



HAL
open science

Interaction entre un jet et un tourbillon comprimé. Etude expérimentale de l'aérodynamique et de mélange

Julien Moreau

► **To cite this version:**

Julien Moreau. Interaction entre un jet et un tourbillon comprimé. Etude expérimentale de l'aérodynamique et de mélange. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2003. Français. NNT: . tel-00007174

HAL Id: tel-00007174

<https://theses.hal.science/tel-00007174>

Submitted on 21 Oct 2004

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.

THESE

pour l'obtention du grade de
**DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE TOULOUSE**

Spécialité : DYNAMIQUE DES FLUIDES

Présentée par

MOREAU Julien

Titre de la thèse :

**INTERACTION ENTRE UN JET ET UN TOURBILLON COMPRESSE
ETUDE EXPERIMENTALE DE L'AERODYNAMIQUE ET DU MELANGE**

Soutenance le :

17 DECEMBRE 2003 à 14 heures 30
Amphithéâtre de l'I.M.F. de Toulouse

Directeurs de recherche : M. Jacques BOREE & M. Georges CHARNEY

Président: M. SCHON JP Professeur à l'Université de St Etienne (Rapporteur)

Rapporteur: M. TRINITE M Directeur de Recherche CNRS CORIA

Membres du jury :

M.	BELLENOUE M	Professeur à l'ESEM
M.	GUIBERT P.	Professeur à l'Université Paris VI
M.	BOREE J.	Professeur ENSMA
M.	CHARNEY G.	Directeur de Recherche CNRS IMFT

MOTS CLEF :

- | | |
|---|-----------------------------------|
| - Vélométrie par Intercorrélation de particules | - Mélange |
| - Fluorescence induite par laser | - Interaction |
| - Injection directe essence | - Transferts |
| - Turbulence | - Décomposition Orthogonale (POD) |

A Lili et Schoumi.....

Abstract

This work was performed in a frame of a collaborative project between engine manufacturers (PSA, Renault) and CNRS and was supported by ADEME. An existing experimental set-up has been used but improved with an adapted injection system. We have gathered a large database of the injection and compression stroke.

Imaging Laser techniques are used to study the interaction between spray and aerodynamic in a model situation of a engine cylinder.

A model round jet has been injected representatively of the real engine configuration. Two kind of injection axis have been set up in order to study the influence of the tumbling cross flow in the angular momentum jet transfer.

Experiments have been carried out to measure velocity field (PIV) and mixture field (PLIF) in the symmetry plane of the chamber during injection and compression strokes.

The mean kinetic energy is transferred to turbulence with a short time scale during the injection. Then dissipation process occurs during the whole compression stroke thus leading to a lower level of fluctuating kinetic energy at the end of compression than without injection.

Finally, a POD analysis confirms the energy transfer activated by the injection and gives some good perspectives of this approach in the analysis of internal unsteady turbulent flow.

Keywords

PLIF, PIV, Internal flow, Tumble, Jet, POD, Turbulence, mixing

Résumé

Le cadre contractuel de ce travail est un projet collaboratif mettant en oeuvre les constructeurs automobiles (PSA, Renault) le CNRS ainsi que l'ADEME. Une installation expérimentale existante a été exploitée. Nous avons apporté des modifications permettant de réaliser une injection directe au sein de la chambre. Nous avons pu rassembler une base de données importante et fiable.

Nous nous intéressons ici à l'interaction entre un spray et l'aérodynamique dans une situation modèle d'un moteur à pistons. Ainsi un jet rond monophasique modèle à été mis en place représentatif de la situation réelle. Deux directions d'injections ont été testées afin d'étudier l'influence du jet sur l'écoulement

Des mesures ont donc été effectuées pour mesurer les champs de vitesse (PIV) ainsi que les champs de fraction massique (PLIF) dans le plan de symétrie de la chambre.

L'énergie moyenne est transférée vers les petites échelles durant un temps très court. Puis il apparaît que la perturbation de la structure cohérente à grande échelle par l'injection provoque très tôt dans le cycle le processus de dissipation. Ainsi, le temps de dissipation est plus long entraînant un niveau d'énergie fluctuante en fin de compression après injection beaucoup plus faible que dans la situation de compression du vortex seul.

Enfin, une analyse POD confirme les conclusions apportées auparavant en ce qui concerne les transferts d'énergie entre échelles et apparaît comme un outil efficace et prometteur dans l'étude des phénomènes transitoires comme celui-ci.

Mots Clés

PLIF, PIV, Écoulements interne, Tumble, Jet, POD, Turbulence, Mélange

Remerciements

Je tiens dans un premier temps à remercier les membres du jury qui ont accepté de juger ce travail :

- Le président du jury et rapporteur Jean Paul Schon
- Le rapporteur Michel Trinité
- Les examinateurs Marc Bellenoue et Philippe Guibert
- Les directeurs de thèse Jacques Borée et Georges Charnay

Ma gratitude va en premier lieu à Jacques Borée. Sa contribution à l'encadrement de cette thèse a été déterminante tant pour ses conseils scientifiques que pour la rigueur adoptée au suivi de la ligne directrice. Sa gentillesse, son approche passionnée de la science et son implication m'ont permis de mener à bien ce travail de thèse.

Il m'est impossible de ne pas non plus rendre compte de ma profonde gratitude envers Georges Charnay. Georges a été bien plus qu'un directeur de thèse, il m'a accueilli à bras ouverts dans le groupe Ecoulement Et Combustion. Son attention et sa gentillesse de tous les instants à mon égard m'ont permis de ne jamais perdre courage même dans les instants les plus difficiles.

Je profite également de ce moment pour remercier Michel Trinité de m'avoir permis un jour de m'impliquer dans un travail de recherche au sein de son laboratoire du CORIA et de m'encourager à poursuivre par cette thèse à l'IMFT.

Je tiens également à saluer le soutien de Rudy Bazile concernant le domaine expérimental, Thierry Poinot pour son apport scientifique sur de nombreux domaines de l'étude,

Remerciements

ainsi que Pierre Brancher pour sa contribution dans ma compréhension de la physique des tourbillons.

Romain Lauvergne, Jean Marc Duclos, Christophe Mariès ainsi que Thierry Gorjeon ont été les responsables de ce travail pour Renault et PSA. Je tiens à les remercier ainsi que l'Agence Départemental de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie pour le soutien financier de cette thèse.

Cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans la participation de Gérard Couteau qui a su, tout au long de ces années, m'assister sur le dimensionnement et la maintenance de mon installation expérimentale. Sa gentillesse et sa bonne humeur changeante faisaient très agréablement partie de mon quotidien.

Je ne voudrais pas oublier non plus le soutien de Livier Ben et de Moïse Marchal par les nombreux coups de mains expérimentaux.

Je me tourne maintenant vers tous les membres du groupe EEC qui m'ont accompagné pendant cette thèse. Le liste des gens que j'ai croisé durant ces années serait très longue entre ceux qui sont partis et ceux qui arrivent tout juste. Je ne citerai pas tout le monde mais que toutes ces personnes sachent les années passées ici ont été un vrai plaisir grâce à eux. J'associe également à ces remerciements ma plus grande sympathie pour toute l'équipe des thésards et Post-Doct du groupe GEMP avec qui les journées se sont quelquefois transformées en longues soirées.

Pour finir je tiens à dire que j'ai été très fier de faire partie du Team99 pendant ces années et que cette équipe n'est pas prête de se dissoudre, sans oublier mon colocataire de bureau qui, malgré sa mauvaise foi marseillaise, est vraiment un chouette gars.

Enfin, mes derniers mots vont tout naturellement à mon père et surtout à ma mère qui m'a toujours soutenu dans mon désir de poursuivre mes études et dans mes diverses difficultés, ainsi évidemment qu'à Cécilia sans qui ce mémoire n'aurait sans doute jamais vu le jour. Elle m'a accompagné et supporté sans jamais faillir durant ces années. Elle représente la personne la plus précieuse de cette aventure.

Remerciements

Il m'est impossible cependant de finir sans avoir une pensée pour ma grand mère qui nous a quitté bien trop tôt. Elle représentait une personne essentielle à mon équilibre. Mamie Lili, je te dédie ce travail...

Table des matières

Avant propos	4
1 Introduction	6
1.1 Contexte de l'étude	6
1.1.1 Les normes Européennes	9
1.2 Le moteur à allumage commandé	10
1.2.1 Principe	11
1.2.2 Le moteur à injection directe	13
1.3 Structure tourbillonnaire de type tumble	15
2 Dispositif expérimental	19
2.1 Introduction	19
2.2 Dispositif expérimental	20
2.2.1 Principe	20
2.2.2 Mouvement du piston	24
2.2.3 Conditions thermodynamiques du cycle	29
2.3 Dispositif d'injection	31
2.3.1 Introduction	31
2.3.2 Analyse sans dimension	32
2.3.3 Caractérisation des injecteurs	41
2.3.4 Choix des stratégies d'injection	54

TABLE DES MATIÈRES

2.4	Synthèse du chapitre	58
3	Méthodes de mesure par imagerie laser et traitements associés	59
3.1	Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)	59
3.1.1	Principe	59
3.1.2	Source lumineuse	61
3.1.3	Formation de la nappe laser	61
3.1.4	Système d'acquisition d'image numérique	63
3.1.5	Montage de la caméra	64
3.1.6	Synchronisation de la chaîne de mesure PIV	65
3.2	Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF) . .	67
3.2.1	Principe	67
3.2.2	Choix du dopant	68
3.2.3	Montage	70
3.2.4	Méthode de post traitement	73
3.3	Synthèse du chapitre	82
4	Compression de la structure tourbillonnaire après injection	83
4.1	Introduction	83
4.2	Outil statistique utilisé dans ce chapitre	84
4.3	Rappel sur la phase d'admission	85
4.4	Analyse du Point Mort Bas	87
4.4.1	Rouleau sans injection	87
4.4.2	Injection inclinée	88
4.4.3	Injection droite	104
4.5	Phase de compression	112
4.5.1	Compression sans injection	112
4.5.2	Transferts de masse et de quantité de mouvement pendant la compression après injection	118

TABLE DES MATIÈRES

4.6 Synthèse du chapitre	142
5 Analyse de la rupture du rouleau après injections par Décomposition Orthogonale en Modes Propres (POD)	144
5.1 Introduction	144
5.2 Principe de la décomposition POD	146
5.3 Lien entre POD et décomposition de Reynolds	149
5.4 Décomposition orthogonale phasée	151
5.5 Décomposition orthogonale globale	153
5.5.1 Mise en place de la POD globale	153
5.5.2 Résultats de la décomposition	159
5.5.3 Conclusion	169
Conclusion et perspectives	171
A Principe de l'intercorrélacion par images de particules	176
B Fluorescence induite par laser : Schéma à deux niveaux	178
C Simulation de la phase d'injection par simulation numérique des grandes échelles	182
C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé	182
C.1.1 Equations résolues et modèles LES d'AVBP	184
C.1.2 Viscosité artificielle : senseurs et opérateurs	188
C.1.3 Conditions initiales, limites du calcul	191
Bibliographie	193

Avant propos

Le domaine des écoulements internes moteurs est un domaine scientifique d'une grande richesse car le moteur est le siège de mécanismes physiques complexes. Cependant, malgré l'intérêt constant des constructeurs et des chercheurs manifesté par de nombreuses opérations de recherche ces mécanismes restent encore, pour la majorité, non ou mal élucidés. Or, les exigences récentes concernant les émissions polluantes poussent la communauté scientifique à accélérer sa dynamique de recherche afin d'être en mesure de mieux appréhender et de mieux contrôler les phénomènes intervenant dans les cylindres moteurs. L'injection directe dans les moteurs à allumage commandé apparaît comme une voie possible dans la réduction des sources de polluant tout en laissant ouverte la possibilité de fonctionner avec des richesses globalement de plus en plus pauvres. L'utilisation de la structure cohérente de type tumble peut ainsi être envisagée dans ce contexte apportant la possibilité de réaliser une stratification du mélange en transportant le carburant jusqu'à la bougie tout en conservant l'énergie de l'écoulement généré lors de l'admission et de libérer cette énergie en fin de compression sous forme de turbulence. Cette dernière est garante d'une vitesse de flamme élevée permettant de réaliser une combustion complète durant le restant du cycle.

Le transport du mélange par l'écoulement moyen ne peut être réalisé que si ce dernier est en mesure de conserver sa cohérence malgré l'injection à haute vitesse du spray de carburant. Il apparaît donc essentiel dans ce contexte de réaliser une étude permettant de mesurer l'impact de cette injection sur le comportement de l'écoulement interne pendant celle-ci et durant le reste du cycle. C'est cet aspect qui est proposé dans cette étude.

Avant propos

Nous allons dans un premier temps revenir sur le contexte actuel dans lequel vient se placer cette étude. Puis nous présenterons le dispositif expérimental utilisé dans le cadre de cette thèse. La description des moyens expérimentaux mis en oeuvre pour réaliser les mesures de l'aérodynamique et du mélange sera alors abordée. Les mesures de mélange par fluorescence de l'acétone nécessitent un étalonnage afin de prendre en compte les effets de la compression sur le rendement de fluorescence du dopant.

Ensuite, une analyse détaillée des mesures réalisées dans le plan de symétrie de la chambre de compression sera présentée. Les champs de vitesse et de fraction massique vont permettre de mieux comprendre la structure de l'écoulement et les conséquences de l'injection sur le comportement de ce dernier pendant la compression.

Enfin, une analyse par décomposition orthogonale en modes propres (POD) complètera cette analyse par l'étude des transferts entre les différentes tailles caractéristiques de l'écoulement.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte de l'étude

La production de CO₂ en Europe par activité humaine est constitué à 22% par la pollution générée par les transports routier en général et 12% par l'automobile en particulier. La production européenne annuelle de véhicules légers a passé le cap des 20 millions en l'an 2000 (contre 14,3 millions en 1993).

Les moteurs des automobiles émettent un grand nombre de polluants et il existe une diversité des " portées des impacts ", de la voie urbaine à la planète entière (Gouvernement [19]). Selon la " portée" que l'on considère, les polluants concernés ne sont pas les mêmes. En outre, plus la durée de vie des gaz croît, plus le niveau de pollution risque de s'étendre. Ainsi, l'effet de serre est dû à des gaz à très longue durée de vie.

De plus il convient de distinguer trois types de pollution :

- La pollution locale (en milieu urbain) est constatée à proximité immédiate des sources de pollution. Elle correspond à la pollution localisée par exemple sur une rue mal ventilée, une artère très fréquentée à l'heure de pointe ou dans un quartier à l'intérieur d'une même agglomération. Les polluants en jeu sont principalement le monoxyde de carbone (CO) et l'ozone (O₃). Ils sont produit par les oxydes d'azote (NO_x), les hydrocarbures non méthaniques (HCNM) et les composés organiques

1.1 Contexte de l'étude

volatils (COV). La transformation photochimique de ces gaz en ozone est plus ou moins accentuée selon la situation géographique (vallée encaissée), la situation climatique (ensoleillement, faiblesse des vents) ou encore les activités industrielles. Tous ces gaz sont principalement émis par les véhicules automobiles. Les particules émises surtout par les moteurs diesel sont une autre source de pollution localisée. La population perçoit cette pollution de façon réelle : odeurs, irritations, fumées noires, dégradation de façades....

- La pollution régionale est due à la dilution spatiale des gaz émis. Leur action s'étend sur une plus grande zone, ignore les frontières et dépend du régime météorologique (pluies, vents). Elle correspond à l'échelle d'une agglomération ou d'une vallée en montagne. Les fortes pollutions au niveau d'une grande agglomération sont plutôt reliées à l'ozone donc à la production de NOx et d'hydrocarbures non méthaniques.
- La pollution globale ou mondiale correspond à une pollution à l'échelle de la planète. Les polluants responsables de la pollution à très grande échelle sont différents de ceux cités précédemment : l'ozone à haute altitude et le CO₂. Ce dernier est responsable de plus de 90% de l'effet de serre. En France, les transports sont responsables pour 30% de l'effet de serre, cette part étant proportionnellement plus importante en France qu'à l'étranger à cause de la production de l'électricité nucléaire qui réduit les autres sources de CO₂.

Sous l'effet de la modernisation du parc automobile et des modifications de la composition des carburants, les émissions d'un certain nombre de gaz nocifs (dioxyde de soufre, oxyde d'azote, oxyde de carbone) ont continué à se réduire en 1999. L'accroissement de la circulation (figure 1.1) et de la puissance des véhicules a cependant contribué à faire progresser les émissions de dioxyde de carbone, principal gaz à effet de serre.

1.1 Contexte de l'étude

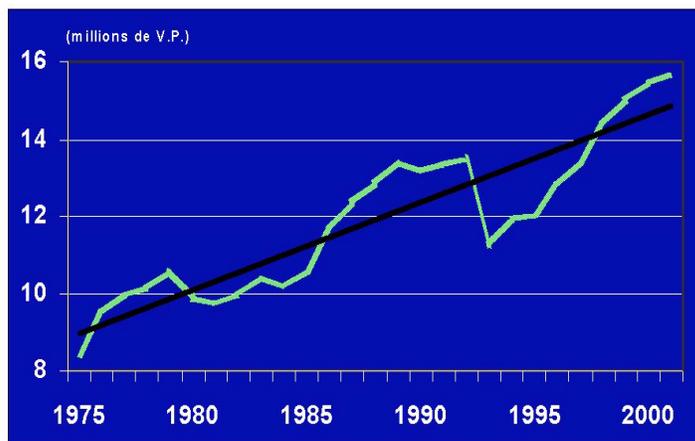


FIG. 1.1 – Augmentation de la production automobile européen (Sources PSA)

Selon les mesures effectuées dans les principales agglomérations, la qualité de l'air a continué de s'améliorer en 2000. Cependant, il est difficile de faire la part dans ces évolutions entre les effets d'une diminution des émissions de polluants et la météorologie. La mise en place des normes de dépollution européennes est à l'origine de cette baisse des émissions. Le tableau suivant montre les émissions annuelles mesurées en France pour l'année 2000. (Source CITEPA, coralie mise a jour Avril 2002).

Emissions en millions de tonnes	Tous secteurs	Transport	Route	Part des transports
CO	6,7	2,7	2,6	40%
COVNM	2,1	0,5	0,48	24%
NOx	1,4	0,8	0,73	57%
SO2	0,66	0,037	0,022	6%
CO2	332	133,5	125,2	40%
CH4	2,97	0,026	0,026	0,8%
N2O	0,25	0,012	0,01	5%

1.1 Contexte de l'étude

Il apparaît donc clairement que les transports tiennent un rôle important dans la production annuelle de gaz comme les oxydes d'azote et le dioxyde de carbone. Cependant, ces chiffres tiennent compte de l'ensemble des véhicules routiers comprenant les camions, les deux roues et les véhicules légers. Nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement à la production générée par les véhicules légers.

1.1.1 Les normes Européennes

Le principal objectif des constructeurs automobiles est de mettre au point des moteurs de plus en plus performants en terme de rendement et de consommation tout en répondant à des normes européennes de plus en plus sévères en ce qui concerne les émissions polluantes.

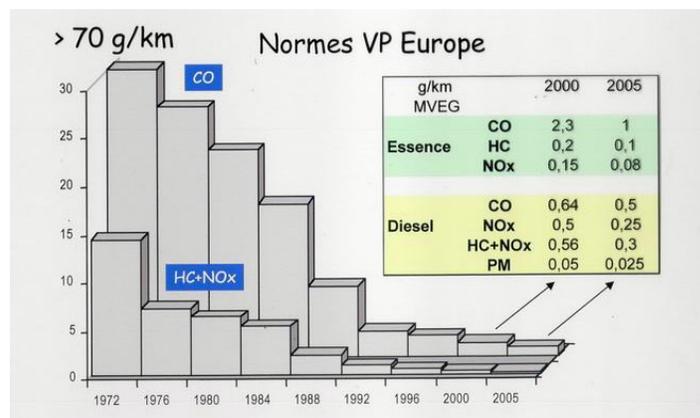


FIG. 1.2 – Evolution des normes Européennes

La figure 1.2 illustre le fait que, depuis les années 1970, les normes européennes sur les émissions de CO, de Nox et d'hydrocarbures sont devenues de plus en plus sévères jusqu'à atteindre il y a 3 ans un niveau drastique. Il s'avère que ces niveaux sont encore amenés à être divisés par un facteur 2 à l'horizon 2005.

1.2 Le moteur à allumage commandé

Ces normes de pollutions sont fixées au niveau communautaire, que ce soit pour la qualité de l'air, la qualité des carburants ou les émissions unitaires des véhicules neufs mis en circulation.

La qualité de l'air est réglementée par des directives fixant soit des valeurs limites et guides de concentration (pour le SO₂, les particules, le plomb et les NO_x), soit des seuils d'information et d'alerte (O₃).

La qualité des carburants est assurée par des directives limitant la teneur en plomb de l'essence, la teneur en soufre du gazole, et d'autres composés pour les carburants de substitution.

Nous allons dans la suite décrire le fonctionnement d'un moteur à allumage commandé (ou moteur à essence). Cette description va nous permettre de mieux comprendre les voies d'amélioration de la combustion entraînant la diminution des émissions polluantes et l'augmentation du rendement du moteur. Ces avancés constituent la motivation de cette étude.

1.2 Le moteur à allumage commandé

Avant de détailler le fonctionnement des moteurs à allumage commandé, il est important de définir les différents types de moteurs rencontrés dans le parc automobile mondial actuel, ceci afin de bien comprendre les différences entre tous les procédés de combustion ainsi que toutes les nuances des processus d'amélioration et d'optimisation. Tout d'abord, les moteurs appelés "à allumage commandé" (ou moteurs AC), sont les moteurs dans lesquels la combustion est initiée par une étincelle produite par une bougie. Ce type d'allumage concerne les moteurs à carburation essence. Cette particularité d'allumage constitue la différence essentielle avec les moteurs diesel. En effet, en ce qui concerne les moteurs diesels, l'allumage est initié par auto-inflammation du mélange. A partir d'un certain couplage pression-température au sein de la chambre de combustion, des points de combustion se mettent en place et provoquent l'inflammation du mélange air-

1.2 Le moteur à allumage commandé

diesel. C'est pourquoi afin d'arriver à ces conditions d'auto-inflammation dans les moteurs diesel, il est nécessaire d'obtenir des taux de compression beaucoup plus importants que dans les moteurs à essence. Un temps de préchauffage est également obligatoire avant le démarrage.

1.2.1 Principe

Pour les moteurs à essence, la pression régnant dans la chambre de combustion au Point Mort Haut (PMH) doit être la plus élevée possible avant le déclenchement de la combustion afin de profiter du meilleur rendement thermodynamique. Il est donc important d'avoir un taux de compression le plus grand possible. Cependant, les conditions d'auto-inflammation ne doivent jamais se rencontrer dans les cylindres de moteurs à essence car cette hausse de pression avant l'allumage (appelé aussi le cliquetis) est néfaste aux différents éléments du moteur.

La vitesse de propagation de la flamme est un paramètre capital dans le bon fonctionnement d'un moteur AC. Plus cette vitesse est élevée, plus la combustion sera complète, profitant ainsi de l'ensemble de la capacité calorifique du mélange. Ainsi, le niveau de turbulence au PMH doit être très élevé car la vitesse de propagation de la flamme est directement fonction du niveau des vitesses fluctuantes. En clair, les performances d'un moteur à allumage commandé que ce soit en terme de puissance, de consommation ou de pollution sont influencées de manière déterminante par le processus de combustion pour lequel la formation du mélange air-essence est un élément primordiale.

Plusieurs stratégies sont possibles pour la formation du mélange. La première, majoritaire dans le parc automobile jusqu'aux années 90, consistait à utiliser un carburateur. La deuxième, la plus répandue à l'heure actuelle, est le système d'injection du combustible dans la conduite d'admission. Ce procédé est décrit à l'aide de la figure 1.3.

1.2 Le moteur à allumage commandé

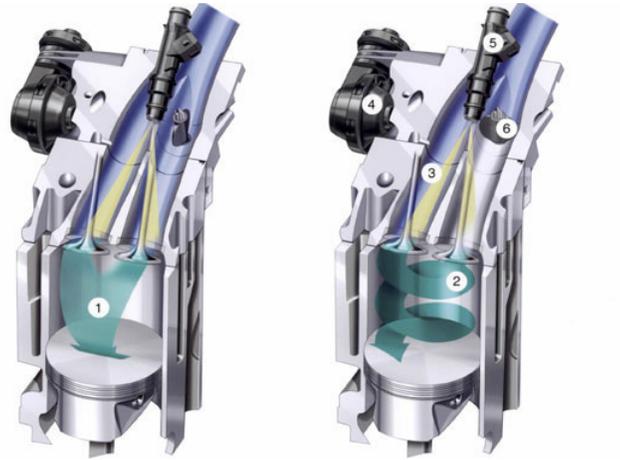


FIG. 1.3 – Principe de l’injection indirecte (1) Mouvement de Tumble, (2) Mouvement de swirl, (3) Canal d’admission, (4) Pompe, (5) Injecteur IDE, (6) Papillon

L’injection se fait donc en amont de la chambre de combustion. Le réglage du papillon permet de provoquer l’apparition d’un mouvement d’ensemble dans la chambre. Si le papillon est ouvert, les deux pipes d’admission délivrent le même débit d’air, favorisant ainsi le mouvement de tumble. Ce mouvement de rotation à grande échelle selon un axe perpendiculaire à l’axe du piston sera décrit en détail dans le paragraphe 3. Au contraire, si le papillon est fermé, l’air va s’engouffrer dans le cylindre avec une forte composante azimutale provoquant ainsi un mouvement moyen de type swirl (figure 1.3).

Le mélange se forme par interaction entre le spray d’injection et l’air en mouvement dans la pipe d’admission. L’injection peut se faire de façon continue ou de manière séquentielle. L’utilisation de ces injecteurs permet un meilleur contrôle du taux de mélange.

Ce système de carburation présente quelques avantages. Concernant le mélange tout d’abord, la durée du processus est longue, due à la vaste trajectoire du mélange. Ainsi, les conditions fluidodynamiques données par l’écoulement généralement monodimensionnel sont bonnes ceci dû à l’uniformité de la phase gazeuse (C. Stan [50]). De plus, durant l’ensemble du processus d’injection et d’admission, l’évaporation du carburant est efficace.

1.2 Le moteur à allumage commandé

Cependant, la formation du mélange avant la chambre de combustion comporte quand même quelques désavantages qui limitent une augmentation déterminante des performances des moteurs par rapport au niveau actuel ; même l'homogénéité du mélange peut se transformer en désavantage dans les conditions suivantes :

- Le contact du mélange avec les parois du tuyau d'admission conduit à des concentrations locales importantes du combustible. Ces poches de combustible vont par la suite être aspirées dans le cylindre dans les cycles suivants. Ce phénomène est peu contrôlable et implique des fluctuations dans les émissions polluantes.
- Le démarrage à froid devient également un problème car la vaporisation du carburant dans la pipe d'admission se réalise avec plus de difficultés.
- Pour réaliser une charge partielle avec un rapport stochiométrique optimisé, l'homogénéité du mélange impose la réduction de l'admission de l'air. Le freinage de l'air à l'admission par le papillon ne provoque pas seulement l'abaissement du rendement thermique du cycle, mais aussi un délai à l'accélération dû à l'inertie de l'air pendant un tel changement brusque de débit.

Le contrôle du mélange apparaît comme un objectif majeur des constructeurs automobiles afin de répondre aux normes imposées par les institutions européennes. L'injection directe du carburant semble constituer une solution viable. Nous allons donc voir dans la suite le principe et les différents avantages que propose ce système de carburation.

1.2.2 Le moteur à injection directe

Comme son nom l'indique, le principe de l'injection directe repose sur la mise en place de la charge directement au sein du cylindre moteur.

Les avantages proposés par cette méthode sont multiples. Tout d'abord, l'injection séquentielle directement dans le cylindre permet une maîtrise de la charge par un contrôle de la masse injectée. Cette stratégie permet ainsi un contrôle du mélange local au sein du cylindre moteur. Contrairement aux moteurs à injection indirecte où la charge injectée est directement fonction de la masse d'air introduite, il est possible avec l'injection directe

1.2 Le moteur à allumage commandé

de doser la charge grâce à une stratification du mélange. En effet, l'absence de papillon rend le volume d'air admis dans le cylindre constant pour chaque cycle. Le mélange va donc être directement dépendant de la masse introduite par les injecteurs et du positionnement de l'injection dans le cycle. Le contrôle de la masse injectée peut être accentué par l'adaptabilité permanente de la loi d'injection ainsi que par l'avance à l'injection ou à l'allumage. L'utilisation de systèmes électroniques complexes de gestion de ces conditions d'injection fonctionnant de manière asservie avec les conditions moteurs sont nécessaires. Ceci permet donc l'élimination du papillon, conduisant ainsi à une amélioration du rendement thermique du moteur puisque les pertes par pompage sont supprimées. Le taux de remplissage du moteur est donc augmenté. Cependant, cette adaptation permanente des caractéristiques du spray d'injection soulève le problème du contrôle de cet écoulement diphasique et de sa répétabilité. C'est pourquoi de nombreuses études sont en cours afin de comprendre l'évolution d'un spray de gouttelettes dans un milieu plus ou moins dense pour des conditions de pression d'injection multiples (T. Tomoda *et al.* [52], P. Schihl *et al.* [47], J. F. LeCoz et L. Hermant [28]).

L'injection directe du carburant au sein de la chambre induit une diminution de la température globale du volume. En effet, les gouttelettes d'essence introduites par le spray vont se vaporiser, utilisant ainsi une partie de l'énergie interne du volume d'air. La diminution de cette énergie interne avant la compression va donc permettre de pouvoir augmenter la capacité à comprimer le mélange sans atteindre les conditions d'autoinflammation décrites précédemment.

Cependant, ces avantages de principe deviennent effectifs seulement si le système d'injection peut assurer le contrôle exact de la formation du mélange compte tenu de la durée extrêmement courte et des conditions hydrodynamiques très complexes dans le cylindre. La prise en compte des écoulements mis en place lors de l'admission de l'air est primordiale dans le contrôle du mélange local.

Les constructeurs envisagent ainsi d'utiliser un mouvement d'air cohérent prenant place dans le cylindre appelé le "Tumble" (que l'on va décrire dans la suite). Cette struc-

1.3 Structure tourbillonnaire de type tumble

ture semble être en mesure de favoriser la direction de propagation du mélange dans le cylindre après une injection tardive (injection intervenant typiquement vers le milieu de la phase de compression), (T. H. Lake *et al.* [26], T. Kume *et al.* [25]). Ce concept a été introduit par Mitsubishi.

Nous venons de voir que l'aérodynamique joue un rôle primordiale dans la formation du mélange en situation d'injection directe de la charge dans le cylindre. De plus, la structure cohérente de type tumble apparaît très intéressante dans l'optique d'une stratification de la charge. Cette étude ayant pour motivation la compréhension et l'amélioration du fonctionnement d'un moteur à injection directe essence, nous n'allons nous intéresser à cette structure tourbillonnaire de type tumble.

1.3 Structure tourbillonnaire de type tumble

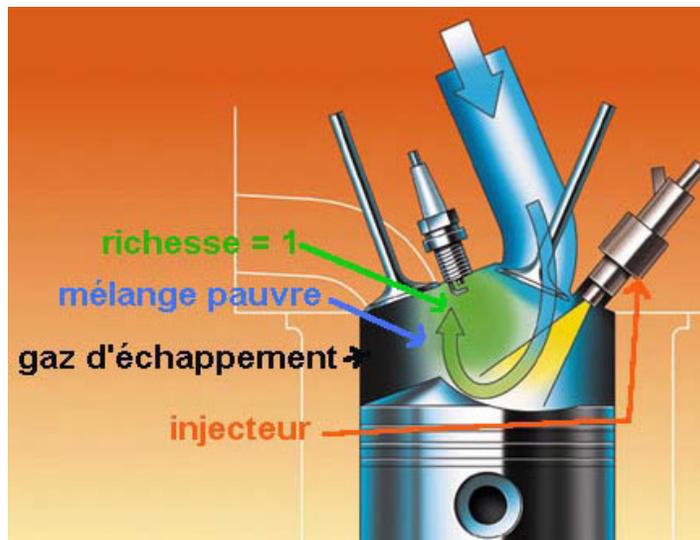


FIG. 1.4 – Principe de l'injection directe

1.3 Structure tourbillonnaire de type tumble

La figure 1.4 décrit le principe d'un moteur à injection directe. L'air introduit dans le cylindre s'organise de façon cohérente laissant place à un tourbillon dont l'axe est perpendiculaire à l'axe du piston. L'injection du carburant est réalisée par l'injecteur directement au sein de la chambre de combustion. Le jet d'air qui entre dans le cylindre vient impacter sur le piston et s'enrouler pour finalement créer en fin d'admission une structure cohérente très énergétique et très peu dissipative. Cette structure va se conserver très tard dans le cycle avant de se rompre, libérant toute son énergie sous forme de turbulence à très petite échelle (J. L. Lumley [35]). Ce haut niveau de turbulence va donc permettre une vitesse de propagation de flamme plus élevée, entraînant ainsi une augmentation du rendement du moteur. L'étude de la génération et de la rupture d'un rouleau de type tumble dans une configuration réelle a été réalisée à de nombreuses reprises (X. Baby [3], K. H. Choi *et al.* [11]). Ces études ont, entre autre, révélé qu'il était possible de favoriser la formation de ce tumble et de le renforcer en adaptant la forme de têtes de pistons (figure 1.5). Ces pistons présentent des cavités qui se comportent comme des déflecteurs en déviant l'écoulement d'air descendant. Cependant, si dans cette zone centrale du cylindre le mouvement de tumble est bidimensionnel, la structure tourbillonnaire est globalement tridimensionnelle notamment dans les zones de proches parois.



FIG. 1.5 – Cavité de la tête du piston du moteur à injection directe essence

La dégradation du tumble est un phénomène particulièrement complexe. En effet, cette rupture de la cohérence d'une structure dissipative laissant place à une cascade d'échelles

1.3 Structure tourbillonnaire de type tumble

de la turbulence est pilotée par plusieurs processus. De plus, l'étude des écoulements en cylindre moteur reste délicate à cause du peu d'accessibilité optique et de la complexité des différents écoulements secondaires prenant place dans le cylindre. Il est alors apparu primordial de se donner les moyens de séparer les phénomènes physiques afin de mieux les observer et les comprendre dans des situations plus simples. Ces différentes études ont permis d'isoler dans certains cas l'écoulement de swirl (M. Michard *et al.* [41]) et dans d'autres études l'écoulement de tumble (D. Marc *et al.* [38], S. Maurel [39]). Ces dernières ont révélé que la rupture du tumble était liée d'une part à l'instabilité elliptique d'un tourbillon compressé J. Boree *et al.* [8] et d'autre part aux interactions avec les zones de décollements de proches parois (D. Marc *et al.* [38], M. Mouqallid *et al.* [43]). En effet, ces zones génèrent des gradients inverses et leur interaction avec l'écoulement principal est une source de déstabilisation pour ce dernier. Le tourbillon devient tridimensionnel. La distortion de cette structure facilite ensuite la transition vers la turbulence. Il apparaît ainsi primordiale de comprendre les phénomènes de rupture de cette structure cohérente afin de mieux maîtriser la combustion en fin de cycle.

Cette turbulence est ensuite diffusée et transportée dans l'ensemble de la chambre par les zones de recirculation mises en place au cours de la compression. M. Ronnback *et al.* [46] ont montré que le niveau de turbulence en fin de compression est proportionnel au taux de rotation généré pendant la phase d'admission.

L'écoulement de tumble est également caractérisé par les fluctuations de position de son centre de rotation. Ce mouvement est également appelé précession. En effet, la génération du tumble est très variable d'un cycle à l'autre, tant dans son positionnement que dans son taux de rotation. Ces problèmes de reproductibilité induisent de fortes fluctuations de niveau de turbulence et donc des creux de puissance.

De plus, comme nous l'avons vu précédemment, la maîtrise de l'injection est également un élément capital dans le contrôle du processus. Il apparaît aussi clairement que les deux phénomènes, aérodynamique et injection, sont intimement liés dans l'efficacité de la combustion. Les études portant sur la structure de tumble seule ont apporté un ensemble

1.3 Structure tourbillonnaire de type tumble

de réponses que nous avons explicitées ci dessus. Or, l'injection directe au coeur de cet écoulement va avoir un impact important sur les mécanismes de rupture. Il est donc nécessaire de mettre en place une étude permettant de mesurer l'interaction existant entre un spray d'injection directe et une structure caractéristique des écoulements moteurs, à savoir le mouvement de tumble.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Introduction

Ce travail de thèse a pour but de mesurer l'interaction entre une structure tourbillonnaire de type tumble et un jet. Dans un premier temps, il a donc été envisagé de réaliser un dispositif générant un écoulement de rouleau stationnaire. Ce dispositif allait nous permettre de développer des moyens de mesures adaptés tout en s'affranchissant des difficultés de synchronisation liées au caractère instationnaire et cyclique de la génération de cette structure dans une configuration réelle. De plus, cette configuration allait aussi être en mesure de fournir des premiers résultats concernant la physique de l'interaction entre un jet et un écoulement dit de "crossflow" tourbillonnaire. Cependant, nous avons rencontré de nombreuses difficultés à réaliser un écoulement de ce type, stationnaire, et présentant les mêmes caractéristiques que l'écoulement que l'on trouve dans les cylindres moteurs. Un chapitre aurait pu être consacré au détail de cette mise en place mais nous préférons vous présenter directement l'orientation prise par la suite.

Nous avons été amené à utiliser la machine à compression rapide mise au point dans le cadre d'une action de recherche visant à étudier la formation et la rupture d'un écoulement de rouleau (D. Marc [37]). Cette chambre permet de générer une structure quasi bidimensionnelle à fort coeur rotationnel. Des études ont été menées avec cette machine

2.2 Dispositif expérimental

à compression pour disposer d'une base de données de champs de vitesse de la structure entière (S. Maurel [39]). Cette base de données a servi à la comparaison avec des simulations aux grandes échelles de la configuration expérimentale et à la compréhension de la dynamique du rouleau, des transferts de la turbulence pendant le cycle ainsi qu'une étude sur la précession du rouleau liée au battement du jet d'admission.

La mise en place d'un système d'injection a été réalisée durant ce travail de thèse afin de pouvoir injecter directement au sein de la chambre. Une étude adimensionnelle nous a permis d'injecter dans des conditions représentatives des échanges de masse entre un spray et l'aérodynamique présents dans une chambre de combustion réelle.

Nous allons donc, au cours de ce chapitre, présenter le dispositif expérimental. Nous décrirons successivement la chambre de compression, les moyens de contrôle associés, le système d'injection et enfin les différentes méthodes de mesures utilisées au cours de cette étude.

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1 Principe

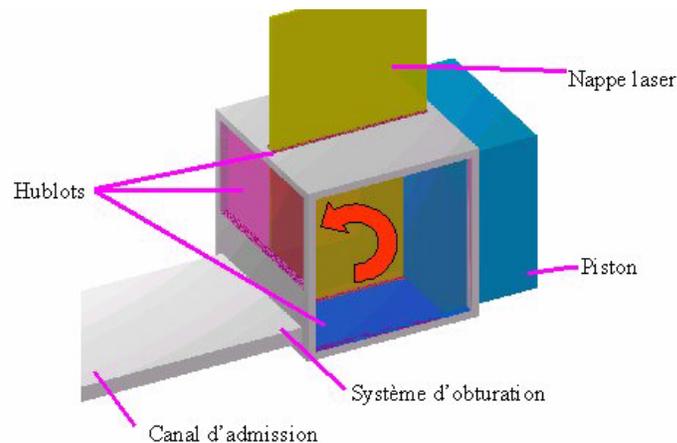


FIG. 2.1 – Chambre de compression

2.2 Dispositif expérimental

La chambre de compression est une enceinte de section carrée de 100mm par 100mm et de longueur 200mm. Cette enceinte est munie d'un hublot latéral transparent et de deux fentes en quartz permettant le passage d'une nappe laser. Ces hublots permettent la mise en oeuvre de diagnostics optiques laser. Le quartz a été disposé de façon à permettre le passage d'une nappe laser dont la longueur d'onde se situe dans l'U.V. dont il est le seul à laisser passer l'intégralité.

Un piston de section carrée (figure 2.2) se déplace dans cette enceinte et est animé d'un mouvement quasi sinusoïdal permettant de réaliser le cycle alternatif d'un moteur à piston.

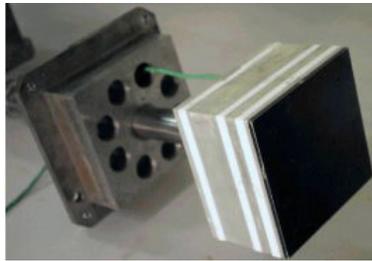


FIG. 2.2 – Piston carré et principe de segmentation

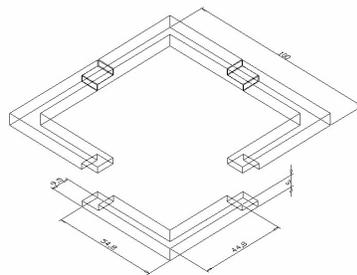


FIG. 2.3 – Segmentation Teflon

La segmentation est réalisée par un jeu de pièces en Teflon pur en L qui limitent les débits de fuite (figure 2.3).

Un canal d'admission de section rectangulaire de 96mm par 10mm (figure 2.4) débouchant parallèlement à la face inférieure de la chambre va donner lieu, lors de la phase

2.2 Dispositif expérimental

de recul du piston, à la création d'un jet plan d'admission. Ce canal d'admission est de longueur suffisante pour que le profil de vitesse en entrée de la chambre soit établi en proche paroi (S. Maurel [39]) (figure 2.5). Sa largeur correspond à 96% de la largeur de la chambre. La légère dissymétrie du profil de vitesse observée sur la figure 2.5 est due à la dissymétrie des conditions d'entrée et de sortie du canal.

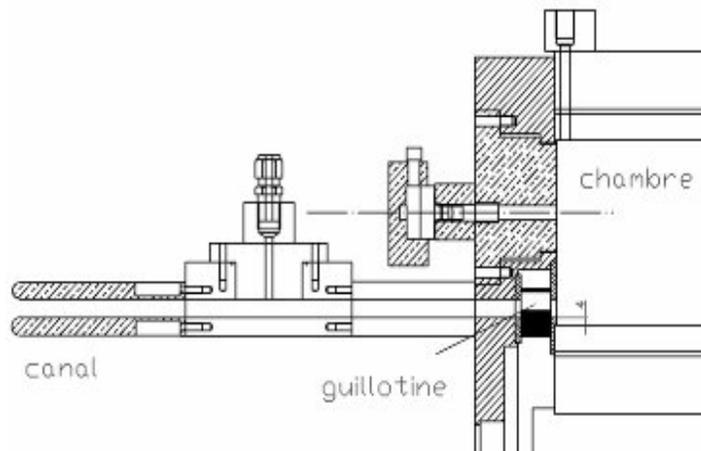


FIG. 2.4 – Canal d'admission

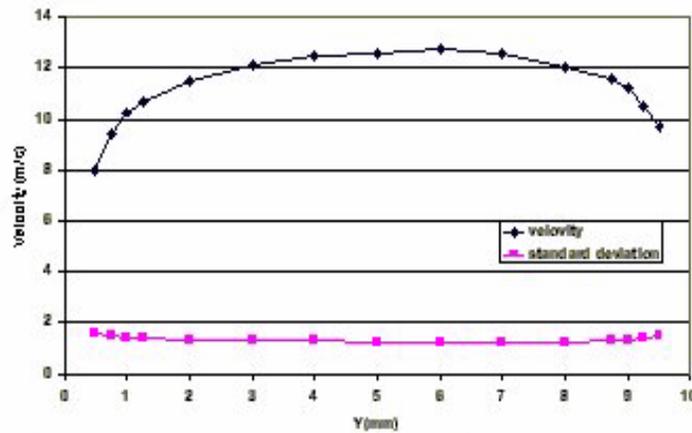


FIG. 2.5 – Profil de vitesse au centre du canal à 80 degrés vilbrequin

Le cycle admission-compression est réalisé par l'intermédiaire d'un système appelé guillotine. Cet obturateur permet de fermer et de libérer le canal en un temps court

2.2 Dispositif expérimental

tout en garantissant une très bonne étanchéité (figure 2.6). Cette dernière est assurée par contact direct entre une pièce présentant un poli miroir et la guillotine.

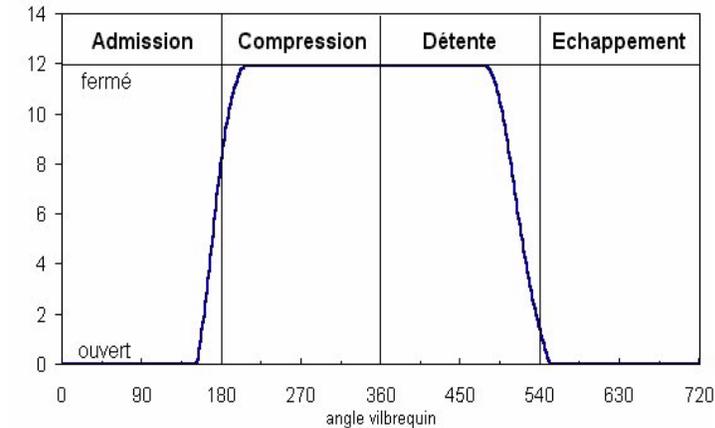


FIG. 2.6 – Levée de la guillotine

L'effort de contact entre ces deux pièces est très délicat à assurer. D'une part, le serrage de la culasse sur les faces des hublots est primordial. En effet, ce serrage vient mettre en pression la guillotine sur le miroir par l'intermédiaire d'un joint cylindrique en silicone. Si cette pression est trop importante, la guillotine reste "collée" au miroir malgré le bon état de surface. Il convient donc de trouver le bon serrage afin que l'étanchéité entre la chambre et la culasse soit assurée sans que le mouvement de la guillotine ne soit altéré. D'autre part, l'effort de contact est également réalisé grâce à la pression régnant dans la chambre venant appuyer le miroir contre la guillotine. L'aide précieuse de G.Couteau au cours du réglage a permis de venir à bout des problèmes de fuites.

Les moyens de mesure mis en place dans cette étude nécessitent un essemencement de l'air admis dans la chambre. La Vélocimétrie par Images de Particules, que nous décrirons plus tard dans le chapitre II, implique l'utilisation de gouttellettes d'huile d'olive dont le diamètre moyen est de l'ordre de $3\mu\text{m}$. Il est préférable que ces particules ne soient pas dispersées dans le laboratoire afin, d'une part, d'éviter une inhalation trop importante

2.2 Dispositif expérimental

pour l'utilisateur puis, d'autre part, de préserver la propreté des outils de mesure optique et laser.

Un volume tampon de contenance $0,28\text{m}^3$ a donc été mis en place dans lequel vient déboucher le canal d'admission. Ce plenum va permettre d'éviter les situations décrites précédemment et de générer un mélange homogène d'airensemencé destiné à l'aspiration dans le canal puis dans la chambre (figure 2.7). La compression de l'airensemencé implique l'évaporation des gouttes d'huile d'olive. Ce volume tampon est donc relié à un extracteur d'air ainsi qu'à une arrivée d'air chargé en gouttellettes à débit constant permettant ainsi un renouvellement de l'airensemencé.

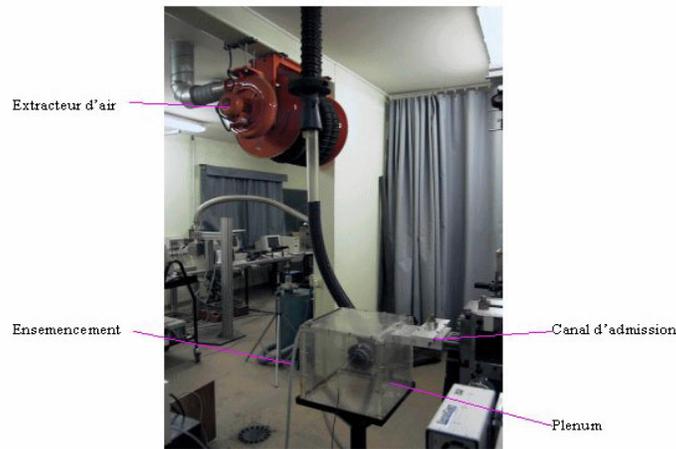


FIG. 2.7 – Plenum et extracteur d'air

2.2.2 Mouvement du piston

Système d'entraînement

Le mouvement alternatif du piston est réalisé par une machine outil, plus précisément un étau limeur de type GSP 136 (figure 2.8). La chambre de compression se trouve sur le plan de travail de la machine outil. Le piston est lié à la machine outil par une liaison rotule placée sur la tête porte-outil. Sur la figure 2.8, on peut observer la partie arrière amovible de la chambre.

2.2 Dispositif expérimental

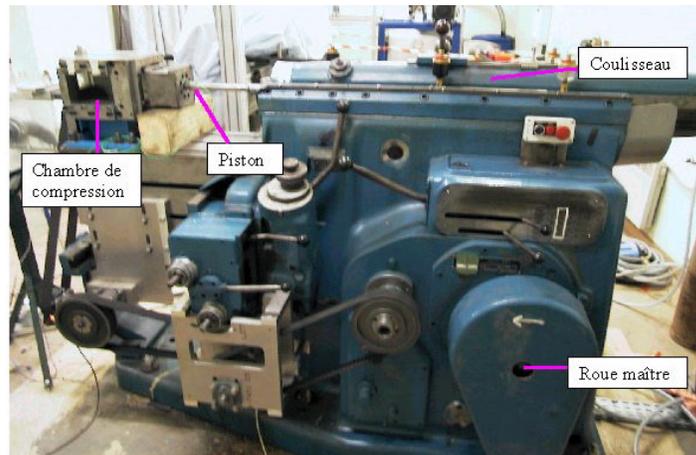


FIG. 2.8 – Système d'entraînement

Cette pièce sert à assurer la compression des segments lors de la sortie du piston pour les nettoyages de la chambre ainsi que le guidage du piston dans son mouvement alternatif par l'intermédiaire d'une liaison glissière. Le système d'entraînement permet de générer un mouvement alternatif et répétitif ainsi que le réglage en course et en fréquence. Le schéma cinématique (figure 2.9) permet de mettre en évidence la roue maître sur laquelle un excentrique crée le mouvement de va et vient communiqué au coulisseau. Le décalage de cet excentrique par rapport au centre de la roue maître permet de faire varier la course du piston. Le coulisseau est fixé à l'excentrique par une vis poignet. Une fois cette vis devissée, le coulisseau peut se mouvoir librement grâce à une vis sans fin. La position de fixation de l'excentrique impose le volume mort. Ainsi, le volume mort et la course fixent totalement le rapport volumétrique défini comme le ratio entre le volume de la chambre en fin d'admission et le volume de la chambre en fin de compression. Le rapport volumétrique choisi pour cette étude est de 4.

2.2 Dispositif expérimental

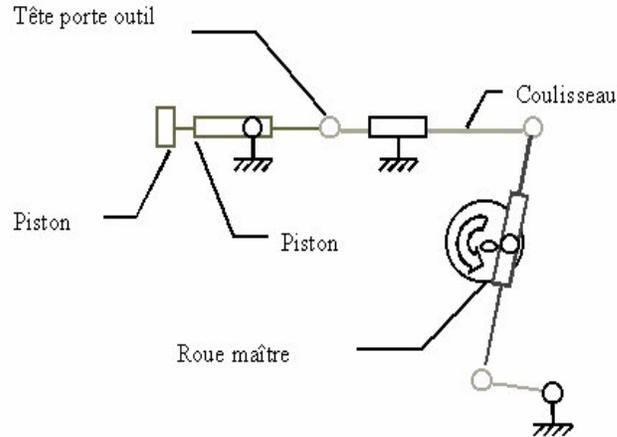


FIG. 2.9 – Schéma cinématique de l'étau limeur

Le moteur électrique de l'étau limeur a été adapté afin d'atteindre un régime moteur maximum de 206 tours par minute. Cette vitesse de fonctionnement n'était pas prévue dans le dimensionnement de départ de la machine. Ainsi, il a fallu porter une attention particulière à la lubrification des éléments frottants. Un dispositif de type araignée a donc été mis en place afin de venir lubrifier abondamment le système comprenant l'excentrique et les parois de guidage du coulisseau.

Suivi de la position du piston

Afin de suivre la position exacte du piston, le coulisseau est équipé d'une règle magnétique Heidenhain 172. Cette règle délivre trois signaux TTL (Transistor Transistor Logique). Le premier est un signal de référence pour l'initialisation du repère absolu. Les deux autres délivrent des impulsions de type TTL avec changements d'état tout les $100\mu\text{m}$ de déplacement du coulisseau (figure 2.11). Ces deux signaux sont déphasés entre eux de $50\mu\text{m}$. Il est possible avec ces deux signaux de composer un signal de type TTL donnant un front montant pour un déplacement du coulisseau discrétisé à $50\mu\text{m}$. Ce dernier servira au repérage de la position du piston par rapport à sa position de référence. Il est alors possible d'établir la loi horaire du piston (figure 2.10).

2.2 Dispositif expérimental

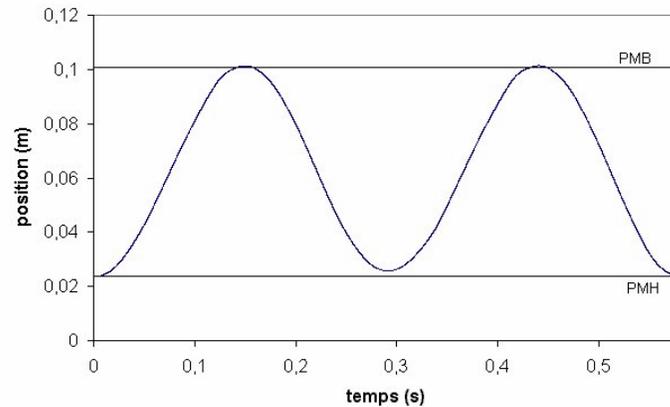


FIG. 2.10 – diagramme de fonctionnement de la règle magnétique

Le cycle quatre temps est réalisé par la mise en place d'un micro-contact (figure 2.12). Ce dernier valide un pulse de référence sur quatre, nous permettant ainsi de disposer d'un top cycle correspondant à une position particulière du piston pendant un cycle. Plus précisément, ce signal intervient lorsque le piston est à 50mm de la culasse pendant la phase de compression.

