (\mathbf{U}, \mathbf{n}_c) ds = 0 \quad (2.15)$$

$\rho$  est la masse volumique.  $\mathbf{U}$  est la vitesse du fluide.  $\mathbf{n}$  est le vecteur sortant de la surface. Dans la configuration du banc d'essai, l'échange de masses n'est possible qu'à deux extrémités : le débitmètre et les soupapes d'admission. Dans le sens de l'écoulement, La relation (2.15) s'écrit alors comme :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \iiint_{\mathcal{V}_c} \rho dv \right] + q_s(\theta) - q_d(\theta) = 0 \quad (2.16)$$

$q_d$  et  $q_s$  sont les débits au débitmètre et aux soupapes d'admission.  $\theta$  est la phase moteur. Et l'intégrale de l'expression (2.17) pendant un cycle moteur  $T$  donne :

$$\underbrace{\int_T \frac{\partial}{\partial \theta} \left[ \iiint_{\mathcal{V}_c} \rho dv \right] d\theta}_{=0} + \underbrace{\int_T q_s(\theta) d\theta}_{m_{adm}} - \underbrace{\int_T q_d(\theta) d\theta}_{m_d} = 0 \quad (2.17)$$

Considérons que l'écoulement dans le conduit est périodique, l'intégrale de la variation de masse pendant la période est nulle. Et on obtient alors la conservation de la masse :

$$m_{adm} = m_d. \quad (2.18)$$

Ainsi le taux de remplissage s'exprime en fonction de la masse dans le débitmètre :

$$\eta_v = \frac{m_{adm}}{\rho_{adm} V_{ref}} = \frac{m_d}{\rho_{adm} V_{ref}}. \quad (2.19)$$

La masse volumique est  $\rho_{adm} = 1,20 \text{ g/cm}^3$ . Le volume balayé est le volume de la cylindrée du moteur  $V_{ref} = 0.3 \text{ l}$ . Le tableau 2.4 compare les taux de remplissage issu des essais et de la simulation dans la configuration de référence. Les statistiques sont basées sur 51 essais dans la configuration de référence. Les taux de remplissage des essais sont très répétables : l'écart-type est inférieur à 3% de la valeur moyenne. L'écart entre la moyenne des taux de remplissage des essais et la valeur calculée dans la simulation est de 4%. Il est négligeable car ceci représente 0,01 g de masse d'air.

Expérimental	Numérique
$\overline{\eta}_v^{(exp)} = 0.84$	$\eta_v^{(num)} = 0.87$
$\sigma_{\eta_v} / \overline{\eta}_v^{(exp)} = 2,7\%$	

TABLE 2.4 – Comparaison des taux de remplissage issu des essais et de la simulation. Les statistiques sont basés sur 51 essais dans la configuration de référence.  $\overline{\eta}_v^{(exp)}$  est la moyenne des taux de remplissage et  $\sigma_{\eta_v} / \overline{\eta}_v^{(exp)}$  est l'écart-type des taux de remplissage relative par rapport à la valeur moyenne.

En résumé, les différences constatées ne sont pas négligeables sur les signaux des pressions, malgré la similitude observée sur l'évolution générale des signaux. La modélisation est donc loin de reproduire les phénomènes acoustiques du banc moteur. Cet outil numérique n'est donc pas optimisé pour analyser les phénomènes acoustiques locaux. Il faudrait être prudent quant à l'interprétation des résultats. En revanche, les évolutions des débits sont plus comparables, et l'estimation de la masse emmagasinée est très satisfaisante. Ainsi, il est raisonnable d'affirmer qu'elle permet d'estimer la variation du débit masse avec une bonne précision. Cet outil sera utilisé pour estimer le débit masse à la sortie des soupapes d'admission (§4.2.4).

## 2.3 Vélocimétrie par imagerie de particules

Pour l'analyse des phénomènes aérodynamiques internes du moteur, nous utilisons essentiellement la technique de mesure PIV (Vélocimétrie par imagerie de particules). De manière générale, l'écoulement estensemencé par de fines particules dont une partie est éclairée par une source lumineuse. Les particules diffusent la lumière qui est enregistrée sur un support numérique en passant à travers un système optique. L'image acquise est ensuite analysée par un traitement numérique pour obtenir le déplacement des particules.

Le principe de la mesure de vitesse est basé sur deux illuminations consécutives d'une région de l'écoulement, séparées par un intervalle de temps  $\Delta t$  connu. L'opération est répétée un nombre limité de fois et l'ensemble des paires d'images ainsi obtenues peut ensuite être traité pour obtenir les champs de vitesse. Pour cela, chaque image est divisée en cellules d'interrogation élémentaires. L'inter-corrélation entre deux cellules correspondantes dans chaque image est calculée afin de repérer le motif de particules décalé. Le déplacement le plus probable des particules dans la cellule est alors donné par la position du pic de corrélation. Par suite, en ramenant ce déplacement à l'intervalle de temps séparant les flashes lumineux, on obtient la vitesse la plus probable dans la cellule d'interrogation.

Lorsque l'acquisition des images s'effectue au moyen d'une caméra dont l'axe optique est perpendiculaire au plan lumineux, on parlera de PIV bidimensionnelle en deux composantes (PIV 2D2C) puisque seules deux composantes du déplacement sont projetées sur le capteur de la caméra. Dans ce manuscrit, nous utilisons cette technique uniquement pour observer des phénomènes cycliques du moteur à basse fréquence ( $f = 10$  Hz).

La technique de mesure par PIV a été présentée pour les premières fois par Adrian (1984) et Pickering et Halliwell (1984). Elle a été développé et amélioré par (Adrian, 1986, 1991, 2005) et largement utilisée dans l'étude des écoulements moteur (Huang *et al.*, 2009 ; Müller

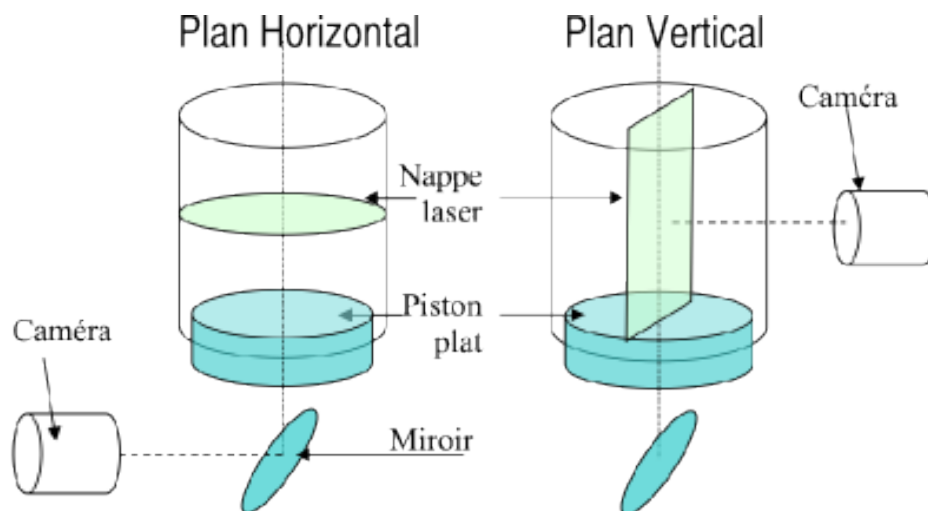


FIGURE 2.21 – Plan de mesure horizontal et vertical.

*et al.*, 2010; Baum *et al.*, 2014). Au sein de Renault, un système de mesure PIV a été mis en place par Baby (2000) et amélioré par la suite, au cours de plusieurs thèses (Deslandes, 2004; Cosadia, 2006; Laurent, 2008; Voisine, 2010).

#### 2.3.1 Plans de mesure

Pour obtenir une discrétisation permettant une interprétation de l'écoulement dans son ensemble, un grand nombre de plans est nécessaire. Ainsi des mesures en plans « horizontaux » et « verticaux » ont été faites (FIG. 2.21).

Le nombre de cycles acquis au cours d'une mesure est environ 500, ce qui assure la convergence statistique de la mesure (§3.1.1). Cela donne un temps d'essai raisonnable de 50 s pour éviter le sur-échauffement due au frottement entre la segmentation et la chemise.

#### 2.3.2 Système et Matériel

Le système de mesure est piloté par un système LaVision<sup>7</sup>. La source lumineuse est en un laser Nd :Yag pulsé à double cavité de marque Litron<sup>8</sup> dont le maximum d'énergie est de 50 mJ par cavité. Ce laser fonctionne à une fréquence fixe qui peut varier entre 0 et 100 Hz. En revanche, le changement de fréquence pendant une acquisition n'est pas envisageable. Chaque impulsion laser a une durée très faible, de l'ordre de 10 ns. L'épaisseur de la nappe laser est réglée à 1 mm.

Une caméra CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) est mise à notre disposition pour réaliser la prise des images, dont la résolution du capteur est 1280x1024 pixel. La surface de chaque pixel est de  $12 \mu\text{m}^2$ . La mise au point se fait à l'aide d'un objectif de focale de 60 mm et nous travaillons dans le noir pour réduire le niveau de bruit de fond.

Le codeur angulaire placé sur l'arbre vilebrequin permet la génération d'une impulsion à la phase moteur choisie. Le boîtier de synchronisation récupère le signal et le système PIV

7. cf. [www.lavision.fr](http://www.lavision.fr)

8. cf. [www.litronlasers.com](http://www.litronlasers.com)

commence l'enregistrement des images dès la réception. Et la synchronisation du laser et de la caméra est réalisée avec le logiciel Davis 8 de LaVision.

### 2.3.3 Ensemencement

Le choix de particules est crucial pour restituer exactement le déplacement des fluides, en effet les particules doivent posséder des propriétés voisines de celles du fluide et être la plus petite possible pour répondre à toutes les fréquences du mouvement turbulent. D'autre part, l'information collectée sur un capteur est la diffusion des particules qui est directement liée au diamètre de la particule et à la source d'illumination. S'interroger sur la qualité d'un ensemencement revient donc à aborder les questions de la représentativité du déplacement des particules par rapport au fluide environnant, celles liées à leurs propriétés diffusantes et enfin traiter le problème de la génération des particules et de leur introduction au sein de l'écoulement. Pour suivre et examiner les caractéristiques des particules dans les écoulements, on suppose que les particules sont sphériques et que leur concentration est suffisamment faible pour qu'elles évoluent indépendamment les unes des autres. Le cas des particules de diamètre irréguliers (agglomérats, défauts de broyage, *etc.*) peut être traité en utilisant le diamètre aérodynamique équivalent. Pour que la vitesse des particules soit représentative de la vitesse de l'air environnant, le temps de réponse des particules doit être petit devant les échelles de temps caractéristiques des structures présentes dans le domaine à analyser.

Pour une application au moteur diesel, la mise au point d'un ensemencement solide a été effectuée par Cosadia (2006) et elle a été conservée par Voisine (2010) pour des configurations essence. En revanche la régulation du débit d'ensemencement est gérée manuellement, ce qui est une source de perturbation sur la qualité de l'image. Nous avons donc choisi une huile de silicone, ensemencement liquide, qui est adapté pour les deux types de moteur, et on peut assurer un débit stable grâce à un pulvérisateur atomiseur. Il s'agit de l'huile *DOW CORNING 510® FLUID, 50 CST*<sup>9</sup>. La masse volumique  $\rho_p$  est  $985 \text{ kg m}^{-3}$  à  $25 \text{ °C}$  et la viscosité cinématique  $\nu_p$  est  $50 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ . Le diamètre des particules est micrométrique à la sortie de l'atomiseur.

Pour une particule de densité nettement supérieure à la densité du fluide, l'effet du gradient de pression est négligeable. Le temps caractéristique des particules est défini alors comme :

$$\tau_p = \frac{1}{18} \frac{\rho_p d_p^2}{\mu_a} \quad (2.20)$$

$\rho_p$  est la masse volumique des particules.  $d_p$  le diamètre des particules, supposées sphériques dans un échantillon mono dispersé. Et  $\mu_a$  est la viscosité dynamique de l'air. Le temps caractéristique des particules  $\tau_p$  est une fonction de l'angle de vilebrequin, car la viscosité de l'air dans la chambre augmente durant la compression. La loi de Sutherland stipule en effet que la viscosité dynamique  $\mu_a$  augmente avec la racine carrée de la température de l'air  $T_a$  dans la chambre :

$$\mu_a = \mu(T_0) \sqrt{\frac{T_a}{T_0}} \left( \frac{1 + T_S/T_0}{1 + T_S/T_a} \right) \quad (2.21)$$

---

<sup>9</sup>. cf. [www.dowcorning.com](http://www.dowcorning.com)

### 2.3. Véllocimétrie par imagerie de particules

Où  $T_a$  est obtenu en faisant l'hypothèse d'une compression adiabatique du gaz, la température de Sutherland  $T_S = 110,4$  K et la viscosité  $\mu(T_0)$  (à  $T_0 = 273,15$  K) est  $17,1 \cdot 10^{-6}$  Pas Par conséquent, le temps de réponse des particules décroît entre le PMB et le PMH pendant la phase de compression.

Phases	90 dv	180 dv	270 dv	360 dv
$\tau_p$	0,0757	0,0757	0,0658	0,0431
$\tau_m$	5	5	5	5
$\tau_R$	209	209	209	
$\tau_{turb}$	4,12	4,12	8,23	1,14
$\tau_\Delta$	1,37	1,37	2,73	

TABLE 2.5 – Comparaison des temps caractéristiques moteurs et particules  $\tau_p$  est calculé pour  $d_p = 5 \mu\text{m}$ . L'unité des échelles de temps est [ms].

Afin d'évaluer la qualité de l'ensemencement pour notre écoulement, nous allons comparer  $\tau_p$  à des échelles de temps particulières (Tableau 2.5). La première observation que l'on peut tirer directement du tableau, est que le temps caractéristique des particules est toujours inférieur à tous les temps moteur. Nous allons regarder plus en détail chaque cas :

- $\tau_m = \frac{2S}{\overline{U}_p}$  est l'échelle de temps du moteur.  $S$  représente la course du piston et  $\overline{U}_p$  est la vitesse moyenne de piston. Cette échelle de temps caractérise le taux de variation de l'écoulement. Nous remarquons que  $\tau_p \ll \tau_m$ . Cela signifie donc que les particules d'ensemencement sont capables de suivre ces changements.
- $\tau_R = \frac{2\pi}{\omega_R}$  est l'échelle de temps correspondant au retournement d'un tourbillon moyen de rouleau.  $\omega_R$  est un taux de rotation équivalent calculé classiquement par  $\omega_R = R_t \omega$  où  $R_t$  est le nombre de rouleau et  $\omega$  la vitesse de rotation du moteur. Cette échelle de temps correspond au temps que va mettre le rouleau pour « faire un tour complet » dans la chambre. Au PMH,  $\omega_R$  augmente et peut être estimé en supposant la conservation du moment cinétique de la charge moyenne. Les particules utilisées montrent un bon suivi de l'écoulement caractéristique de rouleau.
- $\tau_{turb} = \frac{L}{u'}$  est l'échelle de temps de retournement des grandes échelles de la turbulence.  $L$  est la taille des tourbillons contenant de l'énergie et  $u'$  est un ordre de grandeur de la déviation standard de la vitesse associée à ces tourbillons.
- $\tau_\Delta = \tau_{turb} \left( \frac{\Delta}{L} \right)^{2/3}$  est le temps de retournement des petits tourbillons de taille  $\Delta$ , échelle de la fenêtre d'interrogation PIV si celle-ci se situe dans la zone inertielle. Ce temps est un temps caractéristique de l'écoulement résolu par la PIV. La maille fixe effectivement la taille des plus petites structures turbulentes observables. Dans nos essais, cette taille est environ 2,3 mm pour les mesures dans le cylindre. Pour les plans dans le toit, la taille des cellules est de 1,1 mm. Dans le tableau 2.5, le temps  $\tau_\Delta$  a été estimé pour  $\theta = \{90 \text{ dv}, 180 \text{ dv}, 270 \text{ dv}\}$  uniquement, car notre estimation est valable



si les tourbillons de taille  $\Delta$  appartiennent aux échelles inertielles (Tenekees et Lumley, 1972).

Nous nous basons sur les estimations de Lumley (1999). Ce qui nous intéresse ici est de voir les propriétés globales de l'écoulement afin de déterminer si le traceur est ou n'est pas adapté à notre situation :  $(\theta, L, u') = (90 \text{ dv}, B/6, 10\overline{U_p})$ ;  $(180 \text{ dv}, B/6, \overline{U_p})$ ;  $(270 \text{ dv}, B/6, \overline{U_p}/2)$ ;  $(360 \text{ dv}, h/6, \overline{U_p}/2)$  où  $h$  est la hauteur du toit. Pour ces quatre phases, les particules sont donc capables de suivre les grandes échelles du champ turbulent.

### 2.3.4 Déformation optique Calibration

Les plans horizontaux sont enregistrés via un miroir de renvoi. La détermination des erreurs liées à la mesure en PIV 2D2C de l'écoulement dans les plans horizontaux a été effectuée par Deslandes (2004). Les erreurs sont dues au passage de l'information au travers du piston et sont de deux ordres. Nous distinguons les aberrations chromatiques et les aberrations géométriques. Dans notre étude, la lumière utilisée est celle du laser dont la longueur d'onde est figée à 532 nm. Les aberrations chromatiques n'apparaissent donc pas. En revanche, les aberrations géométriques doivent être pris en considération. Néanmoins, dans notre situation, nous utilisons une géométrie simplifiée du piston. Nous supprimons donc en grande partie les déformations géométriques. Par conséquent, elles n'ont pas été corrigées car elles n'affectent pas les résultats de manière significative.

Les plans verticaux sont réalisés à travers la chemise transparente du moteur. La forme cylindrique de cette chemise génère des déformations optiques qui peuvent induire des erreurs lors de la détermination du champ de vitesses. En fait, la chemise en quartz placée entre l'écoulement et la caméra se comporte comme un dioptré. Ces déformations sont prépondérantes en bordure du champ, où le rayon de courbure du dioptré est maximal.

Pour corriger les déformations géométriques de l'image et rétro-projeter les images dans le repère du banc, une mire de calibration est introduite pour modéliser par un polynôme (Soloff *et al.*, 1997) la projection de points du plan de mesure vers l'image.

### 2.3.5 Traitement d'image

Pour éviter un biais dans l'estimation des vitesses en présence de bruit, on réduit le bruit de fond et les réflexions en retranchant une image de fond, qui est générée par un minimum temporel glissant de taille 5. Soit une image instantanée du cycle  $n \in [1; N]$ , l'intensité de l'image est notée  $I_n$ . Le minimum glissant centré est alors calculé :  $I_n^{min} = \min(I_{n-2}, I_{n-1}, I_n, I_{n+1}, I_{n+2})$ . L'image après traitement est  $I'_n = I_n - I_n^{min}$ .

Le traitement des images résultantes consiste en une inter-corrélation adaptative sur des fenêtres d'interrogation : on réalise deux passes de 64x64 pixel et deux passes de 32x32 pixel, avec 50% de recouvrement. La grille obtenue comporte 70x80 vecteurs pour la mesure au point mort bas du moteur. La taille réelle des fenêtres d'interrogations est de l'ordre de  $\Delta \approx 2,3 \text{ mm}$ . Le calcul des vecteurs vitesses est effectué en utilisant le logiciel Davis. Pour l'interpolation, un algorithme subpixel a été utilisé. Ce type de traitement permet de réduire

## 2.4. Récapitulatif des essais réalisés

considérablement les biais et les erreurs de corrélation (Lecordier, 1997). Un traitement supplémentaire est effectué sur les champs afin de retirer les vecteurs faux. Plusieurs critères, incluant les détections par rapport au vecteur médian (Westerweel, 1993) et par le pic de corrélation ont été appliqués. Une détection par le rapport signal sur bruit de 1,3 a été fixée. Lorsqu'un vecteur faux est détecté, il est remplacé par le vecteur médian pris dans un voisinage  $3 \times 3$ , ce qui permet de conserver la cohérence spatiale du champ. D'après cette méthode de traitement, le nombre de vecteurs faux contenu dans nos champs est faible ( $< 5\%$ ). Aucun filtrage ultérieur n'est appliqué sur ces champs afin de conserver le maximum d'informations liées notamment à leur structure.

## 2.4 Récapitulatif des essais réalisés

Enfin, nous présentons les plans de mesure disponibles. La figure 2.22 montre les positions de chaque plan et le tableau 5.11 résume les essais réalisés au cours de la thèse. La présentation de ces plans sera détaillée au fur à mesure dans le chapitre suivant. Au total, nous avons réalisé 226 essais dans les plans horizontaux et verticaux pour les 5 configurations du moteur.

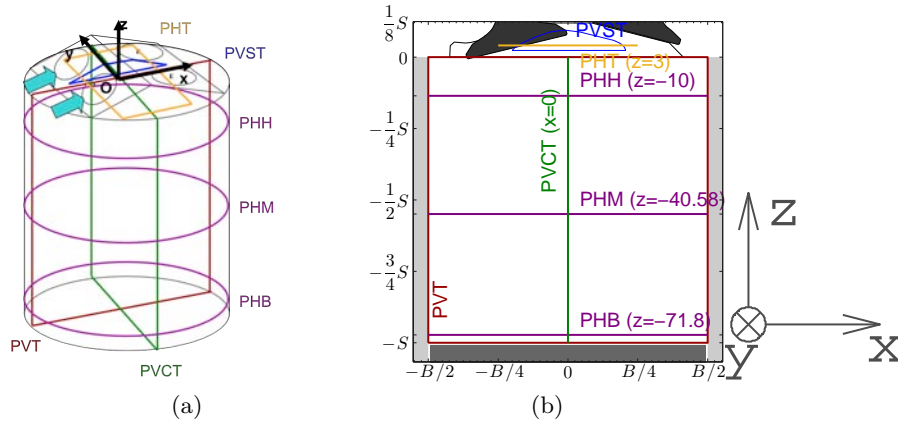


FIGURE 2.22 – Présentation de tous les plans de mesure.  $B$  et  $S$  sont l'alésage et la course du moteur. Plans verticaux : PVT plan vertical de symétrie dans le cylindre à  $y = 0$ . PVST plan vertical de symétrie dans le toit de la chambre de combustion à  $y = 0$ . PVCT plan vertical transverse à  $x = 0$ . Plans horizontaux : PHH plan horizontal haut situé à  $z = -10$  en dessous du plan face-feu. PHM plan horizontal médian situé à  $z = -40,58$  en dessous du plan face-feu. PHB plan horizontal bas situé à  $z = z_p(\theta) + 2$ , *i.e.*, à  $+2$  mm de la position du piston. Il varie donc en fonction de l'angle vilebrequin. PHT plan horizontal du toit à  $z = 3$ .

Plans de mesure		dv	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	
Plans Verticaux	PVT	90	1	1	1	1	2	
		120	2	2	2	2	1	
		150	2	1	2	2	2	
		180	7	5	1	2	3	
		220	2	1	1	1	1	
		250	1	1	1	1	1	
		270	7	3	1	1	2	
	PVST	270	3	1	1	1	1	
		280	2	2	1	1	1	
		290	1	1	1	1	1	
		300	1	1	1	1	1	
		310	1	1	1	1	1	
		320	1	1	1	1	1	
		330	1	1	1	1	1	
		340	1	1	1	1	1	
		350	3	1	2	1	1	
		360	1	1	1	1	1	
	PVCT	120	1	2	1	2	1	
		180	1	1	1	2	1	
		270	1	1	2	2	1	
	Plans Horizontaux	PHB	120	1	1	1	1	1
		PHM		1	1	1	1	2
		PHH		1	1	1	1	1
		PHB	180	1	1	1	1	2
		PHM		1	1	2	1	2
		PHH		1	1	1	1	1
		PHM	270	1	1	1	2	1
PHH		1		1	1	1	2	
PHT		270	1	x	2	x	1	
		280	1	x	1	x	1	
		290	1	x	1	x	1	
		300	1	x	2	x	1	
		310	1	x	1	x	1	
		320	1	x	1	x	2	
	330	1	x	2	x	1		
	340	2	x	1	x	1		
	350	1	x	1	x	1		
	360	1	x	2	x	1		
Bilan des essais réalisés			59	37	47	35	48	

TABLE 2.6 – Récapitulatif des essais réalisés au cours de la thèse. Dans chaque case, le nombre d'essais réalisés est chiffré dans un plan de mesure donné et pour une configuration donnée ( $N_{\text{Cfg}}$ ). Dans les cases où le nombre est supérieur à 1, plusieurs essais sont effectués dans la même condition pour vérifier la répétabilité de mesure. 'x' : pas d'essai disponible.

## Chapitre 3

# Aérodynamique interne dans la configuration moteur de référence

### SOMMAIRE

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>50</b>
<b>3.1 Analyse dans le plan de symétrie</b> . . . . .	<b>50</b>
3.1.1 Présentation des données mesurées . . . . .	50
3.1.2 Évolution de l'écoulement . . . . .	52
3.1.3 Taux de rouleau . . . . .	57
3.1.4 Énergies intégrales . . . . .	58
<b>3.2 Naissance de l'écoulement de rouleau</b> . . . . .	<b>62</b>
3.2.1 Analyse de la structure locale . . . . .	62
3.2.2 Structuration tridimensionnelle . . . . .	66
<b>3.3 Point mort bas de l'admission</b> . . . . .	<b>71</b>
3.3.1 Analyses locale et globale de l'écoulement . . . . .	71
3.3.2 Interaction avec le piston . . . . .	75
<b>3.4 Écoulement à mi-compression</b> . . . . .	<b>81</b>
3.4.1 Effet de la compression . . . . .	81
3.4.2 Tridimensionalité de l'écoulement . . . . .	82
<b>3.5 Phase de rupture de rouleau</b> . . . . .	<b>86</b>
3.5.1 Plan horizontal et vertical du toit . . . . .	86
3.5.2 Rupture tridimensionnelle . . . . .	90
<b>3.6 Classification en groupes de l'écoulement de rupture</b> . . . . .	<b>93</b>
3.6.1 Coefficient de corrélation spatiale . . . . .	93
3.6.2 Évolution de la probabilité . . . . .	95
3.6.3 Analyse conditionnelle . . . . .	96
3.6.4 Décomposition triple . . . . .	98
3.6.5 Influence du nombre de groupes . . . . .	101
<b>Conclusion du chapitre</b> . . . . .	<b>102</b>

---

## Introduction

L'étude de la sensibilité du moteur est faite autour de la configuration moteur de référence, ainsi nous sommes intéressés d'abord à l'écoulement dans cette configuration. Le moteur est équipé d'un conduit dont le taux de roulement est environ un. La fermeture de soupape d'admission est choisie très tard par rapport au point mort bas (PMB) de l'admission. Cela assimile un moteur à faible charge en bas régime ( $N = 1200$  tr/min).

Grâce aux mesures de champs de vitesse dans multiple plans bidimensionnels verticaux et horizontaux, l'évolution structurelle de l'écoulement tridimensionnel dans le cylindre sera décrit pendant les phases d'admission et de compression. Enfin une méthodologie de classification par corrélation spatiale sera introduite et appliquée pour étudier les variations cycle à cycle en fin de compression.

### 3.1 Analyse dans le plan de symétrie

Dans un premier temps, nous souhaitons comprendre l'évolution de l'écoulement interne moteur pendant les phases d'admission et de compression. Particulièrement, les essais dans le plan de symétrie du moteur sont réalisés pour l'analyse de la structuration de l'écoulement interne.

#### 3.1.1 Présentation des données mesurées

Dans la chambre de combustion du moteur, le plan de symétrie est le plan  $xOz$  dans le repère global (Fig. 3.1a). La mesure dans ce plan consiste en deux parties indépendantes : la cylindre (PVT) et le toit de la chambre (PVST).

Dans le cylindre, la mesure comprend sept phases moteur de l'admission à la compression :  $\theta \in \{90, 120, 150, 180, 220, 250, 270\}$  dv. La phase moteur  $\theta$  désigne l'angle vilebrequin, dont l'unité est le degré de vilebrequin (dv). Au cours d'un essai, au minimum 500 réalisations consécutives sont acquises à une fréquence de 10 Hz. Cette fréquence permet d'enregistrer un doublet d'images par cycle moteur. À l'intérieur du cylindre, les coordonnées peuvent varier entre  $x \in [-B/2, B/2]$  et  $z \in [-S, 0]$ . Dans la configuration de référence, l'alésage du moteur est à  $B = 72,2$  mm et la course du moteur est à  $S = 73,1$  mm. La figure 3.1b illustre le champ moyen à 270 dv dans cette configuration. Le domaine de visualisation est entouré par la chemise du moteur, le piston et les soupapes d'admission et d'échappement, voir les détails sur la figure.

Pour étudier les mouvements du fluide au voisinage de la bougie proche de l'allumage du moteur, la mesure est aussi réalisée dans le toit de la chambre. Elle comprend dix phases à la fin de la compression : tous les 10 dv entre  $\theta \in [270; 360]$ . De même, 500 réalisations consécutives sont acquises à une fréquence de 10 Hz. Dans la région supérieur de la figure 3.1b, le domaine de mesure est compris entre  $x \in [-B/4, B/4]$  et  $z \in [0, h_{toit}]$ . La hauteur du toit est  $8,8$  mm  $\approx S/8$  dans cette configuration.

Une approche statistique a été choisie pour analyser les mouvements du fluide. Soit  $\mathbf{X} \in \mathbb{R}^3$  la coordonnée d'un point dans l'espace, la vitesse instantanée au cycle  $n$  à la phase  $\theta$  s'écrit

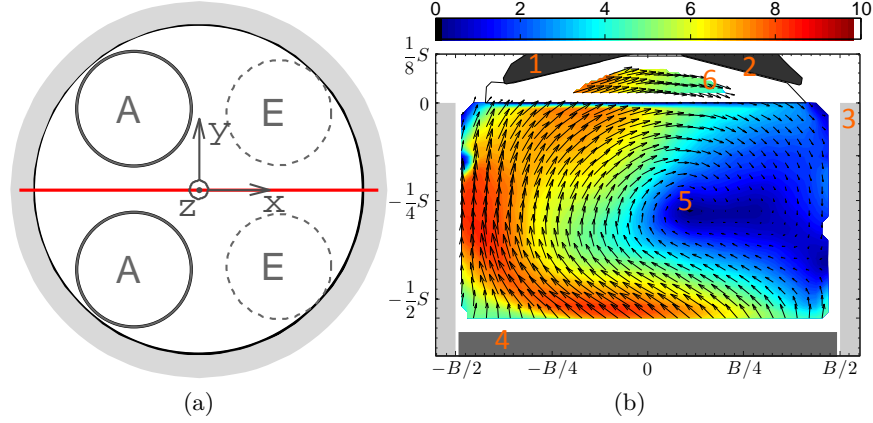


FIGURE 3.1 – Présentation des données mesurées dans le plan de symétrie. (a) Positionnement dans le repère global. (b) Présentation du domaine de mesure. 1 soupape d’admission. 2 soupape d’échappement. 3 chemise. 4 piston. 5 domaine de visualisation dans le cylindre. 6 zone de mesure au voisinage de la bougie dans le toit de chambre de combustion.

$\mathbf{U} = \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{X})$ . L’indice du cycle moteur est compris  $n \in [1; N]$  où le nombre total des réalisations est  $N = 500$  généralement. La phase moteur varie entre  $\theta \in [-360; 360]dv$  où la phase d’admission du cycle moteur commence à 0 dv et le point mort haut de compression (d’allumage) est à 360 dv. Dans le repère globale  $Oxyz$ , les composantes des coordonnées et vitesse peuvent s’exprimer comme  $\mathbf{X} = (x, y, z)^T$  et  $\mathbf{U} = (U, V, W)^T$ ,  $T$  désignant l’opérateur transposée. La moyenne de phase de la vitesse  $\langle \mathbf{U} \rangle$  est définie comme :

$$\langle \mathbf{U} \rangle (\theta, \mathbf{X}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{X}). \quad (3.1)$$

La décomposition de Reynolds s’exprime alors au sens de cette moyenne de phase :

$$\mathbf{U} = \langle \mathbf{U} \rangle + \mathbf{u}, \quad (3.2)$$

où  $\mathbf{u} = (u, v, w)^T$  désigne la vitesse fluctuante.

Nous pouvons en déduire que l’écart-type de la vitesse, s’écrit comme

$$\mathbf{u}' = (u', v', w')^T = (\sqrt{\langle u^2 \rangle}, \sqrt{\langle v^2 \rangle}, \sqrt{\langle w^2 \rangle})^T. \quad (3.3)$$

Pour estimer la précision de nos résultats, il est nécessaire de calculer les incertitudes liées à l’estimation de ces grandeurs statistiques de mesure. Ici, nous allons déterminer la zone de confiance de chaque composante de la moyenne de vitesses  $\langle \mathbf{U} \rangle$  et son écart-type  $\mathbf{u}'$ . La vraie valeur d’une grandeur statistique  $A$  se trouve dans la zone de confiance au sens de la moyenne de phase

$$\langle A \rangle \pm f_c [\sigma_A^2 / N]^{1/2}, \quad (3.4)$$

où  $\sigma_A$  est l’écart-type de  $A$ .  $N$  est le nombre d’échantillons. Pour une zone au niveau de confiance de 95%, le facteur de confiance est égal à  $f_c = 1,96$ . En suivant Benedict et Gould

(1996), le tableau 3.1 met en parallèle les grandeurs et leurs écarts-types en supposant une loi normale pour la distribution des vitesses. Les valeurs  $[\sigma_A^2/N]^{1/2}$  est proportionnel à l'écart-type de la vitesse. Lorsque la fluctuation de la vitesse augmente, l'incertitude de l'estimation est plus grande. En revanche, l'estimation est plus précise lorsqu'on augmente le nombre d'échantillons.

$A$	$[\sigma_A^2/N]^{1/2}$	Pour $N = 500$
$\langle U \rangle$	$u'/\sqrt{N}$	$0,045 u'$
$u'$	$u'/\sqrt{2N}$	$0,032 u'$

TABLE 3.1 – Incertitude des estimations des vitesses  $\langle U \rangle$  et  $u'$ . Les estimateurs sont calculés en supposant une distribution gaussienne de vitesses.

Prenons un exemple d'un point du maillage au cœur de la remontée de l'écoulement à 270 dv (FIG. 3.1), la composante de la vitesse moyenne est de l'ordre de  $\langle W \rangle = 7,2$  m/s avec un écart-type  $w' = 1,1$  m/s. Pour  $N = 500$ , l'estimation de la moyenne de vitesses est compris entre  $7,2 \pm 0,10$  m/s, au niveau de confiance de 95%, soit une variation de 1,5% de  $\langle W \rangle$ . Quant à l'estimation de la vitesse fluctuante, la zone de confiance à 95% est  $1,1 \pm 0,07$  m/s, soit 6,2% de  $w'$ .

### 3.1.2 Évolution de l'écoulement

Pour quantifier l'évolution de l'écoulement pendant les phases d'admission et de compression, les figures 3.2 illustrent l'écoulement moyen dans le plan de symétrie du cylindre. Pour une mesure de PIV 2D2C, on n'obtient que deux composantes de la vitesse dans un plan, *i.e.*,  $\mathbf{U} = (U, W)$ . En chaque point du maillage, la flèche noire est orientée selon la direction de la vitesse moyenne ( $\langle U \rangle, \langle W \rangle$ ). La longueur de chaque flèche est proportionnelle à la norme de la vitesse :  $\|\langle \mathbf{U} \rangle\| = \sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle W \rangle^2}$ . Il est important de noter que la norme est calculée uniquement pour les deux composantes dans le plan de mesure. La densité des vecteurs représentés est diminuée pour la clarté de la figure : on affiche un vecteur sur quatre. La couleur indique la norme de la vitesses moyenne  $\|\langle \mathbf{U} \rangle\|$ .

**De l'admission jusqu'à mi-compression** L'écoulement d'admission est marqué par la descente du piston et la pénétration du flux d'air dans la chambre du moteur (FIG. 3.2a-c). La dépression, créée par le recul du piston et l'ouverture des soupapes d'admission, provoque l'entrée de l'air dans le cylindre. Les jets issus des deux conduits vont fortement interagir, venir impacter la paroi du cylindre du côté d'échappement, puis le piston et enfin l'autre côté de paroi. Au point mort bas de l'admission (180 dv), l'écoulement forme une rotation très complète dans le domaine du cylindre. Enfin, la remontée du piston pendant la phase de compression entraîne un mouvement global ascendant du fluide vers la partie supérieur du piston (FIG. 3.2e-f).

Nous nous intéressons à trois phases particulières du cycle moteur. À 120 dv, l'écoulement est déjà descendu en bas du cylindre et l'impact sur le piston a donc lieu (FIG. 3.2b). Le point

de vitesse nulle est situé très proche du centre géométrique. Dans ce manuscrit, il sera référé comme le « centre » de l'écoulement par abus de langage. Mais il faut bien garder à l'esprit que l'écoulement dans le cylindre consiste en une structure tridimensionnelle et complexe (§3.3). Une autre zone de vitesse nulle marque l'existence du front de l'écoulement, qui se trouve à  $x = -B/4$ . La structure du rouleau est nettement visible à partir du PMB (FIG. 3.2d). Le centre est légèrement décalé vers le côté  $x^-$  ( $x$  négative). Nous observons aussi que le front de l'écoulement est remonté en haut du cylindre. À la phase mi-compression (270 dv), les vitesses moyennes ascendantes sont situées dans le côté gauche ( $x^-$ ) du domaine (FIG. 3.2f). Ici, les normes de vitesse moyenne sont plus élevées. La position du centre est changé et il se trouve plutôt du côté  $x^+$ .

**En fin de compression** La figure 3.2f comprend deux mesures indépendantes dans le plan de symétrie. A partir de 270 dv, la mesure n'est disponible que dans le domaine supérieur (inclus dans le toit de la chambre de combustion). Dans la seconde partie de la compression, le volume du cylindre se réduit rapidement et l'écoulement devient fortement confiné. Pour un moteur type essence, la combustion est provoquée par l'allumage de la bougie à la fin de compression. L'état de l'écoulement au voisinage de la bougie est donc critique d'un point de vue de la combustion. Malgré la limitation du domaine PIV dans le toit, la continuité des vitesses moyennes est constatée. Dans ce domaine, l'écoulement se dirige globalement des soupapes d'admission vers celles d'échappement généralement.



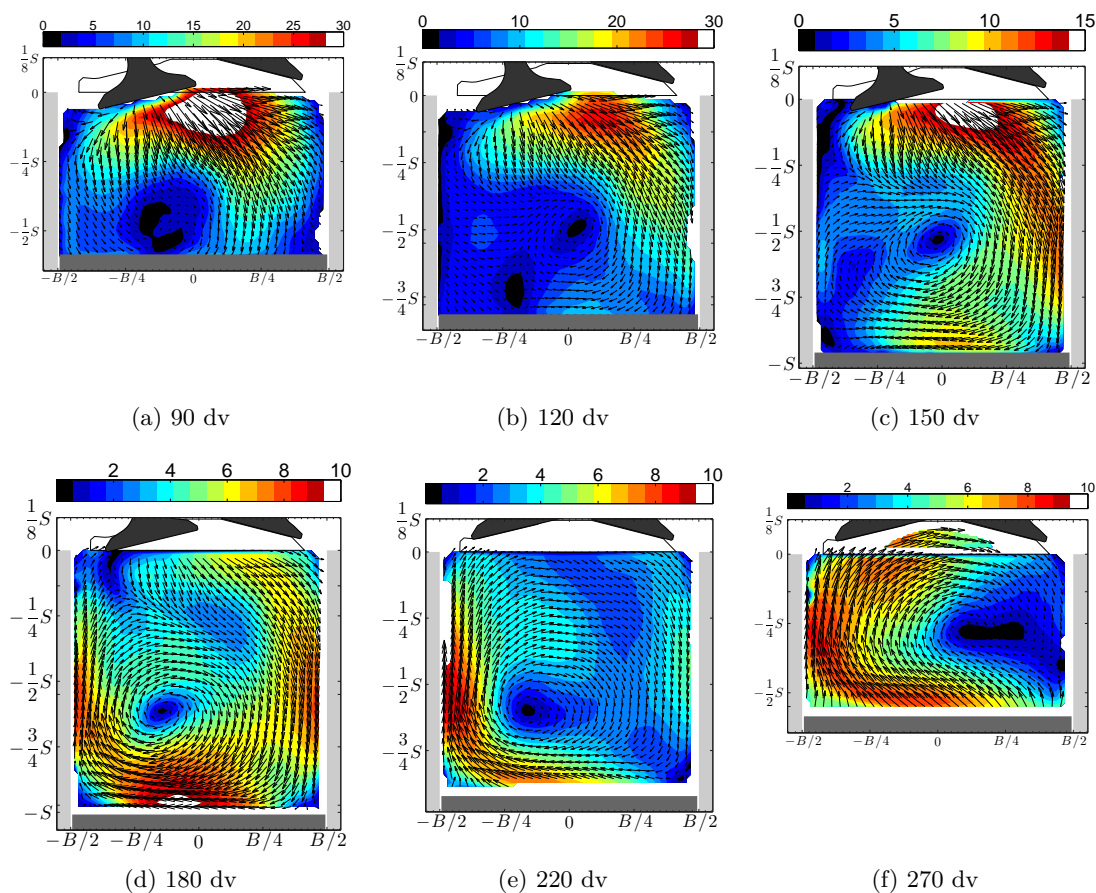


FIGURE 3.2 – Champs des vitesses moyennes ( $\langle U \rangle, \langle W \rangle$ ) dans le plan de symétrie (PVT) dans la configuration de référence. La flèche noire indique l'orientation de la vitesse moyenne. La longueur de chaque flèche est proportionnelle à la norme de la vitesse avec  $\|\langle \mathbf{U} \rangle\| = \sqrt{\langle U \rangle^2 + \langle W \rangle^2}$ . Les couleurs indiquent la norme de la vitesse moyenne en m/s.

**Profils de vitesse** Ensuite, nous comparons les profils de vitesses le long des trois droites, dont les positions sont illustrées sur le schéma 3.3a. Le tableau 3.2 donne les caractéristiques des profils de vitesse. Les positions de ces droites ne sont pas choisies au hasard. Le long de la droite A, nous nous focalisons sur l'évolution du jet des soupapes. Le profil de vitesse le long de la droite B permet d'étudier l'écoulement dans la zone d'impact sur le piston, notons que la position de cette droite varie en fonction de l'angle vilebrequin. Et la droite C, passant par le centre de l'écoulement, permet donc d'évaluer la rotation des mouvements du fluide. Pour trois phases représentatives  $\theta = \{120, 180, 270\} dv$ , la statistique est faite en considérant seulement la composante de vitesse perpendiculaire à chacune des droites (TAB. 3.2).

Droite	position	composante de vitesse
A	$z = -10$	$W$
B	$z = z_p(\theta) + 2$	$W$
C	$x = 0$	$U$

TABLE 3.2 – Profils de vitesse dans le plan de symétrie.

### 3.1. Analyse dans le plan de symétrie

---

Au sens de la moyenne de phase, la moyenne et l'écart-type sont calculés d'après (3.2). sur la figure 3.3, les quantités moyennes ( $\langle W \rangle$  ou  $\langle U \rangle$ ) sont tracées la première colonne lorsque les écarts-types associés ( $w'$  ou  $u'$ ) sont tracés dans la deuxième colonne.

Intéressons d'abord aux droites horizontales. Pendant l'admission du moteur, une baisse de  $\langle W \rangle$  est constatée de 120 dv à 180 dv le long de la droite A (FIG. 3.3c), elle est maximale dans la région centrale pour  $x \in [-B/4; B/4]$ . La descente du jet des soupapes est importante au début de l'admission et elle diminue jusqu'au PMB. La figure 3.3c indique une réduction de la fluctuation. Le long de la droite B, la vitesse verticale est très importante à 120 dv lorsque elle est presque nulle au PMB (FIG. 3.3d). De plus, l'écoulement est plus fluctuante au voisinage du piston (FIG. 3.3e). A 270 dv, nous observons que les vitesses sont ascendantes le long des droites A et B (FIG. 3.3b et d). Il est intéressant de remarquer que le long de la droite B, la vitesse  $\langle W \rangle \approx 4,4$  m/s est équivalente à la vitesse du piston  $U_p(\theta = 270 \text{ dv}) = 4,6$  m/s. De plus, la fluctuation est quasiment nulle.

Les profils de vitesse  $\langle U \rangle (z, x = 0)$  démontre que l'écoulement tourne dans le sens horaire dans le repère  $xOz$  (FIG. 3.3f). De plus, le module de la vitesse moyenne  $\langle U \rangle$  se réduit pendant l'admission puis s'amplifie, ceci entraîne une variation de l'intensité de la rotation. Sur la figure 3.3f, nous observons une décroissance générale de la fluctuation.

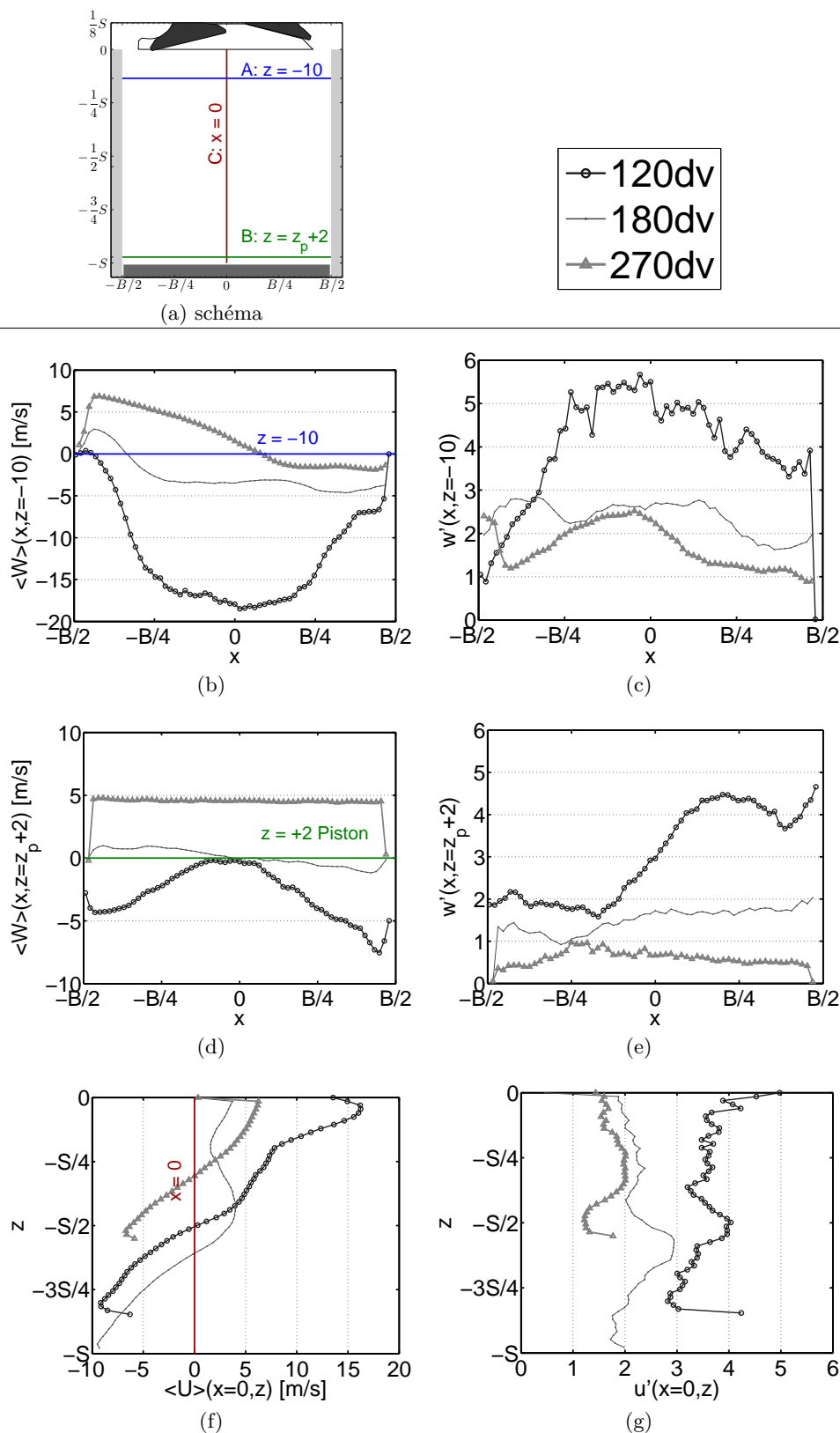


FIGURE 3.3 – Profils des vitesses à  $\theta = \{120, 180, 270\} dv$ . (a) les positions des droites. Les profils de vitesse concernent : (b)  $\langle W \rangle(x, z = -10)$ ; (c)  $w'(x, z = -10)$ ; (d)  $\langle W \rangle(x, z = z_p + 2)$ ; (e)  $w'(x, z = z_p + 2)$ ; (f)  $\langle U \rangle(x = 0, z)$ ; (g)  $u'(x = 0, z)$ . B et S sont l'alésage et la course du moteur.

## 3.1.3 Taux de rouleau

Pour évaluer l'intensité de l'écoulement global, le taux de rouleau  $R_t$  est calculé dans le plan de symétrie.  $R_t$  est proportionnel à l'intégrale du moment angulaire de l'écoulement dans le cylindre et il est calculé comme

$$R_t = \frac{\int_{\Omega} W(x - x_c) - U(z - z_c) d\Omega}{2\pi N \int_{\Omega} (x - x_c)^2 + (z - z_c)^2 d\Omega}. \quad (3.5)$$

$x - x_c$  et  $z - z_c$  sont les distances horizontale et verticale d'un point de maillage au centre géométrique  $(x_c, z_c)$  du domaine  $\Omega$ . Cette grandeur peut être calculée sur le champ instantané  $R_{t,n}$  et sur le champ moyen  $R_{t,m}$ . Les définitions sont données comme :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{t,n} = \frac{\int_{\Omega} W_n(x - x_c) - U_n(z - z_c) d\Omega}{2\pi N \int_{\Omega} (x - x_c)^2 + (z - z_c)^2 d\Omega} \\ R_{t,m} = \frac{\int_{\Omega} \langle W \rangle (x - x_c) - \langle U \rangle (z - z_c) d\Omega}{2\pi N \int_{\Omega} (x - x_c)^2 + (z - z_c)^2 d\Omega} \end{array} \right. \quad (3.6)$$

La figure 3.4a compare les valeurs de  $R_{t,m}$  et la moyenne des taux de rouleau instantanés  $\langle R_t \rangle = \sum_{n=1}^N R_{t,n}/N$  pour les mesures disponibles dans le plan de symétrie du cylindre. On constate que l'évolution des deux grandeurs est similaire et que les différences sont inférieures à 8% au début de l'admission. Pendant l'admission, la décroissance rapide du taux de rouleau moyen est cohérente avec la baisse du niveau de vitesse moyenne.

L'intensité de la structure du rouleau est amplifiée pendant la phase de compression. Pour comprendre l'effet de la compression sur le rouleau, les conservations du moment angulaire et de la masse conduisent, d'après (voir Borée et Miles, 2014, équation 6) pour un rouleau idéal à :

$$\frac{\hat{R}_t(\theta)}{\hat{R}_t(180 \text{ dv})} = \frac{\rho(\theta)}{\rho(180 \text{ dv})}. \quad (3.7)$$

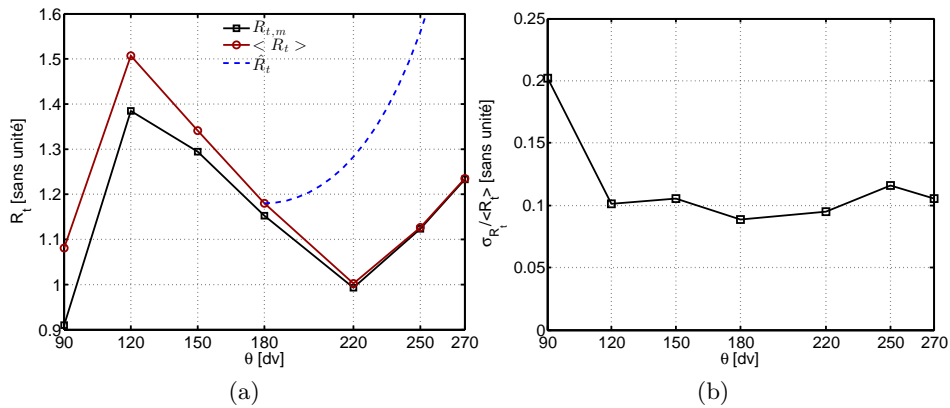


FIGURE 3.4 – Taux de rouleau dans le plan de symétrie du cylindre (PVT). (a)  $R_{t,m}$  taux de rouleau du champ moyen.  $\langle R_t \rangle$  la moyenne des taux de rouleau instantanée.  $\hat{R}_t$  le taux de rouleau idéal. (b)  $\sigma_{R_t} / \langle R_t \rangle$  la fluctuation relative des taux de rouleau.

$\rho(\theta)$  est la masse volumique à la phase  $\theta$ .  $\hat{R}_t$  est le taux de rouleur idéal. Si on considère que les soupapes sont fermés à 180 dv, et on néglige les fuites pendant la compression, nous avons  $\rho V = \text{constante}$  où  $V$  est le volume de chambre. Ainsi, on en déduit que :

$$\hat{R}_t(\theta) = \hat{R}_t(180 \text{ dv})/r_v(\theta). \quad (3.8)$$

En supposant que le taux de rouleur au PMB est estimé par la moyenne des taux instantanés  $\hat{R}_t(180 \text{ dv}) = \langle R_t \rangle (180 \text{ dv})$ , l'évolution du taux  $\hat{R}_t$  est tracé sur la figure 3.4a seulement pendant la période de compression. On constate que la compression du moteur est la source d'augmentation même si elle est moins rapide que celle de la variation de  $\rho$ .

De plus, les fluctuations relatives des taux de rouleur instantanés  $\sigma_{R_t} / \langle R_t \rangle$  sont calculées et tracées sur la figure 3.4b. Cette fluctuation est maximale à 90 dv. Au delà, la variation est quasi-constante. Nous constatons que la fluctuation à 120 dv n'est pas très importante avec  $\sigma_{R_t} / \langle R_t \rangle = 10\%$ . Pourtant, l'analyse locale du champ de vitesses nous indique une fluctuation de l'ordre de 30% dans la région du jet des soupapes (§3.2). Ainsi les fluctuations sont lissées à cause de l'intégrale dans le calcul de  $R_t$ .

### 3.1.4 Énergies intégrales

L'énergie cinétique de l'écoulement est aussi une caractéristique importante du moteur. L'énergie cinétique totale  $E(\theta)$  par unité de masse est définie à la phase  $\theta$  :

$$E(\theta) = (\mathbf{U}(\theta, \mathbf{X}), \mathbf{U}(\theta, \mathbf{X})) / 2. \quad (3.9)$$

Ici, le produit scalaire entre deux champs de vitesses  $\mathbf{U}$  et  $\mathbf{V}$  s'exprime comme

$$(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \sum_{i_c=1}^{n_c} \int_{\Omega} U_{i_c}(\mathbf{X}) V_{i_c}(\mathbf{X}) d\mathbf{X}. \quad (3.10)$$

$n_c = 2$  est le nombre de composante mesurée de la vitesse  $\mathbf{U}$ .  $\Omega$  est le domaine de mesure. Puisque le moteur est en fonctionnement, la hauteur du domaine de visualisation varie en fonction du temps dans le plan de symétrie. Pour étudier l'évolution globale, l'énergie cinétique est normalisé par la taille du domaine de mesure  $\Omega$  pour obtenir une quantité intégrale de l'énergie  $K_t$  :

$$K_t(\theta) = (\mathbf{U}(\theta, \mathbf{X}), \mathbf{U}(\theta, \mathbf{X})) / 2\Omega \quad (3.11)$$

Dans ce plan bidimensionnel, la mesure PIV fournit une grille de dimensions  $N_h \times N_v$ . L'énergie cinétique intégrale est calculée comme une moyenne des vitesses de chaque point de la grille  $(U, W)(\theta, i_h, i_v)$  et on obtient alors la formulation discrète comme :

$$K_t(\theta) = \frac{1}{N_h N_v} \sum_{i_h=1}^{N_h} \sum_{i_v=1}^{N_v} U^2(\theta, i_h, i_v) + W^2(\theta, i_h, i_v). \quad (3.12)$$

L'indice de la ligne est  $i_h \in [1; N_h]$  et l'indice de la colonne est  $i_v \in [1; N_v]$ .

### 3.1. Analyse dans le plan de symétrie

Le tableau 3.3 précise les dimensions du domaine de mesure où  $\Delta_h$  et  $\Delta_v$  sont les tailles de mailles horizontale et verticale respectivement. Notons que cette définition est valable dans le cylindre et le toit. Dans la suite du manuscrit, sauf indication contraire, les grandeurs liées à l'énergie sont définies avec la moyenne spatiale dans le domaine de mesure.

$\theta$	$N_H$	$\Delta_H$ [mm]	$N_V$	$\Delta_V$ [mm]
<b>90 dv</b>	62	1,13	37	1,13
<b>180 dv</b>	62	1,13	65	1,13
<b>270 dv</b>	62	1,13	37	1,13
<b>360 dv</b>	52	0,57	9	0,57

TABLE 3.3 – Dimension du domaine de mesure dans le plan de symétrie (PVT).

Dans le but d'analyser les statistiques des énergies, nous calculons la moyenne de l'énergie cinétique  $\langle K_t \rangle$  comme :

$$\begin{aligned}
 2\Omega \langle K_t \rangle &= \langle (\mathbf{U}, \mathbf{U}) \rangle \\
 &= \langle (\langle \mathbf{U} \rangle + \mathbf{u}, \langle \mathbf{U} \rangle + \mathbf{u}) \rangle \text{ selon (3.2)} \\
 &= (\langle \mathbf{U} \rangle, \langle \mathbf{U} \rangle) + 2(\langle \mathbf{U} \rangle, \underbrace{\langle \mathbf{u} \rangle}_{=0}) + \langle (\mathbf{u}, \mathbf{u}) \rangle
 \end{aligned}$$

Ainsi la décomposition de l'énergie est obtenue comme :

$$\langle K_t \rangle = K + k. \quad (3.13)$$

$K$  désigne l'énergie cinétique du champ moyen et  $k$  désigne l'énergie cinétique fluctuante, dont les expressions sont :

$$\begin{cases} K = (\langle \mathbf{U} \rangle, \langle \mathbf{U} \rangle) / 2\Omega, \\ k = \langle (\mathbf{u}, \mathbf{u}) \rangle / 2\Omega. \end{cases} \quad (3.14)$$

Supposons la moyenne spatiale s'exprime comme  $\bar{A} = \int_{\Omega} A(\mathbf{X}) d\mathbf{X} / \Omega$ , l'équation (3.15) peut s'exprimer en fonction des composantes de vitesse :

$$\begin{cases} K = (\overline{\langle U \rangle^2} + \overline{\langle W \rangle^2}) / 2, \\ k = (\overline{\langle u^2 \rangle} + \overline{\langle w^2 \rangle}) / 2. \end{cases} \quad (3.15)$$

Il est important de noter que dans un plan de symétrie,  $K$  représente l'énergie cinétique de l'écoulement moyen si  $\overline{\langle V \rangle} \approx 0$ . En revanche, la composante sortante du plan  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  est toujours manquante pour estimer l'énergie cinétique fluctuante de l'écoulement.

