



HAL
open science

Variabilité cyclique de l'aérodynamique interne d'un moteur Diesel

Cosadia Imran

► **To cite this version:**

Cosadia Imran. Variabilité cyclique de l'aérodynamique interne d'un moteur Diesel. Energie électrique. Institut National Polytechnique (Toulouse), 2006. Français. ⟨NNT : 2006INPT061H⟩. ⟨tel-04594135⟩

HAL Id: tel-04594135

<https://hal.science/tel-04594135v1>

Submitted on 30 May 2024

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.



HAL Authorization

THESE

présentée

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Energétique et Dynamique des Fluides

Spécialité : **Energétique et Transferts**

Par : **Imran COSADIA**

**VARIABILITE CYCLIQUE DE L'AERODYNAMIQUE INTERNE
D'UN MOTEUR DIESEL. MISE EN ŒUVRE DE DIAGNOSTICS
OPTIQUES POUR L'ANALYSE SPATIALE ET TEMPORELLE**

Soutenue le 18 octobre 2006 devant le jury composé de :

M.	Francisco PAYRI (CMT, Valencia)	Rapporteur
M.	Michel TRINITE (CORIA, Rouen)	Rapporteur
M.	Denis VEYNANTE (EM2C, Paris)	Examineur
M.	Rudy BAZILE (IMFT, Toulouse)	Examineur
M.	Jacques BOREE (LEA, Poitiers)	Directeur de thèse
M.	Georges CHARNAY (IMFT, Toulouse)	Invité
M.	Patrick DUMONT (RENAULT, Lardy)	Invité
M.	Alain DUPONT (RENAULT, Lardy)	Invité

RESUME

Une analyse des variations cycliques de l'aérodynamique interne d'un moteur Diesel à injection directe, à partir d'outils expérimentaux basés sur la vélocimétrie laser, et en utilisant des méthodes de décomposition classique, de type Reynolds, et d'autres plus sophistiquées, de type décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD), est présentée dans ce document. Pour effectuer cette analyse, nous nous sommes appuyés sur un moteur optique Diesel conçu et exploité par RENAULT. Des améliorations notables ont été apportées à ce dispositif, notamment en ce qui concerne la réduction des fuites du moteur et son instrumentation. Nous avons ainsi pu rassembler plusieurs bases de données importantes et fiables en PIV 2D2C, 2D3C et en TRPIV.

L'analyse des courses d'admission et de compression est présentée. Nous montrons qu'au cours de la phase d'admission, les deux jets de soupapes interagissent fortement pour ne former qu'un unique jet résultant qui s'enroule dans le cylindre. Les fluctuations observées au PMB se concentrent principalement dans la partie centrale de l'écoulement ainsi que dans la zone frontale de ce jet résultant. L'enroulement du jet résultant est donc associé à une variabilité cyclique importante, caractérisée par POD. Nous avons mis en avant, pendant la génération, l'existence de deux composantes principales de l'écoulement : une composante débitante et une composante d'enroulement. L'impact du jet débitant sur la composante d'enroulement du jet résultant a été observé par POD étendue. Nous avons aussi mis en évidence un battement tridimensionnel du jet débitant. La structure de l'écoulement avant la compression est donc perçue comme l'enroulement d'un jet résultant, entraînant une non uniformité de l'écoulement avant la remontée du piston. L'étude du mouvement moyen pendant la course de compression a montré que la structure tournante présentait toujours des inhomogénéités spatiales. D'un cycle à l'autre, la trace de l'écoulement dans un plan de mesure orthogonal à l'axe du cylindre passe d'une structure de type « vortex » à une structure de type « annulaire ». L'identification de ces structures a été effectuée par la mise en place d'un indicateur intégral basé sur la circulation, et leur caractérisation a été menée par POD. Ces fluctuations de structure sont la signature de l'enroulement d'un jet résultant créé à l'admission. L'analyse physique et l'analyse du niveau de diffusion turbulente permettent de montrer que ces fluctuations de structure doivent perdurer pendant la compression. En effectuant le suivi temporel de la structure dans le plan de mesure durant la compression, nous montrons que ces fluctuations sont aussi présentes au sein d'un même cycle. Cela prouve que la structure tournante passe de l'état « vortex » à l'état « annulaire » de manière continue dans le cycle, révélant une hétérogénéité axiale de l'écoulement. Ceci rompt avec la vision d'un écoulement idéal de type swirl en compression. Le passage continu d'une circulation faible à une circulation forte signe la mémoire de l'enroulement du jet résultant pendant la compression. Nous proposons ensuite, pour caractériser la dynamique des grandes échelles, une technique de couplage entre des données PIV statistiquement convergées et des données TRPIV. Les champs statistiques sont utilisés pour construire une base POD de projection fiable pour les champs TRPIV. Nous analysons ensuite l'évolution de quelques coefficients issus de cette projection. Enfin, nous montrons que même pour une quantité intégrale comme la circulation, un nombre conséquent de modes est nécessaire pour suivre son évolution temporelle si la POD est effectuée sur la variable vitesse.

TABLE DES MATIERES

RESUME	1
TABLE DES MATIERES	3
CHAPITRE 1 INTRODUCTION GENERALE ET OBJECTIFS DE LA THESE	7
1.1 Rôle de l'aérodynamique interne en Diesel	8
1.1.1 Phénoménologie globale	8
1.1.2 Introduction des mouvements ordonnés en Diesel	8
1.1.3 Intérêt de l'aérodynamique interne Diesel pour la dépollution	9
1.2 Les caractérisations expérimentales	10
1.3 Synthèse et objectifs de la thèse	11
1.4 Bibliographie du chapitre	12
CHAPITRE 2 PRÉSENTATION DES MOYENS EXPÉRIMENTAUX	13
2.1 Le moteur optique	14
2.2 Instrumentation du moteur	19
2.3 Vélocimétrie par images de particules	24
2.3.1 Principe de la technique	24
2.3.2 La PIV en deux composantes (PIV 2D2C).....	26
2.3.3 La PIV en trois composantes (2D3C).....	29
2.3.4 La PIV temporelle (TRPIV).....	33
2.3.5 Ensemencement.....	35

2.4 Synthèse du chapitre	40
2.5 Bibliographie du chapitre	41
CHAPITRE 3 OUTILS ANALYTIQUES DE TRAITEMENT	43
3.1 Traitement statistique des champs de vitesses	44
3.2 Traitement temporel et turbulence résolue dans le cycle	44
3.3 La décomposition orthogonale en modes propres (POD).....	45
3.3.1 Formulation générale.....	45
3.3.2 Résolution du problème aux valeurs propres par la méthode des snapshots	47
3.4 La POD étendue (E-POD).....	50
3.5 Approche invariante en phase	52
3.6 Synthèse du chapitre	54
3.7 Bibliographie du chapitre	55
CHAPITRE 4 ANALYSE PHYSIQUE DE LA GENERATION DE L'ÉCOULEMENT	57
4.1 Présentation des mesures PIV	58
4.2 Analyse de la génération de l'écoulement : principaux mécanismes.....	59
4.2.1 Présentation des champs en moyenne de phase.....	59
4.2.2 Description des champs d'énergie cinétique fluctuante	66
4.3 Etat de l'écoulement tourbillonnaire au point mort bas	70
4.3.1 Écoulement en moyenne de phase.....	70
4.3.2 Description des champs d'énergie cinétique fluctuante	75
4.3.3 Fluctuations de grande échelle de l'écoulement au point mort bas	77
4.4 Fluctuations associées aux jets de soupapes	86
4.4.1 Synthèse des mesures à 120 CAD	86

4.4.2 Fluctuations et enroulement des jets de soupapes	92
4.5 Synthèse du chapitre	99
4.6 Bibliographie du chapitre	100
CHAPITRE 5 ANALYSE PHYSIQUE DE LA COMPRESSION DE L'ÉCOULEMENT	101
5.1 Analyse globale de la compression	102
5.1.1 Description en moyenne de phase	102
5.1.2 Evolution globale de l'énergie cinétique fluctuante	107
5.2 Analyse physique de l'écoulement en milieu de compression	108
5.2.1 Etat de l'écoulement moyen en milieu de compression	108
5.2.2 Fluctuations de structure de l'écoulement instantané	113
5.2.3 Transport de la quantité de mouvement	114
5.2.4 Examen des profils de vitesses instantanées et conséquence sur la turbulence	116
5.2.5 Examen des statistiques de la circulation	118
5.2.6 Application de la POD à la quantification des fluctuations de structures.....	123
5.3 Analyse de l'écoulement au point mort haut.....	132
5.3.1 Etat de la structure moyenne au point mort haut	132
5.3.2 Fluctuations de grande échelle au point mort haut	135
5.3.3 Statistiques de la circulation	137
5.4 Synthèse du chapitre	139
5.5 Bibliographie du chapitre	141
CHAPITRE 6 SUIVI TEMPOREL DE LA STRUCTURE TOURBILLONNAIRE COMPRESSEE.....	143
6.1 Evolution de l'aérodynamique dans le cycle n°6.....	144
6.2 Evolution des fluctuations de structure	148

6.3 Analyse temporelle des grandes échelles.....	149
6.3.1 La décomposition POD des champs temporels	150
6.3.2 La décomposition POD invariante en phase.....	150
6.3.3 Remarque sur la décomposition bi-orthogonale	150
6.4 La décomposition invariante en phase.....	151
6.4.1 Formulation et modes.....	151
6.4.2 Analyse des coefficients de projection	155
6.5 Couplage de la TRPIV à la POD invariante en phase	156
6.5.1 Principe du couplage	156
6.5.2 Analyse des variations cycliques.....	157
6.5.3 Description de l'espace des paramètres	158
6.5.4 Reconstruction des fluctuations de structures	162
6.6 Synthèse du chapitre	166
6.7 Bibliographie du chapitre	167
CONCLUSION	169

Chapitre 1

Introduction générale et objectifs de la thèse

Réservé il y a quelques décennies aux applications industrielles, le moteur Diesel a aujourd'hui pris une place équivalente à celle du moteur à allumage commandé dans le domaine automobile grand public. Un certain nombre de raisons explique cet accroissement. Le moteur Diesel bénéficie d'un meilleur rendement; grâce à l'augmentation du rapport volumétrique le rendement est plus élevé et la consommation spécifique est réduite (en moyenne de 200 g/kW/h contre 330 g/kW/h pour le moteur à essence). Pour obtenir une puissance comparable aux moteurs à allumage commandé à des régimes moins élevés, le couple moteur Diesel doit être plus important; ceci est obtenu en général grâce à une cylindrée supérieure ou par l'ajout d'un turbocompresseur. Ce couple à l'avantage de rester sensiblement constant sur une large plage de régimes, ce qui favorise l'agrément de conduite. D'autre part, le combustible employé coûte moins cher et bénéficie de plus d'un avantage fiscal important en France jusqu'à récemment; les risques d'incendie sont moindres car le point d'inflammation du gazole est plus élevé que celui de l'essence et les gaz d'échappement contiennent moins de monoxyde de carbone, principal point faible des moteurs essence.

Le moteur Diesel présente également des inconvénients. Du fait d'une injection très tardive dans la chambre de combustion, on observe la formation de suies et les hautes températures, associées à une richesse inférieure à l'unité, favorisent les émissions d'oxydes d'azote. Or, les contraintes environnementales ont contraint les constructeurs automobiles à développer de nouvelles stratégies de combustion pour réduire les émissions de polluants. Ces nouvelles stratégies ont pour objectif principal de réduire les oxydes d'azote (NO_x) et les particules. Les émissions de CO et HC doivent être réduites simultanément, mais leur post-traitement est moins délicat que celui des NO_x . Les principaux paramètres responsables de la formation des NO_x sont la température et la teneur en oxygène. L'objectif premier de la recirculation des gaz d'échappement ou EGR (Exhaust Gas Recirculation) est de diminuer la température maximale des gaz pendant la combustion. Les gaz tels que H_2O ou CO_2 ont une capacité calorifique élevée et absorbent une partie de l'énergie thermique. Ce procédé permet de réduire significativement les émissions de NO_x . Le taux d'EGR admis durant la phase d'admission est limité par les remontées de suies et de CO. Au-delà d'un certain niveau, l'EGR entraîne une augmentation de polluants autres que les NO_x . C'est le cas pour le CO au-delà de 30 % d'EGR, des HC au-delà de 25% et des suies dès 15 %. Le taux d'EGR agit également sur la vitesse de combustion. Etant donné que la combustion dispose de moins d'oxygène, la combustion est plus lente et le dégagement d'énergie est plus faible. Cependant, avec une technologie basée sur une injection à haute pression, une rotation rapide de la charge gazeuse ("swirl fort") et des trous de petites tailles plus nombreux, la vitesse de combustion est augmentée, ce qui autorise un taux d'EGR plus élevé. Nous voyons donc que les stratégies basées sur l'EGR peuvent nécessiter une caractérisation relativement fine de l'aérodynamique interne et de ses variations cycliques (Enotiadis, 1990).

En ce qui concerne la combustion, les principales stratégies sont aujourd'hui axées sur la combustion homogène. L'idée est d'obtenir un maximum de mélange entre l'air et le carburant avant la combustion afin de diminuer simultanément les NO_x et les particules. Il existe deux grandes stratégies, la combustion homogène HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition) et la combustion ACCP (Advanced Combustion Common rail Process). La combustion homogène HCCI est basée sur trois axes. La réduction du taux de compression, l'introduction d'un fort taux d'EGR (voisin de 50 %) et enfin une ou plusieurs injections précoces. Toutes ces conditions permettent au carburant de se vaporiser et de se mélanger au carburant avant la combustion. Cette stratégie permet de diminuer voire rendre insignifiant les émissions de NO_x et de réduire significativement la quantité de particules émises. Les motoristes peuvent alors s'affranchir d'un piège à NO_x (NO_x trap). Dans le cas des injections précoces dans le cycle, il semble primordial de connaître l'état de l'aérodynamique interne. Cela est nécessaire à une bonne réparation au mélange. De même, une connaissance des variations cycliques de cette

aérodynamique est attendue afin de réduire les instabilités de fonctionnement. La combustion homogène de type ACCP se différencie de l'HCCI par un taux de compression conventionnel (~ 16) et un ou plusieurs injections tardives. De même que pour l'HCCI, la quantité d'EGR introduite est importante et elle est en plus refroidie pour en admettre d'avantage. Tous ces paramètres permettent d'abaisser les conditions thermodynamiques au PMH. Le délai d'auto-inflammation est allongé et laisse plus de temps au carburant pour se mélanger avec l'air et s'homogénéiser.

1.1 Rôle de l'aérodynamique interne en Diesel

1.1.1 Phénoménologie globale

Dans le moteur Diesel, jusqu'à l'injection de carburant, l'air est le seul constituant du fluide, contrairement aux moteurs à allumage commandé où le mélange commence à être préparé dans les conduites d'admission, ou dans le cylindre, pour les plus récents moteurs à injection directe d'essence, avec ou sans stratification de la charge. En général, en Diesel, l'injection se fait près du point mort haut compression (PMHC) : c'est donc à cet instant qu'il est intéressant d'avoir un fluide agité pour faciliter le mélange et augmenter la vitesse de combustion. Cependant, avec l'arrivée récente des injections multiples (ACCP) et l'arrivée programmée des moteurs Diesel à charge homogène (HCCI) ou partiellement homogène pour les années à venir, il sera très utile d'avoir de bonnes capacités de mélange à tout moment de la compression. On cherche donc à introduire dans le cylindre de la turbulence afin de favoriser les capacités de mélange.

Si l'on considère la configuration la plus simple du moteur à piston, l'air est introduit dans le cylindre sans mouvement particulier et le piston est plat. En l'absence d'écoulement ordonné, la turbulence évolue librement, aucun forçage extérieur ne vient imposer ses effets sur les mouvements tourbillonnaires. Durant l'admission, le jet de soupape, de forme conique, possède une vitesse très élevée et un grand nombre de Reynolds turbulent. Le jet induit un mouvement moyen dont l'énergie cinétique alimente la turbulence. Il évolue en milieu confiné, ce qui se traduit par des impacts aux parois et sur le piston. De plus, cette interaction du jet avec les parois, mais aussi avec le fluide occupant la chambre, de vitesse moindre, transforme une grande partie de l'énergie cinétique en énergie d'agitation, par transfert d'énergie des tourbillons les plus grands vers les plus petits.

À la fermeture de la soupape, le mouvement moyen induit par le jet s'arrête. En l'absence d'apport d'énergie par une source extérieure, la turbulence dans le cylindre décroît librement. Le mécanisme à l'origine de ce phénomène de décroissance libre de la turbulence est le transfert d'énergie des gros tourbillons aux plus petits tourbillons. Il s'effectue par étirement tourbillonnaire (grâce au terme d'étirement des tubes de vorticités de l'équation de Navier - Stokes mise sous forme de Helmholtz). Ce transfert d'énergie des grandes échelles de l'écoulement aux plus petites échelles s'effectue à des nombres de Reynolds turbulents très élevés. Il est donc non visqueux. C'est au niveau des petits tourbillons que la viscosité intervient, en dissipant l'énergie reçue sous forme de chaleur. Cette dissipation est très importante, si bien qu'il ne reste que très peu de turbulence lorsque le piston approche le point mort haut. Une estimation du temps de déclin de la turbulence est d'ailleurs donnée dans (Lumley, 1999).

1.1.2 Introduction des mouvements ordonnés en Diesel

Nous venons de voir que la turbulence induite par le jet de soupape est une turbulence interne qui se dissipe rapidement. Pour obtenir une intensité turbulente plus importante au point mort haut afin d'améliorer le mélange et la combustion, on pourrait être tenté d'augmenter la turbulence de l'air à l'admission, pour qu'à l'issue de la compression, la turbulence « résiduelle » soit suffisante. Cependant, les moyens utilisables pour de tels résultats (conduites de forme spécifique, soupapes obstruées partiellement, etc.) aboutiraient à une diminution de la perméabilité : le cylindre ne serait pas rempli convenablement, pénalisant ainsi les performances. Il est alors

intéressant d'étudier le stockage de la quantité de mouvement par une structure à grande échelle, moins dissipative que la turbulence, conservant son énergie cinétique plus longtemps.

De par la forme des conduits d'admission, de la façon dont les jets de soupapes interagissent avec les parois, mais aussi de la forme du piston et du bol, des mouvements ordonnés peuvent être créés dans les cylindres, à des instants donnés de la course du piston. Le swirl et le tumble sont des mouvements d'ensemble que l'on cherche à introduire. Le squish (ou chasse) est imposé par la variation de volume dans le piston dont on peut tirer parti comme on va le voir ; toutefois, une multitude d'écoulements secondaires ont lieu dans les faits, sans qu'ils soient issus d'une stratégie. Si pendant certaines phases une catégorie de mouvement domine les autres, ils sont en général combinés de façon complexe. Par ailleurs, le dimensionnement des conduits exige un compromis entre perméabilité et intensité du mouvement à grande échelle.

Le mot anglais *swirl* caractérise un écoulement s'apparentant à un tourbillon dont l'axe de rotation peut être assimilé à l'axe géométrique du cylindre (Heywood, 1988). Dans la suite, nous emploierons indifféremment les termes *swirl* ou *tourbillon*. Le swirl est favorisé par l'utilisation de conduits d'admission hélicoïdal ou tangentiel aux parois du cylindre ; des masques dans les conduites d'admission ou des déflecteurs sur les soupapes favorisent également les mouvements aérodynamiques. Dans les moteurs à deux soupapes d'admission, comme c'est le cas avec le moteur support de notre étude, l'une est en général dévolue au remplissage du cylindre par un débit important dans l'axe du cylindre et l'autre au swirl grâce à l'une des géométries particulières énoncées ci-dessus. Dans notre cas, le conduit dédié au swirl est un conduit tangentiel. Que l'injection se fasse au point mort haut ou plus tôt en multi-injection ou encore en HCCI, le swirl induit un important transport de matière. Par ailleurs, dans les moteurs essence à injection directe, c'est une des stratégies retenues pour obtenir une stratification de la charge.

Ces différentes caractéristiques peuvent notamment être mises à profit en fin de compression par l'utilisation d'une chambre de combustion à bol. Par l'utilisation d'une chambre de combustion de diamètre inférieur à celui du cylindre, lorsque le piston se rapproche du point mort haut, le fluide contenu entre la « face feu » de la culasse et le piston est transféré vers le bol (phase de squish ou chasse)

Si l'on assimile la rotation de la charge gazeuse à une rotation solide, on s'aperçoit qu'en transférant le fluide dans le bol, on augmente, sous l'hypothèse de conservation du moment cinétique, la vitesse angulaire. Les capacités de mélange sont alors augmentées. Le confinement encore plus poussé dans le bol contribue également à une meilleure stabilité cycle à cycle. Ce squish induit dans la chambre un mouvement de rouleau, qui est généralement toroïdal dans le cas d'un bol avec géométrie réelle complexe. Le sens de rotation du tore dépend de l'interaction avec le swirl, d'intensité plus ou moins forte, mais aussi de la géométrie du bol. Ce mouvement peut être mis à profit pour la dépollution.

Le *tumble* ou *rouleau* est une rotation du fluide selon un axe perpendiculaire à l'axe du cylindre. Principalement utilisé en moteur essence à injection indirecte multipoint et directe avec ou sans stratification. Peu pénalisant en terme de remplissage, le tumble est obtenu en dirigeant le(s) jet(s) d'admission contre la paroi. Celui-ci va descendre pour ensuite subir une déflexion sur la surface du piston ; un mouvement de rotation est ainsi créé. Pendant la compression, cet écoulement organisé est déformé par le mouvement du piston et lorsque la hauteur de la chambre n'est plus suffisante, le tourbillon de tumble se désintègre en petites structures et ne perdure pas, en général, pendant la combustion -bien qu'on ait pu observer sur banc de visualisation l'advection de la flamme par le rouleau à certains régimes. On comprend donc bien pourquoi ce mouvement très bien adapté aux moteurs essence, n'est pas à privilégier dans les moteurs Diesel.

1.1.3 Intérêt de l'aérodynamique interne Diesel pour la dépollution

L'action directe de l'aérodynamique interne permet dans un premier temps de limiter la production de polluants, au niveau de la phase d'injection et de la phase de combustion, mais aussi d'en détruire une grande partie via la post-oxydation. Au niveau de la phase d'injection, une parfaite rotation de l'écoulement garantirait une bonne répartition

du carburant et éviterait tout recouvrement des jets. Il faut donc pour cela un écoulement sans dispersion cyclique, qui soit parfaitement centré et qui ait une structure la plus uniforme possible. Au niveau de la phase de combustion, l'aérodynamique est un excellent moyen pour amener à la flamme la quantité d'oxygène nécessaire. Ceci est rendu possible par un niveau de turbulence suffisant au moment de l'avance injection (AVI) du fait de ses propriétés de transport. En fin et pour les mêmes raisons, l'aérodynamique interne permet d'extraire les suies du bol vers le cylindre où la teneur en oxygène est beaucoup plus importante. La post-oxydation ainsi favorisée permet de réduire la quantité de polluants avant même leur évacuation de la chambre de combustion.

Il apparaît ainsi que l'action de l'aérodynamique interne est essentielle pour assurer au moteur un fonctionnement efficace avec un niveau d'émissions de polluants le plus faible possible. La caractérisation du mouvement de swirl est donc, en configuration Diesel, indispensable. De même, la description des variations cycliques associées à ce mouvement de grande échelle doit être effectuée.

1.2 Les caractérisations expérimentales

La connaissance du mouvement global dans le cylindre et de l'évolution des fluctuations cycliques est, au regard de ce que nous venons d'énoncer, d'une importance cruciale pour l'amélioration des moteurs. Même si l'importance de l'aérodynamique interne a été reconnue très tôt, on a dû attendre le développement des méthodes de diagnostics optiques et particulièrement celui de la LDV (Laser Doppler Velocimetry) pour obtenir des mesures détaillées dans les chambres de combustion (Arcoumanis et Whitelaw, 1987; Arcoumanis et al., 1983, 1987, 1991; Payri et al., 1996). Les mesures locales par LDV d'une ou deux composantes des champs de vitesse sont le plus souvent obtenues en des points particuliers et fournissent des informations sur la structure de l'écoulement et l'état de la « turbulence ». Par exemple, des phénomènes comme l'interaction swirl /squish dans les pistons des moteurs Diesel typiques ont été examinés dans les travaux antérieurs de (Arcoumanis et al., 1983). Il est néanmoins très difficile de comprendre la structure spatiale instantanée de l'écoulement à partir de ces données en un point.

Les outils de visualisation et les méthodes optiques ont ensuite été adaptées et utilisées pour résoudre les écoulements complexes et permettre une meilleure compréhension des phénomènes physiques impliqués. Aujourd'hui, plusieurs techniques expérimentales peuvent être utilisées pour obtenir des champs aérodynamiques plans, comme la PIV (Particule Image Velocimetry), la MTV (Molecular Tagging Velocimetry), ou la DGV (Doppler Global Velocimetry). La PIV et la MTV ont déjà été appliquées à des moteurs expérimentaux. Pour la PIV appliquée aux moteurs, le lecteur se reportera aux travaux préliminaires de (Reuss et al., 1989) entre autres. L'application de la MTV aux moteurs optiques est récente (Miles, 2000; Ismailov, 2006) et des progrès en configuration Diesel sont attendus. Dans les premiers travaux par PIV de (Reuss et al., 1989), le filtrage spatial a été employé pour établir la distinction entre les mouvements de grandes échelles et la turbulence. La PIV laisse alors entrevoir la possibilité de décrire de manière plus claire la structure de l'écoulement, l'état de la turbulence et les variations cycliques dans les moteurs de recherche. Cette technique de visualisation est d'ailleurs devenue un outil d'investigation efficace pour l'industrie (Baby 2000, Deslandes 2004). Le plus souvent, la PIV a été appliquée aux moteurs essence. A cause des conditions thermodynamiques sévères inhérentes au Diesel, il a été difficile d'appliquer la PIV à ce type de motorisation à haut rapport volumétrique. Les observations récentes de (Towers et al., 2004) concernant un écoulement swirlant ont été effectuées dans un contexte essence. Elles ont montré que l'écoulement de swirl dans un moteur est loin d'avoir une distribution de corps solide, confirmant ainsi ce qui avait été observé par (Deslandes et al., 2004) en Diesel. Donc, la quantité d'information amassée pendant ces dernières années en aérodynamique interne Diesel grâce à la LDV est en cours de reconsidération, devant la nécessité de comprendre la structuration de l'écoulement est de quantifier les fluctuations de structures observées par PIV. Cela constituera d'ailleurs une de nos préoccupations majeures.

Les fluctuations se déroulant pendant l'admission et la compression sont responsables de hautes variations de l'écoulement et de ses caractéristiques spatiales. Les décompositions du champ de vitesse, de type RANS (Reynolds

Averaged Navier-Stokes), utilisées dans la plupart des codes de mécanique des fluides sont inefficaces dans la détection de ce type de variations de grande échelle. Pour dépasser ces limitations, d'autres types de décompositions peuvent être utilisées (Bonnet et al., 2002). Le principal objectif est alors de proposer des méthodes alternatives à la décomposition statistique de Reynolds et d'extraire du champ de vitesse des caractéristiques cohérentes qui pourraient fournir une description de ces mouvements à grande échelle associées aux tourbillons moteur. De cette manière, la variation cyclique pourrait être formellement identifiée et des stratégies de contrôle pourrait être proposée. Afin d'analyser les propriétés statistiques du tourbillon, la décomposition orthogonale en modes propres (POD) est souvent appliquée aux résultats PIV (Baby, 2000 ; Borée et al., 2003 ; Druault et al., 2005). La POD est une méthode sans biais car les fonctions de décomposition ne sont pas prédéterminées, mais sont trouvées via un processus d'optimisation énergétique. Cet outil statistique est aujourd'hui largement utilisée pour analyser les données PIV ou par anémométrie à fil chaud. Elle peut aussi être utile pour l'extraction d'information pertinentes à partir de données de simulation directe (Direct Numerical Simulation - DNS) ou de simulations aux grandes échelles (Large Eddy Simulation - LES).

1.3 Synthèse et objectifs de la thèse

Nous venons de voir que la turbulence introduite dans le cylindre se dissipe de manière importante en fin d'admission et durant toute la compression. L'introduction d'un mouvement tourbillonnaire de grande échelle, de type *swirl*, permet de satisfaire au brassage nécessaire du mélange air-carburant obtenu au PMH. Néanmoins, l'existence de fluctuations cycle à cycle, liées à la structure de l'écoulement, à la fois en admission et en compression, génère des niveaux de variabilité importants qu'il convient de quantifier. L'étude que nous proposons de mener est portée par quatre axes principaux. Il s'agit tout d'abord, pour les motoristes aussi bien que pour les chercheurs, d'améliorer la compréhension physique de l'évolution des écoulements tournant soumis à une compression axiale. Cette progression passe par la mise en évidence de corrélations entre un nombre notable d'événements caractéristiques de l'aérodynamique interne, en particulier autour des zones de fonctionnement critiques pour les futures stratégies de combustion. Les liens entre l'aérodynamique de fin, et celle du milieu de la course de compression sont, dans cette optique, déterminants. De plus, il convient, afin de guider l'aérodynamicien interne dans ses choix, de comprendre les mécanismes responsables des fluctuations existantes en compression et d'établir le lien avec les mouvements de grandes échelles les ayant engendré durant la phase d'admission. On tentera donc de constituer, à partir de moments privilégiés du cycle, une approche physique, support d'une éventuelle modélisation théorique et générique de l'aérodynamique interne Diesel. La structuration globale de l'écoulement sera étudiée grâce à des outils de type décomposition de Reynolds (analyse en moyenne de phase et analyse de l'énergie cinétique fluctuante). Les macro-mouvements associés à la variabilité cyclique seront analysés principalement grâce à des outils plus sophistiqués, de type POD.

La première étape que nous nous fixons concerne l'étude de la course d'admission au cours de laquelle se structure l'écoulement. Nous montrerons, au chapitre 4, que, loin de se former de manière idéale en un tourbillon de grande échelle, l'écoulement possède un caractère fortement tridimensionnel associée à une forte variabilité cyclique. Nous tenterons d'identifier les principales fluctuations de l'écoulement décrit, notamment au point mort bas (PMB), avant la remontée du piston. L'examen d'une phase critique de l'écoulement, à 120 CAD (Crank Angle Degree – angle de vilebrequin) sera aussi proposé. Dans un second temps, nous nous attacherons, dans le chapitre 5, à l'étude de la course de compression. Nous proposerons une caractérisation fine de deux phases caractéristiques, à 270 CAD (milieu de la compression) et au PMH. Cette caractérisation s'avère nécessaire pour les stratégies de fonctionnement impliquant la multi-injection ou des stratégies de type HCCI, dans lesquelles l'injection de carburant est relativement précoce. Une analyse des fluctuations spatiale de l'écoulement sera menée pour ces deux phases de la compression. Enfin, pour compléter l'analyse de la variabilité cyclique spatiale de l'écoulement compressé, nous effectuerons, au chapitre 6, une caractérisation temporelle de la compression, en travaillant sur la

dynamique d'un certain nombre de paramètres, identifiés au préalable. Cette dernière partie permettra notamment d'entrevoir la possibilité de construire un modèle réduit de l'écoulement interne.

1.4 Bibliographie du chapitre

Arcoumanis C; Bicen AF; Whitelaw JH (1983). Squish and swirl – squish interaction in motored model engines. *Journal of fluids engineering* **105**:105-112.

Arcoumanis C; Hadjiapostolou A; Whitelaw JH (1987). Swirl centre precession in engine flows. SAE-Paper 870370.

Arcoumanis C; Whitelaw JH (1987). Fluid mechanics of internal combustion engines-a review. *IMEchE* **201**: 57-74.

Borée J ; Maurel S ; Bazile R (2002). Disruption of a compressed vortex. *Physics of Fluids* **14**:2543-2556.

Baby X (2000). Contribution à l'optimisation de l'aérodynamique interne dans un moteur à injection directe essence. Analyse de l'écoulement de tumble par vélocimétrie par image de particules et simulation numérique 3D. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.

Deslandes W (2004). Structure et dispersion de l'aérodynamique interne des moteurs Diesel. Caractérisation par diagnostic optique. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.

Druault P ; Guibert P ; Alizon F (2005) Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data.. *Experiments in Fluids* **39**: 1009-1023.

Enotiadis AC ; Vafidis C ; Whitelaw JH (1990). Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in fluids* **10**:77-86.

Fischer M; Heinze J; Matthias K; Röhle I (2000). Doppler global velocimetry in flames using a new developed, frequency stabilized, tunable, long-pulse YAG-laser. In Proc: 10th Intl. Symp. On Appl. Of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 10-13 July, Lisbon Portugal.

Heywood JB (1988). *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw-Hill.

Ismailov MM; Schock HJ; Fedewa AM (2006). Gaseous flow measurements in an internal combustion engine assembly using molecular tagging velocimetry. *Experiments in Fluids* **41**:57-65.

Lumley JL (1999). *Engines, an introduction*. Cambridge University Press.

Miles RB; Grinstead J; Kohl RH; Diskin G (2000). The RELIEF flow tagging technique and its application in engine testing facilities and for helium-air mixing studies. *Meas Sci Technol* **11**:1272– 1281.

Payri F; Desantes JM; Pastor JV (1996). LDV Measurements of the flow inside the combustion chamber of a 4-valve D.I. Diesel engine with axisymmetric piston bowls. *Experiments in fluids* **22**:118-128.

Reuss DL; Adrian RJ; Landreth CC; French DT; Fansler TD (1989) Instantaneous planar measurements of velocity and large-scale vorticity and strain rate in an engine using particle image velocimetry. SAE 890616.

Towers DP; Towers CE (2004) Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* **15**:1917-1925.

Willert C; Blümcke E; Beversdorff M; Unger W. Application of Phase-Averaging Doppler Global Velocimetry to Engine Exhaust Flows.

Chapitre 2

Présentation des moyens expérimentaux

Le dispositif expérimental utilisé dans notre travail a été mis au point par Willy Deslandes au cours de sa thèse (Deslandes, 2004). Il s'agit d'un mono-cylindre optique Diesel. Il avait pour vocation l'étude d'un écoulement de swirl comprimé par un piston possédant un bol cylindrique, par PIV 2D2C à faible cadence temporelle. Nous allons présenter dans ce qui suit le système expérimental existant ainsi que les améliorations qui y ont été apportées, notamment en ce qui concerne la segmentation du moteur, qui a aussi fait l'objet d'un brevet Renault. Le mono-cylindre optique sera présenté dans la première section de ce chapitre. Nous présenterons notamment l'environnement du moteur ainsi que son instrumentation. La reproductibilité des expérimentations a déjà été mentionnées dans (Deslandes, 2004) et concernant la base moteur, nous renvoyons le lecteur à la thèse de Xavier Baby (Baby, 2000). Le choix de la culasse a été guidé par la volonté de caractériser complètement une configuration moteur donnée (4 soupapes, taux de compression élevé ~ 20 , piston à bol cylindrique, même distribution). Cette culasse équipée de conduits tangentiels correspondra donc à une configuration de référence. Elle représentera un standard d'étude.

Après avoir décrit le système expérimental, nous nous attacherons à présenter les systèmes de mesures utilisés dans notre étude. Des mesures par vélocimétrie par images de particules ont été exploitées. Trois dispositifs de vélocimétrie laser sont décrits : la PIV 2D2C, dont les champs proviennent de la base de (Deslandes, 2004), la PIV 2D3C, qui a nécessité un grand soin dans sa mise en place et dans la réalisation des mesures, et enfin la TRPIV qui nous a permis de suivre temporellement l'écoulement durant plusieurs cycles consécutifs. Nous présenterons dans un premier temps le principe de ces mesures puis nous aborderons plus spécifiquement les difficultés intrinsèques à celles-ci dans un environnement Diesel. Plusieurs améliorations ont été apportées par rapport à l'existant au banc d'essais. L'ensemencement a été tout d'abord une préoccupation majeure. Nous avons réduit considérablement la taille des particules utilisées, permettant ainsi un meilleur suivi de l'écoulement. L'instrumentation du moteur a, elle aussi, fait l'objet d'améliorations, notamment en ce qui concerne les capteurs de pression. De plus, l'acquisition des différents signaux de pression et de température nous a permis de contrôler le bon déroulement de nos essais.

2.1 Le moteur optique

Le dispositif expérimental sur lequel repose l'ensemble de notre travail est composé d'un monocylindre optique, basé sur la définition technique d'un moteur Diesel à injection directe dont la cylindrée est 1870 cm^3 , doté de seize soupapes. Les principales caractéristiques de ce moteur sont précisées dans le Tableau 2-1. Les parois du cylindre moteur sont fabriquées en quartz. Elles sont de fortes épaisseurs afin de supporter les contraintes dues à la compression. L'ensemble de la chambre étant transparente, l'emploi de diagnostic optique laser est grandement favorisé. En effet, l'utilisation de vélocimétrie laser impose le passage d'une nappe laser au travers de surfaces transparentes, ce qui est, ici, rendu possible. Le piston utilisé pour notre étude est formé de deux parties : la réhausse et le porte-hublot, ou piston. La rehausse est allongée et évidée pour permettre l'insertion d'un miroir de renvoi à 45° , fixe par rapport au bâti du moteur. Sur chaque porte-hublot est monté un piston transparent. La fixation du porte hublot sur la rehausse est très simple et permet un changement rapide de configuration.

La tête de piston employée dans la majeure partie de cette étude est un piston à bol cylindrique. La forme employée est une forme simplifiée comparativement aux formes de bol couramment utilisées sur les moteurs Diesel de série. Les raisons sont liées principalement aux limitations optiques imposées par des formes plus complexes de bol avec ré-entrants, dôme central et/ou embrèvements de soupapes. Néanmoins, le taux de compression obtenu par ce piston simplifié est identique à celui obtenu avec un piston réel. De plus, la hauteur de squish (ou hauteur de chasse), i.e. la distance entre la face supérieure du piston et la face inférieure (face feu) de la culasse est, elle aussi, représentative des conditions de chasse réelle, grâce à un pincement obtenu sur $\sim 0,7 \text{ mm}$. Le circuit d'admission dans son ensemble se compose d'un volume tampon, d'un conduit externe reliant la culasse au volume de tranquillisation (ou répartiteur) et enfin les conduits internes à la culasse. Ces derniers sont des conduits tangentiels : un conduit long, ou conduit « swirlant », et un conduit court, ou « conduit débitant ».

Cylindrée unitaire	$467,5 \text{ cm}^3$
Alésage	80 mm
Course	93 mm
Rapport volumétrique (τ)	$20:1$
Longueur de bielle	139 mm
Culasse	Toit plat / 4 soupapes par cylindre

Tableau 2-1 Caractéristiques géométriques du moteur

L'ensemble a une longueur de fibre neutre de 600 mm , distance calculée entre les sièges des soupapes et le volume tampon. Ce volume tampon (dix litres) est destiné à réduire les effets de pulsations acoustiques générées lors des ouvertures et fermetures des soupapes. Par ailleurs, il faut savoir que le contrôle de ces pulsations est essentiel pour un motoriste puisque les effets acoustiques agissent directement sur la qualité du remplissage moteur et ont donc un impact direct sur les performances du moteur. Dans le cas du moteur expérimental, même si les ondes acoustiques apparaissent, elles ne sont pas représentatives d'un moteur réel qui possède, en outre, plusieurs cylindres. Ceci s'explique par le fait que nos conduits sont beaucoup plus longs qu'un moteur réel et surtout que le régime de rotation de notre moteur ne permet pas d'atteindre la plage de résonance des conduits d'admission. L'installation du volume de tranquillisation a donc pour effet de réduire les problèmes d'acoustique. En revanche, l'installation du volume de tranquillisation n'élimine pas le refoulement des gaz de la chambre vers les conduits d'admission (ou backflow), lorsque le retard de fermeture à l'admission (RFA) est positif.

La culasse est dotée de quatre soupapes, deux pour l'admission (diamètre de 26 mm) et deux pour l'échappement (diamètre de 22,6 mm). Ces soupapes sont mises en mouvement, via des linguets, par les arbres à cames situés dans la cassette de distribution. Cette cassette, étanche pour permettre une lubrification des arbres par barbotage, est directement fixée sur la culasse. La représentation par CAO de l'ensemble culasse-cassette nous montre le fonctionnement de la distribution sur la Figure 2-1.

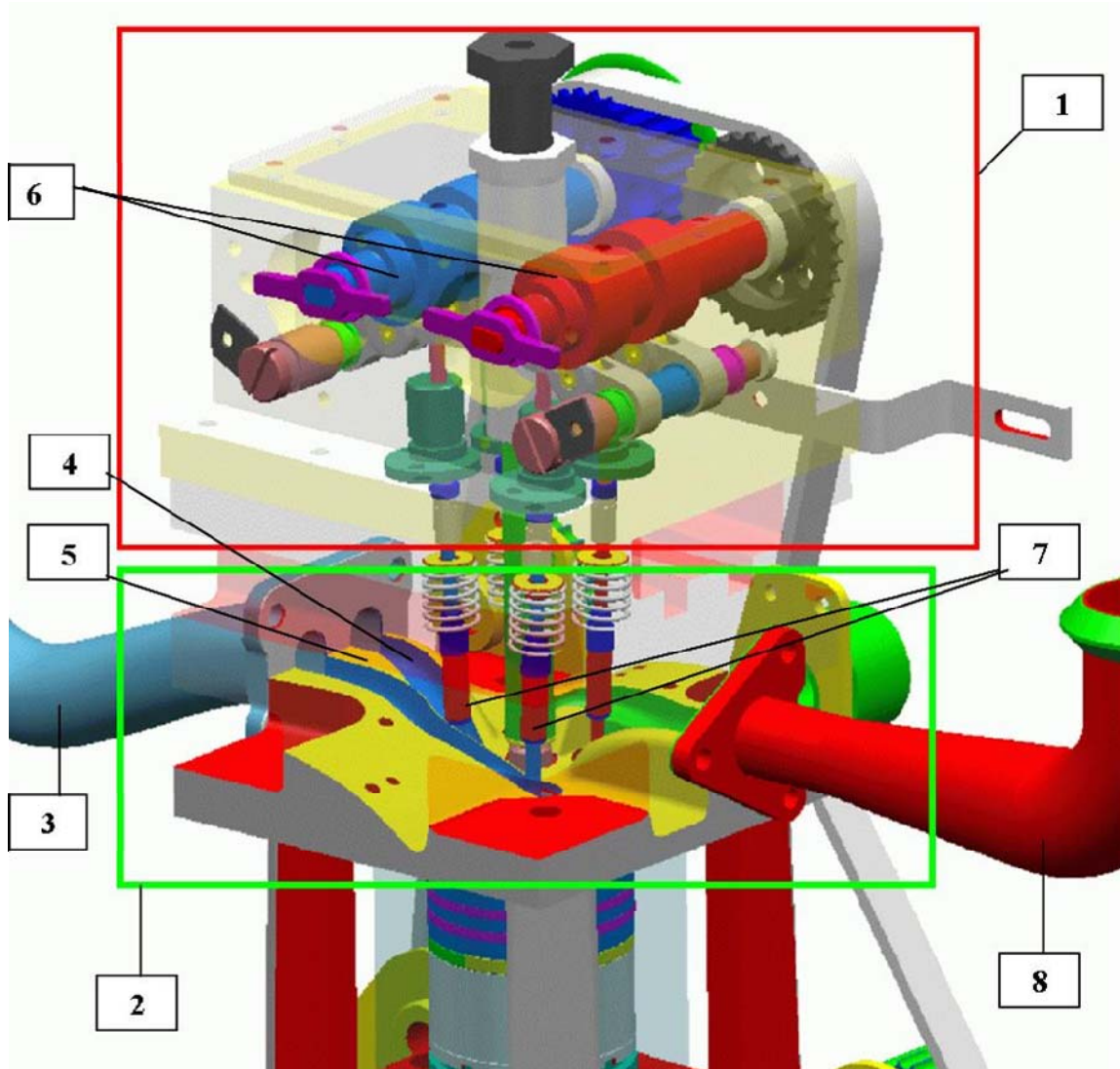


Figure 2-1 Représentation CAO de l'ensemble culasse (cadre vert)-cassette de distribution (rouge). 1 Cassette de distribution, 2 Culasse, 3 Collecteur admission, 4 Conduit court (débit), 5 Conduit long (swirl), 6 Arbres à cames, 7 Soupapes admission, 8 Collecteur échappement.

La loi de levée pour l'admission (respectivement l'échappement) est identique aux deux soupapes d'admission (respectivement d'échappement) contrairement à certains moteurs essence où un léger décalage est introduit afin de réduire le bruit de fermeture. Les hauteurs de levée sont quasiment équivalentes entre admission et échappement comme nous pouvons le voir dans le Tableau 2-2. Les sigles AOA et AOE (resp. RFA et RFE) représentent l'avance ouverture des soupapes admission et échappement (resp. retard fermeture).

Adm	Admission	Echappement
Levée maximum	8,591 mm	8,582 mm
Avance ouverture	-11° (AOA)	-6° (AOE)
Retard fermeture	+21° (RFA)	+43° (RFE)

Tableau 2-2 Loi d'ouverture des soupapes admission et échappement

Le graphique de la Figure 2-2 résume les lois de levée pour l'admission et l'échappement. Ces deux courbes permettent de mettre en évidence le croisement des soupapes.

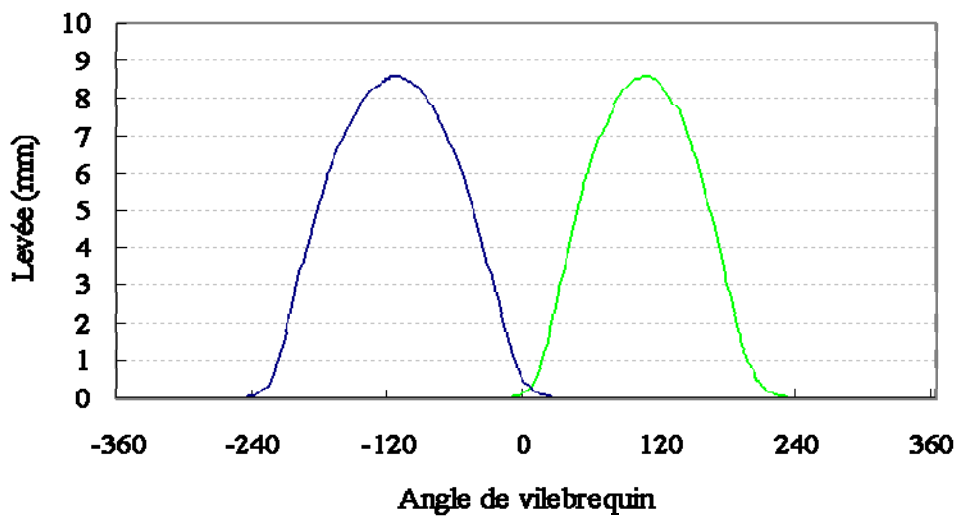


Figure 2-2 Loi d'ouverture et de fermeture des soupapes d'admission et d'échappement. (-) admission. (-) échappement

La distance piston-culasse (dpc) est tracée sur la Figure 2-3. Elle permet d'obtenir la position du piston à chaque angle de vilebrequin. La dpc est fixée par la face supérieure du piston. La vitesse instantanée du piston est donnée sur la Figure 2-4. La vitesse moyenne de piston dans notre cas est $\overline{V}_p = 3,71 \text{ m/s}$, correspondant à un régime moteur fixé de 1200 tours/mn pour une course de 93 mm.

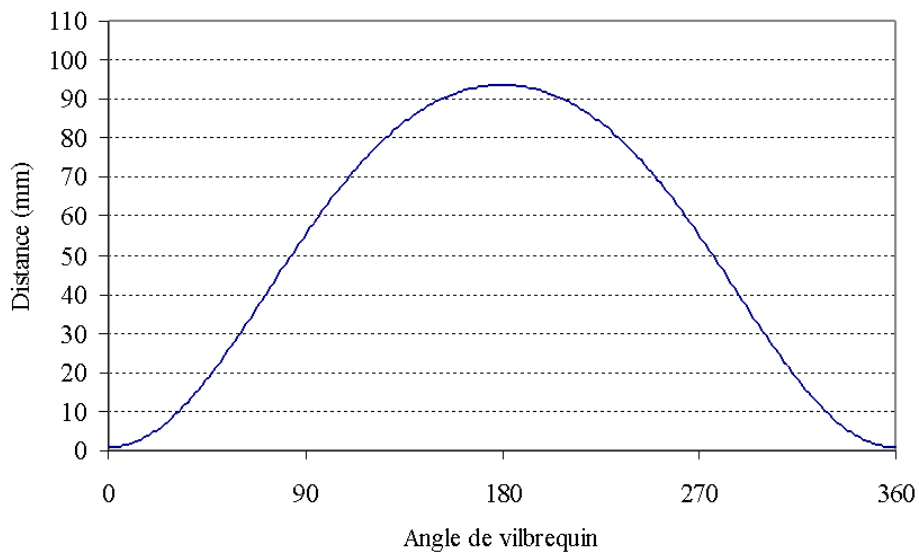


Figure 2-3 Distance entre la surface du piston et la face feu de la culasse (mm)

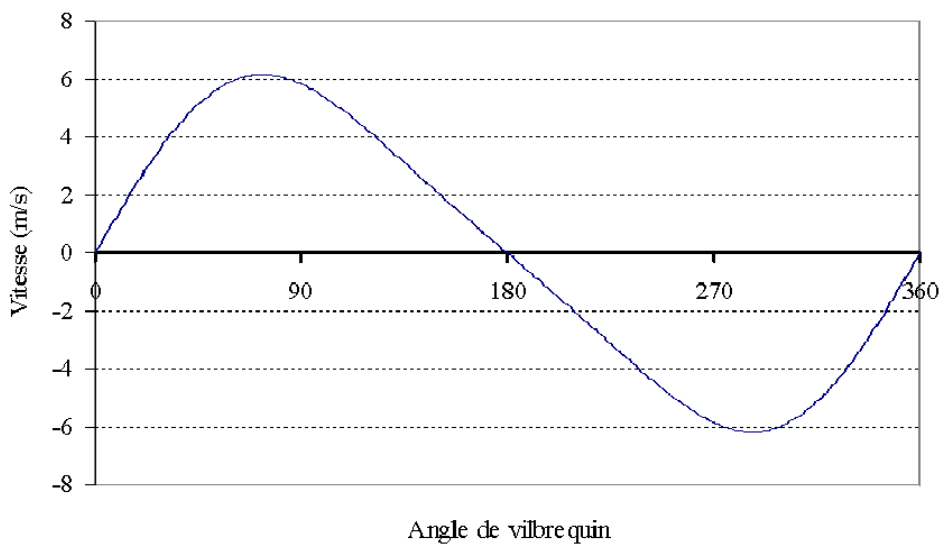


Figure 2-4 Vitesse instantanée du piston (m/s)

La configuration expérimentale est illustrée sur la Figure 2-5. Le moteur d'essai est accouplé à un moteur d'entraînement à courant continu (fonctionnement sans combustion). Cet ensemble, parfaitement aligné, repose sur un bâti rigide (marbre) isolé du sol par quatre pieds qui absorbent les vibrations.

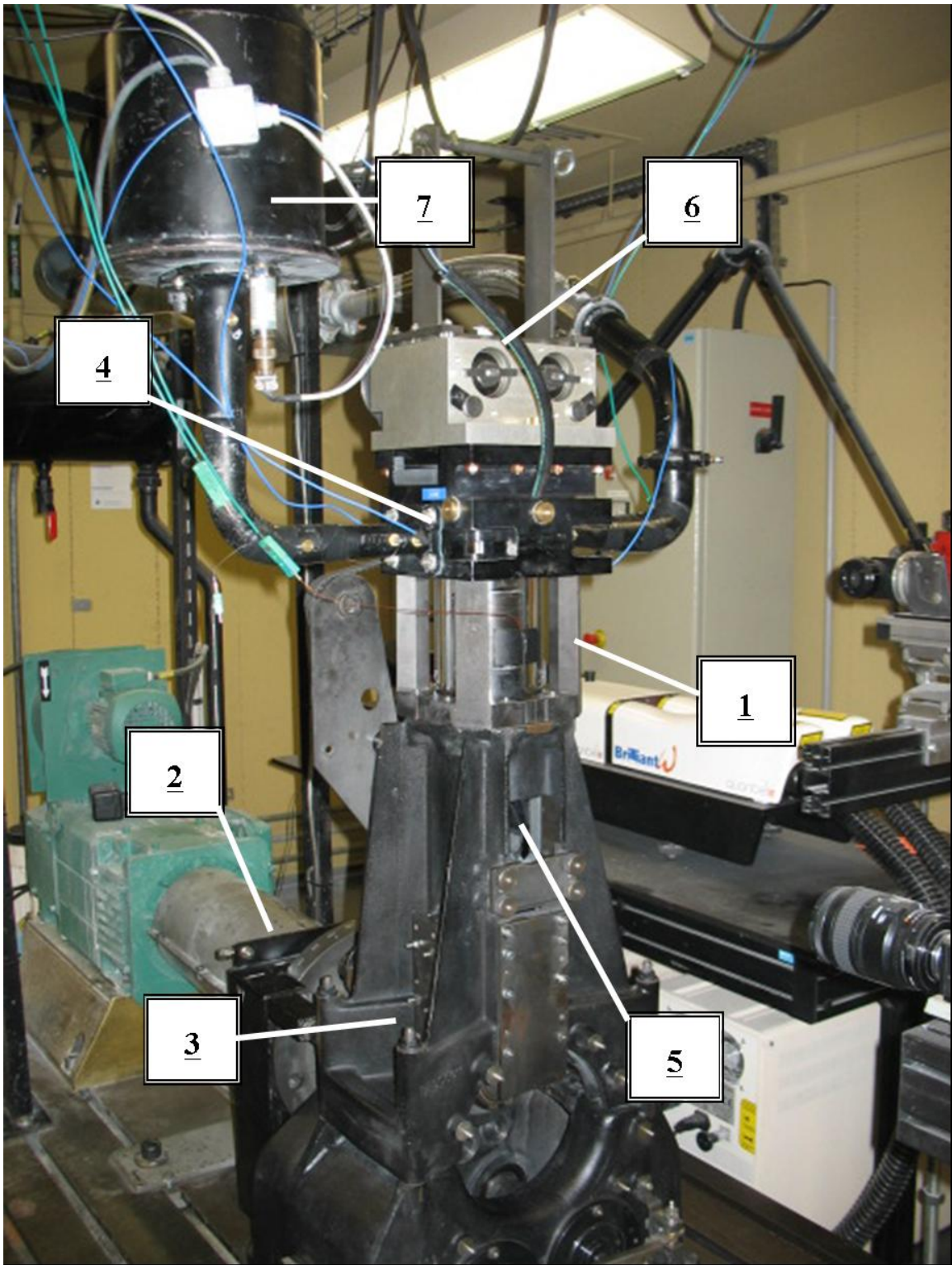


Figure 2-5 Le moteur optique. [1]: Porte-chemise; [2]: Génératrice électrique; [3]: Bâti moteur; [4]: Culasse; [5]: Piston réhaussé; [6]: Cassette de distribution; [7]: Plénum d'admission

L'ensemble est piloté par une baie de contrôle. Le moteur et sa génératrice sont fixés sur un ensemble constitué d'un marbre en acier de 120 mm d'épaisseur, rainuré en sa face supérieure afin de faciliter l'alignement génératrice moteur, et d'un massif en béton d'un poids supérieur à la tonne. L'intérêt d'un bloc aussi imposant est de réduire les phénomènes de torsion du marbre. Le marbre est mis en contact du sol par quatre ressorts qui permettent non seulement d'atténuer les vibrations dues au moteur mais également de s'affranchir des vibrations extérieures liées au bâtiment. L'utilité d'un tel dispositif a été confirmée par des mesures de vibrations du marbre et du moteur. Elles ont montrées des vibrations faibles, de l'ordre de $35 \mu\text{m}$ (en moyenne suivant les trois directions de l'espace et quelle que soit la position des capteurs sur la cuvette). Ceci est largement acceptable pour des mesures de PIV en configuration Diesel (en configuration essence, ces déplacements sont de l'ordre de $25 \mu\text{m}$). Le moteur est mis en rotation par une génératrice électrique alimentée en courant continu. Cette génératrice, avec une puissance de 39,2 kW, a été dimensionnée pour lui permettre d'entraîner des moteurs de grande cylindrée.

Dans notre configuration, seule 10 à 15 % de la puissance totale de la génératrice est utilisée. Elle peut être soit réglée en fonction du couple, qui est proportionnel à l'intensité électrique de la génératrice, soit en fonction du régime. L'étude menée dans le cadre de cette thèse nous a imposé de fonctionner avec un régime constant car une variation de régime durant une expérience aurait entraîné des modifications dans la physique de l'écoulement et n'aurait pas permis un phasage correct avec l'électronique de mesure. Comme la génératrice n'est pas utilisée au maximum de ses possibilités, le régime est parfaitement constant sans aucune variation (vérification par le codeur angulaire). Pour l'ensemble de cette étude, le régime a été fixé à 1200 tours par minute. La génératrice, et par voie de conséquence le moteur, est contrôlée par une baie de contrôle située dans le poste de pilotage du banc d'essai. Elle permet de fixer les consignes de régime, de débit et de pression d'ensemencement. Elle permet également de contrôler et d'enregistrer les différents paramètres du moteur via un oscilloscope numérique (pression cylindre, débit...). Un assécheur d'air, couplé à des filtres, est placé en sortie de la baie afin de s'affranchir des problèmes liés à l'humidité qui est extrêmement pénalisante pour la qualité de l'ensemencement.

Cette version monocylindre présente de nombreux avantages. Son premier atout est son absence de circuit de lubrification. Hormis un léger barbotage des arbres à cames dans la cassette de distribution, le moteur fonctionne sans huile aussi bien au niveau de la chambre de combustion qu'au niveau de la partie basse du moteur (bielle, maneton...). Ceci lui confère une grande souplesse d'utilisation notamment lors des changements de configuration. Dans la chambre de combustion, des matériaux spécifiques sont utilisés pour garantir l'étanchéité du cylindre et permettre une lubrification à sec.

2.2 Instrumentation du moteur

Au cours de nos essais, différents paramètres ont été mesurés : régime moteur via un codeur angulaire placé sur le moteur, température de l'air à l'admission, pression (cylindre, admission et échappement). Nous avons maintenu constant le régime moteur et le débit pour toutes les séries de mesure. En ce qui concerne la température de l'air, elle est imposée par le réseau d'air comprimé. Toutefois, compte tenu du fort taux de compression et des fortes températures obtenues au PMH, une différence de quelques degrés sur la température de l'air à l'admission ne conduit pas à de gros écarts sur les résultats. En revanche, l'air est systématiquement asséché afin de garantir la qualité de l'ensemencement.

Pressions

Les pressions ont été mesurées par des capteurs piézo-électriques de type KISTLER 6052A1 dont le signal est amplifié par un amplificateur de charge de type KISTLER 5011. Ces capteurs de pression, sans système de refroidissement, ont la particularité d'avoir des dimensions très réduites tout en maintenant une grande qualité des

résultats sous de fortes températures. Ainsi, au cours de chaque cycle, sept pressions sont mesurées. Ces sept capteurs sont répartis comme suit, cinq pour l'admission, un pour la pression cylindre et le dernier pour mesurer la pression à l'échappement.

La pression dans la chambre de combustion est mesurée par un capteur de pression placé au niveau de l'injecteur. La dispersion des pressions entre les différents cycles est très faible. Or puisque la pression est directement liée à la position du piston au cours de la compression, la faible dispersion des niveaux de pression montre que le déplacement du piston est un paramètre reproductible dans cette expérience.

La comparaison des valeurs de pression théorique et mesurée nous permet d'obtenir une première estimation des masses fluides perdues par "blow-by". Le blow-by caractérise le passage d'une partie de la masse gazeuse au travers de la segmentation. Plus la segmentation est efficace, plus l'étanchéité est bonne et plus le phénomène de blow-by est faible. A partir de ces éléments, la perte de masse maximale est proche de 19%. En effet, si une grande partie des surfaces de la chambre de combustion peuvent être considérées comme adiabatique ou tout du moins avec un transfert de chaleur faible (quartz), les transferts thermiques au travers de la culasse sont bien présents, ce qui pénalise le niveau de pression au PMH. Cette estimation est donc une estimation haute, une majoration des pertes. Certains calculs montrent que la prise en compte des transferts thermiques aux parois a une influence significative sur le niveau de pression final et par voie de conséquence sur la perte de masse. Toutefois, il n'est pas surprenant d'avoir un blow-by conséquent. 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. Ce compromis est fortement pénalisant pour la réduction du blow-by.

La mesure de la pression à l'admission a été mesurée en cinq emplacements différents, répartis tout au long du répartiteur. Ils ont permis de mettre en évidence l'atténuation de l'onde de pression lorsqu'elle remonte le conduit vers le volume de tranquillisation. La comparaison des signaux des capteurs trois et quatre, conduit court et conduit long nous a permis de connaître la répartition de la pression dans chaque conduit. Il apparaît que le signal est quasiment identique. Seule l'intensité du signal du conduit long est légèrement atténuée par rapport au conduit court compte tenu d'une distance plus élevée entre capteur et soupape. L'évolution de la pression dans les conduits d'admission a également été caractérisée afin de mettre en évidence le phénomène de refoulement en fin d'admission, phénomène couramment appelé backflow. Ce refoulement se caractérise par un déplacement d'une partie de la charge gazeuse du cylindre vers le plenum du fait d'une surpression dans la chambre de combustion. Cette surpression est due à la remontée du piston. Le backflow a donc pour paramètre prépondérant le RFA. Le RFA est donc pénalisant pour le remplissage du moteur aux faibles régimes. Mais dans le cas de régime moteur élevé, l'énergie cinétique de l'air contenue dans le conduit d'admission permet d'augmenter la quantité d'air introduite dans le cylindre au-delà du PMB. Le remplissage du moteur aux forts régimes est ainsi amélioré.

Embrèvements

L'aérodynamique interne Diesel se caractérise en fin de compression par le mouvement de squish. Ce mouvement, se développe lorsque le piston se rapproche très près de la culasse. Cette faible hauteur de chasse, caractéristique des moteurs Diesel, était une condition à respecter pour obtenir une aérodynamique interne équivalente à celle d'un moteur réel. Mais dans un moteur série, cette faible hauteur de chasse est permise grâce à la réalisation d'embrèvements sur la face supérieure du piston. En effet, les soupapes en position fermées peuvent légèrement dépasser de la face feu de la culasse, notamment quand l'angle d'inclinaison des soupapes est prononcé. Ce qui est vrai avec un moteur froid l'est d'autant plus avec un moteur chaud où la dilatation thermique de la soupape diminue encore la distance de sécurité piston-soupape. Ces cavités plus ou moins profondes implantées à la verticale des soupapes permettent de satisfaire à la contrainte géométrique de non contact entre soupapes et piston. Mais la réalisation de ces embrèvements sur notre piston quartz aurait conduit à un affaiblissement de la tenue mécanique du hublot et à l'introduction de fortes aberrations optiques. Le choix a donc été de supprimer ces embrèvements et

de maintenir la distance piston – soupape en agissant directement sur les soupapes. Ces dernières présentent une épaisseur de tulipe assez importante pour supporter les contraintes mécaniques et thermiques d'un moteur à pleine charge. Ces conditions étant moins fortes dans notre système expérimental, nous avons décidé de diminuer l'épaisseur de la tulipe de 0,7 mm afin de compenser la suppression des embrèvements.

Segmentation

La segmentation est un élément particulièrement complexe à mettre au point. Dans le cas d'un moteur optique, la segmentation doit en premier lieu assurer son rôle d'étanchéité mais elle doit le faire sans détériorer les surfaces optiques. Les rayures éventuellement causées par la segmentation sont rédhibitoires pour la qualité des mesures. Dans le cas d'études aérodynamiques en configuration essence, le compromis étanchéité respect des surfaces optiques est très bon. Mais dans le cas du Diesel, deux nouveaux paramètres pénalisent ce compromis. Il s'agit en premier de la pression qui est trois à quatre fois plus importante que pour l'essence. L'efficacité de la segmentation doit donc être accrue. Le second paramètre découle de cette forte pression, c'est la température. Sa forte élévation au cours de la compression contraint la segmentation à être résistante à la température et à avoir un coefficient de dilatation thermique assez faible pour garantir la même étanchéité du début à la fin d'un même essai. Mais le contrôle de cette dilatation thermique est aussi là pour éviter tout serrage du piston dans la chambre de combustion. Le serrage du piston est synonyme de destruction des éléments optiques. La segmentation graphite a été retenue pour cette étude et a été placée sur le support du hublot. Ce support est réalisé en *invar*, matériau qui a la particularité d'avoir un coefficient de dilatation faible ($\alpha=1,7 \cdot 10^{-6} \mu\text{m.m}^{-1}\text{°C}$). L'utilisation conjointe de segment graphite et de porte hublot en *invar* permet de diminuer très fortement les risques de casse liés à un serrage du piston dans la chambre de combustion. Afin de limiter la masse d'air perdue par blow-by sur un moteur prototype, une segmentation est en place entre le piston et la chemise du moteur. Jusqu'à maintenant nous utilisons des segments de section carré ou rectangulaire. L'étanchéité était réalisée par le « tierçage » entre les segments. En revanche cette solution ne permet pas de bloquer les segments en rotation, et des fuites d'air par blow-by peuvent apparaître en cours de fonctionnement par alignement des segments entre eux. La solution proposée est de donner une forme biseautée aux deux segments d'étanchéité. Cela permet d'une part de conserver la position initiale des segments (position au montage) par friction au contact entre les deux segments et de permettre la rotation de l'ensemble durant le fonctionnement du moteur. En conséquence, l'étanchéité est meilleure en comparaison des solutions classiques. De plus, l'étanchéité ne se dégrade que par l'usage des segments et non plus de manière imprévue en fonction de l'alignement des segments. Il y a conservation de la position relative entre les deux segments (position du montage) lors du fonctionnement du moteur et donc amélioration de l'étanchéité.

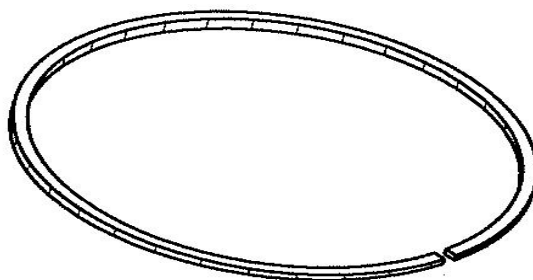


Figure 2-6 Vue de $\frac{3}{4}$ d'un segment biseauté

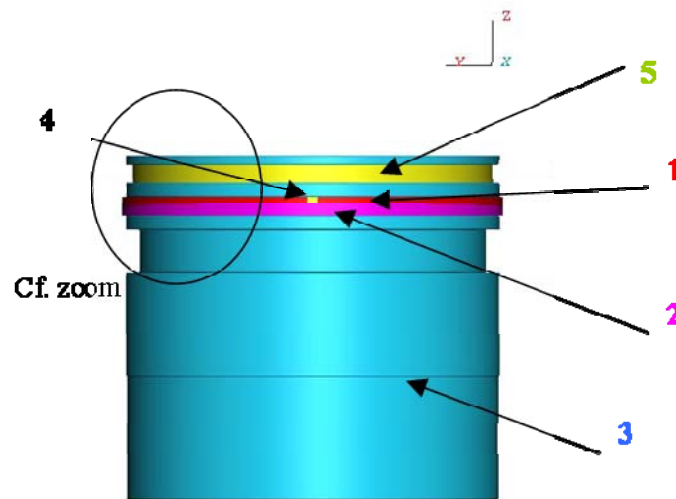


Figure 2-7 Vue des deux segments biseautés en place sur le piston : **1**, segment supérieur ; **2**, segment inférieur ; **3**, corps de piston ; **4**, coupe du segment ; **5**, expandeur

Le dispositif est décrit sur la Figure 2-7 et la Figure 2-8. Le montage des segments **1** (segment supérieur) et **2** (segment inférieur) dans le corps du piston **3** est réalisé tel que les deux segments se superposent et forment une fois assemblés un profil rectangulaire. De plus lors de la mise en référence des segments **1** et **2**, les coupes de segments **4** se trouvent en opposition. L'expandeur **5** permet de garantir l'appui sur le cylindre pour encore favoriser l'étanchéité.

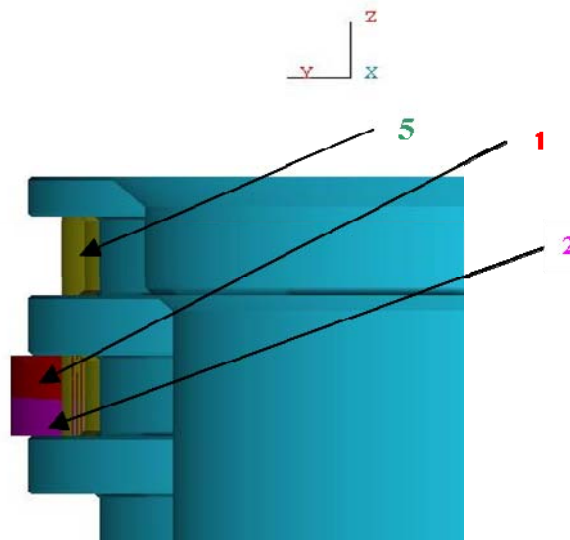


Figure 2-8 Zoom sur la zone logement du segment

Accès optiques

Les phénomènes physiques qui prennent place au cœur du moteur, sont visualisés par des techniques de mesures modernes basées sur l'imagerie laser. Ces techniques, performantes et non intrusives, nécessitent toutefois des accès

optiques pour visualiser l'intérieur du cylindre. Nous allons présenter ici les différents accès optiques utilisés et les moyens correspondants qui ont été mis en œuvre. La visualisation d'un plan de coupe vertical requiert un accès latéral assez large. Pour résoudre ce problème, le cylindre du moteur est remplacé par un cylindre en quartz complètement transparent. Cette technique est couramment utilisée pour l'étude de l'aérodynamique interne des moteurs essence.

Le cylindre en quartz, d'un diamètre extérieur de 120 mm, présente une épaisseur de 20 mm afin de résister aux fortes compressions. Pour l'étude en configuration essence, le cylindre quartz a été conçu pour résister à une pression maximale de 70 bars.

La géométrie d'un piston de moteur Diesel est à la fois particulière et variée. La forme générale du piston est très différente suivant les constructeurs car elle est intimement liée au système d'injection et à la stratégie de combustion. Malgré cette diversité de géométrie, le piston est toujours composé des mêmes types d'éléments : un bol en creux dans le piston (centré ou non), un dôme central et un ré-entrant. Chaque élément a une influence sur l'aérodynamique de la chambre de combustion. La structure en bol, avec une distance culasse - piston faible ($\sim 0,7$ mm), permet d'augmenter le rapport volumétrique du moteur. Il permet également d'obtenir une importante zone de chasse, définie comme la surface du piston moins la surface du bol, ce qui est extrêmement favorable à l'installation du phénomène de squish. Les ré-entrants augmentent les vitesses de squish et favorisent, par l'interaction swirl/squish, la production de turbulence. Enfin le dôme central, outre son effet substantiel sur le taux de compression, permet d'augmenter le niveau de turbulence. Cependant, cette augmentation est beaucoup plus faible que pour les ré-entrants.

Pour des contraintes optiques cependant, il n'a pas été possible d'utiliser un piston avec une géométrie réelle. Nous avons limité notre étude à une configuration géométriquement simplifiée : piston doté d'un bol cylindrique en son centre. Ce problème résolu, il restait à trouver le système pour fixer le hublot sur son support. Cette fixation doit en effet être résistante aux fortes contraintes thermodynamiques (pression-température) ainsi qu'aux accélérations et décélérations du piston. La phase critique du système de fixation est l'admission où une forte dépression est créée dans le cylindre et où la force d'arrachement du hublot est maximale. Pour éviter ce type de problème, nous nous sommes orientés vers une fixation basée sur le collage du hublot en quartz sur le porte-hublot. En plus des contraintes thermodynamiques et dynamiques citées précédemment, le collage doit être compatible avec les dilatations de ses différents composants du piston. Il doit être suffisamment rigide pour limiter au maximum les mouvements du hublot dans le porte-hublot mais assez souple pour supporter les dilatations de chaque pièce. Pour cette raison, nous avons utilisé de l'*invar* pour la réalisation du porte-hublot car, comme nous l'avons expliqué précédemment dans le cas de la segmentation, cette matière a un coefficient de dilatation thermique faible.