Une carte PC va nous permettre de venir compter les impulsions de $50\mu\text{m}$ après le signal de top cycle et de recréer un signal TTL décalé de N impulsions par rapport au top cycle. Il est ainsi possible de piloter la chaîne de mesure à tout moment du cycle.

2.2 Dispositif expérimental

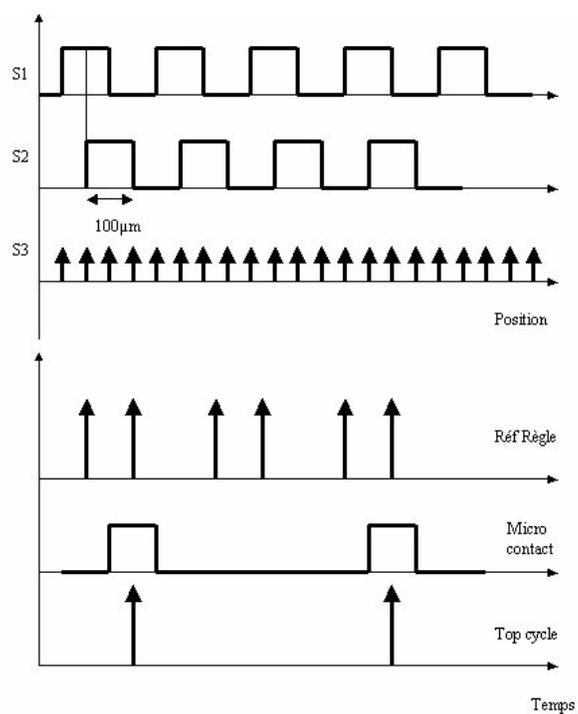


FIG. 2.11 – Diagramme de fonctionnement de la règle magnétique

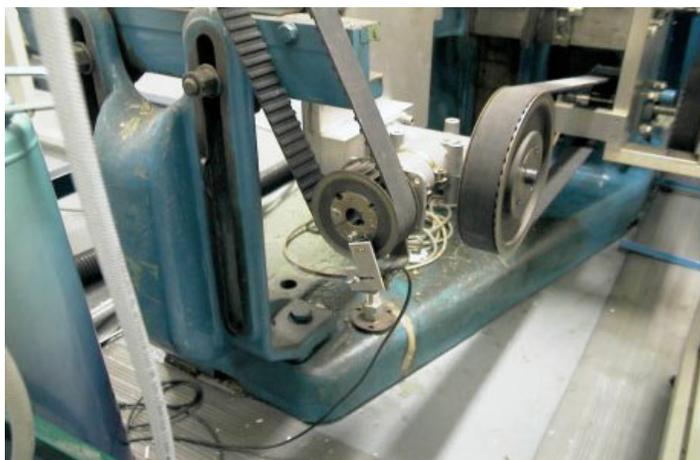


FIG. 2.12 – Mécanisme de validation du cycle

2.2 Dispositif expérimental

2.2.3 Conditions thermodynamiques du cycle

Les mesures de pression sont réalisées grâce à un capteur piezorésistif XTE-190-300A de Kulite. Sa bande passante est de 50KHz et sa pleine échelle est de 20bars pour une précision de 0,1bar. Il mesure la pression relative entre la chambre et l'atmosphère. La fréquence d'échantillonnage est de 200hz. La figure 2.13 représente l'évolution de la pression pendant le cycle. La pression mesurée est comparée à la pression calculée dans le cas d'une compression adiabatique. La différence concernant la valeur maximale est de l'ordre de 10%. Ces mesures sont en accord avec ce qui avait été observé par les études précédentes (Maurel [39]). En effet, les fuites de masse sont de l'ordre de 10% durant l'ensemble de la compression car comme on l'a déjà évoqué précédemment, la segmentation d'un piston carré est délicate et l'étanchéité parfaite est impossible.

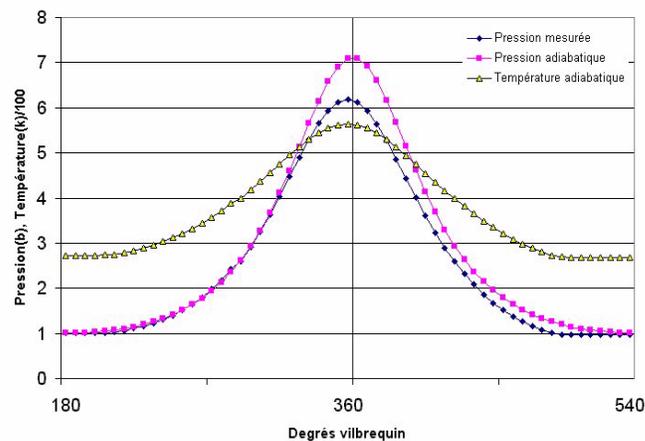


FIG. 2.13 – Evolution de la pression et de la température dans le cycle

Le décalage dans le cycle observé entre le maximum mesuré et le maximum théorique vient du fait que les pertes de masses s'accroissent avec l'augmentation de la pression. Ces fuites font donc baisser la pression juste avant le point mort haut. La température s'élève jusqu'à 560K. Cette dernière est calculée selon les hypothèses de compression isentropique en prenant la mesure comme référence de pression. Il faut cependant rester très prudent avec ces valeurs de température. Il faut avoir conscience que la température obtenue dans

2.2 Dispositif expérimental

ce calcul sous-estime la température réelle. En effet, la température réelle peut être plus importante puisque la transformation est non isentropique. Cependant, cette dernière n'étant pas non plus adiabatique, il y a donc une chute de température due aux échanges pariétaux. De plus, l'augmentation de température du piston et des parois à un effet mémoire pendant le cycle. Cette augmentation de température des frontières est constante pendant les cycles de prise de mesure. Ainsi, une source de chaleur supplémentaire devrait être prise en compte dans le bilan thermodynamique du volume de gaz pendant la compression. Des mesures ont été faites par S. Maurel [39] pendant ses travaux de thèse pour évaluer cette augmentation de température durant une série de cycles. Ces mesures faites pour un taux de compression de 10 montrent que la température du piston augmente de 5°C par minute. Ce taux de croissance de la température est donc plus faible dans notre cas (taux de compression de 4) et le temps de mesure ne dépasse jamais 10 minutes.

Il est possible de vérifier que le temps caractéristique de diffusion thermique du piston vers le volume d'air est faible devant le temps du cycle. Si on considère le temps caractéristique de diffusion thermique comme étant :

$$T_{diffTerm} = \frac{D^2}{a} \quad (2.1)$$

où a est le diffusivité thermique de l'air admis à 273K et D une longueur caractéristique de la chambre.

Pour $a = 16e-6\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ et $d = 0.1\text{m}$ alors l'égalité 2.1 donne :

$$T_{diffTherm} = 625\text{s} \quad (2.2)$$

La période du cycle est de 580ms. Elle est donc négligeable devant le temps de propagation de la chaleur du piston vers l'écoulement. On peut donc négliger la montée en température de l'air durant le cycle avant la compression.

La connaissance des conditions thermodynamiques est primordiale pour le traitement des mesures de concentration par fluorescence comme nous le verrons par la suite.

2.3 Dispositif d'injection

2.3.1 Introduction

L'injection directe dans la chambre nécessite une approche particulière. En effet, la représentativité de l'écoulement de tumble étudié est basée sur le taux de tumble. Ce taux de tumble représente le rapport entre la vitesse de rotation solide de l'écoulement et le régime du système d'entraînement. Dans le cas de l'installation expérimentale, le taux de tumble est de 2 ce qui équivaut au fonctionnement d'un moteur à faible régime. Cependant, les vitesses de l'écoulement sont beaucoup plus faibles que celles rencontrées dans la situation industrielle. Les vitesses maximum que l'on peut trouver dans la structure au point mort bas sont de l'ordre de 5m/s contre 12m/s dans une configuration moteur (X. Baby [3]). De plus, notre écoulement est non réactif. Il est donc impossible d'injecter avec un injecteur IDE classique dont les vitesses rencontrées à la sortie du spray sont de 60m/s (M. A. Comer *et al.* [13], E. Abo-Serie *et al.* [1]). Ensuite, les gouttellettes injectées ne pourraient pas se vaporiser venant par la suite salir les accès optiques et compliquer les mesures. Il nous était donc nécessaire de mettre au point un système d'injection dont les caractéristiques seraient représentatives d'une configuration réelle. Pour cela, il nous fallait choisir un paramètre important pilotant l'interaction entre le spray d'essence et l'aérodynamique interne. Notre choix s'est porté sur la modification du moment cinétique du tumble lors de l'injection. Lors de la pénétration du spray dans le cylindre, le moment du flux de quantité de mouvement dû à l'inclinaison de l'injecteur est transmis au tumble modifiant ainsi sa dynamique. Cet échange de moment cinétique va donc être évalué dans la suite afin de mettre en place un nombre sans dimension représentant la similarité du phénomène. Ce paramètre se base sur le rapport entre le moment cinétique introduit par le spray et le moment cinétique du tumble avant l'injection.

2.3 Dispositif d'injection

2.3.2 Analyse sans dimension

Mise en place du paramètre représentatif

Afin d'établir ce paramètre, il faut donc dans un premier temps évaluer le moment cinétique d'un tumble. Ce dernier sera assimilé à une structure en rotation solide.

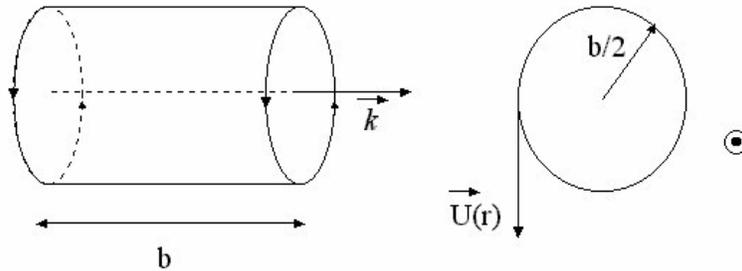


FIG. 2.14 – Représentation de la rotation solide

Le moment cinétique \vec{H} de ce tourbillon peut s'écrire :

$$\vec{H} = \int_V O\vec{M} \wedge \rho \vec{U}(M) dV = H\vec{k} \quad (2.3)$$

Ainsi, en faisant apparaître la vitesse de rotation w ($rad.s^{-1}$) de la structure et en projetant sur \vec{k} alors le moment cinétique du tumble modèle au point mort bas H_{PMB} peut s'écrire :

$$H_{PMB} = mw \frac{b^2}{8} \quad (2.4)$$

2.3 Dispositif d'injection

Avec b le diamètre caractéristique du tumble modèle (figure 2.14) et m (Kg) la quantité totale d'air admise dans le cylindre au Point Mort Bas :

$$H_{PMB} = \frac{\pi}{4} m N R b^2 \quad (2.5)$$

Avec N ($tr.sec^{-1}$) le régime moteur, R le taux de tumble. Intéressons nous maintenant à l'évolution de ce moment cinétique pendant la compression.

On considère le cylindre fermé et on néglige les pertes de masse. Soit le domaine matériel D (figure 2.15).

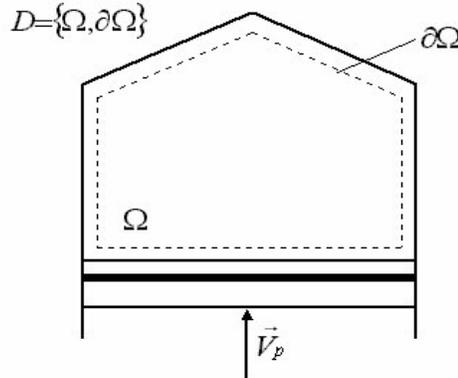


FIG. 2.15 – Domaine matériel d'intégration

Les forces extérieures appliquées au domaine matériel D sont les forces de pression et les contraintes visqueuses. Si on détaille cette variation de moment cinétique en écrivant le bilan de moment cinétique par rapport à O , centre de gravité du volume variable en temps :

$$\frac{d}{dt} \left[\iiint_D (\overrightarrow{OM} \wedge \rho \vec{U} dv) \right] = \frac{d}{dt} \left[\iiint_{\Omega} (\overrightarrow{OM} \wedge \rho \vec{U} dv) \right] + \iint_{\partial\Omega} [(\overrightarrow{OM} \wedge \rho \vec{V}) (\vec{U} - \vec{W}) \vec{n} dS] \quad (2.6)$$

2.3 Dispositif d'injection

donc,

$$\frac{d}{dt} [\overline{H(t)}] = - \iint_{\partial\Omega} [(\overline{OM} \wedge \rho \overline{V})(\overline{U} - \overline{W}) \cdot \overline{n} dS] + \overline{M}_p + \overline{M}_\mu \quad (2.7)$$

où \overline{W} est la vitesse de déplacement de la surface $\partial\Omega$, \overline{M}_p et \overline{M}_μ représentent respectivement le moment des forces de pression et des forces visqueuses.

Seule l'injection directe constitue un flux au travers de $\partial\Omega$. Si on fait l'hypothèse que les gouttes du spray se vaporisent et transmettent l'intégralité de leur quantité de mouvement au gaz alors il est possible de définir le flux d'injection. Soit S_i la surface d'injection, \overline{V}_i la vitesse du liquide à l'injection et ρ_i la densité du liquide alors,

$$\iint_{S_i} [(\overline{OM} \wedge \rho \overline{V})(\overline{V} - \overline{W}) \cdot \overline{n} dS] = (\overline{OM}_i \wedge \rho_i \overline{V}_i) \cdot \overline{V}_i \cdot S_i \cdot \overline{n} \quad (2.8)$$

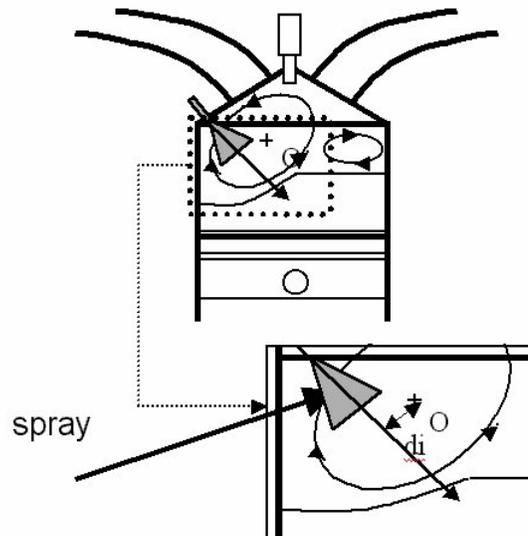


FIG. 2.16 – Position du spray dans le cylindre

Si on introduit la distance d_i représentant la distance minimale entre l'axe de symétrie du spray et le centre de gravité O du tumble alors on peut écrire que

2.3 Dispositif d'injection

$$\iint_{\partial\Omega} [(\overrightarrow{OM} \wedge \rho \overrightarrow{V})(\overrightarrow{V} - \overrightarrow{W}) \overrightarrow{n} dS] = -\rho_i \cdot V_i^2(t) \cdot S_{inj} \cdot d_i(t) \cdot \overrightarrow{k} \quad (2.9)$$

Avec \overrightarrow{k} l'axe de rotation du tumble. La dépendance temporelle des termes de l'équation 2.9 indique, qu'en toute rigueur, la précession du tumble vient modifier la distance d_i et que la vitesse du spray n'est pas constante pendant la durée de l'injection. On a donc en introduisant le débit massique du spray vaporisé $\dot{m}_i(t)$:

$$\iint_{\partial\Omega} [(\overrightarrow{OM} \wedge \rho \overrightarrow{V})(\overrightarrow{V} - \overrightarrow{W}) \overrightarrow{n} dS] = -\dot{m}_i(t) \cdot V_i(t) \cdot d_i(t) \overrightarrow{k} \quad (2.10)$$

et finalement,

$$\frac{d}{dt} [H(t) \overrightarrow{k}] = \dot{m}_i(t) \cdot V_i(t) \cdot d_i(t) \overrightarrow{k} + \overrightarrow{M}_p + \overrightarrow{M}_\mu \quad (2.11)$$

En intégrant entre le point mort haut et le point mort bas,

$$(H_{PMH} - H_{PMB}) \overrightarrow{k} = \int_{PMB}^{PMH} \dot{m}_i(t) \cdot V_i(t) \cdot d_i(t) dt \overrightarrow{k} + \int_{PMB}^{PMH} (\overrightarrow{M}_p + \overrightarrow{M}_\mu) dt \quad (2.12)$$

Il sera plus aisé dans la suite de définir une vitesse moyenne d'injection \overline{V}_i ainsi qu'un d_i moyen noté \overline{d}_i . On introduira également m_i la masse totale injectée. Ainsi,

$$m_i \cdot \overline{V}_i \cdot \overline{d}_i = \int_{PMB}^{PMH} \dot{m}_i(t) \cdot V_i(t) \cdot d_i(t) dt \quad (2.13)$$

On peut donc écrire maintenant, en projetant sur \overrightarrow{k} , que la variation de moment cinétique du tumble due à l'injection du spray vaporisé est :

$$H_{PMH} = H_{PMB} \left(1 + \frac{m_i \cdot \overline{V}_i \cdot \overline{d}_i}{H_{PMB}}\right) + \frac{A}{H_{PMB}} \quad (2.14)$$

2.3 Dispositif d'injection

Le terme A représente l'intégration des forces de pressions divisée par la valeur du moment cinétique avant la compression. Il apparait très difficile d'évaluer ces quantités, cependant, elles n'interviennent pas dans le paramètre qui nous intéresse. Ce paramètre, qui représente le rôle de l'injection dans l'évolution du moment cinétique du tumble, se définit donc comme :

$$A_h = \frac{m_i \cdot \bar{V}_i \bar{d}_i}{H_{PMB}} \quad (2.15)$$

Evaluation du paramètre dans les conditions moteurs

Nous disposons désormais de ce paramètre A_h pour représenter l'apport de moment cinétique par l'injection. Il faut maintenant l'évaluer dans la configuration moteur afin de se placer dans une situation expérimentale représentative.

En utilisant les équations 2.5 et 2.15, on peut écrire que,

$$A_h = \frac{4}{\pi} \frac{m_i}{m} \frac{\bar{d}_i}{b} \frac{\bar{V}_i}{N \cdot b R} \quad (2.16)$$

On peut introduire également les conditions stochiométriques (indice st) ainsi que la richesse Φ en écrivant que :

$$\frac{m_i}{m} = \Phi \cdot \left(\frac{m_i}{m}\right)_{st} \quad (2.17)$$

Ainsi l'équation 2.16 devient :

$$A_h = \frac{4}{\pi} \cdot \left(\frac{m_i}{m}\right)_{st} \frac{\Phi \bar{d}_i}{b} \frac{\bar{V}_i}{N \cdot b R} \quad (2.18)$$

où le terme $\frac{4}{\pi} \cdot \left(\frac{m_i}{m}\right)_{st}$ est une constante pour un fuel donné.

2.3 Dispositif d'injection

L'étude de l'interaction entre l'injection et le tumble doit permettre de maîtriser les conditions d'injection afin de pouvoir contrôler le mélange. Si on se place dans le cas d'une injection tôt dans le cycle, c'est à dire pour un mélange homogène, on peut dans un premier temps faire l'hypothèse que $\Phi = 1$. Pour un moteur essence à allumage commandé, les conditions stochiométriques sont données par $(\frac{m_i}{m})_{st} = \frac{1}{15}$.

Pour un moteur commun, le taux de tumble peut être évalué à 2 (C. Arcoumanis *et al.* [2]). La vitesse moyenne de sortie d'un spray d'essence peut être évaluée à 70m/s (E. Abo-Serie *et al.* [1]).

Le diamètre caractéristique d'un cylindre ainsi que la course du piston pour un moteur de 1,4 litre de cylindrée sont de l'ordre de 80mm. On fixera le rapport $\frac{\bar{d}_i}{b} = 0,25$.

Toutes ces évaluations permettent d'évaluer le paramètre Ah pour différents régimes moteur (figure 2.17).

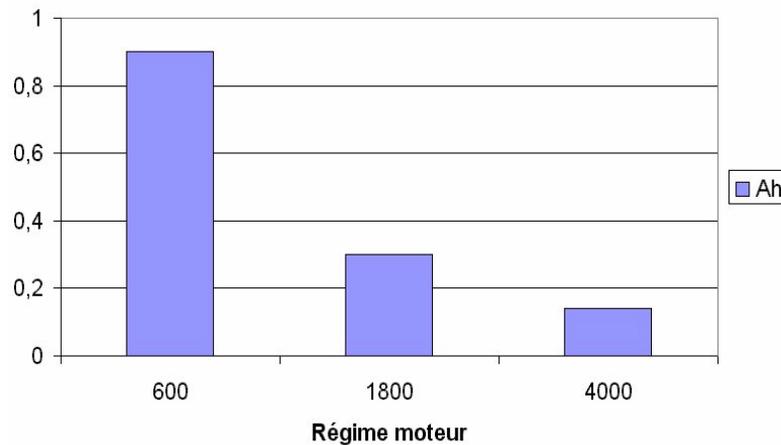


FIG. 2.17 – Evaluation du paramètre Ah pour différents régimes moteur

Les résultats que donne ce graphique sont cohérents avec notre étude. En effet, ils montrent que la perturbation du tumble due à l'injection est une fonction du régime moteur. Si le taux de tumble se conserve quelque soit le régime moteur, le tumble se renforce quand le régime augmente. Sachant que la dynamique d'injection n'évolue pas, il apparaît normal que le spray ait moins d'effet sur le tumble pour des régimes élevés. De plus,

2.3 Dispositif d'injection

durant la compression, le moment cinétique du tumble décroît à cause des interactions avec les parois et avec la forme complexe du piston. Si on fait donc l'hypothèse que la contribution du spray reste constante, il apparaît que, pour une configuration donnée, le paramètre Ah sera plus grand pour une injection tardive que pour une injection tôt dans le cycle.

Pour notre étude, nous allons nous mettre dans le cas d'une injection au point mort bas d'un régime moteur intermédiaire de 1800 tours par minute. Le paramètre Ah sera donc fixé à 0.3.

Mise en place du paramètre dans la configuration modèle

Nous avons donc évalué le paramètre adimensionnel dans le cas du moteur. Il nous reste désormais à recréer ces conditions au sein de notre expérimentation modèle.

Dans un premier temps, il nous faut calculer le moment cinétique du tumble créé dans la chambre carrée. Si on reprend la définition donnée par l'équation 2.4, on peut estimer les différents termes dans notre configuration.

La vitesse de rotation du tumble au point mort bas est de $w = 100rad.s^{-1}$. Le diamètre de la structure tourbillonnaire est de 100mm. La masse d'air présente dans la chambre peut être évaluée par :

$$m = \rho_{air} \cdot V_{ch} \quad (2.19)$$

où V_{ch} est le volume de la chambre.

Ainsi, cette masse est fixée approximativement à $m = 1,3 \cdot 10^{-3}kg$.

Le moment cinétique du tumble modèle au point mort bas H_{PMB}^{mod} est donc de :

$$H_{PMB}^{mod} = 1,6 \cdot 10^{-4}kg.m^2.s^{-1} \quad (2.20)$$

2.3 Dispositif d'injection

Comme nous l'avons précisé précédemment, l'injection sera simulée par un jet d'air. Le moment cinétique du jet M_{cj}^{mod} sera donc déterminé par :

$$M_{cj}^{\text{mod}} = \rho_{air} V_{jet}^2 S_{inj} d_i^{\text{mod}} \Delta t_{inj} \quad (2.21)$$

où V_{jet} est la vitesse de sortie du jet, S_{inj} la surface de sortie du jet, d_i^{mod} le "bras de levier" dans la configuration modèle et Δt_{inj} la durée de l'injection.

Le paramètre adimensionnel dans la configuration du laboratoire A_h^{mod} sera défini comme :

$$A_h^{\text{mod}} = \frac{\rho_{air} V_{jet}^2 S_{inj} d_i^{\text{mod}} \Delta t_{inj}}{H_{PMB}^{\text{mod}}} \quad (2.22)$$

Le respect des conditions moteur va donc imposer l'égalité suivante :

$$A_h = A_h^{\text{mod}} \quad (2.23)$$

ce qui entraîne, avec D_i le diamètre de sortie du jet, que :

$$A_h = 0,3 = \frac{\rho_{air} V_{jet}^2 \frac{\pi D_i^2}{4} d_i^{\text{mod}} \Delta t_{inj}}{H_{PMB}^{\text{mod}}} \quad (2.24)$$

Cette expression peut aussi se mettre sous la forme :

$$\rho_{air}^2 V_{jet}^2 D_i^2 = 4 \rho_{air} \frac{0,3 \cdot H_{PMB}^{\text{mod}}}{\pi d_i^{\text{mod}} \Delta t_{inj}} \quad (2.25)$$

Ou encore pour un moment cinétique donné et un positionnement géométrique de l'injecteur donné :

$$Q_m = f(\Delta t_{inj}) \quad (2.26)$$

avec Q_m le débit massique injecté.

2.3 Dispositif d'injection

Pour $d_i^{\text{mod}} = 30\text{mm}$ et $\rho_{\text{air}} = 1,2\text{kg.m}^{-3}$ alors cette fonction est :

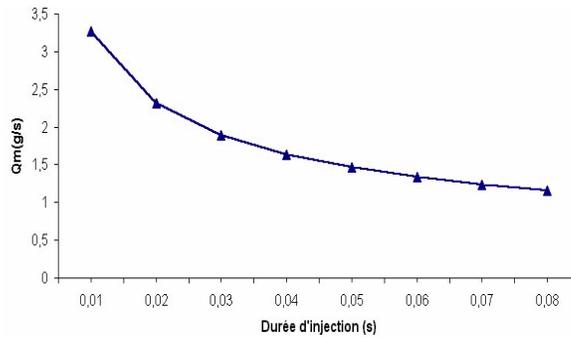


FIG. 2.18 – Débit massique imposé pour $A_h=0,3$

Il reste maintenant à fixer une durée d'injection. Nous avons choisi de respecter le rapport entre le temps d'injection du spray et le temps caractéristique du tumble. Ce dernier sera fixé comme étant le temps de retournement de la structure. Dans un cylindre moteur, le temps de retournement du tumble τ_c peut être approximé à 20ms pour un régime de 1800 tr.min (X. Baby [3]). La durée d'une injection correspondant à un fonctionnement à un mélange stochiométrique est de 8ms.

Le rapport r entre ces deux temps $r = \frac{\tau_c}{\Delta t_{inj}}$ est donc de 2,5. Dans notre configuration, le temps de retournement est de 65ms. Cela fixe donc notre temps d'injection à 25ms pour un même rapport r .

Selon la figure 2.18, si le temps d'injection est fixé à 25ms alors le débit par injection sera de 2,1g/s.

Le jet rond aura donc un nombre de Reynolds de :

$$\text{Re} = \frac{D_i V_{jet}}{\nu} = \frac{4D_i \cdot Q_m}{\nu \cdot \rho \cdot \pi \cdot D_i^2} = \frac{4Q_m}{\nu \cdot \rho \cdot \pi \cdot D_i} \approx 28000 \quad (2.27)$$

L'écoulement de jet rond est donc turbulent.

Les conditions d'injection sont ainsi fixées de façon complète. Il reste à choisir l'outil nous permettant de réaliser ces injections de 25 ms au débit souhaité.

2.3 Dispositif d'injection

Notre choix s'est porté vers des injecteurs GNV (Gaz Naturel Véhicule). En effet, le débit de ces injecteurs est conforme au débit imposé par l'étude paramétrique décrite ci dessus. Les injecteurs fonctionnant en pulsé, il nous est donc possible d'injecter pendant 25ms à chaque cycle.

Après avoir utilisé des injecteurs de série Sagem, il s'est avéré que leur utilisation n'était pas compatible avec nos conditions expérimentales (contre-pression, ensemencement avec de l'acétone). C'est pourquoi ces injecteurs ont simplement permis de réaliser des mesures PIV de la phase d'injection car, dans le principe, il était possible d'ensemencer avec de l'huile d'olive. Cependant, après avoir réussi à mesurer cette phase d'injection pour les deux types de configuration, ces injecteurs ont montré des signes de rupture évident entraînant l'arrêt de leur utilisation. C'est ainsi que notre choix s'est tourné vers les injecteurs modèles Orbital que nous allons décrire dans la suite. Les injecteurs Sagem seront toutefois décrits dans un premier temps puisqu'ils ont servi à mesurer la phase d'injection.

2.3.3 Caractérisation des injecteurs

Plusieurs injecteurs de gaz naturel sont disponibles à l'heure actuelle. La performance d'un injecteur concernant le débit est caractérisée par ses temps de retard à l'ouverture et à la fermeture (S. Malheiro [36], G. Favale [16], C. Y. Liu *et al.* [30], D. Gimbres [18]).

2.3 Dispositif d'injection

Injecteur	Pression d'alimentation	Débit statique	Retard ouverture/fermeture (ms)
Honda (1997)	2,7	2	/
Toyota (1999)	7,8	1,4	/
Siemens 1gen	8	0,85	/
Siemens 2gen	9,3	1,9	1,74/0,9
Bosch	8,3	1,86	2,0/1,0
Moteur Moderne	20-40	12,5	/
Sagem	2,5-5	2,3	/
IMPCO	5,2	4	2,3/0,6
Synerjet-Orbital	4,5-8,5	3	/

FIG. 2.19 – Caractéristiques des injecteurs spécifiques au gaz naturel

Le tableau figure 2.19 indique que les conditions d'injection (pression amont, débit) sont extrêmement variables d'un modèle à l'autre. En ce qui concerne notre étude, 2 conditions majeures seront à remplir. Tout d'abord, une faible pression d'injection est requise. La mise en place de méthode de mesure comme la PIV nécessite une pression amont peu importante afin d'être en mesure d'encenser de façon efficace le jet. Ensuite, le débit fixé par l'étude paramétrique est de 2,1g/s.

Injecteur Sagem

Ces injecteurs Sagem ont été fournis à l'origine pour réaliser des études au sein de notre laboratoire sur le mélange Air-Méthane dans une configuration d'injection indirecte de carburant de substitution (D. Gimbres [18], L. Ben [6]).

Il s'avère cependant que ces injecteurs ne supportent pas la contre-pression. Ils sont dimensionnés pour réaliser des injections au sein de la pipe d'admission à pression atmosphérique ou à une pression inférieure. C'est pourquoi il est nécessaire dans notre étude de le protéger de la pression régnant dans le cylindre pendant la compression. Une électrovanne a donc été placée entre l'injecteur et la chambre. Cette électrovanne sera ouverte pendant l'injection et fermée le reste du cycle. Le principe de l'installation est résumé sur la figure 2.20 :

2.3 Dispositif d'injection

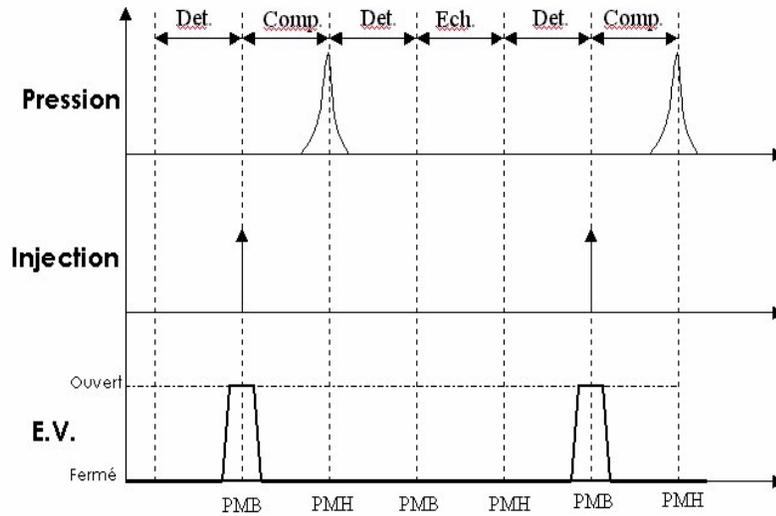


FIG. 2.20 – Signaux de commande du système d'injection Sagem

L'étalonnage de l'injecteur Sagem s'est fait de deux façons différentes. Dans un premier temps, un étalonnage de débit s'est fait par pesée. Cette méthode consiste à injecter de l'air dans un volume de liquide. La mesure du temps de remplissage de ce volume par l'air connaissant la durée de l'injection donne une valeur du débit instantané. La variation de ce débit en fonction de la pression est représentée sur la figure 2.21.

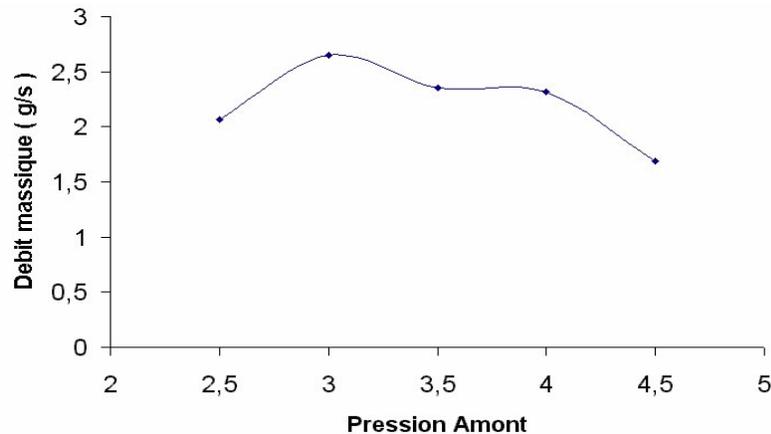


FIG. 2.21 – Débit massique de l'injecteur Sagem

2.3 Dispositif d'injection

Cependant, cette méthode ne permet de pas de connaître en détails les caractéristiques de l'injecteur. En effet, nous ne connaissons pas les temps de retard à l'ouverture et à la fermeture ainsi que l'évolution temporelle du profil de vitesse à la sortie. Nous avons donc choisi de réaliser un étalonnage de cet injecteur à l'aide d'un fil chaud. Ce fil chaud sera placé à une distance de l'injecteur correspondant à la distance réelle entre l'injecteur et la chambre. Ainsi, nous allons disposer du signal de vitesse tel qu'il apparaît dans la chambre.

La pression totale en amont de l'injecteur est fixée à 2.7 bars afin de respecter les conditions de débit massique imposées par l'étude adimensionnelle et suivant les résultats donnés par l'étalonnage par pesée.

L'injecteur présente un orifice de sortie de 5mm de diamètre. Un tube de diamètre 8mm a été placé après la sortie de l'injecteur afin de disposer d'une section de sortie identique à celle de la configuration de l'expérimentation. Le fil se trouve à 8mm (1 diamètre) de la sortie de ce tube cylindrique. La figure 2.22 présente le profil de vitesse moyenne au centre du jet mesuré par le fil ainsi que les signaux TTL de synchronisation réalisés sur 1000 échantillons. Le créneau vert représente l'impulsion de commande correspondant à la synchronisation de la machine. Le signal bleu est le signal de commande délivré à l'injecteur. Ainsi, un délai t_1 est réglable entre le signal de synchronisation et la commande d'injection. La durée d'injection t_2 est aussi réglable par ce même dispositif de commande.

Le signal de sortie présente un pic de vitesse en début d'injection puis une décroissance régulière tout au long de l'injection. Cet élément devra être pris en compte pour une modélisation pertinente du jet d'injection.

2.3 Dispositif d'injection

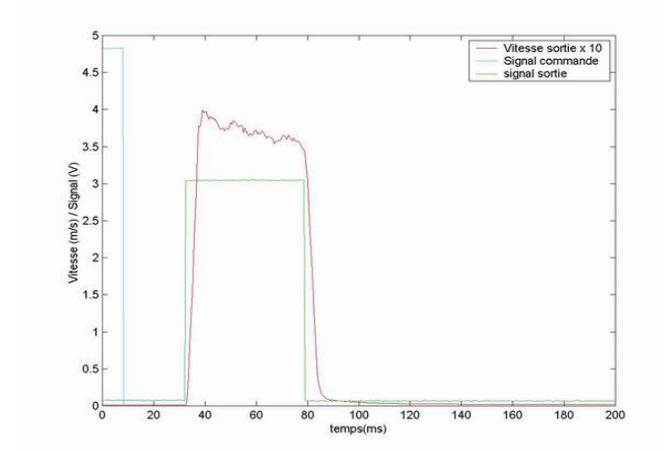


FIG. 2.22 – Signal de vitesse moyenne au centre du profil

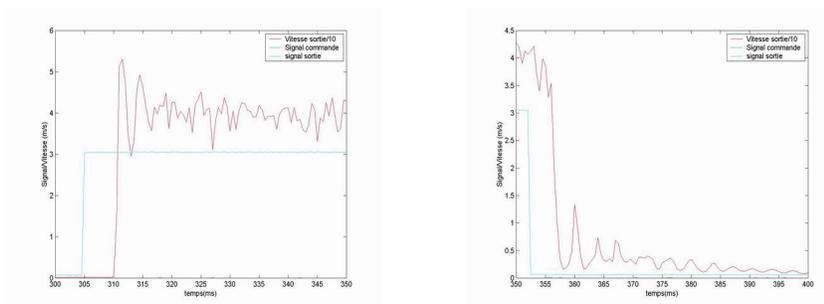


FIG. 2.23 – Zoom sur le début du signal de vitesse instantanée au centre du profil

Il était important, grâce à ces mesures, de pouvoir quantifier le retard de déclenchement de ces injecteurs. Ce dernier est appelé « temps mort » de l'injecteur. Ce retard entre le signal du driver et celui du fil chaud apparaît comme proche de 5ms (figure 2.22). Il nous suffira d'en prendre compte dans la synchronisation de l'injection dans le cycle.

Il est intéressant aussi de noter le phénomène de résonance acoustique présent lors de la fermeture de la membrane (figure 2.23). En se fermant brusquement, la membrane empêche l'alimentation de l'écoulement présent derrière l'injecteur. Le long d'une ligne de courant, les particules fluides vont continuer à avancer à cause de leur inertie. Cependant, ce déplacement de particules fluides va induire une chute brutale de pression juste en aval de la membrane fermée. Cette chute de pression va donc « ré-aspirer » les particules

2.3 Dispositif d'injection

vers l'injecteur. Ce mécanisme va peu à peu perdre de l'intensité et finit par s'estomper au bout d'une cinquantaine de millisecondes. Le reproductibilité du signal de sortie est représentée sur la figure 2.24.

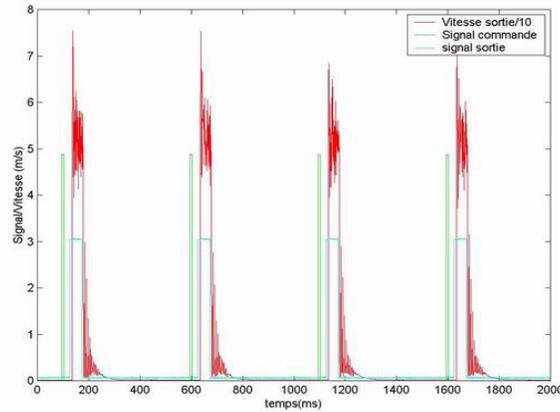


FIG. 2.24 – Reproductibilité de l'injection

La section de sortie a été mesurée selon une discrétisation en 9 points à une distance de 5 mm de la sortie du tube. Ainsi, nous disposons des signaux temporels de chacun de ces points. Il est donc possible de réaliser une reconstruction du profil de vitesse moyenné sur l'ensemble des réalisations et également sur le temps d'injection. Ainsi, ce signal peut être défini comme :

$$U_i = \frac{1}{N} \sum_N \left(\frac{1}{T} \int_0^T U_i(t) dt \right) \quad (2.28)$$

Avec U_i la vitesse correspondant à la i ème position du profil, T la durée de l'injection et N le nombre d'échantillons de la mesure.

On détermine ainsi l'ensemble des points du profil pour aboutir au profil représenté sur la figure 2.25 :

2.3 Dispositif d'injection

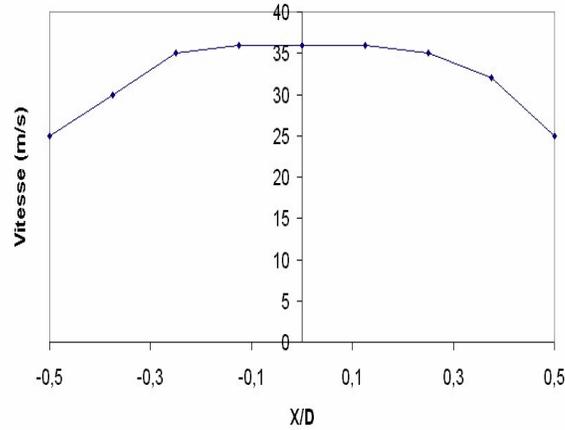


FIG. 2.25 – Profil de vitesse moyenne 1 diamètre après l'entrée dans la chambre pour l'injecteur Sagem

L'interpolation de la courbe expérimentale a été effectuée par une fonction polynômiale d'ordre 6. Cette fonction est la suivante :

$$U(r) = 4.1.r^6 - 7.1.r^5 - 1011.r^4 + 108.r^3 + 123000.r^2 - 322r + 36 \quad (2.29)$$

Le débit instantané Q_m s'obtient à partir d'un profil $U(r)$ par :

$$Q_m = \rho \int_0^{2\pi} \int_0^{Rayon} U(r)rdrd\theta \quad (2.30)$$

Et pour $Rayon = 0,04m$, on obtient après intégration :

$$Q_m = 2,3g/s \quad (2.31)$$

Cet injecteur est donc capable de réaliser une injection conforme aux attentes fixées par l'étude paramétrique.

2.3 Dispositif d'injection

Injecteur Orbital

L'injecteur Orbital a été utilisé dans cette étude car il possède plusieurs avantages de principe par rapport à l'injecteur Sagem. Tout d'abord, cet injecteur supporte la contre-pression ce qui permet de se dispenser de l'utilisation d'une électrovanne de protection. Cet injecteur semble être le seul à détenir la technologie appropriée pour convenir à une application d'injection directe gazeuse. Il a d'ailleurs été l'objet d'études concernant l'injection directe de gaz naturel dans les moteurs (S. Malheiro [36]). Il nous a été prêté par le laboratoire du LCD de l'ENSMA (Poitiers) grâce à la gentillesse des Professeurs T.Kageyama et M.Bellenoue. Cet injecteur est piloté par un signal électrique. Le courant dans la bobine commence à monter dès que le signal électrique est détecté. Lorsque ce signal atteint la valeur du courant d'appel, le clapet de l'injecteur s'ouvre. Cette ouverture mécanique admet donc un retard à l'ouverture et à la fermeture. S. Malheiro [36] a mesuré ce retard par détection optique. Un capteur de position par réflexion infrarouge délivre un signal de tension en fonction de la distance entre le clapet et la base fixe. Il a été montré que ce mouvement dépendait de la pression amont. Ces résultats sont présentés figure 2.26.

2.3 Dispositif d'injection

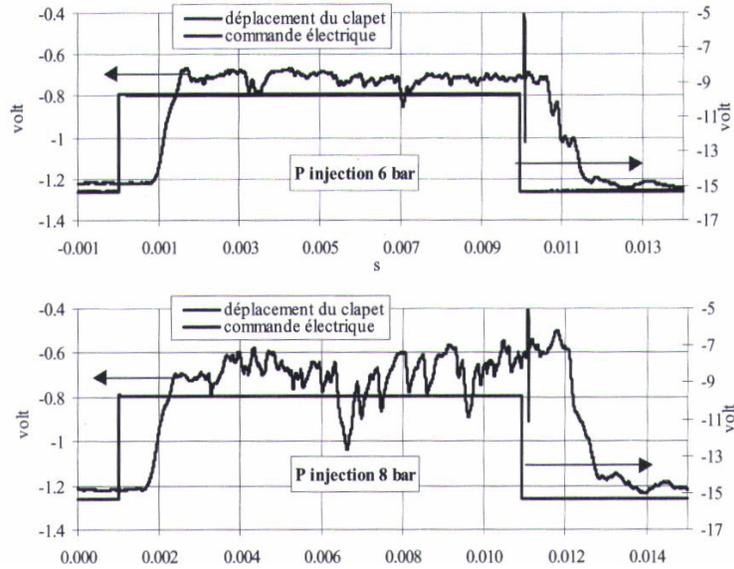


FIG. 2.26 – Réponse de l'injecteur Orbital - Montage Optique (S. Malheiro [36])

La position du clapet à 8 bars est donc instable. Cette constatation ne va pas nous concerner car cela ne correspondra pas à notre pression d'utilisation. Le retard à l'ouverture et à la fermeture peut être évalué.

Le débit de ces injecteurs a été mesuré par augmentation de pression dans une chambre fermée. Ce débit paraissait dans la gamme qui correspondait aux conditions imposées par l'étude adimensionnelle décrite auparavant.

La courbe d'augmentation du débit pour trois pressions amont est décrite sur la figure 2.27.

2.3 Dispositif d'injection

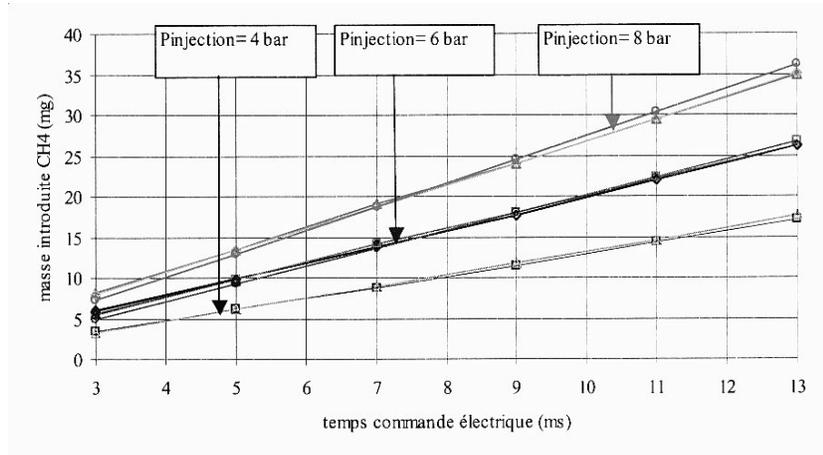


FIG. 2.27 – Loi de débit de l'injecteur Orbital pour différentes pressions (S. Malheiro, 2002)

Cependant, il nous est apparu intéressant de compléter cet étalonnage par une mesure du signal instantané par anémométrie fil chaud. Comme dans le cas de l'injecteur Sagem, ces mesures allaient permettre de déterminer le signal réel de vitesse à la sortie et de confirmer que le retard à l'ouverture du clapet correspondait au retard du flux de masse. Le montage expérimental consistait à placer le fil directement à la sortie de la pièce prenant place sur la culasse. En effet, un dispositif réalisé au laboratoire permettait de fixer cet injecteur directement à cette pièce, limitant ainsi la distance entre l'injecteur et la chambre. Rappelons que cette mise en place était impossible avec l'injecteur Sagem sachant qu'il était nécessaire de placer une électrovanne entre lui et la chambre de compression.

Ce dispositif est détaillé sur la figure 2.28.

2.3 Dispositif d'injection

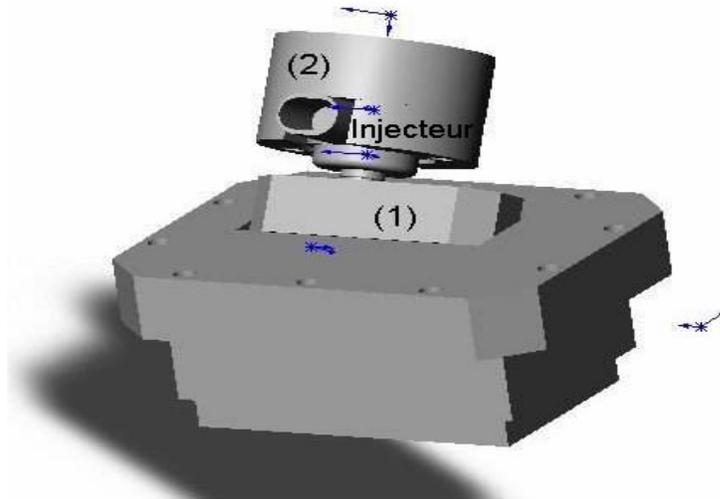


FIG. 2.28 – Montage de l'injecteur Orbital

Ce montage réalisé par Gérard Couteau est constitué d'une pièce parallélépipédique (1) percée d'un trou central permettant le passage du col de l'injecteur et le plaquage des joints d'étanchéité. Cette pièce est percée de deux trous latéraux dans lesquels viennent passer deux tiges filetées. Ces dernières vont servir à la fixation sur la culasse et à la fixation de la pièce arrière (2) venant appuyer l'injecteur contre la pièce (1). Ce système a la particularité de pouvoir permettre la mise en place de deux plans d'injection par simple rotation.

Le fil chaud a donc été placé derrière cet ensemble afin de mesurer les conditions réelles du jet à l'entrée de la chambre de compression. (figure 2.29)

2.3 Dispositif d'injection

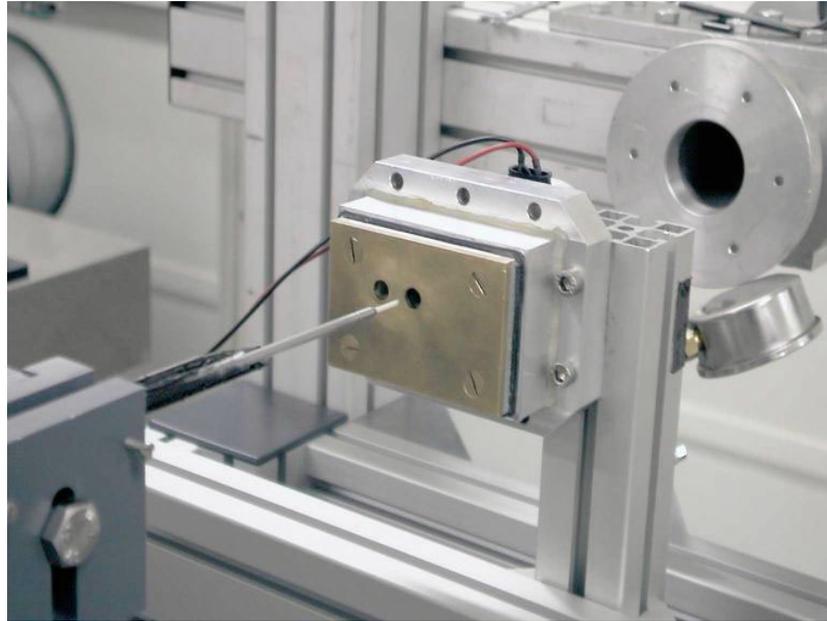


FIG. 2.29 – Montage du fil chaud pour l'étalonnage de l'injecteur Orbital

La commande de l'injection est réalisée avec un GBF (Générateur Basse Fréquence). L'acquisition du fil chaud est phasée avec l'injection. La durée de l'acquisition est de 40 ms afin de suivre l'ensemble de la durée de l'injection fixée à 25ms. La fréquence d'échantillonnage est de 25 kHz. Nous avons réalisé 1000 injections permettant de faire une moyenne du signal temporel pendant la phase d'injection de ces 1000 réalisations. Chaque injection est déterminée selon 24 points de mesure. La pression totale en amont de l'injecteur est de 5 bars.

L'écoulement mesuré n'étant pas stationnaire, la mesure au fil chaud ne va donc pas permettre la mesure des fluctuations de vitesse turbulente mais les fluctuations par rapport à une moyenne de phase. Ces mesures vont nous permettre de déterminer le signal temporel moyen pour chaque position de mesure ainsi que le profil de vitesse pour une phase donnée et pour une position donnée. Elles sont présentées sur les figures 2.30.

2.3 Dispositif d'injection

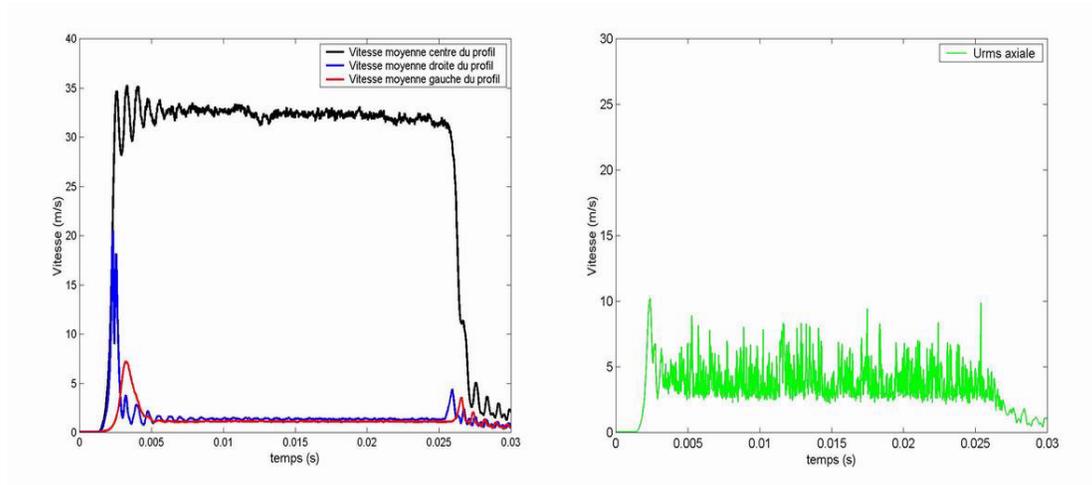


FIG. 2.30 – Signal de vitesse moyenne à la sortie du canal d'injection pour différents points du profil et signal rms de la vitesse à l'axe

Nous pouvons voir sur ces figures que le temps de réponse de ces injecteurs est très court. Un phénomène de résonance acoustique se produit dans les premières millisecondes de l'injection. Ce phénomène avait déjà été observé pour l'injecteur Sagem. Il y a une dissymétrie dans le profil entre le point le plus à gauche du profil et le point le plus à droite. Une explication possible serait un problème d'alignement entre le fil chaud et la surface de la pièce porte injecteur. En effet, ces deux profils de vitesse latéraux devraient avoir la même intensité puisqu'ils sont associés au passage des deux tourbillons de tête du jet. Ce qu'il est important de retenir de ces courbes c'est que le signal de vitesse est constant pendant tout le temps d'injection.