L'échelle intégrale  $L$  de la taille de tourbillons contenant de l'énergie est estimée à quatre angles vilebrequins  $\theta = \{90, 180, 270, 360\}$  dans le tableau 3.4 d'après Lumley (1999) et Borée et Miles (2014). Alors le domaine de mesure comprend  $N_s = \Omega / L^2$  échantillons spatiaux indépendants. En tenant en compte  $N \approx 500$  échantillons temporels, nous obtenons au minimum 5000 échantillons spatio-temporels indépendants pour le calcul des énergies intégrales.

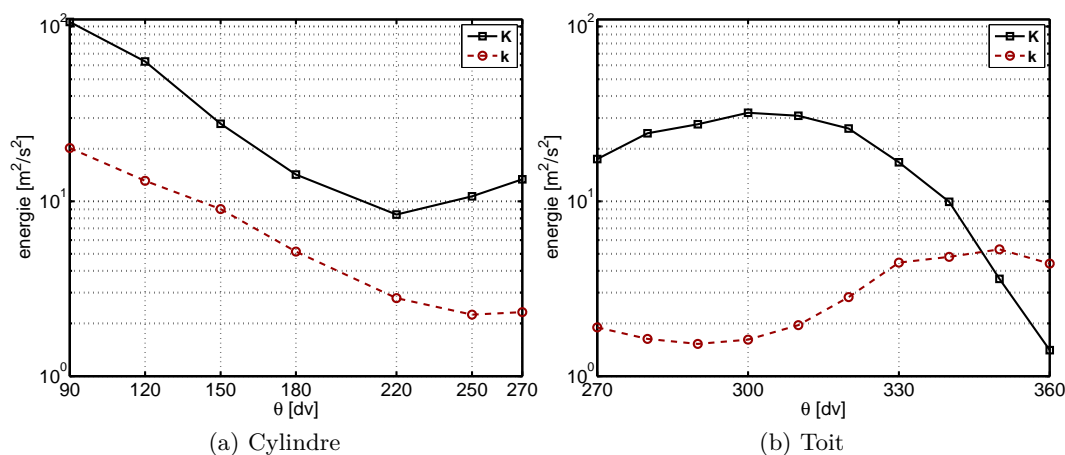


FIGURE 3.5 – Évolutions des énergies intégrales dans le cylindre et le toit.

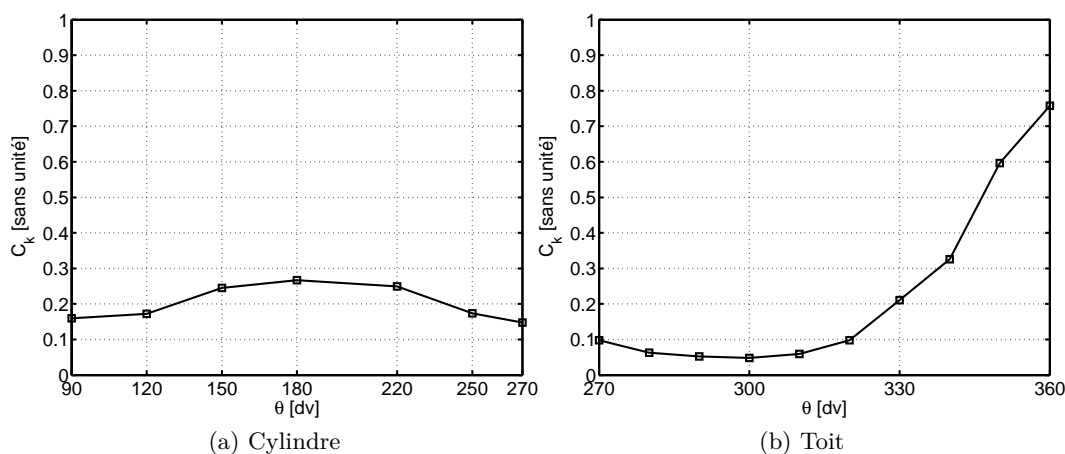


FIGURE 3.6 – La contribution de l'énergie fluctuante dans le cylindre et le toit.

	90 dv	180 dv	270 dv	360 dv
$L$	$B/6$	$B/6$	$B/6$	$h_{toit}/2$
$N_s$	21	36	21	10
$N'$	$10^4$	$1,8 \cdot 10^4$	$10^4$	$0,5 \cdot 10^4$

TABLE 3.4 – Échantillons indépendantes pour le calcul des énergies intégrales.  $L$  : Échelle intégrale de la taille de tourbillons contenant de l'énergie.  $N_s = \Omega/L^2$  : Échantillons spatiaux indépendants.  $N' = N \cdot N_s$  : Échantillons spatio-temporels indépendants avec  $N = 500$ .  $h_{toit}$  est la hauteur du toit.

Sur les figures 3.5, l'évolution des énergies intégrales est étudiée de l'admission jusqu'à la fin de compression. La figure 3.5a montre l'évolution du milieu de l'admission au milieu de la compression. Les grandeurs intégrales sont calculées pour le domaine du cylindre du moteur (Plan PVT). Dans une échelle logarithmique, une décroissance significative d'énergie cinétique du champ moyen  $K$  est constatée de 90 dv à 220 dv.  $K$  a un minimum à 220 dv à laquelle la soupape d'admission est déjà fermée. Au-delà, l'énergie cinétique moyenne augmente jusqu'à

mi-compression (270 dv). La perte d'énergie fluctuante est aussi importante, d'un facteur de 1/8 entre 90 dv et 270 dv. De plus,  $C_k = \frac{k}{K+k}$ , qui représente le ratio de la contribution de l'énergie fluctuante  $k$  à la moyenne de l'énergie cinétique  $\langle K_t \rangle = K+k$ , est diminué pendant le début de la compression :  $C_k(180 \text{ dv}) = 27\%$  et  $C_k(270 \text{ dv}) = 14\%$  (FIG. 3.6a). Ceci signifie que la structure moyenne de l'écoulement est renforcée au cours de la compression du moteur.

La figure 3.5b montre les évolutions des énergies intégrales dans le toit de chambre. Nous remarquons que les valeurs des énergies  $K$  et  $k$  sont très proches dans les deux parties de la chambre à 270 dv. En comparant le ratio des énergies  $C_k$ , on obtient  $C_k(\text{cylindre}) = 16\%$  et  $C_k(\text{toit}) = 10\%$  (FIG. 3.6). Ainsi la contribution de l'énergie fluctuante est baissée dans la zone proche de la bougie.

Le phénomène de la rupture du rouleau est caractérisé par un déclin exponentiel de l'énergie cinétique du champ moyen  $K$  au-delà de 300 dv. En même temps, la fluctuation de l'énergie est amplifiée. En traçant une droite de régression, on obtient une décroissance exponentielle de la forme  $\frac{K(360 \text{ dv})}{K(330 \text{ dv})} = e^{-t/\tau_d}$  où  $\tau_d = 1,7 \text{ ms}$ . Pendant la rupture du rouleau, une partie de l'énergie des structures cohérentes est transférée à l'énergie turbulente. Le temps de retournement des grandes échelles de la turbulence à 330 dv est calculé comme  $\tau_{turb} = \frac{L}{u'}$  (§2.3.3). Nous rappelons que  $L$  est la taille des tourbillons contenant de l'énergie et  $u'$  est un ordre de grandeur de la déviation standard de la vitesse associée à ces tourbillons. Puisque la vitesse moyenne est principalement selon la direction horizontale (la zone supérieure, FIG. 3.2f), on estime que  $L = h_{toit}/2$  et  $u' = 3 \text{ m/s}$ . On obtient que  $\tau_{turb} = 1,5 \text{ ms}$  à 330 dv. Ainsi le retournement de la structure principale du rouleau est du même ordre que la dissipation de l'énergie cinétique.

Au niveau de la fluctuation, nous remarquons que la contribution  $C_k$  augmente exponentiellement de 320 dv au point mort haut de compression. L'instabilité de la structure de l'écoulement est amplifiée considérablement pendant la rupture de rouleau. Cette augmentation peut être associée à deux causes possibles : l'amplification de l'instabilité cyclique ou le transfert de l'énergie des écoulement de grande échelle à la turbulence. Nous revenons sur cette question plus tard dans la section 3.6.

---

**Synthèse** Dans cette section, l'écoulement de rouleau est introduit en présentant des mesures dans le plan de symétrie. Puis les quantités intégrales, tels que l'énergie et le taux de rouleau, ont été analysées afin de révéler la variabilité cyclique de la structuration. Puisque l'écoulement dans le moteur est tridimensionnel naturellement, nous proposons d'examiner les mesures à travers d'autres plans de mesure pour mieux comprendre cette propriété intrinsèque de l'écoulement.

---



## 3.2 Naissance de l'écoulement de rouleur

Pendant la phase d'admission du moteur, nous nous focalisons sur l'écoulement à  $\theta = 120$  dv. C'est une phase représentative, où l'écoulement est en phase de descente et il y a déjà eu l'impact sur le piston (FIG. 3.2b). Nous rappelons que la phase du maximum de vitesse du piston est 75 dv et que le maximum de la levée de soupape d'admission a lieu à 110 dv (§2.1.1). Ici, la levée des soupapes d'admission est presque maximale :  $l_v(120 \text{ dv}) = 8,3 \text{ mm}$ . Puisque la topologie de l'écoulement moteur est de nature tri-dimensionnelle, l'analyse est effectuée grâce aux plusieurs plans de mesure, verticaux et horizontaux également.

L'étude commence par l'analyse des phénomènes locaux à travers des champs de vitesses. Et la structure globale sera discutée plus tard dans la section §3.2.2.

### 3.2.1 Analyse de la structure locale

#### 3.2.1.1 Plan de symétrie

Nous reprenons les champs de vitesses moyennes dans le plan de symétrie (FIG. 3.7a). La structuration de l'écoulement est résumée sur le schéma 3.7b.

Dans la zone du jet des soupapes (zone 1), les vitesses moyennes sont très intenses juste en dessous des soupapes. A la sortie des soupapes d'admission, le jet des soupapes forme un écoulement principal, qui se dirige vers l'échappement. À l'arrière des soupapes d'admission (zone 2), des faibles vitesses moyennes descendent le long de la paroi. Alors une structure secondaire née est en concurrence avec la structure principale du rouleur dans la région du front de l'écoulement (zone 3). Dans cette région, un point-selle (point A) est détecté dans le champ moyen, proche du piston à  $x = -B/4$  environ. Dans le sens de l'écoulement, les deux structures se joignent à la mi-course du moteur et forment un centre de vitesse nulle (point C), il est très proche du centre géométrique.

Lorsqu'on examine la fluctuation de l'écoulement, les concentrations des deux composantes de la vitesse fluctuante sont très différentes dans le domaine de mesure. La composante horizontale  $u'$  est maximale dans la zone du jet des soupapes (FIG. 3.8a), c'est-à-dire que l'interaction des deux jets d'admission est très instable horizontalement. En bas du cylindre, la vitesse  $u'$  est élevée au voisinage de la région du front de l'écoulement, cela signifie que la position du point de stagnation A est aussi fluctuante.

Dans la zone de la jonction des deux structures, une très forte concentration de la fluctuation verticale  $w'$  est constatée (FIG. 3.8b). On observe également que l'impact sur le piston (zone 4, FIG. 3.7b) entraîne de fortes vitesses fluctuante  $w'$ , et la vitesse moyenne est de même ordre que la vitesse fluctuante.

#### 3.2.1.2 Plans horizontaux

La discrétisation de l'espace en plusieurs plans de mesure permet de comprendre les structures locales des mouvements du fluide. La figure 3.9 présente les positions de chaque plan de mesure dans le repère globale, dont les résultats sont discutés dans la suite.

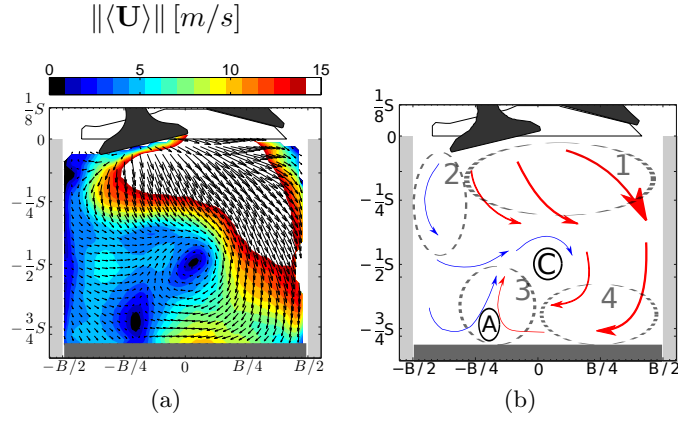


FIGURE 3.7 – Champs des vitesses à 120 dv dans le plan de symétrie (PVT). (a) La flèche noire indique l'orientation de la vitesse moyenne. La longueur de chaque flèche est proportionnelle à la norme de la vitesse. Les couleurs indiquent la norme de la vitesse moyenne  $\|\langle \mathbf{U} \rangle\|$  en m/s. (b) Schéma de la structure de l'écoulement. 1 zone du jet des soupapes. 2 zone du jet arrière. 3 zone du front de l'écoulement. 4 zone d'impact sur le piston.

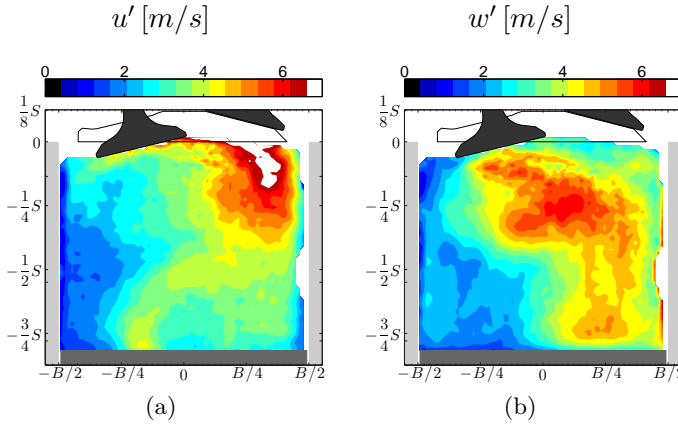


FIGURE 3.8 – Champs des vitesses fluctuantes à 120 dv dans le plan de symétrie (PVT). Les couleurs indiquent les valeurs des composantes de la vitesse fluctuante (a) horizontale  $u'$  en m/s et (b) verticale  $w'$  en m/s.

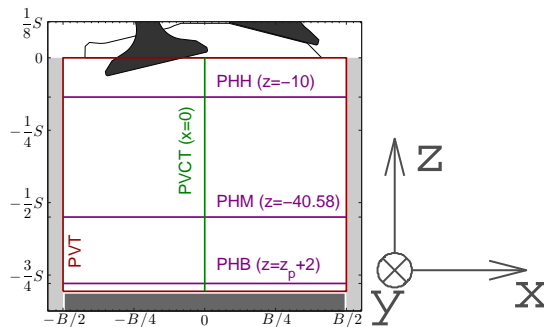


FIGURE 3.9 – Présentation des plans de mesure. PHH plan horizontal haut situé à  $z = -10$  mm en dessous du plan face-feu. PHM plan horizontal médian situé à  $z = -40,58$  mm en dessous du plan face-feu. PHB plan horizontal bas situé à  $z = z_p(\theta) + 2$ , *i.e.*, à +2 mm de la position du piston. Il varie donc en fonction de l'angle vilebrequin. PVCT plan vertical transverse situé à  $x = 0$  mm.

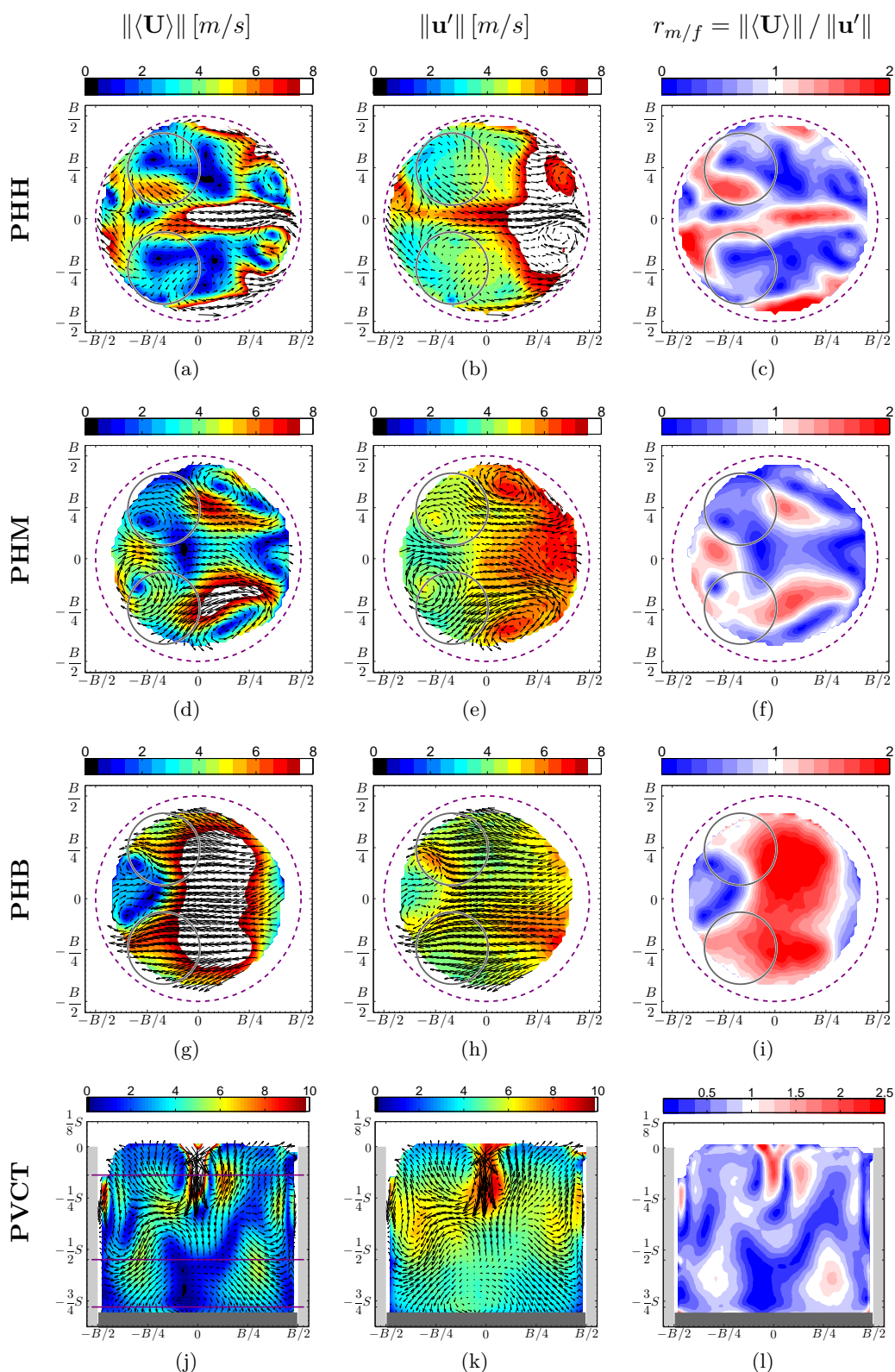


FIGURE 3.10 – Champs de vitesses moyenne et fluctuante à 120 dv dans les plans horizontaux et transverse. Les positions des plans horizontaux sont données sur la figure 3.9. La flèche noire indique l'orientation de la vitesse moyenne. La longueur de chaque flèche est proportionnelle à la norme de la vitesse. Les couleurs indiquent : la première colonne (a,d,g,j) la norme de la vitesse moyenne  $\|\langle \mathbf{U} \rangle\|$  en m/s ; la seconde colonne (b,e,h,k) la norme de la vitesse fluctuante  $\|\mathbf{u}'\|$  en m/s ; la dernière colonne (c,f,i,l) le rapport des normes  $r_{m/f}$  sans unité.

### 3.2. Naissance de l'écoulement de rouleau

---

Considérons d'abord les plans horizontaux, les figures 3.10 mettent en parallèle tous les plans horizontaux disponibles dans le cylindre. La figure 3.10a illustre le champ de vitesses moyennes ( $\langle U \rangle, \langle V \rangle$ ) dans le plan horizontal haut (PHH) à  $z = -10$  mm. Les positions des soupapes d'admission sont schématisées par deux cercles gris. La répartition de l'écoulement autour des soupapes est très intéressant. Issu de deux soupapes, l'écoulement converge vers le plan de symétrie ( $y = 0$ ). Et la vitesse fluctuante est élevée au voisinage de cette zone (FIG. 3.10b). Et la fluctuation est aussi grande dans la zone de l'interaction du jet avec la paroi. Dans le reste du domaine, l'écoulement est très complexe, il est donc difficile à interpréter. Dans le but d'étudier la fluctuation de l'écoulement, il est judicieux de comparer la vitesse moyenne et fluctuante pour souligner l'instabilité locale structurelle. Ainsi, le rapport des normes des vitesses moyenne et fluctuante  $r_{m/f}$  est calculé comme

$$r_{m/f} = \frac{\|\langle \mathbf{U} \rangle\|}{\|\mathbf{u}'\|}. \quad (3.16)$$

Cette grandeur sans unité est toujours positive. La figure 3.10c illustre les valeurs  $r_{m/f}$  pour chaque point du maillage. Et cette représentation permet de souligner la région d'interaction des deux jets de soupapes. Des concentrations de fort rapport  $r_{m/f}$  sont identifiées autour des soupapes d'admission. Entre les soupapes, la vitesse moyenne converge et alimente l'écoulement principal. Et on constate qu'une zone assez étroite où le rapport  $r_{m/f} \approx 2$ , qui s'étend du centre de cylindre jusqu'à la paroi du moteur dans la direction  $\mathbf{x}$ . Enfin, la structure est très instable dans le reste du domaine car  $r_{m/f} \leq 1$ . En fait, dans ce plan de mesure, la composante  $\langle W \rangle$ , perpendiculaire au plan, est forte car le jet plonge vers le bas du cylindre.

Pour observer l'impact de l'écoulement sur le piston, une mesure est réalisée dans le plan horizontal bas (PHB) qui se situe à +2 mm au-dessus du piston. Les vitesses moyennes sont quasiment horizontales, orientées des soupapes d'échappement vers celles d'admission (FIG. 3.10g). La vitesse moyenne est maximale dans le centre du domaine et la figure 3.10i confirme que la fluctuation dans cette zone est autour de 50% de la valeur moyenne. On en déduit que l'impact sur le piston est fluctuant. Sur cette figure, l'empreinte du front de l'écoulement est nettement visible. La séparation entre la structure principale de l'écoulement, contenant des fortes vitesses moyennes, et la structure secondaire, contenant des faibles vitesses moyennes, forme une zone où la vitesse moyenne est équivalente à la vitesse fluctuante, *i.e.*,  $r_{m/f} \approx 1$ .

Enfin, le dernier plan horizontal disponible à cette phase est le plan horizontal médian (PHM). La position de ce plan est juste en dessous de la mi-course du moteur. Nous observons une structure moins homogène (FIG. 3.10d) que celle dans le plan PHB. La figure 3.10f indique que deux zones, de forte vitesse moyenne (environ 10 m/s), coexistent symétriquement par rapport au plan de symétrie, qui est de même direction que celle de l'écoulement du rouleau dans le plan de symétrie. Mais la fluctuation au seins de ces zones est aussi élevée, la comparaison des normes de vitesses donne  $r_{m/f} \approx 1, 2$ . En outre, l'interaction de l'écoulement avec les parois est importante dans la direction  $\mathbf{y}$ . Nous observons aussi que la structuration de l'écoulement est dissymétrique, et l'écoulement moyen est plus intense du côté  $y^-$ .

### 3.2.1.3 Plan vertical transverse

Dans le plan vertical transverse (PVCT), la mesure par PIV donne une visualisation différente de l'écoulement et nous permet de relier les observations des plans horizontaux. Sur la figure 3.10j, les positions des trois plans horizontaux sont représentées par les droites violettes. En dessous des soupapes, la concentration de fortes vitesses moyennes est localisée dans la région centrale très étroite (FIG. 3.10j). Dans cette région, la norme de la vitesse fluctuante est aussi importante, elle consiste en majorité de fluctuations verticales. De plus, la figure 3.10l indique qu'ici, le rapport des normes est de l'ordre de  $r_{m/f} \approx 2$ .

À la hauteur du plan PHM, nous retrouvons les deux concentrations de forte vitesses moyennes observées dans le plan horizontal (FIG. 3.10j), où  $r_{m/f} \approx 1$  (FIG. 3.10l). Ces vitesses descendantes sont donc fluctuantes dans ce plan.

Dans le bas du cylindre, l'impact de l'écoulement sur le piston est nettement visible dans ce plan transverse. La vitesse moyenne proche du piston est quasiment perpendiculaire à la surface du piston (FIG. 3.10a). Et la fluctuation dans la zone d'impact est intense car  $\|\mathbf{u}'\| \geq \|\langle \mathbf{U} \rangle\|$  (FIG. 3.10l).

## 3.2.2 Structuration tridimensionnelle

### 3.2.2.1 Structure globale

La structuration globale de l'écoulement est importante pour notre étude. Pour cela, le plan de symétrie (PVT) et deux plans horizontaux (PHH et PHB) sont regroupés pour fournir une visualisation d'ensemble sur la figure 3.11a. Ici, les couleurs indiquent les valeurs  $r_{m/f}$ , le rapport des normes de la vitesse moyenne et fluctuante. Nous rappelons que la vitesse du fluide a seulement deux composantes dans le plan de mesure bidimensionnelle et les normes sont aussi calculées pour ces deux composantes. Cette représentation est choisie pour souligner les structures stables de l'écoulement.

À partir de cette figure, la forme de l'écoulement à la sortie des soupapes peut être conjecturée. Issu des deux soupapes, les jets descendants convergent vers le plan de symétrie. L'interaction entre les jets alimente l'écoulement principal du rouleau, qui est une structure relativement stable avec  $r_{m/f} \approx 5$ . Deux directions privilégiées de cet écoulement sont les directions  $\mathbf{x}$  et  $-\mathbf{z}$ . Plus bas dans le cylindre, l'écoulement descend le long de la paroi, et entre en interaction avec le piston. La zone d'impact est très large. Une structure secondaire est aussi développée simultanément. Elle est en confrontation avec la structure principale, il s'agit de la région en bleu au voisinage du piston. Le front de l'écoulement principal est arrêté dans cette région. Cette structuration de l'écoulement peut être alors schématisée sur la figure 3.11b.

### 3.2.2.2 Cohérence des mesures

Puisque les mesures sont indépendantes, il est nécessaire d'étudier la cohérence des mesures entre les différents plans de mesure. Le long des droites d'intersection, les profils de

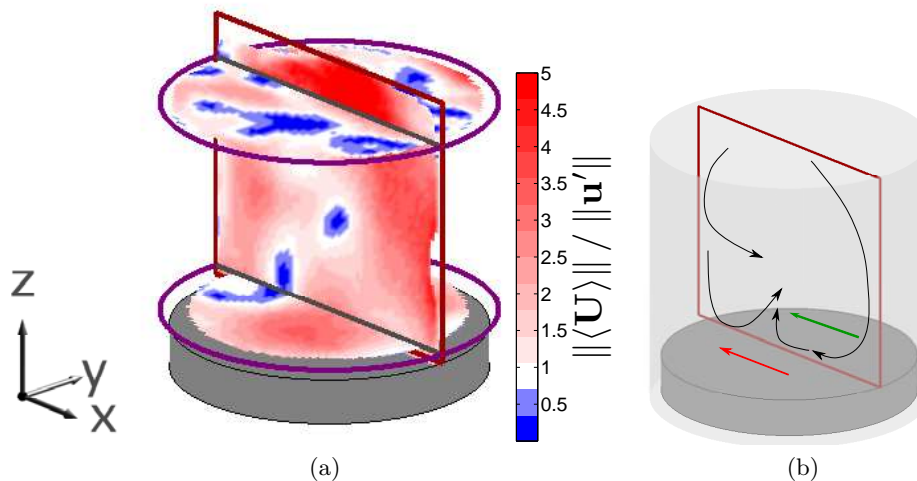


FIGURE 3.11 – Structure tridimensionnelle à 120 dv. (a) La couleur indique le rapport des normes de vitesse moyenne et fluctuante  $r_{m/f} = \|\langle \mathbf{U} \rangle\| / \|\mathbf{u}'\|$ . (b) Schéma du mouvement du fluide.

vitesses de la composante commune sont alors comparés. La figure 3.12a montre les positions des droites d'intersection, définie ci-dessous :

- **Droite A** PVT  $\cap$  PVCT
- **Droite B** PVT  $\cap$  PHH
- **Droite C** PVCT  $\cap$  PHH
- **Droite D** PVT  $\cap$  PHB
- **Droite E** PVCT  $\cap$  PHB

D'un point de vue général, les évolutions des profils de vitesses au niveau de l'intersection de deux plans de mesure sont très similaires, au niveau de la moyenne et de la fluctuation. Cependant, les différences sont observées localement. À l'intersection des deux plans verticaux, les profils de vitesses ont 6,5% d'écart en moyenne dans la partie supérieure du cylindre ( $z \in [-S/2; 0]$ ). Dans le plan vertical transverse, la vitesse sortante du plan ( $\langle U \rangle$ ) est très importante. Il est possible que la perte des particules (ensemencement) soit conséquente. Dans cette zone, le déplacement est soit nul soit faux, et il est ensuite éliminé dans le processus de post-traitement.

### 3.2.2.3 Selon chaque direction de la vitesse

Dans la suite, nous souhaitons prolonger notre analyse structurale par examiner chaque composante de la vitesse. La figure 3.13 illustre les champs moyens et fluctuants selon chaque direction en regroupant deux plans verticaux (PVT et PVCT) et deux plans horizontaux (PHH et PHB). Chaque plan de mesure est encadré par un contour en couleur et les droites d'intersection entre deux plans sont tracées pour délimiter les zones. À l'intérieur du plan, les couleurs indiquent les modules de chaque composante de la vitesse moyenne, (a)  $|\langle U \rangle|$ , (b)  $|\langle V \rangle|$  et (c)  $|\langle W \rangle|$  et les composantes de la vitesse fluctuante (d)  $u'$ , (e)  $v'$  et (f)  $w'$ . Dans

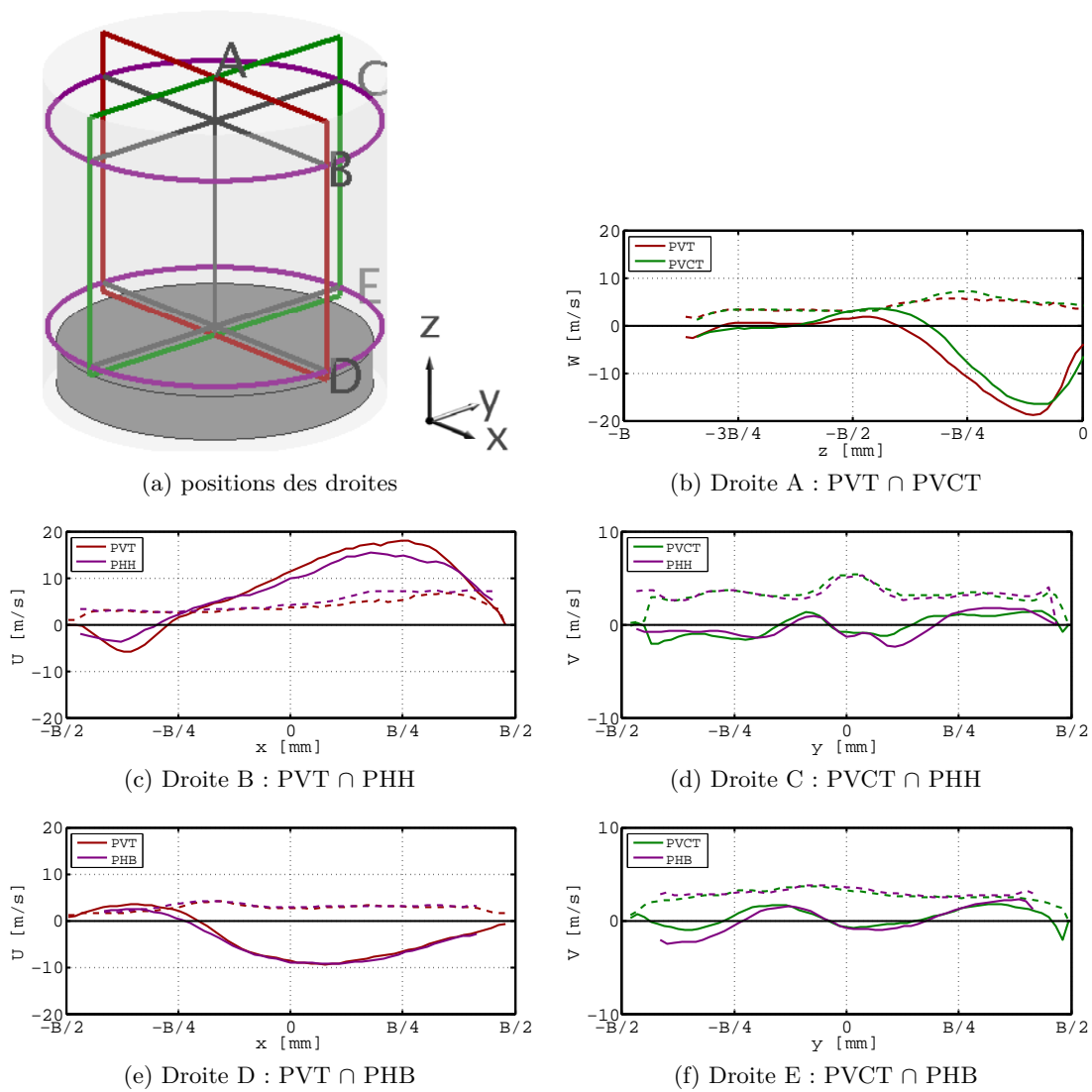


FIGURE 3.12 – Profils de vitesse aux intersections des plans de mesure. (a) les positions des droites d'intersection. (b)-(f) – : la valeur moyenne. - - : l'écart-type.

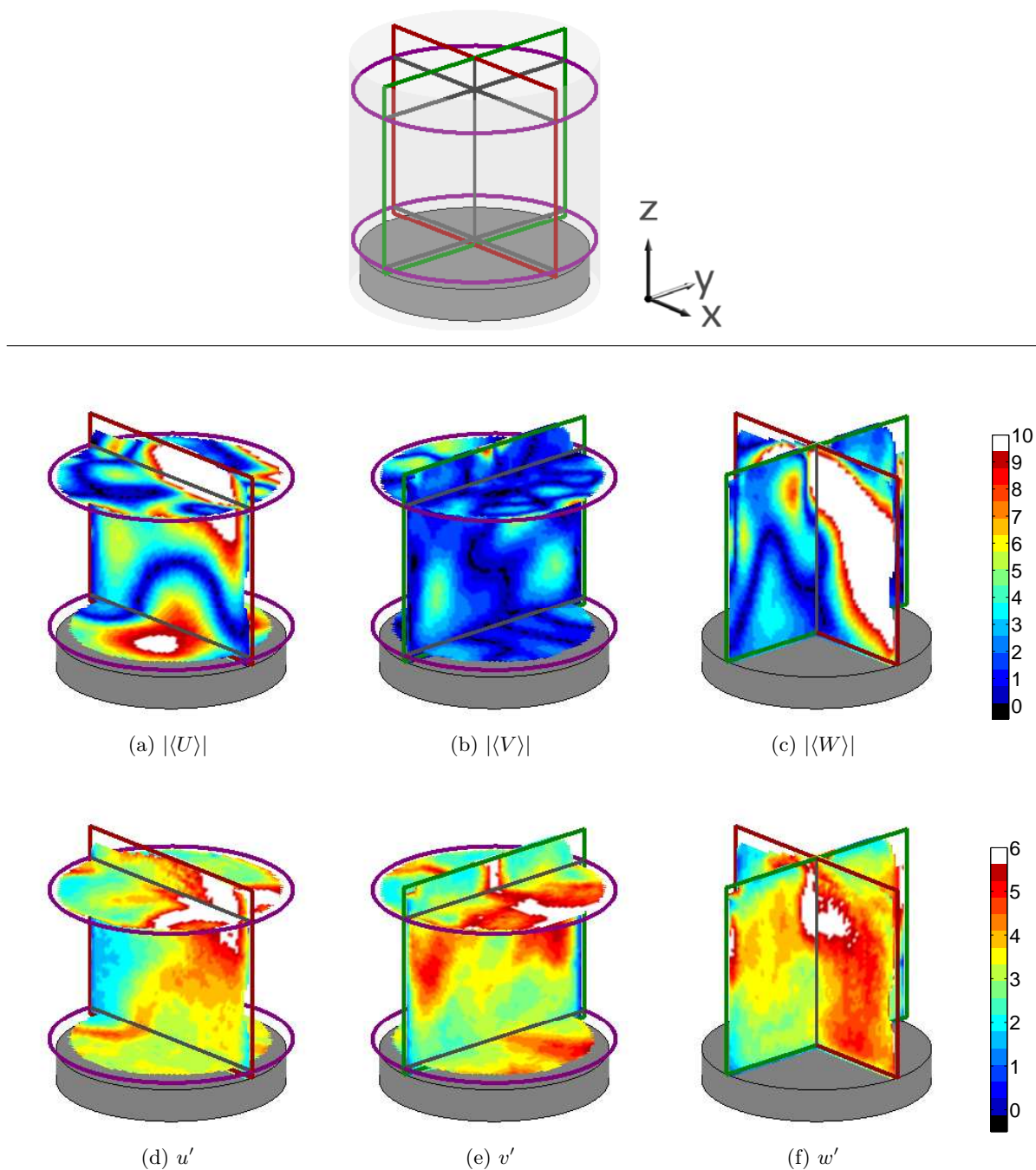


FIGURE 3.13 – Structure 3D à 120 dv pour chaque composante de vitesse. Chaque plan de mesure est encadré par un contour de couleur distincte : PVT= rouge ; PVCT= vert ; PHH et PHB= violet. Les droites d'intersection entre deux plans de mesure sont tracées en gris. À l'intérieur du plan, les couleurs indiquent (a)-(c) les modules de chaque composante de la vitesse moyenne et (d)-(f) les composantes de la vitesse fluctuante.



chacun des figures, le plan de mesure, qui n'inclue pas la composante de la vitesse, n'est pas illustré.

Dans le haut du cylindre, l'écoulement est le plus intense dans la région du jet des soupapes. Les composantes dominantes de la vitesse moyenne sont  $\langle U \rangle$  et  $\langle W \rangle$  (FIG. 3.13a et c), dont les maximas sont de même ordre de grandeur. La fluctuation du jet est très élevée également. Les composantes  $u'$  et  $v'$  sont maximales dans les régions du jet des soupapes et de l'interaction avec la paroi également (FIG. 3.13d et e). La vitesse fluctuante  $v'$  est également importante dans la région de la conjonction des deux jets de soupapes. Enfin, la concentration de fortes fluctuations descendantes se situe au cœur du domaine en-dessous des soupapes (FIG. 3.13f).

Dans la région d'impact, la vitesse verticale  $\langle W \rangle$  est très importante et la fluctuation est de l'ordre de 50% de la valeur moyenne. Dans cette région, la composante  $v'$  est élevée (FIG. 3.13e), c'est-à-dire que l'écoulement proche de l'impact est fortement fluctuant dans la direction  $\mathbf{y}$ .

L'écoulement dans le plan rasant le piston (PHB) est quasi unidirectionnel selon  $\mathbf{x}$  (FIG. 3.13a). La fluctuation du front de l'écoulement est aussi dans la même direction (FIG. 3.13d).

---

**Synthèse** Nous avons étudié l'écoulement pendant la phase d'admission. À 120 dv, le domaine du cylindre est un milieu très confiné dans lequel les jets issus des soupapes interagissent entre eux, mais aussi avec les parois du cylindre et le piston de manière très intense. Ainsi l'écoulement est très fluctuant pendant la phase d'admission.

---

### 3.3 Point mort bas de l'admission

Le point mort bas est une phase importante du cycle moteur qui marque la fin de la phase d'admission et le début de la phase de compression. Mais l'admission du moteur n'est pas encore terminée à cause d'un retard positif de la fermeture des soupapes d'admission. Dans la configuration de référence, les soupapes d'admission sont fermées 30 dv après le PMB :  $\theta_{RFA} = 210$  dv. Donc le moteur aspire toujours de la masse d'air à cette phase.

Pour l'organisation de cette section, les analyses locale et globale sont présentées dans la même logique de la section précédente. Et les mesures sont disponibles dans les mêmes plans présentés précédemment (FIG. 3.9). Ensuite, nous nous focalisons sur l'écoulement proche du piston.

#### 3.3.1 Analyses locale et globale de l'écoulement

Il a été déjà observé que la structure du rouleau est nettement visible à cette phase (FIG. 3.14a). Nous remarquons que la norme de la vitesse moyenne est considérablement réduite par rapport à la phase 120 dv. En effet, la levée des soupapes est diminuée de moitié ( $l_v(\theta = 180 \text{ dv}) = 4 \text{ mm}$ ), *i.e.*, le flux d'énergie cinétique dans le cylindre est plus faible. Suivons l'écoulement dans le sens du rouleau. L'écoulement moyen est le plus intense au voisinage des parois et du piston (FIG. 3.14a). Le « centre » de l'écoulement est détecté proche du centre géométrique. Ses coordonnées sont  $(x, z) = (-B/8, -S/2)$ . Autour de ce point, des fortes vitesses fluctuantes sont présentes, dans les deux directions  $u'$  et  $w'$  (FIG. 3.14b,c). Ce point déplace donc dans toutes les directions dans le plan de symétrie. La frontière entre la structure principale et secondaire est retrouvée désormais dans la région supérieure du cylindre, près des soupapes d'admission. Dans cette région, les vitesses fluctuantes sont de

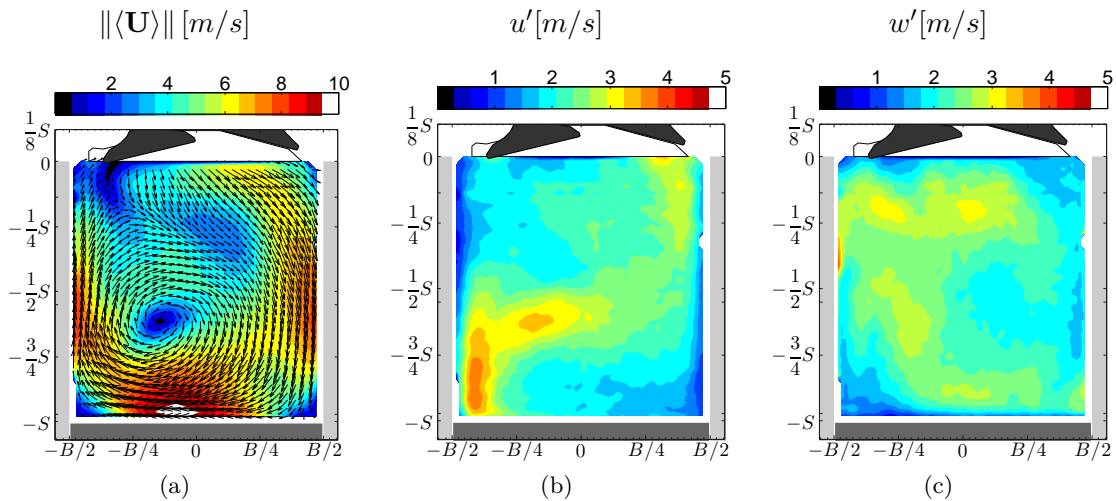


FIGURE 3.14 – Champs des vitesses au PMB dans le plan vertical symétrie (PVT). (a) La flèche noire indique l'orientation de la vitesse moyenne. La longueur de chaque flèche est proportionnelle à la norme de la vitesse. Les couleurs indiquent (a) la norme de la vitesse moyenne  $\|\langle \mathbf{U} \rangle\|$  en m/s, les valeurs des composantes de la vitesse fluctuante (b) horizontale  $u'$  en m/s et (c) verticale  $w'$  en m/s.

même ordre que les vitesses moyennes. La fluctuation est donc intense.

La figure 3.15 mets en parallèle les champs de vitesses dans les plans horizontaux et le plan transverse. La représentation est similaire à la figure 3.10. Nous remarquons que la fluctuation dans la partie supérieure du cylindre est très élevée (FIG. 3.15b,e). Les figures 3.15c et f indiquent que la vitesse fluctuante dépasse la vitesse moyenne dans la plupart des régions dans ces deux plans horizontaux. Et la valeur maximale du rapport  $r_{m/f}$  est de l'ordre de 1,5. L'écoulement moyen est donc très faible dans ces plans.

Dans le plan rasant le piston, l'écoulement est plus organisé. La norme de la vitesse moyenne est homogène dans la partie centrale pour  $x \in [-B/4; B/4]$  (FIG. 3.15g). De plus, la structure est plus stable par rapport à la partie supérieur du cylindre car le rapport  $r_{m/f} \approx 3$  sur la figure 3.15i). Cet écoulement moyen occupe quasiment la totalité de l'espace, ce qui montre qu'il est en interaction presque avec la surface totale du piston.

Les champs de vitesse dans le plan vertical transverse sont maintenant considérés. La figure 3.15l indique que la région sous les soupapes est très fluctuante. Dans cette région, la vitesse fluctuante est du même ordre de grandeur que la vitesse moyenne. En revanche, deux régions de vitesse ascendante sont observées symétriquement dans le haut du cylindre. Ici, l'intensité de la vitesse moyenne est supérieure à la vitesse fluctuante ( $r_{m/f} \approx 1.5$ ). En bas du cylindre, deux structures « contra-rotatives » sont observées dans la zone proche du piston (FIG. 3.15j). En comparant les vitesses moyenne et fluctuante, la zone centrale est très fluctuante alors que proche de deux côtés de la paroi, la vitesse ascendante est au moins deux fois plus grande que la vitesse fluctuante car  $r_{m/f} > 2$  sur la figure 3.15l.

Ainsi, la structure de l'écoulement au PMB peut être schématisée sur la figure 3.16. Cela est cohérent avec le schéma de principe du travail précédent (Voisine *et al.*, 2011). Pour étudier l'énergie intégrale selon chaque direction, la figure 3.17 illustre les champs de vitesse moyenne (a,b et c) et fluctuante (d,e et f). La représentation est similaire à celle à 120 dv. Généralement, les composantes de la vitesse moyenne et fluctuante sont fortement réduites par rapport à 120 dv (FIG. 3.17a et c).

Même si l'ouverture des soupapes est diminuée, nous retrouvons toujours une région de fortes vitesses  $\langle U \rangle$  et  $\langle W \rangle$  juste en dessous des soupapes (FIG. 3.17a,c). Nous observons aussi que l'interaction avec la paroi du côté des  $y$  positifs se traduit par un niveau de fluctuation très élevé selon  $x$  (FIG. 3.17d). Dans la chambre au PMB, la zone d'interaction avec la paroi du piston ayant une forte dynamique, la zone haute de la chambre est beaucoup plus fluctuante. Cette région porte non seulement la signature du flux aux soupapes mais aussi celle de la remontée du jet de rouleau.

En bas du cylindre, la moyenne de vitesse est plus intense dans les deux directions (FIG. 3.17a,b,c) lorsque la fluctuation n'est pas négligeable (FIG. 3.17,b,c). L'interaction de l'écoulement avec le piston est donc important et responsable de la structuration d'un écoulement de rouleau.

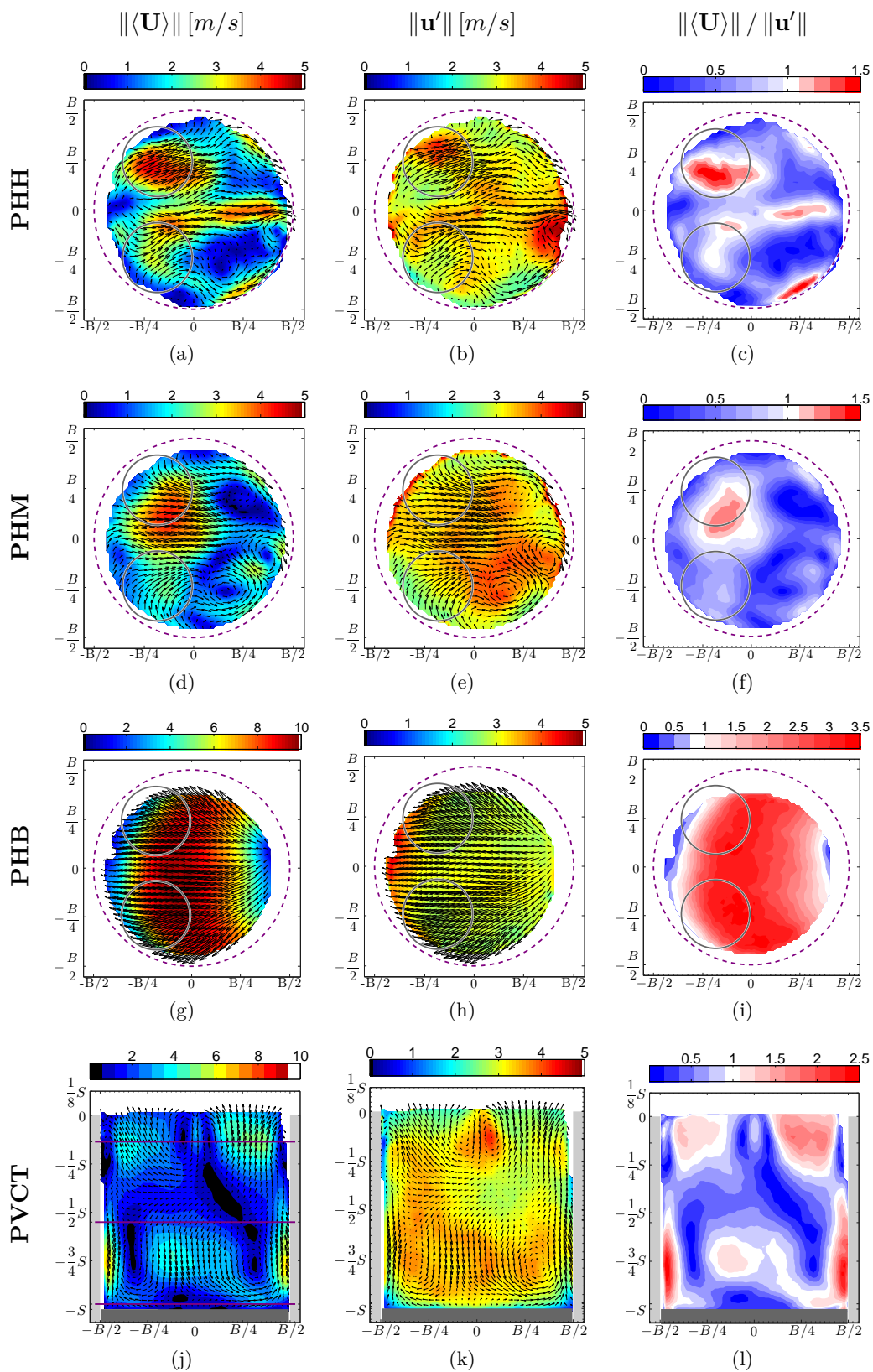


FIGURE 3.15 – Champs des vitesses moyennes et fluctuantes à 180 dv dans les plans horizontaux et transverse. Les positions des plans horizontaux sont données sur la figure 3.9. La représentation est similaire à celle de la figure 3.10.

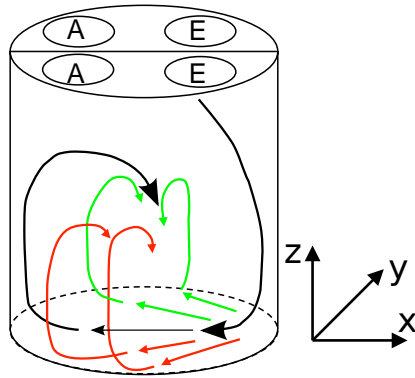


FIGURE 3.16 – Structure tridimensionnelle au point mort bas.

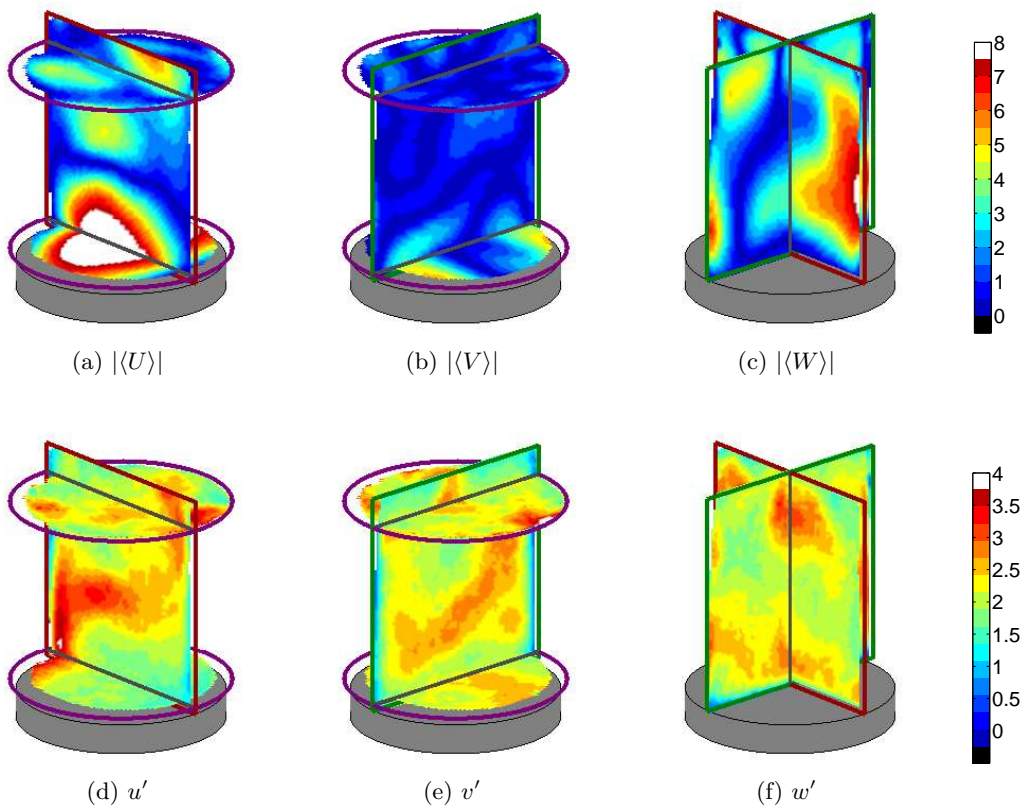
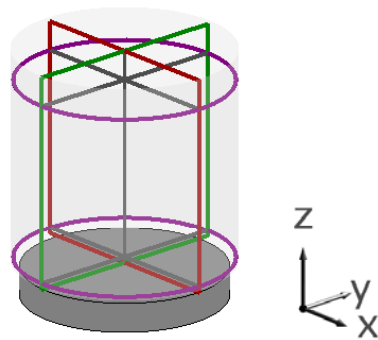


FIGURE 3.17 – Structure tridimensionnelle à 180 dv. La représentation est similaire à celle de la figure 3.13. La unité de vitesse est m/s.

#### 3.3.2 Interaction avec le piston

##### 3.3.2.1 Enroulements contra-rotatifs

Au PMB, la structure essentielle se trouve dans la région de l'interaction avec le piston. Le retour de l'écoulement du rouleau est une structure complexe et instable. Pour mieux comprendre cette structuration, nous nous intéressons aux deux enroulements observés dans le plan vertical transverse. Pour quantifier le niveau de la rotation, nous calculons la circulation adimensionnelle  $\Gamma$  de la vitesse le long du contour fermé  $\gamma$  :

$$\Gamma = \oint_{\gamma} \frac{\mathbf{U}}{\overline{U_p}} \cdot \frac{d\mathbf{l}}{\mathbf{S}} \quad (3.17)$$

$\mathbf{U}$  est la vitesse.  $\overline{U_p}$  est la vitesse moyenne du piston.  $\mathbf{S}$  est la course du moteur.  $d\mathbf{l}$  est le déplacement élémentaire le long du contour  $\gamma$ . La circulation permet de quantifier l'intensité de rotation. Deux contours rectangulaires sont définis symétriquement dans le plan vertical transverse (FIG. 3.18a).  $\Gamma^-$  désigne la circulation dans la partie gauche (du côté  $y$  négatif) et  $\Gamma^+$  dans la partie droite (du côté  $y$  positif). La hauteur de chaque cadre est fixée à la moitié de l'alésage  $h = \mathbf{S}/2$ . Ainsi, à une phase donnée, le couple  $(\Gamma^-(n), \Gamma^+(n))$  peut être calculé pour chaque champ instantané indexé par  $n$ .

L'évolution des deux circulations pour des cycles consécutifs est illustrée sur la figure 3.18b. Le changement de signe des valeurs de la circulation est cohérent avec le sens des rotations de l'écoulement. Une dissymétrie est observée dans ce plan de mesure ( $\langle \Gamma^+ \rangle / \langle \Gamma^- \rangle = -2,4$ ), l'écoulement du côté  $y^+$  est favorisé. Mais la fluctuation relative  $\langle \Gamma \rangle / \sigma_{\Gamma}$  est beaucoup plus intense du côté  $y^-$ . Enfin, les fonctions densité de probabilité (pdf) sont proches de lois gaussiennes (FIG. 3.18c).