2.3 Vélocimétrie par images de particules

2.3.1 Principe de la technique

L'objectif de la PIV est l'obtention des champs de vitesses représentatifs de l'écoulement à caractériser. De manière générale, l'écoulement estensemencé par de fines particules éclairées dans une section (ou tranche) de l'écoulement par une source lumineuse. La diffusion de la lumière par les particules est enregistrée sur un support numérique en passant à travers un système optique plus ou moins complexe. L'image obtenue est ensuite analysée par un traitement numérique pour extraire le déplacement des particules. L'intégrité d'une mesure PIV et par voie de conséquence, la fiabilité des résultats, repose sur des conditions expérimentales drastiques : des traceurs qui suivent correctement l'écoulement et les différentes échelles d'intérêt, un éclairage homogène de la zone de mesure et des surfaces optiques dont les déformations sont correctement vérifiées et si possible quantifiées.

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 Δt . 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 vitesse. Pour cela, chaque image est divisée en cellule d'interrogation élémentaire. Dans chacune de ces cellules, la corrélation spatiale 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 (ou inter-pulse), on obtient la vitesse la plus probable dans la cellule d'interrogation. Il faut garder à l'esprit que la région du fluide qui est analysée est une tranche de l'écoulement. Elle ne représente donc qu'une partie du volume total fluide.

Lorsque la récupération 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 dans le volume lumineux de mesures projetées sur le capteur numérique sont récupérées. Les images peuvent aussi être récupérées par un système formé de deux caméras dont l'arrangement optique permet d'obtenir les trois composantes de la vitesse, mais toujours dans le plan de mesure ; on parlera alors de PIV bidimensionnelle en trois composantes (PIV 2D3C). Lorsque les phénomènes auxquels on choisit de s'intéresser sont très rapides, la source lumineuse et les moyens de récupération d'images doivent être cadencés à des fréquences élevées. L'écoulement peut alors être résolu temporellement ; on parlera de Time-Resolved PIV (TRPIV).

Les mesures statistiques effectuées sur le moteur optique ont nécessité l'utilisation de matériels classiques dans l'étude expérimentale des écoulements turbulents. Nous présenterons successivement les techniques expérimentales utilisées pour la détermination des champs de vitesse 2D2C et 2D3C. Notre objectif, ici, n'est pas de présenter de manière exhaustive l'ensemble des méthodes d'imagerie laser, mais plutôt de s'intéresser aux méthodes employées pour caractériser notre aérodynamique interne. On s'intéressera donc, de manière privilégiée, à la PIV 2D2C, à la PIV 2D3C, et à la TRPIV. Les essais en 2D2C ont été réalisés à faible et à haute cadence temporelle. Les essais en PIV 2D3C, quant à eux, ont été effectués uniquement à faible cadence.

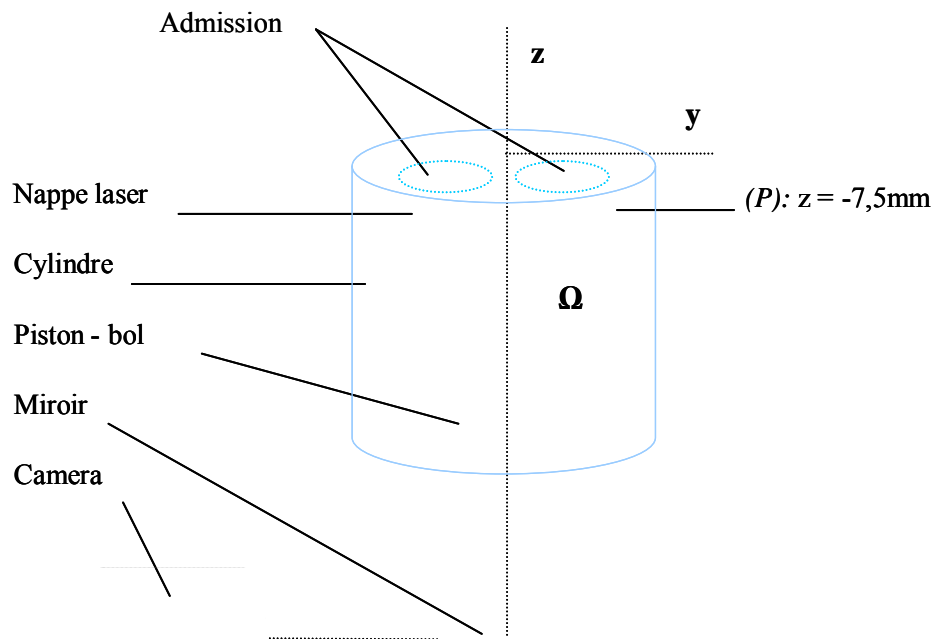


Figure 2-9 Schéma de la configuration expérimentale pour la récupération des plans horizontaux

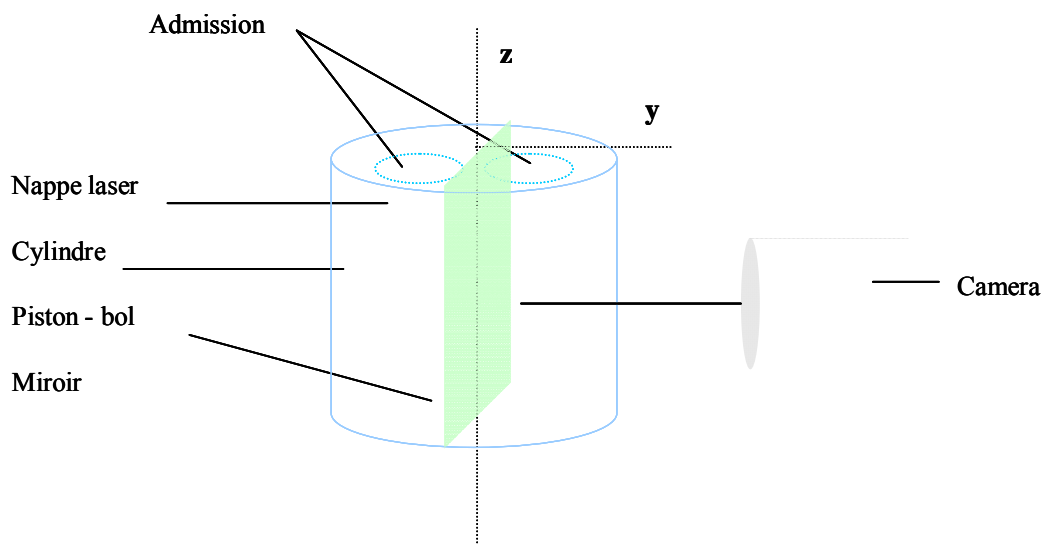


Figure 2-10 Schéma de la configuration expérimentale pour la récupération des plans verticaux

2.3.2 La PIV en deux composantes (PIV 2D2C)

Nous ne reviendrons pas sur le principe détaillé de la PIV 2D2C car celle-ci a déjà fait l'objet d'importants développements par le passé (Westerweel, 1993; Lecordier, 1997) et elle est largement employée aujourd'hui dans le but de quantifier les écoulements industriels. Nous commencerons donc par présenter brièvement le matériel employé dans l'obtention des champs de vitesses pour s'intéresser ensuite à des traitements plus spécifiques de ces champs.

Matériel utilisé

Le système utilisé dans la réalisation des plans statistiques est composé d'une caméra CCD Kodak et d'un laser pulsé Nd: Yag (Quantel B-Twins à double cavité). Le capteur de la caméra possède une résolution spatiale de 1008×1018 pixels². En raison de perturbations lumineuses extérieures, l'objectif utilisé (Nikon) est équipé d'un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde du laser (532 nm) avec une largeur de bande de 3 nm. La nappe laser est créée par étirement du faisceau initial au travers d'une lentille divergente. Chaque impulsion laser est générée en un temps très court ~ 10 ns. Le nappe laser a été réglée entre 500 microns et 1 mm durant les essais en PIV 2D2C. Les mesures ont été réalisées en synchronisant le système PIV avec l'information délivrée par le codeur angulaire. Compte tenu d'une fréquence laser de 10 Hz, pour un régime moteur de 1200 tr/min, il a été possible d'obtenir une mesure, i.e. un champ de vitesses instantanées, à chaque cycle moteur. Cela est particulièrement intéressant pour mettre en évidence les variations cycliques de l'écoulement. Le nombre de cycles acquis par angle vilebrequin examiné est $N=300$. Cela signifie que pour un angle de vilebrequin donné, 300 mesures ont été réalisées. Les angles de vilebrequin qui ont été acquis sont nombreux et constituent une base de données riche d'informations, puisque l'étendue des mesures couvre les courses d'admission, de compression et le début de la détente. Cette base de données a été obtenue dans le cadre des travaux de W. Deslandes. Aussi l'ensemble des traitements d'images associés avant le calcul des vecteurs vitesses est largement décrit dans (Deslandes, 2004).

Traitement des images de particules

Le traitement des images résultantes consiste en une intercorrélation adaptative sur des fenêtres d'interrogation de taille finale de 32×32 pixels², avec 50 % de recouvrement. Les grilles obtenues comptent 62×62 vecteurs². La taille réelle des fenêtres d'interrogations (sans recouvrement) est $\Delta \approx 2.5\text{mm}$. Le calcul des vecteurs vitesses est effectué en utilisation le logiciel Flowmanager[®] de la société Dantec Dynamics. Un algorithme subpixel avec décalage de mailles a été utilisé. Ce type de traitement permet de réduire considérablement les biais et les erreurs de corrélation (Lecordier, 1997). Une estimation de l'erreur de déplacement absolue de ces algorithmes est de 0,05 pixels.

Un traitement supplémentaire est effectué sur les champs afin de retirer les vecteurs faux. Plusieurs critères, incluant les détections par la norme de la vitesse, 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 1,21 a été fixée. Lorsqu'un vecteur faux est détecté, il est remplacé par le vecteur médian pris dans un voisinage 7×7 , ce qui permet de conserver la cohérence spatiale du champ. Le nombre de vecteurs faux contenu dans nos champs a toujours été faible (moins 1% du champ total). Aucun filtrage ultérieur n'est appliqué sur ces champs afin de conserver le maximum d'informations liées notamment à leur structure.

Déformations optiques

Les plans horizontaux sont enregistrés via un miroir de renvoi. La détermination des erreurs liées à la mesure en PIV 2 D2C de l'écoulement dans les plans horizontaux a été effectuée dans (Deslandes, 2004). Ces erreurs, principalement dues à la présence du piston, sont de deux ordres. Nous distinguons les aberrations chromatiques et les aberrations géométriques. Dans notre étude, la lumière utilisée est celle du laser dont longueur d'onde est fixée à 532 nm. Les aberrations chromatiques n'apparaissent donc pas. En revanche, les aberrations géométriques sont à prendre en considération. En effet, même en configuration simplifiée par rapport aux pistons de formes réelles, un bol cylindrique induit des déformations optiques. Pour la détermination de cellules-ci, le piston est assimilé à un assemblage de dioptries. L'aberration sphérique a été estimée entre 45 et 60 nm. De plus, compte tenu de ses faibles angles de champ, l'influence de la coma sur le diamètre de la tâche image des particules peut être négligée (de l'ordre du nm pour une tache de particule de l'ordre du μm). Dans tous les cas envisagés, les déformations obtenues sont négligeables devant la taille des particules utilisées pour l'ensemencement. Par conséquent, ils n'ont pas été corrigés car ils 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 effet, dans le cas de mesures réalisées dans un plan vertical, la courbure du cylindre provoque une déformation géométrique des images de PIV 2 D2C. La chemise en quartz placée entre l'écoulement et la caméra se comporte comme un dioptre. La Figure 2-11 illustre ce problème.

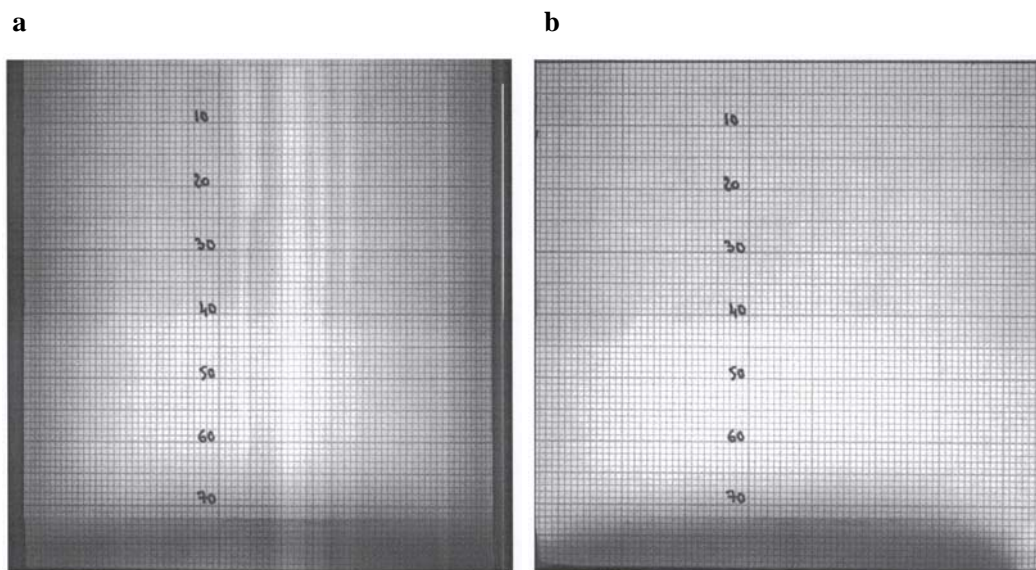
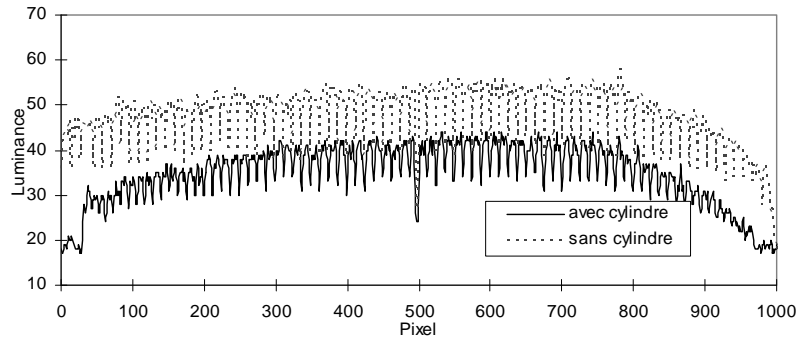


Figure 2-11 Images de mire. **a**, avec cylindre ; **b**, sans cylindre (Baby, 2000)

a



b

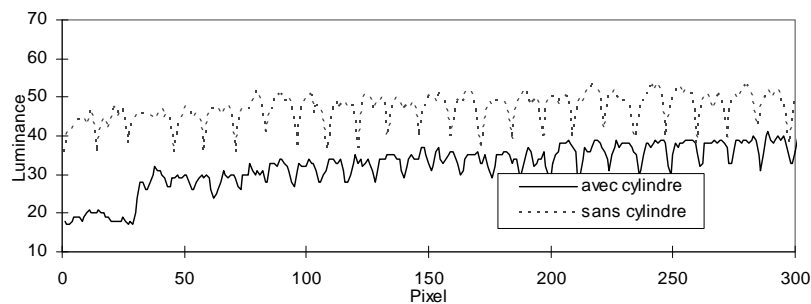


Figure 2-12 Luminance des mires. **a**, alésage complet; **b**, zoom au bord gauche (Baby, 2000)

Elles représentent les images obtenues par la caméra (réglages identiques) d'une même mire millimétrique placée au niveau du plan de mesure en l'absence et en présence du cylindre. Ainsi, les déformations sont prépondérantes en bordure du champ, où le rayon de courbure du dioptre est maximal. Ces déformations optiques sont localisées suivant l'axe horizontal, ce qui se traduit par une variation locale du grandissement optique : le dioptre réduit artificiellement le champ de vision de la caméra, en biaisant particulièrement les distances en bordure du champ. Pour quantifier ces déformations, la position précise du quadrillage millimétré de la mire a été déterminée en présence ou non du cylindre suivant un axe horizontal (normal à l'axe du cylindre vertical). Un seul axe a été caractérisé, car les déformations interviennent uniquement suivant la direction horizontale et sont indépendantes de la position verticale considérée sur le cylindre. Les graphes de la Figure 2-12 présentent la répartition spatiale de la luminance des mires. Chaque minimum local de la luminance caractérise la position en pixel d'une graduation de la mire (un millimètre). Le graphe du bas constitue un grandissement de la zone située en bordure du cylindre. On peut ensuite calculer un taux de déformation en fonction de la position sur l'axe horizontal du cylindre. On constate que la déformation peut atteindre 35 % sur les bords du cylindre. La déformation devient négligeable (inférieure à 3 %) à 15 mm du bord du cylindre. Seul 50 mm du cylindre n'est pas affecté par ce biais et reste invariant aux déformations optiques. Dans les essais PIV 2D2C, ce biais n'a pas été éliminé. En revanche, dans les essais PIV 2D3C, il est pris en compte dans la fonction de calibration. Nous garderons donc à l'esprit que dans les plans verticaux, en PIV 2D2C, dans la zone située à 15 mm du bord du cylindre, la déformation peut engendrer des normes de vitesses modifiées de 35%.

2.3.3 La PIV en trois composantes (2D3C)

Cette méthode de visualisation expérimentale permet d'obtenir les trois composantes de la vitesse en n'importe quel « point » du « plan » de mesure. Le principe de la PIV 2D3C est basé sur la stéréoscopie. A partir de deux systèmes de vision 2D2C, on est capable de reconstruire la troisième composante, moyennant une étape de calibration adéquate. Les différentes configurations pour le montage d'un système 2D3C ont été proposées et examinées dans bien des études antérieures (Soloff et al., 1997; Lecerf, 2000; Callaud, 2003).

Configuration expérimentale et matériel utilisé

Dans notre étude, compte tenu de l'encombrement, la configuration angulaire a été retenue et l'angle entre les deux caméras est de 30° (15° donc par rapport à l'axe du système, cf. Figure 2-13). Nous avons bénéficié de nouvelles caméras pour réaliser les essais en PIV 2D3C. Il s'agit de caméras Flowsense[®] dont la taille des capteurs CCD est de 1600×1200 pixels². Le pitch (distance inter-pixels) est de 7,4 microns. Ces caméras peuvent travailler jusqu'à 15 Hz en double frame. Les caméras sont chacune équipées d'une optique de Scheimpflug qui permet de compenser l'écart de mise au point entre les bords de l'image. Le laser utilisé est le même que pour les essais en PIV 2D2C. Seul le plan vertical n°1 a été acquis durant nos expérimentations en PIV 2D3C.

Reconstruction et prise en compte des distorsions

La visualisation du plan n°1 s'effectue à travers un cylindre d'épaisseur non négligeable. Par conséquent, quelque soit la caméra concernée, il en résultera, en plus de la perspective, une déformation de l'image des particules. En réalité, comme nous l'avons vu concernant la PIV 2D2C, les aberrations optiques peuvent se diviser en deux catégories: chromatiques et géométriques.

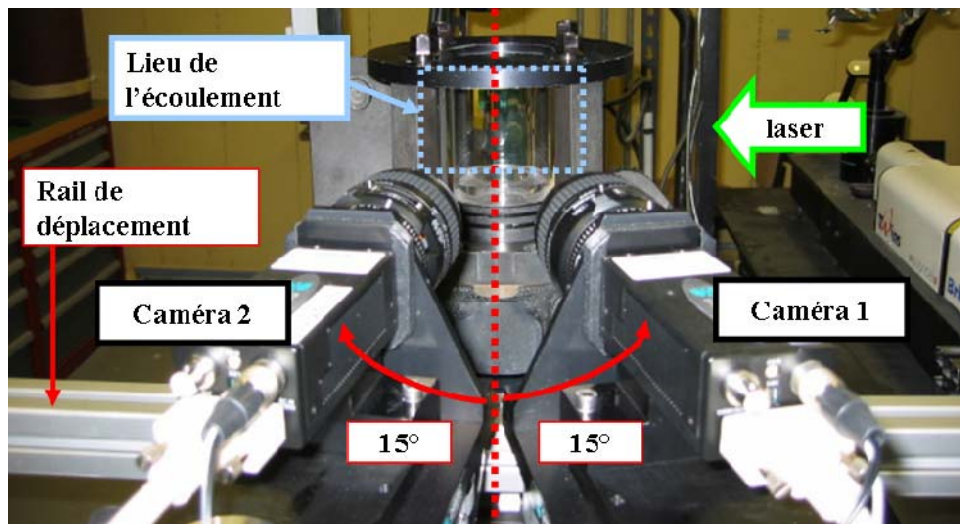


Figure 2-13 Configuration angulaire retenue pour l'acquisition des champs en PIV 2D3C

L'utilisation de la lumière laser dans une seule longueur d'onde ($\lambda=532\text{nm}$) élimine les aberrations chromatiques. En revanche, si les aberrations sphériques et de champ peuvent aussi être négligées (voir paragraphe 2-3-2), il faut tenir compte, en PIV 2D3C, des distorsions pouvant apparaître à cause d'interfaces optiques entre le capteur de récupération de l'image et le lieu de l'écoulement. Dans notre cas, la distorsion est le résultat de la présence du cylindre transparent entre le lieu de l'écoulement et les caméras. Cette distorsion existe aussi en configuration de

PIV 2D2C mais ne se retrouve pas aggravée par la perspective. Pour prendre en compte ces distorsions, plusieurs méthodologies ont été proposées. Des algorithmes de reconstruction tridimensionnelle ont ainsi été proposés. Ils permettent de modéliser les relations entre un point $\mathbf{m} = (x, y, z)$ de l'espace objet, i.e. le repère de mesures, et ses projections dans l'espace image, le repère des caméras n°1 et n°2, $\mathbf{M}^{(1)} = (Y^{(1)}, Z^{(1)})$ et $\mathbf{M}^{(2)} = (Y^{(2)}, Z^{(2)})$. Nous sommes donc amenés à rechercher une relation du type:

$$\begin{bmatrix} \Delta \mathbf{M}^{(1)} \\ \Delta \mathbf{M}^{(2)} \end{bmatrix} = \mathbf{F}(\Delta \mathbf{m}) \quad (1)$$

(Westerweel et al., 1999) proposent une approximation polynomiale du second ordre pour la fonction \mathbf{F} . (Willert, 1997) propose de remplacer ces équations polynomiales par une approximation sous forme de fractions rationnelles. Enfin, (Soloff et al., 1997) propose un algorithme de reconstruction basé sur un calibrage 3D ; l'approximation obtenue est du troisième ordre en y et z et du second ordre en x . Cela permet de tenir compte de la non uniformité du grandissement et de ses distorsions présentes. La méthode Soloff réside en une procédure de calibration expérimentale combinant en une seule étape la projection des positions des particules et le calcul du déplacement transverse. C'est une méthode purement empirique contrairement aux méthodes de reconstruction géométrique présentée par (Prasad, 2000). Elle ne nécessite aucunement la connaissance de la géométrie du système. La méthode de Soloff est implémentée dans Flowmanager[®]; nous l'avons donc utilisée pour la compensation des distorsions et le calcul de la vitesse transverse \mathbf{U} .

Procédure de calibration

La procédure de calibration va nous permettre de calculer les paramètres de la fonction de passage \mathbf{F} . Pour cela, nous devons acquérir les images d'une mire de calibration dont la position dans le plan objet est connue. Cette mire de calibration doit s'aligner parfaitement avec la nappe laser. Les erreurs d'alignements ont des conséquences importantes sur la précision des résultats (Willert, 1997; Coudert et Schön, 2001; Bjorkquist, 2002). Ces auteurs proposent des algorithmes de traitement permettant de corriger un éventuel désalignement de la nappe par rapport à la mire. Dans nos expérimentations, nous n'avons pas utilisé de tels algorithmes, mais l'alignement a été assurée grâce un système mécanique, incluant des visées et des surfaces d'appui jointes à la mire, permettant de la faire coïncider parfaitement avec la nappe laser. Une image de mire est enregistrée par les deux caméras pour chaque position. La mire doit impérativement "balayer" le volume de la tranche laser. Nous avons ainsi acquis trois positions : $x = -1\text{mm}$, $x = 0\text{mm}$ et $x = +1\text{mm}$ (cf. Figure 2-14). La mire a été déplacée grâce à un plateau micrométrique spécialement conçu. Cette procédure de déplacement de mire a été appliquée par (Soloff et al., 1997). L'augmentation du nombre de positions de la mire peut être envisagée (dans la continuité de nos travaux). Certains auteurs (Hill et al., 2000) utilisent cinq plans de mire lors du calibrage, ce qui permet d'accroître la précision de la fonction \mathbf{F} .

La mire utilisée est composée de points noirs sur fond blanc. Nous avons aussi testé l'inverse, mais la détection des points noirs par l'algorithme de localisation s'est révélée plus efficace. Un point plus large situé au centre de la mire permet d'initier l'étape de détection des points. La présence de quatre points noirs de plus faibles diamètres permet à l'algorithme d'identifier la zone centrale du champ d'écoulement (losange rouge sur la Figure 2-14).

Épaisseur de la nappe laser

Afin de couvrir toute la profondeur de déplacement de la mire, il faut être capable d'évaluer au préalable, l'épaisseur de la nappe laser qui va être utilisée. L'utilisation d'un système stéréoscopique est justifiée par un écoulement fortement tridimensionnel. Pour cela, l'épaisseur de la tranche laser doit être environ deux fois la taille de la fenêtre d'interrogation projetée dans l'espace objet. Ce facteur 2 est nécessaire pour compenser la distribution Gaussienne de l'intensité lumineuse. Dans notre cas, nous avons une zone d'interrogation de 32×32 pixels avec un pitch de 7,4 microns. Le grandissement optique est de 0,1 au centre de l'image. L'épaisseur moyenne nécessaire est alors de $ep = 2 \times 32 \times 7,4 \times 10 \approx 5mm$, ce qui est relativement épais compte tenu du domaine à visualiser et des surfaces optiques à traverser. La variation du grandissement due à la perspective est faible (angle de vue faible); cela élargit cependant la plage d'épaisseur de la nappe. Nous aurons donc en pratique une nappe laser dont l'épaisseur est comprise entre 4,8 et 5,3 mm. En outre, (Callaud, 2003) observe que plus la nappe laser est épaisse et plus les rapports signal sur bruit des champs de vitesse sont forts. Par conséquent, la mesure sera d'autant plus précise que la nappe laser sera épaisse. Cela nous a conforté dans le choix d'une nappe de 5 mm.

L'introduction d'une nappe épaisse dans notre cylindre et surtout dans le bol du piston provoque des réflexions très pénalisantes pour la réalisation d'une mesure de qualité. Nous avons utilisé, pour limiter ces réflexions, du papier noir mat disposé autour de la chemise et principalement dans la zone d'entrée de nappe. La principale difficulté consiste en fait à éliminer les réflexions pour les deux caméras à la fois. En effet, la caméra n°2 est plus sensible à l'entrée de la nappe dans le cylindre et a donc fait l'objet d'une attention particulière. Cependant, certaines réflexions ont persisté (notamment dans les phases d'admission, où les soupapes réfléchissent la lumière intensément), et nous avons dû nous résoudre à n'exploiter qu'une partie du champ. Ainsi, l'analyse effectuée dans le chapitre 4, est menée sur une zone restreinte à $y \in [-25; 22]$ X $z \in [-70; -10]$.

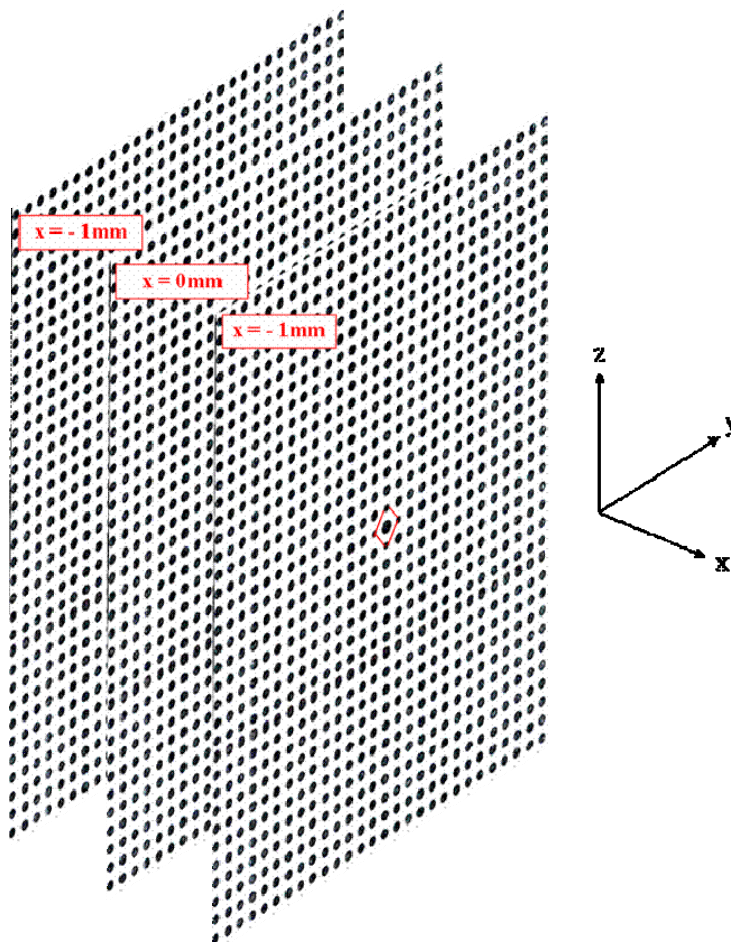


Figure 2-14 Positionnement de la mire dans la procédure de calibration de la PIV 2D3C

Obtention des champs et précisions

Les champs de vecteurs 2C de chaque caméra sont ensuite calculés suivant la même procédure que pour la PIV 2D2C (taille de fenêtre identique, même recouvrement, même algorithme de traitement et de post-traitement). Aucun filtrage supplémentaire n'a été appliqué sur les champs 2C afin d'éviter l'amplification de ce filtrage au cours de la reconstruction de la troisième composante. En outre, une fois que les champs 2C sont calculés, les vecteurs 3C sont rattachés à une grille d'affichage commune d'appariement qui correspond à la zone de recouvrement des deux caméras. C'est pourquoi nous avons fait coïncider le centre optique des caméras avec le centre du champ (centre de la mire). Cela nous a permis d'avoir le plus grand recouvrement possible et donc d'obtenir le meilleur appariement. Un grand soin a donc été apporté à l'élaboration des plans stéréoscopiques présentés au chapitre 4. De même qu'en PIV 2D2C, nous avons obtenu un champ instantané par cycle moteur.

La précision de mesures du système stéréoscopique a été dans notre cas évaluée par déplacement d'un papier de verre à l'intérieur du cylindre, éclairé par un spot de lumière blanche, suivant la direction x. Ce type d'évaluation a déjà été effectué par (Calluaud, 2003). De plus, ce dernier avait réalisé dans un premier temps une évaluation avec un bloc de résine. Ces deux approches sont complémentaires, mais il s'est tout de même avéré difficile, dans notre cas, de quantifier précisément l'incertitude de la mesure grâce à ces méthodes. D'une part, la précision de nos tables

micrométriques se situe dans l'intervalle de confiance des résultats PIV 2D3C obtenus. D'autre part les erreurs dues à l'éclairage en lumière blanche du papier de verre et les réflexions de lumière aux bords du cylindre de quartz empêchent d'attribuer les écarts de déplacement observés à un paramètre particulier. Nous pouvons néanmoins, avec les tests effectués, donner un intervalle de confiance des déplacements d'environ 0,3 pixel pour chaque caméra. (Soloff et al., 1997) ont, pour une distorsion différente (de type "aquarium", donc plus pénalisantes), des erreurs RMS, pour chacune des caméras, de 1,1 et 1,2 pixels. La valeur estimée dans notre configuration nous paraît donc cohérente.

2.3.4 La PIV temporelle (TRPIV)

Les lasers employés en PIV traditionnelle (faible cadence) permettent d'obtenir une fréquence de tirs de quelques dizaines de Hz et vont de pair, par conséquent, avec les capteurs CCD. L'introduction des capteurs CMOS pour la TRPIV a généré le besoin de lasers plus rapides permettant le suivi temporel de l'écoulement.

Matériel utilisé

Dans notre étude, le système PIV haute cadence est composé d'un laser Nd:Ylf (New Wave Research Pegasus PIV) dont la nappe laser est réglée à 1 mm environ. La longueur d'onde délivrée est de 527 nm. Le laser employé est un laser à double tête. Ce type de laser possède l'avantage d'avoir une cadence de tir élevée et une flexibilité d'impulsion plus grande que les lasers PIV conventionnels, à double pulse, mais à une tête. L'autre avantage de ces lasers rapides est l'uniformité de la qualité du faisceau entre deux pulses. Ceci accroît la qualité de la mesure, par une plus grande précision lors du calcul des vecteurs vitesses. La représentation de l'écoulement est donc plus fidèle. L'énergie délivrée par une cavité laser est fonction de la fréquence d'émission du laser. Pour des fréquences de tirs élevées (> 3 kHz), il n'est pas possible d'obtenir une énergie suffisante (>5 mJ) pour illuminer certains plans lors d'essais moteur. Les plages d'énergie utilisées dans la plupart des cas pratiques se limitent autour de 5 mJ / cavité.

Une caméra à capteur CMOS de 512x512 pixels² (Nanosense ® Dantec Dynamics) a été utilisée. Les capteurs de type CMOS permettent de réaliser des mesures à des fréquences d'acquisition plus élevées que celles obtenues par des capteurs CCD standard. Un capteur CMOS peut acquérir des milliers d'images à la seconde alors qu'un CCD ne pourra en acquieser que quelques dizaines. En revanche, il faut préciser que l'augmentation du taux d'acquisition d'images s'accompagne d'une baisse de la résolution spatiale. Les caméras rapides disposent donc d'une résolution spatiale moins importante que leur équivalent CCD employées actuellement. La distance interpixel (pitch) est aussi plus importante.

Ensemencement et illumination

La résolution temporelle de l'écoulement interne au moteur résulte d'un ajustement entre le régime moteur, la cadence de tir du laser et la fréquence d'acquisition de la caméra. Les points délicats de la mesure concernent :

- *l'ensemencement* : l'écoulement étant suivi du rant au moins un cycle, c'est la même concentration de traceur qui est utilisée entre le PMB et le PMH. Or la présence de volumes non constants au cours du cycle (bol, volume principal) rend le dosage du traceur difficile. La concentration doit être suffisante pour obtenir un bon niveau de corrélation au PMB, tout en n'offrant une densité assez faible, afin d'éviter tout encrassement pénalisant et permettre le calcul des vitesses au PMH.
- *l'illumination* : le laser garde une intensité constante durant la mesure. Or, entre le PMB et le PMH, la zone à mesurer varie considérablement, surtout pour les mesures en plan vertical ou dans le cas de mesures dans le bol au PMH. Le risque est alors de perdre le signal par saturation du capteur (« blooming ») si l'intensité

lumineuse est trop forte, mais nécessaire à la réalisation de la mesure au PMB par exemple. Une intensité d'éclairement moyenne est alors à trouver. Tout mauvais réglage initial ne peut être compensé dans le cas d'une saturation de capteur.

L'énergie laser est réglée à 5mJ afin de conserver une bonne qualité de mesure en admission et en compression, du PMH au PMH. L'inter-pulse a été fixé à 25 μ s, ce qui nous a permis de suivre les gradients de vitesse durant l'admission et la compression. Au total, sur le plan $z=-7,5$ mm, 8000 doublets ont été obtenus, parmi lesquels nous avons extraits 12 cycles consécutifs qui présentaient les meilleurs signaux au PMB et au PMH. Sur les cycles restants, la mesure, valide dans le cylindre, était pénalisée par l'encrassement dans le bol. L'étude des plans issus de la TRPIV se limitera donc à ces 12 cycles consécutifs, chacun d'entre eux étant composé de 31 champs.

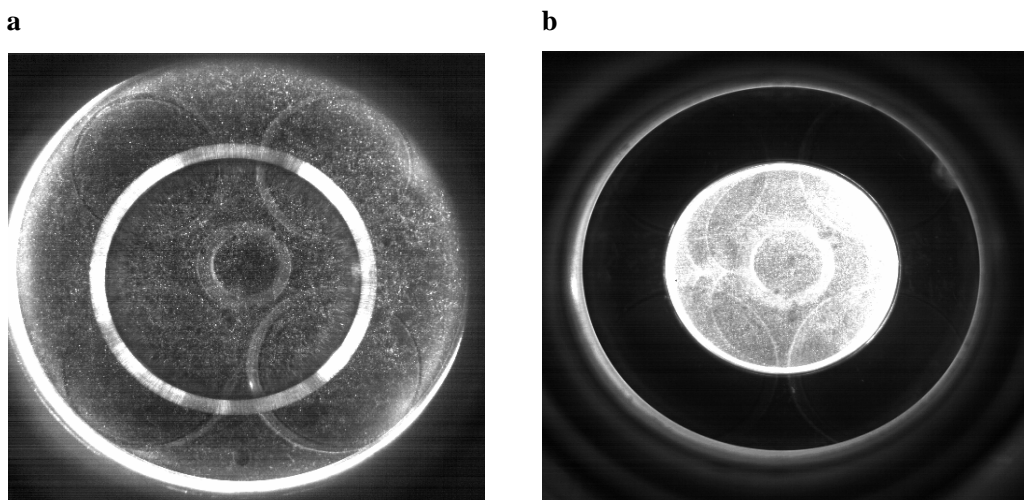


Figure 2-15 Image de particules obtenue en TRPIV. **a**, au RFA; **b**, au PMH

Post-traitement des images

Pour un régime moteur de 1 200 tr/min, l'intervalle entre chaque CAD acquis est $\Delta\theta = 4,8(\pm 0.5)$ CAD. Outre les difficultés inhérentes à la mesure, il faut mentionner les contraintes engendrées au niveau de l'obtention des vitesses (intercorrélations des images) :

- Lors des mesures non résolues en temps, les images sont obtenues tous les cycles. Pour optimiser le calcul des vitesses à partir d'images peu bruitées (réflexions, encrassement,...), le traitement classique passe par le calcul d'une image moyenne d'ensemble. Or dans le cas de mesures TRPIV, cette image est obtenue sur un nombre de cycles réduits, et il n'est pas possible de calculer celle-ci à partir d'images successives car le domaine de visualisation varie. Le traitement des images pré-corrélation passe donc par un filtrage adapté issu d'algorithmes spécifiques de traitement d'images (filtrage passe-haut de type Laplacien sur un voisinage 5x5, cf. Figure 2-16 par exemple).

- Afin de retirer les vecteurs hors cylindre, le traitement traditionnel préconise l'utilisation d'un masque. Lorsque le domaine de visualisation est constant au cours de la mesure, cela ne pose pas de problème, puisque le même masque peut être utilisé pour toutes les images. En revanche, dans le cadre d'une variation du domaine de visualisation (plan horizontal à cause du cône de visualisation, plan vertical à cause du mouvement du piston), le masque utilisé doit faire l'objet d'un dimensionnement particulier.

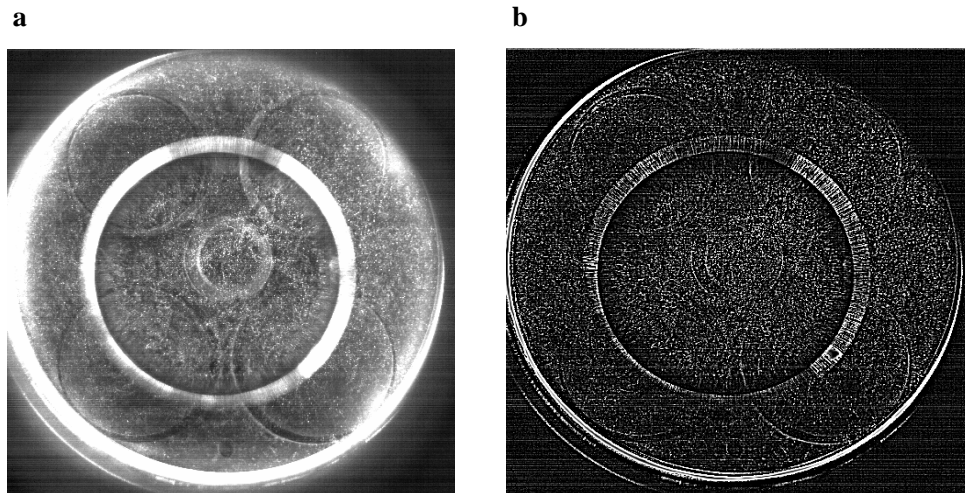


Figure 2-16 Image de particules obtenue en TRPIV au PMB. **a**, image brute ; **b**, image traitée en filtrage passe-haut

Le calcul des vecteurs est composé, à l'instar de son homologue à faible cadence, d'une série d'opérations visant à obtenir le meilleur signal possible et à retirer les vecteurs faux. Une intercorrélation adaptative avec déformation de mailles et algorithme subpixel est ainsi appliquée. La taille des fenêtres d'interrogation finale est de 32×32 pixels², avec 75% de recouvrement. Les grilles de vecteurs obtenues sont donc composées de 61×61 vecteurs². La résolution spatiale est alors de 1,24 mm et la taille réelle des fenêtres d'interrogation est $\Delta \approx 4,96mm$

2.3.5 Ensemencement

Le choix des particules pour représenter fidèlement les déplacements de meure crucial. En effet, pour restituer de manière exacte ces déplacements, elles doivent être les plus petites possibles et doivent avoir des propriétés voisines de celles du fluide. De plus, l'information recueillie par le capteur numérique est la diffusion de la lumière par les particules, qui est directement liée au diamètre de celles-ci 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,...) 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 les expériences par PIV dans les gaz, avec un rapport de densité tel que $s = \rho_p / \rho_f \gg 1$, l'effet du gradient de pression est négligeable. Nous pouvons mettre en évidence, dans l'équation du mouvement de la particule une fréquence caractéristique C du mouvement de la particule, définie au moyen du coefficient de traînée C_D de la particule:

$$C = 3/4 C_D \text{Re}_p \mu_a / \rho_p d_p^2 \quad (2)$$

Où Re_p est le nombre de Reynolds particulaire, μ_a la viscosité dynamique de l'air, ρ_p la masse volumique des particules, et d_p le diamètre des particules, supposées sphériques dans un échantillon monodispersé. Le coefficient de traînée est donné par $C_D = 24/\text{Re}_p$ dans notre type d'écoulement. La fréquence caractéristique ainsi que l'échelle de temps associées sont donnés par :

$$\tau_p = 1/C = \rho_p d_p^2 / 18 \mu_a \quad (3)$$

Le temps caractéristique des particules peut ensuite être comparé à un temps caractéristique d'un mouvement de grande échelle donné, à celui d'une structure turbulente ou encore à ce lui imposé par un changement de condition limite de l'écoulement. Si l'on note, par exemple, τ_f ce type de temps caractéristique, nous pouvons former un nombre de Stokes, tel que :

$$St = \tau_p / \tau_f \quad (4)$$

La comparaison du nombre de Stokes à l'unité donne alors l'inertie relative de la particule à la structure/condition observée.

L'application de la PIV en configuration Diesel a entraîné une série importante de tests afin de déterminer les particules à utiliser. En effet, les contraintes associées à leur emploi sont sévères. Nous avons employé, dans notre cas, des particules solides, afin d'éviter leur évaporation en milieu de compression, lorsque la température à l'intérieur de la chambre dépasse les 250°C. L'emploi traditionnel de gouttelettes d'huile ne pouvait donc convenir à notre type d'expérimentation. De plus, le matériau constituant les particules devait être non abrasifs pour éviter tout serrage avec la chemise et la segmentation. Finalement, le dioxyde de zirconium (ou zircone ZrO_2) s'est montré satisfaisant. Dans la première partie de notre étude, concernant les plans statistiques issus des mesures à faible cadence temporelle en PIV 2D2C, les particules employées ont un diamètre médian de l'ordre de $d_p \approx 7 \mu m$. Par suite, nous avons réussi à optimiser ce résultat en utilisant d'autres techniques de broyage sur cette même poudre. Le diamètre médian a ainsi été abaissé à $d_p \approx 1,2 \mu m$, ce qui permet d'avoir un gain considérable en temps de réponse. Cette poudre, plus fine, a été utilisée dans les essais en PIV 2D3C et en TRPIV. Dans la course à la réduction du diamètre médian, il faut cependant garder à l'esprit qu'un diamètre trop faible entraîne une non-optimalité au niveau de la diffusion de la lumière. En effet, la condition optimale de diffusion de la lumière laser incidente est la condition de Mie qui stipule que la particule diffusera au mieux si $d_p \approx 10\lambda \approx 5 \mu m$. Par conséquent l'utilisation de particules trop petites ne permet pas de récupérer suffisamment de signal sur le capteur numérique. Dans notre cas, le signal est satisfaisant, bien que l'on ait $d_p \approx 2\lambda$ dans les mesures 2D3C et TRPIV. Les particules de ZrO_2 de diamètre $d_p \approx 7 \mu m$ seront nommés dans la suite *particules 1* et celles de diamètre $d_p \approx 1,2 \mu m$ seront notées *particules 2*.

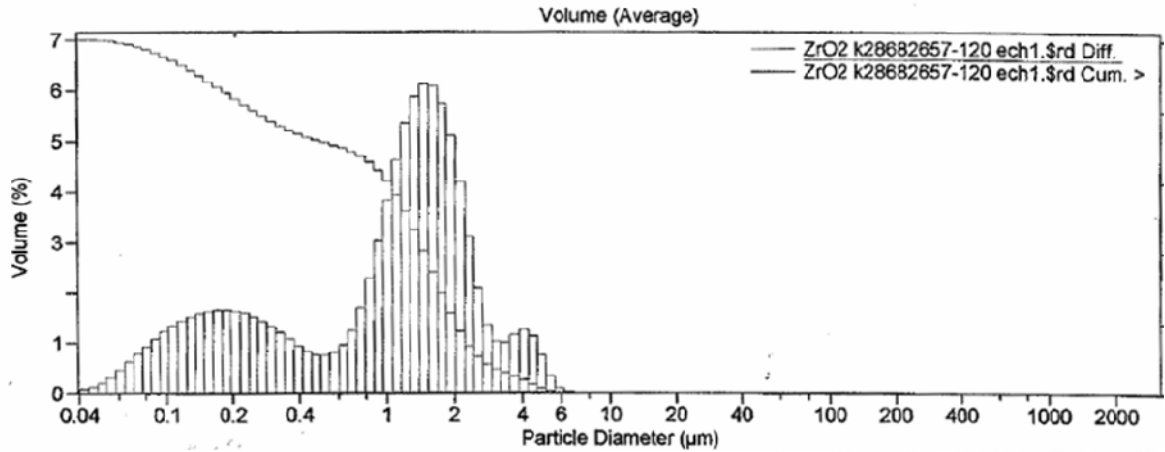


Figure 2-17 Granulométrie des particules 2. Diamètre médian à 1,2 µm

Le temps caractéristiques des particules τ_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 μ_a augmente avec la racine carrée de la température de l'air T_a dans la chambre:

$$\mu_a \propto \sqrt{T_a} \quad (5)$$

Où T_a est obtenue, pour nos estimations ultérieures, par calcul théorique (compression adiabatique du gaz). Par conséquent, le temps de réponse des particules décroît entre le PMB et la PMH. Afin d'évaluer la qualité de l'ensemencement pour notre écoulement, nous avons comparé τ_p , dans les tableaux 2-3 à 2-5, à quatre échelles de temps particulières:

(i) $\tau_e = S/\bar{V}_p$ est l'échelle de temps du moteur. S représente la course du piston et \bar{V}_p est la vitesse moyenne de piston. Cette échelle de temps caractérise le taux de variation de l'écoulement imposé par les conditions aux limites variables en temps. Nous remarquons que $\tau_p \ll \tau_e$. Cela qui signifie que les particules d'ensemencement sont donc capables de suivre ces changements.

(ii) $\tau_s = 1/\omega_s$ est l'échelle de temps correspondant au retournement d'un tourbillon moyen. ω_s est un taux de rotation équivalent calculé classiquement par $\omega_s = R_s \cdot \omega$ où R_s est le nombre de swirl et ω la vitesse de rotation du moteur. Au PMH, ω_s 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 tourbillon.

(iii) $\tau_t = L/u'$ est l'échelle de temps de retournement 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. Nous nous intéressons ici aux propriétés globales de l'écoulement, donc nous pouvons utiliser les estimations de (Lumley, 1999): $(\theta, L, u') = (90^\circ, b/6, 10\bar{V}_p)$; $(180^\circ, b/6, \bar{V}_p)$; $(270^\circ, b/6, \bar{V}_p/2)$; $(360^\circ, p/6, \bar{V}_p/2)$ où b est l'alésage du moteur, p est la profondeur du bol et \bar{V}_p est la vitesse moyenne de piston. Pour ces quatre phases,

τ_t est précisé dans le Tableau 2-3. Un nombre de Stokes, défini comme $S_t = \tau_p / \tau_t$, peut être estimé et l'ordre de grandeur obtenu pour les trois dernières phases est de 1/10. Les particules sont donc capables de suivre les grandes échelles de du champ turbulent.

(iv) $\tau_\Delta = \tau_t (\Delta/L)^{2/3}$ est le temps de retournement des petits tourbillons de taille Δ , échelle de la fenêtre d'interrogation PIV. La maille PIV fixe effectivement la taille des plus petites structures turbulentes observables. Dans nos essais en PIV 2D2C et PIV 2D3C, cette taille est quasi-identique égale à $\Delta \approx 2,5mm$. Dans nos essais en TRPIV, la haute cadence nous a contraint à réduire la résolution spatiale et la taille des cellules (réelles, i.e. sans recouvrement) est alors de $\Delta TR \approx 5mm$. Dans le Tableau 2-3, le temps τ_Δ a été estimé pour $\theta = 90^\circ$, $\theta = 180^\circ$ et $\theta = 270^\circ$ CAD uniquement, car notre estimation est valable si les tourbillons de taille Δ appartiennent aux échelles inertielles (Tennekes et Lumley, 1972).

Pour les particules 1, le nombre de Stokes $S_{t\Delta} = \tau_p / \tau_\Delta$ est de l'ordre de $S_{t\Delta} \approx 0,3$. De plus, $(\Delta/L) \approx 1/5$ à $\theta = 180, 270^\circ$ CAD et $(\Delta/L) \approx 2/5$ à $\theta = 360^\circ$ CAD. Cela signifie que le filtrage spatial induit par la PIV et le filtrage temporel dû aux particules nous empêche d'obtenir une résolution précise du spectre turbulent au sein des mesures effectuées avec les particules 1. Nous voyons aussi que l'usage des particules 1 est critique en phase d'admission pour suivre les mouvements turbulents. Nous nous permettrons donc, dans l'analyse des champs à 90° CAD, à statuer uniquement sur les variations cycliques de l'écoulement. L'utilisation des particules 2 permet notamment de combler cette lacune (cf. Tableau 2-4) puisque dans tous les cas où elles sont utilisées, les mouvements turbulents peuvent être détectés. Dans la suite de notre étude, nous nous sommes focalisés uniquement sur la variabilité des grandes échelles de l'écoulement. L'ensemencement utilisé permet donc de justifier la démarche adoptée.

	$\theta = 90 \text{ CAD}$	$\theta = 180 \text{ CAD}$	$\theta = 270 \text{ CAD}$	$\theta = 360 \text{ CAD}$
τ_p (s) [1]	$3,5 \times 10^{-4}$ 3,	5×10^{-4} 3	$,2 \times 10^{-4}$ 1,5x10	⁻⁴
τ_e (s)	$2,5 \times 10^{-2}$ 2,	5×10^{-2} 2	$,5 \times 10^{-2}$ 2,5x10	⁻²
τ_S (s)	$4,0 \times 10^{-3}$ 4,	0×10^{-3} 4	$,0 \times 10^{-3}$ 1,0x10	⁻³
τ_t (s)	$3,6 \times 10^{-4}$ 3,	6×10^{-3} 3	$,6 \times 10^{-3}$ 1,3x10	⁻³
τ_{Δ} (s)	$1,2 \times 10^{-4}$ 1,	2×10^{-3} 1	$,9 \times 10^{-3}$	

Tableau 2-3 Temps caractéristiques en fonction de l'angle de vilebrequin pour la PIV 2D2C (utilisation des particules 1, la taille réelle des cellules PIV est de 2,5 mm)

	$\theta = 90 \text{ CAD}$	$\theta = 180 \text{ CAD}$	$\theta = 270 \text{ CAD}$	$\theta = 360 \text{ CAD}$
τ_p (s) [2]	$1,0 \times 10^{-5}$ 1,	0×10^{-5} 0	$,8 \times 10^{-5}$ 0,4x10	⁻⁵
τ_e (s)	$2,5 \times 10^{-2}$ 2,	5×10^{-2} 2	$,5 \times 10^{-2}$ 2,5x10	⁻²
τ_S (s)	$4,0 \times 10^{-3}$ 4,	0×10^{-3} 4	$,0 \times 10^{-3}$ 1,0x10	⁻³
τ_t (s)	$3,6 \times 10^{-4}$ 3,	6×10^{-3} 3	$,6 \times 10^{-3}$ 1,3x10	⁻³
τ_{Δ} (s)	$1,2 \times 10^{-4}$ 1,	2×10^{-3} 1	$,9 \times 10^{-3}$	

Tableau 2-4 Temps caractéristiques en fonction de l'angle de vilebrequin pour la PIV 2D3C (utilisation des particules 2, la taille réelle des cellules PIV est de 2,5 mm)

	$\theta = 90 \text{ CAD}$	$\theta = 180 \text{ CAD}$	$\theta = 270 \text{ CAD}$	$\theta = 360 \text{ CAD}$
τ_p (s) [2]	$1,0 \times 10^{-5}$ 1,	0×10^{-5} 0	$,8 \times 10^{-5}$ 0,4x10	⁻⁵
τ_e (s)	$2,5 \times 10^{-2}$ 2,	5×10^{-2} 2	$,5 \times 10^{-2}$ 2,5x10	⁻²
τ_S (s)	$4,0 \times 10^{-3}$ 4,	0×10^{-3} 4	$,0 \times 10^{-3}$ 1,0x10	⁻³
τ_t (s)	$3,6 \times 10^{-4}$ 3,	6×10^{-3} 3	$,6 \times 10^{-3}$ 1,3x10	⁻³
$\tau_{\Delta TR}$ (s)	$1,8 \times 10^{-4}$ 1,	8×10^{-3} 3	$,7 \times 10^{-3}$	

Tableau 2-5 Temps caractéristiques en fonction de l'angle de vilebrequin pour la TRPIV (utilisation des particules 2, la taille réelle des cellules PIV est de 4,96 mm)

2.4 Synthèse du chapitre

Nous avons présenté dans ce chapitre l'ensemble des techniques et des moyens qui ont été déployés afin d'obtenir les champs de vitesses à l'origine de notre analyse. Notre travail sur le moteur transparent a permis d'améliorer son étanchéité, en minimisant les fuites par la segmentation. L'instrumentation a aussi été améliorée. L'utilisation des nouveaux capteurs et d'une station d'acquisition rapide a permis de contrôler au mieux nos essais et de limiter les casses éventuelles.

Enfin, nous avons présenté les moyens optiques associés à la vélocimétrie par images de particules. Un développement important a été réalisé sur l'ensemencement pour réduire la taille des particules utilisées et le contrôle de leur granulométrie. Cela permet aujourd'hui de suivre l'écoulement avec plus de précision. Nous avons d'ailleurs complété la base de données existante par de nouvelles mesures en PIV 2D2C. Ces nouvelles mesures ont été réalisées afin d'estimer l'impact d'une modification des conditions de génération de l'écoulement (désactivation d'une des soupapes) sur la structure tourbillonnaire en milieu de compression. Nous avons aussi réalisé des mesures permettant de « suivre » l'écoulement dans un plan, à l'intérieur et au-dessus du bol. Ces nouveaux résultats ne seront pas exploités dans ce document. Ils serviront de support pour des travaux ultérieurs. Les résultats de la PIV 2D2C de la base de W. Deslandes seront exploités dans les chapitres 4, 5 et 6. Les champs que nous avons obtenus en PIV 2D3C seront utilisés dans le chapitre 4 pour discuter de la structuration de l'écoulement. Enfin, nos résultats en TRPIV seront exploités au chapitre 6.

2.5 Bibliographie du chapitre

- Bjorkquist DC** (2002). Stereoscopic PIV calibration verification. In : Proceedings of the 11th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- Callaud D** (2003). Développement d'une méthode de mesures tridimensionnelles par P.I.V. Stéréoscopique. Application à l'étude de l'écoulement naissant et établi au tour d'un parallélépipède. PhD Thesis, Université Poitiers.
- Coudert S ; Schon JP** (2001). Back-projection algorithm with misalignment corrections for 2D/3C Stereoscopic PIV. *Meas.Sci.Technol* **12**: 1371-1381.
- Deslandes W** (2004). Structure et dispersion de l'aérodynamique interne des moteurs Diesel. Caractérisation par diagnostic optique. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.
- Hill DF ; Sharp KV ; Adrian RJ** (2000). Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a Rushton turbine. *Experiments in Fluids* **29**: 478-485.
- Lecerf A; Renou B; Allano D; Boukhalfa A; Trinité M** (1999). Stereoscopic PIV : validation and application to an isotropic turbulent flow. *Exp in Fluids* **26**: 107-115
- Lecordier B** (1997). Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules. Faculté des Sciences de l'Université de Rouen.
- Lumley JL** (1999). Engines, an introduction. Cambridge University Press.
- Prasad AK** (2000). Stereoscopic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, vol. **29**, pp 103-116.
- Soloff SM, Adrian RJ, Liu ZC** (1997). Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry", *Measurement Science and Technology*, vol.**8**, pp 1441-1454.
- Tennekes H ; Lumley JL** (1972). A first course in turbulence. Cambridge. The M.I.T. Press.
- Towers DP; Towers CE** (2004). Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*. **15**:1917-1925.
- Westerweel J** (1993). Digital particle image velocimetry, theory and application. Delft university press.
- Westerweel J, Van Oord J** (1999). Stereoscopic PIV measurements in turbulent boundary layer. In Stanislas M, Kompenhans, J Westerweel J (eds). Particle image velocimetry: progress toward industrial application. Kluwer, Dordrecht.
- Willert C** (1997). Stereoscopic digital particle image velocimetry for a application in wind tunnel flows. *Measurement Science and Technology*, vol. **8**, pp 1465-1479.

Chapitre 3

Outils analytiques de traitement

Nous présenterons dans ce chapitre l'ensemble des techniques de traitement des champs de vitesses. Le traitement brut des données (détection et élimination des vecteurs erronés, filtrage,...) issus des expérimentations ayant été présenté au chapitre précédent, nous aborderons ici uniquement le post-traitement des champs de vitesses que nous considérons validés.

Dans un premier temps, nous présenterons les traitements « classiques » associés à la décomposition de Reynolds des champs de vitesses. Ce traitement statistique est fort utile pour une première description des écoulements internes. Il permet d'une part d'obtenir une vision globale de l'écoulement, au travers des champs moyens. L'analyse des fluctuations permet, quant à elles, d'examiner les zones de l'écoulement susceptibles d'être le siège de variabilité cyclique importante (Enotiadis, 1990). Cette présence de variations cycliques importantes au sein de l'écoulement nous amènera à aborder une décomposition alternative, la décomposition orthogonale en modes propres (POD), basé sur un critère énergétique. Grâce à cette technique, nous nous focaliserons dans la suite de ce manuscrit sur les mouvements de grande échelle présents au sein de l'écoulement. D'autres décompositions ont bien entendu vu le jour ces dernières années. Les techniques par ondelettes ou par transformée de Fourier (Joo et al., 2004) ont donné des résultats intéressants. Cependant, le potentiel de ces techniques pour la corrélation d'événements ou l'analyse de plusieurs phases de l'écoulement n'a pas encore été révélé. Nous nous intéresserons par conséquent uniquement à la POD et à ses extensions, parmi lesquels nous comptons la POD étendue et la POD invariante en phase.

L'E-POD permet de corréler plusieurs événements énergétiques se déroulant au sein d'un écoulement. Son application a été proposé dans la thèse de (Maurel, 2001) sur un écoulement de rouleau en formation. Nous décrirons dans la suite la procédure utilisée notamment au chapitre 4. La POD invariante en phase a été proposé initialement par (Fogleman, 2004) pour examiner les variations cycliques d'un écoulement de rouleau compressé. Cette technique peut être abordée de diverses manières. Nous examinerons dans une dernière section ses principes et nous donnerons la méthodologie que nous avons choisie de retenir pour le traitement de nos champs de vitesses.

3.1 Traitement statistique des champs de vitesses

L'écoulement interne au moteur est de nature cyclique. Cette caractéristique suggère donc l'utilisation de la technique dite de moyennage d'ensemble. Dans un cycle numéro n , à l'angle de vilebrequin θ , le vecteur vitesse à la position \mathbf{x} est donnée par :

$$\mathbf{U}(n, \theta, \mathbf{x}) = \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) = \langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle + \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x}) \quad (6)$$

Où $\langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle$ est la moyenne d'ensemble, ou moyenne de phase, établie sur un nombre significatif de cycles N , à l'angle de vilebrequin θ :

$$\langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \quad (7)$$

Dans nos résultats PIV, le nombre de champs acquis par phase moteur est $N=300$. Compte tenu d'un niveau de fluctuation allant de 4 à 8 m/s dans le plan de mesure (cf. chapitres 4 et 5) et d'un intervalle de confiance de 95%, l'erreur sur la détermination de la moyenne se situe entre 0,4 et 0,6 m/s.

$\mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x})$ représente le champ fluctuant au tour de la moyenne d'ensemble. On peut définir, à partir de cette décomposition, un écart-type du champ de vitesse, comme étant donné par $\sqrt{\langle \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x})^2 \rangle}$. L'énergie cinétique fluctuante est définie par:

$$k = \frac{1}{2} \langle \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x})^2 \rangle \quad (8)$$

Dans les premiers travaux ayant utilisé ce type d'approche, on trouve des valeurs d'écart-type non réalistes. L'écoulement dans le moteur n'est évidemment pas stictiquement périodique. Or dans l'approche statistique, l'écoulement d'ensemble est supposé invariant d'un cycle à l'autre et est représenté par $\langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle$. Les fluctuations cycliques sont donc intégrées dans l'autre partie de la décomposition, donnant ainsi des valeurs très importantes de cette dernière.

(Liou et Santavicca, 1985) montrent par exemple que cette surestimation peut atteindre 100% de la valeur turbulente attendue. Les variations cycliques peuvent donc être importantes. Par ailleurs, (Reynolds, 1990) relie ces variations cycliques du mouvement d'ensemble de la charge par la variation de position, et par la taille des zones de recirculation, et les-mêmes sensibles à de petites variations de l'écoulement d'admission. (Arcoumanis, 1987) propose comme origine de cette déstabilisation l'interaction de l'écoulement tourbillonnaire avec l'onde formée à l'ouverture de la soupape. L'objet de la présente étude n'est pas de donner explicitement une origine de ces fluctuations, mais de mettre en œuvre les outils permettant de caractériser leur manifestation et d'ainsi tenter de représenter le mouvement global de l'écoulement compressé.

3.2 Traitement temporel et turbulence résolue dans le cycle

Nous venons de voir que la vitesse d'ensemble de l'écoulement dépend du cycle observé. Or, l'approche statistique décrite précédemment, avec l'utilisation des opérateurs de moyennage d'ensemble, ne parvient pas à reproduire cette propriété de l'écoulement. On cherche donc à distinguer dans les fluctuations de vitesse deux contributions : une fluctuation de l'écoulement d'ensemble autour de sa moyenne et une fluctuation turbulente. Le problème réside dans la détermination de la vitesse moyenne de la charge pour chaque cycle, ou « bulk velocity ». Ces méthodes

d'extraction de la turbulence sont nombreuses et peuvent conduire à des niveaux de complexité importants. La vitesse de l'écoulement, dans le cycle n , se décompose alors selon :

$$\mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) = \langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle + \tilde{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{x}) + \mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x}) \quad (9)$$

$\tilde{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{x})$ définit les fluctuations cycle-à-cycle ou fluctuations de grandes échelles, par opposition aux fluctuations turbulentes ou fluctuations de petites échelles $\mathbf{u}_n(\theta, \mathbf{x})$. La vitesse moyenne d'ensemble et les fluctuations de grandes échelles sont souvent combinées pour construire une vitesse caractéristique des grandes échelles :

$$\hat{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{x}) = \langle \mathbf{U}_n(\theta, \mathbf{x}) \rangle + \tilde{\mathbf{U}}_n(\theta, \mathbf{x}) \quad (10)$$

La fluctuation turbulente est donnée par la différence entre la vitesse moyenne dans un cycle donné et la moyenne d'ensemble. La vitesse moyenne dans un cycle reste à déterminer. En effet, le traitement de mesures LDV par exemple, impose de choisir une fréquence de coupure adéquate correspondant à un filtrage passe-bas, afin de définir cette moyenne dans le cycle. L'utilisation de la décomposition orthogonale en modes propres (POD) induit le même raisonnement en imposant une coupure énergétique à partir d'un mode fixé dans le spectre POD. Les méthodes par transformée de Fourier rapide (FFT) bidimensionnelle ou fenêtrage de type Hanning imposent aussi la détermination d'une fréquence de coupure caractéristique. Ce paramètre crucial sera examiné dans la suite (notamment au chapitre 5) sous un angle fonctionnel.

3.3 La décomposition orthogonale en modes propres (POD)

3.3.1 Formulation générale

La décomposition orthogonale en modes propres (ou POD) a été proposée en 1967 par Lumley dans le but d'extraire les structures cohérentes des écoulements turbulents. Les "structures cohérentes" introduites dans cette méthode sont celles qui possèdent une énergie cinétique significative et une cohérence au sein de l'écoulement. La POD peut être utilisée comme méthode d'analyse de champs de vecteurs ou de scalaires. De plus, elle peut être couplée à une projection de Galerkin pour obtenir un système dynamique d'ordre bas, en vue du développement de techniques d'optimisation et de contrôle. Cette application a été largement employée ces dernières années dans différentes configurations d'écoulements et principalement en aérodynamique externe. La POD peut aussi être utilisée comme méthode complémentaire à d'autres méthodes d'analyse, comme la LSE (Linear Stochastic Estimation) par exemple (Borée, 2003 ; Agrawal, 2002). L'indéniable avantage de la POD est sa simplicité d'application aux résultats d'expérimentations PIV ou aux résultats de simulations numériques LES/DNS, en particulier sur les champs de PIV 2D. Nous présenterons dans la suite de cette section le principe de la méthode, ainsi que les principales grandeurs que l'on considèrera dans l'exploitation de nos champs de vitesses PIV.

Rappelons que le but de la méthode est de fournir une base de fonctions orthonormales, trouvée à partir d'un processus d'optimisation (au sens énergétique). Mais il convient, avant d'aborder le problème complet, d'introduire certaines notations. Soit $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ un champ aléatoire sur $\Omega \times R$ avec $\Omega \subset R^3$. On se restreindra aux fonctions de $L^2(\Omega)$, fonctions de carré intégrables sur Ω . Cela correspond physiquement aux écoulements d'énergie cinétique finie. On considèrera aussi ces fonctions comme intégrables par rapport au temps t . Sur $L^2(\Omega)$, on définit le produit scalaire (\cdot, \cdot) et sa norme $\|\cdot\|_2$ associée, de façon suivante:

$$\left. \begin{aligned} \forall (F, G) \in [L^2(\Omega)]^2 \quad (F, G) &= \int_{\Omega} F(\mathbf{x}) \times G(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \\ \|F\|_2 &= (F, F)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Fet G sont à valeurs réelles. Le produit scalaire est ensuite étendu aux fonctions vectorielles :

$$(\mathbf{F}, \mathbf{G}) = \int_{\Omega} \left[\sum_{i=1}^{i=3} F_i(\mathbf{x}) \times G_i(\mathbf{x}) \right] d\mathbf{x} = \int_{\Omega} (\mathbf{F}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{G}(\mathbf{x})) d\mathbf{x} \quad (12)$$

Où (\cdot, \cdot) désigne le produit scalaire associé à la norme euclidienne (produit scalaire). Parallèlement à ces définitions, nous aurons besoin de définir un opérateur de moyennage, noté comme précédemment $\langle \cdot \rangle$, indifféremment moyennage temporel continu ou d'ensemble (auquel cas, l'échelle de temps τ séparant les échantillons est à définir). Les fonctions de décompositions sont les fonctions de la base $(\Phi^{(1)}, \Phi^{(2)}, \dots)$ de représentation des vitesses ayant la propriété de maximiser l'énergie cinétique moyenne de l'écoulement, au rang 1, par exemple, selon :

$$\left. \begin{aligned} \langle (\mathbf{U}, \Phi^{(1)})^2 \rangle &= \max \langle (\mathbf{U}^{(1)}, \phi)^2 \rangle \\ \|\Phi^{(1)}\|_2 &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

On montre par un calcul variationnel que Φ est fonction propre du problème suivant :

$$\int_{\Omega} \mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') \Phi(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' = \lambda \Phi(\mathbf{x}) \quad (14)$$

Où $\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ est le tenseur des corrélations en deux points de la vitesse, défini selon :

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \langle (\mathbf{U}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{U}(\mathbf{x}')) \rangle \quad (15)$$

La résolution du problème précédent permet de trouver les fonctions $(\Phi^{(1)}, \Phi^{(2)}, \dots)$ et par conséquent, de construire le champ de vitesse, sous la forme :

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \sum_{k=1}^{\infty} a^{(k)}(t) \Phi^{(k)}(\mathbf{x}) \quad (16)$$

$$a^{(k)}(t) = (\mathbf{U}(\mathbf{x}, t), \Phi^{(k)}(\mathbf{x})) \quad (17)$$

Les valeurs propres $\lambda^{(k)}$ forment une suite décroissante vers zéro de réels positifs :

$$\lambda^{(1)} \geq \lambda^{(2)} \geq \dots \geq \lambda^{(k)} \geq \lambda^{(k+1)} \geq \dots \geq 0 \quad (18)$$

La première structure propre est ainsi associée à la première valeur propre. La seconde structure est associée à la seconde valeur propre et ainsi de suite. Les fonctions propres sont orthogonales au sens de la norme carrée par définition, $(\Phi^{(k)}, \Phi^{(j)}) = \delta_{kj}$ et les coefficients de la décomposition sont deux à deux décorrélés, $\langle a^{(l)} a^{(k)} \rangle = \lambda^{(k)} \delta_{lk}$. L'information énergétique est donc contenue dans les coefficients $\lambda^{(k)}$. En combinant ces deux propriétés, l'énergie cinétique moyenne de l'écoulement E s'écrit :

$$E = \langle \langle \mathbf{U}, \mathbf{U} \rangle \rangle = \sum_{k=1}^{\infty} \langle a^{(k)} a^{(k)} \rangle = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda^{(k)} \quad (19)$$

En outre, les $a^{(k)}(t)$ et les $|a^{(k)}(t)|$ caractérisent le module des vitesses. Les valeurs propres, quant à elles, donnent la contribution de chaque mode à l'énergie totale. Remarquons que la somme finie des N premières valeurs propres permet de tendre vers l'énergie totale. Par conséquent, la base obtenue par décomposition orthogonale permet la convergence la plus rapide vers l'énergie cinétique moyenne et l'essentiel de cette énergie est concentrée sur les premiers termes du développement. Ce qui explique la troncature usuelle du champ de vitesse à l'ordre N suivante:

$$\mathbf{U}^{\leq N}(\mathbf{x}, t) \approx \sum_{k=1}^N a^{(k)}(t) \Phi^{(k)}(\mathbf{x}) \quad (20)$$

A partir de la décomposition orthogonale (20), on peut définir un champ de vitesses tronqué à l'ordre m , $\mathbf{U}_n^{\leq m}(\mathbf{x}, \theta)$, défini comme la projection du champ de vitesse sur $m \leq M$ modes:

$$\mathbf{U}_n^{\leq m}(\mathbf{x}, \theta) = \sum_{k=1}^m a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(\mathbf{x}, \theta) \quad (21)$$

L'intérêt d'une telle troncature réside dans la représentation de l'écoulement turbulent sur peu de modes. L'approche classique retient ainsi les modes les plus énergétiques. L'écoulement reconstruit peut être utilisé dans une projection de type Galerkin, dans l'optique de caractériser la dynamique du système. L'autre intérêt de cette troncature se fait de fournir une séparation éventuelle entre les fluctuations de grande échelle et les fluctuations turbulentes. La principale difficulté dans cette approche réside dans le choix de l'ordre de troncature m . Cette discussion sera abordée dans la suite de notre étude, notamment dans les chapitres 5 et 6.

3.3.2 Résolution du problème aux valeurs propres par la méthode des snapshots

La résolution du problème aux valeurs propres (cf. Equation 14) peut s'effectuer suivant deux approches : la méthode dite "directe" ou la méthode dite "des snapshots" (ou méthode des instantanés). La première approche consiste à trouver directement les fonctions propres par diagonalisation du tenseur des corrélations bipoints, qui comporte, pour un problème 3D ($3 \times N_m$, $3 \times N_m$) termes, où N_m est le nombre de points contenus dans l'espace. Typiquement, $N_m=62 \times 62$ dans nos champs PIV 2D2C et $N_m=59 \times 78$ dans nos champs PIV 2D3C. Pour un problème 2D, ce tenseur se réduit à ($2 \times N_m$, $2 \times N_m$) termes, ce qui est considérable et coûteux en temps de calcul. La méthode des snapshots propose une simplification de ce problème, dans le cadre du traitement de M clichés du champ de vitesses (instants privilégiés), pris à $n\tau$ pour n entier positif. Ces clichés doivent être statistiquement indépendants.