Concernant les niveaux de U_{rms} , une analyse des signaux de vitesse instantanés permet de mettre en évidence que les fluctuations temporelles, que l'on peut appeler de la turbulence, atteignent un niveau comparable à U_{rms} . Ces vitesses fluctuantes ne correspondent donc pas à des fluctuations cycle à cycle mais bien à la turbulence du jet en sortie d'injecteur dont les niveaux sont de 10% de la vitesse axiale maximale.

2.3 Dispositif d'injection

2.3.4 Choix des stratégies d'injection

Afin de répondre aux questions posées par les constructeurs automobiles, il était nécessaire de tester plusieurs configurations d'injection débouchant dans l'écoulement tourbillonnaire. Dans la configuration moteur, l'orientation du spray sera déterminante dans la formation du mélange. En effet, l'interaction entre le spray et l'écoulement et le rôle de ce dernier dans l'atomisation et dans le transport du carburant seront différents si le spray est dans le sens de l'écoulement ou contre l'écoulement (figure 2.33).

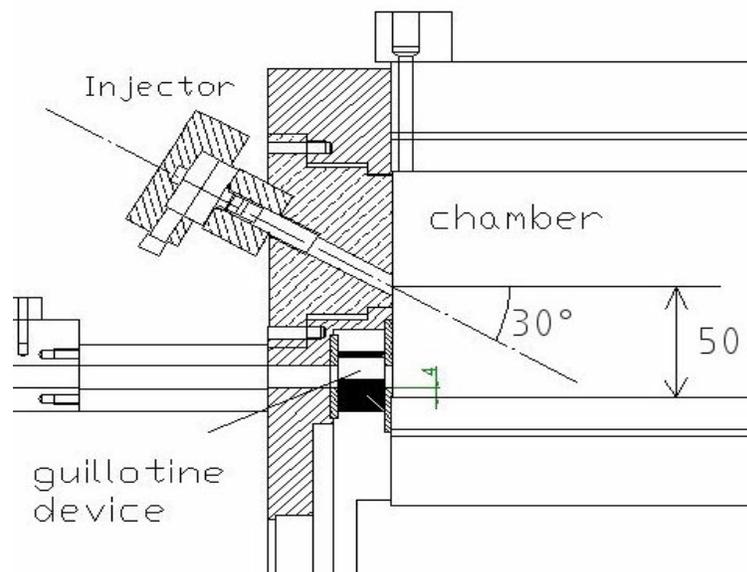


FIG. 2.31 – Configurations d'injection inclinée

2.3 Dispositif d'injection

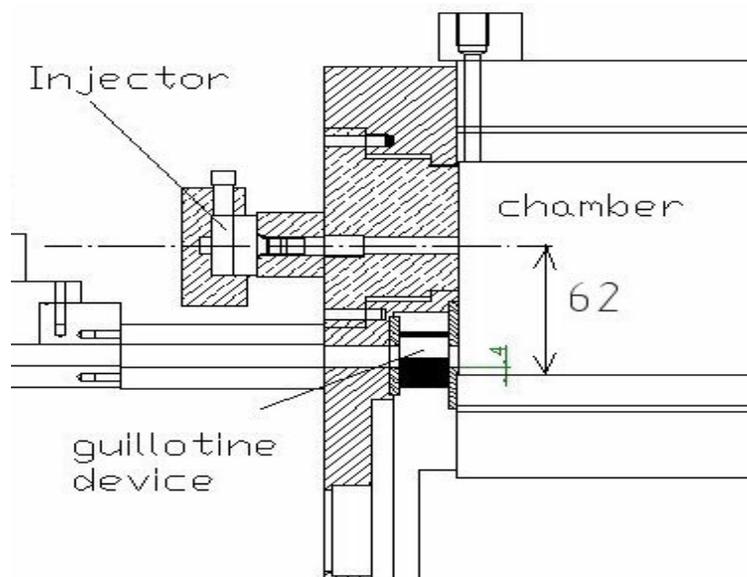


FIG. 2.32 – Configurations d'injection droite

Le jet incliné représentera la configuration pour laquelle le moment cinétique projeté suivant \vec{k} du jet est du même signe que celui du tumble avant l'injection. Dans le cas du jet droit, le moment cinétique apporté par le jet vient contrer la rotation de la structure tourbillonnaire. La comparaison de ces deux cas sera donc intéressante. La mise en place au sein de la chambre pour les deux configurations est décrite figures 2.31 et 2.32. Les distances choisies permettent de conserver une longueur d_i égale pour les deux configurations.

2.3 Dispositif d'injection

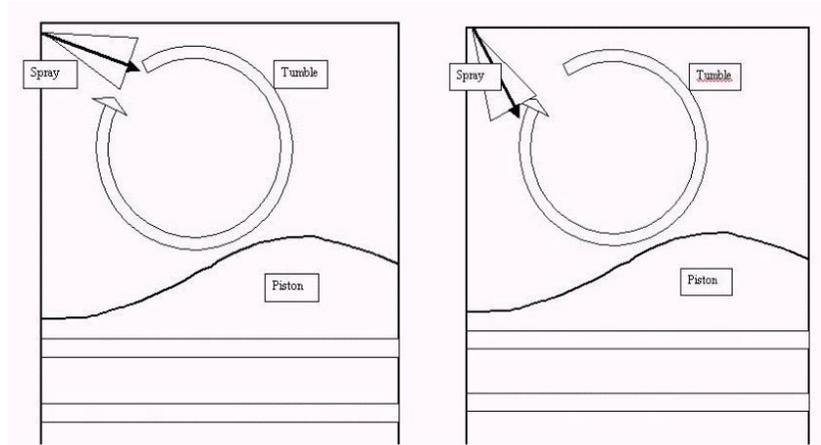


FIG. 2.33 – Configurations d'injection

Il apparaissait également important de connaître l'évolution du jet dans la direction \vec{k} . En effet, le développement radial du jet est aussi un paramètre permettant d'analyser l'effet du tumble sur l'injection. Cependant, le dispositif expérimental ne dispose que d'une ouverture optique sur la paroi supérieure, limitant ainsi le passage de la nappe au plan de symétrie de la chambre. Le changement de cette ouverture aurait engendré des modifications trop lourdes, c'est pourquoi nous avons proposé de décaler le système d'injection. Ce décalage va permettre de suivre l'évolution du mélange et du champ de vitesse latéralement au jet. Nous avons choisi de décaler ce jet d'une distance correspondant à 2 diamètre (16mm). Cette distance assure une minimisation des effets de bords. En effet, la paroi passe alors de 50mm de l'axe du jet à 34mm. Nous allons donc faire l'hypothèse que ces effets sont négligeables. Il faut néanmoins rester conscient que ces mesures ne seront valables que pour la phase d'injection. Ces plans seront nommés dans la suite de ce mémoire "plan 1" et "plan 2" (figure 2.33).

2.3 Dispositif d'injection

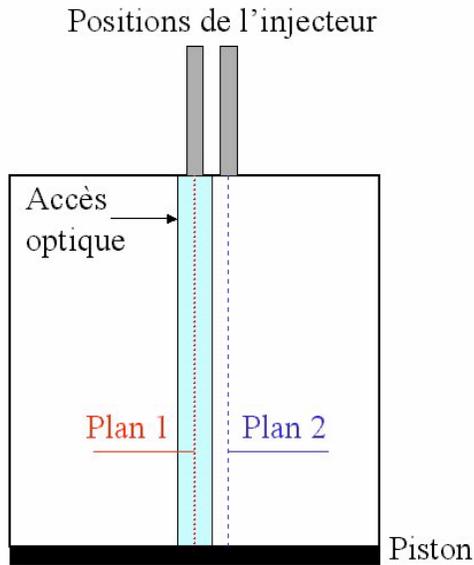


FIG. 2.34 – Positions des deux différents plans d'injection vu du dessus de la chambre de compression

Un soin particulier a également été pris dans le choix du positionnement de l'injection dans le cycle. En effet, notre configuration modèle a été mise en place afin de bien comprendre les interactions entre un jet et une structure tourbillonnaire et d'en suivre ensuite la compression. Il nous est donc apparu intéressant de positionner l'injection lorsque l'écoulement présent dans la chambre est le mieux défini possible. Le Point Mort Bas nous permettait donc de bénéficier d'une structure quasi stationnaire pendant les 25ms d'injection (figure 2.35). Ceci allait nous permettre de bien analyser l'effet propre du jet sur la structure pendant l'injection et de suivre ainsi l'intégralité de la compression. L'injection est donc réalisée de façon centrée autour du Point Mort Bas.

2.4 Synthèse du chapitre

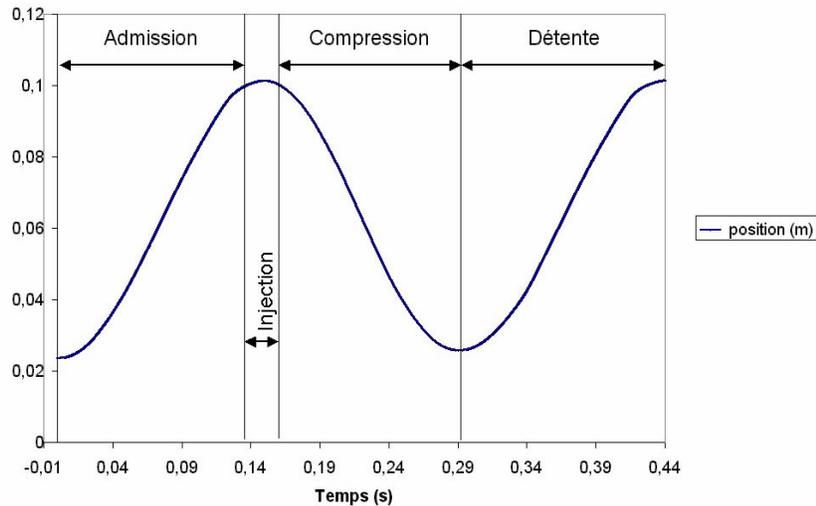


FIG. 2.35 – Positionnement de l’injection dans le cycle en fonction de la position du piston

2.4 Synthèse du chapitre

Au cours de ce chapitre, nous avons d’abord présenté d’un point de vue matériel le dispositif expérimental. La machine à compression rapide utilisée dans cette étude a déjà fait l’objet de deux études sur la rupture d’une structure tourbillonnaire compressée (D. Marc *et al.* [38], S. Maurel [39]). Il était cependant nécessaire de procéder à la mise en place de nouveaux éléments permettant d’intégrer un dispositif d’injection directe.

Cette injection directe nécessitait une étude approfondie afin de reproduire dans notre situation modèle les conditions les plus représentatives possibles de la configuration industrielle. Une étude adimensionnelle a donc été effectuée pour fixer les paramètres liés à ce dispositif d’injection. Le choix des injecteurs ainsi que leur calibration sont décrits dans ce chapitre.

Le chapitre suivant va maintenant décrire les deux techniques visant à réaliser les mesures de vitesse et de concentration au sein de la chambre de compression.

Chapitre 3

Méthodes de mesure par imagerie laser et traitements associés

3.1 Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)

3.1.1 Principe

Le principe de la PIV est basé sur l'analyse statistique d'images tomographiques dues à la diffusion de Mie de particules, traceurs de l'écoulement, illuminées à l'aide d'une source de lumière laser. Deux cavités lasers pulsées, dont les faisceaux sont étirés en nappe à la sortie, viennent éclairer successivement le même plan du volume de fluide à deux instants séparés d'un temps Δt . Une optique de réception dont l'axe est perpendiculaire à la nappe laser collecte les deux images séparément.

3.1 Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)

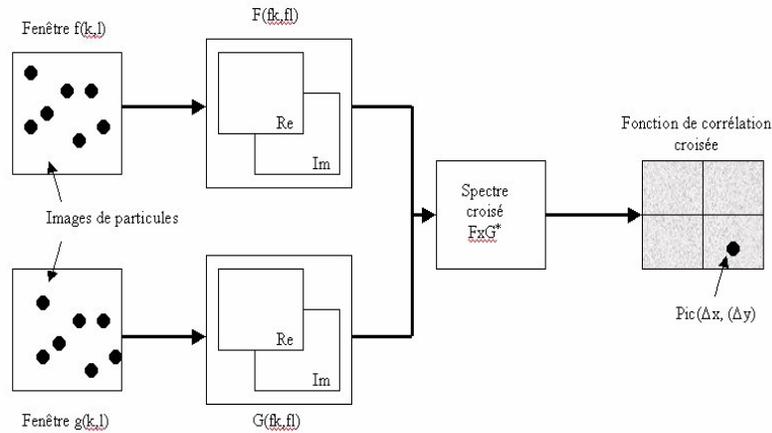


FIG. 3.1 – Synoptique de l'intercorrélation

Les deux images sont ensuite traitées. Elles sont divisées en cellules d'interrogation. Ces dernières sont typiquement des carrées de 32×32 pixels. Une cellule de chaque image correspondant à la même partie du plan est alors isolée. Chacune de ces cellules constitue une matrice contenant des niveaux de gris. Un produit de convolution entre ces deux matrices donne une troisième matrice $C(32,32)$ donnant à chaque C_{ij} une valeur de la corrélation spatiale entre les deux cellules. La position du maximum de corrélation dans ce vecteur C donne donc un déplacement global de l'ensemble des particules contenues dans la cellule d'interrogation en valeur entière de pixels. Le détail de cette procédure peut être consultée en Annexe A.

Dans cette étude nous utiliserons une procédure d'intercorrélation permettant d'obtenir une précision de déplacement inférieure à la valeur d'un pixel. Cette technique itérative de calcul appelée "subpixel" a été développée durant ces 10 dernières années (B. Lecordier [27], R. Keane & R. Adrian [23]) et a été mise en place récemment au laboratoire (S. Maurel [39]).

Cette technique est appelée PIV 2D2C en opposition aux techniques comme la PIV 3D utilisant un système holographique pour mesurer le champ de vitesse d'un volume entier et la stéréoPIV qui, par le biais de mesure entre deux caméras orientées différemment vers le plan de mesure, dégage la valeur de la troisième composante du plan. Cette méthode

3.1 Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)

est aussi appelée PIV 2D3C (A. K. Prasad & R. J. Adrian [45], C. Willer [53]).

La nappe laser va donc traverser le hublot supérieur de la chambre afin de venir illuminer les particules se trouvant dans le plan de symétrie de l'enceinte.

3.1.2 Source lumineuse

Le laser utilisé dans cette étude comme source lumineuse est une cavité laser Nd-YAG ($\lambda = 1064\mu\text{m}$, infrarouge) munie d'un doubleur de fréquence afin de rayonner dans le visible ($\lambda = 532\mu\text{m}$, vert). Les vitesses de l'écoulement à mesurer étant importantes, cela nécessite l'utilisation de deux cavités équivalentes et indépendantes dont le tir est décalé de Δt . A chaque tir, chaque cavité délivre une énergie de 130mJ à 532nm. Ces deux cavités sont fournies dans le même bâti par Quantel sous la référence CFR200. Sur chaque cavité, deux lampes flashes apportent l'énergie de pompage du barreau actif. Ces deux lampes sont synchronisées de façon indépendante par un signal externe. L'ouverture des cellules de pockels placées dans la cavité optique déclenche l'effet laser. L'énergie lumineuse est libérée en moins de 10ns, ce qui assure que les traceurs apparaissent figés sur l'image. Bien qu'elles soient distinctes, ces deux cavités doivent éclairer exactement la même région du fluide. La colinéarité des faisceaux à la sortie de la tête laser est garantie par le constructeur et aucun réglage n'est possible par l'utilisateur. Aucun problème n'a cependant été constaté à ce sujet lors de l'utilisation.

3.1.3 Formation de la nappe laser

La nappe laser est formée à partir du faisceau gaussien en passant au travers d'une lentille sphérique convergente de focale 1 m et d'une lentille cylindrique divergente de focale -20 cm. La première lentille focalise le faisceau dans la zone de mesure tandis que la deuxième étale le faisceau dans la direction de divergence. L'épaisseur de la nappe est fonction du beam waist du faisceau. Aux alentours de $300\mu\text{m}$, elle évolue peu sur la hauteur de la nappe grâce à l'utilisation d'une lentille convergente à grande focale.

3.1 Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)

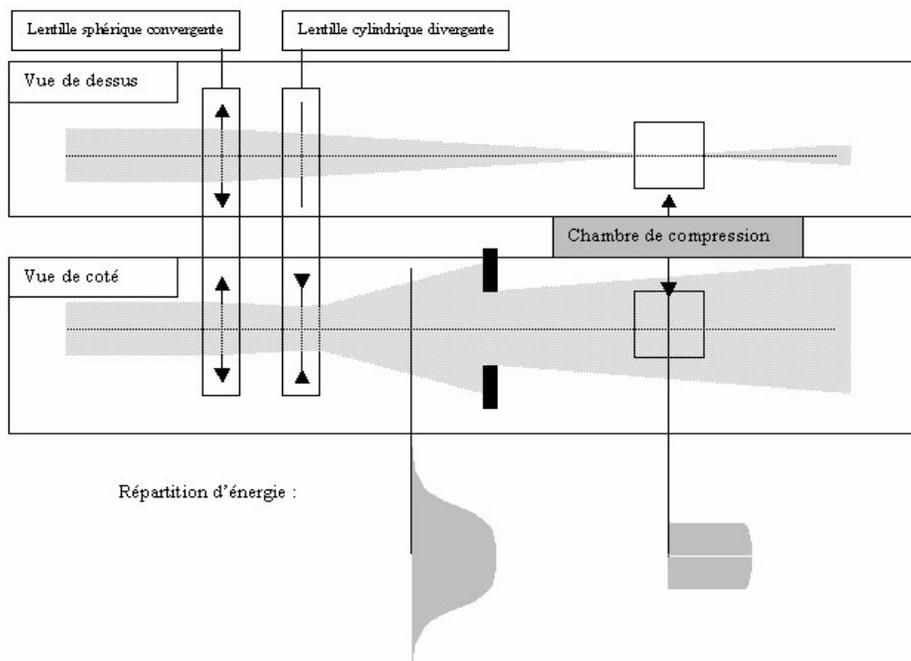


FIG. 3.2 – Formation de la nappe laser Maurel [39]

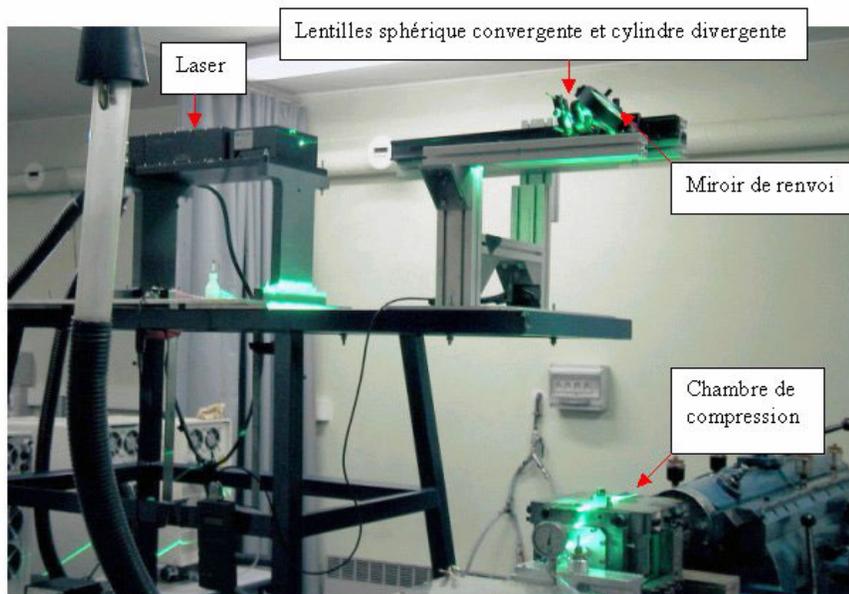


FIG. 3.3 – Montage PIV

3.1 Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)

3.1.4 Système d'acquisition d'image numérique

La caméra utilisée dans cette étude est une caméra numérique 12bits SENSICAM PCO. Cette caméra est équipée d'un capteur CCD refroidi de 1280×1024 pixels² pour une taille physique de $8,6 \times 6,7$ mm². Cette caméra est conçue spécialement pour l'acquisition d'images PIV. En effet, elle permet une double opturation espacée de $1 \mu\text{s}$ capitale pour l'obtention de deux clichés d'un écoulement à fort Reynolds. Cette caméra offre une bonne dynamique de niveau de gris (codage 12bits) et une très bonne discrétisation spatiale due à la taille de son capteur.

Pendant la durée du signal d'acquisition envoyé à la caméra, le capteur CCD intègre le signal lumineux qu'il reçoit. Dès que ce signal s'arrête, les pixels transfèrent leur charge vers un *buffer* situé sous le capteur. Ce *buffer* est l'intermédiaire entre le capteur et la mémoire. C'est par ce *buffer* que l'information lumineuse va être numérisée. Pendant la numérisation de la première image, le capteur redevient actif et intègre alors le signal de la deuxième nappe laser. Dès que la première image est complètement numérisée, le buffer se vide et accueille alors la nouvelle charge des pixels. Toutes ces opérations ont un temps physique résumé par la figure 3.4.

3.1 Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)

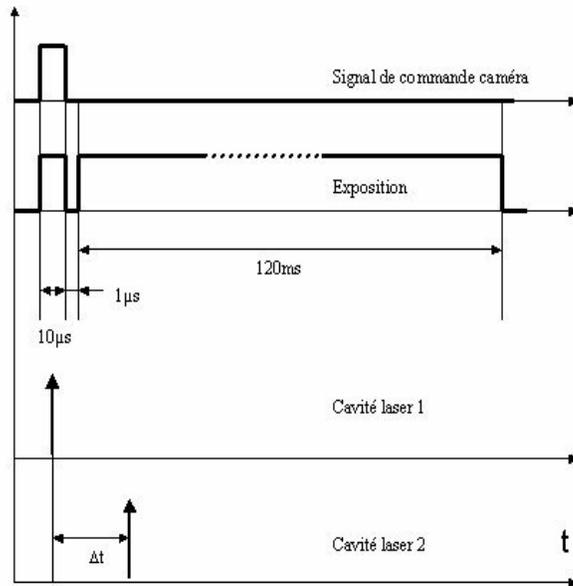


FIG. 3.4 – Commande de la caméra numérique PIV

Le signal de commande est un pulse de type TTL de $10\mu\text{s}$. La première image est donc exposée pendant ces $10\mu\text{s}$. La caméra déclenche elle même la deuxième ouverture pendant un temps d'intégration correspondant au temps de numérisation du *buffer*. Pour une utilisation complète du capteur, ce temps de numérisation est de 120ms . Un travail dans l'obscurité est donc nécessaire afin de pas intégrer de lumière ambiante parasite durant cette période.

Durant cette étude, deux types d'objectifs ont été utilisés. Le premier est un objectif Nikon 55mm $f=2.8$. Le deuxième est un objectif de 85 mm avec un ouverture de 1,4.

3.1.5 Montage de la caméra

Le capteur CCD est très sensible aux réflexions directe du laser. En effet, les parois métalliques de la structure de la chambre de compression réfléchissent l'intensité lumineuse du laser de façon très importante et restituent ainsi à la caméra un signal qui fait saturer le capteur. Il est donc très important de positionner la caméra de façon à éviter ces

3.1 Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)

problèmes de réflexions parasites et dangereuses pour le matériel. Le positionnement de l'axe du faisceau laser est également délicat car il entraîne l'existence ou non de réflexions sur la tête du piston.

Le système d'axe utilisé comme référence dans cette étude est décrit par la figure 3.5.

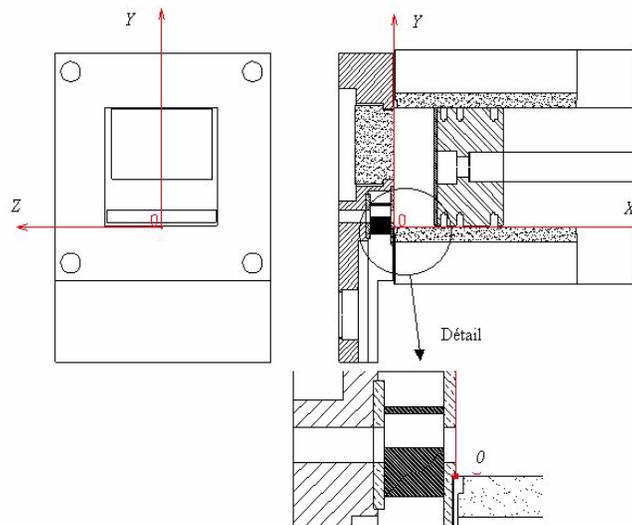


FIG. 3.5 – Système d'axe PIV

Le positionnement d'une mire dans le plan de symétrie de la chambre permet de déterminer la résolution spatiale du domaine. En d'autres termes, cette mire va permettre de faire le lien entre le repère image provenant du capteur en un repère réel de l'espace.

3.1.6 Synchronisation de la chaîne de mesure PIV

Comme nous l'avons précédemment dans ce même chapitre, le système d'entraînement du piston délivre trois signaux TTL visant à réaliser un top cycle du piston ainsi que des signaux permettant de repérer le piston par rapport à ce signal de référence. Le laser PIV 200 permettant un pilotage à une fréquence quelconque, il est possible de phaser le laser sur le top cycle avec le décalage souhaité. Ces impulsions sont donc envoyés directement à la carte Pc qui va reconstruire les signaux de commande des lampes flashes (FL1 et FL2) et des cellules de pockels (QS1 et QS2). Un retard global entre le signal d'horloge et les

3.1 Mesures de vitesse par imagerie de particules (P.I.V.)

lampes flashes à été maintenu tout au long des mesures à sa valeur minimale correspondant à $2\mu\text{s}$. Le retard entre les lampes flashes et l'ouverture des pockels est de $165\mu\text{s}$ pour un fonctionnement nominale d'un point de vue énergétique du laser. Ce retard sera donc conservé tout au long de l'étude.

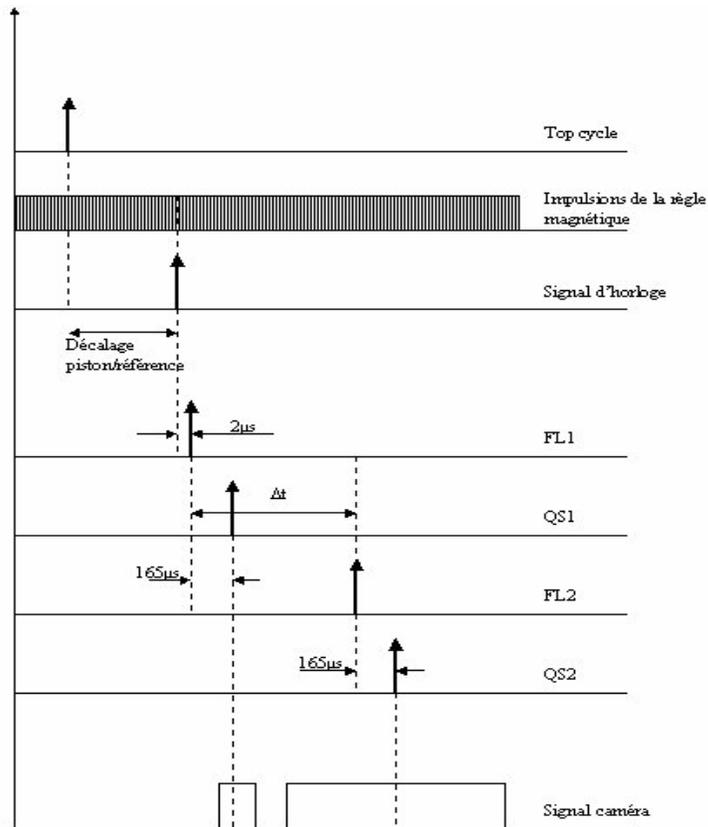


FIG. 3.6 – Signaux de commande acquisition PIV

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

3.2.1 Principe

La mesure du mélange air-carburant est un point clef du contrôle de la combustion. Les moyens pour mesurer un mélange sont divers. Il est tout d'abord possible d'utiliser la strioscopie (Schlieren) pour suivre l'évolution d'un jet dans un milieu de densité différente. Elle permet de visualiser les gradients de masse volumique d'un écoulement. Cette mesure qualitative représente donc une information intégrée sur l'ensemble de l'épaisseur du volume de mesure. Cependant, la nécessité d'utiliser deux phases de densités différentes n'est pas toujours compatible avec l'étude considérée. La deuxième voie est la tomographie laser. Ce procédé fait appel à la diffusion de Mie de particules introduites dans le jet (J. Lescure [29], M. B. Long *et al.* [31]). Le signal produit par la lumière émise par les particules est proportionnelle au nombre de particules et à leur diamètre. Il n'y a donc pas d'information massique sur le mélange. De plus, il est très délicat d'ensemencer en particules un jet pulsé. D. Gimbres [18] a montré qu'en utilisant des ensemenceurs dans lequel circulait toujours un débit de fuite on pouvait améliorer la qualité de l'ensemencement mais les résultats restent peu satisfaisants. La longueur d'onde du signal émis est la même que celle du signal d'excitation, le passage de la nappe laser crée donc des réflexions visibles par le récepteur à chaque mesure. Ces parasites constituent un problème de plus à limiter.

La fluorescence induite par laser est un moyen de diagnostic permettant d'obtenir une cartographie massique du mélange tout en s'affranchissant des problèmes mentionnés ci dessus.

Le principe de la fluorescence induite par laser (LIF) est l'émission spontanée de lumière par les molécules excitées par une source laser. Cette émission de lumière peut alors être détectée dans une longueur d'onde différente de la longueur d'onde d'excitation.

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

Ce phénomène s'explique par une interaction dite inélastique entre une source lumineuse et les molécules d'un gaz. Si l'onde incidente possède une énergie qui correspond à une fréquence propre d'excitation de la molécule, il y a absorption (F. Dionnet [15]). La molécule reste alors sur un état excité pendant une période de l'ordre de la centaine de nanoseconde, temps au bout duquel elle va revenir à un état stable en cédant un quantum d'énergie.

Le fluorescence est couramment utilisée dans diverses applications comme la mesure d'espèces dans les flammes, la dispersion ou l'étude des phénomènes de mélange. Dans le cas d'une utilisation de la LIF en régime stationnaire en temps et linéaire en énergie (Annexe B), une des caractéristiques importantes de la fluorescence est qu'elle dépend des conditions thermodynamiques et de la composition locale de la phase dopée (M. C. Thurber [51], A. Lozano [32]). Le signal émis par la molécule fluorescente peut s'écrire :

$$S_{emis} = I_0 \exp^{-\sigma(T,\lambda) \int C \cdot ds} \Phi(\lambda, P, T, \chi) \cdot \sigma(\lambda, T) \cdot C \quad (3.1)$$

où σ est la section efficace d'absorption moléculaire (m^2), Φ le rendement de fluorescence, I_0 la densité spectrale d'énergie incidente ($J \cdot m^{-1} \cdot m^{-2}$), λ la longueur d'onde laser (m) et C la concentration moléculaire ($mole \cdot m^{-3}$).

3.2.2 Choix du dopant

La fluorescence n'apparaît que si la longueur d'onde du faisceau laser incident est compatible avec une raie d'absorption des molécules du dopant. Le choix de ce dopant n'est pas des plus aisés, car il doit vérifier plusieurs critères :

- une bande d'absorption compatible avec les lasers existants. Deux lasers étaient disponibles dans notre cas, un laser Nd Yag doublé en fréquence ($\lambda = 532 \text{ nm}$, $\varepsilon = 400 \text{ mJ/pulse}$) ainsi qu'un laser Nd Yag quadruplé ($\lambda = 266 \text{ nm}$, $\varepsilon = 40 \text{ mJ/pulse}$).

- une bande d'émission détectable par les appareils de mesures classiques. Les appareils de détection sont des caméras CCD, sensibles dans la bande spectrale [400 nm - 800 nm].

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

- un rendement quantique de fluorescence le plus élevé possible. Il s'agit du rapport entre l'énergie incidente à la longueur d'onde λ_0 et l'énergie fluorescente émise durant le temps d'émission de la fluorescence.

- la connaissance des effets de la température, de la pression et de la composition du gaz sur le rendement de fluorescence. Comme nous l'avons remarqué, nous nous situons dans le régime de fluorescence stationnaire en temps et linéaire en énergie. Dans ce régime, le rendement de fluorescence dépend du taux de quenching. Comme ce taux est très sensible à la nature du mélange (taux d'oxygène en particulier), à la température et à la pression, on cherche un dopant ayant un taux de quenching le plus constant possible par rapport à l'environnement.

- la toxicité du dopant la plus faible possible.

Pour les écoulements en phase gazeuse, les dopants les plus classiques sont le biacetyl ($\text{CH}_3\text{-(CO)}_2\text{-CH}_3$), l'acétone ($\text{CH}_3\text{-CO-CH}_3$), ou le 3 pentanone. Le premier cité est très utilisé dans les études portant sur les études du mélange dans les moteurs à allumage commandé. En effet, sa température d'ébullition (88°C) est très proche de celle de l'iso-octane (T. Baritaud & T. Heinze [4]). Cependant, sa bande d'absorption nécessite l'utilisation d'un laser YAG triplé en fréquence (355nm) ou d'un laser Excimer. Concernant l'acétone, son taux de quenching est peu sensible à la pression et à la température (M.C. Thurber [51]). Sa bande d'absorption est située entre 225 et 320 nm. La température d'ébullition est de 56°C . Cette faible température d'ébullition et une pression de vapeur saturante élevée permettent un ensemencement gazeux facile. Le 3 pentanone allie les qualités du biacetyl et de l'acétone. La température d'ébullition est 102°C , température similaire à la température d'ébullition de l'iso-octane. La bande d'absorption est comparable à celle de l'acétone.

Pour notre étude, il s'agissait de minimiser les effets de la pression et de la température sur le dopant tout en gardant un dopant à fort rendement. Nous disposons déjà au laboratoire d'un laser Nd-YAG équipé d'un quadrupleur de fréquence (266nm). Il nous est donc possible de travailler avec un dopant dont la bande d'absorption se situe entre 200

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

et 300nm (L. Ben [6]). Nous avons donc choisi l'acétone comme dopant de notre injection gazeuse.

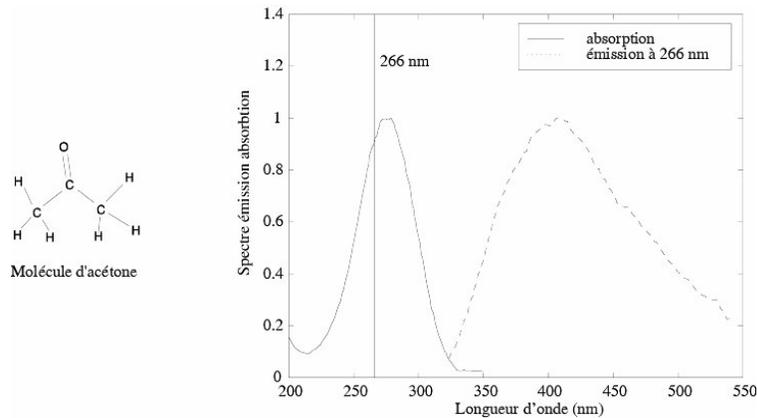


FIG. 3.7 – Molécule d'acétone et ses spectres d'émission et d'absorption à 266nm

3.2.3 Montage

Laser

La bande d'absorption de l'acétone étant située dans l'ultra-violet, nous avons utilisé le laser YAG quadruplé en fréquence. Il s'agit d'un laser Nd YAG pulsé de marque Quantel muni d'un cristal doubleur KDP et d'un cristal quadrupleur à régulation thermique. L'énergie est de 40mJ/pulse à 266 nm à une fréquence de 10 Hz. La durée du pulse est de 5 ns et le diamètre du faisceau 5.5 mm. A la sortie du faisceau, nous avons installé 2 miroirs dichroïques afin de séparer le faisceau à 266 nm et le faisceau à 532 nm. La nappe est créée par une lentille convergente sphérique ($f=1000$ mm) et une lentille divergente cylindrique ($f=-12.7$ mm ou $f=-25.4$ mm suivant la taille de la nappe désirée), toutes deux en silice synthétique. L'épaisseur de la nappe est d'environ 500 μ m à la convergence. Toute cette chaîne optique est disposée sur le même support que celui présenté dans la description du montage pour la PIV.

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

Système d'acquisition

Le premier élément de la chaîne d'acquisition est une caméra numérique (Sensicam QE PCO) capteur CCD refroidie, 12 bits, 1376*1040 pixels, 6,45 μ m*6.45 μ m. Le capteur de cette caméra possède un rendement quantique supérieur de plus de 60% par rapport au capteur de la caméra utilisée pour la PIV. Cette caméra permet l'enregistrement de régions d'intérêt et le regroupement de pixels. Cette caméra permet une fréquence d'acquisition de 10 images/s en pleine résolution. Le regroupement de pixels (binning) permet d'augmenter le rapport signal sur bruit et la sensibilité du capteur, mais il diminue la résolution spatiale. L'échantillonnage est fait sur 4096 niveaux de gris (NG), le noir du capteur est environ de 50 NG et l'on peut considérer que la dynamique est de 80 (4000/50). Le temps d'obturation de la caméra est programmable soit en interne soit par une synchronisation externe.

L'intensificateur de lumière à obturation rapide est un intensificateur PCO SG1 avec une galette de microcanaux de diamètre 25 mm de type S20 afin d'améliorer le rendement d'intensification à 400 nm. Le phosphore d'émission, de type P43, permet d'être compatible avec le spectre de réception du capteur de la caméra. Ce type d'intensificateur a une résolution spatiale de l'ordre de 25 lignes/mm. Pour un fonctionnement à 40 kHz, la durée minimale d'intensification est de 80 ns. Nous emploierons toujours cette durée afin d'éliminer les bruits provoqués par les lumières parasites. Pour la gamme spectrale de l'émission fluorescente considérée [350-450nm] la valeur d'amplification globale est d'environ 120.

L'objectif est un Nikkon 85mm f/1.4 NIKON, à lentilles asphériques en verre. L'objectif supporte un filtre passe bande Schott BG 25. Ce type de filtre permet de transmettre 90 % du rayonnement collecté entre 300 et 500 nm. Dans notre cas, il faut réduire deux types de réflexions, de longueurs d'onde respectives 266 nm et 532 nm provenant du faisceau laser.

Synchronisation de la chaîne de mesure

Le tir laser ainsi que la prise d'image doivent être synchronisés avec l'injection et le cycle moteur. Nous avons vu précédemment que le système d'entraînement du piston déli-

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

vrait un ensemble de signaux permettant le repérage de la position du piston et l'obtention d'un signal de référence "Top cycle". Un boîtier mis au point à l'IMFT par H.Ayrolles du service Signaux Et Images permet, à partir des 2 signaux délivrés par la règle magnétique, de créer trois signaux TTL indépendants. Le retard entre ces trois signaux et le "Top cycle" pourra se faire de manière indépendante. Ces trois signaux vont donc nous servir à piloter le laser; la caméra et l'injecteur. Le retard entre l'injecteur et le "Top cycle" sera constant car on désire réaliser l'injection toujours au même instant du cycle. Afin de suivre l'évolution de la phase d'injection, il fallait également mettre au point un deuxième boîtier de synchronisation permettant de réaliser un retard en ms entre le laser et l'injection. La caméra est ouverte sur une longue période ce qui n'entraîne pas de longue intégration car l'intensificateur (commandé par la sortie Qswitch du laser) sert d'obturateur. Le marquage du capteur sera ainsi simplement commandé par l'ouverture de la cellule de pockel du laser. Un décalage Δt est alors réglable entre le tir laser et l'injection permettant ainsi de suivre le développement du jet.

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

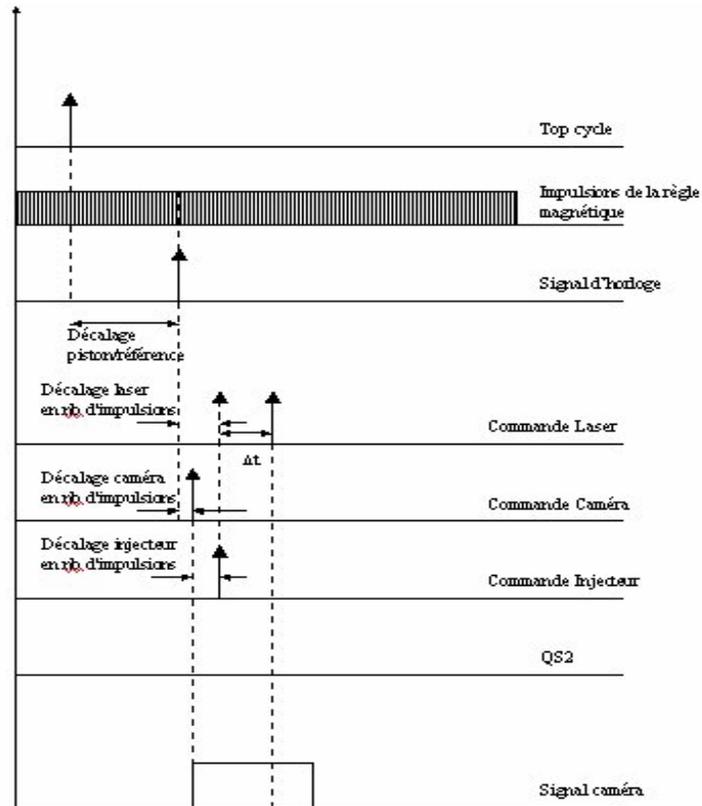


FIG. 3.8 – Signaux de commande et synchronisation de la chaîne de mesure de PLIF

3.2.4 Méthode de post traitement

Calibration du système de mesure

La prise en compte de la dépendance aux conditions thermodynamiques du rendement de fluorescence de l'acétone dans notre expérimentation doit être faite avec beaucoup de soin. Un couplage entre les effets de température et les effets de pression va modifier l'émission des molécules d'acétone. Pour des mesures quantitatives de la concentration d'acétone dans la chambre, il est nécessaire de procéder à un étalonnage du rendement de fluorescence.

Une mesure nous permettant de suivre l'évolution d'un signal de fluorescence de référence pendant la compression a été réalisée. Nous disposons ainsi de la variation de signal

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

due au couple pression température pendant l'ensemble du cycle. Cette variation va nous permettre par la suite de corriger les images de fluorescence de la masse injectée.

Les gradients de pression et de température au sein même de la chambre seront négligés.

Un mélange homogène d'air saturé en acétone a été introduit dans la chambre de compression à chaque cycle par le canal d'admission, ce mélange étant réalisé auparavant dans le plenum.

Afin de s'affranchir de la prise en compte du profil énergétique de la nappe laser nous avons décidé de ne faire passer au travers de l'accès optique que le faisceau laser. Ce faisceau passe au travers du volume commun à tous les degrés vilbrequin du cycle ; c'est à dire au volume du Point Mort Haut.

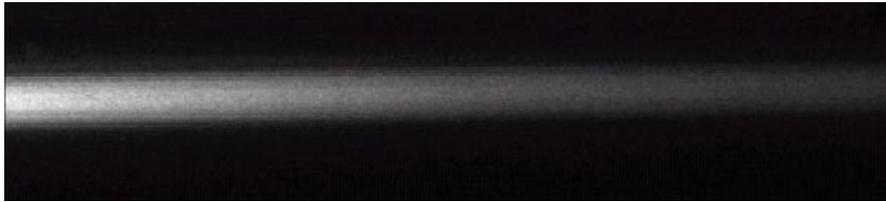


FIG. 3.9 – Passage du faisceau laser dans un mélange homogène air-acétone

La figure 3.9 montre le signal crée par le passage de ce faisceau. Cette figure permet de mettre en évidence le phénomène d'absorption qui est décrit par la loi de Beer Lambert. La loi de Beer-Lambert est une relation donnant la variation de l'intensité lumineuse en fonction de la distance parcourue dans un milieu fluorescent. Soit Sf_i le signal de fluorescence à une distance i de l'entrée de la nappe laser dans le milieu :

$$Sf_{i+1} = Sf_i \exp(-\sigma.C_i.\Delta x) \quad (3.2)$$

Il est tout d'abord nécessaire d'effectuer une correction de cette absorption pour chaque phase avant de suivre le signal pendant la compression.

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

La concentration en acétone dans notre volume de mesure est constante ainsi que le pas de discrétisation ($\Delta x_i = 0,4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ car la résolution spatiale est de 0.1 mm/pxl et que nous avons réaliser un binning 4×4 pour ces mesures de fluorescence), on a donc $C_i \Delta x_i = C_{ref} \Delta x = cste$

Seule σ varie lors de la compression. Il faut donc pour chaque phase déterminer la valeur de ce σ avant d'effectuer la correction.

Tout d'abord, exprimons la valeur du signal en fin de traversée du volume en fonction de la valeur en début de chambre.

L'équation 3.2 donne,

$$S_{f_N} = S_{f_1} \prod_{i=1}^N (\exp(-C_i \cdot \sigma \cdot \Delta x_i)) = S_{f_1} \exp(-C_{ref} \cdot \sigma \cdot N \Delta x) \quad (3.3)$$

Dans la suite nous utiliserons l'indice $_{ref}$ pour indiquer des quantités obtenues dans la situation de référence c'est à dire en présence d'un mélange homogène. Ces conditions se rencontrent dans le mélange homogène et dans l'injection car la calibration s'est effectuée avec un mélange chargé de la même façon en acétone que celui utilisé pour l'injection.

On peut donc écrire avec $K = C_{ref} \cdot \sigma$ que :

$$\ln(S_{f_N}) - \ln(S_{f_1}) = -K \cdot N \Delta x \quad (3.4)$$

d'où :

$$K = \frac{\ln(S_{f_1}) - \ln(S_{f_N})}{N \Delta x} \quad (3.5)$$

Il est donc possible, à partir d'une image de fluorescence instantanée comme la figure 3.9, d'obtenir la valeur de K . Une fois cette valeur déterminée, on peut reconstruire le signal théorique d'absorption et le soustraire au signal brut. On va donc par cette procédure reconstruire le signal sans le phénomène d'absorption.

De plus, cette valeur de K dans le cas du mélange homogène permet de remonter à la valeur la concentration d'acétone C_{ref} . En effet, on connaît la valeur de la section efficace

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

d'absorption moléculaire σ à température ambiante $\sigma(T_0) = 6,25.10^{20}m^2$ (R. Bazile & D. Stepowki [5]). Il est donc possible de remonter à $C_{ref} = K/\sigma$ au Point Mort Bas lorsque le mélange homogène est à température ambiante. La relation 3.5 nous donne donc au point mort bas :

$$K = \frac{\ln(S_{f-1}) - \ln(S_{f-N})}{N\Delta x} \simeq 0,12 \text{ cm}^{-1} \quad (3.6)$$

Alors la concentration en acétone est donnée par :

$$C_{ref} = \frac{K(T_0)}{\sigma(T_0)} \simeq 1,92.10^{18} \text{molécules} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (3.7)$$

On peut ainsi en déduire avec l'introduction du nombre d'Avogadro $N_A = 6,02.10^{23}$ molécules.moles⁻¹ :

$$C_{ref} \simeq 3,2.10^{-6} \text{moles.cm}^{-3} \quad (3.8)$$

Ainsi, la concentration volumique d'acétone dans le mélange air-acétone homogène est de :

$$C_v = \frac{C_{ref}}{C_{ref} + C_{mole_air}(P_0, T_0)} \simeq \frac{3,2.10^{-6}}{3,2.10^{-6} + 4,1.10^{-5}} \simeq 0.07 \quad (3.9)$$

ce qui implique que la modification de la densité du mélange homogène due à la présence de l'acétone par rapport à de l'air pur se traduit par :

$$\rho_{mélange} = \frac{n_{ac}.M_{ac} + n_{air}.M_{air}}{V} = \frac{n_{air}(0,07.M_{ac} + M_{air})}{V_{m_air}} \simeq 1,5 \text{ kg.m}^{-3} \quad (3.10)$$

Avec V_{m_air} le volume molaire de l'air et n_i la concentration molaire de la phase i.

La densité du mélange est donc supérieure de 15% par rapport à de l'air pur.

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

Une fois cette procédure établie, le traitement de correction d'absorption est appliqué à chaque image de fluorescence du faisceau traversant un mélange homogène. On calcule alors la moyenne du signal de fluorescence $S_f(P, T)$ de l'image sur l'aire occupée par le faisceau pour chaque phase de la compression. Nous disposons ainsi de l'évolution du signal pendant la compression. Ce signal est ensuite comparé au signal obtenu pour des conditions normales de pression et de température correspondantes aux conditions au Point Mort Bas. Nous utiliserons dans la suite la notation indicielle c pour indiquer les mesures effectuées lors de la calibration.

$$\frac{S_{fs}(x_p)}{S_{fc}(x_{p0})} = \frac{\sigma(T) \cdot \Phi(P, T) \cdot C_m(x_p)}{\sigma(T_0) \cdot \Phi(P_0, T_0) \cdot C_m(x_{p0})} = \frac{\sigma(T) \cdot \Phi(P, T) \cdot \rho_c(x_p)}{\sigma(T_0) \cdot \Phi(P_0, T_0) \cdot \rho_c(x_{p0})} \quad (3.11)$$

où $\sigma(T)$ est la section efficace d'absorption moléculaire, $\Phi(P, T)$ est le rendement global de fluorescence incluant la densité spectrale d'énergie incidente I_0 et le rendement du système d'acquisition. C_m est la concentration massique d'acétone vérifiant $C_m = \rho_c Y_c$ où Y_c est la fraction massique d'acétone dans le mélange homogène constante dans l'étalonnage. x_{p0} est la valeur de l'abscisse du piston au Point Mort Bas $x_{p0} = 100mm$.

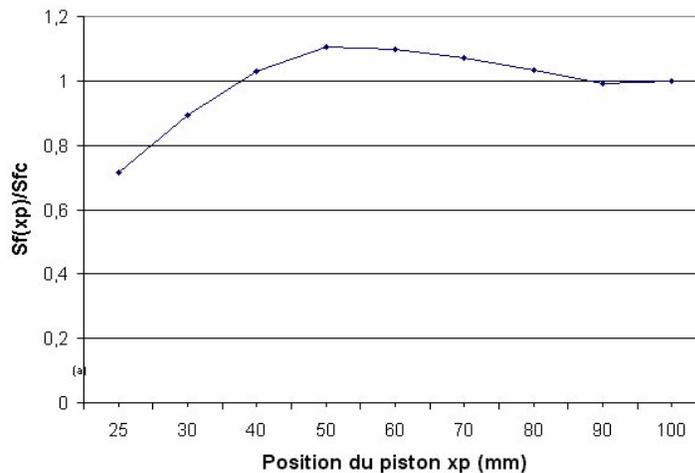


FIG. 3.10 – Evolution du signal de fluorescence normalisé par la valeur au Point mort Bas

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

Comme on peut le voir sur la figure 3.10, le signal de fluorescence révèle une dépendance très forte aux conditions de la chambre pendant la compression. Le rendement montre une évolution comprise entre +10% et -30%. Il y a en fait une compétition entre l'effet de la température qui a tendance à faire baisser le rendement de fluorescence au cours de la compression et l'effet de la pression qui tend à augmenter le signal pour une longueur d'onde incidente de 266nm (M.C. Thurber [51]).

Obtention des champs de fraction massique de la phase injectée

Traitement du bruit Comme nous l'avons vu précédemment, l'entrée d'air du canal d'admission débouche dans un plenum mis en place à l'origine pour homogénéiser l'ensemencement en particules pour les mesures PIV. Ce montage induit qu'une partie de l'air rejeté à la fin d'un cycle est réadmis le cycle suivant malgré la présence d'un extracteur d'air évacuant l'air vers l'extérieur du plenum. Cette particularité du montage expérimental n'est cependant pas favorable à la mise en place de mesures par fluorescence. En effet, l'air rejetée à la fin d'un cycle sera un mélange homogène d'air et d'acétone. L'air "frais" entrant dans le canal d'admission le cycle suivant sera donc déjà chargé en acétone conduisant à la diminution du rapport signal sur bruit. De plus, il est évident que ce phénomène s'amplifie de cycle en cycle. Dans un premier temps il a donc été décidé de mettre en place une arrivée externe d'air dans le plenum afin de purifier l'air ré-admis.

3.11.

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

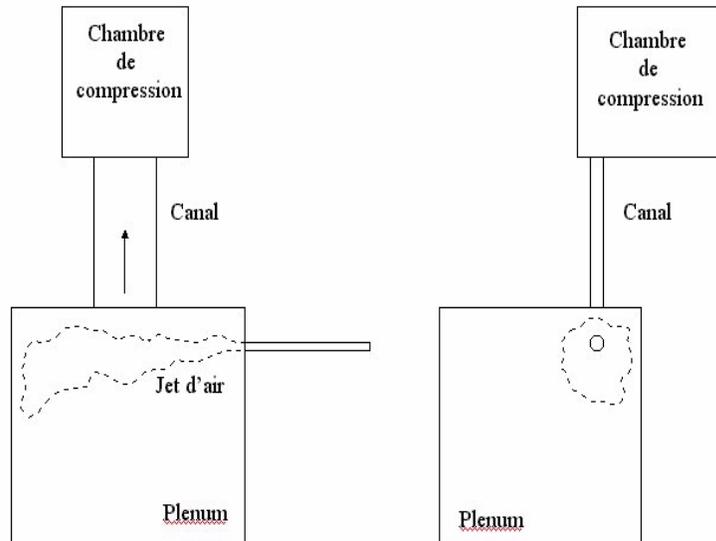


FIG. 3.11 – Réduction du bruit par injection d’air dans le plenum ; vue de dessus (gauche), vue de coté (droite)

Ce système permet de faire chuter le niveau de bruit de près de 40%. Cependant, le niveau de bruit résiduel est encore trop important. Comme nous l’avons vu précédemment, ce bruit dû à la présence de l’acétone du cycle précédent augmente de cycle en cycle. C’est pourquoi une solution permettant d’éliminer ce bruit de façon à s’adapter au niveau d’acétone correspondant au cycle était nécessaire. Nous avons donc décidé de procéder de la manière suivante : si on injecte un cycle sur deux et que l’on réalise une acquisition tous les cycles, alors nous disposerons d’une image du mélange air-acétone homogène introduit dans la chambre par le canal d’admission et ensuite une image d’un mélange contenant l’air-acétone introduit par le canal et de l’acétone introduit par l’injection. La soustraction de ces deux images consécutives permettra de s’adapter de façon évolutive à l’introduction du bruit et donnera ainsi une mesure du mélange plus réaliste.