Pour regarder la corrélation entre les deux côtés, le coefficient de corrélation peut être calculé. Pour cela, nous définissons le coefficient de corrélation, entre les deux signaux  $\mathbf{x} = (x_n)_n$  et  $\mathbf{y} = (y_n)_n$  et il s'exprime comme :

$$\mathcal{R}(x, y) = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} \quad (3.18)$$

La covariance entre deux signaux s'exprime  $\sigma_{xy}^2 = \sum_n (x_n - \langle x \rangle) (y_n - \langle y \rangle)$ .  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont respectivement les écarts-types de  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{y}$ . On obtient alors  $\mathcal{R}(\Gamma^-, \Gamma^+) = -0,47$ , cela signifie que la corrélation n'est pas négligeable. Pour prolonger l'analyse, nous étudions la corrélation entre ces deux signaux grâce à la figure 3.19. Dans cette figure, l'écart par rapport à la moyenne de la circulation du côté gauche  $\Delta\Gamma^-$  est tracé en fonction de celle du côté droite  $\Delta\Gamma^+$ . Ici, chaque signal est centré et normalisé par son écart-type.

$$\begin{cases} \Delta\Gamma^+ = \frac{\Gamma^+ - \langle \Gamma^+ \rangle}{\sigma_{\Gamma^+}} \\ \Delta\Gamma^- = \frac{(-\Gamma^-) - \langle -\Gamma^- \rangle}{\sigma_{-\Gamma^-}} \end{cases} \quad (3.19)$$

Notons que le signe de la circulation gauche est inversé pour faciliter la comparaison. Sur

la figure, chacun des points représente un champ instantané. Les probabilités sont calculés pour 4 groupes (A-D) délimités par les deux axes. La répartition des réalisations n'est pas homogène dans l'espace  $(\Delta\Gamma^+, \Delta\Gamma^-)$ . Les groupes B et C, correspondant à deux coins inférieur gauche et supérieur droite respectivement, contiennent en chacun plus de 30% de réalisations. Ensuite, une analyse de la composante principale (ACP) est effectuée. Elle consiste à chercher le vecteur propre associé à la plus grande valeur propre de la matrice de covariance des deux signaux  $cov(x, y) = \begin{pmatrix} \sigma_x & \sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_y \end{pmatrix}$ . Cette analyse indique que la direction principale de la corrélation est  $(1, 1)$  (voir la flèche rouge sur la figure), alors il est très probable que les intensités des deux rotations évoluent simultanément. D'une part, lorsque la circulation droite croît, la circulation gauche croît aussi, *i.e.*, on se trouve dans le groupe B où  $\Delta\Gamma^+ > 0$  et  $\Delta\Gamma^{-*} > 0$ . D'autre part, la circulation gauche décroît quand la circulation droite décroît, c'est la situation du groupe C où  $\Delta\Gamma^+ < 0$  et  $\Delta\Gamma^{-*} < 0$ . On s'intéresse alors aux écoulements dans ces deux groupes privilégiés. La figure 3.20 illustre les champs de vitesse moyenne dans ces deux groupes. L'intensité des structures moyennes dans le groupe B est plus élevée que celle dans le groupe C, non seulement dans le bas du cylindre, mais dans le haut du cylindre également. Et l'énergie intégrale du champ moyen est supérieur dans le groupe B avec  $K_B/K_C = 1,45$ .

Cette variation peut provenir de plusieurs facteurs. Mais en la combinant avec l'observation de la figure 3.14b, elle peut être associée à une simple variation spatiale de l'écoulement dans la chambre, puisque la fluctuation de la composante horizontale  $u'$  est très élevée en bas du cylindre. Ainsi, l'empreinte du jet de rouleau dans le plan transverse (PVCT) peut être très variable d'un cycle à l'autre.

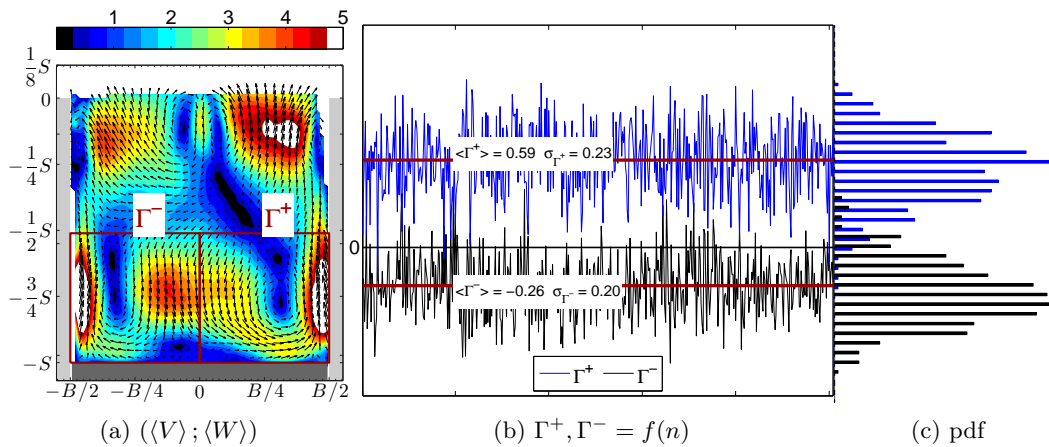


FIGURE 3.18 – Circulation adimensionnelle gauche et droite à 180 dv dans le plan vertical transverse (PVCT).

### 3.3. Point mort bas de l'admission

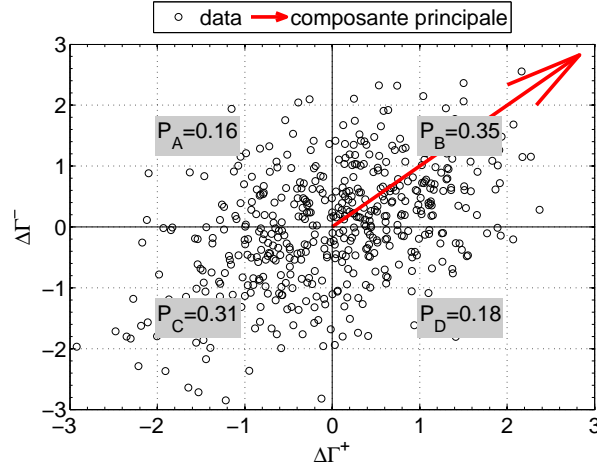


FIGURE 3.19 – Linéarité de la corrélation ( $\Delta\Gamma^- = f(\Delta\Gamma^+)$ ) à 180 dv dans le plan PVCT. La statistique est faite sur 504 échantillons.

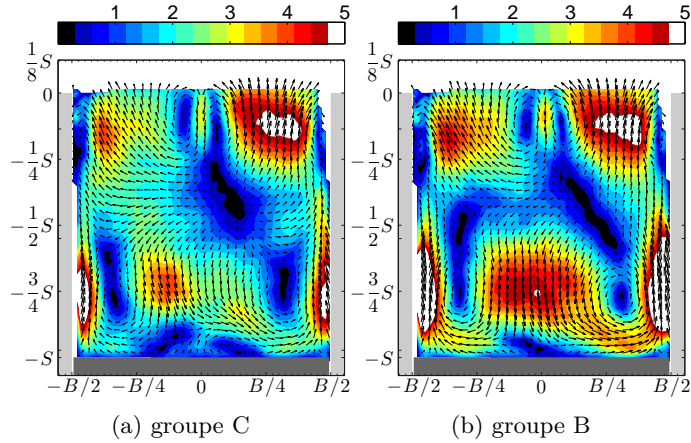


FIGURE 3.20 – Fluctuation de l'intensité de deux structures contra-rotatives à 180 dv dans le plan PVCT. Les groupes B et C correspondent respectivement aux coins inférieur gauche et supérieur droite sur la figure 3.19. Les couleurs représentent la norme de la vitesse moyenne  $\|\langle \mathbf{U} \rangle\|$

#### 3.3.2.2 Impact du jet

L'enroulement de la structure tourbillonnaire en fond de chambre est lié à l'impact des jets sur le piston et à la déviation de ceux-ci par le piston et les parois du cylindre. Pour étudier l'impact des jets sur le piston et les fluctuations de ces jets, nous nous intéresserons au plan horizontal bas (FIG. 3.15g-i).

Pour illustrer les fluctuations observées dans ce plan, nous donnons sur la figure 3.21 l'exemple de deux champs particuliers. Les jets après impact se placent dans des directions opposées. Nous allons quantifier ces fluctuations de directions en calculant le flux de quantité de mouvement par unité de masse  $\Phi_{Qdm}$  à travers une droite d'abscisse  $x = x_c$  (FIG. 3.22).



Elle est définie par :

$$\Phi_{Qdm} = \int_y \mathbf{U}(\mathbf{U}, \mathbf{n}) dy = \underbrace{\left( \int_y -U^2 dy \right)}_{\Phi_x} \mathbf{x} + \underbrace{\left( \int_y -UV dy \right)}_{\Phi_y} \mathbf{y} \quad (3.20)$$

La direction normale de la droite est  $\mathbf{n} = -\mathbf{x}$ . Par la suite, nous nous placerons à  $x = B/8$ . Ce flux étant vectoriel, il est possible de calculer la norme du flux :

$$\|\Phi_{Qdm}\| = \sqrt{\Phi_x^2 + \Phi_y^2} \quad (3.21)$$

La fluctuation de la norme du flux n'est pas négligeable, l'écart-type associée atteint environ  $\frac{\sigma \|\Phi_{Qdm}\|}{\|\Phi_{Qdm}\|} = 20\%$  de la valeur moyenne. Il est aussi possible de définir l'angle entre la normale à la droite et le vecteur par :

$$\tan(\Theta) = \frac{\Phi_y}{\Phi_x} \quad (3.22)$$

La position de l'impact des jets sur le piston est importante. La position de ce point va influencer le moment de quantité de mouvement de la droite de coupe. On cherche donc le point d'application équivalent  $P(x_c, y_c)$  du moment de quantité de mouvement tel que :

$$\mathbf{OP} \otimes \Phi_{Qdm} = \int_y (\mathbf{OM} \otimes \mathbf{U})(\mathbf{U}, \mathbf{n}) dy \quad (3.23)$$

Cette expression peut être simplifiée comme :

$$\int_y (\mathbf{PM} \otimes \mathbf{U})(\mathbf{U}, \mathbf{n}) dy = 0 \quad (3.24)$$

Puisque les points P et M se situent dans sur la même droite, la détermination du point d'application revient à résoudre l'équation suivante :

$$\int_y (y - y_c) U^2 dy = 0 \quad (3.25)$$

$y_c$  est l'ordonnée moyenne pondérée par la quantité de mouvement locale. Elle représente l'endroit où va passer le plus de quantité de mouvement en moyenne (FIG. 3.22).

Les figures 3.23a et b montrent l'évolution au cours du cycle moteur et la fonction densité de probabilité associée à l'angle du flux  $\Theta$  et à l'ordonnée  $y_c$  du point d'application. Nous constatons que la moyenne de l'angle du flux de quantité de mouvement est à  $\langle \Theta \rangle = -3,1^\circ$  et que l'ordonnée moyenne du point d'application est  $y_c = -3,2$  mm. Ceci signifie que la dissymétrie de l'écoulement est détectée du même côté ( $y^-$ ) pour les angles et les points d'application du flux de quantité de mouvement.

Au niveau de la fluctuation, les écarts-types sont  $\sigma_\Theta = 7,1^\circ$  et  $\sigma_{y_c} = 3,0$  mm. Par le même principe, l'analyse de la corrélation linéaire (§3.3.2.1) entre ces deux signaux peut être appliqué ici. Le coefficient de corrélation est  $\mathcal{R}(\Gamma^-, \Gamma^+) = -0,48$ . De plus, en traçant  $\Delta y_c = (y_c - \langle y_c \rangle) / \sigma_{y_c}$  en fonction de  $\Delta \Theta = (\Theta - \langle \Theta \rangle) / \sigma_\Theta$ , la figure 3.23c indique deux scénarios

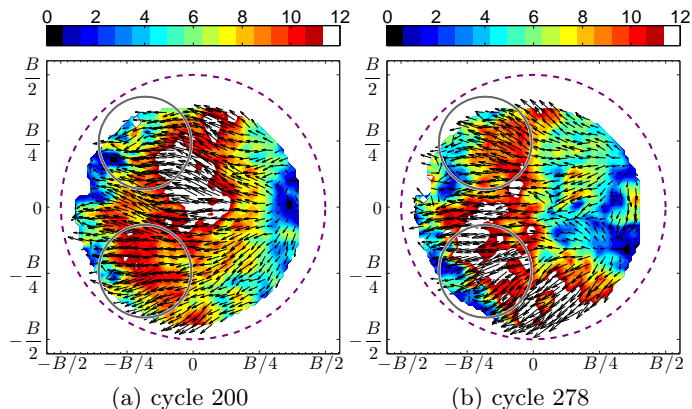


FIGURE 3.21 – Exemple de champs particuliers. (a)

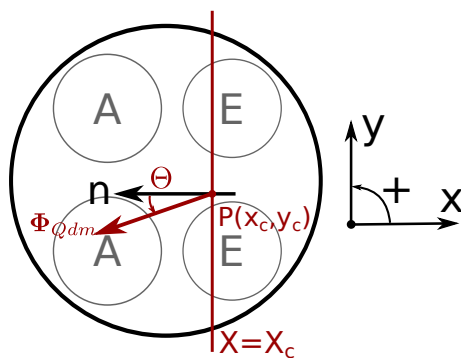


FIGURE 3.22 – Schéma de la droite de coupe pour le calcul du flux de quantité de mouvement.

les plus probables (groupes A et D) dans la direction principale  $(1, -1)$ . Nous pouvons en déduire que plus le flux est dévié vers le côté  $y^-$ , le point d'application se déplace vers le même côté également (groupe D avec  $\Delta y_c < 0$  et  $\Delta\theta > 0$ ) et vice-versa (groupe A avec  $\Delta y_c > 0$  et  $\Delta\theta < 0$ ).

Même si nous ne pouvons pas, avec des plans bidimensionnels, donner une image complète et instantanée de la structure de l'écoulement, il est important de noter que nous avons clairement mis en évidence des variations à grande échelle de l'organisation et de la dynamique du jet de rouleau dans le cylindre. Pour un taux de rouleau d'ordre un, on s'attend à ce que ces variations aient des conséquences sur les fluctuations cycle à cycle.

---

**Synthèse** Au point mort bas de l'admission, l'écoulement de rouleau est visible. Dans la région des jets de soupapes, l'écoulement moyen est nettement affaibli et la fluctuation est dominante en haut du cylindre. Dans la région proche du piston, la répercussion du jet, portant la signature d'une structure tourbillonnaire, est plus stable afin de former la structure du rouleau. Néanmoins, cette structure représente des variations à grande échelle de l'écoulement.

---

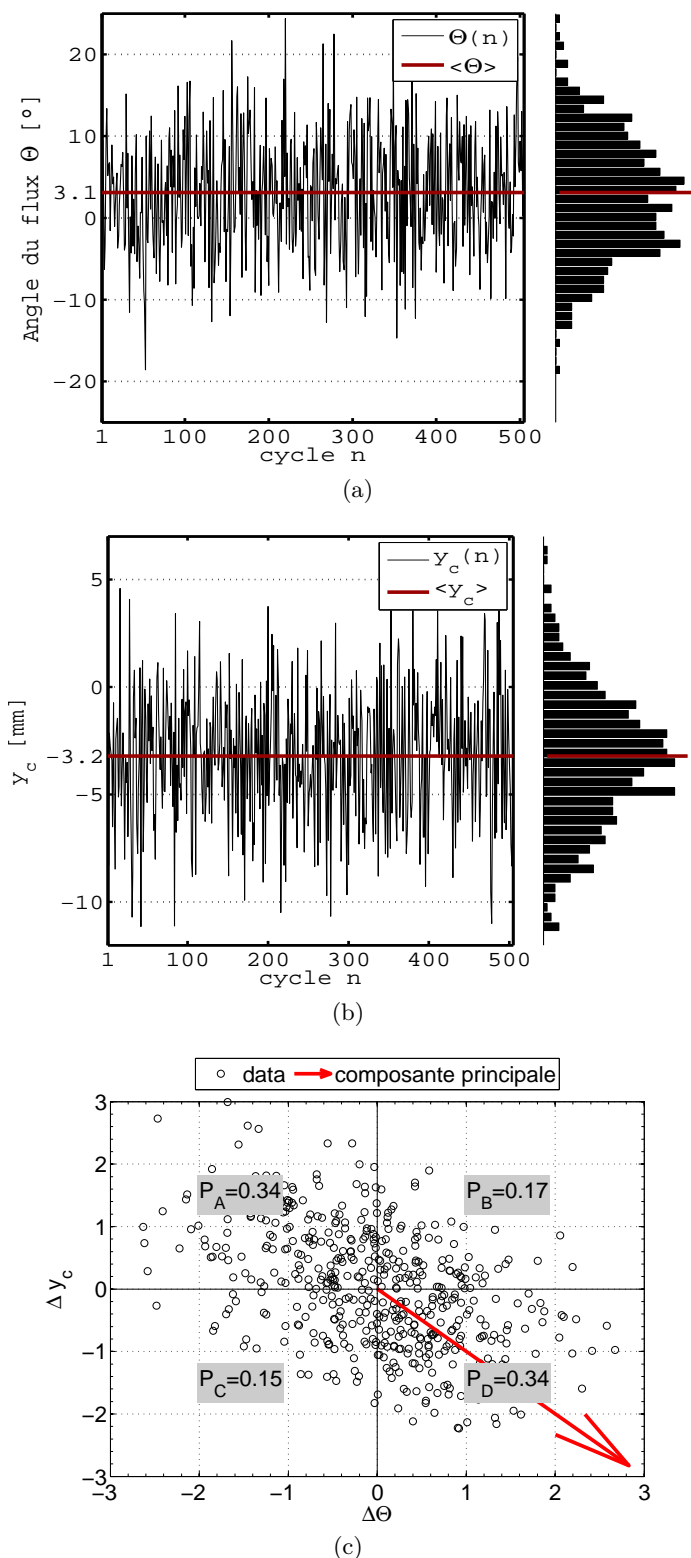


FIGURE 3.23 – Flux de quantité de mouvement passant par  $x = B/8$  au PMB. (a) Évolution de l'angle du flux  $\Theta$ . (b) Évolution de l'ordonnée  $y_c$  du point d'application  $P$  du flux. (c) Corrélation linéaire entre  $\Theta$  et  $y_c$ .

## 3.4 Écoulement à mi-compression

### 3.4.1 Effet de la compression

Pendant la phase de compression, le mouvement cohérent interne du moteur subit deux processus : la compression qui renforce la structure du rouleau puis la rupture qui produit la turbulence à la phase d'allumage. Nous nous focalisons d'abord sur la phase mi-compression (270 dv), qui représente l'état de l'écoulement durant la compression du moteur. À cette phase, toutes les soupapes sont fermées car la fermeture des soupapes d'admission se produit à 220 dv. La position du piston se situe à mi-course environ, donc l'espace géométrique dans le cylindre est confiné.

Afin d'observer les mouvements du fluide sans l'influence du piston, la décomposition de Helmholtz (Batchelor, 1967) est appliquée. Tout champ de vitesse  $\mathbf{U} \in \mathcal{C}^1(\Omega, \mathbb{R}^3)$  (l'ensemble des fonctions dont la dérivée est continue), peut être décomposé en deux contributions :

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 + \mathbf{U}_1.$$

Ici,  $\Omega$  est le domaine de mesure à l'intérieur du cylindre. Le champ solénoïdal  $\mathbf{U}_0$  est de divergence nulle. Le champ  $\mathbf{U}_1$  est irrotationnel. Cosadia (2006) et Voisine (2010) proposent d'adapter cette décomposition à la configuration moteur. Nous supposons que la chambre est cylindrique, que le toit de chambre est plat, et que les fuites par blow-by au niveau de la segmentation sont négligeables. Selon l'axe vertical, la composante verticale de la vitesse moyenne est alors :

$$\langle W \rangle = \langle W_0 \rangle + \langle W_1 \rangle$$

$\langle W_1 \rangle$  correspond au champ de compression lié au mouvement du piston :

$$\langle W_1 \rangle = U_p \frac{z}{z_p} \quad (3.26)$$

$U_p$  et  $z_p$  sont la vitesse et la position du piston respectivement. D'où  $\langle W_0 \rangle = \langle W \rangle - \frac{U_p}{z_p} z$ . La composante horizontale est inchangée :  $\langle U \rangle = \langle U_0 \rangle$ . On illustre le champ solénoïdal  $(\langle U_0 \rangle, \langle W_0 \rangle)$  sur la figure 3.24b.

Ayant soustrait le champ de compression, la position du nouveau point de vitesse nulle est localisée : elle se situe quasi au centre géométrique du cylindre. En fait, le champ irrotationnel  $\langle W_1 \rangle$  décale ce point du côté des vitesses descendantes. Néanmoins, la structure de l'écoulement n'est pas du tout axisymétrique. L'écoulement est concentré dans le domaine où  $x \leq 0$ , notamment dans la région des soupapes d'admission et du piston. En fait, pour un taux de rouleau d'ordre 1 (FIG. 3.4a), nous assistons ici au transport de la quantité de mouvement de la combinaison des jets d'admission après interaction avec le piston.

En chaque point du maillage, la soustraction du champ irrotationnel a seulement un effet sur les grandeurs moyennes : la vitesse fluctuante reste donc identique. La figure 3.24c superpose les vecteurs vitesse moyenne solénoïdale  $(\langle U_0 \rangle, \langle W_0 \rangle)$  et les niveaux de norme de fluctuation  $\|\mathbf{u}'\|$ . Nous remarquons d'abord que les fluctuations des vitesses sont encore réduites par

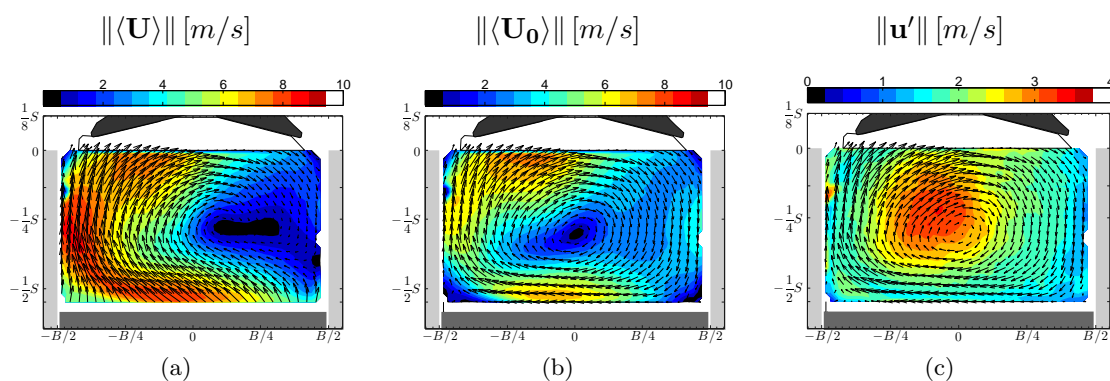


FIGURE 3.24 – Champs de vitesse à 270 dv dans le plan de symétrie (PVT). Les figures superposent les vecteurs vitesse et les fonds en couleurs. (a) le champ de la vitesse moyenne  $(\langle U \rangle, \langle W \rangle)$  sur le fond représentant la norme de la vitesse. (b) le champ de la vitesse moyenne solénoïdale  $(\langle U_0 \rangle, \langle W_0 \rangle)$  sur le fond représentant la norme de la vitesse. (c) le champ de la vitesse moyenne solénoïdale  $(\langle U_0 \rangle, \langle W_0 \rangle)$  sur le fond représentant la norme de la vitesse fluctuante  $\|\mathbf{u}'\|$ .

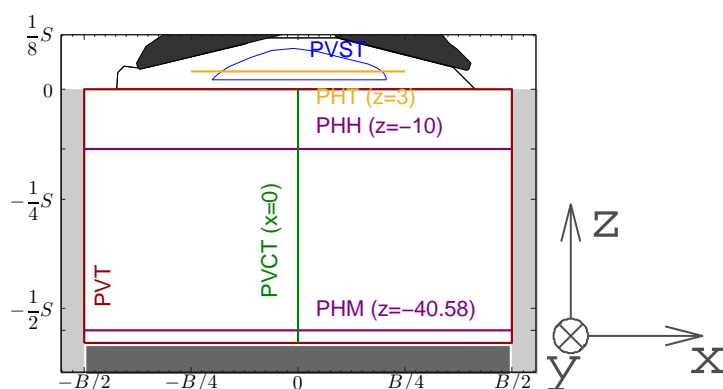


FIGURE 3.25 – Présentation des plans de mesure à 270 dv.

rapport à 180 dv (FIG. 3.14a). Les maxima de vitesse fluctuante sont au cœur du domaine géométrique, mais ils ne sont pas exactement autour du centre.

### 3.4.2 Tridimensionalité de l'écoulement

Puisque la géométrie du toit de la chambre de combustion correspond à une configuration réelle du moteur, la forme spécifique du toit est très complexe et elle a un effet non négligeable sur la structuration de l'écoulement. De plus, le volume de la chambre de combustion est de l'ordre de 12% du volume total de la chambre au PMB. Cette proportion augmente naturellement jusqu'au PMH (360 dv). Ainsi, les mouvements aérodynamiques dans le toit de la chambre de combustion sont également pris en compte dans cette section. La figure 3.25 résume les plans de mesure disponibles à cette phase. A cause de la réduction du volume de la chambre, le plan horizontal médian est en fait le plan rasant du piston à 270 dv car sa position se confond donc avec la position du plan horizontal bas. Le plan horizontal haut est environ au milieu de la chambre. Dans le toit de la chambre, les plans vertical (PVST) et horizontal (PHT) sont également disponibles à cette phase moteur.

### 3.4. Écoulement à mi-compression

---

Nous commençons par analyser l'écoulement dans le plan rasant le piston (PHM). L'écoulement moyen est quasi unidirectionnel (FIG. 3.26g), dont la structure est similaire à celle présentée à 180 dv (FIG. 3.26i). La figure 3.26i montre que la vitesse fluctuante est seulement 30% de la vitesse moyenne, ceci signifie que la structuration est plutôt stable dans cette région. Dans la région centrale de la chambre, le rapport des normes  $r_{m/f}$  est augmenté significativement dans le plan horizontal haut (FIG. 3.26f). L'empreinte de la structure moyenne est clairement réduite spatialement dans ce plan. Dans la direction  $\mathbf{x}$ , la région de forte valeur  $r_{m/f}$  s'étend jusqu'à  $x = 3B/4$ . Lorsque dans le sens vertical, cette région se concentre autour du plan de symétrie. Plus haut dans le toit de la chambre, nous retrouvons une empreinte complète de la structure moyenne dans le plan horizontal du toit (FIG. 3.26c). L'écoulement n'est donc pas homogène aux différentes hauteurs de la chambre à 270 dv.

Enfin, le plan vertical transverse (FIG. 3.26j) nous confirme les constats observés dans les plans horizontaux : La région centrale de la chambre est très fluctuante tandis que la vitesse ascendante, due à la remontée du piston, est trois fois plus élevée que la vitesse fluctuante (FIG. 3.26l). Le mouvement du fluide à 270 dv est donc tridimensionnel, qui est illustré sur le schéma 3.27.

Les trois composantes de la structure tridimensionnelle sont étudiées sur les figures 3.28. La représentation est similaire à la figure 3.13. Selon  $\mathbf{y}$ , nous n'avons pas observé de mouvement moyen significatif du fluide (FIG. 3.28b), les directions principales de l'écoulement de rouleau sont alors  $\mathbf{x}$  et  $\mathbf{z}$ . Les figures 3.28a,c indiquent que les régions de fortes vitesses moyennes sont situées au voisinage des parois du cylindre (le toit, le piston et la chemise). On constate que  $\langle U \rangle$  est maximale dans les régions du piston et du toit de la chambre. La région de forte vitesse  $|\langle W_0 \rangle|$  est localisée en haut du cylindre.

Dans les directions principales, les fortes fluctuations sont concentrées au cœur du domaine (FIG. 3.28d,f). Nous remarquons que la composante de la vitesse fluctuante  $u'$  n'est pas négligeable dans la zone proche de la bougie.

De plus, nous observons une dissymétrie locale sur la figure 3.28b. Les fortes vitesses  $\langle V \rangle$  se dirigent du centre du domaine vers les parois (PVCT), voire dans le plan horizontal du toit, ce qui entraîne une fluctuation de vitesse  $v'$  très importante dans ces régions (FIG. 3.28e).

---

**Synthèse** L'écoulement à mi-compression est examiné dans cette section. La structuration de l'écoulement est simplifiée grâce à l'effet de la compression. La stabilité de l'écoulement est marquée par la répartition de l'énergie cinétique fluctuante au cœur du cylindre. La structure de cet écoulement est importante pour le transfert vers la turbulence de petite échelle en fin de compression.

---

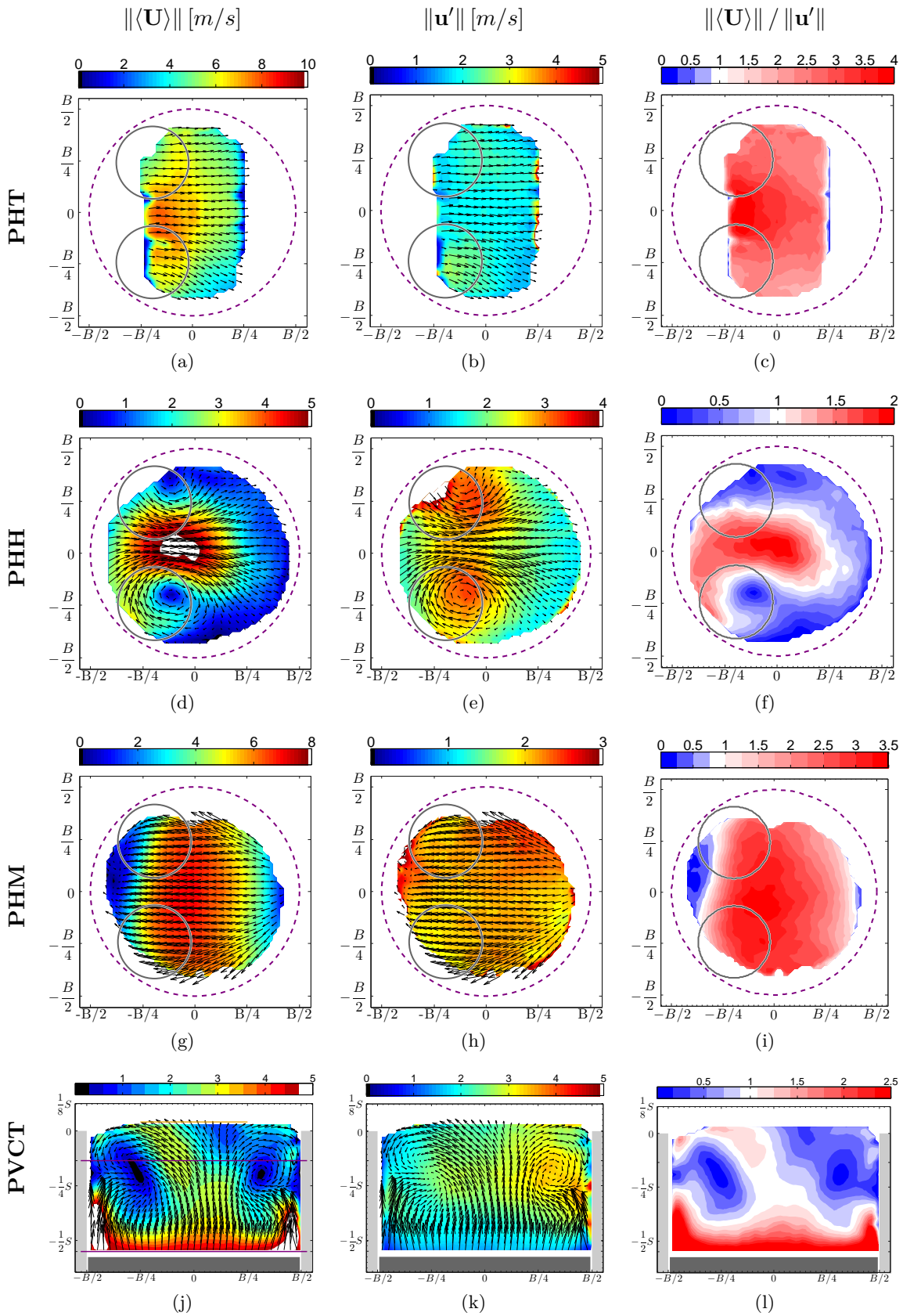


FIGURE 3.26 – Champs des vitesses moyenne et fluctuante à 270 dv dans les plans horizontaux et transverse. Les positions des plans de mesure sont indiquées sur la figure 3.25. La représentation est similaire à celle de la figure 3.10.

### 3.4. Écoulement à mi-compression

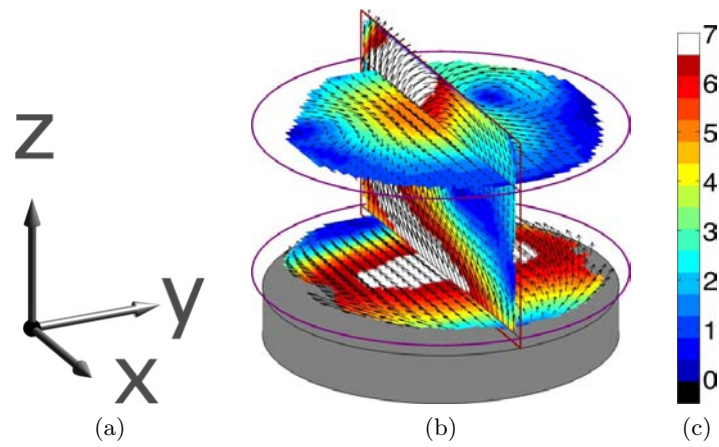


FIGURE 3.27 – Schéma de l'écoulement à 270 dv.

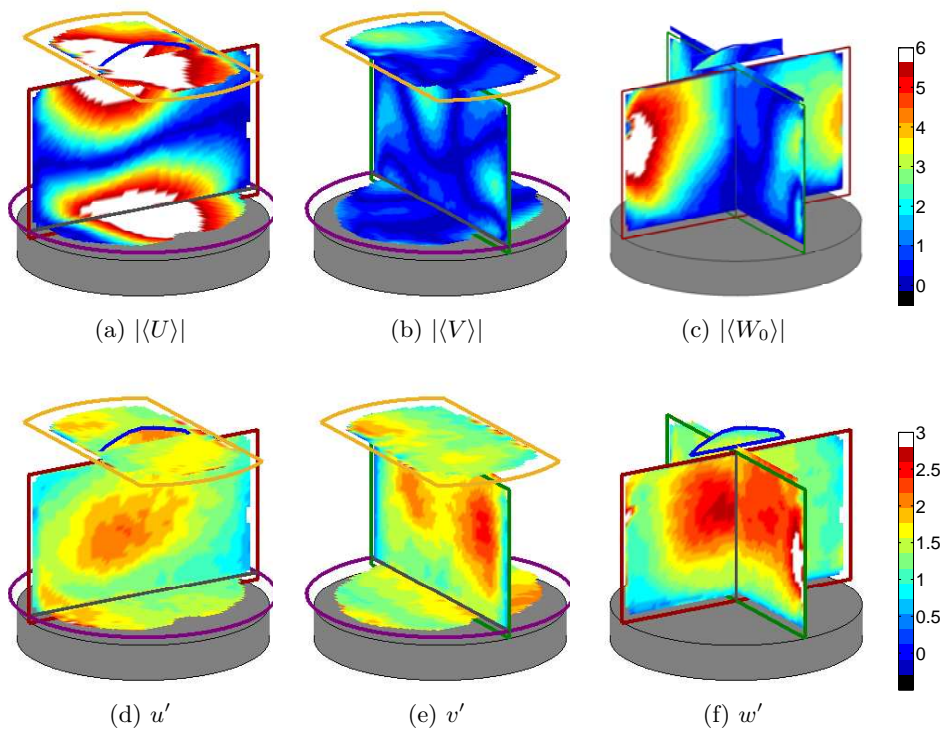
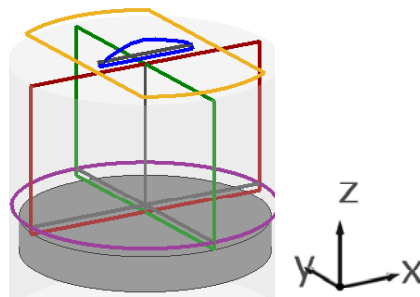


FIGURE 3.28 – Structure tridimensionnelle à 270 dv. La représentation est similaire à celle de la figure 3.13. La unité de vitesse est m/s.



## 3.5 Phase de rupture de rouleau

### 3.5.1 Plan horizontal et vertical du toit

Désormais, l'étude de la fin de la compression est focalisée uniquement dans la zone proche de la bougie. L'analyse est basée sur les mesures dans le plan de symétrie du toit (PVST) et le plan horizontal du toit (PHT) uniquement. Les deux plans sont perpendiculaires. Précédemment, l'état de l'écoulement à mi-compression a été étudié dans tout espace. L'analyse de l'évolution générale de rouleau (§3.1.4) a également souligné l'importance de cette phase. Ainsi, la mesure par PIV est disponible pour toutes les phases à partir de la mi-compression pour  $\theta \in [270; 360]$  dans les deux plans. Notons que les mesures sont toutes indépendantes. Les positions des plans de mesures sont déjà précisées sur la figure 3.25.

Pour la brièveté de la présentation, quatre phases représentatives sont choisies, pour  $\theta \in \{270, 300, 330, 360\}$  dv. Les champs de vitesses moyenne et fluctuante sont illustrés sur les figures 3.29 et 3.30, respectivement pour le plan vertical et horizontal. Globalement, l'intensité de la vitesse moyenne décroît significativement lorsque celle de la vitesse fluctuante croît au cours du cycle moteur, dans les deux plans de mesure.

Dans le plan vertical de symétrie, les vecteurs vitesse moyenne sont quasi-unidirectionnels jusqu'à 330 dv. Ils s'orientent du côté admission ( $x^-$ ) vers le côté échappement ( $x^+$ ) (FIG. 3.29). Dans le plan horizontal (FIG. 3.30), le constat est légèrement différent, c'est-à-dire que la vitesse moyenne dans la région centrale est dans cette même direction mais seulement jusqu'à 300 dv. Ceci signifie que la vitesse de la décroissance de la vitesse moyenne est différente pour les deux plans de mesure.

Pour étudier l'évolution complète de la structuration proche de la phase d'allumage, la figure 3.31 illustre une évolution du rapport des normes de vitesses  $r_{m/f}$ , calculé pour chaque plans de mesure. Les dix phases moteur sont toutes présentées sur cette figure. L'instabilité de l'écoulement est amplifiée car  $r_{m/f}$  réduit rapidement jusqu'au point mort haut de compression. À 330 dv, le rapport  $r_{m/f}$  est inférieur à 1 (zone bleu, FIG. 3.31g) dans le plan horizontal alors que celui dans le plan vertical est toujours supérieur à 1 (zone rouge, FIG. 3.31g). De plus, la zone bleu ( $r_{m/f} < 1$ ) se « propage » de la région centrale vers les parois latérales du toit de la chambre, qui correspond à l'amplification de la vitesse fluctuante.

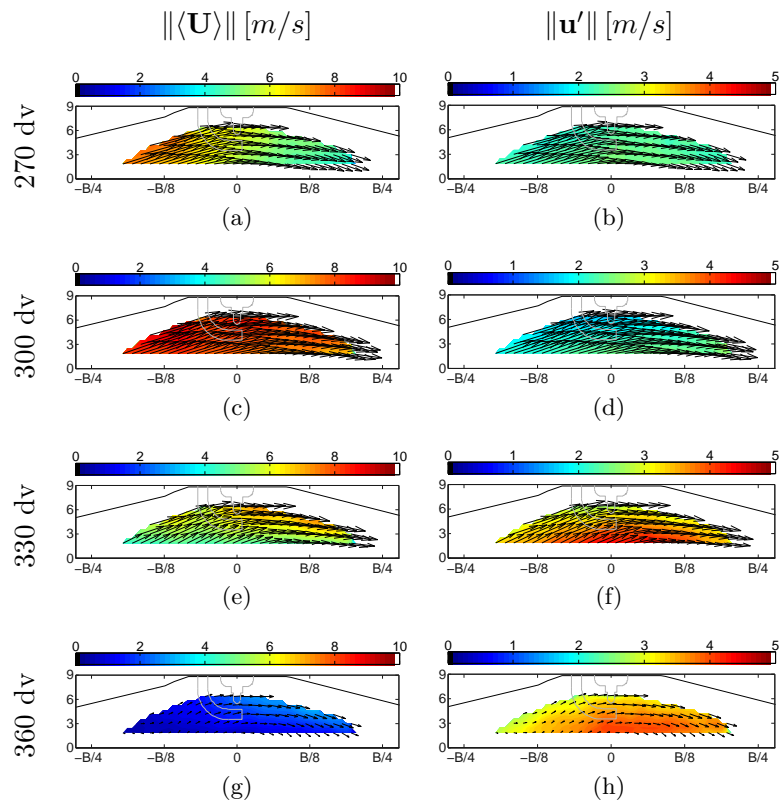


FIGURE 3.29 – Champs de vitesses moyenne et fluctuante à  $\theta = \{270, 300, 330, 360\}$  dv dans le plan de symétrie du toit (PVST).

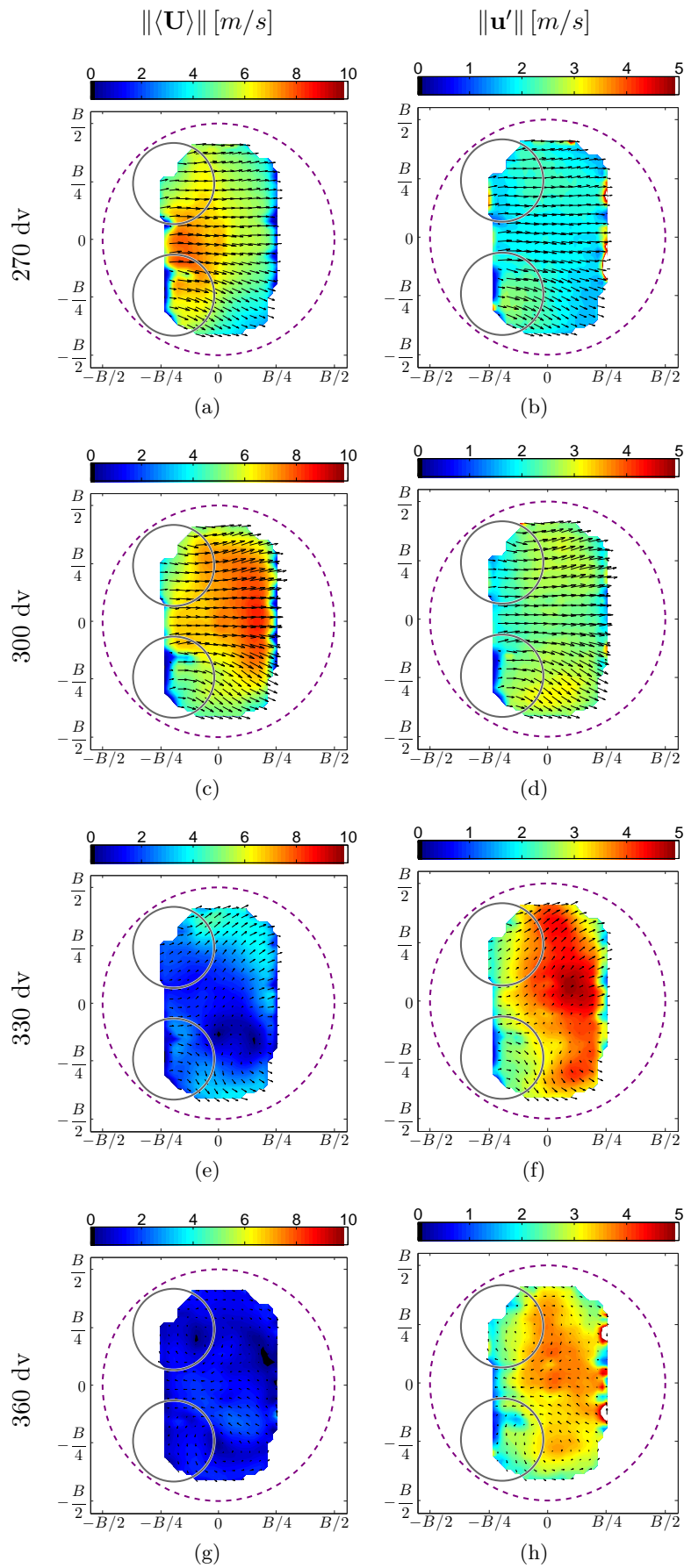


FIGURE 3.30 – Champs de vitesses moyenne et fluctuante à  $\theta = \{270, 300, 330, 360\}$  dv dans le plan horizontal du toit (PHT).

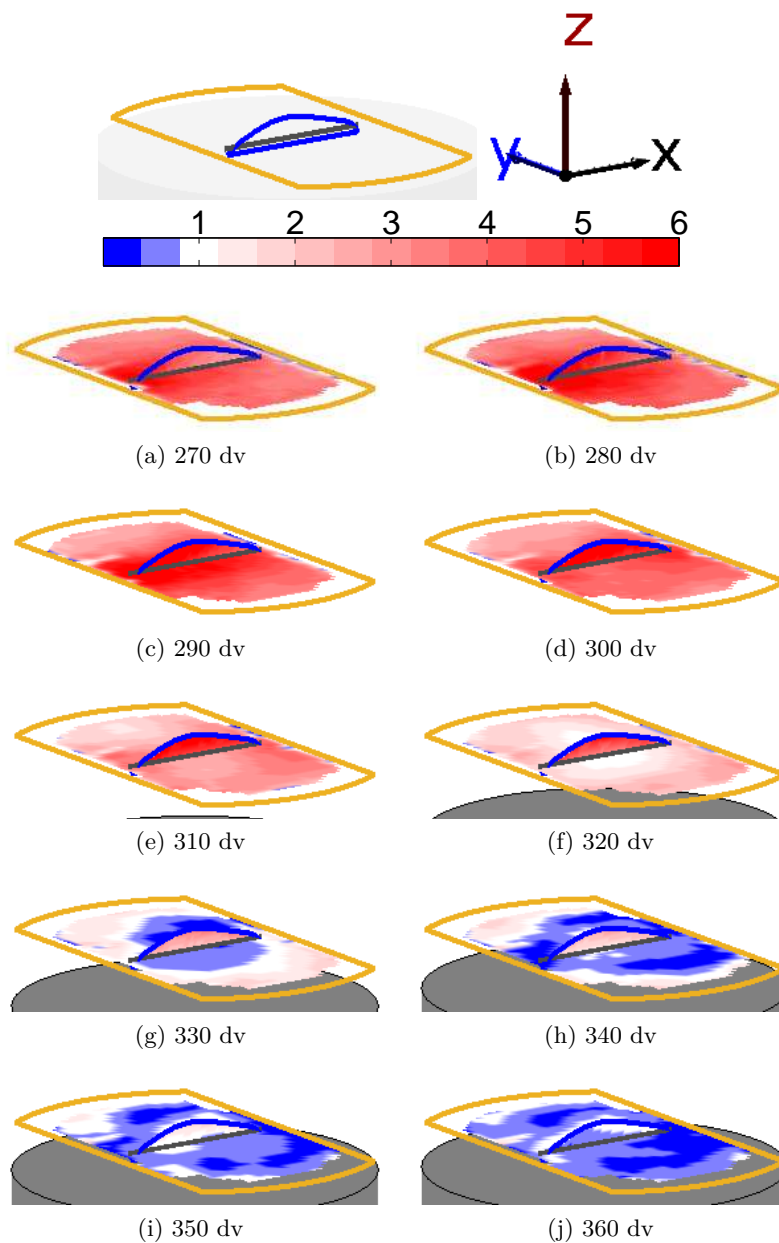


FIGURE 3.31 – Le rapport des normes de vitesse moyenne et fluctuante ( $r_{m/f} = \|\langle \mathbf{U} \rangle\| / \|\mathbf{u}'\|$ ) mesurés proche de la bougie.

### 3.5.2 Rupture tridimensionnelle

Précédemment, la rupture de rouleau a été étudiée à l'aide des quantités énergétiques intégrales moyennes (§3.1.4). Il est plus intéressant d'exploiter la tridimensionnalité du phénomène de rupture de rouleau en examinant les contributions de chaque composante de vitesse dans l'énergie intégrale. Pour cela, la figure 3.32a illustre les évolutions des contributions dans le plan vertical ( $\overline{\langle U \rangle^2}$  et  $\overline{\langle W \rangle^2}$ ) et dans le plan horizontal ( $\overline{\langle U \rangle^2}$  et  $\overline{\langle V \rangle^2}$ ), les fluctuations associées sont tracées sur la figure 3.32b. Notons que les contributions sont intégrées dans tout le domaine.

**Selon la direction principale  $U$**  Considérons d'abord la contribution de la direction principale de l'écoulement moyen  $U$ . Le niveau de  $\overline{\langle U \rangle^2}$  est plus élevée dans le plan vertical généralement (FIG. 3.32a). Elle décroît à partir de 300 dv environ dans le plan horizontal, lorsque la décroissance débute seulement à 330 dv dans le plan vertical. Le temps de décroissance exponentielle  $\tau_d$  peut être calculé pour les deux évolutions. Nous obtenons alors  $\tau_d^{vertical}(330 \text{ dv} \rightarrow 360 \text{ dv}) = 1,7 \text{ ms}$  et  $\tau_d^{horizontal}(300 \text{ dv} \rightarrow 330 \text{ dv}) = 1,9 \text{ ms}$ . La vitesse de la décroissance est donc du même ordre de grandeur. Au niveau de l'énergie fluctuante, les augmentations des contributions  $\overline{\langle u^2 \rangle}$  dans les deux plans sont aussi déphasées. L'écart entre les phases de croissance de  $\overline{\langle u^2 \rangle}$  est supérieur à 10 dv. Enfin, il est intéressant de noter que les maxima de  $\overline{\langle U \rangle^2}$  se trouvent à la même phase que les minima de  $\overline{\langle u^2 \rangle}$ .

Pendant la fin de la compression, le plan horizontal est fixé dans la chambre et il se situe au cœur de la structure. La fluctuation dans la région centrale est généralement plus élevée qu'à 270 dv. Pour une mesure bidimensionnelle, seules deux composantes de vitesse sont disponibles dans le plan de mesure. Elle ne permet pas donner la troisième composante, qui est dominante dans le plan horizontal du toit. Nos constats sont alors partiels par rapport à la complexité de l'écoulement tridimensionnel.

**Selon les directions  $V$  et  $W$**  Dans les deux autres directions, il est certain que les contributions  $\overline{\langle V \rangle^2}$  et  $\overline{\langle W \rangle^2}$  sont très faibles devant  $\overline{\langle U \rangle^2}$  (FIG. 3.32a). Dans le plan vertical, le ratio  $\overline{\langle W \rangle^2} / \overline{\langle U \rangle^2}$  est toujours inférieur à 10% pendant la fin de la compression. En revanche, le ratio  $\overline{\langle V \rangle^2} / \overline{\langle U \rangle^2}$  est faible à 270 dv et il augmente jusqu'à 50% au PMH (FIG. 3.32c). En effet, dans les deux directions d'un plan bidimensionnel, la répartition des énergies n'est pas du tout homogène. La direction principale de l'écoulement moyen contient la majorité de l'énergie cinétique.

Ensuite, la figure 3.32b indique que les contributions  $\overline{\langle v^2 \rangle}$  et  $\overline{\langle w^2 \rangle}$  augmentent aussi en fonction de l'angle vilebrequin. Mais les valeurs de ces contributions sont toujours inférieures à celle de  $\overline{\langle u^2 \rangle}$ . Sur la figure 3.32d, nous observons que les variations des ratios ne sont pas négligeable. De plus, le minimum de  $\overline{\langle v^2 \rangle} / \overline{\langle u^2 \rangle}$  et le maximum de  $\overline{\langle w^2 \rangle} / \overline{\langle u^2 \rangle}$  se produisent environ à 310 dv. Au point mort haut (PMH), on obtient  $\overline{\langle w^2 \rangle} / \overline{\langle u^2 \rangle} \approx 0,45$  et  $\overline{\langle v^2 \rangle} / \overline{\langle u^2 \rangle} \approx 0,8$ . En fait, la fluctuation dans le toit de la chambre n'est pas isotrope au PMH. Cette configuration de l'écoulement au voisinage de la phase d'allumage a un impact direct sur le processus de la combustion. La connaissance de l'état de la structure moyenne et de la fluctuation

### 3.5. Phase de rupture de rouleau

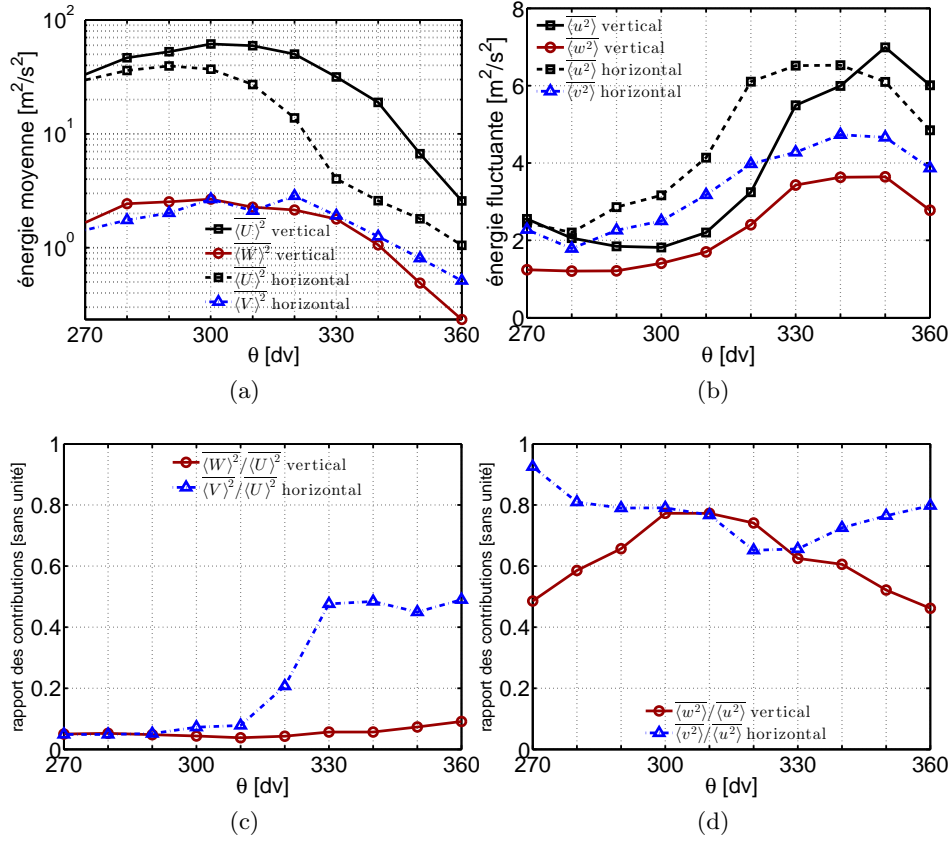


FIGURE 3.32 – Composantes de l'énergie intégrale dans la zone proche de la bougie. (a) Énergie moyenne pour chaque composante. « vertical » : dans le plan vertical. « horizontal » : dans le plan horizontal. (b) Énergie fluctuante pour chaque composante.

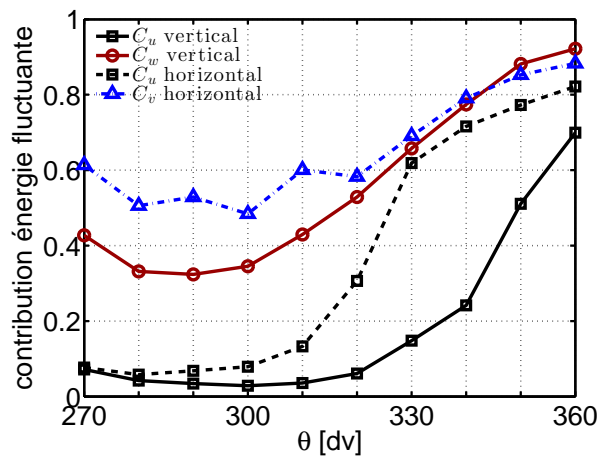


FIGURE 3.33 – Contributions de l'énergie fluctuante. « vertical » : dans le plan vertical. « horizontal » : dans le plan horizontal. La contribution est calculée comme  $C_u = \frac{\langle u^2 \rangle}{\langle u^2 \rangle + \langle U \rangle^2}$ .

associée au voisinage de la bougie est donc indispensable. L'analyse dans seulement deux plans bidimensionnels est très limitée pour interpréter tous les détails de cette structuration tridimensionnelle. Néanmoins, elle permet d'estimer l'évolution globale du phénomène de la rupture de rouleau.

**Contributions de l'énergie fluctuante** Enfin, nous nous sommes intéressés à la contribution de l'énergie fluctuante à la moyenne de l'énergie cinétique, calculée pour chaque composante de la vitesse  $C_u$ ,  $C_v$  et  $C_w$ . Nous rappelons que, dans la direction principale, cette contribution s'exprime comme  $C_u = \frac{\langle u^2 \rangle}{\langle u^2 \rangle + \langle U \rangle^2}$ . Cette grandeur sans unité (FIG. 3.33) indique la transition vers un écoulement dominé par les fluctuations ( $0,5 < C_u < 1$ ) pendant la rupture du rouleau. Cette transition est moins significative selon  $\mathbf{y}$  et  $\mathbf{z}$ .

---

**Synthèse** Le phénomène de la rupture se produit en fin de compression. Au travers des mesures dans deux plans perpendiculaires, qui discrétise l'espace très réduit du toit de la chambre, l'analyse permet de confirmer que le phénomène de la rupture est tridimensionnel. Mais le transfert de l'énergie cinétique moyenne vers l'énergie fluctuante n'est pas homogène dans chaque direction de la vitesse.

---

## 3.6 Classification en groupes de l'écoulement de rupture

Il a déjà été observé que la fluctuation est nettement intensifiée en fin de compression. Mais on se demande si l'augmentation de l'énergie fluctuante au sens de la moyenne de phase est issue du transfert de l'énergie cinétique moyenne vers la turbulence de petite échelle ? ou est-elle simplement une amplification de l'instabilité cyclique de grande échelle ?

L'interprétation de la variabilité cyclique reste toujours délicate. Précédemment, Voisine *et al.* (2011) ont observé les différents comportements de l'écoulement pendant les phases de la rupture du rouleau grâce à la mesure de haute fréquence par PIV. Pour identifier cette variabilité cyclique, il est préférable d'extraire l'information de la structuration de l'écoulement issu des champs de vitesse. La décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) est souvent employée pour capter la plus grande portion de structure fluctuante. Voisine *et al.* (2011) proposent une méthodologie de classification en famille pour distinguer les différentes structurations de l'écoulement. Le critère de classification est basé sur les coefficients temporels  $(a_n^1(\theta_{PMH}))^2$  de la décomposition par POD sur l'intégralité des mesures (POD globale). Plus précisément, ces coefficients sont les projections de chaque champ instantané  $\mathbf{U}_n$  normalisés sur le premier mode spatial  $\phi_n^1(\mathbf{X})$ .

Nous proposons ici une alternative d'utiliser le coefficient de ressemblance (Liu et Haworth, 2011 ; Chen *et al.*, 2011) pour distinguer deux champs instantanés de vitesse. La méthodologie est d'abord introduite, puis la analyse conditionnelle permettra de définir une décomposition triple de l'énergie fluctuante.