Le choix de τ est dicté par des considérations physiques. Dans le cas du moteur, ces instants seront par exemple les cycles, n sera donc le numéro du cycle et τ le temps d'un cycle. L'écoulement est ainsi photographié tous les cycles par exemple, pour un angle vilebrequin θ donné. L'angle vilebrequin joue ici le rôle de la variable temporelle t . Nous emploierons par la suite indifféremment θ ou t , le régime moteur étant fixé. Le champ de vitesse s'écrit:

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, n\tau, \theta) = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \quad (22)$$

Nous nous trouvons donc dans le cadre des mesures PIV, acquises tous les cycles moteur. Le tenseur des corrélations doubles $\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}')$ s'écrit alors :

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \lim_{M \rightarrow \infty} \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \mathbf{U}_n(\mathbf{x}', \theta) \quad (23)$$

Pour M suffisamment grand, on oublie le passage à la limite et l'on écrit directement:

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \mathbf{U}_n(\mathbf{x}', \theta) = \langle \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \mathbf{U}_n(\mathbf{x}', \theta) \rangle \quad (24)$$

Formulons l'hypothèse (H) suivante: la famille $(\mathbf{U}_1(\mathbf{x}, \theta), \mathbf{U}_2(\mathbf{x}, \theta), \dots, \mathbf{U}_M(\mathbf{x}, \theta))$ est linéairement indépendante. Elle forme une famille libre. Cette hypothèse est valable dans la plupart des cas rencontrés (une exception sera détaillée au chapitre 6). Le problème initial (Equation 14) se réduit alors au problème aux valeurs propres suivant:

$$\mathbf{C}\mathbf{G} = \lambda\mathbf{G} \quad (25)$$

Où \mathbf{C} est le tenseur des corrélations champs à champs, de taille $(M \times M)$ défini par:

$$[\mathbf{C}]_{pk} = \frac{1}{M} (\mathbf{U}_p(\mathbf{x}, \theta), \mathbf{U}_k(\mathbf{x}, \theta)) \quad (26)$$

Les valeurs propres de ce nouveau problème sont exactement les valeurs propres $\lambda^{(k)}$ du problème initial. En revanche, les vecteurs propres \mathbf{G} du problème (25) sont différents et servent à la reconstruction des modes Φ selon:

$$\Phi^{(k)}(\mathbf{x}, \theta) = \sum_{n=1}^M g_n^{(k)} \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) \quad (27)$$

Les coefficients de la décomposition orthogonale sont ensuite déterminés par projection des champs de vitesse sur la base des vecteurs issus de (27):

$$a_n^{(k)} = (\mathbf{U}_n, \Phi^{(k)}) = M \lambda^{(k)} g_n^{(k)} \quad (28)$$

La décomposition orthogonale du champ de vitesse s'écrit finalement:

$$\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(\mathbf{x}, \theta) \quad (29)$$

La décomposition orthogonale des champs de vitesses que nous avons obtenue lors du traitement de nos champs PIV fournit les valeurs propres $\lambda^{(k)}$ qui permettent un classement énergétique de l'écoulement en structures cohérentes privilégiées. En vertu de l'équation (19), les modes d'ordre (k) apportent une contribution $\lambda^{(k)}$ à l'énergie cinétique totale. L'évolution de ces valeurs propres en fonction du mode est représentée par le spectre POD. Un exemple typique de spectre POD est donné sur la Figure 3-1.

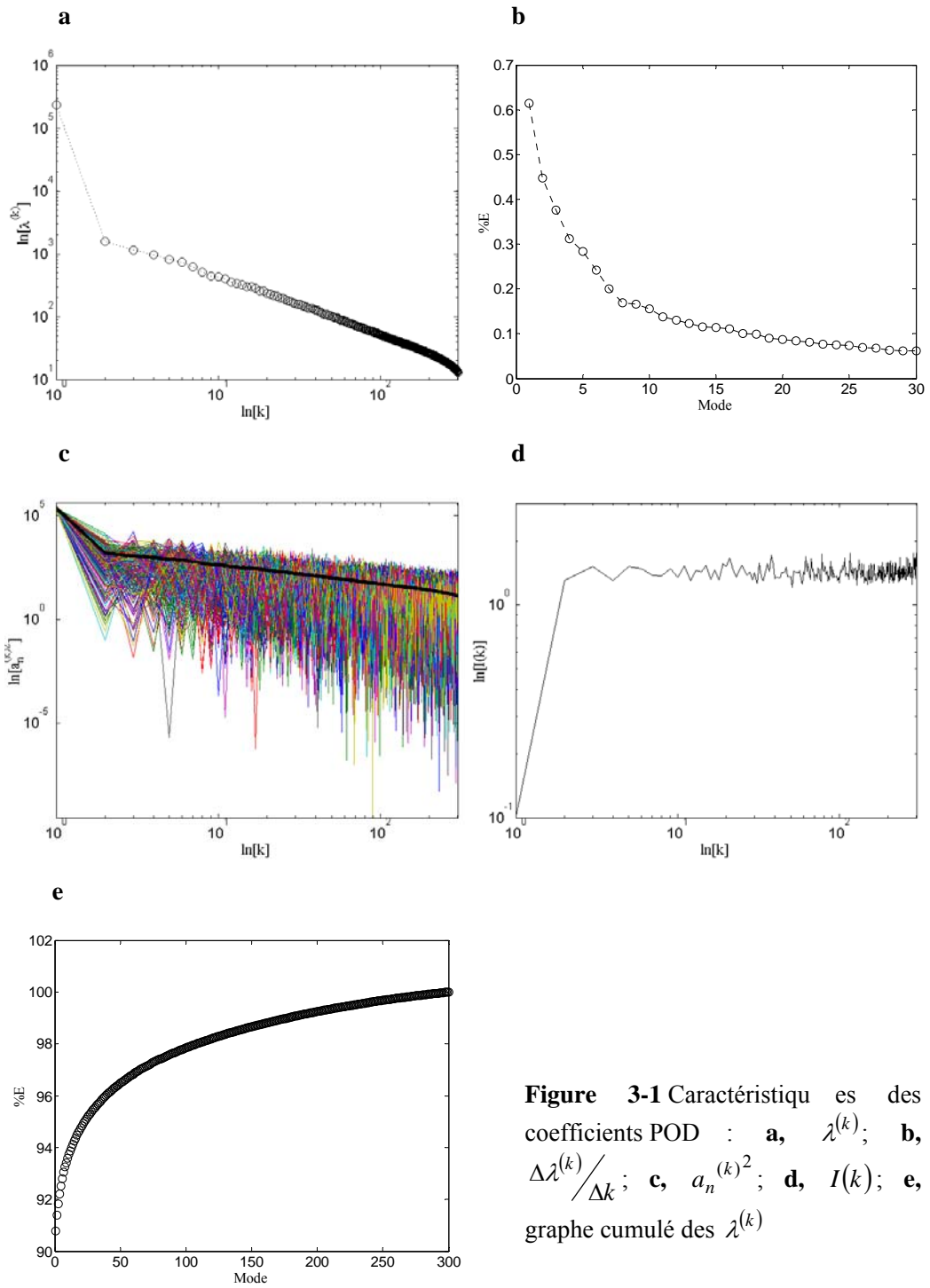


Figure 3-1 Caractéristiques des coefficients POD : **a**, $\lambda^{(k)}$; **b**, $\Delta\lambda^{(k)}/\Delta k$; **c**, $a_n^{(k,2)}$; **d**, $I(k)$; **e**, graphe cumulé des $\lambda^{(k)}$

Le spectre POD montre une décroissance des valeurs propres à partir d'une première valeur importante. Sur cette figure, aucun "décrochage" n'est visible, i.e. il n'est pas possible de formellement identifier de mode de séparation d'échelles. La vitesse de décroissance du spectre $V^{(k)} = \Delta[\lambda^{(k)}] / \Delta k$ est donnée en Figure 3-1b, sur les 30 premiers modes. Elle correspond à la variation des valeurs propres en fonction des modes. Cette figure montre de manière claire un ralentissement de la convergence dès le mode 15 environ. En considérant la relation de décorrélation des coefficients de projection, les valeurs propres POD sont vues comme des valeurs moyennes, puisque $\langle a_n^{(k)^2} \rangle = \lambda^{(k)}$. Or d'un cycle à l'autre, la variation des $a_n^{(k)^2}$ peut être importante. Il apparaît nettement sur cette figure que les $a_n^{(k)^2}$ varient de manière significative par rapport à leur moyenne, pour les modes d'ordre élevés. Cette remarque est renforcée par le calcul de leur écart-type et de l'intensité de fluctuation, donnée comme le rapport $I^{(k)} = \frac{\sigma^{(k)}}{\langle [a_n^{(k)}]^2 \rangle}$. La Figure 3-1e indique une intensité $I^{(k)}$ faible au mode 1 et stable pour les modes suivants. La convergence POD est, quant à elle, donnée par le graphe cumulé des valeurs propres, comme indiqué en Figure 3-1f. Le mode 1, dans le cas présenté ici, couvre environ 91 % de l'énergie cinétique totale de l'écoulement et nous pouvons noter que la convergence est lente.

3.4 La POD étendue (E-POD)

La décomposition orthogonale étendue est une extension de la POD permettant de corrélérer certains "événements" caractéristiques de l'écoulement. Le calcul est mené dans un domaine S . Les variables d'espace sont notées $\mathbf{x} = (x, y, z)$ et la variable temporelle est l'angle de vilebrequin θ . Dans la suite, nous noterons $\mathbf{X} = (\mathbf{x}, \theta)$ le vecteur espace-temps. On suppose N réalisations de l'écoulement dans S sont acquises. Dans le cycle n , la vitesse de l'écoulement est alors notée $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$. L'objectif est de trouver quelle partie d'un champ $\alpha_n(\mathbf{X}')$, enregistré simultanément dans un domaine Ω est corrélé avec l'événement principal se déroulant dans S . Le champ $\alpha_n(\mathbf{X}')$ peut être scalaire ou vectoriel et chaque réalisation de la quantité $\alpha_n(\mathbf{X}')$ est associée à une réalisation du champ $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$.

La décomposition orthogonale est appliquée dans le domaine S , afin d'identifier et de quantifier les mouvements de grande échelle qui s'y déroulent. Par l'équation (29), nous pouvons écrire la décomposition du champ dans S :

$$\mathbf{X} \in S \quad \mathbf{U}_n(\mathbf{X}) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(\mathbf{X}) \quad (30)$$

Suivant (Borée, 2003), en multipliant membre à membre par $a_n^{(p)}$ et en passant à la valeur moyenne, il vient:

$$\mathbf{X} \in S \quad \Phi^{(p)}(\mathbf{X}) = \frac{\langle a_n^{(p)} \mathbf{U}_n(\mathbf{X}) \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (31)$$

Le mode (p) indique la corrélation entre le champ de vitesse dans S et la projection du champ $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$ sur ce même mode. Dans la même optique, les modes étendus sont définis en corrélant le champ $\alpha_n(\mathbf{X}')$ à la projection du champ $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$ sur le mode (p) . Il est donc possible, à partir de l'expression ci-dessus, de définir le mode étendu (p) par:

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad \Psi^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} \alpha_n(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} = \sum_{n=1}^N \frac{a_n^{(p)}}{\lambda^{(p)} N} \alpha_n(\mathbf{X}') \quad (32)$$

La quantité avec laquelle le champ de vitesse $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$ est à corrélérer peut être:

- un scalaire émanant d'un autre champ (concentration d'espèce chimique, température, vorticité,...).
- un scalaire acquis sur les frontières du domaine (pression pariétale, pression des collecteurs admission et échappement, températures des conduits,...)
- un scalaire intrinsèque (énergie cinétique, enstrophie,...).
- une quantité vectorielle à même CAD (champ de vitesse hors S,...), ou encore une quantité vectorielle décalée en temps.

Le champ d'application de la POD étendue est donc très large. Nous indiquons, à titre d'exemple, les modes étendus dans les cas d'une corrélation à un champ de vitesses hors S et à une pression qui pourrait être, par exemple, la pression dans le collecteur d'admission, dont les événements individuels sont notés p_n . Dans le cas d'une corrélation à un champ de vitesse, les modes étendus sont définis par:

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad \Psi^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} \mathbf{U}_n(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (33)$$

Ce cas a été envisagé dans (Maurel, 2001) où le déplacement d'un rouleau est corrélé au battement du jet lui donnant naissance. Ce type d'analyse a été effectué au cours de notre étude au chapitre 4, dans lequel nous donnerons aussi une application de cette méthode pour tenter de corrélérer ce qui se passe entre la région centrale et la périphérie de l'écoulement tournant au PMB. Dans le cas d'une corrélation avec un signal de pression, les modes étendus s'écriront alors $\Psi^{(p)} = \langle a_n^{(p)} p_n \rangle / \lambda^{(p)}$ et seront des modes scalaires. De même, des modes scalaires sont obtenus dans le cas d'une corrélation à un champ de concentration de l'espèce chimique A, $\Psi^{(p)} = \langle a_n^{(p)} [A]_n \rangle / \lambda^{(p)}$. Nous exploiterons aussi des modes scalaires au chapitre 4 lorsque nous nous intéresserons au traitement des champs PIV 2D3C.

Il est important de constater, comme le montre (Borée, 2003) que, si l'on prend par exemple le cas de la corrélation à un champ de vitesse, la vitesse dans Ω se décompose alors suivant deux parties:

$$[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C = \sum_{k=1}^N a_n^{(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{X}') \quad (34)$$

$$[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_D = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}') - [\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C \quad (35)$$

Où $[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C$ est la partie corrélée avec $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$ et $[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_D$ est la partie décorrélée du signal.

Chacun des termes $a_n^{(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{X}')$ est corrélée à la projection du signal dans S sur le mode (k). Nous pouvons donc définir $[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C^{\leq N}$ comme en (29) assez facilement. Les modes étendus permettent une décomposition de l'énergie totale, non optimale à l'extérieur de S, en tout point. L'énergie cinétique moyenne totale de la partie corrélée est:

$$\langle \mathbf{U}_n(\mathbf{X}')_C^2 \rangle = \sum_{p=1}^N \lambda^{(p)} [\Psi^{(p)}(\mathbf{X}')]^2 = \sum_{p=1}^N [\varphi^{(p)}(\mathbf{X}')]^2 \quad (36)$$

Où $\varphi(\mathbf{X}') = \sqrt{\lambda^{(k)}} \Psi(\mathbf{X}')$ donne la contribution du mode étendu à l'énergie cinétique totale du champ corrélé. Le module de ce vecteur sera utilisé ensuite pour comparer l'influence de chaque mode en chaque région de l'espace Ω . La POD étendue se révèle donc d'une grande puissance dans l'étude des écoulements internes aux moteurs, puisqu'elle permet, par le biais d'une méthode statistique, de rendre compte rapidement de la corrélation d'événements fluctuants. Mentionnons toutefois que la décomposition $[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')_C] = \sum_{n=1}^N a_n^{(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{X}')$ n'est pas optimale dans Ω car la POD a été appliquée dans S uniquement. L'observation des modes étendus sera d'une importance capitale dans la quantification des corrélations recherchées.

3.5 Approche invariante en phase

L'équation (31) montre clairement que les modes obtenus par POD sont dépendants de la phase moteur θ considérée. La base obtenue est optimale au degré de vilebrequin pour lequel l'échantillon statistique est considéré. Il est alors difficile de comparer les niveaux de dispersion de ses grandes échelles obtenus entre plusieurs phases constituantes d'une zone de fonctionnement moteur (admission, compression, fin d'admission et début de compression,...). Afin de permettre une description complète de l'écoulement moteur sur plusieurs degrés de vilebrequin, il est donc nécessaire d'obtenir *une base de décomposition commune* pour toutes les phases considérées et considérer une approche invariante en phase de la décomposition orthogonale. Cette méthode a été introduite par (Fogleman et al., 2004) et (Moreau, 2003). Elle a été appliquée sur un écoulement de roulement dans un moteur modèle. Les champs statistiques obtenus sur toutes les phases doivent être mis en commun pour constituer le tenseur des corrélations champs à champs \mathbf{C} . La construction du tenseur peut alors suivre deux approches différentes:

- La première consiste à prendre en considération l'écart énergétique qui existe entre les phases moteur. Afin d'équilibrer les phases entre elle, les champs individuels sont normalisés par la racine carrée de leur énergie cinétique respective. Le tenseur des corrélations est donc construit à partir des champs $\mathbf{u}_n(\mathbf{x}, \theta_m) = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta_m) / \sqrt{E_n}$ où E_n est l'énergie cinétique du champ instantané n .
- L'autre approche, au contraire, considère que cette dispersion énergétique phase à phase fait partie intégrante des variations, et ne suggère pas, par conséquent, de normalisation préalable à la construction de \mathbf{C} . Le tenseur des corrélations est donc construit directement sur les champs $\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta_m)$.

Nous examinons, dans la suite de notre étude, la première variante de la méthode. Une fois le tenseur des corrélations constitué, nous appliquons la méthode des snapshots pour trouver les valeurs propres globales $\Lambda^{(k)}$ et les modes globaux $\Phi^{(k)}(x, y)$. Le nombre de champs utilisés pour la construction de ce tenseur est noté M , tel que $(M = N \times K)$ où N est le nombre de champs par phase moteur et K le nombre de phases utilisées dans la procédure.

Grâce à cette méthode, tous les champs appartenant à la zone de fonctionnement moteur cerné par les phases θ_m peuvent se décomposer sur la même base, selon:

$$\mathbf{u}_n(x, y) = \sum_{k=1}^M \alpha_n^{(k)} \Phi^{(k)}(x, y) \quad (37)$$

$\alpha_n^{(k)} = (\mathbf{u}_n^{(k)}, \Phi^{(k)})$ sont les coefficients de reconstruction orthogonaux. Ces coefficients sont décorrélés selon $\langle \alpha_n^{(k)}, \alpha_n^{(l)} \rangle = \Lambda^{(k)} \delta_{kl}$. La normalisation des champs individuels par leur énergie cinétique permet d'obtenir une énergie moyenne totale unitaire.

$$e = \langle (\mathbf{u}_n, \mathbf{u}_n) \rangle = \sum_{k=1}^M \Lambda^{(k)} = 1 \quad (38)$$

Il est important de mentionner le fait que les valeurs propres globales $\Lambda^{(k)}$ dans le cadre d'une POD invariante en phase représentent la contribution de chaque mode global à la structure de l'écoulement, pour toutes les phases de la zone de fonctionnement moteur considérée.

L'étape de normalisation des champs instantanés par la racine carrée de l'énergie cinétique peut présenter certains inconvénients. Nous verrons en effet, au chapitre 5, que la structure de l'écoulement est une donnée importante ; elle sera d'ailleurs quantifiée par un indicateur intégral de la vitesse, la circulation. L'opération de normalisation $\mathbf{u}_n(\mathbf{x}, \theta_m) = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta_m) / \sqrt{E_n}$ affecte le champ $\mathbf{U}_n(\mathbf{x}, \theta_m)$ partout de la même façon puisque tous les vecteurs de ce champ se trouvent divisés par la même quantité $\sqrt{E_n}$. En revanche, la différence de structure entre deux champs instantanés peut, quant à elle, être pénalisée. Effectivement, notons par exemple Γ_i la circulation du champ n°i sur le contour C, nous avons alors $\Gamma_i = \sqrt{E_i} \gamma_i$ où γ_i est la circulation du champ normalisé sur le même contour. Notons Γ_j la circulation du champ instantané n°j sur le contour C. Si, par hypothèse, nous avons $\Gamma_i < \Gamma_j$ (avec $\Gamma_i > 0$ et $\Gamma_j > 0$, i.e. la structure est mieux formée sur le champ n°j que sur le champ n°i) ; alors, si nous souhaitons inverser le sens de l'inégalité pour les circulations normalisées, i.e. $\gamma_i < \gamma_j$, il faut que $E_i < E_j$, ce qui n'est absolument pas garanti. Cela nous conduira donc à examiner les énergies cinétiques instantanées, et plus particulièrement leurs statistiques au sein de l'ensemble de la base de données. Nous voyons donc que les énergies peuvent biaiser la discrimination des champs à partir d'un indicateur de structure. Cependant, nous avons pu vérifier toutes les conclusions du chapitre 5 en travaillant sur les champs normalisés. Il nous est donc apparu, qu'au sein de l'étude, les résultats restaient pertinents malgré l'étape de normalisation. Le lecteur prendra toutefois note de notre remarque en ce qui concerne l'analyse qui sera menée au chapitre 6.

3.6 Synthèse du chapitre

Cette partie a été consacrée à la présentation des outils d'analyse des champs obtenus au cours de nos expérimentations. Ces outils sont constitués tout d'abord des moyennes d'ensemble et de sénergies cinétiques fluctuantes que nous pourrions observer. Ces grandeurs sont issues de la décomposition de Reynolds. L'énergie cinétique fluctuante révélera les zones d'intérêt, éventuellement associées à des mouvements de grande échelle (variations cycliques et/ou grande échelle de la turbulence).

A ces outils classiques s'associe la décomposition orthogonale en modes propres (POD). Cette technique, basée sur l'optimalité énergétique, permet d'identifier et de caractériser les mouvements de grande échelle présents au sein de l'écoulement. Comme plusieurs phénomènes fluctuants peuvent se manifester sur un même champ, une extension de la POD, La POD étendue (E-POD) permettra d'isoler les mouvements dans une zone particulière du champ pour ensuite les corrélérer qu reste de l'écoulement. Cette méthode sera utilisée au chapitre 4 pour tenter de caractériser les macro-fluctuations associées à la structuration de l'écoulement pendant la course d'admission.

Enfin, une application de la POD à plusieurs phases moteur sera exploitée. La POD invariante en phase permet en effet de créer une base de décomposition commune de la vitesse plusieurs phases. Nous emploierons cette dernière technique au chapitre 6.

3.7 Bibliographie du chapitre

Agrawal A ; Prasad AK (2002). Organizational Modes of Large-Scale Vortices in an Axisymmetric Turbulent Jet. *Flow, Turbulence and Combustion* **68**: 359-377.

Arcoumanis C; Hadjiapostolou A; Whitelaw JH (1987). Swirl centre precession in engine flows. SAE-Paper 870370.

Borée J (2003). Extended proper orthogonal decomposition: a tool to analyse correlated events in turbulent flows. *Exp. in Fluids*, **35**: 188-192.

Enotiadis AC ; Vafidis C ; Whitelaw JH (1990) Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in fluids* **10**: 77-86.

Fogleman M; Lumley JL; Rempfer D; Haworth D (2004) Application of the proper orthogonal decomposition to datasets of internal combustion engine flows. *Journal of turbulence* **5**: 1-18.

Joo SH ; Srinivasan KK ; Lee KC ; Bell SR (2004). The behaviour of small- and large-scale variations of in-cylinder flow during intake and compression strokes in a motored four-valve spark ignition engine. *International Journal of Engine Research* **5-4**: 317-328.

Liou TM ; Santavicca DA (1985). Cycle resolved LDV Measurements in a motored IC Engine. *JSME Journal of Fluids Engineering* **107** : 232-240.

Lumley JL (1967) The structure of inhomogeneous turbulence. *Proceedings Atmospheric turbulence and radio-wave propagation* Yaglom and Tatarski, eds Nauka, Moscow pp166-178.

Maurel S (2001). Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé. Situation modèle pour la validation de simulations aux grandes échelles dans les moteurs. PhD Thesis. I.N.P.Toulouse, n° 1780.

Moreau J (2003). Interaction entre un jet et un tourbillon compressé. Etude expérimentale de l'aérodynamique et du mélange. PhD Thesis, I.N.P.Toulouse.

Reynolds WC (1980). *Modeling of Fluid Motion in Engines : an introductory overview*. Combustion Modeling in Reciprocating Engines. Plenum Press, New-York.

Chapitre 4

Analyse physique de la génération de l'écoulement

Cette partie est dédiée à la formation de l'écoulement de tourbillon pendant la course d'admission. Celle-ci s'étend du point mort haut admission ($\theta = 0^\circ$) au point mort bas admission (PMB, $\theta = 180^\circ$). Les mesures PIV que nous allons analyser proviennent de deux types de techniques. Les premières sont des mesures en PIV 2D2C et sont issues de la base de données acquise au cours de la thèse de W. Deslandes (Deslandes, 2004). Le second type de données est issu de mesures en PIV 2D3C acquises lors de nos expériences et permettra une analyse détaillée d'une phase caractéristique de l'admission (120 CAD). Ces mesures constitueront la base de notre discussion sur la physique des phénomènes intervenant durant l'admission d'air au sein du cylindre moteur.

Toutes les mesures présentées dans ce chapitre sont des mesures PIV à faible cadence, ne permettant pas le suivi temporel de la structure. En revanche, il faut signaler les champs instantanés acquis correspondent à des cycles consécutifs. Nous nous intéresserons au mouvement global, grâce aux moyennes de phase, et aux fluctuations, grâce à l'énergie cinétique fluctuante (décomposition de Reynolds). De plus, une application de la décomposition orthogonale en modes propres (POD) sur les données issues de la PIV 2D2C et de la PIV 2D3C nous permettra de corréler des phénomènes physiques liés à la formation du tourbillon, et à l'enroulement des jets de soupape, à deux phases données de la course d'admission. Les données recueillies permettront d'identifier les principales fluctuations de grande échelle qui interviennent dans la variabilité cyclique de l'écoulement tournant. La compréhension physique est donc un des enjeux principaux de notre analyse.

Nous montrons notamment que l'état de la structure au point mort bas (PMB) n'est pas uniforme dans toute la chambre. En outre, nous montrons, par une analyse POD, que les mouvements de la structure ainsi formée se corrélaient à la résultante des jets de soupapes. Afin de comprendre les mécanismes physiques qui ont conduit aux fluctuations observées, nous avons ensuite examiné, au deux tiers de l'admission ($\theta = 120^\circ$), la formation du tourbillon au moyen de la PIV 2D3C. Nous avons proposé une application de la POD sur ces données afin de mettre en évidence d'éventuelles corrélations entre les jets de soupapes (soupape swirlante et soupape débitante).

Ce type d'analyse physique et leur interprétation permettent d'améliorer la compréhension physique de l'aérodynamique interne. Elles permettent aussi de traduire l'impact d'une géométrie des conduits d'admission sur la formation du tourbillon de type swirl.

4.1 Présentation des mesures PIV

Avant d'aller plus en avant dans la description des champs PIV, nous présentons les mesures à partir desquelles nous avons travaillé. Les mesures en deux composantes sont issues des travaux de (Deslandes, 2004). Ces expérimentations ont été réalisées sur deux types de plans : les plans horizontaux et les plans verticaux. La configuration du moteur ainsi son système d'axe est présentée sur la Figure 4-1 et la Figure 4-2. Les conduits d'admission utilisés dans notre étude sont de type tangentiels. L'écoulement de swirl est alors généré directement par impact à la paroi du cylindre. On distingue, dans notre cas, deux types de conduits d'admission : le conduit débitant (Adm1) et le conduit swirlant (Adm2). La fonction principale du conduit débitant est de remplir le cylindre en air afin d'atteindre les objectifs de performance du moteur. Le second conduit doit par sa position assurer la création du mouvement tourbillonnaire. La génération de l'écoulement doit donc répondre à un compromis swirl/remplissage. Le mouvement de swirl peut aussi être généré par d'autres types de conduits ; le conduit hélicoïdal, par exemple, permet de forcer la rotation de l'écoulement avant sa pénétration en chambre. Le montant de turbulence induit à l'admission sera dépendant de la configuration géométrique adoptée et il nous est apparu important de préciser ici le type de conduits utilisés dans notre étude. Pour chacun des plans de mesures analysés en PIV 2D2C, plusieurs phases caractéristiques, correspondant à des zones de fonctionnement privilégiées du moteur, ont été examinées. Nous nous sommes restreints dans ce chapitre à présenter certains résultats pertinents issus de quelques plans de mesure uniquement. Le plan obtenu en PIV 2D3C se limitera aussi à une phase privilégiée de l'admission.

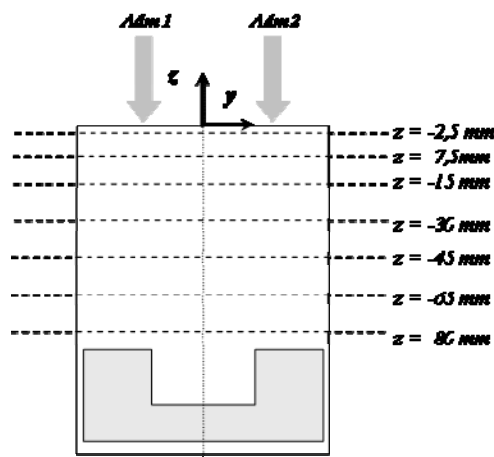


Figure 4-1 Plans de visualisation horizontaux. Le conduit d'admission 1 (Adm1) correspond au conduit débitant, le conduit d'admission 2 (Adm2) correspond au conduit swirlant

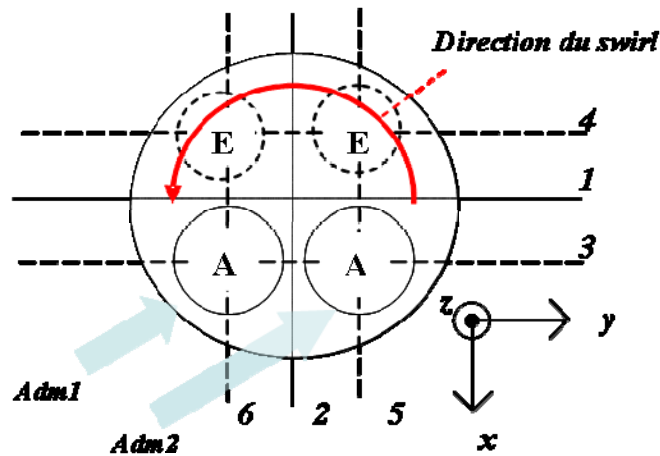


Figure 4-2 Plans de visualisation verticaux. Les plans (1) et (2) correspondent aux plans “médiens”. Les plans (3), (4), (5) et (6) correspondent aux plans “soupapes”. (A) soupapes d’admission. (E) soupapes d’échappement

4.2 Analyse de la génération de l'écoulement : principaux mécanismes

Cette section est dédiée à la formation de l'écoulement tourbillonnaire de type swirl pendant la course d'admission du moteur, par une approche en moyenne de phase. Les mesures PIV 2D 2C permettent de discuter, dans cette approche moyennée, de la structuration globale du mouvement, et d'identifier les moments privilégiés de cette formation auxquels s'associent des mécanismes physiques turbulents et hautement instationnaires, révélées par l'analyse des énergies cinétiques fluctuantes.

4.2.1 Présentation des champs en moyenne de phase

L'évolution de l'aérodynamique moyenne dans le plan 1 est indiquée sur la Figure 4-3. Quatre degrés de vilebrequin caractéristiques de la phase d'admission y sont représentés : $\theta = 90$ CAD, $\theta = 120$ CAD, $\theta = 150$ CAD, $\theta = 180$ CAD. Nous rappelons que pour chaque angle de vilebrequin, un total de $N=300$ champs instantanés consécutifs est acquis. Sur les champs présentés, le bol creusé dans le piston est clairement identifiable et ne sera pas précisé outre mesure sur les plans médians où il apparaît. Dans les plans « soupapes », plans décalés par rapport aux plans médians (plans n°3, 4, 5 et 6), le bol n'apparaît pas. Une partie de la zone supérieure de la chambre étant masquée par la descente des soupapes, elle n'apparaîtra pas non plus sur les champs de vitesses présentés. L'ordonnée maximale de ces champs sera donc $z=-12$ mm.

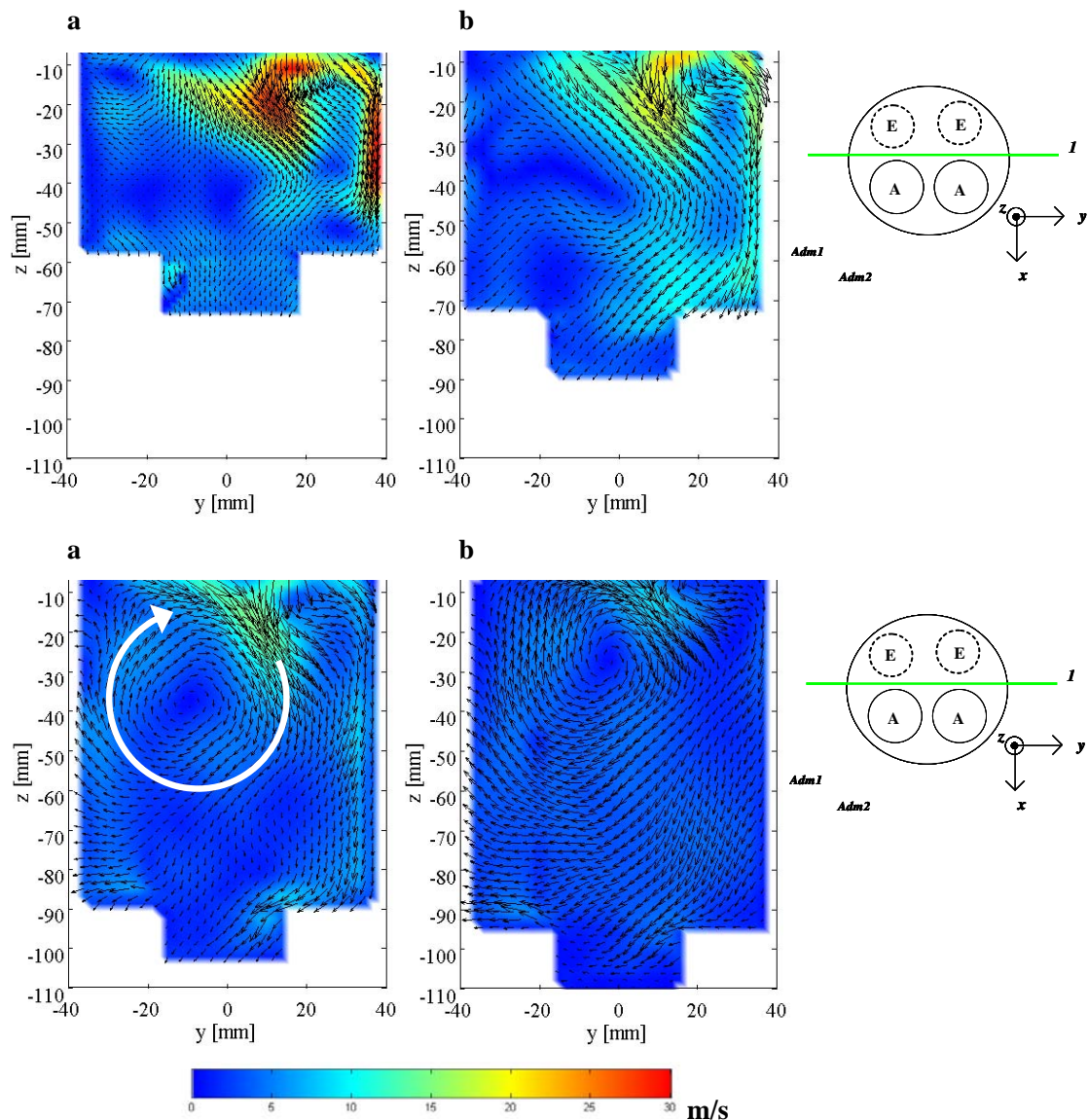


Figure 4-3 Champs de vitesse en moyenne de phase ($\langle V \rangle$, $\langle W \rangle$) dans le plan vertical 1. **a**, $\theta = 90$ CAD; **b**, $\theta = 120$ CAD; **c**, $\theta = 150$ CAD; **d**, $\theta = 180$ CAD

L'écoulement d'admission est marqué par la descente du piston et la pénétration du flux d'air dans la chambre. La dépression créée par le recul du piston provoque l'entrée de l'air au sein du cylindre par les deux soupapes d'admission. Le conduit swirl génère, par tangence à la paroi, une rotation de la charge gazeuse entrant dans le cylindre. Le conduit débitant a pour rôle de remplir au maximum le cylindre en air afin d'optimiser la puissance moteur.

À l'admission, les jets issus de ces deux conduits interagissent fortement, en particulier entre 90 CAD et 120 CAD, durant la première moitié de l'admission. Nous reviendrons sur cette interaction à la fin du chapitre, dans une section dédiée à la physique de l'écoulement à 120 CAD. Nous remarquons d'emblée sur la Figure 4-3 la très forte intensité des jets dont la vitesse en milieu d'admission peut atteindre jusqu'à 30 m/s dans le plan 1. L'impact du jet à la paroi provoqué par une partie du débit aux soupapes est largement visible. Il faut noter que, tôt dans la course d'admission, des zones des faibles vitesses planes sont observables. Celles-ci semblent s'organiser durant la

dernière moitié de la course d'admission pour ne former qu'une unique région de l'écoulement, marquée par un point de vitesse moyenne nulle, en ($z=-40$, $y=-10$) sur la Figure 4-3c. Un écoulement de rouleau, de type « tumble », semble ainsi se former. Cela montre que même sur une culasse où les conduits sont conçus pour générer du swirl, un écoulement de rouleau peut être observable dans le plan médian de la chemise (Lumley, 1999). Néanmoins, la complexité de l'écoulement en admission ne permet pas d'affirmer que nous ayons un rouleau bien établi et bien structuré dans la chambre et nous verrons par l'examen des plans horizontaux que l'écoulement est fortement tridimensionnel.

Afin de compléter la vision globale de l'écoulement dans les plans verticaux, nous montrons en Figure 4-4 et en Figure 4-5 l'écoulement dans les plans « soupapes » (plan n°3 et plan n°5). Sur les plans observés, l'angle de jet est d'environ 45° par rapport à l'horizontale. Sur la Figure 4-4a, nous observons un jet puissant dont la vitesse est de l'ordre de 45 m/s. Ce jet correspond au jet issu du conduit débitant. Par impact, ce jet descend le long de la paroi de la chemise sur sa partie droite. L'apparition d'une composante quasi-horizontale vers ($y=10$, $z=-30$) montre que l'écoulement se structure progressivement en tourbillon. De plus, nous pouvons observer (flèche blanche sur la Figure 4-4a) la mémoire d'un écoulement s'enroulant au sein du cylindre.

Enfin, à 180 CAD, sur la quasi-totalité de la chambre, la composante horizontale de la vitesse moyenne $\langle V \rangle$ s'est établie dans toute la chambre, excepté pour $z=-80$ et $z=90$ mm où l'on observe une remontée locale de l'écoulement, probablement due à l'impact de celui-ci dans le bol du piston.

L'observation de la Figure 4-5 montre les mêmes caractéristiques sur la structuration du tourbillon. A 120 CAD, l'écoulement de swirl est moins formé que pour le plan 3. Le jet vient impacter la partie droite du plan en $z=-30$ mm approximativement. Ce jet étant favorable à la génération du tourbillon (c'est le jet swirlant), nous pouvons déjà constater que le tourbillon doit probablement se former vers $z=-30$ mm. Sur la partie gauche du plan n°3, nous pouvons observer un écoulement descendant de forte vitesse, associée certainement à la mémoire du jet débitant. A 180 CAD, à l'instar du plan n°5, la structure observée est plus uniforme car la composante horizontale de la vitesse moyenne $\langle U \rangle$ domine dans toute la chambre.

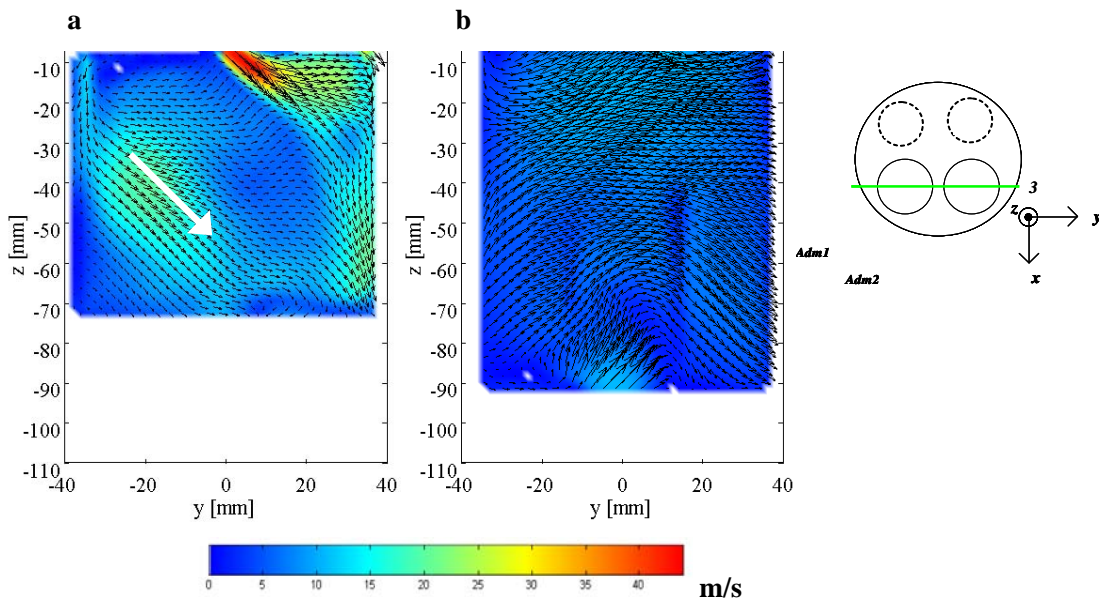


Figure 4-4 Champs de vitesse en moyenne de phase ($\langle V \rangle$, $\langle W \rangle$) dans le plan vertical 3. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

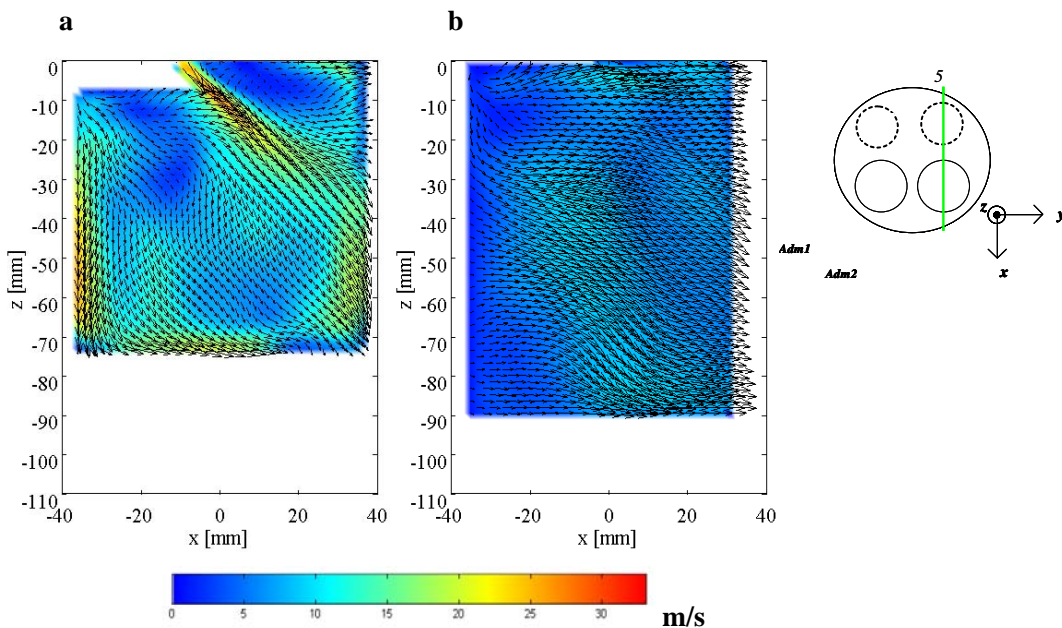


Figure 4-5 Champs de vitesse en moyenne de phase ($\langle U \rangle$, $\langle W \rangle$) dans le plan vertical 5. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

Les remarques apportées par l'analyse des plans verticaux est confirmée par l'observation des plans horizontaux sur deux plans préférés : $z = -15$ mm (plan « haut ») et $z = -45$ mm (plan « bas »). Sur le premier de ces plans, l'intensité des jets est nette (vitesse maximale plane de 37 m/s). Les deux composantes des jets sont aussi visibles. La première est celle du conduit débitant et la seconde est celle du conduit swirlant qui vient impacter la paroi. Si les contributions respectives des deux jets peuvent être discernées à 90 CAD, nous remarquons que vers 120 CAD,

elles tendent à se combiner. En réalité, comme nous l'avons vu précédemment, à $z=-30\text{mm}$, nous observerons ultérieurement qu'elles finissent par se confondre pour ne former qu'un seul front de vitesse qui évolue en tourbillonnant à l'intérieur de la chambre.

Une zone de faible vitesse se forme dans la partie $(x,y) = [10;30] \times [-20;20]$. Cette région évolue progressivement, avec l'enroulement progressif des jets autour de l'axe z en une zone de basse vitesse, marquée par un point de vitesse nulle que nous nommerons par la suite « point M ». La Figure 4-7 présente la structuration de l'écoulement pour le plan $z = -45\text{mm}$. L'importance des jets dans ce plan est déjà moins marquée. Cela indique une hétérogénéité axiale de l'écoulement très importante durant les premières phases de l'admission. Les signatures des deux jets peuvent être distinguées à $z=-15\text{mm}$, mais plus à $z=-45\text{mm}$.

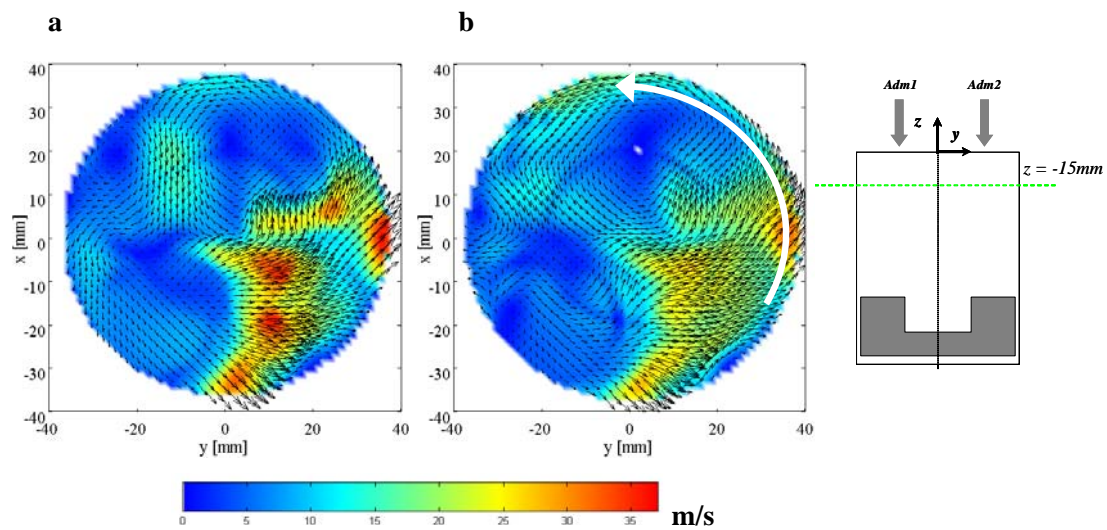


Figure 4-6 Champ de vitesse en moyenne de phase dans le plan horizontal $z=-15\text{mm}$. **a**, $\theta = 90\text{CAD}$; **b**, $\theta = 120\text{CAD}$

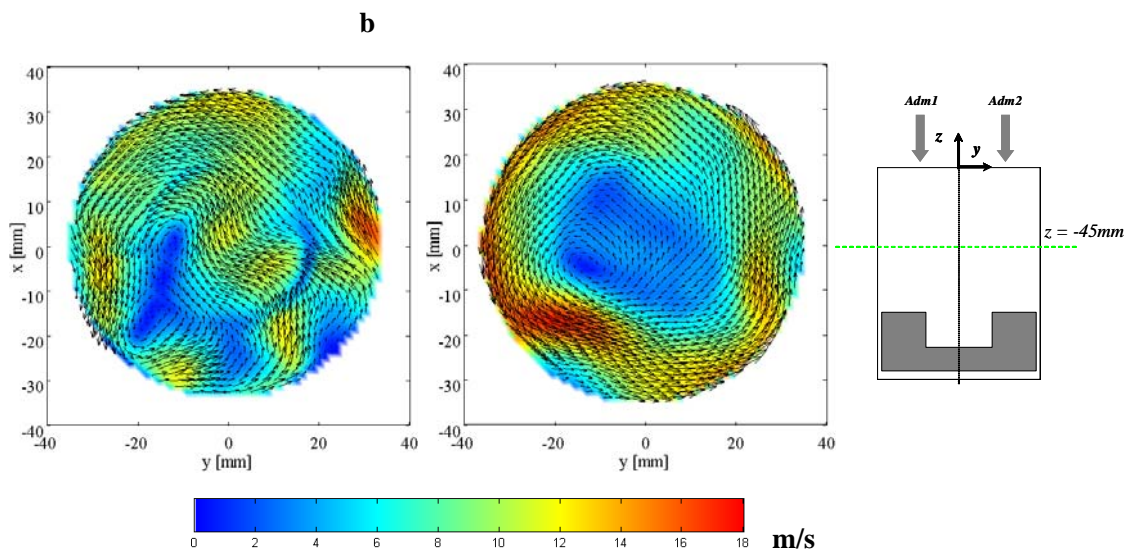


Figure 4-7 Champ de vitesse en moyenne de phase dans le plan horizontal $z=-45\text{mm}$. **a**, $\theta = 90\text{CAD}$; **b**, $\theta = 120\text{CAD}$

A 120 CAD, nous observons l'enroulement des jets en une seule résultante. Celle-ci demeure très instable: l'anneau de forte vitesse observé est éventuellement décollé de la paroi (peut être dû à une perturbation de l'écoulement par le débit arrière des soupapes). Le tourbillon est donc en cours de formation. Nous pouvons clairement observer l'existence du point de vitesse nulle M en $y=-15\text{mm}$ et $x=-5\text{mm}$. Le tourbillon qui tente de se constituer est fortement asymétrique; nous constatons la présence de forts gradients radiaux et azimutaux de vitesses moyennes.

Bien que nous ayons observé une homogénéité plus marquée au point mort bas, ces gradients de vitesses moyennes subsistent. Nous détaillerons ce point dans un paragraphe plus spécifique dédié à l'écoulement au PMB.

Les hétérogénéités spatiales observées durant cette course d'admission nous amènent à nous interroger maintenant sur le niveau de fluctuations engendré dans la chambre. La création d'écoulements tourbillonnaires secondaires (tourbillons locaux, zones de recirculation) par impact aux parois du cylindre et sur le piston génère un fort niveau d'instationnarité. Les jets interagissent avec ces tourbillons et cela provoque certainement des battements irréguliers. Ces mouvements de grande échelle introduisent une surestimation des fluctuations estimées par décomposition de Reynolds, empêchant ainsi la séparation nette et franche des variations cycliques de la turbulence (Enotiadis, 1990). De plus, les mesures PIV introduisent inévitablement un filtrage spatial des champs de vitesse. Ce n'est pas un filtre moyennant le champ de vitesse dans un volume ou sur une surface. Mais c'est un filtre qui donne la vitesse la plus probable, la plus représentée au sein d'une cellule d'interrogation. Les prochaines planches que nous allons présenter se baseront sur l'étude de l'énergie cinétique fluctuante, donnant accès aux grandes échelles de l'écoulement. L'analyse de ces planches devra donc tenir compte de ces effets.

4.2.2 Description des champs d'énergie cinétique fluctuante

Les champs d'énergie cinétique fluctuante seront décrits, comme au paragraphe précédent, à partir des champs PIV 2D2C. Dans le plan 1, dès $\theta = 90$ CAD, les jets présentent localement un haut niveau d'énergie cinétique fluctuante (cf. Figure 4-8). Les zones où ce niveau est important sont les régions d'interaction entre les jets. Les jets, eux-mêmes, sont turbulents. La majeure partie de l'énergie des jets est convertie en turbulence à l'admission. Mais l'existence de pseudo-mouvements cohérents de jets, de type « battement » ou structure tridimensionnelle intermittente, engendre l'augmentation des fluctuations totales obtenues par la décomposition de Reynolds.

Dans la seconde moitié de l'admission, une partie importante de la fluctuation se dissipe. D'une part, la turbulence présente tend à diminuer car l'apport d'énergie est moindre (les soupapes se referment) et le niveau de dissipation est très élevé (Lumley, 1999). D'autre part, les fluctuations associées aux jets (jet-flapping, intensité ou effets 3D) diminuent avec la fermeture des soupapes d'admission. Ainsi, l'énergie cinétique fluctuante est amenée à décroître au cours de l'admission. Par exemple, à $\theta = 90$ CAD, l'intégrale de k_{2D} dans le plan de visualisation est d'environ $5 \times 10^4 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ alors qu'à $\theta = 150$ CAD, le niveau est de $1,3 \times 10^4 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ (planche non présentée). La Figure 4-8b montre de plus, qu'au PMB, l'énergie cinétique fluctuante est forte sur toute la partie centrale de l'écoulement. (Ce point, très important, sera abordé dans la description de l'écoulement au PMB). Ces données sont des ordres de grandeur et ne reflètent pas le niveau total de l'aérodynamique dans la chambre aux phases moteur considérées, l'écoulement étant fortement tridimensionnel. Néanmoins, elles permettent d'illustrer la chute d'énergie cinétique fluctuante au cours de l'admission.

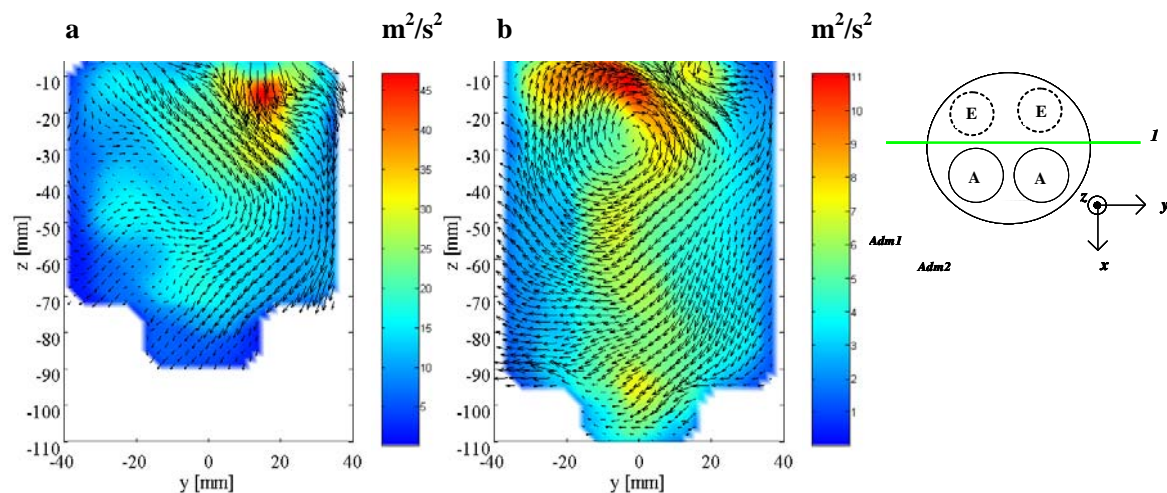


Figure 4-8 Champs d'énergie cinétique fluctuante k_{2D} dans le plan vertical 1. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

La Figure 4-9 montre que, dans le plan de visualisation 3, un fort niveau de fluctuation est observé à $\theta = 120$ CAD, à l'origine du jet débitant. La valeur de l'énergie cinétique fluctuante dans cette région est d'environ $45 \text{ m}^2 / \text{s}^2$. La zone frontale du jet est elle aussi assujettie à un important niveau de fluctuation, de l'ordre de $35 \text{ m}^2 / \text{s}^2$ à cette même phase. Bien que le niveau global de l'énergie cinétique fluctuante diminue pendant l'admission, il faut tout de même noter une augmentation de l'homogénéité. Ceci traduit l'apparition de fluctuations (turbulence ou acyclisme) dans la chambre toute entière, bien que certaines zones privilégiées demeurent. Nous notons que, à $\theta = 120$ CAD, une partie importante de la fluctuations se trouve en ($z = -45 \text{ mm}$; $y = -10 \text{ mm}$), région de l'écoulement où l'on distingue la formation d'une composante horizontale de la vitesse moyenne $\langle V \rangle$ favorable à l'établissement du swirl. Nous pouvons penser que nous trouvons ici la signature du jet swirlant (voir zone A de la Figure 4-9). Le niveau de fluctuation associée est d'environ $25 \text{ m}^2 / \text{s}^2$, ce qui représente la moitié de la plus forte fluctuation présente dans la chambre à cette phase. Par conséquent, la composante swirlante de l'écoulement est soumise à d'importantes fluctuations qui traduisent très probablement une variation cyclique associée à la structuration du tourbillon. En fin, à $\theta = 180$ CAD, l'énergie cinétique fluctuante se trouve répartie principalement au niveau de l'impact de l'écoulement dans le bol du piston (la remontée de l'écoulement vers le volume principal est donc génératrice de turbulence ou fortement fluctuante d'un cycle à l'autre) et au niveau de l'écoulement de recirculation situé près de la soupape débitante.

Dans le plan 5, nous observons les variations spatiales de l'énergie cinétique fluctuante correspondant à l'écoulement principalement généré par la soupape swirlante (cf. Figure 4-10). Nous constatons, à l'instar de l'étude portant sur le plan 3, un fort niveau de fluctuation associé au jet de soupape, avec une valeur maximale de $70 \text{ m}^2 / \text{s}^2$. Signalons qu'au PMB, le montant intégral de l'énergie cinétique fluctuante au sein de la chambre est 4 fois moins important qu'à $\theta = 90$ CAD, ce qui traduit une nouvelle fois la diminution de k_{2D} au cours de l'admission.

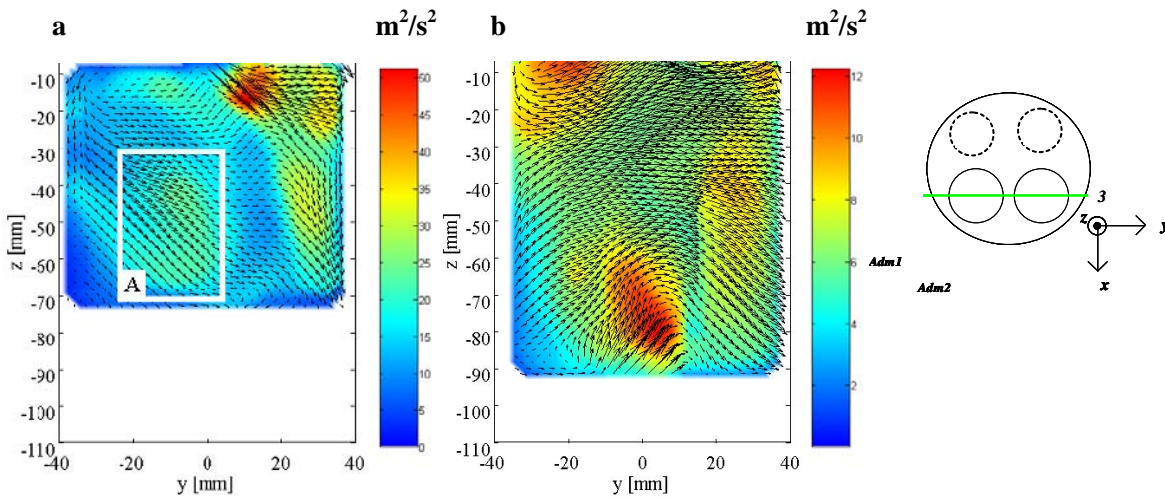


Figure 4-9 Champs d'énergie cinétique fluctuante k_{2D} dans le plan vertical 3. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

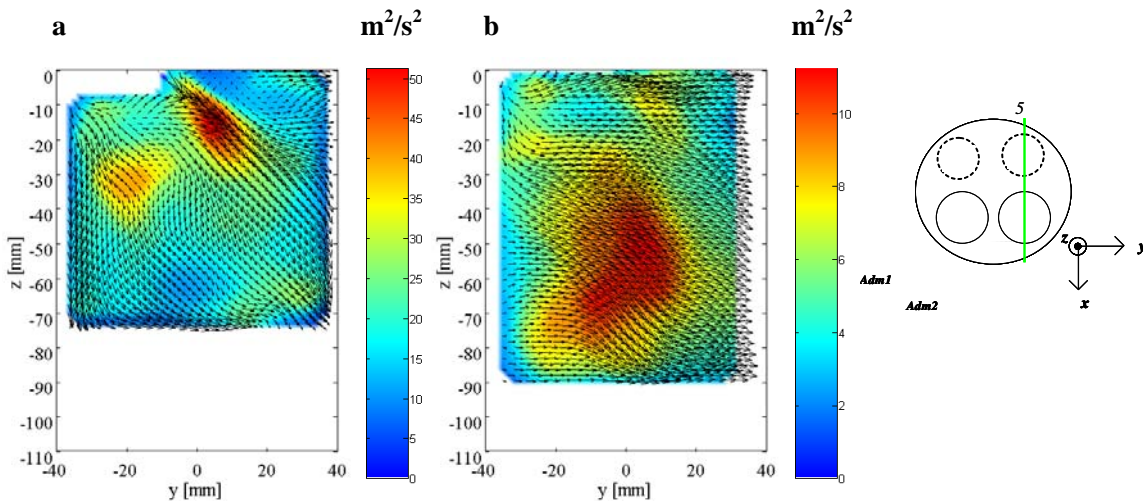


Figure 4-10 Champs d'énergie cinétique fluctuante k_{2D} dans le plan vertical 5. **a**, $\theta = 120$ CAD; **b**, $\theta = 180$ CAD

En revanche, nous observons que la région centrale du plan de visualisation, correspondant à la contribution orthoradiale du tourbillon généré (composante $\langle U \rangle$), signe de manière importante, puisque un niveau maximal d'énergie de l'ordre de $12 m^2 / s^2$ est présent sur une hauteur de 40 mm environ (région centrale de la chambre pour $-80mm < z < -40mm$). Ceci traduit très certainement une formation du tourbillon hautement variable d'un cycle à l'autre. Cette remarque doit être rapprochée de la Figure 4-9 où nous avons constaté l'apparition d'une fluctuation de la composante horizontale de la vitesse.

Sur la Figure 4-5a, nous avons observé un important niveau de vitesse sur le débit arrière (vitesse maximale $\sim 22m/s$). Ce débit est associé à la fois au jet swirlant et au jet débitant dont la mémoire persiste dans la partie inférieure de la chambre ($-70mm < z < -30mm$). Nous observons que le jet se « plaque » sur la paroi du cylindre et descend à grande vitesse à l'intérieur de la chambre. Sur la Figure 4-10a, nous voyons que cette zone de forte vitesse ne présente pas de pic local d'énergie cinétique fluctuante, si nous la comparons, par exemple, à la fluctuation existante dans la zone frontale du jet ($z=-20 ; y=10$). Cette faible valeur de k_{2D} traduit certainement une variation cyclique peu intense. Quelque soit le cycle considéré, le jet arrière se colle à la paroi de la même manière

(peu ou pas de variation de direction de l'écoulement local). Ce mouvement du jet arrière est certainement dû à un effet Coanda qui force localement le plaquage à la paroi.

La Figure 4-11 et la Figure 4-12 présentent les niveaux d'énergie cinétique fluctuante dans deux plans horizontaux. Le premier d'entre eux est le plan situé à 15 mm de la face feu de la culasse. Le second est localisé à 45 mm sous la culasse. Ces deux plans permettent de confirmer les variations axiales observées dans l'analyse en plans verticaux.

A $\theta = 90$ CAD, la fluctuation dans le plan $z = -15\text{mm}$ est intense près des soupapes, confirmant ce qui avait été observé sur les figures précédentes. Le fort niveau de fluctuation observé est lié à la fois au caractère turbulent des jets, mais aussi aux mouvements de grande échelle qui leur sont associés. Sur le plan $z = -45\text{mm}$, le champ d'énergie cinétique fluctuante laisse apparaître trois pics associés à la région centrale de l'écoulement, à la zone frontale du jet résultant et à une partie de l'écoulement périphérique. Au cours de l'admission, parallèlement à l'organisation de l'écoulement moyen, nous pouvons noter une réorganisation cohérente du champ d'énergie cinétique fluctuante.

A $\theta = 120$ CAD, l'énergie fluctuante se trouve « plaquée » à la paroi du cylindre en deux zones. La première correspond à la zone frontale du jet résultant et la seconde à la zone décollée mise en évidence sur la Figure 4-7. Les pics d'énergie fluctuante observée en ces zones traduiraient donc, à la fois, une fluctuation d'intensité du jet résultant et de la zone décollée. L'emploi du conditionnel dans la phrase précédente est de rigueur, compte tenu de l'obtention d'un niveau de fluctuation intégrant variations cycliques et turbulence.

Conclusions partielles

1. L'analyse de mesures PIV 2D2C a révélé que l'écoulement, en cours d'admission, possède une structure complexe et fortement tridimensionnelle. L'écoulement de tourbillon, dont la génération est favorisée par le conduit swirlant, met un certain temps avant d'être réellement identifiable. Il faut attendre environ les 2/3 de la course d'admission pour obtenir dans la chambre une organisation de type swirl. Au cune structure tourbillonnaire principale (au sens motoriste du terme) n'est donc présente avant 120 CAD.
2. La structure formée à partir de 120 CAD apparaît comme hautement asymétrique. Elle doit être perçue comme la résultante des deux jets d'admission, le jet swirlant et le jet débitant. Ce jet résultant forme un front de forte vitesse qui s'enroule au sein de l'écoulement et qui présente localement des zones décollées traduisant une interaction forte avec la paroi du cylindre.
3. Ce jet résultant qui s'enroule dans la chambre présente un fort niveau de fluctuation au niveau de sa zone frontale (zone de plus forte vitesse). Ce phénomène a été révélé par l'analyse de l'énergie cinétique fluctuante.

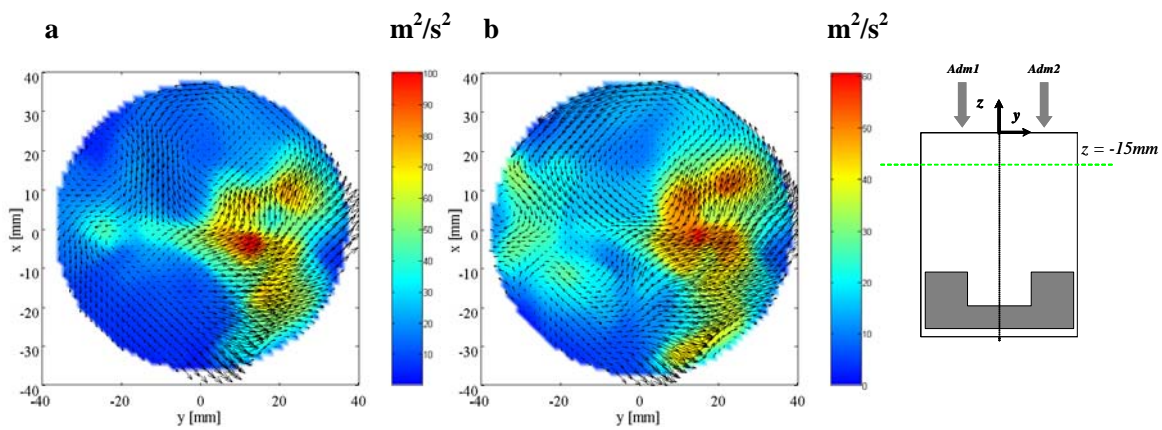


Figure 4-11 Champs d'énergie cinétique fluctuante dans le plan horizontal $z = -15mm$. **a**, $\theta = 90$ CAD ; **b**, $\theta = 120$ CAD

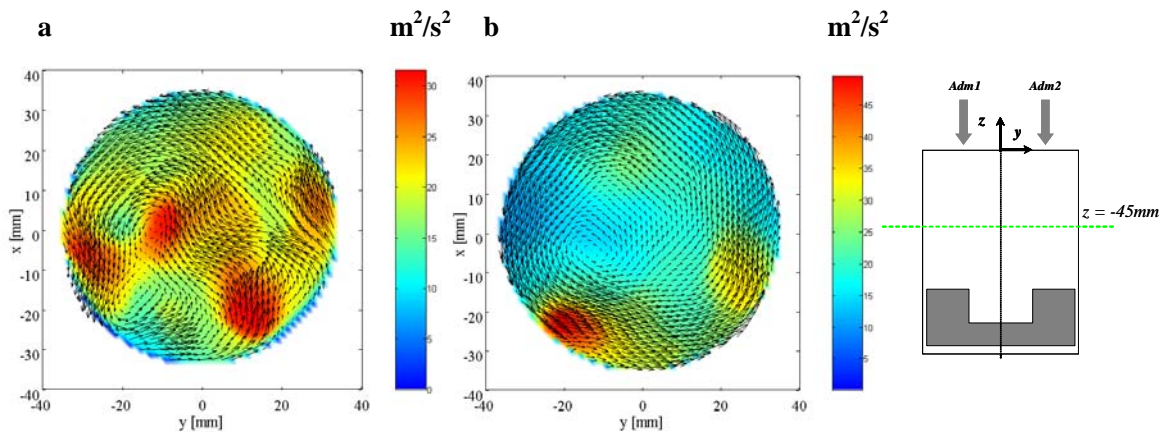


Figure 4-12 Champs d'énergie cinétique fluctuante dans le plan horizontal $z = -45mm$. **a**, $\theta = 90$ CAD ; **b**, $\theta = 120$ CAD

4.3 Etat de l'écoulement tourbillonnaire au point mort bas

Nous venons de voir que le tourbillon est le résultat de la combinaison de deux jets d'admission. Contrairement à la décomposition traditionnelle des écoulement in ternes en co mposante swirl et tu mble, nous avons montré que l'écoulement généré à l'admission doit être vu avant tout comme un front de forte vitesse évoluant au sein de l'écoulement. Le tourbillon existant alors dans le cylindre présente des hétérogénéités spatiales associées à un fort niveau de fluctuations en certaines zones privilégiées. Nous allons nous intéresser dans ce qui suit, à l'état de l'écoulement au point mort bas. La caractérisation de l'aérodynamique au point mort bas est intéressante à plusieurs titres. Tout d'abord, elle permet de donner une image de l'écoulement lorsque la vitesse instantanée du piston est nulle. Elle marque donc le début de la remontée du piston vers la face feu de la culasse et sert souvent d'initialisation pour les calculs numériques en injection directe Diesel. Il faut, en outre, garder à l'esprit, qu'à cette phase, les soupapes d'admission ne sont pas tout à fait refermées (en raison d'un retard positif à la fermeture des soupapes ou RFA). Il existe donc un flux d'air aux soupapes, lié à l'arrivée de fluide dans la chambre ou au contraire au refoulement d'une certaine quantité de gaz vers les conduits d'admission (phénomène de backflow). Le RFA peut être optimisé pour augmenter les performances du moteur. L'état de l'écoulement au PMB marque donc le début d'une transition de l'écoulement que l'on cherche à caractériser.

4.3.1 Ecoulement en moyenne de phase

L'observation de la Figure 4-13 montre que la charge gazeuse est, axialement, loin d'être uniforme. Si nous nous servons du point de vitesse nulle comme point remarquable dans l'écoulement (point « M », en noir sur les figures), nous pouvons avoir une image des hétérogénéités spatiales présentes au sein du cylindre. Dans le plan proche de la culasse, la rotation est difficilement discernable ; une forte inhomogénéité de l'écoulement est détectée. La vitesse maximale de l'écoulement est de l'ordre de 11 m/s. Deux zones de fortes vitesses sont observées : la première est située au niveau du jet de soupape débitante et la seconde, qui occupe une zone plus faible que la première, correspond au plaquage de l'écoulement résultant sur les parois de la chemise. Ainsi, nous n'observons pas de rotation uniforme de type corps solide dans ce plan. Le point de vitesse nulle apparaît tout de même, mais il est très excentré par rapport au centre géométrique de la chambre et est situé en $(x=15, y=-29)$. Nous voyons donc bien ici que ce point ne peut pas être associé au « centre » d'une rotation d'ensemble de la charge. A mesure que l'on s'éloigne du toit de la culasse, la rotation semble se définir d'avantage. Ainsi, pour $z=-15\text{mm}$, la charge est répartie de manière plus homogène, même si une certaine dissymétrie, déjà observée dans le plan supérieur, ne s'est pas estompée. Le point de vitesse nulle est, dans ce plan, situé en $(x=19, y=5)$. La rotation est d'avantage visible sur les plans inférieurs, de $z=-30\text{mm}$ à $z=-45\text{mm}$. Un fort gradient orthoradial de vitesse moyenne est clairement identifiable, avec un plaquage de la zone à forte quantité de mouvement dans la partie inférieure de la chambre, sous les soupapes d'admission. Cette zone de forte vitesse correspond à la zone frontale du jet résultant identifié au cours de l'admission dans les paragraphes précédents. Le point M se situe alors à $(x=-5, y=3)$, montrant que le tourbillon est quasi-centré. Il n'est donc pas exclu d'obtenir au PMB au moins, un centrage du tourbillon et un gradient orthoradial de vitesse moyenne important. Ceci prouve aussi que l'écoulement conserve un caractère tridimensionnel, lié sans doute à la façon dont le jet résultant s'enroule autour de l'axe du cylindre. Pour le plan $z=-45\text{mm}$, le point M se situe en $(x=-10, y=-5)$. La vitesse moyenne atteint dans ce plan sa valeur maximale de 17 m/s.