Afin d’éliminer totalement le bruit des images de fluorescence, la démarche rencontrée habituellement consiste à prendre une image de la nappe laser traversant l’enceinte dans

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

laquelle va s'effectuer les mesures sans aucune trace d'acétone (L. Ben [6]). Ceci permettra de ne pas tenir compte des bruits dûs aux signaux de fluorescence (même faibles) des parois de l'enceinte. Cette image qui constituera une constante pourra être retirée des images de l'étude.

La troisième source de biais des mesures est le profil non homogène de l'énergie de la nappe. En effet, une fois étiré par la lentille divergente, le faisceau laser ne présente pas une distribution d'énergie constante sur toute la largeur de la nappe. Ceci va donc induire une sous estimation des valeurs de concentration dans les zones de faible énergie. Il sera donc nécessaire de procéder à la prise d'images d'une concentration homogène dans la chambre afin de pouvoir en déduire le profil énergétique de la nappe et de corriger les images de l'étude par ce profil. L'obtention de ce profil énergétique de la nappe revient à réaliser une moyenne dans le sens de la propagation de la lumière du signal et de normer cette moyenne par la valeur maximale. Le signal obtenu entre 0 et 1 est ensuite utilisé pour diviser chaque image de fluorescence.

Le système de réception peut aussi induire un bruit. En effet, l'utilisation d'un objectif à très grande ouverture est susceptible d'apporter des distortions sur les bords de l'image. Nous avons vérifié que ces phénomènes étaient négligeables avec l'utilisation d'une mire. De plus, la numérisation du signal délivré par le capteur CCD est aussi source d'erreur. En effet, la valeur obtenue sur un pixel du capteur non exposé à une source de lumière n'est pas nulle. Nous devons également prendre en compte de ce "noir caméra" dans le traitement.

La procédure de traitement des images peut donc être résumée comme suit :

$$S_{f_image_brut} = S_{f_mesure_sans_bruit} + S_{f_noircaméra} + S_{f_paroi} \quad (3.12)$$

On pourra regrouper $S_{f_noircaméra}$ et S_{f_paroi} dans une variable que l'on appellera S_{f_noir}

Enfin avec le profil de nappe :

3.2 Mesures de concentration par fluorescence induite par plan laser (PLIF)

$$S_{f_mesure} = \frac{S_{f_mesure_sans_bruit}}{I_{nappe}} \quad (3.13)$$

Traitement des images En normalisant le signal de fluorescence du champ par la valeur du signal de fluorescence dans le jet on obtient :

$$\frac{S_f(x_p, \vec{x})}{S_{f_j}(x_{p0})} = \frac{\sigma(T) \cdot \Phi(P, T) \cdot C_m(x_p, \vec{x})}{\sigma(T_0) \cdot \Phi(P_0, T_0) \cdot C_{mj}} \quad (3.14)$$

où $S_{f_j}(x_{p0})$ est le signal de fluorescence obtenu dans le jet au Point Mort Bas, $C_m(x_p, \vec{x})$ la concentration massique d'acétone dans la chambre pour un point M donné et une position du piston donnée et C_{mj} la concentration massique d'acétone dans le jet. On rappelle que $C_{mj} = C_{m_{ref}}$ (calibration).

On introduit $Y(x_p, \vec{x})$ la fraction massique d'acétone dans le champ. Pour un mélange en compression on peut aussi écrire que $C_m(x_p, \vec{x}) = \rho(x_p) \cdot Y(x_p, \vec{x})$ et $C_{m_{ref}}(x_p, \vec{x}) = \rho_{ref}(x_p) \cdot Y_{ref}(x_p, \vec{x})$.

On va considérer que la densité relative ρ_c/ρ ne dépend pas de la position du piston. Cette hypothèse est vraie si on admet que les fuites sont équivalentes pour les deux phases de façon équivalente pendant la compression.

Ainsi en utilisant les équations 3.11 et 3.14

$$\frac{S_f(x_p, \vec{x})}{S_{f_j}(x_{p0})} = \frac{S_{fc}(x_p)}{S_{fc}(x_{p0})} \frac{\rho_c(x_{p0})}{\rho_c(x_p)} \frac{\rho(x_p)}{\rho(x_{p0})} \frac{Y(x_p, \vec{x})}{Y_j} \quad (3.15)$$

où Y_j est la fraction massique d'acétone dans le jet ($Y_j = Y_{ref}$).

Ainsi on obtient finalement :

$$Y_{phase_injectée}(x_p, \vec{x}) = \frac{Y(x_p, \vec{x})}{Y_j} = \frac{S_f(x_p, \vec{x})}{S_{f_j}(x_{p0})} \frac{S_{fc}(x_{p0})}{S_{fc}(x_p)} \quad (3.16)$$

Les champs obtenus après ce traitement sont bien les champs de fraction massique de la phase injectée nous permettant de procéder à une analyse quantitative du mélange au cours de la compression.

3.3 Synthèse du chapitre

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté la mise en place des deux techniques de mesures utilisées dans cette étude. Tout d'abord, nous avons présenté le matériel et le traitement mis en place pour la mesure PIV. Ensuite, nous avons décrit le matériel et les techniques de post traitement liées à l'utilisation de la fluorescence induite par plan laser dans une machine de compression. Il est nécessaire de procéder à un étalonnage précis du signal de fluorescence du dopant utilisé dans les conditions thermodynamiques prenant place dans le cycle afin de prendre en compte les modifications de rendement de fluorescence de l'acétone. Cet étalonnage permet de disposer au final de la fraction massique de fluide injecté.

Les chapitres suivants vont donc maintenant décrire et analyser les résultats obtenus grâce à ces deux techniques.

Chapitre 4

Compression de la structure tourbillonnaire après injection

4.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à l'analyse de la compression du rouleau avec ou sans injection. Les mesures PIV associées aux mesures par fluorescence vont nous permettre de mettre en évidence les comportements particuliers des écoulements prenant place après les deux types d'injection. En effet, les mesures par PIV dans le plan médian mettent en évidence que la distribution des échelles tourbillonnaires est différente selon l'injection réalisée au Point Mort Bas. Ces différences concernent tout d'abord la structure du champ moyen. Ensuite, une analyse sur le niveau d'énergie fluctuante ainsi que sur son homogénéité montrera que l'injection droite déstabilise plus fortement l'écoulement. Un calcul réalisé par LES de la phase d'injection permettra de comprendre l'effet des deux types d'injection sur la structure tourbillonnaire. Enfin, l'analyse de l'évolution des concentrations moyennes nous conduira vers une meilleure compréhension de la structure du champ moyen porteur.

4.2 Outil statistique utilisé dans ce chapitre

Dans ce chapitre, nous procédons à la décomposition de chaque champ de vitesse en terme de moyenne d'ensemble (P. Chassaing [10]). Ces réalisations seront donc constituées d'une valeur moyenne et d'une valeur fluctuante. Pour chaque phase du cycle moteur mesurée nous disposons d'une centaine de mesures instantanées du champ de vitesse. Les différentes phases choisies pourront ainsi constituer une base de temps discrétisée nous permettant de définir les champs de vitesse comme étant une fonction du temps et de l'espace. Ainsi, soit \vec{x} un point du maillage de l'espace de mesure et t le temps représentant la phase alors nous noterons $\vec{V}_n(\vec{x}, t)$ la vitesse mesurée à la phase pour la n ème réalisation. Dans la base $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ du repère de la chambre, cette vitesse peut se décomposer en $\vec{V}_n(\vec{x}, t) = U(\vec{x}, t)\vec{i} + V(\vec{x}, t)\vec{j} + W(\vec{x}, t)\vec{k}$. La réalisation de la moyenne d'ensemble consiste à moyenniser les champs correspondant à une même phase en s'affranchissant des vecteurs érronés. Pour un ensemble de N réalisations, ce traitement peut se résumer à la relation suivante :

$$\bar{U}(\vec{x}, t) = \frac{\sum_{n=0}^{n=N} \delta_n(\vec{x}, t) \cdot U_n(\vec{x}, t)}{\sum_{n=0}^{n=N} \delta_n(\vec{x}, t)} \quad (4.1)$$

où $\delta_n(\vec{x}, t)$ est un critère spatial prenant pour valeur 0 si le vecteur à cet endroit est faux et 1 sinon. Un vecteur sera considéré comme faux si le rapport signal/bruit de la corrélation est inférieur à 1.1 ou si sa norme est irréaliste par rapport à ses voisins.

Les fluctuations dont nous allons nous servir dans la suite sont définies comme étant l'écart type des champs de vitesses fluctuantes :

$$u'(\vec{x}, t) = \sqrt{(U_n(\vec{x}, t) - \bar{U}(\vec{x}, t))^2} = \sqrt{(U_n(\vec{x}, t)^2 - \bar{U}(\vec{x}, t))^2} \quad (4.2)$$

Dans un écoulement turbulent, la PIV fournit une estimation de la vitesse instantanée

4.3 Rappel sur la phase d'admission

la plus probable dans la maille d'analyse. Elle correspond à la moyenne des vitesses locales contenues dans le volume de mesure de taille $\Delta_F \times \Delta_F \times \Delta_Z$ (ou Δ_F est la taille réelle de la maille d'interrogation et Δ_Z est l'épaisseur de la nappe). Pour des écoulements à grands nombre de Reynolds, il n'y a pas d'espoir de résoudre les échelles turbulentes avec la PIV. Le filtrage ainsi imposé nous impose d'être rigoureux sur la terminologie des termes employés dans cet ouvrage. On ne parlera donc pas de turbulence pour les termes $u'(\vec{x}, t)$ mais de fluctuations de vitesse.

4.3 Rappel sur la phase d'admission

Cette partie rappelle rapidement les principaux résultats présentés par S.Maurel [39].

L'admission de l'air provient de la dépression provoquée par le recul du piston. Un flux de quantité de mouvement est ainsi provoqué au sein du canal d'admission qui débouche de façon tangentielle à la chambre de compression. Le jet plan ainsi créé vient impacter sur le piston et s'enrouler dans la chambre sous l'effet conjugué de l'impact et de l'enroulement des nappes de vorticités apparaissant sur les couches de cisaillement inférieures et supérieures (figure 4.1). En effet, une grande partie de la vorticité de la couche de cisaillement supérieure vient se concentrer au coeur du tourbillon.

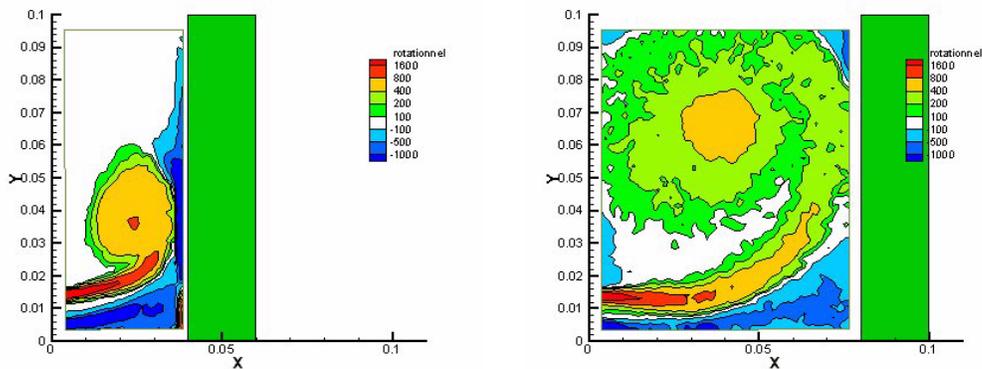


FIG. 4.1 – Evolution du champ de rotationnel pendant la phase d'admission (Maurel 2001)

4.3 Rappel sur la phase d'admission

L'étude de la distribution de l'énergie fluctuante dans l'ensemble de la chambre permet de distinguer quatre zones de fortes énergies bien distinctes. Tout d'abord, la zone correspondant à l'impact du jet plan sur le piston ; ensuite il y a les couches de cisaillement où la production est très forte. Le décollement de l'écoulement sur le piston et sur la culasse laisse place à de fortes fluctuations. Le niveau élevé de turbulence au coeur du tourbillon traduit les fortes fluctuations de position du centre du tumble. En effet, pendant l'ensemble du cycle d'admission et de compression sans injection, la position du centre du tumble fluctue laissant ainsi apparaître une surrestimation de la valeur de l'énergie fluctuante à cet endroit. Ces fluctuations à grandes échelles sont typiques des écoulements internes des moteurs et plus généralement des écoulements confinés. Nous verrons dans la suite toute l'importance de la prise en compte de ce phénomène.

S. Maurel [39] a montré par une analyse par Décomposition Orthogonale en Mode Propre Etendue qu'il existait une corrélation entre le battement du jet d'admission et la fluctuation de position du centre du tumble.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

4.4.1 Rouleau sans injection

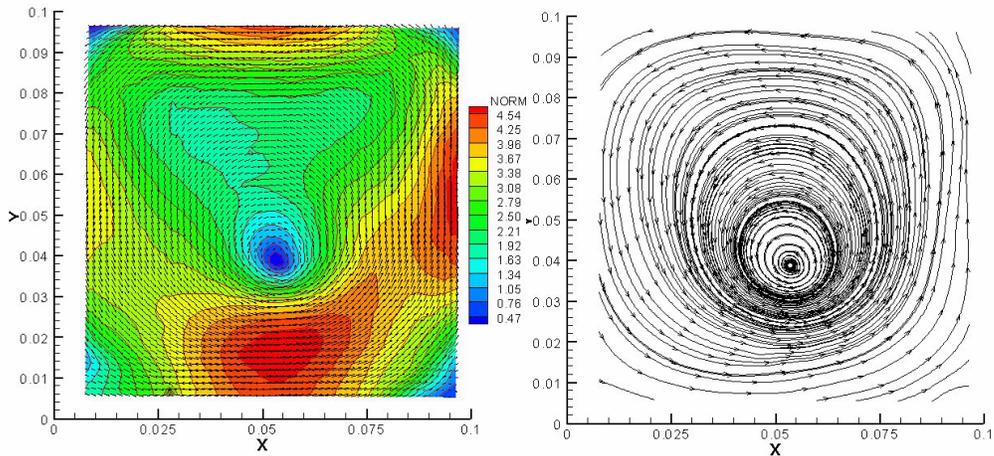


FIG. 4.2 – Vitesses moyennes et lignes de courants au Point Mort Bas

La figure 4.2 présente la norme du vecteur vitesse au Point Mort Bas ainsi que les lignes de courant du champ moyen. On peut constater sur cette figure que le centre du tumble est situé vers le "bas" de la chambre. Cependant, la conservation du débit implique que les vitesses situées sous le centre sont plus importantes. Les vitesses maximales rencontrées sont de l'ordre de 5m/s. D. Marc [37] a montré par des mesures dans le plan transverse que cet écoulement est quasi bi dimensionnel. Cependant, il existe une composante tri dimensionnelle induite par la présence des parois latérales. Au coeur de l'écoulement, dans le vortex en rotation solide, la pression augmente radialement pour compenser les effets centrifuges. Ce gradient radial va induire un écoulement centripète qui, ne pouvant aller plus loin à cause des parois, va recirculer vers le centre du tumble. Ce phénomène appelé "le pompage d'Ekman" est propre aux écoulements en rotation. Il s'avère que ces écoulements sont néanmoins négligeables dans notre configuration. Comme nous l'avons vu précédemment, la caractéristique importante de cet écoulement au Point Mort Bas réside dans la fluctuation de position du centre du tourbillon. L'approche statistique

4.4 Analyse du Point Mort Bas

utilisée pour l’instant et décrite ci dessus nous permet de dégager de l’ensemble des champs instantanés phasés une estimation de l’intensité du mouvement fluctuant en soustrayant le champ moyen. Ces fluctuations nous permettent de quantifier le niveau d’agitation turbulente (et non pas de turbulence, puisque le filtrage de la PIV ne permet pas de balayer l’ensemble du spectre) présente au sein de l’écoulement. Et ce niveau d’agitation est très important dans l’analyse des écoulements internes des cylindres moteur car elle est déterminante dans le déroulement de la combustion. Cependant, les fluctuations à grandes échelles entraînent une surestimation de cette agitation et constituent donc une difficulté importante dans l’étude des écoulements internes. Il est possible grâce à des méthodes d’analyse comme la POD, que nous décrirons plus tard, d’isoler les modes responsables de ces larges fluctuations. Ainsi, une reconstruction des champs instantanés sans ces modes va permettre de mieux analyser le niveau d’agitation turbulente (J. Moreau *et al.* [42], S. Maurel [39]).

Nous allons dans la suite présenter les deux phases d’injections correspondant aux deux types de configurations.

4.4.2 Injection inclinée

Mesure de la phase d’injection.

La figure 4.3 présente l’évolution de la phase d’injection du jet incliné. Tout d’abord, ces mesures PIV réalisées avec l’injecteur Sagem permettent de confirmer le retard à l’injection constaté lors de l’étalonnage au fil chaud. Le jet pénètre donc dans la chambre 2 ms après le début de l’injection.

On peut remarquer dans les 10 premières millisecondes d’injection que le jet est perturbé de façon non négligeable par le tumble. En effet, ce dernier constitue un cross flow dans les premiers diamètres du jet qui vient déstabiliser le jet. Il est cependant difficile de comparer cette interaction à la littérature concernant les jets en cross flow (S. H. Smith & M. G. Mungal [49], J. F. Keffer & W. D. Baines [24]). En effet, le cross flow rencontré

4.4 Analyse du Point Mort Bas

dans les études publiées est homogène dans la direction du jet et les conditions limites sont définies à l'infini. Dans notre cas, le rapport des quantités de mouvement est souvent utilisé pour évaluer le "régime" du cross flow est de :

$$r = \sqrt{\frac{U_j^2}{U_{cf\infty}^2}} \simeq 5m/s \quad (4.3)$$

Cependant, le cross flow constitué par le tumble n'est pas homogène et les conditions limites varient au fur et à mesure de l'avancé de l'injection. Les conditions limites de cross flow à l'infini ne peuvent pas être définies. C'est pourquoi il ne sera pas possible de comparer notre cas avec la littérature concernant la déviation du jet.

Des mesures de la phase d'injection sont également disponibles sur les figures 4.4 et 4.5 présentant l'évolution de la fraction massique de la phase injectée respectivement pour une injection dans le plan 1 et dans le plan 2. Les pertes de signal que l'on peut constater le long du jet par des traits verticaux sont dues à l'usure des segments en téflon. En effet, les segments s'usent à cause du frottement sur les parois et laissent donc au niveau du Point Mort Bas un dépôt qui empêche le passage de la nappe par le hublot supérieur. Ce phénomène est moins préjudiciable en ce qui concerne les mesures par PIV.

Ces mesures de fluorescence montrent que la phase injectée vient impacter contre la paroi inférieure et contre le piston. Le tumble semble peu participer à la formation du mélange. La recirculation constatée le long du piston pour les deux plans d'injection est due à l'impact contre les parois et non au transport par l'écoulement moyen. Cette constatation est importante car elle pourrait signifier que seule l'injection a un rôle dans la formation du mélange. Pour conforter cette proposition, on peut aussi remarquer que la phase injectée ne semble pas trop perturbée par le tumble après 10ms d'injection.

En fait, au fur et à mesure de l'injection, le tumble est également perturbé, ce qui modifie sa structure et diminue ensuite sa capacité à perturber le jet. Cette modification de la structure rotationnelle par le jet se traduit notamment par un étirement du tube de vorticité central. La figure 4.3 montre que le centre du tumble est déplacé au cours de

4.4 Analyse du Point Mort Bas

l'injection.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

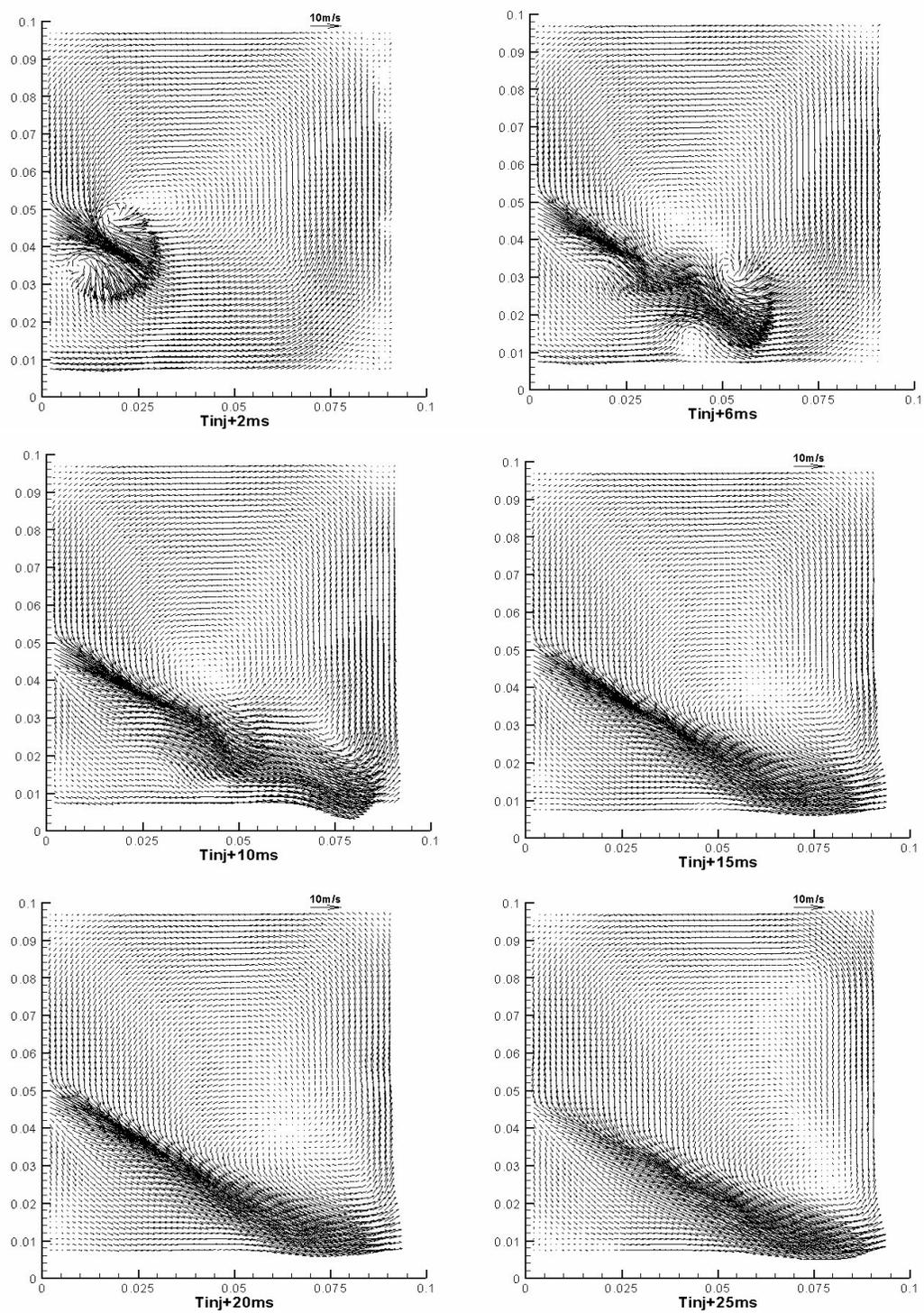


FIG. 4.3 – Evolution du champ de vitesses moyennes pendant la phase d'injection du jet incliné dans le plan 1

4.4 Analyse du Point Mort Bas

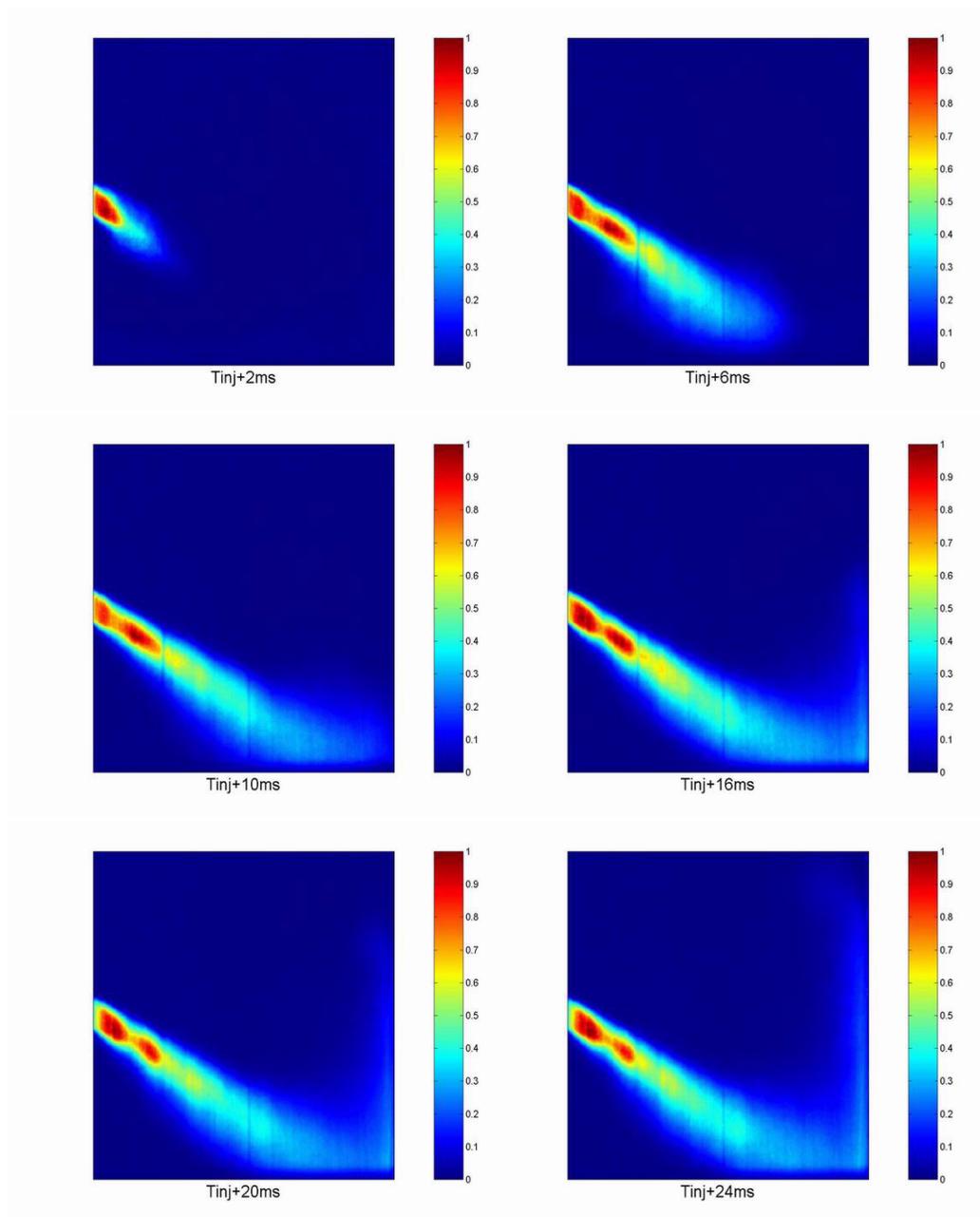


FIG. 4.4 – Evolution de la fraction massique de la phase injectée pendant la phase d’injection du jet incliné pour une injection effectuée dans le plan 1

4.4 Analyse du Point Mort Bas

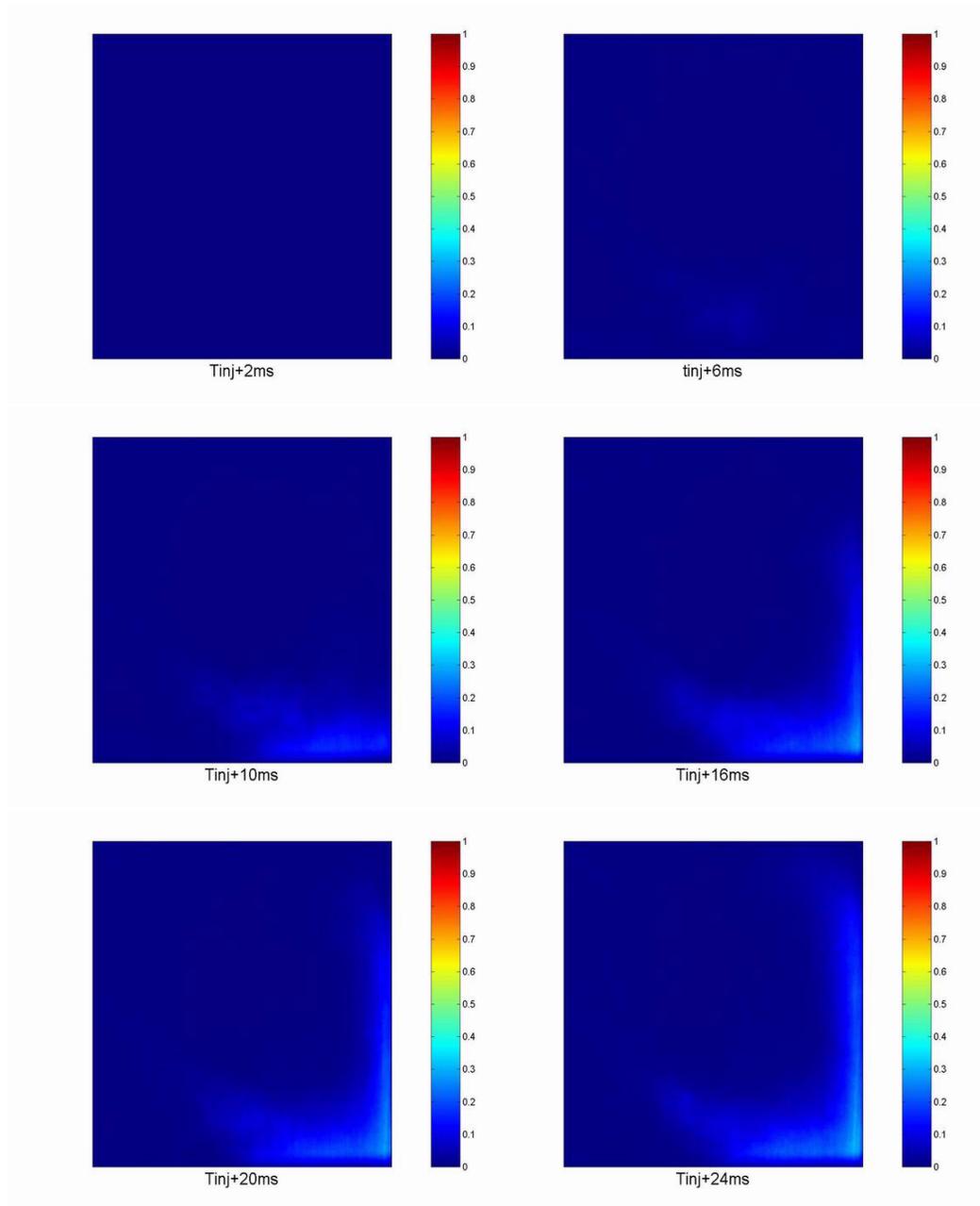


FIG. 4.5 – Evolution de la fraction massique de la phase injectée pendant la phase d’injection du jet incliné pour une injection effectuée dans le plan 2

4.4 Analyse du Point Mort Bas

Modification de la structure tourbillonnaire

De manière générale, le jet introduit une forte composante tridimensionnelle dans l'écoulement au Point Mort Bas. Cependant, les mesures effectuées par PIV ne donnent accès qu'aux deux composantes planes U et V de l'écoulement. Il est donc impossible de se prononcer sur la troisième composante. Afin de mettre en évidence la structure de l'écoulement tridimensionnel, il nous est apparu intéressant de calculer la divergence dans le plan de mesure par $div_p(\vec{U})(x) = \frac{d}{dx}(U) + \frac{d}{dy}(V)$. Si on fait l'hypothèse que la vitesse du piston est très inférieure à la vitesse du son dans l'air alors on peut considérer que la masse volumique dépend simplement du temps. L'équation de continuité peut s'écrire $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{d}{dx}(U) + \frac{d}{dy}(V) + \frac{d}{dz}(W) = 0 \forall \vec{x}$. La valeur de $\frac{d\rho}{dt}$ au Point Mort Bas correspond à l'apport de masse par l'injection et peut donc s'approximer par $\frac{d\rho}{dt} = 2.3.10^{-3} Kg.s^{-1}m^{-3}$. Le terme $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}$ sera négligé au Point Mort Bas ainsi que dans la suite ce qui revient à négliger le débit de fuite pendant l'ensemble de la compression par rapport à la valeur des autres termes de l'équation de continuité. On peut donc écrire dans ce cas que $div_p(\vec{U})(x) = \frac{d}{dx}(U) + \frac{d}{dy}(V) = -\frac{d}{dz}(W)$.

Il est donc possible d'identifier des zones où l'écoulement est fortement tri dimensionnel grâce aux régions dans lesquelles $div_p(\vec{U})(\vec{x})$ est très différente de zéro. L'axe \vec{z} est dirigé du plan de mesure vers l'extérieur.

Cette quantité div_p sera appelée dans la suite la divergence plane. Ces champs de divergence sont décrits figure 4.6.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

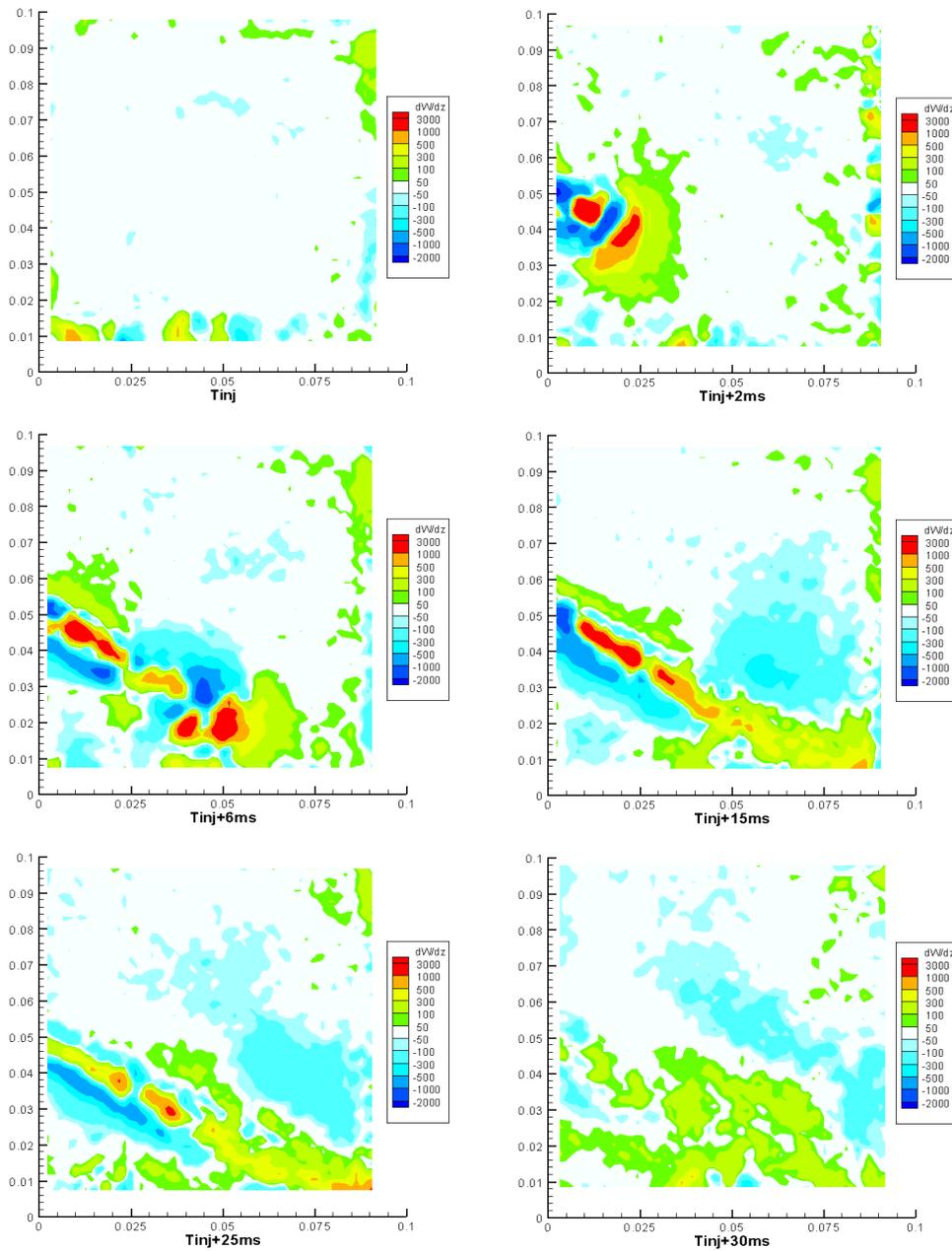


FIG. 4.6 – Evolution du champ de divergence calculée dans le plan pendant la phase d’injection du jet incliné dans le plan 1

La représentation graphique fournie par la figure 4.6 utilise une palette de couleur faisant appel à une loi géométrique et le blanc est réservé aux zones de très faible valeur

4.4 Analyse du Point Mort Bas

de $div_p(\vec{U})(\vec{x})$. Au PMB, le niveau de divergence calculé dans le plan est faible dans la quasi intégralité de la chambre ce qui montre que l'écoulement est bi dimensionnel. Dès les premiers instants de l'injection, le jet vient perturber cette quasi bi dimensionnalité. L'écart par rapport à zéro de $div_p(\vec{U})(\vec{x})$ est très important dans les zones de frontière du jet. Il est possible d'observer dans ces zones des niveaux très différents de la divergence plane. En effet, la partie supérieure du jet présente une divergence plane négative. Ainsi, selon les considérations établies ci dessus, on aura $\frac{d}{dz}(W) > 0$, le fluide sort donc du plan de symétrie. Pour la zone se situant sous le jet, le fluide "pénètre" à nouveau dans le plan. En fait, il semble que ces valeurs de divergence planes permettent de mettre en évidence l'effet du jet sur le cross flow. Ce dernier vient contourner le jet de part et d'autre. Ceci est également confirmé par la valeur positive de $\frac{d}{dz}(W)$ à l'intérieur du jet. L'expansion du jet se manifeste par l'augmentation de la composante de vitesse suivant \vec{z} .

De plus, une zone très nette où div_p est positive apparaît sur la partie supérieure de la tête du jet. Cette zone persiste jusqu'à la fin de l'injection témoignant ainsi du fort caractère tri dimensionnel de l'écoulement en fin de phase d'injection.

Etirement du tube de vorticité Comme nous avons pu le voir sur la figure 4.3; le centre du tumble se décale tout au long de l'injection par transport par le champ moyen du jet. Nous savons également que la structure tourbillonnaire adopte un mouvement de précession au PMB suite à l'inertie de la phase d'admission. Il convient donc de différencier ces deux phénomènes pour juger du rôle de l'injection sur le tumble. Nous avons donc réalisé des mesures du tumble au Point Mort Bas sans injection pendant 25 ms. Ceci nous permet de mesurer l'amplitude de la précession pendant la période d'injection. Pour cela, il nous faut utiliser un algorithme permettant de localiser le centre de rotation d'un tourbillon dans un champ de vitesse. Nous avons opté pour une méthode proposée par L. Graftieux *et al.* [20] basée sur le calcul du scalaire Γ défini comme suit :

4.4 Analyse du Point Mort Bas

$$\Gamma(P) \cdot \vec{z} = \frac{1}{S} \int_S \frac{\overrightarrow{PM} \wedge \overrightarrow{U(M)}}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\overrightarrow{U(M)}\|} dS \quad (4.4)$$

Où S est la surface du domaine de détermination autour du point P pour lequel est défini la fonction Γ . De façon pratique on détermine Γ par :

$$\Gamma(P) \cdot \vec{z} = \frac{1}{N} \sum_N \frac{\overrightarrow{PM} \wedge \overrightarrow{U(M)}}{\|\overrightarrow{PM}\| \|\overrightarrow{U(M)}\|} = \frac{1}{N} \sum_N \sin \vartheta_M \cdot \vec{z} \quad (4.5)$$

Cette fonction revient donc à trouver la zone dans laquelle l'angle ϑ_M formé entre le vecteur vitesse d'un point et le segment reliant ce point au centre de rotation supposé est maximum. Elle est assimilable à une fonction de Dirac dont la valeur est comprise entre -1 et 1, le signe étant dépendant du sens de rotation. Le résultat de ce calcul pour une phase donnée est présenté la figure 4.7.

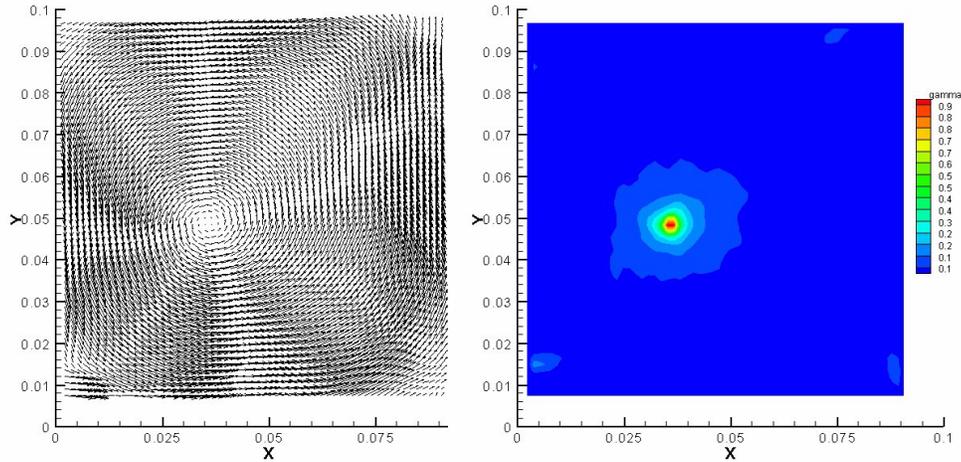


FIG. 4.7 – Détermination du centre de rotation par la fonction gamma

Il reste donc à suivre l'évolution du point présentant un maximum de Γ pour connaître la précession du tumble. La figure 4.8 présente les évolutions du centre du tumble avec ou sans injection inclinée.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

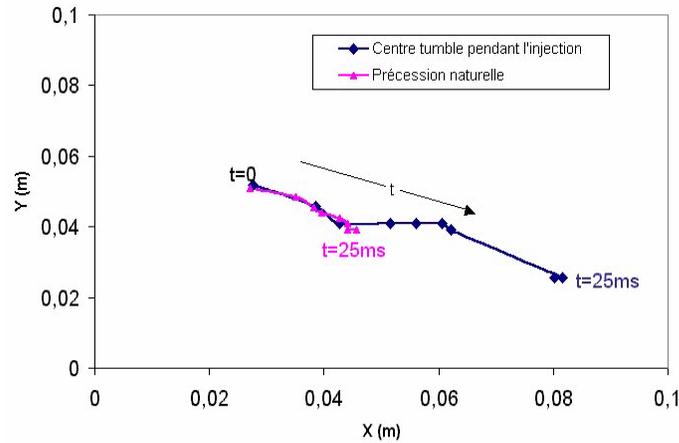


FIG. 4.8 – Comparaison du mouvement du centre du tumble avec ou sans injection

Sur cette figure on peut voir clairement que l'effet du jet est beaucoup plus important que la précession. La distance parcourue par le centre de la structure tourbillonnaire pendant la durée de l'injection est le double de celle parcourue sans injection. On peut également mieux distinguer que le jet incliné dans le plan de symétrie entraîne le centre du tumble dans le coin bas droit du plan de symétrie de la chambre.

Des mesures ont été également effectuées dans le plan de symétrie de la chambre pour une injection faite dans le plan 2 (figure 4.9). Ces mesures montrent que la position du centre de la structure observée dans le plan 2 se modifie moins rapidement que dans le plan d'injection.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

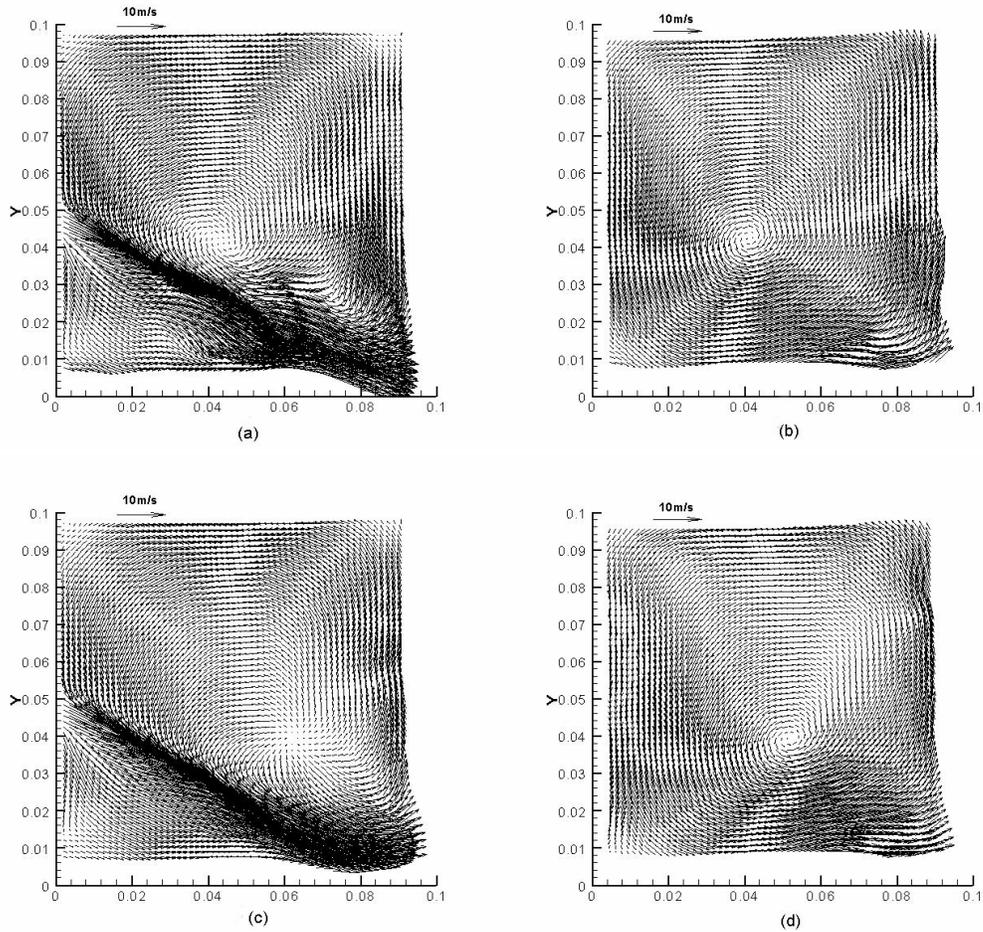


FIG. 4.9 – Comparaison des champs de vitesse dans le plan d'injection (plan1) et dans le plan 2. (a) Injection plan 1, 10ms après le début de l'injection ; (b) Injection plan 2, 10ms après le début de l'injection ; (c) Injection plan 1, 20ms après le début de l'injection ; (d) Injection plan 2, 20ms après le début de l'injection

A la fin de l'injection dans le plan 2, le centre mesuré vient finalement se positionner dans la même zone que celle observée pour l'injection dans le plan1.

On peut donc avancer que le tube de vorticité est "plié" sous l'effet du jet sur une zone d'épaisseur très faible selon la direction \vec{z} comme l'illustre la figure 4.10

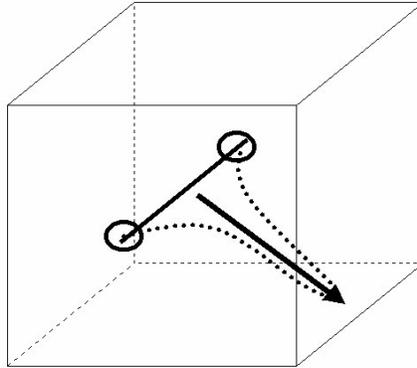


FIG. 4.10 – Proposition de la modification du tube de vorticité lors de l’injection inclinée. En trait continu le tube de vorticité sans injection, en trait pointillé le tube de vorticité après injection incliné

Ces mesures permettent donc de proposer un scénario sur l’évolution tridimensionnelle de l’écoulement. Cependant, il manque beaucoup de données pour avoir une idée définitive du scénario. Nous allons, dans la section suivante, nous attarder plus longuement sur l’interaction entre le jet et le tumble.

Structure tri dimensionnelle de l’écoulement pendant l’injection Afin de disposer de plus d’informations concernant ce phénomène nous avons mis en place une simulation aux grandes échelles (LES) à l’aide du code AVBP du Cerfacs dans le cadre du stage de DEA d’A. Devesa [14]. Je tiens à ce sujet à remercier Dr Thierry Poinsot de nous avoir permis d’utiliser ce code de calcul. Ces calculs sont détaillées en annexe C. Cette simulation concerne uniquement la phase d’injection pour les deux types de configurations. Ces simulations sont préliminaires et leurs limites sont discutées en annexe C. Cependant, elles peuvent apporter des données qualitatives complémentaires confirmant des hypothèses effectuées lors de l’analyse des mesures expérimentales.

La figure 4.11 montre la distribution de la vorticité projetée sur l’axe \vec{z} à l’aide du critère Q. Le critère Q est basé sur le second invariant du tenseur des gradients de vitesse.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

Contrairement à la vorticité qui prend en compte à la fois les termes de rotation et de cisaillement, le critère Q (équation 4.6) permet de retirer la contribution du cisaillement au tenseur des gradients de vitesse pour ne garder que la contribution de la rotation (J. Jeong & F. Hussain [21]).

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}^2 - S_{ij}^2) \quad (4.6)$$

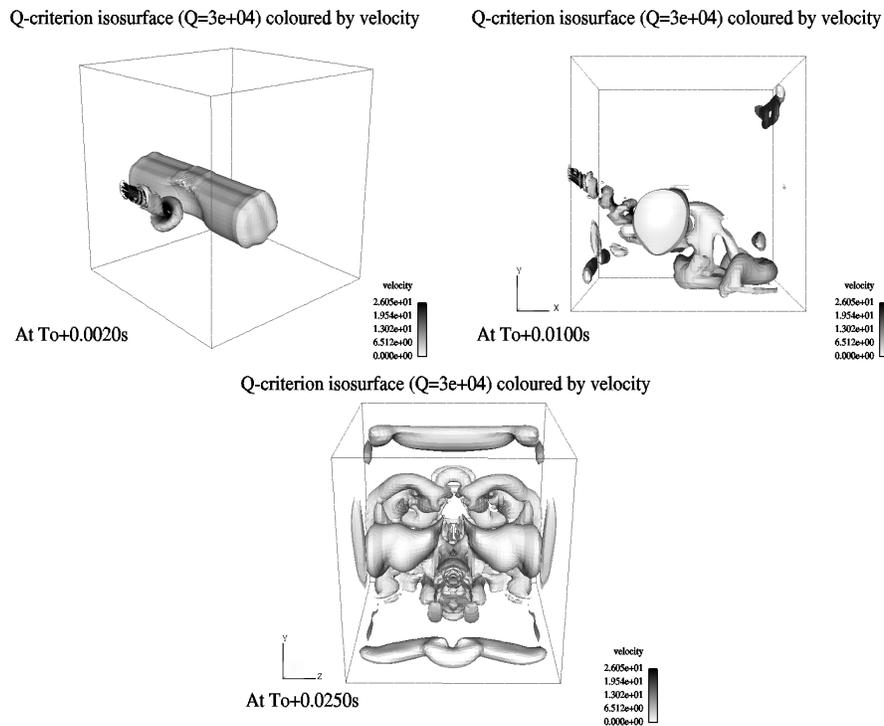


FIG. 4.11 – Visualisation 3D de la simulation LES par isosurface de critère Q ($Q=3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-2}$)

Comme nous l'avons vu, il est délicat de se reposer sur ces simulations mais elles soulèvent des points intéressants. En effet, l'écoulement moyen du jet semble transporter la vorticité du tumble dans les premiers instants. Il est clair que le jet apporte lui même une grande quantité de vorticité. A la fin de l'injection, il semble que le tube initial soit coupé en deux parties distinctes. La symétrie rencontrée dans la simulation est également

4.4 Analyse du Point Mort Bas

à traiter avec beaucoup de précaution.

L'étude d'un vortex par une approche cinématique dans un écoulement fluide parfait peut aider à mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de la perturbation d'un tourbillon par un jet perpendiculaire à son axe (P. Brancher [9]). En effet, si on prend un vortex dont le contour permet de dégager la circulation Γ définie comme :

$$\Gamma = \int_S \vec{U} \cdot d\vec{l} \quad (4.7)$$

où S est définie comme le périmètre du vortex selon une coupe perpendiculaire à l'axe de rotation (figure 4.11)

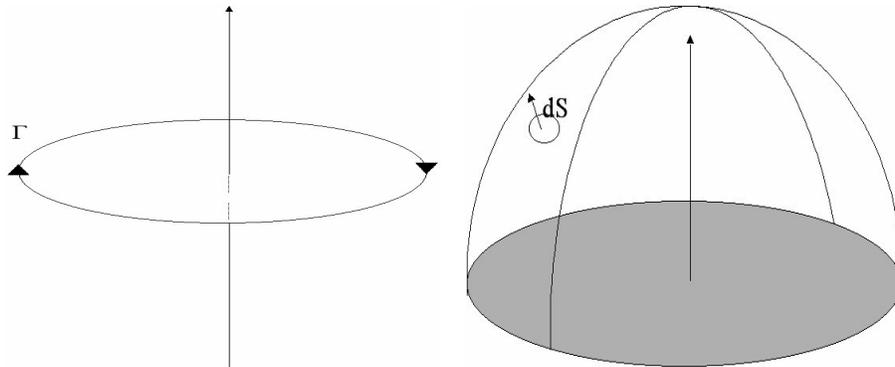


FIG. 4.12 – Périmètre de définition de la circulation et surface de contrôle pour la définition du flux de vortacité

Alors la circulation vérifie par le théorème de Stokes :

$$\Gamma = \int_{\gamma} \vec{U} \cdot d\vec{l} = \int \int_S \text{rot}(\vec{U}) \cdot \vec{n} dS \quad (4.8)$$

Le flux de vortacité au travers de la surface S est donc égal à la circulation quelque soit la taille de la surface S s'appuyant sur le contour γ . Cette surface définit donc bien ce qu'on appelle le tube de vortacité. Il est cependant envisageable qu'une réorientation des lignes de vortacité entraîne une diminution du niveau de rotationnel. Par exemple, si on imagine un tourbillon présentant un tube de vortacité d'axe \vec{x} en X_0 qui s'évase ensuite

4.4 Analyse du Point Mort Bas

selon les \vec{x} croissant (figure 4.13) alors le flux de vorticité transversant S va diminuer mais l'équation 4.11 sera toujours vérifiée. La réorganisation de la vorticité ne va pas entraîner la disparition du tourbillon en X_0 .