### 3.6.1 Coefficient de corrélation spatiale

Au point mort haut de la compression, nous observons les différentes structures d'un cycle moteur à l'autre. Un exemple de deux cycles particuliers est donné sur la figure 3.34 : L'écoulement est quasi-unidirectionnel pour le cycle 212 alors que l'orientation de la vitesse est très aléatoire dans le cycle 110. Cette différence structurelle est une manifestation du phénomène de la variation cyclique en fin de compression. Pour la caractériser, nous proposons d'utiliser le coefficient de corrélation spatiale.

Soit deux champs instantanés  $\mathbf{U}$  et  $\mathbf{V}$ , le coefficient de corrélation spatiale  $\mathcal{R}(\mathbf{U}, \mathbf{V})$  est défini par :

$$\mathcal{R}(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \frac{(\mathbf{U}, \mathbf{V})}{\|\mathbf{U}\| \|\mathbf{V}\|} \quad (3.27)$$

C'est en fait une projection spatiale. On rappelle que la norme de la vitesse est calculée

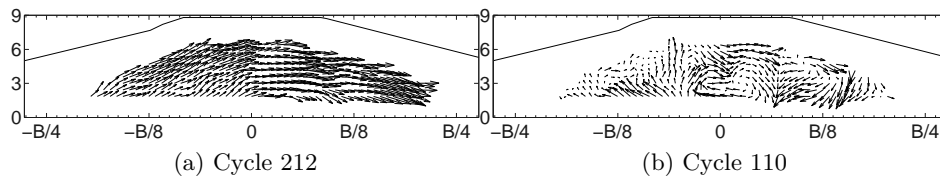


FIGURE 3.34 – Exemple de deux champs instantanés à 360 dv.



comme la racine carré du produit scalaire :

$$\|\mathbf{U}\| = \sqrt{(\mathbf{U}, \mathbf{U})} \quad (3.28)$$

Focalisons sur la zone de bougie, nous regroupons d'abord les mesures dans le plan de symétrie du toit (PVST) pour toutes les phases entre  $\theta \in [270; 360]$ . Nous proposons d'utiliser le coefficient de corrélation spatiale entre chaque champ de vitesse instantanée et le champ de vitesse moyenne à 270 dv (FIG. 3.37a) comme un indicateur intégral de la similarité de la structure spatiale instantanée et la structure spatiale moyenne avant la rupture du rouleau. La phase de mi-compression est choisie car c'est la première phase des mesures dans le plan PVST. De plus, l'écoulement confiné de grande échelle est intrinsèquement instable au voisinage de la fin de compression. Par conséquent, l'allumage du moteur a lieu pendant cette transition d'un écoulement organisé vers la turbulence. Et les projections associées à chaque structure instantanée avant la rupture permettent d'obtenir une variable de « progression » afin distinguer les différents cycles du moteur.

Notons que le premier mode de POD invariant dans (Voisine *et al.*, 2011) est très similaire au champ moyen avant la rupture, dont le coefficient de corrélation spatiale entre eux est à 99.98%. Ainsi l'approche présentée ici est très ressemblante à l'approche du POD invariant car les coefficients temporels  $a_n^1$  sont des projections des champs instantanés sur le premier mode. En revanche, nos mesures ne sont pas acquises à haute fréquence, l'information dans le cycle moteur est perdue.

Ainsi, nous définissons le coefficient de corrélation spatiale entre un champ instantané  $\mathbf{U}_n(\theta)$  du cycle  $n$  à la phase  $\theta$  et le champ de référence  $\mathbf{U}_{ref} = \langle \mathbf{U} \rangle^{(1)}$  (270 dv) par :

$$\mathcal{R}_n(\theta) = \frac{(\mathbf{U}_n(\theta), \mathbf{U}_{ref})}{\|\mathbf{U}_n(\theta)\| \|\mathbf{U}_{ref}\|} \quad (3.29)$$

À chaque phase entre  $\theta \in [270; 360]$ , environ 500 coefficients  $\mathcal{R}_n(\theta)$  sont obtenu dans le plan de symétrie du toit.  $\mathcal{R}_n^2(\theta)$  est choisie comme indicateur de progression de la rupture de rouleau parce que la moyenne de  $\mathcal{R}_n^2(\theta)$  indique « l'énergie » de la projection sur le champ moyen à 270 dv par analogie avec l'approche POD.

Notons que la valeur du coefficient  $\mathcal{R}_n(\theta)$  est compris entre  $[-1; 1]$ , alors l'indicateur  $\mathcal{R}_n^2(\theta)$  est compris entre  $[0; 1]$ . Nous choisissons de faire un découpage de ces coefficients en trois groupes. Le choix du nombre de groupes est très délicat, sa détermination est faite a posteriori. Les résultats ultérieurs montrent que la séparation en trois groupes permet à la fois de distinguer les différentes structures de l'écoulement et de présenter l'analyse d'une façon compréhensible. Les groupes sont définis de manière suivante :

- **groupe  $G_1$**  :  $2/3 < \mathcal{R}_n^2(\theta) \leq 1$
- **groupe  $G_2$**  :  $1/3 < \mathcal{R}_n^2(\theta) \leq 2/3$
- **groupe  $G_3$**  :  $0 \leq \mathcal{R}_n^2(\theta) \leq 1/3$

Les cycles ayant un champ le plus similaire au champ de référence se trouvent dans le groupe 1 et ceux du groupe  $G_3$  ne se corrént pas du tout avec la référence. Pour les deux

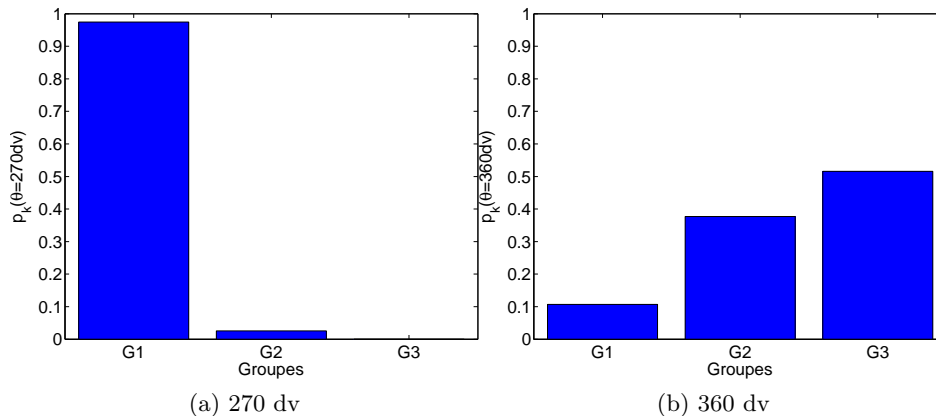


FIGURE 3.35 – Fonctions densité de probabilité  $p_k(\theta = 270 \text{ dv})$  et  $p_k(\theta = 360 \text{ dv})$ .

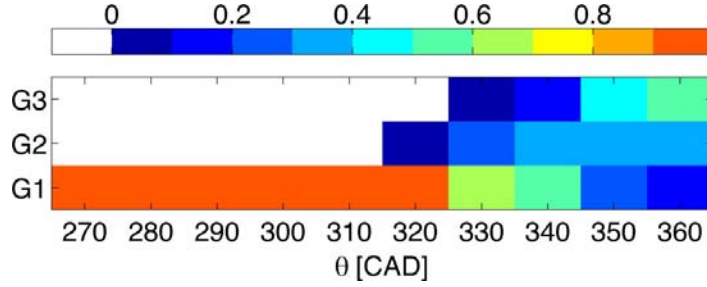
cycles sur la figure 3.34, les coefficients sont  $\mathcal{R}_{212}^2(\theta = 360 \text{ dv}) = 0,83$  et  $\mathcal{R}_{110}^2(\theta = 360 \text{ dv}) = 0,01$ . Le cycle 212 se trouve dans le groupe  $G_1$  et le cycle 110 est dans le groupe  $G_3$ .

#### 3.6.2 Évolution de la probabilité

À chaque phase  $\theta$  donnée, une probabilité  $p_k(\theta)$  peut être associée au groupe  $G_k$  où  $k$  est l'indice du groupe. Elle est estimée comme  $p_k(\theta) = N_k(\theta)/N(\theta)$ .  $N(\theta)$  est le nombre de champs instantanés à la phase  $\theta$  et  $N_k(\theta)$  est le nombre de champs dont le coefficient  $\mathcal{R}_n^2(\theta)$  est dans le groupe  $G_k$ . Par définition nous avons  $\sum_k p_k(\theta) = \sum_k N_k(\theta)/N(\theta) = 1$  pour chaque phase moteur. Les fonctions densité de probabilité (pdf) à mi-compression et au PMH sont illustrés sur la figure 3.35. Nous observons que le groupe 1 contient plus de 95% de champs instantanés à 270 dv alors qu'il ne contient que 11% de réalisations à la fin de compression (360 dv). Ce changement est radical pour l'évolution de l'écoulement en fin de compression.

L'évolution de la probabilité  $p_k(\theta)$  en fin de compression est mise en évidence sur la figure 3.36, dont l'abscisse représente l'angle vilebrequin  $\theta \in [270; 360]$  et l'ordonnée est l'indice de groupes  $G_k$ . Pour chaque case  $(\theta, G_k)$ , le niveau de la probabilité est affiché dans l'échelle de couleurs entre  $[0; 1]$ . Notons que la couleur blanc signifie qu'il n'y a aucun élément dans la case, et que nous ne présentons que les cases dont le nombre de champs associé est supérieur à  $N_k(\theta) > 20$ .

Cette représentation permet d'apercevoir la dynamique de l'écoulement pendant la rupture de rouleau. Globalement, une expansion dans le domaine des groupes est clairement observée.  $p_k(\theta)$  est non nulle seulement dans le groupe  $G_1$  avant 310 dv alors que tous les groupes contiennent des réalisations au voisinage de la phase d'allumage, entre  $340 \text{ dv} \leq \theta \leq 350 \text{ dv}$ . Lorsqu'on se réfère à l'évolution de l'énergie (Fig. 3.5b), la décroissance de l'énergie cinétique du champ moyen  $K$  est en phase avec cette expansion. Il est probable que la variation cycle à cycle de la rupture de rouleau puisse être associée à différentes « trajectoires » dans l'espace des groupes. Il serait plus intéressant d'étudier les trajectoires de chaque cycle moteur avec une base de données de haute fréquence, nous aborderons ce sujet plus tard dans le chapitre 6.


 FIGURE 3.36 – Évolution de la probabilité  $p_k(\theta)$  pour  $\theta \in [270; 360]$ .

### 3.6.3 Analyse conditionnelle

Dans l'objectif de mieux comprendre cette expansion, nous proposons d'examiner les champs de vitesse moyenne dans chaque groupe afin d'étudier le contenu du groupe. Pour cela, on définit une fonction caractéristique binaire  $\chi_{nk}(\theta)$  qui indique l'attribution du champ  $\mathbf{U}_n(\theta)$  dans le groupe  $G_k$  et on a :

$$\chi_{nk}(\theta) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{U}_n(\theta) \in G_k \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.30)$$

$\chi_{nk}(\theta) = 1$  si le champ  $\mathbf{U}_n(\theta)$  fait partie du groupe  $G_k$ . Ainsi la moyenne de phase conditionnelle  $\langle \bullet \rangle_k$  est définie comme :

$$\langle \mathbf{U} \rangle_k(\theta) = \frac{1}{N_k(\theta)} \sum_{n=1}^{N(\theta)} \chi_{nk}(\theta) \mathbf{U}_n(\theta) \quad (3.31)$$

$N()$  est le nombre de réalisations par phase moteur. Le nombre de réalisations dans le groupe peut s'écrire alors comme :  $N_k(\theta) = \sum_{n=1}^N \chi_{nk}(\theta)$ . Et on en déduit facilement l'expression de la probabilité comme :

$$p_k(\theta) = \frac{N_k(\theta)}{N} = \sum_{n=1}^N \frac{\chi_{nk}(\theta)}{N(\theta)}. \quad (3.32)$$

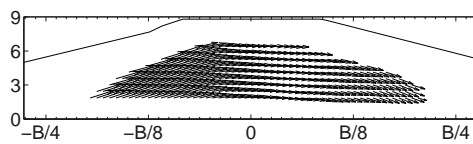
De plus, la relation entre la moyenne de phase  $\langle \bullet \rangle$  et celle conditionnelle  $\langle \bullet \rangle_k$  est la suivante :

$$\langle \mathbf{U} \rangle(\theta) = \sum_{k=1}^K p_k(\theta) \langle \mathbf{U} \rangle_k(\theta) \quad (3.33)$$

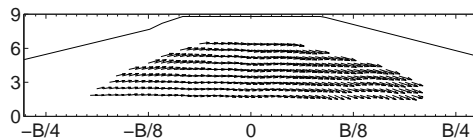
$K = 3$  est le nombre total de groupes.

Sur la figure 3.37, on compare les champs de vitesse moyenne conditionnelle de chaque groupe  $\langle \mathbf{U} \rangle_k(\theta = 360 \text{ dv})$  au champ de référence  $\langle \mathbf{U} \rangle(\theta = 270 \text{ dv})$ . Nous constatons que le champ moyen du groupe  $G_1$  ressemble fortement à la référence tandis que l'écart entre le champ moyen du groupe 3 et la référence est le plus grand. De plus, l'intensité de la vitesse décroît quand le coefficient  $\mathcal{R}_n^2(\theta)$  décroît.

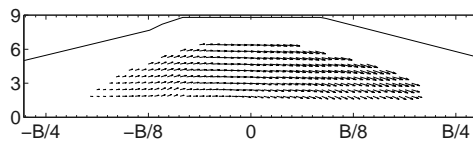
Nous nous intéressons maintenant aux énergies conditionnelles de chaque groupe. En



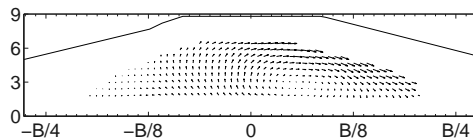
(a)  $\langle \mathbf{U} \rangle$  (270 dv)



(b)  $\langle \mathbf{U} \rangle_1$  (360 dv)



(c)  $\langle \mathbf{U} \rangle_2$  (360 dv)



(d)  $\langle \mathbf{U} \rangle_3$  (360 dv)

FIGURE 3.37 – Champs de vitesse moyenne conditionnelle  $\langle \mathbf{U} \rangle_k$  ( $\theta = 360$  dv).

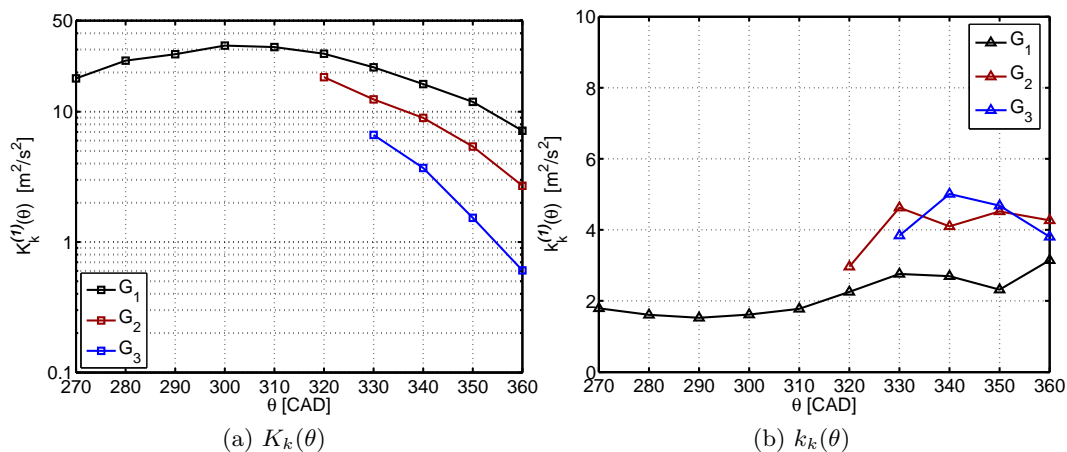


FIGURE 3.38 – Évolution des énergies intégrales associées à chaque groupe. CAD = crank angle degree (degré de vilebrequin).

introduisant la moyenne conditionnelle dans (3.15), on en déduit facilement que :

$$\begin{cases} K_k(\theta) = \langle \langle \mathbf{U} \rangle_k, \langle \mathbf{U} \rangle_k \rangle / 2\Omega \\ k_k(\theta) = \langle \langle \mathbf{u}, \mathbf{u} \rangle_k \rangle / 2\Omega \end{cases} \quad (3.34)$$

Les figures 3.38 illustrent les évolutions des énergies conditionnelles. L'unité de l'angle de vilebrequin peut être notée comme CAD (crank angle degree). Et Il est important de rappeler que les grandeurs sont calculées seulement dans les cases où le nombre de champs est supérieur à 20, et qu'il n'y a aucune corrélation temporelle entre les cycles des différentes phases moteur. L'énergie cinétique du champ moyen  $K_k(\theta)$  est maximale et l'énergie fluctuante  $k_k(\theta)$  est minimale dans le groupe  $G_1$ , dont le coefficient de corrélation spatiale est très élevé. Au point mort haut (PMH), l'énergie moyenne du groupe 3 est nettement plus faible :  $K_3(360 \text{ dv})/K_1(360 \text{ dv}) = 8\%$ . En revanche le niveau de l'énergie fluctuante est plus élevée dans les groupes  $G_2$  et  $G_3$ . L'énergie  $k_1(360 \text{ dv})$  n'est pas significativement différente car la fluctuation est amplifiée quand le nombre de réalisations décroît dans le groupe.

### 3.6.4 Décomposition triple

Grâce à cette classification en groupe, nous proposons la *décomposition triple* à partir de la décomposition de Reynolds :

$$\text{Décomposition Reynolds de la vitesse} \quad \mathbf{U}_n = \langle \mathbf{U} \rangle + \mathbf{u}_n \quad (3.35)$$

$$\text{Décomposition Triple de la vitesse} \quad \mathbf{u}_n = \tilde{\mathbf{u}}_n + \mathbf{u}'_n \quad (3.36)$$

La fluctuation de vitesse est décomposée en deux contributions inter-groupe  $\tilde{\mathbf{u}}_i$  et intra-groupe  $\mathbf{u}'_i$ , elles s'expriment comme :

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{u}}_n = \langle \mathbf{U} \rangle_k - \langle \mathbf{U} \rangle \\ \mathbf{u}'_n = \mathbf{U}_n - \langle \mathbf{U} \rangle_k \end{cases} \quad (3.37)$$

En fait, la contribution intra-groupe est la fluctuation au sein des groupes et on a  $\langle \mathbf{u}' \rangle_k = 0$  par définition. Le terme inter-groupes représente alors la fluctuation issu de la différence entre les groupes. Au niveau de l'énergie, nous pouvons également proposer une décomposition triple :

$$\text{Décomposition Reynolds de l'énergie} \quad \langle K_t \rangle = K + k \quad (3.38)$$

$$\text{Décomposition Triple de l'énergie} \quad k = \tilde{k} + k' \quad (3.39)$$

Où les deux contributions inter-groupe  $\tilde{k}$  et intra-groupe  $k'$  sont :

$$\begin{cases} \tilde{k} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K p_k \langle \langle \tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\mathbf{u}} \rangle_k \rangle \\ k' = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K p_k \langle \langle \mathbf{u}', \mathbf{u}' \rangle_k \rangle \end{cases} \quad (3.40)$$

**Démonstration** Il est facile de démontrer cette décomposition. On introduit la notion de la moyenne conditionnelle dans la définition de l'énergie cinétique fluctuante ((3.15)) :

$$2k = \langle (\mathbf{u}, \mathbf{u}) \rangle = \sum_{k=1}^K p_k \langle (\mathbf{u}, \mathbf{u}) \rangle_k \quad (3.41)$$

Avec (3.37), on obtient :

$$\langle (\mathbf{u}, \mathbf{u}) \rangle_k = \langle (\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{\mathbf{u}}) \rangle_k + \langle (\mathbf{u}', \mathbf{u}') \rangle_k + 2 \langle (\tilde{\mathbf{u}}, \mathbf{u}') \rangle_k \quad (3.42)$$

Puisque le terme inter-groupe est indépendant de la moyenne conditionnelle, c'est-à-dire  $\langle \tilde{\mathbf{u}} \rangle_k = \tilde{\mathbf{u}}$ , le terme croisé s'annule :

$$\langle (\tilde{\mathbf{u}}, \mathbf{u}') \rangle_k = \left( \tilde{\mathbf{u}}, \underbrace{\langle \mathbf{u}' \rangle_k}_{=0} \right) = 0$$

Il reste à remplacer les termes dans (3.41) par la relation (3.42). Ainsi nous retrouvons l'expression de la décomposition des énergies (3.38).

---

La contribution inter-groupe peut être associée à la fluctuation cyclique car elle caractérise la différence entre les cycles moteur. L'amplification de la variation cycle à cycle se traduit par l'augmentation de la distribution des réalisations entre les groupes, ainsi la contribution inter-groupe est augmentée. D'autre part, la contribution intra-groupe caractérise la fluctuation au sein de chaque groupe, elle peut être associée à la turbulence de petite échelle. Pour déterminer la composition de l'énergie fluctuante, nous calculons la contribution inter-groupe  $C_{\tilde{k}}$  comme :

$$C_{\tilde{k}} = \frac{\tilde{k}}{k} = \frac{\tilde{k}}{\tilde{k} + k'} \quad (3.43)$$

La figure 3.39b montre que la rupture de rouleau entraîne une augmentation de la fluctuation associée à la différence inter-groupe jusqu'à une valeur maximale de 26% à 330 dv. Cette augmentation est en phase avec la chute exponentielle de l'énergie cinétique du champ moyen  $K$  (FIG. 3.5b) et l'expansion de  $p_k$  (FIG. 3.36). Ceci indique que cette méthodologie est une première approche pour quantifier les VCC qui sera reprise dans les chapitres suivantes.

Nous observons que la contribution intra-groupe  $k'$  croît jusqu'au PMH (FIG. 3.39a). Rappelons que l'efficacité du processus de la combustion est fortement liée à l'énergie turbulente de l'écoulement. L'indicateur usuel de l'intensité turbulente de l'énergie est déterminé comme :

$$I_t = \frac{k}{K} \quad (3.44)$$

Dans cette étude, nous proposons une alternative en définissant un nouvel indicateur de

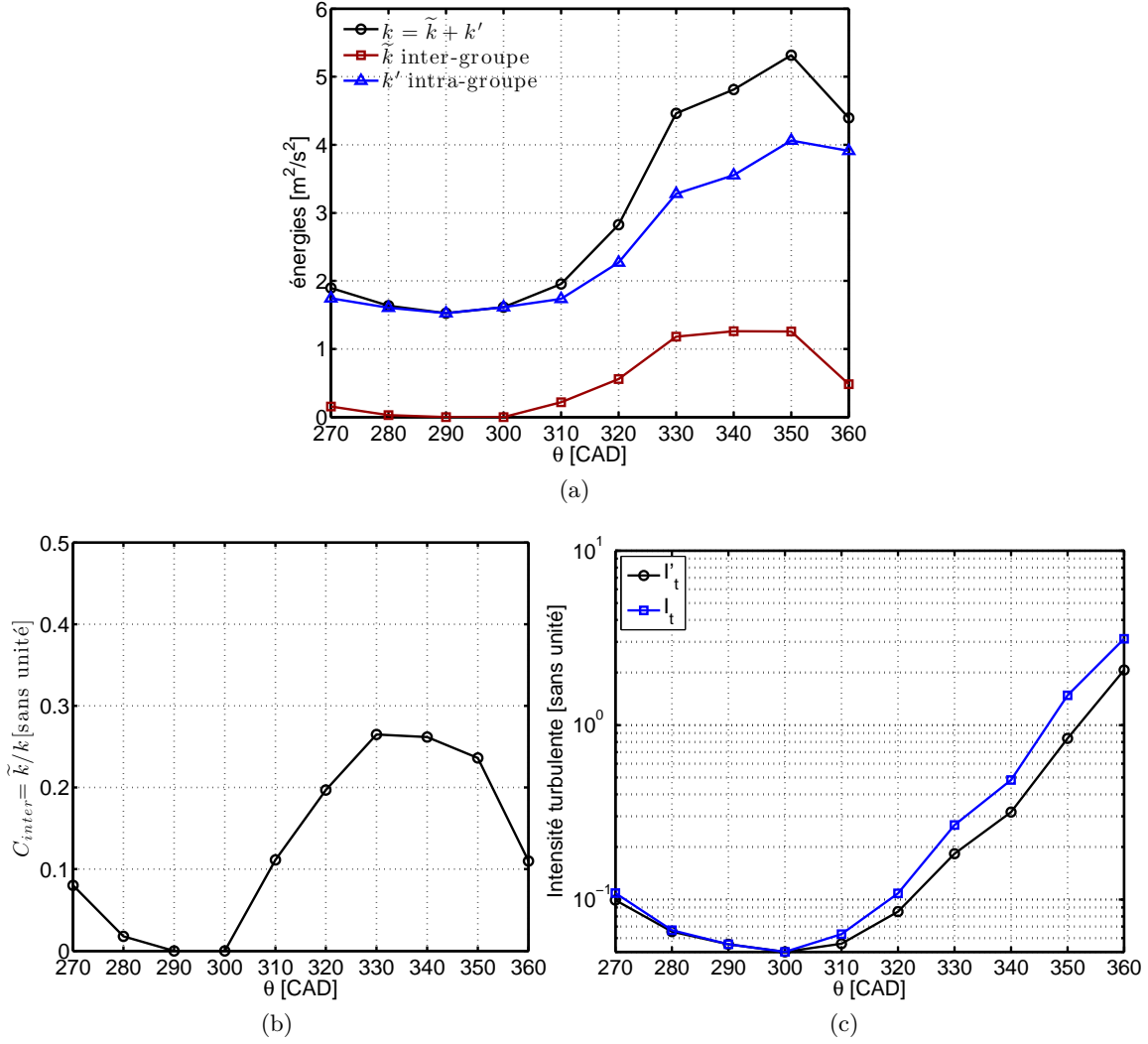


FIGURE 3.39 – Évolution des énergies fluctuantes, de la contribution inter-groupe  $C_{\tilde{k}}$  et de l'intensité turbulente  $I_t'$ . (a) l'évolution des énergies fluctuantes  $k$ ,  $\tilde{k}$  et  $k'$  en fonction de la phase moteur. (b)  $C_{\tilde{k}} = \tilde{k}/k$ . (c)  $I_t' = k'/(\tilde{k} + K)$ .

l'intensité turbulente de la façon suivante :

$$I_t' = \frac{k'}{\tilde{k} + K} \quad (3.45)$$

Dans cette définition, nous regroupons la contribution  $\tilde{k}$  avec l'énergie moyenne puisque la fluctuation inter-groupe ne permet pas de favoriser le processus de la combustion. Les évolutions de ces deux indicateurs sont comparées sur la figure 3.39c. Nous constatons une croissance exponentielle de la contribution  $I_t'$ , qui est cohérente avec les analyses précédentes. Ceci signifie que le transfert de l'énergie cinétique du champ moyen vers la turbulence est efficace dans cette configuration du moteur et que la turbulence à petite échelle peut être élevée :  $I_t'(1) = k'/(\tilde{k} + K) = 2,1$  avec  $\sqrt{k'(1)} = 0,68\overline{U}_p(1)$ .  $\overline{U}_p$  est la vitesse moyenne du piston. De plus, l'indicateur  $I_t$  est légèrement plus grand que  $I_t'$ , la différence est quasi-constante au-delà de 300 dv avec  $I_t/I_t' \approx 1,5$ .

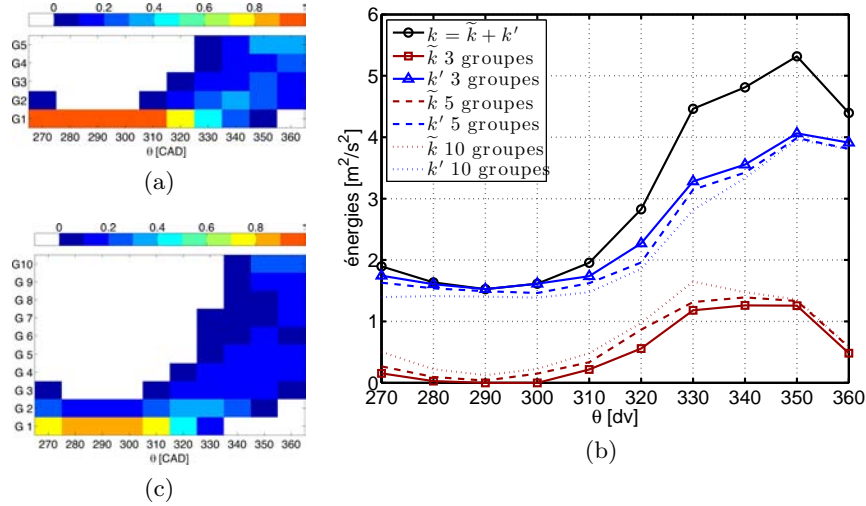


FIGURE 3.40 – Influence du nombre de groupes. (a) évolution  $p_k(\theta)$  pour 5 groupes. (b) évolution  $p_k(\theta)$  pour 10 groupes. (c) l'évolution des énergies fluctuantes  $k$ ,  $\tilde{k}$  et  $k'$  en fonction de la phase moteur.

#### 3.6.5 Influence du nombre de groupes

Il a été déjà évoqué que le choix du nombre de groupes est délicat, et surtout subjectif. Dans cette méthodologie proposée, le découpage en trois groupes est un compromis, qui est déterminé a posteriori. En effet, des résultats similaires peuvent être observés en faisant un découpage en plus de groupes. Les figures 3.40a,b illustrent l'évolution de la probabilité  $p_k(\theta)$  pour des découpages en cinq et en dix groupes. En appliquant la même méthodologie, nous observons toujours une transition du groupe  $G_1$  vers la reste des groupes pendant la rupture du rouleau. De plus, en comparant les évolutions des deux contributions de l'énergie fluctuante avant l'allumage, le nombre de groupes a peu d'influence sur notre analyse de la décomposition triple (FIG. 3.40c). Néanmoins, il peut influencer énormément sur la précision du calcul des grandeurs statistiques telles que les énergies calculées dans cette figure. Pour ces raisons, nous choisissons de décomposer en trois groupes seulement pour la configuration de référence. Et ce choix va être conservé pour les analyses des autres configurations dans les chapitres suivants.

---

**Synthèse** Dans cette section, nous avons proposé une méthodologie de classification de structures de l'écoulement par corrélation spatiale. Elle permet d'une analyse statistique objective des variations de structures d'écoulement en fin de compression. L'analyse statistique du contenu des différents groupes et des transitions entre groupes permet de montrer que les VCC sont associés à différentes trajectoires dans l'espace des groupes. Des statistiques conditionnelles sont calculées et analysées pour les données de chaque groupe et permettent de définir une décomposition triple. La contribution relative de  $\tilde{k}$  atteint son sommet pendant la rupture du rouleau.

---



## Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre, Les mesures par PIV, aux travers des plans bidimensionnels horizontaux et verticaux, ont été analysées pour étudier l'écoulement interne de la configuration moteur de référence pendant les phases d'admission et de compression.

Au début de l'admission, L'écoulement est très fluctuant parce que les jets des soupapes d'admission interagissent entre eux, et aussi avec les parois du cylindre et le piston de manière très intense, quand le confinement du domaine est très grand. L'écoulement au point mort bas de l'admission porte la signature d'un rouleau. Alors que la fluctuation en haut du cylindre est prédominant par rapport à la structure moyenne, une structure tourbillonnaire plus stable a été détectée dans la région proche du piston. A cette phase, une variation à grande échelle de l'organisation et de la dynamique du jet de rouleau a été observée. Pour un taux de rouleau d'ordre 1, on s'attend à ce que ces variations aient des conséquences sur les fluctuations cycle à cycle.

La chute du rapport de l'énergie cinétique fluctuante sur l'énergie cinétique moyenne indique que l'effet de la compression a renforcé la structuration de l'écoulement à mi-compression dans cette configuration. La stabilité de l'écoulement est un bon indicateur de « l'état d'avancement » dans le processus du stockage d'énergie. L'évolution mesurée en fin de compression correspond à la déstabilisation d'une structure tourbillonnaire sous l'effet du confinement, ce qui correspond à un schéma classique de « rupture du rouleau ». Notons que le transfert d'énergie cinétique du champ moyen ( $K$ ) vers l'énergie fluctuante ( $k$ ) n'est pas isotrope dans toutes les directions.

Pour prolonger l'analyse usuelle en moyenne de phase, la méthodologie de classification des structures de l'écoulement par corrélation spatiale a été introduite et appliquée aux mesures dans le plan de symétrie du toit (PVST) en fin de compression. Il a été observé que la décroissance exponentielle de l'énergie cinétique du champ moyen se traduit par une expansion du groupe  $G_1$  (ayant la meilleure corrélation spatiale avec le champ de référence) vers les autres groupes (ayant moins bonne corrélation). L'analyse statistique du contenu des différents groupes et des transitions entre groupes a permis de montrer que les VCC sont associées à différentes trajectoires dans l'espace des groupes. Des statistiques conditionnelles ont été calculées et analysées pour les données de chaque groupe et permettent de définir une décomposition triple. En fait, l'énergie fluctuante peut être décomposée comme  $k = \tilde{k} + k'$ . La contribution inter-groupe  $\tilde{k}$  est un indicateur de la variation cycle à cycle et la contribution intra-groupe  $k'$  correspond à une manifestation dans le groupe de la fluctuation à petite échelle. La contribution intra-groupe a été constatée prédominante dans l'énergie fluctuante au PMH, c'est-à-dire que la turbulence à petite échelle peut être élevée ( $I_t^{(1)} = k' / (\tilde{k} + K) > 2$ ) au voisinage de la phase d'allumage dans cette configuration de référence. La situation est plutôt favorable pour la combustion du mélange air-carburant.

## Chapitre 4

# Variations des paramètres moteurs à iso-conduit

### SOMMAIRE

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>104</b>
<b>4.1 Caractéristiques intégrale</b> . . . . .	<b>104</b>
<b>4.2 Influence pendant la phase d'admission</b> . . . . .	<b>105</b>
4.2.1 Dans le plan de symétrie . . . . .	105
4.2.2 Influence générale sur l'écoulement . . . . .	111
4.2.3 Dans la région proche du piston au PMB . . . . .	113
4.2.4 Estimation du jet des soupapes . . . . .	119
4.2.5 Conclusion . . . . .	122
<b>4.3 Influence pendant la phase de compression</b> . . . . .	<b>123</b>
4.3.1 L'écoulement à mi-compression . . . . .	123
4.3.2 Fin de la phase de compression . . . . .	125
4.3.3 Variation cyclique pendant la rupture . . . . .	131
<b>Conclusion du chapitre</b> . . . . .	<b>136</b>

---

## Introduction

Dans ce chapitre, nous proposons une étude de la sensibilité par rapport à des paramètres moteurs. Deux variations de conditions aux limites sont considérées : le déphasage de la loi d'admission  $\theta_{RFA}$  et la course du moteur  $S$ . D'une part, dans la configuration **(2)** RFA<sup>-</sup>, toutes autres choses égales par ailleurs, un déphasage négatif de -20 dv est imposé, c'est-à-dire que les phases d'ouverture et de fermeture des soupapes d'admission sont avancées de 20 dv par rapport à la configuration de référence. En plein charge du moteur, ce déphasage permet d'admettre plus d'air dans le cylindre. Cette modification devrait entraîner une distribution décalée du débit de masse d'air entrant dans le cylindre, ainsi l'aérodynamique du moteur devrait subir une modification importante dans cette configuration.

D'autre part, la configuration **(3)** COURSE<sup>+</sup> consiste à augmenter la course du moteur de 11%. Dans ce cas d'étude, la vitesse moyenne du piston est augmentée, ce qui devrait intensifier la structure de l'écoulement dans le cylindre.

La logique de la présentation de ce chapitre est similaire à celle suivie au chapitre 3, c'est-à-dire dans le sens de l'évolution de l'écoulement pendant le cycle moteur. En se basant sur les observations de l'écoulement de la configuration de référence, la sensibilité de l'écoulement à ces deux paramètres est analysée pendant la phase d'admission (§4.2) et pendant la phase de compression (§4.3). Grâce à la méthodologie de classification en groupes, la sensibilité de la variation cycle-à-cycle pendant la rupture de rouleau est considérée dans la section §4.3.3.

### 4.1 Caractéristiques intégrale

Pour mettre en évidence l'influence de ces deux paramètres, les quantités intégrales sont d'abord comparées dans le plan de symétrie du cylindre (PVT), à deux phases représentatives dans le cycle moteur : le point mort bas de l'admission (180 dv) et la phase mi-compression (270 dv). Celles-ci donne des indications importantes sur l'évolution de la structure globale de l'écoulement. Dans les tableaux 4.1a et b, les taux de rouleau sont d'abord calculés sur le champ moyen, d'après l'équation (3.6), pour les trois configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{\mathbf{(1)}, \mathbf{(2)}, \mathbf{(3)}\}$ . Les énergies cinétiques intégrales sont déjà définies précédemment (§3.1.3), on rappelle ici que  $K = \left( \overline{\langle U \rangle^2} + \overline{\langle W \rangle^2} \right) / 2$  et  $k = \left( \overline{\langle u^2 \rangle} + \overline{\langle w^2 \rangle} \right) / 2$ .

Une augmentation générale du taux de rouleau est constatée du point mort bas (180 dv) à la phase de mi-compression pour toutes les configurations. L'énergie cinétique du champ moyen  $K$  reste approximativement constante alors que l'énergie fluctuante  $k$  décroît significativement. Dans la configuration **(2)**, l'avancement de la fermeture des soupapes d'admission fait baisser considérablement le taux de rouleau à ces deux phases. Cela signifie que l'intensité de l'écoulement de rouleau dans le plan de symétrie est réduite. Au niveau des énergies, cette modification a un impact important sur l'instabilité de l'écoulement car  $K$  diminue tandis que  $k$  reste constante. Dans cette configuration, les rapports des énergies  $k/K$ , à 180 dv et à 270 dv, sont 40% plus élevés par rapport à ceux des configurations **(1)** et **(3)**. Enfin dans la configuration **(3)**, l'augmentation de la course du moteur ne semble pas modifier énormément la contribution de l'énergie fluctuante  $C_k = k/(K + k)$ . Ceci indique que la variation

## 4.2. Influence pendant la phase d'admission

de la course du moteur influence simultanément les mouvements cohérents et les structures turbulentes de petite échelle.

$N_{Cf_g}$	(1)	(2)	(3)	$N_{Cf_g}$	(1)	(2)	(3)
$R_{t,m}$	1,2	0,9	1,1	$R_{t,m}$	1,3	1,0	1,4
$K$	14,2	10,2	15,1	$K$	13,4	9,4	16,9
$k$	5,2	5,8	5,6	$k$	2,3	2,3	3,0
$C_k$	27%	36%	27%	$C_k$	15%	19%	15%

(a) au PMB (b) à 270 dv

TABLE 4.1 – Comparaison des quantités intégrales dans le plan de symétrie du cylindre (PVST). L'unité des énergies ( $K$  et  $k$ ) est  $m^2/s^2$ . Taux de roulement  $R_t$  : sans unité. Contribution de l'énergie fluctuante  $C_k = \frac{k}{K+k}$  : sans unité.

## 4.2 Influence pendant la phase d'admission

Dans le but d'étudier la sensibilité de l'écoulement pendant la phase d'admission, l'écoulement du moteur à 120 dv est d'abord considéré. Pour faciliter la comparaison, les vitesses sont normalisées par la vitesse moyenne du piston  $\mathbf{U}^* = \mathbf{U}/\overline{U}_p$ . Notons que la vitesse moyenne du piston est plus grande dans le cas (3) car la course est plus longue. Les trois composantes de la vitesse moyenne normalisée sont alors notées  $\langle \mathbf{U}^* \rangle = (\langle U^* \rangle, \langle V^* \rangle, \langle W^* \rangle)^T$ . Et la vitesse fluctuante dans les trois directions est  $\mathbf{u}^* = (u'^*, v'^*, w'^*)^T = (\sqrt{\langle u^{*2} \rangle}, \sqrt{\langle v^{*2} \rangle}, \sqrt{\langle w^{*2} \rangle})^T$ . Ainsi toutes les grandeurs de vitesse sont adimensionnelles.

### 4.2.1 Dans le plan de symétrie

**Déphasage négatif de la loi d'admission** La figure 4.1d représente le champ de vitesse moyenne normalisée, dont la norme est calculée suivant  $\|\langle \mathbf{U}^* \rangle\| = \sqrt{\langle U^* \rangle^2 + \langle W^* \rangle^2}$  dans un plan bidimensionnel. La position du plan est illustrée sur la figure 4.1k.

Localement, les vitesses moyennes dans la région du jet des soupapes sont plus intenses lorsqu'on avance l'ouverture des soupapes d'admission. Les zones sont déjà définies précédemment sur le schéma 3.7b pour faciliter la description des phénomènes. Les figures 4.1e,f indiquent que la fluctuation du jet est nettement amplifiée dans les deux directions principales du jet de soupapes, *i.e.*,  $u'$  et  $w'$ .

Dans la zone d'impact sur le piston, les vitesses moyennes sont légèrement diminuées, mais la fluctuation  $w'^*$  croît significativement. L'interaction entre le jet et le piston est donc plus fluctuante dans la configuration (2). De plus, le front de l'écoulement est déplacé vers le côté des soupapes d'admission, en raison de la baisse de l'intensité des vitesses moyennes du jet arrière. En revanche, la position du « centre » n'a quasiment pas changé, située toujours autour du centre géométrique à  $(x, z) = (0, -S/2)$ .

Considérons maintenant les énergies intégrales calculées dans ce plan de mesure. Par définition, les énergies sont normalisées par le carré de la vitesse moyenne du piston, c'est-à-

dire que l'énergie cinétique du champ moyen et fluctuante s'expriment comme

$$K^* = K/\overline{U_p}^2 = \left( \overline{\langle U^* \rangle^2} + \overline{\langle W^* \rangle^2} \right) / 2 \quad (4.1)$$

$$k^* = k/\overline{U_p}^2 = \left( \overline{\langle u^{*2} \rangle} + \overline{\langle w^{*2} \rangle} \right) / 2 \quad (4.2)$$

Dans le tableau TAB. 4.1j, on constate que l'augmentation de l'énergie  $K^*$  est environ 8% alors que celle de  $\overline{u'^2}$  et  $\overline{w'^2}$  est supérieure à 45%. La contribution de l'énergie fluctuante peut être définie pour les énergies normalisées. Il est facile de montrer que sa définition est inchangée :  $C_{k^*} = k^*/(K^* + k^*) = (k/\overline{U_p}^2)/(K/\overline{U_p}^2 + k/\overline{U_p}^2) = C_k$ . La contribution  $C_k^{(2)}$  est 30% supérieure à celle de la référence.

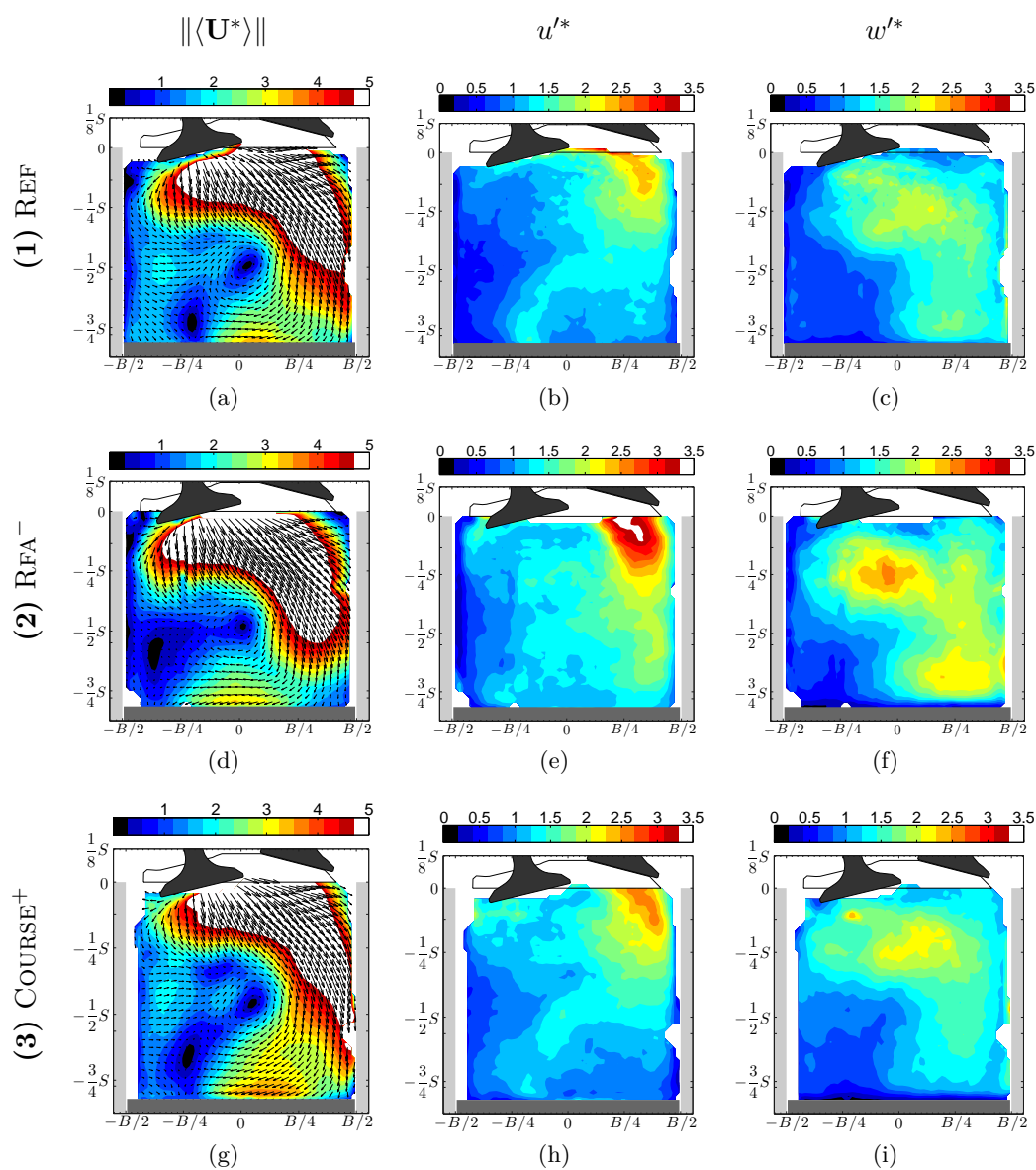
Plus tard au point mort bas (PMB) du moteur, le centre de la structure moyenne est plus proche du centre géométrique (FIG. 4.2d). Au voisinage de la chemise du moteur et du piston, la décroissance de l'intensité de vitesse moyenne est significative. La présence de fortes vitesses fluctuantes est constatée dans la région du jet des soupapes selon les deux directions  $u'^*$  et  $w'^*$  (FIG. 4.2e et f). À cette phase du moteur, l'intensité de la structure moyenne dans cette région est très faible. En revanche, la vitesse moyenne dans la région du jet arrière est plus forte que celle de la configuration de référence, parce que le flux de masse pénétrant dans le cylindre est plus grand proche du PMB. Nous le constaterons plus tard dans la section §4.2.4. De plus, l'intensité de la fluctuation est du même ordre que la moyenne. L'écoulement principal de roulement est en intense confrontation avec le jet arrière des soupapes d'admission. Ceci confirme un niveau plus faible du taux de roulement dans cette configuration. En bas du cylindre, peu de fluctuation est observée du côté  $x^-$ . Ces différences observées localement entraînent une augmentation considérable de la contribution de l'énergie fluctuante :  $C_k$  basse de 33%. Ceci indique que l'avance d'ouverture de soupapes ne permet pas de stocker plus d'énergie cinétique mais au contraire de créer plus de fluctuation. L'écoulement interne est très sensible à ce paramètre.

**Changement de la course du moteur** Toujours à partir de la configuration de référence, la variation de la course du moteur est considérée maintenant. Globalement, la structuration de l'écoulement est peu modifiée dans cette configuration, elle est simplement dilatée par l'augmentation de la course. Dans le plan de symétrie, les deux écoulements moyens sont similaires (FIG. 4.1g) avec une légère baisse de l'énergie  $K^{*(3)}/K^{*(1)} = 0,94$ . Localement, le centre de la structure et le front de l'écoulement se trouvent quasiment aux mêmes endroits que dans la configuration de référence. Les figures 4.1h et i indiquent que les répartitions des composantes  $u'^*$  et  $w'^*$  de la vitesse fluctuante, dans les configurations **(1)** et **(3)**, sont quasi identiques : de fortes vitesses fluctuantes sont focalisées dans la région de l'interaction des jets de soupape. En revanche, la contribution de l'énergie fluctuante est plus élevée :  $C_k^{(3)}/C_k^{(1)} = 1,12$  (TAB. 4.1j). À la fin de la phase d'admission, le centre est déplacé vers le coin en bas à gauche par rapport à celui dans la configuration de référence (FIG. 4.2g). De fortes vitesses sont présentées dans la région du piston, et surtout proche de la chemise gauche du cylindre ( $x$  négatif). Nous remarquons en plus, que l'intensité de la vitesse fluctuante

## 4.2. Influence pendant la phase d'admission

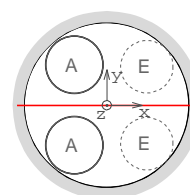
---

normalisée est plus faible dans les régions en dessous des soupapes et proche du piston. Ces observations suggèrent que l'augmentation de la course du moteur conduit non seulement à baisser des énergies  $K^{*(\mathbf{3})}$  et  $k^{*(\mathbf{3})}$ , mais aussi à une modification de la structure locale de l'écoulement dans la région d'interaction jet-piston au PMB.



$N_{Cf_g}$	$K^*$	$\overline{u'^*{}^2}/2$	$\overline{w'^*{}^2}/2$	$C_k$
(1)	7,39	0,74	0,80	17%
(2)	7,98	1,10	1,16	22%
(3)	6,94	0,80	0,84	19%

(j) Énergies intégrales



(k)

FIGURE 4.1 – Champs de vitesse moyennes et fluctuante à  $\theta = 120$  dv dans le plan de symétrie (PVT) pour les configurations  $N_{Cf_g} \in \{(1), (2), (3)\}$ . Toutes les grandeurs de vitesse sont adimensionnelles. La vitesse est normalisée par la vitesse moyenne du piston  $\mathbf{U}^* = \mathbf{U}/\overline{U_p}$ . La norme de la vitesse moyenne est calculé comme  $\|\langle \mathbf{U}^* \rangle\| = \sqrt{\langle U^* \rangle^2 + \langle W^* \rangle^2}$ . (j) La contribution de l'énergie fluctuante à la moyenne de l'énergie cinétique est définie comme  $C_k = k^*/(K^* + k^*)$ .

## 4.2. Influence pendant la phase d'admission

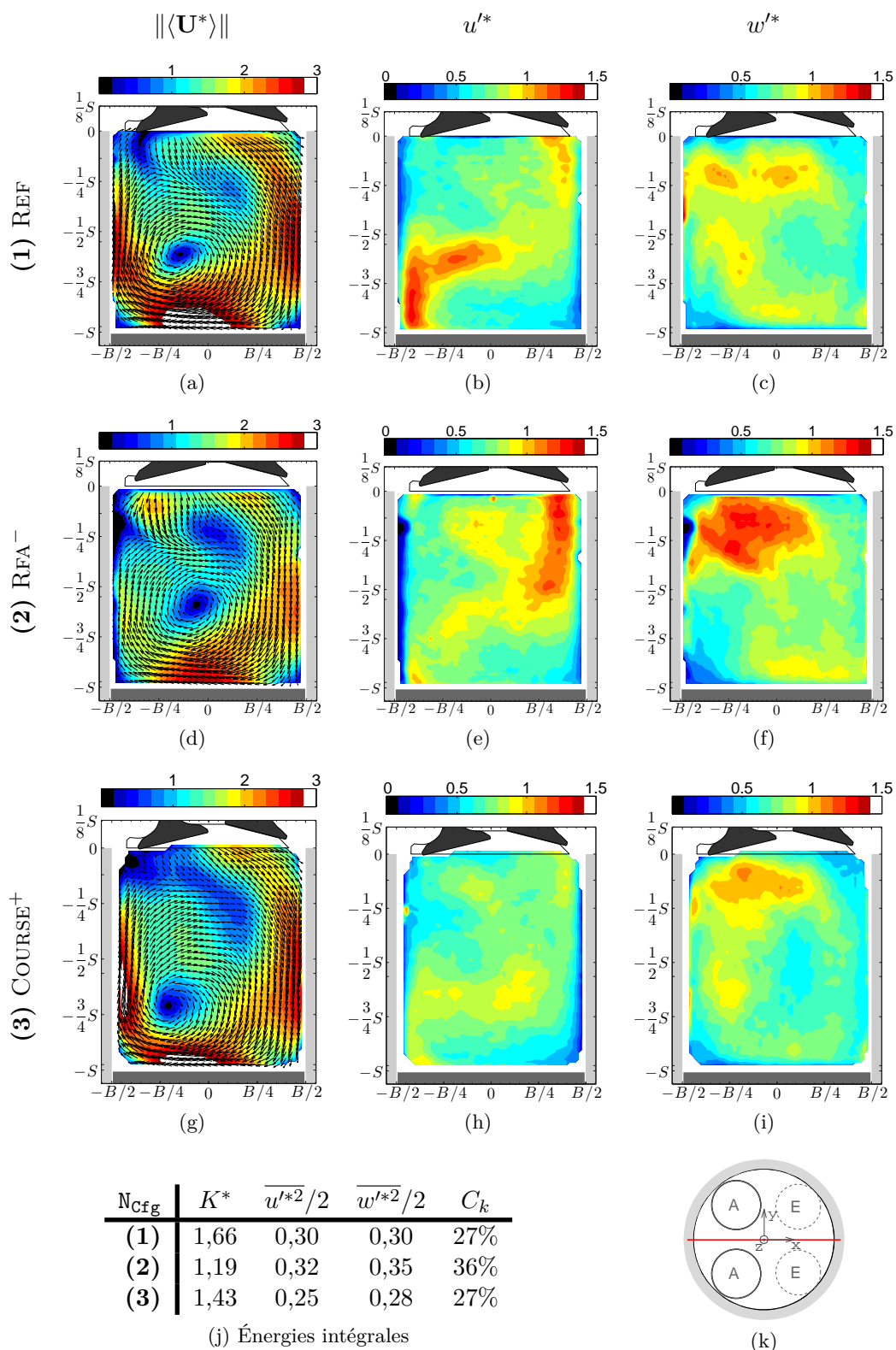


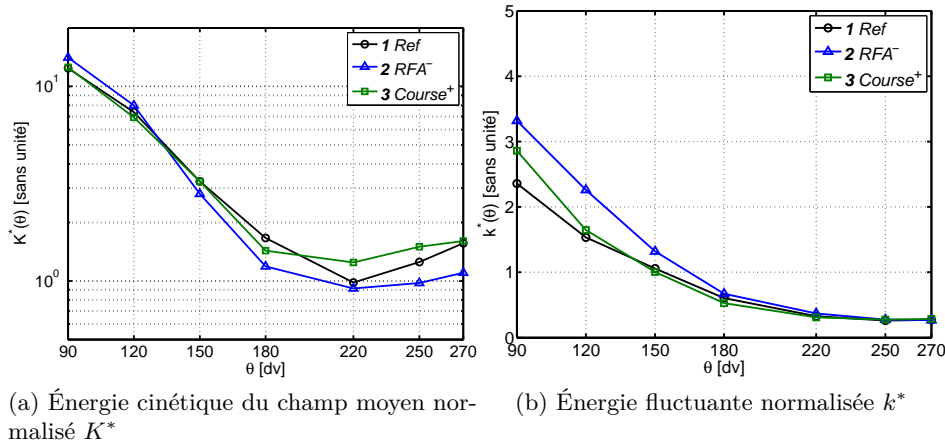
FIGURE 4.2 – Champs de vitesses moyenne et fluctuante au PMB dans le plan de symétrie (PVT) pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ . La représentation est similaire à celle de la figure 4.1.



**Analyse des quantités globales** Ensuite, la sensibilité de l'écoulement à travers des quantités intégrales est quantifiée. Les énergies intégrales sont calculées de 90 dv à 270 dv dans le plan de symétrie. Nous observons un niveau plus faible de l'énergie cinétique du champ moyen normalisé  $K^{*(2)}$  à partir de 150 dv (FIG. 4.3a) et une énergie fluctuante normalisée  $k^{*(2)}$  plus élevée (FIG. 4.3b) jusqu'à 250 dv. Ainsi, la contribution de l'énergie cinétique fluctuante est plus élevée de 90 dv à 270 dv. Le déphasage de la loi de levée de soupapes d'admission conduit à une structuration plus instable dans la configuration **(2)**. Malgré une évolution similaire de  $C_k^{(3)}$ , une évolution différente de l'énergie  $K^{*(3)}$  est observée à partir de la compression du moteur. Dans la section §4.3.1, les différences de structuration de l'écoulement seront étudiées.

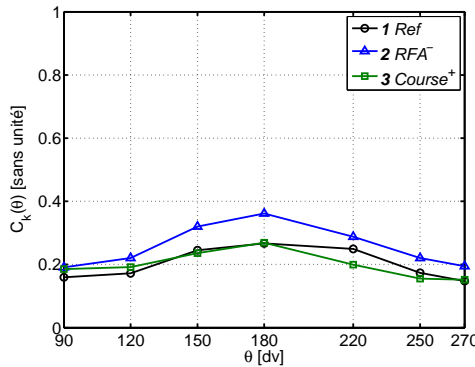
Nous constatons que la moyenne des taux de roulement  $\langle R_t \rangle$  est plus faible dans la configuration **(3)** :  $\langle R_t \rangle^{(1)} / \langle R_t \rangle^{(2)} = 1,28$  (FIG. 4.4a), alors que la fluctuation relative associée est plus élevée, en particulier  $\left(\frac{\sigma_{R_t}}{\langle R_t \rangle}\right)^{(2)}$  est 31,5% plus élevée au PMB d'admission (FIG. 4.4b).

Il n'est pas surprenant qu'on retrouve un niveau plus élevé de  $\langle R_t \rangle^{(3)}$  dans la configuration **(3)** parce que la course est allongée. En revanche au PMB, on observe une intensité légèrement plus faible de l'écoulement de roulement :  $\langle R_t \rangle^{(3)} / \langle R_t \rangle^{(1)} = 0,95$ . En fait, la rotation de l'écoulement moyen normalisé n'est loin d'être complète sur la figure 4.2g, cette topologie



(a) Énergie cinétique du champ moyen normalisé  $K^*$

(b) Énergie fluctuante normalisée  $k^*$



(c) Contribution de l'énergie fluctuante  $C_k$

FIGURE 4.3 – Énergies intégrales dans le plan de symétrie pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ .