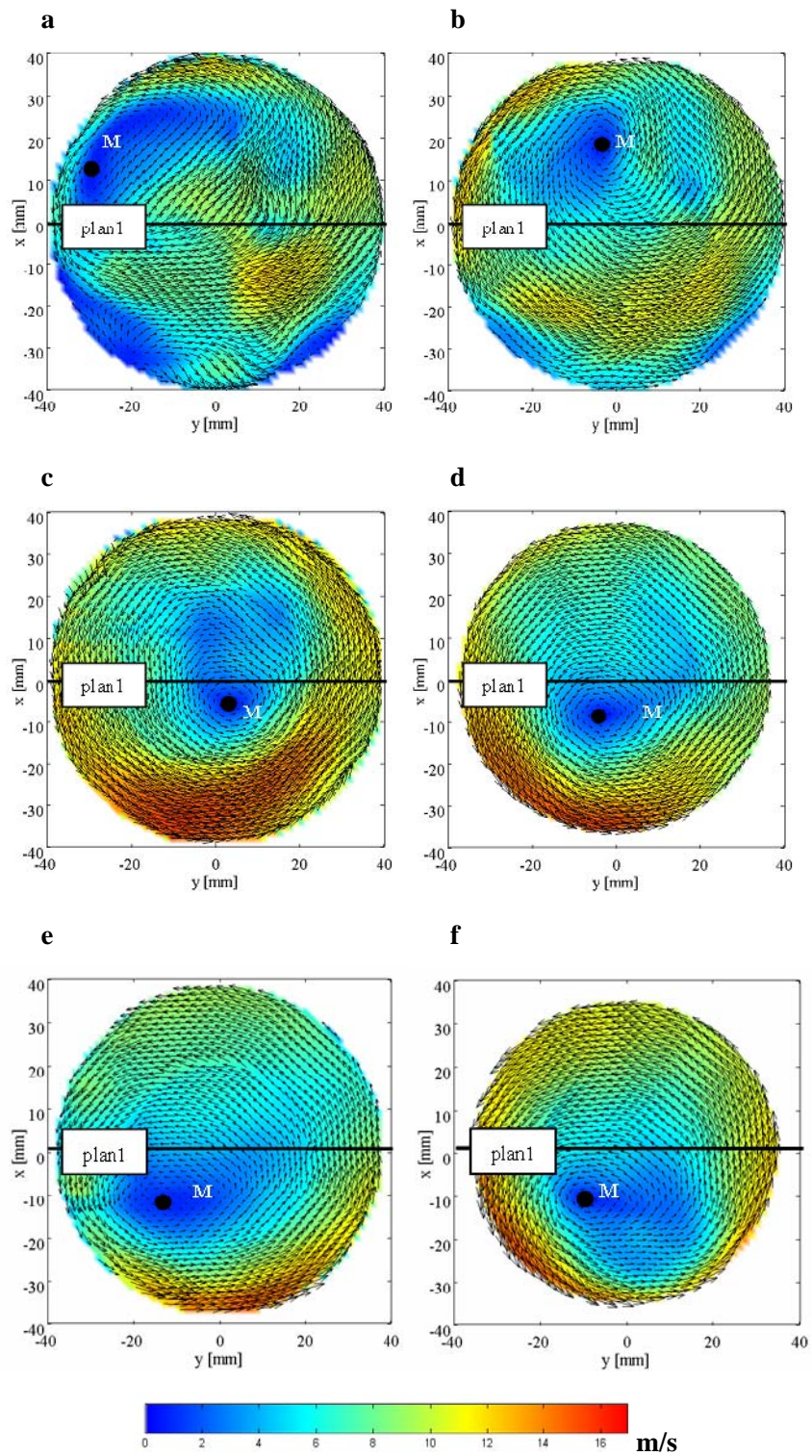


Figure 4-13 Champ de vitesse en moyenne de phase dans le cylindre à $\theta = 180$ CAD. **a**, $z = -7,5\text{mm}$; **b**, $z = -15\text{mm}$; **c**, $z = -30\text{mm}$; **d**, $z = -45\text{mm}$; **e**, $z = -65\text{mm}$; **f**, $z = -80\text{mm}$

Sur les deux plans inférieurs, situés à $z = -65\text{mm}$ et $z = -80\text{mm}$ (cf. Figure 4-13e et Figure 4-13f), le point de vitesse nulle garde une position quasi-identique avec $(x=-10, y=-10)$. Le gradient orthoradial, dans ces plans, est moins prononcé, bien que présent. Ces deux dernières informations indiquent que, pour les plans relativement éloignés de la culasse, l'écoulement tourbillonnaire tend à devenir « bidimensionnel ».

Nous avons constaté, sur la Figure 4-3 que pour $z=-7,5\text{mm}$ et $z=-80\text{mm}$, les composantes horizontales de la vitesse moyenne étaient de signes opposées, i.e. $\langle V \rangle_{z=-7,5} \geq 0$ et $\langle V \rangle_{z=-80} \leq 0$, en raison de l'existence, dans le plan médian 1, d'un écoulement projeté de type rouleau (ceci est une schématisation grossière eu égard aux conclusions précédentes). Si l'on représente le plan médian 1 sur la Figure 4-13a et Figure 4-13f, correspondant, respectivement, aux plans $z = -7,5\text{mm}$ et $z = -80\text{mm}$, on remarque clairement que la proposition concernant l'inversion des signes de $\langle V \rangle$ reste valable, en raison du décalage du point de vitesse nulle par rapport au centre géométrique de la chambre. Pour le plan $z=-7,5\text{mm}$, le point M est en $(x=15, y=-29)$ et pour le plan $z=-80\text{mm}$, il est en $(x=-10, y=-10)$. La position du point M a donc changé de manière significative avec, en outre, un changement de signe selon x qui traduit le passage de la structure tourbillonnaire moyenne à travers le plan médian de la chemise (plan 1).

A cette variation axiale de la position de M dans la chambre vient s'ajouter un gradient azimuthal de vitesse moyenne qui traduit l'enroulement du jet résultant autour de l'axe z . La représentation de la position de M dans les divers plans d'observations met en évidence un enroulement de M autour de z (cf. Figure 4-14a-b). En particulier, nous observons que la trajectoire de M décrite dans le plan $(x-y)$ décrit un enroulement (cf. Figure 4-15).

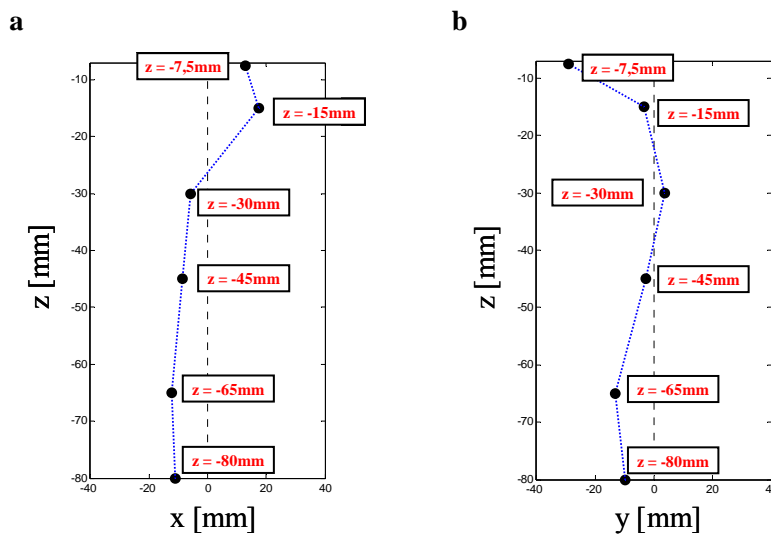


Figure 4-14 Position du point de vitesse moyenne nulle M dans les plans verticaux au PMB. **a**, plan $(x-z)$; **b**, plan $(y-z)$

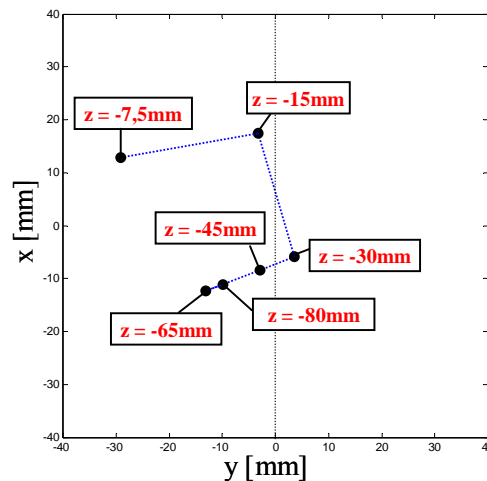


Figure 4-15 Position du point de vitesse moyenne nulle M dans le plan (y-x) au PMB

Nous pouvons tenter d'observer la position de la zone de forte vitesse pour chaque plan horizontal au PMB, afin de confirmer l'hypothèse de l'enroulement d'un jet résultant. Nous avons indiqué dans le Tableau 4-1 la position du point de vitesse maximale P dans les différents plans de mesures horizontaux.

Entre $z=0$ et $z=-15$ mm, au PMB, l'écoulement tourbillonnaire est en formation, car aucune structure n'apparaît clairement. En revanche, à partir de $z=-30$ mm, le tourbillon est identifiable. La zone frontale du jet résultant persiste et signe par une région de forte quantité de mouvement.

	$z = -7,5\text{mm}$	$z = -15\text{mm}$	$z = -30\text{mm}$	$z = -45\text{mm}$	$z = -65\text{mm}$	$z = -80\text{mm}$	
y_P	12,42	-31,58	-7,93	-9,21	7,36	-23,09	
x_P	-12,58	2	1,36	-33,93	-33,93	-36,48	-25,75

Tableau 4-1 Position du point de vitesse maximale au PMB

Afin de conforter l'hypothèse d'enroulement du jet résultant au PMB, nous avons représenté sur la Figure 4-16 cet écoulement dans les plans verticaux correspondant aux plans soupapes. Les plans sont affichés dans le sens de rotation de l'écoulement ($n^{\circ}5-n^{\circ}6-n^{\circ}4-n^{\circ}3$) afin de mieux cerner l'enroulement du jet résultant. On distingue nettement la zone de forte vitesse qui s'enroule au sein de l'écoulement. Durant toute la course d'admission, cet enroulement a permis la génération de la structure tourbillonnaire et nous observons la persistance de cette structure d'enroulement au point mort bas avec, sur le plan $n^{\circ}3$, la zone frontale du jet résultant qui signe notablement au-delà de $z=-30$ mm.

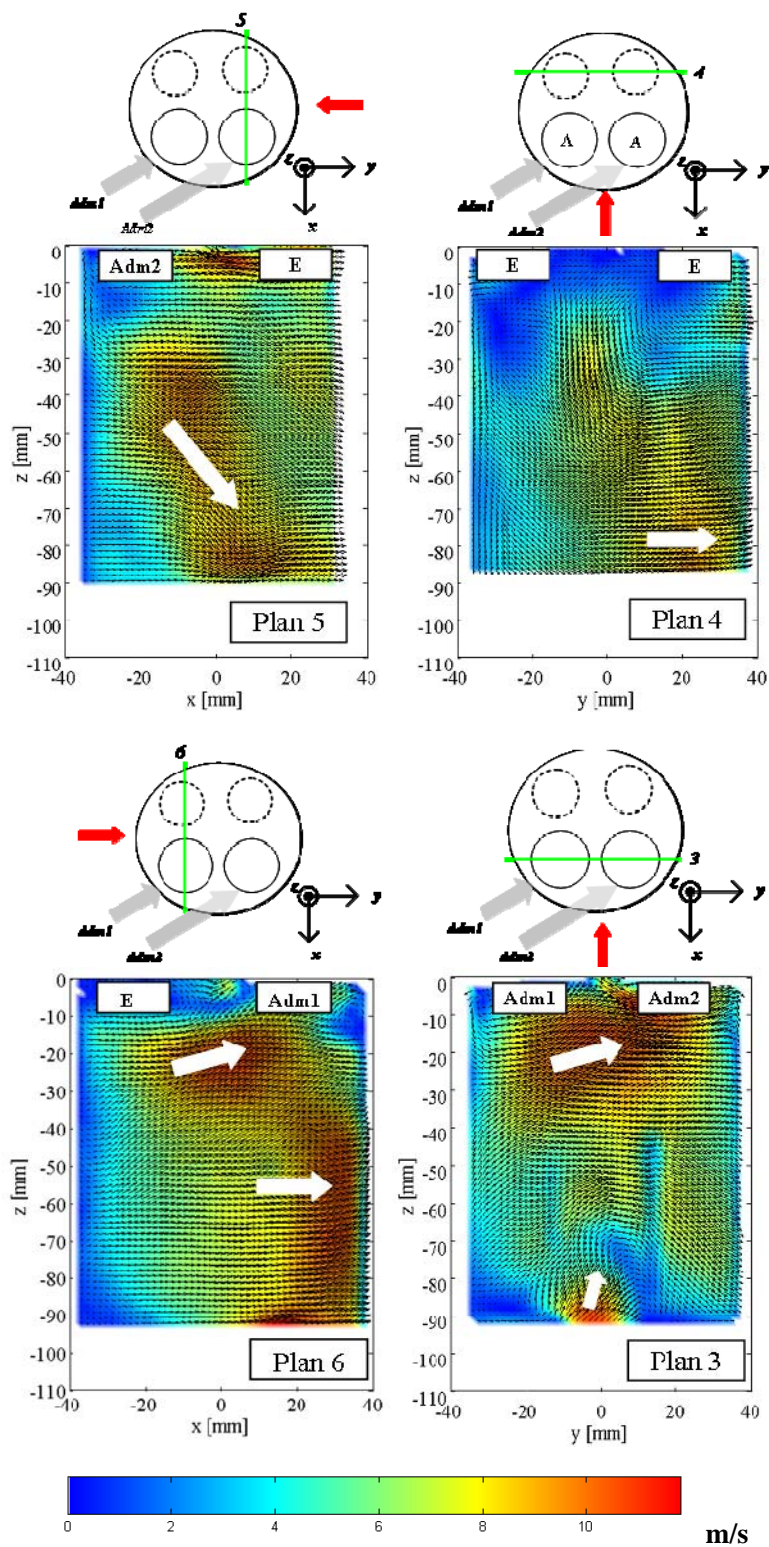


Figure 4-16 Champs de vitesse en moyenne de phase dans les quatre plans soupapes au P MB. La flèche rouge représente le sens de visualisation de plans de mesures.

4.3.2 Description des champs d'énergie cinétique fluctuante

Sur toutes les figures présentées (Figure 4-17), nous pouvons observer que l'énergie cinétique fluctuante au PMB est inférieure à sa valeur en milieu d'admission. Pour obtenir un ordre de grandeur de la différence entre ces deux valeurs, nous nous intéressons à la valeur intégrée suivante :

$$K = \sum_{\mathbf{x} \in S} k_{2D}(\mathbf{x}) \quad (39)$$

La grandeur K est calculée dans le plan et ne reflète pas le niveau total de la fluctuation dans tout le volume de la chambre. Néanmoins, pour obtenir des ordres de grandeur et illustrer la décroissance des fluctuations, elle peut s'avérer utile. Nous obtenons ainsi :

$$K(\theta = 90) \approx 4K(\theta = 180) \text{ à } z = -15\text{mm}$$

$$K(\theta = 90) \approx 3K(\theta = 180) \text{ à } z = -45\text{mm}$$

Dans le dernier 1/3 de la course d'admission, les soupapes se refermant, un montant énergétique plus faible pénètre dans la chambre. La production et le transport d'énergie sont moins importants que durant la première moitié de l'admission. Sous l'effet de la dissipation, l'énergie cinétique fluctuante est donc amenée à décroître au cours de l'admission.

L'étude de la répartition spatiale de l'énergie cinétique fluctuante démontre que l'on peut associer des forts niveaux de k_{2D} sur la partie avant de la zone frontale du jet résultant. Un pic local situé au voisinage du point de vitesse nulle M peut aussi être détecté.

L'existence de ce pic local d'énergie cinétique fluctuante proche de M est à rapprocher de la Figure 4-8b, où nous avons observé un fort niveau de k_{2D} dans la partie centrale du cylindre. Des études précédentes (Marc, 1998 ; Maurel, 2001 ; Graftieux et al., 2001) ont montré que dans des configurations simplifiées, le déplacement d'un tourbillon d'un cycle à l'autre pouvait se traduire par ce type de signature. L'existence d'un maximum d'énergie fluctuante proche du point de vitesse nulle pourrait donc dans notre cas traduire une fluctuation cyclique associée au déplacement du tourbillon dans le plan de mesure.

Le maximum absolu d'énergie fluctuante se situe sur les quatre derniers plans, $z = -30\text{mm}$, $z = -45\text{mm}$, $z = -65\text{mm}$, et $z = -80\text{mm}$, dans la partie avant de zone frontale du jet résultant. Au point mort bas, les zones les plus fluctuantes du tourbillon plan sont donc la région centrale et la zone avant du front résultant. Les fluctuations associées au front résultant peuvent être liées à de la turbulence ou à des mouvements de grande échelle, parmi lesquels on pourrait trouver des changements de position du front ou encore des variations d'intensité.

Les remarques concernant ces mouvements de grande échelle dont la signature sera it des pics locaux d'énergie fluctuante vont maintenant être examinées en détails au moyen de la décomposition orthogonale en modes propres.

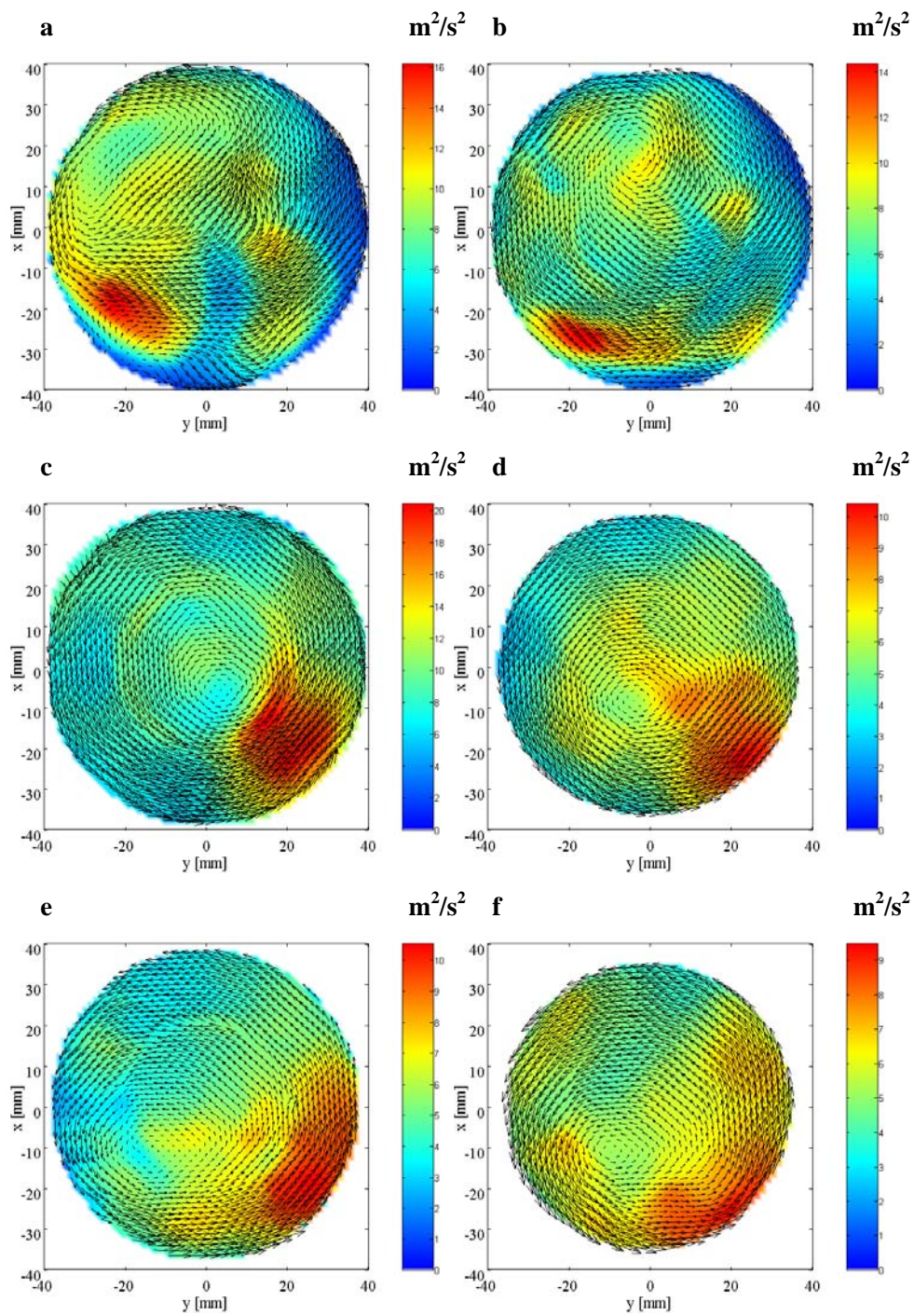


Figure 4-17 Champs d'énergie cinétique fluctuante dans le cylindre à $\theta = 180$ CAD. **a**, $z = -7,5\text{mm}$; **b**, $z = -15\text{mm}$; **c**, $z = -30\text{mm}$; **d**, $z = -45\text{mm}$; **e**, $z = -65\text{mm}$; **f**, $z = -80\text{mm}$

4.3.3 Fluctuations de grande échelle de l'écoulement au point mort bas

Nous venons d'observer que l'écoulement au point mort bas présentait des régions caractéristiques où l'énergie cinétique fluctuante prenait des valeurs localement importantes. Pour les plans $z=-30\text{mm}$, $z=-45\text{mm}$, $z=-65\text{mm}$, et $z=-80\text{mm}$, ces régions se localisent dans la zone centrale de l'écoulement, proche du point de vitesse nulle et sur la zone avant du front résultant qui s'enroule dans l'écoulement. En suggérant que ces deux régions soient associées à des fluctuations de grande échelle, nous devrions pouvoir les identifier au moyen de techniques de décomposition de type POD et tenter, dans un second temps, d'étudier leur éventuelle corrélation par E-POD.

Cette dernière technique est une extension de la POD consistant à appliquer la décomposition dans une région restreinte de l'espace pour ensuite corréler ce qui s'y déroule avec le reste de l'espace. Il est alors possible de corréler certaines "événements" caractéristiques de l'écoulement.

Une telle approche a déjà été appliquée dans (Maurel et al. 2001). Elle concernait la corrélation entre le déplacement d'un vortex de type "rouleau" et le bas ttement du jet lui donnant naissance. La configuration aérodynamique permettait en effet d'obtenir dans un même plan, le jet entrant et le rouleau bidimensionnel associé en milieu d'admission. Dans le cas qui nous occupe, la configuration est différente puisque le tourbillon et les jets ne peuvent être étudiés dans un même plan. Néanmoins, comme nous l'avons vu, les jets ne disparaissent pas totalement. En effet, en s'enroulant, ils forment un front résultant qui est largement visible sur les plans horizontaux. Il est donc possible d'étudier une éventuelle corrélation entre cette "survivance" des jets de soupape et le tourbillon en formation. En particulier, au point mort bas, il peut s'avérer utile de comprendre comment le déplacement du tourbillon pourrait se corréler à la zone frontale du jet résultant. Ceci est un moyen de quantifier la naissance d'une aérodynamique plus ou moins fluctuante avant la course de compression et donc, de mieux cerner la variabilité cyclique du moteur.

Rappels sur l'E-POD et les grandeurs à observer

La décomposition orthogonale est appliquée dans une région S centrée sur le coeur du tourbillon et ne contenant pas la zone frontale du jet résultant. L'échantillon mesuré dans S est noté $\mathbf{U}_n(\mathbf{X})$. Ecrivons la décomposition du champ dans S :

$$\mathbf{X} \in S \quad \mathbf{U}_n(\mathbf{X}) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(\mathbf{X}) \quad (40)$$

Il est donc possible, à partir de l'expression ci-dessus, de définir le mode étendu (p) par :

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad \Psi^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} \mathbf{U}_n(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (41)$$

La quantité avec laquelle nous corrélons la vitesse dans S est aussi une vitesse dans Ω tout entier. On montre (Borée, 2003) que la vitesse dans Ω se décompose suivant:

$$[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C = \sum_{n=1}^N a_n^{(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{X}') \quad (42)$$

$$[\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_D = \mathbf{U}_n(\mathbf{x}') - [\mathbf{U}_n(\mathbf{X}')]_C \quad (43)$$

Où $[\mathbf{U}_n(\mathbf{x}')]_C$ est la partie corrélée avec $\mathbf{U}_n(\mathbf{x})$ et $[\mathbf{U}_n(\mathbf{x}')]_D$ est la partie décorrélée du signal. Les modes étendus permettent une décomposition de l'énergie totale, non optimale à l'extérieur de S, en tout point. L'énergie cinétique moyenne totale de la partie corrélée est :

$$\langle \mathbf{U}_n(\mathbf{x}')_C^2 \rangle = \sum_{p=1}^N \lambda^{(p)} [\Psi^{(p)}(\mathbf{x}')]^2 = \sum_{p=1}^N [\varphi^{(p)}(\mathbf{x}')]^2 \quad (44)$$

Où $\varphi^{(p)}(\mathbf{x}') = \sqrt{\lambda^{(k)}} \Psi^{(p)}(\mathbf{x}')$ donne la contribution du mode étendu (p) à l'énergie cinétique totale du champ corrélé. Le module de ce vecteur sera utilisé ensuite pour comparer l'influence de chaque mode en chaque région de l'espace Ω .

La Figure 4-18 présente le champ en moyenne de phase au point mort bas au milieu du cylindre. On identifie clairement deux zones de l'écoulement en rotation. La première est la zone du jet résultant des phases principales de l'admission. Ce jet résultant tangente la paroi inférieure de la chemise. La seconde est la zone centrale du tourbillon qui est composée d'un tourbillon clairement identifiable, en rotation solide, dans une région circulaire centrée sur le point de vitesse moyenne nulle. Nous appliquons successivement une POD sur le champ total Ω puis une POD locale dans le disque S.

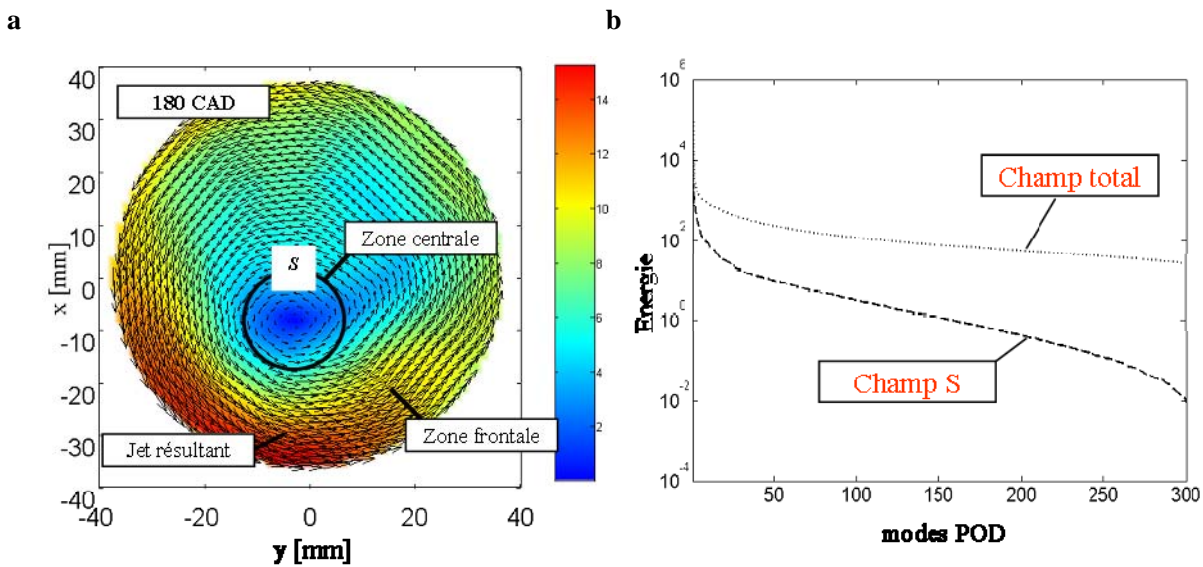


Figure 4-18 a, Moyenne d'ensemble du champ de vitesse à $\theta = 180$ CAD [piston au PMB] et $z = -45$ mm, plan à mi-hauteur de la chambre; **b**, Spectre énergétique issu d'une POD du champ total Ω (..) et du champ local S (--)

a. Modes issus de la décomposition du champ total

Nous présentons sur la Figure 4-19 les modes obtenus par décomposition du champ total Ω . Le mode 1 est semblable à l'écoulement moyen. En revanche, en effectuant une décomposition orthogonale du champ entier, nous obtenons des modes supérieurs difficiles à analyser. En effet, les modes caractéristiques d'un déplacement aléatoire de tourbillon (Graftieaux et al., 2001 ; Maurel, 2001) ne sont pas complètement comparables à ceux que nous obtenons. Cela est dû en grande partie à la présence du jet résultant qui apporte une contribution énergétique importante dans la décomposition et rend difficile l'étude du déplacement de l'écoulement tournant.

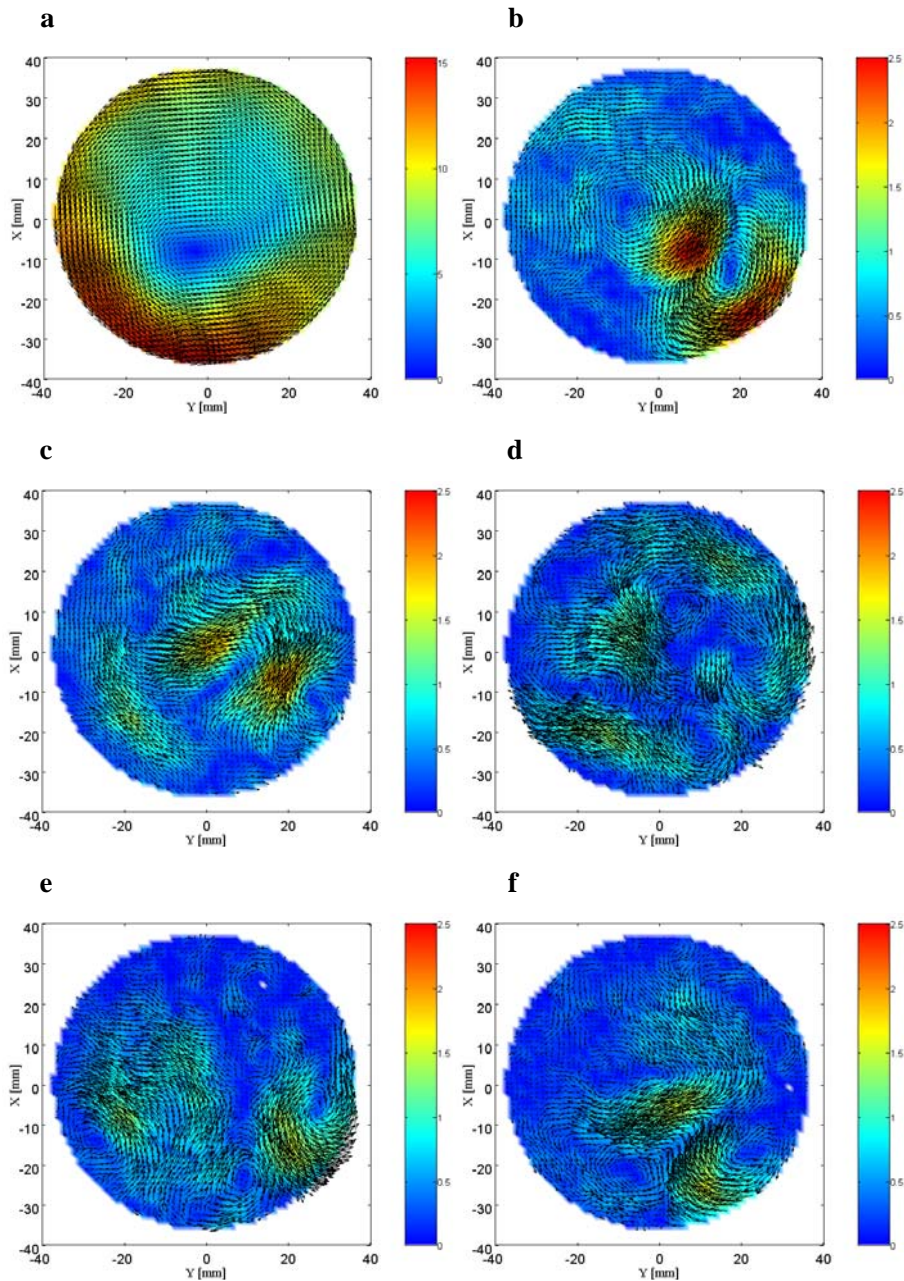


Figure 4-19 Six premiers modes POD normalisés $\sqrt{\lambda^{(k)}} [\Phi^{(k)}(\mathbf{x})]_{\Omega}$ de la décomposition du champ total

b. Modes issus de la décomposition du champ S

Les champs PIV précédemment analysés par une POD appliquée à tout le champ sont maintenant analysés avec la procédure de POD masquée, i.e. une décomposition orthogonale locale dans un disque S dont le centre est le point de vitesse moyenne nulle et dont le rayon est de 10 mm. Notons que l'énergie cinétique totale contenue dans le

domaine S représente environ $\sum_{p=1}^N [\lambda^{(p)}]_S / \sum_{p=1}^N [\lambda^{(p)}]_{\Omega} \approx 2\%$ de l'énergie cinétique totale contenue dans Ω . Le

produit scalaire champs à champs utilisé dans la méthode des snapshots pour constituer la matrice des corrélations (cf. Chapitre 3) est donc restreinte ici à cette zone qui couvre la zone centrale du tourbillon. Le spectre POD de cette décomposition locale est présenté en Figure 4-20b sur les six premiers modes.

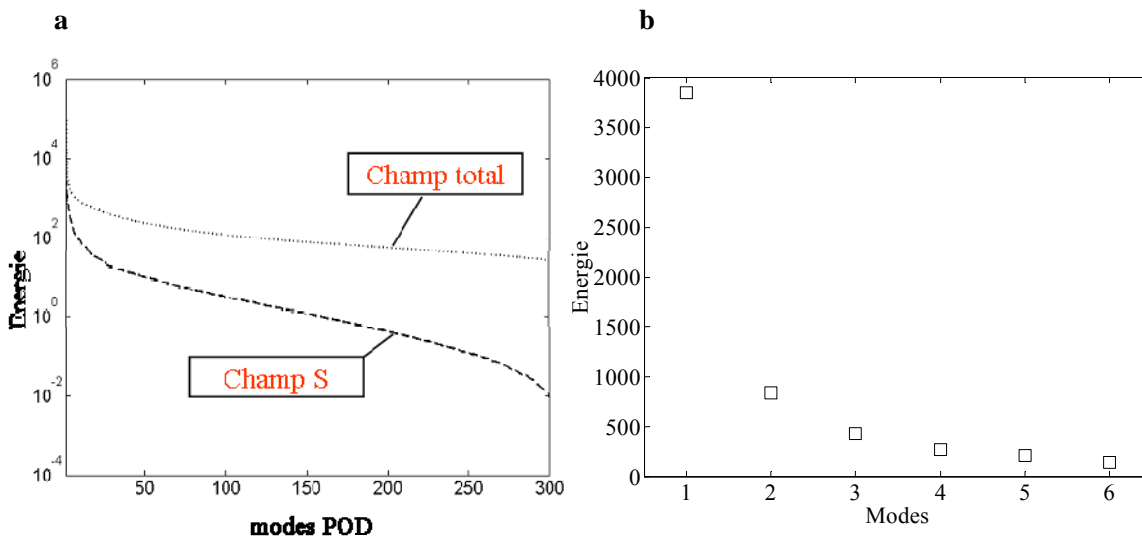


Figure 4-20 a, Spectre énergétique issu d'une POD du champ total Ω (..) et du champ local S (- -) ; **b**, Spectre de la décomposition orthogonale dans S sur 6 modes $\lambda^{(k)}$; $k = 1 \dots 6$

Ce spectre met en évidence une rapide décroissance de l'énergie entre le mode 1 et le mode 2 et décroît moins rapidement jusqu'au mode 6. Les énergies contenues dans le disque S représentent un montant plus faible que les énergies contenues dans Ω tout entier. C'est pourquoi le spectre complet dans S se situe en dessous du spectre dans Ω (cf. Figure 4-20). De plus, il faut souligner une vitesse de décroissance plus importante du spectre POD dans S , comparativement au spectre dans Ω . Les modes "supérieurs" prendront donc d'autant plus d'importance que la décomposition s'effectue dans un domaine large, sujet, *a priori*, à une plus large gamme de fluctuations. Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement aux six premiers modes de l'écoulement (cf. Figure 4-21).

Nous souhaitons ici faire une remarque concernant la forme des modes locaux obtenus. L'observation du mode 1 montre une « rotation » qui signe par la présence d'un point singulier, de type foyer (Delery, 2001); les modes 2 et 3 sont composés de vecteurs dont la norme est quasi-uniforme; les modes 4 et 5 sont formés de vecteurs décrivant une « déformation » pure; le mode 6 est décrit par un doublet d'axe ou dipôle. Ces analogies permettent de comprendre le rôle de l'ajout d'un mode à un autre. Ainsi, l'ajout du mode 2 au mode 1 aura pour effet de déplacer le foyer dans la direction perpendiculaire à celle portée par le mode 2. De même, l'ajout du mode 3 au mode 1 aura pour effet de déplacer le foyer du mode 1 dans la direction perpendiculaire à celle portée par le mode 3.

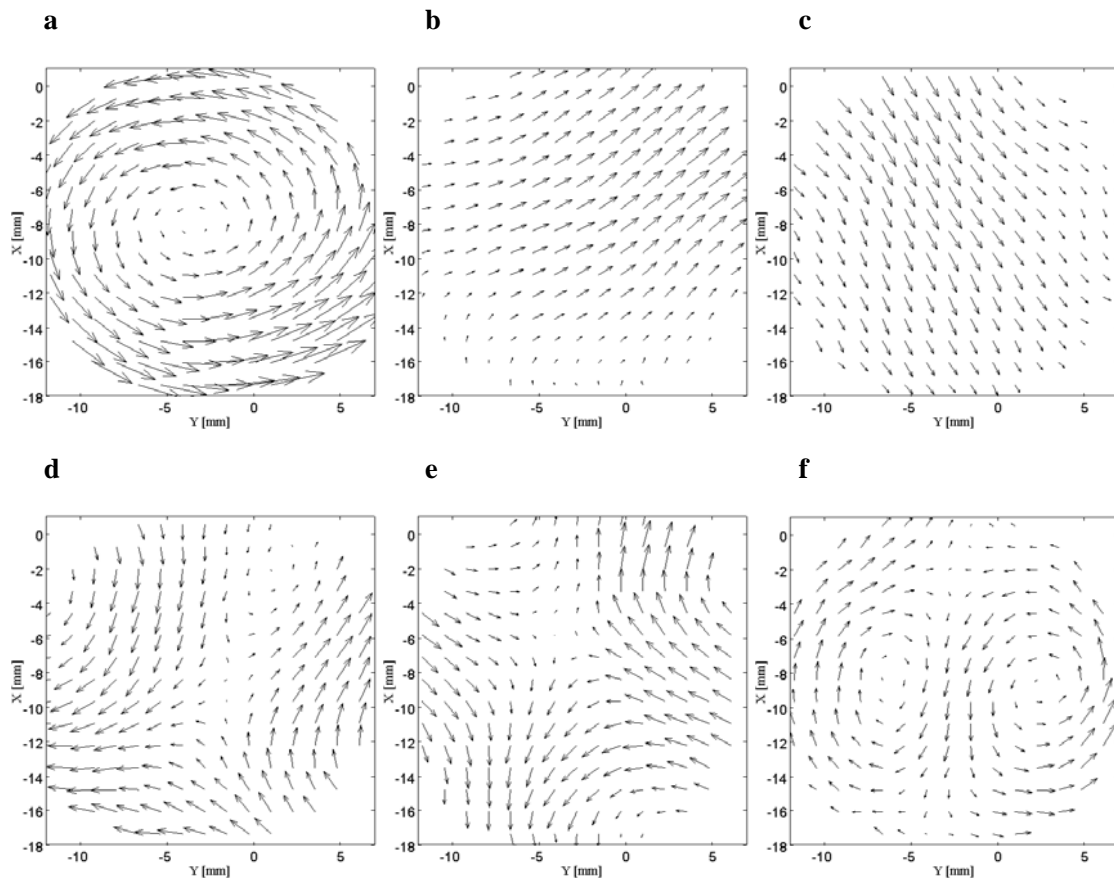


Figure 4-21 Modes $[\Phi^{(k)}(\mathbf{x})]_S$ issus de la décomposition orthogonale du champ partiel S , centré sur le cœur du tourbillon. **a**, mode 1 ; **b**, mode 2 ; **c**, mode 3 ; **d**, mode 4 ; **e**, mode 5 ; **f**, mode 6

L'ajout des modes 4 et 5 au mode 1 a pour effet de déformer l'écoulement tournant du mode 1 en le rendant plus « elliptique ». L'effet du mode 6 ne sera pas examiné dans la suite. Grâce à ces observations, nous sommes donc en mesure de qualifier les fluctuations privilégiées à l'intérieur du domaine S et d'observer leur contribution à l'extérieur de S , dans tout le domaine de mesure. Cette procédure d'ajout de modes sera décrite dans la suite.

Comme nous l'avons constaté pour les tourbillons synthétiques, il apparaît, dans le spectre POD dans S des sauts énergétiques entre les premiers modes. L'énergie du mode 3 est environ 1,5 fois plus faible que celle du mode 2. Ceci indique que le tourbillon fluctue avec plus d'amplitude dans la direction de la seconde bissectrice. Cette amplitude de déplacement est quantifiée alors par les coefficients de décomposition du champ de vitesse $\mathbf{U}_n(\mathbf{x})$, soit $a_n^{(2)}$ pour la direction du mode 2 (~seconde bissectrice) et $a_n^{(3)}$ pour la direction de déplacement mise en évidence par le mode 3 (~première bissectrice). Ainsi les modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda^{(2)}}\Psi^{(2)}(\mathbf{x})$ et $\sqrt{\lambda^{(3)}}\Psi^{(3)}(\mathbf{x})$ nous permettront de décrire dans le champ global Ω les fluctuations de vitesses corrélées avec un déplacement de tourbillon.

Les modes propres étendus normalisés $\sqrt{\lambda^{(2)}}\Psi^{(2)}(\mathbf{x})$ et $\sqrt{\lambda^{(3)}}\Psi^{(3)}(\mathbf{x})$ sont présentés sur la Figure 4-22b-c. On observe clairement sur ces figures la cohérence des pseudo-mouvements obtenus même à l'extérieur du disque S ,

plus particulièrement pour les modes étendus 2 et 4. $\sqrt{\lambda^{(2)}}\Psi^{(2)}(\mathbf{x})$ contient les fluctuations de vitesse corrélées avec le déplacement du foyer indiqué sur la Figure 4-22, par la flèche blanche. Dans les champs de vitesses instantanées où le tourbillon est déplacé dans ce sens par rapport à sa position moyenne, l'écoulement dans la zone frontale du jet résultant est moins intense. Inversement, si le foyer est déplacé dans le sens opposé, i.e. s'il est plus proche de la paroi, l'écoulement en dessous du foyer est plus intense. La région d'interaction est donc située au niveau de la zone frontale du jet résultant. Elle s'étend continûment sur la partie droite de la paroi de la chemise. La vitesse dans la région d'interaction est simplement plus faible quand le tourbillon se déplace vers le centre de la chemise.

Sur le mode $\sqrt{\lambda^{(3)}}\Psi^{(3)}(\mathbf{x})$ n'apparaît pas de corrélation notable. Lorsque le foyer se déplace dans la direction associée, aucun événement du champ global Ω ne s'y associe. En revanche, sur le mode normalisé $\sqrt{\lambda^{(4)}}\Psi^{(4)}(\mathbf{x})$, apparaît une forte corrélation, d'amplitude comparable à celle obtenue au mode étendu 2. La fluctuation associée au mode 4 dans S se corréle à la zone principale du jet résultant plutôt qu'à sa zone frontale. La fluctuation associée au mode 4 est en réalité liée à un changement morphologique de la zone centrale du jet résultant. Comme il a été montré plus haut dans cette section, la composition de ce mode 4, et d'ailleurs du mode 5 par ailleurs, tend à rendre elliptique les lignes de courant à cœur. Dans notre ensemble statistique, lorsque le foyer subit une telle déformation dans S , la région du jet résultant est globalement plus intense.

Ces résultats montrent clairement l'intérêt de la POD étendue dans l'étude des mouvements de grande échelle en fin d'admission. Rappelons que l'obtention des $\sqrt{\lambda^{(k)}}\Psi^{(k)}(\mathbf{x})$ fournit l'information sur uniquement la contribution locale au champ de vitesse qui est corrélée avec la projection du champ de vitesse sur le mode k dans S . Un lien fort est établi entre l'amplitude du déplacement du foyer (région centrale) et l'intensification du jet résultant à la paroi.

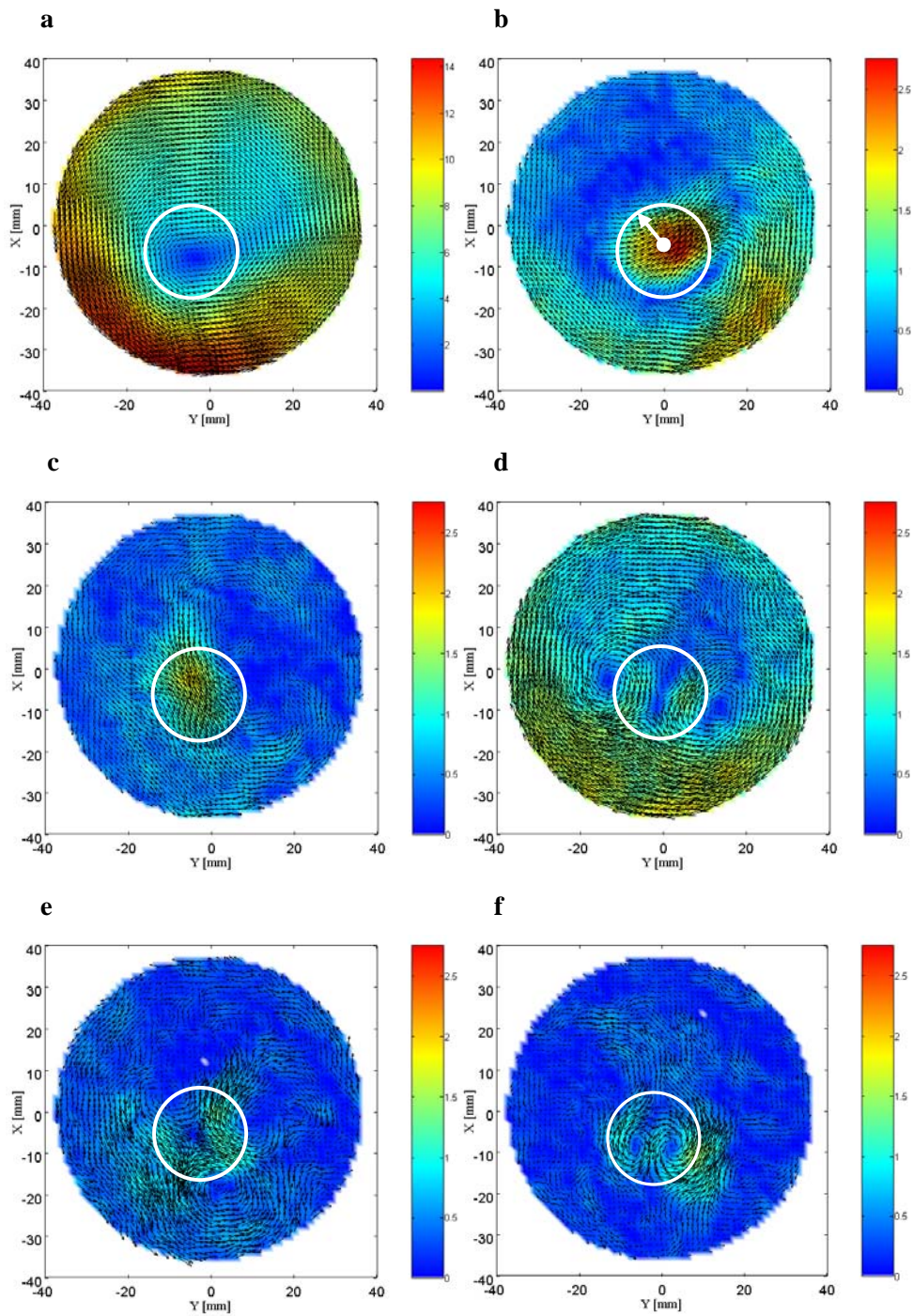


Figure 4-22 Modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda^{(k)}}\Psi^{(k)}(\mathbf{x})$; $k=1\dots 6$, issus de la décomposition orthogonale du champ S et leur norme associée

Afin d'observer l'influence des modes et ainsi de quantifier les interactions évoquées plus haut, nous pouvons observer les champs statistiquement probables, suivant la procédure proposée par (Patte-Rouland et al., 2001). Un champ statistiquement probable est défini par une combinaison linéaire entre le mode 1 et l'un de ses suivants. Le champ statistiquement probable donnant l'influence du mode (p) s'écrira :

$$S^{(p)} = \langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(p)} \rangle \pm \sigma_{a_n^{(p)}} \right) \Psi^{(p)} \quad (45)$$

Nous allons donc dans la suite nous intéresser à la contribution des modes 2 et 4 suivant cette procédure. Le Tableau 4-2 fournit les statistiques des coefficients associés, obtenus par la décomposition dans la région centrale.

Mode (p)	2	4
$\langle a_n^{(p)} \rangle$	-2,17 -1,82	
$\sigma_{a_n^{(p)}}$	28,91 16	,37

Tableau 4-2 Statistiques des coefficients associés aux modes 2 et 4

Nous remarquons que $\langle a_n^{(p)} \rangle$ est négligeable devant $\sigma_{a_n^{(p)}}$ pour les modes 2 et 4. La combinaison des modes étendus 1 et 2 montre, sur la Figure 4-23a, que le jet résultant s'intensifie, en particulier près de sa partie frontale, pour des valeurs de $a_n^{(2)}$ négatifs (car $a_n^{(2)} \approx -\sigma_{a_n^{(2)}}$). En revanche, son niveau de vitesse baisse pour des $a_n^{(2)}$ positifs.

Suivant la discussion précédente, il y a un lien direct entre ces observations et le déplacement du cœur du tourbillon. Les valeurs importantes de la vitesse du jet résultant sont observés par conséquent lorsque le tourbillon se rapproche de la paroi, i.e. pour $a_n^{(2)} < 0$. Cette observation peut s'expliquer par la conservation du débit entre le tourbillon et la paroi en considérant l'écoulement bidimensionnel. Il faut prendre garde tout de même à conclure rapidement de la sorte connaissant le niveau de tridimensionnalité de l'écoulement, même en fin d'admission. Il peut être cependant possible que, localement, ce phénomène bidimensionnel puisse se manifester. L'interaction zone centrale / front du jet résultant reste néanmoins significative sur la dynamique de l'écoulement à cette phase. Un comportement similaire est observé en considérant la contribution du quatrième mode étendu, qui lie la déformation de l'écoulement dans S , à l'intensification du jet résultant (cf. Figure 4-24). Effectivement, la seule région où une valeur importante de $\sqrt{\lambda^{(4)}} \Psi^{(4)}(\mathbf{x})$ est observée, est située au niveau du jet résultant lui-même. La vitesse dans cette région est plus forte quand le tourbillon se déforme selon $a_n^{(4)} < 0$. Là encore, nous établissons un lien direct entre un mouvement cohérent de la région centrale S et son environnement $\Omega - S$. Les résultats que nous venons de présenter mettent en évidence les liens entre les fluctuations de position du tourbillon dans S et l'intensification du jet résultant à la paroi. À partir de cette conclusion, nous pouvons nous interroger sur les origines de cette fluctuation d'intensité du jet résultant à la paroi. Elle traduit finalement une formation du tourbillon différente d'un cycle à l'autre et nous suspectons qu'elle pourrait être liée aux conditions d'entrée de l'air à l'intérieur de la chambre. La « compétition » entre le jet swirlant et le jet débitant pourrait donc être à l'origine de cette variabilité. Aussi, l'examen de ses fluctuations associées aux jets eux-mêmes relève d'une importance considérable. Nous allons donc, dans la suite, nous focaliser sur une phase caractéristique où ces deux jets interagissent suffisamment pour influencer la formation de l'écoulement tournant.

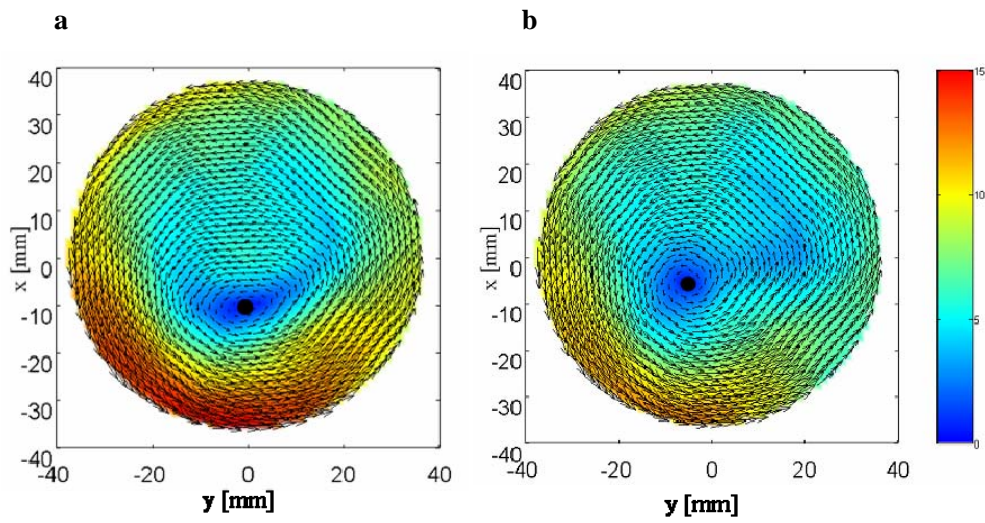


Figure 4-23 Ch amps statistiquement p robables, à p artir d u mode 2: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + (\langle a_n^{(2)} \rangle - \sigma_{a_n^{(2)}}) \Psi^{(2)}$; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + (\langle a_n^{(2)} \rangle + \sigma_{a_n^{(2)}}) \Psi^{(2)}$

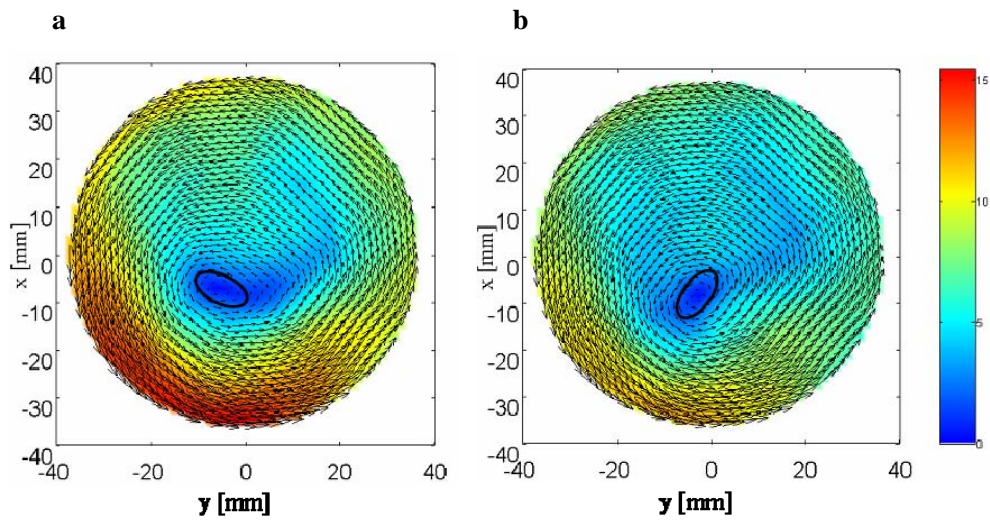


Figure 4-24 Ch amps statistiquement p robables, à p artir d u mode 4: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + (\langle a_n^{(4)} \rangle - \sigma_{a_n^{(4)}}) \Psi^{(4)}$; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + (\langle a_n^{(4)} \rangle + \sigma_{a_n^{(4)}}) \Psi^{(4)}$

4.4 Fluctuations associées aux jets de soupapes

Les mesures qui vont être présentées dans cette section ont été acquises à la phase $\theta = 120$ CAD. Nous avons sélectionné cet angle de vilebrequin car l'écoulement interne est, à cet instant de la course d'admission, soumis à d'importantes fluctuations, comme l'ont révélé les champs d'énergie cinétique fluctuante observés plus haut. De plus, la structure tourbillonnaire est, à cette phase, en formation, si bien que l'on peut distinguer au sein de la chambre plusieurs zones particulières correspondant à des types d'écoulement bien déterminés. Ainsi, la partie supérieure de la chambre sera toujours le siège de l'interaction entre les jets de soupape; la partie intermédiaire de la chambre correspondra à une zone de transition vers le bas de la chambre dans lequel la structure tourbillonnaire s'établit. Nous mettrons l'accent, dans cette section, sur l'enroulement du jet de soupape swirlant et nous tenterons par la suite d'obtenir des informations sur l'interaction entre les jets et la formation du jet résultant.

4.4.1 Synthèse des mesures à 120 CAD

Avant d'aborder les aspects liés exclusivement aux fluctuations de l'écoulement à cette phase, nous devons avoir une vision d'ensemble de l'aérodynamique interne. L'observation des figures précédentes montrent que les soupapes d'admission apportent deux contributions distinctes : la soupape swirlante contribue à l'enroulement du jet alors que la soupape débitante est destinée à remplir le cylindre en air.

L'enroulement du jet sera donc associé principalement à la soupape swirlante S. Le débit d'air entrant dans la chambre est assuré par la soupape débitante D. La formation du jet résultant proviendra de la combinaison de ces deux jets et selon leurs fluctuations respectives, la structure tourbillonnaire sera plus ou moins centrée lorsque le piston atteindra le point mort bas. A partir de ces considérations, nous avons proposé le scénario exposé en Figure 4-25, Figure 4-26 et Figure 4-27, pour l'écoulement présent dans la chambre à 120 CAD.

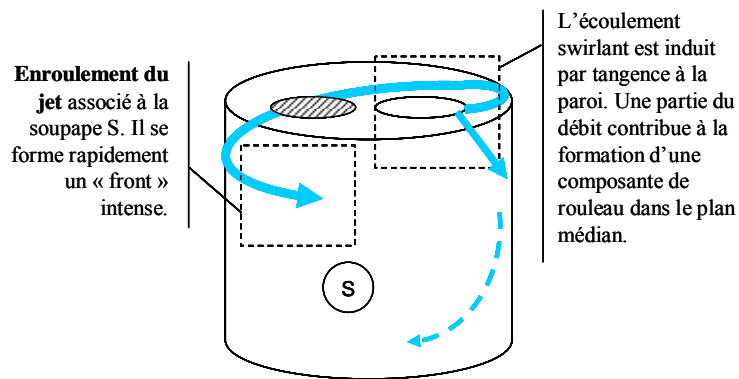


Figure 4-25 Schématisation de l'enroulement du jet de soupape S autour de l'axe du cylindre. Le jet swirlant ainsi créé contribue significativement à la composante d'enroulement

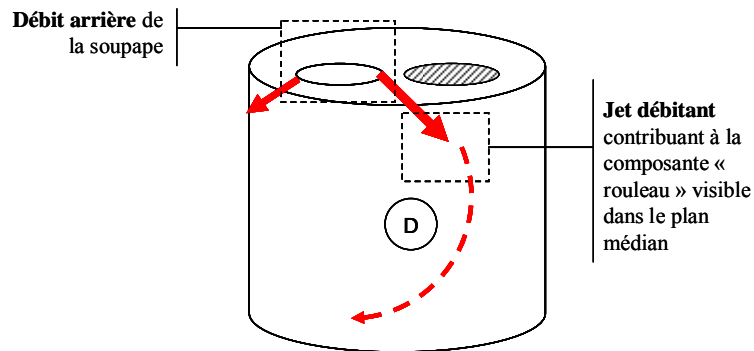


Figure 4-26 Schématisation du jet débitant D. Ce jet va contribuer à la formation d'une composante de rouleau dans le plan médian 1 du cylindre

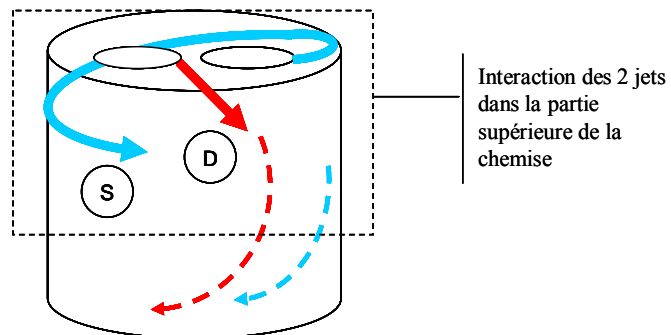


Figure 4-27 Schématisation de la contribution des deux jets à l'aérodynamique interne à 120 CAD

Cette schématisation a été confortée par l'observation expérimentale des champs obtenus en PIV 2D2C. Nous avons aussi montré que la combinaison des deux jets donnait naissance à un seul jet résultant qui s'enroule dans la chambre durant les deux derniers 1/3 de l'admission et qui subsiste jusqu'au PMB. La formation de ce jet résultant est complexe. Dès $z=-30\text{mm}$, nous pouvons observer la naissance d'une composante d'enroulement, principalement issu du jet swirlant S, qui va progressivement s'établir en entraînant avec elle une partie du jet débitant (cf. Figure 4-28). Cette composante d'enroulement constituera donc le jet résultant que nous avons observé en détails dans les paragraphes précédents.

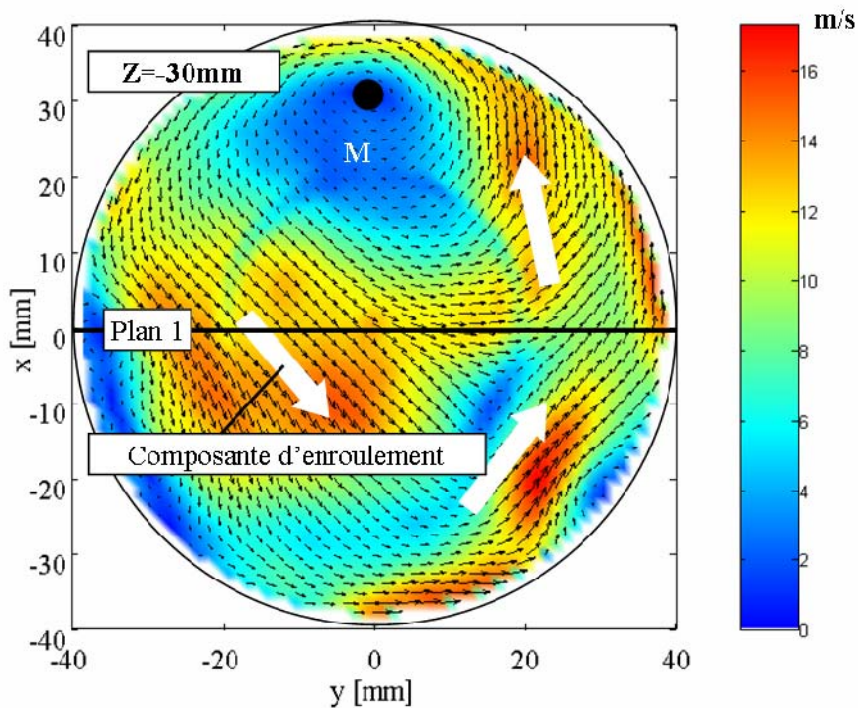


Figure 4-28 Champ en moyenne de phase à 120 CAD pour le plan $z=-30\text{mm}$. Mise en évidence de la composante d'enroulement

Pour mettre en évidence, de manière probante, l'hétérogénéité du champ dû à la structuration du mouvement et pour tenter d'observer cette composante d'enroulement dans un plan vertical, nous allons maintenant nous intéresser au champ moyen obtenu en PIV 2D3C pour la phase caractéristique $\theta = 120\text{ CAD}$.

Des essais en PIV 2D3C ont, pour cela, été réalisés dans le plan médian 1. L'obtention des plans décalés (plans soupapes) s'est avéré ardue en raison de l'épaisseur de la nappe. En effet, la nappe laser utilisée dans ce type de mesure doit être épaisse (entre 4 et 5 mm dans notre cas). Or, le comportement d'une nappe si épaisse à la traversée du cylindre transparent (lui-même très épais), n'est pas assuré pour l'acquisition d'une mesure PIV 2D3C de qualité. Nous nous sommes donc restreints dans le cadre des mesures 2D3C à l'acquisition du plan médian 1 uniquement.

Compte tenu de l'encrassement prépondérant dans le bol, mais aussi, et surtout, de la traversée du bol par une nappe laser très épaisse, les résultats obtenus dans la zone correspondant au bol sont sujets à caution. Nous choisirons donc de présenter les champs 3C uniquement dans la région correspondant au cylindre principale, en excluant le bol.

Avant d'aller plus loin dans l'analyse physique des champs obtenus, nous nous proposons de comparer les résultats obtenus par PIV 2D2C et 2D3C dans le plan médian 1 à la phase qui nous intéresse, i.e. 120 CAD.

Sur la Figure 4-29, nous observons des différences entre les deux champs présentés. Outre le niveau de vitesse obtenu, les différences sont aussi d'ordre structurelles. En effet, la position du point de vitesse nulle en $\square C$ (qui signe la projection de l'enroulement du jet résultant) est différente d'un champ à l'autre. Elle est en effet décalée de $\Delta z = 15\text{mm}$ vers le bas de la chambre sur les mesures PIV 2D3C. L'obtention d'un tel résultat peut être dû aux différences de montages expérimentaux entre les deux configurations. En effet, les caméras utilisées et l'ensemencement diffèrent entre les mesures PIV 2D2C et PIV 2D3C. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle nous n'avons pas mis en avant un comparatif détaillé des mesures. Cependant, compte tenu du soin apporté aux mesures en PIV 2D3C, et de la cohérence (en terme d'écoulement) des résultats que nous avons obtenus par ailleurs, l'exploitation de ces résultats pour l'analyse physique nous semble tout à fait justifiée. Ainsi, en comparant de plus près les deux plans de la Figure 4-29, nous voyons que trois régions significatives de l'écoulement se dégagent.

La première région est la zone $\square A$ correspondant dans les deux cas en une composante horizontale de la vitesse moyenne qui est la projection de la composante d'enroulement dans le plan 1. Cette partie de l'écoulement est responsable de la formation du jet résultant dont les fluctuations ont été étudiées au point mort bas à $z=-45\text{mm}$. La seconde région correspond à la zone $\square B$. Cette partie de l'écoulement est le résultat du jet débitant dans le plan 1. Une partie de ce flux débitant est entraîné par la composante d'enroulement pour former le jet résultant (cf. Figure 4-28). La dernière région de l'écoulement est constituée par le point de vitesse nulle et son voisinage. C'est la zone $\square C$. Elle marque le passage du point M (point de vitesse nulle des plans horizontaux) de part et d'autre du plan 1 ou axe $x=0$.

Ces trois régions se retrouvent à la fois sur les plans de mesure en PIV 2D2C et en PIV 2D3C. Les phénomènes physiques étant correctement décrits par le plan en PIV 2D3C, nous travaillerons uniquement sur ce dernier par la suite. L'observation du plan 1 obtenu en PIV 2D3C avec sa troisième composante montre qu'au niveau de la zone $\square A$, une forte composante transverse moyenne $\langle U \rangle$ est détectée. Cela correspond exactement à la composante d'enroulement que nous avons mis en évidence sur la Figure 4-28. La zone A est une zone d'intérêt particulière qui correspond à la région comprise entre $z=-30\text{mm}$ et $z=-20\text{mm}$ sur la Figure 4-29. Cette zone étant déplacée vers le bas dans les mesures en PIV 2D3C, elle se trouve comprise entre $z=-45\text{mm}$ et $z=-35\text{mm}$ sur la Figure 4-30. Par conséquent le profil de $\langle U \rangle$ pour $z=-45\text{mm}$ sur la Figure 4-30 est à mettre en relation avec le champ de vitesse $z=-30\text{mm}$ présentée sur la Figure 4-28, et cela, bien entendu, dans la région comprise entre $y=-25\text{mm}$ et $y=20\text{mm}$.

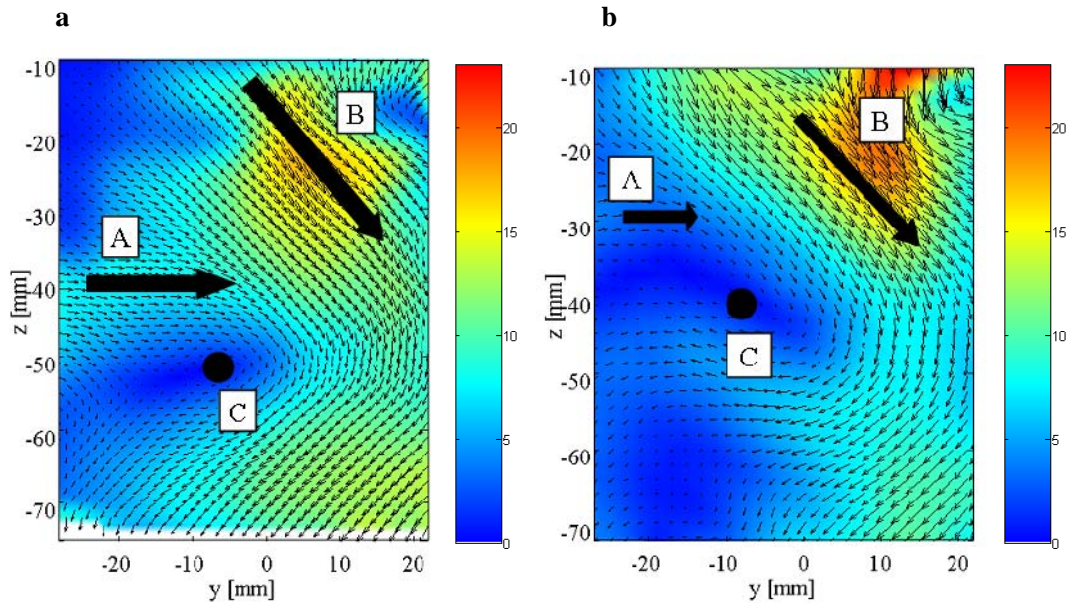


Figure 4-29 Champs de vitesse en moyenne de phase dans le plan vertical 1 avec sa norme, calculée sur les deux composantes planes. **a**, plan 2D3C; **b**, plan 2D2C

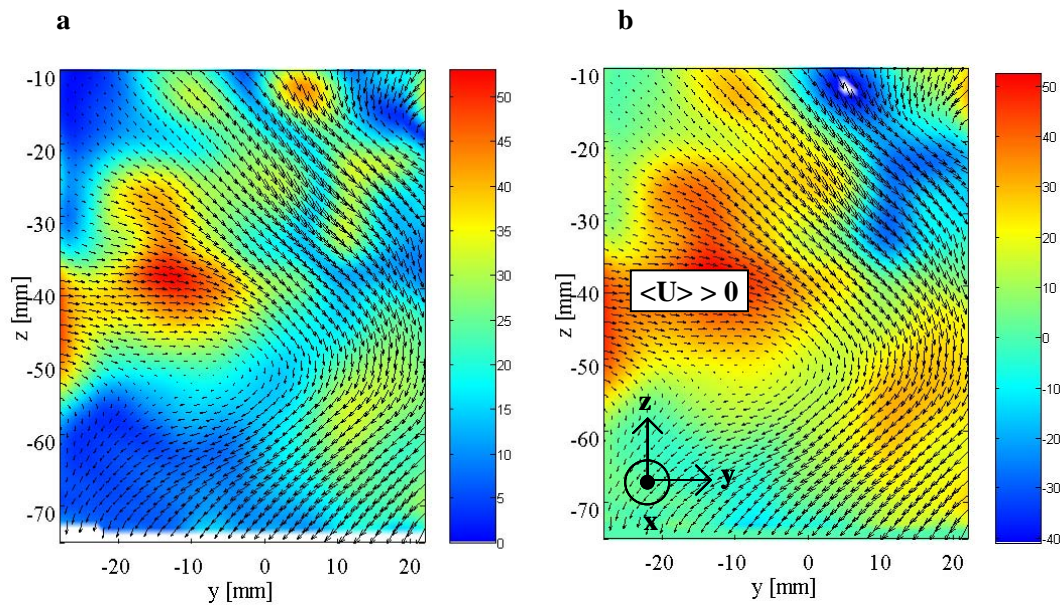


Figure 4-30 Champs de vitesse en moyenne de phase dans le plan vertical 1. **a**, avec sa norme, calculée sur les trois composantes; **b**, avec uniquement la troisième composante $\langle U \rangle$

Les contraintes de Reynolds ainsi que l'énergie cinétique fluctuante, calculée à partir des trois composantes, sont données en Figure 4-31. Nous constatons sur ces figures que la fluctuation est très intense dans la zone du jet de soupape débitant **B** et dans la partie inférieure de la chambre, couvrant ainsi la région **A**. Nous remarquons qu'une grande partie de la fluctuation est contenue dans la contrainte transverse $\langle u^2 \rangle$, les composantes $\langle v^2 \rangle$ et $\langle w^2 \rangle$ étant environ 10 fois plus faibles. Des macro-mouvements tridimensionnels sont donc attendus particulièrement dans les

régions **A** et **B**. La zone où l'on observe le point singulier **C** est elle aussi soumise à un important niveau de fluctuations.