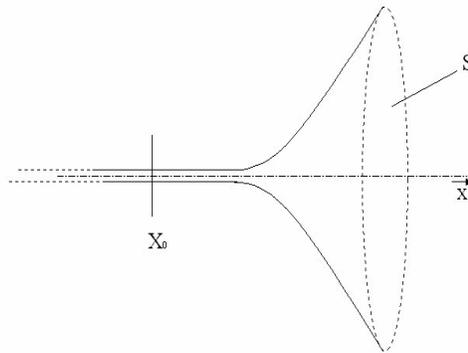


FIG. 4.13 – Schéma présentant un scénario de réorganisation de la vorticité d'un tourbillon présentant un tube de courant

Dès les premiers instants, il est donc possible que le jet transporte une grande quantité de vorticité dans le coin inférieur droit du plan de symétrie de la chambre. Ce phénomène serait à l'origine d'une réorganisation de la vorticité dans le plan de l'injection par enroulement des structures du jet et du tumble convecté. Il est donc possible de proposer que, lors de ces premiers instants, l'équation 4.11 est toujours vérifiée et que deux tourbillons issus du tumble initial persistent de part et d'autre du plan d'injection. Les mesures expérimentales confirment cette hypothèse.

Malheureusement, il est plus difficile de se prononcer concernant le scénario en fin d'injection. En effet, les interactions entre les structures cohérentes du jet et la vorticité initiale du tumble serait à l'origine de dissipation turbulente. Ainsi, on peut proposer qu'une discontinuité apparait de part et d'autre du plan d'injection laissant place, pendant la compression, à une nouvelle réorganisation des deux tourbillons r manants dans la chambre. Les simulations numériques semblent toutefois montrer que ces structures persistent à la fin de l'injection jusqu'en proche paroi.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

Les champs de vitesses expérimentaux montrent qu'un point singulier se forme dans la partie supérieure de la chambre. Il est possible de tracer ses lignes de courant. La figure 4.14 montre ces lignes de courant où le point singulier est visible. La simulation met en évidence une recirculation ce qui peut indiquer que ce point serait un point source dans le plan de symétrie.

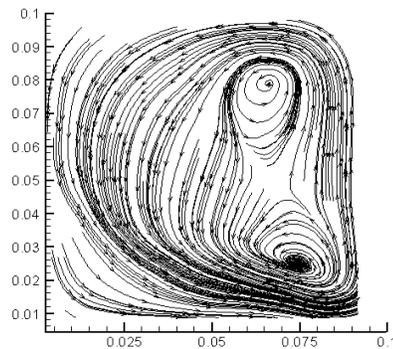


FIG. 4.14 – Ligne de courant de l'écoulement après injection inclinée

Cette partie nous a donc permis de montrer que l'injection inclinée modifie de façon importante la structure initiale de l'écoulement. Cette modification semble cependant être effective principalement dans le plan de l'injecteur. La vorticité se conserve de part et d'autre du plan de symétrie. Ceci laisse présager que la suite du cycle va donner lieu à une manifestation de ces écoulements tourbillonnaires persistants.

Nous allons dans la suite analyser ces mêmes interactions mais après une injection droite.

4.4.3 Injection droite

Mesure de la phase d'injection

Sur la figure 4.15 on peut suivre l'évolution de la phase d'injection du jet droit. Nous avons choisi de laisser les vecteurs erronés correspondant à des zones de réflexions op-

4.4 Analyse du Point Mort Bas

tiques, ceci ne devant pas choquer le lecteur. Comme dans le cas de l'injection inclinée, le jet admet un retard de 2ms avant sa pénétration dans la chambre à cause de la distance parcourue entre la sortie de l'injecteur et la chambre. La structure du jet est modifiée par le tumble au cours des 10 premières millisecondes de l'injection. Par exemple, 2ms après le début de l'injection, le champ de vitesse montre que la dynamique du jet n'est pas symétrique autour de l'axe de l'injecteur. Il est aussi intéressant de noter la formation d'une structure tourbillonnaire secondaire prenant place sous le jet jusqu'à 6 ms après le début de l'injection. Cette observation a aussi été effectuée sur les calculs LES de la phase d'injection du jet droit (A. Devesa [14]).

Nous pouvons remarquer que l'écoulement de tumble est très fortement modifié par l'injection droite. A partir de 10 millisecondes après le début de l'injection, la cohérence de la structure tourbillonnaire semble être rompue. Le centre de rotation a disparu du plan d'injection. L'impact du jet sur le piston entraîne la formation de zones de recirculation laissant penser que l'écoulement n'est plus bi dimensionnel.

Les figures 4.16 et 4.17 montrent que le jet vient impacter sur le piston à partir de 15ms après le début de l'injection. Il est intéressant de noter le positionnement de la zone de mélange après l'impact. En effet, le mélange semble se situer de façon préférentielle vers le haut de la chambre.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

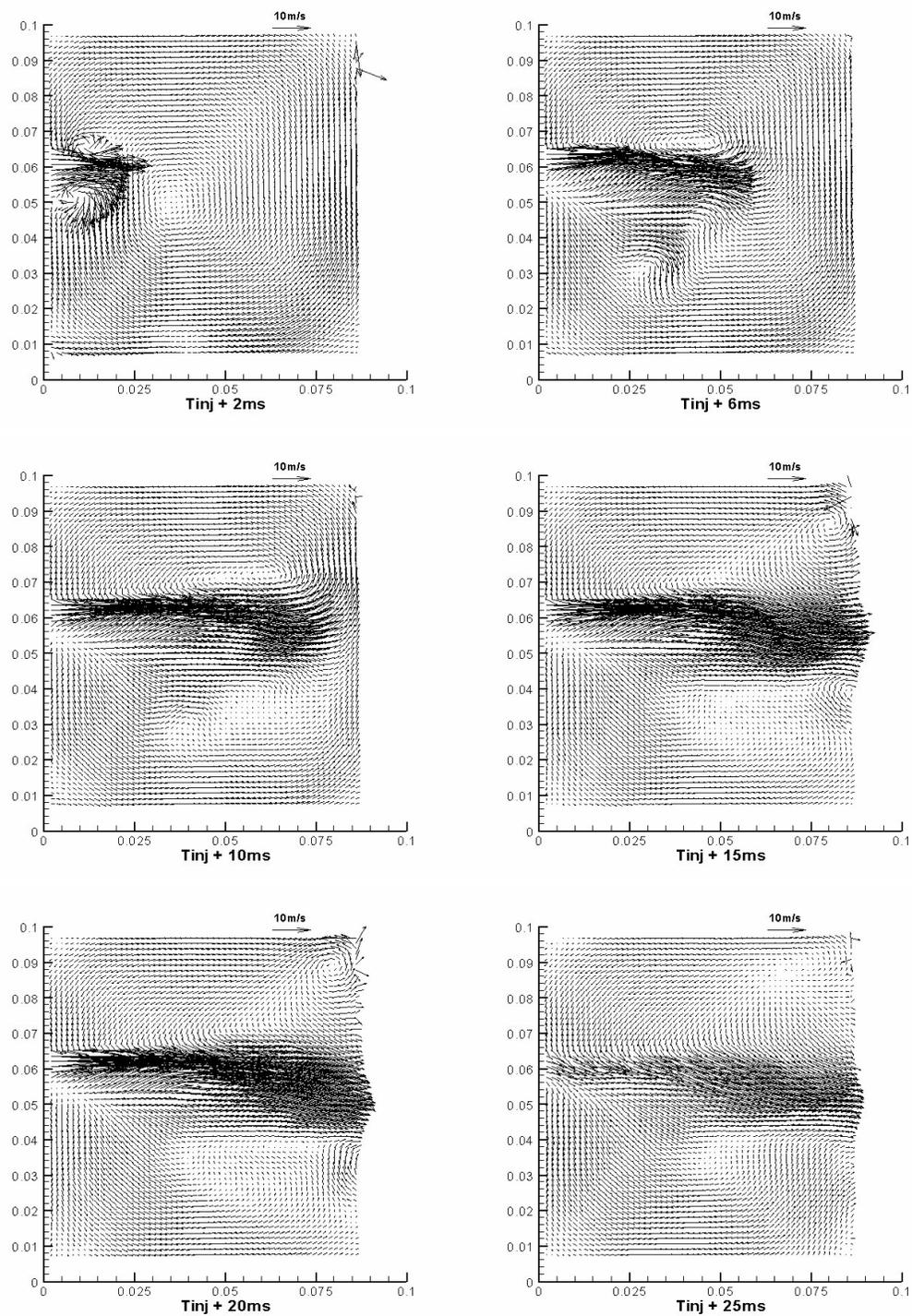


FIG. 4.15 – Evolution du champ de vitesses moyennes pendant la phase d'injection du jet droit dans le plan 1

4.4 Analyse du Point Mort Bas

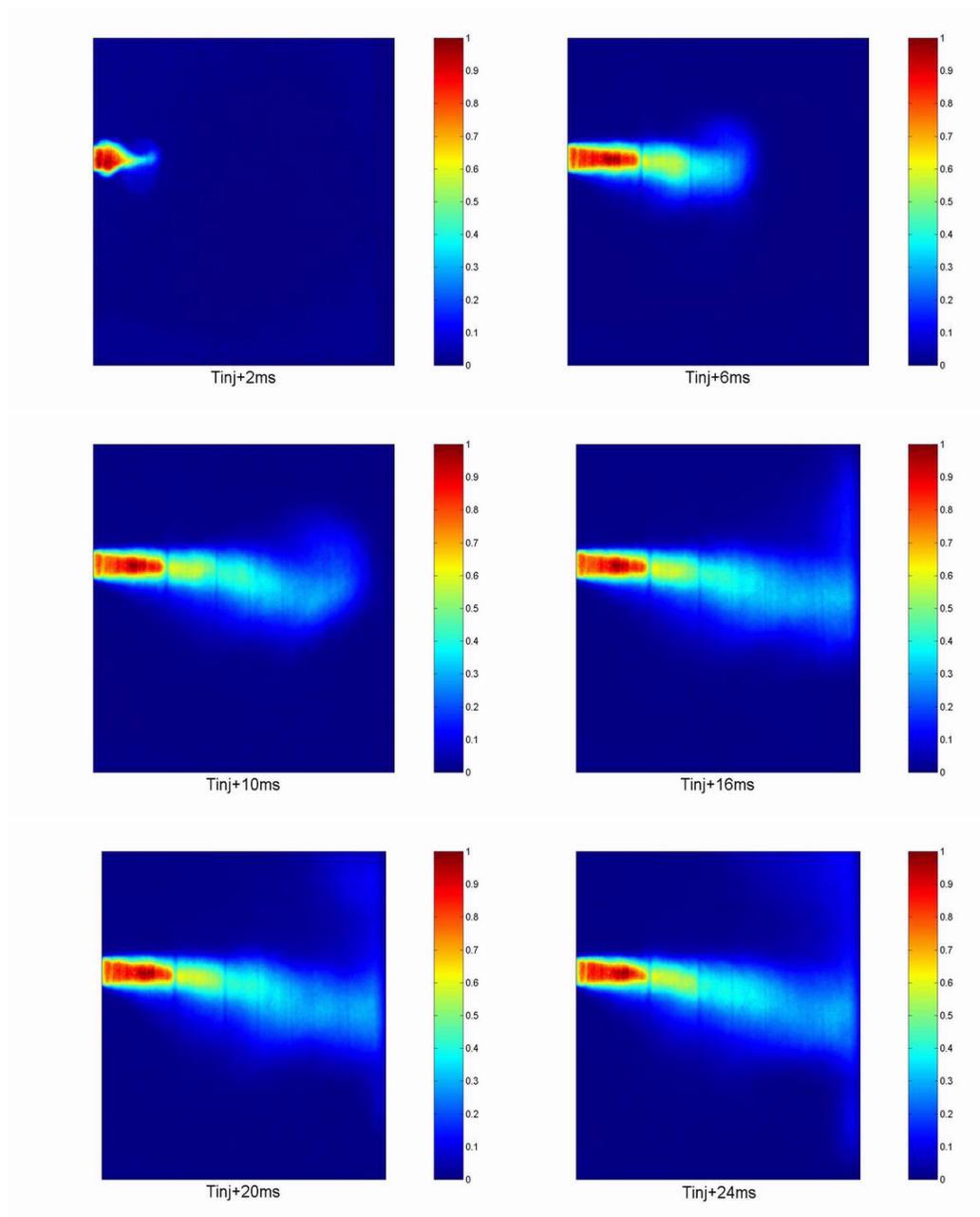


FIG. 4.16 – Evolution de la fraction massique de la phase injectée pendant la phase d'injection du jet droit pour une injection effectuée dans le plan 1

4.4 Analyse du Point Mort Bas

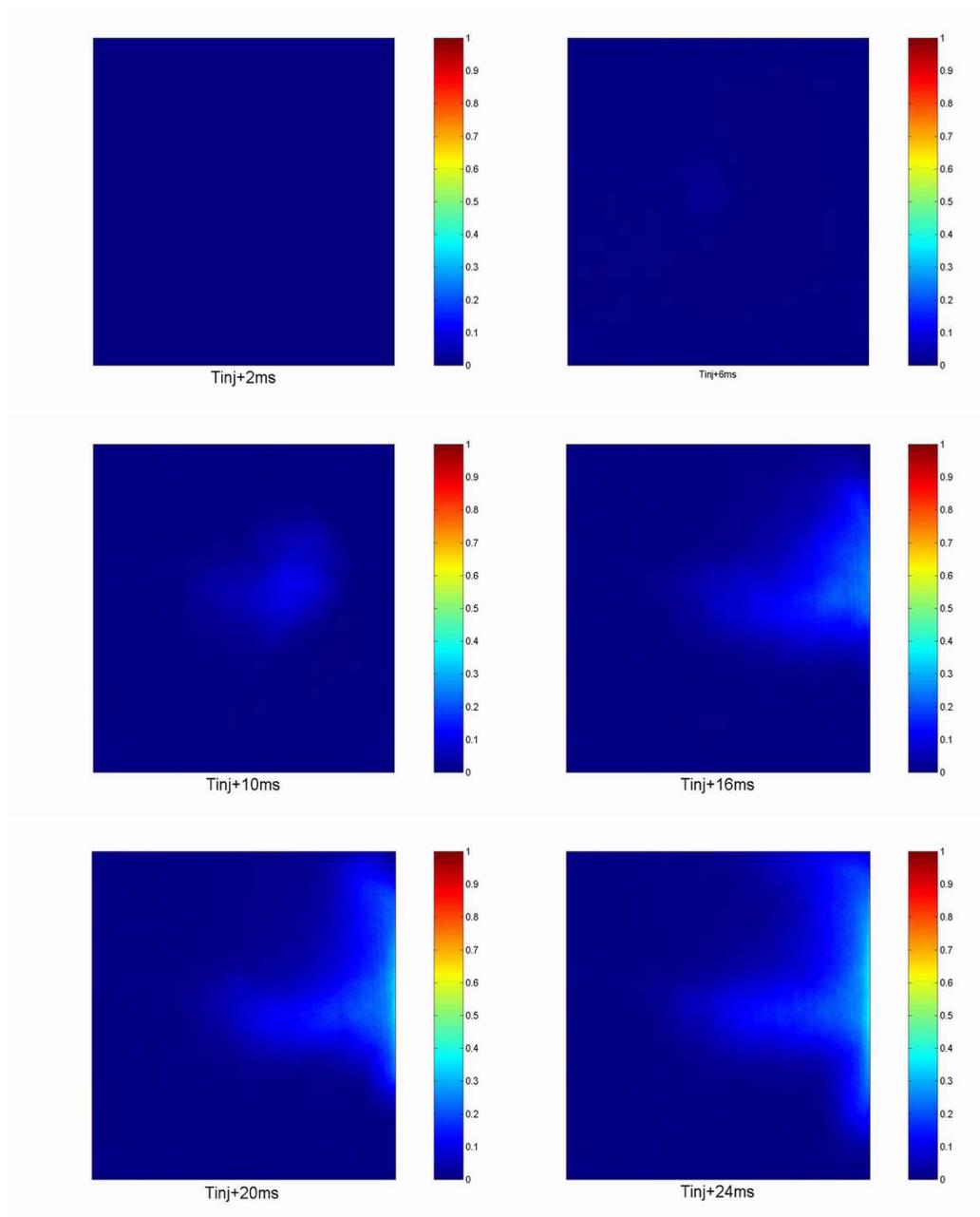


FIG. 4.17 – Evolution de la fraction massique de la phase injectée pendant la phase d'injection du jet droit pour une injection effectuée dans le plan 2

4.4 Analyse du Point Mort Bas

Modification de la structure tourbillonnaire

La figure 4.18 montre, comme dans le cas du jet incliné, la transition vers un écoulement tri dimensionnel due à l'injection en étudiant la distribution de $div_p(\vec{U})(x)$ au sein de la chambre pendant la phase d'injection. L'écoulement de cross flow est là aussi perturbé par le jet et on peut également distinguer que le contournement des lignes de courant autour du jet semble plus important dans ce cas dans les premiers instants de l'injection. Le cross flow dans cette configuration est plus intense dans les premiers diamètres du jet compte tenu de la position et de la direction de ce dernier.

Le jet vient rompre l'homogénéité dans la direction \vec{z} de la structure de tumble. A la fin de l'injection, l'écoulement est une nouvelle fois séparé en deux zones bien distinctes en haut et en bas de la chambre. Ces zones sont peut être la manifestation d'une recirculation à grande échelle de la quantité de mouvement du jet après l'impact.

4.4 Analyse du Point Mort Bas

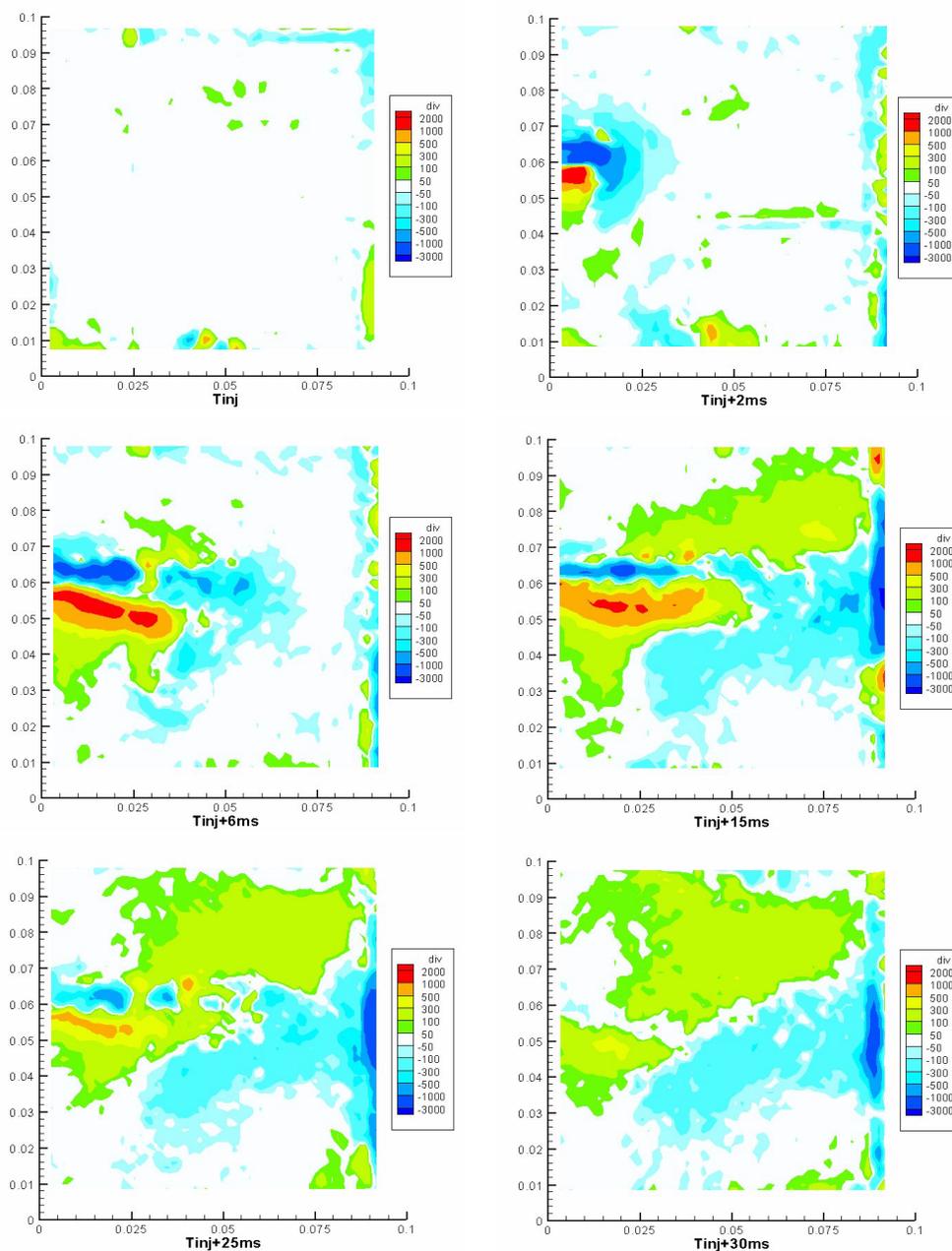


FIG. 4.18 – Evolution du champ de divergence calculée dans le plan pendant la phase d’injection du jet droit dans le plan 1

Structure tri dimensionnelle de l’écoulement pendant l’injection Comme dans le cas de l’injection inclinée, la simulation va nous permettre d’avoir une vision globale

4.4 Analyse du Point Mort Bas

sur la structure que pourrait avoir l'écoulement au sein de la chambre.

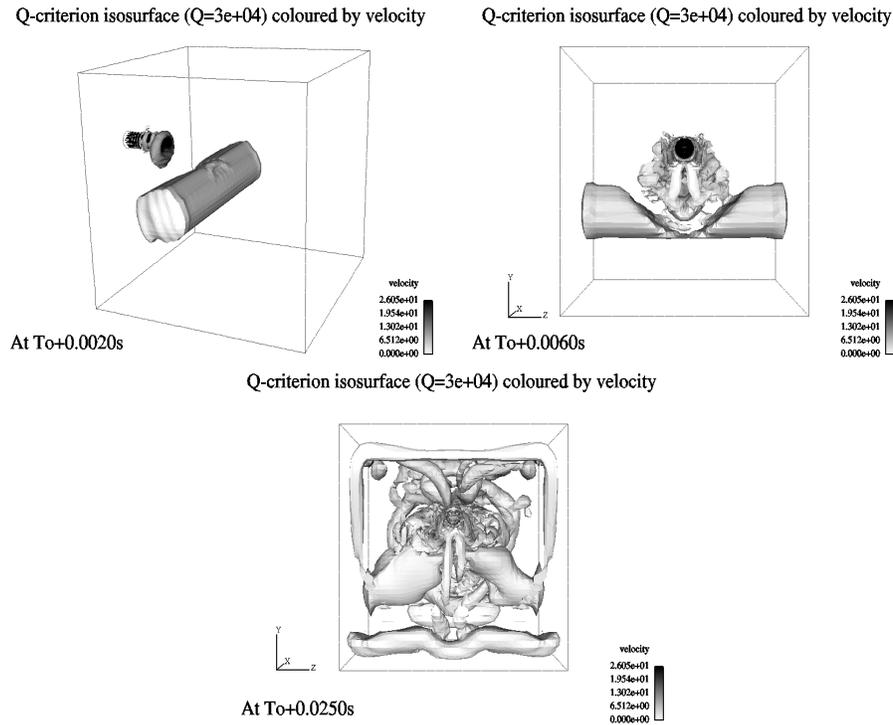


FIG. 4.19 – Visualisation 3D de la simulation LES par isosurface de critère Q ($Q=3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-2}$)

Comme le montre la figure 4.19, le jet "creuse" le tube de vorticité initial très vite après le début de l'injection. On peut distinguer les structures de types "fer à cheval" dans le premier diamètre du jet qui sont caractéristiques du sillage derrière un jet dans un écoulement de cross flow (S. L. V. Coelho & J. C. R. Hunt [12], Y. Kamotani & I. Greber [22]).

A la fin de l'injection, l'écoulement est très désordonné et fortement tri dimensionnel. En fait, le jet droit n'a pas le même effet sur le tumble que le jet incliné. Il semble que l'écoulement tourbillonnaire initial est complètement coupé par l'injection et que la vorticité est beaucoup plus diffusée dans l'ensemble de la chambre. Cependant, comme nous l'avons déjà évoqué, il est difficile de s'appuyer sur des différences fines entre les deux

4.5 Phase de compression

simulations compte tenu de l'avancement des travaux à ce sujet. On retiendra cependant que l'impact du jet sur la paroi opposée, associé à la destructuration du tumble, entraînent un écoulement complexe en fin d'injection.

Nous allons donc maintenant nous intéresser au rôle de la compression dans l'évolution de ces écoulements à la suite des deux types d'injection après être revenu rapidement sur la compression d'une structure tourbillonnaire non perturbée.

4.5 Phase de compression

Nous venons donc de voir que l'injection modifie le tumble en le déformant et en introduisant une forte composante tri dimensionnelle dans le champ de vitesse de l'écoulement. Nous proposons maintenant de suivre la compression de ces structures ayant été assujetties aux deux types d'injection. L'analyse de la phase de compression de la structure tourbillonnaire sans injection a été abordée par D. Marc [37] puis détaillée par S. Maurel [39].

Afin de bien comprendre l'effet de l'injection sur la rupture du rouleau il est donc important de revenir dans un premier temps sur les principaux mécanismes rencontrés lors de la rupture du tumble seul en utilisant des mesures effectuées lors de ces travaux et en s'appuyant sur les conclusions déjà émises lors des études précédentes.

4.5.1 Compression sans injection

S. Maurel [39] a montré que l'intensité de rotation qui devrait s'amplifier au cours de la compression par conservation du moment d'inertie observe un maximum pour un taux de compression de 2 pour ensuite diminuer jusqu'au Point Mort Haut. De plus, des zones de décollement ont été observées dans les coins de la chambre. Ces zones ont un rôle majeur dans la topologie de l'écoulement pendant la compression. Une analyse des champs

4.5 Phase de compression

instantanés a permis d'observer, au fur et a mesure de la compression, une modification de la taille de la structure tourbillonnaire. En effet, lorsque le piston est situé jusqu'à 50mm de la culasse (taux de compression=2), le tourbillon occupe l'ensemble de la chambre. On appelle ici tourbillon la région où les vitesses instantanées portent l'énergie du fluide. Plus loin dans la compression, le tourbillon se resserre au centre de la chambre. Des paquets de fluide sont alors éjectés du coeur du tourbillon vers les zones "mortes" situées dans les parties supérieures et inférieures de la chambre. Ces éjections participent à la viscosité turbulente. Ces paquets viennent donc retirer de la quantité de mouvement au tourbillon qui perd donc au fur et à mesure de l'intensité. J. L. Lumley [34] a montré que le moment angulaire de la structure tourbillonnaire ne se conservait pas pendant la compression. Il est donc clair qu'une part importante de l'énergie apportée par la compression est convertie en turbulence.

4.5 Phase de compression

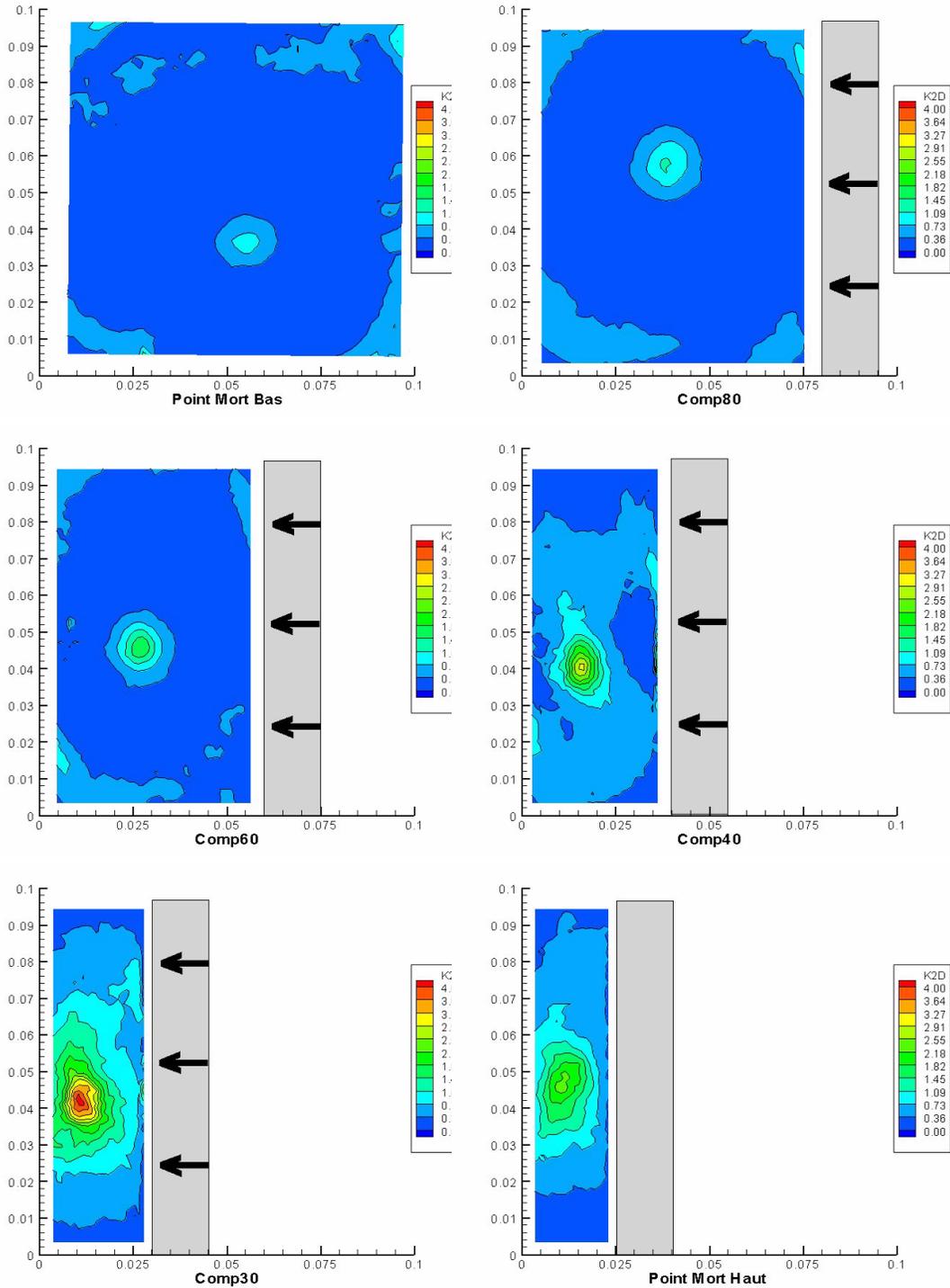


FIG. 4.20 – Champs de l'énergie fluctuante 2D au cours de la compression. Le taux de compression est indiqué sous le champ correspondant à la position du piston par rapport à la culasse

4.5 Phase de compression

Une étude de la distribution de l'énergie cinétique fluctuante a également été réalisée afin de distinguer les zones à fortes fluctuations. La décomposition suivante sera utilisée dans la suite de ce manuscrit.

$$E_{c_{totale}} = E + e = \frac{1}{2} (\langle U \rangle^2 + \langle V \rangle^2) + \frac{1}{2} (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle) \quad (4.9)$$

Où E est l'énergie moyenne et e la moyenne de l'énergie fluctuante.

L'évolution de e pendant la compression est décrite figure 4.20. Cette figure présente les champs bi dimensionnels de e pendant la compression avec en illustration la position du piston et son mouvement respectif. Dans la suite du mémoire, puisque nous ne présenterons plus que des phases de compression, les planches ne présenteront plus l'image du piston. Le lecteur devra garder cette planche en référence pour se représenter la position du piston.

Cette quantité est précisément celle qui intéresse les motoristes. En effet, l'énergie fluctuante est nécessaire dans l'obtention d'une vitesse de propagation de flamme élevée. On distingue sur la figure 4.20 que le centre du tourbillon constitue une zone présentant un maximum de fluctuations. S. Maurel [39] a montré que ce pic était lié, en partie, au mouvement de précession du tourbillon et qu'il est possible que les instabilités elliptiques dans le coeur tourbillonnaire en constituent une autre partie. La distribution de cette énergie fluctuante est donc hétérogène. On peut le distinguer nettement si on trace le coefficient d'homogénéité de e dans la chambre pendant l'ensemble de la compression

4.21.

Ce coefficient χ est défini par l'équation 4.10 :

$$\chi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\sqrt{(e(i) - e_{moy})^2}}{e_{moy}} \quad (4.10)$$

Où N est le nombre de points du domaine pour chaque phase.

4.5 Phase de compression

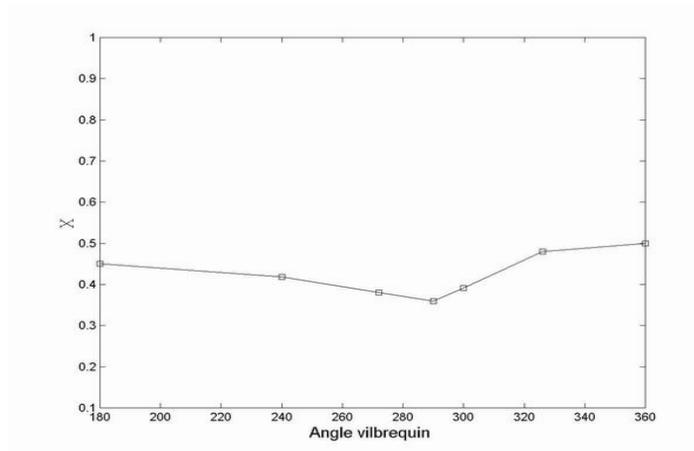


FIG. 4.21 – Evolution du coefficient d'homogénéité de la turbulence pour un tumble "pur"

χ reste donc autour de 0,45 tout au long de la compression ; ceci est justifié par le fait que l'intensité turbulente est concentrée au coeur du tourbillon. A la fin de la compression, le coefficient admet une augmentation due à la rupture du rouleau.

S. Maurel [39] avait également mis en évidence une caractéristique intéressante de la compression en traçant l'évolution des énergies moyennes et fluctuantes intégrées sur le domaine de mesure. Nous avons retracé cette courbe (figure 4.22) avec les données acquises au cours des campagnes de mesures sans effectuer d'injection pour la phase de compression. En ce qui concerne la phase d'admission, nous avons repris les données existantes.

4.5 Phase de compression

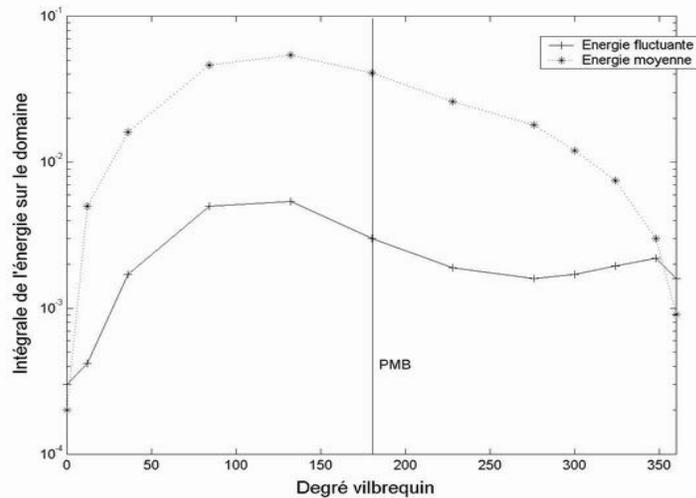


FIG. 4.22 – Evolution des énergies moyenne et fluctuante intégrées sur le domaine de mesure

Dans la suite de ce manuscrit, cette figure sera réduite à la phase de compression. On peut donc distinguer deux phénomènes très intéressants. Tout d'abord, concernant la courbe de l'énergie moyenne, on peut noter la forte décroissance en fin de compression. L'échelle de temps associée à ce déclin exponentiel est de l'ordre de 16ms. Ce temps correspond à l'échelle caractéristique du tourbillon. On peut donc avancer que le temps de transfert entre la structure de tumble et les plus petites échelles correspond à un temps de retournement. Concernant l'énergie fluctuante, nous pouvons noter le pic en fin de compression correspondant au pic noté sur les champs figure 4.20. La correspondance entre cette augmentation de l'énergie fluctuante et le déclin exponentiel de l'énergie moyenne constitue la signature de la déstabilisation nette du rouleau et du transfert de l'énergie vers les échelles dissipatives.

En résumé, les mécanismes de la "rupture" du rouleau lorsqu'il n'est soumis à aucune injection sont donc liés aux instabilités elliptiques prenant place au coeur du tourbillon au phénomènes d'"arrachement" de fluide le long des frontières du tumble. Cette déstabilisation intervient en toute fin de compression ce qui permet de conserver l'énergie tout

4.5 Phase de compression

au long de la compression et de la libérer en énergie fluctuante. Ceci se vérifie par le fait que le niveau d'énergie fluctuante est plus élevé que celui de l'énergie moyenne au Point Mort Haut. Nous allons donc dans la suite étudier ces phénomènes de transfert après une injection directe au Point Mort Bas.

4.5.2 Transferts de masse et de quantité de mouvement pendant la compression après injection

Nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que l'injection d'un jet rond au sein la chambre avait pour effet de modifier la structure de l'écoulement au Point Mort Bas. La compression de cette structure dont les conditions initiales sont maintenant modifiées va être analysée.

Dans les figures suivantes présentant les phases de compression pour les deux types d'injection, la position du piston sera donnée par la légende sous chaque planche. Par exemple, Comp90 signifiera dans la suite : phase de compression avec un piston situé à $x_p = 90\text{mm}$ de la culasse.

4.5 Phase de compression

Injection inclinée

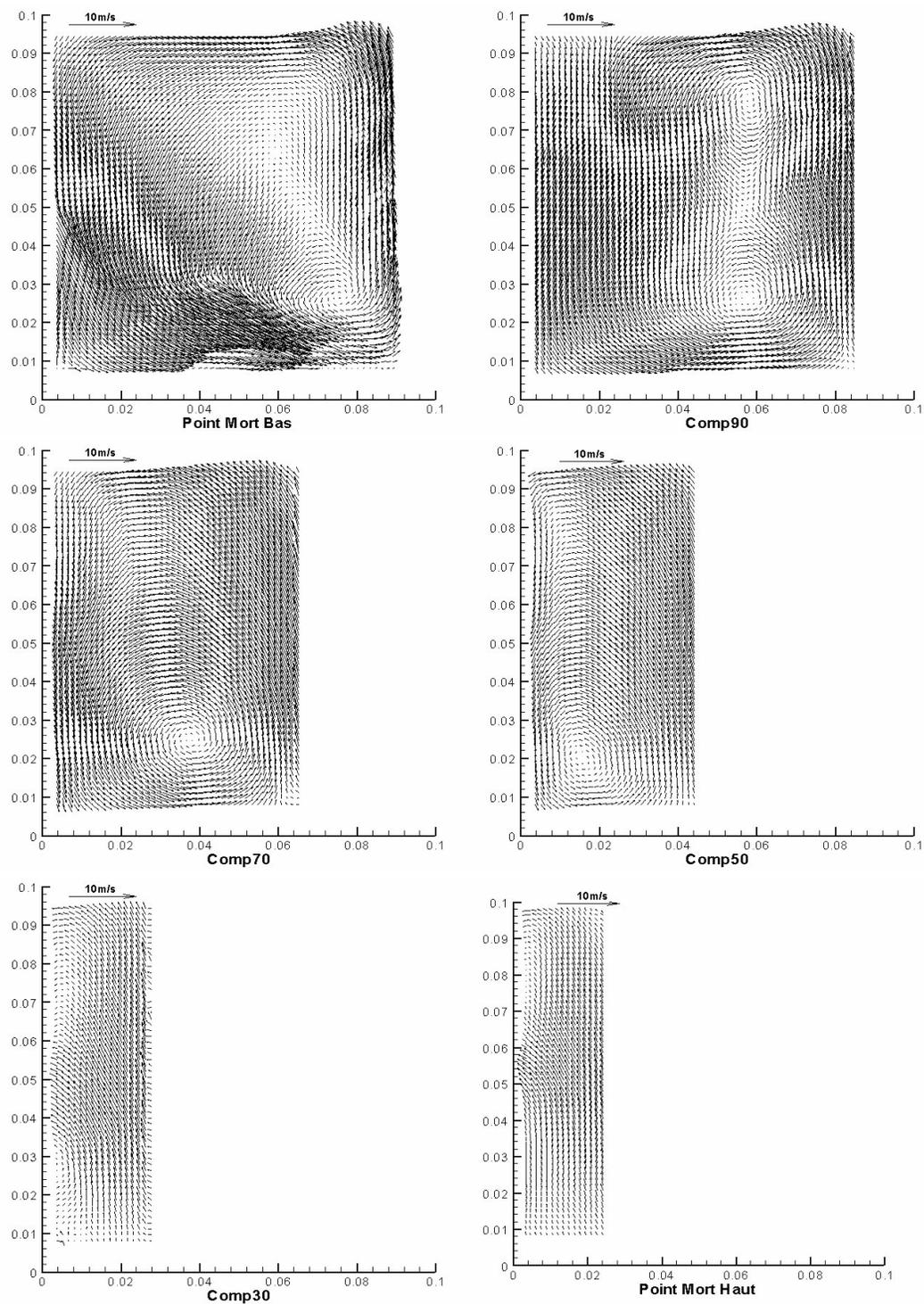


FIG. 4.23 – Evolution du champ de vitesses moyennes pendant la phase de compression après une injection inclinée dans le plan 1

4.5 Phase de compression

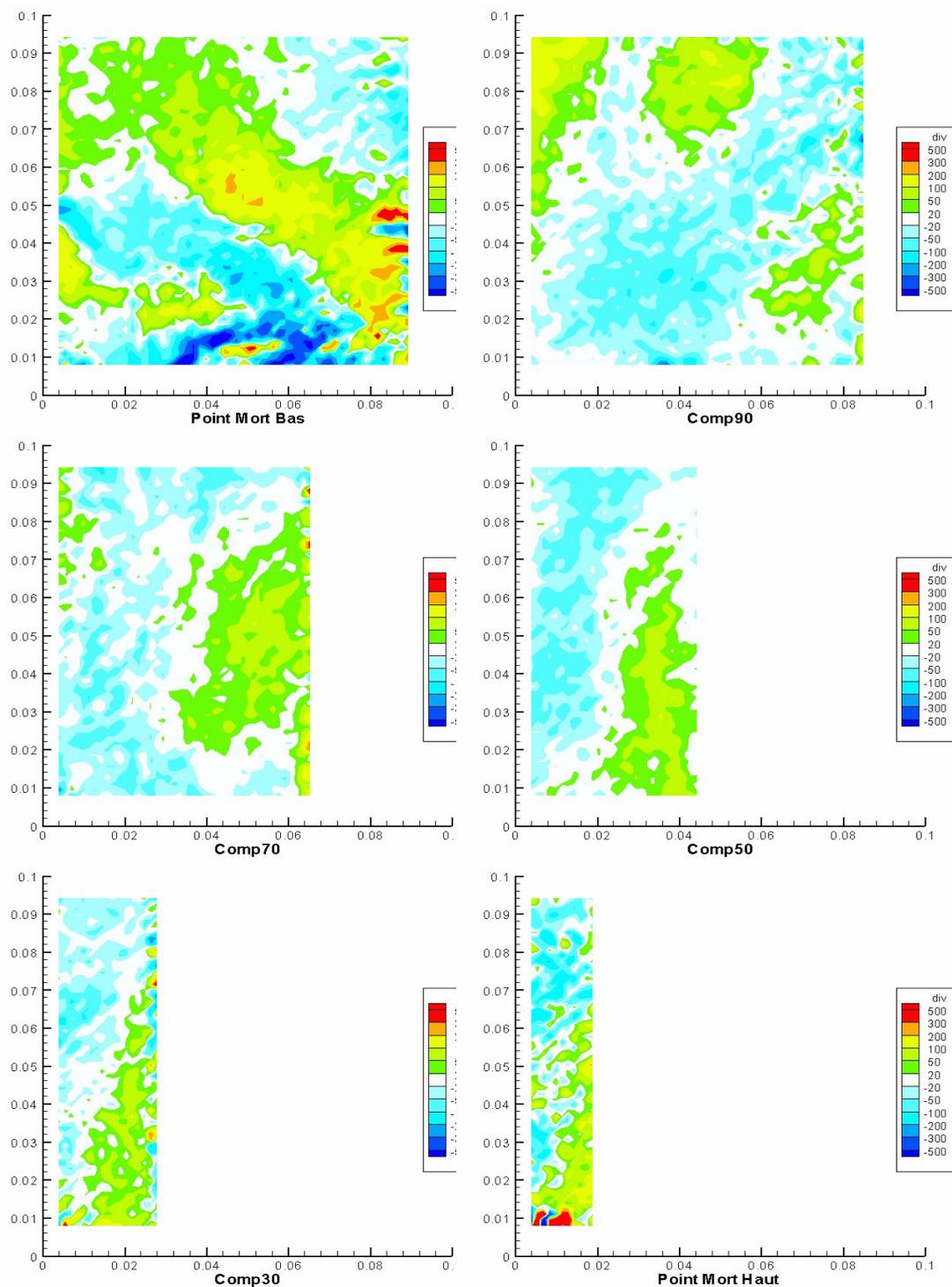


FIG. 4.24 – Evolution du champ de divergence calculée dans le plan pendant la phase de compression après une injection inclinée dans le plan 1

4.5 Phase de compression

La structure de l'écoulement au Point Mort Bas après l'injection vient d'être déjà abordée dans la partie précédente. Nous avons vu à cette occasion que l'injection modifie fortement la topologie de l'écoulement. On peut donc s'attendre à des différences notables entre la compression d'un tumble "pur" (n'ayant pas subi d'injection) et d'un tumble perturbé radialement par le jet.

Dès les premiers instants de compression (Comp90), on peut observer deux tourbillons dont les échelles caractéristiques correspondent à la moitié de la taille du tumble d'origine. Il est cependant difficile de se prononcer quant à la structure et la longueur de ces vortex dans la direction \vec{z} . De plus, comme le montre le champ de divergence plane (figure 4.29) correspondant, l'écoulement semble révéler un comportement tri dimensionnel prononcé. Un peu plus tard dans la compression, il ne reste plus qu'un seul de ces deux vortex situé dans la partie inférieure de la chambre. La partie supérieure de la chambre étant alors le théâtre d'un mouvement d'ensemble latéral. On ne note plus de zones de décollement comme dans le cas du tumble non perturbé.

La structure de l'écoulement va se conserver ainsi assez tard dans le cycle pour finalement aboutir à un écoulement quasi uniforme (Comp30, PMH). De plus si on porte attention à la distribution de la divergence plane, on peut noter que la tri dimensionnalité de l'écoulement semble se conserver tout au long de la compression jusqu'au Point Mort Haut.

La figure 4.25 présente la distribution de l'énergie fluctuante e (cf Paragraphe 4.5.1) après une injection inclinée durant la compression. Il faut noter sur ces planches la différence d'échelle entre la phase Point Mort Bas et les autres phases; ceci afin d'améliorer la lisibilité des champs. L'énergie apportée par le jet se propage très vite dans l'ensemble de la chambre. C'est pourquoi à partir de Comp90, le niveau dans le plan est beaucoup plus faible. On peut noter également sur cette figure que le niveau d'énergie fluctuante diminue tout au long de la compression.

Toutes ces constatations amènent à penser que le comportement de l'écoulement pendant la compression après une injection inclinée est complexe. Les mesures par fluorescence

4.5 Phase de compression

pendant la phase de compression vont permettre de mettre en évidence le caractère tri dimensionnel de l'écoulement.