## 4.2. Influence pendant la phase d'admission

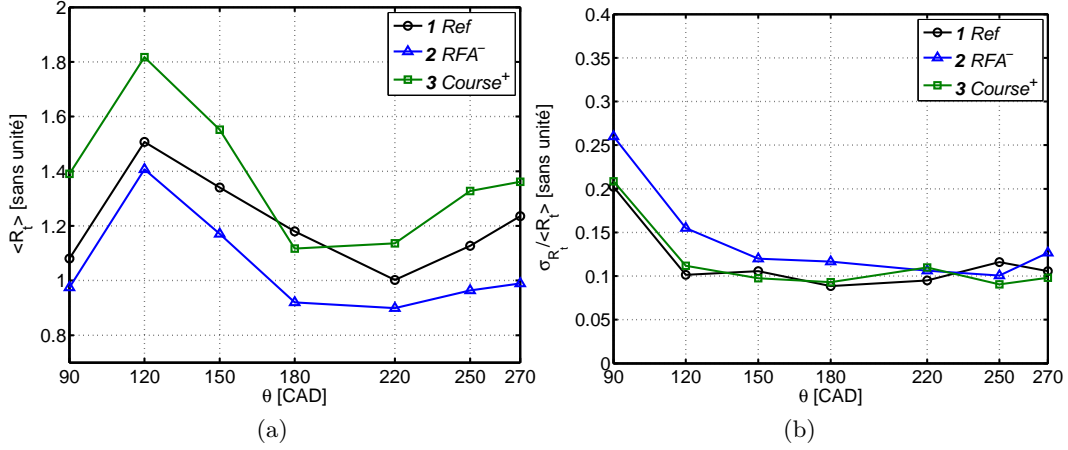


FIGURE 4.4 – Comparaison des taux de roulement pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ . (a) la moyenne des taux instantanés de roulement  $\langle R_t \rangle$  (sans unité). (b) l'écart-type relatif  $\sigma_{R_t} / \langle R_t \rangle$  (sans unité).

similaire de l'écoulement ne permet pas de générer plus d'intensité rotationnelle.

### 4.2.2 Influence générale sur l'écoulement

Par la suite, nous étudions la fluctuation de l'écoulement global en comparant le rapport des normes des vitesses moyenne et fluctuante. La définition de ce rapport reste inchangée avec la normalisation des vitesses :

$$r_{m/f} = \|\langle \mathbf{U}^* \rangle\| / \|\mathbf{u}'^*\| = \|\langle \mathbf{U} \rangle\| / \|\mathbf{u}'\|. \quad (4.3)$$

Les figures 4.5 comparent cette grandeur calculée dans trois plans de mesure (voir le schéma) pour deux angles vilebrequins (120 dv et 180 dv). La représentation est similaire à la figure 3.11a.

Dans la configuration (2), le déphasage de la loi de levée entraîne une baisse générale de la valeur de  $r_{m/f}$  à 120 dv et à 180 dv (FIG. 4.5b et e). Ceci signifie que la structure tridimensionnelle de l'écoulement est plus fluctuante pendant la phase d'admission. De plus, l'empreinte du jet des soupapes est réduite dans le domaine spatial. L'impact sur le piston est alors moins important.

Le changement de la course du moteur ne modifie pas significativement la valeur de  $r_{m/f}$  de l'écoulement à 120 dv et au PMB (FIG. 4.5c,f). La structure globale est alors similaire à celle de la configuration de référence. Plus précisément, la partie supérieure du cylindre est majoritairement fluctuante et l'impact du jet sur le piston est très similaire car  $r_{m/f}^{(3)} \approx r_{m/f}^{(1)}$ .

Cette analyse globale de la structuration de l'écoulement confirme, pendant l'admission du moteur, que l'écoulement de la configuration (2) est plus fluctuant non seulement dans le plan de symétrie, mais dans tout le cylindre, et que l'augmentation de la course du moteur modifie peu la structure tridimensionnelle de l'écoulement. Pour quantifier la sensibilité locale de l'écoulement à ces deux paramètres, nous nous focalisons sur la partie basse du cylindre afin d'analyser plus en détail l'impact du jet sur le piston.

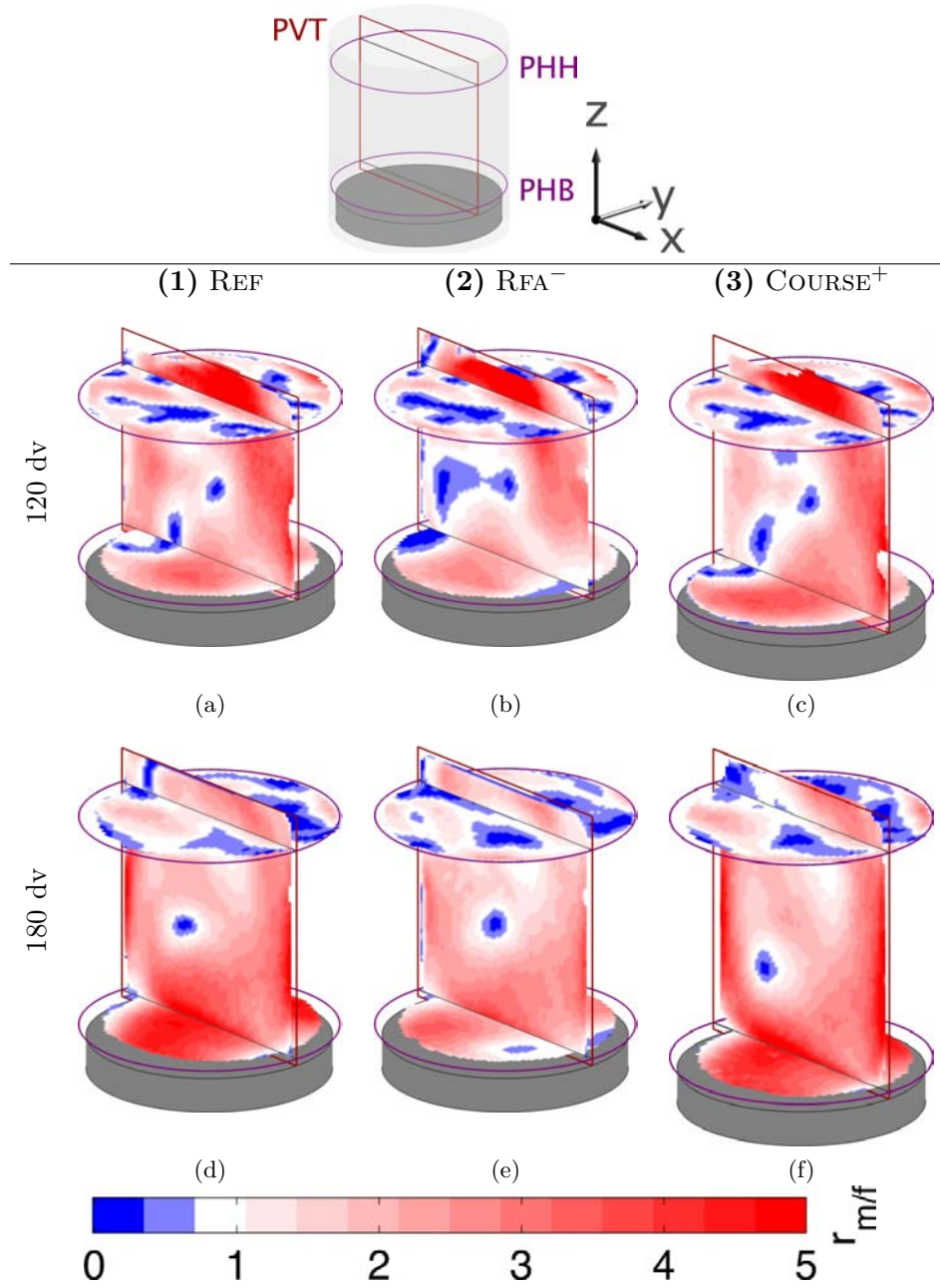


FIGURE 4.5 – Fluctuation de la structure tridimensionnelle à 120 dv et au PMB pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ . Le rapport des normes des vitesses moyenne et fluctuante  $r_{m/f} = \|\langle \mathbf{U} \rangle\| / \|\mathbf{u}'\|$  calculé dans chaque plan bidimensionnel.

### 4.2.3 Dans la région proche du piston au PMB

**Influence sur la structure tourbillonnaire** La structure de l'écoulement en bas du cylindre est importante pour la génération de rouleau au point mort bas. La sensibilité de cette structure par rapport à ces deux paramètres de remplissage du moteur est particulièrement intéressée. L'analyse de la structure tourbillonnaire est d'abord effectuée au travers de mesures dans le plan vertical transverse (PVCT).

Nous observons que la norme de la vitesse moyenne est diminuée considérablement dans la configuration **(2)** en comparant les figures 4.6a et d. Cela entraîne à une baisse de 32% de l'énergie cinétique du champ moyen normalisé ( $K^{*(2)}$ ) par rapport à la configuration de référence (TAB. 4.6j). La mesure est réalisée dans un plan à  $x = 0$ , qui est une tranche de l'écoulement tridimensionnel, dont le mouvement principal est dans le plan perpendiculaire  $\mathbf{xOz}$ . Le champ de vitesse moyenne dépend donc fortement de la position relative du plan de mesure par rapport à la structure de l'écoulement. Puisque les « centres » sont très proche pour les configurations **(1)** et **(2)** dans le plan de symétrie (FIG. 4.2a,d), il est raisonnable d'en déduire que une ouverture précoce des soupapes d'admission conduit à un écoulement moyen plus faible. L'énergie fluctuante est plus élevée dans la configuration **(2)**.

Pour comparer l'intensité de la structure tourbillonnaire en bas du cylindre, les circulations gauche  $\Gamma^-$  et droite  $\Gamma^+$  sont calculées (Le principe de calcul a été introduit dans la section §3.3.2.1.). Il faut noter que le hauteur des cadres ( $h = S/2$ ) est plus grande pour la configuration **(3)**. Le tableau 4.2 compare les statistiques des circulations dans les trois configurations.

L'écoulement est quasi-symétrique dans la configuration **(2)**, car la moyenne de la circulation droite ( $\langle \Gamma^+ \rangle$ ) est très proches à celle de la circulation gauche ( $\langle \Gamma^- \rangle$ ). Mais l'intensité des circulations moyennes a nettement diminuée. En revanche, les écarts-types de deux circulations sont du même ordre de grandeur que les valeurs moyennes, ceci signifie que la fluctuation de ces deux structures est amplifiée en changeant la phase  $\theta_{RFA}$ . Enfin la corrélation entre les deux circulations est au même niveau que la configuration de référence, c'est-à-dire que les intensités de deux côtés de l'impact sur le piston évoluent simultanément, comme dans la configuration de référence.

Dans le plan transverse, l'écoulement moyen de la configuration **(3)** est très similaire à celle de la référence (FIG. 4.6f). Par contre, les niveaux des énergies  $K^{*(3)}$  et  $k^{*(3)}$  sont légèrement plus faibles. En fait, les organisations de l'écoulement sont différentes. La tranche du fluide dans la configuration **(3)** se situe très loin du « centre » de structure, ce qui conduit à un champ moyen différent de la configuration de référence. En comparant les circulations droite et gauche, l'écart entre les moyennes  $\langle \Gamma^+ \rangle$  et  $\langle \Gamma^- \rangle$  est diminué mais le niveau de la fluctuation reste très proche. En revanche, nous observons une baisse du coefficient de corrélation  $\mathcal{R}(\Gamma^-, \Gamma^+)$ . Ainsi, l'augmentation de la course du moteur modifie la variation à grande échelle de l'écoulement.

$N_{\text{Cfg}}$	$\langle \Gamma^+ \rangle$	$\sigma_{\Gamma^+}$	$\frac{\sigma_{\Gamma^+}}{\langle \Gamma^+ \rangle}$	$\langle \Gamma^- \rangle$	$\sigma_{\Gamma^-}$	$\frac{\sigma_{\Gamma^-}}{\langle \Gamma^- \rangle}$	$\mathcal{R}(\Gamma^-, \Gamma^+)$
(1)	0,59	0,23	39%	-0,26	0,20	-77%	-0,47
(2)	0,22	0,25	114%	-0,19	0,24	-126%	-0,47
(3)	0,53	0,19	35%	-0,40	0,22	-55%	-0,35

TABLE 4.2 – Comparaison des circulations pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(\mathbf{1}), (\mathbf{2}), (\mathbf{3})\}$ .  $\langle \Gamma^+ \rangle$  et  $\langle \Gamma^- \rangle$  : circulations droite et gauche.  $\sigma_{\Gamma^+}$  représente l'écart-type de  $\Gamma^+$ .  $\mathcal{R}(\Gamma^-, \Gamma^+)$  : coefficient de corrélation entre les circulations droite et gauche.

## 4.2. Influence pendant la phase d'admission

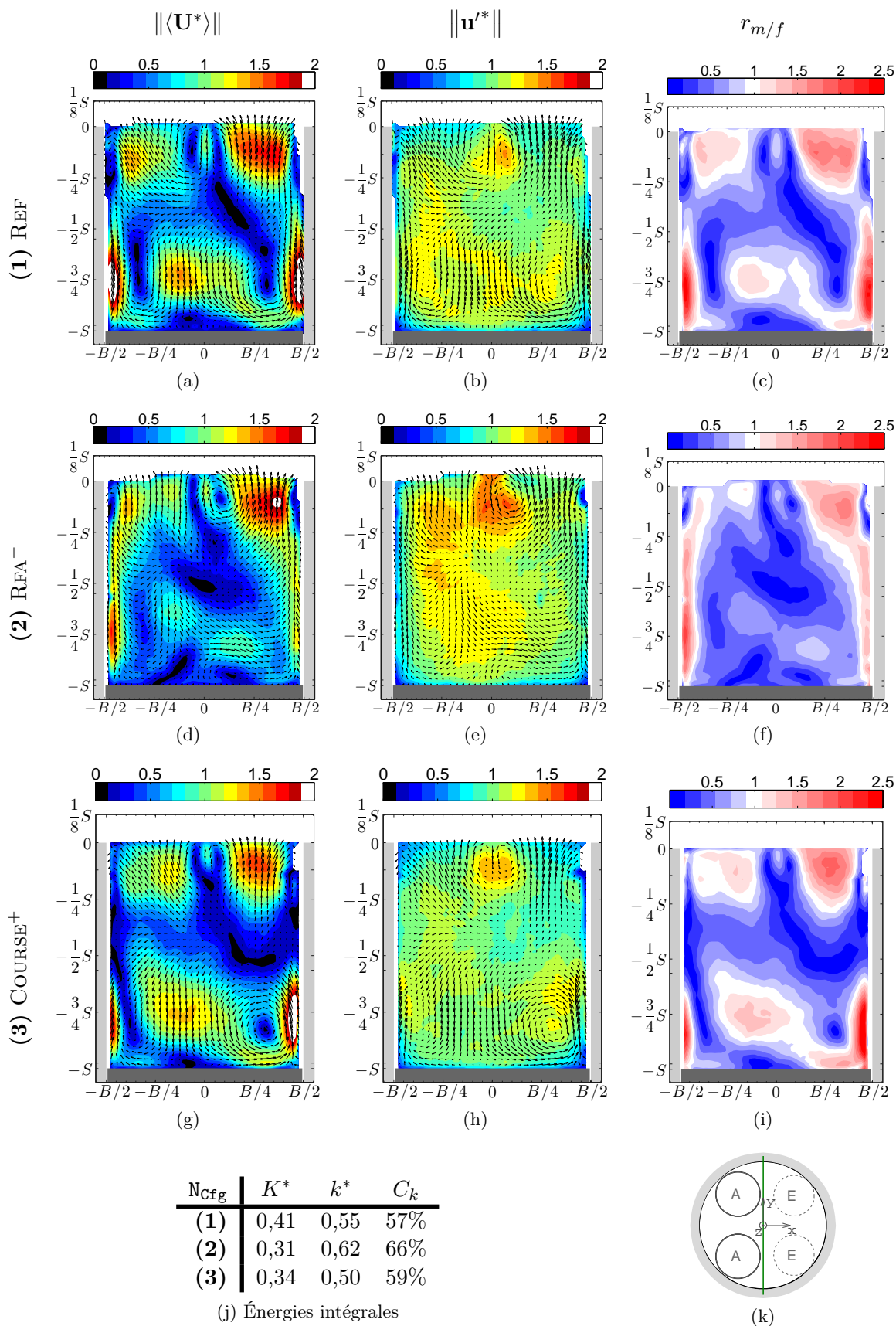


FIGURE 4.6 – Champs de vitesses moyennes et fluctuantes au PMB dans le plan vertical transverse (PVCT) pour les configurations  $N_{cfg} \in \{(1), (2), (3)\}$ .

**Influence sur l'impact du jet** Dans le plan rasant le piston (PHB), la vitesse moyenne est beaucoup plus faible dans la configuration **(2)** (FIG. 4.7d). La comparaison des énergies intégrales montre que l'énergie du champ moyen  $K^{*(2)}$  est 41% plus petite que  $K^{*(1)}$ . Au contraire, la vitesse fluctuante est plus élevée localement du côté des x positif, ce qui entraîne une augmentation de l'énergie fluctuante. Ainsi, la contribution de l'énergie fluctuante  $C_k^{(2)}$  est environ 2,3 fois plus élevée, qui peut être associé à la chute significative du rapport des normes de vitesse  $r_{m/f}^{(2)}$  dans la région centrale (FIG. 4.7f).

Passant par la droite  $x = B/8$ , nous estimons le flux de quantité de mouvement (voir §3.3.2.2 pour la définition) dans ce plan horizontal pour les trois configurations. Nous constatons d'abord que la moyenne de la norme du flux de quantité de mouvement est nettement diminuée dans la configuration **(2)** :  $\langle \|\Phi_{Qdm}^{*(2)}\| \rangle / \langle \|\Phi_{Qdm}^{*(1)}\| \rangle = 0,40$ . Ici, la norme du flux est aussi adimensionnée par le rapport des vitesses moyennes du piston au carré et l'alésage du moteur (B) :

$$\|\Phi_{Qdm}^{*N_{cfg}}\| = \frac{\|\Phi_{Qdm}^{N_{cfg}}\|}{\left(\overline{U_p}^{N_{cfg}}\right)^2 B} \quad (4.4)$$

Toutefois, la vitesse moyenne du piston est identique dans les configurations **(1)** et **(2)**. Au niveau de la fluctuation, on observe une augmentation générale de l'écart-type des trois grandeurs (FIG. 4.3). Particulièrement, les valeurs de  $\frac{\sigma_{\|\Phi_{Qdm}\|}}{\langle \|\Phi_{Qdm}\| \rangle}^{(2)}$  et  $\sigma_{\Theta}^{(2)}$  sont 75% plus élevée dans la configuration **(2)**.

Dans la configuration **(3)**, nous retrouvons une structuration similaire de l'écoulement (FIG. 4.7i). La réduction des énergies intégrales n'est pas significative, comme observé dans les autres plans de mesure. Nous n'observons pas de différence significative entre les configuration **(1)** et **(3)**, excepté que la moyenne de la norme flux de quantité de mouvement adimensionnelle est plus petite dans la configuration **(3)**. La valeur plus élevée de l'écart-type relatif indique que l'impact du jet est légèrement moins stable dans cette configuration.

À travers de deux plans de mesure perpendiculaire (PVCT et PHB), la sensibilité de l'écoulement local proche du piston est analysée dans ce paragraphe, les indicateurs intégrales, tels que la circulation ou le flux de quantité de mouvement, permettent de quantifier l'influence des paramètres choisis.

$N_{cfg}$	$\langle \ \Phi_{Qdm}^*\  \rangle$	$\frac{\sigma_{\ \Phi_{Qdm}^*\ }}{\langle \ \Phi_{Qdm}^*\  \rangle}$	$\langle \Theta \rangle [^\circ]$	$\sigma_{\Theta} [^\circ]$	$\langle y_c \rangle [mm]$	$\sigma_{y_c} [mm]$
<b>(1)</b>	241	20%	3,1	7,1	-3,2	3,0
<b>(2)</b>	96	36%	-4,1	12,5	-8,0	4,1
<b>(3)</b>	195	23%	2,8	7,8	-2,5	3,6

TABLE 4.3 – Caractéristiques du flux de quantité de mouvement

## 4.2. Influence pendant la phase d'admission

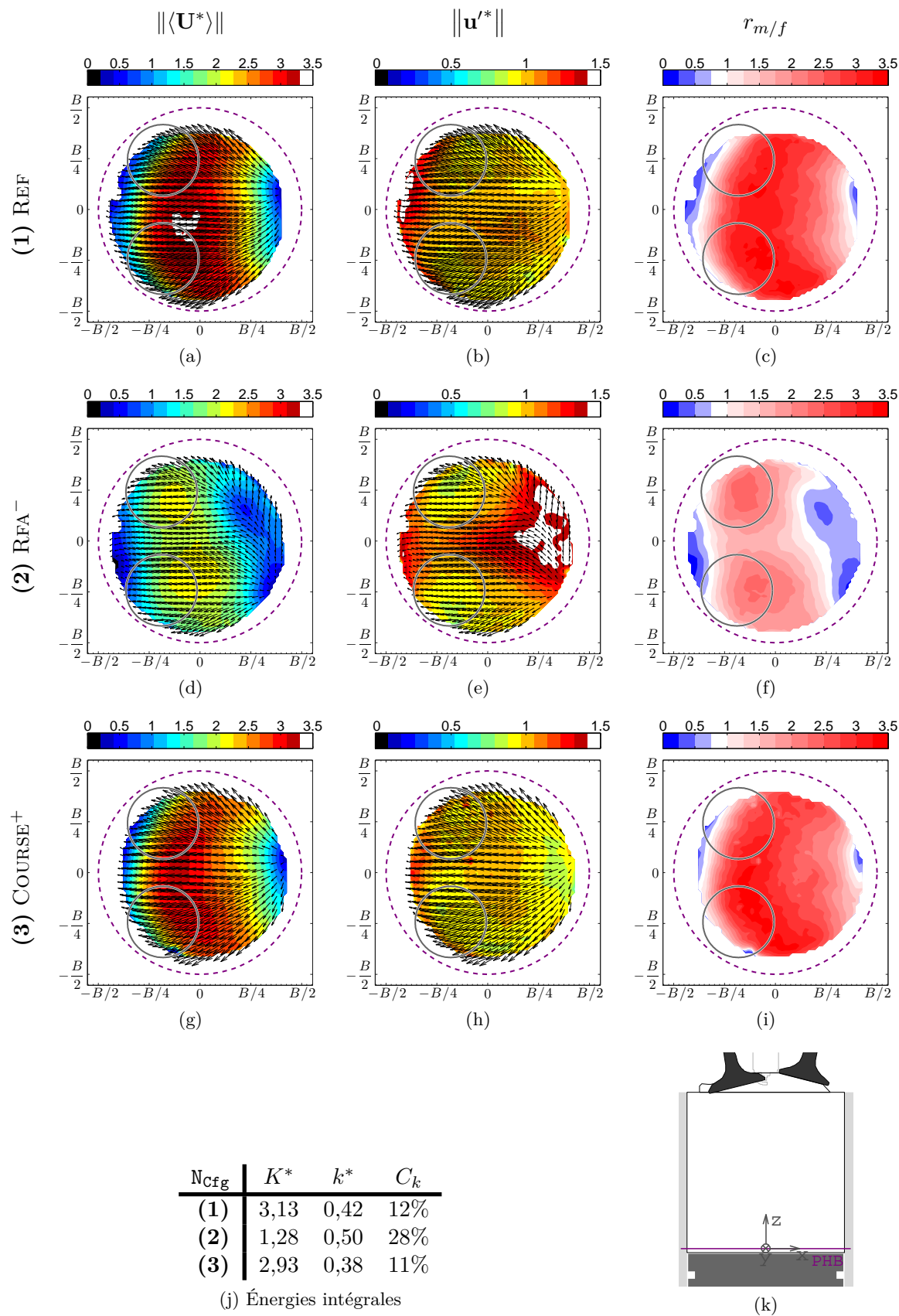


FIGURE 4.7 – Champs de vitesses moyennes et fluctuantes au PMB dans le plan horizontal bas (PHB) pour les configurations  $N_{Cf_g} \in \{(1), (2), (3)\}$ .



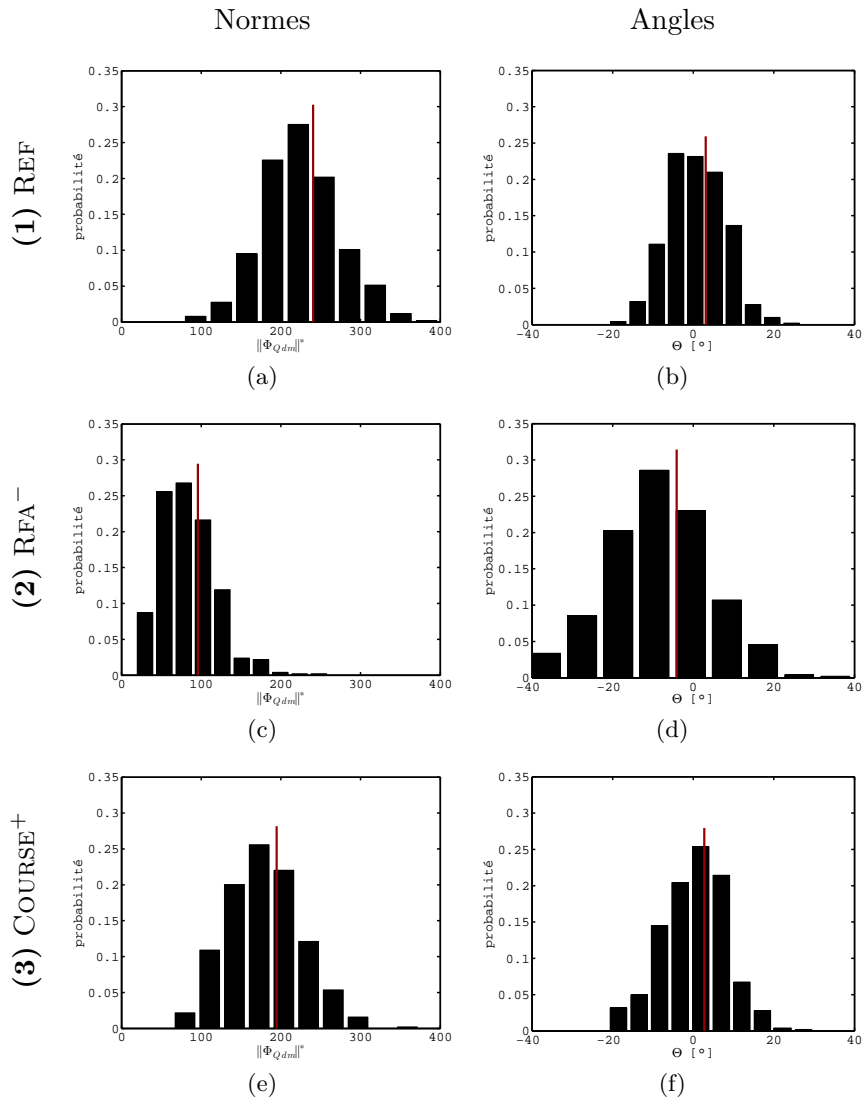


FIGURE 4.8 – Histogrammes des normes et des angles du flux de quantité de mouvement.

### 4.2.4 Estimation du jet des soupapes

Jusqu'à présent, nous avons constaté les différences structurelles de l'écoulement entre les trois configurations à l'aide des outils statistiques appliquées à la base de données de mesure. Mais ces mesures par PIV permettent seulement d'analyser l'écoulement du moteur au travers de plans bidimensionnels à une phase donnée. Celles-ci ne sont pas suffisantes pour comprendre la variation du jet des soupapes pendant la phase d'admission, et la sensibilité par rapport au changement de deux paramètres du remplissage du moteur. Les quantités intégrales, telle que le flux de masse aux soupapes ou le flux de l'énergie cinétique, sont indispensables pour comprendre le variation temporelle des jets des soupapes. Néanmoins, il n'est pas facile d'accéder à ces informations pour la configuration actuelle de notre installation à cause de la complexité géométrique des conduits d'admission et de la forte instabilité de l'écoulement. Dans l'objectif d'estimer les propriétés du jet des soupapes dans chaque situation, une simulation numérique a été mise en place et a été validée en se basant sur la quantité de masse emmagasinée pendant un cycle moteur (voir §2.2.3). Grâce à cet outil numérique, les quantités intégrales sont estimées et analysées pendant toute la période d'ouverture des soupapes d'admission.

Le flux de masse aux soupapes d'admission est le débit de masse  $\dot{m}(\theta)$  à travers la section de sortie aux soupapes. Il est exprimé en fonction de l'angle vilebrequin  $\theta$  :

$$\dot{m}(\theta) = \int_{\Sigma} \rho (\mathbf{U}_v(\theta), \mathbf{n}) d\sigma. \quad (4.5)$$

La vitesse aux soupapes  $\mathbf{U}_v$  est perpendiculaire à la surface de sortie des soupapes  $\Sigma$ , c'est-à-dire que  $\mathbf{U}_v = U_v \mathbf{n}$  où  $\mathbf{n}$  la normale de la surface  $\Sigma$ . Grâce à la simulation numérique, le flux de masse est connu pendant la période d'ouverture des soupapes d'admission  $\theta \in [\theta_{AOA}; \theta_{RFA}]$ . Pour un moteur de quatre temps, Heywood (1988) propose une définition du taux de remplissage se basant sur le débit de masse (voir l'équation 2.27a). Il peut être utilisé pour normaliser le flux de masse comme :

$$\Phi_m(\theta) = \frac{\dot{m}(\theta)}{\dot{m}_{ref}}. \quad (4.6)$$

Le terme de normalisation est exprimé comme :

$$\dot{m}_{ref} = \frac{1}{4} \rho \underbrace{\frac{\pi B^2}{4}}_{\text{surface}} \underbrace{\overline{U_p}}_{\text{vitesse}}. \quad (4.7)$$

Il est indépendant de la phase moteur.  $B$  est l'alésage du moteur.  $\overline{U_p}$  est la vitesse moyenne du piston. Puisque l'aspiration de l'air se produit uniquement pendant la durée  $\Delta\theta = \theta_{RFA} - \theta_{AOA}$ , cela correspond à environ 1/4 du cycle du moteur, d'où le facteur 1/4 dans l'expression du terme de normalisation. La masse volumique de l'air dans le conduit d'admission est

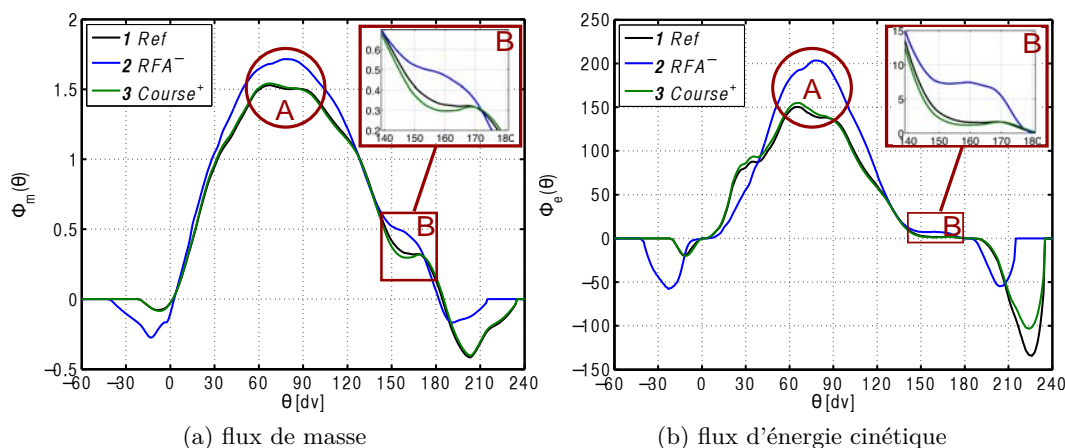


FIGURE 4.9 – Flux de masse et flux d'énergie cinétique pendant la phase d'admission.

$\rho = 1,20 \text{ g/cm}^3$ . Ainsi la masse emmagasinée peut être calculée à une phase donnée :

$$m^*(\theta) = \int_{t=\theta_{AOA}}^{\theta} \Phi_m(t) dt \quad (4.8)$$

**Configuration de référence** La figure 4.9a compare l'évolution du flux de masse pour les trois configurations.  $\Phi_m^{(1)}$  est négatif à 0 dv de l'admission dans la configuration de référence. En fait, la pression du cylindre  $P_{cyl}$  dépasse la pression d'admission  $P_{adm}$  pendant la phase d'échappement. Donc à l'ouverture des soupapes d'admission, le flux d'air sort vers l'extérieur du cylindre du moteur.  $\Phi_m^{(1)}$  atteint son maximum à 67 dv environ et décroît ultérieurement. La phase de la maximum du flux de masse est très proche de la phase du maximum de la vitesse du piston  $\theta_p^{(1)} = 75 \text{ dv}$ . Au-delà du point mort bas de l'admission (180 dv), la pression différentielle  $\Delta P = P_{cyl} - P_{adm}$  est quasiment nulle et elle devient négative pendant la remontée du piston. Par conséquent, un backflow significatif est constaté. La raison pour laquelle le flux de masse n'est pas nul après  $\theta_{RFA}^{(1)} = 210 \text{ dv}$ , est que la fermeture des soupapes d'admission est à 0,7 mm de la levée de soupape par définition de Renault.

Toujours grâce à la simulation numérique, la vitesse aux soupapes  $\mathbf{U}_v(\theta)$  est aussi accessible pour tout le cycle moteur. Cela nous permet d'estimer le flux de l'énergie cinétique  $\Phi_e(\theta)$ , qui représente la quantité de l'énergie cinétique rentrant dans le cylindre moteur à une phase donnée. Le flux de l'énergie cinétique normalisée s'exprime alors comme :

$$\Phi_e(\theta) = \frac{1}{\dot{m}_{ref}} \int_{\Sigma} \rho e^*(\theta) (\mathbf{U}_v, \mathbf{n}) d\sigma. \quad (4.9)$$

L'énergie de l'écoulement est normalisée par la vitesse moyenne du piston au carré :  $e^*(\theta) =$

## 4.2. Influence pendant la phase d'admission

$(U_v(\theta), U_v(\theta)) / \overline{U_p}^2 = (U_v / \overline{U_p})^2$ . Ainsi, la relation peut être simplifiée :

$$\begin{aligned}\Phi_e(\theta) &= \frac{1}{\dot{m}_{ref}} \int_{\Sigma} \rho U_v(\theta) \left( \frac{U_v(\theta)}{\overline{U_p}} \right)^2 d\sigma \\ &= \underbrace{\left( \frac{1}{\dot{m}_{ref}} \int_{\Sigma} \rho U_v(\theta) d\sigma \right)}_{=\Phi_m \text{ par définition}} \left( \frac{U_v(\theta)}{\overline{U_p}} \right)^2.\end{aligned}$$

Ainsi, on obtient la relation entre le flux d'énergie et le flux de masse :

$$\Phi_e(\theta) = \frac{1}{2} \Phi_m(\theta) \left( \frac{U_v(\theta)}{\overline{U_p}} \right)^2. \quad (4.10)$$

Le flux d'énergie cinétique de la configuration de référence évolue d'une manière similaire au flux de masse (FIG. 4.9b). Le maximum de  $\Phi_e$  est atteint à la même phase, ceci signifie que le maximum du flux de masse se produit en même temps que le maximum de la vitesse. Il est important de noter qu'un quasi-plateau est détecté à la fin de la phase d'admission. Ceci indique qu'il n'y pas d'alimentation significative de l'énergie cinétique à l'écoulement interne moteur de 150 dv au PMB. De plus, un fort backflow d'énergie cinétique est aussi observé autour de  $\theta_{RFA}$ .

**Déphasage négatif de la loi d'admission** Le flux négatif de masse devrait être plus important dans la configuration **(2)** pendant la période de croisement ( $\theta \in [\theta_{RFE}; \theta_{AOA}]$ ). Comme les soupapes d'admission ouvrent 20 dv plus tôt, la pression différentielle entre les conduits d'admission et d'échappement est plus grande à une phase antérieure de la phase d'échappement. Le flux de masse atteint un niveau plus élevé et le maximum se produit plus tard à 78 dv (région A, FIG. 4.9a), près de la phase du maximum de la vitesse du piston. À la fin de la phase d'admission, le backflow est moins important parce que les soupapes ferment plus tôt. Il n'y a plus de masse entrant dans le cylindre au PMB :  $m^{*(2)} / m^{*(1)} = 1,08$ . Puisque la perte de masse après le PMB est plus importante dans la configuration de référence, le rapport des masses emmagasinées est amplifiée à la fin :  $m^{*(2)} / m^{*(1)}(240 \text{ dv}) = 1,14$ . Cette modification du paramètre permet d'admettre 14% plus de l'air dans le cylindre.

Le maximum du flux d'énergie cinétique est beaucoup plus grande (+35%) dans la configuration **(2)**. Cette observation est très importante parce que, comme le confinement de la chambre est très grand quand le flux de l'énergie cinétique est intense (avant 90 dv), l'interaction de l'écoulement avec le piston et les parois de la chemise du moteur peut être amplifiée. Cela devrait entraîner le niveau élevé de l'énergie cinétique fluctuante observé plus tard dans le cycle moteur lorsque la fermeture des soupapes d'admission est avancée. Le flux négatif est plus important dans la configuration **(2)** avant la phase 0 dv tandis que le backflow après PMB est moins significatif.

La région B est particulièrement intéressante. En avançant l'ouverture de soupapes d'admission, la levée de soupape de la configuration **(2)** est plus grande que celle de la configu-

ration de référence :  $\frac{l_v^{(2)}}{l_v^{(1)}}(160 \text{ dv}) = 1,35$ . Ceci conduit à un flux de masse  $(\frac{\Phi_m^{(2)}}{\Phi_m^{(1)}}(160 \text{ dv}) = 1,44)$  et d'énergie  $(\frac{\Phi_e^{(2)}}{\Phi_e^{(1)}}(160 \text{ dv}) = 4,70)$  plus importante pénétrant dans le cylindre près du PMB. Pour cela, une vitesse moyenne de la configuration **(2)** est élevée au PMB dans la région du jet arrière (FIG. 4.2d).

**Changement de la course du moteur** Peu de différences sont détectées dans l'évolution du flux de masse en comparant les configurations **(1)** et **(3)**. Sans la normalisation, la valeur absolue est en fait plus importante dans la configuration **(3)**. Cela veut dire que la modification de la course du moteur influence seulement l'intensité globale du flux de masse à travers des soupapes d'admission. Malgré la différence de backflow à environ 225 dv, la même observation peut être faite sur l'évolution du flux d'énergie cinétique.

#### 4.2.5 Conclusion

Pendant la phase d'admission du moteur, la sensibilité de l'écoulement de roulement a été analysés. Le déphasage de la loi d'admission entraîne une intensification de l'écoulement quand le confinement du moteur est très grand. Ceci permet d'amplifier les fluctuations dans les régions d'interaction avec les parois et le piston. La structure de l'écoulement est donc plus instable dans la configuration **(2)**, moins d'énergie est stockée dans la structure cohérente. Dans la configuration **(3)**, l'augmentation de la course du moteur a plutôt un impact global sur l'écoulement de l'admission. La structuration de l'écoulement n'est pas significativement modifiée. Toutefois, on constate des variations non négligeables des propriétés moyennes et fluctuantes avec l'augmentation de la course même si une normalisation par la vitesse moyenne du piston est utilisée. Celle-ci n'est donc pas le seul paramètre physique capable de rendre compte d'une modification de la course. En effet, même si les paramètres cinématiques dans le cylindre et le flux de masse aux soupapes varient linéairement avec  $\overline{U}_p$ , à une phase donnée, la géométrie vue par l'aérodynamique interne n'est pas la même dans les configuration **(1)** et **(3)**.

## 4.3 Influence pendant la phase de compression

### 4.3.1 L'écoulement à mi-compression

**Dans le plan de symétrie** Les mesures par PIV dans le plan de symétrie sont réalisées dans deux domaines de la chambre de combustion : le cylindre (PVT) et le toit (PVST). Les figures 4.10 comparent les champs de vitesses moyenne et fluctuante pour les trois configurations.

La figure 4.10d indique que la norme de la vitesse moyenne solénoïdale  $\left\| \langle \mathbf{U}_0^{*(2)} \rangle \right\|$  (voir §3.4.1 pour la définition) est plus faible que dans la configuration (1). La topologie de l'écoulement est très différente. En particulier, l'énergie cinétique du champ moyen est beaucoup plus faible dans le toit de la chambre :  $K_{toit}^{(1)}/K_{toit}^{(2)} = 5,5$ . La région de fortes vitesses moyennes se trouve uniquement dans le cylindre du moteur. De plus, le point de vitesse nulle se situe très proche de la paroi gauche et du piston dans cette configuration. Nous en déduisons que la rotation de l'écoulement est loin d'être complète avec une fermeture précoce des soupapes d'admission, ceci conduit à une baisse du taux de roulement  $R_{t,m}$  de 30% (TAB. 4.1b). Les fluctuations  $u'^*$  et  $w'^*$  sont maximales autour du centre de la structure (FIG. 4.10e,f). L'énergie fluctuante dans la configuration (2) est du même ordre de grandeur que dans la configuration (1) dans l'ensemble du domaine. Ainsi la contribution de la fluctuation  $C_k^{(2)}$  est plus grande, notamment dans la zone proche de la bougie. Cela veut dire que la structure de roulement est très instable à 270 dv dans la configuration (2).

Il est important de remarquer qu'à cette phase, la structuration n'est pas similaire entre les configurations (1) et (3). La comparaison des énergies intégrales indique que l'augmentation de la course du moteur a un impact global sur l'écoulement à mi-compression. Pour la course allongée, le centre de l'écoulement moyen est localisé du côté des soupapes d'échappement (FIG. 4.10g). Le taux de roulement est plus grand ( $R_{t,m} \approx 1,4$ ). De fortes vitesses moyennes se situent autour de la région centrale très proche des soupapes et de la bougie. L'énergie cinétique du champ moyen dans le toit est 22% plus élevée dans la configuration (3). La région de fortes vitesses fluctuantes est autour du centre, selon les deux directions de vitesse dans le plan, dont le niveau des énergies sont quasiment inchangé.

La phase  $\theta = 270$  dv est importante car elle précède la fin de compression et l'allumage. Les données intégrées dans le toit (TAB. 4.10k) nous semblent particulièrement sensibles à la configuration. En fait, on constate que  $K_{toit}^*$  dépend très fortement de la dynamique de formation du roulement. Ainsi, alors que la région de forte quantité de mouvement en tête du « jet de roulement » balaye le toit à 270 dv dans les configurations (1) et (3), elle n'a pas atteint le toit pour une ouverture avancée des soupapes d'admission (2). De plus, on constate que  $K_{toit}^{*(3)}$  est 22% plus élevé si la course est allongée de 11%. Les flux de quantité de mouvement moyen à la bougie varient dans la même proportion.

**Approche globale** Nous calculons le rapport des normes de vitesse moyenne et fluctuante dans les trois plans de mesure : le plan de symétrie (PVT), le plan transverse (PVCT) et le plan horizontal rasant le piston (PHB). Il faudrait noter que, pour ces trois plans, le champ

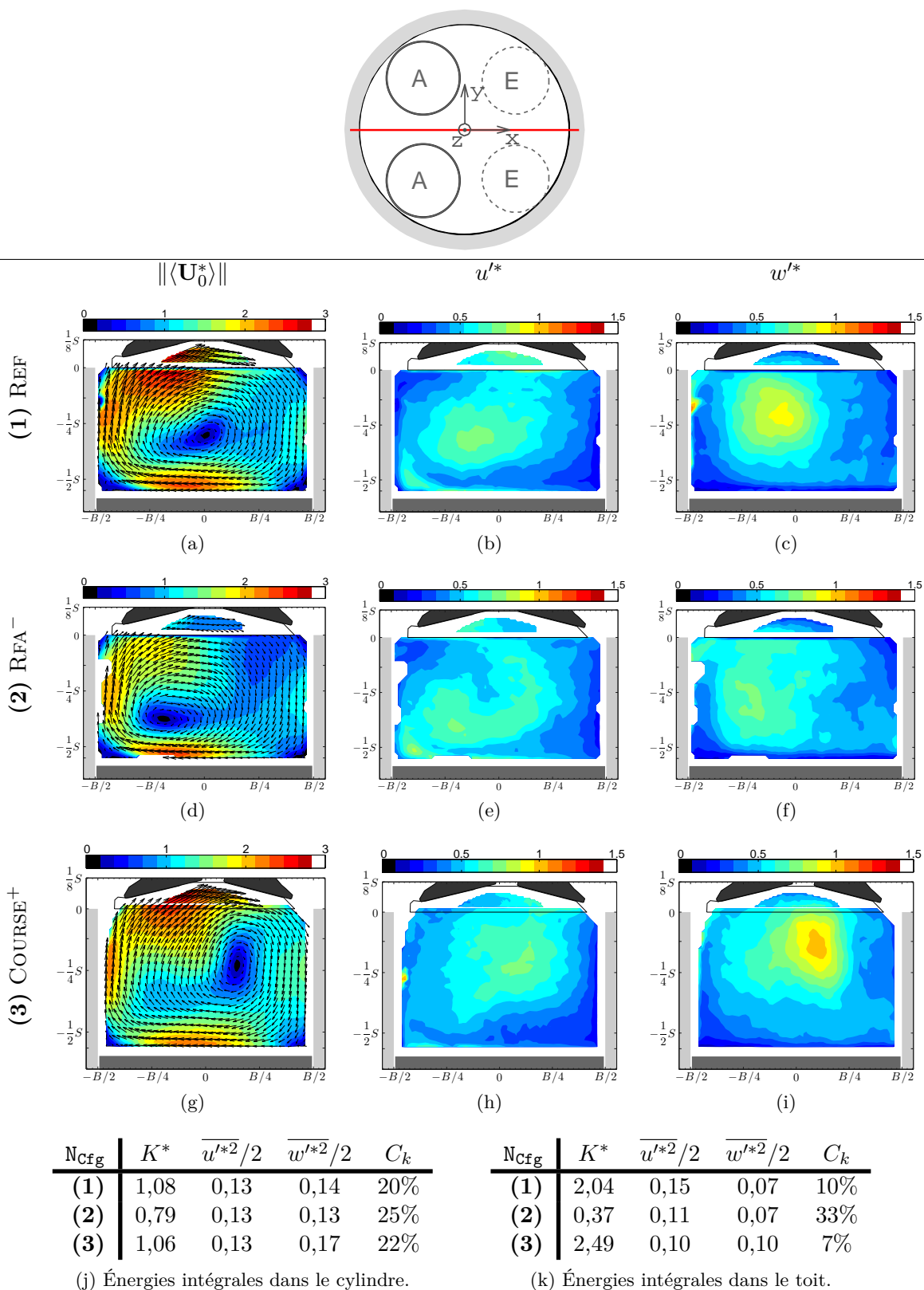


FIGURE 4.10 – Champs de vitesse moyenne et fluctuante à  $\theta = 270$  dv dans le plan de symétrie (PVT) pour les configurations  $N_{Cf_g} \in \{(1), (2), (3)\}$ . La représentation est similaire à celle de la figure 4.1.

### 4.3. Influence pendant la phase de compression

---

de compression n'est pas pris en compte dans le calcul de  $r_{m/f}$ . On a en fait :

$$r'_{m/f} = \frac{\|\langle \mathbf{U}_0 \rangle\|}{\|\mathbf{u}'_0\|} \quad (4.11)$$

Notons que l'effet de compression n'influence que le champ moyen selon la direction  $\langle W \rangle$ . Ainsi le terme de fluctuation est inchangé :  $\|\mathbf{u}'_0\| = \|\mathbf{u}'\|$ . De plus, ce rapport  $r'_{m/f}$  est inchangé pour le plan horizontal.

Dans la configuration **(2)**, l'écoulement proche du piston est moins stable parce que la valeur de  $r'_{m/f}$  **(2)** est plus petite dans le plan transverse et le plan horizontal. Il est raisonnable d'en déduire que l'instabilité de l'écoulement est présente dans la quasi-totalité de la chambre dans cette configuration. En fait, de fortes interactions avec les parois de la chambre de combustion accélèrent la dissipation de l'énergie de l'écoulement pendant la phase d'admission. Malgré le renforcement de l'écoulement grâce à la compression du moteur, la structure moyenne de la configuration **(2)** est très faible à cette phase.

Globalement, le rapport  $r'_{m/f}$  **(3)** est plus élevé en prolongeant la course du moteur. Nous observons aussi que l'organisation de l'écoulement est différente pour les configurations **(1)** et **(3)**. Pour ces deux cas, les différences du rapport  $r'_{m/f}$  dans le plan transverse (PVCT) sont considérables. Pour interpréter de ces différences, il faut se positionner dans la structure globale de l'écoulement. Les différences observées peuvent être simplement due au fait que la tranche du fluide considérée dans la configuration **(3)** est loin du point de vitesse nulle dans le plan de symétrie (FIG. 4.11c).

#### 4.3.2 Fin de la phase de compression

Pour étudier l'écoulement en fin de compression, l'étude concerne uniquement des mesures dans la région proche de la bougie.

La comparaison des énergies intégrales dans le plan de symétrie du toit (PVST) nous intéresse dans un premier temps. Les figures 4.12 comparent les évolutions des énergies intégrales pour les trois configurations en fin de compression. Notons que les données présentées ici ne sont pas normalisées par la vitesse moyenne du piston ( $\overline{U}_p$ ).

Il a été déjà observé, dans le toit, que l'énergie cinétique du champ moyen  $K$  **(2)** est beaucoup plus faible à  $K$  **(1)** à 270 dv (FIG. 4.12a). Elle atteint son maximum plus tard à 320 dv et la chute d'énergie est moins significative. Nous observons aussi que le transfert à l'énergie fluctuante est moins efficace dans la configuration **(2)** (FIG. 4.12a) :  $k^{(1)}/k^{(2)} = 1,84$  au point mort haut (PMH). Une fermeture précoce des soupapes d'admission conduit à un écoulement moins structurée et à un transfert non-efficace de l'écoulement à grande échelle à la turbulence à petite échelle.

Il est très intéressant de remarquer que  $K$  **(3)** évolue d'une manière imprévue : la rupture de rouleau se produit avec un taux de décroissance similaire mais elle se produit environ 20 dv plus tôt que la configuration de référence. Nous n'observons pas de croissance exponentielle de l'énergie fluctuante :  $k$  **(3)** augmente quasi linéairement jusqu'au PMH ( $k^{(1)}/k^{(3)} = 1,1$ ).

Dans la configuration **(3)**, le comportement de l'écoulement à la fin de compression est



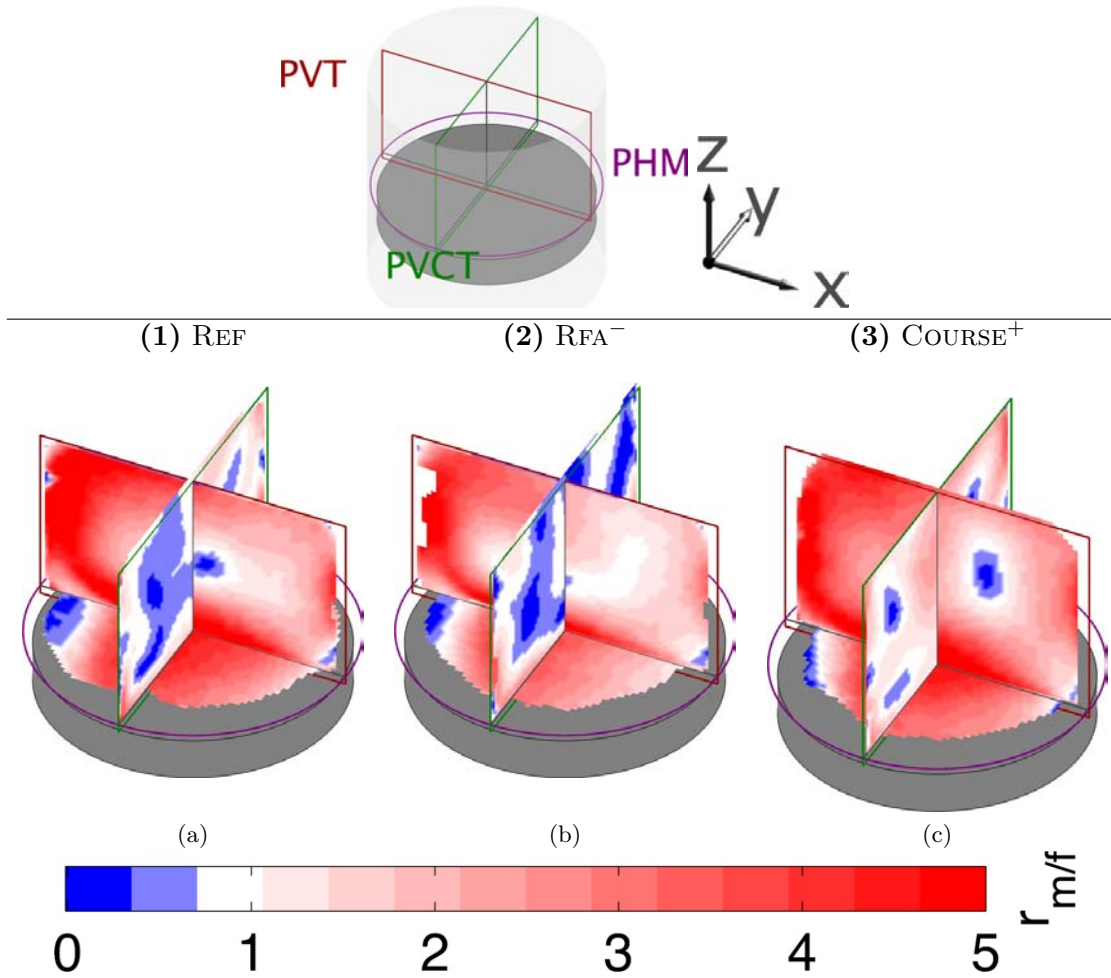


FIGURE 4.11 – Fluctuation de la structure tridimensionnelle à 270 dv et au PMB pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ . Le rapport des normes de vitesses moyenne et fluctuante  $r_{m/f} = \|\langle \mathbf{U} \rangle\| / \|\mathbf{u}'\|$  est calculé dans chaque plan bidimensionnel.

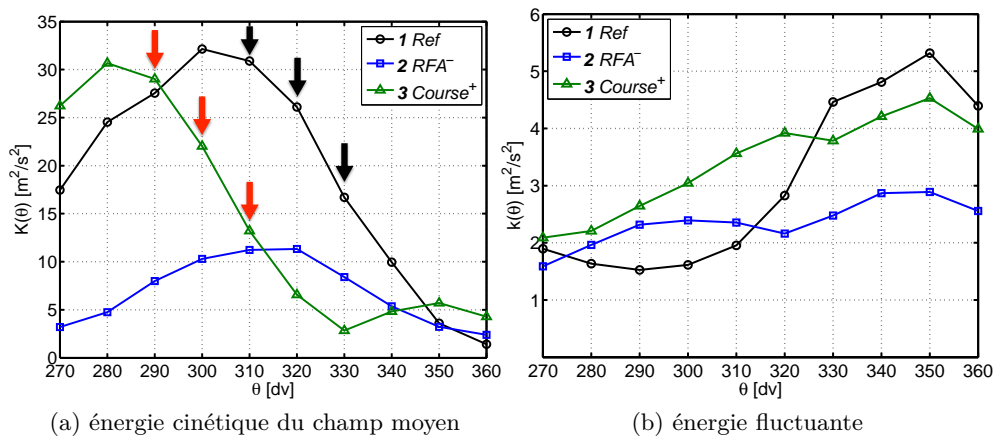


FIGURE 4.12 – Évolution des énergies intégrales en fin de compression dans le plan de symétrie du toit pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ .

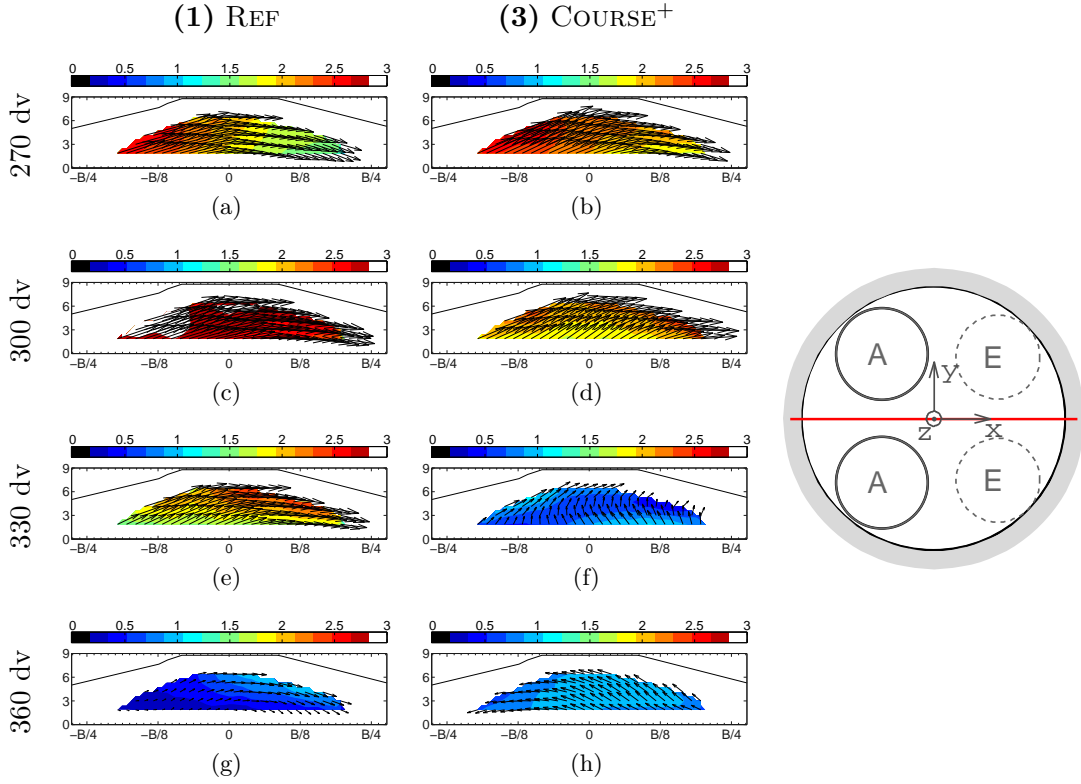


FIGURE 4.13 – Champs de vitesses moyenne dans le plan de symétrie du toit (PVST) pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (3)\}$ .

très étrange : une seconde augmentation de l'énergie du champ moyen  $K^{(3)}$  est détectée à 350 dv. Ceci mérite d'être examiné plus en détails à travers des mesures dans les deux plans perpendiculaires : vertical (PVST) et horizontal (PHT).