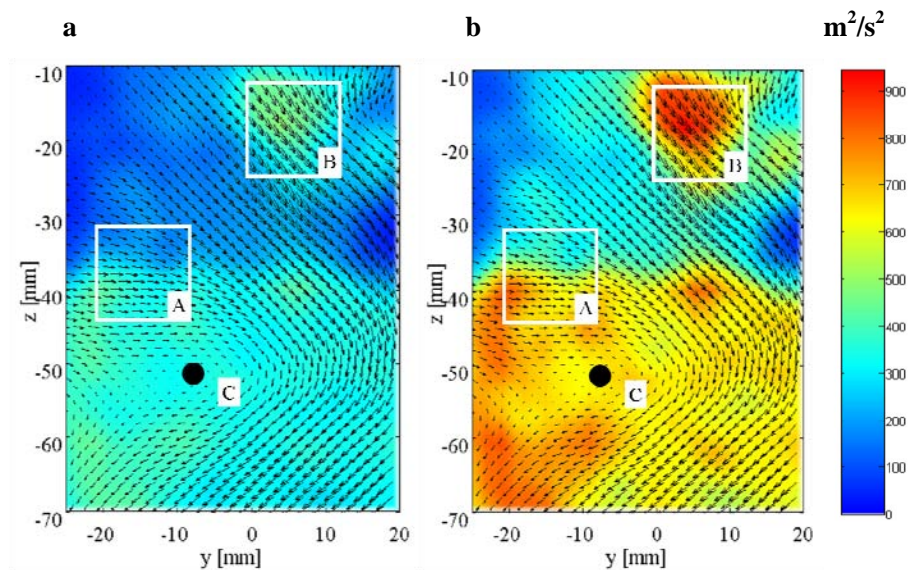


Figure 4-31 a, Energie cinétique fluctuante k_{3D} ; **b**, contrainte transverse $\langle u^2 \rangle$

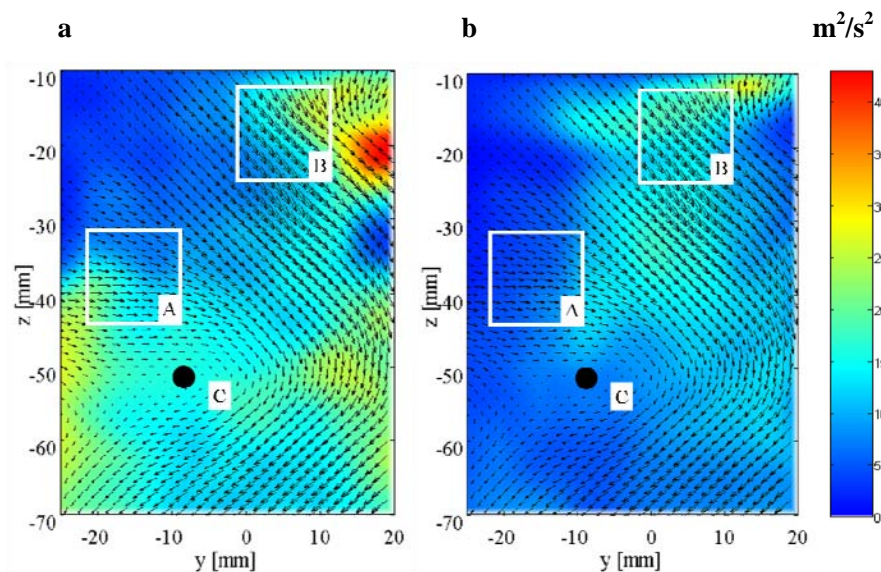


Figure 4-32 a, contrainte plane $\langle v^2 \rangle$; **b**, contrainte plane $\langle w^2 \rangle$

Compte tenu la description physique donnée en Figure 4-27, il est clair que des fluctuations de grande échelle des jet débitant D et swirlant S révéleraient (battements, intensité, effets 3D locaux) pourraient affecter la composante d'enroulement, et par voie de conséquence, favoriser ou défavoriser la formation de l'écoulement tournant au sein de la chambre. Nous allons tenter, dans le paragraphe suivant, d'identifier ces mouvements de grande échelle et éventuellement de les corrélérer. Nous pourrions alors proposer un moyen de quantifier **l'influence du jet débitant sur la composante d'enroulement**. Ce lien sera recherché grâce à l'application d'une E-POD à partir des données obtenues en PIV 2D3C.

4.4.2 Fluctuations et enroulement des jets de soupapes

L'examen des champs d'énergie cinétique fluctuante a révélé qu'une majeure partie de la fluctuation était localisée dans la zone des jets, près des soupapes, à 120 CAD. Le jet débitant correspondant à la zone **B** sur la Figure 4-33 pourrait donc être le siège d'importantes fluctuations, éventuellement liées à de grands mouvements. Nous cherchons donc à corrélérer ces grands mouvements du jet débitant **B** à la composante d'enroulement **A**.

Le champ présenté sur la Figure 4-33 « coupe » l'écoulement interne en son plan médian durant la structuration du mouvement, il possède donc une structure complexe. Plusieurs régions contribuant de manière significative à l'énergie cinétique globale proviennent de phénomènes physiques différents. Nous remarquons sur cette figure que le champ de vitesse obtenu à l'aide des deux composantes $\langle V \rangle$ et $\langle W \rangle$ (dans le plan de mesure) possède un point singulier de type foyer dans la région S (zone **C**). Comme nous savons interpréter le résultat d'une décomposition POD autour d'un tel point singulier -en composante de déplacement et de déformation- nous utilisons le domaine S et les deux composantes $\langle V \rangle$ et $\langle W \rangle$ pour un premier calcul POD.

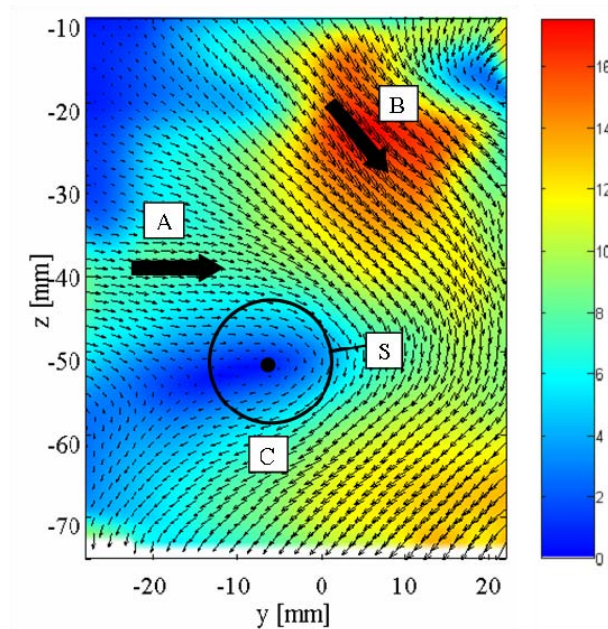


Figure 4-33 Champ PIV 2D3C médian 1, en moyenne de phase, à $\theta = 120$ CAD avec sa norme prise uniquement sur les deux composantes planes $\langle V \rangle$ et $\langle W \rangle$. La zone S correspond à la zone de masquage pour la décomposition orthogonale étendue

Dans S (cercle de rayon 8 mm dont le centre est le point de vitesse moyenne nulle), les deux composantes de la vitesse s'écrivent alors :

$$\mathbf{X} \in S \quad V(\mathbf{X}) = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \Phi_1(\mathbf{X}) \quad (46)$$

$$\mathbf{X} \in S \quad W(\mathbf{X}) = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \Phi_2(\mathbf{X}) \quad (47)$$

Dans tout le reste du domaine (Ω), pour les composantes V et W et dans tout le domaine $\Omega \cup S$ pour la troisième composante de la vitesse U obtenue par PIV 2D3C, nous obtenons par POD étendue :

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad V(\mathbf{X}') = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \Psi_1^{(p)}(\mathbf{X}') \quad (48)$$

$$\mathbf{X}' \in \Omega \quad W(\mathbf{X}') = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \Psi_1^{(p)}(\mathbf{X}') \quad (49)$$

$$\mathbf{X}' \in \Omega \cup S \quad U(\mathbf{X}') = \sum_{n=1}^N a_n^{(p)} \mu^{(p)}(\mathbf{X}') \quad (50)$$

Les composantes des modes étendus sont données par :

$$\Psi_1^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} V(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (51)$$

$$\Psi_2^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} W(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (52)$$

$$\mu^{(p)}(\mathbf{X}') = \frac{\langle a_n^{(p)} U(\mathbf{X}') \rangle}{\lambda^{(p)}} \quad (53)$$

Les quatre premiers modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda(k)} \Psi^{(k)}(\mathbf{x})$ sont présentés la Figure 4-34. La couleur de fond est la norme du mode étendu normalisé. Les modes obtenus dans S sont des modes caractéristiques du déplacement du foyer \square . Nous observons également sur les modes étendus 2 et 3 qu'il existe une corrélation (plus importante au mode 2) entre le déplacement du foyer présent dans S et la norme obtenue dans les régions V et T, correspondant au flux du jet débitant.

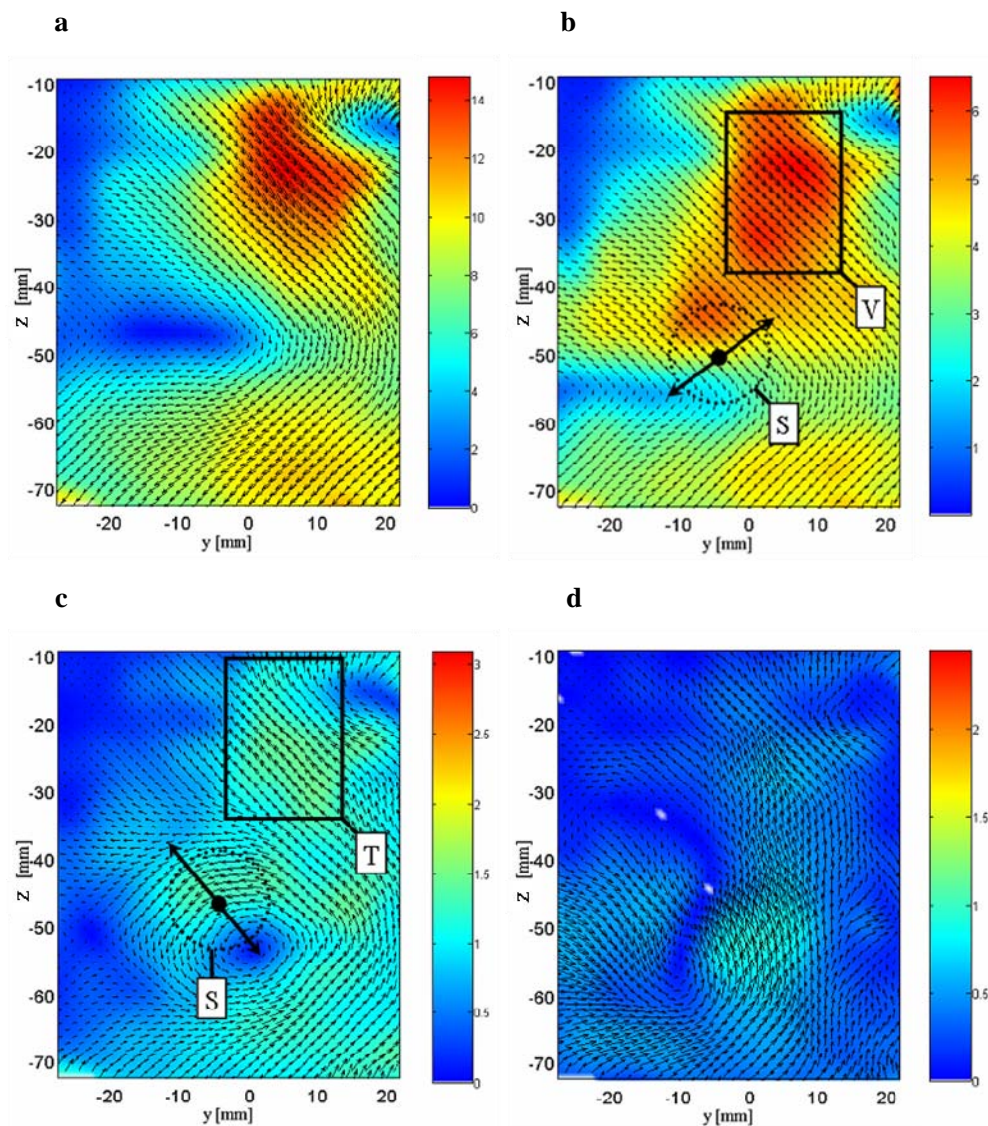


Figure 4-34 Quatre premiers modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda(k)}\Psi^{(k)}(\mathbf{x})$ pour $k=1$ à $k=4$

Nous avons construits, pour compléter cette analyse, les champs statistiquement probables correspondant aux modes 2 et 3. Nous avons noté, effectivement, en ce qui concerne la contribution du mode 2, que lorsque le foyer se déplace vers la zone V, le jet débitant est de faible intensité. Au contraire, lorsqu'il s'en éloigne, le jet devient plus intense. Le mode 3 montre aussi que lorsque le foyer descend dans la chambre, le jet débitant est plus fort. Par comparaison à la figure 4-37 donnée plus loin et présentant la troisième composante des modes étendus normalisés, nous pouvons noter que le niveau énergétique dans le plan (y-z) est bien plus faible.

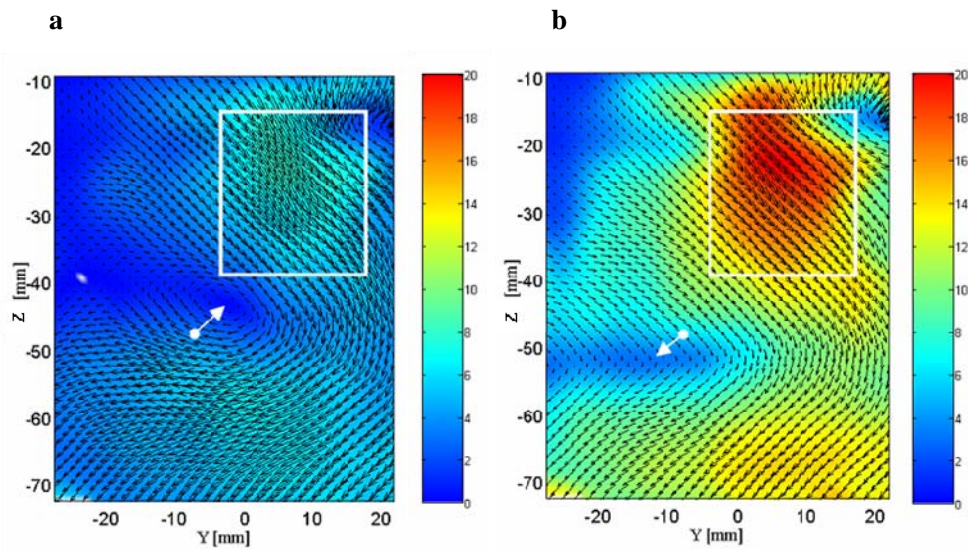


Figure 4-35 Champs statistiquement probables, à partir du mode 2: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + (\langle a_n^{(2)} \rangle - \sigma_{a_n^{(2)}}) \Psi^{(2)}$; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + (\langle a_n^{(2)} \rangle + \sigma_{a_n^{(2)}}) \Psi^{(2)}$

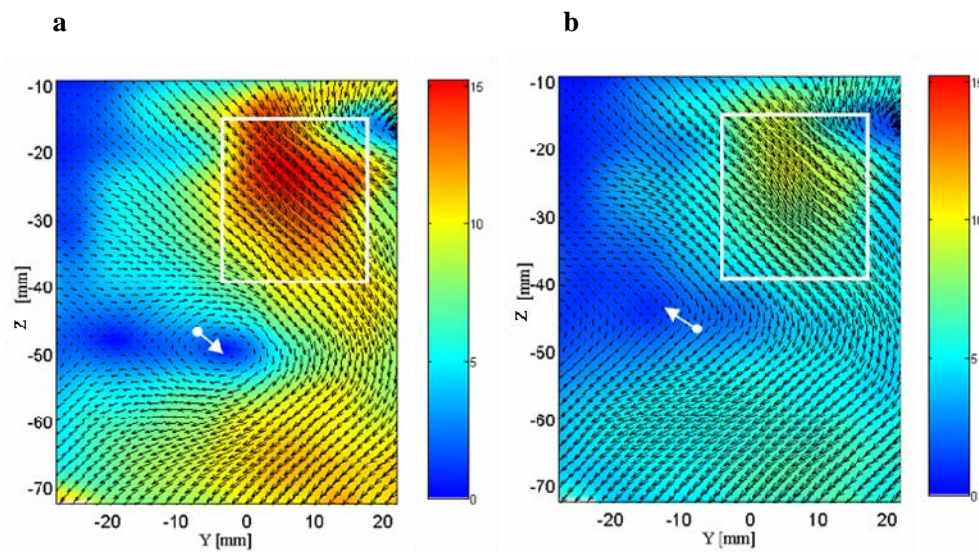


Figure 4-36 Champs statistiquement probables, à partir du mode 3: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + (\langle a_n^{(3)} \rangle - \sigma_{a_n^{(3)}}) \Psi^{(3)}$; **b**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + (\langle a_n^{(3)} \rangle + \sigma_{a_n^{(3)}}) \Psi^{(3)}$

Si l'on combine maintenant les modes 2 et 3, on peut intuitivement comprendre qu'un jet intense aura pour effet de pousser le foyer vers le bas du cylindre. Au contraire, la présence d'un jet débitant peu intense fera « remonter » le foyer. L'observation des modes étendus ainsi que des champs corrélés statistiquement probables a montré que l'intensité du jet débitant \boxed{B} se corrèle significativement au déplacement du foyer \boxed{C} .

De plus nous avons observé sur la Figure 4-30 que la signature de la composante d'enroulement est une forte valeur de la troisième composante de la vitesse U dans la zone A . Pour tenter d'examiner les fluctuations associées à cette zone, nous allons observer les modes $\mu^{(p)}(\mathbf{X}')$. Ces modes sont des modes scalaires. Sur les cartographies suivantes (cf. Figure 4-37a-d), les vecteurs r représentent les modes plans $\Psi^{(p)}(\mathbf{X}')$ (modes étendus en V et W). Le scalaire affiché en fond représente le mode étendu en U , soit $\mu^{(p)}(\mathbf{X}')$.

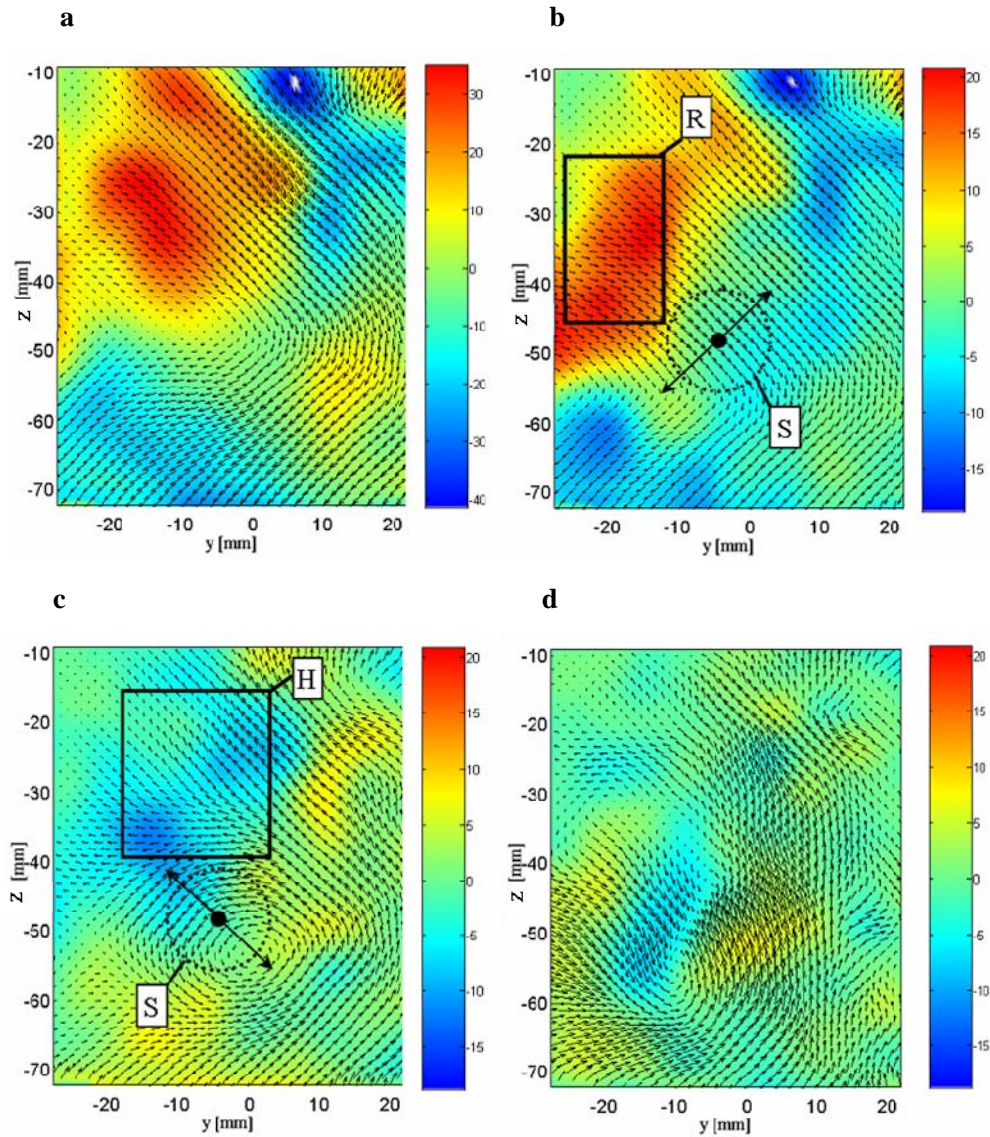


Figure 4-37 Quatre premiers modes étendus normalisés $\sqrt{\lambda(k)}\mu^{(k)}(\mathbf{x})$ pour $k=1$ à $k=4$

Nous pouvons, par ce biais, relier les macro-mouvements plans présents dans S à l'existence d'une composante transverse U plus ou moins importante à l'extérieur de S . L'observation de la Figure 4-37 montre le déplacement du foyer correspondant au mode 2 se corrèle à une forte composante transverse U dans la région R , où se trouve la composante d'enroulement. De plus, ce déplacement se corrèle aussi avec une région située dans la partie supérieure droite de la chambre. Cette dernière corrélation est moins forte et correspondrait certainement à une partie du flux débitant entraîné par la rotation du jet swirlant. Le déplacement du foyer marqué par le mode 3 se

corrèle avec une forte composante transverse U dans la région H, qui est décalée de quelques mm par rapport à la région R. Dans les deux cas, une corrélation importante est détectée entre le déplacement du foyer **C** et l'apparition d'une composante U significative dans une région qui correspond à la zone d'enroulement **A**. De plus, la construction des champs statistiquement probables a révélé que le déplacement du foyer vers le bas de la chambre se corrélait à une forte intensité de la composante d'enroulement dans **A**.

Les analyses précédentes permettent de conclure qu'un déplacement du point singulier vers le bas de la chambre s'accompagne toujours d'une intensification du flux du jet de soupape débitante et d'une intensification de la composante transverse U dans la région **A, signature de l'enroulement.**

(Maurel, 2001) avait observé, sur une configuration expérimentale différente, qu'une POD appliquée au jet donnant naissance à un rouleau révélait des modes caractérisant son battement dans le plan. Ici, nous montrons que dans le plan de mesure, aucun battement notable n'est constaté sur le jet débitant. En revanche, ce sont des fluctuations d'intensité qui apparaissent. L'information que nous donne la POD étendue plane ici, c'est qu'un déplacement du foyer vers le bas correspond à une dynamique plus importante de la zone débitante/enroulement. En effet, nous n'avons pas mis en évidence de composante de battement du jet débitant. En revanche, nous souhaitons attirer l'attention du lecteur sur la mise en évidence d'un battement transverse au plan. Nous nous proposons d'observer, par exemple, pour le mode 2, les champs statistiquement probables de la Figure 4-38 et de la Figure 4-39.

Dans la zone **B**, nous mettons en évidence une intensification de la vitesse plane, et une composante swirlante plus importante avec : dans **B**, une composante plus négative et dans **A**, une composante plus positive. La contribution du mode 3 se traduit de la même manière. Par conséquent, **les fluctuations de la composante U à la fois dans **A** et dans **B** semblent être fortement liées à l'intensification plane du jet débitant.**

Nous avons proposé dans cette section un moyen de corréler divers événements caractéristiques d'un écoulement tridimensionnel à partir de mesure PIV 2D3C. Il faut garder à l'esprit que l'obtention de résultats PIV 2D3C dans le cadre de ce type d'écoulement est relativement difficile. Des progrès concernant la configuration expérimentale et les conditions de mesure sont actuellement en cours en vue d'améliorer la qualité des résultats, notamment pour avoir accès aux plans soupapes et à l'écoulement dans le bol. Ces futurs résultats permettront de compléter la compréhension physique des interactions à l'admission et de donner des descriptions plus fiables des fluctuations de l'aérodynamique interne lors de sa génération.

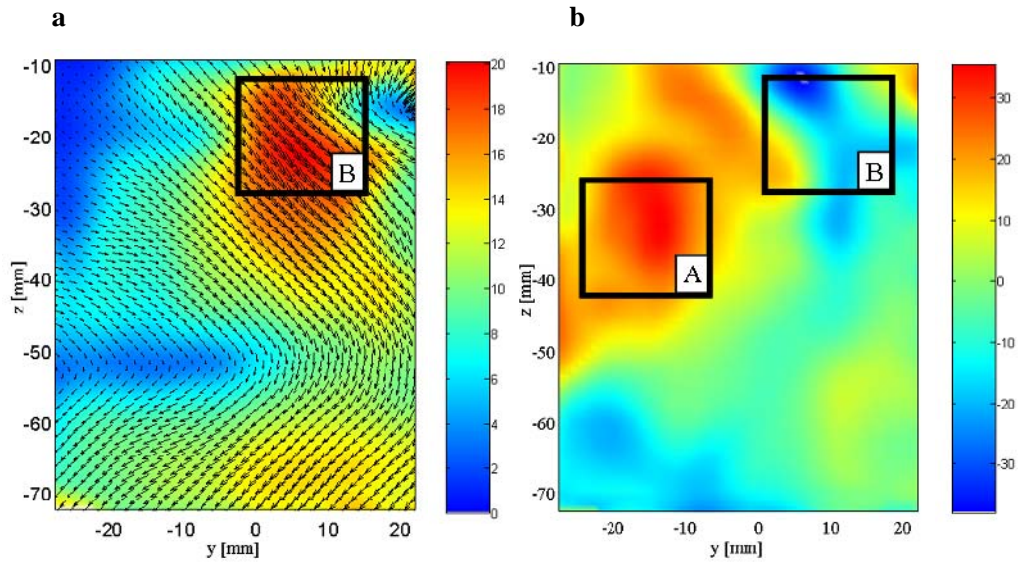


Figure 4-38 Champs statistiquement probable: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle + \sigma_{a_n^{(2)}} \right) \Psi^{(2)}$ et sa norme ; **b**,

$$\langle a_n^{(1)} \rangle \mu^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle + \sigma_{a_n^{(2)}} \right) \mu^{(2)}$$

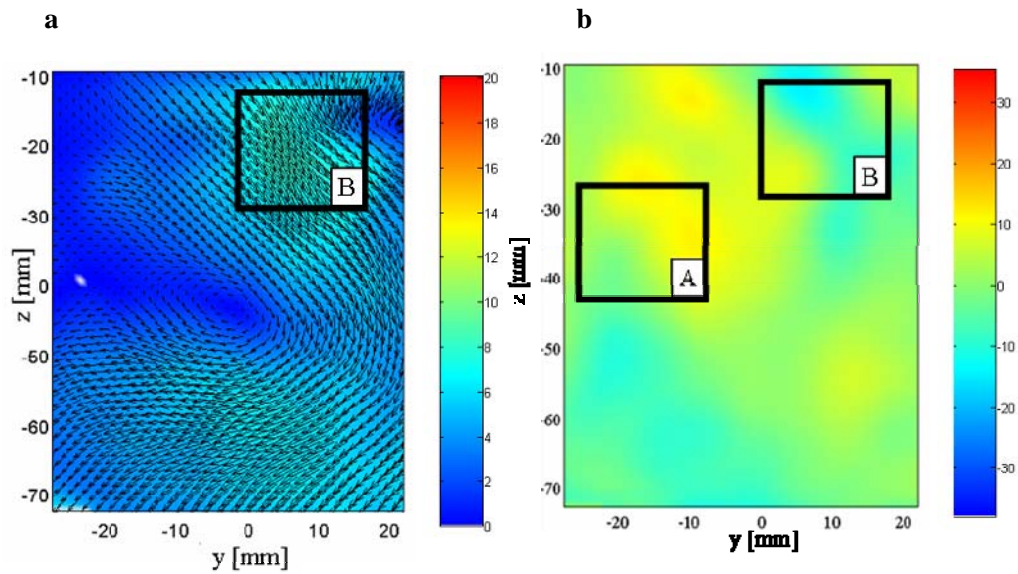


Figure 4-39 Champs statistiquement probable: **a**, $\langle a_n^{(1)} \rangle \Psi^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle - \sigma_{a_n^{(2)}} \right) \Psi^{(2)}$ et sa norme ; **b**,

$$\langle a_n^{(1)} \rangle \mu^{(1)} + \left(\langle a_n^{(2)} \rangle - \sigma_{a_n^{(2)}} \right) \mu^{(2)}$$

4.5 Synthèse du chapitre

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'analyse physique de la structure tourbillonnaire entre 0 et 180 CAD. Notre objectif était de mettre en évidence l'importance de la variabilité cyclique de l'écoulement durant la course d'admission.

Nous avons tout d'abord présenté les champs en moyenne correspondant aux phases les plus caractéristiques, dans les plans verticaux et horizontaux. L'écoulement d'admission est marqué par la pénétration du mouvement d'air dans la chambre. Le flux est généré par la descente du piston. Ce flux est le résultat de deux contributions. La première est celle de la soupape débitante ; le jet qui en est issu est un jet débitant servant à remplir le cylindre en air. La seconde contribution est celle de la soupape swirlante qui génère un jet swirlant destiné à créer le mouvement de tourbillon. Dans la partie supérieure de la chambre, entre $z = -30$ mm et $z = 0$ mm, ces deux jets interagissent fortement, notamment durant la première moitié de la course d'admission. A partir de 120 CAD, ils se combinent en un jet résultant qui s'enroule dans la chambre.

L'observation de l'énergie cinétique fluctuante a montré que celle-ci, en décroissant progressivement au cours de l'admission, s'organisait en zones privilégiées. Ces zones sont localisées près des jets de soupapes, dans la partie centrale de la chambre et dans la zone frontale du jet résultant.

L'examen de l'état de l'écoulement au PMB a révélé que l'enroulement du jet résultant était encore détecté. Ceci relativise la vision d'un écoulement tournant de manière uniforme au PMB, vision qui au vu de nos résultats, nous paraît caricaturale. Les fluctuations observées se concentrent principalement dans la partie centrale de l'écoulement ainsi que dans la zone frontale du jet résultant. La variabilité cyclique de l'écoulement a pu être liée au déplacement du tourbillon central et par E-POD, nous avons montré qu'il existait une corrélation entre ce déplacement de la zone centrale et l'intensité du jet résultant.

Nous nous sommes finalement intéressés dans une dernière section, à la création du jet résultant et à ses fluctuations. Ainsi, nous avons focalisé notre analyse sur la phase $\theta = 120$ CAD. L'observation des résultats en moyenne de phase a conduit à l'élaboration d'un scénario d'écoulement. Nous avons ainsi mis en avant l'existence de deux composantes principales de l'écoulement à cette phase : une composante débitante (engendrée par le jet débitant) et une composante d'enroulement (engendrée principalement par le jet swirlant mais aussi par une partie entraînée du jet débitant). Nous nous sommes ensuite interrogés sur une éventuelle corrélation entre ces deux composantes. Ces dernières apparaissant dans des plans perpendiculaires, nous n'avons pu travailler sur les résultants de PIV 2D2C. Les champs obtenus en PIV 2D3C ont ainsi été mis à profit. L'application d'une E-POD a permis d'observer l'impact du jet débitant sur la composante d'enroulement du jet résultant. Elle a aussi révélé un battement tridimensionnel du jet débitant.

L'admission est donc, eu égard aux fluctuations mises en évidence, caractérisée par un fort niveau de variabilité cyclique associée aux mouvements de grande échelle des jets de soupapes. La structure de l'écoulement avant la compression est perçue comme l'enroulement d'un jet résultant, entraînant une non uniformité de l'écoulement avant la remontée du piston.

Nous allons dans la suite nous attacher à caractériser le comportement de l'écoulement durant la course de compression, en s'attardant plus particulièrement sur les phases à 270 et 360 CAD (PMH). Nous pourrions ainsi connaître l'état et l'évolution de la structure hautement variable que nous avons mise en évidence dans ce chapitre.

4.6 Bibliographie du chapitre

- Borée J** (2003). Extended proper orthogonal decomposition: a tool to analyse correlated events in turbulent flows. *Exp. in Fluids*, **35**: 188-192.
- Delery J** (2001). Aérodynamique: décollements 3D et tourbillons. Cours de l'Onera.
- Deslandes W** (2004). Structure et dispersion de l'aérodynamique interne des moteurs Diesel. Caractérisation par diagnostic optique. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.
- Enotiadis AC ; Vafidis C ; Whitelaw JH** (1990). Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in fluids* **10**: 77-86.
- Graftieaux L; Michard M; Grosjean N** (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and technology* **12**: 1422-1429.
- Marc D** (1998). Etude expérimentale de la compression d'un écoulement de roulement, situation modèle de l'aérodynamique interne des moteurs à pistons. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.
- Maurel S, Borée J, Lumley JL** (2001). Extended proper orthogonal decomposition: Application to jet/vortex interaction. *Journal of Flow, Turbulence and Combustion* **67**: 125-136.
- Patte-Rouland B, Lalizel G, Moreau J, Rouland E** (2001). Flow analysis of an annular jet by particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition. *Meas. Sci. Technol.* **12**: 1404-1412

Chapitre 5

Analyse physique de la compression de l'écoulement

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre à la compression de la structure tourbillonnaire générée lors de la course d'admission. L'étude de ce type d'écoulement en compression est fondamentale pour le motoriste car elle permet de connaître l'état de l'aérodynamique interne pour les phases propices à l'injection de carburant dans la chambre, pour les stratégies de combustion Diesel (en combustion conventionnelle ou en HCCI). En effet, la quantité de mouvement angulaire portée par cette structure tourbillonnaire doit être suffisamment importante pour garantir les propriétés de transport adéquates, mais pas trop forte afin d'éviter le recouvrement de jets de carburants. La combustion dépendra donc essentiellement des caractéristiques de l'aérosol de carburant et de son interaction avec le mouvement aérodynamique présent dans la chambre. Ces caractéristiques doivent, d'un point de vue motoriste, être les mêmes d'un cycle à l'autre. Or, nous avons montré au chapitre 4 que l'écoulement généré au cours de l'admission était formé de l'enroulement d'un jet résultant hautement variable en intensité d'un cycle à l'autre; cette variabilité cyclique se corrélant au déplacement de la région centrale de la structure tourbillonnaire. Nous pouvons donc suspecter de la même manière une persistance de cette variabilité cyclique durant la course de compression. Nous allons dans ce chapitre examiner cet aspect. Mentionnons que la variation cyclique des moteurs a été discutée par exemple dans (Enotiadis, 1990). Le caractère répétable de l'aérodynamique interne est donc une donnée cruciale. Les mesures obtenues par le passé en LDV (Arcoumanis et Whitelaw 1987; Arcoumanis et al. 1983, 1987, 1991; Hill et Zhang 1994; Payri et al. 1996) ont permis une première approche de ces variations cycliques, de la structure des écoulements internes associés, et de l'état de la turbulence (Gerber et al. 1981, 1985). Grâce aux mesures PIV 2D2C que nous allons exploiter dans ce chapitre, nous tenterons de lier ces variations cycliques à la structure spatiale de l'écoulement tournoyant et nous verrons que les fluctuations de structures contribuent significativement aux variations cycle à cycle de l'écoulement compressé. Nous nous intéresserons dans un premier temps à la description globale de l'écoulement durant la course de compression. L'écoulement en moyenne de phase sera en particulier examiné et nous montrerons que l'enroulement de jet résultant perdure à certaines phases de la compression.

Puis, nous tenterons d'améliorer la compréhension physique de la structure tourbillonnaire et des variations cycliques associées en étudiant deux phases particulièrement cruciales de la course de compression : (i) nous examinerons tout d'abord l'écoulement en milieu de compression, à 270 CAD. A cette phase, le tourbillon formé est à caractériser pour les cas d'avance à l'injection (AVI) précoce ou pour des stratégies de combustion avancées. Nous insisterons plus particulièrement sur le caractère répétable et la structure de l'écoulement tournoyant, par le calcul des statistiques de la circulation. Une application de la POD sur ces statistiques de la circulation mettra en évidence la présence des fluctuations de structures dès les premiers modes de la décomposition; (ii) nous observerons ensuite l'état de la structure au PMH, phase cruciale au voisinage de laquelle a lieu l'injection de carburant en combustion conventionnelle. Nous examinerons enfin les statistiques de la circulation au PMH pour savoir si le transfert de masse (squish) du volume principal dans le bol se déroulant dans les dernières phases de la compression a un impact significatif sur la répétabilité de l'écoulement.

5.1 Analyse globale de la compression

5.1.1 Description en moyenne de phase

Avant d'aborder la description des champs en moyenne de phase obtenus, nous pouvons effectuer quelques remarques sur la compression axiale de l'écoulement moyen tournant. En effet, la compression du fluide au sein de la chambre est caractérisée par une variation rapide de l'état thermodynamique de celui-ci. Il est instructif de comparer la variation thermodynamique à la variation de volume de la chambre. La rapidité de la compression est caractérisée par le temps caractéristique τ_c défini par :

$$\tau_c = \left| z_p / V_p \right| \quad (54)$$

Où z_p est la distance entre la culasse et la surface du piston. Sur la Figure 5-1, nous avons représenté l'évolution de z_p/S , $V_p/\overline{V_p}$, et du rapport de τ_c à $S/\overline{V_p}$ pour notre moteur. Notons que $\tau_e = S/\overline{V_p}$ est le temps caractéristique du moteur. Nous voyons que, durant la compression, et notamment à partir de 240 CAD (20 CAD après le retard de fermeture à l'admission-RFA), nous avons $\tau_c < \tau_e$ avec, à 270 CAD, $\tau_c \approx S/3\overline{V_p}$.

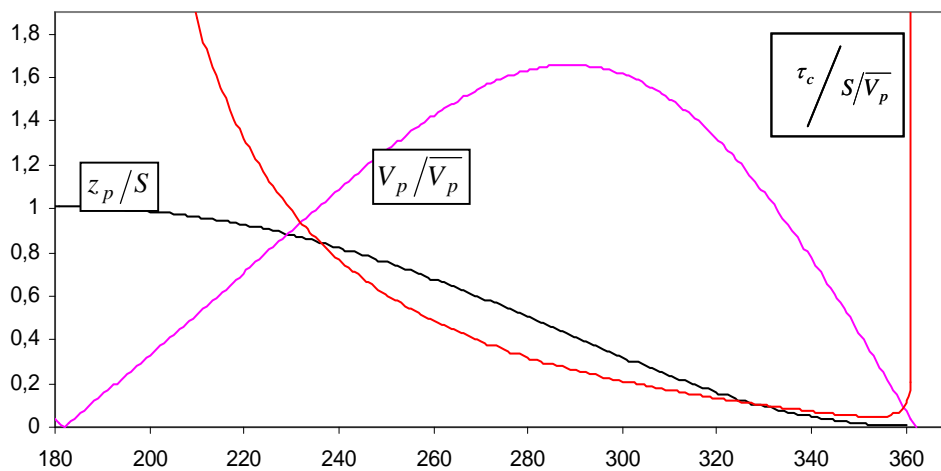


Figure 5-1 Evolution de z_p/S (—), $V_p/\overline{V_p}$ (—), et du rapport de τ_c à $S/\overline{V_p}$ (—); rapport de longueur bielle/manivelle égal à 3 et taux de compression de 20

En négligeant le mouvement de swirl et le frottement aux parois, nous pouvons obtenir une autre représentation de τ_c . En rappelant que nous sommes en situation d'écoulement compressé (i.e. la densité est homogène spatialement car la célérité des ondes est grande devant la vitesse de déplacement du piston et les vitesses d'agitation turbulente, faible nombre de Mach), nous avons $\rho = \rho(t)$. La continuité de l'écoulement permet alors d'écrire que :

$$\tau_c = \left| z_p / V_p \right| = \left| \frac{\rho}{d\rho/dt} \right| \quad (55)$$

Le temps caractéristique τ_c caractérise donc la rapidité des changements thermodynamiques dans la chambre.

La compression va agir sur les caractéristiques propres du tourbillon engendré, dont l'axe de rotation est aligné en théorie avec l'axe de compression. La présence du bol dans le piston a pour effet d'accélérer le fluide en fin de compression afin d'améliorer le brassage à grande échelle air-carburant.

Il est donc intéressant de relier la vitesse de rotation fluide à un certain CAD de la compression (généralement, on considère 180 CAD, bien que nous ayons vu que l'écoulement n'est pas convenablement structurée à ce stade) à la vitesse en fin de compression. En d'autres termes, il faut lier la vitesse de rotation d'un état initial (0) à la vitesse de rotation dans un état final (f), soit ω_0 et ω_f . La généralisation de la conservation du moment cinétique avec changement de densité aboutit à l'équation de Cauchy (Lumley 1999), valable en fluide parfait :

$$\rho_0 l_0 \omega_f = \rho_f l_f \omega_0 \quad (56)$$

Où ρ_0 et ρ_f sont les densités initiale et finale ; l_0 et l_f sont les longueurs des tourbillons initial et final. L'effet de la compression sur un tourbillon de swirl se traduirait, *en l'absence de bol*, par :

$$\omega_f = \omega_0 \quad (57)$$

Les vorticité initiale et finale sont identiques. Aucune amplification de la rotation n'est produite. La seconde étape consiste maintenant prendre en compte la présence du bol et donc du transfert de l'écoulement dans la bol. Nous pouvons toujours appliquer l'équation (5-3) et nous obtenons, avec un diamètre de bol deux fois plus petit que celui du cylindre:

$$\omega_f = \frac{R_0^2}{R_f^2} \omega_0 = 4\omega_0 \quad (58)$$

Le facteur d'amplification théorique est donc, dans notre cas, voisin de 4. La conservation du moment cinétique utilisée pour l'établissement de l'équation (56) nécessite l'hypothèse d'absence de frottement. Il peut donc être utile d'évaluer l'importance du frottement aux parois de la chemise. Ce frottement est induit par une couche limite turbulente. La contrainte de frottement est, dans ce type d'écoulement, proportionnelle à la vitesse de frottement u^* (Tennekes et Lumley, 1972 ; Schlichting, 1979 ; Borée, 2004) dans la couche limite selon:

$$\tau = \rho u^{*2} \quad (59)$$

$$u^* \approx \overline{V_\theta} / 30 \quad (60)$$

Où $\overline{V_\theta} = V_\theta(r = b/2)$ est la vitesse orthoradiale de l'écoulement au demi alésage. Cette approximation est valable pour une large gamme de nombre de Reynolds (Lumley, 1999). La contrainte de frottement peut alors s'écrire :

$$\tau = \rho \overline{V_\theta}^2 / 900 \quad (61)$$

En appliquant le théorème du moment cinétique (variation du moment cinétique égal au couple appliqué), en intégrant l'équation obtenue à chaque pas de temps, et en supposant de manière réaliste que les vitesses périphériques sont de l'ordre de $\overline{V_\theta} \approx 13m/s$, on montre que le temps mis par la vitesse angulaire $\overline{V_\theta}$ pour chuter de moitié est $t \approx 38S/\overline{V_p}$, soit 38 courses de compression. Il est donc clair que malgré les approximations effectuées, l'effet du frottement à la paroi latérale est négligeable. Afin de déterminer la vitesse de rotation fluide ω_s au sein de la chambre, plusieurs définitions peuvent être proposées. Elles conduisent à la mise en place d'un nombre de swirl R_s qui compare la vitesse de rotation de la charge gazeuse à la vitesse de rotation du volant moteur :

$$R_s = \omega_s / \omega_m \quad (62)$$

Le problème de la détermination de ω_s entraîne bien souvent l'hypothèse de corps solide, ce qui permet de ramener cette vitesse de rotation au rapport de la projection du moment cinétique sur l'axe du cylindre z au moment d'inertie du disque fluide par rapport à z :

$$\omega_s = M_z / I_z \quad (63)$$

L'application de l'équation (63) permet d'obtenir, par exemple, à 270 CAD, des nombres de swirl voisins de $R_s \approx 2$. Dans le Tableau 5-1, le nombre de swirl R_s^A est calculé en utilisant l'équation (63), en prenant le moment cinétique au point de vitesse nulle et l'inertie en ce même point. En calculant ces grandeurs par rapport au centre géométrique de la chambre, des valeurs similaires sont obtenues.

	$z = -2,5mm$	$z = -7,5mm$	$z = -15mm$	$z = -30mm$	$z = -45mm$
R_s^A	2,26 2	,55	1,96 2	,11	1,86
R_s^B	2,01 2	,11	1,82 2	,06	1,76

Tableau 5-1 Valeurs du nombre de swirl en fonction des différents plans de mesure dans le cylindre, pour le milieu de la course de compression, à 270 CAD

Dans le calcul du nombre de swirl R_s^B , la vitesse de rotation fluide est obtenue par une moyenne spatiale de la composante verticale de la vorticité moyenne sur le domaine de mesure S , selon :

$$\omega_s = \frac{1}{S} \int_S \frac{1}{2} (\nabla \wedge \langle \mathbf{U} \rangle) \cdot d\mathbf{S} \quad (64)$$

Quelque soit la méthode retenue, l'ordre de grandeur à retenir est $R_s(\theta = 270) \approx 2$, ce qui correspond à une vitesse périphérique de $\overline{V_\theta} \approx 12m/s$, confirmant ainsi l'ordre de grandeur utilisé pour l'estimation du frottement pariétal.

L'étude des champs obtenus pendant la course de compression est effectuée à partir du plan $z = -7,5mm$. Ceci nous permet d'obtenir des champs de vitesses moyennes pour tous les degrés caractéristiques de la compression et d'avoir, au PMH, un plan localisé à mi-bol (cf. Figure 5-2).

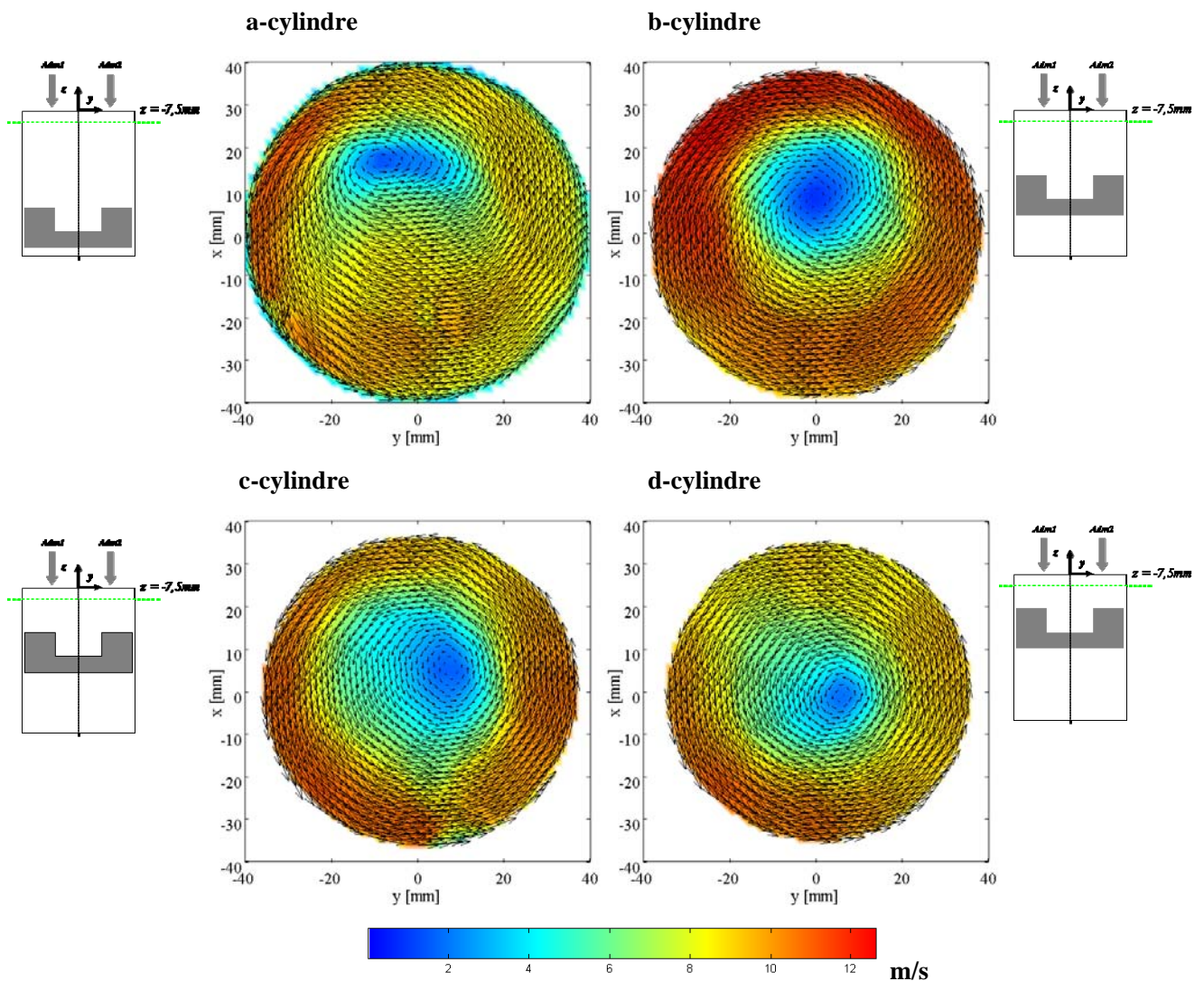
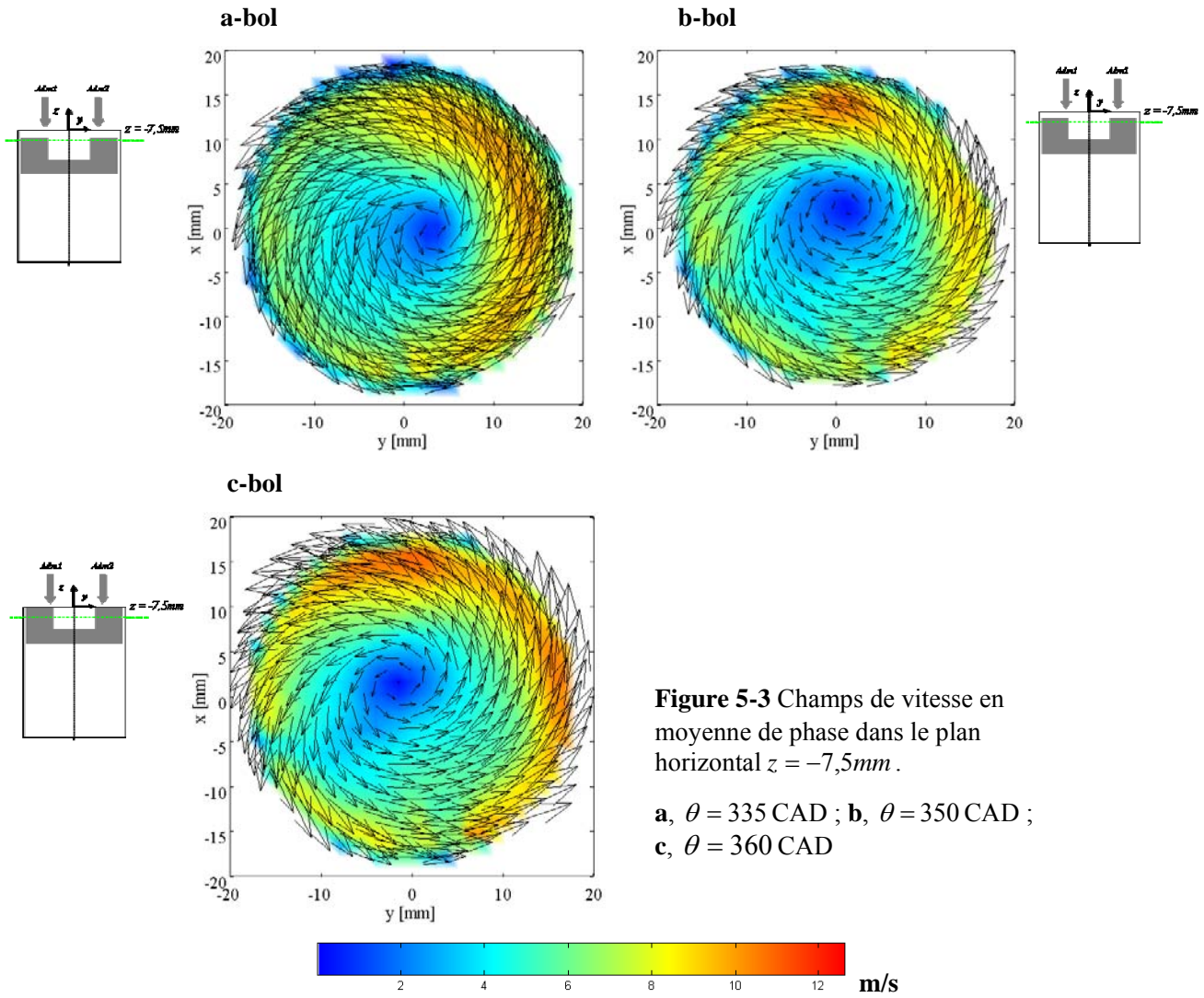


Figure 5-2 Champs de vitesse en moyenne de phase dans le plan horizontal $z = -7,5 \text{ mm}$. **a**, $\theta = 220 \text{ CAD}$; **b**, $\theta = 270 \text{ CAD}$; **c**, $\theta = 300 \text{ CAD}$; **d**, $\theta = 320 \text{ CAD}$

La vitesse moyenne maximale en compression est d'environ 12,5 m/s dans le plan de visualisation. Les gradients orthoradiaux de vitesse moyenne sont identifiables à $\theta = 220 \text{ CAD}$ et à $\theta = 320 \text{ CAD}$. Pour $\theta = 270 \text{ CAD}$ et $\theta = 300 \text{ CAD}$, la rotation moyenne est quasi-uniforme, malgré un décalage du point de vitesse nulle par rapport au centre géométrique de la chambre. A 320 CAD, le mouvement de rotation est moins intense. Ceci s'explique en partie par un transfert plus important de l'écoulement dans le bol, puisque qu'à partir de cette phase, les volumes du bol et du cylindre deviennent équivalents. L'écoulement dans le bol est présenté sur la Figure 5-3. La vitesse maximale observée dans le plan de mesure est de 11 m/s, la direction de l'écoulement étant principalement orthoradiale. En supposant la conservation du moment cinétique entre 270 CAD et 360 CAD, nous pouvons estimer la vitesse tangentielle théorique de l'écoulement obtenu dans le bol au PMH, celle-ci présentant une faible dispersion cycle à cycle dans le plan de mesure.



La vitesse périphérique dans le cylindre au RFA et la vitesse périphérique en fin de compression sont données par :

$$\overline{V_{\theta}}^{220^{\circ}} \approx (b/2)\omega_s^{\theta=220^{\circ}} \quad (65)$$

$$\overline{V_{\theta}}^{360^{\circ}} = (d_b/2)\omega_s^{360^{\circ}} \approx (b/4)\omega_s^{360^{\circ}} \quad (66)$$

Où $d_b \approx b/2$ est le diamètre du bol. Le rapport des vitesses tangentielles périphériques s'écrit alors:

$$\frac{\overline{V_{\theta}}^{360^{\circ}}}{\overline{V_{\theta}}^{220^{\circ}}} \approx \frac{1}{2} \frac{\omega_s^{360^{\circ}}}{\omega_s^{220^{\circ}}} \quad (67)$$

En vertu de l'équation (58) qui postule un facteur d'amplification théorique égal à 4, nous avons:

$$\overline{V_{\theta}}^{360^{\circ}} \approx 2\overline{V_{\theta}}^{220^{\circ}} \quad (68)$$

Nous devrions donc avoir, au PMH, une vitesse périphérique deux fois plus importante que celle mesurée au RFA. Or, les vitesses périphériques dans le bol sont de l'ordre de la vitesse périphérique dans la chambre :

$$\overline{V_\theta}^{220^\circ} \approx \overline{V_\theta}^{360^\circ} \quad (69)$$

L'équation (67) permet de trouver une amplification expérimentale de la rotation, dans ce plan de mesure, voisine de $\omega_s^{360^\circ} / \omega_s^{220^\circ} \approx 2$, alors que l'amplification théorique est de 4. Un tel écart n'est peut-être imputable aux frottements, comme nous l'avons mentionné plus haut. En revanche, un transfert de la vitesse vers la troisième composante, crée ainsi un écoulement torique, est une hypothèse probable quand à l'écart observé. Nous vérifierons cette dernière hypothèse lors de l'étude approfondie de l'écoulement au PMH.

5.1.2 Evolution globale de l'énergie cinétique fluctuante

Tout au long de la compression, l'énergie cinétique fluctuante contenue dans le plan $z = -7,5mm$ varie. Le Tableau 5-2 présente les valeurs intégrées de k_{2D} sur le domaine mesuré. La tendance globale est une décroissance générale, bien qu'une remontée soit visible à 350 CAD. Ce pic local à 350 CAD a d'ailleurs été observé par (Deslandes, 2004) à partir de valeurs intégrées dans la chambre complète.

θ (CAD)	270	300	320	335	350	360
$\sum_S k_{2D} (\times 10^3 m^2/s^2)$	7,8	8,1	7,3	3,6	4	1,7

Tableau 5-2 Energie cinétique fluctuante intégrée sur le domaine de mesure pendant la compression

Cette décroissance de l'énergie cinétique fluctuante dans la chambre serait due soit à la dissipation turbulente, soit à une diminution de l'importance des fluctuations de grande échelle pendant la compression. Il semble donc intéressant de s'attacher à ces dernières pour caractériser les états importants de la compression. Nous nous focaliserons dans la suite à l'écoulement à 270 CAD et à 360 CAD. Nous tenterons de déterminer la nature des variations cycliques et de comparer leur action pour ces deux phases remarquables.

5.2 Analyse physique de l'écoulement en milieu de compression

5.2.1 Etat de l'écoulement moyen en milieu de compression

Avant de nous attacher à la variabilité cyclique de l'écoulement, les champs obtenus en moyenne de phase vont être présentés pour cerner l'état global de l'aérodynamique à cette phase.

Les moyennes d'ensemble des champs horizontaux ($\langle \mathbf{V} \rangle$, $\langle \mathbf{U} \rangle$), pour chaque plan de visualisation, en milieu de compression, sont présentées sur la Figure 5-4. Les champs 5-4a-e correspondent à des champs appartenant au cylindre, alors que le dernier champ, celui de la figure 5-4f correspond à un plan appartenant au bol. La plus haute norme de vitesse observée dans la chambre est de 12 m/s , ce qui est élevé compte tenu du confinement du domaine. Par ailleurs, la plus haute norme de vitesse dans le bol est 6 m/s , soit globalement deux fois moins que dans la chambre.

En milieu de compression, la structure tourbillonnaire générée à l'admission s'établit ; la rotation s'est installée au sein de l'écoulement. La direction principale de l'écoulement moyen est azimutale. En revanche, l'aspect non axisymétrique du mouvement d'air moyen est évident ($\partial \langle V_\theta \rangle / \partial \theta \neq 0$). De plus, les gradients axiaux de vitesses moyennes subsistent. Effectivement, le point de vitesse nulle n'est pas situé au centre géométrique du cylindre $(x, y) = (0, 0)$. Cette position du point de vitesse nulle est différente d'un plan de visualisation à l'autre, notamment entre les plans supérieurs (entre $z = -2,5$ et $z = -15$ mm) et les plans inférieurs ($z = -30$ et $z = -45$ mm). Cela révèle des déformations importantes et des inhomogénéités inter-plans dans la distribution de vitesse moyenne du tourbillon.

La rotation d'un tourbillon en domaine clos s'accompagne d'un mouvement d'advection induit. Les travaux de (Van Geffen et al. 1996 ; Marc 1998 ; Mauriel 2001) ont montré l'évolution d'un tourbillon advecté en domaine rectangulaire. La détection de ce mouvement d'advection est effectuée par un calcul de vorticité. Le pic de vorticité est alors décalé par rapport au point de vitesse nulle, ce qui prouve qu'un autre mouvement de rotation se superpose au tourbillon fluide. Le point de vitesse nulle n'est donc pas le centre absolu du mouvement tourbillonnaire. La méthode de détection par le pic de vorticité suppose en outre le caractère bidimensionnel de l'écoulement ainsi que l'absence de fortes zones de cisaillement au sein de l'écoulement qui pourraient induire un niveau de rotationnel parasite. Or, dans le cas qui nous préoccupe, il est difficile de supposer chacune de ces hypothèses. De plus, nous verrons, sur les champs instantanés présentés dans le paragraphe suivant, que la structure de l'écoulement ne peut être réduite à un simple tourbillon de grande échelle.

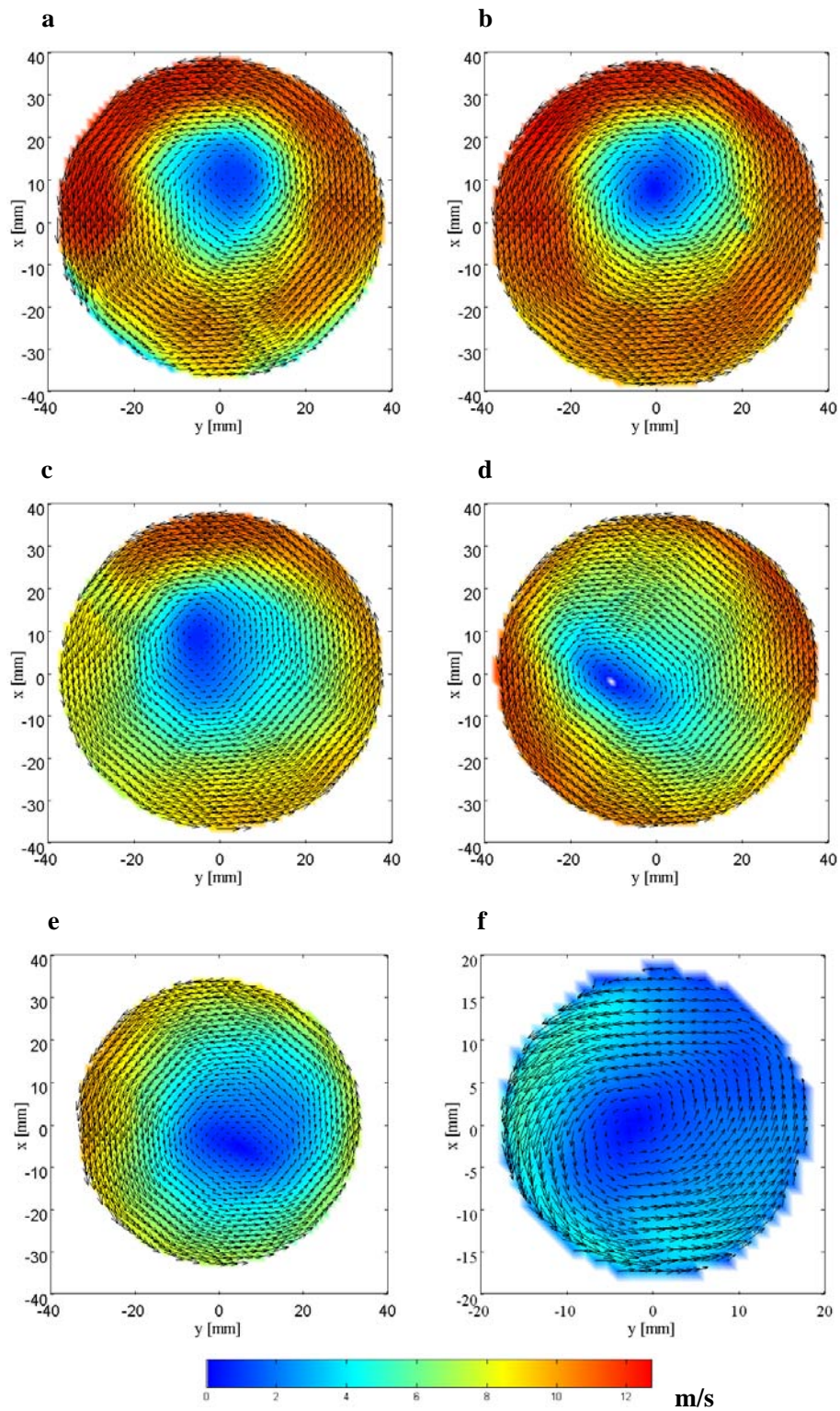


Figure 5-4 Champs horizontaux en moyenne de phase et leur norme; **a**, $z = -2,5$ mm ; **b**, $z = -7,5$ mm ; **c**, $z = -15$ mm ; **d**, $z = -30$ mm ; **e**, $z = -45$ mm ; **f**, $z = -65$ mm

Les champs en moyenne de phase dans les plans verticaux sont présentés sur la Figure 5-5 et sur la Figure 5-6. Pour un mouvement déterministe de corps solide strictement centré sur l'axe géométrique de la chambre et comprimé par le mouvement d'un piston, nous aurions mesuré un champ vertical composé d'une unique vitesse verticale dans le plan de symétrie. La rotation de la charge aurait été alors détectée dans les plans latéraux, mais les calculs menés ci-dessous montrent que l'angle $\chi = \text{Arctg}(\langle W \rangle / \langle U \rangle)$ dans ces plans latéraux devrait être une fonction de z uniquement, décroissant lorsque l'on se rapproche du toit de la culasse. Or nous n'observons pas de tels champs simplifiés sur la Figure 5-5 et sur la Figure 5-6. La structure de l'écoulement est bien plus complexe. En particulier, nous détectons de grandes vitesses moyennes verticales (de l'ordre de 6 m/s, soit la moitié de la vitesse azimutale moyenne) dans la région centrale de la chambre. Cela correspond à la région du coeur de l'écoulement tournant qui va être analysées dans la suite. A $\theta = 270 \text{ CAD}$, le volume du bol représente seulement de 6% celui du cylindre. Ce volume peut donc être négligé en première approche. En faisant l'hypothèse d'un écoulement purement vertical sous l'effet du mouvement d'un piston plat, nous pouvons ainsi accéder à la composante verticale moyenne $\langle W \rangle$. Nous utilisons pour cela la décomposition de type Helmholtz (Batchelor, 1967):

$$\langle \mathbf{V} \rangle = \langle \mathbf{V}_0 \rangle + \langle \mathbf{V}_1 \rangle \quad (70)$$

$\langle \mathbf{V}_0 \rangle$ est le champ solénoïdal et $\langle \mathbf{V}_1 \rangle$ est le champ de dilatation.

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{V}_0 \rangle = 0 \quad (71)$$

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{V}_1 \rangle + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \nabla \wedge \langle \mathbf{V}_1 \rangle = 0 \quad (72)$$

La masse volumique de gaz frais enfermée dans la chambre s'exprime en fonction de la masse d'air et du volume de la chambre à l'instant $\theta = 270 \text{ CAD}$. En faisant l'hypothèse d'une masse d'air constante (i.e. pas de fuites à la segmentation par blow-by), et connaissant la position du piston ainsi que sa vitesse instantanée, nous obtenons :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{V_p}{z_p} \quad (73)$$

L'hypothèse d'une rotation de type corps solide permet d'annuler les dérivées longitudinales et transversales, telle que la composante verticale du champ de dilatation vérifie:

$$\frac{\partial \langle W_1 \rangle}{\partial z} = \frac{V_p}{z_p} \quad (74)$$

La condition limite au piston permet de résoudre le champ et ainsi d'exprimer la composante solénoïdale moyenne :

$$\langle W_0 \rangle = \langle W \rangle - \frac{V_p}{z_p} z \quad (75)$$

Ce champ solénoïdal moyen $\langle W_0 \rangle$ est aussi représenté sur la Figure 5-5 et la Figure 5-6.