4.5 Phase de compression

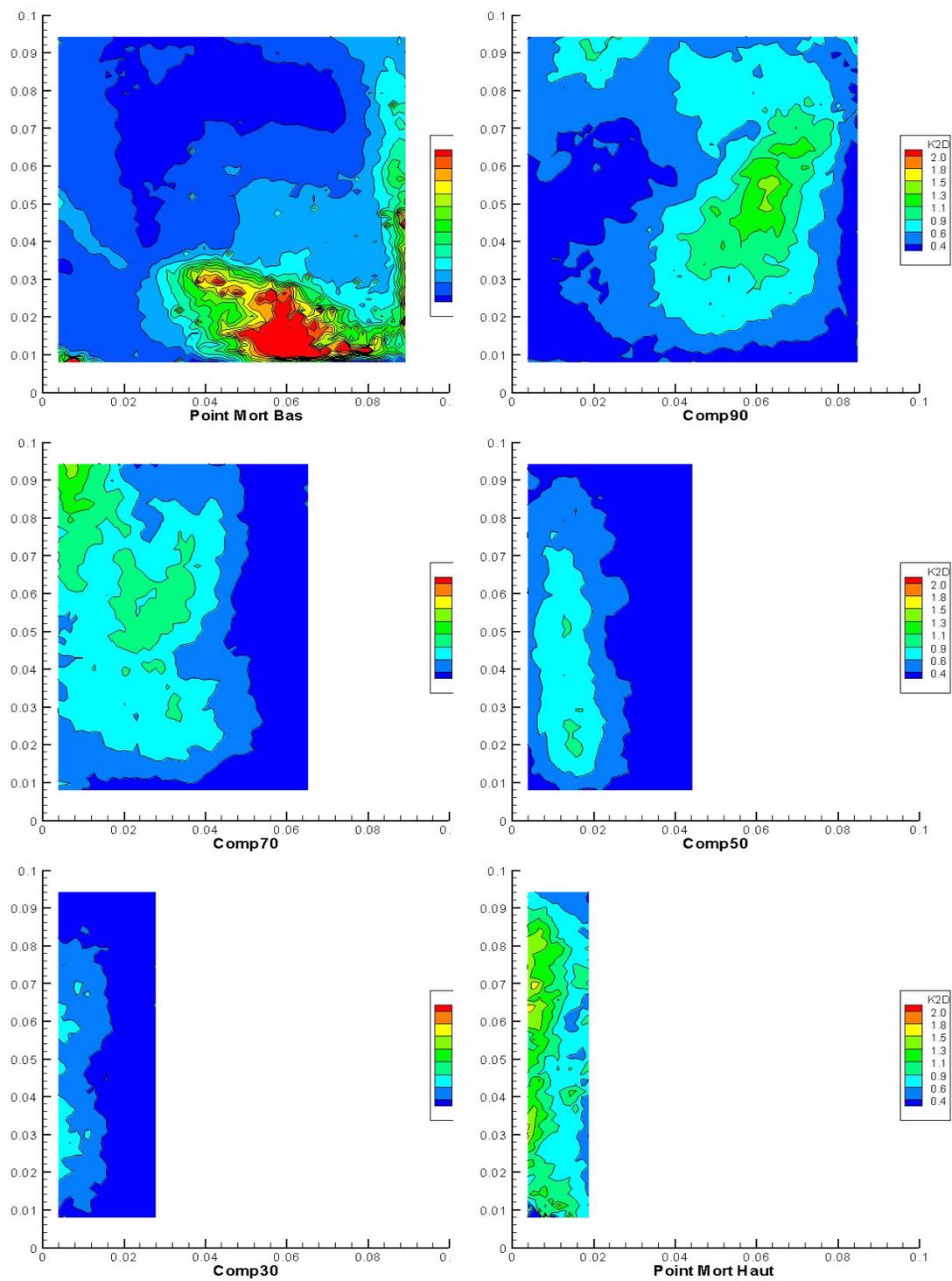
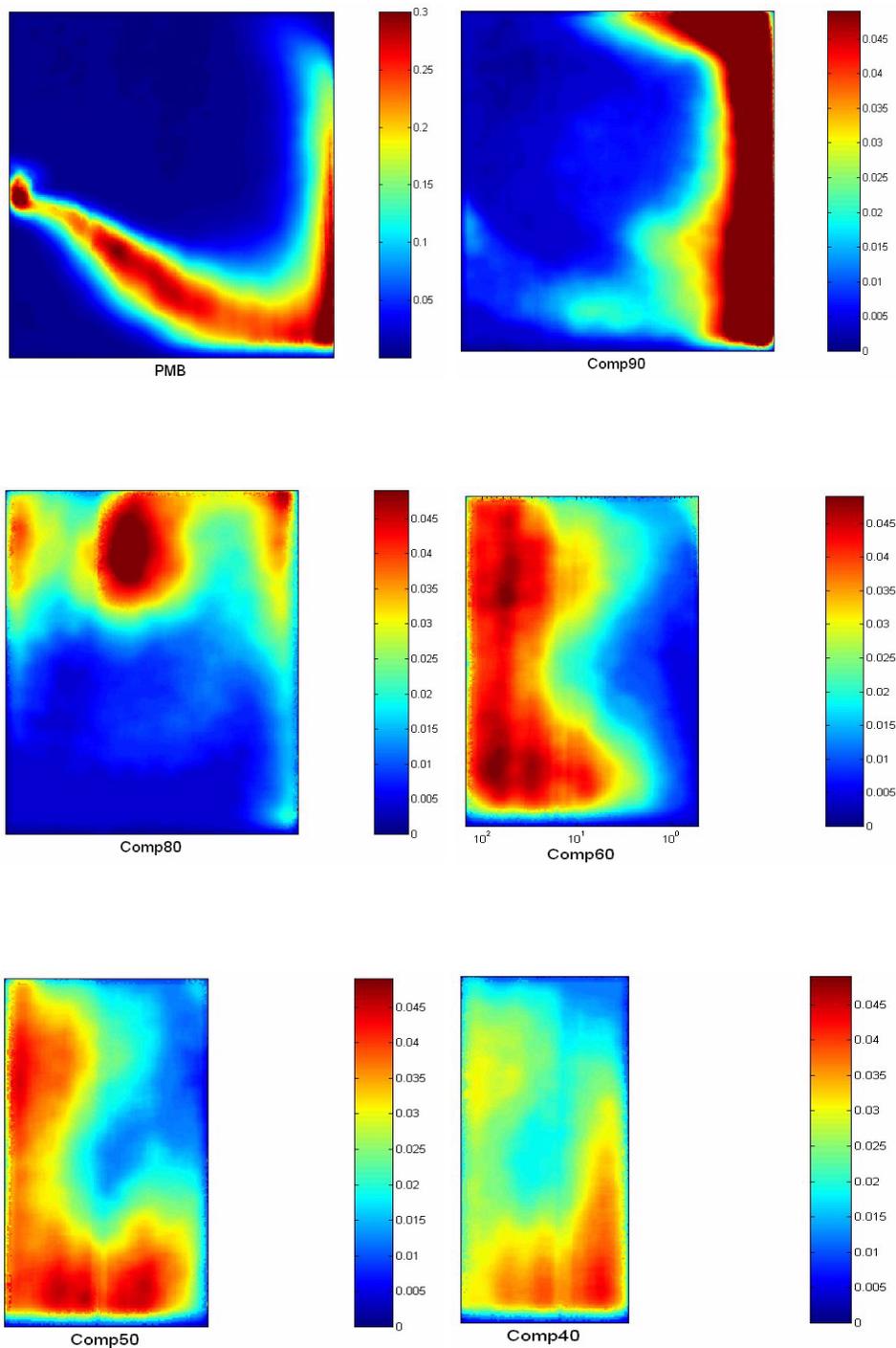


FIG. 4.25 – Evolution de l'énergie fluctuante 2D pendant la phase de compression après une injection inclinée dans le plan 1

4.5 Phase de compression



4.5 Phase de compression

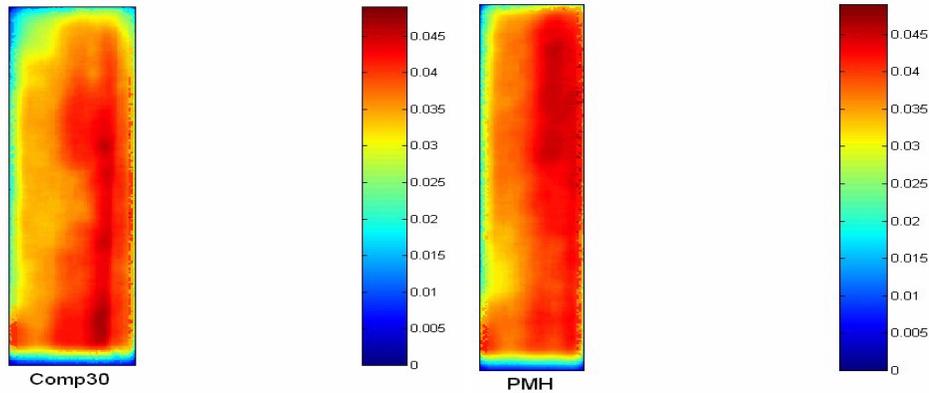


FIG. 4.26 – Evolution pendant la compression de la fraction massique de phase injectée après une injection inclinée

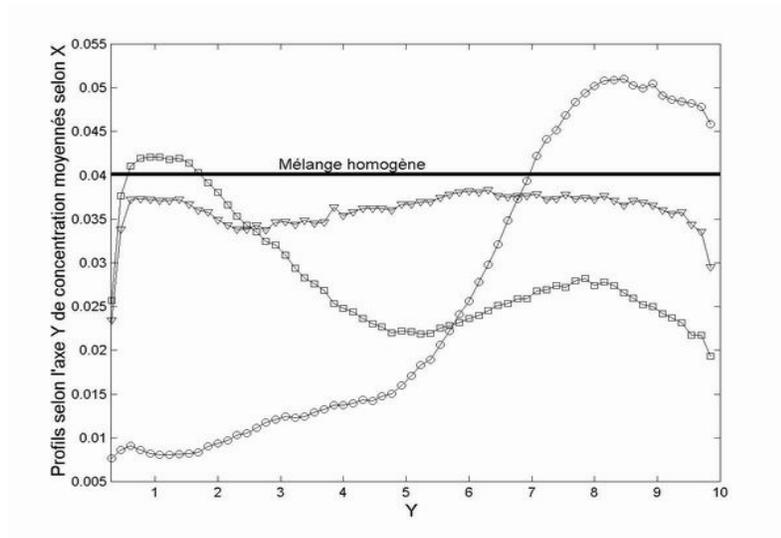


FIG. 4.27 – Profil vertical de concentration de la phase injectée moyennée selon X après une injection inclinée, \circ $x_p=80\text{mm}$, \square $x_p=50\text{mm}$, ∇ PMH

La figure 4.26 montre l'évolution de la fraction massique dans le plan de symétrie pendant la compression. La distribution de la fraction massique de phase injectée montre que l'écoulement est tridimensionnel. En effet, le faible niveau de fraction massique dans

4.5 Phase de compression

le plan de mesure indique que le mélange est piloté par des écoulements moyens tridimensionnels qui transportent la phase injectée en dehors du plan d'injection. On peut noter pour un piston situé à 80mm de la culasse la cartographie du mélange qui met en évidence le caractère tri dimensionnel de l'écoulement moyen. La phase injectée parcourt le tour de la chambre avant de s'homogénéiser en fin de compression.

Afin d'obtenir une évaluation plus quantitative de la répartition spatiale de la phase injectée et de la précision de la mesure par fluorescence, une moyenne est réalisée selon la direction horizontale afin d'obtenir un profil vertical moyen de la fraction massique pour chaque phase de la compression. Cette moyenne permet de juger de la stratification verticale de l'écoulement pendant la compression.

La phase injectée est transportée de part et d'autre de la chambre tout au long de la compression (figure 4.27). En effet, au début de la compression, la phase injectée se trouve dans la partie supérieure de la chambre. On constate ensuite que le mélange est redirigé vers le bas de la chambre avant de s'homogénéiser en fin de compression. Le trait horizontal sur la courbe indique le niveau de fraction massique dans le cas d'un mélange homogène. Il se détermine par le rapport entre la masse injectée et la masse d'air présente dans la chambre au moment de l'injection pendant la compression. En ré-utilisant l'hypothèse concernant le débit de fuite faite au cours du paragraphe 4.2, les conditions d'injections imposent que :

$$Y_h = \frac{m_{inj}}{m_{air_initiale}} = \frac{Q_m \cdot \Delta t_{inj}}{\rho \cdot Vol_{chambre_PMB}} \simeq 4,3 \cdot 10^{-2} \quad (4.11)$$

La valeur de la fraction massique dans la chambre en fin de compression est bien de l'ordre de la valeur théorique. Compte tenu de la calibration complexe mise en oeuvre pour obtenir des mesures quantitatives de fraction massique par fluorescence, on est en mesure de penser que cette comparaison permet de valider les mesures obtenues.

4.5 Phase de compression

Injection droite

Tout d'abord, la figure 4.28 montre les champs de vitesse des différentes phases de la compression. On peut d'ores et déjà noter sur cette figure qu'une structure tourbillonnaire à grande échelle se met en place sur le champ moyen dans le plan d'injection pour un piston situé à 90mm de la culasse. Cette structure est comparable à celle rencontrée suite à l'injection inclinée. Notons également la présence d'un tourbillon contra rotatif plus petit dans le coin bas droit. Ce tourbillon semble provenir d'une zone de recirculation mise en place par l'injection droite (cf. Paragraphe 4.4.3) qui se trouve ensuite "enfermée" par le tourbillon à plus grosse échelle. Cependant, la durée de vie de cette recirculation est courte car elle disparaît dès la phase suivante laissant ainsi la grosse structure seule au sein de la chambre. On peut également noter la différence de position des centres des grosses structures moyennes rencontrées après les deux types d'injections. Après l'injection droite, cette structure se situe plutôt sur la partie droite de la chambre. Nous avons décidé de ne pas tracer le champ de vitesse au PMH pour le jet droit car la mesure du champ de vitesse pour cette phase n'est pas satisfaisante. En effet, le dynamique de la PIV est très faible. L'écoulement en fin de compression pour le jet droit est fortement tridimensionnel (dans le sens où la composante 3D de l'écoulement est de l'ordre des deux autres composantes). Il a été difficile d'aboutir à une bonne corrélation pour cette configuration tout en gardant une bonne dynamique. On note tout de même que le champ moyen de vitesse perd de son intensité pour atteindre un niveau très faible. Comme dans le cas du jet incliné, on ne distingue pas de zone de décollement dans les coins de la chambre.

Le niveau de divergence pendant la compression est toujours comparable à ce qui est rencontré dans le cas de l'injection inclinée même si la distribution spatiale n'est pas identique. Il est très important de constater qu'en fin de compression, la divergence retrouve un niveau très faible. Ce faible niveau de $div_p(\vec{U})(x)$ associé aux faibles vitesses moyennes peuvent laisser penser que l'écoulement est alors homogène et que les faibles valeurs des vitesses font baisser ce niveau de divergence.

4.5 Phase de compression

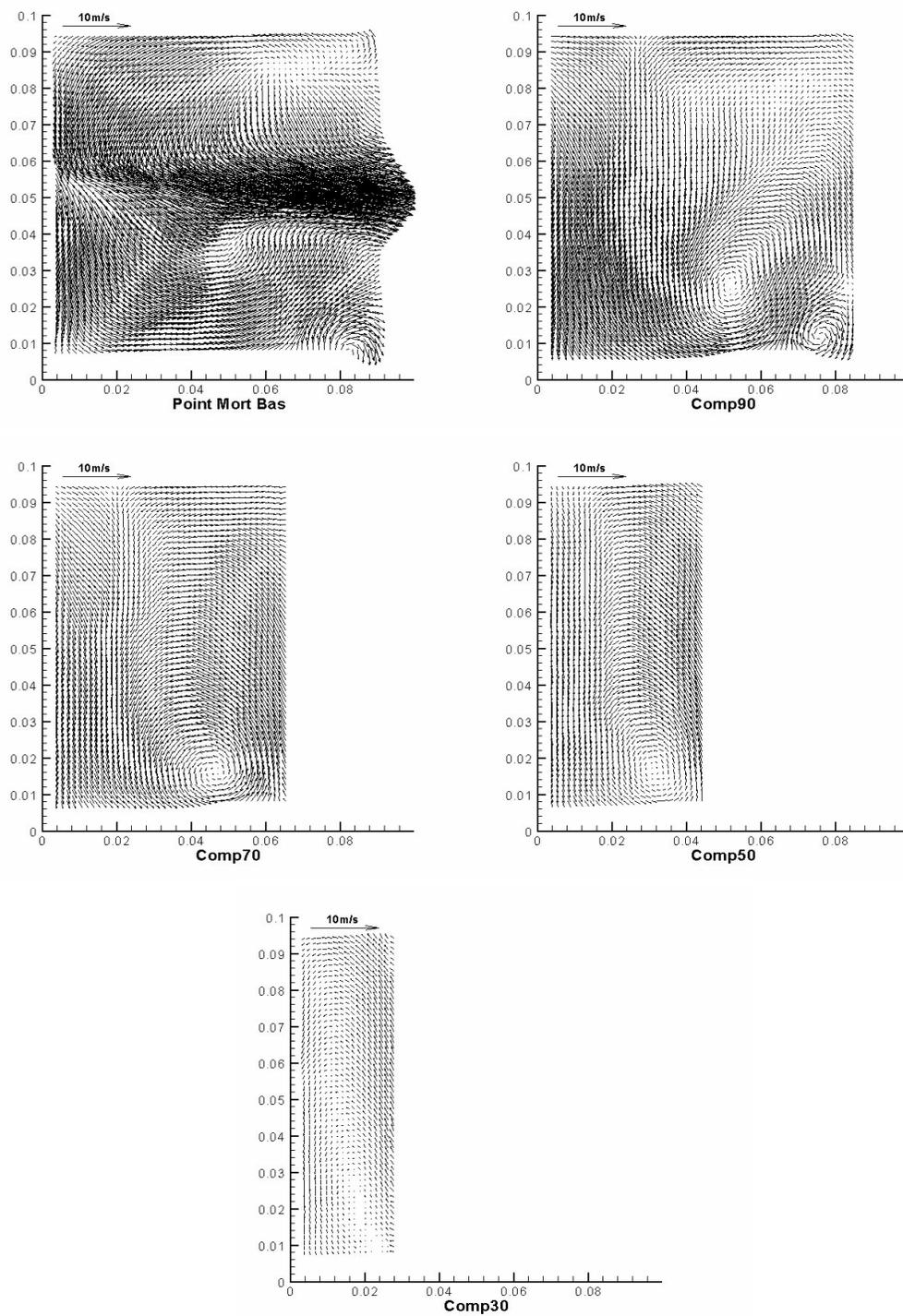


FIG. 4.28 – Evolution du champ de vitesses moyennes pendant la phase de compression après une injection droite dans le plan 1

4.5 Phase de compression

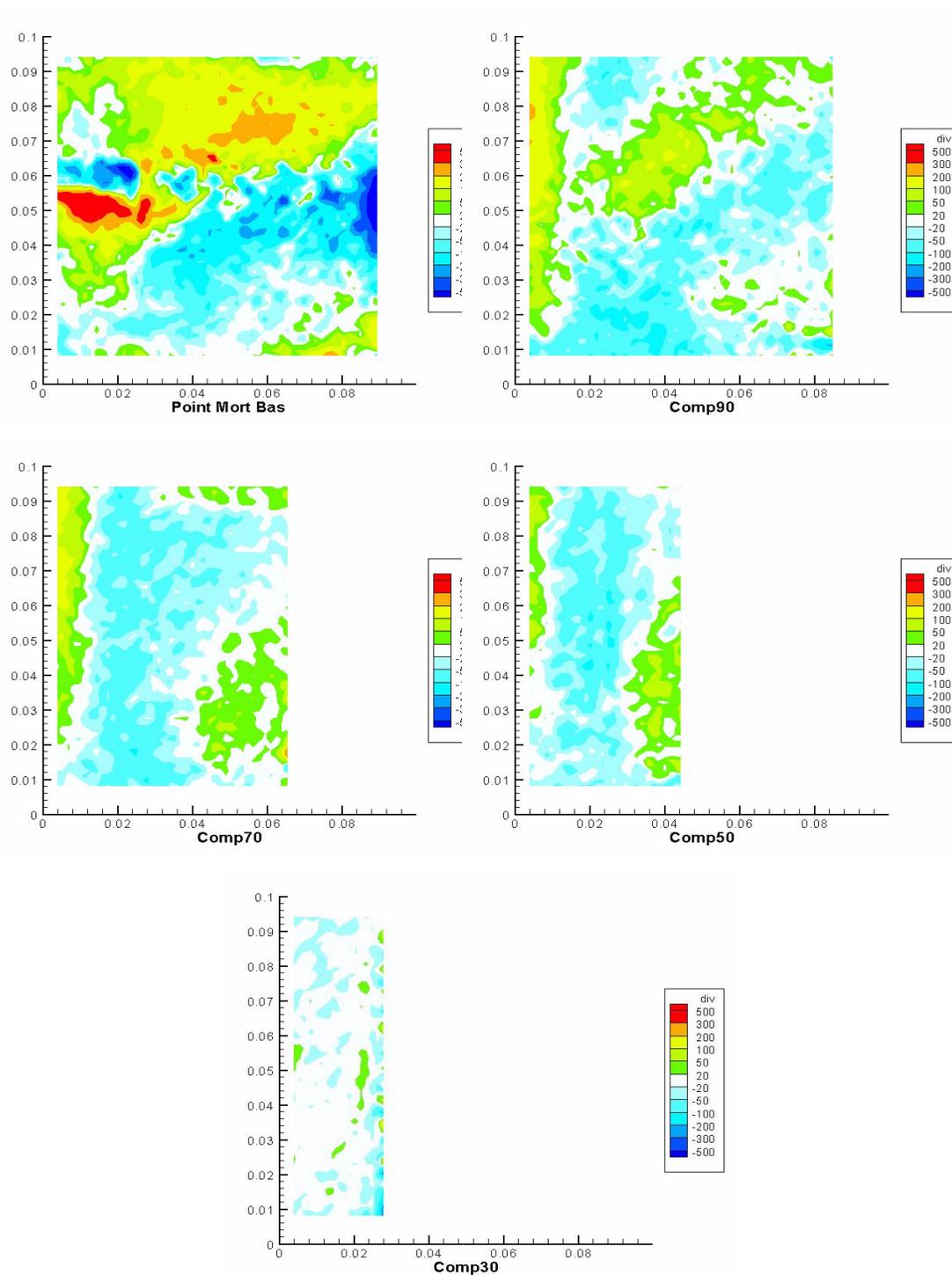


FIG. 4.29 – Evolution du champ de divergence calculée dans le plan pendant la phase de compression après une injection droite dans le plan 1

4.5 Phase de compression

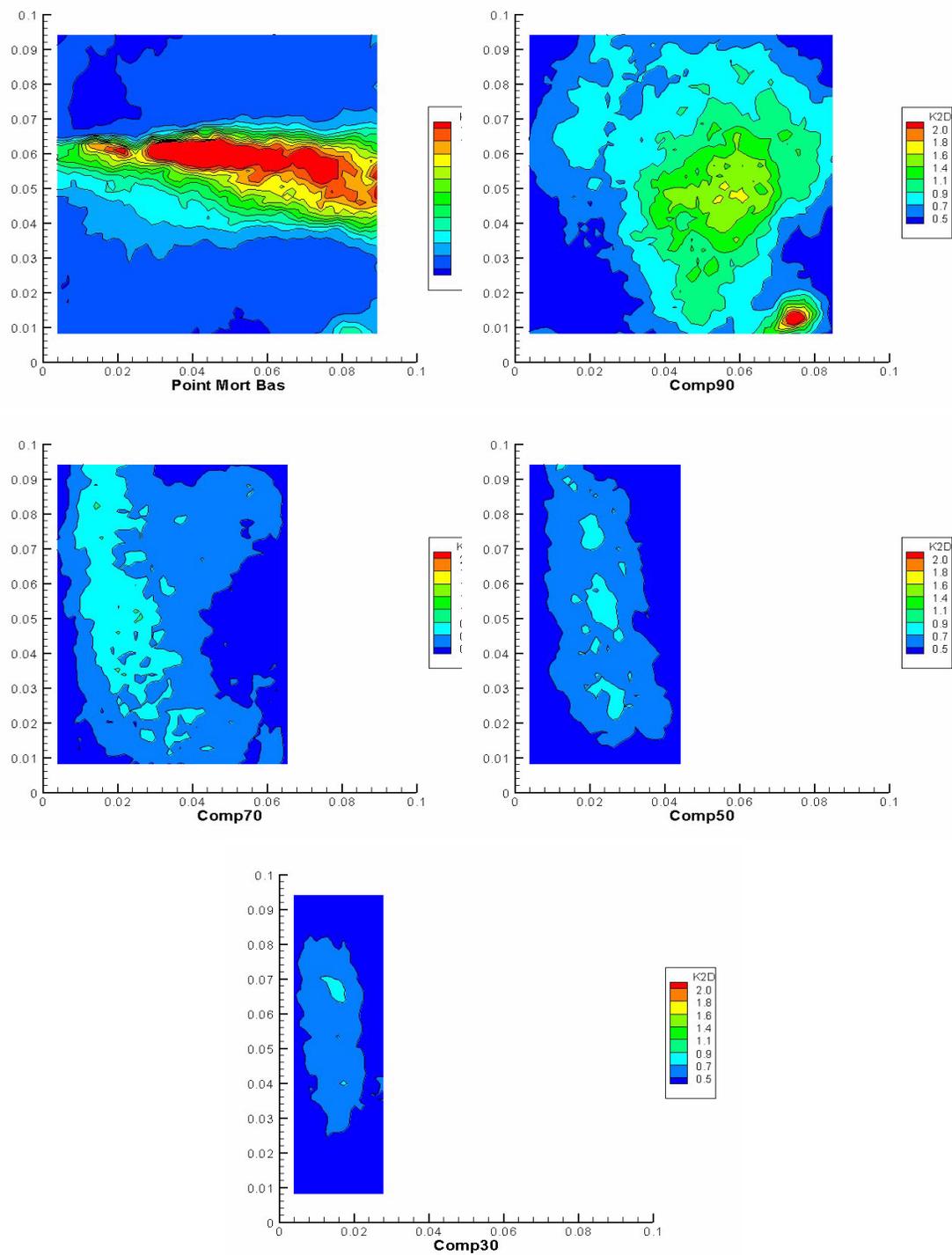


FIG. 4.30 – Evolution de l'énergie fluctuante 2D pendant la phase de compression après une injection droite dans le plan 1

4.5 Phase de compression

La figure 4.30 présente la distribution de l'énergie moyenne fluctuante 2D pendant la phase de compression. Notons que le niveau est, comme dans le cas du jet incliné, très supérieur au Point Mort Bas d'autant plus dans le cas du jet droit puisque le jet apporte un niveau d'agitation presque deux fois plus important que le jet incliné. Cette constatation trouve son explication dans les différences de configuration d'injection comme le décrit la figure 4.31 :

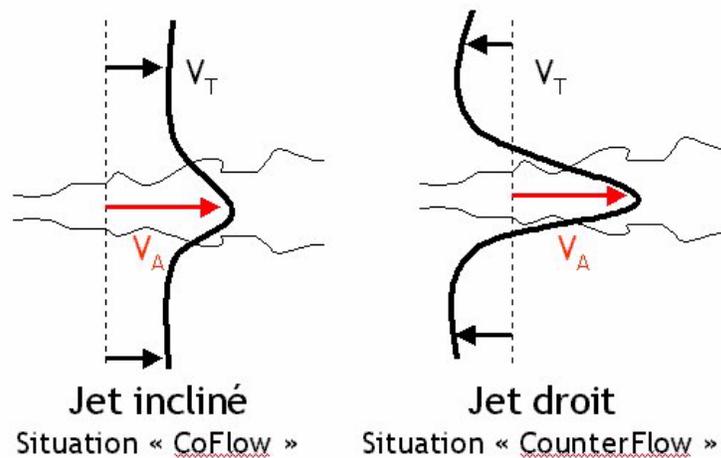
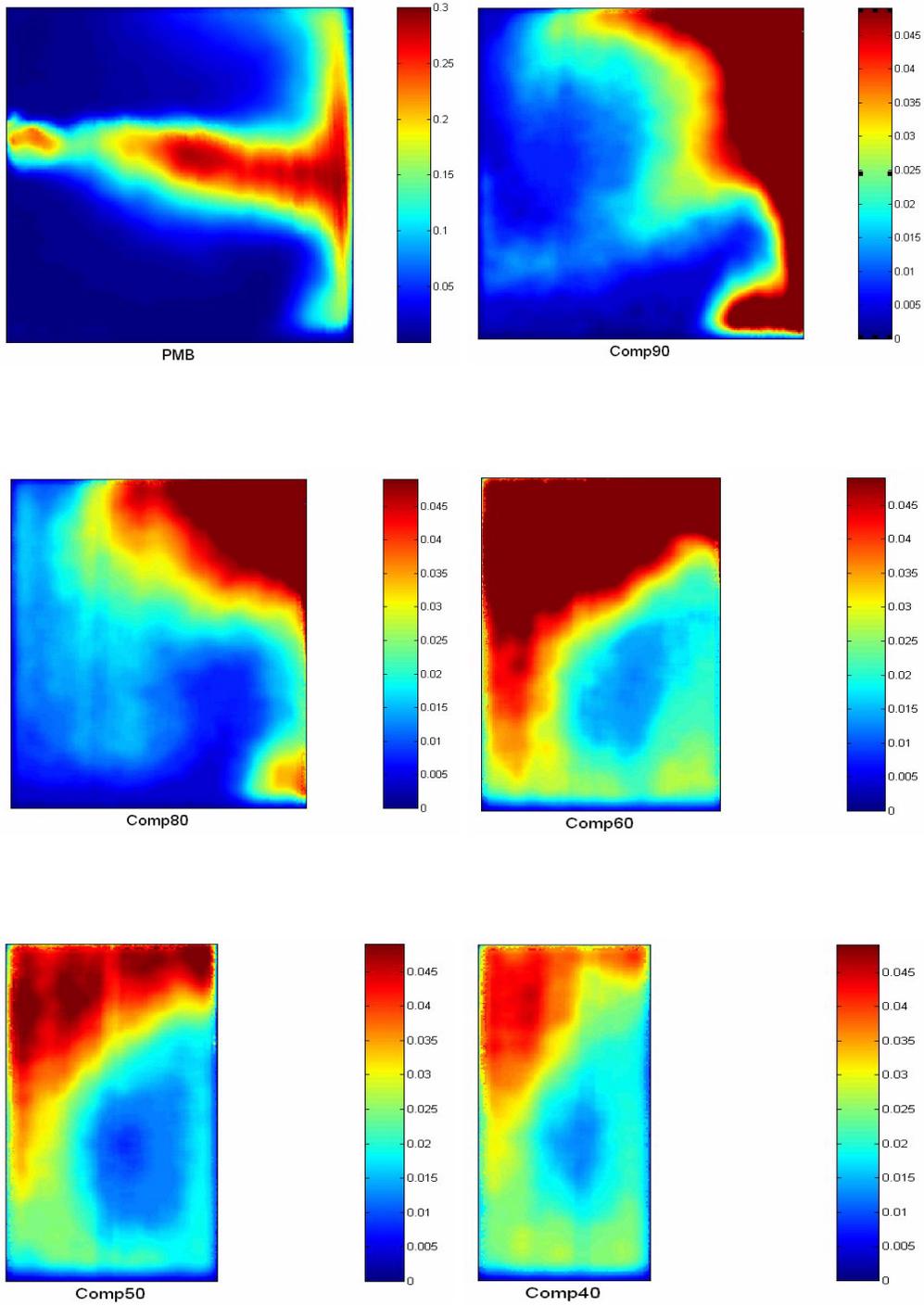


FIG. 4.31 – Configuration de la dynamique des injections en fonction l'inclinaison par rapport à l'écoulement principal

Dans le cas du jet incliné, la production de turbulence par les gradients moyens $P = -\langle uv \rangle \frac{\partial U}{\partial y}$ est plus faible car le jet débouche dans un écoulement principal de type cowflow. Ce niveau de turbulence produit dans les zones de cisaillement du jet explique donc ce niveau d'énergie cinétique moyenne fluctuante élevé en fin d'injection.

Il est cependant important de constater le très faible niveau d'agitation au Point Mort Haut rencontré dans cette configuration.

4.5 Phase de compression



4.5 Phase de compression

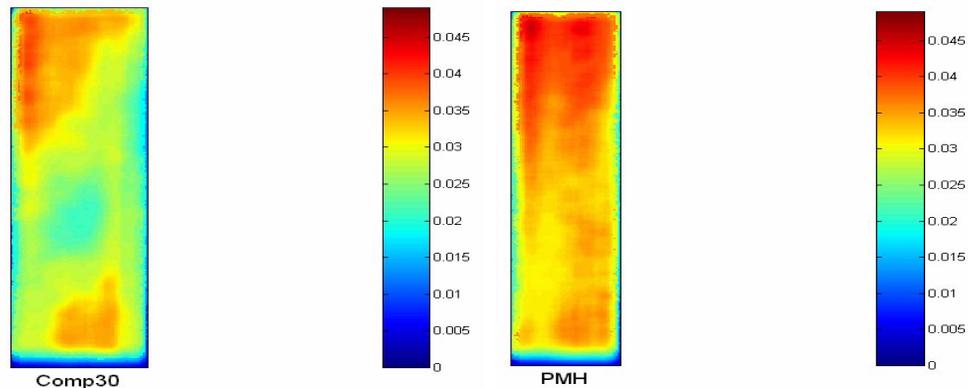


FIG. 4.32 – Evolution pendant la compression de la fraction massique de phase injectée après une injection droite

La distribution de la fraction massique dans la chambre est présentée sur la figure 4.32. Comme dans le cas du jet incliné, les écoulements induits par l'injection entraîne une dilution de la phase du jet dans l'ensemble de la chambre laissant apparaître un faible niveau de fraction massique dans le plan de mesure. Cependant, contrairement au cas du jet incliné, le fluide injecté n'est pas transporté dans l'ensemble de la chambre mais est conservé dans sa partie supérieure. On peut toutefois noter la distribution symétrique pour $x_p = 30mm$. Cette distribution est toutefois à minimiser compte tenu de l'échelle très réduite de cette figure.

Il est également possible de tracer la courbe présentant l'évolution pendant la compression du profil vertical moyen de la fraction massique de la phase injectée.

4.5 Phase de compression

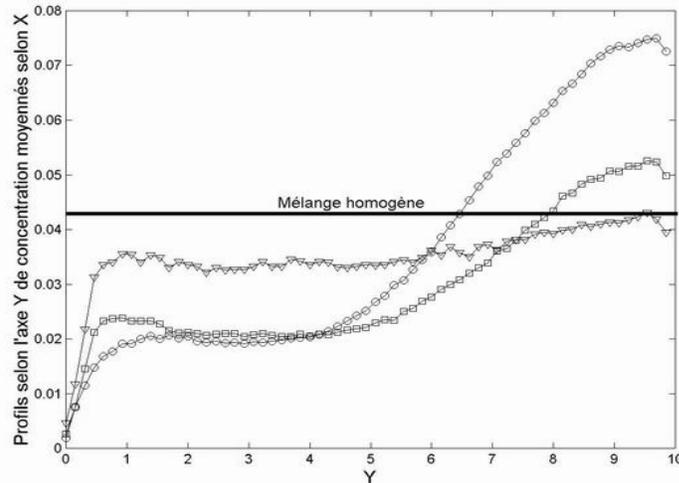


FIG. 4.33 – Profil vertical de fraction massique de la phase injectée moyennée selon X après une injection droite, \circ $x_p=80\text{mm}$, \square $x_p=50\text{mm}$, ∇ PMH

Cette courbe (figure 4.33) montre donc que la plus grande partie de la phase injectée se situe dans la partie supérieure du plan de symétrie de la chambre pendant l'ensemble de la compression. Le niveau de fraction massique moyen maximum rencontré au début de la compression est plus important que dans le cas du jet incliné (fig.4.27). Il apparaît donc que le mélange est beaucoup plus local dans ce cas, il y a moins de diffusion dans l'ensemble du volume de la chambre. Le niveau de fraction massique en fin de compression tend vers une valeur comparable à un mélange homogène.

Ces mesures peuvent donc une nouvelle fois confirmer que les structures des écoulements après les deux types d'injection sont totalement différentes. Nous allons dans la suite montrer les différences entre les deux configurations d'injection et proposer une analyse des phénomènes intervenant lors de la compression des écoulements après injection.

Analyse globale

Tout d'abord, nous avons constaté sur les champs de vitesse pendant la compression après les deux types d'injection que les écoulements ne présentent pas de zones de dé-

4.5 Phase de compression

collement comme dans le cas d'un tumble non perturbé. Ces décollements tiennent un rôle important dans la rupture du rouleau non perturbé [Borée, 2002]. Ceci amène à penser que les mécanismes de déstabilisation du champ moyen vont être différents après la perturbation par le jet radial.

L'analyse du niveau de vortacité au cours de la compression est intéressante. Son évolution pendant l'ensemble de la compression n'a pas été montrée dans ce manuscrit dans un soucis d'allègement du nombre de figures. Nous avons tout de même choisi de comparer le profil vertical de rotationnel passant par le maximum du champ. Le taux de compression choisi pour ces profils est 2. En effet, ce taux de compression correspond à la phase à laquelle le tumble commence à perdre son énergie moyenne dans la configuration sans injection. C'est donc cette phase critique et représentative de la compression qui est l'objet de la courbe 4.34. Le résultat est significatif car le niveau de vortacité rencontré après les deux types d'injection est bien inférieur à celui présent sans injection malgré la présence de structures moyennes sur les champs de vitesse (figure 4.23 et 4.28).

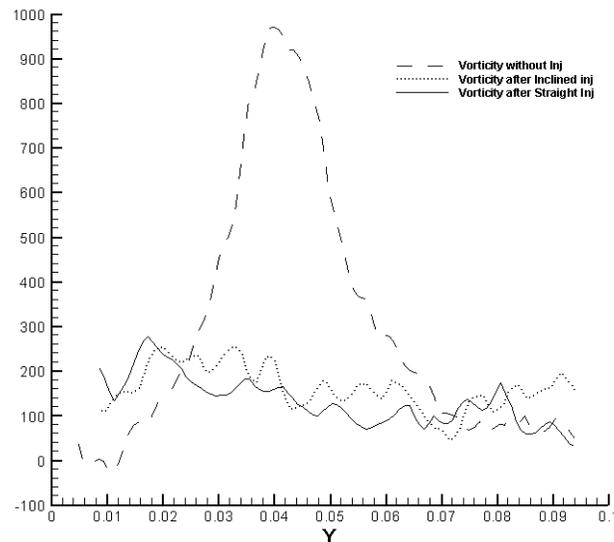


FIG. 4.34 – Profils de rotationnel verticaux passant par le maximum de vortacité du champ

On peut en conclure que la quantité de mouvement apportée par le jet radial selon

4.5 Phase de compression

les deux configurations perturbe considérablement le champ de vorticité de l'écoulement initial. Nous ne sommes donc plus en présence de structure tourbillonnaire intense, on peut s'attendre à ne pas rencontrer de mécanismes de rupture nette de tumble.

Nous avons vu (figure 4.21) que dans le cas du tumble seul, la distribution de la turbulence n'était pas homogène dans la chambre puisqu'elle était concentrée au coeur de la structure tourbillonnaire. Il est ainsi légitime de se demander si la turbulence définie par $k_{2D} = \frac{1}{2} (\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle)$ devient homogène plus tôt dans le cycle après une injection. La figure 4.35 montre que l'injection entraîne une forte hétérogénéité de la turbulence puisque cette dernière est élevée dans la zone du jet. De plus, on peut noter que la turbulence devient plus homogène en fin de compression après une injection.

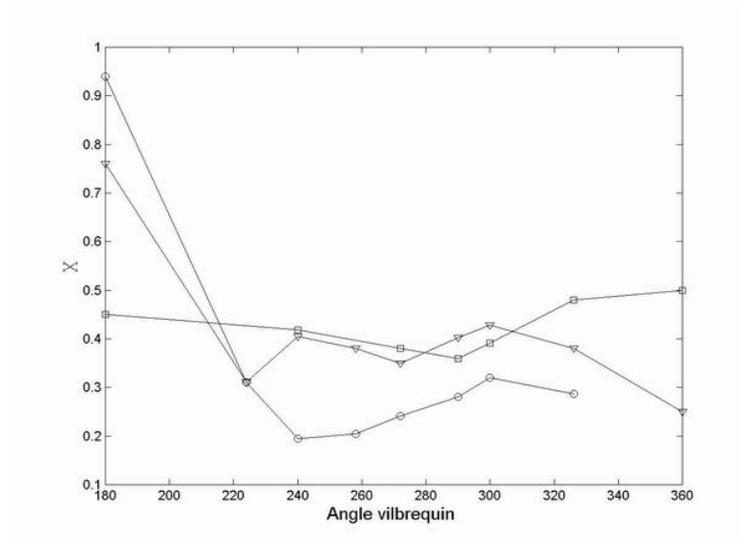


FIG. 4.35 – Comparaison de l'évolution du facteur d'homogénéité de la turbulence entre les deux types d'injection et sans injection. ∇ , sans injection ; o , injection inclinée ; \square , injection droite

On peut de plus constater que χ chute dans les deux cas en fin de compression. Il est donc possible d'avancer que l'écoulement est homogène en fin de compression dans les deux cas.

4.5 Phase de compression

Les figures 4.36 et 4.37 présentent l'évolution des énergies moyennes et fluctuantes intégrées pour chaque phase sur le domaine de mesure de la même façon que pour la figure 4.22.

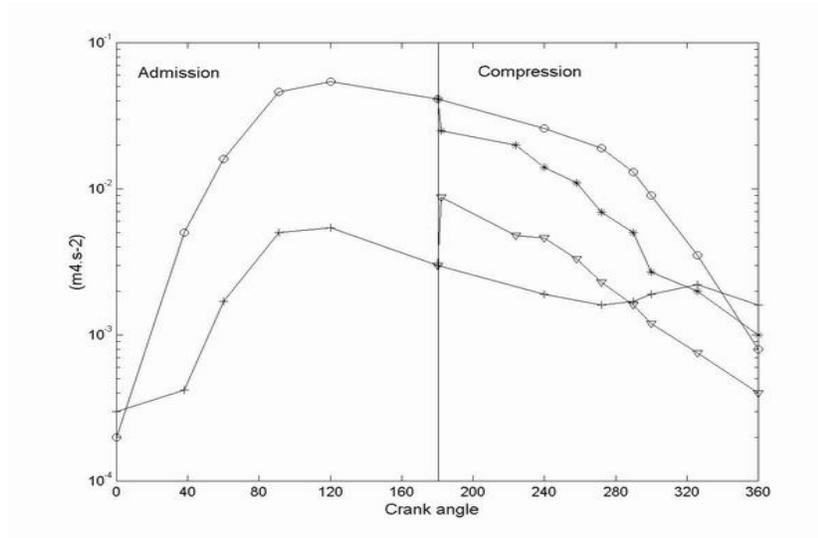


FIG. 4.36 – Comparaison de l'évolution des énergies moyennes E et instantanées e après injection inclinée par rapport à un tumble simple : o , E sans injection ; $*$, E après injection ; $+$, e sans injection ; Δ , e après injection

4.5 Phase de compression

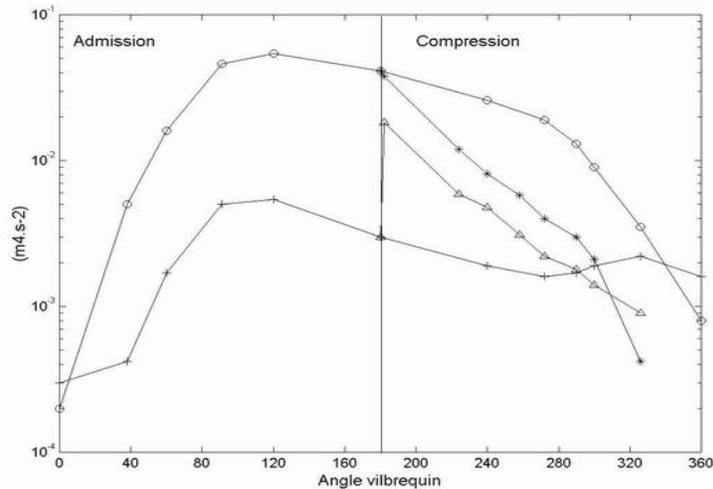


FIG. 4.37 – Comparaison de l'évolution des énergies moyennes E et instantanées e après injection droite par rapport à un tumble simple : \circ , E sans injection ; $*$, E après injection ; $+$, e sans injection ; Δ , e après injection

Dans les deux cas, l'injection entraîne un fort niveau de turbulence dû à la déstabilisation du tumble et au jet lui-même. On peut toutefois noter que les énergies cinétiques moyenne E et fluctuante e diminuent tout au long de la compression et qu'aucune signature de rupture de tumble n'est observée ce qui confirme bien nos attentes. La valeur de e en fin de compression est plus faible que dans le cas où le jet vient perturber le tumble au Point Mort Bas. Ces courbes montrent ainsi que l'injection est responsable d'une modification des transferts d'énergie pendant la compression. [Borée, 2002] a montré qu'une grande partie de l'énergie apportée par la compression est convertie en turbulence dans le cas sans injection et que ces transferts ont un impact important dans les derniers instants de la compression. Le tumble conserve durant une grande partie de sa compression l'énergie initiale apportée par le jet d'admission. Après l'injection, une grande partie de cette énergie se dissipe dans la chambre pendant le reste du cycle. On peut s'intéresser aux différences entre les deux types d'injections. Le tableau 4.1 va permettre de résumer l'ensemble des valeurs contenues dans les figures 4.37 et 4.36.

4.5 Phase de compression

	180°v	228°v	276°v	300°v	324°v	348°v	360°v
E_{moy} inj inclinée/ $E_{moy_sans_inj}$	0.61	0.55	0.35	0.41	0.36	0.66	1.1
E_{moy} inj droite/ $E_{moy_sans_inj}$	0.92	0.31	0.22	0.25	0.28	0.14	/
$K2D_{fluct}$ inj incl/ $K2D_{fluct_sans_inj}$	2.9	2.4	1.4	0.9	0.63	0.34	0.24
$K2D_{fluct}$ inj droit/ $K2D_{fluct_sans_inj}$	6.1	2.5	1.3	1.1	0.73	0.4	/

TAB. 4.1 – Valeur des énergies moyennes et fluctuantes en regard des différentes configurations d’injection et des valeurs sans injection

On peut donc noter qu’à la fin de la compression l’énergie cinétique moyenne est plus importante après une injection inclinée qu’après une injection droite. L’injection inclinée a été dimensionnée pour permettre de se placer dans une configuration où le jet vient ajouter du moment cinétique au tumble alors que le jet droit arrive à contre courant de l’écoulement au Point Mort Bas. Le jet droit a donc eu un effet destructeur plus important sur l’écoulement moyen. Ceci est confirmé par la valeur plus importante de l’énergie cinétique fluctuante en fin de compression après l’injection droite.

Les champs de fraction massique (figures 4.26 et 4.32) permettent de constater la remanence d’un écoulement moyen tournant autour de l’axe \vec{z} . Il apparaît cependant que cet écoulement moyen est plus efficace dans le transport du fluide injecté après une injection inclinée. En effet, l’injection droite provoque une accumulation de fraction massique de fluide injecté dans la partie supérieure de la chambre. Les deux configurations vont entraîner une différence de stratification verticale de la charge. Ce point apparaît déterminant dans le choix des stratégies d’allumage.

Ces mesures de fluorescence vont nous permettre également de suivre l’évolution du coefficient $\Phi(x_p)$ défini par :

$$\Phi(x_p) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\sqrt{(Y(i) - Y_{moy})^2}}{Y_{moy}} \quad (4.12)$$

4.5 Phase de compression

où N est le nombre de point du domaine, et Y_{moy} est la fraction massique moyennée spatialement sur le champ moyen du cycle. Ce coefficient représente l'écart type moyen de la fraction massique du champ moyen.

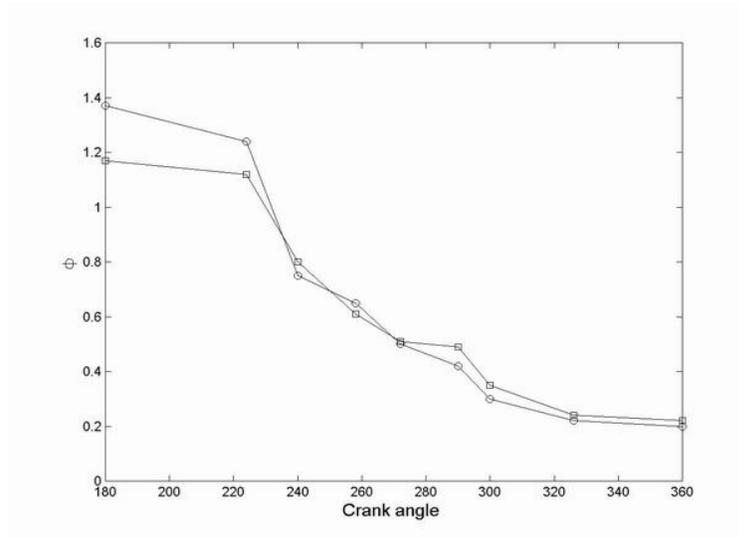


FIG. 4.38 – Comparaison de l'évolution du facteur d'homogénéité de la fraction massique Φ entre les deux types d'injection : o, injection inclinée ; □, injection droite

La figure 4.38 présente l'évolution de Φ pendant la compression pour les deux types d'injection. Le mélange devient homogène au fur et à mesure de la compression pour les deux configurations.

Il nous est apparu intéressant de comparer les valeurs de l'écart type local de fraction massique réalisé par rapport au signal local moyen sur le cycle. Cette quantité est liée aux fluctuations cycle à cycle rencontrées dans notre configuration. Nous avons ensuite intégré ce champ d'écart type de fraction massique selon la direction de compression puis normalisé par la valeur Y_h définie équation 4.11. Nous disposons ainsi de l'évolution de la distribution spatiale des fluctuations de mélange cycle à cycle.

4.5 Phase de compression

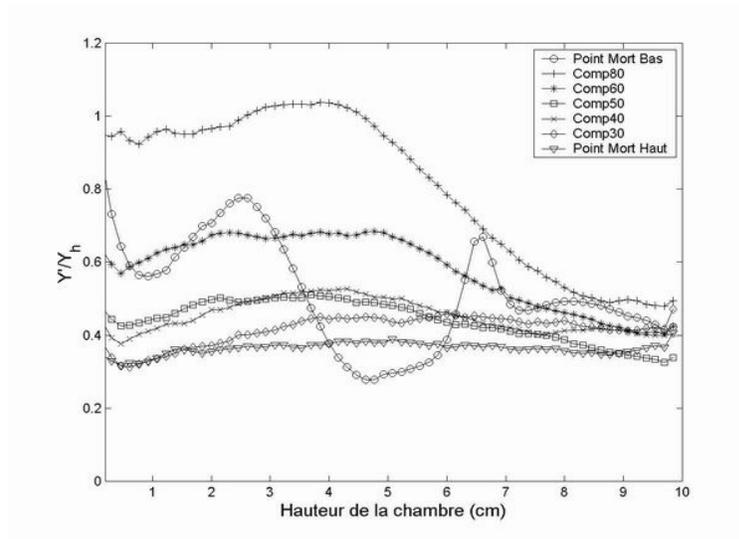


FIG. 4.39 – Evolution du rapport de l'écart type de la fraction massique sur Y_h pendant la compression après une injection droite

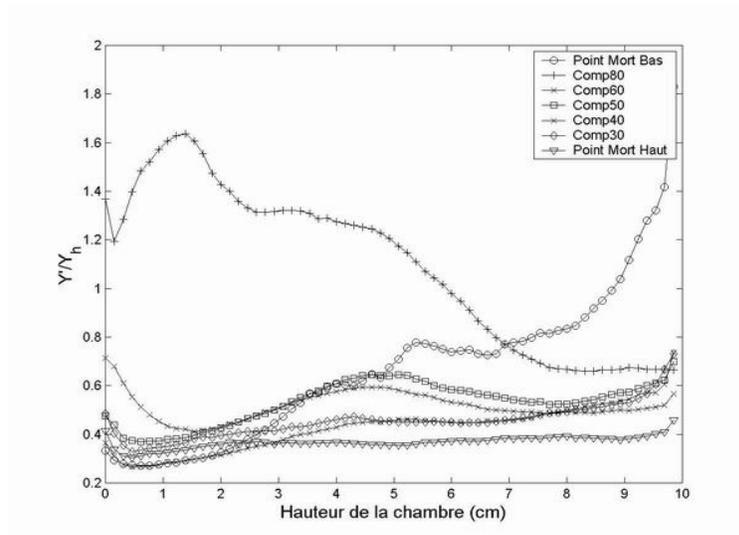


FIG. 4.40 – Evolution du rapport de l'écart type de la fraction massique sur Y_h pendant la compression après une injection inclinée

La figure 4.39 montre les fluctuations de mélange dans les zones de cisaillement du jet droit au Point Mort Bas confirmant ainsi l'analyse faite dans la partie 4.5.2. concernant

4.6 Synthèse du chapitre

les zones de forte production de turbulence en frontières de jet. Ces zones correspondent également à des zones de fortes fluctuations de mélange. Les fluctuations cycle à cycle tendent ensuite à diminuer au fur et à mesure de la compression dans les deux cas (cf figure 4.40). L'application aux moteurs amènerait à dire que les problèmes d'allumage d'un cycle à un autre liés à ces fluctuations seraient donc minimisés. Cependant, notre injection étant réalisée très tôt dans le cycle il apparaît normal que le mélange soit homogène et stable en fin de compression. Il faut toutefois retenir que dans les premiers instants après l'injection, les niveaux de fluctuations cycle à cycle sont très différents dans les deux configurations ce qui maintient le fait que l'injection directe implique une grosse difficulté à réaliser une cartographie stable du mélange à chaque cycle.

4.6 Synthèse du chapitre

Ce chapitre est consacré à l'analyse de la compression d'un tumble après les deux types d'injection, droite et inclinée. Des comparaisons avec la phase de compression d'un tumble sans injection sont réalisées de façon systématique afin de bien comprendre les effets du jet sur la structure tourbillonnaire.

Tout d'abord, un bref retour sur les principaux mécanismes intervenant dans la phase d'admission a été effectué. Ceci permet ensuite de passer naturellement à l'analyse du Point Mort Bas, phase à laquelle est réalisée l'injection.

Les données présentées ici sont obtenues dans le plan de symétrie de la chambre par PIV et par PLIF. Les champs de vitesse sont analysés en utilisant une décomposition de Reynolds.

L'analyse de la phase d'injection montre que la topologie des écoulements est fortement modifiée et, ce, de façon très différente pour les deux types d'injection. Des mesures dans le plan latéral au plan d'injection ont montré, pour le cas de l'injection inclinée, que le jet entraîne une distortion du tube de vorticité du tumble initial. De forts écoulements transverses sont également mis en évidence par l'analyse du champ de divergence dans le

4.6 Synthèse du chapitre

plan.

Même si un écoulement moyen est observé après injection sur les champs de vitesses pendant la phase de compression, le niveau de vorticité qui lui est associé est très faible. Ceci permet donc de conclure que l'écoulement ne présente pas de zone de rotation intense. Ceci est confirmé par les observations provenant de la comparaison des énergies intégrales moyennes et fluctuantes d'un tumble ayant subi une injection par rapport à un écoulement de tumble seul. En effet, aucune signature de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire à grande échelle n'y est représenté contrairement au cas du tumble seul. De plus, le niveau d'énergie cinétique fluctuante en fin de compression est beaucoup plus faible après injection. L'injection serait donc à l'origine de la destruction de l'écoulement de tumble entraînant un processus de dissipation tout au long de la phase de compression.

Durant la première moitié de la phase de compression, les mesures de fluorescence mettent en évidence un mélange inhomogène dans le plan de symétrie entre la phase injectée et l'air initial. Les champs de fraction massique montrent que l'écoulement moyen qui réalise le transport de la phase injectée est fortement tridimensionnel dans les deux cas. Le transport résulte d'écoulements moyens dans et en dehors du plan de symétrie de la chambre. Le mélange est de plus en plus homogène en fin de compression et les fluctuations cycle   cycle tendent à diminuer dans le même temps.

Nous allons consacrer le chapitre suivant à l'étude des transferts d'énergie pendant la phase de compression en utilisant la décomposition orthogonale en modes propres (POD) sur les champs de vitesse de PIV.

Chapitre 5

Analyse de la rupture du rouleau après injections par Décomposition Orthogonale en Modes Propres (POD)

5.1 Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, la PIV permet d'obtenir des informations concernant la structure du champ moyen réalisé sur un ensemble de mesures ou encore sur les distributions spatiales des fluctuations de vitesses. Cependant, on est encore limité par les performances des outils de mesures comme les caméras qui, dans la majorité des cas, n'ont pas une fréquence d'acquisition permettant un suivi temporel de l'écoulement mesuré (à part dans les cas d'installation coûteuse et lourdes d'utilisation). Ainsi on dispose de champs instantanés complètement décorrélés que l'on ne peut traiter que de façon statistique (champs moyens, etc. . .).

Dans de très nombreuses configurations d'écoulements, la caractérisation des fluctuations de position des structures cohérentes à grandes échelles reste difficile. Cette instation-

5.1 Introduction

narité influe sur la valeur du champ fluctuant obtenu par une décomposition de Reynolds classique. Il est ainsi délicat de dissocier ces fluctuations de celles associées au caractère chaotique d'un écoulement turbulent. L'une des techniques régulièrement adoptée est le filtrage des signaux temporels qui consiste à couper le spectre du champ de vitesse à partir d'une certaine fréquence de coupure afin de ne laisser, au retour dans l'espace réel, que les structures correspondantes à une gamme de fréquence désirée. Cependant, le problème réside dans le choix de la fréquence de coupure. Cette ambiguïté née du fait que pour pouvoir visualiser les structures destinées à expliquer un phénomène mal connu il faudrait déjà en connaître les caractéristiques fréquentielles. Cette contradiction, souvent évitée par une approche empirique du filtrage, relativise la pertinence des conclusions.

Une voie concernant l'étude structurale de la turbulence (J. L. Lumley [33], G. Berkooz *et al.* [7]), est la méthode de décomposition orthogonale en modes propres ou POD (Proper Orthogonal Decomposition). Cette méthode semble être adaptée à la compréhension des phénomènes de transferts d'énergie entre différentes structures présentes dans divers écoulements et plus particulièrement dans le domaine des écoulement internes des moteurs comme dans une chambre d'admission (M. Michard *et al.* [41]) ou de compression (S. Maurel *et al.* [40], M. Fogleman *et al.* [17]). On se propose donc dans ce chapitre d'utiliser la POD avec nos résultats expérimentaux afin de montrer la pertinence de cette méthode dans notre configuration.

Dans un premier temps nous allons présenter le principe de la POD, puis nous allons discuter des résultats d'une décomposition phasée. Cette POD phasée correspond à la décomposition d'un ensemble de champs instantanés appartenant à la même phase. Les limites de cette méthode seront montrées et nous amèneront à l'utilisation d'une approche différente que l'appellera POD globale. La mise en place et les résultats obtenus avec cette deuxième technique seront ensuite présentés.

5.2 Principe de la décomposition POD

La P.O.D. est une technique d'analyse modale permettant de décomposer un champ bidimensionnel $U(x, y, t)$, au carré intégrable, en une combinaison linéaire de modes spatiaux qui sont optimaux dans un sens décrit plus loin.