Les figures 4.13 comparent les champs de vitesses moyenne et fluctuante dans le plan de symétrie du toit à quatre phases particulières :  $\theta \in \{270, 300, 330, 360\} dv$ . Une similitude entre les champs de vitesse moyenne à 270 dv est constatée (FIG. 4.13b) alors qu'à partir de la phase 330 dv, on observe une modification complète de l'orientation de la vitesse moyenne dans la configuration (3) (FIG. 4.13f). Dans le plan horizontal (PHT), la vitesse moyenne de la configuration (1) est quasi parallèle à l'axe  $x$  avant 300 dv (FIG. 4.14a,c). En revanche, nous observons que la composante transverse  $\langle V \rangle$  de la vitesse moyenne est plus importante dans la configuration (3) dès la phase 270 dv (FIG. 4.14b,d et f).

Dans chacun de ces deux plans de mesure, les énergies intégrales sont calculées :

$$PVST \quad K = (\overline{\langle U \rangle^2} + \overline{\langle W \rangle^2})/2 \quad k = (\overline{\langle u^2 \rangle} + \overline{\langle w^2 \rangle})/2 \quad (4.12)$$

$$PHT \quad K = (\overline{\langle U \rangle^2} + \overline{\langle V \rangle^2})/2 \quad k = (\overline{\langle u^2 \rangle} + \overline{\langle v^2 \rangle})/2 \quad (4.13)$$

Sur la figure 4.15a, les évolutions des énergies cinétiques du champ moyen sont très similaires à l'exception de celle de l'énergie dans le plan vertical de la configuration (1).  $K_{PVST}^{(1)}$  croît jusqu'à un niveau plus élevé et sa décroissance exponentielle se produit plus tard à partir de 310 dv. En augmentant la course du moteur,  $K_{PVST}^{(3)}$  et  $K_{PHT}^{(3)}$  évoluent de la même façon en

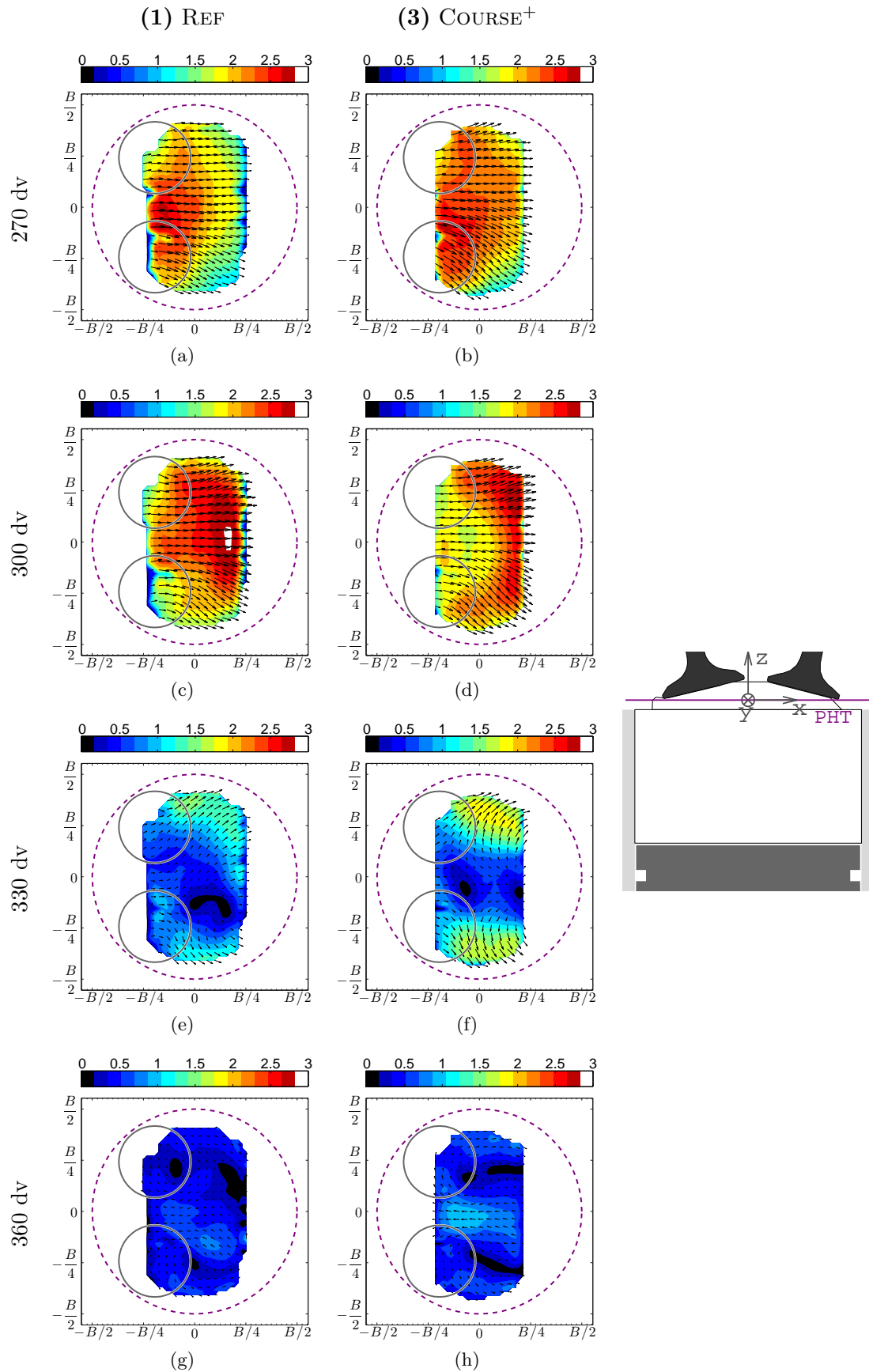


FIGURE 4.14 – Champs de vitesses moyenne dans le plan horizontal du toit (PHT) pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (3)\}$ .

fin de compression.

Lorsqu'on compare les contributions de chaque composante de vitesse dans l'énergie cinétique du champ moyen, les rapports entre les contributions ( $\frac{\overline{\langle W \rangle^2}}{\overline{\langle U \rangle^2}}$  et  $\frac{\overline{\langle V \rangle^2}}{\overline{\langle U \rangle^2}}$ ) sont calculés pour les deux configurations dans les deux plans de mesure (FIG. 4.16). Il a été déjà observé que la direction principale de l'écoulement moyen de la configuration **(1)** est  $\mathbf{x}$ , la contribution ( $\overline{\langle W \rangle^2}$ )<sup>(1)</sup> est négligeable devant ( $\overline{\langle U \rangle^2}$ )<sup>(1)</sup> dans le plan vertical car le rapport entre ces deux contributions est quasi-constant avec  $\left(\frac{\overline{\langle W \rangle^2}}{\overline{\langle U \rangle^2}}\right)^{(1)} \approx 0,05$ . Dans le plan horizontal, un basculement entre deux plateaux  $\left(\frac{\overline{\langle V \rangle^2}}{\overline{\langle U \rangle^2}}\right)^{(1)} \approx 0,05$  et  $\left(\frac{\overline{\langle V \rangle^2}}{\overline{\langle U \rangle^2}}\right)^{(1)} \approx 0,5$  se produit entre  $\theta \in [310; 330]dv$ . Cela signifie qu'au début, la contribution  $\overline{\langle V \rangle^2}$  est négligeable, alors qu'à la fin de compression, la contribution  $\overline{\langle V \rangle^2}$  augmente jusqu'à environ la moitié de la contribution  $\overline{\langle U \rangle^2}$ . La composante transverse  $\langle V \rangle$  devient plus importante et 1/3 de la moyenne d'énergie cinétique provient de cette composante.

Dans la configuration **(3)**, le niveau de la contribution des vitesses moyennes transverses ( $\overline{\langle V \rangle^2}$ )<sup>(3)</sup> et ( $\overline{\langle W \rangle^2}$ )<sup>(3)</sup> sont du même ordre de grandeur que la contribution ( $\overline{\langle U \rangle^2}$ )<sup>(3)</sup> pendant toute la période de la fin de compression dans chacun des plans. Les deux courbes atteignent leur sommets simultanément à 330 dv et les deux rapports sont très proche  $\left(\frac{\overline{\langle W \rangle^2}}{\overline{\langle U \rangle^2}}\right)^{(3)}_{PVST} \approx \left(\frac{\overline{\langle V \rangle^2}}{\overline{\langle U \rangle^2}}\right)^{(3)}_{PHT} \approx 1,5$ . La comparaison des champs de vitesse moyenne (FIG. 4.13f et 4.14f) indique que la structure moyenne de rouleau est complètement modifiée. Les vitesses transverses sont amplifiées considérablement et deviennent prépondérantes devant la composante ( $\overline{\langle U \rangle^2}$ )<sup>(3)</sup>.

Le changement radical dans la configuration **(3)**, de la répartition d'énergie cinétique du champ moyen, influence l'évolution de l'énergie fluctuante. Nous retrouvons une évolution similaire pour  $k_{PVST}^{(3)}$  et  $k_{PHT}^{(3)}$  sur la figure 4.15b. Ce constat peut être confirmé par les observations des champs de vitesse fluctuante.

En résumé, l'écoulement de rouleau en fin de compression est extrêmement sensible à la variation de la course du moteur. Une modification modeste d'un tel paramètre géométrique favorise le développement d'une structure moyenne transverse de l'écoulement dès la phase mi-compression. Cela conduit à un changement d'orientation de l'écoulement au voisinage de la phase d'allumage.

Dans la configuration de référence **(1)**, on peut schématiquement penser que l'évolution mesurée en fin de compression correspond à la déstabilisation d'une structure tourbillonnaire sous l'effet du confinement, ce qui correspond à un schéma classique de « rupture » de rouleau. Au contraire, sous l'effet d'un mouvement moyen nettement plus tridimensionnel à mi-compression, la fin de compression pour une course allongée conduit à un basculement de l'écoulement moyen et à une évolution très différente des vitesses fluctuantes. Une variation modeste (11%) de la course conduit donc dans ce cas à une modification très importante de la dynamique en fin de compression. Il n'est plus vraiment possible de parler de « rupture

de rouleur ». Bien que nous ne soyons pas en mesure de déterminer précisément les causes de ces observations, il nous semble que la notion de robustesse d'un écoulement interne à des variations de conditions aux limites devrait être approfondie.

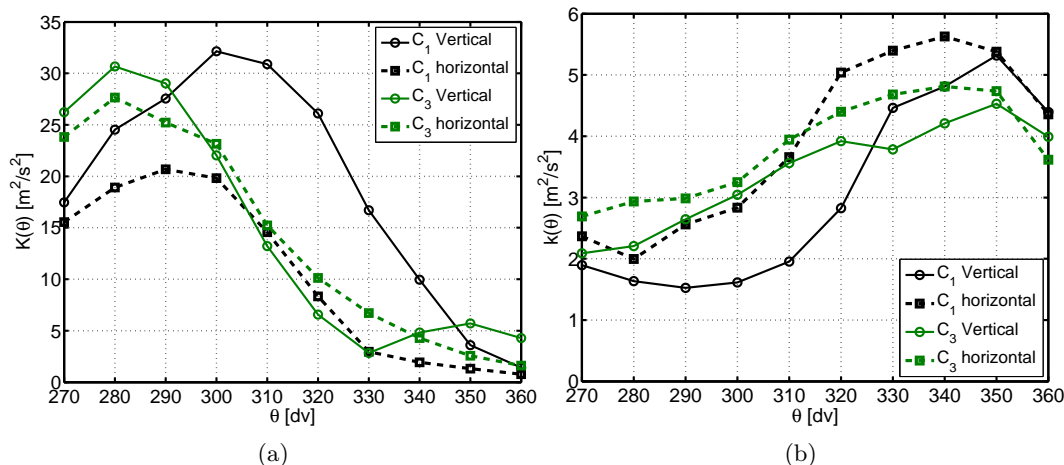


FIGURE 4.15 – Évolution des énergies intégrales dans le plan vertical et horizontal du toit pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (3)\}$ . (a) Énergie cinétique bidimensionnelle du champ moyen  $K(\theta)$ . Vertical : dans le plan de symétrie du toit. Horizontal : dans le plan horizontal du toit.  $C_1$  : configuration (1) REF.  $C_3$  : configuration (3) COURSE<sup>+</sup>. (b) Énergie fluctuante bidimensionnelle  $k(\theta)$ .

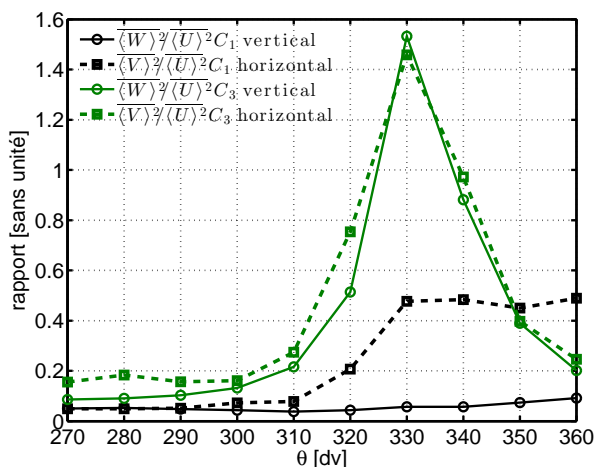


FIGURE 4.16 – Rapport des contributions d'énergie intégrale dans le plan vertical et horizontal du toit pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ .

### 4.3.3 Variation cyclique pendant la rupture

Dans cette dernière partie du chapitre, la méthodologie de classification en groupes est appliquée pour étudier la sensibilité de la variation cyclique vis à vis du déphasage de la loi d'admission et de la course du moteur. Cette méthodologie a été introduite dans le chapitre précédente (voir §3.6). Nous rappelons que le champ de référence est choisi comme le champ de vitesse moyenne à mi-compression pour chaque configuration, c'est-à-dire que  $\mathbf{U}_{ref}^{N_{cfg}} = \langle \mathbf{U} \rangle^{N_{cfg}} (270 \text{ dv})$  pour une configuration  $N_{cfg}$  donnée. Nous remarquons que les champs moyens sont corrélés entre eux car le coefficient de corrélation spatiale calculé entre les champs de référence de chaque configuration vaut :  $\mathcal{R}(\langle \mathbf{U} \rangle^{(2)} (270 \text{ dv}), \langle \mathbf{U} \rangle^{(1)} (270 \text{ dv})) = 0,97$  et  $\mathcal{R}(\langle \mathbf{U} \rangle^{(3)} (270 \text{ dv}), \langle \mathbf{U} \rangle^{(1)} (270 \text{ dv})) = 0,90$ .

Pour une configuration donnée, le coefficient de corrélation spatiale est calculé entre les champs de vitesse instantanée et le champ de référence. Ensuite, selon l'indicateur  $(\mathcal{R}_n^2)^{N_{cfg}}(\theta)$ , on divise en trois groupes de la même façon, c'est-à-dire que le groupe  $G_1$  contient des champs de vitesse les plus corrélés ( $2/3 < \mathcal{R}_n^{2, N_{cfg}}(\theta) \leq 1$ ) et le groupe  $G_3$  contient les champs les moins corrélés ( $0 < \mathcal{R}_n^{2, N_{cfg}}(\theta) \leq 1/3$ ) au champ de vitesse moyenne à mi-compression.

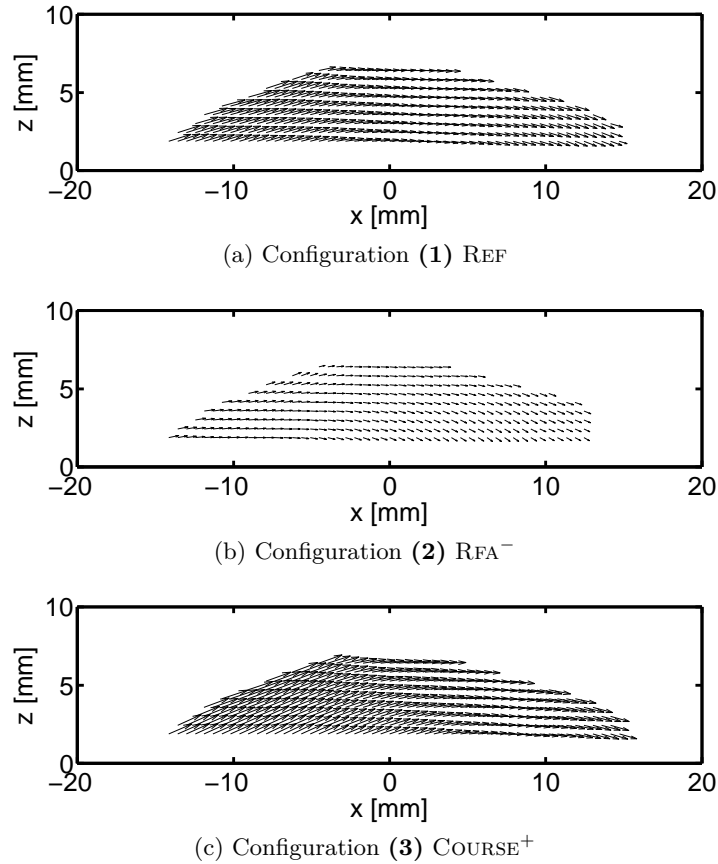


FIGURE 4.17 – Champs de vitesses moyenne à 270 dv dans le plan de symétrie du toit (PVST) pour les configurations  $N_{cfg} \in \{(1), (2), (3)\}$ .

**Déphasage négatif de la loi d'admission** Les évolutions de la probabilité associée à chaque groupe sont comparées au travers de figures 4.18. L'évolution de  $p_k^{(2)}(\theta)$  est complètement différente dans la configuration (2) : à 270 dv, la structure est désorganisée (en comparaison avec la configuration de référence), parce que la probabilité  $p_k$  est non nulle dans les trois groupes. L'écoulement est le plus organisé à 300 dv où l'énergie cinétique du champ moyen est presque maximale. Le fait que le transfert d'énergie soit moins efficace entraîne une expansion beaucoup moins marquée par rapport à celle observée dans la configuration de référence.

L'analyse conditionnelle est ensuite appliquée.  $K_k^{(2)}(\theta)$  et  $k_k^{(2)}(\theta)$  sont l'énergie du champ moyen et l'énergie fluctuante associées à chaque groupe  $G_k$  à la phase  $\theta$  de la configuration (2). Dans cette configuration, 500 cycles moteur peut être classifié en trois groupes, dont l'évolution d'énergie  $K_k^{(2)}$  est similaire. La seule différence détectée concerne les niveaux d'énergie :  $K_1^{(2)} > K_2^{(2)} > K_3^{(2)}$ . De plus, nous n'observons pas de décroissance significative de l'énergie cinétique du champ moyen quel que soit les groupes, ce qui confirme encore une fois d'une absence de « rupture ». Ainsi, il n'est pas surprenant de retrouver un quasi-plateau pour l'évolution de l'énergie fluctuante conditionnelle ( $k_k^{(2)}$ ) sont quasiment constantes et proches pour les trois groupes pendant toute la période de la fin de compression.

Ces résultats entraînent naturellement un autre plateau de la contribution inter-groupe avec  $C_{\tilde{k}} \approx 0,15$  (FIG. 4.20a). Ceci indique que la fluctuation cyclique n'est ni amplifiée et ni atténuée en fin de compression. De plus, nous remarquons que la contribution  $C_{\tilde{k}}^{(2)}$  est légèrement supérieur à  $C_{\tilde{k}}^{(1)}$  au point mort haut (PMH).

Concernant la création de la turbulence, nous observons que la contribution intra-groupe  $k'^{(2)}$  n'est pas significativement amplifiée. Au PMH, le niveau de  $I_t'^{(2)}$  est très faible :  $I_t'^{(2)} = 0,81$  avec  $\sqrt{k'^{(2)}} = 0,51\overline{U_p}^{(1)}$  (FIG. 4.20b). La fermeture précoce des soupapes d'admission ne permet pas créer plus de la turbulence au voisinage de la phase d'allumage, ainsi cette configuration défavorisera certainement le processus de la combustion du moteur.

**Changement de la course du moteur** La figure 4.18c met en évidence une expansion du groupe  $G_1$  vers les trois groupes détectée à 290 dv dans la configuration (3), soit 20 dv en avance par rapport à la configuration de référence. Et cette expansion peut être associée à la décroissance précoce observée dans l'évolution de l'énergie  $K^{(3)}$  (trois flèches rouges, FIG. 4.12a). La cohérence entre les analyses des énergies intégrales et des probabilités confirme que la décroissance de l'énergie cinétique du mouvement moyen est en fait associée à des « trajectoires » dans l'espace des probabilités.

La décroissance des énergies conditionnelles  $K_k^{(3)}$  est moins significativement par rapport à la configuration (1) (FIG. 4.19e). Une seconde augmentation de l'énergie est constatée pour les groupes  $G_2$  et  $G_3$  à 350 dv. De plus, la croissance d'énergie cinétique fluctuante est faible (FIG. 4.19f). En outre, nous observons que la croissance de la contribution inter-groupe  $C_k^{(3)}$  est à la même vitesse que la configuration de référence mais elle se produit environ 20 dv plus tôt (FIG. 4.20c). Au PMH, on obtient  $C_{\tilde{k}}^{(3)} \approx C_{\tilde{k}}^{(1)}$ . Au final, une modeste augmentation de la contribution intra-groupe  $k'^{(3)}$  ne conduit pas à une croissance de l'indicateur  $I_t'^{(3)}$ .

### 4.3. Influence pendant la phase de compression

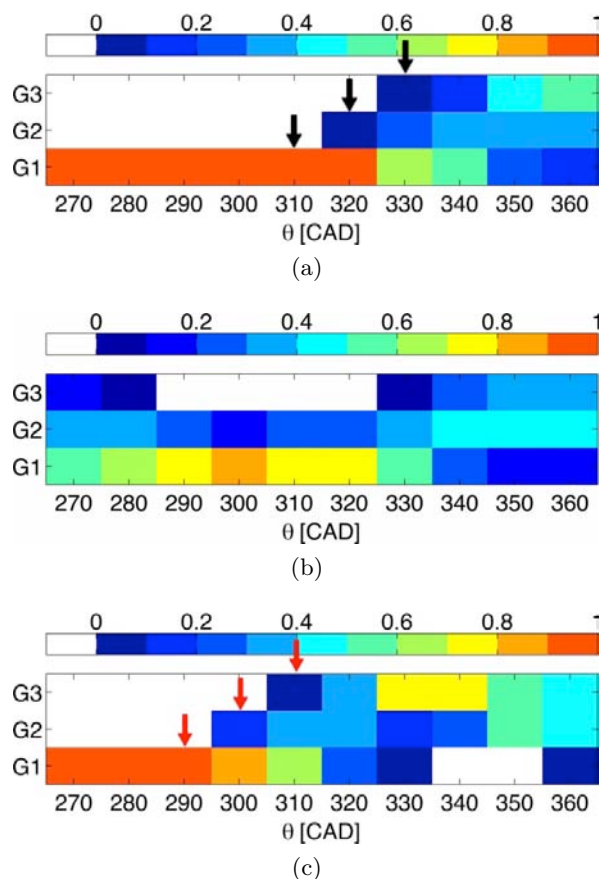


FIGURE 4.18 – Évolution des probabilités  $p_k(\theta)$  associées à chaque groupe pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ .

Ce dernier débute plus tôt que dans la configuration (1) et on observe un plateau à partir de 330 dv (FIG. 4.20d). Mais l'augmentation de la course du moteur ne favorise non plus la création de la turbulence :  $I_t^{(3)} \approx 0,75$  avec  $\sqrt{k'^{(3)}} = 0,64\overline{U_p}^{(1)}$ , due au fait que la dynamique moyenne est plus importante pour le cas (3).



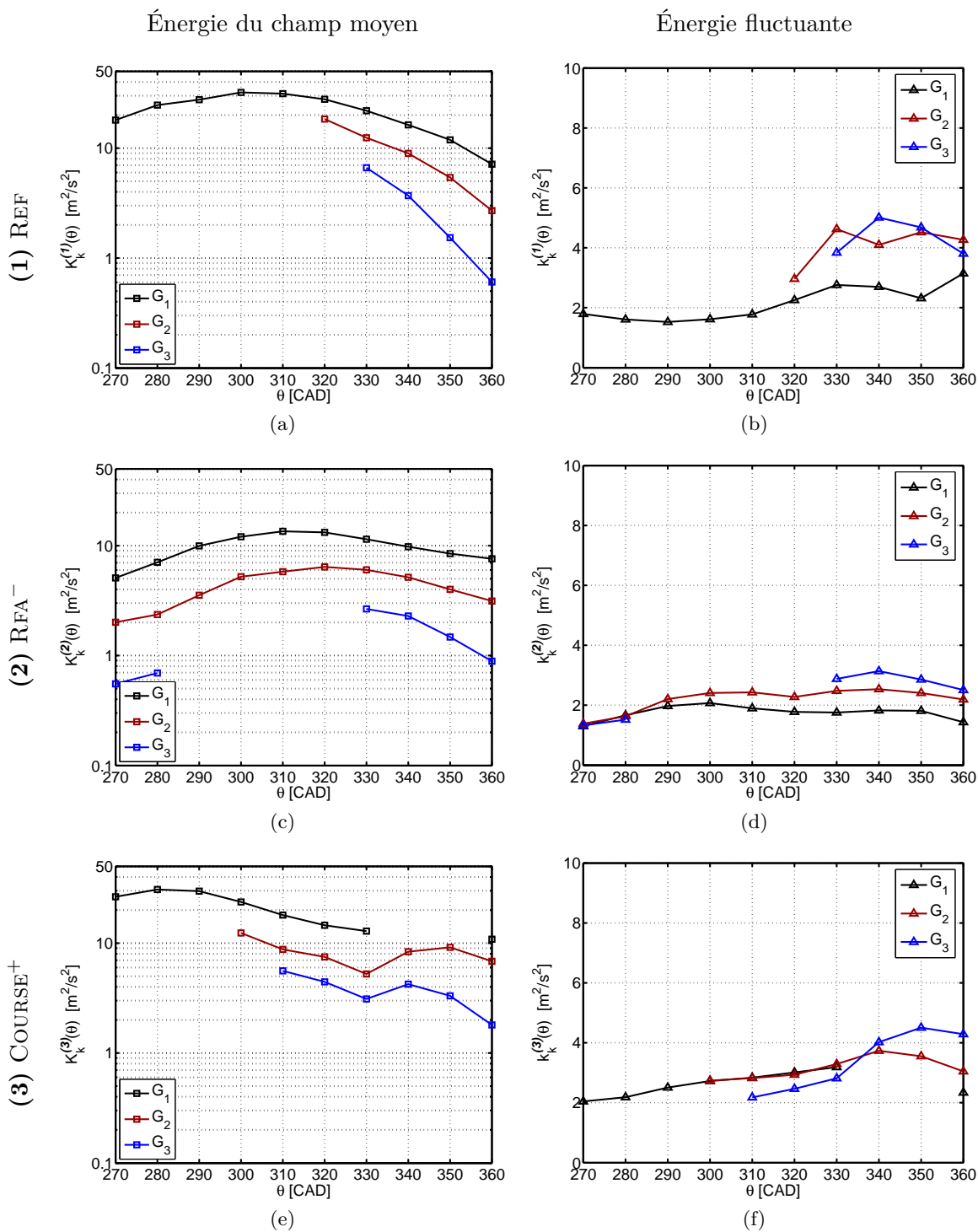


FIGURE 4.19 – Évolution des énergies intégrales associées à chaque groupe pour les configurations  $N_{cfg} \in \{(1), (2), (3)\}$ .

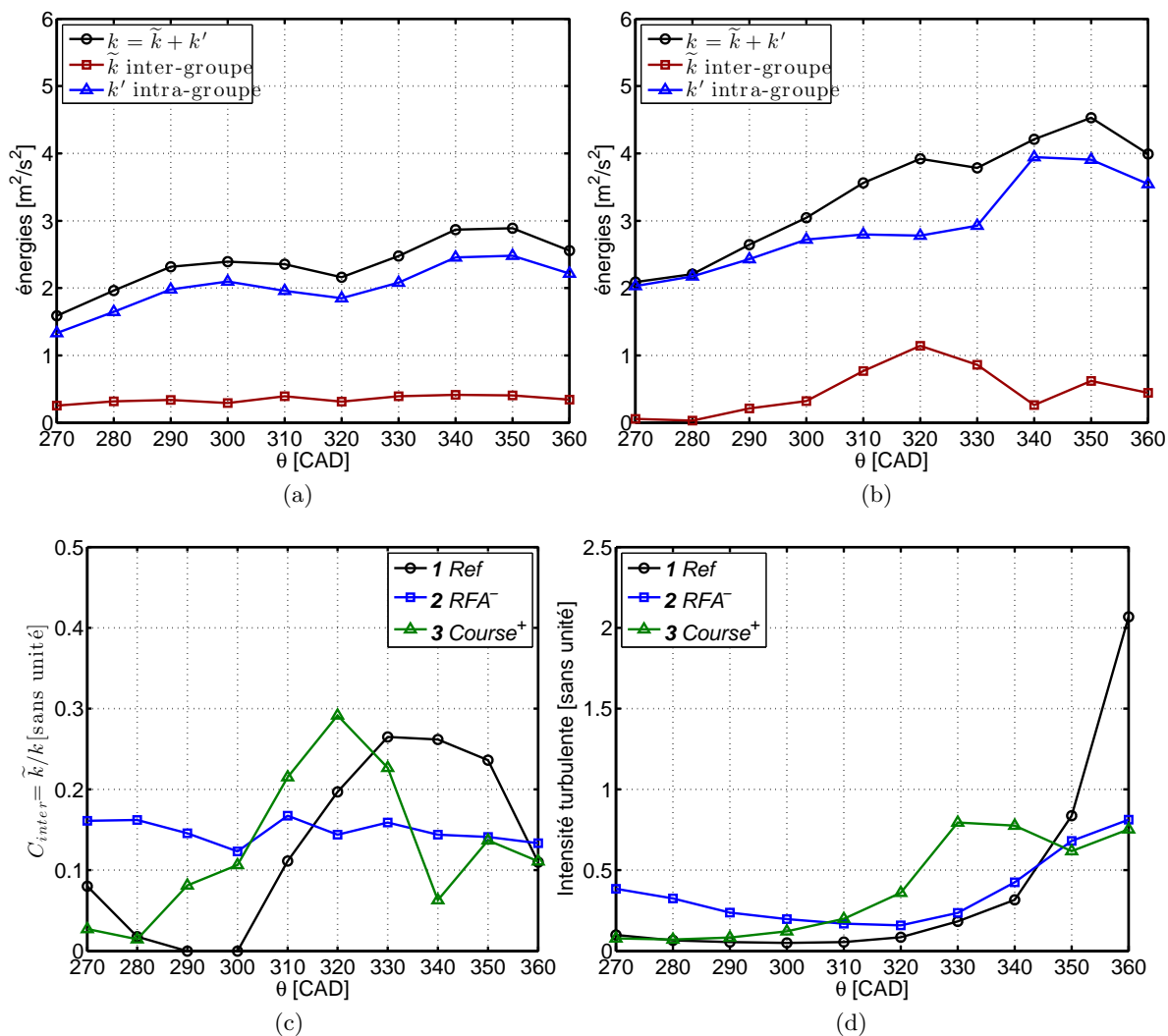


FIGURE 4.20 – Évolution des énergies fluctuantes, de la contribution inter-groupe  $C_{\tilde{k}}$  et de l'intensité turbulente  $I_t'$  pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (2), (3)\}$ . (a) et (b) : l'évolution des énergies fluctuantes  $k$ ,  $\tilde{k}$  et  $k'$  en fonction de la phase moteur dans la configuration (2) et (3). (c)  $C_{\tilde{k}} = \tilde{k}/k$ . (d)  $I_t' = k'/(k + K)$ .

## Conclusion du chapitre

Au cours de ce chapitre, notre objectif était d'analyser la sensibilité de l'écoulement interne moteur et de la fluctuation cyclique par rapport à deux paramètres de remplissage moteur : le déphasage de loi de levée d'admission et la course du moteur.

Dans la première partie, l'analyse des champs de vitesse permet de mettre en évidence l'influence de chacun de deux paramètres sur l'écoulement pendant la phase d'admission. L'étude a été d'abord focalisée dans le plan de symétrie qui est représentatif pour illustrer la structure de rouleau, puis dans les multiples plans de mesure discrétisant le cylindre du moteur. Ensuite, la sensibilité de l'écoulement dans la région proche du piston nous a intéressé particulièrement car cette structuration au point mort bas de l'admission est essentielle pour la génération du rouleau. Enfin, la simulation numérique a fourni une évolution globale des flux de masse d'air et d'énergie cinétique, ce qui permet de mieux comprendre l'évolution de l'écoulement pendant la phase d'admission.

Au travers de ces analyses statistiques, nous avons observé que le déphasage de loi de levée d'admission entraîne une intensification de l'écoulement quand le confinement du moteur est très grand. Ceci permet d'amplifier la fluctuation dans les régions d'interaction avec les parois et le piston. La structure de l'écoulement est donc plus instable dans la configuration **(2)**, moins d'énergie est stockée dans la structure cohérente. Dans la configuration **(3)**, l'augmentation de la course du moteur a plutôt un impact global sur l'écoulement de l'admission. La structuration de l'écoulement n'est pas significativement modifiée.

Dans la seconde partie, l'influence des paramètres pendant la phase de compression a été considérée. La connaissance de l'état de l'écoulement à mi-compression nous a aidés à comprendre l'écoulement avant la rupture du rouleau. Pendant toute la période de la fin de compression, l'évolution énergétique a été analysée pour déterminer la signature de la rupture de rouleau des deux configurations. Dans la configuration **(2)**, l'écoulement est moins structuré à la phase mi-compression. Ceci conduit à une absence de « rupture » de rouleau en fin de compression. Dans la configuration **(3)**, la décroissance de l'énergie cinétique du champ moyen se produit 20  $\mu$ s plus tôt que la configuration de référence. De plus, la sensibilité de l'écoulement par rapport à la course du moteur a été analysée dans les deux plans perpendiculaires, dans la zone proche de bougie.

Enfin, la méthodologie de classification en groupes a été appliquée aux trois configurations en se basant sur le coefficient de corrélation spatiale. Nous avons observé que la décroissance de l'énergie cinétique moyenne se traduit par une expansion de la probabilité d'un groupe vers les autres. Ainsi, la décroissance de l'énergie cinétique du champ moyen peut être associée à des « trajectoires » dans l'espace des groupes. L'analyse conditionnelle et la décomposition triple permettent de caractériser la variation de la fluctuation cyclique en fin de compression et confirment une baisse de l'intensité turbulente dans les deux configurations **(2)** et **(3)** au point mort haut de compression.

## Chapitre 5

# Modification des conduits d'admission

### SOMMAIRE

---

<b>Introduction . . . . .</b>	<b>138</b>
<b>5.1 Évolution de l'écoulement jusqu'à mi-compression . . . . .</b>	<b>138</b>
<b>5.2 Influence en fin de compression . . . . .</b>	<b>145</b>
5.2.1 Analyse statistique . . . . .	145
5.2.2 Analyse par décomposition triple . . . . .	145
<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>153</b>

---

## Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier la sensibilité de l'écoulement par rapport à une modification des conduits d'admission.

À partir de la configuration de référence, la configuration (4) TUMBLE<sup>+</sup> consiste à utiliser un conduit d'admission de plus fort tumble. Ce changement devrait intensifier la structure moyenne de l'écoulement, ce qui permet de stocker d'avantage d'énergie cinétique au cours de la phase d'admission.

La configuration (5) ATMO consiste en un moteur à aspiration naturelle, dont plusieurs paramètres sont changés. La phase de la fermeture d'admission est retardée et la course du moteur est allongée. Les variations de ces deux paramètres sont censées augmenter le niveau du taux de rouleur d'après les analyses du chapitre précédent (FIG. 4.4). En revanche, le taux de rouleur du conduit d'admission mesuré à la soufflerie stationnaire est très faible. Au final, nous observons plus tard une baisse du taux de rouleur instationnaire. De plus, le paramètre du conduit d'admission a un impact prépondérant devant les deux autres paramètres.

Ce chapitre est plus court pour ne pas surcharger le mémoire et nous ne présenterons que les données indispensables à la compréhension, en incluant une analyse des VCC grâce à une décomposition en groupe.

### 5.1 Évolution de l'écoulement jusqu'à mi-compression

**Taux de rouleur** Dans un premier temps, les taux de rouleur sont calculés dans le plan de symétrie du cylindre (PVT) pendant la période de 90 dv jusqu'à 270 dv. La figure 5.1a compare le niveau de la moyenne des taux de rouleur instantanés. Comme attendu, nous retrouvons  $\langle R_t \rangle^{(4)} > \langle R_t \rangle^{(1)} > \langle R_t \rangle^{(5)}$  pour  $\theta \in [90; 270]$ . De plus, l'écart entre les configurations est quasi-constant.

Au point mort bas de l'admission (180 dv), les taux de rouleur issus des mesures stationnaire ( $R_{t,sta}$ ) et instationnaire ( $\langle R_{t,insta} \rangle$ ) sont comparés sur le tableau 5.1. Les variations de ces deux grandeurs sont corrélées. Ceci signifie que la caractérisation du conduit d'admission dans une configuration d'écoulement stationnaire est cohérente avec l'intensité de la rotation de l'écoulement mesurée dans une configuration de moteur en fonctionnement. Autrement dit, un conduit d'admission de fort tumble conduit ici à un écoulement de fort taux de rouleur dans le plan de symétrie du cylindre. L'outil stationnaire permet donc d'estimer correctement la variation du taux de rouleur par rapport à la variation du conduit d'admission. Néanmoins, il faut se méfier des valeurs absolues qui sont très différentes dans les deux estimations.

$N_{c\text{fg}}$	$R_{t,sta}$	$\langle R_{t,insta} \rangle$
(4)	3,95	1,53
(1)	2,5	1,18
(5)	1,08	0,75

TABLE 5.1 – Comparaison des taux de rouleur stationnaire et instationnaire au point mort bas.

## 5.1. Évolution de l'écoulement jusqu'à mi-compression

En comparaison du cas de référence (1), la figure 5.1b montre que l'écart-type relatif du taux de rouleur  $\frac{\sigma_{\langle R_t \rangle}^{(4)}}{\langle R_t \rangle}$  est plus élevée au début de l'admission. À partir de 150 dv, les niveaux de fluctuation relative sont quasi-identiques entre les configurations (1) et (4). L'augmentation du taux de rouleur n'amplifie que la fluctuation de l'écoulement au début de la phase d'admission.

Les niveaux de l'écart-type absolu sont proches ( $\sigma_{\langle R_t \rangle}^{(5)} \approx \sigma_{\langle R_t \rangle}^{(1)}$ ), un taux moyen plus faible conduit à une augmentation de +20% de l'écart-type relatif de 90 dv à 270 dv dans la configuration (5), par rapport au cas de référence.

**Aspect énergétique** Nous comparons les énergies cinétiques dans ce même plan de mesure. Les figures 5.2a et b illustrent l'évolution de l'énergie cinétique du champ moyen normalisé  $K^*$  et l'énergie fluctuante normalisée  $k^*$  en fonction de l'angle de vilebrequin. Les énergies sont normalisées par le carré de la vitesse moyenne du piston, dont la définition est déjà donnée dans la relation (4.1). Nous constatons que les énergies cinétiques du champ moyen des configurations (1) et (4) sont proches pendant la phase d'admission. La différence est plus importante au-delà du point mort bas (PMB) de l'admission. L'énergie  $K^{*(4)}$  est légèrement plus élevée que celle de la configuration de référence, mais l'écart diminue pendant la phase de compression. Les niveaux d'énergie sont très proches également à mi-compression :  $\frac{K^{*(4)}}{K^{*(1)}}(270 \text{ dv}) = 1,11$ . Nous observons qu'en plus, l'augmentation du taux de rouleur entraîne une augmentation significative de l'énergie fluctuante normalisée au début de l'admission :  $\frac{k^{*(4)}}{k^{*(1)}}(90 \text{ dv}) = 1,60$ . Cet écart est réduit en phase de compression  $\frac{k^{*(4)}}{k^{*(1)}}(270 \text{ dv}) = 1,23$ . En comparant les contributions de l'énergie fluctuante, nous obtenons que  $C_k^{(1)} \approx C_k^{(4)} \approx 15\%$  à 270 dv (5.2c). Ainsi, la configuration (4) ne permet pas de stocker d'avantage d'énergie cinétique dans la structure de grande échelle.

Dans la configuration (5), une baisse de l'énergie cinétique du champ moyen est constatée

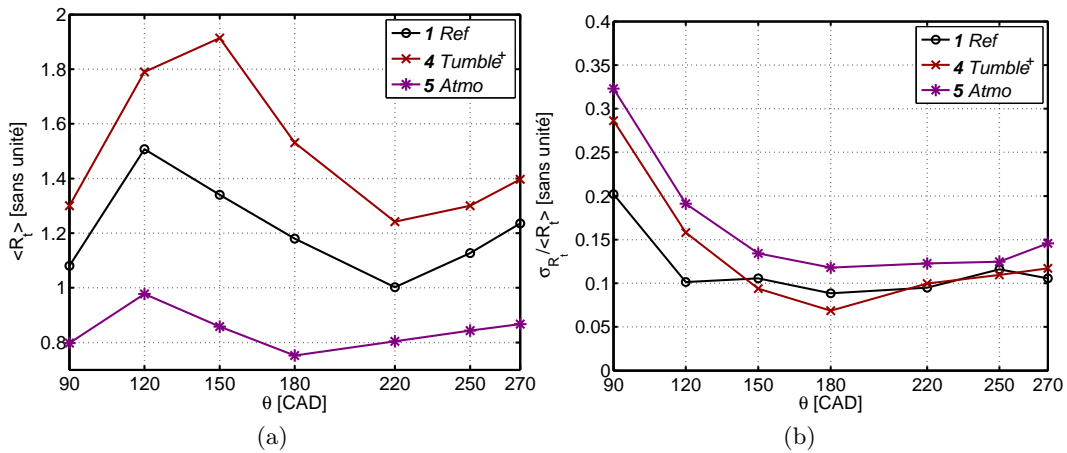


FIGURE 5.1 – Comparaison des taux de rouleur pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ . (a) la moyenne des taux instantanés de rouleur  $\langle R_t \rangle$  (sans unité). (b) l'écart-type relatif  $\sigma_{R_t} / \langle R_t \rangle$  (sans unité).

jusqu'à mi-compression.  $K^{*(5)}$  continue à décroître jusqu'à mi-compression :  $K^{*(5)}/K^{*(1)} = 0.43$ . L'effet de la compression ne permet pas du tout de renforcer la structure de l'écoulement dans ce plan de mesure, cette situation est défavorable pour le stockage de l'énergie. Le niveau de l'énergie fluctuante étant du même ordre de grandeur, nous observons que la contribution de l'énergie fluctuante est quasiment doublée à la phase mi-compression :  $\frac{C_k^{(5)}}{C_k^{(1)}} = 1,78$ , c'est-à-dire que 30% de la moyenne de l'énergie cinétique est associée à la fluctuation de l'écoulement.

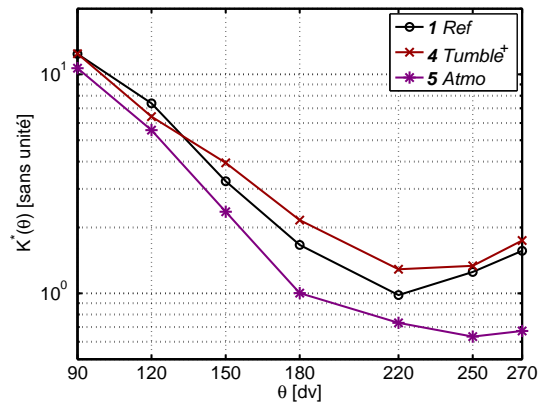
**Structure locale** Pour comprendre l'origine de cette variation, nous nous intéressons particulièrement à la structure de l'écoulement au point mort bas dans le plan de symétrie. Les figures 5.3 et 5.4 comparent les champs de vitesses moyenne et fluctuante au PMB et à mi-compression pour les trois configurations.

L'intensification du taux de roulement conduit à un écoulement dont la structure moyenne consiste en une rotation quasi-complète dans la configuration (4) (FIG. 5.3d). La norme de la vitesse moyenne est plus élevée au voisinage des parois et du piston. Le point de vitesse nulle est déplacé vers le haut. La répartition des zones de fortes vitesses fluctuantes est modifiée aussi. Selon les deux directions du plan, les composantes  $u'^*$  et  $w'^*$  sont toutes très élevées dans le bas du cylindre (FIG. 5.3e et f). À 270 dv, la structure moyenne est conservée avec le centré légèrement décalé vers le côté gauche ( $x^-$ ) (FIG. 5.4d). Le champ de compression est soustrait pour analyser le champ solénoïdal  $\mathbf{U}_0^*$ . Les champs de vitesse fluctuante sont également très similaires (FIG. 5.4e et f), c'est-à-dire qu'elles sont maximales au voisinage du point de vitesse nulle.

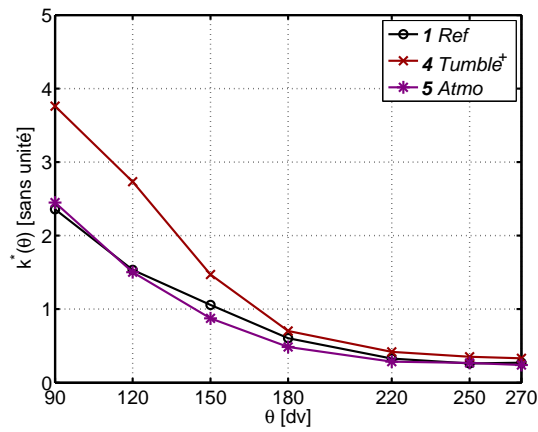
La rotation de l'écoulement de la configuration (5) est inachevée (FIG. 5.3g). Le retour d'écoulement se produit à la hauteur de mi-course, qui génère une zone de fortes vitesses fluctuantes  $w'^*$  juste en dessous des soupapes d'admission à environ  $x = -B/4$  (FIG. 5.3i). Le centre de structure n'est pas tout à fait formé, la structure moyenne en bas du cylindre est faible. Plus tard à mi-compression, la vitesse moyenne est presque négligeable dans cette configuration de moteur (FIG. 5.4g), ce qui confirme un niveau extrêmement bas de l'énergie.

**Conclusion** Les analyses globales et locales dans le plan de symétrie du cylindre permettent de déterminer la sensibilité de l'écoulement moteur par rapport à la variation des conduits d'admission. Il a été d'abord observé que le taux de roulement moyen  $\langle R_t \rangle$ , mesuré dans le plan bidimensionnel de symétrie, permet de classer les intensités de l'écoulement suivant les configurations du moteur :  $\langle R_t \rangle^{(4)} > \langle R_t \rangle^{(1)} > \langle R_t \rangle^{(5)}$  de l'admission jusqu'à la phase mi-compression. Nous pouvons en déduire qu'un conduit, conçu pour renforcer le roulement, génère réellement un écoulement de roulement plus intense et vice versa. Ces résultats peuvent être associés à l'état de la rotation de l'écoulement dans le plan de symétrie. Pour un roulement renforcé, même si les énergies  $K^{(4)}$  et  $k^{(4)}$  ne sont pas significativement modifiées par rapport à la configuration de référence, la topologie de l'écoulement à mi-compression est différente, marquée par une rotation quasi-complète de la structure. En revanche, le conduit « Remplissage » (5) génère un écoulement moyen plus faible : à mi-compression :  $K^{*(5)}/K^{*(1)} = 0.43$ .

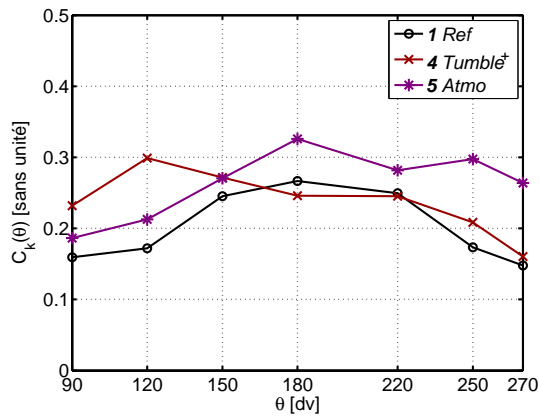
## 5.1. Évolution de l'écoulement jusqu'à mi-compression



(a) Énergie cinétique du champ moyen normalisé  $K^*$



(b) Énergie fluctuante normalisée  $k^*$



(c) Contribution de l'énergie fluctuante  $C_k = k^*/(k^* + K^*)$

FIGURE 5.2 – Énergies intégrales dans le plan de symétrie pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ .



Notons que l'analyse dans ce plan de mesure est suffisante pour caractériser la variation de l'écoulement de rouleau, les mesures dans les autres plans sont disponibles mais ne permettent pas d'aller beaucoup plus loin dans notre analyse.

## 5.1. Évolution de l'écoulement jusqu'à mi-compression

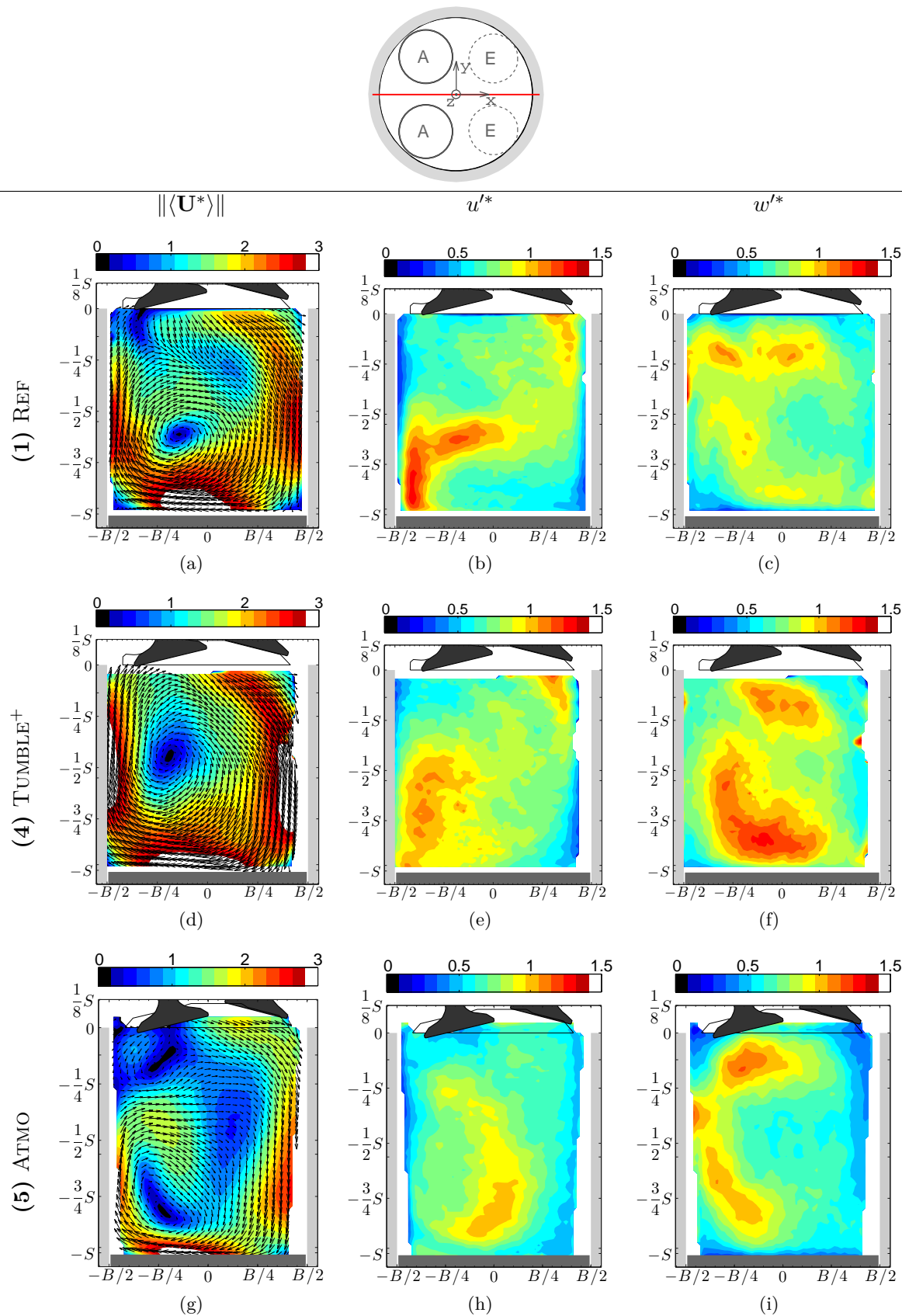


FIGURE 5.3 – Champs de vitesses moyenne et fluctuante au point mort bas dans le plan de symétrie (PVT) pour les configurations  $N_{Cf_g} \in \{(1), (4), (5)\}$ . Toutes les grandeurs de vitesses sont adimensionnelles. La vitesse est normalisée par la vitesse moyenne du piston  $\mathbf{U}^* = \mathbf{U}/\bar{U}_p$ . La norme de la vitesse moyenne est calculée comme  $\|\langle \mathbf{U}^* \rangle\| = \sqrt{\langle U^* \rangle^2 + \langle W^* \rangle^2}$ .

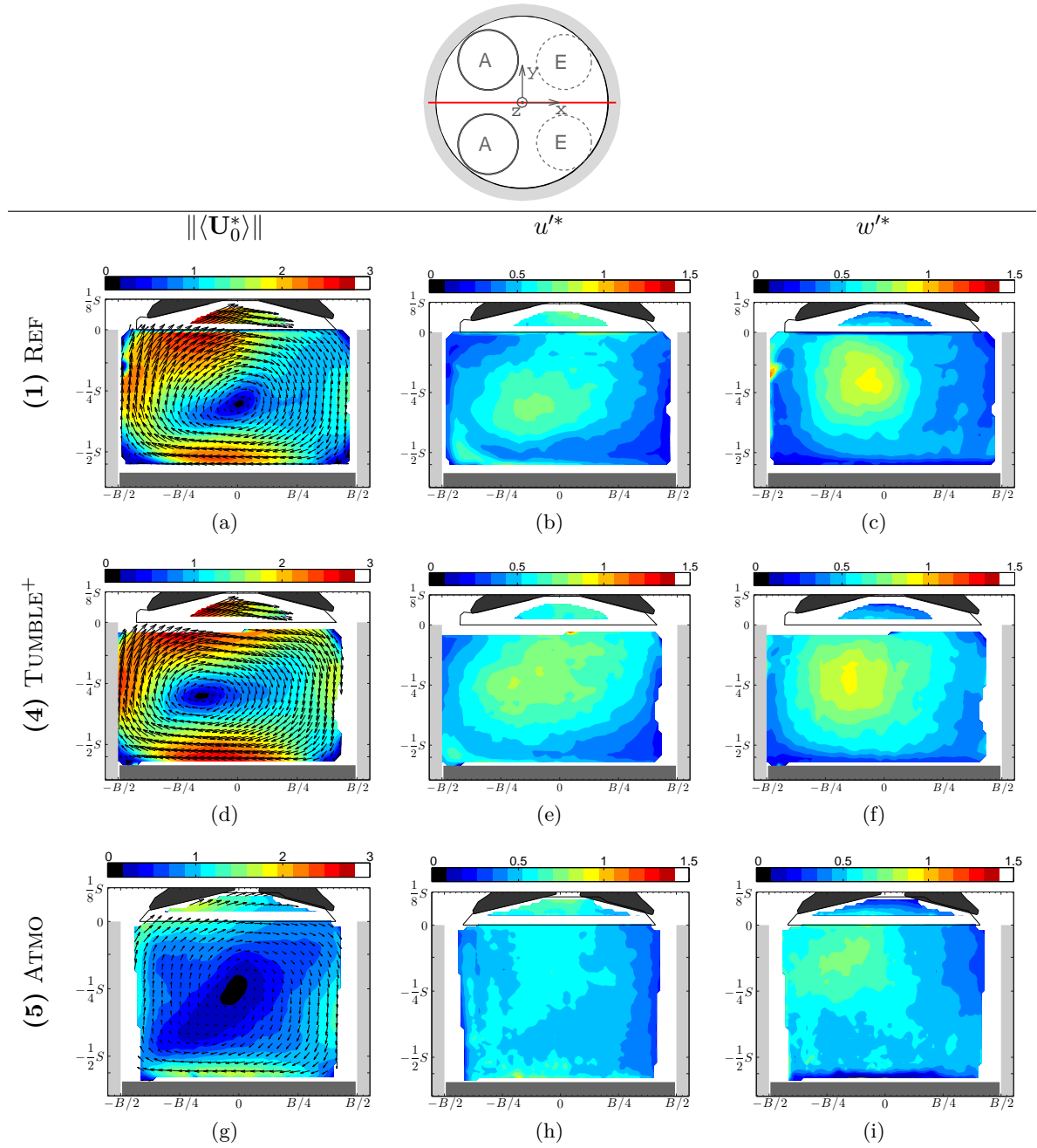


FIGURE 5.4 – Champs de vitesse moyenne et fluctuante à 270 dv dans le plan de symétrie (PVT) pour les configurations  $N_{c_{fg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ . La représentation est similaire à celle de la figure 5.3.

## 5.2 Influence en fin de compression

### 5.2.1 Analyse statistique

**Situation de rouleau renforcé (4)** Les énergies intégrales sont d’abord calculées dans le plan de symétrie du toit (PVST) pour étudier l’évolution globale de l’écoulement. Dans la configuration (4), l’énergie cinétique du champ moyen  $K^{(4)}$  est égale à celle de la configuration de référence à 270 dv (FIG. 5.5a). Les énergies ne sont pas normalisées. Les états de l’écoulement moyen à mi-compression de ces deux configurations sont comparés sur les figures 5.6a et b. Les structures des deux champs de vitesse moyenne sont identiques car le coefficient de corrélation spatiale vaut  $\mathcal{R}(\langle U \rangle^{(1)}(270 \text{ dv}), \langle U \rangle^{(4)}(270 \text{ dv})) = 99,98\%$ .

Une décroissance plus rapide est détectée dans cette configuration. On rappelle qu’en traçant une droite de régression, on obtient une décroissance exponentielle de la forme  $\frac{K(360 \text{ dv})}{K(330 \text{ dv})} = e^{-\Delta t/\tau_d}$  où  $\Delta t = 360 \text{ dv} - 330 \text{ dv}$ .  $\tau_d$  est le taux de décroissance, qui est calculé pour toutes les configurations dans le tableau 5.2. On obtient alors  $\frac{\tau_d^{(1)}}{\tau_d^{(4)}} = 1,90$ , qui confirme que la décroissance de l’énergie est presque deux fois plus rapide en augmentant le taux de rouleau dans la configuration (4). La figure 5.5b indique que l’amplification de l’énergie fluctuante  $k^{(4)}$  est considérable. Le maximum de  $k^{(4)}$  est atteint à 340 dv avec  $\frac{k^{(4)}}{k^{(1)}}(340 \text{ dv}) = 1,70$ . Cela veut dire que le transfert est plus efficace dans la configuration (4).