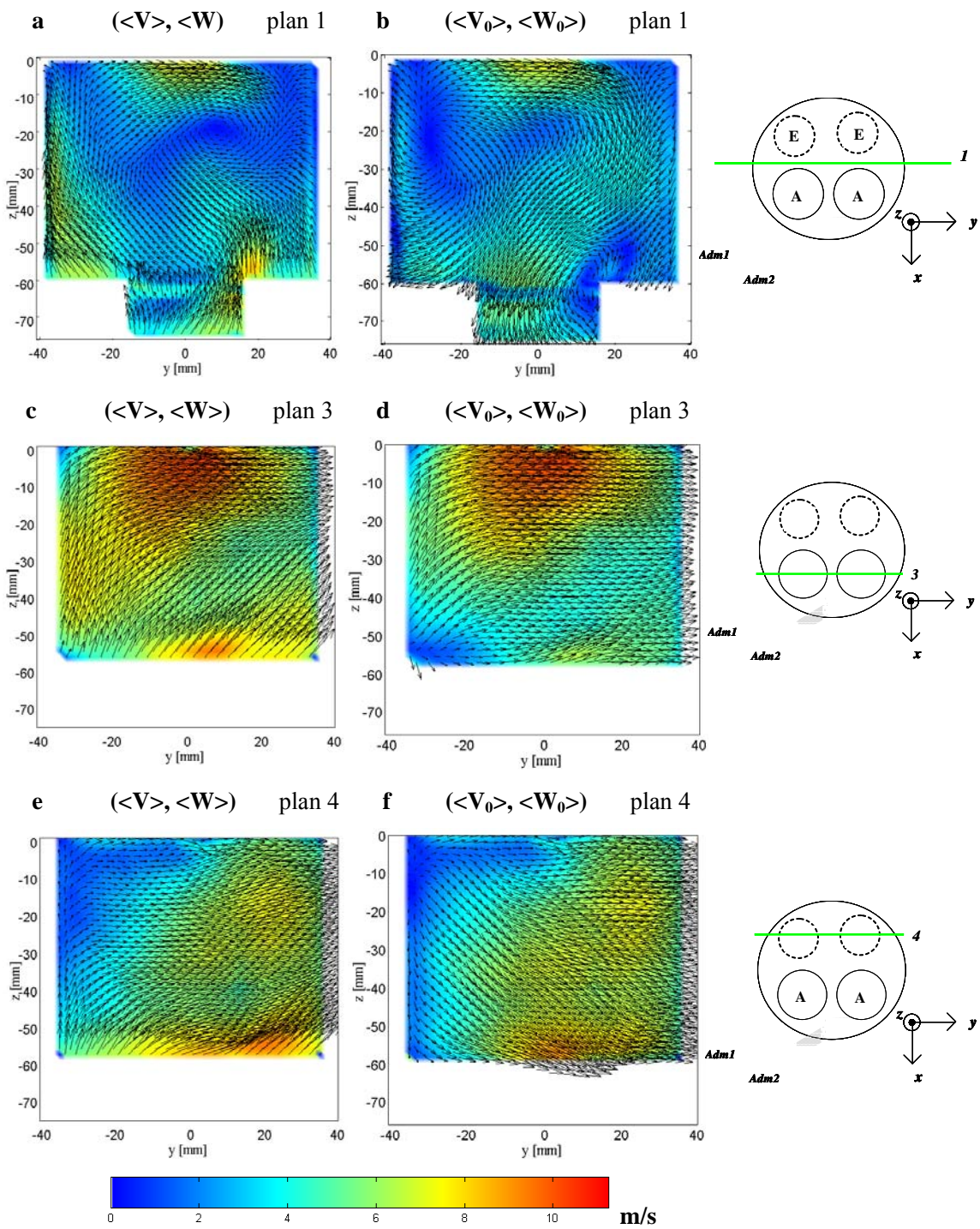


Figure 5-5 Champs verticaux en moyenne de phase et champs solénoïdaux associés. **a-b**, plan 1; **c-d**, plan 3; **e-f**, plan 4

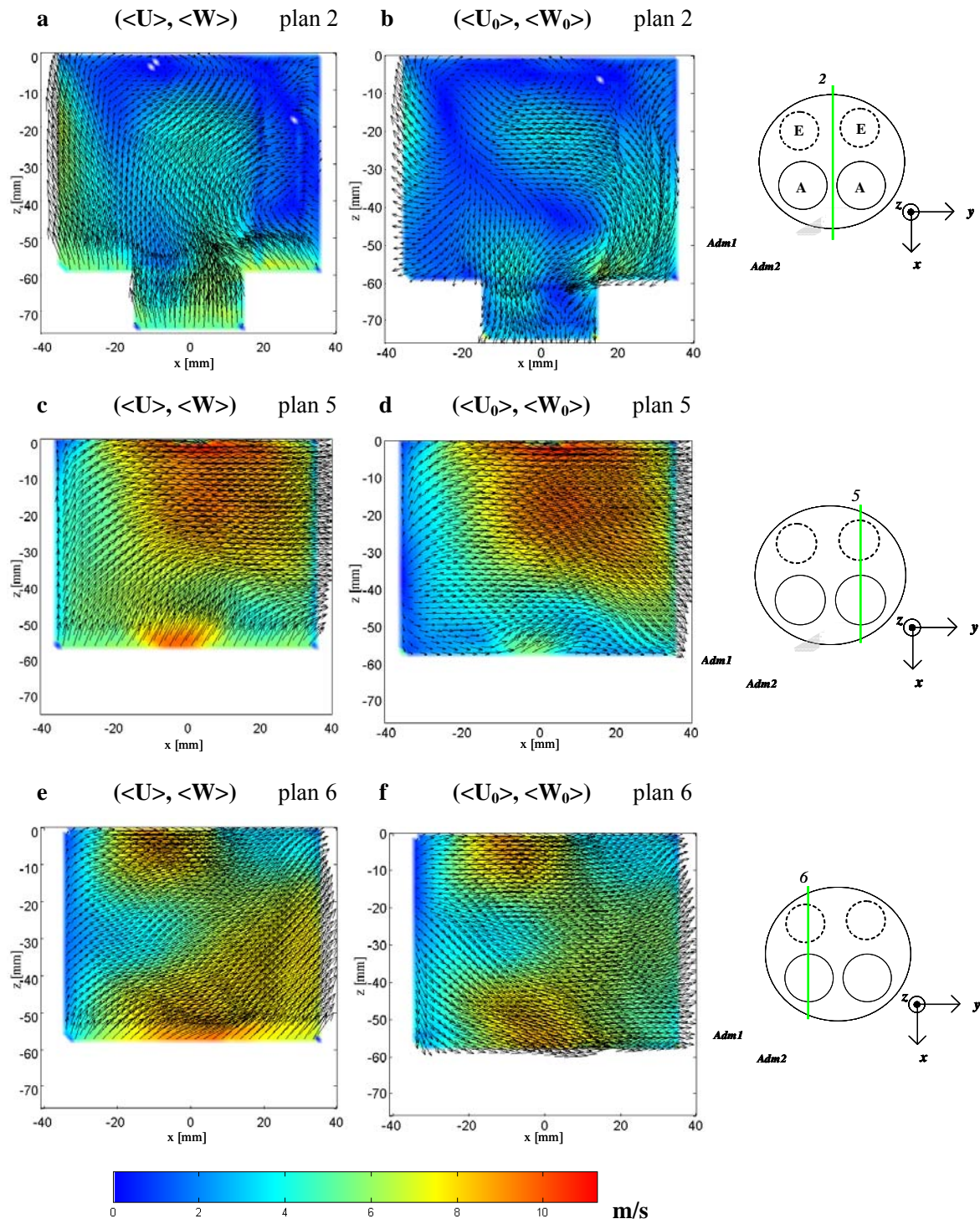


Figure 5-6 Champs verticaux en moyenne de phase et champs solénoïdaux associés. **a-b**, plan 2; **c-d**, plan 5; **e-f**, plan 6

La moyenne spatiale de $\langle W_0 \rangle$ calculée sur les 5 plans de mesures verticaux est $\tilde{W}_0 \approx 1,3 \text{ m/s}$. Cette valeur est neuf fois plus faible que U_{\max} et de ce fait, nous nous focaliserons principalement, dans la suite de notre analyse de l'écoulement en milieu de compression, sur les plans de mesures horizontaux. Le bol n'apparaît pas, bien entendu, sur les plans latéraux. Nous détectons une composante de roulement assez faible sur la Figure 5-5d. Le champ solénoïdal est moins homogène dans le plan 2. Néanmoins, le message principal de cette partie concerne à nouveau la complexité de l'écoulement, qui ne peut être quantifiée uniquement par l'observation des champs moyens. Nous allons donc, dans la suite, nous attacher à la structure des champs instantanés et tenter de lier les fluctuations observées à la variabilité cyclique de l'écoulement.

5.2.2 Fluctuations de structure de l'écoulement instantané

Afin d'approfondir la compréhension physique des variations cycliques de l'écoulement interne aux moteurs et d'apporter un éclairage supplémentaire sur les structures observables dans ce type d'écoulement, il est impératif de s'intéresser aux variations spatiales de ses champs instantanés précédents. En effet, ces variations des structures peuvent avoir un impact significatif sur la qualité de la combustion dans un cycle donné car elles vont en partie contrôler la préparation du mélange dans ce même cycle. La PIV 2D2C est un outil efficace pour étudier ces variations de structure de l'écoulement car elle nous permet d'avoir une vision globale de l'écoulement, comparativement aux mesures en un point. Nous allons, dans cette section, et dans un premier temps, examiner plus attentivement les champs de vitesses instantanés, puis considérer des outils plus sophistiqués de type POD pour quantifier ces fluctuations. Par exemple, le champ moyen horizontal pour $\theta = 270 \text{ CAD}$ à $z = -15 \text{ mm}$ est comparé à trois champs instantanés (Figure 5-7). Une ligne matérielle γ , centrée sur le point de vitesse moyenne nulle M (représenté par un point noir) est aussi tracée sur ces figures. Le rayon R de γ varie de $R = 5 \text{ mm}$ à $R = 20 \text{ mm}$. La circulation Γ de la vitesse le long du contour γ est calculée pour toutes les réalisations du champ de vitesses en intégrant la composante verticale de la vorticité plane, calculée suivant (Reuss et al., 1989). Elle représente une quantité intégrale du champ de vitesse et est définie par :

$$\Gamma(R) = \int_{\gamma(R)} \mathbf{U} \cdot d\mathbf{l} \quad (76)$$

Les statistiques de la circulation Γ vont être exploitées dans la suite. Le choix de la circulation pour aborder la "force" d'un écoulement tournant a aussi été abordée dans (Pavageau et al., 2006), dans le cadre d'une quantification de l'intensité tourbillonnaire. Les auteurs ont défini cette intensité en divisant la circulation par la surface d'appui du contour γ . Dans un contexte plus motoriste, une approche par la circulation est donnée dans (Ismailov et al., 2006). Dans ce qui suit, nous avons travaillé sur la circulation du champ de vitesse sans la ramener à la surface. Cela nous permet de conserver l'information de structure au maximum, comme nous allons l'observer. Les Figure 5-7a-c correspondent à des champs ayant des valeurs instantanées de circulation égale à $\Gamma(10) = \langle \Gamma(10) \rangle + A \sigma_{\Gamma(10)}$ avec $A = +2$ à -2 . $\langle \Gamma(10) \rangle$ est la valeur moyenne des circulations $\Gamma(10)$ et $\sigma_{\Gamma(10)}$ est son écart-type, $\sigma_{\Gamma(10)} = \sqrt{\langle \Gamma'(R)^2 \rangle}$ avec $\Gamma'(R) = \Gamma(R) - \langle \Gamma(R) \rangle$. La Figure 5-7a correspond à un champ de vitesses instantanées qui possède l'une des plus fortes valeurs de $\Gamma(10)$ sur toute la base statistique de 300 champs. Au contraire, la Figure 5-7c correspond à une réalisation de l'écoulement qui a l'une des plus faibles valeurs de $\Gamma(10)$ dans ce jeu de données. La Figure 5-7 montre donc que la structure de l'écoulement varie significativement d'un cycle à l'autre. Un fort mouvement rotatif est détecté dans la région centrale de la Figure 5-7a alors qu'un noyau fluide de faible intensité, entouré par une région annulaire, est détecté sur la Figure 5-7c.

5.2.3 Transport de la quantité de mouvement

Les hétérogénéités spatiales détectées dans les observations précédentes (cf. Figure 5-7) nous interrogent sur l'action de la turbulence pendant la première moitié de la compression. La turbulence est un agent de transport efficace. Son mode d'action est la diffusion, par analogie avec la diffusion moléculaire, qui est à la base un processus purement aléatoire d'événements indépendants caractérisés par une échelle de longueur et de temps. L'agitation turbulente permet de transporter des grandeurs physiques et elle se traduit par l'existence d'une viscosité turbulente ν_T . Le temps caractéristique pour transporter la quantité de mouvement par exemple, sur une distance δ est donnée par :

$$\tau = \delta^2 / \nu_T \quad (77)$$

Il est important de noter que le temps caractéristique de transport par diffusion turbulente ne dépend pas de l'intensité de la quantité de mouvement transportée, et que ce transport est d'autant plus efficace que la viscosité turbulente est grande. Cette dernière, de même qu'en théorie cinétique des gaz, sera exprimée en fonction d'une vitesse caractéristique de l'écoulement turbulent, soit l'écart-type des vitesses u' , et d'une longueur de cohérence sur laquelle il y a transfert de quantité de mouvement par la turbulence, soit l'échelle intégrale l . A partir de ces définitions, nous pouvons exprimer la distance δ d'action de la turbulence pendant un certain temps caractéristique τ :

$$\delta = \sqrt{\nu_T \cdot \tau} = \sqrt{u' \cdot l \cdot \tau} \quad (78)$$

Le temps caractéristique τ est pour un moteur un temps caractéristique lié au fonctionnement du moteur, soit traditionnellement le temps de parcours d'une partie de la course S . Le calcul, même approximatif, de cette distance d'action permet donc de savoir si le champ de vitesse présente des hétérogénéités structurelles liées à l'incapacité de la turbulence à diffuser sur une région donnée pendant un temps imparti.

Nous pouvons nous demander, à titre d'exemple, si la diffusion turbulente est suffisamment intense pour diffuser la quantité de mouvement induite lors de la phase d'admission et présente dans la chambre au P_{MB}. En effet, le forçage de l'écoulement en rotation dans le cylindre se traduit par une interaction forte des jets d'admission issus des deux soupapes avec la paroi, mais aussi entre eux. Cela résulte, et nous l'avons caractérisé, en un jet résultant qui s'enroule pour former une structure tourbillonnaire. L'instationnarité de grande échelle provoque alors une non-uniformité spatiale du champ de vitesse déjà observée au chapitre 4.

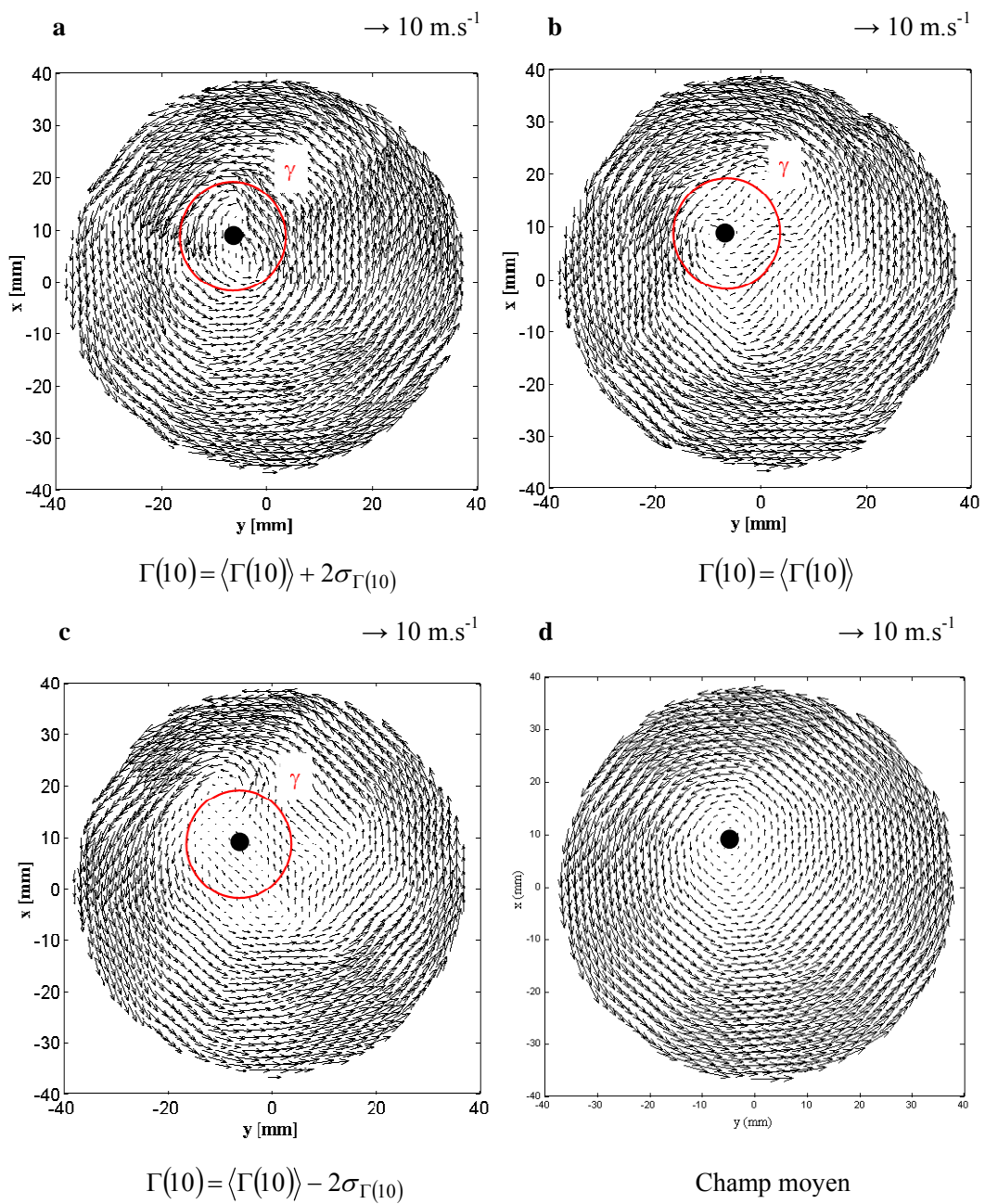


Figure 5-7 Champs de vitesses instantanées horizontales pour $\Gamma(10)$ égal à $\Gamma(10) = \langle \Gamma(10) \rangle + A\sigma_{\Gamma(10)}$, pour $\theta = 270 \text{ CAD}$, à $z = -15 \text{ mm}$: **a**, $A = +2$; **b**, $A = 0$; **c**, $A = -2$; **d**, champ en moyenne de phase. Le point de vitesse moyenne nulle est représenté par un disque noir

Une estimation des ordres de grandeurs utiles pour déterminer l'action de la turbulence peut être obtenue en suivant (Lumley, 1999). L'effet stabilisant de la rotation (transfert d'énergie de la turbulence vers le mouvement d'ensemble) ne sera pas pris en compte dans ce qui suit. Entre le PMB et $\theta = 270$ CAD, l'écart-type des vitesses peut être approchée de manière satisfaisante comme $u' \approx \overline{V_p}$, où $\overline{V_p}$ est la vitesse moyenne du piston. L'échelle intégrale est environ $l \approx b/6$ où b est l'alésage. Le temps donné pour l'action de la turbulence sera celui mis par la piston pour parcourir une demi-course $\tau \approx S/(2\overline{V_p})$. Si l'on considère que la course est sensiblement égale à l'alésage, nous avons l'approximation suivante :

$$\delta/b \approx 1/\sqrt{12} \approx 0,3 \quad (79)$$

Le temps disponible n'est donc pas assez important pour permettre une action significative de la diffusion turbulente. Il n'est donc pas étonnant d'observer sur certains champs instantanés des caractéristiques spatiales reflétant ce phénomène.

5.2.4 Examen des profils de vitesses instantanées et conséquence sur la turbulence

Les profils de la composante U de la vitesse le long de l'axe y passant par le point de vitesse moyenne nulle sont montrés sur la Figure 5-8a,b. La Figure 5-8a correspond à $\Gamma(10) = \langle \Gamma(10) \rangle + 2\sigma_{\Gamma(10)}$ et la Figure 5-8b correspond à $\Gamma(10) = \langle \Gamma(10) \rangle - 2\sigma_{\Gamma(10)}$. Sur ces figures, nous avons aussi représenté, en traits pointillés, le profil de la vitesse moyenne. Ces deux figures montrent de manière claire que l'écoulement passe d'un écoulement de type "vortex", avec une rotation quasi-solide à coeur, à un écoulement de type "annulaire", avec une faible dynamique de coeur. Notons par ailleurs que pour de petites valeurs de R , il est possible de trouver des valeurs négatives de circulation (cf. Figure 5-8b notamment) Ceci implique une rotation dans la région centrale dans un sens opposé à celui de la zone périphérique. Les observations effectuées à partir des profils de vitesses ont des conséquences fortes pour la modélisation des écoulements moteur.

Tout d'abord, les modèles RANS (Reynolds Average Navier-Stokes) suggèrent implicitement une grande séparation d'échelles entre l'écoulement moyen et les structures turbulentes portées par cet écoulement moyen. Ils ne peuvent pas prédire de telles variations de structures. Les modèles RANS de type k-epsilon vont en général sous-évaluer l'intensité turbulente car ils n'incluent pas les variations cycliques de l'écoulement contenues dans le RMS de la vitesse, u . D'autres stratégies de calcul, comme le spectroscopie LES ou URANS (Unsteady RANS) sont aujourd'hui proposées pour palier à ce problème.

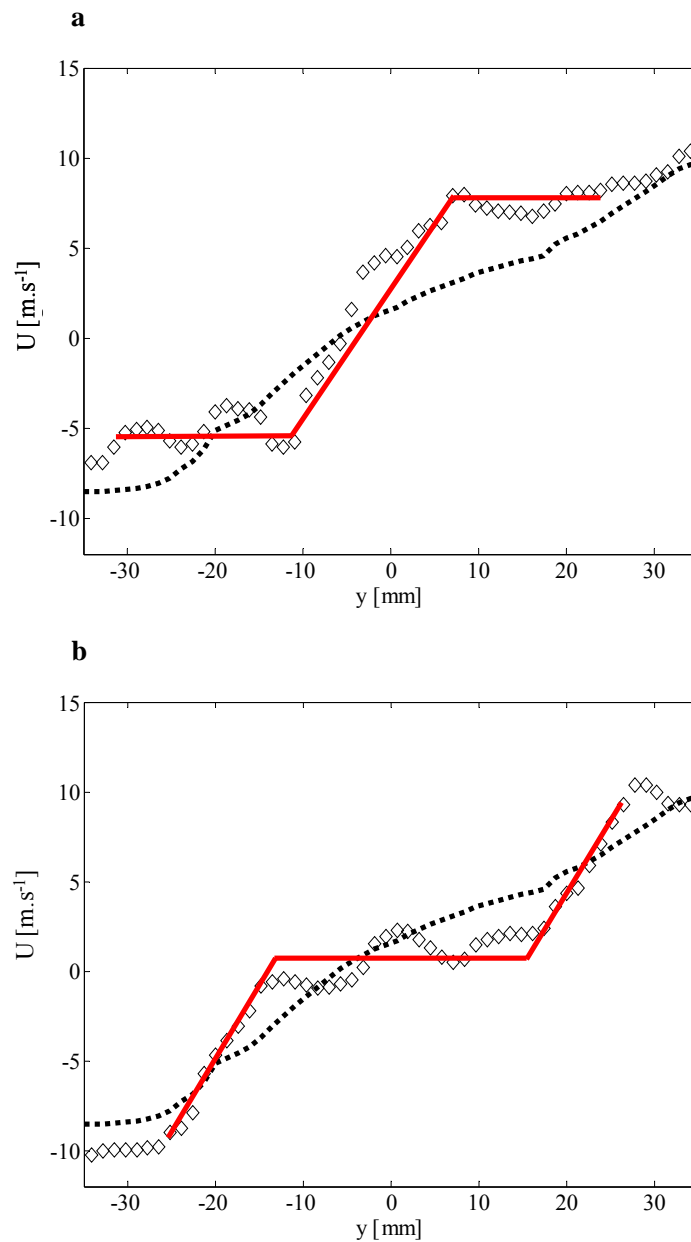


Figure 5-8 Profil longitudinal de vitesse $U(y)$ pour $\theta=270$ CAD à $z=-15$ mm. **a**, $(\diamond) \Gamma(10) = \langle \Gamma(10) \rangle + 2\sigma_{\Gamma(10)}$, (...) profil du champ moyen; **b**, $(\diamond) \Gamma(10) = \langle \Gamma(10) \rangle - 2\sigma_{\Gamma(10)}$, (...) profil de champ moyen

Ensuite, même si la structure instantanée de grande échelle est correctement évaluée, il faut noter que les champs de type “annulaire” impliquent en fait un très fort effet stabilisant sur le champ turbulent porté par l’écoulement de grande échelle (Bradshaw, 1969). En effet, la distribution de la vitesse $U(y)$ a un impact direct sur la stabilité de l’écoulement. En première approche, nous pouvons considérer le critère de Rayleigh appliqué au champ instantané de type annulaire: l’écoulement sera stable si et seulement si le gradient radial du moment cinétique est positif, i.e.

$\forall r \frac{\partial}{\partial r}(rU_\theta) > 0$. Nous pouvons remarquer que sur la Figure 5-8b, le gradient radial du moment cinétique $\frac{\partial}{\partial r}(yU)$ est positif et très fort à l'interface entre le noyau fluide de faible dynamique et l'anneau extérieur. Nous savons que les modèles de turbulence ne sont pas capables de reproduire de tels effets stabilisants (le terme de production d'énergie est toujours positif par construction du modèle - Egea, 2005). Leur application impliquerait donc une surestimation de l'intensité turbulente (Lumley, 1999) et des propriétés diffusantes. Les problèmes de la modélisation doivent dès lors s'attacher à correctement prédire les transferts d'énergie entre les échelles résolues et les échelles modélisées.

5.2.5 Examen des statistiques de la circulation

Les informations statistiques liées à la distribution de Γ sont synthétisées de la Figure 5-9 à la Figure 5-12. Le rayon R du cercle γ , varie de 5 mm à 20 mm pour tous les plans de mesure. Des valeurs plus importantes de R prennent en compte des points situés en dehors des champs de vitesse et des plus petites valeurs nous empêchent d'avoir un nombre raisonnable de vecteurs à l'intérieur du cercle pour permettre le calcul de la circulation. La Figure 5-9 et la Figure 5-10 montrent que la valeur moyenne de la circulation $\langle \Gamma \rangle$ augmente avec le rayon. La forme de la courbe indique une dépendance en R^2 et la courbe log-log confirme que l'exposant obtenu est proche de $n = 2$. Une rotation en corps solide aurait une évolution similaire. Un point-vortex ou un vortex de type Lamb-Oseen à rayon de cœur plus petit que R conduiraient à une valeur constante de $\langle \Gamma \rangle$. Notons ici que n est significativement plus grand que 2 à $z = -7,5$ mm et $z = -2,5$ mm. La force du tourbillon dans la région annulaire est donc plus forte dans la partie supérieure du cylindre, proche de la face feu. Les évolutions radiales de l'écart-type σ_Γ et de la fluctuation d'intensité $I_\Gamma = \sigma_\Gamma / \langle \Gamma \rangle$ sont tracées sur la Figure 5-11 et la Figure 5-12. Sauf pour le plan inférieur proche du bol ($z = -45$ mm), l'évolution radiale de σ_Γ est au premier ordre linéaire, puis le niveau est constant pour $R \geq 15$ mm. $I_\Gamma = \sigma_\Gamma / \langle \Gamma \rangle$ est très fort pour $R \leq 10$ mm. Cela signifie que des valeurs nulles ou même négatives de Γ apparaissent avec une probabilité non négligeable. Les circulations sur les contours γ sont par conséquent de très bons indicateurs de la fluctuation de structure de l'écoulement tournant. Γ étant une quantité intégrale, la diminution de I_Γ pour des grands rayons est attendu. $I_\Gamma \approx 0,1$ à $R = 20$ mm est néanmoins une valeur importante qui indique une forte variabilité cyclique.

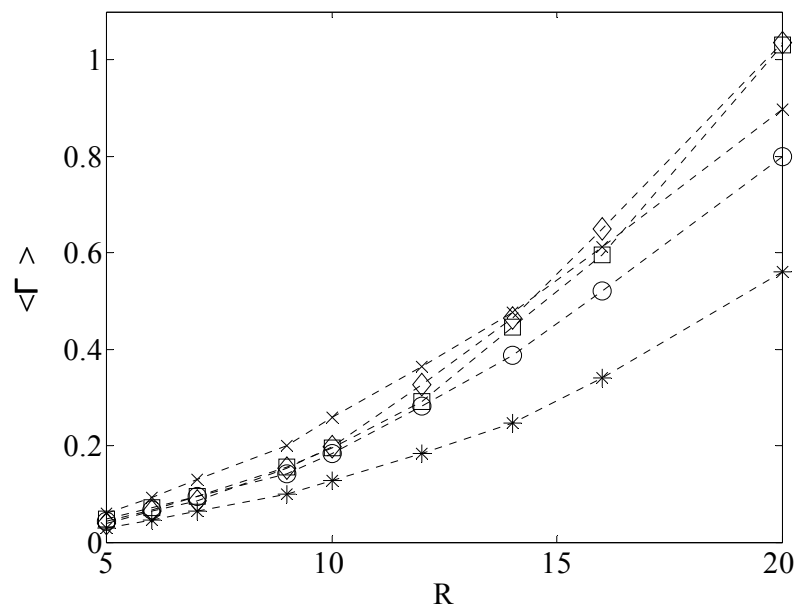


Figure 5-9 Evolution de la circulation moyenne $\langle \Gamma \rangle$ pour les différents plans de visualisation horizontaux de la chambre : \diamond , $z = -2,5$ mm ; \square , $z = -7,5$ mm ; \circ , $z = -15$ mm ; \times , $z = -30$ mm ; $*$, $z = -45$ mm.

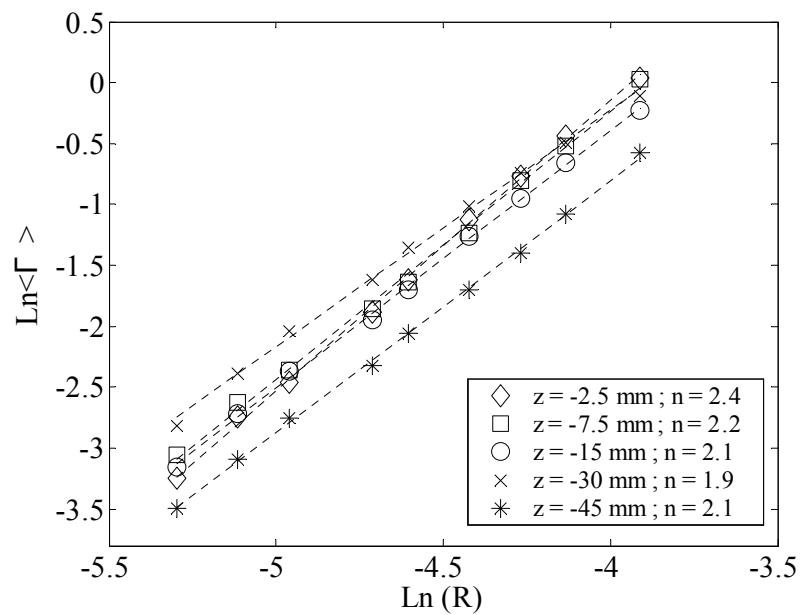


Figure 5-10 Graphe log-log de la circulation moyenne pour les différents plans de visualisation horizontaux de la chambre. L'exposant n correspond à $\text{Ln}\langle \Gamma \rangle = n \text{Ln}(R) + \text{Cste}$: \diamond , $z = -2,5$ mm ; \square , $z = -7,5$ mm ; \circ , $z = -15$ mm ; \times , $z = -30$ mm ; $*$, $z = -45$ mm.

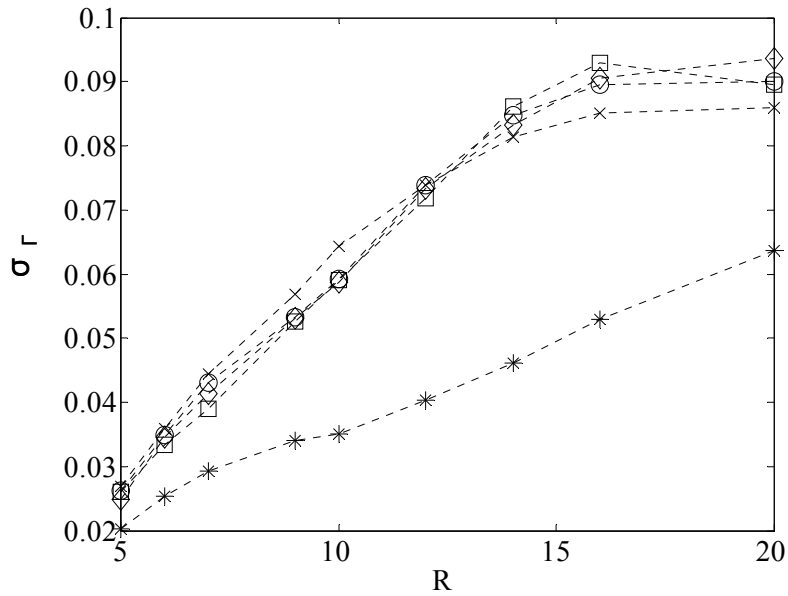


Figure 5-11 Evolution de l'écart-type de la circulation σ_Γ calculé pour les différents plans de visualisation horizontaux de la chambre : \diamond , $z = -2,5$ mm ; \square , $z = -7,5$ mm ; \circ , $z = -15$ mm ; x , $z = -30$ mm ; $*$, $z = -45$ mm.

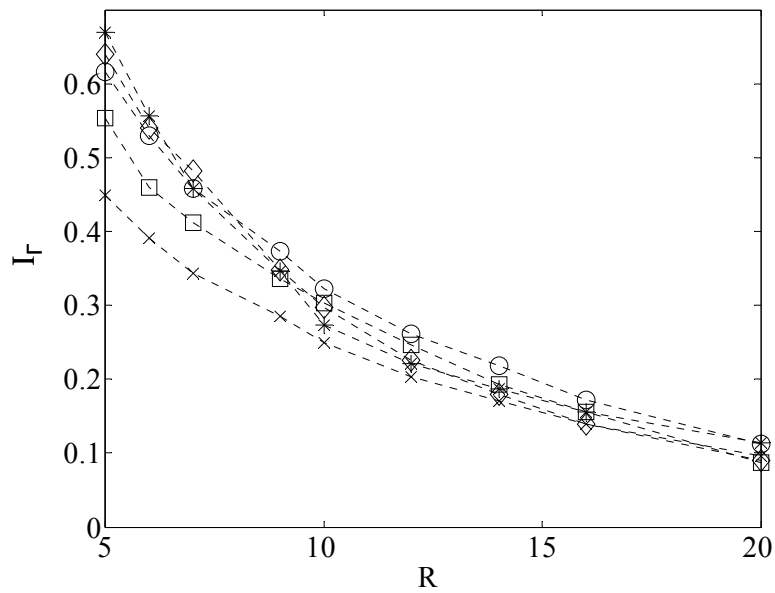


Figure 5-12 Evolution de l'intensité de fluctuation $I_\Gamma = \sigma_\Gamma / \langle \Gamma \rangle$ pour les différents plans de visualisations horizontaux de la chambre : \diamond , $z = -2,5$ mm ; \square , $z = -7,5$ mm ; \circ , $z = -15$ mm ; x , $z = -30$ mm ; $*$, $z = -45$ mm

Les fonctions densités de probabilité (pdf) sont représentées pour $R = 10$ mm sur la Figure 5-13 et pour $R = 20$ mm sur la Figure 5-14, pour le plan $z = -15$ mm. Ces pdf sont obtenues à partir de la circulation normalisée $\Gamma^* = (\Gamma - \langle \Gamma \rangle) / \sigma_\Gamma$. Nous voyons que la distribution Gaussienne peut être une bonne approximation de ces

fonctions densités de probabilité. La circulation étant un bon indicateur global des fluctuations de structure dans cet écoulement tournant, il est intéressant de noter que ces distributions Gaussiennes suivent correctement les pdf pour tous les plans de mesures observés (de $z=-2,5\text{mm}$ à $z=-65\text{mm}$). Nous n'avons pas observé de distribution "bimodale" qui aurait reflété une alternance franche d'écoulements de types annulaire et vortex, mais plutôt une distribution aléatoire continue. On passe donc d'une famille d'écoulement à une autre de manière continue.

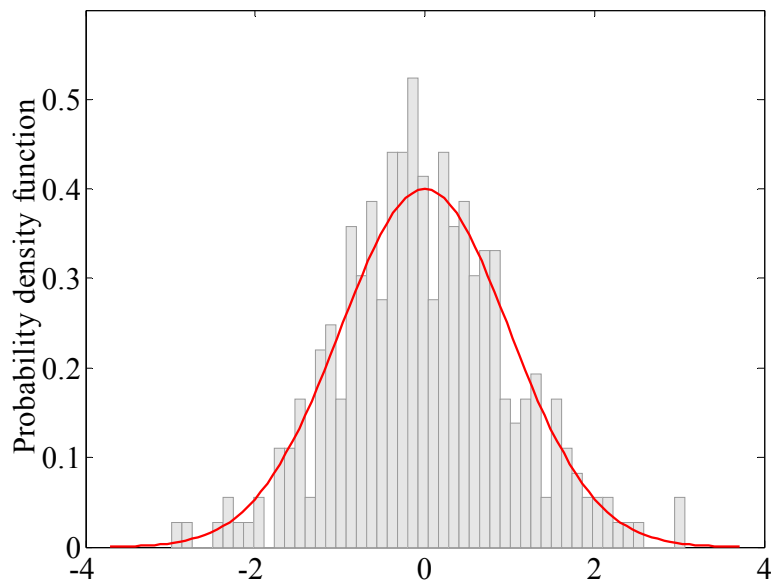


Figure 5-13 Pdf de la circulation normalisée à $R = 10\text{ mm}$ à $z = -15\text{ mm}$

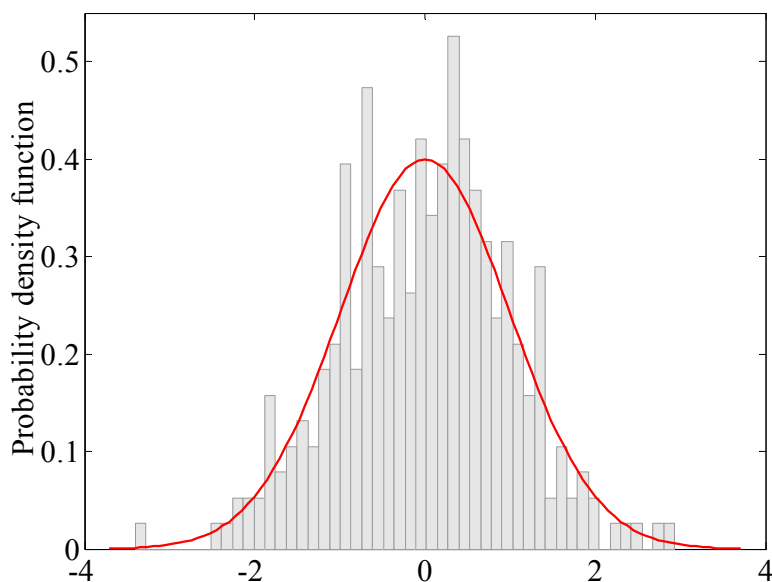


Figure 5-14 Pdf de la circulation normalisée à $R = 20\text{ mm}$ à $z = -15\text{ mm}$

De plus, dans un cycle moteur donné, nous pouvons nous intéresser à la corrélation des valeurs de la circulation aux grands rayons et aux faibles rayons, afin de savoir si la structure de l'écoulement de coeur, caractérisée par exemple par $\Gamma(10)$, indique le montant global de circulation dans un plan donné à cette phase. Ainsi, dans le plan $z=-15\text{mm}$, nous calculons le coefficient de corrélation normalisé, défini par :

$$\mathfrak{S}_{10,20} = \frac{\langle \Gamma_i'(10)\Gamma_i'(20) \rangle}{\sigma_{\Gamma(10)} \cdot \sigma_{\Gamma(20)}} \quad (80)$$

$\Gamma_i'(\alpha) = \Gamma_i(\alpha) - \langle \Gamma(\alpha) \rangle$ est la valeur fluctuante de Γ dans le cycle numéro i . Nous trouvons $\mathfrak{S}_{10,20} \approx 0,45$. Avec seulement $N=300$ champs de vitesses indépendants pour estimer cette corrélation, l'incertitude statistique associée est $\delta \mathfrak{S}_{10,20} \approx 0,046$ (Benedict et Gould, 1996). Nous déduisons par conséquent, dans un cycle donné, une corrélation entre des valeurs de Γ à faible valeur et grande valeur de R . Enfin, il est important de se rappeler que nous avons une réalisation du champ PIV par cycle moteur consécutif. Nous pouvons donc vérifier si les valeurs de Γ sont, cycle à cycle, corrélées. La fonction d'intercorrélation est alors définie par :

$$I_N(R) = \frac{\langle \Gamma_i'(R)\Gamma_{i+N}'(R) \rangle}{\sigma_{\Gamma_i(R)} \cdot \sigma_{\Gamma_{i+N}(R)}} \quad (81)$$

La Figure 5-15 et la Figure 5-16 montrent l'intercorrélation définie par l'équation (81), calculée, respectivement, pour $R = 10 \text{ mm}$ et $R = 20 \text{ mm}$. Nous n'avons représenté que la partie positive de ces fonctions, de par leur symétrie par rapport à l'origine. N représente ici le décalage de cycle. Compte tenu du nombre de champs utilisés pour calculer ces évolutions, il semble évident que les valeurs instantanées de Γ à faible ou grand rayon et dans différents cycles sont décorrélées. Bien entendu, cela ne prouve pas que $\Gamma_i(R)$ et $\Gamma_{i+N}(R)$ sont des quantités strictement indépendantes. Néanmoins, il nous semble que cela indique fortement la nature aléatoire de la variation de structure de l'écoulement tournant dans le cylindre.

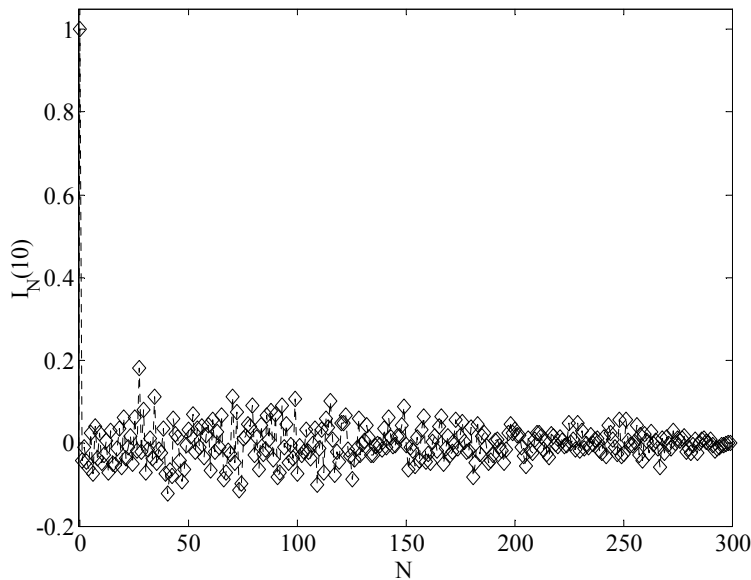


Figure 5-15 Intercorrélations pour $R = 10 \text{ mm}$ à $z = -15 \text{ mm}$

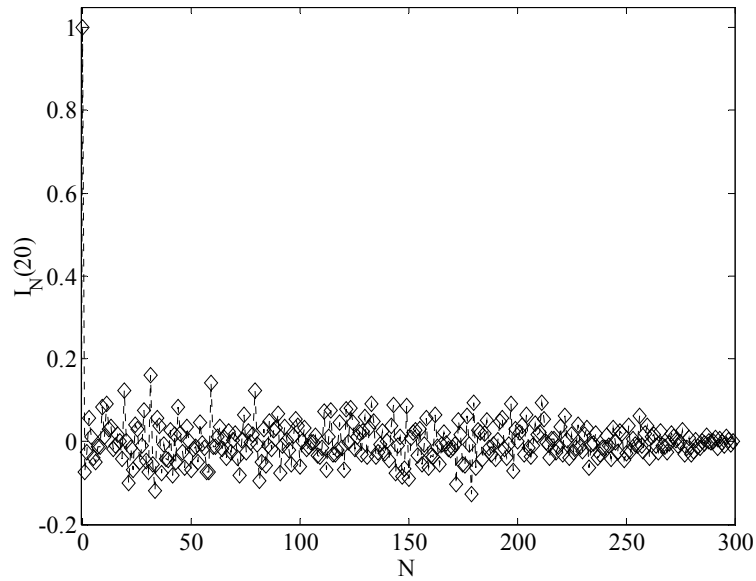


Figure 5-16 Intercorrélations pour $R = 20$ mm à $z = -15$ mm

5.2.6 Application de la POD à la quantification des fluctuations de structures

Nous allons dans cette section appliquer une décomposition POD de l'écoulement et tenter de corréler les résultats POD aux fluctuations de structure identifiées plus haut. Les modes POD calculés utilisent la méthodologie décrite au chapitre 3. L'analyse sur un nombre de champs de $N=300$ permet de comprendre, même de manière qualitative, les caractéristiques principales de l'écoulement tournant. La décomposition est ici appliquée aux champs de vitesses totaux et non aux champs de vitesses fluctuantes. En effet, si la variation de structure est une propriété de l'écoulement, il paraît important de ne pas retrancher, a priori, un champ moyen d'ensemble. A partir de la décomposition POD, nous pouvons utiliser la troncature du champ de vitesse à l'ordre m $\mathbf{U}_n^{\leq m}(x, y)$, définie au chapitre 3 comme la projection sur les " $m \leq M$ " premiers modes POD. Nous rappelons ici l'expression du champ tronqué :

$$\mathbf{U}_n^{\leq m}(x, y) = \sum_{k=1}^m a_n^{(k)} \Phi^{(k)}(x, y) \quad (82)$$

Nous avons indiqué au chapitre 3 que la difficulté principale de cette approche résidait dans le choix de l'ordre de troncature. Ce problème sera abordé dans la suite en appliquant cette méthodologie à la circulation. Les six premiers modes POD normalisés $\sqrt{\lambda^{(k)}} \Phi^{(k)}(x, y)$ dans le plan $z = -15$ mm sont tracés sur la Figure 5-17. Nous remarquons d'emblée l'absence de toute symétrie des modes présentés.

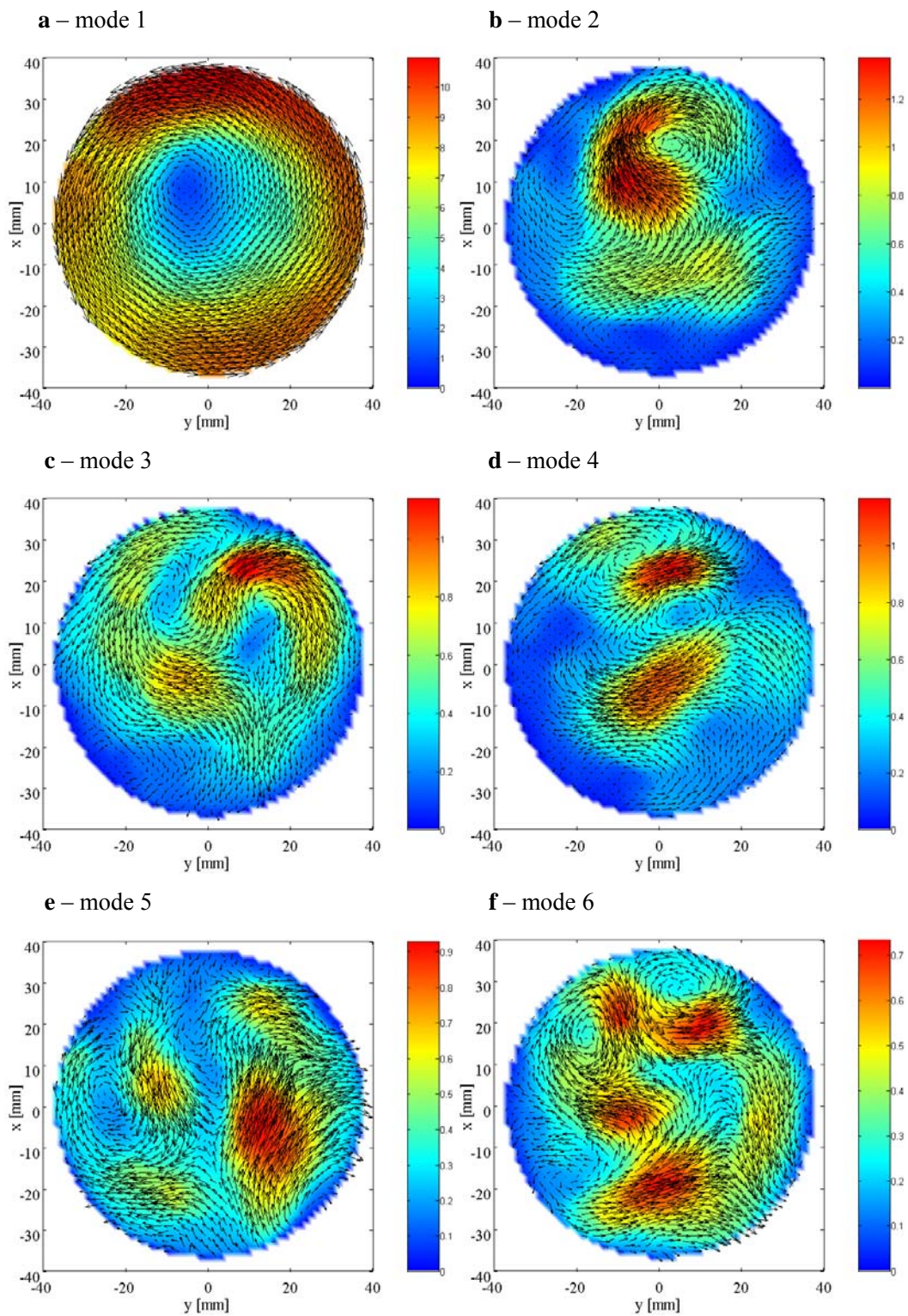


Figure 5-17 Six premiers modes POD normalisés $\sqrt{\lambda^{(k)}} \cdot \Phi^{(k)}(x, y)$; $k = 1, \dots, 6$

Nous voyons, entre autre, que les modes 2 et 3 ont une structure complexe, beaucoup plus complexe que les second et troisième modes typiques obtenus en analysant le déplacement aléatoire d'un vortex modèle axisymétrique (Graftieux et al., 2001) ou un coeur solide en rotation (voir par exemple les modes obtenus au chapitre 4 dans la région centrale).

Dans notre situation, il est intéressant de remarquer que les modes d'ordre bas possèdent un contenu énergétique significatif dans la région centrale de l'écoulement, en particulier pour le mode 2. Ils doivent donc être indicatif de fortes fluctuations de la structure de l'écoulement.

De plus, la construction de champs statistiquement probables nous a permis de constater que, si la contribution du mode 2 est liée à une fluctuation de position du tourbillon, celle du mode 3 correspond davantage à une modification de structure. En effet, le champ statistiquement probable qualifiant influence du mode 3 montre un léger déplacement du point de vitesse nulle, mais une modification significative de la courbure des lignes de courant dans le voisinage de ce point remarquable. La structure de la zone centrale se trouve donc modifiée par la contribution du mode 3. Cette remarque sera quantifiée de manière plus précise dans ce qui va suivre.

La somme cumulée des valeurs propres POD est présentée sur la Figure 5-18. Cette courbe montre que le premier mode POD contient la majeure partie de l'énergie cinétique totale E (entre 85 % et 92% selon le plan de visualisation). Cette énergie cinétique totale est, en réalité, la moyenne des énergies cinétiques instantanées. La contribution du mode k à E est défini par :

$$m^{(k)} = \lambda^{(k)} / E \quad (83)$$

$$E = \langle (\mathbf{U}_n, \mathbf{U}_n) \rangle = \sum_{k=1}^M \lambda^{(k)} \quad (84)$$

Le graphique cumulé des $m^{(k)}$ permet donc d'observer la convergence POD de l'énergie de l'écoulement. Nous observons que la convergence est relativement lente et que de plus, il n'est pas possible de détecter de mode de coupure de cette évolution continue.

Un problème modèle instructif peut être considéré ici si l'on tronque la décomposition POD en utilisant uniquement le premier mode. Avec $\mathbf{U}_n^{\leq 1}(x, y) = a_n^{(1)} \Phi^{(1)}(x, y)$, la structure de l'écoulement est figée. Elle est proche de l'écoulement en moyenne de phase. La nature aléatoire des $a_n^{(1)}$ influence seulement le module de la vitesse partout dans l'écoulement de la même manière. Le Tableau 5-3 présente des valeurs de la moyenne et de l'écart-type de $a_n^{(1)}$ pour chaque plan de mesure. Nous remarquons que les écarts à la moyenne sont assez forts avec notamment une intensité du coefficient de l'ordre de $I_1 = \sigma_1 / \langle a_n^{(1)} \rangle \approx 5\%$.

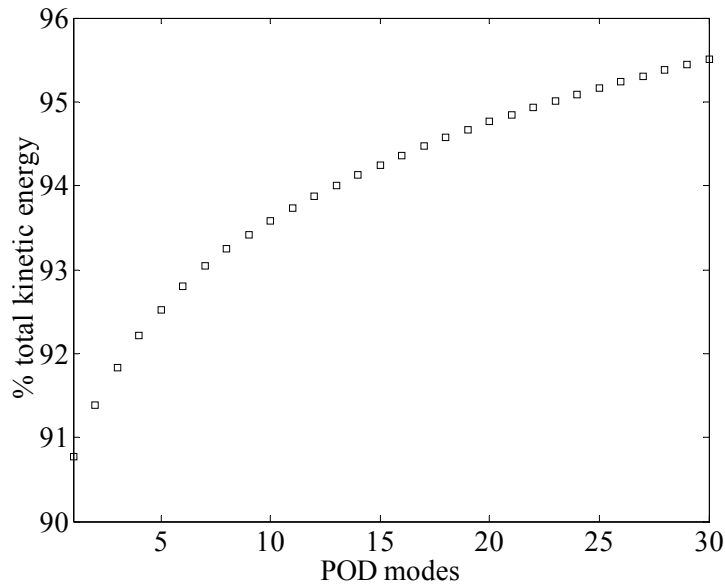


Figure 5-18 Somme cumulée des valeurs propres POD représentant le pourcentage de l'énergie cinétique totale E de l'écoulement, pour $\theta = 270$ CAD à $z = -15$ mm. Seuls 30 modes sont présentés par souci de clarté.

Plan	λ_1 (10^5)	% E	$\langle a_n^{(1)} \rangle$	σ_1	I_1 (%)
$z = -2,5$ mm	3,7	92,5	609,3	33,5	5,5
$z = -7,5$ mm	4,0	93,5	635,5	26,4	4,2
$z = -15$ mm	2,3	90,7	483,1	24,3	5,0
$z = -30$ mm	2,7	84,7	520,5	25,4	4,9
$z = -45$ mm	1,2	86,74	344,6	20,3	5,9

Tableau 5-3 Caractéristiques du premier mode POD

Si ce champ tronqué est utilisé pour calculer la circulation $\Gamma_n^{\leq 1}(R)$, nous avons alors:

$$\Gamma_n^{\leq 1}(R) = a_n^{(1)} \cdot \int_{\gamma} \Phi^{(1)} \cdot d\mathbf{l} \quad (85)$$

L'intégrale de $\Phi^{(1)}$ étant une quantité déterministe, il est alors évident que $I_1 \approx 5\%$ est égal à la fluctuation d'intensité de $\Gamma_n^{\leq 1}(R)$ quelque soient les valeurs de R . En considérant la Figure 5-19, nous voyons que I_1 est plus petit que I_{Γ} , en particulier pour des valeurs modérées du rayon R du cercle $\gamma(R)$. Les modes d'ordre plus élevés ($k > 1$) doivent par conséquent être pris en compte pour décrire la variation de structure de l'écoulement tournant.

En reprenant l'étude du champ de vitesse complet, nous pouvons décomposer les données de la circulation et utiliser la décomposition POD du champ de vitesses. La circulation du champ instantané s'écrit alors

$$\Gamma_n(R) = \int_{\gamma} \mathbf{U}_n \cdot d\mathbf{l} = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)} \int_{\gamma} \Phi^{(k)} \cdot d\mathbf{l} = \sum_{k=1}^M b_n^{(k)} \Gamma^{(k)}(R) \quad (86)$$

Où $b_n^{(k)} = a_n^{(k)} / \sqrt{\lambda^{(k)}}$ et $\Gamma^{(k)}(R) = \sqrt{\lambda^{(k)}} \int_{\gamma(R)} \Phi^{(k)} \cdot d\mathbf{l}$. Cette dernière quantité sera nommée dans la suite

“circulation modale”. Les coefficients $b_n^{(k)}$ sont les coefficients aléatoires normalisés, avec $\langle b_n^{(k)} b_n^{(p)} \rangle = \delta_{kp}$.

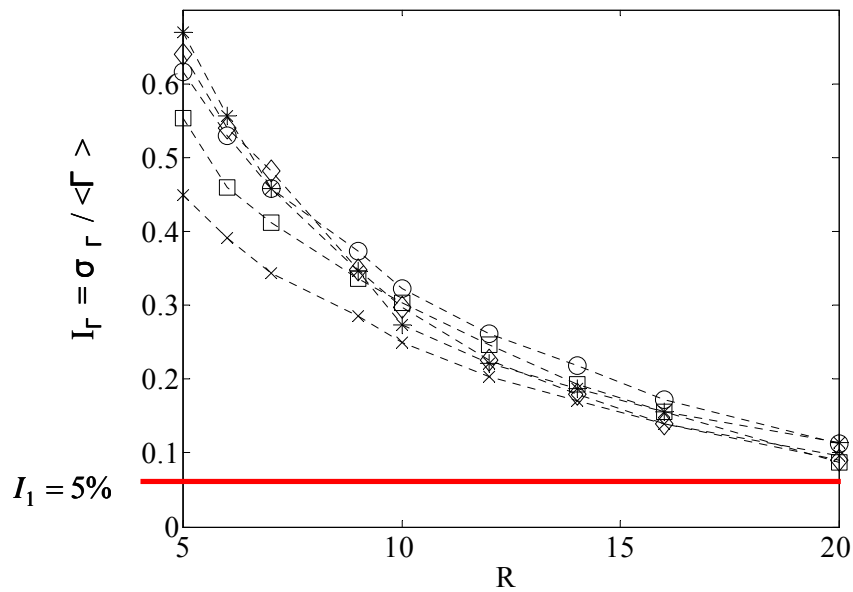


Figure 5-19 Evolution de l'intensité de fluctuation $I_{\Gamma} = \sigma_{\Gamma} / \langle \Gamma \rangle$ pour les différents plans de visualisations horizontaux de la chambre : \diamond , $z = -2,5$ mm ; \square , $z = -7,5$ mm ; \circ , $z = -15$ mm ; \times , $z = -30$ mm ; $*$, $z = -45$ mm. En rouge, l'intensité de fluctuation du premier coefficient POD

Les moments statistiques de $\Gamma(R)$ peuvent alors être aisément calculés avec :

$$\langle \Gamma_n \rangle = \sum_{k=1}^M \langle b_n^{(k)} \rangle \Gamma^{(k)} \quad (87)$$

$$\langle \Gamma_n \cdot \Gamma_n \rangle = \sum_{k=1}^M [\Gamma^{(k)}]^2 \quad (88)$$

La fluctuation d'intensité $I_{\Gamma} = \sigma_{\Gamma} / \langle \Gamma \rangle$ peut, par suite, simplement s'écrire :

$$I_{\Gamma} = \sqrt{\frac{\langle \Gamma_n \cdot \Gamma_n \rangle - \langle \Gamma_n \rangle^2}{\langle \Gamma_n \rangle^2}} = \sqrt{\sum_{k=1}^M \frac{\Gamma^{(k)2}}{\langle \Gamma_n \rangle^2} - 1} \quad (89)$$

Il est donc possible de déterminer les modes qui contribuent de manière significative à la fluctuation de la circulation. Les valeurs tronquées $\langle \Gamma_n \rangle^{\leq m}$ et $I_{\Gamma}^{\leq m}$ sont définies en sommant seulement sur $m \leq M$ modes POD. Les convergences de ces valeurs tronquées comme fonction du rayon R du cercle γ sont étudiées sur la Figure 5-20 et la Figure 5-21. D'après la Figure 5-20, la valeur moyenne $\langle \Gamma_n \rangle^{\leq m}$ converge rapidement. On montre en effet que pour $m = 1$, la circulation moyenne peut être retrouvée pour toutes les valeurs de R, ce qui explique la superposition des courbes correspondant aux variations de l'ordre de troncature.

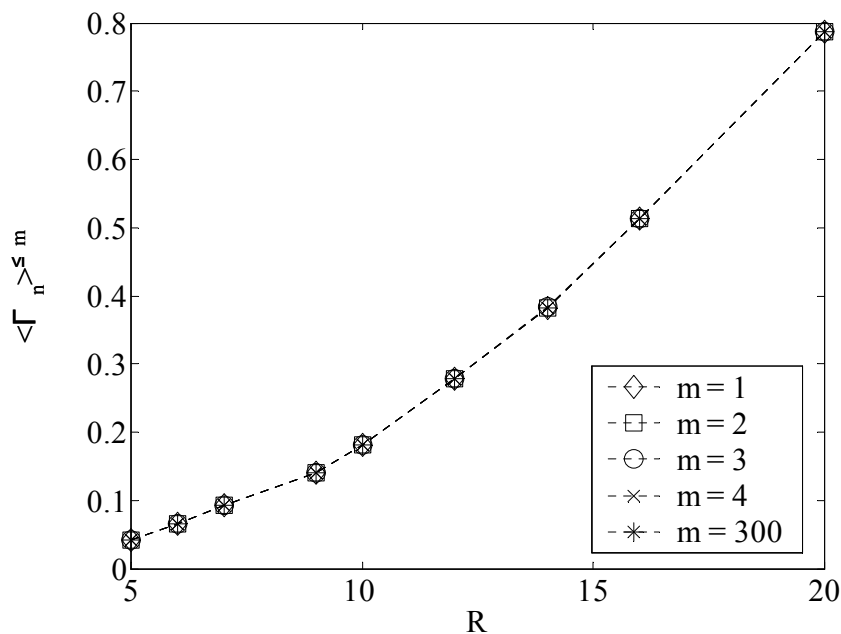


Figure 5-20 Valeur tronquée de la circulation moyenne $\langle \Gamma_n \rangle^{\leq m}$ en fonction du rayon R du cercle γ : \diamond , $m = 1$; \square , $m = 2$; \circ , $m = 3$; \times , $m = 4$; $*$, $m = 300$

La valeur tronquée de l'intensité $I_{\Gamma}^{\leq m}$ a un comportement différent, car la convergence n'est pas si rapide. En fait, la Figure 5-21 montre que deux régions de l'écoulement doivent être considérées. Premièrement, pour $R \geq 12mm$ (région du cadre vert), la convergence peut être assurée pour $m = 5$. Cela signifie que la fluctuation de circulation aux grands rayons peut correctement être représentée par les cinq premiers modes. Dans un deuxième temps, pour $R < 11mm$ (région encadrée en rouge), la convergence de $I_{\Gamma}^{\leq m}$ est très lente et un grand nombre de modes sont nécessaires pour représenter la fluctuation de la circulation dans le noyau de l'écoulement (plus de 10 modes sont alors nécessaires).

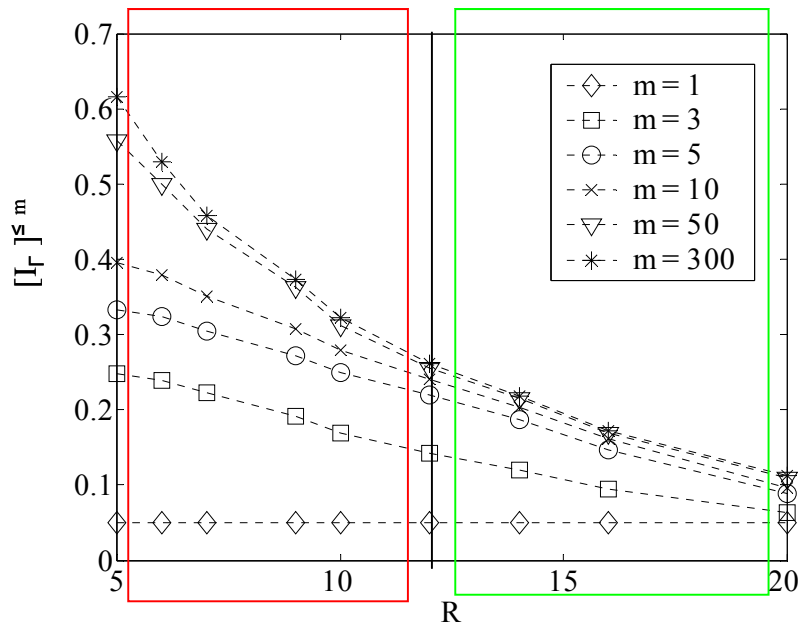


Figure 5-21 Valeur tronquée de l'intensité $[\Gamma_\Gamma]^{\leq m}$ en fonction du rayon R du cercle γ : \diamond , $m = 1$; \square , $m = 3$; \circ , $m = 5$; \times , $m = 10$; ∇ , $m = 50$; $*$, $m = 300$

Sachant que les statistiques de la circulation donnent une appréciation quantitative des fluctuations de structure, nous pouvons maintenant nous demander si les coefficients aléatoires $b_n^{(k)}$ de la décomposition POD peuvent être utilisés pour facilement détecter une structure particulière de l'écoulement dans ce moteur et ainsi donner directement une quantification des fluctuations.

L'enjeu d'une telle démarche est évidemment très importante puisqu'elle permettrait par une observation des coefficients POD de statuer sur l'état d'une fluctuation que l'on a, par ailleurs, préalablement identifiée. Nous proposons ainsi le calcul des fonctions de corrélations entre les circulations normalisées et les coefficients $b_n^{(k)}$. La valeur absolue du coefficient de corrélation entre ces variables normalisées peut être estimée simplement par :

$$P^{(k)}(R) = \left| \left\langle \left(\frac{\Gamma_n}{\sigma_\Gamma} \right) b_n^{(k)} \right\rangle \right| = \left| \frac{1}{\sigma_\Gamma} \left[\Gamma^{(k)} - \langle b_n^{(k)} \rangle \langle \Gamma_n \rangle \right] \right| \quad (90)$$

Le calcul de $P^{(k)}(R)$ fait donc intervenir les circulations modales, les statistiques de la circulation et la valeur moyenne des coefficients aléatoires $b_n^{(k)}$. L'évolution de $P^{(k)}(R)$ comme fonction du mode numéro k et pour $R=10$ mm est tracée sur la Figure 5-22. Nous voyons que $P^{(k)}(R) \approx 0,5$ pour les premiers modes POD. La contribution des modes d'ordre élevé n'est pas significative. Ainsi, en regardant ce qui se passe uniquement sur les quinze premiers modes POD, nous relevons que la corrélation est satisfaisante pour $k=3$ et $k=4$.

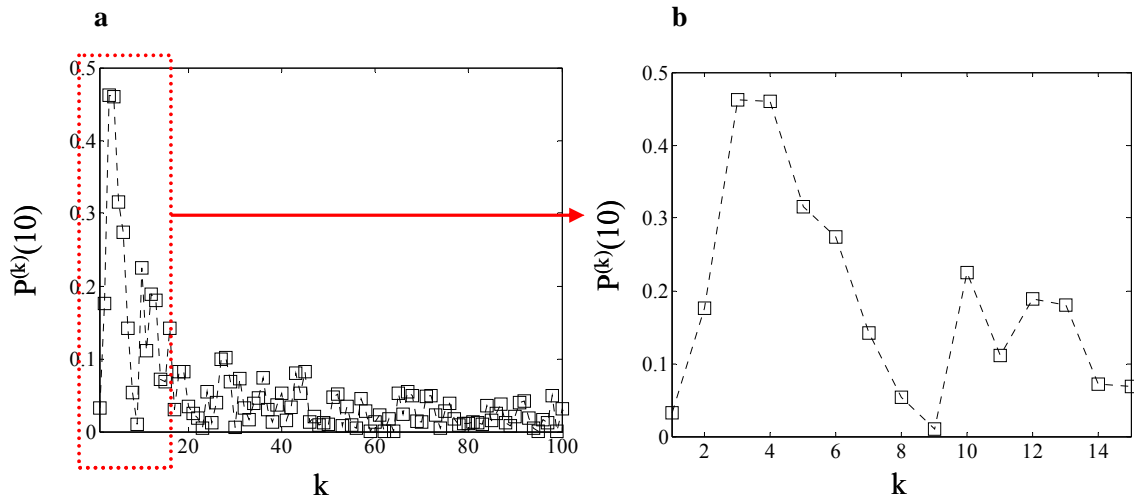


Figure 5-22 Valeur absolue du coefficient de corrélation entre Γ_n'/σ_Γ et $b_n^{(k)}$ pour $R = 10mm$ **a**, 100 premiers modes POD ; **b**, zoom sur les 15 premiers modes POD

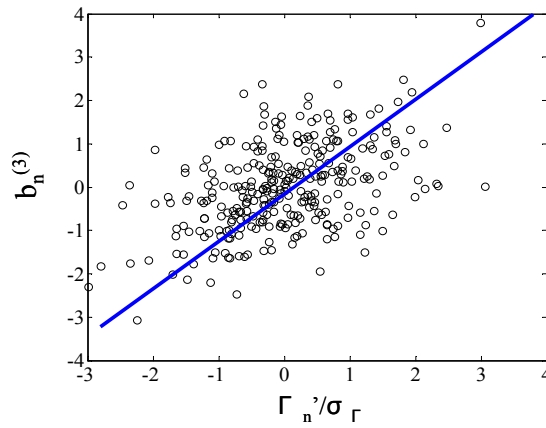


Figure 5-23 Nuages de points $(\Gamma_n'/\sigma_\Gamma, b_n^{(k)})$ pour $R = 10mm$ pour $k = 3$

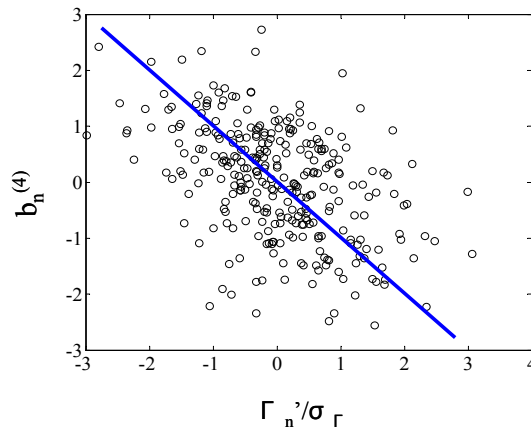


Figure 5-24 Nuages de points $(\Gamma_n'/\sigma_\Gamma, b_n^{(k)})$ pour $R = 10mm$ pour $k = 4$

Les nuages de points associés à ces deux modes, tracés sur la Figure 5-23 et sur la Figure 5-24, montrent en effet que ces coefficients aléatoires normalisés peuvent être utilisés pour détecter une structure particulière de l'écoulement, liée à la variation de sa structure à cœur. Les faibles valeurs de circulation doivent être associées, respectivement, de grandes valeurs négatives de $b_n^{(3)}$ et de grandes valeurs positives de $b_n^{(4)}$.

Afin de s'assurer que cette corrélation aux modes 3 et 4 reste valable quelque soit le rayon de calcul R , nous avons tracé l'évolution de $P^{(k)}(R)$ sur la Figure 5-25, pour les huit premiers modes POD. Cette courbe montre clairement que la contribution des modes 3 et 4 à la circulation domine toujours, aux petits comme aux grands rayons.

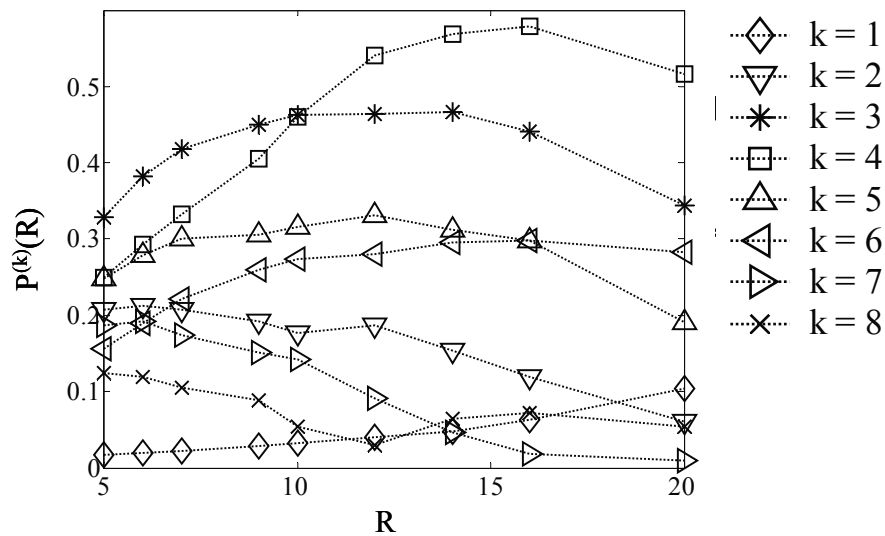


Figure 5-25 Evolution de $P^{(k)}(R)$, pour $k=1$ à $k=8$

5.3 Analyse de l'écoulement au point mort haut

5.3.1 Etat de la structure moyenne au point mort haut

L'étude de la structure en fin de compression relève d'une importance capitale, puisque c'est au voisinage de cette zone de fonctionnement moteur qu'a lieu l'injection de carburant, dans le cadre des stratégies conventionnelles. En cas d'avance à l'injection importante, l'écoulement au PMH est déterminant dans l'évolution et le transfert des quantités de polluants produits durant la combustion diffuse. Afin de s'installer dans le bol au PMH, l'écoulement tourbillonnaire identifié en milieu de compression subit certaines perturbations. Vers $\theta = 330$ CAD, l'écoulement principal est transféré du volume du cylindre au volume du bol. Ce transfert de charge est connu sous le nom de squish, ou chasse. Ce mouvement est associé à la production de couches de cisaillement, qui sont favorables à la création de turbulence. Il induit aussi des écoulements toroïdaux ou de rouleaux qui interagissent avec le mouvement de swirl. Cette interaction entre le phénomène de chasse et l'écoulement tournant est un sujet d'investigation à part entière. La vitesse caractéristique du squish dans notre configuration a été confrontée à une estimation théorique proposée dans (Heywood, 1988) et dans les travaux antérieurs de (Deslandes, 2004). Les écarts observés ont été imputés aux fuites du moteur. L'objectif dans cette partie n'est pas de décrire ce phénomène de chasse, mais de focaliser notre discussion uniquement sur la fin de la compression, au PMH. Dans cet état, l'écoulement est principalement confiné dans le bol cylindrique, car la distance de séparation entre le toit de la culasse et la surface du piston est d'environ 0,7 mm. L'analyse physique a été tout d'abord menée en trois plans horizontaux. Puis, afin de corroborer la structure suggérée lors de cette première analyse, nous présenterons deux plans verticaux accessibles dans cette région confinée.