On cherche en fait des fonctions telles qu'elles soient les plus " ressemblantes " possible à l'ensemble des champs de vitesse U sur le plan énergétique. Ce " degré " de ressemblance se traduit par la recherche du champ Φ tel que :

$$\max_{\Psi} \frac{\langle |(U_n, \Psi)^2| \rangle}{(\Psi, \Psi)} = \frac{\langle |(U_n, \Phi)^2| \rangle}{(\Phi, \Phi)}$$

L'opérateur (\cdot) désigne un produit scalaire défini sur les champs de vitesses instantanés. L'opérateur $\langle \cdot \rangle$ désigne la moyenne statistique sur l'ensemble des champs instantanés mesurés à une phase donnée.

Cette maximisation peut se traiter en utilisant les principes du calcul de variations et conduit à la résolution de l'équation intégrale suivante :

$$\int_{\Omega} \int_t R_{ij}(\vec{x}, \vec{x}', t, t') \Phi_j(\vec{x}', t') d\vec{x}' dt' = \lambda \Phi_i(\vec{x}, t) \quad (5.1)$$

où $R_{ij}(\vec{x}, \vec{x}', t, t')$ représente le tenseur des corrélations spatio-temporelles et est défini par : $\langle U_i(\vec{x}, t) U_j(\vec{x}', t') \rangle$ et Ω le domaine spatial de l'étude. Les solutions de cette équation sont gouvernées par la théorie de Hilbert et Schmidt sur les équations intégrales linéaires qui permet d'en dresser les propriétés suivantes (G.Berkooz *et al.* [7]) :

- Le mode obtenu est défini comme étant un champ de direction vectoriel local, le sens restant arbitraire. Ce mode sera ensuite normé par (Φ, Φ) afin de ne tenir compte que de sa structure. Ces modes forment une base orthogonale $\{\Phi_i\}$, avec $i \in \mathbb{N}$ de dimension infinie. La condition d'orthonormalité se traduit par :

$$\int_{\Omega} \vec{\Phi}_k(\vec{x}, t) \vec{\Phi}_l(\vec{x}, t) d\vec{x} = \delta_{kl} \quad (5.2)$$

5.2 Principe de la décomposition POD

- Le problème de la recherche de ces fonctions Φ pour des champs issus de mesures discrètes en espace pour une même phase équivaut à la diagonalisation du tenseur des corrélations défini par L. Sirovish [48] :

$$M_{ij} = (U_i, U_j) \quad (5.3)$$

La taille de ce tenseur M_{ij} va être fonction du nombre de champs utilisés dans la décomposition en opposition au tenseur défini par la relation 5.1 dont la taille est de $2V^2 \cdot 2V^2$ (V est le nombre de vecteurs du champ). Ainsi, le nombre de modes obtenus par la diagonalisation de M_{ij} sera égale au nombre de champs instantanés. Cette approche est la méthode des *snapshots*. C'est la méthode que nous utiliserons dans cette étude compte tenu de la taille de nos champs de vitesse dans un soucis de réduction du temps de calcul. Plus précisément, nous avons utilisé le code Bkpod développé par S.Maurel [39] fonctionnant sur PC. Pour plus de détail concernant la mise en place de cette méthode des snapshot se reporter à L.Sirovish [48].

- Cette procédure va donc permettre de réduire un champ de vitesse instantané à une combinaison linéaire des modes propres. Les coefficients de cette combinaison linéaire seront les projections des champs sur chaque modes propres.

$$U_n = \sum_{i=1}^N a_{ni} \Phi_i \quad (5.4)$$

où

$$a_{ni} = (U_n, \Phi_i) \quad (5.5)$$

et où N est le nombre de champs utilisés dans la décomposition.

- La part énergétique d'un mode i dans un champ U_n est donnée par le produit scalaire au carré $a_{ni}^2 = (U_n, \Phi_i)^2$. La moyenne des projections au carré de l'ensemble des champs instantanés sur ce mode i est alors représentée par la valeur propre λ_i associée à ce dernier. L'énergie cinétique moyenne des réalisations sera alors donnée par :

5.2 Principe de la décomposition POD

$$\sum_{i=1}^N \lambda_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (U_j \cdot U_j) \quad (5.6)$$

en utilisant l'équation 5.4 :

$$\sum_{i=1}^N \lambda_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\sum_{i=1}^N a_{ji} \Phi_i \sum_{i=1}^N a_{ji} \Phi_i \right) \quad (5.7)$$

Et l'orthonormalité de la base impose que

$$\sum_{i=1}^N \lambda_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\sum_{i=1}^N a_{ji}^2 \right) \quad (5.8)$$

$$= \sum_{i=1}^N \left(\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N a_{ji}^2 \right) = \sum_{i=1}^N \langle a_{ji}^2 \rangle_j \quad (5.9)$$

On peut donc écrire que :

$$\lambda_i = \langle a_{ji}^2 \rangle_j \quad (5.10)$$

où $\langle \cdot \rangle_j$ est une moyenne sur le nombre j de champs instantanés.

Ceci se traduit par le fait que la valeur propre associée au mode i est égale à la moyenne des carrés des projections des champs U_j sur le mode i .

- La décomposition est telle que les coordonnées des réalisations sur la base propre ne sont pas corrélées :

$$\langle a_i a_j \rangle = \delta_{ij} \lambda_i$$

- La base obtenue par la POD est optimale. Pour toute autre décomposition des champs $U_i(\vec{x}, t)$ sur une base orthogonale arbitraire $\{\Psi_i\}$ avec $i \in \mathbb{N}$ telle que :

$$U_i(\vec{x}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} b_n \Psi_i^n(\vec{x}, t) \quad (5.11)$$

alors, $\forall N \in \mathbb{N}$,

5.3 Lien entre POD et décomposition de Reynolds

$$\sum_{n=1}^N \langle a_n a_n \rangle \geq \sum_{n=1}^N \langle b_n b_n \rangle \quad (5.12)$$

En d'autres termes, la décomposition sur la base obtenue par la POD converge plus rapidement que toute autre décomposition aléatoire du champs (en termes d'énergie).

5.3 Lien entre POD et décomposition de Reynolds

Nous avons vu que l'utilisation de la décomposition de Reynolds dans l'analyse de champs de vitesse PIV phasés permet de dégager des quantités intégrales permettant de suivre l'évolution des énergies moyennes et fluctuantes durant la compression. Le principe de ce calcul est de trouver le lien entre la décomposition de Reynolds et la POD dans le cas de champs de vitesses phasés.

L'énergie cinétique du champ de vitesse moyen d'un cycle $E_{c_m}^{j,*}$ s'écrit :

$$E_{c_m}^{j,*} = \int_{\Omega} (\langle \vec{U} \rangle^2 + \langle \vec{V} \rangle^2) d\Omega \quad (5.13)$$

où $\langle . \rangle$ représente la moyenne cyclique.

Ainsi, on peut écrire dans le cas de champs de vitesse PIV que :

$$E_{c_m}^j = \sum_X ((U(x))^2 + (V(x))^2) \quad (5.14)$$

ou $E_{c_m}^j$ est l'énergie moyenne à la phase j

Ce qui peut aussi s'écrire :

$$E_{c_m}^j = \sum_X (\| \langle \vec{U}(x) \rangle \|^2) \quad (5.15)$$

5.3 Lien entre POD et décomposition de Reynolds

or $\langle \vec{U}(x) \rangle = \left\langle \sum_i a_i \vec{\Phi}_i \right\rangle$ ou a_i est la projection de \vec{U} sur $\vec{\Phi}_i$

Et comme $\vec{\Phi}_i$ est invariant alors $\left\langle \sum_i a_i \vec{\Phi}_i \right\rangle = \sum_i \langle a_i \rangle \vec{\Phi}_i$
ainsi (5.15) devient,

$$E_{c_m}^j = \sum_X \left(\left(\sum_i \langle a_i \rangle \vec{\Phi}_i(x) \right) \left(\sum_j \langle a_j \rangle \vec{\Phi}_j(x) \right) \right) \quad (5.16)$$

d'où,

$$E_{c_m}^j = \sum_{i=1}^{nb \text{ modes}} \langle a_i \rangle_j^2 \quad (5.17)$$

car $\vec{\Phi}_j \cdot \vec{\Phi}_i = \delta_{ij}$

On a donc bien l'énergie moyenne pour une phase j qui est égale à la somme sur le nombre de modes des $\langle a_i \rangle_j^2$.

De même pour l'énergie des champs instantanés E_c^j :

$$E_c^j = \int_{\Omega} (\vec{U}^2 + \vec{V}^2) d\Omega = \sum_X \left(\left\| \vec{U}(x) \right\|^2 \right) = \sum_X \left(\sum_i a_i \vec{\Phi}_i(x) \right)^2 = \sum_{i=1}^{nb \text{ modes}} a_i^2 = M_j \sum_{i=1}^{nb \text{ modes}} \lambda_{i,j} \quad (5.18)$$

où M_j est le nombre de champs contenus dans la phase j et $\lambda_{i,j}$ donc la valeur propre associée au mode i dans la phase j .

On a donc bien une relation qui peut s'écrire à la phase j :

$$\vec{U}_j = \langle \vec{U} \rangle_j + \vec{u}_j' \quad (5.19)$$

Ainsi l'énergie fluctuante qui peut s'écrire $\vec{u}_j'^2$ pourra aussi être déterminée par :

5.4 Décomposition orthogonalephasée

$$\int_{\Omega} (\vec{u}'^2 + \vec{v}'^2) d\Omega = (M_j \sum_{i=1}^{nb\ modes} \lambda_{i,j}) - \sum_{i=1}^{nb\ modes} \langle a_i \rangle_j^2 \quad (5.20)$$

5.4 Décomposition orthogonalephasée

Le chapitre précédent présente une analyse des mesures de champs de vitesse pendant la compression utilisant des moyennes de phases et des fluctuations par rapport à cette moyenne pour une phase donnée. Il est possible d'envisager une décomposition de type POD avec la même approche. Tout d'abord, ce type d'étude a permis de mettre en évidence que, l'application de la POD à des zones correspondant à un cadrage restreint sur le centre de la structure, associe les premiers modes au champ moyen à des fluctuations de positions (position du rouleau, battement du jet d'admission), (S. Maurel *et al.* [40]). Il est ensuite possible de suivre l'évolution pendant la compression du rapport entre l'énergie des modes et l'énergie totale de l'écoulement à chaque phase. La figure 5.1 montre l'évolution du rapport d'énergie des modes 0, des modes 1 plus 2 qui traduisent les fluctuations à grande échelle, et de tous les modes supérieurs ou égaux à 1. Ces courbes montrent bien la chute du mode 0 dans les phases correspondant à la fin de la compression. Cette chute est associée à l'augmentation de la contribution des modes 1 et 2 dans l'énergie totale.

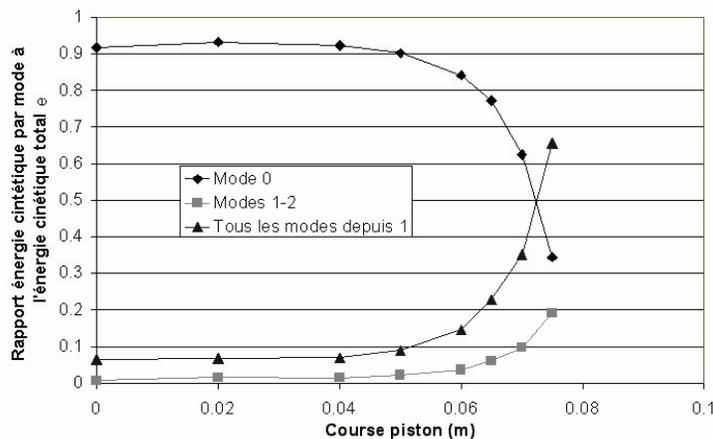


FIG. 5.1 – Evolution entre l'énergie des modes et l'énergie totale (S.Maurel [39])

5.4 Décomposition orthogonale phasée

La rupture du tumble en fin de compression pilotée par les instabilités elliptiques et centrifuges est donc confirmée par ce type de courbe. Il est possible aussi de tracer l'évolution du rapport entre la valeur propre d'un mode à une phase donnée et sa valeur au Point Mort Bas (figure 5.2)

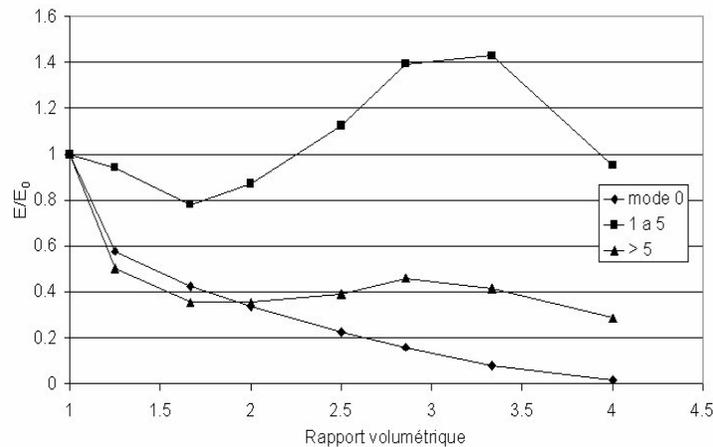


FIG. 5.2 – Evolution pendant la compression à CR4, du rapport des énergies du mode 0, de la somme des modes 1 à 5 et de tous les modes au dessus de 5 à leurs énergies au Point Mort Bas (S.Maurel [39])

Cependant, cette méthode contient ses propres limites. Cette décomposition donne lieu à des modes définis pour chaque phase comme si les écoulements pour une phase donnée étaient indépendants. Par exemple, les modes 1 et 2 définis responsables des fluctuations à grandes échelles du centre du tourbillon ne sont plus aussi nets pour les phases en fin de compression. Certains modes représentant la déformation de la structure deviennent plus importants d'un point de vue énergétique. Le mode 1 rencontré pour la phase au Point Mort Bas ne va donc pas représenter le même phénomène physique que pour une phase plus loin dans la compression.

Ainsi, le suivi de l'énergie d'un mode pendant les différentes phases de la compression revient à comparer l'énergie de modes qui ne viennent pas de la même décomposition. Il serait plus pertinent de tracer l'évolution d'un mode provenant d'une seule et même

5.5 Décomposition orthogonale globale

décomposition. C'est pourquoi Fogleman et Lumley ont proposé de réaliser une décomposition sur l'ensemble de la compression fournissant ainsi des modes communs à toutes les phases. Nous allons donc voir dans la suite la mise en place de cette POD que l'on appellera POD globale.

5.5 Décomposition orthogonale globale

La décomposition des champs de vitesse de l'ensemble de la compression et pas seulement d'une même phase va permettre d'aboutir à des modes globaux sur l'ensemble du cycle. La création de modes de POD globaux sur l'ensemble du cycle pouvant décrire toutes les phases de l'écoulement en compression est nécessaire à la mise en place d'un système à faible dimension permettant de mieux comprendre les mécanismes de transferts d'énergie du tumble vers les petites échelles. Ainsi, l'importance énergétique de ce mode global pourra être comparé pour chaque phase de la compression. C'est dans cet esprit que M.Fogleman *et al.* [17] ont proposé cette méthode.

5.5.1 Mise en place de la POD globale

Les champs de vitesse de toutes les phases de la compression doivent être mise en commun avant de réaliser la décomposition. Cependant, afin de déterminer la matrice de corrélation M_{ij} définie auparavant, tous ces champs doivent avoir le même nombre de vecteurs. Il est donc nécessaire de choisir une phase sur laquelle tous les champs seront interpolés. En clair, nous allons dans la suite choisir le Point Mort Bas comme phase commune et donc les champs correspondant à un taux de compression supérieur à 1 devront être "étirés" afin de présenter la même discrétisation que les champs du PMB. Cette transformation va donc nécessiter une procédure d'étirement des champs de vitesse en minimisant les transformations énergétiques et les déformations.

5.5 Décomposition orthogonale globale

Étirement et interpolation des champs de vitesse

Le choix de la procédure d'étirement et d'interpolation est important. En effet, dans le cas d'un étirement fort (passage de champ au PMH sur un maillage correspondant au PMB), l'interpolation peut entraîner une perte d'information se traduisant par une modification de l'énergie du champ de départ. La POD étant basé sur l'énergie du champ il est important de quantifier ces modifications en fonction du schéma d'interpolation afin de les minimiser.

La figure 5.3 donne un exemple de champ de vitesse avant et après étirement en utilisant un schéma d'interpolation linéaire.

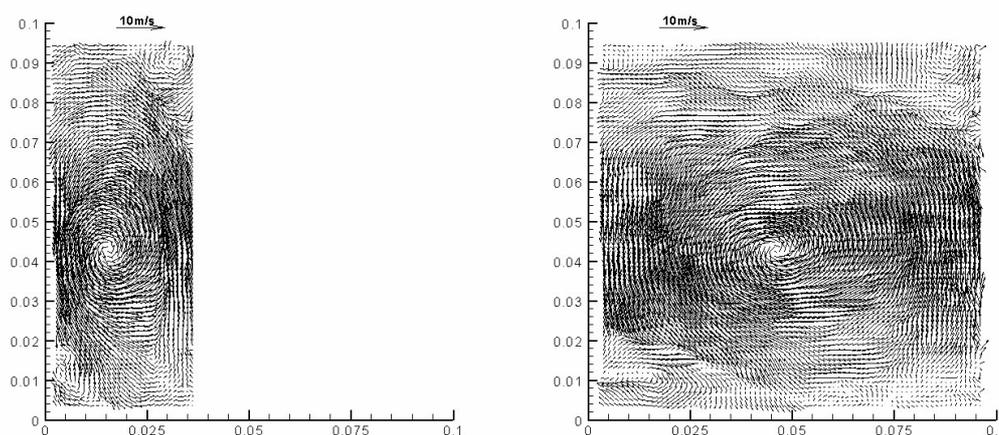


FIG. 5.3 – Exemple de champ instantané avant et après étirement de Comp40 au PMB

Trois modèles d'interpolation ont été testés afin de comparer les pertes ou les gains d'énergie entraînées par les différents schémas d'interpolation. En effet, l'énergie cinétique définie par $Ec_1 = \int_Y \int_X (U^2 + V^2) dS$ constitue le paramètre important pour conserver l'équivalence entre les deux champs en vue d'une décomposition orthogonale en modes propres. Afin de juger de la perte énergétique occasionnée par la transformation, nous avons décidé de comparer l'énergie d'un champ instantané initial avec son énergie après étirement et un retour à sa taille de départ. Ces deux traitements utilisent les deux mêmes

5.5 Décomposition orthogonale globale

schémas d'interpolation ceci pouvant s'exprimer comme suit :

Soit Υ la transformation consistant à étirer les champs de vitesse selon un schéma précis. Soit \vec{U}_j le champ de vitesse de départ et $\widetilde{\vec{U}}_j$ le champ défini par :

$$\widetilde{\vec{U}}_j = \Upsilon^{-1} \left(\Upsilon(\vec{U}_j) \right) \quad (5.21)$$

La figure 5.4 montre la différence d'énergie totale entre \vec{U}_j et $\widetilde{\vec{U}}_j$ pour les trois différents schémas d'interpolation. Tout d'abord, nous avons testé un schéma de type linéaire, puis un schéma de type "nearest" (se basant sur le point le plus proche), puis un schéma "Spline cubique".

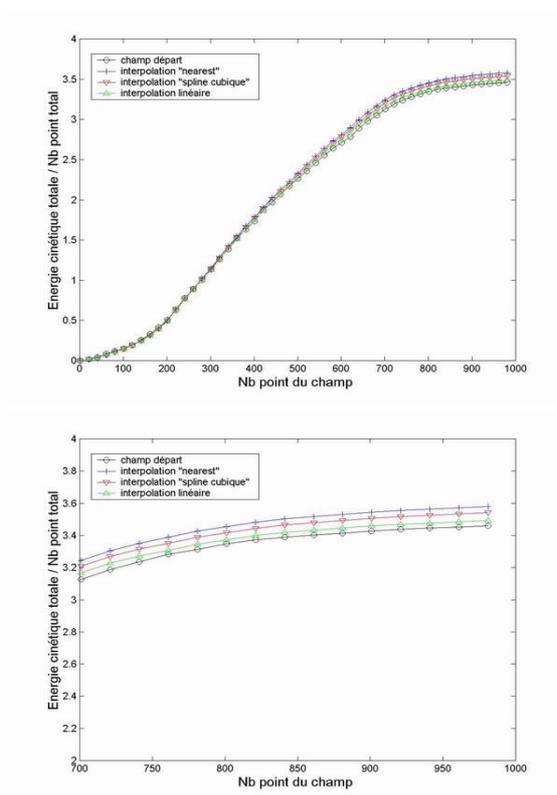


FIG. 5.4 – Modification de l'énergie totale du champ après différents schémas d'interpolation

Il apparaît clairement que tous les schémas entraînent une surestimation de l'énergie du

5.5 Décomposition orthogonale globale

champ. Ceci est conforme à ce qui a été constaté par M.Fogleman *et al.* [17]. Cependant, la figure 5.4 montre que les différences en termes d'énergie entre les schémas sont de l'ordre de 3% au maximum. Ces différences ne sont pas importantes. Nous allons cependant nous orienter vers le schéma d'interpolation linéaire car il minimise les pertes d'énergies dans notre cas. De plus, nous allons voir qu'il permet de justifier en partie le raisonnement suivant.

L'interpolation d'un champ de vitesse va entraîner une modification de la divergence du champ initial M.Fogleman *et al.* [17]. En effet, si le niveau de vitesse moyenne se conserve après l'étirement, la dynamique de l'écoulement va être différente. Prenons l'exemple d'une particule fluide (figure 5.5) se situant dans la partie centrale gauche de l'écoulement présenté figure 5.3. L'écoulement 2 provient de l'étirement de l'écoulement 1. Dans le cas de l'écoulement 2, au bout d'un temps dT la particule fluide ne va pas parvenir à effectuer une demi-rotation autour du centre si aucune modification n'est faite sur le champ de vitesse.

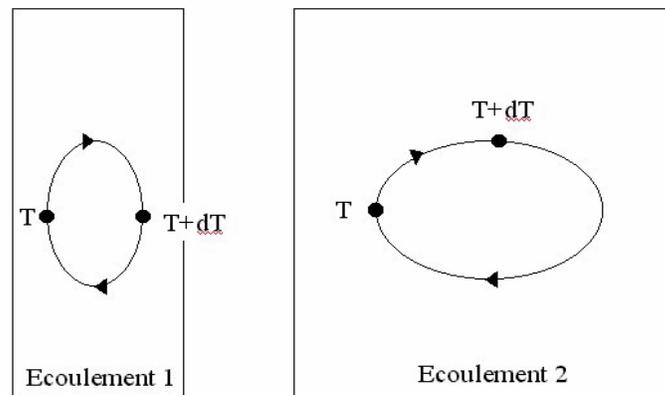


FIG. 5.5 – Exemple de la trajectoire d'une particule pendant une période dT pour un même écoulement non étiré (écoulement 1) et étiré selon X (écoulement 2)

Cela signifie que la dynamique de l'écoulement 1 n'est pas représentée de manière satisfaisante une fois le champ étiré. Cet exemple est formulé afin de bien comprendre

5.5 Décomposition orthogonale globale

l'effet que peut engendrer la modification de la divergence $\frac{dU_i}{dx_i}$ de l'écoulement par un étirement selon une direction. Il convient donc de réaliser une correction de la composante de la vitesse correspondant à la direction d'étirement selon :

$$Vx_2 = \frac{L_{initiale}}{L_{étirée}} Vx_1 \quad (5.22)$$

où Vx_2 est la composante de vitesse selon la direction d'étirement X après interpolation et Vx_1 la composante de vitesse selon X avant étirement.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la structure et l'énergie moyenne de l'écoulement varient de façon notable durant la compression quelque soit la configuration (sans ou après les deux types d'injections). M.Fogleman *et al.* [17] ont proposé que les champs instantanés soient normés au préalable par la racine carrée de leur propre énergie cinétique moyenne. Ainsi, la POD ne sera pas biaisée par les fortes énergies moyennes présentes en début de compression par rapport aux énergies plus faible vers le PMH.

On peut montrer ainsi que la POD appliquée à ces champs de vitesse normés va fournir des valeurs propres dont la somme vaut 1 :

On sait que (équation 5.6) :

$$\sum_{i=1}^N \lambda_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (U_j \cdot U_j) \quad (5.23)$$

Soit U_j^{norm} le champ de vitesse normé :

$$U_j^{norm} = \frac{U_j}{\sqrt{(U_j \cdot U_j)}} \quad (5.24)$$

Soit λ^{norm} les valeurs propres provenant de la décomposition des champs normés, alors :

5.5 Décomposition orthogonale globale

$$\sum_{i=1}^N \lambda_i^{norm} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (U_j^{norm} \cdot U_j^{norm}) \quad (5.25)$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{U_j}{\sqrt{(U_j \cdot U_j)}} \cdot \frac{U_j}{\sqrt{(U_j \cdot U_j)}} \right) \quad (5.26)$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N 1 \quad (5.27)$$

$$\sum_{i=1}^N \lambda_i^{norm} = 1 \quad (5.28)$$

Ceci vérifie que, par cette méthode, les valeurs propres représentent directement la part de l'énergie moyenne (en pourcentage) contenue dans les modes qui leur sont associés. Une interprétation des valeurs propres est proposée dans la suite.

Interprétation des valeurs propres

Cette formulation de la POD impose une grande rigueur dans l'interprétation des différents termes. En effet, il convient de bien comprendre la signification des valeurs propres provenant de la décomposition globale.

Nous avons vu dans le cas de la POD phasée (équation 5.10) que la valeur propre λ_i associée à un mode propre Φ_i est égale à la moyenne des projections de ce mode Φ_i sur l'ensemble des champs instantanés constituant l'espace décomposé. Rappelons que dans le cas de la POD globale, l'ensemble des champs représente toutes les phases de la compression. Nous allons voir qu'il est possible de définir ce qu'on appellera dans la suite des valeurs propres de phase. Ces valeurs propres λ_i^j seront associées au mode i pour la phase j et seront déterminée par :

$$\lambda_i^j = \frac{1}{N_j} \sum_{k=1}^{N_j} (U_j \cdot \Phi_i)^2 \quad (5.29)$$

où N_j est le nombre de champs U_j de la phase j utilisés dans la décomposition. Ces valeurs propres représentent la valeur moyenne du carré des projections du mode i sur les

5.5 Décomposition orthogonale globale

champs de vitesses de la phase j . En d'autres termes, elles peuvent s'interpréter comme l'importance énergétique du mode i au sein de l'écoulement moyen de la phase j .

Les résultats présentés dans la suite proviennent d'une décomposition orthogonale respectant cette procédure. Nous allons être en mesure de suivre l'évolution de la valeur de ces valeurs propres λ_i^j durant la compression. Il sera ainsi possible de déterminer l'énergie de chaque mode globaux suivant les différentes phases de la compression.

5.5.2 Résultats de la décomposition

Application de la POD globale sur l'ensemble de la compression d'un tumble sans injection.

Nous avons, dans un premier temps, décidé de réaliser la décomposition sur la compression d'une structure de tumble n'ayant pas été affectée par une injection. La figure 5.6 représente le spectre énergétique des valeurs propres. La structure des 4 premiers modes qui se détachent de l'ensemble est présentée sur la figure 5.7. Cette décomposition s'est effectuée en utilisant 840 champs (120champs x 7phases) ce qui est favorable d'un point de vue de la convergence.

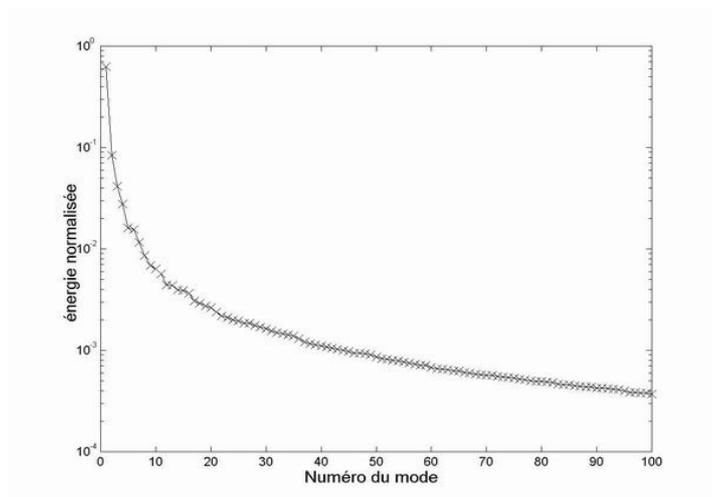


FIG. 5.6 – Spectre de la POD sans injection pour les 100 premiers modes

5.5 Décomposition orthogonale globale

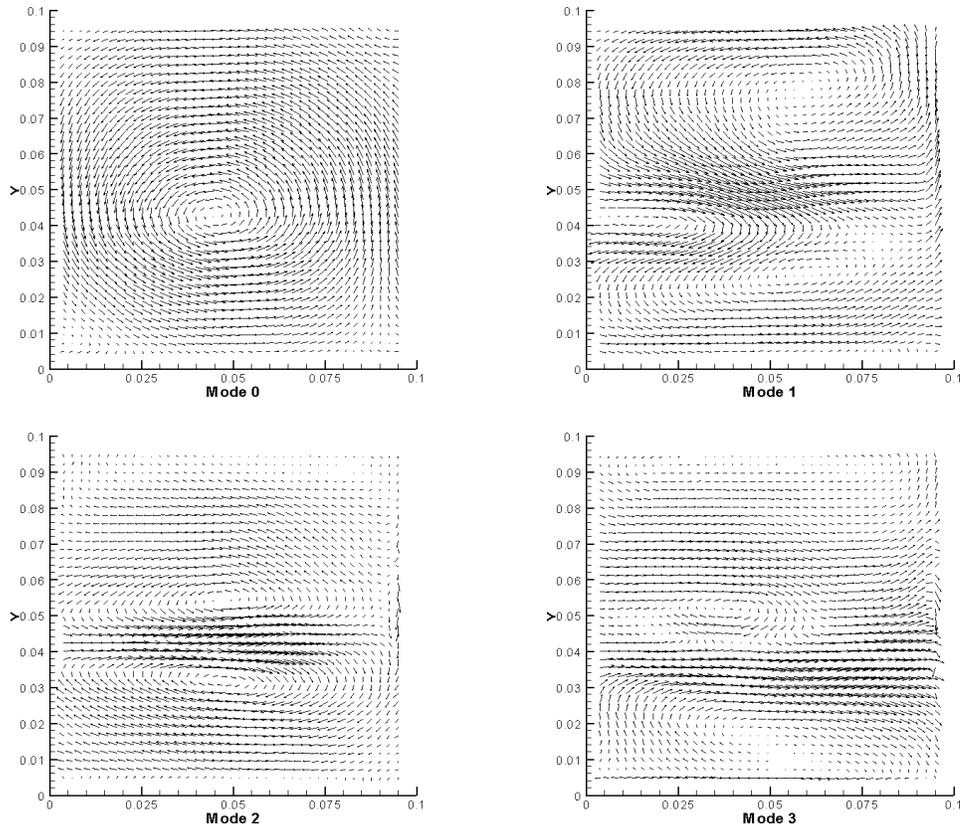


FIG. 5.7 – 4 premiers modes propres normalisés provenant de la décomposition globale sans injection

On peut remarquer que le premier mode représente l'écoulement moyen rencontré à chaque phase. Il est possible d'aller plus loin dans la compréhension de la nature physique des modes suivants en réalisant une combinaison linéaire des modes. Afin de faciliter la compréhension de la démarche, nous allons choisir une phase caractéristique de la compression, puis effectuer cette combinaison linéaire en utilisant la moyenne (+/- l'écart type) des projections des modes sur les champs instantanés de cette phase comme variable de pondération (B. Patte-Rouland *et al.* [44]). La phase choisie correspond à un taux de compression de 2 ($x_p=50\text{mm}$).

5.5 Décomposition orthogonale globale

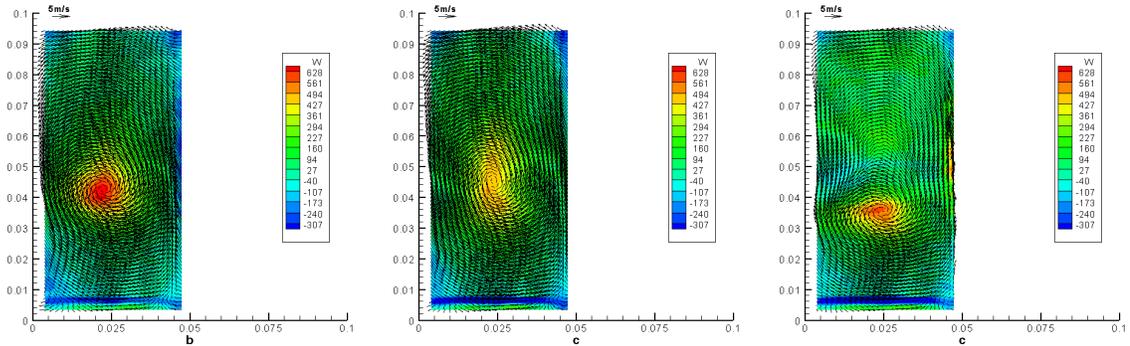


FIG. 5.8 – Combinaison linéaire des trois premiers modes : a, mode 0 ; b, mode 0 + mode 1 ; c, mode 0 + mode 1 + mode 2

La figure 5.8 montre le résultat des combinaisons linéaires pondérées par les $\langle a_i^j \rangle = \frac{1}{N_j} \sum_{j=1}^{N_j} (U_j \cdot \Phi_i) \pm \sigma_i^j$ où σ_i^j est l'écart type par rapport à cette valeur moyenne.

Il apparaît donc sur cette figure 5.8 que le mode 1 représente un étirement de la structure selon l'axe y se traduisant par une baisse du niveau de vorticité. Le mode 2 repr ente la modification de forme du tourbillon laissant apparaître un tumble typique de la fin de cycle. En effet, comme nous l'avons d ecris pr ec edemment, les effets "d'arrachement" de fluide sont importants en fin de compression et se traduisent par un r etr ecissement spatial du tourbillon.

Il est difficile cependant de s'assurer du sens exact des modes, il convient donc plut ot de s'int eresser à la projection de ces diff erents modes sur chaque phase de la compression. La courbe 5.9 repr esente l'évolution des valeurs propres de phase des quatres premiers modes ainsi que de la somme de tous les suivants depuis le mode 3.

5.5 Décomposition orthogonale globale

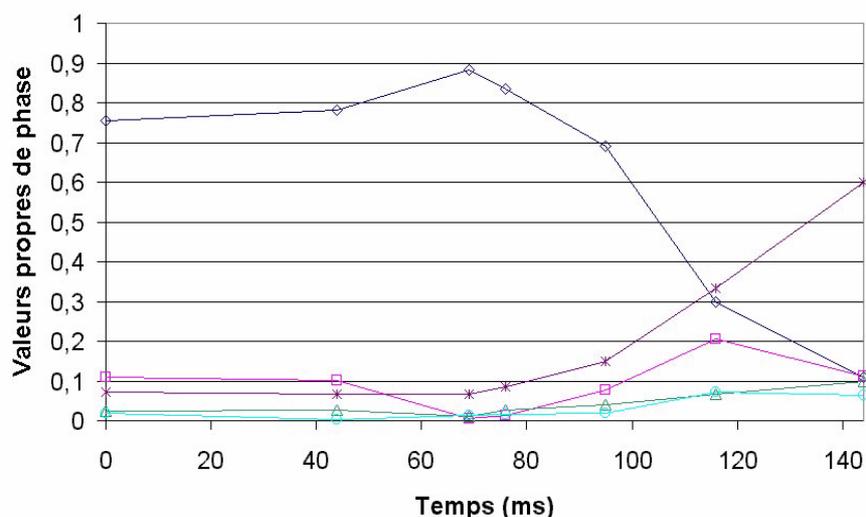


FIG. 5.9 – Evolution des valeurs propres de phase sans injection : ◇, mode 0 ; □, mode 1 ; △ mode 2 ; ○, mode 3 ; *, tous les modes depuis 3

Il est possible de comparer cette courbe à la figure 5.1. Les différences entre les deux types d'approches POD sont sensibles mais ont leurs importances. En effet, dans le cas de la POD globale on remarque que le niveau d'énergie du mode 0 observe un pic correspondant au taux de compression 2. Ceci montre le pic énergétique de la structure moyenne pour cet instant du cycle de compression. En d'autres termes, il est possible de conclure par cette courbe que la structure moyenne représentée par le mode 0 est plus intense à ce taux de compression. Cette constatation ne pouvait pas être effectuée après l'approche par PODphasée. Ensuite, la contribution énergétique de l'ensemble des modes suivants augmente en fin de compression. La rupture du tumble se manifeste donc bien par la chute de la contribution du mode représentant la structure de tumble associée à l'augmentation des autres modes de l'écoulement.

5.5 Décomposition orthogonale globale

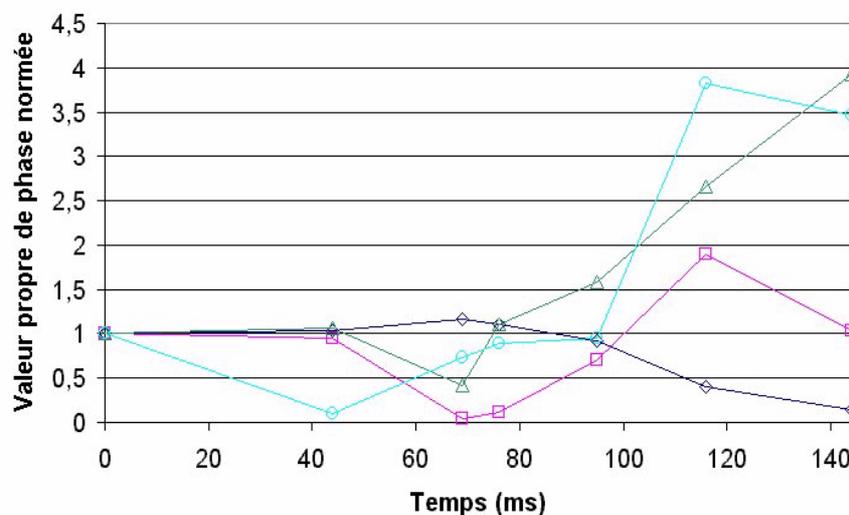


FIG. 5.10 – Evolution des valeurs propres de phase normée par la valeur propre phasée au Point Mort Bas : ◇, mode 0 ; □, mode 1 ; △ mode 2 ; ○, mode 3

La figure 5.10 montre l'évolution du rapport entre les valeurs propres phasées et la valeur propre phasée au Point Mort Bas. L'énergie du mode 1 augmente juste avant la fin de la compression avant de chuter pour laisser place aux modes suivants. S.Maurel [39] a montré que les modes 1 et 2 étaient liées aux fluctuations à grandes échelles. Les premiers modes de la décomposition globale représentent les fluctuations aux grandes échelles ainsi que la déformation de la structure moyenne due à la compression. Il est donc possible d'associer ces déformations aux instabilités elliptiques liées à la rupture du rouleau. La fin de la compression entraîne ainsi une augmentation des fluctuations aux grandes échelles ainsi que de fortes déformations mises en évidence par les modes 2 et 3. Il est donc clair que l'approche de POD globale apporte des informations supplémentaires par rapport à l'approche de phase. Nous allons ainsi l'utiliser afin d'étudier la rupture du rouleau après injection.

5.5 Décomposition orthogonale globale

Application de la POD globale sur l'ensemble de la compression d'un tumble après injection

Injection inclinée La structure spatiale des 4 premiers modes de la décomposition après une injection inclinée est décrite par la figure 5.11. Le mode 0 correspond à la structure du champ moyen constatée sur les champs de vitesse d'une large partie de phases de la compression. Le mode 1 est lié à la "mémoire" de l'injection.

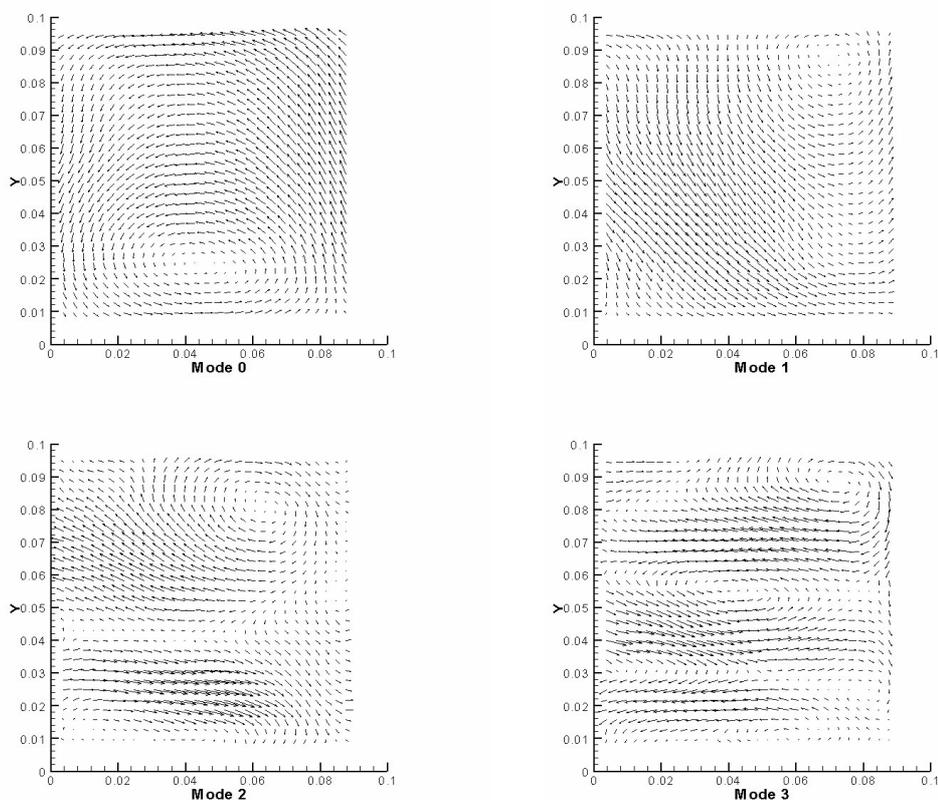


FIG. 5.11 – 4 premiers modes propres normalisés provenant de la décomposition globale après injection inclinée

Le champ de vitesse moyenne à la fin de l'injection est très énergétique ce qui implique sa présence dans les modes important du cycle. Les modes suivants représentent les déformations liées aux instabilités de l'écoulement moyen durant la compression puis de la

5.5 Décomposition orthogonale globale

turbulence (filtrée par la PIV) pour les modes lointains.

La figure 5.12 représente l'évolution des valeurs propres de phase des quatres premiers modes ainsi que de la somme de tous les suivants depuis le mode 3.

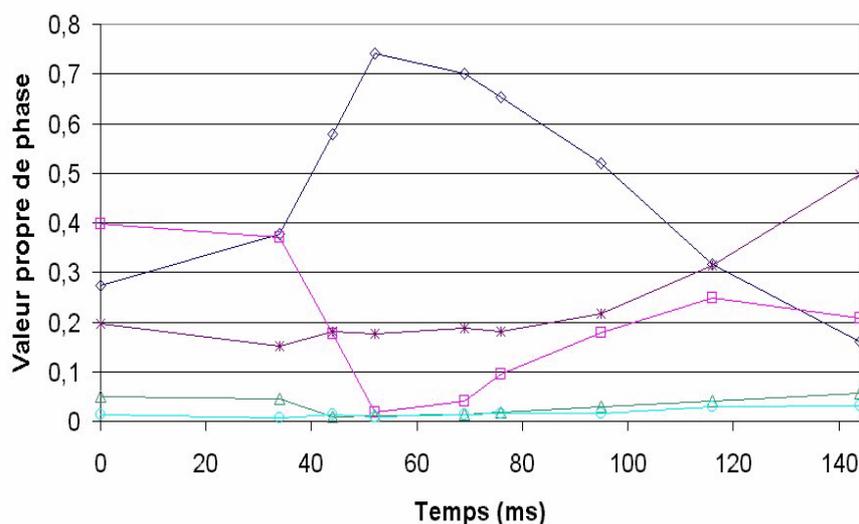


FIG. 5.12 – Evolution des valeurs propres de phase après injection inclinée : ◇, mode 0 ; □, mode 1 ; △ mode 2 ; o, mode 3 ; *, tous les modes depuis 3

Comme nous l'avions constaté sur les champs de vitesse moyenne, le début de la compression est marqué par la fin de l'injection. La somme des modes à partir du mode 3 qui représente les structures à moyennes et petites échelles tient une place importante dès le début de la compression. Cette valeur est due à l'apport de turbulence par le jet. La somme des modes depuis 3 va ensuite conserver sa valeur avant de présenter une forte croissance en fin de compression. Il est important de retenir de cette courbe le comportement des valeurs propres de phase du mode 0. La structure moyenne prend place lorsque la position du piston est autour de $x_p=60$ mm. Ensuite, la valeur propre de phase du mode 0 subit une chute régulière et rapide pour terminer à une valeur inférieure à celle du mode 1 et de la somme des modes secondaires (>3). Il est possible de comparer cette diminution de la structure moyenne à celle rencontrée dans la configuration sans injection. Tout d'abord, l'énergie de la structure moyenne après injection est toujours inférieure

5.5 Décomposition orthogonale globale

à celle de la structure sans injection. La chute est donc moins brutale après l'injection et montre que l'énergie moyenne de l'écoulement est transférée vers les échelles spatiales inférieures de façon plus régulière.

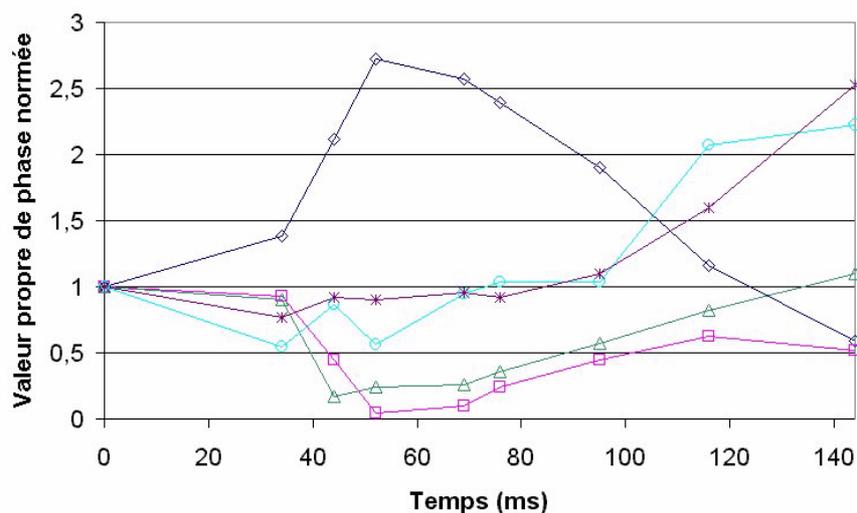


FIG. 5.13 – Evolution des valeurs propres de phase normée par la valeur au Point Mort Bas après injection inclinée : ◇, mode 0 ; □, mode 1 ; △ mode 2 ; ○, mode 3 ; *, tous les modes depuis 3

La figure 5.13 montre bien que le mode 0 intervient au cours du cycle de compression puis disparaît. Seuls les modes supérieurs ou égaux à trois augmentent en fin de compression. Les petites structures pilotent donc l'écoulement en fin de compression, ce qui est cohérent avec les champs de fluctuations montrés au cours du Chapitre 3.

Injection droite La figure 5.14 présente la structure des modes propres provenant de la décomposition globale après une injection droite. Le mode 0 est toujours le champ moyen. Le mode 1 est encore une fois le représentant de la trace de l'injection.

Il faut noter que, dans cette configuration, les champs instantanés correspondant au Point Mort Haut n'ont pas été utilisés pour la décomposition à cause de la dynamique faible de la mesure décrite Chapitre 3.

5.5 Décomposition orthogonale globale

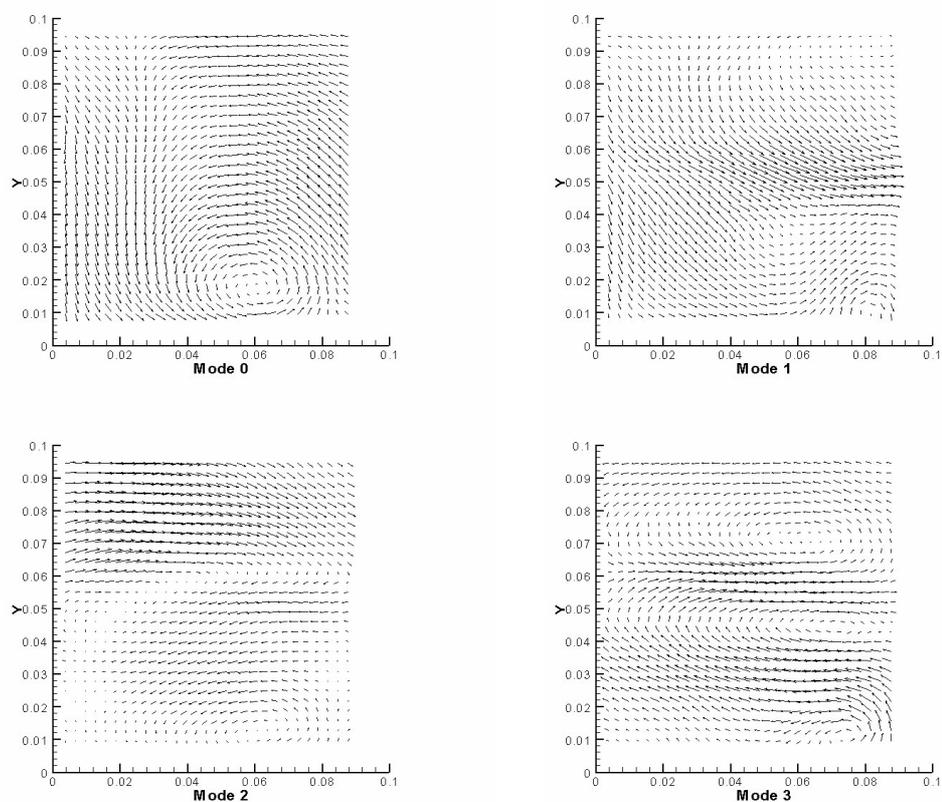


FIG. 5.14 – 4 premiers modes propres normalisés provenant de la décomposition globale après injection droite

Il est possible de suivre à nouveau l'évolution des valeurs propres de phase après cette injection droite sur la figure 5.15. Les énergies apportées par l'injection ainsi que par les petites structures sont plus importantes dans cette configuration. Comme dans le cas de l'injection inclinée, l'écoulement moyen constaté sur les champs de vitesse domine l'écoulement lors de la deuxième partie de la compression avant de chuter de façon régulière et d'atteindre une valeur faible en fin de compression. L'énergie de l'écoulement est alors dominée par les modes d'ordre supérieur à 3. Les modes 1, 2 et 3 ne présentent pas d'augmentation notable durant la compression.

5.5 Décomposition orthogonale globale

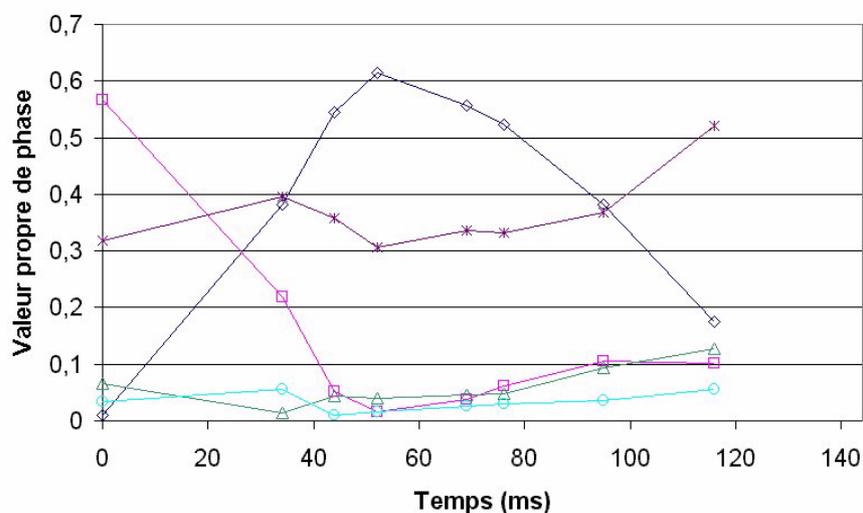


FIG. 5.15 – Evolution des valeurs propres de phase après injection droite◇, mode 0; □, mode 1; △ mode 2; ○, mode 3; *, tous les modes depuis 3

La figure 5.16 ne présente pas la valeur propre de phase normée du mode 0. En effet, le rapport entre sa valeur au cours de la compression et sa valeur au Point Mort Bas est trop important dû à la faible énergie portée par le mode 0 après l'injection. Il est donc impossible de tracer sur une même courbe les valeurs propres normées du mode 0 et des autres modes. Cependant, il est intéressant de constater que l'énergie de tous les modes suivant le mode 0 augmente durant la compression par rapport au Point Mort Bas. Seule l'énergie du mode de fin d'injection reste très inférieure à sa valeur initiale durant l'ensemble de la compression ce qui semble cohérent.