$N_{\text{cfg}}$	(1)	(4)	(5)
$\tau_d$ [ms]	1,7	0,9	2,6

TABLE 5.2 – Comparaison des taux de décroissance exponentielle pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ .  $\tau_d = -\Delta t \log(K(330 \text{ dv})/K(360 \text{ dv}))$  où  $\Delta t = 360 \text{ dv} - 330 \text{ dv}$ .

**Situation du conduit « Remplissage »** La figure 5.5a montre que  $K^{(5)}$  commence par un niveau très faible ( $\frac{K^{(5)}}{K^{(1)}}(270 \text{ dv}) = 2,20$ ) et fini par un niveau équivalent à la configuration de référence ( $\frac{K^{(1)}}{K^{(5)}}(360 \text{ dv}) = 0,45$ ). La chute d’énergie est moins rapide avec un taux de décroissance plus grand ( $\tau_d = 2,6 \text{ ms}$ ). Il n’est pas surprenant de retrouver un plateau pour l’évolution de l’énergie fluctuante avec  $k^{(5)} \approx 2 \text{ m}^2/\text{s}^2$ . Il a été déjà observé que l’écoulement moyen à 270 dv est peu structuré, et donc peu d’énergie cinétique est stockée en moyenne pour effectuer le transfert vers l’énergie fluctuante. Ainsi ce transfert d’énergie ne s’est pas vraiment produit pendant la fin de compression.

### 5.2.2 Analyse par décomposition triple

En appliquant la méthodologie de classification basée sur les coefficients de corrélation spatiale, nous étudions la sensibilité de la variation cycle à cycle en fin de compression. Cette méthodologie a été introduite dans le chapitre 3 (voir §3.6) et appliquée dans le chapitre 4

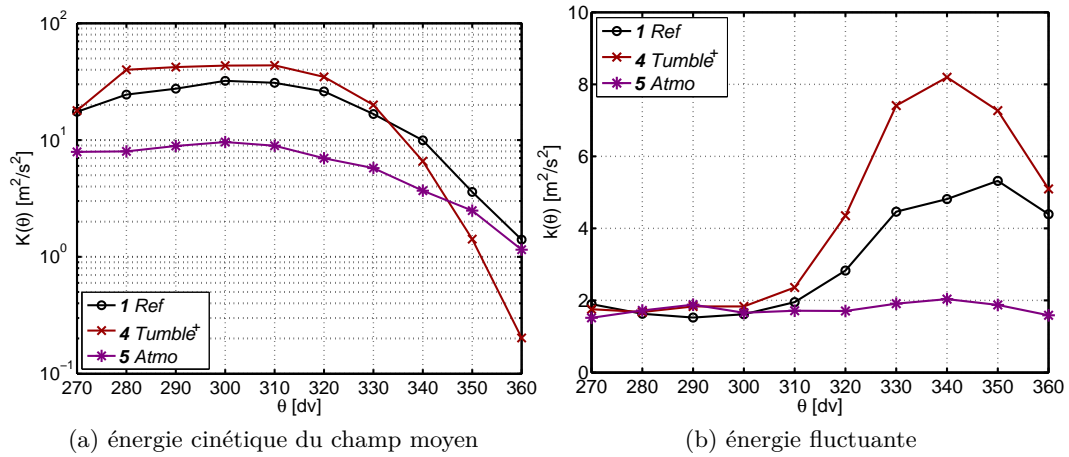


FIGURE 5.5 – Évolution des énergies intégrales en fin de compression dans le plan de symétrie du toit pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ .

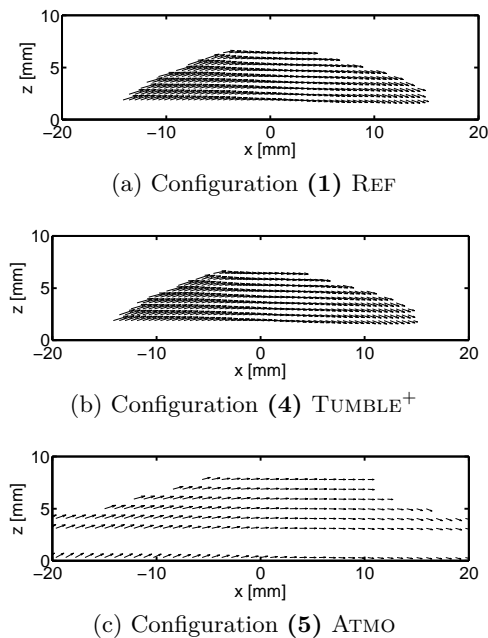


FIGURE 5.6 – Champs de vitesses moyenne à 270 dv dans le plan de symétrie du toit (PVST) pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ .

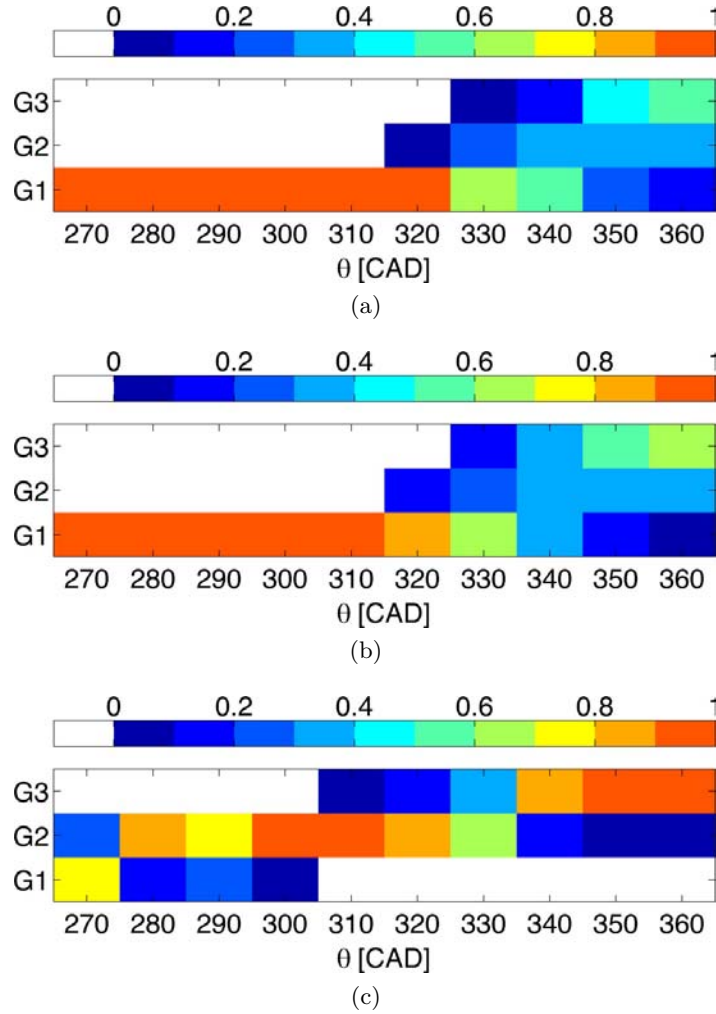


FIGURE 5.7 – Évolution des probabilités  $p_k(\theta)$  associées à chaque groupe pour les configurations  $N_{\text{cfg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ .

comme un outil de comparaison.

La première étape consiste à choisir le champ de référence sur lequel les champs de vitesse instantanée peuvent être projetés. Pour une configuration donnée, le champ de vitesse moyenne  $\langle U \rangle^{N_{\text{cfg}}}$  (270 dv) est choisi comme le champ de référence (FIG. 5.6). À chaque phase entre  $\theta \in [270; 360]$ , nous projetons les champs de vitesse instantanée sur le champ de référence afin d'obtenir un indicateur de « progression » ( $\mathcal{R}_n^2(\theta)$ ). Ensuite ces coefficients sont classifiés en trois groupes dont la définition est donnée précédemment (voir §4.3.3).

L'évolution de la configuration (4) est très similaire à la configuration (1), c'est-à-dire qu'on observe bien une expansion dans l'espace des groupes à partir de 320 dv (FIG. 5.7b). Mais les contenus énergétiques dans les groupes sont très différents. La figure 5.8c indique que les décroissances d'énergie cinétique de la vitesse moyenne de chaque groupe sont toutes très significatives au-delà de 320 dv. De plus, les niveaux d'énergie sont négligeables avec  $K_k^{(4)} < 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$  pour les trois groupes. La décroissance générale des énergies du champ moyen est accompagnée par l'augmentation générale de l'énergie cinétique fluctuante pour les trois groupes en fin de compression.

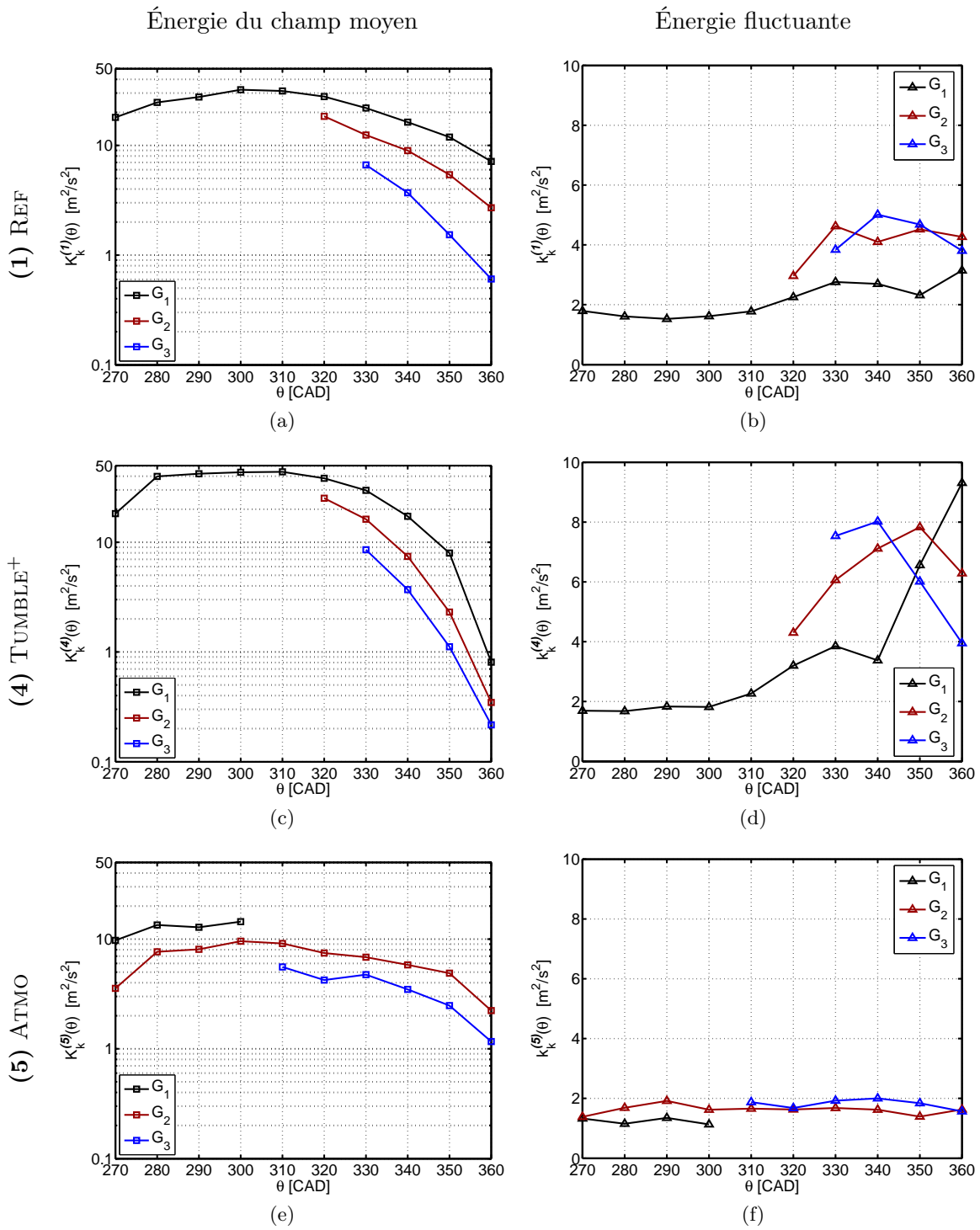


FIGURE 5.8 – Évolution des énergies intégrales associées à chaque groupe pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ .

## 5.2. Influence en fin de compression

En particulier, nous constatons une énergie fluctuante dans le groupe 1 ( $k_1^{(4)}$ ) très élevée pour  $\theta \in \{350, 360\}$  dv sur la figure 5.8d. Pour comprendre cette anomalie, un exemple de deux champs de vitesse instantanée, concernant les cycles 8 et 46 au PMH, est donné sur la figure 5.9a,b. Les valeurs de  $R^2$  sont proches de 1 (FIG. 5.9c), ce qui indique que les cycles sont classés dans le groupe 1 (le plus corrélé avec le champ moyen à 270 dv de la même configuration), alors que la vitesse du cycle 8 est à l’opposé de celle du cycle 46. Ainsi, l’énergie fluctuante dans le groupe 1 est élevée. Cette différence n’est pas détectée par la méthodologie à cause de la définition de l’indicateur de “progression” ( $R^2(\theta)$ ). Nos constats ici permettent de montrer la limite de cette méthodologie de classification par corrélation spatiale. Nous proposons plus tard une deuxième méthodologie de classification par « clustering » dans le dernier chapitre.

La décomposition triple permet de déterminer la contribution inter-groupe dans l’énergie fluctuante, qui est un indicateur de la variation cyclique. Sur la figure 5.10a, nous observons que la croissance du ratio  $C_{\tilde{k}}^{(4)}$  est plus rapide dans la configuration (4).  $C_{\tilde{k}}^{(4)}$  atteint le maximum à 330 dv avec  $\frac{C_{\tilde{k}}^{(4)}}{C_{\tilde{k}}^{(1)}} = 1,27$ . Ce ratio décroît jusqu’à une valeur presque négligeable  $C_{\tilde{k}}^{(4)}(360 \text{ dv}) = 0,01$ . Ceci est due au fait que les champs moyens ont une contribution négligeable dans l’énergie  $\tilde{k}$ . Au point mort haut, l’énergie fluctuante ne contient plus que la contribution intra-groupe  $k'^{(4)}$ . Elle augmente jusqu’à 350 dv. Ceci entraîne que l’intensité turbulente  $I_t^{(4)}$  est presque dix fois plus grande au PMH :  $I_t^{(4)} \approx 20,9$  avec  $\sqrt{k'^{(4)}} = 0,77\overline{U_p}^{(1)}$ . En résumé, la rupture de rouleau peut toujours être associée à l’expansion dans l’espace des groupes et des phases dans la configuration (4). Le transfert d’énergie est beaucoup plus efficace, et la fluctuation cyclique est nettement diminuée au voisinage de la phase d’allumage du moteur.

Dans la configuration (5), nous ne détectons aucune signature de déstabilisation d’une structure tourbillonnaire : la plupart des champs se trouvent dans le groupe  $G_2$  avant 320 dv et ils basculent vers le groupe  $G_3$  au-delà (FIG. 5.7c). On observe que  $q_3(360 \text{ dv}) > 90\%$ ,

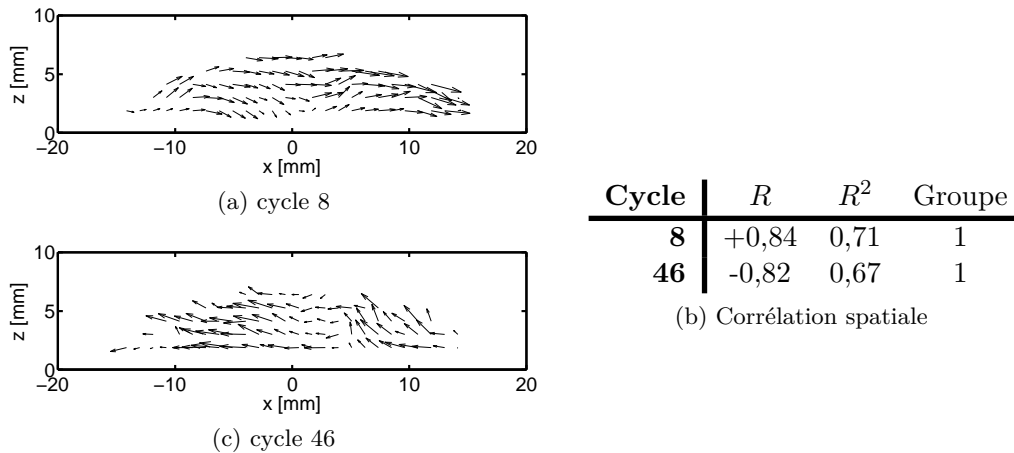


FIGURE 5.9 – Comportement des cycles au PMH dans la configuration (4).



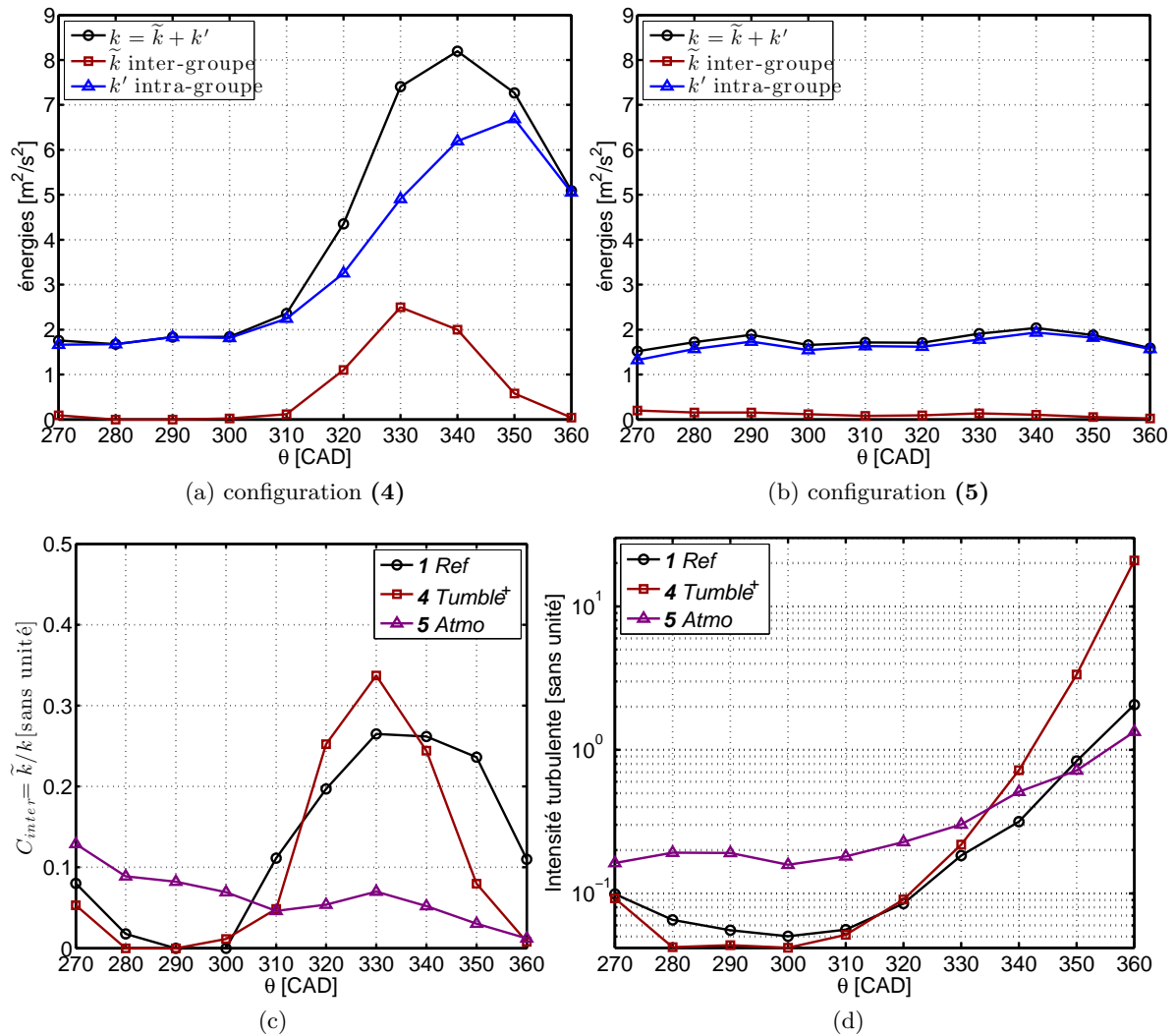


FIGURE 5.10 – Évolution des énergies fluctuantes, de la contribution inter-groupe  $C_{\tilde{k}}$  et de l'intensité turbulente  $I_t'$  pour les configurations  $N_{\text{Cfg}} \in \{(1), (4), (5)\}$ . (a) et (b) : l'évolution des énergies fluctuantes  $k$ ,  $\tilde{k}$  et  $k'$  en fonction de la phase moteur dans la configuration (4) et (5). (c)  $C_{\tilde{k}} = \tilde{k}/k$ . (d)  $I_t' = k'/(\tilde{k} + K)$ .

c'est-à-dire que la quasi-totalité des cycles se trouvent dans le groupe  $G_3$ . Ceci entraîne un quasi-plateau pour l'évolution de l'énergie cinétique fluctuante (Fig. 5.10b). On observe également  $I_t'(\mathbf{5}) \approx 1.34$  avec  $\sqrt{k'(\mathbf{5})} = 0,42\bar{U}_p^{(1)}$ .

## 5.2. Influence en fin de compression

**Analyse locale au voisinage de la bougie** L'analyse conditionnelle plan de symétrie du toit a montré que la méthodologie de classification permettait de donner un indicateur des variations cycle à cycle. Les quantités énergétiques sont moyennés spatialement dans l'intégralité du domaine de visualisation. Dans ce paragraphe, nous menons une analyse conditionnelle locale, au voisinage de la bougie.

Pour cela, un ensemble des neuf points dans la grille PIV est choisi autour de la position fictive environ à  $(x_b, y_b) = (0; 5)mm$ . La classification en groupe reste inchangée, c'est-à-dire qu'on utilise toujours l'intégralité du domaine pour calculer les coefficients  $R_n^2(\theta)$ . En revanche, les quantités énergétiques sont moyennées en tenant compte des neuf points uniquement. L'indice  $b$  désigne le calcul dans la zone locale au voisinage de la bougie.

Nous observons que les énergies fluctuantes sont amplifiées de manière générale par rapport à celles calculées dans le domaine global. Mais les évolutions des énergies et des indicateurs ( $C_{\tilde{k},b}$  et  $I'_{t,b}$ ) dans la région locale de la bougie sont très similaires à celles dans le domaine global. Dans une situation du rouleau renforcé (4), le transfert vers l'énergie fluctuante est efficace :  $I'_{t,b}{}^{(4)} = 22,15$  avec  $\sqrt{k'_b{}^{(4)}} = 0,95\overline{U_p}{}^{(1)}$ . Dans la configuration (5), le conduit « Remplissage » ne conduit pas à une augmentation de l'énergie fluctuante  $k_b{}^{(5)}$

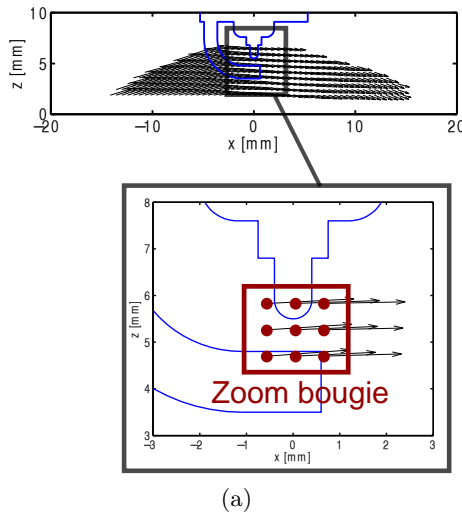


FIGURE 5.11 – Présentation de l'analyse locale. La position fictive de la bougie est tracée en bleu. La zone en bougie correspond à la région locale pour l'analyse.

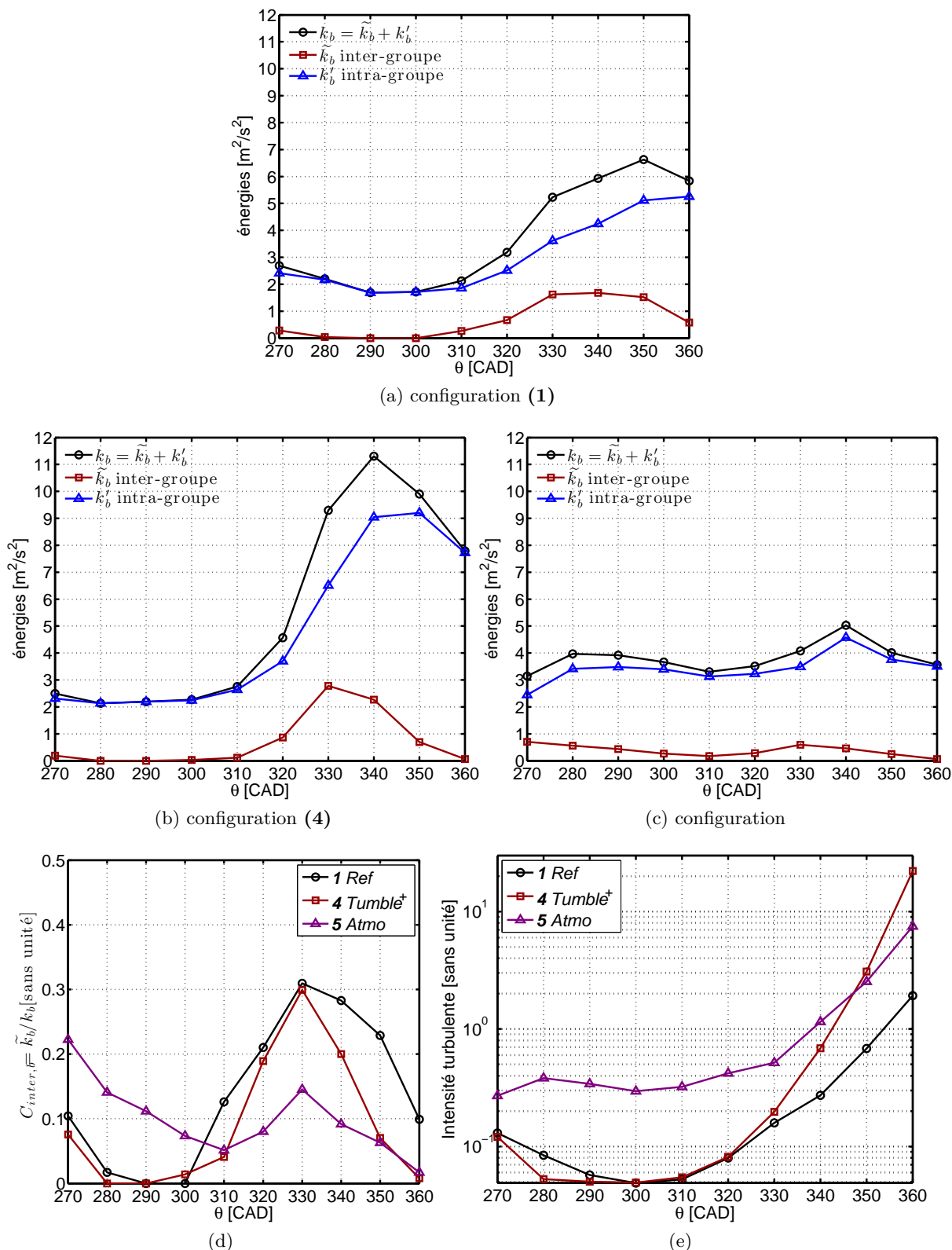


FIGURE 5.12 – Évolution des énergies fluctuantes, de la contribution inter-groupe  $C_{\tilde{k}_b}$  et de l'intensité turbulente  $I'_{t,b}$  pour les configurations  $N_{Cfg} \in \{(1), (4), (5)\}$ , dans la zone “bougie”. (a),(b) et (c) : l'évolution des énergies fluctuantes  $k_b$ ,  $\tilde{k}_b$  et  $k'_b$  en fonction de la phase moteur dans la configuration (4) et (5). (c)  $C_{\tilde{k}_b} = \tilde{k}_b / k_b$ . (d)  $I'_t = k' / (\tilde{k} + K)$ .

## Conclusion du chapitre

Le but de ce chapitre était d'étudier l'influence du conduit d'admission sur l'écoulement interne moteur et le phénomène de la variation cycle-à-cycle. Pour atteindre cet objectif, l'analyse classique des champs de vitesse et l'analyse statistique des quantités intégrales ont été réalisées.

Il a été d'abord observé que le taux de rouleur moyen  $\langle R_t \rangle$ , mesuré dans le plan bidimensionnel de symétrie, permet de classer les intensités de l'écoulement suivant les configurations du moteur :  $\langle R_t \rangle^{(4)} > \langle R_t \rangle^{(1)} > \langle R_t \rangle^{(5)}$  de l'admission jusqu'à la phase mi-compression. Nous pouvons en déduire qu'un conduit, conçu pour renforcer le rouleur, génère réellement un écoulement de rouleur plus intense et vice versa. Pour un rouleur renforcé, même si les énergies  $K^{(4)}$  et  $k^{(4)}$  ne sont pas significativement modifiées par rapport à la configuration de référence, la topologie de l'écoulement à mi-compression est différente, marquée par une rotation quasi-complète de la structure. Ceci conduit à une amplification notable de l'énergie fluctuante en fin de compression, c'est-à-dire que le transfert vers l'énergie fluctuante est plus efficace. En plus, la méthodologie de classification a permis d'affirmer qu'au PMH, la contribution de la turbulence à petite échelle dans l'énergie fluctuante est presque dix fois plus élevée que la configuration de référence :  $I_t^{(4)} \approx 20,9$  avec  $\sqrt{k'^{(4)}} = 0,77\overline{U_p}^{(1)}$ . En revanche, le conduit « Remplissage » génère un écoulement moyen plus faible, surtout à mi-compression, qui entraîne une décroissance relative moins importante de l'énergie cinétique du champ moyen et à un plateau des valeurs de l'énergie fluctuante en fin de compression :  $I_t^{(5)} \approx 1.34$  avec  $\sqrt{k'^{(5)}} = 0,42\overline{U_p}^{(1)}$ . Il est clair que la déstabilisation de l'écoulement ne s'est pas produit.

Grâce à la méthodologie de classification, il a été observé encore une fois que la décroissance de l'énergie cinétique moyenne se traduit par une expansion de la probabilité d'un groupe vers les autres. Cela confirme l'idée de l'association de la rupture de rouleur à « trajectoires » dans l'espace des groupes. L'approche par décomposition triple montre une réduction des fluctuations cycliques proche du point mort haut dans la configuration (4). Les résultats, surtout dans la configuration du rouleur renforcé, ont montré l'intérêt d'établir une méthodologie de classification en groupes, qui est prometteuse pour étudier les VCC en fin de compression. Dans la continuité de cette approche, nous proposerons, dans le chapitre 6, une alternative de la méthodologie basée sur un algorithme « clustering » .



## Chapitre 6

# Méthodologie de classification par « clustering »

Un challenge du développement du moteur est la compréhension, la modélisation et le contrôle des variations cycle à cycle (VCC), qui contribuent à l'instabilité pendant le fonctionnement du moteur. Pour analyser les VCC, la difficulté principale est de séparer les contributions des VCC et de la turbulence dans la fluctuation de l'écoulement.

Pour prolonger l'analyse usuelle en moyenne de phase, Voisine *et al.* (2011) ont proposé une méthodologie de classification en familles des cycles, par les coefficients temporels  $(a_n^1(\theta_{PMH}))^2$  de la décomposition orthogonale propre sur l'intégralité des mesures (POD globale). Au cours de la thèse, nous avons proposé une méthodologie simplifiée de classification des structures de l'écoulement par corrélation spatiale. En fin de compression, l'application de cette méthodologie à des données issues de 5 configurations différentes du moteur a confirmé qu'une telle approche statistique conditionnelle permettait de donner un indicateur des VCC de l'écoulement dans le plan de symétrie du toit.

Toujours dans ce même but, nous proposons une autre méthodologie de classification basée sur un algorithme de « clustering » dans ce chapitre. Il s'agit d'un travail en collaboration avec B. Noack et E. Kaiser (Institut Pprime).

L'analyse par « clustering » est une technique répandue dans la reconnaissance de forme, qui a pour but de rechercher les groupes (aussi appelé « clusters ») selon la similitude, qui est souvent mesurée par les distances Euclidiennes, entre deux éléments dans la base de données. La méthodologie est appliquée à une base de données à haute fréquence, obtenue par Voisine *et al.* (2011). Elle a permis de définir objectivement l'état de l'écoulement et des transitions entre les états. Au-delà de l'analyse présentée ici, l'approche de la moyenne de phase conditionnelle peut également conduire à une modélisation d'ordre bas basée sur le « clustering » (?). Bien sur, la POD et l'analyse par « clustering » peuvent être couplé (Du et Gunzburger, 2003), mais ces deux approches doivent être considérés comme complémentaires.

L'article accepté dans la revue « Experiments in Fluids » est proposé dans les pages suivantes.

# Cluster-based analysis of cycle-to-cycle variations: application to internal combustion engines

Yujun Cao · Eurika Kaiser · Jacques Borée ·  
Bernd R. Noack · Lionel Thomas · Stéphane Guilain

Received: 5 June 2014/Revised: 3 October 2014/Accepted: 11 October 2014  
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2014

**Abstract** We define and illustrate a cluster-based analysis of cycle-to-cycle variations (CCV). The methodology is applied to engine flow but can clearly be valuable for any periodically driven fluid flow at large Reynolds numbers. High-speed particle image velocimetry data acquired during the compression stroke for 161 consecutive engine cycles are used. Clustering is applied to the velocity fields normalised by their kinetic energy. From a phase-averaged analysis of the statistics of cluster content and *inter-cluster* transitions, we show that CCV can be associated with different sets of trajectories during the second half of the compression phase. Conditional statistics are computed for flow data of each cluster. In particular, we identify a particular subset associated with a loss of large-scale coherence, a very low kinetic energy of the mean flow and a higher fluctuating kinetic energy. This is interpreted as a good indicator of the breakdown of the large-scale coherent tumbling motion. For this particular subset, the cluster analysis confirms the idea of a gradual destabilisation of the in-cylinder flow during the final phase of the compression. Moreover, *inter-cycle* statistics show that the flow states near TDC and in the measurement zone are statistically independent for consecutive engine cycles. It is important to point out that this approach is generally applicable to very large sets of data, e.g. generated by PIV or LES, and independent of the considered type of information (velocity, concentration, etc.).

## 1 Introduction

For most internal combustion engines, coherent motions are induced in the cylinder during the intake stroke. The evolution of these structures during the compression stroke has a great influence on engine performance and pollutant emissions (Gosman 1986; Lumley 1999). One-key challenge with present engine development is the modelling, understanding and control of cyclic variations (Borée and Miles 2014). This cyclic variability is understood here as a large-scale cycle-to-cycle variation (CCV) of the gas motion and composition in the vicinity of the spark plug and at the time of ignition. Key flow phenomena responsible for CCV in an engine chamber are numerous and complex. They include separation of the intake flow in the intake port and at the inlet valve, jet interaction with the cylinder wall and with the moving piston (Hasse et al. 2010), to name but a few. The identification of the cyclic variability of flow (and/or concentration) patterns from field data, like they are available from PIV measurements or numerical simulations, requires adaptive and cost-efficient algorithms to deal with the huge volumes of data. Proper orthogonal decomposition (POD) (Lumley 1967) is a well-known post-processing technique to extract dominant structures, which are resolved in terms of fluctuating energy, from high-dimensional data. The spatial (or spatio-temporal) structure of the flow is expressed in terms of a set of orthonormal basis functions (called modes) and their respective (temporal) coefficients that capture the highest fraction of the flow fluctuation energy for a given number of modes. It has been applied to a wide class of engine flow problems—see Chen et al. (2012) for a recent review. POD has been employed to extract the dominant flow structures and their CCV for intake flow (Kapitsa et al. 2010), tumbling flow (Voisine et al. 2011) and swirling flow (Cosadia

Y. Cao · E. Kaiser · J. Borée (✉) · B. R. Noack · L. Thomas  
Institut PPRIME, CNRS - Université de Poitiers - ENSMA,  
UPR3346, Poitiers, France  
e-mail: jacques.boree@ensma.fr

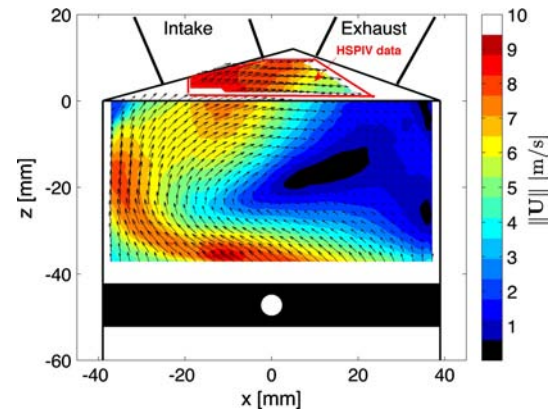
Y. Cao · S. Guilain  
Powertrain Engineering and Technologies Department,  
RENAULT s.a.s., 91510 Lardy, France

et al. 2006). This data analysis technique also provides an objective strategy to compare the results of large-eddy simulation (LES) with experimental data (Liu and Haworth 2011). It has also been used to analyse CCV from combustion images obtained in an optical engine (Bizon et al. 2010). Moreover, the analysis of fuel spray structure and in-cylinder air motion in the same swirl plane using POD (Chen et al. 2014) provides a convincing identification of coupled in-cylinder air flow/spray pattern on a cyclic basis. For complex, phase-dependent, turbulent flow fields, the usage of only a small number of POD modes for a physical analysis can, however, be difficult and subjective if the analysis is not restricted to “simple” flow events. Alternative strategies defining “groups” of similar flow and concentration snapshots in an objective way can provide additional information and contribute to the quantitative analysis of CCV.

Cluster analysis is a common technique in pattern recognition (Bishop 2006) which aims at finding hidden groups, also called clusters, in data. The most widely used clustering algorithm is the k-means algorithm (Lloyd 1957; MacQueen 1967) which will be employed here. Given a set of snapshots, a pre-defined number of clusters  $K$  and a pre-defined distance measure, e.g. the Euclidean distance, the k-means algorithm finds clusters of snapshots such that the *inter-cluster* distance is maximised, while the *intra-cluster* distance is minimised according to the defined distance measure. We propose here to define a cluster-based analysis of CCV and to illustrate this approach by focusing on the breakdown phase of a tumbling flow resolved with HSPIV (Voisine et al. 2011). The paper is organised as follows. The methodology is presented in Sect. 2. Section 3 presents the results obtained for the compression of a tumbling flow. The main findings are summarised in Sect. 4.

## 2 Experimental data set and clustering methodology

The experimental set-up and the data specification are detailed in Voisine et al. (2011) and will not be presented here for brevity. The high-speed particle image velocimetry (HSPIV) data were obtained in the symmetry plane of the pent-roof chamber of an engine at the end of the compression phase. The reference  $\theta = 0$  crank angle degree (CAD) is set at the beginning of the intake stroke, and the top dead centre compression (TDC) corresponds to 360 CAD. The HSPIV snapshots are acquired every 4 CAD from mid-compression phase ( $\theta = 270$  CAD) to just before the top dead centre compression ( $\theta = 354$  CAD = TDC – 6 CAD). Hence, the employed data set consists of  $N \times T = 3,542$  velocity fields where  $T = 22$  is the number of recorded phases for  $N = 161$  engine cycles. Figure 1 shows the mean velocity field in



**Fig. 1** Mean velocity fields at 270 CAD. HSPIV data are obtained in the top measurement region included in the pent-roof chamber. Data in the symmetry plane added for clarity. The colours depict the mean velocity norms

the symmetry plane at mid-compression phase ( $\theta = 270$  CAD), which is the beginning point of each engine cycle of our data set. More precisely, this figure includes two different measurements, one in the top pent-roof region and another in the bottom cylinder region. The HSPIV data in this study are available in the top pent-roof region (framed in red in Fig. 1), of which the geometric domain remains unchanged for the entire engine cycle. Only this data are considered in the following analysis of the temporal evolution of the flow structures. The mean flow field in the cylinder region is obtained from another low-frequency data set (see Voisine et al. 2011).

As a pre-processing step, we follow Fogleman et al. (2004) and apply the proposed phase-invariant proper orthogonal decomposition (POD) to the complete HSPIV data set consisting of 3,542 snapshots. By grouping all flow realisations during the last period of the compression stroke, we want to examine both the spatial and temporal coherence of the flow. Moreover, the snapshots are non-dimensionalised by their respective kinetic energy that is essential when dealing with tumble flows. Indeed, without this step, the results would be dominated by the large-scale coherence of the events containing high-kinetic energy, namely on all the phases prior to tumble breakdown (Voisine et al. 2011). At each point  $\mathbf{x} = (x, z)$  in two-dimensional space, each instantaneous velocity field  $\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta)$  is divided by the square root of its respective kinetic energy  $E_n(\theta) = (\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta), \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta))/2$ . We define the inner product  $(\mathbf{U}, \mathbf{V})$  by

$$(\mathbf{U}, \mathbf{V}) = \sum_{i=1}^{n_c} \int_S U_i(\mathbf{x}) V_i(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (1)$$

where  $n_c$  is the number of components of  $\mathbf{U}$  and  $S$  the measurement domain. The result is a normalised velocity field



$$\mathbf{u}_n(\mathbf{x}, \theta) = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) / \sqrt{E_n(\theta)}. \tag{2}$$

This corresponding to a new individual event having a normalised energy  $e_n(\theta) = 1$ . Note that the upper case  $\mathbf{U}$  and  $E$  refer to the measured velocity fields and the lower case  $\mathbf{u}$  and  $e$  to the normalised fields. The POD is applied to the fluctuating component  $\mathbf{u}'_n = \mathbf{u}_n - \langle \mathbf{u}_n \rangle$  where  $\langle \bullet \rangle$  denotes the ensemble average over 161 cycles with 22 snapshots per cycle of the HSPIV data set. Using the classical POD method—see Voisine et al. (2011) for details—each instantaneous velocity field during the compression stroke can be decomposed as

$$\mathbf{u}'_n(x, z) = \sum_{m=1}^M a_n^{(m)} \Phi^{(m)}(x, z), \tag{3}$$

where  $M$  is the number of modes,  $a_n^{(m)}$  is the  $m$ th random (or temporal) coefficient, and  $\Phi^{(m)}$  is the  $m$ th POD mode associated with  $\mathbf{u}'_n$ . All  $M = 580$  modes are used in this study. In the following, the proposed method will be applied to the complete set of temporal POD coefficients and we define the POD coefficient vector as  $\mathbf{a}_n = [a_n^{(1)}, \dots, a_n^{(M)}]^T$  where  $T$  denotes the transpose.

The cluster-based analysis is performed through the following steps. First, the k-means clustering algorithm is applied to the set of the POD coefficient vectors to determine the clusters. Second, the transitions between the clusters are modelled with a one-step transition probability matrix. In contrast to Kaiser et al. (2014), the corresponding transition matrix is computed for each phase of the snapshot ensemble.

The k-means algorithm groups the snapshots or POD coefficient vectors according to their similarity measured by the Euclidean distance. As shown in Kaiser et al. (2014) by exploiting the orthonormality of the POD modes, the application of the k-means algorithm to the velocity snapshots is equivalent to its application to the complete set of the POD coefficients. Hence, the squared Euclidean distance between two normalised velocity fields  $\mathbf{u}_i$  and  $\mathbf{u}_j$  can be simply expressed as

$$D_{ij} = \sum_{m=1}^M (a_i^{(m)} - a_j^{(m)})^2, \tag{4}$$

where  $a_i^{(m)}$  is the POD coefficient. Since the mean velocity is identical for both velocity fields, it vanishes in this formula. The POD step is not necessary for the proposed method, but it enables a much faster computation. The data is highly compressed, and the approach will also be feasible in those cases in which the data size is very big.

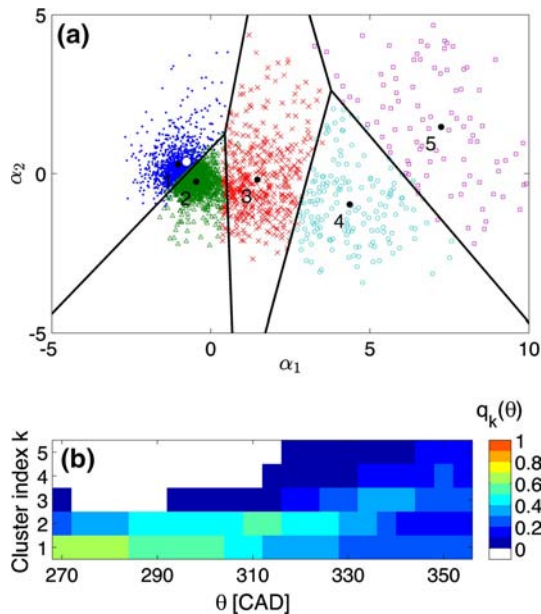
The number of clusters for the clustering algorithm needs to be chosen in advance and is set to  $K = 5$ . Choosing the number of clusters is an important step and is

the subject of ongoing work—a qualitative discussion is provided in Sect. 4 of the article Kaiser et al. (2014)—because we use cluster analysis to obtain a discretisation of the state space which does not assume any group of the data. A higher number of clusters yields a refined discretisation which will result in a refined resolution of transition processes like the transition from clusters 1 & 2 to 4 & 5 via cluster 3 discussed in what follows. However, a phase-averaged analysis of the statistics of cluster content and *inter-cluster* transitions, corresponding conditional statistics can only be computed if the number of snapshots in a cluster at a particular phase  $\theta$  is large enough. For the limited number of consecutive engine cycles available in the data base, a number  $K = 5$  was chosen as a good compromise between discretisation and accuracy.

For the present application to tumbling flow, the clusters are sorted according to their distance to the mean flow at mid-compression in the measurement plane: the normalised mean flow at 270 CAD is chosen as a reference and the distance between each cluster centroid and this mean structure is computed. Namely, cluster  $C_1$  is chosen as the nearest and  $C_5$  is the most distant cluster. We insist that the sorting of the clusters with reference to a mean flow does only affect the order, i.e. the numbering, of the clusters but not the analysis itself. Moreover, the numbering would be the same by choosing any mean flow from 270 CAD to 294 CAD as the reference. The distribution of all snapshots and the five clusters are plotted in Fig. 2a. In this figure, the non-metric multidimensional scaling algorithm (Borg and Groenen 2005) is used to transform the POD coefficient vectors of dimension  $M$  to a vector of dimension 2 while the distances between any two elements are preserved. Thus, each flow snapshot can be represented in the 2D coordinate system  $(\alpha_1, \alpha_2)$ .

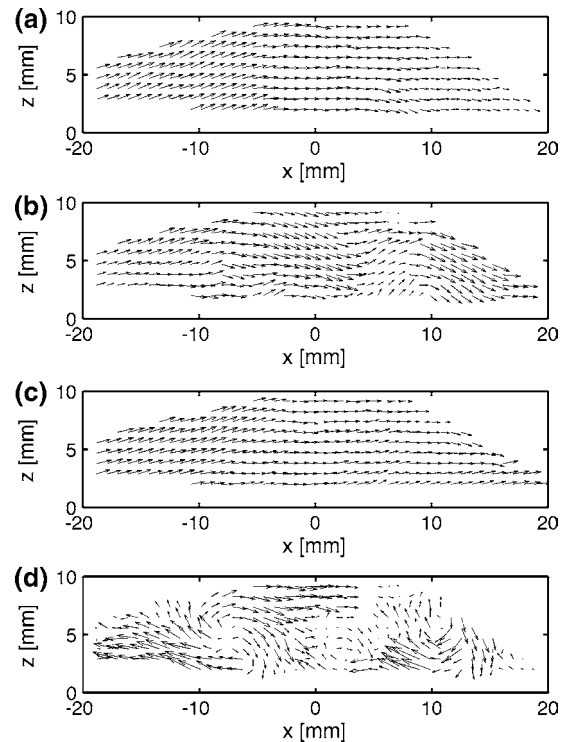
### 3 Compression of the tumbling flow

From a global point of view, the objective of engine engineers when inducing large-scale, phase-averaged motions such as swirl or tumble is to store the kinetic energy of the intake flow into large-scale coherent motions that are less dissipative than the turbulent field. Tumble, in particular, is designed to transfer this kinetic energy to turbulence in the second half of the compression stroke (Arcoumanis et al. 1990; Hill and Zhang 1994). Such motions are needed to assist in the fuel–air mixture preparation process and the main combustion process (Lumley 1999; Borée and Miles 2014). However, when considering the particular case of tumble breakdown, one may wonder if the measured increase in phase-averaged fluctuating kinetic energy results from a transfer of mean kinetic energy to small-scale turbulence or if it results from an



**Fig. 2** **a** Two-dimensional Voronoi diagram of the clustered engine data. The black lines are the borders of the Voronoi cells of the clusters, the black dots are the clusters' centroids, and the coloured points are the snapshots where the colour depicts the respective cluster. The coordinates  $\alpha_1$  and  $\alpha_2$  are the dimensions of the 2D space, in which a multidimensional scaling (MDS) technique place the snapshots, with respect to their distances to each other, for details see Kaiser et al. (2014). The white dot near the centroid of cluster  $C_1$  displays the mean flow at 270 CAD; **b** time-evolving probabilities  $q_k(\theta)$  associated with each cluster  $C_k$  at phase  $\theta$ . The colours show the level of probabilities, and the white colour means  $q_k(\theta) = 0$ . For  $\theta \leq 302$  CAD, most of the snapshots stay in clusters  $C_1$  and  $C_2$

amplification of large-scale cycle-to-cycle unsteadiness. Cluster-based analysis provides an objective definition of flow patterns and seems therefore a good candidate to analyse this unsteady flow. At each phase, let us assign a probability  $q_k(\theta) = n_k(\theta)/N$  where  $n_k(\theta)$  is the number of snapshots at the phase  $\theta$  in the cluster  $C_k$  for  $k = 1, \dots, 5$ . The evolution of  $q_k(\theta)$  is displayed in Fig. 2b. The spreading of the flow fields among the clusters during the tumble breakdown is clearly represented by the cluster probability distribution:  $q_1(\theta)$ ,  $q_2(\theta)$  and  $q_3(\theta)$  are the nonzero probabilities until 310 CAD, although only few snapshots (<1.5 %) are found in the cluster  $C_3$  during this time. So the measured flow states are mainly in clusters  $C_1$  and  $C_2$ . At 354 CAD, all clusters have nonzero probabilities. For this engine geometry and valve timing, the probability density function (PDF) near TDC (namely close to the ignition phase for fired engines) is almost uniform and a large span of flow states is therefore observed at the end of the compression. Figure 3 presents examples of normalised velocity snapshots at  $\theta = 300$  CAD and  $\theta = 354$  CAD for two particular consecutive engine cycles (cycles 52 and 53). Both snapshots at 300 CAD (Fig. 3a, c) belong to cluster  $C_1$ . At the end of the compression phase, the flow



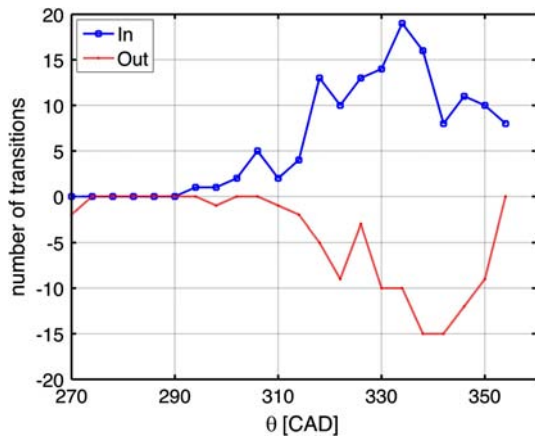
**Fig. 3** Normalised velocity snapshots for two particular engine cycles. **a** cycle 52 at 300 CAD,  $\mathbf{u}_{52}(\mathbf{x}, \theta = 300 \text{ CAD})$ ; **b** cycle 52 at 354 CAD,  $\mathbf{u}_{52}(\mathbf{x}, \theta = 354 \text{ CAD})$ ; **c** cycle 53 at 300 CAD,  $\mathbf{u}_{53}(\mathbf{x}, \theta = 300 \text{ CAD})$ ; **d** cycle 53 at 354 CAD,  $\mathbf{u}_{53}(\mathbf{x}, \theta = 354 \text{ CAD})$

pattern remains the same in Fig. 3b, showing that a global large-scale tumbling motion is still observed near TDC in this cycle. In the cluster-based analysis, the snapshot of Fig. 3b still belongs to  $C_1$  at 354 CAD. On the contrary, the large-scale tumbling structure of the in-cylinder flow is lost in Fig. 3d and the snapshot of Fig. 3d belongs to  $C_5$  at  $\theta = 354$  CAD.

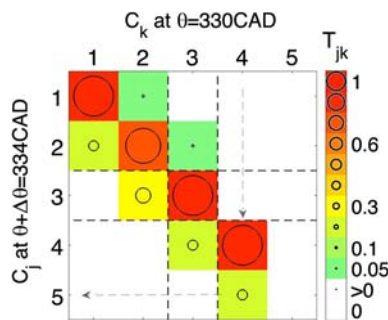
It is interesting to analyse the statistics of the trajectories of different flow states in the cluster space for the succession of engine cycles. At a given phase  $\theta$ , a transition matrix  $T_{jk}$  can be defined where  $T_{jk} = n_{jk}/n_k$  is the probability of moving from the cluster  $C_k$  at phase  $\theta$  to the cluster  $C_j$  at phase  $\theta + \Delta\theta$  (Schneider et al. 2007; Kaiser et al. 2014), where  $n_{jk}$  is the number of snapshots from  $C_k$  to  $C_j$  during  $\Delta\theta = 4\text{CAD}$ . For the data set considered here, it is possible to show that, whatever the phase  $\theta$  is, the probability of moving from cluster  $C_1$  or  $C_2$  directly to cluster  $C_4$  or  $C_5$  (or vice versa) is strictly zero for all  $\theta$ . In other words, the first two and the last two clusters are dynamically not connected. The only transitions between these two groups occur via cluster  $C_3$  which we call the flipper cluster. In Fig. 4, we plot the number of transitions to and from cluster  $C_3$ , denoted as  $n_{\text{in}}$  and  $n_{\text{out}}$ , respectively, during  $\Delta\theta$  for all phases. More precisely, they are computed as  $n_{\text{in}} = \sum_{k=1}^K n_{3k} > 0$  and  $n_{\text{out}} = -\sum_{k=1}^K n_{k3} < 0$

with  $K = 5$ . The transitions from  $C_3$  are counted negatively. The curves in Fig. 4 are rather noisy because the total number of engine cycles is low. However, it shows that the transfer to  $C_3$  begins at 290 CAD and peaks at about 334 CAD, while transition from  $C_3$  to other clusters begins at 320 CAD and peaks at about 340 CAD. The transition matrix from 330 to 334 CAD, plotted in Fig. 5, indicates a cascade along the cluster space, where  $C_3$  is fed by  $C_2$  ( $T_{32} \approx 0, 3$ ) and 20 % of the  $C_3$  population is moved to  $C_4$  ( $T_{43} \approx 0, 2$ ). In this figure, only those transitions are shown which fulfil (1) that the cluster contains  $n_k \geq 5$  and (2) that the number of cluster transitions is  $n_{jk} \geq 2$ . In the following, conditional statistics are presented to provide more physical insights about this “cascade” in the cluster space.