Tout d'abord, il est intéressant d'observer les caractéristiques globales de l'écoulement dans le bol en analysant les champs en moyenne de phase (cf. Figure 5-28). Une structure tournante organisée est observée pour les trois plans de mesures. La vitesse maximale est observée pour le plan supérieur, proche de la face feu de la culasse (~ 6 m/s). La distribution de vitesse pour ce plan est fortement perturbée. En effet, la non-axisymétrie du champ et l'éloignement du point de vitesse nulle au centre géométrique de la chambre montre une interaction de l'écoulement avec la paroi. La zone de forte vitesse rencontrée est aussi observée dans le plan intermédiaire, situé en milieu de bol. Sur les deux derniers plans de mesure, la structure tournante est centrée.

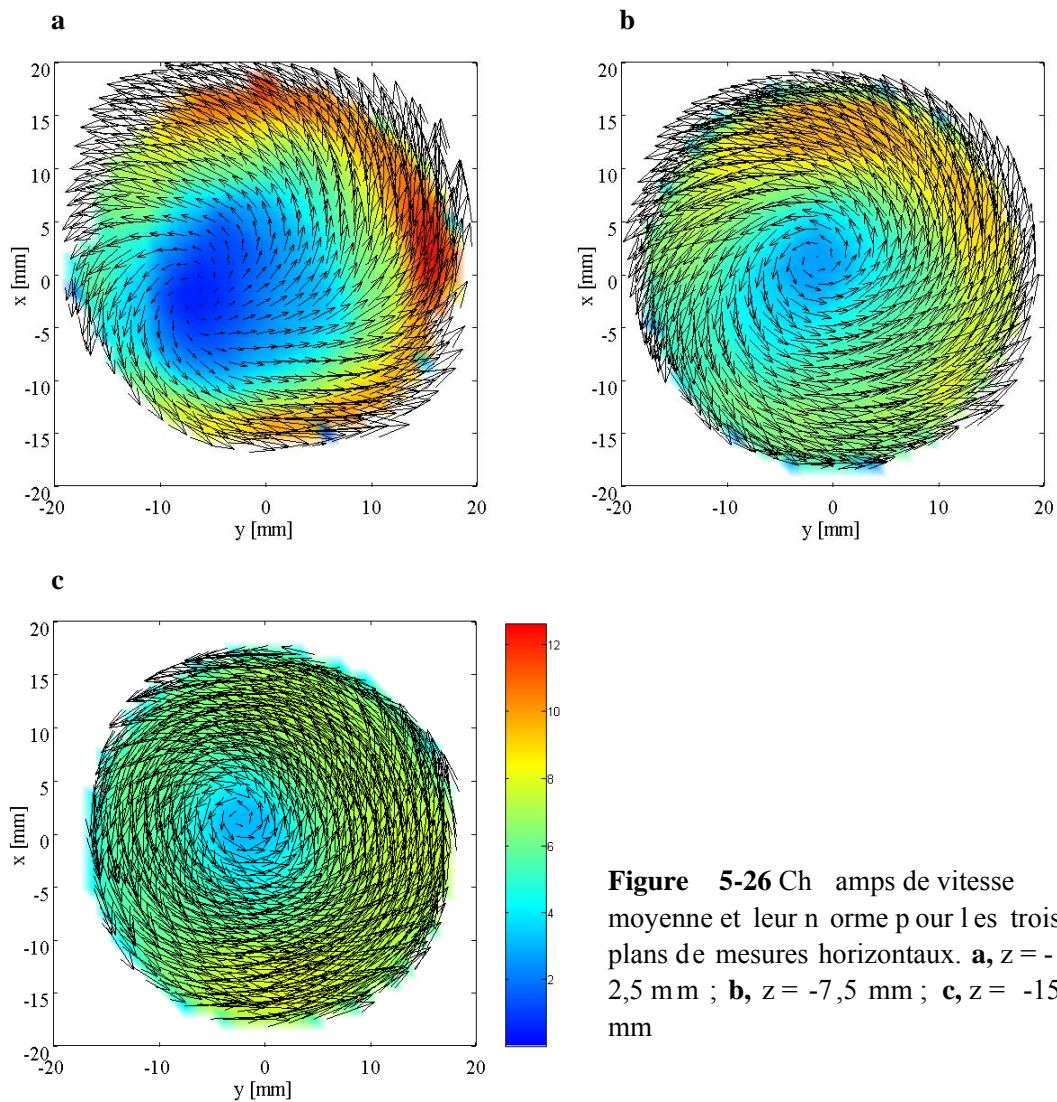


Figure 5-26 Champs de vitesse moyenne et leur norme pour les trois plans de mesures horizontaux. **a**, $z = -2,5$ mm ; **b**, $z = -7,5$ mm ; **c**, $z = -15$ mm

Nous pouvons distinctement voir, et notamment sur la Figure 5-28a qu'un mouvement tridimensionnel (forte composante transverse au plan) est attendu, compte tenu de la courbure des équipotentielles au voisinage du point de vitesse nulle (tourbillon analogue à un tourbillon de vidange). Pour prouver de manière précise que cette observation est liée à un état tridimensionnel de l'écoulement, le gradient de vitesse vertical peut être calculé. L'équation de continuité donne :

$$\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle V \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle W \rangle}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (91)$$

Où ρ est la masse volumique de l'air soumis à la compression. Au PMH, la vitesse instantanée du piston est nulle et $\partial \rho / \partial t \approx 0$. Donc :

$$\frac{\partial \langle W \rangle}{\partial z} = -\left[\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle V \rangle}{\partial y} \right] \quad (92)$$

Par conséquent, le gradient de vitesse transverse est calculé en utilisant la divergence plane du champ de vitesse bidimensionnel résolu par la PIV. Les contours de $\partial \langle W \rangle / \partial z$ sont présentés en Figure 5-29 pour les trois plans de mesure.

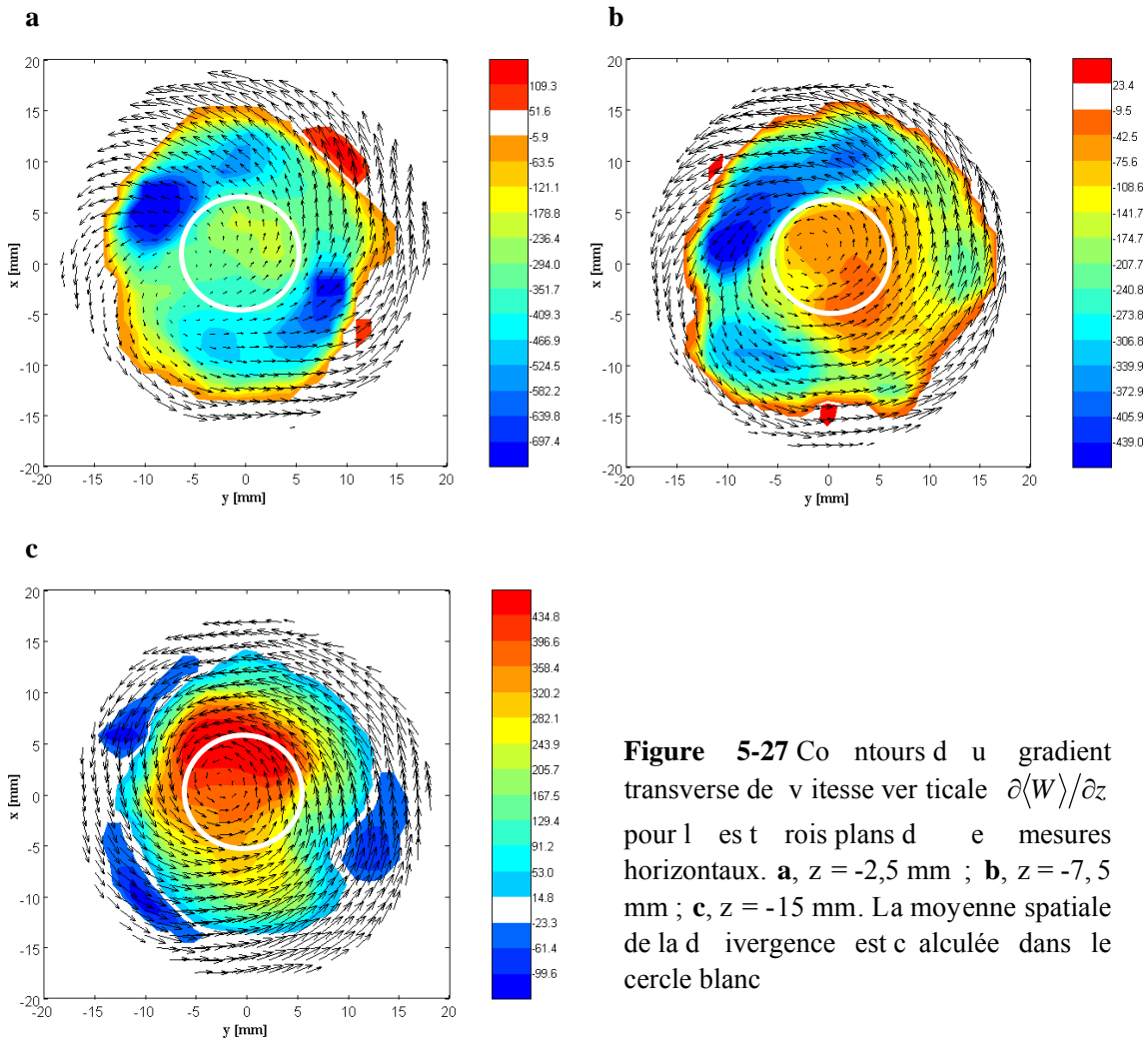


Figure 5-27 Contours du gradient transverse de vitesse verticale $\partial\langle W\rangle/\partial z$ pour les trois plans de mesures horizontaux. **a**, $z = -2,5$ mm ; **b**, $z = -7,5$ mm ; **c**, $z = -15$ mm. La moyenne spatiale de la divergence est calculée dans le cercle blanc

La valeur moyenne spatiale $\overline{\partial\langle W\rangle/\partial z}$ dans la région centrale du bol, délimitée par le cercle blanc (contour d'un disque de rayon 5 mm) est donnée dans le Tableau 5-1.

	$z = -15\text{mm}$	$z = -7,5\text{mm}$	$z = -2,5\text{mm}$
$\overline{\partial\langle W\rangle/\partial z}$	> 0	< 0	< 0
	(410.58)	(-68.05)	(-298.77)

Tableau 5-4 Moyenne spatiale $\overline{\partial\langle W\rangle/\partial z}$ dans la région centrale du bol

La norme de $\overline{\partial\langle W\rangle/\partial z}$ est plus forte près du toit. Cela indique un fort mouvement tridimensionnel dans cette région. De plus, les signes de $\overline{\partial\langle W\rangle/\partial z}$ montrent de manière claire un mouvement moyen ascendant de l'écoulement dans la partie centrale du bol. En partant du fond du bol, $\langle W \rangle$ augmente, passe par un maximum, puis décroît. Pour

confirmer ce mouvement ascendant, nous avons relevé deux plans verticaux du bol à $\theta = 360$ CAD. Ces plans sont présentés sur la Figure 5-28 et correspondent aux plans n°1 et n°2 (plans médians). On observe en effet un mouvement vertical ascendant au coeur de l'écoulement. Cela confirme les observations de (Arcoumanis 1983, Fansler, 1987 ; Fansler, 1988). Le squish induit un mouvement toroïdal dans le bol qui peut d'inverser. Cela est dû à l'interaction du mouvement de chasse avec un "fort" swirl.

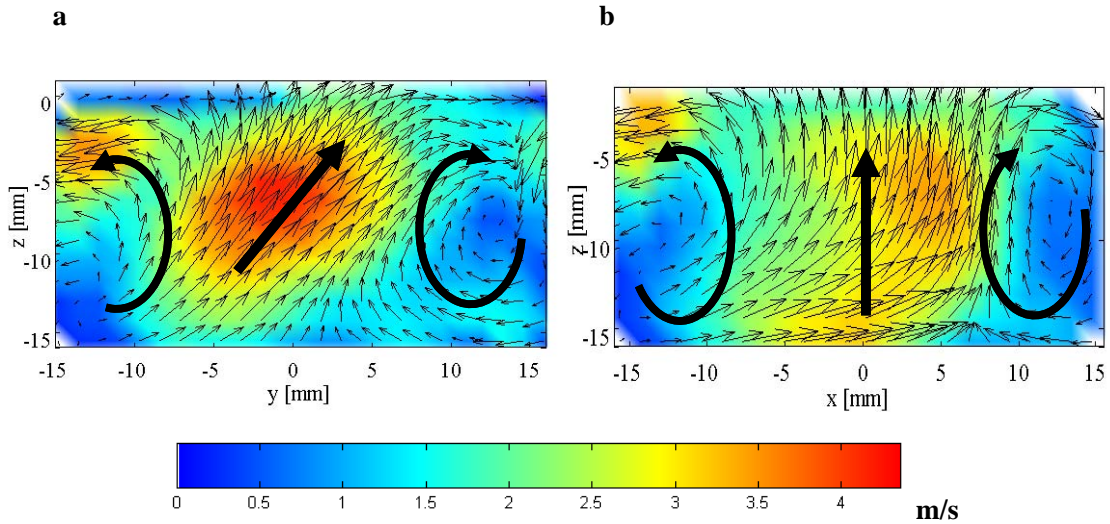


Figure 5-28 Champ de vitesses moyennes verticales. **a**, plan 1 ; **b**, plan 2. Le sens des flèches indiquent l'inversion du tore d'interaction

Le mouvement révélé par les signes $\overline{\partial \langle W \rangle} / \partial z$ et montré sur la Figure 5-28a-b est typique de ce phénomène. Ce type de mouvement d'ensemble peut être intéressant pour alimenter en oxygène les sprays qui seraient injectés au raz du toit, mais aussi pour dégager le bol des suies produites lors de la combustion au début de la course de détente.

5.3.2 Fluctuations de grande échelle au point mort haut

Le champ en moyenne de phase horizontal à $z = -7,5$ mm (c.f. Figure 5-29) peut à nouveau être comparé aux réalisations instantanées de l'écoulement dans ce plan. La Figure 5-29a correspond au champ de vitesses instantanées possédant la valeur $\Gamma(5) = \langle \Gamma(5) \rangle + 2\sigma_{\Gamma(5)}$. La Figure 5-29b représente le champ ayant une valeur de circulation de $\Gamma(5) = \langle \Gamma(5) \rangle - 2\sigma_{\Gamma(5)}$. Le premier champ observé affiche un fort mouvement rotatif, alors qu'un noyau de faible dynamique est détecté sur le second champ. Dans ce cas aussi, $\Gamma(5)$ est la circulation le long d'un cercle de rayon $R=5$ mm centré sur le point de vitesse moyenne nulle. Cette observation importante signifie que nous observons toujours une fluctuation de structure de l'écoulement tournant au PMH après la phase de chasse. Les profils de vitesses instantanées de la Figure 5-30 confirment cette variation cycle-à-cycle dans la structure de l'écoulement, moins prononcé qu'à 270 CAD toutefois (Cosadia et al., 2006).

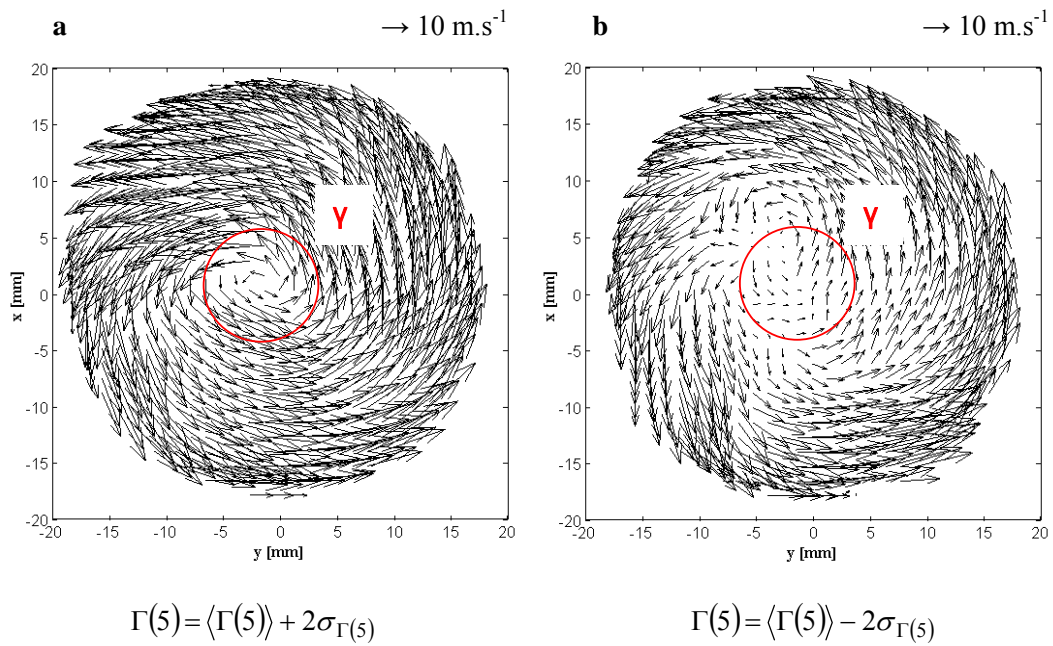


Figure 5-29 instantanés horizontaux ayant une valeur de $\Gamma(5)$ égale à $\Gamma(5) = \langle \Gamma(5) \rangle + A\sigma_{\Gamma(5)}$ pour $\theta = 360 \text{ CAD}$, à $z = -7,5 \text{ mm}$: **a**, $A = +2$; **b**, $A = -2$

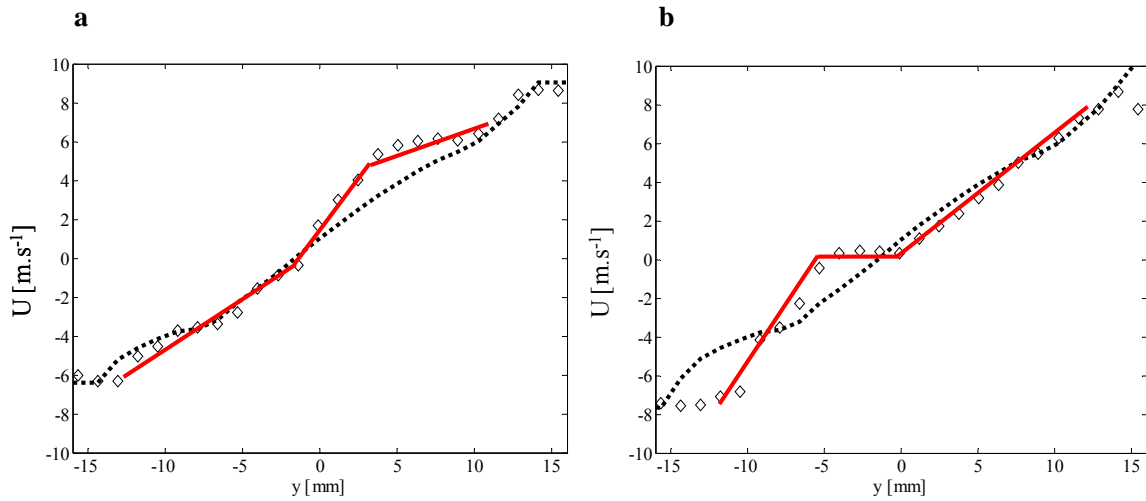


Figure 5-30 Profil longitudinal de vitesse instantanée pour $\theta = 360 \text{ CAD}$ à $z = -7,5 \text{ mm}$. **a**, $(\diamond) \Gamma(5) = \langle \Gamma(5) \rangle + 2\sigma_{\Gamma(5)}$ (...) profil de vitesse moyenne; **b**, $(\diamond) \Gamma(5) = \langle \Gamma(5) \rangle - 2\sigma_{\Gamma(5)}$ (...) profil de vitesse moyenne.

Même si les couches de cisaillement induites par le mouvement de squish produisent de la turbulence, cette turbulence intervient trop tard au PMH. Le mouvement de squish est donc trop tardif et associé à une diffusivité turbulente ($\nu_t \approx u'l$) trop faible. Nous pouvons, à titre d'exemple, effectuer une estimation de la distance affectée par le transport turbulent associé au squish. Avec un modèle de couche de mélange plane, (Deslandes, 2004) a montré que cette longueur caractéristique ne représentait que 10% du diamètre du bol. Par conséquent, la turbulence générée par le squish est localisée et de petite taille. Elle n'est donc pas capable de « gommer » les variations de structure identifiées en milieu de compression.

5.3.3 Statistiques de la circulation

Afin d'effectuer la comparaison avec les données obtenues en milieu de compression ; $\langle \Gamma \rangle$ et I_r , à la fois à $\theta = 270$ CAD et au PMH sont tracés sur la Figure 5-31 et la Figure 5-32, en fonction du rayon normalisé R^* . $R^* = 2R/b$ est utilisé à $\theta = 270$ CAD alors que $R^* = 2R/d_b$ est utilisé à $\theta = 360$ CAD (d_b est le diamètre du bol). Nous rappelons ici que le rapport entre le rayon du cylindre et le bol est de 2,1. Un rayon de $R=5$ mm au PMH correspond alors géométriquement à environ $R=10$ mm à 270 CAD si l'on souhaite conserver le même rapport d'aspect.

Si le théorème de Kelvin était valable pour le champ de vitesse moyenne dans le cas présent, nous devrions observer la conservation de la circulation le long des lignes matérielles circulaires. Comme le transfert dans le bol est quasi-complet à $\theta = 360$ CAD, nous devrions donc avoir :

$$\langle \Gamma(R^*) \rangle_{\theta=360^\circ} = \langle \Gamma(R^*) \rangle_{\theta=270^\circ} \quad (93)$$

La Figure 5-31 montre que cela n'est pas le cas. Une estimation grossière indique que la circulation dans le bol, pour le même rayon adimensionnel R^* , est égale environ à la moitié de la circulation dans le cylindre. Nous avons donc :

$$\langle \Gamma(R^*) \rangle_{\theta=270^\circ} = 2 \langle \Gamma(R^*) \rangle_{\theta=360^\circ} \quad (94)$$

Les pertes associées au transfert de la vorticité moyenne de la direction verticale à la direction azimutale durant la génération du mouvement tridimensionnel moyen dans le bols ont certainement r sponsables d'une telle décroissance du moment angulaire. Ce résultat est cohérent avec l'observation effectuée en début de chapitre et l'équation que nous avons alors obtenue, $\overline{V_\theta}^{220^\circ} = \overline{V_\theta}^{360^\circ}$. La Figure 5-32, quant à elle, montre très nettement que l'intensité de fluctuation de la circulation tracée en fonction de R^* suit une évolution similaire à $\theta = 270$ CAD et à $\theta = 360$ CAD.

En réalité, les données obtenue au PMH dans le plan $z=-7,5$ mm, correspondant au plan central dans le bol, suivent les résultats discutés et obtenus pour le milieu de la compression. I_r est fort pour $R^* < 0,2$ et I_r décroît à $I_r \approx 0,05$ pour $R^* > 0,6$. Nous voyons aussi sur la Figure 5-32 que I_r est significativement plus grand au PMH dans les plans proches des parois, correspondant soit au toit de la chambre ou au fond du bol. L'important confinement et l'interaction de l'écoulement aux parois seraient susceptibles de produire, en effet, de telles fluctuations de structure. La conclusion principale de cette section reste la persistance des variations de structure de l'écoulement tournant au PMH dans ce moteur transparent Diesel.

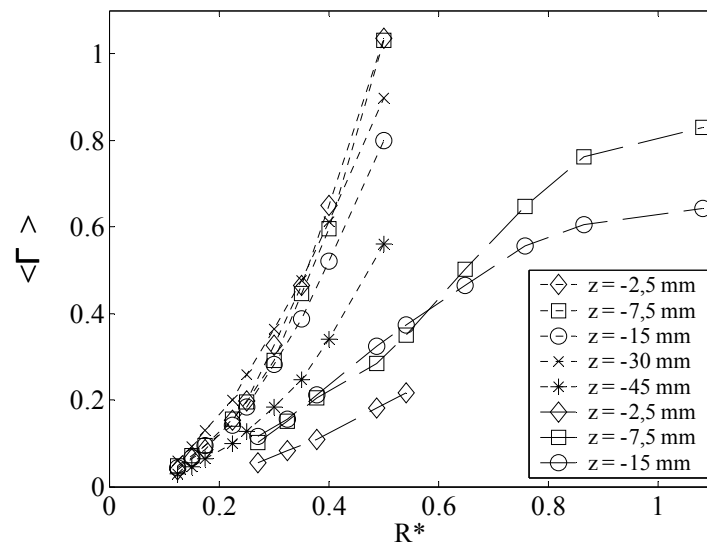


Figure 5-31 Circulation moyenne $\langle \Gamma \rangle$ en fonction du rayon normalisé R^* pour le cylindre [$\theta = 270$ CAD] (--) et le bol [$\theta = 360$ CAD] (___) pour tous les plans de mesures horizontaux

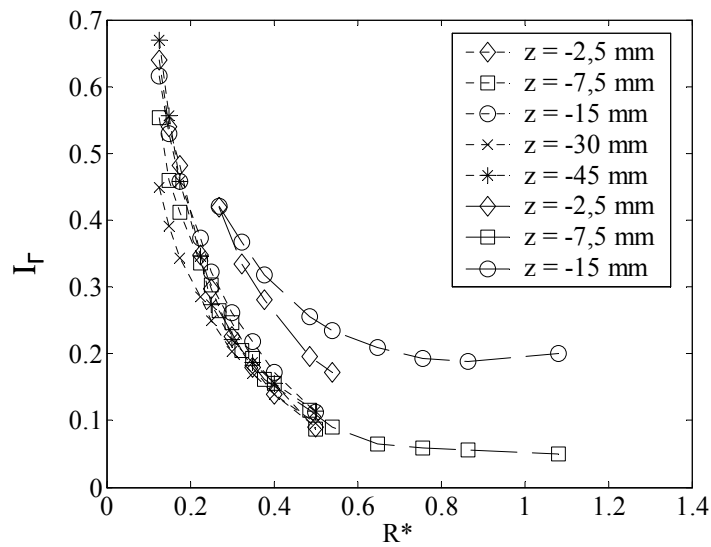


Figure 5-32 Fluctuation d'intensité I_r en fonction du rayon normalisé R^* pour le cylindre [$\theta = 270$ CAD] (--) et le bol [$\theta = 360$ CAD] (___) pour tous les plans de mesures horizontaux

5.4 Synthèse du chapitre

Dans les deux derniers développements, nous avons présenté des données PIV 2D2C et leur analyse physique au cours de la compression. Le but était de comprendre la structure de l'écoulement et ses variations cycliques. La connaissance du mouvement global a ainsi été améliorée et complétée par rapport aux études antérieures. L'étude du mouvement moyen pendant la course de compression a montré que la structure tournante présentait encore des inhomogénéités spatiales, certainement dues à la survivance du jet résultant de la course d'admission. En fin de compression, l'annulation de la conservation du moment cinétique a permis d'émettre l'hypothèse d'un fort mouvement tridimensionnel dans le bol. Enfin, la décroissance de l'énergie fluctuante dans la chambre pendant la compression a conduit à un examen plus précis des fluctuations de grande échelle. Pour cela, la suite de l'analyse a été menée sur deux phases spécifiques de la compression.

Nous avons tout d'abord focalisé notre analyse sur le milieu de la phase de compression à 270 CAD. Les champs en moyenne de phase des plans horizontaux et verticaux ont été examinés. Même si un tourbillon moyen est mesuré, nous avons montré que la structure de l'écoulement est complexe et difficile à interpréter à cause des données moyennées qui ne contiennent qu'une partie de l'information structurelle. Les champs de vitesse instantanés à 270 CAD ont été analysés en utilisant un indicateur intégral basé sur la circulation $\Gamma(R)$ du champ de vitesse le long d'un cercle de rayon R , centré sur le point de vitesse moyenne nulle. Un résultat important est la variation significative du tourbillon en un écoulement de type "vortex" à un écoulement de type "annulaire" d'un cycle à l'autre.

Une analyse physique a montré que les variations de structure doivent résulter du forçage de l'écoulement tournant en un jet résultant s'enroulant au sein de la chambre durant la phase d'admission. Cela est cohérent avec les conclusions du chapitre 4. Le temps disponible au transport turbulent de la quantité de mouvement n'est pas assez important pour permettre un lissage parfait du tourbillon généré. Afin de déterminer l'importance cycle-à-cycle de ces fluctuations de structure, nous avons obtenu des statistiques et nous les avons analysées. L'intensité de fluctuation I_Γ de la circulation est très forte pour $2R/b \leq 1/4$. De plus, avec $I_\Gamma \approx 10\%$ pour $2R/b \approx 1/2$, nous avons montré que des variations cycle-à-cycle importantes se produisent dans notre moteur de recherche. Les intercorrélations à l'intérieur d'un même cycle, et entre cycles ont aussi été calculées. Nous n'avons pas relevé de corrélations entre cycles.

Nous avons ensuite appliqué une décomposition POD à l'écoulement interne. Le but était d'extraire du champ de vitesse des caractéristiques cohérentes qui fourniraient une description de ses mouvements de grande échelle. La convergence du spectre POD obtenue est relativement lente et il semble presque impossible de déterminer un mode de coupure (à partir d'un critère énergétique bien entendu). Les circulations ont ensuite été décomposées en utilisant cette approche POD et nous avons montré que les moments d'ordre 1 et 2 de $\Gamma(R)$ sont raisonnablement convergés si plus de 10 modes sont conservés. Les coefficients aléatoires normalisés ont aussi montré leur capacité à rendre compte de la structure de l'écoulement instantané.

Finalement, nous avons présenté l'écoulement dans le bol en fin de compression. Le résultat principal est la détection qualitative et quantitative de fortes variations de structure au PMH après la phase de squish. Les intensités de fluctuations suivent une évolution similaire à 270 CAD et au PMH. Le mouvement de squish est donc trop tardif et associé à une diffusivité turbulente trop faible. Par conséquent, les fluctuations de structure survivent jusqu'au PMH dans ce moteur.

Les résultats présentés dans cette partie ont des conséquences importantes pour la modélisation des écoulements internes. En particulier, ils montrent une fois de plus qu'il n'est pas possible de supposer une séparation d'échelles entre l'écoulement moyen et les structures turbulentes portées par ce mouvement moyen. Ils posent aussi un certain nombre de questions et montrent qu'il est important d'améliorer la compréhension physique de cette variabilité de grande échelle. Les approches numériques et expérimentales doivent être combinées pour permettre une telle

compréhension. De plus, il devrait être possible de réduire la complexité statistique en trouvant des descriptions d'ordre bas de ces écoulements de grande échelle pendant un cycle. Par ce biais, il serait aussi possible de trouver des liens étroits avec les méthodes développées pour l'application au contrôle des écoulements en aérodynamique externe.

5.5 Bibliographie du chapitre

- Arcoumanis C; Bicen AF; Whitelaw JH** (1983). Squish and swirl – squish interaction in motored model engines. *Journal of fluids engineering* **105**:105-112.
- Arcoumanis C; Hadjiapostolou A; Whitelaw JH** (1987). Swirl centre precession in engine flows. SAE-Paper 870370.
- Arcoumanis C; Whitelaw JH** (1987). Fluid mechanics of internal combustion engines-a review. *IMEchE* **201**: 57-74.
- Arcoumanis C; Enotiadis AC; Whitelaw JH** (1991). Frequency analysis of tumble and swirl in motored engines. *IMEchE* **205**: 177-184.
- Baby X** (2000). Contribution à l'optimisation de l'aérodynamique interne dans un moteur à injection directe essence. Analyse de l'écoulement de tumble par vélocimétrie par image de particules et simulation numérique 3D. PhD thesis, I.N.P Toulouse.
- Batchelor G** (1967). *Introduction to fluid mechanics*, Cambridge university press.
- Benedict LH; Gould RD** (1996). Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Experiments in fluids* **22**:129-136.
- Berkooz G; Holmes P; Lumley JL** (1993). The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annual review fluid mechanics* **25**:539-75.
- Bonnet JP; Delville J; Glauser MN** (2002). Coherent structures in turbulent shear flows: the confluence of experimental and numerical approaches. *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division summer meeting*, Montreal, Quebec, Canada, July 14-18. FEDSM2002-31412
- Borée J** (2004). *Aérodynamique interne des moteurs à pistons*. Cours ENSAE.
- Bradshaw, P** (1969). The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.* **36**: 177-191.
- Cosadia I; Borée J; Charnay G; Dumont P** (2006). Cyclic variations of the swirling flow in a Diesel transparent engine. *Experiments in Fluids* **41**:115-134.
- Deslandes W** (2004). Structure et dispersion de l'aérodynamique interne des moteurs Diesel. Caractérisation par diagnostic optique. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.
- Egea V** (2005). Etude numérique de l'aérodynamique interne d'un moteur Diesel à injection directe; analyse de la phase de compression. Rapport de fin d'études Ensm. Rapport technique RENAULT.
- Enotiadis AC ; Vafidis C ; Whitelaw JH** (1990). Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in fluids* **10**:77-86.
- Fansler TD; French DT** (1987). Swirl, Squish and Turbulence in stratified charge engines: Laser-Velocimetry Measurements and Implications for Combustion. SAE-Paper 870371.
- Fansler TD; French DT** (1988). Cycle-Resolved Laser-Velocimetry Measurements in a Reentrant Bowl-in-Piston-Engine. SAE-Paper 880377.
- Gerber A; Melinand JP; Charnay G** (1981). Kinematic Properties in a Cylinder of a Motored Reciprocating Engine. *IUTAM Symposium Unsteady Turbulent Shear Flows* 46-54.
- Gerber A; Charnay G; Bidault M** (1985). Comparison Between Steady and Unsteady Flows in Cylinders of an Internal Combustion Engine. SAE-Paper 850121.

Graftieux L; Michard M; Grosjean N (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and technology* **12**:1422-1429.

Heywood JB (1988). *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw-Hill.

Hill PG ; Zhang D (1994). The effects of swirl and tumble on combustion in spark-ignition engines. *Prog. Energy Combust. Sci.* **20**: 373-429.

Ismailov MM; Schock HJ; Fedewa AM (2006). Gaseous flow measurements in an internal combustion engine assembly using molecular tagging velocimetry. *Experiments in Fluids* **41**:57-65.

Lecordier B (1997). Etude de l'interaction de la propagation d'un écoulement pré-mélangé avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules. *Faculté des Sciences de l'Université de Rouen*.

Lumley JL (1967). The structure of inhomogeneous turbulence. *Proceedings Atmospheric turbulence and radio-wave propagation* Yaglom and Tatarski, eds Nauka, Moscow pp166-178.

Lumley JL (1999). *Engines, an introduction*. Cambridge university press.

Marc D (1998). Etude expérimentale de la compression d'un écoulement de roulement-Situation modèle de l'aérodynamique interne des moteurs à pistons. PhD Thesis. I.N.P. Toulouse, n° 1423.

Maurel S (2001). Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé. Situation modèle pour la validation de simulations aux grandes échelles dans les moteurs. PhD Thesis. I.N.P.Toulouse, n° 1780.

Pavageau M; Loubière K; Gupta S (2006). Automatic detection and statistical analysis of coherent structures in the wall region of a confined plane turbulent impinging jet. *Experiments in Fluids* **41**:35-55.

Payri F; Desantes JM; Pastor JV (1996). LDV Measurements of the flow inside the combustion chamber of a 4-valve D.I. Diesel engine with axisymmetric piston bowls. *Experiments in fluids* **22**:118-128.

Reuss DL; Adrian RJ; Landreth CC; French DT; Fansler TD (1989). Instantaneous planar measurements of velocity and large-scale vorticity and strain rate in an engine using particle image velocimetry. *SAE technical papers* 890616.

Sirovich L (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures, part I: coherent structures. *Quarterly of applied mathematics* **45**-3:561-571.

Tennekes H; Lumley JL (1972). *A first course in turbulence*. Cambridge, The M.I.T. Press.

Schlichting H (1979). *Boundary layer theory*. New-York, McGraw-Hill Company.

Towers DP; Towers CE (2004). Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*. **15**:1917-1925.

Westerweel J (1993). *Digital particle image velocimetry, theory and application*. Delft university press.

Chapitre 6

Suivi temporel de la structure tourbillonnaire compressée

Ce chapitre sera dédié au suivi temporel de l'écoulement tournant pendant la course de compression. Au-delà de la description statistique de l'écoulement interne (cf. chapitres 4 et 5), la PIV résolue en temps (TRPIV) permet d'accéder à l'évolution de l'écoulement à l'intérieur même d'un cycle moteur. Nous avons bénéficié de cette technique de mesure pendant quelques jours au cours desquels plusieurs bases de données ont été acquises. Dans ce chapitre, nous n'examinerons qu'une seule de ces bases de données temporelles. Il s'agira d'un plan situé à 7,5 mm de la culasse. Les données ne seront exploitées que pendant la phase de compression, entre 216 et 360 CAD, tous les 4,8 CAD.

Des études temporelles sur les mouvements aérodynamiques internes ont été menées par le passé. Par exemple, l'étude temporelle du mouvement de tumble a été effectuée par (Druault et al., 2004). La dynamique du mouvement de swirl a été étudiée récemment, dans un contexte essence, par (Towers et al., 2004). Néanmoins, le type de résultats que nous avons obtenus, sur une configuration Diesel avec un piston à bol, pour un fort taux de compression, présente un caractère original. Notre objectif est dans un premier temps d'observer le comportement de la structure tourbillonnaire, au cours d'un cycle, sur une série de cycles consécutifs. Nous avons observé au chapitre précédent, que la signature de l'écoulement compressé dans un plan de mesure alternait d'un cycle à l'autre entre un état fortement structuré en tourbillon (écoulement de type « vortex ») et un état faiblement structuré (écoulement de type « annulaire »). L'enjeu est ici d'examiner si ce type de comportement est aussi observé à l'intérieur d'un cycle. En d'autres termes, la variation de structure observée sur chaque « coupe de swirl » au chapitre précédent correspond-elle à une variation cycle à cycle de l'état de l'ensemble de l'écoulement dans le cylindre ou au contraire à une non homogénéité axiale présente à chaque cycle.

Dans un second temps, afin de caractériser la dynamique des grandes échelles, nous proposerons une application de la POD à nos données, avec l'introduction d'une méthodologie de couplage. En effet, en raison des contraintes de mesure, mais aussi de stockage mémoire des résultats expérimentaux, les données issues de la TRPIV sont limitées en nombre de cycles consécutifs résolus. Dans notre cas, l'encrassement du bol a limité le nombre de cycles résolus à 12. Pour décrire de manière précise la dynamique de l'écoulement compressé, il est donc nécessaire de combiner de manière optimale des données PIV statistiquement convergées et un nombre limité de cycles PIV résolus temporellement. Dans cette optique, une approche couplée entre la TRPIV et la POD invariante en phase est proposée. Deux bases de données seront donc utilisées. La première base contient les mesures issues de la PIV "standard", à faible cadence temporelle, la PIV 2D2C. Ces mesures sont obtenues sur un nombre conséquent de cycles, tous les cycles moteur, à une position fixe de la nappe laser, pour un angle vilebrequin donné (type de données utilisés dans les chapitres 4 et 5). Ce jeu de données est utilisé pour le calcul de la base POD invariante en phase ou POD globale suivant la procédure exposée au chapitre 3. La seconde base de données contient les champs issus de la mesure TRPIV. Les modes POD résultant de la décomposition de la première base de données sont utilisés comme de base de projection énergétique pour les champs TRPIV. Cela nous permet d'introduire une méthode de couplage originale à partir de laquelle nous tirerons deux applications :

- la première consiste à employer les projections obtenues pour déterminer les variations cycliques de l'écoulement compressé.
- la seconde application introduit une analyse des comportements caractéristiques de l'écoulement, considéré comme un système dynamique dans lequel les différents états correspondent à des configurations spécifiques d'écoulement (dispersion du point de vitesse nulle, du centre absolu ou nature de l'écoulement à coeur, par exemple). L'évolution de ces coefficients au cours de cycles constituera les trajectoires du système.

Enfin, nous tenterons dans une dernière section, de reconstruire, grâce à l'exploitation des projections coupées mentionnées plus haut, les fluctuations de structures observées dans la première section. Cela nous permettra notamment de statuer sur la possibilité d'envisager un modèle réduit de l'écoulement à partir de la circulation des champs de vitesses.

6.1 Evolution de l'aérodynamique dans le cycle n°6

Nous présenterons dans la suite de cette section, à titre d'exemple, les champs temporels obtenus dans le cycle n°6 (cf. Figure 6-1, Figure 6-2, et Figure 6-3). La configuration expérimentale retenue pour l'obtention de ces résultats a été présentée au chapitre 2. Nous avons bénéficié de cette technique de vélocimétrie laser pendant 4 jours (laser rapide et caméra haute cadence), ce qui nous a permis d'effectuer plusieurs expérimentations, à la fois dans les plans verticaux et dans un plan horizontal. Nous avons ainsi résolu temporellement l'écoulement dans le plan vertical n°1 et dans le plan horizontal $z=-7,5\text{mm}$. Les difficultés inhérentes à ce type d'acquisition ont été présentées dans le chapitre 3. Dû à l'encrassement du bol, nous avons limité l'exploitation des résultats à 12 cycles uniquement, bien que par exemple, pour ce plan horizontal, une cinquantaine de cycles soient disponibles. Les champs instantanés sont obtenus tous les $\Delta\theta = 4,8\text{ CAD}$. Nous ne nous intéresserons qu'à la course de compression. Les données sont donc triées pour ne récupérer que les courses de compression des 12 cycles résolus. La résolution temporelle de l'aérodynamique interne en configuration Diesel avec un piston de forme cylindrique par PIV 2D2C constitue un résultat original peu documenté dans la littérature. Les résultats de (Towers et al., 2004) ont été obtenus en configuration essence avec un piston plat et les principales résolutions temporelles des écoulements de type swirl que nous avons pu examiner sont issues de mesures par LDV. Nous insistons par conséquent sur le caractère nouveau des données acquises.

Compte tenu de la position du plan de mesure dans la chemise du moteur et de la course du piston, nous devons définir par la suite deux types de plans obtenus : les plans « cylindre » et les plans « bol ». Les plans « cylindre » sont obtenus entre 216 et 316,8 CAD. Les plans « bol », quant à eux, sont visualisés dans la fin de la compression, entre 321,6 et 360 CAD. La phase de compression réelle débute bien entendu après le retard de fermeture à l'admission qui a lieu à 220 CAD, le lecteur aura donc à l'esprit qu'à la phase 216 CAD, un faible débit d'air est présent aux soupapes d'admission. Les plans présentés ont été projetés sur une grille commune d'analyse qui nous sera utile dans la suite de ce chapitre. Le lecteur ne s'étonnera donc pas de voir apparaître les champs bol et les champs cylindre dans un même domaine spatial.

Par ailleurs, il est fondamental de faire la distinction, dans ce qui suit, entre, d'une part, la visualisation d'un plan « bol », et l'écoulement existant réellement dans la chambre à la phase considérée. En effet, à 321.6 CAD par exemple, même si le plan visualisé est situé dans le bol, les conclusions doivent prendre en compte l'existence d'un écoulement résiduel hors bol, réel et influant. Autrement dit, ce n'est pas parce que le plan visualisé est celui du bol que l'écoulement tout entier s'y déroule. De plus, signalons que dans les planches présentées, certaines zones de faible vitesse dans la partie gauche de la périphérie de l'écoulement apparaissent, en particulier dans les premiers CAD de la compression dans le cylindre et dans le bol. Celles-ci sont dues à des imperfections de mesure que nous n'avons pu éliminer. Les vecteurs erronés qui en résultaient ont été remplacés par des vecteurs nuls dans un premier temps. Leur remplacement par les vecteurs médians pris dans un voisinage élargi est en cours d'examen. Cela n'affectera pas notre analyse, car nous nous concentrerons principalement sur la région centrale de l'écoulement.

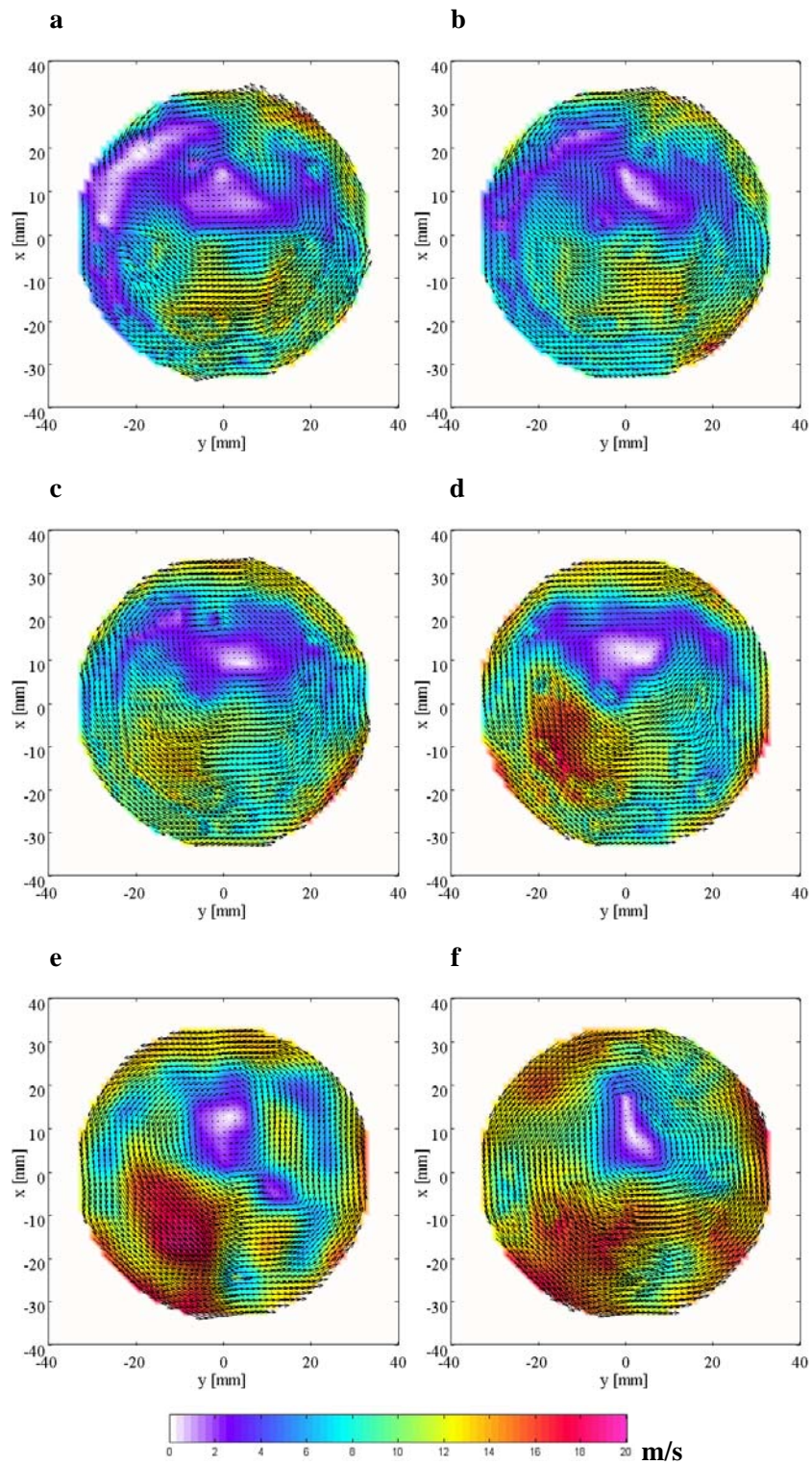


Figure 6-1 Champs temporels cylindre dans le cycle n°6. **a**, $\theta = 216$ CAD ; **b**, $\theta = 220,8$ CAD ; **c**, $\theta = 230,4$ CAD ; **d**, $\theta = 240$ CAD ; **e**, $\theta = 249,6$ CAD ; **f**, $\theta = 259,2$ CAD

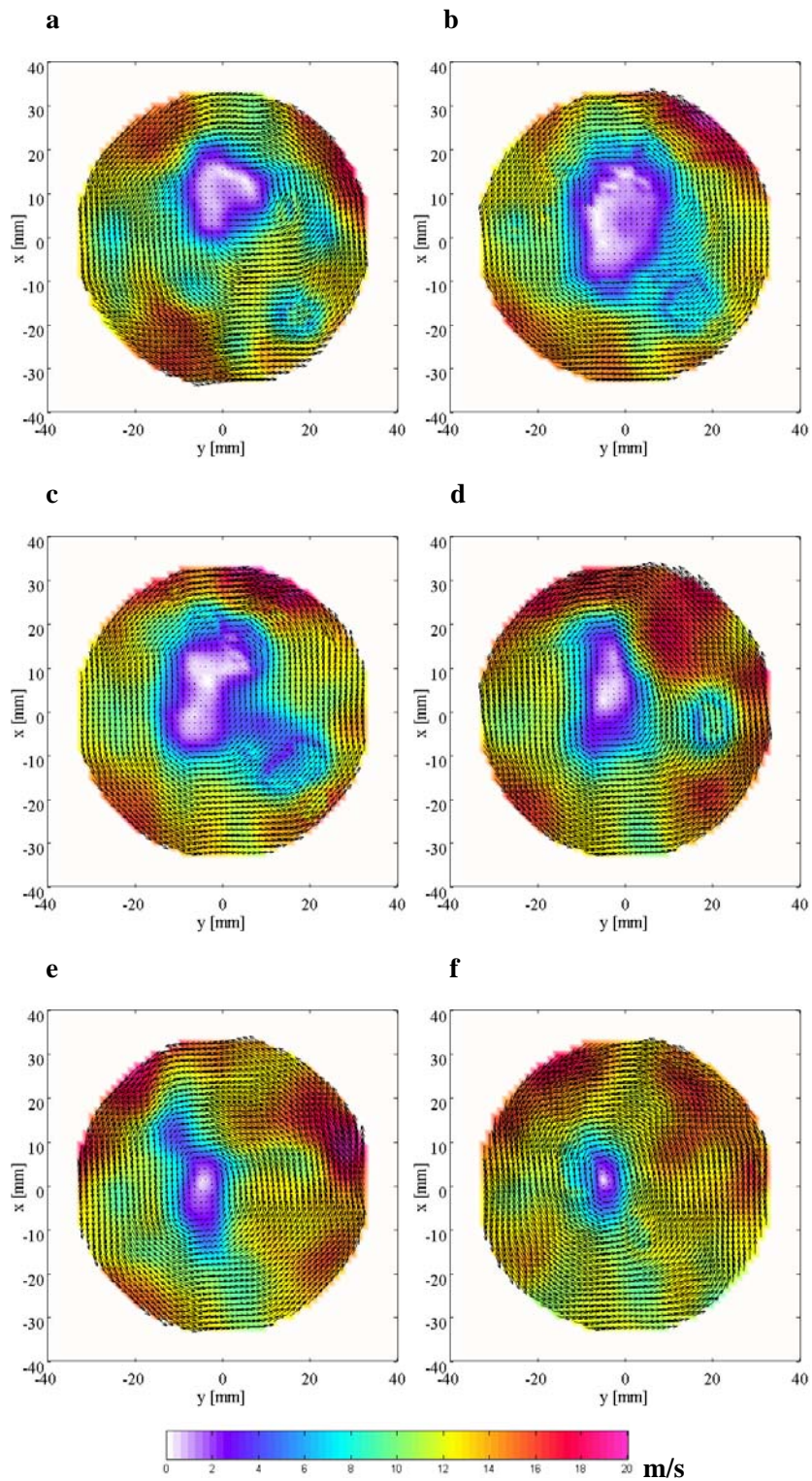


Figure 6-2 Champs temporels « cylindre » du cycle n°6. **a**, $\theta = 268,8 \text{ CAD}$; **b**, $\theta = 278,4 \text{ CAD}$; **c**, $\theta = 288 \text{ CAD}$; **d**, $\theta = 297,6 \text{ CAD}$; **e**, $\theta = 307,2 \text{ CAD}$; **f**, $\theta = 316,8 \text{ CAD}$

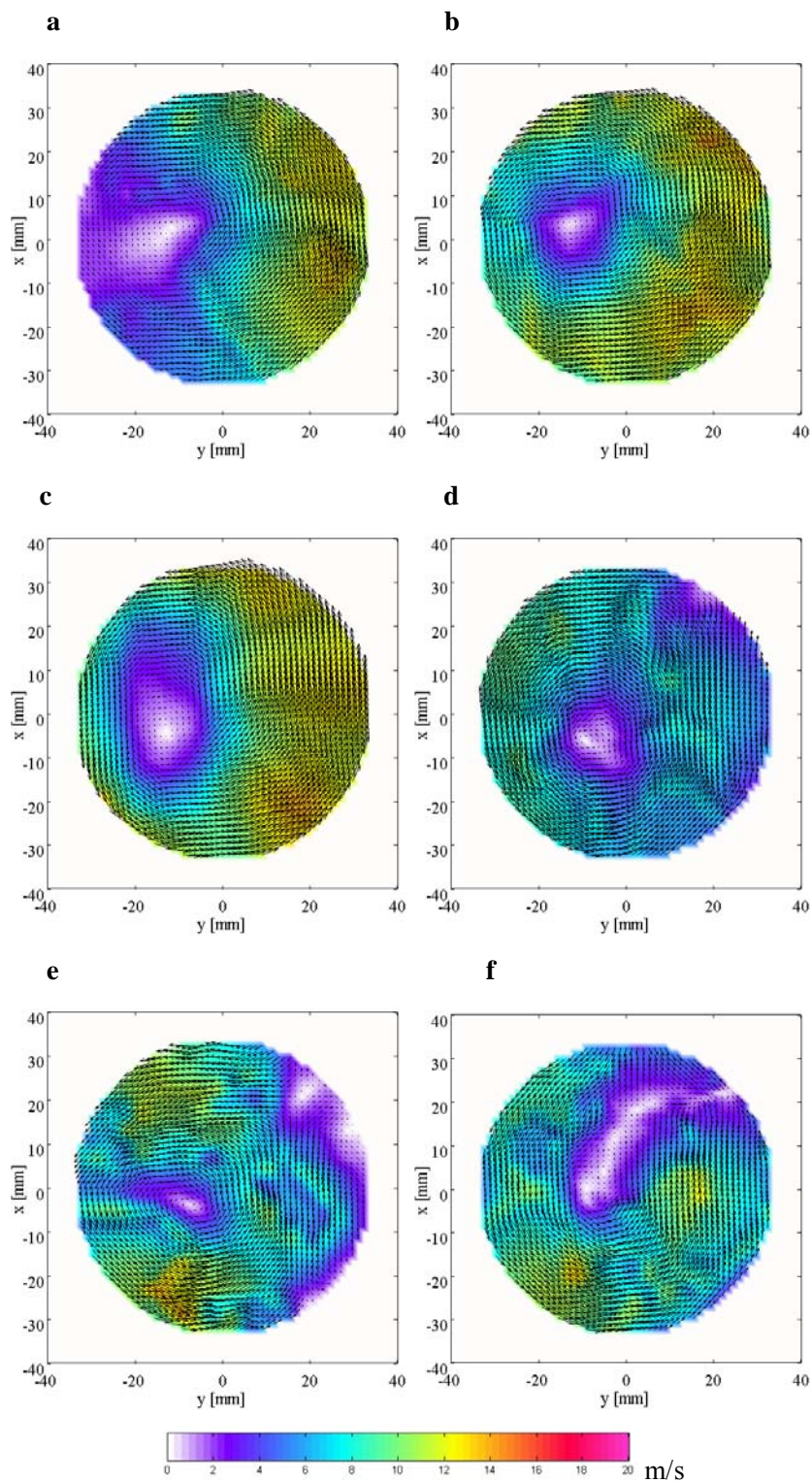


Figure 6-3 Champs temporels « bol » dans le cycle n°7. **a**, $\theta = 321,6$ CAD ; **b**, $\theta = 326,4$ CAD ; **c**, $\theta = 336$ CAD ; **d**, $\theta = 345,6$ CAD ; **e**, $\theta = 355,2$ CAD ; **f**, $\theta = 360$ CAD

L'observation de ces champs permet de comprendre que, d'une phase à l'autre, au sein du même cycle, les variations de grande échelle peuvent avoir une importance non négligeable. Les fluctuations de structure mises en évidence au chapitre 5 sont toujours présentes entre les phases d'un même cycle. Nous allons les quantifier dans la prochaine section.

6.2 Evolution des fluctuations de structure

Au chapitre 5, nous avons montré que le calcul des circulations permet de révéler l'existence et surtout de quantifier les fluctuations de structure de l'écoulement tournant, dont le lieu d'occurrence privilégié est la région avoisinant le point de vitesse moyenne nulle. Cette étude a permis d'établir que ce type de fluctuations était fortement présent en milieu de compression et persistait au point mort haut. Sur les champs temporels présentés au paragraphe précédent, nous avons observé que ce type de fluctuation était aussi présent d'une phase à l'autre. Grâce à ces mesures temporelles, il est donc désormais possible de suivre l'évolution de la circulation au sein de plusieurs cycles consécutifs, sur un même plan de mesure. Cette analyse permettra de déterminer si dans un cycle particulier, la circulation passe par plusieurs états fondamentalement différents ou si, au contraire, une circulation faible dès le retard de fermeture à l'admission (RFA) reste faible tout au long de la compression. Dans ce qui suit, la circulation sera calculée par intégration de la composante verticale de la vorticité plane.

Au chapitre 5, nous avons effectué le calcul des circulations le long d'un cercle dont le centre était situé au point de vitesse moyenne nulle à un angle de vilebrequin donné. Pour l'exploitation des champs temporels, la phase varie par définition, ce qui rend caduque la technique de calcul des circulations précédente. Nous avons donc choisi de fixer le point de calcul de la circulation au centre géométrique du cylindre afin de s'affranchir de ce biais. Les contours de calcul $C(R)$ seront donc des cercles de centre $(x, y) = (0, 0)$ et de rayon R . Dans les études paramétriques que nous avons menées (calcul des circulations avec variation du rayon), les rayons examinés ont été pris égaux à 5, 7, 10, 12 et 14 mm. Nous présentons, à titre d'exemple de résultats, sur la Figure 6-4, les circulations temporelles calculées sur $C(R = 10\text{mm})$ dans les plans cylindre et $C(R = 5\text{mm})$ dans les plans bol. Cela nous permet de garder le même rapport d'aspect (rapport entre le rayon du contour et rayon du domaine), le bol étant deux fois moins large que le cylindre. Il apparaît que la circulation varie de manière non négligeable au sein d'un même cycle.

Des résultats similaires ont été obtenus pour les différents rayons de calcul cités précédemment. Les résultats obtenus montrent qu'approximativement $\Gamma(R = 10, \theta = 270) \approx 2\Gamma(R = 5, \theta = 360)$ dans tous les cas des figures examinés. Nous retrouvons ainsi l'ordre de grandeur du rapport obtenu dans le chapitre 5 entre la circulation moyenne en milieu de compression et la circulation moyenne en fin de compression, à même rayon adimensionnel R^* .

Nous observons par ailleurs que l'écoulement, au cours du cycle passe de manière continue par plusieurs états, dans un même plan de mesure. Ces états ont été identifiés au chapitre 5 comme étant associés à des structures de type « vortex » et « annulaire ». Le fait que l'écoulement compressé puisse passer progressivement d'un état vers un autre démontre une hétérogénéité axiale de l'écoulement tournant. Ceci rompt avec la vision d'un écoulement idéal de type swirl en compression. Au contraire, cette description confirme l'hypothèse d'enroulement du jet résultant évoluant sous la contrainte du piston. Le passage continu d'une circulation faible à une circulation forte signe la mémoire de cet enroulement pendant la compression.

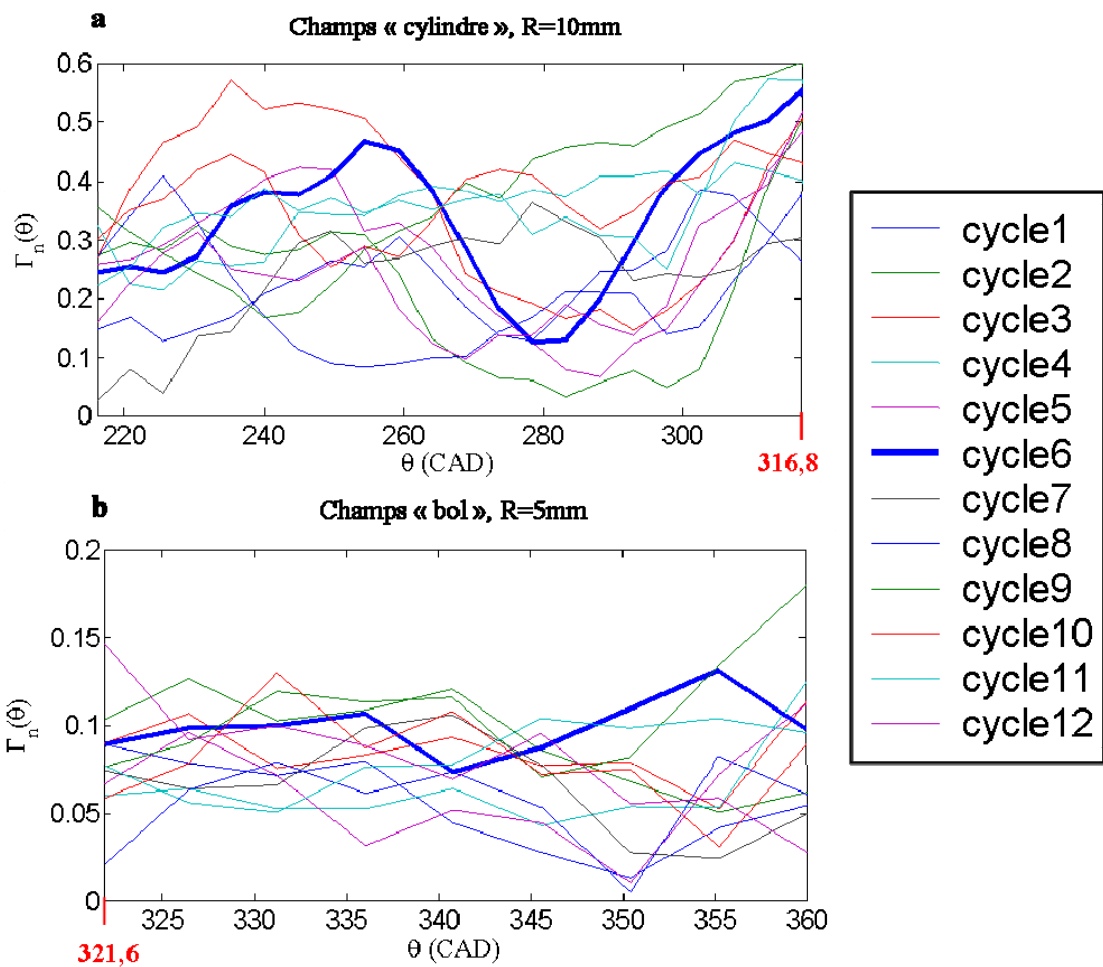


Figure 6-4 Circulations temporelles pour les 12 cycles consécutifs. **a**, circulations dans les plans « cylindre » ; **b**, circulation dans les plans « bol ».

6.3 Analyse temporelle des grandes échelles

Nous pouvons tenter, par une approche de type POD, de résoudre la dynamique des grandes échelles de l'écoulement à partir des mesures temporelles. En appliquant la méthodologie décrite au chapitre 5, nous pouvons ainsi tenter de caractériser les changements de structure du tourbillon par une décomposition orthogonale en modes propres, appliquée aux calculs de circulations. Or pour envisager une décomposition POD issue de mesures TRPIV, deux techniques sont possibles :

- réduire une matrice des corrélations construites à partir des champs de vitesses directement issus des mesures temporelles. Cette technique est utilisée par plusieurs auteurs pour caractériser la dynamique des écoulements compressés.
- réduire une matrice des corrélations construites à partir de mesures phasées statistiquement convergées aux phases considérées, en vue d'obtenir une base fiable pour la décomposition POD. Cette technique est

connue sous la dénomination de POD invariante en phase (*phase-invariant* POD) ou POD globale. Le lecteur se reportera au chapitre 3 pour les détails techniques concernant cette méthode.

6.3.1 La décomposition POD des champs temporels

La première des deux techniques proposées ci-dessus possède l'avantage d'utiliser directement les champs temporels mesurés. Les termes de la matrice des corrélations sont donc directement calculés, et par diagonalisation, les valeurs propres POD, les coefficients et les modes POD sont construits.

La mesure temporelle a fourni, dans notre cas, pour les courses d'admission et de compression un total de 744 champs de vecteurs (12 cycles résolus avec 62 champs par cycles – 1 cycle correspondant ici à une course d'admission et une course de compression). Dans la plupart des études antérieures, un nombre similaire de champs est utilisé pour la procédure POD, soit entre 300 et 900 champs de vitesses. La convergence des modes dans ce cas n'est pas entièrement assurée. Si l'on s'intéresse, et ceci sera notre propos durant toute la suite de ce chapitre, uniquement aux courses de compression, nous aurons 372 champs disponibles pour la décomposition POD. De plus, une telle application de la POD directement à partir des champs de vitesses temporels nécessite certaines précautions. Comme mentionné dans (Holmes, 1996 ; Sirovish, 1987 ; Fogleman, 2004), calculer les modes propres par la méthode des snapshots pose une hypothèse sur l'indépendance linéaire des champs (le lecteur trouvera en annexe une démonstration de ce résultat). Ceci implique la connaissance du temps intégral τ_i dans le cylindre à chaque degré vilebrequin. Une estimation de ce temps de retournement des tourbillons intégraux peut être obtenue en suivant les ordres de grandeurs mentionnés dans (Lumley, 1999). Ce temps a d'ailleurs été calculé dans le chapitre 2 pour justifier le suivi de ces tourbillons par nos particules d'ensemencement. D'autre part, le temps séparant les images temporelles enregistrées par les caméras ΔT est fixe, et compte tenu du régime moteur, nous avons $\Delta T \approx 0.6ms$. Le rapport entre ces deux temps caractéristiques varie du PMB au PMH entre 0,16 et 0,46. Le temps entre nos snapshots est donc plus faible que le temps intégral. L'application directe de la POD sur nos données pose donc problème. Selon (Fogleman et al., 2004), une éventuelle interdépendance des champs n'affecte pas les modes eux-mêmes, mais ralentit la convergence du spectre POD. Le premier mode associé à une telle procédure devra donc capturer moins d'énergie.

6.3.2 La décomposition POD invariante en phase

Le formalisme mathématique associée à cette technique a été exposé au chapitre 3. Nous rappelons ici le principe global de la méthode ainsi que quelques remarques complémentaires. Ceci nous permettra de mieux comprendre les différences existantes avec la première technique d'application POD. L'approche invariante en phase est caractérisée avant toute chose par une très bonne convergence statistique. En effet, le nombre de champs obtenu à chaque phase moteur est conséquent ($M=300$) et le nombre phases retenues dans l'élaboration de la base est de 7, du RFA au PMH. Ceci nous fournit un total de 2100 champs pour la décomposition.

6.3.3 Remarque sur la décomposition bi-orthogonale

Une approche équivalente à la décomposition orthogonale en modes propres permet d'obtenir une base de l'écoulement à partir de mesures dont la convergence statistique n'est pas requise. Cette décomposition, connue sous la dénomination de décomposition bi-orthogonale, pourrait être appliquée à nos champs temporels. La technique a été exposée dans (Aubry et al., 2001 ; Hémon et al. 2003 ; Py et al., 2005).

6.4 La décomposition invariante en phase

6.4.1 Formulation et modes

L'utilisation de la POD pour décrire l'évolution des grandes échelles d'un tourbillon axial compressé nécessite l'obtention d'une base de décomposition identique pour tous les angles de vilebrequin. Si la base POD est obtenue phase à phase, l'optimalité est acquise pour chaque échantillon statistique considéré, et non pour l'ensemble des champs de la compression. Les champs doivent donc être mis en commun pour permettre l'analyse de l'évolution des grandes échelles associées.

Nous nous intéresserons ici aux applications directes de cette approche sur un ensemble de données extraites de compression de l'écoulement et dans le plan de mesure $z = -7,5\text{mm}$. La mise en commun des champs de vitesses issus de la phase de compression doit s'accompagner d'un ensemble de traitements adéquats. Il convient, tout d'abord, de traiter des champs appartenant au même domaine spatial pour que le produit scalaire champs à champs soit correctement défini. Or, le domaine visible de la chambre varie au cours de la compression en raison du masquage du cône de visualisation par la hausse du piston. La première étape consiste donc à figer tous les champs sur une grille commune adimensionnée, en ayant au préalable effectué un masquage à partir de la plus faible zone visible de la chambre. Cela nécessite une interpolation des champs masqués, à la fois pour les champs qui occupent le cylindre et les champs qui occupent le bol. L'interpolation que nous avons utilisée dans le cadre de cette étude est de type *spline cubique*. De plus, tous les champs sont mis en commun sur une même grille adimensionnée $[-1, 1] \times [-1, 1]$. Des études paramétriques effectuées par (Moreau, 2003) ont montré que ce type d'interpolation permettait de conserver l'énergie cinétique des champs instantanés, ce qui, dans l'optique d'une décomposition de type POD, demeure fondamental. De plus l'influence de l'interpolation devient visible (et faiblement) sur les modes élevés (au-delà de 50) de la décomposition, ce qui n'est pas notre préoccupation principale puisque nous nous intéressons uniquement aux grandes échelles de l'écoulement (nous nous restreindrons à 10 modes dans la plupart des cas-les modes plus élevés ne seront pas caractérisés autrement que pour s'assurer de la convergence POD).

Notons que (Fogleman et al. 2004) applique, dans le cadre d'un écoulement de rouleau compressé, une correction de divergence au champ de vitesse. Cette opération est justifiée dans le cas d'un écoulement soumis à une compression pure (sans autre écoulement) par rapport à la géométrie considérée. Cela n'a pas été le cas dans nos travaux. Les champs n'ont donc pas subi de corrections consécutives à leur interpolation sur la grille d'interpolation commune. Le nombre de vecteurs obtenus sur la grille commune est extrêmement proche du champ caméra réel dans le cas des champs appartenant au cylindre, et par voie de conséquence, le nombre de vecteurs des champs appartenant au bol est quasiment multiplié par deux.

Les mesures ont été obtenues à $K=7$ degrés vilebrequin caractéristiques de la compression, du RFA au PMH : $\theta_1 = 220$ CAD (RFA); $\theta_2 = 270$ CAD ; $\theta_3 = 300$ CAD; $\theta_4 = 320$ CAD; $\theta_5 = 335$ CAD; $\theta_6 = 350$ CAD et $\theta_7 = 360$ CAD (PMH). Les angles de vilebrequin où ces mesures ont été acquises seront notés dans la suite θ_m .

Pour chaque CAD, un ensemble de $N=300$ champs instantanés est obtenu, ce qui fournit un total de 2100 champs instantanés pour le calcul des modes invariants en phase. Nous observons qu'à chaque phase, le montant énergétique contenu dans chaque base est différent. Les statistiques des énergies cinétiques instantanées sont décrites sur la Figure 6-5. L'énergie cinétique est maximale en milieu d'admission, à $\theta = 270$ CAD. L'intensité de fluctuations énergétiques montre clairement que la dispersion peut être importante devant la valeur moyenne, l'intensité maximale étant de $I(\theta) \approx 1/10$. Pour éliminer la dispersion énergétique phase à phase, les champs de vitesses instantanés ont été normalisés par la racine carrée de leur énergie cinétique (cf. chapitre 3). Cette opération

permet d'équilibrer toutes les phases de la compression entre elles. Les éléments constitutifs de la matrice des corrélations C seront donc ces $M=2100$ champs instantanés normalisés, à partir desquels le problème POD peut être résolu. Il est important de rappeler que dans le cas d'une POD invariante en phase, les valeurs propres prennent un sens global à partir duquel il est possible de déterminer les modes qui contribuent de manière significative à l'énergie cinétique totale de l'écoulement.