5.5 Décomposition orthogonale globale

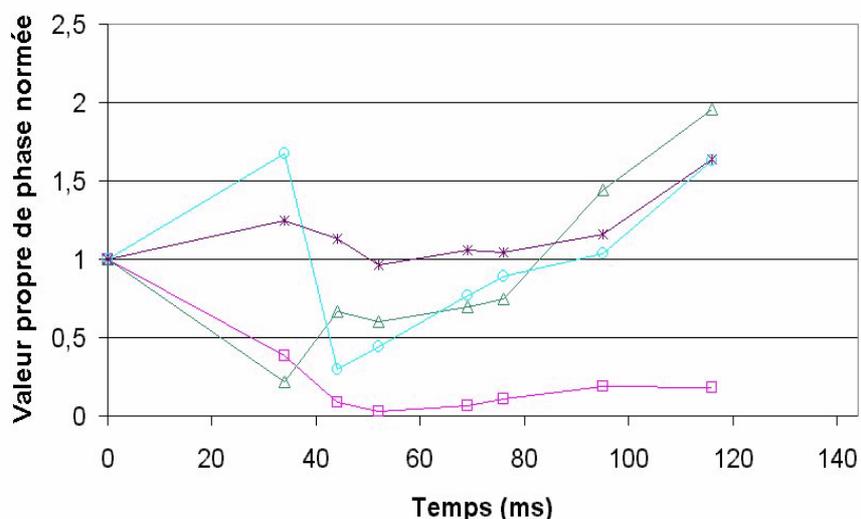


FIG. 5.16 – Evolution des valeurs propres de phase normée par la valeur au Point Mort Bas après injection droite : □, mode 1 ; △ mode 2 ; o, mode 3 ; *, tous les modes depuis 3

Il apparaît clairement que l'écoulement moyen transfère également de l'énergie régulièrement aux écoulements secondaires confirmant ainsi les constatations faites à la suite de l'approche intégrale réalisée au Chapitre 3. L'injection au coeur d'un écoulement tourbillonnaire entraîne un processus de dissipation plus long et plus important au cours de la compression de l'écoulement.

5.5.3 Conclusion

Ce chapitre est dédié à l'étude des transferts d'énergie durant la compression d'un écoulement tourbillonnaire ayant subi une injection droite ou inclinée. Cette étude est réalisée en utilisant la technique de Décomposition Orthogonale en Modes Propres (POD) introduite par J.L.Lumley [33] pour l'étude des structures cohérentes dans les écoulements turbulents. La mesure discrète par PIV non résolue dans le temps impose un suivi de l'écoulement par découpage en phase. Cette approche permet de disposer d'une base de données par phase de l'écoulement. La POD peut donc s'appliquer pour chaque ensemble

5.5 Décomposition orthogonale globale

de champs instantanés répartis par phase. Cette approche a été utilisée lors de travaux précédents dans une configuration proche (S.Maurel [39]). Cependant, les limites de cette application sont importantes. En effet, il est impossible de comparer les résultats des différentes phases car les modes qui en découlent dépendent de la phase considérée. Il existe des ressemblances dans les modes des diverses décompositions incitant à les comparer. Il est cependant impossible de suivre l'évolution d'un mode donné durant l'ensemble de la compression. C'est pourquoi M.Fogleman *et al.* [17] ont proposé de réaliser une décomposition sur l'ensemble des champs instantanés de la compression. Cette technique nécessite alors un traitement des champs afin de leur donner une taille commune avant la décomposition. Une interpolation des champs est alors effectuée en prenant soin de modifier au minimum les caractéristiques physiques de l'écoulement représenté par le champ de vitesse.

Les résultats confirment que cette approche est plus riche que POD phasée et l'étude des compressions après injection montrent que les structures moyennes à grandes échelles ne dominent pas l'écoulement comme dans le cas d'un tourbillon compressé sans injection. Le processus de dissipation est plus long et l'énergie portée par les échelles moyennes de petites devient importante plus tôt dans le cycle.

Conclusion et perspectives

La première partie de cet ouvrage est consacrée à la description du contexte industriel, économique et politique dans lequel se place cette étude.

La suite est consacrée à la présentation du dispositif expérimental. La machine à compression rapide utilisée dans cette étude a déjà fait l'objet de deux études sur la rupture d'une structure tourbillonnaire compressée (D.Marc *et al.* [38], S.Maurel [39]). Nous nous proposons d'adapter cette installation à l'étude de l'interaction entre un jet d'injection directe et l'aérodynamique interne d'un moteur à allumage commandé.

Cette modification nécessitait une étude approfondie afin de reproduire, dans notre situation modèle, les conditions les plus représentatives possibles de la configuration industrielle. L'introduction d'un jet diphasique au sein de la chambre modèle entraîne une forte complexité dans le choix du fluide à injecter et dans les moyens de mesure à mettre en oeuvre. En effet, l'étude porte sur un mélange non réactif ce qui a pour conséquence de limiter les sources d'évaporation. De plus, la dynamique de l'écoulement interne généré par le dispositif est inférieure à celle rencontrée dans un cylindre moteur, ce qui empêche l'utilisation de sprays industriels. La détermination d'un fluide dont les caractéristiques physiques concernant l'atomisation (pour les gradients de vitesse rencontrés dans notre étude) et l'évaporation représentait un temps d'étude considérable. Enfin, en absence d'évaporation, la présence de gouttelettes de fluide injectée associée au dépôt sur les parois apportait un degré de complexité important à la mesure. Or, il apparaissait nécessaire d'apporter un ensemble de réponses aux questions concernant l'impact d'une injection sur le comportement d'une structure tourbillonnaire de type tumble avant et pendant la com-

pression. Une étude adimensionnelle a donc été effectuée afin de fixer les paramètres liés à ce dispositif d'injection afin d'être en mesure d'introduire un jet d'air dans l'aérodynamique interne dont la représentativité est basée sur l'apport de moment cinétique. Le choix pertinent des injecteurs et leurs calibrations étaient nécessaires à la bonne représentativité de la configuration et à la maîtrise des conditions expérimentales. Enfin, deux configurations d'injections ont été choisies afin de comparer l'effet de l'orientation du jet sur l'interaction avec l'écoulement. Ainsi, une injection dite "droite" permettra de se placer dans une situation où le jet vient à "contre courant" de l'écoulement tourbillonnaire et une injection dite "inclinée" représentera la configuration où le jet vient ajouter un moment cinétique au mouvement de tumble.

La mise en place des deux techniques de mesures utilisées dans cette étude est présentée par la suite. Tout d'abord, nous avons présenté le matériel et le traitement mis en place pour la mesure PIV. Les calculs de corrélation ont été effectués au moyen d'un ensemble de codes mis en place au sein du laboratoire durant les travaux de thèse de S.Maurel [39] eux même basés sur les travaux de B.Lecordier [27]. Ces algorithmes ont ainsi permis de disposer d'un outil de calcul rapide et bien adapté au dispositif. Cependant, nous verrons par la suite que l'introduction d'un jet induit un fort caractère tridimensionnel à l'écoulement entraînant l'obtention difficile d'une dynamique acceptable en fin de compression. Ensuite, nous avons décrit le matériel et les techniques de post traitement liés à l'utilisation de la fluorescence induite par plan laser dans une machine de compression. En effet, il est nécessaire de procéder à un étalonnage précis du signal de fluorescence du dopant utilisé dans les conditions thermodynamiques prenant place dans le cycle. Cet étalonnage est réalisé en mesurant la modification du signal de fluorescence d'un mélange homogène introduit dans la chambre par le canal d'admission. Il permet de disposer à la fois de la modification de rendement de fluorescence du dopant et de la baisse de signal due aux fuites intervenant pendant la compression. Les mesures finales sont ensuite traitées afin d'obtenir les champs de fraction massique de fluide injecté.

La partie centrale du mémoire est consacrée à l'analyse de la compression d'un tumble

après les deux types d'injection, droite et inclinée. Des comparaisons avec la phase de compression d'un tumble sans injection est réalisée de façon systématique afin de bien comprendre les effets du jet sur la structure tourbillonnaire.

Les données présentées sont obtenues dans le plan de symétrie de la chambre par PIV et par PLIF. Les champs de vitesse sont analysés en utilisant une décomposition de Reynolds laissant apparaître une moyenne de phase et la distribution spatiale de la variance autour de cette valeur moyenne durant le cycle.

L'analyse de la phase d'injection montre que la topologie des écoulements est fortement modifiée et, ce, de façon très différente pour les deux types d'injection. Des mesures dans le plan latéral au plan d'injection ont montré, pour le cas de l'injection inclinée, que le jet entraîne une distortion du tube de vorticité du tumble initial. De forts écoulements transverses sont également mis en évidence par l'analyse du champ de divergence dans le plan.

Même si un écoulement moyen est observé après injection sur les champs de vitesses pendant la phase de compression, le niveau de vorticité qui lui est associé est très faible. Ceci permet de conclure que l'écoulement ne présente pas de zone de rotation intense. Ceci est confirmé par les observations provenant de la comparaison des énergies intégrales moyennes et fluctuantes d'un tumble ayant subi une injection par rapport à un écoulement de tumble seul. En effet, aucune signature de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire à grande échelle n'y est représentée contrairement au cas du tumble seul. De plus, le niveau d'énergie cinétique fluctuante en fin de compression est beaucoup plus faible après injection. L'injection serait donc à l'origine de la destruction de l'écoulement de tumble entraînant un processus de dissipation tout au long de la phase de compression.

Durant la première moitié de la phase de compression, les mesures de fluorescences mettent en évidence un mélange inhomogène dans le plan de symétrie entre la phase injectée et l'air initial. Les champs de fraction massique montrent que l'écoulement moyen qui réalise le transport de la phase injectée est fortement tridimensionnel dans les deux cas. Le transport résulte d'écoulements moyens dans et en dehors du plan de symétrie

de la chambre. Le mélange est de plus en plus homogène en fin de compression et les fluctuations cycle à cycle tendent à diminuer dans le même temps.

L'étude des données obtenues par PIV a été complétée par l'analyse des résultats provenant d'une Décomposition Orthogonale en Modes Propres (POD). Cette décomposition modale permet d'extraire les structures moyennes de l'écoulement mesuré cycle à cycle associées une à une à l'énergie qu'elles représentent au sein de l'écoulement moyen (J.L.Lumley [33]). Cette approche avait déjà été utilisée lors des travaux précédents concernant l'étude de la rupture du tumble par la compression (S.Maurel [39]). Cependant, la décomposition avait été faite pour chaque phase de l'écoulement de façon indépendante. La comparaison directe des modes d'une phase à une autre apparaît délicate. L'équipe du professeur J.Lumley de Cornell University (M.Fogleman *et al.* [17]) a ainsi proposé une méthode visant à uniformiser cette décomposition à l'ensemble du cycle. Les modes déterminés de cette façon seront donc globaux sur le cycle. Par exemple, il sera possible de suivre l'évolution de chaque mode pendant la phase de compression mesurant ainsi les transferts entre les différentes échelles de l'écoulement. Pour réaliser cette décomposition globale, il est nécessaire d'uniformiser les champs de vitesse afin de leur donner une taille commune. Une interpolation des champs est alors effectuée en prenant soin de modifier au minimum les caractéristiques physiques de l'écoulement représenté par le champ de vitesse.

Les résultats confirment que cette approche est plus riche que POD phasée et l'étude des compressions après injection montrent que les structures moyennes à grandes échelles ne dominent pas l'écoulement comme dans le cas d'un tourbillon compressé sans injection. Le processus de dissipation est plus long et l'énergie portée par les échelles moyennes et petites devient importante plus tôt dans le cycle. Ces résultats confirment donc les constatations faites à la suite de l'étude des valeurs intégrales montrées lors de l'approche utilisant la décomposition de Reynolds

Les conclusions de ce travail résident dans la modification des transferts d'énergie d'un écoulement tourbillonnaire compressé due à l'introduction d'une forte quantité de

mouvement par une injection. De plus, il apparait que la direction de l'injection dans l'écoulement joue un rôle non négligeable dans le rapport final entre l'énergie de l'écoulement moyen et l'énergie fluctuante. Ce résultat est très important dans l'établissement d'une stratégie d'injection dans une configuration industrielle de moteurs à injection directe utilisant une structure initiale non dissipative de type tumble. Ce travail apparait donc comme une première contribution à l'étude de l'interaction entre un jet et une structure tourbillonnaire compressée. L'injection dans un tumble bien défini quasi stationnaire a permis de bien comprendre les échanges de quantité de mouvement intervenant entre un jet et un tourbillon bi dimensionnel.

Les perspectives sont nombreuses. En effet, l'introduction d'un jet au cours de la compression permettrait de juger de l'impact de l'injection sur une structure en cours de compression et de destabilisation. Il est possible également d'utiliser la PIV résolue dans le temps afin de suivre l'évolution temporelle de la compression du tourbillon, ceci permettant de disposer des corrélations entre les instabilités de la phase d'injection et les niveaux d'énergie en fin de compression. Il est également envisageable de réaliser un montage permettant la mesure simultanée du mélange et du champ de vitesse afin d'étudier les flux instantanés de masse intervenant au cours du cycle injection-compression. Enfin, le choix d'un fluide dont les caractéristiques d'évaporation sont compatibles avec les conditions imposées par l'installation permettrait l'introduction d'un jet diphasique (à faible vitesse de sortie). Cette injection associée à une technique de fluorescence à deux phases permettrait de mesurer l'évaporation de gouttelettes soumises au transport pour différentes stratégies d'injection.

Annexe A

Principe de l'intercorrélation par images de particules

Ce principe d'intercorrélation entre deux images fut introduit par C. E. Willer & M. Garib [54] en 1991, alors que la PIV était alors généralement réalisée par auto corrélacion d'une seule image. La première image contient les positions des particules enregistrées à l'instant t , la seconde contient l'image de la position des particules à l'instant $t + \Delta t$.

Soit $i_1(\vec{X})$ et $i_2(\vec{X})$ les images des particules respectivement à l'instant t_1 et t_2 ayant subi une translation $(\Delta x, \Delta y)$, alors le signal d'intercorrélacion peut s'écrire (B. Lecordier [27]) :

$$C c_{i_1 i_2}^0(\vec{X}) = \frac{e_{ff}(\vec{X})}{e_{ff}(\vec{0})} \otimes \delta(\vec{X} - \vec{\Delta}) + \frac{e_{ff}(\vec{X})}{N \cdot e_{ff}(\vec{0})} \otimes \sum_{i \neq k} \sum_{k \neq i}^{1..N} \delta(\vec{X} - (\vec{\alpha}_{ik} + \vec{\Delta})) \quad (\text{A.1})$$

Le membre de droite de l'expression représente un bruit aléatoire produit par la corrélation des particules entre elles.

C'est le membre de gauche qui contient l'information du déplacement des particules. Le pic d'intercorrélacion sera donné par ce terme. Ce pic correspond à une convolution d'un pic de Dirac positionnée sur le point marquant le déplacement $(\Delta x, \Delta y)$ avec l'auto

convolution normée de la réponse impulsionnelle du dispositif d'imagerie. Le principal atout de cette technique est que le pic d'intercorrélation est unique. En effet, dans le cas d'un calcul par auto corrélation, le déplacement relatif des particules est extrait mais pas le sens de déplacement. Ainsi, le résultat est formé par deux pics de corrélation placés sur $(\Delta x, \Delta y)$ et sur $(-\Delta x, -\Delta y)$. L'intercorrélation permet de lever cette incertitude car on connaît l'image intervenant en premier dans le temps.

Principe du Sub-Pixel La méthode décrite auparavant permet de déterminer un déplacement de particule en valeur entière de pixels. En effet, le pic n'est pas infiniment étroit et sa largeur est toujours supérieure à la distance inter-pixel. De ce fait, l'enveloppe du pic de corrélation est échantillonnée sur plus d'un pixel. Ainsi il est évident que le déplacement choisi correspondra à la valeur maximum rencontrée dans ce calcul de corrélation. Cette valeur sera donc en pixel entier. Ce phénomène porte aussi le nom de "peak locking". L'idée du calcul sub-pixel est d'approximer cette fonction de corrélation par une fonction gaussienne ou polynômiale afin d'interpoler la position du maximum "réel" de cette fonction de corrélation.

L'algorithme utilisé dans cette étude, développé par S.Maurel [39] en s'inspirant des travaux de B.Lecordier [27], utilise donc cette méthode associée, en plus, à un décalage itératif des mailles. Ce décalage itératif a pour but de limiter la perte de particules dans la plan de mesure. Une première passe va donc permettre de déterminer le déplacement moyen en nombre entier de pixels de l'ensemble des particules contenues dans la maille d'interrogation. Ensuite, un algorithme itératif vient centrer le pic d'intercorrélation. S.Maurel [39] a également développé une approche utilisant un calcul itératif sur une maille de 32×32 pixels² correspondant à une zone physique de l'image de 31×31 pixels². Ainsi, il y a multiplication des parties réelles des positions interpolées tout en gardant l'orientation des mailles de calcul. Ce procédé a été utilisé dans cette étude.

Annexe B

Fluorescence induite par laser : Schéma à deux niveaux

Dans cette étude, nous utilisons la fluorescence induite par laser pour mesurer dans un plan la concentration d'une masse injectée. Cette technique non intrusive utilise les propriétés des molécules de certains traceurs lorsqu'elles sont excitées par une source de lumière. Elle peut être également utilisée pour déterminer des températures locales ou des pressions.

Lorsqu'un photon rencontre une molécule, il peut subir deux effets ; soit il est diffusé soit il est absorbé. Dans le premier cas, si le photon conserve son énergie il s'agit de diffusion de Rayleigh. En revanche, si le photon incident possède une longueur d'onde correspondant à une fréquence propre de la molécule, il y a absorption. La molécule reste alors à un état excité pendant un temps allant de la nanoseconde à la microseconde. Le principe peut se résumer comme suit.

Soit un photon d'énergie incidente $h\nu_0$ et une molécule d'énergie E_1 au départ. Cette dernière passera, après l'absorption du photon, à un état énergétique $E_2 = E_1 + h\nu_0$. Soit $N_1(t)$ la population de molécule à l'état énergétique initial E_1 et $N_2(t)$ celle à E_2 . A $t = 0$, toutes les molécules sont à l'état de repos donc on a $N_2(t = 0) = 0$. Ensuite une partie des molécules va passer à l'état E_2 . Ce saut énergétique correspond à une

transition rotationnelle ou vibrationnelle. Le retour à l'état d'équilibre va donc se faire selon trois mécanismes (figure B.1).

Tout d'abord, la molécule peut émettre dans la même direction et dans la même longueur d'onde que l'onde incidente. On parlera alors d'émission stimulée. Ensuite, deux molécules entrant en collision peuvent revenir à leur état énergétique initial, ce phénomène est appelé Quenching. Enfin, on appellera fluorescence une émission radiative de longueur d'onde $\lambda \geq \lambda_0$.

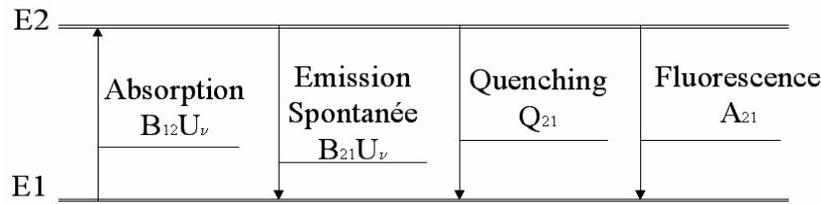


FIG. B.1 – Schéma à deux niveaux de la fluorescence

La population de molécules à l'état excité va admettre le taux de variation suivant :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = N_1(t)B_{12}U_\nu - N_2(t)(B_{21}U_\nu + A_{21}) - N_2(t)Q_{21} \quad (\text{B.1})$$

avec $N_1(t) + N_2(t) = N_1^0$

$B_{12}(\text{J}^{-1} \text{m}^3 \text{s}^{-2})$ coefficient de probabilité de transition du niveau N1 au niveau N2

$B_{21}(\text{J}^{-1} \text{m}^3 \text{s}^{-2})$ coefficient d'émission stimulée (émission en phase et même direction que le faisceau incident)

$A_{21}(\text{s}^{-1})$ coefficient de transition spontanée, fluorescence

$Q_{12}(\text{s}^{-1})$ coefficient de désexcitation collisionnelle, quenching. Ce coefficient est sensible à la pression, à la température et à la composition du mélange

$U_\nu(\text{J m}^3 \text{s})$ densité spectrale du faisceau incident

La solution du système est :

$$\begin{aligned}
 N_2(t) &= \frac{N_1^0 B_{12} U_\nu}{(B_{12} + B_{21}) U_\nu + A_{21} + Q_{21}} (1 - \exp^{-t/\tau_{pom}}) \\
 \tau_{pom} &= \frac{1}{(B_{12} + B_{21}) U_\nu + A_{21} + Q_{21}}
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

τ_{pom} est appelé temps de pompage.

Cette dernière expression de $N_2(t)$ permet de distinguer plusieurs régimes de fluorescence. En effet la valeur du temps de pompage, qui est une constante pour une molécule donnée, va pouvoir être comparée au temps d'excitation correspondant à la durée du pulse laser, et ainsi on pourra simplifier ou non cette expression.

Premier cas, la durée du pulse laser est très inférieure au temps de pompage. Dans ce cas la variation de $N_2(t)$ est linéaire en temps après développement limité du terme exponentiel au premier ordre. On a alors $N_2(t) = N_1^0 B_{12} U_\nu t$ où il est intéressant de noter l'absence de terme de quenching. En effet, cette simplification n'étant possible qu'avec des pulses lasers de l'ordre de quelques picosecondes, le phénomène de quenching n'a pas le temps de participer à la baisse d'énergie des molécules.

Deuxième cas, la durée du pulse est supérieure au temps de pompage. Dans ce cas, on est en régime stationnaire et $N_2(t)$ atteint une valeur constante :

$$\begin{aligned}
 N_2(t) &= \frac{N_1^0 B_{12} U_\nu}{(B_{12} + B_{21}) U_\nu + A_{21} + Q_{21}} = N_1^0 \frac{B_{12}}{(B_{12} + B_{21})} \frac{1}{1 + \frac{U_{\nu s}}{U_\nu}} \\
 \text{avec } U_{\nu s} &= \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} \text{ Energie de saturation}
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

On voit donc que le quenching intervient dans l'énergie de saturation. Si le laser permet de fonctionner avec une énergie supérieure à l'énergie de saturation alors le terme $\frac{U_{\nu s}}{U_\nu}$ deviendra négligeable et $N_2(t)$ ne dépendra pas du quenching. Cependant, il est difficile de travailler avec des lasers aussi énergétiques. Dans le cas contraire on aura donc :

$$N_2(t) = N_1^0 \frac{B_{12}}{A_{21} + Q_{21}} U_\nu$$

Le taux de quenching intervient donc dans l'expression de $N_2(t)$ pour une utilisation de la fluorescence avec des lasers classiques. Si une attention aussi importante est consacrée à l'élimination du quenching, c'est parce que ce phénomène est difficile à prévoir et à quantifier et qu'il est fortement dépendant des conditions thermodynamiques dans lesquelles se trouvent les molécules du dopant utilisé lors de l'excitation. Dans notre étude, ces considérations étaient primordiales car les mesures s'effectuent au sein même de la chambre dont les conditions de température et de pression varient naturellement au cours du cycle.

Le nombre de photons émis pas fluorescence peut également s'écrire dans le cas d'un fonctionnement stationnaire :

$$Ne = \int Ni(y, z, t) \exp^{-\sigma(\lambda) \int C(x,y,z) dX} \sigma(\lambda, T) C(x, y, z) \phi(\lambda, P, T, C) dZ \quad (\text{B.4})$$

Ni est le flux de photon par unité de surface et de temps, $Ni = \frac{E}{(hc)/\lambda}$

σ est la section efficace d'absorption du traceur ;

C est la concentration moléculaire du traceur ;

ϕ est le rendement quantique de fluorescence ;

z est l'épaisseur de la nappe laser ;

x est la direction de propagation de l'onde incidente.

Le terme exponentiel prend en compte l'absorption de la nappe par le dopant. En considérant C constant, on construit une longueur caractéristique $l = \frac{1}{C\sigma}$ qui représente la distance pour laquelle l'énergie émise est divisée par e^1 . Il est courant de ne plus négliger l'absorption de la nappe du moment où elle est supérieure à 5 %, c'est-à-dire lorsque la longueur est supérieur à $l/3$. C'est le cas de notre installation expérimentale. La procédure de correction nommée Beer Lambert est décrite dans le chapitre 2.

Annexe C

Simulation de la phase d'injection par simulation numérique des grandes échelles

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

La simulation numérique des écoulements turbulents peut être abordée à l'heure actuelle selon trois modèles. Tout d'abord, les modèles de type $k-\varepsilon$ donnent accès aux grandeurs statistiques de l'écoulement, ainsi le champ résolu est le champ moyen. Cependant dans le cas des écoulements moteurs, chaque cycle est différent du cycle précédent et le niveau de turbulence instantané en fin de compression, est un élément primordial dans le fonctionnement d'un moteur. La simulation numérique directe (ou DNS) permet de réaliser un écoulement turbulent non moyenné en résolvant complètement les équations de l'écoulement. Cependant les coûts en calcul sont directement fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement. La taille minimale des mailles de calcul est déterminée par la relation $l = Re^{-1/3}$. En effet, il est nécessaire de disposer de taille de mailles de l'ordre

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

de l'échelle de Kolmogorov de l'écoulement afin d'être en mesure de simuler les échelles dissipatives. Un nombre considérable de mailles doit donc être utilisé pour calculer un écoulement à grande échelle. Les écoulements internes des moteurs présentent un haut niveau de turbulence, ce qui ne permet pas de résoudre par DNS l'écoulement entier dans la chambre de compression. Le développement de la simulation LES dans les moteurs à pistons est l'objet de nombreuses études. En effet, ces simulations permettent des réalisations individuelles d'écoulements à grand nombre de Reynolds car seules les grandes échelles sont simulées alors que des modèles vont être utilisés pour résoudre les petites échelles. La taille minimale des mailles est donc augmentée et le temps de calcul est considérablement diminué.

Un code de calcul a été développé par l'équipe CFD (Computational Fluid Dynamics) du CERFACS (Centre Européen de Recherche et de Formation Avancée en Calcul Scientifique) à Toulouse en collaboration avec l'IFP et ce depuis une dizaine d'années. Ce code se nomme AVBP. Ce projet de grande envergure a permis de réaliser un code fiable, performant et flexible. La version utilisée dans cette étude est la version 5.2 β . Elle permet de résoudre les écoulements laminaires et turbulents compressibles ou incompressibles dans des géométries pouvant être complexes avec des maillages structurés ou non structurés. Des écoulements stationnaires ou instationnaires réactifs ou non sont résolubles par AVBP. Des évolutions vont permettre dans un futur proche de simuler des écoulements diphasiques sur maillage mobile.

Ce code a donc été utilisé dans la cadre du stage de DEA d'Anthoine Devesa à l'IMFT afin de simuler sur un maillage 3D la phase d'injection qui a été effectuée lors des mesures expérimentales. Cette simulation va permettre de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'injection et d'avoir des données concernant la structure complète 3D de l'écoulement en fin d'injection. Pour plus de détails concernant la mise en place du calcul et sa validation, le lecteur pourra se référer au mémoire d'A.Devesa [14].

C.1.1 Equations résolues et modèles LES d'AVBP

Le point de départ de toute simulation numérique repose sur une formulation préalable des principes fondamentaux de la mécanique et de la thermodynamique qui régissent son mouvement. Dans le cadre de la mécanique des fluides, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie totale constituent ce que l'on appelle communément les équations de Navier-Stokes. Pour un écoulement de fluide visqueux, compressible, conducteur de la chaleur et pour lequel les forces de pesanteur sont négligeables, elles s'expriment sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho + \frac{\partial}{\partial x_j}\rho U_j = 0 \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho U_i + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_i U_j + P\delta_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\sigma_{ij} \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho E_t + \frac{\partial}{\partial x_j}[U_j(\rho E_t + P)] = \frac{\partial}{\partial x_j}\sigma_{ij}U_i - \frac{\partial}{\partial x_j}q_j \quad (\text{C.3})$$

où ρ est la masse volumique, P la pression statique, U_i la $i^{\text{ème}}$ composante du vecteur vitesse ($i \in 1, 2, 3$), σ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses, E_t l'énergie totale par unité de masse, q_j le flux de chaleur et δ_{ij} le tenseur de Kronecker.

Dans ce système d'équations, l'énergie totale par unité de masse s'exprime à partir de l'énergie interne e et de l'énergie cinétique selon la relation :

$$E_t = e + \frac{1}{2}U_k U_k \quad (\text{C.4})$$

Par ailleurs, le fluide étant supposé Newtonien, la loi de comportement donnant le tenseur des contraintes visqueuses prend la forme :

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \delta_{ij} \quad (\text{C.5})$$

dans laquelle μ et λ sont reliés par l'hypothèse de Stokes :

$$3\lambda + 2\mu = 0 \quad (\text{C.6})$$

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

Selon la loi de conduction thermique de Fourier, le flux de chaleur de composante q_j s'exprime en fonction de la température comme :

$$q_j = -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{C.7})$$

le coefficient de conductivité thermique λ_c s'exprimant en fonction de la viscosité dynamique à l'aide du nombre de Prandtl :

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda_c} = \gamma \frac{\mu c_v}{\lambda_c} \quad (\text{C.8})$$

où c_p et c_v sont les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants et $\gamma = c_p/c_v$. Le nombre de Prandtl Pr et les chaleurs spécifiques à pression constante peuvent être considérées comme étant constants pour l'air dans des conditions standards : $Pr = 0.71$, $c_p = 1004.5 \text{ J/kgK}$.

Notons que comme $e = c_v T$, le flux de chaleur peut encore s'exprimer sous la forme :

$$q_j = -\gamma \frac{\mu c_v}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\gamma \mu}{Pr} \frac{\partial e}{\partial x_j} \quad (\text{C.9})$$

La viscosité dynamique est donnée, dans la gamme de températures étudiées, par la loi de Sutherland :

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \left(\frac{1 + S/T_0}{1 + S/T} \right) \quad (\text{C.10})$$

où $\mu_0 = 1.711 \cdot 10^{-5} \text{ Pl}$ est la viscosité du fluide à la température de référence $T_0 = 273.15 \text{ K}$ et S est une constante fixée pour l'air à 110.4 K .

A ce stade, le système requiert encore la connaissance d'une loi d'état afin de prendre en compte les variations de masse volumique et de pression liées aux variations de température.

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

En considérant l'air comme un gaz parfait, on a :

$$p = \rho r T = \rho(\gamma - 1)e \quad (\text{C.11})$$

où r est relié aux chaleurs spécifiques par la relation de Meyer : $r = c_p - c_v$.

La température peut alors être donnée par la relation :

$$T = \frac{\gamma - 1}{r} \left(E_t - \frac{1}{2} \vec{U}^2 \right) \quad (\text{C.12})$$

Mise en forme des équations pour la résolution en LES

En LES, les quantités sont filtrées spatialement, à une certaine valeur de coupure déterminée par le maillage. La partie filtrée d'une quantité f est donc résolue tandis que $f' = f - \bar{f}$ est modélisée par les termes de sous maille : "subgridscale terms". Les équations à résoudre numériquement en LES sont obtenues en filtrant spatialement les équations de Navier Stokes instantanées. Pour un écoulement compressible et visqueux et en l'absence de force de pesanteur, le système d'équations devient :

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \bar{F} = 0 \quad (\text{C.13})$$

Pour la masse volumique qui est variable dans notre cas, nous introduisons un filtre de type moyenne de Favre pour lequel $\bar{\rho} \tilde{f} = \overline{\rho f}$.

- W est le vecteur des variables conservatives :

$$\bar{W} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \tilde{u} \\ \bar{\rho} \tilde{v} \\ \bar{\rho} \tilde{w} \\ \bar{\rho} \tilde{E}_t \end{pmatrix} \quad (\text{C.14})$$

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

• \vec{F} est le tenseur de flux tel que $\vec{F} = (f, g, h)^T$. Les composantes du tenseur de flux peuvent être décomposées comme la somme de 3 termes : les termes non-visqueux \vec{F}^I (f^I, g^I, h^I), visqueux \vec{F}^V (f^V, g^V, h^V) et de sous-maille \vec{F}^t (f^t, g^t, h^t).

• Pour la partie eulérienne du tenseur des flux :

$$\vec{f}^I = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{u} \\ \bar{\rho} \tilde{u}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho} \tilde{u}\tilde{v} \\ \bar{\rho} \tilde{u}\tilde{w} \\ (\bar{\rho} \tilde{E}_t + \bar{p})\tilde{u} \end{pmatrix}, \quad \vec{g}^I = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{v} \\ \bar{\rho} \tilde{u}\tilde{v} \\ \bar{\rho} \tilde{v}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho} \tilde{v}\tilde{w} \\ (\bar{\rho} \tilde{E}_t + \bar{p})\tilde{v} \end{pmatrix}, \quad \vec{h}^I = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{w} \\ \bar{\rho} \tilde{u}\tilde{w} \\ \bar{\rho} \tilde{v}\tilde{w} \\ \bar{\rho} \tilde{w}^2 + \bar{p} \\ (\bar{\rho} \tilde{E}_t + \bar{p})\tilde{w} \end{pmatrix} \quad (\text{C.15})$$

• Pour les termes visqueux du tenseur des flux :

$$\vec{f}^V = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{\tau}_{xx} \\ -\tilde{\tau}_{xy} \\ -\tilde{\tau}_{xz} \\ -(\tilde{u} \tilde{\tau}_{xx} + \tilde{v} \tilde{\tau}_{xy} + \tilde{w} \tilde{\tau}_{xz}) + \tilde{q}_x \end{pmatrix}, \quad \vec{g}^V = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{\tau}_{xy} \\ -\tilde{\tau}_{yy} \\ -\tilde{\tau}_{yz} \\ -(\tilde{u} \tilde{\tau}_{xy} + \tilde{v} \tilde{\tau}_{yy} + \tilde{w} \tilde{\tau}_{yz}) + \tilde{q}_y \end{pmatrix}$$

$$\vec{h}^V = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{\tau}_{xz} \\ -\tilde{\tau}_{yz} \\ -\tilde{\tau}_{zz} \\ -(\tilde{u} \tilde{\tau}_{xz} + \tilde{v} \tilde{\tau}_{yz} + \tilde{w} \tilde{\tau}_{zz}) + \tilde{q}_z \end{pmatrix} \quad (\text{C.16})$$

avec :

$$\begin{aligned} \tilde{\tau}_{xx} &= \frac{2\bar{\mu}}{3} \left(2 \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right), & \tilde{\tau}_{xy} &= \bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} \right) \\ \tilde{\tau}_{yy} &= \frac{2\bar{\mu}}{3} \left(2 \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} - \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} \right), & \tilde{\tau}_{xz} &= \bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} \right) \\ \tilde{\tau}_{zz} &= \frac{2\bar{\mu}}{3} \left(2 \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} \right), & \tilde{\tau}_{yz} &= \bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{v}}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

- Enfin les termes de sous-mailles du tenseur des flux :

$$\begin{aligned}
 \overline{f^t} &= \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{\tau}_{xx}^t \\ -\tilde{\tau}_{xy}^t \\ -\tilde{\tau}_{xz}^t \\ -(\tilde{u} \tilde{\tau}_{xx}^t + \tilde{v} \tilde{\tau}_{xy}^t + \tilde{w} \tilde{\tau}_{xz}^t) + \tilde{q}_x \end{pmatrix}, \quad \overline{g^t} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{\tau}_{xy}^t \\ -\tilde{\tau}_{yy}^t \\ -\tilde{\tau}_{yz}^t \\ -(\tilde{u} \tilde{\tau}_{xy}^t + \tilde{v} \tilde{\tau}_{yy}^t + \tilde{w} \tilde{\tau}_{yz}^t) + \tilde{q}_y \end{pmatrix} \\
 \overline{h^t} &= \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{\tau}_{xz}^t \\ -\tilde{\tau}_{yz}^t \\ -\tilde{\tau}_{zz}^t \\ -(\tilde{u} \tilde{\tau}_{xz}^t + \tilde{v} \tilde{\tau}_{yz}^t + \tilde{w} \tilde{\tau}_{zz}^t) + \tilde{q}_z \end{pmatrix} \tag{C.18}
 \end{aligned}$$

Le tenseur de Reynolds est tel que : $\tilde{\tau}_{ij}^t = -\bar{\rho}(\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j)$ et peut être aussi écrit comme $\tilde{\tau}_{ij}^t = 2\mu_t(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tilde{S}_{ll})$ où μ_t est la viscosité turbulente modélisée de différentes façons dans les modèles de LES utilisés.

C.1.2 Viscosité artificielle : senseurs et opérateurs

Les senseurs de viscosité artificielle

L'application de viscosité artificielle dans une simulation passe par le calcul d'une fonction appelée senseur qui détermine le besoin en viscosité artificielle. Deux types de senseurs peuvent être utilisés dans AVBP :

Le senseur de Jameson Le calcul du senseur de Jameson $\zeta_{\Omega_j}^J$ pour une cellule Ω_j à une itération donnée n se fait par la recherche du maximum de la fonction ζ_k^J , qui est le senseur de Jameson calculé en chaque sommet de la cellule considérée.

$$\zeta_{\Omega_j}^J = \max_{k \in \Omega_j} \zeta_k^J$$

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

La fonction ζ_k^J est basée sur une quantité scalaire notée S ici, le plus souvent la pression, et vaut :

$$\begin{aligned}\zeta_k^J &= \frac{|\Delta_1^k - \Delta_2^k|}{|\Delta_1^k| + |\Delta_2^k| + |S_k|} \\ \text{avec : } \Delta_1^k &= S_{\Omega_j} - S_k \\ \Delta_2^k &= (\vec{\nabla} S)_k \cdot (\vec{x}_{\Omega_j} - \vec{x}_k)\end{aligned}\tag{C.19}$$

L'indice Ω_j est relatif à la cellule, et l'indice k est relatif aux sommets de cette cellule. $\vec{\nabla} S$ est le gradient de S tel qu'il est calculé dans AVBP. On peut noter que Δ_1^k mesure la variation de S sur la cellule, tandis que Δ_2^k prend en compte l'ensemble des cellules voisines du sommet k par le calcul du gradient.

En écrivant le senseur complet, on s'aperçoit qu'il est proportionnel à la dérivée seconde de S , ce qui correspond bien à la fonction que l'on voulait établir : une fonction qui vaut 0 lorsque la variation de S est linéaire, et qui est non nulle lorsque S présente de fortes variations.

Le senseur de Colin Ce senseur développé au Cerfacs est une amélioration du précédent senseur. Il utilise une fonction Ψ qui peut être écrite comme :

$$\begin{aligned}\Psi &= \max_{k \in \Omega_j} \left(0, \frac{\Delta^k}{|\Delta^k| + \epsilon_1 S_k} \zeta_k^J \right) \\ \text{avec : } \Delta_k &= |\Delta_1^k - \Delta_2^k| - \epsilon^k \max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|) \\ \epsilon^k &= \epsilon_2 \left(1 - \epsilon_3 \frac{\max(|\Delta_1^k|, |\Delta_2^k|)}{|\Delta_1^k| + |\Delta_2^k| + S_k} \right)\end{aligned}\tag{C.20}$$

Les valeurs des constantes sont prises dans AVBP telles que : $\epsilon_1 = 1.10^{-2}$, $\epsilon_2 = 0.95$ et $\epsilon_3 = 0.5$.

Le senseur de Colin a alors pour définition :

$$\zeta_{\Omega_j}^C = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{\Psi - \Psi_0}{\delta} \right) \right) - \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{-\Psi_0}{\delta} \right) \right)\tag{C.21}$$

Avec les constantes $\Psi_0 = 2.10^{-2}$ et $\delta = 1.10^{-2}$.

Cette définition de tenseur permet d'être plus performant et cohérent par rapport au but premier de la viscosité artificielle, surtout pour des écoulements instationnaires. Il

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

prend en charge différentes situations que ne différencierait pas le senseur de Jameson, et agit comme suit :

- Le senseur est assez faible dans des zones d'erreurs numériques de faible amplitude ou devant de faibles gradients (Δ_1^k, Δ_2^k faibles devant S_{Ω_j}) qui peuvent être bien résolus par le schéma numérique.
- Le senseur a une valeur élevée lorsqu'on a des oscillations numériques d'amplitude élevées (Δ_1^k, Δ_2^k de signes différents, et l'un grand devant l'autre).
- Le senseur est aussi grand dans les cas non-physiques (Δ_1^k, Δ_2^k du même ordre que S_{Ω_j}) qui proviennent de problèmes numériques.

Ce senseur est utilisé dans 2 des modèles de viscosité artificielle, le modèle de Colin et le modèle S-L-K, modèles qui ont respectivement été utilisés dans les simulations 2D et 3D.

Les opérateurs d'ordre 2 et 4 / coefficients associés

Les modèles de viscosité artificielle implémentés dans AVBP, sont une combinaison de 2 opérateurs : un opérateur d'ordre 2 et un autre d'ordre 4. Ces opérateurs ont des propriétés différentes. L'opérateur de 2nd ordre agit comme une viscosité classique. Il lisse les forts gradients en introduisant de la dissipation supplémentaire à celle purement physique : la dissipation artificielle. Il a pour effet de laisser intactes les zones où le senseur est inactif, et d'assurer la stabilité et la robustesse nécessaire pour résoudre les zones présentant des problèmes numériques. Il tire son nom du fait qu'il agit comme un opérateur laplacien (dérivée du second ordre). L'opérateur de 4^{ème} ordre agit différemment dans le sens où il introduit une faible dissipation (background dissipation) dans les zones présentant de faibles gradients. Son nom est dû à son action particulière, de type bi-laplacien (laplacien de laplacien).

La façon dont ils sont appliqués dépend de la valeur du senseur et des paramètres utilisateur que sont les coefficients `smu2` et `smu4`. En effet les 2 opérateurs sont proportionnels à leur coefficient respectif (`smu2` associé à l'opérateur d'ordre 2, `smu4` à celui d'ordre 4).

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

Selon le modèle de viscosité artificielle choisi, les opérateurs de 2nd et 4^{ème} ordre ne sont pas appliqués à toutes les variables.

Les modèles de viscosité artificielle

Plusieurs modèles de viscosité artificielle ont été implémentés dans AVBP. Ils diffèrent par le senseur qu'ils utilisent, par la façon dont les opérateurs de 2nd ou 4^{ème} ordre y sont appliqués, et sur quelles variables ils sont appliqués...

- 1 Honey : le senseur est constamment à sa valeur maximum et en tout point. Cela veut dire qu'on applique le maximum de viscosité artificielle partout, par l'intermédiaire de l'opérateur d'ordre 2. Toutes les variables de transport sont affectées par ce modèle (quantité de mouvement, énergie et espèces).
- 1 Jameson : il utilise le senseur de Jameson. Le montant de viscosité d'ordre 2 est proportionnel au senseur, et celui d'ordre 4 est utilisé uniquement quand le senseur est faible. L'ensemble des variables est concerné par ce modèle.
- 2 Colin : le senseur utilisé est celui de Colin, et la façon dont est appliquée la viscosité artificielle est la même que pour Jameson, sauf que les variables de quantité de mouvement ne sont pas concernées par cette méthode.
- 3 S-L-K : le senseur est toujours celui de Colin mais ici on applique (10% de la valeur calculée à la base) de viscosité artificielle sur les variables de quantité de mouvement. Cela permet d'éviter les oscillations numériques possibles avec le modèle de Colin.

C.1.3 Conditions initiales, limites du calcul

Il est nécessaire de définir une solution initiale au calcul. Cette solution initiale a été obtenue en utilisant un champ expérimental de vitesse moyenne au Point Mort Bas. Ce champ de vitesse est donc interpolé sur les points du maillage puis extrudé sur l'ensemble du domaine dans la direction \vec{z} . Ce type d'initialisation a cependant ses propres limites. En effet, ce champ de vitesse ne possède pas d'échelle inférieure à celle de la structure

C.1 Rappel sur la LES (Large Eddy Simulation) et le code AVBP utilisé

moyenne et de sucroit, ne présente pas de turbulence. L'utilisation d'un champ instantané de vitesse PIV n'aurait pas eu de sens compte tenu de la méthode d'extrusion dont le champ fait l'objet pour occuper l'ensemble du maillage. Le code de calcul AVBP permet d'ajouter à la solution initiale une distribution en taille et en espace de structures tourbillonnaires définie par l'utilisateur. Le choix arbitraire de ces structures paraît délicat dans un premier temps et nous avons choisi de réaliser une série de calculs en s'affranchissant de ce paramètre. Il est évident que des calculs prenant compte de la présence de ces structures initiales devront être effectués dans un futur proche. Les calculs présentés ici ne disposent donc pas de conditions initiales irréprochables. L'utilisation de ces champs initiaux sans turbulence entraîne un déséquilibre dans la cascade d'énergie, car l'écoulement ne dispose pas d'énergie turbulente pour effectuer sa dissipation.

Afin de pallier ces problèmes de conditions initiales, il est également envisageable de réaliser le calcul sur le cycle entier d'admission afin de disposer d'une structure possédant les caractéristiques turbulentes issues du calcul au Point Mort Bas. Ce calcul nécessiterait l'utilisation d'un maillage mobile. Ce type de maillage est en cours de développement au CERFACS (Toulouse) pour d'autres applications. Cependant ce calcul sera beaucoup plus coûteux en temps de calcul car il faudra l'initialiser au sein même du plenum, puis calculer l'écoulement dans le canal d'admission.

Il est néanmoins irrévocable que ces premiers calculs sont très utiles dans une approche qualitative de l'analyse de la structure de l'écoulement. C'est dans ce cadre que les résultats seront utilisés dans cette thèse. Il est encore trop tôt pour se servir des calculs pour affirmer des conclusions définitives sur les paramètres de l'écoulement. Mais le travail réalisé pour la mise en place de ces premiers calculs constitue un pas important dans le projet de simulation des écoulements internes dans une situation modèle de chambre de compression. En effet, ce travail pointe le problème majeur posé par les simulations aux grandes échelles dans les configurations moteurs, à savoir les conditions initiales.

Bibliographie

[1] Abo-Serie, E., Arcoumanis, C., Gavaises, M., Argueyrolles, B. & Galzin, F., "Structure of sprays generated by pressure swirl injectors for direct-injection gasoline engines", ILASS-Europe -Toulouse, 1999).

[2] Arcoumanis, C., Hu, Z., Vafidis, C. & Whitelaw, J. H., "Tumbling motion a mechanism for turbulence enhancement in spark ignition engines", SAE, **900060** (1990).

[3] Baby, X., Optimisation de l'aérodynamique interne dans un moteur à injection directe essence. Analyse de l'écoulement de tumble par velocimétrie par images de particules," Toulouse, (2000).

[4] Baritaud, T. & Heinze, T., "Gasoline measurements with PLIF in a SI engine", SAE, **922355** (1992).

[5] Bazile, R. & Stepowki, D., "Measurements of vaporized and liquid fuel concentration fields in a burning spray jet of acetone using planar induced fluorescence", Experiment in Fluids, **20** 1-9 (1995).

[6] Ben, L., Etude de l'injection du carburant gazeux de substitution GNV dans les moteurs à pistons. Imagerie Laser, bilans énergétique et environnemental," INP, Toulouse,

Bibliographie

(2001).

[7] Berkooz, G., Holmes, P. & Lumley, J., "The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flow.", Annual review of fluid mechanics, **25** 539-575 (1993).

[8] Boree, J., Maurel, S. & Bazile, R., "Disruption of a compressed vortex", Physics of Fluids, **14** 2543-2556 (2002).

[9] Brancher, P., (2003).

[10] Chassaing, P., Turbulence en Mécanique des Fluides - Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur," in edited by Toulouse, 1994),

[11] Choi, K. H., Park, P. K., Lee, N. H., Yu, C. H. & Noh, S. H., "A research on fuel spray and air flow fields for spark-ignited direct injection using laser measurement technology", SAE, **1999-01-0503** (1999).

[12] Coelho, S. L. V. & Hunt, J. C. R., "The dynamics of the near field of strong jets in cross flows", Journal of Fluid Mechanics, **200** 95-120 (1989).

[13] Comer, M. A., Bowen, P. J., Sapsford, S. M. & Bates, C. J., "Influence of ambient pressure on transient G-DI sprays", ILASS-Europe -Zurich, 2001).

[14] Devesa, A., Simulation aux grandes échelles : Interaction entre un jet d'injection et l'aérodynamique interne d'un moteur à piston," Report No. INP, 2003.

[15] Dionnet, F., Etude de la fluorescence induite par laser excimère de l'oxygène et du monoxyde d'azote. Application au sillage d'un planeur hypersonique," Université de Rouen, Rouen, (1991).

Bibliographie

- [16] Favale, G., "Programme Véhicule Propre et Econome", Moteur Moderne, 1996).
- [17] Fogleman, M., Lumley, J. L., Rempfer, D. & Haworth, D., "Analysis of tumble breakdown in IC engine flows using the POD", Submitted to Physics of fluids, 2003).
- [18] Gimbres, D., Preparation du mélange Air-Carburant dans les moteurs a allumage commandé alimentés au gaz naturel," INP, Toulouse, (2000).
- [19] Gouvernement, Pollution et prévention." (2003).
- [20] Graftieaux, L., Michard, M. & Grosjean, N., Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows," in *Proceedings of the EuroMech 411* Rouen, 2000).
- [21] Jeong, J. & Hussain, F., "On the identification of a vortex", J. Fluid Mech., **285** 69-95 (1995).
- [22] Kamotani, Y. & Greber, I., "Experiments on a turbulent Jet in a cross flow", AIAA journal, 425-1429 (1972).
- [23] Keane, R. & Adrian, R., "Theory of cross correlation analysis of PIV images. Flow visualisation and image analysis.", Flow visualisation and image analysis, -25 (1993).
- [24] Keffer, J. F. & Baines, W. D., "The round turbulent jet in a cross wind", J. Fluid. Mech., **15** 481-497 (1963).
- [25] Kume, T., Iwamoto, Y., Lida, K., Murakami, N., Akishino, K. & Ando, H., "Com-

Bibliographie

- bustion control technologies for direct injection SI engines”, SAE, **960600** (1996).
- [26] Lake, T. H., Sapsford, S. M., Stockes, J. & Jackson, N. S., ”Simulation and development experience of a stratified gasoline direct injection engine”, SAE, 1996).
- [27] Lecordier, B., Etude de l’interaction de la propagation d’une flamme prémélangée avec le champs aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la velocimétrie par images de particules,” (1997).
- [28] LeCoz, J. F. & Hermant, L., ”Visualisation of sprays generated by direct injection gasoline injectors.”, ILASS-Europe 99, 1999).
- [29] Lescure, J., Tomographie laser et mesures de concentration : application à un mélange gazeux,” Université de Paris VI, Paris, (1990).
- [30] Liu, C. Y., Chen, R. & Hussain, R. K., ”Development of gaseous injector for propane and CNG, part1.”, SAE Paper 981355, 1998).
- [31] Long, M. B., Chu, B., T. & Chang, R. K., ”Instantaneous two dimensionnal gas concentration measurements by light scattering”, AIAA journal, **19** (1981).
- [32] Lozano, A., Laser excited luminescent tracers for planar concentration measurements in gaseous jets,” (1992).
- [33] Lumley, J. L., The structure of inhomogeneous turbulence,” in *Atmospheric turbulence and wave propagation* edited by A.M.Yaglom Moscow :nauka : :166-1, 1967),
- [34] Lumley, J. L., *Engine. An introduction*, (1999).

Bibliographie

- [35] Lumley, J. L., "Early works in fluid mechanics in the IC engine", Annual Review of Fluid Mechanics, **33** 319-338 (2001).
- [36] Malheiro, S., Etude expérimentale de la combustion d'un mélange méthane-Air hétérogène globalement pauvre., Université de Poitiers, Chasseneuil du Poitou, (2002).
- [37] Marc, D., Etude expérimentale de la compression d'un écoulement de rouleau. Situation modèle de l'aérodynamique interne des moteurs., INP, Toulouse, (1998).
- [38] Marc, D., Boree, J., Bazile, R. & Charnay, G., "PIV and LDV measurements of tumbling vortex flow in a model square section motored engine.", SAE, 1997).
- [39] Maurel, S., Etude par imagerie laser de la generation et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé. Situation modèle pour la validation de simulations aux grandes échelles dans les moteurs., Toulouse, (2001).
- [40] Maurel, S., Borée, J. & Lumley, J. L., "Extended Proper Orthogonal Decomposition : Application to Jet-Vortex interaction", Journal of Flow, Turbulence and Combustion, **67** 125-136 (2001).
- [41] Michard, M., Graftieaux, L., Grosjean, N. & Safsaf, D., "Utilisation de la vélocimétrie par image de particule et de la décomposition orthogonale en modes propres pour l'étude des instationnarités d'un mouvement de swirl.", 6ème congrès Francophone de vélocimétrie laser, Session C, Saint Louis, 1998).
- [42] Moreau, J., Patte-Rouland, B. & Rouland, E., "particule image velocimetry and proper orthogonal decomposition", Euromech 411, **Rouen** (2000).

Bibliographie

- [43] Mouqallid, M., Belghit, A., Trinité, M., Henry, J. D. & Kageyama, T., "Etude par PIV d'un écoulement de type Tumble, influence des tourbillons de coin sur l'instationnarité", 5ème congrès francophone de vélocimétrie laser, Rouen, 1996).
- [44] Patte-Rouland, B., Lazizel, G., Moreau, J. & Rouland, E., "Flow analysis of an annular jet by particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition", Meas. Sci. Technol., **12** 1404-1412 (2001).
- [45] Prasad, A. K. & Adrian, R. J., "stereoscopic particule image velocimetry applied to liquid flow", Exp. Fluids, **15** 49-60 (1993).
- [46] Ronnback, M., Le, W. X. & Linna, J. R., "Study of induction tumble by particle tracking velocimetry in a 4-valves-engines", SAE, **912376** (1991).
- [47] Schihl, P., Bryzik, W. & Atreya, A., "Analysis of current spray penetration models and proposal of a phenomenological cone penetration model", SAE, 1996).
- [48] Sirovish, L., "Method of snapshots.", Quaterly of applied mathematics, **45** 561-571 (1987).
- [49] Smith, S. H. & Mungal, M. G., "Mixing, structures and scaling of a jet in a cross flow", J. Fluid Mech., **357** 88-122 (1998).
- [50] Stan, C., "Perspectives et limites comparative des systèmes d'injection directe d'essence", Fluid power Control / Roanne (France), 1999).
- [51] Thurber, M. C., Acetone laser induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows," Stanford university, Stanford, (1999).

Bibliographie

[52] Tomoda, T., Sasaki, S., Sawada, D., Saito, A. & Sami, H., "Development of direct injection gasoline engine - Study of stratified mixture formation.", SAE, 1997).

[53] Willer, C., "Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows", Meas.Sci.Technol, **8** 1465-1479 (1997).

[54] Willer, C. E. & Garib, M., "Digital Particule Image Velocimetry", Experiments in Fluids, **10** 182-193 (1991).