For this motored engine geometry and considered boundary conditions, Voisine et al. (2011) have shown that the tumble breakdown occurs beyond 300 CAD. A plot of the phase evolution of the spatially averaged kinetic energy



**Fig. 4** Analysis of the transitions through the cluster  $C_3$ . The curves show the evolution of the number of transitions to ( $n_{in} > 0$  in blue) and from ( $n_{out} < 0$  in red) the cluster  $C_3$  during  $\Delta\theta = 4\text{CAD}$ . The transitions from  $C_3$  are counted negatively

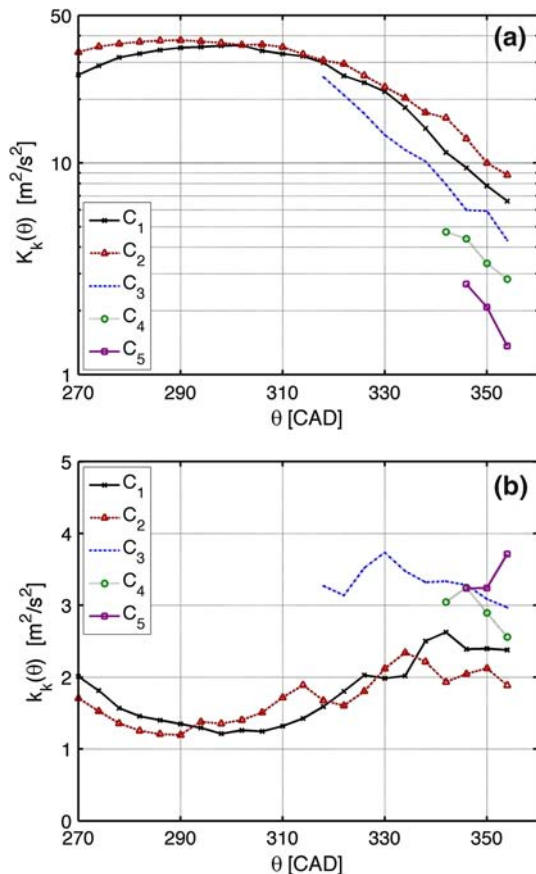


**Fig. 5** Transition matrix for the transition from 330 to 334 CAD.  $C_3$  is the transition cluster between clusters  $C_1$  &  $C_2$  and  $C_4$  &  $C_5$ . The transition matrix is read column-wise, e.g. the case  $(j, k) = (5, 4)$  represents the transition  $T_{54} = 0.22$  from the cluster  $C_4$  at phase  $\theta = 330$  CAD to the cluster  $C_5$  at phase  $\theta + \Delta\theta = 334$  CAD (indicated with arrows)

of the mean flow (Fig. 11 in their paper) shows that the mean energy decay is indeed exponential beyond  $\theta \approx 300$  CAD, while the fluctuating kinetic energy increases and reaches a maximum during tumble breakdown. Conditional statistics can be computed for flow data of each cluster. Let  $k$  be the cluster index, the characteristic function  $\chi_{ik}(\theta)$  of  $C_k$  at a phase  $\theta$  is defined by  $\chi_{ik}(\theta) = 1$  if the flow snapshot of cycle number  $i$  at phase  $\theta$  belongs to  $C_k$ , else  $\chi_{ik}(\theta) = 0$ . The conditional average of a quantity  $A$  is then defined by

$$\langle A \rangle_k(\theta) = \frac{1}{n_k(\theta)} \sum_{i=1}^N \chi_{ik}(\theta) A_i. \tag{5}$$

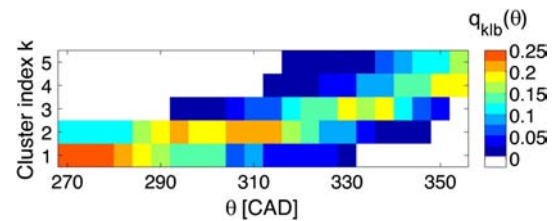
The index  $k$  indicates the cluster index.  $N = 161$  is the number of consecutive cycles, and  $n_k(\theta) = \sum_{i=1}^N \chi_{ik}(\theta)$  is the total number of snapshots in the cluster  $C_k$  at the phase  $\theta$ . An instantaneous velocity field  $\mathbf{V}(\mathbf{x}, \theta)$  is then decomposed in  $\mathbf{V} = \langle \mathbf{V} \rangle_k + \mathbf{V}''$  and we define  $K_k(\theta) = (\langle \mathbf{V} \rangle_k, \langle \mathbf{V} \rangle_k) / 2S$  and  $k_k(\theta) = (\mathbf{V}'', \mathbf{V}'') / 2S$  as the spatially averaged kinetic energy per unit mass of the mean flow and the mean fluctuating kinetic energy, respectively, for the PIV snapshots in the cluster  $C_k$  at the phase  $\theta$ . These quantities are computed by using only the two measured velocity components over the measurement domain  $S$ , and they are cycle-averaged over  $n_k$  snapshots.  $K_k(\theta)$  and  $k_k(\theta)$  are plotted in Fig. 6a, b. For all data points plotted in Fig. 6a, b  $n_k$  is greater than 20. Considering that the measurement region spans over approximately 10 spatial integral length scales of size  $l \approx h/2$  where  $h$  is the clearance height (Borée and Miles 2014), the statistics are therefore computed from more than 200 independent samples. We can observe in Fig. 6a a noticeable decrease in  $K_k(\theta)$  and an increase in  $k_k(\theta)$  beyond 300 CAD. Cycles keeping a large-scale coherence, i.e. snapshots belonging to  $C_1$  and  $C_2$  near TDC, have a larger mean flow kinetic energy and a lower fluctuating kinetic energy near TDC. More quantitatively,  $K_k(\theta)$  at 354 CAD is about 6 times higher for clusters 1 and 2 than for cluster 5,  $k_k(\theta)$  at the same phase is about 40 % lower for clusters 1 and 2. A possible interpretation of this result is that tumble breakdown and transfer of kinetic energy to small-scale turbulence (Lundgren and Mansour 1996) only occurs for some engine cycles. Such observations would be useful for engine engineers to establish a quantitative and objective criterion to design a combustion chamber. Modifications of intake ports or tumble control using moving flaps located inside the intake ports (Keromnes et al. 2010) may then be used in order to maximise the transition to distant clusters, i.e.  $C_4$  and  $C_5$  during the compression stroke. Indeed, obtaining a high level of turbulent kinetic energy near TDC is a primary goal of the engine designer who seeks to minimise the duration of the combustion process (Heywood 1988).



**Fig. 6** Evolution of the conditional kinetic energy of each cluster. **a** Conditional kinetic energy of the mean flow  $K_k(\theta)$  (a semi-log plot); **b** conditional fluctuating kinetic energy  $k_k(\theta)$  (linear plot).  $K_1(\theta)$  and  $K_2(\theta)$  are the largest, while  $k_1(\theta)$  and  $k_2(\theta)$  are the smallest, especially near TDC

A “stable” and potentially “cleaner” engine concept would then correspond to the completion of tumble breakdown at each cycle and therefore to trajectories starting in the cluster space from  $C_1$  &  $C_2$  at mid-compression and leading to  $C_4$  &  $C_5$  at 354 CAD. Clusters 4 and 5 are chosen here because they lead to a very low mean field kinetic energy near TDC. Fifty-five cycles belong to this category for the present data set. We acknowledge the fact that only a small fraction of the global flow field information is contained in the 2D data set obtained in a fixed plane of the pent-roof chamber. However, in the present situation, the fact that clusters  $C_4$  and  $C_5$  can be associated with a loss of large-scale coherence and the very low kinetic energy of the mean flow seem to indicate that we have a good indicator of the breakdown of the large-scale coherent tumbling motion.

In the following, we focus on the cycles associated with the completion of tumble breakdown at TDC. For this purpose, we define a conditional probability  $q_{k|b}(\theta) = n_{k|b}(\theta)/N$  where  $n_{k|b}(\theta)$  is the number of snapshots at



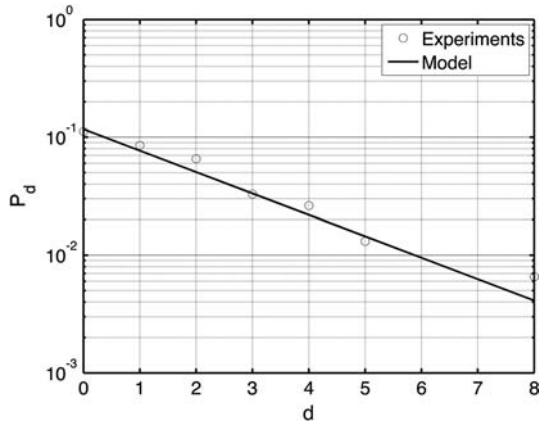
**Fig. 7** Time-evolving probabilities  $q_{k|b}(\theta)$  for the engine cycles satisfying the condition “b” to be in cluster  $C_4$  or  $C_5$  at 354 CAD. This would represent a more ideal evolution of the engine cycles in terms of efficiency and cleanliness. For details, see the text

phase  $\theta$  and in the cluster  $C_k$  under the condition “b”. The condition “b” refers to those cycles which have a snapshot in  $C_4$  or  $C_5$  at 354 CAD. Figure 7 shows that such cycles evolve smoothly to  $C_4$  &  $C_5$  near TDC, confirming in a statistical sense, the idea of a gradual destabilisation of the large-scale rotating motion due to flow confinement during the final phase of the compression and corresponding in the cluster space to a transition from  $C_1$  &  $C_2$  to  $C_4$  &  $C_5$ . More precisely if, at a given phase  $\theta$ , we determine the dominant contribution to  $q_{k|b}(\theta)$  among the K clusters, we find that  $q_{1|b}$  is the largest from 270 to 286 CAD.  $q_{2|b}$  is the largest from 290 to 322 CAD and dominates clearly about 310 CAD.  $q_{3|b}$  is then the largest from 326 to 338 CAD, followed by  $q_{4|b}$  at the end of the compression phase. A noticeable increase in  $q_{5|b}$  is observed before TDC.

Considering only these particular cycles, we can use the fact that the 161 cycles resolved by HSPIV are consecutive in order to examine *inter-cycle* statistics of the data set. From the available sequence of engine cycles, there is no evidence that condition “b” occurs with a fixed frequency. Consider the sequence of  $N = 161$  engine cycles, for an engine cycle  $i$ , the probability of this engine cycle ( $EC_i$ ) satisfying the condition “b” can be easily computed as  $P(EC_i = b) = 55/161 = 0.3416 = \alpha$ . Let condition “a” be “not b”, i.e. “b” is not fulfilled. Then, the condition “a” refers to the cycles which have a snapshot in the cluster  $C_1$ ,  $C_2$  or  $C_3$  at 354 CAD and its probability is  $P(EC_i = a) = 1 - \alpha = 0.6584$ . The probability of having  $d$  cycles satisfying “a” between two consecutive cycles satisfying “b” can be written as

$$P(EC_{i+d+1} = b, d \geq 0 | EC_i = b) = P(EC_{i+d+1} = b, EC_{i+d} = a, \dots, EC_{i+1} = a | EC_i = b). \tag{6}$$

where  $P(S|T)$  is the probability of event  $S$  knowing  $T$ . This probability summarises all possible scenarios. For  $d = 0$ , two consecutive engine cycles are a pair of cycles satisfying “b”, i.e. the scenario “bb”. For  $d = 1$ , we have the scenario “bab”, i.e. one cycle satisfying “a” is found between two consecutive cycles satisfying “b”. For  $d = 2$ ,



**Fig. 8** Validation of the statistical model. The circles represent the probabilities  $P_d$  from the experimental data, and the continuous line shows the statistical model  $P_d = \alpha^2(1 - \alpha)^d$ . The experiments are in good agreement with the model

we have the scenario “baab”, etc. If the engine cycles are independent, the expression (6) can be rewritten as

$$P(\text{EC}_{i+d+1} = b, d \geq 0 | \text{EC}_i = b) = P(\text{EC}_{i+d+1} = b)P(\text{EC}_{i+d} = a) \cdots P(\text{EC}_{i+1} = a)P(\text{EC}_i = b). \quad (7)$$

Thus, the probability distribution model is

$$P_d = P(\text{EC}_{i+d+1} = b, d \geq 0 | \text{EC}_i = b) = \alpha^2(1 - \alpha)^d. \quad (8)$$

While considering all possible scenarios, the sum of all probabilities become naturally  $\sum_d P_d = \alpha$ , this corresponds to the exact probability of engine cycles satisfying “b”. Using a semi-log plot in Fig. 8, the agreement between the distribution  $P_d$  from the experimental data and this statistical model confirms that the flow states near TDC and in the measurement zone are statistically independent for consecutive engine cycles. If the flow state in the symmetry plane of the pent-roof chamber carries the signature of the spatial coherence of the 3D tumbling motion, this means that the completion of tumble breakdown should occur on a cyclic basis. Of course, such conclusions should be examined using 3D flow data having, preferably, a more refined spatial resolution to capture the dynamics of the 3D turbulent flow field over the engine cycle with higher accuracy. This is part of our ongoing work. To conclude, in the present paper, we have shown that the proposed methodology allows to define and to characterise precisely *inner-cycle* and *inter-cycle* statistical properties of an engine concept.

#### 4 Concluding remarks

The analysis of CCV implies the objective definition of flow states along with the corresponding statistical properties. In the present work, we have defined and illustrated

a cluster-based analysis of CCV. This approach was applied to engine flow but can clearly be valuable for any periodically driven fluid flow at large Reynolds numbers. It is important to point out that such an approach can be used for a very large set of data generated by PIV or LES, using any kind of information (velocity, concentration, etc.) in any region of space. For example, it should be useful to identify the coupling between in-cylinder flow and spray patterns or combustion images on a cyclic basis when coupled data sets are available.

The methodology was applied to a data set of HSPIV velocity fields obtained from 161 consecutive engine cycles, restricted to the symmetry plane of the pent-roof chamber and to the end of the compression phase in order to focus on the breakdown of a tumbling motion. From a phase-averaged analysis of the statistics of the cluster population and *inter-cluster* transitions, we have shown that CCV can be associated with different sets of trajectories during the second half of the compression phase. Conditional statistics were then computed for flow data of each cluster. In particular, for the large span of flow states observed near TDC (close to the ignition phase for a fired engine), we can extract a particular subset associated with a loss of large-scale coherence, a very low kinetic energy of the mean flow and a higher fluctuating kinetic energy. This was interpreted as a good indicator of the breakdown of the large-scale coherent tumbling motion. For this particular subset, the cluster analysis confirms the idea of a gradual destabilisation of the in-cylinder flow during the final phase of the compression. Moreover, *inter-cycle* statistics show that the flow states near TDC and in the measurement zone are statistically independent for consecutive engine cycles. If the flow state in the symmetry plane of the pent-roof chamber carries the signature of the spatial coherence of the 3D tumbling motion, this means that the completion of tumble breakdown occurs on a cyclic basis.

Engine flows can be analysed in different ways with the goal to build reduced-order models for a better understanding of the physical mechanisms and to use them for flow control purposes improving engine efficiency and stability. POD-based reduced-order models are one well-known example for which a vast literature exists (Holmes et al. 2012). For engine flows, this was the target of the promising approach of Fogleman (2005) and Fogleman et al. (2004). The cluster analysis appears to be a promising strategy because it allows an objective definition of flow states and transitions between flow states. Beyond the analysis illustrated here, phase-averaged conditional statistical properties can also lead to cluster-based reduced-order modelling (Kaiser et al. 2014). Of course, POD and cluster analysis can be coupled (Du and Gunzburger 2003), but the two approaches must be considered as complementary. This is the subject of ongoing work.

**Acknowledgments** The PhD grant of Y. CAO is financed by Renault. The work is partially funded by the ANR Chair of Excellence TUCOROM. E. Kaiser acknowledges additional funding from region Poitou-Charentes, France, ANR Project “SePaCoDe” (Étude de la Physique du Décollement et Réalisation de son Contrôle) and NSF PIRE Grant OISE-0968313.

## References

- Arcoumanis C, Hu Z, Whitelaw JH (1990) Tumbling motion: a mechanism for turbulence enhancement in spark-ignition engines. SAE paper 900060
- Bishop CM (2006) Pattern recognition and machine learning (information science and statistics). Springer, New York
- Bizon K, Continillo G, Mancaruso E, Merola SS, Vaglieco BM (2010) POD-based analysis of combustion images in optically accessible engines. *Comb Flame* 157:632–640
- Borée J, Miles P (2014) In-cylinder flow. In: Crolla D, Foster DE, Kobayashi T, Vaughan N (eds) *Encyclopedia of automotive engineering*. Wiley, Chichester
- Borg I, Groenen PJ (2005) *Modern multidimensional scaling: theory and applications*. Springer, Berlin
- Chen H, Reuss DL, Sick V (2012) On the use and interpretation of proper orthogonal decomposition of in-cylinder flows. *Meas Sci Technol* 23(8):1–14
- Chen H, Hung DLS, Xu M, Zhuang H, Yang J (2014) Proper Orthogonal decomposition analysis of fuel spray structure variation in a spark-ignition direct-injection optical engine. *Exp Fluids* 55:1703–1715
- Cosadia I, Borée J, Charnay G, Dumont P (2006) Cyclic variations of the swirling flow in a Diesel transparent engine. *Exp Fluids* 41(1):115–134
- Du Q, Gunzburger MD (2003) Centroidal Voronoi tessellation based proper orthogonal decomposition analysis. In: Desch W, Kappel F, Kunisch K (eds) *Control and estimation of distributed parameter systems*. Birkhäuser, Basel, pp 137–150
- Fogleman MA (2005) Low dimensionnal models of internal combustion engine flows using the proper orthogonal decomposition, PhD Thesis, Cornell University
- Fogleman M, Lumley JL, Rempfer D, Haworth D (2004) Application of the proper orthogonal decomposition to datasets of internal combustion engine flows. *J Turbul* 5:1–18
- Gosman AD (1986) *Flow processes in cylinders. Thermodynamics and gas dynamics of internal combustion engines, vol 2*. Oxford University Press, Oxford, pp 616–772
- Hasse C, Sohm V, Durst B (2010) Numerical investigation of cyclic variations in gasoline engines using a hybrid URANS/LES modeling approach. *Comput Fluids* 39:25–48
- Heywood JB (1988) *Internal combustion engines fundamentals*. McGRAW Hill Company, New York
- Hill PG, Zhang D (1994) The effects of swirl and tumble on combustion in spark-ignition engines. *Prog Energy Combust Sci* 20:373–429
- Holmes P, Lumley JL, Berkooz G, Rowley CW (2012) *Turbulence, coherent structures, dynamical systems and symmetry*, 2nd edn. Cambridge University Press, Cambridge
- Kaiser E, Noack BR, Cordier L, Spohn A, Segond M, Abel M, Daviller G, Östth J, Krajnovic S, Niven RK (2014) Cluster-based reduced-order modelling of a mixing layer. *J Fluid Mech* 754:365–414
- Kapitsa L, Imberdis O, Bensler HP, Willand J, Thévenin D (2010) An experimental analysis of the turbulent structures generated by the intake port of a DISI-engine. *Exp Fluids* 48:265–280
- Keromnes A, Dujol C, Guibert P (2010) Aerodynamic control inside an internal combustion engine. *Meas Sci Technol* 21:125–404
- Liu K, Haworth D (2011) Development and assessment of POD for analysis of turbulent flow in piston engines. SAE Technical paper 2011-01-0830
- Lloyd SP (1957) “Least square quantization in PCM”. Bell Telephone Laboratories Paper. Published: Lloyd., S. P. (1982). “Least squares quantization in PCM”. *IEEE Trans Inf Theory* 28(2):129–137. doi:10.1109/TIT.1982.1056489
- Lumley JL (1967) The structure of inhomogeneous turbulence. In: Yaglom AM, Tatarski VI (eds) *Atmospheric turbulence and wave propagation*. Nauka, Moscow, pp 166–178
- Lumley JL (1999) *Engines. An introduction*. Cambridge University Press, Cambridge
- Lundgren TS, Mansour NN (1996) Transition to turbulence in an elliptic vortex. *J Fluid Mech* 307:43–62
- MacQueen J (1967) Some methods for classification and analysis of multivariate observations. In: *Proceedings of the fifth Berkeley symposium on mathematical statistics and probability* 1:281–297
- Schneider TM, Eckhardt B, Vollmer J (2007) Statistical analysis of coherent structures in transitional pipe flow. *Phys Rev E* 75(6):066313
- Voisine M, Thomas L, Borée J, Rey P (2011) Spatio-temporal structure and cycle-to-cycle variations of an in-cylinder tumbling flow. *Exp Fluids* 50(5):1393–1407



# Chapitre 7

## Conclusions & Perspectives

### SOMMAIRE

---

7.1 Conclusion de la thèse . . . . .	166
7.2 Perspectives . . . . .	171

---



## 7.1 Conclusion de la thèse

La maîtrise des phénomènes physiques intervenant dans la combustion du mélange air-carburant des moteurs à combustion interne est un enjeu majeur dans la stratégie de dépollution. Dans le dimensionnement du conduit d'admission, l'optimisation des paramètres de remplissage moteur est indispensable pour obtenir un meilleur rendement et réduire les émissions de polluants pour une famille de moteur donnée. Pour évaluer l'impact éventuel de ces paramètres sur l'aérodynamique interne, la sensibilité/robustesse de l'écoulement de roulement nous s'intéresse particulièrement.

Dans cette optique, les objectifs de la thèse sont (1) d'approfondir la compréhension de la physique fondamentale de l'écoulement grâce à un banc mono-cylindre transparent. Celui-ci exige en parallèle de mettre en place les outils expérimentaux associés et de développer la méthodologie d'analyse pour caractériser l'écoulement du moteur et sa fluctuation cyclique ; (2) de mener une étude de la sensibilité/robustesse de l'écoulement de roulement et de la variation cycle à cycle associée par rapport aux paramètres de remplissage moteur. Trois variations des conditions aux limites sont considérées : le déphasage de la loi de levée d'admission, la course du moteur et la géométrie du conduit d'admission.

Pour effectuer ce travail, nous nous sommes appuyés principalement sur le dispositif expérimental de Renault : un banc mono-cylindre optique. La vélocimétrie laser (PIV 2D2C) à basse fréquence, couplée avec des capteurs caractérisant les conditions aux limites a été utilisée. Trois capteurs de pression ont été mis en place à l'admission, à l'échappement et dans le cylindre. Une haute répétabilité de ces trois signaux est constatée pour la dynamique et la précision des capteurs pour capter. Un débitmètre instationnaire en temps réel fourni par le département FTC de l'institut Pprime a été implanté dans le circuit d'admission, dont la mesure est également répétable. En parallèle, nous avons établi une simulation numérique de l'acoustique du moteur en modélisant chacun des éléments dans le circuit d'air au banc, ceci permet d'évaluer les débits aux soupapes d'admission du moteur pendant le cycle moyen. Une amélioration d'accès optique a été apportée au montage, qui permet d'accéder simultanément aux deux parties de la chambre de combustion, le cylindre et le toit, avec une seule caméra. Ce concept permet d'élargir le champ de vision jusqu'à presque la totalité de la chambre, mais il a besoin d'être amélioré car il existe toujours une différence des rayons de courbure entre les deux parties dans la chambre de combustion.

Nous nous sommes intéressés d'abord à l'analyse physique de l'écoulement dans une configuration de référence (1). Il s'agit d'un moteur suralimenté, nous n'utilisons pas de turbocompresseur mais la géométrie et les réglages sont ceux choisis habituellement pour un moteur suralimenté. L'alésage et la course du moteur sont prédéfinis. Le moteur est équipé d'un conduit de « tumble » dit « moyen » (dans la terminologie Renault) pour intensifier le mouvement de roulement. Pour la loi de levée d'admission, la fermeture de soupape d'admission est choisie très tard par rapport au point mort bas (PMB) de l'admission :  $\theta_{RFA} = 180 + 30$  dv. Cela correspond à un moteur à faible charge en bas régime ( $N = 1200$  tr/min). Grâce aux mesures de champs de vitesse dans de multiples plans bidimensionnels verticaux et horizontaux, l'évolution structurelle de l'écoulement dans le cylindre a été décrit successivement aux

différentes phases du début d'admission jusqu'au point mort haut (PMH) de compression (très proche de la phase d'allumage).

Il est important de comprendre l'évolution de l'écoulement dans le cylindre. Au début de l'admission, L'écoulement est très fluctuant parce que les jets des soupapes d'admission interagissent entre eux, et aussi avec les parois du cylindre et le piston de manière très intense, quand le confinement du domaine est très grand. L'écoulement au point mort bas de l'admission porte la signature d'un rouleau. Alors que la fluctuation en haut du cylindre est prédominant par rapport à la structure moyenne, une structure tourbillonnaire plus stable a été détectée dans la région proche du piston. A cette phase, une variation à grande échelle de l'organisation et de la dynamique du jet de rouleau a été observée. Pour un taux de rouleau de l'ordre 1 (en instationnaire au PMB), on s'attend à ce que ces variations aient des conséquences sur les fluctuations cycle à cycle. La chute du rapport de l'énergie cinétique fluctuante sur l'énergie cinétique moyenne indique que l'effet de la compression a renforcé la structuration de l'écoulement à mi-compression dans cette configuration. La stabilité de l'écoulement est un bon indicateur de « l'état d'avancement » dans le processus du stockage d'énergie. L'évolution mesurée en fin de compression correspond à la déstabilisation d'une structure tourbillonnaire sous l'effet du confinement, ce qui correspond à un schéma classique de « rupture du rouleau » . Notons que le transfert d'énergie cinétique du champ moyen ( $K$ ) vers l'énergie fluctuante ( $k$ ) n'est pas isotrope dans toutes les directions. Malgré les mesures dans le plan de symétrie donnant une bonne représentation de l'évolution globale, il faut noter que l'analyse tridimensionnel est indispensable ici pour exploiter la complexité topologique de l'écoulement dans le cylindre. De plus, le choix des plans de mesure est délicat, surtout des plans horizontaux et transverses. En dehors du plan de symétrie, la position d'intersection doit être soigneusement choisie par rapport à la structure d'écoulement parce que l'analyse dépend fortement de cette position.

Pour prolonger l'analyse usuelle en moyenne de phase, deux méthodologies de classification des structures de l'écoulement par corrélation spatiale, puis par « clustering » ont été adaptées. Elles permettent une analyse statistique objective des variations de structures d'écoulement en fin de compression. L'analyse statistique du contenu des différents groupes et des transitions entre groupes permet de montrer que les VCC sont associées à différentes trajectoires dans l'espace des groupes. Des statistiques conditionnelles sont calculées et analysées pour les données de chaque groupe et permettent de définir une décomposition triple. Ces caractérisations plus précises des fluctuations cycle à cycle sont très générales et applicables à des grandes bases de données expérimentales ou numériques. Dans ce manuscrit, la méthodologie de classification par corrélation spatiale est appliquée à l'ensemble de la base des données obtenue par PIV à basse fréquence, alors que celle par « clustering » est appliquée à une autre base de donnée obtenue par PIV à haute fréquence.

Dans la configuration de référence, l'application de la méthodologie par corrélation spatiale a montré que la décroissance exponentielle de l'énergie cinétique du champ moyen se traduit par une expansion du groupe  $G_1$  (ayant la meilleure corrélation spatiale avec le champ de référence) vers les autres groupes (ayant la moins bonne corrélation). L'analyse condition-

nelle a permis de décomposer l'énergie fluctuante en  $k = \tilde{k} + k'$ . La contribution inter-groupe  $\tilde{k}$  est un indicateur de la variation cycle à cycle et la contribution intra-groupe  $k'$  correspond à une manifestation dans le groupe de la fluctuation à petite échelle. La contribution intra-groupe a été constatée prédominante dans l'énergie fluctuante au PMH (au voisinage de la phase d'allumage), c'est-à-dire que la turbulence à petite échelle peut être élevée :  $I_t^{(1)} = k' / (\tilde{k} + K) = 2,1$  avec  $\sqrt{k'^{(1)}} = 0,68\overline{U}_p^{(1)}$  (où  $\overline{U}_p$  est la vitesse moyenne du piston.) dans cette configuration de référence. La situation est plutôt favorable pour la combustion du mélange air-carburant.

Dans le dernier chapitre du manuscrit, nous avons proposé la méthodologie par « clustering », qui est appliquée à une base de données de haute fréquence (High-Speed PIV) obtenue dans le plan de symétrie du toit de chambre de combustion (au voisinage de la bougie), pour analyser les variations cycle à cycle de la rupture de rouleau. À partir d'une analyse statistique des probabilités dans les « clusters » (ou groupes) et des transitions inter-cluster, il a été observé que les VCC pouvaient être associées à différents ensembles de trajectoires (dans l'espace des clusters) en fin de compression. Par l'analyse de la répartition des cycles dans l'espace des clusters au PMH (proche de la phase d'allumage), un sous-ensemble de cycles a été détecté, ayant une faible énergie cinétique du champ moyen et une forte énergie fluctuante. Le comportement de ce sous-ensemble semble être un bon indicateur de la rupture d'une structure de rouleau à grande échelle. De plus, une analyse de « clustering » a semblé confirmer l'idée d'une déstabilisation progressive de l'écoulement dans le cylindre à la fin de compression. L'approche par « clustering » est intéressante parce qu'elle prolonge l'analyse par POD et permet de donner une définition objective de l'état de l'écoulement et des transitions entre ses états.

Par la suite, deux variations de paramètres à iso-conduit de remplissage moteur ont été considérées pour examiner la sensibilité/robustesse de l'écoulement et des variations cycle à cycle associées.

En effectuant un déphasage négatif de la loi de levée d'admission, nous avons confirmé, grâce à la simulation numérique, que ce changement permet de maximiser le remplissage du moteur parce que la masse emmagasinée a été estimée +14% en plus par rapport à la configuration de référence. Le jet de soupapes d'admission est donc beaucoup plus intense quand le confinement du moteur est grand, ce qui entraîne une interaction plus fluctuante avec les parois du cylindre. Une surproduction d'énergie fluctuante a été constatée dès le début de l'admission. La dissipation de ces énergies fluctuantes étant beaucoup plus rapide que le cycle moteur, une structure moyenne nettement plus faible a été constatée à mi-compression. Cela conduit à l'augmentation négligeable de l'énergie cinétique fluctuante en fin de compression ( $I_t^{(2)} = 0,81$  avec  $\sqrt{k'^{(2)}} = 0,51\overline{U}_p^{(1)}$ ), alors aucune signature de la déstabilisation n'a été détectée dans cette configuration. Pour un taux de rouleau d'ordre 1, l'écoulement est très sensible à des paramètres de réglage régissant la distribution du fluide (air et carburant) dans le cylindre. La variation de ces paramètres modifie certes le remplissage du moteur, mais surtout son impact peut intervenir à une phase très en amont dans la génération de l'écoulement. Puisque le système d'admission fournit l'unique source d'énergie et de quantité

de mouvement pour l'aérodynamique interne, la moindre modification de masse emmagasinée peut avoir une conséquence considérable sur les interactions jet-jet et jet-paroi sous l'effet du confinement du moteur. Dans le processus de dimensionnement du moteur, il semblerait donc judicieux de prendre en compte très tôt la variabilité des paramètres de réglages.

Pour un rallongement de la course du moteur, nous n'avons pas constaté une différence remarquable de l'évolution de rouleau à condition d'adimensionner les vitesses par la vitesse moyenne du piston. Au contraire du schéma classique de « rupture de rouleau », sous l'effet d'un mouvement moyen nettement plus tridimensionnel à mi-compression, la fin de compression conduit à un basculement de l'écoulement moyen et à une évolution très différente des vitesses fluctuantes. Une variation modeste (+11%) de la course conduit donc dans ce cas à une modification très importante de la dynamique en fin de compression. Il n'est plus vraiment possible de parler de « rupture » de rouleau. Bien que nous ne soyons pas en mesure de déterminer précisément les causes de ces observations, il nous semble que la notion de robustesse d'un écoulement interne à des variations de conditions aux limites devrait être approfondie. La méthodologie de classification permet encore une fois de confirmer l'association de la décroissance de l'énergie cinétique du champ moyen à l'expansion dans l'espace des groupes. La contribution de la turbulence dans l'énergie fluctuante est équivalente à celle de la configuration de référence ( $\sqrt{k'^{(3)}} = 0,64\bar{U}_p^{(1)}$ ) mais l'intensité turbulente a été réduite de plus de moitié :  $I_t'^{(3)} \approx 0,75$ . Une réévaluation du design du conduit nous apparaîtrait donc nécessaire pour optimiser une famille de moteur. La modification de la géométrie du moteur conduit à un confinement différent du moteur vis-à-vis des mouvements à grande échelle. Son impact est plus significatif sous l'effet de la compression. Nous suspectons que l'interaction fluide-paroi peut être influencée, mais malheureusement les résultats actuels ne permettent pas aller plus loin dans l'analyse. Dans le but d'augmenter la puissance spécifique du moteur, une simple augmentation de la cylindrée du moteur n'est alors pas forcément bénéfique pour la qualité du mélange.

Enfin, l'influence de la variation du conduit d'admission a été quantifiée aux travers de deux conduits « rouleau renforcé » **(4)** et « remplissage » **(5)**. Il a été d'abord observé que le taux de rouleau moyen  $\langle R_t \rangle$ , mesuré dans le plan bidimensionnel de symétrie, permet de classer les intensités de l'écoulement suivant les configurations du moteur :  $\langle R_t \rangle^{(4)} > \langle R_t \rangle^{(1)} > \langle R_t \rangle^{(5)}$  de l'admission jusqu'à la phase mi-compression. Nous pouvons en déduire qu'un conduit, conçu pour renforcer le rouleau, génère réellement un écoulement de rouleau plus intense et vice versa. Pour un rouleau renforcé, même si les énergies  $K^{(4)}$  et  $k^{(4)}$  ne sont pas significativement modifiées par rapport à la configuration de référence, la topologie de l'écoulement à mi-compression est différente, marquée par une rotation quasi-complète de la structure. Ceci conduit à une amplification notable de l'énergie fluctuante en fin de compression, c'est-à-dire que le transfert vers l'énergie fluctuante est plus efficace. En plus, la méthodologie de classification a permis d'affirmer qu'au PMH, la contribution de la turbulence à petite échelle dans l'énergie fluctuante est presque dix fois plus élevée que la configuration de référence :  $I_t'^{(4)} \approx 20,9$  avec  $\sqrt{k'^{(4)}} = 0,77\bar{U}_p^{(1)}$ . En revanche, le conduit « Remplissage » génère un écoulement moyen plus faible, surtout à mi-compression, qui en-

traîne une décroissance relative moins importante de l'énergie cinétique du champ moyen et à un plateau des valeurs de l'énergie fluctuante en fin de compression :  $I_t^{(5)} \approx 1.34$  avec  $\sqrt{k^{(5)}} = 0,42\overline{U_p}^{(1)}$ . Il est clair que la déstabilisation de l'écoulement ne s'est pas produite. L'étude de la variation du conduit d'admission a permis de souligner l'importance et la nécessité des mouvements cohérents à grande échelle, tels que le mouvement de rouleau, pour améliorer la qualité du mélange air-carburant, et d'affirmer l'intérêt du conduit de rouleau renforcé dans ce même but.

## 7.2 Perspectives

Les perspectives de notre travail sont nombreuses.

Premièrement, le développement des moyens expérimentaux sera nécessaire pour dévoiler davantage des propriétés physiques spatio-temporelles de l'aérodynamique interne moteur. Nous avons réalisé une tentative d'accéder à la fois à l'information dans le cylindre et dans le toit de la chambre. Mais le résultat n'est pas satisfaisant. Un effort pourrait être entrepris pour supprimer la différence entre les rayons de courbure des deux parties de la chambre tout en conservant l'étanchéité du moteur. La mise en place de deux systèmes de mesure pourrait être une approche très intéressante pour se focaliser sur la structure tourbillonnaire tridimensionnelle instantanée dans la région d'interaction jet-piston. Pour accéder à plus d'information spatiale, les techniques, telles que Stéréo-PIV, voire Tomo-PIV sont toujours envisageables, la difficulté est a priori d'élargir l'accès optique. Il nous semble très intéressant d'effectuer des mesures à plus haute fréquence (jusqu'à quelques kHz), particulièrement dans le toit de la chambre en fin de compression. Notons qu'avec le matériel utilisé, nous pourrions également tester l'acquisition de plusieurs phases par cycle (PIV à 80Hz par exemple).

Deuxièmement, nous sommes toujours préoccupés par la problématique de séparer les contributions des VCC et de la turbulence. Un effort non négligeable sur le développement de deux méthodologies de classification des structures de l'écoulement a été fait durant la thèse. Nous sommes convaincus que l'approche par « clustering » est une voie prometteuse pour fournir un indicateur des variabilités cycliques. Il est également important de souligner qu'elle est généralement applicable à des grands ensembles de données. Ainsi la validation de cette méthodologie sur les autres bases de données, qu'elles soient obtenues expérimentalement ou numériquement (LES, DNS, *etc.*), serait prioritaire. Notons que cette approche prolonge l'utilisation de la décomposition orthogonale propre (POD) en moteur et peut conduire à la modélisation statistique des transitions.

Enfin, pour améliorer la performance du moteur, les motoristes doivent optimiser les paramètres de remplissage moteur. Dans ce manuscrit, l'étude de la robustesse de l'écoulement a mis en évidence l'impact significatif de ces paramètres sur la préparation du mélange dans le cylindre. Dans le dimensionnement du moteur, il est ainsi nécessaire d'examiner très tôt la sensibilité de l'aérodynamique du moteur à des variations de paramètres, tels que la loi de distribution du fluide, la géométrie du moteur, *etc.* Pour poursuivre notre analyse concernant les deux paramètres proposés, la prochaine étape pourrait être d'évaluer la sensibilité d'un écoulement de rouleau renforcé. Les paramètres de distribution du fluide seront-ils toujours capables de modifier la structuration de l'écoulement pendant la phase d'admission? La conséquence de la modification de la géométrie du moteur sera-t-elle moins importante lors qu'on augmente le taux de rouleau? Il nous paraît logique de conjecturer que l'écoulement d'un rouleau renforcé sera moins sensible à une variation de la course. Par contre, il devrait être toujours très sensible aux déphasages de la loi de levée. Dans l'objectif de faire évoluer le processus du dimensionnement du moteur, l'étude de la robustesse de l'écoulement de rouleau (ou swirl) mérite l'attention et en particulier le soutien des constructeurs automobiles.



# Références

- R. ADRIAN : Multi-point optical measurements of simultaneous vectors in unsteady flow - a review. *International journal of heat and fluid flow*, 7(2) :127–145, 1986. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0142727X86900627>.
- R. J. ADRIAN : Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow : speckle velocimetry vs particle image velocimetry. *Applied optics*, 23(11) :1690–1691, 1984. URL <http://www.opticsinfobase.org/ao/fulltext.cfm?uri=ao-23-11-1690>.
- R. J. ADRIAN : Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(1) :261–304, 1991. URL <http://www.annualreviews.org/doi/pdf/10.1146/annurev.fl.23.010191.001401>.
- R. J. ADRIAN : Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in fluids*, 39(2) :159–169, 2005. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s00348-005-0991-7>.
- A. ALKIDAS, R. DREWS et W. MILLER : Effects of piston crevice geometry on the steady-state engine-out hydrocarbons emissions of a si engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1995. URL <http://papers.sae.org/952537/>.
- C. ARCOUMANIS, S. N. GODWIN et J. KIM : Effect of tumble strength on combustion and exhaust emissions in a single-cylinder, four-valve, spark-ignition engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1998. URL <http://papers.sae.org/981044/>.
- X. BABY : *Optimisation de l'aérodynamique interne dans un moteur à injection directe essence. Analyse de l'écoulement de tumble par vélocimètre par images de particules*. Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2000.
- G. BATCHELOR : *An Introduction to Fluid Mechanics*. 1967.
- E. BAUM, B. PETERSON, B. BÖHM et A. DREIZLER : On The Validation of LES Applied to Internal Combustion Engine Flows : Part 1 : Comprehensive Experimental Database. *Flow, Turbulence and Combustion*, 92(1-2) :269–297, 2014. ISSN 1386-6184. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-013-9468-6>.
- L. H. BENEDICT et R. D. GOULD : Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Experiments in Fluids*, 22 :129–136, 1996.
- C. M. BISHOP : *Pattern recognition and machine learning*, vol. 1. springer New York, 2006.
- C. BLUNSDON et J. DENT : The simulation of Autoignition and knock in a spark ignition engine with disk geometry. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1994. URL <http://papers.sae.org/940524/>.



- J.-P. BONNET et J. DELVILLE : Review of coherent structures in turbulent free shear flows and their possible influence on computational methods. *Flow, Turbulence and combustion*, 66(4) :333–353, 2001. URL <http://link.springer.com/article/10.1023/A:1013518716755>.
- J. BONNET, J. DELVILLE, M. GLAUSER, R. ANTONIA, D. BISSET, D. COLE, H. FIEDLER, J. GAREM, D. HILBERG, J. JEONG *et al.* : Collaborative testing of eddy structure identification methods in free turbulent shear flows. *Experiments in Fluids*, 25(3) :197–225, 1998. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s003480050224>.
- J. BORÉE et P. C. MILES : In-cylinder flow. in *D. Crolla, D.E. Foster, T. Kobayashi and N. Vaughan (Eds.), Encyclopedia of Automotive Engineering*, p. 1–31, 2014.
- M. BRUNT : *The effect of combustion chamber design on the combustion rate in an SI engine*. Thèse de doctorat, © MFJ Brunt, 1980. URL <https://dspace.lboro.ac.uk/dspace/handle/2134/6816>.
- F. BRUSIANI, S. FALFARI et G. CAZZOLI : Tumble motion generation in small gasoline engines : A new methodological approach for the analysis of the influence of the intake duct geometrical parameters. *Energy Procedia*, 45 :997–1006, 2014.
- I. BÜCKER, D. KARHOFF, J. DANNEMANN, K. PIELHOP, M. KLAAS et W. SCHRÖDER : *Comparison of PIV measured flow structures in two four-valve piston engines*, p. 633–640. Springer, 2013a. URL [http://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-642-35680-3\\_75](http://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-642-35680-3_75).
- I. BÜCKER, D.-C. KARHOFF, M. KLAAS et W. SCHRÖDER : Engine in-cylinder flow control via variable intake valve timing. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2013b. URL <http://papers.sae.org/2013-24-0055/>.
- H. CHEN, D. L. REUSS et V. SICK : Analysis of misfires in a direct injection engine using proper orthogonal decomposition. *Experiments in Fluids*, 51 :1139 – 1151, 2011.
- H. CHEN, D. L. REUSS et V. SICK : On the use and interpretation of proper orthogonal decomposition of in-cylinder engine flows. *Measurement Science and Technology*, 23(8) :1–14, 2012. URL <http://iopscience.iop.org/0957-0233/23/8/085302>.
- M. CHRISTENSEN, B. JOHANSSON et A. HULTQVIST : The effect of piston topland geometry on emissions of unburned hydrocarbons from a homogeneous charge compression ignition (HCCI) engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2001. URL <http://papers.sae.org/2001-01-1893/>.
- M. CHRISTENSEN, B. JOHANSSON et A. HULTQVIST : The effect of combustion chamber geometry on HCCI operation. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2002. URL <http://papers.sae.org/2002-01-0425/>.
- A. CLENCI, A. BÎZÎIAC, P. PODEVIN, G. DESCOMBES, M. DELIGANT et R. NICULESCU : Idle Operation with Low Intake Valve Lift in a Port Fuel Injected Engine. *Energies*, 6 (6) :2874–2891, 2013. URL <http://www.mdpi.com/1996-1073/6/6/2874>.
- A. C. CLENCI, V. IORGA-SIMĂN, M. DELIGANT, P. PODEVIN, G. DESCOMBES et R. NICULESCU : A CFD (computational fluid dynamics) study on the effects of operating an engine with low intake valve lift at idle corresponding speed. *Energy*, p. 202–217, 2014. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544214004824>.

- I. COSADIA, J. BORÉE, G. CHARNAY et P. DUMONT : Cyclic variations of the swirling flow in a diesel transparent engine. *Experiments in fluids*, 41(1) :115–134, 2006. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s00348-006-0163-4>.
- I. COSADIA : *Variabilité cyclique de l'aérodynamique interne d'un moteur diesel. Mise en œuvre de diagnostics optiques pour l'analyse spatiale et temporelle*. Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2006.
- W. DESLANDES : *Structure et dispersion de l'aérodynamique interne des moteurs Diesel Caractérisation par diagnostic optique*. Thèse de doctorat, INP Toulouse, 2004.
- Q. DU et M. D. GUNZBURGER : Centroidal voronoi tessellation based proper orthogonal decomposition analysis. In *Control and estimation of distributed parameter systems*, p. 137–150. Springer, 2003. URL [http://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-0348-8001-5\\_9](http://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-0348-8001-5_9).
- V. DUGUÉ : *Etude du potentiel des simulations aux grandes échelles pour la prédiction des variations cycliques dans les moteurs automobiles*. Thèse de doctorat, Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion (E.M.2.C.) du CNRS et de l'ECP, 2007.
- B. ENAUX, V. GRANET, O. VERMOREL, C. LACOUR, C. PERA, C. ANGELBERGER et T. POIN-SOT : LES study of cycle-to-cycle variations in a spark ignition engine. In *the 33rd international symposium on combustion*, 2010.
- A. ENOTIADIS, C. VAFIDIS et J. WHITELAW : Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in fluids*, 10(2-3) :77–86, 1990. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/BF00215014>.
- S. FALFARI, F. BRUSIANI et G. M. BIANCHI : Assessment of the influence of intake duct geometrical parameters on the tumble motion generation in a small gasoline engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2012. URL <http://papers.sae.org/2012-32-0095/>.
- T. D. FANSLER et D. T. FRENCH : Cycle-resolved laser-velocimetry measurements in a reentrant-bowl-in-piston engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1988. URL <http://papers.sae.org/880377/>.
- A. FLOCH, J. VAN FRANK et A. AHMED : Comparison of the effects of intake-generated swirl and tumble on turbulence characteristics in a 4-valve engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1995. URL <http://papers.sae.org/952457/>.
- M. FOGLEMAN, J. LUMLEY, D. REMPFER et D. HAWORTH : Application of the proper orthogonal decomposition to datasets of internal combustion engine flows. *Journal of Turbulence*, 5(23) :1–18, 2004.
- E. FOUCAULT, M. P. LAURENT, P. SZEGER et J. LAUMONIER : Débitmètre instationnaire temps réel, 2010. URL <http://www.google.com/patents/EP2265907A1?cl=fr>.
- T. B. GATSKI, C. L. RUMSEY et R. MANCEAU : Current trends in modelling research for turbulent aerodynamic flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 365(1859) :2389–2418, 2007. URL <http://rsta.royalsocietypublishing.org/content/365/1859/2389.short>.
- C. L. GENZALE, R. D. REITZ et M. P. MUSCULUS : Effects of piston bowl geometry on mixture development and late-injection low-temperature combustion in a heavy-duty diesel engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2008. URL <http://papers.sae.org/2008-01-1330/>.

- O. HADDED et I. DENBRATT : Turbulence characteristics of tumbling air motion in four-valve si engines and their correlation with combustion parameters. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1991. URL <http://papers.sae.org/910478/>.
- B. HARSHAVARDHAN et J. MALLIKARJUNA : CFD Analysis of in-Cylinder Flow and Air-Fuel Interaction on Different Combustion Chamber Geometry in DISI Engine. *IJACECT*, p. 1–5, 2013.
- D. HAWORTH : Large-eddy simulation of in-cylinder flows. *Oil & Gas Science and Technology*, 54(2) :175–185, 1999. URL [http://ogst.ifpenergiesnouvelles.fr/articles/ogst/abs/1999/02/haworth\\_v54n2/haworth\\_v54n2.html](http://ogst.ifpenergiesnouvelles.fr/articles/ogst/abs/1999/02/haworth_v54n2/haworth_v54n2.html).
- J. B. HEYWOOD : Combustion chamber design for optimum spark-ignition engine performance. *International Journal of Vehicle Design*, 5(HS-037 378) :336–357, 1984. URL <http://trid.trb.org/view.aspx?id=209005>.
- J. B. HEYWOOD : *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw-Hill, Inc., 1988.
- P. HILL et D. ZHANG : The effects of swirl and tumble on combustion in spark-ignition engines. *Progress in energy and combustion science*, 20(5) :373–429, 1994.
- H. HONG, G. PARVATE-PATIL et B. GORDON : Review and analysis of variable valve timing strategies eight ways to approach. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, 218(10) :1179–1200, 2004. URL <http://pid.sagepub.com/content/218/10/1179.short>.
- Z. HU, J. WHITELAW et C. VAFIDIS : Flame propagation studies in a four-valve pentroof-chamber spark ignition engine. Rap. tech. 922321, SAE Technical Paper, 1992. URL <http://papers.sae.org/922321/>.
- R. F. HUANG, K. H. LIN, C.-N. YEH et J. LAN : In-cylinder tumble flows and performance of a motorcycle engine with circular and elliptic intake ports. *Experiments in Fluids*, 46 :165–179, 2009.
- M. JIA, Y. LI, M. XIE et T. WANG : Numerical evaluation of the potential of late intake valve closing strategy for diesel pcci (premixed charge compression ignition) engine in a wide speed and load range. *Energy*, 51 :203–215, 2013. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544213000091>.
- T. JUSTHAM, S. JARVIS, A. CLARKE, C. GARNER, G. HARGRAVE et N. HALLIWELL : Simultaneous study of intake and in-cylinder ic engine flow fields to provide an insight into intake induced cyclic variations. *In Journal of Physics : Conference Series*, vol. 45, p. 146. IOP Publishing, 2006. URL <http://iopscience.iop.org/1742-6596/45/1/019>.
- L. KAPITZA, O. IMBERDIS, H. BENSLER, J. WILLAND et D. THÉVENIN : An experimental analysis of the turbulent structures generated by the intake port of a disi-engine. *Experiments in fluids*, 48(2) :265–280, 2010.
- P. KREUTER, P. HEUSER et M. SCHEBITZ : Strategies to improve si-engine performance by means of variable intake lift, timing and duration. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1992. URL <http://papers.sae.org/920449/>.
- C. LACOUR, C. PERA, B. ENAUX, O. VERMOREL, C. ANGELBERGER et T. POINSOT : Exploring cyclic variability in a spark-ignition engine using experimental techniques, system simulation and large-eddy simulation. *In European Combustion Meeting*, 2009. conditions limites, configuration pour les calculs LES.

- Y. LAURENT : *Variabilité aérodynamique d'un moteur à combustion interne pendant la phase d'admission Vers l'origine des fluctuations cycliques*. Thèse de doctorat, EC LYON, 2008.
- B. LECOINTE et G. MONNIER : Downsizing a gasoline engine using turbocharging with direct injection. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2003. URL <http://papers.sae.org/2003-01-0542/>.
- B. LECORDIER : *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélange avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules*. Thèse de doctorat, Faculté des Sciences de l'Université de Rouen, 1997.
- P. LEDUC, B. DUBAR, A. RANINI et G. MONNIER : Downsizing of gasoline engine : an efficient way to reduce CO<sub>2</sub> emissions. *Oil & gas science and technology*, 58(1) :115–127, 2003.
- J. LEWALLE : Wavelet analysis of experimental data : some methods and the underlying physics. *AIAA paper*, 94 :2281, 1994. URL <http://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.1994-2281>.
- L. LIN, D. SHULIN, X. JIN, W. JINXIANG et G. XIAOHONG : Effects of combustion chamber geometry on in-cylinder air motion and performance in DI diesel engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2000. URL <http://papers.sae.org/2000-01-0510/>.
- D. LIU, T. WANG, M. JIA et G. WANG : Cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder flow in a gasoline engine with variable valve lift. *Experiments in fluids*, 53(3) :585–602, 2012. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s00348-012-1314-4>.
- K. LIU et D. C. HAWORTH : Development and assessment of POD for analysis of turbulent flow in piston engines. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2011. URL <http://papers.sae.org/2011-01-0830/>.
- J. L. LUMLEY : *Engines : an introduction*. Cambridge University Press, 1999.
- D. MARC, J. BOREE, R. BAZILE et G. CHARNAY : Tumbling vortex flow in a model square piston compression machine : PIV and LDV measurements. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1997. URL <http://papers.sae.org/972834/>.
- K. MICHEL : Explosion or internal combustion engine, déc. 14 1937. US Patent 2,102,559.
- S. MÜLLER, B. BÖHM, M. GLEISSNER, R. GRZESZIK, S. ARNDT et A. DREIZLER : Flow field measurements in an optically accessible, direct-injection spray-guided internal combustion engine using high-speed piv. *Experiments in fluids*, 48(2) :281–290, 2010. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s00348-009-0742-2>.
- M. NAMAZIAN et J. B. HEYWOOD : Flow in the piston-cylinder-ring crevices of a spark-ignition engine : effect on hydrocarbon emissions, efficiency and power. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1982. URL <http://papers.sae.org/820088/>.
- N. OZDOR, M. DULGER et E. SHER : Cyclic variability in spark ignition engines - a literature survey. Rap. tech. 940987, SAE Technical Paper, 1994.
- B. PETERSEN et P. MILES : Piv measurements in the swirl-plane of a motored light-duty diesel engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2011. URL <http://papers.sae.org/2011-01-1285/>.

- C. J. PICKERING et N. A. HALLIWELL : Laser speckle photography and particle image velocimetry : photographic film noise. *Applied optics*, 23(17) :2961–2969, 1984. URL <http://www.opticsinfobase.org/ao/fulltext.cfm?uri=ao-23-17-2961>.
- S. G. POULOS et J. B. HEYWOOD : The effect of chamber geometry on spark-ignition engine combustion. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1983. URL <http://papers.sae.org/830334/>.
- W. QIN, M. XIE, M. JIA, T. WANG et D. LIU : Large eddy simulation and proper orthogonal decomposition analysis of turbulent flows in a direct injection spark ignition engine : Cyclic variation and effect of valve lift. *Science China Technological Sciences*, 57(3) :489–504, 2014. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s11431-014-5472-x>.
- D. L. REUSS : Cyclic variability of large-scale turbulent structures in directed and undirected IC engine flows. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2000. URL <http://papers.sae.org/2000-01-0246/>.
- D. L. REUSS, T.-W. KUO, B. KHALIGHI, D. HAWORTH et M. ROSALIK : Particle image velocimetry measurements in a high-swirl engine used for evaluation of computational fluid dynamics calculations. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1995. URL <http://papers.sae.org/952381/>.
- S. RICHARD, O. COLIN, O. VERMOREL, A. BENKENIDA, C. ANGELBERGER et D. VEYNANTE : Towards large eddy simulation of combustion in spark ignition engines. *Proceedings of the Combustion Institute*, 31(2) :3059–3066, 2007. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1540748906001040>.
- F. SÖDERBERG, B. JOHANSSON et B. LINDOFF : Wavelet analysis of in-cylinder ldv measurements and correlation against heat-release. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1998. URL <http://papers.sae.org/980483/>.
- S. M. SOLOFF, R. J. ADRIAN et Z.-C. LIU : Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement science and technology*, 8(12) :1441–1454, 1997.
- P. STANSFIELD, G. WIGLEY, T. JUSTHAM, J. CATTO et G. PITCHER : PIV analysis of in-cylinder flow structures over a range of realistic engine speeds. *Experiments in fluids*, 43(1) :135–146, 2007. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s00348-007-0335-x>.
- P. SULLIVAN, R. ANCIMER et J. WALLACE : Turbulence averaging within spark ignition engines. *Experiments in Fluids*, 27(1) :92–101, 1999. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s003480050333>.
- P. SZEGER : *Débitmètre Instationnaire temps réel modèle LEA-0901*, 2010.
- H. TENNEKES et J. L. LUMLEY : *A First Course in Turbulence M.I.T. Press., Cambridge, 1972*. The MIT Press, 1972.
- R. H. THRING : Homogeneous-charge compression-ignition (HCCI) engines. Rap. tech., SAE Technical paper, 1989. URL <http://papers.sae.org/892068/>.
- G. TIPPELMANN : A new method of investigation of swirl ports. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1977. URL <http://papers.sae.org/770404/>.

- T. UZKAN, C. BORGNAKKE et T. MOREL : Characterization of flow produced by a high-swirl inlet port. Rap. tech., SAE Technical Paper, 1983. URL <http://papers.sae.org/830266/>.
- O. VERMOREL, S. RICHARD, O. COLIN, C. ANGELBERGER, A. BENKENIDA et D. VEYNANTE : Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES. *Combustion and Flame*, 156(8) :1525–1541, 2009. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010218009001126>.
- M. VOISINE : *Etude expérimentale de l'aérodynamique interne des moteurs. Mise en œuvre de diagnostics d'analyses spatio-temporels pour un écoulement de roulement comprimé*. Thèse de doctorat, ENSMA, 2010.
- M. VOISINE, L. THOMAS, J. BORÉE et P. REY : Spatio-temporal Structure and cycle-to-cycle variations of an in-cylinder tumbling flow. *Experiments in fluids*, 50 :1393 – 1407, 2011.
- T.-T. VU et P. GUIBERT : Proper orthogonal decomposition analysis for cycle-to-cycle variations of engine flow. Effect of a control device in an inlet pipe. *Experiments in fluids*, 52(6) :1519–1532, 2012. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s00348-012-1268-6>.
- T. WANG, D. LIU, B. TAN, G. WANG et Z. PENG : An investigation into in-cylinder tumble flow characteristics with variable valve lift in a gasoline engine. *Flow, Turbulence and Combustion*, p. 1–20, 2014. ISSN 1386-6184. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10494-014-9562-4>.
- J. WESTERWEEL : *Digital particle image velocimetry, theory and application*. Delft university press, 1993.
- H. XU : Some critical technical issues on the steady flow testing of cylinder heads. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2001. URL <http://papers.sae.org/2001-01-1308/>.
- K. XU, H. XIE, M. WAN, T. CHEN et H. ZHAO : Effect of valve timing and residual gas dilution on flame development characteristics in a spark ignition engine. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2014. URL <http://papers.sae.org/2014-01-1205/>.
- F. ZHAO, T. N. ASMUS, D. N. ASSANIS, J. E. DEC, J. A. ENG et P. M. NAJT : Homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines. Rap. tech., SAE Technical Paper, 2003. URL <http://papers.sae.org/PT-94/>.
- F. ZHAO, M.-C. LAI et D. L. HARRINGTON : Automotive spark-ignited direct-injection gasoline engines. *Progress in energy and combustion science*, 25(5) :437–562, 1999. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360128599000040>.
- H. ZHAO, J. LI, T. MA et N. LADOMMATOS : Performance and analysis of a 4-stroke multi-cylinder gasoline engine with CAI combustion. Rap. tech., SAE Technical paper, 2002. URL <http://papers.sae.org/2002-01-0420/>.



**Titre** Sensibilité d'un écoulement de rouleau compressé et des variations cycle à cycle associées à des paramètres de remplissage moteur.

**Résumé** Ce travail concerne l'étude expérimentale de la sensibilité de l'écoulement du moteur et de ses variations cycle à cycle (VCC) à trois variations des conditions aux limites liée à l'optimisation du remplissage moteur. Dans la configuration standard, l'écoulement tridimensionnel de rouleau (« tumble ») est décrit pendant les phases d'admission et de compression. Un phasage plus précoce de la loi de levée d'admission augmente le débit de masse aux soupapes et amplifie les fluctuations dès le début de l'admission. L'intensité du rouleau est beaucoup plus faible à phase mi-compression. L'énergie fluctuante au point mort haut est plus faible. Une course rallongée du moteur conduit, en fin de compression, à un basculement de l'écoulement moyen et à une évolution très différente des vitesses fluctuantes, due au confinement différent vu par l'aérodynamique du moteur. Enfin, la modification des conduits d'admission entraîne une variation de l'intensité et une structuration fondamentalement différente de l'écoulement. En outre, pour décrire le transfert vers la turbulence, deux méthodologies de classification des structures de l'écoulement en groupe par corrélation spatiale, puis par « clustering » sont adaptées. L'analyse statistique du contenu des différents groupes et des transitions entre groupes permet de montrer que les VCC sont associées à différentes trajectoires dans l'espace des groupes. Des statistiques conditionnelles sont calculées pour analyser les données de chaque groupe et permettent de définir une décomposition triple. Ces caractérisations plus précises des VCC sont très générales et applicables à des grandes bases de données expérimentales ou numériques.

**Mots clés :** Moteurs, Essence, Aérodynamique, Turbulence, Vélocimétrie par image de particules, Écoulement tridimensionnel, Décomposition Triple, Partitionnement de données.

---

**Title** Sensitivity of the compressed tumble motion and of the cycle to cycle variations to engine's air filling parameters.

**Abstract** This experimental work concerns a sensitivity study of the in-cylinder flow in a spark-ignition engine and of the cycle to cycle variations (CCV) by comparing three variations of boundary conditions related to the optimisation of air filling conditions. In the reference case, the three dimensional tumble flow is characterized during the intake and compression phases. A earlier intake cam phase increases the mass flow rate at inlet valves and amplifies the fluctuations immediately after the start of intake phase. The tumble ratio is much lower at mid-compression phase. The fluctuating energy at top dead center is reduced. A longer engine stroke leads, at the end of compression phase, to a shift of mean flow and to a very distinct evolution of the fluctuating velocity, due to the different confinement from the point of view of the engine internal flow. Finally, the modification of intake duct design changes the flow intensity and reorganizes in depth the flow structure. Moreover, to describe the transfer into turbulence, two methodologies of classification in groups of flow structures, by spatial correlation then by clustering, are proposed. A phase-averaged analysis of the statistics of group content and inter-group transitions shows that CCV can be associated with different sets of trajectories during the second half of the compression phase. The conditional statistics are computed to analyse the data in each group, which leads to a triple decomposition. It is important to point out that this more accurate evaluation of CCV is applicable to very large sets of experimental or numerical data.

**Keywords :** Engines, Gasoline, Aerodynamics, Turbulence, Particle image velocimetry, in-cylinder flow, Triple Decomposition, clustering