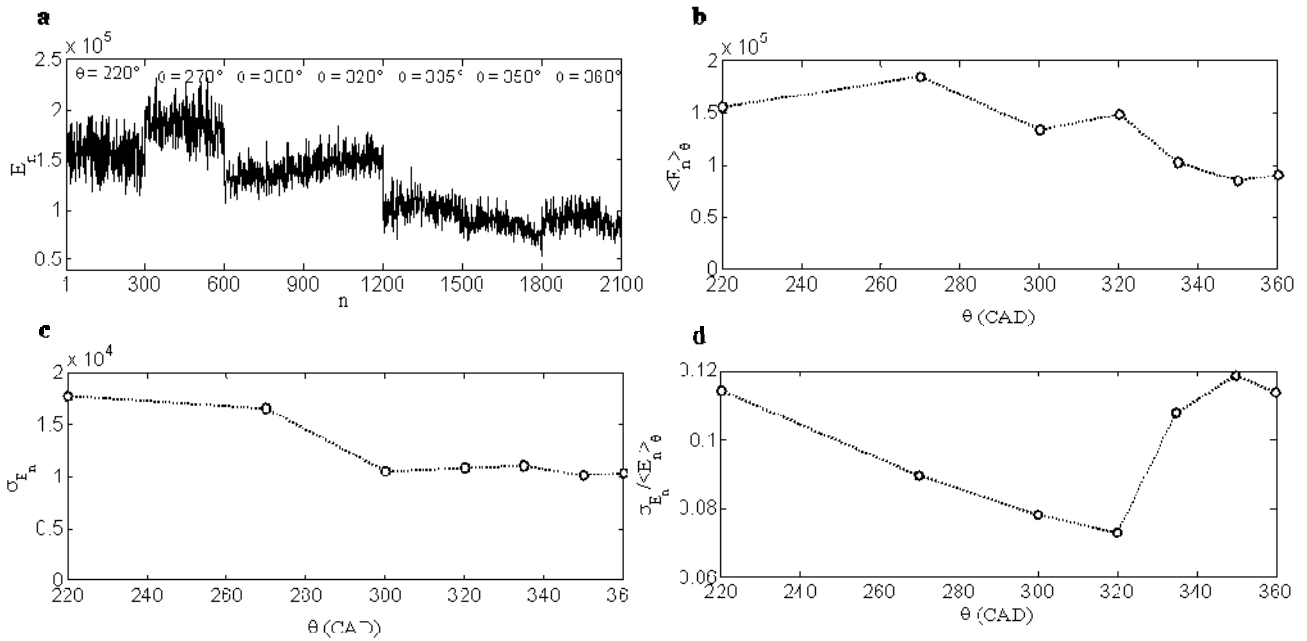


Figure 6-5 Statistiques des énergies cinétiques instantanées: **a**, $E_n(\theta)$; **b**, $\langle E_n \rangle_\theta$; **c**, σ_{E_n} ; **d**, Intensité $I(\theta) = \sigma_{E_n} / \langle E_n \rangle_\theta$

La POD est appliquée sur les champs normalisés et les valeurs $\Lambda^{(k)}$ du spectre pour les 10 premières valeurs propres sont données dans le tableau 2. Nous avons ainsi $\Lambda^{(1)} \approx 25\Lambda^{(2)}$ et $\Lambda^{(2)} \approx \Lambda^{(3)}$. La première structure cohérente, i.e. la structure la plus énergétique, représente 84% de l'énergie cinétique moyenne totale $e=1$ et possède l'aspect caractéristique d'un écoulement tourbillonnaire moyen. Nous rappelons ici que le terme moyen se réfère à une opération de moyennage sur l'ensemble des champs instantanés appartenant au jeu de données statistiques, soit un champ moyen compression. Les deux modes suivants représentent à eux deux 6% de e . Les trois premiers modes représentent donc 92% de cette énergie cinétique totale. Par conséquent, on peut penser que les trois premiers modes pourraient être suffisants pour construire un modèle d'ordre bas de l'écoulement tournant compressé. Les six premiers modes invariants en phase sont présentés sur la Figure 6-6.

mode n°	1	2 3	4 5	6 7	8	9	10
$\Lambda^{(k)}$	0.872	0.033 0	.019 0.0 07	0.004	0.003 0	.003 0	.002 0.002
$\sum_1^k \Lambda^{(k)}$	0.872	0.906 0	.925 0.9 33	0.937	0.941 0	.944 0	.947 0.949 0.951

Tableau 6-1 Valeurs du spectre POD globale et convergence associée

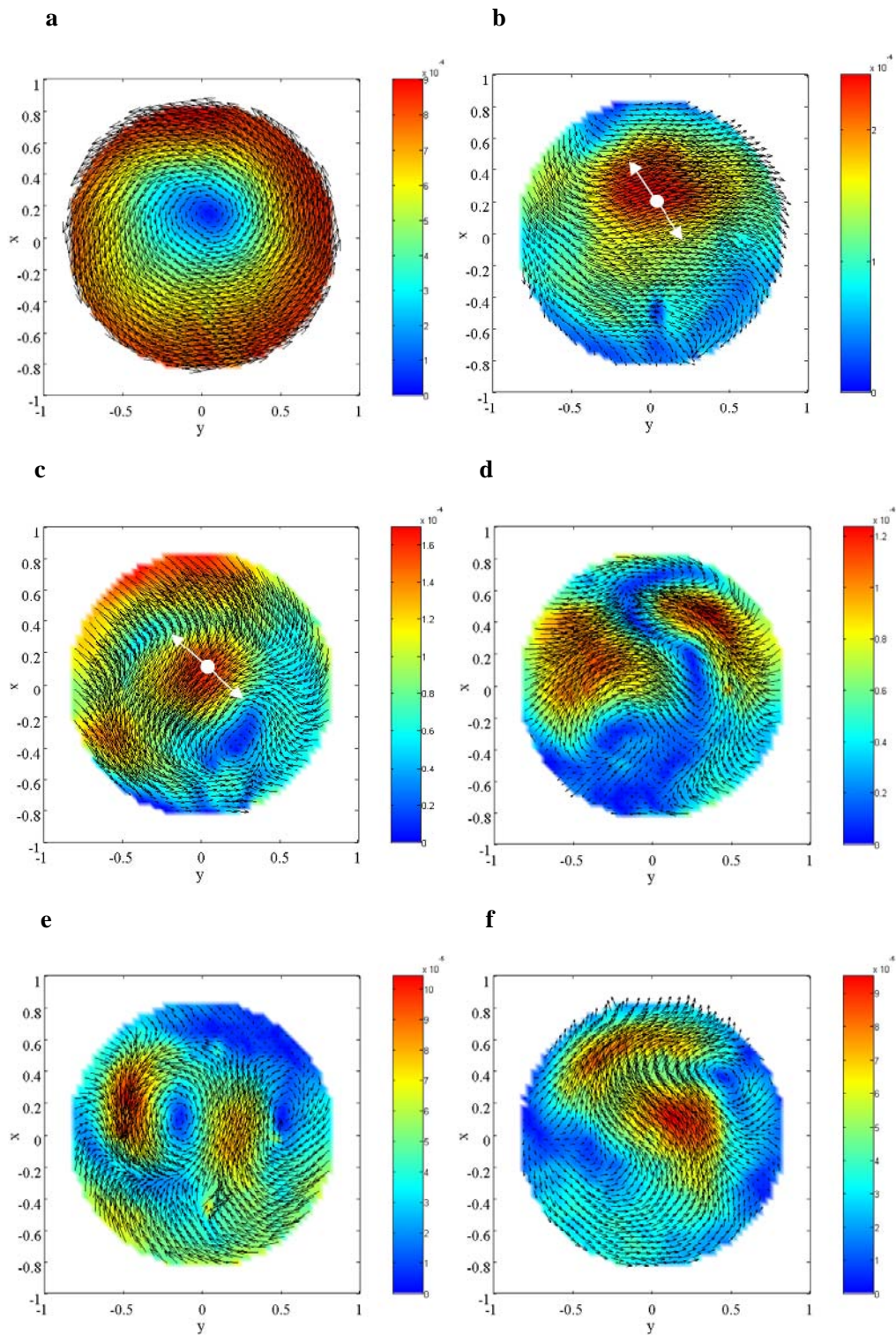


Figure 6-6 Six premiers modes invariants en phase normalisés $\sqrt{\Lambda^{(k)}}\Phi^{(k)}(x, y)$. **a**, mode 1 ; **b**, mode 2 ; **c**, mode 3 ; **d**, mode 4 ; **e**, mode 5 ; **f**, mode 6

Dans la région centrale de l'écoulement, les second et troisième modes normalisés présentent une contribution énergétiquement significative, ce qui signifie qu'ils contribuent à un mouvement de grande échelle dans cette zone. La contribution de ces modes à l'écoulement moyen peut être déterminée, une fois de plus, par la procédure des champs statistiquement probables (cf. le déplacement du point noir de la Figure 6-7 et de la Figure 6-8 à mettre en correspondance avec les flèches blanches de la Figure 6-6b et de la Figure 6-6c). Une telle étude a révélé que la contribution de ces modes est un déplacement du swirl suivant les directions perpendiculaires aux vecteurs des modes dans la région centrale. Par conséquent, les second et troisième coefficients de la décomposition, $\alpha_n^{(2)}$ et $\alpha_n^{(3)}$ peuvent être utilisés pour déterminer l'intensité du déplacement suivant les directions précédemment identifiées.

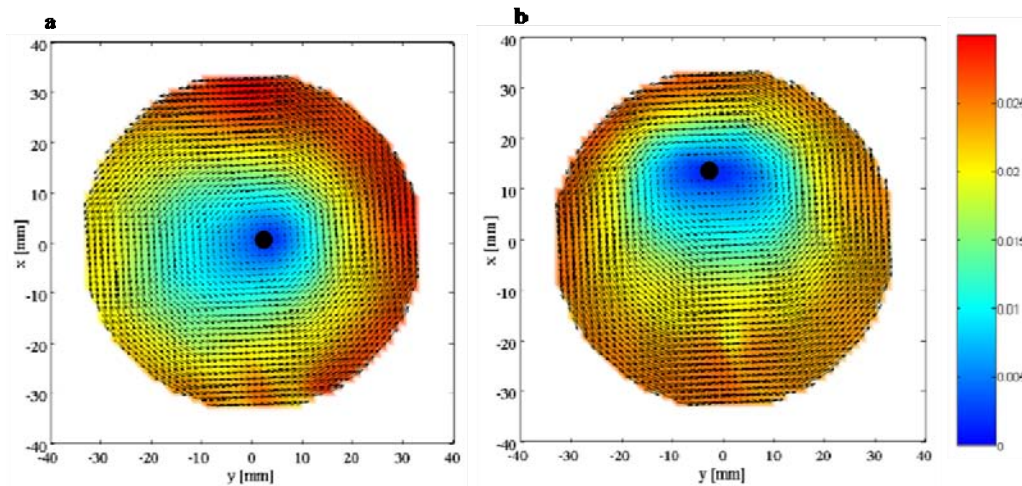


Figure 6-7 Champs statistiquement probables, à partir du mode 2: **a**, $\langle \alpha_n^{(1)} \rangle \Phi^{(1)} + \left(\langle \alpha_n^{(2)} \rangle - \sigma_{\alpha_n^{(2)}} \right) \Phi^{(2)}$; **b**, $\langle \alpha_n^{(1)} \rangle \Phi^{(1)} + \left(\langle \alpha_n^{(2)} \rangle + \sigma_{\alpha_n^{(2)}} \right) \Phi^{(2)}$

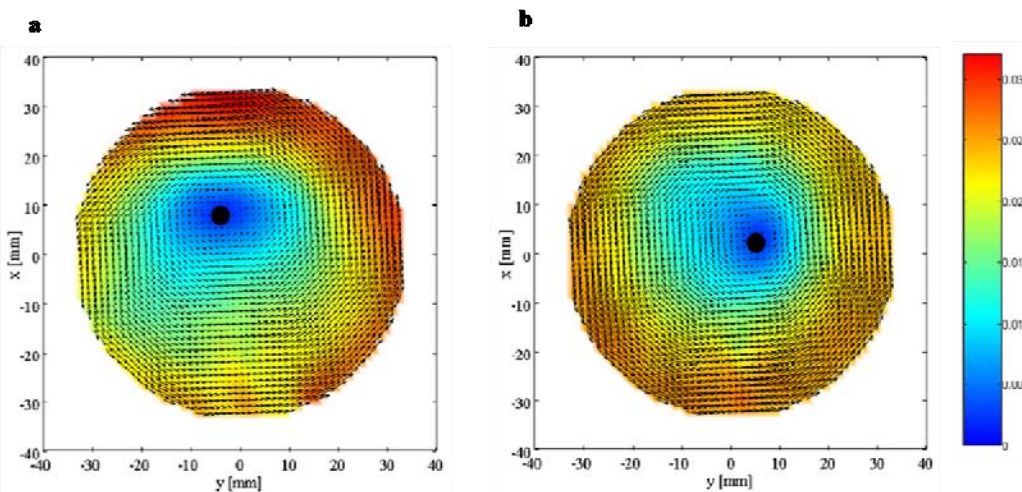


Figure 6-8 Champs statistiquement probables, à partir du mode 3: **a**, $\langle \alpha_n^{(1)} \rangle \Phi^{(1)} + \left(\langle \alpha_n^{(3)} \rangle - \sigma_{\alpha_n^{(3)}} \right) \Phi^{(3)}$; **b**, $\langle \alpha_n^{(1)} \rangle \Phi^{(1)} + \left(\langle \alpha_n^{(3)} \rangle + \sigma_{\alpha_n^{(3)}} \right) \Phi^{(3)}$

6.4.2 Analyse des coefficients de projection

L'approche « classique », employée notamment dans (Fogleman, 2004), consiste ensuite à analyser l'évolution de ces coefficients privilégiés pendant toute la course de compression. Nous rappelons ici que les $\alpha_n^{(k)}$ correspondent aux projections des champs statistiques sur la base globale. Il s'agit maintenant d'examiner l'évolution des valeurs absolues des coefficients pour obtenir un niveau résultant (cf. Figure 6-9). Nous rappelons que, de $\theta = 220$ à $\theta = 316,8$ CAD, le plan visualisé se situe dans le cylindre. A partir de 321,6 CAD, le domaine visualisé est celui du bol. Entre $\theta = 270$ et $\theta = 300$ CAD, le niveau de $|\alpha_n^{(1)}|$ est maximum. La structure de l'écoulement est donc très proche du mode global 1. La rotation moyenne de l'écoulement va donc dominer très nettement l'évolution intracylindre. A la fin de la course de compression, $|\alpha_n^{(2)}|$ et $|\alpha_n^{(3)}|$ prennent des valeurs importantes.

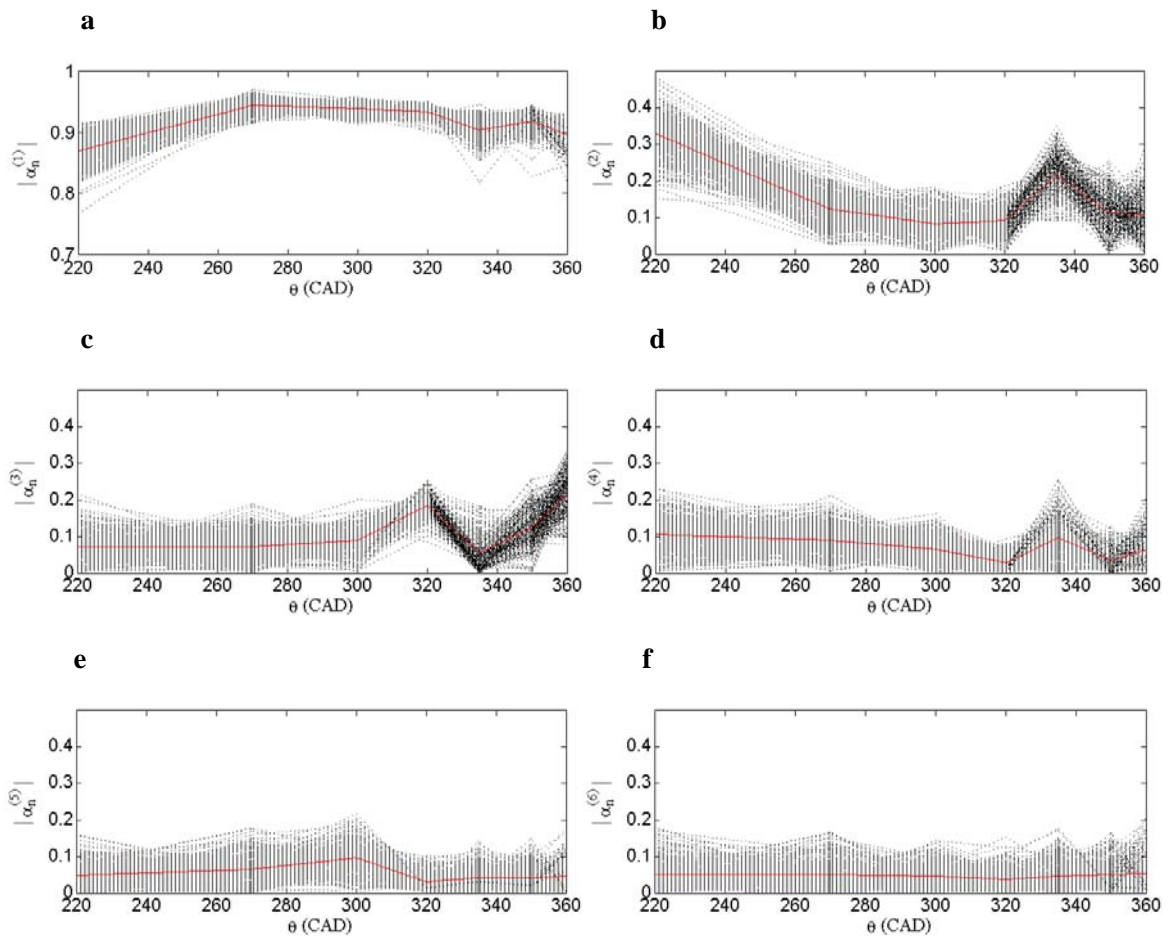


Figure 6-9 Evolution des valeurs absolues des projections statistiques $|\alpha_n^{(k)}|$ pour les six premiers modes. **a**, $k = 1$; **b**, $k = 2$; **c**, $k = 3$; **d**, $k = 4$; **e**, $k = 5$; **f**, $k = 6$. La moyenne de ces valeurs absolues $\langle |\alpha_n^{(k)}| \rangle_\theta$ est représentée par la courbe rouge.

Un pic local de $|\alpha_n^{(2)}|$ est observé à 335 CAD, alors que la valeur maximale de ce coefficient est détectée en tout début de course. $|\alpha_n^{(3)}|$ diminue durant le transfert de masse dans le bol, mais atteint un maximum au PMH. Le niveau des coefficients 4, 5 et 6 reste difficile à analyser, car les fluctuations associées n'ont pas été formellement identifiées. L'évolution de ces coefficients pendant la compression ne présente pas de particularité.

6.5 Couplage de la TRPIV à la POD invariante en phase

6.5.1 Principe du couplage

La résolution temporelle de l'écoulement sur uniquement 12 cycles ne permet pas de calculer une base globale POD fiable (statistiquement convergée). En effet, la convergence associée à une telle opération est faible car seulement 372 champs de vitesses sont disponibles pour le calcul de la matrice des corrélations champs à champs. En utilisant une POD invariante en phase, en revanche, nous sommes capables de calculer des modes statistiquement convergés, puisqu'un total de 2100 champs est disponible pour effectuer la procédure, avec un nombre conséquent de champs par phase. Ces modes ont d'ailleurs été présentés au paragraphe précédent. Ils ont permis l'investigation en moyenne des principales caractéristiques de l'écoulement compressé. Néanmoins, le découplage temporel des champs utilisés d'un angle de vilebrequin à un autre ne permet pas une analyse dynamique, au sens strict, dans le cycle. L'établissement d'un lien, phase à phase, n'est pas possible. L'approche en phase invariante permet d'obtenir une base de décomposition statistiquement convergée, mais elle n'autorise pas l'investigation des cycles individuels. L'approche que nous allons développer ici permet d'éliminer ce biais en couplant des résultats TRPIV et le jeu de données statistiquement convergé ayant servi à l'élaboration de la base globale. Cette méthode permet de décrire alors la dynamique de l'écoulement compressé pendant plusieurs cycles consécutifs et de décomposer la complexité spatiotemporelle de l'écoulement en modes élémentaires. Afin de capter la dynamique de l'écoulement, nous introduisons le coefficient couplé :

$$a_n^{(k)}(\theta_m) = (\mathbf{u}^r_n(\mathbf{x}, \theta_m), \Phi^{(k)}(\mathbf{x})) \quad (95)$$

Où les $\mathbf{u}^r_n(\mathbf{x}, \theta_m)$ sont les champs temporels normalisés par la racine carrée de leur énergie cinétique. Cette normalisation permet de garder la cohérence par rapport à l'élaboration de la base globale qui impliquait aussi cette opération au préalable. Les $\mathbf{u}^r_n(\mathbf{x}, \theta_m)$ représentent les champs temporels normalisés pris à la phase $\theta = \theta_m$ dans le cycle numéro n et $\Phi^{(k)}(\mathbf{x})$ est le mode invariant en phase numéro k . Les modes invariants en phase ont été obtenus pour sept degrés de vilebrequin appartenant à la course de compression. Les coefficients $a_n^{(k)}(\theta_m)$ correspondent donc à ces angles de vilebrequin uniquement (la prise en compte de CAD intermédiaires est proposée dans la suite). En réalité, la correspondance entre les CAD utilisés pour la construction des $\Phi^{(k)}(\mathbf{x})$ et les CAD de résolution des champs temporels n'est pas parfaite, en raison d'un interphase $\Delta\theta$ réel non entier (4,8 CAD). Ainsi, nous établirons dans la suite la correspondance indiquée dans le Tableau 6-2, où apparaissent en gras les CAD des plans « bol » (la visualisation des plans bol débute à 321,6 CAD dans la base temporelle et 335 CAD dans la base statistique)

base statistique θ_m (CAD)	220	270	300	330	360	335	350	360
base temporelle θ (CAD)	220,8	268,8	297,6	316,8		336	350,4	360

Tableau 6-2 Correspondances des CAD utilisés pour l'analyse des coefficients couplés

6.5.2 Analyse des variations cycliques

L'obtention des champs temporels à une résolution plus importante que l'échantillonnage utilisé dans l'obtention des champs statistiques permet de prendre en compte, dans l'analyse des $a_n^{(k)}(\theta)$, les angles de vilebrequin intermédiaires, où l'information statistique n'est pas disponible. Cela introduit une méthode d'interpolation pour décrire plus précisément dans le temps, la dynamique de l'écoulement intra-cycle, et notamment le phénomène de chasse, qui signe notablement sur les figures qui vont être présentées. Une autre approche est proposée dans (Druault et al., 2005) où une interpolation par spline des coefficients POD est proposée pour reconstruire les champs temporels. L'interpolation que nous proposons n'est pas mathématique, elle repose sur l'obtention de champs temporels. Il s'agit plutôt d'une interpolation « physique ». Nous examinerons dans la suite les grandeurs $[a_n^{(k)}(\theta)]^2$ qui permettent d'apprécier l'intensité des fluctuations éventuellement associées aux modes (k). L'évolution des $[a_n^{(k)}(\theta)]^2$ pour les six premiers coefficients POD pendant la phase de compression est donnée sur la Figure 6-10.

Nous avons représenté en points bleus les valeurs de $[a_n^{(k)}(\theta = \theta_m)]^2$ (CAD grâce auxquels nous avons obtenu la base POD invariante en phase) et en points jaunes les valeurs interpolées. L'échelle des figures a été ajustée pour rendre l'ensemble lisible. En effet, compte tenu de l'importance du premier coefficient, si nous avons conservé la même échelle pour toutes les figures, celles correspondant aux cinq autres coefficients n'apparaîtraient pas de manière claire. En revanche, pour ces cinq autres coefficients, nous avons conservé la même échelle.

Nous observons que le premier coefficient couplé domine tous les autres coefficients durant toute la course de compression. En effet, sur toute la plage de CAD observée, nous avons $[a_n^{(1)}(\theta)]^2 > 50\%$, sauf pour certains cycles dont le niveau en fin de compression, peut descendre jusqu'à 30%. Les coefficients 2 et 3, soit $[a_n^{(2)}(\theta)]^2$ et $[a_n^{(3)}(\theta)]^2$, représentent au maximum 20%. Enfin, un niveau compris entre 10% et 15% caractérise les trois autres coefficients.

La dispersion de $a_n^{(1)}$ et $a_n^{(2)}$ est importante à 220 CAD (état initial de la compression), ce qui signifie que la structure de l'écoulement près du RFA est assez complexe. Nous pouvons suggérer qu'à cet instant, l'enroulement du jet résultant est encore présent et cela suffit à faire signer ces deux coefficients. Nous notons surtout une forte dispersion des coefficients au moment où le plan de visualisation devient celui du bol. Nous avons vu, notamment sur la Figure 6-3a que cette transition était dissymétrique et que l'écoulement ne présentait pas une rotation centrée et structurée à 321,6 CAD. Ceci expliquerait la chute du premier coefficient au moment de la transition. Nous observons que le niveau passe approximativement de 80% à moins de 50%. La dispersion du coefficient est forte en fin de compression, même si la rotation dans le bol est forte. La dispersion de $[a_n^{(2)}(\theta)]^2$ est elle aussi forte en fin de compression. Cette augmentation de la dispersion est accompagnée d'une augmentation du niveau global pour le coefficient $[a_n^{(3)}(\theta)]^2$, Le pic de $[a_n^{(3)}(\theta)]^2$ se situant exactement vers $\theta = 321,6^\circ$ (au moment de la transition). En associant les second et troisième coefficients au déplacement de la structure tourbillonnaire, nous voyons que ce déplacement est important pendant la transition. La forte dispersion observée signifie aussi une variabilité cyclique importante. Ce dernier point ne peut être abordé plus précisément car le nombre de cycles acquis demeure faible (12). La signification des coefficients associés aux modes 4, 5 et 6 est plus difficile à caractériser. Notons toutefois que le niveau du coefficient associé au mode 6 augmente significativement au moment de la transition. Nous pouvons donc nous attendre à une contribution non négligeable de ce coefficient à la fluctuation globale se déroulant dans le bol.

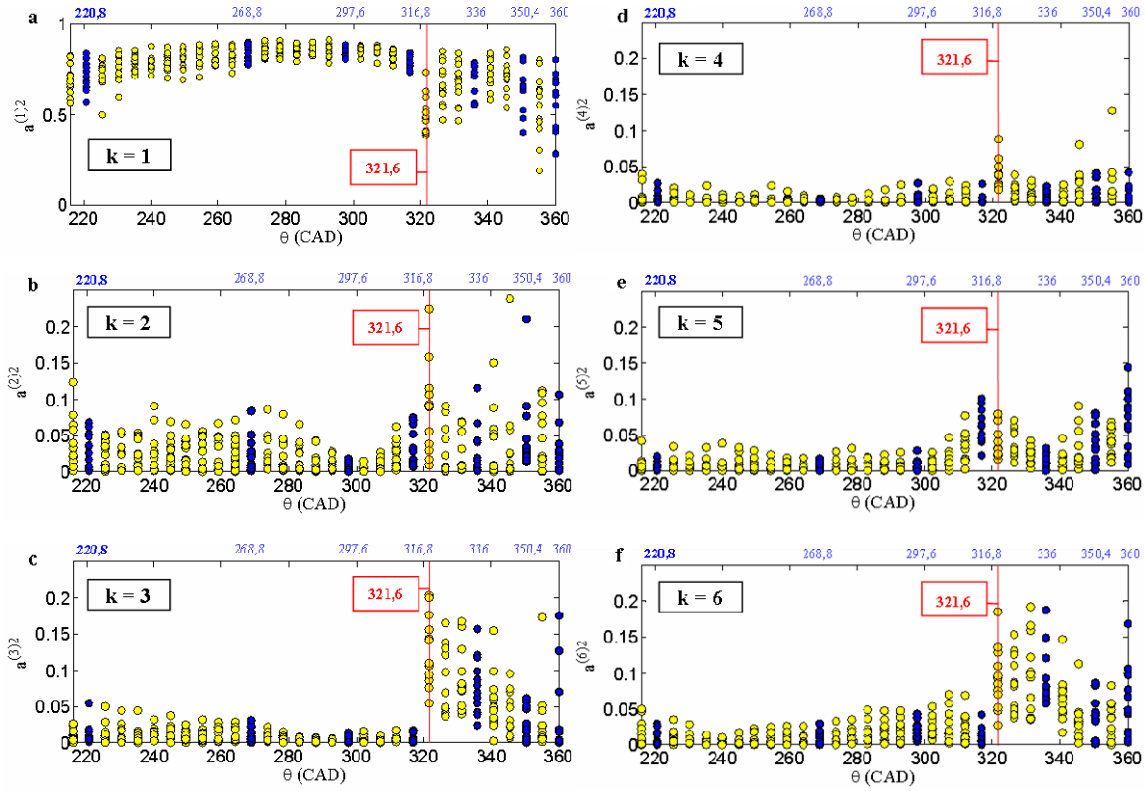


Figure 6-10 Evolution de $[a_n^{(k)}(\theta)]^2$. **a**, $k=1$; **b**, $k=2$; **c**, $k=3$; **d**, $k=4$; **e**, $k=5$; **f**, $k=6$

6.5.3 Description de l'espace des paramètres

Nous avons montré, notamment, au chapitre 5, que chaque projection POD, permettait de détecter une structuration particulière de l'écoulement. Par exemple, si le coefficient associé au mode 2 est grand, alors le déplacement de la rotation dans la direction associée au mode 2 se ra important. Donc, en fonction de la projection observée, il est possible de quantifier la structure de la rotation et son déplacement dans deux directions privilégiées. Nous avons d'ailleurs effectué ce raisonnement en suggérant une explication aux fortes valeurs de $[a_n^{(2)}(\theta)]^2$ et de $[a_n^{(3)}(\theta)]^2$ dans la section précédente. Ces coefficients donneraient le déplacement de la structure, alors le premier coefficient $[a_n^{(1)}(\theta)]^2$ sera it asso cié à l'intensité de la structure. L'état du système dépend donc, entre autres, de ces trois coefficients couplés.

A un angle de vilebrequin donné, les mesures statistiques représentent un ensemble important d'états probables. Par conséquent, la base de données statistiques correspondant à toute la course de compression porte un grand nombre d'états possibles entre $\theta = 220$ et $\theta = 360$ CAD. En projetant les champs issus de la TRPIV sur la base globale, nous sommes alors en mesure de capter la ressemblance entre les champs temporels et les états possibles extraits des champs statistiques.

Nous proposons maintenant d'examiner l'évolution des projections normalisées, définies par

$$\gamma_n^{(k)}(\theta_m) = \frac{a_n^{(k)}(\theta_m) - \langle a_n^{(k)}(\theta_m) \rangle_\theta}{\sigma^{(k)}(\theta_m)} \quad (96)$$

Où $\sigma^{(k)}(\theta_m)$ est l'écart-type des $\alpha_n^{(k)}(\theta_m)$. Les projections normalisées pour les trois premiers modes propres, permettent de définir l'état de l'écoulement, par le vecteur:

$$\mathbf{H}(\theta_m) = [\gamma_n^{(1)}(\theta_m), \gamma_n^{(2)}(\theta_m), \gamma_n^{(3)}(\theta_m)] \quad (97)$$

L'état du système H est donc composé des trois paramètres, $\gamma_n^{(1)}(\theta_m), \gamma_n^{(2)}(\theta_m), \gamma_n^{(3)}(\theta_m)$. Deux points particuliers doivent ensuite être examinés : **pendant un cycle moteur, le vecteur H reste-t-il dans une région particulière de l'espace des paramètres ou décrit l'ensemble de cet espace ?** Statistiquement, 12 cycles représentent un échantillon de faible taille pour répondre à cette question. Néanmoins, nous pouvons obtenir une approche du résultat en observant les trajectoires obtenues sur ces 12 cycles. Pour illustrer les types de trajectoires caractéristiques que nous avons obtenus, nous les avons représentées dans le cycle n°8, sur la Figure 6-11. L'examen de ces figures montre effectivement que pour la plupart des cycles, les trajectoires des $\gamma_n^{(k)}$ peuvent être classées en deux catégories. Nous distinguerons :

- les trajectoires quasi-constantes au cours du cycle. Ces trajectoires peuvent être positive ou négative, indiquant un écart plus ou moins significatif par rapport au comportement moyen.
- les trajectoires hautement variables, caractérisées par plusieurs traversées de l'axe nul ou « zero-crossing points ». Ces trajectoires montrent que la structure de l'écoulement varie de manière significative dans un cycle, d'une phase à l'autre et qu'il n'y a pas de dépendance nette entre l'évolution intra cycle et les paramètres mesurés à 220 CAD.

Par exemple, la trajectoire du vecteur **H** au cours du cycle n°8, $\gamma_8^{(1)}(\theta_m), \gamma_8^{(2)}(\theta_m)$ et $\gamma_8^{(3)}(\theta_m)$ montre que, dans ce cycle particulier, les deux types de trajectoires que nous venons de mentionner sont illustrés.

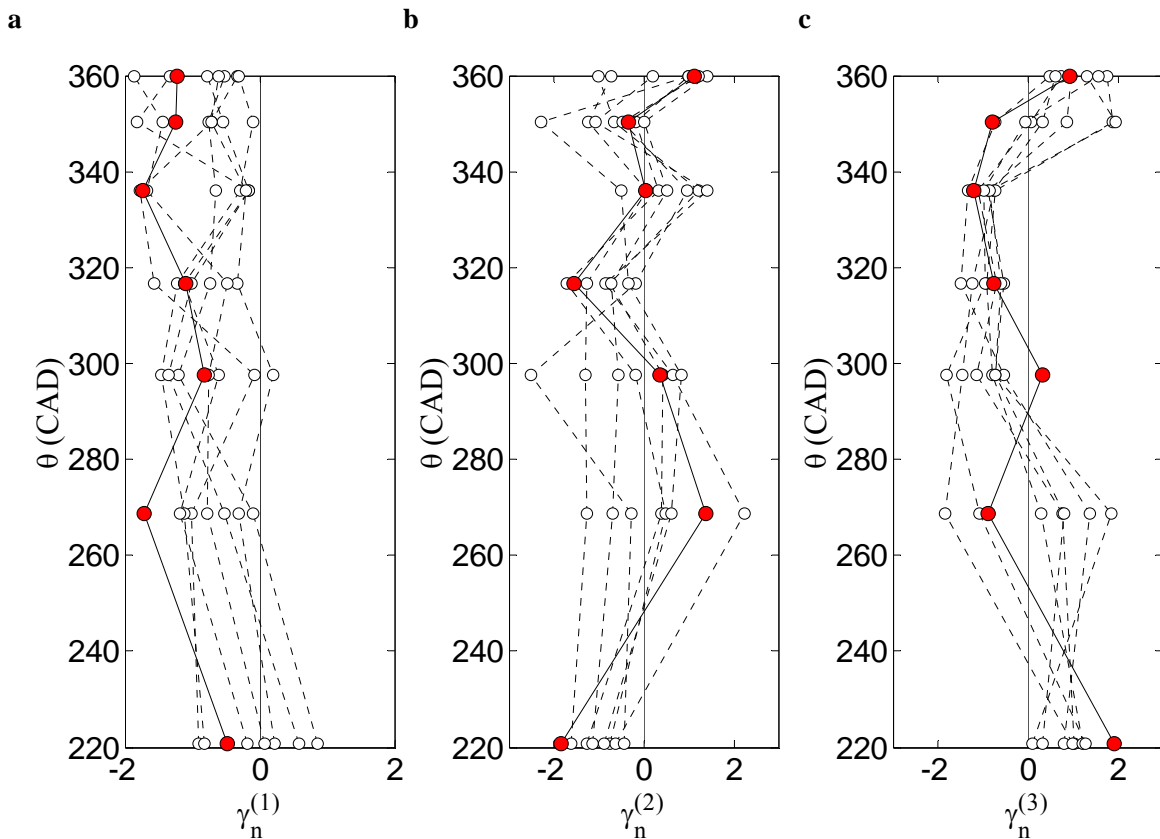


Figure 6-11 Trajectoires des projections normalisées $\gamma_n^{(1)}(\theta_m)$, $\gamma_n^{(2)}(\theta_m)$, $\gamma_n^{(3)}(\theta_m)$. Les points rouges correspondent au huitième cycle. **a**, $\gamma_8^{(1)}(\theta_m)$; **b**, $\gamma_8^{(2)}(\theta_m)$; **c**, $\gamma_8^{(3)}(\theta_m)$

Durant toute la course de compression, $\gamma_8^{(1)}(\theta_m) < 0$. L'écart par rapport à la structure moyenne de l'écoulement, portée par le premier mode, est donc quasiment le même sur tout le cycle ; le swirl est moins intense. En revanche, les variations des seconde et troisième projections sont plus importantes, puisque plusieurs « zero-crossing points » sont mis en évidence. Le déplacement du tourbillon est fort en début de compression, puisque nous avons $\gamma_8^{(3)}(\theta_m = 220^\circ) \approx -\gamma_8^{(2)}(\theta_m = 220^\circ) \approx -2$. Nous observons, qu'au cours de la compression, vers 300 CAD, ces composantes sont plus faibles et tendent vers 0, ce qui indique une réduction de l'écart significatif par rapport au déplacement moyen. Cependant la pente de l'évolution de $\gamma_8^{(2)}(\theta_m = 300^\circ)$ et de $\gamma_8^{(3)}(\theta_m = 300^\circ)$ est différente de 0. Nous ne pouvons donc conclure formellement à une stabilisation. Néanmoins, cela indique un état peu fluctuant.

Nous nous sommes intéressés au cycle n°8 pour montrer les catégories de trajectoires principales. Si l'on s'intéresse maintenant à un autre cycle, et en particulier, au cycle n° 6, qui est celui que nous avons caractérisé jusqu'alors, nous observons les trajectoires de la Figure 6-12.



Figure 6-12 Trajectoires des p projections normalisées $\gamma_n^{(1)}(\theta_m)$, $\gamma_n^{(2)}(\theta_m)$, $\gamma_n^{(3)}(\theta_m)$. Les points rouges correspondent au sixième cycle. **a**, $\gamma_6^{(1)}(\theta_m)$; **b**, $\gamma_6^{(2)}(\theta_m)$; **c**, $\gamma_6^{(3)}(\theta_m)$

Nous voyons que l'état initial de la seconde et de la troisième projection (à 220,8 CAD) est nettement moins éloigné de la valeur moyenne que pour le cycle n°8. Le déplacement de la structure tourbillonnaire est donc moins important (bien que présent). Vers 300 CAD, le second coefficient devient plus important. Puis, à 316,8 CAD, $\gamma_6^{(2)}(\theta_m)$ et $\gamma_6^{(3)}(\theta_m)$ sont proches, tous deux, de la valeur nulle, ce qui indique un faible déplacement par rapport à la position moyenne de l'écoulement tournant (ceci est conforté par l'observation de la Figure 6-2f qui montre, de plus, une structure bien formée).

L'examen de ce type de trajectoires peut s'avérer utile dans le but de quantifier l'évolution des fluctuations au cours de la compression. Nous voyons, sur ces figures, un nombre conséquent d'états est décrit. Le vecteur \mathbf{H} ne semble pas rester dans une région particulière de l'espace des paramètres. Compte tenu du faible nombre de cycles résolus, nous ne pouvons statuer sur l'ergodicité du phénomène observé. Des progrès doivent donc être effectués sur la technique expérimentale pour permettre de répondre à cette question. Toutefois, nous pouvons, grâce à la projection introduite par l'équation (95) examiner la convergence POD de la structure de l'écoulement, à partir de la circulation.

6.5.4 Reconstruction des fluctuations de structures

Nous allons tenter dans cette section de statuer sur la faisabilité d'un modèle réduit simple de l'écoulement moteur. Si un nombre de modes faible est suffisant pour décrire de manière fiable une fluctuation significative de l'écoulement, par exemple, la fluctuation de structure, alors, cela sera rendu possible. La fluctuation de structure a été introduite au chapitre 5 et utilisée dans la première section de ce chapitre pour quantifier au cours d'un cycle la variation de l'écoulement. Nous allons, dans la suite, nous servir de l'équation (95) pour « reconstruire » ces fluctuations de structure. En effet, à partir de la construction des coefficients de projections couplés $a_n^{(k)}(\theta)$, les champs de vitesses temporels normalisés par la racine de leur énergie cinétique peuvent être recomposés selon :

$$\mathbf{u}_n^r(\theta) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)}(\theta) \cdot \Phi^{(k)} \quad (98)$$

En notant $e_n(\theta)$ l'énergie cinétique du champ temporel dans le cycle n et à l'angle de vilebrequin θ , nous pouvons écrire la décomposition suivante :

$$\mathbf{U}_n^r(\theta) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)}(\theta) \sqrt{e_n(\theta)} \cdot \Phi^{(k)} \quad (99)$$

Nous pouvons ainsi compléter l'analyse proposée au paragraphe 3, concernant l'évolution de la circulation à l'intérieur du cycle, pour les 12 cycles mesurés. En effet, en décomposant les circulations temporelles sur la base globale, grâce aux coefficients couplés, nous sommes capables d'examiner le nombre de modes nécessaires pour retrouver l'information de structure dans un cycle donné. La procédure complète s'écrit, à partir de l'expression de la circulation du champ temporel dans le cycle n :

$$\Gamma_n(\theta) = \int_{\gamma(R)} \mathbf{U}_n^r(\theta) \cdot d\mathbf{l} \quad (100)$$

En reprenant la décomposition du champ temporel de l'équation (99), la circulation s'écrit :

$$\Gamma_n(\theta) = \sum_{k=1}^M a_n^{(k)}(\theta) \sqrt{e_n(\theta)} \int_{\gamma(R)} \Phi^{(k)} \cdot d\mathbf{l} \quad (101)$$

$$\Gamma_n(\theta) = \sum_{k=1}^M h_n^{(k)}(\theta) M^{(k)} \quad (102)$$

où $h_n^{(k)}(\theta) = a_n^{(k)}(\theta) \sqrt{e_n(\theta)}$ et $M^{(k)} = \int_{\gamma(R)} \Phi^{(k)} \cdot d\mathbf{l}$. Les coefficients $h_n^{(k)}(\theta)$ se calculent directement en

multipliant membre à membre les énergies cinétiques des champs temporels et les coefficients couplés construits précédemment. Les scalaires $M^{(k)}$ correspondent aux circulations modales (construites sur les modes globaux), calculées sur le contour $\gamma(R)$. La décomposition (102) permet ainsi de reconstituer le signal $\Gamma_n(\theta)$, à partir des circulations modales et des coefficients couplés. Pour illustrer cette méthodologie, nous avons appliqué la décomposition (102) à la circulation dans le cycle n°6. La circulation dans le cycle n°6 pour les plans « cylindre », calculée sur un cercle de rayon $R=5\text{mm}$, $R=10\text{mm}$, $R=15\text{mm}$, est présentée sur la Figure 6-13.

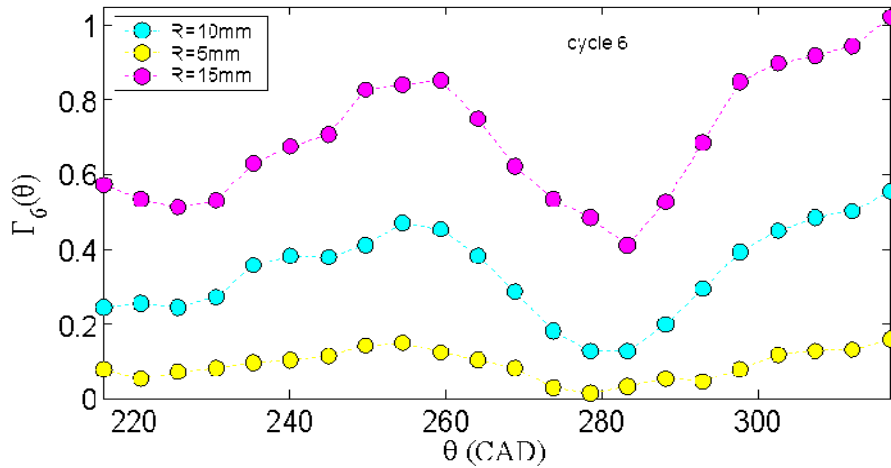


Figure 6-13 Circulation $\Gamma_6(\theta)$, cycle 6, pour les plans « cylindre », calculée sur le contour $\gamma(R)$ (cercle de rayon R de centre l'origine géométrique de la chambre) ; pour R=5, 10 et 15mm

Sur cette figure, nous avons tracé l'évolution de la circulation calculée sur ce cercle, ainsi que son évolution à partir du calcul sur les cercles de rayons R=5mm et R=15mm. Le même comportement est observé sur ces trois rayons. Dans la suite, nous nous intéresserons uniquement au cas R=10mm (courbe cyan). A partir de l'équation (102), nous pouvons définir la reconstruction de la circulation à l'ordre (p) par :

$$[\Gamma_n(\theta)]^{\leq p} = \sum_{k=1}^p h_n^{(k)}(\theta)M^{(k)} \quad (103)$$

Aux angles de v illebrequin où nous avons l'information statistique, $[\Gamma_n(\theta_m)]^{\leq p} = [\Gamma_n(\theta)]^{\leq p}$. Ainsi, en augmentant l'ordre de reconstruction (p), nous pouvons tendre vers la circulation temporelle affichée sur la Figure 6-14 et la Figure 6-15, respectivement circulation des plans “cylindre” et plans “bol”.

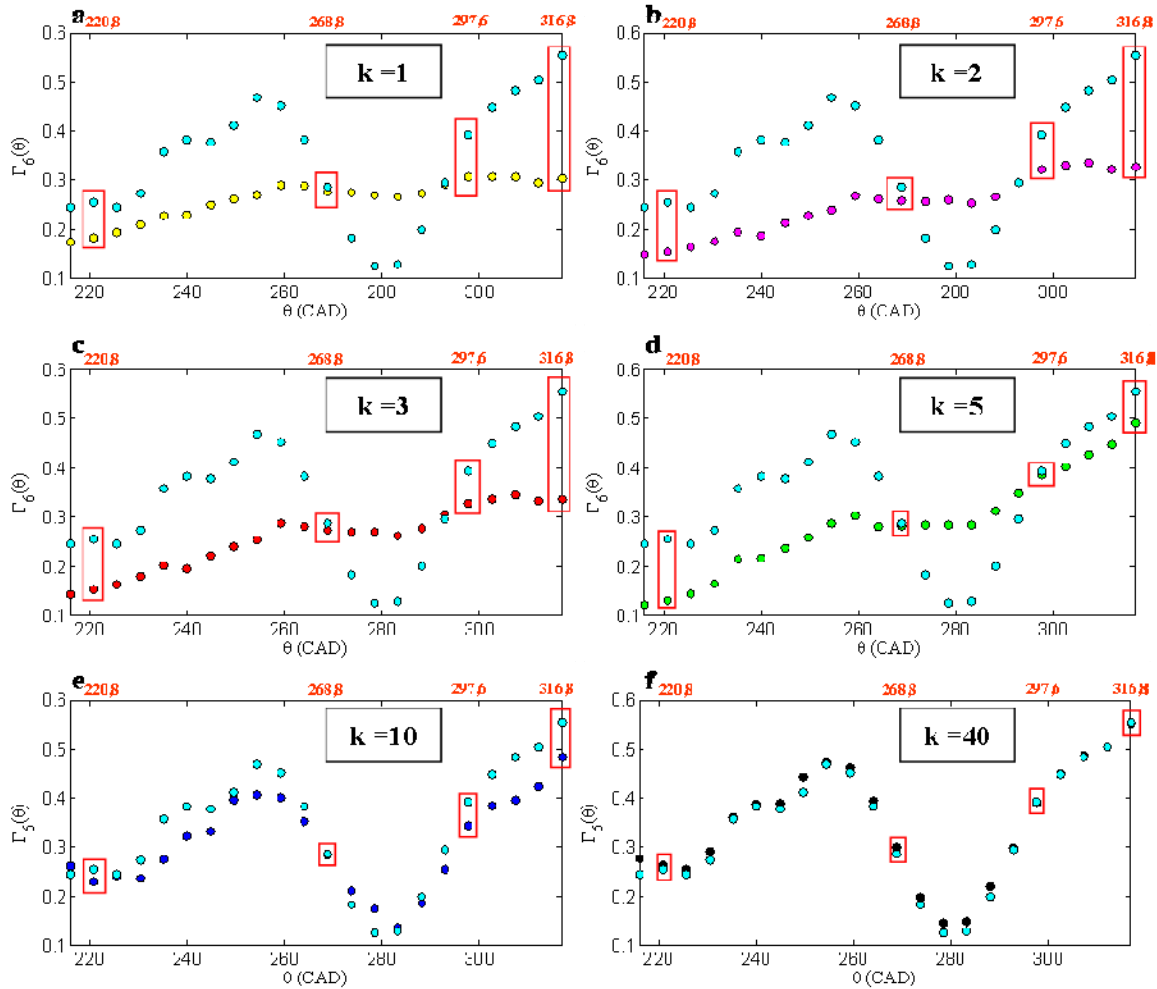


Figure 6-14 Circulation temporelle $[\Gamma_n(\theta)]^{\leq k}$ dans le cycle n°6, pour les plans “cylindre”. **a**, $k=1$; **b**, $k=2$; **c**, $k=3$; **d**, $k=5$; **e**, $k=10$; **f**, $k=40$. La courbe cyan correspond à $k=2100$

Les angles de vilebrequin où l'information statistique est obtenue ($\theta = \theta_m$) sont signalés en rouge. Le cadre rouge permet d'apprécier qualitativement la convergence des valeurs de la circulation pour ces CAD. Il donne en effet l'écart entre la valeur reconstruite à l'ordre k et la valeur de la circulation instantanée, i.e. reconstruite à l'ordre 2100. Le reste des valeurs résulte de l'interpolation physique, intrinsèque à la construction des coefficients couplés. L'observation de la Figure 6-14 montre que la convergence dans le cylindre n'est pas atteinte au même ordre de reconstruction k pour tous les degrés de vilebrequin de la compression. En effet, dès $k=1$, la convergence est assurée pour $\theta \approx 270$ CAD. Elle ne l'est pas en particulier pour le début de la compression à $\theta \approx 220$ CAD et pour la fin du mouvement dans le cylindre à $\theta \approx 320$ CAD. La circulation à $\theta \approx 300$ CAD est convergée pour $k=5$. Il faut pousser la reconstruction jusqu'à $k=10$ pour faire converger la circulation à $\theta \approx 220$ CAD et jusqu'à $k=40$ pour la dernière phase de ces plans cylindre.

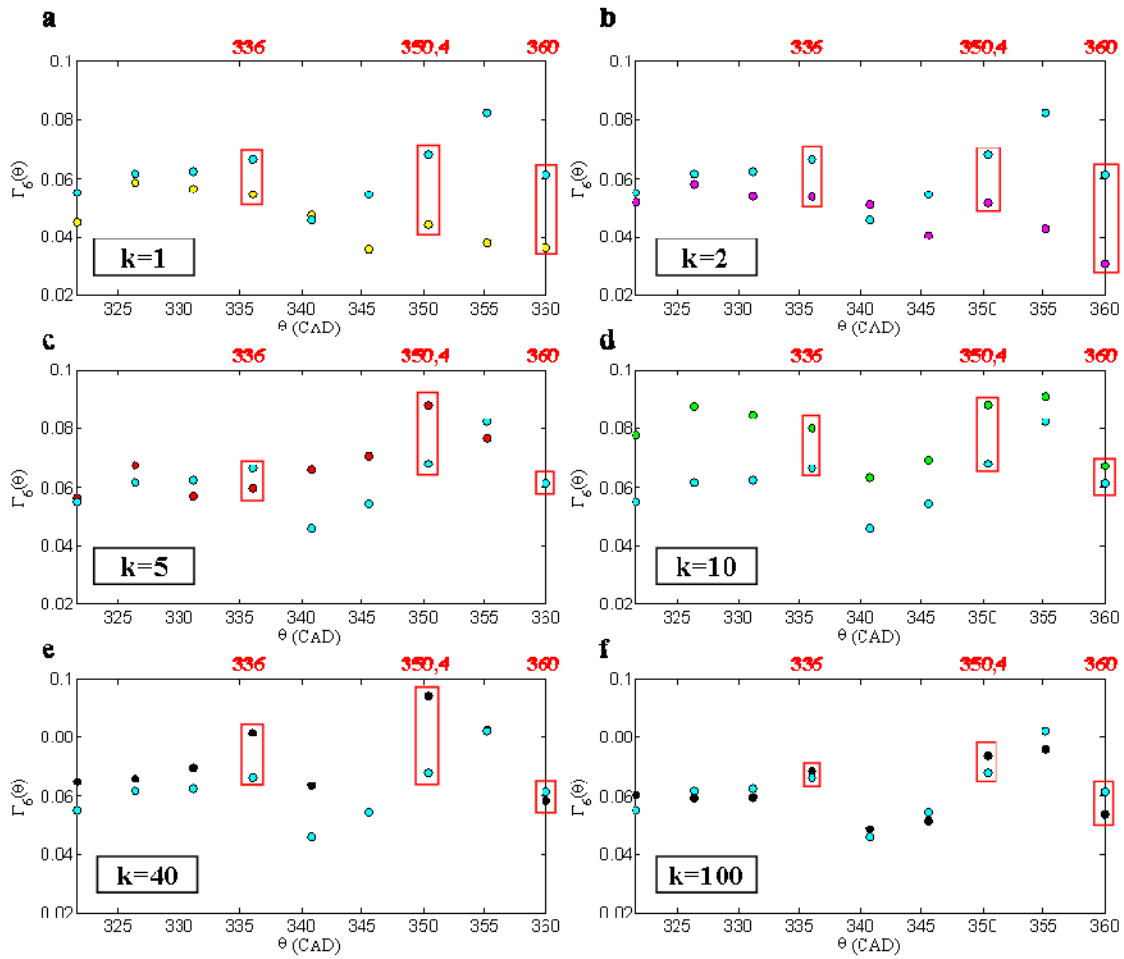


Figure 6-15 Circulation temporelle $[\Gamma_n(\theta)]^{\leq k}$ dans le cycle n°6, pour les plans “bol”. **a**, $k = 1$; **b**, $k = 2$; **c**, $k = 5$; **d**;, $k = 40$; **f**, $k = 100$. La courbe cyan correspond à $k=2100$

Nous pouvons noter que les valeurs interpolées convergent “en suivant” les valeurs statistiques et nous pouvons noter une convergence correcte au mode 10. La convergence au mode $k=40$ était définitivement assurée. L’observation de la Figure 6-15 permet d’aboutir aux mêmes conclusions. La convergence de l’ensemble des valeurs “statistiques”, pour $\theta \approx 336$, $\theta \approx 350,4$, et $\theta \approx 360$ CAD, est cependant assurée pour des modes plus élevés, puisqu’une centaine de modes est nécessaire. Les valeurs interpolées sont aussi convergées pour $k=100$. Nous devons garder à l’esprit que ces modes de convergence sont aussi relatifs au cycle dans lequel nous avons mené notre analyse (cycle n°6).

Nous venons de voir qu’il est nécessaire de décomposer la circulation sur un nombre conséquent de modes pour représenter fidèlement les fluctuations de structure pour toutes les phases de la compression. Une quantité intégrale du champ de vitesse comme la circulation requiert donc, malgré tout, un certain nombre de modes pour la représentation de son évolution.

6.6 Synthèse du chapitre

La première section de ce chapitre a permis de montrer que la fluctuation de structure introduite au chapitre 5 était aussi présente au sein d'un même cycle. Cela prouve que la structure passe continûment de l'état « vortex » à l'état « annulaire », confirmant la construction de l'écoulement tournant par l'enroulement d'un jet résultant, dont la signature est une hétérogénéité axiale de la structure tourbillonnaire.

Nous avons ensuite tenté de décrire la dynamique des grandes échelles par application d'une POD invariante en phase. Celle-ci a révélé que le mode 1 dominait toute la compression en donnant l'intensité de la structure. Les modes d'ordre supérieurs sont plus difficiles à caractériser. Néanmoins, les modes 2 et 3 peuvent être perçus comme contribuant au déplacement de la structure. L'examen des projections $a_n^{(k)}$ ne permettant pas d'établir le lien entre les phases de l'écoulement (les données statistiques étant, par définition, découplées temporellement), nous avons utilisés les données de la TRPIV pour les coupler avec l'approche POD invariante en phase.

Cette approche couplée entre des données statistiques et des données temporelles a permis la construction des projections couplées $a_n^{(k)}$. Notons que la technique proposée peut aussi être appliquée à des données issues d'un calcul LES ou DNS, à condition qu'une base POD fiable et convergée soit disponible. Deux applications originales basées sur l'exploitation des $a_n^{(k)}$ ont été proposées. La première consiste à analyser les $[a_n^{(k)}]^2$ pour déterminer les variations cycliques. Nous avons montré que les fluctuations cycliques augmentent durant la compression et particulièrement au moment de la transition des plans « cylindre » aux plans « bol ». La seconde application introduit le coefficient normalisé $\gamma_n^{(k)}$ dont les valeurs pour $k=1,2$ et 3 permettent de définir une partie de l'état du système. Nous avons montré que les trajectoires décrites par $\gamma_n^{(1)}$, $\gamma_n^{(2)}$ et $\gamma_n^{(3)}$ appartenaient à deux catégories : les trajectoires quasi-constantes et les trajectoires hautement variables, passant plusieurs fois par zéro (moyenne). Sur l'exemple donné (cycle n°8), les seconde et troisième composantes varient sur l'ensemble de l'espace des paramètres. Le nombre de cycles acquis de meurant faible, nous n'avons pas pu conclure formellement quant à l'ergodicité du phénomène. Des efforts doivent être menés pour parvenir à résoudre temporellement plus de cycles sur notre configuration moteur.

Dans une dernière section, nous avons utilisé les coefficients $a_n^{(k)}$ pour décomposer nos champs TRPIV sur la base POD invariante en phase. L'objectif était de tenter une représentation des fluctuations de l'écoulement par un faible nombre de modes. Or, nous avons prouvé qu'en ce qui concerne plus particulièrement la fluctuation de structure, quantifiée par la circulation Γ , il fallait un nombre important de modes pour assurer une représentation fidèle ($k=40$ pour le cylindre et $k=100$ pour le bol). En revanche, nous avons noté que l'interpolation physique de ces courbes aux valeurs où l'information statistique n'était pas disponible montrait un bon comportement, vis-à-vis de la convergence. L'exigence d'un nombre conséquent de dimensions pour obtenir une quantité intégrale telle que la circulation montre donc qu'il est difficile de concevoir un modèle réduit simple, avec quelques modes seulement. L'alternative serait d'utiliser, pour l'élaboration de ce modèle, une autre grandeur, comme le rotationnel de l'écoulement (le retour à la variable vitesse reste à examiner dans ce cas).

6.7 Bibliographie du chapitre

- Arcoumanis C; Hadjiapostolou A; Whitelaw JH** (1987) Swirl centre precession in engine flow. SAE 870370
- Aubry N; Guyonnet R; Lima R** (1991) Spatiotemporal analysis of complex signals: theory and applications. *J. stat. Phys.* **64**: 683-739.
- Baby X; Floch A** (1997) Investigation of the In-cylinder tumble motion in a multi-valve engine : effect of the piston shape. SAE 971643
- Berkooz G; Holmes P; Lumley JL** (1993) The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annual review fluid mechanics* **25**:539-75
- Bonnet JP; Delville J; Glauser MN** (2002) Coherent structures in turbulent shear flows: the confluence of experimental and numerical approaches. Proceedings of ASME Fluids Engineering Division summer meeting, Montreal, Quebec, Canada, July 14-18. FEDSM2002-31412
- Borée J; Maurel S; Bazile R** (2003) Disruption of a compressed vortex. *Phys. of fluids* **14**: 2543-2556.
- Cosadia I; Borée J; Charnay G; Dumont P** (2006) Cyclic variations of the swirling flow in a Diesel transparent engine. *Experiments in Fluids* **41**:115-134.
- Cosadia I; Borée J; Dumont P** (2006) Coupling time-resolved PIV flow-fields and phase invariant proper orthogonal decomposition for the description of the parameters space in a Diesel engine. In : Proc. of the 13th International Symposium on the Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal. Submitted for the Special Issue of Experiments in Fluids.
- Deslandes W ; Dumont P ; Dupont A ; Baby X ; Charnay G ;Boree J** (2004) Airflow cyclic variation analysis in diesel combustion chamber by PIV measurements. SAE 2004-01-1410.
- Druault P ; Guibert P ; Alizon F** (2005) Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data.. *Experiments in Fluids* **39**: 1009-1023.
- Enotiadis AC ; Vafidis C ; Whitelaw JH** (1990) Interpretation of cyclic flow variations in motored internal combustion engines. *Experiments in fluids* **10**: 77-86.
- Fogleman M; Lumley JL; Rempfer D; Haworth D** (2004) Application of the proper orthogonal decomposition to datasets of internal combustion engine flows. *Journal of turbulence* **5**: 1-18.
- Graftieaux L; Michard M; Grosjean N** (2001) Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and technology* **12**:1422-1429.
- Hemon P; Santi F** (2003) Applications of biorthogonal decompositions in fluid-structure interactions. *J. Fluids Struct.* **17**: 1123-1143.
- Heywood JB** (1988) Internal combustion engine fundamentals. McGraw-Hill.
- Holmes P; Lumley J; Berkooz G** (1996) Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry. Cambridge Monographs on Mechanics.
- Hill PG ; Zhang D** (1994) The effects of swirl and tumble on combustion in spark-ignition engines. *Prog. Energy Combust. Sci.* **20**: 373-429.
- Lecordier B** (1997). Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules. PhD thesis of Faculté des Sciences de l'Université de Rouen.

Lumley JL (1967) The structure of inhomogeneous turbulence. Proceedings Atmospheric turbulence and radio-wave propagation Yaglom and Tatarski, eds Nauka, Moscow pp166-178.

Lumley JL (1999) Engines, an introduction. Cambridge university press.

Patte-Rouland B; Lalizel G ; Moreau J ; Rouland E (2001) Flow Analysis of an Annular Jet by Particle Image Velocimetry and Proper Orthogonal Decomposition. Measurement Science and Technology **12**: 1404-1412.

Payri F; Desantes JM; Pastor JV (1996) LDV Measurements of the flow inside the combustion chamber of a 4-valve D.I. diesel engine with axisymmetric piston bowls. Experiments in fluids **22**:118-128.

Py C; de Langre E; Moulia B; Hemon P (2005) Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images. Agricultural and Forest Meteorology **130**: 223-236.

Reuss DL; Adrian RJ; Landreth CC; French DT; Fansler TD (1989) Instantaneous planar measurements of velocity and large-scale vorticity and strain rate in an engine using particle image velocimetry. SAE technical papers 890616.

Sirovich L (1987) Turbulence and the dynamics of coherent structures, part I: coherent structures. Quarterly of applied mathematics **45-3**:561-571.

Towers DP; Towers CE (2004) Cyclic variability measurements of in-cylinder engine flows using high-speed particle image velocimetry. Measurement Science and Technology **15**:1917-1925.

Westerweel J (1993) Digital particle image velocimetry, theory and application. Delft university press.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce document une analyse des variations cycliques de l'aérodynamique interne d'un moteur Diesel à injection directe, à partir d'outils expérimentaux basés sur la vélocimétrie laser, et en utilisant des méthodes de décomposition classique, de type Reynolds, et d'autres plus sophistiquées, de type décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD).

Pour effectuer cette analyse, nous nous sommes appuyés sur le dispositif expérimental mis en place pendant la thèse de W. Deslandes. Plusieurs améliorations ont été apportées à ce montage. Nous nous sommes ainsi intéressés de près au problème des fuites du moteur en optimisant la segmentation. L'instrumentation a, elle aussi, fait l'objet d'un développement spécifique afin de contrôler les conditions de fonctionnement du moteur. Nous avons ainsi complété la base de données existante et apporté de nouveaux types de mesures que sont les mesures en PIV 2D3C et les mesures TRPIV, dont une partie seulement a été exploitée dans ce manuscrit.

Nous nous sommes tout d'abord intéressés à l'analyse physique de la génération de la structure tourbillonnaire (chapitre 4). Notre objectif était de mettre en évidence l'importance de la variabilité cyclique de l'écoulement durant la course d'admission. L'écoulement d'admission est marqué par la pénétration du mouvement d'air dans la chambre. Ce flux est généré par la descente du piston. Il est le résultat de deux contributions. La première est celle de la soupape débitante ; le jet qui en est issu est un jet débitant servant à remplir le cylindre en air. La seconde contribution est celle de la soupape swirlante qui génère un jet swirlant destiné à créer le mouvement tourbillonnaire. Dans la partie supérieure de la chambre, entre $z = -30\text{mm}$ et $z = 0\text{mm}$, ces deux jets interagissent fortement, notamment durant la première moitié de la course d'admission. A partir de 120 CAD, ils se combinent en un jet résultant qui s'enroule dans la chambre. L'examen de l'état de l'écoulement au PMB a révélé que l'enroulement du jet résultant était encore détecté. Ceci relativise la vision d'un écoulement tournant de manière uniforme au PMB ; vision qui, au vu de nos résultats, nous paraît caricaturale. Les fluctuations observées se concentrent principalement dans la partie centrale de l'écoulement ainsi que dans la zone frontale du jet résultant. La variabilité cyclique de l'écoulement a pu être liée au déplacement du tourbillon central et par E-POD, nous avons montré qu'il existait une corrélation entre ce déplacement de la zone centrale et l'intensité du jet résultant. L'enroulement du jet résultant est donc associé à une variabilité cyclique importante. Nous avons ensuite focalisé notre analyse sur la phase $\theta = 120\text{ CAD}$, pendant la création du jet résultant. Nous avons mis en avant l'existence de deux composantes principales de l'écoulement à cette phase : une composante débitante (engendrée par le jet débitant) et une composante d'enroulement (engendrée principalement par le jet swirlant mais aussi par une partie entraînée du jet débitant). Les champs obtenus en PIV 2D3C ont été mis à profit pour exploiter une possible corrélation entre ces deux composantes. L'application d'une E-POD a permis d'observer l'impact du jet débitant sur la composante d'enroulement du jet résultant. Elle a aussi révélé un battement tridimensionnel du jet débitant. L'admission est donc, eu égard aux fluctuations mises en évidence, caractérisée par un fort niveau de variabilité cyclique associée aux mouvements de grande échelle des jets de soupapes. La structure de l'écoulement avant la compression est perçue comme l'enroulement d'un jet résultant, entraînant une non uniformité de l'écoulement avant la remontée du piston.

L'étude du mouvement moyen pendant la course de compression a montré que la structure tournante présentait encore des inhomogénéités spatiales, certainement dues à la survivance du jet résultant créé lors de la course d'admission (chapitre 5). En fin de compression, la non conservation du moment cinétique a permis d'émettre l'hypothèse d'un fort mouvement tridimensionnel dans le bol. Enfin, la décroissance de l'énergie fluctuante dans la chambre pendant la compression a conduit à un examen plus précis des fluctuations de grande échelle. Pour cela, l'analyse a été menée sur deux phases spécifiques de la compression.

Nous avons tout d'abord focalisé notre analyse sur le milieu de la phase de compression à 270 CAD. Les champs en moyenne de phase des plans horizontaux et verticaux ont été examinés. Même si un tourbillon moyen est mesuré, nous avons montré que la structure de l'écoulement est complexe et difficile à interpréter à cause des données

moyennées qui ne contiennent qu'une partie de l'information structurelle. Les champs de vitesse instantanés à 270 CAD ont été analysés en utilisant un indicateur intégral basé sur la circulation $\Gamma(R)$ du champ de vitesse le long d'un cercle de rayon R , centré sur le point de vitesse moyenne nulle. Un résultat important est la variation significative du tourbillon en un écoulement de type "vortex" à un écoulement de type "annulaire" d'un cycle à l'autre. Une analyse physique a confirmé que les variations de structure observées doivent résulter du forçage de l'écoulement tournant en un jet résultant s'enroulant au sein de la chambre durant la phase d'admission. Cela est cohérent avec les conclusions du chapitre 4. Afin de déterminer l'importance cycle-à-cycle de ces fluctuations de structure, nous avons obtenu des statistiques de la circulation et nous les avons analysées. Ainsi, avec $I_\Gamma \approx 10\%$ pour $2R/b \approx 1/2$, nous avons montré que des variations cycle-à-cycle importantes se produisent dans notre moteur de recherche. Les intercorrélations à l'intérieur d'un même cycle, et entre cycles ont aussi été calculées. Nous n'avons pas relevé de corrélations entre cycles. Afin d'extraire du champ de vitesse des caractéristiques cohérentes qui fournirait une description des mouvements de grande échelle, une décomposition POD a été appliquée à l'écoulement interne. Les circulations ont ensuite été décomposées en utilisant cette approche POD et nous avons montré que les moments d'ordre 1 et 2 de $\Gamma(R)$ sont raisonnablement convergés si plus de 10 modes sont conservés. Les coefficients aléatoires normalisés ont aussi montré leur capacité à rendre compte de la structure de l'écoulement instantané.

Le résultat principal de l'analyse de l'écoulement en fin de compression est la détection qualitative et quantitative de fortes variations de structure au PMH après la phase de squish. Les intensités de fluctuations suivent une évolution similaire à 270 CAD et au PMH. Le mouvement de squish est donc trop tardif et associé à une diffusivité turbulente trop faible. Par conséquent, les fluctuations de structure survivent jusqu'au PMH dans ce moteur. Ces fluctuations de structures sont la signature de l'enroulement du jet résultant créé à l'admission. La turbulence n'ayant pu «lisser» le champ de vitesse, ce jet résultant continue de «vivre» durant toute la compression. Cela provoque des variations de structure plus ou moins importantes suivant les cycles.

En effectuant un suivi temporel de la trace de l'écoulement dans un plan PIV pendant la compression, nous avons pu balayer les différents états de la structure. Nous avons montré que les fluctuations de structure étaient aussi présentes au sein d'un même cycle, révélant une hétérogénéité axiale de l'écoulement tournant. Nous avons aussi proposé une technique de couplage entre des données PIV statistiquement convergées et des données TRPIV. Les résultats statistiques obtenus par PIV sont utilisés pour construire une base de projection POD (par POD invariante en phase). Les champs TRPIV sont ensuite projetés sur cette base. Nous avons appliqué cette technique au suivi de quelques coefficients. Enfin, nous montrons que même pour une quantité intégrale comme la circulation, un nombre conséquent de modes était nécessaire pour suivre son évolution temporelle si la POD est effectuée sur la variable vitesse. Il est donc difficile de concevoir un modèle réduit simple, avec quelques modes seulement. L'alternative serait d'utiliser, pour l'élaboration de ce modèle, une autre grandeur, comme le rotationnel de l'écoulement (le retour à la variable vitesse reste à examiner dans ce cas).

Les perspectives de notre travail sont nombreuses. Concernant les techniques de mesure mises en jeu, nous avons montré une partie du potentiel de la PIV 2D3C pour améliorer la compréhension de la structuration de l'écoulement. Nous pensons que des efforts peuvent être entrepris pour améliorer la qualité de nos mesures dans certaines zones critiques de la chambre. L'évolution vers des techniques de type endoscopiques devrait aussi permettre la résolution de l'écoulement pour des formes de bols plus complexes qui rendent aujourd'hui impossible la récupération de l'image par la réhausse du piston.

L'obtention d'un plus grand nombre de champs en TRPIV permettrait d'appliquer un POD étendue en temps, afin de comprendre les corrélations temporelles et de lier, par exemple, l'admission et la compression. L'application de ce type d'analyse peut néanmoins être effectuée en l'état, sur une cinquantaine de cycles uniquement pour la dynamique dans le cylindre (les plans bol étant inexploitable au-delà de 12 cycles). De plus, nous pourrions utiliser d'autres grandeurs pour caractériser les fluctuations observées ; cela permettrait de déterminer les grandeurs qui montrent le meilleur comportement face à la convergence POD. Par ailleurs, nous avons proposé la circulation pour

discriminer les fluctuations de structure. Une seconde étape serait de tenter, par l'examen du flux, sur le même contour de calcul, d'identifier les variations associées. Cela nous paraît intéressant dans la mesure où le transfert de l'écoulement dans le bol au CAD « tardifs » devrait signer sur ce type de fluctuations.

Ces analyses couplées pourraient aussi être mises en œuvre pour corréler les fluctuations de l'écoulement à des indicateurs extérieurs (pressions dans les conduits,...). Cela permettrait de répondre en partie à la question de l'origine des fluctuations cycliques observées, et éventuellement de statuer sur la possibilité de les contrôler. D'un point de vue plus motoriste, des modifications de l'admission (forme des conduits, influence du back-flow,...) pourraient être envisagées pour examiner l'impact sur les fluctuations cycliques.